

静磁場を用いた para-positronium の寿命の間接測定

足立 安比古、石川 洵、大畑 和生、浜 直史

2009 年 4 月 6 日

概要

電子と陽電子の束縛系である Positronium(Ps) にはスピン状態の違いにより para-positronium(p-Ps) と ortho-positronium(o-Ps) の 2 つの状態が存在する．今回我々は永久磁石による静磁場を用いて p-Ps と o-Ps の混合状態を作り出し，間接的に p-Ps の寿命 τ_p を測定した．結果， $\tau_p = 144 \pm 20.4$ ps を得た．これは量子電磁力学 (QED) による理論計算 [7] ($\tau_p = 125.162 4(6)$ ps) および過去に行われた実験 [2] ($\tau_p = 125.14 \pm 0.03$ ps) の結果と誤差の範囲で整合的である．

目次

1	序論	3
1.1	Positronium の性質	3
1.2	磁場による状態の混合	5
1.3	物質の影響	16
2	セットアップ	17
2.1	ポジトロニウムの生成	17
2.2	実験装置	17
2.3	ポジトロニウムの検出	17
2.4	SiO ₂ パウダー容器	18
2.5	ポジトロニウムの寿命測定	18
2.6	プラスチックシンチレーター	19
2.7	真空中・磁場中の設定	19
2.8	装置	19
2.9	実験機器への磁場の影響	21
2.10	鉛の遮蔽	21
2.11	真空装置	21
2.12	鉛の遮蔽	23
3	ロジック回路	24
3.1	実験の目的	24
3.2	「Coincidence」の利用	24
3.3	問題点	24
3.4	測るべきもの	25
3.5	ロジック回路	25
4	解析と結果	27
4.1	磁場の測定	27
4.2	解析の準備	28
4.3	データ解析	33
5	考察	39
5.1	結論	39
5.2	誤差に関する考察	39
5.3	理論値からのずれの理由	40
5.4	今後の改善	40
6	Simulation	42
6.1	Simulation の方法	42
6.2	仮定およびパラメータ	42
6.3	Simulation の結果	43
6.4	今後の課題	43
7	謝辞	44

1 序論

本実験の目的は p-Ps の寿命を測定することである。

まず第 1 節では Ps について概説 (1.1 節) した後, 磁場による状態の混合について述べる (1.2 節)。これにより磁場によって混合した状態の寿命測定から p-Ps の寿命が求められることを示す。また 1.3 節では物質が Ps の寿命に及ぼす影響について論じる。

1.1 Positronium の性質

Positronium とは電子 (e^-) と陽電子 (e^+) の束縛系である。これは水素原子 (H) の陽子 (p) を e^+ に置き換えた系と考えることができ, 実際エネルギー構造も細かい部分を除き概ね似た構造をしている。Ps は寿命 $1 \mu\text{sec}$ 以下の短い時間で 2 つ以上の γ 線に崩壊する。

1.1.1 Positronium の基底状態

Ps の基底状態 ($L = 0$, L : 合成軌道角運動量) にはスピン状態の違いからスピン 1 重項状態 (1S_0) の p-Ps とスピン 3 重項状態 (3S_1) の o-Ps が存在する。これら 2 つの状態のエネルギー差を Hyperfine Structure (HFS) とよび, p-Ps および o-Ps のエネルギー固有値をそれぞれ E_p , E_o とすると

$$E_o - E_p = \hbar\omega_0 = 8.41306 \times 10^{-4} \text{ eV} \quad (1.1)$$

となる。また p-Ps と o-Ps の寿命は QED よりそれぞれ $\tau_p = 125 \text{ ps}$, $\tau_o = 142 \text{ ns}$ と計算され, 崩壊率 $\lambda = 1/\tau$ で表すと

$$\lambda_p = 8.00 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}, \quad \lambda_o = 7.04 \times 10^6 \text{ sec}^{-1} \quad (1.2)$$

となる。

1.1.2 荷電共役変換性と崩壊様式

Positronium の荷電共役変換 (C 変換) に対する対称性は次式で与えられる。

$$C = (-1)^L (-1)^S = (-1)^S \quad (1.3)$$

合成スピン角運動量 $S = 0$ の p-Ps は C 変換に対して偶 ($C = 1$), $S = 1$ の o-Ps は C 変換に対して奇 ($C = -1$) である。また, γ 線は C 変換に対して奇 ($C = -1$) である。よって p-Ps は偶数個 ($2, 4, 6, \dots$) の, o-Ps は奇数個 ($3, 5, 7, \dots$) の γ 線に, それぞれ崩壊する。(o-Ps が 1 個の γ 線に崩壊することは運動量保存則から禁止される)

崩壊に関わる γ 線が 1 つ増えるごとに崩壊率は $\mathcal{O}(\alpha)$ 倍 (α : 微細構造定数) に小さくなるため, 2γ 崩壊する p-Ps の方が崩壊率が大きく寿命は o-Ps の約 10^{-3} 倍の短さである。また大部分の崩壊は 2γ および 3γ への崩壊であり, 4γ 以上への崩壊は 2γ 崩壊に比べて 0.01 % 未満の確率でしか起こらないため, 以下では 4γ 以上への崩壊を無視する。

1.1.3 スピン固有状態と崩壊率

Positronium のスピン固有状態 $|S, m\rangle$ を e^-, e^+ のスピンの z 成分 S_z^-, S_z^+ の線型結合で表すと以下のよう
に書ける。 $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$ がそれぞれ S_z^-, S_z^+ に対応する。

$$|1, 1\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.4)$$

$$|1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

$$|1, -1\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.6)$$

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (1.7)$$

これらを基底にとって状態を表示すると

$$|\psi\rangle = \sum_{i=-1}^1 c_{1,i} |1, i\rangle + c_{0,0} |0, 0\rangle = \begin{bmatrix} c_{1,1} \\ c_{1,0} \\ c_{1,-1} \\ c_{0,0} \end{bmatrix} \quad (1.8)$$

となる。このときの Hamiltonian \hat{H}_0 は p-Ps, o-Ps のエネルギー固有値が E_p, E_o であるから

$$\hat{H}_0 = \begin{bmatrix} E_o & & & \\ & E_o & & \\ & & E_o & \\ & & & E_p \end{bmatrix} \quad (1.9)$$

と書ける。

崩壊する粒子を記述するためにはエネルギーに虚部を導入すればよい。以下では計算の便宜上自然単位系 ($\hbar = 1$) を用いる。崩壊率が λ である粒子の時間発展は

$$|\psi(t)\rangle = |\psi(0)\rangle \exp(-iEt) \exp\left(-\frac{\lambda t}{2}\right) \quad (1.10)$$

であり、これは次の Schrödinger 方程式によって記述される。

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = (\hat{H} - i\hat{\Gamma}) |\psi(t)\rangle \quad (1.11)$$

ここで $(\hat{H} - i\hat{\Gamma})$ の固有値は $E - i\lambda/2$ であり、p-Ps, o-Ps の崩壊率が λ_p, λ_o であるから、

$$\hat{\Gamma}_0 = \begin{bmatrix} \gamma_o & & & \\ & \gamma_o & & \\ & & \gamma_o & \\ & & & \gamma_p \end{bmatrix}, \quad \gamma_p = \frac{1}{2}\lambda_p, \quad \gamma_o = \frac{1}{2}\lambda_o \quad (1.12)$$

この 1.1.3 節 (4 ページ) 以下 1.2 節 (5-8 ページ) までの計算は 2000 年度課題研究 P2[1], "Positronium Hyperfine Structure in Its Ground State" 1-6 ページによる。

という崩壊行列を考えると系は次の Hamiltonian で記述される .

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \hat{H}_0 - i\hat{\Gamma}_0 \\ &= \begin{bmatrix} E_o - i\gamma_o & & & \\ & E_o - i\gamma_o & & \\ & & E_o - i\gamma_o & \\ & & & E_p - i\gamma_p \end{bmatrix}\end{aligned}\quad (1.13)$$

1.2 磁場による状態の混合

磁場中の Ps 系を考える .

磁場の摂動による Hamiltonian は $\hat{H}_B = -\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{B}$ である , ここで $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ は Ps の磁気モーメント , \mathbf{B} は磁束密度である . 磁場の向きを z 軸にとり $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ を e^- と e^+ のスピン演算子 \hat{S}^-, \hat{S}^+ を用いて表すと

$$\begin{aligned}\mathbf{B} &= B_z \mathbf{e}_z \\ \hat{\boldsymbol{\mu}} &= \hat{\boldsymbol{\mu}}^- + \hat{\boldsymbol{\mu}}^+ \\ &= -g' \mu_B \hat{S}^- + g' \mu_B \hat{S}^+ \\ &= -\frac{1}{2} g' \mu_B (\boldsymbol{\sigma}^- - \boldsymbol{\sigma}^+)\end{aligned}\quad (1.14)$$

と書ける . ここで g' は Lande の g 因子 , μ_B は Bohr 磁子 , $\boldsymbol{\sigma}^\pm$ は Pauli 行列である . すると磁場中の Ps 系を記述する Hamiltonian $\hat{\mathcal{H}}$ は次のように書ける .

$$\begin{aligned}\hat{\mathcal{H}} &= \hat{H} + \hat{H}_B \\ &= \hat{H} + \frac{1}{2} g' \mu_B B_z (\sigma_z^- - \sigma_z^+)\end{aligned}\quad (1.15)$$

この Hamiltonian $\hat{\mathcal{H}}$ を行列表示するため , $(\sigma_z^- - \sigma_z^+)$ が Ps のスピン固有状態 $|S, m\rangle$ にどのように作用するのかを調べる .

$$(\sigma_z^- - \sigma_z^+) |1, 1\rangle = (\sigma_z^- - \sigma_z^+) | \uparrow \uparrow \rangle = | \uparrow \uparrow \rangle - | \uparrow \uparrow \rangle = 0 \quad (1.16)$$

$$\begin{aligned}(\sigma_z^- - \sigma_z^+) |1, 0\rangle &= (\sigma_z^- - \sigma_z^+) \frac{1}{\sqrt{2}} (| \uparrow \downarrow \rangle + | \downarrow \uparrow \rangle) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (| \uparrow \downarrow \rangle - | \downarrow \uparrow \rangle - (-| \uparrow \downarrow \rangle + | \downarrow \uparrow \rangle)) \\ &= \frac{2}{\sqrt{2}} (| \uparrow \downarrow \rangle - | \downarrow \uparrow \rangle) = 2 |0, 0\rangle\end{aligned}\quad (1.17)$$

$$(\sigma_z^- - \sigma_z^+) |1, -1\rangle = (\sigma_z^- - \sigma_z^+) | \downarrow \downarrow \rangle = -| \downarrow \downarrow \rangle + | \downarrow \downarrow \rangle = 0 \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned}(\sigma_z^- - \sigma_z^+) |0, 0\rangle &= (\sigma_z^- - \sigma_z^+) \frac{1}{\sqrt{2}} (| \uparrow \downarrow \rangle - | \downarrow \uparrow \rangle) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (| \uparrow \downarrow \rangle + | \downarrow \uparrow \rangle - (-| \uparrow \downarrow \rangle - | \downarrow \uparrow \rangle)) \\ &= \frac{2}{\sqrt{2}} (| \uparrow \downarrow \rangle + | \downarrow \uparrow \rangle) = 2 |1, 0\rangle\end{aligned}\quad (1.19)$$

つまり , $|1, \pm 1\rangle$ の状態は磁場によって影響を受けないが , $|1, 0\rangle, |0, 0\rangle$ の状態は磁場によって混合することが分かる . これより , $\hat{\mathcal{H}}$ を行列表示すると次のようになる

$$\hat{\mathcal{H}} = \begin{bmatrix} E_o - i\gamma_o & & & \\ & E_o - i\gamma_o & & \\ & & E_o - i\gamma_o & \\ & & & E_p - i\gamma_p \end{bmatrix} + g' \mu_B B_z \begin{bmatrix} 0 & & & \\ & 0 & 1 & \\ & & 0 & \\ & & & 1 \end{bmatrix}\quad (1.20)$$

以下では磁場によって混合する $|1, 0\rangle, |0, 0\rangle$ 状態のみを考え、磁場の影響を受けない $|1, \pm 1\rangle$ 状態はひとまず無視する。状態を

$$|1, 0\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.21)$$

$$|0, 0\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (1.22)$$

と置きなおし、エネルギー基準値を $(E_o + E_p)/2 = 0$ ととり、 $E_p = -\omega_0/2$, $E_o = \omega_0/2$ とし、更にパラメータ

$$x = \frac{2g'\mu_B B_z}{\omega_0} \quad (1.23)$$

を導入する。すると Hamiltonian は

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}} &= \hat{H}_0 + \hat{H}_B - i\hat{\Gamma}_0 \\ &= \frac{\omega_0}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} + \frac{\omega_0}{2} \begin{bmatrix} 0 & x \\ x & 0 \end{bmatrix} - i \begin{bmatrix} \gamma_o & 0 \\ 0 & \gamma_p \end{bmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \omega_0 - 2i\gamma_o & x\omega_0 \\ x\omega_0 & -\omega_0 - 2i\gamma_p \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (1.24)$$

となる。

次に $\hat{\mathcal{H}}$ の固有値を求める。固有値を $\eta/2$ とすると η は次の固有方程式を満たす。

$$\det(\hat{\mathcal{H}} - \frac{\eta}{2}I) = \left(\frac{1}{2}\right)^2 [(\omega_0 - 2i\gamma_o - \eta)(-\omega_0 - 2i\gamma_p - \eta) - (x\omega_0)^2] = 0 \quad (1.25)$$

これを解くと

$$\eta = -i(\gamma_p + \gamma_o) \pm \sqrt{[\omega_0 + i(\gamma_p - \gamma_o)]^2 + (x\omega_0)^2} \quad (1.26)$$

となるので $\hat{\mathcal{H}}$ の固有値 E'_\pm は

$$E'_\pm = \frac{1}{2} [-i(\gamma_p + \gamma_o) \pm \sqrt{[\omega_0 + i(\gamma_p - \gamma_o)]^2 + (x\omega_0)^2}] \quad (1.27)$$

である。

固有値 E'_+ に属す固有状態を $|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\alpha_+|^2}} \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha_+ \end{bmatrix}$ と書くと α_+ は次のようになる。

$$\begin{aligned} (\hat{\mathcal{H}} - E'_+I) \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha_+ \end{bmatrix} &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \omega_0 - 2i\gamma_o - 2E'_+ & x\omega_0 \\ x\omega_0 & -\omega_0 - 2i\gamma_p - 2E'_+ \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha_+ \end{bmatrix} = 0 \\ \alpha_+ &= \frac{-1}{x\omega_0} (\omega_0 - 2i\gamma_o - 2E'_+) \\ &= \frac{-1}{x\omega_0} [\omega_0 + i(\gamma_p - \gamma_o) - \sqrt{[\omega_0 + i(\gamma_p - \gamma_o)]^2 + (x\omega_0)^2}] \end{aligned} \quad (1.28)$$

また、固有値 E'_- に属す固有状態を $|-\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\alpha_-|^2}} \begin{bmatrix} \alpha_- \\ 1 \end{bmatrix}$ と書くと α_- は次のようになる。

$$\begin{aligned} (\hat{\mathcal{H}} - E'_-I) \begin{bmatrix} \alpha_- \\ 1 \end{bmatrix} &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \omega_0 - 2i\gamma_o - 2E'_- & x\omega_0 \\ x\omega_0 & -\omega_0 - 2i\gamma_p - 2E'_- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_- \\ 1 \end{bmatrix} = 0 \\ \alpha_- &= \frac{1}{x\omega_0} (\omega_0 + 2i\gamma_p + 2E'_-) \\ &= \frac{1}{x\omega_0} [\omega_0 + i(\gamma_p - \gamma_o) - \sqrt{[\omega_0 + i(\gamma_p - \gamma_o)]^2 + (x\omega_0)^2}] \\ &= -\alpha_+ \end{aligned} \quad (1.29)$$

ここで次のパラメータを導入する．

$$\gamma' = \gamma_p - \gamma_o \quad (1.30)$$

$$\kappa = \frac{\gamma'}{\omega_0} \quad (1.31)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon = \alpha_+ &= \frac{-1}{x\omega_0} \left[\omega_0 + i(\gamma_p - \gamma_o) - \sqrt{[\omega_0 + i(\gamma_p - \gamma_o)]^2 + (x\omega_0)^2} \right] \\ &= \frac{-1}{x} \left[1 + i\kappa - \sqrt{(1 + i\kappa)^2 + x^2} \right] \end{aligned} \quad (1.32)$$

これらを用いて E'_\pm は

$$E'_\pm = \frac{1}{2} \left[-i(\gamma_p + \gamma_o) \pm [(\varepsilon x + 1)\omega_0 + i\gamma'] \right] \quad (1.33)$$

