

修士学位論文

MEG 実験用液体キセノンガンマ線検出器における
デジタル波形データの解析

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

46013

内山 雄祐

2006年 1月

Abstract

MEG 実験は $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊を通して超対称性に代表される標準理論を超えた物理の検証を目指す実験である。MEG 実験ではガンマ線の検出に液体キセノンシンチレータを用いる。液体キセノン検出器の性能を最大限引き出すために、検出器からの出力はすべて波形データとして読み出される。波形データの導入によりバックグラウンドの低減、粒子識別、イベント毎のベースラインの取得などが期待されている。特にパイルアップイベントの識別によるバックグラウンドの低減は実験成功の大きな要因であるという点で波形データの取得は MEG 実験で大きな意味を持つ。

我々コラボレーションでは MEG 実験に適した波形デジタイザーを開発し、2004 年のビームテストで液体キセノン検出器からの波形データの取得にはじめて成功した。このとき得られたデータを用い、波形の基本的な解析方法の研究を行った。データを再現する波形シミュレーション方法の確立に成功し、検出器のより詳細な研究を可能とした。波形を使った解析により今までプロトタイプ検出器の結果から期待されていた性能が実機検出器でも達成されることがわかった。またパイルアップ識別の研究にも着手し、その能力の評価を行った。

目次

Introduction	iii
第1章 $\mu \rightarrow e\gamma$ の物理	1
1.1 Lepton Flavor Violation	1
1.2 超対称性の導入による $\mu \rightarrow e\gamma$	1
1.2.1 超対称性	1
1.2.2 $SU(5)$ Supersymmetric Grand Unified Theory	2
1.2.3 MSSM with Right-handed Neutrino	3
1.3 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索実験	4
第2章 MEG 実験	5
2.1 ビームとターゲット	6
2.2 ポジトロン スペクトロメータ	6
2.2.1 COBRA マグネット	6
2.2.2 ドリフトチェンバーシステム	7
2.2.3 タイミングカウンター	9
2.3 液体キセノンガンマ線検出器	10
2.3.1 液体キセノンシンチレータ	10
2.3.2 光電子増倍管	13
2.3.3 検出器デザイン	15
2.3.4 データ収録	17
2.4 検出感度とバックグラウンド	19
第3章 デジタル波形サンプリング	23
3.1 アナログメモリー回路	23
3.1.1 サンプリング (write phase)	25
3.1.2 読み出し (read out)	26
3.1.3 Response と Calibration	26
3.2 Domino Ring Sampling chip	27
第4章 プロトタイプ実験	33
4.1 100 liter プロトタイプ	33
4.2 CEX ビームテスト	34
4.2.1 Kinematics	35
4.2.2 セットアップ	36

4.2.3	DRS データ	36
4.3	DRS データの解析	40
4.3.1	Calibration	40
4.3.2	加算平均	43
4.3.3	テンプレート波形を使った Fitting	44
4.3.4	時間分解能	45
4.3.5	波形による粒子識別	50
第 5 章	シミュレーション	55
5.1	Pulse Shape Simulation	55
5.1.1	線形システムおよびデジタルフィルター	56
5.1.2	PMT の応答	56
5.1.3	回路による波形の整形	56
5.1.4	パルスシミュレーション	58
5.1.5	ノイズ	62
5.2	DRS のシミュレーション	65
5.3	波形の揺らぎ	66
第 6 章	波形解析を用いた実機の性能評価	69
6.1	波形の解析	69
6.2	位置分解能	73
6.3	エネルギー分解能	82
6.4	時間分解能	85
6.5	波形解析によるパイルアップリジェクション	89
6.5.1	パイルアップ発見のアルゴリズム	89
6.5.2	パイルアップ識別効率	91
6.5.3	波形解析以外の方法	94
第 7 章	まとめと今後の課題	95
	参考文献	97

Introduction

現在の素粒子物理学は標準理論というゲージ対称性と3世代構造のクォーク・レプトンを柱として記述された理論を基礎としている。今日までに標準理論は様々な実験によって徹底的に検証され、我々の知っている世界を非常に高い精度で記述できることが確かめられてきた。しかしながらいまだ未解決の部分が残されており、そこを実験的に解決し標準理論を確立することが素粒子物理学の急務の課題である。その一方でニュートリノ振動が実験的に示されたことにより、今まであらゆる実験データの説明に成功してきた標準理論によろやくほころびが見えはじめたといえる。標準理論を超えた新しい物理を探索していくことが現在の素粒子物理学の中心テーマである。

荷電レプトンの世代間の混合 (Lepton Flavor Violation) は標準理論を超えた物理、特に超対称性の検証に非常に有効な手段となると考えられている。我々の実験グループは $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の探索を目指す MEG 実験 [1] を発案し国際協力のもと研究開発を行ってきた。MEG 実験は 2006 年中に開始される。いよいよ目前となった実験開始に向けて今は最終準備に取り掛かっている段階である。

MEG 実験は $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊を分岐比にして $10^{-13} \sim 10^{-14}$ の精度まで探索することを目指している。このように非常に稀な現象を探索するには大量のバックグラウンドと戦わなければならない。事実、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索を目指した過去の実験ではアクシデンタルバックグラウンドによって実験精度が制限されてしまっている。 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊からのシグナルは共に 52.8MeV のエネルギーをもち、互いに反対方向に同時に放出されるポジトロンとガンマ線である。したがってそれぞれのエネルギーと崩壊時間および崩壊角度を精度よく測ることでシグナルをバックグラウンドと区別することができる。シグナルエネルギーをもったポジトロンはミュオンの通常崩壊によって大量につくられるのに対して、ガンマ線のエネルギースペクトルはシグナル領域付近で急速に減少する。そのためガンマ線の高精度測定が実験精度の向上に特に重要となる。

しかしながら、シグナル領域に染みでてしまうガンマ線バックグラウンド源としてパイルアップイベントが考えられる。高い実験精度を得るにはビーム強度の向上による高計数率の測定が不可欠であるが、パイルアップイベントは高い計数率ではある割合で必ずおき、避けることはできない。したがって $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索実験において実験精度を突き詰めていくと最終的にもっとも決定的となるバックグラウンドは、ガンマ線のパイルアップによるアクシデンタルバックグラウンドとなってくる。

現在得られている $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 分岐比の上限値を 2~3 桁向上するために我々は革新的なガンマ線検出器を開発してきた。その大きな特徴は液体キセノンを用いる点である。そしてもう一点の特徴がデータ収録に波形を用いることである。波形に関する研究は 2004 年に行われたビームテストで、はじめて波形データが得られたことをうけ、本格的に取り組みが開始された。波形を用いた解析により、より高い時間分解能とパイルアップイベント

の識別が可能になると期待されるが、どの程度実現されるか現実的な状況で定量的に見積もられていない。またそもそも ADC や TDC を用いずに波形データのみで期待される性能を引き出すことができるのか確認し、本実験開始に先立ってその解析手法を確立しておく必要がある。

本稿では以下の構成で実験開始に先立って進めてきた波形解析に関して中心にまとめていく。第1章では $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のもつ物理的意味を、第2章では MEG 実験について検出器を中心に概観する。第3章で波形デジタイズ技術について簡単にまとめた後、第4章から本題の波形解析に関して記述する。プロトタイプ実験で得られたデータとそこで用いられた解析法を述べ、第5章では波形シミュレーション方法の詳細を記す。第6章で実機検出器で期待される性能をシミュレーション波形データと波形解析により評価する。パイルアップイベントの波形による識別についてもここで議論する。

第1章 $\mu \rightarrow e\gamma$ の物理

1.1 Lepton Flavor Violation

最小標準理論 (minimal SM) では厳密に各世代のレプトン数 (レプトンフレーバ) は保存される。これはニュートリノに質量がないということに起因する。しかしレプトンフレーバ保存はゲージ不変性のような基本的なメカニズムを持っているわけではない。minimal SM を拡張するとレプトンフレーババイオレーション (LFV) は様々なソースから引き起こされる。

SM にニュートリノの質量を導入することで $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ は引き起こされる。しかしその分岐比は非常に小さく ($O(10^{-40})$)、実験にかかるものではない。SM を超えた物理として非常に有力視されている超対称性を導入したいくつかの理論では、LFV 過程の分岐比が現在の実験による上限値のすぐ近くにあるという予言がなされている。このように $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊に代表される LFV 過程は SM によるバックグラウンドがなく、新しい物理を検証する上で非常に有効な手段となり、次世代の素粒子物理学への突破口となることが期待されている。

1.2 超対称性の導入による $\mu \rightarrow e\gamma$

1.2.1 超対称性

SM は自然さの問題または階層性の問題という重大な問題を含んでいる。自然さの問題は $\sim 10^2 \text{ GeV}$ という電弱スケールと $\sim 10^{19} \text{ GeV}$ という重力も統一される基本的なエネルギースケールと考えられるプランクスケールの間のとても大きな違いにある。ヒッグス粒子の質量を電弱スケールのオーダーに保ったまま SM がプランクスケールなどの高いエネルギースケールまで成り立つことを要請すると、ヒッグス粒子の裸の質量と高エネルギーで 2 次発散してしまう放射補正の間にパラメータの不自然なほど正確な微調整が必要となる。このような問題から SM は高エネルギー領域で成り立つより完全な理論の低エネルギー近似であると思われる。

超対称性 (SUSY) は自然さの問題を自然に解決してくれることで SM を超えた物理の有力候補とされている。超対称性はフェルミオンとボソンの間に成り立つ対称性である。超対称性による SM の最小の拡張 (MSSM) によって超対称粒子が SM の粒子それぞれに対応して導入される。粒子と質量が等しくスピンの $1/2$ だけ異なった超対称粒子は、粒子とペアとなって超対称多重項を形成する。スピン $1/2$ のフェルミオンであるクォークとレプトンは複素スカラー場であるスカラークォーク (squark)、スカラーレプトン (slepton) と超対称カイラル多重項を、スピン 0 のゲージボソンはスピン $1/2$ のフェルミオンであるゲー

ジーノと超対称ゲージ多重項を形成する，といった感じである。このような超対称多重項を考えることで，フェルミオンの放出再吸収による補正項と，ボソンの放出再吸収による補正項が正確に打ち消しあいヒッグス粒子の質量の2次発散が消えるのである。

超対称性の破れと超対称性フレーバ問題 超対称性が厳密に成り立っていれば粒子と超対称粒子は縮退しその質量は同じである。しかし現実には粒子と同じ質量を持った超対称粒子は1つも発見されていない。超対称性は破れている。この超対称性の破れの項はレプトンフレーバ混合の新しいソースとなる。つまりレプトンの質量行列を対角化したときにスカラレプトンの質量行列は一般に同時に対角化されないので，非対角成分により LFV が引き起こされる。

しかしこのようにして引き起こされる LFV は大きすぎる。LFV と FCNC (Flavor Changing Neutral Current) の実験による制限から，超対称性の破れにはスカラフェルミオンのフレーバ混合を特別に抑制する機構があるべきである。この問題を超対称性フレーバ問題という。超対称性フレーバ問題を解決するシナリオの1つが super gravity model (SUGRA) である。SUGRA ではすべてのスカラークォーク，スカラレプトンはプランクスケールにおいて等しい質量をもち (universal 構造) 質量行列は対角化される。したがってこのモデルではプランクスケールにおける LFV はない。しかしプランクスケールと電弱スケールの間にレプトンフレーバ対称性を破る相互作用があれば，LFV は量子補正を通してスカラレプトンの質量行列により引き起こされる。

$\mu \rightarrow e\gamma$ に関して特に重要な超対称性モデルについて次の2つを概観する。どちらも超対称性の導入によるスカラレプトン質量行列によって $\mu \rightarrow e\gamma$ が引き起こされ，その分岐比は実験的に到達可能な領域にある点に注目したい。

1.2.2 $SU(5)$ Supersymmetric Grand Unified Theory

大統一理論 (GUT) とは強い力と電弱力の統一を試みる理論である。大統一のためには $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ を含む単一の群が必要であるが $SU(5)$ はその最小の群である。 $SU(5)$ 超対称性大統一理論 (SUSY-GUT) の有望視される理由の一つとして標準理論に現れる3つの結合定数が 10^{16}GeV というエネルギースケール (GUT スケール) で $SU(5)$ の1つの結合定数に統合される点が挙げられる。

$SU(5)$ SUSY-GUT ではレプトンとクォークは同じ GUT 多重項に属するので GUT スケールにおけるスカラレプトンのフレーバ混合は自然に導入される。つまり湯川結合定数による超対称性の破れの項に対する量子補正により，プランクスケールでは対角化されるスカラレプトンの質量行列が GUT スケールから電弱スケールにかけて非対角要素をもつようになる。特にトップクォークの大きな質量が寄与し， $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ は大きな分岐比を持つようになることが指摘されている [2]。図 1.1 に $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ に寄与するファインマンダイアグラムの例を示した。 $SU(5)$ SUSY-GUT では右巻きスカラレプトンによってのみ LFV が引き起こされる点が特徴である。 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ の分岐比は図 1.2 に示したように計算されている [3]。LEP などの加速器実験により $\tan\beta$ の小さな値 ($\tan\beta < 10$) はほ

ば排除されている。図から分かるように大きな $\tan\beta$ は大きな $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ の分岐比を予言し、実験によって発見される可能性は大きい。

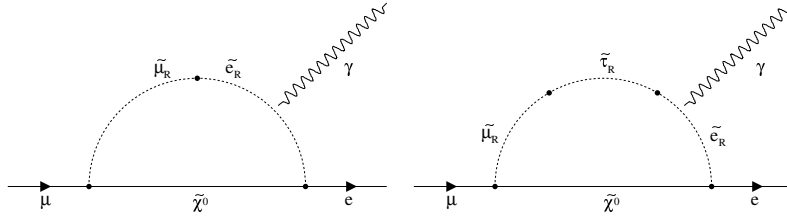


図 1.1: $SU(5)$ SUSY-GUT での $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ のファインマンダイアグラムの例。

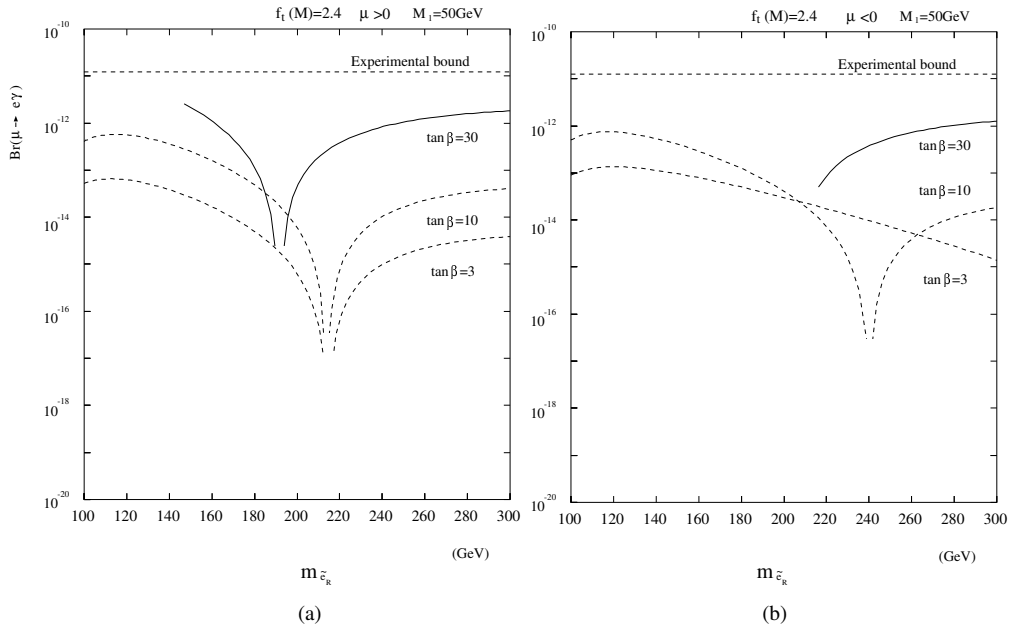


図 1.2: $SU(5)$ SUSY-GUT から予想される $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 分岐比—。[3] より。

1.2.3 MSSM with Right-handed Neutrino

ニュートリノ振動が実験的に示されニュートリノに質量があることはほぼ確実となった。ニュートリノの小さな質量を自然と説明する理論としてシーソーモデルがある。シーソーモデルではSMには存在しない重たい右巻きニュートリノが導入される。ともなって湯川結合定数も新たに1つ導入される。右巻きおよび左巻きニュートリノとヒッグス場の相互作用はフレーバ対称性を破っており、この相互作用が左巻きスカラーレプトンの質量項に対してフレーバ保存を破る量子補正を生む [4]。図 1.3 に太陽ニュートリノ混合の解として有力な MSW large-angle 解の場合の右巻きニュートリノを導入した MSSM(MSSMRN)における $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 分岐比を示した。分岐比は右巻きニュートリノのマヨラナ質量に大きく依存する。ここでも大きな $\tan\beta$ は大きな分岐比を予言する。

このシナリオでは右巻きニュートリノに関与した湯川結合定数がニュートリノ振動と荷電レプトンの LFV の両方に寄与している。

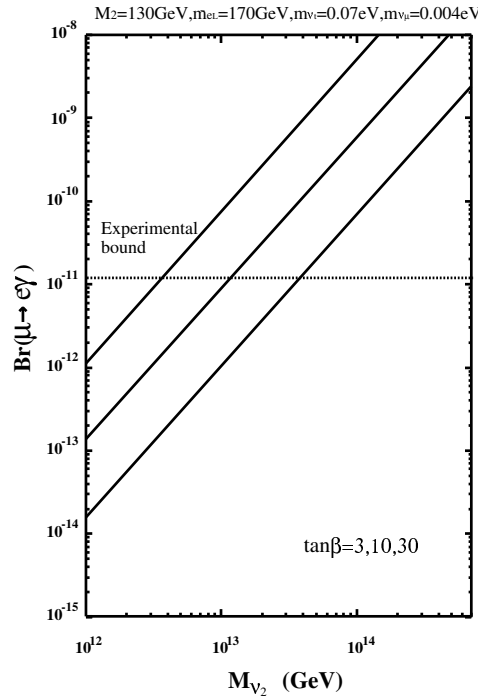


図 1.3: MSW large angle 解での MSSMRN による $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ の分岐比。[4] より。上側にある線から順に $\tan\beta = 30, 10, 3$ に対応している。

1.3 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索実験

このように $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊は超対称性やその破れのメカニズム，大統一理論，ニュートリノの質量の起源など SM を超える物理の多くの興味深い点を検証できることをみた。一方 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の実験的アプローチはこのような最近の理論的研究よりもずっと古くからおこなわれてきた。過去の主な $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索実験を表 1.1 にまとめた。現在の $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の分岐比の上限は MEGA 実験で与えられている。

