

UNI検出器を用いた
ポジトロニウムの5光子崩壊過程の研究

首都大学東京 高エネルギー実験研究室 山見 仁美

2014年1月10日

概要

ポジトロニウムは、電子と陽電子の電磁相互作用による束縛状態の水素様原子である。ポジトロニウムはレプトン系であり、その崩壊過程は低エネルギーであるので、崩壊の際は強い相互作用や弱い相互作用の影響が小さい。よって、ポジトロニウムは量子電気力学 (QED) の検証に適している。トータルスピン 1 のスピン 3 重状態のものをオルソポジトロニウムと呼ぶ。荷電共役不変性により、オルソポジトロニウムは奇数本の γ 線に崩壊する。ただし、運動量保存則により 1 本の γ 線への崩壊は禁止される。N 個の光子への崩壊は QED の α^N 過程である (α は微細構造定数)。ポジトロニウムの 5 光子崩壊は、電子と陽電子の存在確率を考慮すると $O(\alpha^8)$ 過程となり、高次 QED 過程の検証が可能である。多重 γ 線スペクトロメータである UNI 検出器はサッカーボール球体 (32 面体) の、30 面上に中心を向いた NaI シンチレータを配置した構造をしている。陽電子は β^+ 崩壊を起こす ^{22}Na 外部線源で生成され、UNI 中心部へリング状永久磁石を利用した収束機構により導かれる。陽電子は UNI 中心部に設置されたトリガー用プラスチックシンチレータを通過した後、シリカエアロジェル標的で停止してポジトロニウム Ps を生成する。ポジトロニウムが崩壊する際に放出する γ 線を、30 台の NaI シンチレータで検出する。UNI 実験では 2008 年 1 月より UNI 検出器を用いてデータを蓄積している。UNI 検出器で観測された陽電子数とポジトロニウムの生成確率から、オルソポジトロニウムは約 10^{10} イベント生成しているの見積もられた。本研究ではモンテカルロシミュレーションを用いて、信号の生成量・検出効率及び背景事象の詳細な評価を行った。モンテカルロシミュレーションには GRACE と Geant4 を用いた。GRACE は、ファインマンダイアグラム及び不変振幅の自動生成、崩壊率のモンテカルロ積分を行い、発生粒子の 4 元ベクトルを生成する。Geant4 は、粒子と物質の相互作用をシミュレートするソフトウェアであり、GRACE で生成したイベントを元に UNI 検出器上でのシミュレーションを可能とする。 1.5×10^7 イベントの 5 光子崩壊事象をシミュレートし UNI 検出器の 5 光子崩壊事象に対する検出効率を見積もった。現在まで標準的に使用していた事象選別条件を用いると $(3.67 \pm 0.49) \times 10^{-6}$ と求められた。その結果、現在まで UNI 検出器で取得したデータから選別される 5 光子崩壊事象は $O(10^{-2})$ イベントと期待される事が分かった。しかし実際にデータを解析した結果、5 光子崩壊事象候補と考えられる事象が約 14 イベント残った。5 光子崩壊事象に対する主な背景事象は 3 光子崩壊事象で放射された 3 本の γ 線がシンチレータ中でコンプトン散乱を起こし、計 5 本のシンチレータで検出される事象である。そこでモンテカルロシミュレーションを用いて、3 光子崩壊事象を 1.5×10^{10} イベント生成し、UNI 検出器で取得したデータとの比較を行った。その結果、事象選別による 5 光子崩壊事象候補は 3 光子崩壊事象による背景事象と考えられ、5 光子崩壊事象はゼロと矛盾がない事が分かった。

た。この事から、検出効率を上げる事を目的として事象選別条件の最適化を行った。しかし、事象選別条件を緩めると3光子崩壊事象の背景事象も増加するため、現在の機器構成では5光子崩壊事象の検出は難しく、線源の強度の強化、また機器構成の変更が必要である事が分かった。本論文では、UNI 検出器による5光子崩壊事象に対する検出効率及びバックグラウンド事象の評価、事象選別条件の最適化についての詳細を記述する。

目次

概要	1
第1章 序論	3
1.1 ポジトロニウムの物理的性質	3
1.2 ポジトロニウムの多光子崩壊	4
1.3 研究の目的	8
第2章 UNI 実験	10
2.1 実験概要	10
2.2 UNI 検出器	10
2.2.1 放射線源部	11
2.2.2 陽電子磁場輸送部	13
2.2.3 ポジトロニウム生成部	18
2.2.4 線検出部	19
2.2.5 データ収集システム	20
2.3 シミュレーション	24
2.3.1 GRACE によるイベントジェネレーション	24
2.3.2 Geant4 によるシミュレーション	32
2.3.3 事象選別条件	39
第3章 多光子崩壊事象の解析	46
3.1 データ取得	46
3.2 エネルギー較正及び時間較正	46
3.3 Timewalk 補正	48
3.4 事象選別	49
3.5 オルソポジトロニウムの生成率及び5光子崩壊事象数の期待値	69
3.6 バックグラウンドの評価	69
第4章 新しい事象選別条件	80
4.1 直線ヒット排除	80
4.2 平面ヒット排除	82
4.3 Double photon cut	82
4.4 新しい選別条件の適用	83

第1章 序論

1.1 ポジトロニウムの物理的性質

1930年にディラックの空孔理論により陽電子の存在が予言され [1]、1934年に Mohorovicic がポジトロニウムの存在を予言した [2]。1951年には Deutsch が初めてガス中でポジトロニウムを生成する事に成功した [3]。ポジトロニウムは、電子と陽電子の電磁相互作用による束縛状態の水素様原子である。換算質量は水素原子の半分であり、エネルギー順位は水素原子の半分である。よって、水素原子のイオン化ポテンシャルは 13.6 eV、ボーア半径は 0.053 nm であるのに対し、ポジトロニウムはそれぞれ 6.8 eV、0.106 nm である。図 1.1 にポジトロニウムの模式図を示す。

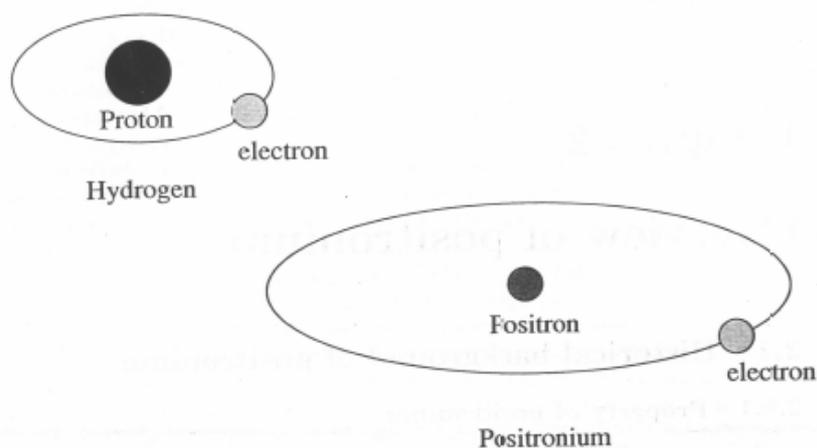


図 1.1: 水素原子とポジトロニウム

物理学で最も成功した理論である量子電気力学 (QED) は、光子と荷電レプトン間の相互作用を記述する。ポジトロニウムはレプトン系であり、その崩壊質量は低エネルギー (1022 keV) であるので、崩壊の際は強い相互作用や弱い相互作用の寄与が小さい。したがって、ポジトロニウムは QED の検証に適している。基底状態のポジトロニウムはスピンによりパラポジトロニウムとオルソポジトロニ

ウムに分けられる。トータルスピン 0 のスピン 1 重状態のものをパラポジトロニウム、トータルスピン 1 のスピン 3 重状態のものをオルソポジトロニウムと呼ぶ。

$$\Psi_T(m=1) = \uparrow\uparrow \quad (1.1)$$

$$\Psi_T(m=1) = \downarrow\downarrow \quad (1.2)$$

$$\Psi_T(m=0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow) \quad (1.3)$$

$$\Psi_S(m=0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow) \quad (1.4)$$

ここで、 \uparrow, \uparrow はそれぞれ電子と陽電子のスピンを表し、 m はスピンの量子化軸への射影を表す。真空中でのパラポジトロニウムの寿命は 142 ns、オルソポジトロニウムの寿命は 125 ps である。ポジトロニウムは固有値 $(-1)^{l+s}$ の荷電共役変換 C の固有状態である。

$$C\Psi(n, l, s) = (-1)^{l+s}\Psi(n, l, s) \quad (1.5)$$

ここで、 n は主量子数、 l は相対軌道角運動量、 s はトータルスピンである。また、 N 本の光子は固有値 $(-1)^N$ の荷電共役変換の固有状態である。荷電共役変換の保存により、パラポジトロニウムは偶数個の線に崩壊し、オルソポジトロニウムは奇数個の線に崩壊する。ただし、 $N=1$ の場合は運動量保存則により禁止される。表 1.1 にパラポジトロニウムとオルソポジトロニウムの性質の違いを示す。

	パラポジトロニウム	オルソポジトロニウム
スピン	1 重項	3 重項
崩壊光子数	偶数個	奇数個 ($N=1$ は禁止)
寿命	142ns	125ps

表 1.1: パラポジトロニウムとオルソポジトロニウム

1.2 ポジトロニウムの多光子崩壊

1.1 節で示したように、パラポジトロニウムは偶数個の線に崩壊し、オルソポジトロニウムは奇数個の線に崩壊する。図 1.2 にパラポジトロニウムの 4 光子崩壊過程の最低次のファインマンダイアグラムの 1 つを示す。最低次のダイアグラムは終状態の光子の交換により 24 個ある。ポジトロニウムの波動関数により $O(\alpha^3)$ となるので、4 光子崩壊事象は $O(\alpha^7)$ 過程となる。ここで、 α は微細構造定数であり、 $\frac{1}{137}$ である。図 1.3 にオルソポジトロニウムの 5 光子崩壊過程の最低次のファインマンダイアグラムの 1 つを示す。最低次のダイアグラムは 120 個ある。5 光子崩壊事象については $O(\alpha^8)$ 過程となる。

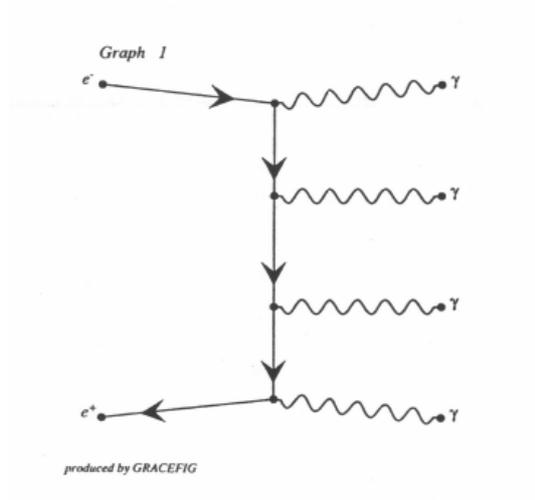


図 1.2: パラポジトロニウムの4光子崩壊過程のファインマンダイアグラム

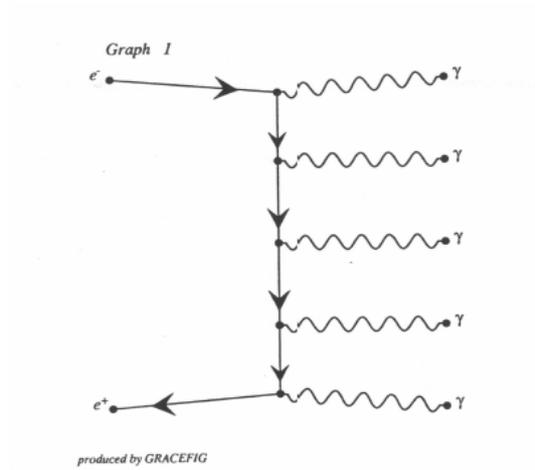


図 1.3: オルソポジトロニウムの5光子崩壊過程のファインマンダイアグラム

パラポジトロニウム及びオルソポジトロニウムの崩壊率 $\lambda_{p-P_s}, \lambda_{o-P_s}$ は式 1.6, 1.7 で表される。

$$\lambda_{p-P_s} = \lambda_{2\gamma} + \lambda_{4\gamma} + \lambda_{6\gamma} + \dots \quad (1.6)$$

$$\lambda_{o-P_s} = \lambda_{3\gamma} + \lambda_{5\gamma} + \lambda_{7\gamma} + \dots \quad (1.7)$$

ここで、 $\lambda_{N\gamma}$ はパラポジトロニウムとオルソポジトロニウムそれぞれが N 個の γ 線に崩壊する崩壊率を表す。 N 光子崩壊の崩壊率は α^N の割合で減少する。パラポジトロニウムの崩壊過程は 2 光子崩壊が支配的であり、オルソポジトロニウムの崩壊過程は 3 光子崩壊が支配的である。

図 1.4 と図 1.5 にパラポジトロニウムの 4 光子崩壊過程及びオルソポジトロニウムの 5 光子崩壊過程の 1 光子のエネルギースペクトラムを示す。それぞれ面積 1 で規格化されている。これは Lepage らによって初めて計算された。[4]

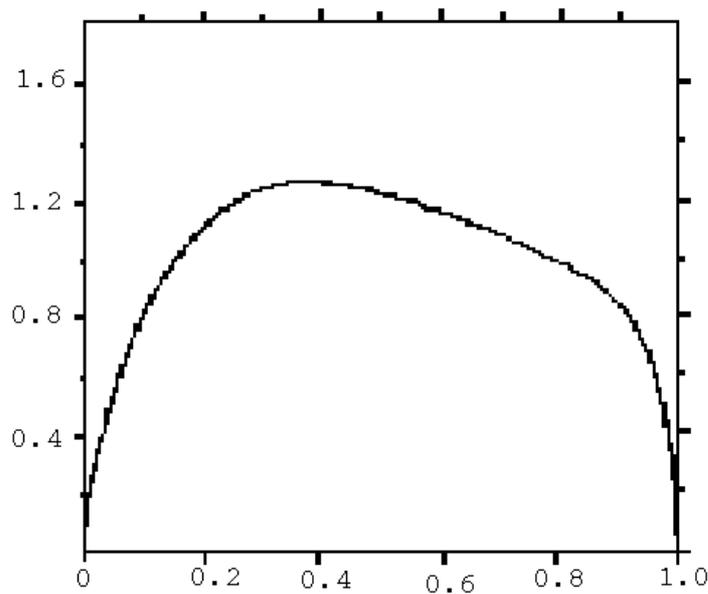


図 1.4: パラポジトロニウムの 4 光子崩壊過程の最低次のエネルギースペクトラム
 横軸： $\frac{2E_\gamma}{m_{e^+e^-}}$ ，縦軸： $\frac{d\Gamma}{dE_\gamma}$

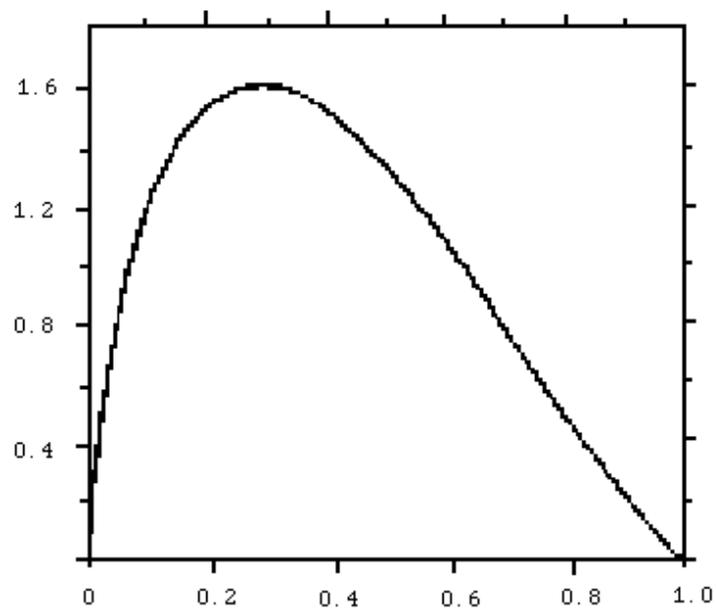


図 1.5: オルソポジトロニウムの 5 光子崩壊過程の最低次のエネルギースペクトラム
 横軸: $\frac{2E_\gamma}{m_{e^+e^-}}$, 縦軸: $\frac{d\Gamma}{dE_\gamma}$

1.3 研究の目的

本実験の目的は、ポジトロニウムの崩壊事象を測定する事により、高次 QED 過程の検証を行う事である。高エネルギーでの電子・陽電子衝突型加速器による対消滅過程は、弱い相互作用や強い相互作用の影響を受けるのに対し、ポジトロニウムの崩壊過程はレプトン系で低エネルギーのため、弱い相互作用や強い相互作用の影響が小さい。したがって、ポジトロニウムは QED 検証に適している。本実験ではポジトロニウムの多光子消滅過程の測定を行う事により、高次 QED 過程の検証を行う。5 光子崩壊過程は $O(\alpha^8)$ である。我々は後述の UNI 検出器を用いて、その幾何学的配置により莫大なバックグラウンドから興味ある事象の選別を行う。また、モンテカルロシミュレーションにより UNI 検出器の検出効率の見積もりを行う。これらを用いて式 1.8 で表されるポジトロニウムの分岐比を求め、QED 理論値との比較を行う。

$$\frac{o\text{-Ps} \rightarrow 5\gamma}{o\text{-Ps} \rightarrow 3\gamma} = \frac{N_{5\gamma} \times \frac{1}{\epsilon_{5\gamma}}}{N_{e^+} \times \epsilon_{o\text{-Ps}}} \quad (1.8)$$

ここで、 N_{e^+} はトリガーカウンターで観測した陽電子数、 $N_{5\gamma}$ は UNI 検出器で検出した 5 光子崩壊事象数、 $\epsilon_{5\gamma}$ はシミュレーションで求めた UNI 検出器の 5 光子崩壊事象の検出効率、 $\epsilon_{o\text{-Ps}}$ は 1.9 で表されるオルソポジトロニウムの生成率を表す。

$$\epsilon_{o\text{-Ps}} = \frac{N_{3\gamma}}{N_{e^+} \times \epsilon_{3\gamma}} \quad (1.9)$$

ここで、 $N_{3\gamma}$ は UNI 検出器で検出した 3 光子崩壊事象数を、 $\epsilon_{3\gamma}$ はシミュレーションで求めた UNI 検出器の 3 光子崩壊事象の検出効率を、 N_{e^+} はトリガーカウンターで観測した陽電子数を表す。

QED 理論値のポジトロニウムの分岐比を以下に示す。

$$\frac{\lambda_{4\gamma}}{\lambda_{2\gamma}} = (1.4796 \pm 0.0006) \times 10^{-6} \quad [5] \quad (1.10)$$

$$\frac{\lambda_{5\gamma}}{\lambda_{3\gamma}} = (0.9591 \pm 0.0008) \times 10^{-6} \quad [8] \quad (1.11)$$

我々は UNI 実験において分岐比を 10 % の精度で測定する事を目標としている。我々は 1990 年に、スピン 1 重状態の電子・陽電子対消滅実験を行い、世界で初めて 4 光子崩壊事象の分岐比を実験的に求めた。その結果は

$$\frac{\lambda_{4\gamma}}{\lambda_{2\gamma}} = [1.30 \pm 0.26(\text{stat.}) \pm 0.16(\text{syst.})] \times 10^{-6} \quad (1.12)$$

であり、誤差の範囲内で QED 理論値と一致した [5]。1994 年にも測定を行い、

$$\frac{\lambda_{4\gamma}}{\lambda_{2\gamma}} = [1.48 \pm 0.13(\text{stat.}) \pm 0.12(\text{syst.})] \times 10^{-6} \quad (1.13)$$

を得た [6]。1996 年にも測定を行い、

$$\frac{\lambda_{4\gamma}}{\lambda_{2\gamma}} = [1.19 \pm 0.14(\text{stat.}) \pm 0.22(\text{syst.})] \times 10^{-6} \quad (1.14)$$

を得た [7]。また 5 光子崩壊事象の分岐比の測定を行い、

$$\frac{\lambda_{5\gamma}}{\lambda_{3\gamma}} = [2.2^{+2.6}_{-1.6}(\text{stat.}) \pm 0.5(\text{syst.})] \times 10^{-6} \quad (1.15)$$

を得、QED 計算値と誤差の範囲で一致した。[8]

これまでに様々な理論計算が行われている。

$$\frac{\lambda_{4\gamma}}{\lambda_{2\gamma}} = 1.48 \times 10^{-6} (\text{Lepage et al.}) [9] \quad (1.16)$$

$$\frac{\lambda_{4\gamma}}{\lambda_{2\gamma}} = 1.449 \times 10^{-6} (\text{Billioire et al.}) [10] \quad (1.17)$$

$$\frac{\lambda_{4\gamma}}{\lambda_{2\gamma}} = (1.489 \pm 0.011) \times 10^{-6} (\text{Muta and Niuya et al.}) [11] \quad (1.18)$$

1994 年にドイツのハイデルベルグで 4 光子崩壊事象の分岐比が測定され、我々の結果と一致している。[12]

$$\frac{\lambda_{4\gamma}}{\lambda_{2\gamma}} = (1.50 \pm 0.07(\text{stat.}) \pm 0.09(\text{syst.})) \times 10^{-6} \quad (1.19)$$

第2章 UNI実験

2.1 実験概要

UNI実験は、多重線スペクトロメータであるUNI検出器(図2.1)を用いてポジトロニウムの多光子崩壊事象の測定を行い、高次QED過程を検証する事を目的とした実験である。ポジトロニウムの多光子崩壊は稀な事象だが、UNI検出器の幾何学的配置により、莫大なバックグラウンドの中から多光子崩壊事象の選別が可能である。

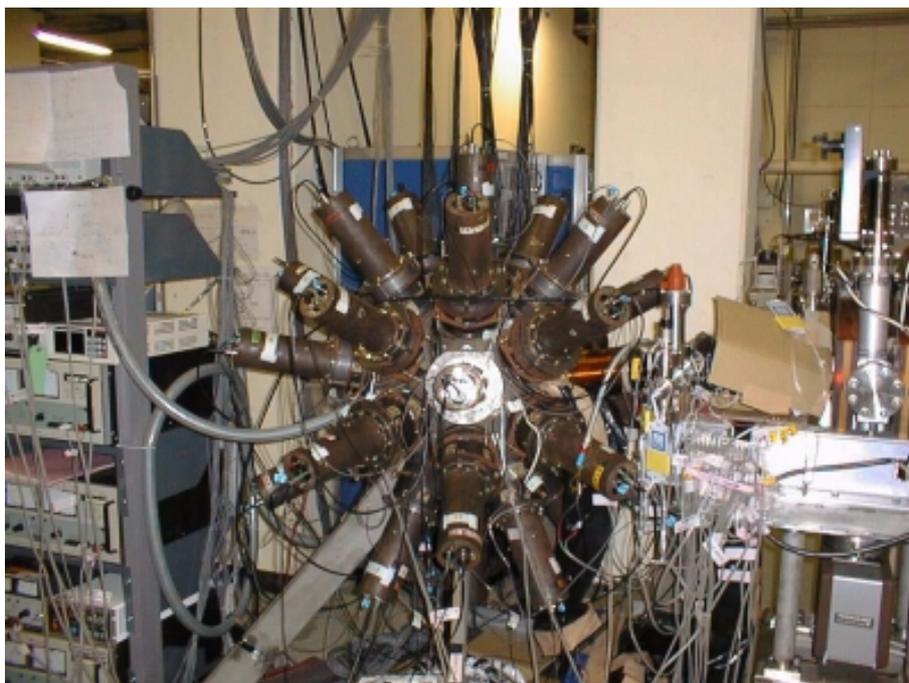


図 2.1: UNI 検出器

2.2 UNI検出器

多重線スペクトロメータであるUNI検出器は切隅20面体構造をしている(図2.2, 図2.3)。切隅20面体は32面体であり、サッカーボールと同様の形をしてい

る。UNI 検出器の対角線上の面間距離は 32 cm である。30 平面の各中心に NaI シンチレータが配置されており、その後方に光電子増倍管 (PMT) がある。残りの 2 平面はビームパイプが設置され、陽電子磁場輸送部が設置されている。UNI 検出器はこの陽電子磁場輸送部の他、放射線源部、ポジトロニウム生成部、線検出部と呼ばれるものから成り立つ。図 2.4 に UNI 検出器の断面図を示す。各部については後述する。

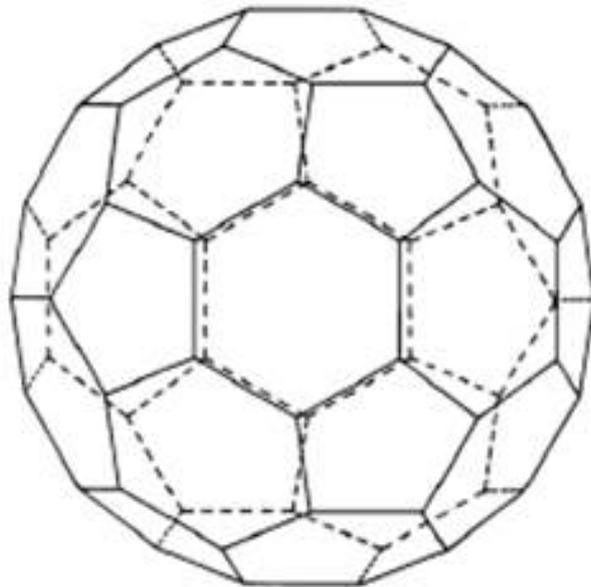


図 2.2: 切隅 20 面体

UNI 検出器の特徴は、その幾何学的配置により莫大なバックグラウンドの中から興味のあるイベントを選択する事が出来る点である。15 組の対に配置された NaI シンチレータにより 2 のバックグラウンドが、UNI 検出器の中心を含む 15 平面に配置された NaI シンチレータにより 3 のバックグラウンドが排除可能となる。後述するトリガー信号により陽電子数と光子検出時間の測定ができ、30 本の NaI シンチレータからの信号にエネルギーと運動量保存則を適用する事により、5 事象を選別する事が可能となる。

2.2.1 放射線源部

ポジトロニウム生成のため、放射性同位体が β^+ 崩壊する際に放出する陽電子を用いる。放射性同位体は ^{22}Na (半減期: 2.603 年) の密封線源を使用する。1996 年 12 月時点の強度は 3.3×10^6 Bq であり、2013 年 12 月の強度は 3.57×10^4 Bq である。 ^{22}Na は図 2.5 のような特性を持つ。 ^{22}Na は β^+ 崩壊 $^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne} + e^+ + \nu_e$

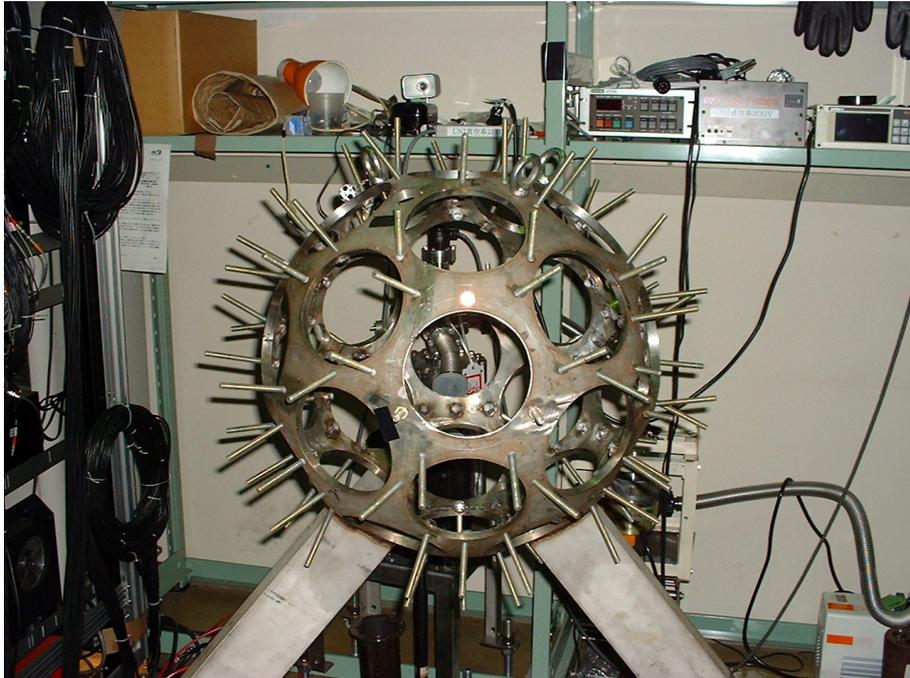


図 2.3: UNI 検出器の外殻

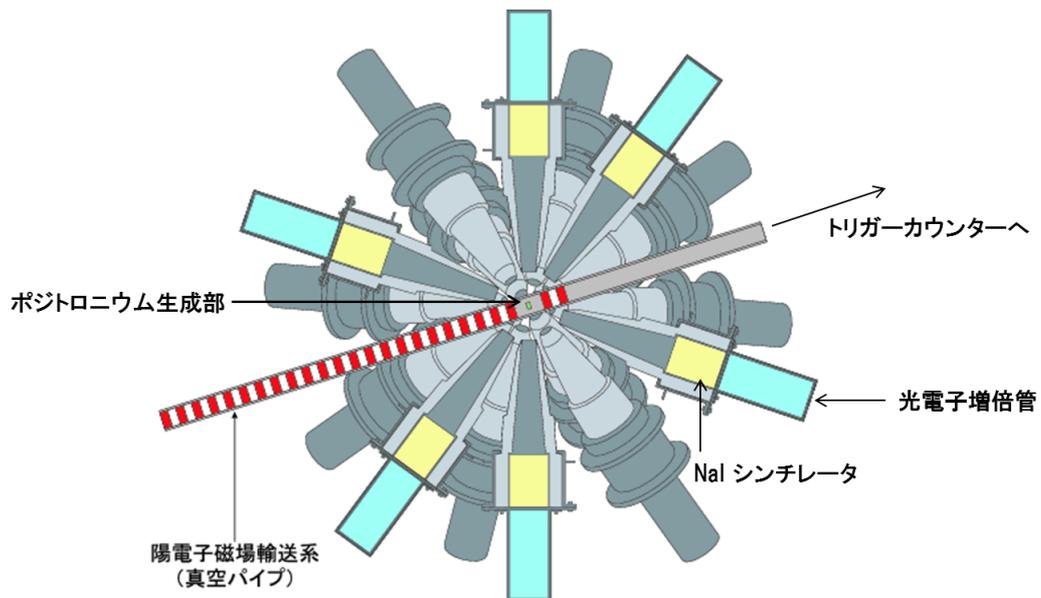


図 2.4: UNI 検出器断面図

し、最大 545 keV のエネルギーを持った陽電子を放出する。その際、陽電子放出と同時に遷移 γ 線 1275 keV (図 2.5 の $\gamma 1$) を放出する。この γ 線はバックグラウンドになり得る。密封線源の外形は直径 12.7 mm、高さ 9.7 mm である (図 2.6)。前面は厚さ 5 μ m のチタンウィンドウ、後面はベリリウムバックングとなっている (図 2.7)。チタンは薄く強度が強いため採用された。ベリリウムバックングにより後方に放出された陽電子はほとんど反射しないが、これは偏極陽電子源用として作られたためである。タングステンバックングを用いると、前方に反射する陽電子数は約 30 パーセント増加する。放射線源から放出された陽電子は陽電子磁場輸送部に入射する。

