

修士論文

ビーム照射下における偏極固体陽子標的の偏極
度低下の推定

Estimation of depolarization of polarized solid proton target
under beam irradiation



TOHOKU
UNIVERSITY

東北大学大学院 理学研究科
物理学専攻

松井 貴哉

令和6年

概要

目次

第1章 序論	1
1.1 重陽子-陽子弾性散乱を用いた3体核力の研究	1
1.2 重陽子-陽子弾性散乱に向けた偏極陽子標的の開発	1
1.3 陽子-陽子弾性散乱における放射損傷による減偏極の観測	1
第2章 偏極陽子固体標的	2
2.1 偏極	2
2.2 光励起励起三重項電子スピンを用いた動的核偏極 (Triplet-DNP) の原理	2
2.2.1 パルスレーザによる重水素化ペンタセン電子の偏極	3
2.2.2 電子スピンから ^1H スピンへの偏極移行	5
第3章 付録	7
3.1 Zero Field splitting(付録の方がいいかも)	7
3.1.1 静磁場下におけるエネルギー	8
第4章 偏極 ^3He 標的装置	10
4.1 ^3He 標的セル	10
4.1.1 標的セルの製作装置	11
4.1.2 標的セルの製作方法	14
4.2 偏極生成装置	17
4.2.1 静磁場発生用コイル	17
4.2.2 標的オープン	17
4.2.3 半導体レーザー	19
4.2.4 光学系	20
4.3 ^3He 偏極度測定装置	23
4.3.1 AFP-NMR 装置	23
4.3.2 Rb-ESR 測定装置	29
第5章 ^3He の偏極生成と偏極度の絶対値較正	31
5.1 ^3He 偏極生成	31
5.1.1 偏極発展	31
5.1.2 偏極緩和	32

5.2	^3He 偏極度の絶対値較正	34
5.2.1	Rb の ESR 周波数シフトによる ^3He 偏極度測定	34
5.2.2	NMR 信号の較正	37
第 6 章	陽子-^3He 弾性散乱実験による ^3He 偏極分解能測定	39
6.1	実験概要	39
6.2	検出器系および標的	40
6.2.1	55° 検出器	40
6.2.2	70° 検出器	41
6.2.3	ビームモニター	42
6.2.4	散乱標的	43
6.3	実験条件	44
6.4	測定および解析結果	45
6.4.1	陽子- ^3He 弾性散乱イベントの抽出	45
6.4.2	バックグラウンドの評価	45
6.4.3	解析結果	46
第 7 章	議論と考察	50
7.1	Rb の ESR 周波数シフト測定の測定精度	50
7.2	^3He 偏極分解能 A_y の測定精度	52
7.3	^3He 偏極分解能の測定精度の向上	53
第 8 章	まとめと展望	56
	参考文献	58
	謝辞	62

第1章 序論

1.1 重陽子-陽子弾性散乱を用いた3体核力の研究

1.2 重陽子-陽子弾性散乱に向けた偏極陽子標的の開発

偏極重陽子-陽子弾性散乱によるスピン観測量の高精度測定のために、偏極固体陽子標的として低磁場 (~ 0.3 T) 下で高偏極度 ($\sim 30\%$) を達成することが求められる。我々はこれらの条件を達成可能な偏極陽子標的の開発を行ってきた。まず、偏極手法として光励起三重項電子スピンを用いた動的核偏極 (Triplet-DNP) を採用した。Triplet-DNP は低磁場 (~ 0.3 T) 高温 (~ 100 K) 環境で固体陽子標的の偏極を行うことができる手法である。また、標的試料として重水素化ペンタセン ($C_{22}D_{14}$) をドーピングしたナフタレン ($C_{10}H_8$) 単結晶を採用した。図にナフタレンと重水素化ペンタセンの構造式を示す。ナフタレンは散乱実験の偏極陽子標的として使用された実績があり、Triplet-DNP を偏極手法として 100 K, 0.3 T の環境下で約 37% の偏極度を達成したことが報告されている。

1.3 陽子-陽子弾性散乱における放射損傷による減偏極の観測

第2章 偏極陽子固体標的

我々は、陽子の偏極生成手法として、光励起励起三重項電子スピンを用いた動的核偏極 (Triplet-DNP) を用いている。また、陽子偏極の偏極度測定方法として核磁気共鳴 (NMR) を利用している。本章では、まず陽子の偏極生成原理について説明し、その後 NMR を利用した偏極の検出方法について述べる。

2.1 偏極

静磁場中の水素原子核スピン ($I=1/2$) は $|+1/2\rangle, |-1/2\rangle$ いずれかのエネルギー固有状態となり、この各準位の占有数の偏りを偏極度という。

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (2.1)$$

一つのスピンの持つ磁化の大きさは

$$\mu = \frac{1}{2} \gamma_H \hbar \quad (2.2)$$

より、全体の磁化の大きさは

$$M = N \mu P \quad (2.3)$$

で表される。

2.2 光励起励起三重項電子スピンを用いた動的核偏極 (Triplet-DNP) の原理

本研究では、偏極陽子標的としてナフタレンに重水素化ペンタセンを少量ドーピングした単結晶を用いている。そして、ナフタレン内の水素原子核 (陽子) の偏極生成手法として光励起励起三重項電子スピンを用いた動的核偏極 (Triplet-DNP) を用いている。この方法では、主に以下の3つの過程により陽子標的の偏極を行っている。

- パルスレーザによる重水素化ペンタセン電子の偏極

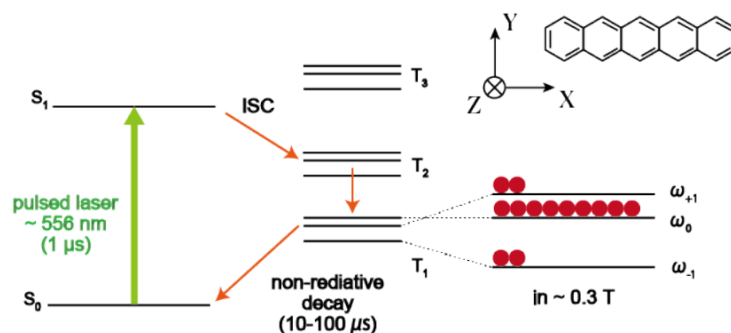


図 2.1: 重水素化ペンタセンのエネルギー準位図

- 電子スピンからナフタレン中の ^1H スピンへの偏極移行
- 偏極拡散

本節では、この3つの過程に沿って Triplet-DNP の基本原理について説明する。

2.2.1 パルスレーザによる重水素化ペンタセン電子の偏極

電子の偏極には、重水素化ペンタセンの光励起励起三重項電子スピン状態を利用している。図 2.1 に重水素化ペンタセンのエネルギー準位を示す。

まず、600 nm 以下の波長のパルスレーザの照射によって、基底状態 (S_0) から励起一重項状態 (S_1) へと重水素化ペンタセンの電子が励起される。この S_1 状態の電子は寿命 ~ 20 ns で大半は基底状態 (S_0) に脱励起するが、わずかに T_2 状態を経由して、最低次のスピン三重項状態である T_1 状態に無放射的に脱励起するものが存在する。

このように、スピン多重度が異なる状態間の無放射遷移は項間交差 (intersystem crossing) と呼ばれる。これは禁制遷移だが、スピン軌道相互作用に起因する状態間の混合により生じる。

項間交差の選択性により、遷移する際に三重項状態の各準位間に占有数の差が生じる。この占有数の差が電子の偏極である。

また、この占有数の差は外部磁場の方向と、重水素化ペンタセン分子の分子軸の間の角度によって変化する。ここでペンタセン分子の分子軸と外磁場の向きを図 2.2 に示すように定義すると、

図 2.3 より、ペンタセン分子の長軸と外磁場が平衡であるときに各準位間の電子の占有数の差が最大になることがわかる。この時の三重項状態での占有数の割合は $N(+1):N(0):N(-1)=12\%:76\%:12\%$ である [1]。偏極生成過程で用いるのは3つの副準位の占有数の差であるので、この2つの副準位だけを考える。この時、占有数の偏りの最大値は以下のように表される。

$$P_{max} = \frac{N(0) - N(-1)}{N(0) + N(-1)} = \frac{76(\%) - 12(\%)}{76(\%) + 12(\%)} = 73(\%) \quad (2.4)$$

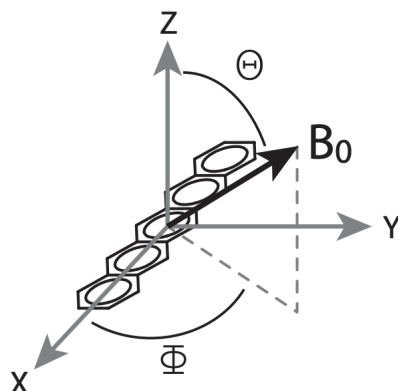


図 2.2: ペンタセン中の ZFS テンソルの主軸系

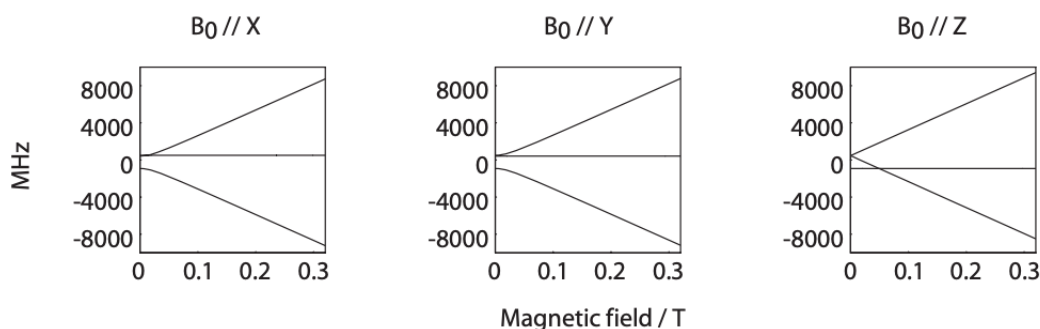


図 2.3: ペンタセン分子軸と三重項副順位間の占有数の差 [1]

この偏りは外磁場の方向とペンタセンの分子軸との間の角度だけに依存しており、外磁場の強さや温度には囚われないため高温、低磁場中でも 73% の電子偏極 (P_e) を得ることができる [1]。そして最後にこの T_1 状態の電子は基底状態 S_0 に脱励起する。 T_1 状態では副順位間で寿命も異なる。温度 100 K で報告されている値は $m_s = 0$ の時には $26\mu\text{sec}$ で、 $m_s = \pm 1$ の時には $83\mu\text{sec}$ である [2]。

通常のペンタセンでも偏極は可能であるが、本研究では重水素化されたペンタセンを用いている。これはペンタセンの代わりに重水素化ペンタセンをナフタレンにドーピングすることで、偏極度が向上することが確認されているからである [3]。ペンタセン中の ^1H スピンは電子スピンの非常に近くに位置しているため、電子スピンと強く結合し、電子 ^1H 偏極交換の担い手になっている。しかし、同時に電子から非常に強い緩和を受けているため、 ^1H スピンの緩和時間を押し下げている。そこで、重水素化ペンタセンを用いることでこの緩和を抑制し、偏極度を向上させることができる。なおこれにより偏極交換は、遠くにある（結合強度の小さい）ナフタレン中の ^1H スピンと行わなければならないが、ICP パラメータの調整次第で、通常のペンタセンとほぼ同等の効率で偏極交換ができる。

2.2.2 電子スピンから ^1H スピンへの偏極移行

電子スピンと ^1H スピン間の偏極交換には、Integrated Corss Polarization 法 (ICP) と呼ばれる方法を用いる。この方法では、以下の式 2.5 を満たすとき、電子スピンの高偏極状態が ^1H スピンへと移行される。

$$\omega_{effe} = \omega_{0H} \quad (2.5)$$

ここで ω_{0H} は ^1H スピンのラーモア周波数、 $\omega_{effe} = \sqrt{\omega_{1e}^2 + \Delta\omega_e^2}$ は電子スピンの実効磁場強度で、 ω_{1e} は電子スピンのラビ周波数、 $\Delta\omega_e$ はオフセット周波数である。つまり、電子スピンの実効的なラビ周波数と ^1H スピンのラーモア周波数を一致させることが偏極移行のための条件であり、式 2.5 は Hartmann-Hahn 条件と呼ばれる。この Hartmann-Hahn 条件を満たした時、電子スピンと ^1H スピンの超微細結合ハミルトニアンがフリップフロップ項を持ち、電子スピンの偏極が ^1H スピンへ移行される。しかし、電子スピンの共鳴周波数は、核スピンとの超微細結合によって不均一に広がっている (図 2.4)。そのため、個々のスピンパケットが感じる実行磁場はそれぞれ異なり、マイクロ波を電子スピンに照射しても一部の電子しか Hartmann-Hahn 条件を満たすことができない。この問題は、Henstra の静磁場を掃引するというアイディアにより解決された [4]。

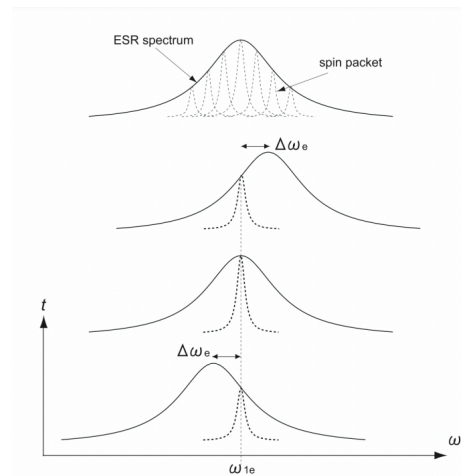


図 2.4: 電子スピンパケットの拡がり と電子スピン共鳴の磁場掃引

この方法では、図 2.4 のように、電子スピンの共鳴周波数が、照射するマイクロ波周波数よりも低くなる磁場から高くなる磁場まで掃引する。Henstra らはこの方法を Integrated Solid Effect (ISE) と名付けた [5]。磁場掃引を含めた ICP のシーケンスを図 2.5 に示す。

磁場掃引を中心磁場 B_0 、掃引幅 B_S で、 τ_S の間行う場合、磁場の時間変化 $B_0(t)$ は以下の式 2.6 のように書ける。

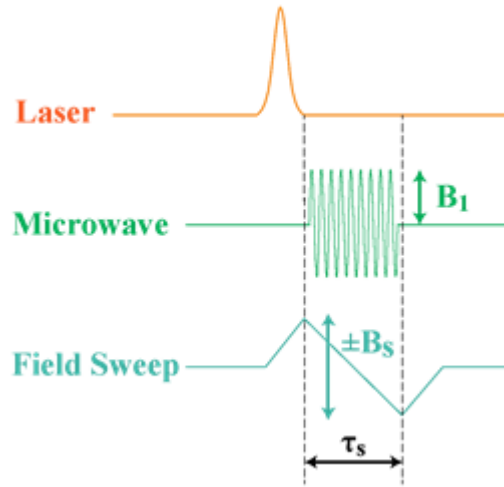


図 2.5: ICP シークエンス

$$B_0(t) = B_0 \pm \frac{B_s}{\tau_s} \left(t - \frac{\tau_s}{2} \right) \quad (2.6)$$

磁場の掃引が以下の式 2.7 で表される断熱条件を満たすときに、電子スピンパケットは実効磁場の方向にロックされていく [44]。

$$\gamma_e \frac{dB_0(t)}{dt} \ll \frac{\omega_e^2}{\sin \alpha(t)} \quad (2.7)$$

ここで $\alpha(t)$ は、静磁場と実効磁場のなす角である。磁場の掃引方向を変えることで、正偏極生成と負偏極生成を変えることができる。

第3章 付録

3.1 Zero Field splitting(付録の方がいいかも)

電子スピン三重項状態は外磁場のない場合でも磁気双極子相互作用によって縮退が解けることが知られている。三重項状態の電子スピン $\mathbf{s}_1, 2$ スピン間距離 r とすると磁気双極子相互作用ハミルトニアンは

$$\mathcal{H}_{SS} = \frac{\mu}{4\pi} g^2 \beta_B^2 \left(\frac{\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{s}_2}{r^3} - 3 \frac{(\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{r}_1)(\mathbf{s}_2 \cdot \mathbf{r}_2)}{r^5} \right) \quad (3.1)$$

$$\mathcal{H}_{SS} = \mathbf{s}_1 \cdot M \cdot \mathbf{s}_2 \quad (3.2)$$

M が (3.1) を満たすには

$$M = \frac{\mu}{4\pi} \frac{g^2 \beta_B^2}{r^5} \begin{pmatrix} r^2 - 3x^2 & -3xy & -3xz \\ -3yx & r^2 - 3y^2 & -3yz \\ -3zx & -3zy & r^2 - 3z^2 \end{pmatrix}$$

となればよい。 M は実対称行列なので直交行列による対角化が可能であり、対角化後の行列を

$$D = \begin{pmatrix} D_X & & \\ & D_Y & \\ & & D_Z \end{pmatrix}$$

と定義すると、 D の対角和は固有値の和と等しいため

$$tr(D) = D_X + D_Y + D_Z = r^2 - 3x^2 + r^2 - 3y^2 + r^2 - 3z^2 = 0 \quad (3.3)$$

直交行列はペンタセン分子の軸方向 X,Y,Z に対応する。

$$\mathcal{H}_F = \mathbf{s}_1 \cdot D \cdot \mathbf{s}_2 \quad (3.4)$$

$$= D_X s_{1X} s_{2X} + D_Y s_{1Y} s_{2Y} + D_Z s_{1Z} s_{2Z} \quad (3.5)$$

ここで、 s_i はスピン 1 のパウリ行列である。

$$s_X = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} & 1 & \\ 1 & & \\ & & 1 \end{pmatrix}, s_Y = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} & -i & \\ i & & -i \\ & i & \end{pmatrix}, s_Z = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & & \\ & & -1 \end{pmatrix}$$

$$s_X^2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ & 2 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, s_Y^2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & & -1 \\ & 2 & \\ -1 & & 1 \end{pmatrix}, s_Z^2 = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & & \\ & & 1 \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{H}_{\mathcal{F}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} D_X + D_Y + 2D_Z & & D_X - D_Y \\ & 2(D_X + D_Y) & \\ D_X - D_Y & & D_X + D_Y + 2D_Z \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

$$= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} D_Z & & D_X - D_Y \\ & -2D_Z & \\ D_X - D_Y & & D_Z \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

$$= \begin{pmatrix} D & D - E \\ E & D \end{pmatrix} - \frac{2}{3} \begin{pmatrix} D & & \\ & D & \\ & & D \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

$$= D(s_Z - \frac{1}{3}s(s+1)) + E(s_X^2 - s_Y^2) \quad (3.9)$$

となる。このハミルトニアンについて固有値方程式を解くと

$$\begin{cases} E_X = \frac{1}{3}D - E \\ E_Y = \frac{1}{3}D + E \\ E_Z = -\frac{2}{3}D \end{cases} \quad (3.10)$$

ここで、 $D = \frac{2}{3}D_Z, E = \frac{1}{2}(D_X - D_Y)$ である。

ペンタセンにおいて $D = 1381 \text{ MHz}, E = -42 \text{ MHz}$ より

$$\begin{cases} X = E_X = 502 \text{ MHz} \\ Y = E_Y = 418 \text{ MHz} \\ Z = E_Z = -921 \text{ MHz} \end{cases} \quad (3.11)$$

となる。このように、三重項状態のペンタセン電子スピンは磁気双極子相互作用により縮退が解け、これをゼロ磁場分裂 (Zero Field Splitting) という。

