

ポジトロニウムの超微細構造測定

2018 年度卒業研究

今井田 奈波

末田 皓介

畠内 康輔

塩見 崇宏

神戸大学理学部物理学科粒子物理学研究室

2018 年 3 月 10 日

概要

ポジトロニウム (Ps) は電子・陽電子の電磁相互作用による束縛状態であり，全スピンによってオルソポジトロニウム (o-Ps) とパラポジトロニウム (p-Ps) の二状態に分類される．この二状態のエネルギー準位の差を超微細構造と呼び，量子電磁力学によって約 203 GHz ($=0.84$ meV) と計算されている．超微細構造は磁場をかけることによって寿命の変化として間接的に測定可能である．本研究はポジトロニウムの超微細構造の測定を行った．

目次

概要	ii
第 1 章 実験理論 (担当：今井田)	1
1.1 ポジトロニウムの生成	1
1.2 ポジトロニウムの状態	1
1.3 ポジトロニウムの崩壊	2
1.4 ポジトロニウムの超微細構造	3
1.5 磁場中のポジトロニウム	3
1.6 物質の影響	7
第 2 章 実験原理・装置 (担当：末田)	8
2.1 実験原理	8
2.2 装置全体	8
2.3 回路	10
2.4 トリガー部分	11
2.4.1 トリガー動作確認 (担当：畠内)	11
2.4.2 計測率 (担当：畠内)	12
2.5 ターゲット部分 (担当：畠内)	12
2.5.1 シリカエアロゲル	13
2.5.2 ターゲット	13
2.6 エネルギー校正 (担当：畠内)	13
2.7 電磁石の磁場強化	18
2.7.1 磁場強化器具の形状決定	18
2.7.2 鉄柱のサイズ決定	19
2.7.3 鉄柱と冶具	21
2.7.4 磁場測定	21
2.8 電磁石の制御システム	23
2.8.1 アルゴリズム	23
第 3 章 o-Ps の寿命測定 (担当：畠内・塩見)	25
3.1 測定	25
3.2 エネルギースペクトル	26
3.3 o-Ps の寿命分布	27

3.4	事象選別	28
3.5	窒素ガスフロー中でのオルソポジトロニウムの寿命	30
3.6	真空中の寿命への変換式	33
3.7	領域ごとのオルソポジトロニウムの崩壊数 (理論)	34
3.8	領域ごとのオルソポジトロニウムの崩壊数 (結果)	35
第 4 章	超微細構造の解析 (担当 : 塩見)	38
4.1	超微細構造の導出	38
4.2	考察	39
第 5 章	結論 (担当 : 塩見)	40
	謝辞	41
	参考文献	42

図目次

1.2.1	ポジトロニウムの2つの状態.	2
1.5.1	磁場強度と $ +\rangle$ に占める $ 0,0\rangle$ の割合.	5
1.5.2	磁場強度と $ -\rangle$ に占める $ 0,0\rangle$ の割合.	5
1.5.3	$ +\rangle$ 状態の寿命.	6
1.5.4	$ -\rangle$ 状態の寿命.	6
2.1.1	^{22}Na の崩壊の様子.	8
2.2.1	磁場方向から見た実験装置図.	9
2.2.2	上から見た実験装置図.	9
2.2.3	鉛コリメータの概念図.	9
2.2.4	鉛コリメータの断面の概念図.	9
2.3.1	実験回路図.	10
2.4.1	トリガーの概念図. 手前の反射材は見易いように省いている.	11
2.4.2	トリガーの写真.	11
2.4.3	トリガーの評価テストの概念図とデータ収集系.	11
2.5.1	ターゲットとして使用したシリカエアロゲル.	13
2.5.2	ターゲット部分のデザイン.	14
2.6.1	エネルギー校正に用いた回路.	14
2.6.2	磁場なしの NaI シンチレータ A~D で得られたヒストグラム, およびフィッティングの結果.	15
2.6.3	NaI シンチレータ A~D のエネルギー校正の結果.	15
2.6.4	磁場ありの NaI シンチレータ A~D で得られたヒストグラム, およびフィッティングの結果.	16
2.6.5	NaI シンチレータ A~D のエネルギー校正の結果.	16
2.6.6	各 NaI シンチレータでの磁場なし (青) と磁場あり (紫) のスペクトルの比較. 線源は ^{22}Na と ^{137}Cs が合わされて置かれている.	17
2.7.1	電磁石のジオメトリ. 手前のコイルは見易いように省いている.	18
2.7.2	有限要素法で生成されたメッシュの図.	19
2.7.3	磁場のベクトル図. 注目領域での磁場を表示するために, 0~200 mT について示している.	19
2.7.4	テーパ状の磁場強化器具の概念図.	19
2.7.5	鉄の形状と磁場の様子. 赤線で囲まれる部分が注目領域.	20
2.7.6	シミュレーションによる鉄柱の直径と磁場の関係.	20
2.7.7	鉄柱および治具の概念図.	21
2.7.8	鉄柱およびジグの写真.	21

2.7.9	電磁石に鉄柱を取り付けた様子.	22
2.7.10	鉄柱を取り付けていない時, 鉄柱を取り付けた時の磁場の測定結果, 及びシミュレーション 結果. 赤線で囲まれる部分が注目領域.	22
2.8.1	電磁石温度制御システム.	23
2.8.2	電磁石に温度計を張り付けた様子.	23
2.8.3	システムを稼働した時の磁石の温度遷移.	24
3.2.1	磁場なしの測定での NaI シンチレータのエネルギースペクトル.	26
3.2.2	磁場ありの測定での NaI シンチレータのエネルギースペクトル.	27
3.3.1	磁場なしの o-Ps の崩壊時間の分布.	27
3.3.2	磁場ありの $ +\rangle$ 状態における崩壊時間の分布.	27
3.4.1	Δt のイメージ図.	28
3.4.2	γ 線による信号の波形による Δt の違い.	29
3.4.3	磁場なしの Δt の分布.	29
3.4.4	磁場ありの Δt の分布.	30
3.4.5	磁場なしでの事象選別前 (青) と事象選別後 (紫) の崩壊時間分布.	31
3.4.6	磁場ありでの事象選別前 (青) と事象選別後 (紫) の崩壊時間分布.	31
3.5.1	磁場なし (右) と磁場あり (左) のポジトロニウムの崩壊に関する時間分布.	32
3.5.2	磁場なし (右) と磁場あり (左) での $1 \text{ bin} = 14 \text{ ns}$ の時間分布およびこの分布の $t \in$ [25 ns, 500 ns] の範囲に関するフィッティング結果.	32
3.7.1	先行研究で得られたエネルギーヒストグラムを引用し改変したもの.	34
3.8.1	磁場なしでの 3γ 領域 (左) および 2γ 領域 (右) の時間分布およびフィッティング結果.	35
3.8.2	磁場中での 3γ 領域 (左) および 2γ 領域 (右) の時間分布およびフィッティング結果.	36

表目次

2.3.1	モジュールの仕様.	10
2.4.1	トリガーにおける計測率の測定.	12
2.4.2	background 測定.	12
2.6.1	511 keV ピークに対する各 NaI シンチレータのエネルギー分解能 (FWHM [%]).	17
2.7.1	鉄柱の直径と磁場の関係.	21
3.1.1	磁場なしの o-Ps 寿命測定実験における実験諸元.	25
3.1.2	磁場ありの $ +\rangle$ 状態寿命測定実験における実験諸元.	25
3.4.1	各 Δt ごとの採用範囲.	28
3.5.1	bin 幅によるフィッティングパラメータの変化.	32
3.5.2	bin 幅によるフィッティングパラメータの変化.	33
3.7.1	先行研究で得られた各エネルギー領域での崩壊割合 (各崩壊各領域での事象/全事象).	34
3.8.1	bin 幅によるフィッティングパラメータの変化.	36
3.8.2	bin 幅によるフィッティングパラメータの変化.	37

第 1 章

実験理論 (担当：今井田)

ポジトロニウムとは電磁相互作用により電子と陽電子が束縛された準安定状態の系である。陽電子は電子の反粒子で、電子と同じ質量、逆の電荷を持つ。この系は物質と反物質の複合系であるため、短い時間で崩壊する。

1.1 ポジトロニウムの生成

ポジトロニウムは陽電子が物質中でエネルギーを失い、電子に捕獲されて束縛状態をつくることで形成される。

1.2 ポジトロニウムの状態

電子のスピン演算子を $\mathbf{S}^- = (S_x^-, S_y^-, S_z^-)$ とすると電子のスピンは $1/2$ であるので $\mathbf{S}^{-2}$ と S_z^- の同時固有状態、

$$\mathbf{S}^{-2} |\uparrow\rangle = \frac{3}{4} |\uparrow\rangle, S_z^- |\uparrow\rangle = \frac{1}{2} |\uparrow\rangle \quad (1.2.1)$$

$$\mathbf{S}^{-2} |\downarrow\rangle = \frac{3}{4} |\downarrow\rangle, S_z^- |\downarrow\rangle = -\frac{1}{2} |\downarrow\rangle \quad (1.2.2)$$

を基底にもつ。反粒子である陽電子についても同様に、

$$\mathbf{S}^{+2} |\uparrow\rangle = \frac{3}{4} |\uparrow\rangle, S_z^+ |\uparrow\rangle = \frac{1}{2} |\uparrow\rangle \quad (1.2.3)$$

$$\mathbf{S}^{+2} |\downarrow\rangle = \frac{3}{4} |\downarrow\rangle, S_z^+ |\downarrow\rangle = -\frac{1}{2} |\downarrow\rangle \quad (1.2.4)$$

を基底にもつ。ここでは電子の基底を $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$ 、陽電子の基底を $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$ と表記する。よってポジトロニウムの基底は、

$$|\uparrow\rangle |\uparrow\rangle, |\uparrow\rangle |\downarrow\rangle, |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle |\downarrow\rangle$$

がとれる。また全スピン $S = 0$ の 1 重項、

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) \quad (1.2.5)$$

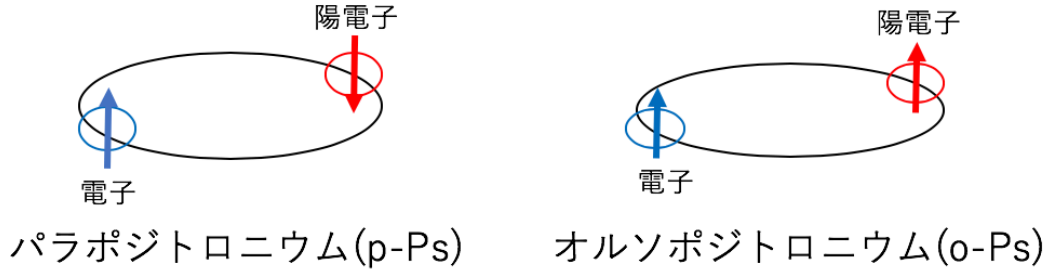


図 1.2.1 ポジトロニウムの 2 つの状態.

をパラポジトロニウム, 全スピン $S = 1$ の 3 重項,

$$|1, 1\rangle = |\uparrow\rangle |\uparrow\rangle \quad (1.2.6)$$

$$|1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) \quad (1.2.7)$$

$$|1, -1\rangle = |\downarrow\rangle |\downarrow\rangle \quad (1.2.8)$$

をオルソポジトロニウムと呼ぶ.

1.3 ポジトロニウムの崩壊

ポジトロニウムは短い寿命でいくつかの光子に崩壊する. 運動量保存から 2 つ以上に崩壊しなければならないが, 粒子と反粒子を交換する荷電共役変換 (C 変換) 対称性により, さらに制限が課される.

C 変換を表す演算子を $\hat{C}$ とする. $\hat{C}^2 = 1$ より $\hat{C} = \pm 1$ のいずれかである. ポジトロニウムの荷電偶奇性を調べると, ポジトロニウムの波動関数は軌道, スピン, 荷電の 3 つの部分の積 $\Psi = \Psi_{\text{orbit}} \Psi_{\text{spin}} \Psi_{\text{charge}}$ で表される. Ψ_{orbit} は系の合成軌道角運動量の大きさを L として $(-1)^L$ がかけられる. Ψ_{spin} についてはスピンの 1 重項は反対称, 3 重項は対称であることがわかる. よってスピンの大きさを S とすると $(-1)^{S+1}$ がかけられる. 最後に Ψ_{charge} における粒子の入れ替えは C 変換であり, $\hat{C}$ がかかる. 全体としては 2 つの Fermi 粒子を交換しているので,

$$(-1)^L (-1)^{S+1} \hat{C} = -1 \quad (1.3.1)$$

が成り立つ.

ところで, 本実験で考えるのは基底状態 $L = 0$ であるから $\hat{C} = (-1)^S$. すなわちパラ, オルソポジトロニウムの基底状態の荷電偶奇性はそれぞれ偶, 奇であることがわかる.

一方光子の荷電偶奇性は -1 であり, n 粒子系では $(-1)^n$ となる. よってポジトロニウムは n 個の光子に崩壊したとすると,

$$(-1)^S = (-1)^n \quad (1.3.2)$$

が成り立つ.

つまりパラポジトロニウムは偶数個 ($n=2,4,\dots$) に、オルソポジトロニウムは奇数個 ($n=3,5,\dots$) に崩壊する。崩壊率は光子数が1つ増えるごとに微細構造定数のオーダーで崩壊率が減少するため、パラポジトロニウムは 2γ 崩壊、オルソポジトロニウムは 3γ 崩壊をする場合が支配的である。量子電磁力学によりその寿命はパラポジトロニウムが $\tau_p = 125$ ps, オルソポジトロニウムが $\tau_o = 142$ ns と計算されている。

1.4 ポジトロニウムの超微細構造

パラポジトロニウムとオルソポジトロニウムは、それぞれのスピン同士の相互作用によりエネルギー準位がずれている。このずれを超微細構造と呼び、その値は、

$$\Delta_{\text{HFS}} = E_{o\text{-Ps}} - E_{p\text{-Ps}} \quad (1.4.1)$$

と計算されている。

これは二つの効果、すなわち spin-spin 相互作用による寄与と量子振動 $o\text{-Ps} \rightarrow \gamma^* \rightarrow o\text{-Ps}$ の寄与の和として計算される。spin-spin 相互作用による寄与は、

$$\Delta_1 = \frac{2}{3}\alpha^2 R_\infty \quad (1.4.2)$$

と表される。ここで $\alpha \approx 1/137$ は微細構造定数、 $R_\infty \approx 13.6$ eV は Rydberg 定数である。一方、量子振動の寄与は摂動理論の計算によると、

$$\Delta_2 = \frac{1}{2}\alpha^2 R_\infty \quad (1.4.3)$$

で与えられる。したがってポジトロニウムの超微細構造は、

$$\begin{aligned} \Delta_{\text{HFS}} &= \Delta_1 + \Delta_2 \\ &= \frac{7}{6}\alpha^2 R_\infty \\ &\approx 0.84 \text{ meV} \end{aligned} \quad (1.4.4)$$

と計算される。

1.5 磁場中のポジトロニウム

ポジトロニウムに磁場を印加すると、ポジトロニウムの基底状態が混合する。磁場を z 方向にとり、大きさを B とすると、磁場によるハミルトニアンは、

$$\hat{H}_B = g\mu_B B (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) \quad (1.5.1)$$

となる。ここで g はランデの g -因子、 μ_B はボーア磁子である。これをポジトロニウムのそれぞれの状態に作用させると、

$$\begin{aligned} (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |0, 0\rangle &= (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2}} \{(|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) + (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle)\} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) \end{aligned} \quad (1.5.2)$$

$$= |1, 0\rangle \quad (1.5.3)$$

$$(\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |1, 1\rangle = (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |\uparrow\rangle |\uparrow\rangle = \frac{1}{2}(|\uparrow\rangle |\uparrow\rangle - |\uparrow\rangle |\uparrow\rangle) = 0 \quad (1.5.4)$$

$$\begin{aligned} (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |1, 0\rangle &= (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2}}\{(|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) + (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle)\} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) \\ &= |0, 0\rangle \end{aligned} \quad (1.5.5)$$

$$(\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |1, -1\rangle = (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |\downarrow\rangle |\downarrow\rangle = \frac{1}{2}(-|\downarrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) = 0 \quad (1.5.7)$$

ゆえに、磁場中のハミルトニアンは、

$$H' = \begin{pmatrix} E_{\text{p-Ps}} & 0 & g\mu_B B & 0 \\ 0 & E_{\text{o-Ps}} & 0 & 0 \\ g\mu_B B & 0 & E_{\text{o-Ps}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & E_{\text{o-Ps}} \end{pmatrix} \quad (1.5.8)$$

となる．式中の $E_{\text{p-Ps}}$, $E_{\text{o-Ps}}$ はパラポジトロニウム，オルソポジトロニウムそれぞれのエネルギー固有値である．ここから磁場中では $|0, 0\rangle$ と $|1, 0\rangle$ が混合し，新たな状態ができていることがわかる．この新たにできた 2 状態に対して，エネルギーが大きい方を $|+\rangle$ ，小さい方を $|-\rangle$ と名前を付けることとする．

ここで以下で用いるパラメータ，

$$x = \frac{2g\mu_B B}{\Delta_{\text{HFS}}} \quad (1.5.9)$$

を導入する． $|+\rangle$ に占める $|0, 0\rangle$ の割合は，

$$\frac{\frac{x^2}{4} \left(1 - \frac{x^2}{4}\right)^2}{1 + \frac{x^2}{4} \left(1 - \frac{x^2}{4}\right)^2} \quad (1.5.10)$$

となる (図 1.5.1)．また， $|-\rangle$ に占める $|0, 0\rangle$ の割合は，

$$\frac{1}{1 + \frac{x^2}{4} \left(1 - \frac{x^2}{4}\right)^2} \quad (1.5.11)$$

となる (図 1.5.2)．

図 1.5.2 より，磁束密度が大きくなると， $|+\rangle$ に占める $|0, 0\rangle$ の割合が大きくなり， $|-\rangle$ に占める $|0, 0\rangle$ の割合が小さくなることがわかる．本実験では， $B = 0.10 \sim 0.20$ T ほどの磁場を印加したので，その範囲に注目すると， $|+\rangle$ に占める $|0, 0\rangle$ の割合が小さく， $|-\rangle$ に占める $|0, 0\rangle$ の割合が大きいため， $|+\rangle$ の状態にはオルソポジトロニウムが， $|-\rangle$ の状態にはパラポジトロニウムが多く含まれていることがわかる．

また $|+\rangle$ 状態の寿命は，

$$\tau_+ = \frac{1}{\frac{4-x^2}{4} \frac{1}{\tau_o} + \frac{x^2}{4} \frac{1}{\tau_p}} \quad (1.5.12)$$

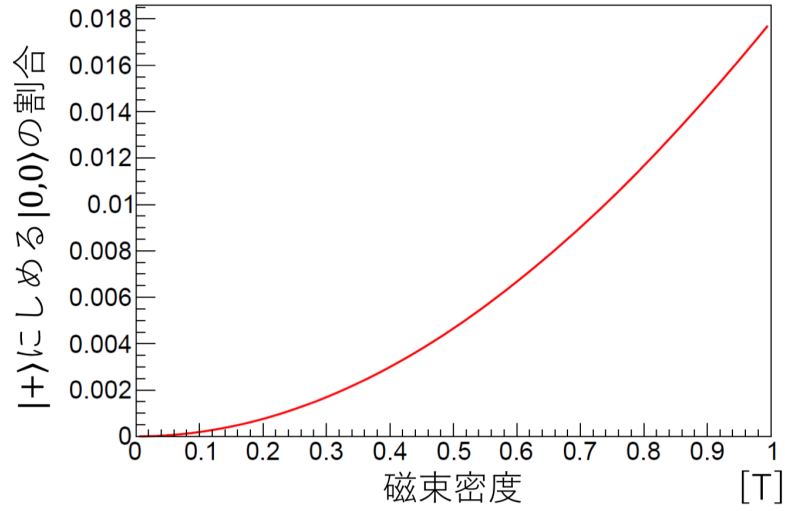


図 1.5.1 磁場強度と $|+\rangle$ に占める $|0,0\rangle$ の割合.