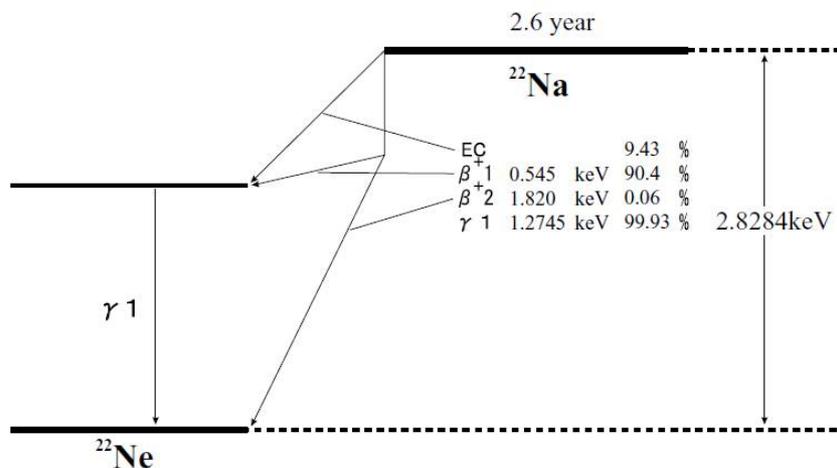


図 2.5: ^{22}Na の崩壊図

2.2.2 陽電子磁場輸送部

陽電子磁場輸送部は永久磁石を用いたビームパイプで構成される (図 2.8)。図 2.9 に陽電子磁場輸送部の模式図を示す。UNI 検出器の平行な 2 面にビームパイプが配置されている。ビームパイプの内部は真空 (約 10^{-5} Torr) になっている。放射線源部がビームパイプの一端に接続されており、もう一端には後述のトリガーカウンターが接続されている。

放射線源部から UNI 検出器中心部までは約 700 mm である。これによりバックグラウンドとなり得る ^{22}Na から放出される 1274 keV の γ 線を除去出来る。図 2.10 に、陽電子磁場輸送部の有無による検出された γ 線のエネルギー分布の比較を示す [13]。

2003 年までの実験では、 ^{68}Ge が UNI 検出器の中心部に配置されていた。 ^{68}Ge は、 β^+ 崩壊 $^{68}\text{Ge} \rightarrow ^{68}\text{Zn} + e^+ + \nu_e$ を起こし最大 1889 keV のエネルギーを持つ



図 2.6: 密封線源

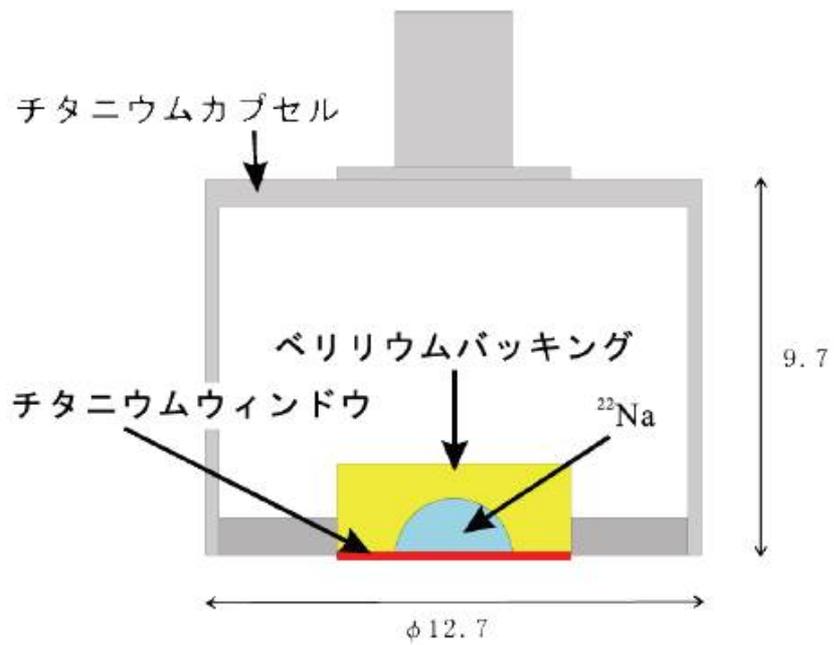


図 2.7: 密封線源断面図

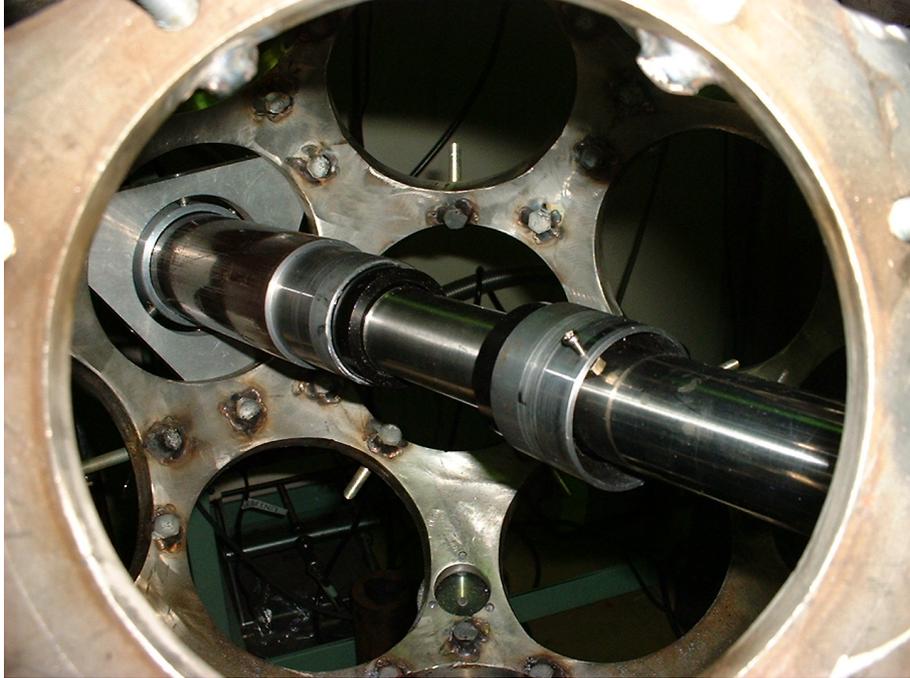


図 2.8: ビームパイプ

た陽電子を放出する。この際、陽電子放出と同時に 1077 keV の遷移 γ 線を放出する。エネルギーが大きいため、シリカエアロジェルの物質量が大きいものが使用されている。図 2.10 では、陽電子磁場輸送部の効果により、エネルギーの高い γ 線が減少しており、バックグラウンドとなる遷移 γ 線の排除が可能になった事が分かる。

図 2.11 にビームパイプ断面図を示す。ポジトロニウムのコンプトン散乱の影響を少なくするため、UNI 検出器中心部付近はパイプの厚さを薄く (200 μm) してある。また、磁場をビームパイプ内に閉じ込め、内部の磁束密度を高めるため、ビームパイプは軟鉄のヨークで覆われている。

永久磁石には円筒形のネオジウム磁石を用い、ネオジウム磁石はラジアル異方に配向されている (図 2.12)。ラジアル異方性とは、円筒形の磁石において半径方向に着磁する配向である。

ビームパイプでは逆方向に着磁されたネオジウム磁石が交互に約 1cm の間隔で軸方向に配置されている (図 2.13)。ビームパイプの中心部分に磁束密度の高低 (± 1.3 kG, 0 kG) が周期的に現れる事により陽電子が発散収束を繰り返し、ターゲット部へと輸送される。放射線源部から見込む後述のポジトロニウム生成部の立体角 Ω の割合は

$$\frac{\Omega}{4\pi} \simeq \frac{\pi \times 10^2}{4\pi \times 700^2} \simeq 5.102 \times 10^{-4} = 0.05102 \% \quad (2.1)$$

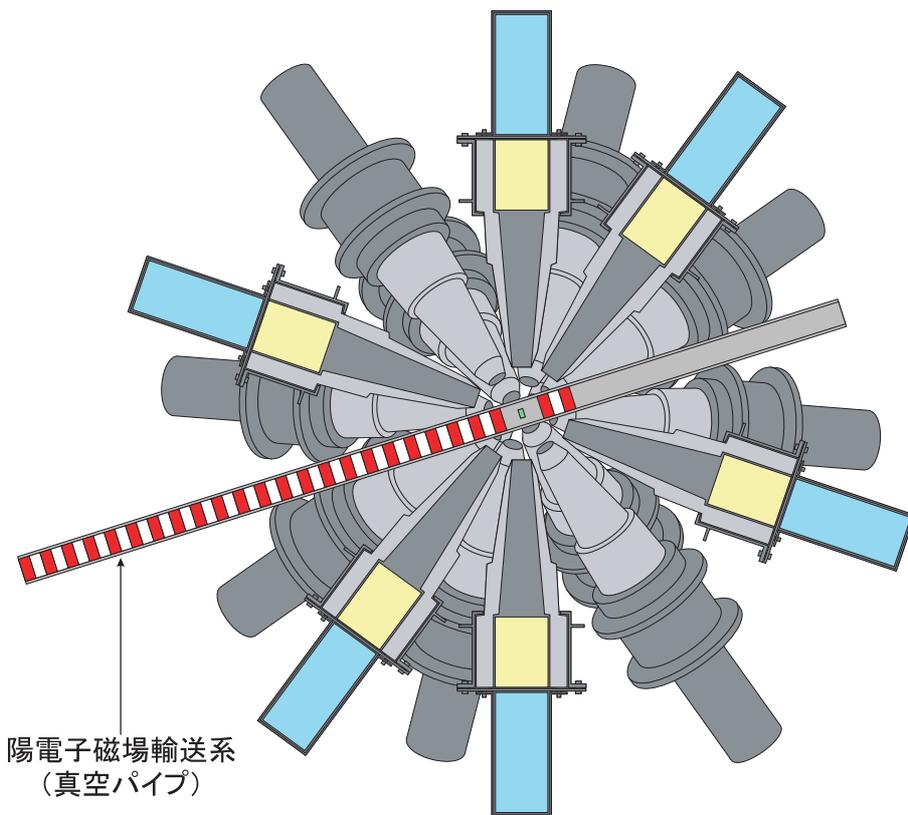


図 2.9: 陽電子磁場輸送部

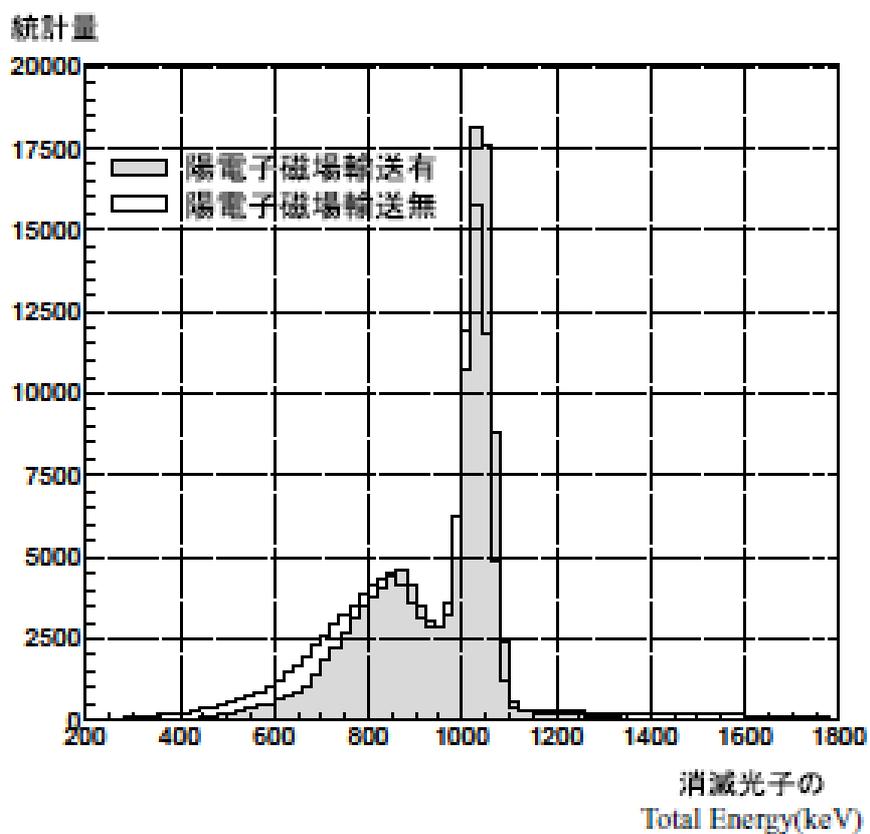


図 2.10: 陽電子磁場輸送部の有無による 線のエネルギー分布の比較 [13]

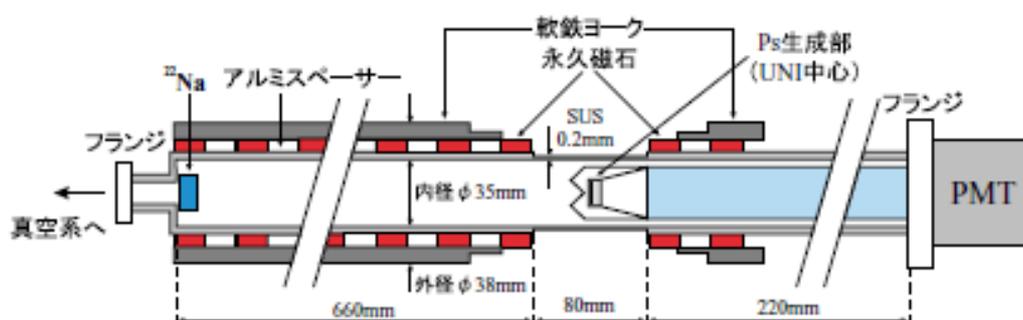


図 2.11: ビームパイプ断面図

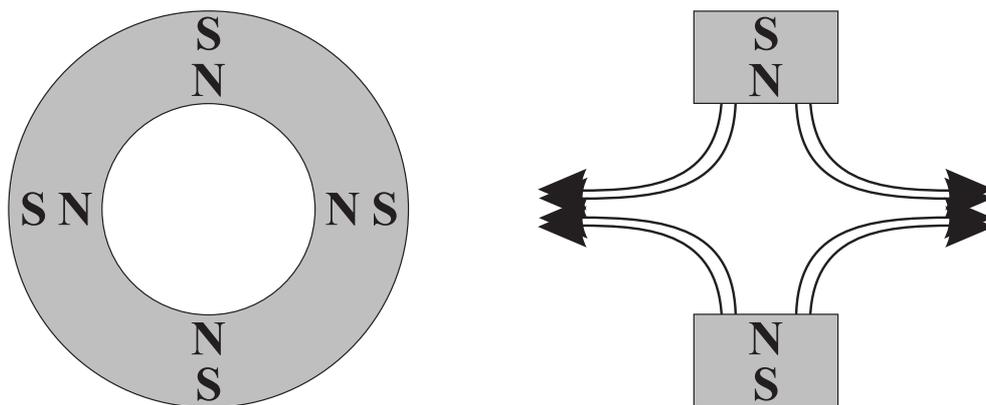


図 2.12: ラジアル異方性に配向された円筒形ネオジウム磁石

であるのに対し、陽電子磁場輸送部を用いた時の陽電子輸送効率は約 20 % となる。[13]

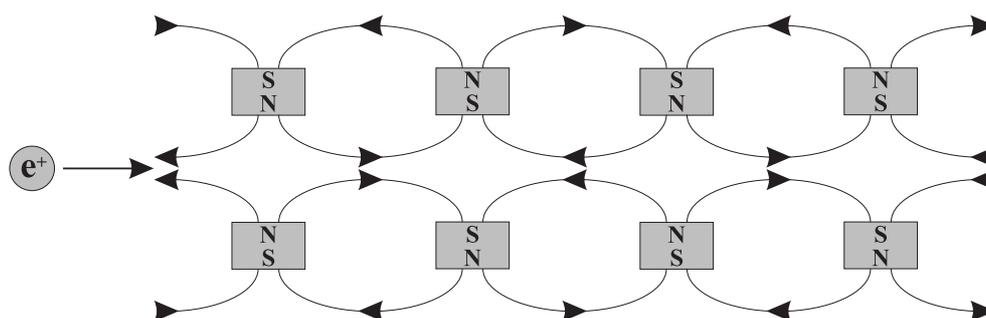


図 2.13: ネオジウム磁石による磁場

2.2.3 ポジトロニウム生成部

ターゲット部は放射線源部から 700 mm 離れた場所に位置している。ターゲット部はプラスチックシンチレータ (Nucler Enter Prise 社 NE102A) とシリカエアロジェルより構成される。プラスチックシンチレータは直径 20 mm, 厚さ 0.1 mm であり、シリカエアロジェルは直径 20 mm, 厚さ 7 mm, 密度 0.13 g/cm³ である。ターゲット部は4本のアクリル棒 (直径 1 mm) で支えられている。後述のアクリルライトガイドとの接着性からアクリルが採用された。図 2.14 にターゲット部の模式図を示す。陽電子磁場輸送部から導かれた陽電子は、プラスチックシンチレータに入射する。その際にプラスチックシンチレータから放出されたシンチレーション光はアクリルライトガイドに入射し、トリガー用 PMT (浜松ホトニクス, R1750, 1.5 inch) に導かれる (トリガーカウンター)。なお、アクリルライトガイドからプラスチッ

クシンチレータは反射材のアルミナイズドマイラーで覆われている。アルミナイズドマイラーは表面にアルミニウムを蒸着させたマイラーであり、厚さ $15 \mu\text{m}$ 、反射率約 0.8 である。アクリルライトガイドはビームパイプと同一直線状に位置する。PMT からの信号は後述の電子回路に入力され、ポジトロニウム生成のスタート信号となる。プラスチックシンチレータを通過した陽電子はシリカエアロジェルに入射し、シリカエアロジェル中の電子と結合し、ポジトロニウムを生成する。生成したポジトロニウムのピックオフ消滅を避けるため、またポジトロニウムは物質表面で生成される事より、低密度で多孔質であるシリカエアロジェルが採用された。なお、プラスチックシンチレータを通過するためには 100 keV 程度以上のエネルギーが必要となる。生成されたポジトロニウムが崩壊する際に 線を放出する。

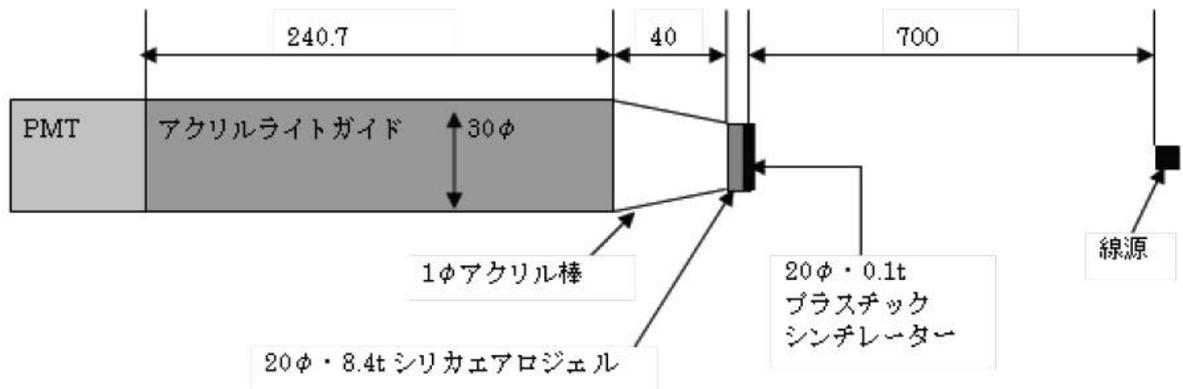


図 2.14: ターゲット部

2.2.4 線検出部

線検出部はそれぞれ 30 個の $\text{NaI}(\text{Tl})$ シンチレータ (堀場製作所) と光電子増倍管 (PMT, 浜松ホトニクス, R1911, 3 inch) より構成される。切隅 20 面体の 32 面のうち、ビームパイプを除いた 30 平面の各中心に配置されており、すべて UNI 検出器の中心から等距離 (160 mm) に位置している。

シンチレータは、放射線が入射した際にシンチレーション光を放出する。線が $\text{NaI}(\text{Tl})$ 結晶に入射すると荷電帯から伝導帯へ電子を励起し、荷電体に正孔が作られる。不純物原子 (Tl) を含んでいると、禁止帯中にエネルギー準位が作られる。正孔は不純物原子を励起させ、励起状態から基底状態へ遷移する際に高効率でシンチレーション光を放出する。 $\text{NaI}(\text{Tl})$ 結晶は光量が高く、放射長や蛍光寿命の点で本実験に適していると考えられる。

シンチレーション光はPMTに入射する。光電効果によりPMTの光電面より光電子が放出され、PMT内部で増幅され、電気信号として後述のデータ収集システムに送られる。

NaIシンチレータは直径76.2 mm、高さ101.6 mmの円筒形をしている。線がNaI内部でコンプトン散乱をして他のNaIに入射する事を防ぐため、NaIの周りは厚さ8 mmの鉛で囲ってある(図2.15)。

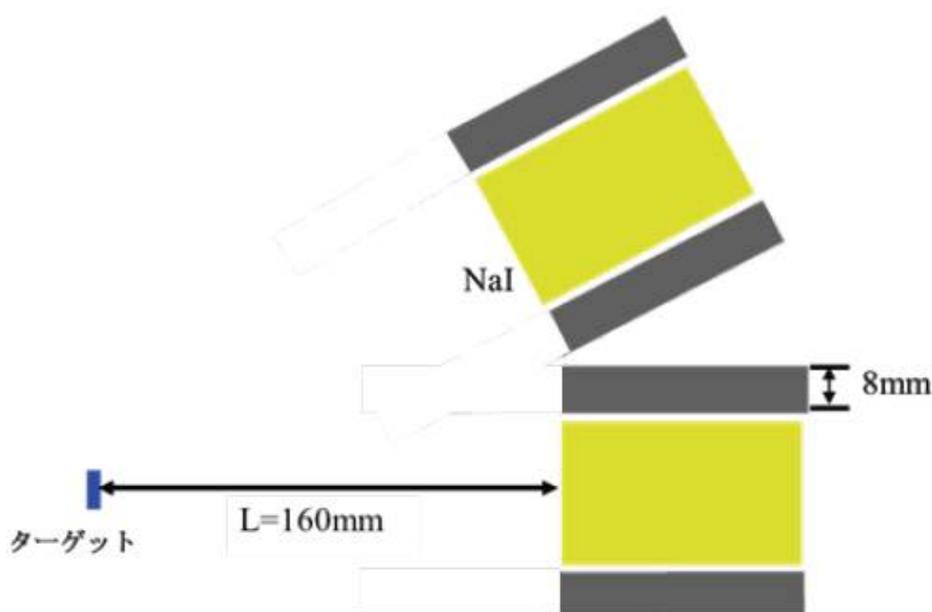
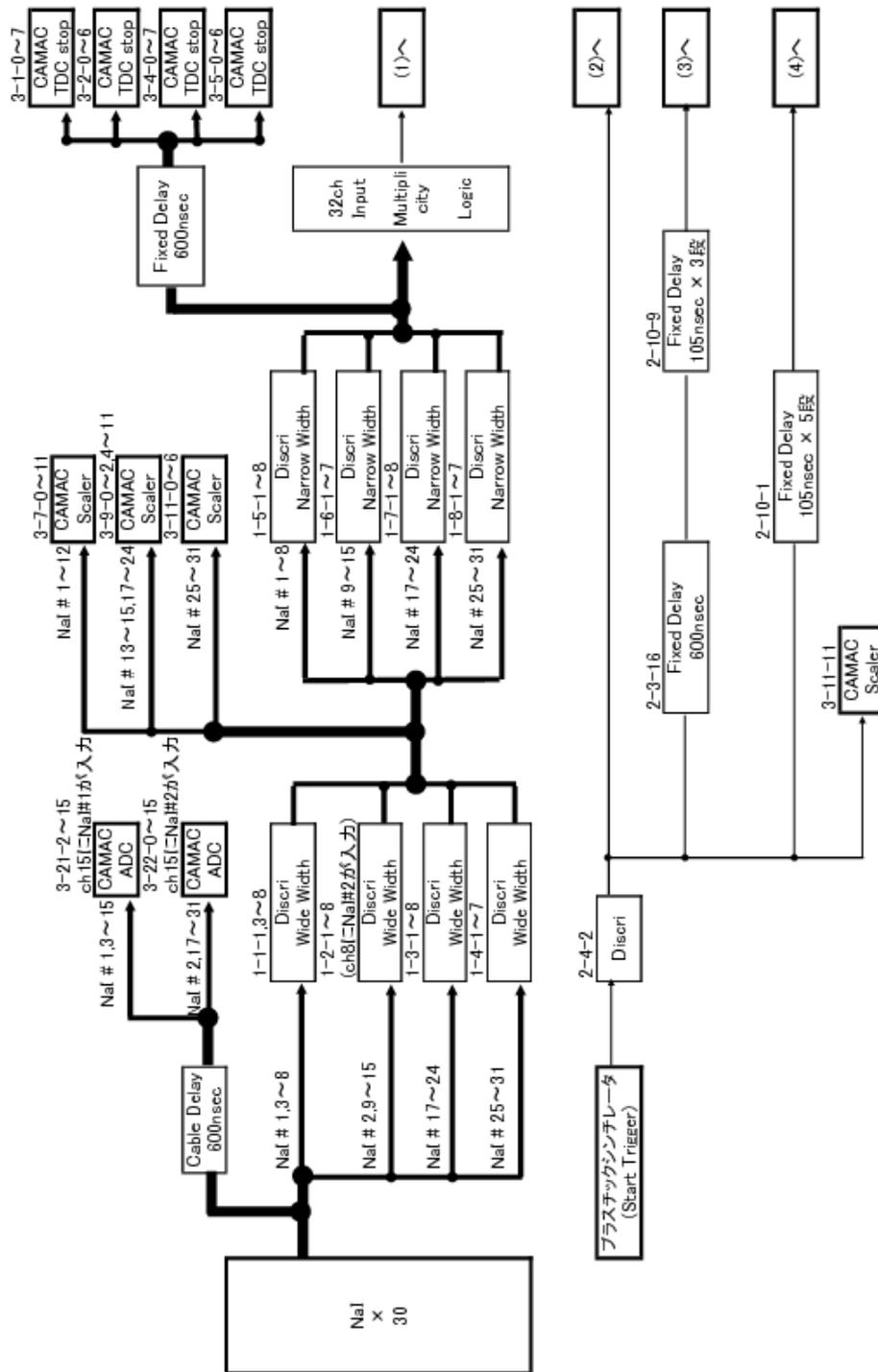