3.1.1 静磁場下におけるエネルギー

静磁場中のスピンは次式で表されるゼーマンエネルギーを持つ。

$$\mathcal{H}_Z = g\beta B_0 S_Z = \omega_S S_Z \quad (3.12)$$

ここで、 β ($2\pi \cdot 14 \text{ GHz} \cdot \text{rad/T}$) はボーア磁子、 $g(\sim 2)$ は g 因子である。従って、静磁場中の三重項状態の電子スピンの持つエネルギーは下式となる。

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{ZFS} + \mathcal{H}_Z \quad (3.13)$$

$$= D(S_Z^2 - \frac{2}{3}) + E(S_X^2 - S_Y^2) + \omega_S S_Z \quad (3.14)$$

このハミルトニアンに対応する固有値 $\omega_{+1}, \omega_0, \omega_{-1}$ は図 2.2 のようなペンタセン分子の対称軸に対する磁場の向きに依存し、磁場がいずれかの主軸と平行の時、エネルギー固有値を解析的に求めることができる。

以下に各静磁場の向きにおけるエネルギー固有値をまとめる。(いずれこれらも導出したい)

1. $\Theta = 90, \Phi = 0 (B_0 \parallel X)$

$$\omega_{+1} = \frac{Y+Z}{2} + \sqrt{\frac{1}{4}(Y-Z)^2 + \omega_S^2} \quad (3.15)$$

$$\omega_0 = X \quad (3.16)$$

$$\omega_{-1} = \frac{Y+Z}{2} - \sqrt{\frac{1}{4}(Y-Z)^2 + \omega_S^2} \quad (3.17)$$

$$(3.18)$$

2. $\Theta = 90, \Phi = 90 (B_0 \parallel Y)$

$$\omega_{+1} = \frac{Y+Z}{2} + \sqrt{\frac{1}{4}(Y-Z)^2 + \omega_S^2} \quad (3.19)$$

$$\omega_0 = Y \quad (3.20)$$

$$\omega_{-1} = \frac{Y+Z}{2} - \sqrt{\frac{1}{4}(Y-Z)^2 + \omega_S^2} \quad (3.21)$$

$$(3.22)$$

3. $\Theta = 0 (B_0 \parallel Z)$

$$\omega_{+1} = \frac{Y+Z}{2} + \sqrt{\frac{1}{4}(Y-Z)^2 + \omega_S^2} \quad (3.23)$$

$$\omega_0 = Z \quad (3.24)$$

$$\omega_{-1} = \frac{Y+Z}{2} - \sqrt{\frac{1}{4}(Y-Z)^2 + \omega_S^2} \quad (3.25)$$

$$(3.26)$$

第4章 偏極 ^3He 標的装置

本章では、陽子- ^3He 弾性散乱実験による ^3He 偏極分解能測定のために我々のグループが開発した偏極 ^3He 標的装置について述べる。偏極 ^3He 標的装置は主に以下の項目に分けられる。

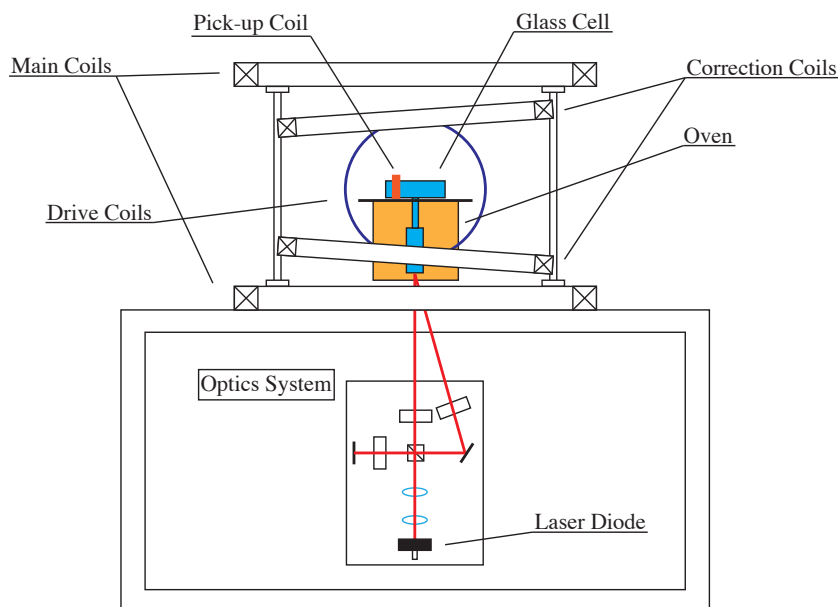
- ^3He ガスを封入する標的セル
- 標的セルの製作装置
- 偏極生成装置
- ^3He 偏極度測定装置

図 4.1 に我々のグループが開発した偏極 ^3He 標的の概略図を示す。標的部は ^3He ガスと N_2 ガスおよび Rb が封入された標的セルと、Rb 蒸気を発生させるためにセルを加熱する標的オーブンから構成される。また偏極生成装置は静磁場を発生させるメインコイル、光ポンピングに使用される半導体レーザー、円偏光レーザーを生成するための光学系から構成される。 ^3He 偏極度測定装置は、AFP-NMR 装置および本研究で開発した Rb-ESR 測定装置の二つに分けられる。AFP-NMR 装置は高周波磁場を発生させるドライブコイル、メインコイルに電流を流し、かつ電流値を掃引できるコイル用電源、NMR 信号を読み出すためのピックアップコイルおよび測定系から構成される。Rb-ESR 測定装置は D_2 線の蛍光を検出するためのフォトダイオード、ESR を起こすための振動磁場を加える ESR コイルおよび測定系から構成される。以下では、これらの装置について詳細に述べる。

4.1 ^3He 標的セル

我々は、陽子- ^3He 弾性散乱実験に用いる標的として、 ^3He ガスをガラスセルに封入した標的セルを製作した。ガラスセルの素材としては General Electric 社のアルミノ珪酸ガラスである GE180 を用いた。GE180 は、ガラス中に含まれる磁性不純物の量が少ないため、不純物との相互作用による ^3He の核スピンの偏極緩和率が小さいことが知られている [65]。また Corning 社の pyrex ガラス等に比べ、 ^3He ガスの透過率が低く、長期間高密度の状態を維持することが可能である。

我々のグループが製作した標的セルの典型的な形状を図 4.2 に示す。標的セル

図 4.1: 偏極 ^3He 標的の概略図

は、散乱実験でビームを照射する標的部と Rb 蒸気を発生させるためにオーブンに入れるポンピング部から成るダブルセル構造である。 ^3He 原子核は、ポンピング部で Rb とのスピン交換によって偏極し、その後拡散することで標的部へと移動する。この時 Rb 蒸気も標的部に移動しないように、標的部およびポンピング部を繋ぐ管は $\phi 10\text{ mm}$ の外径かつ 65 mm の長さにしてある。また 3 気圧の高密度の ^3He ガスを想定し、ガラスセルの厚さは約 1 mm とした。標的部のビーム入射面および出射面は、入射ビームのエネルギー損失を出来るだけ小さくするために約 0.5 mm の厚さとし、また強度を高めるために半球形に凹ませている。

以下の節では、この標的セルの製作装置および製作方法について述べる。

4.1.1 標的セルの製作装置

SEOP 法によって ^3He 原子核を偏極させるためには、 ^3He ガスの他に Rb および N_2 ガスをガラスセルに封入する必要がある。また 2.3.2 節でも述べたように、 ^3He 原子核の偏極度を高めるためには ^3He 原子核の偏極緩和率を小さくすることが重要である。従って、ガラスセルの洗浄や真空引き、ベーキング等によってセル内部の不純物を取り除くことが必要である。

標的セルの製作装置の模式図を図 4.3 に示す。セル製作装置は、ガラスセルが繋がれているセルブランチ、真空引きを行うためのロータリーポンプおよびターボ分子ポンプ (TMP)、真空度を測定するためのバロロンゲージやクリスタルゲージおよびペニングゲージ、そして ^3He ガスや N_2 ガスを純化して導入するためのゲッターから構成される。

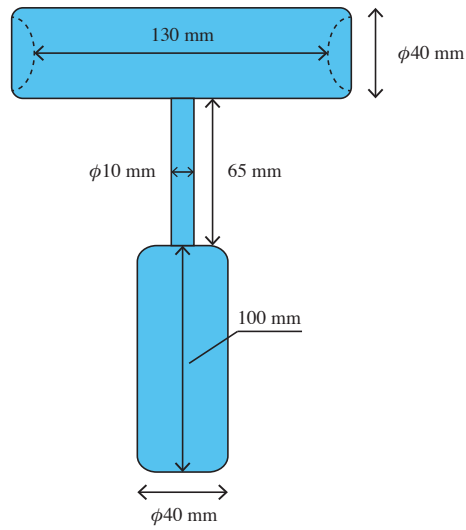


図 4.2: 製作したセルの典型的な形状

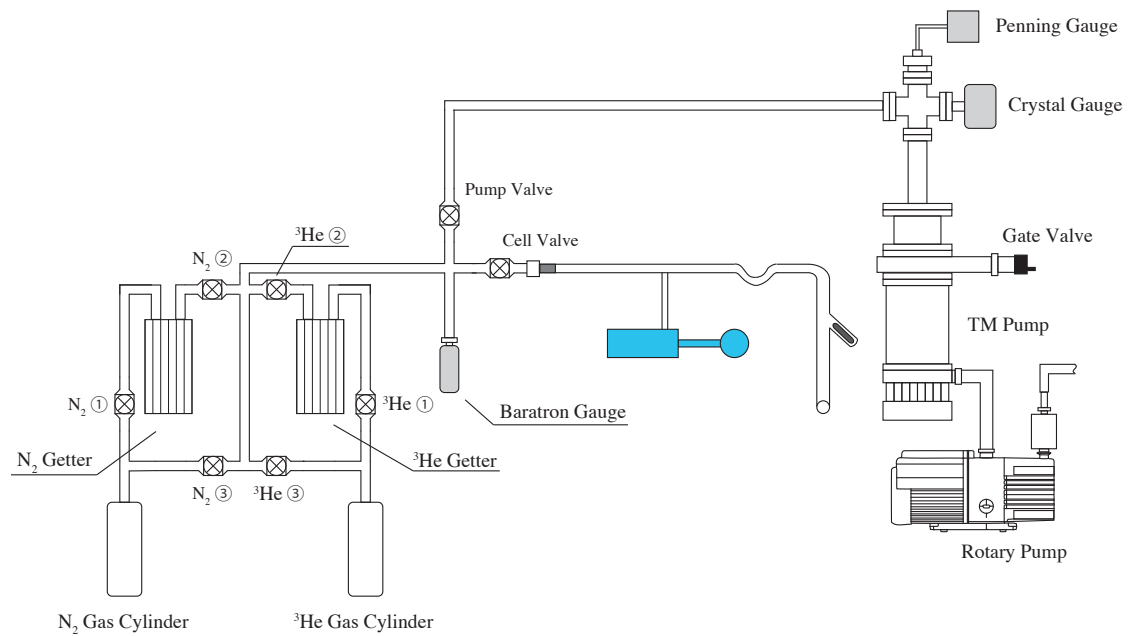


図 4.3: 標的セル製作装置の模式図

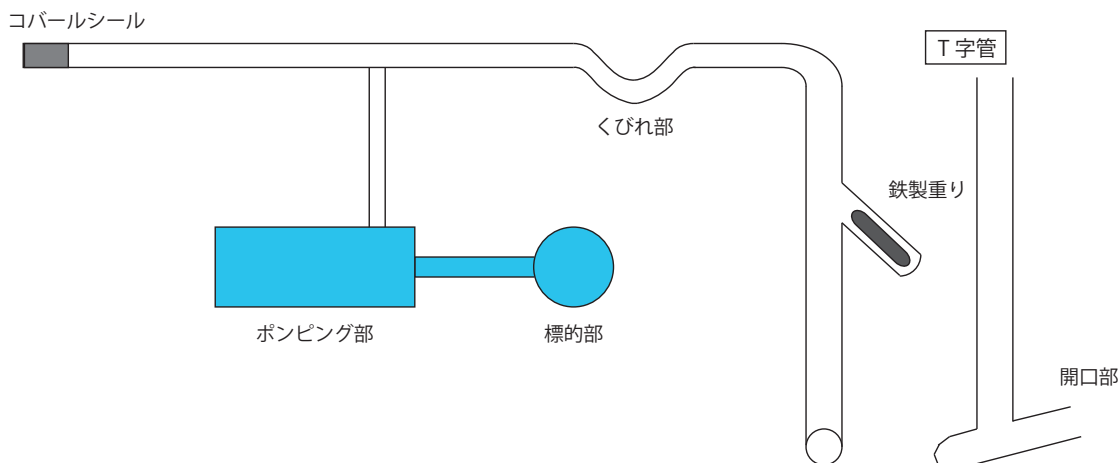


図 4.4: セルブランチの概略図。水色の領域は標的セルの部分。

セルブランチの概略図を図 4.4 に示す。標的セルは初めセルブランチに繋がれており、端にコパールシールを溶接して真空排気系と接続している。標的セルの素材である GE180 はバーナー等による加工が難しいため、標的セル以外の部分は比較的加工が容易である pyrex ガラスを使用した。標的セルとセルブランチとは $\phi 8$ mm のガラス管で接続されており、このガラス管を通して真空引きや洗浄液の流入による標的セル内の洗浄を行う。またセルブランチの“T 字管”部分には、純度 99.9 % の Rb 1 g が入ったアンプル (93-3736, STREM 社) を導入するための開口部がある。開口部から Rb アンプルを入れてバーナーで封じ切った後、鉄芯を磁石で持ち上げて落とすことでアンプルを割る。鉄芯は、セル内の高真空度を保つために pyrex ガラスで包まれている。

セルブランチの真空引きは、ロータリーポンプ (RV-12, EDWARDS 社) およびターボ分子ポンプ (TMP280, 島津製作所) によって行う。これらの真空排気系による典型的な到達真空度は 4.5×10^{-5} Pa である。

真空度はクリスタルゲージ (M-320XG, キャノンアネルバ社) およびペニングゲージ (TPG300, BALZERS 社) によって測定した。クリスタルゲージは水晶振動子の共振インピーダンスが圧力に応じて変化する性質を利用した真空計で、 $10^5 \sim 10^{-2}$ Pa の範囲の圧力を測定できる。またペニングゲージは真空中に残留する気体を電離させ、それによって生成されるイオンや電子を電極で捕集することで流れる電流から圧力を測定する真空計である。クリスタルゲージよりも高い真空度を測定でき、およそ 10^{-9} Pa の低圧力まで測定が可能である。

^3He ガスおよび N_2 ガスを標的するに封入する時の圧力は、バラトロンゲージ (750B, mks 社) によって測定した。バラトロンゲージは差圧によって薄い金属膜を変形させ、それに応じて変化する静電容量の値から圧力を測定する真空計であり、大気圧のおよそ 10^{-2} 倍から 10^2 倍までの範囲の圧力を測定できる。またバラトロンゲージは、圧力に対応した電圧値を出力するので、圧力の較正を行う必要がある。図 4.5 に、バラトロンゲージの較正結果を示す。横軸はアネロイド気圧計

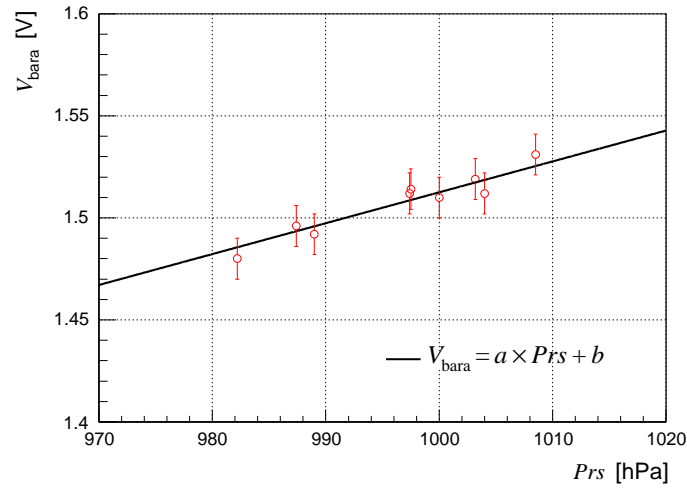


図 4.5: バラトロンゲージの較正結果

(7610-20, 佐藤計量器製作所) で測定した圧力、縦軸はバラトロンゲージの出力電圧値を示している。一次関数でフィッティングした結果、圧力 Prs に対するバラトロンゲージの出力電圧値 V_{bara} の関係は

$$V_{\text{bara}} [\text{V}] = (1.513 \pm 0.003) \times 10^{-3} Prs [\text{hPa}] - (0.5 \pm 1.0) \times 10^{-3} \quad (4.1)$$

となった。

標的セルに ^3He ガスおよび N_2 ガスを封入する際は、ゲッターを通して不純物を除去し、純化させる。ゲッターは saes gettes 社の GC50 (He 用: PS2-GC50-R-1, N_2 用: PS2-GC50-N-1) を用いた。これによって、 ^3He ガスは 99.999 %, N_2 ガスは 99.999999 % までの純度にする事が可能である。

4.1.2 標的セルの製作方法

上記のセル製作装置を用いて、標的セルの製作を行った。セル製作の手順を以下に示す。

- ガラスセルの洗浄
- Rb アンプル導入
- ベーキングおよび Rb アンプル割り
- Rb の移送
- ^3He ガスおよび N_2 ガス封入

以下では、これらの項目それぞれについて述べる。

ガラスセルの洗浄

1. セル内の金属化合物や油脂等を取り除くために、10 % 程度に希釈した中性洗剤を用いて洗浄する。希釈した洗剤溶液を 50 °C 程度まで温め、セルブランチを約 6 時間浸す。この時、1 時間毎にセルブランチ内の洗剤溶液の入れ替えを行う。
2. 純水で 5 回以上すすぎ、洗剤溶液を洗い流す。
3. アセトンで 3 回以上すすぎを行う。
4. エタノールで 3 回以上すすぎを行う。

Rb アンプル導入

1. セルブランチの洗浄後、真空排気系に接続する。この時、ガスラインに N_2 ガスを充填させておく。これによって、接続時に不純物が真空排気系に流入するのを防ぐ。
2. N_2 ボンベを開け、セルブランチの T 字管の開口部から N_2 ガスが流れ出るようにする。
3. ヒートガンで T 字管を加熱し、エタノールを蒸発させる。
4. Rb アンプルを開口部から投入し、 N_2 ボンベを閉じて開口部をバーナーで封じ切る。
5. セルバルブおよびポンプバルブを開け、真空引きを開始する。
6. 再びヒートガンで加熱して、セルブランチ内のエタノールを蒸発させ取り除く。
7. 10 時間程度真空引きを行う。

ベーキングおよび Rb アンプル割り

1. Rb アンプル以外の部分にリボンヒーターを巻き、約 235 °C まで加熱しベーキングを行う。
2. 3 日間程度ベーキングを行う。
3. ベーキングを停止し、ポンプバルブを閉じる。
4. セルブランチに 1 気圧程度 N_2 ガスを充填する。
5. 磁石で鉄芯を持ち上げ落とし、Rb アンプルを割る。
6. アンプル内の不活性ガスを取り除くために、ポンプバルブを開けて再びベーキングおよび真空引きを行う。

7. 真空度が $\sim 10^{-5}$ Pa 程度になるまでベーキングおよび真空引きを続ける。

Rb の移送

1. ベーキングを停止し、セルブランチが常温程度まで冷えるのを待つ。
2. くびれ部を送風で冷やしながら、T 字管にリボンヒーターを巻いて加熱し、Rb をくびれ部に移送する。
3. くびれ部に十分な量の Rb が溜まったら、ポンプバルブを閉じる。
4. セルブランチ内に 1 気圧程度 N_2 ガスを充填し、T 字管をバーナーで切り落とす。
5. ポンプバルブを開け、くびれ部以外の部分にリボンヒーターを巻き、ベーキングおよび真空引きを行う。
6. 真空度が $\sim 10^{-5}$ Pa 程度になるまでベーキングおよび真空引きを続ける。
7. ヒートガンで加熱し、標的セル内に Rb を移送する。
8. 10 時間程度真空引きを行う。

