オルソポジトロニウム崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルにおける高次補正の初検証

修士学位論文

東京大学大学院 理学系研究科
物理学専攻 浅井研究室

安達 俊介

2015 年 1 月 21 日

概要

ポジトロニウムは電子と陽電子の束縛系であり, QCD の効果を受けない純粋な QED の系であるために, 今まで QED の精密検証の対象されてきた. 本実験ではポジトロニウムのスピン 3 重項の状態であるオルソポジトロニウムにおける崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルを精密に測定し, $O(\alpha)$ の補正に対して無矛盾, 最低次の QED 計算から得られるエネルギースペクトルを 92%C.L. で棄却する結果を得た. この結果はオルソポジトロニウム崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルに対する QED の $O(\alpha)$ の補正を世界で初めて検証した結果といえる.

この測定では, ガンマ線がガンマ線検出器に入る前に周囲の物質と相互作用してエネルギースペクトルを歪める影響が大きな問題となる. この影響を最小限に抑えるために, 実験セットアップの低物質量化に努めた. また, この物質の影響を理解するために利用した Monte Carlo シミュレーション内での物質の精密な再現に努めた.

さらに, 精密に測定したエネルギースペクトルを用いて o-Ps $\rightarrow X + \gamma \rightarrow 3\gamma$ と検出器内で崩壊するような短寿命未知粒子 X を介する希崩壊現象を探索した. 残念ながら未知粒子と見られるシグナルは得られなかったが, 本実験では背景事象や得られる o-Ps 崩壊事象のスペクトルを精密に推定できていることを活かして, 今まで制限されていない X の質量 m_X = 200keV で分岐比 $Br($ o-Ps $\rightarrow X + \gamma \rightarrow 3\gamma\ ) < 5 \times 10^{-4}$ という制限を得ることができた.

目次

表目次

図目次

第 1 章

はじめに

1.1 ポジトロニウム

ポジトロニウムは電子と陽電子の束縛系であり, 最小質量の原子である. ポジトロニウムの基底状態には $1^1\mathrm{S}_0$ と $1^3\mathrm{S}_1$ がある (これは $n^{2S+1}l_J$ を表している; n: 主量指数, l: 軌道角運動量量指数, S: 系全体のスピン, J: 全角運動量). これらの違いは電子と陽電子のスピンの状態のみであり, $1^3\mathrm{S}_1$ は 3 状態の縮退準位 (スピン 3 重項) である.

$$|0;0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle\right) \quad \cdots \quad 1^1\mathrm{S}_0 \text{ スピン 1 重項} \qquad \text{パラポジトロニウム (p-Ps)}, \tag{1.1}$$

$$\left.\begin{array}{lcl} |1;+1\rangle &=& |\uparrow\rangle|\uparrow\rangle \\ |1;0\rangle &=& \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle\right) \\ |1;-1\rangle &=& |\downarrow\rangle|\downarrow\rangle \end{array}\right\} \quad \cdots \quad 1^3\mathrm{S}_1 \text{ スピン 3 重項} \qquad \text{オルソポジトロニウム (o-Ps)}. \tag{1.2}$$

$$\left(\begin{array}{lcl} |l;m\rangle & \cdots & l\text{: 系の全スピン}, m\text{: 系の z 方向のスピン} \\ |\uparrow \text{ or } \downarrow\rangle|\uparrow \text{ or } \downarrow\rangle & \cdots & \text{左側が電子のスピン, 右側が陽電子のスピン} \end{array}\right)$$

このようにスピン 1 重項の $1^1\mathrm{S}_0$ をパラポジトロニウム (p-Ps), スピン 3 重項の $1^3\mathrm{S}_1$ をオルソポジトロニウム (o-Ps) という.

これら 2 つの準位の崩壊過程には大きな違いが 2 つある. 1 つは崩壊先のガンマ線の本数であり, もう 1 つは崩壊寿命である.

1.1.1 崩壊過程

ポジトロニウムはガンマ線に崩壊するが, 崩壊先のガンマ線の本数はエネルギー運動量保存と C 保存によって制限される.

まず, 崩壊ガンマ線が 1 本の場合を仮定すると運動量の保存則を満たさないのでポジトロニウムが 1 本のガンマ線に崩壊することはない. 次に, C 保存を考える. C は荷電共役反転を表すが, ポジトロニウムでは,

$$C_{Ps} = (-1)^{S+L+1}(-1) = (-1)^{S+L}, \tag{1.3}$$

となる [1]. 第 1 項がスピン部分を表す式 (1.1), (1.2) での電子と陽電子の交換によるもの, 第 2 項の (-1) は粒子・反粒子の系であることによるものである. 一方, 崩壊後のガンマ線（光子）の本数を n_γ とすると崩壊後のガンマ線の系の C

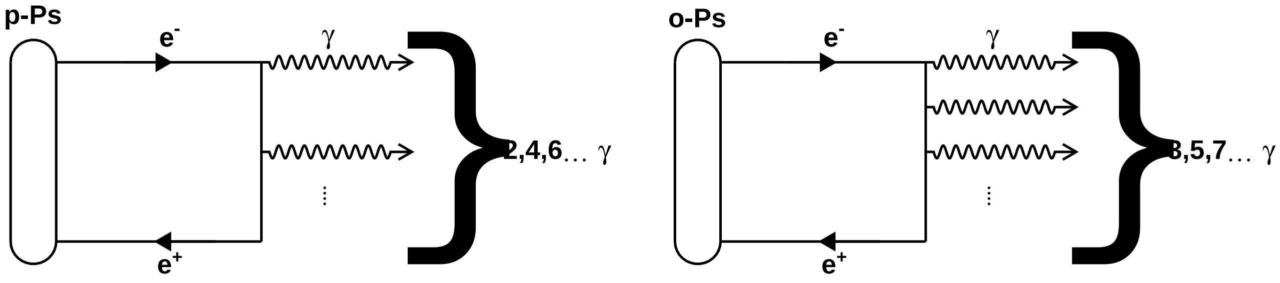
は, 1 個の光子では $C = -1$ を持つので,

$$C_\gamma = (-1)^{n_\gamma}, \tag{1.4}$$

である. $C_{Ps} = C_\gamma$ が成り立つことから,

$$\begin{aligned} &\text{p-Ps} \quad (L=0, S=0, C=+1) \quad : \quad 2,4,6\ldots(\text{奇数}) \text{ 本のガンマ線に崩壊 },\\ &\text{o-Ps} \quad (L=0, S=1, C=-1) \quad : \quad 3,5,7\ldots(\text{偶数}) \text{ 本のガンマ線に崩壊 }, \end{aligned}$$

となる. よって, ポジトロニウムの崩壊のファインマン図は図 1.1 のようになる.



(a) p-Ps　(b) o-Ps

図 1.1: ポジトロニウム崩壊のファインマン図

崩壊後のガンマ線の本数が増えると, ファインマン図上のバーテックスの数が増える. p-Ps で 2 本と 4 本のガンマ線に崩壊する場合を比較すると, 4 本の場合は 2 個のバーテックスが増えるために 2 本の場合と比べて α^2 で抑制される. 更に, 位相空間も小さくなる. これらは o-Ps の 3 本と 5 本のガンマ線への崩壊を比べた場合も同様である. そのため, 本実験においては p-Ps の 4 本以上への崩壊, o-Ps の 5 本以上への崩壊の寄与は十分小さく, p-Ps は 2 本のガンマ線に崩壊し, o-Ps は 3 本のガンマ線に崩壊すると考えてよい.

p-Ps は 2 本のガンマ線に崩壊するが, 始状態 (p-Ps) のエネルギー (質量) が $m_{Ps} \equiv 2W \approx 2m_e$ (m_e: 電子の質量 511keV. m_{Ps} は Ps の束縛エネルギー分だけ $2m_e$ からずれる.) であるため, エネルギー運動量保存則より, 511keV のエネルギーをもつガンマ線が back-to-back に放出される. o-Ps は 3 本のガンマ線に崩壊するために, 各ガンマ線のエネルギーは決まった値をとらず, ガンマ線のエネルギースペクトルは連続スペクトルとなる.

1.1.2　崩壊寿命 (崩壊率)

崩壊寿命は p-Ps が 125ps, o-Ps が 142.05ns である. よって, o-Ps の崩壊は p-Ps の崩壊に比べて 1136 倍抑制されているといえる. この原因としては, 図 1.1 からわかるように o-Ps 崩壊の方がバーテックスが 1 個多いために α で抑制されることと, 崩壊後の位相空間の大きさの違いが挙げられる.

オルソポジトロニウムの寿命は理論では $O(\alpha^2)$ の高い精度で求められており [2], (崩壊率の形で)

$$\Gamma_{\text{theory}} = 7.039979(11)\mu s^{-1}, \tag{1.5}$$

である. 同様に崩壊率の詳細情報である崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルについても高い精度で計算されている.

これについては小節 1.2.1 で述べる. 一方, 測定結果は,

$$\Gamma_{\text{exp(Michigan1990)}} = 7.0482(16)\mu s^{-1} \quad \text{(Nico et al. [3])}, \tag{1.6}$$
$$\Gamma_{\text{exp(Tokyo1995)}} = 7.0398(29)\mu s^{-1} \quad \text{(Asai, Orito, and Shinohara [4])}, \tag{1.7}$$
$$\Gamma_{\text{exp(Tokyo2003)}} = 7.0399(26)\mu s^{-1} \quad \text{(Jinnouchi, Asai, and Kobayashi [5])}, \tag{1.8}$$
$$\Gamma_{\text{exp(Michigan2003)}} = 7.0399(26)\mu s^{-1} \quad \text{(Vallery, Zitzewitz, and Gidley [6])}, \tag{1.9}$$
$$\Gamma_{\text{exp(Tokyo2009)}} = 7.0401(7)\mu s^{-1} \quad \text{(Kataoka, Asai, and Kobayashi [7])}, \tag{1.10}$$

である. 以前は, 1990 年にミシガンのグループによって測られた崩壊率 $\Gamma_{\text{exp(Michigan1990)}}$ のように理論と実験でのズレが確認されており, このズレが “o-Ps lifetime puzzle” として問題になっていたが, 1995 年, 2003 年, 2009 年の東京での測定と 2003 年のミシガンでの測定では実験側の改善から $\Gamma_{\text{exp(Tokyo1995)}}$, $\Gamma_{\text{exp(Tokyo2003)}}$, $\Gamma_{\text{exp(Michigan2003)}}$, $\Gamma_{\text{exp(Tokyo2009)}}$ のように高い精度で理論計算と値が一致するようになっている.

このように o-Ps の崩壊率では $O(\alpha^2)$ に迫る高い精度で理論値と実験値が一致しているが, 崩壊率 Γ は崩壊ガンマ線のエネルギースペクトル $\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}E}$ の積分情報しかもたないので, エネルギースペクトルの精密測定もポジトロニウムの束縛系 QED 計算を検証する上で重要であるとともに, エネルギースペクトルは寿命より新しい物理に高い感度を持つ. その一例として挙げられる, エネルギースペクトルを用いて探索できる新しい物理については節 1.4 で述べる.

1.2 o-Ps の崩壊ガンマ線エネルギースペクトル

1.2.1 理論計算

位相空間を考えて得られるエネルギースペクトル

QED 計算から得られるエネルギースペクトルの前に位相空間を考えた場合のスペクトルの形を求める. o-Ps が 3 本のガンマ線に崩壊する際にエネルギー運動量保存則より以下の制限が成り立つ. ($m_{Ps} \equiv 2W \approx 1022$keV)

$$\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = m_{Ps}, \tag{1.11}$$
$$0 \le \omega_1 \le W, \tag{1.12}$$
$$0 \le \omega_2 \le W, \tag{1.13}$$
$$0 \le \omega_3 \le W. \tag{1.14}$$

ここで, 各ガンマ線のエネルギーを $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ とおいた. これらの式を変形して ω_1, ω_2 のみに対する制限を求めると,

$$0 \le \omega_1 \le W, \tag{1.15}$$
$$W - \omega_1 \le \omega_2 \le W, \tag{1.16}$$

となる. これが崩壊後の位相空間の範囲であるので積分して位相空間を考えると,

$$\propto \int_0^W \mathrm{d}\omega_1 \int_{W-\omega_1}^W \mathrm{d}\omega_2 = \int_0^W \mathrm{d}\omega_1 \omega_1, \tag{1.17}$$

である. この式から, 位相空間のみを考慮した場合に求まる ω_1 のスペクトルの形はエネルギーに比例して大きくなると考えられ, 図 1.3(a) の緑線のような三角形のエネルギースペクトルになる.

最低次の QED 計算から得られるエネルギースペクトル

無偏極の o-Ps の 3γ への崩壊率は以下のように表せる [8].

$$\Gamma(\text{o-Ps} \to 3\gamma) = \frac{1}{2m_{Ps}} \int \frac{d^3\boldsymbol{k}_1}{2\omega_1(2\pi)^3}\frac{d^3\boldsymbol{k}_2}{2\omega_2(2\pi)^3}\frac{d^3\boldsymbol{k}_3}{2\omega_3(2\pi)^3}(2\pi)^4\delta^4(P-k_1-k_2-k_3) \times \frac{1}{3}\sum_{\text{spin}}\frac{1}{3!}\sum_{\text{終状態}}|M(\text{o-Ps}\to 3\gamma)|^2, \quad (1.18)$$

m_{Ps}	:	Ps の質量約 1022keV($2m_e$ から束縛エネルギー分の -6.8eV だけずれる)
$\boldsymbol{k}_i$	:	各ガンマ線の運動量ベクトル
k_i	:	各ガンマ線の 4 元エネルギー運動量ベクトル = $(\omega_i, \boldsymbol{k})$
P	:	始状態 (o-Ps) の 4 元エネルギー運動量ベクトル = $(m_{Ps}, 0, 0, 0)$
$\delta^4(P-k_1-k_2-k_3)$	=	$\delta(m_{Ps}-\omega_1-\omega_2-\omega_3)\delta^3(\boldsymbol{k}_1+\boldsymbol{k}_2+\boldsymbol{k}_3)$
$M(\text{o-Ps}\to 3\gamma)$	:	o-Ps の 3γへの崩壊の不変振幅

ここで, 1 行目が位相空間を表し, 2 行目の始めの $\frac{1}{3}\sum_{\text{spin}}$ が始状態の状態平均を表す. o-Ps ではスピン 3 重項でありスピンに関して 3 状態あるので 3 で割って平均をとっている. 2 つ目の $\frac{1}{3!}\sum_{\text{終状態}}$ は終状態の和を表し, 3 本のガンマ線の区別ができないために 3! で割っている. これをさらに計算すると,

$$\Gamma(\text{o-Ps} \to 3\gamma) = \frac{1}{2^7\pi^3 W}\int_0^W d\omega_1 \int_{W-\omega_1}^W d\omega_2 \frac{1}{3}\sum_{\text{spin}}\frac{1}{3!}\sum_{\text{終状態}}|M(\text{o-Ps}\to 3\gamma)|^2. \quad (1.19)$$

となる ($W \equiv m_{Ps}/2$). 積分の部分に位相空間の計算の式 (1.17) と同じ形が現れる.

最後の $M(\text{o-Ps} \to 3\gamma)$ が QED の寄与が含まれる不変振幅である. 3 本の場合の図 1.2(A) の最低次のファインマン図から得られる不変振幅 M_{LO} は,

$$M_{LO}(\text{o-Ps}\to 3\gamma) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4}\sum_{\sigma(1),\sigma(2),\sigma(3)} \times \mathrm{tr}\left\{(-ie\beta\epsilon_{\sigma(3)})\frac{i}{[\beta(-\frac{1}{2}P+p+k_{\sigma(3)})-m_e]}(-ie\beta\epsilon_{\sigma(2)})\frac{i}{[\beta(\frac{1}{2}P+p-k_{\sigma(1)})-m_e]}(-ie\beta\epsilon_{\sigma(1)})\Psi(p)\right\}, \quad (1.20)$$

$\sigma(i)$	:	1,2,3 をとり, $\sum_{\sigma(1),\sigma(2),\sigma(3)}$ で 3 本のガンマ線についてすべての置換をとる
ϵ_i	:	各ガンマ線の偏極ベクトル
ϵ_m	:	o-Ps の偏極ベクトル
β	$\equiv$	$\frac{m_e\alpha}{2}$

である. ここで, トレース内がファインマン図から考えられる崩壊過程に対する計算を表し, 最後の $\Psi(p)$ が束縛している電子と陽電子の系 (Ps) の波動関数を表している.

最低次のオーダーで計算すると,

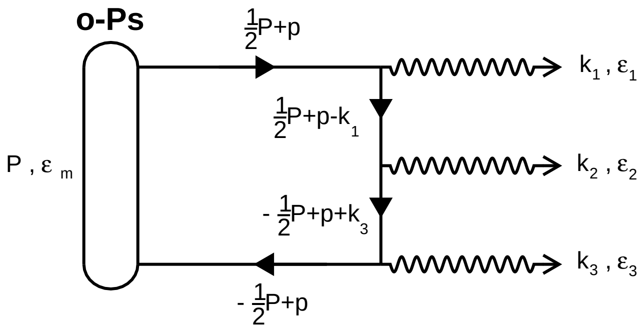
$$\Gamma(\text{o-Ps} \to 3\gamma) = \frac{2}{9\pi}m_e\alpha^6\int_0^W d\omega_1\int_{W-\omega_1}^W d\omega_2 \left\{\left(\frac{W-\omega_1}{\omega_2\omega_3}\right)^2+\left(\frac{W-\omega_2}{\omega_3\omega_1}\right)^2+\left(\frac{W-\omega_3}{\omega_1\omega_2}\right)^2\right\}_{\omega_3=m_{Ps}-\omega_1-\omega_2} \quad (1.21)$$

となる. この計算から得られるエネルギースペクトルが図 1.3(a) の赤線である.

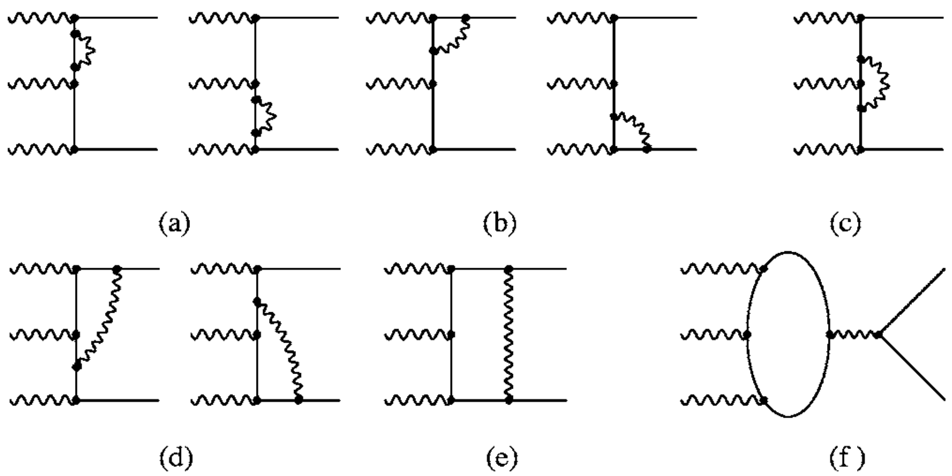
QED 計算ではスピンの効果が考慮されて, 511keV 付近で位相空間の計算より角度が急になる方向に歪む. 以後, この最低次の QED 計算のことを (Tree level のファインマン図の寄与のみを考慮しているので) **“ Tree level ”** と呼ぶことにする.

$O(\alpha)$ まで考慮した QED 計算から得られるエネルギースペクトル

$O(\alpha)$ の寄与を考慮する場合, M(o-Ps $\rightarrow$ 3γ) を計算する際に図 1.2(B) のような 1-loop の寄与を持つファインマン図を考える必要がある. これらの寄与を考慮すると [8], エネルギースペクトルは図 1.3(a) の青線のようになる. Tree level のエネルギースペクトルと差が大きいエネルギー領域は 100keV 以下の低エネルギー側と 511keV 付近である (図 1.3(b)). 特に 511keV 付近では, $O(\alpha)$ のエネルギースペクトル (以降, $O(\alpha)$ まで考慮した QED 計算から得られるエネルギースペクトルのことを単に "$O(\alpha)$ のエネルギースペクトル" と呼ぶことにする.) は Tree level のエネルギースペクトルより右上がりの角度が小さくなる方向に変化し, **約 0.4%** だけ小さくなる.



(A) Tree level のファインマン図 : P, ϵ_m が o-Ps の 4 元エネルギー運動量ベクトルと偏極ベクトル, k_i, ϵ_i が各崩壊ガンマ線の 4 元エネルギー運動量ベクトルと偏極ベクトル, p が電子線の積分変数である.

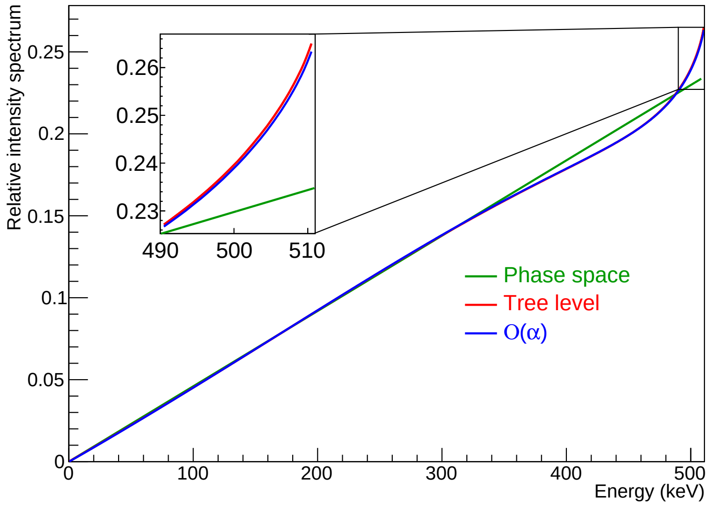


(B) $O(\alpha)$ の寄与をするファインマン図 [8] : 右側が o-Ps を表し, 左側が 3 本の崩壊ガンマ線を表す. 各々のファインマン図は, (a)self-energy, (b)outer vertex, (c)inner vertex, (d)double vertex, (e)ladder, (f)annihilation と呼ばれる.

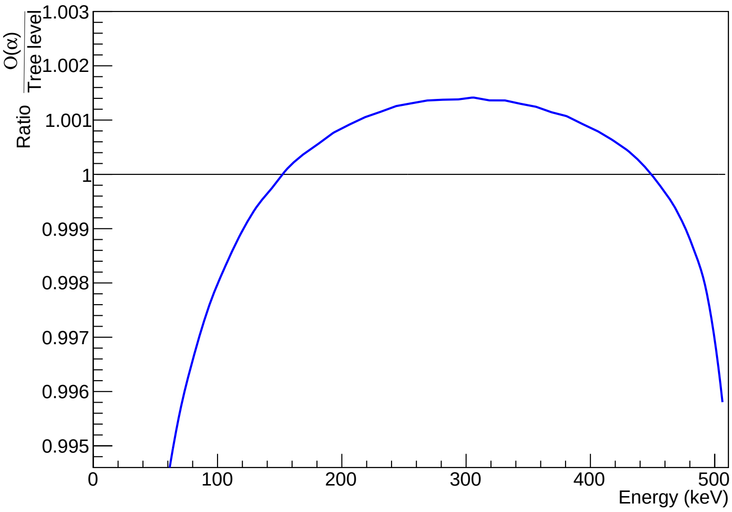
図 1.2: o-Ps$\rightarrow$ 3γ のファインマン図

1.2.2 過去のエネルギースペクトル測定

o-Ps の崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルを測定した先行実験としては, Chang, Tang, and Li [9] が挙げられる. 測定スペクトルは検出器の応答によって元の崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルから歪められてしまう



(a) 位相空間の計算, 最低次 (Tree level) の QED 計算, $O(\alpha)$ まで考慮した QED 計算から各々得られる o-Ps 崩壊ガンマ線のエネルギースペクトル: 緑線が位相空間, 赤線が Tree level, 青線が $O(\alpha)$ である. 左上のグラフが 500keV 付近の拡大図

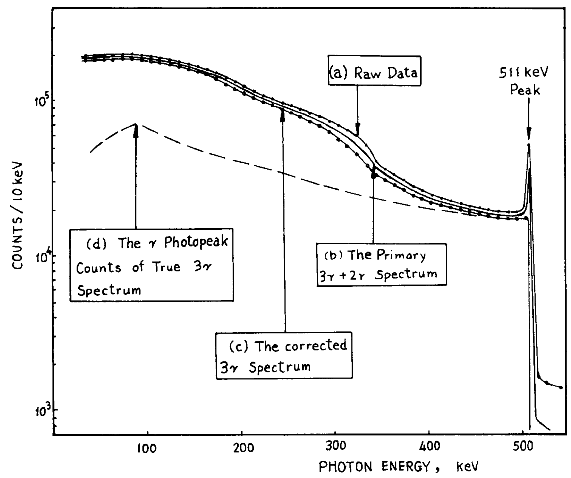


(b) $O(\alpha)$ まで考慮した QED 計算から得られるエネルギースペクトルと Tree level のエネルギースペクトルの比: $O(\alpha)$ のエネルギースペクトルを分子とした Tree level のエネルギースペクトルとの比, 2 つのスペクトルは積分値が等しくなるように規格化している.

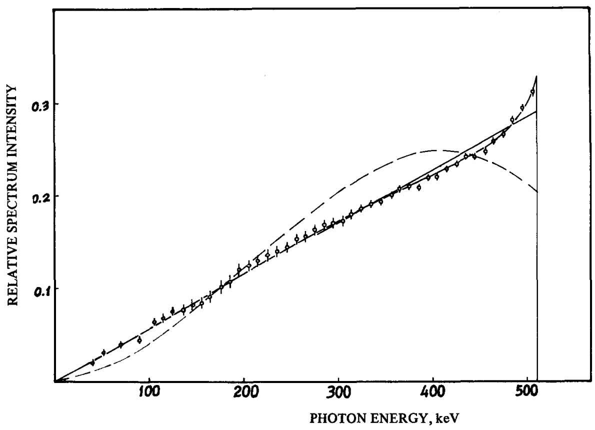
図 1.3: 理論計算から得られる o-Ps 崩壊ガンマ線のエネルギースペクトル

(Chang の実験での測定スペクトルが図 1.4(A) の (a) になる) ので, 検出器の応答を理解して元の崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルに変換する必要がある. Chang の実験ではその効果を 6 つの単色線源のスペクトルを測定して各エネルギーのガンマ線に対する検出器の応答関数を求め, 測定スペクトルを元のガンマ線のスペクトルに引き戻すことで測定でのガンマ線のエネルギースペクトルを求めている. ただし, この際に得られる応答関数は存在する単色線源のエネルギーのものに限られるので, ガンマ線のエネルギーに対して離散的であるため大きな補間を行っている.

この実験では測定から得られた崩壊ガンマ線のエネルギースペクトル (図 1.4(B) の白点) を位相空間から得られるスペクトルや QED 計算から得られるスペクトルと比較して, 位相空間から得られるスペクトルとは一致せず, QED 計算から得られるスペクトルとよく合っていることを確認している. しかし, 511keV 付近での誤差が 1% 以上あり Tree level と $O(\alpha)$ の差を検証する精度はなかった.



(A) 測定スペクトル : (a) 測定データ (アクシデンタルイベントを含む), (b) o-Ps の 3γ 崩壊と o-Ps のクエンチによって生じる 2γ 崩壊からなるスペクトル (アクシデンタルイベントを除いた後のスペクトル), (c) o-Ps の 3γ 崩壊イベントのみのスペクトル, (d) Ge 検出器の光電吸収効率から求めた o-Ps の 3γ 崩壊の光電吸収事象のスペクトル



(B) 測定から得られた o-Ps 崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルと理論計算 : 白点が測定データを検出器の応答関数で引き戻したスペクトル, 破線が Ore-Powell によって計算された位相空間から得られるエネルギースペクトル [10], 実直線が S.Adkins によって計算された位相空間から得られるエネルギースペクトル [1](小節 1.2.1 の位相空間を考えて得られるエネルギースペクトルと同一), 実曲線が $O(\alpha)$ まで考慮した QED 計算から得られるエネルギースペクトル

図 1.4: Chang, Tang, and Li [9] の先行実験で得られたエネルギースペクトル

1.3 $O(\alpha)$ の検証の方針

この節では本実験の目的である o-Ps の崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルを測定し, QED 計算から得られる $O(\alpha)$ の高次補正を検証するための方針を述べる. o-Ps の崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルの測定では, まず背景事象の除去が必要になる. そのため, まず小節 1.3.1 で背景事象について述べる, さらに, エネルギースペクトルに対する検出器の影響も問題となるので, 小節 1.3.2 で検出器の影響について述べる. これを踏まえた測定と QED 計算の比較方法について小節 1.3.3 で述べ, 背景事象の除去も含めた全体の流れについて小節 1.3.4 で述べる.

1.3.1 測定データの背景事象

o-Ps 崩壊ガンマ線を測定する上で生じる背景事象として a) e^+ の対消滅 と p-Ps の崩壊事象 と ^{22}Na の 1275keV , b) アクシデンタルイベント, c) ピックオフ崩壊による 2γ 崩壊事象, d) スピン交換による 2γ 崩壊事象が挙げられる. ここ

では, それぞれについて説明していく.

e^+ 対消滅 と p-Ps の崩壊事象 と ^{22}Na の 1275keV

o-Ps の生成のためには陽電子が不可欠であり, o-Ps を生成せずに e^+ が物質中の e^- と対消滅する現象も必ず起こる. これは e^+ が止まると同時に起こる事象であり e^+ が生じてから止まるまでの時間は十分短いので, e^+ が生じた時間をスタート, ガンマ線が検出された時間をストップとした時間情報で除くことができる (節 4.4). 同様に, p-Ps の崩壊事象も o-Ps の寿命 142.05ns に比べて十分早く崩壊 (寿命 0.125ns) するので, 時間情報から除くことができる. ^{22}Na の 1275keV は ^{22}Na が β^+ 崩壊した後に即座に原子核の脱励起によって 1275keV のガンマ線を放出する事象である (節 2.2 参照). この 1275keV も上の 2 つの背景事象と同様に時間情報から落とすことができる.

アクシデンタルイベント

o-Ps の事象は上で述べたような背景事象から時間情報を用いて取り出すことになるが, e^+ の生成レートがある程度高い場合は, スタートを o-Ps が崩壊する事象の e^+ で記録しても, その o-Ps が崩壊する前に次の e^+ が生じて起こった対消滅や p-Ps 崩壊のガンマ線によってストップを記録される事象が出てくる. この一例のような, スタートとストップが同一でない e^+ によって生じる事象をアクシデンタルイベントと呼ぶ. このイベントはスタートとストップの事象に相関がないために時間に依存せずに存在する.

ピックオフ崩壊による 2γ 崩壊事象

ピックオフ崩壊とは図 1.5(a) のように o-Ps 中の e^+ が周囲の物質中の e^- と反応して対消滅し, 2γ 崩壊をする現象である. o-Ps が崩壊する前に周囲の物質中の電子とピックオフ崩壊を起こしてしまう場合, e^+ が生じてからの時間間隔が十分長いため, 時間情報を用いて取り除くことができない. さらにこの崩壊事象の特徴として, 生じる 511keV のガンマ線のエネルギーが厳密に 511keV ではなく, 原子中の電子のフェルミモーションによって 511keV の前後で幅をもつことが挙げられる. フェルミモーションとは, 原子中の電子のもつ運動量のことである. Orito et al. [11] and Asai et al. [12] では, Ge 検出器で Ps 生成に用いられるエアロゲル (節 2.4 で詳しく説明する) とのピックオフ崩壊による 511keV ピークの幅を測定している. これらの実験からエアロゲルとのピックオフ崩壊ではガンマ線のエネルギーがフェルミモーションによって 2keV 程度 (FHWM) の幅を持つとわかる (表 1.1).

表 1.1: ピックオフ崩壊の 511keV ピーク幅の測定値 (FWHM,keV) : 測定スペクトルにおけるピーク幅は検出器の分解能を含むので, ガンマ線のふらつきを求めるにはその寄与を差し引く必要がある.

