

修士学位論文

オルソポジトロニウムの稀崩壊を用いた余剰次元の探索

東京大学 大学院
理学系研究科 物理学専攻
浅井研

是木玄太

2007 年 2 月 14 日

概要

オルソポジトロニウムが見えない粒子へ崩壊する事象を、崩壊分岐比 10^{-8} 程度の超高感度で探る実験を行っている。本実験で TeV 領域に潜む可能性がある余剰次元を探る。

現在測定 6 日を行い、 $o\text{-Ps} \rightarrow \text{invisible}$ の崩壊分岐比の制限 $\text{Br} < 8.3 \times 10^{-6}$ (90% C.L.) が得られ、0.06 TeV 以下の余剰次元 ($n=2$) の可能性を否定した。

東京大学素粒子センターに属する以下のメンバーとの共同実験である。

兼田充 (小林研 M2)

難波俊雄 (研究機関研究員)

浅井祥仁 (助教授)

小林富雄 (教授)

目次

第1章 introduction	2
1.1 ポジトロニウム	2
1.2 余剰次元を探す意義	3
1.3 $o\text{-Ps} \rightarrow \text{extra dimensions}$	4
1.4 余剰次元以外の可能性 I $o\text{-Ps} \rightarrow \text{mirror world}$	5
1.5 余剰次元以外の可能性 II $o\text{-Ps} \rightarrow \text{milli-charged particles}$	7
第2章 experimental setup & Pre-Experiment	10
2.1 実験方法	10
2.2 Source Assembly	12
2.2.1 線源まわり	14
2.2.2 線源まわり～予備実験～	14
2.2.3 エアロジェル	16
2.2.4 トリガー効率	17
2.2.5 Geant4 Simulation を用いた数の見積り	18
2.3 4π 検出器	20
2.3.1 4π 検出器の全容とその基本設計思想	20
2.3.2 4π 検出器 (内殻部) CsI Sector	21
使用する CsI(Tl)	21
CsI の組み立て	23
2.3.3 4π 検出器 (外殻部) NaI Sector	23
使用する NaI(Tl)	23
NaI の組み立て	24
2.3.4 511keV γ Escape Probability	25
2.3.5 バックグラウンドの評価	26
2.3.6 CsI,NaI を置く台、及び鉛シールドについて	28
2.3.7 検出器の組み立ての様子	29
2.4 CsI(Tl),NaI(Tl) の位置依存性とキャリブレーション	31
2.4.1 CsI の反射材の評価	31
2.4.2 CsI の位置依存性	32
2.4.3 NaI の位置依存性	35
2.4.4 接着面の効果と位置依存性を組み込んでシミュレーション	36

第 3 章	data acquisition system	38
3.1	実験室の様子	38
3.2	エレクトロニクス	39
3.2.1	データ収集システム	39
3.2.2	記録するデータ (概要)	39
3.2.3	データ取得について	42
第 4 章	data analysis	46
4.1	イベントセレクション	46
4.1.1	イベントセレクションの詳細	46
4.2	o -Ps 生成率の測定	50
4.3	結果	52
4.3.1	最終結果	56
第 5 章	interpretation	58
5.1	結果の焼直し	58
5.1.1	余剰次元への制限	58
5.1.2	mirror world への制限	58
5.1.3	milli-charged particle への制限	58
第 6 章	summary	60
	謝辞	62

第1章 introduction

1.1 ポジトロニウム

ポジトロニウム (positronium, Ps) は、一对の電子・陽電子の束縛状態である。Ps は 1951 年に Deutsch によって発見されて以来、素粒子物理及び物性の分野で広く研究されてきた。特に、その束縛や崩壊においては純粋な電磁相互作用のみが働く為、水素原子と並んで QED の精密検証に活躍している。

Ps の電子陽電子相互作用ハミルトニアンは、第一近似として単純にクーロン相互作用のみで書くことが出来る。

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} \quad (1.1)$$

また、エネルギーレベルは水素原子のそれと同じ形で書くことが出来る。

$$E_n = -\frac{m_r \alpha^2}{2n^2} = -\frac{R_\infty}{2n^2} \quad (1.2)$$

ここで、 R_∞ (Rydberg Constant) = 13.6eV、 n :主量子数、 m :電子質量、 $m_r = m/2$ は換算質量である。水素のそれと比べ、エネルギーのレベル差が半分となっている。この事は、 $2p \rightarrow 2s$ 遷移の際に出るフォトンのエネルギーが予期される $3R_\infty/8 = 5.1\text{eV}$ と等しくなることから確かめられる。

粒子・反粒子からなる C (荷電共役変換演算子) の固有値は、全角運動量 L と全スピン S によって決まる。すなわち、

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

である。($S=1$) の状態のものをオルソポジトロニウム (ortho-positronium, o-Ps) ($S=0$) の状態のものをパラポジトロニウム (para-positronium, p-Ps) という。電磁相互作用に於ける C 保存を考えれば、o-Ps は奇数個のフォトン ($C=-1$) へ、p-Ps は偶数個のフォトンへ崩壊する。

$$\Gamma_{o-Ps} = \Gamma_3 + \Gamma_5 \cdots \quad (1.4)$$

$$\Gamma_{p-Ps} = \Gamma_2 + \Gamma_4 \cdots \quad (1.5)$$

この時、 $^1S_0 \rightarrow 2\gamma$ は許されるが、 $^1S_0 \rightarrow 3\gamma$ は禁止される。後者の崩壊は以下の上限で発見されていない。

$$\frac{\Gamma(^1S_0 \rightarrow 3\gamma)}{\Gamma(^1S_0 \rightarrow 2\gamma)} < 1 \times 10^{-5} \quad (1.6)$$

多数のフォトンへの崩壊は

$$\Gamma_{n+2} \sim \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^2 \Gamma_n \sim 10^{-6} \Gamma_n \quad (1.7)$$

で抑制されるため、本実験では

$$\Gamma_{o-Ps} = \Gamma_3 \tag{1.8}$$

$$\Gamma_{p-Ps} = \Gamma_2 \tag{1.9}$$

として考える。

1.2 余剰次元を探す意義

素粒子物理学の標準模型は、これまで広範囲に及ぶ実験結果と驚く程の精度で一致している。そしてこれから先、大型ハドロン衝突器 (Large Hadron Collider) やテバトロン (Tevatron) で、今は標準模型から予想するしかない多くのパラメーターを実際に測定する事が出来ると思われる。しかし、今のままでは全てを包括する理論の中に重力を組み込むのは難しい。

1974 年以来現在に至るまで、多くの定性的成功により自然界のエネルギースケールは、電弱相互作用の破れのスケール ($O(100)\text{GeV}$) ・プランクスケール (10^{19}GeV) ・それら二つのスケール間に存在する新しい物理が何も無い領域、という描像が大きな支持を得てきた。特に、1981 年に標準模型を超対称的に拡張する「超対称性理論」が提唱されてからはこの傾向は顕著である。超対称性は整数と半奇数スピン間の対称性であり、全ての知られたフェルミオンに対する未発見のボゾンパートナーの存在、及びその逆の存在を预言する。この理論が強く支持されているのは、強い相互作用・弱い相互作用・電磁気相互作用の3つの結合定数の観測値をこの理論に従って外挿すると、プランクスケールの少し下のエネルギーで図 1.1 に示すように見事に一致する事が最大の理由である。

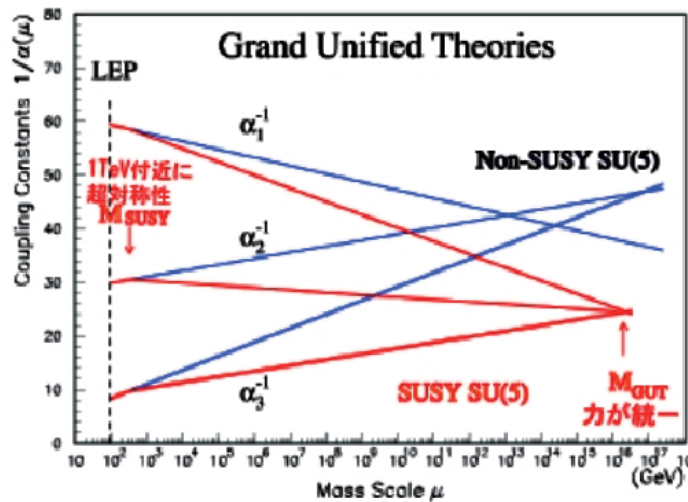


図 1.1: SUSY を使った力の統一

超対称性理論と本質的に対抗出来る理論を構築するには、下記の3つを仮定する必要がある。

1. 自然界のエネルギースケールは唯一つである。
2. 我々のすむ3次元空間は、高次元バルクに閉じ込められた膜である。
3. 重力子は、 $(3+n)$ 次元の空間を自由に伝播出来る。

(1) 超対称性理論のように階層性問題¹を「解決する」のではなく、自然界のエネルギースケールを一つに絞ることで階層性問題など始めから「存在しない」ことを仮定する。(2) 重力が他の3つの力よりも弱い事を説明する為に、有限の広がり R を持った余剰次元の存在と、高次元バルクの3次元空間膜に閉じ込められた我々の住むこの世界を仮定する。(3) 重力は全 $(3+n)$ 空間に広がるので、重力相互作用は $r^{-(2+n)}$ のように減少し、距離が離れると力は急速に減衰する。

重力のスケールも電弱スケール同様 TeV 程度だが、余剰次元への重力子の伝播の効果で Planck スケールが大きくなった(結合が小さくなった)ように見える [1]。 TeV スケールの重力が強くなるという事は、将来 LHC 等の大きな加速器実験でブラックホールが作成される事を意味している。 TeV 領域の新しい物理である「余剰次元の効果」を、低エネルギー極限のコライダーである Ps を用いて逸早く発見する。

1.3 o-Ps \rightarrow extra dimensions

o-Ps は、p-Ps と比べて位相空間や抑制因子の影響から $\simeq 10^3$ ほど長寿命である。これは標準模型を超えた物理を探る上で非常に好都合な事である。この小章では、余剰次元 (z) が $\exp(-k|z|)$ で縮まっている(コンパクト化している)という Randall-Sundrum タイプの有限余剰次元を用いたモデル (R-S brane-world models) [2]- [5] を用いて、o-Ps が余剰次元へ崩壊する制限について述べる。

最近 Dubovsky, Rubakov, Tinyakov らが指摘した [6] が、Planck brane に局地化した質量を持つゲージボソンはいつも不安定である。バルクは任意の小さい質量を持つことが出来る為、運動学的観点から言えば Planck brane に局地化する質量を持つ物質は余剰次元に崩壊する事が出来る。

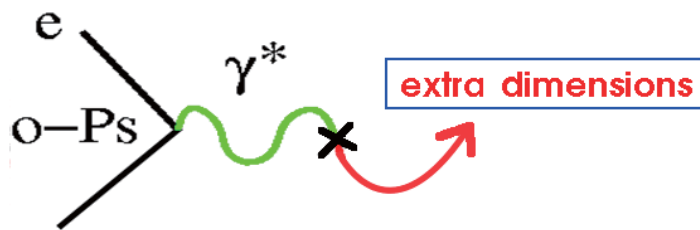


図 1.2: o-Ps から余剰次元への崩壊

¹2つの電子間での重力による引力が電氣的斥力よりも 42 桁も弱い問題。自然界に大きく離れた2つのエネルギースケール(電弱統一エネルギースケールとプランクスケール)が存在するのは不自然であり、標準模型の致命的問題となっている。

$o\text{-Ps}$ は 87GHz で質量 $2m_e$ の仮想光子と量子的な振動を繰り返しているが、この仮想光子が図 1.2 に示すように余剰次元に崩壊する。Gninenko, Krasnikov, Rubbia がこのメカニズムを使って、 $o\text{-Ps}$ がバルクを含むスペースへ崩壊して消失する割合を計算している [7]。以下に $o\text{-Ps} \rightarrow$ 余剰次元への崩壊分岐比を示すが、 $n=1$ は既に否定されている為、余剰次元数として $n=2$ を仮定する。

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(o\text{-Ps} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{add dim})}{\Gamma(o\text{-Ps} \rightarrow 3\gamma)} &= \frac{9\pi}{4(\pi^2 - 9)} \cdot \frac{1}{\alpha^2} \cdot \frac{\pi}{16} \cdot \left(\frac{m_{o\text{-Ps}}}{k}\right)^2 \\ &\approx 3 \cdot 10^4 \left(\frac{m_{o\text{-Ps}}}{k}\right)^2 \end{aligned} \quad (1.10)$$

ここでパラメーター k は、階層性問題を解決する為に $k \leq O(10)\text{TeV}$ が興味のある領域である。余剰次元を用いて階層性問題を解決させると下の制限が付く。

$$\text{Br}(o\text{-Ps} \rightarrow \text{add dim}) \geq O(10^{-9}) \quad (1.11)$$

また、LEP での間接測定による Z の不可視領域への崩壊幅 $\Gamma(Z \rightarrow \text{invisible})$ の制限から、 $k \geq 2.7\text{TeV}$ を満たさなければならない。この LEP での間接測定の結果から、

$$\text{Br}(o\text{-Ps} \rightarrow \text{add dim}) \leq 0.4 \times 10^{-8} \quad (1.12)$$

という制限が導け、更に LEP での直接測定の結果から、

$$\text{Br}(o\text{-Ps} \rightarrow \text{add dim}) \leq 8.0 \times 10^{-8} \quad (1.13)$$

という少し緩い制限が導ける。

以上、 $o\text{-Ps}$ の崩壊分岐比 ($\simeq 10^{-7} - 10^{-9}$) の領域は、余剰次元の観測にとって非常に興味深いものだという事が分かる。

1.4 余剰次元以外の可能性 I $o\text{-Ps} \rightarrow \text{mirror world}$

mirror matter は、50 年程前にパリティの破れが発見されたことが発端となり考案された [8]。パリティ保存を保証する為空間反転 $x \rightarrow -x$ を単なる変換演算子 P で表現せず、mirror world における鏡像状態への演算子 R とともに用いて演算子 PR で表現している。この考えは Kobzarev らの論文 [9] で 1966 年に数式化されている。この論文の最も面白いところは、我々の住むこの世界の物質 (ordinary matter) と mirror world の mirror matter が重力の効果を通じて互いに行き来出来ると述べられていた事である。この mirror universe という考え方を用いて、現在までに

$$\left\{ \begin{array}{l} E_8 \times E_8 (\text{SuperStringModel}) \\ SU(5) \times SU(5) (\text{GUTModel}) \\ O(10) \times O(10) (\text{GUTModel}) \\ SU_c(3) \times [SU_L(2) \times U(1)] \times [SU_R(2) \times U(1)] \end{array} \right. \quad (1.14)$$

など多様なモデルが考案されている。

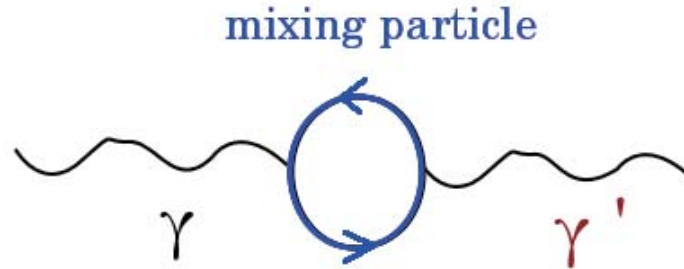


図 1.3: γ - γ' ミキシング

一般に mirror matter と ordinary matter は tree level では重力を通してしか相互作用しないと考えられているが、Holdom によると [11]、統一エネルギー付近に両方のチャージを持つ “mixing particle” が存在するとすれば真空偏極の効果を通して図 1.3 に示すようにエフェクティブな結合をするという。

ordinary matter とそれに対応する mirror matter は、質量・荷電のみならずその反応に至るまで鏡に映したかの如く完全に同じ特性を持つ。Glashow は自身の論文 [10] において、o-Ps がこの mirror matter 探索に有効な方法であることを記している。仮に先述したような ordinary photon と mirror photon の mixing が仮に存在するなら、図 1.4 に示すように ordinary world の o-Ps(o-Ps) と mirror world の o-Ps(o-Ps') は互いの photon を媒介として振動している筈である。o-Ps' から 3 体 γ に崩壊した場合、o-Ps が忽然と消えたように見えることになる。この時、真空偏極を通した互いのフォトンのミキシングは、

$$L = \epsilon F^{\mu\nu} F'_{\mu\nu} \tag{1.15}$$

と書ける。o-Ps \rightarrow γ への振動は $f=87\text{GHz}$ なので、o-Ps が o-Ps' へと振動しながら移りゆく確率は

$$P(o - \text{Ps} \rightarrow o - \text{Ps}') = \sin^2 \omega t \tag{1.16}$$

($\omega = 2\pi\epsilon f$) となる。

o-Ps 振動による (o-Ps \rightarrow o-Ps') への分岐比を導出する。o-Ps と o-Ps' の質量を $2m$ とし、底を $\begin{pmatrix} o - \text{Ps} \\ o - \text{Ps}' \end{pmatrix}$ ととると、質量行列は $\begin{pmatrix} 2m & \omega \\ \omega & 2m \end{pmatrix}$ と書ける。これを対角化して発展方程式を解くと、

$$| \langle \text{Ps}(t) | \text{Ps}(0) \rangle |^2 = \cos^2 \omega t \tag{1.17}$$

を得る。 $| \langle \text{Ps}(t) | \text{Ps}(0) \rangle |^2$ は、時刻 0 に生成された o-Ps が時刻 t でも未だ o-Ps である

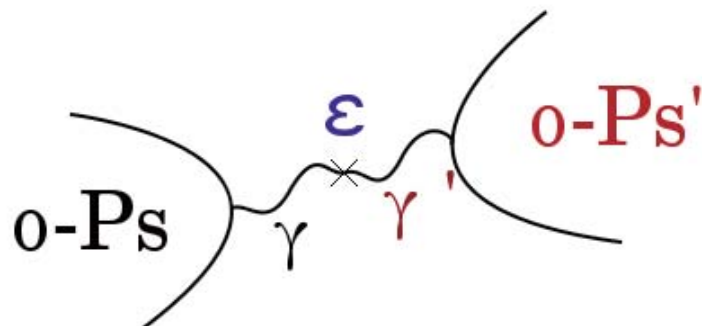


図 1.4: o-Ps ↔ o-Ps' 振動

確率と解釈できる。以上より、o-Ps→o-Ps' への崩壊分岐比 Br は

$$\text{Br} = \frac{2\omega^2}{\Gamma^2 + 4\omega^2} \quad (1.18)$$

である。

1.5 余剰次元以外の可能性 II o-Ps → milli-charged particles

(1.15) の相互作用を眺めると、Hidden Sector のフェルミオンが ϵe (e:ordinary world の電荷) の電荷を持っていると考えることもできる。(図 1.3 のミキシングは、ordinary charge(e) を持つ粒子と mirror charge(ϵe) を持つ粒子の反応と捉えられる。) この milli-charged particle による物質の ionization は僅かであり、この崩壊は「invisible」として観測される。

前小章の mirror world では、ordinary matter とそれに対応する mirror matter は互いに同じ質量スケールであることを要求していた。しかし、これらのスケールが互いに「等しい」ということを要求しない “shadow universe” においては図 1.5 のように崩壊できる。

この反応 o-Ps → milli-charged particles の崩壊比を求める。図 1.5 のように変数定義をした場合、不変散乱振幅は

$$-iM = \sum_{spin} \bar{v}(p_+) (ie\gamma^\mu) u(p_-) \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2} \bar{u}_f(k_-) \{-i(C_1\gamma_\nu + C_2\gamma^5\gamma_\nu)\} v_f(k_+) \quad (1.19)$$

と書ける。Mandelstam 変数

$$\begin{cases} s = (p_- + p_+)^2 \\ t = (p_- - k_-)^2 \\ u = (p_- - k_+)^2 \end{cases} \quad (1.20)$$

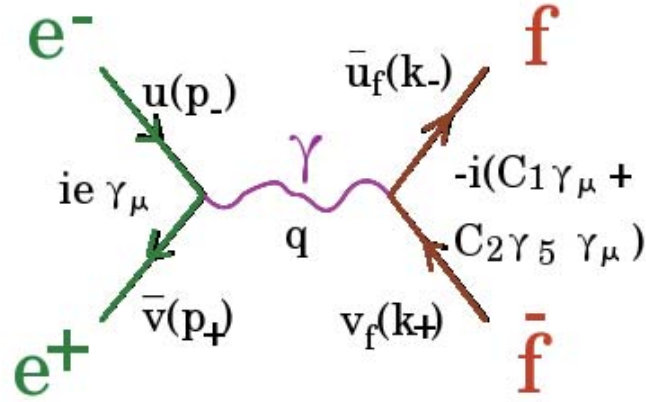


図 1.5: o-Ps \rightarrow milli-charged particles

を用いて、スピン平均した振幅の二乗を書き下すと、

$$|\overline{M}|^2 = \frac{32\pi^2 \alpha^2 \varepsilon^2}{s^2} \{ (m_f^2 + m_e^2 - t)^2 + (m_f^2 + m_e^2 - u)^2 + 2s(AM^2 + m_e^2) + 4(A-1)m_e^2 m_f^2 \} \quad (1.21)$$

と表せる。結合強度 ($\varepsilon^2 e^2$) と軸性成分比 (A) は

$$\begin{cases} \varepsilon^2 e^2 \equiv |C_1|^2 + |C_2|^2 \\ A \equiv \frac{|C_1|^2 - |C_2|^2}{|C_1|^2 + |C_2|^2} \end{cases} \quad (1.22)$$

で定義してある。

以上を改めて重心系で考え直し (図 1.6)、断面積と o-Ps 入射フラックスを算出して、最後に崩壊率を求める。散乱角を θ 、入射粒子と散乱粒子の速度をそれぞれ $\beta_e = \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{s}}$ 、 $\beta_f = \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{s}}$ として (1.21) を書き直すと、

$$|\overline{M}|^2 = 16\pi^2 \alpha^2 \varepsilon^2 \left\{ 1 + \beta_e^2 \beta_f^2 \cos^2 \theta + \frac{4(Am_f^2 + m_e^2)}{s} + \frac{8(A-1)m_f^2 m_e^2}{s^2} \right\} \quad (1.23)$$

となり、これより断面積は

$$\begin{aligned} \sigma &= \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \\ &= \int \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{p_f}{p_i} |\overline{M}|^2 d\Omega \\ &= \frac{\pi \alpha^2 \varepsilon^2}{s} \frac{\beta_f}{\beta_e} \left\{ 1 + \frac{1}{3} \beta_e^2 \beta_f^2 + \frac{4(Am_f^2 + m_e^2)}{s} + \frac{8(A-1)m_f^2 m_e^2}{s^2} \right\} \end{aligned} \quad (1.24)$$

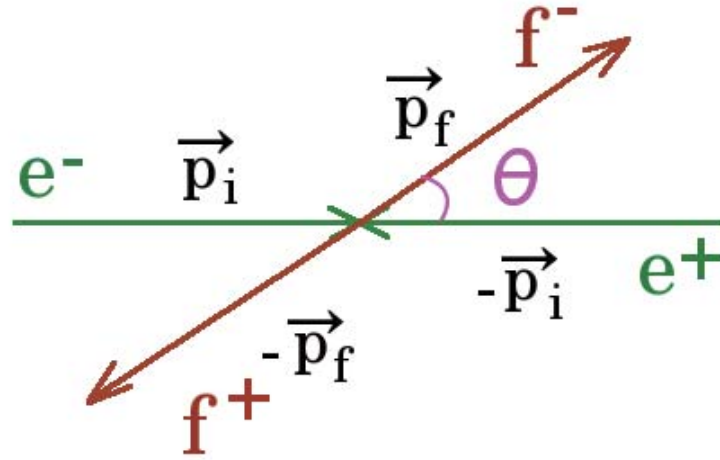


図 1.6: o-Ps → milli-charged particles(重心系)

となる。o-Ps の入射フラックスは、 e^+e^- の束縛系の波動関数と速度 β を用いることにより、

$$F = 2\beta_e |\Psi(0)|^2 \tag{1.25}$$

と書ける。このとき、 $\Psi(0)$ は、水素様波動関数の最低次近似として

$$|\Psi(0)|^2 = \frac{(\alpha m_e)^3}{8\pi n^3} \tag{1.26}$$

と書けるので、最終的にフラックス

$$F = 2\beta_e |\Psi(0)|^2 = 2\beta_e \frac{(\alpha m_e)^3}{8\pi n^3} \tag{1.27}$$

を得る。(n:主量子数)

以上を用いて崩壊率 Γ を導出する。崩壊率 Γ は入射フラックス F と断面積 σ の積で書けるので、求めるべき o-Ps → milli-charged particles の崩壊率として、

$$\Gamma(o - Ps \rightarrow f\bar{f}) = \frac{\alpha^5 \epsilon^2}{6} m_e \sqrt{1 - \left(\frac{m_f}{m_e}\right)^2} \left\{ 1 + \frac{3A - 1}{4} \left(\frac{m_f}{m_e}\right)^2 \right\} \tag{1.28}$$