^3He ガスおよび N_2 ガス封入

1. ポンプバルブを閉じ、真空引きを停止する。
2. 標的セルを液体窒素に浸し、標的セル内部の温度を窒素の沸点(= -195.8°C) まで冷却する。
3. N_2 ボンベを開け、セルブランチ内にガスを送る。この時、GC50 を通過させてガスを純化する。
4. バラトロングージの圧力を読みながら、常温で N_2 ガスの圧力が約 100 Torr となるように調整する。
5. セルバルブを閉じ、ポンプバルブを開けて真空排気系の真空引きを行う。
6. ポンプバルブを閉じ、 ^3He ボンベを開けてセルブランチ内にガスを導入する。この時、 N_2 ガス同様 GC50 を通過させてガスを純化する。
7. バラトロングージの圧力を読みながら、 ^3He ガス圧力が 1 気圧程度になるよう調整する。これによって、常温で ^3He ガス圧力が約 3 気圧となる。
8. バーナーで標的セルとセルブランチを繋いでいるガラス管を封じ切る。

以上の過程により、陽子- ^3He 弾性散乱実験で使用する標的セル“Kuki”を製作した。

4.2 偏極生成装置

^3He 原子核の偏極生成装置は、静磁場を発生させるためのメインコイルおよび補正コイル、Rb 蒸気を発生させるためにガラスセルを加熱する標的オーブン、Rb の光ポンピングのための半導体レーザーおよび光学系から構成される。本節では、これらの装置それぞれについて述べる。

4.2.1 静磁場発生用コイル

スピンの量子化軸を決めるための静磁場は、メインコイルおよび補正コイルの二組のコイルによって発生させている。メインコイルは、標的セル周辺の領域での静磁場の均一度を高めるために、ヘルムホルツ型のコイルを採用している。補正コイルは図 4.1 のようにヘルムホルツコイルを上下に少し傾けたものであり、メインコイルによって作られる静磁場の均一度を調整するために用いられる。メインコイルおよび補正コイルの仕様を表 4.1 に示す。メインコイルは、数 A の電流で 1~3 mT の静磁場を発生させることができる。この時発生させる静磁場の向きは鉛直下向きである。また発生させる静磁場の均一度は、ヘルムホルツコイルの中心から標的セルの長さである 15 cm の領域において 10^{-3} cm^{-1} 程度である。

表 4.1: メインコイルおよび補正コイルの仕様

	メインコイル	補正コイル
直径	100 cm	75 cm
導線の太さ	$\phi 1.7 \text{ mm}$	$\phi 1.7 \text{ mm}$
巻き数	300 回	100 回

メインコイルに流れる電流 I_{main} と中心部におけるメインコイルが作る静磁場の z 成分 B_z の関係を図 4.6 に示す。図 4.6 のグラフは、最小二乗法によって一次関数でフィッティングした結果を示している。フィッティングの結果、 I_{main} と B_z の関係式は

$$B_z [\text{mT}] = (0.498 \pm 0.016) \times I_{\text{main}} [\text{A}] - (0.091 \pm 0.062) \quad (4.2)$$

となった。およそ 6 A の電流を流すことによって、3 mT 程度の静磁場を発生させることができる。メインコイルおよび補正コイルの電源は工藤電機製の直流電源（作番 030058）を用いた。この直流電源は TTL 規格のトリガー信号を入力することで、設定された二つの電流値の間を掃引させることができる。

4.2.2 標的オーブン

標的セル内のポンピング部に光ポンピングするにあたって十分な量の Rb 蒸気を発生させるためには、ポンピング部を 200 °C 程度の高温にまで加熱する必要がある。

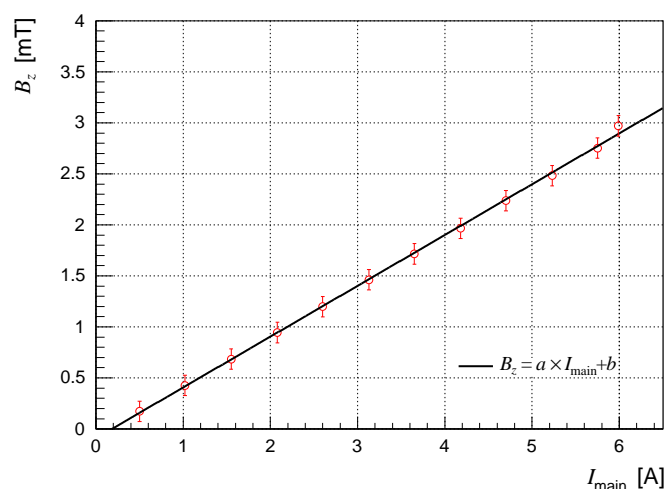


図 4.6: メインコイルの励磁曲線

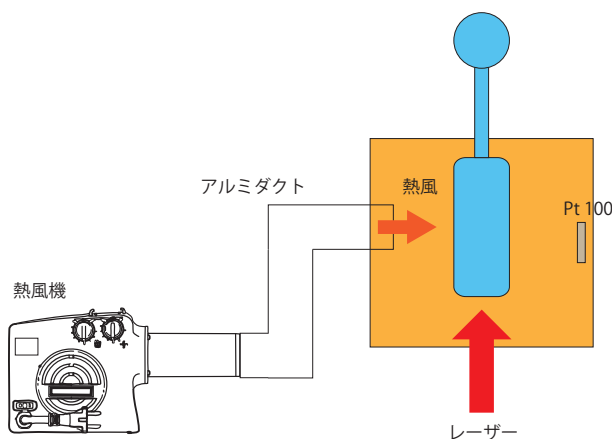


図 4.7: 標的オープンの模式図

る。そこで、標的セルのポンピング部のみを標的オープン内に入れ、熱風によって加熱させる方法を取った。標的オープンの材質は、非磁性かつ高い耐熱性を持つポリエーテルエーテルケトン (PEEK) を採用した。標的オープンの模式図を図 4.7 に示す。オープンのビーム軸方向の側面および底面はガラス窓が取り付けられており、下方向からガラス窓を通してレーザーを照射する。オープン内は、ポンピング部の側面にアルミ製のダクトを通して熱風機 (Hot-Wind System, LEISTER 社) から熱風を送ることで高温に保つ。また熱風機の出す熱風の温度および風量は外部信号入力による制御が可能であり、ファンクションジェネレーター (FG120, YOKOGAWA 社) からの出力を外部入力信号として用いた。ファンクションジェネレーターは Linux コンピューターによる GPIB 制御で動作させており、これによって標的オープン内の温度を一定に保つようにした。標的オープン内の温度は白金測温抵抗体 (Pt100) を用いて測定した。

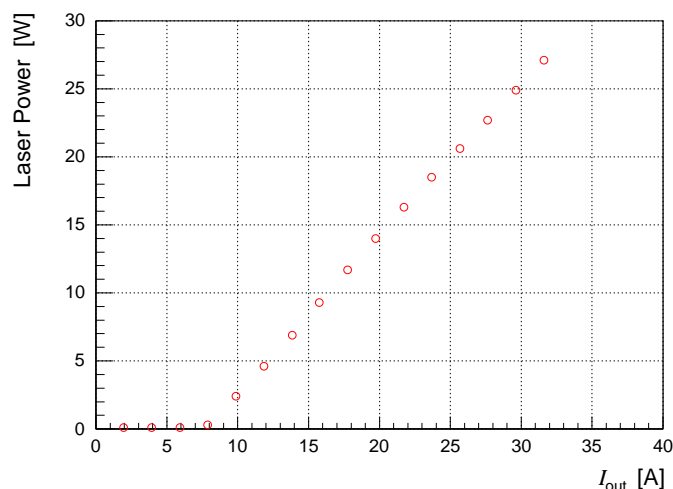


図 4.8: 半導体レーザーの励起曲線

4.2.3 半導体レーザー

光ポンピングによって Rb 原子を偏極させるためのレーザーとして、ファイバー結合型高出力半導体レーザー (FAP-79-30C-800-B, COHERENT 社) を用いた。半導体レーザー本体は二つのレーザーアレイパッケージで構成されており、それぞれのレーザーアレイには光ファイバーが結合されている。またこれらの二つのファイバーはひとつにまとめられ、単一のファイバー端子として使用することができる。本研究で使用した半導体レーザーの仕様を表 4.2 に示す。半導体レーザーの電源は Lumina Power 社の LDD-250-4-6 を使い、二つのレーザーアレイに対し直列に繋いだ。

表 4.2: 半導体レーザーの仕様

中心波長	795 nm
FWHM	< 4 nm
最大出力	30 W
ファイバーコア径	800 μm
開口数	< 0.16

本研究で使用した半導体レーザーの励起曲線を図 4.8 に示す。図 4.8 において、横軸はレーザー電源の出力電流、縦軸はパワーメーター (PM150-50, Molectron 社) で測定したレーザー出力である。レーザーは電源の供給電流 8 A 程度から発振し始め、その後は供給電流に対して線形に出力が増加していく。供給電流に対するレーザー出力の比はおよそ 1.14 W/A である。

半導体のバンドギャップおよび光共振器として用いる半導体結晶の劈開面の距離は温度に依存する。よって、レーザー素子の温度を調整することで発振するレー

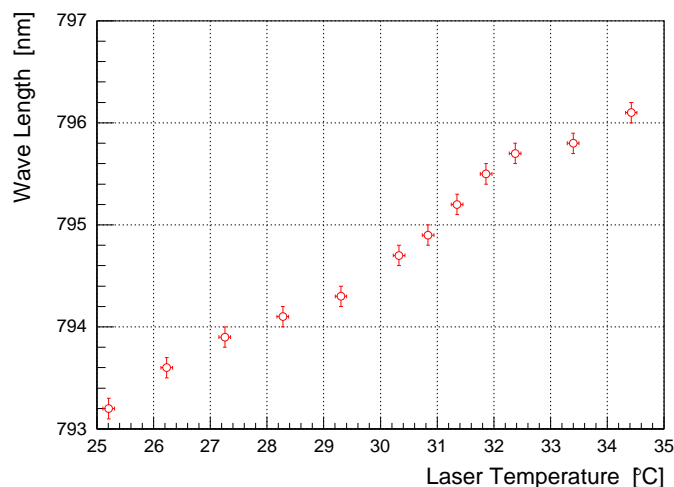


図 4.9: 半導体レーザーの波長の温度依存性

レーザー波長を変化させることができる。そこでレーザー本体の温度を制御するために、レーザー本体を排気扇付きの空冷箱に固定し、銅板を介して Peltier 素子を取り付けた。Peltier 素子は、二種類の金属の接合部に電流を流すと、一方の金属からもう一方の金属へと熱が伝導していく Peltier 効果を利用した半導体素子で、流す電流値を調整することでレーザー本体の温度を調整できる。レーザー本体の温度は、温度センサー（LM335）をレーザー本体に取り付け測定した。また Peltier 素子に電流を流す直流電源（E3642A, Agilent 社）を GPIB 制御で動作させることにより、レーザー本体の温度を調整および安定させた。

レーザーの中心波長が 795 nm になるレーザー温度を確認するために、定期的にレーザー波長の温度依存性測定を行った。典型的なレーザー温度に対するレーザー波長の測定結果を図 4.9 に示す。レーザーの波長は ADVANTEST 社のデジタル光波長計（TQ8325）を用いて測定した。測定結果から、レーザー温度を 31 °C にすることで波長が 795 nm となることが分かる。

4.2.4 光学系

光ポンピングによって Rb 原子を偏極させるためには、円偏光レーザーを照射する必要がある。しかし、光ファイバーからのレーザー光は偏光を保存せず、非偏光状態である。そこで、偏光ビームスプリッター（PBS）や 1/4 波長板（ $\lambda/4$ 板）を用いて円偏光を生成するための光学系を組んだ。本研究で用いた光学系の模式図を図 4.10 に示す。PBS は二つの直角プリズムにより構成される光学素子で、接合面にコーティングされた誘電体多層膜により入射した光をその偏光方向によって反射もしくは透過させる。そのため、図 4.10 においてレーザーファイバーから照射された光は、PBS によって透過光である P 偏光（偏光方向が紙面に対して平

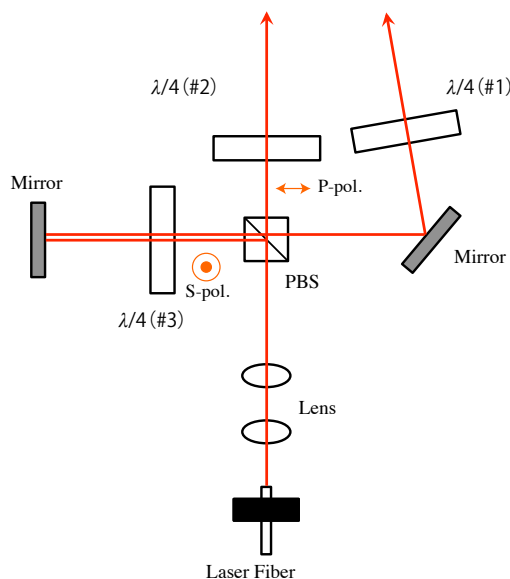


図 4.10: 円偏光を生成するための光学系の模式図

行)の光と、反射光であるS偏光(偏光方向が紙面に対して垂直)の光に分けられる。透過光および反射光は1/4波長板を透過して標的セルへと照射される。1/4波長板は異方性媒質の結晶によって構成される光学素子で、直交する進相軸および遅相軸を透過した直線偏光の間で $\pi/2$ の位相差を生じさせる。よって、直線偏光を両軸に対して入射角度が 45° となるように入射させれば円偏光を生成することができる。

PBSによって分離された直線偏光を1/4波長板を透過させて円偏光を生成する際、1/4波長板の角度の最適化が重要である。角度の調整は、図4.10において1/4波長板の直後にPBSを置き、PBSを透過したレーザーの出力をパワーメーターで測定することで行う。PBSは前述のようにP偏光のみを透過させるため、1/4波長板通過前のレーザーがP偏光である場合は直線偏光となっている時に出力が最大、それに対して円偏光となっている時に出力が最小となる。また1/4波長板通過前のレーザーがS偏光である場合は直線偏光となっている時に出力が最小、円偏光となっている時に出力が最大となる。すなわち、1/4波長板の光軸周りの角度 θ に対応し、PBS透過後のレーザー出力は $1/2(1 \pm \cos^2 \theta)$ に比例することになる。ここで、+はP偏光、-はS偏光を表す。

図4.10において、#2および#3の1/4波長板通過後のレーザーに対して、PBS透過後のレーザー出力の測定結果を図4.11に示す。この測定から、#2および#3の1/4波長板の角度を 49° および 139° にすることで円偏光が生成されることを確認した。また#3の1/4波長板の角度を 139° に設定し、#1の1/4波長板について同様の測定を行った。測定結果を図4.12に示す。#1の1/4波長板に関しても、同様に 49° および 139° にすることで円偏光の生成を確認した。よって、#1、#2お

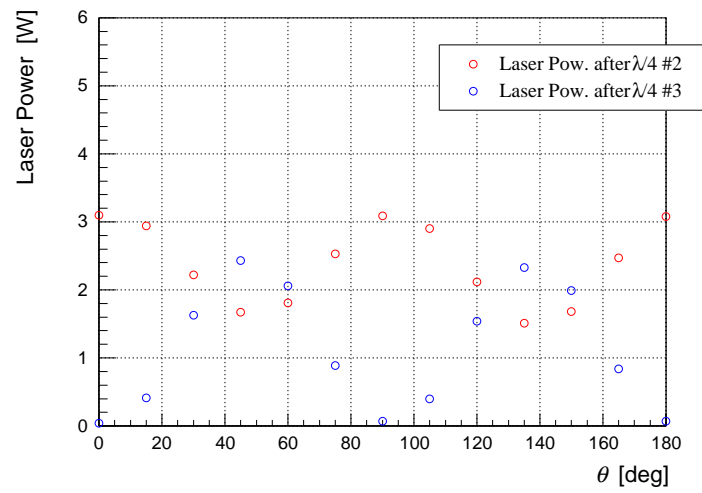
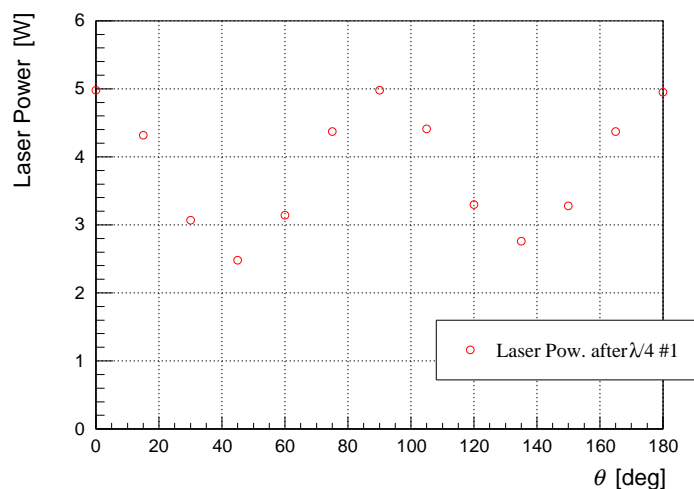


図 4.11: 1/4 波長板の光軸周りの角度 θ に対する PBS 透過光強度 (#2 および #3)

よび #3 の 1/4 波長板の角度は全て 49° または 139° に設定し、円偏光のレーザーによる光ポンピングを行う。

図 4.12: $1/4$ 波長板の光軸周りの角度 θ に対する PBS 透過光強度 (#1)

4.3 ^3He 偏極度測定装置

SEOP 法によって偏極した ^3He 原子核の偏極度測定法として、散乱実験中も測定を行える AFP-NMR 法を採用し、また ^3He 偏極度の絶対値較正のために Rb の ESR 周波数シフト測定システムを開発した。本節では、これらの ^3He 偏極度測定を行うための測定装置について述べる。

4.3.1 AFP-NMR 装置

AFP-NMR 装置は、大別すると高周波磁場 (RF) 発生装置、静磁場発生および掃引装置、NMR 信号検出装置から構成される。これらの装置を Linux コンピューターによる GPIB 制御によって動作させ、AFP-NMR 測定を行った。AFP-NMR 装置の概略図を図 4.13 に示す。以下では、これらの装置について述べる。

高周波磁場発生装置

高周波磁場発生装置は、ファンクションジェネレーター (FG120, YOKOGAWA 社) から出力された交流信号を RF アンプ (T145-4016A, THAMWAY 社) によって増幅し、共振回路を通してドライブコイルに印加することで高周波磁場を発生させる。

ドライブコイルは、標的セル周辺において均一な磁場を生成するために、メインコイルおよび補正コイルと同様にヘルムホルツ型のコイルとした。本研究におけるドライブコイルの仕様を表 4.3 に示す。またドライブコイルの軸方向における磁場の大きさとドライブコイルに印加した直流電流との関係を図 4.14 に示す。図 4.14 のグラフは一次関数でフィッティングした結果を示す。