論文	ピックオフ崩壊の測定スペクトルにおけるピーク幅 (keV)	Ge 検出器の分解能 (keV) @511keV	ピックオフ崩壊のガンマ線のエネルギー幅 (keV)
Orito et al. [11]	2.6	1.3	2.3
Asai et al. [12]	2.8	1.3	2.5

スピン交換による 2γ 崩壊事象

この場合のスピン交換は o-Ps の電子と物質中の不対電子の間でのスピン交換を指す. 図 1.5(b) のように電子間のスピン交換が行われると, o-Ps 全体のスピンが変わって p-Ps に変化する. p-Ps は 125ps の短い寿命で 2γ に崩壊するので, これもピックオフ崩壊と同様に 2γ 崩壊による 511keV の単色ガンマ線の背景事象をつくる. ただし, ピックオフ崩壊と異なり物質の電子と対消滅するのではなく, 自身の崩壊でガンマ線を放出するので, 生じるガンマ線のエネルギーに 511keV 前後での幅はない.

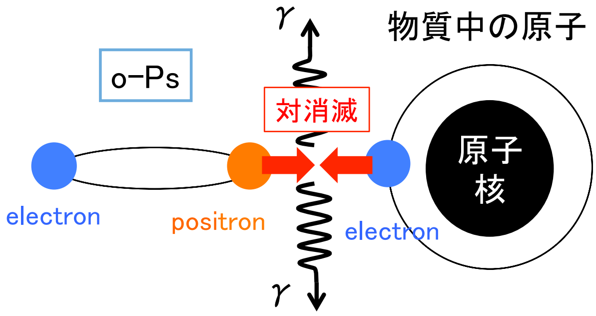
特にこのスピン交換は酸素ガス中で起こりやすいことが知られており, Shinohara et al. [13] の実験では酸素中でのピックオフ崩壊の崩壊率が,

$$\lambda^*_{\text{pick}} = 0.4 \pm 0.3\mu\text{s}^{-1}, \tag{1.22}$$

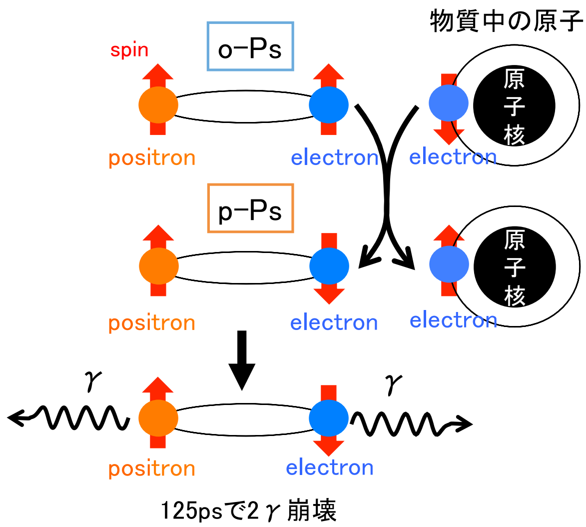
なのに対して, スピン交換の崩壊率が,

$$\lambda^*_{\text{spin}} = 24.7 \pm 0.2\mu\text{s}^{-1}, \tag{1.23}$$

である. この実験のセットアップの場合 (酸素ガス気圧 1.05atm) 60 倍近くスピン交換の方が起こりやすいと言える. 一方, Ps 生成に用いられるエアロゲル (SiO_2) では不対電子が存在しないのでスピン交換が起こらないと考えてよく, 主な背景事象はピックオフ崩壊となる.



(a) ピックオフ崩壊の模式図



(b) スピン交換の模式図 : 最上段から 2 段目にかけて o-Ps の e^- が物質中の原子の e^- とスピン交換を起こし, o-Ps のスピンが S=0 に変わることで p-Ps に変化する. 3 段目のように p-Ps は 125ps で即座に 2γ 崩壊するため, これが背景事象となる.

図 1.5: o-Ps のクエンチによる 2γ 崩壊の模式図

1.3.2　エネルギースペクトルに対する検出器の影響

本実験では図 1.3(a) のようなスペクトルの差を検証することが目的であるが, 実際の測定ではガンマ線検出器 (シンチレータなど) の応答関数や, ガンマ線の周囲の物質との相互作用によって大きく変形する. 本実験のセットアップ (節 2.1 で説明する) で得られると期待される o-Ps 崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルは図 1.6 のようになる (各 QED 計算のガンマ線のエネルギー分布から Monte Carlo シミュレーション (第 3 章) で得たスペクトル).

主なスペクトルを変形する要因としては,

(a) ガンマ線検出器のガンマ線に対する反応断面積のエネルギー依存性
(b) ガンマ線検出器でのコンプトン散乱
(c) ガンマ線検出器の周りの物質でのコンプトン散乱 (周囲の物質の影響)

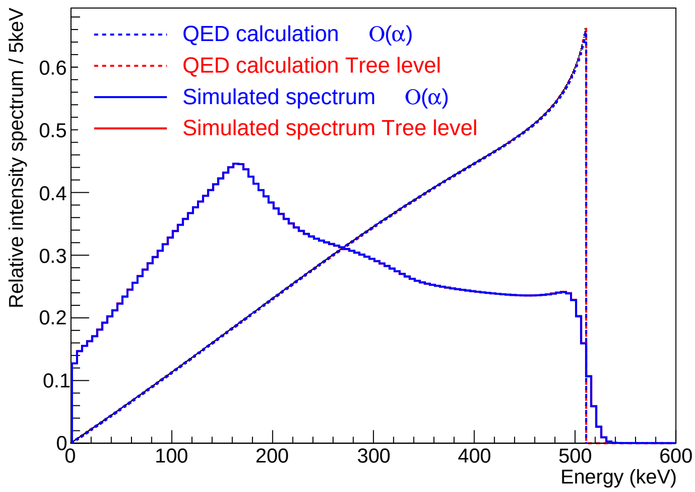


図 1.6: 測定で得られると期待されるスペクトル (シミュレーション) : 破線は各 QED 計算で得られるガンマ線のエネルギー分布を示し, 実線が各 QED 計算を仮定した場合に測定で期待されるスペクトル (シミュレーション) を示す. 青線が $O(\alpha)$ までの寄与を考慮した場合, 赤線が Tree level のみの計算の場合である.

の 3 つに分けられるが, 特にガンマ線検出器でのコンプトン散乱によって低エネルギー側は大きく変形させられてしまう. そのため, 本実験では $O(\alpha)$ の寄与を検証するために $O(\alpha)$ の寄与の大きい低エネルギー側 (100keV 以下) は用いずに, もう一方の寄与の大きい領域である 511keV 付近に注目することにした. よって, 検証領域として **400-530keV** を用いた.

1.3.3　測定と QED 計算の比較方法

先行実験では検出器の応答関数を複数の単色線源で求めて, 測定で得たエネルギースペクトルを元のガンマ線のエネルギースペクトルに引き戻している. そのため, 図 1.4(B) のように崩壊ガンマ線のエネルギー分布の形で測定スペクトルと QED 計算と比較していた. しかし, この方法では単色線源間の補間が必要でありその補間に関しての不定性の評価や理解が難しいといえる. そのため本実験では引き戻しをせずに, 図 1.6 のような検出器の影響を受けた後のスペクトルで検証を行うことにした. つまり, $O(\alpha)$ まで考慮した QED 計算, Tree level の QED 計算に Monte Carlo シミュレーション (MC) によって検出器の影響を与えて推定測定スペクトルを求め, これらと実際の測定スペクトル (実測スペクトル) を比較することで元の QED 計算の $O(\alpha)$ の検証を試みた.

本実験では, エネルギー領域を 400–530keV の狭い範囲に絞っているため, 反応断面積のエネルギー依存性 (a) から生じる不定性は小さいと考えられる. また, 高いエネルギー領域ではガンマ線検出器でのコンプトン散乱による影響 (b) を受けないので (511keV のコンプトンエッジが 341keV なので影響しない), 主な不定性としては周囲の物質の影響 (c) となる. そのため, ガンマ線に対する周囲の物質の影響が本実験で重要になってくる. 本実験ではこの影響を十分理解するとともに, 実験セットアップにおいて周囲の物質の影響をなるべく減らすために低物質量化に努めることで, シミュレーションの精度を高く保てられるようにした. また, シミュレーション内での物質の精密な再現に努めて, 正確に物質の影響を推定できるようにした.

1.3.4　全体の流れ

全体の流れは図 1.7 になる.

まず図 1.7 の左側が, 測定データ (第 2 章) から背景事象を推定・除去して o-Ps 崩壊事象 (3γ) のみのエネルギースペクトルを得るための解析の流れである (第 4 章). 本実験ではピックオフ崩壊事象の推定に酸素ガス中での測定データを用いており, どちらのデータに対しても (a)–(c) までは同じ解析を施す. (a)–(e) では具体的に以下のような解析を行う.

(a) エネルギー較正とデータ補正 (節 4.1, 4.2, 4.6)
各データに必要な補正やエネルギー較正を行う.

(b) o-Ps 由来の事象の選択 (節 4.4)
タイムウィンドウを設けて時間情報で事象選択を行い, 3γ 崩壊事象が大きな割合を占めるエネルギースペクトルを生成する. (この解析後のエネルギースペクトルの構成成分 : 3γ + アクシデンタルイベント + ピックオフまたはスピン交換による 2γ)

(c) アクシデンタルイベントの推定と除去 (節 4.5)
o-Ps 由来の事象が無いタイムウィンドウでのエネルギースペクトルを用いることで, アクシデンタルイベントのエネルギースペクトルに対する寄与の推定と除去を行う. ここまでは, 真空中の測定データに対しても酸素ガス中の測定データに対しても同じ解析を行う. (構成成分 : 3γ + ピックオフまたはスピン交換による 2γ)

(d) ピックオフ崩壊による背景事象の推定 (節 4.7)
酸素ガス中での測定データからピックオフ崩壊による背景事象の寄与を推定するために, (c) で得た "スピン交換による $2\gamma + 3\gamma$" の酸素ガス中の測定データに対して更に補正を行う. 小節 1.3.1 で述べたように酸素ガス中ではスピン交換による 2γ 崩壊の事象が支配的になるので, 主な成分が 2γ 崩壊のエネルギースペクトルを測定することができる. このスペクトルにピックオフ崩壊におけるフェルミモーションの効果を加えて, ピックオフ崩壊による 2γ のエネルギースペクトルの推定を行う.

(e) ピックオフ崩壊による背景事象の除去 (節 4.8)
(c) で得た " 3γ + ピックオフによる 2γ " の真空中スペクトルから, (d) で得たピックオフ崩壊の寄与を表す酸素ガス中スペクトルを差し引くことで o-Ps 崩壊事象 (3γ) のみの実測スペクトルを得る. (構成成分 : 3γ)

一方, 図 1.7 の右側では o-Ps 崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルの $O(\alpha)$ まで考慮した QED 計算と, Tree level の QED 計算に対して (f) MC シミュレーション (第 3 章) を用いて検出器の影響を与えて, 各 QED 計算から期待される測定スペクトルを生成する.

最後に測定データから得た o-Ps 崩壊事象のみの実測スペクトルと各 QED 計算から得られた MC スペクトルとを比較して (節 4.9–4.12), o-Ps 崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルにおける $O(\alpha)$ の高次補正の検証を試みる.

1.4 エネルギースペクトルにおける未知粒子探索

小節 1.1.2 でも述べたように 1990 年以前に o-Ps の崩壊率において理論値と実験値のズレが存在していた. このため, o-Ps の崩壊に寄与する未知粒子の探索がエネルギースペクトルを用いても盛んに行われてきた. これにより, o-Ps の異常崩壊過程に様々な制限がついている. この節ではエネルギースペクトルに影響する未知粒子の崩壊過程と制限範囲について述べる.

エネルギースペクトルに影響する o-Ps の未知粒子 X への崩壊過程としては

$$\text{o-Ps} \to \gamma + X \tag{1.24}$$

$$\text{o-Ps} \to \gamma + X \to 3\gamma \tag{1.25}$$

が挙げられる. ここで X としては荷電共役反転 C が偶数の中性ベクトルボソンを仮定している. 式 (1.24) は未知粒子 X の寿命が長く検出器内で崩壊しない場合であり, 式 (1.25) は未知粒子 X の寿命が短く検出器内で崩壊して 2 本のガンマ線を放出する場合である (図 1.8, X は運動量の保存から 1 本のガンマ線には崩壊しない). これらの過程では

o-Ps→ $\gamma + X$ の崩壊前後におけるエネルギー運動量保存から, X の質量を m_X とおくとガンマ線のエネルギー E_p が

$$E_p = m_e \left\{ 1 - \left(\frac{m_X}{2m_e} \right)^2 \right\} \tag{1.26}$$

と一意に定まる. よって, これらの過程が存在した場合に o-Ps 崩壊ガンマ線のエネルギースペクトル上にエネルギー E_p のピークが立つ. そのため, これらの過程は o-Ps 崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルを精密に測定することで探索することができる. これらの分岐比のつけられている制限は [14, 15, 16, 17],

$$\begin{aligned}
Br(\text{o-Ps} \to \gamma + X) &< 1.1 \times 10^{-6}, & (m_X < 800\text{keV}. &\Leftrightarrow 198\text{keV} < \mathrm{E_p}) && (1.27)\\
Br(\text{o-Ps} \to \gamma + X \to 3\gamma) &< 2.8 \times 10^{-5}, & (m_X < 30\text{keV} &\Leftrightarrow 510.56\text{keV} < \mathrm{E_p}) && (1.28)\\
\prime\prime &< 2 \times 10^{-4}, & (300\text{keV} < \mathrm{m_X} < 900\text{keV} &\Leftrightarrow 115\text{keV} < \mathrm{E_p} < 467\text{keV}) && (1.29)\\
\prime\prime &< 2 \times 10^{-4}, & (900\text{keV} < \mathrm{m_X} < 1013\text{keV} &\Leftrightarrow 9.0\text{keV} < \mathrm{E_p} < 115\text{keV}) && (1.30)
\end{aligned}$$

となっている. これらのうち, 式 (1.27) [14] と式 (1.28) [15] の実験では, o-Ps の崩壊ガンマ線のエネルギーを測定する検出器以外に, 未知粒子の崩壊過程によって生じた事象を選択するための検出器を設けており, 各未知粒子の崩壊様式に対して特化している.

一方, 式 (1.29) [16], 式 (1.30) [17] では o-Ps 崩壊ガンマ線をエネルギー分解能の優れた Ge 検出器のみで測定し, ピークサーチをしたものである. これらの実験でピークサーチに用いたスペクトルは図 1.9 になるが, o-Ps のクエンチによって生じる 2γ 崩壊事象は除去せずにピークサーチしているので, ピックオフ崩壊による 511keV のピークが立っている.[1] また, 背景事象である “o-Ps 崩壊事象 + ピックオフ崩壊事象” のエネルギースペクトルの形は, ピークエネルギーの前後のスペクトルを多項式で滑らかにフィットすることで, ピークエネルギーでの背景事象を推定している.

[1] Tsuchiaki et al. [16] の実験では, アクシデンタルイベントも差し引いていない. Maeno et al. [17] の実験ではアクシデンタルイベントを差し引いた後のスペクトルを用いている.

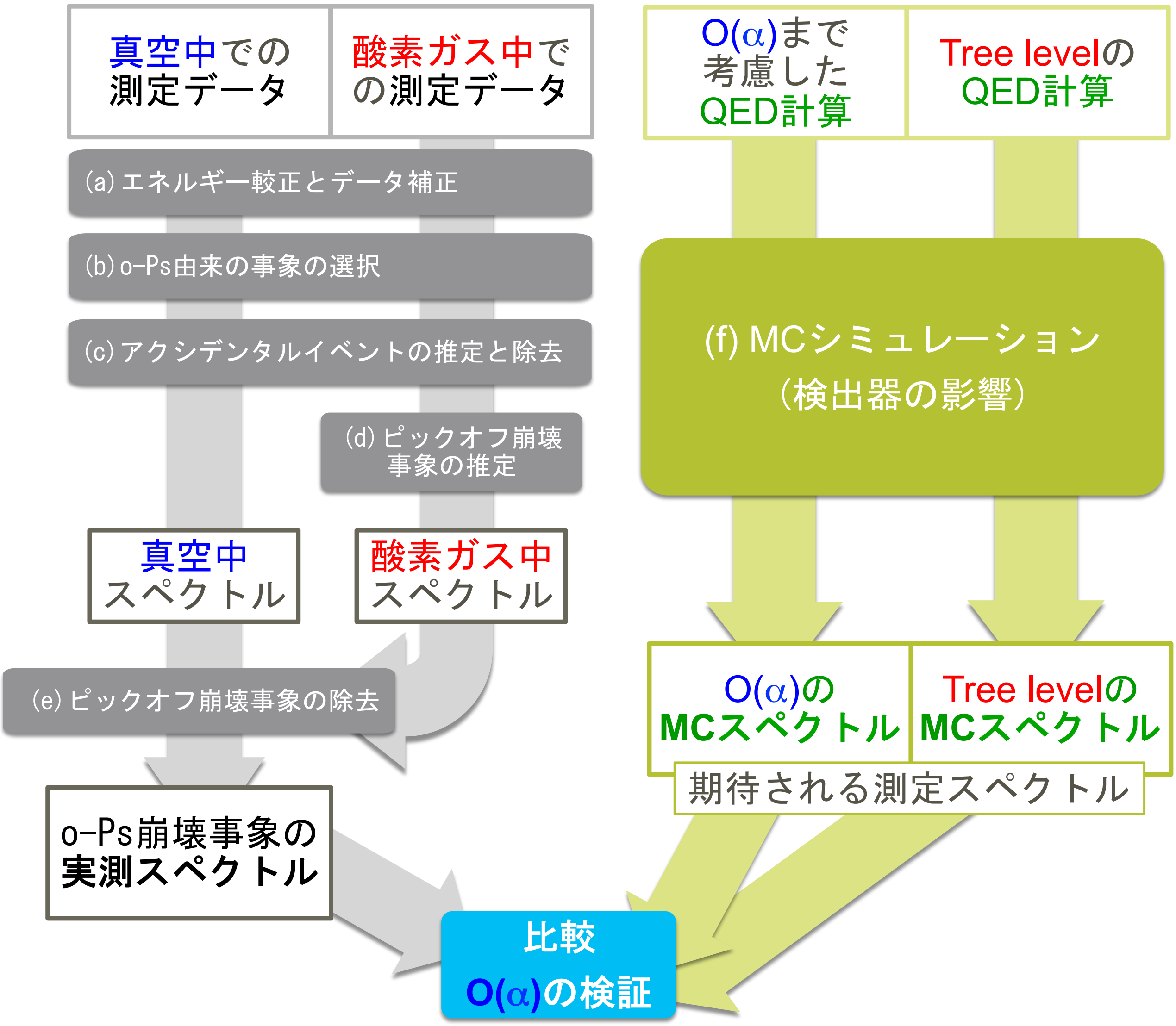


図 1.7: $O(\alpha)$ の検証の全体の流れ : 左側が実測スペクトルを得るための流れ, 右側が QED 計算から得られる推定測定スペクトルを生成するための流れ

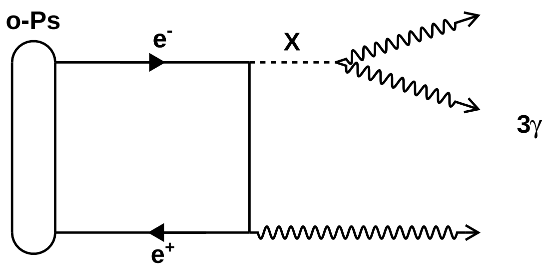
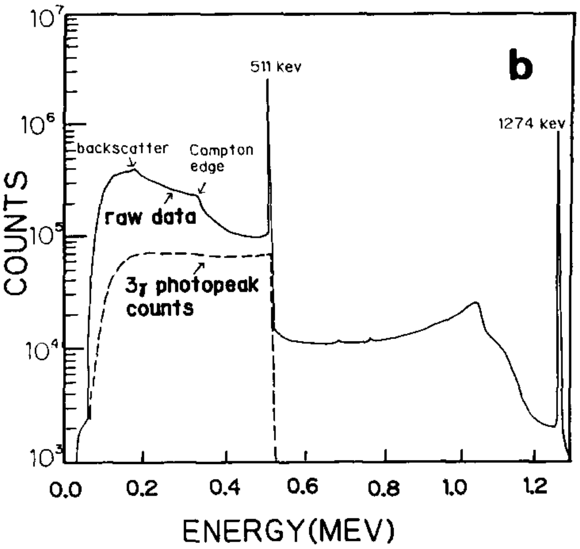
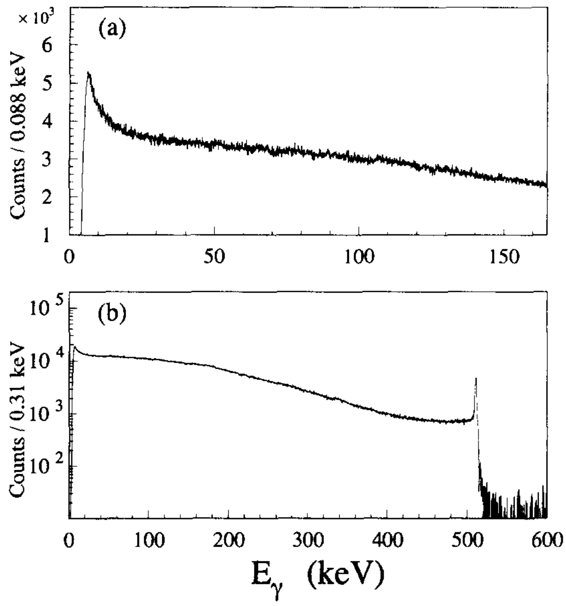


図 1.8: o-Ps $\to X + \gamma \to 3\gamma$ のファインマン図



(a) Tsuchiaki et al. [16] のエネルギースペクトル: raw data が実際のピークサーチに用いた測定スペクトル, 3γ photopeak counts は 3γ 崩壊事象のうち光電吸収された事象の推定スペクトル.



(b) Maeno et al. [17] のエネルギースペクトル: 上段が実際にピークサーチに用いた 160keV 以下, 下段が 600keV までのスペクトル. どちらもアクシデンタルイベントを差し引いた後のスペクトルである.

図 1.9: 過去のピークサーチによる未知粒子探索で用いられたエネルギースペクトル

第 2 章

実験

2.1 実験装置概観

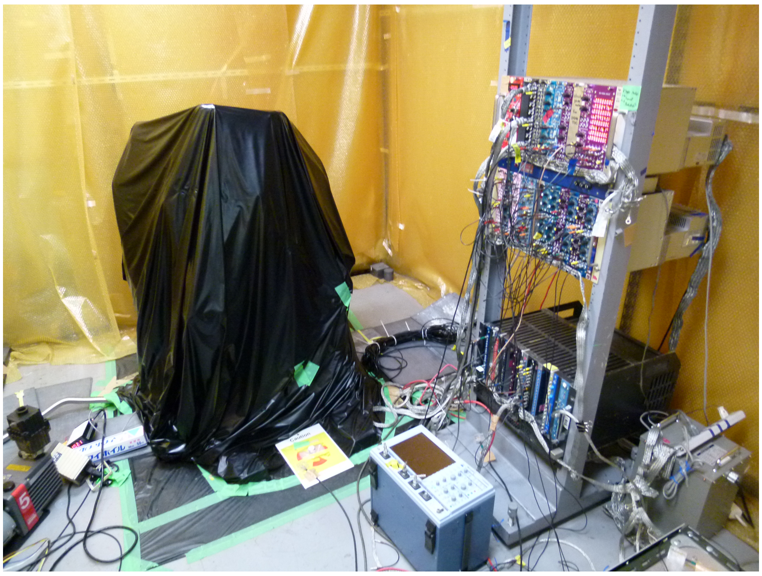
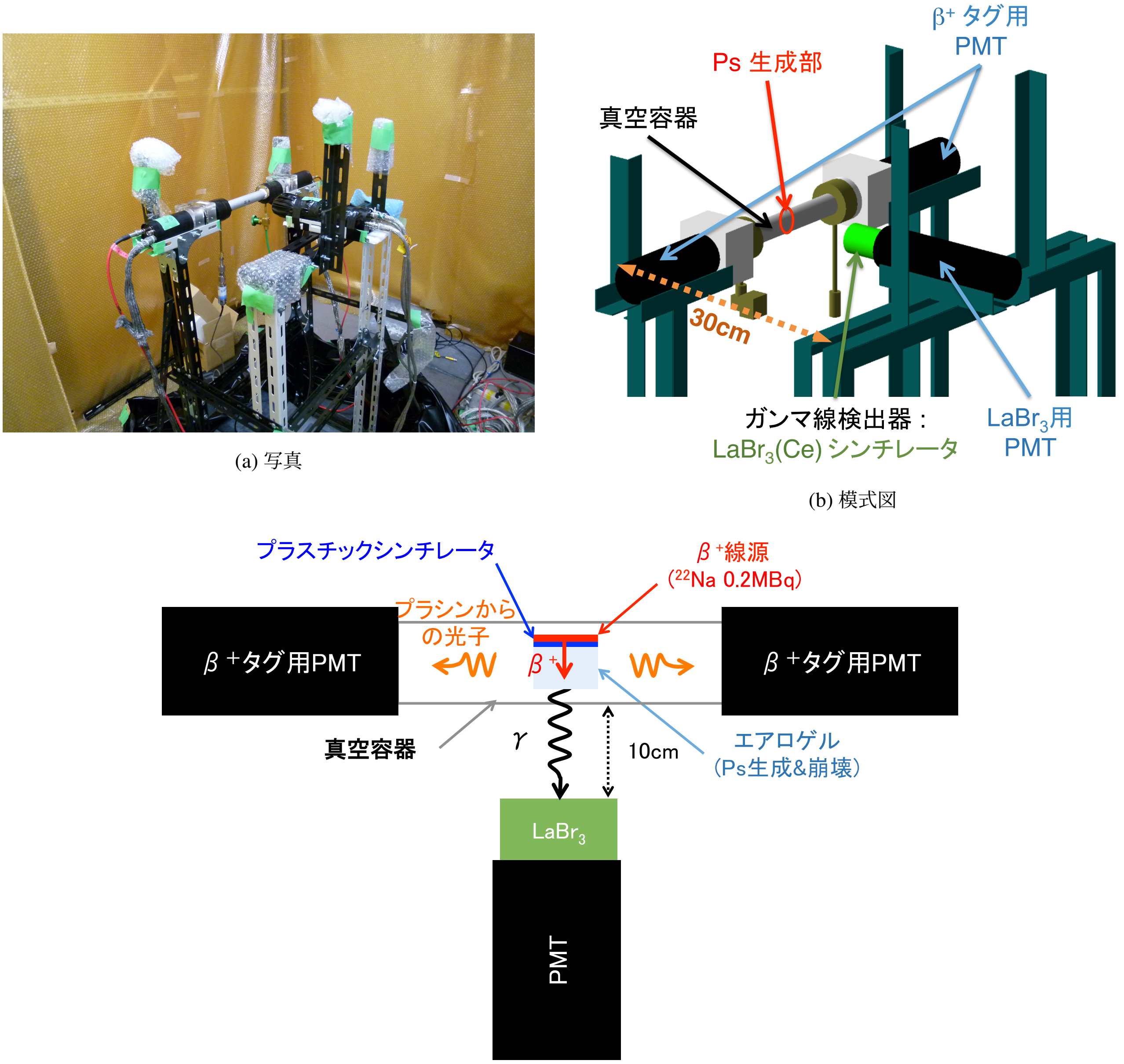


図 2.1: 実験装置全体の写真

実験装置全体の写真が図 2.1 となる. 左側の黒い暗幕の覆いの内部に Ps 生成部と検出器がある. 測定時は用いている PMT への迷光を 2 重に防ぐために検出器全体は暗幕に覆われている (各 PMT でも遮光は行われている). 右側のクレートが検出器からの信号から DAQ トリガーを生成し, 必要なデータを取得するための NIM 回路である. データは DAQ トリガーに従って CAMAC モジュールを用いて取得され, ネットワーク LAN で接続された PC のハードディスクに保存されるようになっている.

暗幕内部の Ps 生成部と検出器は図 2.2 のようになっている. 空気との反応によるクエンチ (特に酸素とのスピン交換) を防ぐために Ps 生成部はアルミ管 (外径:3cm, 厚み:1mm) からなる真空容器 (内部気圧 10Pa 以下) の内側に位置している.

具体的な Ps 生成からガンマ線検出までの流れを図 2.2(c) を用いて説明する. まず, Ps 生成のための陽電子線源としてアイソトープ線源 ^{22}Na を用いた. これから放出される陽電子が線源の片側に配置してあるプラスチックシンチレータ (厚み:200μm) を通った場合, プラスチックシンチレータからのシンチレーション光を真空容器両脇の PMT で検出して陽電子放出時間を得る. ここで, プラスチックシンチレータ内で停止した陽電子はプラスチックシンチレータの電子と対消滅するが, プラスチックシンチレータを通過して隣に位置するエアロゲル内に入った陽電子はエアロゲル中で Ps を



(a) 写真

(b) 模式図

(c) 平面図

図 2.2: 暗幕の内部 (Ps 生成部と検出器)

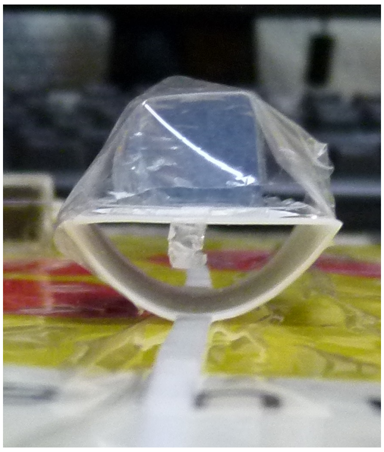
生成する. Ps は Ps の状態でエアロゲル内を漂い崩壊しガンマ線を放出する. 放出したガンマ線は真空容器から 10cm 離れた位置にある LaBr$_3$(Ce) シンチレータによって検出される.

この実験セットアップにおいてはエネルギースペクトルに与える検出器の影響を抑えるために出来る限り物質を減らしシンプルな構造をとることにした. 特に以下の 2 点の工夫をした.

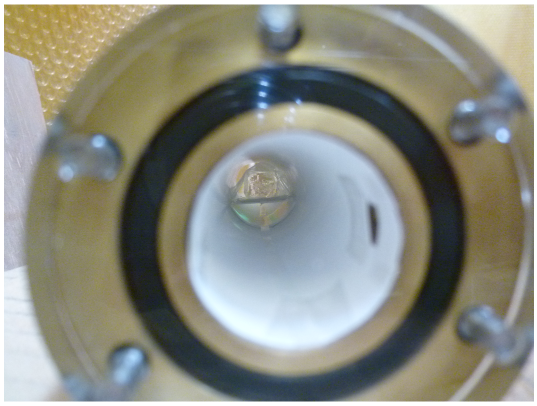
- Ps生成部, 検出器を壁や床から1m以上離して(図2.2(a)) 床や壁でのコンプトン散乱の影響を減らした(ガンマ線が壁や床でコンプトン散乱してガンマ線検出器に入る場合, コンプトン散乱の角度が大きくなることでコンプトン散乱で失うエネルギーが大きくなるので, エネルギースペクトルの高エネルギー領域に対する影響がなくなる). 床から離すために Ps 生成部とガンマ線検出器をスチールフレームの治具で持ち上げている. 特に, これらを別々

に持ち上げることで Ps 生成部とガンマ線検出器の間にアルミ管以外が存在しないようにしている.

- Ps生成部における低物質量化に努めた. エアロゲル, 線源の固定を金属等を用いた頑丈さを優先した設計にするのではなく, 0.5cm 厚のテフロンや 50μm 厚のマイラーテープ等の物質量の小さいものを用いて, 低物質量化を優先した設計にしている (図 2.3).



(a) 真空容器に挿入前



(b) 真空容器に挿入した状態

図 2.3: Ps 生成部の写真 : 写真上側がガンマ線検出器, 手前・奥が β^+ タグ用 PMT の位置になる. 下側に真空容器内壁に沿わせたテフロン台をおき, そのテフロン台に対して線源, プラスチックシンチレータ, エアロゲルをマイラーテープ等で固定している.