図 2.15: 線検出部

2.2.5 データ収集システム

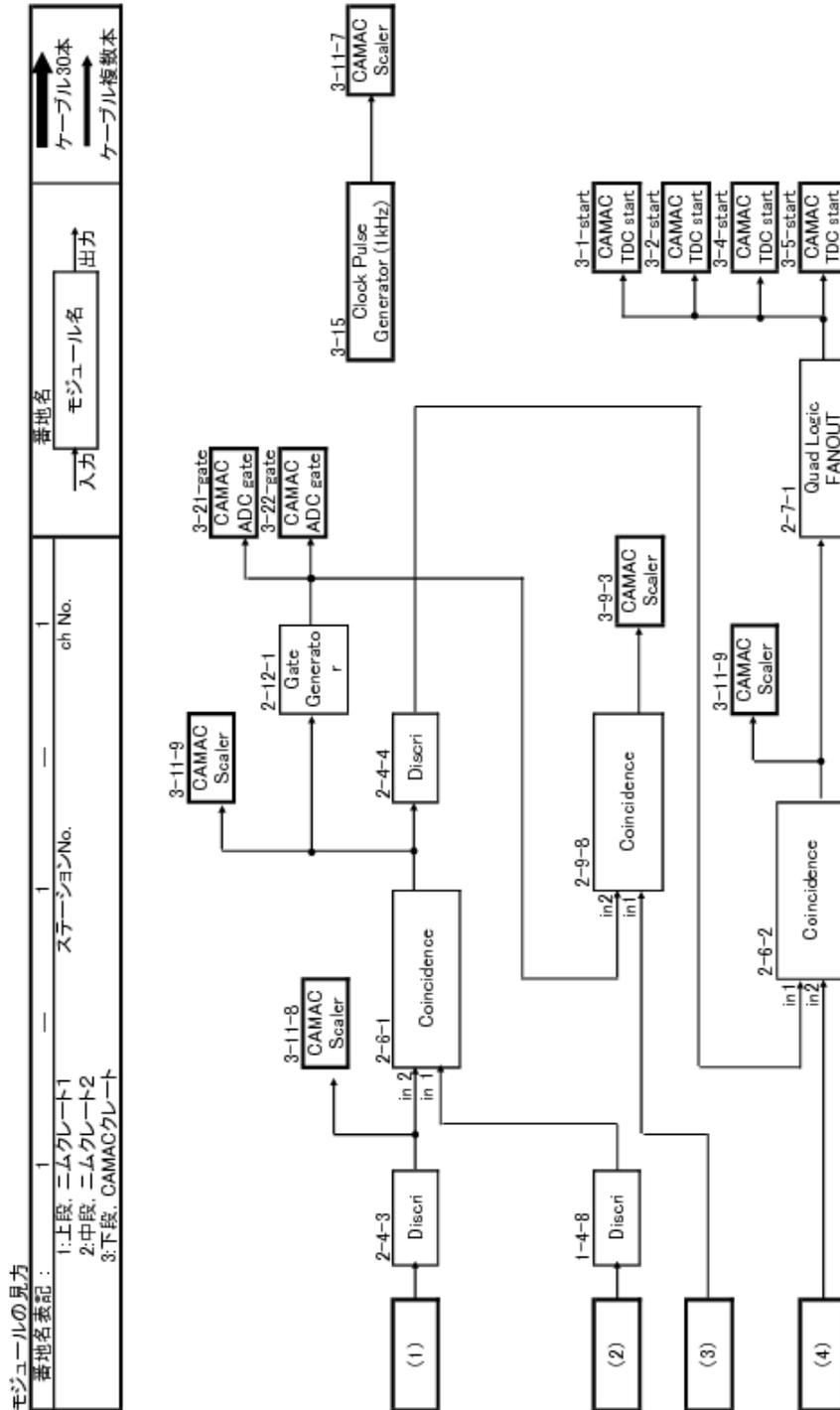
UNI実験のデータ収集システムは、NIM規格やCAMAC規格により構成されている。図2.16及び図2.17にデータ収集システムの概念図を示す。まず、トリガカウンタ部以外のPMT30本からの信号は2つに分けられ、一方はDelayCable(約600 ns)を経てCAMAC Analog-to-Digital Converter(ADC, 電荷積分型, 豊伸電子C009)に送られる。もう一方はDiscriminator(豊伸電子NO19-1, Wide Width)に送られる。このDiscriminatorの出力波形の幅を1 μ sと広くする事で、NaIの長い残光時間によって生成される2つ以上のパルスを除去する。なお、Discriminatorのスレッシュホールド電圧は約75 keV相当に設定されている。Discriminator(Wide Width)の出力はDiscriminator(Narrow Width)に送られる。このDiscriminator(Narrow

Width) の出力波形の幅は約 200 ns であり、出力信号はここで 2 つに分けられる。一方は Fixed Decay 回路 (約 600 ns, 豊伸電子 N009) を通って CAMAC Time-to-Digital Converter(TDC, REPIC RPC-060,061) の停止信号へ、もう一方は 32 ch Input Multiplicity Logic(REPIC RPN-130) へ送られる。Multiplicity Logic は、ロータリースイッチで選択された数以上の信号が同時に入力された際に NIM レベルの信号を出力する。Multiplicity Logic からの出力は Discriminator を通って Coincidence 回路 (豊伸電子 NO17) に送られる。この Coincidence 回路では、トリガーカウンター部の PMT からの信号を Discriminator に通した信号と同期を取る。これによりトリガー信号ではない光電子増倍管のノイズによるバックグラウンドの除去を行う。Coincidence 回路の出力は 3 つに分けられ、Gate Generator(豊伸電子 NO14)、Discriminator(豊伸電子 HEN008)、CAMAC Scaler(KAIZU 3122) へ送られる。Gate Generator からの出力信号は ADC で使用するゲート信号となる。Discriminator からの出力信号は再びトリガーカウンター部の PMT からの信号と同期を取るために Coincidence 回路へ送られる。Coincidence 回路からの出力信号は Quad Logic FANOUT(KAIZU 490) モジュールへ送られる。FANOUT モジュールからの出力信号は 4 つに分けられ、それぞれ TDC のスタート信号へ送られる。ADC、TDC、Scaler からのデータは CAMAC Crate Controller を通って 12 bit 信号として PC へ送られる。PC が 1 イベント分のデータを受け取ると、全ての CAMAC モジュールをクリアする。



回路図 1/2

図 2.16: データ収集システム概念図 1



回路図 2/2

図 2.17: データ収集システム概念図 2

2.3 シミュレーション

ポジトロニウム多光子崩壊事象の分岐比を求めるにあたり、UNI 検出器の検出効率を知る必要がある。またポジトロニウムの多光子崩壊事象は稀な事象であり、莫大なバックグラウンドが予想される。多光子崩壊事象を選別するにはバックグラウンドの選別が必要不可欠である。そこで、検出効率を求めるため、そしてバックグラウンドの推定を行うためにシミュレーションを行った。イベント生成には GRACE[14]、検出器のシミュレーションには Geant4[15] を用いた。

2.3.1 GRACE によるイベントジェネレーション

ポジトロニウムの多光子崩壊事象のイベント生成を GRACE を用いて行った。GRACE は、ファインマンダイアグラム及び不変振幅の自動生成、崩壊率のモンテカルロ積分を行い、発生粒子の 4 元ベクトルを生成するものである。GRACE でのポジトロニウムの崩壊事象のイベント生成は、1eV のエネルギーの電子と陽電子を衝突させて光子を発生させる。ヘリシティを設定する事によりスピンの変更が可能である。イベント数は任意に設定出来る。

ヘリシティの設定の組み合わせは 4 通り存在し、ヘリシティの状態によってトータルスピン S_z が異なる。粒子の進行方向を量子化軸にとる。表 2.1 にトータルスピンとヘリシティの関係を示す。

トータルスピン	電子のヘリシティ	陽電子のヘリシティ
$S_z = +1, -1$	+1	-1
	-1	+1
$S_z = 0$	+1	+1
	-1	-1

表 2.1: トータルスピンとヘリシティの関係

$S_z = \pm 1$ はすべてオルソポジトロニウムであり、 $S_z = 0$ はオルソポジトロニウムとパラポジトロニウムが 1 対 1 で混合していると考えられる。

表 2.2 と表 2.3 に、3, 5 光子崩壊事象における電子 (陽電子) のエネルギーと不変振幅の値を示す。理想的には $S_z = 1$ と $S_z = 0$ の不変振幅の比は 2 : 1 になるはずである。2 : 1 からのずれは、GRACE でのポジトロニウム生成の際に、電子と陽電子があるエネルギーで衝突するためであると考えられる。実験では生成したポジトロニウムは静止していると考えられている。

電子 (陽電子) のエネルギー [eV]	$S_z = 1$	$S_z = 0$
0.1	10587576.2	4183780.92
1.0	10587575.9	4183781.18
10.0	10587602.6	4183786.83
100.0	10587869.9	4183811.37

表 2.2: 3 光子崩壊事象の電子 (陽電子) のエネルギーによる不変振幅の値の違い

電子 (陽電子) のエネルギー [eV]	$S_z = 1$	$S_z = 0$
0.1	9.01002251	5.50221363
1.0	9.00986222	5.50209587
10.0	9.0082595	5.50091863
100.0	8.99225651	5.48918894

表 2.3: 5 光子崩壊事象の電子 (陽電子) のエネルギーによる不変振幅の値の違い

図 2.18 に、 $S_z = \pm 1$ の 3 光子崩壊過程のイベント生成結果、図 2.19 に $S_z = 0$ の 3 光子崩壊過程のイベント生成結果を示す。図 2.18 では $S_z = +1$ と $S_z = -1$ 、図 2.19 では $S_z = 0$ の電子・陽電子のヘリシティがそれぞれ $+1$ と $+1$ の事象と -1 と -1 の事象を重ねて表示してある。イベント数はそれぞれ 1×10^7 イベントである。左上が 3 光子中で最もエネルギーが大きい光子の運動量の Z 成分 (ビーム軸方向を Z 軸とする)、左下が同じ光子のエネルギー、右上が同じ光子の $\frac{P_z}{E}$ 、すなわち $\cos\theta$ である。(θ は極角)

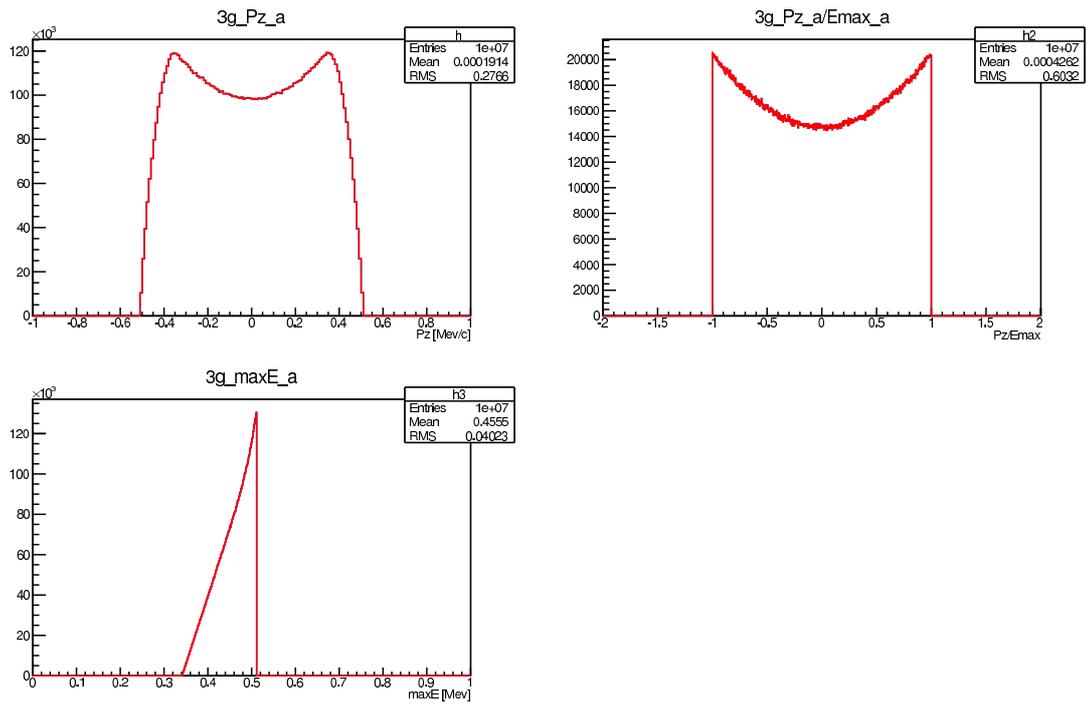


図 2.18: 3 光子崩壊過程の $S_z = \pm 1$ のイベント生成結果

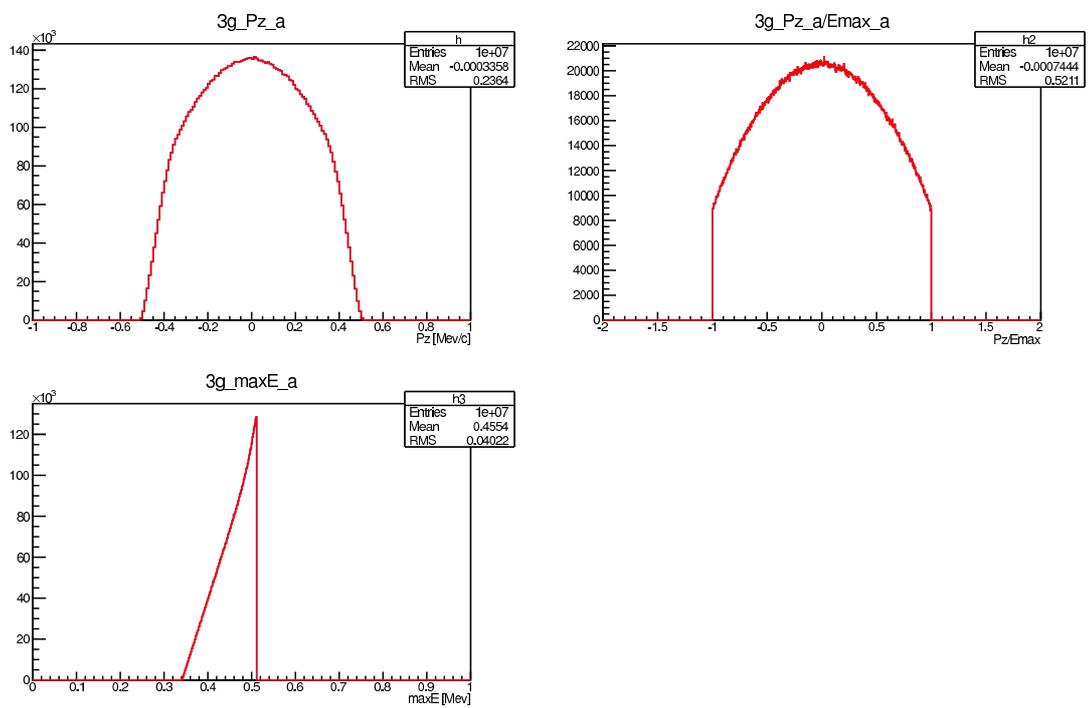


図 2.19: 3 光子崩壊過程の $S_z = 0$ のイベント生成結果

同様に、5光子崩壊過程のイベント生成結果を図 2.20 と図 2.21 に示す。イベント数は 10^6 イベントである。

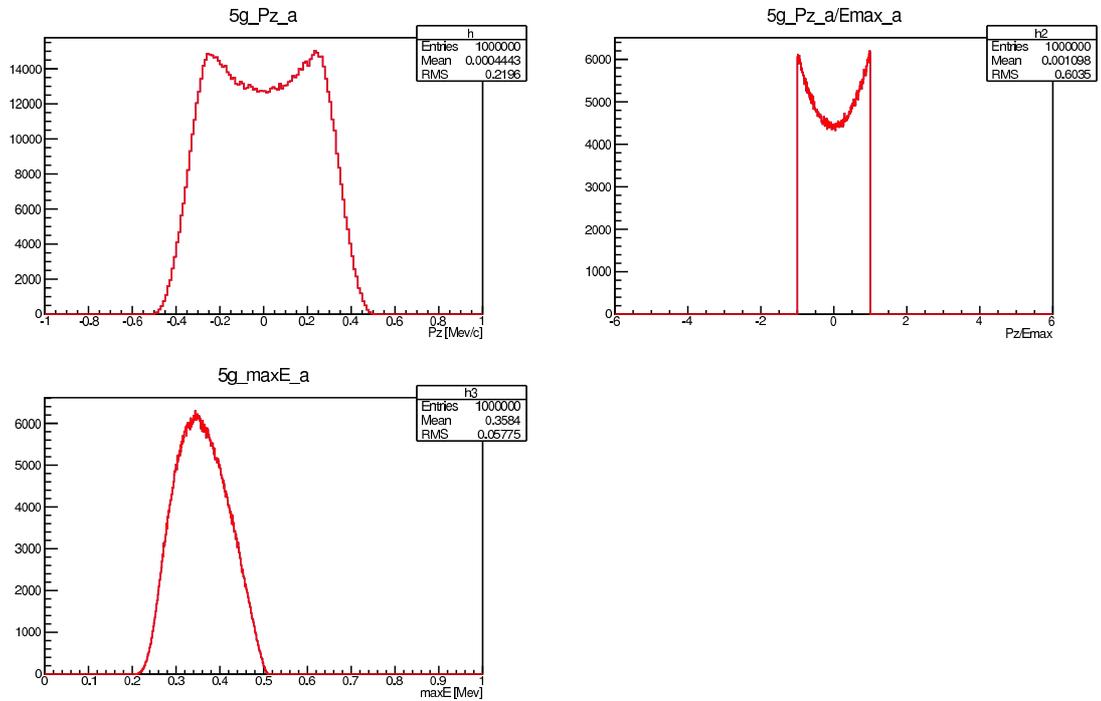


図 2.20: 5光子崩壊過程の $S_z = \pm 1$ のイベント生成結果

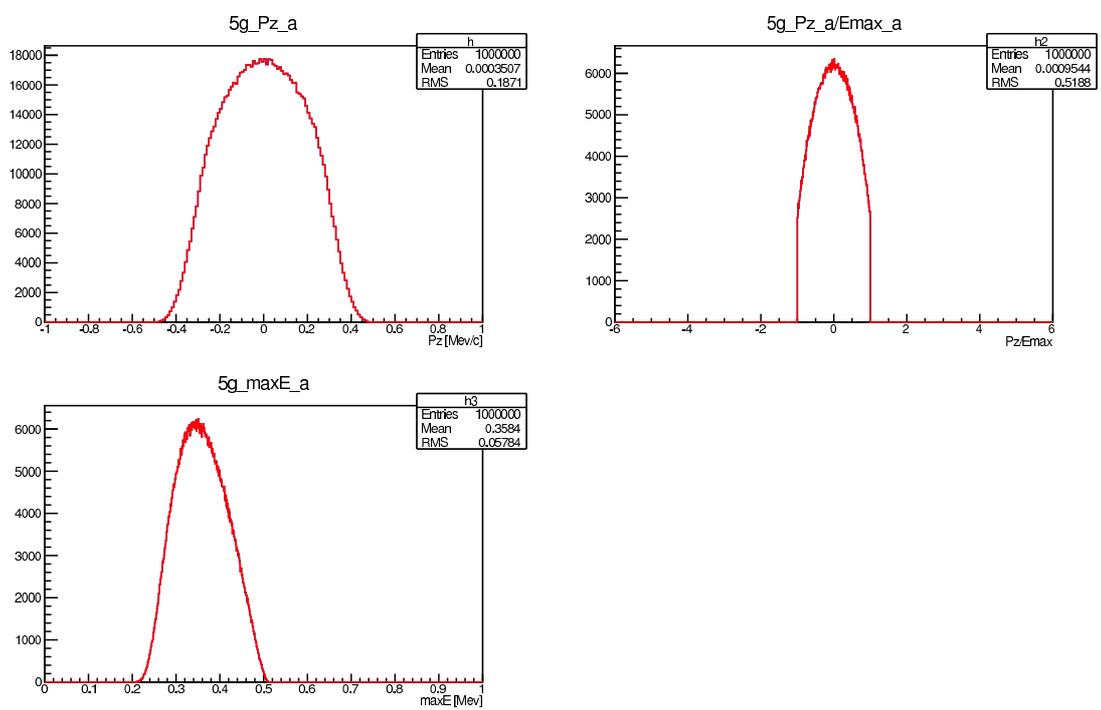


図 2.21: 5 光子崩壊過程の $S_z = 0$ のイベント生成結果

3,5光子崩壊過程それぞれ、 $S_z = 1$ と $S_z = -1$ の分布は一致し、 $S_z = 0$ の電子・陽電子のヘリシティがそれぞれ+1と+1の事象と-1と-1の事象も一致している事が分かる。また、 $S_z = \pm 1$ はビーム軸方向、 $S_z = 0$ はビーム軸に対して垂直方向に光子が放出されやすい事が分かった。これは、光子のスピンの1なので、 $S_z = \pm 1$ からの崩壊は $\theta = 0, \pi$ に偏るためであると考えられる。

ポジトロニウムは実験室系で静止状態で崩壊するため、終状態の光子も特定の角依存性を持たないはずである。したがって、 $\cos\theta$ は一様になると考えられる。オルソポジトロニウムは $S_z = \pm 1, 0$ の混合状態である。 $S_z = \pm 1$ と $S_z = 0$ を2:1で混合したイベントの3光子崩壊過程を図2.22、5光子崩壊過程を2.23に示す。

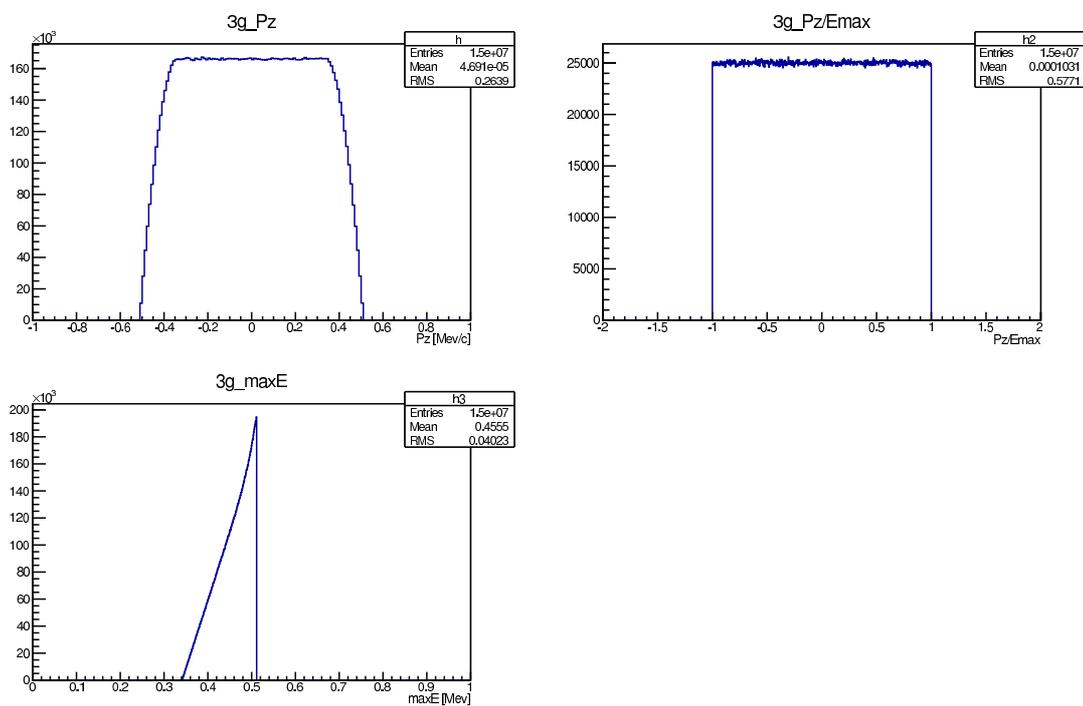


図 2.22: 3光子崩壊過程のトータルスピン混合イベント生成結果 (10⁷イベント)

2:1の割合で $S_z = \pm 1$ と $S_z = 0$ の事象を混合させた事により、 $\cos\theta$ 分布が一様になり、一様に崩壊する事が分かる。

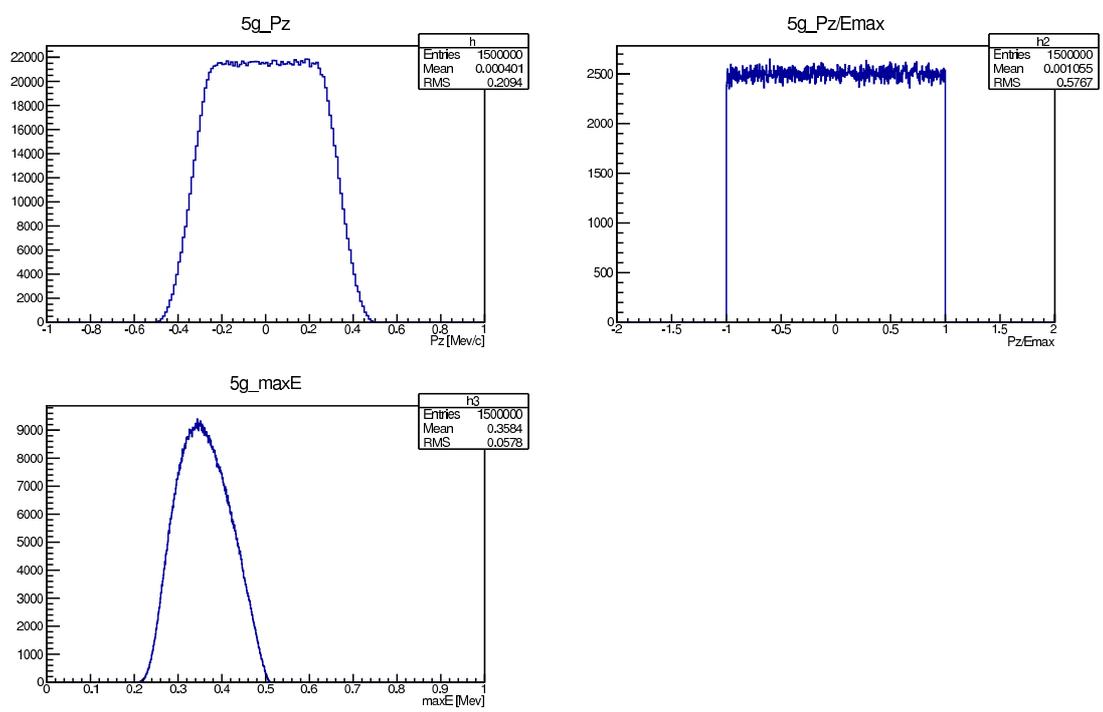


図 2.23: 5 光子崩壊過程のトータルスピン混合イベント生成結果 (10⁶ イベント)

2.3.2 Geant4 によるシミュレーション

Geant4 は、粒子と物質の相互作用をシミュレートするソフトウェアである。UNI 検出器の構造や構成物質を再現してある。GRACE によって生成されたイベントを用いて、Geant4 により UNI 検出器でのシミュレーションを行った。図 2.24 に、Geant4 で再現した UNI 検出器を示す。

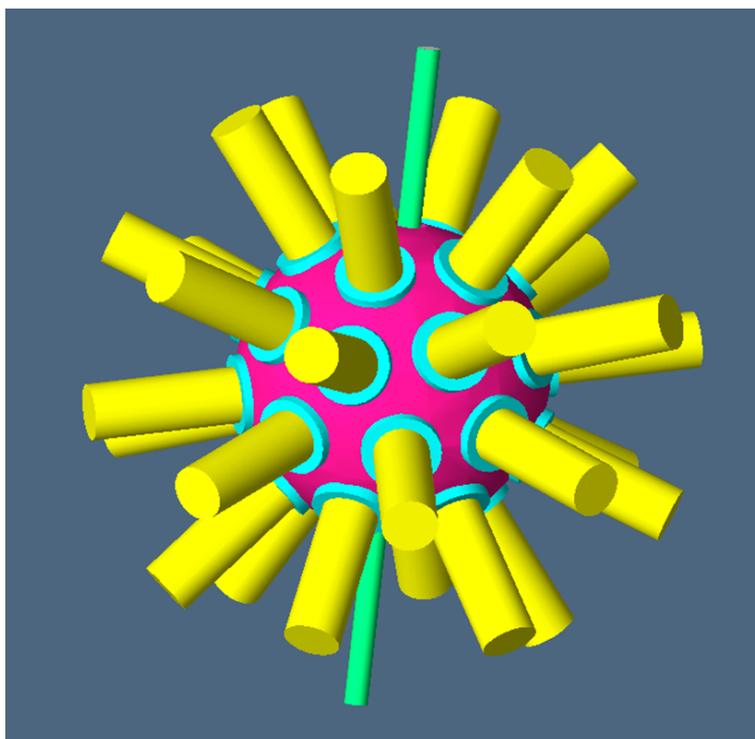


図 2.24: Geant4 で再現した UNI 検出器

- Geant4 の Rangepcut 値

Rangepcut 値とは、シミュレーションを行う際 γ 線、 e^+ 、 e^- をどこまで追跡するかを決定するパラメータである。つまり γ 線のエネルギーがシミュレーションの 1step で進める距離が Rangepcut 値になると追跡を止め、残りのエネルギーは全てその地点で失うとみなす。図 2.25 に Rangepcut = 1 cm (全物質中) の場合の γ 線 1 本あたりのエネルギーを示す。図 2.26 に Rangepcut = 0.1 mm (NaI 中), 1 mm (NaI 以外) の場合の γ 線 1 本あたりのエネルギーを示す。

Rangepcut 値が小さい方が精度良くシミュレーション出来るので、NaI のヨウ素由来の kX 線が 40 keV 付近に見える。

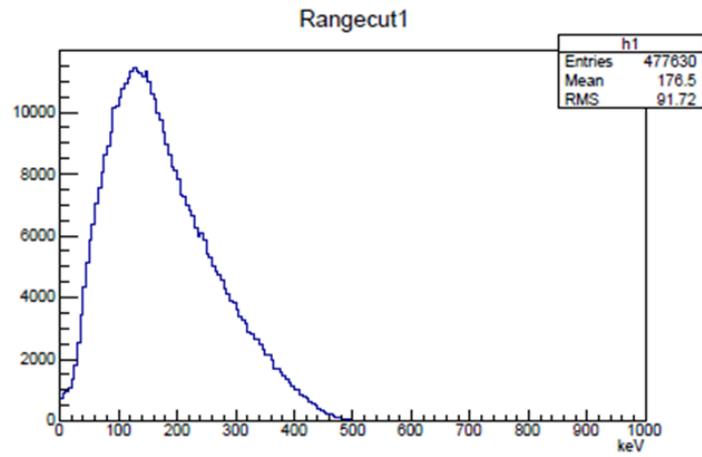


図 2.25: Rangecut=1 cm (NaI 中) 横軸 : エネルギー [keV]