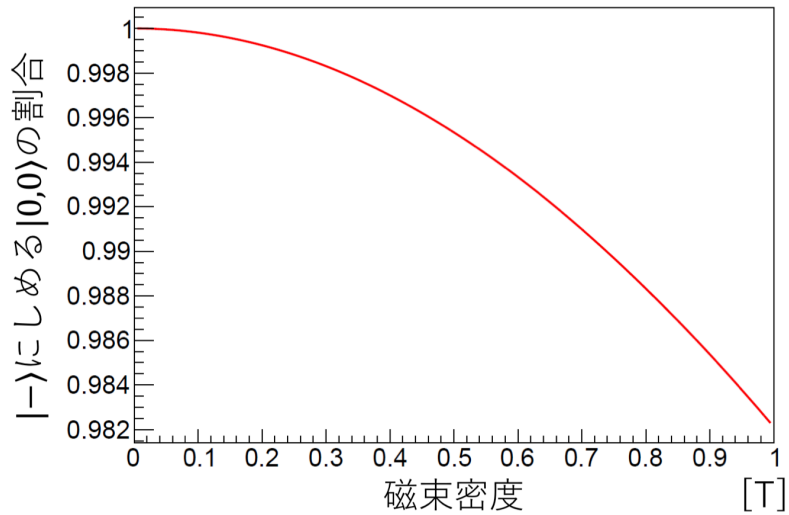


図 1.5.2 磁場強度と $|-\rangle$ に占める $|0,0\rangle$ の割合.

$|-\rangle$ 状態の寿命は,

$$\tau_- = \frac{1}{\frac{x^2}{4} \frac{1}{\tau_o} + \frac{4-x^2}{4} \frac{1}{\tau_p}} \quad (1.5.13)$$

と表すことができる． $|+\rangle$ 状態および $|-\rangle$ 状態の寿命を横軸に磁場の強さをとって図示したものが図 1.5.3, 図 1.5.4 である．

図 1.5.3, 図 1.5.4 から読み取ることができるように, 0.1 T の磁場をかけると, $|-\rangle$ 状態はほとんど変化がないが $|+\rangle$ 状態は 142 ns から 125 ns に変化する．この変化に感度を持つような精度でポジトロニウムの寿命を測定することでポジトロニウムの超微細構造の間接測定を行うことができる．

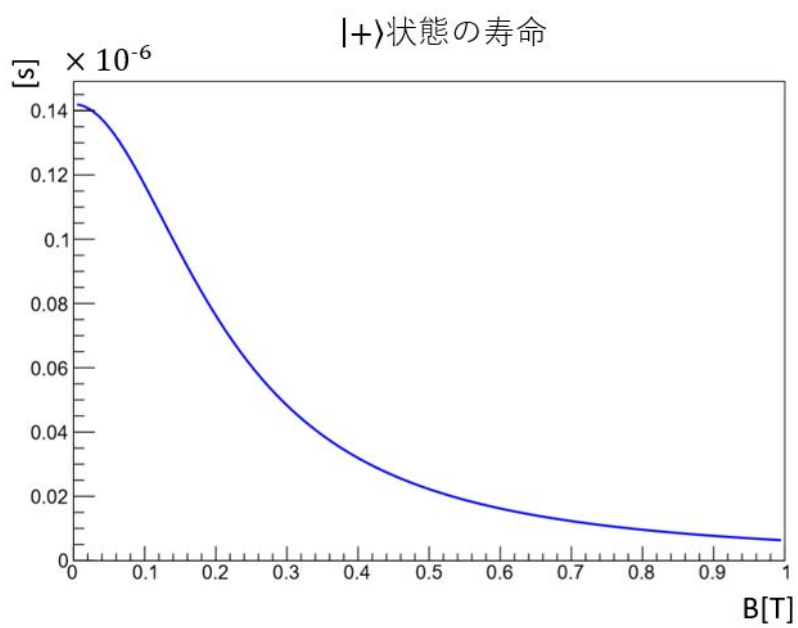


図 1.5.3 $|+\rangle$ 状態の寿命.

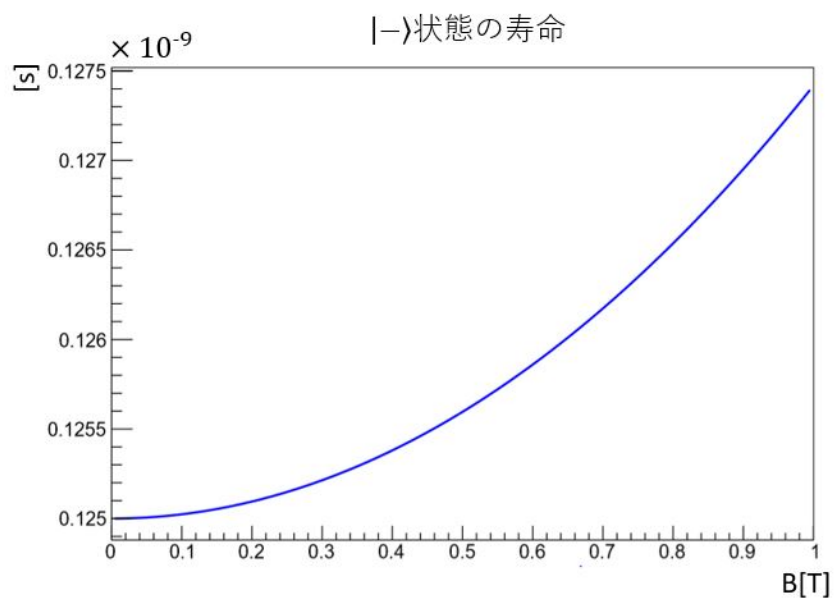


図 1.5.4 $|-\rangle$ 状態の寿命.

1.6 物質の影響

物質中のポジトロニウムは他の物質と相互作用を起こして、真空中の寿命よりも短い寿命で消滅する。物質中で崩壊率を大きくする効果として次の3つが考えられる。

1. ピックオフ消滅：ポジトロニウム中の陽電子が物質中の電子と対消滅する反応。
2. スピン交換：オルソポジトロニウム中の電子が物質中の不対電子とスピンを交換しパラポジトロニウムになる反応。パラポジトロニウムの短い寿命で崩壊する。空気中の酸素分子のもつ不対電子によって起こりやすい。
3. 化学反応：ポジトロニウムを構成する電子が酸化などの反応を起こし、残された陽電子が自由な状態となり、他の電子と対消滅する（再び e^- を捕らえ Ps を作る可能性もある。）。

本実験では、ピックオフ消滅やスピン交換の影響を小さくするため、ポジトロニウム生成のための陽電子のターゲットとして、密度が低く安定な物質シリカエアロゲルを用いた。また化学反応による影響を小さくするために、ターゲット中に窒素を流して乾燥させた。

第 2 章

実験原理・装置 (担当：末田)

2.1 実験原理

本研究ではポジトロニウムの超微細構造測定として，磁場中でポジトロニウムの寿命測定実験を行った．線源には ^{22}Na (0.15 MBq) を用いた．図 2.1.1 にあるように， ^{22}Na 線源は β^+ 崩壊により励起状態の ^{22}Ne と電子ニュートリノ，陽電子に崩壊する．崩壊によりできた陽電子がターゲット中で生成するポジトロニウムの崩壊を検出する．陽電子が薄いプラスチックシンチレータを通過する際の発光をトリガーとして，トリガーが発行された時刻からポジトロニウムの崩壊由来のものとみられる γ 線を検出した時刻までの時間差をポジトロニウムの寿命とみて測定を行った．

2.2 装置全体

装置図を図 2.2.1 および図 2.2.2 に示す．この装置で図 2.2.2 に示す通り線源とターゲットの間には鉛のコリメーターが配置されている．線源から放出され，コリメーターを通過した陽電子が薄いプラスチックシンチレータを通過する際に得られる信号をトリガーとした．薄いプラスチックシンチレータを通過した陽電子はシリカエアロゲルの詰まったターゲット内でポジトロニウムを形成する．また，このターゲットにはシリカエアロゲルを乾燥させるために窒素ガスを流している．ターゲットの周りにはポジトロニウムの崩壊由来の γ 線を検出するための NaI シンチレータと PMT (光電子増倍管) が 4 つ配置されている．この装置の z 方向に最大で 200 mT 程度の磁場を印加する．

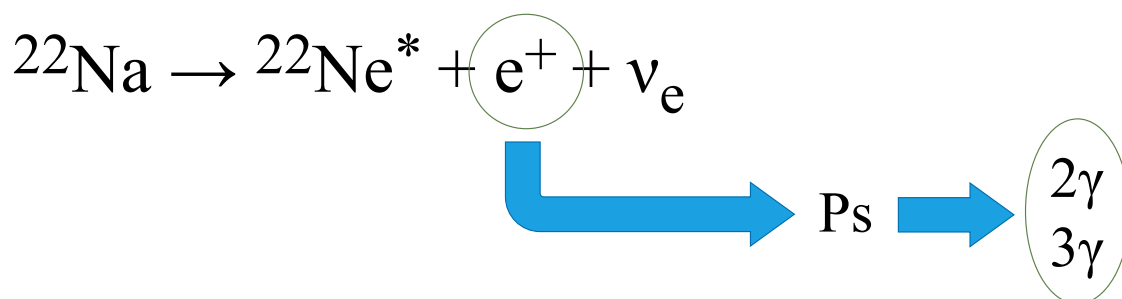


図 2.1.1 ^{22}Na の崩壊の様子．

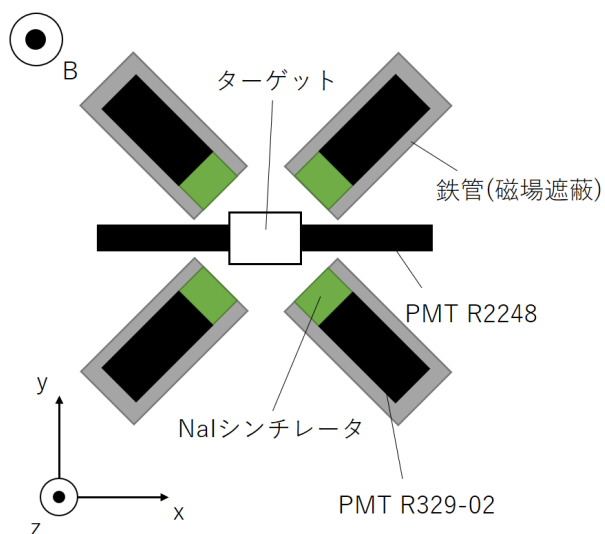


図 2.2.1 磁場方向から見た実験装置図.

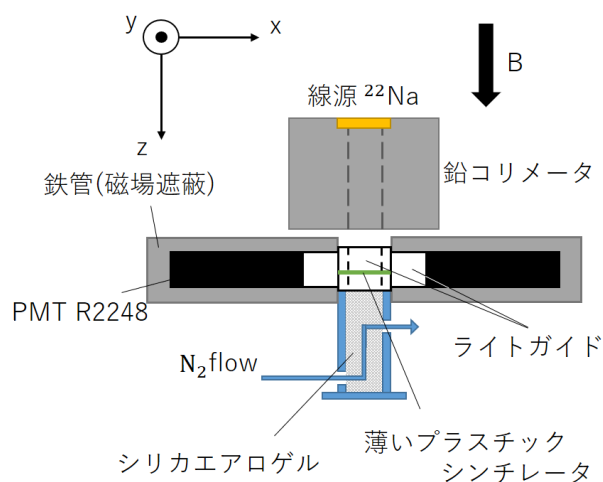


図 2.2.2 上から見た実験装置図.

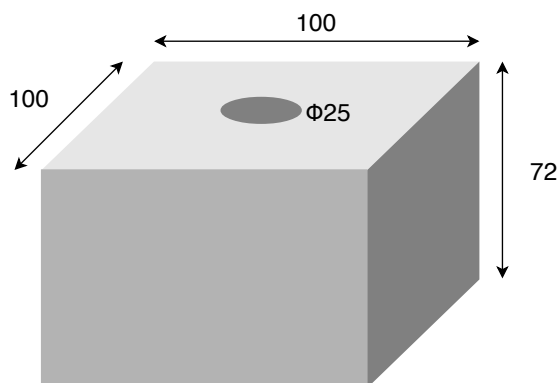


図 2.2.3 鉛コリメータの概念図.

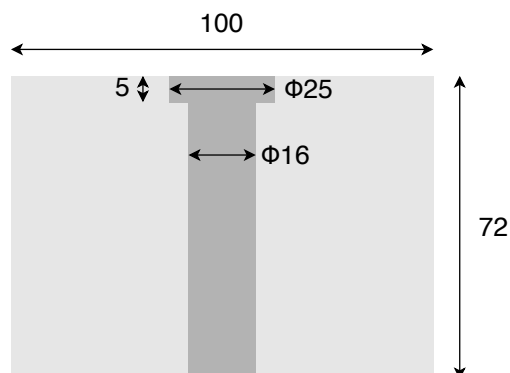


図 2.2.4 鉛コリメータの断面の概念図.

今回の実験では、陽電子を検出する装置として厚さ $150\ \mu\text{m}$ のサングバン社製の BC490 と、浜松ホトニクス製の光電子増倍管アセンブリ R2248 (PMT X, PMT Y と呼ぶ) を使用した。R2248 は管形が $9.8 \times 9.8\ \text{mm}^2$ の断面を持つ角柱、典型的な印加電圧が $-1250\ \text{V}$ 、典型的なゲインが 1.1×10^6 である。また、 γ 線を検出するための装置として SCIONIX 製の NaI(Tl) シンチレータと、浜松ホトニクス製の光電子増倍管アセンブリ H6410 (PMT A, PMT B, PMT C, PMT D と呼ぶ) を使用した。NaI(Tl) シンチレータは、直径 $57\ \text{mm}$ 、長さ $58\ \text{mm}$ の円筒形で、H6410 は外径が $60\ \text{mm}$ 、典型的な印加電圧が $-2000\ \text{V}$ 、典型的なゲインが 3.0×10^6 である。

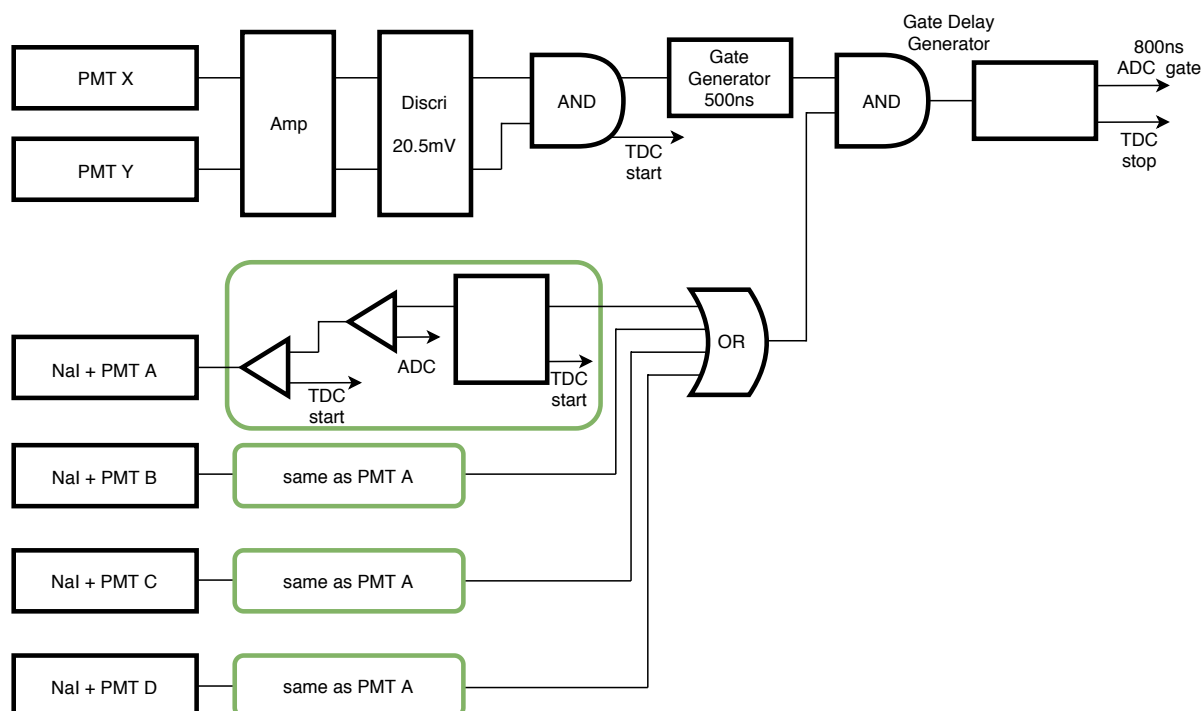


図 2.3.1 実験回路図.

表 2.3.1 モジュールの仕様.