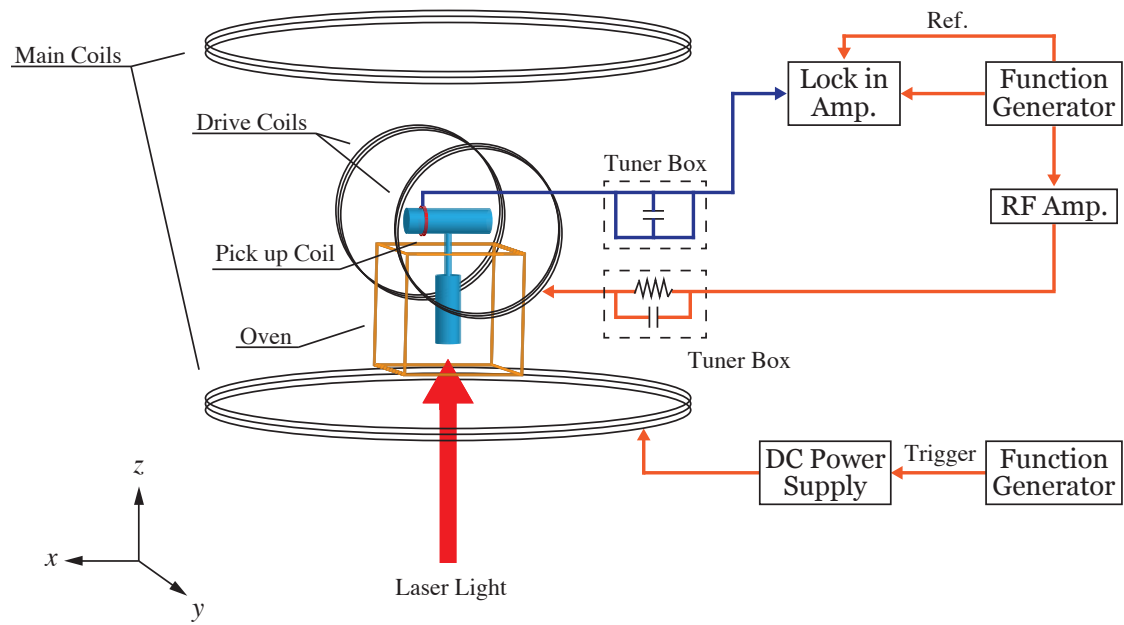


図 4.13: AFP-NMR 装置の概略図

表 4.3: 本研究で使⽤したドライブコイルの仕様

直径	45 cm
導線の太さ	$\phi 1$ mm
巻き数	50 回
抵抗	3.4Ω
インダクタンス	6.1 mH

しており、切片は測定した環境中の残留磁場によるものである。フィッティングの結果、ドライブコイルに流れる電流 I_{drive} と中心部におけるドライブコイルが作る磁場の大きさ B_0 は

$$B_0 [\text{mT}] = (0.203 \pm 0.010) \times I_{\text{drive}} [\text{A}] + (0.056 \pm 0.006) \quad (4.3)$$

と表される。

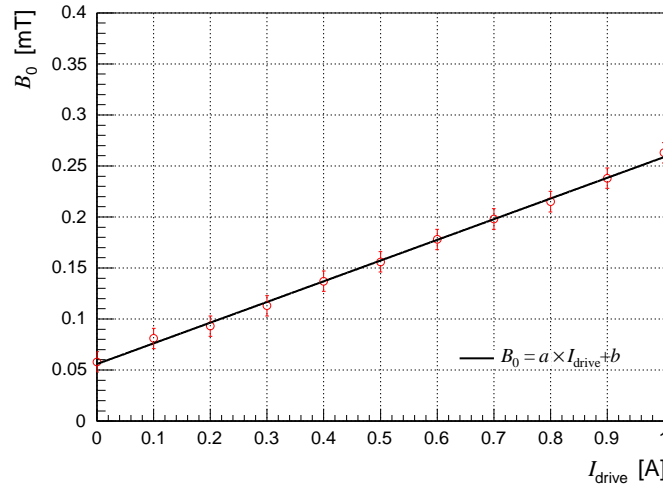


図 4.14: ドライブコイルの励磁曲線

メインコイルによって生成される静磁場の大きさは 1 mT 程度なので、AFP 条件からドライブコイルによって生成する振動磁場の振幅は 0.005~0.010 mT 程度が求められる。図 4.14 におけるフィッティングの結果より、残留磁場の影響を無視すると、0.005 mT 程度の振幅を得るのに必要な印加電流はおよそ 25 mA となる。この条件を満たすために、ファンクションジェネレーターの出力信号を RF アンプおよび共振回路によって増幅させた。共振回路はドライブコイルに対して直列にコンデンサを入れた、直列共振回路（ドライブコイル用 Tuner Box）を製作した。また印加電流値を読み取るために 10 Ω の抵抗も組み込んだ。直列共振回路における共振周波数 f_0 は、次の式で書ける。

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (4.4)$$

ここで、 ω_0 は共振角周波数、 L はコイルのインダクタンスであり、 C はコンデンサの電気容量である。仮に静磁場の大きさを 2.50 mT とした場合、式 (??) より NMR の共鳴周波数は

$$f_0 = \frac{2.50 \cdot 2.04 \times 10^5}{2\pi} \simeq 81.2 [\text{kHz}] \quad (4.5)$$

となる。式 (4.4) より、この共鳴周波数を得るために必要なコンデンサの電気容量は、表 4.3 よりドライブコイルのインダクタンスが $L = 6.1 \text{ mH}$ であるから

$$\begin{aligned} C &= \frac{1}{(2\pi f_0)^2 L} \\ &= \frac{1}{(2\pi \cdot 81.2 \times 10^3)^2 \cdot 6.1 \times 10^{-3}} \\ &\simeq 0.630 \text{ [nF]} \end{aligned} \quad (4.6)$$

と求められる。実際は、回路系に含まれる浮遊容量等の影響があるので、計算値とは異なる値になると考えられる。

本研究で使したドライブコイル用の Tuner Box の共振周波数測定結果を図 4.15 に示す。共振周波数の測定は、ドライブコイルに印加する電流の周波数を 0.5 kHz ずつ変化させつつ、Tuner Box に組み込んだ抵抗の両端の電圧を読み取ることで行った。ファンクションジェネレーターの出力は 100 mV であり、コンデンサの電気容量は 0.253 nF とした。測定結果から、およそ 87 kHz の周波数において 25 mA 以上の印加電流値が得られた。

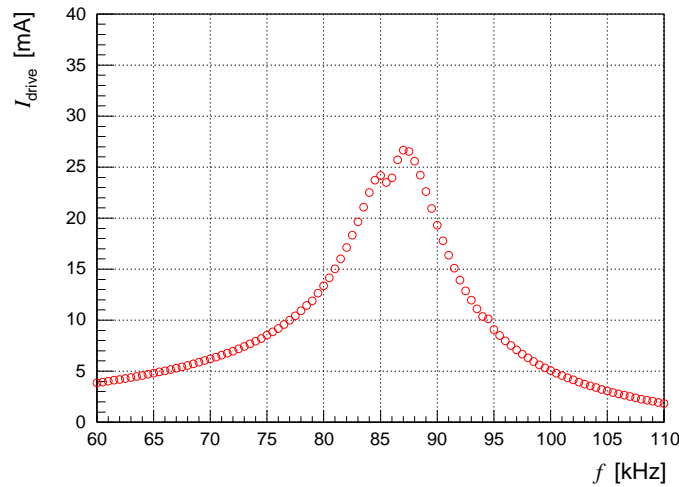


図 4.15: ドライブコイルの共振周波数測定。縦軸は実効値である。

静磁場発生および掃引装置

静磁場は、直流電源を用いてメインコイルに数 A 程度の電流を流すことで発生させる。典型的な静磁場の大きさは $1\sim 3 \text{ mT}$ である。今回使した直流電源は、3.2.1 節でも述べたように TTL 規格のトリガー信号を入力することで設定された二つの電流値の間を掃引できる。本研究では、ファンクションジェネレーターから 5 V のトリガー信号を直流電源に入力することで掃引を行った。また、ダイヤルによって磁場掃引時間を調整することができ、AFP

条件を満たすような磁場の掃引速度を決定できる。本研究では磁場の掃引範囲として電流値を 2.50 A～5.95 A と設定した。これは磁場では 1.24 mT～2.96 mT に相当する。また掃引速度は、1 秒あたり 0.19 A と設定した。

NMR 信号検出装置

NMR 信号検出装置は、偏極した ^3He 原子核集団が作る磁化を検出するためのピックアップコイル、信号を読み取るロックインアンプ (SR830, Stanford Research Systems 社)、およびロックインアンプへ参照信号を入力するファンクションジェネレーターから構成される。

本研究で使用したピックアップコイルの仕様を表 4.4 に示す。コイルの導線には $\phi 0.2$ mm のエナメル線を使用し、55 回巻きを四層重ねた 220 回巻きとした。また偏極した ^3He 原子核集団が作る磁化によってコイルに誘起される誘導電流を検出するために、回路系で得られる電圧が最大となるようにコンデンサを並列に組み込んだ並列共振回路 (ピックアップコイル用 Tuner Box) を製作した。コンデンサの電気容量は 0.08 nF とし、ドライブコイル用の Tuner Box と同様に共振周波数測定を行った。測定結果を図 4.16 に示す。この時、ピックアップコイルはドライブコイルと平行になるように設置し、ファンクションジェネレーターの出力は 100 mV とした。また測定時はドライブコイル用の Tuner Box を取り外し、抵抗のみを入れたものを組み込んだ。これにより、ドライブコイルに流れる電流が周波数に依らずほぼ一定となる。測定結果から、およそ 86 kHz において共振ピークが得られた。

表 4.4: ピックアップコイルの仕様

直径	46 mm
導線の太さ	$\phi 0.2$ mm
巻き数	220 回
抵抗	21 Ω
インダクタンス	3.6 mH

ピックアップコイルに誘起された NMR 信号は、ロックインアンプを用いて測定した。ロックインアンプは特定の周波数成分の信号を取り出して増幅できる機器であり、ノイズに埋もれるような微小信号を非常に高感度で検出できる。これにより、式 (??) で表されるピックアップコイルに誘起される電圧の $\cos(\omega t)$ の成分のみを取り出すことができる。以下に、ロックインアンプの測定原理について述べる。

ロックインアンプで取得したい信号 $V_{\text{sig}}(t)$ を

$$V_{\text{sig}}(t) = V_{\text{sig}}^0 \cos(\omega_{\text{sig}} t + \phi_{\text{sig}}) \quad (4.7)$$

のように、周波数 ω_{sig} をもつ周期関数とする。一般に、ロックインアンプへの入力信号には取得したい信号以外のバックグラウンドも含まれる。この取

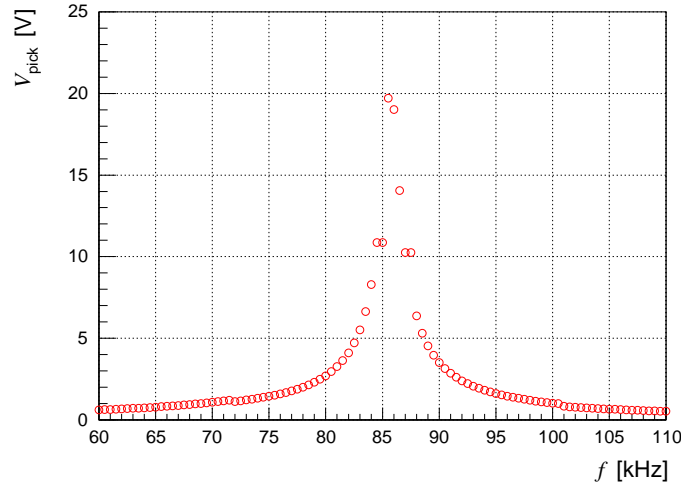


図 4.16: ピックアップコイルの共振周波数測定。縦軸は実効値である。

得たい信号に対し、ロックインアンプに参照信号として

$$V_{\text{ref}}(t) = V_{\text{ref}}^0 \cos(\omega_{\text{ref}} t + \phi_{\text{ref}}) \quad (4.8)$$

を入力する。ロックインアンプに入力された参照信号は、 90° 位相シフト回路によって

$$V_{\text{ref}}^x(t) = V_{\text{ref}}^0 \cos(\omega_{\text{ref}} t + \phi_{\text{ref}}) \quad (4.9)$$

$$V_{\text{ref}}^y(t) = V_{\text{ref}}^0 \sin(\omega_{\text{ref}} t + \phi_{\text{ref}}) \quad (4.10)$$

の二つの成分 (x 成分および y 成分) に分けられる。参照信号のこれらの成分を入力信号と積算させることにより

$$\begin{aligned} V'_x(t) &= V_{\text{sig}}^0 \cos(\omega_{\text{sig}} t + \phi_{\text{sig}}) \times V_{\text{ref}}^0 \cos(\omega_{\text{ref}} t + \phi_{\text{ref}}) \\ &= \frac{1}{2} V_{\text{sig}}^0 V_{\text{ref}}^0 \{ \cos[(\omega_{\text{sig}} - \omega_{\text{ref}})t + (\phi_{\text{sig}} - \phi_{\text{ref}})] \\ &\quad + \cos[(\omega_{\text{sig}} + \omega_{\text{ref}})t + (\phi_{\text{sig}} + \phi_{\text{ref}})] \} \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} V'_y(t) &= V_{\text{sig}}^0 \cos(\omega_{\text{sig}} t + \phi_{\text{sig}}) \times V_{\text{ref}}^0 \sin(\omega_{\text{ref}} t + \phi_{\text{ref}}) \\ &= \frac{1}{2} V_{\text{sig}}^0 V_{\text{ref}}^0 \{ \sin[(\omega_{\text{sig}} + \omega_{\text{ref}})t + (\phi_{\text{sig}} + \phi_{\text{ref}})] \\ &\quad - \sin[(\omega_{\text{sig}} - \omega_{\text{ref}})t + (\phi_{\text{sig}} - \phi_{\text{ref}})] \} \end{aligned} \quad (4.12)$$

となり、低周波 (周波数: $\omega_{\text{sig}} - \omega_{\text{ref}}$) 成分と高周波 (周波数: $\omega_{\text{sig}} + \omega_{\text{ref}}$) 成分をもつ直交した信号 $V'_x(t)$ および $V'_y(t)$ が得られる。またロックインアンプにはローパスフィルターが内蔵されており、これによって高周波成分は

キャンセルされる。よって、 $\omega_{\text{sig}} = \omega_{\text{ref}}$ となるような参照信号を用いることにより

$$V_x = \frac{1}{2} V_{\text{sig}}^0 V_{\text{ref}}^0 \cos(\phi_{\text{sig}} - \phi_{\text{ref}}) \quad (4.13)$$

$$V_y = -\frac{1}{2} V_{\text{sig}}^0 V_{\text{ref}}^0 \sin(\phi_{\text{sig}} - \phi_{\text{ref}}) \quad (4.14)$$

のような直流電圧が得られる。また位相差 $\phi_{\text{sig}} - \phi_{\text{ref}}$ による影響を無くすために

$$V_R \equiv \sqrt{V_x^2 + V_y^2} = \frac{1}{2} V_{\text{sig}}^0 V_{\text{ref}}^0 \quad (4.15)$$

を演算することによって、位相差に依らない直流信号を得ることができる。以上の原理により、ピックアップコイルに誘起される偏極した ^3He 原子核集団が作る磁化起因の NMR 信号を測定できる。

4.3.2 Rb-ESR 測定装置

AFP-NMR 法による測定のみでは、 ^3He 偏極度の絶対値を求めることができない。そこで本研究では、AFP-NMR 測定における ^3He 偏極度の絶対値較正を行うために、Rb の ESR 周波数シフト測定による ^3He 偏極度測定システムを開発した。

Rb の ESR 周波数シフト測定を行うための Rb-ESR 測定装置の概略図を図 4.17 に示す。標的オープン内に設置された ESR コイルによって標的セルのポンピング部に振動磁場をかけて ESR を誘起し、それによって光ポンピングにより励起された Rb 原子を脱励起させる。その際に放出する D_2 線 (780 nm) をフォトダイオード (S2387-1010R, 浜松ホトニクス社) で観測することで、Rb の ESR 測定を行う。この時、 D_2 線のみを観測するためにフォトダイオードの受光面の前面に D_2 フィルター (VPFHT-12.5C-7800, シグマ光機社) を入れた。このフィルターの中心波長は 780 nm で、半値幅は 4.25 nm である。これにより、光ポンピングの円偏光レーザー (795 nm) の反射光等を遮断する。またフォトダイオードの信号は I-V 変換器 (T-IVA001BZ, TURTLE 社) によって増幅させ、ロックインアンプに入力した。

振動磁場を印加する ESR コイルは電圧制御発振器 (VCO) に接続されている。VCO は入力信号の大きさに応じて発振する信号の周波数を制御できるもので、本研究では VCO として HEWLETT PACKARD 社製の HP8116A を用いた。VCO への制御入力信号として sin 波と直流電圧 (offset) を用いることで、ESR 周波数の前後で振動磁場の周波数を変調させることができる。本測定では、制御入力信号としてファンクションジェネレーター (33220A, Agilent 社) の出力を用いた。出力する sin 波の振幅は 60 mVpp、変調周波数は 120 Hz とした。また offset は 3 V 程度とした。

ESR 周波数は静磁場の大きさに依存するので、磁場のふらつきによって ESR 周

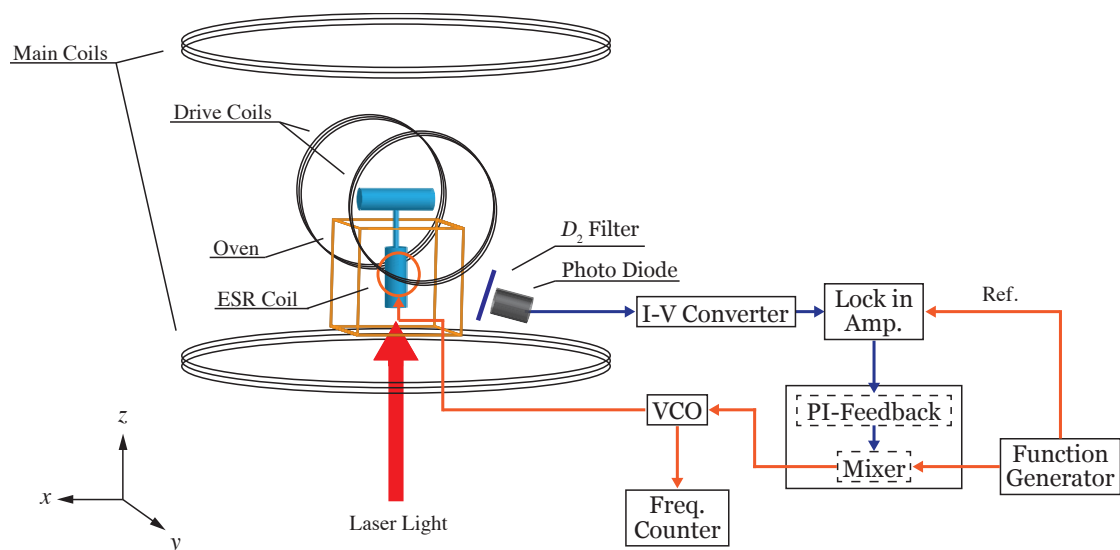


図 4.17: Rb-ESR 測定装置の概略図

波数もふらつくことが考えられる。そこで、振動磁場の周波数を常に ESR 周波数を中心として変調させるために、PI-フィードバック回路を組み込んだ。フォトダイオードの信号をロックインアンプに入力し、また参照信号として振動磁場と同様の周波数を持つ矩形波もファンクションジェネレーターからロックインアンプに入力する。この時のロックインアンプの y 出力 V_y を、ESR 周波数からのずれを反映する信号として PI-フィードバック回路へと入力し、適当な時定数で増幅させてミキサーへ入力する。ミキサーにはファンクションジェネレーターの \sin 波信号も入力されており、PI-フィードバック回路からの信号をこれに加えて VCO へと制御信号として入力する。振動磁場の周波数が ESR 周波数となっていれば $V_y = 0$ となるが、ESR 周波数からずれていれば $V_y \neq 0$ となる。振動磁場の周波数が ESR 周波数よりも低周波数側にずれた時は正のフィードバックを、高周波数側にずれた時は負のフィードバックをかけることで、振動磁場の周波数が常に ESR 周波数を中心として変調される。またこの時の振動磁場の周波数は、VCO の出力を周波数カウンター (TR5822, ADVANTEST 社) に入力して測定した。周波数カウンターを Linux コンピューターの GPIB 制御によって動作させ、測定データを PC に取り込んだ。