が得られる。更に、光子が milli-charged particles とベクトル結合だけすると考え ($A=1$)、最低次の $\Gamma(o - Ps \rightarrow 3\gamma)$ と比を取り、(1.28) を o-Ps からの分岐比に焼き直すと

$$\text{Br}(o - Ps \rightarrow f\bar{f}) = \frac{3\pi \epsilon^2}{4\alpha(\pi^2 - 9)} \sqrt{1 - \left(\frac{m_f}{m_e}\right)^2} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{m_f}{m_e}\right)^2 \right\} \tag{1.29}$$

という式が得られる。

第2章 experimental setup & Pre-Experiment

2.1 実験方法

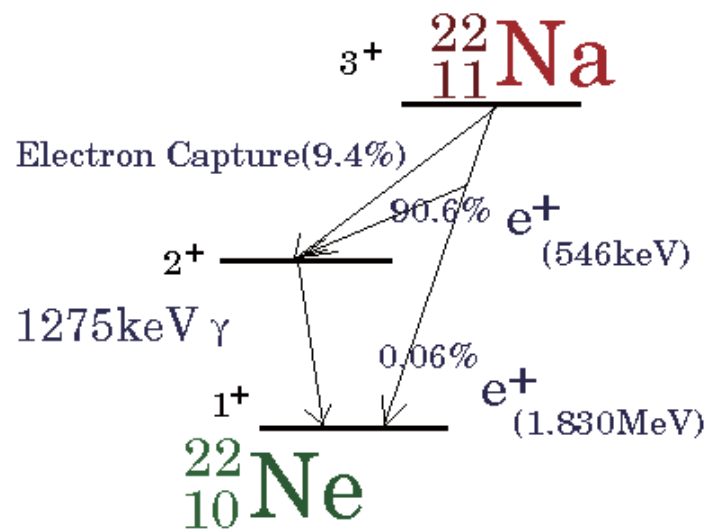


図 2.1: ^{22}Na の崩壊図

^{22}Na 陽電子線源 ($T_{1/2} = 2.6$ 年, $E_{end} = 546\text{keV}$) を用いてポジトロニウム (Ps) を生成する。図 2.1 はこの線源の崩壊図を表す。

線源から放出された e^+ は、厚さ $100\mu\text{m}$ のプラスチックシンチレーターを通過してシリカエアロジェル (密度 $\sim 0.11\text{g/cc}$) 中で静止し、Ps を生成する。このプラスチックシンチレーターから出た光をファイバーを用いて光電子増倍管 (PMT) に導き、トリガー信号を生成する。この際ノイズによる偽トリガーの効果を抑える為、二つの光電子増倍管で論理積を作る。 ^{22}Na は e^+ と同時に 1275keV の付随 γ 線を放出する。この γ 線を CsI(Tl) シンチレーションカウンター (triggerCsI) を用いて捕らえる事で、 e^+ が確実に放出された事象を選別する。この方法でノイズや電子捕獲 (Electron Capture)¹ 起源による偽トリガーの効果を 10^{-10} 程度に抑えることが可能となる。

シリカエアロジェルの外側は CsI(Tl) シンチレーションカウンター、更にその外側は

¹ ^{22}Na 線源は、 1275keV の γ 線だけを放出して肝心な e^+ を放出しないイベントが全事象の 9.4% の確率で起こる。

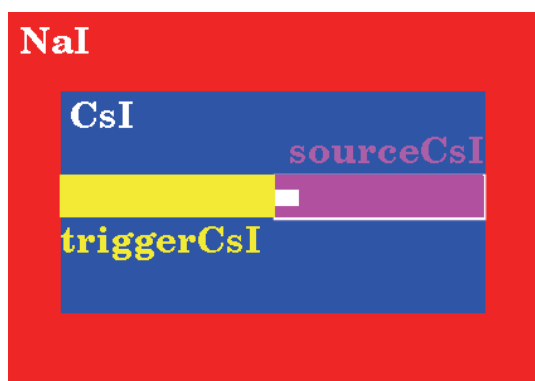
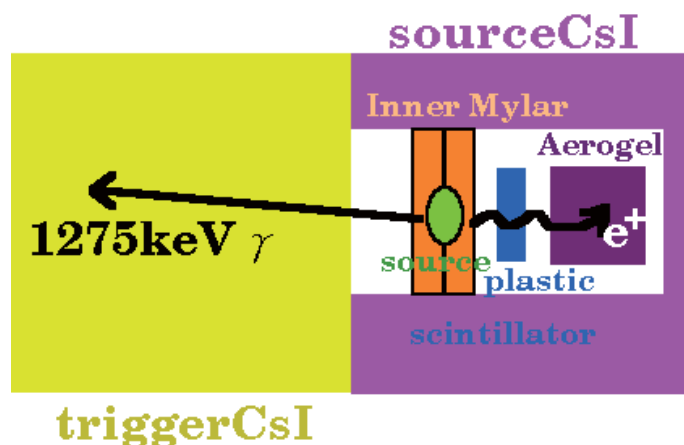


図 2.2: 簡略化したセットアップ図

図 2.3: e^+ 崩壊事象のタグの仕方

NaI(Tl) シンチレーションカウンターを用いて全立体角 4π を完全に覆う (図 2.2)。生成された Ps は通常 2 体又は 3 体の γ 線に崩壊する為、崩壊した γ 線はこの 4π 検出器で検出される事になる。この triggerCsI 以外の検出器に落とした γ 線の Energy Sum (E_{tot}) を、

$$E_{tot} = \sum_i^{all} E_i - E_{trigger} \quad (2.1)$$

で定義する。triggerCsI は $1275\text{keV}\gamma$ を同定するためだけに使用するので E_{tot} に含まない。理想的には E_{tot} は Ps の質量 ($M_{ps}=1022\text{keV}$) と等しくなるはずである。しかし、実際には検出器の分解能によりずれて観測される。更に、 γ 線はデッドマテリアル (例えばターゲット内部や検出器のラッピングなど) でそのエネルギーの一部を吸収されてしまうかもしれないし、エネルギーを落とさずに逃げてしまうかもしれない。その為 1022keV より低いエネルギー側にテールを引いてしまう。

$o\text{-Ps} \rightarrow \text{invisible}$ 崩壊イベントは、正常なバックグラウンドによるゼロエネルギーイベントに付加したもとして $E_{tot}=0\text{keV}$ 付近に観測される。ゼロエネルギーの閾値は E_{tot} に寄与する全検出器のペDESTALの和で定義出来る。もし全ての検出器のペDESTALが同じ σ を持つ正規分布の形をしていれば、ゼロエネルギーピークの和の分解能 σ_{tot} は全検出器の数 N を用いて (2.2) と書ける。

$$\sigma_{tot} = \sqrt{N} \cdot \sigma \quad (2.2)$$

検出器について詳細は後述するが、測定した典型的な CsI(29 本) と NaI(12 セクター) のペDESTAL (CsI: $\sigma \sim 1.6\text{keV}$, NaI: $\sigma \sim 5.1\text{keV}$) を用いて σ_{tot} を見積もると、 $\sigma_{tot} \sim 20\text{keV}$ となる。よって $\pm 50\text{keV}$ をエネルギーゼロの領域と考え、以後本実験の探索範囲とする。

$4\pi \cdot \gamma$ 線検出器に与えられたエネルギーがゼロ ($E_{tot} \leq 50\text{keV}$, 分解能で 2σ 程度) の事象が探索目標である invisible 崩壊である。

理想的な状態を仮定して見積もると、約6ヶ月の実験で 1.3×10^{11} 事象の e^+ 崩壊が起こり、 10^8 程度トリガーの掛かった o -Ps 事象が期待出来、崩壊分岐比 10^{-8} 程度での探索が可能となる。

2.2 Source Assembly

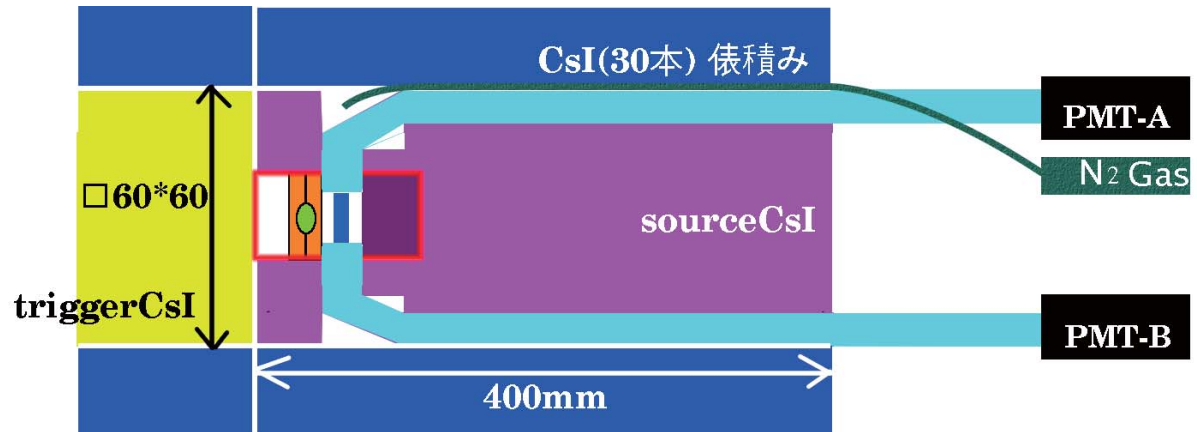


図 2.4: Source Assembly の設計 (sourceCsI 側面のスケッチ) 適当なスケール
 青 (外側): CsI(Tl), マゼンタ: sourceCsI, 黄: triggerCsI, 青 (内側): プラスチックシンチレーター, 水: ファイバー, 橙: インナーマイラー, 黄緑: ^{22}Na (線源), 臙脂: シリカエアロジェル, 赤: アウターマイラー, 黒: PMT, 緑: N_2 ガスボンベ
 尚、この図は内部構造を正確に描く事を優先しており、各物質のスケールは適当である。その為、物質間の配置を見るに留めてもらいたい。(図に書かれている値は正確である。)

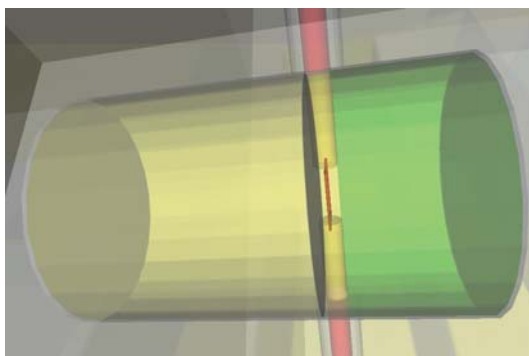


図 2.5: Source Assembly の設計 (Source Assembly 側面のスケッチ) 正確なスケールで描いたもの



図 2.6: sourceCsI 実物の全体図
 よく見ると、側面からファイバーが這うように出ているのが分かる

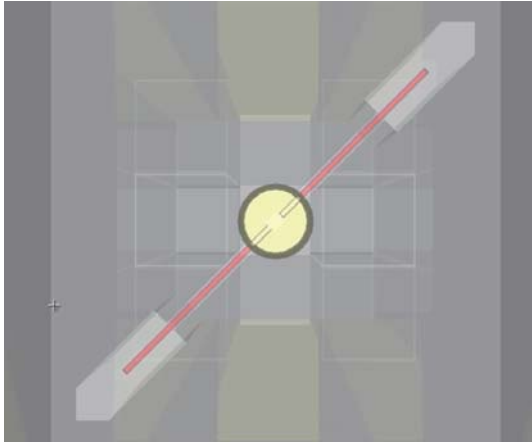


図 2.7: Source Assembly の設計 (sourceCsI 正面のスケッチ)



図 2.8: sourceCsI 実物の正面図 (プラスチックシンチレーターが穴の隙間から見える)

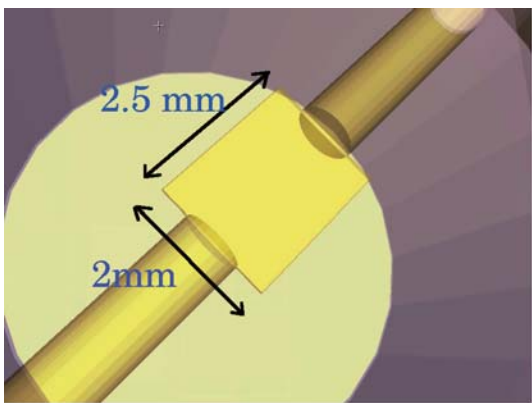


図 2.9: プラスチックシンチレーター (正面)

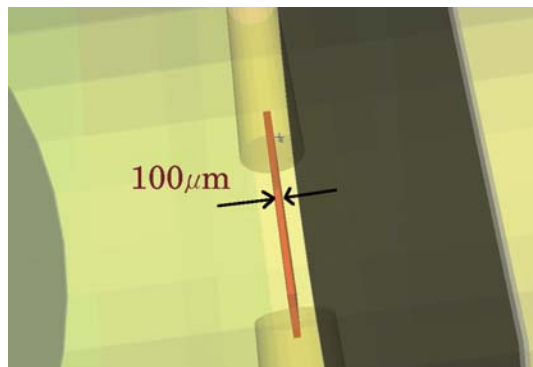


図 2.10: プラスチックシンチレーター (側面)

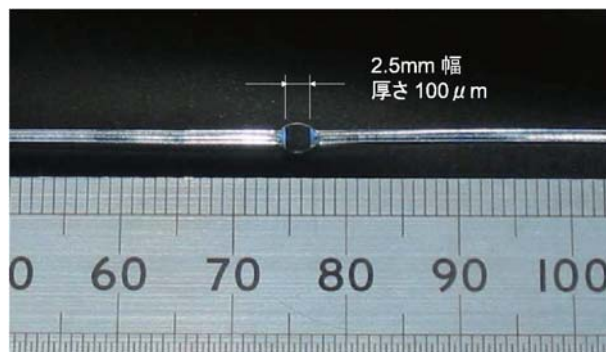


図 2.11: 実物プラスチックシンチレーター

2.2.1 線源まわり

図 2.4 に Ps 生成部を示す。検出器の中心に位置する CsI(Tl)(sourceCsI) をくりぬき (ϕ : 10mm、深さ: 15mm)、その中にインナーマイラーで挟み込んだ強度 10kBq の ^{22}Na 線源・プラスチックシンチレーター (シンチレーションファイバー)・シリカエアロジェル・アウターマイラーを配置する。

線源は厚さ $12\mu\text{m}$ のインナーマイラー² (ϕ : 10mm)2 枚を使って密封する。スポットの大きさは直径約 1mm である。線源から見て triggerCsI の逆側にプラスチックシンチレーター (厚さ: $100\mu\text{m}$ 、 $2\text{mm}\times 2.5\text{mm}$) がある。これは、 e^+ 線タグ用ファイバー (シンチレーションファイバー, kuraray SCSF-78M, $\phi = 1$) を約 110°C まで熱し、 $100\mu\text{m}$ の厚さまで薄く潰して作成した。図 2.11 はこうして出来上がったプラスチックシンチレーターである。プラスチックシンチレーターからファイバーが back-to-back に伸びており、線源から出た e^+ に起因するプラスチックシンチレーターの光を PMT へ導く事が出来る。ファイバーを利用する事にしたのはカロリメーター内部のデッドマテリアルを極限まで減らしたいが為である。先述したが、この後ファイバーの両端からフォトン CsI(Tl) の外まで連れ出し、PMT を用いて論理積をとる。この線源まわりを 1 気圧の N_2 ガスで満たし、酸素による pick-off($7\mu\text{s}^{-1}$) を抑える。

2.2.2 線源まわり ~ 予備実験 ~

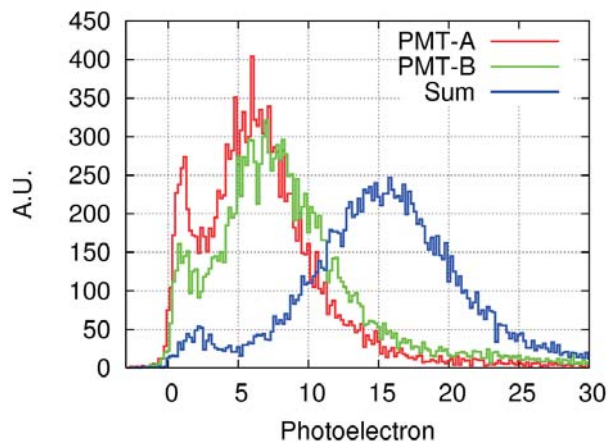


図 2.12: 右図の 2 つの PMT (PMT-A, PMT-B) で得られた光電子数

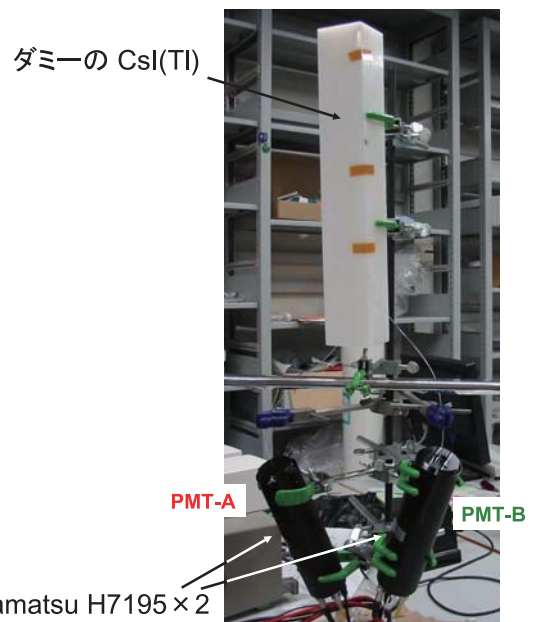


図 2.13: プラスチックシンチレーター予備実験の様子

²マイラーの光電吸収係数は $1.5 \times 10^{-5} \text{cm}^{-1}$ なので、 6×10^7 発 511keV が飛んで来た場合、厚さ $12\mu\text{m}$ でも 1 発その γ 線が吸われてしまう。

ファイバーで光をどの程度伝えることが出来るかのテスト実験を図 2.13 のセッティングで行った。この際、本物の CsI(Tl) の代わりにセルロイド製のダミー CsI を使い、線源はクエンチや空気の吸収を考慮して ^{241}Am の $\alpha(5.5\text{MeV})$ を用いた。クエンチや空気吸収の効果により、この線源からの崩壊 $\alpha(5.5\text{MeV})$ はプラスチックシンチレーター ($100\mu\text{m}$) で $450\sim 500\text{keV}$ 相当のエネルギーとして観測される。

この結果、図 2.12 に示すように 2 本の PMT の和で $\sim 16\text{p.e.}$ 相当のピークが得られた。これから PMT への伝播後の光量は $\sim 30\text{keV/p.e.}$ ということになり、 e^+ も 60keV での閾値が可能になる。

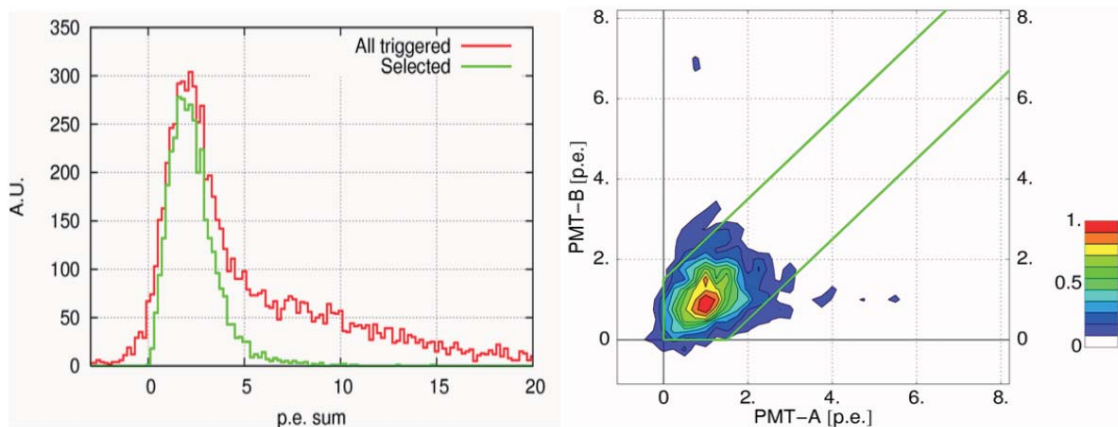


図 2.14: fiber p.e. 潰した部分に当たった場合 (正しいイベント)

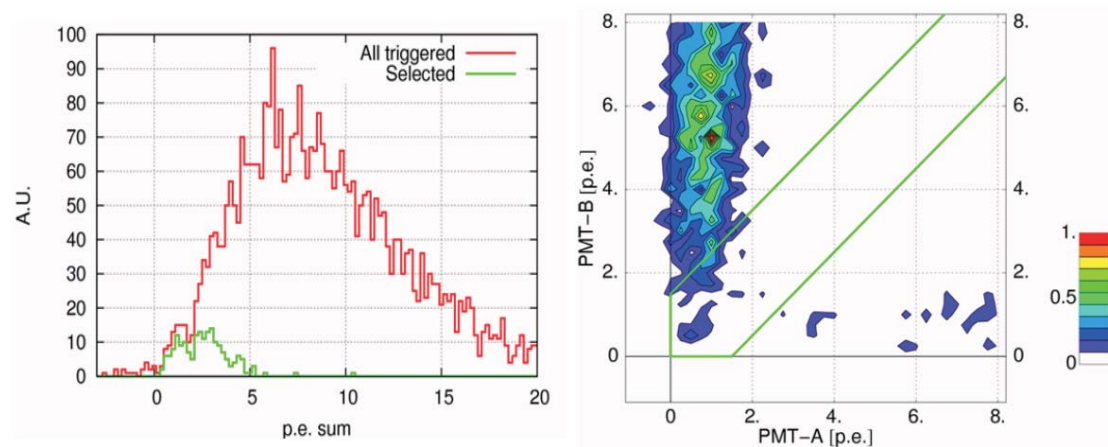


図 2.15: fiber p.e. 腕の部分に当たった場合 (偽のイベント)

ただし、ファイバーは潰したところと関係ない部分 (所謂、腕の部分) も光る為、2 本の PMT の光量比によるカットが必要になる。 ^{68}Ga からの e^+ 線 ($E_{\text{end}} \sim 1.9\text{MeV}$) を用いて

実験してあり、結果を図 2.14 と図 2.15 に載せる。図 2.14 は潰した部分 (プラスチックシンチレーター) にのみ恣意的に e^+ を当てた時のもので、図 2.15 は腕の部分 (潰した部分から 5mm 離れた場所) にのみ e^+ を当てた時のものである。それぞれ左図が 2 つの PMT で得られた光電子の和を、右図が 2 つの PMT それぞれで得られた光電子数の相関を表す。潰した部分に当てた時の PMT-A, PMT-B で得られる光電子数分布は対称的な形になり、腕に当てた時はその形が崩れて非対称になる。

このことから、PMT-A と PMT-B で観測された光電子の数の比較を行いカットを掛ければ潰した部分に当たる「正しいイベント」を選別出来ることが分かる。これを示す為、左図において trigger に掛かった全イベントを赤いラインで、光量比カットで残ったイベント (右図におけるライム色で囲まれたイベント) をライム色のラインでプロットした。

2.2.3 エアロジェル

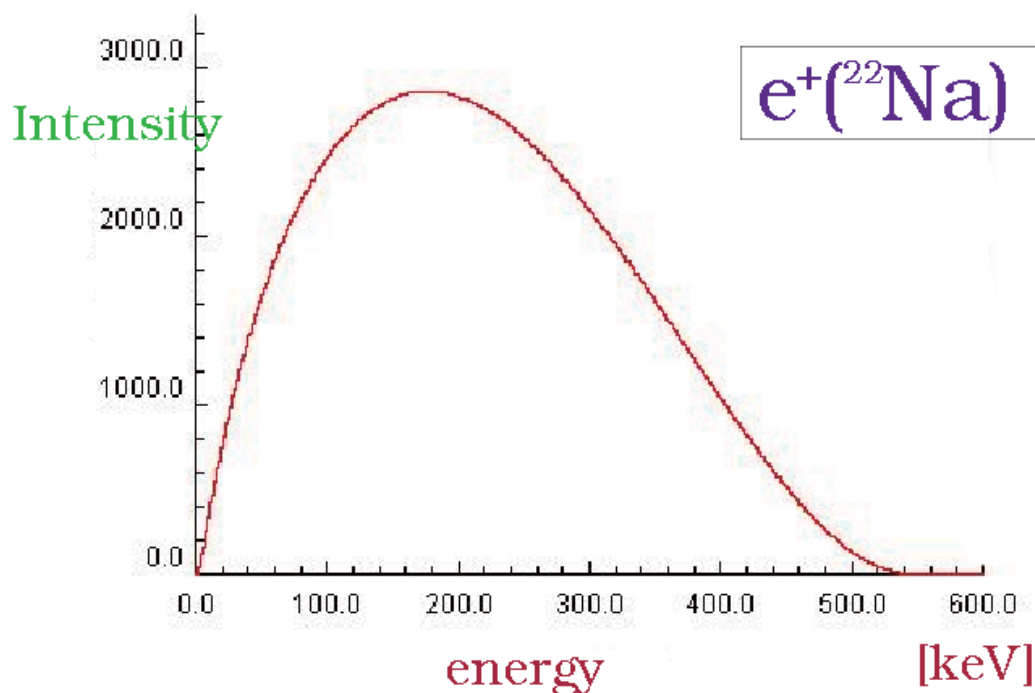


図 2.16: ^{22}Na 崩壊による e^+ スペクトル ($E_{\text{end}} = 546\text{keV}$)