Year	Experiment	Site	Upper Limit	Reference
1977	–	SIN (presently PSI)	1.0×10^{-9}	[6, 7]
1977	TRIUMF	–	3.6×10^{-9}	[8]
1979	–	LANL	1.7×10^{-10}	[9, 10]
1986	Crystal Box	LANL	4.9×10^{-11}	[11]
1999	MEGA	LANL	1.2×10^{-11}	[5]

表 1.1: 過去 30 年の $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索実験による $B(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)$ の上限値。

第2章 MEG 実験

MEG 実験の検出器は $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ の2つのシグナルであるポジトロンとガンマ線をそれぞれ検出するポジトロンスペクトロメータと、ガンマ線検出器に大別される。図 2.1, 2.2 に MEG 実験検出器の概略図と断面図をしめす。

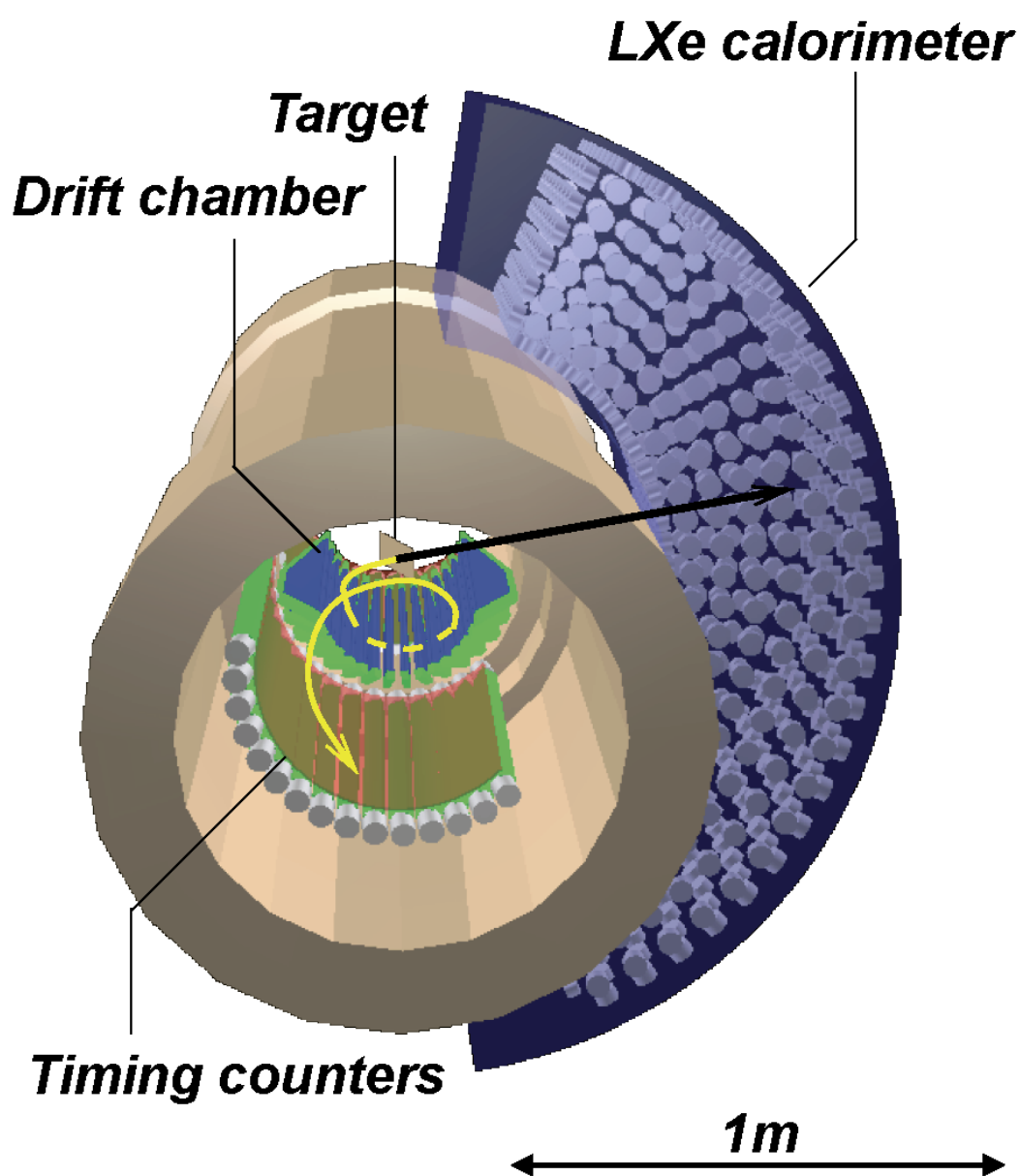


図 2.1: MEG 実験検出器の概略図

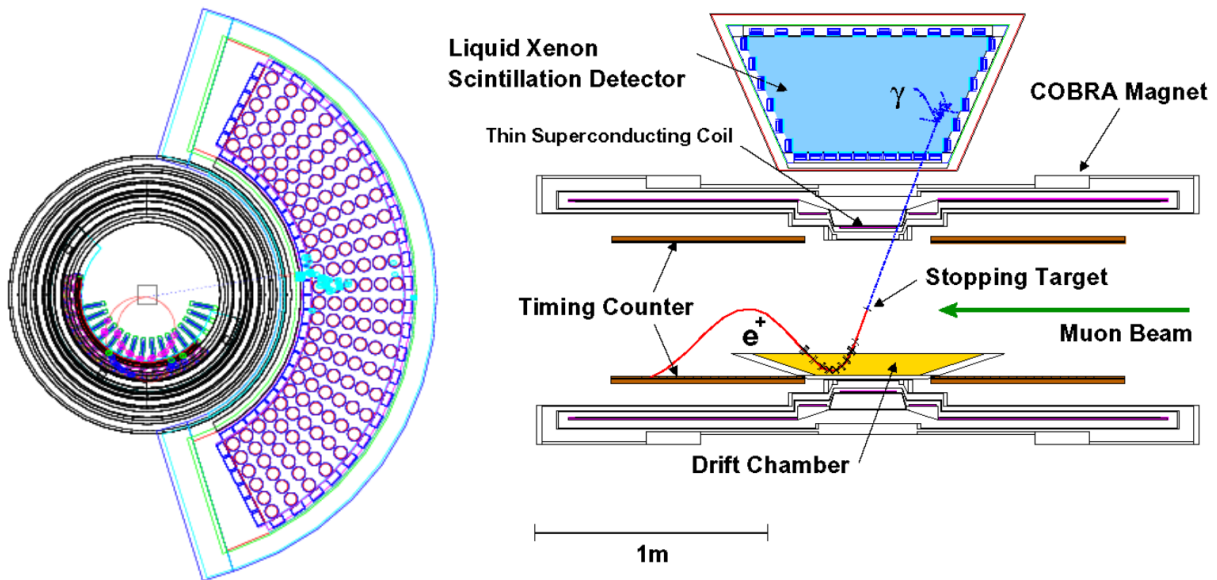


図 2.2: MEG 実験検出器の断面図

2.1 ビームとターゲット

ミュオンビームには PSI の $\pi E5$ ビームラインを利用する。ビームラインからは、生成ターゲットの表面で静止したパイオンの崩壊から得られるサーフィスミュオンが供給される。 $\pi E5$ ビームラインのビーム強度は $\sim 2 \times 10^8 \mu^+ / s$ を達成し DC ミュオンビームとしては世界最大強度を誇る。

ミュオンビームはビーム軸と 22 度の角度をなすようにして COBRA マグネット (後述) 中心に置かれたポリエチレンターゲット上で静止し崩壊する (図 2.3 上段)。

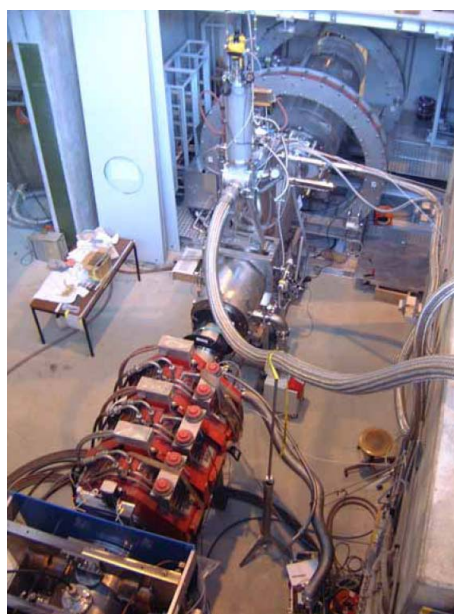
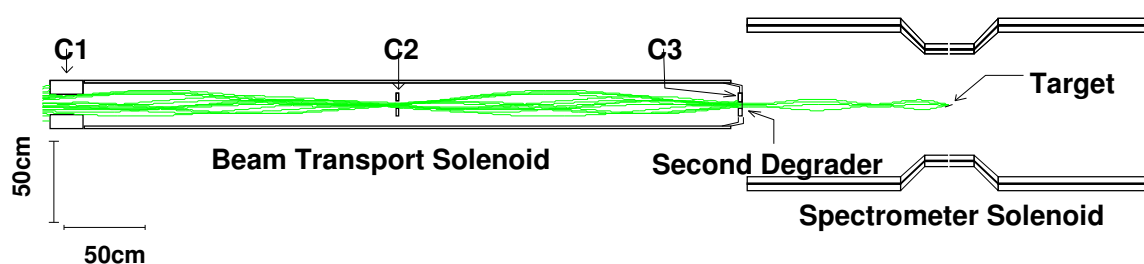
2.2 ポジトロン スペクトロメータ

ポジトロンを検出測定は超伝導ソレノイドマグネットとドリフトチェンバーシステム、タイミングカウンターからなるポジトロンスペクトロメータでおこなう。

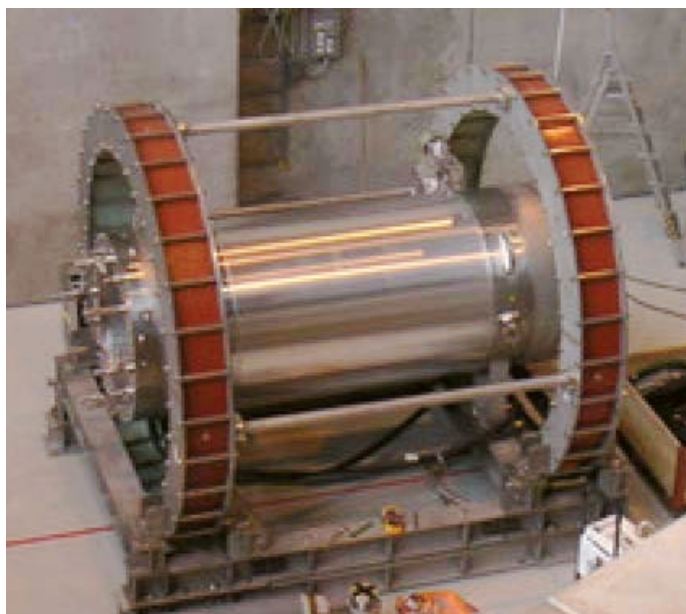
2.2.1 COBRA マグネット

MEG 実験用超伝導ソレノイドマグネットである COBRA (COntant Bending RAdius) マグネット (図 2.3(b)) は勾配をもった磁場を作り出す。勾配磁場により、

- ポジトロンは速やかに掃き出され、バックグラウンドの低減およびドリフトチェンバーの安定動作が得られる。
- ポジトロンの回転半径が放射角によらず運動量だけで決まるので回転半径によりバックグラウンドの識別ができる。



(a)



(b)

図 2.3: (a) $\pi E5$ ビームラインから照射されたミュオンビームは BTS(Beam Transport Solenoid) によって COBRA マグネットまで運ばれ COBRA マグネット中心にあるターゲット上で静止する。(b)COBRA マグネット。

という利点を得られる。

COBRA マグネットのもう一つの特徴は物質厚の薄さにある。図 2.1 や図 2.2 を見てわかるようにガンマ線検出器は COBRA マグネットの外側に配置する。ガンマ線は COBRA マグネットを通過しなければならないので、途中でおこす相互作用を低減するために非常に薄い材料から作られていて、物質厚はガンマ線検出器の検出範囲では $0.197X_0$ に抑えられている。

ガンマ線検出器の光電子増倍管の安定動作のために常伝導補償コイルにより漏れ磁場を打ち消す。ガンマ線検出器の置かれる領域の磁場は 50 ガウス以下に抑えられている。

2.2.2 ドリフトチェンバーシステム

ポジトロン飛跡は 16 枚のセクターからなるドリフトチェンバーシステム (図 2.4, 2.6) によって測られる。図 2.5(a) に示すように、1 セクターは 2 層構造になっている。カソードはバーニアパッドになっており、その読み出しから z (ビーム) 方向の位置の再構

成が行える (図 2.5(b))。プロトタイプによる実験で r 方向に $100 \sim 200\mu\text{m}(\sigma)$, z 方向に $300 \sim 450\mu\text{m}(\sigma)$ の位置分解能が得られている。

低エネルギーのポジトロンを測定するため、徹底的な低物質量化により多重散乱を最小限に抑えている。



図 2.4: MEG 実験用ドリフトチェンバー 1 セクター。

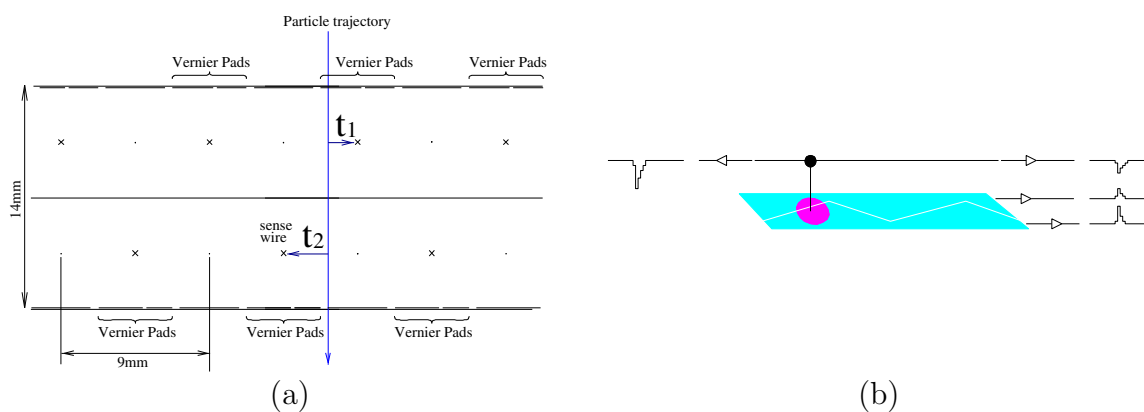


図 2.5: ドリフトチェンバーの断面図 (a) とバーニアパッドによる読み出し (b)。

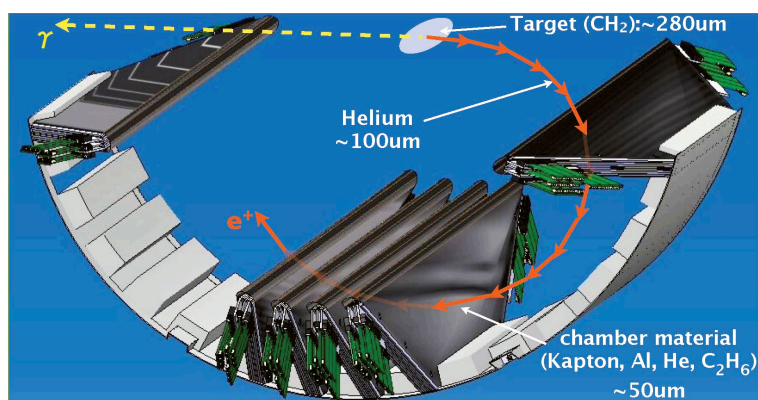


図 2.6: ドリフトチェンバーシステムの概略図。

2.2.3 タイミングカウンター

ポジトロンの時間情報はタイミングカウンターによって得る。タイミングカウンターは z 軸に沿ったシンチレータの列と、 ϕ 軸にそったシンチレーションファイバーの列の2層からなるホドスコープである(図 2.7)。シンチレータの両端は光電子増倍管で、シンチレーションファイバーの両端はアバランシェフォトダイオードで読み出される。

FWHM で 100psec かそれより高い時間分解能が期待されている。

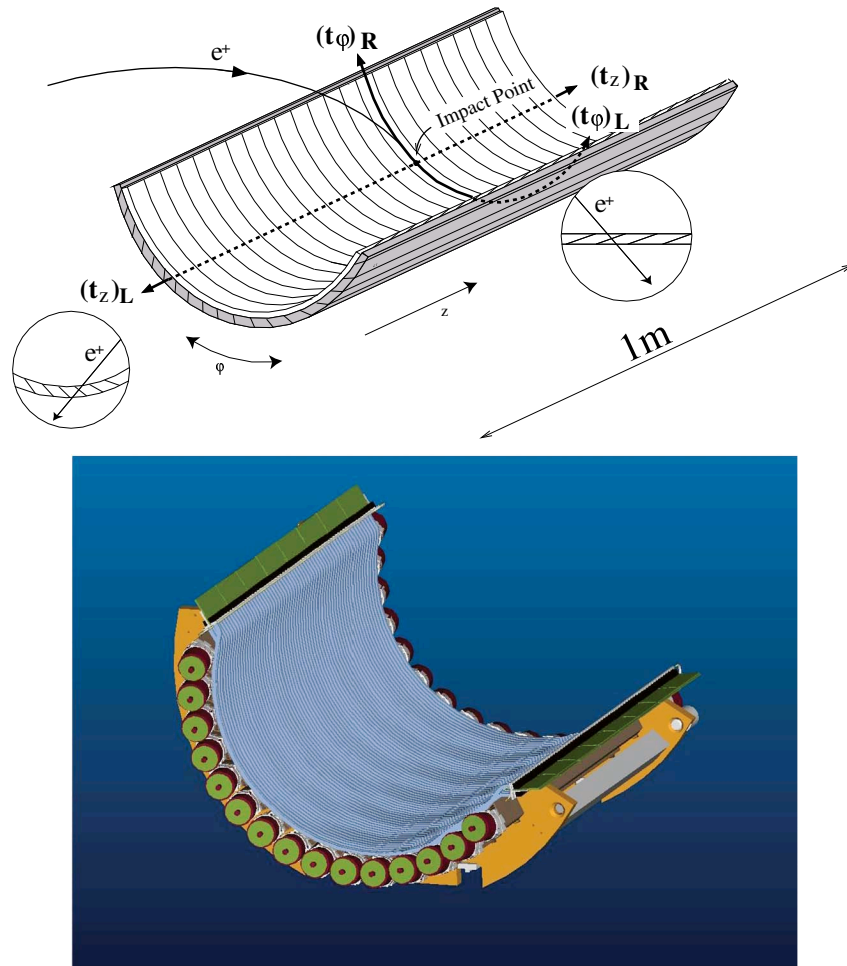


図 2.7: タイミングカウンターの概略図。

2.3 液体キセノンガンマ線検出器

キセノンは高エネルギー物理実験の検出器として様々な形で用いられている。MEG 実験では液体キセノンをシンチレータとしてガンマ線の精密測定に用いる。この大型の液体キセノンシンチレータこそが MEG 実験のもっとも際立った点といえる。

