

修士論文

LEPS 実験のための偏極HD 標的開発と
NMR による偏極度測定

大阪大学大学院 理学研究科 物理学専攻
大阪大学 核物理研究センター

森崎 知治

平成 21 年 3 月 18 日

概要

我々LEPS グループでは兵庫県西播磨にある大型放射光施設 SPring-8 にて、高エネルギーの逆コンプトン 線をビームにした光子-核子衝突実験、特に 粒子光生成実験を行っている。近年の高エネルギー実験や理論計算において従来 (uud) や (udd) の 3 クォークモデルで良く説明されていた陽子や中性子に、別なストレンジクォークが含まれているかもしれないという結果が出されている。一方でそれを否定する意見も多く見られ、これらの問題については現在も議論が活発に行われている。果たして物質の“真の姿”はどのようなものなのか。我々は円偏光した 線ビームとスピン偏極した標的とを衝突させ 中間子を光生成し、スピンの向きの組み合わせによる反応断面積の非対称度を測定するという方法で、新しい実験事実を提示すべく、重水素化水素 (HD) を素材にした偏極 HD 標的の開発に取り掛かっている。固化した HD は偏極標的として非常に有益な特徴を持っていて、陽子標的としても中性子標的としても使用できる上に、実験中に偏極の方向を変えることも可能である。開発には希釈冷凍機とそれを取り巻く超伝導電磁石とで、温度 $\sim 10\text{mK}$ 、磁場 17Tesla という環境を作り出し、そこで冷凍偏極を約 2 カ月行う。その 2 カ月後の偏極度は HD の H で約 90%、D で約 60% を目標にしており、それを保持できる緩和時間は 2 カ月以上を理想とする。この HD の固化には、従来の方法では少なくとも 3 つの冷凍機の同時運転が必要であり、これまで我々にはこの点で技術的に劣る部分があり、偏極 HD 標的の試作に取り掛かれずにいた。しかし今回、新 HD 固化システムの導入と新 NMR システムの導入によって冷凍機運転の問題を回避することができ、ついに第 1 号標的の試作を行うことが出来た。今回、標的の重要な物理量である偏極度 P_H と緩和時間 T_1 の測定には核磁気共鳴 (NMR) 法の原理を用いた。そして偏極度 P_H が統計エラー・系統エラーも考慮して $41.4 \pm 3.10\%$ 、緩和時間 T_1 が 2546 ± 380 時間と算出された。偏極度は計算では約 84% になるが、今回はその半分程度という結果になった。しかし我々はこの値は測定系の問題である可能性が高いと考えている。それは、偏極度算出のために使用した基準の NMR シグナル面積と目的の NMR シグナル面積との間に、本来そうあるものだと思われていた線形性が失われていたというものである。よって実際はもっと高偏極していたのではないかと期待している。そして緩和時間は期待と予想を大幅に超えるもので、すぐにでも実用可能なレベルであることを見出した。しかし上記の線形性の問題から、実際はこれより短いことも懸念される。その場合でも最低 1300 時間前後は保障されているので実用的なレベルであることは間違いないだろう。いずれの場合でも、初めての偏極標的作製実験でこれほどの成果を出せたことは喜ばしい。我々の開発の方向性が間違っていなかったことをこの試作で十分立証することが出来たからである。本作製実験の技術を発展させ、早い段階での LEPS 実験での実用化を目指したい。

目次

第1章 序論	6
1.1 LEPS とは	6
1.1.1 レーザー系	6
1.1.2 検出器系	9
1.1.3 標的系	9
1.1.4 改良	9
1.2 偏極標的開発の目的	10
1.2.1 ϕ 中間子光生成	10
1.2.2 二重偏極非対称度と $s\bar{s}$ ノックアウト	11
1.2.3 反応断面積のバンプ構造	14
1.3 偏極 HD 標的への要求	15
第2章 偏極 HD 標的開発	16
2.1 偏極 HD 標的の利点と特徴	16
2.2 偏極度と HD	17
2.2.1 偏極度	17
2.2.2 緩和	19
2.2.3 H の偏極原理と方法	19
2.2.4 D の偏極原理と方法	22
2.3 開発環境	23
2.3.1 蒸留器	23
2.3.2 希釈冷凍機	23
2.3.3 超伝導電磁石	24
2.3.4 Transfer Cryostat	26
2.3.5 Storage Cryostat	27
2.3.6 In Beam Cryostat	28
2.3.7 NMR 測定機器	28
2.4 開発の流れ	29
2.4.1 標的完成まで	29
2.4.2 移送から LEPS 実験開始まで	30
第3章 標的の試作実験	32
3.1 試作実験の目的	32
3.2 標的作製に付随する壁の克服	32
3.3 試作実験の流れ	35

第 4 章	NMR による標的の偏極度測定	37
4.1	NMR を用いた偏極度測定原理	37
4.1.1	NMR と偏極度	37
4.1.2	NMR シグナル	38
4.1.3	面積比較法	41
4.2	シングルコイル法を用いた NMR 測定システム	41
4.2.1	シングルコイル法	41
4.2.2	回路構成	44
4.3	PHYDES01 の H の NMR 測定手順と内容	45
第 5 章	NMR 測定データの解析	47
5.1	初期処理	48
5.2	緩和時間 T_1	50
5.3	面積比較法による偏極度 P_H の絶対値	56
5.4	結果の考察と標的の評価	59
5.4.1	偏極度 P_H について	59
5.4.2	緩和時間 T_1 について	60
第 6 章	将来的なシステム改良及び課題と計画	62
6.1	NMR システムの改良	62
6.2	標的開発システムの改良	63
6.3	今後の開発計画	64
第 7 章	まとめ	65
付 録 A	D の偏極原理と方法	66
	参考文献	69
	謝辞	70

目次

1.1	大型放射光施設 SPring-8	6
1.2	Θ^+ の存在を示唆する質量スペクトル	7
1.3	LEPS ビームライン	7
1.4	LEPS spectrometer	8
1.5	Time Projection Chamber	8
1.6	ϕ 中間子光生成反応過程	11
1.7	$E_\gamma = 2.2\text{GeV}$ における γp ϕp の反応微分断面積	12
1.8	ϕ の観測量	12
1.9	A.I.Titov による $s\bar{s}$ 含有 1 % 時の C_{BT} の計算	13
1.10	散乱角に対する C_{BT} の理論分布	13
1.11	ϕ の断面積のバンブ構造	14
2.1	標的用セル	17
2.2	H と D の磁場 17T における偏極度	18
2.3	HD の H の偏極過程	21
2.4	ORSAY より報告されたエイジング期間と緩和時間	22
2.5	HD 用蒸留器	23
2.6	希釈冷凍機	23
2.7	^3He - ^4He 希釈冷凍機循環システム	24
2.8	超伝導電磁石	24
2.9	磁場中心を $z = 0$ にした時の電磁石の磁場一様性	25
2.10	超伝導電磁石・セル・希釈冷凍機の位置関係	26
2.11	Transfer Cryostat	27
2.12	Storage Cryostat	27
2.13	In Beam Cryostat	28
2.14	標的開発の始まりから完成まで	29
2.15	標的完成から実験開始まで	30
3.1	希釈冷凍機用新 HD ガス導入パイプの構造	34
3.2	標的試作実験	35
4.1	H と D の外部磁場に対するエネルギー準位	37
4.2	NMR 過程	38
4.3	回転座標系	40
4.4	NMR 測定の観測シグナル	41
4.5	NMR コイルと Kel-F チューブ台座	42
4.6	シングルコイル法 NMR コイルの形状と標的セル	42

4.7	シングルコイルとダブルコイル	42
4.8	シングルコイル法におけるキャンセル回路	43
4.9	今実験における NMR 測定回路	44
5.1	NMR シグナル	47
5.2	磁場表示とチャンネル表示の NMR シグナル	49
5.3	温度 300mK 到達直後の磁場 up 時の H のシグナルが持つベースライン	50
5.4	300mK 到達直後の H の積算 NMR シグナル 1	51
5.5	300mK 到達直後の H の積算 NMR シグナル 2	53
5.6	H のシグナル面積の時間推移	54
5.7	fit 関数 $f(t)$ による面積の時間推移の fit	54
5.8	LabVIEW による磁場 up 時のシグナルのシミュレーション	55
5.9	TE 状態と空セル状態の積算 NMR シグナル	57
5.10	TE 状態と空セル状態の最終 NMR シグナル	58
A.1	隣接する HD 分子の H と D の双極子結合エネルギー準位	66
A.2	DNP 法による D の偏極過程	68

表 目 次

1.1	検出器機構の各役割	9
2.1	式 (2.7) より得た水素の各条件下における偏極度	18
3.1	試作標的の作製状況	36
4.1	H の NMR 測定状況	46
5.1	300mK 到達後の H の NMR シグナル面積の時間推移	53
5.2	面積比較法用の 4.2K, 1.1T での TE 状態の基準面積	58
A.1	DNP 法による得られる HD 中の D の偏極率	67

第1章 序論

まずはじめに、我々偏極標的プロジェクトが属している“LEPS”と呼ばれるハドロン核物理実験施設の紹介と、偏極標的開発の目的について述べる。

1.1 LEPS とは

LEPS とは Leaser Electron Photon facility at SPring-8 の略で、兵庫県西播磨にある大型放射光施設 SPring-8 (図 1.1) にて大阪大学核物理研究センターが中心となって建設した GeV 光子ビームを用いるハドロン核物理実験施設のことである。またその実験グループを LEPS グループと呼ぶ。



図 1.1: 大型放射光施設 SPring-8

LEPS グループではこれまで様々な実験を行ってきたが、中でも特に大きな業績は Θ^+ と呼ばれるペンタクォーク粒子の発見報告である [1]。これまでクォークにより構成されるハドロン粒子は理論的に制限されたものでないにもかかわらず 2 クォークないしは 3 クォーク粒子の発見までに留まっていたが、LEPS グループは 2.4GeV の高エネルギー逆コンプトン線を用いたハイペロン生成実験において、5 つのクォークにより構成されるペンタクォーク粒子 Θ^+ を世界で初めて発見した (図 1.2)。しかしその後世界各地で追認実験が行われたが Θ^+ の有無に対して否定的な結果や意見も多くいまだ Θ^+ の確立までには至っていない。そこでその存在を確かなものとするべく、またその他のハドロン構造やハドロン反応を詳細に調べるべく実験環境の種々のグレードアップを図りながら現在も実験を続けおり、最近、新しい解析データを発表したばかりである (図 1.2)[2]。

1.1.1 レーザー系

SPring-8 蓄積リング内の 8GeV に加速された電子に、偏極 (偏光) した紫外線レーザーをレーザーハッチから入射し、逆コンプトン散乱によって生じた高エネルギー線を実験の入射ビームとして使用している。入射ビームは実験ハッチに向かってビームラインを進む (図 1.3)。

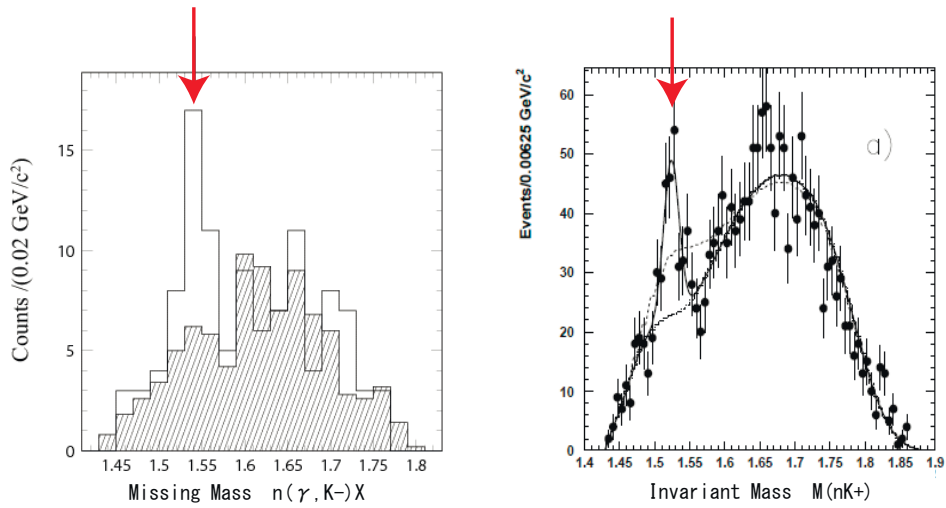


図 1.2: Θ^+ の存在を示唆する質量スペクトル

左：炭素標的の中の子からの (γ, K^-) 反応による質量欠損分布 (2003 年発表), 右：重陽子標的の中の子からの (γ, K^-) 反応による不変質量分布 (2008 年発表)

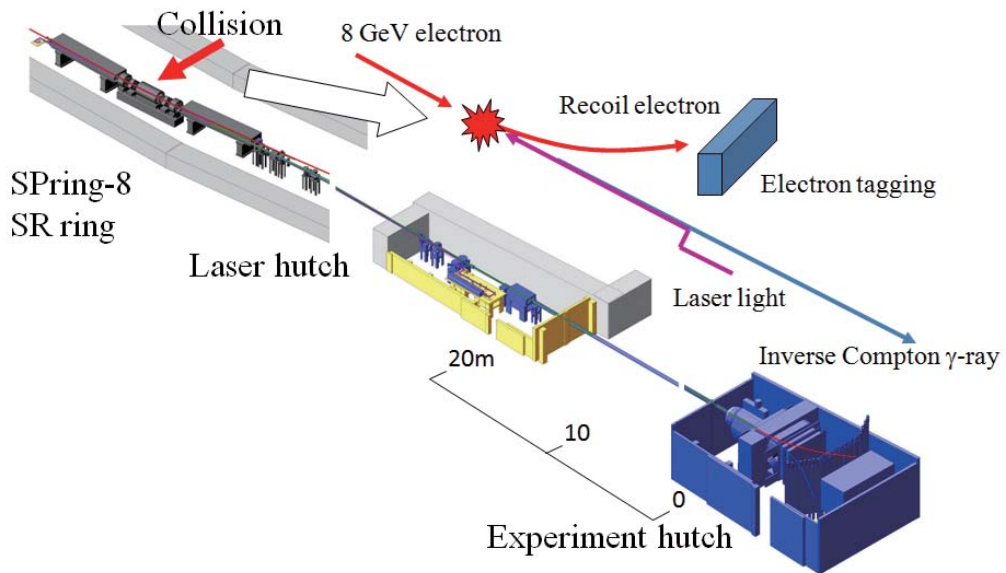
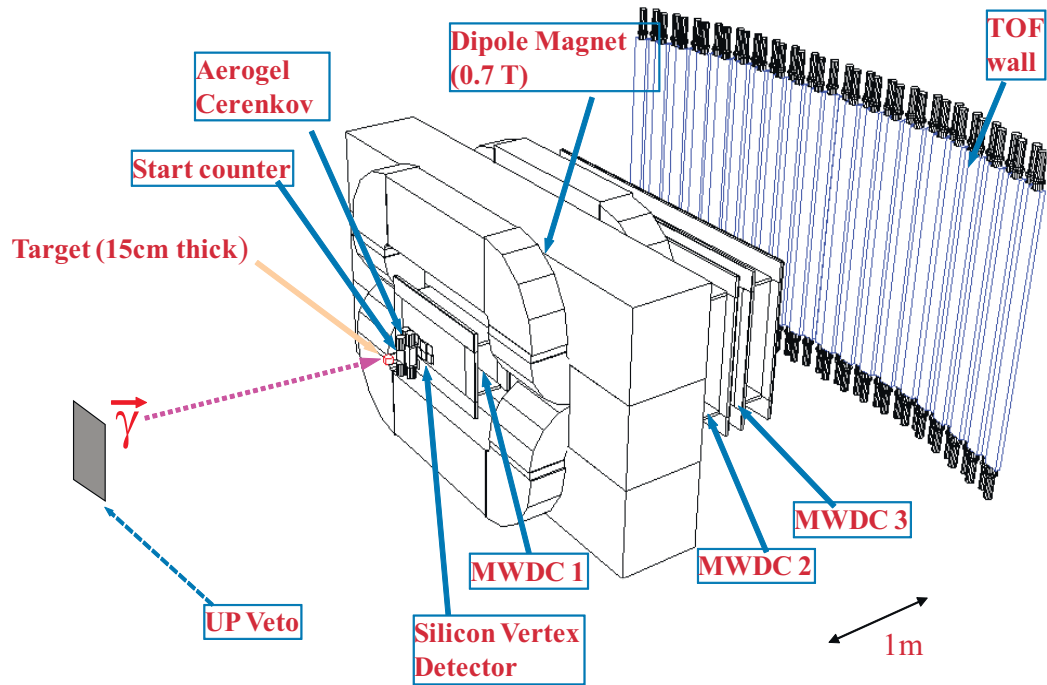
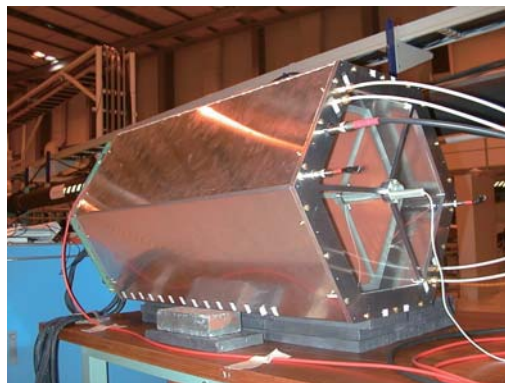


図 1.3: LEPS ビームライン



☒ 1.4: LEPS spectrometer



☒ 1.5: Time Projection Chamber

1.1.2 検出器系

生成されたハドロン粒子は最終的にビーム軸に対して標的より下流側に設けられている種々の検出器によって検出される。図 1.4 に生成された荷電粒子の運動量及び飛行時間を測定する LEPS スペクトロメータの模式図を載せる。上流から UP Veto カウンター、スタートカウンター、エアロジェルチェレンコフカウンター、シリコンバーテックス検出器、MWDC1、双極電磁石、MWDC2、MWDC3、TOF ホドスコープの順に並んでいる。また、蓄積リング内に 線のエネルギーを測定するためのタギング検出器が置かれている。各システムの役割は以下の通りである。

	役割
UP Veto カウンター	標的より上流の物質が原因で起こった電子陽電子対生成イベントを除去する
スタートカウンター	標的で荷電粒子が生成されたことを認識する
エアロジェルチェレンコフカウンター	ハドロンイベントに対してバックグラウンドとなる標的で生成された電子陽電子対イベントを除去する
シリコンバーテックス検出器	粒子の飛跡を求め反応の起きた位置を求める (MWDC と組み合わせる)
MWDC	荷電粒子の飛跡を検出し双極電磁石と組み合わせて運動量の測定をする
双極電磁石	荷電粒子の運動量分析のための電磁石
TOF ホドスコープ	荷電粒子の飛行時間と x, y 方向の場所を粗く特定する
タギング検出器	反跳電子のエネルギーを測定し、線のエネルギーをイベントごとに決定する

表 1.1: 検出器機構の各役割

1.1.3 標的系

線が標的の核子に衝突すると様々なハドロン粒子が生成され、その反応模様は標的の選択によって変わってくる。LEPS ではこれまで多くは $p(\pi^+, K^{\pm})$ や $n(\pi^+, K^{\pm})$ 反応といった、光子と核子の素過程反応によるハドロン生成を観測するために、線ビーム照射の標的には液体水素や液体重水素を用いていた。

1.1.4 改良

LEPS ではこれまで実験を続けながらその環境に数々の改良を重ねてきた。そしてこれから先もさらなる改良を予定している。

- レーザー系

当初波長 351nm の ML アルゴンレーザーを用いていたが、355nm 半導体レーザーを 2 台同時入射して得られる倍強度レーザーを、そして現在は波長 500nm のアルゴンレーザーに BBO 結晶による $\lambda/2$ 変換を施し、波長 257nm のアルゴンレーザーとして使用している。これによ

り初め 2.4GeV だった 線の最高エネルギーは約 3GeV にまでなった. またさらに直線偏光だったビームを円偏光に変換する計画もある.

- 検出器系

LEPS スペクトロメーターは前方にはじき出された荷電粒子を高分解能で検出するが, その他の方向には弱点を持っている. そこで大立体角をカバーし, また標的から数 cm 内で起こるハイペロンの崩壊を検出できるようにと固体標的用の Time Projection Chamber (TPC) を導入した (図 1.5). これは荷電粒子の飛跡を 3 次元的に検出できる. この TPC に加え双極電磁石の上流にソレノイド電磁石を配置し, その内側に TPC を, さらに TPC の中心に標的をそれぞれ配置した. また現在は液体標的用に中空領域を有する TPC2 号機を用い, トリガーカウンター及び TOF カウンターとして用いるためにシンチレーターを TPC の内側と外側に配置し, さらに新しい MWDC を TPC のすぐ下流にセットして実験を行っている.

- 標的系

これまで使用してきた標的は非偏極の液体水素や重水素であった. 研究の発展のために, これを近い将来に偏極した固体標的に変えたいと考えている. そして我々は現在開発中であるこの固体偏極標的の素材に重水素化水素 (Hydrogen-Deuteride : 以下 HD とする) を選択した [3]. 偏極標的を開発する目的については 1.2 節で, その偏極標的に HD を選択した理由については第 2 章で述べる.

1.2 偏極標的開発の目的

現在のクォークモデルでは陽子や中性子の低エネルギー領域での特性は u と d を 3 つ組み合わせた 3 クォーク系 (陽子 : uud , 中性子 : udd) で良く説明できる. しかし近年の高エネルギー実験や理論計算において陽子中に無視できないストレンジクォーク s が存在することを示唆する結果が出てきた. 例えば, 偏極ミュオン, 偏極陽子標的を用いた深部非弾性散乱実験では $s\bar{s}$ クォーク対のスピン量は u や d のそれに匹敵するものであった [4]. 一方で $s\bar{s}$ なしでも説明がつくという結果もある. Jlab の電子と核子の弾性散乱によるパリティの破れの非対称度測定から, 核子内部のストレンジクォークの寄与はほとんど無いという結果が出た [5]. また, HERMES による実験では核子スピンに対するストレンジクォークの寄与はほとんどゼロに近かったという結果も出た [6]. これらの問題について現在議論が活発に行われている. 物質の“ 真の姿 ”を知るために, 新しい実験事実を提示すべく, 我々は偏極光子と偏極陽子による ϕ 中間子生成から, $s\bar{s}$ knock-out の寄与を調べる実験を計画している.

1.2.1 ϕ 中間子光生成

光子を照射して粒子を生み出す過程を光生成過程と呼ぶ. 核子標的の ϕ 中間子光生成は $\gamma p \rightarrow \phi p$ や $\gamma n \rightarrow \phi n$ という反応式で記述され, そこには主に 3 つのプロセスが存在し, 一つ目はポメロン交換反応過程, 二つ目は π, η 交換反応過程, 三つ目は $s\bar{s}$ ノックアウト反応過程である. ϕ 中間子はピュアな $s\bar{s}$ 波動関数を持っているので, 核子中の $s\bar{s}$ の存在有無の是非を研究するにあたって直接的に実験データを得れる ϕ 中間子光生成反応は非常に強力である.

ポメロン交換反応過程は光子と核子がポメロンの交換を行って ϕ に変わる反応である. この反応は広いエネルギー領域で起こり, ϕ 光生成の大部分を占めるメインプロセスとなっている.