モジュール	型番	full scale	resolution
ADC	V005 (豊伸電子)	100 pC	0.061 pC
TDC	TMC (REPIC)	3 μ s	0.75 ns

2.3 回路

図 2.3.1 に実験の回路図を示す．プラスチックシンチレータで検出された信号が PMT X, PMT Y に入力される．PMT X, PMT Y に入力された信号がアンプで増幅された後，しきい値を超えると AND 回路に入力，同時計測によって，500 ns のゲート信号が出力される．また，PMT A, PMT B, PMT C, PMT D で検出された信号は，3.4 節でのエネルギーカットにデータを用いるために，2つのディバイダーにより，3つの信号に分けられる．3つの信号のうち，1/4の電荷を持つ信号が，しきい値を超えた時，OR 回路に入る．PMT X, PMT Y の信号から作られたゲート信号と，PMT A, PMT B, PMT C, PMT D の信号から作られた OR 回路からの出力信号が AND 回路に入力され，同時計測によって，800 ns のゲート信号が作られ ADC_{gate} に入力され，遅延されて TDC_{stop} にも入力される．図 2.3.1 ディスクリミネータに書かれた電圧値は実効的なしきい値が書かれている．その用途に応じた，しきい値が設けられている．表 2.3.1 に実験で用いた ADC と TDC モジュールの仕様を示す．

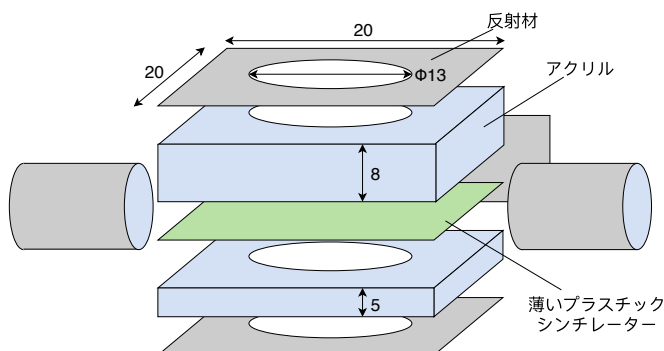


図 2.4.1 トリガーの概念図。手前の反射材は見易いように省いている。

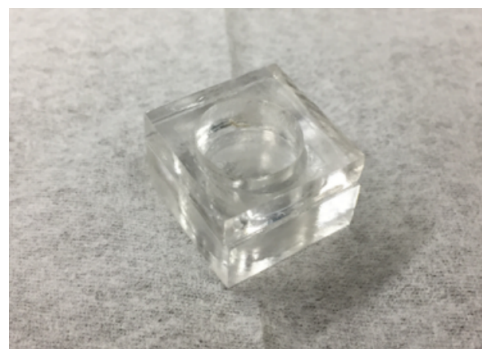


図 2.4.2 トリガーの写真。

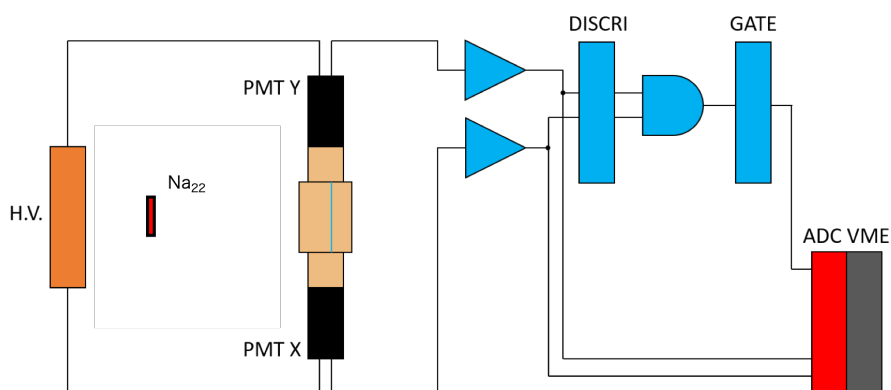


図 2.4.3 トリガーの評価テストの概念図とデータ収集系。

2.4 トリガー部分

トリガー検出器の概念図および写真を図 2.4.1 および図 2.4.2 に示す。実験室で加工可能な最大限の直径 13 mm の穴をあけた 20 mm 角のアクリル材 (厚さ 5 mm と 8 mm) で、厚さ 150 μm のプラスチックシンチレータを挟む構造となっている。側面に、PMT へのライトガイドとして円柱状のアクリルが接合されている。ライトガイド接合面以外のすべての面を反射材で覆った。また、すべての界面はオプティカルグリースで光学的に接合されている。

2.4.1 トリガー動作確認 (担当：畠内)

本節では陽電子を用いたトリガーシステムのテストおよび評価について議論する。図 2.4.3 にトリガーテストの概念図とそのデータ収集系を示す。

ジオメトリは後方にターゲットが置かれていない点を除いてトリガー実験のデザインに則り、また使用装置も 2.2 節で論じたトリガーに用いるものと同等である。PMT X と PMT Y をトリガー部分の両側面にライトガイドと合わせて接合した。これを治具で固定し ^{22}Na 線源を配置した。鉛コリメータを通過した陽電子はト

表 2.4.1 トリガーにおける計測率の測定.

H.V. [V]		Rate [counts/s]			
X	Y	X	Y	偶然同時計測数	同時計測数
-1330	-1400	193	131	0.00177	2.54

表 2.4.2 background 測定.

H.V. [V]		Rate [counts/s]		
X	Y	X	Y	同時計測数
-1330	-1400	232	131	0.158

リガー部分に入射し、二本の PMT に入射したシンチレーション光の同時計測信号によって CSADC (豊伸電子製 V005) に対する GATE を生成した. PMT からの電荷は CSADC によって記録される. discriminator の幅はどちらも 70 ns としてあり, これは PMT X, PMT Y の信号時間のずれを考慮することで, 同時計測が損なわれないように決定した. 測定は装置を暗箱内に設置して行った.

2.4.2 計測率 (担当 : 畠内)

2.4.1 節でのセットアップにおける, PMT のシングルレート, および同時計数率を測定した. 一般に同時計数では別々に発生した光子が偶発的に二つの PMT で検出され, これが一つの時間幅に収まった場合も計測してしまう. 同時計測中のこの成分を偶発同時計数と呼び, ここではシングルレートから計算した偶発同時計数率を実測の同時計数と比較した. 偶発同時計数率 $r_{R.C.}$ は, coincidence の時間幅を T_{coinci} , PMT X, PMT Y のシングルレートをそれぞれ r_X , r_Y とすると,

$$r_{R.C.} = r_X \times r_Y \times T_{coinci} \quad (2.4.1)$$

で与えられる. 式 (2.4.1) は PMT X の信号が r_X の頻度であるとき, これが時間幅 T_{coinci} 内に入る確率が $r_X \times T_{coinci}$ であり, もう一方の PMT Y の信号の頻度 r_Y にこの確率がかけられたものと解釈できる. 計数率の測定および偶発同時計数率の計算結果を表 2.4.1 に示す.

表 2.4.1 に示すように, 偶然同時計測率は 10^{-3} counts/s のオーダーであり, これは実測の同時計数率と 3 桁の差があるため無視することができるという結果が得られた.

また, 線源を置かない background 測定を行なった. 測定結果は表 2.4.2 に示す. background の測定結果では X の singl rate は増加し, Y の singl rate はほとんど変化しなかった. それに反して X と Y の coincidence は明らかに減少が見られた. したがって, 線源を置いた測定では線源由来の信号が coincidence として観測されていたと考えられる. 線源の強度と立体角から考察すると, このトリガーシステムのトリガー効率率は $31.08 \pm 0.2(stat.)\%$ であると求められる. このトリガーシステムを用いて陽電子を検出し, ポジトロニウムの寿命を測定した.

2.5 ターゲット部分 (担当 : 畠内)

本節ではターゲットとなるシリカエアロゲルについて述べた後, そのシリカエアロゲルを入れる容器 (ターゲット部分) について説明する. 本研究では昨年度のターゲットを基本にして, 装置の空間的制約からター

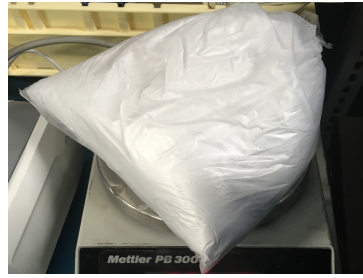


図 2.5.1 ターゲットとして使用したシリカエアロゲル。

ゲット部分を改良した。

2.5.1 シリカエアロゲル

シリカエアロゲルとは微細な SiO_2 の粒子が 3 次元の鎖を構成しており、体積のほとんどを空気が占める低密度な物質である。コロイド状の SiO_2 で作られた湿潤ゲルを超臨界乾燥^{*1}することで作られる。[7]

本研究で用いたものは、図 2.5.1 に示す通りの白色の粉末状でその密度は $7 \times 10^{-2} \text{ g/cm}^3$ である^{*2}。シリカエアロゲルをポジトロニウムを生成するためのターゲットに採用した理由は、1.6 節で述べたように、ビックオフ消滅などによってオルソポジトロニウムの寿命が短くなってしまうことを防ぐためである。

2.5.2 ターゲット

ターゲットは、オルソポジトロニウムの酸化反応を防ぐために乾燥している必要がある。本研究では、窒素ガスをターゲット部分に流すことで乾燥状態を作り出した。ターゲットはシリカエアロゲルパウダーを内封できて、かつ磁石内の空間に収まる大きさならば形状は自由であるため、ターゲット部分を磁石内の空間に収まる最大の長さにした。

図 2.5.2 は製作したターゲット部分のデザイン図である。図のように外径 20 mm、内径 16 mm のアクリルパイプに窒素ガスを流すチューブ用の穴を 2 箇所あけ、ポリエチレン製のシートを蓋として両面から接着した。窒素ガスと共にシリカエアロゲルが流出することを防ぐために、チューブの先端には不織布を付けた。

2.6 エネルギー校正 (担当：畠内)

実験原理でも見たように、この実験では ^{22}Na からの陽電子をトリガーとして、NaI シンチレータ A～D でポジトロニウム崩壊由来の γ 線を検出する。測定は ADC を用いてエネルギースペクトルを測定するため、ADC の値と実際のエネルギー (keV) の関係を、既知のエネルギーの γ 先頭を用いて知る必要がある。この作業をエネルギー校正と呼び、測定の状況が変わるたびに行う必要がある。さらに磁場によって PMT の増倍率が変化する可能性があるため、磁場の有無に応じたエネルギー校正も行った。その手法は以下の通りである。

まず、磁場をかけずに行った測定に対して議論を行う。第 2.2 節で述べたセットアップの、ターゲット部分に ^{137}Cs と ^{22}Na を置いて測定を行なった。トリガーは図 2.6.1 に示す通り、NaI シンチレータ A～D のい

*1 高温高压の特殊な流体によって溶媒を取り除き、湿潤ゲル中の液体をゲルの構造を損なうことなく気体と置換させること。

*2 密度は実測で $[(\text{測った質量}) - (\text{容器の質量})]/(\text{容器の容積})$ によって先行研究で求めた。

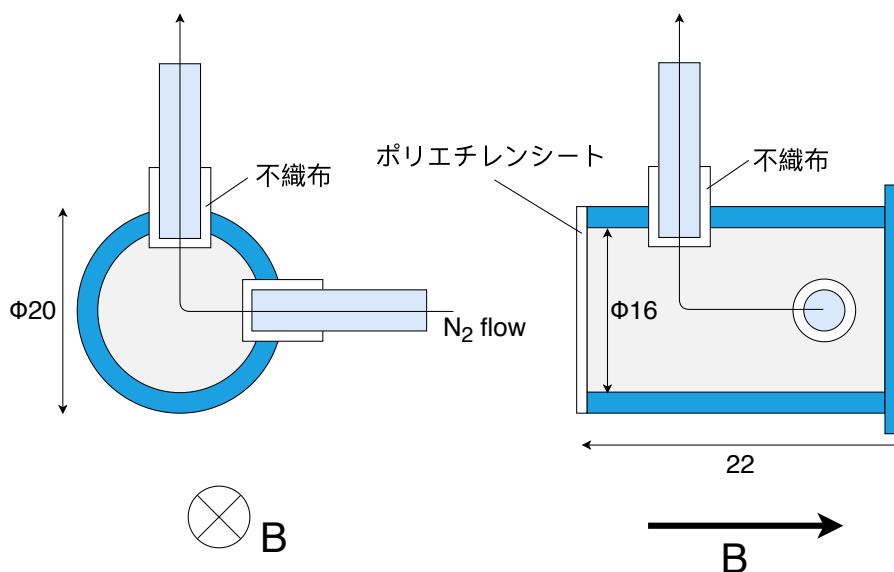


図 2.5.2 ターゲット部分のデザイン.

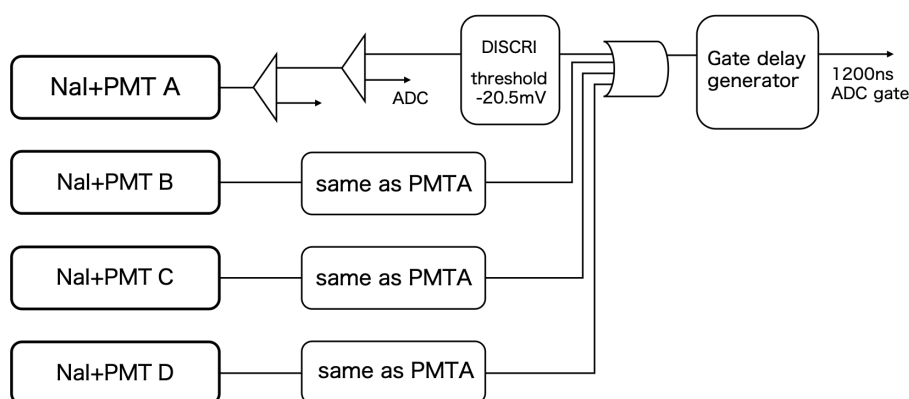


図 2.6.1 エネルギー校正に用いた回路.

れかの信号が discriminator の閾値 (-20.5 mV) を超えたものに対して発行した。

NaI シンチレータ A~D に関して得られたエネルギースペクトルを図 2.6.2 および図 2.6.4 に示す. ^{22}Na 崩壊由来の 511 keV によるピークと, ^{137}Cs からの γ 線による 662 keV のピークに対しガウス関数を用いてフィッティングした. 得られた各ピークと pedestal (0 keV) に対する ADC の値とエネルギーを一次関数を用いて対応させ, そのグラフの傾きと切片を求めることでエネルギー校正を行った. 図 2.6.3 および図 2.6.5 は ADC 値とエネルギーとを一次関数で対応づけたグラフであり, 縦軸はピークの ADC 値, 横軸は対応するエネルギー (keV) である. 各 NaI シンチレータには, ポジトロニウムの崩壊を詳細に観測するために必要なエネルギーを観測可能な電圧を印加した.

エネルギー校正によって得られたエネルギー分解能を表 2.6.1 に示す. ここでエネルギー分解能は 511 keV のピークに対して各 NaI シンチレータで求め, 半値全幅 (full width at half maximum, FWHM) の値をピークの中央値で割ったものを採用した. ^{22}Na と ^{137}Cs に関して, 磁場の有無についてエネルギースペクトルを 511 keV のピークで規格化し, 比較すると図 2.6.6 のようになった. 光電ピークの幅, 閾値付近でのイベント

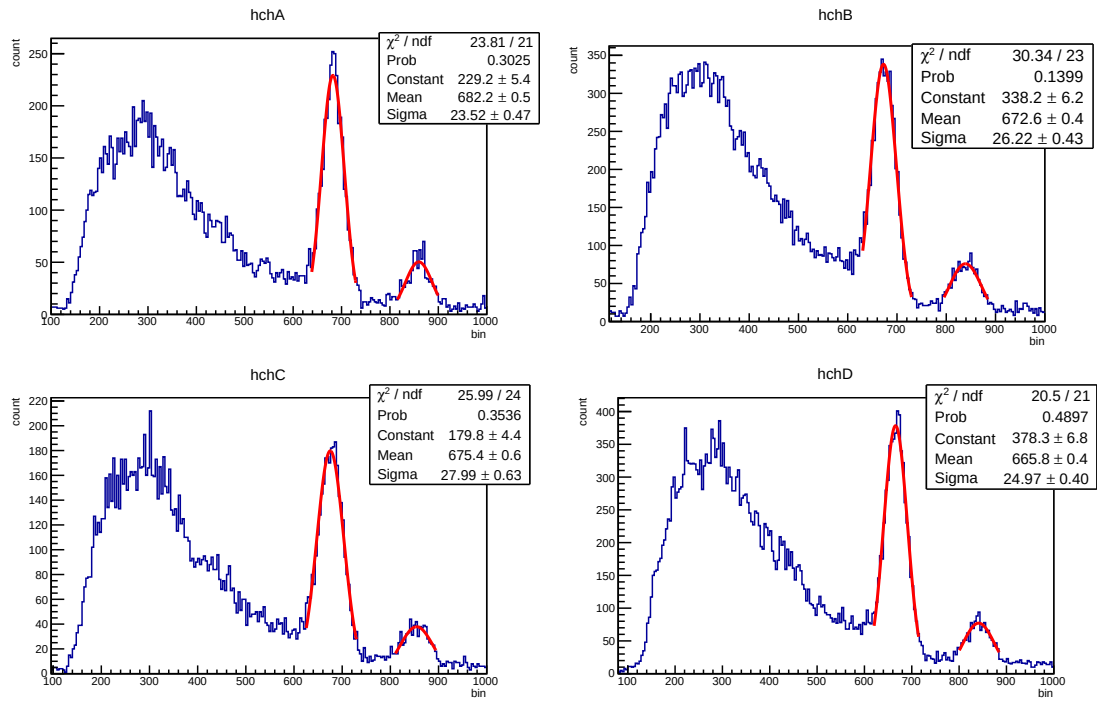


図 2.6.2 磁場なしの NaI シンチレータ A~D で得られたヒストグラム，およびフィッティングの結果.

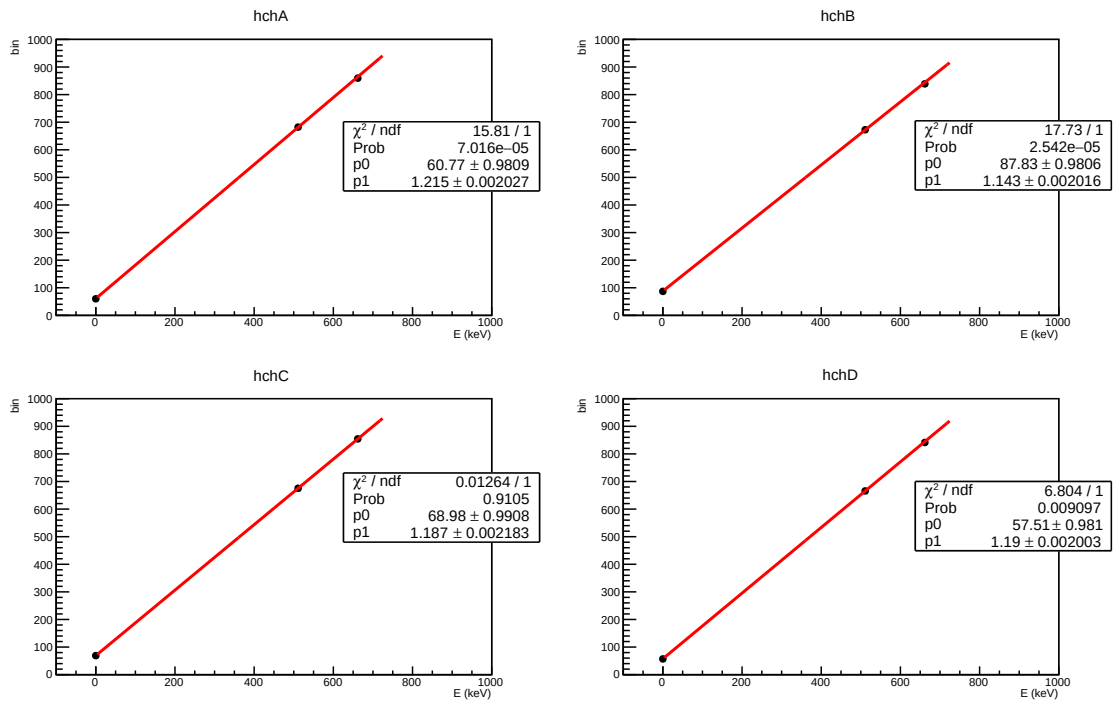


図 2.6.3 NaI シンチレータ A~D のエネルギー校正の結果.