となり, ε を $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$ と実部, 虚部に分けると E'_\pm は最終的に次のように表される．

$$\begin{aligned} E'_+ &= \frac{1}{2} [(\varepsilon x + 1)\omega_0 - 2i\gamma_o] \\ &= \frac{\omega_0}{2} (\varepsilon_1 x + 1) - i(\gamma_o + \frac{1}{2}\varepsilon_2 x \omega_0) \end{aligned} \quad (1.34)$$

$$\begin{aligned} E'_- &= \frac{1}{2} [-(\varepsilon x + 1)\omega_0 - 2i\gamma_p] \\ &= -\frac{\omega_0}{2} (\varepsilon_1 x + 1) - i(\gamma_p + \frac{1}{2}\varepsilon_2 x \omega_0) \end{aligned} \quad (1.35)$$

また固有状態 $| \pm \rangle$ は

$$| + \rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + |\varepsilon|^2}} (|1, 0\rangle + \varepsilon |0, 0\rangle) \quad (1.36)$$

$$| - \rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + |\varepsilon|^2}} (-\varepsilon |1, 0\rangle + |0, 0\rangle) \quad (1.37)$$

である．以上の結果をまとめると, 静磁場の影響によって Ps のスピン固有状態のうち $|1, 0\rangle$ と $|0, 0\rangle$ が混合し新たな固有状態 $| \pm \rangle$ になることが分かる．

	固有状態	$ 1, 0\rangle$	$ 0, 0\rangle$
$B = 0$	固有値	$E'_o = \frac{\omega_0}{2} - i\gamma_o$	$E'_p = -\frac{\omega_0}{2} - i\gamma_p$
	エネルギー	$E_o = \frac{\omega_0}{2}$	$E_p = -\frac{\omega_0}{2}$
	崩壊率	$\lambda_o = 2\gamma_o$	$\lambda_p = 2\gamma_p$
<hr/>			
	固有状態	$ + \rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon ^2}} (1, 0\rangle + \varepsilon 0, 0\rangle)$	$ - \rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon ^2}} (-\varepsilon 1, 0\rangle + 0, 0\rangle)$
$B \neq 0$	固有値	$E'_+ = \frac{1}{2} [(\varepsilon x + 1)\omega_0 - 2i\gamma_o]$	$E'_- = \frac{1}{2} [-(\varepsilon x + 1)\omega_0 - 2i\gamma_p]$
	エネルギー	$E_+ = \frac{\omega_0}{2} (\varepsilon_1 x + 1)$	$E_- = -\frac{\omega_0}{2} (\varepsilon_1 x + 1)$
	崩壊率	$\lambda_+ = 2\gamma_+ = 2\gamma_o + \varepsilon_2 x \omega_0$	$\lambda_- = 2\gamma_- = 2\gamma_p - \varepsilon_2 x \omega_0$
		ただし $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$	

ここで状態を

$$|1, 1\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad |+\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad |1, -1\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad |-\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$$

とおき, これらを基底にとって Hamiltonian を行列表示すると

$$\hat{H} = \begin{bmatrix} E_0 & & & \\ & E_+ & & \\ & & E_0 & \\ & & & E_- \end{bmatrix} - i \begin{bmatrix} \gamma_0 & & & \\ & \gamma_+ & & \\ & & \gamma_0 & \\ & & & \gamma_- \end{bmatrix}$$

となる.

ここで今までに導入したパラメータ $x, \gamma', \kappa, \varepsilon$ のオーダーを評価しておく. 計算に必要な物理定数の値は Particle Data Group のものを用いる.

$$\hbar = 6.582\,118\,99(16) \times 10^{-22} \text{ MeV s} \quad (1.38)$$

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 5.788\,381\,7555(79) \times 10^{-11} \text{ MeV T}^{-1} \quad (1.39)$$

$$g' = 2(1.001\,159\,652\,181) \quad (1.40)$$

本実験は $B_z \simeq 0.3 - 0.5 \text{ T}$ で行うので, この値を (1.23) に代入すると (自然単位系から SI 単位系に戻し $\omega_0 \rightarrow \hbar\omega_0, \hbar\omega_0 \sim 8.4 \times 10^{-10} \text{ MeV}$ を使う)

$$x \sim 0.083 - 0.14 \sim 0.14 \quad (1.41)$$

となる. また $\gamma_p = \lambda_p/2 \sim 4.0 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}, \gamma_0 = \lambda_0/2 \sim 3.5 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}, \omega_0 \sim 1.3 \times 10^{12} \text{ sec}^{-1}$ であるから

$$\gamma' = \gamma_p - \gamma_0 \sim 4.0 \times 10^9 \text{ sec}^{-1} \quad (1.42)$$

$$\kappa = \frac{\gamma'}{\omega_0} \sim 3.1 \times 10^{-3} \quad (1.43)$$

となる. また ε については $\kappa x \sim 4.3 \times 10^{-4}$ よりも小さい項は無視するとして, $x^4 \sim 3.8 \times 10^{-4}$ までは考えるので

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{-1}{x} \left[1 + i\kappa - \sqrt{(1 + i\kappa)^2 + x^2} \right] = \frac{-1}{x} \left[1 + i\kappa - \sqrt{1 + (x^2 - \kappa^2 + 2i\kappa)} \right] \\ &\simeq \frac{-1}{x} \left[1 + i\kappa - \left\{ 1 + \frac{1}{2}(x^2 - \kappa^2 + 2i\kappa) - \frac{1}{8}(x^2 - \kappa^2 + 2i\kappa)^2 \right\} \right] \\ &\simeq \frac{-1}{x} \left[i\kappa - \frac{1}{2}(x^2 + 2i\kappa) + \frac{1}{8}(x^4 + 4i\kappa x^2) \right] \\ &= \frac{-1}{x} \left[-\frac{1}{2}x^2 + \frac{1}{8}x^4 + \frac{1}{2}i\kappa x^2 \right] \\ &= \frac{x}{2} \left(1 - \frac{1}{4}x^2 \right) - \frac{i}{2}\kappa x \end{aligned} \quad (1.44)$$

(この近似的範囲では $\varepsilon \simeq \frac{1}{x}(\sqrt{1+x^2}-1) - \frac{i}{2}\kappa x, \varepsilon \simeq \frac{x}{1+\sqrt{1+x^2}} - \frac{i}{2}\kappa x$ と書くこともできるが, 前者の方が高次の項まで一致する)

これより

$$\varepsilon_1 \simeq \frac{x}{2} \left(1 - \frac{1}{4}x^2 \right) \simeq \frac{x}{2} \sim 0.07 \quad (1.45)$$

$$\varepsilon_2 \simeq \frac{1}{2}\kappa x \sim 2.2 \times 10^{-4} \quad (1.46)$$

となる.

以下ではここで求めた磁場による基底状態のエネルギーの変化, 混合の割合, 崩壊率の変化, およびそれぞれの状態からの 2γ 崩壊の割合をグラフで示していく.

1.2.1 磁場による基底状態のエネルギーの変化

磁場による混合によって新たにできた状態 $|\pm\rangle$ の基底状態のエネルギーは

$$E_{\pm} = \pm \frac{\hbar\omega_0}{2}(\varepsilon_1 x + 1) \approx \pm \frac{\hbar\omega_0}{2} \left(\frac{x^2}{2} \left(1 - \frac{x^2}{4}\right) + 1 \right) \quad (1.47)$$

と表せて、図 1 のようになる。磁場が 1 T より小さい範囲では大体磁場の二乗に比例すると考えてよい。静磁場による混合の効果によって $B_z \sim 0.5$ T 程度では E_+ は 0.5% ほど大きく、 E_- は 0.5% ほど小さくなり、状態 $|\pm\rangle$ の間のエネルギー差は磁場によって広がる事が分かる。

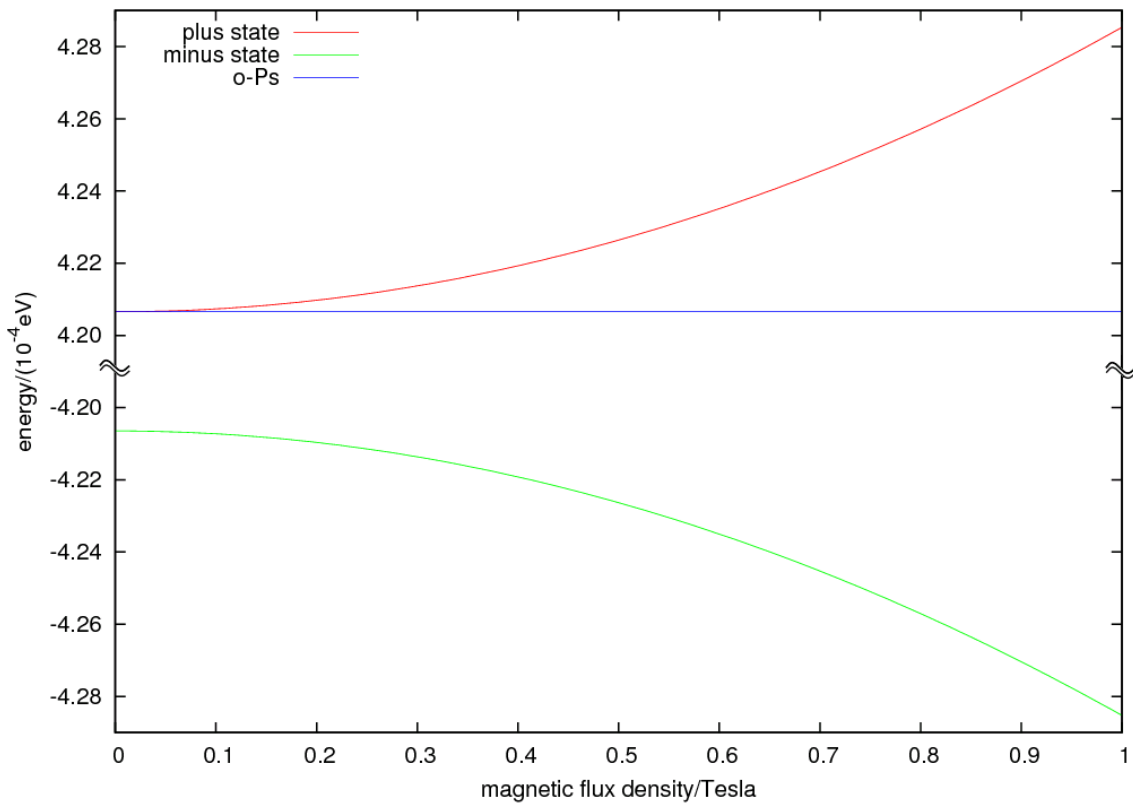


図 1 磁場による基底状態のエネルギー変化。青、赤、緑がそれぞれ o-Ps, $|+\rangle$, $|-\rangle$ の基底状態のエネルギーを表す。 $B_z \sim 0.5$ T ではエネルギー変化は 0.5% 程度でしかない。

1.2.2 磁場による混合の割合

次に磁場によってそれぞれの状態に $|0, 0\rangle$ 状態が何割混ざるのかを調べる。 $|+\rangle$ に占める $|0, 0\rangle$ の割合は

$$\frac{|\varepsilon|^2}{1 + |\varepsilon|^2} \approx \frac{\frac{x^2}{4} \left(1 - \frac{x^2}{4}\right)^2 + \frac{(\kappa x)^2}{4}}{1 + \frac{x^2}{4} \left(1 - \frac{x^2}{4}\right)^2 + \frac{(\kappa x)^2}{4}} \quad (1.48)$$

$$\begin{aligned} &\approx \frac{\frac{x^2}{4} \left(1 - \frac{x^2}{4}\right)^2}{1 + \frac{x^2}{4} \left(1 - \frac{x^2}{4}\right)^2} \\ &\sim \frac{x^2}{4 + x^2} \end{aligned} \quad (1.49)$$

と計算でき、0.5 Tではおよそ0.5%である。式(1.48)を用いて計算すると、図2のようになり、0.3 Tで0.2%、0.5 Tでは0.4%である。

同様に $|-\rangle$ に占める $|0,0\rangle$ の割合は

$$\frac{1}{1+|\varepsilon|^2} \simeq \frac{1}{1 + \frac{x^2}{4}(1 - \frac{x^2}{4})^2 + \frac{(\kappa x)^2}{4}} \sim \frac{4}{4+x^2} \quad (1.50)$$

となり、当然だが0.3 Tで99.8%、0.5 Tでは99.6%である。グラフに描くと、図3のようになる。

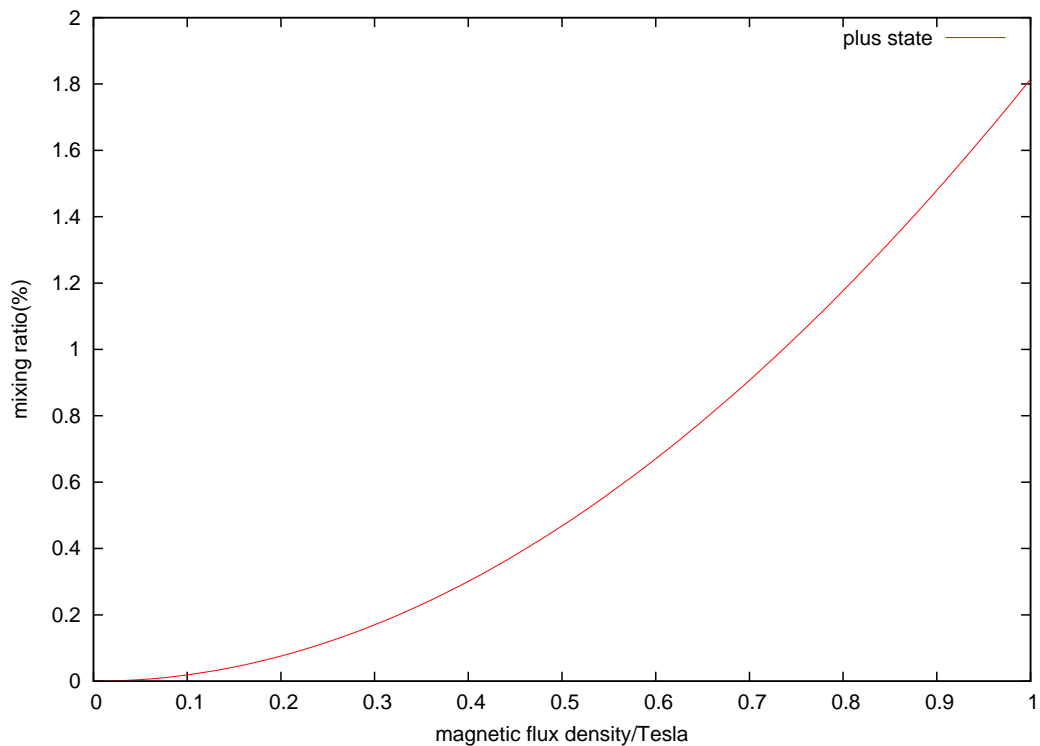


図2 磁場による混合の割合: $|+\rangle$ に占める $|0,0\rangle$ の割合。 $B_z \sim 0.3 - 0.5$ Tでは0.2-0.4%しか $|0,0\rangle$ 状態が混合しない。

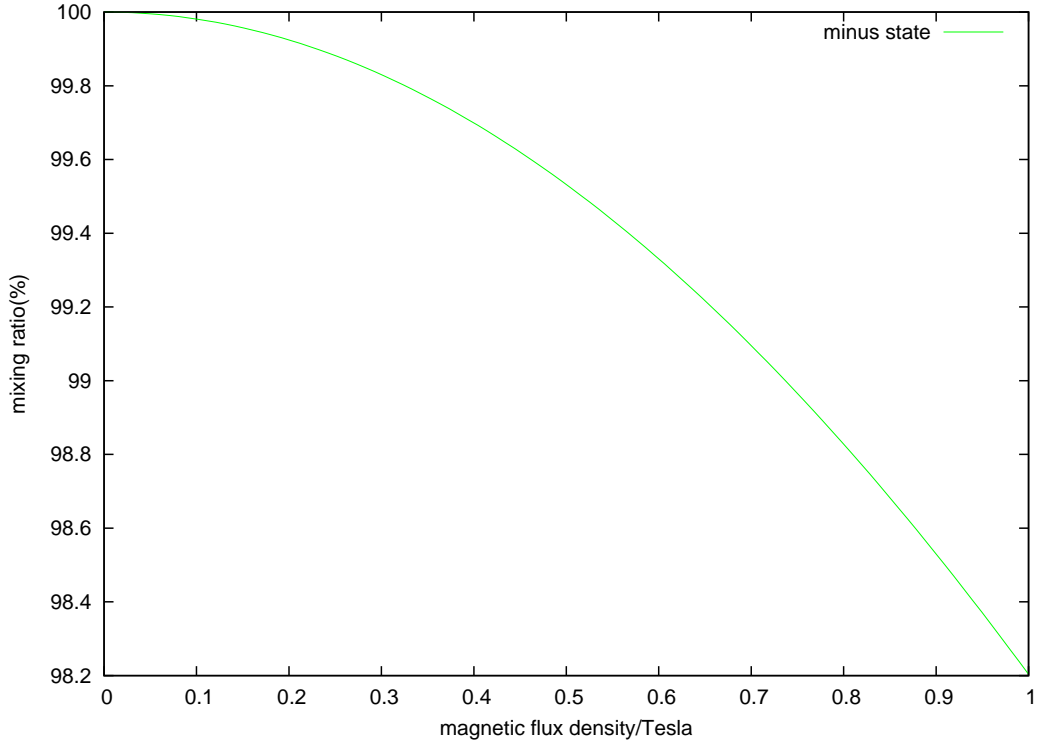


図3 磁場による混合の割合:|−)に占める $|0, 0\rangle$ の割合. $B_z \sim 0.3 - 0.5$ T では 99.8-99.6% が $|0, 0\rangle$ 状態である.