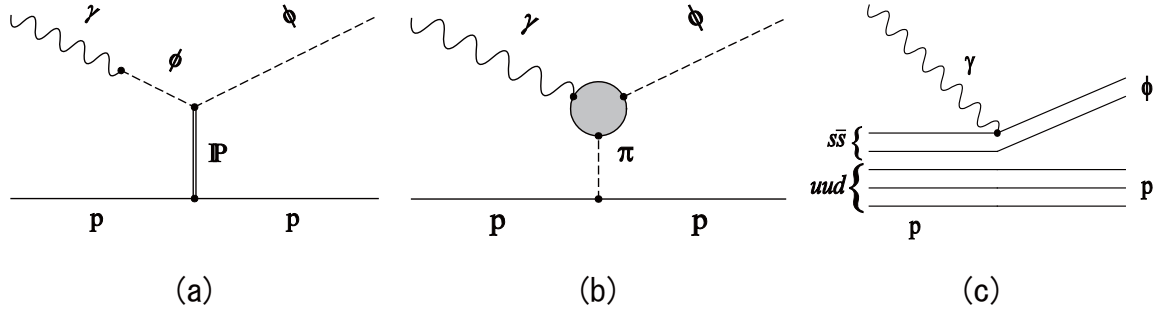


図 1.6: ϕ 中間子光生成反応過程

(a) ポメロン交換反応 (b) π, η 交換反応 (c) $s\bar{s}$ ノックアウト反応

π, η 交換反応過程は、光子と核子が擬スカラーメソンである π や η を交換して ϕ に変わる反応である。この反応過程はすでに LEPS でも非偏極標的、直線偏光ビームを用いて実験済みである。

$s\bar{s}$ ノックアウト反応過程は核子の中に存在していると思われる $s\bar{s}$ のペアを、光子をぶつけて ϕ としてはじき出す過程である。図 1.6 のファインマン図からも判るように、正確にはこの過程のみ生成過程ではなく取り出し過程である。要はこの過程を詳細に調べることが出来れば核子中のストレンジクォーク探索の答えに大きく近付けるといわけである。しかし話はそう簡単ではなく、この過程は他の仮定に比べて反応断面積が非常に小さく検出は容易ではない (図 1.7)。ちなみに LEPS では ϕ 中間子の生成自体にはすでに成功している (図 1.8)。 ϕ はすぐさま K^+, K^- に崩壊するため、 K^+ と K^- の不変質量を組むことで ϕ を認識できる。

1.2.2 二重偏極非対称度と $s\bar{s}$ ノックアウト

$s\bar{s}$ ノックアウトはポメロン交換反応と比べると断面積が約 1 桁小さく通常は観測は困難である (図 1.7)。しかし 線ビームを円偏光させ、標的も高スピン偏極させ、向きの組み合わせを変え非対称度を測定することにより $s\bar{s}$ ノックアウトの寄与を精度良く検出できると考えられている。理論計算ではこの二重偏極非対称度 C_{BT} (後述) 測定を $E_\gamma \geq 2\text{GeV}$ で行えば $s\bar{s}$ ノックアウトの効果を観測できるとしている [7]。 $E_\gamma \geq 2\text{GeV}$ という値は LEPS 実験にまさに適したエネルギー領域である。

標的を核子にしたときの偏極したビームと標的の非対称度を表す量 C_{BT} を以下のように定義する。

$$C_{BT} = \frac{\sigma_A - \sigma_P}{\sigma_A + \sigma_P} \quad (1.1)$$

σ_P, σ_A はそれぞれビームと標的核子のスピンの向きを平行にしたとき、反平行にしたときの反応断面積である。

$$\begin{aligned} \sigma_P &\rightarrow \text{スピン: } \begin{pmatrix} \gamma \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rightarrow \\ \rightarrow \end{pmatrix} && \text{Parallel} \\ \sigma_A &\rightarrow \text{スピン: } \begin{pmatrix} \gamma \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rightarrow \\ \leftarrow \end{pmatrix} && \text{Anti-Parallel} \end{aligned}$$

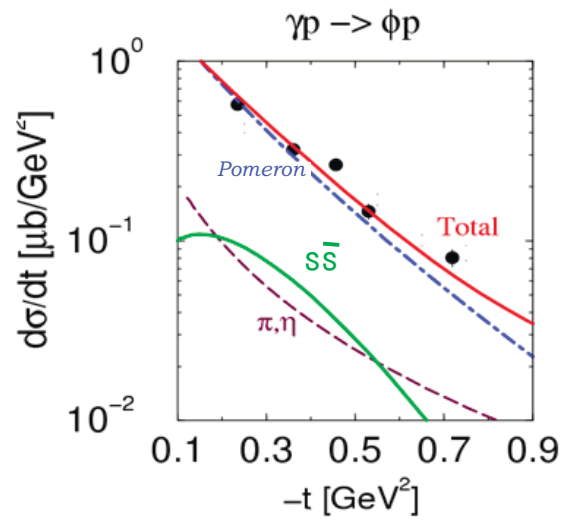


図 1.7: $E_\gamma = 2.2\text{GeV}$ における $\gamma p \rightarrow \phi p$ の反応微分断面積
横軸は運動量移行. ほとんどをポメロン交換が占めている.

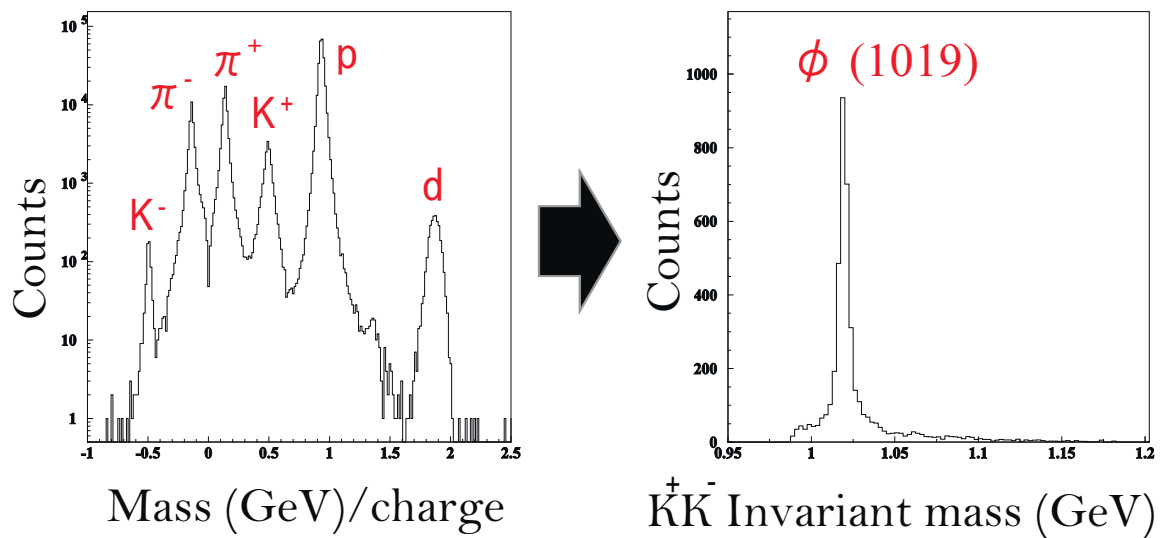


図 1.8: ϕ の観測量

図 1.9 は核子中にストレンジクォークが 1 % 存在したと仮定した場合に, ある理論計算から得られる C_{BT} 分布である. また, ビームエネルギーが $E_\gamma = 2.2\text{GeV}$ の時の散乱角に対する C_{BT} の理論分布を図 1.10 に示す.

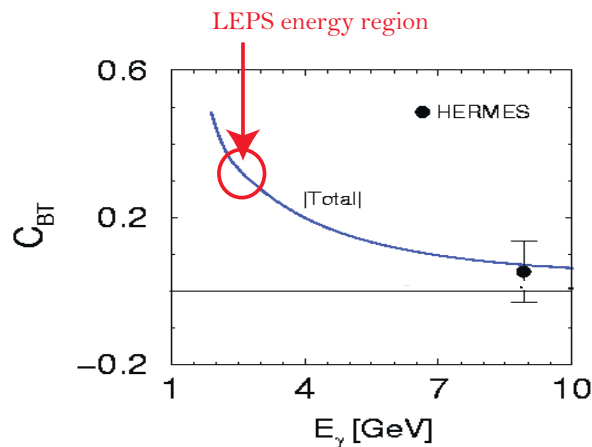


図 1.9: A.I.Titov による $s\bar{s}$ 含有 1 % 時の C_{BT} の計算
 すでに HERMES 実験によって 8GeV 付近の実測は行われている [8]. 今回 LEPS で行うのは
 2GeV ~ 3GeV の領域である.

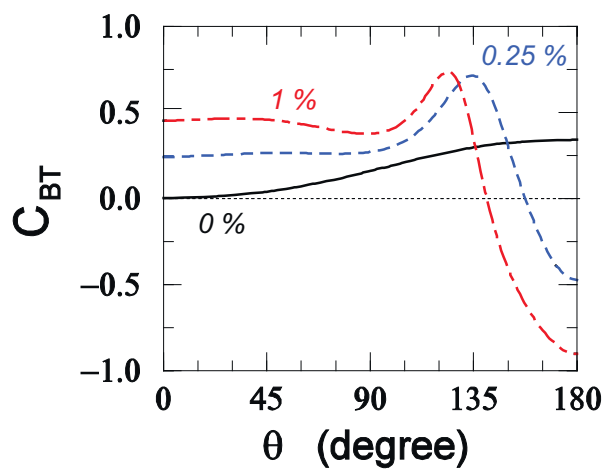


図 1.10: 散乱角に対する C_{BT} の理論分布
 核子内の $s\bar{s}$ 含有率が 0 %, 0.25 %, 1 % の時でそれぞれ分布が異なる.

この実験のためには偏極線ビームだけでなく偏極核子標的も必要であり、そこから得られた複数の実験値をこれらの理論計算に対し照らし合わせることで核子中の $s\bar{s}$ 成分などについての理解が深まる。

1.2.3 反応断面積のバンブ構造

ϕ 中間子の光生成では、OZI 則により中間子交換過程が強く抑制されるため、ポメロン交換やグルーボール交換のような多重グルーオン交換過程を研究するのに適している。特に、直線偏光ビームを用いると反応の中間状態で交換される粒子のパリティを知ることができるので有利である。

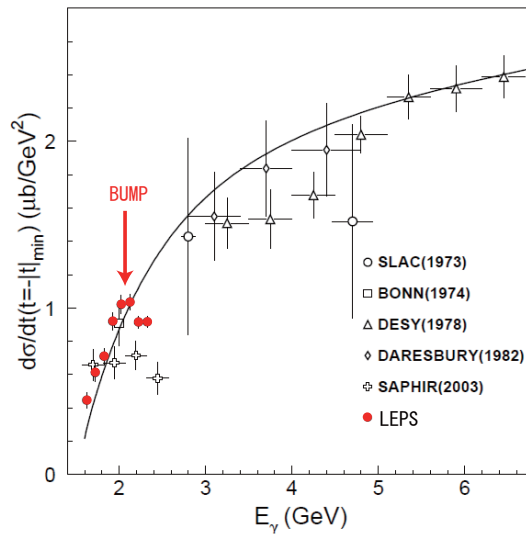


図 1.11: ϕ の断面積のバンブ構造

ϕ 光生成ではポメロン交換が支配的であり高エネルギー領域ではよりそれが顕著になること、また数々の実験結果を踏まえ、断面積は実線のようになると考えられていた。しかし LEPS の結果は違ったものになっていた [9]。

LEPS での陽子を標的とする ϕ 中間子光生成実験の結果、 π や η 等、負パリティの中間子交換が優勢になると思われていた閾値近くのエネルギー領域でも正パリティ粒子の交換が優勢であった。さらにその断面積も従来のポメロン交換過程では説明できない極大をもつことから、新たな ϕ 生成過程の存在を示唆する結果を得た (図 1.11) [9]。まさにこれがアイソスピン 0 の交換過程、グルーボールの存在を意味するものではないかと期待されている。偏光線ビームと偏極標的を用いた二重偏極非対称度のエネルギー依存性を精密に測定することで、何がバンブを作り出しているのかを調べられると考えている [private communication with A.I.Titov].

偏極標的開発の目的をまとめると、

1. ϕ 光生成においてビームと標的の偏極方向の組み合わせの断面積非対称度を測ることで核子内ストレンジネスの有無やその寄与の大きさを知ることができる.
2. ϕ 光生成過程に従来とは別な過程が存在する可能性をより深く探求することができる.

である.

1.3 偏極 HD 標的への要求

我々は ϕ 光生成実験の標的として HD を使った偏極標的を開発中であるが、LEPS での標的にも標的たるクオリティの条件がある。以下にそれを示す。

- 小さな断面積を測定したいので、バックグラウンドとなりうる不純物を極力含まない.
- 高偏極でかつそれを長期間保持できる.
- H と D を個別に偏極 (エイジング) 可能.
- 十分な厚さ (5cm 以上) を空間的にほぼ均一に持っている.

以上を念頭において開発している。

なお、以降本稿では HD を用いた偏極標的のことを特に偏極 HD 標的と表現し、特に断りがない限り標的という言葉は全てこの偏極 HD 標的を指しているものとする。

さらに、現象として偏極という言葉を使う場合と、偏極させるという意味でそのまま偏極と言う場合がある。これを混同しないように後者をエイジング (aging) と呼び、以後使い分けをする。

第2章 偏極HD 標的開発

我々のグループではHD を極低温、強磁場に置いた Static method によって冷凍エイジングさせ、高エネルギー実験、特に LEPS 実験の偏極標的として用いようと考えている [3, 10-14]. HD を偏極標的として用いるという案は1960年代後半に A. Honig らによって考え出され [15], 現在では我々の他にアメリカの BNL 研究所がこの偏極 HD 標的の開発に取り組んでおり、過去にはフランスの ORSAY 原子核物理研究所も行ってた。また開発はせずとも実験の標的として欲しいという研究グループも世界に多数あり、今後注目される標的の一つであることは間違いない。

この章ではまず偏極 HD 標的の利点と特徴について 2.1 節で述べた後、2.2 節で一般的な偏極と HD の偏極について、2.3 節で開発に必要な機器について、2.4 節で開発の流れについて述べる。

2.1 偏極 HD 標的の利点と特徴

我々は標的に HD という物質を選択したわけだが、前章で述べた標的への要求を踏まえてここでその選択理由や偏極標的としての HD の興味深い特徴について述べておきたい。

- HD 分子はその名の通り構造中に炭素や窒素などの重い原子を含んでいないのでバックグラウンドが少ない。これにより反応断面積の小さな ϕ 光生成実験にも適している。
- 成功すれば HD の特性から緩和時間 T_1 が非常に長い物ができ、実験を長期間継続して実施できる。これは他の偏極標的にはない利点である。目標とする T_1 の長さは温度 300mK, 磁場 1Tesla を用いた実験中で 2ヵ月以上。
- H と D がそれぞれ違うスピンを持っているため、一つの分子でありながら H と D をそれぞれ個別にエイジングさせることが可能。またその向きも平行にも反平行にも出来る。
- 目標とするそれぞれの偏極度は H が 90 %, D が 60 %。
- エイジング方法としては極低温 (~ 10 mK), 強磁場 (17 T) において Static method によって冷凍エイジングさせる。HD のエイジングには約 1~2ヶ月の時間がかかる。この際 H_2 を約 0.01 %加える。
- HD は熱伝導度が悪く、標的を入れるセル内にはそれを補うための純アルミニウムの細いワイヤーを多数 (質量にして標的全体の約 20 %) 有する。これはバックグラウンドになりうる。
- セルは Kel-F という H を含まない丈夫な樹脂で出来ており、サイズは直径 25mm, 高さ 80mm (標的は約 50mm) である。こうすることで H の偏極度測定の際のバックグラウンドを大きく落とせる。図 2.1 はセルの外観である。

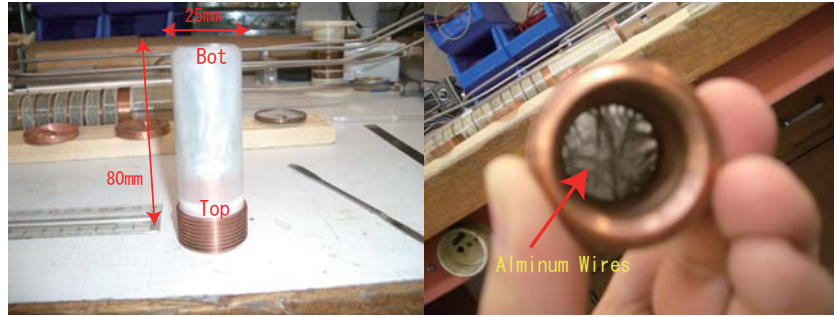


図 2.1: 標的用セル

2.2 偏極度と HD

2.2.1 偏極度

スピン $I (\neq 0, \text{大きさ } I)$ を持つ同種原子核 N 個から成る系は外部に磁場が無い場合とある場合とではその様子は大きく異なる. 磁気モーメント μ を持つこの原子核の外部静磁場 B_0 との相互作用はハミルトニアン

$$\mathcal{H}_0 = -\mu \cdot B_0 \quad (2.1)$$

で表され, このとき Zeeman 分裂により等間隔に広がる $2I + 1$ 個のエネルギー準位ができる. m を磁気量子数として, それぞれの準位のエネルギーは

$$E_m = -\frac{m}{I}\mu B_0 \quad (2.2)$$

であり, この準位に存在する原子核の総数 N_m は系が熱平衡状態になっている時はボルツマン統計に従うので, k をボルツマン定数, T を系の温度として

$$N_m \propto \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right) \quad (2.3)$$

のように依存する.

一方, それぞれの準位に存在する原子核数の偏りは, すなわちスピンの向きの偏りと同義であり, この偏りの程度を表す量がスピン偏極度と呼ばれるものである. その中でもベクトル偏極度 P^V と呼ばれるものは以下のように定義できる.

$$P^V = \frac{\langle I_z \rangle}{I} \quad (2.4)$$

ただし I_z を I の第三成分, 外部静磁場の向きを z 軸方向とした.

なお本稿ではベクトル偏極度しか扱わないため, このベクトル偏極度のことを単純に偏極度と表現する. また表記についても以後 P と表記し, すべてベクトル偏極度を表すものとする.

この偏極度は水素原子核 (陽子) の場合, $I = \frac{1}{2}$ であり, 第三成分が $I_z = \pm \frac{1}{2}$ の二つの値をとるので, それぞれの準位に属する数を N_+, N_- ($N_+ + N_- = N$) とすると,

$$P_H = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (2.5)$$

と表せる. これが重水素原子核 (重陽子) の場合は $I = 1$ であり, 第三成分が $I_z = \pm 1, 0$ の三つの値をとるので, それぞれの準位に属する数を N_+, N_0, N_- ($N_+ + N_0 + N_- = N$) とすると,

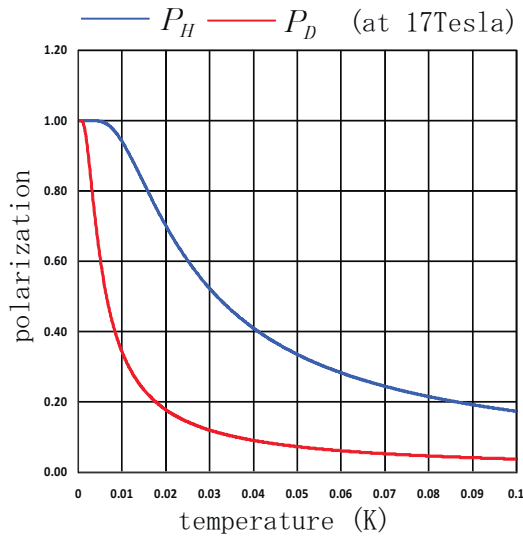
$$P_D = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_0 + N_-} \quad (2.6)$$

と表せる. これにより水素, 重水素の偏極度はそれぞれの磁気モーメントの大きさを μ_H, μ_D として式 (2.3) を代入することにより

$$P_H = \tanh\left(\frac{\mu_H B_0}{kT}\right) \quad (2.7)$$

$$P_D = \frac{4 \tanh\left(\frac{\mu_D B_0}{2kT}\right)}{3 + \tanh^2\left(\frac{\mu_D B_0}{2kT}\right)} \quad (2.8)$$

となる. 特に式 (2.7) は本稿において最も重要な関係式の中の一つであり, 磁場 17T においてのその温度依存性をグラフにしたものを図 2.2 に, 我々が典型的に用いる温度, 磁場における偏極度 P_H を表 2.1 に示す.



温度 T	磁場 B_0	偏極度 P_H
10mK	17T	93.99 %
14mK	17T	84.56 %
300mK	1T	0.34 %
4.2K	1T	0.026 %

表 2.1: 式 (2.7) より得た水素の各条件下における偏極度

図 2.2: H と D の磁場 17T における偏極度

これにより偏極度とは系の温度に非常に強く依存しており, 特に極低温部ではその振る舞いがより顕著であることが判る. 後述するがエイジング過程において何よりも温度, あるいは熱流入に細心の注意を払うのはこの為である. D は H に比べ μ_D が小さく, ボルツマン統計に従っただけでは H の 3 割程度までしか偏極しない.

2.2.2 緩和

一般に緩和現象と言えば、非平衡状態にあった系がある時間依存性を持って平衡状態に近づいてゆく現象を指す。偏極度についても同様のことが言え、系は何も環境変化に合わせ瞬時に偏極度を変えるわけではない。ある偏極度からその時の環境に見合った偏極度、すなわち熱平衡状態 (Thermal Equilibrium: 以降 TE 状態と表す) に徐々に落ち着く。この場合その時間依存性は以下に示すような緩和時間 T_1 という指標で表現される。

偏極度が単位時間当たりに変化する量 $\frac{dP(t)}{dt}$ は、その時残存している偏極度 $P(t)$ から TE 状態の偏極度 P_{TE} を引いたものに比例する。比例定数を α とおくと、次式が成り立つ。

$$\frac{dP(t)}{dt} = -\alpha(P(t) - P_{TE}) \quad (2.9)$$

偏極度の初期値を $P(0) (= P'(0) + P_{TE})$ としてこれを解くと、

$$P(t) = P'(0) \exp(-\alpha t) + P_{TE} \quad (2.10)$$

この定数 α の逆数を緩和時間 T_1 として定義し次式を得る。

$$P(t) = P'(0) \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) + P_{TE} \quad (2.11)$$

緩和時間はすなわち“偏極の壊れやすさ”もしくは逆に“偏極のしやすさ”として理解できる。 T_1 が短ければ偏極しやすく壊れやすい、長ければ偏極しにくく壊れにくいということであるが、この T_1 の長短は原子核の種類・温度や磁場の落差の大きさ・不純物の量などにより決定される。

偏極標的の出来不出来を語る上でこの緩和時間 T_1 は偏極度そのものと並んで最も重要なファクターとなるので押さえておく必要がある。

2.2.3 H の偏極原理と方法

前々節で H と D は個別にエイジング出来ると述べた。ここでは H のエイジングを論じたいと思う。

HD は Fermion と Boson の 2 原子分子であるため、HD 中の H も D も単体として取り扱うことができる。H の緩和時間 T_1 は純 HD 状態では低温では非常に長い(約 1 年)と言われている。高エネルギー実験を長期間続けられるという点では長いことは嬉しいことではあるが、同時にそれは標的の作製すなわちエイジングにもそれと同じだけの期間を要するという点である。そこで“スイッチ”と呼ばれる標的作製システムを導入する。これは HD 中に少量の H_2 、とくに ortho- H_2 を混ぜるシステムであり、この ortho- H_2 が偏極の補助的役割を果たす [16]。

H_2 は 2 つの H のスピンの向きが平行か反平行かで ortho- H_2 と para- H_2 に分けることができる。この ortho と para の存在比は常温で 3:1 になっており、ortho は対称分子で para は反対称分子なので回転の量子数 L はそれぞれ奇数と偶数が許される。低温にすることで L は最小に近づくが、ortho は $L = 1$ までしか許されないのスピンの向きを変えて $L = 0$ が可能な para- H_2 になり、その比は 20 K 以下ではほぼ para が 100% になる。これを ortho-para 変換と言う。ortho- H_2 の寿命は HD と混合されている時は約 6.5 日と言われている。本来回転の成分を持っていた ortho- H_2 は偏極しやすい。しかも HD 中の H の偏極に比べると圧倒的に早く para になるので、元々偏極していた ortho

が para になる際に HD の H とに生じるスピン-スピン相互作用を利用して, HD の H を短時間で強制偏極させる. これで不要な重たい原子核を使うことなく HD のエイジング期間を大幅に削減できる. 図 2.3 にこの過程をダイアグラム形式にしたものを載せる. しかし Honig によればたとえ少量であろうとも HD の緩和はほとんど不純物としての ortho-H₂ が支配的だとしている. その値は液体 He 温度で ortho-H₂ を 1 % 含んだ時に約 10 秒程度である. そのためせっかくの偏極も一方では ortho-H₂ の為にすぐさま崩れてしまうことになるので, 我々はエイジング終了時にはしっかりと ortho-H₂ を限りなく para-H₂ にしておかなければならない. 言い換えれば, エイジング期間を短縮するために初期段階で ortho-H₂ の量を必要最小限に止めておく必要がある. ortho-H₂ 含有率が 1 % の時と 0.01 % の時とで比較すると, ortho-H₂ 含有率が ortho-para 変換で 1 % から 0.01 % になるまでの時間を t として,

$$\exp\left(-\frac{t}{6.5}\right) = 0.01 \quad (2.12)$$

$$t \simeq 30(\text{days})$$

すなわち HD の H の偏極量とは関係なく, ortho-H₂ 潰しのためにエイジング期間が 0.01 % からスタートした時に比べて, 1 ヶ月余計にかかってしまうということである. ortho-H₂ があまりに少なすぎると HD の H の偏極補助効果が薄くなり, 多すぎると ortho-para 変換に時間を要したり HD の緩和時間を短くしたりすることになるので, ortho-H₂ 量を最適点に近付けることは重要である. ただ残念ながら現在は未だその最適点を知るには至っていない. なぜなら, 現在の蒸留技術では HD と H₂ の分留には H₂ 量 0.01 % までしか到達できないからである. 0.01 % より低い場所に最適点があるかもしれないし, ないかもしれない. しかし現状においては 0.01 % が最適点と ORSAY グループや BNL グループからの報告を受けている. 現在一応は 0.01 % を目標にしており, これにより 1~2 ヶ月のエイジングで実験可能な数ヶ月の緩和時間 T_1 を得れると目論んでいる. エイジング時は ortho-H₂ を活用し短時間で強制緩和させ, 減衰時は自然緩和をすることからエイジングの行きと帰りで違う緩和過程を採ることになる. これがスイッチと呼ばれる所以である. 図 2.4 にフランス ORSAY グループが報告した HD の H の緩和時間 T_1 の測定結果を載せる.