液体キセノンからのシンチレーション光は有効体積を囲むように配置した光電子増倍管 (PMT) を用いて検出する。PMT からの出力はすべて波形デジタイザーを通して波形データとして得られる。

2.3.1 液体キセノンシンチレータ

希ガスをシンチレータとして用いることは長い間研究されてきた。特に液体のキセノンは非常に高い性能が期待され注目されている。しかし、液体キセノンのその取り扱いの難しさから性能を十分引き出したり大型化することが困難で実用化がなかなかされていない。しかし我々の実験におけるガンマ線検出器に液体キセノンは最適な媒体であることが期待されるため、実用化を目指し研究開発を行ってきた。

MEG 実験における液体キセノンの利点をあげると、

1. 発光量が多い。
2. 早い応答。
3. 大きな原子番号。
4. 均質。

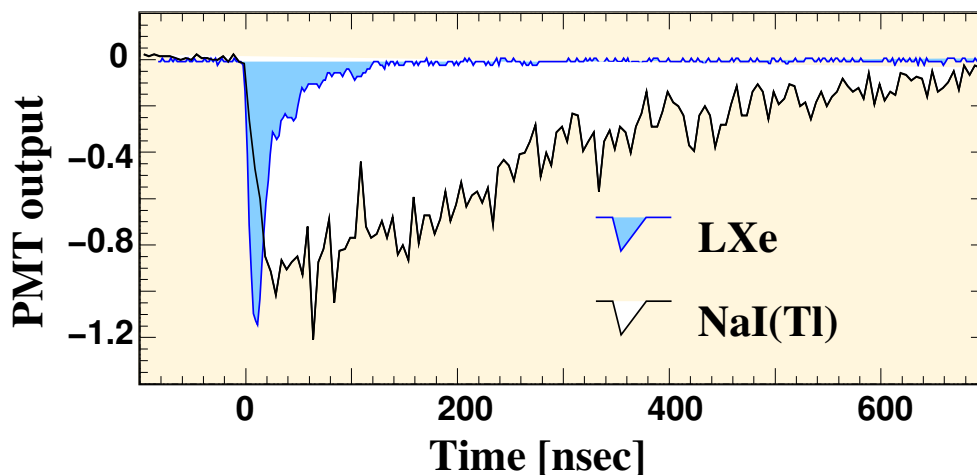


図 2.8: 320keV のガンマ線に対する液体キセノンの典型的なシグナル波形。NaI(Tl) からのシグナル波形も重ねて示す。波高は比較のため規格化されている。NaI(Tl) に比べて液体キセノンの時間応答が非常に早いことがわかる。

とあげられる。1は統計を上げ高い分解能を与えてくれる。2はよい時間分解能とパイルアップの低減に効果がある(図 2.8)。3はガンマ線制止能力に優れ、検出器の小型化を可能にする。4は液体であることの利点であり、大きく複雑な形でも均質な検出器が製作可能となる。

短所としては、

- 真空紫外光。
- 低温(165K)を保つ必要がある。
- シンチレーション光の減衰を防ぐために高純度の液体キセノンが必要。
- 高価。

などがあげられる。

液体キセノンの諸特性を表 2.1 に示す。

表 2.1: 液体キセノンの諸特性

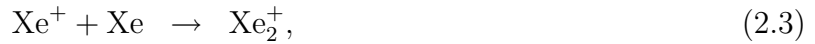
Material Properties	Value & Unit
Atomic Number	54
Atomic Weight	131.29
Density at 161.35 K	2.98 g/cm ³
Boiling point	165 K
Melting point	161 K
Triple point(temperature)	161 K
Triple point(pressure)	0.805 atm
Triple point(density)	2.96 g/cm ³
Radiation length	2.77 cm
Critical Energy	10.5 MeV
Mollier radius	4.1 cm
Scinti. wavelength (peak±FWHM)	(178 ± 14) nm
Refractive index at 175 nm	1.57 to 1.72
W_{ph} for electron	21.6 eV
W_{ph} for α particles	17.9 eV
Decay time (recombination)	45 ns
Decay time (Fast Components)	4.2 ns
Decay time (Slow Components)	22 ns
Absorption length	> 100 cm
Scattering length	29 cm to 50 cm

シンチレーション光の発光機構

希ガスのシンチレーション発光は最低励起分子状態からの基底状態への脱励起で説明できる [12–14]。最低励起分子状態 (Xe_2^*) には $^1\Sigma_u^+$, $^3\Sigma_u^+$ の2つの状態がある。それぞれの状態からの発光は減衰時間が異なっていて、順に早い成分、遅い成分を形成する。これら発光を担う励起分子 Xe_2^* の形成には2つの形成過程が存在する。1つは1次荷電粒子の直接励起によるものである。励起原子 (Xe^*) が形成され、励起子の自己束縛過程により瞬時に2つの励起分子状態を形成する。



2つ目は自由電子と分子イオンの再結合による励起分子状態の形成過程である。1次荷電粒子または2次電子によりつくられたホールはすぐにイオン分子 (Xe_2^+) を形成する。一方電子はイオン化などによりエネルギーを失っていき、最終的にイオン分子と再結合をおこす。



自己束縛過程による発光の時間特性は励起分子状態の寿命にのみ依存するのに対し、再結合過程による発光は再結合過程の運動学的特性にも依存する。しかしどちらの場合でも発光は最低励起分子状態からおこるのでその波長は共通である。また発光が励起分子からであり励起した原子からではないために希ガス自身による自己吸収はない。

どちらの過程が支配的になるか、また形成される励起分子状態の2つの状態の割合は LET (linear energy transfer), つまりデポジットされるエネルギーの密度によって変わってくる。入射粒子の種類によって LET は異なるのでキセノンのシンチレーション発光の時間特性は入射粒子によって変わってくる。図 2.9 に電子、アルファ粒子、核分裂片が入射したときの減衰時間が示されている。入射粒子が電子のときは再結合過程が支配的であり減衰時間は再結合時間の 45nsec となっている。一方アルファ粒子、核分裂片のときは、LET が大きいために再結合時間は非常に短く自己束縛過程が支配的になる。2つの状態 ($^1\Sigma_u^+$, $^3\Sigma_u^+$) の寿命に対応した2つの成分をもつ減衰曲線となっている。

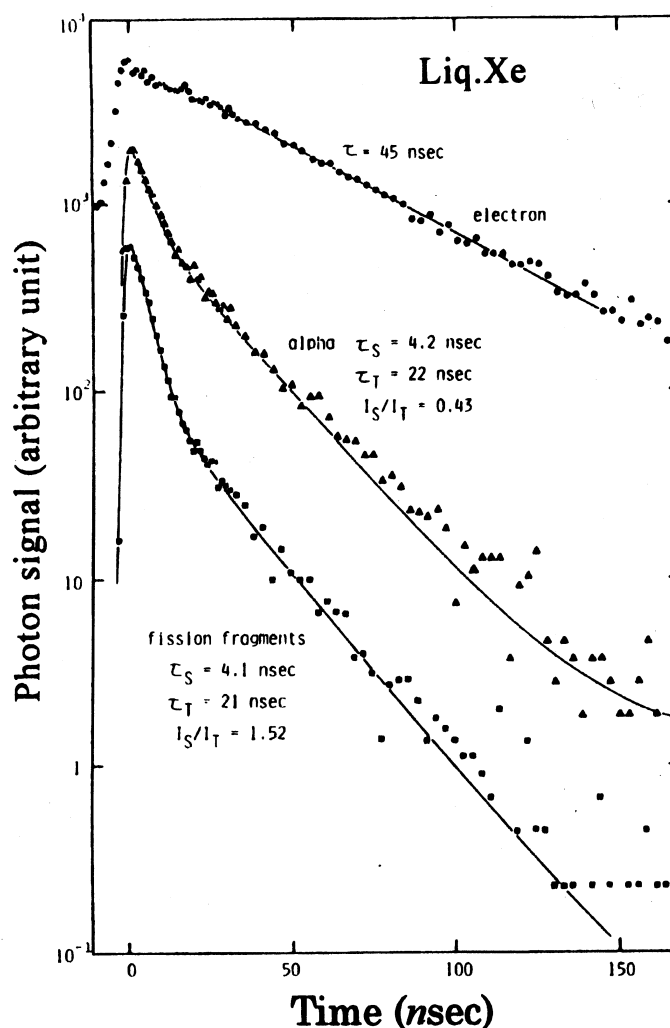


図 2.9: 液体キセノンのシンチレーション光減衰時間。[12] より。

2.3.2 光電子増倍管

我々のグループでは MEG 実験に適した光電子増倍管 (PMT) の R&D を浜松ホトニクスと共同で行ってきた。MEG 実験の要求を満たすよう幾度もの改良を重ね最終的に浜松ホトニクス製 R9869 を開発した (図 2.10) [15]。本実験ではこの PMT が用いられる。以下にこの PMT の特徴を MEG 実験の要請の観点からまとめる。

- 液体キセノンのシンチレーション光を観測する。
 - － クォーツウィンドウの採用により波長 178nm の真空紫外光により感度をもつ。
- 液体キセノン中での動作。
 - － 165K という低温中での安定動作。
 - － 0.3MPa までの圧力への耐性。



図 2.10: MEG 実験で用いられる光電子増倍管 (R9869)。光電面にアルミストリップを取りつけることで低温中での面抵抗の上昇を防ぎ高い量子効率が維持される。

- プリーダ回路の大きな抵抗値による低い発熱量 (図 2.11)。
- 不純物の発生が少ない。
- 磁場中での動作。COBRA マグネットによる 50 ガウス程度の磁場中におかれる。
 - メタルチャンネルダイノードの採用による磁場への耐性。
- ガンマ線の入射面にも配置され PMT 自体が有効体積前の物質となってしまう。
 - メタルチャンネルダイノードによる薄い構造。物質量の低減。
- 大量のバックグラウンド環境。
 - ハイレイトへの耐性。
- 高いエネルギー分解能。
 - 低温中での量子効率 (Q.E.) の保持。
- 高い時間分解能。
 - 早い立ち上がり。小さな電子走行時間の広がり (TTS)。

R9869 で用いられるプリーダ回路を図 2.11 に、R9869 の諸特性を表 2.2 に示す。

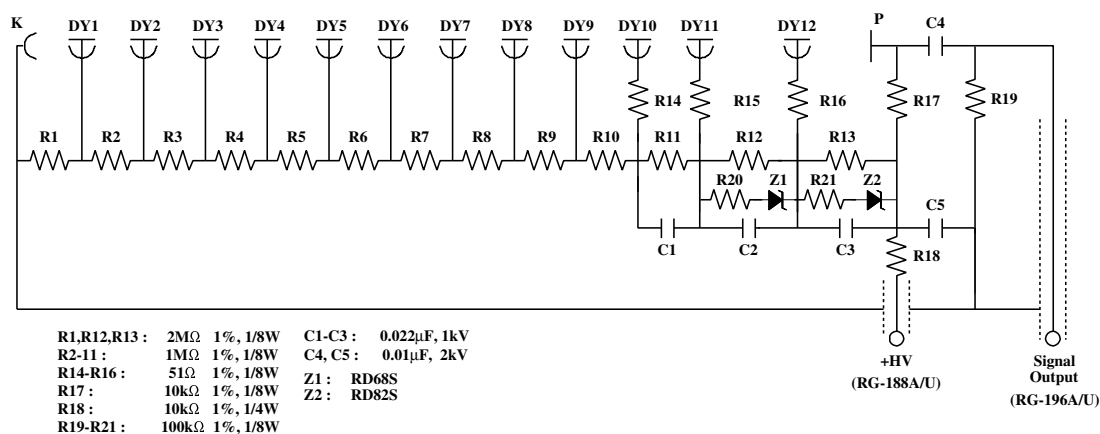


図 2.11: 光電子増倍管のプリーダ回路。ハイレイトへの耐性を高めるためダイノード後段にツェナーダイオードが並列されている。

表 2.2: R9869 諸特性

Size	57mm ϕ
Active area size	45mm ϕ
PMT length	32mm
Photocathode material	K-Cs-Sb
Dynode type	Metal channel
Number of dynode	12
Typical HV	900V
Typical gain	1×10^6
Typical Q.E.	15%
Rise time	2nsec
Transit time	12.5nsec Typ.
TTS	0.75nsec Typ.

2.3.3 検出器デザイン

MEG 実験用液体キセノン検出器のデザインを図 2.12 に示す。

800l の液体キセノンの中に約 850 本の PMT が直接沈められている。PMT は有効体積を取り囲むようにすべての面に敷き詰められる。この 850 個の目で同時にイベントを観測することで、ガンマ線の精密測定を実現する。検出原理は、

- PMT で観測される光量の分布からガンマ線の相互作用位置を求める。
- 全ての面で受け取ったシンチレーション光の総光量の情報からエネルギーを求める。
- 個々の PMT から出力されるパルスの時間情報を総合することで相互作用時間を求める。

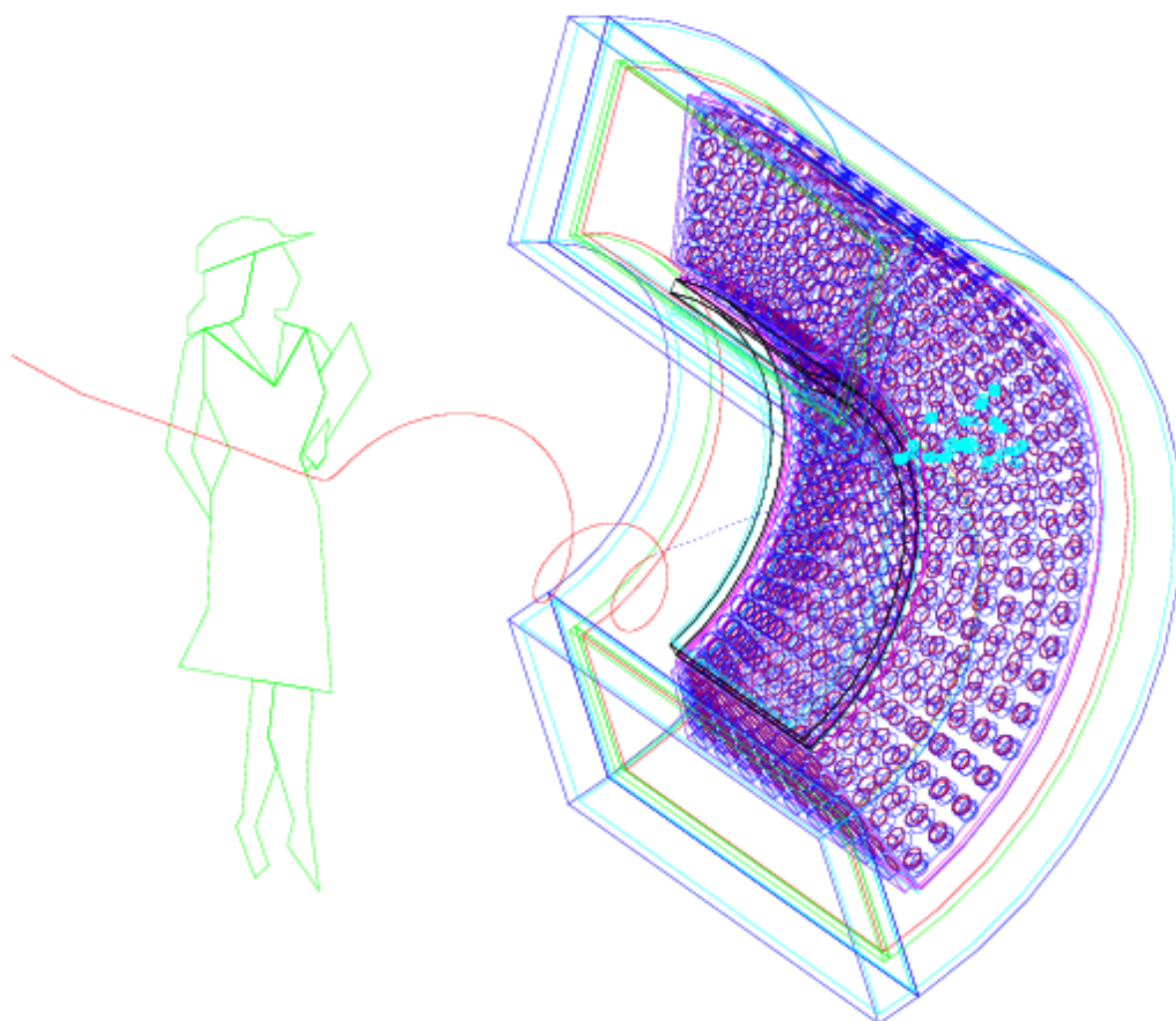


図 2.12: MEG 実験用液体キセノンガンマ線検出器の概念図。

である。

立体角は $\Delta\Omega/4\pi \simeq 9\%$ ($0.08 < |\cos\theta| < 0.35, 120^\circ$ in ϕ) を占める。各面での PMT の配置は図 2.14 の通りである。 z 方向に 9 列, ϕ (y 軸) 方向に 24 列 PMT が並べられる。側面では動径 (r) 方向に 6 列となっている。入射面で最も密に配置され, その有感面積は 35% を占める。有効体積の深さは 38.4cm となっている (図 2.13)。

PMT は図 2.15 に描かれているような PMT ホルダーによって固定される。PMT ホルダーは低温真空保持装置の中に入れられ, 真空引された後ガスキセノンが封入され, 冷却と共に液化していく。