1.2.3 $|\pm\rangle$ 状態の寿命

$|\pm\rangle$ それぞれの状態の崩壊率を考える. $|+\rangle$ 状態の寿命は

$$\begin{aligned}
 \lambda_+ &= \lambda_o + \varepsilon_2 x \omega_0 \\
 &\simeq \lambda_o + \frac{\kappa x^2}{2} \omega_0 \\
 &= \lambda_o + \frac{x^2}{2} (\gamma_p - \gamma_o) \\
 &= \lambda_o + \frac{x^2}{4} (\lambda_p - \lambda_o) = \frac{4 - x^2}{4} \lambda_o + \frac{x^2}{4} \lambda_p
 \end{aligned} \tag{1.51}$$

となる. これは磁場中の Hamiltonian の固有値から自然に導かれたが, ここでは混合の割合を用いて同じ値が求まるか調べてみる.

$$\begin{aligned}
 \lambda_+ &= \frac{1}{1 + |\varepsilon|^2} \lambda_o + \frac{|\varepsilon|^2}{1 + |\varepsilon|^2} \lambda_p \\
 &\simeq \frac{4}{4 + x^2} \lambda_o + \frac{x^2}{4 + x^2} \lambda_p \\
 &\simeq \frac{4 - x^2}{4} \lambda_o + \frac{x^2}{4} \lambda_p
 \end{aligned} \tag{1.52}$$

このように, $x^2 \sim 0.02$ のオーダーまでは一致し, 両者の差異は $x^4 \sim 4 \times 10^{-4}$ のオーダーから現れる. ~ 100 ppm の精度を要求するならばより高次の項まで計算する必要があるが, 本実験は磁場による系統誤差が大きく, 近似の精度としては式 (1.51) (1.52) で十分である.

また、 $|-\rangle$ 状態の寿命は

$$\begin{aligned}
 \lambda_- &= \lambda_p - \varepsilon_2 x \omega_0 \\
 &\simeq \lambda_p - \frac{\kappa x^2}{2} \omega_0 \\
 &= \frac{x^2}{4} \lambda_o + \frac{4-x^2}{4} \lambda_p
 \end{aligned} \tag{1.53}$$

となる。以上の結果をグラフにすると $|+\rangle$ の寿命は図 4 のように、 $|-\rangle$ の寿命は図 5 のようになる。これを見ると $|+\rangle$ の寿命は磁場による状態の混合によって大きく影響を受け $B_z \sim 0.3 - 0.5$ T では 50-20ns 程度まで短くなるのに対し、 $|-\rangle$ の寿命はほとんど影響を受けずに p-Ps の寿命 125 ps から 1% も変わらないことが分かる。これは p-Ps の崩壊率 λ_p が o-Ps の崩壊率 λ_o より 3 桁大きいためで、p-Ps の $|0, 0\rangle$ 状態が 0.1% 混ざるだけで $|+\rangle$ 状態の崩壊率への寄与は

$$(|0, 0\rangle \text{ からの寄与}) : (|1, 0\rangle \text{ からの寄与}) \sim 1 : 1$$

となるためである。 $|-\rangle$ の崩壊率は p-Ps の混合の割合が 99% 以上であるため当然 p-Ps の崩壊率の影響が支配的で、寿命も p-Ps の寿命からほとんど変わらないことになる。

本実験は $|+\rangle$ 状態の寿命が直接測定可能な 50-20ns 程度になる磁場の範囲で行い、測定した $|+\rangle$ 状態の寿命から p-Ps の寿命を間接的に求める。 $|+\rangle$ 状態の寿命と p-Ps の寿命の関係に関しては 1.2.5 節で改めて論じる。

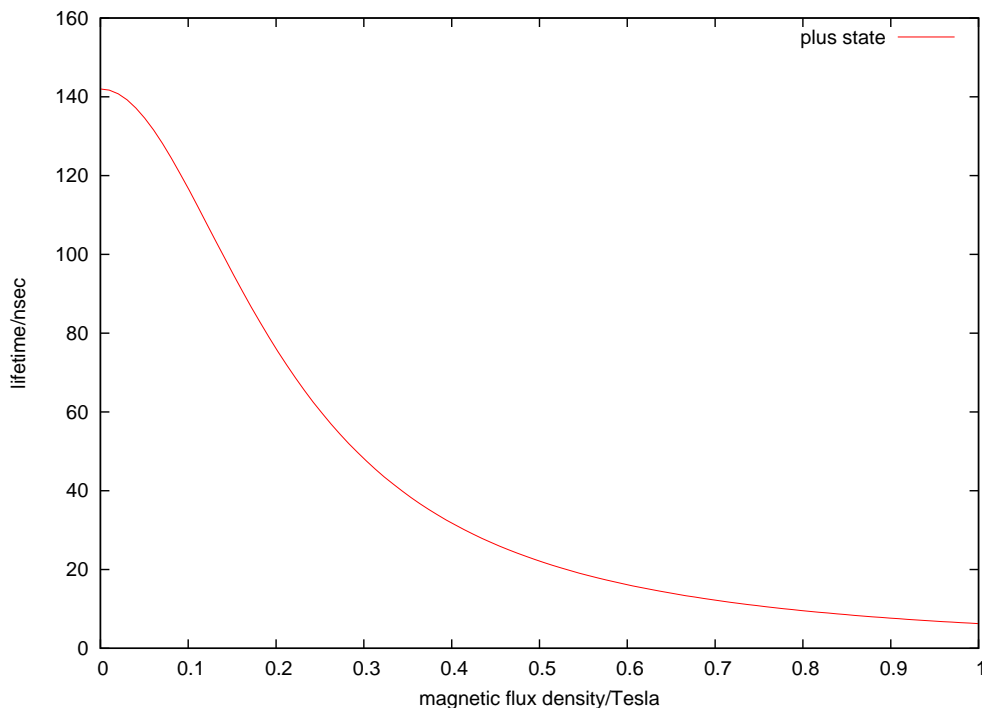


図 4 磁場による $|+\rangle$ 状態の寿命の変化。 λ_p が λ_o より 3 桁大きいため、少しの混合でも寿命は大きく変化し、 $B_z \sim 0.3-0.5$ T で寿命は 50-20 ns 程度である。

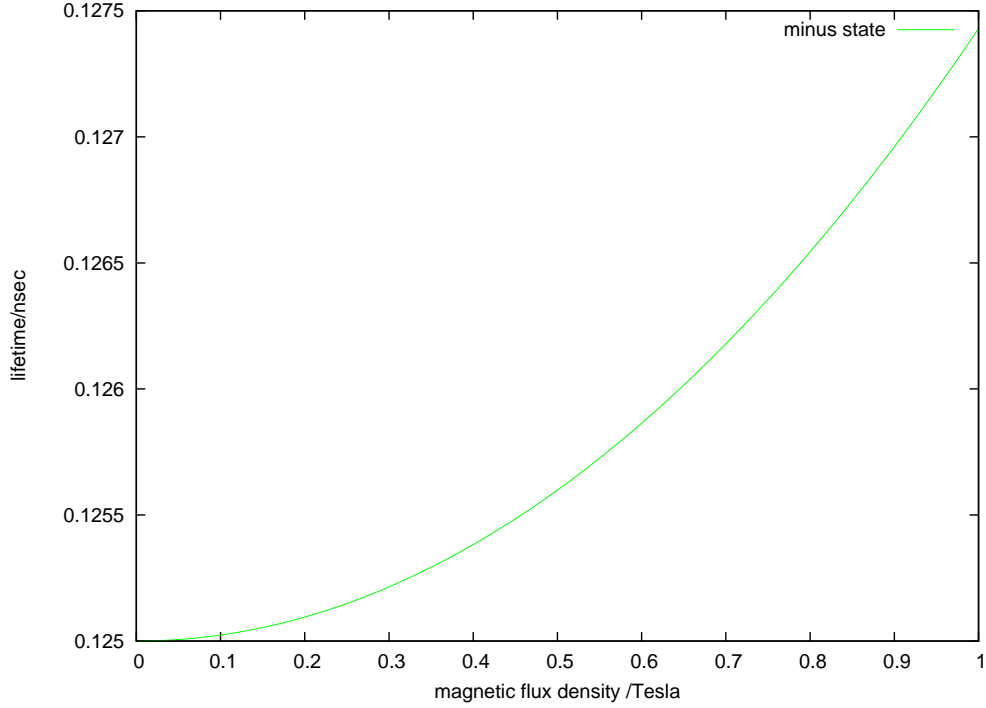


図5 磁場による $|- \rangle$ 状態の寿命の変化． λ_p の影響が支配的で p-Ps の寿命からほとんど変化しない．

1.2.4 2γ 崩壊の割合

本実験では 2γ 崩壊する Ps の寿命を測定する．なぜなら， 2γ 崩壊では 2 つの γ 線が互いに逆向きに 511keV の決まったエネルギーをもって出てくるため，事象の特定が比較的容易で back ground の影響を受けにくいからである．

そのため，それぞれの状態からの 2γ 崩壊の割合を求めておく．まず $|+\rangle$ 状態から 2γ 崩壊に寄与する崩壊率を $\lambda_+^{2\gamma}$ とすると $|+\rangle$ 状態からの 2γ 崩壊の割合は

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_+^{2\gamma}}{\lambda_+} &= \frac{\frac{|\epsilon|^2}{1+|\epsilon|^2} \lambda_p}{\frac{1}{1+|\epsilon|^2} \lambda_o + \frac{|\epsilon|^2}{1+|\epsilon|^2} \lambda_p} \\ &\simeq \frac{\frac{x^2}{4} \lambda_p}{(1 - \frac{x^2}{4}) \lambda_o + \frac{x^2}{4} \lambda_p} \\ &= \frac{x^2 \lambda_p}{(4 - x^2) \lambda_o + x^2 \lambda_p} \end{aligned} \quad (1.54)$$

となり，グラフにすると図 6 のようになる． $B_z \sim 0.3-0.5$ T では 60-80% 以上が 2γ 崩壊することが分かる．

同様に $|- \rangle$ 状態から 2γ 崩壊に寄与する崩壊率を $\lambda_-^{2\gamma}$ とすると $|- \rangle$ 状態からの 2γ 崩壊の割合は

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_-^{2\gamma}}{\lambda_-} &= \frac{\frac{1}{1+|\epsilon|^2} \lambda_p}{\frac{|\epsilon|^2}{1+|\epsilon|^2} \lambda_o + \frac{1}{1+|\epsilon|^2} \lambda_p} \\ &\simeq \frac{(1 - \frac{x^2}{4}) \lambda_p}{\frac{x^2}{4} \lambda_o + (1 - \frac{x^2}{4}) \lambda_p} \\ &= \frac{(4 - x^2) \lambda_p}{x^2 \lambda_o + (4 - x^2) \lambda_p} \end{aligned} \quad (1.55)$$

となり、グラフにすると図 7 のようになる。|−〉状態からはほぼ 100% 2γ 崩壊することが分かる。

これも寿命のところでも述べたのと同じ理由であり、 λ_p が λ_o より 3 桁大きいいため、混合が 0.2-0.4% 程度でも p-Ps からの寄与が大きく効き、結果として 2γ 崩壊の割合が増えるのである。

以上のことをまとめると、寿命に関しては混合が 0.2-0.4% 程度と小さいことによって |+〉状態の寿命は直接測定可能な数 10 ns になり (混合の割合が増えるとそれだけ p-Ps の寄与が増えるため |+〉状態の寿命が短くなる。混合が 5% でも |+〉状態の寿命は 2 ns 程度になってしまい直接測定が困難になる。), 2γ 崩壊の割合に関しては λ_p が λ_o より 3 桁大きいことによって大部分が 2γ 崩壊することになるため、実験にとって好条件が整っているといえる。

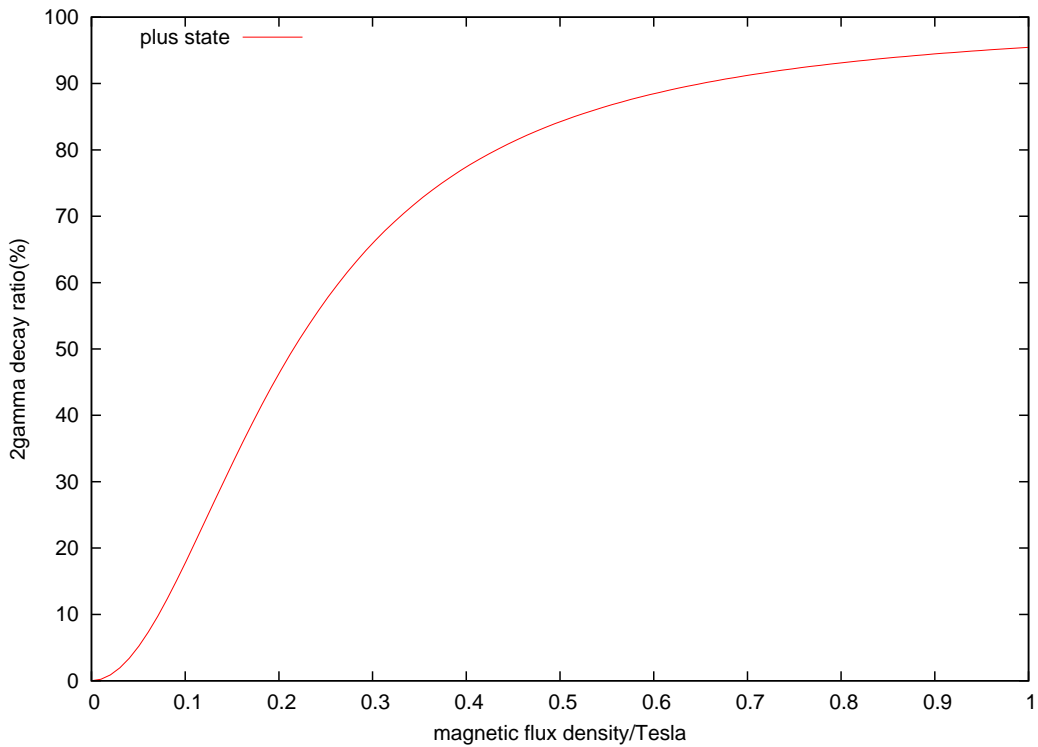


図 6 |+〉状態からの 2γ 崩壊の割合。 $B_z \sim 0.3-0.5$ T では 60-80% 以上が 2γ 崩壊する。

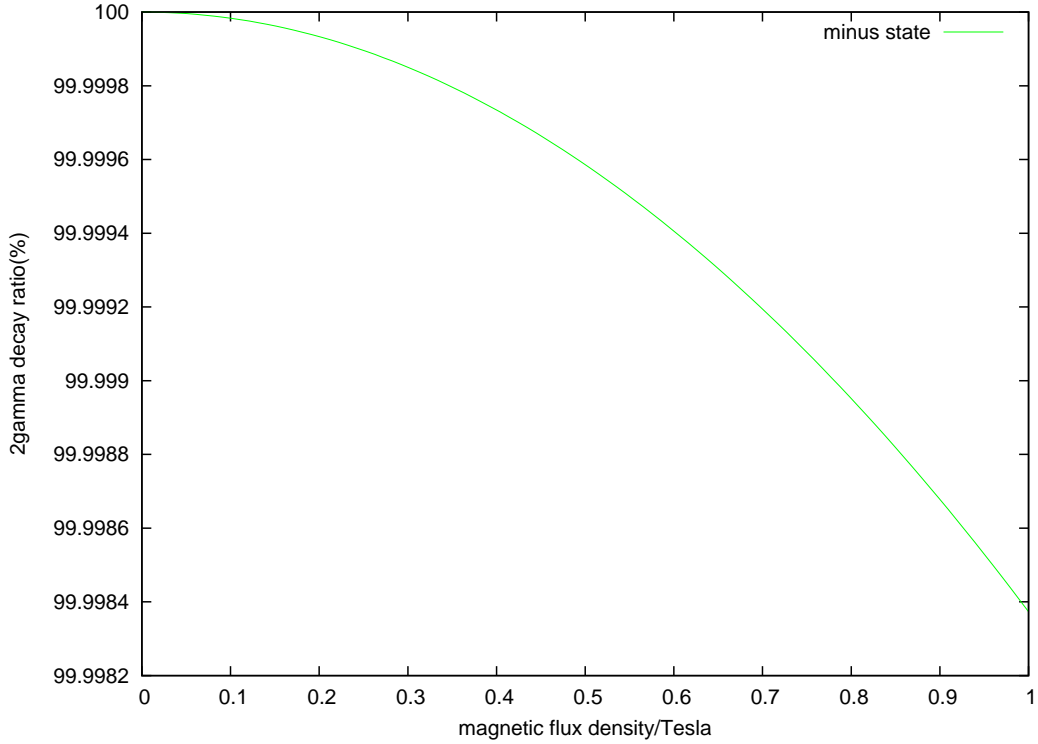


図7 |−) 状態からの 2γ 崩壊の割合．ほぼ 100% が 2γ 崩壊する．

1.2.5 p-Ps の寿命

ここではどのように |+) 状態の寿命から p-Ps の寿命を求めるかを考える．まず，|+) 状態の崩壊率は次のように書ける．

$$\begin{aligned}\lambda_+ &= \frac{1}{1+|\varepsilon|^2}\lambda_o + \frac{|\varepsilon|^2}{1+|\varepsilon|^2}\lambda_p \\ &\simeq \frac{1}{1+\frac{x^2}{4}(1-\frac{x^2}{4})^2+\frac{(\kappa x)^2}{4}}\lambda_o + \frac{\frac{x^2}{4}(1-\frac{x^2}{4})^2+\frac{(\kappa x)^2}{4}}{1+\frac{x^2}{4}(1-\frac{x^2}{4})^2+\frac{(\kappa x)^2}{4}}\lambda_p\end{aligned}\quad (1.56)$$