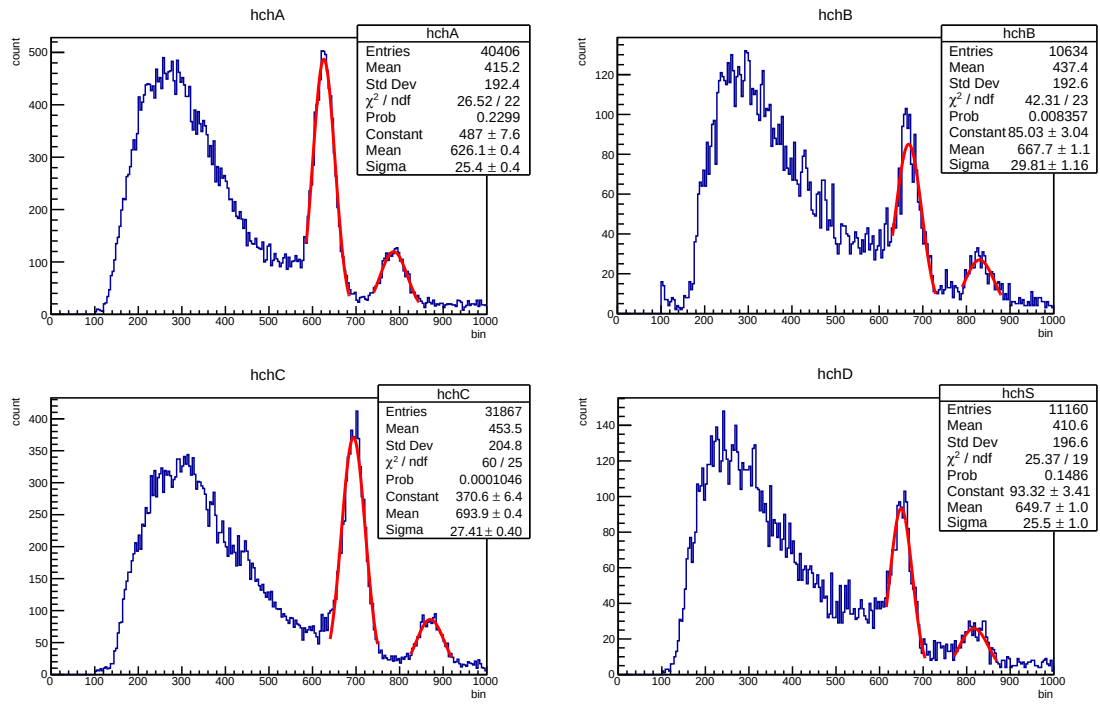


図 2.6.4 磁場ありの NaI シンチレータ A~D で得られたヒストグラム，およびフィッティングの結果．

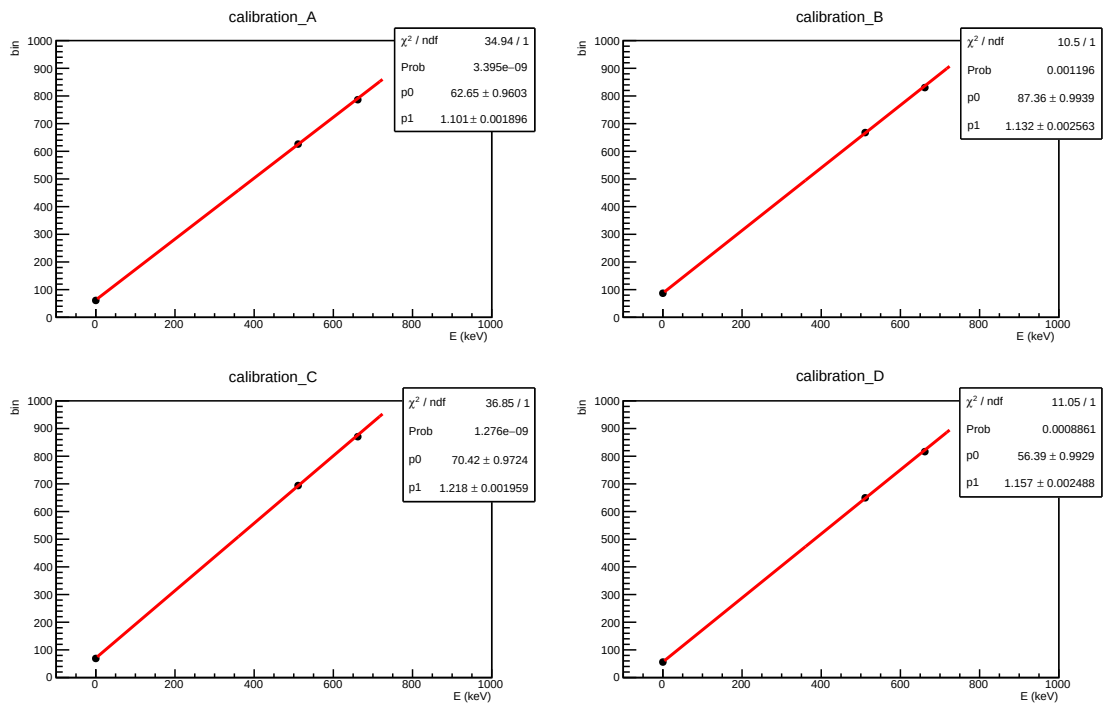


図 2.6.5 NaI シンチレータ A~D のエネルギー校正の結果．

表 2.6.1 511 keV ピークに対する各 NaI シンチレータのエネルギー分解能 (FWHM [%]).

磁場	シンチレータ A	シンチレータ B	シンチレータ C	シンチレータ D
なし	8.1	9.1	9.8	8.8
0.229 T	9.6	11	9.3	9.2

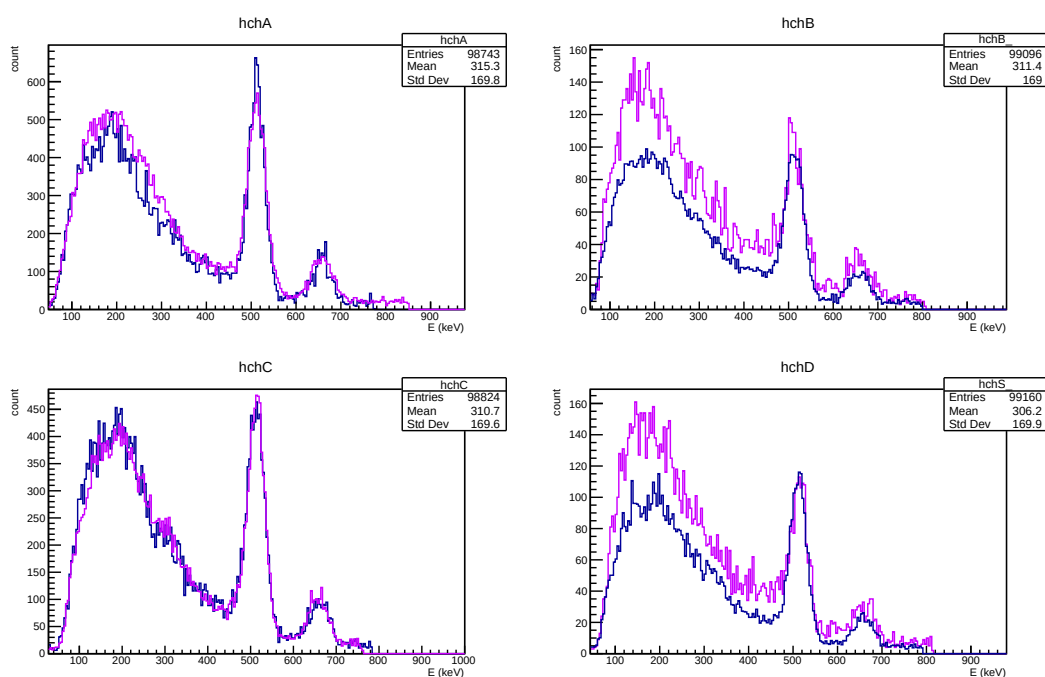


図 2.6.6 各 NaI シンチレータでの磁場なし (青) と磁場あり (紫) のスペクトルの比較. 線源は ^{22}Na と ^{137}Cs が合わされて置かれている.

数の落ち方などから、磁場に応じて印加電圧を調整することで、エネルギー分解能や閾値について大きな性能の変化はなく測定を行えることが確認された。

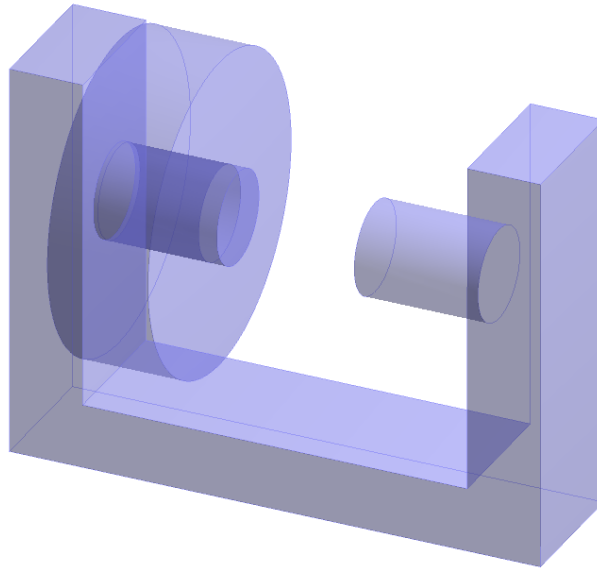


図 2.7.1 電磁石のジオメトリ．手前のコイルは見易いように省いている．

2.7 電磁石の磁場強化

本実験で用いた電磁石が発生させる磁場は，ターゲット内の陽電子が停止する箇所（ターゲットの進入口から 1 cm までの箇所）（以下，注目領域）において，初期スペックで 100 mT 程度である．1.5 節より，磁場が強くなるほど磁場をかけないの時の寿命差が大きくなり，測定しやすくなることがわかる．本実験では，電磁石のコイル芯前方に鉄製の磁場強化器具を設置し，注目領域での磁場を 1.5 倍程度強化した．

2.7.1 磁場強化器具の形状決定

有限要素法シミュレーションソフト femtet を用いて，磁場強化器具の形状決定を行った．有限要素法とは，構造物を複数の小領域（メッシュ）に分け，それぞれの領域と境界で数値計算を行い，近似解を求める計算方法である．今回のシミュレーションでは，電磁石部分，磁場強化器具部分のメッシュサイズは 20 mm，磁場を見る部分の空気のメッシュサイズは 2 mm とした．磁場計算をするにあたり，タカノ技研による測定結果を参考に，コイルの巻き数を 1321 とした．磁場強化器具を設置していない状態のジオメトリを図 2.7.1 に示す．また，メッシュ図と磁場のベクトル図を図 2.7.2，図 2.7.3 に示す．

磁場強化のための部品として，テーパ状（図 2.7.4），凸状，円柱状の鉄をコイル N 極前方に設置し，それぞれについてコイル中心軸上の z 軸方向の磁場の様子を比べたものを図 2.7.5 に示す．テーパ状，及び凸状は上面の外径 50 mm，底面の外径 100 mm，長さ 26 mm とした．凸状の凸部分の長さは 13 mm とした．また柱状は外径 50 mm，長さ 26 mm とした．また，N 極と S 極の中点をコイル中心とした．

図 2.7.5 より，円柱状の鉄を設置した時，注目領域において最も磁場が強化されることがわかる．よって，器具の形状は円柱とした．

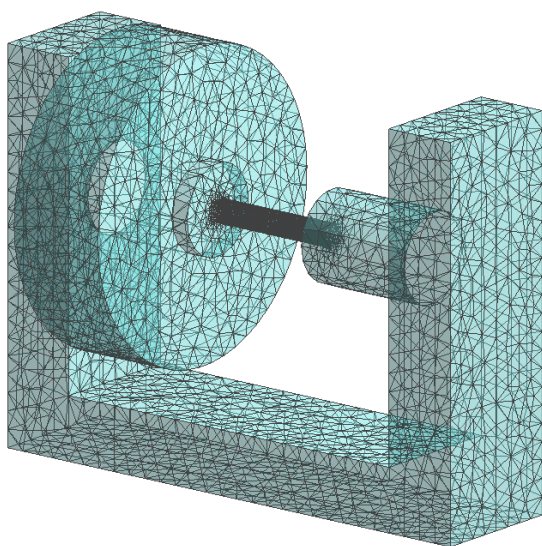


図 2.7.2 有限要素法で生成されたメッシュの図.

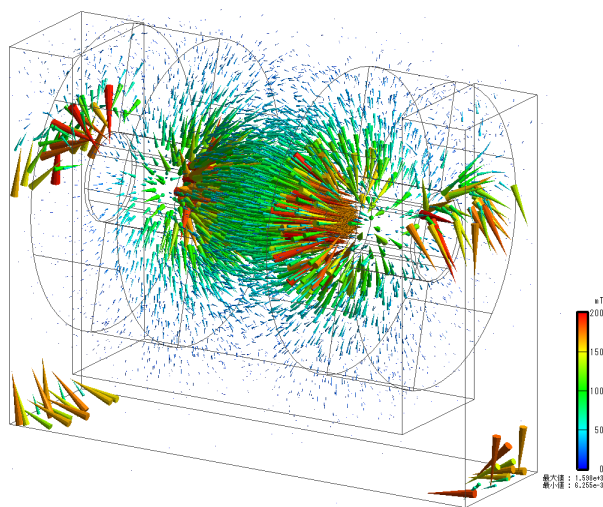


図 2.7.3 磁場のベクトル図. 注目領域での磁場を表示するために, 0~200 mT について示している.

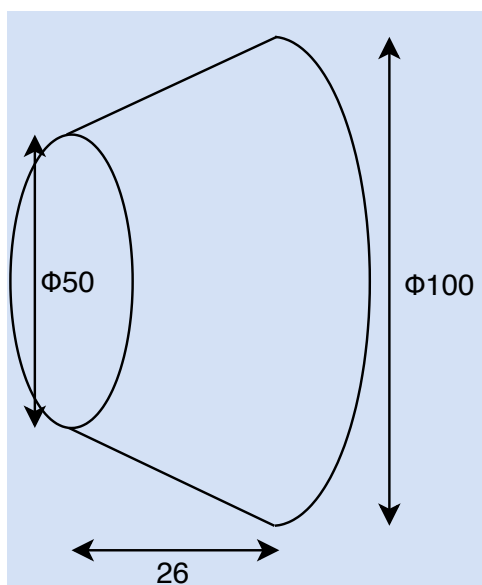


図 2.7.4 テーパー状の磁場強化器具の概念図.

2.7.2 鉄柱のサイズ決定

次に鉄柱の半径を femtet によるシミュレーションによって決定した. 鉄柱の直径を 10 mm, 30 mm, 50 mm, 70 mm, 90 mm と変化させたときの, 対応して変化するコイル中心軸上の z 軸方向の磁場の様子を図 2.7.6 に示す. 注目領域での磁場の平均と幅について表 2.7.1 に示す. なお, 幅とは, 注目領域での最大値, 最小値との差の平均値に対する割合である.

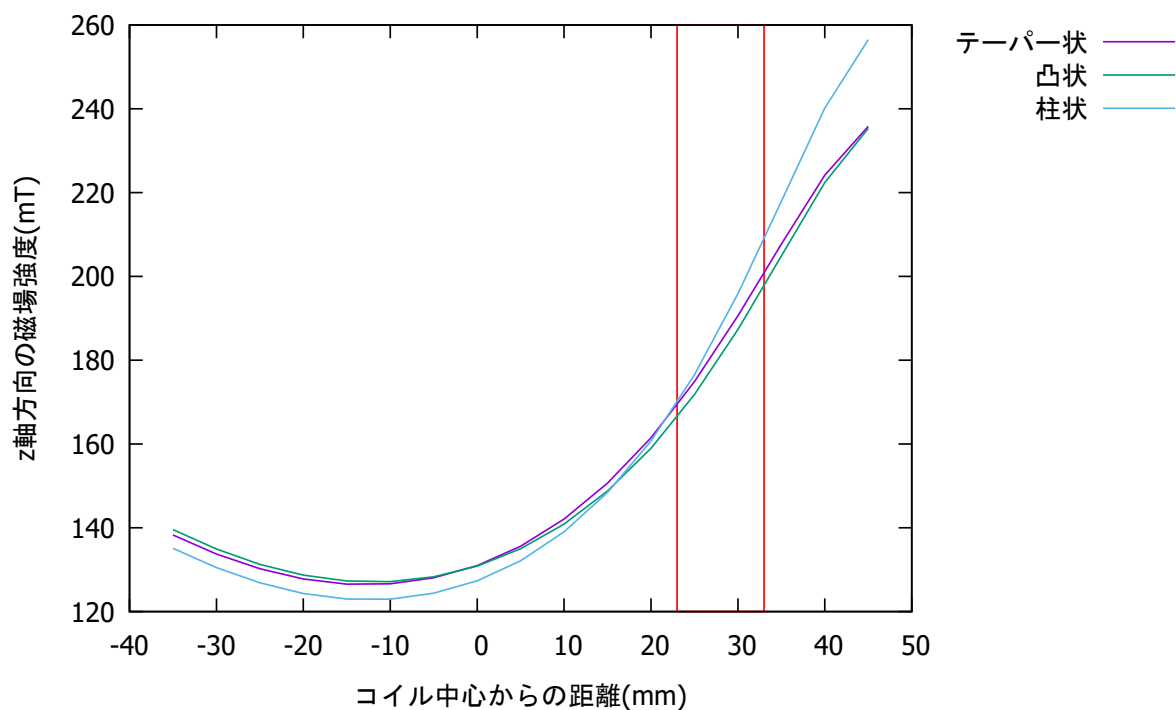


図 2.7.5 鉄の形状と磁場の様子. 赤線で囲まれる部分が注目領域.

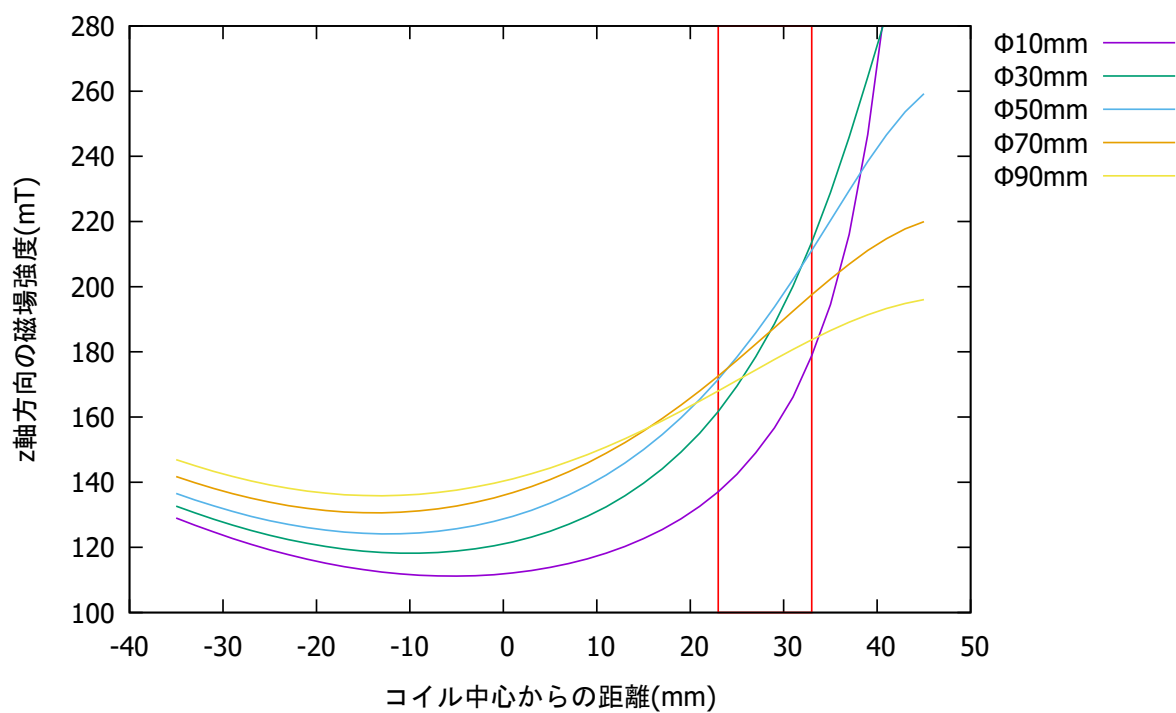


図 2.7.6 シミュレーションによる鉄柱の直径と磁場の関係.

