

オルソポジトロニウムを用いた CP 対称性の破れの探索

修士学位論文

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻

小林研究室

山崎 高幸

2009 年 1 月 8 日

概要

オルソポジトロニウムを用いて、レプトンセクターにおける CP 対称性の破れを探索する実験を行っている。

これまでに約1ヶ月間の測定を行い、CP 対称性の破れを表すパラメータについて $C_{CP} = -0.0036 \pm 0.0080$ (*stat.*) ± 0.0011 (*sys.*) という 0 と矛盾しない結果を得た。

これは過去にポジトロニウムを用いて行われた実験 (1.5×10^{-2} の精度で 0 と矛盾しない) に比べ、2 倍の精度であり、今後さらに 3 ヶ月間の測定を行うことで 4×10^{-3} の精度での結果が得られると予想される。

目次

第1章	序論	1
第2章	実験原理	2
2.1	ポジトロニウム	2
2.2	α -Ps \rightarrow 3 γ を用いた CP 対称性の破れの探索	2
第3章	実験装置	6
3.1	Ps 生成および e^+ タギングシステムの模式図	7
3.2	γ 線検出器	9
3.3	回転テーブル	14
3.3.1	回転システムの全体像	15
3.3.2	パルサーおよび回転制御システム	16
3.3.3	エンコーダおよび位置読みシステム	22
3.4	磁場システム	26
3.5	データ取得システム	29
第4章	データ解析	32
4.1	キャリブレーションおよび基本的なイベントセレクション	32
4.1.1	PS-L、PS-R のエネルギースペクトル	32
4.1.2	LYSO1~4 のエネルギースペクトル	33
4.1.3	Ps 崩壊のタイミングスペクトル	34
4.2	Energy Window および Timing Window	36
4.3	Ps 崩壊時間分布のフィッティング	40
4.4	非対称度 A の導出	44
4.5	Q の導出	45
4.6	C_{CP} の導出	48
4.7	系統誤差	49
4.7.1	非対称度 A に対する系統誤差	49
4.7.2	Q に対する系統誤差	50
4.8	最終結果	51
4.9	過去の実験との比較	51
第5章	まとめ	53
付録 A	Q の導出	54

付 録 B 静磁場中での P_s の寿命	57
謝辞	61
参考文献	62

目次

2.1	$o\text{-Ps} \rightarrow 3\gamma$ 崩壊	3
2.2	静磁場中におけるポジトロニウムのエネルギー準位の変化	4
2.3	$ \chi_+\rangle$ 成分の真空中における寿命の磁場依存性	5
3.1	実験装置の写真	6
3.2	Ps 生成部の模式図	7
3.3	Ps 生成および e^+ タギングシステムの写真	7
3.4	^{22}Na の壊変図式	8
3.5	^{22}Na 線源から放出される e^+ のエネルギースペクトル	8
3.6	e^+ がプラスチックシンチレータに落とすエネルギー (MC)	8
3.7	e^+ の静止位置 (MC)	8
3.8	プラスチックシンチレータで測定されたエネルギースペクトル	9
3.9	各 PMT で検出されたエネルギー	9
3.10	$o\text{-Ps} \rightarrow 3\gamma$ 崩壊における γ 線のエネルギースペクトル	10
3.11	$o\text{-Ps} \rightarrow 3\gamma$ 崩壊における 2nd γ 、3rd γ の角度分布	10
3.12	LYSO 結晶および光電子増倍管 H8409-70	11
3.13	LYSO 結晶で 511keV の γ 線を見たときのエネルギースペクトル	11
3.14	LYSO 検出器の配置	12
3.15	^{176}Lu の壊変図式	13
3.16	^{176}Lu からくる Energy Deposit	13
3.17	^{176}Lu 起源バックグラウンドのエネルギースペクトル	14
3.18	^{176}Lu 起源バックグラウンドのエネルギースペクトル (2次元)	14
3.19	テーブル回転システムの全体像	15
3.20	パルサーおよびエンコーダの写真	16
3.21	分周器の回路図 (パルサー)	17
3.22	分周器のタイミングチャート	18
3.23	パルスカウンタの回路図 (パルサー)	19
3.24	パルサーの基板写真	20
3.25	パルサーの動作テスト	21
3.26	リミッター (右) および原点センサ (中央)	21
3.27	スケールセンサ	22
3.28	スケールセンサの出力	22
3.29	エンコーダの回路図	23

3.30	A 相、B 相出力のジッター除去	24
3.31	エンコーダの基板写真	25
3.32	エンコーダの動作テスト	25
3.33	磁場システムの概略図	26
3.34	磁場システム写真	26
3.35	磁場測定の様子	26
3.36	磁束密度 $ \vec{B} $ の測定結果	27
3.37	$ \chi_+\rangle$ 成分のうち 3γ 崩壊するものの割合	28
3.38	データ取得システム	30
3.39	DAQ システムのタイミングチャート	31
4.1	プラスチックシンチレータで得られたエネルギースペクトル	33
4.2	PS-L、PS-R で得られたエネルギースペクトル (2 次元)	33
4.3	LYSO1~4 で得られたエネルギースペクトル	34
4.4	プラスチックシンチレータ間の時間差 $t(\text{PS-L})-t(\text{PS-R})$ の分布	35
4.5	LYSO 検出器間の時間差 $t(\text{LYSO1})-t(\text{LYSO4})$ の分布	35
4.6	キャリブレーション後の Ps 崩壊のタイミングスペクトル	36
4.7	150° をなす LYSO 検出器ペアにおけるエネルギー分布	37
4.8	60° ペアをなす LYSO 検出器ペアにおけるエネルギー分布	37
4.9	Energy Window 後の Ps 崩壊のタイミングスペクトル	37
4.10	Timing Window をパスしたイベントレート	38
4.11	Geant4 に組み込んだジオメトリ	38
4.12	3γ 崩壊イベントにおける角度依存性 (MC)	39
4.13	2γ 崩壊イベントにおける角度依存性 (MC)	39
4.14	磁場システムによって生じるエネルギースペクトルの角度変化 (3γ , MC)	39
4.15	磁場システムによって生じるエネルギースペクトルの角度変化 (2γ , MC)	39
4.16	始点 120ns からのフィッティング	41
4.17	フィット結果の fitting start time に対する依存性 (perturbed lifetime)	41
4.18	始点 20ns からのフィッティング	42
4.19	フィット結果の fitting start time への依存性 (perturbed lifetime)	43
4.20	(アクシデンタルを差し引いた後の) イベントレート	44
4.21	非対称度 A	45
4.22	$\phi = 0^\circ$ 、(L1, L3) ペア ($\psi = +150^\circ$) における Q_0 (MC)	46
4.23	Q_0 (MC)	46
4.24	テンソル偏極度 P_2	47
4.25	Q	48
4.26	C_{CP}	48
4.27	M. Skalsey らの実験における γ 線検出器の配置	52

表 目 次

3.1	LYSO 結晶の特性	10
3.2	LYSO1~4 のエネルギー分解能	13
3.3	ステッピングモータ (オリエンタルモーター RK564AA-H100) の仕様	17
3.4	パルサーの Function 一覧	20
3.5	エンコーダの Function 一覧	24
3.6	o-Ps のスピン量子化軸と 3γ -平面の法線とのなす角 θ に対する崩壊率の角度依存性	28
4.1	イベントセレクションのまとめ	40

第1章 序論

CP 対称性の破れは、宇宙における物質・反物質の非対称性を説明するために必要な条件 (サハロフの三条件) の一つである。しかし、現在までに発見された CP 対称性の破れ (K 中間子において $O(10^{-3})$ 、B 中間子において $O(10^{-1})$) はいずれもクォークセクターにおけるものであり、レプトンセクターにおける CP 対称性の破れは未発見である。これまでに発見された CP 対称性の破れだけでは現在の宇宙を説明することはできず、レプトンセクターにおける CP 対称性の破れの発見が期待される。

そこで、電子・陽電子の束縛状態であるポジトロニウム (Ps) を用いてレプトンセクターにおける CP 対称性の破れを探索する。ポジトロニウムを用いた CP 対称性の破れの探索実験は過去に 1.5×10^{-2} の精度で行われている [1] が、CP 対称性の破れは発見されなかった。本実験では一桁精度をあげ、 10^{-3} の精度で探索を行う。

レプトンセクターにおいて CP 対称性の破れが生じる原因としては

1. 標準理論におけるクォークセクターでの CP 対称性の破れが高次ループで影響する
2. PMNS(Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) 行列に CP 非保存な位相が存在する
3. 標準理論を超える新しい物理の存在

の3つが考えられる。まず1については高次効果ということもあり、一般に極めて小さい(今回の実験においては $O(10^{-9})$ [2])。2についてはニュートリノの質量が小さいために $(M_\nu/M_W)^4$ で抑制されることになるため、これも非常に小さく、感度がない。よって、もし CP 対称性の破れが発見されれば、標準理論を超える新しい物理が存在すると言える。

第2章 実験原理

この章では本実験の原理について述べる。まず 2.1 節においてポジトロニウム (Ps) について説明し、続く 2.2 節でオルソポジトロニウム (o-Ps) を用いて CP 対称性の破れを探索する方法を述べる。

2.1 ポジトロニウム

ポジトロニウム (Ps) は電子と陽電子の束縛状態であり、全スピン 0 の singlet であるパラポジトロニウム (p-Ps) と、全スピン 1 の triplet であるオルソポジトロニウム (o-Ps) に分けられる。荷電共役演算子 C に対する固有値は全スピン S と全軌道角運動量 L を用いて

$$C = -(-1)^{S+1}(-1)^L = (-1)^{L+S} \quad (2.1)$$

と表され、軌道角運動量 $L = 0$ のみ考えると、p-Ps は $C = +1$ 、o-Ps は $C = -1$ である。電磁相互作用においては C は不変であり、光子は $C = -1$ であるため、p-Ps は偶数本 (2, 4, 6, ...) の γ 線に、o-Ps は奇数本 (3, 5, 7, ...) の γ 線に崩壊する。主に p-Ps $\rightarrow 2\gamma$ 、o-Ps $\rightarrow 3\gamma$ に崩壊し、それぞれの崩壊率は、

$$\text{(o-Ps)} \quad \Gamma_1 = (7.0401 \pm 0.0006 \text{ (stat.) } \begin{matrix} +0.0007 \\ -0.0009 \end{matrix} \text{ (sys.)}) \times 10^6 \text{ s}^{-1} \quad (2.2)$$

$$\text{(p-Ps)} \quad \Gamma_0 = (7.9909 \pm 0.0017) \times 10^9 \text{ s}^{-1} \quad (2.3)$$

である [3, 4, 5]。寿命にすると p-Ps では 125ps、o-Ps では 142ns である。

また、CP 変換に対する固有値は、

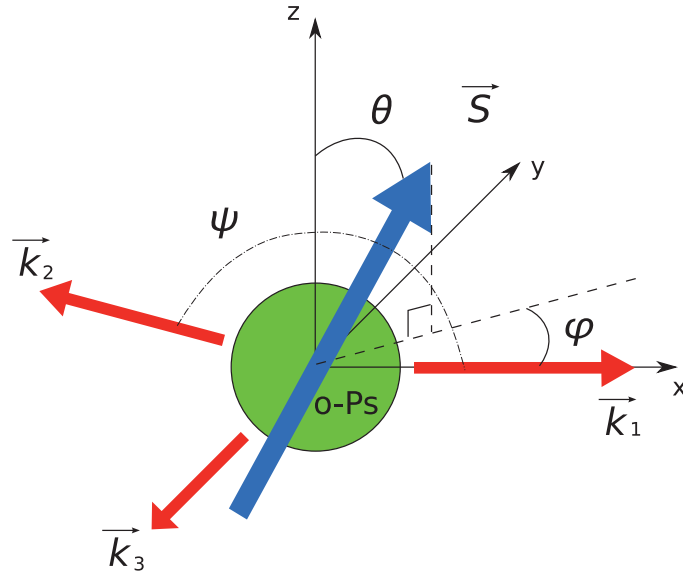
$$CP = C \cdot P = (-1)^{L+S} \cdot (-1)^{L+1} = (-1)^{S+1} \quad (2.4)$$

と表され、p-Ps は $CP = -1$ 、o-Ps は $CP = +1$ である。

2.2 o-Ps $\rightarrow 3\gamma$ を用いた CP 対称性の破れの探索

o-Ps のスピンを \vec{S} 、3 本の γ 線の放出される方向をエネルギーの高い方から順に単位ベクトル \vec{k}_1 、 \vec{k}_2 、 \vec{k}_3 で表す (図 2.1)。

CP 対称性が破れている場合、o-Ps $\rightarrow 3\gamma$ 崩壊イベント数 N に式 (2.5) で表される角度依存性が


 図 2.1: o-Ps \rightarrow 3 γ 崩壊

生じる。

$$N = N_0(1 + C_{CP}Q) \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} Q &= (\vec{S} \cdot \vec{k}_1)(\vec{S} \cdot \vec{k}_1 \times \vec{k}_2) \\ &= P_2 \cdot \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin \psi \cos \phi \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$P_2 = \frac{N_{+1} - 2N_0 + N_{-1}}{N_{+1} + N_0 + N_{-1}} \quad (2.7)$$

計算の詳細については付録 A を参照。 P_2 はテンソル偏極度 (スピン整列度) を表している (N_{m_B} は o-Ps のうち、 $|1, m_B\rangle$ 成分の数を表す)。角度については図 2.1 に示すように、 \vec{k}_1 の方向を x 軸、 \vec{k}_1 と \vec{k}_2 の作る面を x - y 平面としたときに o-Ps のスピン \vec{S} の天頂角を θ 、方位角を ϕ 、 \vec{k}_1 と \vec{k}_2 のなす角を ψ とする。

2.1 節で述べたように o-Ps は $CP = +1$ であるのに対して、 $Q = (\vec{S} \cdot \vec{k}_1)(\vec{S} \cdot \vec{k}_1 \times \vec{k}_2)$ は $CP = -1$ である。この項は、 \vec{S} および \vec{k}_i ($i = 1, 2, 3$) からつくられる項の中で (光子の偏極を見ていないので、 \vec{S} と \vec{k}_i からなる項のみを考える)、CP 対称性を破るが CPT 対称性を保存する項としては最も単純なものである [6]。

式 (2.5) に現れた C_{CP} が CP 対称性の破れの度合いを表すパラメータであり、本実験はこの値を 10^{-3} の精度で測定することを目的とする。式 (2.6) で表される Q を変えながらイベントレート (式 (2.5) で表されるイベント数 N に対応) を測定することで C_{CP} を求めることができる。

それでは実験全体の流れを説明していく。詳細は次章で述べる。1MBq の ^{22}Na 線源を用いて陽電子 (e^+) をエアロジェルターゲットに入射させて Ps を生成する。線源とエアロジェルとの間にはプラスチックシンチレータを置き、 e^+ の通過をタグする。

スピン統計から、生成される Ps のうち $1/4$ が p-Ps、 $3/4$ が o-Ps である。これらのうち、p-Ps

は back-to-back の 2γ に崩壊するため、CP 対称性の破れには寄与しない。

一方、o-Ps は全スピン 1 の triplet であり、 $|1, +1\rangle$ 、 $|1, 0\rangle$ 、 $|1, -1\rangle$ の 3 つの状態が $1/3$ ずつ生成されるが、このままではテンソル偏極度 $P_2 = 0$ であるため、式 (2.6) の角度依存性を見るには o-Ps をテンソル偏極させる必要がある。磁場による Zeeman 効果を利用することでテンソル偏極した状態を取り出すことができる。Zeeman 効果により、 $|1, 0\rangle$ 状態と $|0, 0\rangle$ 状態 (p-Ps) とが混合し、式 (2.8) で表される新しい状態に変化する (計算の詳細については付録 B を参照)。

$$\begin{array}{ll}
 \text{状態} & |\chi_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|1, 0\rangle + \epsilon|0, 0\rangle) \quad |\chi_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(-\epsilon|1, 0\rangle + |0, 0\rangle) \\
 \text{エネルギー} & E_+ = E_1 + \frac{\hbar\omega_0}{4}x^2 \quad E_- = E_0 - \frac{\hbar\omega_0}{4}x^2 \\
 \text{崩壊率} & \Gamma_+ = \Gamma_1 + \frac{1}{4}(\Gamma_0 - \Gamma_1)x^2 \quad \Gamma_- = \Gamma_0 - \frac{1}{4}(\Gamma_0 - \Gamma_1)x^2
 \end{array} \tag{2.8}$$

ここで、 $\hbar\omega_0 = E_1 - E_0 = 0.84\text{meV} (= 203\text{GHz})$ は Ps の超微細構造である。また、見やすさのため $x = 2g\mu_B B / (\hbar\omega_0)$ と置いた。 g は g -因子、 μ_B はボーア磁子である。 ϵ は

$$\epsilon = \frac{\sqrt{1+x^2} - 1}{x} - i \frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{4\omega_0} x \tag{2.9}$$

で表される。

状態変化の模式図を図 2.2 に示す。

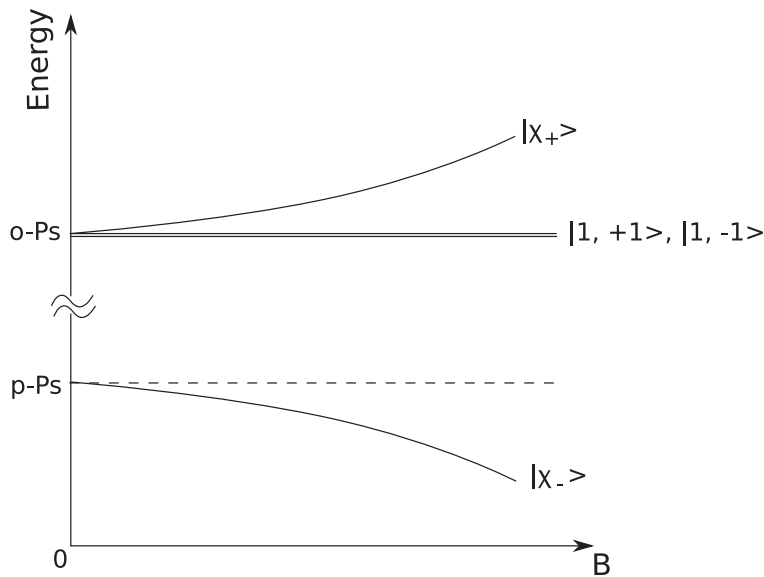


図 2.2: 静磁場中におけるポジトロニウムのエネルギー準位の変化

式 (2.8) を用いて $|\chi_+\rangle$ 成分の真空中における寿命を求めると、磁場に依存して図 2.3 のように変化することがわかる。一方、 $|\chi_-\rangle$ 成分の寿命は p-Ps の寿命 (約 125ps) からほとんど変化しない。

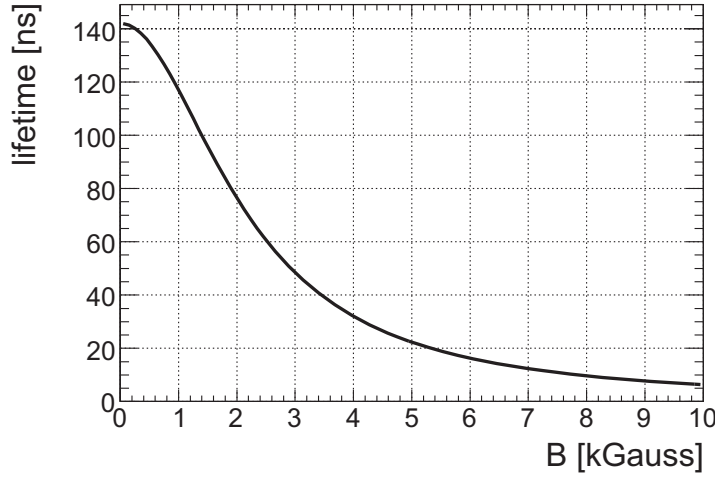


図 2.3: $|\chi_+\rangle$ 成分の真空中における寿命の磁場依存性

今回の実験では約 5kG の磁場を印加するので、 $|\chi_+\rangle$ の寿命は 20ns 近くまで減少する。一方、 $|1, \pm 1\rangle$ の寿命は変化しないため、Ps の崩壊時間の情報を用いることで $|1, \pm 1\rangle$ 状態のみを取り出すことができる (すなわち、 $P_2 = 1$ にテンソル偏極することができる)。

3γ 崩壊で放出される γ 線のうち式 (2.6) に関するのはエネルギーが高い方から 2 本の γ 線 (の方向 \vec{k}_1, \vec{k}_2) である。よって、平面上に相対的な角度 (図 2.1 における ψ) を固定した γ 線検出器ペアを配置してやればある \vec{k}_1, \vec{k}_2 におけるイベントレートを測定できる。

ただし、 C_{CP} を求めるには、 Q の値を変えながらイベントレートを測定しなければならない。本実験では、 γ 線検出器がマウントされたテーブルを回転させることで式 (2.6) における ϕ のみを変化させながらイベントレートを測定し、以下の式で定義される非対称度 A を求め、

$$A(\phi) = \frac{N(\phi) - N(\phi + 180^\circ)}{N(\phi) + N(\phi + 180^\circ)} \quad (2.10)$$

$$= C_{CP}Q(\phi) \quad (2.11)$$

これを Q で割ることで C_{CP} を求める。

第3章 実験装置

図 3.1 に実験装置の写真を示す。中央部に ^{22}Na 線源があり、ここから放出された e^+ がプラスチックシンチレータを通った後にエアロジェルターゲットで静止し、Ps を生成する。プラスチックシンチレータからの光はライトガイドを通して両側の PMT へ導かれる。Ps 生成部に約 5kG の磁場を印加することで Ps をテンソル偏極させている。生成された Ps の崩壊によって放出される γ 線を検出するために、LYSO 結晶および PMT からなる γ 線検出器を 4 つ配置してある。Ps 生成および e^+ タギングシステム、 γ 線検出器は回転テーブル上に固定されており、モータによってテーブルを回転させることで検出器の磁場に対する角度 ϕ を変化させながら測定できる。

