

# 2015 年度 P1

## ポジトロニウムの寿命と量子振動

井上篤生 大畠隆弘 蓑島淳

### 1 概要

本実験では磁場中でのポジトロニウムの崩壊曲線が振動するのを観測し、その振動数を調べることでポジトロニウムの超微細分裂を求めることを目的とした。そのためにまずポジトロニウムの磁場がないときの崩壊曲線を観測し理論から予想される崩壊幅と一致することを確かめた。

### 2 理論 (井上)

#### ■ ポジトロニウムの基礎

ポジトロニウム (Ps) は電子と陽電子間の Coulomb 力による束縛状態である。束縛状態が形成されると、電子・陽電子のスピンは  $1/2$  なので束縛系の合成スピスが  $0$  か  $1$  となる。スピン  $0$  のとき量子化軸 ( $z$  軸とする) に沿ったスピンの成分の固有値が  $0$  のみの一重項をなす。この一重項状態をパラポジトロニウム (p-Ps) という。一方、スピスが  $1$  の方は  $-1, 0, +1$  の三重項状態をなす。こちらはオルソポジトロニウム (o-Ps) という。

量子力学の基本的な知識から上の 4 つの状態は、電子と陽電子のスピン状態のテンソル積を用いて次のようにかける：

$$|00\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow_e\rangle|\downarrow_p\rangle - |\downarrow_e\rangle|\uparrow_p\rangle) \quad (1)$$

$$|1-1\rangle = |\downarrow_e\rangle|\downarrow_p\rangle$$

$$|10\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow_e\rangle|\downarrow_p\rangle + |\downarrow_e\rangle|\uparrow_p\rangle) \quad (2)$$

$$|1+1\rangle = |\uparrow_e\rangle|\uparrow_p\rangle$$

右辺のテンソル積の左が電子のスピンを表し右が陽電子のスピンを表す。p-Ps と o-Ps ではスピン-スピン相互作用の違いからエネルギー準位の縮退がとける。この相互作用は  $S_e \cdot S_p$  に比例しており、上の状態に作用すると  $(S(S+1) - S_e(S_e+1) - S_p(S_p+1))$  という固有値を返す。  $S_e = S_p = 1/2$  であり  $S$  は o-Ps なら  $1$ 、p-Ps なら  $0$  である。そうしてエネルギーが  $\Delta_{\text{HFS}} = 0.84\text{meV}$  ( $203\text{GHz}$ ) だけずれることがわかる。これを超微細分裂 (hyperfine splitting) という<sup>1</sup>。

#### ■ ポジトロニウムの崩壊幅

ポジトロニウムの崩壊幅を計算するために場の量子論を用いたが、束縛状態を扱うにはそのままでは適用できない。束縛状態は場の理論のエネルギースペクトル条件に仮定されていないためである。

<sup>1</sup> 超微細分裂に関する詳細は J.J. サクライの「上級量子力学 [第 I 巻] 輻射と粒子」などを参照のこと [1]。

散乱振幅  $\langle f|i\rangle$  が場の理論の基本的な物理量だが、始状態  $i$  においては自由場が仮定されているために、相互作用が前提である束縛状態を構成できない問題がある。

そこで一つの解決策として非相対論的な Schrödinger 方程式の解を重みとした波束を構成する方法がある [2]。まず真空中に電子と陽電子の生成演算子を作用させて自由な二粒子状態をつくる： $a_s^\dagger(\mathbf{p})b_{s'}^\dagger(\mathbf{p}')|0\rangle$ 。束縛状態の重心系をとると 2 粒子の運動量の合計は 0 となるので  $\mathbf{p}' = -\mathbf{p}$  が課せられる。そしてその運動量を波動関数  $\psi(\mathbf{p})$  で重ね合わせたもの、

$$\int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3 2\omega_{\mathbf{p}}} \psi(\mathbf{p}) a_s^\dagger(\mathbf{p}) b_{s'}^\dagger(-\mathbf{p}) |0\rangle \quad (3)$$

が電子と陽電子の束縛状態、すなわちポジトロニウムの状態を表す。ここで波動関数  $\psi(\mathbf{p})$  は Coulomb 場中の非相対論的 Schrödinger 方程式の解である。この状態は規格化がなされていないが、規格化には少し注意が必要である。 $\psi$  は非相対論的な規格化がなされているので、全体に相対論的な規格化因子をかけておかなければならない。一方で生成演算子それぞれについては 1 粒子としての相対論的な規格化がなされているのでこちらは規格化因子を非相対論的なものに直す必要がある。

終状態  $f$  には多光子の状態をもってくる。いくつの光子に崩壊するかということには後で述べる荷電共役対称性の議論から制限がつく。ただし光子 1 個への崩壊はゆるされない。多光子状態は単に相互作用しない自由な光子の生成演算子を真空中に作用させて構成すれば良い。

こうして散乱振幅  $\langle f|i\rangle$  を計算する用意ができた。あとは場の理論の手続き (Feynman ルールなど) に当てはめていけば良い。実際にもとまるのは  $\langle f|i\rangle = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_i - p_f) i\mathcal{T}$  とおいたときの  $\mathcal{T}$  (散乱行列要素) である。これを用いて微分崩壊幅は、

$$d\Gamma = \frac{1}{2E_i} |\mathcal{T}|^2 d\text{LIPS}_n(p_i) \quad (4)$$

とかける [3]。ここで  $d\text{LIPS}_n(p_i)$  は  $n$  体の Lorentz 不変な位相空間体積、

$$d\text{LIPS}_n(p_i) = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_i - p_f) \prod_{k=1}^n \frac{d^3\mathbf{p}_k}{(2\pi)^3 2\omega_{\mathbf{p}_k}} \quad (5)$$