第5章 ^3He の偏極生成と偏極度の絶対値較正

第3章で述べた偏極 ^3He 標的装置を用いて、 ^3He の偏極生成および ^3He 偏極度測定を行った。また Rb の ESR 周波数シフト測定を行い、 ^3He 偏極度の絶対値を求めるとともに、AFP-NMR 法により得られる NMR 信号の較正を行った。本章では、それらの測定結果について述べる。

5.1 ^3He 偏極生成

本研究での ^3He 偏極生成には、標的セル製作装置で製作した Kuki セルを用いた。 ^3He の偏極生成では、オープン温度を $160\text{ }^{\circ}\text{C}$ に設定し、レーザー出力 20 W で光ポンピングを行った。3.2.3 節で述べたように、本研究で用いた半導体レーザーは最大出力が 30 W であるが、ファイバー端の部分での発熱が確認されたため、安全面を考慮し出力を少し落として光ポンピングを行った。

^3He の偏極生成の時間変化は、1 時間毎に NMR 測定を行うことで確認した。NMR 測定時の測定系の条件を表 5.1 に示す。

表 5.1: NMR の測定条件

項目	設定値
静磁場掃引範囲	1.24 mT \sim 2.96 mT
掃引速度 dB/dt	0.095 mT/s
RF 周波数 f	87.0 kHz
共鳴磁場 B_0	2.68 mT
RF の大きさ B_1	$2.5 \times 10^{-3}\text{ mT}$

5.1.1 偏極発展

光ポンピングによる ^3He 偏極度の時間変化（偏極発展）は、式 (??) で示したように

$$P_{^3\text{He}} = \bar{P}_{\text{Rb}} \frac{\gamma_{\text{SE}}}{\gamma_{\text{SE}} + \Gamma_{^3\text{He}}} \left[1 - e^{-(\gamma_{\text{SE}} + \Gamma_{^3\text{He}})t} \right] \quad (5.1)$$

と書ける。また十分時間が経過した時 ($t \rightarrow \infty$) の ^3He 原子核の偏極度 $\bar{P}_{^3\text{He}}$ は、 X -factor を考慮すると式 (??) で示したように

$$\begin{aligned}\bar{P}_{^3\text{He}} &= \bar{P}_{\text{Rb}} \frac{\gamma_{\text{SE}}}{\gamma_{\text{SE}}(1 + X) + \Gamma_{^3\text{He}}} \\ &= \bar{P}_{\text{Rb}} \frac{\gamma_{\text{SE}}}{\gamma_{\text{SE}} + \Gamma'_{^3\text{He}}}\end{aligned}\quad (5.2)$$

となる。ここで、 $\Gamma'_{^3\text{He}} = X \cdot \gamma_{\text{SE}} + \Gamma_{^3\text{He}}$ は Rb 蒸気と ^3He 原子核との相互作用も考慮した ^3He 原子核の偏極緩和率である。また偏極発展における立ち上がりの時定数 τ_{build} は、

$$\tau_{\text{build}} = \frac{1}{\gamma_{\text{SE}} + \Gamma'_{^3\text{He}}}\quad (5.3)$$

と表される。よって ^3He の偏極発展を測定し、 τ_{build} の値が求まれば、Rb 原子と ^3He 原子核のスピン交換率 γ_{SE} および ^3He 原子核の偏極緩和率 $\Gamma'_{^3\text{He}}$ の和を求めることができる。

Kuki セルを用いた場合の典型的な ^3He の偏極発展の測定結果を図 5.1 に示す。図 5.1 における実線は、図中に示された式 (式 (5.1) と同様の形) でフィッティングした結果である。また 3.1 節で述べたように、今回使用した Kuki セルはポンピング部と、NMR 信号を検出するためのピックアップコイルが設置されている標的部をもつダブルセル構造である。よって、偏極発展を開始してから偏極した ^3He 原子核が標的部に達するまでに時間差が生じる。故に、厳密には偏極発展開始直後における ^3He 偏極度の時間変化は式 (5.1) と一致しない。以上の理由から、図 5.1 の $t \sim 0.5$ h における点はフィッティングの範囲に含めないようにした。フィッティングの結果、到達信号強度 V_{max} および発展の時定数 τ_{build} は

$$V_{\text{max}} = 204.3 \pm 3.4 \text{ [mV]}\quad (5.4)$$

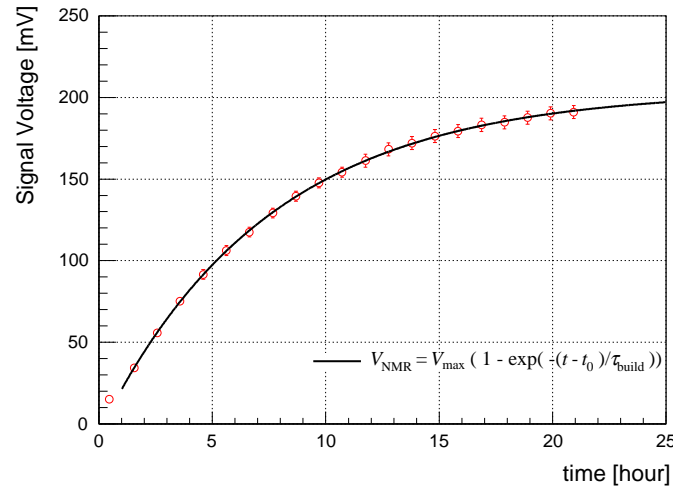
$$\tau_{\text{build}} = 7.43 \pm 0.36 \text{ [h]}\quad (5.5)$$

となった。

5.1.2 偏極緩和

オーブンの温度を高温に保ちつつ、光ポンピングによって ^3He 原子核が偏極している状態でレーザーの照射を止めると、 ^3He 原子核は偏極生成されなくなるために次第に偏極度が減少していく (偏極緩和)。光ポンピングがされなくなると、Rb 原子の偏極は ^3He 原子核の偏極より十分速く緩和する。よって、 ^3He 原子核の偏極度の時間変化 (式 (??)) において $\bar{P}_{\text{Rb}} = 0$ と見なせる。故に、この時の ^3He 原子核の偏極度は、次の式で書ける。

$$P_{^3\text{He}} = P_0 e^{-\Gamma'_{^3\text{He}} t}\quad (5.6)$$

図 5.1: Kuki セルでの ^3He の偏極発展

ここで、 P_0 は $t = 0$ の時の ^3He 偏極度である。この条件における偏極緩和（高温偏極緩和）の立ち下りの時定数 τ_{hot} は、式 (5.6) より

$$\tau_{\text{hot}} = \frac{1}{\Gamma'_{^3\text{He}}} = \frac{1}{X \cdot \gamma_{\text{SE}} + \Gamma_{^3\text{He}}} \quad (5.7)$$

となる。よって ^3He の偏極緩和を測定し、 τ_{hot} の値が求まれば、Rb 蒸気との相互作用も含んだ ^3He 原子核の偏極緩和率 $\Gamma'_{^3\text{He}}$ を求めることができる。

Kuki セルを用いた場合の典型的な ^3He の高温偏極緩和の測定結果を図 5.2 に示す。図 5.2 における実線は、式 (5.6) でフィッティングした結果である。またこの時、 $t = 0$ h における NMR 信号の大きさを 1 とした。フィッティングの結果、高温偏極緩和における時定数 τ_{hot} は

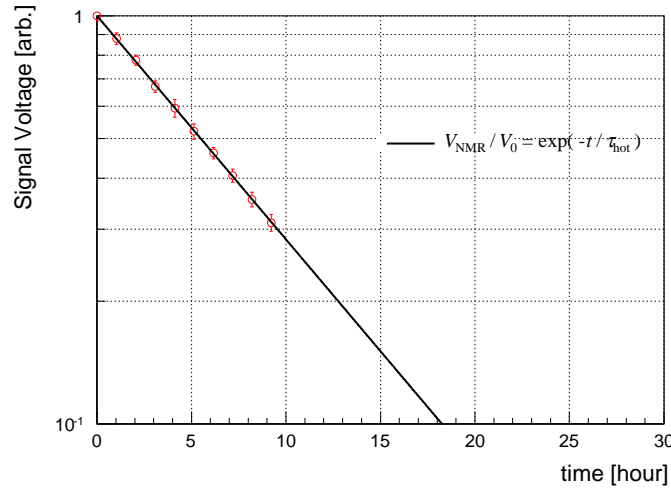
$$\tau_{\text{hot}} = 7.93 \pm 0.14 \text{ [h]} \quad (5.8)$$

となった。

また光ポンピングによって ^3He 原子核が偏極している状態でレーザーの照射を止めると同時に、オーブンの加熱も止め、標的セル内の温度を Rb の融点 (39.31°C) 以下にすると、Rb が凝縮および凝固する。よって、Rb 蒸気と ^3He 原子核との相互作用が無視できるようになる。この条件における偏極緩和（低温偏極緩和）の立ち下りの時定数 τ_{cold} は

$$\tau_{\text{cold}} = \frac{1}{\Gamma_{^3\text{He}}} \quad (5.9)$$

となり、Rb 原子の数密度に依存しない ^3He 原子核の偏極緩和率を求めることができる。この低温偏極緩和における時定数 τ_{cold} は、標的セル自体の性能を比較できるひとつの指標となる。

図 5.2: Kuki セルでの ^3He の高温偏極緩和

Kuki セルを用いた場合の典型的な ^3He の低温偏極緩和の測定結果を図 5.3 に示す。図 5.3 における実線は、式 (5.6) と同様の形の式でフィッティングした結果である。またこの時、高温偏極緩和測定の場合と同様に $t = 0$ h における NMR 信号の大きさを 1 とした。フィッティングの結果、低温偏極緩和における時定数 τ_{cold} は

$$\tau_{\text{cold}} = 9.73 \pm 0.11 \text{ [h]} \quad (5.10)$$

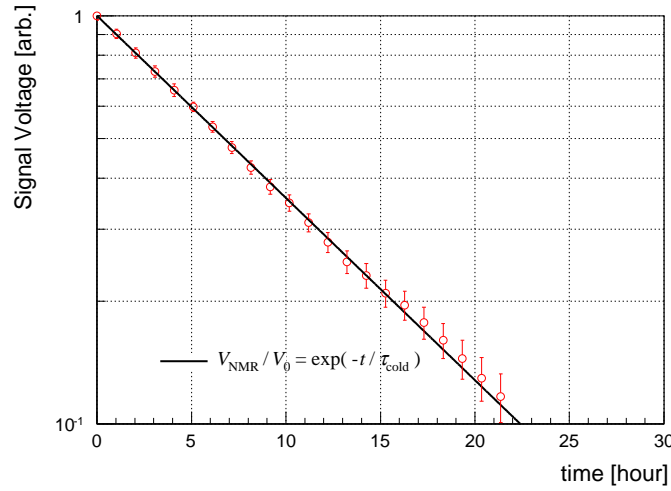
となり、高温偏極緩和の場合よりも 1.8 h 程度長い緩和の時定数が得られた。よって、Rb 蒸気と ^3He 原子核との相互作用による影響が無視されたことが確認できた。

5.2 ^3He 偏極度の絶対値較正

AFP-NMR 法のみでは、 ^3He 偏極度に比例した大きさの NMR 信号しか得ることができない。 ^3He 偏極度の絶対値を求めるために、第 3 章で述べた Rb の ESR 周波数シフト測定による ^3He 偏極度測定システムを開発し、Rb-ESR 測定装置を用いて ^3He 偏極度の測定を行った。以下の節では、 ^3He 偏極度の測定結果および NMR 信号の較正について述べる。

5.2.1 Rb の ESR 周波数シフトによる ^3He 偏極度測定

Rb の ESR 周波数シフトは、 ^3He 原子核の核スピンの向きが静磁場方向に対して平行または反平行それぞれにおける Rb の ESR 周波数を測定し、その差を取ることで得られる。 ^3He 原子核の核スピンは AFP 法によって反転させる。反転時に NMR 測定も同時に行い、その時に得られた NMR 信号を、Rb の ESR 周波数シフ

図 5.3: Kuki セルでの ^3He の低温偏極緩和

トから求められる ^3He 偏極度に対応するものとする。

Rb の ESR 周波数シフトの測定結果を図 5.4 に示す。ESR 周波数は、測定間隔 100 ms で 100 回測定（測定時間：10 秒）を行うことで取得した。図 5.4 において、 ^3He 核スピンの上向き（静磁場に対して反平行）の場合は赤い三角、一方 ^3He 核スピンの下向き（静磁場に対して平行）の場合は青い三角で示している。また、それぞれの点は 10 個毎に平均を取った値である。更に、図 5.4 では偏極反転時に得られた NMR 信号強度も示している。時間経過と共に NMR 信号強度が減少し、それに従って ESR 周波数シフトも小さくなっていることが分かる。これは円偏光のレーザーによる光ポンピングを測定中も行っているために、 ^3He 原子核の核スピンの向きが静磁場と平行の時にレーザーによって ^3He の偏極を緩和（逆ポンピング）させていることによる。なるべく逆ポンピングによる ^3He 偏極度の緩和を抑制するために、一回の ESR 周波数の測定時間は 10 秒程度とした。測定結果から、およそ 2～3 kHz 程度の ESR 周波数シフトが得られた。

$\Delta\nu_{\text{ESR}} = 3 \text{ kHz}$ とした時の ^3He 偏極度を求める。Rb の ESR 周波数シフト $\Delta\nu_{\text{ESR}}$ は、式 (??) でも示したように

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{\text{ESR}}(m_F = \pm F) &= \frac{2\mu_0}{3} \frac{\mu_B g_e}{h(2I+1)} \left(1 \mp \frac{8I}{(2I+1)^2} \frac{\mu_B g_e B_0}{hA_{\text{hfs}}} \right) \kappa_0 \mu_K [^3\text{He}] (P_{\uparrow} - P_{\downarrow}) \\ &\equiv C_0 \kappa_0 [^3\text{He}] (P_{\uparrow} - P_{\downarrow}) \end{aligned} \quad (5.11)$$

$$C_0 = \frac{2\mu_0}{3} \frac{\mu_K \mu_B g_e}{h(2I+1)} \left(1 \mp \frac{8I}{(2I+1)^2} \frac{\mu_B g_e B_0}{hA_{\text{hfs}}} \right) \quad (5.12)$$

となり、 ^3He 偏極度と ^3He の数密度 $[^3\text{He}]$ の積に比例する。よって、標的セル内の ^3He ガスの圧力を求める必要がある。3.1.1 節で述べたように、 ^3He ガスを標的セルに封入する時のガス圧力はバラトロンゲージによって測定した。封入時のバラ

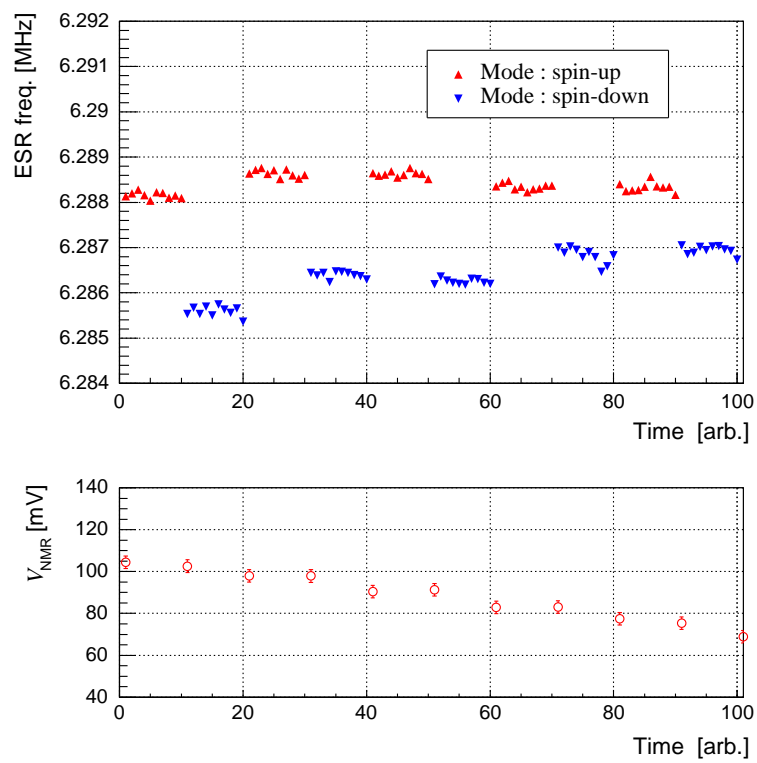


図 5.4: 典型的な ESR 周波数の測定データおよび偏極反転時の NMR 信号強度

トロンゲージの出力電圧値は 1.36 V であった。よって、式 (4.1) より液体窒素温度における標的セル内の ^3He ガス圧力 $Pr_{s^3\text{He}}$ は

$$Pr_{s^3\text{He}} = \frac{1.36}{1.513 \times 10^{-3}} \simeq 898.9 \text{ [hPa]} \quad (5.13)$$

となる。よって、標的セル封入時のセル内の温度を $\sim 80 \text{ K}$ 程度とすると、バルトロンゲージによる測定結果から ^3He の数密度 $[^3\text{He}]$ は

$$[^3\text{He}] \simeq 8.17 \times 10^{19} \text{ [cm}^{-3}] \quad (5.14)$$

となった。よって、偏極反転による ^3He 原子核の減偏極が無いとすると、 $\Delta\nu_{\text{ESR}} = 3 \text{ kHz}$ の時の ^3He 偏極度 $P_{^3\text{He}}$ は式 (5.11) より

$$\begin{aligned} P_{^3\text{He}} &= \frac{1}{2}(P_{\uparrow} - P_{\downarrow}) \\ &= \frac{\Delta\nu_{\text{ESR}}}{2C_0\kappa_0[^3\text{He}]} \simeq 7.39 \text{ [%]} \end{aligned} \quad (5.15)$$

と求められる。

5.2.2 NMR 信号の較正

Rb の ESR 周波数シフト測定の前後における NMR 測定によって得られた信号強度から、NMR 信号の ^3He 偏極度に対する較正を行った。NMR 信号の較正は、測定した Rb の ESR 周波数シフトから ^3He 偏極度を求め、その値と ESR 測定前後で測定し得られた NMR 信号を平均した値とを対応させることで行った。これらの測定で得られた NMR 信号強度 V_{NMR} と Rb の ESR 周波数シフト $\Delta\nu_{\text{ESR}}$ および ^3He 偏極度 $P_{^3\text{He}}$ との関係を図 5.5 に示す。この時、ESR 周波数シフトの誤差 $\delta\Delta\nu_{\text{ESR}}$ は、 ^3He 核スピンの上向きの時の ESR 周波数の統計誤差 $\delta\nu_{\text{up}}$ および ^3He 核スピンの下向きの時の ESR 周波数の統計誤差 $\delta\nu_{\text{down}}$ を用いて

$$\delta\Delta\nu_{\text{ESR}} = \sqrt{(\delta\nu_{\text{up}})^2 + (\delta\nu_{\text{down}})^2} \quad (5.16)$$

