

修士学位論文

MEG 実験用液体キセノンガンマ線検出器の 低エネルギー電子ビームを用いた性能評価

東京大学大学院 理学系研究科
物理学専攻

森 俊則 研究室所属

三橋 利也

2003 年 1 月

概要

我々の研究グループは、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の発見を目指す実験 (MEG 実験) をスイスの Paul Scherrer Institut (PSI) において 2004 年から開始する予定である。

超対称性を取り入れた大統一理論 (SUSY-GUT) は一般に、実験的に探索可能な $\mu \rightarrow e\gamma$ 分岐比 ($Br=10^{-11} \sim 10^{-14}$) を予言しており、我々の実験は、LHC などの大型加速器実験に先駆けて、SUSY-GUT の強力な証拠を与えうるという点で極めて重要な意義を持つ。

MEG 実験では膨大なバックグラウンドと $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 事象を識別するためにガンマ線検出器には優れたエネルギー分解能、位置分解能、時間分解能が要求される。

東京大学を主力とする日本グループが開発を進めているガンマ線検出器は、液体キセノンのシンチレーション光を用いた画期的なガンマ線検出器である。

これまで、32 本の光電増倍管 (PMT) と 2 リットルの液体キセノンからなる小型プロトタイプを用いた実験において、液体キセノンガンマ線検出器が MEG 実験の要求を満たしうる有望な検出器であることを実証してきたが、現在は、より現実的な条件で検出器の性能を評価するために 228 本の PMT と液体キセノン 100 リットルからなる大型プロトタイプを製作し、あらゆる角度からテストを行っている。

本稿では昨年 12 月、京都大学化学研究所の KSR ビームラインにおいて、60MeV の電子ビームを用いて行われたビームテストについて詳しく述べる。このビームテストの目的は、大型プロトタイプを用いて MEG 実験と同じエネルギー領域における時間分解能を評価することである。また、これまで測定されたことのない荷電粒子に対する検出器の応答を調べることも目的の一つである。

ガンマ線との対応をみるため、解析では電磁シャワーの広がりを含む時間分解能と含まない時間分解能を求めた。

60MeV の電子ビームに対する時間分解能は、位置の不定性を含まない分解能で約 178 psec (FWHM) と評価された。

目次

1	序論	1
1.1	レプトンフレーバーの保存	1
1.2	超対称性大統一理論と $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊	1
1.3	ニュートリノ振動との関連	4
1.4	過去の実験	5
2	MEG 実験	6
2.1	MEG 実験の概要	6
2.2	検出感度	7
2.3	バックグラウンド	7
2.4	ビームとターゲット	9
2.4.1	ビーム	9
2.4.2	ターゲット	10
2.5	ポジトロンスペクトロメータ	10
2.5.1	COBRA マグネット	11
2.5.2	ドリフトチェンバー	13
2.5.3	ポジトロンタイミングカウンター	14
2.6	液体キセノンガンマ線検出器	14
3	MEG 実験用液体キセノンガンマ線検出器	16
3.1	液体キセノンの特徴	16
3.2	シンチレーション光の発光機構	17
3.3	電子とガンマ線の液体キセノン中の相互作用	17
3.3.1	電子と液体キセノンの相互作用	17
3.3.2	ガンマ線と液体キセノンの相互作用	18
3.4	シンチレーション光の減衰	19
3.4.1	光電子増倍管 (HAMAHATSU R6041Q)	20
4	スモールプロトタイプ	22
4.1	スモールプロトタイプ	22
4.2	スモールプロトタイプにおける時間分解能	24
5	ラージプロトタイプ	25
5.1	ラージプロトタイプ実験の目的	25
5.2	検出器	25
5.2.1	冷却システム	29
5.2.2	モニター系	29
5.2.3	純化系	29
5.3	キセノンの液化と純化	30
5.4	吸収長の測定	30
5.5	TERAS ビームテスト	32
5.6	長期循環後の吸収長	33

6	KSR ビームテストの概要	34
6.1	ビームテストの目的	34
6.2	実験のセットアップ	34
6.3	ビームテスト時の吸収長	36
6.4	データ取得回路	37
6.5	データセット	39
6.6	PMT の calibration	39
6.7	TDC の calibration	40
7	KSR ビームテストのデータ解析	42
7.1	ガンマ線検出器に求められる時間分解能	42
7.2	解析方針	42
7.2.1	重みづけの方法	42
7.2.2	Time walk 補正	43
7.3	イベントセレクションの基準	46
7.3.1	光電子数によるイベントセレクション	46
7.3.2	位置によるイベントセレクション	48
7.4	実際の解析の手順	52
7.5	クロストークの影響	53
7.6	波高の影響	55
7.6.1	PMT の増幅率とディスクリミネータのしきい値	55
7.6.2	波高と時間分解能	56
7.7	解析 1 の結果	59
7.7.1	光電子数に対する依存性	59
7.7.2	ビーム入射位置と時間分解能	61
7.8	解析 2 の結果	63
7.9	電磁シャワーのゆらぎの影響	67
8	まとめと今後の課題	72
8.1	解析結果のまとめ	72
8.2	ガンマ線を用いた時間分解能測定	72
8.3	high Q.E. の PMT	72
8.4	PMT の補間物	72
8.5	モンテカルロシミュレーションの改良	72
9	謝辞	79

1 序論

我々のグループは $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の発見を目指す実験を計画している [1]。この実験は MEG と名付けられ、2004 年の実験開始に向けて着々と準備が進められている。我々の計画では、現在の $\mu \rightarrow e\gamma$ 分岐比の上限値を 3 桁更新する $\text{Br}(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)=10^{-14}$ までの探索を行う予定である。

$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊はレプトンフレーバーを保存しない反応である。荷電レプトンではレプトンフレーバーを破る反応はこれまで一例も見つかっていないが、超対称性大統一理論は実験的に探索可能な $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 分岐比を予言しており、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の発見は超対称性大統一理論に有力な実験的証拠を与えることになる。

ここでは序論としてレプトンフレーバーの保存、超対称性大統一理論やニュートリノ振動といった $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊に関連する物理について概観することにする。

1.1 レプトンフレーバーの保存

長年の間破れが見つからなかったのにもかかわらず、レプトンフレーバー保存則は ” 偶然の対称性 ” と見なされてきた [2]。

レプトンフレーバーの保存とは、反応の前後で各世代のレプトンの数 (lepton family number) が保存することを指す。例えば、 μ^+ はほぼ 100% の確率で、 $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$ に崩壊する。反応前は第二世代のレプトン数は -1 であり、他の世代についてはゼロである。反応後は、第二世代のレプトン数は $\bar{\nu}_\mu$ の持つ -1 であり、第一世代のレプトン数は e^+ が -1 を持ち、 ν_e が +1 を持つので差し引きゼロとなる。したがって反応の前後でレプトンフレーバーは保存している。この例をはじめ、レプトンフレーバー保存を破る反応はこれまで観測されていなかった。

一方、クォークに関してはフレーバーは保存されていない。この違いはどこからくるのであろうか？

ここでは標準理論 (Glashow-Weinberg-Salam 理論) の枠内で考えてみる。素粒子はヒッグス粒子と湯川相互作用をすることによって質量を獲得する。クォークの質量固有状態は左巻きの up タイプのクォークと down タイプのクォークについて質量行列を独立に対角化することで得られるが、標準理論ではこの状態は弱い相互作用を記述する SU(2) ゲージ群の 2 重項に統合されなければならない。このとき 2 つの状態の間をつなぐ相対的な回転の自由度から、フレーバーの混合が生じる (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa mixing)。レプトンについても全く同様の議論が適用できるが、標準理論ではニュートリノの質量がゼロであるので、荷電レプトンの質量固有状態は SU(2) の 2 重項全体の回転で得られる。したがってフレーバーの混合は生じない。

つまり標準理論では、ニュートリノの質量がゼロであるためにレプトンフレーバーが保存しているのである。

現代の物理学を導いてきたゲージ原理によると、対称性は対応する力学を持たねばならない。しかし、レプトンフレーバー保存則に対応する力学は知られていない。

近年、スーパーカミオカンデにおいてニュートリノ振動が観測され、ニュートリノでレプトンフレーバーが保存しないことが明らかとなった [3]。

” 偶然の対称性 ” はついに崩れたのである。

1.2 超対称性大統一理論と $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊

標準理論では、レプトンフレーバーの保存はニュートリノが質量を持たないことの帰結であった。ニュートリノの質量を 1eV 程度として標準理論で $\mu \rightarrow e\gamma$ 分岐比を計算すると、 $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) \sim$

10^{-47} と極めて小さな値にしかならない。

また強い相互作用と電弱相互作用を統一する理論である大統一理論 (GUT) を用いた場合の $\mu \rightarrow e\gamma$ 分岐比も、大統一エネルギー $G_t \sim 10^{15}$ GeV の逆数でスケールされるために、観測できない程小さい [2]。

ここでさらに大統一理論に超対称性 (SUSY) を導入して拡張してみる。

超対称性とはフェルミオンとボソンとの間の対称性である。超対称性理論には実験的には未だ何の証拠もない。にもかかわらず多くの物理学者が非常に魅力的と考える最大の理由は、場の理論に固有の無限大の発散を著しく軽減できるからである。ボソンは無限個の調和振動子の零点振動に起因して真空中に正の無限大のエネルギーをもたらすが、フェルミオンは無限個の負のエネルギー粒子の詰まったディラックの海に起因して真空中に負の無限大のエネルギーをもたらす。発散は逆符号であるから超対称性があれば、発散が相殺することが予想される。

こうした事情から、超対称性を組み込むと、大統一理論が共通にもつ「ゲージ階層の微調整 (fine tuning) 問題」を自然に解決できる [4]。¹

また SU(5) 大統一理論などがもつ現象論的な欠点をも無理なく解決することができる。例えば、大統一が可能なら電弱強の 3 つの結合定数はあるエネルギースケールで統一されるべきであるが、超対称性を取り入れるとびたりと一致する (図 1)。

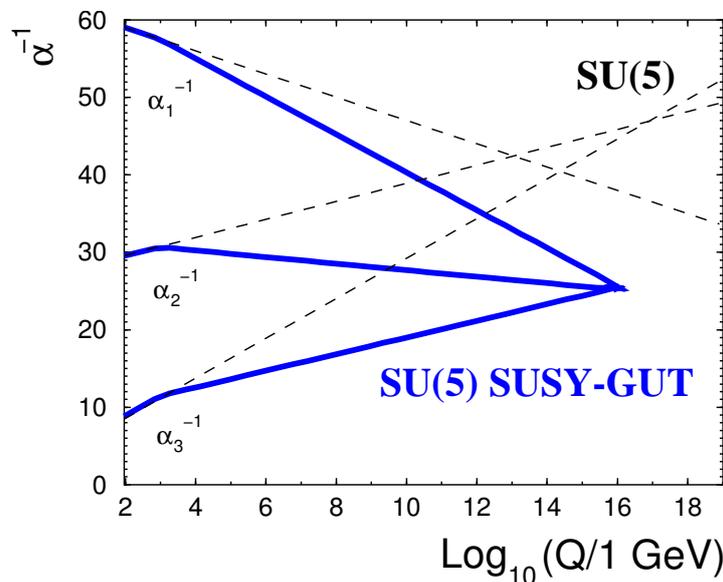


図 1: 超対称性大統一理論で 3 つの結合定数が統一される様子。点線は、超対称性を導入する前の SU(5)GUT。実線は、超対称性を導入した SU(5)SUSY-GUT。 10^{16} GeV 付近で 1 つに統一されるのが分かる。

超対称性理論では、粒子に対して超粒子を導入する。クォーク、レプトンに対しては、それぞれスピン 0 のスカラークォーク、スカラーレプトンが、ゲージボソンに対してはスピン 1/2 のゲージノに対応する。

それでは超対称性大統一理論でレプトンフレーバーの保存則はどうなるであろうか？超対称性が厳密に成り立っていれば、粒子と超粒子は縮退している。しかし、低エネルギー領域では、明

¹大統一理論には大統一エネルギー $G_t \sim 10^{15}$ と電弱統一エネルギー $G_{ew} \sim 10^2$ の 2 つのエネルギースケールが存在するが、この大きくスケールの違う現象を同一理論の枠内で処理しなければならない。(ゲージ階層性の問題)

この問題を解決するには非常に不自然なパラメータの微調整が必要である。これを「ゲージ階層の微調整 (fine tuning) 問題」という。

らかに超対称性は破れているので、レプトンとスカラーレプトンは異なる質量を持つことができる。この場合レプトンとヒッグス粒子との湯川相互作用を対角化したとき、スカラーレプトンの質量行列が同時に対角化できるとは限らない。スカラーレプトンの質量固有状態でこの相互作用を見ると、異なるフレーバーを持つレプトンとスカラーレプトンの間をつなぐ相互作用が生じることになる。したがって、レプトンフレーバーの保存が破れる。

この機構で $\mu \rightarrow e\gamma$ の起こるダイアグラムの例を図2に示す。

これまでみた超対称性を組み込まない理論に比べ、超対称性大統一理論が予言する $\mu \rightarrow e\gamma$ 分岐比は遙かに大きい。図3にSU(5)SUSY-GUTにおける $\mu \rightarrow e\gamma$ 分岐比を示す[5]。

LEPの実験結果において $\tan\beta \leq 10$ のほとんどのパラメータ領域は除外されたので、 $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) \sim 10^{-11}-10^{-14}$ であると言える。

SU(10)SUSY-GUTモデルはより大きい $\mu \rightarrow e\gamma$ 分岐比 ($\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) \sim 10^{-11}-10^{-13}$) を与える。

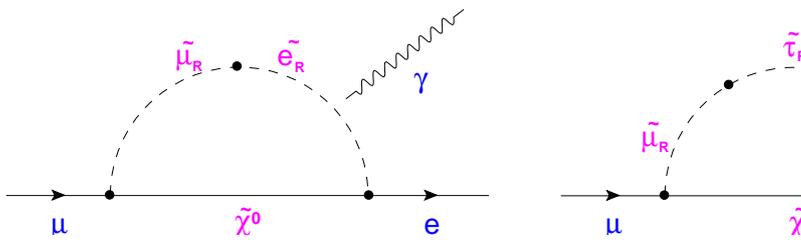


図2: SU(5) SUSY-GUT モデルでの $\mu \rightarrow e\gamma$ ダイアグラムの例

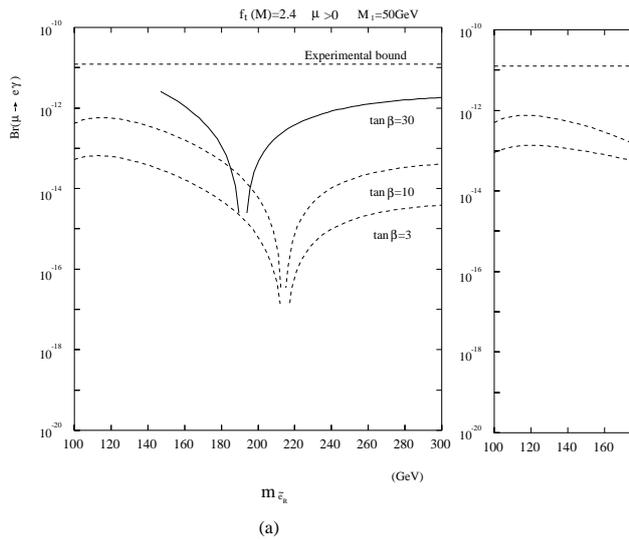


図3: SU(5) SUSY-GUT モデルで予測される $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊分岐比。 \tilde{e}_R の質量に対する関数として表してある[5]。((a): $\mu > 0$ 、(b): $\mu < 0$)

1.3 ニュートリノ振動との関連

スーパーカミオカンデ実験及びそれに引き続く SNO 実験、最近の KAMLAND 実験によってニュートリノ振動が観測され、ニュートリノでレプトンフレーバーが保存されていないことが確実となった。

スカラーレプトン \tilde{e} と $\tilde{\mu}$ の混合を生む行列は ν_1 と ν_2 の混合行列から生じる。したがって、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊と物理的に関係するのは ν_1 と ν_2 間の振動 (いわゆる太陽ニュートリノ問題) である。

ニュートリノ振動の解の候補としては図 4(a) の 4 つの解が有力であったが、SNO 実験によって、これらの解のうち MSW (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) 解のどちらか (LMA または LOW) に限ることが明らかになった [6]。

さらに KAMLAND 実験の最新結果 [7] によると、MSW LMA 解が最も有力な解である。

図 4(b) より明らかなように、この MSW LMA 解は $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索にとって最も有利な解であり、すべてのパラメータ領域で $\mu \rightarrow e\gamma$ 分岐比は 10^{-14} 以上になる。

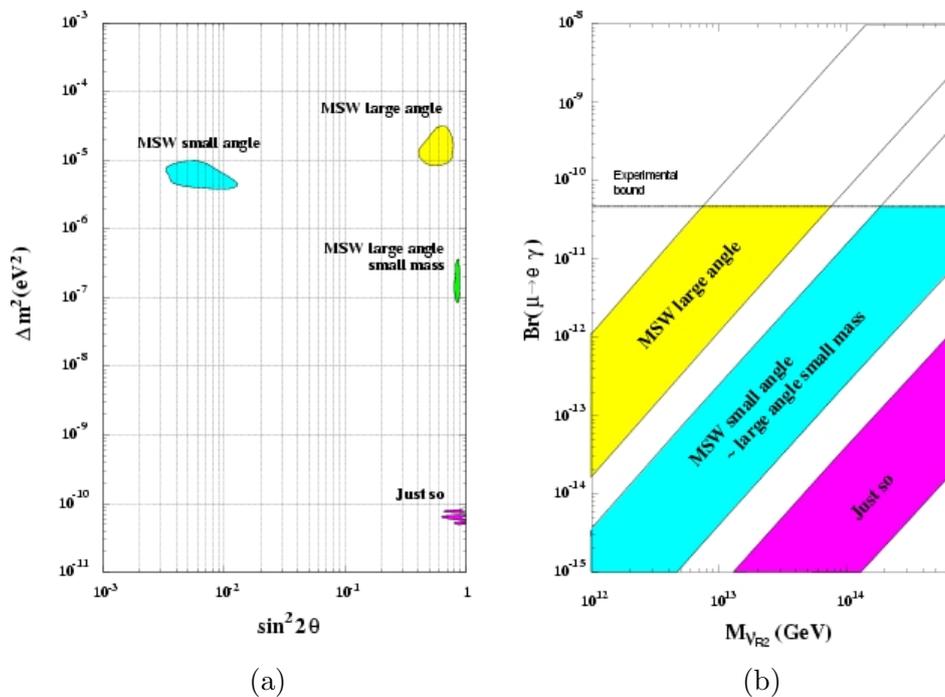


図 4: ニュートリノ振動との関連

1.4 過去の実験

Year	Institute	Upper Limit	References
1980	SIN	1.0×10^{-9}	[8]
1982	LANL	1.7×10^{-10}	[9]
1988	LANL	4.9×10^{-11}	[10]
1999	LANL	1.2×10^{-11}	[11]

表 1: $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊における実験上限値の更新状況

2 MEG 実験

2.1 MEG 実験の概要

MEG 実験はレプトンフレーバーを破る $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を発見することが目標である。

現在の $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の上限値は Los Alamos Meson Physics Facility で行なわれた MEGA 実験 [11] で与えられており、通常の μ 粒子の崩壊である $\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$ (Michel 崩壊) に対する分岐比にして 1.2×10^{-11} である。

我々はこの上限値を 3 桁以上更新する実験を提案し [1]、スイスの Paul Scherrer Insitut(PSI) に 1999 年正式に受理された。実験グループは東京大学、早稲田大学、高エネルギー加速器研究機構、イタリア INFN-Pisa、ロシア BINP 研究所のメンバーから構成され、2004 年の本実験開始にむけて、互いの綿密な協力のもと準備が進められている。

PSI は世界最大強度の DC μ ビームを供給可能である。 μ の停止頻度は $10^8/\text{sec}$ が見込まれている。

MEG 実験の検出器は、大別してポジトロンを検出の部分とガンマ線の検出の部分からなる (図 5)。後で詳しく述べるように、膨大なバックグラウンドから $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ シグナルを区別するために検出器には非常に高い分解能が要求される。そのため検出器は各部分とも特段の工夫がなされている。

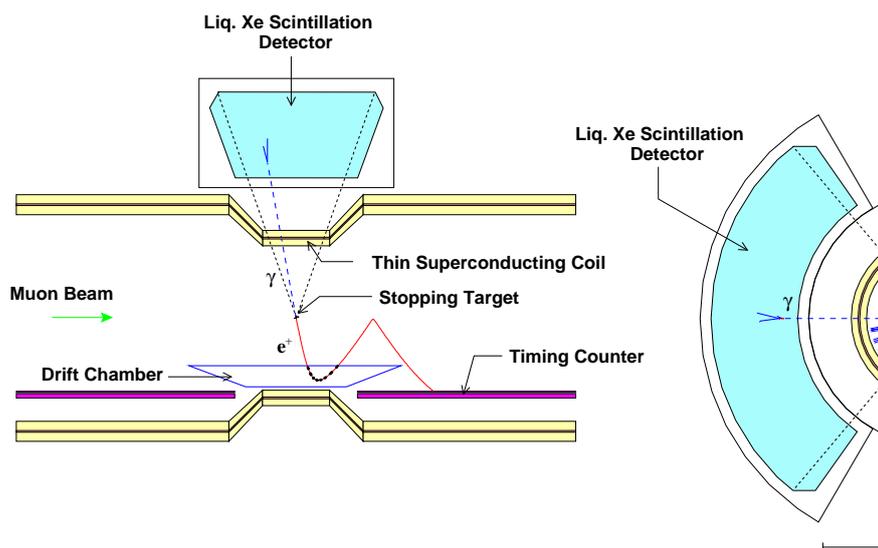


図 5: MEG 実験の検出器。液体キセノンガンマ線検出器と COBRA ポジトロンスペクトロメータから構成されている。

2.2 検出感度

MEG 実験の検出器の感度は次のように書ける。

$$Br(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) = \frac{1}{N_\mu \cdot T \cdot (\Omega/4\pi)} \times \frac{1}{\epsilon_e \cdot \epsilon_\gamma \cdot \epsilon_{\text{sel}}} \quad (1)$$

N_μ : μ^+ 粒子の停止頻度 T: 測定時間
 Ω : 検出器のアクセプタンス ϵ_e : 陽電子の検出効率
 ϵ_γ : ガンマ線の検出効率 ϵ_{sel} : イベント選別の効率

μ^+ 停止頻度は $N_\mu = 1 \times 10^8/\text{sec}$ 程度であり、
 検出器のアクセプタンスは $\Omega/4\pi = 0.09$ である。測定器の検出効率はシミュレーションにより
 実現可能な数値が求まっており、 $\epsilon_e = 0.95$, $\epsilon_\gamma = 0.7$, $\epsilon_{\text{sel}} = 0.8$, 程度であると見積もられている。
 測定時間 $T = 2.2 \times 10^7 \text{ sec}$ (50beam time weeks) を仮定すると、
 以上の条件で期待される一事象感度 Br は、

$$Br = 0.94 \times 10^{-14} \quad (2)$$

となり、現在の実験で得られている上限値を 2~3 桁上回ることが可能となる。

2.3 バックグラウンド

$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ シグナルは 2 体崩壊であるので、 e^+ と γ が共に 52.8MeV で互いに逆方向に同時に
 放出される。したがって、ポジトロンとガンマ線のエネルギーと互いの放出角及びタイミングを
 精度よく測定すればバックグラウンドとの識別が可能である。

MEG 実験の検出器で期待される性能を表 2 に記す。これらの値は各検出器のプロトタイプの結果
 およびシミュレーションから期待されるものである。ガンマ線検出器に対してはスモールプロ
 トタイプの結果を用いている。

ΔE_γ	ΔE_e	$\Delta\theta_{e\gamma}$	$\Delta t_{e\gamma}$
~1%	~0.5%	~8.4 mrad	~150 psec

表 2: MEG 実験で期待される検出器の分解能。分解能は全て半値幅で与えられている。

MEG 実験においては主に次の2つのバックグラウンドが想定されている。

プロンプトバックグラウンド

μ 粒子の輻射崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$ から発生する e^+ と γ が同時に検出されるもの。

この反応は4体崩壊であるから発生する e^+ と γ のエネルギーが同時に 52.8 MeV になることはなく、エネルギー分解能と位置分解能が優れた検出器で観測すれば、比較的容易に $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊との識別が可能である。