プラスチックシンチレーター側に放出された e^+ は、プラスチックシンチレーターを突き抜けシリカエアロジェル (厚さ: 5mm、 ϕ : 10mm、密度: $\sim 0.11\text{g}/\text{cm}^3$) で止まる。ターゲットとしてエアロジェルを選択したのはこの物質が Ps を効率よく生成出来る³からである。

図 2.16 に ^{22}Na の崩壊 e^+ エネルギースペクトルを示す。エンドポイントエネルギーは 546keV であり、ピークは 180keV 付近である。この e^+ はエアロジェルに対して平均して約

³エアロジェルで e^+ が止まった時の Ps 生成率は、約 55%。

2.2mm 進入して止まり、一部が Ps を形成し (スピン統計重率よりこのうち 3/4 が o-Ps)、残りはすぐに e^+e^- 対消滅する。この際エアロジェルの表面に不対電子数が多いと、電界が強くなり pick-off⁴が増える。よって、Ps の pick-off 確率を最小限に抑える為にエアロジェルは使用直前に約 150°C で一晩ベーキングを行い、表面に付着した H₂O 分子や O₂ 分子を出来る限り取り除く。

エアロジェルを通り抜けた e^+ は厚さ 12 μ m のアウターマイラーで止める。これは e^+ が対消滅する領域を幾何学的に制限するためである。

2.2.4 トリガー効率

光電子 1 個あたり 30keV なので、それを元にトリガー効率を評価する。

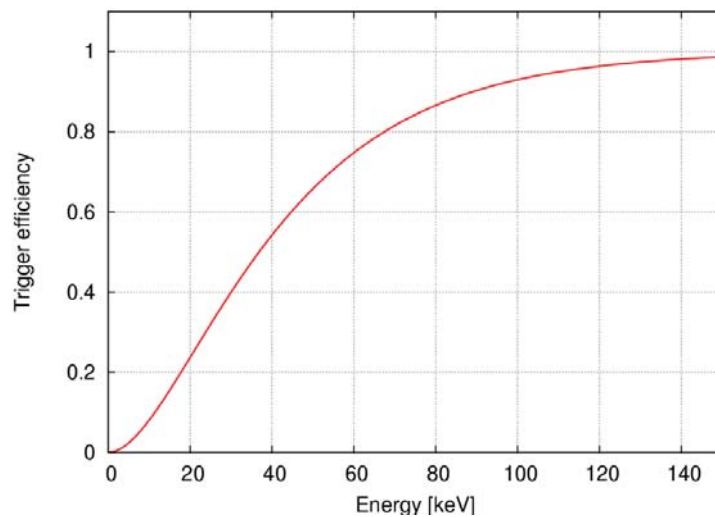


図 2.17: トリガー効率 ($E_{p.e.}=30\text{keV/p.e.}$ 時)

光電子生成平均エネルギーを $E_{p.e.}\text{keV/p.e.}$ とすると、エネルギー $E_{dep}\text{keV}$ の時に両側で $n \geq 1$ の光電子が観測される確率 P は、ポアソン分布

$$f(n; \mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \quad (2.3)$$

から

$$P = \{1 - f(0; E_{dep}/E_{p.e.})\}^2 = \{1 - \exp(-E_{dep}/E_{p.e.})\}^2 \quad (2.4)$$

と導くことができる。

図 2.17 は $E_{p.e.}=30\text{keV/p.e.}$ 時のトリガー効率を表す。プラスチックシンチレーターに e^+ が 70keV 程度のエネルギーを落とした時、約 80%の効率を期待出来、検出効率自体に問題はない。

⁴o-Ps が普通に 3 体 γ に崩壊する前に、空気や物質の作る電磁場と相互作用して 2 体 γ に崩壊してしまう現象。これを抑える為にエアロジェルは密度の低いもの ($\sim 0.11\text{g/cm}^3$) を使用し、線源まわりを N₂ ガスで満たす。

2.2.5 Geant4 Simulation を用いた数の見積り

Geant4 を用いて、 e^+ 崩壊の内どれだけトリガーが掛かり、またどれだけ P_s が生成されるか、数の見積りを行う。

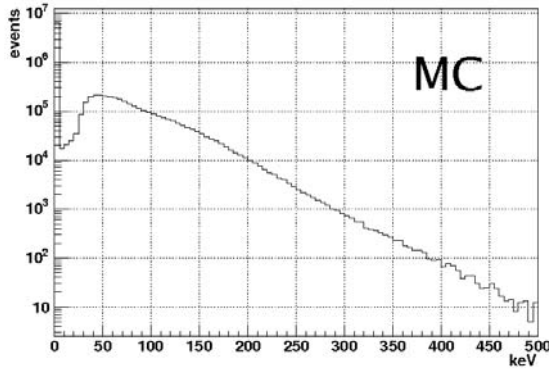


図 2.18: プラスチックシンチレーターのエネルギースペクトル

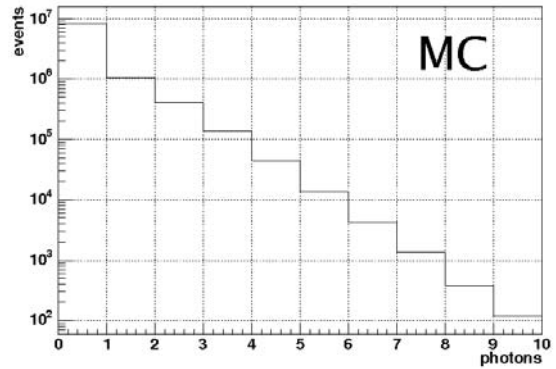


図 2.19: プラスチックシンチレーターに繋がった 2 つの PMT で得られる光電子数が少ない方の数のイベント数

図 2.18 はプラスチックシンチレーターのエネルギースペクトルを表す。 e^+ は線源から全立体角 4π に向かって飛んで行く為、立体的にプラスチックシンチレーターに当たらないイベントが 0keV に立っているピークである。30keV/1p.e. の為、プラスチックシンチレーターの PMT2 つ両方が光電子を得るには e^+ が 60keV 以上プラスチックシンチレーターでエネルギーを落とさなければならない。図 2.19 は 2PMT のうち得られた光電子数が少ない方のその数のプロットである。例えば $x=7$ 以上なら、2 つの PMT の両方に光電子 7 個以上得られている事を表す。プラスチックシンチレーターの 2PMT 両方に 1p.e.(30keV/1p.e.) 以上を要求するイベントは、図 2.19 の $n=1$ 以上のイベント数を数えると全 e^+ 崩壊イベント中約 17% である事が分かる。

図 2.20 は triggerCsI のエネルギースペクトルである。 e^+ がプラスチックシンチレーターに 60keV 以上落としたイベントを要求した後、 $1275 \pm 50\text{keV}$ を要求する。図の黒線はこのカットラインを表している。得られる効率は 4.0% であるが、このシミュレーションで用いた triggerCsI の 1275keV γ に対する分解能は 40keV であるのに対し、後述する実際の triggerCsI の分解能は 50keV なので、その補正を行う。結果、効率は 3.5% となる。効率が小さいのは線源から triggerCsI を睨む立体角が小さい為である。以上より、トリガー効率は

$$\underbrace{e^+ \text{トリガー効率}}_{1.7 \times 10^{-1}} \times \underbrace{1275\text{keV} \gamma \text{トリガー効率}}_{3.5 \times 10^{-2}} \sim \underbrace{6.0 \times 10^{-3}}_{\text{トリガー効率}} \quad (2.5)$$

である。

図 2.21 は、 e^+ がプラスチックシンチレーターで落としたエネルギーに対し、各物質 (エアロジェル・プラスチックシンチレーター・その他の場所) で止まったイベント数を表す。

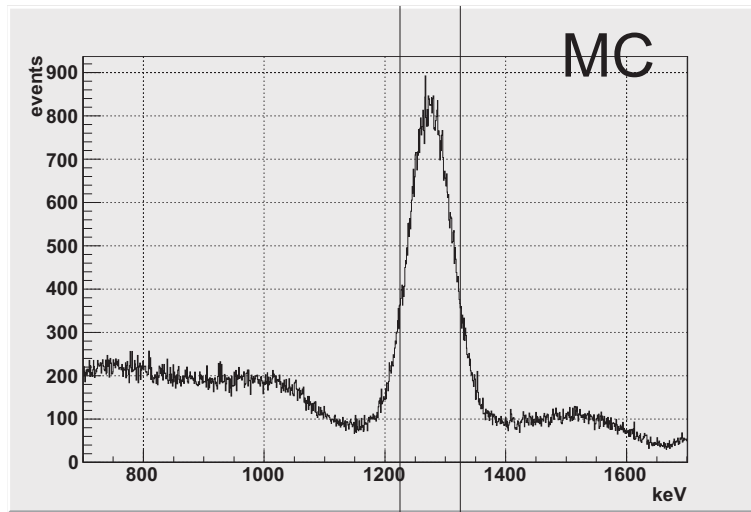


図 2.20: プラスチックシンチレーターで 60keV 以上を落としたイベント下での 1275keV 付近の triggerCsI エネルギースペクトル

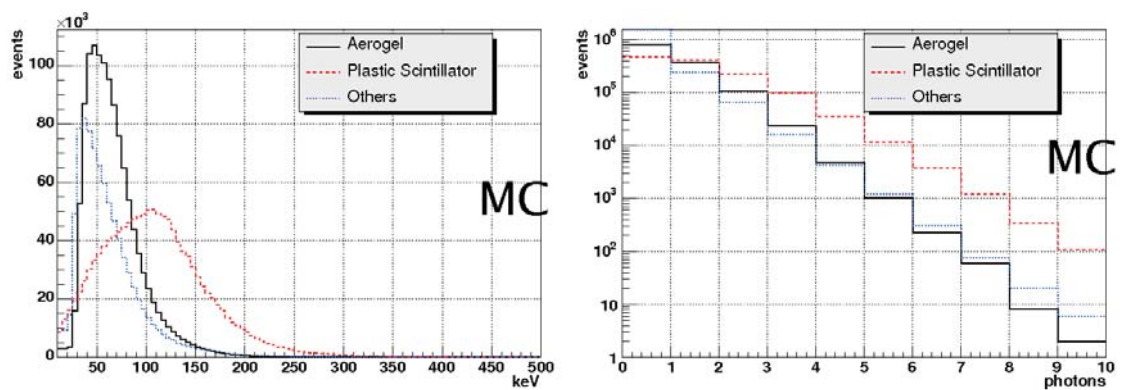


図 2.21: e^+ がプラスチックシンチレーターで 図 2.22: プラスチックシンチレーターの
 落としたエネルギーに対する各物質で止まっ 2PMT のうち得られた光電子数が少ない方の
 たイベント数 数に対する各物質で得られたイベント数

e^+ がプラスチックシンチレーターに 60keV 以上エネルギーを落とし、且つエアロジェルで止まる割合は 31% である。60keV 以上のエネルギーデポジットを要求した時、プラスチックシンチレーター自身で止まる割合を除けばエアロジェルはその他の物質よりも止まり易いことが分かる。

図 2.22 は、プラスチックシンチレーターの 2PMT で得られた光電子数の小さい方の数に対して、各物質で止まったイベント数を表す。2PMT のどちらも 1p.e. 以上を要求した場合、エアロジェルで止まる割合は大きいことがわかる。

以上の見積りより、理想的な o-Ps の生成効率

$$\begin{aligned}
 & \underbrace{\text{トリガー効率}}_{6.0 \times 10^{-3}} \times \underbrace{e^+ \text{がエアロジェルで止まる割合}}_{3.1 \times 10^{-1}} \times \underbrace{\text{Ps 生成}}_{5.5 \times 10^{-1}} \times \underbrace{\text{スピン統計重率による o-Ps の割合}}_{7.5 \times 10^{-1}} \\
 & \sim \underbrace{7.7 \times 10^{-4}}_{\text{理想的な o-Ps 生成効率}} \quad (2.6)
 \end{aligned}$$

である。更に、実際に得られる o-Ps の数は後述する 1275keV γ 選別以外の残りのイベントセレクション⁵ を課す事で約 24%になってしまう事と、現在のデータ取得レートは e^+ トリガーレートの約 23%であることを加味すると、全 e^+ 崩壊イベントに対して最終的に得られる o-Ps の効率は

$$\begin{aligned}
 & \underbrace{\text{理想的な o-Ps 生成効率}}_{7.7 \times 10^{-4}} \times \underbrace{\text{イベントセレクション}}_{2.4 \times 10^{-1}} \times \underbrace{\text{実際の DAQRATE へ補正}}_{2.3 \times 10^{-1}} \\
 & \sim \underbrace{4.3 \times 10^{-5}}_{\text{実際に得られるであろう o-Ps 生成効率}} \quad (2.7)
 \end{aligned}$$

と予想される。

表 2.1 に 6 日分の RUN で実際に得られるであろう数をまとめる。

event	数
全 e^+ 崩壊 event	4.7×10^9
e^+ triggered event	8.0×10^8
e^+ triggered 収集予定 event	1.8×10^8
triggerCsI 1275triggered event	6.3×10^6
イベントセレクション	1.5×10^6
o-Ps $\rightarrow 3\gamma$ event	2.0×10^5

表 2.1: G4シミュレーションから予想する 6 日分イベントの組成

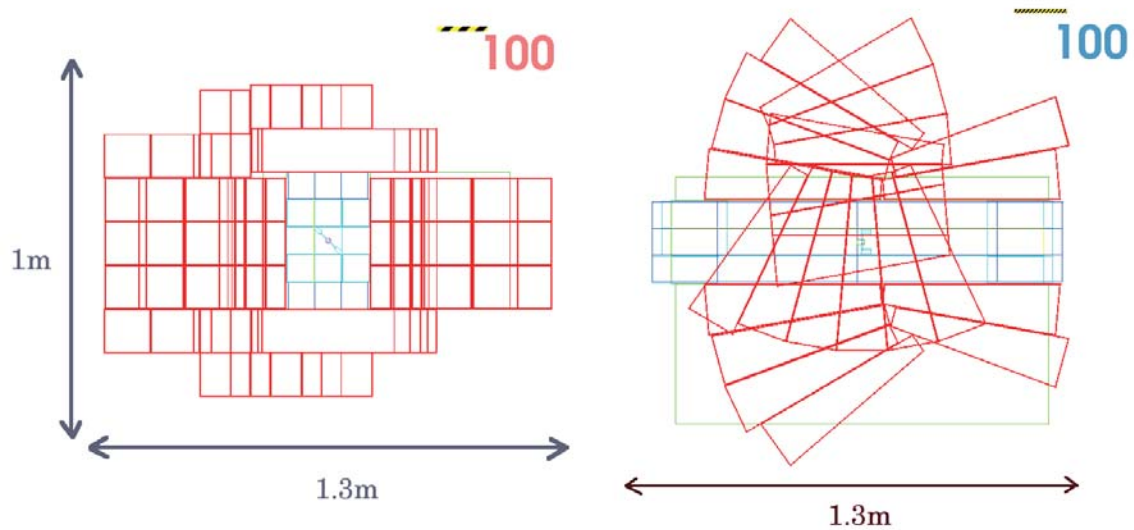
2.3 4π 検出器

2.3.1 4π 検出器の全容とその基本設計思想

図 2.23 に 4π 検出器の全容を示す。CsI(Tl) を 30 本、NaI(Tl) を 62 本使って組み上げられる。左側の図が検出器を横から見たもの、右側の図が検出器を上から見たものである。水色と青色の部分が CsI(Tl)、赤色の部分が NaI(Tl) を表している。CsI,NaI だけでは実際に組み上げられない場所が存在する為、その場所には緑色で示す発泡スチロールをいれてある。この検出器のサイズは、1.3m \times 1.3m \times 1m であり、重量は、CsI(Tl)30 本 (重量 225kg)、NaI(Tl)62 本 (重量 806kg)、と合わせて 1t ある。

設計プランとして重要なのは、

⁵ e^+ 選別・ e^+ 崩壊イベント選別・宇宙線 (CR)veto 選別・Eadv(ベースライン) 選別の 4 つ

図 2.23: 4 π 検出器の構造

- 線源からどの方向を向いても、単色 γ 511keV が反応せずに通り抜ける確率を $10^{-4.5}$ 以下となるように、すなわち back-to-back に出る γ 511keV 2 発が抜ける割合を 10^{-9} 以下になるようにする

事である。よって、 γ 線の検出能力において全立体角に対して穴が無いよう設計している。

2.3.2 4 π 検出器 (内殻部) CsI Sector

使用する CsI(Tl)



図 2.24: 昔の実験で使われた CsI(Tl)



図 2.25: 新規購入の CsI(Tl)

検出器のタイプ	サイズ (mm)	使用本数
CsI(type-J)	60×60×400	7本
CsI(type-a)	60×60×280 + 57×57×140	10本
CsI(type-b)	57×57×300 + 57×57×141	12本
CsI(type-d)	60×60×301 + 57×57×140	1本
NaI	(43×94)×(110×94)×377 (TFE:0.4mm, Al:1mm)	62本

表 2.2: CsI(Tl),NaI(Tl) 検出器のサイズ

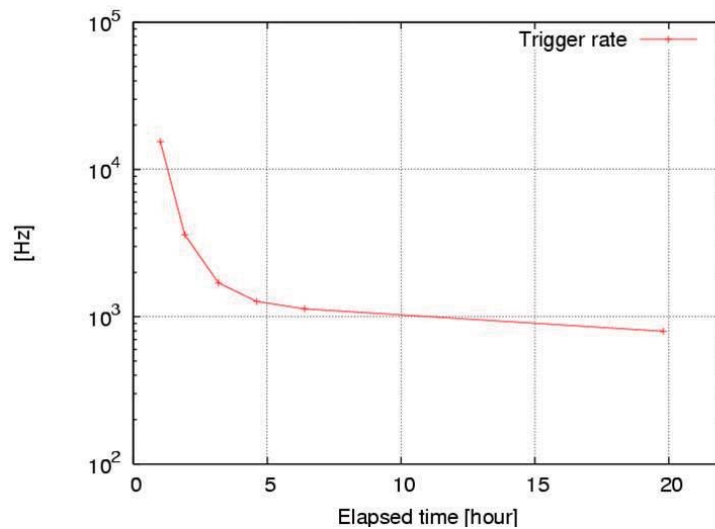


図 2.26: CsI 燐光による trigger rate の時間変化

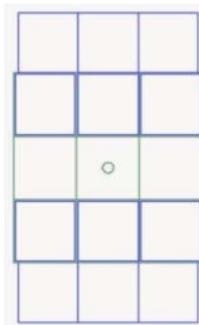
表 2.2 に使用する CsI(Tl) の詳細な形を載せる。type-J が新たに St.Gobain から購入したもの (図 2.25) であり、type-a・type-b・type-d が 10 年以上前東大で行われた実験 [13] で使用されていた使い回し品 (図 2.24) である。この実験で使われた CsI は全て、短い CsI 同士を stycast(Emerson&Cuming1266) を用いて接着し、長さを拡張している。接着面による PMT で得られる光量の変化と、結晶の全長が長い事に起因する得られる光量の位置依存性には気をを使う必要がある為、この点は後述する。type-J はどちらの面でも構わないが、継ぎ目のある type-a・type-b・type-d の CsI は、2 インチの PMT 玉 (Hamamatsu H6410MOD) をその面から見て短い方の CsI に接着して使用する。全 CsI に反射材である Immobilon(Millipore,Durapore membrane) を巻いて使用する。

CsI には潮解性がある為、湿気に注意する必要がある。また、CsI は燐光現象も由々しき問題である。遮光直後をオシロスコープで覗くと、数十 ns の鋭いパルスばかりでほとんど光漏れに見え、燐光現象がやかましいときに無理矢理測定すると 10% 程度光量が低下する。図 2.26 は任意の discriminator 閾値による trigger rate の時間変化を表す。この現象が比較的収まるまでには最低数時間を要し、たとえ数日放置しても完全には消えない為、日頃から遮光して管理する必要がある。

CsIの組み立て

図 2.27 に CsI(Tl) の組み立て図を示す。CsI(Tl) はその形状が基本的に直方体であるため、 $3 \times 5(15 \text{本}) + 3 \times 5(15 \text{本})$ で全 30 本の依積みにする。

CsI Configuration(全30本): 側面図1



$3*5(15\text{本})+3*5(15\text{本})$

側面図2 Shape of CsI

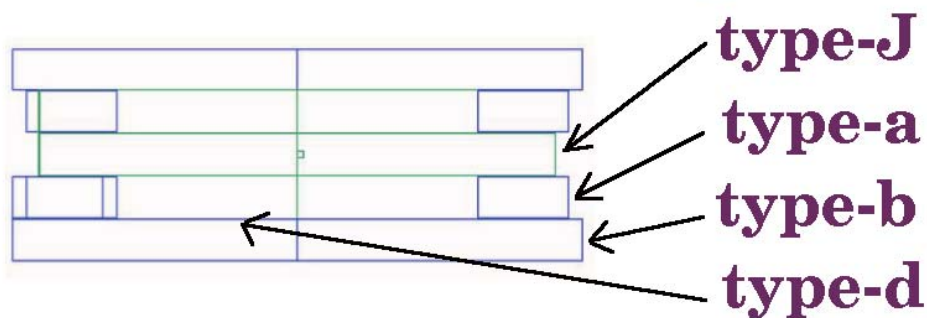


図 2.27: CsI の組み立て図

接着面を持つものは出来るだけ Source Assembly に近い重要な場所に利用する事を避け、新しく購入した CsI(Tl) をその場所に用いる。また、断面積が大きく (60×60)、隙間無くしっかりと組めるものを内側で使用する。

2.3.3 4π 検出器 (外殻部) NaI Sector

使用する NaI(Tl)

表 2.2 に使用する NaI(Tl) の詳細な形を載せている。NaI は、KEK(高エネルギー加速器研究機構)で行われた 20 年程前の実験 (E68 実験) で使用されたもの [14] を利用する。E68 実験での利用に合わせこれらの NaI は 36 本並べるとちょうどリング状になるように設計されている為、一本一本の形は角度にして 10 度のテーパがついた台形状の歪なものとなっている。図 2.28 と図 2.29 はこの NaI の写真である。写真ではアルミニウム (Al) し



図 2.28: NaI(Tl)(上面部)



図 2.29: NaI(Tl)(側面部)

か見えないが、内部にある NaI 結晶には厚さ 0.4mm のテフロン (TFE) が巻かれ、その上から厚さ 1mm の Al で覆われている。また、3 インチの PMT 玉 (Hamamatsu R594-09) が接着されている。