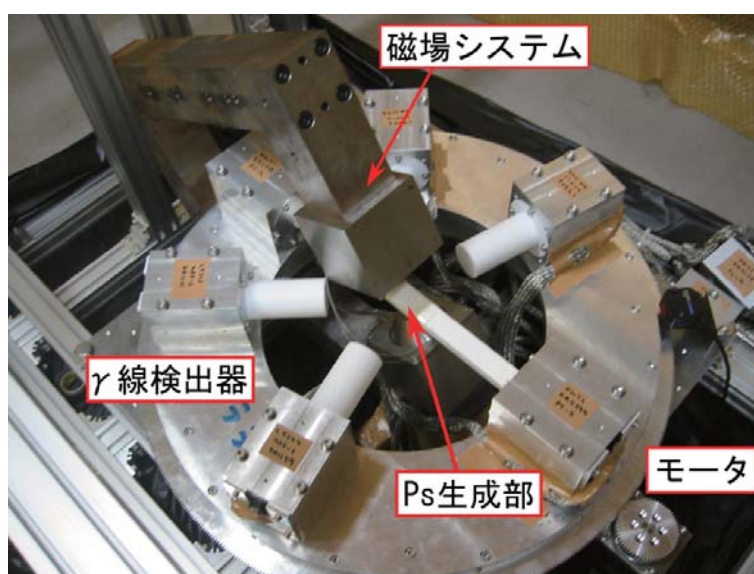


図 3.1: 実験装置の写真

この章では実験装置を

1. Ps 生成および e^+ タギングシステム
2. γ 線検出器
3. 回転テーブル
4. 磁場システム

の 4 つの要素に分けて説明した後、DAQ システムについて述べる。

3.1 Ps 生成および e^+ タギングシステムの模式図

Ps 生成部の模式図を図 3.2 に、実物の写真を図 3.3 に示す。

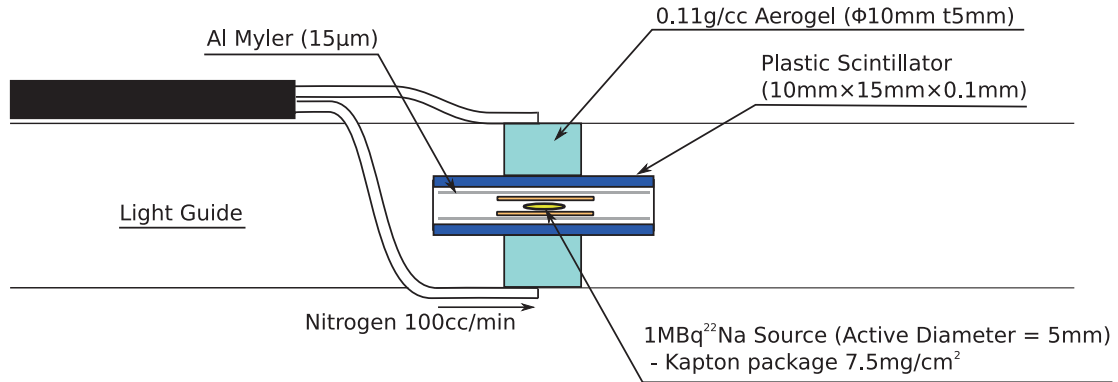


図 3.2: Ps 生成部の模式図



図 3.3: Ps 生成および e^+ タギングシステムの写真

^{22}Na 線源 (図 3.4) から放出された e^+ がエアロジェル内で静止して電子と結合し、Ps が生成される。生成された Ps がまわりの物質中の電子と反応して 2γ 崩壊する事象 (pick-off) を防ぐために、エアロジェル領域に窒素を $100\text{cc}/\text{min}$ の流量で流し、酸素を窒素で置換している (酸素分子では不対電子が 2 個なのに対して、窒素分子には不対電子がなく、 $\Gamma_{\text{pick}}(\text{O}_2) = 35.2 \pm 2.4 \mu\text{s}^{-1}$ に対して $\Gamma_{\text{pick}}(\text{N}_2) = 0.210 \pm 0.004 \mu\text{s}^{-1}$ である [7])。

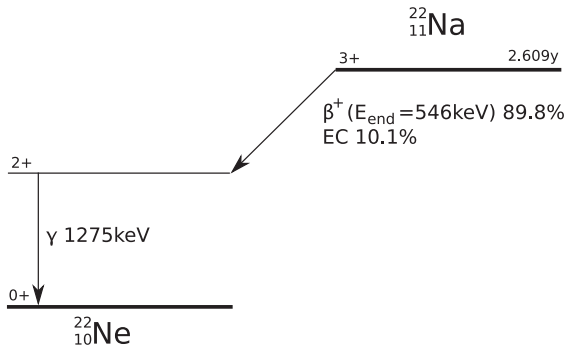


図 3.4: ^{22}Na の壊変図式

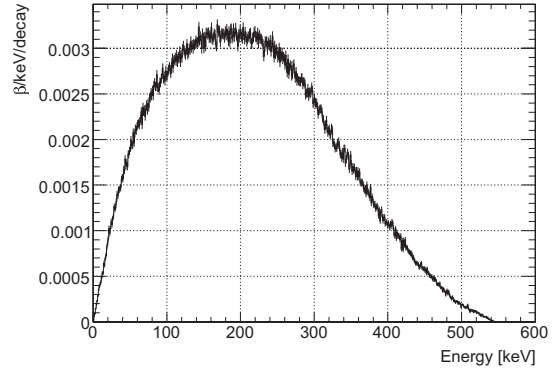


図 3.5: ^{22}Na 線源から放出される e^+ のエネルギースペクトル

線源を挟みこんでいるプラスチックシンチレータによって e^+ をタグする。プラスチックシンチレータからの光はライトガイドを通過して両側のファインメッシュPMT(浜松ホトニクス H6614-70)へ導かれる。 ^{22}Na 線源から放出される β 線のエネルギースペクトルを図 3.5 に、 e^+ がプラスチックシンチレータに落とすエネルギー分布を Geant4 を用いてシミュレーションした結果を図 3.6 に示す。シミュレーションにおいては、線源、プラスチックシンチレータ、エアロジェル、ライトガイドの構造を組み込み、線源範囲 ($\phi 5\text{mm}$) におけるランダムな位置から図 3.5 のエネルギー分布を持つ e^+ をランダムな方向に放出させ、プラスチックシンチレータに落とすエネルギーおよび e^+ 静止位置を調べた。図 3.6 より、 e^+ がプラスチックシンチレータで落とすエネルギーのピークは約 25keV であるとわかる。

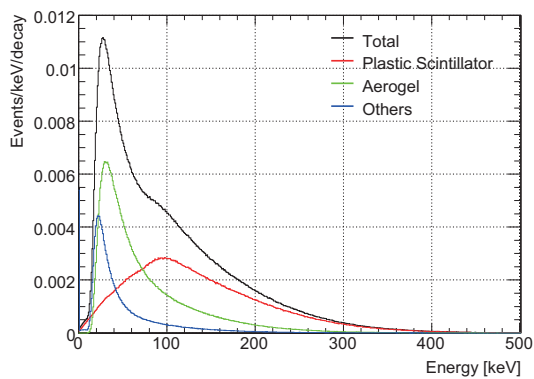


図 3.6: e^+ がプラスチックシンチレータに落とすエネルギー (MC)

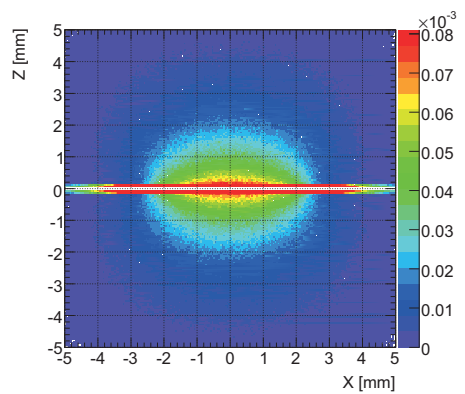


図 3.7: e^+ の静止位置 (MC)

予備実験を行った際に得られたスペクトル (PS-L および PS-R の信号の和) を図 3.8 に示す。約

10p.e. にピークが立っており、シミュレーションから 25keV にピークが立つことがわかっている
 ので、このシステムの光量は 2.5keV/p.e だとわかる (事前に LED を用いて使用した PMT のゲイ
 ンを調べてあり、現在の HV 設定においては、使用したチャージ積分型 ADC のチャンネル数で
 PS-L 側は 1p.e.=11.3ch、PS-L 側は 1p.e.=10.9ch に相当する)。10p.e. にピークが立つことから各
 PMT のスレッシュホールドを 1p.e. にしてコインシデンスをとったときほぼ確実にトリガーできると
 わかる。コインシデンスレートは実測で約 500kHz である。また、プラスチックシンチレータに
 5keV 以上のエネルギーを落としたものの中で、エアロジェル内で静止するものの割合は図 3.6 よ
 り 38.3% である。図 3.9 は各 PMT で検出されたエネルギー分布で、それぞれのピークの位置が 1
 になるように軸を合わせてある。

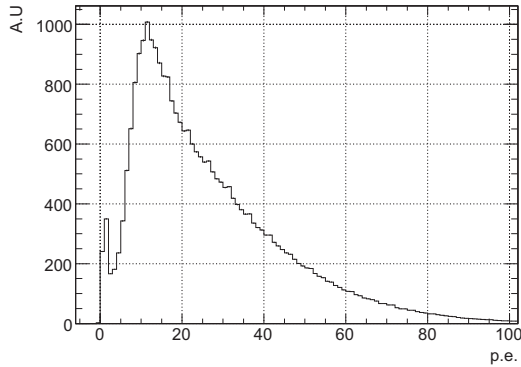


図 3.8: プラスチックシンチレータで測定された
 エネルギースペクトル

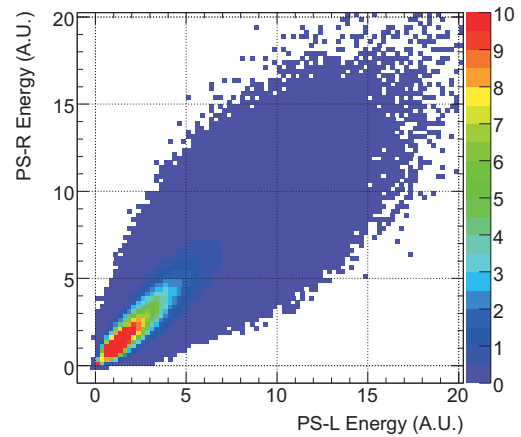


図 3.9: 各 PMT で検出されたエネルギー (ピーク
 位置が 1 にくるように軸を合わせてある)

3.2 γ 線検出器

$o\text{-Ps} \rightarrow 3\gamma$ 崩壊で放出される γ 線のエネルギースペクトルは図 3.10 のようになる (最低次での計
 算による [8])。また、角度分布は図 3.11 のようになる。

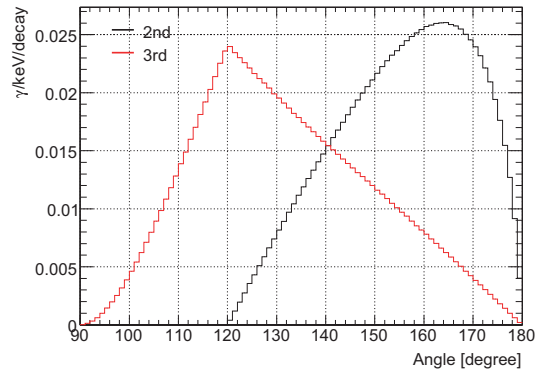
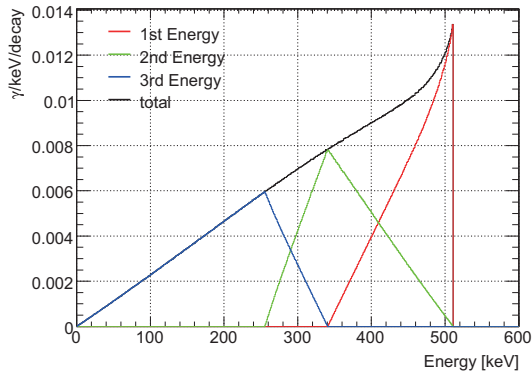


図 3.10: $o\text{-Ps} \rightarrow 3\gamma$ 崩壊における γ 線のエネルギー スペクトル 図 3.11: $o\text{-Ps} \rightarrow 3\gamma$ 崩壊における 2nd γ 、3rd γ の (1st γ に対する) 角度分布

一方、 $p\text{-Ps}$ の崩壊、電子・陽電子対消滅、 $o\text{-Ps}$ の pick-off においては 511keV の γ 線が back-to-back に放出される。

本実験では $o\text{-Ps} \rightarrow 3\gamma$ 崩壊においてエネルギーの高い方から 2 本の γ 線を検出し、式 (2.6) からわかるように \vec{k}_1 、 \vec{k}_2 を区別する必要があるため、エネルギー分解能が重要である。また、コンプトン効果によって生じるバックグラウンドを減らすことも重要となる。さらに、統計を稼ぐために 1MBq の線源を使用しているため、pileup を抑える必要があり、減衰時間も短くなければならない。

これらの条件を満たすため、 γ 線検出器としては $\phi 30\text{mm} \times {}^t 30\text{mm}$ の LYSO ($\text{Lu}_{1.8}\text{Y}_{0.2}\text{SiO}_5$) 結晶を用いる。表 3.1 に性能をまとめる。Z、密度ともに大きく、高い検出効率を持ち、コンプトン効果の影響が少ない。また、光量も多くエネルギー分解能が高い。加えて減衰時間も短い。シンチレーション光は $\phi 30\text{mm} \times {}^t 45\text{mm}$ のライトガイドによってファインメッシュPMT(浜松ホトニクス H8409-70) に導かれ、検出される。図 3.12 が実際に使用した LYSO 結晶および PMT の写真である。

	LYSO ($\text{Lu}_{1.8}\text{Y}_{0.2}\text{SiO}_5$)
Atomic Number (Z)	71
Density	7.1 g/cm ³
Emission Peak	420 nm
Light Output	32 photons/keV
Attenuation Length (511keV)	1.2 cm
Refractive Index	1.81
Decay Constant	40 ns

表 3.1: LYSO 結晶の特性

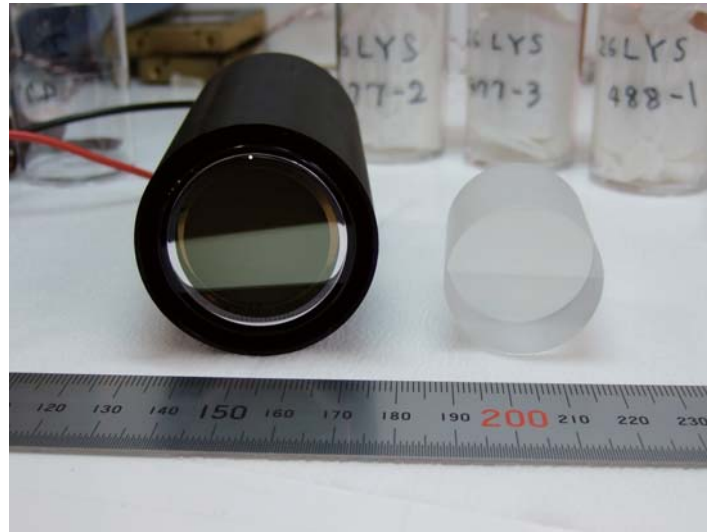


図 3.12: LYSO 結晶および光電子増倍管 H8409-70

実際に LYSO 結晶で 511keV の γ 線を見たときのスペクトルが図 3.13 である。Z が大きいので、コンプトン効果の影響が少なく、511keV において分解能は FWHM にして約 12% である。

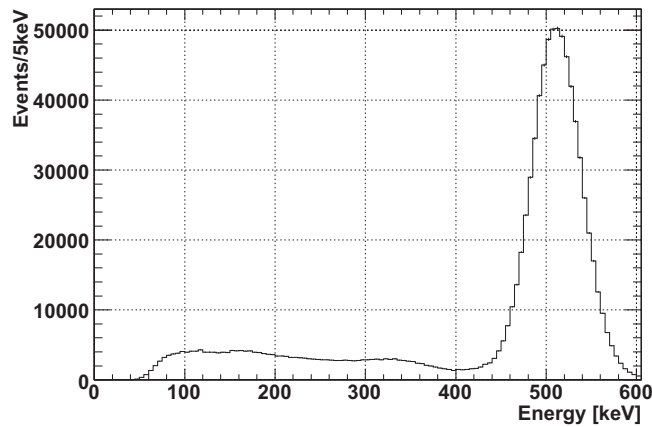


図 3.13: LYSO 結晶で 511keV の γ 線を見たときのエネルギースペクトル

この結果と $o\text{-Ps} \rightarrow 3\gamma$ 崩壊のエネルギースペクトル (図 3.10) を考慮し、 3γ 崩壊を選び出すため

に、 \vec{k}_1 、 \vec{k}_2 のエネルギー E_1 、 E_2 に対して以下の条件を要求する。

$$400\text{keV} < E_1 < 500\text{keV} \quad (3.1)$$

$$300\text{keV} < E_2 < 400\text{keV} \quad (3.2)$$

$$E_1 > E_2 + 50\text{keV} \quad (3.3)$$

以降ではこのセレクションのことを Energy Window(EW) と書く。

本実験では図 3.14 のように 4 本の γ 線検出器を配置する。以降ではこの図にしたがって γ 線検出器を LYSO1~4 (略す場合は L1~4) と呼ぶ。

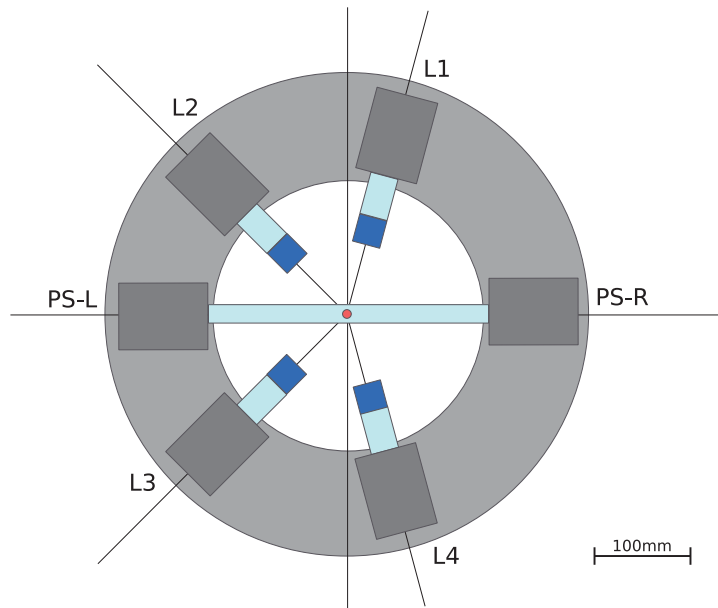


図 3.14: LYSO 検出器の配置

中心から LYSO 結晶 ($\phi 30\text{mm} \times t 30\text{mm}$) までの距離は 7.4cm であるため、 150° の角をなす検出器ペア ((L1, L3), (L1, L4), (L2, L4)) を用いることで γ 線のなす角がおおよそ $127^\circ \sim 173^\circ$ の範囲にあるものを検出できる。これは \vec{k}_1 、 \vec{k}_2 のなす角度分布 (図 3.11) の約 90% をカバーする。

また、511keV の back-to-back 2γ が直接入ることはない。

本実験で使用した LYSO 結晶の 511keV における分解能を表 3.2 にまとめる。 150° ペアに 2 回ずつ用いられる LYSO1、LYSO4 に分解能の良い結晶を割り当てている。

	FWHM @ 511keV
LYSO1	12.18 ± 0.05 %
LYSO2	12.89 ± 0.07 %
LYSO3	12.82 ± 0.05 %
LYSO4	12.29 ± 0.06 %

表 3.2: LYSO1~4 のエネルギー分解能

LYSO はほぼ理想的な結晶であるが、Lu には放射性同位体 ^{176}Lu (天然存在比 2.61%) が存在し、 ^{176}Lu は半減期 3.79×10^{10} 年で図 3.15 のように崩壊して β 線および γ 線を放出するため、自らの放射線によって光ってしまうという問題がある。実際に得られるスペクトルを図 3.16 に示す。実測レートは 5.65kHz で、これは結晶の大きさから計算したレート 5.60kHz とよく一致する。

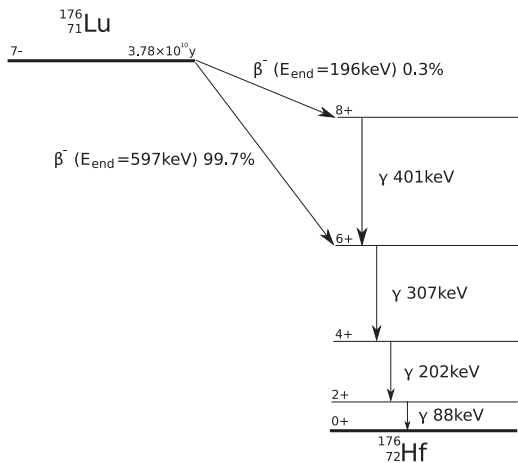


図 3.15: ^{176}Lu の壊変図式

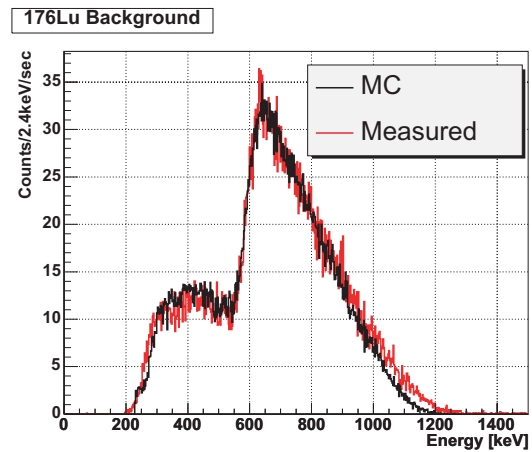


図 3.16: ^{176}Lu からくる Energy Deposit

ただし、今回の実験においてはトリガー条件として2つ以上のLYSO検出器とプラスチックシンチレータのコインシデンスを要求し、さらに $o\text{-Ps} \rightarrow 3\gamma$ イベントを選び出す際には Energy Window および Timing Window を課すため、このバックグラウンドは大きく抑制される。図 3.17 が図 3.14 の状態に LYSO 検出器を配置したときに得られるエネルギースペクトルで、図 3.18 が LYSO1 および LYSO4 において検出されたエネルギーの2次元分布である。