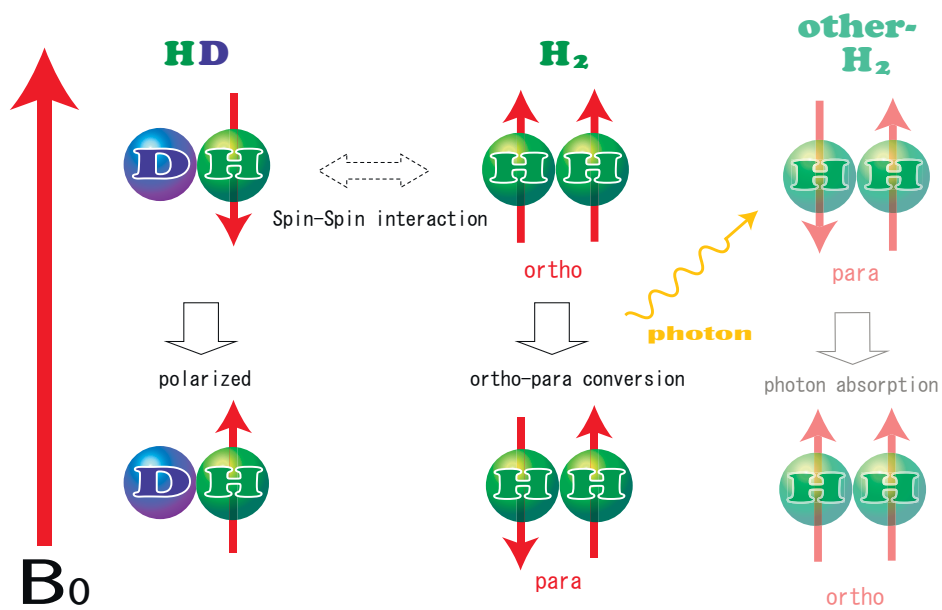


図 2.3: HD の H の偏極過程

偏極した ortho-H₂ はスピン-スピン相互作用を通じて HD の H を偏極させ、自らは para-H₂ になる。H₂ は ortho-para 変換において光子という形でエネルギー放出をする。この光子は熱源となりうるもので、巨視的にはこの放出による発熱をコンバージョンヒート (conversion heat) と呼ぶ。放

出された光子は、一部は冷凍機に吸われるが一部は para-H₂ に吸われ ortho-H₂ に戻る。この ortho-H₂ が再び光子を放出して para-H₂ になる際に別の HD の H を偏極させる。このようにしてわずかな ortho-H₂ でほとんどの HD の H を偏極させることができる。

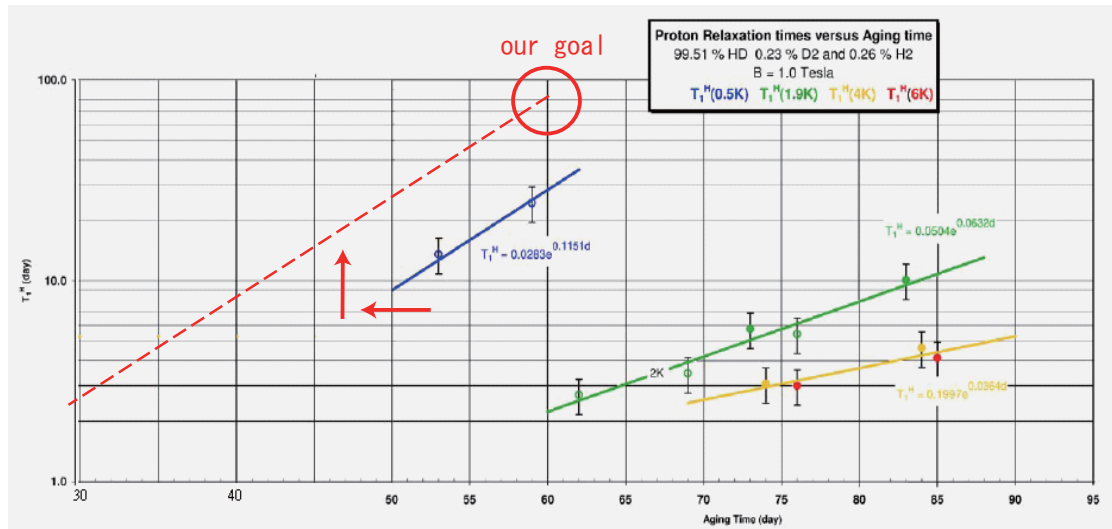


図 2.4: ORSAY より報告されたエイジング期間と緩和時間

HD 純度は記載の通りで、エイジング中の温度と磁場は我々と同じ程度の値である。ある期間エイジングしたのち磁場を 1T にし、温度を 500mK, 1.9K, 4K, 6K にしてそれぞれの場合の T_1 を測定してある。LEPS 実験では 1T, 300mK での実験環境を予定しているので T_1 は現状では 500mK の青ラインに近いと考えられる。実験環境の温度が低かったり HD 純度が上がったれば T_1 ラインは表上で左上方向にシフトするはずである。これにより我々の目標とする T_1 ラインは赤ラインとなる。ここからエイジング期間が約 2 ヶ月程度必要と見積もられたわけである。

2.2.4 D の偏極原理と方法

HD 中の D のエイジング方法は H のそれとは大きく違う。HD 系では D も緩和時間 T_1 が非常に長く、TE 状態による偏極が容易に得られない上に、磁気モーメント μ_D が小さいので H と同じ条件でも 30 % 程度しか偏極しない。そこで ortho- H_2 によって短時間エイジングが可能になった H の偏極を D に移す能動核偏極法 (Dynamic Nuclear Polarization : DNP 法) を用いようとしている。

付録 A に詳しく記述しているのでそちらを参照されたし。

2.3 開発環境

我々の所持している、偏極 HD 標的开发に不可欠な器材を紹介する。

2.3.1 蒸留器

ortho-H₂ は決して多すぎてもいけない。ところが工業的に市販されている HD ガスは高価格にもかかわらずその純度は約 96 % で、残りは H₂ と D₂ である。我々が必要としている ortho-H₂ 量をはるかに上回っているため、冷凍エイジングさせる前に HD の純度を上げ H₂ を減らす蒸留の作業をしなければならない。

図 2.5 は ORSAY グループより譲り受けた蒸留器 (Distillator) である。冷凍機に接続されており、内部にはその中で HD の蒸留を行うための細長い金属製の円筒が配備されている。さらにその内部に熱伝導を良くし、分離が促進されるような金属物質が充填されている。本筋より逸れるので深くは立ち入らないが、H₂、HD、D₂ がそれぞれ持つ蒸気圧 (あるいは沸点) の微妙な違いを駆使して、円筒内で各自が液体や気体として独立して存在できる環境を作る。つまり三層構造を作るのである。上から H₂、HD、D₂ と分離しているので、中層を抜き出すことで高純度の HD が手に入る。現在我々のグループでは HD 純度 99.5 %、H₂ 純度 0.25 % まで達成している。今後は充填物の変更、円筒の長尺化、再蒸留用蒸留器の導入などの改造を加えて目標とする HD 純度 99.99 % を目指す。



図 2.5: HD 用蒸留器

2.3.2 希釈冷凍機

標的を極低温 ($\approx 10\text{mK}$) で冷凍エイジングさせるために、我々はオランダの Leiden Cryogenics 社製 DRS-2500 という全長約 3.5m の大型希釈冷凍機 (Dilution Refrigerator) を所持している (図 2.6)。



図 2.6: 希釈冷凍機

この希釈冷凍機は最大冷却能力 $2500\mu\text{W}$ を誇り、その最低到達温度は標的そのものやその他の付加物を一切取り付けない状態で約 6mK である。

ここでその冷却システムについて少し述べておく。希釈冷凍機は Fermion である ^3He と Boson である ^4He の性質の違いを使って極低温を作り出している。希釈冷凍機内部の模式図が図 2.7 にある。内部では外部と熱交換を行わない高真空中で冷却が行われる。液体 He は 0.87K 以下では、C 相と呼ばれる ^3He が濃厚な相と、D 相と呼ばれる ^3He が希薄な相 (6%, 残りは超流動状態 ^4He) とに分離をし、この分離した He は Mixing chamber と呼ばれる混合器へ納められ、D 相はその上部に付いている Still と呼ばれる分溜器につながっている。Still では蒸気圧が 0 の超流動 ^4He から、わずかな蒸気圧を持った ^3He のみを選択的に分離して蒸発させることができ、それをポンプで強制排気すると系は平衡状態を崩す。このとき系が平衡状態に戻ろうとして ^3He が C 相から D 相へ流れ込む。その際エントロピーの大きな C 相と、エントロピーがほぼ 0 な D 相との間での差を吸熱反応として利用し系の温度を下げる。また、排気された $^3\text{He gas}$ を 1K pot と呼ばれる凝縮器を使って再液化し C 相へ戻す。1K pot とは液体 He (^4He) を排気することでその気化熱によって ^3He を液化可能な温度まで下げる役割を持つものである。その名の通り 1K 程度まで冷却することができる。このように ^3He を循環させることで 1K pot の液体 He の供給のみで長期的・安定的に希釈冷凍機を運転できる、つまり温度を約 10mK に保つことができるのである。

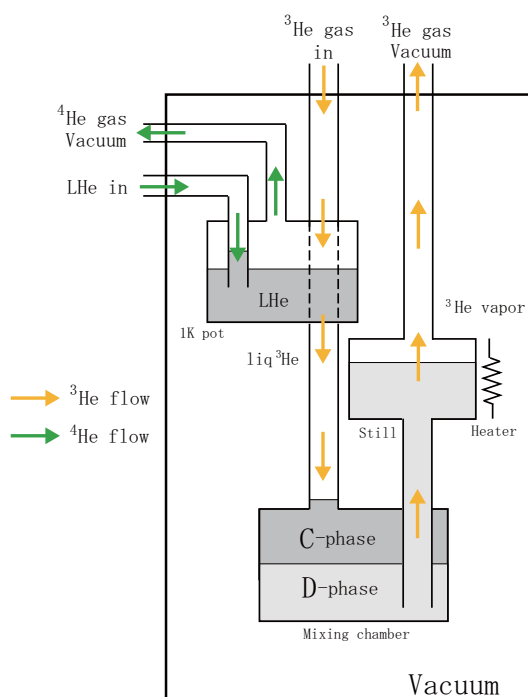


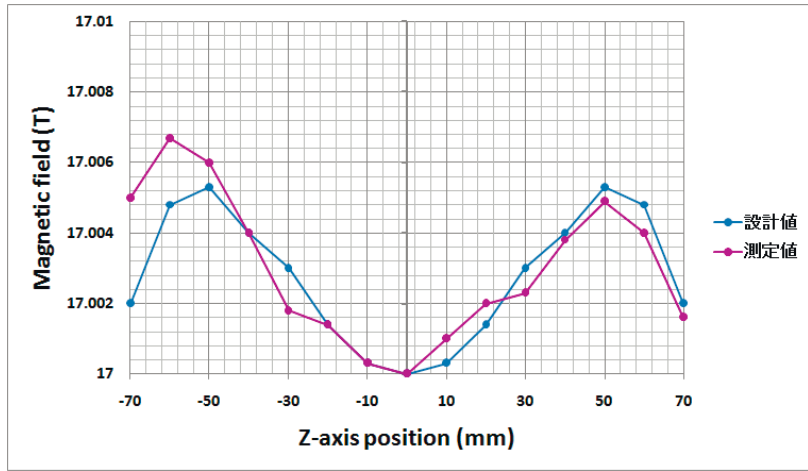
図 2.7: ^3He - ^4He 希釈冷凍機循環システム

2.3.3 超伝導電磁石

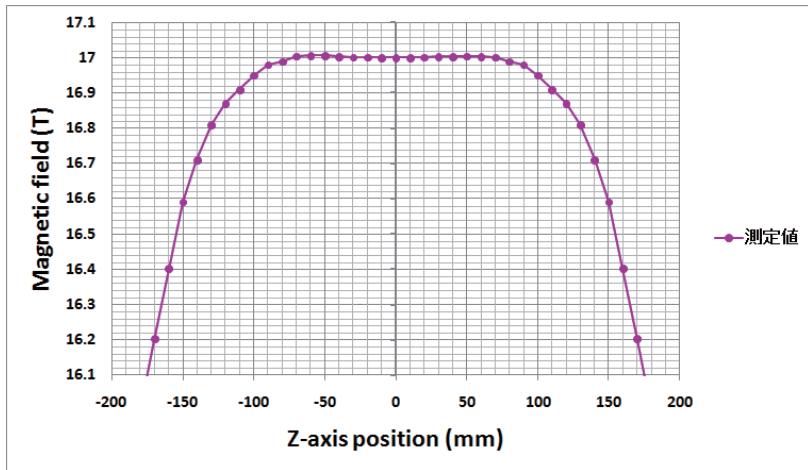
エイジング用高磁場の為の超伝導電磁石 (Super Conducting Magnet) について述べる。我々の電磁石は JASTEC 社製のニオブ三スズ電磁石でその最高磁場は 17T 、超伝導点は約 7K である (図 2.8)。この電磁石は電流リードケーブルと PCS ヒータを介して電源兼コントローラー盤への接続が自由にでき、永久電流モードへの切り替えや手動モードでの磁場の励磁や消磁を任意の値、任意の速度で行うことができる。図 2.9 に試験運転の際に測定された磁場の一様性のグラフを載せる。見ての通りごく局所的に 17T の強磁場が発生しており、その範囲で多少の不均一度は見られるものの、巨視的には一様性はかなり良い。この時磁場の方向は上方向で、その方向を z 軸とし、磁場中心を $z = 0$ としている。図 2.10(b) に標的セルの配置を示す。希釈冷凍機と電磁石をセットした時、セルの中心が磁場中心になるよう設計されていて、セル全体をほとんど 17T で覆う



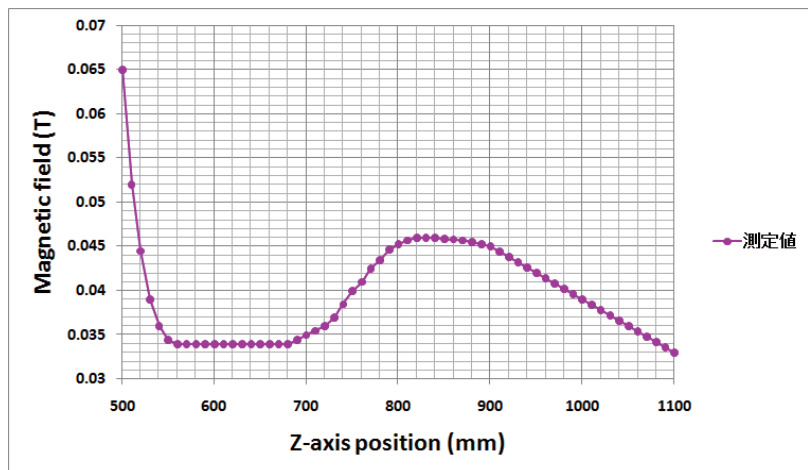
図 2.8: 超伝導電磁石



a) 範囲 (-70mm ~ 70mm)



b) 範囲 (-200mm ~ 200mm)



c) 範囲 (500mm ~ 1100mm)

図 2.9: 磁場中心を $z = 0$ にした時の電磁石の磁場一様性

ようにしている。また、希釈冷凍機が磁場の影響をなるべく受けないう Cold finger と呼ばれる 99.9999 % の高純度無酸素銅の円筒管を Mixing chamber に取り付け、その先にセルを固定し、セルと Mixing chamber とに距離をとっている (図 2.10 (a))。Cold finger に高純度無酸素銅を使用しているのは、遠く離れたセルも Mixing chamber と同じ温度に出来るように高熱伝導物質が必要だったからである。さらに Cold finger の上から下まで入っているスリットは、電磁石の磁場の昇降の際に生じる誘導起電力を打ち消そうと、円筒管である Cold finger の円周上に電磁石とは逆向きの電流 (Eddy current) が流れ、それが発熱の原因となるためそれをなるべく減らす役割を持っている。

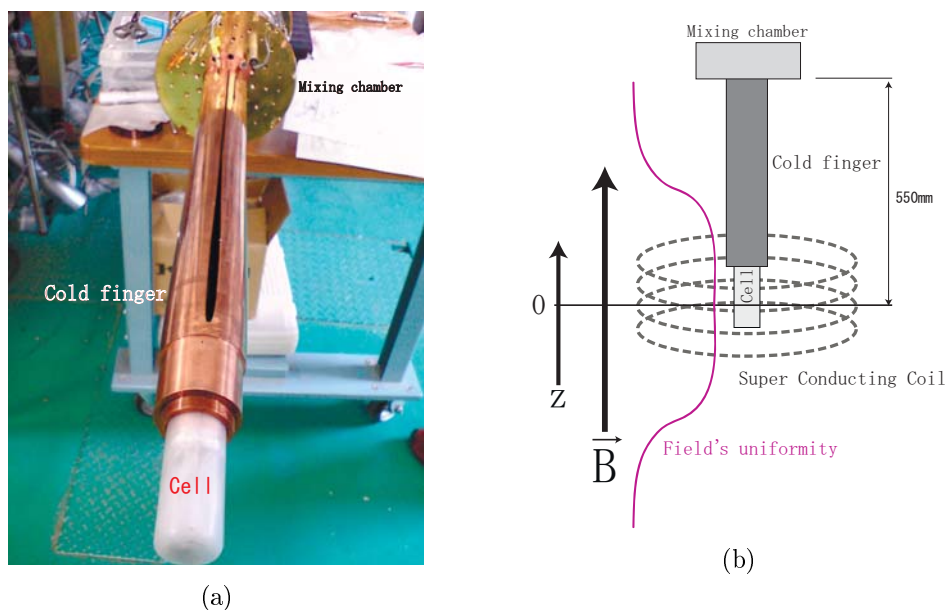


図 2.10: 超伝導電磁石・セル・希釈冷凍機の位置関係

2.3.4 Transfer Cryostat

希釈冷凍機と超伝導電磁石で標的を開発した後、希釈冷凍機内から標的セルのみを取り出さなくてはならない。そのための器材として Transfer Cryostat (TC) と呼ばれるものがある。これは小型の超伝導電磁石を備えた長尺の冷凍機で、あらかじめ希釈冷凍機の上方に備えられており、標的の偏極度をなるべく保持したままセルを取り出したり挿入したり移動させたりする際に用いられる。図 2.11 にこれを載せる。TC は真空層の内部で 3 層構造を持っており、液体 He で冷却されていてセルを掴みに行く内層、同じく液体 He で冷却されていて稼働中もセルを磁場に晒せるように超伝導電磁石を備えている中層、液体窒素で冷却されている外層とに分かれている。通常は各層はその一つ外側の層の内部に格納されているが、作動時にその下端と希釈冷凍機の上端を開放し外側の層から腕のように伸びて行き、その腕は Cold finger の先端まで約 3.5m 伸びる。このようにして低温に保ったままセルを動かすことが出来る。この TC には阪大 RCNP 用の TC1 と SPring-8 用の TC2 の 2 つが存在する。しかし TC は最低温度が高々 4.2K で、かつ寒剤を大量に消費するという弱点を持っているためどちらもいまだ満足に動作確認ができていない。

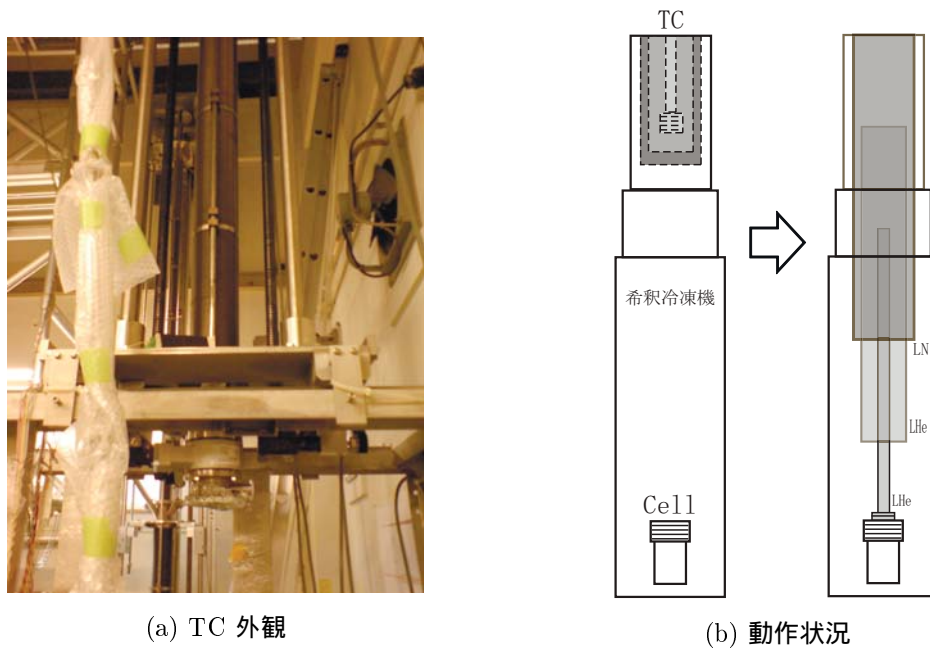


図 2.11: Transfer Cryostat

2.3.5 Storage Cryostat

阪大 RCNP から実験場となる SPring-8 まで約 2 時間の道のりであるため、標的を運搬するにあたってこの 2 時間の為に、Storage Cryostat(SC) と呼ばれる標的運搬用冷凍機がある(図 2.12)。冷却システムは希積冷凍機の 1K pot と同じ原理で、液体 He から蒸発した He 蒸気の強制排気に伴う奪気化熱反応を利用して 1K 程度まで下げることが出来る。中央にセルをセットし、その周りには同じく超伝導電磁石を備えていて最高 2.5T を出せる。またこの SC は別名 Ice maker と呼ばれ、その名の通り標的の開発の第一段階として HD ガスを標的セル内に液化さらには固化させるという重要な役割も担っている。固体 HD を含んだセルは TC で SC から希積冷凍機へ移されることとなる。

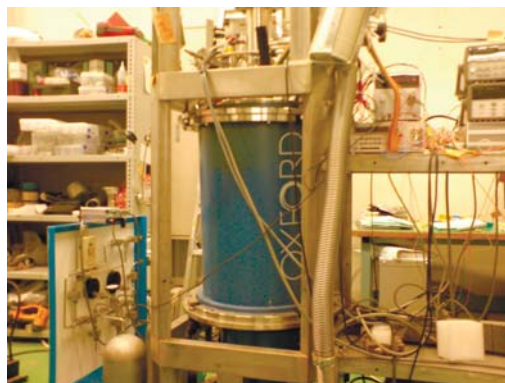


図 2.12: Storage Cryostat

2.3.6 In Beam Cryostat

我々はもう一台希釈冷凍機を所持している。Spring-8 での実験期間中、長期実験が可能ないように標的を低温（我々の場合 300mK 以下）に保っておく必要があり、その役割を担うこの希釈冷凍機を標的開発用の希釈冷凍機と区別して In Beam Cryostat (IBC) と呼称している（図 2.13(a)）。この IBC はカナダの Quantum Technology 社との共同開発の冷凍機で、その特徴は内部にすでに 1T 程度の磁場を発生できる超伝導電磁石が組み込まれている点とその磁場発生システムである。それを図 2.13(b) に示す。IBC 内に横向きにセットされた標的セルを取り囲むように、縦方向と横方向にそれぞれ 2 つずつ電磁石を有しており、これにより高い磁場均一度を保持できる上に HD 標的の偏極方向を回転して変えることが可能となっている。ビームと標的の偏極方向の組み合わせを変えて実験することの利点はすでに述べた。IBC の最低到達温度は約 200mK である。