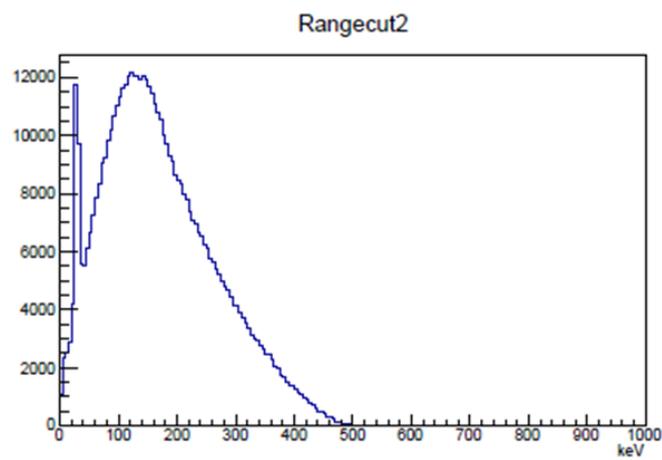


図 2.26: Rangecut=0.1 mm (NaI 中) ,1 mm (NaI 以外) 横軸 : エネルギー [keV]

- Randomize

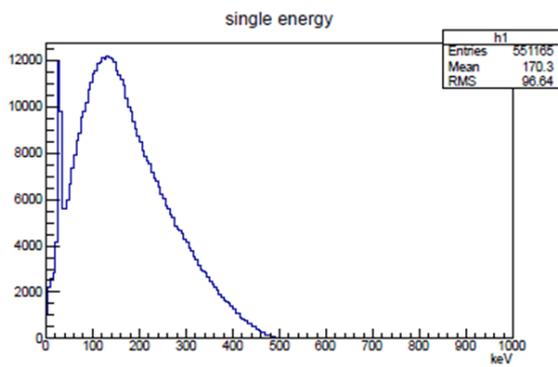
シミュレーションを行う際、統計量を増やす事は GRACE のイベント数を増やす事と同義である。しかし、GRACE の出力するイベントデータの容量は巨大である。例えば、5 光子崩壊事象を 10^6 イベント記録したデータは約 268 MB である。そこで、Geant4 を動かすプログラムに Randomize という機能を加えた。Randomize とは GRACE から読み込んだイベントを極角方向、方位角方向にランダムに回転させて Geant4 でシミュレーションを行うものである。これにより、少ない GRACE のイベント数で統計量を上げる事が可能となる。なお、Randomize 機能は ON/OFF ができる。2.3.1 節で示した様に、ポジトロニウムは実験室系で静止状態で崩壊するため、終状態の光子も特定の角依存性を持たない。そのため、条件 1,2,3 でシミュレートしたイベントは同じ分布を示す事が期待出来る。

Randomize の有無による解析結果の違いを調べるため、表 2.4 の 3 つの条件で 5 光子崩壊事象のシミュレーションを行い結果を比較した。

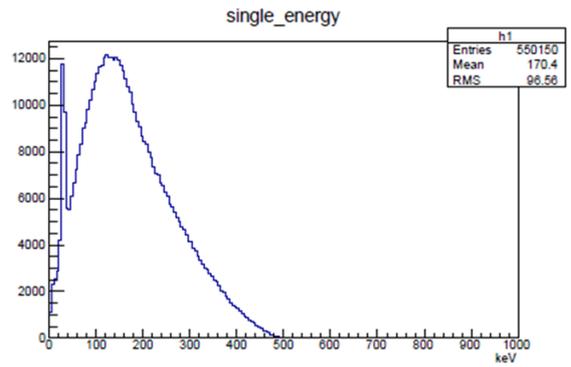
	GRACE		Geant4	
	生成イベント数	トータルスピ	イベント数	Randomize
条件 1	1.500×10^7	1	1.500×10^7	On
条件 2	1.500×10^7	2:1 混合	1.500×10^7	Off
条件 3	1.500×10^7	2:1 混合	1.500×10^7	On

表 2.4: Randomize の有無によるシミュレーション結果への影響の調査での設定

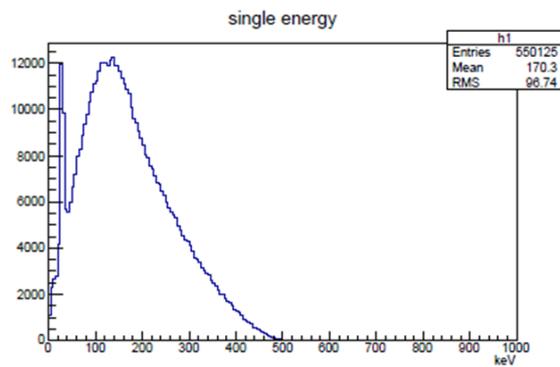
条件 1 ~ 3 で生成したイベントにヒット数による選択 (5hit) を行ったシングルエネルギーのプロットを図 2.27、エネルギー和のプロットを図 2.28、運動量和のプロットを図 2.29、ヒットした PMT 番号のプロットを図 2.30 に示す。条件 1 ~ 3 で変化は見られなかった。



(a) 条件 1

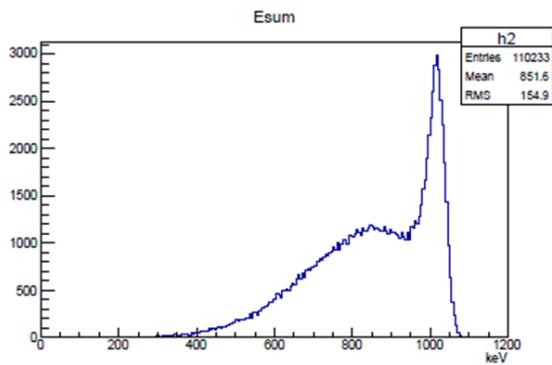


(b) 条件 2

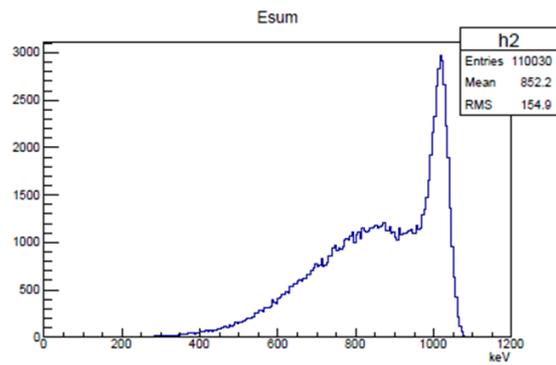


(c) 条件 3

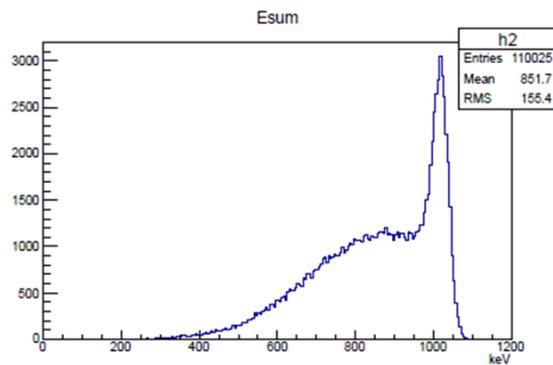
図 2.27: Randomize の有無によるシングルエネルギーの違い



(a) 条件 1

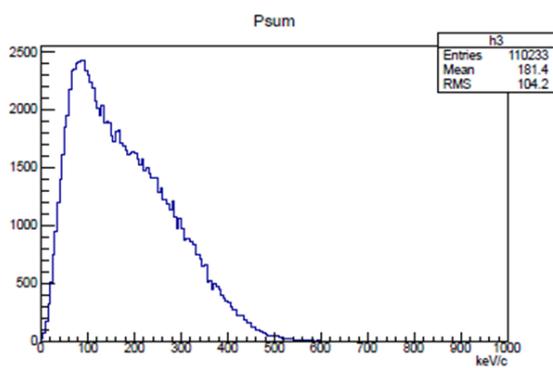


(b) 条件 2

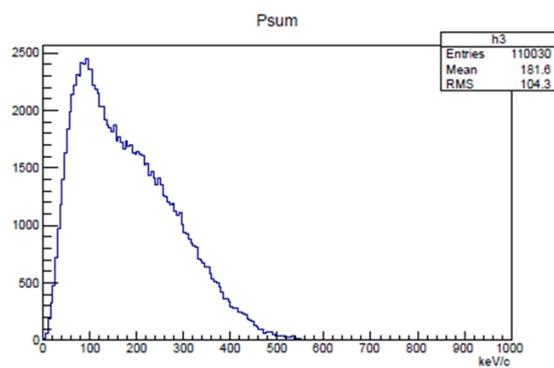


(c) 条件 3

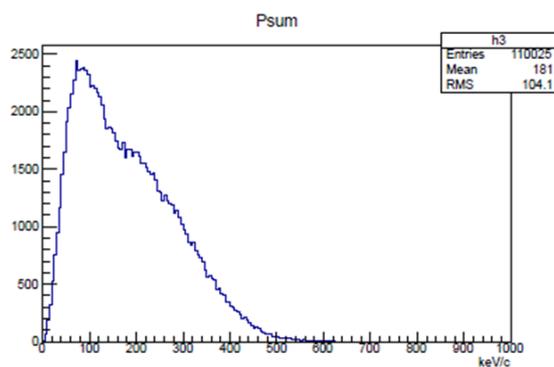
図 2.28: Randomize の有無によるエネルギー和の違い



(a) 条件 1

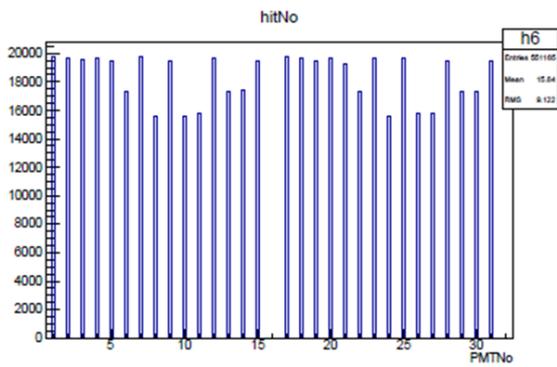


(b) 条件 2

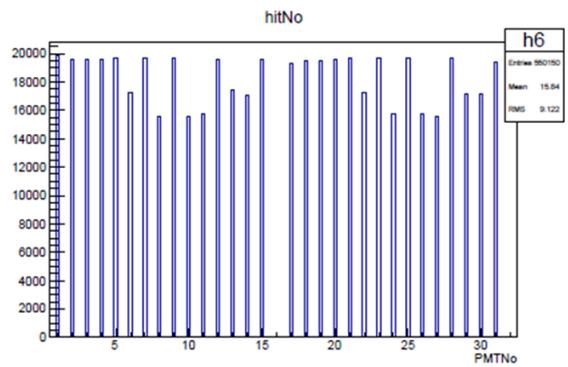


(c) 条件 3

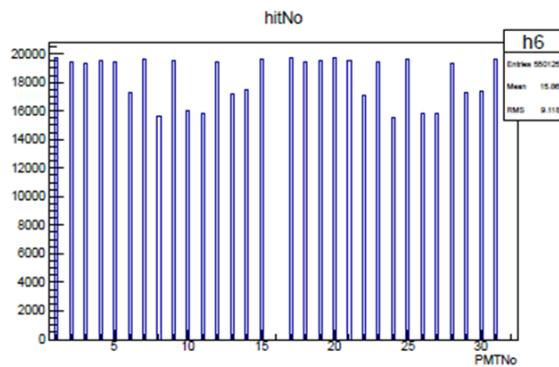
図 2.29: Randomize の有無による運動量和の違い



(a) 条件 1



(b) 条件 2



(c) 条件 3

図 2.30: Randomize の有無によるヒットした PMT 番号の違い

2.3.3 事象選別条件

興味ある事象を選別するために、現在まで標準的に用いられてきた以下の選別条件を適用する。なお、実験データにはエレクトロニクス段階で1本あたりのエネルギーが75 keV以下の線が含まれるイベントは排除されている。

- ヒット数による選択
NaIに入射した光子の数を選擇する事により、選出したい任意の数の光子への崩壊事象の選擇を行う。
- 直線ヒット排除
主なバックグラウンドである2光子崩壊事象は、同一直線状に2光子が放出される。したがって、同一直線上のNaIに光子が入射した事象を排除し、2光子崩壊事象の排除を行う。図2.31に直線ヒットの模式図を示す。

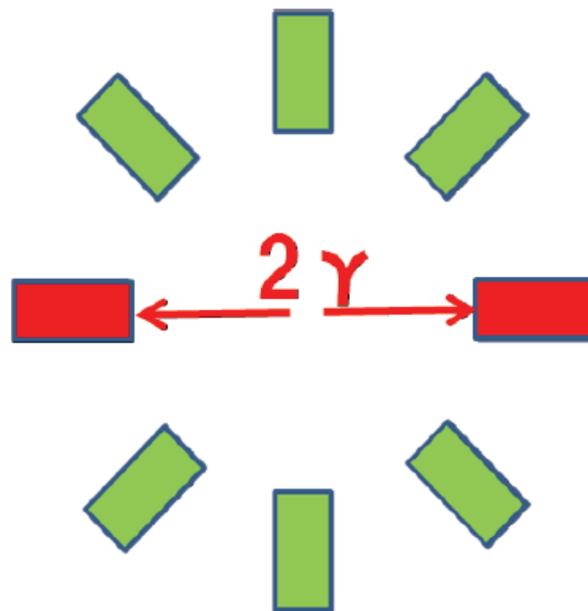


図 2.31: 直線ヒット排除

- 平面ヒット排除
3光子崩壊事象も主なバックグラウンドである。3光子崩壊事象は崩壊点を含む任意の平面上に崩壊する。UNI検出器では、3台以上のNaIが配置された平面は15面存在する。UNI検出器の32面体のうちある1面に位置するNaIを中心として(1番)、その面を囲む面に位置するNaIに反時計回りに番号を付けていく(2~6番)。そしてさらにその周りを囲む面に位置する

NaI に番号を付けていき、3 2 面分の NaI にそれぞれ番号を付ける。1 6 番と 3 2 番をビームパイプが通る面とする。同一平面に位置する NaI 番号は表 2.5 のようになる。

NaI 番号
1,2,9,12,17,18,25,28
1,3,10,13,17,19,26,28
1,4,11,14,17,20,27,30
1,5,7,15,17,21,23,31
1,6,8,16,23,27,29,32
7,11,13,16,23,27,29,32
3,4,7,9,19,20,23,25
2,6,7,10,18,22,23,26
7,8,12,14,23,24,28,30
4,5,8,10,20,21,24,26
2,3,8,11,18,19,24,27
8,9,13,15,24,25,29,31
5,6,9,11,21,22,25,27
9,10,14,16,25,26,30,32
10,11,12,15,26,27,28,31

表 2.5: 同一平面に位置する NaI 番号

この平面上に光子が入射した事象を排除する事により、3 光子崩壊事象の排除を行う。また、平面にヒットした事象を選択する事により、3 光子崩壊事象を選び出す事が出来る。図 2.32 に、平面ヒットの模式図を示す。

- シングルエネルギーによる選択

ポジトロニウムのエネルギーは 1022 keV なので、3 光子に崩壊した場合の 1 光子あたりのエネルギーは平均 341 keV であり、5 光子に崩壊した場合は平均 204 keV である。UNI 検出器のスレッシュホールド電圧は 75 keV 相当であるので、式 2.3 のエネルギーの選択を全ての光子について行う。

$$75[\text{keV}] \leq E_i \leq 450 [\text{keV}] \quad (3\gamma) \quad (2.2)$$

$$75[\text{keV}] \leq E_i \leq 350 [\text{keV}] \quad (5\gamma) \quad (2.3)$$

ここで E_i は 1 光子のエネルギーを表す。図 2.33(a) に 3 光子崩壊事象のシミュレーションで 3 台の NaI で検出されたイベントのシングルエネルギーの

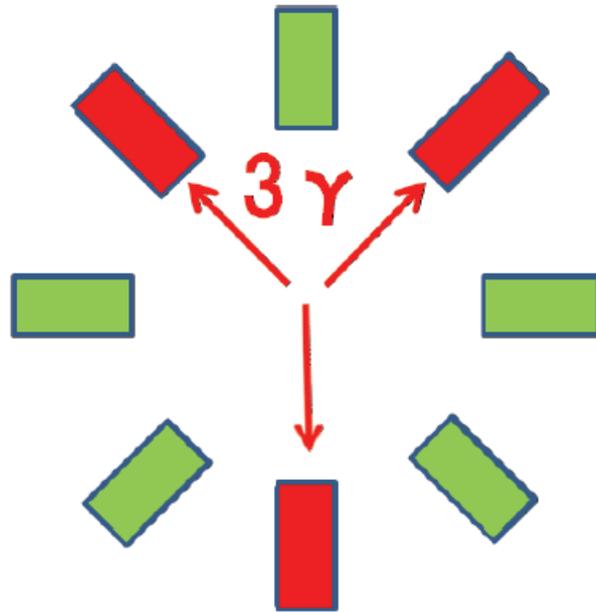
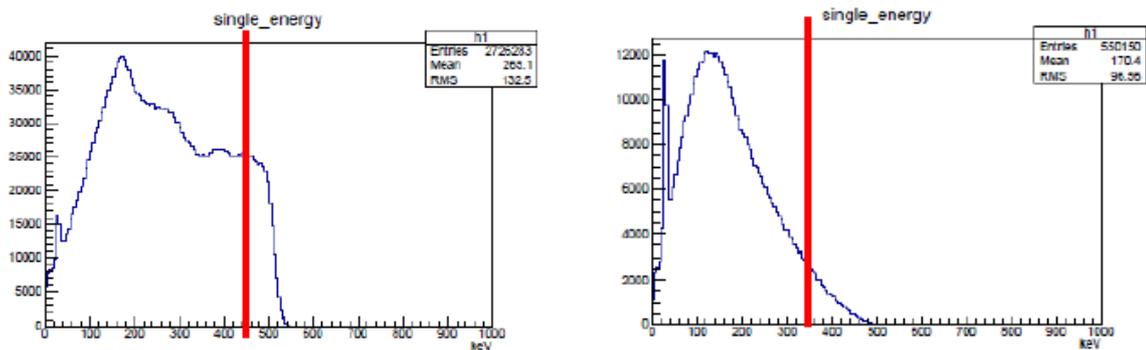


図 2.32: 平面ヒット排除

プロットを示す。赤線がシングルエネルギーの閾値である。図2.33(b)に5光子崩壊事象のシミュレーションで5台の NaI で検出されたイベントの同様のプロットを示す。



(a) 3 光子崩壊事象

(b) 5 光子崩壊事象

図 2.33: シングルエネルギーによる選択の閾値

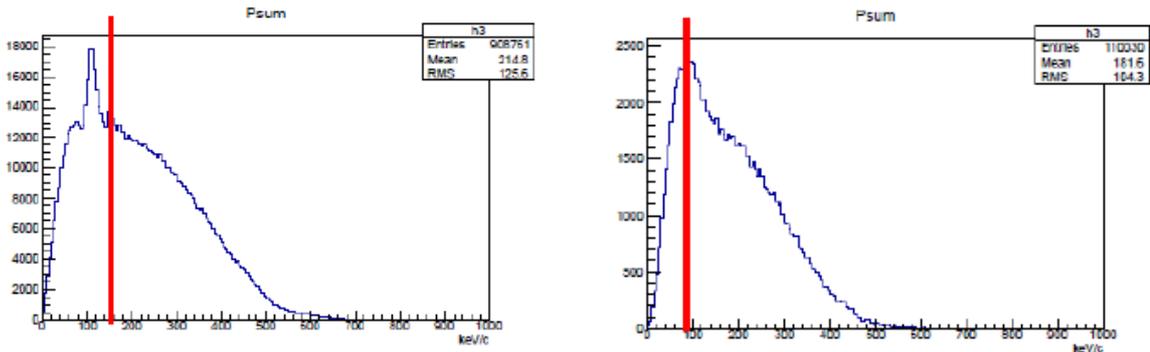
- 運動量和による選択

ポジトロニウムの生成時の運動量は $0 \text{ eV}/c$ なので、NaI に入射した光子がポジトロニウムの多光子崩壊事象によって放出された光子ならば、その運動量も $0 \text{ eV}/c$ となるはずである。ただし、NaI シンチレータの大きさ程度の精度で各 線が放出された方向が測定される。式 2.5 の選択を行う。

$$|\Sigma_{i=1}^3 P_i| \leq 150 \left[\frac{\text{keV}}{c} \right] \quad (3\gamma) \quad (2.4)$$

$$|\Sigma_{i=1}^5 P_i| \leq 90 \left[\frac{\text{keV}}{c} \right] \quad (5\gamma) \quad (2.5)$$

ここで P_i は 1 光子の運動量を表す。図 2.34(a) に 3 光子崩壊事象のシミュレーションで 3 台の NaI で検出されたイベントの運動量和のプロットを示す。赤線が運動量和の閾値である。図 2.34(b) に 5 光子崩壊事象のシミュレーションで 5 台の NaI で検出されたイベントの同様のプロットを示す。



(a) 3 光子崩壊事象

(b) 5 光子崩壊事象

図 2.34: 運動量和による選択の閾値

- 2 光子崩壊事象のコンプトン散乱の排除 (Double photon cut)
2 光子崩壊事象がコンプトン散乱をしてから NaI に入射した事象は、直線ヒット排除では除去出来ない。この事象を排除するため、式 2.6 のエネルギーの排除を行う。これは、2 光子崩壊事象の 1 光子あたりのエネルギーが 511 keV のため、NaI に入射した 2 光子のエネルギー和は約 511 keV となる事を利用したものである。図 2.35 に Double photon 事象の模式図を示す。

$$474[\text{keV}] \leq \Sigma_{i \neq j} (E_i + E_j) \leq 548[\text{keV}] \quad (2.6)$$

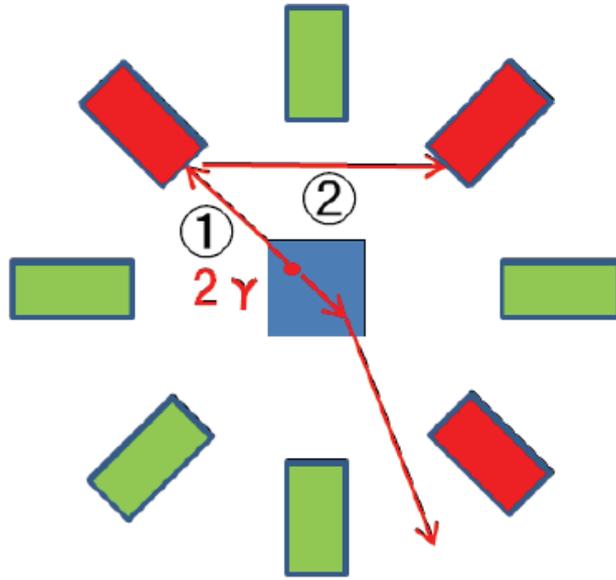


図 2.35: 2 光子崩壊事象のコンプトン散乱の排除

- エネルギー和による選択

ポジトロニウムの多光子崩壊事象により放出された光子のエネルギー和は 1022keV となるはずである。したがって、式 2.7 のような選択を行う。

$$962\text{keV} \leq \sum_{i=0}^n E_i \leq 1082 [\text{keV}] \quad (2.7)$$

- 寿命による選択

オルソポジトロニウムの寿命は 142 ns であるので、各 NaI で検出された時間に式 2.8 のような寿命による選択を行う。

$$\tau = \frac{\sum_{i=1}^n \left(\frac{t_i}{\sigma_{t_i}^2}\right)}{\sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{\sigma_{t_i}^2}\right)} \geq 10 [\text{ns}] \quad (2.8)$$

ここで τ は平均寿命を表す。

- 各 NaI への到達時間による選択

NaI 相互の同時ヒットの選択のため、式 2.9 の選択を行う。

$$\Delta t = \sqrt{\frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 \frac{(t_i - \tau)^2}{\sigma_{t_i}^2}} \leq 1.5 \quad (2.9)$$

N 光子崩壊事象に対する検出効率 ε_N は式 2.10 で表される。

$$\varepsilon_N = \frac{\text{全ての選別条件適用後に残ったイベント数}}{\text{geant4 でシミュレートしたイベント数}} \quad (2.10)$$

3,5 光子崩壊事象それぞれの検出効率をを求めるため、GRACE を用いて 3,5 光子崩壊事象を生成し、Geant4 を用いて UNI 検出器上でのシミュレーションを行った。表 2.6 に GRACE 及び Geant4 の設定を示す。

事象	GRACE		Geant4		
	生成イベント数	トータルスピン	イベント数	RangeCut	Randomize
3 光子崩壊	1.50×10^7	2:1 混合	1.50×10^7	0.1mm(NaI 中),1mm(NaI 以外)	On
5 光子崩壊	1.50×10^7	2:1 混合	1.50×10^7	0.1mm(NaI 中),1mm(NaI 以外)	Off

表 2.6: シミュレーションの設定

表 2.7 に、3,5 光子崩壊事象それぞれに各選別条件を独立に適用した場合のイベント数及び除去率を示す。除去率は式 2.11 で定義する。

$$\text{除去率} = \frac{\text{その選別条件で除去されたイベント数}}{\text{ヒット数による選択で残ったイベント数}} \quad (2.11)$$

選別条件	3 光子崩壊事象		5 光子崩壊事象	
	残ったイベント数	除去率 [%]	5 光子崩壊事象	除去率 [%]
なし	1.5×10^7		1.5×10^7	
ヒット数による選択	9.09×10^5		1.10×10^5	
直線ヒット排除	5.82×10^5	35.92	5.84×10^4	53.05
平面ヒット排除 (選択)	5.20×10^5	42.80	9.98×10^4	90.69
シングルエネルギーによる選択	5.16×10^5	43.18	7.15×10^4	64.98
運動量和による選択	3.35×10^5	63.11	8.54×10^4	77.64
Double photon cut	5.13×10^5	43.55	6.51×10^4	59.14
エネルギー和による選択	2.74×10^5	69.90	7.41×10^4	67.32

表 2.7: 各選別条件適用後 (独立) のイベント数及び除去率 (シミュレーション)

3,5 光子崩壊事象において、各選別条件を順番に適用した場合のシミュレーションのイベント数を表 2.8 に示す。選別条件は上から順に適用する。残存率は式 2.12 で定義する。

$$\text{残存率} = \frac{\text{選別条件適用後に残ったイベント数}}{\text{ヒット数による選択で残ったイベント数}} \quad (2.12)$$

選別条件	3 光子崩壊事象		5 光子崩壊事象	
	残ったイベント数	残存率 [%]	残ったイベント数	残存率 [%]
ヒット数による選択	9.09×10^5		1.100×10^5	
直線ヒット排除	5.82×10^5	64.08	5.166×10^4	46.954
平面ヒット排除 (選択)	2.49×10^5	27.39	1.025×10^4	9.311
シングルエネルギーによる選択	1.77×10^5	19.50	3.459	3.144
運動量和による選択	1.09×10^5	11.98	710	0.645
Double photon cut	9.14×10^4	10.06	120	0.115
エネルギー和による選択	7.69×10^4	8.47	55	0.050

表 2.8: 各選別条件適用後 (順次) のイベント数及び残存率 (シミュレーション)

第3章 多光子崩壊事象の解析

3.1 データ取得

2008年1月からデータ取得を行った。解析に用いるデータは、以下の情報を含んでいる。

- 1 ch ごとの ADC の値を 30 ch 分
- 1 ch ごとの TDC の値を 30 ch 分
- Scaler の値 (1 ch ごとの Scaler の値を 30 ch 分, 陽電子数, 測定時間)
- 測定終了時刻

3.2 エネルギー較正及び時間較正

ADC は、実際のエネルギーがそのまま出力値となっているわけではないので、エネルギー較正が必要となる。また実験データの解析の際には、エレクトロニクスの遅延を考慮するため即時崩壊事象のピークのチャンネルを $t = 0$ とする時間較正の必要がある。本実験では、3 光子崩壊事象は NaI のヒット数が 3 ヒット以上、4・5 光子事象は 4 ヒット以上のデータを用いて、エネルギー較正及び時間較正を行う。なお、データは multiplicity logic によるヒット数による選別を行ったものだが、2.4.4 節にある事象選別は行わない。図 3.1 に代表として PMT3 の ADC のデータのヒストグラムを示す。横軸が ADC のチャンネル値、縦軸がイベント数である。100 ch 付近のピークをペDESTAL とし、2800 ch 付近のピークを 511 keV のピークとする。それぞれガウス関数でフィッティングを行い較正を行う。これを PMT30 本それぞれについて行う。

4095 ch は TDC のカウンタがオーバーフローを起こした時間で、500 ns に相当する。図 3.2 に代表として PMT3 の TDC のデータのヒストグラムを示す。横軸が TDC のチャンネル値、縦軸がイベント数である。400 ch 付近のピークを時間 $t = 0$ とする。ガウス関数 + 指数関数でフィッティングを行いキャリブレーションをする。