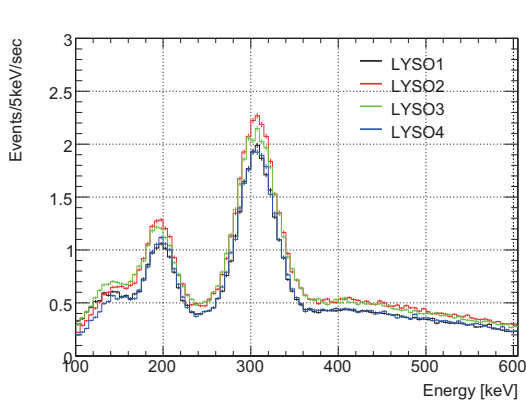


図 3.17: ^{176}Lu 起源バックグラウンドのエネルギースペクトル

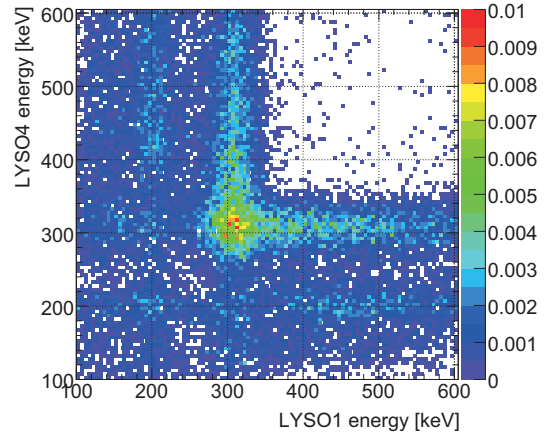


図 3.18: ^{176}Lu 起源バックグラウンドのエネルギースペクトル (2次元)

コインシデンスがとられるのは主に一方のLYSO結晶から逃げた γ 線が相手側で検出され、自分は残りの β 線および γ 線で鳴ったイベントである。図3.17においてLYSO1とLYSO4のカウント数が少なく、LYSO2とLYSO3のカウント数が多いのは、図3.14を見ればわかる通り、例えばLYSO1からみたときにはLYSO2が 60° 、LYSO3が 150° 、LYSO4が 150° の位置にあるのに対し、LYSO2からみるとLYSO1が 60° 、LYSO3が 90° 、LYSO4が 150° の位置にあるため、LYSO1が自分以外の3つの検出器を覗くアクセプタンスに比べてLYSO2が自分以外の3つの検出器を覗くアクセプタンスのほうが大きくなるためである。LYSO4についてはLYSO1と同様で、LYSO3についてはLYSO2と同様である。

2つ以上のLYSO検出器のコインシデンスレートは約200Hzであった。よって、LYSO側のコインシデンス信号とプラシン側のコインシデンス信号(約500kHz)のコインシデンスがとられてトリガーがかかるレートは、このコインシデンス幅を40nsとすると $200\text{Hz} \times 500\text{kHz} \times 40\text{ns} = 4\text{Hz}$ 程度である。

また、Energy Windowをパスするレートは検出器ペアによるばらつきはあるが、約0.4Hzであった。よって、Timing Window 50ns~400nsを通過してアクシデンタルなバックグラウンドとなるのは、 $0.4\text{Hz} \times 500\text{kHz} \times 350\text{ns} = 0.07\text{Hz}$ 程度である。

3.3 回転テーブル

$o\text{-Ps}$ のスピ量子化軸(磁場)に対して検出する γ 線の角度を変化させるために γ 線検出器およびPs生成および e^+ タギングシステムを固定したテーブルを回転させる。回転テーブルを使用することで、Ps生成部と γ 線検出器との間の相対位置を全く変化させずに ϕ をほぼ 360° にわたって任意に設定して測定でき、検出器の個体差やエアロジェルなどの非一様性などの不定性に影響されずにイベント数を比較できる。

ここでは本実験における回転テーブルシステムの全体像について説明した後に、自作した CAMAC モジュール (パルサー、エンコーダ) について詳細を述べる。

3.3.1 回転システムの全体像

図 3.19 にシステムの全体像を示す。

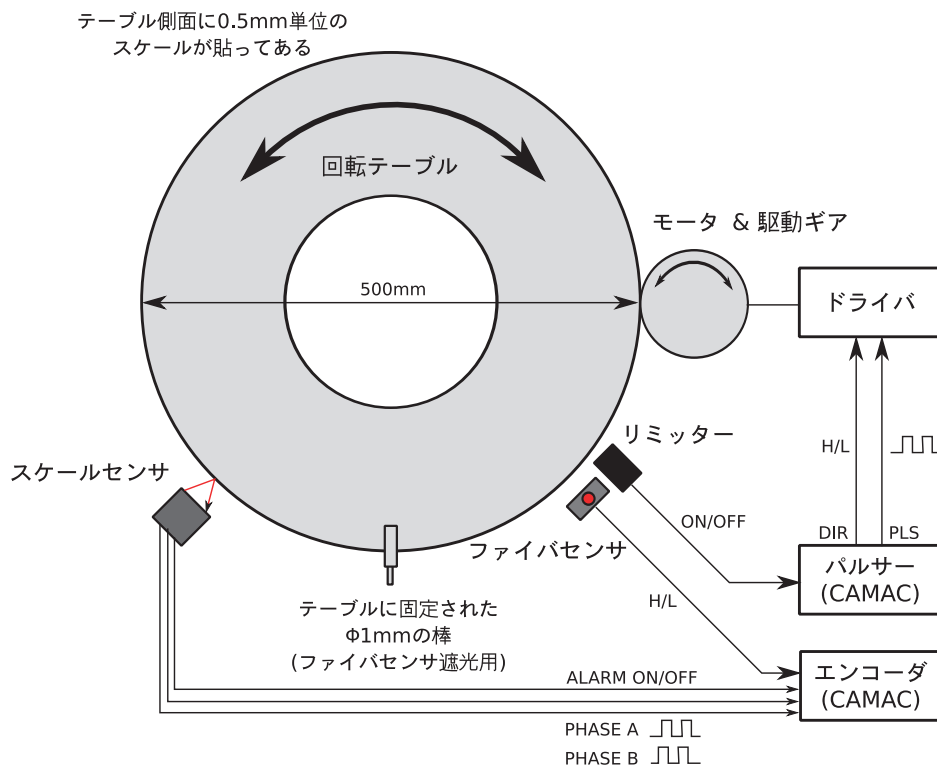


図 3.19: テーブル回転システムの全体像

テーブルの回転にはステッピングモータ (オリエンタルモーター RK564AAE-H100) を用いる。ステッピングモータは付属のモータドライバにパルスを送ると、そのパルス数と同じ数のステップ数だけ回転し (1 ステップ=0.0072°)、またパルスの周波数に応じた速度で回転する。また、回転方向も指定できる。モータおよび回転テーブルにギア比 10:1 でギアを取り付けてあり、モータが 10 回転すると回転テーブルが 1 回転することになる。モータドライバへのパルス送信は自作 CAMAC モジュール (パルサー) を通じて行う。

回転テーブルには P_s 生成部および各種検出器が固定されており、これらから HV ケーブルや信号ケーブル、窒素管などが出ている。テーブルの回転によってケーブル等が絡まってしまうのを防ぐために、回転テーブルの回転範囲に対するリミッターを設け、テーブルが 1 周以上回転できないようにしてある。

テーブルの現在角度の読み出しについては、まず、テーブルの移動量を知るために回転テーブルの側面に取り付けたスケールの移動量をスケールセンサ (KEYENCE VP-90) で測定する。ス

ケールセンサは移動量および方向に応じた2相パルスを出力する。スケールセンサでは相対変化しかわからないため、別に光ファイバセンサを用い、回転テーブルに固定した $\phi 1\text{mm}$ の細い棒が光ファイバセンサの光を遮る位置を原点に取っている。光ファイバセンサは光が遮られているときに出力がHになる。スケールセンサおよび光ファイバセンサからの出力は自作CAMACモジュール(エンコーダ)に送られ、位置情報に変換される。

パルサーおよびエンコーダの外観写真を図3.20に示しておく。



図 3.20: パルサーおよびエンコーダの写真。左:パルサー、右:エンコーダ

また、回転テーブル自体は、磁場中心に対してのずれをなくするため、 $1/100\text{mm}$ 台で製作してある。

回転システム全体として、約 0.2° で角度制御することができ(後述)、これが Q に与える影響は、今回データ取得した点においては $\phi = 90^\circ$ 、 270° の点を除けば $\Delta Q/Q < 0.6\%$ しかない。また、4.7節で系統誤差について詳細を述べるが、非対称度 A に与える系統誤差も $\Delta A = \pm 1.1 \times 10^{-4}$ 程度しかない。

3.3.2 パルサーおよび回転制御システム

パルサーの外観は図3.20左にあるが、リミッターおよびモータドライバにつながるケーブルおよび非常停止スイッチ、リミッター解除スイッチ、状態表示用のLEDが2つある。この節ではパルサーによるパルス制御およびリミッターについて詳しく説明する。

まず、使用したステッピングモータの仕様を表3.3に示す。パルサーから付属のモータドライバへPLSおよびDIRの2つの入力信号を与えることでモータを制御する。

step 角	0.0072°
回転速度	0 ~ 35 rpm
トルク	8 N·m
入力	フォトカプラ入力 ±PLS、±DIR(ON: CW, OFF: CCW)

表 3.3: ステッピングモータ (オリエンタルモーター RK564AA-H100) の仕様

PLS に入力するパルスの周波数、パルス数に応じてモータの回転速度、回転角度 (ステップ数) が決まり、DIR に入力する信号の ON/OFF に応じて回転方向を CW/CCW と変化させることが可能である。

PLS 出力については図 3.21 に示す分周器によって水晶発振器からの 2MHz のパルスを分周することで周波数を制御し、図 3.23 に示すパルスカウンタを用いてパルス数を制御する。DIR 出力については単に CAMAC の Write Line の最上位 bit によって決めている。

まず、分周器について説明する。分周器の回路図を図 3.21 に示す。

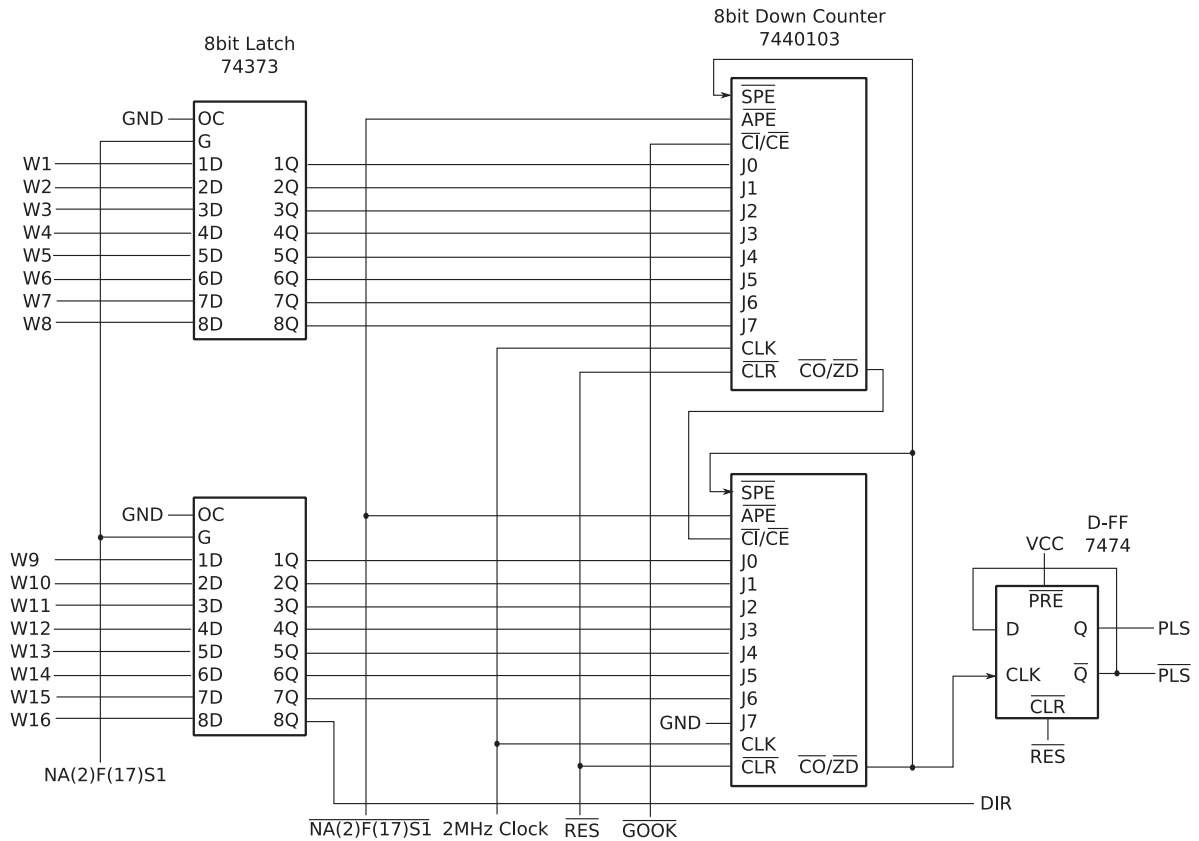


図 3.21: 分周器の回路図 (パルサー)

図 3.21 における W1~W16 は CAMAC の Write Line からの入力を一度反転させたものである (CAMAC が負論理であるのに対して TTL は正論理)。CAMAC からの入力から NA(2)F(17)S1

などを組む際には多くのゲートが必要になるため、プログラマブル IC である GAL(Gate Array Logic) を使用している。

基本動作は、NA(2)F(17) が来ると Write Line のデータが 8bit Latch 74373 に書き込まれ、さらに 8bit ダウンカウンタ 7440103 に書き込まれる。ダウンカウンタには水晶発振器からの 2MHz クロックが入力されており、 \overline{GOOK} が L の間このクロックに合わせて 1 段目のダウンカウンタがカウントダウンしていく。1 段目のダウンカウンタの値が 0 になると、 $\overline{CO}/\overline{ZD}$ が出力され、このときだけ 2 段目のダウンカウンタが動作する。2 段目のダウンカウンタも 0 になると、2 段目側の $\overline{CO}/\overline{ZD}$ が出力される。これは分周比 x としたとき、 $2\text{MHz}/(1+x)$ の周波数で起きる (図 3.22) が、モータドライバに入力する際には duty 比が 50% でないといけないので、この $\overline{CO}/\overline{ZD}$ 出力を D-type フリップフロップ (D-FF) 7474 の CLK に入力し、この立ち上がりで D-FF の出力の H/L を反転させることで duty 比を 50% にしている。また、2 段目の $\overline{CO}/\overline{ZD}$ 出力に同期してダウンカウンタの値は再び Latch 74373 に保持されている値にプリセットされる。こうして 2MHz のパルスは分周比 x とすると $1\text{MHz}/(1+x)$ のパルス (duty 比 50%) に分周される。

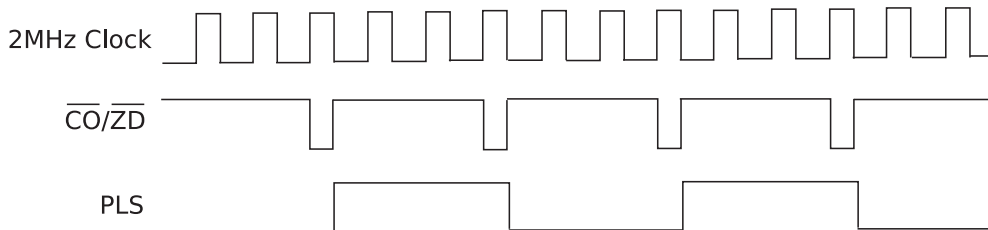


図 3.22: 分周比 $x=2$ のときのタイミングチャート

次に、パルスカウンタについて説明する。パルスカウンタの回路図を図 3.23 に示す。

NA(1)F(9)	パルス送信の一時停止
NA(1)F(10)	STOP LAM 解除
NA(1)F(11)	NA(1)F(9) による一時停止からの復帰
NA(1)F(27)	STOP LAM のチェック (STOP LAM が出ていると Q=1 を返す)
NA(2)F(0)	残りパルス数の読み出し
NA(2)F(10)	GO LAM 解除
NA(2)F(16)	パルス数を書き込んでパルス出力を開始する ($0 \sim 2^{24}-1$)
NA(2)F(17)	分周比の書き込み (CW : $2^6 \sim 2^{15} - 1$, CCW : $2^{15} + 2^6 \sim 2^{15} + 2^{15} - 1$)
NA(2)F(27)	GO LAM のチェック (GO LAM が出ていると Q=1 を返す)

表 3.4: パルサーの Function 一覧

回転テーブルの動作として見ると、ギア比が 10:1 で、1 パルスあたりモータが 0.0072° 回転するので、テーブルは 1 パルスあたり $7.2 \times 10^{-4}^\circ$ 回転する。つまり 5×10^5 パルスでテーブルが 1 回転する。回転速度については、パルスは 64 分周 = $1\text{MHz}/65 = 15\text{kHz}$ から 32767 分周 = $1\text{MHz}/32768 = 30.5\text{Hz}$ まで可変であるため、テーブルが 1 周するのにかかる時間としては 32 秒 ~ 4 時間 30 分程度まで変化させることが可能である。

モジュール内部の写真を図 3.24 に示す。ラッピングで結線してある。

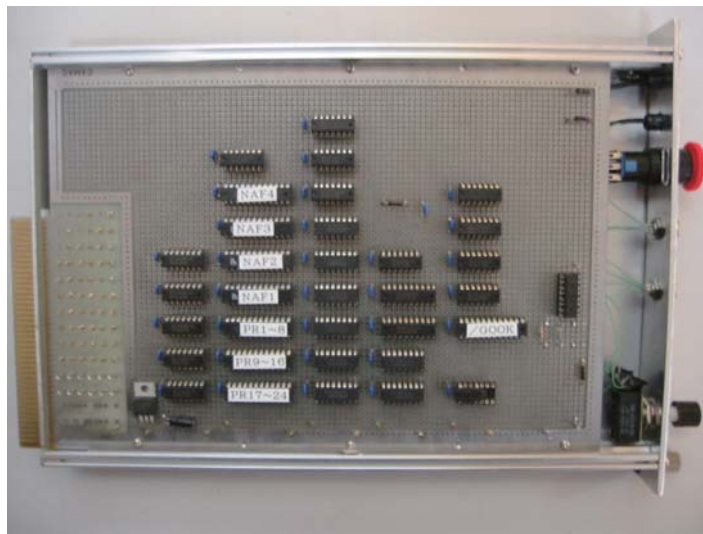


図 3.24: パルサーの基板写真

動作テストのため、PMT をマウントせず、リミッタースイッチを取り外した状態で分周比を変えながら台が 1 周回転するのにかった時間を計測し、回転速度が正しく制御できているかをチェックした。結果を図 3.25 に示す。

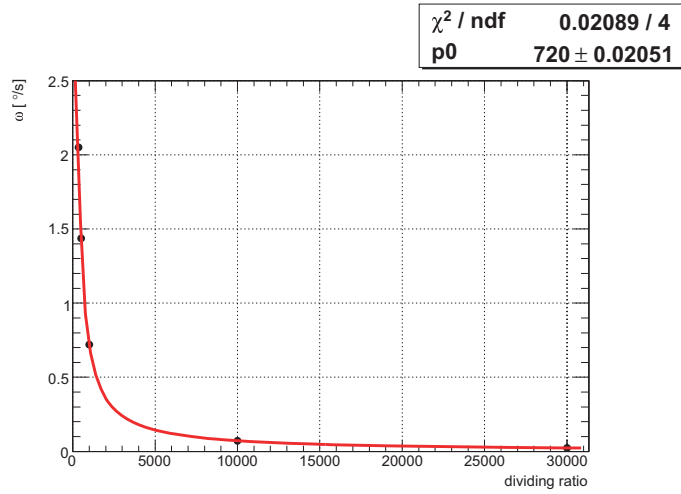


図 3.25: パルサーの動作テスト

図 3.25 における曲線は、分周比を x として $p_0/(1+x)$ という関数でフィッティングした結果である。 p_0 の値は、

$$p_0 = 1\text{MHz} \times 0.0072^\circ \times \frac{1}{10} = 720 \text{ [}^\circ/\text{s]} \quad (3.4)$$

となるはず (最後の 1/10 は 10:1 のギア比の関係で、テーブルが 1 回転するにはモータが 10 回転する必要があるためにかかる) であるが、この値通りの結果となっている。

次にリミッターについて説明する。テーブルには γ 線検出器および e^+ タグ用の検出器がマウントされるため、これらの PMT からのケーブル類が絡まらないようにテーブル回転範囲を制限する必要がある。そこで図 3.26 右側に示すように、接触式のスイッチを用いて、テーブル側に取り付けられたアルミ棒がこのスイッチに触れるとパルサーが停止するようにし、テーブルが一周以上回転できないようにしている。

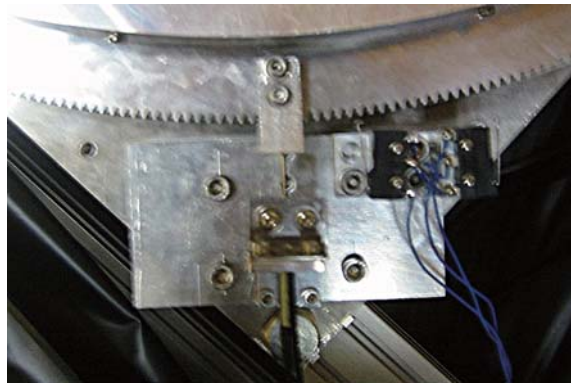


図 3.26: リミッター (右) および原点センサ (中央)