表 2.7.1 鉄柱の直径と磁場の関係.

鉄柱の直径 [mm]	10	30	50	70	90
磁場の平均値 [mT] と幅	155 $+15.5\%$ -11.6%	185 $+15.7\%$ -12.4%	191 $+10.5\%$ -9.95%	185 $+7.03\%$ -6.94%	176 $+4.55\%$ -4.55%

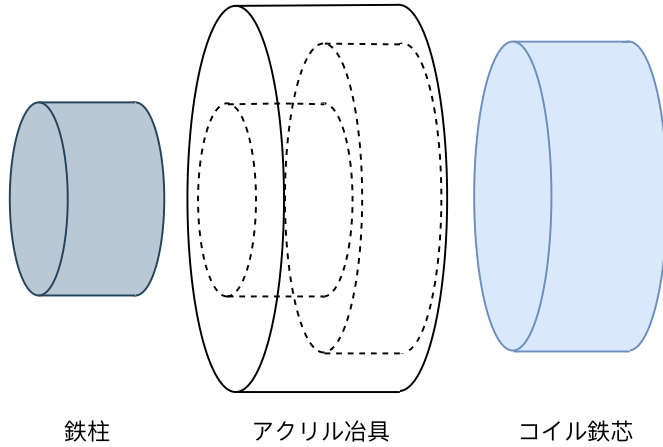


図 2.7.7 鉄柱および治具の概念図.

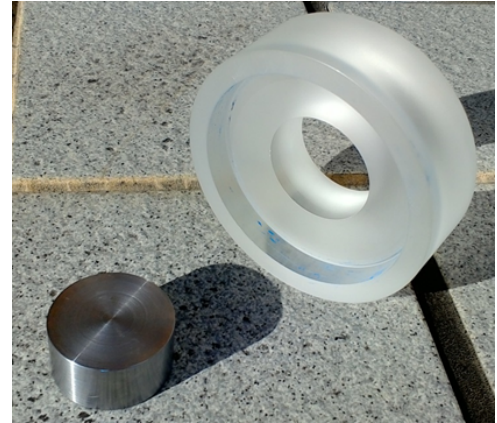


図 2.7.8 鉄柱およびジグの写真.

本実験では、ポジトロニウムの超微細構造の確認を最も重要な目的としているため、磁場の平均値が最も大きくなる、50 mm を採用した。なお、鉄柱の長さは装置内に入り得る最大の長さである 26 mm とした。

2.7.3 鉄柱と治具

製作した磁場強化装置の概念図および写真を図 2.7.7 および図 2.7.8 に示す。また、実際に磁石に取り付けた写真が図 2.7.9 である。治具はアクリル製で、コイル鉄芯の中心軸と鉄柱の中心軸が合うような設計となっている。鉄柱は外径 50 mm, 長さ 26 mm. アクリルジグは外径 120 mm, 2 段の内径は 50 mm と 100 mm である。また、コイル鉄芯の外径は 100 mm である。

2.7.4 磁場測定

鉄柱を取り付けた時、取り付けていない時、それぞれのコイル中心軸場の z 軸方向の磁場の測定結果、またシミュレーション結果を図 2.7.10 に示す。注目領域で 1.5 倍程度の磁場となり、目標としていた 15 mT が達成されていることがわかる。また、シミュレーション結果は、実験結果を 10 % 程度の差で設計できているといえる。

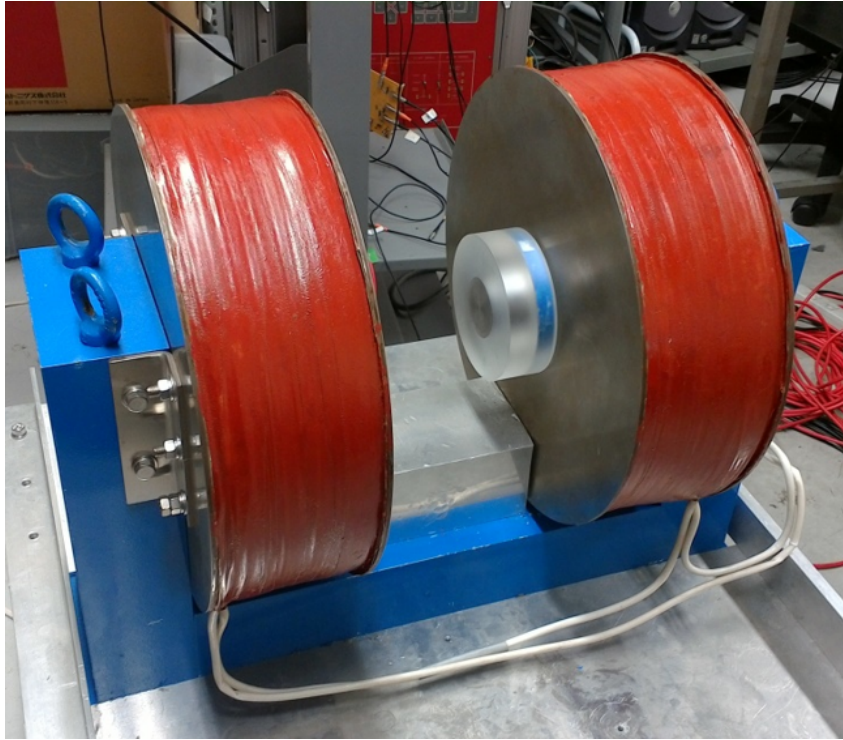


図 2.7.9 電磁石に鉄柱を取り付けた様子.

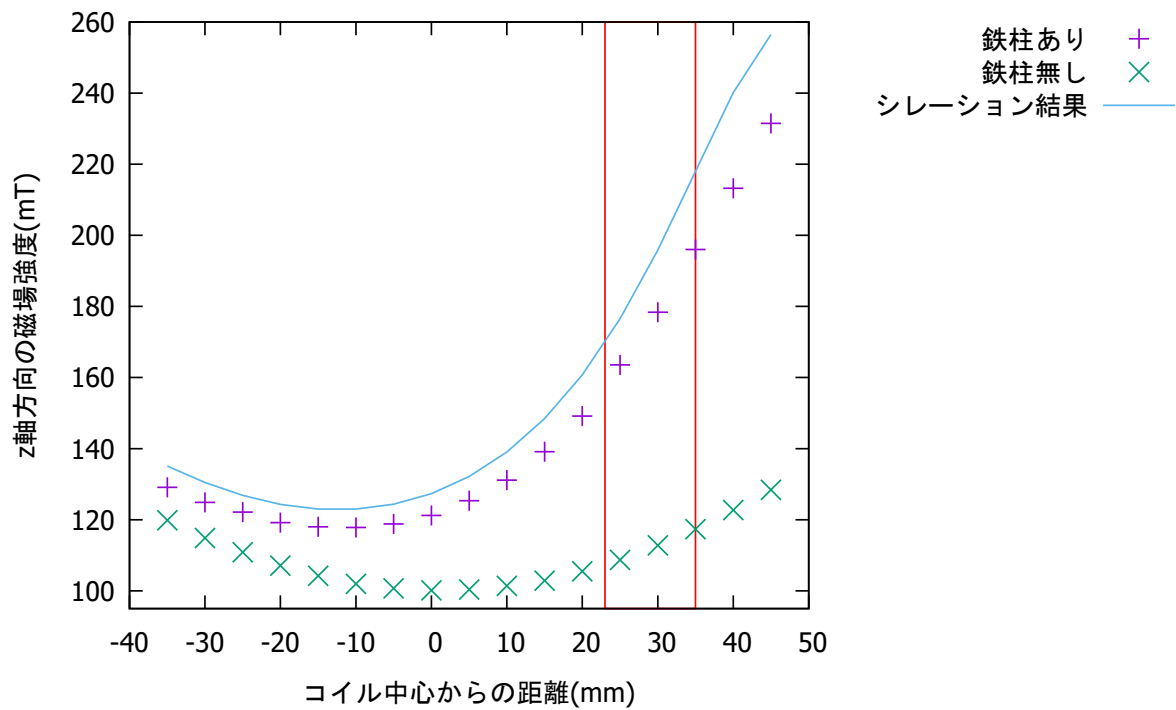


図 2.7.10 鉄柱を取り付けていない時，鉄柱を取り付けた時の磁場の測定結果，及びシミュレーション結果．赤線で囲まれる部分が注目領域．

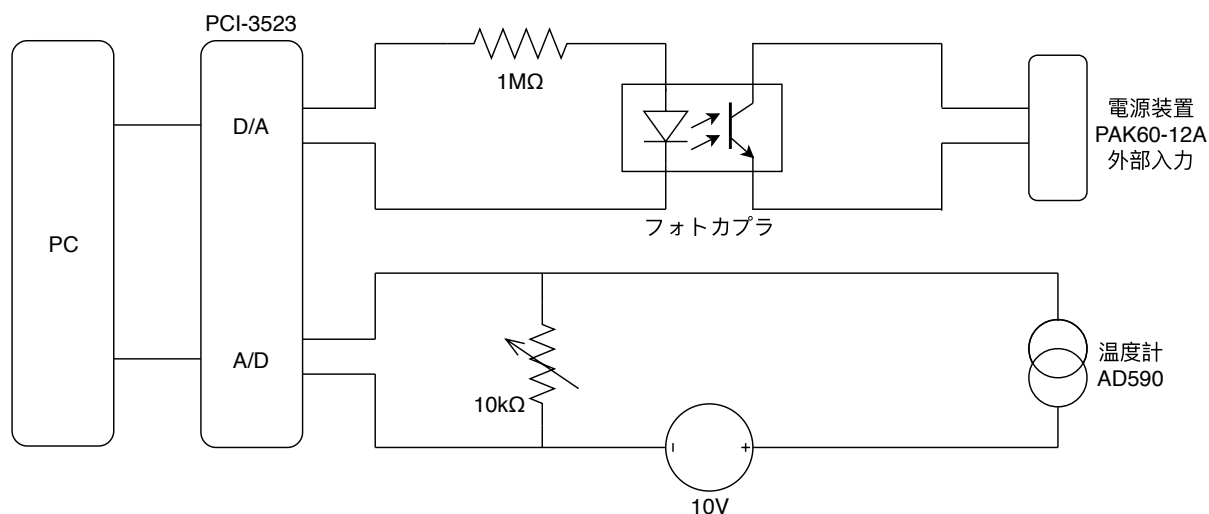


図 2.8.1 電磁石温度制御システム.

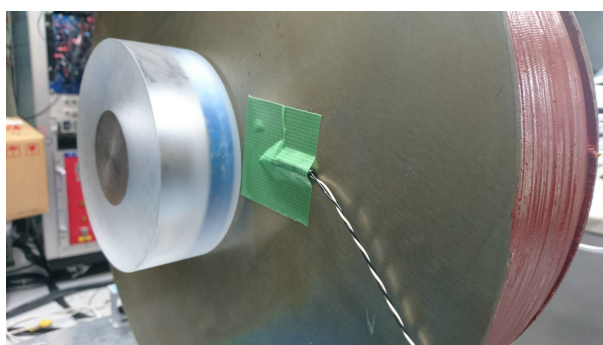


図 2.8.2 電磁石に温度計を張り付けた様子.

2.8 電磁石の制御システム

本研究で用いた電磁石には最大 6 A の大電流を流すため、高温になってコイルが焼き切れてしまう恐れがある。これを防ぐために、電磁石の出力を温度に応じて制御するシステムを製作した。電磁石温度制御システムの概念図を図 2.8.1 に示した。温度計には温度センサー AD590JF を用いた。実際に電磁石に張り付けている様子が図 2.8.2 である。電磁石の N 極に取り付けた温度センサーが絶対温度に比例した電流を出力し、温度計用回路で電流を電圧に変える。ADC ボード PCI-3523A で A/D 変換を行い、PC で温度計の出力を記録する。後述するアルゴリズムに則り制御用回路に電圧が出力され、フォトカプラを通して電磁石の電源に出力 OFF 信号を送る仕組みになっている。

2.8.1 アルゴリズム

以下のアルゴリズムに従って、システムを稼働させた。

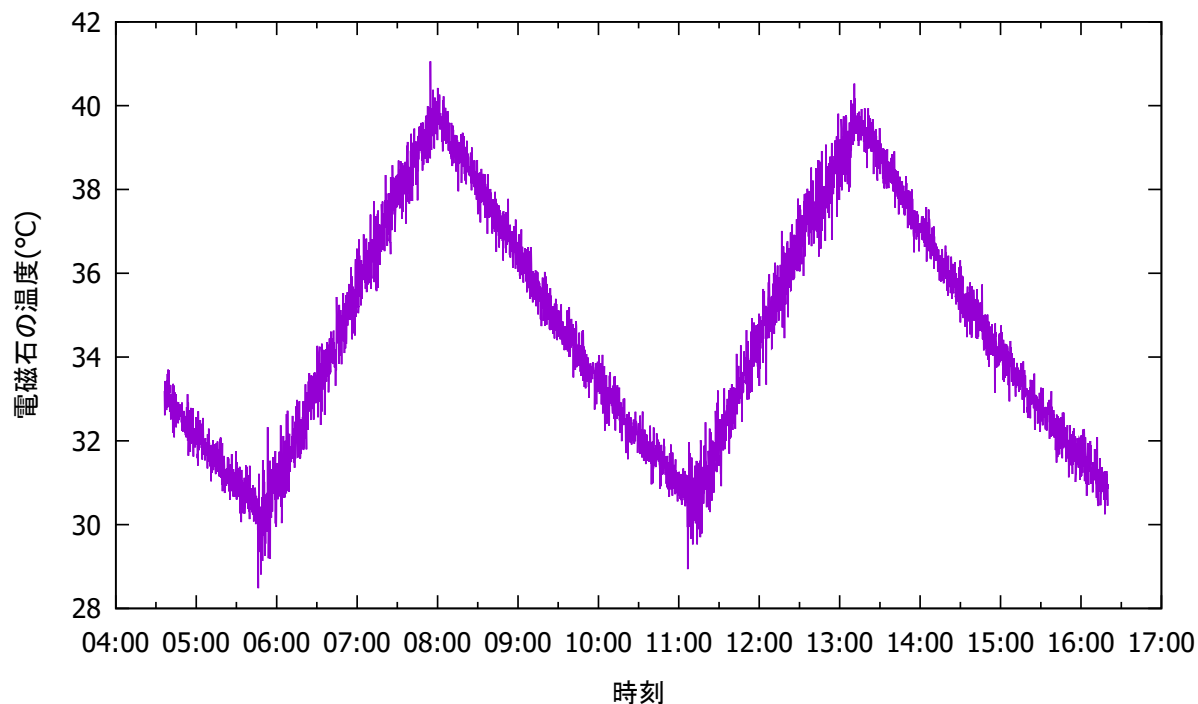


図 2.8.3 システムを稼働した時の磁石の温度遷移.

1. 10 秒ごとに電磁石の温度を測定，記録する．
2. 電磁石の電源の出力が ON の時，温度が設定下限値 T_{high} を超えると出力 OFF とする．
3. 電磁石の電源の出力が OFF の時，温度が設定上限値 T_{low} を下回ると出力 ON とする．
4. 出力が ON，OFF になったタイミングを記録する．

$T_{\text{high}} = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ ， $T_{\text{low}} = 30\text{ }^{\circ}\text{C}$ として動作確認を行った結果が図 2.8.3 である． $40\text{ }^{\circ}\text{C}$ で電源が切れて電磁石の温度が下がり， $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ になると電磁石に電源の出力が再開し温度が上昇している様子がわかる．このグラフからシステムが正常に動作することが分かったため，磁場をかける際には電磁石使用に伴い電磁石温度制御システムも動かしながら実験を行った．

第 3 章

o-Ps の寿命測定 (担当：畠内・塩見)

本研究では窒素ガス雰囲気中でのポジトロニウムの崩壊を磁場の有無それぞれについて測定した。本章ではまず、磁場有無それぞれの状態での測定について第 3.1 節で述べる。また、第 3.2 節ではエネルギースペクトル、第 3.3 節では得られた崩壊時間分布について議論する。第 3.4 節では窒素ガス雰囲気中でのポジトロニウムの寿命を求めるための事象選別について議論する。そこから、第 3.5 節で磁場の有無それぞれの状況下でのオルソポジトロニウムの寿命を求め、第 3.6 で真空中でのオルソポジトロニウムの寿命への変換について述べる。その結果、第 3.7 節および第 3.8 節で磁場の有無で明らかな有意性が見られたことを示す。

3.1 測定

第 2.2 章に述べたセットアップを用いて、磁場なし状態での o-Ps の崩壊時間分布および磁場ありでの $|+\rangle$ 状態の崩壊時間分布を測定した。実験諸元については表 3.1.1 及び表 3.1.2 の通りである。いずれの測定においてもターゲット部分には窒素ガスを 10 ml/分の流量で流した。

表 3.1.1 磁場なしの o-Ps 寿命測定実験における実験諸元。

磁場	測定期間	測定時間	イベント数	PMT 印加電圧
なし	2019/1/21 22:22 ~1/22 17:00	19.7 hours	2×10^5	chA:2110 V, chB:2270 V chC:2250 V, chD:2260 V
なし	2019/2/4 16:23 ~2/5 9:19	16.6 hours	1.5×10^5	chA:2110 V, chB:2270 V chC:2250 V, chD:2260 V

表 3.1.2 磁場ありの $|+\rangle$ 状態寿命測定実験における実験諸元。

磁場	測定時間	測定時間	イベント数	PMT 印加電圧
229 mT	2019/1/28 20:13 ~2019/1/30 9:04	36.8 hours	4.2×10^5	chA:2170 V, chB:2240 V chC:2210 V, chD:2260 V
229 mT	2019/2/2 20:13 ~2019/2/3 19:04	27 hours	2.6×10^5	chA:2170 V, chB:2240 V chC:2210 V, chD:2260 V