2.2 陽電子線源 (^{22}Na)

陽電子線源としては ^{22}Na を用いた (図 2.4(a)). 半減期は 2.60 年で, 図 2.4(b) のように崩壊して β^+ を放出する. 図 2.4(b) にあるように, ^{22}Na は崩壊後に主に ^{22}Ne のスピン 2 の励起状態に移行して, 即座に 1275keV のガンマ線を放出して基底状態に落ちる.

用いた ^{22}Na の崩壊率は測定開始時 (2013 年 12 月 13 日) で 206kBq である. 必要な統計量とパイルアップの効果を考慮して, この強度を選択した.

2.3 β^+ タグ系

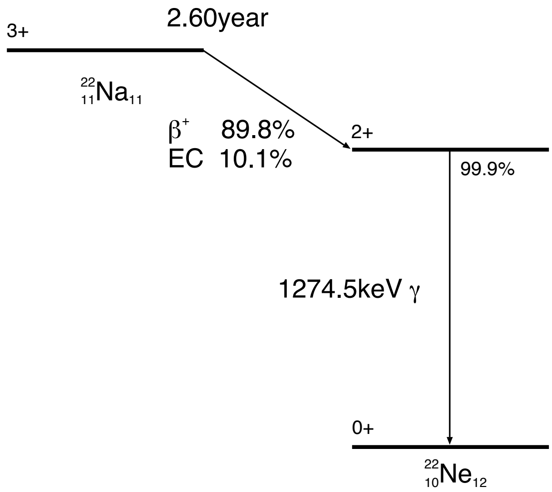
^{22}Na から生じた β^+ は Ps 生成部であるエアロゲルに入る前に図 2.5 のプラスチックシンチレータ (200μm 厚, 直径 2cm の円盤型) を通過する. このとき生じるプラスチックシンチレータからのシンチレーション光を PMT で検出することで β^+ 放出時間を取得している.

プラスチックシンチレータ

プラスチックシンチレータには NE-102A を用いた.

プラスチックシンチレータの厚さを厚くし過ぎると, β^+ がエアロゲルに到達する前にプラスチックシンチレータ中の電子と対消滅してしまう事象が多くなってしまう. そのため, プラスチックシンチレータは薄いほうが良い. しかし, 一方でプラスチックシンチレータが薄いとシンチレーション光の光量が少なくなってしまうという欠点がある. これらの兼ね合いからプラスチックシンチレータの厚さを 200μm に選んだ. シミュレーションから得られた値としては 200μ 厚

(a) ^{22}Na 線源の写真



(b) ^{22}Na の崩壊図 [18]

図 2.4: ^{22}Na 線源の写真と崩壊図

で約 3 割の β^+ がプラスチックシンチレータを通過する.

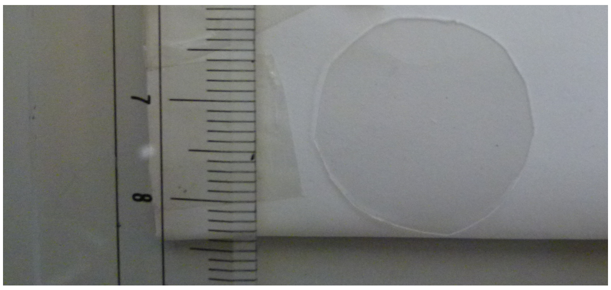


図 2.5: 200μm 厚プラスチックシンチレータ

真空容器内壁

本実験のセットアップでは PMT に到達するシンチレーション光は数光子しかない. この数少ない光子を効率よく PMT で検出するために, PMT までの光路となる真空容器の内壁には反射材として 125μm 厚のデュラポアメンブレンフィルター (ポリフッ化ビニリデン [PVDF] からできているろ過フィルター, 図 2.3 で真空容器内側の白い膜) を用いた. また, Ps 生成部の治具として用いたテフロンも高反射率を持っている.

光電子増倍管 (PMT)

プラスチックシンチレータからのシンチレーション光の検出に用いている PMT は浜松フォトニクスの H7195(直径 2 インチの光電面をもつ R329-02 内蔵のアセンブリ) である. 真空容器の両側に PMT を置き, 2 つの PMT でコインシデンスをとることで PMT の暗電流による誤った信号を除いている. 得られる 2 つの β^+ タグ用 PMT の光量スペクトルが図 2.6 である.

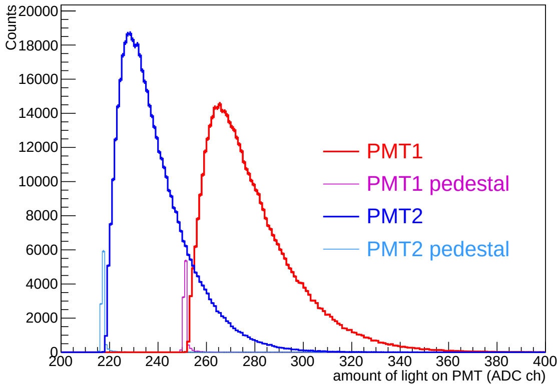


図 2.6: 2 つの β^+ タグ用 PMT での光量のスペクトル : 横軸が β^+ タグ用 PMT の信号を入力した ADC の ch 数. 縦軸は真空中での測定での β^+ タグ用 PMT のカウント (赤, 青線) とそれらのペデスタルピーク (桃色, 水色線).

2.4　Ps 生成部 (シリカエアロゲル)

Ps 生成のための電子供給源として密度 0.13g/cc で $2 \times 1 \times 1$cm のシリカエアロゲル (松下電工の SP-30, 図 2.7) を用いた. シリカエアロゲルとは SiO_2 の多孔質物質である. SiO_2 は Ps に対して負の化学ポテンシャルを持つため, β^+ がエアロゲルの電子と反応して生じた Ps は SiO_2 分子に入り込まずに, エアロゲル中の穴に浮遊する. そのため, SiO_2 中の電子と対消滅する確率が低く, 高効率で Ps の崩壊事象を観測することができる. このエアロゲルでは, エアロゲル中で停止した β^+ のうち約 1 割が o-Ps を形成する (測定データより). また, 本実験では十分厚いエアロゲルを用いており (図 2.2(c) の垂直方向に 1cm), プラスチックシンチレータを通過した β^+ はほぼ 100% の確率でエアロゲル中で止まりエアロゲル中の電子と反応する.

2.5　ガンマ線検出器 [$LaBr_3$(Ce)]

ガンマ線検出器には $LaBr_3$(Ce) シンチレータ (Saint-Gobain B380, 図 2.8) を用いた. 直径 38.1mm, 長さ 50.8mm の円柱形をしている. $LaBr_3$(Ce) のシンチレーション光の検出にも β^+ タグ用 PMT と同型の浜松フォトニクスの H7195 の PMT を用いている.

2.5.1　$LaBr_3$(Ce) の長所

$LaBr_3$(Ce) を選んだ理由としては以下の 4 つが挙げられる.

- 高いエネルギー分解能
  $LaBr_3$(Ce) は光量が多く, 代表的な無機シンチレータである NaI シンチレータより高いエネルギー分解能を持つ.

図 2.7: 密度 0.13g/cc で $2 \times 1 \times 1$cm のシリカエアロゲル

図 2.8: $LaBr_3$(Ce) シンチレータ (Saint-Gobain B380)

典型的な値としては FWHM(半値全幅) で 4%@511keV である．

- 短いパルス幅

  $LaBr_3$(Ce) は NaI シンチレータより短い立ち下がり時間 (約 50ns) を持っており, 短いパルス幅をもつ．そのために高レートのシグナルが来ても連続した 2 つのシグナルを分けることができ, パイルアップに強いシンチレータと言える．パイルアップした事象はエネルギーが正確に測定できないため $O(\alpha)$ の検証をする上で大きな問題となる．しかし, $LaBr_3$(Ce) が短いパルス幅であるために, 節 2.2 で述べたような高い崩壊率の ^{22}Na 線源を用いてもパイルアップする確率は 0.1% より小さく, パイルアップの影響は 0.4% の $O(\alpha)$ を検証する上で十分小さくなっている．

- 原子番号 Z が大きい

  $LaBr_3$(Ce) は La が原子番号 57, Br が 35 であり, 半導体 Ge 検出器の原子番号 32 などと比べて Z が比較的大きいシンチレータである．物質とガンマ線の相互作用において光電効果の反応断面積は Z^5 に比例するので, $LaBr_3$(Ce) では他と比べて光電効果が起こりやすく, コンプトン散乱が起こりにくくなる．そのため, ガンマ線で

のコンプトン散乱によるスペクトルの変形が小さくなるといえる. 実際, $LaBr_3$(Ce) に対する光電効果の断面積 @500keV は Ge 検出器に比べて 3 倍程度大きい.

- 簡素な構造
  Ge 半導体検出器は特出したエネルギー分解能を持つが, Ge の冷却のためや内蔵プリアンプのために検出器内部に構造を持ち, 結晶周りの構造自体を知るのが難しい. 一方で $LaBr_3$(Ce) といったシンチレータは結晶の外側に反射材や外装 (使用した $LaBr_3$(Ce) の場合アルミニウム) があるだけの簡素な構造である. 結晶周りの物質は検出されるガンマ線に影響を与える可能性が配置的に大きいため, 高い精度でシミュレーションを行う上でガンマ線検出器の構造が簡素であることはとても重要である.

以上の $LaBr_3$(Ce) と他の検出器の比較を表 2.1 にまとめた.

表 2.1: 各ガンマ線検出器の比較 [19]

検出器	エネルギー分解能 FWHM(%)511keV	立ち下がり時間	密度 (g/cc)	光電効果の断面積@500keV (cm^2/g)	(cm^{-1})
$LaBr_3$(Ce)	4%	50ns	5.08	1.22×10^{-2}	6.19×10^{-2}
NaI(Tl)	8%	500ns	3.67	1.68×10^{-2}	6.16×10^{-2}
Ge	0.5%	数 μs	5.32	3.54×10^{-3}	1.88×10^{-2}

2.6 データ取得システム

検出器としては, β^+ タグ用 PMT2 つと $LaBr_3$(Ce) の PMT になる. 本実験で用いた PMT, H7195 は陰極を 2 つに分けて出力するので, 一方を信号の大きさの測定用に, もう一方をトリガーの生成用に用いた.

β^+ タグ用 PMT と $LaBr_3$(Ce) の信号の大きさの測定には, ウィルキンソン型の電荷積分 Analogue-to-Digital Converter (ADC) である LeCroy 社製の 2249W を用いた. 時間情報の取得には, 2GHz の外部クロックを用いて時間を計測する Time-to-Digital Converter (TDC) を用いた. これは, 共通の 1 個のスタートに対して 8ch のストップまでの時間を各々計測できる TDC である.

ADC, TDC 等のデータは CAMAC を通してコンピュータのハードディスクに保存するようになっている.

2.6.1 NIM 回路

トリガーを生成するための NIM 回路が図 2.9 である.

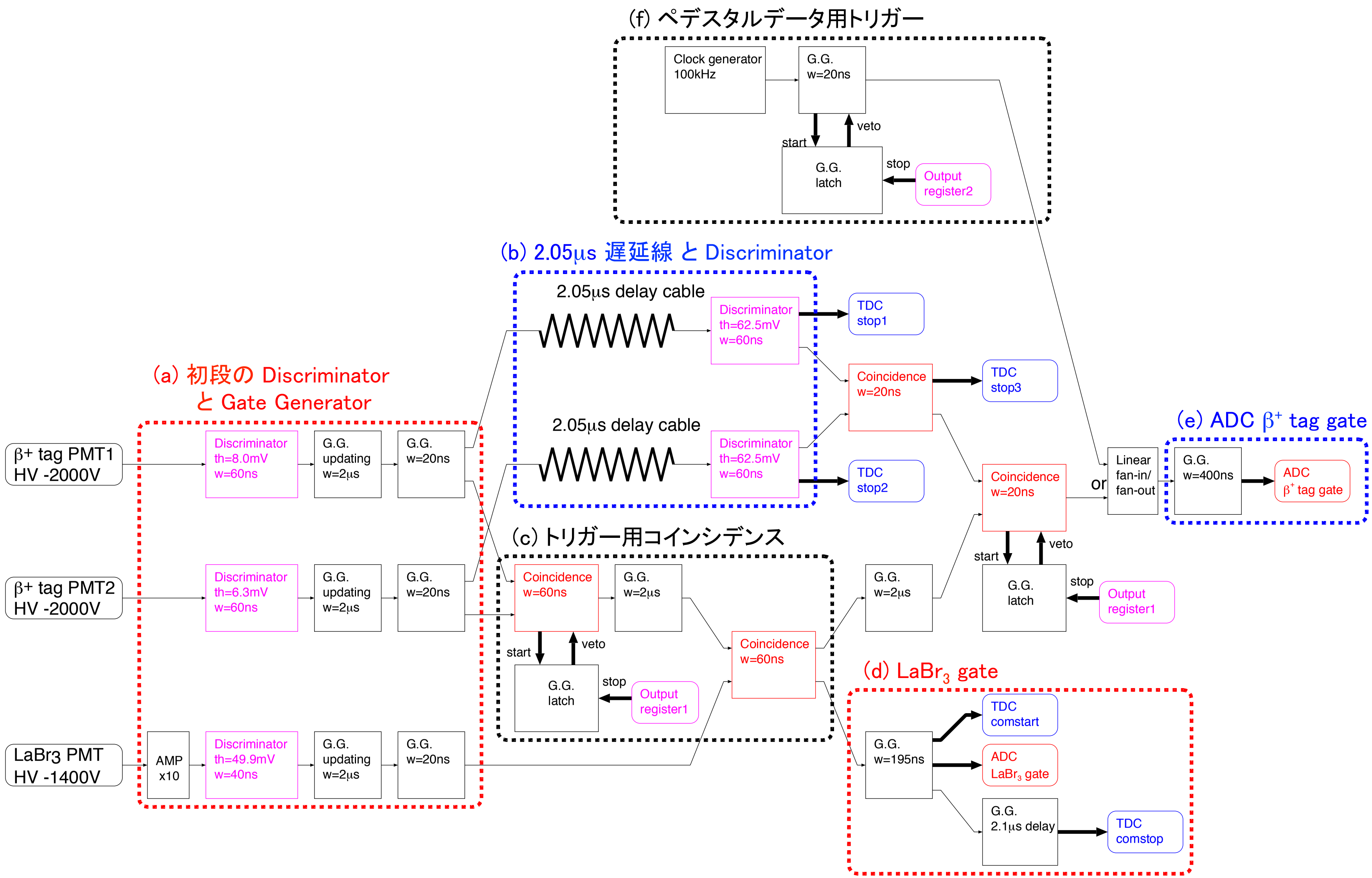


図 2.9: トリガー生成のための NIM 回路 : G.G. は Gate Generator, th はスレショルド値, w はゲート幅を示す. (a)–(f) の点線で囲まれた部分は本文中の説明に対応する部分.

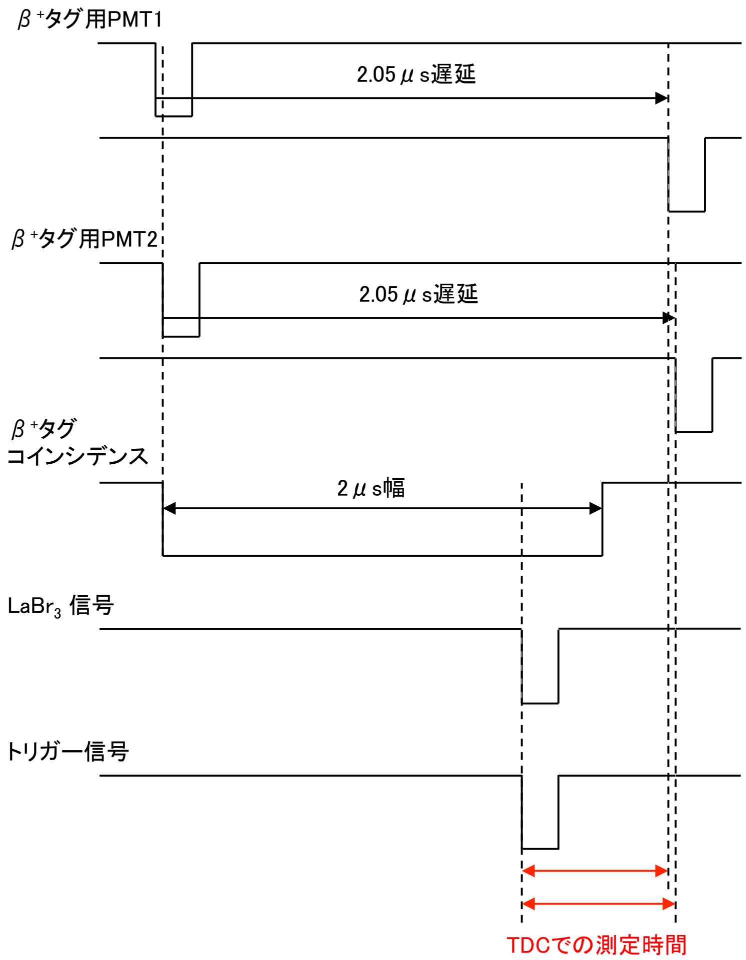


図 2.10: トリガーの生成と TDC による測定時間の取得方法を表すタイミングチャート図

NIM 回路での事象選択の方針としては, 図 2.10 のように 2 つの β^+ タグ用 PMT が同時に信号を出してから 2μs 以内に LaBr$_3$(Ce) が信号を出したときの事象を選択するようにしている. LaBr$_3$(Ce) の信号は o-Ps が長寿命であるために遅れてやってくるので, 2 つの β^+ タグ用 PMT のコインシデンスを幅 2μs に伸ばしたゲートを用いて, LaBr$_3$(Ce) と β^+ タグのコインシデンスをとり, LaBr$_3$(Ce) のタイミングのトリガーでデータ取得を行っている.

以降の (a)–(f) で NIM 回路 (図 2.9) の各部分について説明していく.

(a) 初段の Discriminator と Gate Generator

NIM 回路の初段は, 信号が来たかどうかを判断する Discriminator である. LaBr$_3$(Ce) においては Discriminator でパルスの高さの低い信号も認識できるように Discriminator の前に 10 倍アンプを入れている.

Discriminator の次が出力幅の長い (2μs) updating な Gate Generator であり, これを用いることですべての信号に関して 2μs 前まで信号がないような事象のみを取り出している (図 2.11). パルスの立ち下がりにおいて小さな乱れから誤って Discriminator のスレショルドを下から上に超えることがあるが, この機構によって立ち下がりの誤ったタイミングでゲートを作るのを防いでくれる

2 個目の Gate Generator ではその次のコインシデンスで出来る限り同時時刻の信号のみ取り出せるように, 短いゲート幅にしている.

(b) 2.05μs 遅延線と Discriminator

トリガーのタイミングを β^+ タグよりも後にくる LaBr$_3$(Ce) のタイミングでとるので, スタートを LaBr$_3$(Ce)

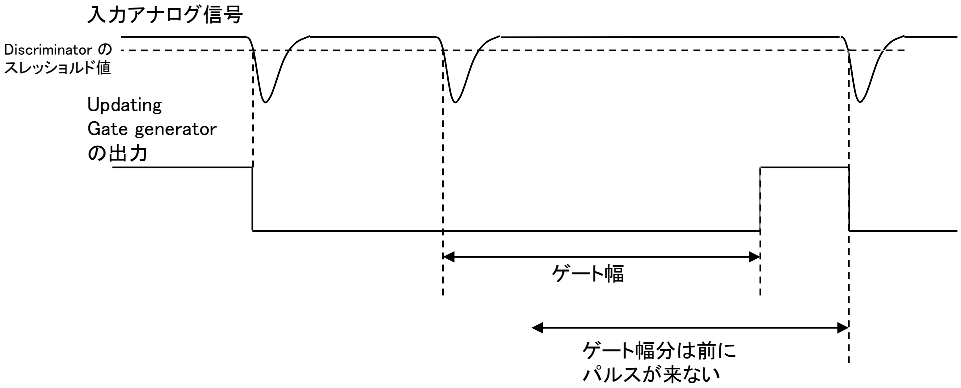


図 2.11: Discriminator の入力と updating な Gate Generator の出力のタイミングチャート図 : 最後に来たパルス (2 番目のパルス) の後に必ず設定したゲート幅が開くので, 次に来るパルス (3 番目のパルス) から見て前にゲート幅分の時間は必ずパルスが来ていない.

のタイミングにして, 一律に遅らせた β^+ タグ信号をストップにすることにした. そのため, β^+ タグの信号はトリガー生成用の信号とは別に TDC のストップを作るための 2.05μs 遅延線 (410m) で遅らせた信号を作った. 電子回路を用いず遅延線で物理的に遅らせることで, 遅延時間が一定に保たれることを担保している. また, 遅延線において外部からノイズを拾うことを防ぐために遅延線はすべて鉄製の箱の中に収納している.

遅延線が長いために信号が減衰するので, 遅延後は Discriminator で再び元の矩形波に戻している.

(c) トリガー用のコインシデンス

2 つの β^+ タグ用 PMT のトリガー生成用信号 (2.05μs 遅延していない方) でコインシデンスをとっている. このコインシデンスの出力を 2μs の幅に伸ばし, さらに $LaBr_3$(Ce) の信号とコインシデンスをとることでトリガーを生成している.

この 2 つの β^+ タグ用 PMT のコインシデンスに Gate generator で latch を設け (ストップが入るまでゲートを開き続けるので, その出力をコインシデンスの veto に入力することでストップが入るまでコインシデンスが出力を出すのを防いでくれる), latch のストップに CAMAC の Output register の出力を入力することで Output register からの出力がない限り, コインシデンスで信号を受け付けないようにしている. これを用いて ADC, TDC でのデジタル変換中は信号を受け付けないようにしている.

(d) ADC $LaBr_3$(Ce) gate

β^+ タグ用 PMT と $LaBr_3$(Ce) のコインシデンスの信号から, $LaBr_3$(Ce) 用の ADC のゲートを生成した. ゲート幅は 195ns である.

さらに, この信号から TDC のスタート (comstart) を作り, またこの信号を 2.1μs 遅らせた信号を TDC 全体のストップ (comstop) としている.

(e) ADC β^+tag gate

β^+ タグ用 PMT の信号の大きさも念のため測定するために (解析には用いていない), β^+ タグ用に ADC のゲートを作っている. トリガーを $LaBr_3$(Ce) の信号のタイミングで生成しているために, それ以前の β^+ のタイミングでのゲートは作ることができないので, 2.05μs 遅延したタイミングで, β^+ タグ用のゲートをつくっている. そのため, ADC に入れる β^+ タグ用 PMT のアナログ信号も 2μs 遅らせる必要がある. これも遅延線で遅らせているため大きく減衰しているので, 信号が幅広くなっている. そのためゲート幅は 400ns と広くしている.

(f) ペデスタルデータ用トリガー

各 ADC のエネルギー補正のためのペデスタルデータ (エネルギー 0keV の位置を表すデータ) も定期的にとっ

た. ペデスタルデータをとるためのトリガーは Clock generator の 100kHz のランダムトリガーを用いた. ランダムトリガーに用いている latch のストップと o-Ps データのためのトリガーの latch のストップに別個の Output register を用いることで CAMAC の命令で o-Ps データを取るかペデスタルデータを取るかを決められるようになっている.

ペデスタルデータは o-Ps データ 5×10^5 イベントおきに 1×10^4 イベント取ることにしており, 時間間隔としては約 10 分間隔である.

2.6.2 ADC の非線形性

ADC には LeCroy 社製の 11bit ADC 2249W を用いたが, この ADC の積分非線形性は 0.05% である [20]. 本実験では狭いエネルギー領域 (400–530keV) を用いるので十分小さい積分非線形性といえる.

ただし, 微分非線形性に関しては 16ch 周期の非線形性が見られたので, これを評価するための測定を行った.

微分非線形性の測定

微分非線形性を測定するために, Time-to-analogue converter(TAC) を用いた. これはスタート入力とストップ入力の時間差に比例した高さのパルスを出力するモジュールである. TAC のスタートに Clock generator で生成した 100kHz のクロックを入力し, ストップにはランダムパルスとして $LaBr_3$(Ce) による ^{137}Cs 線源のガンマ線検出信号を用いた. 2kHz の DAQ レートで約 1 ヶ月, 計 5.1×10^9 イベントを測定した. その結果のスペクトルが図 2.12(a) である. ^{137}Cs 線源の崩壊がポアソン分布に従うので, 時間差は指数関数に従う. しかし, 今回の測定では回路での後段のモジュールの影響で指数関数からずれているのが確認された. そのため, 9 次多項式で広範囲をフィットしてこれを期待されるスペクトルとした. この 9 次多項式と測定結果との差から 16ch の非線形性を見た. 微分非線形性は, スペクトルを離散フーリエ変換したパワースペクトルに顕著に現れるので, 測定結果と 9 次多項式を離散フーリエ変換した (図 2.12(b)). 16ch 周期に対応する $k = 20$ の部分で, 測定結果が 9 次多項式とズレているのがはっきりわかる.

測定結果と 9 次多項式で差分 (%) をとり, さらにその差分の 16ch 周期の平均をとったものが図 2.12(c) である. この平均変動を用いてスペクトルの補正を行った. 詳細は小節 4.3.1 で述べる.

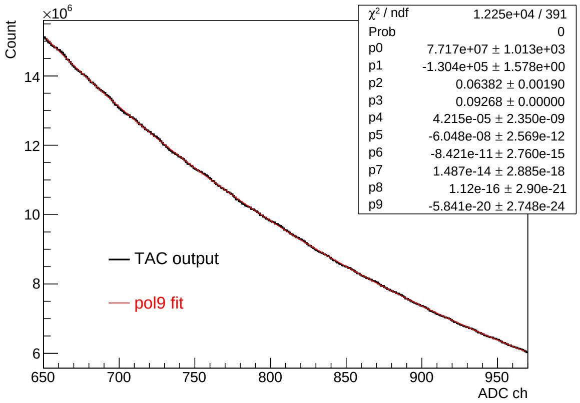
2.6.3 真空容器内のガス

o-Ps のデータを取得する際, 真空容器内は装置全体を覆う暗幕外側に置かれたロータリーポンプで真空引きした. 真空度は 10Pa 以下である.

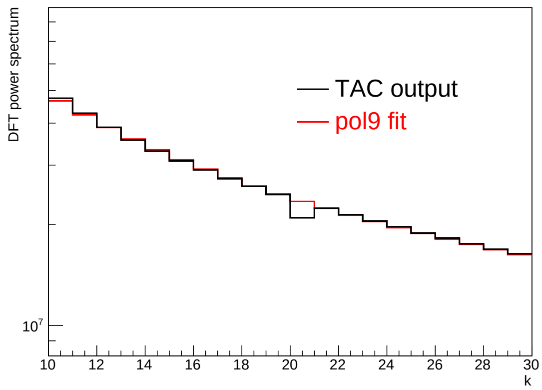
一方, ピックオフ崩壊による背景事象の推定のための酸素ガス中での測定では, 真空容器中に純度 99.9% の酸素ガスを 1 気圧で封入した. 各測定期間内での酸素ガス気圧の減少は 0.5% 以下であり, 十分小さい.

2.7 測定

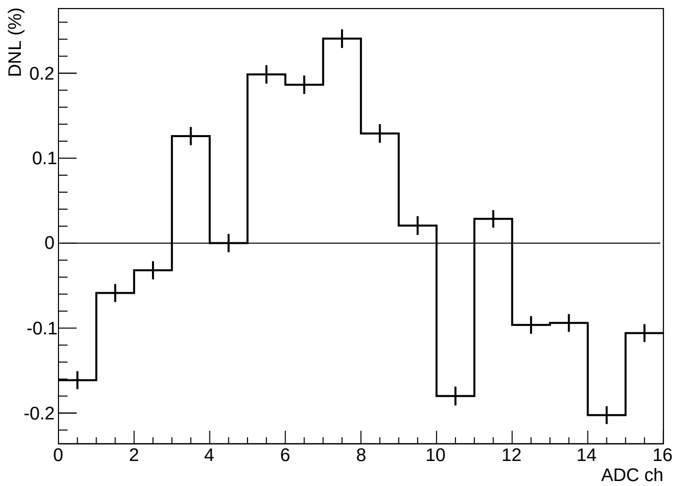
全測定期間は 4 ヶ月であり, 真空中での測定と酸素ガス中での測定とで条件が変わってしまうのをなるべく避けるために, 交互に各 5 回ずつに分けて測定を行った. 測定期間などの測定における各種パラメータは表 2.2 にまとめた. データ取得レートはイベント数を測定時間で割ったイベントレート, カウントレートはイベント数を Live time で割ったイベントレートである. Live time は測定時間から Dead time (ADC の変換時間など) を差し引いた時間であり, データ取得システムで latch がかかっていない間の時間を測定して求めている (図 2.9 では省略している). 測定中は ADC のゲイン変動を減らすために室温を空調によって 22.5 ± 0.5°C に保った.



(a) TAC 出力の測定結果と 9 次多項式でのフィット：黒線が測定スペクトル, 赤線が 9 次多項式でのフィット. 横軸は ADC の ch で, 380–580keV に相当する範囲を示している.



(b) (a) の TAC 出力の測定結果と 9 次多項式における 650–970ch 領域の離散フーリエ変換パワースペクトル：横軸は 320/k ch 周期に対応する. 赤線が TAC 出力の測定結果のフーリエ変換, 黒線が 9 次多項式のフーリエ変換.



(c) ADC の 16ch 周期の平均変動 (%) : (a) の TAC 出力の測定結果と 9 次多項式の差分 (%) を求め, さらにその差分の 16ch 周期で平均をとったもの.

図 2.12: ADC の 16ch 周期微分非線形性の測定結果

表 2.2: 測定における各種パラメータ：データ取得レートは実時間でのイベントレート, カウントレートは Live time でのイベントレート.

開始日–終了日	ガス	総事象数	データ取得レート (Hz)	カウントレート (Hz)
2013/12/13–2013/12/23	真空中	5.5×10^8	6.9×10^2	8.1×10^2
2013/12/23–2013/12/27	酸素ガス中	3.0×10^8	8.5×10^2	10.6×10^2
2013/12/27–2014/01/17	真空中	12.3×10^8	7.0×10^2	8.2×10^2
2014/01/17–2014/01/21	酸素ガス中	3.0×10^8	8.5×10^2	10.4×10^2
2014/01/21–2014/02/13	真空中	12.6×10^8	6.9×10^2	8.1×10^2
2014/02/13–2014/02/17	酸素ガス中	3.0×10^8	8.4×10^2	10.2×10^2
2014/02/17–2014/03/14	真空中	14.2×10^8	6.8×10^2	7.9×10^2
2014/03/14–2014/03/23	酸素ガス中	6.2×10^8	8.2×10^2	9.9×10^2
2014/03/23–2014/04/14	真空中	12.3×10^8	6.6×10^2	7.7×10^2
2014/04/14–2014/04/20	酸素ガス中	4.1×10^8	8.0×10^2	9.6×10^2

第 3 章

Monte Carlo シミュレーション

3.1 Monte Carlo シミュレーションの構成

Monte Carlo シミュレーション (MC) には GEANT4 を用いた. この MC では小節 1.2.1 の QED 計算から o-Ps 崩壊による 3 本のガンマ線のエネルギーを決めて生成し, 3 本のガンマ線の検出器内での物質との相互作用をすべてシミュレートして $LaBr_3$(Ce) で落とすエネルギーの分布を求めた. 精度を出すために十分統計量が必要であるので, $O(\alpha)$, Tree level の各 o-Ps 崩壊ガンマ線をそれぞれ 2.1×10^{12} 回シミュレーションした. ガンマ線の検出事象数で 3.0×10^{10} イベントに相当する.

また, 物質の効果を正確に求めるために MC 内で実験セットアップを精密に再現している. 特に線源周りと $LaBr_3$(Ce) 周りはガンマ線が通過する確率が高いので 0.1mm 単位のものまで再現した. さらに, 線源ケースと $LaBr_3$(Ce) の外装に関しては実物の質量を測定し, MC 内に再現されたものと矛盾がないか確認している (^{22}Na だけ β^+ 線源であるために質量が小さい).