また、リミッターによる動作停止から復帰する際にはモジュール前面に取り付けたバイパススイッチを押していなければならない。

3.3.3 エンコーダおよび位置読みシステム

エンコーダの外観は図 3.20 右にあるが、スケールセンサおよび光ファイバセンサにつながるケーブルおよび状態表示用の LED が 2 つある。

まずスケールセンサについて説明する。回転テーブルの側面にスケールをとりつけ、スケールセンサによってスケールの移動量を読み取る (図 3.27)。

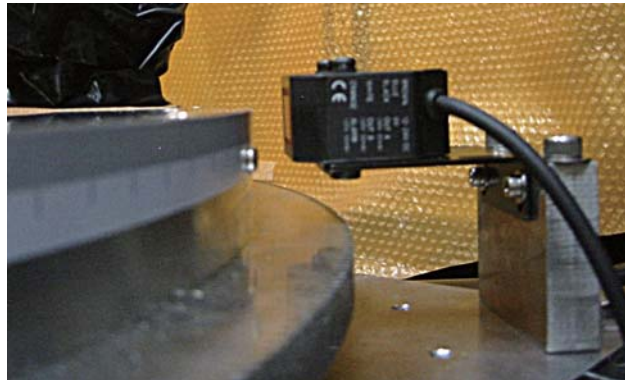


図 3.27: スケールセンサ

スケールセンサはスケールの移動量と移動方向に応じて図 3.28 のように A 相、B 相の 2 相出力を行う。スケールセンサは最速で 1200mm/s まで計測できる。これは回転テーブルの最高速度である約 50mm/s(最速で 32 秒で 1 回転。テーブルの外周は 1500mm である) を大きく上回っている。また、スケールセンサにはもう 1 つ、ALARM 出力があり、これはスケールセンサがスケールに対して傾いているなどの理由で正常にスケールを読み取れない場合に H になる。

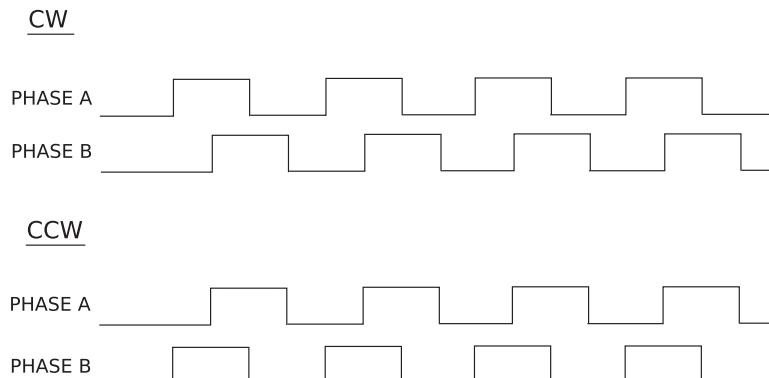


図 3.28: スケールセンサの出力

ただし、これだけでは移動量しかわからないため、原点を別の方法で決める必要がある。そこで、テーブル側に $\phi 1\text{mm}$ の細い棒を取り付け、テーブルが原点位置にあるときに光ファイバセンサの光が遮られるようにした (図 3.26 中央)。光ファイバセンサは遮光時に出力が H になる。

エンコーダによってスケールセンサおよびファイバセンサからの出力をあわせて現在角度の情報に変換する。回路図を図 3.29 に示す。

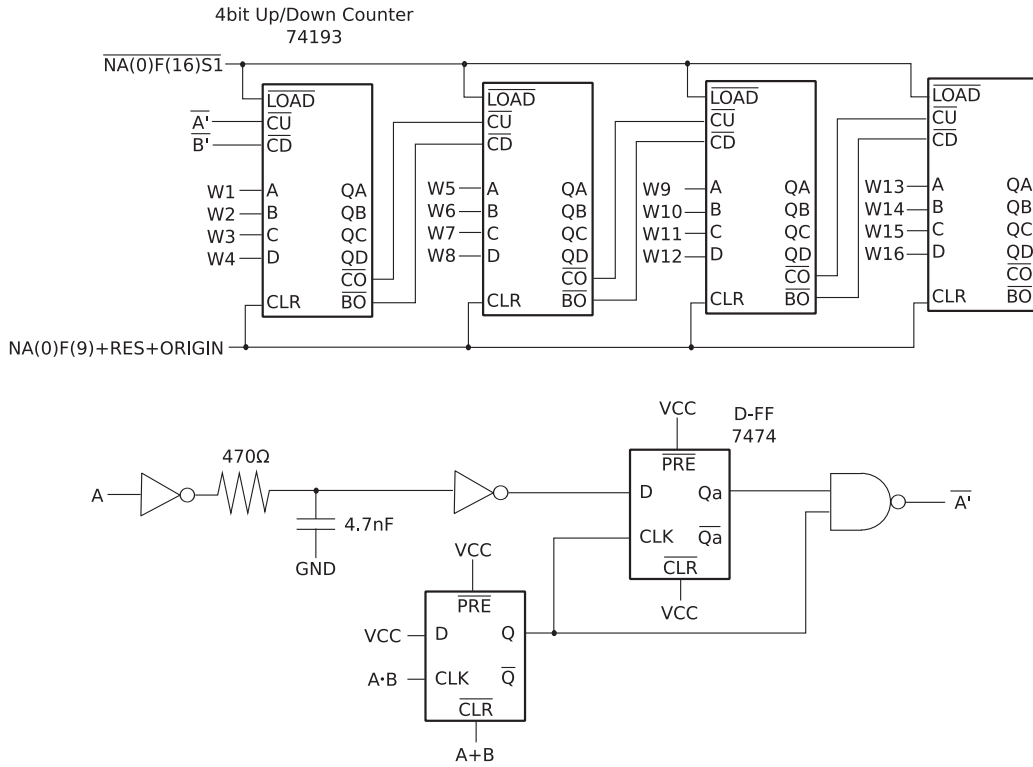


図 3.29: エンコーダの回路図

Up/Down カウンタである 74193 は \overline{CU} が H のときに \overline{CD} に立ち上がりがあるとカウントダウンし、 \overline{CD} が H のときに \overline{CU} に立ち上がりがあるとカウントアップするので、基本的には単純にスケールセンサの A 相、B 相出力を \overline{CU} 、 \overline{CD} に入力してやれば、スケールセンサの変位をカウントすることができる。しかし、スケールセンサの出力の立ち上がりおよび立ち下がりにジッターが多く、正常に計数できなかったため、図 3.29 の下部にあるようなジッター除去用のアナログ回路を追加してある (A 相側のみ書いてあるが、B 相についても同様である)。これにより、A 相、B 相出力は図 3.30 に示すように変換される。

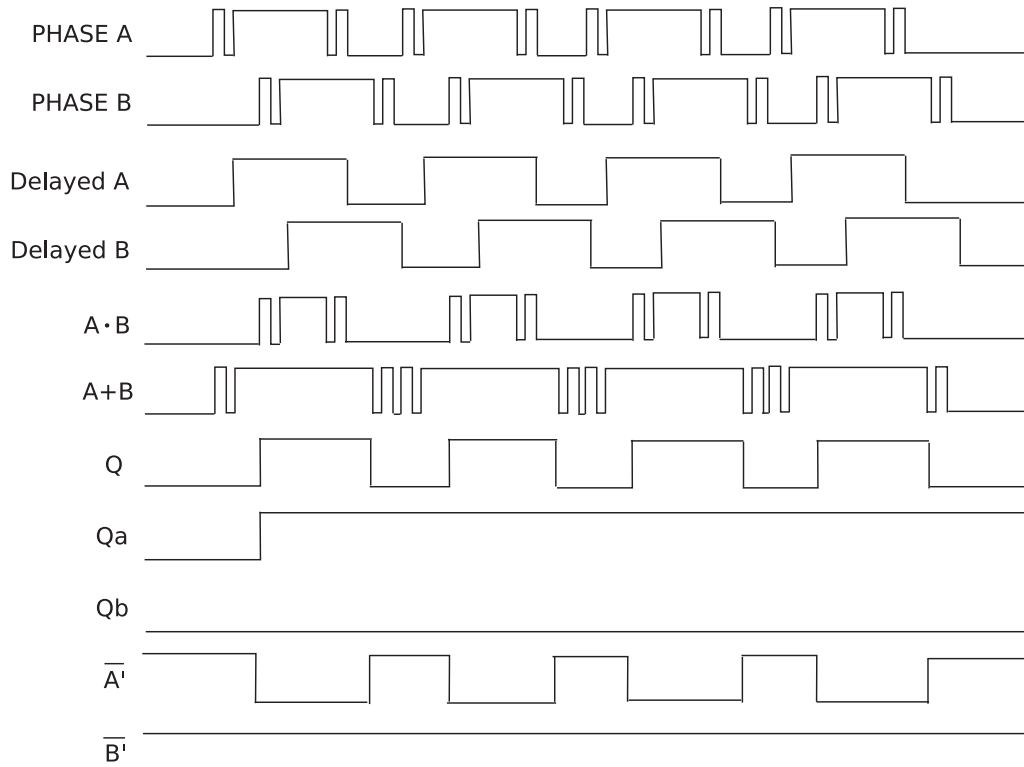


図 3.30: A 相、B 相出力のジッター除去

CAMAC Function の一覧を表 3.5 に示す。

NA(0)F(0)	カウンタの値を読み出す
NA(0)F(9)	カウンタの Clear
NA(0)F(10)	ALARM LAM 解除
NA(0)F(16)	カウンタに値を書き込む
NA(0)F(27)	原点にあるとき Q=1 を返す

表 3.5: エンコーダの Function 一覧

モジュール内部の写真を図 3.31 に示す。エンコーダについてもラッピングで結線してある。

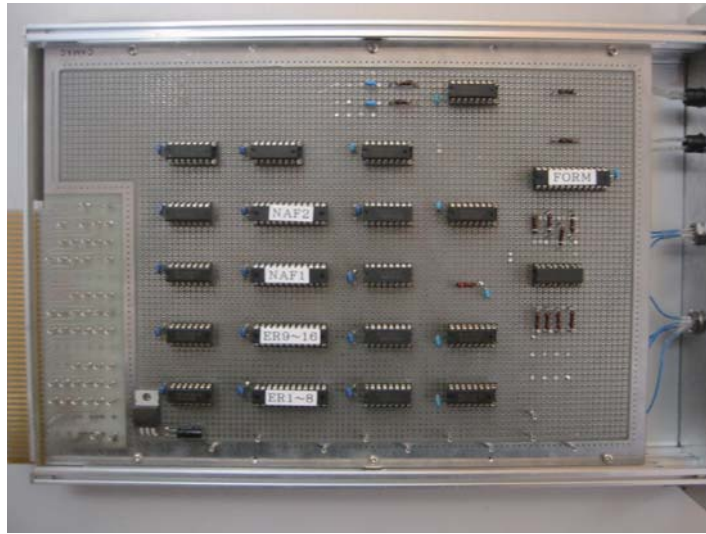


図 3.31: エンコーダの基板写真

動作テストの結果を図 3.32 に示す。一定の速度でテーブルを原点から CW に1周回転させたときの、パルサーに送ったパルス数から求まる角度 ($1 \text{ パルスで } 7.2 \times 10^{-4} \text{ }^\circ$ 。テーブルが回転する) とエンコーダの読み値から求まる角度 (テーブルの側面に取り付けたスケールから周長がわかる) との差を縦軸にとっている。スタート時の大きなズレについて説明する。図 3.19 を見るとわかるように、リミッターがあるために、通常の利用においては原点に戻る際には CCW に回転させることになり、一方原点からスタートする際には必ず CW に回転させることになるため、スタート時にはかならずギアの遊びによるバックラッシュが生じる。これが約 0.1 度 のずれの原因である。結局、約 0.2 ° の精度で角度が制御できることがわかる。

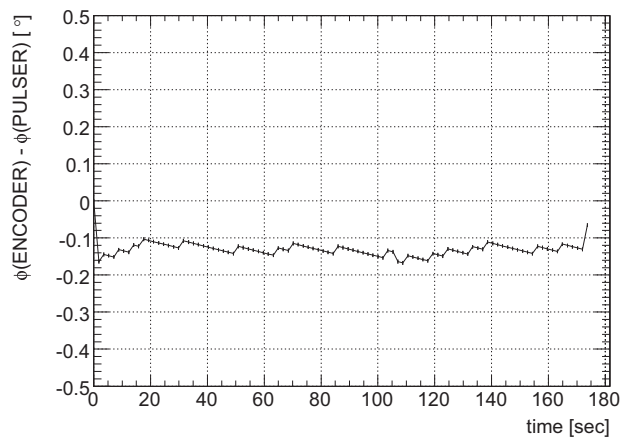


図 3.32: エンコーダの動作テスト

3.4 磁場システム

o -Ps をテンソル偏極させるために Ps 生成領域 (エアロジェル領域) に対して強力かつ一様な磁場をかける必要がある。そこで図 3.33 に示すような磁場システムを製作した。 $\phi 80\text{mm} \times t 50\text{mm}$ のネオジム磁石 (NeoMag Neo40) を 2 つ用いている。単純にはなるべく磁石を近づければよいのだが、 γ 線の通り道を塞いではいけませんので、収束コーンを用いている。リターンヨークを 5 角形にしているのは組み付けの際に水平が出ていると便利のためである。図 3.34 が実物の写真である。磁石はステンレス製のホルダーで覆われている。

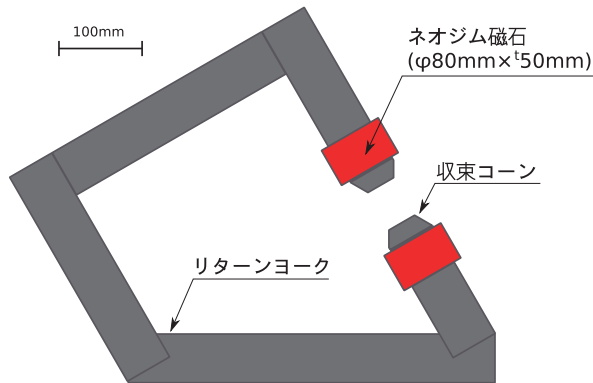


図 3.33: 磁場システムの概略図

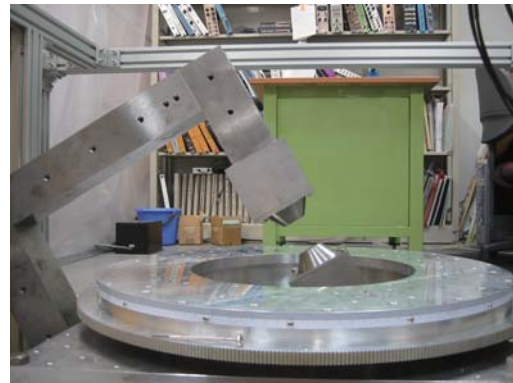


図 3.34: 磁場システム写真

磁場は 3 軸ガウスメータ (電子磁気工業 (EMIC) GM-5307 (本体) + T571 (プローブ)) を用いて測定した。図 3.35 に磁場測定の様子を示す。回転テーブルに固定した XZ 軸アルミステージ (シグマ光機 TBM-404SLFP) にガウスメータを固定してある。Ps 生成領域 ($\phi 10\text{mm} \times t 10\text{mm}$) における磁場を XZ 方向については 1mm 間隔、回転方向については 30° 間隔で測定した。

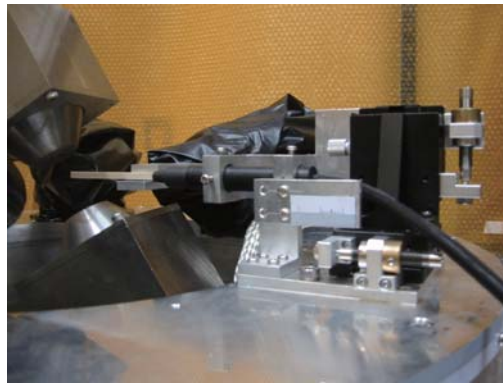


図 3.35: 磁場測定の様子

測定結果を角度別に図 3.36 に示す。中心磁場は $4.92 \pm 0.11\text{kG}$ で、Ps 生成部における一様性は中心磁場に対して $+7.5_{-2.5} \%$ である。この結果から $|\chi_+\rangle$ 成分の真空中における崩壊率を求めると、 $43.3^{+5.9}_{-3.0} \mu\text{s}^{-1}$ となる (図 2.3 参照)。寿命にすると、 $23.1^{+1.6}_{-3.1} \text{ns}$ となる。また、Ps 生成領域の平均

磁場は $4.93 \pm 0.11\text{kG}$ であり、寿命の平均値としては $22.9 \pm 0.9\text{ns}$ となる。

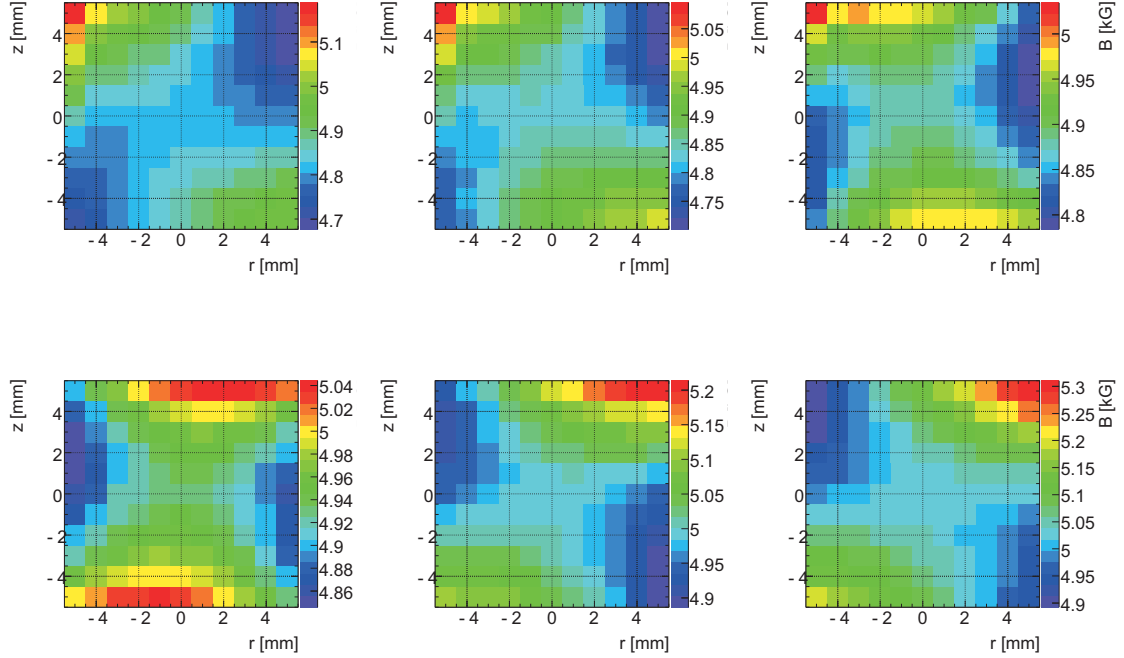


図 3.36: 磁束密度 $|\vec{B}|$ の測定結果 (左上:15°、中上:45°、右上:75°、左下:105°、中下:135°、右下:165°)

なお、リターンヨーク等も回転テーブルと同様に 1/100mm 台で製作を行い、組み付けの際には回転テーブルの中心と磁場の中心とを 0.5mm 精度で合わせてある (磁場の強さが Ps 生成位置において一様でない場合、磁場の中心と回転テーブルの中心がずれているとテーブル位置によって Ps 生成位置における磁場の平均値が変化し、それに伴い $|\chi_+\rangle$ 成分の寿命が変化するため、Timing Window に入ってくる $|\chi_+\rangle$ 成分の割合がテーブル位置に依存してしまい、イベント数に角度依存性が生じてしまう)。

この中心位置の精度 0.5mm および Ps 生成領域における磁場の強さの非一様性によって生じる非対称度を見積もる。磁場測定のメッシュは 1mm 間隔なので、磁場中心と回転テーブルの中心が 1mm ずれている場合にエアロジェル領域における磁場の平均値の角度変化を求めると、4.926~4.934kG の範囲で変動するので、これを Ps 生成部における磁場の平均値の角度による不定性とし、これが原因で生じる非対称度 A_{mag} を求める。磁場変動によって生じる $|\chi_+\rangle$ 成分の寿命の変動は 22.84~22.90ns に相当する。この寿命変化によって生じる非対称度 A_{mag} は

$$\begin{aligned}
 A_{\text{mag}}(\phi) &= \frac{R_p(\phi) - R_p(\phi + 180^\circ)}{[R_u + R_p(\phi)] + [R_u + R_p(\phi + 180^\circ)]} \\
 &= \frac{R_p(\phi)/R_u - R_p(\phi + 180^\circ)/R_u}{2 + R_p(\phi)/R_u + R_p(\phi + 180^\circ)/R_u}
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

と表せる。ここで R_p は $|\chi_+\rangle$ 成分のレート、 R_u は $|1, \pm 1\rangle$ 成分のレートである。これらの比 R_p/R_u は以下のようにして計算できる。

まず、O.Nachtmann らの論文 [9] によれば、偏極した o-Ps の 3γ 崩壊においては 3γ -平面と o-Ps のスピン量子化軸とのなす角 θ に崩壊率が依存する (表 3.6)。本実験においては $\theta = 30^\circ$ であるから、 $m_B = 0$ 成分と $m_B = \pm 1$ 成分の比は 7 : 9 となる。

m_B	+1	0	-1
$\frac{16\pi}{3} \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\Omega}$	$\frac{1}{2}(3 - \cos^2 \theta)$	$1 + \cos^2 \theta$	$\frac{1}{2}(3 - \cos^2 \theta)$

表 3.6: o-Ps のスピン量子化軸と 3γ -平面の法線とのなす角 θ に対する崩壊率の角度依存性

さらに、V. W. Hughes らの論文 [10] に従えば、Zeeman 効果によって作られた $|\chi_+\rangle$ 成分は 2γ 崩壊、 3γ 崩壊いずれのモードでも崩壊し、 3γ 崩壊する割合は磁場の強さに応じて図 3.37 に示すように変化する。