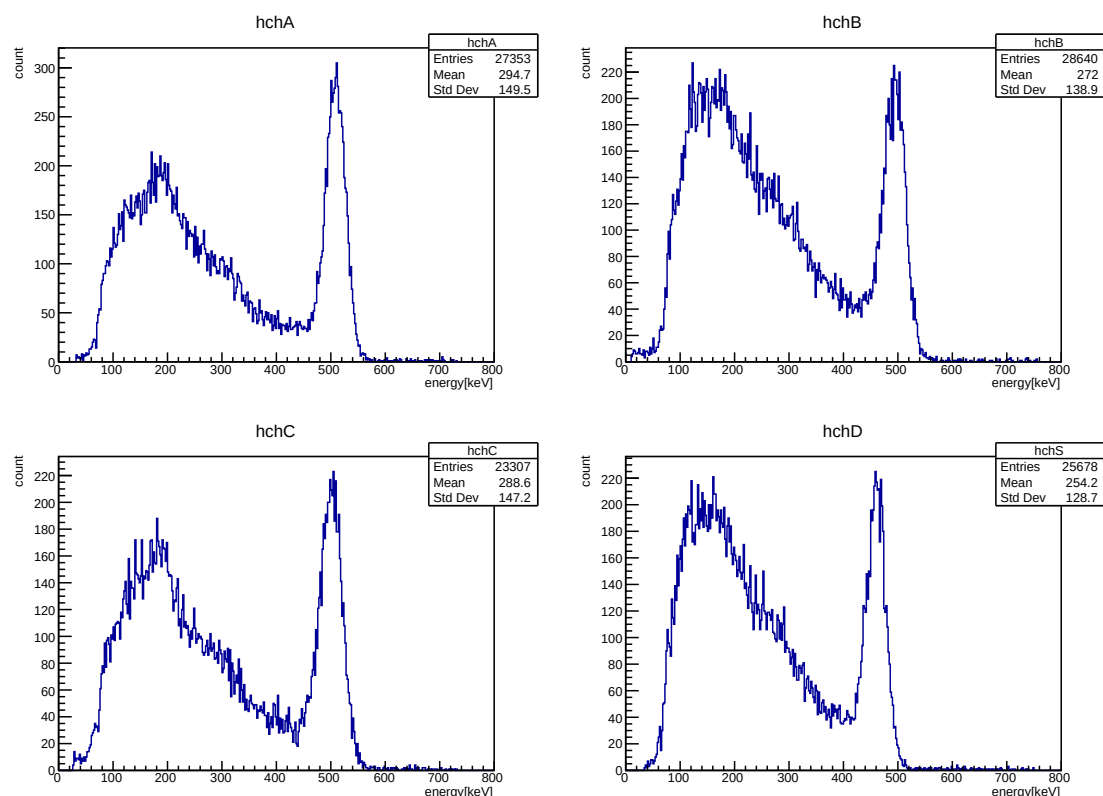


図 3.2.1 磁場なしの測定での NaI シンチレータのエネルギースペクトル。

3.2 エネルギースペクトル

NaI シンチレータ A~D で得られたエネルギースペクトルについて述べる。測定時間や PMT に対する印加電圧などの実験諸元は表 3.1.1 の通りである。妥当な測定が行われていれば、NaI シンチレータ A~D では 2γ 崩壊にともなう 511 keV のピークと 3γ 崩壊にともなう連続スペクトルが確認され则认为される。磁場の有無について各シンチレータで観測されたエネルギースペクトルはそれぞれ図 3.2.1, 図 3.2.2 のような結果となった。

ここで、エネルギーが 511 keV 付近に見られるピークはポジトロニウムの 2γ 崩壊由来のものであると考えられる。また、そのピークよりエネルギーの低い領域には α -Ps の 3γ 崩壊や、511 keV 領域での事象のコンプトン連続部などが観測される^{*1}。ポジトロニウムの崩壊由来の γ 線のエネルギースペクトルを観測することができたので、本研究では妥当な測定が行われていると考え、この実験データに対して第 3.4 節で述べられる事象選別を行うことによって寿命の評価を行った。

*1 エネルギー校正と測定の間に時間差があったため、511 keV にピークが立っていないデータが存在している。

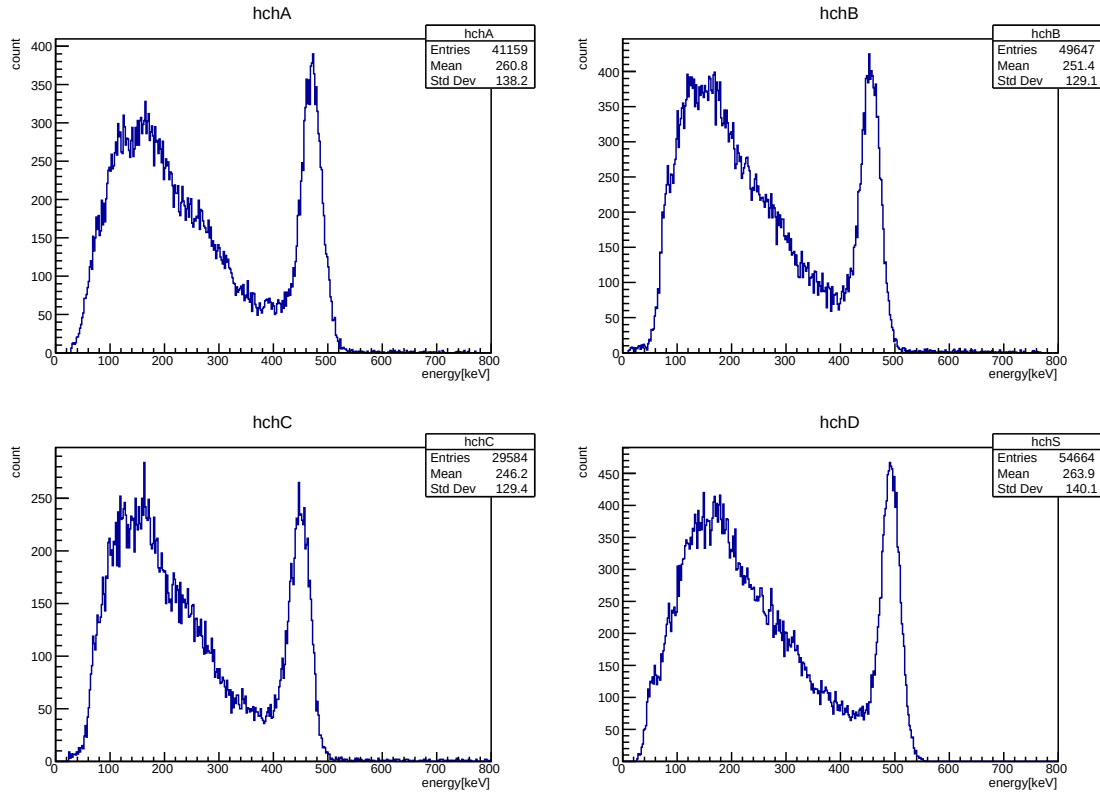


図 3.2.2 磁場ありの測定での NaI シンチレータのエネルギースペクトル.

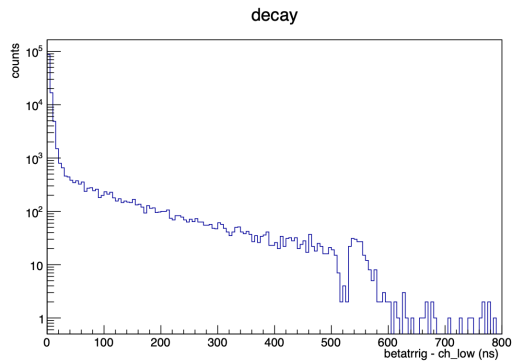


図 3.3.1 磁場なしの o-Ps の崩壊時間の分布.

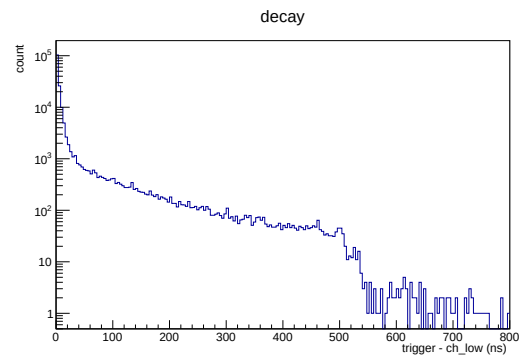


図 3.3.2 磁場ありの $|+\rangle$ 状態における崩壊時間の分布.

3.3 o-Ps の寿命分布

次にそれぞれの測定について崩壊の時間 t の分布を求めた. 磁場なしでの測定では図 3.3.1 のようになり, 磁場ありでの測定では図 3.3.2 のようになった. ここで崩壊時間 t は PMT X, Y の信号の coincidence の時刻と, シンチレータ A~D のいずれかからの γ 線由来信号の時刻の時間差を指す.

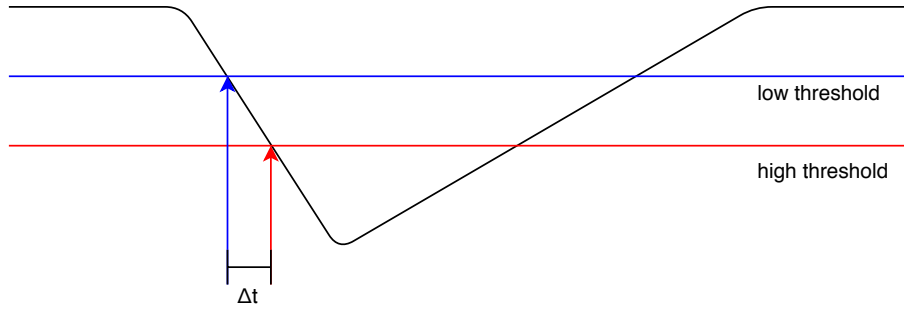


図 3.4.1 Δt のイメージ図.

表 3.4.1 各 Δt ごとの採用範囲.

磁場	シンチレータ A	シンチレータ B	シンチレータ C	シンチレータ D
なし	$3 \text{ ns} \leq \Delta t_A \leq 100 \text{ ns}$	$3 \text{ ns} \leq \Delta t_B \leq 100 \text{ ns}$	$3 \text{ ns} \leq \Delta t_C \leq 100 \text{ ns}$	$1 \text{ ns} \leq \Delta t_D \leq 100 \text{ ns}$
229 mT	$3 \text{ ns} \leq \Delta t_A \leq 100 \text{ ns}$	$3 \text{ ns} \leq \Delta t_B \leq 100 \text{ ns}$	$3 \text{ ns} \leq \Delta t_C \leq 100 \text{ ns}$	$1 \text{ ns} \leq \Delta t_D \leq 100 \text{ ns}$

崩壊時間 $20 \text{ ns} \leq t \leq 500 \text{ ns}$ 領域には o-Ps の崩壊の様子が見られる.

第 3.4 節で事象選別を行った後, 第 3.5 節では窒素ガスフロー中での o-Ps の崩壊寿命を解析し, 考察する.

3.4 事象選別

前 3.3 節で得られた時間分布の背景事象を排除するために, 事象選別を行った. 本実験では NaI シンチレータで観測される γ 線を用いて崩壊時間を決定している. TDC に stop 信号を与える信号には以下のようなものが考えられる.

- ・ γ 線が光電効果やコンプトン散乱によってエネルギーを与える信号.
- ・ 電氣的なノイズ形式.
- ・ 偶発的な信号が重なることで, 2 つの信号を 1 つの信号として観測 (パイルアップ) をしてしまった信号.
* 波高が本来よりも大きく観測される. この中にはポジトロニウム起源の γ 線も含まれ得る.

これらは観測時における信号の波形に違いが見られる. 本研究では波形情報は記録せず ADC および TDC 情報のみを取得している. そのため電気ノイズやパイルアップによる信号をポジトロニウムの崩壊により生じた γ 線と判別するために以下のような手法をとった. ここで 2 つの閾値の時間差で定義される Δt (図 3.4.1 参照) に関して, 図 3.4.2 の通り考えることができ, 波形の立ち上がりなどに関する情報を得ることができる.

NaI シンチレータ A~D の Δt をそれぞれ Δt_A , Δt_B , Δt_C , Δt_D とし, 各 Δt に対して分布を確認し, 背景事象を含む確率が高い領域のイベントをカットした. 磁場なしの Δt に対しては図 3.4.3, 磁場ありの Δt に対しては図 3.4.4 のような分布が得られた.

図 3.4.3, 図 3.4.4 についてポジトロニウム由来の信号が観測できている領域として, 表 3.4.1 が示す時間範囲の事象を採用した.

この事象選別によって, エネルギースペクトルにおけるポジトロニウム由来の信号領域での事象数はほとんど変化がなく, 本来見たいポジトロニウム崩壊由来の γ 線信号はほとんど排除してはいない. この事象選別

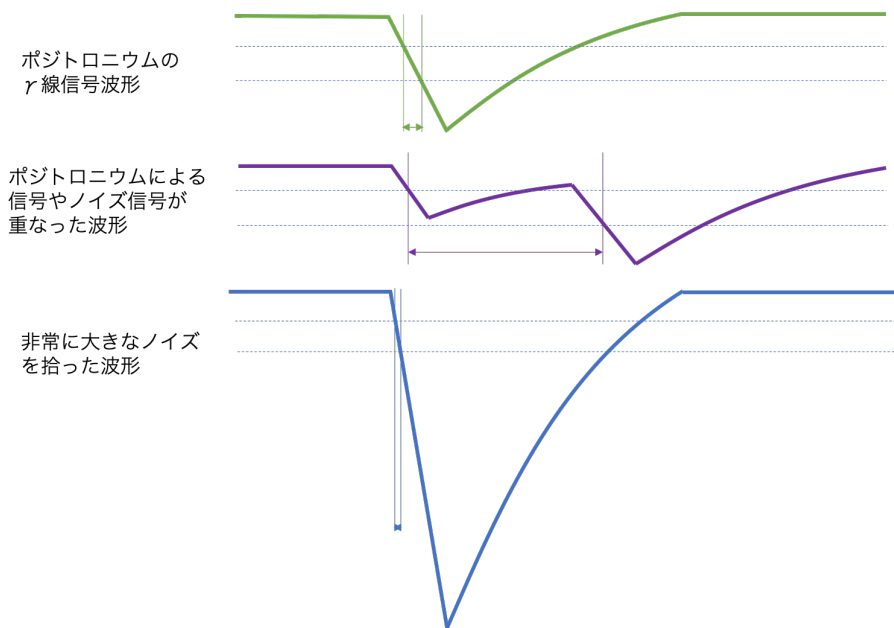


図 3.4.2 γ 線による信号の波形による Δt の違い.

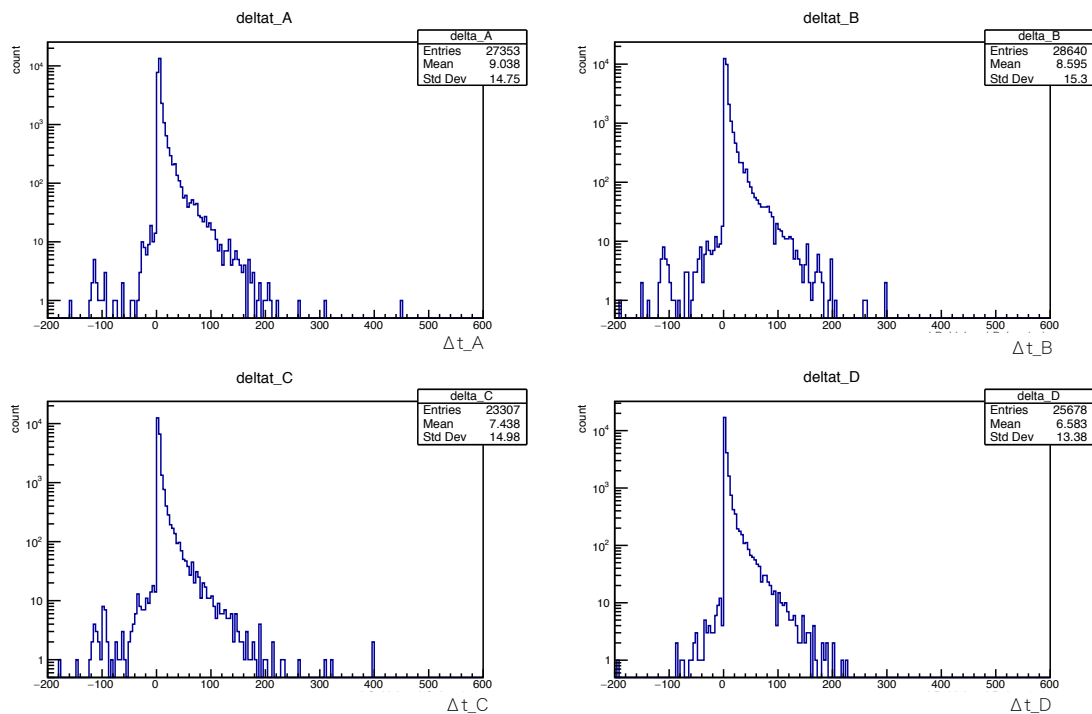


図 3.4.3 磁場なしの Δt の分布.

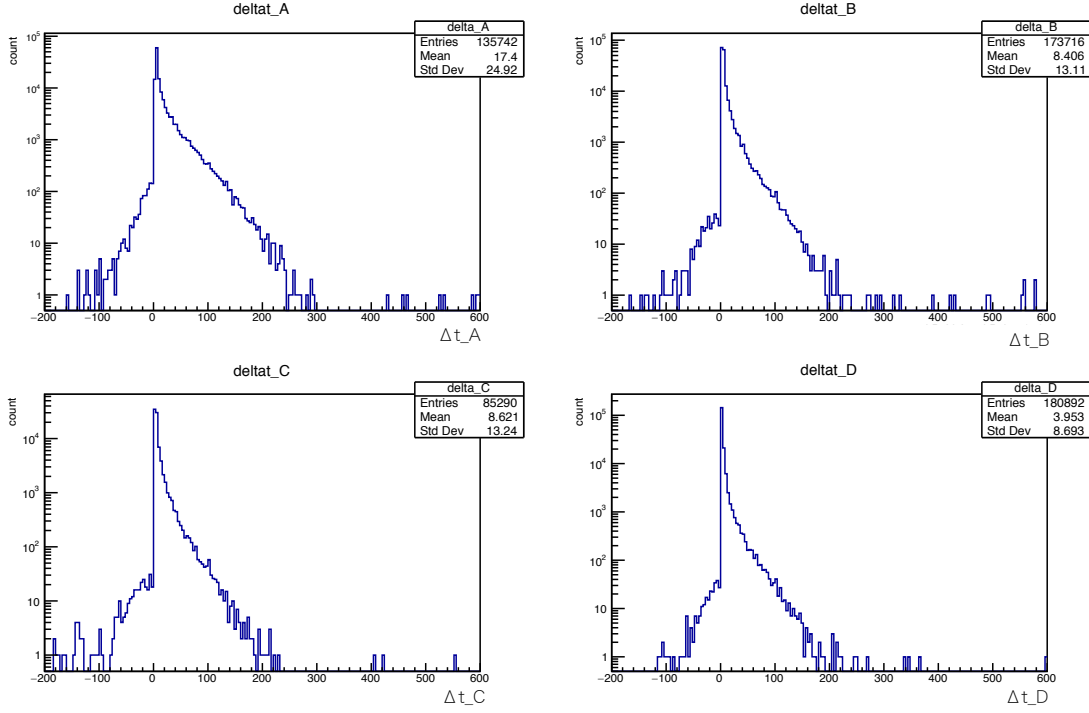


図 3.4.4 磁場ありの Δt の分布.

を各実験において行った後の崩壊時間分布は磁場なしでの測定では図 3.4.5, 磁場ありでの測定では図 3.4.6 のようになった. PMT X, Y の coincidence からの NaI の同時計測の時間幅は 500 ns である. そのため $t \geq 500$ ns の領域は背景事象と考えられ, 事象選別によって排除されている.

3.5 窒素ガスフロー中でのオルソポジトロニウムの寿命

続いて, 磁場の有無それぞれの状況下でのポジトロニウムの寿命を求める. 事象選別の結果, ポジトロニウムの崩壊に関する時間分布は図 3.5.1 である.