と表される。また NMR 信号強度の誤差は読み取り誤差としては 3 mV 程度であった。

図 5.5 において、実線は原点を通る一次関数でフィッティングをした結果である。フィッティング結果から、NMR 信号強度 V_{NMR} および ^3He 偏極度 $P_{^3\text{He}}$ は

$$P_{^3\text{He}} \text{ [%]} = (5.72 \pm 0.61) \times 10^{-2} V_{\text{NMR}} \text{ [mV]} \quad (5.17)$$

と対応付けられた。

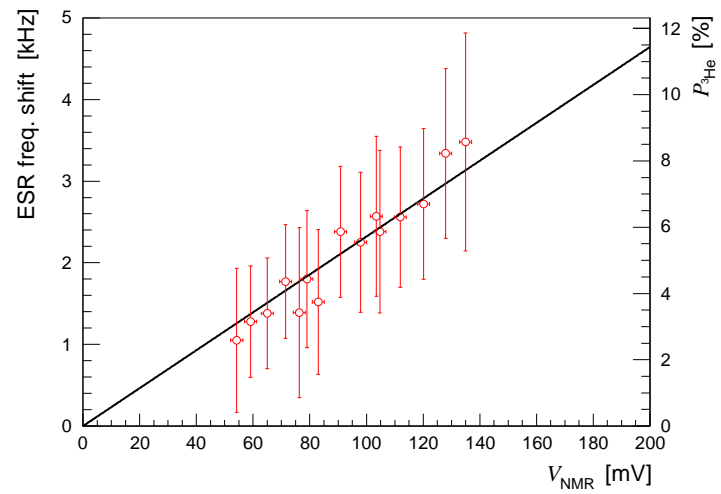


図 5.5: ESR 周波数シフト、NMR 信号強度および ^3He 偏極度との関係図

第6章 陽子- ^3He 弾性散乱実験による ^3He 偏極分解能測定

1.2節で述べたように、我々のグループは中間エネルギー領域における陽子- ^3He の散乱系を系統的に調べていくために、陽子- ^3He 弾性散乱における完全測定を目標としている。そのために、東北大学サイクロトロンRIセンター (CYRIC) で陽子- ^3He 弾性散乱実験を行い、有効散乱角度における ^3He 偏極分解能の測定を行った。陽子ビームの入射エネルギーは、中間エネルギー領域である70 MeVとした。 ^3He 偏極分解能の測定には偏極 ^3He 標的の偏極度の絶対値を知る必要がある。 ^3He 偏極度の絶対値は、本研究において開発したRbのESR周波数シフト測定システムによって、実験中に測定したNMR信号を較正することで得られる。

本章では、 ^3He 偏極分解能測定のために2015年10月に東北大学CYRICで行った70 MeVの陽子ビームを用いた陽子-偏極 ^3He 弾性散乱実験について述べる。

6.1 実験概要

実験は東北大学CYRICの41コースビームライン (第四ターゲット室) で行った。イオン源で生成された陽子ビームはAVFサイクロトロンによって加速され、第四ターゲット室まで輸送される。偏極 ^3He 標的は第四ターゲット室に置かれている散乱槽の下流に設置した。またその下流に、ビームを止めかつその電流値を測定するためにファラデーカップ (F.C.) を設置した。またビームの入射方向に対して左右それぞれに検出器を設置し、散乱陽子を検出した。実験中はAFP-NMR法によって ^3He 原子核の核スピンの反転および ^3He 偏極度の測定を行った。 ^3He の偏極方向の反転前後における散乱陽子の検出数を比較し、その非対称度から ^3He 偏極分解能を求める。また散乱槽内にはターゲットラダーが設置されており、ラダーに厚さ20 μm のポリエチレンフィルムを取り付けた。ポリエチレンと衝突した散乱陽子を散乱槽内に設置した検出器で検出し、ビーム強度のモニターを行った。散乱槽は、真空引きを行い $\sim 10^{-3}$ Pa程度の真空状態とした。散乱実験時の検出器系の概観図を図6.1に示す。

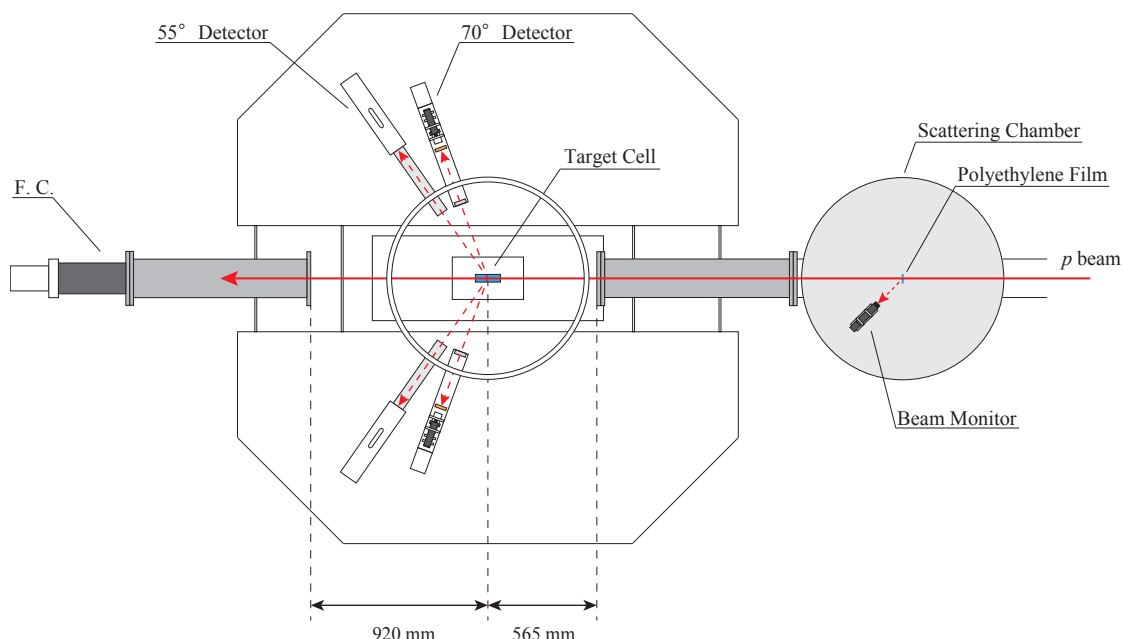


図 6.1: 散乱実験における検出器系の概観図

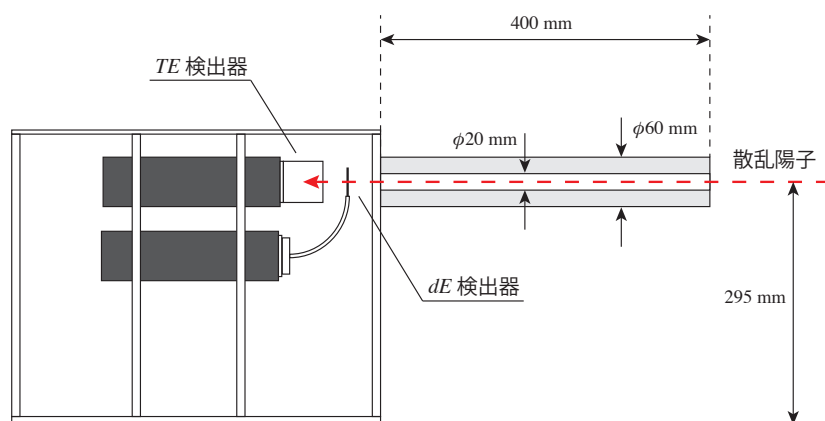
6.2 検出器系および標的

^3He と弾性散乱した陽子の検出は、ビーム方向に対して左右それぞれに実験室系での散乱角度 55° および 70° に設置した検出器によって行った。また散乱槽内には陽子ビームの強度をモニターするために検出器を設置した。以下の節では、これらの検出器および今回の実験で使用した散乱標的について述べる。

6.2.1 55° 検出器

^3He と弾性散乱した散乱陽子を検出するために、偏極 ^3He 標的の周りに架台を設置し、その上に検出器を設置した。ビーム方向に対して左右それぞれについて実験室系での角度 55° に設置した検出器は、プラスチックシンチレーターと光電子増倍管 (PMT) を光学的に接着したものから構成される。実験室系での散乱角度 55° に設置した検出器の概形を図 6.2 に、またその仕様を表 6.1 に示す。検出器はエネルギー損失用の dE 検出器と全エネルギー検出用の TE 検出器とを組み合わせたものである。これらの検出器の前方には、標的セルのガラスの入射部分および出射部分から散乱された陽子を遮蔽するために厚さ 20 mm のアルミ製筒型コリメーターが設置されている。散乱陽子のイベントは dE および TE 検出器からの信号のコインシデンスを取ることで取得した。

シンチレーターを荷電粒子が通過すると、シンチレーター内の電子と荷電粒子が電磁相互作用を起こし、シンチレーター中の分子が励起される。励起状態の分子はやがて光子を放出して基底状態へと脱励起する。この時放出される光子数 (蛍

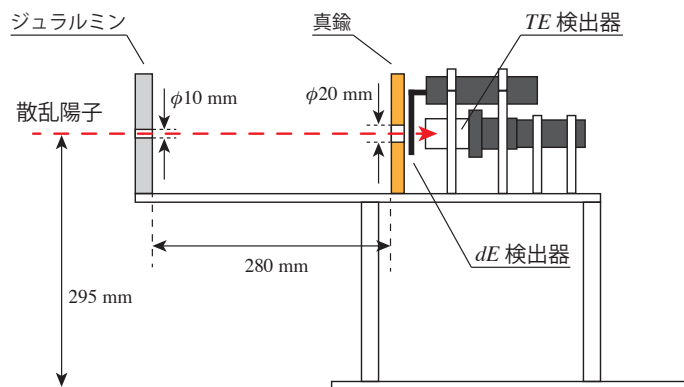
図 6.2: 実験室系の散乱角度 55° に設置した検出器の概形表 6.1: 55° 検出器の仕様

	dE 検出器	TE 検出器
シンチレーター	BC-408	BC-408
厚さ	1 mm	50 mm
寸法	40 mmW \times 40 mmH	$\phi 50$ mm
PMT	H1161	H1161

光強度) は、荷電粒子がシンチレーター中で失ったエネルギーに比例する。シンチレーターから放出された光子は、PMT によって電気信号に変換され、増幅される。PMT が出力する信号強度は、入射光子数に比例し、また PMT の電極に印加される高電圧のべき乗に比例する。よって、最終的に PMT から得られる電気信号強度は、荷電粒子がシンチレーター内で損失したエネルギーに比例することになる。

6.2.2 70° 検出器

ビーム方向に対して、左右それぞれについて実験室系での散乱角度 70° にも検出器を設置した。これらの検出器は、プラスチックシンチレーターと PMT を光学的に接着した dE 検出器と、NaI シンチレーターと PMT を光学的に接着した TE 検出器から構成される。実験室系での散乱角度 70° に設置した検出器の概形を図 6.3 に、またその仕様を左側および右側に設置した検出器それぞれについて表 6.2 および表 6.3 に示す。 55° 検出器と同様に、標的セルのガラスの入射部分および出射部分から散乱された陽子を遮蔽するために厚さ 20 mm のジュラルミン製の板を前方に設置し、検出器の直前に厚さ 15 mm の真鍮の板を設置した。散乱陽子のイベントは、 55° 検出器と同様に dE および TE 検出器からの信号のコインシデンスを取ることによって取得した。

図 6.3: 実験室系の散乱角度 70° に設置した検出器の概形表 6.2: 左側の 70° 検出器の仕様

	dE 検出器	TE 検出器
シンチレーター	BC-408	NaI
厚さ	2 mm	30 mm
寸法	30 mmW \times 65 mmH	30 mmW \times 30 mmH
PMT	H7415MOD	H7415MOD

表 6.3: 右側の 70° 検出器の仕様

	dE 検出器	TE 検出器
シンチレーター	BC-408	NaI
厚さ	0.5 mm	30 mm
寸法	25 mmW \times 25 mmH	30 mmW \times 30 mmH
PMT	H7415MOD	H7415MOD

6.2.3 ビームモニター

散乱実験中のビーム強度をモニターするために、偏極 ^3He 標的の上流に設置されている散乱槽内にビームモニターを設置した。ビームモニターは、プラスチックシンチレーターと PMT を光学的に接着したものから構成される。55° 検出器および 70° 検出器同様、ビームモニターはエネルギー損失用の dE 検出器と全エネルギー検出用の TE 検出器とを組み合わせたものである。散乱槽内に設置したビームモニターの概形を図 6.4 に、またその仕様を表 6.4 に示す。散乱槽内のラダーに取り付けられた厚さ 20 μm のポリエチレンフィルムによって散乱された陽子を、 dE および TE 検出器からの信号のコインシデンスを取ることでイベントとして取得した。また、ビームモニターは実験室系での散乱角度 45° に設置し、ポリエチ

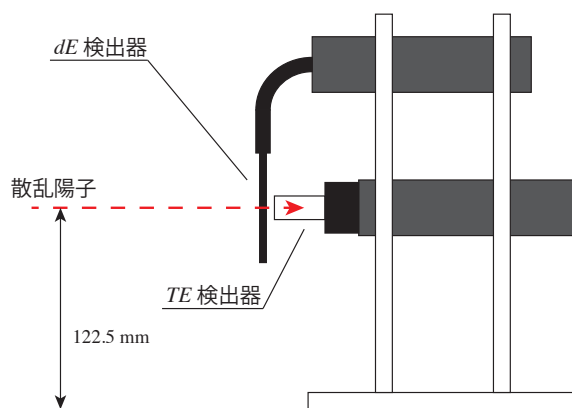


図 6.4: 散乱槽内に設置したビームモニターの概形

レン標的から TE 検出器の NaI シンチレーターの入射面までの距離を 190 mm とした。

表 6.4: ビームモニターの仕様

	dE 検出器	TE 検出器
シンチレーター	BC-408	NaI
厚さ	2 mm	35 mm
寸法	35 mmW \times 65 mmH	$\phi 14$ mm
PMT	H7415MOD	H7415MOD

散乱陽子の検出数はビーム強度に比例するので、全検出数からビーム強度の相対値が得られる。F.C. はその上流に空気や標的セル等が存在するため、ビーム強度が減衰していることが考えられる。よって、以下の解析でのビーム強度は、ビームモニターで得られた散乱陽子の検出数を用いた。

6.2.4 散乱標的

散乱実験時の偏極 ^3He 標的の周囲の環境について述べる。図 6.1 のように、偏極 ^3He 標的は散乱槽の下流に設置した。標的セルとしては、3.1.2 節の手順で作成した Kuki セルを用いた。標的セルは大気中に設置されており、標的セルの中心から散乱槽のダクト出口部分までの距離は 565 mm とした。散乱槽のダクト出口部分は、厚さ 50 μm のカプトン膜が貼られたフランジが取り付けられており、これによって散乱槽内の真空を維持した。また、標的下流に設置されている F.C. のダクト入口部分から標的セルの中心までの距離は 920 mm とした。F.C. のダクトにもカプトン膜が貼られたフランジを取り付けた。

6.3 実験条件

今回行った散乱実験の条件を表 6.5 に示す。また、散乱陽子を検出する各検出器についての条件も表 6.6 に示す。

表 6.5: 70 MeV の陽子-偏極 ^3He 弾性散乱実験の条件

入射ビーム	70 MeV の陽子
ビーム強度	最大 12 nA
標的	3 気圧の偏極 ^3He ガス ($3.68 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^3$)
検出器設置角度	55° , 70° (実験室系)
ビームモニター用標的	ポリエチレン (厚さ $20 \mu\text{m}$)
ビームモニター設置角度	45° (実験室系)

表 6.6: 各検出器の条件。PS はプラスチックシンチレーターを表す。

	55° 検出器	70° 検出器	ビームモニター
dE 検出器	PS+PMT	PS+PMT	PS+PMT
TE 検出器	PS+PMT	NaI+PMT	NaI+PMT
厚さ (dE 検出器)	1 mm	2 mm, 0.5 mm	2 mm
厚さ (TE 検出器)	50 mm	30 mm	35 mm
標的中心から TE 検出器までの距離	880 mm	750 mm	210 mm
立体角	0.5 msr	0.43 msr	4.3 msr

6.4 測定および解析結果

本実験で得られた測定結果から、陽子- ^3He 弾性散乱起因のイベントを選び出すための解析方法、およびその解析結果について述べる。

6.4.1 陽子- ^3He 弾性散乱イベントの抽出

実験室系での散乱角度 55° に設置した左側の dE 検出器および TE 検出器で得られた典型的な ADC スペクトルの二次元相関図を図 6.5 に示す。横軸が dE 検出器の channel (以下、ch と表記) であり、縦軸が TE 検出器の ch である。 55° 検出器での二次元 ADC スペクトルにおいて、横軸 180 ch、縦軸 900 ch 付近に見られるピークが ^3He 原子核と弾性散乱した陽子によるものである。

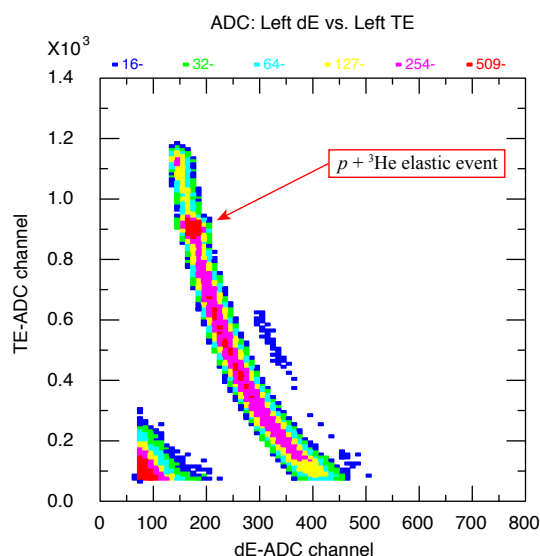


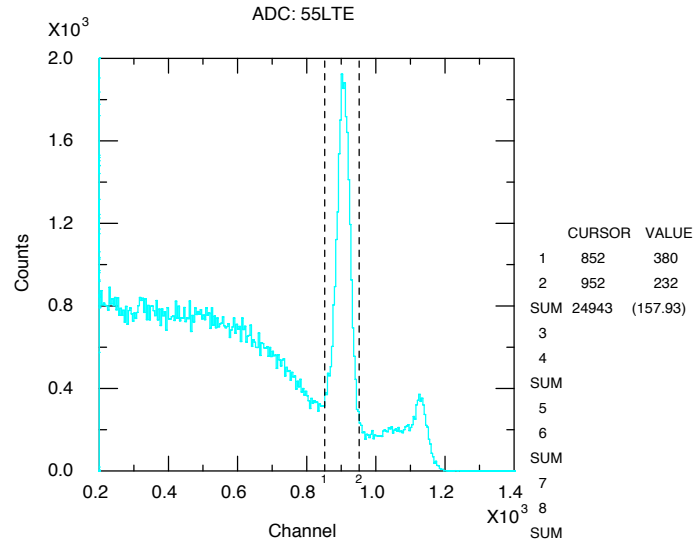
図 6.5: 左側の 55° 検出器の二次元 ADC スペクトル

得られた ADC スペクトルから、陽子- ^3He 弾性散乱イベントの検出数を求める。 55° 検出器の TE 検出器で得られた一次元 ADC スペクトルを図 6.6 に示す。検出数は、図 6.6 における点線で囲われたピーク部分を数えることで得た。同様に、他の検出器についても陽子- ^3He 弾性散乱イベントの検出数を求めた。この時、検出数を得る時の TE 検出器の ADC スペクトルの ch 幅は 100 ch となるようにした。