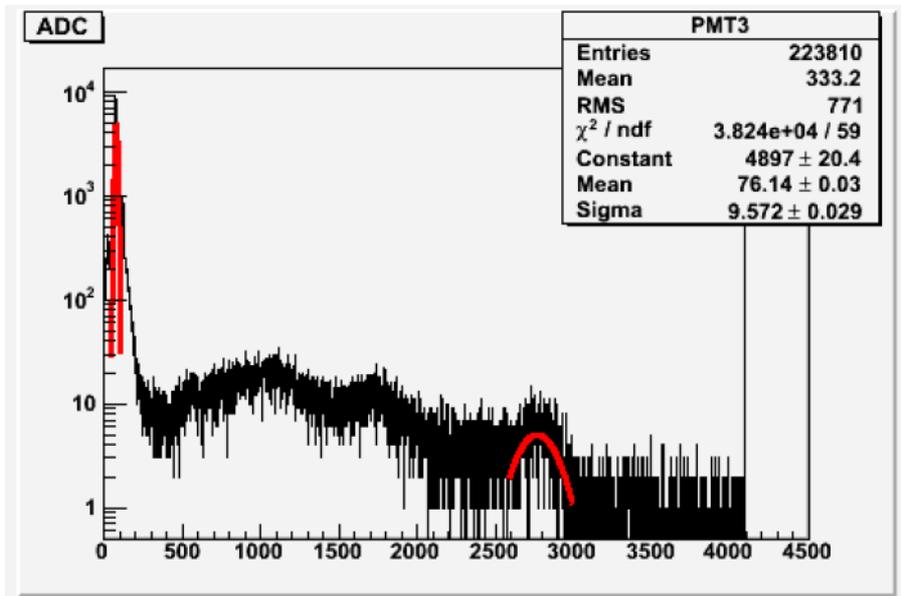


図 3.1: ADC キャリブレーション 横軸:ADC ch, 縦軸:イベント数

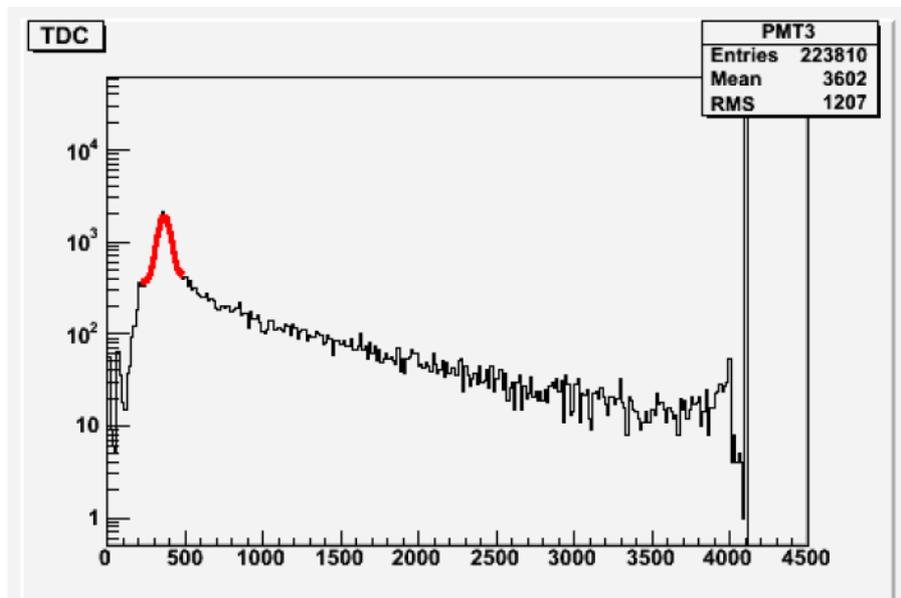


図 3.2: TDC キャリブレーション 横軸:TDC ch, 縦軸:イベント数

3.3 Timewalk 補正

信号の大きさにより、スレッシュホールド電圧を超えるタイミングが異なってしまふ。信号が小さいほど検出される時間が遅くなるため、小さいエネルギーに補正をする必要がある。図 3.3 に模式図を示す。この補正を Timewalk 補正という。キャリアレーション後のデータを用いて Timewalk 補正を行う。Timewalk 補正の方法を次に示す。

- エネルギーを分割 (250 keV までは 25 keV ごと、250 keV 以降は 50 keV ごと)
- 各領域で時間を変数としたガウス関数をフィッティングにより求める
- mean 値をプロットする
- $t = \frac{a}{\frac{a}{\sqrt{E}} + \frac{b}{E} + c}$ (t:時間 [ns] E:エネルギー [keV] a,b,c:定数) でフィッティング
- フィットした関数を用いて補正

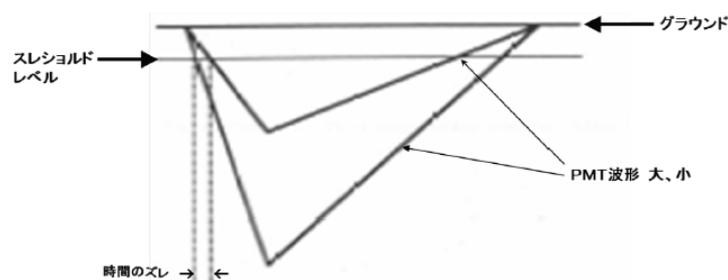


図 3.3: Timewalk 補正

3.4 事象選別

シミュレーションと実験データについて 2.3.3 節で示した事象選別を行う。

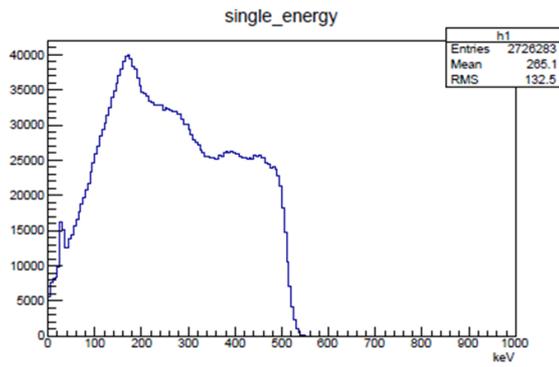
3 光子崩壊事象

オルソポジトロニウムの生成率 (式 1.9) を求めるために、3 光子崩壊事象のシミュレーションと UNI 検出器で取得したデータに事象選別 (表 3.1) を適用した。

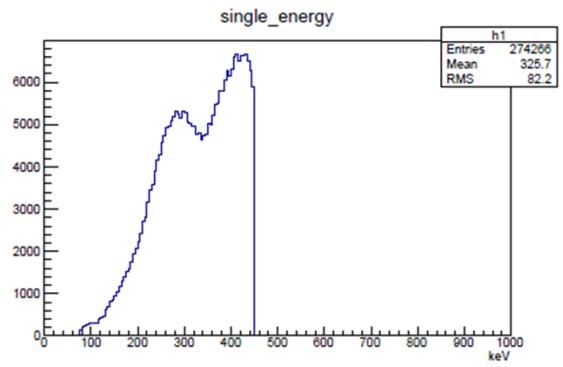
シミュレーションと実験データの事象選別前後及び実験データに時間選別のみを行ったシングルエネルギーのプロットを図 3.4 と図 3.5、運動量和のプロットを図 3.6 と図 3.7、ヒットした PMT 番号のプロットを図 3.8 と図 3.9、エネルギー和のプロットを図 3.10 と図 3.11 に示す。事象選別前のシミュレーションは時間選別後の実験データを良く再現し、事象選別後のシミュレーションも実験結果を良く再現している事が分かる。

	シミュレーション	実験
ヒット数による選択	3hit	3hit
直線ヒット排除	適用	適用
平面ヒット排除	適用	適用
シングルエネルギーによる選択	450keV 以下を選択	450keV 以下を選択
運動量和による選択	150keV 以下を選択	150keV 以下を選択
Double photon cut	適用	適用
エネルギー和による選択	適用	適用
寿命による選択	不適用	適用
各 NaI への到達時間による選択	不適用	適用

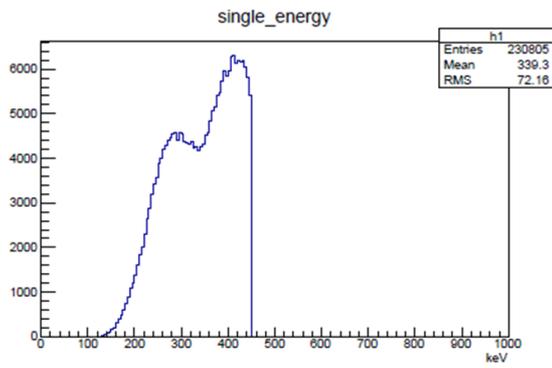
表 3.1: 3 光子崩壊事象の選別条件



(a) 事象選別前

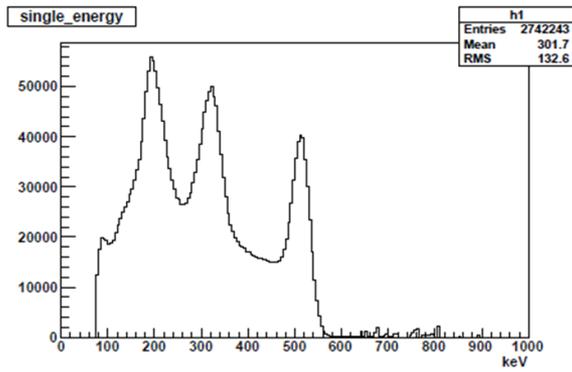


(b) エネルギー和による選別以外を適用

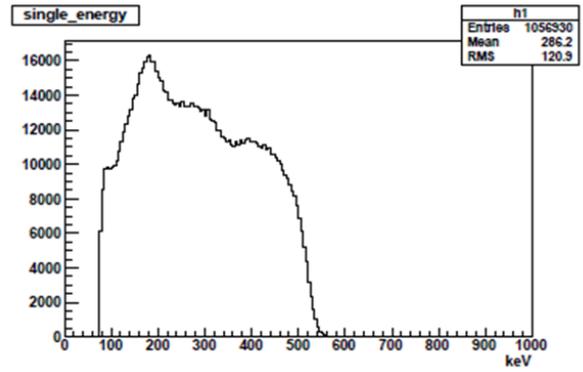


(c) 全事象選別後

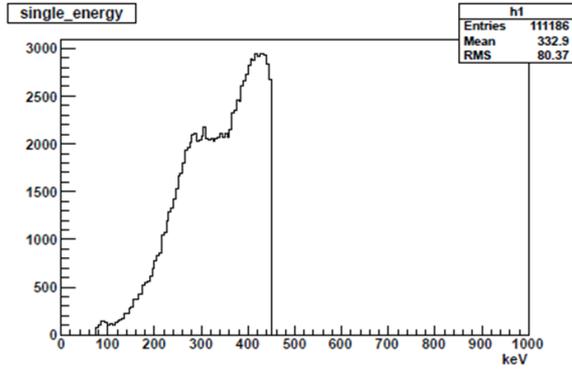
図 3.4: 3 光子崩壊事象選別前後のシングルエネルギーの分布 (シミュレーション)



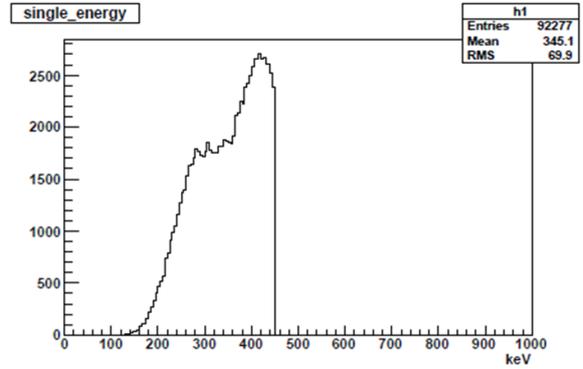
(a) 事象選別前



(b) 時間選別後

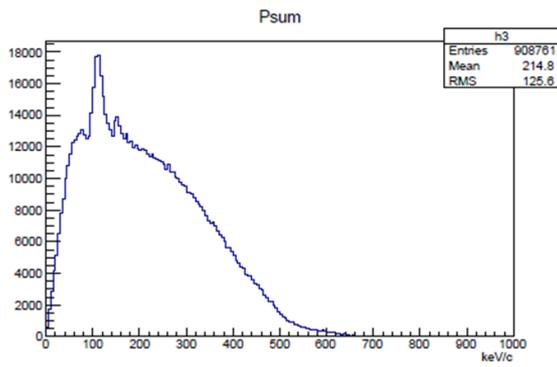


(c) エネルギー和による選別以外を適用

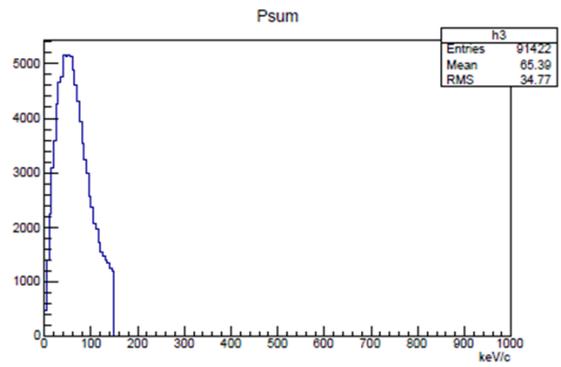


(d) 全事象選別後

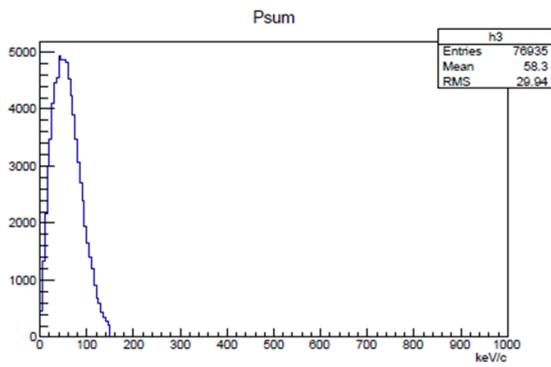
図 3.5: 3 光子崩壊事象選別前後のシングルエネルギーの分布 (実験)



(a) 事象選別前

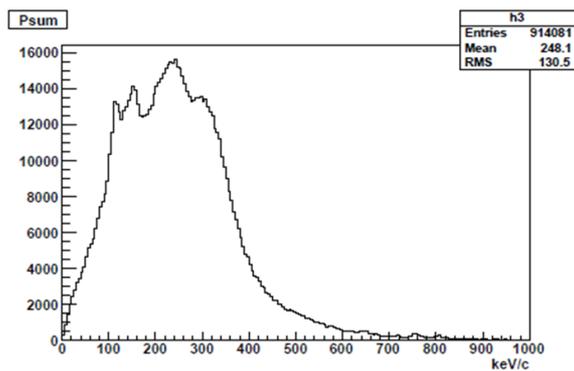


(b) エネルギー和による選別以外を適用

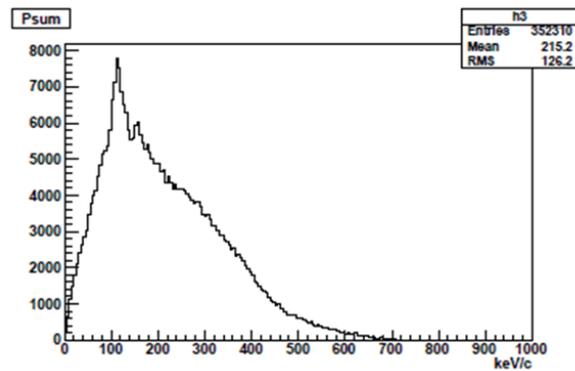


(c) 全事象選別後

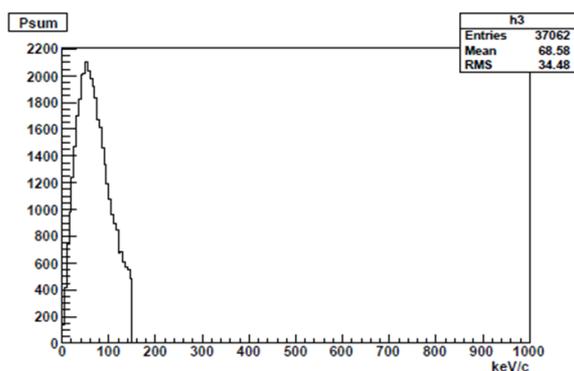
図 3.6: 3 光子崩壊事象選別前後の運動量和の分布 (シミュレーション)



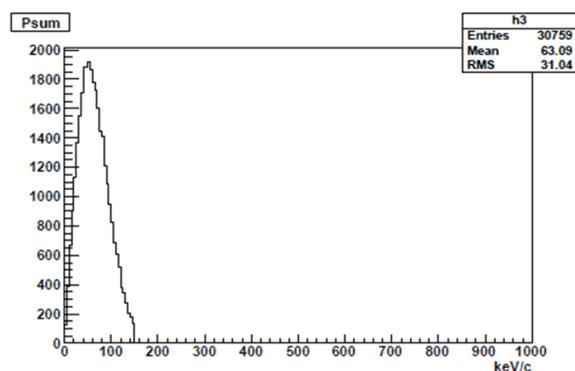
(a) 事象選別前



(b) 時間選別後

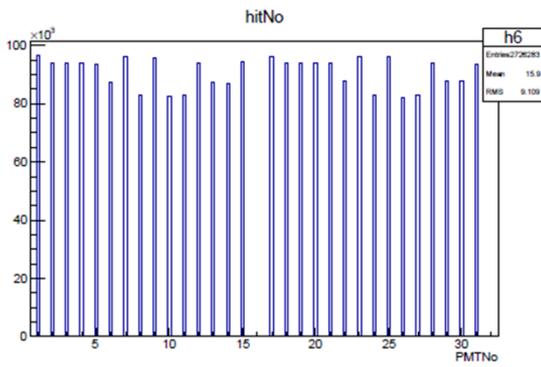


(c) エネルギー和による選別以外を適用

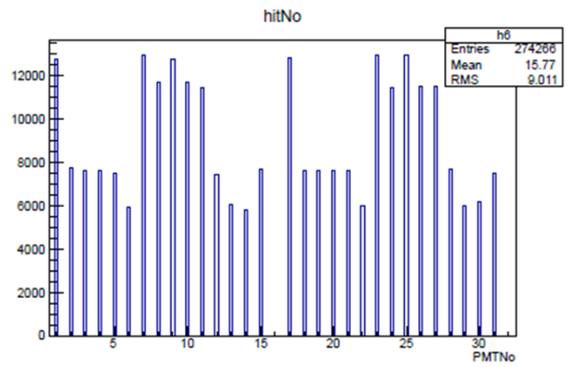


(d) 全事象選別後

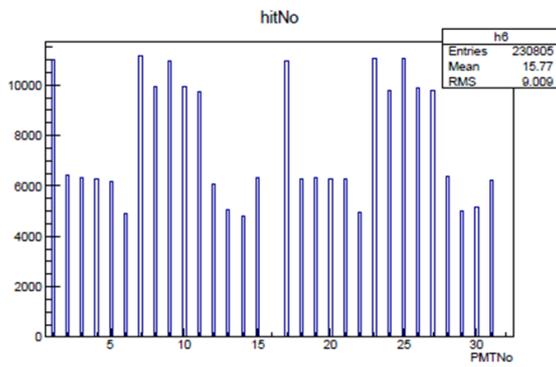
図 3.7: 3 光子崩壊事象選別前後の運動量和の分布 (実験)



(a) 事象選別前

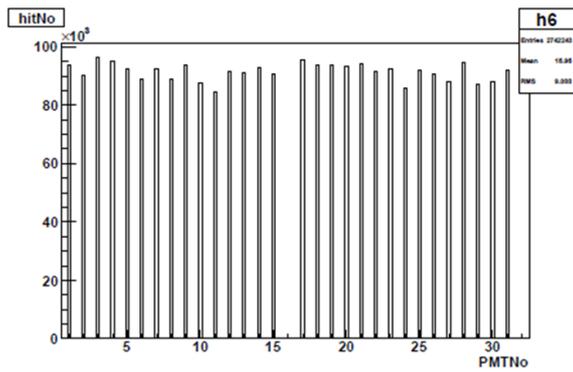


(b) エネルギー和による選別以外を適用

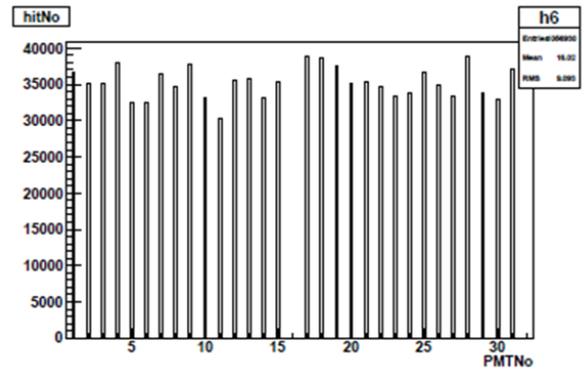


(c) 全事象選別後

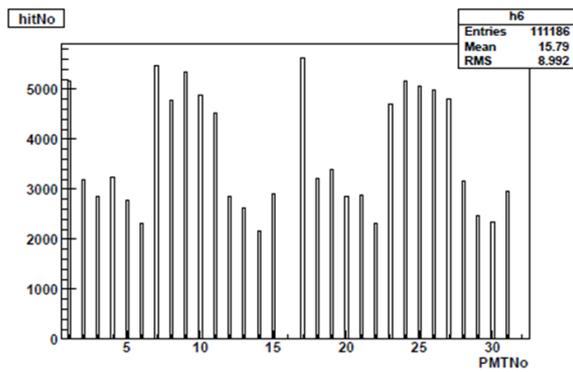
図 3.8: 3 光子崩壊事象選別前後のヒットした PMT 番号の分布 (シミュレーション)



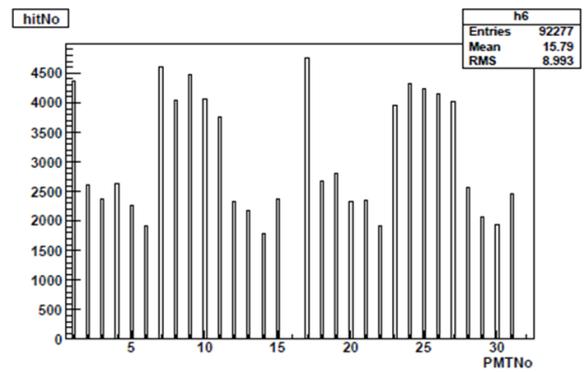
(a) 事象選別前



(b) 時間選別後

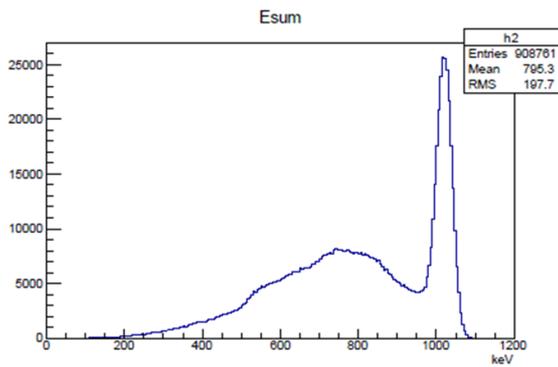


(c) エネルギー和による選別以外を適用

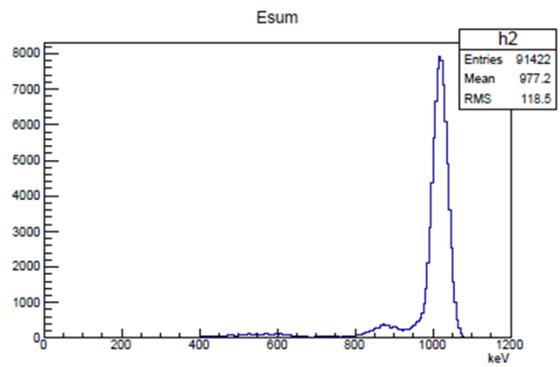


(d) 全事象選別後

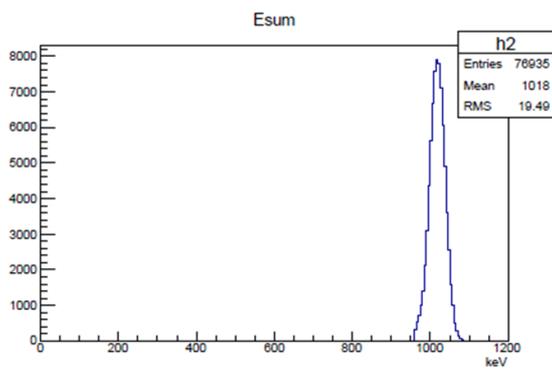
図 3.9: 3 光子崩壊事象選別前後のヒットした PMT 番号の分布 (実験)



(a) 事象選別前

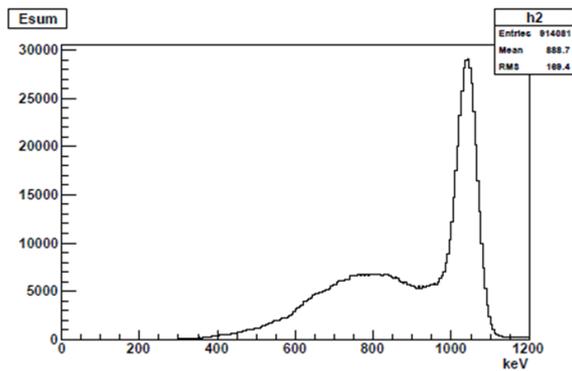


(b) エネルギー和による選別以外を適用

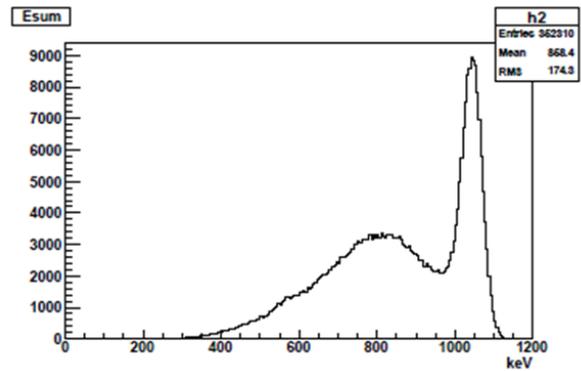


(c) 全事象選別後

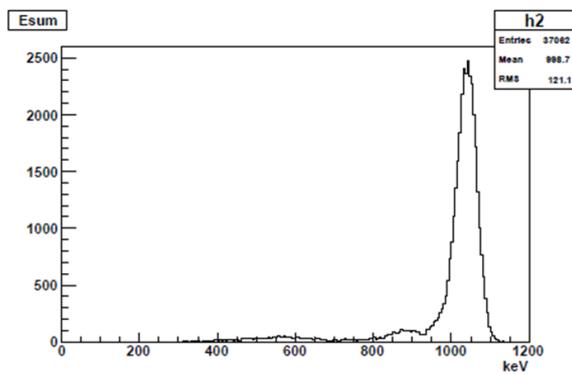
図 3.10: 3 光子崩壊事象選別前後のエネルギー和の分布 (シミュレーション)



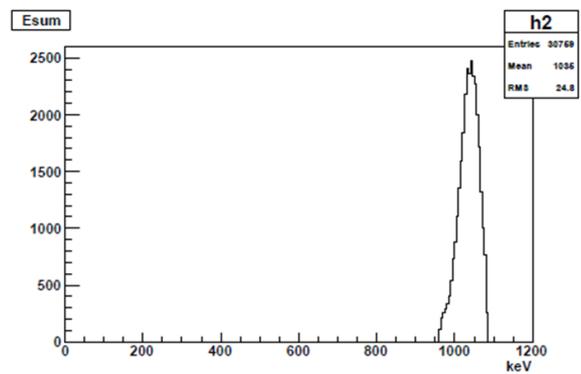
(a) 事象選別前



(b) 時間選別後



(c) エネルギー和による選別以外を適用



(d) 全事象選別後

図 3.11: 3 光子崩壊事象選別前後のエネルギー和の分布 (実験)

3 光子崩壊事象を 1.50×10^7 イベントシミュレートし、全ての選別条件を適用した後に残ったイベント数は 76935 であった。よって 3 光子崩壊事象の検出効率率は式 3.1 となる。

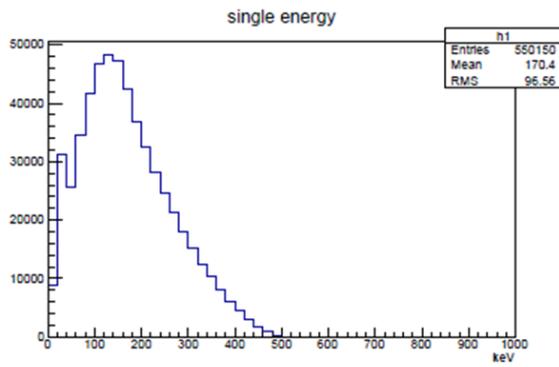
$$\epsilon_{3\gamma} = \frac{7.69 \times 10^4}{1.50 \times 10^7} = (5.13 \pm 0.02) \times 10^{-3} \quad (3.1)$$