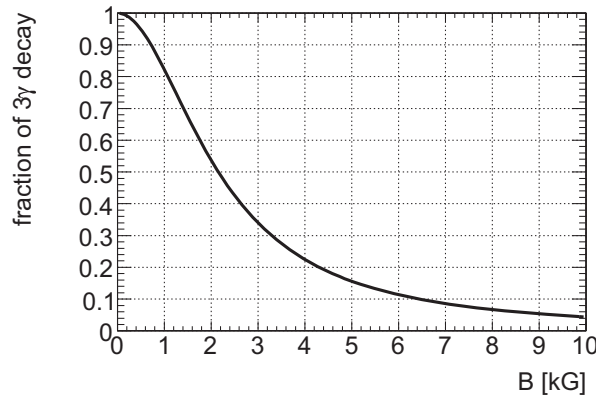


図 3.37: $|\chi_+\rangle$ 成分のうち 3γ 崩壊するものの割合

測定した磁場の平均値から、 $16.0 \pm 0.6\%$ が 3γ 崩壊し、残りが 2γ 崩壊するとわかる。モンテカルロシミュレーション (4.2 節において説明) によれば 3γ 崩壊イベントが Energy Window をパスする確率は 2γ 崩壊イベントの $23(\pm 4)$ 倍であるため、結局 $|\chi_+\rangle$ 成分と $|1, \pm 1\rangle$ 成分の比は $7 \times 0.16 + 16/3 \times 0.84/23 : 9 = 6.8(\pm 0.3) : 1$ 程度になるはずである。

この値を用いると、

$$\begin{aligned} \frac{R_p}{R_u} &= \frac{\int_{50}^{400} p_3 \exp(-t/p_4) dt}{\int_{50}^{400} p_1 \exp(-t/p_2) dt} = \frac{p_3 p_4 [\exp(-50/p_4) - \exp(-400/p_4)]}{p_1 p_2 [\exp(-50/p_2) - \exp(-400/p_2)]} \\ &= \frac{1 \times [\exp(-50/22.84) - \exp(-400/22.84)]}{6.2 \times [\exp(-50/130) - \exp(-400/130)]} = 0.02847 \end{aligned} \quad (3.6)$$

と求まる。同様にして寿命 22.90ns に対しては 0.02863 と求まる。したがって非対称度 A に対する寄与は $(0.02863 - 0.02847)/2 = 1 \times 10^{-4}$ 程度しかないと考えられる。

なお、PMT が取り付けられる位置における磁場の強さはリターンヨークのおかげで 50~150G 程度に抑えられている。本実験においては、PMT の磁場システムに対する相対位置が台の回転によって変化し、それに伴い PMT にかかる磁場の強さが変化するため、PMT のゲインが位置によって変動するが、これは $\pm 5\%$ 以内に抑えられており、off-line でのキャリブレーションによって補正可能である。

3.5 データ取得システム

本実験では NIM モジュールおよび CAMAC システムを使用してデータを取得する。データ取得回路を図 3.38 に示す。最終的に CAMAC モジュールに送られる信号は、

- プラスチックシンチレータ (PS-L, PS-R) に落ちたエネルギー
- プラスチックシンチレータ (PS-L, PS-R) が鳴ったタイミング
- LYSO シンチレータ (LYSO1~LYSO4) に落ちたエネルギー
- LYSO シンチレータ (LYSO1~LYSO4) が鳴ったタイミング
- livetime における 1MHz クロックのカウント数

である。プラスチックシンチレータに落ちたエネルギーについては、最終的にチャージ積分型 ADC (図 3.38 では REPIC q-ADC と表記。林栄 RPC-022、12bit、フルスケール 1000pC) に送られ、データが記録される。LYSO シンチレータに落ちたエネルギーも同様にチャージ積分型 ADC (図 3.38 では CAEN q-ADC と表記。CAEN C1205、16bit、フルスケール 650pC (middle range)) に送られ、データが記録される。プラスチックシンチレータ、LYSO シンチレータの時間情報については、クロックカウンター型の TDC (図 3.38 では TDC と表記。2GHz クロックを入力、16bit、フルスケール 32.768 μ s) に送られ、データが記録される。

なお、図の見やすさのため CAMAC モジュールに送る信号は PS-L, LYSO1 についてしか書いていないが、実際には、PS-R は PS-L と、LYSO2~4 は LYSO1 と同様にして NIM モジュールや Delay ケーブルを通じて CAMAC モジュールへ信号が送られ、データが記録される。

第3章 実験装置

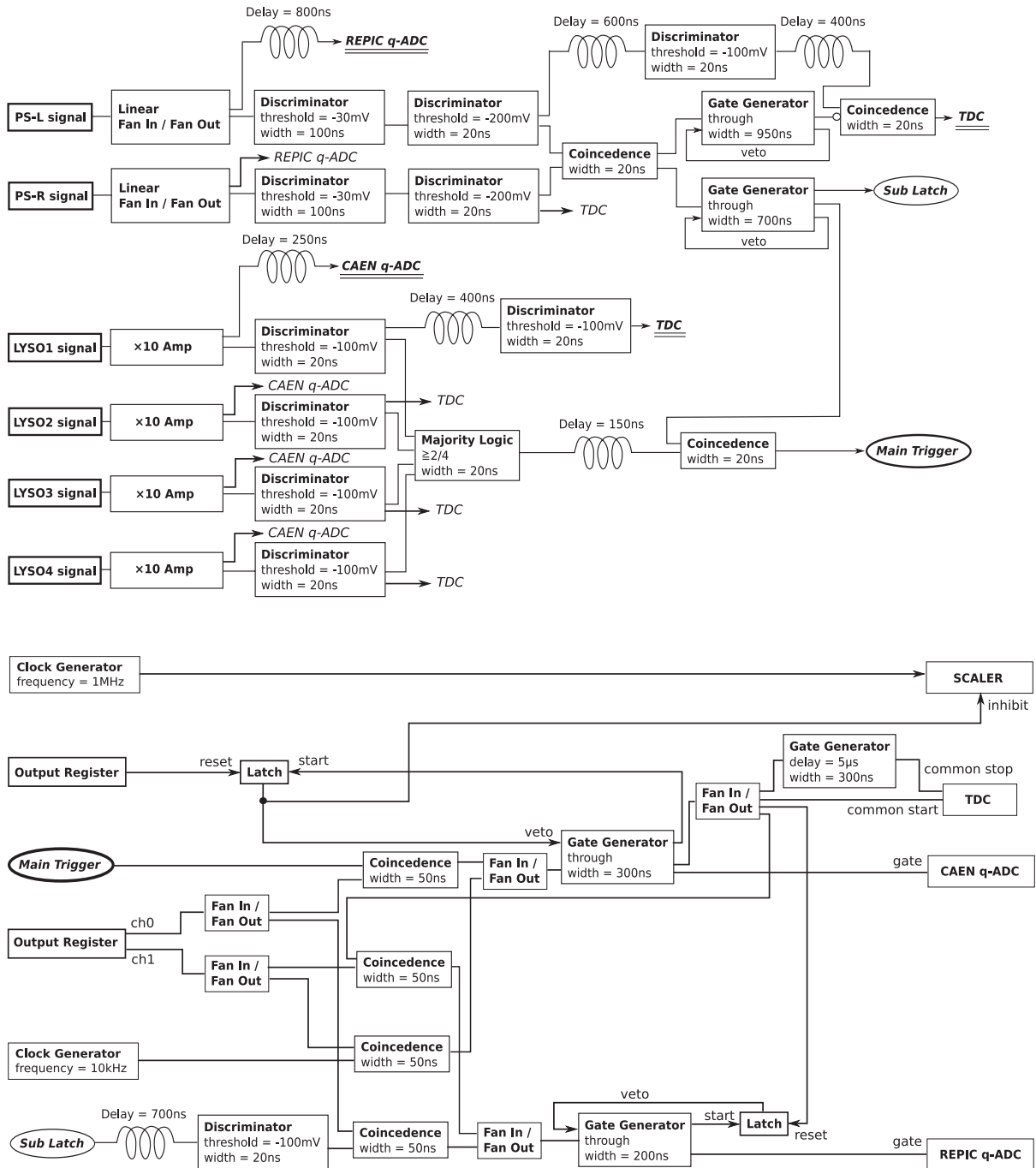


図 3.38: データ取得システム

トリガー条件については、2つのプラスチックシンチレータのコインシデンスのタイミングから見て、 -100ns から $+600\text{ns}$ の間に4本のLYSO検出器のうち2本以上のコインシデンスがとれた場合にトリガーがかかる。

いくつか重要な点について説明を加えておく。

PS-L, PS-R からの信号における 1 つ目の discriminator ではジッターを消すために width を 100ns に広げている。

また、1MHz という高いレートで PS-L, PS-R それぞれが鳴っているため、何もしないと 2 つのプラスチックシンチレータのコインシデンスがとれていない信号がコインシデンスのタイミングよりも先に TDC stop に入ってしまう。こうしたイベントは解析の際に要求する off-line コインシデンス条件を満たさず、イベントレートを低下させてしまう。これを防ぐためにプラスチックシンチレータのコインシデンス信号を Gate Generator で 950ns に広げ、この信号が来ている間は (1000ns delay 後の)PS-L, PS-R の信号が TDC stop に入らないようにしている (図 3.39)。

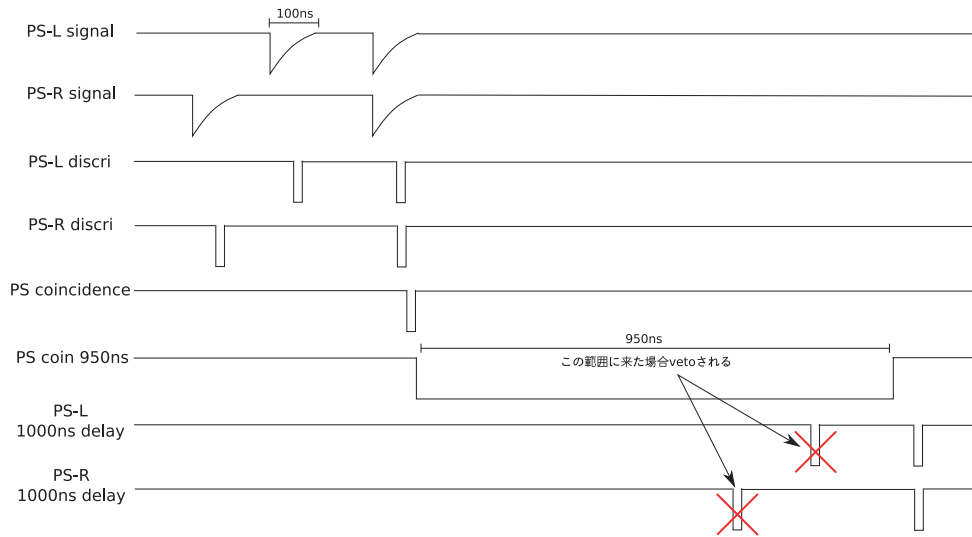


図 3.39: TDC stop に coincidence がとれていない信号が入るのを防ぐ

また、PS-L および PS-R のエネルギーについては sub latch を用いることで main trigger がかったときにのみ、PS-L と PS-R のコインシデンスのタイミングに同期したゲートを開いてチャージ積分を行っている。こうすることでゲートを短くすることができ、分解能が向上する。

第4章 データ解析

データ取得は、検出器を図 3.14 の状態に配置しての測定 (Run 1: real time = 約 18 日間、livetime = 8.9×10^5 sec) と、図 3.14 において γ 線検出器 L1 と L4 の位置および L2 と L3 の位置を交換しての測定 (Run 2: real time = 約 15 日間、livetime = 7.8×10^5 sec) の 2 度にわけて行った。

データは、図 3.14 の状態を原点として、CW に $15^\circ \sim 345^\circ$ の範囲で 30° きざみの 12 点において取得している。角度の変更は 1 時間に 1 度ずつ行い、データ取得はテーブルを静止させた状態で行う。1 時間のうち 100sec の間は、図 3.38 にあるように 10kHz のクロックでトリガーをかけてデータを取得する pedestal run であり、残りの 3500sec が通常の run である。エネルギーおよびタイミングのキャリブレーションを 1 時間を単位として行うことで時間変動からくる系統誤差が生じないようにしている。

4.1 節で取得したデータのキャリブレーションおよびイベントの質を保証するための基本的なセレクションについて説明する。4.2 節で、Energy Window および Timing Window について説明する。4.3 節において、本実験の解析において多くの役割を持つ P_s 崩壊時間のフィッティングについて述べたあと、4.4 節においてイベント数の角度に関する非対称度 A 、4.5 節において Q を求め、最終的に 4.6 節において C_{CP} を導く。4.7 節において系統誤差を評価し、最終的な結果を 4.8 節にまとめる。

4.1 キャリブレーションおよび基本的なイベントセレクション

この章では、

- e^+ がプラスチックシンチレータ (PS-L、PS-R) に落としたエネルギー
- γ 線が LYSO 結晶 (LYSO1~4) に落としたエネルギー
- e^+ がプラスチックシンチレータを通過してから γ 線が検出されるまでにかかった時間

の 3 つの情報のキャリブレーション方法について説明すると同時に、基本的なイベントセレクションについても説明する。

4.1.1 PS-L、PS-R のエネルギースペクトル

プラスチックシンチレータのエネルギースペクトルは、3.1 節の図 3.6 のように 25keV の位置にピークを作る。normal run におけるこのピークを左右非対称なガウシアンでフィットすることでピーク位置を求め、pedestal run における 0 点ピークをガウシアンでフィットしてやることで

pedestal 位置を求める。この2点でキャリブレーションを行うことで図4.1のようなスペクトルが得られる。ここでは25keVピーク的位置が1となるようにキャリブレーションしている。

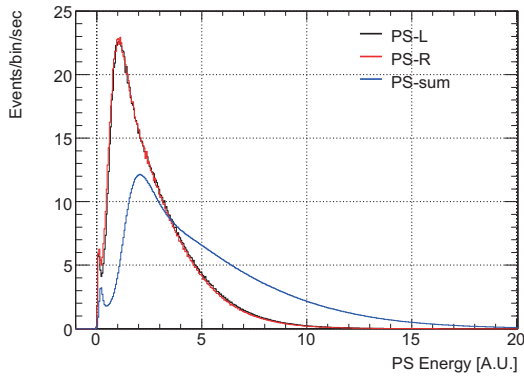


図4.1: PS-L(黒線)、PS-R(赤線)で得られたエネルギースペクトル。PS-sum(青)はPS-LおよびPS-Rの信号の和

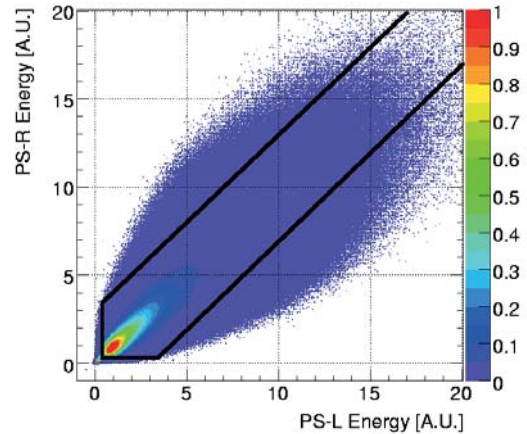


図4.2: PS-L、PS-Rで得られたエネルギースペクトル(2次元)

また、off-lineでPS-LおよびPS-Rのエネルギーに対して図4.2において黒線の内側に入った(両方のPMTにおいて同程度のエネルギーが測定された)イベントを選び出す。

4.1.2 LYSO1~4のエネルギースペクトル

LYSO検出器では、 ^{22}Na の崩壊によって生じる γ 線が検出される。3.5節で述べたように、4本のLYSO検出器のうち少なくとも2本以上のLYSO検出器においてスレッシュホールドを超えるエネルギーが観測された場合のみデータがとられる。このため、ヒットのないLYSO結晶においてはpedestalデータがとられることになる。よって、LYSO検出器のキャリブレーションにおいては、pedestal runではなく通常のrunにおけるpedestal位置のピークをガウシアンでフィットして0keVにあたる位置を求め、511keVのピークを(ガウシアン+直線)の関数でフィットすることで511keVピーク的位置を得る。この2点を用いてエネルギーのキャリブレーションを行う(^{22}Na 線源からはend point 546keVの β 線の放出に付随して1275keVの γ 線が放出されるが、これはq-ADCのレンジ外にあるためキャリブレーションに用いることはできない)。こうして図4.3のようなエネルギースペクトルが得られる。

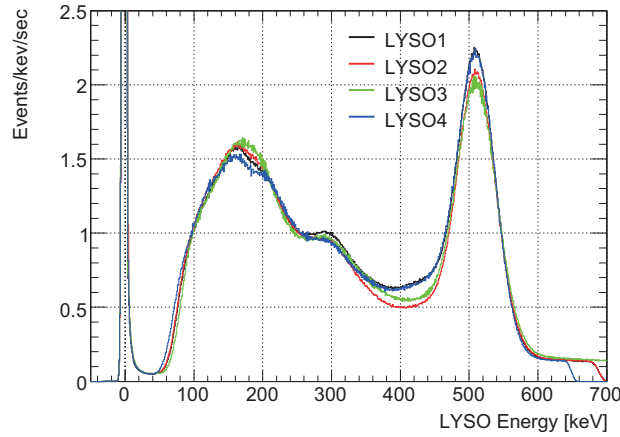


図 4.3: LYSO1(黒)、LYSO2(赤)、LYSO3(緑)、LYSO4(青) で得られたエネルギースペクトル

350keV~450keV の領域 (511keV のコンプトンエッジが 340keV であることからわかるようにコンプトン効果の影響がなく、511keV も FWHM 約 12% であることから 2γ 起源のイベントが少ない) で LYSO1、LYSO4 のカウント数が多いのは、LYSO1、LYSO4 は 150° ペアである (L1, L3)、(L1, L4)、(L2, L4) に 2 回現れるため、 3γ 崩壊によって生じた γ 線が入りやすいからである。

4.1.3 Ps 崩壊のタイミングスペクトル

3.5 節で説明したように、PS-L, PS-R のコインシデンス信号の $-100\text{ns}\sim 600\text{ns}$ の間に 2 本以上の LYSO 検出器のコインシデンス信号がきた場合に main trigger がかかる。TDC の common start は main trigger でかけているため、start は γ 線が検出されたタイミングでかかることになる。よって、PS-L および PS-R 信号のタイミングに Ps 崩壊時間の情報が含まれることになる。しかし、LYSO で start、プラスチックシンチレータで stop をかけているため、Ps 崩壊時間分布として考えた場合には時間の向きが逆であり、また時間の原点も Ps 生成時点とは異なっているため、キャリブレーションが必要である。なお、この実験で用いる TDC はクロックカウンター型で 2GHz のクロックを入力しており、 $1\text{bin}=0.5\text{ns}$ である。

正しいイベントを選び出すために off-line コインシデンスを課す。図 4.4 は $t(\text{PS-L})-t(\text{PS-R})$ の分布である。これを (ガウシアン+定数) という関数でフィットして時間分解能を求め、PS-L と PS-R の off-line コインシデンス条件として $t(\text{PS-L})-t(\text{PS-R})$ がこの分布の中心から 5σ ($\sigma \sim 1.0\text{ns}$) 以内にあることを要求する。

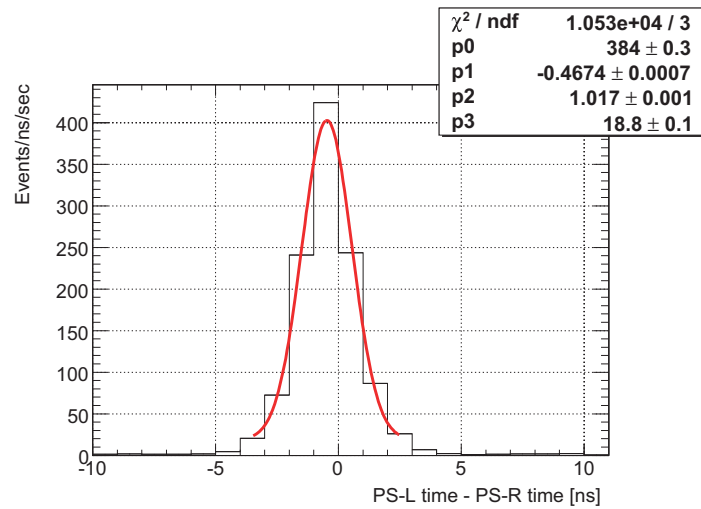


図 4.4: プラスチックシンチレータ間の時間差 $t(\text{PS-L}) - t(\text{PS-R})$ の分布

LYSO 検出器のタイミングについても同様にして各ペアに対して off-line コインシデンスを課す。図 4.5 に (L1, L4) ペアにおける時間差の分布である。150° ペアにおいてはいずれも $\sigma \sim 1.1$ ns である。

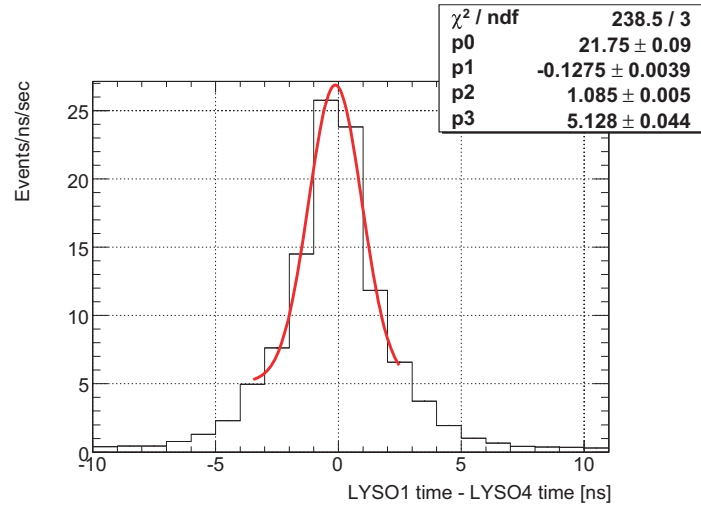


図 4.5: LYSO 検出器間の時間差 $t(\text{LYSO1}) - t(\text{LYSO4})$ の分布

さらに 4.1.1 節において述べた PS-L と PS-R のエネルギーがバランスしているという条件および off-line コインシデンスがとれた LYSO 検出器ペアで測定されたエネルギーがともに 100keV 以上であるという条件を課した $t(\text{PS-L})$ および $t(\text{PS-R})$ 分布に対して prompt ピークをガウシアンでフィットすることでそれぞれの時間の原点を求める。あとは求めた原点 (t_0) が $t=0$ になるよ