表 3.1: 各種線源と $LaBr_3$(Ce) の実物の質量と MC 内での質量

	^{22}Na	^{51}Cr	^{137}Cs	$LaBr_3$(Ce)
実測 (g)	0.5	2.8	4.3	323.4
MC 内 (g)	0.3	2.8	4.4	324.0

3.1.1 放出ガンマ線

QED 計算における式 (1.21) のような形式での被積分関数が 3 本の放出ガンマ線のエネルギー $(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ の確率密度関数である. そのため, $O(\alpha)$, Tree level のおのおのの QED 計算におけるこの確率分布にしたがって o-Ps の 3 本の崩壊ガンマ線のエネルギーを決めた. さらにある一本のガンマ線の運動量ベクトルを軸とした回転と, 全体の 3 次元回転の自由度があるので, それらについては等角, 等方的に決めた (図 3.1).

放出ガンマ線のエネルギーと運動量は上記の手順で決まるが, さらにガンマ線の放出位置, つまり o-Ps の崩壊位置を決める必要がある. Ps は β^+ が止まった位置で形成されるので, MC シミュレーションで ^{22}Na 線源からエアロゲルまでの β^+ の軌跡を追い, β^+ の停止位置の確率分布を作成した (図 3.2). このうちエアロゲル中で停止した事象の分布に従って o-Ps の崩壊点を決めた.

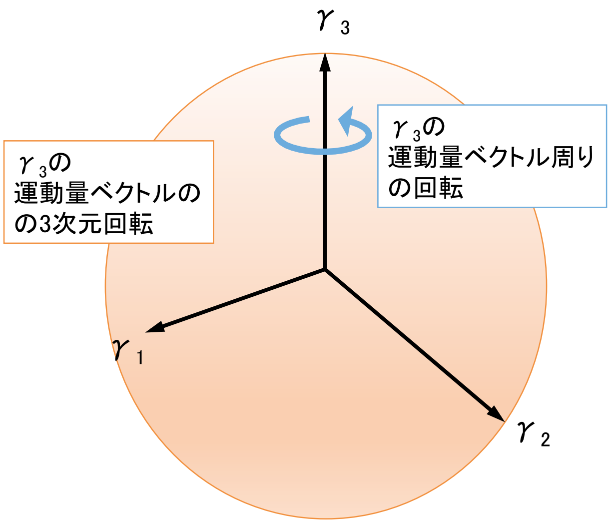


図 3.1: MC で放出される 3γ の自由度 : γ_3 の軸周りに残り 2 本のガンマ線を回転する自由度, 全体を全方位に 3 次元回転するような自由度がある.

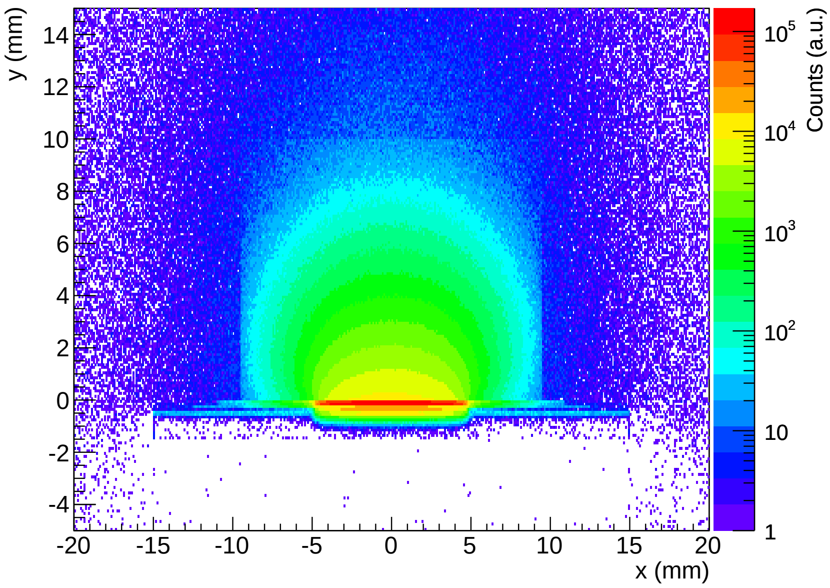


図 3.2: β^+ の停止位置の分布 : 図 2.2(c) の平面図で上下逆にエアロゲルの周りを見た図. 上方に $LaBr_3$(Ce) があり, 左右に β^+ タグ用 PMT がある. (x,y)=(0,0) が ^{22}Na 線源の中心. z 軸は MC でシミュレートして各点で停止したガンマ線の数を示す. 色の変化で長方形に見える部分がエアロゲルの領域である. エアロゲル内では周囲の真空中より停止する確率が高いため色が変わっている.

3.1.2 出力データ

出力データは, 各 o-Ps の崩壊で 3 本のガンマ線が $LaBr_3$(Ce) に落としたエネルギーの合計である. このため, この MC では 3 本のうち複数本のガンマ線が検出された事象 (Simultaneous hits イベント, 小節 3.3.4) も考慮される.

MC で生成されるデータはガンマ線が $LaBr_3$(Ce) に落としたエネルギーであるので, $LaBr_3$(Ce) 検出器のエネルギー分解能は考慮されていない. そのため, 例えば単色線源 ^{51}Cr の 320keV の MC を生成した場合, MC の出力生データのスペクトルは図 3.3 の赤線ようになり, 光電吸収ピークが一点のエネルギーに立つ. そのため, 測定スペクトルと比較するためには MC スペクトルを生成する際に, 検出器のエネルギー分解能によるエネルギースペクトルの smear を行う必要がある. PMT の出力である電子数の統計的ふらつきはポアソン分布で記述でき, さらにこの場合中心極限定理によりガウス分布で近似できる. エネルギー E_0(keV) での検出器の分エネルギー解能 $\sigma(E_0)$ (今後エネルギー分解能は FWHM でなく, ガウス分布の標準偏差 σ で表すものとする.) を入力パラメータとして MC の出力生データを smear することにした.

この際, $\sigma(E)$ のエネルギー依存性は,

$$\sigma(E) = \sigma(E_0)\sqrt{\frac{E}{E_0}}, \tag{3.1}$$

とした. これは, ペデスタル (ベースライン) のふらつきが十分小さく (節 4.2 参照) 定数項は 0 とみなせるためである. つまり, エネルギー分解能を決める要因としては純粋に $LaBr_3$(Ce) の光量のみに依存するとしている. また, σ の $\propto \sqrt{E}$ の依存性の確認は, 2 つの単色線源 (320keV, 662keV) の測定から得られた検出器のエネルギー分解能 (小節 3.2.5) と 2γ 崩壊の 511keV のガンマ線から得られた検出器のエネルギー分解能 (小節 4.6.3) で行った. その結果が図 3.4 である. これら 3 つのエネルギーでの検出器のエネルギー分解能 σ(keV) を, $p_0\sqrt{E}$ でフィットして $\propto \sqrt{E}$ の依存性を見た. 320, 662keV はよく一致しており, 511keV だけフィット結果に比べてデータ点が 0.1keV 程度大きくなっているが, これは長時間の使用による検出器のエネルギー分解能の悪化によるものと考えられる (小節 4.3.2 参照). よって, 測定結果に $\propto \sqrt{E}$ の依存性との矛盾はないといえる.

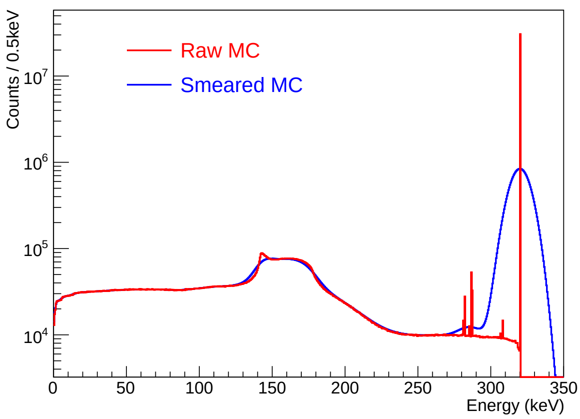


図 3.3: 単色ガンマ線源 ^{51}Cr 320keV の MC の生データ (赤線) と smear 後のスペクトル (青線)

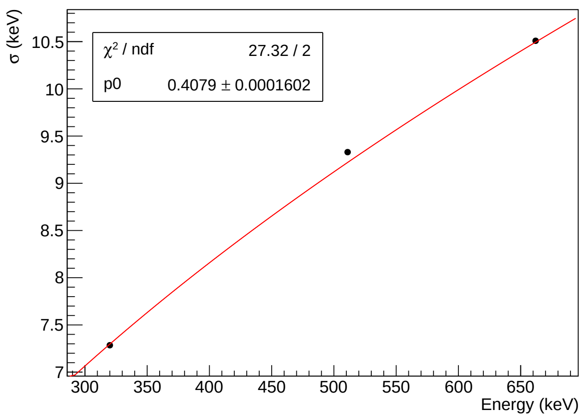


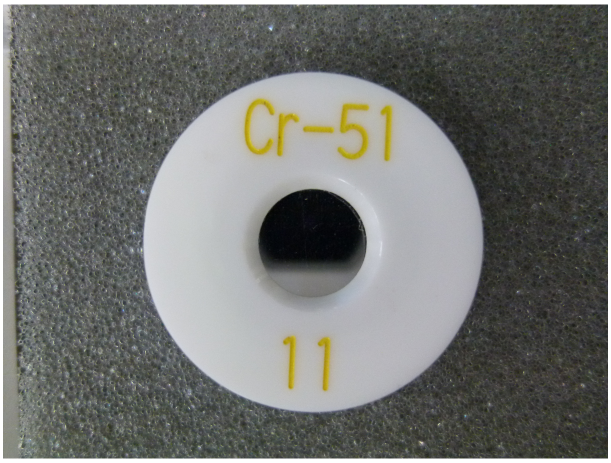
図 3.4: 検出器のエネルギー分解能 σ(keV) のエネルギー依存性: 黒点が測定から得られた 320, 511, 662keV での検出器のエネルギー分解能 σ(keV), 赤線が $p_0\sqrt{E}$ でのフィット結果.

3.2 単色ガンマ線源での測定とシミュレーションの比較

精度の良いシミュレーションをつくると同時にその精度を評価する必要がある. そのために, 本実験では o-Ps で実際に用いるエネルギー領域 400–530keV の前後 2 つのエネルギーの単色ガンマ線源でも測定を行い, さらにそれらの単色線源の MC も生成して, 単色線源における実測と MC の比較を行った. 使用した単色線源は表 3.2 の 2 つである.

表 3.2: 使用した単色線源

	ガンマ線エネルギー (keV)	半減期	
^{51}Cr	320	27.7 日	図 3.5(a)
^{137}Cs	662	30.2 年	図 3.5(b)



(a) ^{51}Cr

(b) ^{137}Cs

図 3.5: 使用した単色線源

3.2.1 単色ガンマ線源の測定

各単色線源は Ps 生成部の ^{22}Na の位置に配置して測定した. 測定時には単色線源のデータ 1×10^5 イベント毎に 1×10^4 イベントのペデスタルデータを取得した (^{51}Cr では 3 分おき, ^{137}Cs では 2 分おき). このペデスタルと各光電吸収ピークを用いて ADC の ch 数からエネルギー (keV) に変換するエネルギー較正直線を求め, エネルギー較正を行った. 測定における各種パラメータは表 3.3 にまとめた.

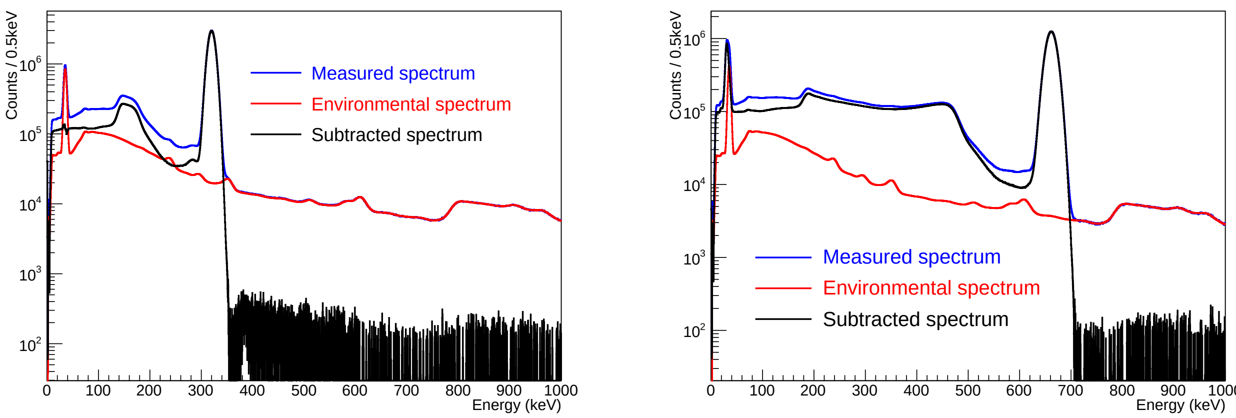
3.2.2 環境放射線の測定と除去

単色線源ガンマ線源ではデータ取得システムにおいてコインシデンスによる事象選択をしないので (o-Ps の測定では β^+ タグとのコインシデンスをするので環境放射線事象は落とされる), 測定データには環境放射線による事象が含まれる. その寄与を推定・除去するため別途環境放射線スペクトルを測定した (線源を除いた状態での測定). 測定での各種パラメータは表 3.3 に載せてある. 図 3.6 が環境放射線を除く前の単色線源スペクトル (青線) と, 環境放射線スペクトル (赤線), 環境放射線を除いた後の単色線源スペクトル (黒線) である. 環境放射線測定においても, 1×10^5 イベント毎 (10

表 3.3: 単色線源と環境放射線の測定での各種パラメータ：データ取得レートは実時間でのイベントレート, カウントレートは Live time でのイベントレート.

測定データ	開始日–終了日	総事象数	データ取得レート (Hz)	カウントレート (Hz)
^{51}Cr	2013/05/03–2013/05/09	2.4×10^8	5.3×10^2	6.1×10^2
^{137}Cs	2013/05/09–2013/05/12	2.3×10^8	8.5×10^2	1.1×10^3
環境放射線	2013/02/26–2013/04/03	4.9×10^8	1.6×10^2	1.7×10^2

分おき) に 1×10^4 イベントのペデスタルデータを取得した. 環境放射線スペクトルのエネルギー較正では, エネルギーの 0keV はペデスタルデータから求め, エネルギー較正直線の傾きは環境放射線を除く前の各単色線源スペクトルと光電吸収ピークより高いエネルギー領域でフィットすることで求めた. フィット領域は, ^{51}Cr では 400–1000keV, ^{137}Cs では 780–1000keV であり, フィット時の環境放射線スペクトルの高さは Live time で合わせた.



(a) ^{51}Cr　　(b) ^{137}Cs

図 3.6: 各単色線源での環境放射線スペクトルの除去：青線は生の測定スペクトル, 赤線が環境放射線スペクトル, 黒線が環境放射線スペクトルを差し引いた後の単色線源のスペクトル.[1]

3.2.3　単色線源のシミュレーション

単色線源の MC スペクトルは o-Ps の MC で線源周りのみ単色線源に合わせて変更して求めた. 放出ガンマ線はそれぞれ 320keV と 662keV のガンマ線のみである. その出射位置は各線源ケース内の線源が存在する部分の中でランダムに決め, 方向も全方位で等確率になるようランダムに決めた. MC でシミュレートした回数は各々 1.0×10^{10} 回, ガンマ線の検出事象数では ^{51}Cr で 5.0×10^7 イベント, ^{137}Cs で 4.1×10^7 イベントに相当する.

3.2.4　測定スペクトルと MC スペクトルの比較方法

測定スペクトルと MC スペクトルを比較する上で, 検出器のエネルギー分解能を入力パラメータとして MC スペクトルを smear しなければならない. このときの入力パラメータをフィットパラメータとして光電吸収ピークで測定スペク

[1] 30keV 付近のピークは, $LaBr_3$(Ce) における La 中の ^{138}La が放射性物質であり (半減期 1.02×10^{11} 年)32keV のガンマ線を放出するため.

トルと MC スペクトルのフィットを行い, 検出器のエネルギー分解能を求めることにした.

さらに, 測定スペクトルにおいてもフィットパラメータを 1 つ設けた. それは, エネルギー較正直線の傾きを補正する (光電吸収ピークを横に移動させる補正) 度合いを表すパラメータである. エネルギー較正直線の傾きを補正せずに測定スペクトルと MC スペクトルをフィットして比較すると, 測定スペクトルのピークが MC スペクトルのピークの右側にズレる (図 3.7). これは, エネルギー較正において (ADC の ch 数単位での) 光電吸収ピークの位置をガウシアンフィットで求めているが, コンプトンエッジから光電吸収ピークの間に位置する光電吸収でない事象によって, ガウシアンフィットから得られるピーク位置は低エネルギー側にズレてしまうためである. このピーク位置のズレの度合いは測定から求めることができないので, MC スペクトルとのピークフィット時に検出器のエネルギー分解能と同時にフィットパラメータとして扱って求めることにした. 結局, 単色線源における測定スペクトルと MC スペクトルのフィットでのフィットパラメータは以下の 2 つである.

- 検出器のエネルギー分解能 σ (keV)
- エネルギー較正直線の傾きの補正量 A(%)

エネルギー較正の傾きの補正量は A という変数で表すことにする. 具体的には, A はスペクトルのピーク位置での横のズレをそのピークエネルギーに対する割合 (%) で表したものとする.

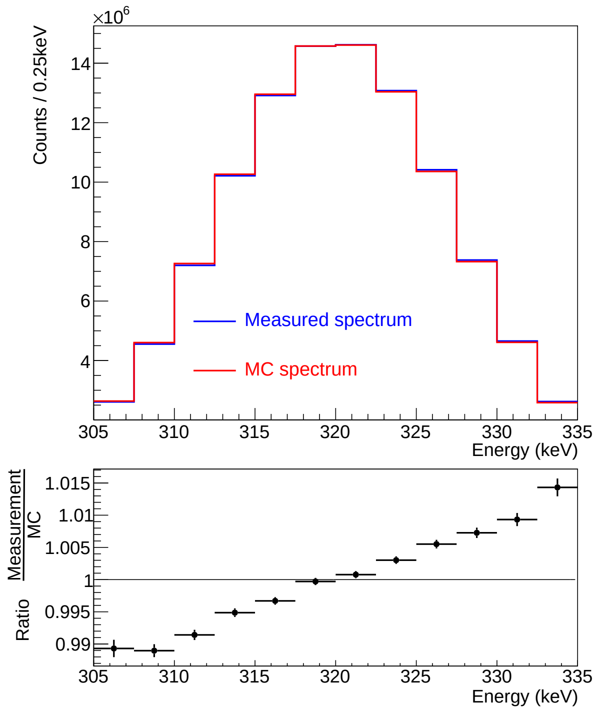


図 3.7: エネルギー較正直線の傾きを補正しなかった場合の ^{51}Cr での測定スペクトルと MC スペクトルのピークの比較 : 上段がエネルギースペクトル, 下段が 測定スペクトル/MC スペクトル 比

スペクトルのフィットには最小自乗法を用いた. このときの χ^2 は以下で定義される.

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(n_{1,i} - n_{2,i})^2}{e_{1,i}^2 + e_{2,i}^2}. \tag{3.2}$$

ここで, $n_{1,i}, n_{2,i}$ がスペクトル 1,2 の i 番目のビンのカウント数であり, $e_{1,i}, e_{2,i}$ がスペクトル 1,2 の i 番目のビンの誤差 (系統誤差を含む) である.

3.2.5 測定スペクトルと MC スペクトルの比較結果

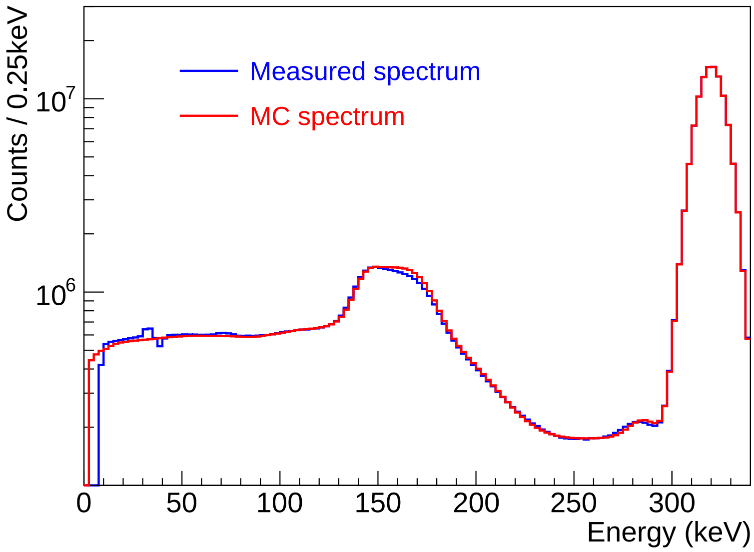
測定スペクトルに MC スペクトルをフィットするピーク領域としては, ^{51}Cr では 305–335keV, ^{137}Cs では 630–690keV を用いた. 線源は崩壊率に数 % の大きな誤差を持つため, ここではスペクトルの高さを線源の崩壊数で合わせるのではなく, ピーク領域の総事象数が等しくなるように規格化することで合わせた. フィットした結果得られたスペクトルが図 3.8 である.

100keV 以下の低エネルギー側を除いた部分で MC スペクトルが測定スペクトルによく一致している. コンプトンエッジから光電吸収ピークにかけてのエネルギー領域の事象は, $LaBr_3$(Ce) での多重散乱や周囲の物質とのコンプトン散乱を経てのみ生じる事象である. 検出過程が複雑であるので MC による推定が非常に難しい領域といえる. この推定の難しいエネルギー領域において, MC スペクトルが特によく一致している. この領域は MC の精度を推定する上で非常に重要な領域であり, 最も問題となる周囲の物質の影響からくる誤差を推定する上で用いる (小節 3.3.2).

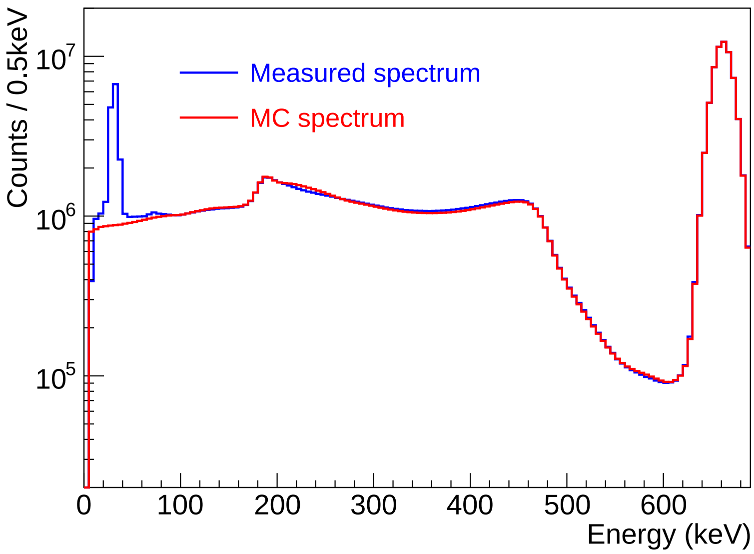
また, フィットにおける各種パラメータの結果を表 3.4 にまとめた. エネルギー較正直線の傾きの補正量 A は, 補正によって光電吸収ピークが横にズレる量 (keV) をピークエネルギー (keV) に対しての割合 (%) で表した. このエネルギー較正の補正量の妥当性は MC を用いて確認した. このズレが, エネルギー較正におけるガウシアンフィットから得られるピーク位置のズレから生じているとすれば, MC のエネルギースペクトルで同様にガウシアンフィットした場合も同様にズレが見えるはずである. 実際, ^{51}Cr , ^{137}Cs の MC スペクトルをガウシアンフィットすると, ^{51}Cr の 320keV ピークは $-(1.45 \pm 0.07) \times 10^{-2}$%, ^{137}Cs の 662keV ピークは $-(4.5 \pm 0.7) \times 10^{-3}$% ズレていた. 測定スペクトルと MC スペクトルのフィットから得られたエネルギー較正の補正量 A はこれらの値と一致しており, 妥当であるといえる.

表 3.4: 単色線源の測定スペクトルと MC スペクトルのフィットにおける各種パラメータ

線源	χ^2/自由度	検出器のエネルギー分解能 σ (keV)	エネルギー較正直線の傾きの補正量 A(ピーク位置の横のズレ: %)
^{51}Cr	10.4/22	7.285 ± 0.004@320keV	$(-1.532 \pm 0.005) \times 10^{-2}$%@320keV
^{137}Cs	2.7/8	10.509 ± 0.006@662keV	$(-5.300 \pm 0.003) \times 10^{-3}$%@662keV



(a) ^{51}Cr



(b) ^{137}Cs [1]

図 3.8: 各単色線源の測定スペクトルと MC スペクトルの比較結果 : 青線が測定スペクトル, 赤線が MC スペクトル.

[1] ^{137}Cs の測定スペクトルでの 40keV 付近のピークは ^{137}Cs の娘核の ^{137m}Ba の K_α X 線 32keV と K_β X 線 37keV である. 高いエネルギー領域には影響が無いので, シミュレーションでは考慮していない.

3.3 シミュレーションの誤差

この節ではシミュレーションの誤差の推定について述べる. この結果から得られるシミュレーションの系統誤差については節 4.11 にまとめたのでそちらを参照されたい.

3.3.1 検出事象の分類

シミュレーションの誤差を推定する上で, ガンマ線が $LaBr_3$(Ce) によって検出された事象を $LaBr_3$(Ce) に検出される過程で分類して, 各事象に関してそれぞれ誤差を推定することにした. この際に,

- エネルギー非全吸収イベント
  ガンマ線の $LaBr_3$(Ce) に落としたエネルギーがそのガンマ線のエネルギーの一部である事象.
- エネルギー全吸収イベント
  ガンマ線の $LaBr_3$(Ce) に落としたエネルギーがそのガンマ線のすべてのエネルギーである事象.
- Simultaneous hits イベント
  o-Ps 崩壊の 3γ のうちの 2 本以上が同時に $LaBr_3$(Ce) で検出された事象.

の 3 つに分類した. エネルギー非全吸収イベントに関しては, Simulataneous hits イベントのうち $LaBr_3$(Ce) に落としたエネルギーが元のガンマ線のエネルギーの一部である場合も含むことにしている (表 3.5).

エネルギー全吸収イベントは, 主に o-Ps の崩壊点から直接 $LaBr_3$(Ce) に入り光電吸収で全てのエネルギーを落とす事象である. 一方でエネルギー非全吸収イベントには, $LaBr_3$(Ce) でコンプトン散乱することで一部のエネルギーを落とす事象と, $LaBr_3$(Ce) に入る前に周囲の物質でコンプトン散乱してエネルギーを失う事象がある. よって, 全く周囲の物質の影響を受けない全吸収イベントとは異なり, 非全吸収イベントは周囲の物質の影響を受ける可能性がある. そのため, シミュレーションにおいて正確に推定するのが難しい事象といえる. よって, エネルギー非全吸収イベントは特に注意を払って誤差の推定を行った. Simultaneous hits イベントは全体を占める割合は低いが, 誤差推定のために用いる単色線源のスペクトルには存在しない事象であるため, 別途誤差の推定をする必要があるとして他の事象と分けた.

この 3 分類した事象のエネルギースペクトルを MC で求めたものが図 3.9 である. 全吸収イベントは 400–500keV のエネルギー領域で 95% 以上を占めており, 残りは主に非全吸収イベントで Simultaneous hits イベントはほぼ存在しない. また, 低エネルギー側の方が高エネルギー側に比べて非全吸収イベントの割合は大きくなる. 一方, 500keV 以上では Simultaneous hits イベントが多くなる[2]. これは, エネルギーが 1 本のガンマ線では 511keV までしか許されないが複数本の場合は 511keV を超えうるためである (検出器のエネルギー分解能による smear から 1 本でも 511keV を超えることはある).

それぞれの事象の誤差の推定について, 以降の小節 3.3.2–3.3.4 で説明する.

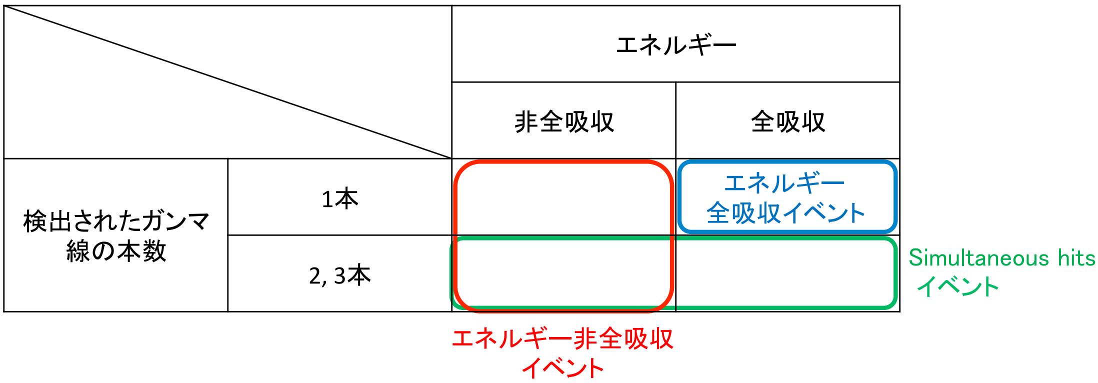
3.3.2 エネルギー非全吸収イベント

エネルギー非全吸収イベントは周囲の物質の影響を受け, シミュレーションが難しい事象であるので特に注意を払った.

単色線源において対応する事象を考えると, 全吸収イベントである光電吸収ピークを除いた事象と考えられる. さらに, o-Ps 崩壊ガンマ線スペクトルにおいて用いるエネルギー領域 400–530keV を考えると, このエネルギー領域は 511keV のコンプトンエッジエネルギー 341keV より高い領域であるので, 単色線源においてもコンプトンエッジより

[2] 500keV 以上では非全吸収イベントも割合が大きくなるが, これは主に Simultaneous hits においての非全吸収イベントである.

表 3.5: 検出事象の分類：検出ガンマ線の本数と $LaBr_3$(Ce) に落とされたエネルギーでの 2 × 2 の分類と, 誤差の推定に用いた 3 つの分類.