ここで $\kappa = \frac{\gamma_p - \gamma_o}{\omega_0}$ は p-Ps と o-Ps の崩壊率を含むため，そのままでは λ_p の 3 次方程式になり解くのは容易ではない．しかし， $(\kappa x)^2 \sim 2 \times 10^{-7}$ であり， $x^2 \sim 2 \times 10^{-2}$ と比べても十分無視できる．よって λ_+ は

$$\lambda_+ \simeq \frac{1}{1+y^2}\lambda_o + \frac{y^2}{1+y^2}\lambda_p \quad (1.57)$$

$$y = \frac{x}{2} \left(1 - \frac{x^2}{4}\right) \quad (1.58)$$

$$x = \frac{2g'\mu_B B_z}{\hbar\omega_0}$$

と書ける．

これより，p-Ps の寿命 τ_p は λ_o を既知として λ_+ を測定すれば

$$\tau_p = \frac{1}{\lambda_p} \simeq \frac{y^2}{(1+y^2)\lambda_+ - \lambda_o} \quad (1.59)$$

と求まることが分かる．

1.3 物質の影響

物質中では Ps は物質と反応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 つが知られている．

Pick-off(pick-off annihilation): Positronium 中の e^+ が物質中の e^- と対消滅する反応．Pick-off が起こる確率は Ps と物質との衝突頻度に比例すると考えられるので，Ps が十分熱化（高速で運動している Ps が物質と衝突を繰り返すうちに運動エネルギーを失い物質と熱平衡に至ること）していれば物質の密度に比例する．そのため， e^+ を打ち込むターゲットとしては空隙が多く密度の小さい SiO₂ パウダーやエアロジェルがよく使われる．また，熱化が不十分であれば Ps が高速で運動するほど衝突頻度が大きいので，Pick-off が起こる確率も大きくなる [5]．

Spin flip: ortho-Positronium 中の e^- が物質中の不対電子とスピンを交換し p-Ps になり，p-Ps の短い寿命で崩壊する反応．空気中の O₂ 分子が持つ不対電子によって起こりやすい．

化学反応: Positronium が水素に似ているため，酸化反応等が起こりうる．酸化によって Ps から e^- が奪われると e^+ は自由な状態になり e^+ として消滅する（再び e^- を捕らえ Ps を作る可能性もある）．

以上の 3 つの効果は低密度のターゲットを用い，真空状態で Ps を生成すれば影響を減らすことができる．今回用いた SiO₂ は化学的に安定な物質であり，さらに真空に引いているので化学反応や Spin flip の影響は少ないと考えられる．

しかし，Pick-off に関しては e^+ を減速させて Ps を生成する関係から物質を使うことが不可避なので完全に影響を取り除くことは出来ない．そのため寿命の精密測定には Pick-off による崩壊率の評価が欠かせない．Pick-off による崩壊率を見積もるためには，一番単純には同じターゲットを用いて o-Ps の寿命を求めればよく，真空中の o-Ps の寿命 (142 ns) との違いから Pick-off(など物質の影響) による崩壊率を見積もることが出来るはずである．ただし今回の測定では磁場をかけているので，それが Pick-off にどのような影響を及ぼすのかは検討の必要がある．

また，物質の電場によっても Ps は影響を受けることが知られている．物質の電場によって分極が起こるため (シュタルク効果)，Ps の寿命が真空中より長くなる効果もある*¹．

*¹ 実際どの程度の影響があるのか定量的に見積もることは今後の課題としたい．

2 セットアップ

2.1 ポジトロニウムの生成

ポジトロニウムの生成には電子・陽電子が必要になります。電子は周りがあるので準備をする必要はありませんが、陽電子は準備しなければいけません。今回は β^+ を使うことにしました。そしてその線源として ^{22}Na を利用しました。

2.2 実験装置

以下、使用したものを挙げます。

- 線源 ^{22}Na
- SiO_2 パウダー
- NaI シンチレーター
- プラスチックシンチレーター
- ネオジウム磁石
非常に強力な磁石で、磁石単体での磁場は表面付近で約 0.4T である。
- シリカパウダー
- アルミナイズドマイラー
16 μm の厚さで、プラスチックの薄いマイラーの画面にアルミを蒸着させたもの。
- Finemet
非常に透磁率が高い物質。
- ロータリーポンプ
- ブルドン管式圧力計
- 熱伝導真空計

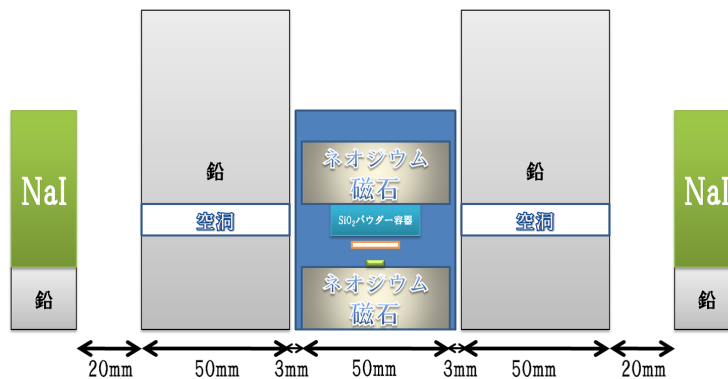


図8 実験セッティング図（横）

2.3 ポジトロニウムの検出

SiO_2 パウダーは $0.035\text{g}/\text{cm}^3$ と非常に密度が薄く、ポジトロニウムの崩壊時における、Pick off が起きにくい。 β^+ を SiO_2 パウダーで受け止めて、陽電子はエネルギーを少しずつ落としながら電子とポジトロニウムを生成する。生成されたポジトロニウムはすぐに崩壊をして 2γ になる。それらを検出するために NaI シンチレーターを $\pm 90^\circ$ の位置に2つ設置した。

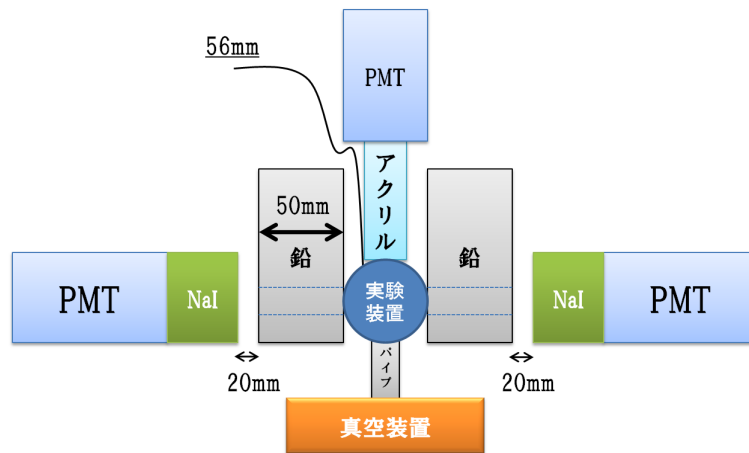


図 9 実験セッティング図 (横)

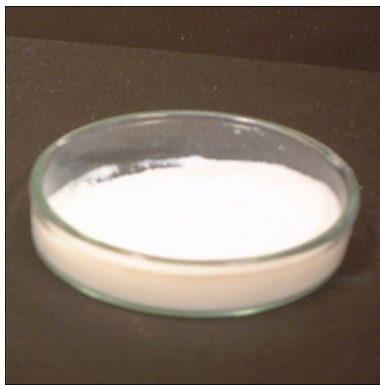


図 10 SiO₂ パウダー

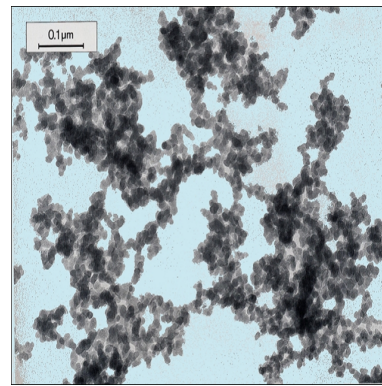


図 11 SiO₂ パウダー

2.4 SiO₂ パウダー容器

SiO₂ パウダーは単体では実験のセッティングができないので、SiO₂ パウダー容器を作り、セッティングします。直径 30mm、内径 22mm、高さ 10mm の円柱状のアクリルを用意し、その上下面をアルミナイズドマイラーで覆い、空気の影響を避け、真空を引けるようにするため、アクリルの横側から穴をあけ、パイプを挿入、内側には SiO₂ パウダーを吸い込まないようにするため、アルミナイズドマイラーを空気を吸う穴を軽くふさぐようにする。

また、水分の影響を避けるため、SiO₂ パウダーを 300W の電熱器で 30 分以上暖め、水分を取り除きます。

2.5 ポジトロニウムの寿命測定

ポジトロニウムの生成時間を計るためには生成した時間を知る必要がある。そのため、Na 線源と SiO₂ パウダーとの間にプラスチックシンチレーターを設置、β⁺ 線の通過を知るようにした。このプラスチックシンチレーターと NaI シンチレーターとの観測される時間差から p-Ps の寿命を測定することにした。

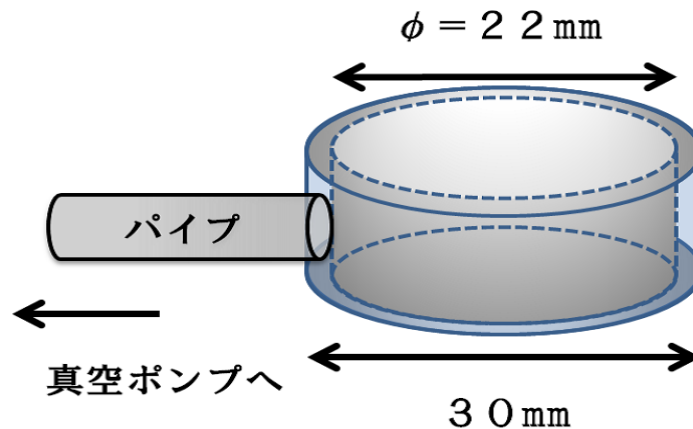


図 12 SiO₂ パウダー容器



図 13 SiO₂ パウダー容器

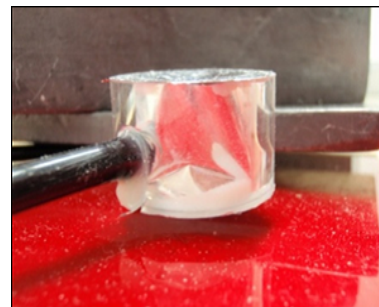


図 14 SiO₂ パウダー容器

2.6 プラスチックシンチレーター

プラスチックシンチレーターは厚さ約 200 μ m、縦横約 23mm のシンチレーターです。これは Na から出る β 線が主に光電効果でエネルギーを落とし、そこで発生した光子を PMT でみます。ここで、発生した光子が PMT に入らず、外に漏れてしまうのをできるだけ防ぐために、アルミナイズドマイラーで覆った。

2.7 真空中・磁場中の設定

装置全体を真空にするのは非常に大変なので、ポジトロニウムが崩壊する SiO₂ パウダー部分のみを真空にした。SiO₂ パウダーをアクリルの容器内に入れて真空を引けるようにした。また、容器は下側部分から陽電子が入ってくるので、エネルギーの損失が少なくなるようにアルミナイズドマイラーで覆った。また、磁場を作るためにネオジム磁石を使用した。ナトリウムや SiO₂ パウダー容器の上下から挟むように 2 つのネオジム磁石を設置した。

2.8 装置

以上の装置を固定するために、内径 50mm、高さ 70mm の円柱状のアクリルの容器を準備した。容器内に、磁石、Na、プラスチックシンチレーター、SiO₂ パウダー容器を固定した。ただし、磁石間の距離を 20mm、25mm、30mm で調整できるようにした。

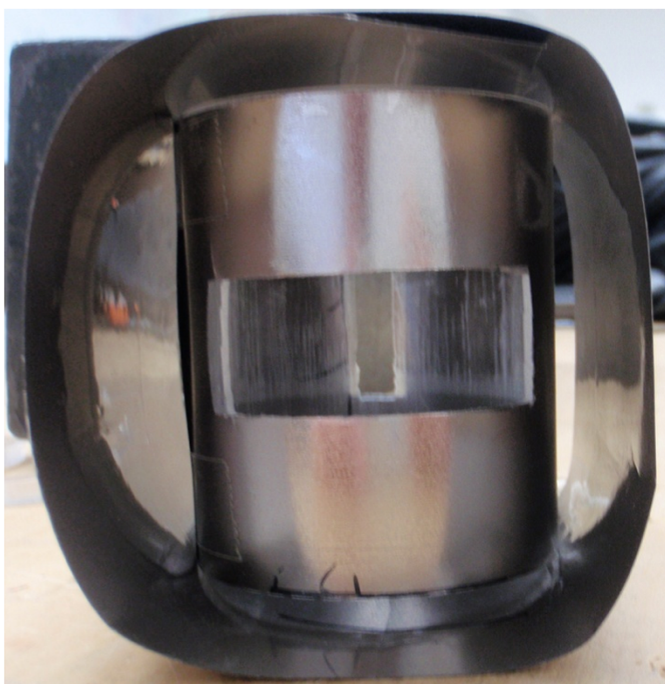
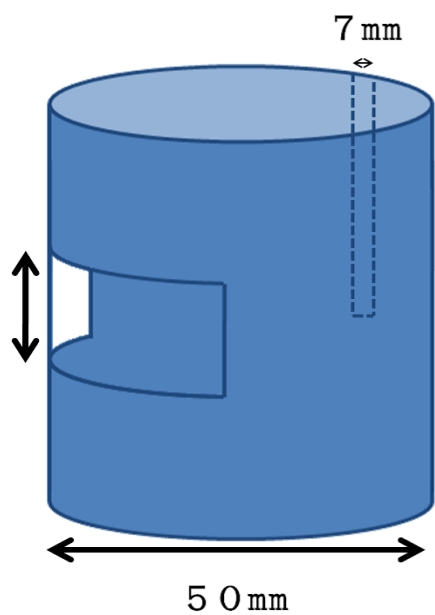