うにした後に時間反転させる ($t' = -(t - t_0)$ という変数変換) ことで時間情報についてのキャリブレーションが完了し、 P_s 崩壊のタイミングスペクトル (図 4.6) が得られる。PS-L および PS-R を独立にキャリブレーションを行った後に 2 つの平均値をとってヒストグラムを作っている。

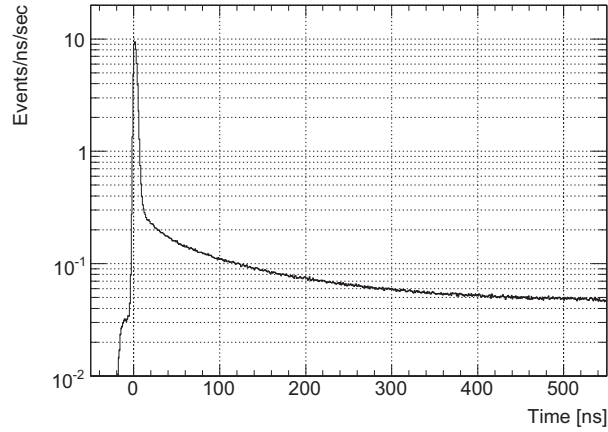


図 4.6: キャリブレーション後の P_s 崩壊のタイミングスペクトル

なお、4.1.1 節で述べた、PS-L および PS-R のエネルギーがバランスしているという条件およびこの章で述べた PS-L および PS-R の off-line コインシデンス、LYSO 検出器の off-line コインシデンスについては 4.2 節において Energy Window や Timing Window を課す以前に全てのイベントに対して要求する基本的なイベントセレクションである。

4.2 Energy Window および Timing Window

4.1.3 節の最後に述べた基本的なセレクションを通ったイベントに対して、まずは Energy Window を課す。すなわち、図 4.7 において黒太線で囲まれたイベントを取り出す。ここで図 4.7 においてどちらの検出器に \vec{k}_1 が入ったかによってペアを区別する (つまり、 $(\vec{k}_1 \rightarrow L1, \vec{k}_2 \rightarrow L4) = (L1, L4)$ ペアと $(\vec{k}_1 \rightarrow L4, \vec{k}_2 \rightarrow L1) = (L4, L1)$ ペアを区別する)。

図 4.8 は互いに 60° の角をなす (L1, L2) ペアにおける分布であるが、 150° ペアと異なり、 3γ 崩壊イベント (弧を描いて分布している) が見られないことがわかる。

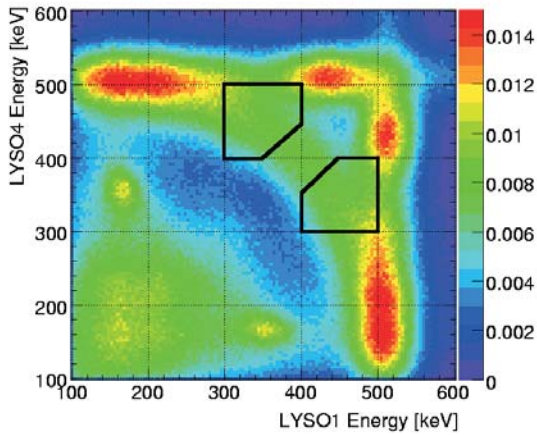


図 4.7: 150° をなす LYSO 検出器ペアにおけるエネルギー分布

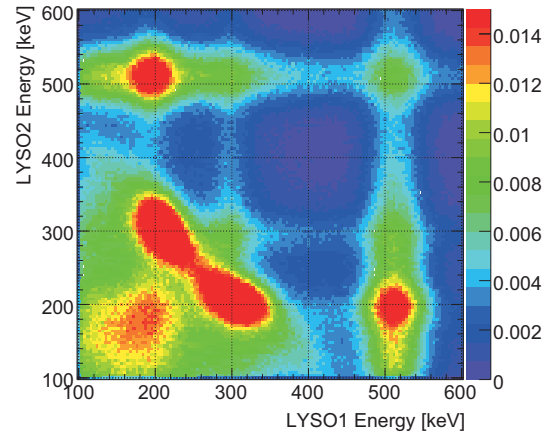


図 4.8: 60° ペアをなす LYSO 検出器ペアにおけるエネルギー分布

(L1, L3)、(L3, L1)、(L1, L4)、(L4, L1)、(L2, L4)、(L4, L2) の 6 通りのペアそれぞれに対して、Energy Window を課した後に Ps 崩壊のタイミングスペクトルをとると、図 4.9 のようになる。これは (L1, L4) ペアについての分布である。

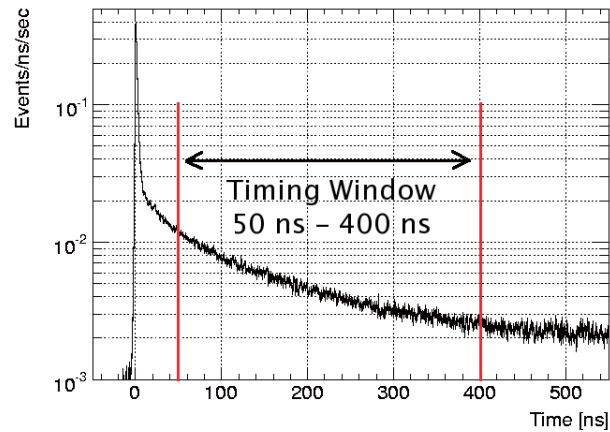


図 4.9: Energy Window 後の Ps 崩壊のタイミングスペクトル

図 4.9 に示すように、 $|1, \pm 1\rangle$ 成分が支配的な 50 ns から 400 ns の Timing Window(TW) をパスしたイベントレートを 12 点ある角度、6 通りの検出器ペアについてそれぞれ求めると、図 4.10 が得られる。

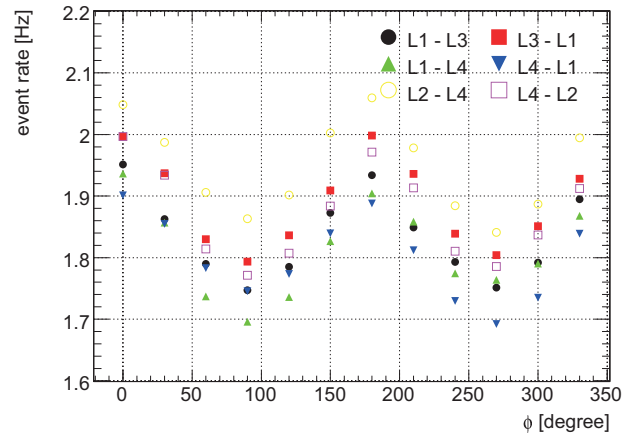


図 4.10: Timing Window をパスしたイベントレート

なお、図 4.10 の大きな角度依存性は CP 対称性の破れとは無関係であり、 P_s 生成部付近にある収束コーン等の磁場システムによって γ 線がコンプトン効果を起こすために生じたものだと考えられる。これを図 4.11 に示すジオメトリを組み込んだモンテカルロシミュレーションによって確認した。

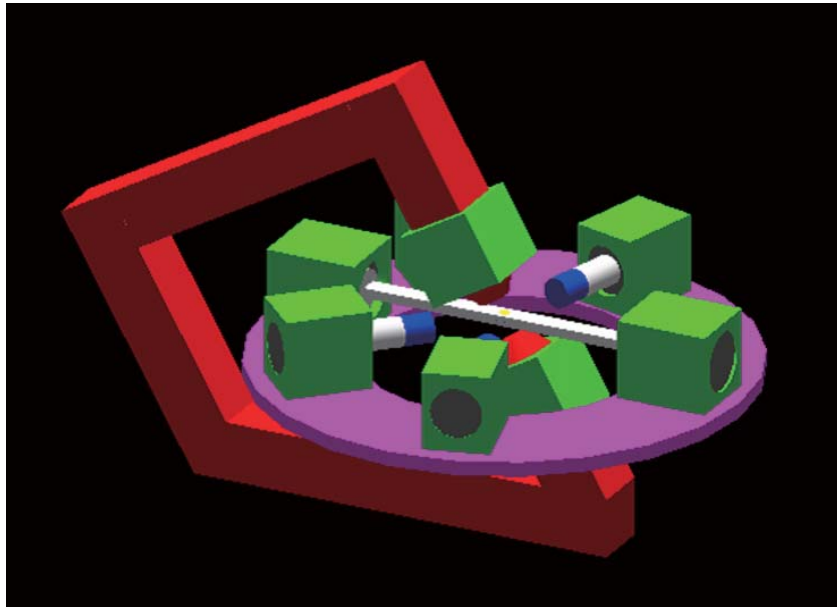


図 4.11: Geant4 に組み込んだジオメトリ

エアロジェル領域から 3γ 崩壊イベントを発生させた場合に生じた角度依存性を図 4.12、 2γ 崩

壊イベントを発生させた場合に生じた角度依存性を図 4.13 に示す。 3γ 崩壊イベントでは約 4%、 2γ 崩壊イベントでは約 22%のイベント数の変動が見られる。実際の装置における物質をすべてシミュレーションに組み込んでいるわけではないが、定性的には実際に得られた角度依存性と同じ形のものが見られている。

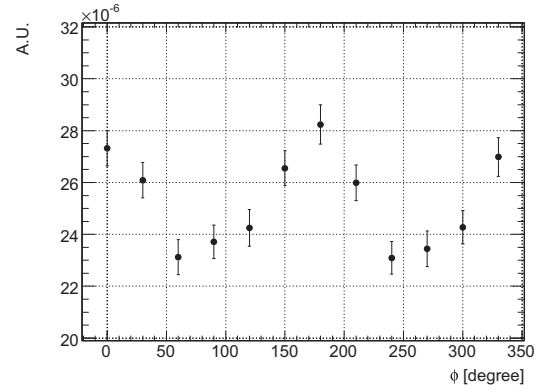
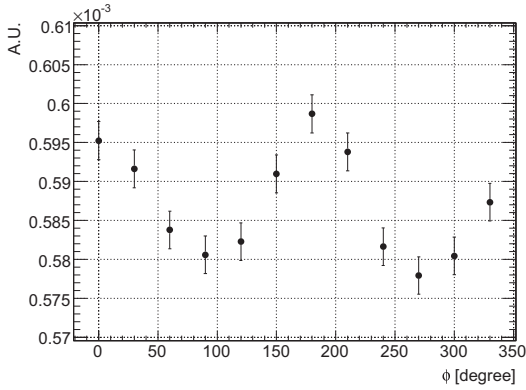


図 4.12: 3γ 崩壊イベントにおける角度依存性 (MC) 図 4.13: 2γ 崩壊イベントにおける角度依存性 (MC)

図 4.12 および図 4.13 における、 180° の点と 270° の点において得られるエネルギースペクトル (MC) を図 4.14 および図 4.15 に示す。磁場システムがない場合において得られるスペクトルを重ねてある。なお、 2γ 崩壊イベントでは ^{22}Na 線源から出る 1275keV の γ 線も放出させている。

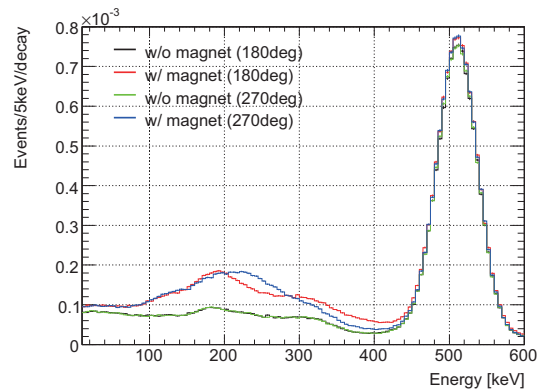
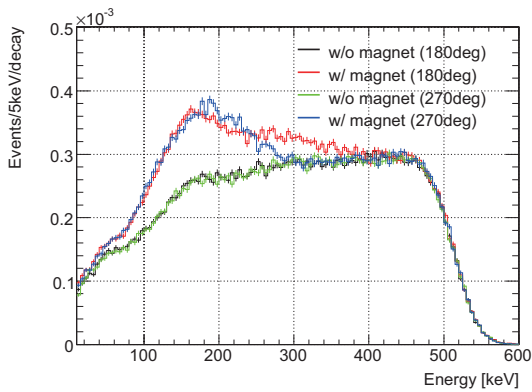


図 4.14: 磁場システムによって生じるエネルギー スペクトルの角度変化 (3γ , MC) 図 4.15: 磁場システムによって生じるエネルギー スペクトルの角度変化 (2γ , MC)

磁場システムが $\theta = 30^\circ$ 傾いているために、 $\phi = 180^\circ$ (および 0°) の点の方が磁場システムで小角度散乱したものが LYSO 検出器に入ってきてやすい。よって散乱後のエネルギーが比較的高く、

Energy Window をパスするイベント数が増えることになる。

ここまでに課したイベントセレクションを表 4.1 にまとめておく。

イベントセレクション	レート
main trigger	1300 Hz
2 つ以上の LYSO 検出器に (100keV 以上の) ヒット	460 Hz
PS-L、PS-R でのエネルギーバランス	440 Hz
LYSO 検出器での off-line コインシデンス	380 Hz
PS-L、PS-R での off-line コインシデンス	330 Hz
Energy Window	30 Hz
Timing Window	11 Hz

表 4.1: イベントセレクションのまとめ

4.3 Ps 崩壊時間分布のフィッティング

4.2 節においてイベントレートを求めたが、これにはアクシデンタルなイベントによる寄与が含まれているため、これを差し引く必要がある。アクシデンタルレートは Ps 崩壊時間分布をフィッティングすることで求める。また、2 章で述べたとおり、 Q を求めるには Timing Window 内の o -Ps のテンソル偏極度を求める必要があるが、これはフィッティングによって得られる $|\chi_+\rangle$ 成分および $|1, \pm 1\rangle$ 成分の割合から求まる (Q は 4.5 節で求める)。

Ps 崩壊時間分布は、 p -Ps $\rightarrow 2\gamma$ 崩壊や e^+ が Ps を作らずに電子と対消滅して 2γ 崩壊したイベントによる $t=0$ における鋭いピークを除くと、

$$p_0 + p_1 \exp(-t/p_2) + p_3 \exp(-t/p_4) \quad (4.1)$$

という式で表され、アクシデンタル成分 p_0 、長寿命な $|1, \pm 1\rangle$ 成分 $p_1 \exp(-t/p_2)$ 、短寿命な $|\chi_+\rangle$ 成分 $p_3 \exp(-t/p_4)$ の 3 つの寄与が合わさったものになっている。

フィッティングはまず、始点を 120ns にして

$$p_0 + p_1 \exp(-t/p_2) \quad (4.2)$$

という関数を使って行い、アクシデンタル成分および寿命の長い $|1, \pm 1\rangle$ 成分の寄与を求める (図 4.16)。

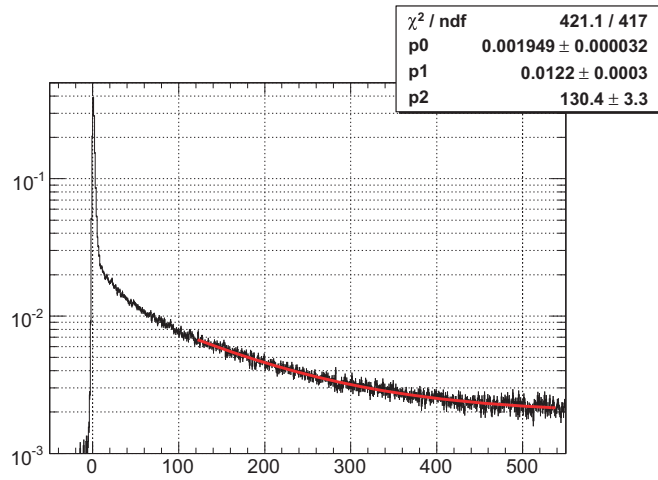


図 4.16: 始点 120ns からのフィッティング

始点を 120ns にしたのは、磁場の値から予想される $|\chi_+\rangle$ の寿命 (約 25 ns) に比べて十分に遅く、また図 4.17 からわかるようにフィット結果が安定するからである。

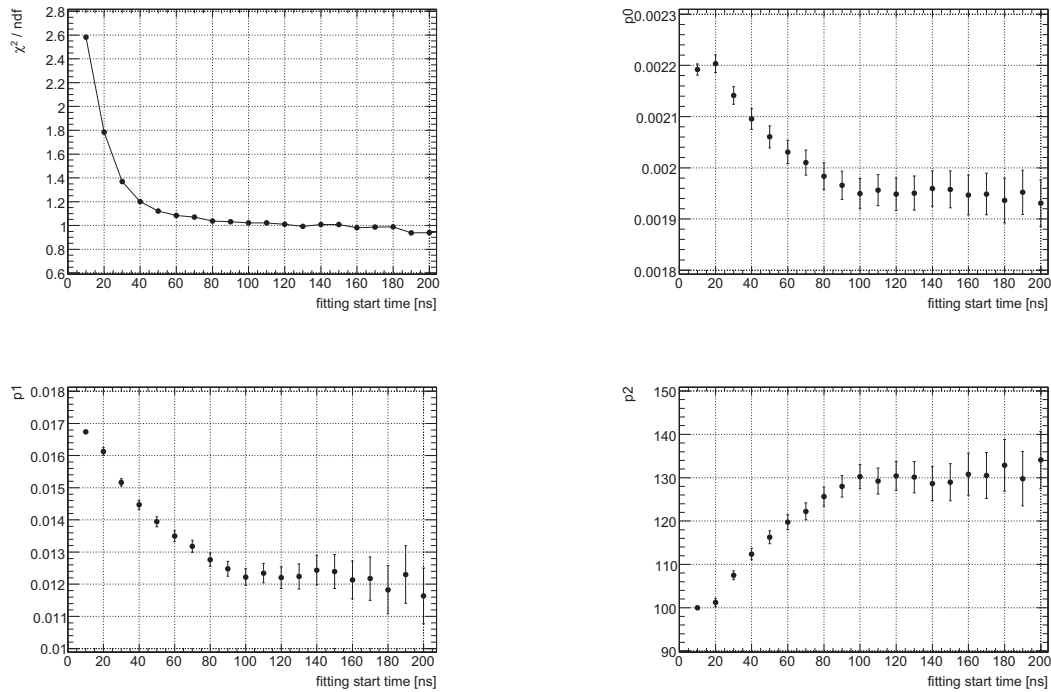


図 4.17: フィット結果の fitting start time に対する依存性 (perturbed lifetime)

フィッティングによって $|1, \pm 1\rangle$ 成分の寿命が 130.4 ± 3.3 ns と求まった。これは窒素 1 気圧中の寿命とコンシステントである。

寿命の短い $|\chi_+\rangle$ 成分の寄与を求める際には、始点 120ns でのフィッティングによってアクセシビリティ成分および寿命の長い $|1, \pm 1\rangle$ 成分の寄与がわかっているのので、始点を 20ns にして

$$p_0 + p_1 \exp(-t/p_2) + p_3 \exp(-t/p_4) \quad (4.3)$$

という関数を用い、 p_0 、 p_1 、 p_2 を固定してフィッティングを行う。フィッティングの結果を図 4.18 に示す。

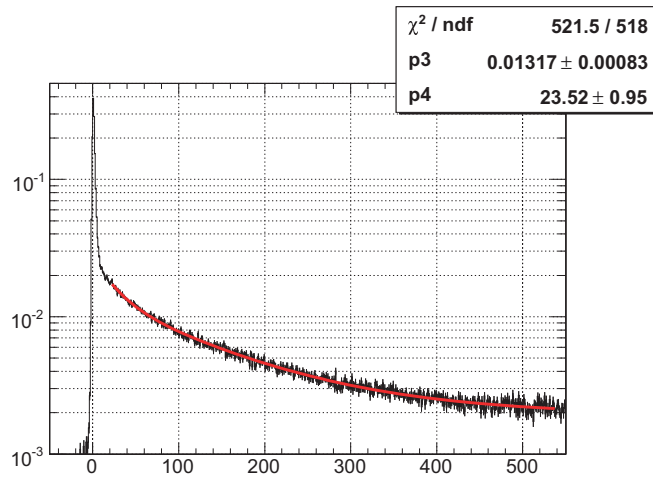


図 4.18: 始点 20ns からのフィッティング

フィッティングの始点を 20ns にしたのは、図 4.19 からわかるように、フィット結果が安定するからである。

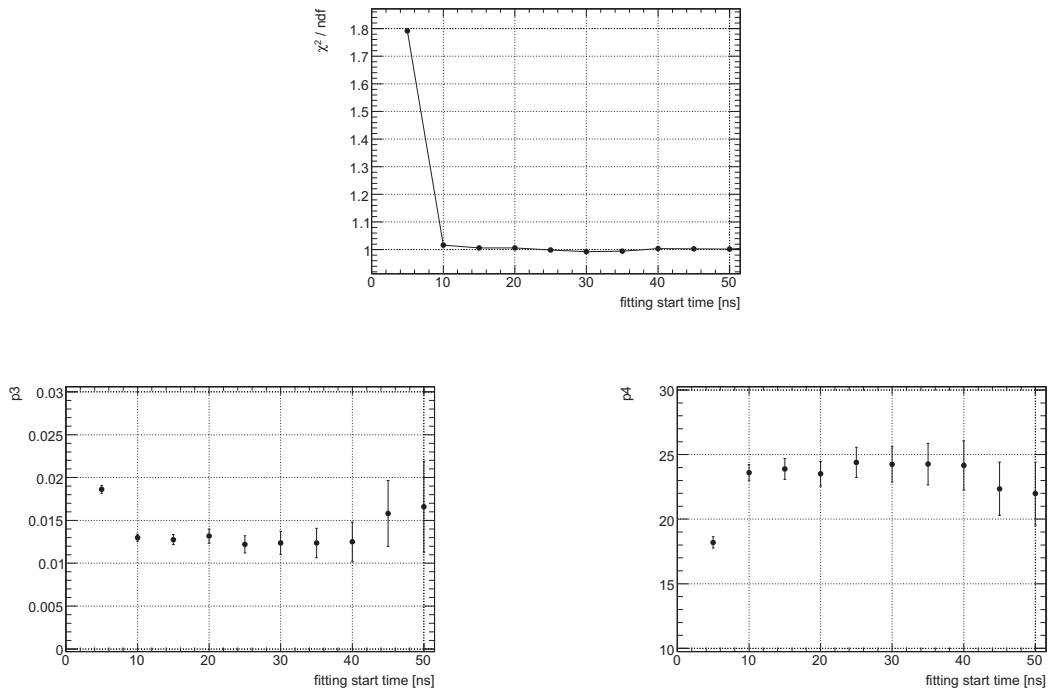


図 4.19: フィット結果の fitting start time への依存性 (perturbed lifetime)