NaI の組み立て

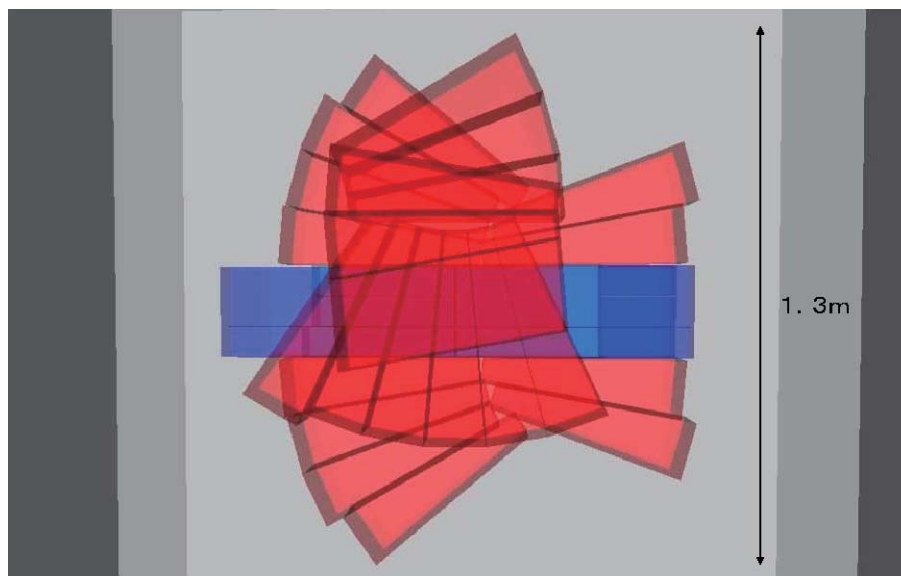


図 2.30: NaI の組み立て図

図 2.30 に NaI(Tl) の組み立て図を示す。図の通り、複雑な組み方をする。

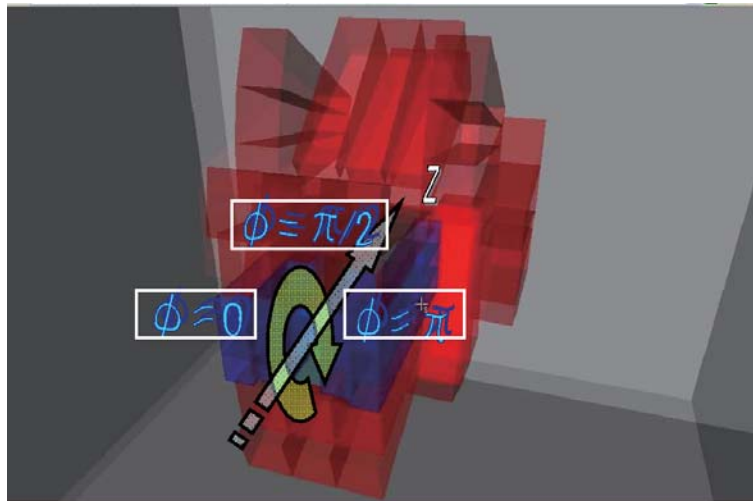


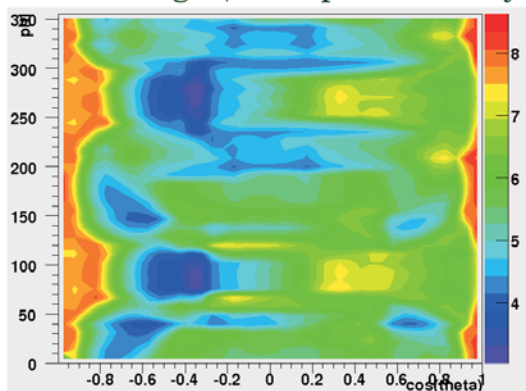
図 2.31: NaI 定義図

2.3.4 511keV γ Escape Probability

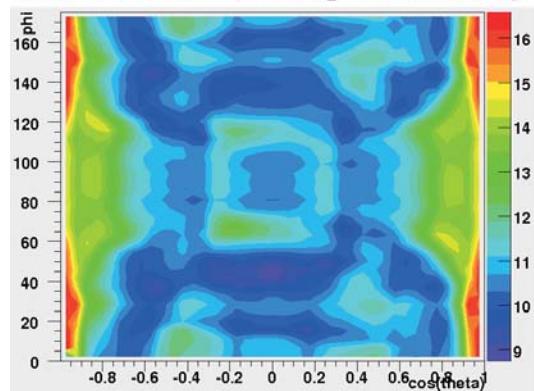
図 2.31 はこれから 4π 検出器の性能を見積もる為の定義図である。図の奥に向かって z 軸が走り、図の左を $\phi = 0$ として時計回りに ϕ を定義する。

図 2.32 と図 2.33 は、全減衰係数を用いて全立体角に対する 4π 検出器の性能を評価した結果である。x 軸を検出器の $\cos\theta$ 成分、y 軸を検出器の ϕ (度数表示) 成分とし、全立体角を表す平面図となっている。左図は吸収長から求めた 511keV 単色 γ 1 本が逃げる確率、右図は同じく吸収長から求めた 511keV double γ (back-to-back 2 本) が逃げる確率を表している。例えば -11 という領域なら、 10^{11} イベント中 1 イベント、 γ が検出器を素通りするイベントが起こる事を意味する。

511keV single γ Escape Probability

図 2.32: single γ escape probability

511keV double γ Escape Probability

図 2.33: double γ escape probability

左図において、511keV 単色 γ の洩れ率は大部分の領域が $10^{-5} \sim 10^{-8}$ のオーダーになっており、これは当初の目的を達成している。しかし個々の検出器の形状ではどのように組

んでも一部当初の目標より弱い場所が出来てしまう(図 2.32 の青色の部分) 為、その部分に関しては back-to-back の反対側の領域を強くする事でカバーする。

右図は back-to-back に飛ぶ 511keV double γ の洩れ率を表している。back-to-back の γ を評価している為、 ϕ の範囲を 180° までに制限してある。弱くなっている図 2.33 の領域 ($-0.2 < \cos\theta < 0.2$, $\phi=45^\circ$) は sourceCsI に空けたファイバースの穴の場所を指すが、この場所を除けばこの 4π 検出器は洩れ率 10^{-9} 以下を達成していることが分かる。

2.3.5 バックグラウンドの評価

今まで見積もってきた洩れ率が正しいものかを評価する為、Geant4 を用いてシミュレーションを行っている。エアロジェルから 511keV γ 2 発 (back-to-back) を全立体角に向かって 10^{10} 撃ってみたところ、エネルギーを落とさないイベントが 1 つ得られた。図 2.34 にそのイベントの γ 2 発がどのような軌跡を描いたかを示す。また、当イベントでエネルギーを落とした場所別エネルギー内訳は表 2.3 の通りである。分かり易くする為、検出器の分解能の効果を入れない生のエネルギー値を載せてある。先程 single γ としてはどうしても 4π 検出器に弱い部分が出来てしまうと書いたが、当イベントはその弱い部分から 511keV γ が一発洩れ、頼みの綱のもう片方の 511keV γ が NaI(Tl) のアルミ部分で吸われてしまった現象である。

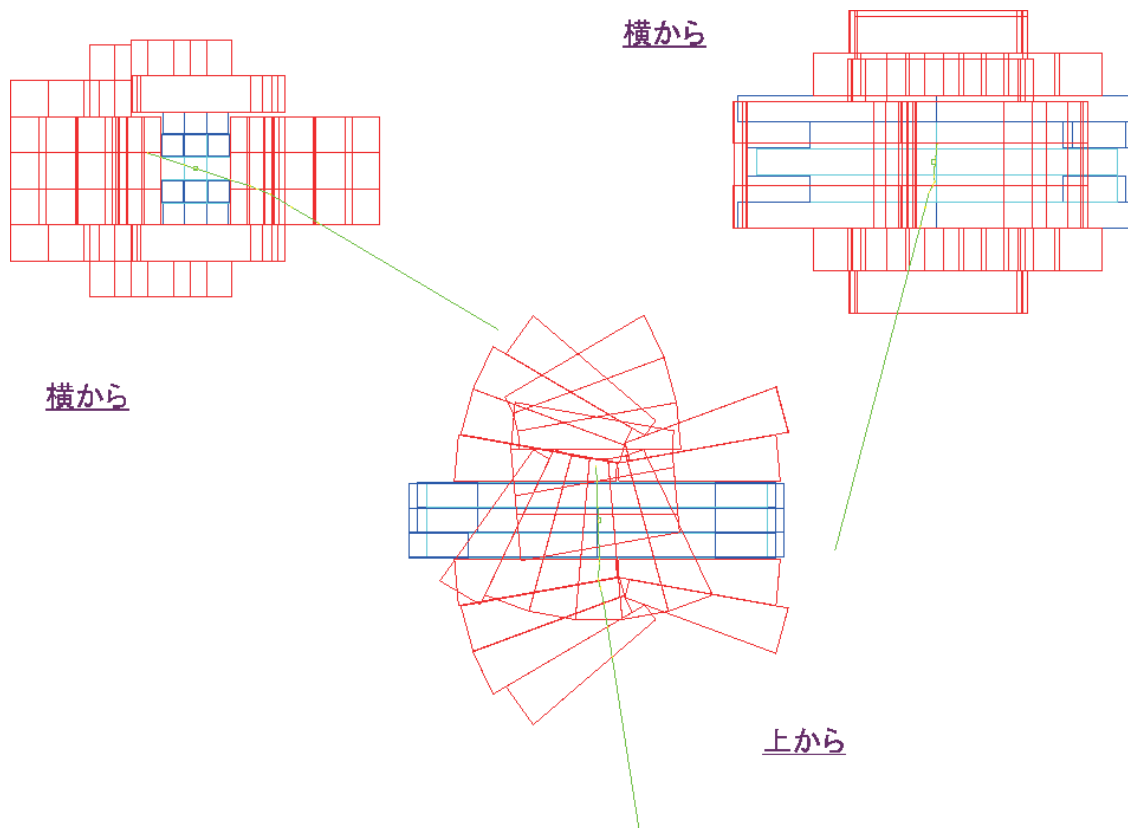


図 2.34: 洩れイベントの γ の軌跡

洩れ (内訳)	keV
CsI+NaI	27.4154
NaI 検出器を囲んでいる Al(1mm)	511
NaI 結晶を覆っている Teflon(0.4mm)	6.08949
検出器外	477.495

表 2.3: 洩れイベント (内訳)

更に、同じく Geant4 を用いて EC (Electron Capture) 起源の偽イベントの見積りを行う。

- ファイバーに繋がった 2PMT 両方に 1p.e.(30keV/1p.e.) 以上
- triggerCsI のエネルギーとして $1225\text{keV} < E_{\text{trigger}} < 1325\text{keV}$

上記の条件で $1275\text{keV}\gamma$ だけを要求する「EC イベント」を 10^{10} イベントシミュレートした。線源 ^{22}Na の全崩壊イベントに対する EC イベントの割合は約 9.4% の為、上記 EC 数は 9.6×10^{10} の e^+ 崩壊数、更にこれは e^+ 崩壊数に対する (2.6) で示す o-Ps 生成効率 (7.7×10^{-4}) を考慮すると 7.4×10^7 の o-Ps 生成数に対応していることが分かる。ほぼ本実験最終感度に匹敵する EC 統計量である。当シミュレーションの結果、70 の偽イベントを得た。

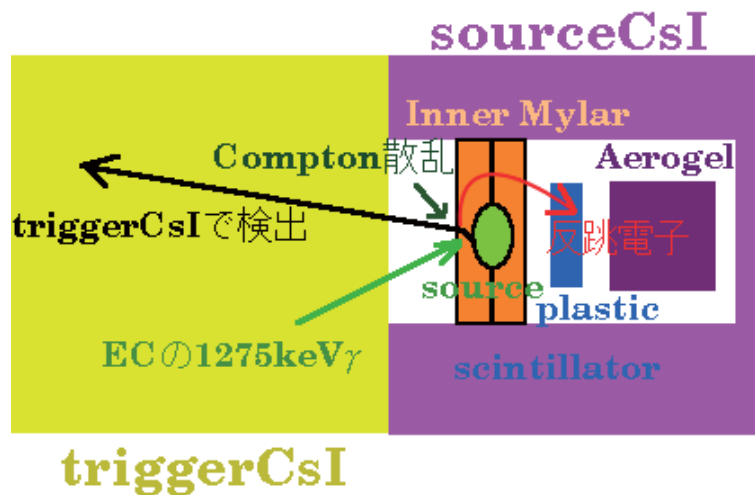


図 2.35: 予想される Electron Capture によるバックグラウンド

図 2.35 は当 EC イベントで得た偽イベントである。EC 崩壊の $1275\text{keV}\gamma$ が、線源を囲んでいるインナーマイラーで掠り、コンプトン散乱をして電子を叩き出す。しかし掠り現象のためほとんど自身のエネルギーは失わない。 γ 自身はそのまま triggerCsI で 1275keV エネルギーを落とし、コンプトン散乱で叩き出された電子がふらふらとプラスチックシンチレーターまでやってくる。

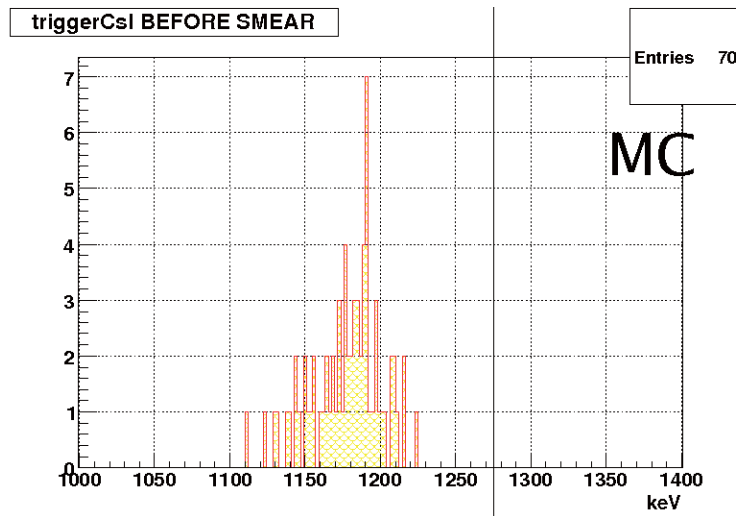


図 2.36: EC 偽イベント時の triggerCsI スペクトル (スミア前)

図 2.36 は上記 EC 偽イベントで得た、分解能でスミアする前の triggerCsI のエネルギースペクトルである。黒線は 1275keV を表す。EC 崩壊で出る 1275keV γ はインナーマイラーでコンプトン散乱してエネルギーを幾らか失った後に triggerCsI でエネルギーを落とす為、分解能の効果を入れなければ偽イベントとして観測される事は無い。分解能の効果でエネルギーが上増しされて triggerCsI の 1275keV カット領域に入ってくる EC 起源の偽イベントは、1275keV 以上のエネルギーを要求する等 triggerCsI でのカットを最適化する事で落とす事が出来る。

2.3.6 CsI,NaI を置く台、及び鉛シールドについて

4π 検出器の配置を考案してもそれが実際に組み上げられなくては意味が無い。また検出器は総重量で約 1t もある為、一番下に位置する NaI にその全荷重が集中してしまうのは避けたい。よって、台を 4π 検出器がしっかり安定してられるように精密で、且つ出来る限り 4π 検出器の荷重を分散できるように 3 層構成で設計した。最終的に出来上がった台を図 2.37 に示す。

完成した 4π 検出器は、環境放射線をシールドする為に全体を厚さ 5mm の鉛で囲む。これにより以下の事象が抑制される。

- 環境放射線が偶発的に triggerCsI で 1275keV のエネルギーを落とし、偽 e^+ トリガーと共に偽トリガーが成立してしまう。
- 本当に invisible 崩壊が起こった時に、偶然環境放射線が 4π 検出器の方に入ってしまう、イベントが invisible に見えなくなってしまう。



図 2.37: 出来上がった台

2.3.7 検出器の組み立ての様子

4π 検出器の組み立ての様子を示す。図 2.38 は検出器のミニチュア模型である。模型を実際に自分の手で作ってみる事で、CsI,NaI の組み方の再確認を行った。図 2.39 は 4π 検出器の下半分を粗方組み終えた状態である。検出器と台の位置関係は当然だが、検出器が安定するように水平度にも細心の注意を払って組み立てた。図 2.41 は 4π 検出器自体の組み立てが全て終わった状態である。図 2.40 は 4π 検出器を覆う鉛を設置し終わった最終的な状態である。

図 2.38: 4π 検出器のミニチュア模型



図 2.39: 検出器組み立ての様子1(下半分組み立て)



図 2.40: 検出器組み立ての様子3 完成形 (5mmの鉛で検出器全面を覆う)



図 2.41: 検出器組み立ての様子2 検出器の全貌 (全ての検出器を組み終える)

2.4 CsI(Tl),NaI(Tl) の位置依存性とキャリブレーション

2.4.1 CsIの反射材の評価



図 2.42: CsI(type J) のスケッチ

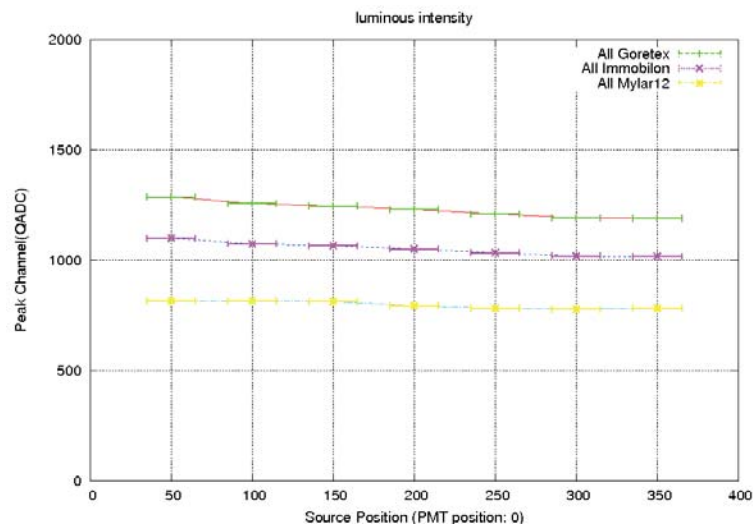


図 2.43: CsI 各種ラッピングの比較

表 2.2 の CsI(type-J) のスケッチを図 2.42 に載せた。図 2.43 は、新品の CsI(type-J) を用いて反射材の違いによる光量の比較を行った結果である。線源 ^{137}Cs から出る 662keV の崩壊 γ を鉛でコリメートして type-J の特定任意の部位に当てた。x 軸は CsI の PMT からの距離を表し、PMT は optical grease(BICRON, BC-630) を用いて原点である $x=0\text{mm}$ の

部分に仮付けしている。ライム色のラインが Goretex($220\mu\text{m}$) を巻いた時、マゼンタ色のラインが Immobilon($115\mu\text{m}$) を巻いた時、黄色のラインがアルミ蒸着マイラー ($12\mu\text{m}$) を巻いた時に QADC で得られた光量 (ch) を表す。使用反射材の違いによる光量の位置依存性の変化は見られない。一番多い光量が得られたのは、反射材として Goretex を巻いた時である。光量は Immobilon を巻いた時より 17% 程度多い。しかし Goretex は Immobilon より 2 倍程度厚く、511keV の単色 γ 1 発を 10^6 イベントシミュレートすると数発そのエネルギーを完全に吸われてしまうイベントが起こるので、安全の為に Immobilon を本実験で使用する。

2.4.2 CsI の位置依存性

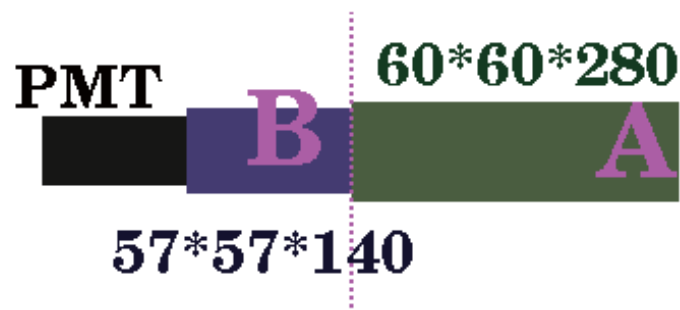


図 2.44: CsI(type a) のスケッチ

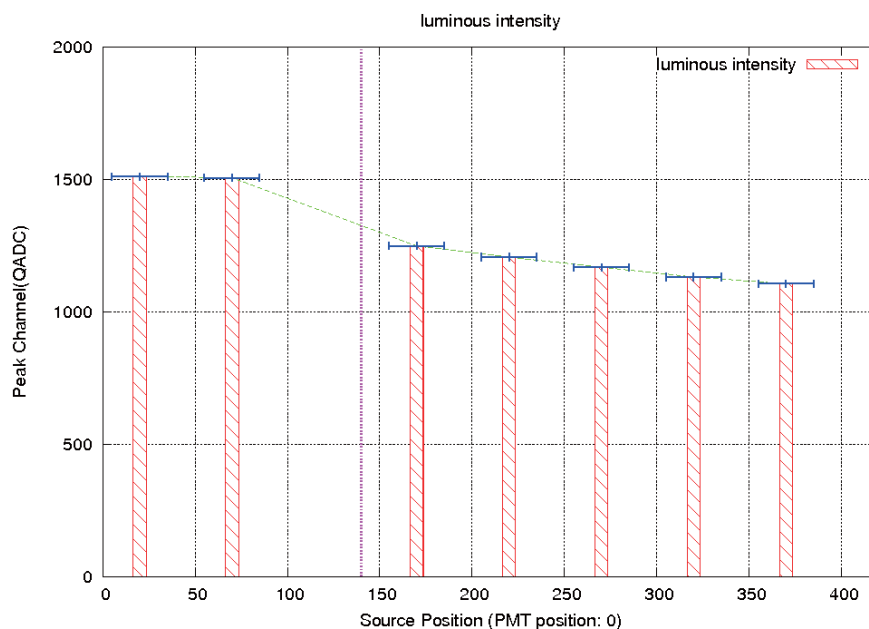


図 2.45: 位置依存性による光量変化 (CsI-a1) $x=0$ は PMT 面を示す

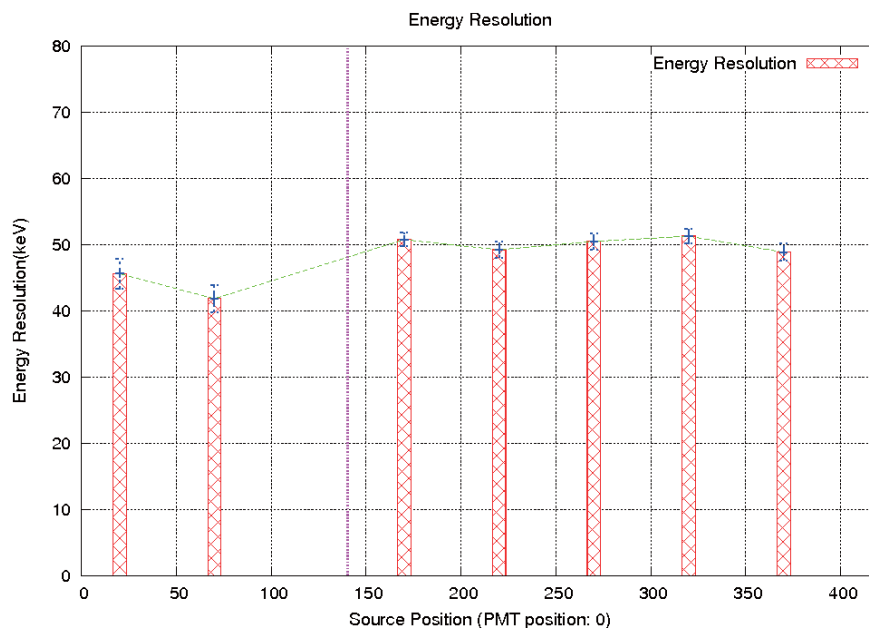


図 2.46: 位置依存性による分解能変化 (CsI-a1) x=0 は PMT 面を示す

昔の実験で使われていた CsI(Tl) に接着面が存在する事は既に述べた。この接着面でロスする光量と、結晶の全長が長い為に起こる位置依存性を評価する事は正しいエネルギーを観測する為に必要である。

表 2.2 の CsI(type-a) のスケッチを図 2.44 に載せた。この図は緑と青の部分が CsI, 黒の部分が PMT を表している。緑の CsI は断面積が 60×60 のもの、青の CsI は断面積が 57×57 のものを表し、このそれぞれを以後の為に部位 A, 部位 B と呼ぶ。尚、マジエンタの線は接着面を示す。以下の実測結果ではこの type-a を用いた結果をサンプルとして記す。反射材は Immobilon(Millipore, DuraporeMembrane Filter) を使用した。

図 2.45 は、線源 ^{137}Cs から出る 662keV の崩壊 γ を鉛でコリメートして type-a の特定任意の部位に当て、位置依存性を調べたものである。x 軸の $140\text{mm} \sim 420\text{mm}$ の領域が部位 A、x 軸の $0\text{mm} \sim 140\text{mm}$ の領域が部位 B を表し、PMT は optical grease を用いて原点である $x=0\text{mm}$ の部分に仮付けしている。部位 A の光は接着面でその光量を 20%程度ロスしている。

図 2.45 をエネルギー分解能に焼き直した図が図 2.46 である。光量が接着面で落ちる為、部位 A では分解能が悪くなっている。

接着面を持つその他の CsI(全 23 本) もその面で光量を何割か失う。図 2.47 にそれらの CsI がどの程度の光量を失うかまとめている。各々 23 本の CsI について、接着面から見て PMT から遠い部分 (far) での平均光量を、同じく接着面から見て PMT に近い部分 (near) の平均光量で割ったプロットである。どの CsI も光量差 4 割⁶までに抑えられている。

⁶実際は数本 4 割以上光をロスする CsI があったが、stycast で改めて貼り付け直して修繕した。接着具合の悪い全ての CsI をもう一度しっかりと貼り付け直したかったが、stycast による接着強度は CsI の結晶強度よりも強い為にそれは叶わなかった。