6.4.2 バックグラウンドの評価

^3He 偏極分解能 A_y は、式 (??) でも示したように

$$A_y = \frac{1}{p_y} \frac{L_{\text{up}} - L_{\text{down}}}{L_{\text{up}} + L_{\text{down}}} = \frac{1}{p_y} \frac{R_{\text{down}} - R_{\text{up}}}{R_{\text{up}} + R_{\text{down}}} \quad (6.1)$$

図 6.6: 左側の 55° 検出器の TE 検出器の一次元 ADC スペクトル

と表される。ここで、 L および R は検出器での散乱陽子の検出数を入射ビーム強度で規格化したものを表す。 ^3He 偏極分解能 A_y は ^3He の核スピンの反転前後で得られた検出数の差を、その和で割ることで計算される。しかし、上記の方法で得た検出数はいくつかのバックグラウンドを含んでいる。よって、式 (6.1) において検出数の差を取る分子ではバックグラウンドが打ち消されるが、検出数の和を取る分母ではバックグラウンドも足されるので、結果的に ^3He 偏極分解能 A_y の値が小さくなってしまう。故に、式 (6.1) における分母の検出数 L, R は、バックグラウンドを除いた検出数 L', R' である必要がある。

得られた ADC スペクトルにおけるバックグラウンドを見積もるために、 ^3He ガス、 N_2 ガスおよび Rb を含まないブランクセルを用いた測定を行った。ブランクセルは、Kuki セルと同様の手順で洗浄を行い、最後にガスを封入せず真空引きのみを行って封じ切った“Koga”セルを用いた。

ブランクセルによる測定で得られた ADC スペクトルを用いて、各検出器における一次元 ADC スペクトルのバックグラウンドを取り除く。図 6.7 にバックグラウンドを差し引く前後における左側の 55° 検出器の TE 検出器における一次元 ADC スペクトルを示す。図 6.7 において、点線で囲われた部分を陽子- ^3He 弾性散乱イベントの検出数として取得した。この時、点線で囲われた部分の幅は 100 ch とした。

6.4.3 解析結果

前述の解析方法によって求めた陽子- ^3He 弾性散乱イベントの検出数、また実験中に得られた NMR 信号強度によって求められた ^3He 偏極度を用いて、 ^3He 偏極分解能 A_y を求めた。本節では、これらの解析結果について述べる。

5.4.1 節で述べた方法で求めた陽子- ^3He 弾性散乱イベントの検出数を、ビームモ

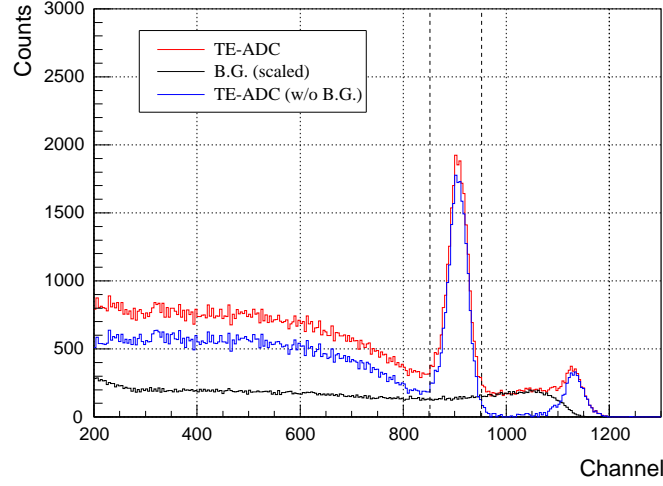


図 6.7: 左側の 55° 検出器の TE 検出器の一次元 ADC スペクトル。黒線の B.G. を赤線の ADC スペクトルから差し引いた。

モニターでの散乱陽子の検出数と検出器での検出効率の積で割った結果を図 6.8 および図 6.9 に示す。 55° 検出器については図 6.8 に、また 70° 検出器については図 6.9 に示している。図 6.8 および図 6.9 において、横軸は Run 番号を示す。偏極 ^3He 原子核の核スピンの向きによって検出数に非対称度が現れていることが分かる。また実験中に AFP-NMR 法によって測定した NMR 測定結果を図 6.10 に示す。横軸は実験開始時を 0 hour とした時の時間で、縦軸は NMR 信号強度である。更に図 6.10 では、本研究で開発した Rb の ESR 周波数シフト測定システムによって較正した NMR 信号強度に対する ^3He 偏極度 $P_{^3\text{He}}$ も右側の縦軸に示しており、またビームが標的に照射されている時間を赤い帯で示している。各 Run の前後で得られた NMR 信号強度から、式 (8.1) を用いて ^3He 偏極度 p_y を求めた。Run 中における ^3He 偏極度は、Run 前後で得られた値の平均値とした。本実験における典型的な ^3He 偏極度は 11 % 程度であった。

以上の手順によって陽子- ^3He 弾性散乱イベントの検出数および ^3He 偏極度 p_y を求め、それら値を式 (6.1) に代入することで ^3He 偏極分解能 A_y を求めた。この時、陽子- ^3He 弾性散乱イベントの検出数を、ビームモニターでの散乱陽子の検出数と検出器での検出効率の積で割った値を用いた。また式 (6.1) における分母の検出数は、バックグラウンドを差し引いた値を用いた。更に、 ^3He 偏極分解能 A_y を求める際は他の Run から得られた検出数の重みつき平均をとって求めた。その結果、実験室系における散乱角度 $\theta_{\text{lab}} = 55^\circ$ および $\theta_{\text{lab}} = 70^\circ$ における ^3He 偏極分解能 A_y は

$$A_y(\theta_{\text{lab}} = 55^\circ) = -0.35 \pm (0.01)_{\text{stat}} \quad (6.2)$$

$$A_y(\theta_{\text{lab}} = 70^\circ) = -0.33 \pm (0.03)_{\text{stat}} \quad (6.3)$$

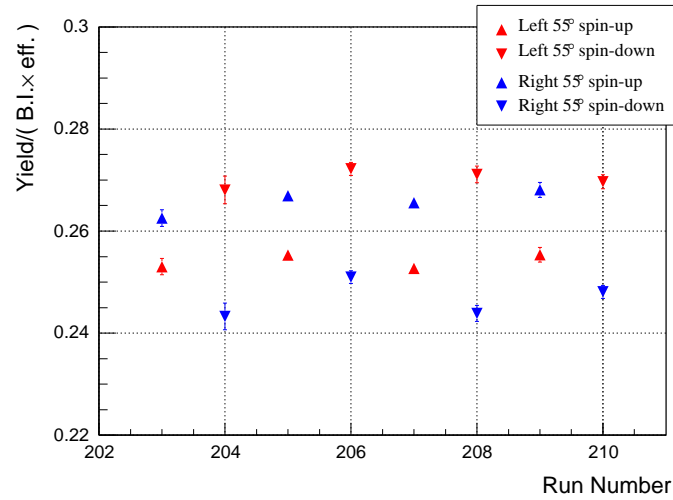


図 6.8: 55° 検出器での散乱陽子の検出数とビーム強度および検出効率との比

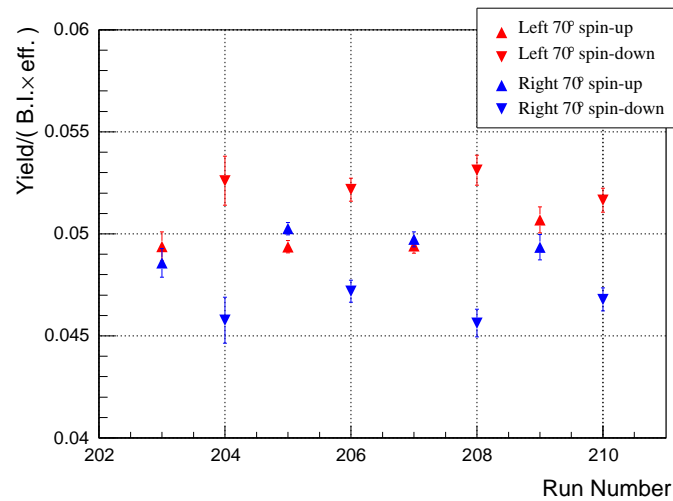


図 6.9: 70° 検出器での散乱陽子の検出数とビーム強度および検出効率との比

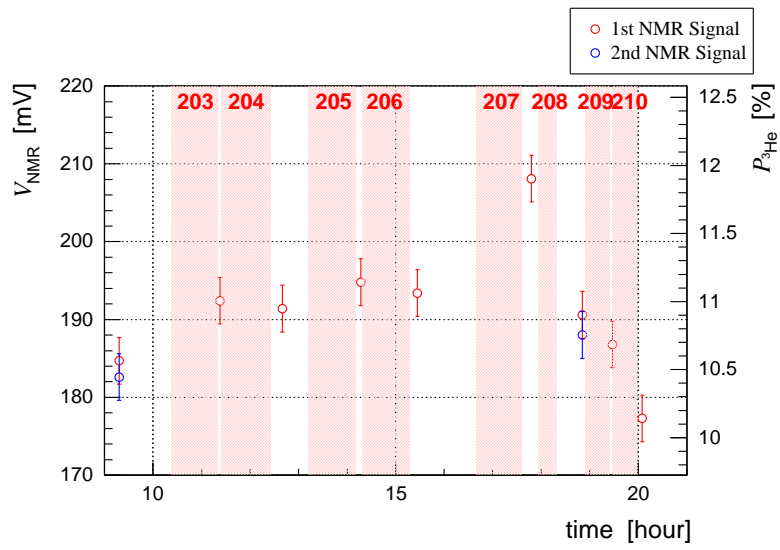


図 6.10: 散乱実験中の NMR 信号の推移。ビーム照射中を表す赤い帯の上部に Run 番号を示した。

と求められた。ここで、 A_y の誤差は統計誤差のみを示している。

第7章 議論と考察

第4章では、RbのESR周波数シフト測定によって ^3He 偏極度の絶対値を求め、AFP-NMR法により得られるNMR信号強度の較正を行った。また第5章では70 MeVの陽子ビームを用いた陽子- ^3He 弾性散乱実験による、有効散乱角度における ^3He 偏極分解能の測定を行った。 ^3He 偏極分解能を求める際の ^3He 偏極度は、RbのESR周波数シフト測定により得られた較正結果から算出した。

本章では、これらの測定結果についての議論および考察、また今後の課題について述べる。

7.1 RbのESR周波数シフト測定の測定精度

本研究では、 ^3He 偏極度の絶対値を得るためにRbのESR周波数シフト測定システムを開発し、開発したシステムを用いて ^3He 偏極度測定を行った。 ^3He 偏極度の測定精度としては10%以下を要請した。RbのESR周波数シフト測定によって得られたデータをフィッティングした結果、NMR信号強度 V_{NMR} に対する ^3He 偏極度 $P_{^3\text{He}}$ は、式(8.1)でも示したように

$$P_{^3\text{He}} [\%] = (5.72 \pm 0.61) \times 10^{-2} V_{\text{NMR}} [\text{mV}] \quad (7.1)$$

となった。フィッティングで得られた結果によると、およそ11%の精度で ^3He 偏極度が得られることが分かった。しかし、式(??)のようにRbのESR周波数シフト $\Delta\nu_{\text{ESR}}$ は ^3He 偏極度 $P_{^3\text{He}}$ 、 ^3He の数密度 $[^3\text{He}]$ およびオープン温度に依存する係数 κ_0 の積に比例する。フィッティングでは、 ^3He の数密度 $[^3\text{He}]$ およびオープン温度 T の誤差を考慮していない。よって、ここではこれらの誤差を考慮した場合におけるRbのESR周波数シフト測定の測定精度について述べる。

^3He 偏極度 $P_{^3\text{He}}$ を、NMR信号強度 V_{NMR} またはRbのESR周波数シフト $\Delta\nu_{\text{ESR}}$ の関数として

$$P_{^3\text{He}} [\%] \equiv \alpha \times V_{\text{NMR}} [\text{mV}] \quad (7.2)$$

$$= \beta \times \Delta\nu_{\text{ESR}} [\text{kHz}] \quad (7.3)$$

と表すことにする。ここで、式(7.1)のフィッティングの結果から $\alpha = 5.72$ である。また β は

$$\beta = \frac{1}{C\kappa_0[^3\text{He}]} \quad (7.4)$$

$$C = \frac{4\mu_0}{3} \frac{\mu_K \mu_B g_e}{h(2I+1)} \left(1 \mp \frac{8I}{(2I+1)^2} \frac{\mu_B g_e B_0}{hA_{\text{hfs}}} \right) \quad (7.5)$$

である。ここで、式 (7.5) における括弧内の第二項は第一項に対して数%の寄与であるため、静磁場 B_0 の誤差は無視できるとした。 ^3He の数密度 $[^3\text{He}]$ およびオープン温度 T の誤差、すなわち β の誤差 $\delta\beta$ を評価するために、式 (7.3) を

$$P_{^3\text{He}} [\%] = \frac{\alpha}{\beta} \cdot \beta \times V_{\text{NMR}} [\text{mV}] \quad (7.6)$$

と変形する。式 (7.1) におけるフィッティングによる誤差は、 $\Delta\nu_{\text{ESR}} = \alpha/\beta \times V_{\text{NMR}}$ より

$$\delta \left(\frac{\alpha}{\beta} \right) \beta = 0.61 \times 10^{-2} \quad (7.7)$$

と表される。また β の誤差 $\delta\beta$ は、 ^3He の数密度 $[^3\text{He}]$ の誤差 $\delta N_{^3\text{He}}$ および κ_0 の誤差 $\delta\kappa_0$ を用いて、誤差の伝播式から

$$\begin{aligned} \delta\beta &= \sqrt{\left(\frac{\partial\beta}{\partial[^3\text{He}]} \right)^2 (\delta N_{^3\text{He}})^2 + \left(\frac{\partial\beta}{\partial\kappa_0} \right)^2 (\delta\kappa_0)^2} \\ &= \beta \sqrt{\left(\frac{\delta N_{^3\text{He}}}{[^3\text{He}]} \right)^2 + \left(\frac{\delta\kappa_0}{\kappa_0} \right)^2} \end{aligned} \quad (7.8)$$

となる。次に、 ^3He の数密度 $[^3\text{He}]$ の誤差 $\delta N_{^3\text{He}}$ および κ_0 の誤差 $\delta\kappa_0$ を求める。

^3He の数密度 $[^3\text{He}]$ は、セル封入時のバルトロンゲージが示すガス圧力から求めた。この誤差 $\delta N_{^3\text{He}}$ として、バルトロンゲージの出力電圧値の読み取り誤差を $\delta V_{\text{bara}} = 0.01 \text{ V}$ として考慮すると

$$\delta N_{^3\text{He}} = \frac{0.01}{1.513 \times 10^{-3}} \simeq 6.00 \times 10^{17} [\text{cm}^{-3}] \quad (7.9)$$

となった。式 (5.14) より、 $[^3\text{He}] = 8.17 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ であるから

$$\frac{\delta N_{^3\text{He}}}{[^3\text{He}]} = \frac{6.00 \times 10^{17}}{8.17 \times 10^{19}} \simeq 7.34 \times 10^{-3} \quad (7.10)$$

となる。また係数 κ_0 は式 (??) でも示したように

$$\kappa_0 = 4.52 + 0.00934(T [^\circ\text{C}]) \quad (7.11)$$

と表されるので、オープン温度の誤差を $\delta T = 2 \text{ } ^\circ\text{C}$ とすると κ_0 の誤差 $\delta\kappa_0$ は

$$\begin{aligned} \delta\kappa_0 &= \sqrt{\left(\frac{\partial\kappa_0}{\partial T} \right)^2 (dT)^2} \\ &= 0.00934 \times dT = 0.01868 \end{aligned} \quad (7.12)$$

となる。 $T = 160\text{ }^\circ\text{C}$ とすると、式 (7.11) より $\kappa_0 = 6.0144$ なので

$$\frac{\delta\kappa_0}{\kappa_0} = \frac{0.01868}{6.0144} \simeq 3.10 \times 10^{-3} \quad (7.13)$$

となる。これらの値を式 (7.8) に代入することより、 $\delta\beta$ は

$$\delta\beta \simeq 1.97 \times 10^{-4} \quad (7.14)$$

と求められる。 $\delta\beta$ による式 (7.6) への寄与は $\alpha \cdot \delta\beta/\beta$ と表されるので

$$\alpha \cdot \frac{\delta\beta}{\beta} \simeq 4.57 \times 10^{-4} \simeq 0.04 \times 10^{-2} \quad (7.15)$$

と計算される。これはフィッティングによる誤差に対して 8 % 程度の大きさであり、Rb の ESR 周波数シフト測定による ^3He 偏極度の測定誤差は、ESR 周波数シフトの測定値の誤差が支配的であることが分かった。

これらの誤差を考慮すると、結局 ^3He 偏極度と NMR 信号強度 V_{NMR} との関係は

$$P_{^3\text{He}} [\%] = [5.72 \pm (0.61)_{\text{fit}} \pm (0.04)_{\text{oth}}] \times 10^{-2} V_{\text{NMR}} [\text{mV}] \quad (7.16)$$

となった。ここで、 $\pm(0.61)_{\text{fit}}$ はフィッティングによる誤差であり、 $\pm(0.04)_{\text{oth}}$ は ^3He の数密度 $[^3\text{He}]$ およびオープン温度に依存する係数 κ_0 に起因する誤差である。よって、本研究において開発した Rb の ESR 周波数シフト測定による ^3He 偏極度測定システムは、測定精度 11 % 程度を達成していることが分かった。

7.2 ^3He 偏極分解能 A_y の測定精度

東北大学 CYRIC で行った 70 MeV の陽子- ^3He 弾性散乱実験によって、 ^3He 偏極分解能 A_y は式 (6.2) および式 (6.3) でも示したように

$$A_y(\theta_{\text{lab}} = 55^\circ) = -0.35 \pm (0.01)_{\text{stat}} \quad (7.17)$$

$$A_y(\theta_{\text{lab}} = 70^\circ) = -0.33 \pm (0.03)_{\text{stat}} \quad (7.18)$$

と得られた。ここでは、統計誤差のみを示した。以下では、 ^3He 偏極分解能 A_y の系統誤差について考察する。

系統誤差としては、主に以下の二つが考えられる。

1. Rb の ESR 周波数シフト測定による ^3He 偏極度の測定精度に起因する系統誤差 $(\delta A_y)_{\text{pol}}$
2. 本実験における散乱測定系の系統誤差 $(\delta A_y)_{\text{sca}}$

1. については、6.1 節で述べたように本研究で開発した Rb の ESR 周波数シフト測定による ^3He 偏極度測定システムにおける測定精度は 11 % 程度であるから、それによる ^3He 偏極分解能 A_y の系統誤差 $(\delta A_y)_{\text{pol}}$ も、 ^3He 偏極分解能測定で得られた値に対して 11 % 程度となる。

2. については、散乱実験時のビームの状態や検出器系の系統誤差等、様々な要因が寄与してくるため見積もることが困難である。そこで、この散乱測定系での系統誤差を評価するために、非偏極状態の ^3He 標的を用いた散乱の擬非対称度測定を行った。 ^3He 偏極度が 0 % であれば、ビーム方向に対して左右に設置した検出器における陽子- ^3He 弾性散乱イベントの検出数は等しくなる。また、 ^3He 核スピンの向き対しても検出数は等しくなるはずである。この非偏極 ^3He 標的を用いた測定において非対称が確認されれば、その大きさが散乱測定系の系統誤差になると考えられる。

擬非対称度測定の結果、実験室系での散乱角度 55° および 70° に設置した左右のそれぞれの検出器において

$$\begin{aligned} |(p_y \cdot A_y)_0| &= \left| \frac{L_{\text{up}} - L_{\text{down}}}{L_{\text{up}} + L_{\text{down}}} \right| = \left| \frac{R_{\text{down}} - R_{\text{up}}}{R_{\text{up}} + R_{\text{down}}} \right| \\ &\sim 0.01 \end{aligned} \quad (7.19)$$