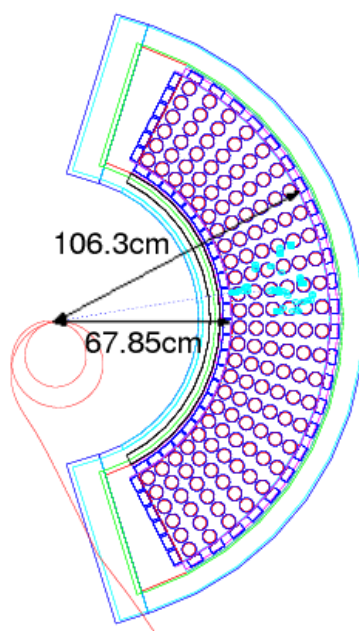


図 2.13: 断面図。

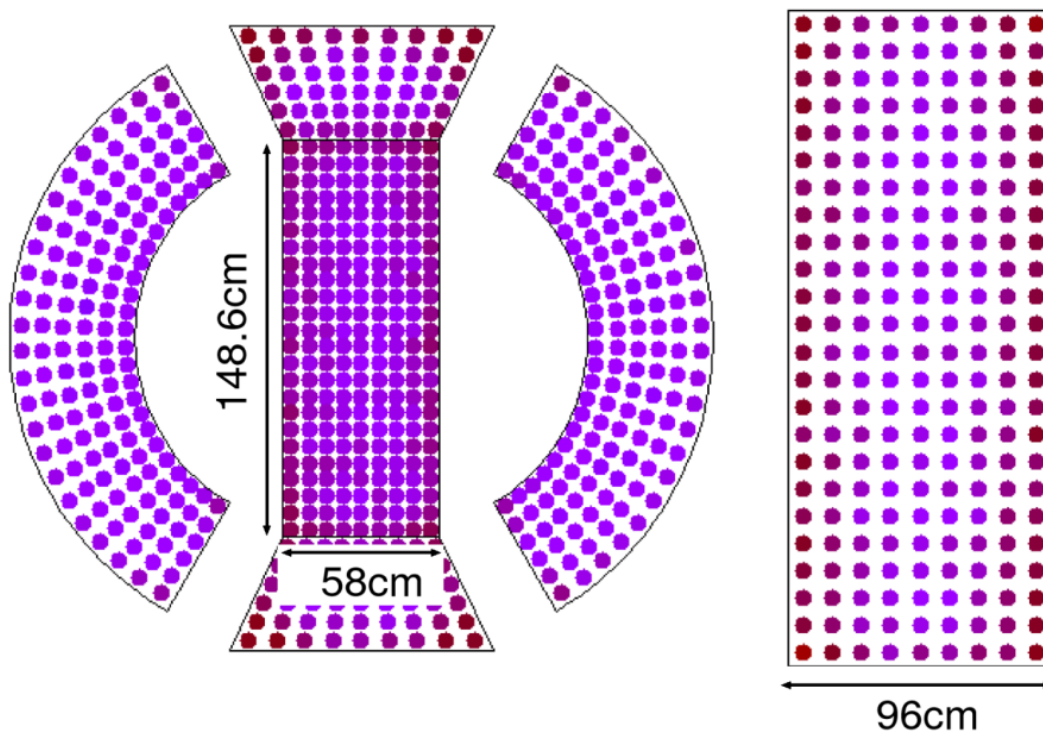


図 2.14: 展開図。

2.3.4 データ収録

ガンマ線の相互作用の情報を最大限に引き出すために液体キセノン検出器の 850 本の PMT からの出力はすべて波形デジタルライザーを通して波形データとして収録される。サン

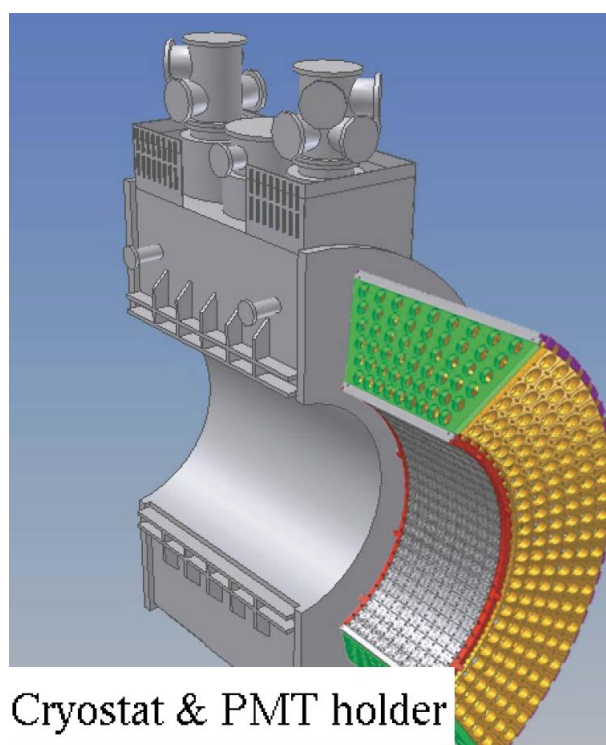


図 2.15: 液体キセノン検出器の低温真空保持装置と PMT ホルダーのデザイン。

プリングは 2GHz, 1 パルスの記録幅は 500nsec で行われる。波形データの解析を通して次の情報を得る。

1. パイルアップイベントの識別。
波形を見ることでパイルアップイベントの識別が可能となる。パイルアップは MEG 実験におけるバックグラウンド源としては決定的なものであり (次節参照), この点で波形データの取得は MEG 実験において重要性をもつ。
2. パルスの到着時間。
波高に依存しない時間を得ることができる。
3. パルスの面積や波高から電荷情報。
イベント毎にベースラインを求めることができる点で ADC に勝る。
ADC と TDC を必要とせず非常にシンプルな回路を組むことができる。またディレイケーブルも必要としない (アナログパイプラインの役割)。
4. 粒子識別。
5. その他, 波形固有の情報。
より詳細な波形解析を通してガンマ線の相互作用に関する新たな情報が得られる可能性がある。

本稿の主内容は液体キセノン検出器の波形データの解析に関してである。波形デジタイザーに関しては章をあらためて記述する。

2.4 検出感度とバックグラウンド

検出感度

MEG 実験における検出器の感度は次のように書ける。

$$\text{Br}(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) = \frac{1}{N_\mu} \cdot T \cdot (\Omega/4\pi) \times \frac{1}{\epsilon_e \cdot \epsilon_\gamma \cdot \epsilon_{\text{sel}}} \quad (2.8)$$

N_μ : μ^+ の停止頻度, T : 測定時間,
 Ω : 検出器の立体角, ϵ_e : ポジトロンの検出効率,
 ϵ_γ : ガンマ線の検出効率, ϵ_{sel} : イベント選別の効率

検出器の立体角は0.09であり, ポジトロンの検出効率は90%, ガンマ線の検出効率は40%, イベント選別の効率は70%程度とそれぞれ見積もられている。ミュオンの停止頻度を $N_\mu = 0.35 \times 10^8/\text{s}$, 測定時間を $T = 4 \times 10^7\text{s}$ (2年間)と仮定すると, 期待される一事象感度は,

$$\text{Br}(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) = 3.1 \times 10^{-14} \quad (2.9)$$

となり, 現在の実験で得られている上限値を2~3桁向上させることができる。

プロトタイプ検出器によって検出器の性能は次のように見積もられている。

表 2.3: プロトタイプ検出器により見積もられる MEG 検出器の性能。(FWHM)

Gamma Energy(%)	5
Gamma Timing(nsec)	0.15
Gamma Position(mm)	9
Positron Energy(%)	0.8
Positron Timing(nsec)	0.1
Positron Position(mrad)	10.5

バックグラウンド

$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊には主に次の2つのバックグラウンドがある。

プロンプトバックグラウンド ミュオンの放射崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu\gamma$ による e^+ と γ が同時に観測されるもの。この崩壊では e^+ と γ が両方とも 52.8MeV となることはなく, 検出器のエネルギー分解能と位置分解能を上げることでシグナルとの区別が可能となる。上記の性能ではプロンプトバックグラウンドは $\sim 3 \times 10^{-15}$ 程度に抑えることができる。

アクシデンタルバックグラウンド ミューオンの通常崩壊によるポジトロンと高エネルギーガンマ線が偶発的に同時に観測されてしまうもの。ガンマ線のソースとしては次のものが考えられる。

- ミューオンの放射崩壊によるガンマ線，
- ポジトロンの飛行中の対消滅 (annihilation-in-flight, AIF) からのガンマ線，
- 周辺の物質とポジトロンの相互作用によるガンマ線，
- 中性子起源のガンマ線。

図 2.16 は上記のソースから発生するガンマ線の積分スペクトル $f_\gamma(y)$ をプロットしたものである [1]。ここで $y \equiv 2E_\gamma/m_\mu$ であり $y = 1$ でシグナルエネルギーとなる。 $f_\gamma(y)$ はミューオン 1 崩壊に対する $E_\gamma \geq \frac{m_\mu}{2}y$ であるガンマ線の発生数である。この図からわかるようにアクシデンタルバックグラウンド源となるガンマ線の個々のエネルギーはすべてシグナルエネルギーより低く、シグナル領域に近づくに従い急激に抑えられる。我々のガンマ線検出器のエネルギー分解能が 2% を達成したとすると、 $0.98 < y$ の範囲のガンマ線はミューオン 1 崩壊あたり 4×10^{-6} 程度となり、その起源は AIF がもっとも大きくなる。

しかしこれらのガンマ線が複数個重なって観測されると (パイルアップイベント)、観測されるエネルギーはシグナル領域に達してしまう。アクシデンタルバックグラウンド源を考える際にはパイルアップガンマ線も考慮しなくてはならない。図 2.17 に実験で期待されるパイルアップの識別能力によりパイルアップバックグラウンドを棄却したのちのパイルアップガンマ線の積分スペクトル $f_{\gamma\gamma}(y)$ を載せた。パイルアップの頻度はビーム強度によるが、ここではミューオンの停止頻度を $N_\mu = 1 \times 10^8$ として計算している。エネルギー分解能 2% では $0.98 < y$ の範囲のパイルアップガンマ線はミューオン 1 崩壊あたり 1.5×10^{-6} 程度となり、期待されるパイルアップ棄却能力が達成されればパイルアップによるバックグラウンドの頻度はは単一ガンマ線によるもの以下に抑えることができる。

これらの図は実験計画の初期段階に計算されたものである点を注意したい。より現実に則した検出器デザインに基づいた見積もりをやる必要がある。

アクシデンタルバックグラウンドとなるガンマ線源は $f_\gamma(y) + f_{\gamma\gamma}(y)$ となる。実験を制限するアクシデンタルバックグラウンドを低減するという点で、パイルアップの棄却能力が $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊実験では非常に重要となる。

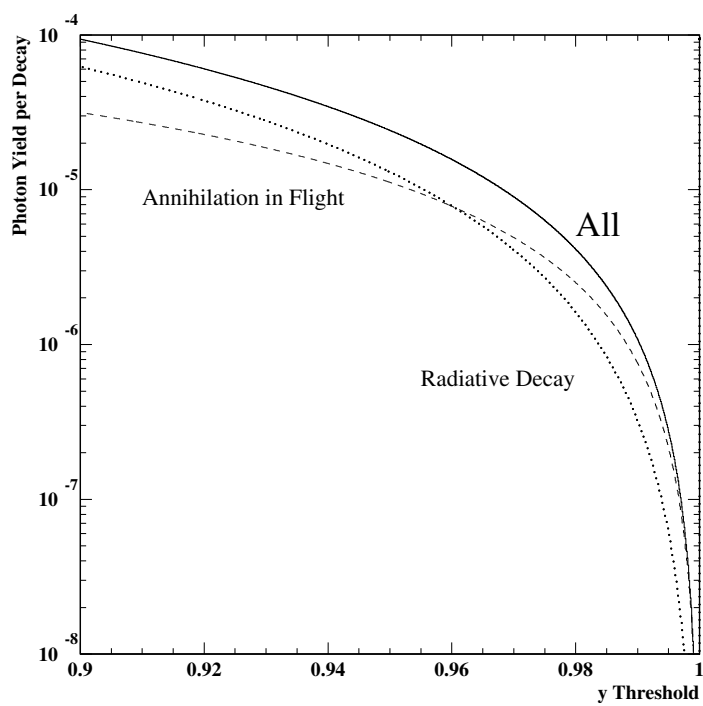


図 2.16: ミューオン 1 崩壊に対する光子の積分スペクトル $f_{\gamma}(y)$ 。

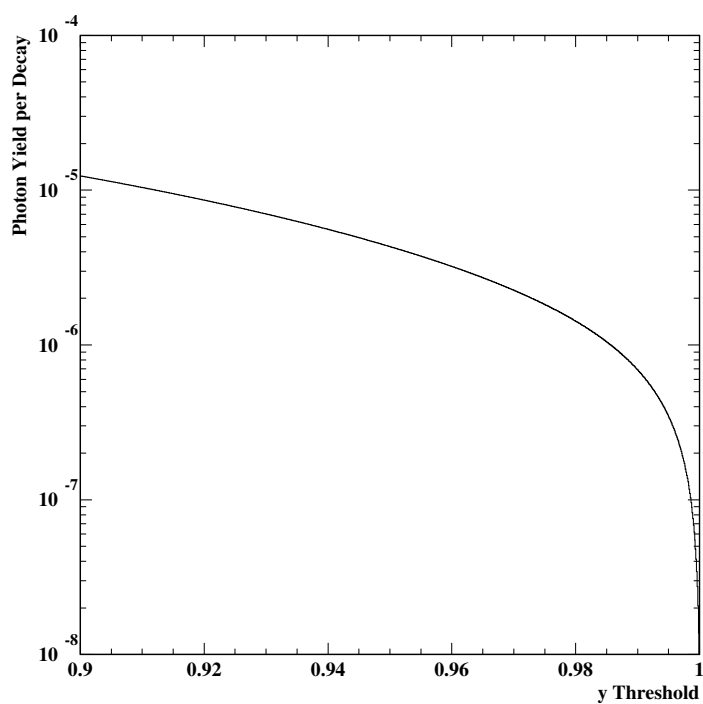


図 2.17: ミューオン 1 崩壊に対するパイルアップ光子の積分スペクトル $f_{\gamma}(y)$ 。

第3章 デジタル波形サンプリング

$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊探索実験では避けることのできないパイルアップイベントにどう対処していくかが実験成功の鍵を握っていることを見てきたが、一つの有効な方法として波形データの取得がある。通常の ADC や TDC を用いたデータ収集では検出器からの信号は積分された電荷や Leading-Edge などの縮約された情報しか得られない。しかし検出器からの信号を波形データとして収録することとで、今まで縮約され隠されていた情報を直接得ることができ、検出器の性能を最大限に引き出すことが可能となる。パイルアップの識別も波形により得られる情報から引き出される性能の一つである。

このように多くの情報と可能性を与えてくれる波形データを取得するための波形デジタルの技術に関して概観し、MEG 実験で使用する波形デジタルについてまとめる。

3.1 アナログメモリー回路

高エネルギー物理実験ではデータ収集においてアナログ信号を時間の関数として記録したいことがよくある。通常このような場合はアナログデジタル変換器 (ADC) を使いアナログ信号を逐次デジタル化し波形情報として記録していく方法がとられる (図 3.1)。しかし信号を常に記録し続けていく必要のない場合も多い。我々の行うパルス波形の記録もそれにあたる。つまりパルスが来たときのみ波形をスナップショットのように記録できればよい。このようなときは、ある限られた時間幅の波形を高速サンプリングしてアナログメモリに一旦ストアし、そのあと次のパルスが来るまでの間により低速の ADC を使って波形をデジタル化し取得することが可能となる。このようなアナログメモリを実現する技術として Switched-Capacitor Array (SCA) がある [16]。

リアルタイムの波形取得技術に比べ広いダイナミックレンジにおいて高速のサンプリングが可能となる。それに加えコストと消費電力も格段に抑えることができる。このような特徴をもったアナログメモリ回路は高エネルギー物理実験での波形データ収集に適していて、これまでに様々なタイプが開発されてきた [17–21]。このような、高速、低消費電力、低価格の実現は CMOS 技術によるところが大きい。

MOS トランジスタ

アナログメモリ回路の中では MOS (Metal Oxide Semiconductor) トランジスタが主に使われる。MOS は電界効果型トランジスタの一種で低消費電力で動作し、高密度に集積できるのが主な特徴である。ゲート、ソース、ドレインの3つの電極をもち、ゲートに加える電圧によりソース、ドレイン間の電流をコントロールすることでスイッチや増幅機とし

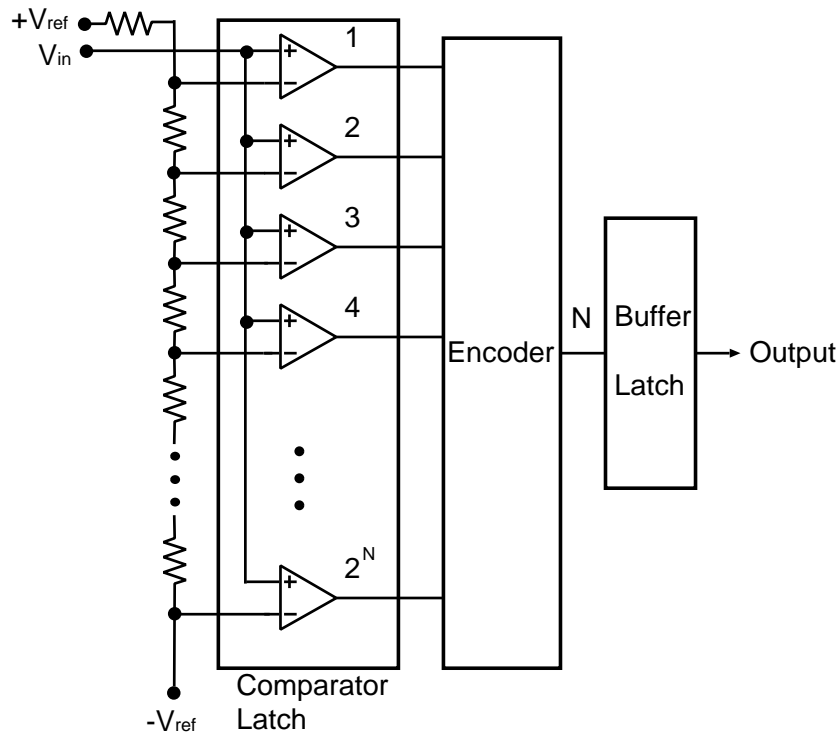


図 3.1: FADC の概念図。N bit の分解能には 2^N 個の比較器が必要となる。

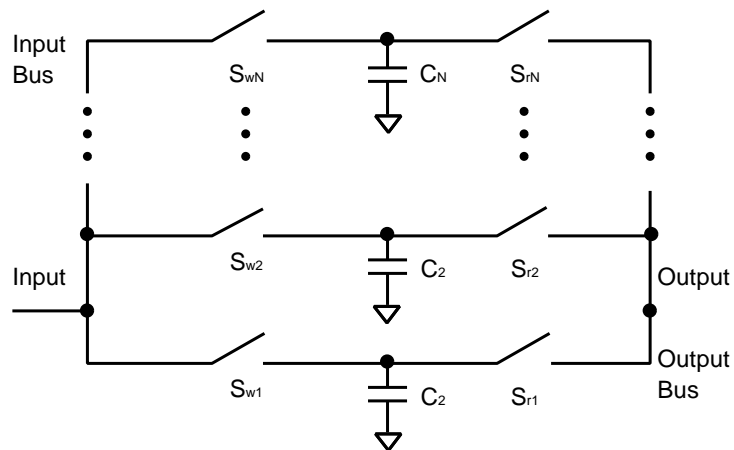


図 3.2: アナログメモリーセルの概念図

て働く。図 3.3 に NMOS の概念図を示す。この図で示されるようにゲート電極の電圧のオン・オフで NMOS がスイッチの働きをすることがわかる。

図 3.4 に NMOS と PMOS の回路図とオン・オフ時の状態を示した。NMOS と PMOS では働きが逆である。逆の働きをする NMOS と PMOS を組み合わせて使うことで論理回路を形成することができる。たとえば NOT 回路 (inverter) は図 3.5 のようになる。またこのように NMOS と PMOS を組み合わせた回路を CMOS (相補型金属酸化半導体) という。