$n$  は終状態での光子の個数。全崩壊幅は  $\Gamma = (1/S) \int d\Gamma$  ( $S$ : 対称因子) で計算される。

## ■ 荷電共役対称性による禁止則

電磁相互作用  $e\bar{\Psi}\gamma^\mu A_\mu\Psi$  は荷電共役対称性をもつ。したがってすべての電磁相互作用による散乱過程もその前後で荷電共役変換性が保存するはずである。そのことを上の  $\langle f|i\rangle$  に反映しておく。

波動関数  $\psi(\mathbf{p})$  は量子力学の知識から  $(-1)^l$  のパリティをもつ。 $l$  は軌道角運動量の量子数である。散乱振幅にきいてくるのは  $l = 0$  の s 波状態であるので波動関数は偶パリティをもつとしてよい； $P\psi(\mathbf{p}) = \psi(-\mathbf{p}) = +\psi(\mathbf{p})$ 。次に生成演算子については、 $C^{-1}a_s^\dagger(\mathbf{p})C = \eta b_{s'}^\dagger(\mathbf{p})$  と変換する ( $b_{s'}^\dagger(\mathbf{p})$  はこの逆)。ここで  $\eta$  は位相因子であり  $\eta^2 = -1$  をみたく<sup>2</sup>。したがって 2 粒子状態ではこの  $-1$  が荷電共役変換でかかる。真空は荷電共役変換で不変である； $C|0\rangle = |0\rangle$ 。一重項状態の場合をみると荷電共役変換の後では、

$$C^{-1}|i\rangle = - \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3 2\omega_{\mathbf{p}}} \psi(\mathbf{p}) \left( b_\uparrow^\dagger(\mathbf{p}) a_\downarrow^\dagger(-\mathbf{p}) - b_\downarrow^\dagger(\mathbf{p}) a_\uparrow^\dagger(-\mathbf{p}) \right) |0\rangle \quad (6)$$

生成演算子の引数を戻すために  $\mathbf{p} \mapsto -\mathbf{p}$  と変換すると  $\psi(\mathbf{p})$  から  $+1$  がでてくる。そうして、

$$C^{-1}|i\rangle = (-1)^2 \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3 2\omega_{\mathbf{p}}} \psi(\mathbf{p}) \left( a_\uparrow^\dagger(\mathbf{p}) b_\downarrow^\dagger(-\mathbf{p}) - a_\downarrow^\dagger(\mathbf{p}) b_\uparrow^\dagger(-\mathbf{p}) \right) |0\rangle = |i\rangle \quad (7)$$

<sup>2</sup> 2 回荷電共役変換を続けると元に戻るための要請。ただ Dirac 場ではかならず  $\bar{\Psi}$  と  $\Psi$  のペアで現れるので、 $\eta^2 = \pm 1$  でありさえすればよい。ここでは負の方を選ぶ。

よって p-Ps は荷電共役変換に対して偶である。同様にして o-Ps でみみると奇であることがわかる。この要因は粒子の入れ替えに対して対称か反対称かのちがいである。

他方、 $n$  光子の状態は  $C^{-1}|f\rangle = (-1)^n|f\rangle$  の荷電共役変換性を持つ。以上をまとめるとゆるされる光子の数は o-Ps では奇数、p-Ps では偶数であり、このとき相互作用の間で荷電共役対称性が保たれる。光子の数が増えればそれだけ (ダイアグラムの) 頂点の数が増えるので散乱振幅への寄与は小さくなる。よって o-Ps では 3 光子崩壊、p-Ps では 2 光子崩壊が主要な寄与となる。

実際に o-Ps の 3 光子崩壊、p-Ps の 2 光子崩壊で計算するとそれぞれの崩壊幅が  $\Gamma_t = 142\text{ns}$  と  $\Gamma_s = 125\text{ps}$  ともとまる [5]。

### ■ 磁場中のポジトロニウム<sup>3</sup>

古典的な外部磁場がかかると Hamiltonian には Zeeman シフトの項が加わる。すると新たなエネルギー固有状態が形成されることになる。以下磁場の向きを  $z$  軸とする。

磁場の存在によって状態  $|00\rangle$  と  $|10\rangle$  が混合して、

$$|E_0\rangle = C_0^0|00\rangle + C_1^0|10\rangle \quad (8)$$

$$|E_1\rangle = C_0^1|00\rangle + C_1^1|10\rangle \quad (9)$$

各係数は無次元化された磁場  $x = 2g\mu_B H / \Delta_{\text{HFS}}$  に依存していて、

$$C_1^0 = -C_0^1 = \sqrt{\frac{1}{2} \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{1+x^2}} \right)} \quad (10)$$

$$C_1^1 = C_0^0 = \sqrt{\frac{1}{2} \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{1+x^2}} \right)} \quad (11)$$

$E_0, E_1$  は新たなエネルギー固有値であり、磁場がないときの p-Ps と o-Ps のエネルギー固有値  $W_0, W_1$  を用いて

$$E_0 = \frac{1}{2}(W_1 + W_0) - \frac{1}{2}(W_1 - W_0)\sqrt{1+x^2} \quad (12)$$

$$E_1 = \frac{1}{2}(W_1 + W_0) + \frac{1}{2}(W_1 - W_0)\sqrt{1+x^2} \quad (13)$$

とかける。

磁場が強くなると  $E_0$  は小さくなり、 $E_1$  は大きくなる。 $W_1 - W_0 = \Delta_{\text{HFS}}$  より、

$$\Delta_{\text{SHIFT}} := E_1 - W_1 = \frac{1}{2}\Delta_{\text{HFS}} \left( -1 + \sqrt{1+x^2} \right) \quad (14)$$

である。 $\Delta_{\text{SHIFT}}$  を測定すれば  $\Delta_{\text{HFS}}$  を上式により求めることができる。

### ■ 磁場による崩壊曲線の時間振動

量子力学においては、外部磁場があるとミューオンなどのスピン演算子の期待値が量子化軸周りに歳差運動することが知られている。崩壊した後の粒子はその瞬間のスピンの方に飛び出しやすいので、散乱行列要素  $\mathcal{T}$  も時間に依存して振動する。そうして崩壊曲線が時間振動する。これを観測するためには初期時刻における粒子が偏極していなければ、振動が打ち消しあってしまって見えない。