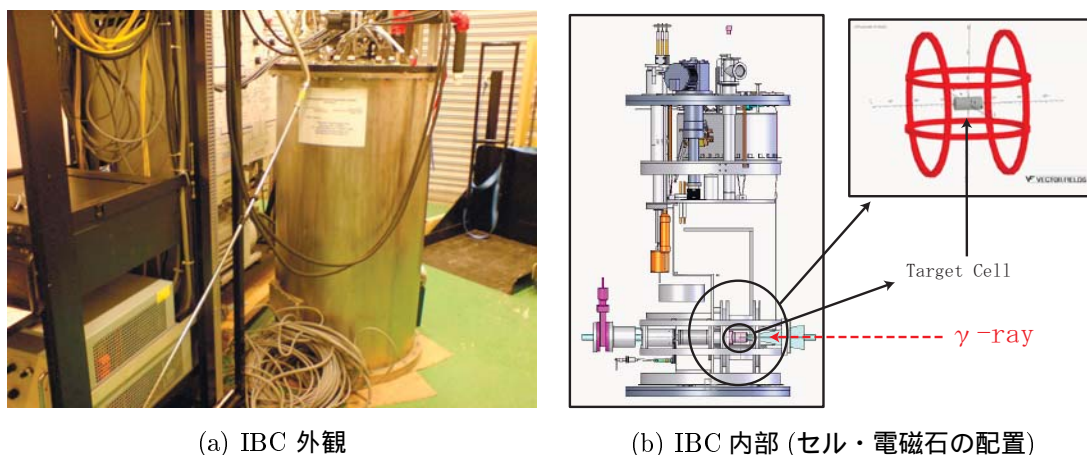


図 2.13: In Beam Cryostat

2.3.7 NMR 測定機器

偏極 HD 標的の偏極度 P_H の絶対値、緩和時間 T_1 を測定するために我々は核磁気共鳴 (Nuclear Magnetic Resonance : NMR) 測定に関する設備を調べている。基本的には NMR 測定はコイル、コイルに特定の周波数のラジオ波 (rf) を連続的・断続的に送り込むシグナルジェネレーター (signal generator)、返ってきた信号を受け取るロックインアンプ (Lock-in-Amp) で構成される。この NMR 測定には磁場が必要不可欠となるので、標的の偏極度測定が可能となるのは標的が希釈冷凍機内、SC 内、IBC 内に置かれているときである。¹

詳しくは第 4 章で述べる。

¹TC 内は標的スケールでは温度が非常に高いので、NMR 測定の為にセルを長時間 TC に保持するのは非現実的である。TC でセルを保持しても良い時間はせいぜい 10 ~ 15 分程度と言われている。

2.4 開発の流れ

偏極 HD 標的開発の始まりから LEPS 実験までの流れを述べておく。

2.4.1 標的完成まで

図 2.14 に沿って説明する。

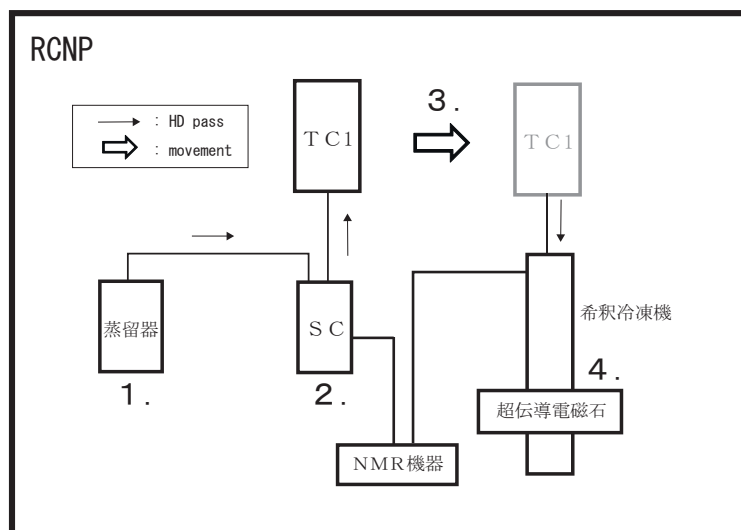


図 2.14: 標的開発の始まりから完成まで

1. 蒸留器にて所定の H_2 量になるまで HD の蒸留を行う。
2. 蒸留器に接続された細いパイプを使って SC 内の標的セルに HD ガスを送り込む。セルは HD の融点である 17K よりさらに冷却されているため、HD ガスはセル内部で徐々に液化をし最終的には固化する。パイプの径は非常に小さい。その径の小ささから HD がセルではなくパイプ内で固化してしまい、詰りの原因や単純に高価な HD のロスになる。そこで物理的なパイプの上下運動を行い、パイプだけを要領よく外気からの熱流入で温めて、セルとの間に温度差をつけその部分で HD が固化しないようにする (後述するが、改良の予定あり)。固化した HD の量を知るにはボイル-シャルルの法則を使う。あらかじめ判っている蒸留器の容積とその時の圧力から HD ガスのモル数を算出し、固化作業の後も同様にして HD ガスのモル数を出す。固化の前と後とでこのモル数の差し引きを行えばその差を固化した HD 量として得ることができ、その量の目安は 1 モル以上といったところである。セルの容積は蒸留器のそれに比べて無視できるほど小さく、同じくパイプ内の容積も無視できる。よって固体 HD 量の算出は非常に安易になる。径の小さいパイプを使っているのはこのためである。これらの作業の中で蒸留器からセルまでの一連のパスには HD ガスの漏れがないよう注意を払わなくてはならない。
3. 固化の後パイプを取り払い、冷却された TC1 によってセルの移動を行う。SC からセルを引き抜き、あらかじめ運転しておいて極低温になっている希釈冷凍機に移すが、この時はまだ標的は非偏極であるので TC1 からの熱量や時間は気にしなくて良い。

4. 希釈冷凍機内へのセルのセットが完了したら、17T まで超伝導電磁石の励磁を行い、永久電流モードへ移行しコントローラーから切り離す。さらに希釈冷凍機の運転を開始し、温度を極低温の 10mK 程度まで落とす。後は約 2ヵ月間のエイジング期間に入る。エイジング中は液体窒素と液体 He の補充のみで特にすることはない。しかし液体 He の補充は特に重要で、外部からの熱流入阻止、1K pot 用液体 He、電磁石の超伝導維持の役割がある。

2.4.2 移送から LEPS 実験開始まで

図 2.15 に沿って説明する。

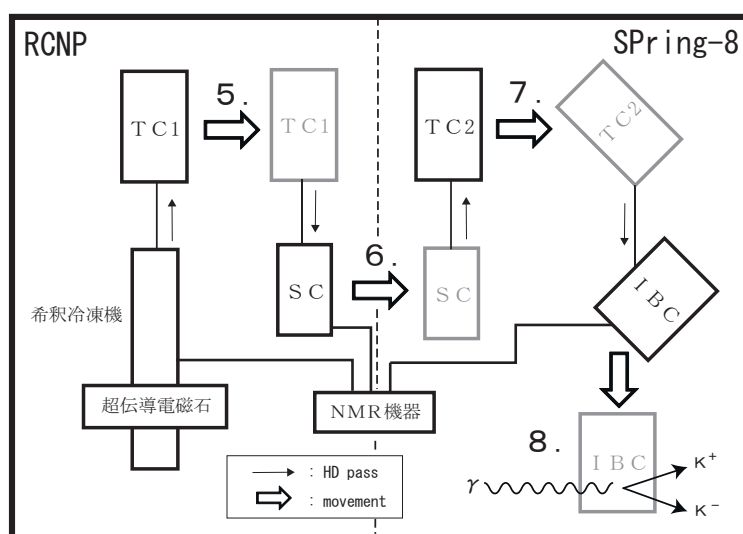


図 2.15: 標的完成から実験開始まで

5. 約 2ヵ月間のエイジングの後、TC1 にて希釈冷凍機から標的セルを抜き出し、あらかじめ 1K にし励磁もしておいた SC に移す。この時は TC1 の電磁石も励磁しておく必要があり、同時に時間にも配慮する。ここでもたつくとせっかくの高偏極をいくらか失ってしまうことになるからである。
6. SC を運転したまま SPring-8 まで移送する。
7. SPring-8 では冷却された TC2 で、セルを SC からあらかじめ 300mK、1T にしておいた IBC に移し替える。この時もまた励磁と時間への配慮が必要である。なお IBC にはスピンの向き関係上横向きにセルをセットしなければならないので容易ではない。TC2 と IBC をそれぞれ傾けた状態で挿入する。
8. IBC を元に戻し、実験ハッチ内の双極電磁石の上流側にセットし 線ビームを照射し実験を始める。

なお、この流れの中には本来必要不可欠である偏極度測定の為の NMR 測定を記してはいない。というのも、どのタイミングでどの器材を使って測定を行うかは任意だからである。

第3章 標的の試作実験

我々の偏極 HD 標的開発プロジェクトが発足して3年半、この準備期間を経て今回、第1号の偏極 HD 標的を試作する運びとなった。

3.1 試作実験の目的

今回行った試作実験では総じて HD の H が主役で、それには以下の目的と手段を以って臨んだ。

目的1: 300mK, 1T 近傍での H の緩和時間 T_1 の測定

理由: BNL や ORSAY とは高エネルギー実験中の温度や磁場の環境が異なるので、我々独自の温度、磁場、エイジング期間でそれを正確に知る必要があったため。

目的2: エイジング直後における H の偏極度の絶対値 P_H の測定

理由: 式 (2.7) より得られる値と一致するか調べる必要があるため。

手段: 核磁気共鳴 (Nuclear Magnetic Resonance: NMR) を利用した NMR 測定 第4章

3.2 標的作製に付随する壁の克服

前章でも説明したように、標的の作製には SC による HD ガスの固化が必要であった。ところが、TC の運転に我々の技術と経験が足りなかったせいで現在まで試作に取り掛かれなかった。SC と TC と希釈冷凍機をすべて同時に運転して、SC で固化した HD を TC で希釈冷凍機に移さないとエイジングが始められないと思われていたからである。図 2.14 の 3. の作業のことである。せっかく SC と希釈冷凍機の運転には手慣れていて、TC 以外の試作準備は整っていたにもかかわらずずっと足踏みしていた。そこで今回私は、この壁を克服できる良い方法を考え付き、そして実行することで、上記の目的を達するべく試作を始めることに成功した。

それは、HD のエイジングだけでなく、HD ガスの固化さえも希釈冷凍機で行ってしまえば TC の運転が不要になるという案である。一見誰も思いつくような、ごく当たり前の発想のようにも感じるが、そこには大きな問題が含まれていて実践には移せずにいた。それは以下のような問題であった。

(1) 希釈冷凍機は SC に比べ数倍も長尺なので、入口から標的セルまでに通す導入パイプの容積が無視できない量になり、固化量を把握しづらくなるとともに、HD ガスを大量にロスする危険性

がある。

(2) 仮に (1) を懸念してパイプの径を細くしたならば、それは HD が固化してパイプ内にすぐ詰ることを意味する。

(3) セルはあらかじめすでに希釈冷凍機内に固定されているので、パイプ内で HD が固化した時にそれを溶かす為のパイプの上下運動が不可能である。

(4) パイプが長過ぎて強度に問題が生じて、パイプを取り除く際に手間がかかる。

要は私はこれらを克服したのである。図 3.1 に私が克服のために開発した希釈冷凍機用新 HD ガス導入パイプを載せる。計算上容積が無視できるように 3,500mm のステンレスパイプの中でも直径 1/8 インチの物を使用した。HD の詰りを無くす為に、このステンレスパイプに太さ 50 μ m のクロメルコンスタンタン線を、ヒーター線として密に、下から 1,500mm 巻きつけた。コンスタンタン線の両端の抵抗は常温で約 545 Ω 、低温でも約 480 Ω あり、我々が持っている Agilent 社製の簡易電圧源の最高出力 50V を使用すれば、約 5W の発熱を期待でき、詰りを溶かすには十分であった。またヒーター線を使えば、パイプの上下運動も必要なくなる。そして強度の問題であるが、私は図のように、1/8 インチパイプの外側を 1/2 インチステンレスパイプで囲うようにしてこれを解決した。HD ガス自体は 1/8 インチの中を通り、パイプの取り除きはその外の 1/2 インチを掴んで行えば強度の心配はない。2 重管構造になっているところがこの導入パイプの大きな特徴である。また、底部は銅で作られたスクリュー型になっており、パイプを回すことで締め付けを向上させ、さらにゴム O リングとシリコングリースで HD ガスの漏れを防いでいる。さらには、NMR コイルを希釈冷凍機用に設計し直し、当初 SC で使用されていた NMR 機構を希釈冷凍機に移植することで、希釈冷凍機でも NMR の測定が出来るようになった。

これにより TC も SC も不要の HD 固化と NMR 測定が可能になり、試作を始めることが出来るようになった。この導入パイプと NMR 測定機構のおかげで約半年のマージン (利ざや) を得たと思っている。いずれはやはり SC での固化を目指したいが、その際はこの導入パイプの 2 重管原理やヒーター線手法はぜひ活用したい。

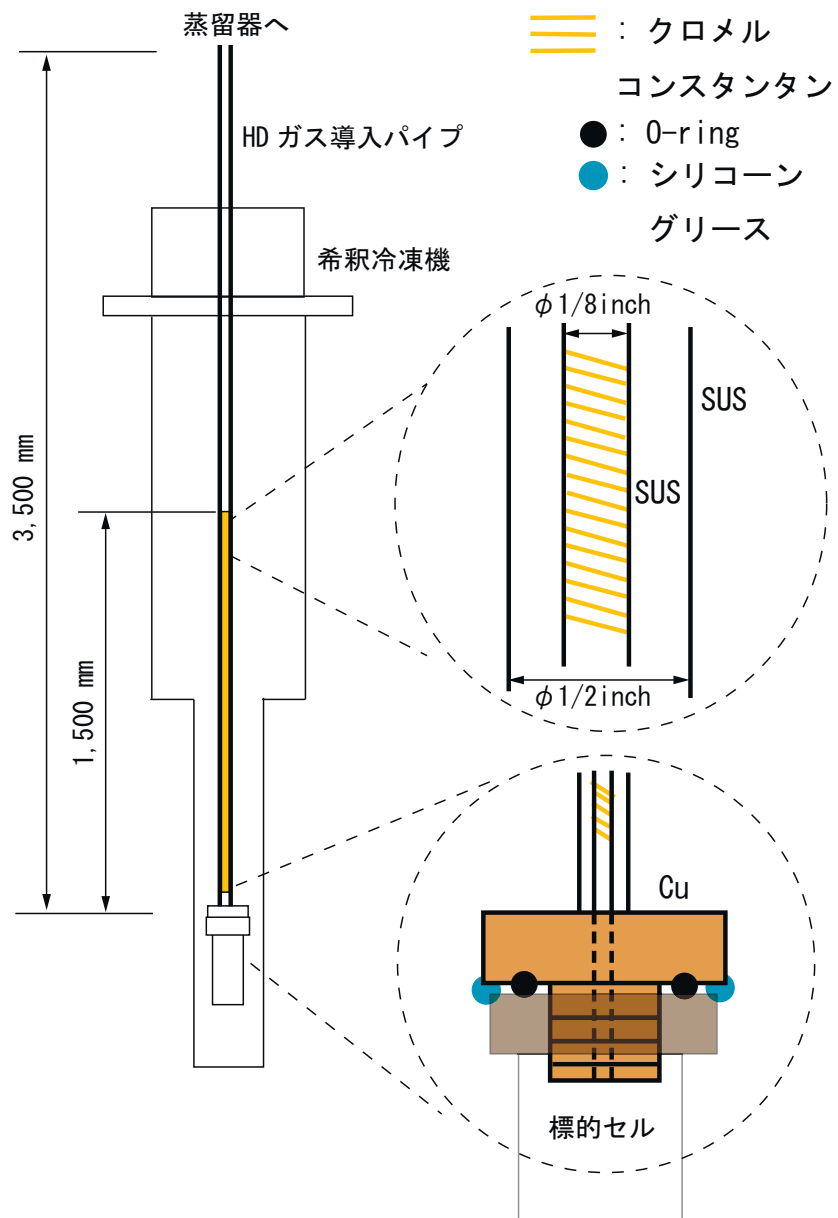


図 3.1: 希釈冷凍機用新 HD ガス導入パイプの構造

3.3 試作実験の流れ

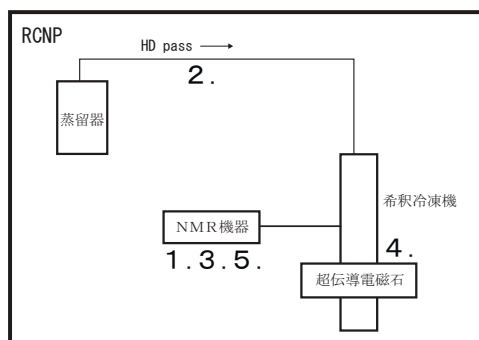


図 3.2: 標的試作実験

試作ということもあり、またなおかつ、新 HD ガス導入パイプの貢献で非常にシンプルな過程となった(図 3.2).

1. あらかじめセルと NMR 測定用コイルを装着し液体 He 温度 4.2K まで冷却された希釈冷凍機内、さらには 1.1T に励磁された超伝導電磁石を用いて HD を含まない空の状態のセルを NMR 測定した。これはバックグラウンドと成り得る残留 H の測定で、HD の H とは関係ない H が近辺に存在していると見越してのものである。この測定結果は後々引き算に使用される。
2. 蒸留された HD ガスを新 HD ガス導入パイプを通して希釈冷凍機内のセルで固化させた。各 0.55bar ずつ HD ガスが封入された容積 22.4L タンクを 2 つ用いて、圧力計をモニタリングしながら各タンクがそれぞれ 0.05bar 程度になるまで待った。これにより HD が 1 モル固化したと認識した。
3. HD の固化が終了し、4.2K、1.1T において H が TE 状態へなるまで約 1 日待った後、H の NMR 測定を行った。次章で述べるがこれが偏極度を算出する上で重要な意味を持つ。次にステンレスパイプを取り除いてもう一度 NMR 測定を行った。というのも、もし NMR 信号の大きさに変化があればステンレスパイプにも固体 HD が付着していたことを意味するからである。幸いにして大きさに変化は見られなかった。すなわち 1 モルの HD はほとんどすべてセル内で固化していると認識でき、新 HD ガス導入パイプの性能が立証された。
4. 希釈冷凍機の運転を開始し、磁場も 17T にエイジング期間に入った。その間 3 日から 5 日のペースで液体 He と液体窒素の補充を行った。今回希釈冷凍機の最低温度は 14mK にまでしかなかった。Mixing chamber に付属物をいくらかを取り付けたことに起因すると思われる。
5. 53 日間のエイジング期間終了に伴い温度 14mK のまま磁場を 1.1T まで下げ 14mK、17T の TE 状態のデータを取るべく、緩和が始まる前にすぐさま H の NMR 測定を行った。少なくともこの際の緩和は磁場を落とす 1~2 時間オーダーではほぼ起きないと考えられる。ここから偏極度 P_H の絶対値を求めようと考えた。

6. さらに Mixing chamber に備え付けられているヒーターを用い, 温度をすぐ 300mK にまで上昇させ, そこからさらに数日間 H の NMR 信号の変化を追いかけて続けた. この間の信号の減衰をたどれば緩和時間 T_1 が割り出せる.

今回, この試作標的を我々は PHYDES01 (Polarized Hydrogen-Deuteride target for Strangeness No.01) と名付けた. PHYDES01 の状況を, 目標と照らし合わせて表 3.1 に示す.

	目標	PHYDES01	目標との比較で予想される影響
HD 純度	99.99 %	98.5 %	やや長いエイジング期間 もしくはやや短い T_1
エイジング温度	10mK 以下	14mK	やや低い H 偏極度 (約 84 %)
エイジング磁場	17T	17T	無し
エイジング期間	約 60 日	53 日	やや短い T_1

表 3.1: 試作標的の作製状況

HD の純度を測定するために導入した RGA 測定器の信頼性はさほど高くはない. よってこの 98.5 % という純度も決して信用できるものではない. 複数回の測定の結果平均値として出したものであり, 幅も 97 % ~ 99.3 % とかなり広範囲であった.

第4章 NMRによる標的の偏極度測定

我々が偏極度と緩和時間の測定に核磁気共鳴 (Nuclear Magnetic Resonance : NMR) 法を用いていることは既に述べた。これより先は本稿のメインテーマである PHYDES01 の偏極度測定の結果とそれを支える NMR について展開する。この章では 4.1 節で一般的な NMR と偏極度計算について、4.2 節で今回の標的試作実験で行った我々の NMR 測定システムについて、4.3 節でその際の測定手順と内容について説明する。なお、NMR とは本来物理現象そのもののことを指す言葉であるが近年はその NMR の測定までもを NMR と呼称するようになってきている。我々のグループも例外ではない。しかし本稿においてはそれを区別して、現象のことを NMR、測定や測定技術のことを NMR 測定、NMR 法などと記述している。

4.1 NMR を用いた偏極度測定原理

4.1.1 NMR と偏極度

スピン I が 0 でない原子核の磁気モーメントの大きさ μ は h をプランク定数として

$$\mu = \gamma J = \gamma \frac{hI}{2\pi} \quad (4.1)$$

のように書ける。 J はスピン角運動量 J の大きさ、 γ は磁気回転比と呼ばれる各原子核固有の比例定数である。

すでに第 2 章で述べたようにこの原子核を磁場中に置くと $2I + 1$ 個のエネルギー準位に分裂し、さらに式 (2.2) よりそのエネルギーは外部静磁場の強さ B_0 に比例していることが分かる。それを図 4.1 に示す。

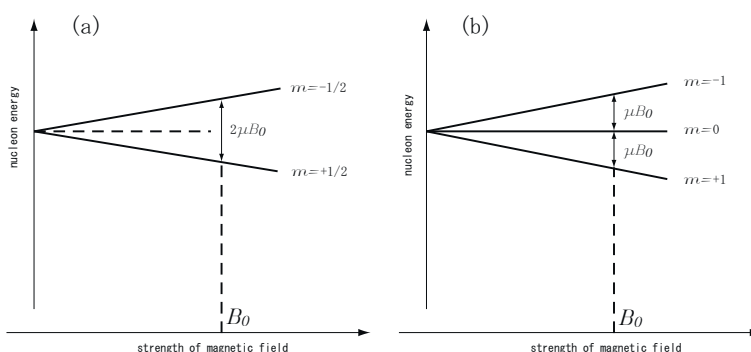


図 4.1: H と D の外部磁場に対するエネルギー準位
(a):H($I = 1/2$) のエネルギー準位 (b):D($I = 1$) のエネルギー準位

式 (2.2) から容易にわかるように, H, D いずれの場合も低い状態と高い状態との状態間エネルギー差は

$$\Delta E = 2\mu B_0 \quad (4.2)$$

である. このエネルギーを電磁波に換算すると, 良く知られた電磁波のエネルギー式 $\Delta E = h\omega_0/2\pi$ (ω_0 は電磁波の周波数) を用いて

$$h\frac{\omega_0}{2\pi} = 2\mu B_0 \quad (4.3)$$

とすることができ, ここに式 (4.1) を代入し ω_0 について解くと

$$h\frac{\omega_0}{2\pi} = 2\gamma\frac{hI}{2\pi}B_0 \quad (4.4)$$

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (4.5)$$

を得る. これを共鳴周波数, あるいは $\omega_0/2\pi$ をラーモア周波数と呼び, 原子核はある決まった磁場の下では特定の角周波数 ω_0 を持つ電磁波を吸収か放出することで状態間遷移を行うことを意味する (図 4.2). あるいは逆に, 決まった周波数の下では特定の磁場でのみ遷移が行われるとも言える.

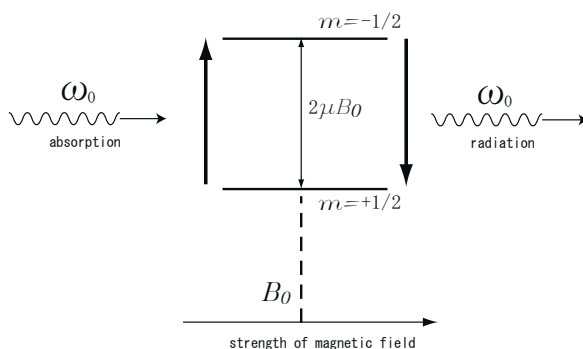


図 4.2: NMR 過程

このように磁場と周波数のある組み合わせで遷移が起こることを NMR と言い, その遷移を検出し, 偏極の割合を知ることで原子核の様子を探る方法を NMR 法と言う.

言うまでもないがこの遷移は磁場による系の偏極 (準位の占有数の偏り) があるからからこそ起こるものであり, 偏りの数は遷移を起こすことが可能な原子核の数を意味するものであるからして, 遷移の観測量の大小が普通に考えれば偏極度の大小として認識できる. よってこの観測量の大小から我々は偏極度を導き出し, かつ継続的な観測でその減衰過程をたどることが可能だと仮定した. ちなみに, H と D それぞれの磁気回転比は $\gamma_H = 42.58 [MHz/T]$, $\gamma_D = 6.54 [MHz/T]$ である. よって磁気回転比 γ は磁場が 1T の時の共鳴周波数とも言え, NMR 測定の際の指標にもよく使われる.

4.1.2 NMR シグナル

原子核の遷移を検知して NMR を知ることが出来ることは先に述べたとおりである. 具体的にどのような形で遷移を検知するのかをここでは説明する.

NMR はその現象が量子論的なものである一方で, NMR 測定となると原理に古典論的な考えを用いている. 遷移の検知と言うが, 厳密に言えば吸収か放出される電磁波を検知するのではなく, 遷移によって NMR コイルに生じる電圧の巨視的变化を検知しているからである.