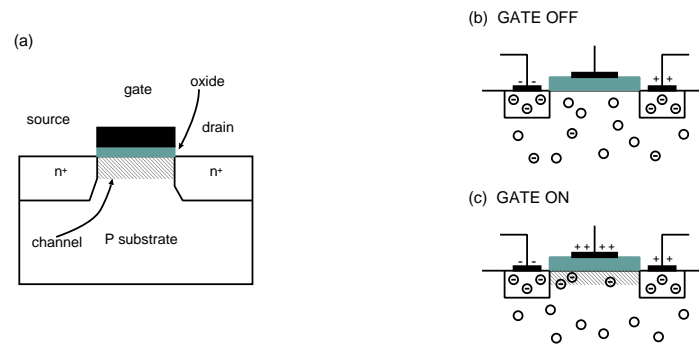


図 3.3: n チャネル MOSFET. (a) 断面図。 n^+ の+は電子濃度が他の領域に比べ異常に多いことを示す。(b) ゲート電極オフ。npn 接合のどちらかは常に逆バイアスなので電流は流れない。(c) ゲート電極オン。ゲート電極の正の電荷により P 型層の正孔が遠ざかり少数の伝導電子が上面にあつまるとしてチャンネルの形成。

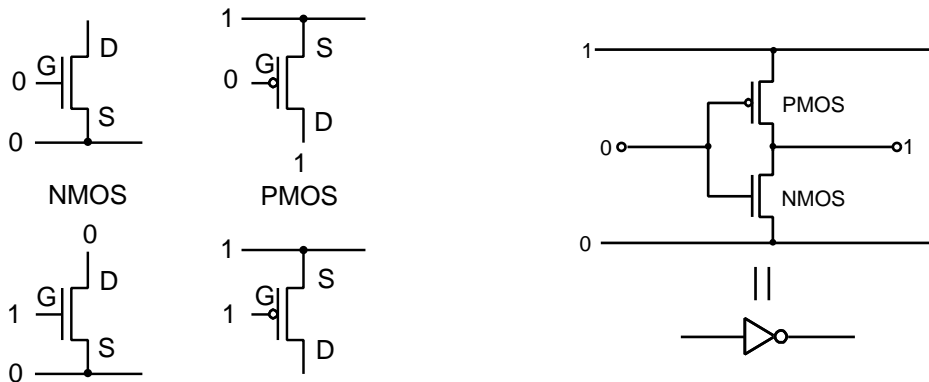


図 3.4: MOS の回路図

図 3.5: CMOS inverter

3.1.1 サンプリング (write phase)

高いサンプリング周波数により速い系でも実際の波形と変わらない波形を得たいが、アナログメモリー回路のサンプリング周波数はたいてい書き込みの制御回路で制限されてしまう。一般的にサンプリングクロックはシフトレジスタによってつくられる。しかしシフトレジスタではサンプリングスピードに限界があり数百 MHz 以上を実現するのは困難である。そこで、それ以上のスピードを達成するのにインバータを使った遅延鎖回路が用いられるようになった。図 3.6 に inverter delay chain の仕組みをあらわした。書き込み用パルスが遅延要素を通して順々に伝播していく。遅延時間は制御電圧 V_{ctr} でコントロールすることができる。スピードコントロール用の MOS M_1 に加えるゲート電圧によってオン抵抗を調節する。この抵抗値と後続段のキャパシタンスによって与えられる RC がサンプリングスピードを決定する。このような inverter delay chain を使うことで、GHz 台の調節可能な書き込みクロックを生成することができる。

入力シグナルのサンプルアンドホールドの方法は一般に 2 つある。電荷積分型 [19] と電圧サンプリング型 [17, 18, 20] である。

電荷積分型は入力電流をサンプリングキャパシタに積分していく。このタイプは波形の

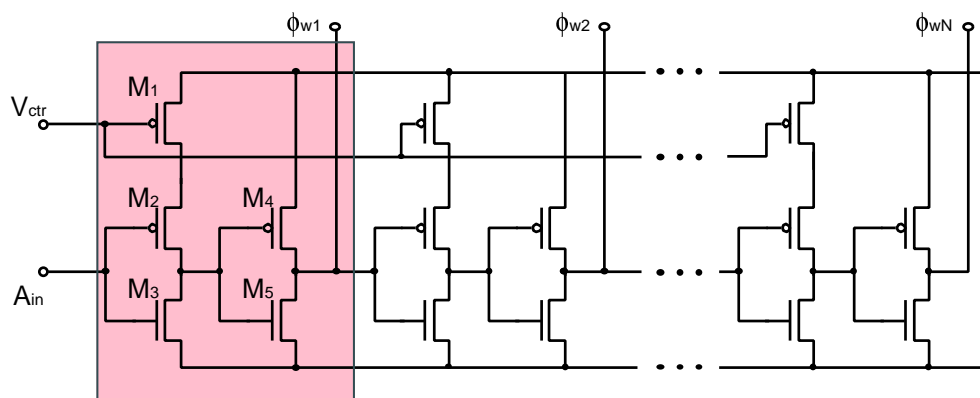


図 3.6: inverter delay chain による書き込み制御。[16] より。

正確な記録には向かない。特にクロックのジッターは大きな影響を与えてしまう。また、このタイプは余計にオペアンプを必要とするため、消費電力の面でも劣る。利点は、サンプリング周波数より高い周波数のノイズに対して強い点である。

一方電圧サンプリング型は入力電圧をサンプリングキャパシタにストアしていく。波形の正確な再構成に適している。ノイズに対しては敏感となってしまう。

3.1.2 読み出し (read out)

読み出しはサンプリングよりもずっと低速な ADC をもちいて行われる。そのため読みだし用のクロックは一般的なシフトレジスタ が使われる。読み出し速度はその系で許されるデッドタイムによって決まる。

3.1.3 Response と Calibration

正しい波形を得るためには、たくさんのセルに対して一様性、線形性を実現しなくてはならない。 i 番目のセルの出力信号 V_{oi} は入力信号 V_{in} の関数として

$$V_{oi} = H_i(V_{in}) \quad (3.1)$$

と表される。 H_i は i 番目のメモリセルの伝達関数である。理想的には伝達関数 H_i は 1 とあって欲しい。しかし、実際には gain や offset のセル毎のばらつき、応答の非線形性によって 1 からはずれる。そのためセル毎にキャリブレーションを行い補正をする必要がある。

3.2 Domino Ring Sampling chip

MEG 実験用液体キセノン検出器で求められる波形デジタイザーの性能としては以下の点がある。

- 2GHz 以上のサンプリング周波数。
- 400nsec 程度の記録幅。
- ~ 40 MHz の読み出し速度。
- 850 チャンネル (ドリフトチェンバー, タイミングカウンターも使用するので MEG 実験全体で ~ 3000 チャンネル)。

このような要請から前節で取り上げた SCA によるアナログメモリ回路は MEG 実験に適している。しかし既存のアナログメモリ回路では完全には MEG 実験の要請を満たし得なかった。そこで我々実験コラボレーションでは MEG 実験の要請にあうアナログメモリ回路として DRS(Domino Ring Sampling chip) [22] を開発してきた¹。

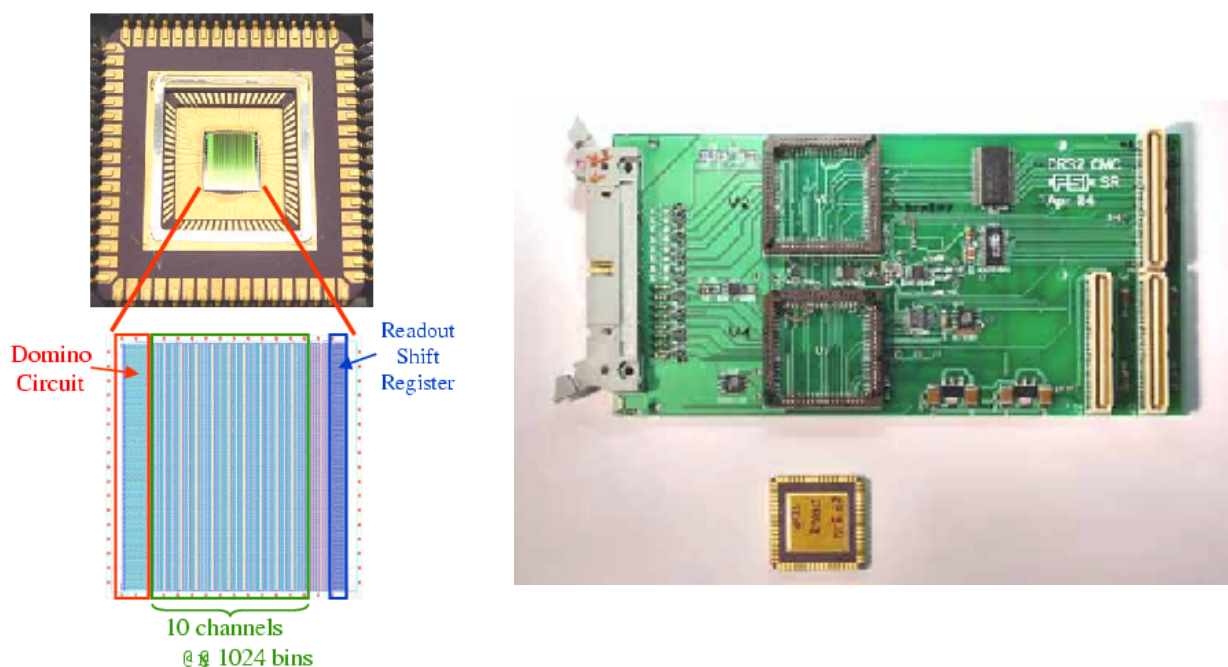


図 3.7: DRS チップとボード

図 3.8 に DRS の動作原理を示す。サンプリング周波数はインバーター遅延鎖よりつくられる。サンプリング信号はインバータ間を自由に伝播していく (ドミノ信号)。ドミノ信号はインバータ遅延鎖を常に周回していて, 外部からのトリガー信号が入ると任意のセルでドミノ信号は止まる。サンプリング周波数はインバータ間の伝播ゲートにより制御ができ $5\text{MHz} \sim 4.5\text{GHz}$ までのサンプリングが実現されている。電圧サンプル型でサンプルセルの数は 1024 個である。2GHz でサンプルすると記録幅は 512nsec となり, キセノンのパ

¹DRS の開発は S.Ritt(PSI) によっておこなわれている。

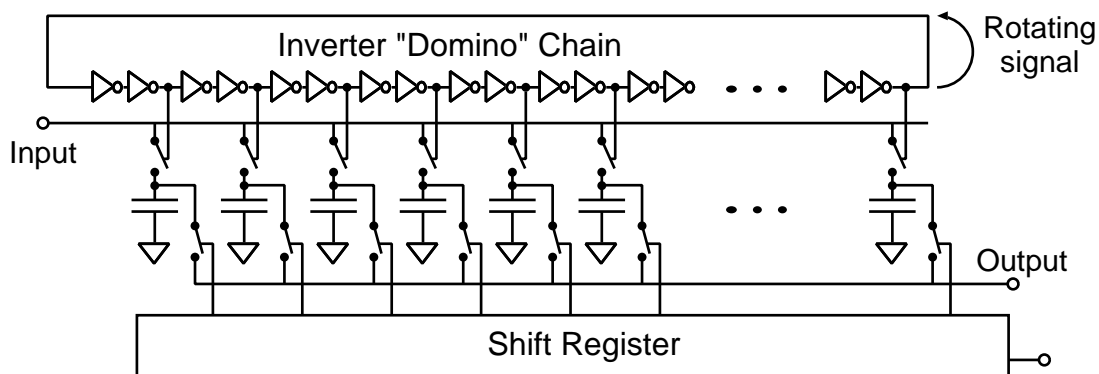


図 3.8: DRS の動作原理。

ルス幅より十分広く記録できる。アナログパイプラインとしても働きディレイケーブルなどによる遅延をしなくてもパルスが記録できる。

読み出しはシフトレジスタにより数十 MHz に低速化され、市販の FADC を通して行われる。DRS では電流読み出しを採用している。その仕組みを図 3.9 に示す。

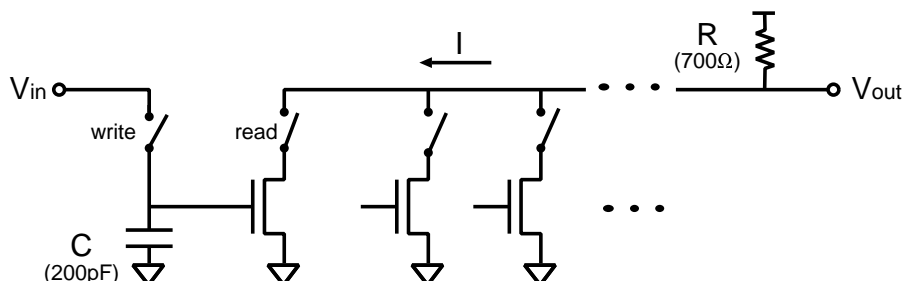


図 3.9: DRS の読み出し。

各チップのチャンネル数は 10 である。チャンネル 0~7 はデータがとられる。チャンネル 8 にはクロック信号が入力され、チャンネル 9 には参照電圧が入力される。

DRS の課題と対応策

DRS を使った本格的なデータ収集は 2004 年のビームテストで初めて行われた。そのことについては次章で詳細を取り扱うが、そこで得られたデータによりいくつかの問題点が浮かび上がった。すでに解決されたものもあるが、どのような問題点がありどのように解決、対処していくかまとめたい。

- 応答の非線形性。

図 3.10 は典型的な DRS の入出力間の応答の様子を表している。入力信号が 1V 付近までは線形性が保たれているがそれ以上の入力に対しては線形性がくずれ分解能も低くなる。また、応答はセルごとに異なっている。キャリブレーションを 1 つ 1 つのセルに対してそれぞれの応答曲線を用いて行う。

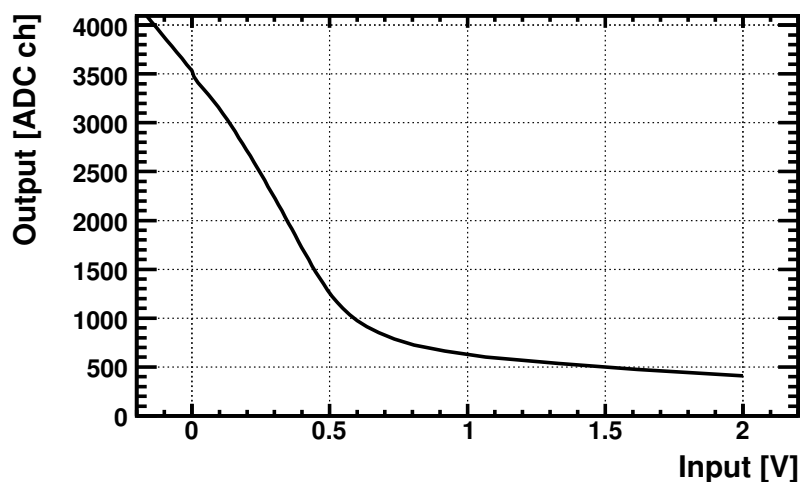


図 3.10: DRS の応答。

- 大きなスパイクノイズ。

読み出しは 64 セルずつ 16 回に分けて行われる。各セグメントの読み出しの初めには浮遊容量からの電荷の流入が生じてしまう。この電荷の流入が各セグメントの初めのセルの読み出しにのってしまいスパイクノイズとなって観測される (図 3.11)。

読み出し速度を 16.5MHz まで下げることで電荷流入部分を避けて読み出しを行うことが可能となる。読み出し速度の低下によるデッドタイムの増大は読み出し FADC をボードに 2 個のせることで対処する。

- 大きな周期的ノイズ。
- 高電圧に対する応答が 2 つに分かれてしまう。

この 2 つの問題はどちらも DRS チップの置かれるメザニンボード上での信号のクロストーク (図 3.12) が原因となっている。周期的ノイズは時間較正用のクロックノイズのクロストークによる (図 3.11)。応答の 2 分はドミノ信号の速度モニター用のタップ信号のクロストークによる (図 3.13)。ボード上の配線を変えることで解決ができている (図 3.14)。

- DRS チップ内でのチャンネル間のクロストーク

差動入力により低減を試みる。

- ドミノ信号のふらつき。

ドミノ信号の周波数は最大約 4% 揺らぐ。クロック信号のモニターによる時間キャリブレーションを行う。FPGA に周波数コントローラを実装することで全窓で 400psec の安定性を得ることができる。

- 温度依存性。

読み出し回路 (図 3.9) の MOS の温度依存性により $\sim 1.4\%/C^\circ$ の温度依存性が現れてしまう。ボードに温度計を取りつけ温度をモニターする。エレクトロニクスの温度をコントロールし温度変化を抑える。これらの対策とともに温度補償型の読み出し回路を導入する (図 3.15)。

- 高電圧入力によるゲインの不安定化。

最近になって高電圧パルスが入力があると発熱によりゲインが不安定化することがわかった。ゲインを安定化させ信頼ある応答を得るには入力を 500mV 以下に制限する必要がある。

現在入力を 1.5V で飽和させ、1/3 に減衰させるなどの対応策が検討されている。このままでは分解能は低くなってしまいうので読み出し FADC の分解能を 12bit から 16bit に変更することも合わせて検討されている。

根本的な原因は上記の温度依存性であるため、温度補償型の読み出し回路の採用で解決される。

- ゴーストパルス。

キャパシタがディスチャージしきれず、パルスの影響が次のサイクルに現れてしまうゴーストが大きなパルスの後に見られることがわかった。数サイクル後にはゴーストは見られなくなるため光量の多い宇宙線や LED イベントの後には $5\mu\text{sec}$ 程度 veto をかける。

ビームテストで使用されたものは DRS2 と呼ばれている第二世代のものである。本実験では DRS3 という次世代のものを使用する予定である。DRS3 は現在これらの問題点を解決するよう設計が行われている。DRS3 の主な改良点は、

- 全チャンネル差動入力。
- チャンネル間のシールドの補強。
- 読み出し速度の向上 ($\times 5$)。
- 温度補償型の読み出し回路。
- サンプルセルのデザインの変更によるゴーストの軽減。