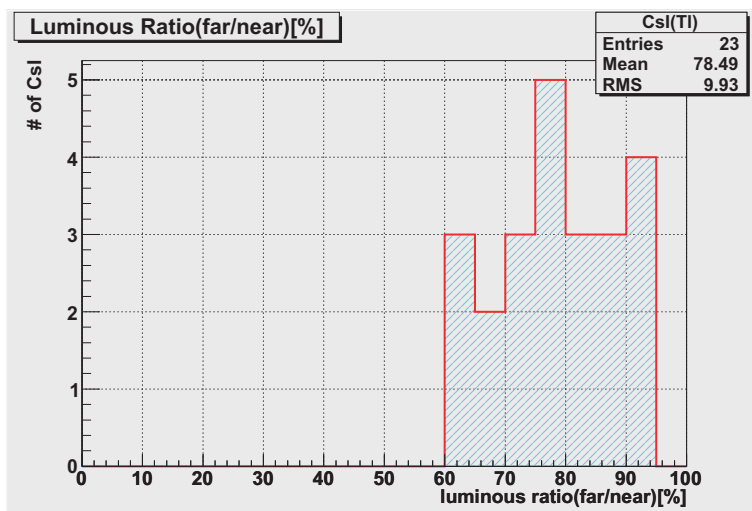


図 2.47: 継ぎはぎ面を持つ CsI(全 23 本) の Near Far 光量比分布

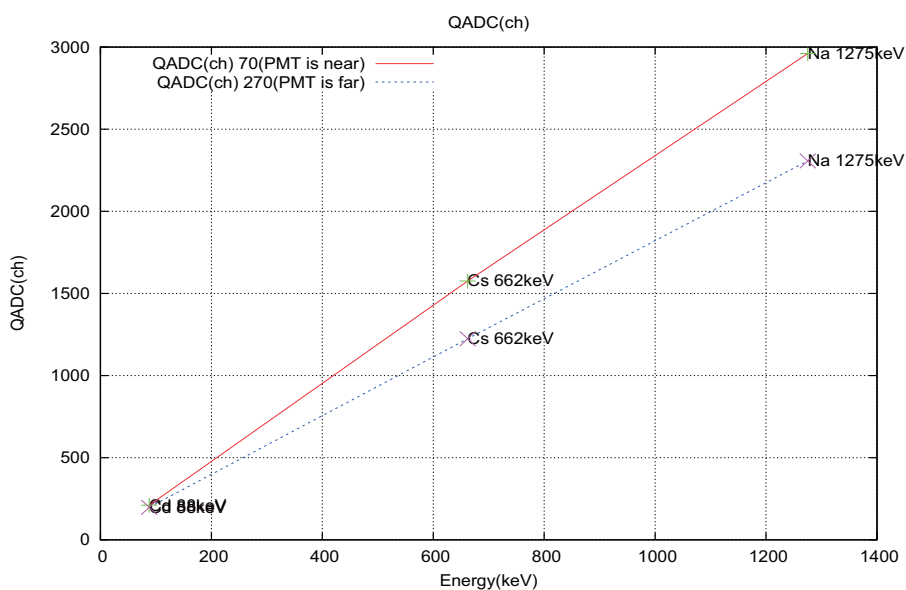


図 2.48: CsI(Tl) のリニアリティ(sample a1)

図 2.48 は CsI(type-a) のリニアリティを表している。 ^{137}Cs からの 662keV, ^{22}Na からの 1275keV, ^{109}Cd からの 88keV の γ 線ピークを使って測定を行った。赤いラインは部位 B に、青いラインは部位 A に、上記線源から崩壊して出る γ 線をコリメートして当てて測定している。部位 A, 部位 B 共に低エネルギーまで良いリニアリティが得られている事

と、接着面で光量を2,3割ロスする事が分かる。この光量の変化は、オフラインでのエネルギーキャリブレーションに反映させる。

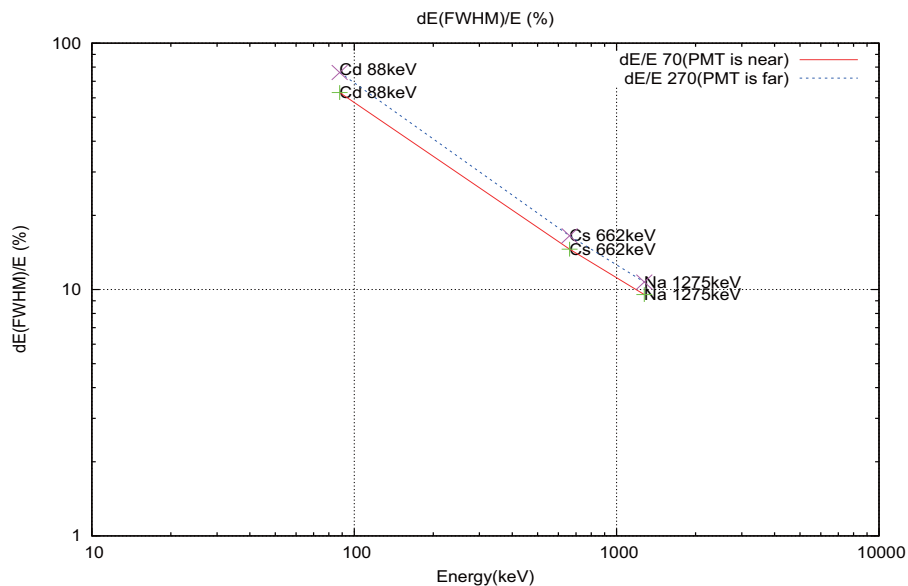


図 2.49: CsI(Tl) の相対分解能 (sample a1)

図 2.49 は相対分解能を表している。エネルギー 1275keV で、そのエネルギーに対する半値全幅の分解能は約 10%程度となっている。

2.4.3 NaIの位置依存性



図 2.50: NaI のスケッチ

NaIのスケッチを図2.50に載せる。

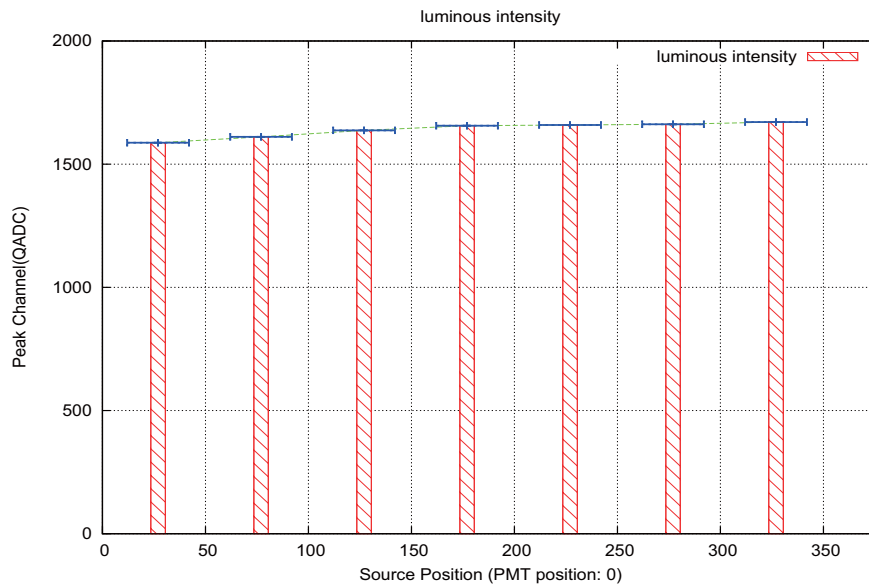


図 2.51: 位置依存性による光量変化 (NaI) $x=0$ は PMT 面を示す

図 2.51 は位置依存による光量変化である。CsIの時と同じく、線源 ^{137}Cs から出る 662keV の崩壊 γ を鉛でコリメートして利用している。PMT は原点 ($x=0\text{mm}$) の部分にある。図 2.52 は位置依存による分解能である。先程の CsI と比べ、NaI は位置依存性、エネルギー分解能のどちらも良いことが分かる。分解能が PMT 付近 ($x=0\text{mm}$) で悪くなっているのは、コリメートした γ が NaI を光らせた場所から PMT を睨む立体角の影響である。

その他の CsI, NaI カウンターに関しても全て、性能は今まで述べた測定結果に酷似していた。

2.4.4 接着面の効果と位置依存性を組み込んでシミュレーション

図 2.53 は先述した方法で得られた CsI(type-a) の位置依存性による光量をフィットしたものである。全ての CsI に対してこのようにフィット曲線を出し、Geant4 シミュレーションに組み込んで、接着面の効果や位置依存の効果が 4π 検出器の性能にどの程度の影響を与えるか調べた。しかし、 γ はそのエネルギーの大半を線源に近い所で落としてしまう為、それらの影響は見られなかった。また先述のファイバーパスの領域に関しても、その立体角は十分に小さい為に問題とならない。

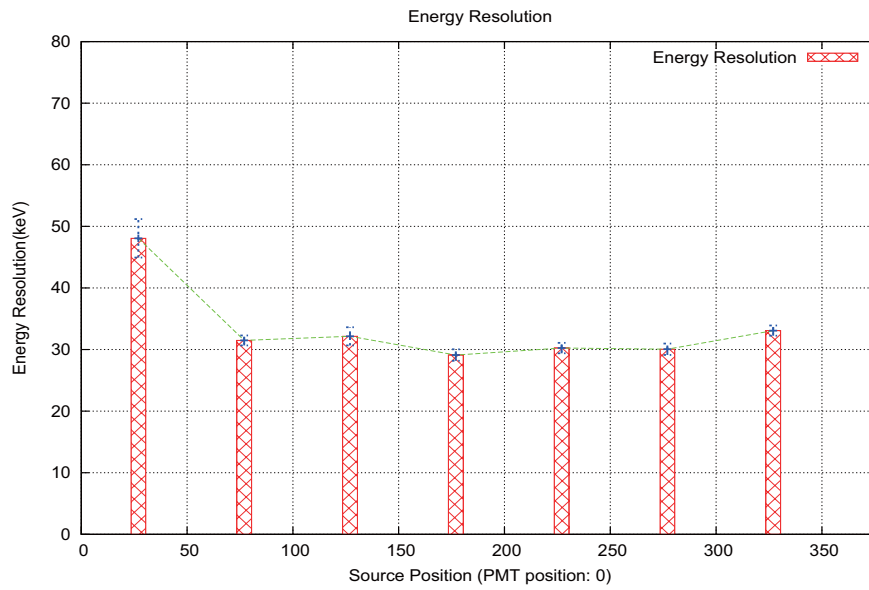


図 2.52: 位置依存性による変化 (NaI) x=0 は PMT 面を示す

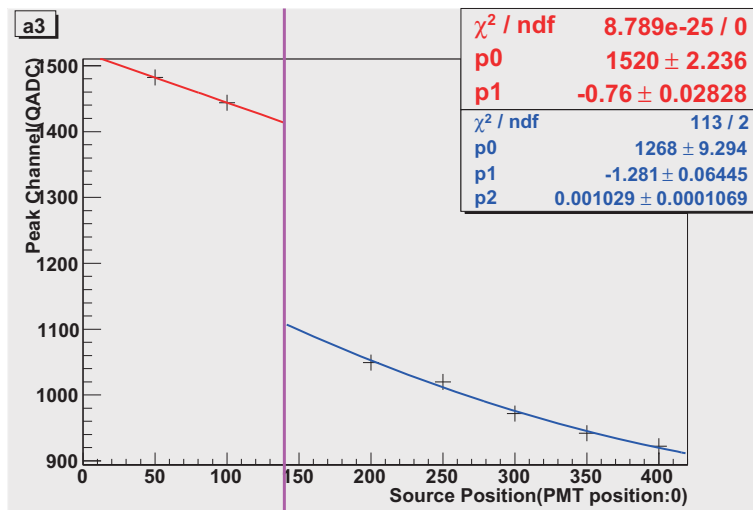


図 2.53: 位置依存性による光量変化のフィット曲線 (sample a3)

第3章 data acquisition system

3.1 実験室の様子

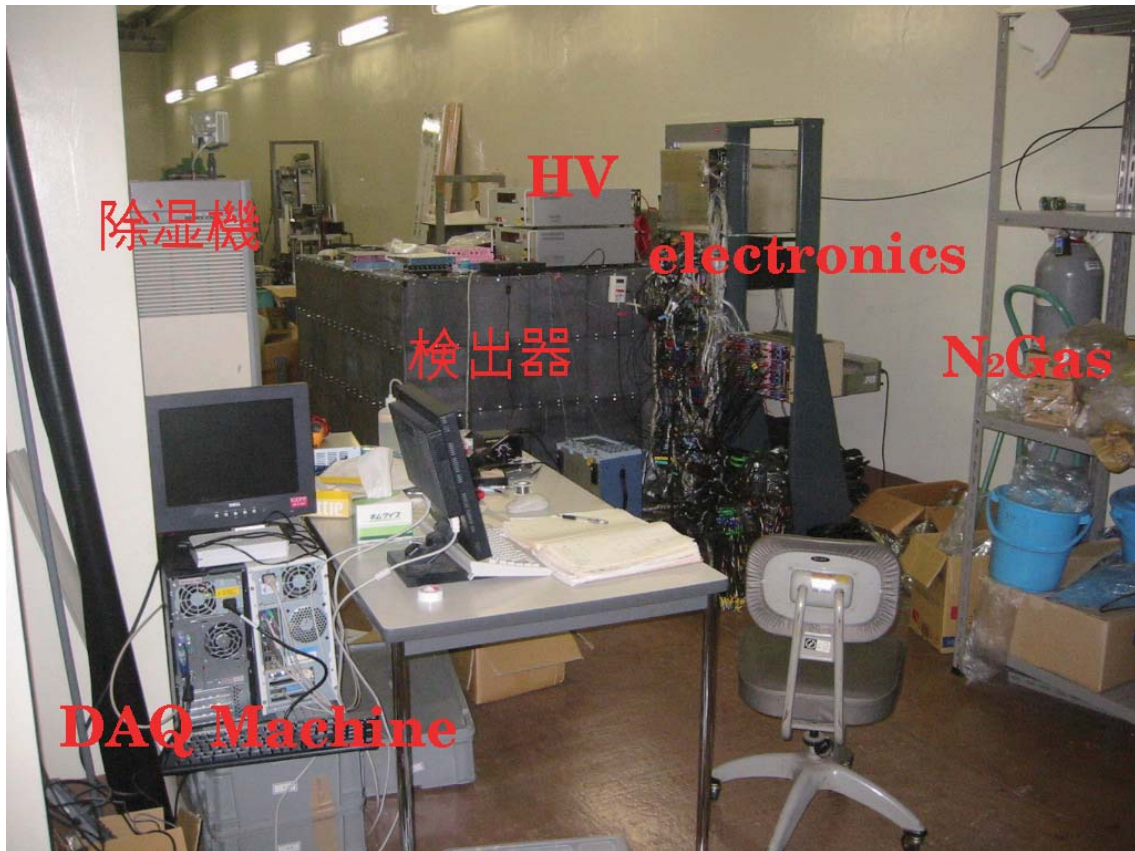


図 3.1: 実験室の様子

図 3.1 に実験室全体の様子を示す。室温、鉛内部の検出器の温度、エレキの温度は全て 20°C 前後であり、モニターしながら管理している。図 3.2 に N_2 ガスの流れを示す。図左の IN が N_2 ガスボンベと直結しており、OUT1 が余計なガスを捨てる口、OUT2 が線源付近への口となっている。 N_2 ガスの流量は $100\text{cc}/\text{min}$ であり、CsI の線源部分を N_2 ガスで満たしている。これにより酸素による pick-off ($7\mu\text{s}^{-1}$) を抑える。また、CsI の潮解を防ぐ為に除湿機で湿気を取り除いており、常時湿度約 25% 程度となっている。図 3.3 はそれらのパラメーターをモニターしている様子である。これらはキャリブレーションに反映させる。

図 3.2: N₂ ガスの流れ

図 3.3: 室温、湿度、酸素濃度など実験室におけるいろいろなパラメーターを総合的にモニターする (gekimoni)

3.2 エレクトロニクス

3.2.1 データ収集システム

図 3.4 は DAQ システムの概略図である。データ収集の開始シグナルは e^+ 放出を知らせるプラスチックシンチレーターの 2 つの PMT の論理積で、20ns のコインシデンス幅に設定してある。このシグナルをトリガーとし、CAMAC を用いて様々なデータを記録していく。正しい e^+ 崩壊イベントを選別する為に、後に改めてオフラインにおいて triggerCsI で 1275keV のエネルギーデポジットがあった事を要求する。

3.2.2 記録するデータ (概要)

1. e^+ 発光量

module(QADC) (Lecroy 2249w, ゲート幅:7 μ s)・(林栄精器株式会社 RPC-022, ゲート幅:160ns)

厚さ 100 μ m のプラスチックシンチレーター面が光った事を調べる為に、2 つの PMT で得られた発光量をそれぞれ記録しておく。尚、LongGate(7 μ s), ShortGate(160ns) の両方で記録する。2 つのゲートを用意したのはファイバー腕部への光の混入を調べる為である。

2. triggerCsI に落としたエネルギー

module(QADC) (Lecroy 2249w, ゲート幅:7 μ s)

使用線源 ^{22}Na からの e^+ 崩壊には 1275keV の γ 線が必ず付随する。この γ 線のエネルギーを測定する。

3. e^+ 発光と triggerCsI の時間差

module(TDC) (豊伸電子株式会社, C006)・(Phillips Scientific, MODEL7186)

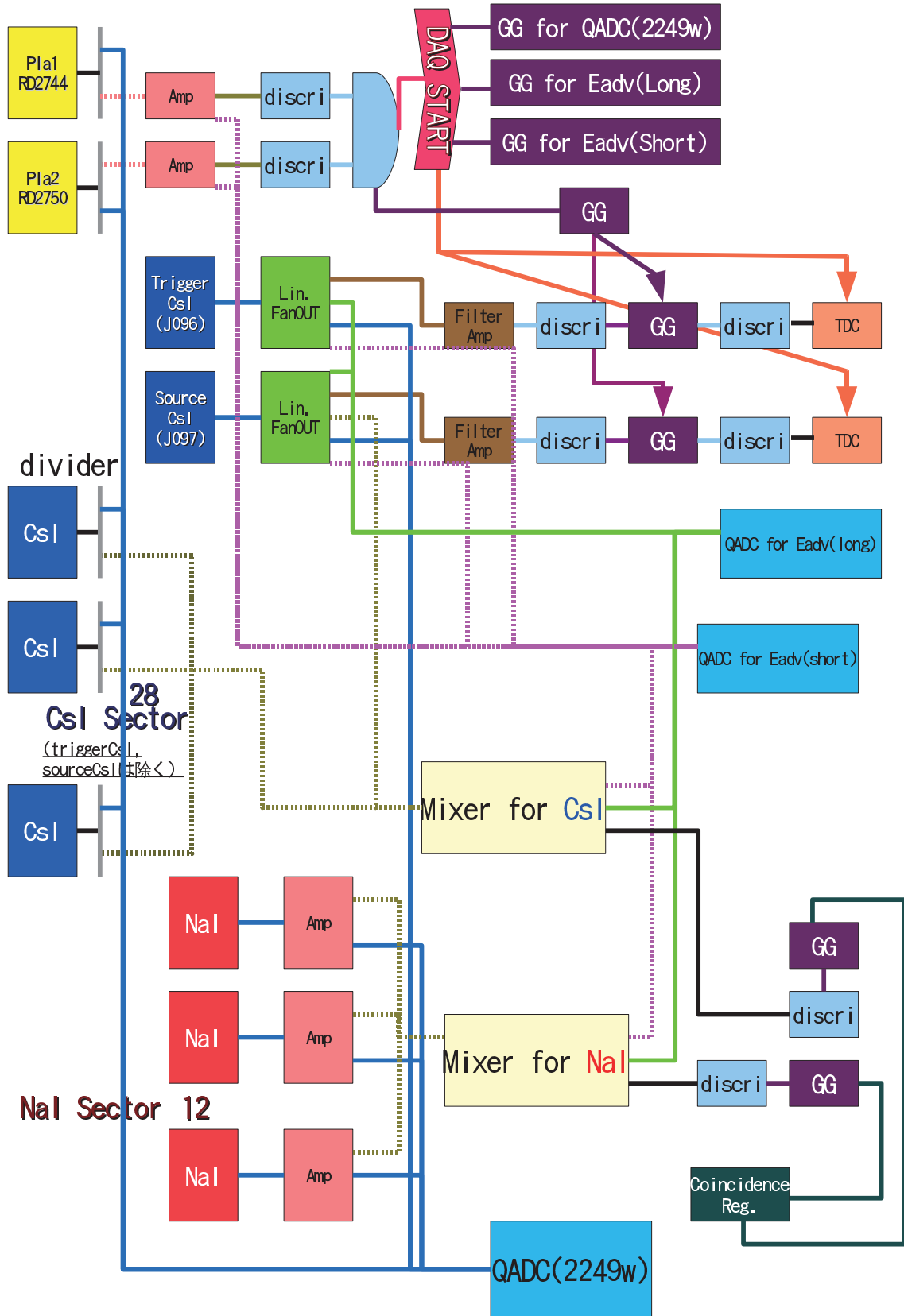


图 3.4: Electronics

e^+ による2つのPMTの論理積と triggerCsIによる1275keV γ の時間差を測定する。

4. 各CsI,NaIに測定されたエネルギー

module(QADC) (Lecroy 2249w, ゲート幅:7 μ s)

崩壊によって出てきた γ 線のエネルギーをCsI,NaI検出器で測定する。ゲート幅は7 μ sである。図3.5は、prompt annihilationで出た511keVの γ 2発をCsI,NaIそれぞれの検出器で捕らえたものである。

5. 宇宙線イベント

module(coincidence register) (Kaizu KC3220)

宇宙線等により検出器に大きなエネルギーデポジットがあった直後はベースラインが大きく乱れてしまい、エネルギーを正しく測定する事が出来ない。coincidence registerを用いて大きなエネルギーを落とした宇宙線イベントを記録しておく。

6. ゲートが開く直前のCsISUM,NaISUM,sourceCsI,triggerCsIのベースライン (Eadv)

module(QADC) (Lecroy 2249w, ゲート幅:4.5 μ s)・(林栄精器株式会社 RPC-022, ゲート幅:160ns)

ベースラインが揺れていると正しいエネルギーを観測する事が出来ない。この為、LongGate(4.5 μ s)とShortGate(160ns)を用いてCsISUM,NaISUM,sourceCsI,triggerCsIの4つのベースラインをモニターする(図3.6)。

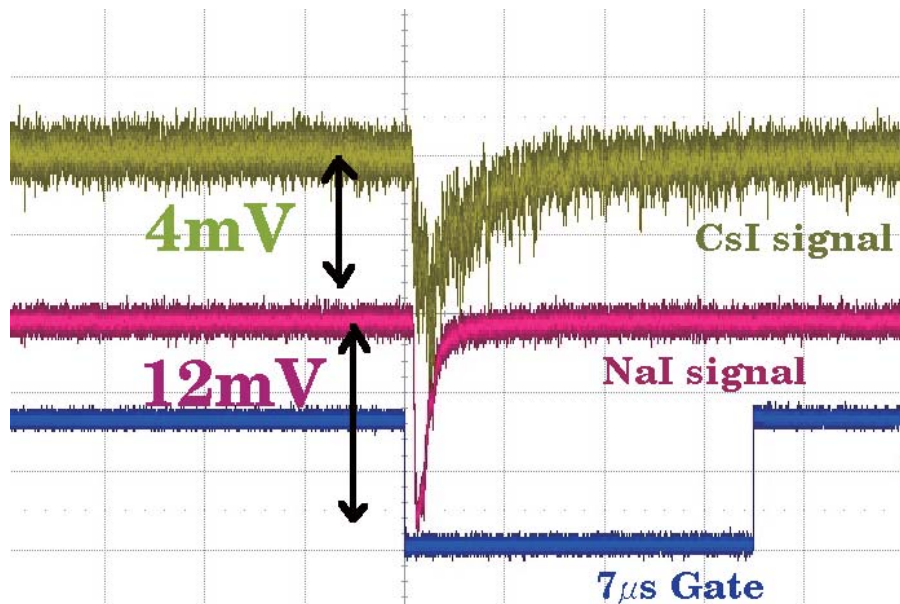


図 3.5: prompt annihilation で出た 2γ が CsI,NaI 両方に 511keV を落とした時の状況

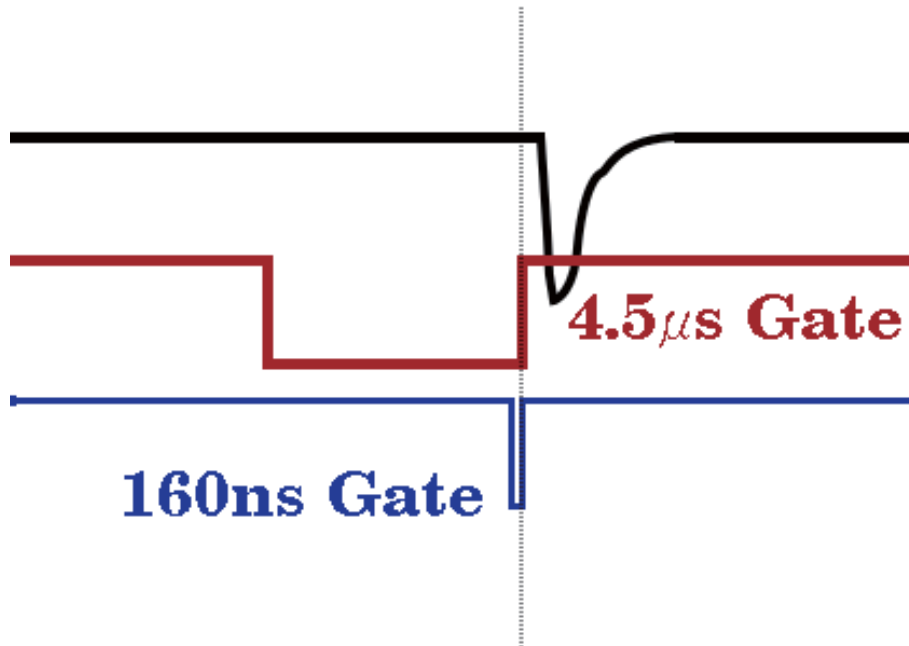


図 3.6: ベースラインの揺らぎを LongGate($4.5\mu\text{s}$) と ShortGate(160ns) を使い監視する

3.2.3 データ取得について

プラスチックシンチレーターに繋がれた 2 つの PMT からのそれぞれのパルスは、途中で 2 つに分割し、一つはそのエネルギーを記録する為に QADC へ、もう片方はトリガー信号を作る為に増幅器を通して discriminator へ送る。2 つの論理信号の coincidence が得られた時、DAQ を開始する。