今, 大きさ B_0 の外部静磁場が一方向にのみかかっていてそれを z 軸とすると系の磁化 $M(M_x, M_y, M_z)$ はこの時 $M_0(0, 0, M_0)$ となっている. M_0 は,

$$M_0 = \sum_i^N \mu_i \quad (4.6)$$

と書くことが出来るが式 (2.5) や式 (2.6) と式 (4.1) より容易に,

$$M_0 = \mu(N_+ - N_-) = \mu NP \quad (4.7)$$

のように導くことが出来る. この状態で磁場 B_0 に対して垂直な方向すなわち $x-y$ 平面に, 角周波数 ω で振動するラジオ波 (rf) を照射したとする. するとこの平面に同じく角周波数 ω の振動磁場が加わり $B(t)(2B_1 \cos \omega t, 2B_1 \sin \omega t, B_0)$ が発生し, 磁気モーメントはトルク $\mu \times B$ を受け磁場の周りで回転するため, 磁化 M に時間的変化が生まれることになる. スピン角運動量の磁場中の運動方程式 $d\mathbf{J}/dt = \gamma \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ をそのまま適用すれば, i, j, k を各成分の単位ベクトルとして

$$\frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} = \gamma \mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}(t) - \frac{iM_x(t) + jM_y(t)}{T_2} + k \frac{M_0 - M_z(t)}{T_1} \quad (4.8)$$

と書くことができ, 成分表示すると

$$\frac{dM_x(t)}{dt} = \gamma [\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}(t)]_x - \frac{M_x(t)}{T_2} \quad (4.9)$$

$$\frac{dM_y(t)}{dt} = \gamma [\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}(t)]_y - \frac{M_y(t)}{T_2} \quad (4.10)$$

$$\frac{dM_z(t)}{dt} = \gamma [\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}(t)]_z + \frac{M_0 - M_z(t)}{T_1} \quad (4.11)$$

となる. ここで各式の右辺の第二項にすでに磁化が平衡状態に戻ろうとする緩和の影響を考慮したものを含めてある. 磁化の緩和は 2 種類存在し, z 軸への射影が緩和する縦緩和と $x-y$ 平面への射影が緩和する横緩和である. それぞれ別な緩和の時定数を持っているが, それが式中の縦緩和時間 T_1 と横緩和時間 T_2 であり, これまで再三に亘って登場してきた緩和時間 T_1 とはまさにこの縦緩和のことを意味する. なぜなら標的として HD を語る際, 我々はスピンの上向きか下向きかという z 方向の緩和にしか興味がないからである. これら式 (4.9)(4.10)(4.11) をブロッホ方程式という.

次に x 軸方向にかかっている振動磁場を, 図 4.3 のように z 軸に対して角周波数 ω で反対方向に回転する 2 つの回転磁場の重ね合わせとして解釈し, そこで実験室系から同じく z 軸に対して角周波数 ω で回転する回転座標系 ($x'-y'-z'$) に移る. すると 2 つの回転磁場の一つを無視でき, さらにもう一方を x' にかかる大きさ B_1 の静磁場と出来る.

$$\mathbf{B}_{eff} = \mathbf{k}' \left(B_0 - \frac{\omega}{\gamma} \right) + \mathbf{i}' B_1 \quad (4.12)$$

のように有効磁場と呼ばれる磁場を定義して, 回転磁場においてブロッホ方程式は以下のようになる.

$$\frac{dM_{x'}}{dt} = \gamma M_{y'} B_{eff} - \frac{M_{x'}}{T_2} \quad (4.13)$$

$$\frac{dM_{y'}}{dt} = \gamma (M_{z'} B_1 - M_{x'} B_{eff})_y - \frac{M_{y'}}{T_2} \quad (4.14)$$

$$\frac{dM_{z'}}{dt} = -\gamma M_{y'} B_1 + \frac{M_0 - M_{z'}}{T_1} \quad (4.15)$$

左辺をすべて0とおいて定常状態の解を求めると、磁化率 $\chi_0 = M_0/B_0$ を使って

$$M_{x'} \simeq \chi_0 \omega_0 T_2 \frac{(\omega_0 - \omega) T_2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} B_1 \quad (4.16)$$

$$M_{y'} \simeq \chi_0 \omega_0 T_2 \frac{1}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} B_1 \quad (4.17)$$

と書けて、これは $\omega = \omega_0$ の近傍でのみ値を持つ。複素磁化率を

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega) \quad (4.18)$$

とすれば、

$$\chi'(\omega) = \frac{M_{x'}}{B_1}, \quad \chi''(\omega) = \frac{M_{y'}}{B_1} \quad (4.19)$$

となり、単位時間にスピン系単位体積によって吸収されるエネルギー E を介して

$$P \propto \int E dB(dt) \propto \int \chi'' dB(dt) \quad (E \propto \chi'' B_1 \omega_0) \quad (4.20)$$

のように表せるので、特に複素磁化率の虚数部分 $\chi''(\omega)$ は系のエネルギーの吸収、すなわち NMR 遷移の電磁波の吸収量を表しており、 χ'' の積分、つまり χ'' 部分が作る NMR シグナルの面積が、その時の偏極度に比例した物理量として扱えることになる。

また、磁化率は NMR コイルのインダクタンスに $L = L_0(1 + 4\pi\eta\chi)$ の形として現れ、さらに χ'' が以下のようにコイルの電圧 v の変化量 δv に近似的に比例する。

$$v = iv_0 Q^{-1} B' / [(L/L_0)^{-1} + iQ^{-1} B' - B'^2] \quad (4.21)$$

$$\simeq v_0(1 - 4\pi\eta Q \chi'') \quad (4.22)$$

$$\delta v \simeq -4\pi\eta Q \chi'' \quad (4.23)$$

η は filling factor と呼ばれ、 Q は回路の Q 値、 v_0 は定常状態の電圧である。このように、偏極の度合を知るには、変化量 δv を観測し、その面積を χ'' の面積と捉えれば良いことが解る。

一般的な χ' 、 χ'' を図 4.4 に表す。この2つのスペクトル(正確にはそれに比例したコイルの電圧変化)を NMR シグナルとして観測する。

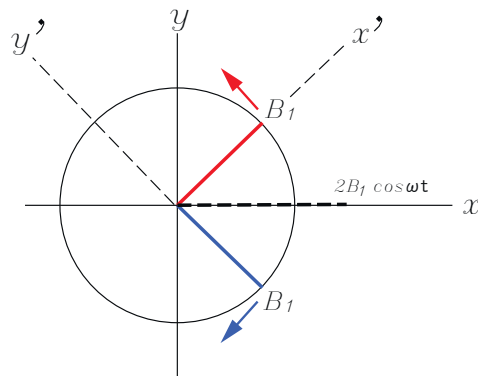


図 4.3: 回転座標系

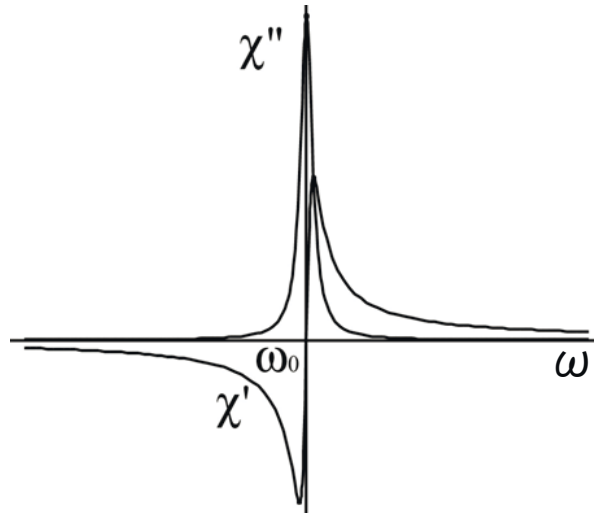


図 4.4: NMR 測定の観測シグナル

4.1.3 面積比較法

ただ χ'' を観測しそのシグナルの面積を求めたところで、単にそれは吸収された電磁波のエネルギー量を求めたに過ぎず、偏極度の“絶対値”を求めたことにはならない。そこでごく単純な方法で偏極度の絶対値を出す。

もしあらかじめ系の温度 T^0 と磁場 B^0 が正確に分かっていて、しかも TE 状態にあったような場合の NMR シグナルを取っておいたとする。その $\chi''(\omega)$ の面積を S^0 とする。式 (2.7) や (2.8) から偏極度 P^0 も計算で出せ、 P/S が常に一定の仮定の下で、もし温度 T^1 と磁場 B^1 状態の偏極度 P^1 が知りたければシグナルの面積 S^1 を出して

$$\frac{P^1}{S^1} = \frac{P^0}{S^0} \quad (4.24)$$

$$P^1 = S^1 \frac{P^0}{S^0} \quad (4.25)$$

と解けば良い。このように NMR シグナルの面積の比較を偏極度の比較とし、判っている偏極度から目的の物を出す方法を面積比較法という。今回の標的試作実験ではこの方法を採用し、液体 He 温度の 4.2K, 1.1T での偏極度及び NMR シグナルの面積を基準とした。3.3 節の手順 3. はこの為である。

4.2 シングルコイル法を用いた NMR 測定システム

我々が標的試作実験で使った NMR の測定系を紹介する。

4.2.1 シングルコイル法

NMR 法には NMR コイルが必要であるが、振動磁場を加えるための送信 (transmitter) コイルと磁化率変化を感知するための受信 (receiver) コイルの 2 つの役割を持っている。我々が今回の標的

試作実験で採用した [13] シングルコイル (Single coil) 法という NMR 測定システムの一つは、文字通りコイルが 1 つしかなく、その 1 つが送信コイルと受信コイルの両方の役割を果たす。コイルの外観や形状を図 4.5、図 4.6 に示す。コイルには太さ 0.1mm のエナメル被覆銅線を用いており、標的セルと同じ素材の Kel-F チューブを台座にして縦 66mm、直径 33mm、巻きつけ角度 120°で一重のみ巻かれていて標的を全空間で覆う。コイルの形状はソレノイド型はしておらず、サドル型と呼ばれる特殊な形状をしている。この形状と縦横比 2:1 と巻きつけ角度 120°はどれも電磁気学的に計算されたもので、振動磁場が全空間で均一かつ z 軸に垂直にかかるようになっている。



図 4.5: NMR コイルと Kel-F チューブ台座

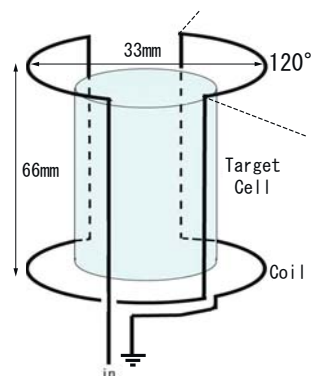


図 4.6: シングルコイル法 NMR コイルの形状と標的セル

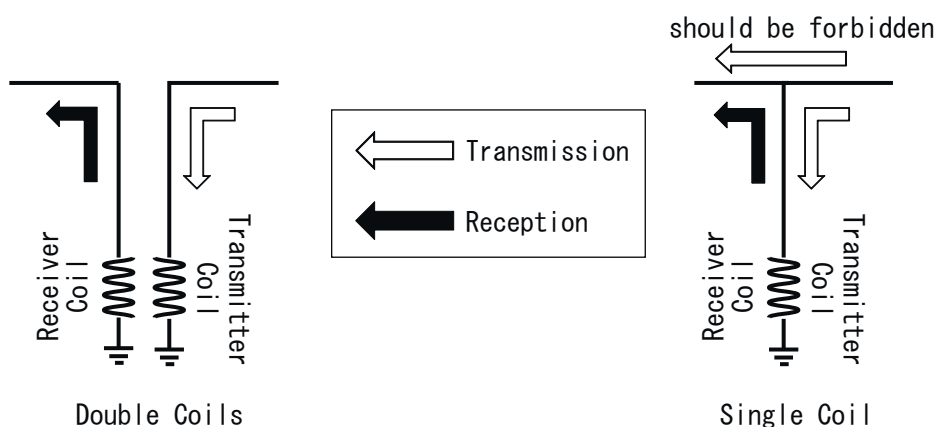


図 4.7: シングルコイルとダブルコイル

ところがコイルが 1 つしかないことである問題が起こってくる。それは、図 4.7 のように送信と受信が一体となっているために送信された rf の中でコイルを経由せず受信側に素通りしてしまうパートが現れることである。当然この素通りは NMR とは何の関係もなく、ただバックグラウンドとして現れるだけで本来排除されるべきものであるから、この素通り点に特定の周波数の rf のみフィルターとして働くような回路を組み込む必要がある。図 4.8 のように可変抵抗と (可変) コンデンサーから成るこのフィルター回路をキャンセル回路 (cancellation circuit) と呼ぶ [17]。この

キャンセル回路と1つのコイルをセットにしてシングルコイル法を成す。キャンセル回路は可変抵抗と可変コンデンサーの調節でキャンセルする周波数, そのキャンセル率の調整が出来るようになっていて, 一番キャンセル率を高く出せる周波数を探さなくてはならない。我々の場合, 各抵抗のレジスタンスと各コンデンサーのキャパシタンスを図のように設定し, キャンセルできる周波数を約 45MHz ~ 50MHz の範囲にした。これは今回行った標的試作実験の測定対象物が主に H 原子核 ($\gamma_H \simeq 43[\text{MHz}/\text{T}]$) であり, その測定環境を磁場 1T 近傍に置いたかったからである。特定のキャンセルされるべき rf の周波数は, NMR シグナルの邪魔にならないように共鳴周波数そのものであることは言うまでもない。

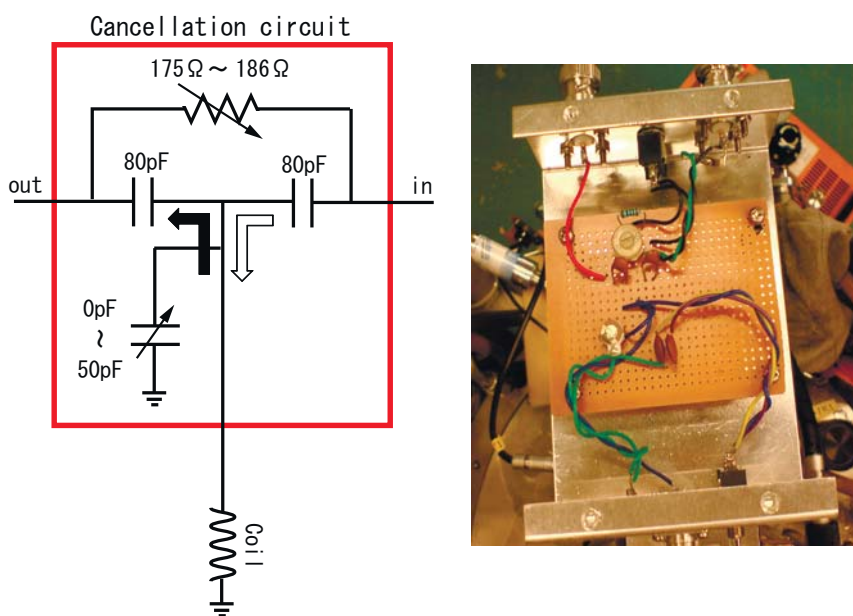


図 4.8: シングルコイル法におけるキャンセル回路

さらにもうひとつ問題がある。アナログ調節で決定されたキャンセル周波数は終始固定されたものであり, 測定に実用的にキャンセルされた領域はせいぜい数 kHz ~ 数十 kHz と非常に狭い。しかも NMR シグナルも数十 kHz 単位の幅を持っているため, 磁場 B_0 を固定した状態で周波数 ω を数 MHz 領域でスイープ (掃引) する中で, あらかじめキャンセル周波数と共鳴周波数 ω_0 の中心を精度良く一致させておくには無理がある。よって, ω_0 固定 (B_0 固定) の ω スイープではなく, 逆にキャンセル周波数として ω の方を固定しておいて ω_0 スイープ (B_0 スイープ) をする測定を行った。先にキャンセルを行って, そこで共鳴が起きるように後から共鳴周波数を合わせたと言っても良い。式 (4.16)(4.17) から解るように明らかにこれは許された方法である。変わることと言えばせいぜい図 4.4 の横軸が ω から ω_0 が B_0 になることやシグナルの正負が逆転する程度であろう。こうすれば常に素通りシグナルのキャンセルが行われた状態で NMR 測定をすることが出来る。通常の測定を周波数スイープと呼ぶのに対してこれを磁場スイープと呼ぶ。キャンセル回路のチューンさえうまくいけば最もコンスタントに結果を残しやすく, 簡単なことが利点である一方, 周波数スイープが使えないこと, 磁場スイープも決められたキャンセル周波数領域から逸脱した磁場でのスイープはできないこと, その他様々な手間やリスクがあることはシングルコイル法の弱点と言えよう。

4.2.2 回路構成

NMR 測定にはシグナルジェネレーター・NMR コイル・ロックインアンプが必要であると述べた。実際に使用した NMR 回路の構成は以下の図 4.9 のようになっている。

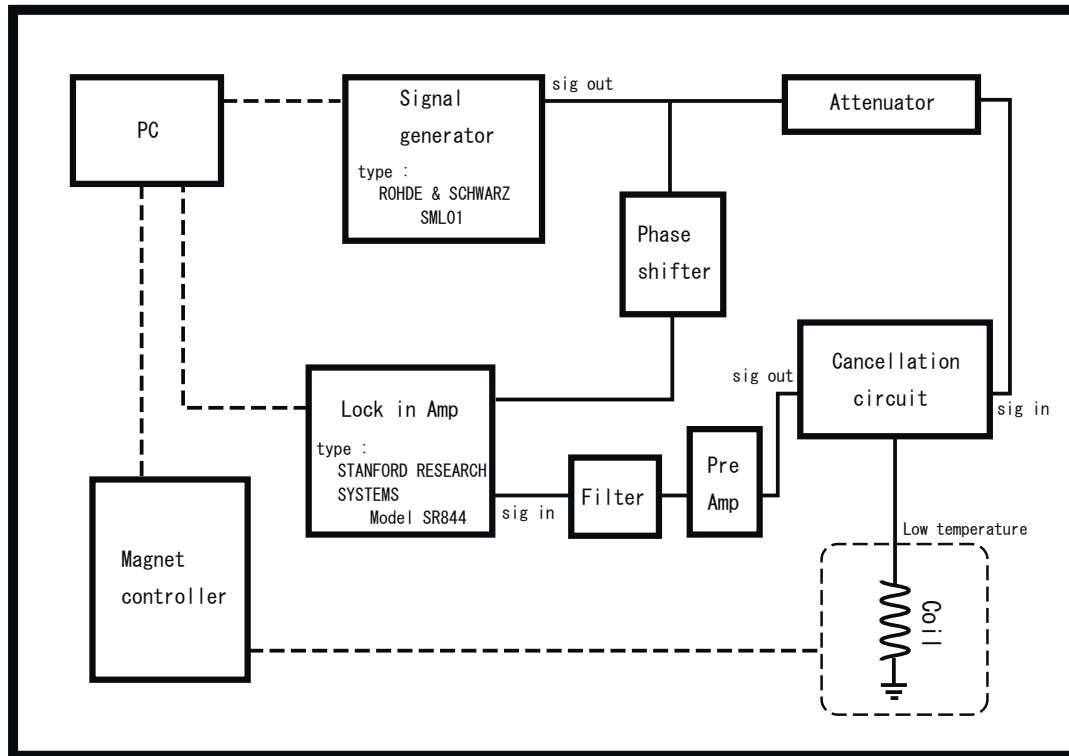


図 4.9: 今実験における NMR 測定回路

NMR 回路の制御はほとんど PC, 特に LabVIEW プログラムにて行った。ただ一つの例外は磁場スweepの為に手動で行う超伝導電磁石のコントローラー操作である(磁場スweepによる系の Eddy current 発熱や超伝導電磁石のクエンチ { 発熱による超伝導状態の崩壊 } のリスクも含めてこれは難点である)。

シグナルジェネレーターよりキャンセル周波数として ω を固定された rf を連続的に出力している状態で磁場スweepを開始する。出力された rf はその強度を Attenuator で必要最小限に抑えられる。というのも, NMR 遷移が起きるとことは偏極を壊していることに他ならないので, シグナルがきれいに見える範囲で偏極の崩壊を最小にしなければ本末転倒だからである。この場合極々一部 (数万個に数個) の遷移を観測して全体を把握していることになる。その後 $\omega_0 = \omega$ 近傍で NMR が起き, その小さな NMR の信号はプリアンプで増幅されフィルターにかけられロックインアンプに集積される。同時に参照信号として NMR 前の信号も集積され, 最後はこの 2 つの位相を同期させ, この周波数以外の信号をノイズとしてカットする。すると NMR シグナルのみが手に入る。

4.3 PHYDES01 の H の NMR 測定手順と内容

第3章2節の内容と被るが, PHYDES01 の最大の目的をおさらいすると (1) 温度 300mK, 磁場 1T にした時の H の緩和時間 T_1 測定 (2) 温度 14mK, 磁場 17T の H の偏極度 P_H 測定, であった. すでにキャンセル回路の調節が終わったとして目的達成のために以下の手順を踏んだ.

1. 4.2K, 1.1T で空のセルの NMR 測定 (残留 H 差し引き用)
2. 4.2K, 1.1T で HD 固化後の TE 状態での H の NMR 測定 (面積比較法の基準 S^0 用)
3. エイジング期間 53 日後の磁場降下 (17T → 1.1T) 直後に 14mK, 1.1T での H の NMR 測定 (14mK, 17T の H の偏極度 P_H 測定用)
4. 温度上昇 (14mK → 300mK) 直後から数百時間の間に 10 回の 300mK, 1.1T での H の NMR 測定 (300mK, 1T にした時の H の緩和時間 T_1 測定用)

測定磁場が 1T ではなく 1.1T 近傍になっているのは, 先にキャンセル周波数を調整したからであり, 一番高いキャンセル率 (約 50dBm \simeq 99.7 %) を出せる周波数が 48MHz 付近に, すなわち 1.1T 近傍にあったからである.