程度の非対称度が得られた。左辺の添え字の 0 は非偏極状態を表す。よって、散乱測定系の系統誤差 $(\delta A_y)_{\text{sca}}$ は

$$(\delta A_y)_{\text{sca}} = \frac{|(p_y \cdot A_y)_0|}{p_y} \simeq 0.1 \quad (7.20)$$

となり、偏極 ^3He 標的を用いた ^3He 偏極分解能測定で得られた値に対しておよそ 30 % 程度と求められた。以上の結果から、 ^3He 偏極分解能 A_y の誤差は、系統誤差が支配的であることが分かった。

本研究において得られた ^3He 偏極分解能 A_y と、二体核力ポテンシャルによる理論計算 [66] とを比較した結果を図 7.1 に示す。図 7.1 では、二体核力ポテンシャルによる理論計算を赤線で示している。また測定した ^3He 偏極分解能の統計誤差を棒付きのエラーで、散乱測定系の系統誤差を括弧のエラーで示している。本実験で得られた ^3He 偏極分解能は系統誤差が大きく、誤差の範囲以上の二体核力ポテンシャルによる理論計算値との差は見られない。三体核力の効果について詳細に調べるためには二体核力ポテンシャルによる理論計算値と高精度の ^3He 偏極分解能の測定値との比較が必要である。故に三体核力の効果について議論を行うためには、 ^3He 偏極分解能の系統誤差の抑制が求められる。

7.3 ^3He 偏極分解能の測定精度の向上

前節で述べたように、本実験において得られた ^3He 偏極分解能 A_y の誤差は、系統誤差が支配的であることが明らかとなった。 ^3He 偏極分解能を高精度で測定す

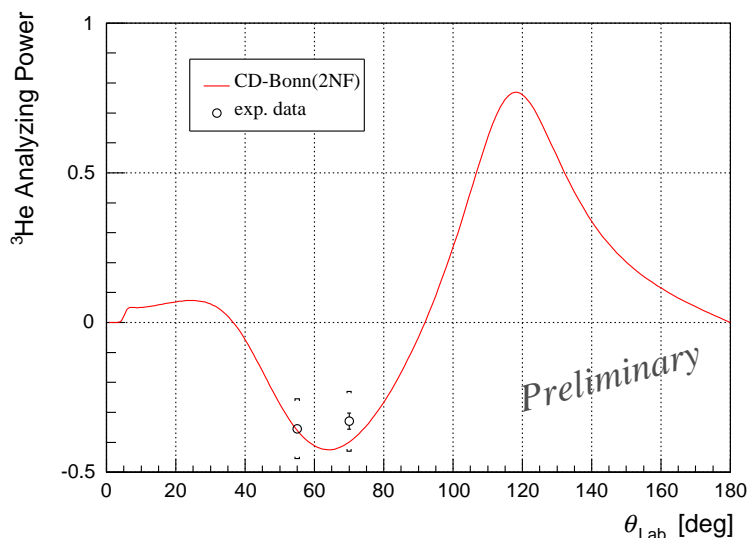


図 7.1: 70 MeV の陽子- ^3He 弾性散乱における ^3He 偏極分解能の測定結果および二体核力ポテンシャルによる理論計算

るためには、系統誤差の抑制が要請される。

散乱測定系の系統誤差に関しては、偏極 ^3He 標的の偏極度が向上すれば相対的に小さくすることが出来る。 ^3He 偏極度を向上させるために、光ポンピングに用いる半導体レーザーの高出力化および狭帯域化を計画している。本研究において用いた半導体レーザーの線幅は 2 nm 程度であり、3 気圧の ^3He ガス存在化での Rb の吸収線幅である 54 GHz に対して非常に大きい。狭帯域化および高出力化を図ることによって、Rb 原子の偏極生成効率を飛躍的に向上させ、結果的に ^3He 偏極度を向上させることが期待される。またガラスセル製作時の洗浄方法を見直し、標的セル内の不純物を抑制することでも更なる ^3He 偏極度の向上が期待される。

系統誤差の抑制には、本研究で開発した Rb の ESR 周波数シフト測定による ^3He 偏極度測定システムの測定精度の向上も要請される。測定誤差の要因としては、Rb の ESR 周波数シフト測定中での静磁場の揺らぎが考えられる。本研究ではフィードバック回路を組み込むことによって振動磁場の周波数が常に共鳴周波数付近に変調されるようにしたが、静磁場の揺らぎによる補正も必要である。そこで、今後は高精度のフラックスゲート磁力計を用いた磁場測定を Rb の ESR 周波数シフト測定中に行うことによって、静磁場の揺らぎの補正を考慮する方針である。またガラスセルに封入した ^3He ガスは、時間経過と共にガラスを透過していつてしまう。よって、ガスの封入時に測定した ^3He ガスの圧力、すなわち ^3He の数密度は次第に減少していくことになる。 ^3He の数密度を正確に得るためには、ガラスセルへの封入後に ^3He ガスの圧力を測定するためのシステムの構築が求められる。 ^3He ガス圧力の測定方法としては、Rb の吸収スペクトルが混合気体である ^3He ガスの圧力によって広がる現象を利用した圧力拡がり測定がある。今後は、この測

定システムを導入し、Rb の ESR 周波数シフト測定による ^3He 偏極度測定システムのさらなる測定精度の向上も視野に入れている。

第8章 まとめと展望

我々のグループは、四核子系における三体核力の性質を詳細に調べていくために、70 MeV の陽子- ^3He 弾性散乱実験による有限散乱角度での ^3He 偏極分解能 A_y の測定を目的としている。 ^3He 偏極分解能を得るためには、偏極 ^3He 標的の偏極度の絶対値を求める必要がある。しかし、現在 ^3He 偏極度の測定方法として採用している AFP-NMR 法のみでは、 ^3He 偏極度の相対値しか得る事が出来ない。本研究では、 ^3He 偏極度の絶対値測定および AFP-NMR 法の較正のために、Rb の ESR 周波数シフト測定による ^3He 偏極度測定システムを開発した。 ^3He 偏極度の測定精度としては、10 % 以下を目標とした。

Rb の ESR 周波数シフト測定は、 ^3He の核スピンの向きを反転させ、静磁場に対して平行または反平行の状態での ESR 周波数を測定し、それらの差を取ることで行った。ESR コイルによって振動磁場を印可し、光ポンピングによって励起した Rb の ESR を誘起する。ESR によって脱励起した Rb 原子が放出する蛍光をフォトダイオードによって観測し、その時放出される蛍光強度が最大となる振動磁場の周波数が ESR 周波数となる。また ESR コイルは VCO に接続され、PI-フィードバック回路によって常に振動磁場の周波数が共鳴周波数付近で変調させるようにした。

本研究において開発した ^3He 偏極度測定システムを用いて、上記の方法で Rb の ESR 周波数シフト測定を行った。AFP 法によって ^3He の核スピンを反転させ、それぞれの状態において ESR 周波数測定を行い、ESR 周波数のシフトを確認することに成功した。典型的な ESR 周波数シフトは 3 kHz 程度であった。また得られた ESR 周波数のシフトから ^3He 偏極度を求め、その値と反転時に測定した NMR 信号強度とを対応させることで AFP-NMR 法の較正を行った。その結果、NMR 信号強度 V_{NMR} および ^3He 偏極度 $P_{^3\text{He}}$ は

$$P_{^3\text{He}} [\%] = (5.72 \pm 0.61) \times 10^{-2} V_{\text{NMR}} [\text{mV}] \quad (8.1)$$

と対応付けられた。

東北大学 CYRIC において、70 MeV の陽子- ^3He 弾性散乱実験による ^3He 偏極分解能 A_y の測定を行った。その結果、 ^3He の核スピンの向きによる散乱陽子数の非対称が確認され、較正した NMR 信号強度で得られた ^3He 偏極度から A_y を求めた。 A_y の系統誤差は、本研究で開発した ^3He 偏極度測定システムの測定精度によるものが 11 % 程度であり、散乱測定系によるものが 30 % 程度であった。

今後は、 ^3He 偏極分解能 A_y の系統誤差を抑制するために、 ^3He 偏極度の向上お

よび本研究で開発した Rb の ESR 周波数シフト測定による ^3He 偏極度測定システムの測定精度の向上を行っていく方針である。 ^3He 偏極度の向上としては、ガラスセルの不純物の除去および半導体レーザーの狭帯域化、高出力化を図る。また本研究で開発した ^3He 偏極度測定システムの測定精度の向上としては、静磁場の揺らぎの補正および ^3He ガス圧力の測定システムの構築を図る。

参考文献

- [1] David J. Sloop, Hsiang-Lin Yu, Tien-Sung Lin, and S. I. Weissman. Electron spin echoes of a photoexcited triplet: Pentacene in p-terphenyl crystals. *Journal of Chemical Physics*, 75:3746 – 3757 (1981).
- [2] Masataka Iinuma. “dynamic nuclear polarization at high temperature for polarized proton target”. Ph. D Thesis, Kyoto University (1997).
- [3] 立石健一郎, 博士論文, 大阪大学 (2013).
- [4] Henstra, A., Dirksen, P. Wenckebach, W. T., *Physics Letters A* **134**, 134-136 (1988).
- [5] Henstra, A., Lin, T. S., Schmidt, J. Wenckebach, W. T., *Chemical Physics Letters* **165**, 6-10 (1990).
- [6] H. Yukawa, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan* **17**, 48 (1935).
- [7] G. P. S. Occhialini *et al.*, *Nature* **159**, 186, 694 (1947).
- [8] M. H. MacGregor, R. A. Arndt, and R. A. Wright, *Phys. Rev.* **182**, 1714 (1969).
- [9] R. Machleidt, K. Holinde, and Ch. Elster, *Phys. Rep.* **149**, 1 (1987).
- [10] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks, and R. Schiavilla, *Phys. Rev. C* **51**, 38 (1995).
- [11] R. Machleidt, *Phys. Rev. C* **63**, 024001 (2001).
- [12] V. G. J. Stoks *et al.*, *Phys. Rev. C* **49**, 2950 (1994).
- [13] E. Wigner, *Phys. Rev.* **43**, 252 (1933).
- [14] L. D. Faddeev, *Sov. Phys. JETP* **12**, 1014 (1961).
- [15] S. Ishikawa and T. Sasakawa, *Few Body Syst.* **1**, 3 (1986).
- [16] C. R. Chen *et al.*, *Phys. Rev. C* **33**, 1740 (1986).

- [17] A. Nogga *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 054003 (2002).
- [18] J. Fujita and H. Miyazawa, Prog. Theor. Phys. **17**, 360 (1957).
- [19] B. S. Pudliner *et al.*, Phys. Rev. C **56**, 1720 (1997).
- [20] S. A. Coon and H. K. Han, Few Body Syst. **30**, 131 (2001).
- [21] W. Glöckle *et al.*, Phys. Rep. **274**, 107 (1996).
- [22] A. Kievsky, M. Viviani, and S. Rosati, Phys. Rev. C **64**, 024002 (2001).
- [23] H. Witała *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1183 (1998).
- [24] K. Sekiguchi *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 034002 (2002).
- [25] K. Sekiguchi *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 061001 (2011).
- [26] S. C. Pieper *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 014001 (2001).
- [27] S. C. Pieper, K. Varga, and R. B. Wiringa, Phys. Rev. C **66**, 044310 (2002).
- [28] P. Navrátil and W. E. Ormand, Phys. Rev. C **68**, 034305 (2003).
- [29] A. Akmal, V. R. Pandharipande, and D. G. Ravenhall, Phys. Rev. C **58**, 1804 (1998).
- [30] S. Gandolfi, J. Carlson, and S. Reddy, Phys. Rev. C **85**, 032801 (2012).
- [31] J. Carlson *et al.*, Rev. of Mod. Phys. **87**, 1067 (2015).
- [32] B. T. Murdoch *et al.*, Phys. Rev. C **29**, 2001 (1984).
- [33] A. Deltuva and A. C. Fonseca, Phys. Rev. C **87**, 054002 (2013).
- [34] M. Viviani *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 172302 (2013).
- [35] G. G. Ohlsen, Rep. Prog. Phys. **35**, 717 (1972).
- [36] 和田泰敬, 修士論文, 東北大学 (2013).
- [37] R. H. McCamis *et al.*, Phys. Rev. C **31**, 1651 (1985).
- [38] 塩川裕太, 修士論文, 東北大学 (2014).
- [39] J. L. Friar *et al.*, Phys. Rev. C **42**, 2310 (1990).
- [40] K. P. Coulter *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **270**, 90 (1988).

- [41] K. P. Coulter *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **288**, 463 (1990).
- [42] G. L. Greene, A. K. Thompson, and M. S. Dewey, Nucl. Instr. and Meth. A **356**, 177 (1995).
- [43] F. D. Colegrove, L. D. Schearer, and G. K. Walters, Phys. Rev. **132**, 2561 (1963).
- [44] M. A. Bouchiat, T. R. Carver, and C. M. Varnum, Phys. Rev. Lett. **5**, 373 (1960).
- [45] Q. Ye *et al.*, Eur. Phys. J. A **44**, 55 (2010).
- [46] E. Babcock *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 123003 (2003).
- [47] P. I. Borel *et al.*, Phys. Rev. A **67**, 062705 (2003).
- [48] M. E. Wagshul and T. E. Chupp, Phys. Rev. A **40**, 4447 (1989).
- [49] B. Larson *et al.*, Phys. Rev. A **44**, 3108 (1991).
- [50] Z. Wu, T. G. Walker, and W. Happer, Phys. Rev. Lett. **54**, 1921 (1985).
- [51] M. E. Wagshul and T. E. Chupp, Phys. Rev. A **49**, 3854 (1994).
- [52] T. Killian, Phys. Rev. **27**, 578 (1926).
- [53] R. M. Herman, Phys. Rev. **137**, A1062, (1965).
- [54] B. Chann *et al.*, Phys. Rev. A **66**, 032703 (2002).
- [55] N. R. Newbury *et al.*, Phys. Rev. A **48**, 4411 (1993).
- [56] G. D. Cates, S. R. Schaefer, and W. Happer, Phys. Rev. A **37**, 2877 (1988).
- [57] R. L. Gamblin and T. R. Carver, Phys. Rev. **138**, A946 (1965).
- [58] B. Chann *et al.*, Jour. Appl. Phys. **94**, 6908 (2003).
- [59] E. Babcock *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 083003 (2006).
- [60] G. D. Cates *et al.*, Phys. Rev. A **38**, 5092 (1988).
- [61] G. Breit and I. I. Rabi, Phys. Rev. **38**, 2082-2083 (1931).
- [62] Daniel A. Steck, *Rubidium 85 D Line Data*, (<http://steck.us/alkalidata>) (revision 0.1.1, 2 May 2008).

-
- [63] M. V. Romalis and G. D. Cates, Phys. Rev. A **58**, 3004 (1998).
- [64] L. C. Balling, R. J. Hanson, and F. M. Pipkin, Phys. Rev. **133**, A607 (1964).
- [65] C. Y. Jiang *et al*, Physics Procedia **42**, 191 (2013).
- [66] A. Deltuva (private communication).

謝辞

本研究を進めていくにあたり、またこの2年間の東北大学での大学院生活において、多くの方々からご指導、ご鞭撻を頂きました。この場を借りて感謝を述べたいと思います。

指導教官である東北大学の関口仁子准教授には、科学者としての心得、姿勢等について熱心に教えて頂きました。山形大学を卒業し、東北大学大学院に進学したばかりでまだ環境の変化に慣れていない頃も、親身になって接して頂きました。また東北大学CYRICや、理化学研究所での実験等、とても貴重な経験をさせて頂きました。自分がこの2年間で研究者として大きく成長できたのは、関口仁子准教授のご指導のおかげです。心より感謝致します。

放射線医学総合研究所 重粒子医科学センターの涌井崇志氏には、昨年まで東北大学CYRICの助教として大変お世話になりました。偏極 ^3He 標的に関する様々な助言を頂きました。また放射線医学総合研究所に異動してからも、半導体レーザーが故障してしまった時に貴重な意見等を頂きました。我々の偏極 ^3He 標的の開発にあたり、多大な貢献をしてくださったことに感謝致します。

東北大学の小林俊雄教授には、研究室の先生としてご指導、ご協力を頂きました。様々な実験器具等を快く貸して下さったこと、心より感謝致します。我々の実験作業が円滑に行えたのは小林教授のご協力のおかげです。

東北大学CYRICの伊藤正俊准教授、原田健一助教にはCYRICでの実験時に様々なご指導、ご協力を頂きました。伊藤さんにはCYRICでのビーム実験の整備等をして頂きました。原田さんには、我々が使用している半導体レーザーについてご指導、ご協力いただきました。レーザーが故障してしまった時に様々な意見を提案してくださったり、光学系の素子等を快く貸していただきました。この場を借りて感謝致します。これからもCYRICでの実験時にお世話になると思います。

技術職員の梅津裕生氏には、実験作業時にお世話になりました。大量の有機溶剤を扱う時に、安全に作業を行うために色々と手配をして下さりました。ありがとうございました。

東北大学理学部硝子機器開発・研修室の扇充氏、澤田修太氏、佐藤由佳氏には、ガラスセルの製作で大変お世話になりました。非常に精巧なセルブランチを何個も作って頂きました。また封じきり用の酸素ボンベを快く貸して頂いたり、扇さんにはガラスの封じきりのコツを実演しながらご指導頂いたり、封じきりで使用するガラス棒を無償で頂いたりしました。我々が散乱実験を行えたのも、硝子機

器開発・研修室の方々のおかげです。心より感謝致します。

理化学研究所の月花智博氏、シグマ光機株式会社の柳川滋氏には半導体レーザーや光学系について大変お世話になりました。月花さんには、我々の半導体レーザーの購入にあたって様々な手配をして頂きました。また柳川さんにはわざわざ東北大学にまで来て頂き、我々の光学系に関する意見や提案を頂きました。お二方には、今後の光学系等の改良において非常に有用な意見を頂きました。本当にありがとうございました。

研究室の先輩である和田泰敬氏、塩川裕太氏には、偏極 ^3He 標的関連についてやその他の様々な物理的知識等を丁寧に教えて頂きました。和田さんには、研究だけでなく実生活においても大変お世話になりました。本研究での測定システムの開発も、和田さんの助力のおかげで達成することができました。心より感謝致します。塩川さんには、昨年まで研究室の先輩としてお世話になりました。塩川さんが製作した測定プログラムのおかげで、今も円滑に実験を行うことができます。感謝致します。

研究室の同期である江藤大二郎氏、市毛夏実氏、須藤貞美氏、高橋佑太氏、藤田真奈美氏、本田和久氏とは、2年程の短い間でしたが、同じ物理学を志す者同士として研究生生活を送ってきました。特に江藤君とは、同じエキゾチックグループの同期として苦楽を共にしてきました。今後物理学研究に関わる事は無いかもしれませんが、この研究生生活で学んだことを生かして頑張りたいです。同期の皆さんのおかげで、この2年間の研究生生活で様々な経験をすることができました。本当にありがとうございました。

研究室の後輩である秋枝智美氏、今紘史氏、中居真之介氏、迎智之氏には、実験作業時やビーム実験時等でお世話になりました。これからまた大変になってくると思いますが、頑張りたいです。

23歳以下サッカー日本代表の皆様には、多大な勇気を頂きました。どんなに苦しい状況でも決して諦めない姿勢に感動致しました。アジア大会優勝おめでとうございます。この場を借りて感謝を致します。

最後に自分の大学および大学院生活を支えてくれた家族に感謝を述べたいと思います。自分の大学院進学にも反対せず、応援してくれて心より感謝します。これからも日進月歩で頑張りたいと思います。