表2の分解能を仮定すると、プロンプトバックグラウンドは

$$B_{prompt} \sim 10^{-17} \quad (3)$$

程度となる。

アクシデンタルバックグラウンド

Michel 崩壊などからのポジトロンとエネルギーの高いガンマ線が偶発的に同時に観測されてしまうもの。

このガンマ線の主要な成分は Michel 崩壊からの陽電子が検出器の構造物と反応して作られるものである。このバックグラウンドを除くにはエネルギー、位置だけではなく時間分解能も重要になってくる。

アクシデンタル・バックグラウンド B_{acc} は、

$$B_{acc} \propto \delta E_e \cdot \delta t_{e\gamma} \cdot (\delta E_\gamma)^2 \cdot (\delta \theta_{e\gamma})^2, \quad (4)$$

で表される [1]。

表2の分解能が達成できれば、アクシデンタルバックグラウンドは、

$$B_{acc} = 5 \times 10^{-15} \quad (5)$$

となり、検出器の感度以下に抑えることができる。

このように、我々の実験にとってはアクシデンタルなバックグラウンドが、より深刻であり、このバックグラウンドをいかにして抑えるかが実験の成功の鍵を握っている。

図6はモンテカルロシミュレーションによって 10^{14} 個のバックグラウンドと 10 個の $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ シグナルを作った時の分布を示したものである。図6(a)は 10^{14} 個の μ 粒子を輻射崩壊させ、 $(\pi - \theta_{e\gamma}) < 8.4$ mrad であるイベントだけを選びだしてプロットしたものであり、図6(b)はアクシデンタルバックグラウンドのうち $(\pi - \theta_{e\gamma}) < 8.4$ mrad であり、かつ μ^+ の崩壊から 0.1 nsec 以内のイベントをプロットしたものである。丸で囲まれたイベントは検出器の分解能を考慮して、 $0.995 < 2E_e/m_\mu < 1.005$, $0.99 < 2E_\gamma/m_\mu < 1.01$ とした時に選び出されたもので、全て $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊のイベントを捕らえている。

仮に $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊が検出されなかった場合には、バックグラウンドを上で述べた値に抑えることができれば、 $\text{Br}(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma) < 2.6 \times 10^{-14}$ (90% C.L.) と結論できる。

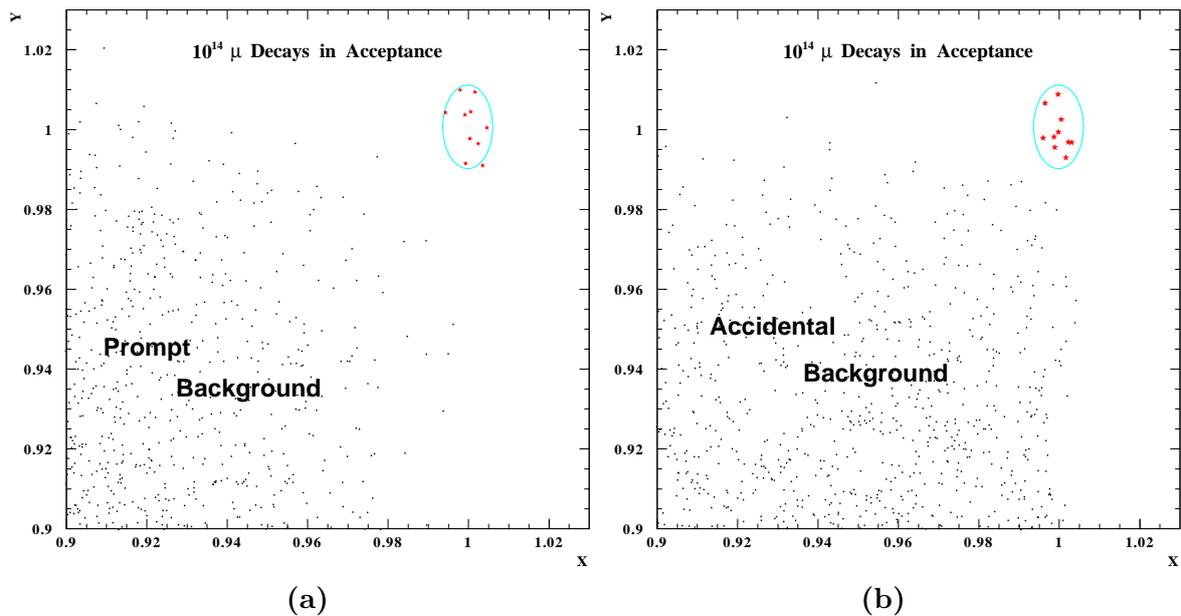


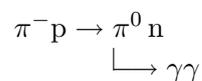
図 6: (a) プロンプトバックグラウンドと $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊との識別。(b) アクシデンタルバックグラウンドと $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊との識別。丸で囲まれた部分が識別された $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊である。

2.4 ビームとターゲット

2.4.1 ビーム

MEG 実験では、PSI の π E5 ビームラインを利用することが決まっている。このビームラインは、表面 μ を用いて $(8 \sim 10) \times 10^8 \mu / \text{sec}$ の大強度の DC ビームを供給できる [12]。

また、低エネルギーの π^- ビームも供給できるので、



という反応から生成されるガンマ線を液体キセノンガンマ線検出器の較正に使うことが検討されている。 π E5 チャンネルの仕様は表 3 の通りである。

solid angle acceptance	150 msr
momentum range	20–120 MeV/c
length	10.4 m
momentum band (FWHM)	10%
momentum resolution (FWHM)	2%
horizontal emittance	15.3 cm·rad
vertical emittance	3.6 cm·rad
spot size	$4 \times 4 \text{ cm}^2$

表 3: π E5 ビームチャンネルの主な仕様。

2.4.2 ターゲット

μ^+ ビームはビーム軸と 22° の角度をなすように置かれた厚さ $100 \mu\text{m}$ のターゲット上で静止する。停止頻度は $(1\sim 2)\times 10^8 \mu/\text{sec}$ を予定している。

ターゲットの材質としては、マイラー、ポリエチレン、カプトンがテストされバックグラウンドの低減とビーム品質の観点から最適な物質を選定中である。

2.5 ポジトロンスペクトロメータ

ポジトロンスペクトロメータは超伝導ソレノイドの中に配置された17枚のドリフトチェンバーとタイミングカウンターから構成され(図7)、膨大なバックグラウンドの中から $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊で発生する 52.8 MeV のポジトロンを効率良く検出するために、画期的な設計がなされている。以下の節でポジトロンスペクトロメータの各部分について概観する。

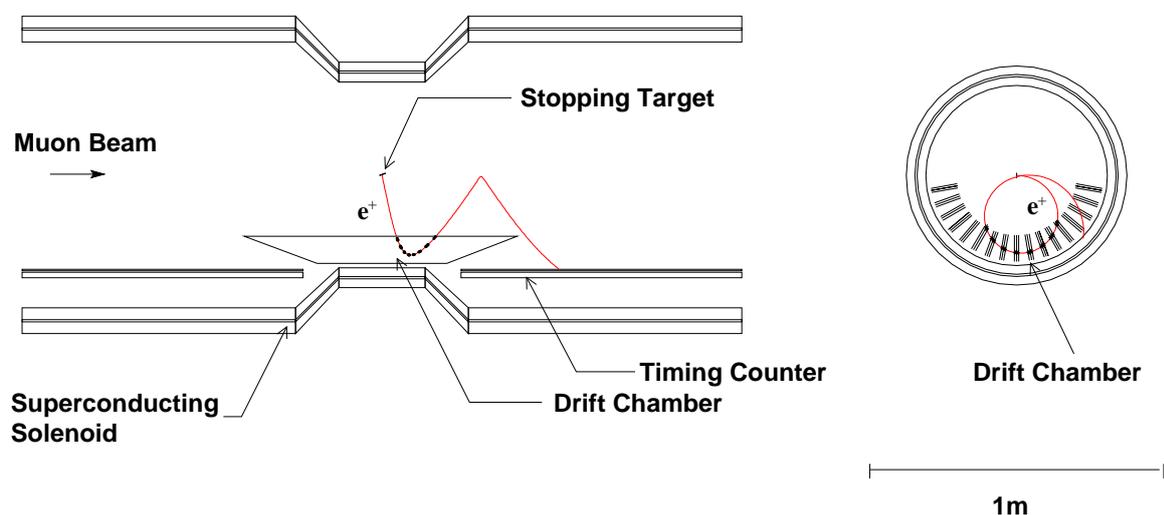


図7: ポジトロンスペクトロメータの概観。図の左方向から来る μ^+ はターゲットで静止し、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊の場合、ポジトロンはドリフトチェンバーを通過しながら特殊な勾配磁場より速やかに掃き出され、約1.5回転した後にタイミングカウンターに達する。

2.5.1 COBRA マグネット

COBRA(COncstant Bending RAdius) マグネットは薄肉超伝導磁石と常伝導の補償磁石からなる。マグネットの主な仕様を表4に記す [13]。コイルの材質には通過するガンマ線とコイルとの相互作用を低減するため、非常に薄い材料を使用しており、また、液体キセノンガンマ線検出器のPMTは50 Gauss以上の磁場の下では正常に動作しないので、常伝導の補償磁石を用いて、PMTの置かれている領域の漏れ磁場を打ち消す工夫がなされている。

超伝導線材	NbTi/Cu
超伝導線サイズ	0.81 × 1.11 mm ²
コイル直径	70cm(central coil) 81cm(gradient coil) 92cm(end coil)
巻き線密度	4446 turns/m (central coil) 3638 turns/m (gradient coil) 1265 turns/m (inner end coil) 2063 turns/m (outer end coil)
マグネット中心磁場	1.27T
マグネット端磁場	0.49T
ピーク磁場	1.72T
動作電流	360 A(全コイル共通)

表 4: 超伝導磁石の主な仕様

COBRA マグネットの最大の特徴は磁場の形状にある。

通常の一様磁場の下では、ドリフトチェンバーに 90° に近い角度で入射したポジトロンがなかなか掃き出されずパイルアップすることでドリフトチェンバーのトラッキング効率を著しく低下させる。(図 8(a)) またポジトロンは運動量だけでなく放出角に依存するため、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊から生じる 52.8MeV のポジトロンは識別が困難である (図 9(a))。

この問題を解決するためには、磁場に中心から離れるにつれて弱くなるような勾配を持たせてやればよい。

COBRA マグネットの超伝導磁石は 3つの異なる半径をもつコイルから構成されており、それぞれのコイルの巻き線密度を変えることによって、このような勾配磁場を実現している。

その結果、COBRA マグネットは

- ポジトロンはドリフトチェンバーから速やかに掃き出され、パイルアップを低減することができる。(図 8(b))
- ポジトロンは放出角に依らず運動量だけで決まるので、早い段階で $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊のポジトロンを同定することが可能である。(図 9(b))

という優れた特長を備えている。

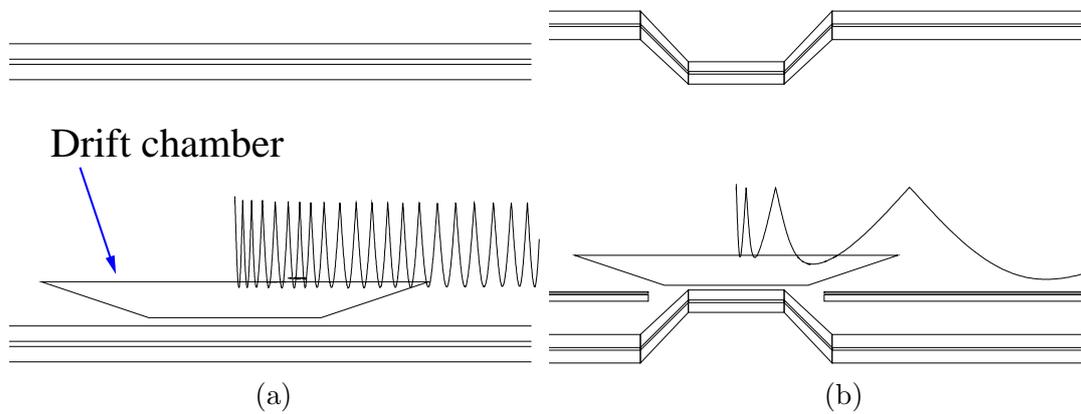


図 8: 磁場勾配を持たせることによりパイルアップが低減される様子。(a)が通常の一様磁場。(b)が磁場勾配を持たせた COBRA マグネット

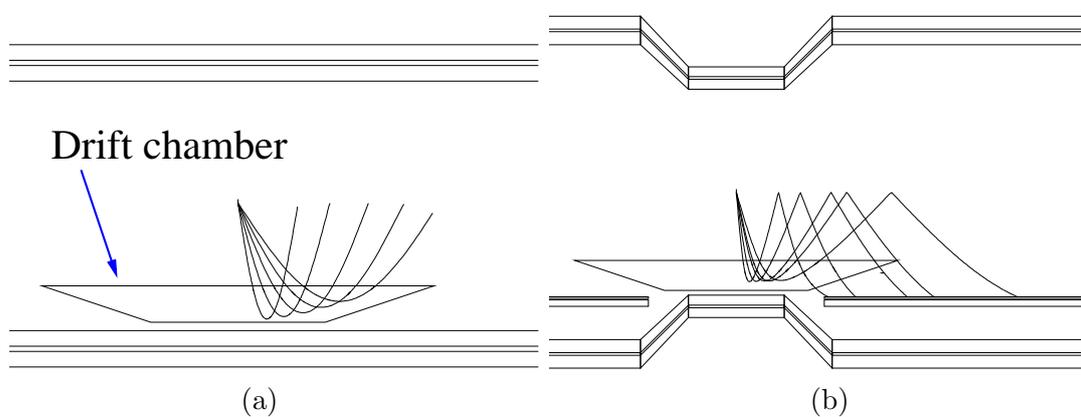


図 9: 磁場勾配を持たせることにより、 e^+ の回転半径が放出角に依らず一定になる様子。(a)が通常の一様磁場。(b)が磁場勾配を持たせた COBRA マグネット

2.5.2 ドリフトチェンバー

図7で見たようにドリフトチェンバーは、17個のセクターで構成されている。個々のセクターは 10° の間隔で配置されており、それぞれは互いに半分だけずれた2層のセルから成る(図10)。

検出するポジトロンは52.8MeVと比較的低エネルギーであるので、多重散乱を抑えるために使用する材料は低物質質量である必要がある。チェンバーガスとしては、ヘリウムとエタンの混合気体を使用しており、ヘリウムを用いて多重散乱を最小限に抑えつつ、電離損失が少なくなるところをエタンによって補っている。

ポジトロンの飛跡の z 方向(ビーム方向)の位置の再構成には、「バーニアパッド法」を用いる。各セクターの最外層にはバーニアパッドと呼ばれる薄いプラスチックフィルムが張られており、周期的なパターンでアルミニウムが蒸着されている(図11)。このとき3本のパッドができるが、この3本のパッドに誘起された電荷の比はパッドの形状に依存するため、逆にこの比から z 方向の位置を再構成することができる。実際にはこのバーニアパッドの周期は6cmであるので、どの周期にあるかをセンスワイヤーの両端の電荷の比から粗く見積もった後、その周期内の位相をバーニアパッド法で求めることになる。

ポジトロンの位置の測定精度は、2001年のテスト[14]の結果から、半径方向で $200\ \mu\text{m}$ 、 z 方向で $450\ \mu\text{m}$ が期待できる。

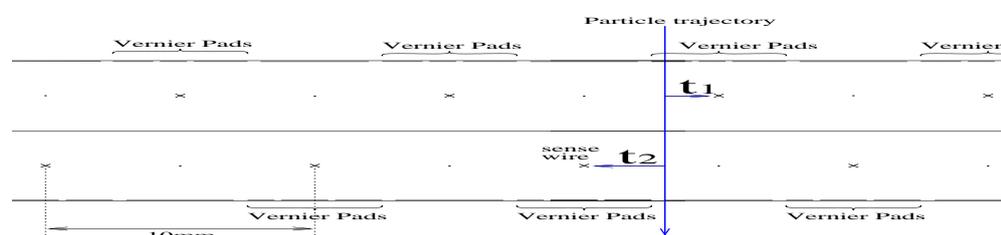


図10: ドリフトチェンバーの断面図。

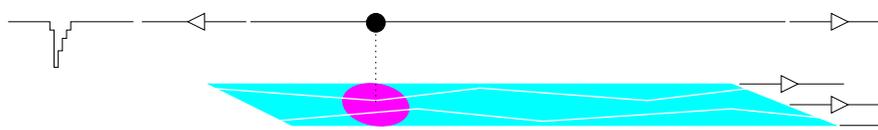


図11: バーニアパッドの概念図。

2.5.3 ポジトロンタイミングカウンター

ポジトロン飛来時間の測定はプラスチックシンチレータ (図 12) で行う。これまでのテストにより 52.8MeV のポジトロンに対して、半値幅で約 100 psec の時間分解能が期待できる [15][16]。

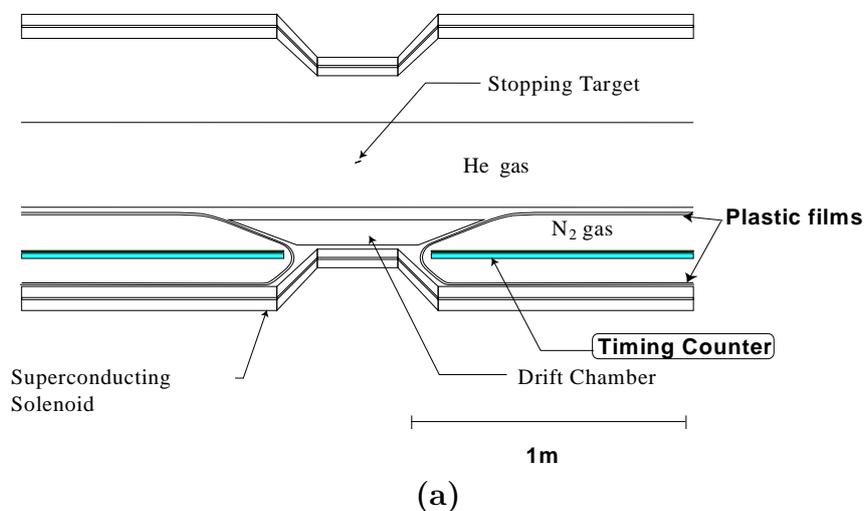


図 12: ポジトロンがタイミングカウンター内で発するシンチレーション光は表面反射を繰り返し φ 方向を伝わって PMT に入る。タイミングカウンターはタイミングを見る以外にも位置も測定でき、 φ 方向と z 方向のシンチレーターの両端にはライトガイドを介して光電子増倍管が取り付けられており、PMT の信号の時間差 $(t_\varphi)_R - (t_\varphi)_L$ 及び光量から当たった位置が求まる。

2.6 液体キセノンガンマ線検出器

MEG 実験でガンマ線を検出するのが図 13 のような液体キセノン検出器である。この検出器は液体キセノンを囲むように光電子増倍管 (PMT) を隙間なく敷き詰めた「カミオカンデ型」の検出器である。この検出器の特徴は、液体キセノンの電離信号ではなく、シンチレーション光を PMT で直接測定することである。ガンマ線と液体キセノンの相互作用により生じたシンチレーション光を高速応答の PMT で直接捉えることで、入射ガンマ線のエネルギー、位置、タイミングを精度良く測定できる。

検出器に関しては、これまでにスモールプロトタイプとラージプロトタイプの2つの試作器を製作し、テストを行ってきた。スモールプロトタイプは32本のPMTと2リットルの液体キセノンからなり、2MeVまでのガンマ線について良好な結果が得られている。

ラージプロトタイプでは228本のPMTと約100リットルを用いており、検出器の大型化によってMEG実験で使用する実機の性能を直接評価することが可能である。現在は、このラージプロトタイプを用いてあらゆる角度から検出器の性能を評価している。

実機はPMT約800本、液体キセノン800リットルからなる世界最大級の液体キセノン検出器となる予定であり、これまでのテストの結果を基に最終的な設計を行っている。

液体キセノンガンマ線検出器の各コンポーネントの詳細については章を改めて述べることにする。

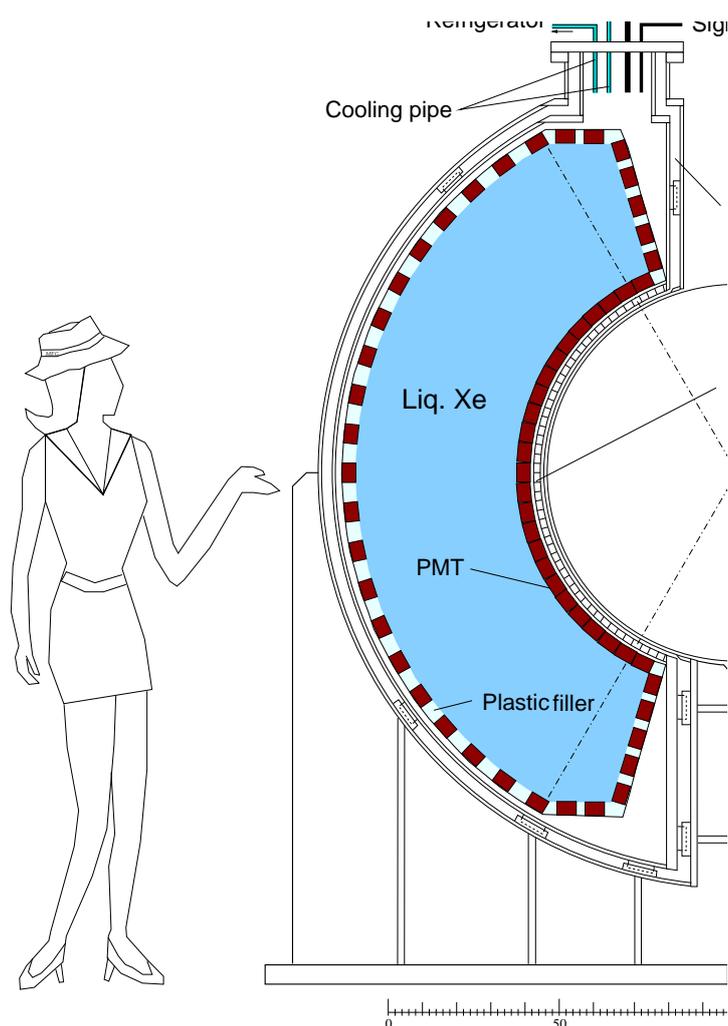


図 13: 液体キセノンガンマ線検出器の概略図。

3 MEG 実験用液体キセノンガンマ線検出器

3.1 液体キセノンの特徴

MEG 実験においては、優れたエネルギー分解能、位置分解能、時間分解能を備えた検出器が要求される。液体キセノンはこの要求を全て満たし得る優れたシンチレータである。すなわち、

- 発光効率が高く、高いエネルギー分解能、位置分解能が得られる。
- シンチレーション光の発光、減衰が早いので、パイルアップを低減でき、時間分解能も非常に良い。
- 原子番号が大きく粒子の飛程を短くできる。
- 液体であるので均質な検出器を製作できる。

しがし次のような欠点も抱えている。

- 非常に高価である。
- 常に低温に保つ必要がある。
- 高い純度を保つ必要がある。

液体キセノンの諸特性を表 5 に示す。

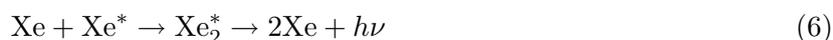
Atomic Number	54
Mass Number	131.29
Density	3.00 g/cm ³
Boiling point	165 K
Melting point	161 K
Triple point(temperature)	161 K
Triple point(pressure)	0.805 atm
Triple point(density)	2.96 g/cm ³
Refractive index	1.56
Radiation length	27.7 mm
Critical energy	10.5 MeV
Mollier radius	4.1 cm
Scintillation wave length	175 nm
Energy per scintillation photon (52.8 MeV γ)	23.7 eV
Decay time(recombination)	45 ns
Decay time(Fast Components)	4.2 ns
Decay time(Slow Components)	22 ns

表 5: 液体 Xe の諸特性。

3.2 シンチレーション光の発光機構

荷電粒子により液体キセノン中に発生する光は直接蛍光である。この直接蛍光は二つの異なる生成過程からなり、励起光と再結合光に分かれることが知られている [18]。

励起光は



という過程に従い、再結合光は以下の過程により放出される。



いずれにしても最終的には励起分子 Xe_2^* からの発光であるのでその波長は共通で、中心波長 175 nm である。液体キセノンの発光は再結合の時間を含めて、減衰時間が数十 ns と非常に早い。また発光は励起した原子からではなく分子からの発光であるため、シンチレーション光の自己吸収はない。