図 15 装置

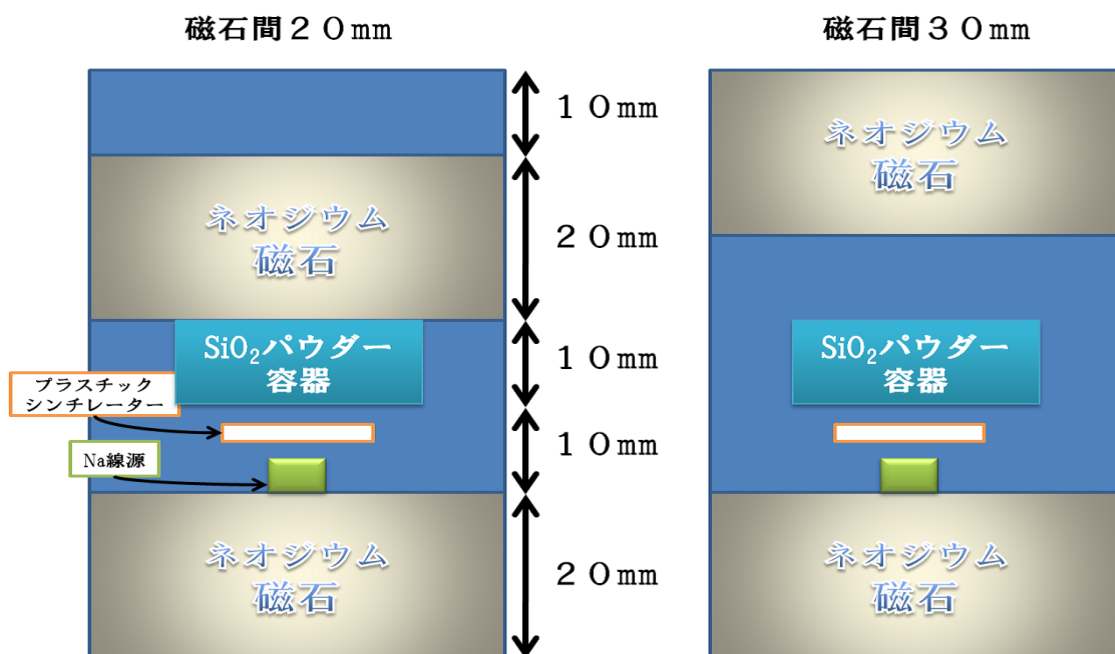


図 16 磁石間の変化

2.9 実験機器への磁場の影響

今回の実験では非常に強力な磁石、ネオジム磁石を使用しています。磁場の影響を受けやすい PMT は磁場中では正確な測定ができないかもしれないので、対策を施します。まず、Finemet という透磁率の高いものを用意しました。これを磁石を設置した実験装置本体に巻きつけ、また、NaI・PMT 本体にも巻きつけます。また、プラスチックシンチレーターは PMT とプラスチックシンチレーターの間にはアクリルを挟み、PMT を磁石から離し、10cm 延長しました。このようにして磁場の影響を測定した結果、磁場の影響はそれぞれ ADC は約 4%、約 4%、約 2% 程度の ch 数があがりましたが、ほとんど磁場の影響がないことがわかりました。

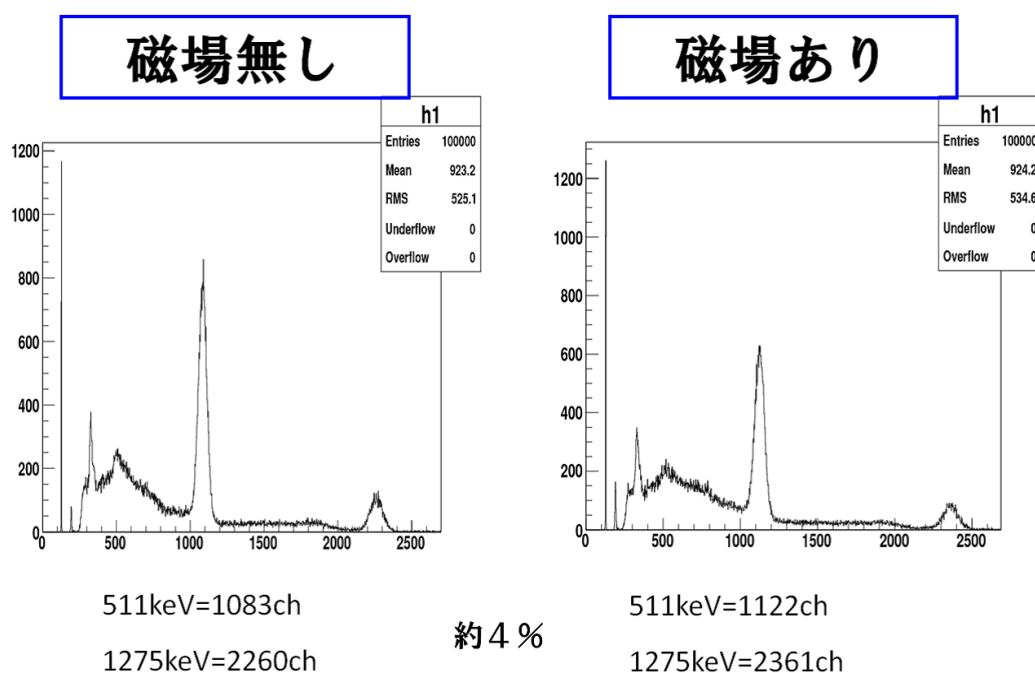


図 17 NaI の磁場の影響

2.10 鉛の遮蔽

NaI は Na 線源から β^+ や γ 線が直接入ってきたものを捉えてしまいます。そこでできるだけ直接放射線が入るのを防ぐために、厚さ 5cm の鉛を設置した。ここで、SiO₂ パウダー容器からの 2 γ を防いではいけけないので、その部分は鉛を削り、空けておいた。

2.11 真空装置

真空装置は主にロータリーポンプを用いて真空にするものであるが、実験装置の SiO₂ パウダー容器に負担をかけるとよくないので、徐々に真空を引けるようにするため、ブルドン管式圧力計、熱伝導真空管を用いて真空を調整する。

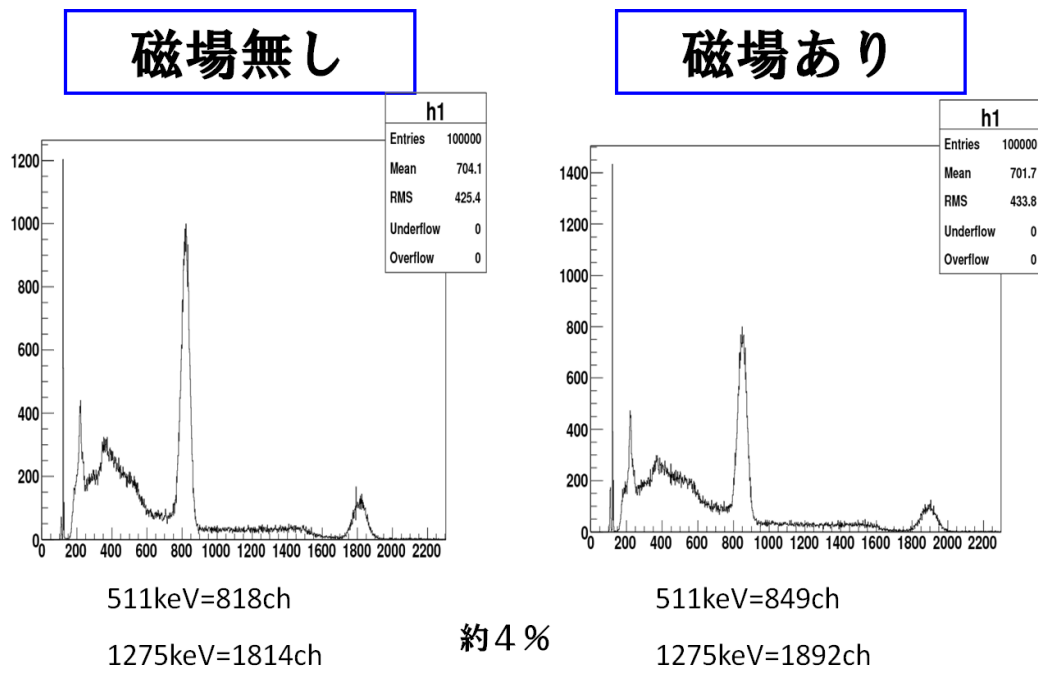


図 18 NaI2 の磁場の影響

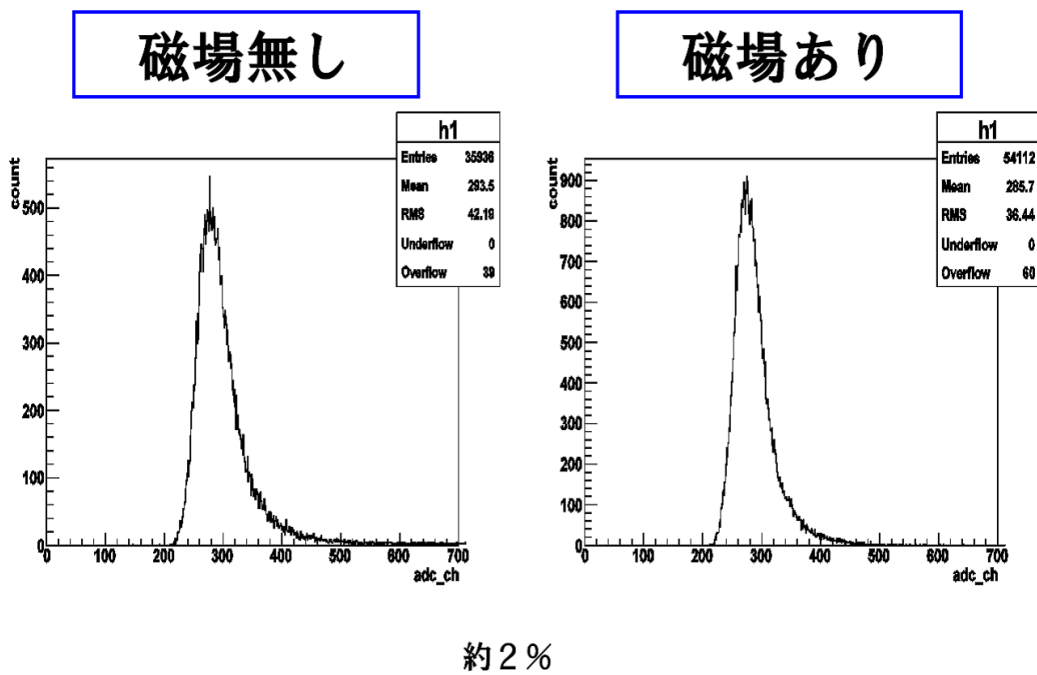


図 19 CH の磁場の影響

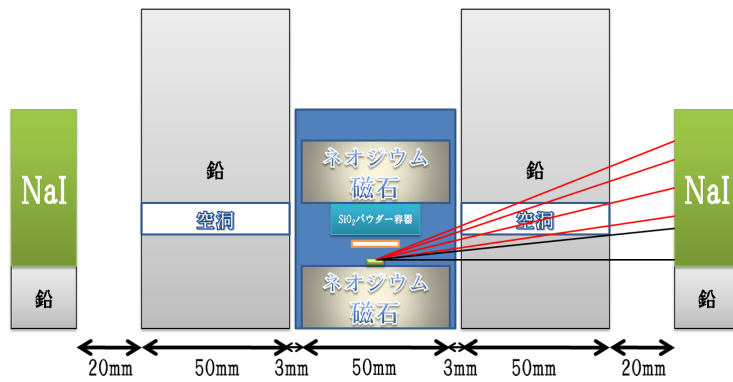


図 20 鉛の遮蔽

2.12 鉛の遮蔽

γ 線は鉛の遮蔽が約 8cm あれば十分である。このセッティングでは遮蔽は不十分であったが、解析上、エネルギーの区別などで判断できることがわかり、また、こちらのほうがレートがよかったため、この設計を採用した。

3 ロジック回路

3.1 実験の目的

ロジック回路の設計にさしあたり、重要な点に以下の2つがある。

- ポジトロニウム | + の寿命を測定する
- ポジトロニウムを測定する

まずは以上の点について考慮し、ロジック回路の設計に生かす。

3.1.1 ポジトロニウム | + の寿命を測定する

崩壊個数は $\exp.$ に減衰する。また、崩壊確率はポジトロニウム生成から崩壊までの時間差の統計で分かる。陽電子の通貨からポジトロニウム生成までの時間は崩壊に比べ非常に短いため一定とみなせ、寿命はプラスチックシンチレーターと NaI シンチレーターの信号の時間差の統計から導くことができる。

3.1.2 ポジトロニウムを測定する

2つの NaI シンチレーターおよびプラスチックシンチレーターの信号がすべて来る場合のみ測定すれば、よい精度でポジトロニウムを測定できる。なぜなら、すべてに信号がくるのはおおよそ β 線がプラスチックシンチレーターを通過し、ポジトロニウムを生成、 2γ に崩壊して2つの NaI シンチレーターを通過する場合であるからである。

ここで同時に来る信号を見るには「Coincidenc」を使う。ここで、「Coincidence」とはデジタル信号の論理積を出力する装置である。

3.2 「Coincidence」の利用

「Coincidenc」を利用するには以下の点に注意して利用する。

- 時間のスタートは「Coincidenc」出力を使う。
なぜなら、データの収集はすべて「Coincidenc」がかかったものを利用するからである。
- プラスチックシンチレーターで時間計測をする。
今回はプラスチックシンチレーターの信号から NaI シンチレーターの信号の時間差を測定するためである。このとき、2つの NaI シンチレーターの信号を測定することを考え、プラスチックシンチレーターの信号を時間測定のための共通のスタートにすればよい。

以上から、「Coincidenc」の出力のタイミングがプラスチックシンチレーターの信号のタイミングになるようにすればよいことがわかった。このような出力をするために、NaI シンチレーターの信号に対して、プラスチックシンチレーターの信号のゲートを短くして、NaI シンチレーターの信号のゲートと重なったもので「Coincidenc」を取れるようにすればよいことがわかる。

3.3 問題点

ところが、ポジトロニウムを測定するのに以上のような点だけでよいだろうか。というのも他の放射線などを見ている可能性があり、それらを検出してしまってもかもしれない。また、時間測定の正確性をよく吟味する必要がある。

以下のようにまとめて考えていく。

- NaI シンチレーターはポジトロニウム由来の γ 線だけを見ているか否か。
- NaI シンチレーターの時間測定は正確か。

つまり、T-Q Correction の問題を指摘している。

以上の問題点を確認するには NaI シンチレーターのエネルギーを観測し、そこから問題を解決していけ

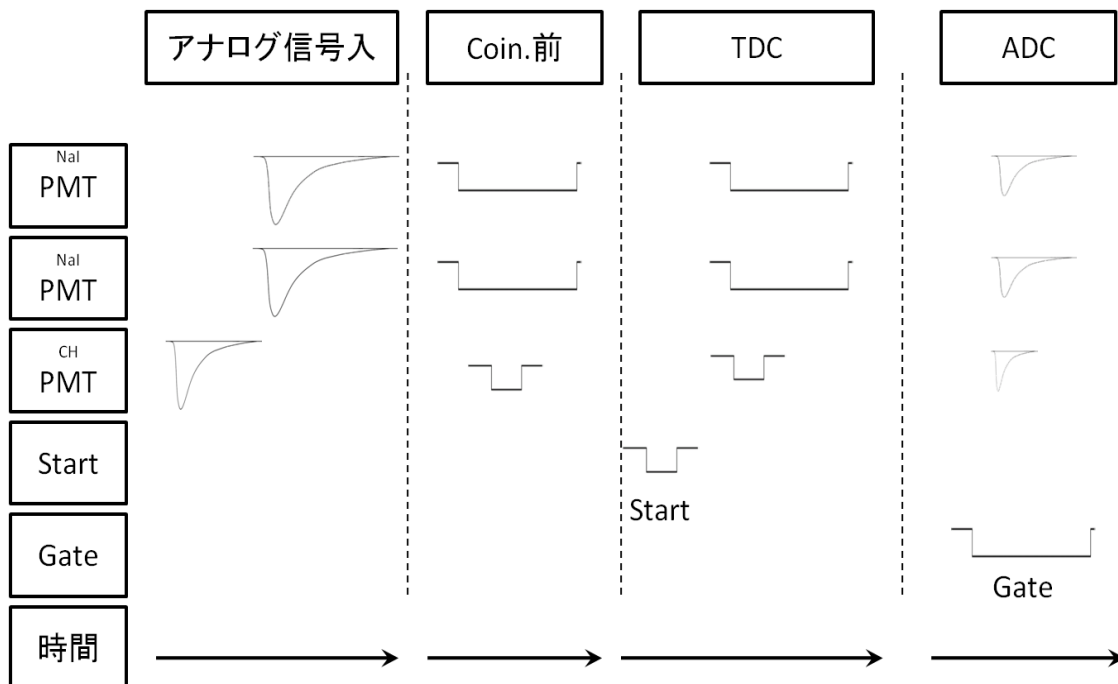


図 21 タイミング図

ばよいことがわかる。また、

- Coincidence 出力のタイミングがプラスチックシンチレーターの信号のタイミングで出力されているか否か。

という問題点について確認するためにはプラスチックシンチレーターの信号のタイミングと Coincidence の信号のタイミングの差が一定であることを確認すればよい。

3.4 測るべきもの

以上の結果をまとめると、2つの NaI シンチレーターおよびプラスチックシンチレーターの時間を測り、2つの NaI シンチレーターのエネルギーを測ればよい。ちなみに、今回の実験ではプラスチックシンチレーターのエネルギーを計測することが簡単にできたため、ついでに計測した。