4π 検出器を構成する CsI(Tl), NaI(Tl) カウンターのパルスは、それぞれ信号を分割した後に QADC(2249w) でエネルギー情報を記録する。ただし、CsI は全 30 本個別に QADC 値を記録するが、NaI(62 本) は個別に記録しない。幾何学的に位置の近いもの数本 (3~6 本) を加えて全 12 セクターを構成してから、各セクターのエネルギーを独立に記録する。

エネルギー測定のための QADC のゲートは、prompt annihilation による信号より 100ns 前から開き、 $7\mu\text{s}$ の幅を持たせた。こうすることで、CsI 自体のシグナル自体が約 $3\mu\text{s}$ の長さを持っている事を考えても、 $4\mu\text{s}$ 遅れた o-Ps の崩壊まで観測する事が出来る。o-Ps がゲートに捕らえられる最大時間幅 $4\mu\text{s}$ 仮に生き長らえたとしても、その確率は $\exp(-4/0.142) \sim 10^{-12}$ 程度であるから、これら遅い o-Ps 崩壊がゲートからはみ出して invisible 崩壊に見えてしまう確率は無視出来る。図 3.7 と図 3.8 に上記の prompt annihilation の時と o-Ps 崩壊が遅れた時の様子を図示する。

CsI, NaI カウンターの分割したもう片方のパルスは Mixer に送り、CsI(triggerCsI 以外) は CsI 同士、NaI は NaI 同士、それぞれ Linear に足していく。この全て足された CsI 信号と、同じく全て足された NaI 信号を便宜的に CsISUM, NaISUM と呼び、以下の a, b で使用する。

- a 宇宙線 Veto として利用する。

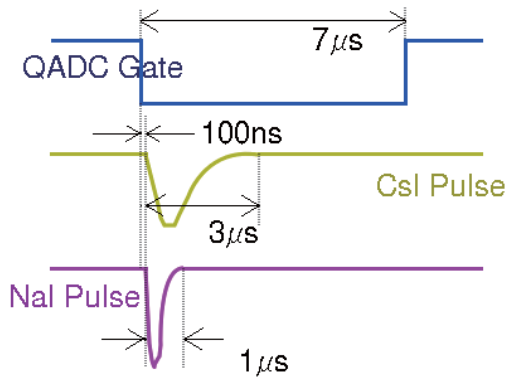


図 3.7: prompt annihilation の場合

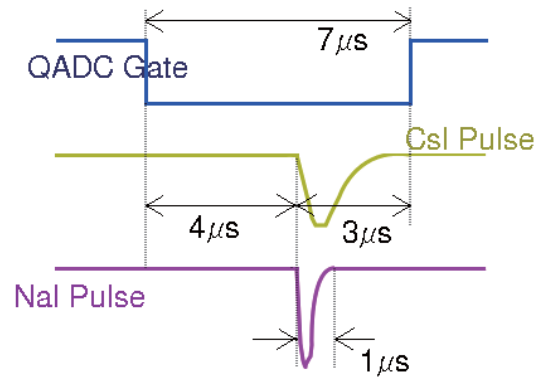


図 3.8: $4\mu\text{s}$ 遅れた o-Ps 崩壊まで観測可能

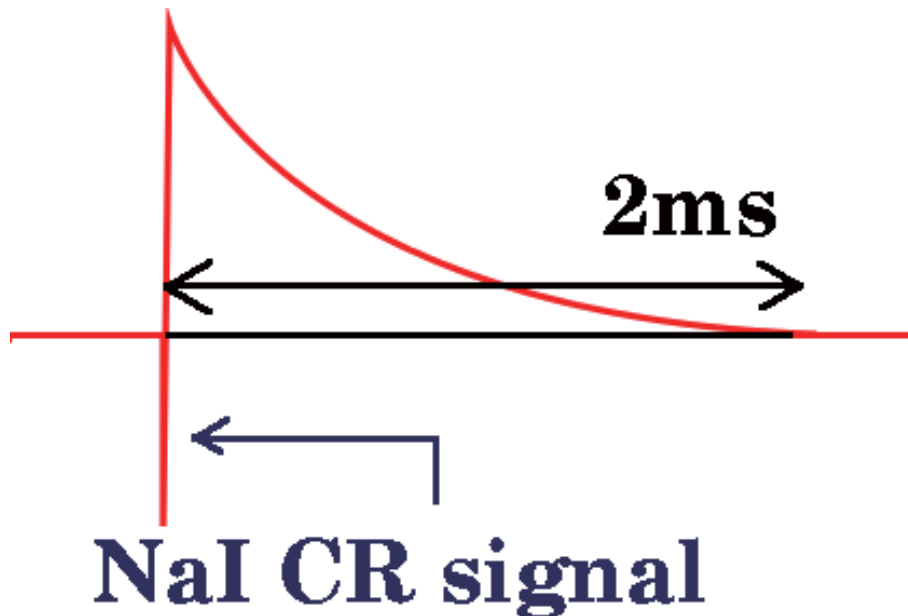


図 3.9: (NaI Sector) 大エネルギーを持つ宇宙線信号による増幅器のオーバーシュート

b CsISUM, NaISUM それぞれの E_{adv} を測定する。

(a) 宇宙線が来ると、ベースラインが乱れて正しいエネルギーの測定が出来ない。CsI Sector は、CsISUM を用いて 11.5MeV 以上の宇宙線に対して 1ms の veto を掛ける。このレートは 24Hz なので全イベント中約 2% 程度のイベントを捨てる事になる。NaI Sector は、図 3.9 に示すように大きなエネルギーを持つ宇宙線がやってくると使用アンプが大きなオーバーシュートを作ってしまう、ベースが再び落ち着くのに約 2ms の時間を要する。よって、NaISUM を用いて 5MeV 以上の宇宙線に対して 2ms の veto を掛ける。このレートは 70Hz なので全イベント中約 14% のイベントを捨てる事になる。尚、宇宙線イベントを捨てるという処理はオンライン上では行わず、CsISUM, NaISUM のパルス論理パルスに変換後一旦 coincidence register にその情報を貯めておき、後にオフラインでカット

する。表 3.1 に宇宙線 Veto に関する数字をまとめる。

CRVeto	宇宙線エネルギー閾値	veto 時間	頻度
CsISUM	11.5MeV	1ms	24Hz
NaISUM	5MeV	2ms	70Hz

表 3.1: CsISUM,NaISUM の宇宙線 Veto

(b) 宇宙線 Veto で落としきれなかったベースラインの定まらないイベントをオフラインで除去する為、CsISUM,NaISUM をディレイさせてベースラインの値 (Eadv(Energy-Advanced)) を記録しておく。この記録には LongGate($4.5\mu\text{s}$) と ShortGate(160ns) の 2 つのゲートを用いる。LongGate だけでは、速い揺れは charge 積分値がゼロとなりベースが揺れていてもよく分からない事がある。そこで ShortGate と併用する事により、速い揺れ、遅い揺れのどちらにも対応出来るようにする。このベースラインの監視は、CsISUM,NaISUM に加え、sourceCsI,triggerCsI の計 4 つで行う。

triggerCsI と sourceCsI の信号は Linear Fanout に入れ、LongGate($4.5\mu\text{s}$) と ShortGate(160ns) の Eadv 用 QADC、エネルギー測定用の QADC、TDC のストップ信号生成の為に使う高速アンプの 4 つに分割して送る。sourceCsI においては CsISUM 用の Mixer 用にも分割する。

triggerCsI と sourceCsI は、TDC を用いてプラスチックシンチレーターの 2PMT による coincidence 信号との時間差を測る。TDC のストップ信号の生成方法を、triggerCsI を例に挙げて図 3.10 に示して述べる。スタート信号は 2 つの PMT の論理積で、ストップ信号は triggerCsI の信号である。この際高速アンプ (Fast Filter Amplifier, Ortec579) を用いて信号を増幅する。また同時に、ジッターを抑えるために 50ns で積分して整形する。図 3.10 の黄色ラインは高速アンプ後の triggerCsI の信号であり、図の信号は $511\text{keV}\gamma$ を表す。discriminator の閾値は 25mV に設定し、85keV 以上の信号を取る。信号の立ち下がり時間は約 200ns である。このままでは赤いラインが示すようにノイズで discriminator が複数の論理パルスを生じてしまうので、最初の一つを生成した後、 $21\mu\text{s}$ 間 veto を掛けて余計な論理パルスの生成を禁止する。

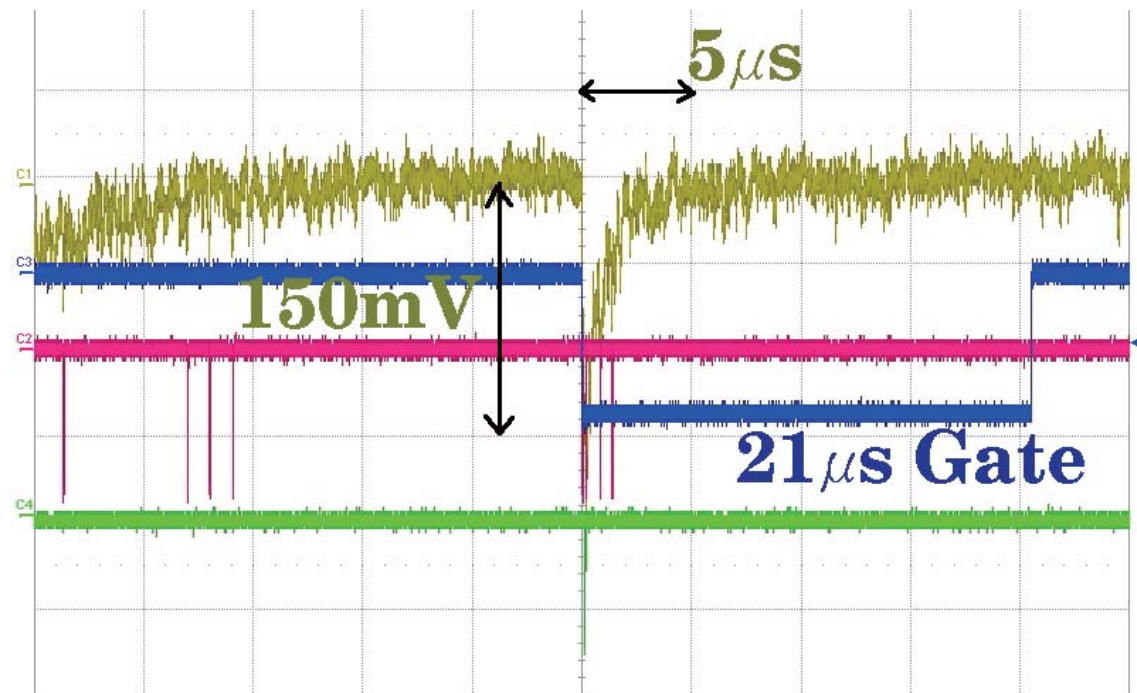


図 3.10: TDC のストップ信号の生成

黄：高速アンプ後の triggerCsI 信号 (図の信号は 511keV γ)，青：この区間 (21 μ s 間) 余計な論理パルスを作することを禁止する，赤：黄色の signal を 25mV 閾値で論理パルスに変換したもの (青で表す veto を掛けていない)，緑：きちんと一つだけの論理パルスが来ている

第4章 data analysis

4.1 イベントセレクション

データ取得は2006年12月22日から始め、約6日分のデータを貯めた。この間の e^+ トリガーレートは2.4kHzであり、計算して勘定すると e^+ トリガード事象は約 1.2×10^9 得られた筈である。しかし実際には、データ取得レートの遅さ故に上記イベントの内約 2.8×10^8 のデータのみ記録している。記録したデータから綺麗な e^+e^- 事象 (o -Ps 含む) を選び出す為、以下の5つのイベントセレクションを課す。

1. triggerCsI を用いた正しい1275keV γ イベントの選別
2. プラスチックシンチレーターの2PMTの光量比を用いた正しい e^+ イベントの選別
3. e^+ と1275keV γ の時間差を用いた正しい e^+ 崩壊イベントの選別
4. 宇宙線イベントを排除する事による正常なイベントの選別
5. ベースライン (Eadv) を監視する事による正常なイベントの選別

1-3のイベントセレクションは ^{22}Na による正しい e^+ 崩壊事象を選別する為のものであり、4-5のものはその内綺麗な事象のみを選び出す為のものである。

4.1.1 イベントセレクションの詳細

(1) 図4.1に示すように、triggerCsIの1275keV γ に対する分解能は $\sigma \sim 50\text{keV}$ である。黒線はカットポジションである $1275\text{keV} \pm 50\text{keV}$ のところに入れてある。1275keVのイベントを $\sim \pm 1\sigma(50\text{keV})$ で選別する。選択効率は約3.3%である。

(2) プラスチックシンチレーターに繋がった2つのPMTの光量分布を図4.2と図4.3に示す。図に示す黒い線がカットラインを表し、ラインで囲まれた範囲(表4.1)のイベントを取る。これにより、ファイバーの腕の部分ではなく、潰した $100\mu\text{m}$ の所(プラスチックシンチレーター)にエネルギーを落とした事象を選ぶ。選択効率は約90.3%である。

e^+ 光量比	カット領域
pla1(x[ch]) vs pla2(y[ch])(LongGate)	$x-100 < y < x+100$
pla1(x[ch]) vs pla2(y[ch])(ShortGate)	$x-100 < y < x+100$

表 4.1: e^+ 光量比

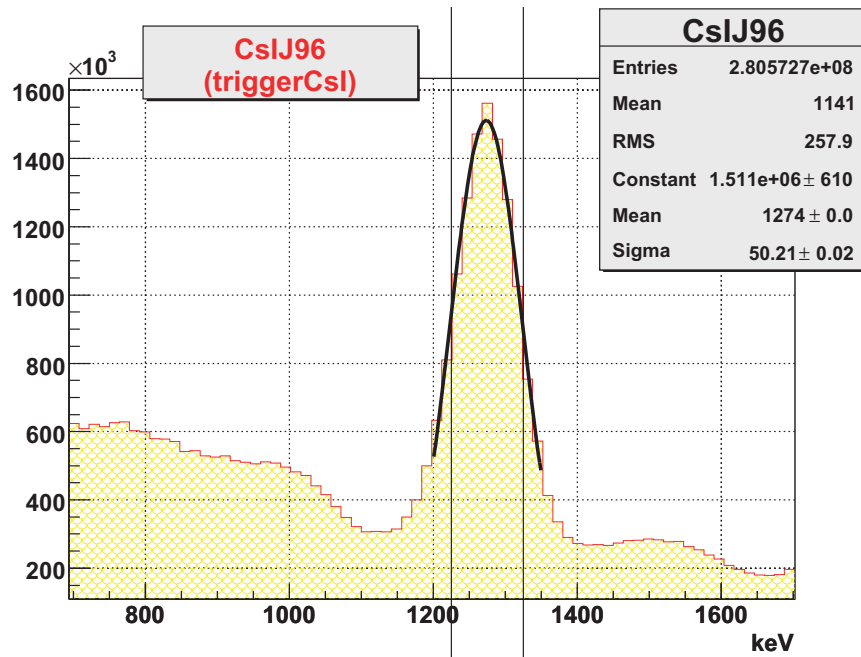


図 4.1: triggerCsI のエネルギースペクトル (1275keV 付近)

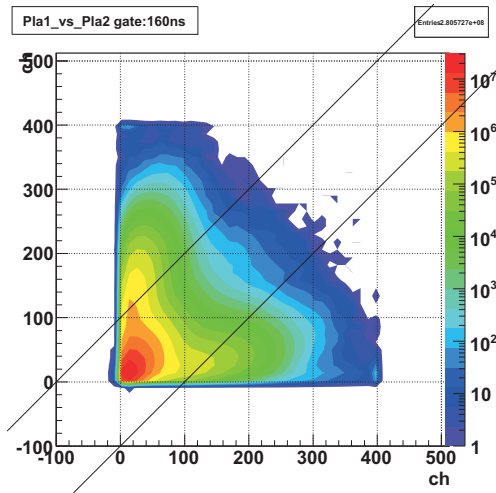


図 4.2: pla1 vs pla2 (ShortGate:160ns)

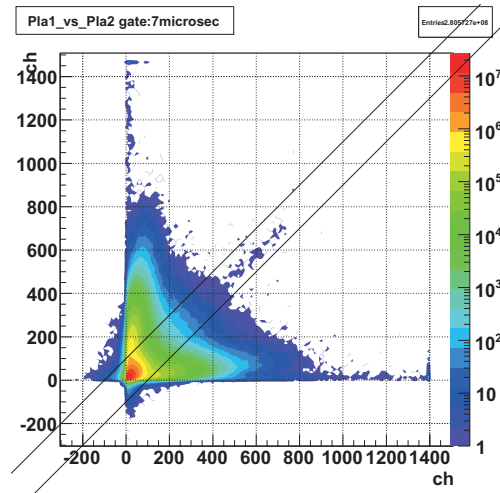


図 4.3: pla1 vs pla2 (LongGate:7μs)

(3) e^+ と $1275\text{keV}\gamma$ の時間差を TDC で調べる。得られる時間スペクトルに対して図 4.4 に示すように walk 補正を施す。図は上二つが walk を補正する前の図で、下二つが補正後のものである。左図は triggerCsI のエネルギー (E_{trigger}) に対する triggerCsI の時間スペクトル (T_{trigger}) を表し、右図は triggerCsI のエネルギーを $1225 < E_{\text{trigger}} < 1325$ に制限した時の triggerCsI の時間スペクトル (T_{trigger}) を表す。補正後の分解能は $\sigma \sim 5\text{ns}$ であり、イベントを $\sim \pm 2\sigma (10\text{ns})$ で選別する。選択効率は約 91.7% である。

(4) 宇宙線 Veto に関しては第 3 章で詳しく述べているのでここでは割愛する。表 3.1 を

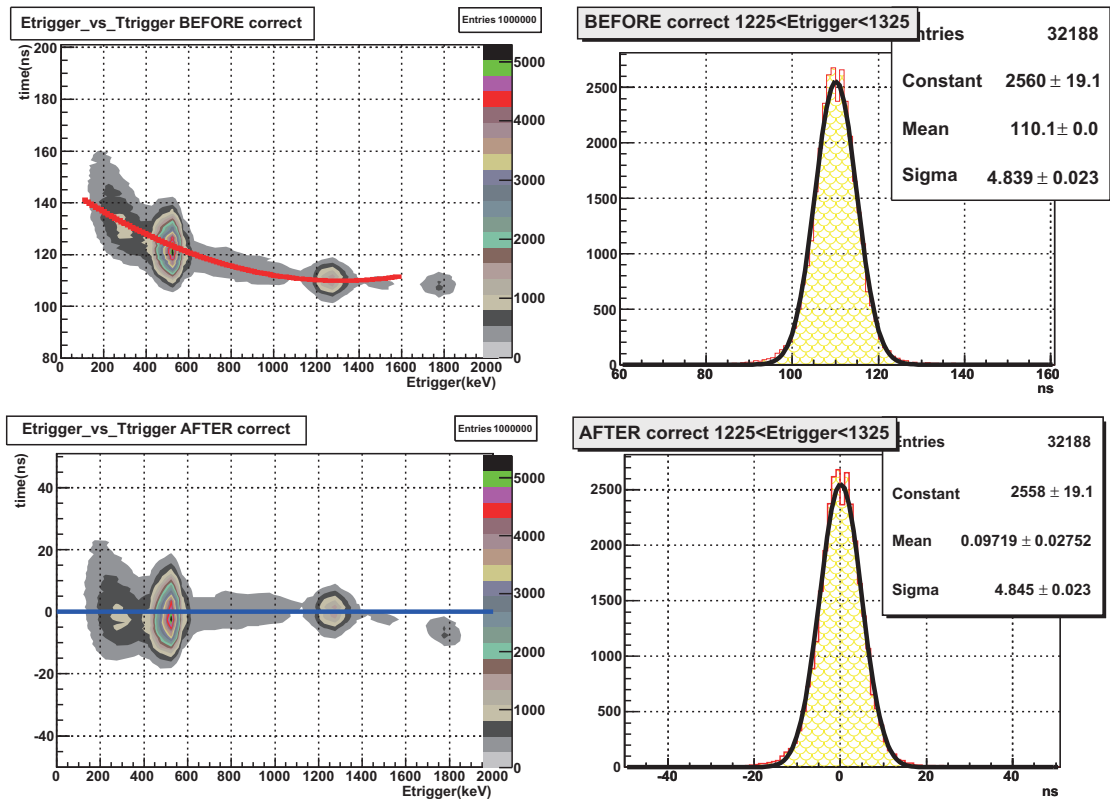


図 4.4: 左上: Etrigger vs Ttrigger(walk 補正前) , 右上: 1225<Etrigger<1325 カット時の Ttrigger(walk 補正前) , 左下: Etrigger vs Ttrigger(walk 補正後) , 右下: 1225<Etrigger<1325 カット時の Ttrigger(walk 補正後)

参考にされたい。選択効率は約 85.7%である。

(5) 検出器で正しいエネルギーを測定する為、直前のベースラインを監視する。図 3.6 に LongGate(4.5 μ s) と ShortGate(160ns) で採取するデータの位置を示した。どちらのゲートも信号の直前を記録し、CsISUM・NaISUM・triggerCsI・sourceCsI、の計 4 つのベースラインを監視する。LongGateの方は線源を用いてキャリブレーションしている。

図 4.5 は EtotCsI(triggerCsI 以外の CsI セクターのみのエネルギー和) と ShortGate を使った EadvCsISUM の相関図で、図 4.6 は EtotNaI(NaI セクターのみのエネルギー和) と ShortGate を使った EadvNaISUM の相関図である。それぞれの図に入っている黒線はカットラインを表す。表 4.2 にその値を載せてある。CsISUM,NaISUM のどちらの図を見ても Eadv と Etot には赤いラインで示す正の相関が見られる。ShortGate の EadvCsISUM カットを掛ける事で、ベースラインにより生ずる EtotCsI の測定誤差を ± 300 keV 程度に抑える。また、ShortGate の EadvNaISUM カットを掛ける事で、ベースラインにより生ずる EtotNaI の測定誤差を ± 50 keV 程度に抑える。

図 4.7 は EtotCsI と LongGate を使った EadvCsISUM の相関図で、図 4.8 は EtotNaI と LongGate を使った EadvNaISUM の相関図である。それぞれの図に入っている黒線はカットラインを表し、表 4.2 にその値を載せてある。CsISUM,NaISUM 共に赤色とライム色の

Eadv	カット領域
CsISUM(LongGate)	$-55\text{keV} < \text{CsISUMLong} < 201\text{keV}$
NaISUM(LongGate)	$-34\text{keV} < \text{NaISUMLong} < 83\text{keV}$
sourceCsI(LongGate)	$-5\text{keV} < \text{sourceCsILong} < 50\text{keV}$
triggerCsI(LongGate)	$-10\text{keV} < \text{triggerCsILong} < 40\text{keV}$
CsISUM(ShortGate)	$-18\text{ch} < \text{CsISUMShort} < 14\text{ch}$
NaISUM(ShortGate)	$-10\text{ch} < \text{NaISUMShort} < 10\text{ch}$
sourceCsI(ShortGate)	$-4\text{ch} < \text{sourceCsIShort} < 6\text{ch}$
triggerCsI(ShortGate)	$-10\text{ch} < \text{triggerCsIShort} < 10\text{ch}$