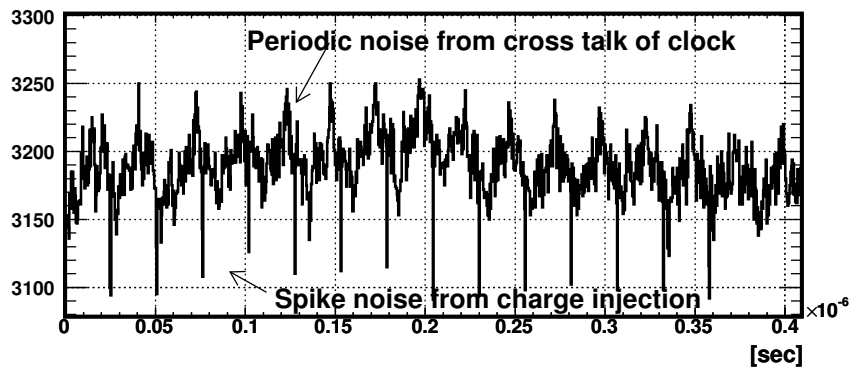


図 3.11: 今回とられたデータのベースライン。電荷流入によるスパイクノイズとクロック信号のクロストークによる周期的なノイズの2種類のノイズがのっている。

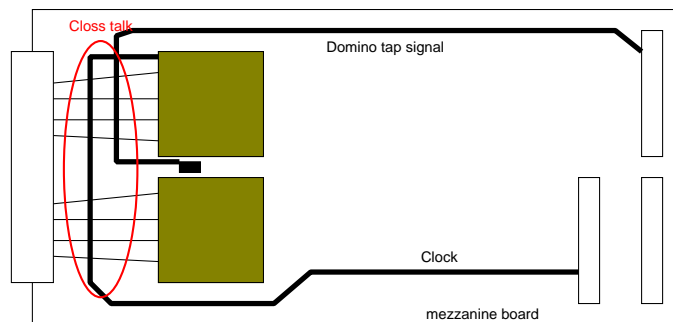


図 3.12: DRS チップの配置されるメザニンボード上でのクロストーク。

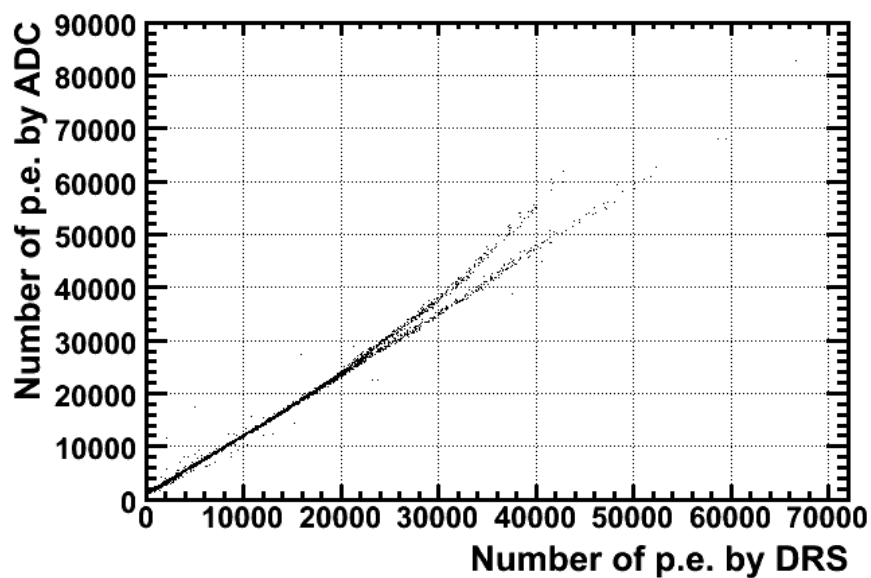


図 3.13: クロストークによる応答の2分化。

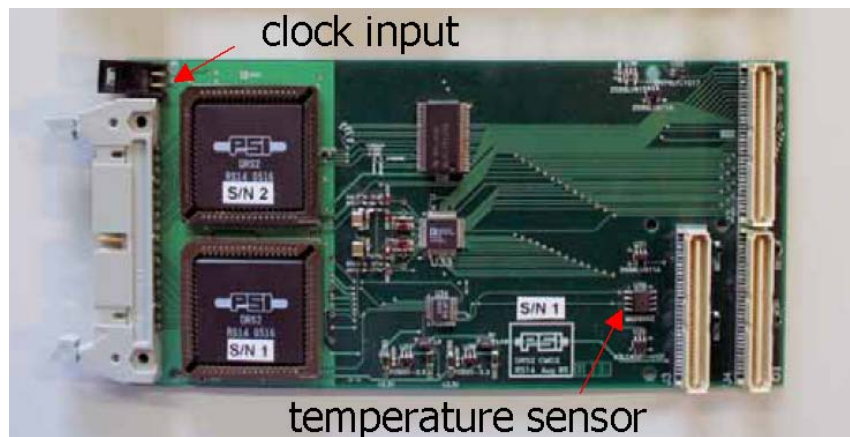


図 3.14: 新しくデザインしたメザニンボード。配線や配置の変更によりクロストークおよびノイズが低減された。読み出し速度を低下させることに伴いFADC を2つ搭載している。温度センサーを載せ温度をモニターし温度依存性に対応。

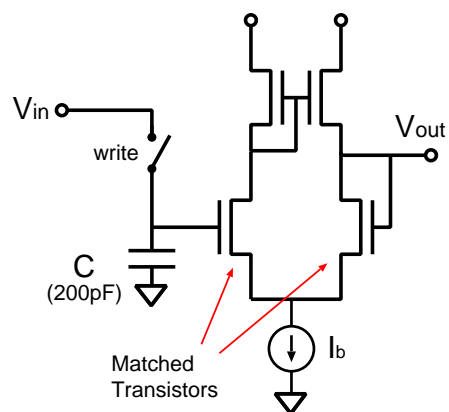


図 3.15: 温度依存を取り除くための対策案。

第4章 プロトタイプ実験

MEG 実験で計画しているような大型の液体キセノン検出器というのは前例がない。そこで実機検出器をいきなりつくる前にプロトタイプ検出器をつくり様々な角度から液体キセノン検出器のテストを行ってきた。プロトタイプを使ったテストによって実機で期待される性能の評価のみでなく液体キセノンの基本的な性質や、オペレーション方法の確立など MEG 実験を実施していく上で有益な情報をたくさん得ることができた。

ここでは液体キセノン検出器の性能評価の最終テスト実験として 2004 年秋に行われたビームテストについて主に記す。このビームテストではじめて DRS のプロトタイプを使った波形データの取得が行われた。

4.1 100 liter プロトタイプ

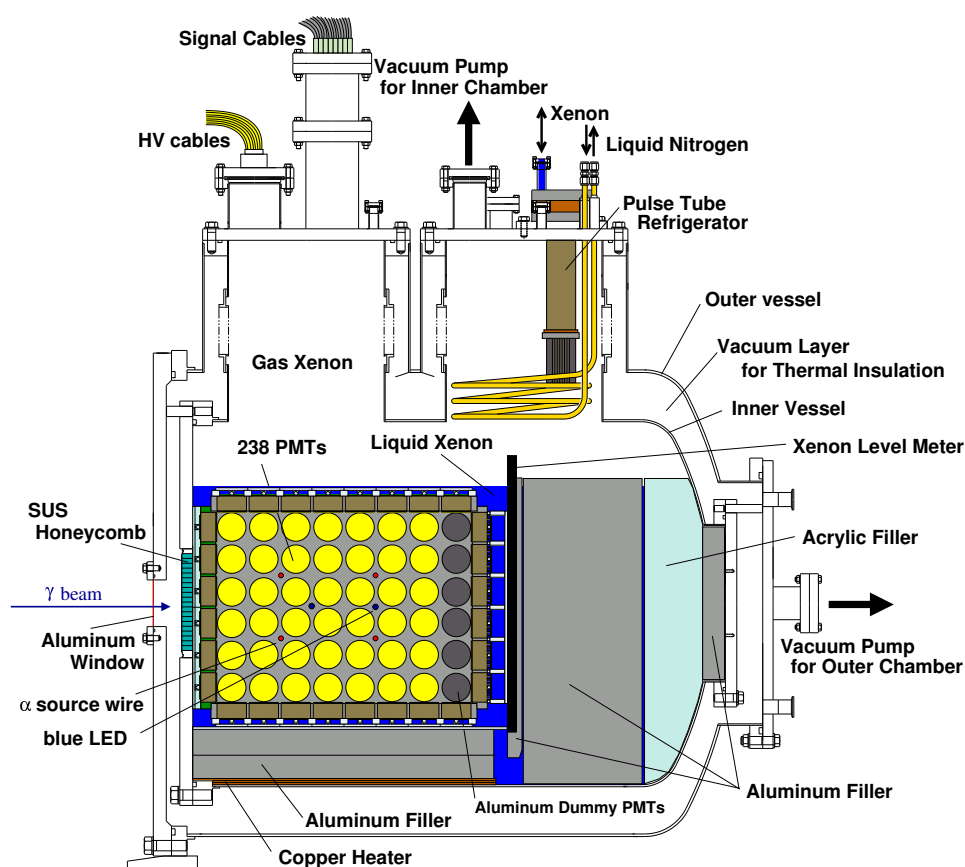


図 4.1: 100 l プロトタイプの概略図

実機と同等の性能を持つ大型の試作機として約 100 l のキセノンと 238 本の PMT とからなるプロトタイプ検出器を製作した。図 4.1 にプロトタイプ検出器の概略図を示す。有効体積は約 67 l である。ガンマ線の入射面はハニカム構造の窓になっており有効体積前の物質量は極力おさえられている。

PMT はアルミ製の直方体のホルダーにすきまなくはめ込まれている。座標系としてガンマ線入射面 (前面) の中心を原点, ガンマ線入射方向を z 軸とする (図 4.2 参照)。 x 軸方向に 6 列, y 軸方向に 6 列, z 軸方向には最大 8 列まで PMT をおくことができるようになっているがそのうち前 7 列に PMT が配置されている。図中のオレンジ色で示された PMT は今回のビームテストで DRS によってデータがとられた 12 本の PMT を示している。

PMT のキャリブレーション用に 8 個のブルー LED と, アルファ線源が付着されたワイヤーが 4 本取りつけてある。1 本のワイヤーには 2 個所にアルファ線源が付着されている。

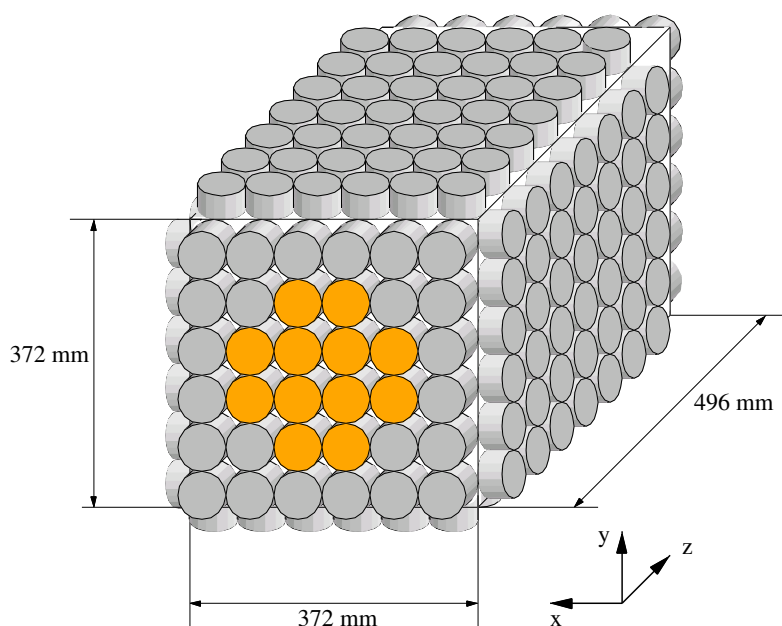
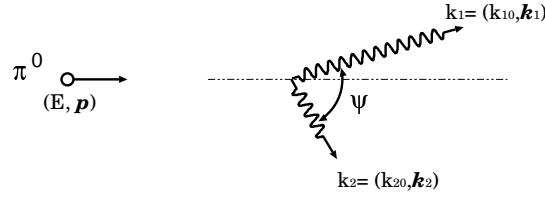


図 4.2: PMT ホルダー

4.2 CEX ビームテスト

50 MeV 以上のエネルギーを持ったガンマ線に対して液体キセノン検出器の応答を調べるために π^0 の崩壊からくるガンマ線を利用したビームテストが PSI の $\pi E5$ ビームラインを使って行われた。

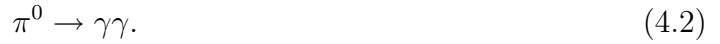
図 4.3: π^0 崩壊。

4.2.1 Kinematics

ビームラインから供給される π^- は液体水素ターゲット上で静止して電荷交換反応 (Charge EXchange reaction) により π^0 を生成する。



このとき生成された π^0 は実験室系で 28 MeV/c の運動量を持つ。 π^0 はただちに 100%近い分岐比で 2 つのガンマ線に崩壊する。



ここで生成された 2 つのガンマ線の角度を考える。

相対論的運動学から,

$$\begin{aligned} s = m_{\pi^0}^2 &= E^2 - \mathbf{p}^2 \\ &= (k_{10} + k_{20})^2 - (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)^2 \\ &= 2k_1k_2(1 - \cos\psi). \end{aligned} \quad (4.3)$$

となる。使われている表記は図 4.3 の通りである。最後の変換では $k_{i0} = |\mathbf{k}_i| = k_i$ とおいた。また $k_1 = E - k_2$ から,

$$1 - \cos\psi = \frac{m_{\pi^0}^2}{2k_1(E - k_1)} \quad (4.4)$$

となる。

ガンマ線のエネルギーと崩壊角の関係, 式 (4.4) をプロットすると図 4.4 中の実線になる。図中にはターゲット中でのビームの広がりをも 5 cm(σ) として計算したプロットも同時に載せてある。ここで一方のガンマ線を計測した際にもう一方のガンマ線が反対側に来るように要請することでほぼ単色と見なせるガンマ線を得ることができる。崩壊角 175° 以上を要請すると 54.9 MeV のガンマ線に対しては, 半値全幅 0.3 MeV で得られる。

さらに同じセットアップを使い, π^- ビームの放射性捕獲反応,



による 129 MeV の単色ガンマ線も得られる。

以上よりこのビームテストでは, 54.9, 82.9, 129 MeV の 3 つのエネルギーのガンマ線に対してプロトタイプ検出器の性能評価を行うことができる。

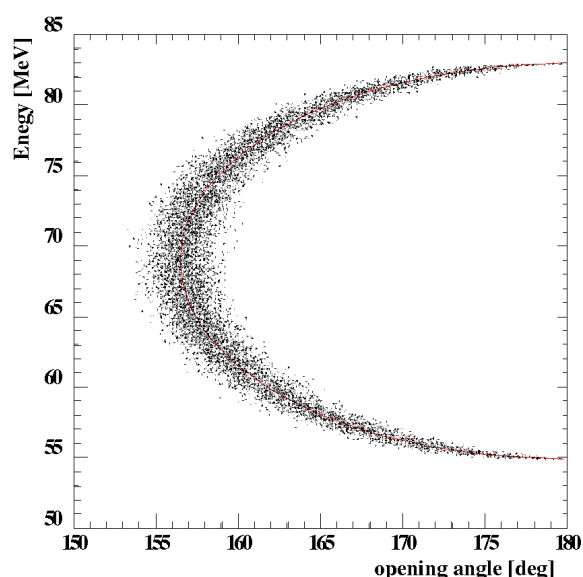


図 4.4: π^0 崩壊による 2 つのガンマ線の崩壊角とエネルギーの関係。散布図はターゲット中でのビームの広がりを含めた場合。

4.2.2 セットアップ

本ビームテストのビームラインおよび検出器の配置は図 4.5 の通りである。ターゲットとして液体水素があり、その両サイドに液体キセノン検出器プロトタイプと NaI(Tl) 検出器が配置されている。NaI 検出器の前にはLYSOによるタイミングカウンターが置かれている。NaI 検出器とLYSOは π^0 崩壊による2つのガンマ線の崩壊角が180度であるイベントを選ぶためのアンタイカウンターをなしている。 π^- ビームは25nsec間隔のバンチでやってくる。ビームのタイミングを測るためにターゲットの前にカウンター(S1)が設置されている。

DRSはビームテスト後半に導入された。2枚のボードからVMEクレートを通して、合計16チャンネルデータがとられた。各ボードにLYSO2チャンネルとキセノン6チャンネルが接続された。図4.8にデータ取得回路を示す。 π^0 崩壊による崩壊角180度のガンマ線を取得するにはS1(ビーム)、液体キセノン検出器、およびアンタイカウンターのLYSOの3つのコインシデンスをトリガー条件とした。アルファ線の取得にはアルファ線源の近くのPMTで組んだグループの和の出力をトリガー条件とした(パッチトリガー)。

4.2.3 DRS データ

DRSではガンマ線とアルファ線のデータがとられた。サンプリング周波数2.5GHz、読み出しは12ビットのFADC40MHzで行われた。すべてのチャンネルでデータ取得に成功した。図4.6にLYSOにより得られた、図4.7に液体キセノンにより得られた典型的なガンマ線のDRSデータを示した。左側(オレンジ色)はDRS board0、右側(ピンク色)はDRS board1でとられたデータである。