<sup>3</sup>以下は主に V. G. Baryshevsky, et al.(1989)[4] によっている。

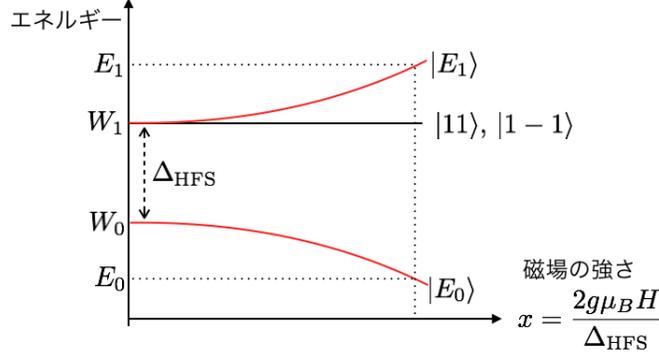


Figure 1: 磁場によるエネルギースペクトルのシフト

ではポジトロニウムの場合はどうか。今回の実験では初めの陽電子はほぼ左巻きに偏極していて、電子は無偏極状態である<sup>4</sup>。初期時刻のポジトロニウムの偏極密度行列を次のように定義する：

$$\rho_{mn}(0) := \langle \chi_m | \rho_p \otimes \rho_e | \chi_n \rangle \quad (15)$$

$\rho_p$  は陽電子の、 $\rho_e$  は電子のスピン密度行列であり、 $|\chi_m\rangle$  ( $m = 0, 1, 2, 3$ ) はそれぞれ、

$$|\chi_0\rangle = |E_0\rangle \quad |\chi_1\rangle = |E_1\rangle \quad |\chi_2\rangle = |11\rangle \quad |\chi_3\rangle = |1-1\rangle$$

である。スピン密度行列  $\rho_p, \rho_e$  はそれぞれのスピン空間で定義されていて、

$$\begin{aligned} \langle \uparrow_p | \rho_p | \uparrow_p \rangle &= \frac{1}{2}(1 + P \cos \theta) \\ \langle \downarrow_p | \rho_p | \downarrow_p \rangle &= \frac{1}{2}(1 - P \cos \theta) \\ \langle \uparrow_p | \rho_p | \downarrow_p \rangle &= \langle \downarrow_p | \rho_p | \uparrow_p \rangle^* = \frac{1}{2}P \sin \theta e^{-i\varphi} \end{aligned}$$

あるいは、

$$\langle s_p | \rho_p | s'_p \rangle = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(1 + P \cos \theta) & \frac{1}{2}P \sin \theta e^{-i\varphi} \\ \frac{1}{2}P \sin \theta e^{+i\varphi} & \frac{1}{2}(1 - P \cos \theta) \end{pmatrix} \quad (16)$$

ここで  $P$  は陽電子の偏極率、 $\theta, \varphi$  は陽電子の偏極ベクトルの極角と方位角である。物質電子は無偏極なので、

$$\begin{aligned} \langle \uparrow_e | \rho_e | \uparrow_e \rangle &= \langle \downarrow_e | \rho_e | \downarrow_e \rangle = \frac{1}{2} \\ \langle \uparrow_e | \rho_e | \downarrow_e \rangle &= \langle \downarrow_e | \rho_e | \uparrow_e \rangle^* = 0 \end{aligned}$$

あるいは、

$$\langle s_e | \rho_e | s'_e \rangle = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \quad (17)$$

以上を用いて  $\rho_{mn}(0)$  を、陽電子の偏極ベクトルの向き  $\theta, \varphi$  と磁場による状態の混合係数  $C_j^i$  ( $i, j = 0, 1$ ) とそれから偏極率  $P$  で表すことができる。

<sup>4</sup>2014 年度のレポート [5] では、陽電子が完全に偏極 ( $P = 1$ ) しており磁場と直交する向き ( $\theta = \pi/2, \varphi = 0$ ) にあると仮定して計算しているのでわかりやすい。

次に磁場中のポジトロニウムの密度行列の時間発展は、

$$\rho(t) = \sum_{m,n} |\chi_m\rangle \rho_{mn}(0) \langle \chi_n| \exp \left[ -i(E_m - E_n)t - \frac{1}{2}(\Gamma_m + \Gamma_n)t \right] \quad (18)$$

のように初期時刻のスピン密度行列  $\rho_{mn}(0)$  を用いてかける。後ろの指数部分にある  $\Gamma_m$  ( $m = 0, 1, 2, 3$ ) は磁場のないときの崩壊幅でありそれぞれ、

$$\Gamma_i = (C_0^i)^2 \Gamma_s + (C_1^i)^2 \Gamma_t \quad (i = 0, 1) \quad \Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_t$$

この密度行列を用いて散乱行列要素は、

$$|\mathcal{T}(t)|^2 = \sum_{m,n} \mathcal{T}_n \rho_{nm}(t) \mathcal{T}_m \quad (19)$$

なので、上の結果を代入して、詳細は省くが弱い磁場中という仮定のもとでは、

$$\begin{aligned} |\mathcal{T}(t)|^2 = & \frac{(4\pi)^3 e^6}{2m^2} \left[ \frac{x^2}{4} F_{zz} e^{-\Gamma_0 t} + \left( 1 - Px \cos \theta - \frac{x^2}{4} \right) F_{zz} e^{-\gamma_1 t} \right. \\ & \left. + (F_{xx} + F_{yy}) e^{-\Gamma_2 t} + 2P \sin \theta \left( -\frac{x}{2} F_{zx} \cos \Omega_1 t + \left( 1 - \frac{x^2}{4} \right) F_{zy} \sin \Omega_1 t \right) e^{-(\Gamma_1 + \Gamma_2)t} \right] \quad (20) \end{aligned}$$