測定状況の詳細を表 4.1 に載せる. キャンセル周波数 ω から NMR は 1.136T で起こることとなった. 表中の sample rate とは, 我々はデータの読み込みを 80,000 回/秒で行っており, その中で何回分を平均化して 1 つの NMR シグナルを作るかというのを意味している. つまり sample rate が 5,000 であれば, 5,000 回分の読み込みデータを自動で平均化していることになり, 我々は NMR シグナルを 1 秒間に 16 ポイント得ることが出来る. sample rate が大きければ大きいほど $\sqrt{\text{counts}}$ でシグナルのノイズが落ちる. エイジングの後ではシグナルが大きくなり相対的にノイズが小さくなっているので sample rate を下げることができ, そのお陰で NMR シグナルのポイント数をより多く取得できるようになった. なお, スイープ速度が変化しているのはこれとは特に関係はない. 様々な速度での測定の結果, 再現性が見られたために Eddy current による発熱の影響が起きないギリギリの範囲で測定的高速化を図ったためである.

date	temperature	passed time	ω [MHz] (ω/γ_H [T])	B_0 range[T]	times	sweep speed	sample rate	remarks
08 11/11	4.2K	-	48.373 (≈ 1.136)	1.08 1.22	5	0.0188 [T/min]	5,000 counts	empty cell
08 11/12		-		1.08 1.28	10			
				1.28 1.08	10			

53days aging

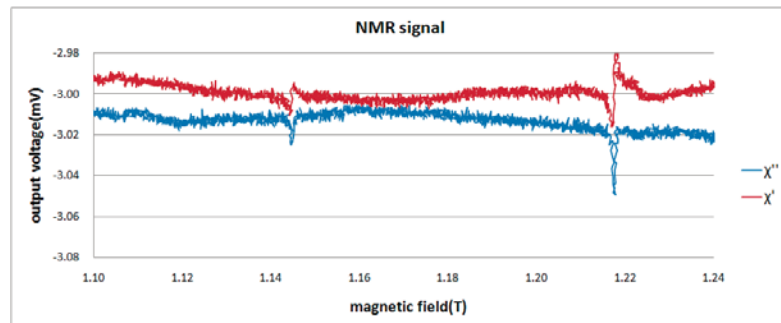
09 01/05	14mK	-	48.395 (≈ 1.136)	1.08 1.28	6	0.0938 [T/min]	500 counts	for P_H (14mK,17T)			
				1.28 1.08	4						
09 01/05	300mK	0 hour		1.08 1.28	5					for T_1 (300mK,1T)	
					1.28 1.08			5			
09 01/05		1.5 hours		1.08 1.28	5						
					1.28 1.08			5			
09 01/06		17.5 hours		1.08 1.28	5						
					1.28 1.08			5			
09 01/06		25 hours		1.08 1.28	5						
					1.28 1.08			5			
09 01/07		45.5 hours		1.08 1.28	5						
					1.28 1.08			5			
09 01/08		66.75 hours		1.08 1.28	5						
					1.28 1.08			5			
09 01/09		97.25 hours	1.08 1.28	5							
			1.28 1.08	5							
09 01/13	193 hours	1.08 1.28	5								
			1.28 1.08	5							
09 01/16	265 hours	1.08 1.28	5								
			1.28 1.08	5							
09 01/19	332.75 hours	1.08 1.28	5								
			1.28 1.08	5							

表 4.1: H の NMR 測定状況

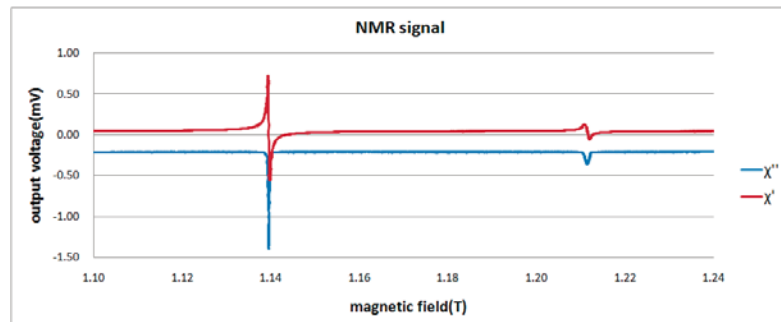
その他すべての測定に共通した設定は attenuator 設定-8dBm などがある。また, 09/01/05 以降ではあまりのシグナルの大きさから, 感度をそれまでの 1/10 に下げている。それまでとの比較には単純にデータ値を 10 倍すれば良い。

第5章 NMR測定データの解析

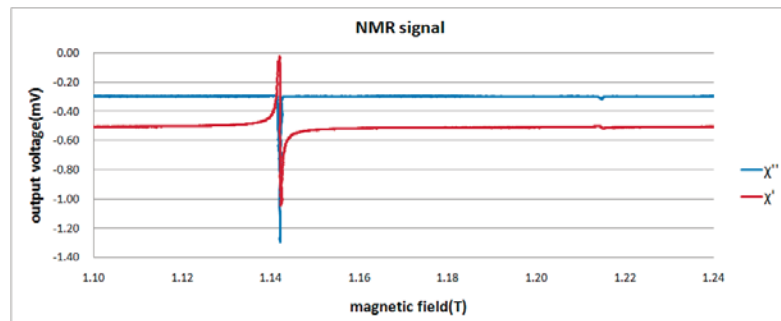
PHYDES01 に対して行った NMR 測定データの解析について論ずる。まず初めに図 5.1 に我々が得た NMR シグナルの生データの一部を載せておく。左方に各状態で大きさの違う H のシグナルが確認できる。それと同時に右方にもシグナルが見取れる。これはコイル台座やセルの主剤である Kel-F に含まれる ^{19}F ($\gamma_F = 40.02[\text{MHz/T}]$) の NMR シグナルであり、空セルの NMR 測定の際に H が見難かった分、NMR 回路の評価などにこれは適任であった。また緩和時間の比較や共鳴位置の比較などにも非常に貢献してくれた。



(a) (4.2K, 1.1T, TE state) 08/11/12 before aging



(b) (14mK, 1.1T, almost 17T state) 09/01/05 after aging



(c) (300mK, 1.1T, passed 193hours) 09/01/13

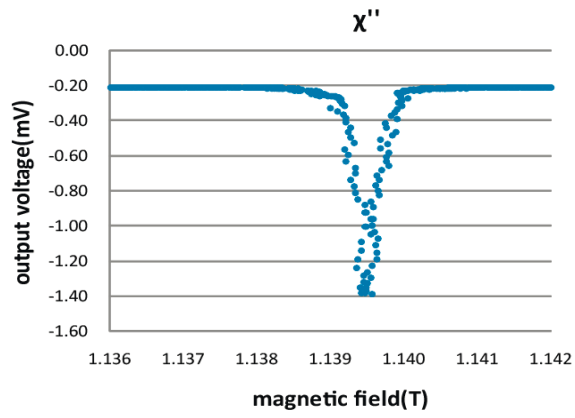
図 5.1: NMR シグナル

5.1 初期処理

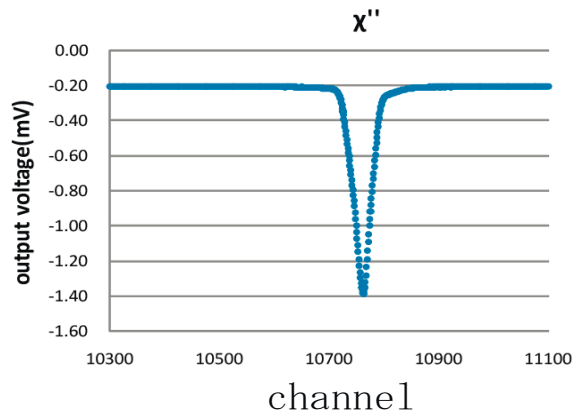
実際に解析を進めて行く前に、すべての NMR データにある細工をした。図 5.2 の (a) は細工前のそのままの χ'' データで、横軸を磁場 B_0 にとってある。しかし見ての通り良い解析が望めるほど高精度とは思えない。というのも、この横軸は超伝導電磁石に流れている電流値をその”コントローラーが間接的に出力した値”を読み取って、独自に得た計算式で算出した磁場値を用いているからである。本来この電磁石は磁場スイープして NMR を測定するような為のものではなく、1T や 17T のスケール (約 300A) の磁場を制御する”電磁石のコントローラーに”，NMR シグナルを形成するような 10^{-5} T 精度の磁場計算ができる電流値出力 (約 100 μ A) を求めるのにそもそも無理があった。むしろこれでもよくやってくれたぐらいのものかもしれない。

そこでひとまず磁場 B_0 の値のことは忘れておいて、得たデータのポイント群を単純に得た順番 (チャンネル) 通りに並べた。それが図 5.2(b) である。この場合ポイントはチャンネル順に並べられただけなので横軸は無次元のただの番号になっていて、ポイント間隔も当然すべて同じである。こうして揺らぎの少ない解析に適した新しい NMR シグナルが完成した。他のすべてのデータにも同じ細工をし、さらに面積という概念を捉えやすくするため図 5.2(c) のように上下反転させ、これを以って以降解析をした。

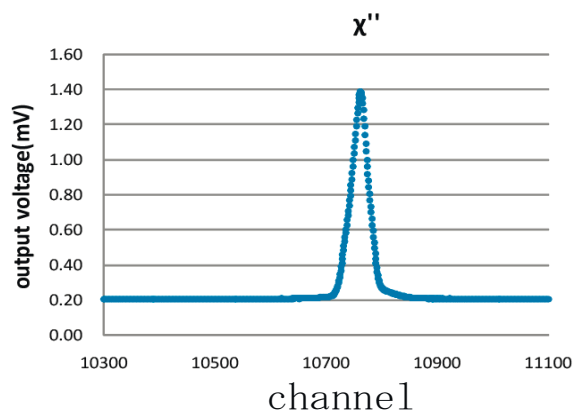
この方法が物理的に許される根拠は幾つかある。一つ目は、我々のデータ集積は磁場スイープ中は常に等間隔で行われており、その NMR ポイントの収集は sample rate 500 の時で 1 秒間に 160 ± 0.02 個の誤差しかなく、すべてのポイントがチャンネル表示のみならず時間的にも等間隔で並んでいることである。共鳴が起きる高々 1 秒の間に磁場変化率が大幅に変わるはずもなく、よってチャンネルとは言えその横軸を時間としても磁場としても間接的に捉えて良いのである。二つ目は、チャンネルにすることで縦軸、つまり吸収エネルギーにも揺らぎが見られないことである。これは先ほど等間隔と磁場変化率の話をしたように、この共鳴の範囲においては磁場は一樣の変化率で、決して揺らぐことなく変化しているという何よりの証拠となり、実際は (a) のような現象は起きていないと考えられる。なぜなら磁場が揺らげば χ'' も揺らぎ、縦軸にその影響が出るはずだからである。三つ目は、偏極度の評価も緩和時間の評価も、すべては吸収エネルギーの総量、すなわちこのシグナルの面積をお互い比較しあうことで行われることである。大きさを比較しあうのであれば、実際横軸の次元は比較対象同士が同一のものであれば何でも良いからである。



(a) Field display



(b) Channel display



(c) Channel-inverse display

図 5.2: 磁場表示とチャンネル表示の NMR シグナル

5.2 緩和時間 T_1

緩和時間 T_1 を知るには、偏極度 P_H に比例した H の NMR シグナルのシグナル面積の時間推移を調べれば良かった。そこでまずは面積の詳細な算出を行った。

表 4.1 ですでに示したように、 T_1 測定のためには 1 回の測定につき磁場の昇降を 5 往復行ったので、磁場の up と down で片方 5 回分ずつをそれぞれ積算し、できた 2 つのデータをさらに積算し 1 つのデータにまとめた。1 回の測定につき 1 つのデータを得たわけである。積算の為に、前もって全てのシグナルの中心をある値に統一しておいた。図 5.3 は 300mK にした直後、すなわち経過時間 0 時間 (以後 0h と表記する) の磁場 up (以後 up と表記する) の 5 回分の H の出力データである。シグナルの底部分を拡大してある。見てみると、出力はスイープごとに個々のオフセットを持っている事が判る。これはベースラインと呼ばれるもので、NMR シグナルやノイズとは関係なく現れるものである。しかもそれはコイル近辺ではなくその途中にあるケーブルや測定機器から出る上に、原因も気温や振動など様々である。ほぼ同時刻の 5 回スイープの最中でさえも図のように変化が見られた。このベースラインの広がり比べて枠から振り切れて 100 倍以上の高さを持っているこの図の場合にはあまり気にならないが、小さいシグナルの場合には相対的に、単純に積算するにはかけ離れすぎた状態になること、解析をすべてのシグナルに対して統一的に進めることを考えてこのベースラインの差し引きを行った。図のようにシグナルの中心から両サイドに広がるテールを覆うように N_S ポイント分の幅を取っておいて、そこから左右に $N_L = N_R$, $N_L + N_R = N_S$ となるような領域を作った。この左右の領域で各回分ごとに平均値を出し、差し引きを行って、全てのシグナルが高さ 0 のベースラインを持つようにした。エイジング期間明けのシグナルに対してはすべて $N_S = 400$ とした。その後 5 つを積算し図 5.4(a) のような (0h, up) の積算シグナルを得た。このとき関数 fit ではなく平均値を用いた理由は、この時点においては、NMR と関係の無いベースラインを差し引いて基準の高さを揃えることが目的であり、きれいな NMR シグナルを抜き出すことが目的ではないからである。同様の手法で down についても行き、図 5.4(b) の (0h, down) の H のシグナルを得た。そしてこの (0h, down) は磁場スイープの向きが up と逆なので、(0h, up) のシグナルの横軸が右方が高磁場側であるのに対し反対に左方が高磁場側になっている。up と down で積算するにあたって横軸が揃うように図 5.4(c) のように横軸に対して反転させた。そして (a) と (c) を積算し図 5.4(d) を得た。

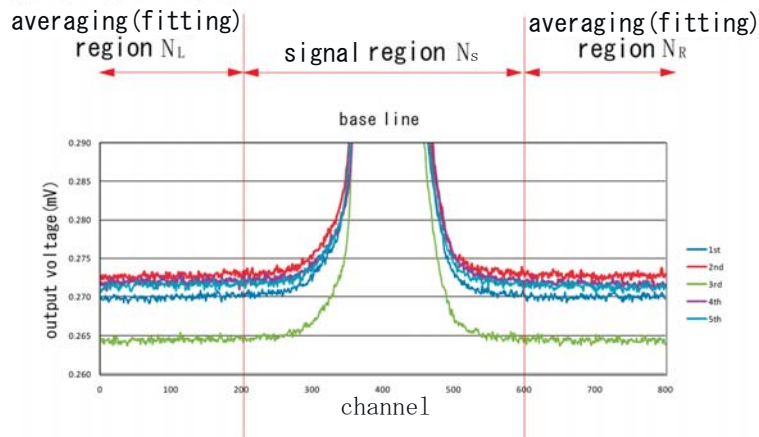
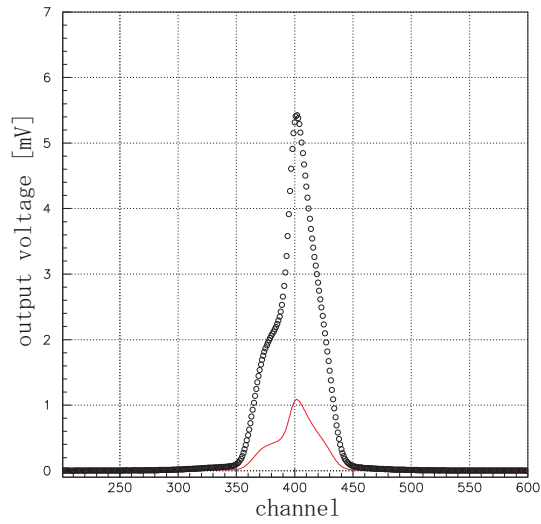


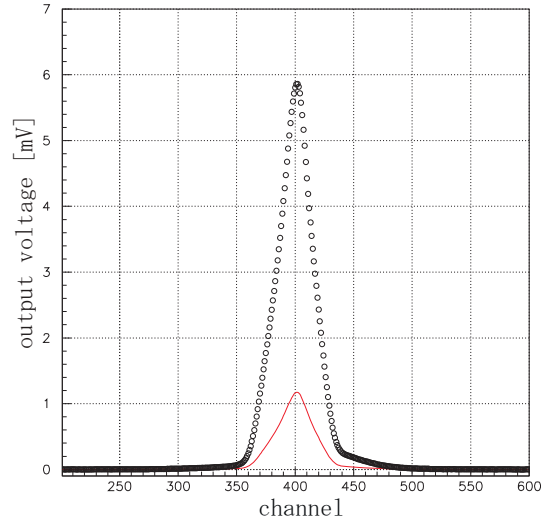
図 5.3: 温度 300mK 到達直後の磁場 up 時の H のシグナルを持つベースライン

(a)



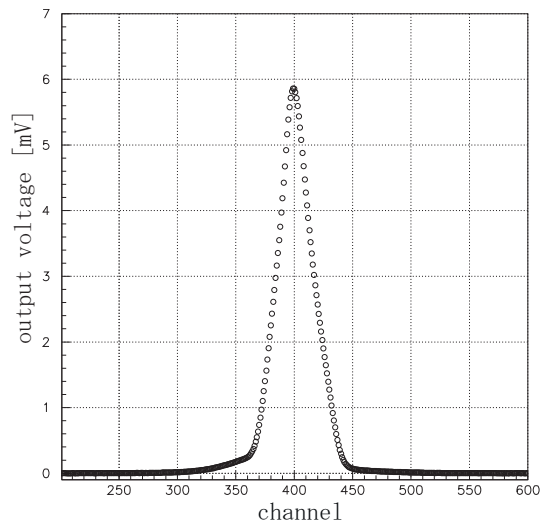
磁場 up の 5 回分積算 NMR シグナル (0h, up)
赤ラインは 5 回分の内の一つ

(b)



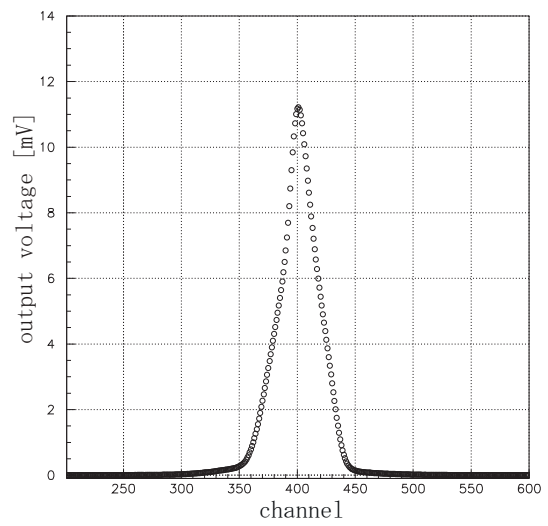
磁場 down の 5 回分積算 NMR シグナル (0h, down)
赤ラインは 5 回分の内の一つ

(c)



(b) の左右反転シグナル

(d)



(a) と (c) の積算シグナル

図 5.4: 300mK 到達直後の H の積算 NMR シグナル 1

再び幅 N_L, N_R の領域を用いて、次は図 5.5(a) のように多項式 fit を行って、それをバックグラウンドとして先ほどの図 5.4(d) から引き算した。最終的に図 5.5(b) を得た。この時のシグナル領域の面積 $S(t=0)$ が求めたい χ'' の面積になる。今回は最初に定義しておいた N_S の範囲、すなわち図 5.5(b) でいう横軸 201 から 600 の範囲での、全てのポイントの output 値の足し合わせを以って面積 $S(t=0)$ を算出した。そもそもエイジング期間後は NMR 測定の sensitivity を 1/10 に落としていて、output が 1/10 になっていたことをこのとき注意し、それを面積にしっかり反映させた。 N_L, N_R 領域での標準偏差 σ を、 N_S 領域のポイントも同じく持っているとするれば、面積の偏差 σ_S を

$$\sigma_S^2 = \sum_i^{N_S} \sigma^2 = N_S \sigma^2 \quad (5.1)$$

$$\sigma_S = \sqrt{N_S} \sigma \quad (5.2)$$

として、面積 $S(t=0)$ は

$$\begin{aligned} S(t=0) &= 4.40 \times 10^3 \quad [\text{mV}] \\ \sigma_S &= 1.04 \times 10^{-2} \quad [\text{mV}] \end{aligned}$$

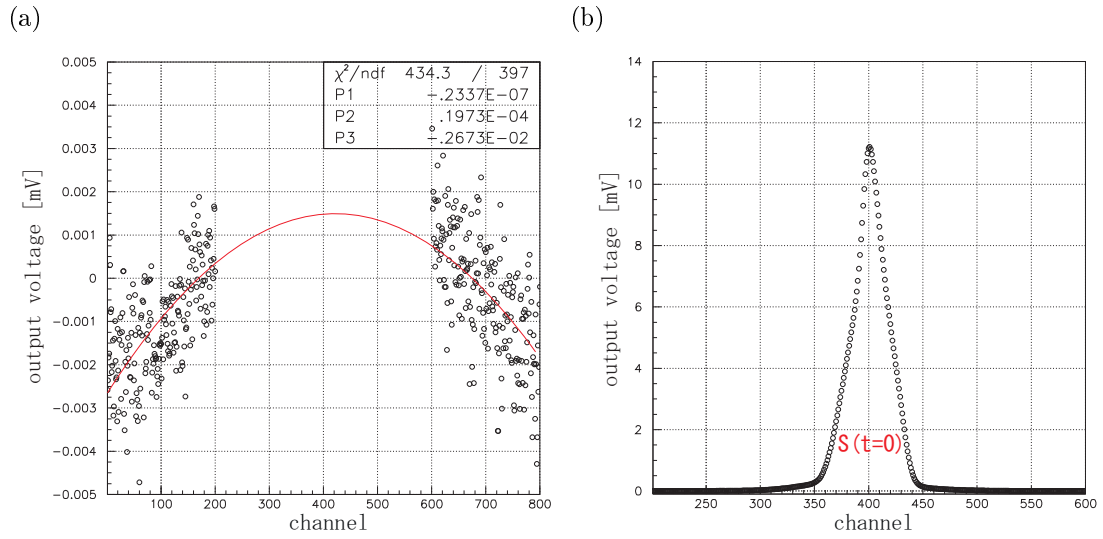
となった。

全く同じ処理を $t = 1.5, 17.5, 25, 45.5, 66.75, 97.25, 193, 265, 332.75$ [hours] の時のすべてのデータについても行い面積 $S(t)$ を算出した。その一覧を表 5.1 に、横軸を時間軸にしてプロットしたものを図 5.6 に載せる。

緩和時間 T_1 が知りたければこのプロットに対して exp の関数で fit してあげれば良いが、よくよく見てみると初めの 2~3 回測定で急激に落ち込み、後は緩やかに変化しているようにも見える。300mK, 1.1T での TE 状態の偏極度 P_H は約 0.4 % と、数 10 % オーダーの今と比べるとほぼ 0 に近いので、すでに TE 状態に近づいているとは考えにくい。次節で詳しく述べるが、我々は空セルの状態の NMR 測定でも、HD の H とは明らかに違う残留 H の存在を確認している。当然この残留 H の影響もこの面積の中に含まれているはずである。残留 H の緩和は HD の H の緩和とは別であるから、残留 H と HD の H はそれぞれ違う緩和時間を持っていて、残留 H の方が早い緩和をし、それが初めの数個の測定点の減衰に現れたと考えられる。なぜなら HD のように Fermion が 1 個、Boson が 1 個などの特殊な環境にない場合、通常、化合物などに含まれる H や H_2 は比較的早い緩和をするからである。この残留 H もその類であると思われ、HD の H の緩和時間を T_1 と定義したのに対し残留 H の緩和時間を T_1' と定義して次式のような exp 型 2 個の関数で fit した。

$$\text{fit function} : f(t) = S'(0) \exp(-t/T_1') + S_{HD}(0) \exp(-t/T_1) \quad (5.3)$$

第一項が残留 H に関するもので、第二項が HD に関するものである。 $S'(0), S_{HD}(0)$ はそれぞれ残留 H と HD が持つシグナル面積の初期値である。本来、式 (2.11) のように、300mK での TE 状態の偏極度 $P_{TE}(300\text{mK}) = 0.004$ に対応する面積の項が必要であるが、 $\ll (S_{HD}(0) + S'(0))$ として無視している。この関数 $f(t)$ で fit したものが図 5.7 である。なお、このプロットに関しては systematic なエラーとして、各 10 回分のスイープの中での、各要素の面積の広がりを概算して含ませている。その要因は気温や気圧などと思われ、あるいは測定機器の運転時間の長さによって変わる発熱状況なども含まれるかもしれない。



多項式関数 (2 次) によるバックグラウンドの フィット 図 5.4(d) から図 5.5(a) のバックグラウンドを引いたシグナル

図 5.5: 300mK 到達直後の H の積算 NMR シグナル 2

passed time from reached 300mK	$S(t)$ [mV]	σ_S [mV]
0h	4.40×10^3	1.04×10^{-2}
1.5h	4.39×10^3	1.91×10^{-1}
17.5h	4.30×10^3	2.93×10^{-1}
25h	4.30×10^3	4.74×10^{-1}
45.5h	4.22×10^3	1.32×10^{-1}
66.75h	4.17×10^3	5.33×10^{-1}
97.25h	4.11×10^3	4.60×10^{-1}
193h	3.98×10^3	4.85×10^{-1}
265h	3.90×10^3	4.37×10^{-1}
332.75h	3.73×10^3	4.34×10^{-1}

表 5.1: 300mK 到達後の H の NMR シグナル面積の時間推移

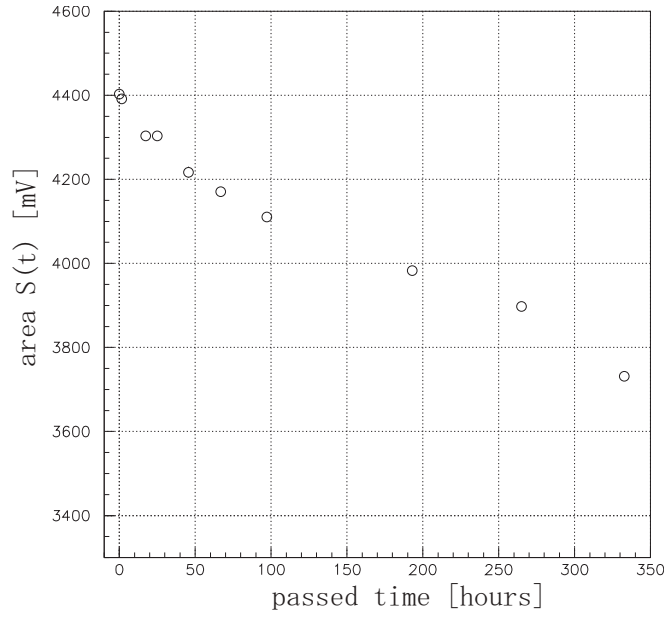


図 5.6: H のシグナル面積の時間推移

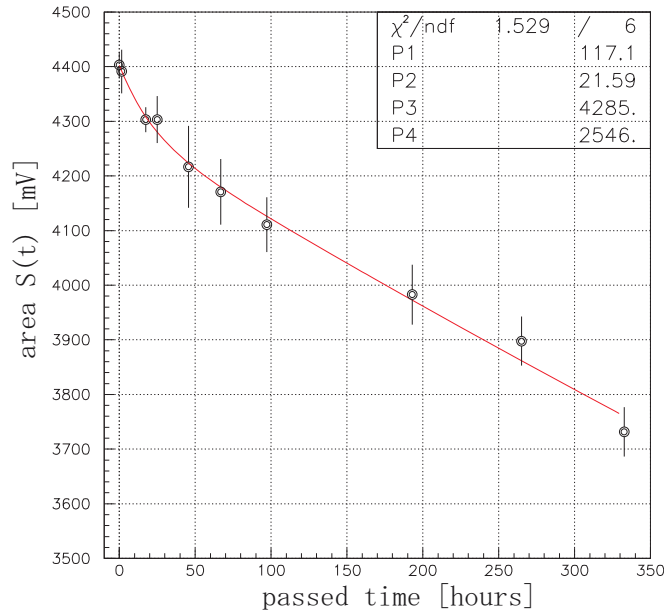


図 5.7: fit 関数 $f(t)$ による面積の時間推移の fit

parameter1(P1) から parameter4(P4) が $S'(0), T_1', S_{HD}(0), T_1$ を表している. この parameter4 の値から, 我々は最終的に緩和時間 T_1 を

$$T_1 = 2546 \pm 380 \quad [\text{hours}]$$

と得ることが出来た. これは 100 日前後もあり, 実に最終目標にしていた緩和時間 2~3 月を初めての作製でクリア出来たという結果になった. エラーの 380 時間は, 先ほどの systematic なものとして概算されたエラーを考慮して出されている.

break

図 5.4(a) のように, up の方のシグナルが奇妙な形をしていたことについて簡単に述べておく. 理想的な χ'' の曲線は, スweepされるの磁場の一様性が共鳴の前後を通して空間的に非常に良いという仮定の下で成り立っている. 我々の超伝導電磁石による磁場は図 2.9(a) のように, 標的セル近辺でほんの少し磁場分布の中央部にくぼみができている. もし磁場スweepがこの形状を保って行われておれば, 磁場値が微妙にずれていることで, 標的セルの中の場所によって共鳴を起こすタイミングにずれや偏りが生じる. すなわち曲線の形状が崩れることになり, シグナル面積の算出も χ'' の fitting ではなく output の足し合わせをせざるを得なくなる. また, up と down では Eddy current による誘導磁場が互いに逆方向に働くので, その誘導磁場の大きさを δB とすれば, up 時は $-\delta B$ 分磁場のベースラインが下がり, down 時は δB 分逆に上がる. 同じ磁場の不均一差を持っていたとしても, ベースのラインが高いのと低いのとでは均一度として高い方が良くなってくる. 例えば, 磁場分布のコブ部分と中央部分との比が, 10:9 なのと 100:99 なのとでは, 差は同じだとしても均一度の観点では同じではない. よって down 時はベースラインが高いのでシグナルの形が比較的きれいになっている. 不均一磁場が残った状態で磁場スweepの up 方向をした時に出るシグナルを LabVIEW でシミュレーションをしてみた. それが図 5.8 である.