3.5 ロジック回路

回路に用いる装置

- Negative High Voltage : プラスチックシンチレーターの PMT に負電圧をかける。
- Positive High Voltage : NaI シンチレーターの PMT に正電圧をかける。
- AMP : 検出器からの信号を約 10 倍に増幅させる。
- Discriminator : Threshold をかけ、閾値以上の信号が来た場合にロジックパルスを返す。
- Coincidence : ロジックパルスの論理積を出力する。
- ADC : ゲートパルスの入力がある場合に、他端子からのアナログ信号の積分値に対応した ch 数を返す。
- TDC : スタート信号が入力されてから、ストップ信号が入るまでの時間に線形に対応した ch 数を返す。
- Gate generator : 入力をデジタル信号に変換し、任意のゲート幅と遅れを指定して出力できる。

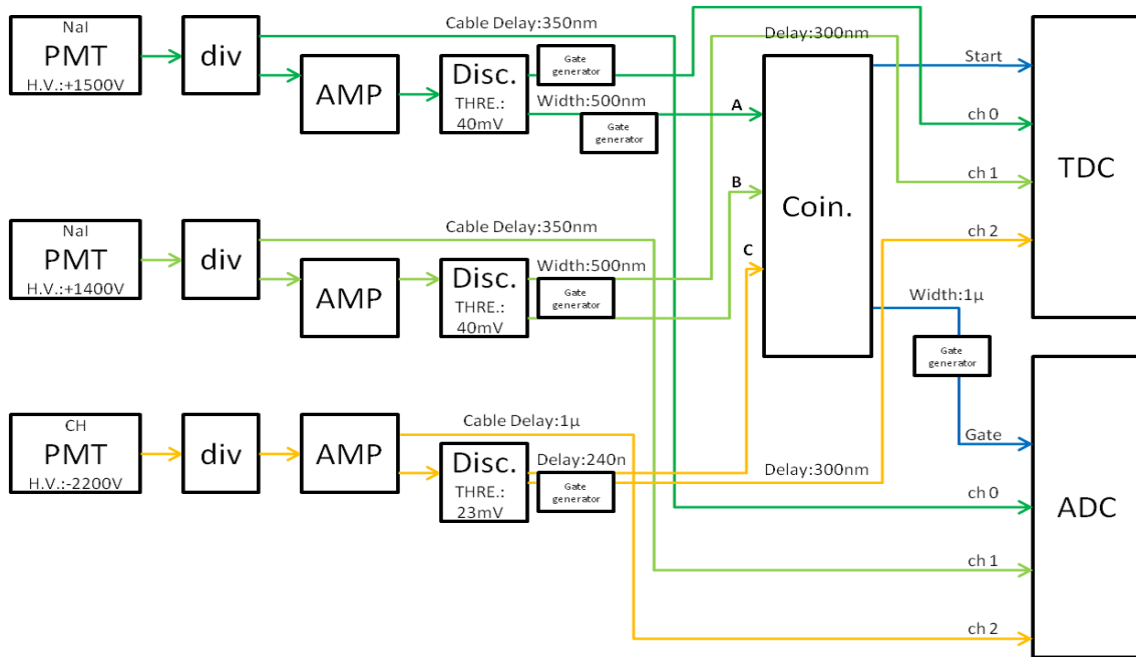


図 22 ロジック回路

4 解析と結果

4.1 磁場の測定

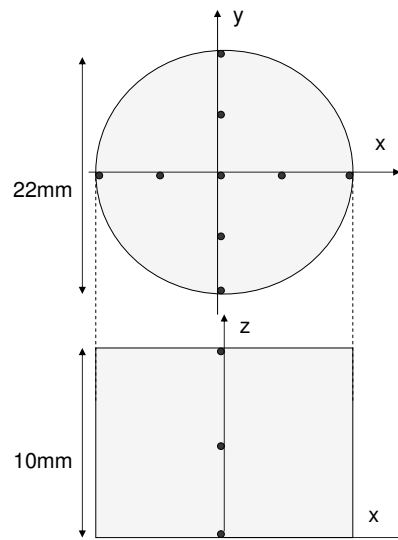


図 23 磁場の測定位置。点で示された SiO₂ 内の計 27 点を測定した

図 23 に示したような SiO₂ 容器内の計 27 点で、 z 軸方向の磁場の値をテスラメーターを用いて測定した。図 24 は、磁石間距離 20mm の測定値を z 軸に垂直な断面上で棒グラフにしたものである。ここで磁場の値に対して次の 2 つの近似を用いる。

- z 軸方向の磁場 B_{\parallel} に対して、 z 軸に垂直な方向の磁場 B_{\perp} は十分小さく無視できる。
- SiO₂ 容器内の磁場は一様で、その絶対値は各点での測定値の平均で与えられる。

一つ目の近似は、 z 軸に垂直な方向の磁場を、図 23 に示した数点で測定したところどれも z 軸方向の磁場に対して $1/10$ 以下であったことと、磁場の絶対値 B が $B = \sqrt{B_{\parallel}^2 + B_{\perp}^2}$ で与えられることから保証される。二つ目の近似は、図 24 を見れば視覚的にある程度保証される。

以上の近似を踏まえて、測定データから算出した SiO₂ 容器内の磁場の値をまとめたのが表 1 である。

表 1 磁場の測定結果

磁石間の距離	磁場 [T]
20mm	0.491 ± 0.027
25mm	0.412 ± 0.034
30mm	0.353 ± 0.021

ここで、磁場の値の欄に書かれた $a \pm b$ の a, b はそれぞれ、各点での測定値の平均と標準偏差である。また、 b が a のおよそ 5 ~ 9% であることから、視覚的にしか保証されていなかった磁場の一様性の近似の正しさが、定量的にも保証することが出来た。

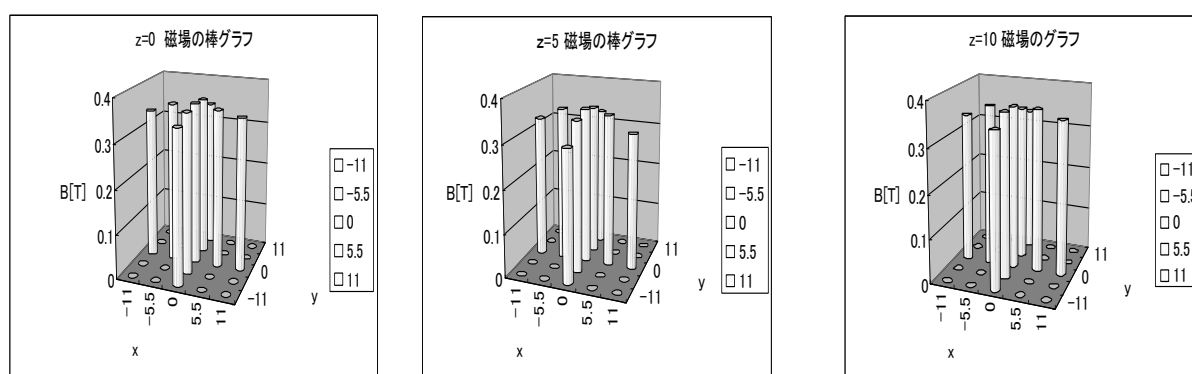


図 24 20mm:gap の測定値を z 軸に垂直な断面上で磁場の値を棒グラフ化。左から $z=0, 5, 10$ を通る z 軸に垂直な断面上での磁場の測定値を表示している

4.2 解析の準備

4.2.1 Calibration

ADC および TDC は、それぞれあるエネルギーおよびある時間幅に比例する数値を返す。実際にはそのような数値ではなく、エネルギーおよび時間幅が必要なので、まずここではこの比例係数を求める。ADC に関しては、既知の Na からの 511keV、1275keV、Co からの 1173keV、1333keV、Cs からの 662keV の γ 線を観測することによって、エネルギーと ADC の数値の間の比例係数を求めた。TDC に対しては、Clock Generator からの信号をケーブルなどで delay させることによって時間幅と TDC の数値との間の比例係数を求めた。表 2 がその結果である。ここでは、3/26 の Calibration 結果しか載せていないが、別の日における Calibration 結果も存在し、Calibration 結果は時間とともにわずかに変化するので、データを解析する際には、データを得た日に近い日の Calibration 結果を用いた。

表 2 Calibration 結果 (3/26)

	ch0(NaI1)	ch1(NaI2)	ch2(CH)
ADC(keV/ch)	0.7365	0.6476	
TDC(ns/ch)	0.05345	0.05314	0.05388

4.2.2 TQcorrection

Discriminator でアナログ信号をデジタル信号に変換する際、アナログ信号の大きさ、つまり観測した γ 線のエネルギーの大きさによってデジタル信号に時間差が生じる (図 25 参照)。

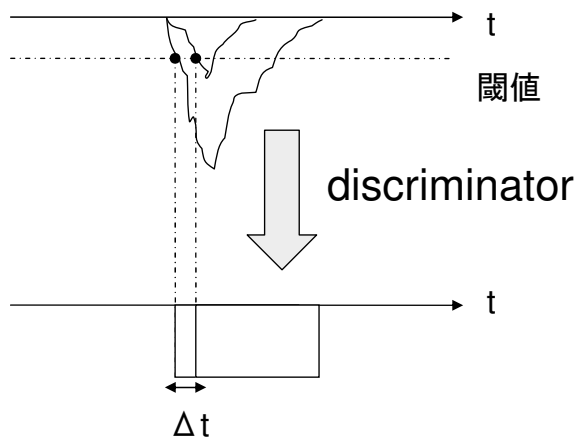


図 25 同じタイミングでアナログ信号が来ても、discriminator でデジタル信号に変換する際信号の大きさによって時間差 δt が生じる

ここでは、これを補正する。図 26 は SiO₂ 容器を真空にして測定したデータで、NaI シンチレータにつながる TDC、ADC が得た数値に対して 2 次元ヒストグラムを描いたものである。

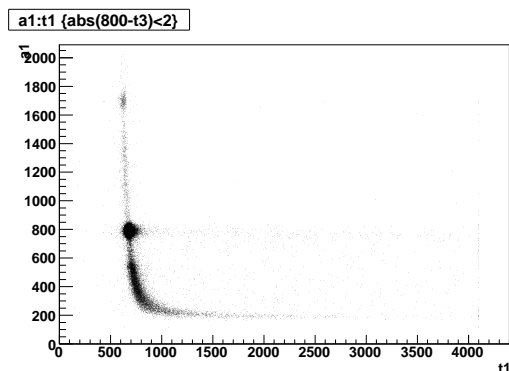


図 26 Vac:TDC-ADC 二次元ヒストグラム

横軸 500 ~ 1000 の領域にある濃い曲線は、ns 単位においてはほぼ同時に観測されるはずの事象であるが、エネルギーが低くなるにつれて観測される時刻が遅くなってみえることがわかる。ここでは、この濃い曲線が

$$ADC = \frac{p0}{(TDC - p1)^2} + p2 \quad (4.1)$$

という関数であるとして、時間のずれを補正する。濃い曲線上の 4 点を取り、この関数を求めると図 27 の赤い曲線のようになる。この、関数によって時間のずれを補正したものが図 28 である。縦軸 300 以上の領域で時間のずれが補正されていることが見てとれる。

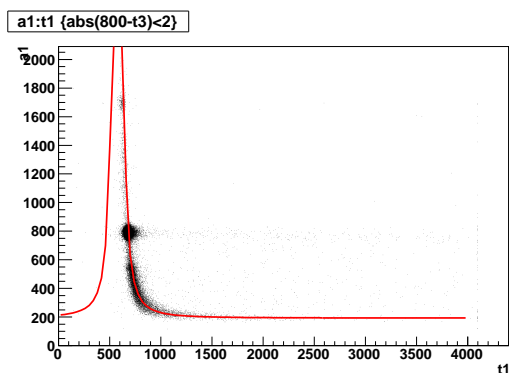


図 27 Vac:TDC-ADC 二次元ヒストグラムと補正関数

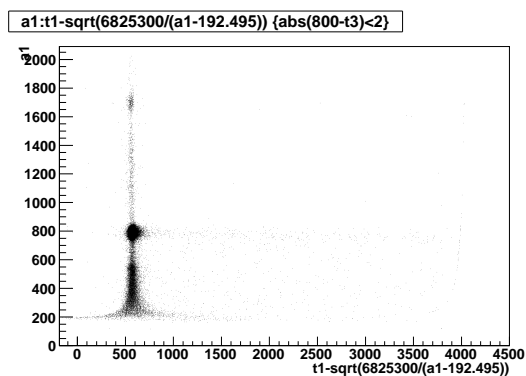


図 28 Vac:補正後の TDC-ADC 二次元ヒストグラム

4.2.3 データの Cut

ここでは、CH-Cut、 2γ -Cut、511keV-Cut の三つのデータ Cut について述べる。

CH-Cut

実験のセットアップの章であったように、Coincidence の Out はプラスチックシンチレータでかけられていなければならない。もし、プラスチックシンチレータで Coincidence の Out がかかっているならば、プラスチックシンチレータで TDC の STOP をかけると、TDC の値はある一定値をとるはずである。図 29 をみれば、実験のセットアップのところで Coincidence の in の信号の width を調整したことによって、大部分のデータに対して Coincidence の out がプラスチックシンチレータでかかっていることがわかるが、ここでは、これを確実なものにするため、横軸 45ns 付近に見られる Peak のデータのみを抜き出した。

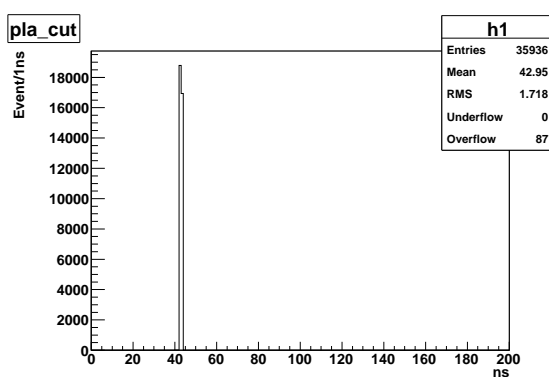


図 29 Vac:プラスチックシンチレータにつながる TDC の数値に対する一次元ヒストグラム

2γ -Cut

この実験で欲しいデータは、Ps 起源の 2γ である。Ps 起源の 2γ は、ほぼ同時に 2 つの NaI シンチレータで観測されるはずなので、もし得たデータが Ps 起源の 2γ ならば、2 つの NaI シンチレータにつながる TDC の STOP の数値の差はほぼ一定値をとるはずである。図 30 を見ると、Coincidence の in に 2 つの NaI シンチレータからの信号をいれたことにより、大部分のデータは Ps 起源の 2γ であることがわかるが、無駄なデータが多少観測されているので、これを除くために 25ns 付近に見られる Peak のデータのみを抜き出した。

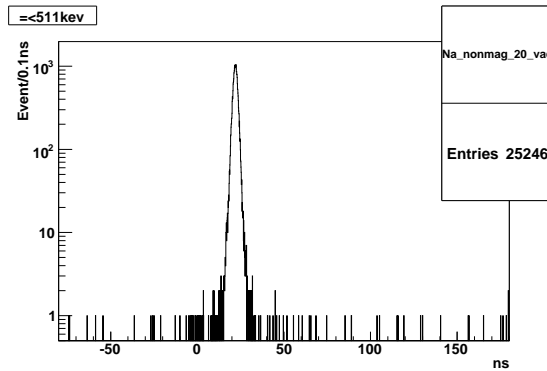


図 30 Vac: 2つの NaI シンチレータにつながる TDC の数値の差に対する一次元ヒストグラム

511keV-Cut

この実験で欲しいデータは、511keV の γ 線である。そこで、511keV の γ 線を観測していて、かつ TQcorrection がうまくいっている ADC 数値 300 ~ 900 の領域のデータを抜き出した。

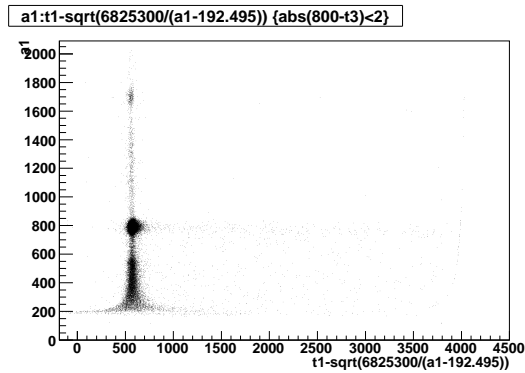


図 31 Vac:TDC-ADC 二次元ヒストグラム (TQcorrection 後)

4.3 データ解析

この節では、次の5つのデータを比較、検討しながら $|+\rangle$ の寿命を求める。また、この節で出てくる実験結果は前節、解析の準備で述べた TQcorrection、データ Cut が既になされている。

- Air
- Vac
- Vac+Mag(20mm:gap)
- Vac+Mag(25mm:gap)
- Vac+Mag(30mm:gap)