が導かれる。この式において最後の項が振動する項であり振動数は  $\Omega_1 = E_1 - W_1 = \Delta_{\text{SHIFT}}$  である。ふたたび崩壊幅を求める公式

$$d\Gamma = \frac{1}{2E_i} |\mathcal{T}(t)|^2 d\text{LIPS}_n(p_i) \quad (21)$$

へ代入して計算すると、

$$\Gamma \simeq (1 + h \sin \Omega_1 t) \exp \left[ -\frac{1}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_2)t \right] \quad (22)$$

となって崩壊曲線の周りで振動数  $\Omega_1$  で振動することが導かれる。 $h = 0.25P |\sin \theta \sin \alpha \sin \beta|$  は振動の変調度 (modulation depth) とよばれる量で振動振幅に対する非振動項の比を表す。 $\theta$  は入射する陽電子の偏極ベクトルと磁場 ( $z$  軸) のなす角であり、 $\alpha$  と  $\beta$  は崩壊光子を検出するカウンターが配置される平面 (3つの崩壊光子は同一平面に放射される、その平面のこと) の法線ベクトルの向きを決める方位角と極角である。

ミュオンなどの自由粒子のときとの違いについて述べておく。もし検出器を真反対の対にしておいたとき、歳差運動のために時間振動はその2つの検出器で逆位相になる。ポジトロニウムの場合、変調度をみると  $\beta$  は半周する間に元の位相に戻ってくる。よって真反対に置かれた2つの検出器では位相は同じになる。しかし今度は  $90^\circ$  の角をなす2つの検出器では位相が逆になる。

この違いはポジトロニウムではその偏極が平均して0であることに由来する。電子の方は無偏極であるために合成後も平均化される。したがってポジトロニウムの崩壊後は光子の飛び出しやすい向きはない。しかし四重極偏極が0でないことに注目する。ポジトロニウムになっても陽電子の偏極の情報が残っている。そのため光子の飛び出しやすい方向が現れる。

こうして崩壊曲線を観測してその振動を求めれば、(14)によりポジトロニウムの超微細分裂の大きさを求めることができる。

### 3 装置・回路(蓑島)

#### 3.1 回路

以下は、回路で用いたそれぞれの検出器およびモジュールについての説明である。

**NaI1-3** NaI Scintillation Detector(Bicron/Saint-Gobain, Model 2M2/2) ポジトロニウムの崩壊に伴って生じる  $\gamma$  線の検出に用いる。

NaI シンチレータに入射した  $\gamma$  線によってシンチレータが発した蛍光のうち, PMT(Photomultiplier Tube, 光電子増倍管) の中に入った光子が内部で光電効果を起こし, 光電面を飛び出した電子が管の中を通過して増倍され電流となることにより, 入射し  $\gamma$  線はそのエネルギーに応じた電気信号に変わる。

NaI シンチレータはエネルギー分解能が良いため, FADC(後述) によって入射した  $\gamma$  線のエネルギーを計算できる。NaI1-3 には, ハイボルによってそれぞれ 900V 程度の電圧をかけてある。

**プラシ** Plastic Scintillation Detector(浜松ホトニクス, R1398 ASSY)  $^{22}\text{Na}$  線源から出た  $\beta+$ (陽電子) の検出に用いる。

NaI と同様の機構で, プラスチックシンチレータに入射した  $\beta+$  は PMT を通じて電気信号に変わる。

NaI シンチレータとは異なり, プラスチックシンチレータはエネルギー分解能が悪い。

P.S. にはハイボルによって-1500V の電圧をかけてある。

**AMP** Octal PM Amplifier(アンプ) 入ってきた信号の振幅を約 10 倍に増幅する。NaI から入ってきた信号のうち, 目的とするエネルギーを持ったものの電圧が DIS の threshold 最低値よりも小さかったため導入した。

**DIS** Octal Discriminator(ディスクリ) threshold にかかるアナログ信号に対してデジタル信号(矩形波, NIM) を出力するモジュールである。DIS1-4 はひとつのモジュール内の別々のチャンネルであり, threshold と出力される NIM 信号の幅はチャンネル毎に設定できる。

threshold の設定は回路図参照。

**FAN IN/FAN OUT** INPUT のスロットのいずれかに NIM 信号が入力されると, OUTPUT から入力と同じ NIM 信号が出力されるモジュールで, 回路において”or”の役割をもつ。ここでは, NaI の DIS1-3 から出た NIM 信号をひとまとめにしており, どれかひとつの NaI が  $\gamma$  線を検出すると, OUTPUT から NIM 信号がひとつ出力されることになる。

**GATE GENERATOR(NaI)** 入力された NIM 信号に対し, 出力されるタイミングや信号幅を設定して, NIM 信号を出力できるモジュールである。ここでは, FAN IN/FAN OUT から来る NaI の NIM 信号で COINCIDENCE の Gate 信号を作るために用いており, Width ~ 400ns と設定した。

**GATE GENERATOR(P.S.)** 同じく, DIS4 から来る P.S. の NIM 信号で COINCIDENCE の Trigger となる信号を作るために用いており, Width ~ 100ns と設定した。

**COINCIDENCE** Input のスロット全てに NIM 信号が入力されたときのみ NIM 信号を出力するモジュールであり, 回路において”and”の役割をもつ。ここでは, GATE GENERATOR(NaI) の作る Gate 信号に GATE GENERATOR(P.S.) の NIM 信号が入ったときに Coincidence を取るようになっており, P.S. を鳴らした  $\beta+$  が, NaI に入った崩壊  $\gamma$  線の元となったポジトロニウムの  $\beta+$  と同一であることを保証している。