図 3.5.1 に示す事象選別後の時間分布を

$$N_{\text{Constant}} + N_{\text{Ps}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{3\gamma\text{Air}}}\right) \quad (3.5.1)$$

で $t \in [25 \text{ ns}, 500 \text{ ns}]$ に関してフィットする. なお N_{Constant} は崩壊時間に依存せずに存在する背景事象を考慮した項, N_{Ps} は時刻 t でのオルソポジトロニウムの崩壊数を表す項, $\tau_{3\gamma\text{Air}}$ は空気中でのオルソポジトロニウムの寿命である. また, 磁場中でのグラフのフィットに関する各パラメータは, N'_{Constant} , N'_{Ps} , $\tau'_{3\gamma\text{Air}}$ とする. フィットtingは図 3.5.2 である. ただし, 1 bin = 14 ns としている.

図 3.5.2 のフィッティング結果は,

$$\begin{aligned} N_{\text{Constant}} &= 89.5 \pm 5.6, & N_{\text{Ps}} &= 2163 \pm 42, & \tau_{3\gamma\text{Air}} &= 110.5 \pm 2.4 \text{ ns} \\ N'_{\text{Constant}} &= 84.2 \pm 4.6, & N'_{\text{Ps}} &= 2210 \pm 47, & \tau'_{3\gamma\text{Air}} &= 91.0 \pm 2.0 \text{ ns} \end{aligned}$$

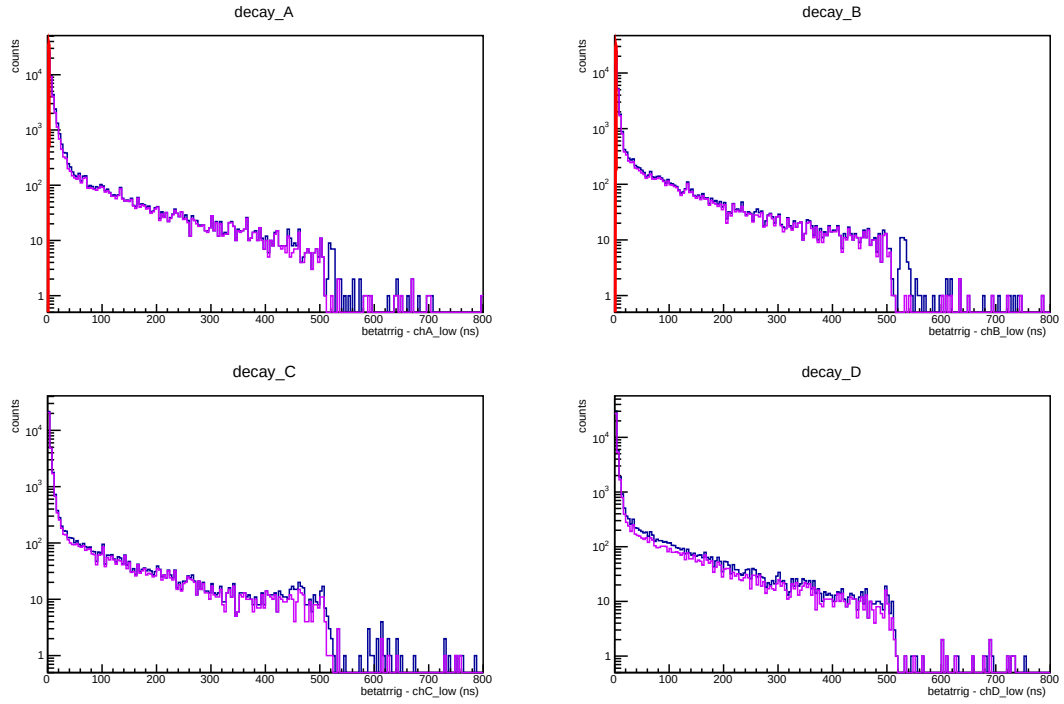


図 3.4.5 磁場なしでの事象選別前 (青) と事象選別後 (紫) の崩壊時間分布.

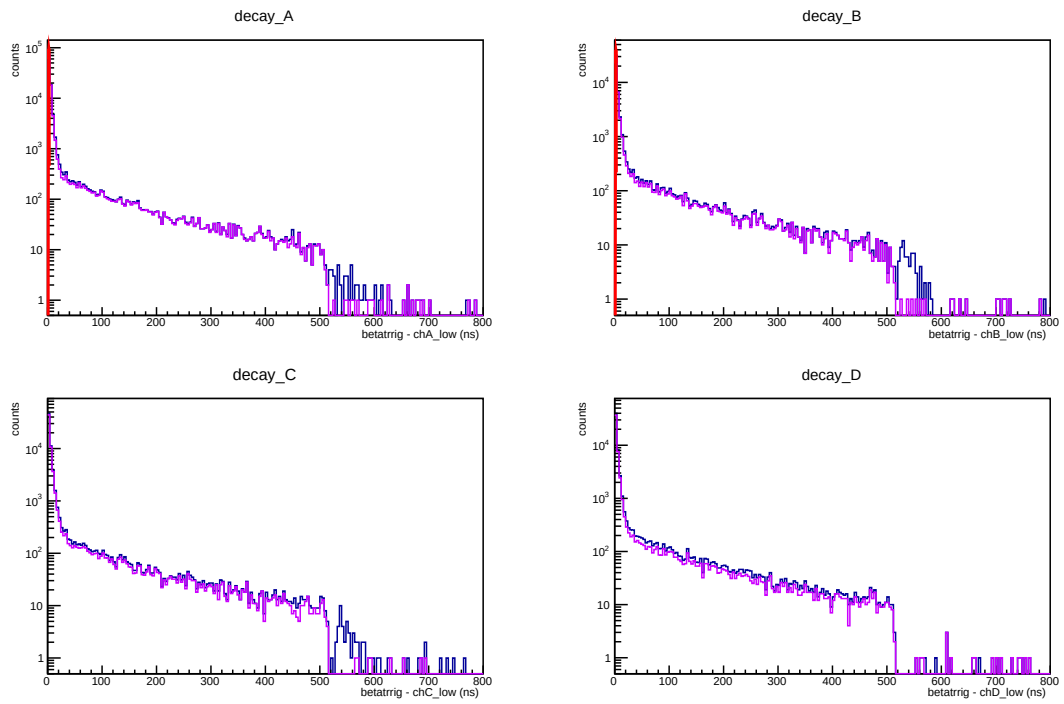


図 3.4.6 磁場ありでの事象選別前 (青) と事象選別後 (紫) の崩壊時間分布.

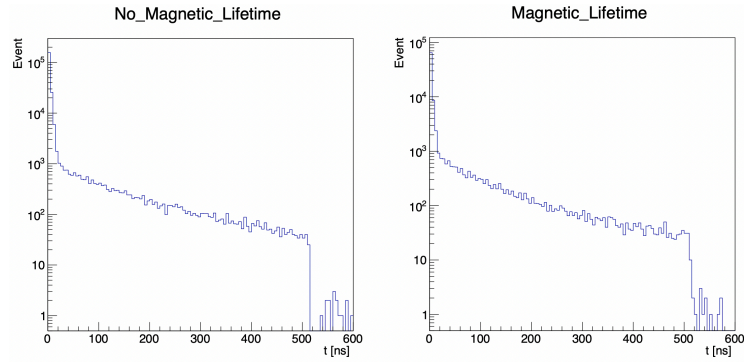


図 3.5.1 磁場なし (右) と磁場あり (左) のポジトロニウムの崩壊に関する時間分布.

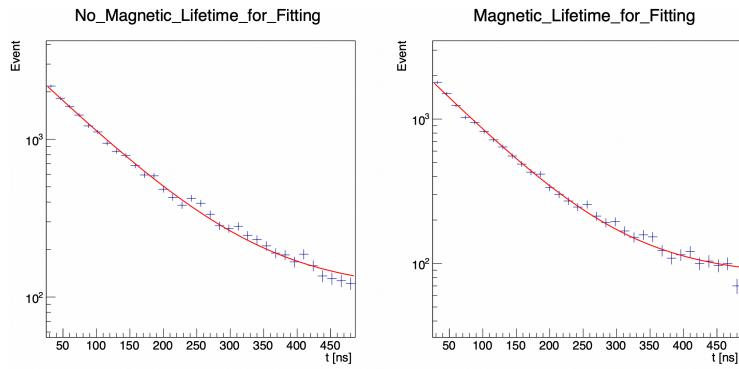


図 3.5.2 磁場なし (右) と磁場あり (左) での $1 \text{ bin} = 14 \text{ ns}$ の時間分布およびこの分布の $t \in [25 \text{ ns}, 500 \text{ ns}]$ の範囲に関するフィッティング結果.

表 3.5.1 bin 幅によるフィッティングパラメータの変化.

bin 幅	11 ns/bin	12 ns/bin	13 ns/bin	14 ns/bin	15 ns/bin	16 ns/bin	17 ns/bin
$\tau_{3\gamma\text{Air}} [\text{ns}]$	111.1 ± 2.4	110.9 ± 2.4	110.9 ± 2.4	110.5 ± 2.4	110.6 ± 2.4	111.5 ± 2.5	110.3 ± 2.5
χ^2/ndf	60.93/40	70.02/36	54.31/31	40.68/30	56.84/28	44.12/26	39.73/24

である.

本実験では, このフィッティングを時間分布の bin 幅を変更して行い, 空気中でのオルソポジトロニウムの寿命の系統誤差の評価を行った. 表 3.5.1 は磁場の無い時の bin 幅を変えてフィッティングした $\tau_{3\gamma\text{Air}}$, および χ^2/ndf の一覧である.

表 3.5.1 より χ^2/ndf が 1 に最も近い 14 ns/bin の時の値である

$$\tau_{3\gamma\text{Air}} = 110.5 \pm 2.4(\text{stat.}) \text{ ns} \quad (3.5.2)$$

を空気中でのオルソポジトロニウムの寿命として採用する. また 14 ns/bin の時の寿命と各 bin 幅での寿命と

表 3.5.2 bin 幅によるフィッティングパラメータの変化.

bin 幅	11 ns/bin	12 ns/bin	13 ns/bin	14 ns/bin	15 ns/bin	16 ns/bin	17 ns/bin
$\tau'_{3\gamma\text{Air}} [\text{ns}]$	89.8 ± 2.0	90.7 ± 2.1	90.7 ± 2.1	91.0 ± 2.0	90.7 ± 2.0	91.1 ± 2.1	90.7 ± 2.1
χ^2/ndf	51.33/40	49.28/36	53.28/31	31.92/30	49.13/28	33.85/26	37.89/24

の差から系統誤差 $^{+1.0}_{-1.1}(\text{sys.})$ ns を決定した.

次に、磁場をかけた時の bin 幅を変えてフィッティングした $\tau'_{3\gamma\text{Air}}$, および χ^2/ndf の一覧である.

表 3.5.2 より χ^2/ndf が 1 に最も近い 14 ns/bin の時の値である

$$\tau'_{3\gamma\text{Air}} = 91.0 \pm 2.0(\text{stat.}) \text{ ns} \quad (3.5.3)$$

を空気中での寿命として採用する. また 14 ns/bin の時の寿命と各 bin 幅の寿命との差から系統誤差 $^{+0.4}_{-1.2}(\text{sys.})$ ns を決定した.

3.6 真空中の寿命への変換式

第 3.5 節で求めた $\tau_{3\gamma\text{Air}} = 110.5$ ns, $\tau'_{3\gamma\text{Air}} = 91.0$ ns は空気中でのオルソポジトロニウムの寿命であり, 周囲に物質があるため, この寿命は真空中での寿命よりも短くなる. 本項では真空中での寿命へ変換するための式を導出する.

オルソポジトロニウムの真空中での寿命を $\tau_{3\gamma\text{Vacuum}}$, オルソポジトロニウムが 2γ 崩壊をしてしまう時の寿命を $\tau_{2\gamma\leftarrow 3\gamma}$ とおき, 空気中である時刻 t で未崩壊のオルソポジトロニウムの数を $N(t)$, 未崩壊のオルソポジトロニウムのうち 3γ , 2γ 崩壊するものの個数をそれぞれ $N_{3\gamma}(t)$, $N_{2\gamma}(t)$ とする. この時, 式 (3.6.1) が成立する.

$$-\frac{dN(t)}{dt} = -\left(\frac{dN_{3\gamma}(t)}{dt} + \frac{dN_{2\gamma}(t)}{dt}\right) = \left(\frac{1}{\tau_{3\gamma\text{Vacuum}}} + \frac{1}{\tau_{2\gamma\leftarrow 3\gamma}}\right) N(t) \quad (3.6.1)$$

(ただし, 未崩壊のオルソポジトロニウムの数は $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau)$ ($N_0 : t = 0$ での未崩壊のオルソポジトロニウムの数, τ : 寿命) と表される.) 空気中でのオルソポジトロニウムの 3γ 崩壊に対する寿命を $\tau_{3\gamma\text{Air}}$ に対して式 (3.6.1) より,

$$\frac{1}{\tau_{3\gamma\text{Air}}} = \frac{1}{\tau_{3\gamma\text{Vacuum}}} + \frac{1}{\tau_{2\gamma\leftarrow 3\gamma}} \quad (3.6.2)$$

という関係が成立する. また同様に式 (3.6.1) より,

$$\frac{dN_{3\gamma}(t)}{dN_{2\gamma}(t)} = \frac{\tau_{2\gamma\leftarrow 3\gamma}}{\tau_{3\gamma\text{Vacuum}}} \quad (3.6.3)$$

が得られる. これら式 (3.6.2) と式 (3.6.3) を用いることで,

$$\tau_{3\gamma\text{Vacuum}} = \tau_{3\gamma\text{Air}} \left(1 + \frac{dN_{2\gamma}(t)}{dN_{3\gamma}(t)}\right) \quad (3.6.4)$$

が求められる. これが求めるべき空気中の寿命から真空中での測定結果に相当する寿命への変換式である. この式 (3.6.4) を用いるためには, 空気中である時刻 t で未崩壊のオルソポジトロニウムのうち 3γ , 2γ 崩壊するものの個数である $N_{3\gamma}(t)$, $N_{2\gamma}(t)$ を求める必要があるため, これを第 3.7 節で議論する.

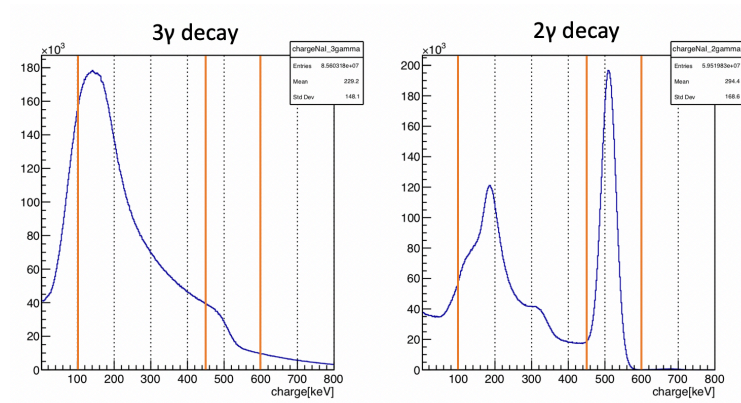


図 3.7.1 先行研究で得られたエネルギーヒストグラムを引用し改変したもの。

表 3.7.1 先行研究で得られた各エネルギー領域での崩壊割合 (各崩壊各領域での事象/全事象)。

	100 keV～450 keV (3 γ /Low 領域)	450 keV ～ 600 keV (2 γ /High 領域)
2 γ 崩壊	$R_{2\gamma\text{Low}} = 56.59 \%$	$R_{2\gamma\text{High}} = 31.31 \%$
3 γ 崩壊	$R_{3\gamma\text{Low}} = 72.61 \%$	$R_{3\gamma\text{High}} = 6.95 \%$

3.7 領域ごとのオルソポジトロニウムの崩壊数 (理論)

全てのオルソポジトロニウムの崩壊数のうち、 γ 線を3つ放出して崩壊する3 γ 崩壊事象の崩壊数、 γ 線を2つ放出して崩壊する2 γ 崩壊事象の崩壊数をそれぞれ $N_{3\gamma}$ 、 $N_{2\gamma}$ とする。これらの崩壊数は実際の測定では3 γ での崩壊、2 γ での崩壊が混ざっているため、直接は測定することが出来ない。そこで昨年本研究室で先行研究された、シミュレーションで2 γ 崩壊、3 γ 崩壊をそれぞれ独立に発生させ、得られたエネルギー分布を用いて先の崩壊数を導く。

まず先行研究で得られたスペクトルを引用し、後の議論のため、それぞれのヒストグラムが何の崩壊を表しているかを明示し、100 keV、450 keV、600 keVのエネルギーラインを引用図の上から強調したものを図3.7.1として示す。

図3.7.1からポジトロニウムが3 γ 崩壊する事象は100-450 keVに多く見られ、ポジトロニウムが2 γ 崩壊する事象は450-600 keVに多く見られることが分かる。よって以下では100-450 keVのエネルギー領域を3 γ /Low領域と呼び、450-600 keVのエネルギー領域を2 γ /High領域と呼ぶこととし、昨年の本研究室での先行研究で得られた3 γ 崩壊、2 γ 崩壊する割合をまとめたものが表3.7.1である。ただし、それぞれの値は各3 γ 崩壊、2 γ 崩壊で観測されたそれぞれの全事象あたりの3 γ /Low領域、2 γ /High領域で観測された事象数を%で表している。

なお、表3.7.1内の R の添え字について、2 γ ・3 γ はそれぞれ2 γ 崩壊、3 γ 崩壊を表しており、Low・Highはそれぞれ3 γ /Low領域、2 γ /High領域を表している。ここでの R と、実際に測定される3 γ /Low領域、2 γ /High

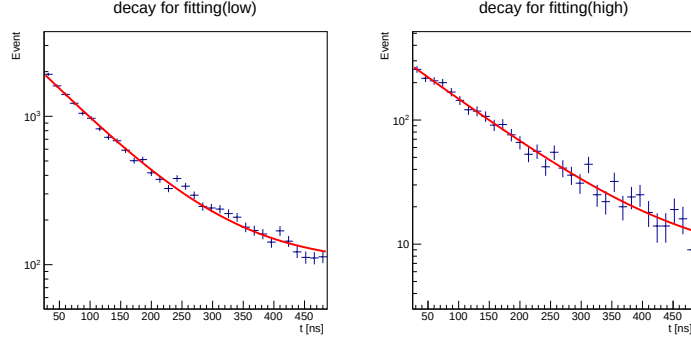


図 3.8.1 磁場なしでの 3γ 領域 (左) および 2γ 領域 (右) の時間分布およびフィッティング結果.

領域での崩壊数 N_{Low} , N_{High} を用いて, 式 (3.6.4) を書き表すことが可能となる. 以下その変形を行う.