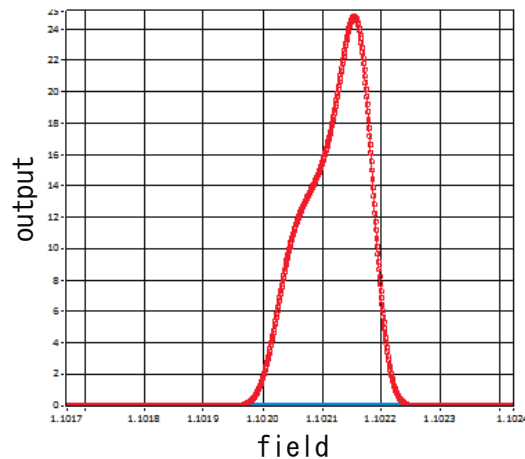


図 5.8: LabVIEW による磁場 up 時のシグナルのシミュレーション

5.3 面積比較法による偏極度 P_H の絶対値

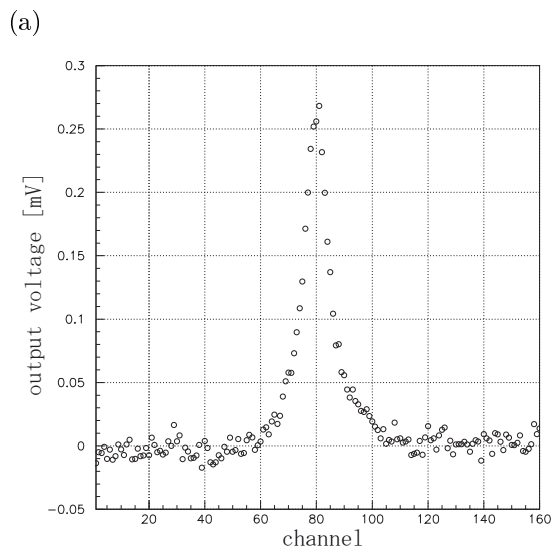
PHYDES01 の偏極度は見積もりでは式 (2.7) から約 84 % と出せるが、実際は何%偏極しているのか。それを計算するために面積比較法を用いたと述べた。その過程と結果を述べる。

まずは比較の基準となる面積 S^0 を算出した。これは既に述べているように、エイジング開始前に 4.2K, 1.1T (正確には 4.216K, 1.075T) の熱平衡 (TE) 状態で行った NMR シグナルを使用した。ただし NMR コイル近辺には HD の H 以外の残留 H が存在している。それは HD 固化の際、量に限りのある HD ガスが漏れてしまわないように、標的セルと HD 導入パイプとの隙間に用いたゴム O リングやシリコングリースの中に含まれている。または NMR コイルに用いたエナメル被覆銅線のエナメルにも含まれている。これらの H も当然 NMR シグナルに寄与してくるので、実際の TE 状態でのシグナル面積 S^{TE} はそのまま S^0 になっているのではなく、 $S^{TE} = S^0 + S^E$ のようになっているはずである。 S^E は今述べたような残留 H が作るシグナルの面積である。すでに HD 固化前に空セル (empty cell) 状態において残留 H のみの NMR 測定は行っていたので、 S^E は単独で算出でき、 S^{TE} から S^E を引き算して S^0 を求めた。

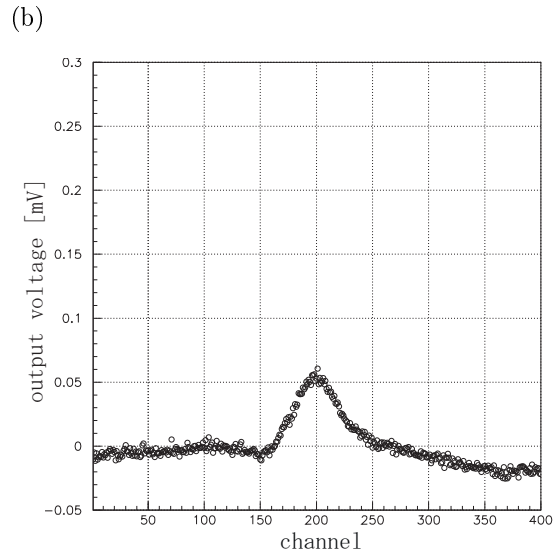
S^{TE} と S^E の求め方は、前節で求めた $S(t)$ と全く同じである。まずシグナルの中心をすべて合わせた。その後ベースラインを差し引いて up は up のみで、down は down のみで積算し、出た 2 つのうち down 側を左右反転させ、さらにその 2 つを積算した。

測定は TE 状態は up と down を 10 往復、空セル状態は 5 往復行っているため、TE は 20 個のシグナルを一つに、空セルは 10 個のシグナルを一つにまとめたことになる。

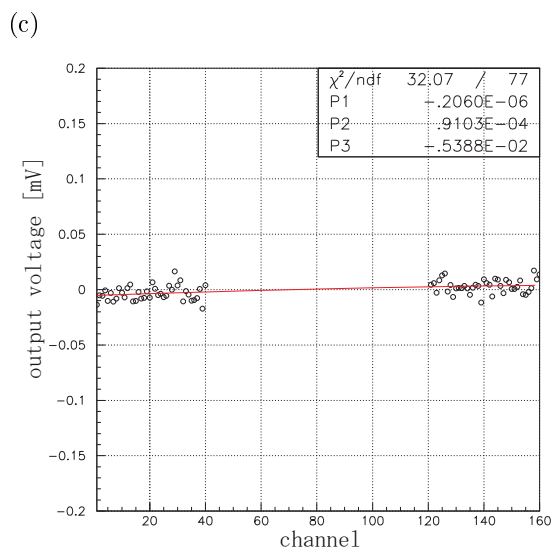
なお、シグナル積算の際に用いた N_S は TE の場合は 80 である。なぜこの値かという点、TE 状態測定時は sample rate がエイジング期間後の測定の 500 (500 カウントを平均し 1 ポイントにする) に対し 2,500 (2,500 カウントを平均化し 1 ポイントにする) であり、すなわちそれは NMR シグナルとして得たポイント数が $1/5$ しかないことを意味するからである。チャンネル表示ならば横軸はいつでも一定のようにも見えるが、実際は $1/5$ に縮小されているとみる必要がある。エイジング期間後は $N_S = 400$ ならば、それに合わせて $1/5$ の N_S 値で計算すると同じ条件で計算したことになる。言い換えれば、ポイント数は $1/5$ になっているがその分 1 ポイントは 5 倍の価値や情報量を含んでいるので 80 で行ったということになる。同様に空セルは sample rate 5,000 なのでポイント数は $1/10$ になっているが、磁場スイープ速度が $1/5$ なので NMR に 5 倍長く関われることになり、相殺してシグナルのポイント数は $1/2$ 、1 ポイントあたりの情報量は 2 倍になっている。よって空セルの場合の N_S は 200 である。積算した TE と空セルの積算シグナルを図 5.9(a) と (b) に載せる。その後図 5.9(c)(d) のように同じく N_L, N_R 領域で 2 次関数 fit を行い、バックグラウンドの差引きをして最終的に TE と空セルの純 NMR シグナル図 5.10(a) と (b) を得た。



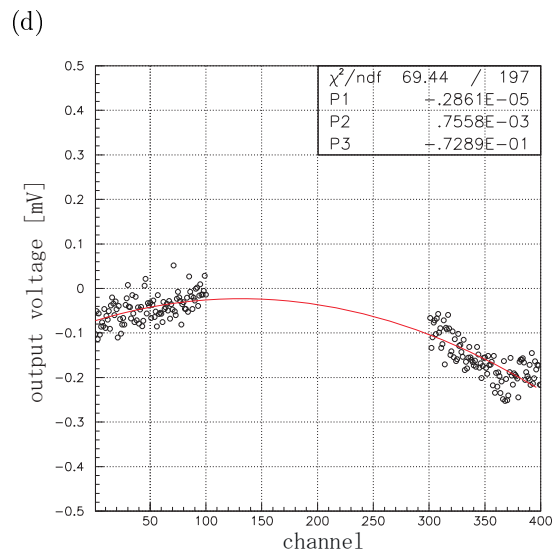
TE 状態の 20 回分積算の NMR シグナル



空セル状態の 10 回分積算の NMR シグナル

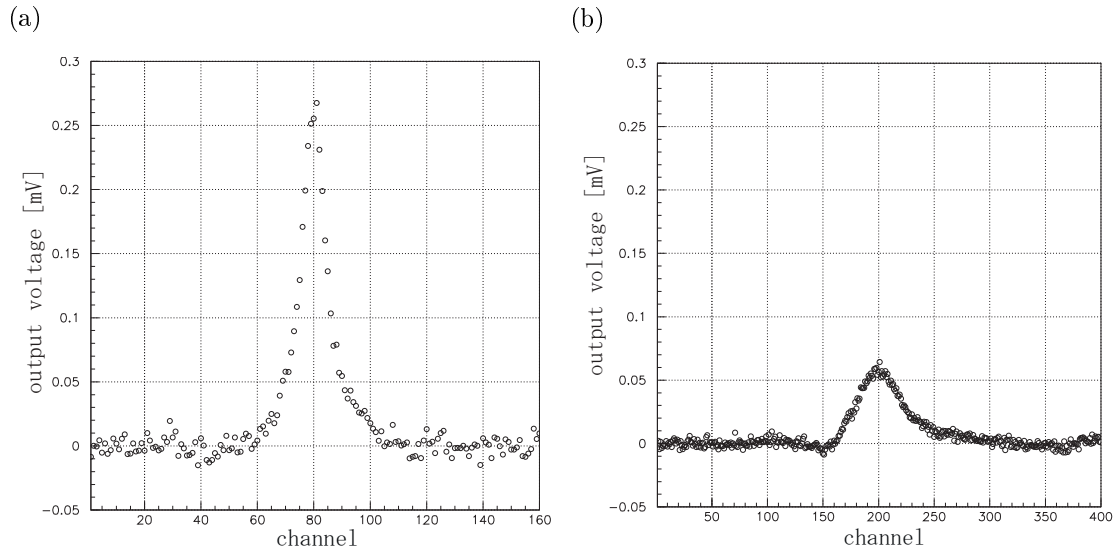


TE 状態のバックグラウンドの 2 次関数 fit



空セル状態のバックグラウンドの 2 次関数 fit

図 5.9: TE 状態と空セル状態の積算 NMR シグナル



バックグラウンドを差し引いた後の TE 状態の NMR シグナル バックグラウンドを差し引いた後の空セル状態の NMR シグナル

図 5.10: TE 状態と空セル状態の最終 NMR シグナル

この図 5.10 の状態で、緩和時間を求める際の面積値を出す output の足し合わせと同じことを行った。もちろん足し合わせ範囲は TE で幅 80 ポイント、空セルで 200 ポイントである。TE 状態の積算シグナルは他とは違って 20 回分、つまり 2 倍量の積算が行われていたこと（足し合わせ値を 1/2）、シグナルポイント 1 点に 5 倍分の情報が含まれていたこと（足し合わせ値を 5 倍）、そして空セル状態のそれはシグナルポイント 1 点に 2 倍の情報量が含まれていたこと（足し合わせ値を 2 倍）をしっかりと反映させて、面積 S^{TE} , S^E は表 5.2 のようになった。そこには同時に、知りたかった $S^0 (= S^{TE} - S^E)$ も載せてある。

このように見てみると、残留 H の量が HD に比べて非常に多く全体の 2/3 ほども占めていたことが判った。解析の信頼性を高めるため、あるいは誤った解析を正すため、グループ内の独立した解析と照らし合わせてみても私の解析とほぼ同じ割合であったため、解析の途中で計算を大きく誤った可能性は少ないと思われる。

	面積 S [mV]	偏差 σ_S [mV]
TE 状態 (HD+残留 H)	$S^{TE} = 8.86$	± 0.143
空セル状態 (残留 H)	$S^E = 6.16$	± 0.0835
HD	$S^0 = 2.70$	± 0.166

表 5.2: 面積比較法用の 4.2K, 1.1T での TE 状態の基準面積

面積比較法の基準である $S^0(4.2K, 1.1T)$ が求まったところで、後は偏極度を知りたい部分での面積 S^1 が分かれば良い。そこで当初我々は、14mK, 17T での偏極度を知るために、偏極が崩れる前に 14mK, 1.1T にした直後に NMR 測定を行って、その時の面積を知りたい 14mK, 17T 状態のそれと違って取り扱う予定であり、現に測定もしっかり行った。そして同様に面積も 4515[mV] と算出

した。しかし残留 H が思いのほか多かったこと、その残留 H の緩和が早かったことで、この時測定したシグナルの面積がはたして残留 H の緩和が起こる前の物であるか、あるいは残留 H はしっかり冷えて HD の H と同じだけの偏極をしていたのかという部分で非常に曖昧になってしまった。面積比較法を使うには、(1) 残留 H も同じだけしっかり偏極している上に、緩和が起こる前の面積と S^{TE} とを比較して残留 H もひっくり返して計算するか、(2) 基準の面積の方も知りたい偏極度の面積の方も、どちらも残留 H の分を正確に差し引いておいて HD の H のみで比較して計算するかのどちらかである。残留 H がしっかり偏極している保証もなく、残留 H の緩和が起こっていないという保証もないので、せっかくの測定データが比較に使用するには危険なデータであることが判った。

そこで、新しく比較に使用するデータとして、緩和時間 T_1 の算出の時に使用した式 (5.3) の fit 関数の parameter3(P3), すなわち $S_{HD}(0)$ を使うことを思いついた。この P3 はその定義から、時間 0 の時の HD のみの面積であるから、これを S^1 と思って比較すれば良い。これは 14mK, 1.1T や 14mK, 17T の値でもなければ直接測定した値でもないが、先に算出した T_1 の長さからまだ緩和が起こっていないと考えることはごく自然なことであり、見積もり値とは言え危険な測定データを使用するより格段に現実的である。その値が 4285.4 ± 57.4 であり、4.216K, 1.075T の TE 状態の面積が 2.70 ± 0.166 , 偏極度が式 (2.7) から 0.0261 % になるので、式 (4.22) から、求めたい偏極度 $P_H(14mK, 17T)$ は

$$P_H(14mK, 17T) = (4285.4 \pm 57.4) \frac{0.0261}{(2.70 \pm 0.166)} \quad [\%] \quad (5.4)$$

$$= 41.4 \pm 3.10 \quad [\%] \quad (5.5)$$

となった。当初見積もっていた偏極度約 84 % から半分程度の結果を得たことになる。

5.4 結果の考察と標的の評価

5.4.1 偏極度 P_H について

流れの都合上、まず先に偏極度の絶対値 P_H についての考察から述べる。

これについてはしっかりと議論しなければならない。本来エイジング期間中の条件であれば PHY-DES01 の H の偏極度は 84 % 前後にまで達するはずが、その半分程度の結果だったことには驚いた。グループ内の独立した解析でも同じように約 40 % の偏極度が算出された。我々はこの差について (1) 実際の物理の問題と、(2) 測定系の問題との 2 つの観点から探った。

(1) まず物理的に実際に偏極度が低かったのだとすれば、思いつく限りを列挙すると以下の理由が考えられる。

1. PHYDES01 の環境温度が 14mK より高かった可能性。14mK という値は Mixing chamber に取り付けられた CMN 温度計からの値で、もし何らかの理由で標的セル近辺の温度が 14mK に達していなかったとすると偏極度は少なく出る。例えば標的セルは、すぐ外側にある、外部からの輻射熱を遮断するシールドに守られているが、このシールドとはギリギリの隙間で設計されているので接触していたかもしれない。このシールドは 50mK に冷却されているので、接触していれば標的は少し高い温度になることも考えられる。しかしセルはその周りを NMR コイルと、さらにその外をテフロンテープとで覆われているので、もし接触していたとしてもテフロンテープである。Cold finger の熱伝導に比べれば圧倒的にテフロンは劣るのでこの説はそれほど有力ではない。

2. ortho-H₂ が少なすぎて, HD の H の偏極補助効果が小さかった可能性. これもまた有力な説ではないが, 決して無いと言える話ではない.

(2) 次に単なる NMR 測定系の問題だとすれば, これも思いつく限りは以下ようになる.

3. 面積比較法の関係式 (4.25) が成り立っていなかった. つまり, 面積と偏極度の関係の線形性が失われていたという可能性. コイルの電圧変化 δv が χ'' に近似比例していて, その面積が偏極度に比例しているということは述べたが, その近似は, $\eta Q|\chi| \ll 1$ の下で行われている. この近似自体は一般的なものであり, 当初の, 偏極度 0.02 % や 0.4 % などの χ が小さい領域 (よく NMR 測定がおこなわれる領域) での測定ではこの近似は成り立っていたかもしれない. しかし偏極度数 % となれば, 1,000 倍以上も高い χ の領域での測定になるので, 幸か不幸か高偏極のおかげで一般論を逸脱していた可能性は十分ある. $\eta Q|\chi| \ll 1$ とみなせなくなれば, 当然 δv の面積が偏極度に比例しているとは言えなくなる. $\eta Q|\chi| \sim 1$ or > 1 の環境に近づけば近づくほど, δv は

$$\delta v = -4\pi\eta Q\chi'' + O(|\eta Q\chi|^2) \quad (5.6)$$

のように χ'' のみの項だけではなく, χ' の影響を含む余分な項も計算上引きずり始める. しかもその余分な項はシグナルを低く出力する方向に働くので, 偏極度の計算結果が低かったことにも一応説明は付く [18].

この3つに絞って我々は議論をし, 特に3. を最有力視している.

5.4.2 緩和時間 T_1 について

PHYDES01 の緩和時間 T_1 は先に述べた通り非常に良い結果が出た. 2ヵ月という緩和時間は“ 偏極標的を用いた LEPS 実験にとって”は一つのデッドラインであり, もしそれを下回るような標的であるとすれば, LEPS 実験と並行して次の標的作製にすぐ取り掛かったとしても, 出来上がるまでの2ヵ月の間に実験期間に穴が出来てしまう. 100 日前後も標的がもてば, 次の標的を作製して SPring-8 まで移送しても, 標的セルの移し替え作業のみで実質は長期継続しての実験が可能になる. 長期間で高統計を求める LEPS 実験には非常にありがたい T_1 になったと言える. しかし喜んでばかりもいられず, PHYDES01 に対するエイジング期間と HD 純度 (ortho-H₂ 量) から考えても, 図 2.4 の ORSAY のデータと比較して考えても, 予想をはるかに上回る結果であったため, その理由を考えねばならない. 偏極度の時と同じく (1) 何かしらの物理的要因で実際に T_1 が長くなっている可能性, (2) 実は T_1 はあまり長くなく, 測定に不備がある可能性, の2つの観点から考えてみた.

(1) 実際に T_1 が長くなっているとすれば, 特別長い期間エイジングさせたわけではないので, T_1 が長くなる理由の一つしか考えられず, ortho-H₂ 量があらかじめ非常に少なかったことである.

1. 98.5 % という HD 純度と 0.6 % という H₂ 純度について, RGA 質量分析器と呼ばれる純度測定機械が曖昧な精度を持っていて, この RGA が吐き出した2つの純度値が間違っていた. 実は HD の蒸留はかなり良く行われており, 表示から何桁も HD 純度が上で ortho-H₂ が元から少なかった.
2. 一ヵ月間蒸留を行って, その蒸留期間中にすでに多くの ortho-H₂ が para に変換してしまっていて, 表示された H₂ 純度とは裏腹に ortho-H₂ がエイジング前から少なかった.

(2) 次に NMR 測定系の問題だとすれば, 面積と偏極度の線形性の崩れによる影響について考えておく必要があるだろう.