**FRASH ANALOG-TO-DIGITAL CONVERTER(FADC)** Gate 信号が入力されている前後で, 入力されたアナログ信号をチャンネルごとに記録するモジュールである。

信号の時間依存した波形をそのまま記録するところに特徴があり、特にエネルギーと時間を同時に記録できる。前年度までは、かわりにエネルギーはADC、時間依存は、TDCで測定していたがFADCを導入したため、回路がかなり単純になり、特に delay をあまり気にしないでよくなった。時間は、1clock 当り、4ns である。

### 3.2 装置

今回は、下の図のような装置で実験を行った。

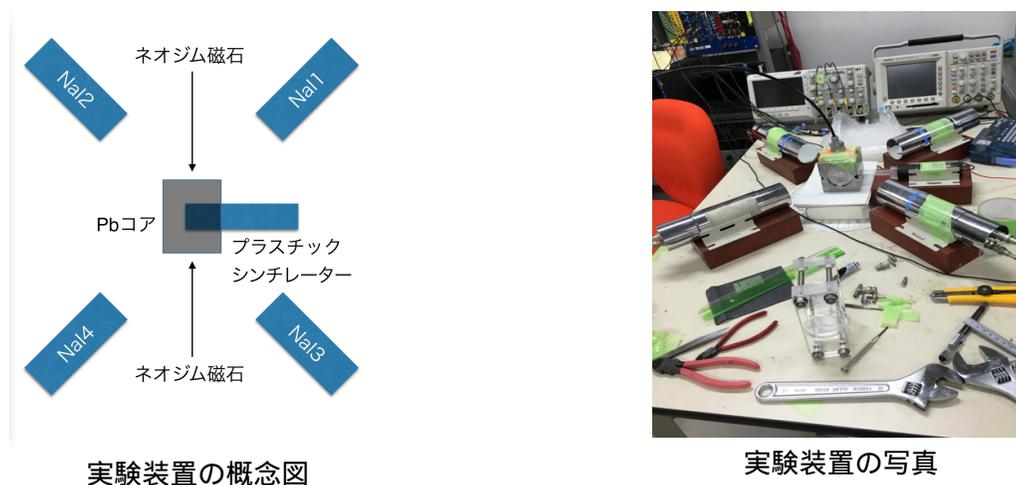


Figure 2: 実験装置の図

ネオジム磁石は量子振動の測定に使う予定だったが、今回は寿命測定までしか出来なかった。よって、今回の実験ではネオジム磁石を使っていない。  
Figure2 における、Pb コアの内部の様子は、次の Figure3 のようになる。

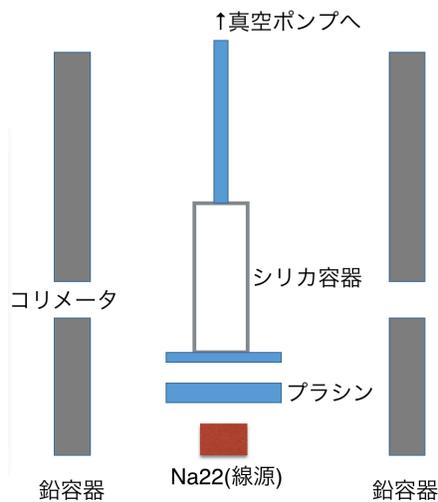
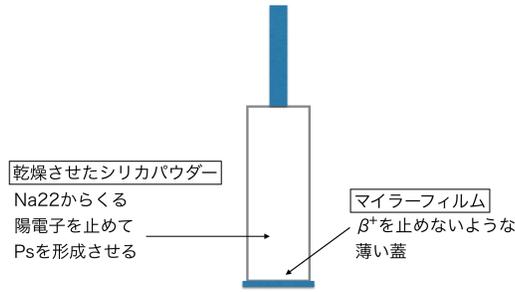


Figure 3: Pb コアの内部の様子

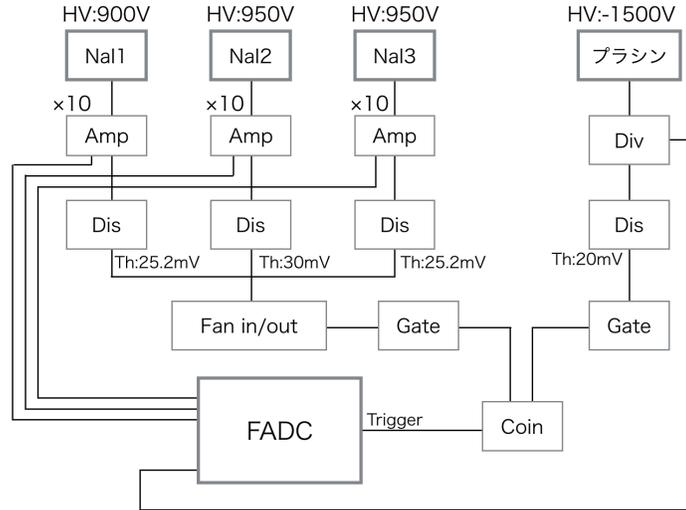
この、Pb コアの中の、シリカ容器の詳細は次の Figure4 のようになる。



NaI1

Figure 4: シリカ容器

モジュールの回路図は次のようになる。



NaI3

Figure 5: 回路図

### 3.3 観測するイベント

Na22 の線源からの  $\beta^+$  が、まず、プラスチックシンチレータに入って、FADC に信号が行く。次に、その  $\beta^+$  はシリカ容器の中に入る。そこでポジトロニウムが生成されて、オルソポジトロニウム (以下、o-Ps) は、142[ns] の寿命で崩壊、パラポジトロニウム (以下、p-Ps) は 125[ps] で崩壊する。崩壊時に、o-Ps は主に  $3\gamma$  崩壊、p-Ps は主に  $2\gamma$  崩壊する。その  $\gamma$  線を各 NaI で測定し、プラスチックシンチレータに入った信号との時間差を見ることで、ポジトロニウムの寿命を求める。