5 光子崩壊事象

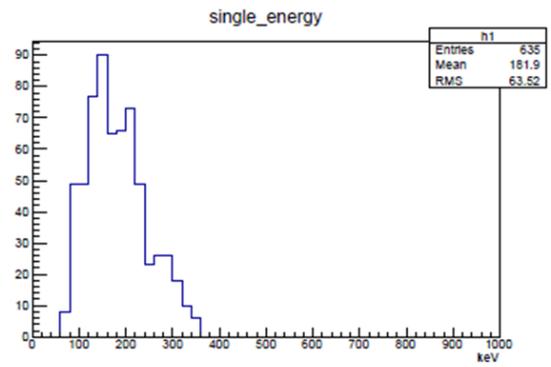
5 光子崩壊事象のシミュレーションと実験データに事象選別 (表 3.2) を行った。シミュレーションと実験データの事象選別前後及び実験データに時間選別のみを行ったシングルエネルギーのプロットを図 3.12 と図 3.13、運動量和のプロットを図 3.14 と図 3.15、ヒットした PMT 番号のプロットを図 3.16 と図 3.17、エネルギー和のプロットを図 3.18 と図 3.19 に示す。事象選別前のシミュレーションと時間選別後の実験データ、及び事象選別後のシミュレーションと実験データには相違が見られた。シングルエネルギーについては、時間選別後の実験データに 250 ~ 350 keV になだらかな盛り上がりが見え、全事象選別後の実験データには鋭いピークが見られた。運動量和については、事象選別前のシミュレーションのピークの位置が 100 keV 付近であるのに対し、時間選別後の実験データは 250 keV 付近に見られた。エネルギー和については、事象選別前のシミュレーションは 750 ~ 950 keV 付近に盛り上がりが見られるのに対し、事件選別後の実験データはそのような盛り上がりが見られなかった。また、エネルギー和による選別以外を適用したシミュレーションは 800 ~ 900 keV 付近と 1000 keV 付近にピークがみられ、1000 keV 付近のイベント数の方が多いのに対し、エネルギー和による選別以外を適用した実験データは 800 ~ 900 keV 付近と 1000 keV 付近にピークが見られ、800 ~ 900 keV 付近のイベント数の方が多かった。これは、実験データにはバックグラウンド事象が含まれているため、シミュレーションとの相違が生じたと考えられる。詳しくは 3.6 節にて記述する。

	シミュレーション	実験
ヒット数による選択	5hit	5hit
直線ヒット排除	適用	適用
平面ヒット排除	適用	適用
シングルエネルギーによる選択	350keV 以下を選択	350keV 以下を選択
運動量和による選択	90keV 以下を選択	90keV 以下を選択
Double photon cut	適用	適用
エネルギー和による選択	適用	適用
寿命による選択	不適用	適用
各 NaI への到達時間による選択	不適用	適用

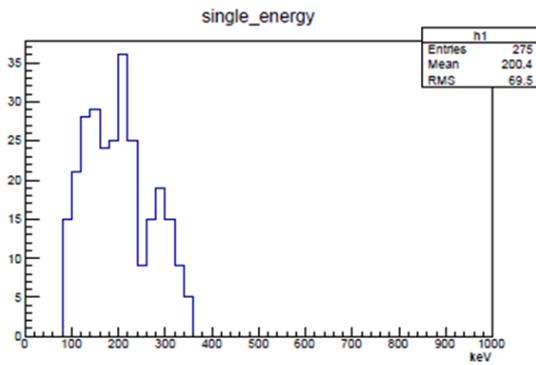
表 3.2: 5 光子崩壊事象の選別条件



(a) 事象選別前

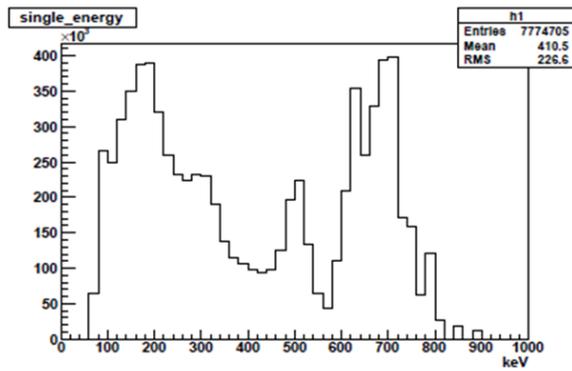


(b) エネルギー和による選別以外を適用

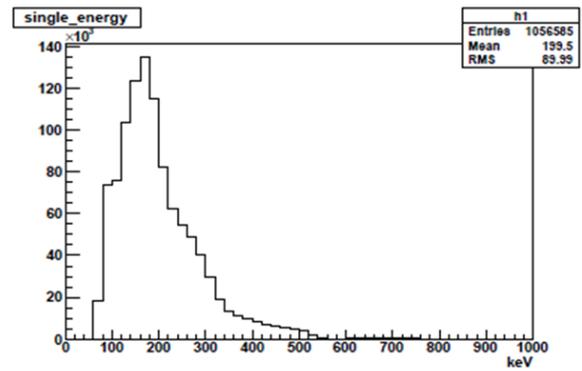


(c) 全事象選別後

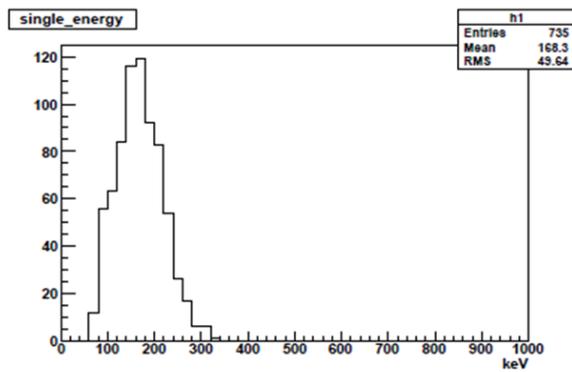
図 3.12: 5 光子崩壊事象選別前後のシングルエネルギーの分布 (シミュレーション)



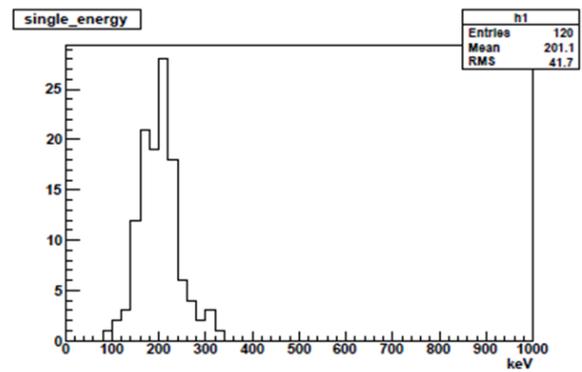
(a) 事象選別前



(b) 時間選別後

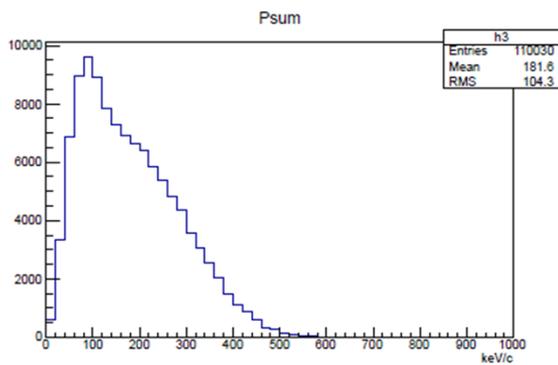


(c) エネルギー和による選別以外を適用

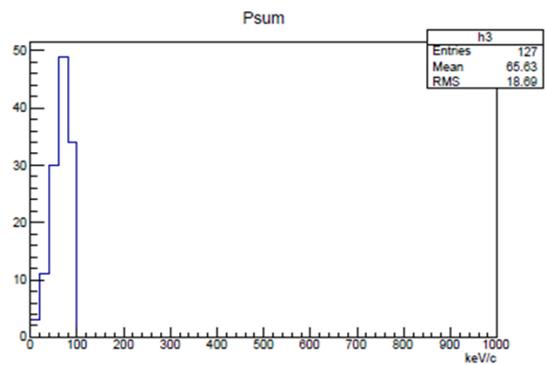


(d) 全事象選別後

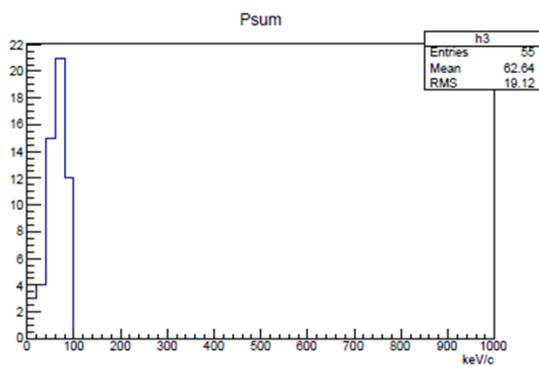
図 3.13: 5 光子崩壊事象選別前後のシングルエネルギーの分布 (実験)



(a) 事象選別前

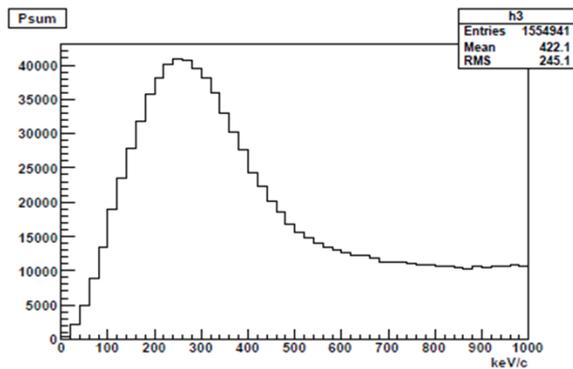


(b) エネルギー和による選別以外を適用

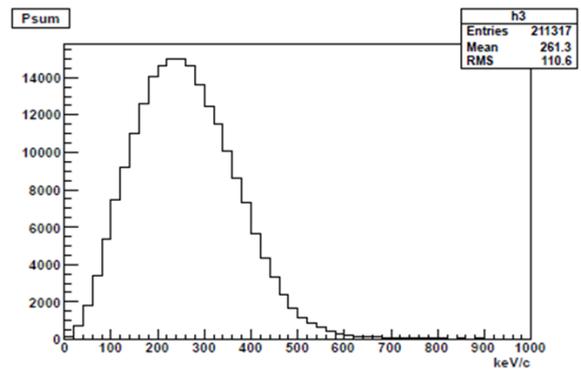


(c) 全事象選別後

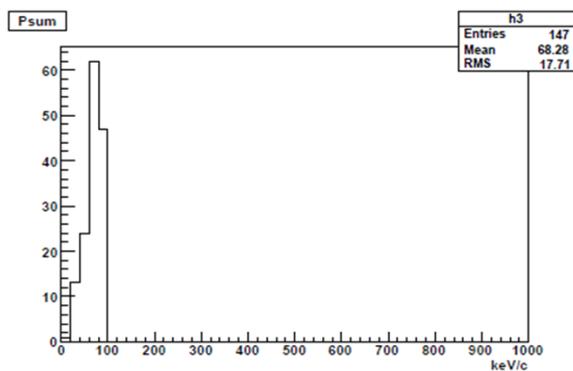
図 3.14: 5 光子崩壊事象選別前後の運動量和の分布 (シミュレーション)



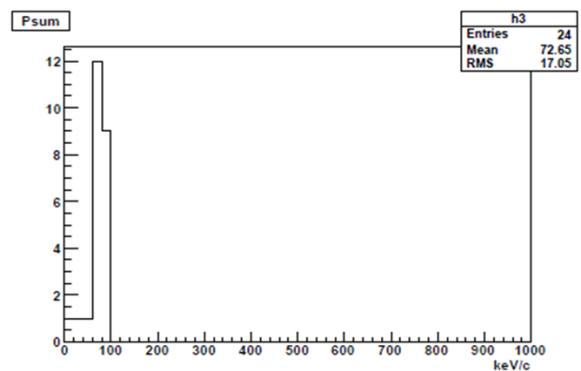
(a) 事象選別前



(b) 時間選別後

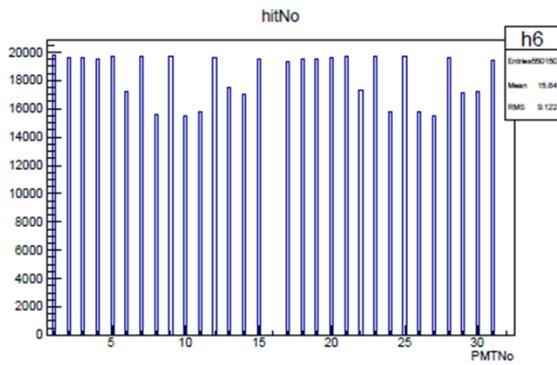


(c) エネルギー和による選別以外を適用

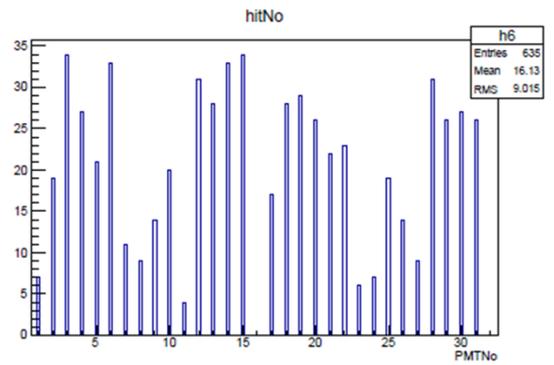


(d) 全事象選別後

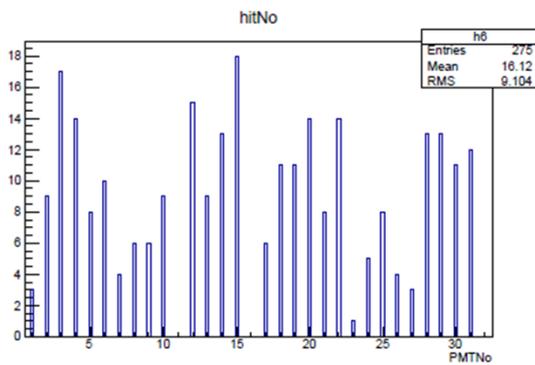
図 3.15: 5 光子崩壊事象選別前後の運動量和の分布 (実験)



(a) 事象選別前

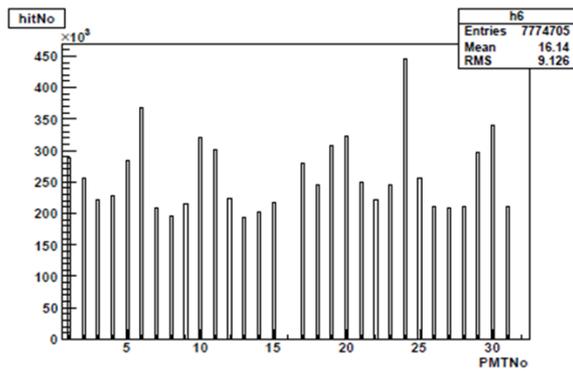


(b) エネルギー和による選別以外を適用

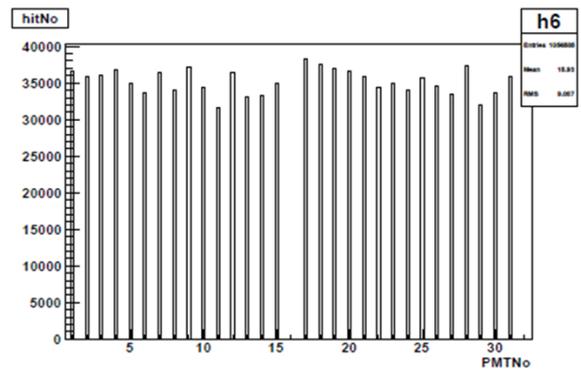


(c) 全事象選別後

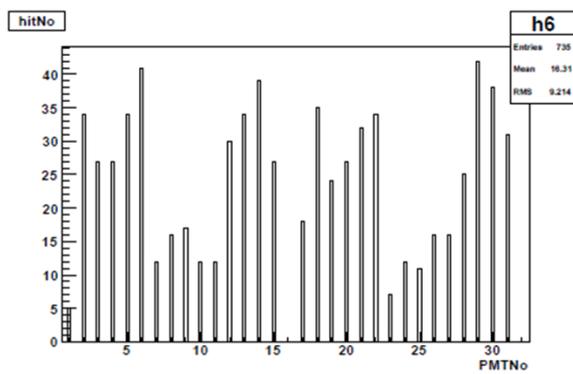
図 3.16: 5 光子崩壊事象選別前後のヒットした PMT 番号の分布 (シミュレーション)



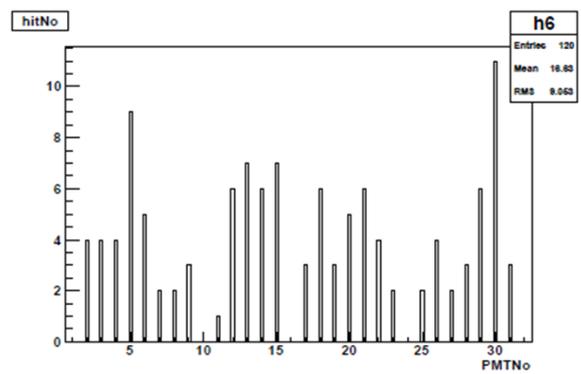
(a) 事象選別前



(b) 時間選別後

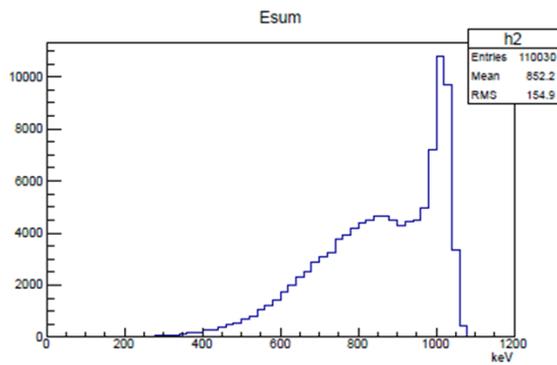


(c) エネルギー和による選別以外を適用

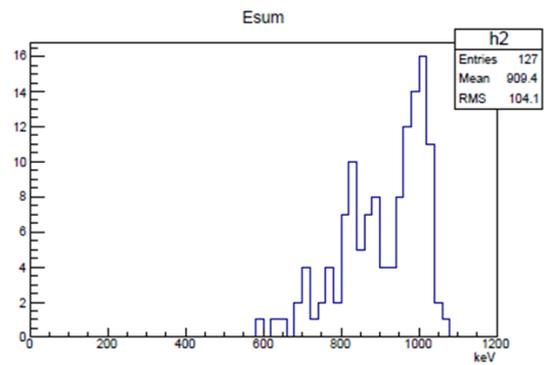


(d) 全事象選別後

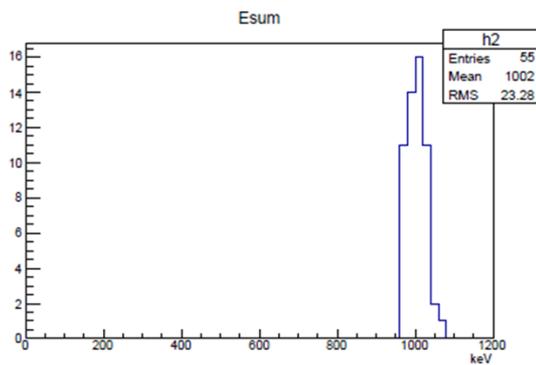
図 3.17: 5 光子崩壊事象選別前後のヒットした PMT 番号の分布 (実験)



(a) 事象選別前

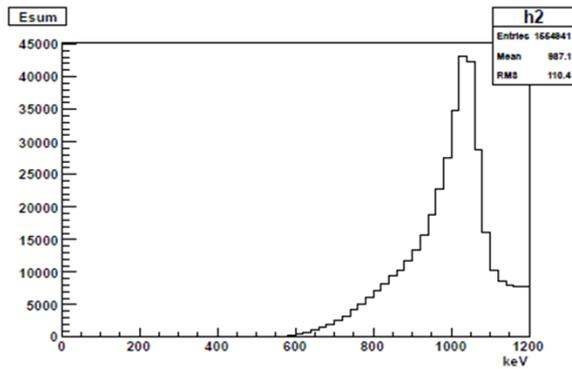


(b) エネルギー和による選別以外を適用

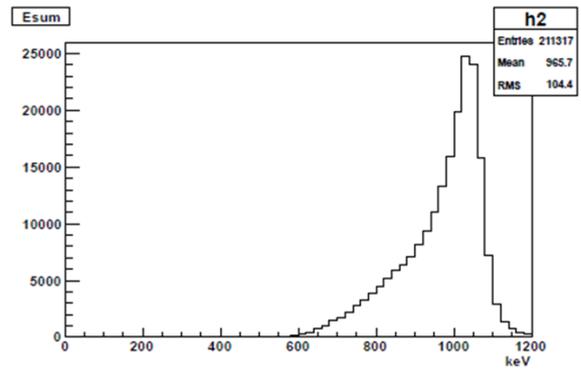


(c) 全事象選別後

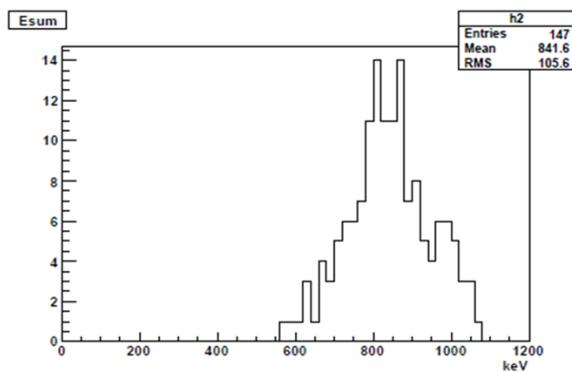
図 3.18: 5 光子崩壊事象選別前後のエネルギー和の分布 (シミュレーション)



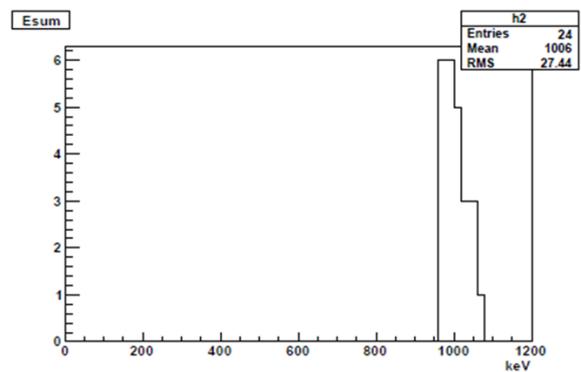
(a) 事象選別前



(b) 時間選別後



(c) エネルギー和による選別以外を適用



(d) 事象選別後

図 3.19: 5 光子崩壊事象選別前後のエネルギー和の分布 (実験)

実験データに全選別条件を適用した後のイベント数は 24 イベントであった。

また、実験データにエネルギー和による選別以外の選別条件を適用し、信号事象と考えられる 1022 keV 付近のピークをガウス関数でフィッティングを行ったものを図 3.20 に示す。バックグラウンドと考えられる事象を引くと、フィッティングした関数を積分する事により、5 光子崩壊事象候補数は約 14 イベントと見積もられる。

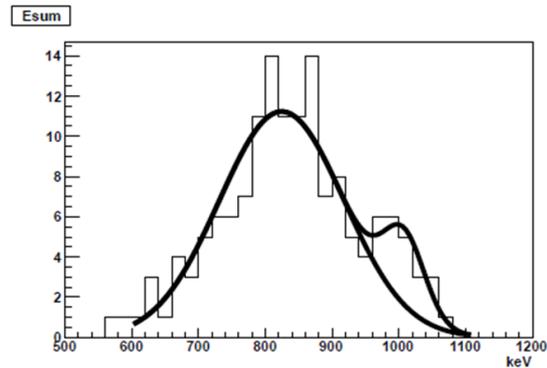


図 3.20: 5 光子崩壊事象候補 (実験)

5 光子崩壊事象を 1.50×10^7 イベントシミュレートし、全ての選別条件を適用した後に残ったイベント数は 55 であった。5 光子崩壊事象の検出効率 は式 3.2 となる。

$$\epsilon_{5\gamma} = \frac{55}{1.50 \times 10^7} = (3.67 \pm 0.49) \times 10^{-6} \quad (3.2)$$

3.5 オルソポジトロニウムの生成率及び5光子崩壊事象数の期待値

オルソポジトロニウムの生成率は式 1.9 で表される。3.4 節より、3 光子崩壊事象の検出効率 ϵ は $(5.13 \pm 0.02) \times 10^{-3}$ 、実験で検出された 3 光子崩壊事象のイベント数は $(3.08 \pm 0.18) \times 10^4$ イベントとなった。スケーラーの値より、陽電子数は 7.55×10^7 となった。これらを用いてオルソポジトロニウムの生成率を求めると、 $(7.94 \pm 0.05) \times 10^{-2}$ となった。

3 光子崩壊事象と 5 光子崩壊事象の分岐比は式 1.8 で表され、QED 理論値は式 1.11 である。3.4 節より、5 光子崩壊事象の検出効率は $(3.67 \pm 0.49) \times 10^{-6}$ であった。スケーラーの値より、陽電子数は 1.27×10^{11} となった。これらを用いると、UNI 検出器で検出が期待される 5 光子崩壊事象のイベント数は約 0.035 となる。

しかし、図 3.19(b) より、UNI 検出器で検出されたイベントに 2.3.4 節の事象選別条件を適用すると 24 イベントが 5 光子崩壊事象候補として残った。そこで、モンテカルロシミュレーションを用いて 5 光子崩壊事象候補に対するバックグラウンドの評価を行った。詳しくは 3.6 節にて記述する。

3.6 バックグラウンドの評価

本実験では、莫大なバックグラウンドから 4 光子及び 5 光子崩壊事象を選別する必要がある。5 光子崩壊事象の主なバックグラウンド事象は 2 光子崩壊事象で放出された γ 線がコンプトン散乱をする事で 5 台の NaI シンチレータで検出される事象である。同様に 3 光子崩壊事象で放出された γ 線がコンプトン散乱をする事で 5 台の NaI シンチレータで検出される事象もバックグラウンドとなり得る。

バックグラウンドの評価を行うために、GRACE と Geant4 を用いて 2 光子崩壊事象と 3 光子崩壊事象のモンテカルロシミュレーションを行った。

UNI 検出器の測定期間中にスケーラーでカウントした陽電子数は 1.27×10^{11} である。パラポジトロニウムの生成率は式 3.3 で表され、3.5 節よりオルソポジトロニウムの生成率は $(7.94 \pm 0.05) \times 10^{-2}$ なので、パラポジトロニウムと即時崩壊の生成数は 1.17×10^{11} と見積もられる。実験データには式 2.8 の選別がかかるので、5 光子崩壊事象のバックグラウンドとなる 2 光子崩壊事象数は 1.17×10^{11} より少ないと見積もられる。そこで、 1.00×10^{10} イベントのモンテカルロシミュレーションを行った。モンテカルロシミュレーションの設定は表 3.3 に示す。イベント生成には GRACE を用いず、同一直線状の反対方向に放出される 2 光子 (それぞれ 511keV のエネルギーを持つ) をランダムな方向に 1.00×10^6 イベントを生成した。生成したイベントを基に Geant4 の Randomize 機能を用いて 1.00×10^{10} イベント UNI 検出器上でシミュレートした。

$$\epsilon_{p-Ps} + \epsilon_{prompt} = 1 - \epsilon_{o-Ps} \quad (3.3)$$

事象	イベント生成		Geant4		
	生成イベント数	トータルスピ	イベント数	Rangecut	Randomize
2光子崩壊	1.00×10^6	0	1.00×10^{10}	0.1mm(NaI 中),1mm(NaI 以外)	On

表 3.3: シミュレーションの設定

表 3.6 の事象選別条件をシミュレーション結果に適用した結果のイベント数を表 3.4 に示す。選別条件は上から順に適用していく。

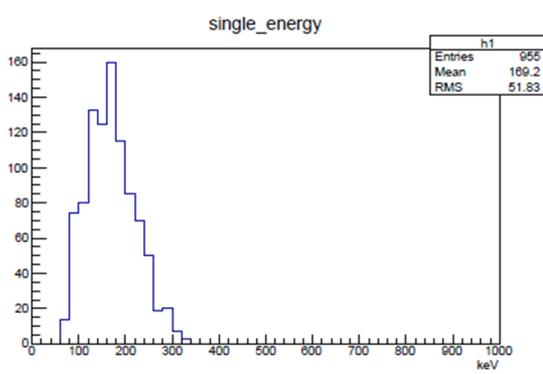
選別条件	残ったイベント数
ヒット数による選択	5.535×10^4
直線ヒット排除	1.767×10^3
平面ヒット排除 (選択)	304
シングルエネルギーによる選択	9
運動量和による選択	0
Double photon cut	0
エネルギー和による選別	0

表 3.4: 2光子崩壊事象のバックグラウンドシミュレーションの選別条件適用後のイベント数

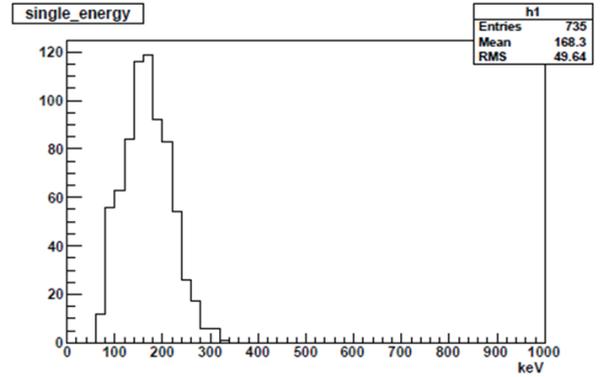
表 3.4 より、2光子崩壊事象によるバックグラウンド事象は運動量和による選別で0イベントとなり、選別条件により除去出来ている事が分かった。また、実験データには式 2.8 の選別条件がかかるため、より厳しい選別が行われると考えられる。

同様に、オルソポジトロニウムの生成数は約 1.01×10^{10} であると見積もられる。そこで、3光子崩壊事象について 1.50×10^{10} イベントのモンテカルロシミュレーションを行った。モンテカルロシミュレーションの設定は表 3.5 に示す。GRACE で生成した 1.50×10^8 イベントを、Geant4 の Randomize 機能を用いて 1.50×10^{10} イベントだけ UNI 検出器上でシミュレートした。