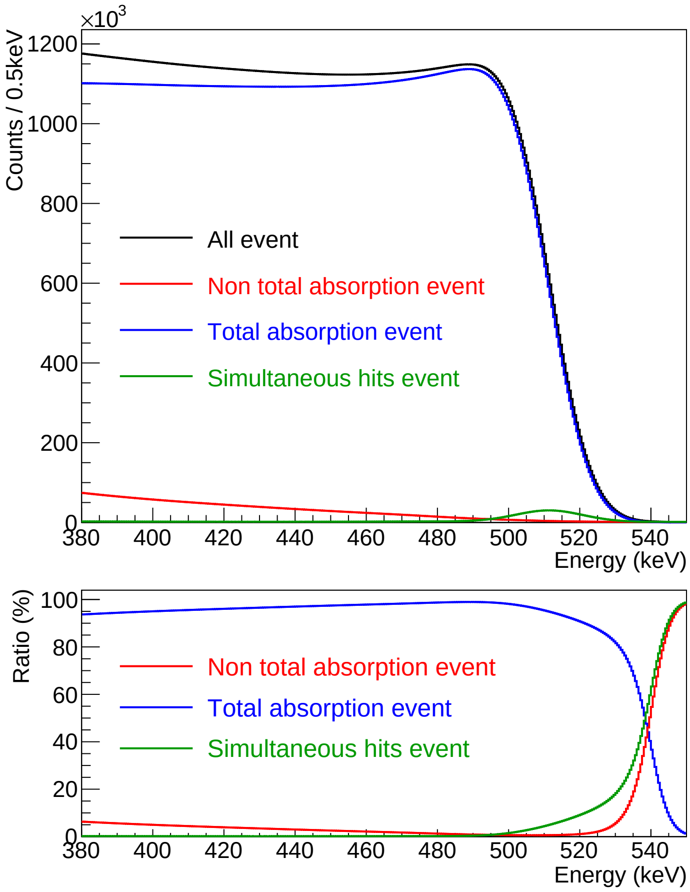
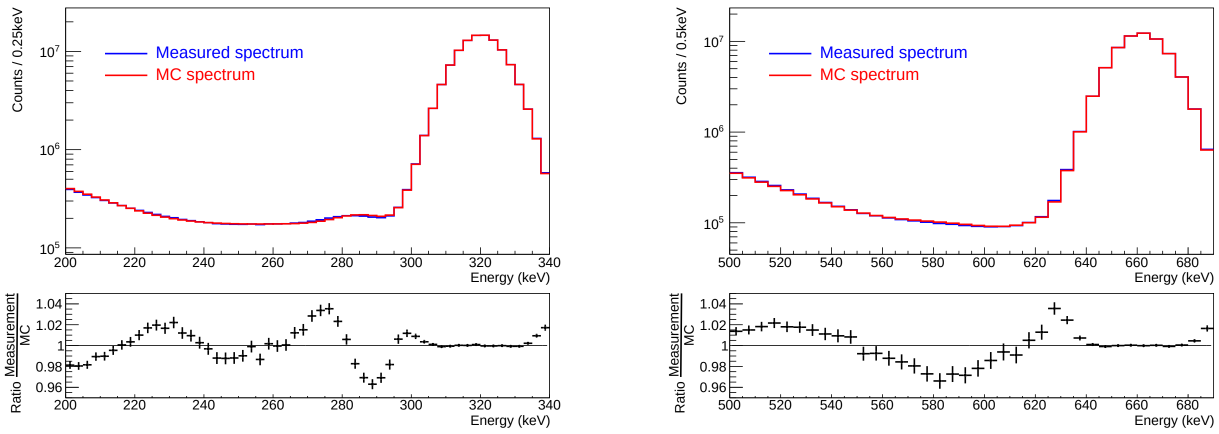


図 3.9: 3 つに分類した各事象のスペクトル：上段の黒線は全事象のスペクトル, 赤線はエネルギー非全吸収イベント, 青線はエネルギー全吸収イベント, 緑線は Simultaneous hits イベント. 検出されたガンマ線の本数が 2, 3 本でかつ非全吸収の事象は, 赤線と緑線の両方に含まれている. 下段は各事象の全事象に対する割合 (%).

高いエネルギー領域が対応するといえる. そこで, 単色線源のコンプトンエッジと光電吸収ピークの間のコンプトンフリー領域を用いてエネルギー非全吸収イベントの誤差推定を行った.



(a) ^{51}Cr (b) ^{137}Cs

図 3.10: コンプトンフリー領域での各単色線源の測定スペクトルと MC スペクトルの比較結果 : 上段の青線が測定スペクトル, 赤線が MC スペクトル, 下段は 測定スペクトル / MC スペクトル 比. 下段の誤差棒は測定スペクトルと MC スペクトルの統計誤差に起因する誤差.

コンプトンフリー領域での各単色線源の測定スペクトルと MC スペクトルの比較結果が図 3.10 である. この推定では光電吸収ピークは対象に含まれないので, 測定スペクトルと MC スペクトルの高さは光電吸収ピーク領域の総事象数を等しくして合わせている. MC スペクトルの測定スペクトルとのズレは最大でも 3.7% である. よって, 非全吸収イベントの誤差は保守的に **3.7%** とした. この誤差は, $O(\alpha)$ の寄与 (最大 0.4%) に比べて非常に大きいが, 400–500keV における非全吸収イベントの全事象に対する割合が図3.9からわかるように**5%**以下と小さいために, 系統誤差としては**最大でも 0.19%**に抑えられる(小節 4.11 参照) .

3.3.3 エネルギー全吸収イベント

QED 計算から得られる o-Ps 崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルを $S_{o\text{-}Ps}(E)$ とし, エネルギー E のガンマ線が本実験のセットアップで $LaBr_3$(Ce) に全吸収される効率 (検出効率を含む) を $\epsilon_{tot}(E)$ としたとき, エネルギー全吸収イベントのスペクトル $n_{tot}(E)$ は,

$$n_{tot}(E) = S_{o\text{-}Ps}(E) \times \epsilon_{tot}(E), \tag{3.3}$$

と表せる. $S_{o\text{-}Ps}$ は QED 計算から MC に与えているので, MC におけるエネルギー全吸収イベントの誤差を考える上で問題となるのは $\epsilon_{tot}(E)$ である. ただし, o-Ps の測定スペクトルと MC スペクトルを比較する際には, 比較領域の 400–530keV における総事象数が等しくなるように MC スペクトルを規格化する (節 4.9). つまり, 実際に測定スペクトルと比較する o-Ps の MC スペクトル $n_{MC}(E)$ は,

$$n_{MC}(E) = \alpha \left(\underbrace{S_{o\text{-}Ps}(E)\epsilon_{tot}(E)}_{=n_{tot}(E)}, + n_{other}(E) \right) \tag{3.4}$$

$$\alpha \equiv \frac{\int_{400\text{keV}}^{530\text{keV}} n_{mes}(E)\mathrm{d}E}{\int_{400\text{keV}}^{530\text{keV}} n_{tot}(E) + n_{other}(E)\mathrm{d}E}, \tag{3.5}$$

である. ここで, $n_{other}(E)$ は MC スペクトルにおけるエネルギー全吸収イベント以外の事象のスペクトル, $n_{mes}(E)$ は o-Ps の測定スペクトルである. この規格化のために, 実際の o-Ps スペクトルの比較において問題になるのは, $\alpha\epsilon_{tot}(E)$ である. 400–530keV においては全吸収イベントが全事象の 97% を占めるので, α はほぼ全吸収イベントによって決まるといえる. ゆえに, この α によって全吸収イベントのエネルギーに依らない全体のスケールは適切に調節される. よって, 全吸収イベントのエネルギーに依らない一定の誤り (%)[3]は α によって打ち消されるので, 問題となるのは 400–530keV 内での誤り (%) の変化である.

そのため, $\epsilon_{tot}(E)$ の誤りに関しては, $O(\alpha)$ の寄与を検証する上で最も問題となる "スペクトルの傾きの誤り" を生じさせるような, 低エネルギー側と高エネルギー側での誤りの差に着目してその度合いを推定した. 400–530keV における $O(\alpha)$ の寄与が図 3.11 のように Tree level に対して右下がりに傾きを変える寄与であるので, MC における $\epsilon_{tot}(E)$ の 400keV, 530keV での誤りに差が存在する場合, その誤りの差の方向・度合いによっては MC スペクトルを真の $O(\alpha)$ から Tree level に, または真の Tree level から $O(\alpha)$ に変えてしまう. そのため, $O(\alpha)$ の検証を行う上で低エネルギー側と高エネルギー側での誤りの差は非常に問題となる[4]. そこで, MC における $\epsilon_{tot}(E)$ にどの程度の誤りの差が存在しうるかを 320keV と 662keV の光電吸収ピークを用いて推定した. 単色線源の MC スペクトルにおける光電吸収ピークの真の大きさからのズレが, MC の $\epsilon_{tot}(E)$ のその光電吸収エネルギーでの誤りとなるので, そのズレを 320keV と 662keV で求め, その 2 つのズレの差から低エネルギー側と高エネルギー側での誤りの差を推定した.

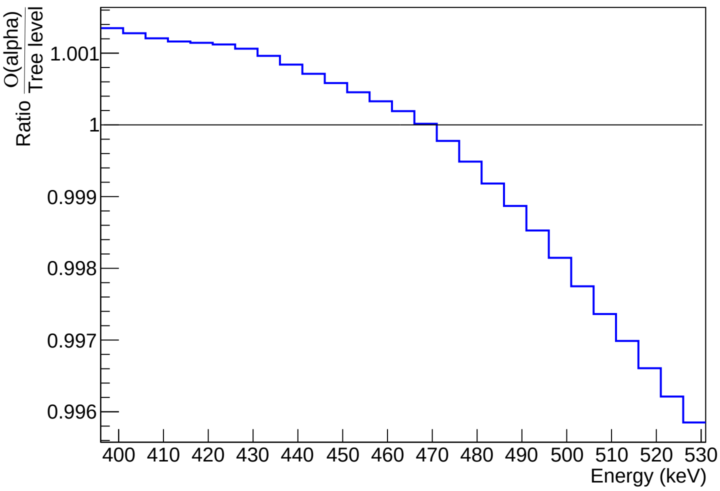


図 3.11: $O(\alpha)$ の MC スペクトルの Tree level の MC スペクトルに対する比

単色線源の MC スペクトルにおける光電吸収ピークのズレを知るためには, 本来なら線源の崩壊率 (Bq) から測定期間中の崩壊数 (ガンマ線の数) を求め, MC 内でのガンマ線の放出数とで規格化して測定スペクトルと比較すべきである. しかし, 実際の線源の崩壊率には数 % の大きな誤差を持つので, ここでは全吸収イベントを含まない領域であるコンプトンフリー領域の総事象数を用いて規格化した. こうして規格化した測定スペクトルと MC スペクトルの光電吸収ピークの大きさのズレ (=$\epsilon_{tot}(E)$ の誤り) は, 表 3.6 のようになった. よって, 320keV と 662keV とで MC における $\epsilon_{tot}(E)$ の誤りに 0.4% の差があると推定できる.

ここで単純にエネルギーに対して線形に内挿して 400–530keV での低エネルギー側と高エネルギー側での $\epsilon_{tot}(E)$ の誤りの差を推定すると, 400–530keV 間では $0.4 \times (530 - 400)/(662 - 320) = \mathbf{0.15\%}$ だけの差が存在すると推定できる.

[3] ここでいう "一定" とは 各エネルギーでの誤りの割合 (%) = $[\epsilon_{tot}(E)$の誤り$]/[\epsilon_{tot}(E)]$ が変わらないという意味.

[4] ここでは, "スペクトルの傾きの誤りを生み出す" 低エネルギー側と高エネルギー側での誤りの差に着目しているので, 低エネルギーから高エネルギーの間では単に単調に変化する誤りを仮定している.

表 3.6: コンプトンフリー領域で規格化した際の光電吸収ピークにおける測定スペクトルに対する MC スペクトルの差

線源	差 (%)	規格化領域 (keV)
^{51}Cr	−0.07%	$200 < E < 290$
^{137}Cs	+0.32%	$500 < E < 620$

よって, 全吸収イベントの $O(\alpha)$ を検証する上で重要な誤りとしては, 400–530keV における低エネルギー側と高エネルギー側の間で **±0.15% の差を生むような**スペクトルの傾きの誤りが存在すると推定できる.

3.3.4　Simultaneous hits **イベント**

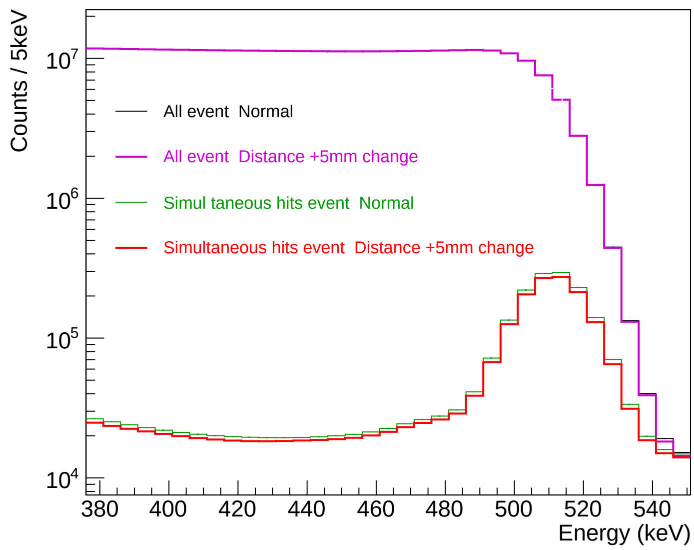
Simultaneous hits イベントは表 3.5 のようにさらに非全吸収イベントか全吸収イベントかで 2 分類できる.

Simultaneous hits イベントのうちの非全吸収イベントは 1 本のガンマ線の非全吸収イベントと同様, 周囲の物質での散乱過程が含まれるので, 表 3.5 のようにエネルギー非全吸収イベントとしても扱われており, 小節 3.3.2 で説明した 3.7% の大きな誤差を持つ対象となっている.

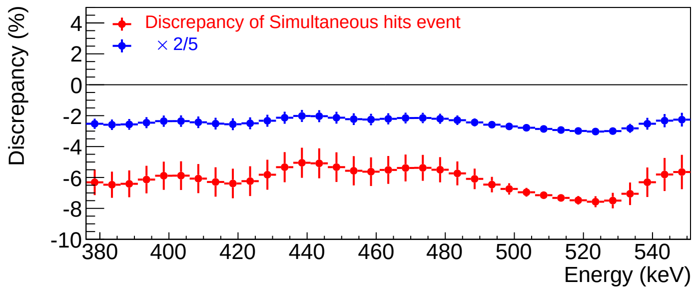
Simultaneous hits イベントが全事象に占める割合の大きい 511keV 以上のエネルギー領域に注目した場合, 高いエネルギーを持つ 2 本が $LaBr_3$(Ce) に入る必要がある. ここで, 例えば o-Ps 崩壊点と $LaBr_3$(Ce) の距離が短い場合, 崩壊点から見た $LaBr_3$(Ce) のアクセプタンスが大きくなるために, 幾何学的に高いエネルギーを持った 2 本のガンマ線が直接 $LaBr_3$(Ce) に入る確率が高くなる. このように, Simultaneous hits イベントの誤差を考える上で $LaBr_3$(Ce) の o-Ps 崩壊点から見た位置が非常に重要になってくる. そのため, $LaBr_3$(Ce) の o-Ps 崩壊点からの距離の誤差が Simultaneous hits イベントの誤差の主な原因として考えられる. そこで, Simultaneous hits イベント全ての事象に関わる誤差として, $LaBr_3$(Ce) の崩壊点からの距離の誤差からくる誤差を推定した. この際の $LaBr_3$(Ce) の崩壊点からの距離の誤差は **±2mm** とした. MC 内で距離を変化させたときの Simultaneous hits イベントのスペクトルの変化からこの誤差を見積もった. その際に, 2mm の距離の変化ではスペクトルの変化が非常に小さいので, 効率よくスペクトルの変化を求めるために MC での距離の変化は +5mm としてスペクトルの変化を求め, +5mm でのスペクトルの変化量 (図 3.12(b) の赤線) を線形近似で 2/5 倍して距離の変化 +2mm でのスペクトルの変化量 (図 3.12(b) の青線) を推定した. Simultaneous hits イベントの通常のスペクトル (図 3.12(a) の緑線) と距離を変化させた時のスペクトル (図 3.12(a) の赤線) の規格化では, Simultaneous hits イベント以外を含めた全事象 (図 3.12(a) の黒線と桃色線) での 400–530keV における総事象数が等しくなるように規格化した.

図 3.12(b) の青線から, Simiultaneous hits イベントの誤差は **2% 程度**と見積もられる[5].

[5] $LaBr_3$(Ce) の崩壊点からの距離の誤差は ±2mm であるので, もちろん Simultaneous hits イベントの誤差も正負両側に 2% である.



(a) エネルギースペクトル : 黒線 (桃色線に重なっている) が通常の全事象のスペクトル, 桃色線が $LaBr_3$(Ce) の距離を +5mm 動かしたときの全事象のスペクトル, 緑線が通常の Simultaneous hits イベントのスペクトル, 赤線が $LaBr_3$(Ce) の距離を +5mm 動かしたときの Simultaneous hits イベントのスペクトル.



(b) スペクトルの変化量 (%) : 赤線が $LaBr_3$(Ce) の距離を +5mm 動かしたときにおける Simultaneous hits イベントのスペクトルの (通常のスペクトルに対する) 変化量. 青線が赤線の 2/5 倍の変化量.

図 3.12: $LaBr_3$(Ce) の距離を +5mm 変化させた時の Simultaneous hits イベントのスペクトル変化

第 4 章

解析と結果

4.1 β^+ 信号とガンマ信号の時間差の時間情報

この節では o-Ps の崩壊事象を選択するために取得した β^+ タグとガンマ線の信号の時間差の時間情報について説明する.

本実験のデータ取得システムでは, ガンマ線信号のスタートから β^+ タグ用の PMT1 と PMT2 のストップまでの時間差と, PMT1 と PMT2 のコインシデンスのストップまでの時間差を取得しているが, 解析に用いたのは各 PMT のストップまでの時間差である. 以後, 解析に用いる時間スペクトルとしては, PMT1, PMT2 の時間をそれぞれ t_1, t_2 として,

$$t_{spe} = \left(2000 - \frac{t_1 + t_2}{2}\right) \ \ (\mathrm{ns}), \tag{4.1}$$

を用いた. この時間スペクトルでは PMT1 と PMT2 の平均時間差を用いている. また, β^+ タグの時間がスタートでガンマ線の時間がストップとなるような実際に起きている順序に変換している.

4.1.1 時間スペクトルに対するウォーク補正

ガンマ線の時間は, 正確には Discriminator でスレショルド値を超えたタイミングによって生成される. このタイミングには, $LaBr_3$(Ce) の PMT から出力されるアナログ信号の大きさに相関を持ち, 図 4.1 のようにアナログ信号のパルス高が高い程, 早くスレショルドを超えることになる. このために, 時間情報は $LaBr_3$(Ce) のエネルギーの大きさに相関を持って微小に変化する. これをタイムウォークと呼ぶ.

このタイムウォークを補正するために, 各測定期間毎に横軸が ADC の ch 数 ($LaBr_3$(Ce) の信号の大きさ), 縦軸がプロンプトピークの位置 (ns) を表すグラフを生成した (図 4.2(b)).

プロンプトピークとは, β^+ が放出された直後に起こる e^+ の対消滅や p-Ps の崩壊, ^{22}Na の 1275keV といった事象によって生じる, 時間スペクトル上のピークである (図 4.2(a) にも現れている). よって, このピーク位置から正確な β^+ 放出時間を得られる.

ADC の各 ch のデータでの (式 (4.1) から得られる) 時間スペクトルを作成し (図 4.2(a)), 各時間スペクトルにおいてのプロンプトピークの位置 (時間:ns) を最大カウントを取る位置から決めた. 位置の誤差としては TDC の 1ch が 0.5ns であるためその半分の 0.25ns とした.

図 4.2(b) のグラフを次の関数でフィットすることで, 連続的なウォーク補正用の関数を求めた (t_{peak} がプロンプトピークの位置 (ns) を, x が ADC の ch 数を表す).

$$t_{peak}(x) = p_0 + p_1 x + p_2 x^2 + \frac{p_3}{x - p_4} + \frac{p_5}{(x - p_6)^2} + \frac{p_7}{(x - p_8)^3} + \frac{p_9}{(x - p_{10})^4}. \tag{4.2}$$

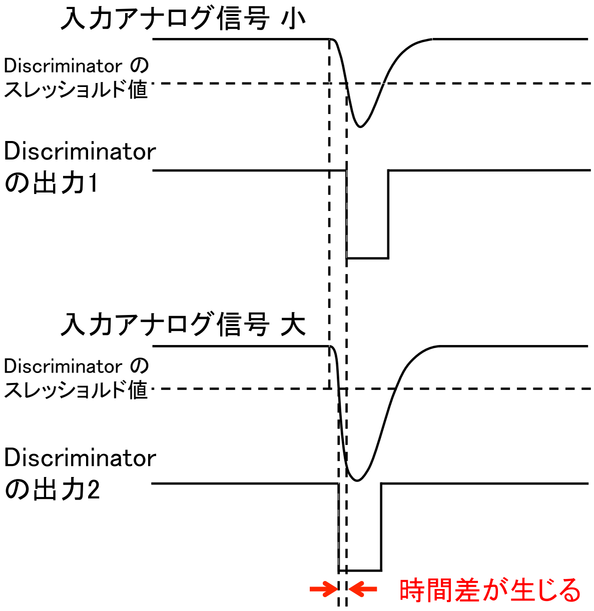
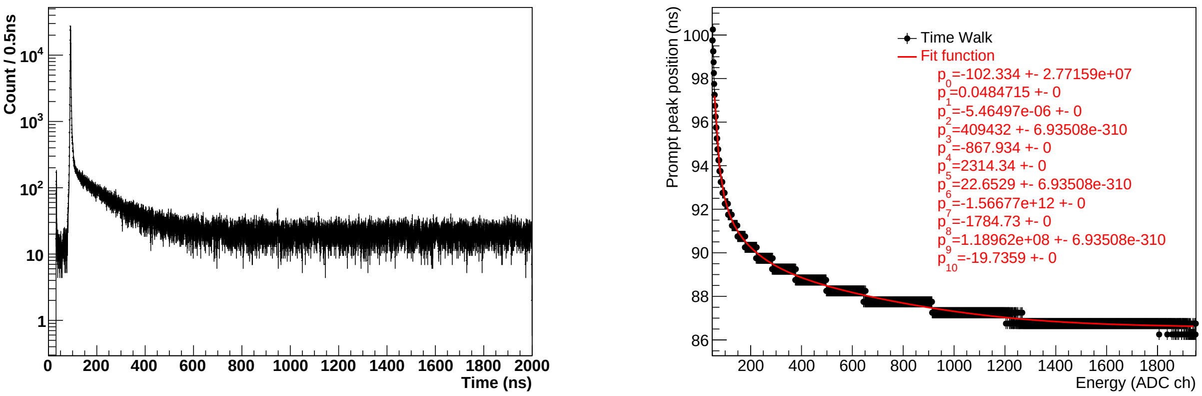


図 4.1: タイムウォークの生じる様子を示したタイミングチャート図



(a) プロンプトピークの位置を求めるための時間スペクトル (ADC ch=120ch)

(b) ADC の各 ch におけるタイムウォーク：黒点が得られたプロンプトピークの位置, 赤線が式 (4.2) でフィットした結果

図 4.2: タイムウォークの推定 (2013/12/13–23 の真空中のデータで)

このウォーク補正関数は各期間のデータに対して求め, 式 (4.1) を,

$$t_{spe} = \left(2000 - \frac{t_1 + t_2}{2} - t_{peak}(x)\right) \quad (\mathrm{ns}), \tag{4.3}$$

と変更してウォーク補正を考慮した. こうすることでタイムウォークが補正されるのに加えて, プロンプトピークが 0ns に平行移動される.

ウォーク補正後のプロンプトピークが図 4.3 の赤線である. ウォーク補正によって, $LaBr_3$(Ce) の信号の大きさからくる時間情報のふらつきが無くなるので, プロンプトピークの幅が小さくなっているのがわかる. プロンプトピークをガウシアンフィットしたときのピーク幅から時間分解能が得られるが, ウォーク補正前は σ = 1.48ns であったのに対して, ウォーク補正後は σ = 0.98ns であった. これらの結果から, ウォーク補正が正しく行えていると考えられる.

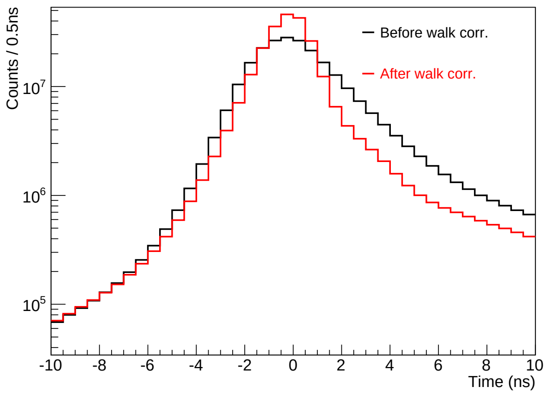
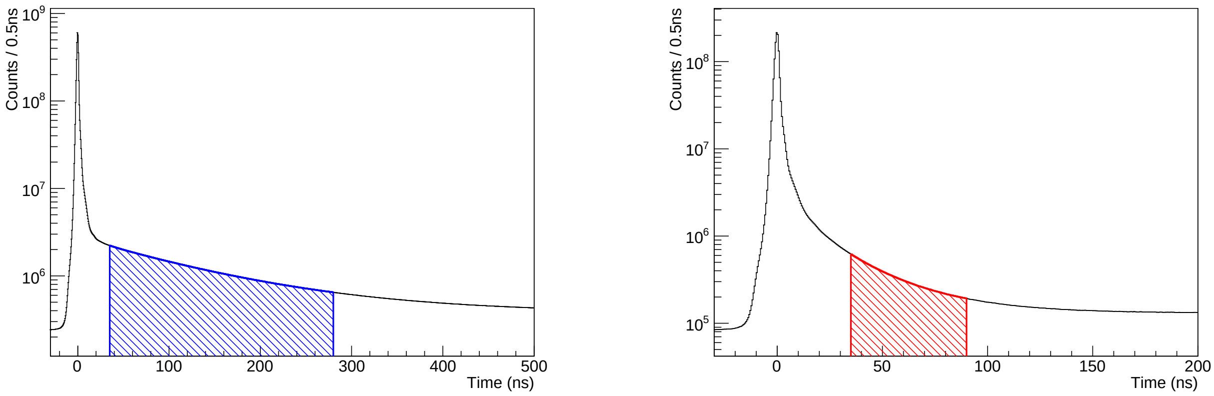


図 4.3: ウォーク補正の前後でのプロンプトピークの変化 (2013/12/13–23 の真空中のデータで) : 黒線がウォーク補正前の時間スペクトル, 赤線がウォーク補正後の時間スペクトル.

4.1.2　測定寿命

式 (4.3) で得られる時間スペクトルが図 4.4 である (これは全ての期間の時間スペクトルを合わせたスペクトルになる).



(a) 真空中の測定での時間スペクトル : 青斜線部が節 4.4 で用いたタイムウィンドウ

(b) 酸素ガス中の測定での時間スペクトル : 赤斜線部が節 4.4 で用いたタイムウィンドウ

図 4.4: 全期間での時間スペクトル

プロンプトピークの右側のなだらかな裾が o-Ps の崩壊による Decay curve (“o-Ps decay curve”) である. 真空中ではガスによるクエンチがないために緩やかな裾になっているが, 酸素ガス中では酸素ガスとのスピン交換によるクエンチのために真空中に比べて急な裾になっている.

これらの時間スペクトルに

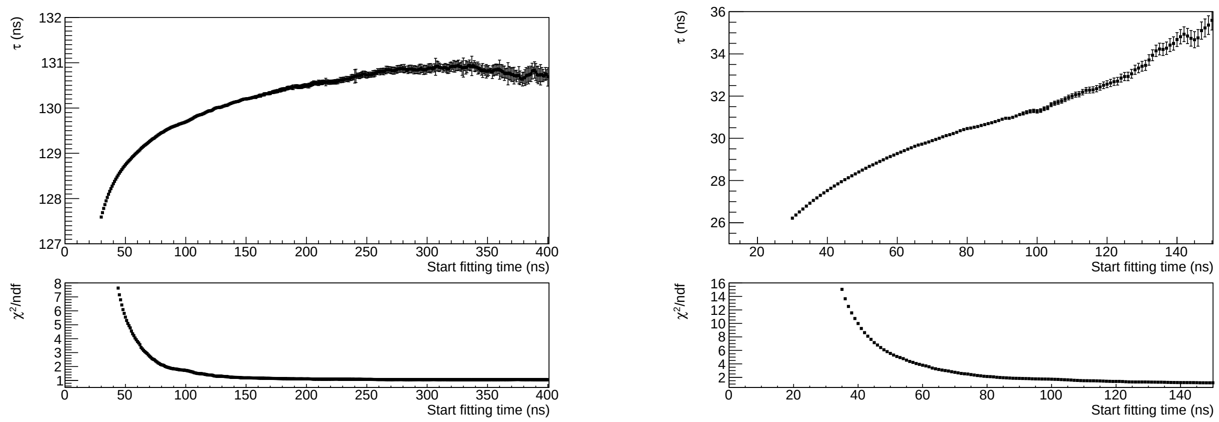
$$N(t) = p_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + p_1, \tag{4.4}$$

という関数でフィットを行い, 測定寿命 τ を求めた (p_0, p_1, τ がフィットパラメータ, p_1 がアクシデンタルイベントの寄与を表す). このフィットにおいては, フィットの時間範囲を変えて行った. これは, Ps の熱化過程による測定寿命の変化

を見るためである. Ps の熱化過程とは生成された Ps が熱平衡状態に達するまで周囲の物質と衝突を繰り返す熱平衡状態への移行過程である. 熱化の過程で Ps の速度が減少していくが, o-Ps のピックオフ崩壊は速度に比例することが知られているため (速度に比例して周囲の物質との衝突頻度が上がるため), 熱化による o-Ps の速度変化によってピックオフ崩壊事象の割合が変化する. これによりピックオフ崩壊事象の割合が指数関数には従はないために, 測定寿命はフィット範囲を変えることで図 4.5 のように変わってしまう. 図 4.5 のフィットではフィット範囲の最大をどちらも 1000ns に固定してフィット範囲の最小の時間を変化させている.

真空中のフィット (図 4.5(a)) における横軸 200ns 以上の範囲では, 寿命がフィット範囲に依らずおおよそ一定になっていて, 130.7 ± 0.3ns である. これは Ps が十分熱化して速度が一定になり, ピックオフ崩壊事象の割合が時間に依らず一定になっているためである. この時間範囲では時間スペクトルは指数関数に従うので, フィットの χ^2/自由度(図 4.5(a) の下段) も 1 に近い値をとっている. また, 真空中であるためにピックオフ崩壊の割合が小さく, 測定寿命が o-Ps の寿命 142.05ns に近い値となっている. 一方, 酸素ガス中では酸素ガスとのスピン交換によるクエンチによって大きく寿命が短くなっており, 寿命は 20–40ns 程度である (図 4.5(b)). 図 4.4(b) から酸素ガス中で Decay curve が存在するのは 150ns あたりまでとわかるが, この 150ns までの範囲でも測定寿命は増加し続けている. この事実から, 酸素ガス中では Ps がクエンチ (または崩壊) する前に熱平衡状態に達しないと考えられる.

また, o-Ps のエネルギースペクトルに用いる事象は真空中では 35–280ns, 酸素ガス中では 35–90ns である (節 4.4 参照) が, これらの範囲での測定寿命の変化は表 4.1 のようになった. この値は, ピックオフ崩壊の割合を推定するのに小節 4.13.1 で用いる.



(a) 真空中の寿命フィット　(b) 酸素ガス中の寿命フィット

図 4.5: 寿命フィットの結果 : 横軸が寿命フィットの時間範囲の最小 (ns) で (最大は両方とも 1000ns), 上段がフィットから得られた寿命 τ, 下段がフィットの χ^2/自由度.

表 4.1: o-Ps のエネルギースペクトルに用いる時間範囲での測定寿命

ガス	時間範囲 (ns)	測定寿命範囲 (ns)
真空中	35–280	128–131
酸素ガス中	35–90	27–31

4.2 エネルギー較正

4.2.1 エネルギー較正の方法

エネルギー較正は 0keV のペデスタルデータと 511keV のピークでペデスタルを取得した周期毎に行った.

ペデスタル

データ取得システムを構築する際にノイズ対策を行いノイズを減らしたために, ペデスタルデータは図 4.6 のようにほぼ ADC の 1ch のみに立つ. このため, ガウシアンフィットを用いたピーク位置の同定はできないので, 最大カウントをとる ch から ±2ch の範囲での平均値をとることで 0keV の位置を求めた.

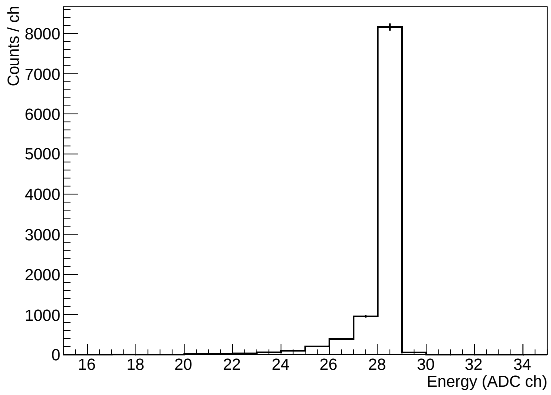


図 4.6: ペデスタルデータのスペクトル : 横軸は ADC の ch 数で, 縦軸は各 ch でのカウント数.