3.3 電子とガンマ線の液体キセノン中の相互作用

3.3.1 電子と液体キセノンの相互作用

電子は物質中でイオン化と制動輻射によってエネルギーを失う。

イオン化によるエネルギー損失

電子が物質をイオン化することによるエネルギー損失は Bethe-Bloch の式で与えられる:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (11)$$

ここで

Z: 物質の原子番号	A: 物質の質量数	z: 入射粒子の電荷
c: 光速	m_e : 電子の質量	β : v/c
γ : $1/\sqrt{1-\beta^2}$	K: $4\pi N_A r^2 m_e c^2$	I: 平均イオン化エネルギー
δ : 密度効果の補正項		

である。

制動輻射によるエネルギー損失

電子のエネルギーが高くなると、電子はガンマ線を放射すること (制動輻射) でエネルギーを失うようになる。電子が制動輻射によって $1/e$ だけエネルギーを失う物質の長さを輻射長 (radiation length) と呼び、次の式で与えられる:

$$X_0 = \frac{761.4 \text{ gcm}^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (12)$$

液体キセノンは $Z=54$ 、 $A=134$ 、密度 3.00 g/cm^3 であるので、輻射長は $X_0=2.77\text{cm}$ となる。

Critical energy

制動輻射の断面積は電子のエネルギーにほぼ比例して大きくなるが、イオン化はエネルギーに対して対数的にしか増加しない。critical energy(E_c)は制動輻射とイオン化によるエネルギー損失が等しくなるエネルギーとして定義される。critical energyの固体と液体に対する近似式は次式で与えられる:

$$E_c = \frac{610\text{MeV}}{Z + 1.24} \quad (13)$$

この式から液体キセノンについて critical energy を見積もると、およそ 11MeV になる。 60MeV の電子が入射した場合には、制動輻射が優勢な過程である。

3.3.2 ガンマ線と液体キセノンの相互作用

ガンマ線は電荷を持たないため、物質を通過する時に直接電離や励起を起こさない。我々の検出器では、ガンマ線を電子に変換し、電子が液体キセノンをイオン化することによって生じるシンチレーション光を捕らえる方法をとっている。

ガンマ線とキセノンの相互作用には次のような過程がある。

光電吸収

物質中で光子は原子と相互作用をして、その全エネルギーを原子中に束縛されている電子に与え、光電子を放出する。この反応は 1MeV 以下の低エネルギーで優勢である。

コンプトン散乱

ガンマ線のエネルギーが電子の静止質量エネルギーよりも大きくなってくると、ガンマ線は原子中の電子と衝突してエネルギーを失うようになる。この過程では光子はあらゆる角度で散乱されるので、反跳電子のエネルギー分布は連続となる。この過程は 1MeV から数 MeV のエネルギー領域で優勢である。

電子対生成

ガンマ線のエネルギーが電子の静止質量の2倍 (1.022 MeV) を越えると、原子核のつくる電磁場との相互作用により消滅して電子と陽電子の対をつくる。この反応は数 MeV 以上の高エネルギーで優勢になる。

液体キセノンとガンマ線の相互作用を図 14[17] に記す。

MEG 実験では 52.8 MeV 付近のガンマ線を検出するため、電子対生成が支配的な領域でのガンマ線を検出することになる。

スモールプロトタイプ実験では、検出器が小型であるので 898 keV から 1836 keV のガンマ線源を使用して、コンプトン散乱過程が支配的な領域で測定を行った。ラージプロトタイプ実験では検出器の大型化により、 50MeV 程度のガンマ線を捕らえることが可能である。したがって、本実験と同じ電子対生成が支配的な領域で直接検出器の性能を評価することが可能である。

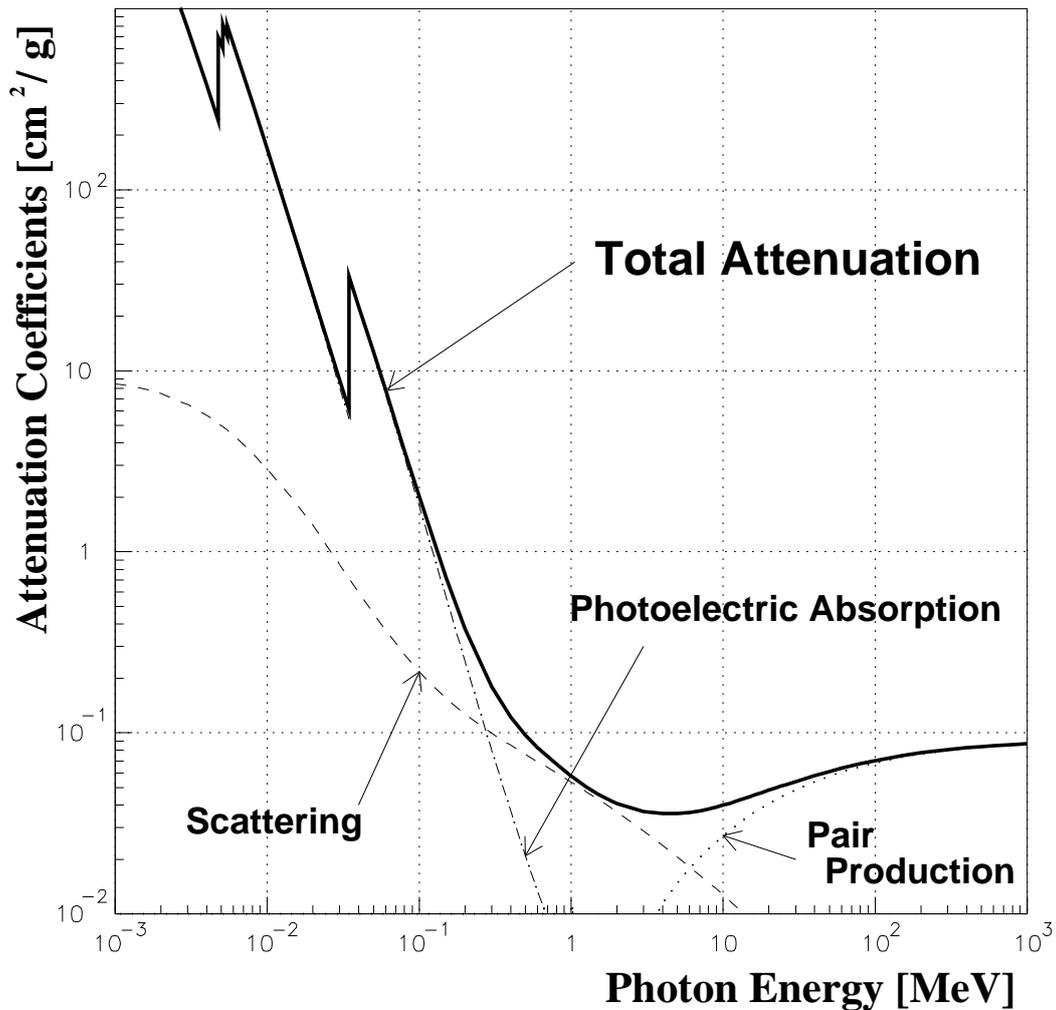


図 14: キセノン中とガンマ線の相互作用の全確率 (全質量減弱係数)。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 実験においては電子対生成が支配的となる。

3.4 シンチレーション光の減衰

検出器が大型になるとシンチレーション光の減衰の影響が無視できなくなる。

シンチレーション光の減衰の原因としては、次の2つが挙げられる。1つ目は、シンチレーション光が物質と弾性散乱 (レイリー散乱) して運動方向を変えることによって起こる見かけ上の減衰である。

もう1つは、何らかの物質によってシンチレーション光が吸収されることによって起こる減衰である。(吸収はキセノン中で自己吸収がないということから不純物が原因で起こると考えられる。)

液体キセノン検出器の性能はシンチレーション光の統計に強く依存する。我々のガンマ線検出器はキセノンの有効領域を囲うようにPMTが配置されているので、レイリー散乱の影響は少ないが、シンチレーション光の吸収が起こった場合には、検出器の性能に深刻な影響を与える。

実際、2002年2月に行われたビームテストでは吸収長がわずか数 cm であったために検出器の

分解能は大幅に低下した。

3.4.1 光電子増倍管 (HAMAHATSU R6041Q)

液体キセノンのシンチレーション光を測定する光電子増倍管は、次の2つの条件を満たさなければならない。

- 液体キセノンのシンチレーション光 175 nm の真空紫外光に有感領域があること。
- -165K 程度の液体キセノン中で長時間安定に動作すること。

我々のグループは浜松ホトニクス製の R6041 という光電子増倍管をもとに窓材に 175 nm 付近の透過性に優れた石英を使った R6041Q (以下この光電子増倍管を PMT と呼ぶ) を開発した。

R6041Q には次のような特長がある。

- メタルチャンネル型ダイノードの採用により、増倍率 (ゲイン) を確保しつつ、かつ縦方向に短く、物質量を低減することが実現されている。
- 早い TTS(transition time spread)(FWHM で 0.3 nsec) を有している。
- 光電面材料 Rb-Cs-Sb を使用し低温での光電面の面抵抗を抑えることで、量子効率の低下を防いでいる。
- 石英ウィンドウにより、有感波長領域を真空紫外光へと伸ばし、Xe のシンチレーション光 (波長 175nm) に対しても十分な感度が保証されている (図 15)。
- 液体 Xe 温度 (164K)、3atm で長時間安定に動作が可能である (図 16)。
- 表面不純物の発生が少なく、液体キセノンを汚さない。

R6041Q のスペックを表 6 にまとめる。

表 6: HAMAMATSU R6041Q の性質

PMT size	57mm ϕ
光電面の物質	Rb-Cs-Sb
有効領域	46mm ϕ
Q.E	~5%
ダイノードタイプ	メタルチャンネル
ダイノード段数	12
typical H.V.	1000V
電流増幅率	1×10^6

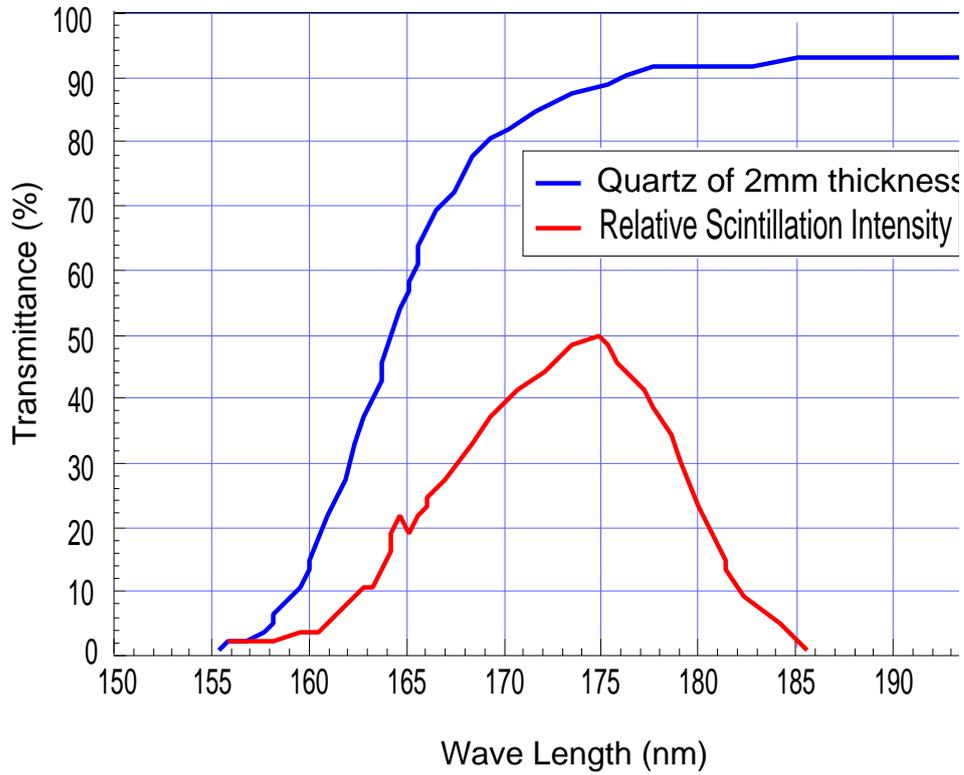


図 15: 液体キセノンのシンチレーション波長とクォーツに対する透過率。

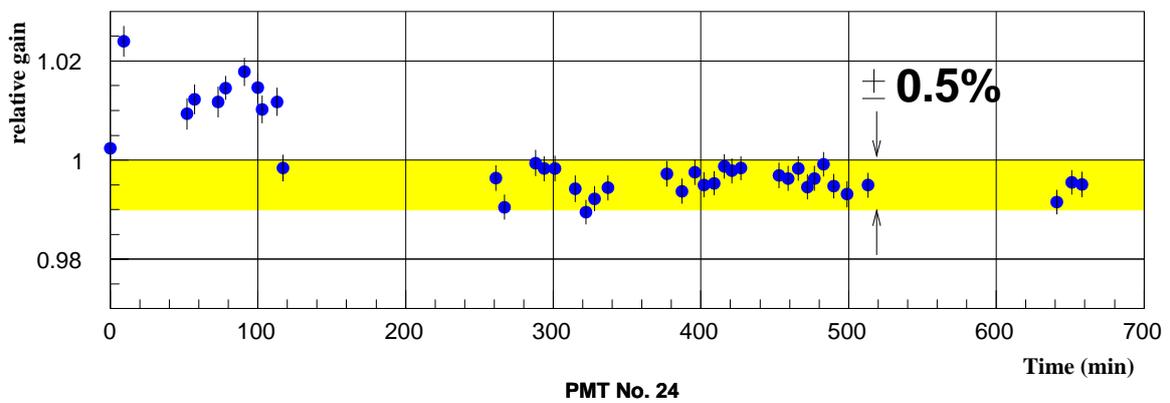


図 16: PMT の長時間安定性。約 10 時間に渡って安定した増幅率が得られている。

4 スモールプロトタイプ

4.1 スモールプロトタイプ

32本PMTと約2リットルの液体キセノンからなるスモールプロトタイプを用いてエネルギー分解能、位置分解能、時間分解能の評価を行った [19][20]。スモールプロトタイプ実験ではガンマ線源として、 ^{51}Cr , ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{88}Y を使用した (表 7)。

スモールプロトタイプの外観図を図 17 に示す。ガンマ線源は図 17 の位置に取り付けられている。液体キセノンの有感領域は $116\text{ mm} \times 116\text{ mm} \times 174\text{ mm}$ である。32本のPMTは全て内側を向くように取り付けられている。

表 7: スモールプロトタイプ実験で使用した線源。

ガンマ線源	ガンマ線のエネルギー (keV)
^{51}Cr	320
^{137}Cs	662
^{54}Mn	835
^{88}Y	1836

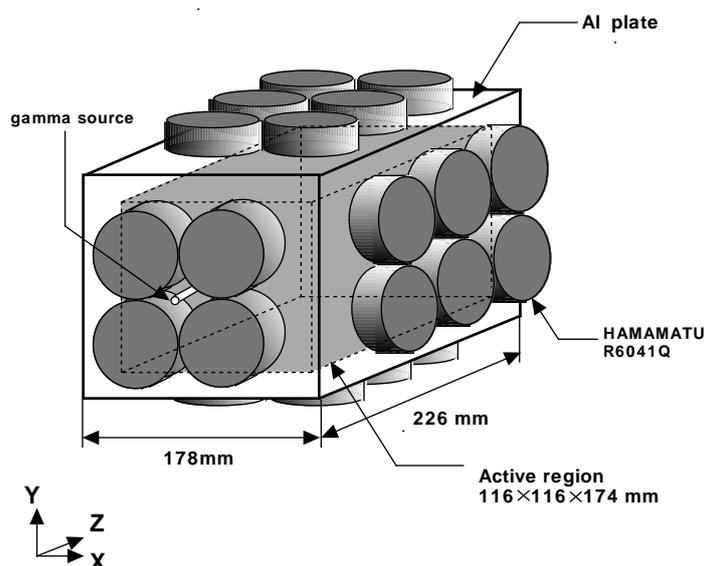


図 17: スモールプロトタイプの外観と線源の位置

スモールプロトタイプの結果を図 18,19 に示す。この結果から 52.8 MeV のガンマ線に対する分解能を見積もると、エネルギー、位置についてそれぞれ半値幅で 2 % 以下、数 mm という値が期待できる。

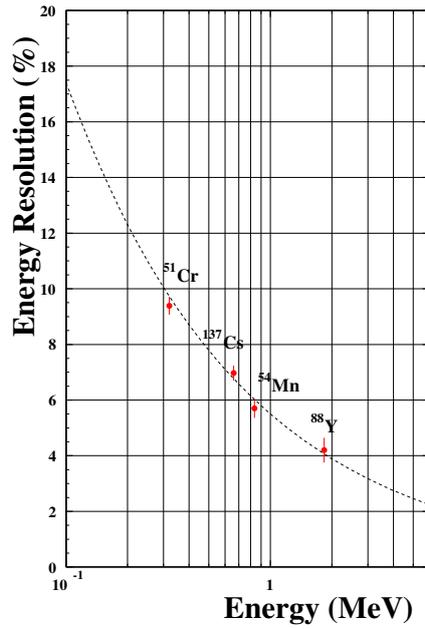


図 18: 点線はシュミレーションによる分解能の見積りである。52.8 MeV のガンマ線では 1.4~2.0 % (FWHM) の分解能が期待できる。

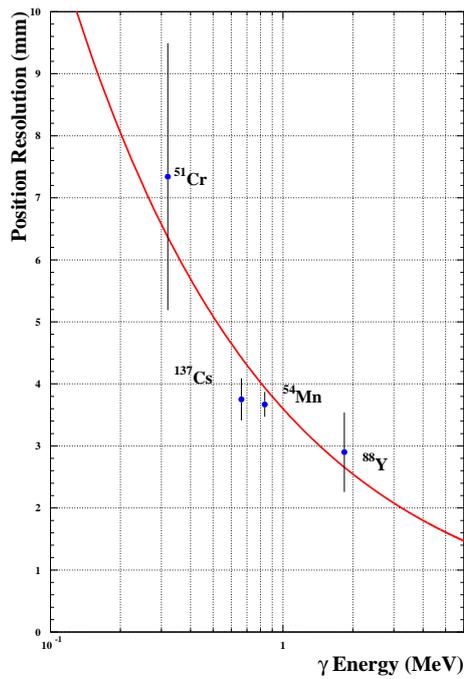


図 19: スモールプロトタイプで得られた位置分解能。52.8 MeV のガンマ線では数 mm の分解能が得られると期待できる。

4.2 スモールプロトタイプにおける時間分解能

スモールプロトタイプで ^{88}Y を用いて時間分解能も測定されている [20]。

スモールプロトタイプでは、検出器を上下の2つのグループに分け、そのグループの差の分布の広がりを求める解析方法を採用した。結果を図 20 に示す。図 20 は横軸に光電子数の合計 N_{pe} をとり、縦軸にその時の時間分解能 σ_t をとった。曲線は $\sigma_t = A/\sqrt{N_{pe}} + B$ (A, B : 定数) で fitting したものであり、

$$\sigma_t = (6454.6 \pm 78.2)/\sqrt{N_{pe}} + (6.0 \pm 3.0) \text{ [psec]}, \quad (14)$$

という結果が得られている。

時間分解能は $1/\sqrt{N_{pe}}$ に比例して向上する。この結果を 52.8MeV のガンマ線に対して外挿すると、時間分解能は半値幅で 100 psec が期待できる。

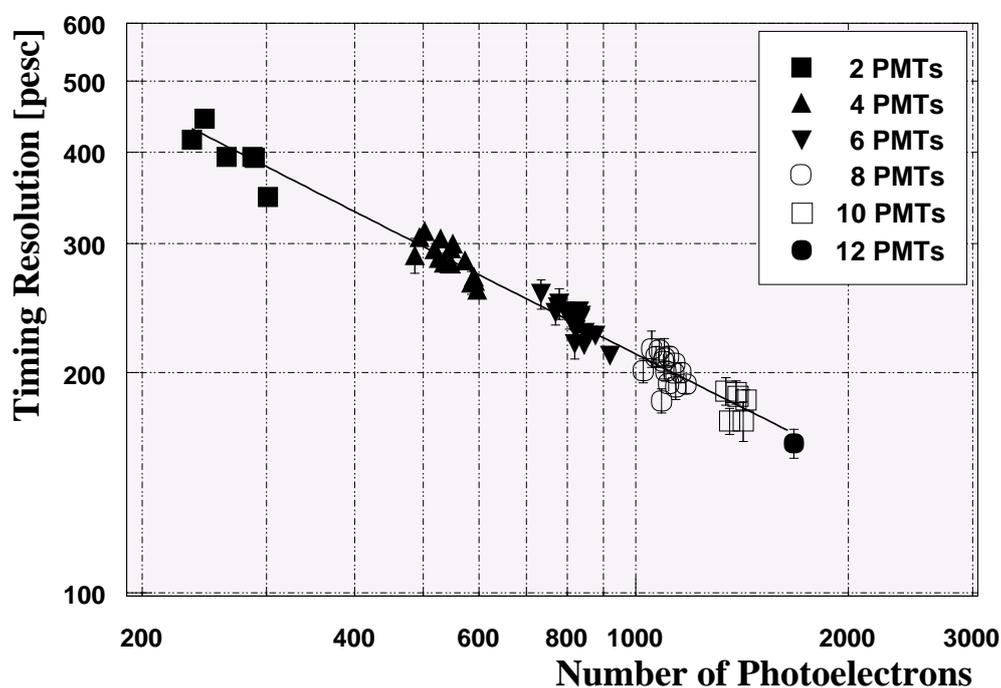


図 20: 光電子数による時間分解能の違い。光電子数の合計を横軸にとり時間分解能をみるとほぼ一直線上に並ぶことが分かる。

5 ラージプロトタイプ

5.1 ラージプロトタイプ実験の目的

より現実的な環境で検出器の性能を評価するために、実機と同等の性能を持つ大型の試作器(以下ラージプロトタイプと呼ぶ)を製作し、現在様々なテストを行っている。

スモールプロトタイプ実験では検出器に組み込まれた線源を用いて 1.8MeV までのガンマ線について測定がなされ、この結果から 52.8MeV のガンマ線に対して期待される性能を見積もった。

しかし、実機の性能を評価するには次のような影響を考慮しなければならない。

1つは、ガンマ線と液体キセノンの相互作用が異なる点である。スモールプロトタイプのエネルギー領域はコンプトン散乱が支配的だが、52.8MeV のガンマ線は電子対生成が支配的な過程となる。

また、実機ではガンマ線は検出器外から入射し、有効領域に達するまでに物質と相互作用する可能性がある。スモールプロトタイプではこの点も考慮されていない。

さらに、実機では検出器の大型化に伴い、シンチレーション光の吸収の影響が無視できなくなる。この吸収の影響を評価することも必要不可欠である。

ラージプロトタイプ実験では装置の大型化により、50MeV 程度のガンマ線を用いて直接性能テストを行うことが可能なので、これらの影響を考慮して検出器の性能を評価することができる。

DAQ システム、冷却システム、純化系についても実機に近いセットアップをテストすることも重要な目的である。

5.2 検出器

図 21 にラージプロトタイプの概型を示す。

液体キセノン容器は円筒形のステンレス製容器である。容器は二重構造をしており外側を真空にすることで断熱する。さらに断熱真空内はアルミニウムを蒸着したマイラーのシートを重ねて巻くことにより輻射熱の流入を防いでいる。

ラージプロトタイプでは約 100 リットルの液体キセノンと 228 本の PMT を用いている。PMT はアルミ製の直方体のホルダーの各面に隙間なくはめ込まれている。ただしガンマ入射面にはガンマ線の減衰を減らすため、アルミの代わりに G10(ガラスエポキシ積層板)を用いている。ホルダーの外側のサイズは 372mm×372mm×496mm で有効領域の容積は約 67 リットルである。ホルダーの外側は lucite 製の薄い板で覆われ、入射窓と有効領域の間に液体キセノンが入り込まないように、ハニカムウインドウに密着して置かれている(図 22、図 23)。

ガンマ線の入射方向を z 軸としホルダーの中心を原点とする座標系をとると、PMT は x 軸方向に 6 列、y 軸方向に 6 列、z 軸方向に 8 列あり(図 24)、最大 264 個の PMT を使用することができるが、ガンマ入射面から離れた位置で観測されるシンチレーション光は少ないので、後方にはいくつか PMT が置かれていない箇所がある(図 25)。