表 3.6 の事象選別条件をシミュレーション及び実験データに適用したシングルエネルギーのプロットを図 3.21、運動量和のプロットを図 3.22、ヒットした PMT 番号のプロットを図 3.23、エネルギー和のプロットを図 3.24 に示す。

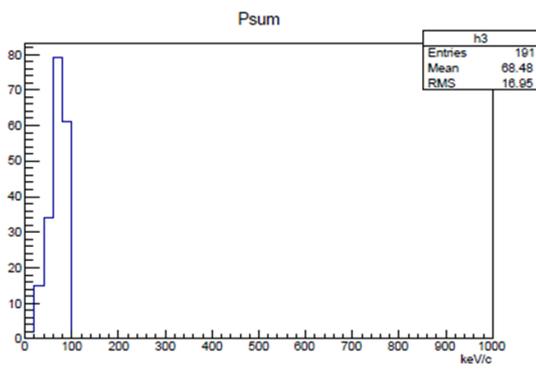


(a) バックグラウンドシミュレーション

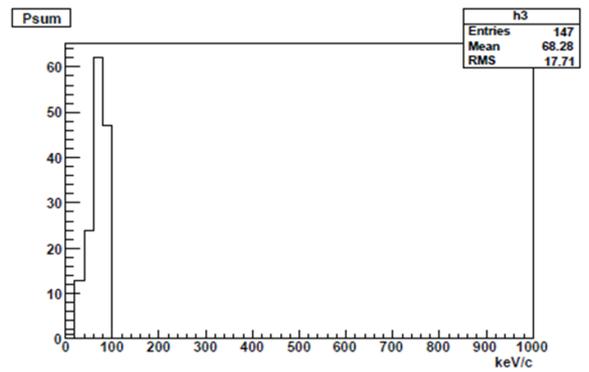


(b) 実験結果

図 3.21: シングルエネルギー

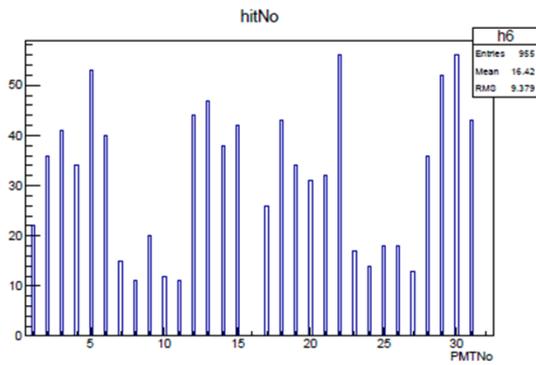


(a) バックグラウンドシミュレーション

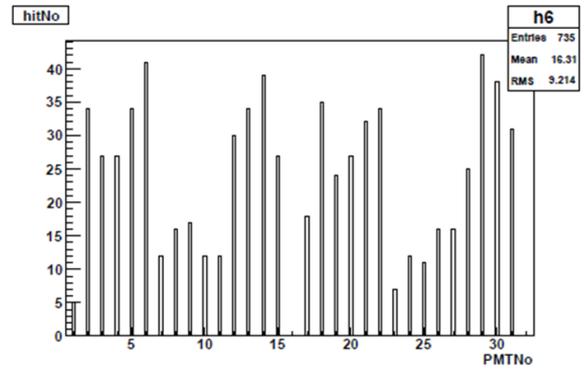


(b) 実験結果

図 3.22: 運動量合計

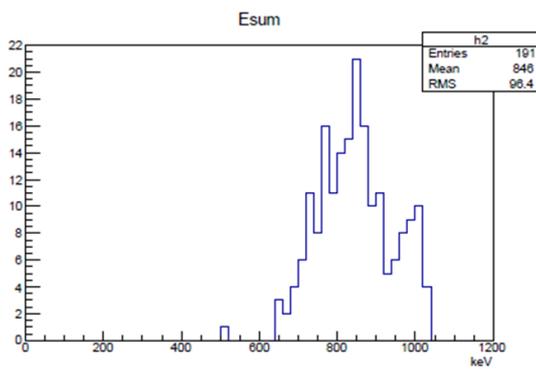


(a) バックグラウンドシミュレーション

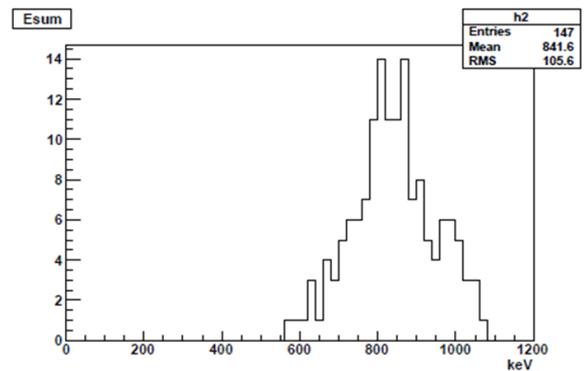


(b) 実験結果

図 3.23: ヒットした PMT 番号



(a) バックグラウンドシミュレーション



(b) 実験結果

図 3.24: エネルギー合計

事象	GRACE		Geant4		
	生成イベント数	トータルスピ	イベント数	Range cut	Randomize
3光子崩壊	1.50×10^8	2:1 混合	1.50×10^{10}	0.1mm(NaI 中), 1mm(NaI 以外)	On

表 3.5: シミュレーションの設定

ヒット数による選択	5hit
直線ヒット排除	適用
平面ヒット排除	適用
シングルエネルギーによる選択	350keV 以下を選択
運動量和による選択	90keV 以下を選択
Double photon cut	適用
エネルギー和による選択	不適用

表 3.6: バックグラウンドシミュレーションにおける選別条件

3光子崩壊事象のシミュレーション結果と実験結果は共にエネルギー和が 800 ~ 900 keV 付近と 950 ~ 1050 keV 付近にピークを持つ事が分かった。全選別条件適用後のイベント数はシミュレーションが 30 イベント、実験データが 24 イベントとなった。シミュレーション結果をオルソポジトロニウム生成数に換算すると、約 20 イベントとなる。よって、2.3.4 節の事象選別条件で選び出された 5 光子崩壊事象候補は 3 光子崩壊事象によるバックグラウンド事象であり、5 光子崩壊事象数はゼロと矛盾無い事が分かった。

図 3.25 に 3 光子崩壊事象の全選別条件適用後に残った 30 イベントのうちの 1 イベントのコンプトン散乱の様子を示す。NaI に落としたエネルギーを横に表示してある。

これら 2 つ以外のバックグラウンド事象は以下の事象が考えられるが、UNI 検出器のトリガーカウンターで検出されるポジトロニウム生成部への陽電子入射頻度は 500Hz 程度のため、2 イベントが重なる事はほとんど無いと考えられる。

- $3\gamma Compton \times \gamma\gamma(\gamma)$
3 光子崩壊事象が 2 つ同時に発生し、片方の事象のうちの 1 本の γ 線がコンプトン散乱し、もう片方の事象のうちの 1 本の γ 線が検出されない事象。図 3.26 に $3\gamma Compton \times \gamma\gamma(\gamma)$ の模式図を示す。
- $3\gamma Compton \times 2\gamma Compton$
3 光子崩壊事象と 2 光子崩壊事象が同時に発生し、各事象のうちの 1 本の γ 線がコンプトン散乱した事象。図 3.27 に $3\gamma Compton \times 2\gamma Compton$ の模式図を示す。
- $3\gamma Compton \times [\gamma(\gamma) + \gamma_b]$

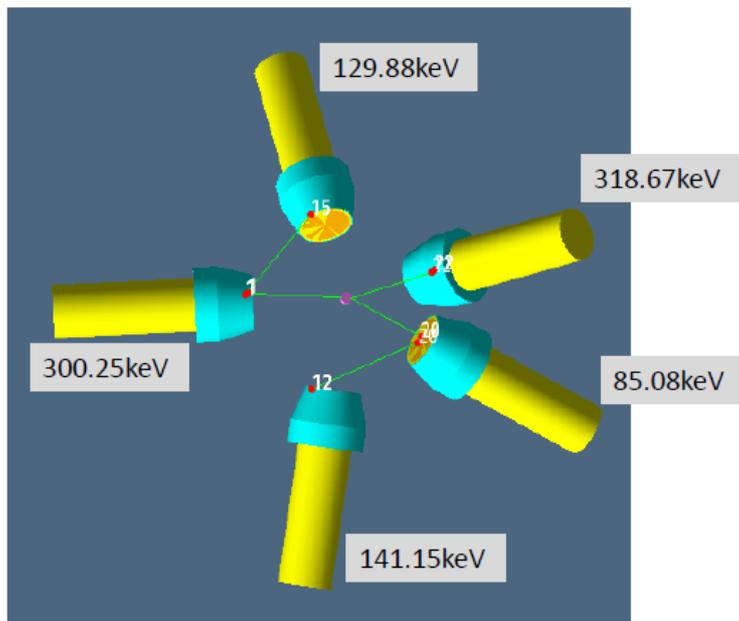


図 3.25: 3 光子崩壊事象のコンプトン散乱の様子 (シミュレーション)

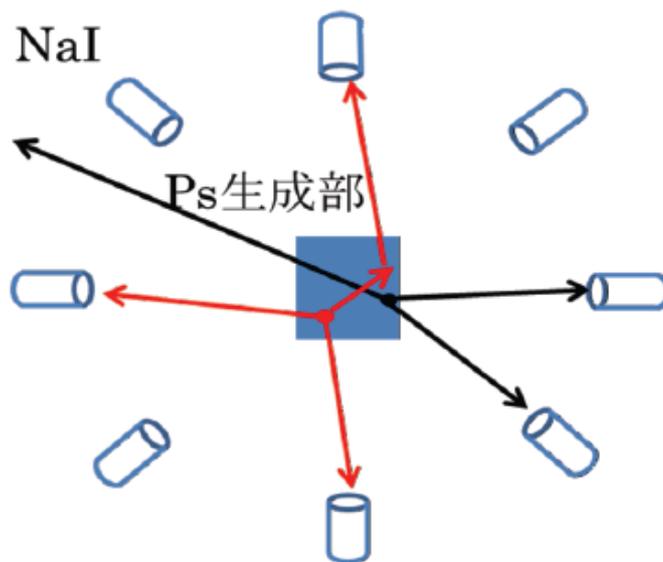


図 3.26: $3\gamma Compton \times \gamma\gamma(\gamma)$

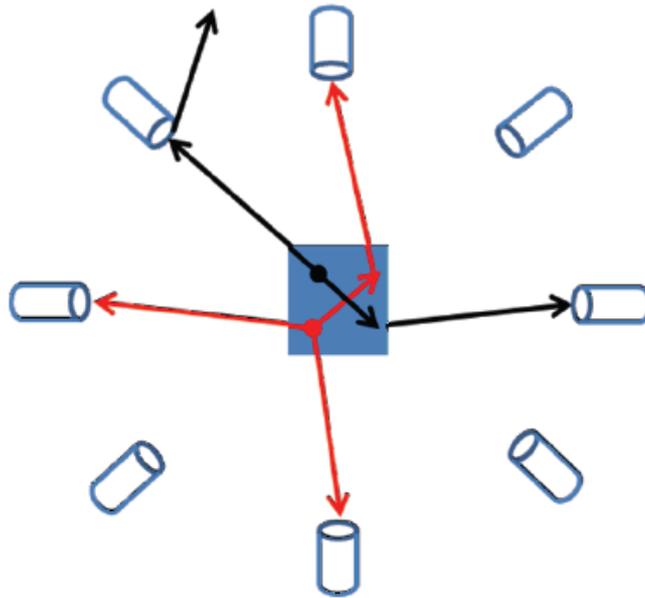


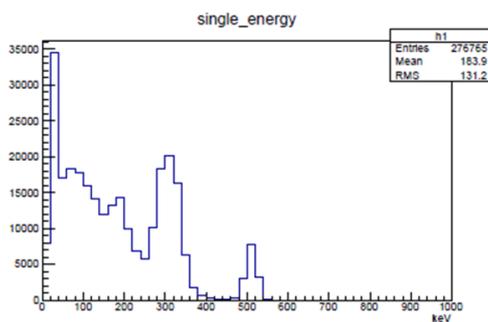
図 3.27: $3\gamma Compton \times 2\gamma Compton$

3光子崩壊事象と2光子崩壊事象がほぼ同時に発生し、3光子崩壊事象のうちの1本の γ 線がコンプトン散乱し、2光子崩壊事象のうちの1本の γ 線が検出されず、陽電子の制動放射によって放出された γ 線が検出される事象。

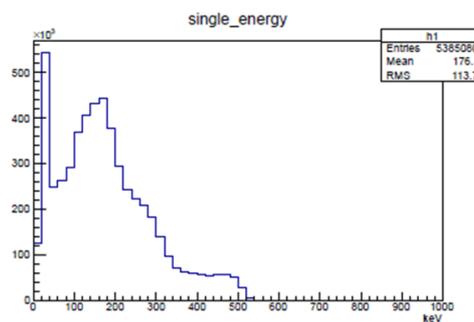
- $\gamma\gamma(\gamma) \times (2\gamma Compton + \gamma_b)$

3光子崩壊事象と2光子崩壊事象がほぼ同時に発生し、3光子崩壊事象のうちの1本の γ 線が検出されず、2光子崩壊事象のうちの1本の γ 線がコンプトン散乱し、陽電子の制動放射によって放出された γ 線が検出される事象。

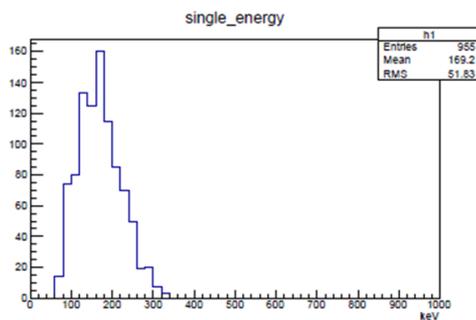
3.5 節で述べたように、5 光子崩壊事象のシミュレーションと実験データには相違が見られた。2 光子崩壊事象を 1.00×10^{10} イベント、3 光子崩壊事象を 1.50×10^{10} イベントシミュレートし、表 3.2 のシミュレーションの事象選別条件の適用を行った。事象選別前後のエネルギー、運動量和、ヒットした PMT 番号、エネルギー和のプロットを図 3.28 ~ 図 3.31 にそれぞれ示す。ただし、前述した通り 2 光子崩壊事象は運動量和による選択までの選別条件で全て排除される。図 3.31(a)(b) では 700 ~ 800 keV 付近になだらかな盛り上がりが見られた。それ以外はバックグラウンド事象である図 3.28 ~ 図 3.31 は 5 光子崩壊事象の実験データを再現しており、3.5 節で述べた相違はバックグラウンド事象による事が理解された。



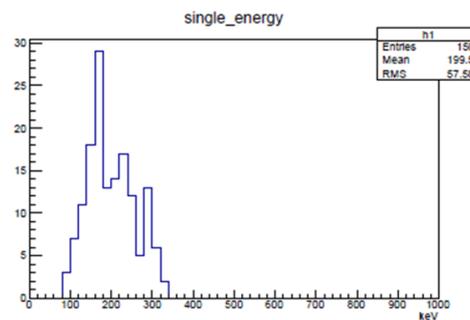
(a) 2 光子崩壊事象 事象選別前



(b) 3 光子崩壊事象 事象選別前

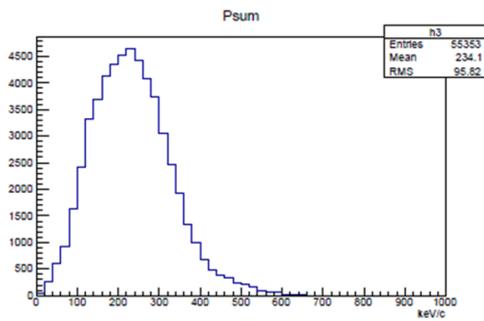


(c) 3 光子崩壊事象 エネルギー和による選別以外を適用

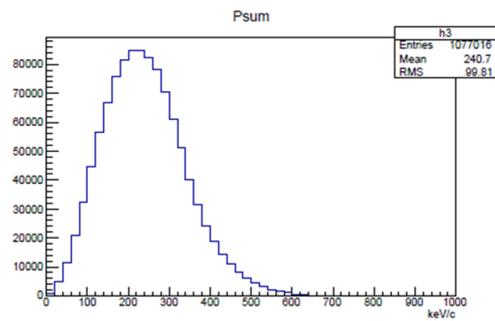


(d) 3 光子崩壊事象 全事象選別後

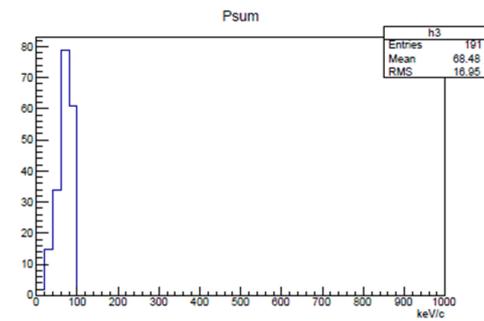
図 3.28: 2,3 光子崩壊事象の事象選別前後のシングルエネルギーの分布 (シミュレーション)



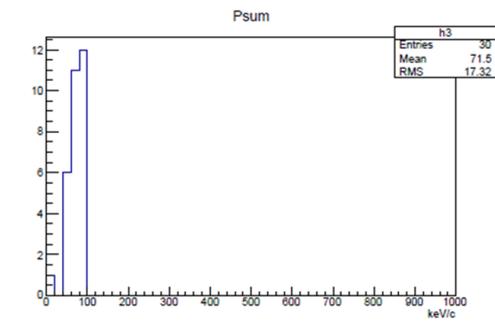
(a) 2 光子崩壊事象 事象選別前



(b) 3 光子崩壊事象 事象選別前

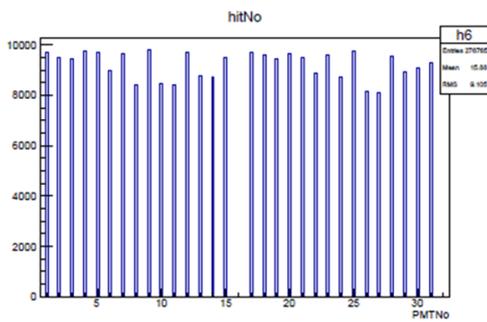


(c) 3 光子崩壊事象 エネルギー和による選別以外を適用

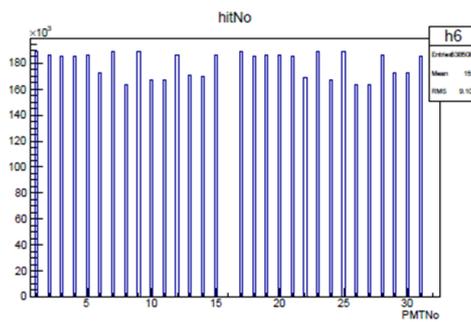


(d) 3 光子崩壊事象 全事象選別後

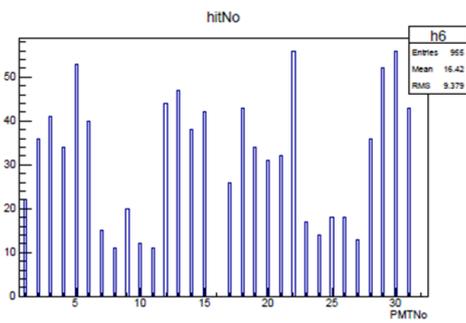
図 3.29: 2,3 光子崩壊事象の事象選別前後の運動量和の分布 (シミュレーション)



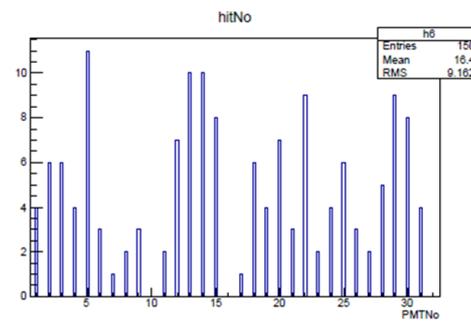
(a) 2 光子崩壊事象 事象選別前



(b) 3 光子崩壊事象 事象選別前

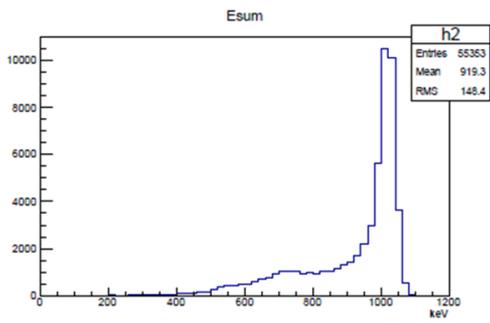


(c) 3 光子崩壊事象 エネルギー和による選別以外を適用

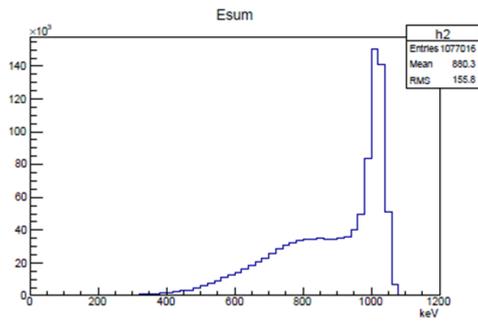


(d) 3 光子崩壊事象 全事象選別後

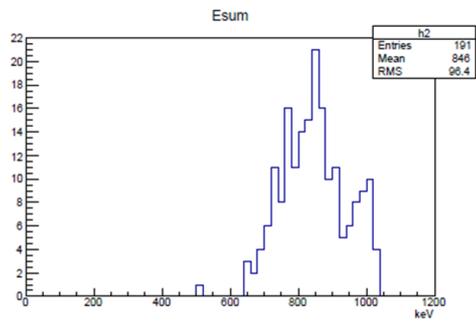
図 3.30: 2,3 光子崩壊事象の事象選別前後のヒットした PMT 番号の分布 (シミュレーション)



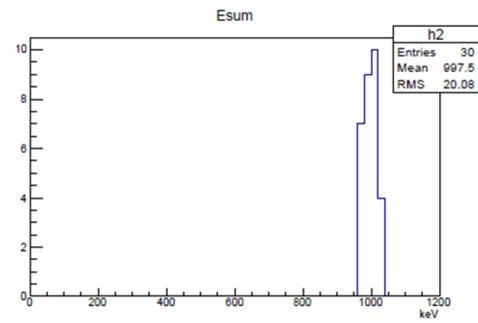
(a) 2 光子崩壊事象 事象選別前



(b) 3 光子崩壊事象 事象選別前



(c) 3 光子崩壊事象 エネルギー和による選別以外を適用



(d) 3 光子崩壊事象 全事象選別後

図 3.31: 2,3 光子崩壊事象の事象選別前後のエネルギー和の分布 (シミュレーション)

第4章 新しい事象選別条件

現在の選別条件では UNI 検出器で検出が期待される 5 光子崩壊事象は約 0.035 イベントである。そこで、5 光子崩壊事象数の期待値の増加を目的として新しい選別条件の検討を行った。

4.1 直線ヒット排除

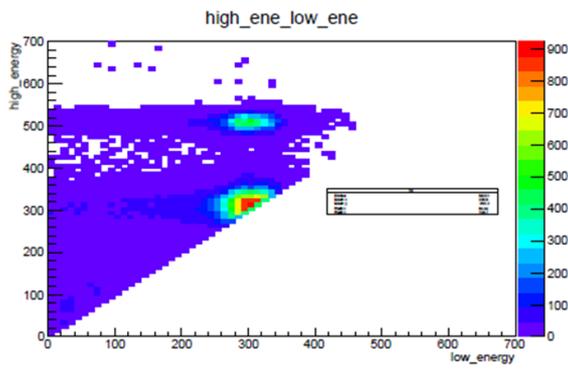
直線ヒット排除は主に 2 光子崩壊事象の除去を目的とした選別条件である。図 4.1 に 2,3,5 光子崩壊事象が 5 台の NaI シンチレータで検出された事象のうち直線ヒットした 2 本の γ 線のプロットをそれぞれ示す。

選別条件を緩めるために、2,3 光子崩壊事象のピークの部分を除去し、それ以外を除去しない選別条件を考案した。以下に新しい選別条件を示す。

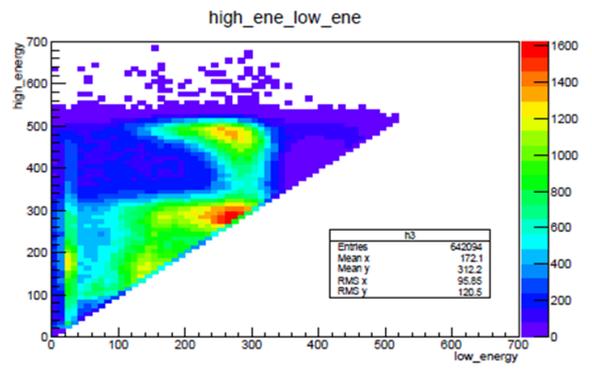
直線ヒットかつ

- $360 \text{ [keV]} \leq \text{高い方のエネルギー} \leq 520 \text{ [keV]}$ かつ $160 \text{ [keV]} \leq \text{低い方のエネルギー} \leq 340 \text{ [keV]}$ を排除
- $260 \text{ [keV]} \leq \text{高い方のエネルギー} \leq 360 \text{ [keV]}$ かつ $260 \text{ [keV]} \leq \text{低い方のエネルギー} \leq 360 \text{ [keV]}$ を排除

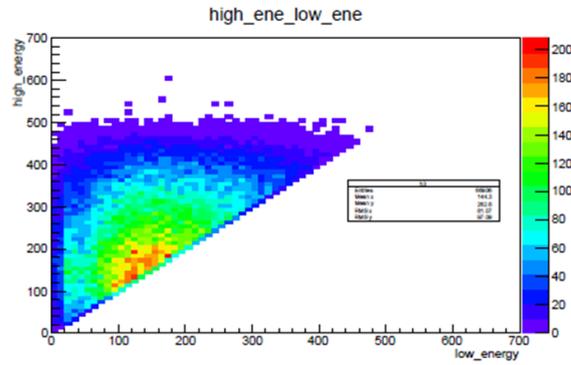
2.4.3 節の選別条件では S/N は $(1.83 \pm 0.42) \times 10^{-3}$ であり、新しい選別条件適用後は $(2.03 \pm 0.43) \times 10^{-3}$ となった。5 光子崩壊事象の検出効率は 2.4.3 節の選別条件では $(3.67 \pm 0.49) \times 10^{-6}$ であり、新しい選別条件では $(4.47 \pm 0.55) \times 10^{-6}$ となった。新しい選別条件により S/N 及び検出効率の劇的な向上は見込めなかった。



(a) 2 光子崩壊事象



(b) 3 光子崩壊事象



(c) 5 光子崩壊事象

図 4.1: 直線ヒットした 2 本の γ 線

4.2 平面ヒット排除

平面ヒット排除は主に3光子崩壊事象の排除を目的とした選別条件である。図4.2に3,5光子崩壊事象が5台のNaIシンチレータで検出された事象のうち平面ヒットした γ 線のうち最もエネルギーが大きい γ 線と2番目に大きい γ 線のプロットを示す。

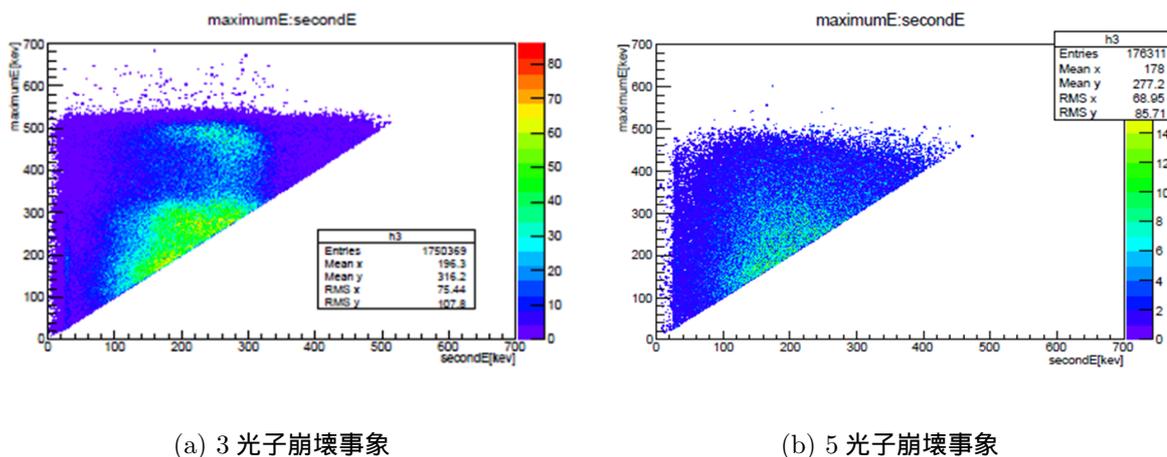


図 4.2: 平面ヒットした2本の γ 線

選別条件を緩めるために、以下の新しい選別条件を考案した。

平面ヒットかつ

- $100 [\text{keV}] \leq 2 \text{ 番目に高いエネルギー} \leq 350 [\text{keV}]$ を排除

新しい選別条件適用後のS/Nは $(8.47 \pm 0.56) \times 10^{-4}$ 、検出効率は $(2.85 \pm 0.14) \times 10^{-5}$ となった。しかし、新しい平面ヒット排除により増加したイベントは他の選別条件で除去されてしまう事が分かった。よって新しい選別条件は平面ヒット除去を撤廃したものと同義である事が分かった。