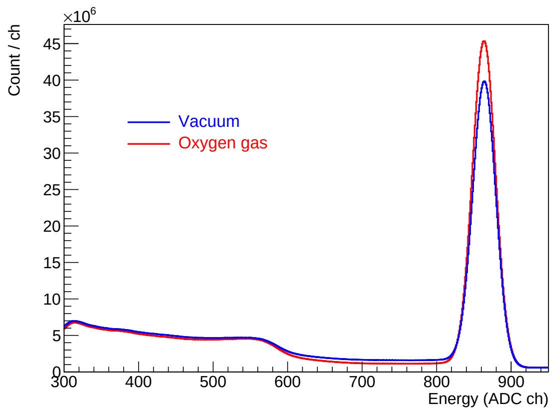
511keV ピーク

511keV のピークの同定にはガウシアンフィットを用いたが, 小節 3.2.4 で述べたようなガウシアンフィットから得られるピーク位置のズレが問題となる. このズレの補正量の求め方については節 4.6 で述べるが, ズレは真空中のスペクトルと酸素ガス中のスペクトルで同量だと仮定して補正量を求めるので, 真空中のスペクトルと酸素ガス中のスペクトルでエネルギー較正におけるこのピーク位置のズレが等しくなければならない. これを担保するために 511keV のピーク位置を求める際に用いるスペクトルは, 真空中と酸素ガス中とでピーク付近の形が近い必要がある. 全事象のスペクトルの場合, 図 4.7(a) のように真空中のスペクトルのほうが o-Ps 崩壊事象の割合が多いため, ピークの左裾が大きくなる. 一方, 時間スペクトルにおけるプロンプトピークの位置 ±5ns の範囲の事象を切り取った場合のプロンプトピークのエネルギースペクトルは, 図 4.7(b) のようになる. プロンプトピークのエネルギースペクトルの場合はほとんどの事象が 2γ 崩壊であるために真空中と酸素ガス中でのスペクトルの差が小さい. このため, このプロンプトピークでのエネルギースペクトルを用いて 511keV ピークの位置を求めた.

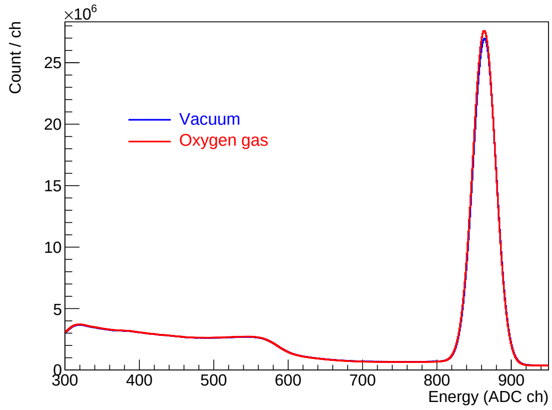
4.3 エネルギースペクトルの補正

4.3.1 16ch 周期の微分非線性の補正

小節 2.6.2 で述べたように, 16ch 周期の微分非線形性の補正を行う必要がある. これは, TAC を用いた測定での 16ch 周期の平均変動 (図 2.12(c)) を用いて行った. 微分非線形性は ADC の ch 数に対応して生じるので, 補正はエネルギー



(a) 全事象での真空中と酸素ガス中の 511keV ピーク



(b) プロンプトピークの事象での真空中と酸素ガス中の 511keV ピーク

図 4.7: 真空中と酸素ガス中での 511keV ピーク (横軸 ADC ch)

較正を行う前のスペクトルに対して行った. 測定から得られたスペクトル (横軸は ADC の ch 数) の各 ch の事象数を, 16ch 周期で対応する図 2.12(c) の平均変動分 (%) だけ反対方向にずらすことで補正した.

微分非線形性の補正を行う前の真空中全事象のエネルギースペクトル (4.7(a) の青線) における 320–544ch の領域を離散フーリエ変換した (比較のために出来る限り滑らかな領域を選んだ). その結果が図 4.8 の青線である. 224ch の領域をフーリエ変換したので, 16ch 周期は $k = 14$ が対応する. 明らかに $k = 14$ だけ周囲から突き出ているのがわかる. 一方, 図 2.12(c) を用いて 16ch 周期の微分非線形性の補正を行った後のスペクトルのフーリエ変換が赤線である. 補正前より, $k = 14$ での周囲との差が小さくなっているのがわかる.

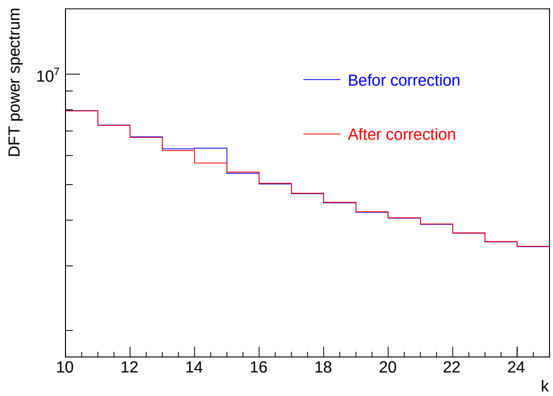


図 4.8: 真空中全事象のエネルギースペクトルにおける 320–544ch 領域の離散フーリエ変換のパワースペクトル：青線は 16ch 周期の微分非線形性の補正前, 赤線は 16ch 周期の微分非線形性の補正後である. 横軸は $244/k$ ch 周期に対応する.

4.3.2 検出器のエネルギー分解能の時間変化に対する補正

本実験は 4 ヶ月に渡る長期の測定を行ったため, PMT の劣化によるエネルギー分解能の悪化がわずかに見られた. 約 1.5×10^8 事象 (約 4 日分) 毎にプロンプトピークの (0±5ns 領域の) エネルギースペクトルを作成し, 511keV ピークのガウシアンフィットから 511keV でのエネルギー分解能 σ を求め, 横軸を日付として σ の時間変化をグラフにしたものが, 図 4.9 である. これから, エネルギー分解能 σ@511keV におよそ 5×10^{-3}keV/月の時間変化があるとわかる.

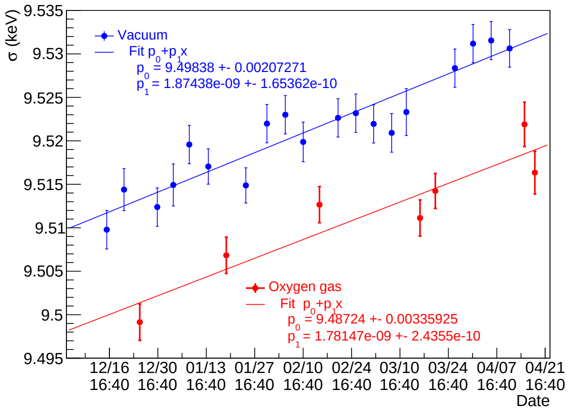


図 4.9: エネルギー分解能の時間変化 : 青線が真空中の測定, 赤線が酸素ガス中の測定の変化. それぞれ直線でフィットした.

真空中, 酸素ガス中のそれぞれのグラフに対して直線フィットを行い, プロンプトピークの真空中のスペクトルと酸素ガス中のスペクトルの, 時間変化ではない, 物理現象に由来する 511keV のピーク幅の差を見積もった. このフィット結果から, 真空中のスペクトルは酸素ガス中のスペクトルに比べて 511keV のピーク幅が $\Delta\sigma$ =0.01keV だけ大きいと推定できる. この差を考慮して各々の時間のデータで,

$$\sigma_{max,v} = 9.522\text{keV} \quad (\text{真空中}), \tag{4.5}$$

$$\sigma_{max,o} = 9.535\text{keV} \quad (\text{酸素ガス中}), \tag{4.6}$$

とプロンプトピークの 511keV ピークの幅がなるように (式 (4.5),(4.6) の値はそれぞれフィット直線の 5 月 8 日の値とした), 測定エネルギースペクトルにガウシアンの smear を行った. この際の, smear の量は,

$$\Delta\sigma(E) = \sqrt{\left\{(\sigma_{max,v} \text{ or } \sigma_{max,o})^2 - \left(\sigma_{graph}(t_i)\right)^2\right\} \frac{E}{511}}, \tag{4.7}$$

とした. ここで, $\sigma_{graph}(t_i)$ は図 4.9 のグラフの点の値を指し, 各データが含まれる点の値を用いた. また, MC の smear (小節 3.1.2) と同様に, エネルギー依存性は $\propto \sqrt{E}$ とした.

4.4 時間情報を用いた o-Ps 崩壊事象の選択

o-Ps の崩壊事象のスペクトルを得るために, 時間スペクトルの o-Ps decay curve 領域にタイムウィンドウを設けて事象選択を行った. タイムウィンドウの時間領域は,

$$\text{真空中}\ : 35\text{ns} < t < 280\text{ns}, \tag{4.8}$$

$$\text{酸素ガス中} : 35\text{ns} < t < 90\text{ns}, \tag{4.9}$$

である. 図 4.4 に斜線部で各時間スペクトルでのタイムウィンドウが示されている. 最小値はプロンプトピークなどの o-Ps decay curve 以外の成分が入らない範囲で出来る限り小さい値を選んだ. 最大値は次節のアクシデンタルイベントの除去を考慮してアクシデンタルイベント除去後のスペクトルの統計誤差が最も小さくなるように選んだ.

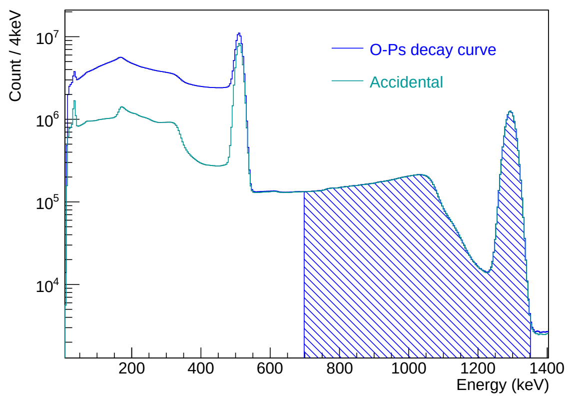
この事象選択を行った後のエネルギースペクトルが図 4.11(a) (真空中) の青線と図 4.11(b)(酸素ガス中) の赤線である. 酸素ガス中のスペクトルではスピン交換のために 2γ 崩壊事象が多く, タイムウィンドウでの事象選択をしても単色 511keV のエネルギースペクトルに近い形をしているが, 真空中のスペクトルでは連続スペクトルの 3γ 崩壊成分が多いので低エネルギー側の事象数が光電吸収ピークに比べて多くなっている.

4.5 アクシデンタルイベントの推定と除去

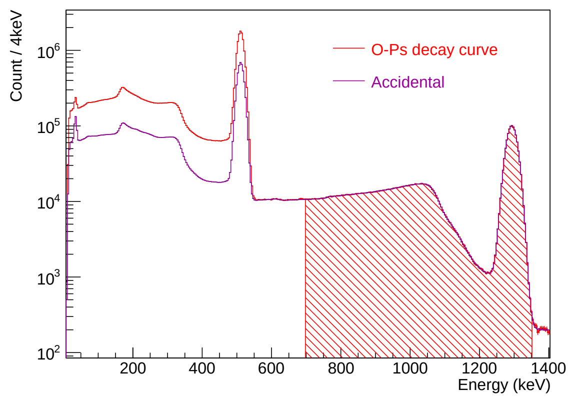
時間スペクトルには平坦に分布するアクシデンタルイベントが存在している. これは o-Ps decay curve 領域にも存在し, 取り除く必要がある. このアクシデンタルイベントのエネルギースペクトルへの寄与を推定するために, 十分 0ns から離れていて o-Ps の崩壊事象が含まれない

$$\text{真空中}\ :\ 1000\text{ns} < t < 1800\text{ns}, \tag{4.10}$$
$$\text{酸素ガス中}:\ \ 900\text{ns} < t < 1700\text{ns}, \tag{4.11}$$

の領域でタイムウィンドウを設けてエネルギースペクトルを生成した.



(a) 真空中

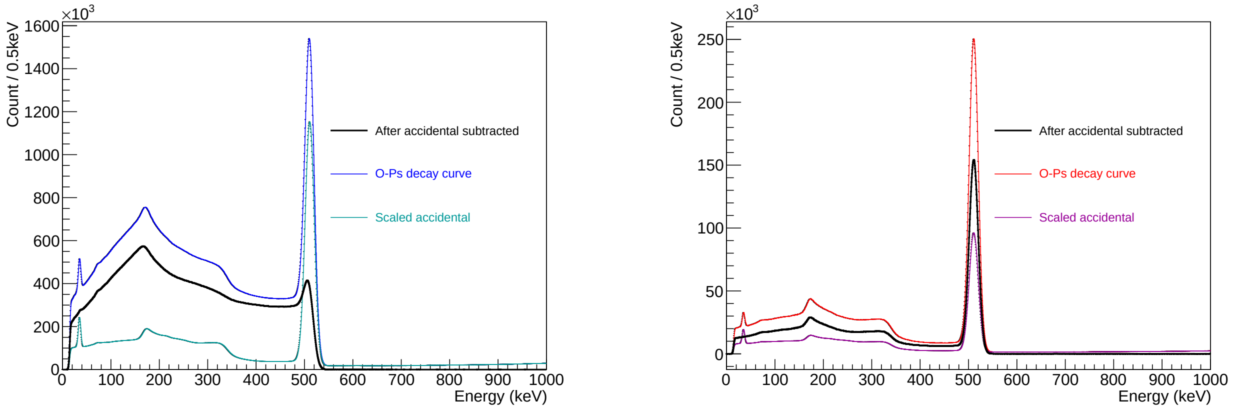


(b) 酸素ガス中

図 4.10: アクシデンタルイベントの量の推定のための 1275keV 付近のフィット : 減衰させたデータにおける o-Ps decay curve 領域のエネルギースペクトル (青線または赤線) とアクシデンタルイベントのエネルギースペクトル (水色線または桃色線) を 700-1350keV 領域 (斜線部) でフィットした.

O-Ps decay curve 領域では, o-Ps 崩壊, ピックオフ崩壊, アクシデンタルイベントが存在し, o-Ps 崩壊の 3γ やピックオフ崩壊の 2γ はエネルギーの最大値が 511keV である. そのため, 511keV より高いエネルギーの事象は全てアクシデンタルイベントによるものといえる. この高エネルギー領域での事象は ^{22}Na の 1275keV によって生じる. このことを利用して, o-Ps decay curve 領域でのアクシデンタルイベントの割合を推定するためにエネルギースペクトルにおける 1275keV 付近でのスペクトルの高さを用いた.

o-Ps スペクトルのためのデータは ADC の分解能を活かすために 1000keV までしか取得していないので, アクシデンタルイベント推定のためのデータを取得するために, Attenuator で $LaBr_3(Ce)$ の信号を 2dB 減衰させたデータも同時に取得した (図 2.9 の NIM 回路では省略している). この減衰させたデータに対しても同様な解析をして o-Ps decay curve



(a) 真空中　(b) 酸素ガス中

図 4.11: アクシデンタルイベントの除去 : 黒線がアクシデンタルイベントを除去後のエネルギースペクトル, 青線または赤線が o-Ps decay curve 領域のスペクトル, 水色線または桃色線がアクシデンタルイベント除去のためにスケールした後の, アクシデンタルイベントのスペクトル.

領域でのエネルギースペクトルとアクシデンタルイベントのエネルギースペクトルを作成した. 減衰させたデータでのアクシデンタルイベントのエネルギースペクトルに掛けるスケールをフィットパラメータにして, この 2 つのスペクトルを 700–1350keV の領域でフィットした (図 4.10). フィットから得られたスケールを用いて, 実際に用いるスペクトルに関してもアクシデンタルイベントのエネルギースペクトルをスケールし, o-Ps decay curve 領域からアクシデンタルイベントを除いた (図 4.11).

4.6　エネルギー較正直線の傾きの補正

小節 3.2.4 でも述べたように o-Ps スペクトルにおいてもエネルギー較正時に生じるエネルギー較正直線の傾きのズレを補正してやる必要がある. ここで, o-Ps スペクトルにおいてはエネルギー較正の補正のために 511keV のピークが用いることができる. そこで, 測定データと MC の両方で back-to-back の 2γ 崩壊によって $LaBr_3(Ce)$ で得られるエネルギースペクトルを求めて, 両者を比較することでエネルギー較正の補正量を求めることにした.

4.6.1　2γ 崩壊の測定スペクトル

節 4.5 までの解析で得られているエネルギースペクトルは, 真空中の “o-Ps の 3γ 崩壊 + ピックオフによる 2γ 崩壊のエネルギースペクトル” と酸素ガス中の “スピン交換による 2γ 崩壊 + o-Ps の 3γ 崩壊のエネルギースペクトル” である. そのため, 酸素ガス中のスペクトルから o-Ps の 3γ 崩壊の成分を除いて 2γ 崩壊のみのエネルギースペクトルを推定することができる. 図 4.11(b) の黒線の酸素ガス中スペクトルから図 4.11(a) の黒線の真空中スペクトルを差し引くことで, 2γ のエネルギースペクトルを推定した. この際, 厳密には真空中スペクトルに含まれるピックオフ崩壊事象が酸素ガス中スペクトルの 2γ 崩壊事象とピーク幅が異なり, 誤差を生むことになるが, もともと真空中スペクトルに含まれるピックオフ崩壊事象の割合が十分少ないので無視できる. また, 酸素ガス中スペクトルから真空中スペクトルを差し引く際の真空中スペクトルに掛けるスケールは MC スペクトルとのフィットでフィットパラメータとして組み込んで求めることにした.

4.6.2 2γ 崩壊の MC スペクトル

MC 内での放出ガンマ線は, 511keV のエネルギーをもつ back-to-back の方向に放出される 2 本のガンマ線とした. 方向はどの方向にも同確率とし, 放出位置は小節 3.1.1 で述べたように β^+ の停止位置とした.

シミュレーション回数は 1×10^{10} 回, 検出事象数で 8.5×10^7 イベントに相当する. ピークのみが重要になるので, o-Ps のスペクトルに比べて統計量は少ない.

MC の系統誤差は, 単色線源での測定と MC の比較においてコンプトンフリー領域で最大 3.7% の差が見られたことから, 2γ のスペクトルにおいてもコンプトンフリー領域 ($511 - 2\sigma$[keV] より低エネルギー側) に 3.7% の系統誤差を計上した.

4.6.3 2γ 崩壊の測定スペクトルと MC スペクトルの比較

測定スペクトルと MC スペクトルの比較においては, 以下の 3 パラメータをフィットパラメータとした.

- 検出器のエネルギー分解能 σ (keV)
- エネルギー較正直線の傾きの補正量 A(%)
- 真空中スペクトルに掛けるスケール k_v

これらをフィットパラメータとして測定スペクトルと MC スペクトルを 400–530keV の領域でフィットした. このとき, スペクトルの高さは 400–530keV の総事象数が等しくなるように合わせ, 式 (3.2) で定義される χ^2 による最小自乗法を用いた.

フィット結果が図 4.12 である. 511keV ピークが測定スペクトルと MC スペクトルで一致しているのがわかる.

このフィットから得られたパラメータの結果を表 4.2 に示す.

表 4.2: 2γ 崩壊の測定スペクトルと MC スペクトルのフィットにおける各種パラメータ

χ^2 /自由度	エネルギー較正直線の傾きの補正量 A (ピーク位置の横のズレ: %)	真空中スペクトルに掛けるスケール k_v	検出器のエネルギー分解能 σ (keV)
20.5/23	$(-8.6 \pm 2.5) \times 10^{-3}$%@511keV	$(1.695 \pm 0.008) \times 10^{-2}$	9.33 ± 0.01@511keV

よって, エネルギー較正直線の傾きの補正量は $A = (-8.6 \pm 2.5) \times 10^{-3}$%@511keV である. 単色線源の場合 (小節 3.2.5) と同様に, 2γ の MC スペクトルでピークをガウシアンフィットして, ガウシアンフィットでのズレを求めた. その結果, ガウシアンフィットから得られる 511keV のピーク位置は $-(6.6 \pm 0.5) \times 10^{-3}$% ズレていた. 測定スペクトルと MC スペクトルのフィットから得られたエネルギー較正の補正量はこれと一致しており, 妥当であるといえる.

補正量 A を 2γ 崩壊由来の 511keV ピークから求めることができたので, 前節までの解析で得られた真空中スペクトルと酸素ガス中スペクトルにエネルギー較正直線の傾きの補正を施した.

その他のパラメータ, k_v, σ についての妥当性に関しては, 小節 4.13.1, 4.13.2 で o-Ps の測定スペクトルと MC スペクトルの比較で得られたパラメータと合わせて議論する.

4.7 ピックオフ崩壊による背景事象の推定

酸素ガス中の測定データに対しても前節まで述べたように真空中のデータと同様の解析を行い, 2γ 崩壊と o-Ps の 3γ 崩壊の事象のみのエネルギースペクトルを得ている.

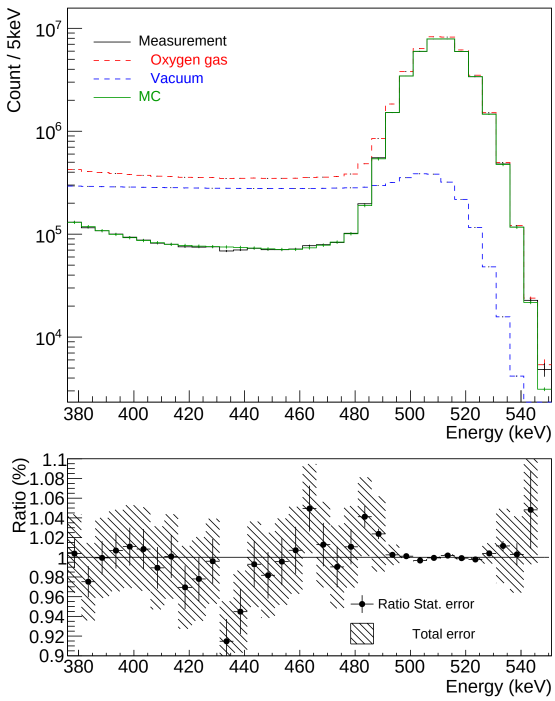


図 4.12: 2γ 崩壊の測定スペクトルと MC スペクトルのフィット結果 : 上段における黒線が測定スペクトル, 緑線が MC スペクトル, 赤点線が酸素ガス中スペクトル, 青点線が真空中スペクトル. 下段は 測定スペクトル / MC スペクトル 比を示す. 誤差棒が統計誤差を表し, 斜線が系統誤差を含めた誤差を表す.

ただし, 酸素ガス中スペクトルの 2γ 崩壊事象はスピン交換によるものであり, 小節 1.3.1 で述べたように, ピックオフ崩壊の 2γ 崩壊事象とピーク幅が異なる. そこで, ピックオフ崩壊の寄与を推定するために表 1.1 の 2 つの値の平均値 2.4keV で酸素ガス中スペクトル (図 4.11(b) の黒線) を smear した. smear 量としては,

$$\Delta\sigma(E) = \frac{2.4}{2\sqrt{2\log 2}} = 1.0\ (\mathrm{keV}), \tag{4.12}$$

である (FWHM を σ に変換するために $2\sqrt{2\log 2}$ で割った).

4.8　ピックオフ崩壊による背景事象の除去

ピックオフ崩壊の寄与 (+o-Ps の 3γ 崩壊スペクトル) のスペクトルが推定できたので, 次にこのスペクトルを真空中のスペクトル (図 4.11(a) の黒線) から差し引きたい. しかし, 差し引く際の酸素ガス中のスペクトルに掛けるスケール, つまり, 真空中と酸素ガス中のスペクトルにおける 2γ 崩壊の割合を知る必要がある. ピックオフ崩壊やスピン交換の生じる確率が高い程, これらによるクエンチから o-Ps の測定寿命が短くなるので, 測定寿命から 2γ 崩壊の割合のおおよそは知ることができる. しかし, この手法では $O(\alpha)$ の検証をする上で十分な精度は得られないので, 本実験では節 4.12 での測定スペクトルと MC スペクトルのフィットにおいて, ピックオフ崩壊の寄与を差し引く際の酸素ガス中スペクトルに掛けるスケールをフィットパラメータとして組み込んで求めた. フィットから得られたパラメータを用いてピックオフ崩壊事象を差し引く様子が図 4.13 になる. このフィットの方法については次節で述べる.

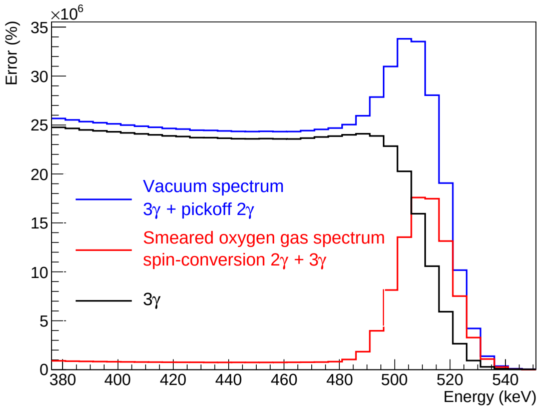


図 4.13: 節 4.12 で真空中スペクトル (青線) から smear 後の酸素ガス中スペクトル (赤線) を差し引いて得られる 3γ 事象のスペクトル (黒線)

4.9 測定スペクトルと MC スペクトルの比較方法

測定スペクトルと, Tree level, $O(\alpha)$ の MC スペクトルを比較する上で, Tree level と $O(\alpha)$ の MC スペクトルのどちらの方が測定スペクトルと比べてもっともらしいかを表す指標が必要である. そこで, 2 つの MC スペクトルから新たにパラメータ $\boldsymbol{F}$ を導入して以下のように定義される MC スペクトルを作成した.

$$\text{MC スペクトル} \equiv (1-\boldsymbol{F}) \times \left[\text{Tree level の MC スペクトル}\right] + \boldsymbol{F} \times \left[O(\alpha) \text{ の MC スペクトル}\right]. \tag{4.13}$$

よって,

$$\text{MC スペクトル} = \begin{cases} \text{Tree level の MC スペクトル} & (F=0 \text{ のとき}), \\ O(\alpha) \text{ の MC スペクトル} & (F=1 \text{ のとき}), \end{cases} \tag{4.14}$$

である. そのため, この新たに導入した $\boldsymbol{F}$ をフィットパラメータにして MC スペクトルを測定スペクトルにフィットすることで F を求め, F が 0 に近いか, 1 に近いかから測定スペクトルが Tree level を支持するか, $O(\alpha)$ を支持するかを検証することができる.

式 (4.13) のように定義された MC スペクトルのうちいくつかの F の値を取るスペクトルを 400–530keV の領域で図 4.14 に示した.

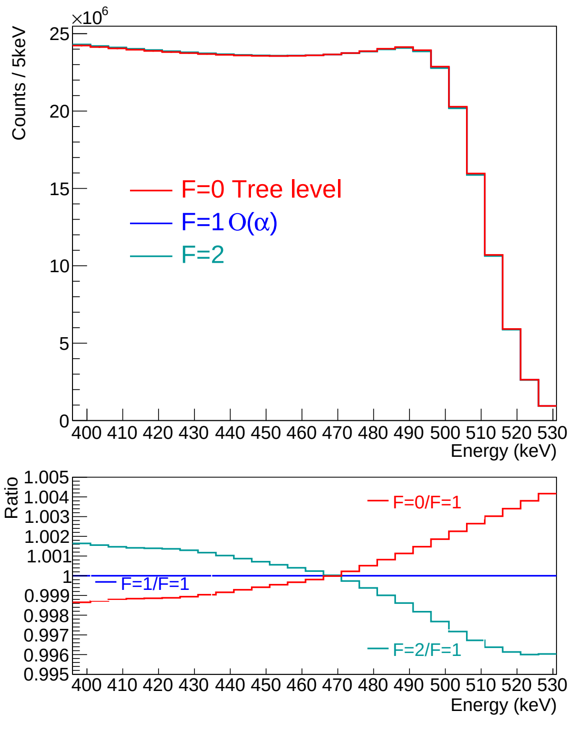


図 4.14: 各 F の値をとる場合の 400–530keV での o-Ps の MC スペクトル: 上段がスペクトルで, 下段が各スペクトルを $F=1(\,O(\alpha))$ の MC スペクトルに対する比で表したもの. 赤線は $F=0$ (Tree level) の MC スペクトル, 青線は $F=1$ の MC スペクトル. 水色線は F=2 の MC スペクトルを表す.

Tree level の $O(\alpha)$ に対する差が右上がりに斜めの差であるので, もし F が 1 より大きい値を取る場合, スペクトルは $O(\alpha)$ に対して右下がりに斜めの差を持つことになる. このように, Tree level と $O(\alpha)$ の 400–530keV における特徴的な差がスペクトルの斜めの差であるので, F は 400–530keV での傾きを表す量といえる.

O-Ps スペクトルにおける測定スペクトルと MC スペクトルの比較においても, 式 (3.2) で定義される χ^2 を用いた最小自乗法を用いた. フィットパラメータとしては以下の 3 つとなる.

- F
- 検出器のエネルギー分解能 σ (keV)
- 酸素ガス中スペクトルに掛けるスケール k_o

酸素ガス中スペクトルに掛けるスケール k_o は測定スペクトルにおいてピックオフ崩壊事象を差し引く際の, 酸素ガス中スペクトルに掛けるスケールを指す (節 4.8). これは真空中スペクトルと酸素ガス中スペクトルでの 2γ 崩壊の割合に対応する量である.

用いるエネルギー領域としては, 前述しているとおり **400–530keV** であり, この領域を用いる理由としては,

- $O(\alpha)$ の寄与に対する感度が大きい
- 511keV のコンプトンエッジより高いエネルギー領域であり, $LaBr_3$(Ce) でのコンプトン散乱によるスペクトルの変形が小さいため MC の系統誤差を低く抑えられる

が挙げられる.

このエネルギー領域での総事象数を等しくなるように測定スペクトルと MC スペクトルの高さを合わせて上で述べたスペクトルのフィットを行った.

4.10 測定スペクトルの誤差

(フィット後に得られた 3γ 崩壊の) 測定スペクトルの系統誤差を含めた誤差を図 4.15(a) に示す.

系統誤差としては,

- アクシデンタルイベントを差し引く際のアクシデンタルイベントのエネルギースペクトルに掛けるスケールの誤差
- エネルギー較正直線の傾きの補正量の誤差

である. しかし, アクシデンタルイベントのスケールは 1275keV のピークフィットから求めているので精度良く決まっており, その誤差は統計誤差に比べて十分小さく. また, エネルギー較正直線の傾きの補正は, エネルギースペクトルにおいてピークのような急な変化を持つ領域しか大きな影響を受けないので, o-Ps スペクトルにおいては 500keV 以上の変化の大きい領域しか影響を受けない. さらに, 500keV 以上の領域においてはアクシデンタルイベントの除去やピックオフ崩壊事象の除去といった差し引きの誤差の方が大きく, エネルギー較正直線の補正量の誤差は差し引きの誤差に比べて十分小さい.

よって, 主な誤差の要因は, 400–500keV に関しては純粋な統計誤差であり, 500keV 以上の領域では背景事象の除去による差し引きの誤差である. 400–500keV の領域では測定データの統計量が十分大きいために 0.07% 程度の誤差に抑えられている. 一方, 500keV 以上では背景事象の差し引きのために 0.2–2.1% と大きな誤差になっている.

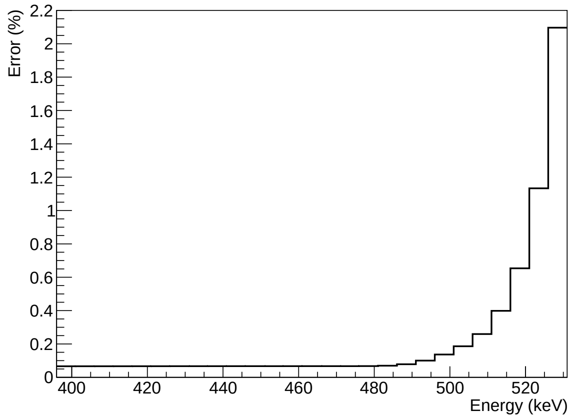
4.11 MC スペクトルの誤差

MC スペクトルの誤差を図 4.15(b) に示す.