ここで Air とは、SiO₂ 容器内が大気で満たされている状態で、Vac とは、真空ポンプで SiO₂ 容器内の大気を取り除いた状態であり、容器内の圧力は 5 ~ 15Pa である。また、Mag とは、SiO₂ 容器の上下にネオジウム磁石を置いた状態であり、括弧内の数値は、磁石間の距離を表す。

まずは、Vac と Air の比較をする。Vac の状態では、陽電子がポジトロニウムをつくらず、電子と即座に対消滅したときに放出される 2γ と、P-Ps 崩壊の 2γ が観測され、Air のデータではそれらに加え、O-Ps が Pick-Off 反応やスピン交換反応を起こしたときに放出される 2γ が観測されることが予想される。よって、横軸に NaI シンレータにつながる TDC で測定される時間を [ns] の単位でとり、Event 数に対してヒストグラムを描けば、Vac の状態では鋭い Peak のみが見られ、Air の状態では鋭い Peak とそれに付随する Tail が見られることが予想される。図 32、図 33 は実験データから前に述べたヒストグラムを作成したものである。これを見ると先ほどの予想が正しいことが分かる。しかし、図 32 の 50ns 以降の領域を見ると、対消滅や P-Ps 崩壊以外の事象がカウントされていることが分かる。この事象の特定には、さらなる実験と解析が必要であるが、ここではこの事象は 50ns 以降の領域に一定の確率で起こるものとして扱う。

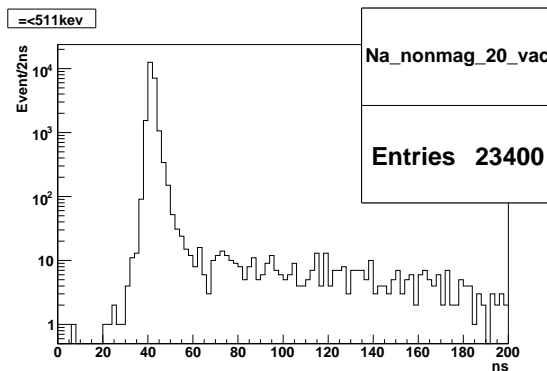


図 32 Vac

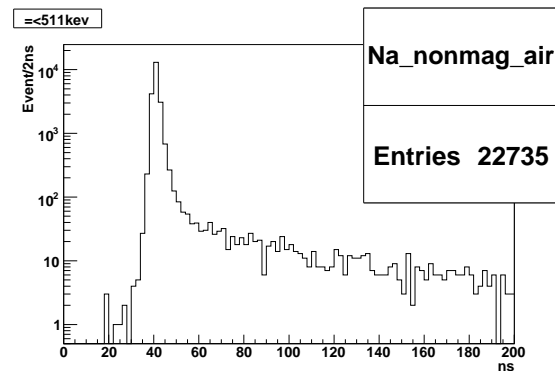


図 33 Air

次に、Vac と Vac+Mag のデータを比較する。Vac+Mag の状態では、横軸に時間をとりヒストグラムを描いたとき、ポジトロニウム生成前の対消滅と $|-\rangle$ の 2γ 崩壊による鋭い Peak と、 $|+\rangle$ の 2γ 崩壊による Tail が見られることが予想される。図 34、図 35、図 36、図 37 を見ると、磁場をかけることによって Vac の状態では見られなかった Tail が確かに現れている。

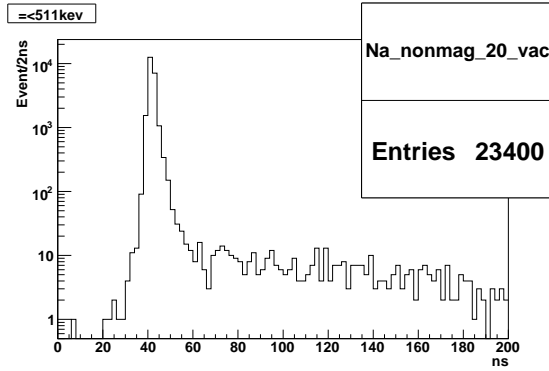


図 34 Vac

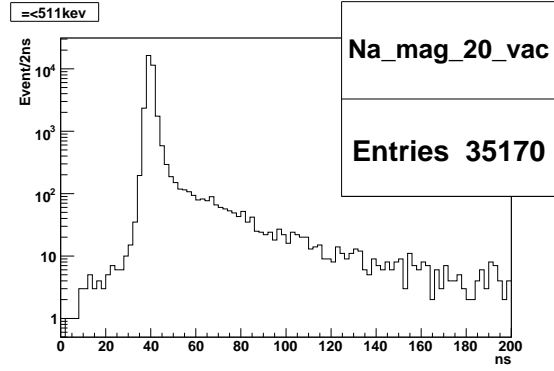


図 35 Vac+Mag(20mm:gap)

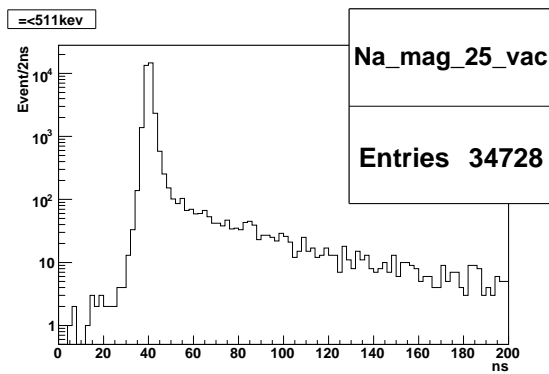


図 36 Vac+Mag(25mm:gap)

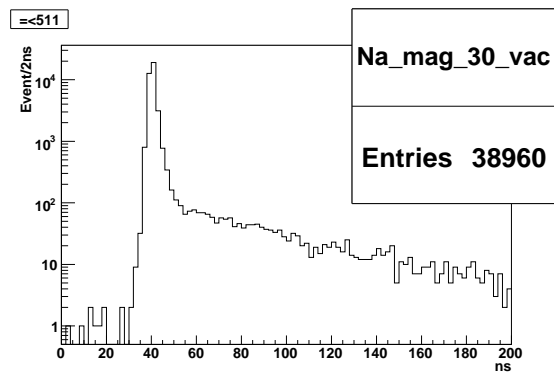


図 37 Vac+Mag(30mm:gap)

さて、磁場をかけることによって、 $|+\rangle$ 起源の Tail と思われるものが現れたので、次にこの Tail 部分から $|+\rangle$ の寿命を求めることにする。用いる fitting 関数は

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

である。 p_1 が寿命に対応し、 p_2 は Vac の状態の 50ns 以降の領域に見られた事象に対応する定数項である。この関数を図 35、図 36、図 37 の 50~200ns の領域に fitting した図が 38、図 39、図 40 である。

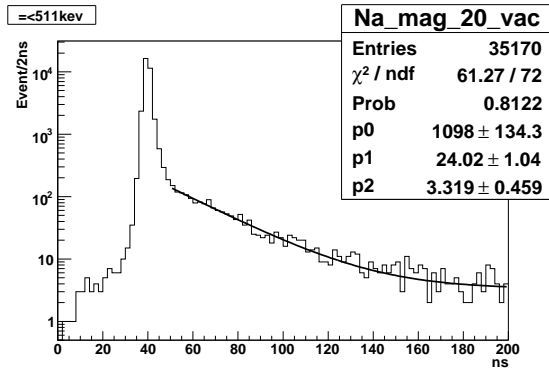


図 38 Vac+Mag(20mm:gap)

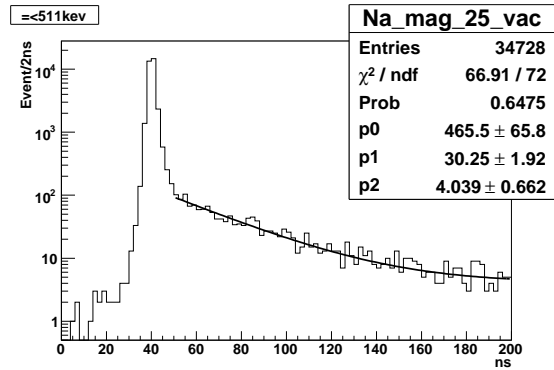


図 39 Vac+Mag(25mm:gap)

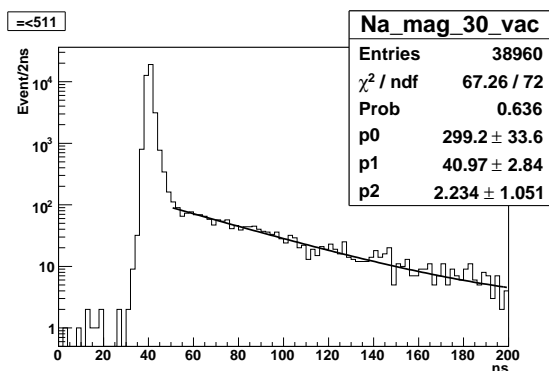


図 40 Vac+Mag(30mm:gap)

この fitting によって得た $|+\rangle$ の寿命を、磁石間の距離に対してまとめたのが表 3 である。ここで $a \pm b$ の b は fitting の際に出てくる統計誤差である。

表 3 磁石間距離に対する $|+\rangle$ の寿命

磁石間の距離 [mm]	寿命 [ns]
20	24.02 ± 1.04
25	30.25 ± 1.92
30	40.97 ± 2.84

一応の値は求まったが、解析方法の違いによってもとめるべき値が異なるので、これを評価する。ここでは、特にピン幅の違いによる値の変化を調べる（表 3 はピン幅 2ns の結果である）。ピン幅の値は、TDC の分解能以下まで小さくしては意味が無く、また鋭い Peak の領域と Tail の領域が混じるほど大きくても駄目である。TDC の分解能は対消滅と P-Ps 崩壊による鋭い Peak に正規分布を fitting することによっ

て、約 1.3ns であることがわかった。以上のことを踏まえピン幅の値を 1.5、2.5、3.0ns に変更して、再度 |+) の寿命を求めた (図 41 ~ 44 参照)。これらの結果をまとめたのが表 4 である。ここで、 σ は各ピン幅での寿命の標準偏差である。また、図 45 はこの結果をグラフ化したものである。

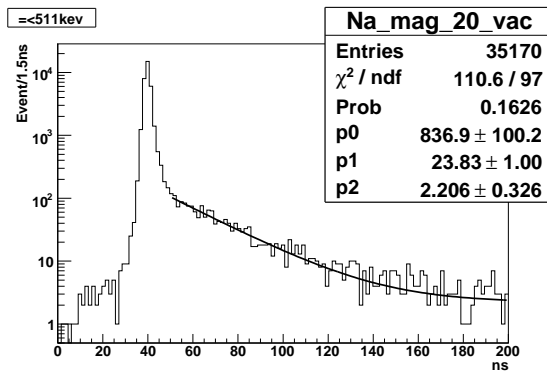


図 41 Vac+Mag(20mm:gap), ピン幅 1.5ns

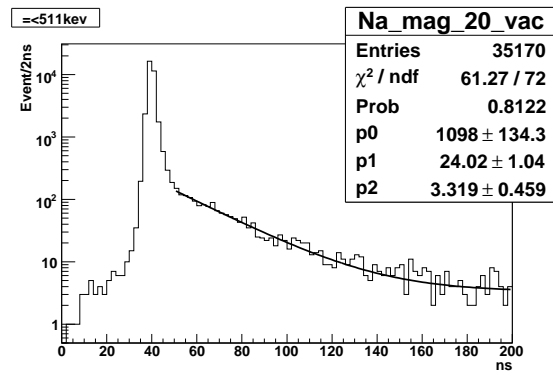


図 42 Vac+Mag(20mm:gap), ピン幅 2ns

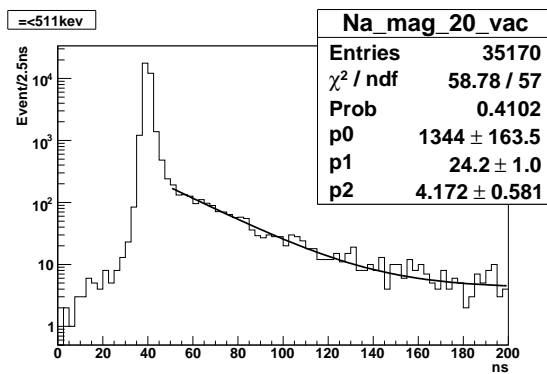


図 43 Vac+Mag(20mm:gap), ピン幅 2.5ns

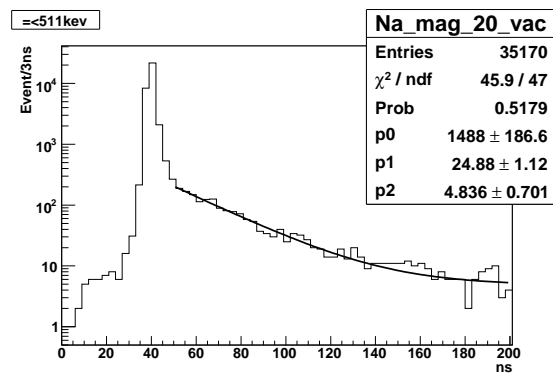


図 44 Vac+Mag(20mm:gap), ピン幅 3ns

表 4 ビン幅に対する寿命の変化

磁石間の距離 [mm]/ビン幅 [ns]	1.5	2.0	2.5	3.0	σ
20	23.83 ± 1.00	24.57 ± 1.55	24.20 ± 1.00	24.88 ± 1.12	0.46
25	30.70 ± 1.80	30.25 ± 1.92	30.55 ± 1.96	30.85 ± 1.99	0.26
30	38.84 ± 2.54	40.97 ± 2.84	40.40 ± 2.80	41.60 ± 3.00	1.17

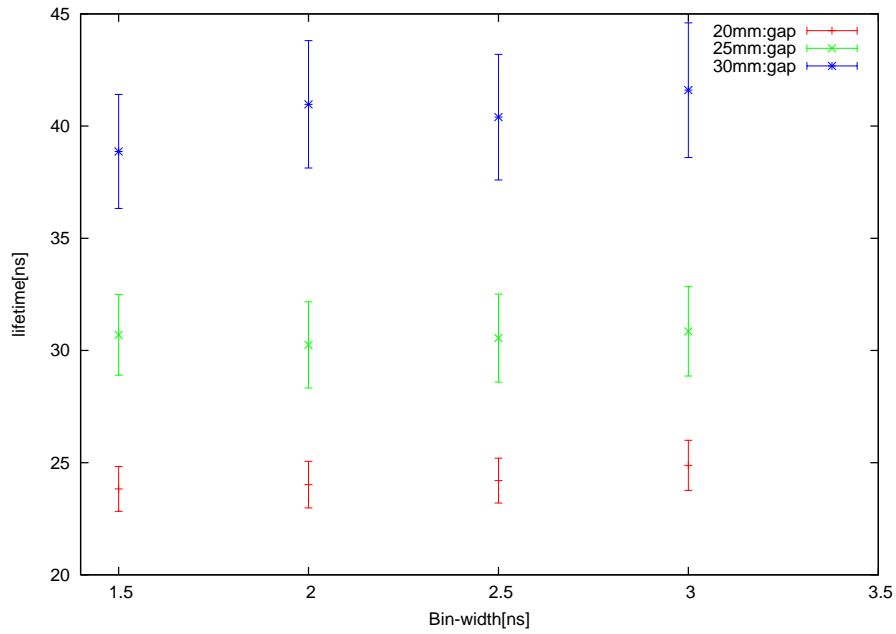


図 45 ビン幅に対する寿命の変化, 横軸:ビン幅, 縦軸:|+〉の寿命

σ の値と、図 45 を見れば、ピン幅の変更による結果の変化は統計誤差の範囲内であることが分かる。よってここでは、表 3 のピン幅 20ns の結果を採用する。

また、この実験では新しいデータを取るたびに装置を組みなおしているが、そのとき結果が変化するほど装置の配置が異なっていないとは意味がない。そこで、Vac+Mag(20mm:gap) の状態を別の日にもう一度測定した。その結果得た $|+\rangle$ の寿命は 26.62 ± 1.27 であった。これは、前に得た結果と誤差の範囲で一致しない。この不一致を説明するためには、とにかく装置を組みなおして何度かデータをとってみるしかない。時間が限られていてこれを実行することは出来なかったが、結果というものが必要なので、ここではとりあえず最初に測定したデータを採用する。

最終結果として、磁場の値と $|+\rangle$ の寿命をまとめたのが表 5 であり、この結果を理論曲線と比較したものが図 46 である。

表 5 磁石間距離に対する SiO_2 容器内の磁場と $|+\rangle$ の寿命

磁石間の距離 [mm]	磁場 [T]	寿命 [ns]
20	0.491 ± 0.027	24.02 ± 1.04
25	0.412 ± 0.034	30.25 ± 1.92
30	0.353 ± 0.021	40.97 ± 2.84