ホルダーには PMT の較正用に 8 個の LED と 4 個の α 線源 (^{241}Am) が取り付けられている(図 25)。

シグナルケーブルと HV ケーブルは ATLAS 実験のため特別に開発されたフィードスルー [22] によりフランジ上面からホルダーに通じている。

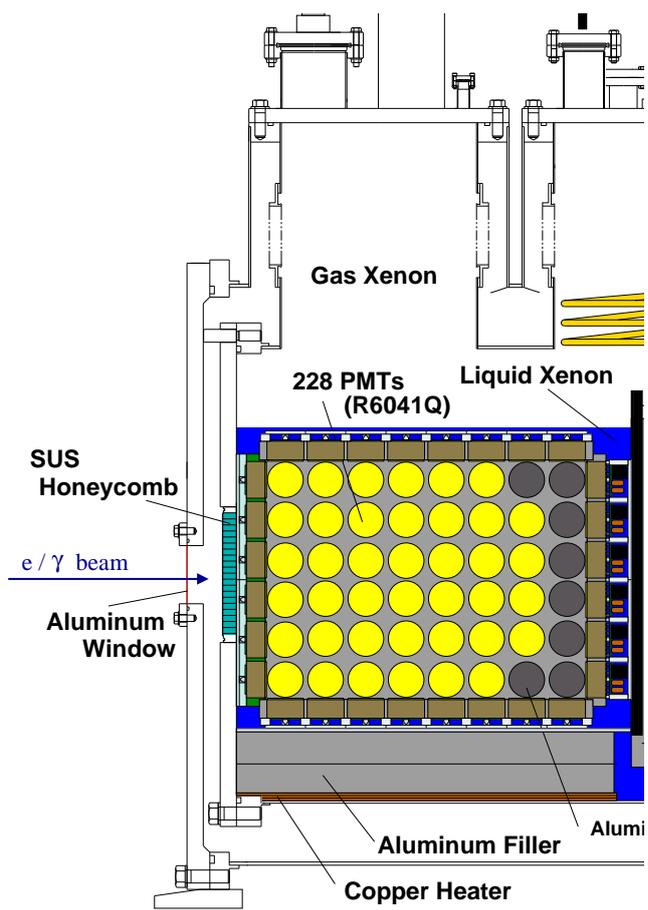


図 21: ラージプロトタイプの概略図

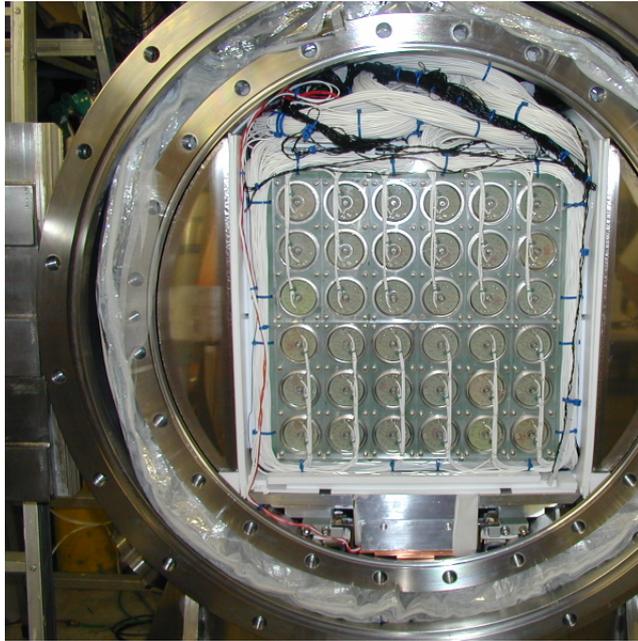


図 22: ホルダー及びキセノン容器



図 23: ホルダー

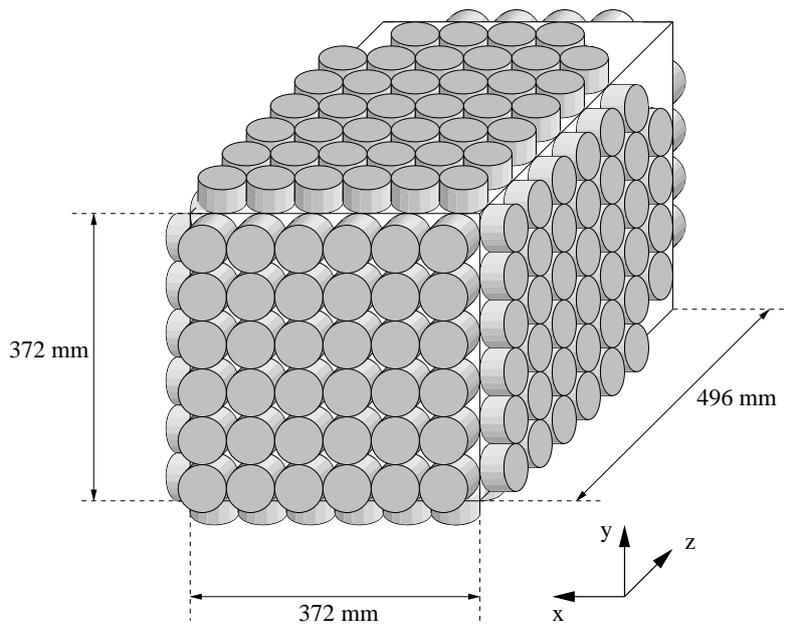


図 24: キセノン中の PMT の配置。

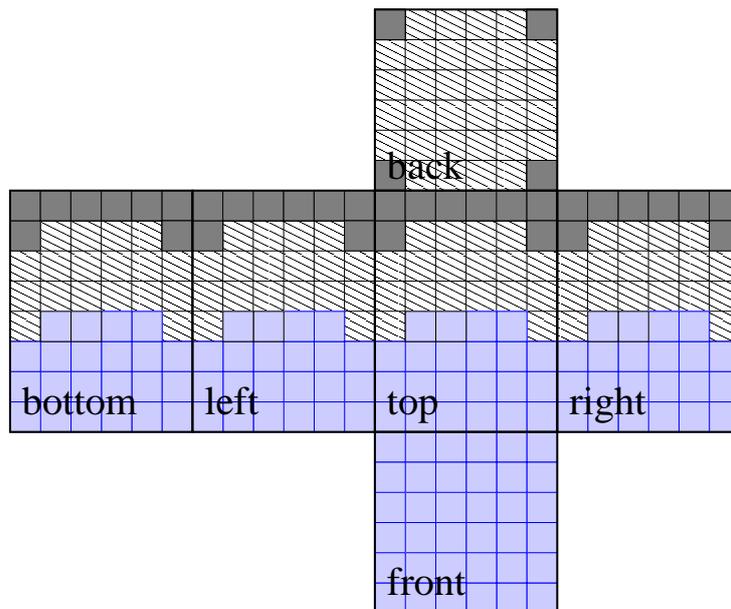


図 25: キセノン中の PMT の配置 (展開図)。斜線部分は TDC が入っていない部分である。塗りつぶしてある部分は PMT が置かれていない部分である。

5.2.1 冷却システム

キセノンの冷却は液体窒素と冷凍機を併用して行う。これら二つの冷却法は独立に動作できる。

キセノンは液体として保持できる温度領域が狭く、比較的容易に固化する。検出器中でキセノンが固化した場合、PMTが損傷を受ける恐れがあるので、安定な温度制御が必要である。

液体窒素による冷却は、検出器容器のトップフランジに取り付けられた螺旋上の銅パイプに液体窒素を流すことにより行われる。液体窒素のコントロールは電磁弁により行われ、電磁弁はキセノンの圧力が設定圧力内に保たれるように自動的に開閉する。液体窒素による冷却は非常に強力であるため、主にキセノンの液化の際に用いている。

通常は冷凍機によってキセノンを液体に保っている。冷凍機はパルス管冷凍機と呼ばれているもので、低温部での機械的可動部分がなく低振動、低騒音であるという特長を持つ。冷凍機はラージプロトタイプ実験において実際に使用され約1ヶ月間にわたる安定な運転が確認されている。

冷凍機の制御はコールドヘッドに付けられたヒータで余剰の冷凍能力を打ち消すことで行なわれている。コールドヘッドの温度を制御することによって、液体キセノンを非常に安定に保つことに成功している。

5.2.2 モニター系

検出器内には圧力計、温度計、液面計が取り付けられ、常時モニターされている。温度計は白金抵抗温度計 (pt100) が12カ所取り付けられている。液面計としては、キセノンが誘電体 (誘電率1.9) であることを利用して、コンデンサーを用いた液面計を独自に開発した ([23])。

5.2.3 純化系

シンチレーション光の吸収は不純物によって起こると考えられるので、キセノンの純度は極めて重要である。

水分子による光の吸収断面積の計算結果から、液体キセノン中に1ppm程度の水が残存していた場合、吸収長は10cm以下になることがわかっている。したがって、検出器に残存する不純物の中で特に問題になるのは水であると考えられる。

キセノンの純化のため、図26のような装置を用いている。

キセノン液化時には、図26のイオンゲッターを通し、液化終了後は、検出器に残存している不純物を除去するために、ダイアフラムポンプを用いてキセノンを循環させ、繰り返しイオンゲッターを通してしている。

容器下部から吸い上げられたキセノンはだだちに気化し、ポンプによってゲッターへ送られた後、容器上部に戻される。

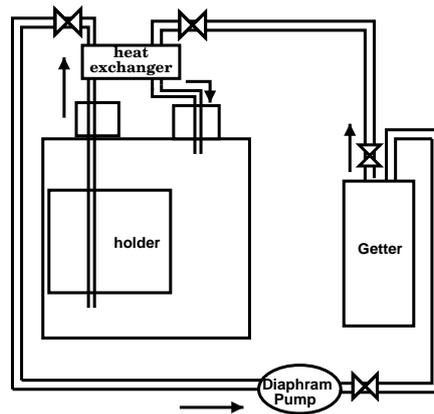


図 26: キセノンの純化装置

5.3 キセノンの液化と純化

キセノンの液化は液体窒素を用いて行われる。

液化前の準備として、真空容器を 10^{-2} Pa 程度の真空度まで真空引きした後、1 気圧のキセノンを封入し、液体窒素を用いて容器内の温度が -100 度程度になるまで予冷する。最初の 1 気圧のキセノンの液化が開始したら、液化速度と釣り合うように徐々にタンクからキセノンを流す。このとき圧力が 1.28 気圧から 1.30 気圧の範囲に保たれるように電磁弁で液体窒素の流量を調節する。液化終了までの時間は約 30 時間である。

キセノンの液化が終了したら、純化を行う。ダイアフラムポンプを用いてキセノンを循環させ、イオンゲッターを繰り返し通すことによってキセノン及び真空容器内の不純物を取り除く。

通常は約一週間キセノンを循環させた後、測定を開始する。

5.4 吸収長の測定

ラージプロトタイプでは宇宙線及び α 線源を用いて吸収長の測定を行っている。

図 27 のようにラージプロトタイプの上下にプラスチックシンチレータを置き、鉛直方向の宇宙線を捕らえる。シンチレータの大きさは $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 6\text{mm}$ である。上下一組で一つのトリガーカウンターを構成しており、有効領域の前方、中央、後方を通る宇宙線に対してトリガーをかける。

吸収長の見積もりは、幾通りかの吸収長についてモンテカルロ・シミュレーションを行い、実験データと比較することによって行う。

各トリガーカウンターについて、前面の光量と後面の光量の比を比較する解析方法や全光量を直接比較する解析方法がとられている。また α 線源を用いた解析では、線源からの距離と光量の関係をシミュレーションと比較することによって吸収長を評価している。解析の詳細については、[23] 及び [24] を参照のこと。

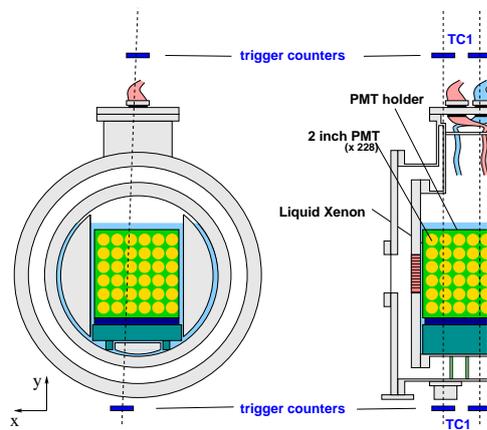


図 27: 吸収長測定の設定アップ。3 対のトリガーカウンタ対によってトリガーがかけられる。トリガーカウンタ対はそれぞれ、有効領域の前方、中、後方を通る宇宙線にたいしてトリガーをかける。

5.5 TERAS ビームテスト

産業技術総合研究所 (AIST) の電子蓄積リング (TERAS) において 2002 年 2 月、ガンマ線ビームテストを行った。この加速器は逆コンプトン散乱を用いて最大 40 MeV のガンマ線を作り出すことができる。

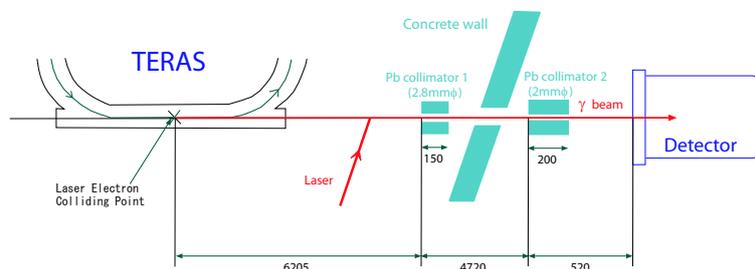


図 28: 765MeV の電子と 256 nm のレーザ光を正面衝突させることにより、最大 40 MeV の逆コンプトンガンマ線をつくることことができる。

このビームテストの際には、先に述べた純化システムが確立されておらず、検出器内部に非常に多くの不純物が残存していたと考えられる。このため吸収長が非常に短く、満足に性能を評価することができなかった。得られたエネルギー分解能 (FWHM) は $\sim 35\%$ 、位置分解能 (FWHM) は $\sim 7\text{mm}$ であった。

当初、加速器の RF シグナルを TDC のスタートとして用いて時間分解能を測定する予定であったが、RF シグナルにノイズがのっておりトリガーとして使うことができなかった。そのため、時間分解能はこのビームテストでは測定されていない。

ビームテスト期間中の宇宙線、アルファ線源を用いた測定結果によると、吸収長は約 7cm であった。

表 8 にモンテカルロ・シミュレーションによって得られた吸収長と分解能の関係を示す。

吸収長	エネルギー分解能 (FWHM)
7cm	36%
10cm	22%
50cm	4%
100cm	2%

表 8: シミュレーションで得られたエネルギー分解能と吸収長の関係。

表 8 からわかるように吸収長がエネルギー分解能に与える影響は非常に大きい。

5.6 長期循環後の吸収長

検出器の不純物を取り除くため、純化システムを用いて1ヶ月以上のわたり長期間キセノンを循環させた。純化中は宇宙線とアルファ線源の測定を継続的に行い、検出器で観測される光電子数をモニターした。

検出器の純化の結果、時間とともに光電子の総数が増加していくのが観測された(図29)。

これは純化の効果で時間共に検出器内の不純物を取り除かれ、吸収長が伸びたためであると考えられる。

最終的に得られた光電子数とシミュレーションの比較から吸収長を見積もると約100cmとなった。

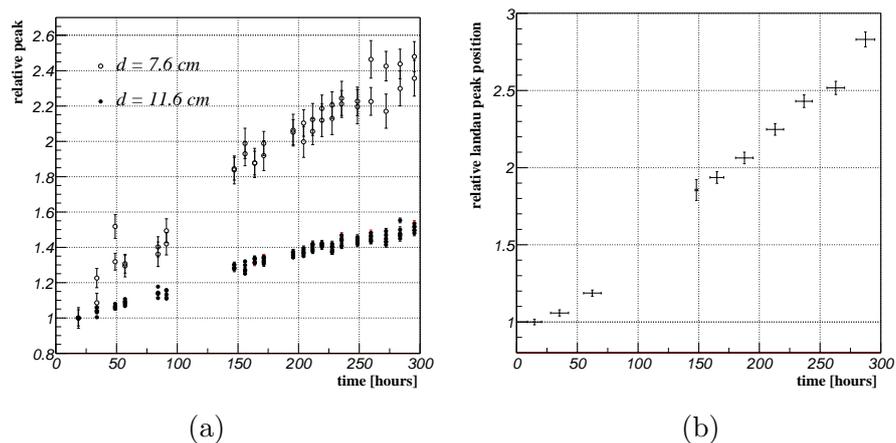


図 29: 循環中に光電子の総数が増加する様子。(a) アルファ線源から 7.6cm と 11.6cm 離れた PMT で測定した結果。(b) 宇宙線の測定結果。

6 KSR ビームテストの概要

6.1 ビームテストの目的

スモールプロトタイプでは内部に組み込まれた線源を用いて、1.8MeV までのガンマ線に対する時間分解能を評価したが、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊で生じる 52.8MeV のガンマ線に対する時間分解能はこれまで測定されていなかった。ラージプロトタイプでは、52.8MeV 付近のエネルギーにおける時間分解能を直接評価することが可能である。

液体キセノンガンマ線検出器の時間分解能を評価するため、京都大学化学研究所の電子蓄積リング (KSR) において 2002 年 12 月、60MeV の電子ビームを用いてテストを行った。

ガンマ線の場合、ビームの入射タイミングを決定するのは難しいが、電子ビームの場合には、プラスチックシンチレータを使って容易にビーム入射のタイミングを決めることができる。

もちろん、ガンマ線と電子では液体キセノンとの相互作用が異なるので、電子ビームに対する時間分解能がそのままガンマ線に対する時間分解能に対応するわけではないが、解析方法を工夫し、うまくイベントを選ぶことで、電子に対して得られた時間分解能をガンマ線の時間分解能に対応させることにする。

また荷電粒子が入射したときの検出器の応答を調べることも重要な目的の 1 つである。

6.2 実験のセットアップ

KSR ビームラインは DC モードで最大 60MeV の電子ビームを供給することができ、入射電子のエネルギーの広がりや 0.2% 以下、ビームのスポットサイズは 2mm である。図 30 に KSR ビームラインを示す。

トリガーレートを低く抑えるために、電子ビームの取り出しは、通常の kicker マグネットを用いた取り出しとは異なり、リングの安定位相からそれた電子をセプタムマグネットで取り出す方法で行われた。リング電流によって異なるが、ビームの入射頻度は 100Hz から 10kHz である。

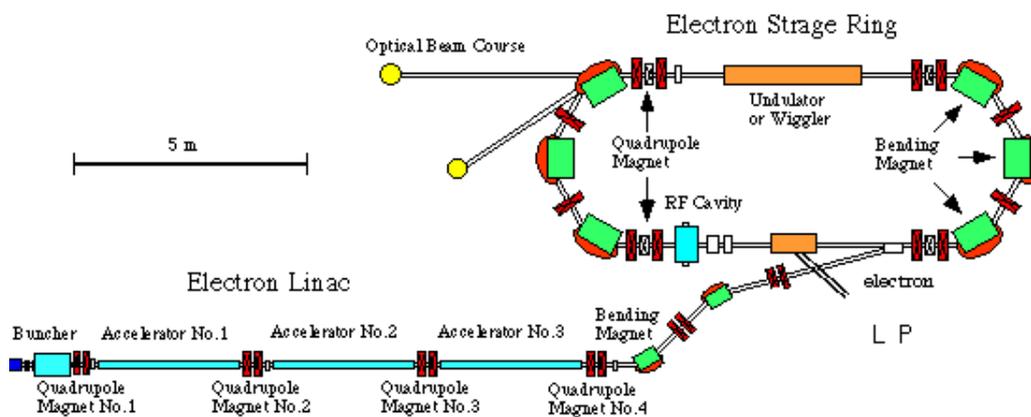


図 30: KSR のビームライン

検出器はビームが検出器の中心に垂直に入射するようにアラインされた。アラインメントの精度は 1mm 程度である。なお、実験の後半には他の入射位置についてもデータを取得した。

ビームの上流には 2 枚のプラスチックシンチレーションカウンターが互いに 2mm の重なりを持つように置かれている (図 31)。この 2 枚のプラスチックカウンターの論理積で電子ビームをトリガーする。

トリガーカウンターのプラスチックシンチレータには大きさ $5\text{cm}\times 5\text{cm}\times 2\text{mm}$ 厚の BC-404 を用い、光電子増倍管には HAMAMATSU R2083 を用いた。スペックを表 9、表 10 に示す。

最終的なビームの入射位置は 2 枚のプラスチックカウンターの論理和をとったときの入射頻度と論理積をとった時の入射頻度の比が最大になるようにして決めた。

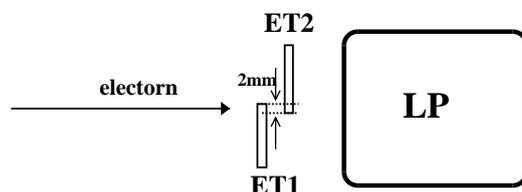


図 31: トリガーカウンターの配置

Light Output (アントラセンを 1 として)	0.68
Rise Time (ns)	0.7
Decay Time (ns)	1.8
Pulse width FWHM(ns)	2.2
Light attenuation length (cm)	140cm

表 9: BC404 の仕様

光電面	Bialkali
印可電圧	3500 V
typical gain	2.5×10^6
Q.E	$\sim 20\%$

表 10: HAMAMATSU R2083 の仕様

6.3 ビームテスト時の吸収長

実験中はラージプロトタイプに組み込まれたアルファ線源を利用して吸収長を見積もった。さらに、夜間ビームが止まっている間には宇宙線のデータを取得し吸収長の測定を行っている。

アルファ線源のデータの解析結果から、ビームテスト時の吸収長は1mより有意に長いことが確かめられている (図 32)。

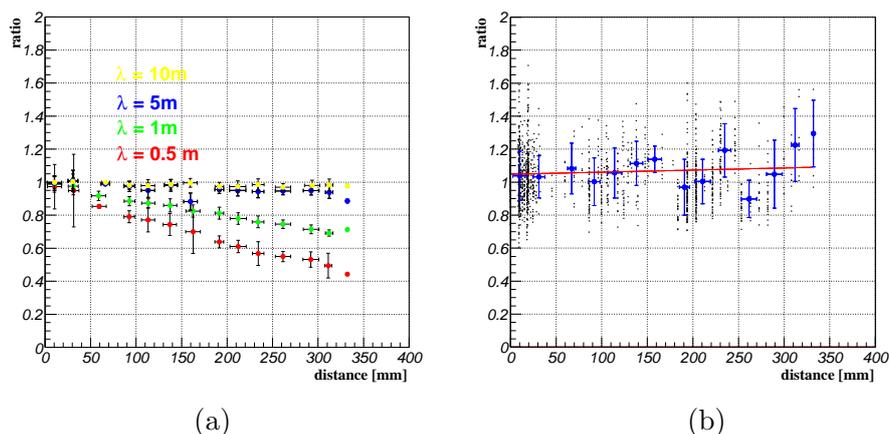


図 32: KSR ビームテスト時の吸収長の推定。(a) はアルファ線源に対するシミュレーション。(b) 実験中に取得したアルファ線源データ。シミュレーションと実験データの比較から吸収長が1mより長いことがわかる。

6.4 データ取得回路

今回の実験のデータ取得回路を図 33 に示す。228 本の PMT からのシグナルのうち、128ch は divider で分けられディスクリミネータを通った後、FASTBUS の TDC に入る。

divider として抵抗分割型の divider(passive divider) を用いた run と active divider を用いた run がある。TDC に入っているのはビーム入射面の PMT36 本と側面の 90 本の PMT である (5 章の図 25)。

トリガーはセルフトリガー、電子ビーム測定用トリガー、宇宙線測定用トリガー、LED/Pedestal 測定用トリガーを FASTBUS のコントローラーを用いて切り替えることができる。

実験の前半は電子用トリガーカウンターは CAMAC の TDC に入っていたが、モジュール間の系統誤差をなくすため、後半は FASTBUS の TDC へ入っている。(この事情により解析で用いた PMT は 126 本である。)

今回使用した主なモジュールの仕様を示す。

FASTBUS モジュール:

- TDC

LeCroy 1875A

使用レンジ: 100 nsec, 4096 channel

sensitivity:25 psec/count $\pm 3\%$

- ADC

CIAFB

レンジ: 250 fC, 4096 channel

方式: 電荷積分型、AC-Coupling

- Crate controller

SIS4100NGF

VME to FastBus interface

CAMAC モジュール:

- TDC

PHILIPS 7186

使用レンジ: 100 nsec, 4096 channel

積分非直線性: 100 psec/100 nsec 未満

微分非直線性: 25 psec 未満

- discriminator

LeCroy 3412

threshold: -10 mV から -1.023 V

タイミング法: leading-edge

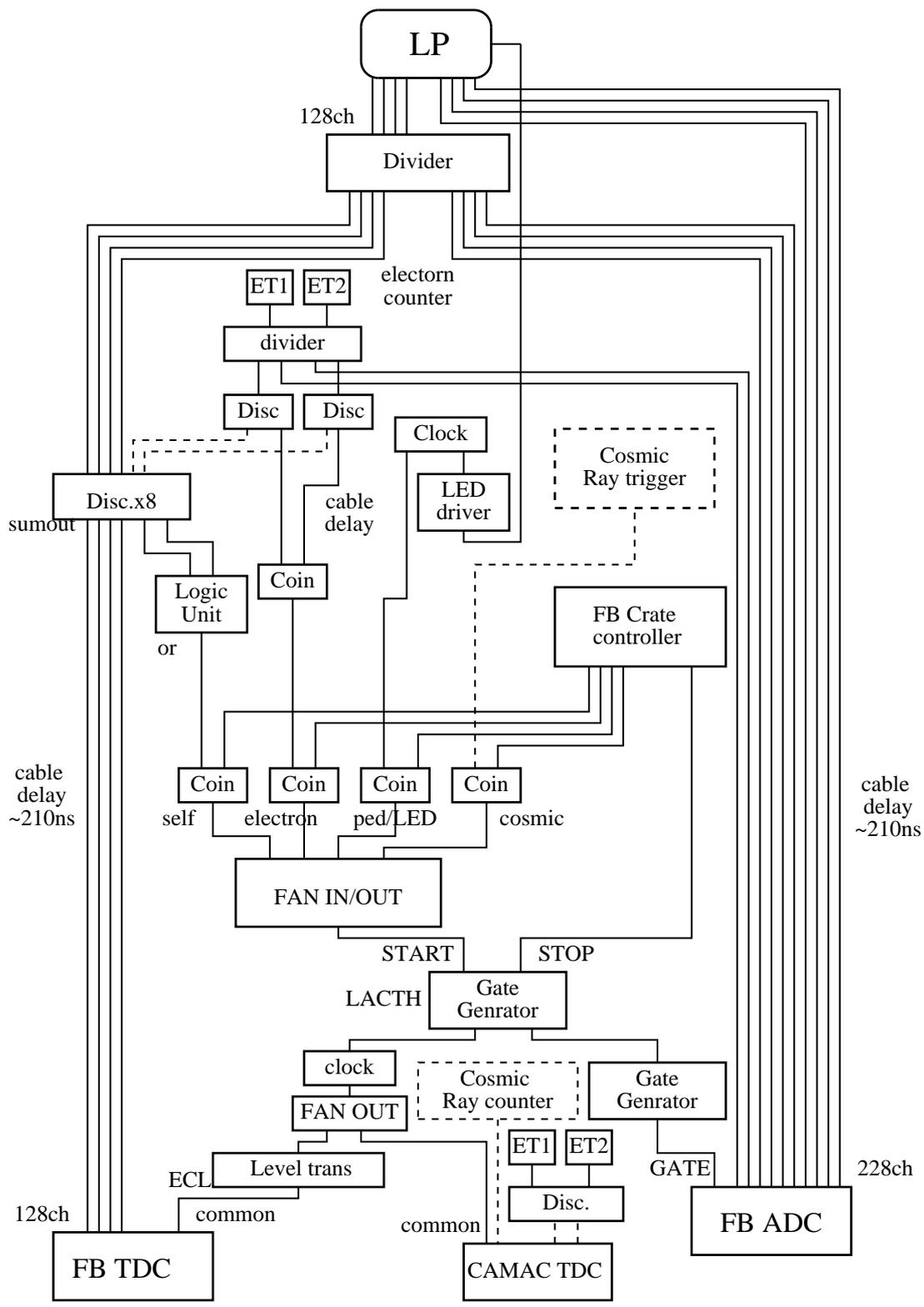


図 33: データ取得回路。前半の run ではエレクトロントリガーカウンターの TDC は CAMAC の TDC に入っており、後半の run では FB の TDC に入っている。

6.5 データセット

今回の実験では、PMTの増幅率、discriminatorのしきい値、divider、ビーム入射位置(図34)などの条件を変えてデータの取得を行った。

いくつかのTDCでクロストークが見られたので10nsのケーブルを挿入し、これを軽減する試みや、トリガーカウンターのTDCをFASTBUSのTDCに入れ、キセノンからのシグナルとトリガーカウンター間の電気回路の系統誤差をなくする試みもなされた。

時間分解能の波高依存性も調べるため、一部のPMTのシグナルをアンプで増幅したデータもある。

取得したデータの条件を表に示す。各条件につき数十万イベント取得した。

run number	gain	disc.Th	divider	入射位置	eTCのTDC	備考
4547-4550	1e6	-10mV	active	1	CAMAC	
4552	1e6	-20mV	active	1	CAMAC	
4553	1e6	-15mV	active	1	CAMAC	
4554	1e6	-12mV	active	1	CAMAC	
4600-4602	3e6	-10mV	active	1	CAMAC	
4613-4622	5e6	-10mV	active	1	CAMAC	
4689-4692	5e6	-10mV	passive	1	FB	cable delay(10ns)
4698-4700	5e6	-10mV	passive	1	FB	cable delay(10ns),amp
4707-4712	5e6	-10mV	active	1	FB	cable delay (10ns)
4716-4717	5e6	-10mV	active	2	FB	cable delay (10ns)
4728-4731	5e6	-10mV	active	3	FB	cable delay (10ns)

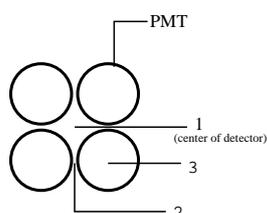


図 34: ビームの入射位置

6.6 PMT の calibration

PMTの較正には青色LED(波長450nm)を用いた。ラージプロトタイプには8個のLEDが取り付けられており、専用のモジュールから供給される電圧に応じて発光量を調節することができる。今回は対称な位置にある2個のLEDを用いて較正を行った。

PMTに入射した光子が光電面で光電子を叩き出す過程がPoisson分布であるとする、光電子数 N_{pe} とその分布の分散 $\sigma_{N_{pe}}^2$ は等しい:

$$N_{pe} = \sigma_{n_{pe}}^2 \quad (15)$$

これを増幅率 G の PMT と 1 チャンネルの電荷量が C である ADC で見ると、ADC の分布の平均値 (\overline{ADC}) と標準偏差 (σ_{ADC}) を用いて

$$N_{pe} = \frac{\overline{ADC} \times C}{e \times G} \quad (16)$$

$$\sigma_{N_{pe}} = \frac{\sigma_{ADC} \times C}{e \times G} \quad (17)$$

と書ける。ここで e は電子の電荷 $1.6 \times 10^{-19} [C]$ である。

以上より、

$$\sigma_{ADC}^2 = \frac{e \times G}{C} \times \overline{ADC} \quad (18)$$

という関係式が得られる。

したがって、 σ_{ADC}^2 と \overline{ADC} をプロットすれば、その傾きから増幅率 G が求まる。(図 36)。

今回の実験では図 35 のように、LED に供給する電圧を 5 通りに変化させて、増幅率を求めた。この方法では約 $\pm 2\%$ の精度で増幅率を求めることができる [25]。測定に用いた FASTBUS の ADC は 1 チャンネルあたりの電荷 C は 250fC である。増幅率は 1×10^6 、 3×10^6 、 5×10^6 の 3 通りを用いた。

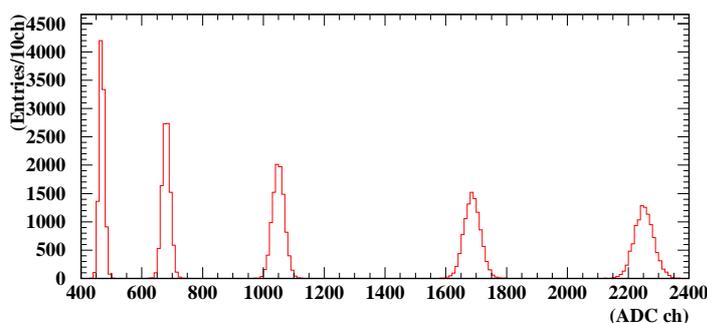


図 35: LED を用いた calibration の典型的な ADC のスペクトラム

6.7 TDC の calibration

time calibrator (ORTEC 462) を用い、TDC の較正を行った。

このモジュールは、スタートシグナルのあと 10nsec から 90nsec まで 10nsec (± 10 psec) 間隔でランダムに同じ波形のパルスを出力する。

測定は全ての TDC チャンネルについて行い、各ピークとも 10000 イベント程度の統計量を持つように留意した。

典型的な測定結果を図 37 に示す。1ch= 24.7 ± 0.3 psec という結果が得られている。他の TDC についても同様の結果であったので、1ch=24.7psec を用いることにした。

Run 3328, ch 4

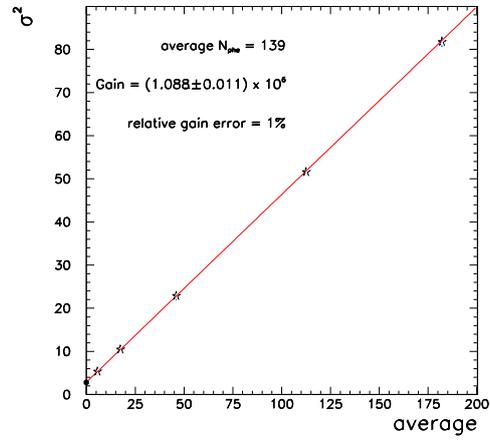


図 36: σ_{ADC}^2 and \overline{ADC} の関係。

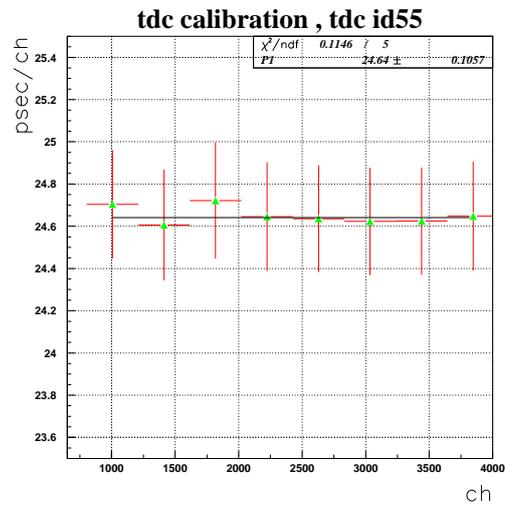


図 37: TDC の calibration

7 KSR ビームテストのデータ解析

7.1 ガンマ線検出器に求められる時間分解能

MEG 実験では、膨大なバックグラウンドから $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊を識別するために検出器には優れた時間分解能が要求される。

$\text{Br}(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)=10^{-14}$ を達成するためには、ポジトロンとガンマ線が放出されるタイミングを約 150psec(FWHM) の精度で知る必要がある。

ポジトロンについてはタイミングカウンターの試作器の結果から FWHM で 100psec 程度の時間分解能が達成可能であることがわかっているため、ガンマ線検出器に求められる時間分解能は、FWHM で約 112psec($\sigma_{t_\gamma} \sim 50\text{psec}$) である。

7.2 解析方針

測定にされた生の時間分解能 σ_t は、PMT の光電子数で決まる時間分解能 ($\sigma_{N_{pe}}$) の他に、トリガーのジッターなど全ての PMT に共通の時間的広がり (σ_{com}) や粒子が液体キセノン中でエネルギーを落とす場所の不定性によって生じる時間的広がり (σ_{pos}) を含んでいる。

これらが全て独立だと仮定すると、 σ_t は次の式で与えられる。

$$\sigma_t = \sqrt{(\sigma_{N_{pe}})^2 + (\sigma_{com})^2 + (\sigma_{pos})^2} \quad (19)$$

解析にあたっては、TDC の差をとることによって、 σ_{com} をできるだけ除くよう工夫する。

検出器の時間分解能は、本来、エネルギーを落とす位置の不定性を含めて評価すべきものであるが、今回の実験では電子ビームを用いているので、実験データからガンマ線に対する位置のゆらぎが時間分解能に与える効果を正確に評価することは難しい。そこでまず、光量に依存する部分の時間分解能 $\sigma_{N_{pe}}$ を求めることにする。

次に、電子がエネルギーを落とす位置の不定性を含む形の時間分解能 $\sqrt{(\sigma_{N_{pe}})^2 + (\sigma_{pos})^2}$ を見積もり、ガンマ線の場合の時間分解能に対応させることを試みる。

次の 2 つの解析方法を用いることにした。

2 つの解析方法：

解析 1 126 本の PMT を左右二つのグループに分け (図 38、各グループ内の (重み付きの) 平均を求める。この 2 つのグループの差の分布 ($t_{left-right}$) を解析する方法。

対称な位置にある二つのグループの差をとれば、電磁シャワーの広がり方がイベントごとに異なるために生じる時間差の大半がキャンセルするはずで、 $\sigma_{N_{pe}}$ を推定することができる。

解析 2 個々の PMT とトリガーカウンターとの差を求める。これをすべての PMT (126 本) について (適当な重みをつけて) 平均したもの (t_{Xe-ET}) を解析する方法。

この場合 $\sqrt{(\sigma_{N_{pe}})^2 + (\sigma_{pos})^2}$ を求めていることになる。

重みづけの方法については次の節で述べる。

7.2.1 重みづけの方法

我々の検出器はシンチレーション光をできるだけたくさんの PMT で観測することによって分解能を高めている。しかし、分解能に対して全ての PMT が同じ重要度を持つわけではない。と

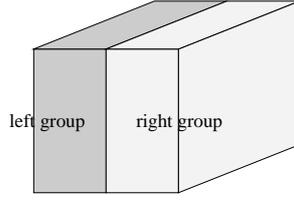


図 38: PMT のグループ分け

いうのは、ビーム入射位置に近い PMT は多くのシンチレーション光を観測し、良い時間分解能を持つからである。また、MT の個体差があるので同じ光量を観測したからといって同じ時間分解能を持つとは限らない。

このような理由から、単純に全ての PMT の平均をとる方法では検出器本来の分解能を得ることは困難である。

したがって、時間分解能を評価する際には各 PMT に適当な重みをつけて足し合わせる必要がある。

「重み」が持つべき条件は、「**時間分解能が良い PMT ほど大きなウエイトを持つ**」ことである。この条件を満たす最も良い「重み」は、TDC の分布の分散を用いることである。

すなわち、 i 番目の PMT の TDC(t_i) の分散を σ_i^2 として、

$$T_{ave} = \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}} \sum_i \frac{t_i}{\sigma_i^2} \quad (20)$$

のようにして重み付きの平均を求める。

以上の重みを用いて前節の 2 つの解析を式で表すと、

解析 1

$$t_{left-right} = \frac{1}{N} \left(\sum_{i, left} \frac{1}{\sigma_i^2} \cdot t_i - \sum_{i, right} \frac{1}{\sigma_i^2} \cdot t_i \right) \quad (21)$$

$$N = \sum_{i=1}^{126} \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (22)$$

解析 2

$$t_{Xe-ET} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{126} \frac{1}{\sigma_i^2} \left(t_i - \frac{t_{ET1} + t_{ET2}}{2} \right) \quad (23)$$

となる。

7.2.2 Time walk 補正

パルスの波高の違いに応じてディスクリミネータのしきい値を越える時間が異なるため、TDC へ出力される時間の分布は、実際の時間の分布より余分な広がりを持っている。これを time walk と呼んでいる。

この time walk を次のようにして補正する。

波高と ADC の測定値には相関があるので、波高を ADC の測定値でおきかえる。このとき、TDC の測定値と ADC の測定値には次のような関係が成り立つことが知られている ([26])。

$$\text{TDC} = C/\sqrt{\text{ADC}} + t \quad (C: \text{定数}), \quad (24)$$

ここで、 t は time walk が起こらない場合の TDC の値である。
従って、各チャンネルについて TDC と $1/\sqrt{\text{ADC}}$ の分布の傾き C を求めることにより、

$$t_i = \text{TDC}_i - C_i/\sqrt{\text{ADC}_i} \quad (i = 1, 126), \quad (25)$$

という time walk の広がりを除いた変数が得られる。

ただし、この time walk 補正は波高がディスクリミネータのしきい値より十分高いときに成り立つ近似であることに注意しなければならない。

特に断らない限り、これからの解析は TDC の値として time walk 補正後の TDC の値 t_i を使って行う。

今回の time walk 補正の技術的な工夫について少し補足する。

単に TDC と $1/\sqrt{\text{ADC}}$ の分布を profile して fitting すると図 39 のようにに少数の ”特異” なイベントのために fit の精度が低下する。

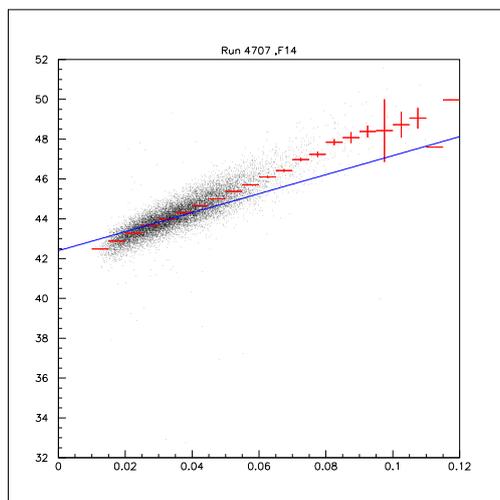


図 39: 悪い time walk 補正の例

今回用いた time walk 補正では、

- fitting の範囲を各チャンネルごとに適正に選ぶ。
- 横軸を適当な bin 数で分割し、その bin に含まれるイベントが極端に少ない場合はその bin のイベントを無視する。

という手法により ”特異” なイベントを除外して fitting の精度を高めている。

以上の time walk 補正を TDC と ADC の相関がなくなるまで反復して行う。

図 40 は解析で用いた time walk 補正の例である。

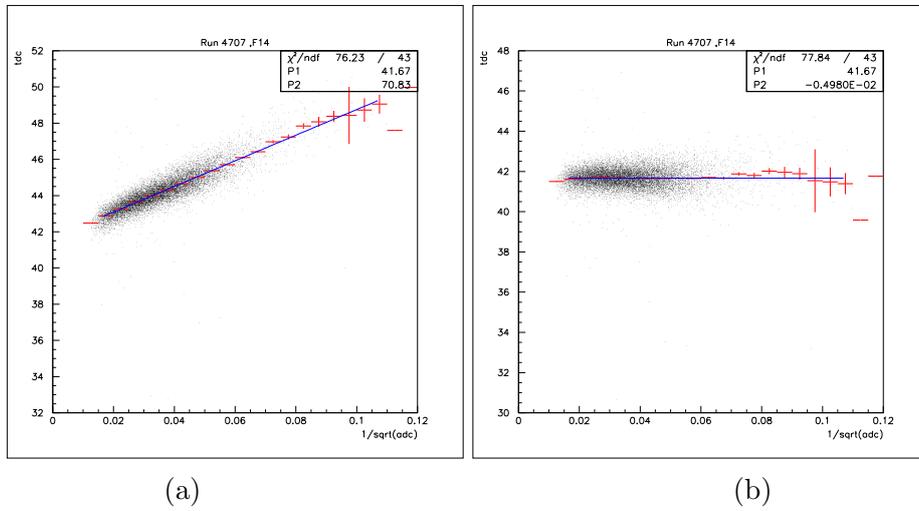


図 40: (a) 補正前の TDC と $1/\sqrt{ADC}$ の相関。(b) 補正後の TDC と $1/\sqrt{ADC}$ の相関。

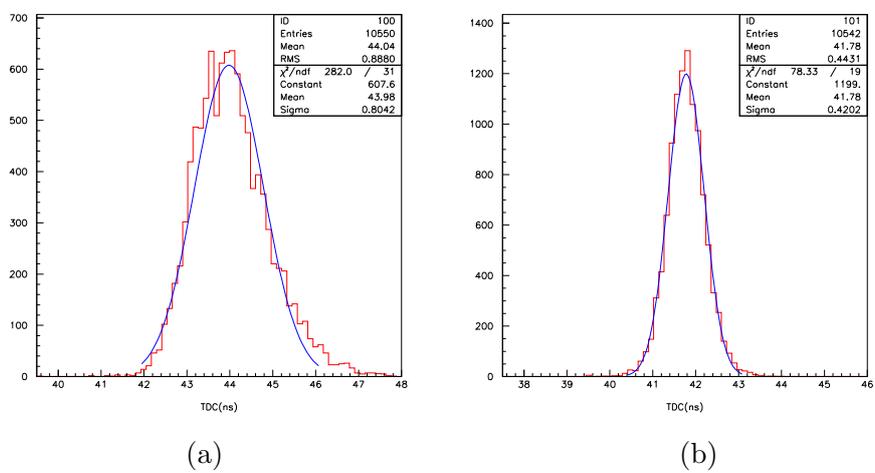


図 41: (a)time walk 補正前の TDC の分布。(b)time walk 補正後の TDC の分布。

7.3 イベントセレクションの基準

電子ビームとガンマ線の両方についてモンテカルロ・シミュレーションを行い、イベントの選択基準を作った。

シミュレーションには GEANT3.2.1 を用いた。シミュレーションの条件を表 11 に示す。なおエネルギー以外はガンマ線と電子に対して同じ条件を用いている。

エネルギー	電子 60MeV	ガンマ線 52.8MeV
吸収長	100cm	
レイリー散乱長	40cm	
液体キセノンの屈折率	1.5655	
PMT のクォーツ窓の屈折率	1.490	

表 11: シミュレーションの条件

7.3.1 光電子数によるイベントセレクション

電子は検出器の有効領域に達するまでに、プラスチックシンチレータ、アルミウインドウ、ハニカムウインドウ PMT ホルダーを通過し 15MeV 程度のエネルギーを失う。この物質の厚さは輻射長の 0.25 倍程度である (表 12)。

物質	radiation length (X_0)	厚さ
プラスチックシンチレータ	43.0cm	$0.010X_0$
SUS honeycomb window	1.8cm	$0.054X_0$
lucite	34.4cm	$0.009\sim 0.04X_0$
G10	19.4cm	$0.15X_0$

表 12: 有効領域の前にある物質の厚さ

検出器で観測される光電子の総数を電子とガンマ線に対するモンテカルロシミュレーションによって見積もると図 42 のようになった。ハッチのかかっている方は 60MeV の電子に対する結果であり、かかっていない方は 52.8MeV のガンマ線に対する結果である。ガンマ線の場合には鋭いピークが立つが、電子の場合は有効領域に達するまでのエネルギー損失によってガンマ線よりなだらかなピークを持ち、観測される光電子数も少ないという傾向がわかる。

図 43 は 60MeV の電子ビームを入射したとき、検出器で観測された光電子の総数である。シミュレーションによると、図 43 の 22000 付近のピークが 46MeV のエネルギーデポジットに対応する。

実験の結果得られた光電子の総数は、電子に対するシミュレーションで得られた光電子数の約 60% であった。また光電子数の分布の幅もシミュレーションよりも実験データの方が広がっている。

この理由として、PMT の Q.E. が実際はもっと小さい可能性が考えられるが、Q.E. の違いだけでは分布の形の違いは説明できない。他の可能性としては、ハニカムウインドウとホルダーの間に液体キセノンが浸透していて電子が余分にエネルギーを損失していることが挙げられる。

シミュレーションは実験データの光電子の総数の分布を再現していないので、52.8MeV のガンマ線に対するシミュレーションで得られた光電子数をそのまま実験データのイベント選別基準に

することはできない。しかし、シミュレーションによって得られたガンマ線と電子の光電子数の分布からは52.8MeVのガンマ線の方が60MeVの電子より観測される光電子数は多いことはわかっている。実験データでも光電子数が多い部分を選ぶことにする。今回は図43のピークを切らないように、総光電子数が20000以上34000以下のイベントを選ぶことにした。

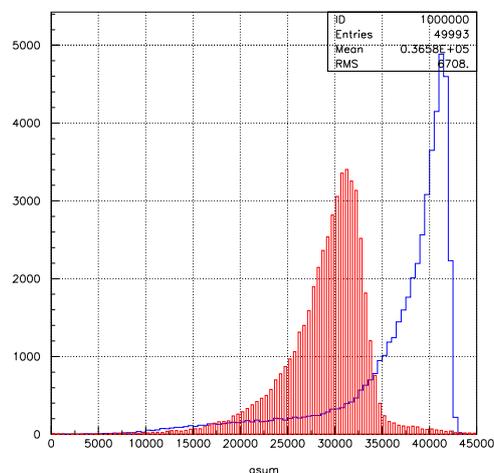


図 42: シミュレーションで得られた光量の和。ハッチがかかっている方が60MeVの電子のイベントであり、かかっていない方が52.8MeVのガンマ線のイベントである。