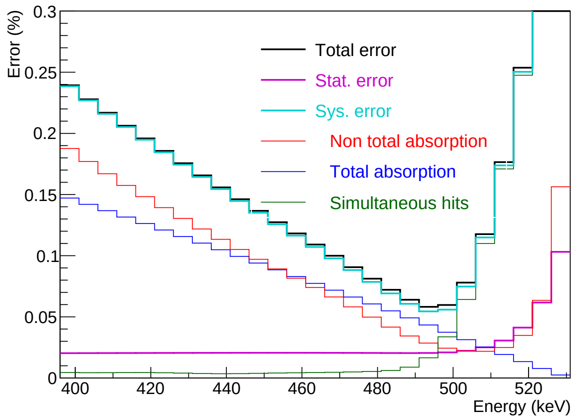
MC の統計誤差は MC の統計量で決まり, 膨大な事象数の MC を生成したので, 系統誤差に比べて 1/2 以下であり十分小さい.

一方, 系統誤差は節 3.3 で議論したエネルギー非全吸収イベント, エネルギー全吸収イベント, Simultaneous hits イベ

ントのそれぞれの事象の誤差から求める. 以下の小節 4.11.1–4.11.3 で, それぞれの事象から生じる系統誤差について説明する.



(a) 測定スペクトルの誤差 (%)



(b) MC スペクトルの誤差 (%) : 黒線が誤差の合計, 桃色線が統計誤差, 水色線が系統誤差の合計, 赤線が非全吸収イベントの系統誤差, 青線が全吸収イベントの系統誤差, 緑線が Simultaneous hits イベントの系統誤差.

図 4.15: o-Ps の測定スペクトルと MC スペクトルの誤差 : 各ビンにおけるスペクトルの高さに対する割合 (%) で表している.

4.11.1　エネルギー非全吸収イベントから生じる系統誤差

エネルギー非全吸収イベントの誤差は小節 3.3.2 より, 3.7% である. この誤差は単色線源のコンプトンフリー領域での MC と実測の比較から求めた. この誤差は非全吸収イベントに対しての割合であるので, 図 3.9 から得られる非全吸収イベントの割合を考慮すると, o-Ps の MC スペクトル (全事象) に対する非全吸収イベントから生じる系統誤差の割合は図 4.15(b) の赤線になる. 低エネルギー側では, 非全吸収イベントの割合が大きいので, 系統誤差も大きく, 最大 0.19% 程度であり, 511keV 付近では非全吸収イベントは少ないので, 系統誤差も小さく, 最小 0.03% 程度である.

4.11.2　エネルギー全吸収イベントから生じる系統誤差

エネルギー全吸収イベントの誤差を推定する上で小節 3.3.3 において, $O(\alpha)$ の寄与を検証する上で最も問題となる傾きの誤りについて着目した. エネルギーの高い側と低い側での全吸収効率 ($LaBr_3$(Ce) で全吸収されて検出される効率) の誤りの差を推定し, その結果, 400–530keV で 0.15% の差が存在しうるという結果を得た. この結果から, 図 4.15(b) の青線のような系統誤差を計上した. 530keV での 0% から 400keV での 0.15% まで増加していく系統誤差を与えることで, 存在しうる傾きの誤りを補っている.

4.11.3　Simultaneous hits イベントから生じる系統誤差

2 本以上のガンマ線が $LaBr_3$(Ce) に入る確率に $LaBr_3$(Ce) の o-Ps 崩壊点からの距離が大きく影響するので, 小節 3.3.4 では $LaBr_3$(Ce) の o-Ps 崩壊点からの距離の誤差を Simultaneous hits イベントの主な誤差の原因として, Simultaneous hits イベントの誤差を推定した. その結果, $LaBr_3$(Ce) の距離 ±2mm の誤差から, Simultaneous hits イベントのスペクト

ルに対して 2% の誤差が生じると推定した. この誤差を Simultaneous hits イベントのスペクトルに与えた場合, 全事象に対する割合で図 4.15(b) の緑線のような系統誤差が得られた. 500keV 以下のエネルギー領域では, Simultaneous hits イベントの割合が非常に小さいので系統誤差は無視できる程小さいが, 500keV 以上の領域では, Simultaneous hits イベントが占める割合が大きいために, 系統誤差も大きく, 最大 0.48% の系統誤差が存在する.

4.11.4 MC スペクトルの系統誤差のまとめ

以上で考慮した系統誤差を表 4.3 にまとめた. これらは異なる事象に対しての系統誤差であるので, これら 3 つの系統誤差の自乗和の平方根を MC スペクトルの系統誤差とした. 400–500keV では 400keV で最大 0.24% であり, エネルギーが高くなるにつれて小さくなり, 500keV で最小 0.06% をとる. 400–500 keV での主な系統誤差の要因は, 物質の影響を受ける非全吸収イベントから生じるものと, 全吸収イベントの傾きの誤差である. 測定スペクトルの誤差と比べても大きく, 本実験の結果を制限している要因といえる. 500keV 以上では系統誤差は大きくなるが, 測定スペクトルでの誤差に比べると十分小さく, 測定スペクトルの背景事象の差し引きの誤差によるところが大きい.

表 4.3: 400, 500, 530keV での MC の系統誤差 (%) : 各エネルギーでの MC スペクトルの高さに対する割合 (%) で表している.

要因	@400keV	@500keV	@530keV
エネルギー非全吸収イベント	0.19%	0.02%	0.16%
エネルギー全吸収イベント	0.15%	0.04%	0.002%
Simultaneous hits イベント	0.004%	0.03%	0.48%
計	0.24%	0.06%	0.51%

4.12 測定スペクトルと MC スペクトルのフィット結果

測定スペクトルと MC スペクトルのフィット結果が図 4.16 であり, 下段の Data が " [測定スペクトル] / [$O(\alpha)$ の MC スペクトル (F=1)] " である. $O(\alpha)$ の MC スペクトル (F=1) は Data に沿っているが, 一方で Tree level (F=0) の MC スペクトルは右上がりに Data からずれているのが見られる.

フィットパラメータとしては表 4.4 となった.

表 4.4: 2γ 崩壊の測定スペクトルと MC スペクトルのフィットにおける各種パラメータ (誤差は 68.3%C.L.)

χ^2 /自由度	F	酸素ガス中スペクトルに掛けるスケール k_o	検出器のエネルギー分解能 σ (keV)
14.5/23	0.90 ± 0.64	1.439 ± 0.004	9.26 ± 0.05@511keV

フィットパラメータから見ても, F が $F = 0.90 \pm 0.64$ (68.3%C.L.) でという 1 に近い値を得た. さらに, $F \leq 0$ の範囲を 92%C.L. で棄却できるという結果も得られた.

本実験のこの結果から $O(\alpha)$の QED 計算が実験と無矛盾であることを検証できたとともに, Tree level のエネルギースペクトルが 92%C.L. で棄却された.

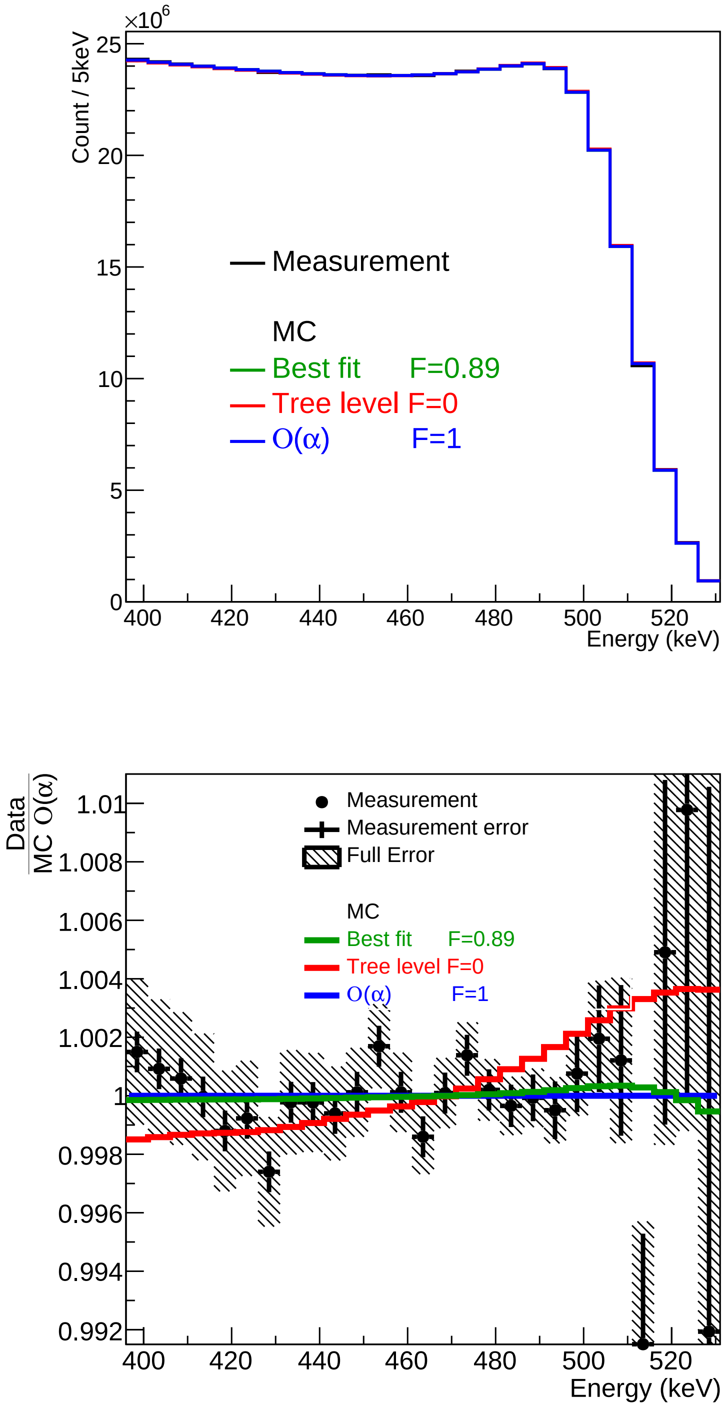


図 4.16: o-Ps の測定スペクトルと MC スペクトルのフィット結果 (400–530keV) : 上段がエネルギースペクトル. 下段が各スペクトルの $O(\alpha)$ の MC スペクトルに対する比. 黒線は測定スペクトル, 緑線はフィット結果から得られた MC スペクトル, 赤線は Tree level の MC スペクトル, 青線は $O(\alpha)$ の MC スペクトル. 下段における誤差棒は測定スペクトルの誤差を表し, 斜線は MC スペクトルの誤差を含めた誤差を表す.

4.13　種々のパラメータの吟味

4.13.1　ピックオフ崩壊の割合

真空中スペクトルと酸素ガス中スペクトルでのピックオフ崩壊事象の割合は, フィットパラメータであった真空中スペクトルに掛けるスケール k_v(2γ 崩壊のフィット, 小節 4.6.3) と酸素ガス中スペクトルに掛けるスケール k_o(o-Ps 崩壊のフィット) から得られる. 得られたピックオフ崩壊事象の割合は, 比較領域である 400–530keV で

$$\text{真空中}\ : 13.35 \pm 0.04\%, \tag{4.15}$$

$$\text{酸素ガス中} : 86.33 \pm 0.07\%, \tag{4.16}$$

であった.

これらが妥当かを判断するために, 測定寿命からピックオフ崩壊事象の割合を求めた. o-Ps の崩壊率を $\tau_{o\text{-}Ps}$, ピックオフ崩壊の崩壊率を λ_{pick} とすると, Ps の個数を N として, 時間 dt の間に崩壊して変化する個数 dN は,

$$\mathrm{d}N = -(\lambda_{o\text{-}Ps} + \lambda_{pick})N\mathrm{d}t, \tag{4.17}$$

これを解いて,

$$\tag{4.18}$$

$$\Leftrightarrow \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = N_0 \exp\left\{-\left(\lambda_{o\text{-}Ps} + \lambda_{pick}\right)t\right\}, \tag{4.19}$$

となる. 指数部分より測定寿命 τ_{obs} は,

$$\tau_{obs} = \frac{1}{\lambda_{o\text{-}Ps} + \lambda_{pick}}, \quad {}^{1} \tag{4.20}$$

である.

一方, 観測される事象数 N_{obs} を考えた場合, 3γ 崩壊, 2γ 崩壊それぞれの検出効率 $\epsilon_{3\gamma}, \epsilon_{2\gamma}$ を考える必要があり, o-Ps 崩壊とピックオフ崩壊のそれぞれについて観測される事象数 $n_{o\text{-}Ps}, n_{pick}$ については,

$$n_{o\text{-}Ps} : n_{pick} = \epsilon_{3\gamma}\lambda_{o\text{-}Ps} : \epsilon_{2\gamma}\lambda_{pick}, \tag{4.21}$$

という関係が考えられるので, 式 (4.20) と式 (4.21) よりピックオフ崩壊事象の割合は,

$$\frac{n_{pick}}{n_{o\text{-}Ps} + n_{pick}} = \frac{1 - \lambda_{o\text{-}Ps}\tau_{obs}}{1 - \lambda_{o\text{-}Ps}(\tau_{obs} - \frac{\epsilon_{3\gamma}}{\epsilon_{2\gamma}})}, \tag{4.22}$$

となる. $\epsilon_{3\gamma}, \epsilon_{2\gamma}$ の値としては, 比較領域である 400–530keV での検出効率を MC において求め, 次の値を得た.

$$\left(\frac{\epsilon_{3\gamma}}{\epsilon_{2\gamma}}\right)_{400\mathrm{keV}\text{–}530\mathrm{keV}} = 0.6587. \tag{4.23}$$

この値と, 表 4.1 の真空中での測定寿命 128–131ns, 酸素ガス中での測定寿命 27–31ns を用いると, 測定寿命から得られるピックオフ崩壊事象の割合は表 4.5 のようになり, フィットパラメータから得られるピックオフ崩壊事象の割合と無矛盾な結果が得られる.

[1] 厳密には λ_{pick} には時間依存性があるが, ここでは時間によらず一定と近似している. (そのため測定寿命において, 時間に依存して変化する範囲を考慮している.)

表 4.5: 各ガス中の測定でのピックオフ崩壊事象の 400–530keV での割合

ガス	測定寿命から得られた割合 (%)	フィットパラメータから得られた割合 (%)
真空中	11.4–14.3%	13.35 ± 0.04%
酸素ガス中	84.5–86.6%	86.33 ± 0.07%

4.13.2 検出器のエネルギー分解能

検出器のエネルギー分解能には小節 4.3.2 で述べたように長期間の測定における時間変化があるために, 厳密には他の単色線源の比較から得られる値 (小節 3.2.5) とは異なる. しかし, 粗い比較は可能であり, 式 (3.1) の仮定を用いて 511keV での検出器のエネルギー分解能に外挿して比較した (表 4.6). o-Ps スペクトルのフィットから得られた分解能は単色線源での分解能や小節 4.6.3 での 2γ 崩壊スペクトルの比較から得られた分解能と大きな差は見られず, o-Ps スペクトルのフィットから得られた検出器のエネルギー分解能は妥当であるといえる.

表 4.6: 各比較から得られた検出器のエネルギー分解能 σ(keV)@511keV : 値は式 (3.1) を用いて外挿した 511keV での値である.

比較対象	o-Ps 崩壊ガンマ線 (3γ)	^{51}Cr	^{137}Cs	2γ
σ(keV)@511keV	9.26 ± 0.05	9.205 ± 0.003	9.233 ± 0.005	9.33 ± 0.01

4.13.3 ピックオフ崩壊事象の推定の際の smear 量の結果への影響

ピックオフ崩壊の寄与を推定するために節 4.7 で酸素ガス中スペクトルを smear する必要があった.

このときの smear 量としては表 1.1 の文献値を与えたので, これが妥当か確認する必要がある. そこで, smear 量を変えた場合の o-Ps の測定スペクトルと MC スペクトルのフィットも行った. smear 量の変え方としては, 式 (4.12) から得られる smear 量に $0.6, 0.7, \cdots, 1.6, 1.7$ をかけることで smear 量を変えた. この係数を横軸にしてフィット結果を表した図が 4.17 である. χ^2 を見ると smear 量に掛ける係数が 1.1 程度で最小値をとり, 係数が 1 のときも χ^2 が小さく smear 量として妥当といえる.

4.13.4 比較領域の結果への影響

比較領域として 400–530keV を用いたが, この比較領域を変えても $O(\alpha)$ を支持する結果に無矛盾な結果が得られるかを確認した.

まず, この 400keV, 530keV という値に理由は無いので, この比較領域の最小値, 最大値を多少変えても結果には影響しないことを確認する必要がある. そこで, 最小値, 最大値を ±10keV 変えた場合の各領域でも同様に o-Ps の測定スペクトルと MC スペクトルのフィットを行った. 結果は表 4.7(a) である. どのエネルギー領域でも χ^2 は十分小さく, F の変化は ±0.1 程度しかないので, エネルギー領域の多少の変化に依らず $O(\alpha)$ を支持する同様の結果が得られるといえる.

また, 大きく比較領域の範囲を動かしたときも確認した (50keV 単位で変えた). ただし, $O(\alpha)$ の寄与に対する感度が大きい 511keV 付近は含めた. 結果が表 4.7(b) である. F の振れ幅はあるものの, どの領域でも 1σ 程度の範囲で $O(\alpha)$ (F=1) に無矛盾な結果が得られている. 350–400keV の低エネルギー領域を含めた比較では, F が 1 より大きくなる傾向がある. そこで低エネルギー側のスペクトルを確認してみると, 図 4.18 のようになっている (これは, 400–530keV

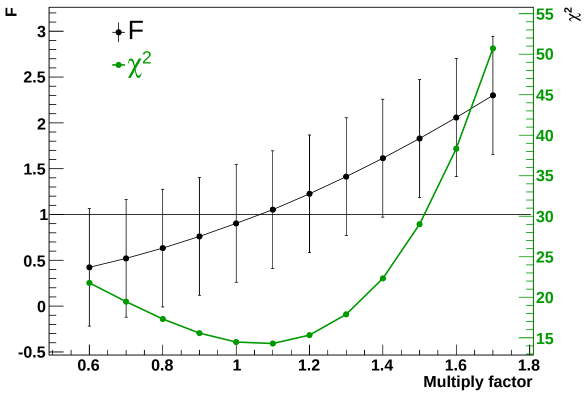


図 4.17: Smear 量を変えたときの o-Ps スペクトルのフィット結果 :横軸が元の smear 量に掛ける係数. 黒線が F を示し, 緑線が χ^2 を示す. 黒線の誤差棒は 1σ(68.3%C.L.) での誤差.

のフィットから得られる結果のスペクトル). 低エネルギー側では MC スペクトルが測定スペクトルからズレがあるのがわかる. そのため, このズレによって F が 1 からズレてしまっているといえる. このズレの原因としては 2 つある. 1 つは, 低エネルギー側で周囲の物質の影響が大きくなる (エネルギー非全吸収イベントの割合が大きくなる) ためである. もう 1 つは, 511keV のコンプトンエッジが 345keV であるので, 低エネルギー側では $LaBr_3$(Ce) でのコンプトン散乱の過程が影響してくるためである. この過程は, エネルギー非全吸収イベントにおける MC の系統誤差を考える上で (小節 3.3.2), 考慮に入れられていない. また, 図 3.8 の単色線源 ^{51}Cr における測定スペクトルと MC スペクトルの比較では, コンプトンエッジでのズレが大きく見られた (7% 程度のズレ). よって, +7% のズレがコンプトンエッジ以下の低いエネルギー (^{51}Cr では 200keV 以下, ^{137}Cs では 510keV 以下) で生じると仮定した時の, o-Ps のスペクトルで生じるズレを推定した. o-Ps のスペクトルは, 図 4.19 のように各エネルギーでの単色線源のエネルギースペクトルの重ねあわせである. そのため, それぞれの単色線源スペクトルにおいて, コンプトンエッジ以下の低いエネルギーのスペクトルを +7% ずらすことで, その重ねあわせである o-Ps スペクトルのズレを調べた. そのズレが図 4.18 の下段の桃色線である. このズレは, o-Ps の測定スペクトルと MC スペクトルで見られたズレと同程度であることがわかる. このことからも, コンプトンエッジでのズレが o-Ps スペクトルでのズレを生じさせていると考えられる. また, このようなコンプトンエッジからくるズレが考えられるので, 400–530keV のようなコンプトンエッジを避ける領域を用いるのが妥当である.

表 4.7: 各エネルギー領域での o-Ps の測定スペクトルと MC スペクトルのフィット結果

((a)) 比較領域を ±10keV 変えた場合

比較領域	**400–530keV**	390–530keV	410–530keV	400–540keV	400–520keV
χ^2 /自由度	**14.5/23**	14.9/25	13.7/21	17.4/25	13.2/21
F(誤差は 68.3%C.L.)	**0.90 ± 0.64**	0.98 ± 0.60	0.77 ± 0.69	0.85 ± 0.64	0.95 ± 0.66

((b)) 比較領域を ±50keV 変えた場合

比較領域	350–580keV	350–530keV	400–580keV	450–580keV	450–530keV
χ^2 /自由度	46.4/43	25.1/33	35.1/33	31.9/23	11.1/13
F(誤差は 68.3%C.L.)	1.62 ± 0.50	1.65 ± 0.51	0.88 ± 0.64	1.15 ± 1.09	1.22 ± 1.10

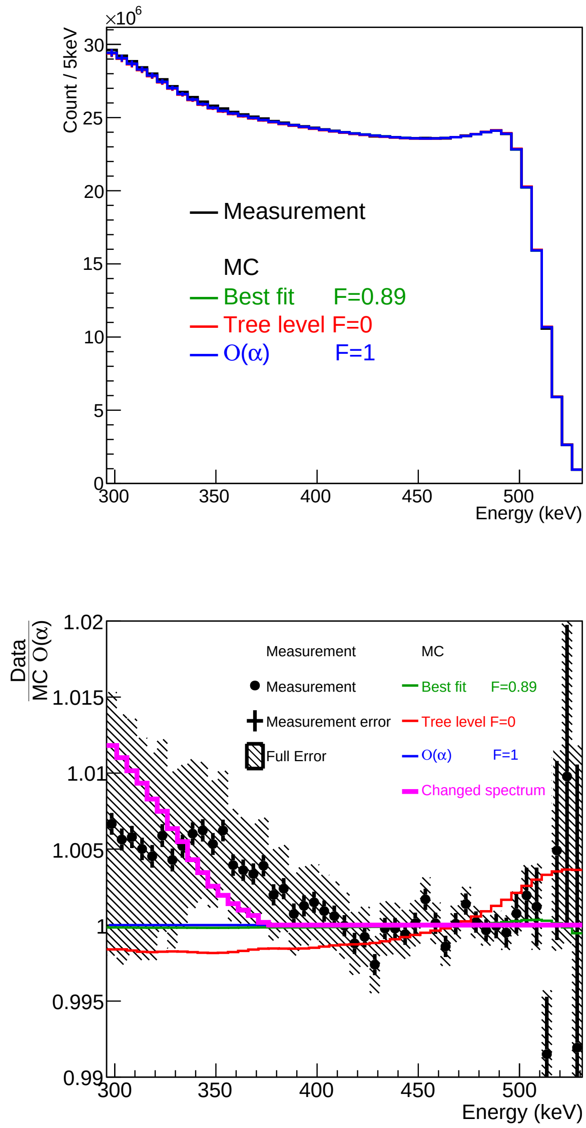


図 4.18: o-Ps の測定スペクトルと MC スペクトルのフィット結果の低エネルギー領域 : 図 4.16 の低エネルギー領域を含めた図. 上段がエネルギースペクトル. 下段が各スペクトルの $O(\alpha)$ の MC スペクトルにに対する比. 黒線は測定スペクトル, 緑線はフィット結果から得られた MC スペクトル, 赤線は Tree level の MC スペクトル, 青線は $O(\alpha)$ の MC スペクトル. 下段における誤差棒は測定スペクトルの誤差を表し, 斜線は MC スペクトルの誤差を含めた誤差を表す. 下段の桃色線は単色線源のスペクトルにおけるコンプトンエッジ以下に相当する事象を +7% ずらした場合の o-Ps スペクトル.

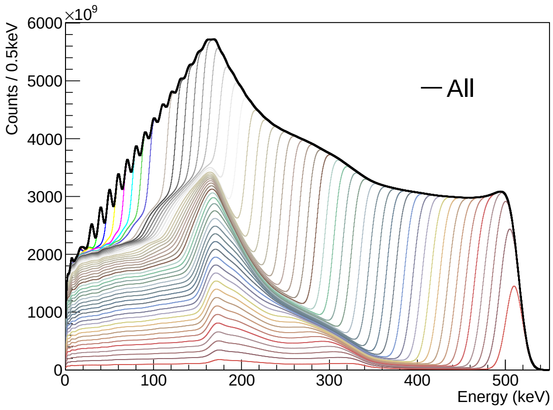


図 4.19: 単色線源スペクトルの重ねあわせから作成した o-Ps スペクトル : MC で求めた 20–510keV までの 10keV 毎の単色線源スペクトルを重ねあわせて作成した o-Ps スペクトルが黒線になる. その他の線は, 510keV から 20keV まで順に単色線源スペクトルを重ねあわせていく途中でのスペクトル.

第 5 章

未知粒子探索

5.1 エネルギースペクトルを用いた未知粒子探索の方針

本実験では精密な o-Ps 崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルを得ているので, 小節 1.4 に挙げたようなピークサーチによる未知粒子探索において, 新しい領域での探索ができると期待できる. 特に以下の 2 つの点で特色あるピークサーチが行えると考えられる.

一つ目は, ピックオフ崩壊の寄与を推定・除去できていることから, ピックオフ崩壊が多くて今までに行われていなかった511keVに近い 467keV < E_p の領域での短寿命未知粒子X_1探索が行える点である.

2 つ目は, MC によって未知粒子が存在しない場合の o-Ps 崩壊スペクトルが正確に推定できていることから, 未知粒子の寿命が非常に小さくO(keV)の崩壊幅を持つ超短寿命粒子X_2の探索が行える点である. 今までのピークサーチによる未知粒子探索では十分ピークの幅が狭かった (数 keV 程度) ので, 多項式フィットによって背景事象である "o-Ps 崩壊事象 + ピックオフ崩壊事象" の形を推定していた. しかし, 崩壊幅が大きい場合はサーチするピークの幅も大きくなり背景事象の推定が困難になるため, 崩壊幅を持つ超短寿命粒子の探索は行われてこなかった.

これらの 2 点に注目して, 節 4.12 のフィットで得た測定スペクトルと $O(\alpha)$ の MC スペクトルを用いて o-Ps $\to X + \gamma \to 3\gamma$ 崩壊におけるピークサーチによる未知粒子探索を行った.

5.2 分岐比 Br(o-Ps $\to X + \gamma \to 3\gamma$) の計算方法

本実験でのピークサーチでは, 図 4.16 で得られた測定スペクトルに対して, "$O(\alpha)$ の MC スペクトル (背景事象)+ ガウシアンピーク (シグナル)" でフィットして, o-Ps 崩壊ガンマ線エネルギースペクトルの上にピークが存在しないかを調べる.

ピークが存在した場合に, ガウシアンピークの大きさから分岐比 Br(o-Ps $\to X + \gamma \to 3\gamma$) に直して一般化してやる必要がある. また, 有意なピークが存在しなかった場合にも分岐比に対して制限をつけるために分岐比に直す必要がある. そのため, まずこの節で分岐比の計算方法について述べる.

5.2.1 計算方法概略

O-Ps の崩壊数を I, エネルギー E_p (keV) のピークをつくる未知粒子 X $\left(質量\ m_X(\mathrm{keV}) = \sqrt{4m_e(m_e - E_p)}\right)$ に崩壊する分岐比を $Br(E_p)$, エネルギー E_p のガンマ線が本実験のセットアップで $LaBr_3$(Ce) に全吸収される効率 (検出効率含む) を $\epsilon_{tot}(E_p)$ とおくと, シグナルである o-Ps $\to X + \gamma \to 3\gamma$ の崩壊過程によるエネルギー E_p のピークの事象数 $n_p(E_p)$ は,

$$n_p(E_p) = I \times Br(E_p) \times \epsilon_{tot}(E_p), \tag{5.1}$$

となる.

一方, 背景事象である o-Ps→ 3γ 崩壊イベントのうち, 511keV のガンマ線が $LaBr_3$(Ce) に全吸収された事象数を $n_{tot}(511)$ とすると,

$$n_{tot}(511) = 3I \times P_{o\text{-}Ps}(511) \times \epsilon_{tot}(511), \tag{5.2}$$

となる. ここで, $3I$ の 3 はガンマ線が一回の崩壊で 3 本生じるためであり, $P_{o\text{-}Ps}(511)$ は o-Ps 崩壊ガンマ線の放出時のエネルギーが 511keV である確率である.

これら 2 式 [式 (5.1), (5.2)] の比をとって I を打ち消し, $Br(E_p)$ を求めると,

$$Br(E_p) = 3P_{o\text{-}Ps}(511)\frac{1}{\frac{\epsilon_{tot}(E_p)}{\epsilon_{tot}(511)}}\frac{n_p(E_p)}{n_{tot}(511)}, \tag{5.3}$$

となる. よって, $P_{o\text{-}Ps}(511)$, $\frac{\epsilon_{tot}(E_p)}{\epsilon_{tot}(511)}$, $n_{tot}(511)$, $n_p(E_p)$ を求めることで $Br(E_p)$ を計算できる. そこでこれらの値を, 以降の小節 5.2.2–5.2.5 で順に求めていく.

5.2.2 o-Ps 崩壊ガンマ線のエネルギーが 511keV である確率 $P_{o\text{-}Ps}(511)$

$P_{o\text{-}Ps}(511)$ は 1 本の o-Ps 崩壊ガンマ線について考えた時に, そのエネルギーが 511keV である確率である. そのため, 図 1.3(a) のエネルギースペクトルで 511keV の事象が全体に占める割合に相当する. ここで, 具体的にどのエネルギー範囲を 511keV とするかが問題となるが, 式 (5.2) が成り立てばよいので, 右辺の $n_{tot}(511)$ が対象とする事象のエネルギー範囲と一致すればよい. そこで, 510–511keV を 511keV とみなすことにして, 図 1.3(a) の $O(\alpha)$ のエネルギースペクトルから $P_{o\text{-}Ps}(511)$ を求めた. その結果,

$$P_{o\text{-}Ps}(511) = 4.4 \times 10^{-3}, \tag{5.4}$$

となった.

5.2.3 511keV ガンマ線が $LaBr_3$(Ce) に全吸収された事象数 $n_{tot}(511)$

前小節で式 (5.2) における 511keV を 510–511keV と定義したので, $n_{tot}(511)$ においても全吸収された事象のうち, 元のガンマ線のエネルギーが 510–511keV である[1]事象の数を求める必要がある. しかし, 元のガンマ線のエネルギーは測定スペクトルにおいては分からない. そのため, MC において全吸収されてかつ元のガンマ線のエネルギーが 510–511keV である事象を記録し, その事象数の全検出事象数に対する比を求めた (図 5.1). この比は 1.8×10^{-3} となった. この比と測定スペクトルの全事象数 3.6×10^8 より, 測定スペクトルにおける $n_{tot}(511)$ は,

$$n_{tot}(511) = 6.5 \times 10^5, \tag{5.5}$$

と求められた.

5.2.4 全吸収検出効率の比 $\frac{\epsilon_{tot}(E_p)}{\epsilon_{tot}(511)}$

検出効率は, MC における崩壊数 (放出ガンマ線数) と検出事象数から求めることができる. よって, 検出効率を求めるために新たに複数のエネルギーのガンマ線で MC を生成した. 生成したガンマ線のエネルギーは 390, 400, $\cdots$, 520keV(10keV おき) の 14 つのエネルギーとした. MC の構成は, 節 3.1 で述べた o-Ps のガンマ線をシミュレートする MC を元にして, ガンマ線の本数 (1 本にした) とエネルギーを変えたものである. 390, 400, $\cdots$, 520keV での $\epsilon_{tot}(E_p)$ の値が図 5.2(a) のデータ点である. これら 14 点の間を spline で補間したものが図 5.2(a) 中の曲線である.

[1] $LaBr_3$(Ce) のエネルギー分解能によって smear された後のエネルギーでは無いことに注意.