まず N_{Low} , N_{High} については表 3.7.1 を用いて次式が成立する.

$$\begin{aligned} N_{\text{Low}} &= R_{3\gamma\text{Low}}N_{3\gamma} + R_{2\gamma\text{Low}}N_{2\gamma} \\ N_{\text{High}} &= R_{3\gamma\text{High}}N_{3\gamma} + R_{2\gamma\text{High}}N_{2\gamma} \end{aligned} \quad (3.7.1)$$

式 (3.7.1) を $N_{3\gamma}$, $N_{2\gamma}$ について解くと,

$$\begin{aligned} N_{3\gamma} &= \frac{R_{2\gamma\text{Low}}N_{\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}N_{\text{Low}}}{R_{2\gamma\text{Low}}R_{3\gamma\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}R_{3\gamma\text{Low}}} \\ N_{2\gamma} &= \frac{R_{3\gamma\text{High}}N_{\text{Low}} - R_{3\gamma\text{Low}}N_{\text{High}}}{R_{2\gamma\text{Low}}R_{3\gamma\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}R_{3\gamma\text{Low}}} \end{aligned} \quad (3.7.2)$$

が得られる. よって式 (3.6.4) に関して式 (3.7.2) を用いて,

$$\frac{N_{2\gamma}}{N_{3\gamma}} = \frac{R_{3\gamma\text{High}}N_{\text{Low}} - R_{3\gamma\text{Low}}N_{\text{High}}}{R_{2\gamma\text{Low}}N_{\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}N_{\text{Low}}} \quad (3.7.3)$$

と書き直せる. したがって変形した式 (3.7.3) を用いることで式 (3.6.4) による真空中のオルソポジトロニウムの寿命は 3 つの測定値 $\tau_{3\gamma\text{Air}}$, N_{Low} , N_{High} により求められるようになった. $\tau_{3\gamma\text{Air}}$ は既に第 3.5 節で求めたので, N_{Low} , N_{High} を次の第 3.8 節で求める.

3.8 領域ごとのオルソポジトロニウムの崩壊数 (結果)

N_{Low} , N_{High} を求めるために, それぞれ 3γ 領域, 2γ 領域でのポジトロニウムの崩壊に関する時間分布を作成し, それぞれに対して

$$N_{\text{Const.}} + N_{\text{Low/High}} \cdot \exp\left(-\frac{t [\text{ns}]}{110.5}\right) \quad (3.8.1)$$

の形で $t \in [25 \text{ ns}, 500 \text{ ns}]$ をフィットする. なお式 (3.8.1) 内の 110.5 は第 3.5 節で χ^2/ndf が最も 1 に近いものを選んだ時の空気中でのオルソポジトロニウムの寿命 (単位は ns) である. bin 幅を 14 ns とした時のフィット結果を図 3.8.1 に示す.

表 3.8.1 bin 幅によるフィッティングパラメータの変化.

bin 幅	11 ns/bin	12 ns/bin	13] ns/bin	14 ns/bin	15 ns/bin	16 ns/bin	17 ns/bin
$N_{\text{Low.}}$	1319 ± 24.9	1498 ± 28.6	1654 ± 31.3	1847 ± 40	1990 ± 37.8	2159 ± 41.1	2334 ± 44.5
$N_{\text{High.}}$	256.3 ± 11.1	280.4 ± 12.1	304.3 ± 13.2	321.7 ± 14	350.8 ± 15.2	372.4 ± 16.1	398.4 ± 17.6

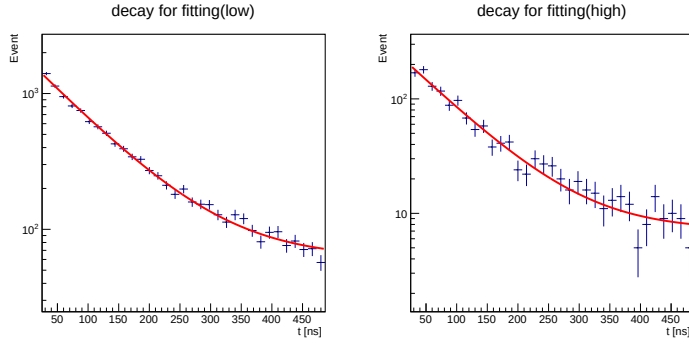


図 3.8.2 磁場中での 3γ 領域 (左) および 2γ 領域 (右) の時間分布およびフィッティング結果.

図 3.8.1 のフィッティング結果は,

< 3γ 領域 >

$$N_{\text{Const.}} = 81.4 \pm 5.1, \quad N_{\text{Low}} = 1847 \pm 40$$

< 2γ 領域 >

$$N_{\text{Const.}} = 6.9 \pm 2.4, \quad N_{\text{High}} = 321.7 \pm 14.0$$

である.

ここでも誤差評価を行うために各領域に対して bin 幅を変えてフィットを行った. その結果が表 3.8.1 である.

$\tau_{3\gamma\text{Air}}$ は bin 幅を変えた際に 14 ns/bin の時の値を採用しているため, ここでも N_{Low} , N_{High} は 14 ns/bin の時の値を採用する. 表 3.8.1 より

$$\begin{aligned} N_{\text{Low}} &= 1847 \pm 40(\text{stat.}) \\ N_{\text{High}} &= 321.7 \pm 14(\text{stat.}) \end{aligned} \quad (3.8.2)$$

を採用する. また, 第 3.5 節と同様に採用した値と各 bin 値での値との差で系統誤差を決定すると, 3γ 領域については ${}^{+167}_{-139}(\text{sys.})$, 2γ 領域については ${}^{+66}_{-51}(\text{sys.})$ となる.

次に, 磁場中での N'_{Low} , N'_{High} を求めるために, それぞれ 3γ 領域, 2γ 領域でのポジトロニウムの崩壊に関する時間分布を作成し, それぞれに対して

$$N'_{\text{Const.}} + N'_{\text{Low/High}} \cdot \exp\left(-\frac{t [\text{ns}]}{91.0}\right) \quad (3.8.3)$$

の形で $t \in [25 \text{ ns}, 500 \text{ ns}]$ をフィットする. bin 幅を 14 ns とした時のフィット結果を図 3.8.2 に示す.

表 3.8.2 bin 幅によるフィッティングパラメータの変化.

bin 幅	11 ns/bin	12 ns/bin	13 ns/bin	14 ns/bin	15 ns/bin	16 ns/bin	17 ns/bin
$N'_{\text{Low.}}$	1584 ± 34.2	1727 ± 37.3	1871 ± 40.3	1953 ± 43	2159 ± 41.1	2294 ± 49.6	2455 ± 53.2
$N'_{\text{High.}}$	205.7 ± 13.2	225.5 ± 14.3	241.3 ± 15.1	254.6 ± 16.4	283.1 ± 18.2	300.4 ± 19.3	313.3 ± 19.8

図 3.8.2 のフィッティング結果は

< 3γ 領域 >

$$N'_{\text{Const.}} = 75.0 \pm 4.4, \quad N'_{\text{Low}} = 1953 \pm 43$$

< 2γ 領域 >

$$N'_{\text{Const.}} = 7.98 \pm 1.24, \quad N'_{\text{High}} = 254.6 \pm 16.4$$

である.

ここでも誤差評価を行うために各領域に対して bin 幅を変えてフィットを行った. その結果が表 3.8.2 である.

$\tau'_{3\gamma\text{Air}}$ は bin 幅を変えた際に 14 ns/bin の時の値を採用しているため, ここでも N'_{Low} , N'_{High} は 14 ns/bin の時の値を採用する. 表 3.8.2 より

$$\begin{aligned} N'_{\text{Low}} &= 1953 \pm 43(\text{stat.}) \\ N'_{\text{High}} &= 254.6 \pm 16.4(\text{stat.}) \end{aligned} \quad (3.8.4)$$

を採用する. また, 第 3.5 節と同様に採用した値と各 bin 値での値との差で系統誤差を決定すると, 3γ 領域については $^{+167}_{-139}(\text{sys.})$, 2γ 領域については $^{+66}_{-51}(\text{sys.})$ となる.

ここで求めた N_{Low} , N_{High} , N'_{Low} , N'_{High} から式 (3.7.3) は

$$\frac{N_{2\gamma}}{N_{3\gamma}} = 0.2655 \pm 0.0345(\text{stat.})^{+0.001}_{-0.006}(\text{sys.}) \quad (3.8.5)$$

$$\frac{N'_{2\gamma}}{N'_{3\gamma}} = 0.105 \pm 0.029(\text{stat.})^{+0.0006}_{-0.0080}(\text{sys.}) \quad (3.8.6)$$

と求められ, 式 (3.8.5) より式 (3.6.4) を用いオルソポジトロニウムの真空中での寿命は,

$$\tau_{3\gamma\text{Vacuum}} = 139.84 \pm 2.61(\text{stat.})^{+1.17}_{-1.43}(\text{sys.}) \text{ ns} \quad (3.8.7)$$

と求められる. これは理論値 142 ns と誤差の範囲で一致している.

また, 式 (3.8.6) よりオルソポジトロニウムの磁場中, 真空中での寿命は,

$$\tau'_{3\gamma\text{vacuum}} = 100.57 \pm 2.21(\text{stat.})^{+0.71}_{-1.43}(\text{sys.}) \text{ ns} \quad (3.8.8)$$

と求められる.

以上の結果より, 磁場中と磁場のない時の寿命差は

$$\tau_{3\gamma\text{Vacuum}} - \tau'_{3\gamma\text{Vacuum}} = 39.27 \pm 4.30(\text{stat.})^{+1.37}_{-2.02}(\text{sys.}) \text{ ns} \quad (3.8.9)$$

となり, 明らかな有意性が見られる.

第 4 章

超微細構造の解析 (担当：塩見)

本章では、磁場の有無によるポジトロニウムの寿命の結果から、ポジトロニウムの超微細構造を求める。ポジトロニウムの超微細構造を求める理論的内容はすでに第 1 章で述べた。ここではその内容に沿って超微細構造を求める。

4.1 超微細構造の導出

第 3.8 節より、磁場のない状態のオルソポジトロニウムの寿命は (3.8.7) より、

$$\tau_{3\gamma\text{Vacuum}} = 139.84 \pm 2.61(\text{stat.})_{-1.43}^{+1.17}(\text{sys.}) \text{ ns}$$

であり、磁場をかけた状態でのオルソポジトロニウムの寿命は (3.8.8) より、

$$\tau'_{3\gamma\text{Vacuum}} = 100.57 \pm 2.21(\text{stat.})_{-1.43}^{+0.71}(\text{sys.}) \text{ ns}$$

である。第 1 章より超微細構造を求めるために磁場中と、磁場のない時の寿命を

$$\tau_+ = \frac{1}{\frac{4-x^2}{4} \frac{1}{\tau_o} + \frac{x^2}{4} \frac{1}{\tau_p}}$$

に代入して、

$$x = 0.0382 \pm 0.0014(\text{stat.})_{-0.0009}^{+0.0005}(\text{sys.}) \quad (4.1.1)$$

と求められる。ここで $x = 2g\mu_B B / \Delta_{\text{HFS}}$ であるから、

$$2g\mu_B B / \Delta_{\text{HFS}} = 0.0382 \pm 0.0014(\text{stat.})_{-0.0009}^{+0.0005}(\text{sys.})$$

である。ここで実際に磁場計で測定した磁場の値は、

$$0.196 \text{ T} < B \text{ T} < 0.261 \text{ T}$$

より、

$$B = 2.229_{-0.033}^{+0.032}(\text{sys.}) \text{ T} \quad (4.1.2)$$

とすると、超微細構造は、

$$\Delta_{\text{HFS}} = 1.10 \pm 0.04(\text{stat.})_{-0.16}^{+0.15}(\text{sys.}) \text{ meV} \quad (4.1.3)$$

と求められた。

これは理論値が 0.84 meV であるから、理論値と 1.6σ となり、有意な差は確認されなかった。

4.2 考察

ここでは、第 3 章の内容も含めて考察する。

まず誤差についての議論を行う。本実験では統計誤差と系統誤差を求めた。系統誤差については時間のビンニングに依存するので、TDC の時間分解能を踏まえた詳細な調査により低減が可能であると考えられる。また、空気中で求めたオルソポジトロニウムの寿命を真空中での寿命に変換するにあたり、 3γ 、 2γ の崩壊をそれぞれ独立にシミュレーションによって再現し、そこで得られた特定のエネルギー帯における観測事象の全エネルギー帯に対する割合を用いている。この際、 3γ 、 2γ の崩壊の割合はシミュレーションのみで、実際の測定結果を再現することは今回用いている手法では出来ず、これが系統誤差になり得る。しかし、測定によりエネルギースペクトルは得られているので、測定結果とシミュレーションで得られる 3γ 崩壊のみのエネルギースペクトル、 2γ 崩壊のみのエネルギースペクトルを用いることで、 3γ 、 2γ の崩壊の割合を推定することが出来る。この割合を推定出来れば、その比を 3γ 崩壊 : 2γ 崩壊 = $(1 - x) : (1 + x)$ ($-1 < x < 1$) とした時に式 (3.7.1) を、

$$\begin{aligned} N_{\text{Low}} &= (1 - x)R_{3\gamma\text{Low}}N'_{3\gamma} + (1 + x)R_{2\gamma\text{Low}}N'_{2\gamma} \\ N_{\text{High}} &= (1 - x)R_{3\gamma\text{High}}N'_{3\gamma} + (1 + x)R_{2\gamma\text{High}}N'_{2\gamma} \end{aligned} \quad (4.2.1)$$

と書き直すことができ、これを $N'_{2\gamma}$ 、 $N'_{3\gamma}$ について解くと、

$$\begin{aligned} N'_{3\gamma} &= \frac{1}{1 - x} \frac{R_{2\gamma\text{Low}}N_{\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}N_{\text{Low}}}{R_{2\gamma\text{Low}}R_{3\gamma\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}R_{3\gamma\text{Low}}} \\ N'_{2\gamma} &= \frac{1}{1 + x} \frac{R_{3\gamma\text{High}}N_{\text{Low}} - R_{3\gamma\text{Low}}N_{\text{High}}}{R_{2\gamma\text{Low}}R_{3\gamma\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}R_{3\gamma\text{Low}}} \end{aligned} \quad (4.2.2)$$

となる。式 (3.7.2) と比較して、

$$\begin{aligned} N'_{3\gamma} &= \frac{1}{1 - x} N_{3\gamma} \\ N'_{2\gamma} &= \frac{1}{1 + x} N_{2\gamma} \end{aligned} \quad (4.2.3)$$

となり、 $x = 0$ でシミュレーションと整合することがわかる。真空中の寿命への変換を与える式 (3.6.4) は、

$$\tau_{3\gamma\text{Vacuum}} = \tau_{3\gamma\text{Air}} \left(1 + \frac{dN'_{2\gamma}(t)}{dN'_{3\gamma}(t)} \right) \quad (4.2.4)$$

となり、 x を推定することでより正確な解析が可能になるであろう。

また磁場について、本研究では実際に磁場計を用いて磁場の測定を行い、超微細構造を求めるに至ったが、ポジトロニウムが崩壊する領域全体の広い範囲で測定した値を用いたため、磁場の測定値の系統誤差が大きな値となったこと、またその結果の中心値を超微細構造を求める際の磁場の値として採用したことが理論値とのずれの原因の一つと考えられる。ポジトロニウムの崩壊位置については、一昨年の先行研究の結果より、ターゲットの入射窓から 2 mm 以内でほとんどのポジトロニウムが崩壊する事が知られている。実際にターゲットは 25 mm であり、ポジトロニウムが崩壊する点を崩壊の割合が多いのは 0-2 mm であるから、磁場の値を 0.196 T とすると、超微細構造の値は、 $\Delta_{\text{HFS}} \simeq 94.44 \text{ meV}$ となる。

第 5 章

結論（担当：塩見）

本研究ではポジトロニウムの超微細構造を求めるために、磁場をかけない場合とかけた場合についてでのポジトロニウムの寿命を測定した。

寿命の測定には、薄いプラスチックシンチレータを用いて陽電子を検出し、それをポジトロニウム生成の時刻とした。

本年度はターゲット中での磁場強度についてシミュレーションを行い、鉄柱を新たに導入する事による磁場強化を行った。また、双極電磁石が高温になる危険性を考慮し温度制御も導入した。

寿命測定の結果、磁場のない時のポジトロニウムの寿命は、

$$\tau_{3\gamma\text{Vacuum}} = 139.84 \pm 2.61(\text{stat.})^{+1.17}_{-1.43}(\text{sys.}) \text{ ns}$$

磁場を印加した時のポジトロニウムの寿命は、

$$\tau'_{3\gamma\text{Vacuum}} = 100.57 \pm 2.21(\text{stat.})^{+0.71}_{-1.43}(\text{sys.}) \text{ ns}$$

となった。

$$\tau_{3\gamma\text{Vacuum}} - \tau'_{3\gamma\text{Vacuum}} = 39.27 \pm 4.30(\text{stat.})^{+1.37}_{-2.02}(\text{sys.}) \text{ ns}$$

の有意な差が見られ、その結果、超微細構造は、

$$\Delta_{\text{HFS}} = 1.10 \pm 0.04(\text{stat.})^{+0.15}_{-0.16}(\text{sys.}) \text{ meV}$$

と計算された。この値は理論値 (0.84 meV) と 1.6σ の範囲におさまっており、理論値との有意な差は確認されなかった。

謝辞

本論文は神戸大学理学部物理学科粒子物理学研究室在籍中の卒業研究の成果をまとめたものです。指導教員として同大学物理学専攻身内賢太郎准教授には本研究実施の機会だけでなく、実験に必要な装置を与えていただき、また様々な助言と共に最後までご指導をいただきました。同専攻藏重久弥教授にもまた、研究全般、とくにコンピュータ、システム関係について適切なお助言をいただきました。また、大阪大学大学院理学研究科物理学専攻水越隼太様には、実験に用いる薄いプラスチック・シンチレータを快く提供していただきました。さらに、神戸大学粒子物理学研究室各位には研究遂行にあたり日頃より有益なお討論ご助言をいただきました。本研究を行うにあたってご協力いただいたすべての皆様への感謝の気持ちと御礼を申し上げたく、謝辞にかえさせていただきます。

参考文献

- [1] 都留晴日, 野崎誠也, 山元大生, 竹田康亮. オルソPOSITRONIUMの寿命測定. 2015.
- [2] 水越慧太, 井口条蒔, 磯部裕太, 宮部裕樹, POSITRONIUMの超微細構造の測定. 2016.
- [3] 上野龍一, 塩沢知晃, 説田暉, 中村拓馬, POSITRONIUMの超微細構造測定. 2017.
- [4] B. R. Martin and G. Shaw, *Particle Physics Third Edition*, Wiley, 2008.
- [5] Saint-gobain crystals web site. <http://www.crystals.saint-gobain.com/>.
- [6] 浜松ホトニクス株式会社 web site. <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/index.html>
- [7] 片桐成人, 安達信泰, 太田敏孝, 「究極の多孔質材料 – シリカエアロゲル –」『名古屋工業大学先進セラミックス研究センター年報= Annual report Advanced Ceramics Research Center Nagoya Institute of Technology』, p.13-17, 2014.
- [8] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. vol.506, Issue 3, p.250-303, 2003.
- [9] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis et al. *Geant4 developments and applications*. IEEE Transactions on Nuclear Science. vol.53, Issue 1, p.270-278, 2006.
- [10] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis et al. *Recent developments in Geant4*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. vol.835, Issue 1, p.186-225, 2016.
- [11] エンリコ・フェルミ, 小林稔 (訳). 原子核物理学. 吉岡書店, 1981 年, 383p., (物理学叢書 1)
- [12] A. Ishida, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, H. Saito, M. Yoshida, K. Tanaka, A. Yamamoto, *Phys. Lett. B* 734: 338-344, 2014.