### 3.4 前年度からの変更

1. Pb の容器で Na22 線源を囲うことに依って、Na22 から NaI に入る余計な放射線をカットしようとした。然し、4.3 節の、NaI で観測したエネルギーのヒストグラムを見ればわかるように、カットしきれてはいない。
2. FADC(フラッシュ ADC) を導入した。前年度は ADC でエネルギー、TDC で時刻を別々に観測していたが、FADC は波形データをそのまま記録してくれるので、測定が楽になった。

## 4 解析 (大畠)

### 4.1 NaI, プラシンに入った信号

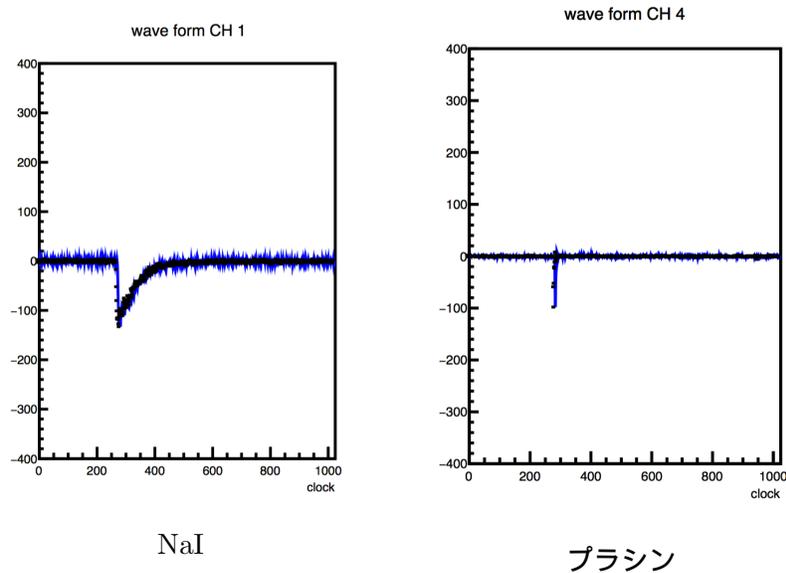


Figure 6: NaI、及び、プラシンに入った信号

(縦が、FADC のカウント (後にこれを Calibration する)、横が時間 (1clock 当り 4ns))

### 4.2 Calibration

Calibration を行って、NaI に入った信号のエネルギーと FADC のカウントの間の関係を求める。今回 Calibration に使った線源はこちら : Na22 : 511KeV ( + と NaI 表面の金属の e- との対消滅の線 ), 1.27MeV (線源からの 線) Co60 : 1.17MeV (線源からの 線) , 1.33MeV (線源からの 線) Cs137 : 0.66MeV (線源からの 線)

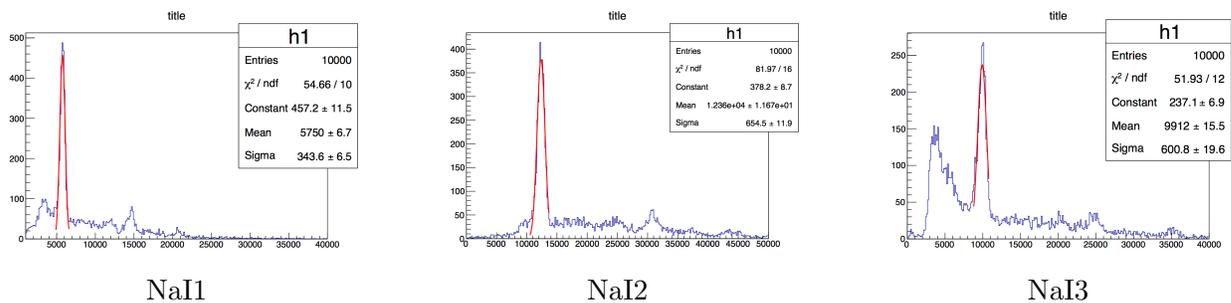
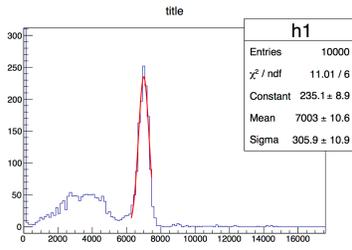
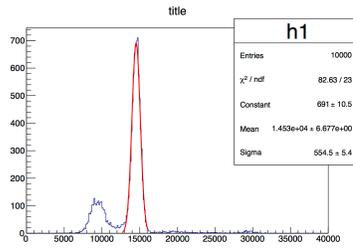


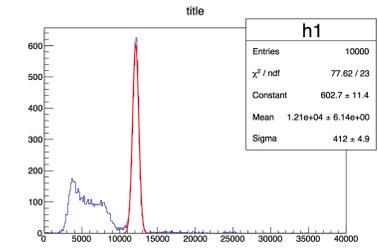
Figure 7: Na22 による NaI の Calibration (横軸が信号の積分値, 縦軸がイベント数)



NaI1

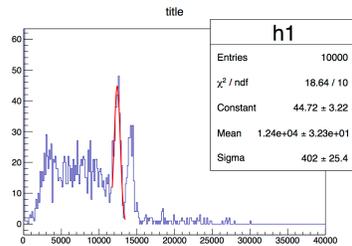


NaI2

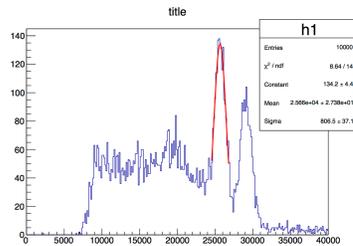


NaI3

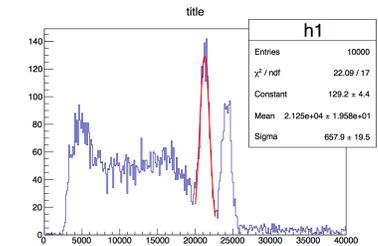
Figure 8: Cs137 による NaI の Calibration(横軸が信号の積分値, 縦軸がイベント数)