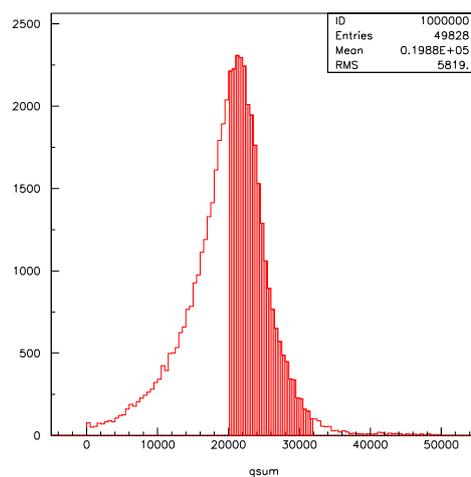


図 43: 60MeVの電子ビーム入射時の全光量の分布。ハッチをかけた部分が今回用いたイベントである。

7.3.2 位置によるイベントセレクション

ガンマ線と電子ビームの違い

図 44 のように電子は検出器の有効領域で直ちに相互作用するが、ガンマ線の場合数 cm の深さまで入ってから相互作用する。

図 45 からわかるように、電子は検出器の有効領域に入る前に物質と多重散乱するのでガンマ線よりもかなり広がって入射してくる。

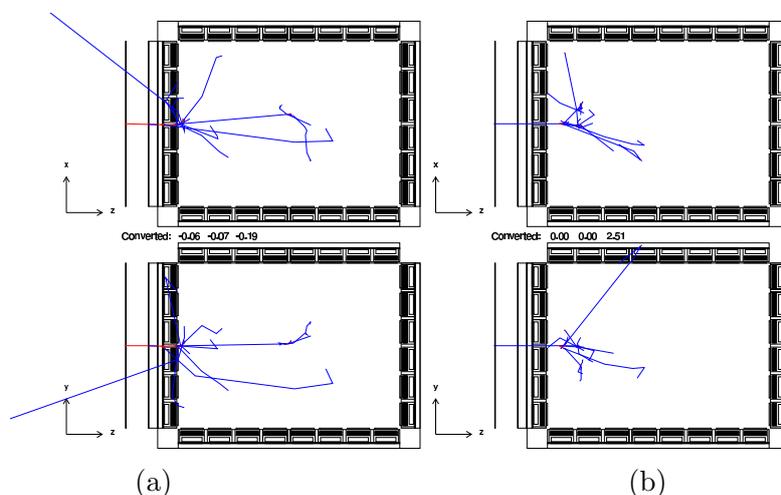


図 44: シミュレーションで得られた電子 (a) とガンマ線 (b) に対する検出器の応答。

図 45(a) は検出器中心に入射したガンマ線が検出器の有効領域に入った時の x, y 方向の分布を示すシミュレーションの結果であり、図 45(b) は電子ビームに対する結果である。

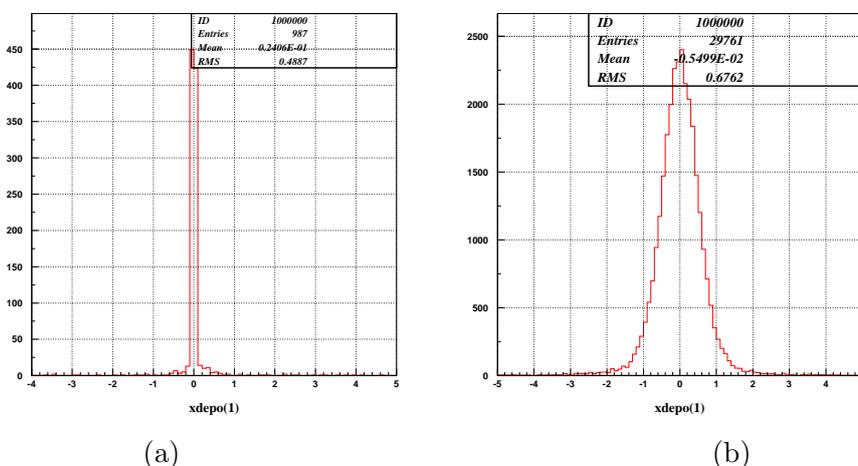


図 45: モンテカルロ・シミュレーションから求めた x 方向の分布。(a) ガンマ線 (b) 電子ビーム

位置再構成の方法

実験データに対する x, y 方向の位置の再構成は光量重心の方法を用いて行う。光量重心とは光電子数で重みをつけた座標の平均値のことである。

具体的に式で書くと、ビーム入射面の 36 本の PMT について i 番目の PMT で測定された光電

子数を N_i i 番目の PMT のクォーツ面の中心位置を (x_i, y_i) として

$$N = \sum_{i=1}^{36} N_i, \quad (26)$$

$$x = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{36} x_i \cdot N_i, \quad (27)$$

$$y = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{36} y_i \cdot N_i, \quad (28)$$

$$(29)$$

のようになる。

図 46 は光量重心によって得られた位置と実際の位置の対応を示すシミュレーションの結果である。図 46 には、シミュレーションによって検出器の中心に電子を入射させ、エネルギーが 46MeV 以上のイベントを選んでプロットしてある。

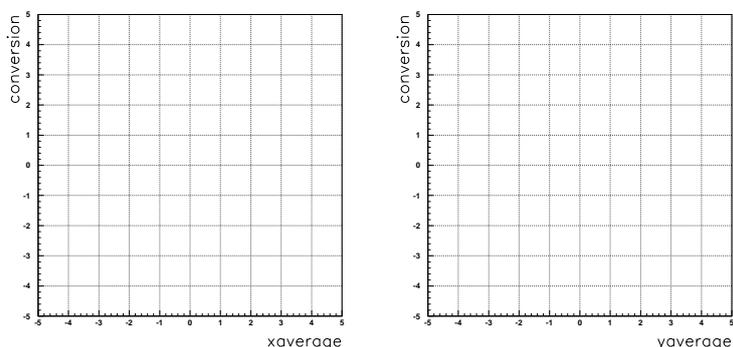


図 46: 光量重心の方法で得られた位置と実際の位置の対応を示す電子に対するシミュレーション結果。

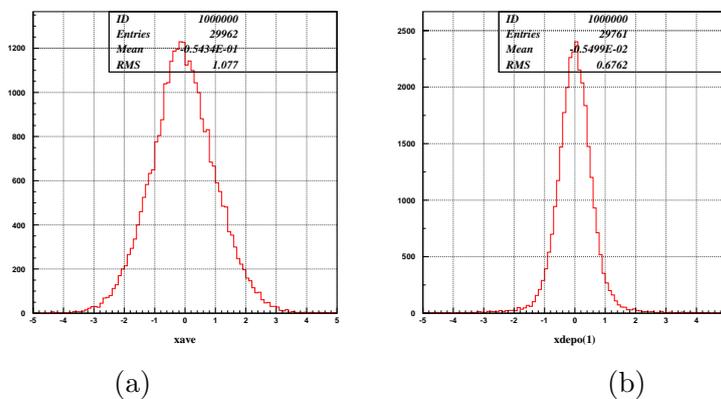


図 47: 電子に対するシミュレーションの結果、光量重心の方法で得られた位置 (a) と実際の位置 (b)

この図からもわかるように、光量重心から得られた位置は電子の入射位置を見積もる良いパラメータになっている。

解析ではこの光量重心の方法で得られた入射位置を使って、位置のカットをかけることにする。

シンチレーション光の広がりによる選別

シンチレーション光の広がり具合を表すパラメータとして σ_{front}^2 という変数を導入することにする。

σ_{front}^2 は前面の PMT の光量重心の分散であり、次の式で与えられる:

$$\sigma_{front}^2 = \frac{\sum(N_i \cdot x_i^2 + N_i \cdot y_i^2)}{\sum N_i} - \left(\frac{\sum(N_i \cdot x_i + N_i \cdot y_i)}{\sum N_i} \right)^2 \quad (30)$$

ガンマ線が液体キセノンと最初の相互作用をする深さと σ_{front}^2 の間には非常に良い相関があり、この変数を用いて相互作用の深さを見積もることができる (図 48)。

電子はガンマ線と異なり、液体キセノンに入射した瞬間から相互作用をする。最初の相互作用の深さは $z=0$ である。光量重心の方法で求められた位置は、実際の入射位置よりも特定の PMT の中心に引き寄せられる傾向がある (図 49)。そういったイベントは σ_{front}^2 が小さくなるので、 σ_{front}^2 でカットをかけることで、位置の再構成の精度を向上させることができる。

このような理由から、今回の解析でも σ_{front}^2 を積極的に用いることにする。

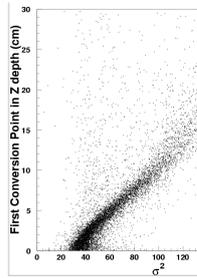


図 48: ガンマ線のシミュレーションで得られた σ_{front}^2 と液体キセノン中の相互作用の深さの相関

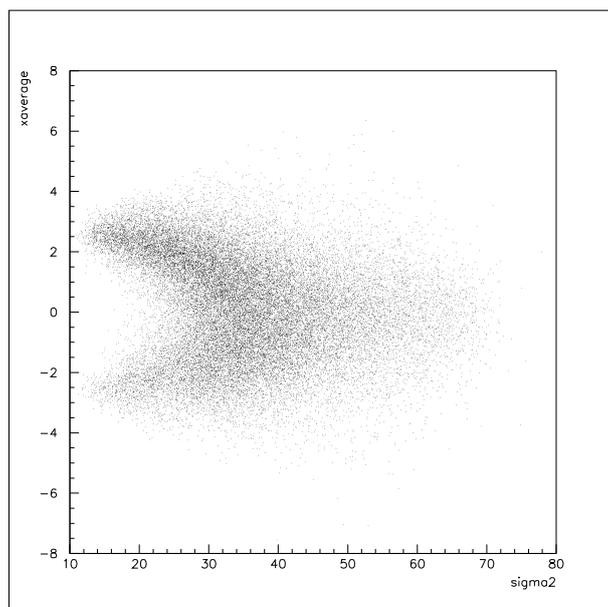


図 49: 電子のシミュレーションから得られた σ_{front}^2 と光量重心から得られた位置の相関。 $x=\pm 3.1\text{cm}$ のところに PMT がある。入射位置が PMT のそばに引き寄せられているのがわかる。

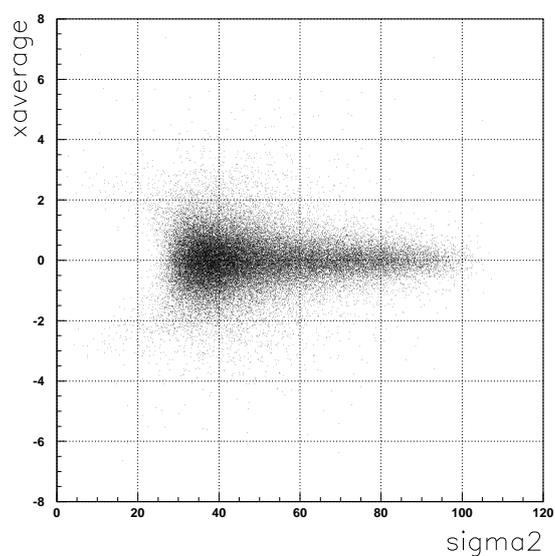


図 50: ガンマ線のシミュレーションから得られた σ_{front}^2 と光量重心から得られた位置の相関。 $x=\pm 3.1\text{cm}$ のところに PMT がある。電子の場合ほど入射位置が PMT のそばに引き寄せられていない。

7.4 実際の解析の手順

解析に用いたカットを表 13 に示す。

検出器で観測された光電子の総数 (qsum)	$20000 \leq \text{qsum} \leq 30000$
再構成された入射位置からの距離 ($\sqrt{x^2 + y^2}$)	$\sqrt{x^2 + y^2} \leq 0.5\text{cm}$
入射面における光量重心の分散 (σ_{front}^2)	$30 \leq \sigma_{front}^2 \leq 50$

表 13: 解析に用いたカット

解析 1 は、次のような手順で行った。

- (1) σ_{front}^2 のカットを適用し光量重心の方法で入射位置を推定する。
- (2) 得られた入射位置から $\sqrt{x^2 + y^2} \leq 3\text{cm}$ の範囲にあり、かつ、光量と σ_{front}^2 が上記の範囲にあるイベントを用いて、全ての PMT について time walk の補正を行う。
- (3) (2) で得られた time walk 補正後の TDC の分布の標準偏差を求めこれを重みとして、左右のグループの重み付きの平均を求める。(規格化には「重み」の総和を用いる。)
- (4) 入射位置からの距離 $\sqrt{x^2 + y^2} \leq 0.5\text{cm}$ のカットを施し、左右のグループの差の分布を求める。
- (5) カットでは落とすきれなかった qsum、 σ_{front}^2 、 $\sqrt{x^2 + y^2}$ に対するわずかな相関を補正する。

ガンマ線が検出器の中心に入射した場合、特定の PMT だけでシンチレーション光を発するイベント (σ_{front}^2 が小さいイベント) はわずか (約 5%) である (図 50)。電子の場合には、有効領域の前の物質で大きく散乱され、検出器に曲がって入射するイベントが多数ある (図 49)。(1) では、このようなある特定の PMT の真上だけでシンチレーション光を発するようなイベントを除くことで、入射位置の決定精度を高めている。

(2) では入射位置付近のイベントをある程度絞ることで time walk 補正の精度を高めている。

(4) では、入射位置からの距離を 30mm から 0.5mm まで数 mm 間隔で変化させ、最も時間分解能が良くなるものを距離のカットとして採用した。

(5) では、光電子数に対する依存性と、入射位置の決定の系統誤差やイベントごとの相互作用の深さの違いを補正する。

このようなカットを施した後、最終的に解析に用いることができるイベントは全体の約 1% である。

ガンマ線の場合には同様のイベントセレクションで有効なイベント数は遙かに多い。

7.5 クロストークの影響

非常に多くの TDC チャンネルで隣接する TDC 間のクロストークが疑われたため (図 51)、ディスタクリミネータの後に 10nsec のケーブルを挿入し、チャンネル間の干渉を防ぐことでクロストークの影響を軽減しようと試みた。

図 52、53 はケーブルを挿入する前後の TDC の分布である。

ケーブルを挿入した TDC チャンネルはケーブル数の制限から、全部で 20 チャンネルである。図 52 のようにきれいにクロストークが消える場合もあるが、図 54 のように分離しない場合があり、クロストークの他になんらかの周期的ノイズの影響で 2 つのピークがあるように見えている可能性もある。

解析 1 の方法で得られた時間分解能は、ケーブル挿入前で、 $80.7 \pm 1.7 \text{psec}$ であり、ケーブル挿入後で、 $78.1 \pm 1.2 \text{psec}$ と大きな改善は見られない。

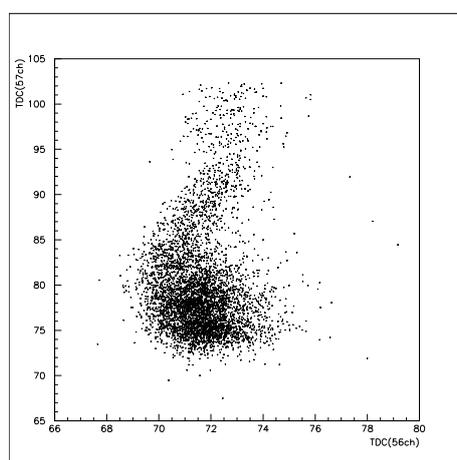
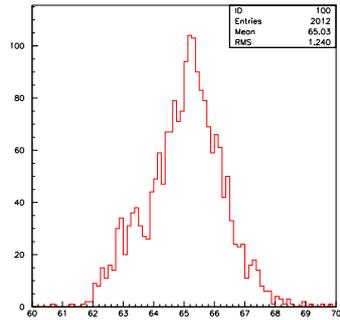
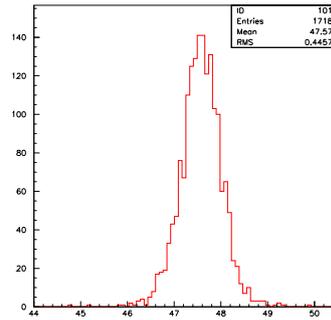


図 51: クロストークの例

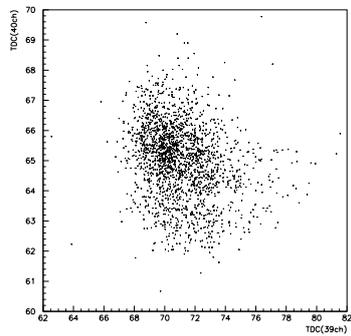


(a)

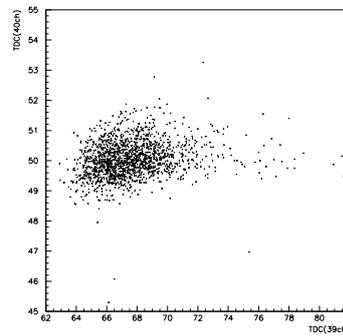


(b)

図 52: クロストークがうまく解消した場合 (a) ケーブル挿入前 (b) 挿入後

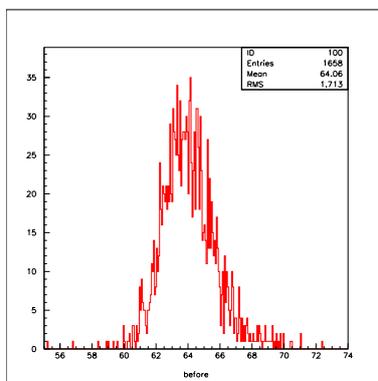


(a)

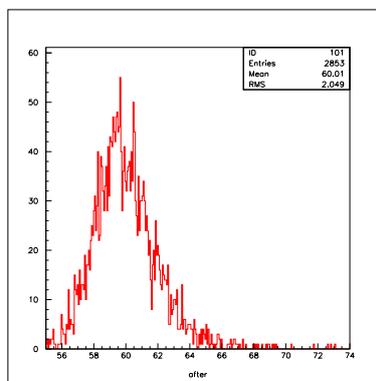


(b)

図 53: 上図の TDC について隣接チャンネルとの相関 (a) ケーブル挿入前 (b) 挿入後



(c)



(d)

図 54: クロストークが解消しない場合 (c) ケーブル挿入前 (d) 挿入後

7.6 波高の影響

7.6.1 PMT の増幅率とディスクリミネータのしきい値

最初に、ディスクリミネータのしきい値 (Th) を-20mV から-10mV まで変えてデータを取得した。増幅率は 1×10^6 に固定して行った。divider としては、波高の変わらない active divider を用いている。

しきい値が大きいたまは、表 14 のように、多くの PMT で TDC のデータが取れていない (図 56)。この結果からしきい値としては、-10mV を用いることにした。

なお PMT の配置は図 55 のようになっている。

表 14: しきい値を変えた時、TDC に入る有効イベントの割合

PMT	Th=-20mV	Th=-15mV	Th=-12mV	Th=-10mV
F7	2.8 %	9.4 %	9.1 %	37.5 %
F10	9.5 %	24.2 %	23.9 %	60.1 %
F25	5.4 %	14.3 %	14.1 %	39.1 %
F28	43.8 %	65.24 %	65.4 %	86.9 %
F0	7.3 %	22.7 %	22.5 %	60.8 %
F5	0.9 %	2.8 %	3.4 %	25.3 %
F30	1.4 %	2.5 %	4.7 %	28.1 %
F35	1.1 %	3.5 %	1.9 %	35.2 %

さらに波高を高くするために増幅率を 3×10^6 、 5×10^6 と変えて測定を行った。結果を表 15 に示す。

表 15: 増幅率を変えた時、TDC に入る有効イベントの割合

PMT	gain=1e6	gain=3e6	gain=5e6
F7	37.5 %	87.3 %	95.9 %
F10	60.1 %	91.0 %	96.8 %
F25	39.1 %	83.9 %	94.5 %
F28	86.9 %	96.8 %	98.5 %
F0	60.8 %	88.2 %	95.9 %
F5	25.3 %	81.5 %	93.6 %
F30	28.1 %	83.9 %	94.6 %
F35	35.2 %	80.1 %	94.0 %

90% 以上のイベントが Threshold を越えた PMT を有効な PMT として、各 run ごとの有効な PMT の数を見ると、表 16 のようになった。

この結果から、全ての PMT を用いて有効な測定を行うためには、少なくとも 5×10^6 程度の増幅率が必要であることがわかる。

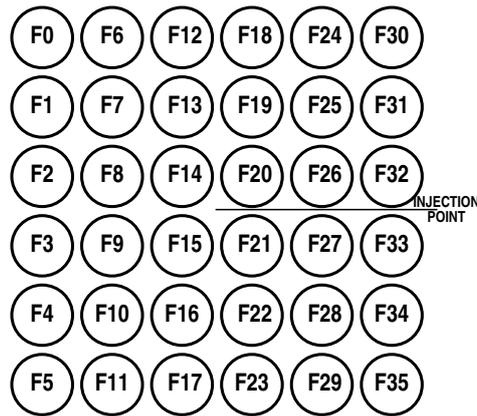


図 55: 前面の PMT の配置

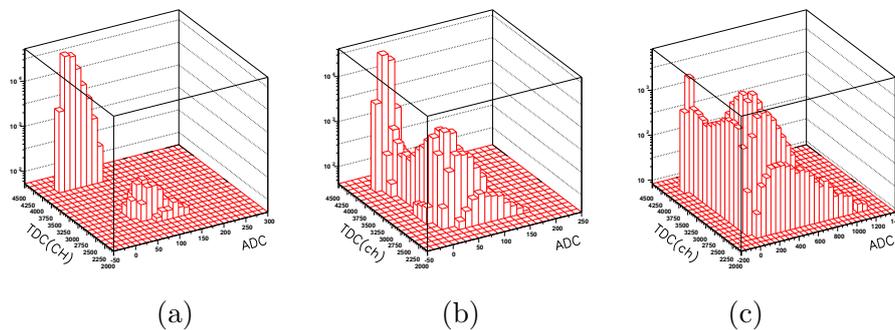


図 56: F7 の位置にある PMT の TDC と ADC の相関。(a)gain= 1×10^6 ,threshold=-20mV。(b)gain= 1×10^6 ,threshold=-10mV。(c)gain= 5×10^6 ,Thershold=-10mV。

7.6.2 波高と時間分解能

波高と時間分解能の関係を調べるため、入射位置から近い位置にある4本のPMT(F14,F15,F20,F21)について増幅率とともにどのように時間分解能が変わるか見ることにする。結果は表17のようになった。F20についての結果を図(57)に示す。増幅率を 1×10^6 、 3×10^6 、 5×10^6 と上げていくと、時間分解能は向上する。

active divider を用いた場合、帯域の関係で波形の立ち下がりがなまり、時間分解能を悪くする可能性がある。この効果を確かめるために、 5×10^6 の増幅率においては、dividerとして、抵抗分割型のdividerを使った測定も行った。ただし、この場合には波高が1/2になる。解析の結果、有効なPMTの数は101本で、時間分解能は表17のようになった。これは、active dividerを用いた 3×10^6 増幅率の場合とほぼ同等の結果であり、active dividerが波形を変える影響は少ないと結論できる。

さらに、波高がtime walkの補正に与える影響を見ると、図58のように多くのPMTで波高が低い($1/\sqrt{\text{ADC}}$ が大きい)領域では、time walkの補正がうまくかけられていない。増幅率を上げることでこの影響が軽減する傾向が伺えるが、 5×10^6 の増幅率ではまだ不十分で、より波高を高くすることで時間分解能がまだ改善する余地がある。

これ以上PMTの増幅率を上げることはあまり現実的ではないが、今回の実験で使用したPMT

測定条件	有効な PMT の数
gain= 1×10^6 Th=-20mV	9
gain= 1×10^6 Th=-15mV	21
gain= 1×10^6 Th=-12mV	26
gain= 1×10^6 Th=-10mV	83
gain= 3×10^6 Th=-10mV	109
gain= 5×10^6 Th=-10mV	123

表 16: 有効な PMT の数。

PMT	gain= 1×10^6	gain= 3×10^6	gain= 5×10^6	gain= 5×10^6 (passive divider)
F14	920±11 psec	585±9 psec	341±6psec	550±9 psec
F15	691±8 psec	592±31 psec	392 ±8psec	532±7 psec
F20	1204±27.8 psec	787±17 psec	639±10 psec	784±17psec
F21	1020±12 psec	605±9 psec	376±7 psec	808±14 psec