これより、 $|\chi_+\rangle$ 成分の寿命が 23.5 ± 0.9 ns と求まった。これは 3.4 節において磁場測定から求まっている真空中での崩壊率の平均値 $43.7 \pm 1.7 \mu\text{s}$ にエアロジェルおよび窒素 1 気圧の効果を加えた

$$43.7 + 0.5 \sim 0.7(\text{エアロジェルの寄与}) + 0.210(\text{窒素の寄与}) = 44.5 \pm 1.7 \mu\text{s}^{-1} \quad (4.4)$$

から求まる寿命 22.5 ± 0.9 ns とコンシステントである。

フィット結果から求まったアクシデンタルレートを差し引いた後のイベントレートは図 4.20 のようになる。

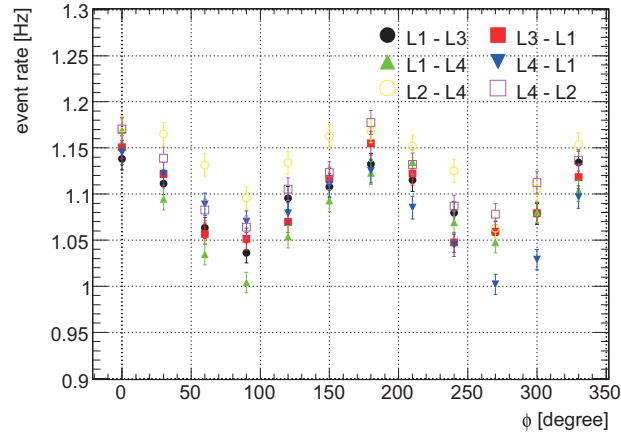


図 4.20: (アクシデンタルを差し引いた後の) イベントレート

4.4 非対称度 A の導出

アクシデンタルを差し引いた後のイベントレートを用いて式 (4.5) で定義される非対称度 A を各検出器ペアごとに計算する。

$$A(\phi) = \frac{N(\phi) - N(\phi + 180^\circ)}{N(\phi) + N(\phi + 180^\circ)} \quad (4.5)$$

2.2 節でも述べたが、CP 対称性が破れている場合には $N(\phi)$ は

$$N(\phi) = N[1 + C_{\text{CP}}Q(\phi)] \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} Q(\phi) &= (\vec{S} \cdot \vec{k}_1)(\vec{S} \cdot \vec{k}_1 \times \vec{k}_2) \\ &= P_2 \cdot \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin \psi \cos \phi \end{aligned} \quad (4.7)$$

と表せる (P_2 は P_s のテンソル偏極度)。

A に N を代入する。 ϕ と $\phi + 180^\circ$ で Q の符号が反転することを用いると、

$$A(\phi) = C_{\text{CP}}Q(\phi) \quad (4.8)$$

となる。これを図 4.21 に示す。

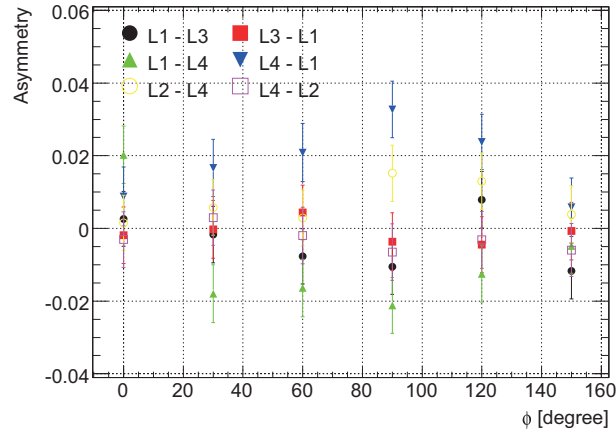


図 4.21: 非対称度 A

(L1, L4) ペアおよび (L4, L1) ペアにおいて確認される非対称性はイベントレートが 180° 対称でない場合に生じることになる。この原因については現在調査中であるが、 $\cos \phi$ の角度依存性はなく、CP 対称性の破れとは無関係であるとわかる。

4.5 Q の導出

C_{CP} を求めるには非対称度 A を

$$Q(\phi) = P_2 \cdot \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin \psi \cos \phi \quad (4.9)$$

で割れば良い。 Q を求めるため、まず、テンソル偏極度 P_2 を除いた $Q_0 = 1/2 \times \sin 2\theta \sin \psi \cos \phi$ を求める。この値は、検出器のアクセプタンスや P_s 生成位置の広がり、検出器の分解能によって \vec{k}_1 と \vec{k}_2 を間違えてしまう、などの効果により理想値に比べて (絶対値が) 減少する。上記の効果を含めた Q_0 をモンテカルロシミュレーションによって評価した。

ジオメトリは図 4.11 と同じものを用い、 3γ 崩壊イベントを発生させ、Energy Window をパスするイベントがあったときに、放出させた 3γ の \vec{k}_1 、 \vec{k}_2 の値を用いて $Q_0 = 1/2 \times \sin 2\theta \sin \psi \cos \phi$ を計算する。 P_s 生成位置の広がりについては、エアロジェル内で静止した e^+ の静止位置の分布 (図 3.7 参照) を P_s の生成位置の分布として用い、 3γ 崩壊イベントの発生位置に重みをつけることで取り入れている。検出器の分解能については表 3.2 の値を組み込んだ。こうして Q_0 のヒストグラムを作ると図 4.22 のようになる。このヒストグラムは $\phi = 0^\circ$ 、(L1, L3) ペア ($\psi = +150^\circ$) に対するもので、理想的には $Q_0 = 1/2 \times \sin 60^\circ \sin 150^\circ \cos 0^\circ = \sqrt{3}/8 = 0.217$ であるが、実際には図 4.22 のように広がった値を持ち、このヒストグラムの平均から $Q_0 = 0.1796 \pm 0.0022$ となる。 Q の値の減少は、検出器のアクセプタンスによる効果が最も大きく (約 15% の減少)、 P_s 生成位置の広がりによって約 1% 減少、検出器のエネルギー分解能によって約 2% 減少する。

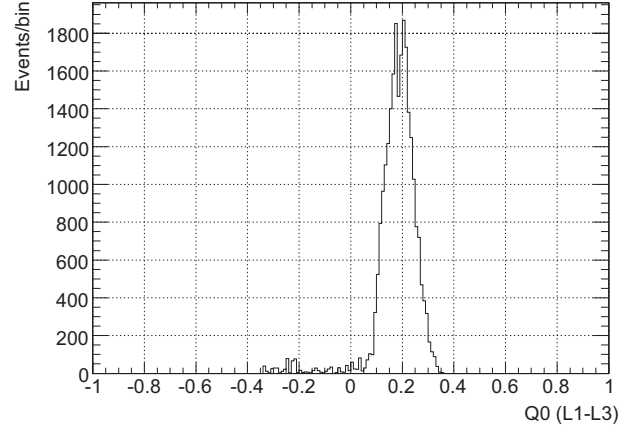


図 4.22: $\phi = 0^\circ$ 、(L1, L3) ペア ($\psi = +150^\circ$) における Q_0 (MC)

各 LYSO ペアおよび ϕ についてこうして Q_0 を求めると、図 4.23 が得られる。

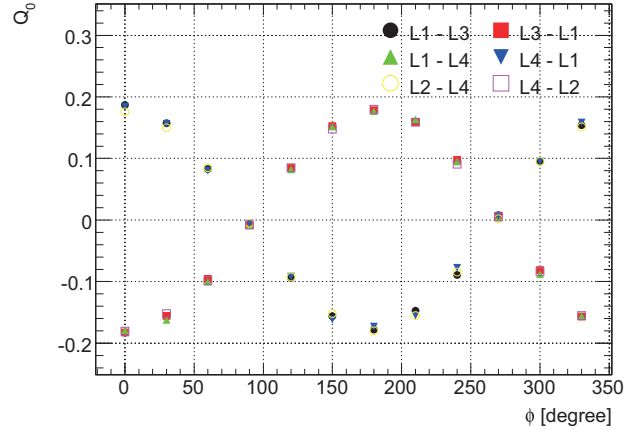


図 4.23: Q_0 (MC)

一方、テンソル偏極度 P_2 は

$$P_2 = \frac{N_{+1} - 2N_0 + N_{-1}}{N_{+1} + N_0 + N_{-1}} \quad (4.10)$$

で表され、Timing Window 内での $|\chi_+ \rangle$ および $|1, \pm 1 \rangle$ の割合から求めることができる。これは

4.3 節における P_s 崩壊時間のフィッティングの結果を用いて

$$P_2 = \frac{\int_{50}^{400} [p_1 \exp(-t/p_2) - 2p_3 \exp(-t/p_4)] dt}{\int_{50}^{400} [p_1 \exp(-t/p_2) + p_3 \exp(-t/p_4)] dt} \quad (4.11)$$

から求まる。この結果を図 4.24 に示す。 $|\chi_+\rangle$ 成分の寿命は約 23ns と短いため、Timing Window 内には数%程度しか存在せず、 P_2 は 1 に近い値になっている。

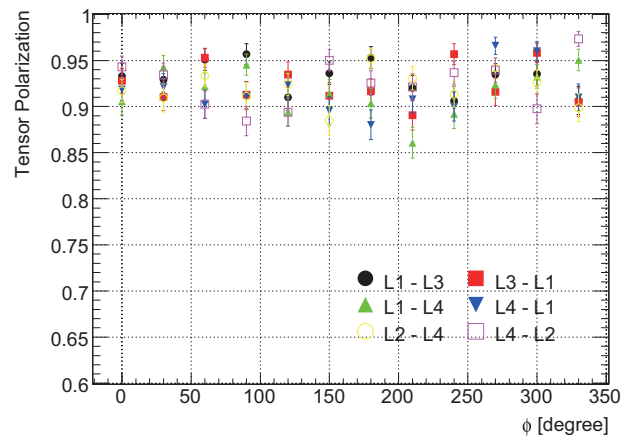


図 4.24: テンソル偏極度 P_2

P_2 および Q_0 から Q を求めると図 4.25 のようになる。

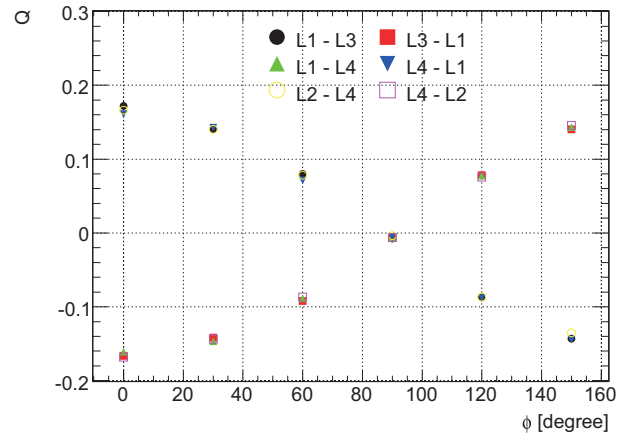


図 4.25: Q

4.6 C_{CP} の導出

4.4 節で求めた非対称度 A を 4.5 節で求めた Q で割ることで C_{CP} が得られる (図 4.26)。 Q がほぼ 0 であり、系統誤差の大きな 90° の点は含めない (4.7 節)。

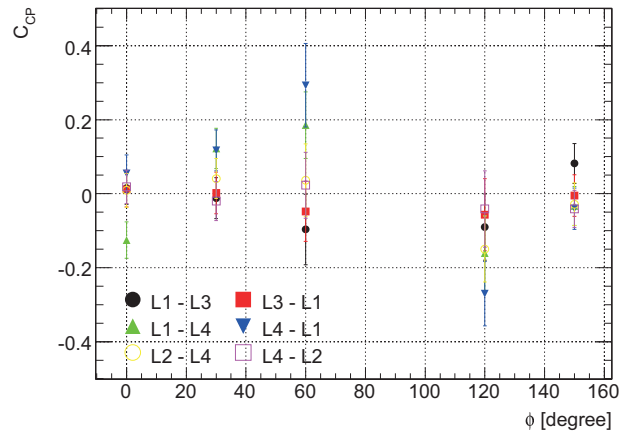


図 4.26: C_{CP}

C_{CP} の値を角度について重みつき平均することで

$$C_{CP} = -0.00002 \pm 0.01105 \text{ (stat.)} \quad (\text{Run1}) \quad (4.12)$$

$$C_{CP} = -0.00755 \pm 0.01170 \text{ (stat.)} \quad (\text{Run2}) \quad (4.13)$$

を得る。o- P_s の lifetime のフィッティングから来る誤差はすでに含まれている。

4.7 系統誤差

この節では系統誤差を評価する。非対称度 A に対する系統誤差と Q に対する系統誤差とに大別し、回転テーブルの角度精度、磁場、実験装置のジオメトリ、 P_s 生成位置の広がり、検出器のエネルギー分解能の5つの原因から来る系統誤差を求める。

4.7.1 非対称度 A に対する系統誤差

まず、回転テーブルの利用によって、 P_s 生成部と γ 線検出器との相対位置は全く変化させずにイベント数を比較し、非対称度 A を求めることができているため、エアロジェルやソース等の非一様性および検出器の個体差によって非対称が生じることはない。

回転テーブルの角度精度

(L1, L4) および (L4, L1) ペアに表れた 180° 回転で対称でない効果の原因は現在調査中であるが、たとえ 180° 対称であっても、回転テーブルの角度精度によって、 ϕ と $\phi + 180^\circ + \Delta\phi$ の点のイベントレートを比較することになり、イベント数に差が生じてしまう。回転テーブルの角度精度は $< -0.2^\circ$ であり、データから、コンプトン効果によって 90° でイベントレートは $< \pm 10\%$ 変動するとわかっているため、非対称度には $\Delta A < \pm 0.1 \times (0.2/90)/2 = \pm 1.1 \times 10^{-4}$ 程度の影響があるとわかる。

磁場の強さ

3.4 節において述べたように、 P_s 生成部における磁場の強さに非一様性がある場合、磁場中心と回転テーブルの中心がずれていると P_s 生成部における磁場の強さの平均値が角度依存する。すると、 $|\chi_+\rangle$ 成分の寿命が角度によって変化するため、Timing Window 内に入ってくる $|\chi_+\rangle$ 成分の数に角度依存性が生じる。一方、 $|1, \pm 1\rangle$ 成分については磁場による影響を受けない。こうして生じる非対称度 A_{mag} は

$$\begin{aligned} A_{\text{mag}}(\phi) &= \frac{R_p(\phi) - R_p(\phi + 180^\circ)}{[R_u + R_p(\phi)] + [R_u + R_p(\phi + 180^\circ)]} \\ &= \frac{R_p(\phi)/R_u - R_p(\phi + 180^\circ)/R_u}{2 + R_p(\phi)/R_u + R_p(\phi + 180^\circ)/R_u} \end{aligned} \quad (4.14)$$

と表せる。ここで R_p は $|\chi_+\rangle$ 成分のレート、 R_u は $|1, \pm 1\rangle$ 成分のレートである。

組み付けの精度 0.5mm であったので、磁場中心と回転テーブルの中心とを r 方向に 1mm ずらした場合にエアロジェル範囲における磁場の平均値の角度依存性を 3.4 節で示した磁場マップを用いて計算すると、4.926~4.934kG の範囲で変動する。これは $|\chi_+\rangle$ の寿命にすると 22.84~22.90ns に相当する。

$$\begin{aligned} \frac{R_p}{R_u} &\propto \int_{50}^{400} p_3 \exp(-t/p_4) dt \\ &\propto \exp(-50/p_4) - \exp(-400/p_4) \end{aligned} \quad (4.15)$$

のように変形できるので (この磁場の強さにおいては $p_3 p_4$ は一定と見なして良い)、 A に対する寄与を計算すると、

$$\begin{aligned} A_{\text{mag}}(\phi) &= \frac{R_p(\phi)/R_u - R_p(\phi + 180^\circ)/R_u}{2 + R_p(\phi)/R_u + R_p(\phi + 180^\circ)/R_u} \\ &< \frac{4.0 \times 10^{-2}}{2} \times \frac{[\exp(-\frac{50}{22.84}) - \exp(-\frac{400}{22.84})] - [\exp(-\frac{50}{22.90}) - \exp(-\frac{400}{22.90})]}{\exp(-\frac{50}{22.87}) - \exp(-\frac{400}{22.87})} \\ &< 1.1 \times 10^{-4} \end{aligned} \quad (4.16)$$

となる。3.4 節とは異なり、ここでは R_p/R_u の基準値として P_s の崩壊時間分布のフィッティングから見積もられる $< \pm 4 \times 10^{-2}$ という値を用いた。

まとめると、 $\Delta A = \pm 1.6 \times 10^{-2}$ となり、 C_{CP} に対する寄与は、実効的な Q の値として

$$|\overline{Q}| > 0.9 \times \frac{1}{2} \times \sin(2 \times 30^\circ) \sin(150^\circ) \times \frac{1}{\sqrt{2}} = 0.14 \quad (4.17)$$

を用いると、 $\Delta C_{CP} < \pm 1.1 \times 10^{-3}$ と評価される。

4.7.2 Q に対する系統誤差

$Q = P_2 \cdot 1/2 \times \sin 2\theta \sin \psi \cos \phi$ において P_2 は P_s の lifetime をフィッティングすることで求まる量であり、フィッティングの誤差はすでに 4.6 節で求めた結果に含まれている。ここではモンテカルロシミュレーションによって求めた残りの部分に生じる系統誤差を調べる。

実験装置のジオメトリ

まず、実験装置のジオメトリおよび回転テーブルの角度が一様にずれていた場合の Q に対する影響を調べる。まず、磁石の組み付け精度が θ および ϕ に影響するが、これは θ 、 ϕ ともに 0.1° の精度である。次に、検出器間の角度精度が ψ に影響するが、これは回転テーブル、PMT や結晶のホルダの機械精度によって決まる。テーブル (1/100mm) およびホルダ (5/100mm) の機械精度と、組み付けではキーを利用していることを考慮すると、約 0.1mm 程度の精度と見積もられ、角度になおすと 0.1° の精度となる。最後に回転テーブルの角度精度は 3.3 節で述べた通り 0.2° の精度を持ち、これは ϕ に効く。これらすべてを含めて $\Delta Q/Q$ を計算すると、 $\phi = 90^\circ$ 、 270° の点を除くと Q の絶対値に対して $\Delta Q/Q < \pm 7.6 \times 10^{-3}$ を得る。

Ps 生成位置の不定性

4.5 節で述べたように、 Q は Ps 生成位置の広がりおよび検出器のアクセプタンスによる θ 、 ϕ 、 ψ の広がりによって減少する。先ほど Q を求める際には、Ps 生成位置はモンテカルロシミュレーションによって求めた e^+ の静止位置によって重みをつけていたが、この評価の不定性による影響を見積もるため、Ps 生成位置がエアロジェル領域全体に一樣に分布した場合 (最大の角度広がり の状況) および広がりが全くない場合における Q の絶対値の変化を調べたところ、最大の広がりにおいて $-0.90 \pm 0.94\%$ 、最小の広がりにおいて $+0.67 \pm 0.96\%$ であった。これより $\Delta Q/Q = {}_{-9.0}^{+6.7} \times 10^{-3}$ を得る。

エネルギー分解能の不定性

検出器のエネルギー分解能によって γ 線の \vec{k}_1 、 \vec{k}_2 を逆に数えてしまう効果が生じる。4.5 節においては表 3.2 にあるエネルギー分解能の値を入れてシミュレーションを行った。そこで、エネルギー分解能に $\pm 5\%$ の不定性がある場合の Q の絶対値の不定性を見積もったところ、 $+5\%$ において $\Delta Q/Q = -0.62 \pm 1.18\%$ 、 -5% において $\Delta Q/Q = +0.56 \pm 1.15\%$ であった。これより $\Delta Q/Q = {}_{-6.2}^{+5.6} \times 10^{-3}$ を得る。

まとめると、 $\Delta Q/Q = {}_{-1.3}^{+1.2} \times 10^{-2}$ となり、 C_{CP} に対する寄与は $\Delta C_{CP}/C_{CP} = {}_{-1.3}^{+1.2} \times 10^{-2}$ である。

4.8 最終結果

系統誤差を含めた結果は

$$C_{CP} = -0.00002 \pm 0.01105 (stat.) \pm 0.00110 (sys.) \quad (\text{Run1}) \quad (4.18)$$

$$C_{CP} = -0.00755 \pm 0.01170 (stat.) \pm 0.00110 (sys.) \quad (\text{Run2}) \quad (4.19)$$

である。2 つの Run の結果は互いにコンシステントであり、まとめると、

$$C_{CP} = -0.0036 \pm 0.0080 (stat.) \pm 0.0011 (sys.) \quad (4.20)$$

を得る。これは real time で約 1ヶ月間における結果であり、今後さらに 3ヶ月間のデータ取得を行うことにより 4×10^{-3} の精度での CP 対称性の破れの検証が可能である。