4.3 Double photon cut

Double photon cut は任意の2本の γ 線が511 [keV] 付近となる事象を除去する選別条件であり、2光子崩壊事象の除去を目的とした選別条件である。

しかし、2光子崩壊事象でDouble photon cutにより除去されるイベントは他の選別条件で除去される事が分かった。よって、Double photon cutの撤廃を試みた。撤廃後のS/Nは $(3.35 \pm 0.29) \times 10^{-3}$ 、検出効率は $(3.95 \pm 0.16) \times 10^{-5}$ となった。

4.4 新しい選別条件の適用

UNI 検出器で検出される 5 光子崩壊事象数の期待値の増加を目的として、平面ヒット除去及び Double photon cut の撤廃を行った。3,5 光子崩壊事象を表 4.1 に示す設定でシミュレートし、新しい選別条件 (表 4.1) の適用を行ったシングルエネルギーのプロットを図 4.3、運動量合計のプロットを図 4.4、ヒットした PMT 番号のプロットを図 4.5、エネルギー和のプロットを図 4.6 にそれぞれ示す。2 光子崩壊事象はエネルギー和による選択までの選別条件の適用で 0 イベントとなった。

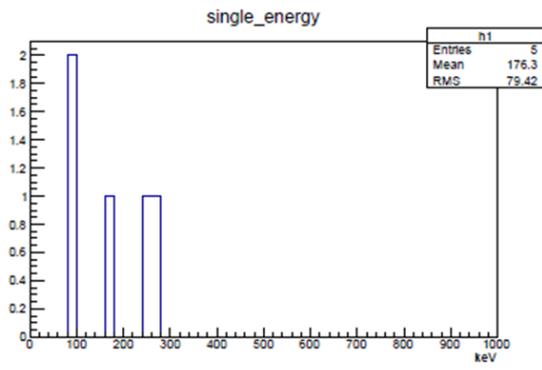
その結果、全選別条件適用後の 3 光子崩壊事象は 2753 イベント、5 光子崩壊事象は 3988 イベントとなり、S/N は $(1.45 \pm 0.04) \times 10^{-3}$ 、検出効率は $(2.66 \pm 0.04) \times 10^{-4}$ となった。UNI 検出器で検出される 5 光子崩壊事象数の期待値は約 2.58 と増加が見込まれたが、S/N の向上は認められなかった。

	シミュレーション
ヒット数による選択	5hit
直線ヒット排除	適用
平面ヒット排除	不適用
シングルエネルギーによる選択	350keV 以下を選択
運動量和による選択	90keV 以下を選択
Double photon cut	不適用
エネルギー和による選択	適用

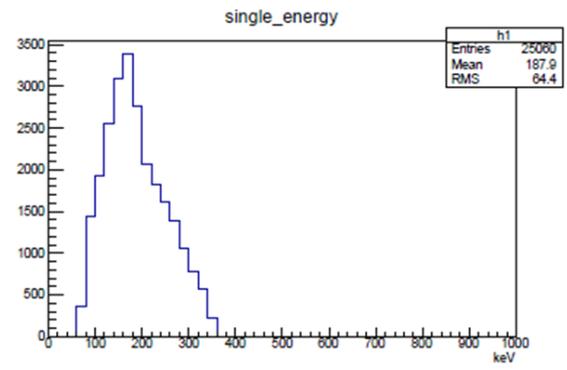
表 4.1: 新しい選別条件 (シミュレーション)

	イベント生成		Geant4	
	生成イベント数	トータルスピン	イベント数	Randomize
2 光子崩壊事象	1.0×10^6	1	1.0×10^{10}	On
3 光子崩壊事象	1.5×10^8	2:1 混合	1.5×10^{10}	On
5 光子崩壊事象	1.5×10^7	2:1 混合	1.5×10^7	Off

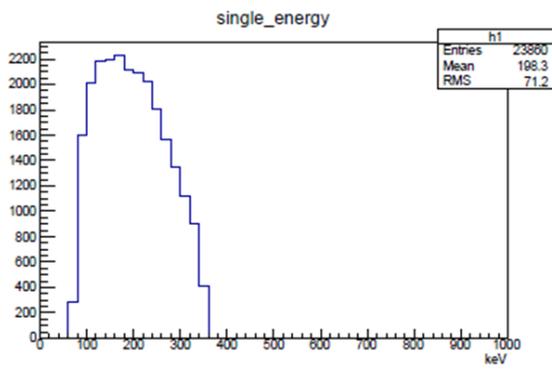
表 4.2: シミュレーションの設定



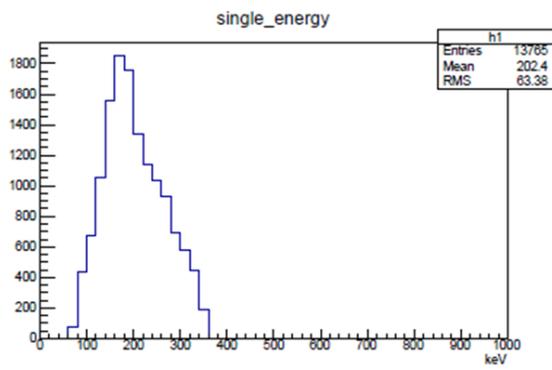
(a) 2 光子崩壊事象 (エネルギー和による選択不適用)



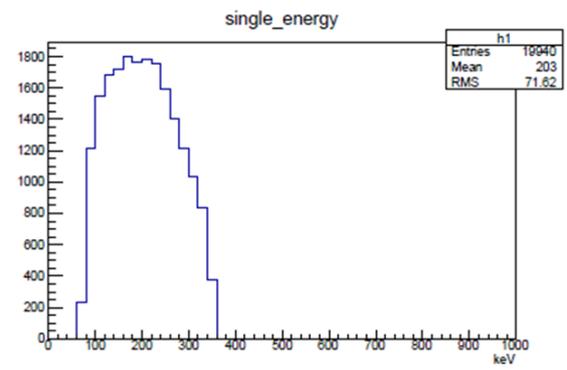
(b) 3 光子崩壊事象 (エネルギー和による選択不適用)



(c) 5 光子崩壊事象 (エネルギー和による選択不適用)

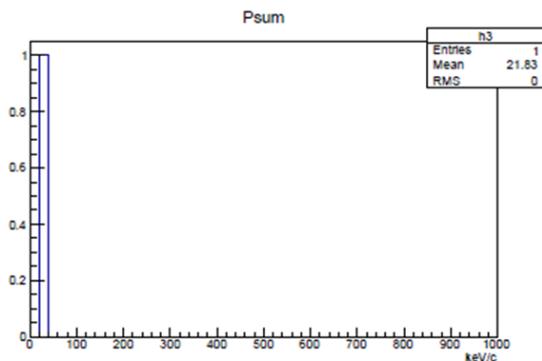


(d) 3 光子崩壊事象 (全選別条件適用)

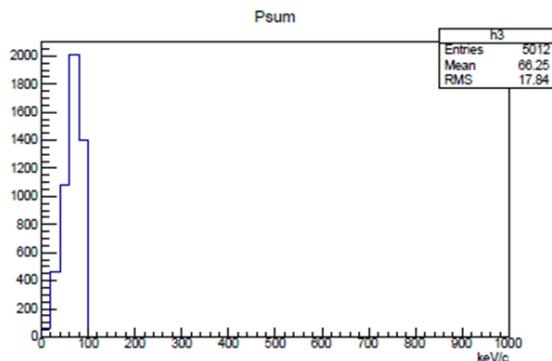


(e) 5 光子崩壊事象 (全選別条件適用)

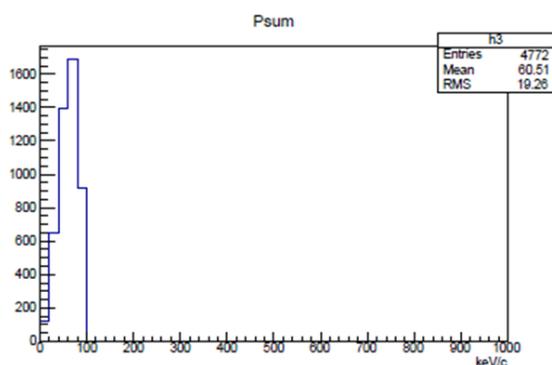
84
 図 4.3: 新しい選別条件適用後のシングルエネルギーの分布 (シミュレーション)



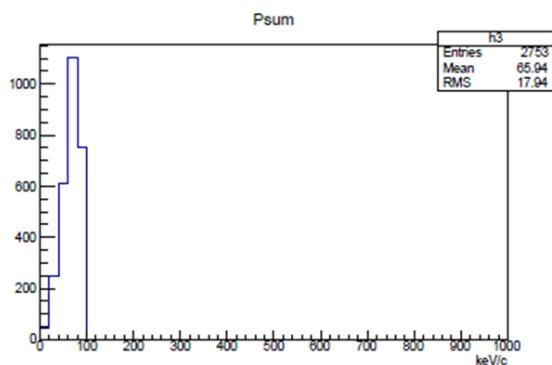
(a) 2 光子崩壊事象 (エネルギー和による選択不適用)



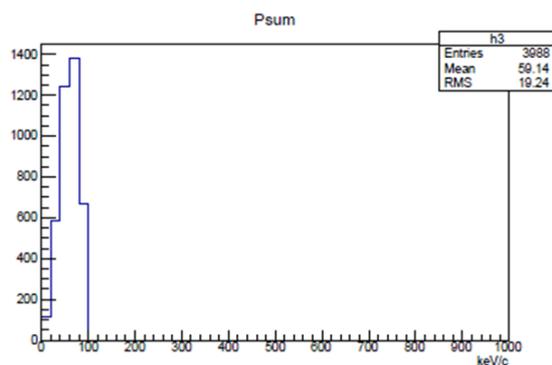
(b) 3 光子崩壊事象 (エネルギー和による選択不適用)



(c) 5 光子崩壊事象 (エネルギー和による選択不適用)

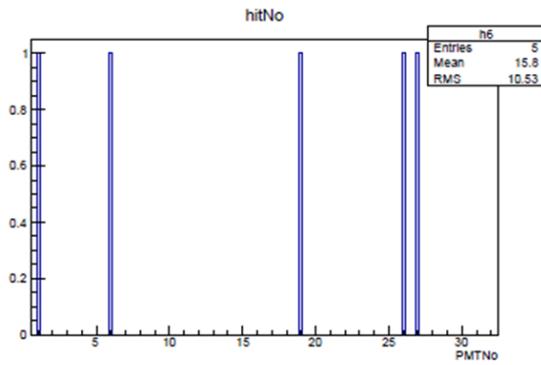


(d) 3 光子崩壊事象 (全選別条件適用)

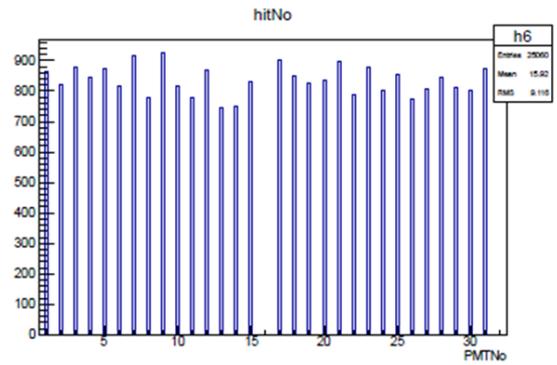


(e) 5 光子崩壊事象 (全選別条件適用)

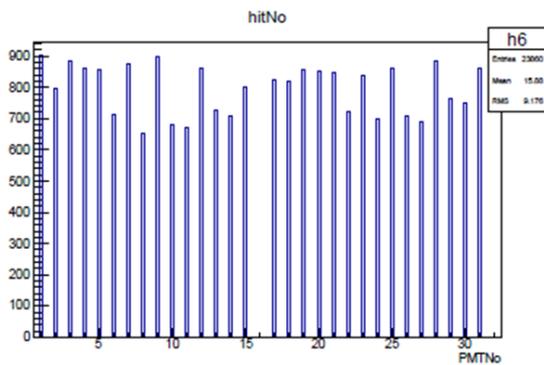
図 4.4: 新しい選別条件適用後の運動量合計の分布 (シミュレーション)



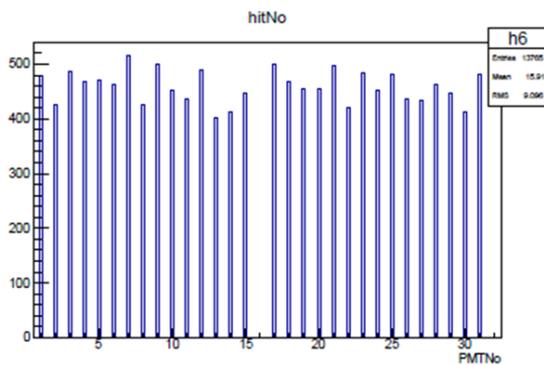
(a) 2 光子崩壊事象 (エネルギー和による選択不適用)



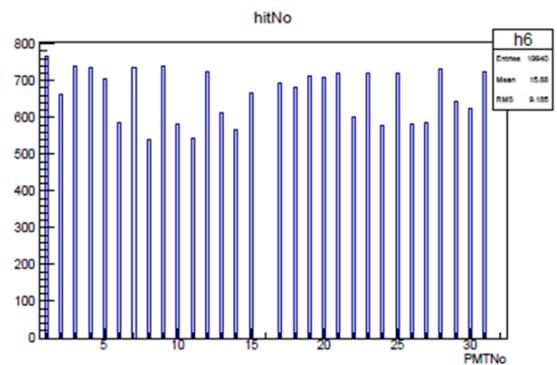
(b) 3 光子崩壊事象 (エネルギー和による選択不適用)



(c) 5 光子崩壊事象 (エネルギー和による選択不適用)

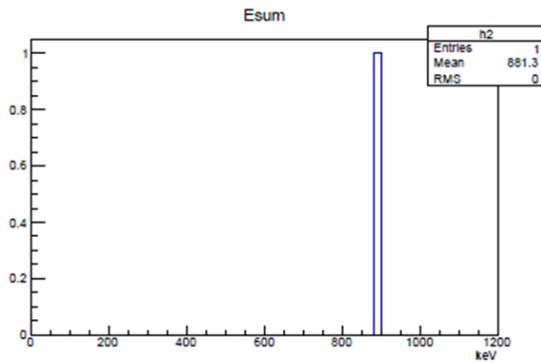


(d) 3 光子崩壊事象 (全選別条件適用)

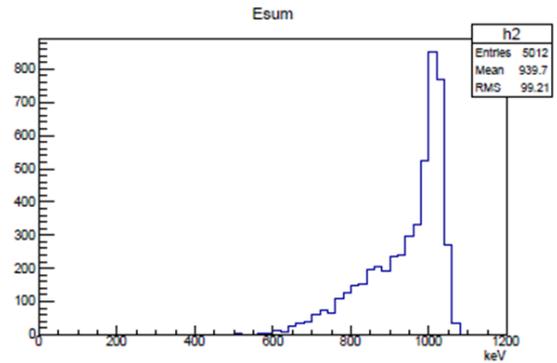


(e) 5 光子崩壊事象 (全選別条件適用)

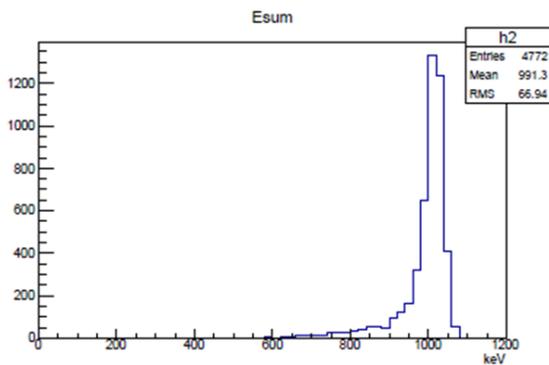
図 4.5: 新しい選別条件適用後のヒットした PMT 番号の分布 (シミュレーション)



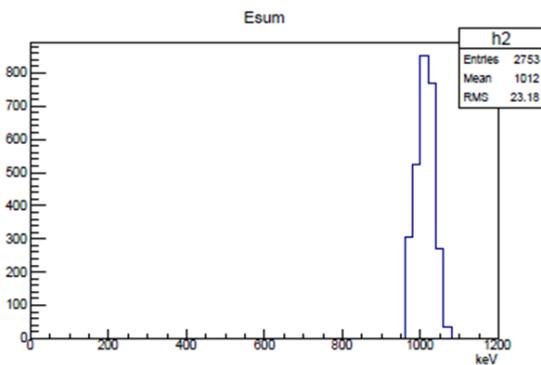
(a) 2 光子崩壊事象 (エネルギー和による選択不適用)



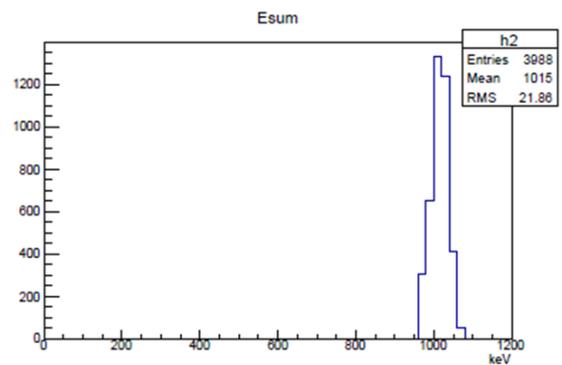
(b) 3 光子崩壊事象 (エネルギー和による選択不適用)



(c) 5 光子崩壊事象 (エネルギー和による選択不適用)



(d) 3 光子崩壊事象 (全選別条件適用)



(e) 5 光子崩壊事象 (全選別条件適用)

87
 図 4.6: 新しい選別条件適用後のエネルギー合計の分布 (シミュレーション)

表 4.3 の選別条件を UNI 検出器で取得した実験データに適用した。図 4.4 にシングルエネルギー、図 4.8 に運動量合計、図 4.9 にヒットした PMT 番号、図 4.10 にエネルギー合計のプロットをそれぞれ示す。

図 4.10(b) の 1288 イベント内に 5 光子崩壊事象候補が約 2.58 イベント含まれていると考えられ、UNI 実験により原理的には 5 光子崩壊事象の測定が可能である事が分かった。信号の有意性 ($\frac{S}{\sqrt{S+N}}$) は

- 選別条件変更前

$$\frac{S}{\sqrt{S+N}} \simeq \frac{0.035}{\sqrt{24}} \sim 7.14 \times 10^{-3} \quad (4.1)$$

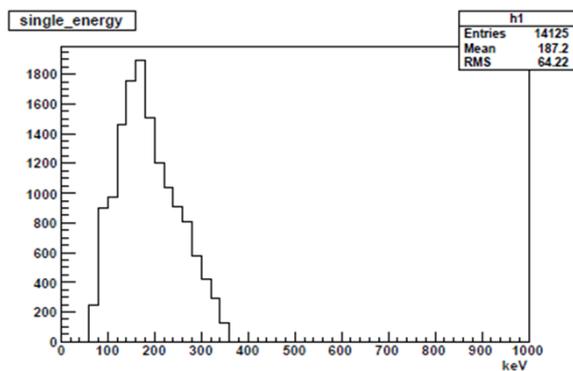
- 選別条件変更後

$$\frac{S}{\sqrt{S+N}} \simeq \frac{2.58}{\sqrt{1288}} \sim 7.19 \times 10^{-2} \quad (4.2)$$

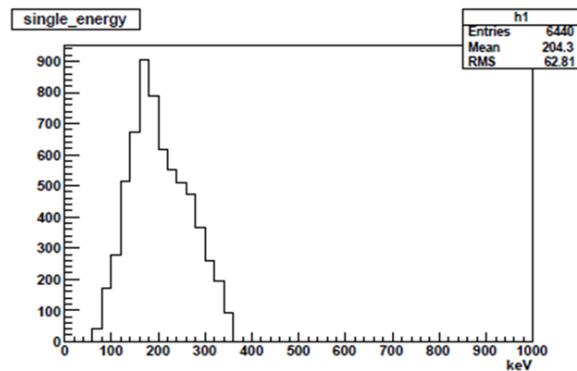
となり約 10 倍増加した。しかしながらバックグラウンドとの分離は困難であり、さらなる S/N の向上が必要である。

	シミュレーション
ヒット数による選択	5hit
直線ヒット排除	適用
平面ヒット排除	不適用
シングルエネルギーによる選択	350keV 以下を選択
運動量和による選択	90keV 以下を選択
Double photon cut	不適用
エネルギー和による選択	適用
寿命による選択	適用
各 NaI への到達時間による選択	適用

表 4.3: 新しい選別条件 (実験)

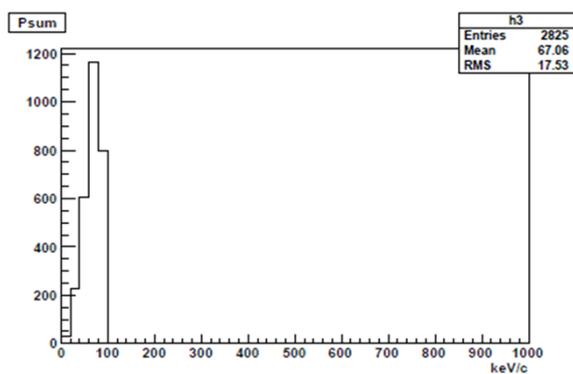


(a) エネルギー和による選択不適用

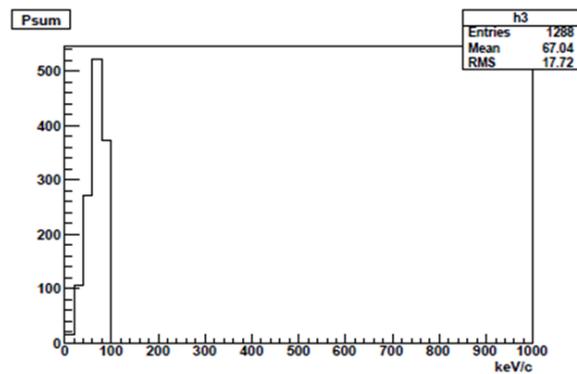


(b) エネルギー和による選択適用

図 4.7: 新しい選別条件適用後のシングルエネルギーエネルギーの分布 (実験)

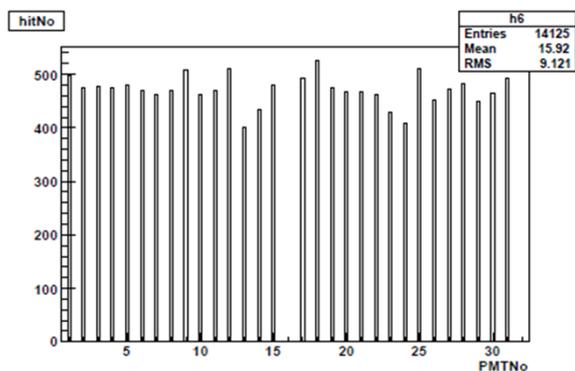


(a) エネルギー和による選択不適用

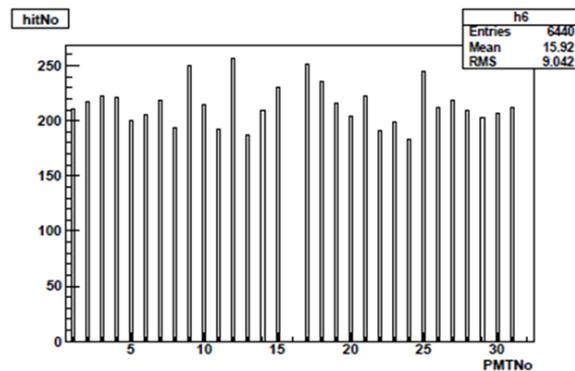


(b) エネルギー和による選択適用

図 4.8: 新しい選別条件適用後の運動量合計の分布 (実験)

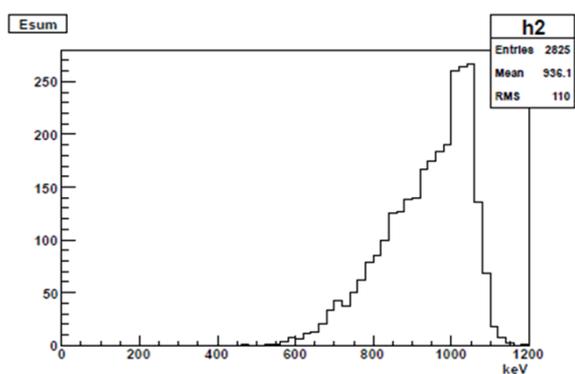


(a) エネルギー和による選択不適用

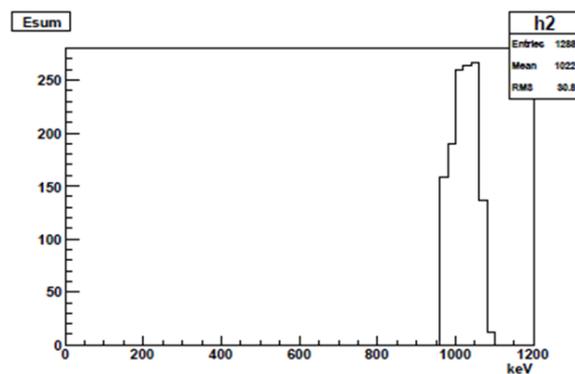


(b) エネルギー和による選択適用

図 4.9: 新しい選別条件適用後のヒットした PMT 番号の分布 (実験)



(a) エネルギー和による選択不適用



(b) エネルギー和による選択適用

図 4.10: 新しい選別条件適用後のエネルギー合計の分布 (実験)

第5章 結論

UNI 検出器を用いて 5 光子崩壊事象の検出を行った。モンテカルロシミュレーションを用いて 5 光子崩壊過程の検出効率を見積もり、 $(3.67 \pm 0.49) \times 10^{-6}$ を得た。3 光子崩壊事象のシミュレーションと実験データの解析を行い、オルソポジトロニウム生成率を求め $(7.94 \pm 0.05) \times 10^{-2}$ を得た。シミュレーションと実験データの解析により、UNI 検出器で期待される 5 光子崩壊事象数は約 0.035 である事が分かった。2,3 光子崩壊事象のシミュレーションによりバックグラウンドの評価を行い、UNI 検出器で検出された 5 光子崩壊事象は 3 光子崩壊事象のコンプトン散乱によるバックグラウンド事象と理解出来る事が分かった。UNI 検出器で検出が期待される 5 光子崩壊事象数の増加のため、平面ヒット除去と Double photon cut の選別条件の撤廃を行った。選別条件を変更を行うと 5 光子崩壊事象数の期待値は約 2.58 イベントに増加し、信号の有意性は約 10 倍増加した。しかしながら、現在のデータでは、得られた信号事象候補 1288 事象に対して期待される事象数は約 2.58 であり、5 光子崩壊事象の発見には至らなかった。今後は線源の強化または機器構成の変更が必要である事が分かった。

謝辞

本修士論文の執筆にあたり、多くの方のご指導、ご鞭撻を頂きました。この場を借りて感謝の意を述べさせていただきます。

UNI 実験に参加する機会を与えて頂き、研究や発表方法に関する数多くの助言を頂いた住吉孝行教授に心から感謝致します。角野秀一准教授は解析方法や発表方法に関する多くの助言を頂きました。千葉雅美助教には、多くの実験的、理論的な知識を与えて頂きました。汲田哲郎助教には、解析手順や研究方針についての多くの助言を頂きました。浜津良輔客員准教授にはシミュレーションに関する多くの知識や助言を頂きました。皆様のご指導、ご協力により本論文の執筆をすることが出来ました。心から感謝致します。

また、KEK の栗原氏、成蹊大学の近氏には GRACE の使用にあたり非常にお世話になりました。心より感謝致します。前田順平特別研究員、松原綱之特別研究員、今野智之特別研究員には他グループでありながら、多くの助言やご指導を頂き、心から感謝致します。

高エネルギー実験研究室の先輩である岩田修一氏と下島すみれ氏には、基礎的な発表方法から研究生活の送り方まで、数多くの助言を頂きました。同期の末吉賢吾氏、田島俊英氏、矢野浩之氏とは共に支えあい、互いを高めあいながら研究生活を送る事が出来ました。後輩の伊東氏、神田氏、清水氏、吉田氏、大出氏、梶原氏、清川氏、内藤氏には研究室を盛り上げて頂きました。

数多くの方々に支えられて研究生活を送る事が出来ました。研究生活に関わった皆様、そして家族、友人に感謝致します。ありがとうございました。

関連図書

- [1] Dirac,P.A.M.,1930,Proc.R.Soc.London Ser.A 126,360.
- [2] Mohorovicic,S.,1934,Astron.Nachr.253,94
- [3] Deutsch,M.,1951,Phys.Rev.82.455
- [4] G.P.Lepage et al.,Phys.Rev.A 28(1983)3090.
- [5] S.Adachi et al.,1990,Phys.Rev.,2634,2637
- [6] S.Adachi et al.,1994,Phys.Rev.A.,3201,3208
- [7] J.Yang et al.,1996,Phys.Rev.A.,1952,1956
- [8] T.Matsumoto et al.,1996,Phys.Rev.A.,1947,1951
- [9] G.P.Lepage et al.,1983,Phys.Rev.A.28,3090
- [10] A.Billoire et al.,1978,Phys.Lett.B.78,140
- [11] T.Muta and T.Niuya,1982,Prog.Theor.Phys.68,
- [12] H.von Busch et al.,1994,Physics Letters B,300,307
- [13] 津川天祐 修士論文
- [14] 南建屋グループ <http://minami-home.kek.jp/>
- [15] Geant4 <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [16] 松本利広 修士論文
- [17] 松本利広 博士論文