表 4.2: Eadv のカットについて

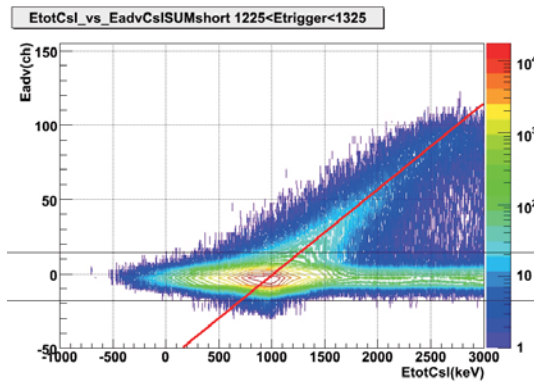


図 4.5: EtotCsI vs EadvCsISUM (Short-Gate:160ns)

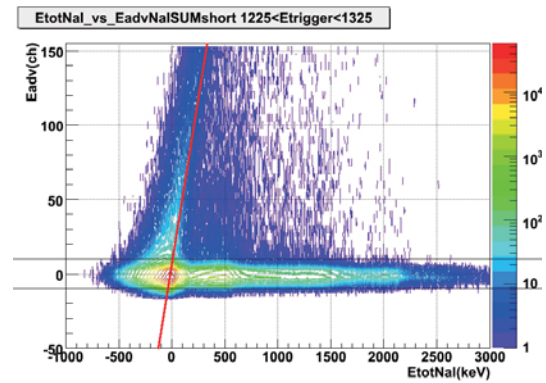


図 4.6: EtotNaI vs EadvNaISUM (Short-Gate:160ns)

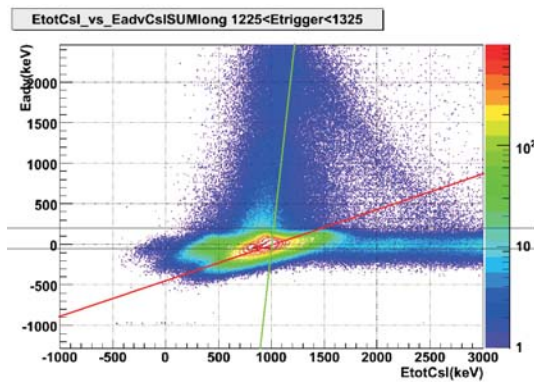


図 4.7: EtotCsI vs EadvCsISUM (LongGate:4.5μs)

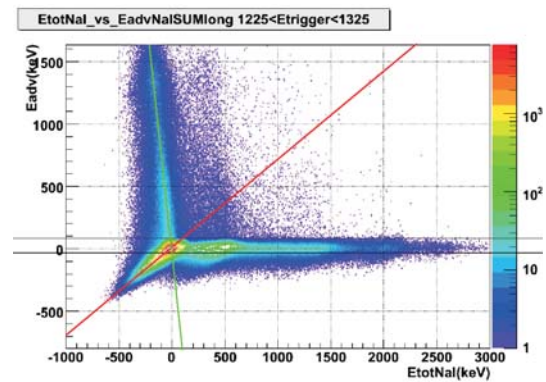


図 4.8: EtotNaI vs EadvNaISUM (LongGate:4.5μs)

ラインで示す 2 種類の相関が見られる。2 種の時定数の異なるふらつきがある事が原因と考えられる。CsISUM の 2 種類の相関は両方正の相関である。LongGate の EadvCsISUM カットを掛ける事で、ベースラインにより生ずる EtotCsI の測定誤差 (赤色のライン) を-

150keV 以上 500keV 以下に抑える。また、ベースラインにより生ずる EtotCsI の測定誤差 (ライム色のライン) を -10keV 以上 50keV 以下に抑える。NaISUM の 2 種類の相関は、一つが正の相関、残りの一つが負の相関である。LongGate の EadvNaISUM カットを掛ける事で、ベースラインにより生ずる EtotNaI の測定誤差 (赤色のライン) を -100keV 以上 150keV 以下に抑える。また、ベースラインにより生ずる EtotNaI の測定誤差 (ライム色のライン) を -10keV 以上 30keV 以下に抑える。選択効率は約 33.3% である。

表 4.3 にイベントセレクションカットをまとめる。

Event Selection name	Selection CUT		Fraction of Event remaining after cut
	# of σ	value of 1σ	
triggerCsI(1275keV)	$\pm 1\sigma$	$\sim 50\text{keV}$	3.3%
e^+ 光量比	表 4.1 参照		3.0%
timing	$\pm 2\sigma$	$\sim 5\text{ns}$	2.7%
CRVeto	表 3.1 参照		2.3%
EadvVeto	表 4.2 参照		0.78%

表 4.3: イベントセレクションカットのまとめ

4.2 o-Ps 生成率の測定

o-Ps 崩壊のタイムスペクトルを測定して、o-Ps の生成率を求める。実際のデータ収集のセットアップとトリガー方法を流用する。プラスチックシンチレーターに繋がった 2 つの PMT の論理積でスタートを掛け、sourceCsI からの信号をストップに利用する。

図 4.9 は得られた結果である。全イベントセレクションを掛けてある。sourceCsI に閾値である 85keV 以上のエネルギーを落としたもの全てでプロットしてあり、walk 補正を施してある。このタイムスペクトルは以下の 3 つの部分に大別することが出来る。

- prompt peak 部
- o-Ps decay 部
- accidental 部

prompt peak は 0ns に立つ鋭いピークのことである。このピークは 125ps という短命の p-Ps 崩壊や e^+e^- 対消滅に起因する。このピークの幅は $\sigma \sim 7\text{ns}$ である。そのすぐ後から o-Ps 崩壊による指数関数的に減少している崩壊曲線が続き、さらにその後、o-Ps が崩壊し尽くした 900ns 以降は平らな部分が続く。これは、 ^{22}Na の e^+ 崩壊と相関のない γ 線がストップをかけたアクシデンタルなイベントである。

上記の崩壊曲線を、 A, B, τ をパラメーターとして

$$A \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + B \quad (4.1)$$

という式でフィットする。 τ は o-Ps の寿命である。

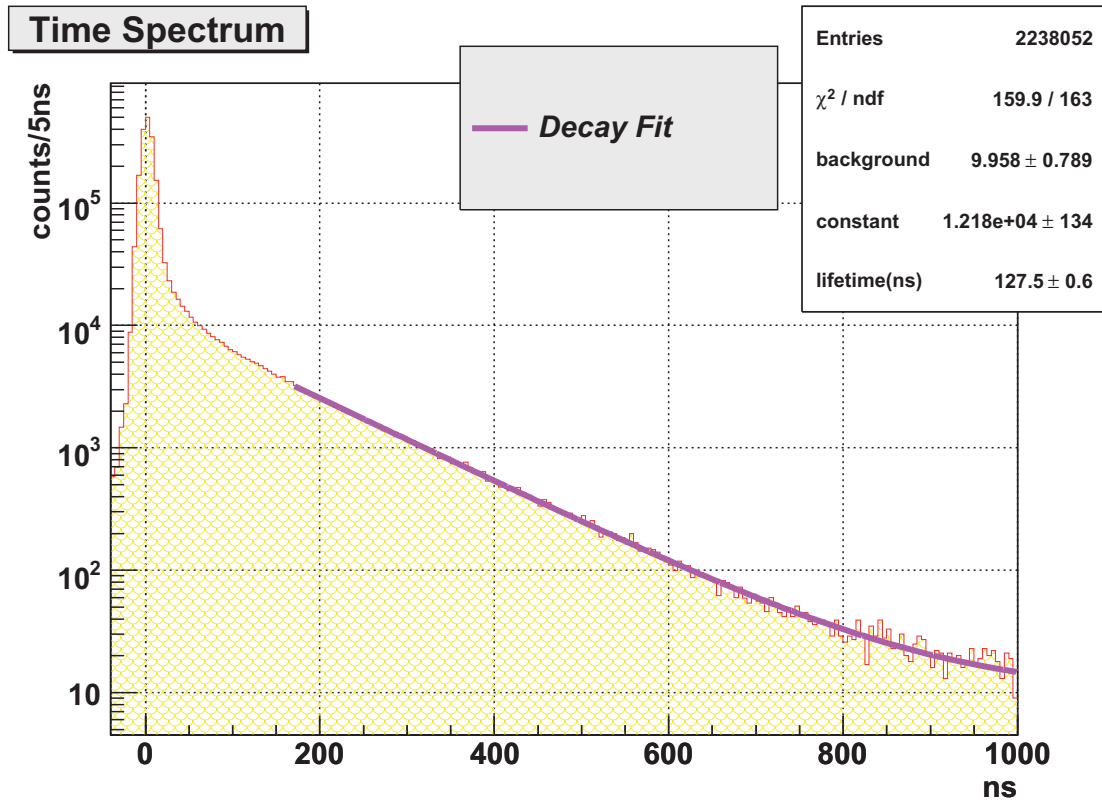


図 4.9: o-Ps 崩壊曲線

図 4.10 は、フィッティングの終点を 1000ns に固定し、始点を動かしながら o-Ps の寿命 τ_{o-Ps} を見積もったものである。全イベントセレクションを掛けてある。フィッティング始点が 150ns より前の時に寿命が特に小さい値を示す訳は、prompt annihilation の雪崩込みが原因である。この図から、寿命がよく安定するフィッティング始点 170ns の値を用いると、 N_2 ガス中の o-Ps の寿命として

$$\tau = 127.5 \pm 0.6\text{ns} \tag{4.2}$$

が得られる。この値は 1 気圧の N_2 ガス中の寿命値とコンシステントである。

o-Ps の生成率は、 3γ と 2γ の検出効率を $x:1$ とすると

$$\begin{aligned} P_{o-Ps} &= \frac{\frac{A\tau}{\Delta t} \cdot \frac{1}{x}}{\frac{A\tau}{\Delta t} \cdot \frac{1}{x} + (N - \frac{A\tau}{\Delta t})} \\ &= \frac{\frac{1}{x}}{\frac{1}{x} - 1 + \frac{N\Delta t}{A\tau}} \end{aligned} \tag{4.3}$$

と書ける。ここで Δt はビンの幅 5ns であり、 N は全カット後の全イベント数である。寿命と同じく図 4.9 で表す A と τ の値を用いると、 $x \sim 1$ の時、(4.3) より o-Ps の生成率は約 14% になる。

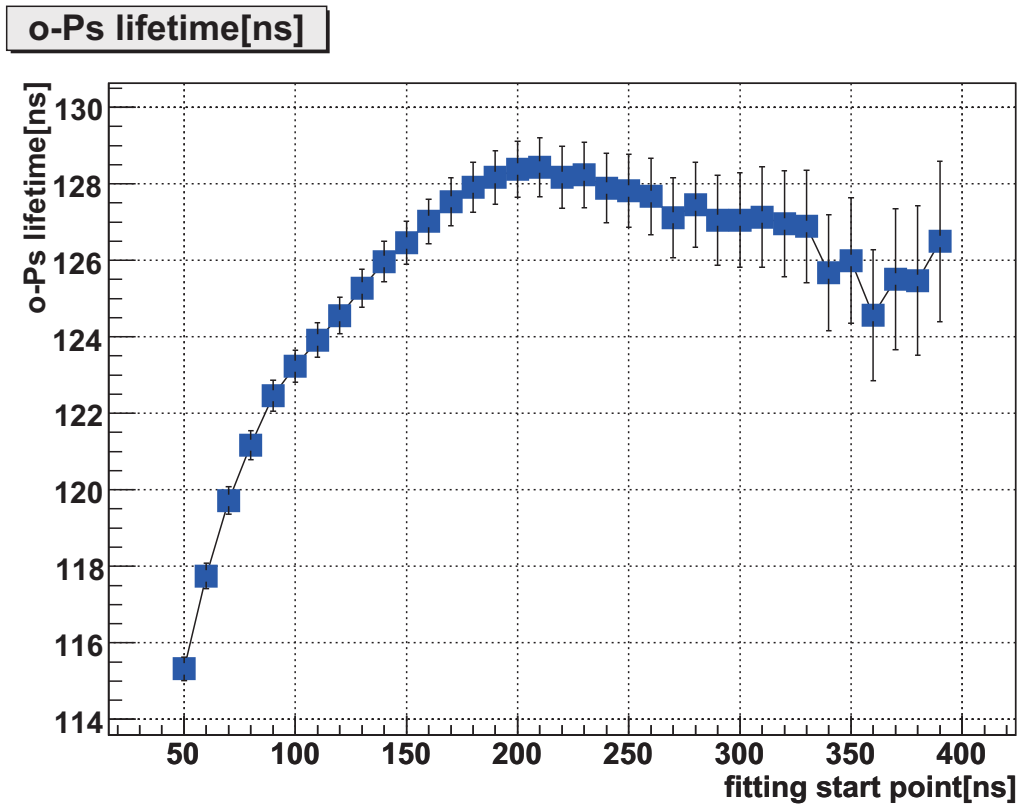


図 4.10: フィッティング始点を動かすことによる o-Ps 寿命変化 (フィッティング終点:1000ns)

4.3 結果

第2章冒頭では、検出器のペダスタルは正規分布に従い且つ CsI, NaI 検出器それぞれで同じ σ を持つという単純な仮定の下に計算し、 $\sigma_{tot} \sim 20\text{keV}$ を得た。しかし実際には、 σ_{tot} は以下の理由で悪くなる。

- エレキからのノイズ
- 崩壊イベントのパイルアップ
- 検出器間のクロストーク

測定して求めた実際の σ_{tot} は約 34keV である。

図 4.11 が最終的に得られた E_{tot} の図である。このスペクトル中のイベントは、全 e^+ 崩壊イベントの内イベントセレクションを全て掛けたものである。前方へコンプトン散乱してそのまま検出器外へ逃げていった γ 線がある為、 1022keV のピークは低エネルギー側にテールを引いている。o-Ps \rightarrow invisible を探索する為、図 4.11 のインセットに 0keV 付近の拡大図を合わせて載せている。拡大してみると 70keV に 1 イベントがある以外は 100keV 以下の領域には検出されていない。 0keV 付近の分解能は $\sigma \sim 34\text{keV}$ なので、o-Ps \rightarrow invisible 崩壊は検出されなかったと結論出来る。

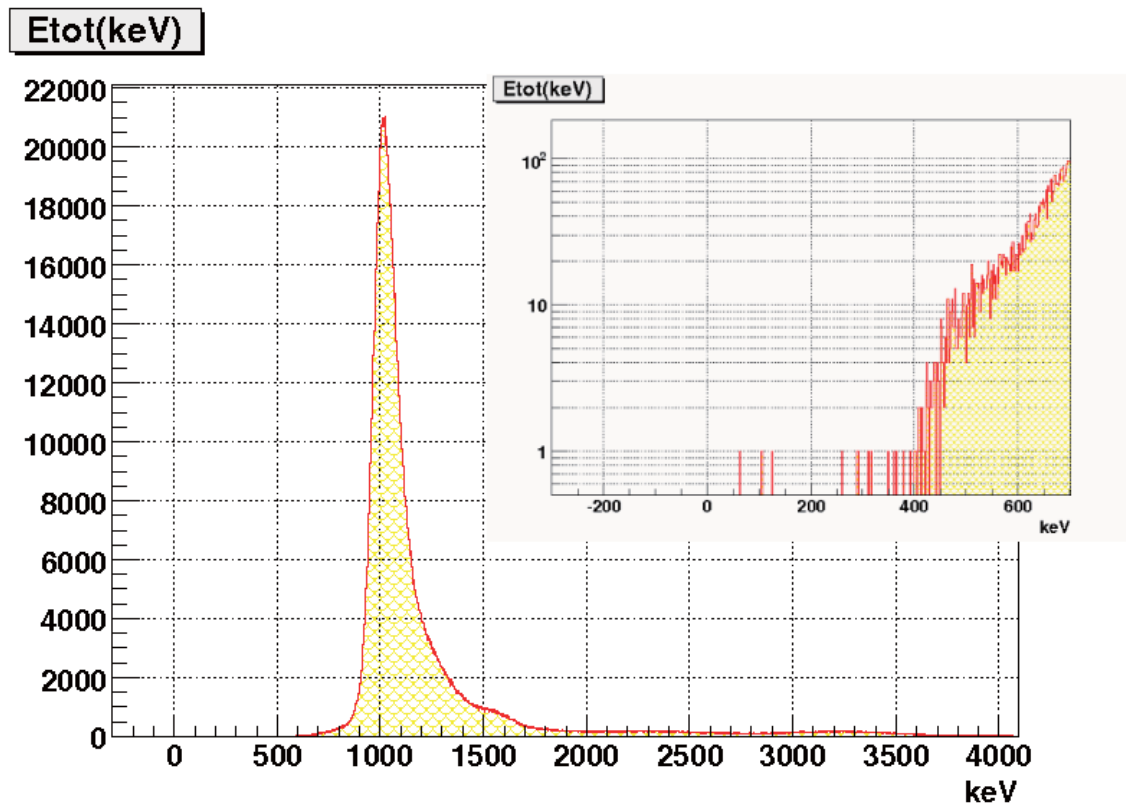
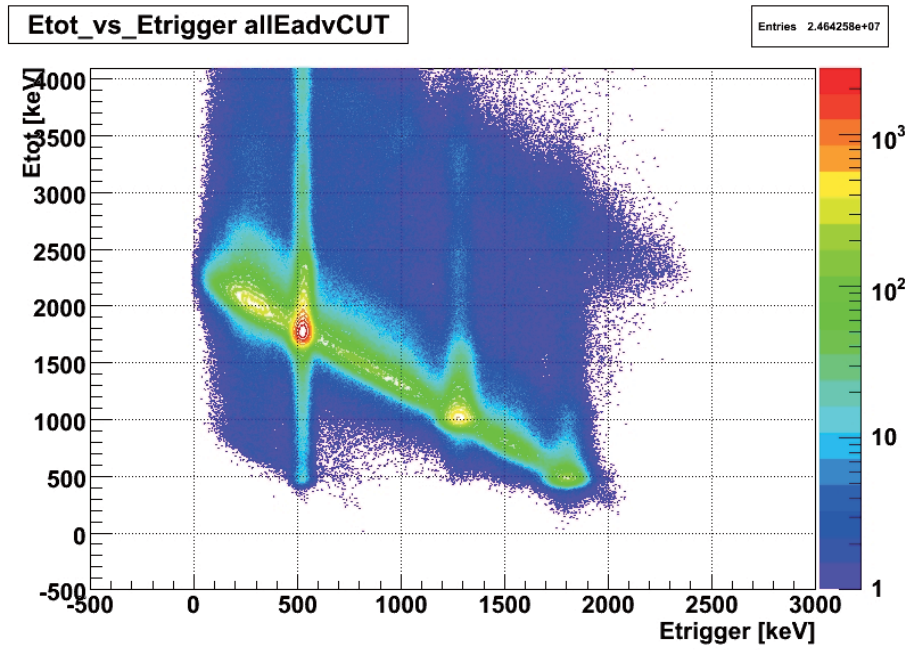


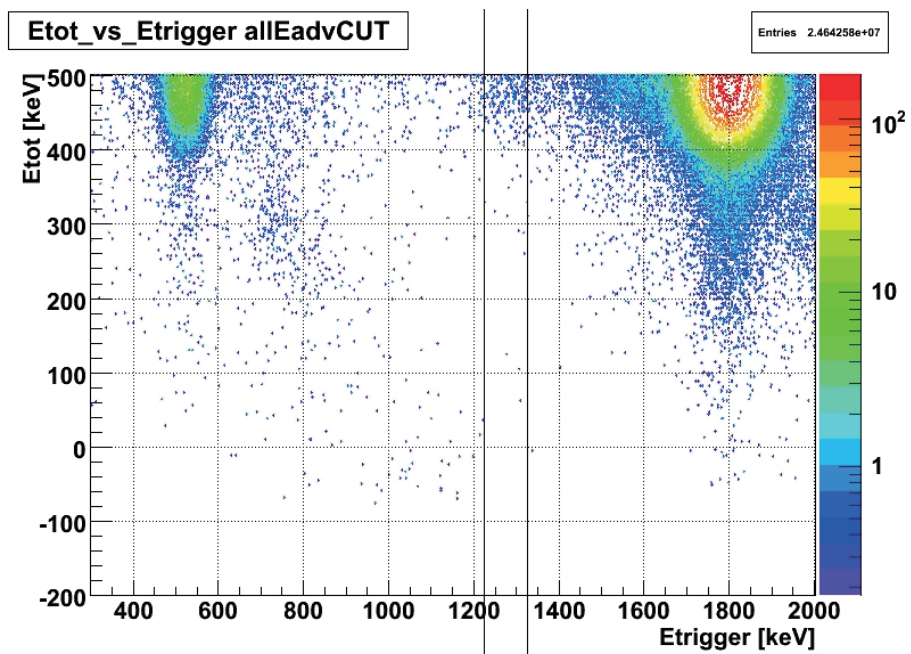
図 4.11: Etot, (インセットは低エネルギー領域の拡大図)

図 4.12 に Etrigger vs Etot を示す。イベントセレクションは $1225\text{keV} < E_{\text{trigger}} < 1325\text{keV}$ 以外の全てで行っている。Etrigger+Etot ~ 2.3 MeV 付近に見える帯は、 ^{22}Na の e^+ 崩壊の全エネルギー ($1275\text{keV} + 1022\text{keV} = 2297\text{keV}$) に対応している。この $1225\text{keV} < E_{\text{trigger}} < 1325\text{keV}$ の領域が図 4.11 の Etot スペクトルである。図 4.13 は、図 4.12 の低エネルギー領域 ($-300\text{keV} < E_{\text{trigger}} < 2000\text{keV}$, $-200\text{keV} < E_{\text{tot}} < 500\text{keV}$) を拡大したものである。Etrigger=1225keV と Etrigger=1325keV に黒線を入れてある。図 4.11 で見られる 200keV 以下のイベント 3 つの位置を確認出来る。

図 4.14 はカット範囲である $-10\text{ns} < T_{\text{trigger}} < 10\text{ns}$ から外れたイベントを敢えてセレクトしてプロットしたもので、その他のカットは全て掛けてある。これを用いて EC photon と PMT ノイズによるアクシデンタルコインシデンスを調べる。3.3MeV の所に見えるピークは、二つの e^+ 崩壊がアクシデンタルに重なった結果起こるイベント ($1022\text{keV} + (1275\text{keV} + 1022\text{keV})$) である。triggerCsI に入った $1275\text{keV}\gamma$ とプラスチックシンチレーターを鳴らした e^+ はそれぞれ別の e^+ 崩壊であったと考えられる。また、 e^+ 崩壊と EC photon がアクシデンタルに重なった結果起こるイベント ($1022\text{keV} + 1275\text{keV} \sim 2.3\text{MeV}$) も見える。invisible 崩壊領域には 1 イベントも観測されていない。結果、上記のような EC photon と PMT ノイズのアクシデンタルコインシデンスは起きていない事が分かる。これはプラスチックシンチレーターの 2PMT の光量比カットで正しい e^+ イベントを取得している為である。



☒ 4.12: Etrigger vs Etot



☒ 4.13: Etrigger vs Etot ($-300\text{keV} < \text{Etrigger} < 2000\text{keV}, -200\text{keV} < \text{Etot} < 500\text{keV}$)

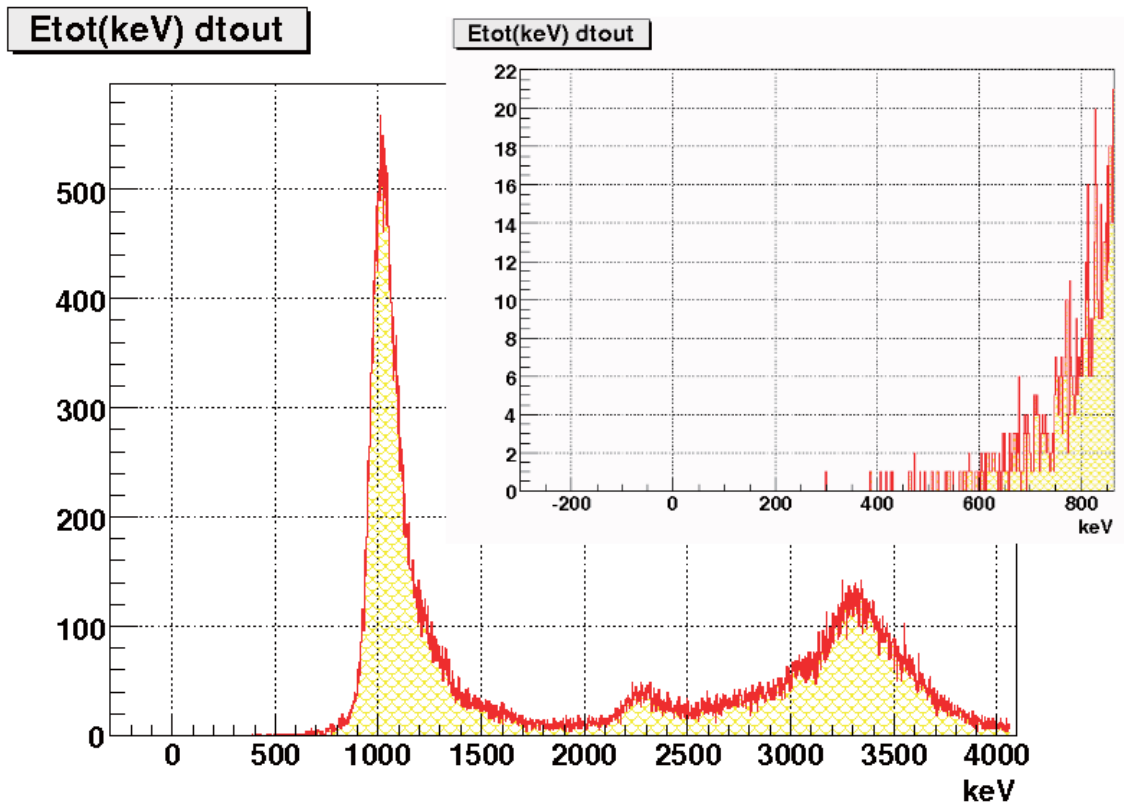


図 4.14: Etot dtout, (インセットは低エネルギー領域の拡大図)