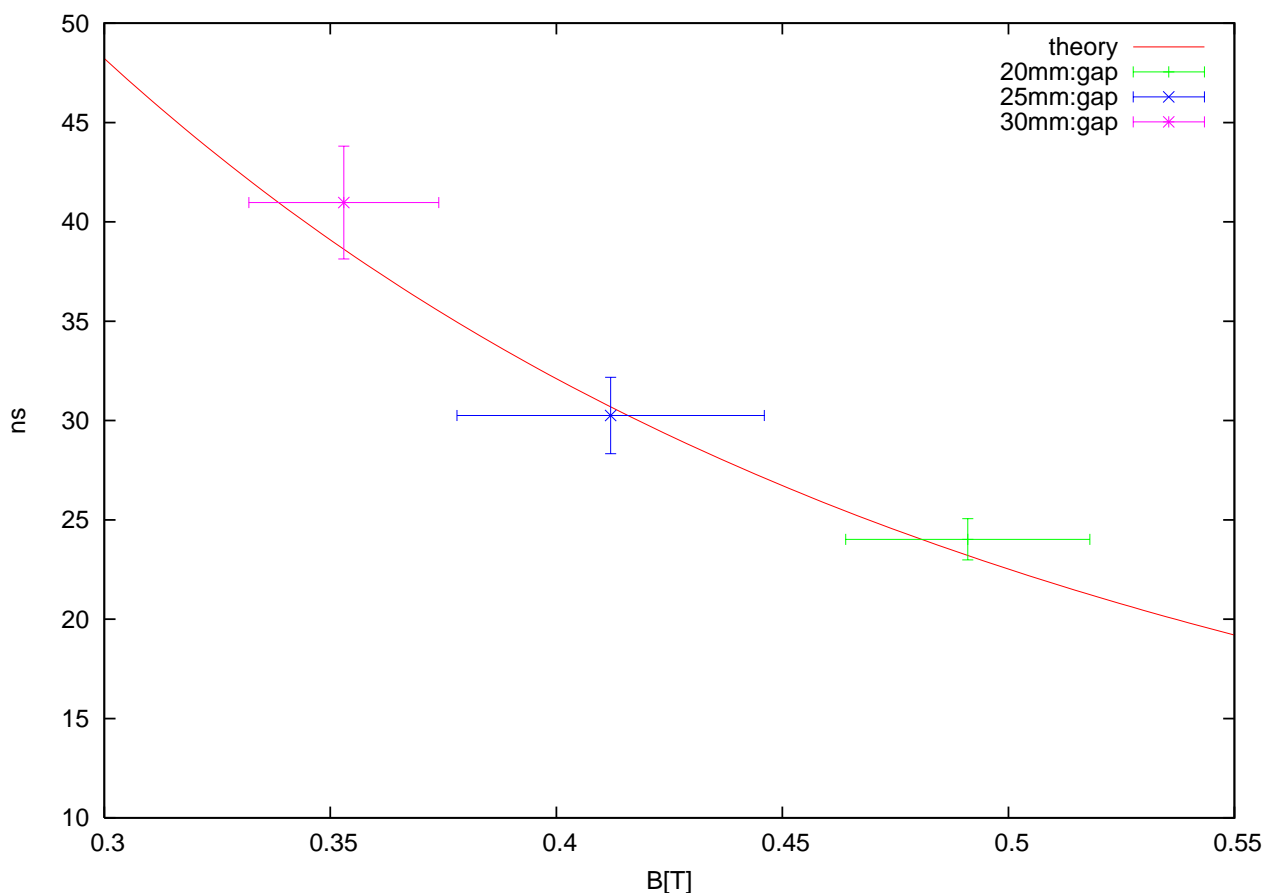


図 46 理論曲線と実験結果の比較

5 考察

5.1 結論

以上のデータを元にして、p-Ps の寿命 Γ_p を逆算する。その式は、

$$\Gamma_p = \frac{\left(\frac{g\mu_B B}{\hbar\omega_0}\right)^2}{\frac{1}{\Gamma_+} - \frac{1}{\Gamma_o}}$$

である。うち今回の実験で我々が測定したのは磁場 B と $|+\rangle$ の寿命 Γ_+ であり、その他は文献値を用いる。用いた文献値は、

o-Ps の寿命 $\Gamma_o = 142(\text{ns})$,

g factor $g = 2.0023193043622$,

ボーア磁子 $\mu_B = 5.7883817555(79) \times 10^{-5}(\text{eV/T})$,

o-Ps と p-Ps のエネルギー差 $\hbar\omega_0 = 8.41306 \times 10^{-4}(\text{eV})$,

である [8]。この式に代入する際の Γ_+ の誤差については、統計誤差によるもの (5~7(%)) に加え、系統誤差として、TQ correction によるもの (1~3(%)), TDC calibration によるもの (0.1%未満)、fitting の恣意性によるもの等があるが、これらの系統誤差はどれも統計誤差に比して小さく無視できる程度であるため、統計誤差をそのまま Γ_+ の誤差として採用する。すると、以下ようになる。

これらの誤差への寄与は、主に磁場の強さに由来するものが支配している。磁場の強さの誤差は、我々の実

gap(mm)	B(T)	Γ_+	Γ_p
20	0.491 ± 0.022	24.02 ± 1.04	140 ± 14.5
20	0.491 ± 0.022	26.79 ± 1.25	160 ± 17.1
25	0.412 ± 0.021	30.25 ± 1.92	131 ± 17.1
30	0.353 ± 0.018	40.97 ± 2.84	145 ± 20.5

表 6 各実験における Γ_p の値

験環境を一樣静磁場と見ることに由来しているので系統誤差である。よって、これらの平均値に対し、これらの誤差の内の最大の相対誤差をそのまま誤差として採用し、我々の今回の実験の結論とする。その値は、

$$\Gamma_p = 144 \pm 20.4(\text{ps})$$

である。その相対誤差は 14.2%、理論値との差は 0.93σ と、ほぼ理論値通りの結果を得たと言える。

5.2 誤差に関する考察

我々は前出の値を真空中の p-Ps の寿命だと主張するが、実際の我々の実験は完全な真空ではなく、5~16(pa) 下で行われていた。これが真空中の実験と同じ値を測定しているとするため、 Γ_+ の寿命に関する気圧の影響を最大限に評価する。

気圧下で寿命は短くなる方向に働くため、最大に影響があったとして大気圧下の Γ_+ の寿命を $0(\text{ns})$ とする。そして気圧が寿命に 1 次で効くことを仮定し、我々の実験値と、この大気圧下での寿命に近似曲線を引き、真空での寿命を外挿により求めることにする。実験値としては、20mm gap における、 $\Gamma_+ = 24.02 \pm 1.04(\text{ns})$ を $10(\text{pa})$ での値とした。

この時、真空での外挿値は $24.0223(\text{ns})$ であった。つまり、有効数字の範囲内で、我々の実験は真空下で行ったものと言って構わない。

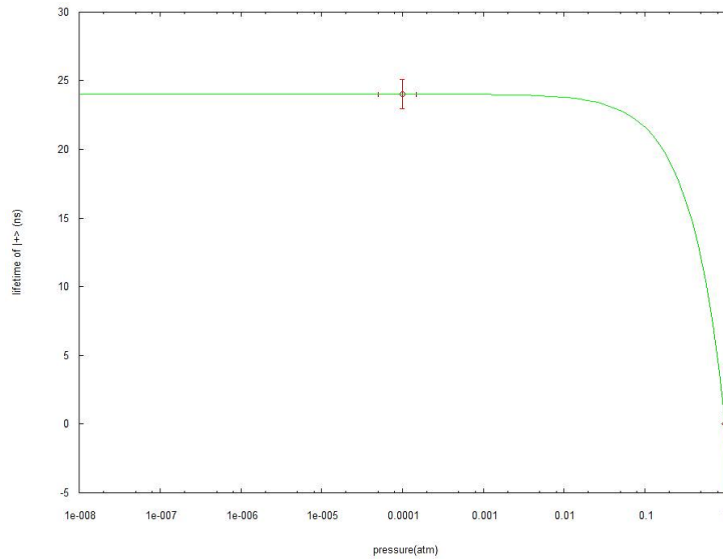


図 47 p-Ps の寿命の真空への外挿

5.3 理論値からのずれの理由

平均値だけでなく各 data point でそれぞれ Γ_p は理論値より大きい値が出ている。このことから、系統的に何かの影響があって理論値より大きい値が出ているのだと考えるのが自然である。この場合、系統誤差として最も疑いが強いのは磁場の強さである。これが、 Γ_p が大きく出る方向、つまり、計算に用いた磁場の強さよりも実際の磁場の強さが弱い方向にずれる可能性を考える。

今回の実験では、各 gap で、下の磁石から 10(mm) ~ 20(mm) という高さに SiO₂ 容器があり、我々はその容器内の 3 つの高さでそれぞれ 9 点で磁場の強さを測定し、計 27 点での平均値を磁場の強さとして採用した。が、容器中のどこで β^+ が Ps を作るかは恐らく一様でなく、高さが低いところ、即ち磁場の弱いところで Ps になっているものの方が多いと考えられる。このことが正しければ、飛跡のシミュレーションを行うこと、異なる gap で実験を行うことで定量評価が可能だろう。しかし、少なくとも、今回の実験で 20,25,30 各 gap での実験に対してそのような違いを見ることはできず、必ずしもここに問題点があるとは言い切れない。

5.4 今後の改善

今回の主な結果は、

- 自分たちでセットアップを組み、静磁場下でほぼ理論値通り、状態の混合を見ることが出来た
- Γ_p として 144 ± 20.4 (ps) を得た

ことである。今後改善していくとしたら以下のようなことが考えられる。

5.4.1 磁場の一様性

先述したような磁場の一様性を 3 % 程度に抑えるため、

- SiO₂ 容器の高さの幅を小さくする
- プラスチックシンチレータを小さくして β^+ があまり大きな半径で回転していないようなもののみ測定するようにする

などの措置を、rate を鑑みながら行いたいところだが、今回用いたテスラメーターは分解能が 2 %、有効数字 3 桁と、求める精度を成すにはやや心許ない統計誤差を持っているので、ある程度の改善をしたあとは、もう 1 桁精度のあるテスラメータを用いることが望ましい。

5.4.2 rate

現在、全誤差に対して統計誤差は半分近くの寄与を持つので、結果の改善に統計数の増加は必要である。しかし、再現性の問題が容易に解決できない以上、実験中に何らかの装置の劣化があったことも考えられ、あまり長時間続けて実験を行うことは危険である。このことから、rate の向上が必要になる。今回は行えなかったが NaI の pair を複数用いることによってもこれは成されるだろう。

5.4.3 真空度依存の定量評価

今回、真空度をある値に保つということが出来なかったため、寿命の気圧依存性を簡単にしか評価できなかった。これを、数カ所でも、測定値に基づいた評価が出来ればよい。

5.4.4 TQ correction からの誤差

TQ correction によって Γ_+ に 1~3(%) の系統誤差が与えられる。そもそもの統計誤差 5~7(%)、2 倍で効く磁場の誤差が 5 % あることと比べると殆ど影響は無いが、今後の改善によって効いてくる可能性がある。このような時は恐らく十分な統計数がたまっているだろうから、NaI で 511(keV) を与えるイベントに絞った場合で寿命を算出して比較し、方法として正しい TQ correction を行ったことを示す必要がある。以上のようなことが考えられる。

6 Simulation

^{22}Na 線源からの β^+ が磁場中でどのような領域を運動し、どの程度が SiO_2 パウダーの中で Ps を生成しているかを見積もるために simulation を行った。

6.1 Simulation の方法

1. 磁場の向きを z 軸方向にとる。
2. ^{22}Na 線源から β^+ がどの方向に出るかを極角 θ で決める。
3. β^+ の運動エネルギーを決める。
4. 軸対象だとして、方位角 ϕ は積分する。
5. β^+ の運動エネルギースペクトラムのデータを読み込む。
6. β^+ の運動エネルギーおよび射出角度から割合を算出する。
$$\text{ratio} = \left(\frac{2\pi \sin \theta d\theta}{2\pi} \right) \times (\text{運動エネルギー } E_{\text{kine}} \text{ をもつ } \beta^+ \text{ の割合})$$
7. アルミニウム, マイラー, プラスチックシンチレータ, SiO_2 それぞれの stopping power のデータを読み込む。
8. 運動エネルギー E_{kine} , 角度 θ で射出した β^+ が, 線源をシールしているアルミ箔, マイラー, プラスチックシンチレータ, SiO_2 それぞれの領域でどれだけの運動エネルギーを落とすかを距離 $1 \mu\text{m}$ ごとに計算し, どの領域で止まるかを判定。
9. β^+ の xy 平面内での円運動の半径を求める。
10. β^+ が SiO_2 パウダーの領域に到達する場合のみ, SiO_2 パウダーのある領域 (半径 0.55 cm の円柱領域) 内に入るか, アクリルの壁に当たるかを上で求めた半径から判定。

6.2 仮定およびパラメータ

この Simulation では以下のことを仮定した。

1. 磁場中でも β^+ は等方的に射出される。
2. β^+ は線源の中心から射出される (線源の空間的広がりは無視する)。
3. 空気中では β^+ は運動エネルギーを失わない。
4. どの角度で射出されても必ずアルミ箔, マイラー, プラスチックシンチレータには当たる。
5. マイラーとプラスチックシンチレータの密度はどちらも 1 g cm^{-3} である。
6. アクリルの壁に当たった β^+ は必ずそこで止まる。

またパラメータとして以下のものを用いた。

- アルミ箔の厚さ: $100 \mu\text{m}$
- アルミニウムの密度: 2.6989 g cm^{-3}
- マイラーの厚さ: $16 \mu\text{m}$
- プラスチックシンチレータの厚さ: $200 \mu\text{m}$
- SiO_2 領域の厚さ: 1 cm
- SiO_2 領域の半径: 0.55 cm
- SiO_2 パウダーの密度: 0.035 g cm^{-3}
- 磁束密度 B_z : $0.3 \text{ T}, 0.4 \text{ T}, 0.5 \text{ T}$ の 3 種類
- β^+ の運動エネルギーの刻み: 1 keV
- エネルギー損失を計算するときの距離の刻み: $1 \mu\text{m}$
- β^+ の射出角度の刻み: $\pi/2000$

6.3 Simulation の結果

Simulation の結果は表 7 のようになった .

表 7 Simulation の結果: case A-D それぞれの場合の β^+ の割合 (%) . どの場合も SiO_2 中で止まる β^+ の割合は 10% 前後である . 約 80% は SiO_2 に到達する前にプラスチックシンチレータなどで止められる . 磁場を強くするとアクリル壁に当たる割合は小さくなる . SiO_2 を突き抜けている β^+ の割合も 8% 程度はあるので SiO_2 を厚くするなど改善の余地はある .

case A: SiO_2 以前に止まる

case B: SiO_2 中で止まる

case C: SiO_2 を突き抜ける

case D: アクリル壁に当たる可能性がある

	case A	case B	case C	case D
$B_z = 0.3 \text{ T}$	78.4	8.16	5.96	7.85
$B_z = 0.4 \text{ T}$	78.4	11.9	7.90	1.38
$B_z = 0.5 \text{ T}$	78.4	13.2	8.31	0.03

6.4 今後の課題

この Simulation は運動エネルギー分布や射出角度分布について全ての場合を計算して割合を算出しているため, ある程度の精度を得るためには計算量が多くなり非常に時間がかかるプログラムになってしまっている . 乱数を用いるなどして simulation を効率よくすることは今後の課題としたい .

7 謝辞

半年間の実験をご指導頂きました、南條先生、TA の家城さん、その他にも沢山の方が助言やご助力下さいました。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] T. Sumida, M. Fujita, K. Iida and S. Sugiyama, "Positronium hyperfine structure in its ground state", 2000 年度課題研究 P2, 京都大学理学部 (2001)
- [2] A. H. Al-Ramadhan and D. W. Gidley, "New precision measurement of the decay rate of singlet positronium", *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1632 (1994)
- [3] D. W. Gidley, A. Rich, E. Sweetman and D. West, "New precision measurement of the decay rate of singlet and triplet positronium", *Phys. Rev. Lett.* **49**, 525 (1982)
- [4] E. D. Theriot, Jr., R. H. Beers, V. W. Hughes and K. O. H. Ziock, "Precision redetermination of the fine-structure interval of the ground state of positronium and a direct measurement of the decay rate of parapositronium", *Phys. Rev. A* **2**, 707 (1970)
- [5] S. Asai, S. Orito and N. Shinohara, "New measurement of the orthopositronium decay rate", *Phys. Lett. B* **357**, 457 (1995)
- [6] Y. Kataoka, "Precision measurement of orthopositronium decay rate", Ph. D. Thesis, Department of Physics, Faculty of science, University of Tokyo (2007)
- [7] S. G. Karshenboim, "Precision physics of simple atoms: QED tests, nuclear structure and fundamental constants", *Phys. Rep.* **422**, 1 (2005)
- [8] NIST Physical Reference Data, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/contents.html>