表 17: 波高と時間分解能の関係

よりも、3 倍程度 Q.E が高い PMT を現在、準備中である。

この新しい PMT を用いれば、実効的には波高を 3 倍にできるので、時間分解能が改善すると期待される。

今後の解析は、増幅率= 5×10^6 、ディスクリミネータのしきい値 Th=-10mV、active divider を使ったデータを用いることにする。

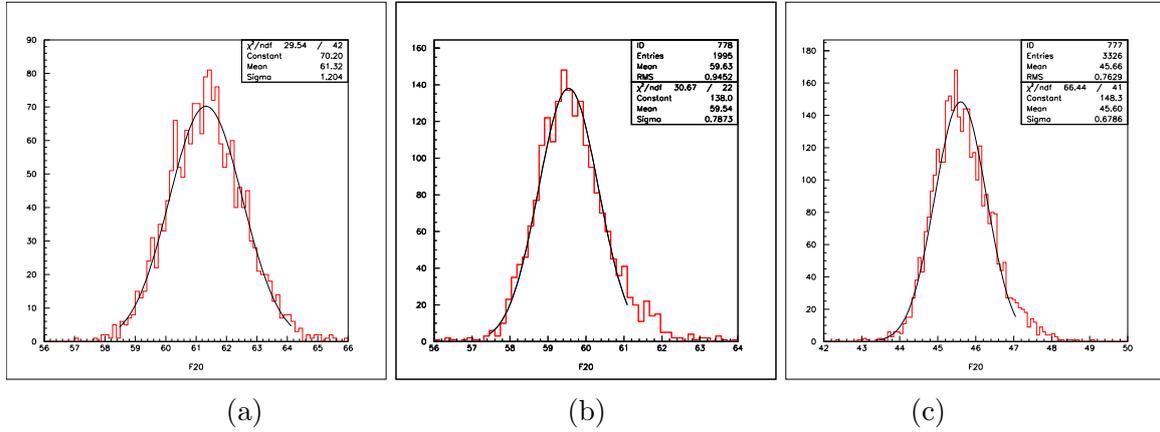


図 57: 増幅率と時間分解能。F20 の位置にある PMT の time walk 補正後の TDC の分布。(a) 増幅率 1×10^6 (b) 増幅率 3×10^6 (c) 増幅率 5×10^6

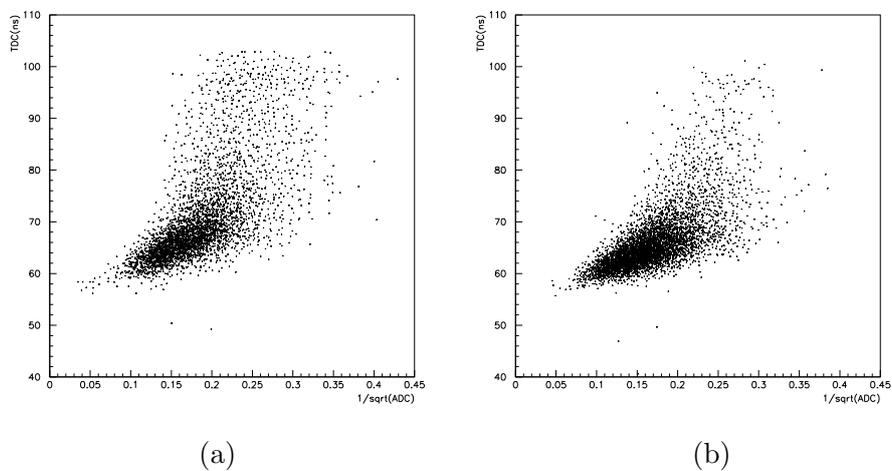


図 58: time walk 補正 (a) gain= 3×10^6 (b) gain= 5×10^6

7.7 解析1の結果

前述のように多くのチャンネルでクロストークが見られたのでこの影響を軽減するために、解析で使用するPMTを選別することにする。選別の基準は、クロストークがあり、光電子数が少ないことである。なお、多少のクロストークが見られても光電子数の多いPMTはそのまま解析に用いている。

今回は、光電子数が40以下のPMTを除き、それと対称な位置にあるPMTも除くことにした。結局、前面の4角の18本のPMTを除き、108本のPMTを用いて解析を行った。

その結果得られた時間分解能は $\sigma_{ana1}=75.8\pm 1.9$ psecである(図59)。FWHMにすると、 178.1 ± 4.5 psecとなる。なおエラーはフィテイングのエラーのみで系統誤差は含まれていない。

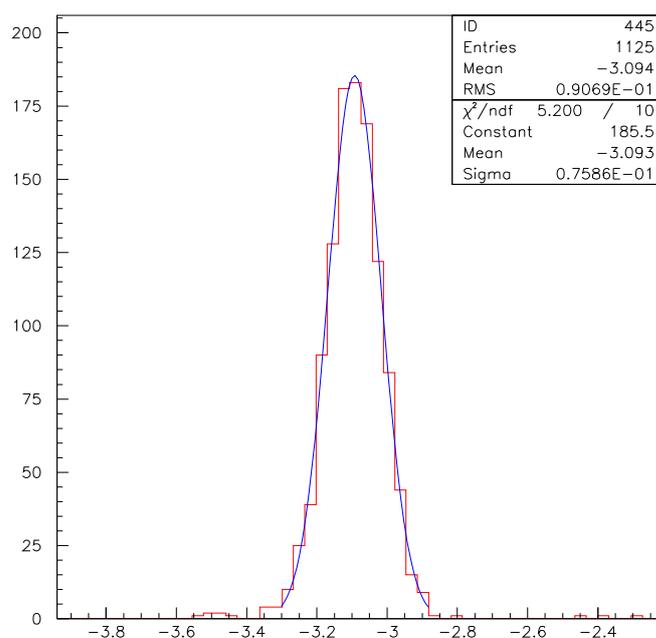


図 59: 解析1の方法で得られた時間分解能

7.7.1 光電子数に対する依存性

光電子数に対する依存性をみるため、解析に使用するPMTを126本、102本、80本、36本、16本、4本と変えて、解析1の方法で時間分解能を求めた。

得られた時間分解能を σ_{ana1} 、解析に用いたPMTの光電子の総和を N_{pe} として解析結果を $\sigma_{ana1}=A/\sqrt{N_{pe}}+B$ でfitすると、

$$\sigma_{ana1} = (13852 \pm 449.9)/\sqrt{N_{pe}} - 24.1 \pm 4.4 \text{ psec} \quad (31)$$

という結果が得られた(図60)。

この結果から52.8MeVのガンマ線で期待される時間分解能を概算してみる。

シミュレーションによると、吸収長が100cmの場合、52.8MeVのガンマ線が入射したときに検出器で観測される光電子数は約42000個である。電子の場合、実験データの光電子数の分布のピーク的位置はシミュレーションで得られたピーク位置の約65%である。

少々乱暴な議論ではあるが、実際に52.8MeVのガンマ線が入射した場合もシミュレーションの65%の光電子を観測すると仮定する。このとき検出器では約27000個の光電子を観測することになる。この光電子数を今回の得られた光電子数と時間分解能の関係に当てはめると、 $\sigma=60$ psecの時間分解能に相当する。

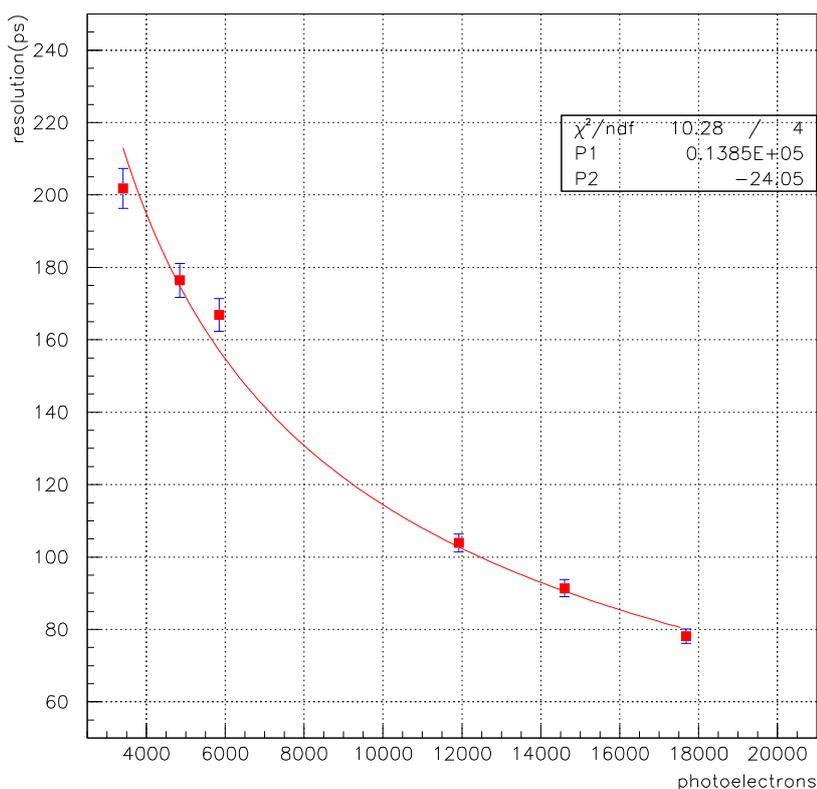


図 60: 光電子数と時間分解能の関係

7.7.2 ビーム入射位置と時間分解能

検出器を移動させてビームの入射位置によって時間分解能がどのように変化するか調べた。

PMT の背面には、最大 16mm の隙間があり、この隙間に液体キセノンが浸透している。

この隙間を埋めるために、シリコンゴムやエポキシ系接着剤など様々な物質をテストしてきたが、不純物源となってシンチレーション光を減らしたり、熱収縮によって PMT を破壊してしまったりしたため、ビームテストまでには最適な補間物が決定できなかった。

現状では、PMT の間に入射する場合は問題ないが、PMT の近くにビームが入射した場合、PMT の背面にある液体キセノン (b) との相互作用で、有効領域に入る前にエネルギーを失ってしまう。

図 61(a) は PMT の中心に電子が入射した場合 (図 62 の 3 の入射位置) に検出器で観測された光電子の総数の分布である。

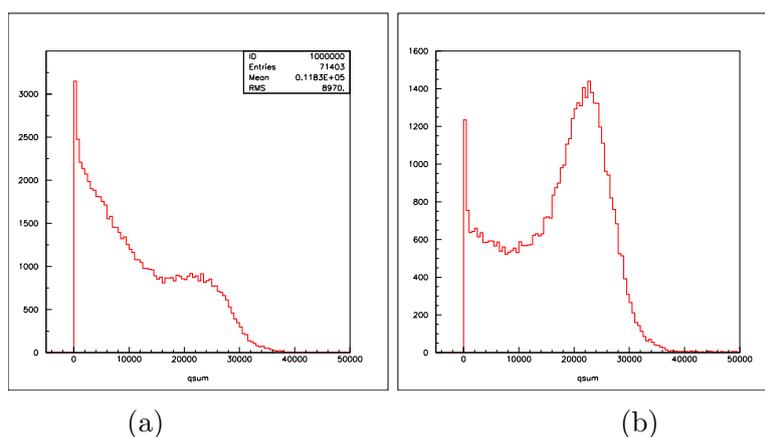


図 61: (a)PMT の中心に電子が入射した場合の光量の分布。(b)PMT の隙間に入射した場合

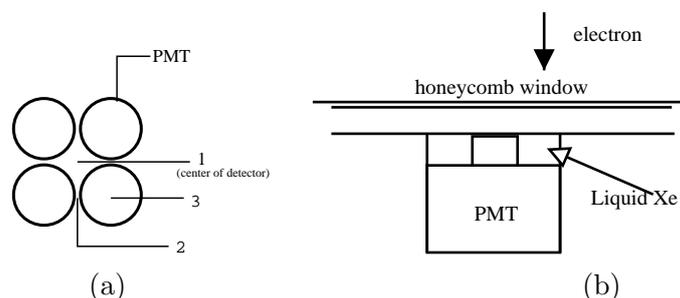


図 62: (a) ビーム入射位置 (b)PMT の背面。

また、図 62 の 2 の入射位置の場合も電子ビームのように広がりをもって検出器に入射した場合には、検出器の有効領域に達する前に隙間にある液体キセノンと相互作用する影響が無視できなくなる (図 61(b))。

入射位置 2、3 についての解析方法 1 を用いた結果を表 18 に示す。得られた時間分解能は電子が検出器の中心に入射した場合より悪くなっている。この原因としては、PMT 背面の液体キセノンとの相互作用の影響で入射位置の再構成の精度が低下することが考えられる。

入射位置	解析 1 の結果
1	75.6 ± 2.0 psec
2	81.1 ± 3.9 psec
3	88.0 ± 2.0 psec

表 18: 入射位置と時間分解能

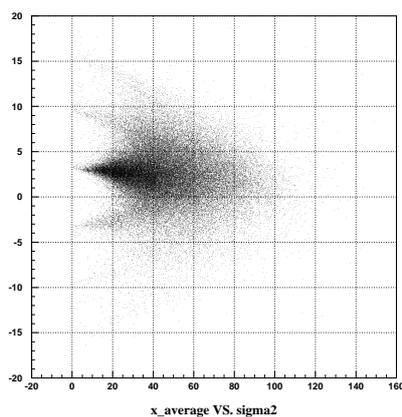


図 63: 3 の入射位置の場合に、再構成された x 軸方向の位置と σ_{front}^2 の相関。

7.8 解析2の結果

イベントごとに電磁シャワーの広がりがある場合には、時間分解能はこの広がりの不定性の分だけ悪くなる。液体キセノンの屈折率は約1.6であるので、1cmの距離の差は約53psecの時間差に対応する。

解析2では、各PMTから2つのトリガーカウンター(以下ET1、ET2と呼ぶ)のTDCの平均を引いた後、重み付きの平均(t_{Xe-ET})を求める。

さらに、得られた時間分解能はトリガーカウンターの時間分解能の分だけ余計な広がりをもっているため、これを取り除く。

トリガートリガーカウンターの時間分解能の見積もりには、 $(ET1-ET2)/2$ の分布を用いる。

以上を式で書くと、

$$t_{Xe-ET} = \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}} \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} (t_i - \frac{t_{ET1} + t_{ET2}}{2}) \quad (32)$$

$$\sigma_{Xe} = \sqrt{\sigma_{Xe-ET}^2 - \sigma_{ET}^2} \quad (33)$$

$$\sigma_{ET} = \sigma_{\frac{ET1-ET2}{2}} \quad (34)$$

となる。

図64にトリガーカウンターの分布を示す。これはCAMACモジュールのTDCを用いたときの分布である。 $\sigma_{ET}=55.9 \pm 0.5$ psecという結果が得られている。

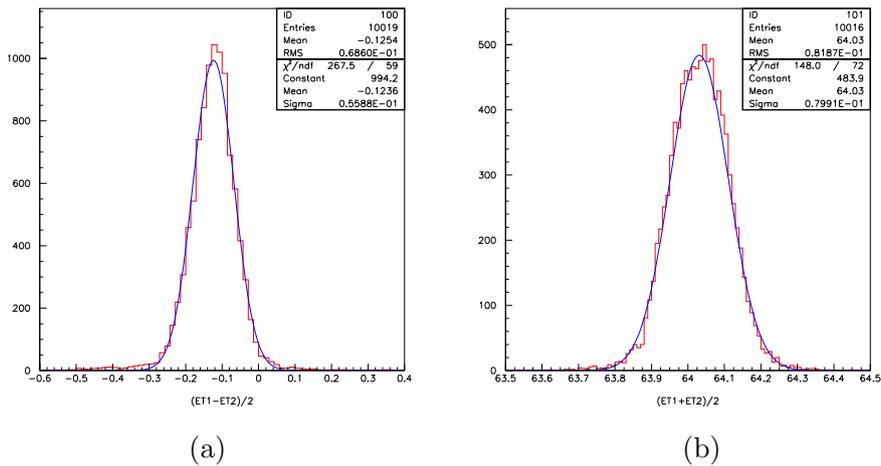


図 64: トリガーカウンターの TDC の分布。(a) $(ET1-ET)/2$ の分布。(b) $(ET1+ET2)/2$ の分布。

ラージプロトタイプのPMTはFASTBUSモジュールのTDCを使用しており、トリガーカウンターのTDCと差をとっても、トリガー回路の電子学に起因する共通の時間的な広がり(σ_{com})が完全にキャンセルしない可能性がある。今回の実験中にこのモジュール間の系統誤差を図65のような回路を用いて評価した。結果を図66に示す。モジュールの違いによって、平均して35psec程度の系統誤差が生じている。

このため、実験の後半ではトリガーカウンターのシグナルをFASTBUSに入れて測定を行った。しかし、クロストークの影響(図67)でトリガーカウンターの時間分解能が約100psec程度まで悪化したため(図68)、この条件のrunは解析2の方法には使えない。

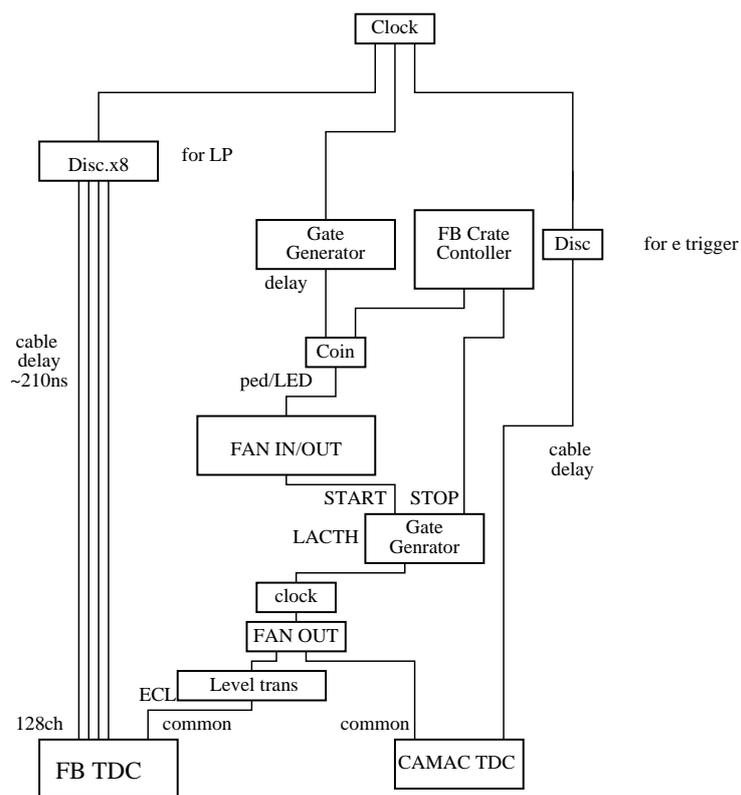


図 65: モジュール間の系統誤差測定回路。

解析 2 はトリガーカウンターの TDC に CAMAC モジュールを用いた場合のみについて行うことにする。

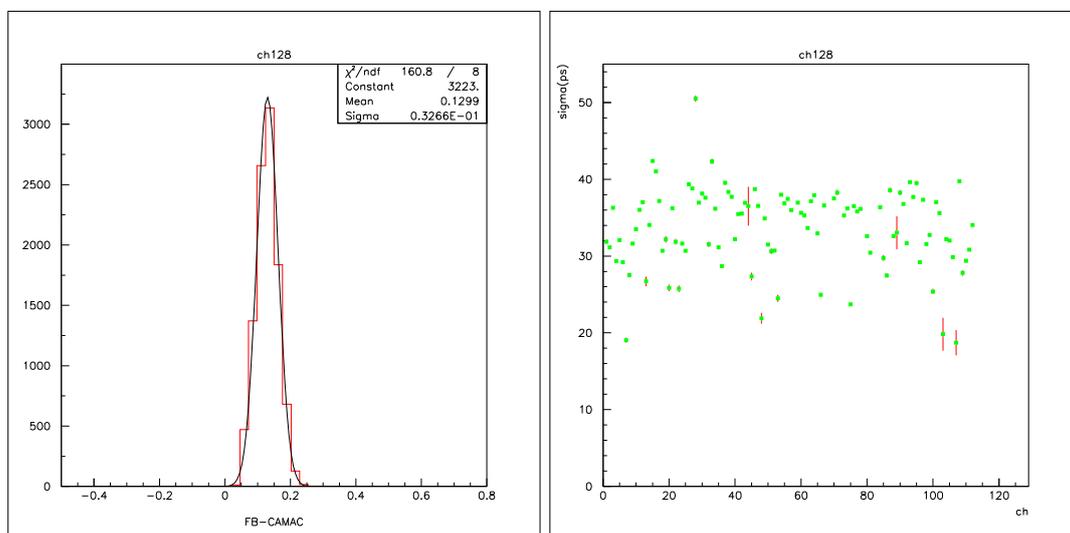


図 66: モジュール間の系統誤差

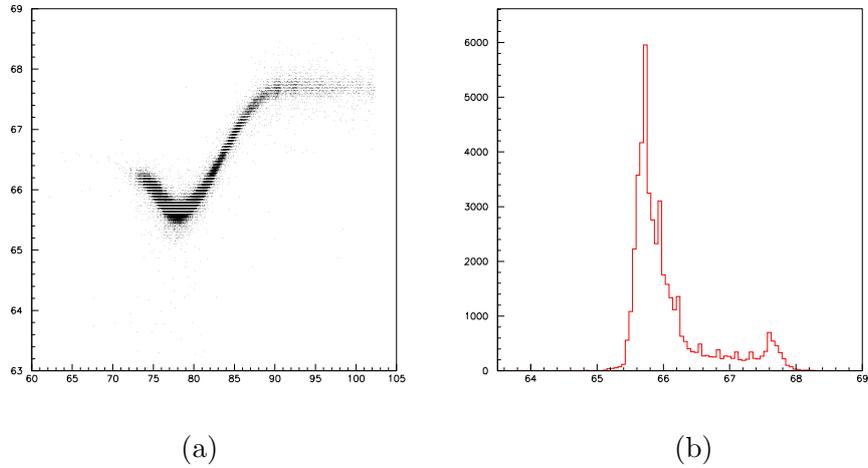


図 67: FASTBUS モジュールに入れた時のトリガーカウンターの TDC の分布。(a) ストップカウンターと隣接する TDC チャンネルにあるラージプロトタイプの PMT の相関。(b) ストップカウンターの TDC の分布。

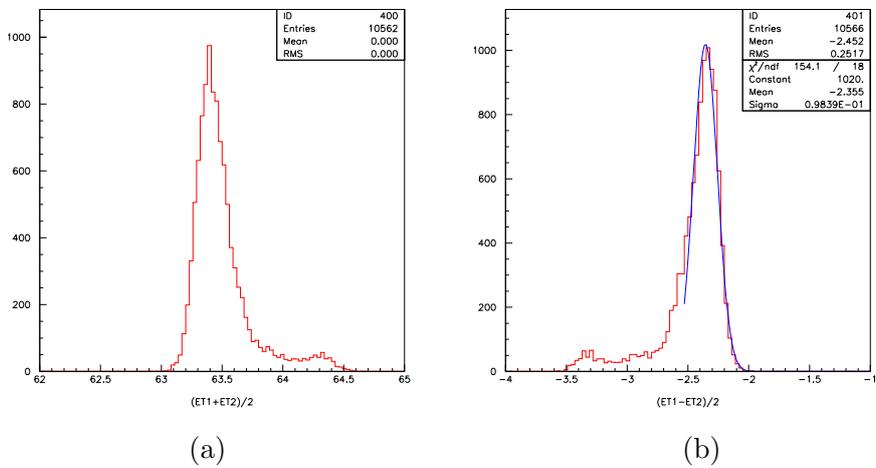


図 68: FASTBUS モジュールに入れた時のトリガーカウンターの TDC の分布。(a) $(ET1+ET2)/2$ の分布。(b) $(ET1-ET2)/2$ の分布。

解析 2 の結果を図 69 に示す。得られた時間分解能は $\sigma_{Xe-ET}=118.7\pm 2.0$ psec である。

トリガーカウンターの時間分解能 $\sigma_{ET}55.9\pm 0.5$ psec を引くと、 $\sigma_{Xe}=104.7\pm 2.0$ psec という結果が得られた。FWHM に換算すると、 246.1 ± 4.7 psec の時間分解能になる。