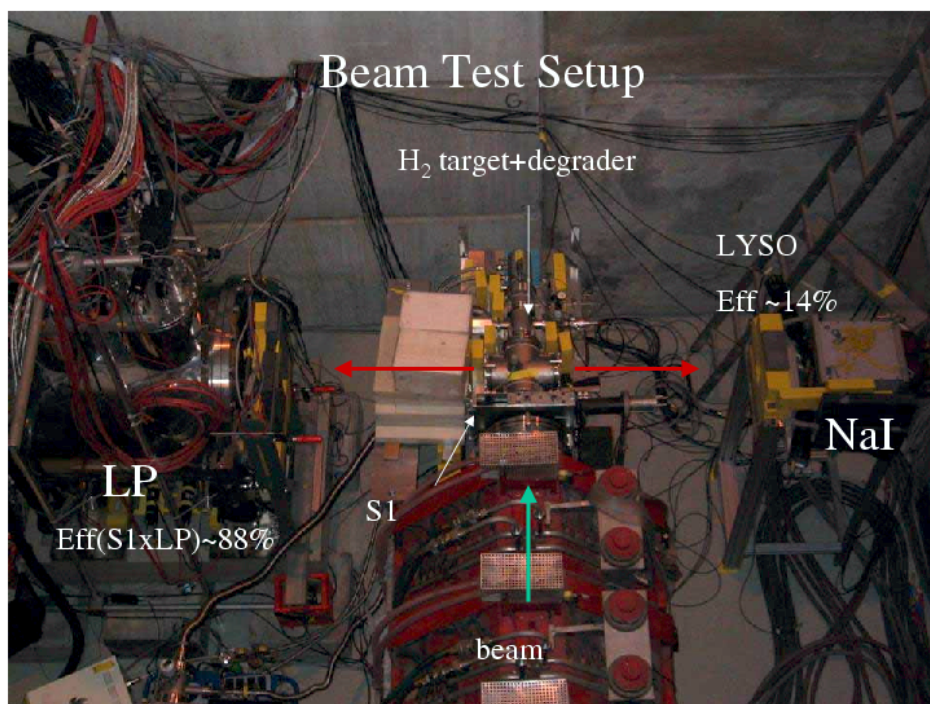


図 4.5: CEX ビームテストのセットアップ。

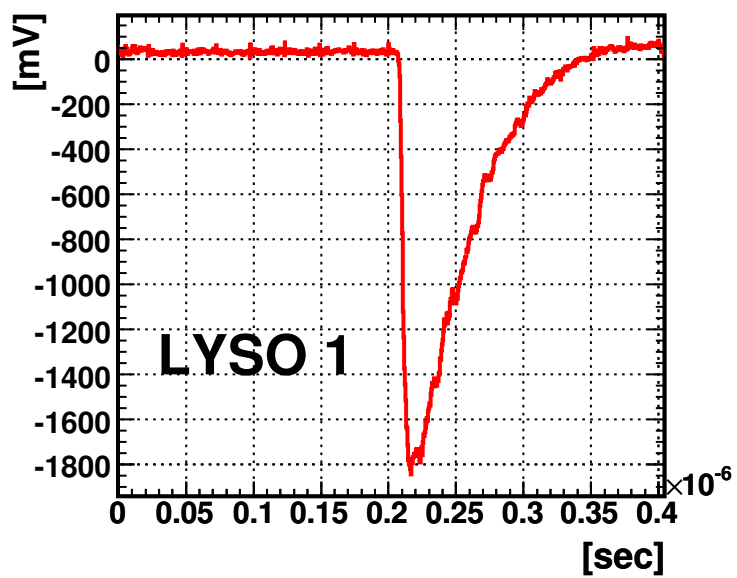


図 4.6: DRS により記録された LYSO からの波形。

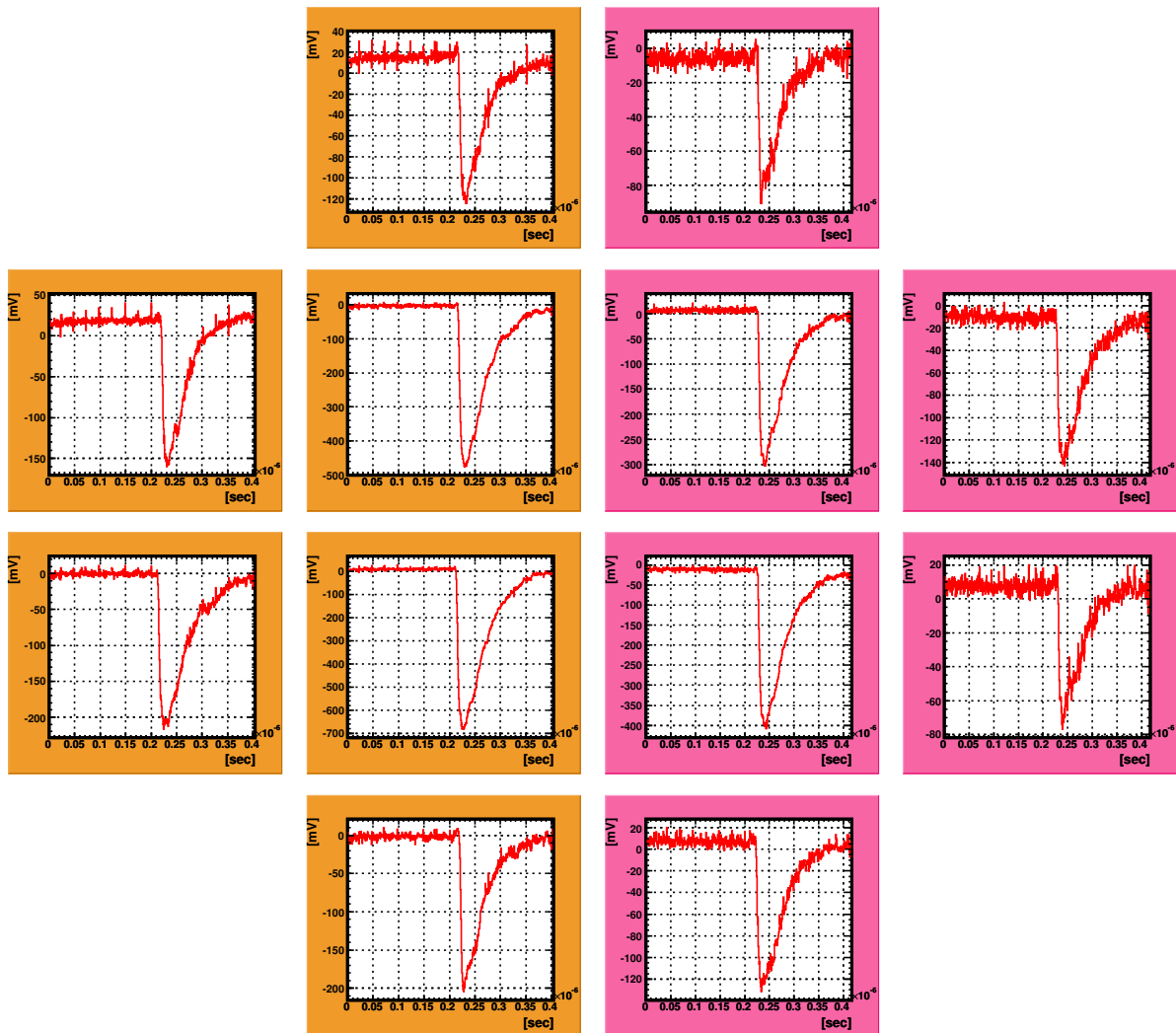


図 4.7: 2 枚のボードでとられたキセノン 12 チャンネル, この図の配置は実際の PMT の配置に則して描かれている。

4.2. CEX ビームテスト

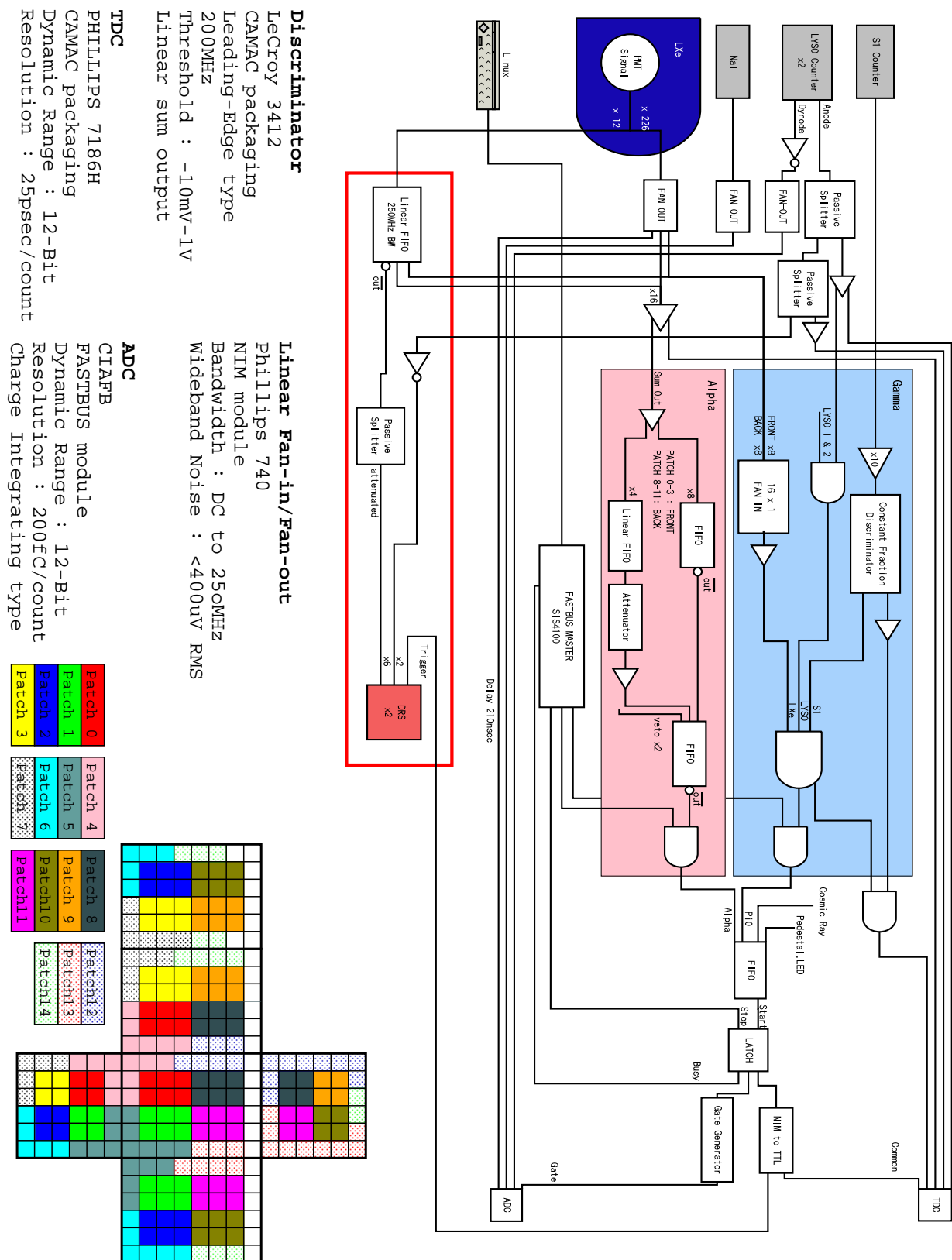


図 4.8: CEX ビームテストのデータ取得回路。

4.3 DRSデータの解析

4.3.1 Calibration

Gain Calibration

ゲインキャリブレーションは1つ1つのセル毎に得られたキャリブレーション曲線にしたがって行われた¹。キャリブレーション曲線は様々な値の参照電圧をDRSに与えその応答をみることで得られた。図4.9に典型的なキャリブレーション曲線を示す。ここでは参照電圧によって得られた点をB-スプライン曲線によって補完することで、キャリブレーション曲線を得た。図4.11(a),(b)がゲインキャリブレーション前後の波形である。

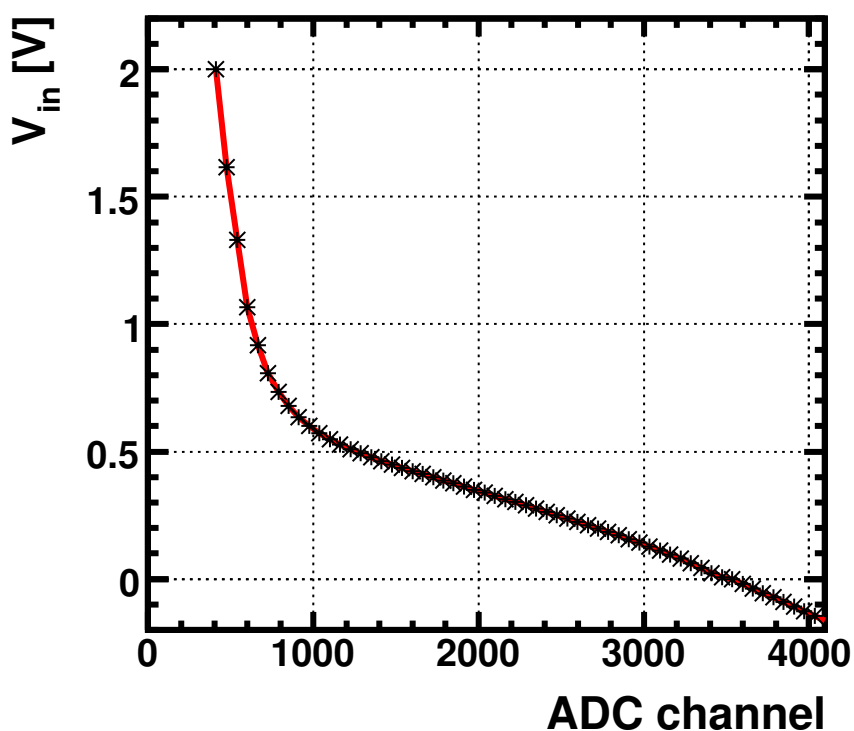


図 4.9: DRS のキャリブレーション曲線。

Time Calibration

DRSの各チップの9番目のチャンネルでは40MHzのクロックが記録されている。このクロックを使ってDRSのサンプリング周波数に関して詳細な情報が得られる。図4.10に時間キャリブレーションをステップ毎に示した。(a)がクロックである。クロックの各ピーク値の時間をもとめ、ピークとピークの時間間隔をプロットしたものが(b)である。この

¹ゲインキャリブレーションはM. Schneebeli(ETH)によって行われた。

時間間隔を線形補完して各セルの時間幅を求める。求められた各セルの時間幅をプロットしたものが (d) である。この結果からサンプリング周波数はおよそ 4% ずれていることがわかる。各セルの時間幅に従いサンプルデータをプロットしなおすことで正しい時間間隔で描かれた波形が得られる。

もう1つこのクロック信号から得られる情報がある。ドミノ信号はトリガーのかかったときに任意のセルで周回を止める。ドミノ信号が止まったところではクロック信号は不連続になっている。この不連続点を見つけることでトリガーのかかったポイントがわかる (c)。

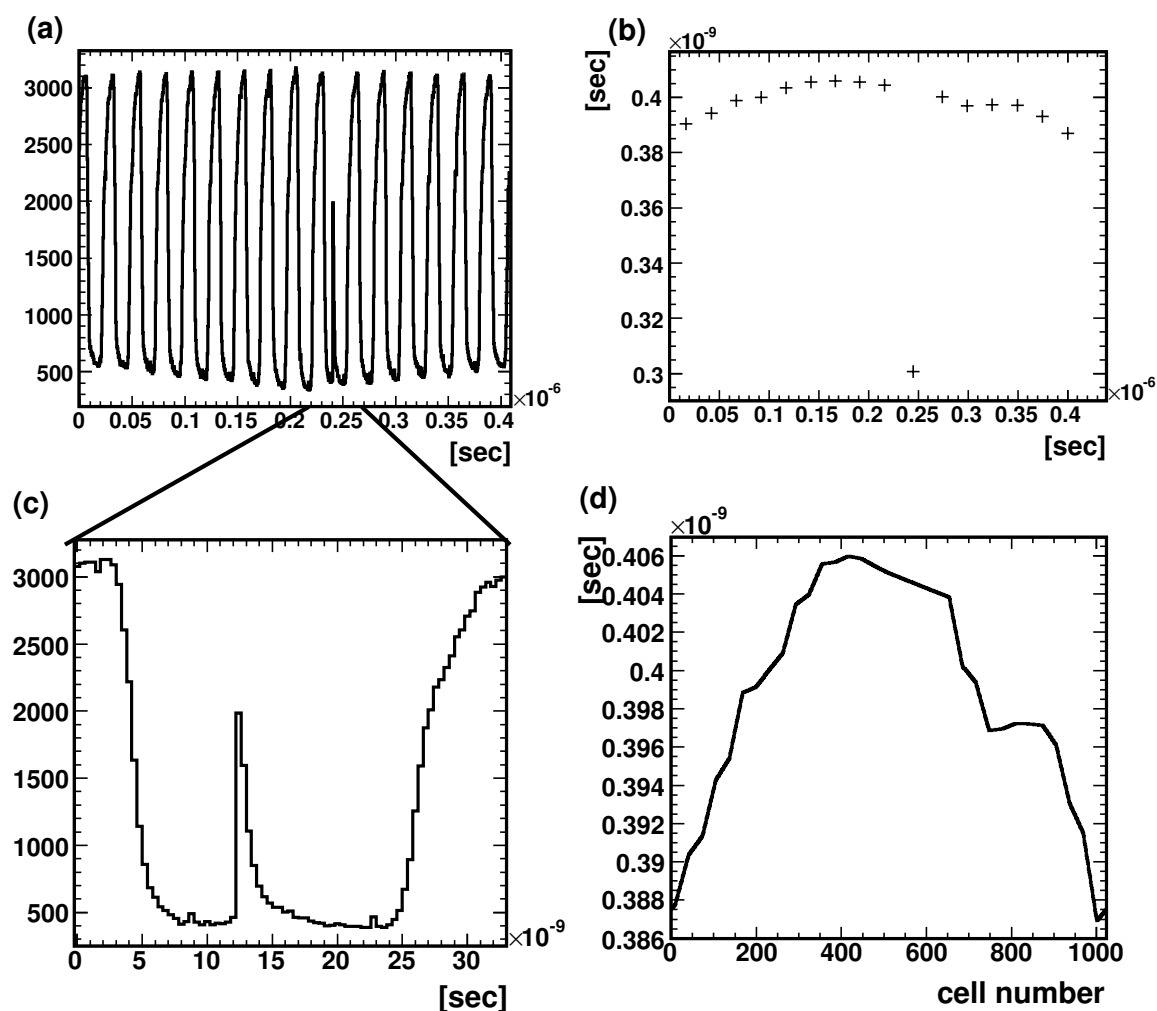


図 4.10: 時間キャリブレーション。(a) クロック信号。(b) ピーク-ピーク間隔のプロット。(c) クロックの不連続点。トリガーのかかったポイントを示す。(d) 各セルの時間幅。

ノイズ除去

今回使用した DRS の試作器では読み出しの際にクロック信号がクロストークし大きなノイズがのってしまった。このクロストークによるノイズは図 4.11 (b) をみてわかるよ

うにキャリブレーションでは取り除くことはできない。しかしこのノイズはクロックに完全に同期しているコヒーレントなノイズであるので比較的簡単に取り除くことができる。クロックを同期させてベースラインを足し合わせることでノイズのテンプレートを作り、そのテンプレートを差し引くことで周期的なノイズを除去した。