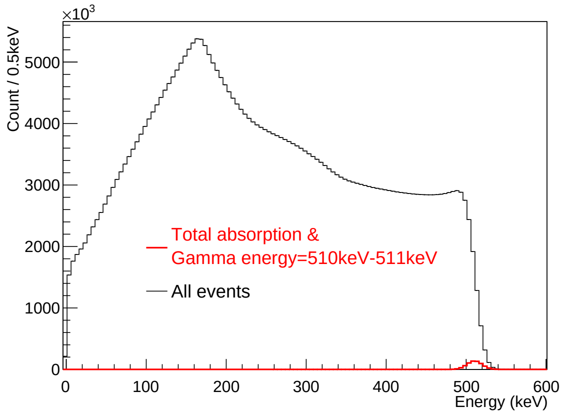
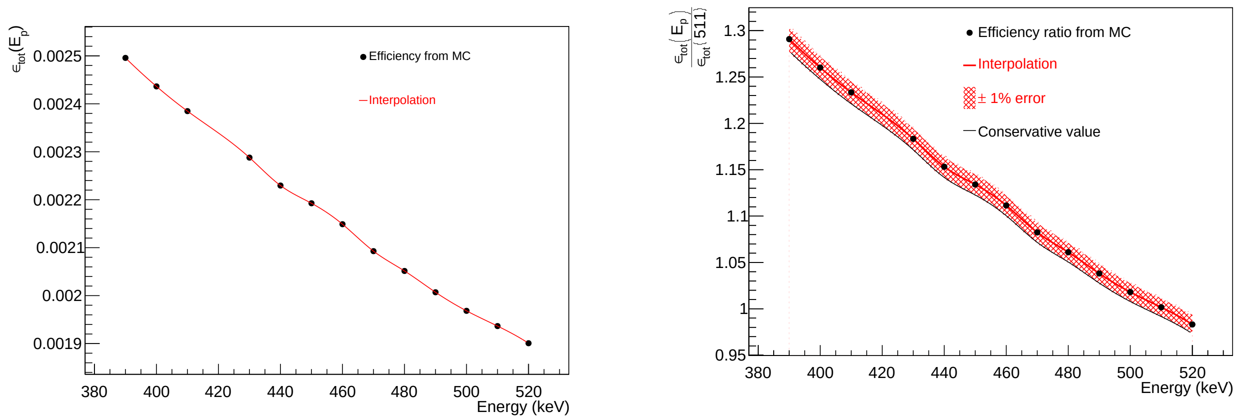


図 5.1: $LaBr_3$(Ce) に全吸収されてかつ元のガンマ線のエネルギーが 510–511keV である事象のエネルギースペクトル (赤線) : 黒線は o-Ps の MC スペクトル (全事象).

さらに, $\epsilon_{tot}(511)$ で割った $\epsilon_{tot}(E_p)/\epsilon_{tot}(511)$ を図 5.2(b) に示す. 検出効率の誤差としては ±1% 程度を見込むことにした. 分岐比の制限をつけるときには保守的にこの図の補間曲線の -1% の値 (黒線) を用いた.



(a) 各ガンマ線エネルギーの MC から求めた $\epsilon_{tot}(E_p)$

(b) $\frac{\epsilon_{tot}(E_p)}{\epsilon_{tot}(511)}$: 赤斜線部が ±1% の検出効率の誤差, 実際に分岐比の計算に用いた値は黒線の保守的な値,

図 5.2: 全吸収検出効率 : 黒点が MC から求めた値, 赤線が spline による補間.

5.2.5 シグナルを探索するための測定スペクトルにおけるフィット ($n_p(E_p)$ の推定)

シグナルはエネルギー E_p のガウシアンピークであり, 背景事象は $O(\alpha)$ の MC スペクトルであるので, 測定スペクトルにフィットするスペクトルは,

$$p_0\left(O(\alpha)\text{ の MC スペクトル}\right) + p_1\left(\text{ガウシアン}(E_p,\sigma)\right), \tag{5.6}$$

である．ここで, ガウシアンの入力パラメータの第 1 項は中心値を表し, 第 2 項はピーク幅 σ(keV) を表す．よって, フィットに関わるパラメータとしては,

- ピークエネルギー E_p(keV)
- ピーク幅 σ(keV)
- 背景事象に対する係数 p_0 ⎫ フィットパラメータ
- ピークの大きさに対応する係数 p_1 ⎭

がある．ピークエネルギー E_p を変えることで探索対象の X の質量が異なる領域を探索する．p_0, p_1 は測定スペクトルと式 (5.6) のスペクトルをフィットする際のフィットパラメータである．ピーク幅 σ については, 短寿命未知粒子 X_1(節 5.3) と超短寿命未知粒子 X_2(節 5.4) を探索する場合で扱い方が異なる．

短寿命未知粒子 X_1 の探索の場合, 未知粒子の崩壊幅が検出器のエネルギー分解能より十分小さい場合を想定するので, ピーク幅は検出器のエネルギー分解能の寄与のみで決まることになる．そのため, 節 4.12 のフィットで得られた検出器のエネルギー分解能を用いてピーク幅 σ_1 は,

$$\sigma_1 = 9.26 \times \sqrt{\frac{E_p}{511}}, \tag{5.7}$$

と E_p のみで決まる値となる．

超短寿命未知粒子 X_2 の探索の場合, 未知粒子の崩壊幅 Γ_{X_2}(keV) によるピーク幅への寄与が無視できない場合を想定している．よって, 未知粒子の崩壊幅 Γ_{X_2} に合わせてガウシアンの幅を変えてフィットする必要がある．そのためこの探索では, 横軸が X_2 の質量 m_{X_2} で縦軸が崩壊幅 Γ_{X_2} の 2 次元領域を探索することになる．ここで, 崩壊幅 Γ_{X_2} は FWHM であるので, 式 (5.6) の σ に入力する形 σ_2 に直すと,

$$\sigma_2 = \sqrt{\sigma_1^2 + \left(\frac{\Gamma_{X_2}}{2\sqrt{2\log 2}}\right)^2}, \tag{5.8}$$

となる．ここで, σ_1 は式 (5.7) で表される検出器のエネルギー分解能からくる寄与である．

フィット範囲は, ピーク幅の前後 $\pm 4\sigma$ とし, 用いる測定スペクトル, MC スペクトルは節 4.12 で得たスペクトルのよりビン幅を細かくしたもの (1 ビン=1keV) とした．これは E_p をより細かく変えて探索するためである．

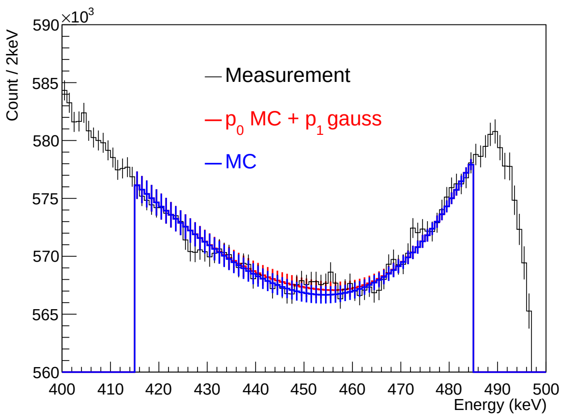


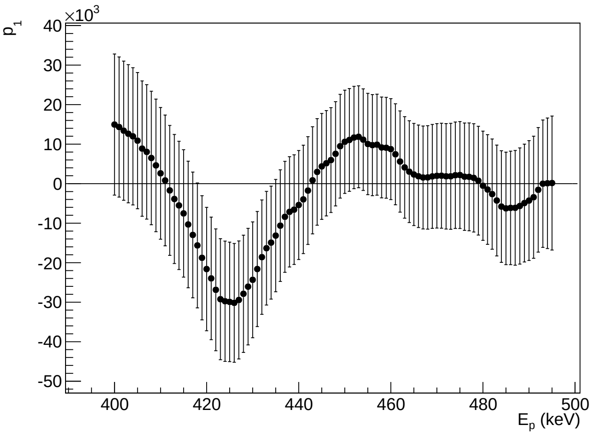
図 5.3: $O(\alpha)$ の MC スペクトル + ガウシアンピークでの測定スペクトルに対するフィット：短寿命未知粒子 X_1 の探索における E_p = 450keV, σ_1 = 8.68keV の場合. 黒線が測定スペクトル, 赤線がフィットした MC スペクトル + ガウシアン, 青線が MC スペクトル.

フィットの例として短寿命未知粒子 X_1 における E_p = 450keV でのフィットを図 5.3 に示す.

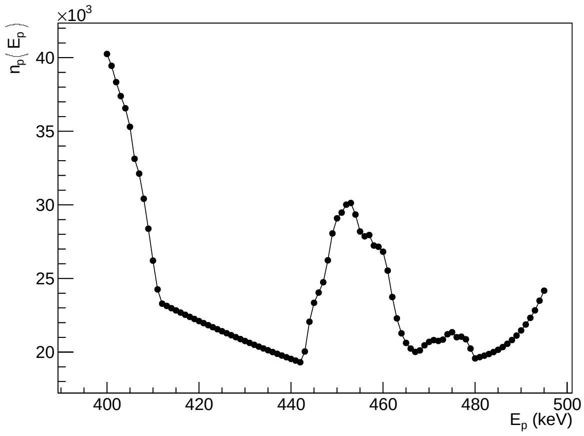
$n_p(E_p)$ は, このフィットから得られた p_1 からガウシアンの規格化とスペクトルのビン幅を考慮して求めることができる.

5.3　短寿命未知粒子 X_1 の探索の結果

今まで探索されてこなかった $492 > E_p > 467$keV の領域での o-Ps $\to X + \gamma \to 3\gamma$ を探索した. $n_p(E_p)$ に対応するフィットパラメータ p の結果を表したものが図 5.4(a) である. 今回の解析では, 小節 4.12 で得られた測定スペクトルを用いている. ピークフィット結果に, ピックオフ崩壊事象を差し引く際の酸素ガス中スペクトルに掛けるスケール k_o との相関が存在する可能性があるので, $511 - 2\sigma_1$ 以下 (=492keV 以下) のピークのみを探索した. この図から今回の短寿命未知粒子の探索において, 3σ を超えるような明らかな未知粒子の兆候は得られなかったといえる.



(a) p_1(誤差は 1σ=68.3%C.L.)



(b) $n_p(E_p)$ に対する制限 (90%C.L.)

図 5.4: 短寿命未知粒子 X_1 のピークサーチの結果

よって, この結果から分岐比 $Br($ o-Ps $\to X_1 + \gamma \to 3\gamma$ $)$ に対して制限 (90%C.L.) をつけることにした. そのために, 90%C.L. の誤差 $e_{90\%}$ を求め,

$$p_1 > \begin{cases} e_{90\%} & p_1 < 0 \text{ の場合,} \\ p_1 + e_{90\%} & p_1 \geq 0 \text{ の場合,} \end{cases} \qquad @90\%\text{C.L.} \tag{5.9}$$

とした. これから得られた $n_p(E_p)$ に対する 90%C.L. の制限が図 5.4(b) である. 低エネルギー側 (E_p < 410keV) は MC スペクトルの系統誤差が大きいことから制限が弱くなっている. また, 式 (5.9) の p_1 に対する 90% C.L. の制限の定義から, $p_1(E_p) > 0$ である領域 ($440 < E_p < 480$keV) でも, 制限が弱くなっている.

図 5.4(b) の制限に式 (5.3) を用いて分岐比に対しての制限に変換したものが図 5.5 である. 横軸は未知粒子 X_1 の質量 m_{X_1} に変換されており, $m_{X_1} = \sqrt{4m_e(m_e - E_p)}$ で図 5.4(b) の横軸 E_p と対応づけられる. Tsuchiaki et al. [16], Maeno et al. [17] による制限も描かれているが, これらの先行実験よりピークエネルギーが 511keV に近い領域を探索したので, これらとは異なる質量領域に制限がつけられている. 特に, 今まで制限をつけられていなかった 200keV< m_{X_1} < 300keV の質量領域で

$$Br(\text{o-Ps} \to \gamma + X \to 3\gamma) < 5 \times 10^{-4} \qquad \left(200\text{keV} < \mathrm{m_X} < 300\text{keV} \Leftrightarrow 467\text{keV} < \mathrm{E_p} < 491\text{keV}\right), \tag{5.10}$$

の制限を新しくつけることができた.

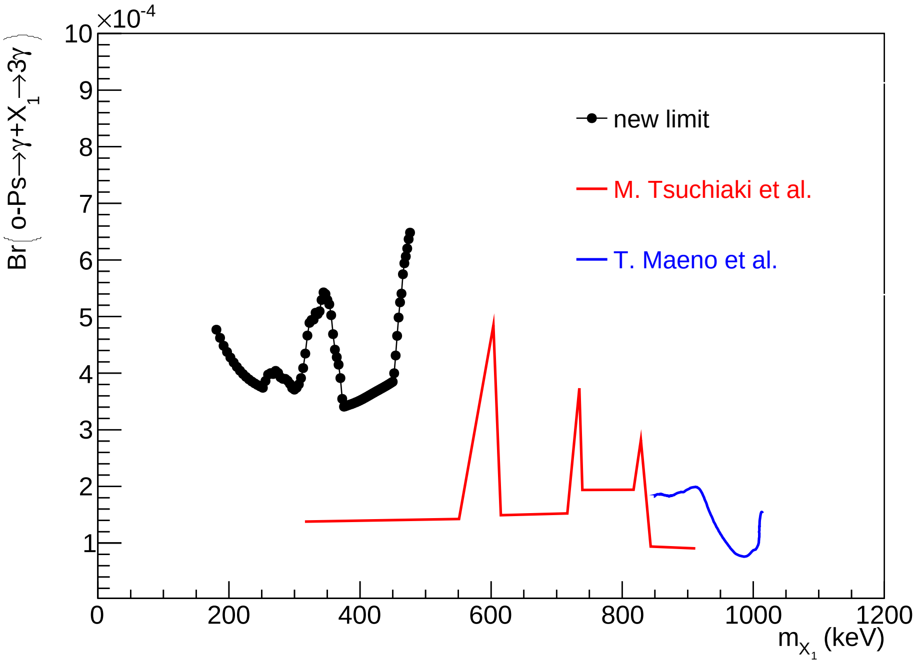


図 5.5: 分岐比 $Br($ o-Ps $\rightarrow X_1 + \gamma \rightarrow 3\gamma)$ に対する制限：黒線が本実験から得られた新しい領域での制限 (90%C.L.). 点が実際にフィットを行った質量での制限である. 赤線は Tsuchiaki et al. [16] による 300–900keV での制限 (95%C.L.). 青線は Maeno et al. [17] による 900–1013keV での制限 (90%C.L.).

5.4 超短寿命未知粒子 X_2 の探索の結果

次に FWHM で崩壊幅 Γ_{X_2}(keV) を持つような超短寿命の未知粒子 X_2 の探索を行った. 400keV< E_p < 492keV, 0keV< Γ_{X_2} < 35keV でのフィットパラメータ p_1 の結果を図 5.6 に示す. この図は $p_1/(p_1$の 1σの誤差) を示しており, どの領域においても p_1 が $\pm 2\sigma$ 以下であり, 実測スペクトルが $O(\alpha)$ の MC スペクトルによく一致しているとわかる.

残念ながら p_1 が $+3\sigma$ を超えるような明らかな超短寿命未知粒子の兆候は得られなかったので, 各点 (E_p, Γ_{X_2}) での分岐比 $Br($ o-Ps $\rightarrow X_2 + \gamma \rightarrow 3\gamma$) に対する制限 (90%C.L.) を求めた. 得られた結果が図 5.7 である.

一つの参考値として, 短寿命未知粒子 X_1 で得られた制限 [式 (5.10)] と同じ $Br < 5 \times 10^{-4}$ の制限を得た領域を確認する. 320keV $< m_{X_2} <$ 360keV の範囲では, $p_1 > 0$ であったため弱い制限となっているが, 320keV $< m_{X_2} <$ 360keV を除く 200keV $< m_{X_2} <$ 460keV の範囲で $Br < 5 \times 10^{-4}$ の制限が得られている. 上方向 (崩壊幅 Γ_{X_2}) に対する $Br < 5 \times 10^{-4}$ の制限が得られる制限の範囲は, 200keV $< m_{X_2} <$ 300keV では 10keV まで, 360keV $< m_{X_2} <$ 460keV では 25keV までとなっている.

寿命 τ に換算すると, τ と Γ は

$$\tau = \frac{h}{\Gamma} = \frac{6.6 \times 10^{-19} (\text{keV s})}{\Gamma(\text{keV})}, \tag{5.11}$$

という関係であるので, Γ_{X_2} = 10keV で $\tau_{X_2} = 6.6 \times 10^{-20}$s に対応する. 従来のピークサーチの実験では, ピーク幅の狭い Ge 半導体検出器 (FWHM で 2keV@511keV) を用いていたので, 探索可能な崩壊幅 Γ_{X_2} は十分無視できる 0.2keV までとすると, 探索可能な寿命の範囲は 3.3×10^{-18}s である. よって, 本実験では測定で得られるスペクトルを MC で精密に推定したことで, 従来より **1 桁以上** 小さい寿命を持つ短寿命未知粒子 X に対して制限を与えられたことになる.

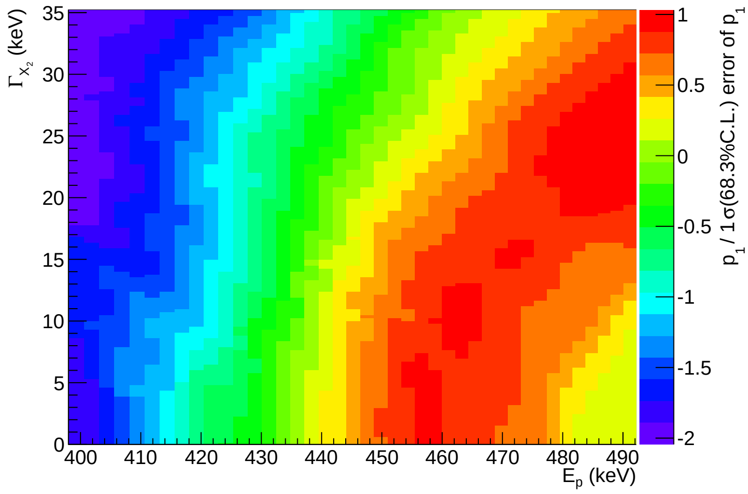


図 5.6: 超短寿命未知粒子 X_2 のピークサーチの結果：横軸は探索した X_2 の質量 m_{X_2}(keV), 縦軸は仮定した X_2 の崩壊幅 Γ_{X_2}(keV). 色 (z 軸) が $p_1/[p_1$の $1\sigma(68.3\%C.L.)$の誤差] を示しており, ピークの有意性を表している.

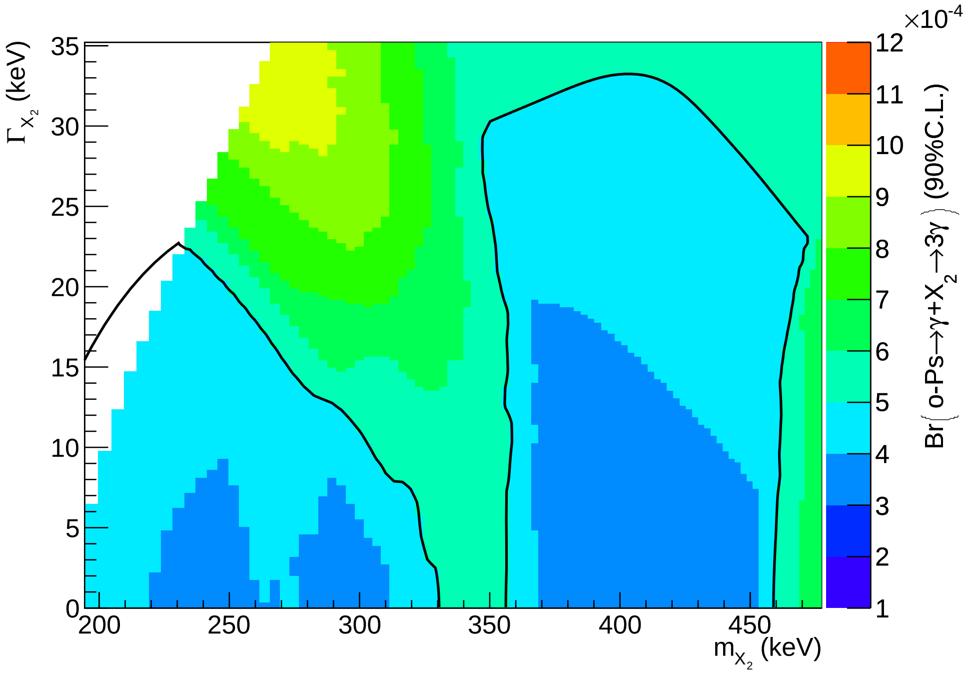


図 5.7: 分岐比 $Br($ o-Ps $\to X_2 + \gamma \to 3\gamma)$ に対する制限 (90%C.L.)：横軸は探索した X_2 の質量 m_{X_2}(keV), 縦軸は仮定した X_2 の崩壊幅 Γ_{X_2}(keV) である. 色 (z 軸) が分岐比に対する制限の大きさを表している. 黒線より下側で $Br < 5\times10^{-4}$ の制限を得ている. 白い範囲は, 探索したピークエネルギー E_p が $511 - 2\sigma_2$(keV) より大きい範囲である. ピークフィット結果に, 節 4.12 でのピックオフ崩壊事象を差し引く際の酸素ガス中スペクトルに掛けるスケール k_o との相関が存在する可能性があるので, 今回は解析していない.

第 6 章

まとめ

本実験では o-Ps 崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルを精密に測定してエネルギースペクトルにおける QED の $O(\alpha)$ の寄与を検証した. 測定においては, 統計誤差を減らすために長期間測定したとともに, 酸素ガス中でも測定することで精密にピックオフ崩壊事象の寄与を推定・除去した. さらに MC を用いて物質の影響を正確に求め, QED 計算と MC から期待される測定スペクトル (MC スペクトル) を求めた. これらから得られた測定スペクトルと MC スペクトルを比較することで, o-Ps 崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルにおける QED 計算の $O(\alpha)$ の寄与を検証した. その結果, 測定スペクトルは $O(\alpha)$ の MC スペクトルによく一致し, Tree level の MC スペクトルを 92%C.L. で棄却した.

この実験では, 今まで行われてきた実験と異なり, ピックオフ崩壊事象の寄与が正確に求めることができている. そのため, 今までには行われていない, ピックオフ崩壊事象の寄与の大きい 511keV 付近の領域で, o-Ps→ $\gamma + X \rightarrow 3\gamma$ の崩壊様式で生じ得る短寿命の未知粒子 X のピークサーチを行うことができた. その結果,

$$Br(\text{o-Ps} \rightarrow \gamma + X \rightarrow 3\gamma) < 5 \times 10^{-4} \qquad \left(200\text{keV} < \mathrm{m_X} < 300\text{keV} \Leftrightarrow 467\text{keV} < \mathrm{E_p} < 491\text{keV}\right), \tag{6.1}$$

という新しい制限 (@90%C.L.) を得ることができた. また, QED 計算と MC を用いて正確な o-Ps 崩壊の測定スペクトルを推定できているので, これを利用することで大きなピーク幅を持つ場合のピークサーチも可能となった. そのため, 崩壊幅 Γ_X が $O(1)$keV あるような大きなピーク幅を持つ超短寿命未知粒子 X に対しても,

$$Br(\text{o-Ps} \rightarrow \gamma + X \rightarrow 3\gamma) < 5 \times 10^{-4} \qquad \left(\begin{array}{c} 200\text{keV} < \mathrm{m_X} < 300\text{keV} \text{ かつ } \Gamma_\mathrm{X} < 10\text{keV} \\ \text{または} \\ 360\text{keV} < \mathrm{m_X} < 460\text{keV} \text{ かつ } \Gamma_\mathrm{X} < 25\text{keV} \end{array}\right), \tag{6.2}$$

という今までにない領域での制限 (@90%C.L.) を得ることができた.

謝辞

指導教官である浅井祥仁教授には, 4 年生の初めにこのテーマを与えて頂きました. 当初からすれば, とても結果が出るとは思えませんでしたが, 教授は必ず結果が出せると信じ, この実験において自分が問題にあたって実験が前に進めなくなったときにも, 教授が最もポジティブに, 率先的に打開策を考え進むべき方針を示してくれました. 教授にはこの実験に本当に熱意を持って付き合っていただきました. 本当に感謝しています. ありがとうございました.

実験の具体的な手法や実験器具の手配など関しては, 素粒子センターの難波助教に付き合って頂きました. 難波助教には, 解析の手法について論理的に筋が通っているかどうかや, 現状を踏まえて次調べてみるべきことを具体的に提示して頂きました. また, 本実験の解析で頻繁に用いたコンピュータの管理や利用した線源の発注・管理に関しましても, 多大にお世話になりました. ありがとうございました.

実験セットアップにおける NIM 回路の設計や Monte Carlo シミュレーションには, 浅井研究室の石田助教に手伝って頂きました. 石田助教には, 石田助教自身の研究において新しく発見したポジトロニウムの解析における注意点を自分の実験にも関わることだと助言して頂きました. また, Monte Carlo シミュレーションに関しては, 様々な設定方法を教えて頂いたとともに, 自分の MC の最終的なチェックも行って頂きました. 本当にありがとうございました. 加えて, 度々お酒に誘って頂いたことにも感謝します.

浅井研卒, 現 CERN フェローの宮崎さんには 4 年生のころから同じ学生という立場からとても親身になって頂きました. もちろん実験に関してもですし, 研究室での生活の仕方や, 教授や助教にどう向き合っていくべきかについても様々なアドバイスを頂きました. 本当にお世話になりました. ありがとうございました.

特別研究員の山崎さん, 博士課程 3 年の稲田さんには, 日々のミーティングで時折助言をして頂いたり, 学会発表の練習に付き合って頂きました. ありがとうございました.

本実験より以前に本実験と同様の実験を行った浅井研卒の大和田さんには, 本実験の最初の方針を決める道標になって頂いた点でとても感謝しています. また, しばしば夕食に誘って頂き, 談笑を交えた楽しい食事が行うことができました. ありがとうございました.

同期でかつ共同研究者である山道氏とは, 4 年の頃に共に実験のセットアップの設計・作製や予備実験を行いました. 山道氏がいたからこそ, この実験の最初の方針が決まっていったと思います. ありがとうございました.

他にも同期の久島くん, 嶺岸くん, 寺尾くん, 徳永くん, 浦野くんには, 度々お酒を飲んだり他愛のない話をしたりして研究の間の息抜きに付き合ってくれました. おかげで楽しい 2 年間を過ごせました. ありがとうございました.

同じ部屋の後輩の山崎くんには, 度々お酒に誘ってくれました. ありがとうございました. 浅井研の後輩の齊藤くん, 西澤くんには学生実験のティーチングアシスタントを引き継いでもらいました. ありがとうございました。

素粒子センター山下研の家城さん, 東工大の山口くん, 広島大の関畑くんとは修士 1 年の CERN Summer Student で一緒になり, それからも日本物理学会などで度々会い, 各々の研究の話をしてくれたりしました. ありがとうございました.

参考文献

[1] Gregory S. Adkins. “Radiative corrections to positronium decay”. In: *Annals of Physics* 146.1 (1983), pp. 78–128. ISSN: 0003-4916. DOI: http://dx.doi.org/10.1016/0003-4916(83)90053-2. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0003491683900532.

[2] Gregory S. Adkins, Richard N. Fell, and J. Sapirstein. “Two-Loop Correction to the Orthopositronium Decay Rate”. In: *Annals of Physics* 295.2 (2002), pp. 136–193. ISSN: 0003-4916. DOI: http://dx.doi.org/10.1006/aphy.2001.6219. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0003491601962190.

[3] J. S. Nico et al. “Precision measurement of the orthopositronium decay rate using the vacuum technique”. In: *Phys. Rev. Lett.* 65 (11 Sept. 1990), pp. 1344–1347. DOI: 10.1103/PhysRevLett.65.1344. URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.65.1344.

[4] S. Asai, S. Orito, and N. Shinohara. “New measurement of the orthopositronium decay rate”. In: *Physics Letters B* 357.3 (1995), pp. 475–480. ISSN: 0370-2693. DOI: http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(95)00916-9. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269395009169.

[5] O Jinnouchi, S Asai, and T Kobayashi. “Precision measurement of orthopositronium decay rate using SiO2 powder”. In: *Physics Letters B* 572.3-4 (2003), pp. 117–126. ISSN: 0370-2693. DOI: http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2003.08.018. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269303012607.

[6] R. Vallery, P. Zitzewitz, and D. Gidley. “Resolution of the Orthopositronium-Lifetime Puzzle”. In: *Phys. Rev. Lett.* 90 (20 May 2003), p. 203402. DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.203402. URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.90.203402.

[7] Y. Kataoka, S. Asai, and T. Kobayashi. “First test of correction of the orthopositronium decay rate”. In: *Physics Letters B* 671.2 (2009), pp. 219–223. ISSN: 0370-2693. DOI: http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2008.12.008. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269308014688.

[8] Gregory S. Adkins, Ali A. Salahuddin, and Koenraad E. Schalm. “Order-α corrections to the decay rate of orthopositronium in the Fried-Yennie gauge”. In: *Phys. Rev. A* 45 (11 June 1992), pp. 7774–7781. DOI: 10.1103/PhysRevA.45.7774. URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.45.7774.

[9] Tianbao Chang, Hsiaowei Tang, and Yaoqing Li. “Gamma-ray energy spectrum from orthopositronium three-gamma decay”. In: *Physics Letters B* 157.5-6 (1985), pp. 357–360. ISSN: 0370-2693. DOI: http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(85)90380-6. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269385903806.

[10] A. Ore and J. L. Powell. “Three-Photon Annihilation of an Electron-Positron Pair”. In: *Phys. Rev.* 75 (11 June 1949), pp. 1696–1699. DOI: 10.1103/PhysRev.75.1696. URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.75.1696.

[11] S. Orito et al. “New limits on exotic two-body decay of orthopositronium”. In: *Phys. Rev. Lett.* 63 (6 Aug. 1989), pp. 597–600. DOI: `10.1103/PhysRevLett.63.597`. URL: `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.63.597`.

[12] S. Asai et al. “Direct search for orthopositronium decay into two photons”. In: *Phys. Rev. Lett.* 66 (10 Mar. 1991), pp. 1298–1301. DOI: `10.1103/PhysRevLett.66.1298`. URL: `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.66.1298`.

[13] N. Shinohara et al. “Pickoff and spin conversion of orthopositronium in oxygen”. In: *Phys. Rev. A* 64 (4 Sept. 2001), p. 042702. DOI: `10.1103/PhysRevA.64.042702`. URL: `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.64.042702`.

[14] S. Asai et al. “Search for long-lived neutral bosons in orthopositronium decay”. In: *Phys. Rev. Lett.* 66 (19 May 1991), pp. 2440–2443. DOI: `10.1103/PhysRevLett.66.2440`. URL: `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.66.2440`.

[15] M.V. Akopyan et al. “Search for a light short-lived neutral boson in orthopositronium decay”. In: *Physics Letters B* 272.3-4 (1991), pp. 443–448. ISSN: 0370-2693. DOI: `http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(91)91856-Q`. URL: `http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939191856Q`.

[16] M. Tsuchiaki et al. “Search for neutral boson in orthopositronium decay”. In: *Physics Letters B* 236.1 (1990), pp. 81–85. ISSN: 0370-2693. DOI: `http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(90)90599-2`. URL: `http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269390905992`.

[17] T. Maeno et al. “A search for massive neutral bosons in orthopositronium decay”. In: *Physics Letters B* 351.4 (1995), pp. 574–578. ISSN: 0370-2693. DOI: `http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(95)00425-K`. URL: `http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939500425K`.

[18] 社会法人 日本アイソトープ協会. **アイソトープ手帳 *11* 版 机上版**. 丸善出版株式会社, 2011.

[19] Glenn F Knoll. *Radiation detection and measurement; 4th ed.* New York, NY: Wiley, 2010.

[20] LeCroy Corporation. *LeCroy Models 2249A, 2249W, 2249SG and 2259B CAMAC Analog-to-Digital Converters*. URL: `http://teledynelecroy.com/lrs/dsheets/2249.htm`.