4.9 過去の実験との比較

4.8 節で求めた結果は過去に M. Skalsey らがポジトロニウムを用いて行った実験 [1] に比べて約 2 倍の精度における結果である。この節では過去の実験のセットアップおよび解析手法を簡単に紹介し、本実験と比較する。

まず γ 線検出器 (NaI) の配置は図 4.27 のようになっており、検出器間の角度は (D1, D2) ペアの間が -145° 、(D1, K3) ペアの間が $+145^\circ$ である。

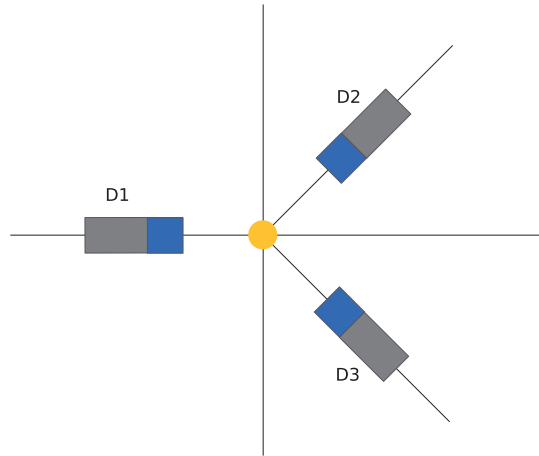


図 4.27: M. Skalsey らの実験における γ 線検出器の配置

磁場については、D1 との間の角度が 55° 、 γ 線検出器の置かれた面に垂直な軸との間の角度が 45° で固定されている。

検出器ペアの数など、いくつかの違いがあるが、最大の違いは回転テーブルを使用していない点である。回転テーブルを使用しないため、非対称度 A を求める際には検出器間の角度の符号のみが逆 (よって Q の符号が逆) である (D1, D2) ペアと (D1, D3) ペアのイベント数を比較している。この場合、検出器 D2 と D3 の個体差によってイベントレートに差が生じる。特にエネルギー分解能の差が Energy Window をパスするイベントの割合に効いてくる。そこで Skalsey らは、こうした要因から生じる非対称性をキャンセルするために、Perturbed Timing Window (10 ~ 65ns、 $|\chi_+ \rangle$ 成分が比較的多く、テンソル偏極度が小さい) と Unperturbed Timing Window (65 ~ 270ns、ほぼ $|1, \pm 1 \rangle$ 成分でテンソル偏極度は 1 に近い) の 2 つの Timing Window をとり、それぞれで非対称度 A_p 、 A_u を計算した後に

$$\bar{A} = \frac{A_u - A_p}{2} \quad (4.21)$$

によって非対称度を定義しなおすことで、 P_s の崩壊時間に依存しない非対称性をキャンセルさせている。しかし、この方法を用いると、実効的なテンソル偏極度 \bar{P}_2 が

$$\bar{P}_2 = \frac{P_2^u - P_2^p}{2} \quad (4.22)$$

となり、大きく減少する。彼らの論文によればテンソル偏極度は 0.37 であったということであり、これは本実験における約 0.9 という値に比べると極めて小さく、 Q を悪化させる最大の要因である。

また、CP 対称性を破る角度依存性を調べる、という目的を考えると、本実験はイベントレートをほぼ 360° すべての角度で検出器や P_s 生成部の相対位置を変化させずに容易に測定できるという点でも優れている。

第5章 まとめ

宇宙における物質・反物質の非対称性は、これまでに発見されたクォークセクターにおける CP 対称性の破れだけでは説明することができず、レプトンセクターにおける CP 対称性の破れの発見が期待されている。本実験では電子・陽電子の束縛状態であるポジトロニウムをテンソル偏極させ、その 3γ 崩壊において CP 非対称な角度相関が存在するかを調べることでレプトンセクターにおける CP 対称性の破れを 10^{-3} の精度で探索している。

これまでに行った1ヶ月間の測定において CP 対称性の破れの大きさを表すパラメータ C_{CP} に対して

$$C_{CP} = -0.0036 \pm 0.0080 \text{ (stat.)} \pm 0.0011 \text{ (sys.)} \quad (5.1)$$

という0と一致する結果を得た。これは過去に M.Skalsey らが同じくポジトロニウムを用いて行った実験に比べ、約2倍の精度である。

今後さらに3ヶ月程度の測定を予定しており、最終的に 4×10^{-3} の精度での結果が得られると予想される。

付録A Qの導出

ここでは式 (2.6) の導出を行う。まず、本文中では $Q = (\vec{S} \cdot \vec{k}_1)(\vec{S} \cdot \vec{k}_1 \times \vec{k}_2)$ と表記しているが、これは O.Nachtmann らの計算 [6] によれば、

$$S_i k_{1i} S_j (\vec{k}_1 \times \vec{k}_2)_j + S_i (\vec{k}_1 \times \vec{k}_2)_i S_j k_{1j} \quad (\text{A.1})$$

と書くのが正しい。この値を計算していく。

$$\begin{aligned} S_i k_{1i} S_j (\vec{k}_1 \times \vec{k}_2)_j + S_i (\vec{k}_1 \times \vec{k}_2)_i S_j k_{1j} &= (S_i S_j + S_j S_i) k_{1i} (\vec{k}_1 \times \vec{k}_2)_j \\ &= \left\{ \left[\frac{\vec{S} \cdot \vec{S}}{3} \delta_{ij} + \frac{S_i S_j - S_j S_i}{2} + \left(\frac{S_i S_j + S_j S_i}{2} - \frac{\vec{S} \cdot \vec{S}}{3} \delta_{ij} \right) \right] + [i \leftrightarrow j] \right\} k_{1i} (\vec{k}_1 \times \vec{k}_2)_j \\ &= \left\{ \left[\frac{S(S+1)}{3} \delta_{ij} + \frac{i}{2} \epsilon_{ijk} S_k + \left(\frac{S_i S_j + S_j S_i}{2} - \frac{S(S+1)}{3} \delta_{ij} \right) \right] + [i \leftrightarrow j] \right\} k_{1i} (\vec{k}_1 \times \vec{k}_2)_j \\ &= \frac{2}{3} (2\delta_{ij} + S_{ij}) k_{1i} (\vec{k}_1 \times \vec{k}_2)_j \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

ここで、

$$S_{ij} = \frac{3}{2} (S_i S_j + S_j S_i) - 2\delta_{ij} \quad (\text{A.3})$$

であり、 $S_{ij} = S_{ji}$ は自明。

次のように基底をとる。

$$|m_B = +1\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, |m_B = 0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, |m_B = -1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

スピン量子化軸を z 軸とすると、

$$S_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, S_y = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, S_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

であり、 S_{ij} は、

$$\begin{aligned} S_{xx} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -1 & 0 & 3 \\ 0 & 2 & 0 \\ 3 & 0 & -1 \end{pmatrix}, S_{yy} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -1 & 0 & -3 \\ 0 & 2 & 0 \\ -3 & 0 & -1 \end{pmatrix}, S_{zz} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ S_{xy} &= \frac{3}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, S_{yz} = \frac{3\sqrt{2}}{4} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & i \\ 0 & -i & 0 \end{pmatrix}, S_{xz} = \frac{3\sqrt{2}}{4} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & -1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

である。

本実験では磁場の方向が z 軸方向でなく (θ, ϕ) 方向を向いているため、磁場の方向が z 軸に等しくなるように以下のような変数変換を行って計算を進める。

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos(-\theta) & 0 & \sin(-\theta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(-\theta) & 0 & \cos(-\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(-\phi) & -\sin(-\phi) & 0 \\ \sin(-\phi) & \cos(-\phi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi & \cos \sin \phi & -\sin \theta \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ \sin \theta \cos \phi & \sin \theta \sin \phi & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

この変数変換によって、 \vec{k}_1 および $\vec{k}_1 \times \vec{k}_2$ は

$$\vec{k}_1 = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi & \cos \theta \sin \phi & -\sin \theta \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ \sin \theta \cos \phi & \sin \theta \sin \phi & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi \\ -\sin \phi \\ \sin \theta \cos \phi \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

$$\vec{k}_1 \times \vec{k}_2 = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi & \cos \theta \sin \phi & -\sin \theta \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ \sin \theta \cos \phi & \sin \theta \sin \phi & \cos \theta \end{pmatrix} \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \psi \\ \sin \psi \\ 0 \end{pmatrix} \right] = \begin{pmatrix} -\sin \theta \sin \psi \\ 0 \\ \cos \theta \sin \psi \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

となる。

これを用いて計算していくと、

$$\begin{aligned} \frac{2}{3} (2\delta_{ij} + S_{ij}) k_{1i} (\vec{k}_1 \times \vec{k}_2)_j &= \frac{2}{3} [(2 + S_{xx})(-\sin \theta \cos \theta \sin \psi \cos \phi) + S_{xz} \cos^2 \theta \sin \psi \cos \phi \\ &\quad + S_{yx} \sin \theta \sin \psi \sin \phi + S_{yz}(-\cos \theta \sin \psi \sin \phi) \\ &\quad + S_{zx} \sin^2 \theta \sin \psi \cos \phi + (2 + S_{zz}) \sin \theta \cos \theta \sin \psi \cos \phi] \\ &= \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin \psi \cos \phi & & \\ & -\sin 2\theta \sin \psi \cos \phi & \\ & & \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin \psi \cos \phi \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

となる。非対角成分は 0 ではないが、最終結果には寄与しないため上では対角成分のみ表示している。

$|1, +1\rangle$ の状態の数が N_{+1} 、 $|1, 0\rangle$ の状態の数が N_0 、 $|1, -1\rangle$ の状態の数が N_{-1} である P_S の集合は密度行列

$$\rho = \frac{1}{N} \begin{pmatrix} N_{+1} & 0 & 0 \\ 0 & N_0 & 0 \\ 0 & 0 & N_{-1} \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

で表される ($N = N_{+1} + N_0 + N_{-1}$)。この集合に対する Q の平均値 $\langle Q \rangle$ は

$$\begin{aligned}
 \langle Q \rangle &= \text{tr} \left(\frac{1}{N} \begin{pmatrix} N_{+1} \cdot \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin \psi \cos \phi & & \\ & N_0 \cdot (-\sin 2\theta \sin \psi \cos \phi) & \\ & & N_{-1} \cdot \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin \psi \cos \phi \end{pmatrix} \right) \\
 &= \frac{N_{+1} - 2N_0 + N_{-1}}{N} \cdot \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin \psi \cos \phi \\
 &= P_2 \cdot \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin \psi \cos \phi
 \end{aligned} \tag{A.12}$$

となる。ここで P_2 はテンソル偏極度 (スピン整列度) を表す量であり、

$$P_2 = \frac{N_{+1} - 2N_0 + N_{-1}}{N_{+1} + N_0 + N_{-1}} \tag{A.13}$$

で定義される。

付録B 静磁場中でのPsの寿命

まず、磁場がないときのPsのハミルトニアンを求める。崩壊を考えなければ

$$H_0 = \begin{pmatrix} E_1 & & & \\ & E_1 & & \\ & & E_1 & \\ & & & E_0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

と書ける。ここではスピン固有状態 $|S, m_B\rangle$ を以下のようにして基底にとった。

$$|1, 1\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$

$$|1, -1\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

$$|1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.4})$$

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.5})$$

Psの崩壊の効果を取り入れる。崩壊率 Γ である系の時間発展は

$$|\psi(t)\rangle = |\psi(0)\rangle \exp\left(-\frac{i}{\hbar}Et\right) \exp\left(-\frac{\Gamma}{2}t\right) \quad (\text{B.6})$$

という波動関数で表される。これは

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = (H_0 - i\hbar \frac{\Gamma}{2}) |\psi(t)\rangle \quad (\text{B.7})$$

という Shrödinger 方程式に対応する。よって崩壊まで考慮にいれたハミルトニアンは $H_0 - i\hbar\Gamma/2$ となる。Ps における崩壊行列は

$$\Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_1 & & & \\ & \Gamma_1 & & \\ & & \Gamma_1 & \\ & & & \Gamma_0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.8})$$

である。ここで Γ_1 は o-Ps の崩壊率、 Γ_0 は p-Ps の崩壊率である。

磁場との相互作用を表すハミルトニアン H_B は

$$H_B = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (\text{B.9})$$

とである。 \vec{B} は磁場。 $\vec{\mu}$ は

$$\vec{\mu} = -g\mu_B\vec{S}_- + g\mu_B\vec{S}_+ \quad (\text{B.10})$$

である。 g は g -因子、 μ_B はボーア磁子、 \vec{S}_- は電子のスピン、 \vec{S}_+ は陽電子のスピンである。 H_B をあらわに書くと、

$$H_B = g\mu_B B \begin{pmatrix} 0 & & & \\ & 0 & & \\ & & 0 & 1 \\ & & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.11})$$

となる。まとめるとハミルトニアンは、

$$H = H_0 - i\hbar\frac{\Gamma}{2} + H_B = \begin{pmatrix} E_1 - i\hbar\frac{\Gamma_1}{2} & & & \\ & E_1 - i\hbar\frac{\Gamma_1}{2} & & \\ & & E_1 - i\hbar\frac{\Gamma_1}{2} & g\mu_B B \\ & & g\mu_B B & E_0 - i\hbar\frac{\Gamma_0}{2} \end{pmatrix} \quad (\text{B.12})$$

となる。この固有値問題を解けばよい。すぐにわかるとおり、o-Ps のうち $|1, \pm 1\rangle$ 成分は磁場による影響を受けず、p-Ps と o-Ps の $m_B = 0$ 状態のみが混合する。そこで右下の 2×2 行列を取り出して計算する。計算を楽にするために、 $(E_0 + E_1)/2 = 0$ をエネルギーの基準値にとってやり、Ps の超微細構造 $E_1 - E_0 = \hbar\omega_0$ とする。さらに

$$x = \frac{2g\mu_B B}{\hbar\omega_0} \quad (\text{B.13})$$

とおくと、

$$H = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \omega_0 - i\Gamma_1 & x\omega_0 \\ x\omega_0 & -\omega_0 - i\Gamma_0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.14})$$

となる。これから固有値を求め、 λ_{\pm} で表すと、

$$\lambda_{\pm} = \frac{\hbar\omega_0}{2} \left(-i\frac{\Gamma_0 + \Gamma_1}{2\omega_0} \pm \sqrt{x^2 + 1 - \left(\frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{2\omega_0}\right)^2 + i\frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{\omega_0}} \right) \quad (\text{B.15})$$

となる。 λ_{\pm} に対応する固有状態 $|\chi_{\pm}\rangle$ とすると、

$$|\chi_{+}\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \epsilon \end{pmatrix}, \quad |\chi_{-}\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \begin{pmatrix} -\epsilon \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.16})$$

である。ここで

$$\epsilon = -\frac{1}{x} \left(1 + i \frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{2\omega_0} - \sqrt{x^2 + 1 - \left(\frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{2\omega_0} \right)^2 + i \frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{\omega_0}} \right) \quad (\text{B.17})$$

である。平方根の中に複素数が入っているため、まずはこの平方根をはずす。

$$p + iq = \sqrt{A + iB} \quad (\text{B.18})$$

$$A = x^2 + 1 - \left(\frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{2\omega_0} \right)^2 \quad (\text{B.19})$$

$$B = \frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{\omega_0} \quad (\text{B.20})$$

p, q, A, B が実数であることに注意して解くと、

$$p = \frac{B}{2q} \quad (\text{B.21})$$

$$q = \sqrt{\frac{\sqrt{A^2 + B^2} - A}{2}} \quad (\text{B.22})$$

を得る。複素数の平方根は複素平面上に 2 つ出てくるが、どちらをとっても結果は変わらないので、ここでは偏角が小さい方をとっている。

近似を用いて見通しのよい形に変形していく。

$\Gamma_0 = 7.99 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ 、 $\Gamma_1 = 7.04 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 、 $\omega_0 = 2\pi \times 203 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ から $(\Gamma_0 - \Gamma_1)/\omega_0 = 6.27 \times 10^{-3}$ となるので、 $B/A \ll 1$ を用いて近似し、 $(\Gamma_0 - \Gamma_1)/(2\omega_0)$ の 2 次の項を無視すると、

$$q = \sqrt{\frac{A}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{B}{A} \right)^2} - 1 \right)} = \sqrt{\frac{A}{2} \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{B}{A} \right)^2 - 1 \right)} = \frac{B}{2\sqrt{A}} \quad (\text{B.23})$$

$$= \frac{\frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{\omega_0}}{2\sqrt{x^2 + 1 - \left(\frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{2\omega_0} \right)^2}} = \frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{2\omega_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{x^2 + 1}} \quad (\text{B.24})$$

$$p = \frac{B}{2q} = \sqrt{A} = \sqrt{x^2 + 1 - \left(\frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{2\omega_0} \right)^2} = \sqrt{x^2 + 1} \quad (\text{B.25})$$

となる。よって、

$$\lambda_{\pm} = \frac{\hbar\omega_0}{2} \left[-i \frac{\Gamma_0 + \Gamma_1}{2\omega_0} \pm \left(\sqrt{x^2 + 1} + i \frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{2\omega_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{x^2 + 1}} \right) \right] \quad (\text{B.26})$$

虚数部分についてはさらに $x = 0.275B$ (B は $[T]$ を単位としたときの値) について $x = 0$ のまわりでテイラー展開し、 x の 2 次までとると、

$$\lambda_{\pm} = \frac{\hbar\omega_0}{2} \left\{ -i \frac{\Gamma_0 + \Gamma_1}{2\omega_0} \pm \left[\sqrt{x^2 + 1} + i \frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{2\omega_0} \cdot \left(1 - \frac{1}{2}x^2 \right) \right] \right\} \quad (\text{B.27})$$

より、

$$\lambda_+ = \frac{\hbar\omega_0}{2} \sqrt{x^2 + 1} - i \frac{\hbar}{2} \left[\Gamma_1 + \frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{4} x^2 \right] \quad (\text{B.28})$$

$$\lambda_- = -\frac{\hbar\omega_0}{2} \sqrt{x^2 + 1} - i \frac{\hbar}{2} \left[\Gamma_0 - \frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{4} x^2 \right] \quad (\text{B.29})$$

を得る。 $(E_0 + E_1)/2$ をエネルギーの基準値にとっていたのを元に戻すと、新しい状態の持つエネルギーは

$$E_+ = E_1 + \frac{\hbar\omega_0}{2} (\sqrt{x^2 + 1} - 1) \quad (\text{B.30})$$

$$E_- = E_0 - \frac{\hbar\omega_0}{2} (\sqrt{x^2 + 1} - 1) \quad (\text{B.31})$$

であり、崩壊率は

$$\Gamma_+ = \Gamma_1 + \frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{4} x^2 \quad (\text{B.32})$$

$$\Gamma_- = \Gamma_0 - \frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{4} x^2 \quad (\text{B.33})$$

であることがわかる。また、同じレベルの近似によって

$$\epsilon = \frac{\sqrt{1 + x^2} - 1}{x} - i \frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{4\omega_0} x \quad (\text{B.34})$$

と表される。

まとめると以下ようになる。

$$\begin{array}{ll} \text{固有状態} & |\chi_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} (|1,0\rangle + \epsilon|0,0\rangle) \quad |\chi_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} (-\epsilon|1,0\rangle + |0,0\rangle) \\ \text{エネルギー} & E_+ = E_1 + \frac{\hbar\omega_0}{2} (\sqrt{x^2 + 1} - 1) \quad E_- = E_0 - \frac{\hbar\omega_0}{2} (\sqrt{x^2 + 1} - 1) \\ \text{崩壊率} & \Gamma_+ = \Gamma_1 + \frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{4} x^2 \quad \Gamma_- = \Gamma_0 - \frac{\Gamma_0 - \Gamma_1}{4} x^2 \end{array} \quad (\text{B.35})$$

ただし、 ϵ は式 (B.34) で表される。

謝辞

まず、指導教官である小林富雄教授には、本研究を進めていくにあたり、多くの助言と温かい御指導を頂いたことを心より感謝申し上げます。

浅井祥仁准教授にはポジトロニウムの性質から物理解析の方法などに至るまで非常に多くの助言を頂きました。本当にありがとうございました。また、難波俊雄助教授には、素粒子物理実験の基礎から様々な機器の製作、取り扱いや物理解析まで多くのことを教えていただき大変感謝しております。

試作室の大塚茂巳氏、南条良勝氏には磁場システムおよび回転テーブルの設計、製作の際に図面の書き方から、設作、組み付けに至るまで非常にお世話になりました。本当にありがとうございました。

東京大学素粒子センター秘書室の皆様には、研究生活面で多くのご支援を頂きました。皆様のおかげで研究に専念できたことを感謝しております。また、素粒子センターの同期の皆様、先輩、後輩の皆様と共に送ってきた研究生活はとても楽しく、充実したものでした。この場を借りて感謝いたします。

ここに名前を挙げた方々以外にも多くの皆様から助言や励ましの言葉を頂きました。深く感謝しております。

最後に、これまで私を育て、研究生活を応援してくれた両親や家族に心から感謝いたします。

参考文献

- [1] M. Skalsey and J. Van House, Phys. Rev. Lett. **67**, 1993 (1991)
- [2] M. Skalsey, Mod. Phys. Lett. A **7**, 2251 (1992)
- [3] Y. Kataoka, Ph. D. thesis, University of Tokyo, 2007
- [4] Y. Kataoka, S. Asai, T. Kobayashi, Phys. Lett. B **671**, 219 (2009)
- [5] A. H. Al-Ramadhan and D. W. Gidley, Phys. Rev. Lett. **72**, 1632 (1994)
- [6] W. Bernreuther, U. Löw, J. P. Ma, and O. Nachtmann, Z. Phys. C **41**, 143 (1988)
- [7] M. Charlton, Rep. Prog. Phys. **48**, 737 (1985)
- [8] A. Ore and J. L. Powell, Phys. Rev. **75**, 1696 (1949)
- [9] W. Bernreuther and O. Nachtmann, Z. Phys. C **11**, 235 (1981)
- [10] V. W. Hughes, S. Marder, and C. S. Wu, Phys. Rev. **98**, 1840 (1955)