NaI1

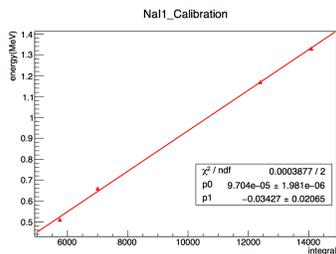


NaI2

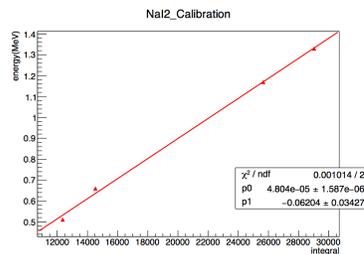


NaI3

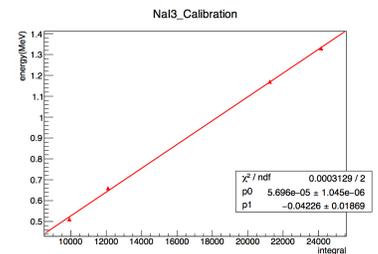
Figure 9: Co60 による NaI の Calibration(横軸が信号の積分値, 縦軸がイベント数)



NaI1



NaI2



NaI3

Figure 10: NaI1 の Calibration

### 4.3 NaIに入った信号のスペクトルによるデータの選別

記録された信号のエネルギーのヒストグラムを見ることで、関係のない粒子のデータを排除する。NaIに入った信号のエネルギーのヒストグラムは次のようになる。

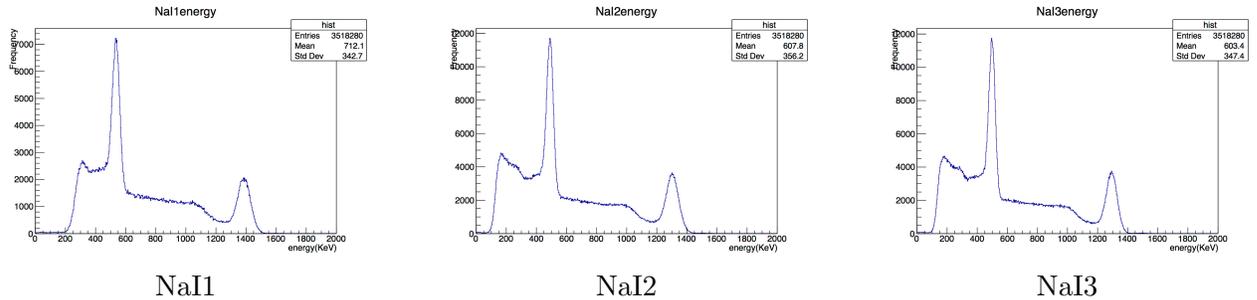


Figure 11: NaI に来た信号のエネルギー分布

我々は、このヒストグラムを次のように解釈した。

### エネルギーのヒストグラムの解釈

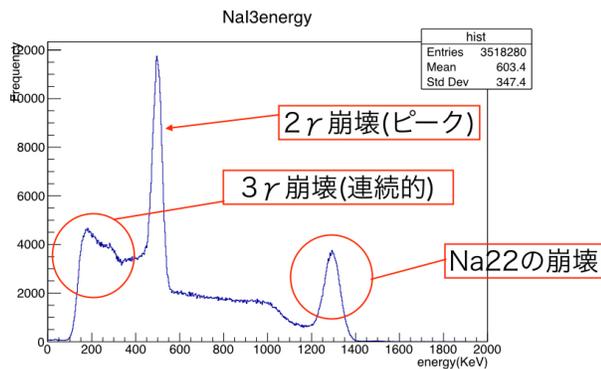


Figure 12: エネルギーの解釈

2 崩壊のエネルギーも、理論値 511KeV, Na22 の崩壊によるエネルギーも、文献値 1.27MeV に近くなってるので、この解釈は良いと思われる。

次の図における、赤の縦線より低エネルギーのイベントで、寿命のヒストグラムを作る。高エネルギー側は排除する。

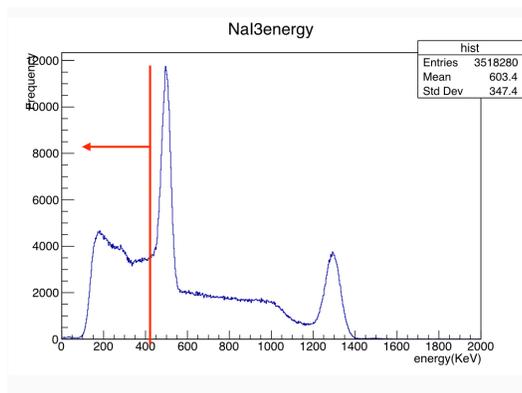


Figure 13:

#### 4.4 寿命

信号が来た時間の決定には色々な方法がある。我々は今回、信号が立ち上がる半分の時間を信号が来た時間とした (Figure14 参照)。

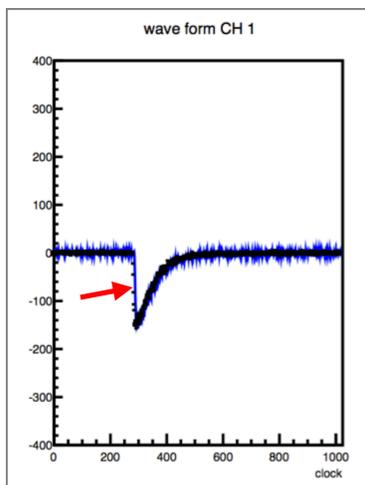


Figure 14: 信号が来た時間の解釈

寿命のヒストグラムは次のようになる。この関数は  $A \exp(-t/\tau) + C$  で fitting した。(t[ns]:Ps に  $\beta^+$  が入った時間を基準に測った時間。  $\tau$ [ns]:この実験で観測した Ps の寿命。 +C は、ノイズに依る寄与である。)