4.3.1 最終結果

event	数
全 e^+ 崩壊 event	4.7×10^9
全 e^+ triggered event	1.2×10^9
実際に収集した全 e^+ triggered event	2.8×10^8
triggerCsI 1275triggered event	9.3×10^6
e^+ 光量比	8.4×10^6
$-10\text{ns} < T_{\text{trigger}} < 10\text{ns}$	7.7×10^6
CR veto	6.6×10^6
Eadv Cut	2.2×10^6
$o\text{-Ps} \rightarrow 3\gamma$ event	3.2×10^5

表 4.4: 6 日 RUN で得られた実データの組成

約 6 日間の RUN で測定したデータの詳細を表 4.4 にまとめる。対応する Geant4 シミュレーションの見積りが表 2.1 である。

invisible 崩壊の検出効率に関して、 $E_{\text{tot}} < 50\text{keV}$ を取る選択効率の他に放射線の影響も考慮し、0.87 とする。これはペDESTAL測定から評価した。以上、まず e^+e^- 事象から invisible 崩壊への分岐比

$$\begin{aligned} \text{Br}(e^+e^- \rightarrow \text{invisible}) &< 1.2 \times 10^{-6} \\ &\quad (90\% \text{C.L.}) \\ \text{Br}(e^+e^- \rightarrow \text{invisible}) &< 1.6 \times 10^{-6} \\ &\quad (95\% \text{C.L.}) \end{aligned} \tag{4.4}$$

が得られる。更に $o\text{-Ps}$ 事象から invisible 崩壊への分岐比として、最終結果

$$\begin{aligned} \text{Br}(o\text{-Ps} \rightarrow \text{invisible}) &< 8.3 \times 10^{-6} \\ &\quad (90\% \text{C.L.}) \\ \text{Br}(o\text{-Ps} \rightarrow \text{invisible}) &< 1.1 \times 10^{-5} \\ &\quad (95\% \text{C.L.}) \end{aligned} \tag{4.5}$$

を得る。6 日分のデータで目標の $1/300$ の感度である。 10^8 に達するには 1800 日 (約 5 年) の RUN が必要となる。

10^8 に到達するのが当初予定していた 6ヶ月から大幅に遅れる最大の理由は、 e^+ トリガーレート 2.4kHz に比べ、データ取得レートが 550Hz 、と 23%程度しか得られていない事による。これを改良する為に、

1. プログラムの高速化
2. トリガーまわりの変更

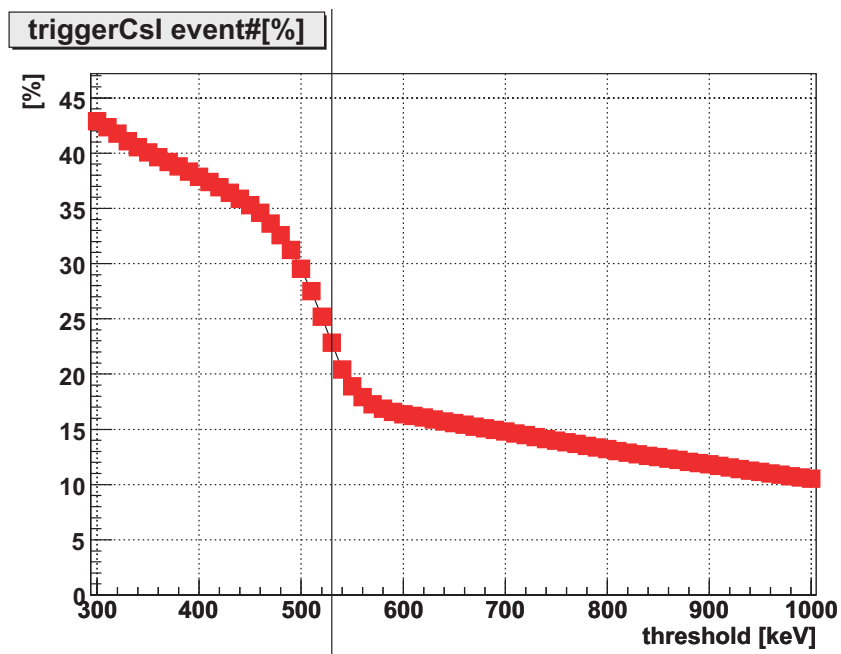


図 4.15: triggerCsI を用いた、閾値に対して得られるイベントの割合

を行う。(2)に関してだが、現在オフライン上で行っている 1275keV の大まかな選別をオンライン上で行い、 e^+ と合わせてトリガー信号にする事でレートを下げ、トリガーイベントの実質 100%のデータ取得を目指す。図 4.15 は triggerCsI の閾値に対して得られるイベントの割合を表す。取得イベントが 23%以下となるように閾値を設定するが、530keV 以上の閾値を掛ければよい事が分かる。この改良により、約 1 年 2 ヶ月の実験で目標である 10^8 程度の $o\text{-Ps}$ 現象取得が期待出来る。

データ取得レートを上げる為に現在の線源強度 (10kBq) をより強いものに変える事も考えたが、 e^+ 崩壊を起源とする γ の CsI(時定数: $\sim 900\text{ns}$) でのオキュパンシーは現在 3%程度の為、これ以上の強度にするとパイルアップが問題となる。よって強度の変更は行わない。

第5章 interpretation

5.1 結果の焼直し

5.1.1 余剰次元への制限

(1.10) と (4.5) を用いると、 $n=2$ の時、

$$k > 0.06\text{TeV} \quad (90\% \text{C.L.}) \quad (5.1)$$

という制限を得る。目的の $1/300$ の感度しか探っていない為、未だ弱い制限となっている。

5.1.2 mirror world への制限

ordinary $o\text{-Ps}(o\text{-Ps})$ と mirror $o\text{-Ps}(o\text{-Ps}')$ の $o\text{-Ps} \leftrightarrow o\text{-Ps}'$ 振動について考える。(1.18) と (4.5) より、

$$\varepsilon < 3.7 \times 10^{-8} \quad (90\% \text{C.L.}) \quad (5.2)$$

という制限を得る。

5.1.3 milli-charged particle への制限

等しい質量スケールを要求しない時 (shadow universe)、shadow fermion の質量が電子質量より遥かに軽い場合に限り $o\text{-Ps}$ から崩壊出来る。この shadow fermion は milli-charged particle として振る舞うので、ここでは現象論的に charge εe ・質量 m_f の粒子への崩壊と捉え、 ε と m_f への制限を与える。(1.29) と (4.5) より、

$$\begin{cases} \varepsilon < 1.5 \times 10^{-4} \\ m_f \ll m_e \end{cases} \quad (5.3)$$

という制限を得る。図 5.1 に 6 日分データで否定された領域 (緑色の部分) を比電荷 ε -質量 m_f 平面で示す。

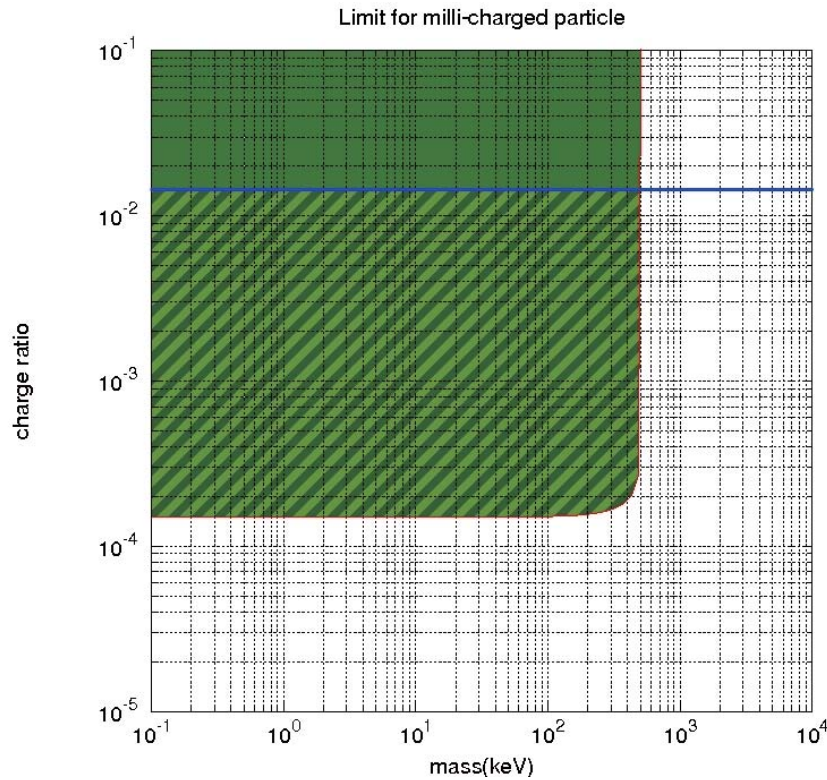


図 5.1: 6 日分のデータで制限された milli-charged particle の質量-charge 領域

milli-charged particle の ionization による制限の効果も少し調べる。Bethe のエネルギー損失式 (5.4) より、

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dx} &\propto \varepsilon^2 \cdot \frac{1}{\beta^2} \\ &= \varepsilon^2 \frac{m_e^2}{m^2 - m_e^2} \end{aligned} \tag{5.4}$$

荷電粒子の ionization による物質へのエネルギー付与は charge の 2 乗に比例する。運動エネルギー 500keV を持つ電子の CsI での飛程は約 0.5mm なので、charge 量 $\sim 10^{-3}e$ 程度の milli-charged particle と検出器 40cm を仮定すると、milli-charged particle が検出器に落とすエネルギーは (5.5) のように無視出来る。

$$500\text{keV} \times 0.4\text{m}/500\text{m} = 0.4\text{keV} \tag{5.5}$$

ionization の効果は charge 量が大きくなるにつれ無視出来なくなる為、前回の実験 [15]- [17] を元に ionization による比電荷の上限を

$$\varepsilon \leq 1.5 \times 10^{-2} \tag{5.6}$$

とし、図 5.1 のハッチの部分を変更して 6 日分のデータで否定した領域とする。

第6章 summary

o-Ps は粒子・反粒子の綺麗で単純な系である。p-Ps と比べて 10^3 程度長い寿命を持つ事と合わせ、標準模型を超えた物理を探る上で最適な物質であると言える。本論文では、o-Ps のエネルギー消失を調べる事で余剰次元・mirror world・milli-charged particle の存在を探った。

第1章では、o-Ps の性質や、o-Ps からの崩壊先として考えられる余剰次元・mirror world・milli-charged particle についてその詳細を述べた。第2章では、実験方法、検出器、本実験を始める前の予備実験など、本実験に関するベーシックな部分について述べた。第3章では、実際の実験室、DAQ で使うエレクトロニクスなど、本実験のデータ取得直前の様子やセットアップについて述べた。第4章では、DAQ で取得した6日分のデータを解析して得た結果について述べた。第5章では、得た結果の余剰次元・mirror world・milli-charged particle への崩壊の焼き直しを行い、それを述べた。

結果のまとめ

目標の $1/300$ の感度ではあるが、6日分のデータで未だ $e^+e^- \rightarrow \text{invisible}$ 崩壊や o-Ps $\rightarrow \text{invisible}$ 崩壊は観測出来ていない。以下 (6.1) は得られた結果の 90% C.L. 制限値である。

$$\begin{aligned} \text{Br}(e^+e^- \rightarrow \text{invisible}) &< 1.2 \times 10^{-6} \\ &\quad (90\% \text{C.L.}) \\ \text{Br}(o\text{-Ps} \rightarrow \text{invisible}) &< 8.3 \times 10^{-6} \\ &\quad (90\% \text{C.L.}) \end{aligned} \tag{6.1}$$

更に上記の結果を余剰次元、mirror world、milli-charged particle への崩壊の制限に焼き直すと、各々

(o-Ps \rightarrow 余剰次元)

$$\begin{aligned} k &> 0.06 \text{TeV} \\ &\quad (90\% \text{C.L.}) \end{aligned} \tag{6.2}$$

(o-Ps \rightarrow mirror world)

$$\begin{aligned} \varepsilon &< 3.7 \times 10^{-8} \\ &\quad (90\% \text{C.L.}) \end{aligned} \tag{6.3}$$

(o-Ps \rightarrow milli-charged particles)

$$\begin{cases} \varepsilon < 1.5 \times 10^{-4} \\ m_f \ll m_e \end{cases} \quad (6.4)$$

という制限を得る。

今後の展望

e^+ トリガーレートと比べ、データ取得レートは約 1/4 程度と格段に遅い。このままでは 10^8 の最終感度に到達するのに約 5 年掛かってしまう。現在 DAQ の改良を行っている。

謝辞

筆を置くに当たり、私はまず共同研究者である浅井祥仁助教授、難波俊雄氏、小林富雄教授、兼田充君に深い感謝の意を表したく思います。特に指導教官である浅井助教授と研究機関研究員である難波氏には、物理学の発想や実験者としての姿勢に始まり日本語の正しい書き方に至るまであまりに多くの事を学び、この場で感謝し尽くすことが出来ません。また、小林教授の適切な助言と兼田君の協力がなければ本研究がここまで順調に進む事はあり得ませんでした。皆様どうもありがとうございました。

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の杉本章二郎先生にも大変お世話になりました。どうもありがとうございました。

試作室の大塚茂巳氏、南城良勝氏には、機械の使い方から始まり、台や箱、その他諸々の工作過程で大変お世話になりました。どうもありがとうございました。

東京大学浅野キャンパスにあるアイソトープ総合センターの方々には、検出器の搬入その他の過程で非常にお世話になりました。どうもありがとうございました。

小林研 D3 の片岡洋介氏にはいろいろとお世話になりました。どうもありがとうございました。

残念ながら実験で絡む事はありませんでした。兼田君以外の同期である、麻植健太君、くわばらたかしくん、西村康宏君、森田裕一君にも多分にお世話になりました。どうもありがとうございました。また、研究室の皆様にもお世話になりました。どうもありがとうございました。

秘書の湯野栄子さん、伊藤千代さん、小野涼子さん、塚本郁絵さんには大変お世話になりました。どうもありがとうございました。

参考文献

- [1] N.Arkani-Hamed et al. Add model. Phys. Lett. B 429 263. (1998).
- [2] L.Randall and R.Sundrum. RS model. Phys. Rev. Lett. 83 4690. (1999). Phys. Rev. Lett. 83 3370. (1990).
- [3] V.A.Rubakov. Phys. Usp. 44 871. (2001). Usp. Fiz. Nauk 171 913. (2001).
- [4] G.F.Guidice, R.Rattazzi, J.D.Wells. Nucl. Phys. B. 544 3. (1999). Nucl. Phys. B. 595 250. (2001).
- [5] S.L.Dubovsky, V.A.Rubakov and P.G.Tinyakov. JHEPP. 0008 041. (2000).
- [6] S.L.Dubovsky, V.A.Rubakov and P.G.Tinyakov. Phys. Rev. D 62 105011. hep-th/0006046.
- [7] S.N.Gninenko, N.V.Krasnikov, A.Rubbia. Phys. Rev. D 67 075012. (2003).
- [8] T.D.Lee, C.N.Yang. Phys. Rev. 104 256. (1956).
- [9] I.Kobzarev, L.Okun, I.Pomeranchuk. Sov. J. Nucl. Phys. 3 837. (1966).
- [10] S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett. 167 35. (1986).
- [11] B.Holdom. Phys. Lett. 166B 196. (1986). Phys. Lett. B178 65. (1986).
- [12] 折戸周治. 4π photon 検出器を用いた o -Ps の invisible 崩壊探索.
- [13] T.Mitsui, R.Fujimoto, Y.Ishisaki, Y.Ueda, Y.Yamazaki, S.Asai and S.Orito Phys. Rev. Lett. 70 2265. (1993).
- [14] M.Kobayashi, S.Kurokawa, M.Takasaki, T.Fujitani, H.Kusumoto, T.Omori, S.Sugimoto, M.Ueda, Y.Yamaguchi. NIM. Phys. Research. A245. 59-70. (1986).
- [15] 浅井祥仁. 修士論文. オルソポジトロニウムの崩壊.
- [16] 三井唯夫. 修士論文. ポジトロニウムの稀崩壊モードの探索.
- [17] 音羽真由美. o -Ps \rightarrow invisible の improve 実験 (改訂版). 1993.8.5.
- [18] Paolo Crivelli. D thesis New Search for Invisible Decays of Ortho-Positronium 2006.

目 次

1.1	SUSY を使った力の統一	3
1.2	o -Ps から余剰次元への崩壊	4
1.3	γ - γ' ミキシング	6
1.4	o -Ps \leftrightarrow o -Ps' 振動	7
1.5	o -Ps \rightarrow milli-charged particles	8
1.6	o -Ps \rightarrow milli-charged particles(重心系)	9
2.1	^{22}Na の崩壊図	10
2.2	簡略化したセットアップ図	11
2.3	e^+ 崩壊事象のタグの仕方	11
2.4	Source Assembly の設計 (sourceCsI 側面のスケッチ) 適切なスケール 青(外側): CsI(Tl), マゼンタ: sourceCsI, 黄: triggerCsI, 青(内側): プラスチックシンチレーター, 水: ファイバー, 橙: インナーマイラー, 黄緑: ^{22}Na (線源), 臙脂: シリカエアロジェル, 赤: アウターマイラー, 黒: PMT, 緑: N_2 ガスボンベ 尚、この図は内部構造を正確に描く事を優先しており、各物質のスケールは適当である。その為、物質間の配置を見るに留めてもらいたい。(図に書かれている値は正確である。)	12
2.5	Source Assembly の設計 (Source Assembly 側面のスケッチ) 正確なスケールで描いたもの	12
2.6	sourceCsI 実物の全体図 よく見ると、側面からファイバーが這うように出ているのが分かる	12
2.7	Source Assembly の設計 (sourceCsI 正面のスケッチ)	13
2.8	sourceCsI 実物の正面図 (プラスチックシンチレーターが穴の隙間から見える)	13
2.9	プラスチックシンチレーター (正面)	13
2.10	プラスチックシンチレーター (側面)	13
2.11	実物プラスチックシンチレーター	13
2.12	右図の 2 つの PMT(PMT-A, PMT-B) で得られた光電子数	14
2.13	プラスチックシンチレーター予備実験の様子	14
2.14	fiber p.e. 漬した部分に当てた場合 (正しいイベント)	15
2.15	fiber p.e. 腕の部分に当てた場合 (偽のイベント)	15
2.16	^{22}Na 崩壊による e^+ スペクトル ($E_{\text{end}} = 546\text{keV}$)	16
2.17	トリガー効率 ($E_{p.e.} = 30\text{keV/p.e.}$ 時)	17
2.18	プラスチックシンチレーターのエネルギースペクトル	18

2.19	プラスチックシンチレーターに繋がった2つのPMTで得られる光電子数が少ない方の数のイベント数	18
2.20	プラスチックシンチレーターで60keV以上を落としたイベント下での1275keV付近のtriggerCsIエネルギースペクトル	19
2.21	e^+ がプラスチックシンチレーターで落としたエネルギーに対する各物質で止まったイベント数	19
2.22	プラスチックシンチレーターの2PMTのうち得られた光電子数が少ない方の数に対する各物質で得られたイベント数	19
2.23	4π 検出器の構造	21
2.24	昔の実験で使われたCsI(Tl)	21
2.25	新規購入のCsI(Tl)	21
2.26	CsI 燐光による trigger rate の時間変化	22
2.27	CsI の組み立て図	23
2.28	NaI(Tl)(上面部)	24
2.29	NaI(Tl)(側面部)	24
2.30	NaI の組み立て図	24
2.31	NaI 定義図	25
2.32	single γ escape probability	25
2.33	double γ escape probability	25
2.34	洩れイベントの γ の軌跡	26
2.35	予想される Electron Capture によるバックグラウンド	27
2.36	EC (偽イベント時の triggerCsI スペクトル (スミア前))	28
2.37	出来上がった台	29
2.38	4π 検出器のミニチュア模型	29
2.39	検出器組み立ての様子1(下半分組み立て)	30
2.40	検出器組み立ての様子3 完成形 (5mmの鉛で検出器全面を覆う)	30
2.41	検出器組み立ての様子2 検出器の全貌 (全ての検出器を組み終える)	30
2.42	CsI(type J) のスケッチ	31
2.43	CsI 各種ラッピングの比較	31
2.44	CsI(type a) のスケッチ	32
2.45	位置依存性による光量変化 (CsI-a1) $x=0$ は PMT 面を示す	32
2.46	位置依存性による分解能変化 (CsI-a1) $x=0$ は PMT 面を示す	33
2.47	継ぎはぎ面を持つCsI(全23本)のNear Far 光量比分布	34
2.48	CsI(Tl) のリニアリティ (sample a1)	34
2.49	CsI(Tl) の相対分解能 (sample a1)	35
2.50	NaI のスケッチ	35
2.51	位置依存性による光量変化 (NaI) $x=0$ は PMT 面を示す	36
2.52	位置依存性による変化 (NaI) $x=0$ は PMT 面を示す	37
2.53	位置依存性による光量変化のフィット曲線 (sample a3)	37
3.1	実験室の様子	38
3.2	N_2 ガスの流れ	39

3.3	室温、湿度、酸素濃度など実験室におけるいろいろなパラメーターを総合的にモニターする (gekimoni)	39
3.4	Electronics	40
3.5	prompt annihilation で出た 2γ が CsI, NaI 両方に 511keV を落とした時の状況	41
3.6	ベースラインの揺らぎを LongGate(4.5 μ s) と ShortGate(160ns) を使い監視する	42
3.7	prompt annihilation の場合	43
3.8	4 μ s 遅れた o-Ps 崩壊まで観測可能	43
3.9	(NaI Sector) 大エネルギーを持つ宇宙線信号による増幅器のオーバーシュート	43
3.10	TDC のストップ信号の生成 黄：高速アンプ後の triggerCsI 信号 (図の信号は 511keV γ) , 青：この区 間 (21 μ s 間) 余計な論理パルスを作ることを禁止する, 赤：黄色の signal を 25mV 閾値で論理パルスに変換したもの (青で表す veto を掛けていない) , 緑：きちんと一つだけの論理パルスが出来ている	45
4.1	triggerCsI のエネルギースペクトル (1275keV 付近)	47
4.2	pla1 vs pla2 (ShortGate:160ns)	47
4.3	pla1 vs pla2 (LongGate:7 μ s)	47
4.4	左上：Etrigger vs Ttrigger(walk 補正前) , 右上：1225<Etrigger<1325 カッ ト時の Ttrigger(walk 補正前) , 左下：Etrigger vs Ttrigger(walk 補正後) , 右下：1225<Etrigger<1325 カット時の Ttrigger(walk 補正後)	48
4.5	EtotCsI vs EadvCsISUM (ShortGate:160ns)	49
4.6	EtotNaI vs EadvNaISUM (ShortGate:160ns)	49
4.7	EtotCsI vs EadvCsISUM (LongGate:4.5 μ s)	49
4.8	EtotNaI vs EadvNaISUM (LongGate:4.5 μ s)	49
4.9	o-Ps 崩壊曲線	51
4.10	フィッティング始点を動かすことによる o-Ps 寿命変化 (フィッティング終 点:1000ns)	52
4.11	Etot, (インセットは低エネルギー領域の拡大図)	53
4.12	Etrigger vs Etot	54
4.13	Etrigger vs Etot (-300keV<Etrigger<2000keV, -200keV<Etot<500keV) . .	54
4.14	Etot dtout, (インセットは低エネルギー領域の拡大図)	55
4.15	triggerCsI を用いた、閾値に対して得られるイベントの割合	57
5.1	6 日分のデータで制限された milli-charged particle の質量-charge 領域 . . .	59

表 目 次

2.1	G4シミュレーションから予想する6日分イベントの組成	20
2.2	CsI(Tl),NaI(Tl) 検出器のサイズ	22
2.3	洩れイベント(内訳)	27
3.1	CsISUM,NaISUMの宇宙線 Veto	44
4.1	e^+ 光量比	46
4.2	Eadvのカットについて	49
4.3	イベントセレクションカットのまとめ	50
4.4	6日RUNで得られた実データの組成	56