- 面積と偏極度に線形性がなかったとすると、高偏極時ほどその影響が強いので、相対的に緩和時間測定のための NMR 測定の、初めのシグナルが後半のそれより小さかった。つまり、10 回のうちの初めの数回の測定シグナルが小さく観測され、結果的に減衰の傾きが小さくなったように見えたというもの。考えられ得る最大の影響が出ていた場合には、偏極度が約半分の結果なので、1 回目のシグナルが実際は 2 倍大きくて、10 回目が測定通りという構図が成り立つであろう。その場合、緩和時間は今回の計算結果の約半分の 1,300 時間前後と出される。これが、我々の PHYDES01 の可能性の有り得る最短緩和時間となる。しかし 1 回目と 10 回目の差は、4.2K の頃のシグナルとの差に比べればあってないようなものなので、上記のようなモデル (1 回目 2 倍・10 回目そのまま) までもが現実的かどうかについては直感的には疑問符を残す。

以上の 3 つのうちで、おそらく 3 . の影響は少しはあるだろうが、主な要因は 1 . や 2 . だと我々は現在考えていて、実際に長かったと踏んでいる。特に 2 . については、我々は今回 HD ガスを蒸留後すぐに蒸留器からほぼダイレクトに希釈冷凍機に送り込んだので、ortho-H₂ が para に回復していないと考えても不思議ではない。実際 ORSAY グループはその可能性を懸念して、蒸留後は常温のタンクに一週間ほど保存しておいて ortho-H₂ を para に回復させてからエイジングを開始していた。今回我々は予定が後倒しになっていたことも重なって、この保存作業の必要性を知らないままエイジングを始めてしまったが、それが逆に功を奏した形となった。しかしこれで ortho-H₂ を減らすための蒸留作業が不要になったわけではない。蒸留にはなるべくバックグラウンドとなる不純物を落とし、必要最小限に留める役割もある。また今回の ortho-H₂ 量や T_1 の結果はそうなるようにあらかじめ仕向けたものでもなく、ortho-H₂ の量を今回の方法では意図的にかつ正確に操作することはできないと思っているので、ortho-H₂ を意図して最適値に向かわせる蒸留作業には依然として必要性があるだろう。そういう意味でも純度の測定が高精度で出来るシステムは我々にとって急務かもしれない。

T_1 に関しては結果は満足のゆくもので、 P_H についても、問題の解決の糸口も見つかっている。総じて試作実験は成功と言っても良いだろう。仮に T_1 が最短の 1,300 時間前後 (約 50 日) だったとしても、この数字自体決して悪いものではない。よって、もし実際の偏極度が 80 % 以上あったとして、システムの問題で偏極度が低く算出されているとすれば、この PHYDES01 は偏極度・緩和時間ともに H(陽子) 標的としては LEPS 実験で使用できるほどの高評価を与えてよい。ただし 1.3 で述べたような標的の厚さが均一に 5cm 以上あるかどうかは現在のところ不明。いずれにせよ PHYDES01 に対する絶対的評価は近いうちにはできるだろう。

第6章 将来的なシステム改良及び課題と計画

今回初めて標的を試作し、物理量が測定できたことで偏極HD 標的開発の将来的な見通しが大きく立った。これは非常に喜ばしいことであるが、それに応じて我々が今後行うべき取り組みも明るみになってきた。ここで将来計画も交えながら、長い目で見て必要な物、急務な物も含めて現在予定している今後の標的開発への取り組みを紹介する。

6.1 NMR システムの改良

何と言ってもまずは PHYDES01 の偏極度算出を行えるシステムの構築である。一つの案としては、現在使用しているシングルコイル法を、クロスコイル法と呼ばれる別な NMR 測定システムに変えることである [18]。これは図 4.7 で示したようなダブルコイルの代表的なものの一つで、送信コイルとしてのコイル、受信コイルとしてのコイルがそれぞれ別に設けられていて、その配置がお互い 90° ずれた場所に配置されていてクロスするような形になっていることからこう呼ばれる。イメージとしては図 4.6 のようなコイルが 90° 回転の部分にもうひとつあると思えば良い。これを使えば、

1. 高偏極領域でも χ' の影響を受けることなく線形性を保った計算が出来、正しい偏極度を算出できる [18]。
2. 先にも述べたようにキャンセル回路の必要性がなく、そういう意味でのノイズが落とせる上に、キャンセル回路のチューンの手間が省ける。
3. 周波数スイープ法が使える。
 - NMR 測定が出来る磁場の値に制限がなくなる。例えそれが 17T だろうが 1T だろうが 0.1T だろうが、シグナルジェネレーターの周波数値をいじるだけで測定が出来るようになる。それにより 17T でのシグナルが今までのように間接的ではなく直接的に測定できるようになる。
 - 測定の対象物に応じてわざわざ磁場の事前セットをしなくて良くなる。例えば、今回の 48MHz の周波数では、D の測定ということになれば共鳴の起こる磁場付近の 7T に電磁石を前もってセットしなければならない。測定対象物に対して磁場を上げたり下げたりとの時間と労力と、それにより発生する Eddy current の発熱と、温度と磁場の環境変化で偏極度や緩和時間に影響が生じる可能性には常に悩まされている。
 - 超伝導電磁石のコントローラーの出力電流を読み取らなくても良いので、横軸を周波数 ω にセットした精度良いシグナルが期待できる。
 - 磁場の昇降の際懸念されるクエンチ現象の心配もなく、磁場を操作するための電流リード線からの熱流入で、液体 He を大量消費する心配もない。

等, 正しい偏極度算出も含め数々の改善や恩恵がある. 成功すれば, Physical な面だけでなく, Tecial な面, Economical な面でもクロスコイル法はシングルコイル法より強力である. しかし過去に SC を使って液体水素を対象にして何度か試みてみたが, 今のところ成功はしていない. 早い段階で解決し, クロスコイル法に移行したいところである. 一方で, それ以外の方法についても並行して模索したいと考えている. 例えば, 既存のシングルコイル法でも, 今までより測定の感度すなわち ηQ を最大で 1,000 倍悪くすれば一応線形性は保たれる. 一方でシグナル自体も 1,000 倍小さいものになるので, そのために必要な 1,000 倍強力なノイズフィルターの開発が必要になったりする.

他には, NMR コイルを現在のエナメル被覆銅線から, その被覆膜に H を含まない銅線や銀線に変えなければならない. 例としては銀被覆銅線や Ni 被覆銅線・銀線等が挙げられる.

その他にも, もし面積比較法のためなど, 基準のシグナルを今後取るときには, 液体 He 温度 4.2K ではなく, 1K pot の温度 1K 付近で行おうと考えている. なぜなら, 1K では He が超流動状態になっていて, 温度の揺らぎがほとんどなくなると言われているからである. そうすれば温度の揺らぎによるコイルの影響, すなわち微妙なサーマルノイズ (thermal noise) を落とせるだろう. また単純に H で言えば 4.2K より TE 状態の偏極度が 5 倍近くにもなるので観測が比較的楽になる.

いずれにせよ NMR 測定に関して専門的でない我々は今後人並み以上に NMR についての勉強をして知識を蓄えなければならない. おそらく今後幾度となく, 今回の問題とは別な NMR に関する問題や疑問にぶつかることだろう.

6.2 標的開発システムの改良

急ぎの部分としては, HD 純度を今の何倍, 何十倍の精度で正確に知ることが出来る物質分析システムの導入であろう. HD と H_2 と D_2 は質量をはじめとして性質が非常に良く似ていて, 正確な選別は簡単ではない. 先にも述べたように今回の HD 純度には曖昧な部分も多く, 結果として物理量にも予想外の物が反映されていたことを考えれば, 新測定システムはすぐにも欲しい. 現在計画しているものとしては RGA 質量分析器とクロマトグラフィーを掛け合わせた測定系である. この物質の選別には我々のグループのみならず BNL など苦勞しているようである. 蒸留のことで言えば, 新しい今より縦長のタイプの蒸留器を作ろうと計画している. そうすれば HD と H_2 と D_2 の分留を今より広い範囲で行えるので, より高い蒸留能力が期待できる.

また, 希釈冷凍機の内部を確認し, セルと外部シールドが接していないかを確認する必要がある. もし接していればそれを回避する方法を考えなければならない. その理由とは別であるが, Cold finger と標的セルを新しいものに変えようという計画もある. Eddy current をさらに減らせるようにスリットをもっと長く入れた Cold finger と, Cold finger とセル内のアルミワイヤーとの熱伝導を高め, 今よりさらに HD の冷却を高める為のセルがいずれは欲しいと思っている. そして, 今は良い解決策は見出せていないが, 14mK だった最低到達温度をいずれは 10mK 以下までもっていきたい.

そして何より, TC1 と TC2 の冷却テストと必要に応じた改良が急がれている. 移送では最高で 5 つの冷凍機を短期間に集中的に運転しなければならないので, 早く TC の冷却に成功して標的の移送に見通しを立てたい. TC の冷却が上手くいかないと, せっかく出来た標的を取り出すことも, また SC で固化させた HD を希釈冷凍機に移すこともできない. TC1 が冷却でき次第, SC での HD 固化システムの開発に取り掛かりたい. また TC2 については, 液体 He を使わない新冷却法を用いた newTC2 の開発を計画している.

そしてもうひとつ大事なこととしては, HD の D を, H の偏極を使って強制偏極させる系の構築である. 系の構築と言ってもその過程は NMR 法である. しかしその点についてまだ我々は技術的

な知識を十分には持ち合わせていないので、早い段階でそれを修得したい。そして今回 H が主役であったが、D にも重みを置いた標的 2 号の作製にも取り掛かりたい。

長い目で見て、将来的に標的を、セル内にアルミワイヤーを必要としない単結晶構造にする計画というのもある [19]。

やることはたくさん残っているが、現在は見通しが立っている開発も進めやすいだろう。

6.3 今後の開発計画

この章の最後に、開発が今後どの流れで行われてゆくかを“大まかに”提示しておくことにする。

- 今回の PHYDES01 試作実験に対する物理的見解をまとめ上げ、それを基に次の標的 2 号作製実験の計画を練る。2 号では D も偏極させるつもりである。
- この計画を練っている間に、純度分析の新システムの導入と新蒸留器の導入、TC1 冷却テストを行う。もし可能ならば新システムで作上げた高純度 HD を SC で固化させ、TC1 で希釈冷凍機に移動させたい。D の NMR 測定も含め、この 2 号作製実験を 2009 年度夏頃までには終了させたい。
- 第 3 号作製までの期間に、セルの取り出しや挿入や SPring-8 までの輸送のシミュレーションを綿密に行う。
- 第 3 号作製実験ではそのクオリティを目標値とほぼ同じものにまで仕上げたい。SPring-8 までの輸送も本番を想定して、この 3 号で訓練しておく必要がある。この時までには newTC2 の開発とその他必要器材の開発、及び動作確認は終えておきたい。これは 2009 年度冬を目標にしている。
- 最後に実験に使用する本番用標的を開発する。2010 年度から偏極標的を用いた LEPS 実験をスタートできればと考えている。
- LEPS 実験がスタートした後は、偏極標的を安定供給できるように作製を並行して行う。それと同時に、単結晶 HD 標的の開発にも本格的に乗り出したい。

もし 2010 年度から実験を始めることが出来れば、偏極 HD 標的開発プロジェクト発足から 5 年で開発を完了したことになる。ORSAY や BNL から知識を与えられたとは言え、ORSAY の約半分の期間で完了できることになり驚異的と言えよう。

第7章 まとめ

希釈冷凍機用新 HD ガス導入パイプと希釈冷凍機用新 NMR 測定構成の開発によって、偏極 HD 標的の開発第一弾 (PHYDES01) を可能にした。核磁気共鳴 (NMR) 法を用いての物理量の測定を行い、緩和時間 T_1 が 2546 ± 380 時間、偏極度 P_H が 41.4 ± 3.10 % の結果を得た。測定の成功自体もさることながら、その中身もデータの量も非常に充実したものであった。最初の測定データが高いレベルのものであれば、今後の基準も上がるというものであり、より大きな目標設定が出来るようになる。

また、初めての試作実験だった事実を抜きにして考えたとしても満足している。なぜなら、緩和時間 T_1 が 100 日前後と非常に長かったことは、偏極 HD 標的開発の目標のうちの半分以上を既にクリアしたことになるからである。残りの半分の目標である偏極度についても、有力視されているシグナルと偏極度の線形性の崩れの議論を通して、解決や改善の見通しが立ち、如何に今回の試作が大きな意味を持っていたかを実感している。この一歩は核物理の分野ではまだまだ小さな一歩かもしれないが、我々にとってみれば貴重な一歩で、他のどの開発過程より大きく前進できたであろう。これもひとえに、HD グループのメンバー全員が共通の目標を忘れることなく、協力し合い、手を取り合って、骨身を削って努力した結果である。誰一人欠けてはここの結果は出せなかったに違いない。そのような大きな進歩をこの修士論文のテーマに出来たことはとてもありがたいことと感じている次第である。

今後、D のエイジング、蒸留システムの改良、NMR 測定系のクロスコイル法への改良、全冷凍機の安定運転、SPring-8 までの標的の移送と課題はたくさん残されてはいるものの、我々の展望は今非常に大きく開けたものになった。今回得た良い結果を一つの基準にして、高い水準の開発技術と意欲を維持したまま、これから一つ一つ着実に課題をクリアしていきたいと思っている。そして、偏極 HD 標的のクオリティに絶対的な自信を持って、SPring-8 への移送の日を迎えたいとも思っている。

しかし我々は、目標は偏極 HD 標的の開発ではなく、それを使った LEPS 実験によって新しい事実を得る事であることを忘れてはいない。核子内の $s\bar{s}$ の寄与を、“我々の標的”を使った LEPS 実験で知る事に意味があるのだと考えていて、またそれが我々には可能であるとも考えている。

結果が来るのを待つばかりではない、結果を採りに行く。そのために偏極 HD 標的が何としても必要である。こう思ってこれからも課題のクリアと開発を進めていきたい。いつかハドロン物理の世界にも変革の日が来ると常に我々は信じている。

付録A Dの偏極原理と方法

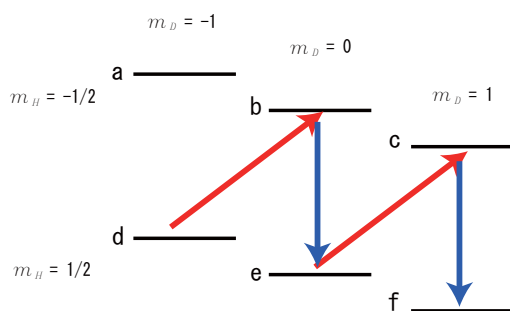


図 A.1: 隣接する HD 分子の H と D の双極子結合エネルギー準位
青矢印に沿った遷移は自発的に起こるが、赤矢印に沿った遷移は自然には禁止されている。

HD 系のエネルギー準位を図 A.1 に示した. H と D のエネルギー準位の関係から, HD はその準位の組み合わせで a~f までの 6 つのエネルギー状態を持つ. a 状態 ($m_D = -1, m_H = -1/2$) や e 状態 ($m_D = 0, m_H = 1/2$) といった具合である. 式 (2.5)(2.6) から分かるように, HD が例えば d, e, f 状態に偏っていれば H が偏極していると言え, c, f 状態に偏っていれば D が偏極していると言える. D の偏極にはすなわち d → e や e → f の遷移を期待すればよいが, 先にも述べたように T_1 が長い上に μ_D が小さいので, 自発的なこの遷移を待つのは非現実的である. そこで自然には禁止されている d → b や e → c という遷移をある周波数を持った rf を入射しつつ磁場をスイープさせることで強制的に起こし, H の偏極を一度 D に移すという形をとる. 2.2.4 で述べた過程で H は再偏極し e 状態や f 状態に遷移する. このように d → b → e や e → c → f という過程で D を短時間エイジングさせる方法, ないしは単純にある偏極を他に移して相手を偏極させるという方法を能動核偏極法 (Dynamic Nuclear Polarization : DNP 法) と呼ぶ.

H が TE 状態になってある偏極率 P_H を達成しており, D が一切偏極していないという状態を仮定して DNP を始める. この DNP 過程を図 A.2 に示した. この図を参照して以下の解説を見てもらえると解りやすい(ただしより解りやすくするために図では H の偏極率 P_H を 1 としている). P_H は式 (2.2) から,

$$P_H = \frac{N_{H+} - N_{H-}}{N_{H+} + N_{H-}} = \frac{N_{H+} - N_{H-}}{N} \quad (\text{A.1})$$

である. $N (= N_{H+} + N_{H-})$ は HD の総量, N_{H+} は d, e, f 状態にある HD の個数で, N_{H-} は a, b, c 状態にある HD の個数であることは言うまでもない. また, D は非偏極であることからこの N_{H+} , N_{H-} は d, e, f 状態と a, b, c 状態の中でそれぞれ 1/3 ずつ均等に分布している. よって初期状態で

各準位に存在する HD の個数は,

$$\begin{aligned} \text{a 状態} &: N_{H-}/3 & \text{b 状態} &: N_{H-}/3 & \text{c 状態} &: N_{H-}/3 \\ \text{d 状態} &: N_{H+}/3 & \text{e 状態} &: N_{H+}/3 & \text{f 状態} &: N_{H+}/3 \end{aligned}$$

となる. ここで系に rf を照射し磁場をスイープさせると, NMR 点で db 間, ec 間で強制遷移が起こり各準位の占有 HD 数が飽和する. すなわち db 間, ec 間でそれぞれ HD 数が同じになる. よって rf 照射後の各準位の HD の個数は,

$$\begin{aligned} \text{a 状態} &: N_{H-}/3 & \text{b 状態} &: \frac{N/3}{2} & \text{c 状態} &: \frac{N/3}{2} \\ \text{d 状態} &: \frac{N/3}{2} & \text{e 状態} &: \frac{N/3}{2} & \text{f 状態} &: N_{H+}/3 \end{aligned}$$

となる. さらにその後再び H のエイジングが行われ, P_H を満たすように自発的に a, d, b, e, c, f で HD が遷移する. 最終的に

$$\begin{aligned} \text{a 状態} &: (1 - P_H)\left(\frac{N/3}{2} + N_{H-}/3\right) & \text{b 状態} &: (1 - P_H)N/3 & \text{c 状態} &: (1 - P_H)\left(\frac{N/3}{2} + N_{H+}/3\right) \\ \text{d 状態} &: P_H\left(\frac{N/3}{2} + N_{H-}/3\right) & \text{e 状態} &: P_H N/3 & \text{f 状態} &: P_H\left(\frac{N/3}{2} + N_{H+}/3\right) \end{aligned}$$

となる. ここで D の偏極度を見てみると, 各 a~f 状態にある HD 数を $N_a \sim N_f$ とすると式 (2.6) より,

$$P_D = \frac{(N_c + N_f) - (N_a + N_d)}{\sum_{i=a}^f N_i} \quad (\text{A.2})$$

$$= \frac{N_{H+}/3 - N_{H-}/3}{N} \quad (\text{A.3})$$

$$= \frac{1}{3} \frac{N_{H+} - N_{H-}}{N} \quad (\text{A.4})$$

$$= \frac{1}{3} P_H \quad (\text{A.5})$$

である. つまり DNP 法により D は H の 1/3 の偏極量を短時間で得ることが出来る. もし $P_H = 0.9$ だったとすると, これにより $P_H = 0.9$, $P_D = 0.3$ の偏極標的ができたことになる. さらにここでこの状態からもう一度 DNP を行うとさらに高い D の偏極度が得られる. 以下の表には計算上の結果のみ載せる.

DNP 回数	1st	2nd	3rd	4th	...	∞
P_D/P_H	0.33	0.58	0.75	0.85	...	~ 1
$P_D(P_H = 0.9)$	0.3	0.52	0.68	0.77	...	~ 0.9

表 A.1: DNP 法による得られる HD 中の D の偏極率

残り ortho- H_2 量とエイジング期間の関係上, DNP 後に P_H が復元出来るかどうかには限度がある. また, そのリスクを冒して DNP を繰り返しても, その回数を重ねれば重ねるほど一度に得られる P_D の増加量は小さくなってゆく. よってこれらの理由から現実的なところとしてはせいぜい DNP を 2, 3 回 ($P_D \simeq 0.6$) といったところである.

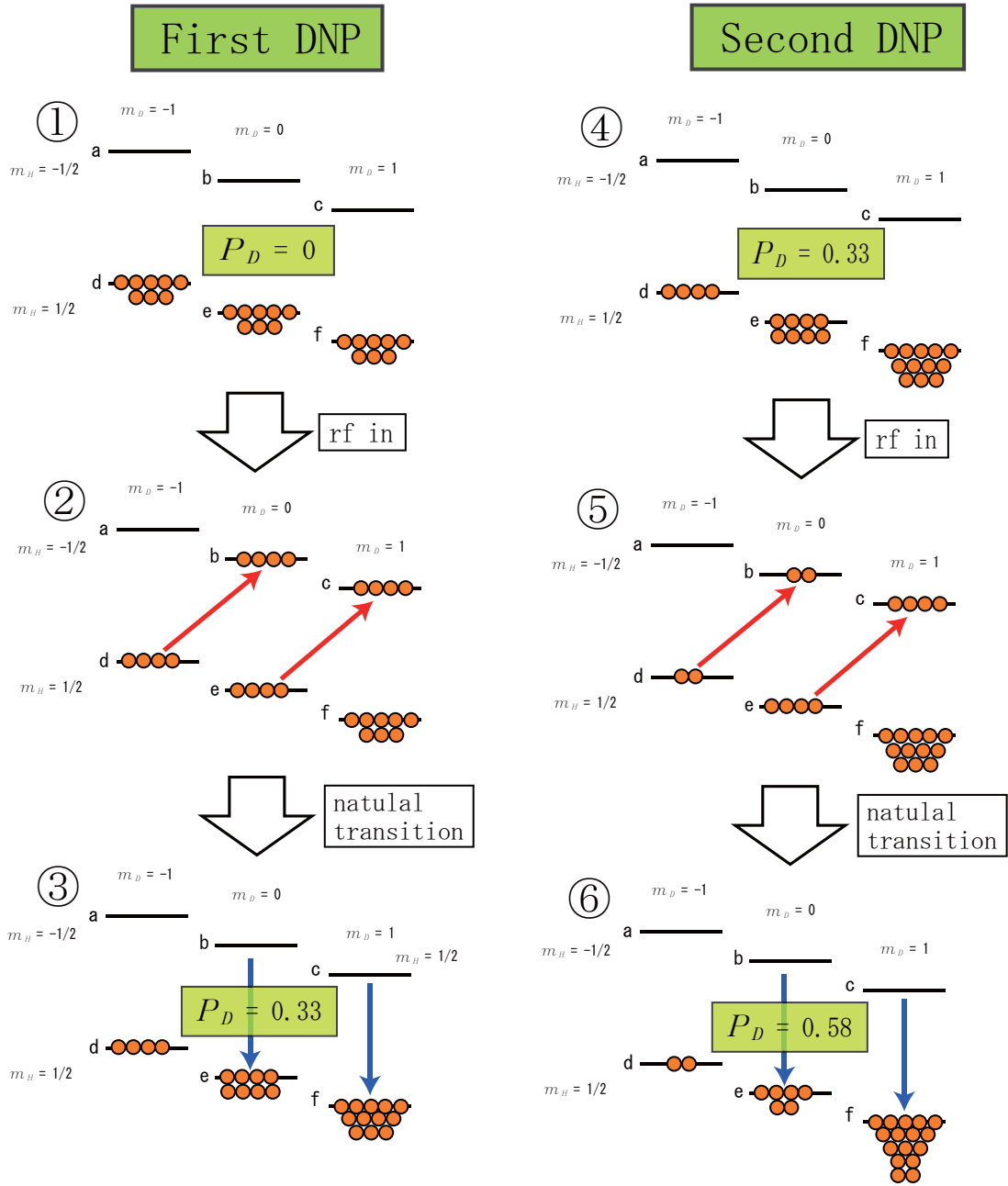


図 A.2: DNP 法による D の偏極過程

$P_H = 1$ としている. DNP を多数回行えばより P_D を高められる.

参考文献

- [1] T. Nakano et al., Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 012002 .
- [2] T. Nakano et al., Phys. Rev. C79 (2009) 025210.
- [3] M. Fujiwara et al., Photoproduction Experiment with Polarized HD Target at SPring-8, LEPS/RCNP proposal (2003).
- [4] J. Ashman et al., Nuclear Physics B 328 (1989) 1.
- [5] A. Acha et al., Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 032301.
- [6] A. Airapetian et al., Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 012005.
- [7] A.I. Titov, Y. Oh, S.N. Yang, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 1634.
- [8] A. Airapetian et al., Eur. Phys. J. C29 (2003) 171 [arXiv:hep-ex/0302012].
- [9] T. Mibe, W. C. Chang, T. Nakano et al., Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 182001.
- [10] H. Kohri, M. Fujiwara et al., RCNP Annual Report (2005) 1.2.2.
- [11] H. Kohri et al., RCNP Annual Report (2006) 1.2.1.
- [12] T. Ohta et al., RCNP Annual Report (2006) 1.2.2.
- [13] T. Kunimatsu, K. Fukuda et al., RCNP Annual Report (2007) 1.2.1.
- [14] C. Morisaki et al., RCNP Annual Report (2007) 1.2.4.
- [15] A.Honig, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1009.
- [16] Myer Bloom, Physica 23 (1957) 767.
- [17] K.R. Jefferey, R.L. Armstrong, Rev. Sci. Instr. 38 (1967) 634.
- [18] 平松成範, 日本物理学会誌 第31卷 第7号 (1976) P552.
- [19] T. Kuwai, M. Utsuro et al., RCNP Annual Report (2007) 1.2.2

謝辞

本論文を執筆するにあたり、直接御指導頂いた大阪大学核物理研究センター (RCNP)・郡英輝助教に感謝いたします。また同じく御指導頂いた RCNP・與曾井優准教授, RCNP 兼オランダ大阪大学グローニンゲンセンター長・藤原守准教授に感謝いたします。

さらには本研究グループのメンバーであり NMR の知識と技術を私にくださった京都大学医学研究科・福田耕治博士, RCNP・國松貴之博士, LabVIEW 開発と HD 蒸留と液体ヘリウム供給に大きく貢献してくださった同じく RCNP・D3 太田岳史氏, 液体窒素, 液体ヘリウム補充に貢献してくださった台湾高雄大学兼台湾中央研究院・M2 王素音さん, 本当にありがとうございました。HD メンバーではないにもかかわらず解析にお力添えをしてくださった RCNP・D2 今教禎氏, ありがとうございました。

その他にも、多大なる助言と励ましのお言葉を頂いた宇津呂雅彦京都大学名誉教授, 神戸常盤大学・田中正義教授, RCNP・浦城道男技官, RCNP・M1 上田圭祐君, ORSAY・J.P.Didelez 氏, BNL・影谷恒雄氏, LEPS メンバーの皆様方, RCNP 事務員の皆様方, 友人達に厚く御礼申し上げます。

当初、外部の大学の理論部出身の私には何のノウハウも人脈もありませんでした。にもかかわらず皆様は、基礎的なことも知らなかった私に手厚く、優しく、惜しみなく、そして決して驕ることなくありとあらゆる財産を分け与えて下さいました。そればかりか私の身体のこと、私生活の事にまでも気を遣って頂きました。2年間皆様に支えられて今日まで来ることが出来ましたが、その皆様の善意に甘えてしまったことをどうかお許しください。

最後に、今日の私がこうして、何の経済的・心理的弊害も無く修士論文を執筆し終えることが出来た最大の後ろ盾である父・森崎敏治, 母・裕子の両親二人に、最大級の感謝の意を述べさせていただきます。本当に有難うございました。