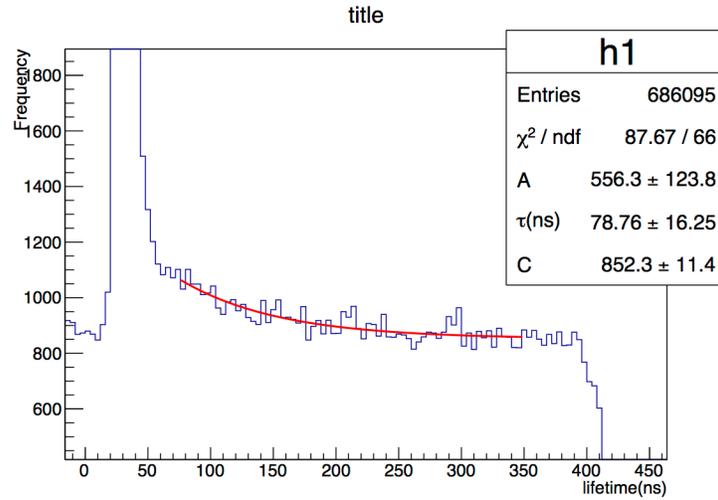


Figure 15: 寿命曲線

このグラフより、この実験によって測定した o-Ps の寿命は  $78.76 \pm 16.25[\text{ns}]$  となった。(p-Ps は、この fitting の範囲では、主要な寄与をしていないと思われる)  
o-Ps の寿命は、本来  $142[\text{ns}]$  となる。我々はなんと寿命の order を本来の値に合わせることが出来た。fitting の範囲を変えることで、この寿命は長くなったり短くなったりする。

## 4.5 Pickup 補正

o-Ps の一部は、途中で p-Ps になって、o-Ps の寿命と比べて短時間 (125[ps]) で崩壊する。o-Ps の本来の寿命を  $\tau_\gamma$ [ns], 途中で p-Ps になって崩壊する o-Ps の寿命を  $\tau_{pick}$ [ns] とすると、その崩壊曲線は、簡単な計算で  $A \exp(-t/\tau)$  となる (但し、 $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_\gamma} + \frac{1}{\tau_{pick}}$ )。ノイズに依って発生する定数分の和  $+C$  を含めて、

$$A \exp\left(-\frac{t}{\frac{1}{1/\tau_\gamma + 1/\tau_{pick}}}\right) + C \quad (23)$$

で寿命曲線を fitting する。その結果が、次の表である。

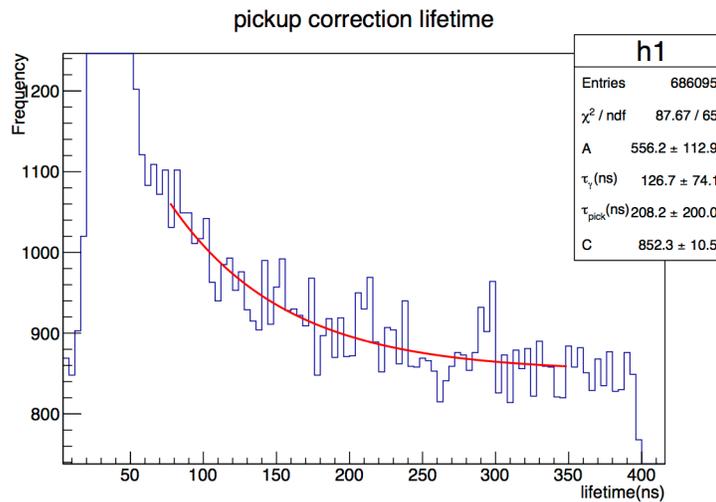


Figure 16: pickup 補正した寿命

Pickup 補正前と比べて、 $\tau_\gamma$  の値 ( $126.7 \pm 74.1$ [ns]) が本来の o-Ps の寿命 142[ns] にかかなり近づいたが、誤差も大きい。

## 4.6 量子振動の測定への道

今回、崩壊曲線が綺麗な形でなかったため、量子振動の測定は断念した (磁石を設置しても、量子振動のようなものは判別できなかった)。イベント数を増やしたり、Na22 の線源の遮蔽を強めることでこの崩壊曲線を、もう少し綺麗な形にすることが出来るであろう。そうすれば、量子振動の測定は可能になると思われる。

## 5 謝辞

本実験を行うにあたり、また一年間にわたり、指導教官である市川先生をはじめ、TA の中桐さん、平本さんには、実験について多大なるご指導を賜りました。また線源を借りに行く際に鍵を貸して下さった方々、KEK 見学を引率して下さった方々、鉛ブロックやスパチェンの部品を作ってくれた業者の方々など、沢山の方々のお世話になりました。P1 一同、この場をお借りして皆様に感謝申し上げます。

そう、3 回生までもそれなりには物理は僕は勉強してたのですが、この課題研究を通して、物理現象は空想のものではなく、今現実に目の前で起こってるんだという実感を得ることが出来ました。それを特に強く感じたのは、KEK の見学の時です。言葉でしか聞いたことの無かった加速器とか、装置とかを現実に見て、すごい、現実に物理現象がここで起こってるんだ... と思いました。それまでの僕は、物理が現実に起こってるんだということは、言葉としては知っていましたが、心の中で何処かわかってない感じがしてました。今も余り物理がまだ見えてない感じが有りますが、物理の見えるオトナを目指して、これから頑張っていきます。

## References

- [1] J. J. サクライ 『上級量子力学 [第 I 巻] 輻射と粒子』(丸善出版, 2010)
- [2] Michael E. Peskin, Daniel V. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Westview Press, 1995.
- [3] Mark Srednicki. *Quantum Field Theory*. Cambridge University Press, 2007.
- [4] V. G. Baryshevsky, et al., J. Phys. B: At Mol. Opt. Phys. **22**(1989) 2835-2847
- [5] 2014 年度 P1 レポート