仮にモジュール間の系統誤差が 35psec だとすると、 $\sigma_{Xe}=98.6$ psec である。解析 1 の結果は $\sigma_{ana1}=75.8\pm 2.0$ psec であるので、二つの解析結果の差が、イベントごとの電磁シャワーの広がりの違いだけによるものだとすると、シャワーの広がり (σ_{pos}) は、

$$\sigma_{pos} = \sqrt{\sigma_{Xe}^2 - \sigma_{ana1}^2} \quad (35)$$

より、 $\sigma_{pos} \sim 63$ psec となる。これを液体キセノン中のシンチレーション光移動距離に換算すると 1.2cm 程度になる²。

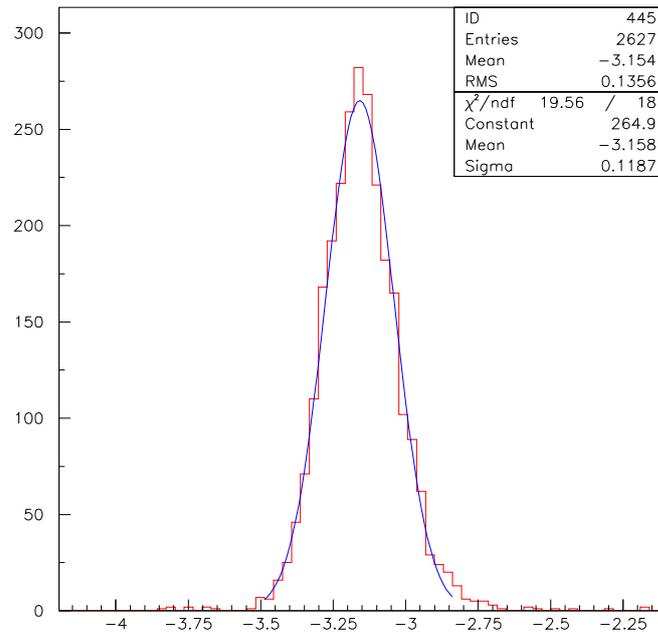


図 69: 解析 2 の結果。

²液体キセノンの屈折率は約 1.6 であるので、光は 1nsec で約 19cm 進む。

7.9 電磁シャワーのゆらぎの影響

電磁シャワーのゆらぎが時間分解能にどの程度の影響を与えるかシミュレーションを用いて簡単なモデルをつくって考察する。

シミュレーションは次のようにして行った。

- (1) ディスクリミネータのかかるしきい値を実験データの TDC と光電子数の関係から求め (図 70)、これを PMT に入射するシンチレーション光のエネルギー に換算する。
- (2) イベント毎の電磁シャワーの発展を追跡し、粒子が失うエネルギー、位置、時間の情報を得る。それを基に特定の PMT に入るエネルギーの時間分布を求める。
- (3) しきい値を越えるエネルギーが PMT に入射したときトリガーがかかったとみなし、この時間を全てのイベントについて求め、各 PMT ごとにトリガーがかかる時間の分布を作る。

シミュレーションの条件を表 19 に記す。

入射位置	検出器中心に垂直入射
エネルギー	60MeV (電子) 52.8MeV (ガンマ線)
トリガーしきい値	4.3eV
液体キセノンの屈折率	1.57
PMT のクォーツ窓の屈折率	1.49
吸収長	100cm
レイリー散乱長	40cm

表 19: シミュレーションの条件。

1×10^6 の増幅率のデータを使って、ディスクリミネータのしきい値-10mV に相当する光電子数を見積もると約 30 個であった。PMT の Q.E.=5%、シンチレーション光の波長 175nsec(=7.1eV) として PMT に入射するエネルギーに換算すると、しきい値として 4.3keV という値が得られる。

シミュレーションは検出器の中心に最も近い対称な位置にある 4 本の PMT について行った (図 71)。実験データと同様のイベントセレクションを施している。PMT1 本でみると、イベント毎の電磁シャワーの広がりによって 35psec 程度の影響がある (図 72)。さらに、

$$\text{left} = \frac{F14 + F15}{2} \quad (36)$$

$$\text{right} = \frac{F20 + F21}{2} \quad (37)$$

のように 4 本の PMT を 2 本ずつ左右のグループにわけて解析を行った。解析の結果グループの和をとった場合、差をとった場合ともに電磁シャワーの広がり方の違いの影響が軽減されていることがわかった (図 73)。

PMT 同士の相関をみると、図 74 のように早いタイミングでトリガーがかかった場合には負の相関、遅いタイミングでトリガーがかかった場合には正の相関がある。

入射面から近いところでシンチレーション光がでた場合、対称な PMT の平均をとることで xy 方向の位置の不定性はキャンセルし、比較的遠いところでシンチレーション光がでた場合には差をとることで z 方向の不定性がキャンセルするからであると考えられる。

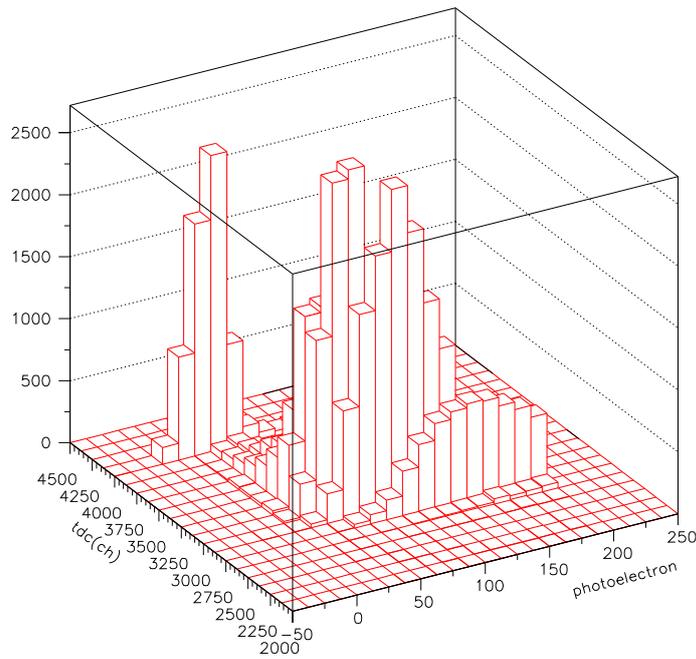


図 70: TDC と光電子数の関係。光電子数が 30 個以上でトリガーがかかっていることがわかる。

グループ間の平均をとった場合も和をとった場合も中心 4 本の PMT に関する限り有意な差は見られない。

このような簡単なモデリングで直ちに結論を出すわけにはいかないが、この考察から解析 1 の方法と解析 2 の方法での分解能の違いはイベント毎のシャワーゆらぎ以外の影響の可能性はある。

原因としては、クロストークやノイズの影響が同じモジュール間の差をとる解析 1 の方法の方が消えやすいことが考えられる。

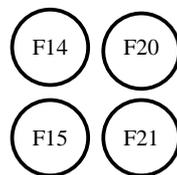


図 71: シミュレーションに用いた PMT の位置

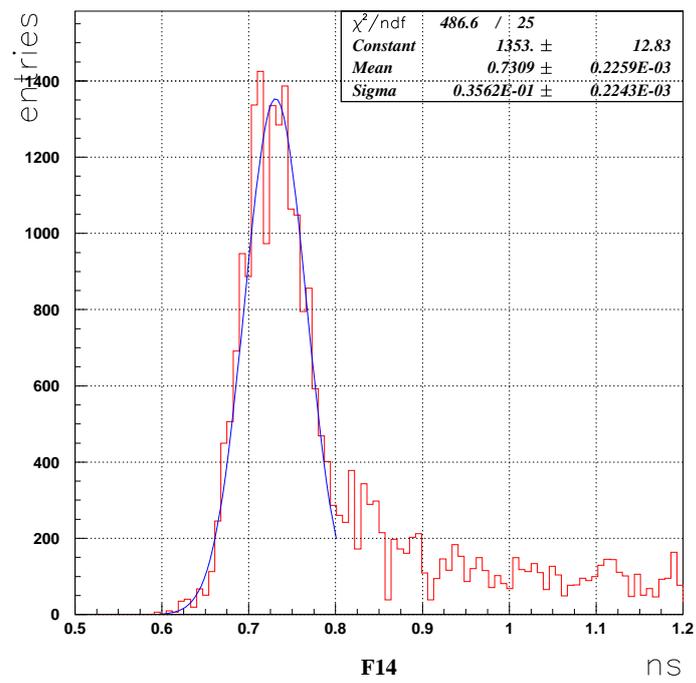
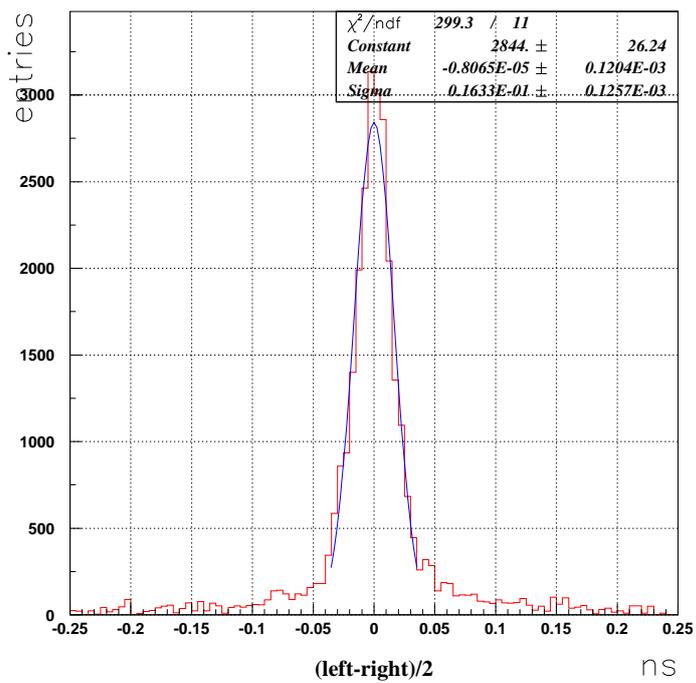
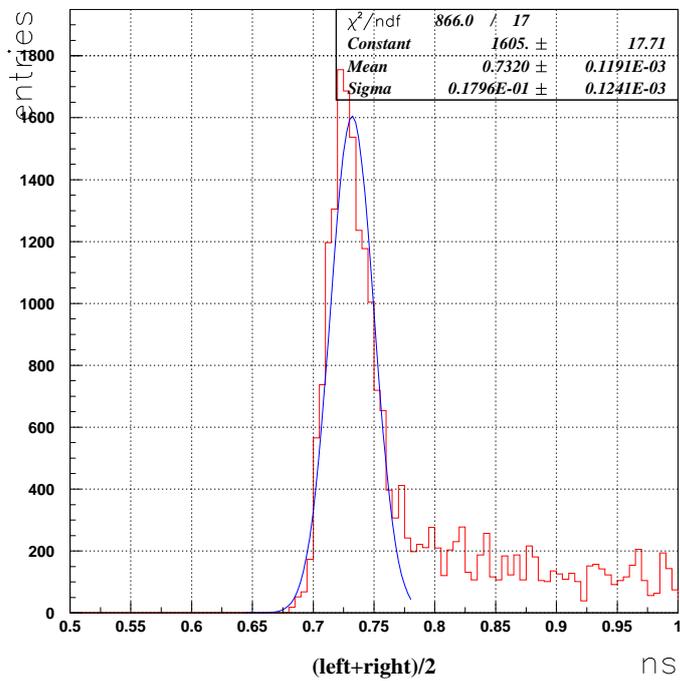


図 72: 電磁シャワーの与える影響。



(a)

(b)

図 73: (a)4本のPMTの平均。(b)左右のグループの差。

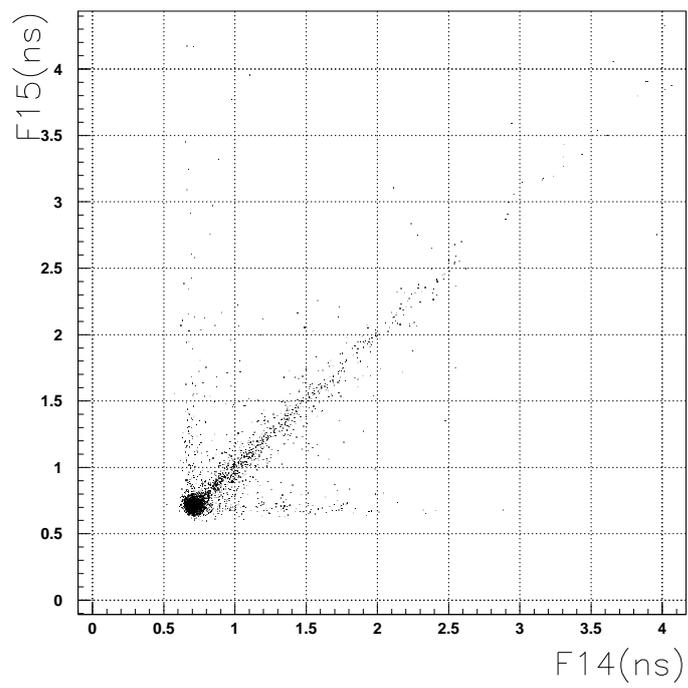


図 74: F14 と F15 の相関。

8 まとめと今後の課題

8.1 解析結果のまとめ

60MeV の電子の時間分解能について 2 通りの方法で解析を行った。ラージプロトタイプの PMT を左右のグループにわけてグループ間の差の分布を解析する方法で得られた時間分解能は $\sigma_{ana1}=75.8\pm 2.0\text{psec}$ である。ラージプロトタイプの PMT とトリガーカウンターの差を解析する方法では、 $\sigma_{ana2}=104.7\pm 2.0\text{psec}$ という結果が得られている。

時間分解能を改善するには、TDC チャンネル間のクロストークをなくすことが必要不可欠である。波高を高くすることで時間分解能がさらに向上する余地も残されている。

解析の結果から光電子数を $\sqrt{N_{pe}}$ と時間分解能は $1/\sqrt{N_{pe}}$ で向上することが確かめられた。シミュレーションから期待される 52.8MeV のガンマ線の光電子数は、得られた

8.2 ガンマ線を用いた時間分解能測定

ガンマ線に対する時間分解能を評価するために、茨城県筑波市の産業技術総合研究所にある電子ストレージリング TEARS で 2003 年 2 月に実験を行う予定である。TERAS ではレーザー光の電子による逆コンプトン散乱を用いて、最大 40MeV のガンマ線を得ることができる。当初は加速器の RF シグナルを TDC のスタートとして使う予定であったが、TERAS の RF シグナルには電子ビームのバンチにの広がり ($\sim 100\text{nsec}$) による不定性があり、TDC のスタートのシグナルとしては望ましくない。そこで、逆コンプトン散乱で反跳された電子を検出し、それを TDC のスタートとして用いることで時間分解能を評価する計画である。

2002 年 6 月の予備実験において既に反跳電子のタグに成功している。

8.3 high Q.E. の PMT

今回の解析で波高が時間分解能に与える影響が大きいことがわかった。

今使用している PMT の 3 倍程度の Q.E. をもつ新しい PMT を現在テスト中である。

この PMT の低温下の安定性、増幅率の安定性、今の PMT との相対的な Q.E. の測定などを検証し、PSI における本実験で使用に耐えるか確かめる必要がある。

8.4 PMT の補間物

現状では PMT 上にビームが入射した場合、PMT の隙間に浸透した液体キセノンとの相互作用によって、検出器の分解能が低下してしまう。この PMT の裏側の隙間を埋める補間物を早期に決定する必要がある。

補間物としては、エポキシ系接着剤 (スタイクキャスト) に PMT のブリーダと同じ素材のガラスを混ぜたものを使用する案が最有力であり、今春、実際に冷却試験を行って検証する予定である。

8.5 モンテカルロシミュレーションの改良

最大の課題としては、モンテカルロシミュレーションから得られた光量が実験データと合わないことが挙げられる。

シミュレーションにあたっては、低温下の PMT の Q.E.、レイリー散乱長、クォーツ窓の透過

率、液体キセノンの屈折率、ホルダーでの反射率など正確にわかっていないパラメータが数多くある。検出器の有効領域外の物質の影響も調べなければならない。

これらのパラメータを確定し、実験データを完全に再現するシミュレーションを早期に完成させることが必要不可欠である。

参考文献

- [1] T. Mori *et al.*, Research Proposal to PSI(1999)
- [2] Riccardo Barbieri *et al.* Nuc.phys.B 445(1995)219-251
- [3] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562;
Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. **B433** (1998) 9 and **B436**
(1998) 33;
Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1158.
- [4] Norisuke Sakai ,hep-ph/9010376
- [5] L.J.Hall,V.A.Kostelechy and S.Raby,Nucl.Phys.**B267**(1986)415.
- [6] SNO Collaboration Q.R.Ahmad *et al.*,Phys.Rev.Lett. **87** (2001)071301
SNO Collaboration Q.R.Ahmad *et al.*,Phys.Rev.Lett. **89** (2002)011301
SNO Collaboration Q.R.Ahmad *et al.*,Phys.Rev.Lett. **89** (2002)011301
- [7] Kamland Collaboration
- [8] A.Van der Schaaf,*et al.*,Nucl.Phys. **A340**(1980)249.
- [9] W.W.Kinnison *et al.*,Phys.Rev.D**25**(1982)2846.
- [10] R.D.Bolton,*et al.*,Phys.Rev D**38**(1988)2077.
- [11] MEGA Collaboration, M. L. Brooks, *et al.*, hep-ex/9905013, submitted to Phys. Rev. Lett.
- [12] A.Badertscher,D.Renker and L.Simons,PSI internal report (1989)
- [13] MEG technical note TN015,June 2002.
(<http://meg.psi.ch/docs/index.html>)
- [14] 西口創、修士論文 (2001), Hajime Nishiguchi,*et al* MEG Technicqual report 11
- [15] 矢萩幸一、修士論文 (2000)
- [16] The MEG collaboration,Status report to the PSI Scientific Committee,July 2002
- [17] Photon Cross Sections Data Base, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/>.
- [18] 鈴木聡:日本物理学会誌 53(1998)181
- [19] 宮沢俊之、修士論文 (1999)
- [20] 小曾根健嗣、修士論文 (2000)
- [21] T.Doke, K.Masuda, Nucl. Instr. and. Method A 420(1999)62-80
- [22] ATLAS Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report,CERN/LHCC/96-41,ATLAS
TDR 2,December 15,1996
- [23] 澤田龍、修士論文 (2002)

- [24] MEG technical note TN014, Apr. 2002
(<http://meg.psi.ch/doc/index.html>)
- [25] MEG technical note TN014, Apr. 2002.
(<http://meg.psi.ch/doc/index.html>)
- [26] W.B. Atwood, Time of flight measurements, SLAC-PUB-2620, October 1980

目 次

1	大統一理論における3つの結合定数の統合の様子	2
2	SU(5) SUSY-GUT モデルでの $\mu \rightarrow e\gamma$ ダイアグラムの例	3
3	SU(5) SUSY-GUT モデルで予測される $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊分岐比。 \tilde{e}_R の質量に対する関数として表してある [5]。 ((a): $\mu > 0$ 、(b): $\mu < 0$)	3
4	ニュートリノ振動との関連	4
5	MEG 実験の検出器。	6
6	バックグラウンドと $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊との識別	9
7	ポジトロンスペクトロメータの概観	10
8	磁場勾配を持たせることによりパイルアップが低減される様子。(a) が通常の一様磁場。(b) が磁場勾配を持たせた COBRA マグネット	12
9	磁場勾配を持たせることにより、 e^+ の回転半径が放出角に依らず一定になる様子。(a) が通常の一様磁場。(b) が磁場勾配を持たせた COBRA マグネット	12
10	ドリフトチェンバーの断面図	13
11	バーニアパッドの概念図	13
12	ポジترون・タイミングカウンター	14
13	液体キセノンガンマ線検出器の概略図	15
14	キセノン中とガンマ線の相互作用の全確率(全質量減弱係数)	19
15	液体キセノンのシンチレーション波長とクォーツに対する透過率	21
16	PMT の長時間安定性	21
17	スモールプロトタイプの外観と線源の位置	22
18	スモールプロトタイプで得られたエネルギー分解能	23
19	スモールプロトタイプで得られた位置分解能	23
20	光電子数の合計による時間分解能の違い	24
21	ラージプロトタイプの概略図	26
22	ホルダー及びキセノン容器	27
23	ホルダー	27
24	キセノン中の PMT の配置	28
25	キセノン中の PMT の配置(展開図)	28
26	キセノンの純化装置	30
27	吸収長測定の設定アップ	31
28	電子蓄積リング(TERAS)	32
29	循環中に光電子の総数が増加する様子。(a) アルファ線源から 7.6cm と 11.6cm 離れた PMT で測定した結果。(b) 宇宙線の測定結果。	33
30	KSR のビームライン	34
31	トリガーカウンターの配置	35
32	KSR ビームテスト時の吸収長	36
33	データ取得回路	38
34	ビームの入射位置	39
35	LED を用いた calibration の典型的な ADC のスペクトラム	40
36	σ_{ADC}^2 and \overline{ADC} の関係。	41
37	TDC の calibration	41
38	PMT のグループ分け	43

39	悪い time walk 補正の例	44
40	今回用いた time walk 補正の例	45
41	time walk 補正前後の TDC の分布。	45
42	シミュレーションから得られた光量の和	47
43	60MeV の電子ビーム入射時の全光量の分布。ハッチをかけた部分が今回用いたイベントである。	47
44	シミュレーションで得られた電子 (a) とガンマ線 (b) に対する検出器の応答。 . . .	48
45	モンテカルロ・シミュレーションから求めた x 方向の分布。(a) ガンマ線 (b) 電子ビーム	48
46	光量重心の方法で得られた位置と実際の位置の対応を示す電子に対するシミュレーション結果。	49
47	電子に対するシミュレーションの結果、光量重心の方法で得られた位置 (a) と実際の位置 (b)	49
48	ガンマ線のシミュレーションで得られた σ_{front}^2 と液体キセノン中の相互作用の深さの相関	50
49	σ_{front}^2 と光量重心から得られた位置の相関	51
50	σ_{front}^2 と光量重心から得られた位置の相関	51
51	クロストークの例	53
52	クロストーク	54
53	上図の TDC について隣接チャンネルとの相関 (a) ケーブル挿入前 (b) 挿入後 . . .	54
54	クロストーク	54
55	前面の PMT の配置	56
56	TDC と ADC の相関	56
57	増幅率と時間分解能	58
58	time walk 補正	58
59	解析 1 の方法で得られた時間分解能	59
60	光電子数と時間分解能の関係	60
61	(a)PMT の中心に電子が入射した場合の光量の分布。(b)PMT の隙間に入射した場合	61
62	(a) ビーム入射位置 (b)PMT の背面。	61
63	3 の入射位置の場合に、再構成された x 軸方向の位置と σ_{front}^2 の相関。	62
64	トリガーカウンターの TDC の分布	63
65	モジュール間の系統誤差測定回路。	64
66	モジュール間の系統誤差	64
67	FASTBUS モジュールに入れた時のトリガーカウンターの TDC の分布	65
68	FASTBUS モジュールに入れた時のトリガーカウンターの TDC の分布。(a)(ET1+ET2)/2 の分布。(b)(ET1-ET2)/2 の分布。	65
69	解析 2 の結果。	66
70	TDC と光電子数の関係	68
71	シミュレーションに用いた PMT の位置	68
72	電磁シャワーの与える影響。	69
73	(a)4 本の PMT の平均。(b) 左右のグループの差。	70
74	F14 と F15 の相関。	71

表 目 次

1	$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊における実験上限値の更新状況	5
2	MEG 実験で期待される検出器の分解能。分解能は全て半値幅で与えられている。	7
3	$\pi E5$ ビームチャンネルの主な仕様	9
4	超伝導磁石の主な仕様	11
5	液体 Xe の諸特性。	16
6	HAMAMATSU R6041Q の性質	20
7	スモールプロトタイプ実験で使用した線源	22
8	シミュレーションで得られたエネルギー分解能と吸収長の関係。	32
9	BC404 の仕様	35
10	HAMAMATSU R2083 の仕様	35
11	シミュレーションの条件	46
12	有効領域の前にある物質の厚さ	46
13	解析に用いたカット	52
14	しきい値を変えた時、TDC に入る有効イベントの割合	55
15	増幅率を変えた時、TDC に入る有効イベントの割合	55
16	有効な PMT の数。	57
17	波高と時間分解能の関係	57
18	入射位置と時間分解能	62
19	シミュレーションの条件。	67

9 謝辞

本研究を進めるにあたって、また、大学院生活を通じて多くの方々にお世話になりました。指導教官森俊則先生には、研究の機会を与えていただき、また多くの貴重なご意見を賜りました。三原智氏は未熟な私の面倒を辛抱強く見てくださり、鋭い指摘をしてくださいました。

ピサ大学 INFN の Donart Nicolo 氏、Giovanni Signorelli 氏には解析に関して、有用な助言をいただきました。

二年間寝食を共にした森研究室の小曾根健嗣氏、西口創氏、澤田龍氏、早稲田大学菊池研究室の吉村剛史氏にはこれまで何度も助けられ、励まされてきました。心から感謝致します。

大谷航氏には終始一貫して暖かくご指導いただき、幾度となく適切な助言をいただきました。氏のご指導なくしては本稿は完成しなかったことを特に付け加えます。

最後に、これまで私を支えてくれた家族、友人に感謝します。