図 4.11 (d) が最終的に得られた信号である。

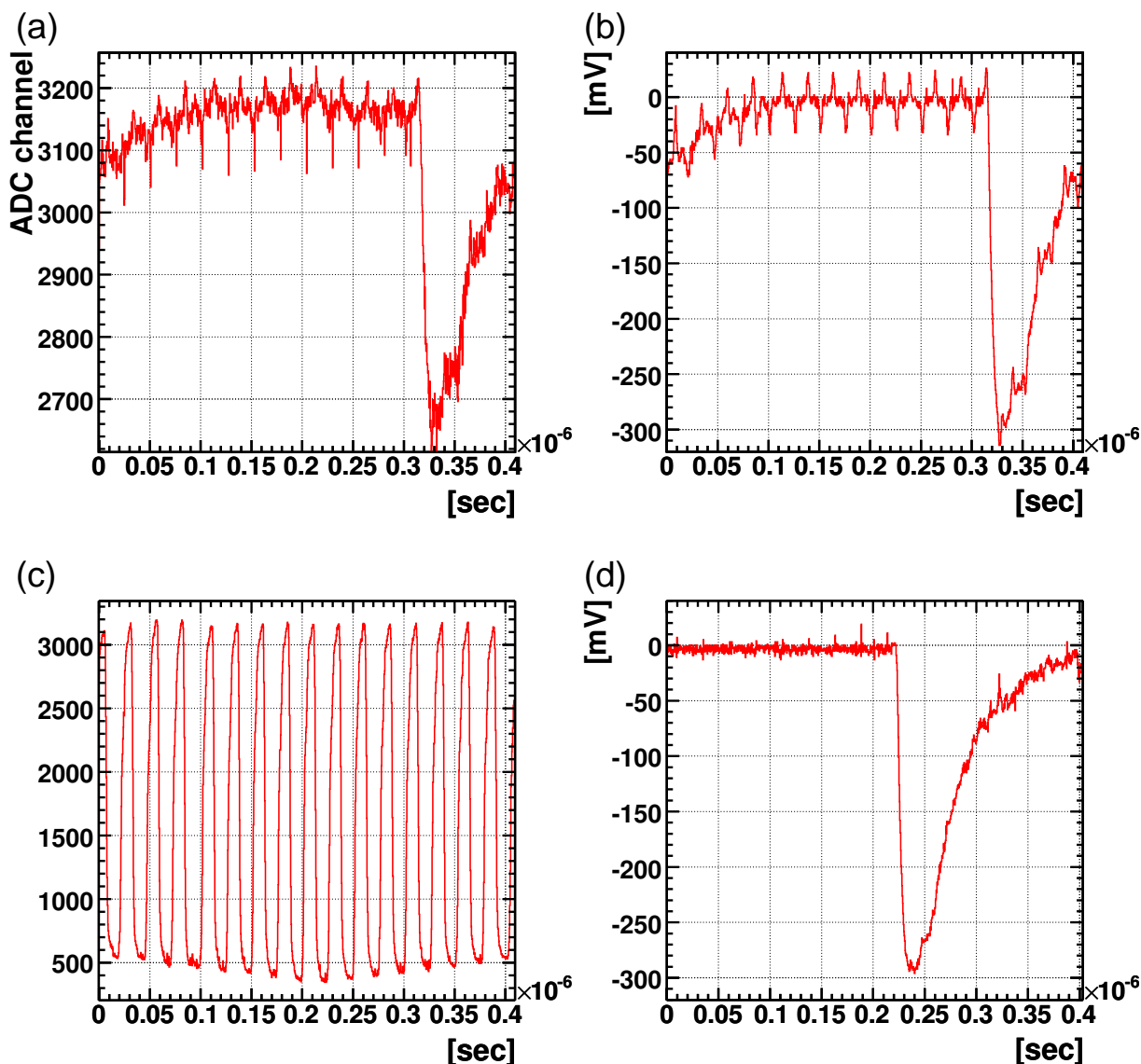


図 4.11: 波形のキャリブレーション。(a) 生データ。(b) ゲインキャリブレーション後の波形。クロックのクロストークによる大きな周期的なノイズがみられる。(c) クロック信号。90nsec 付近に不連続点がみられる。(d) 最終的に得られた波形。ノイズはきれいに取り除かれた。実際の時間順に並び替えられている。

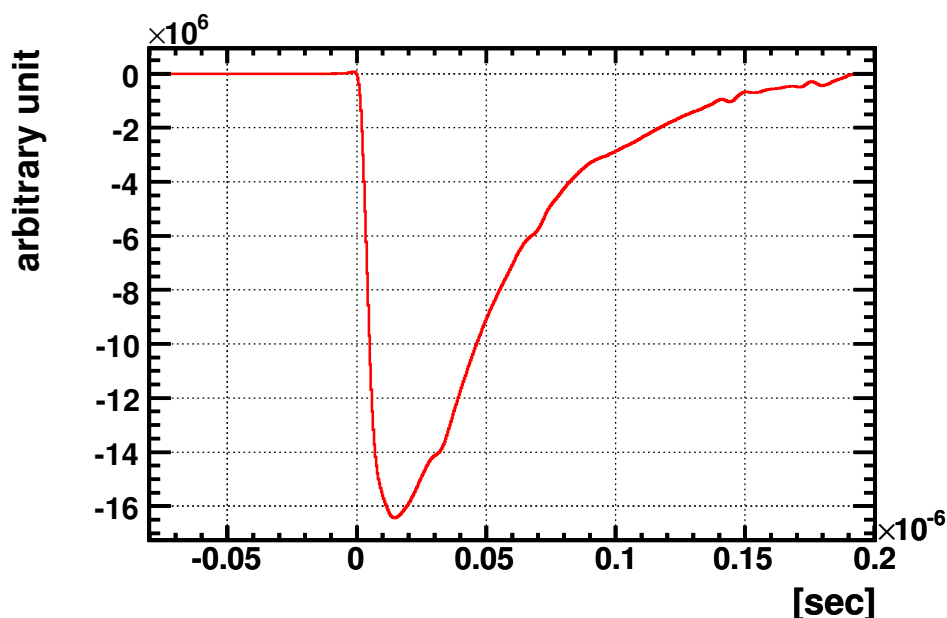


図 4.12: 加算平均により得られた波形。チャンネルごとに平均波形は求められた。以後この平均波形を波形のテンプレートとして用いる。

4.3.2 加算平均

得られる波形は液体キセノンのシンチレーション発光の時間特性を反映している。入射粒子が同じであれば発光の時間特性は決まっており、波形は個々のパルスの波高などに依存せずある程度一定であると思われる。もちろん個々の波形には揺らぎがあるが、その揺らぎはある平均的な波形を中心に揺らいでいる。ではその平均的な波形とはどのようなものだろうか。

信号が周期的な場合もしくは信号のタイミングがわかっている場合は、位相をそろえて信号を足しあげていくことで信号対雑音比 (SN 比) を良くしノイズに埋もれた信号を抽出することができる。このような方法で得られた波形を (後ででてくる移動平均と区別して)、加算平均による平均化波形と呼ぶ。チャンネル毎に PMT やその後の回路の応答の仕方が若干変わってくるため、加算平均化波形はチャンネル毎に作成した。図 4.12 に典型的な液体キセノンのガンマ線からの波形の加算平均化波形を示す。タイミングがずれたままパルスを足しあげていくと得られる波形はなまってしまう。加算平均化波形を作成する際には、パルスのタイミングを正確に揃えることが重要となる。次節で記すパルスのフィッティングでパルスのタイミングを得て、そのタイミングによりパルスを足しあげていき平均化波形を得る。得られた平均化波形を使って改めてフィッティングを行い平均化波形を作り直す。この手順を数回繰り返すなまりのない平均化波形を得た。

このようにして得られた加算平均化波形は液体キセノンのガンマ線からの波形を代表する波形と考えられる。そこで以後の解析、シミュレーションではこの加算平均化波形を液体キセノンのガンマ線からの波形のテンプレートとして用いる。

4.3.3 テンプレート波形を使った Fitting

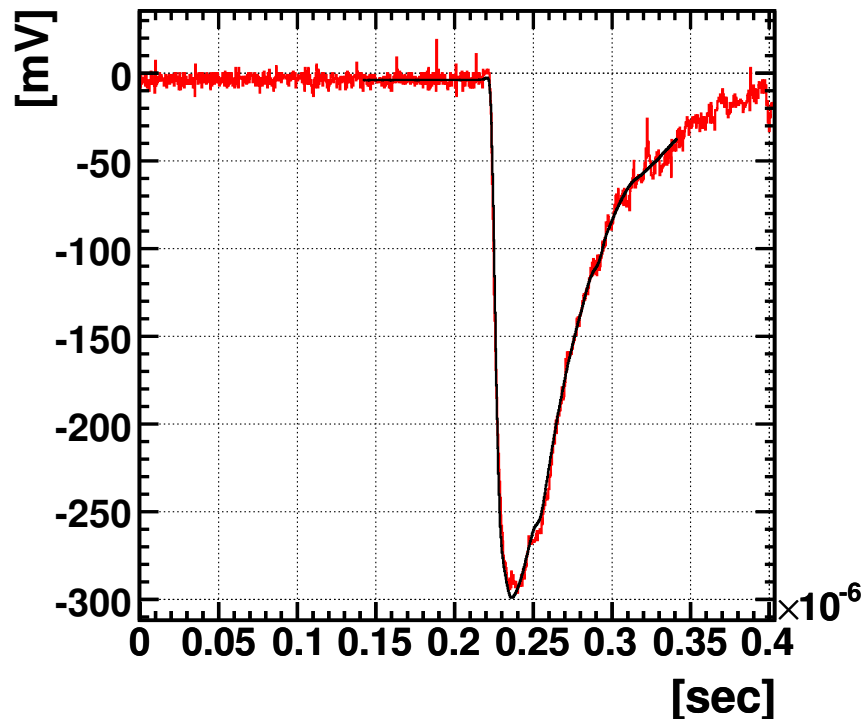


図 4.13: テンプレート波形によるフィッティング。

波形データから必要な情報を抽出しなくてはならない。波形データは ADC や TDC の代わりともならなくてはいけないので電荷，時間情報は最低限得られなくてはならない情報である。どのような方法でこれらの情報を精度良く求められるだろう。

前節で得たテンプレート波形を使って波形のフィッティングを行った (図 4.13)。フィッティングの長所は，ノイズに強く影響されない，波高に依存しない時間情報が得られる，イベント毎にベースラインが得られるので 50Hz などの低い周波数成分のノイズにも影響されない，等があげられる。セルーセルの電圧値をデータ点としてテンプレート波形との残差の自乗和を最小にする最小自乗法によりフィッティングを行った。minimization package として MINUIT [23] を使用した。テンプレート波形はデータと同じ 2.5GHz のサンプリング周波数で作られているが，フィッティングの際はセルとセルの間を線形補間して使用した。フィッティングのパラメータは，ベースライン，波高スケール，タイミングの 3 つで，対応する 3 つの情報として，ベースライン，電荷，パルスの到着時間 t_0 がフィッティングの結果として得られる。

図 4.14 に様々な波高の波形に対するフィッティングの様子を示した。あらゆる波高に対して単一のテンプレート波形で適切にフィッティングが行われている。これにより波形の安定性と波高に依存しない波形の一定性が分かった。またこれは前節で作った加算平均による波形がテンプレートとして適切であることの根拠となる。

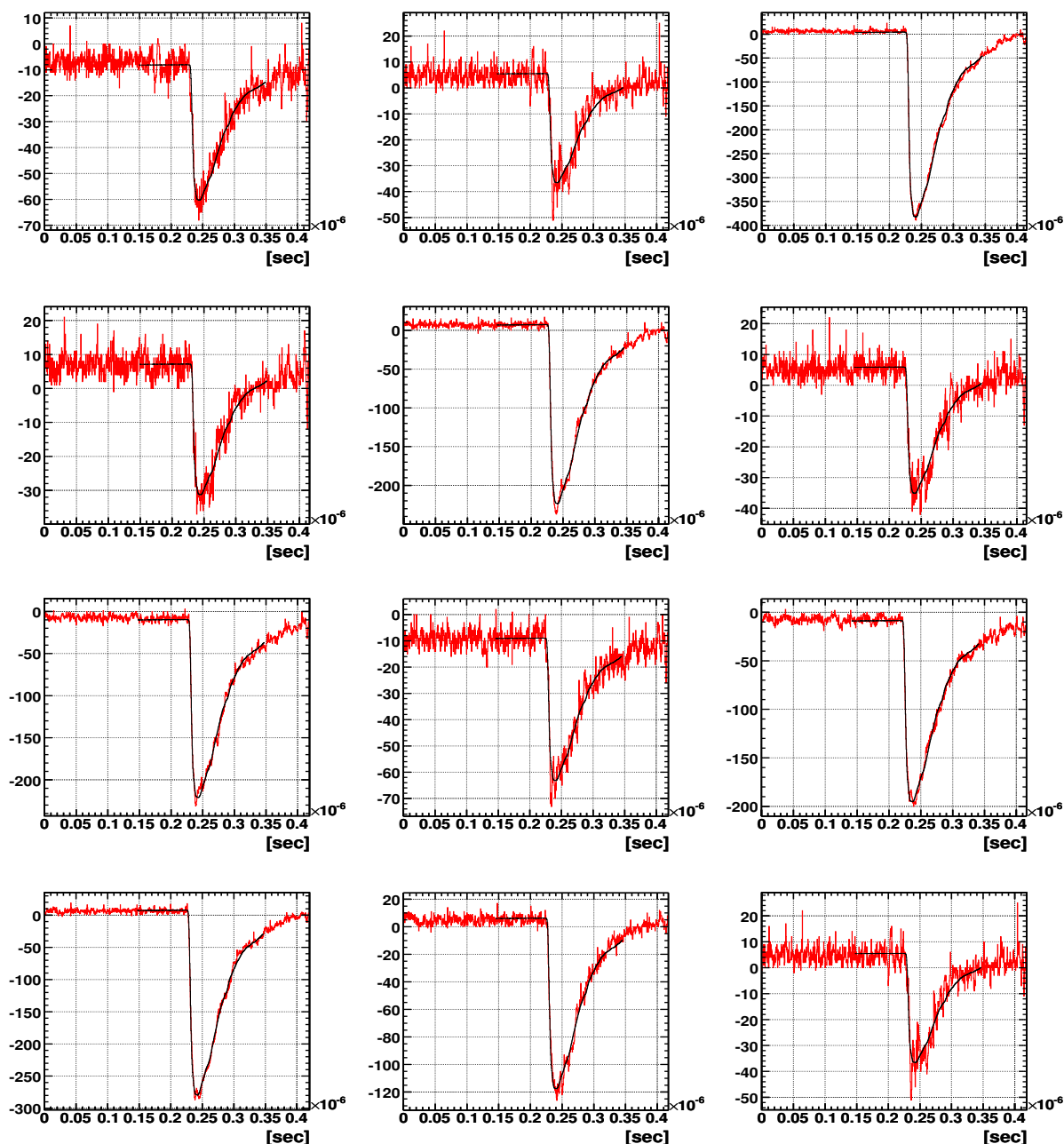


図 4.14: フィッティングの例。1つのチャンネルにおける複数のイベントに対して。あらゆる波高のパルスに対して単一のテンプレート波形でフィッティングに成功している。波形の安定性、一定性が見られる。

4.3.4 時間分解能

今までプロトタイプを使った性能評価では時間情報はTDCを使用して得ていた。しかし本実験ではTDCは用いずに波形データから時間情報も得ようと計画している。そこで波形データを用いた解析によりTDCと同等もしくはそれ以上の高い分解能が得られるか確かめる必要がある。今回のテストでは一部のPMT(キセノン12本,LYSO2本)だけし

か DRS を使ってデータが取られなかったためプロトタイプ検出器の検出器全体としての時間分解能は評価できない。しかし得られたデータでの解析とそれと同等の解析を TDC を使って行った場合とで比較することで波形解析による時間分解能の評価をしたい。

LYSO anti-counter の時間分解能

TDC による解析 TDC は分解能 25psec/count のものを使用，TDC には Leading-Edge タイプのディスクリミネータの出力を入力した (図 4.8 参照)。ディスクリミネータの閾値を越えるタイミングはパルスの波高によって異なってくる。この効果を time-walk と呼ぶが，time-walk により TDC の分布は余分な広がりをもってしまう。この広がりを取り除くために次のような補正を行う (time-walk 補正)。

time-walk は波高によるタイミングの変動であるので波高と TDC の間の相関をみてみる。ただし波形データを取得していない時は波高の情報は得られていないので ADC の値で波高を置き換える。

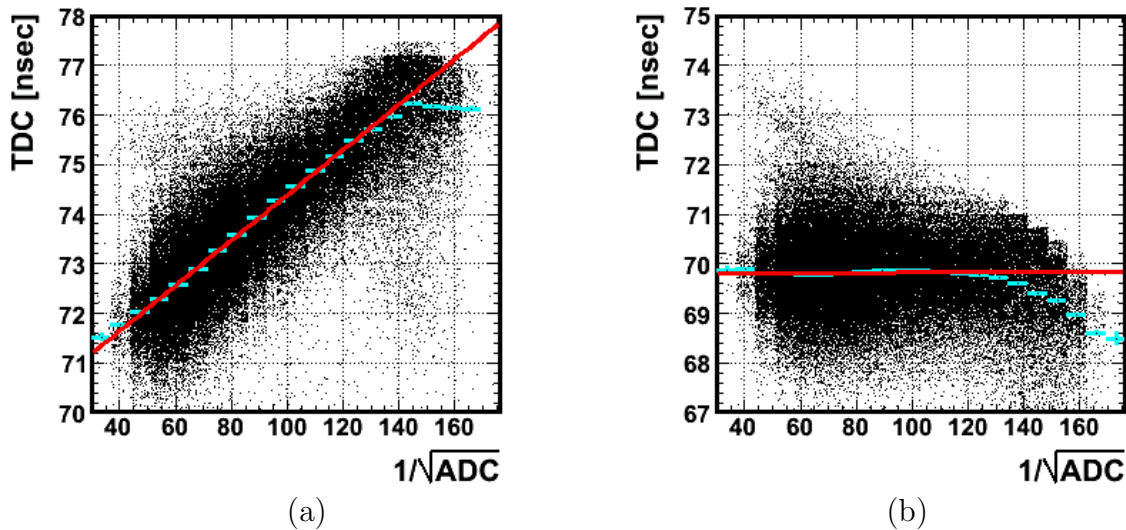


図 4.15: time-walk 補正。(a)time-walk 補正前の TDC-ADC 相関。(b)time-walk 補正後。

TDC と ADC の間には，

$$\text{TDC} = C/\sqrt{\text{ADC}} + t, \quad (4.6)$$

の関係がみられる (図 4.15(a))。係数 C を求め，

$$t = \text{TDC} - C/\sqrt{\text{ADC}}, \quad (4.7)$$

で time-walk の広がりを除いたタイミングが得られる。以後の解析では time-walk 補正後の値を TDC として用いる。

LYSO カウンターの時間分解能として左右の PMT の出力の差を 2 で割ったものを考える。ただしそれぞれの PMT で計測されるタイミングはガンマ線の LYSO カウンターへの

入射位置によってずれてくるため分布は図 4.16(a) のように広がったものになってしまう。そこで、左右の PMT の出力の比が入射位置に対応していると考えて、左右の出力の比とタイミングの差をプロットしてみると図 4.16(b) のような相関が得られた。この相関、つまり入射位置によるばらつきを補正して LYSO カウンターの時間分解能を求めると、およそ 80psec という値が得られた (図 4.17)。

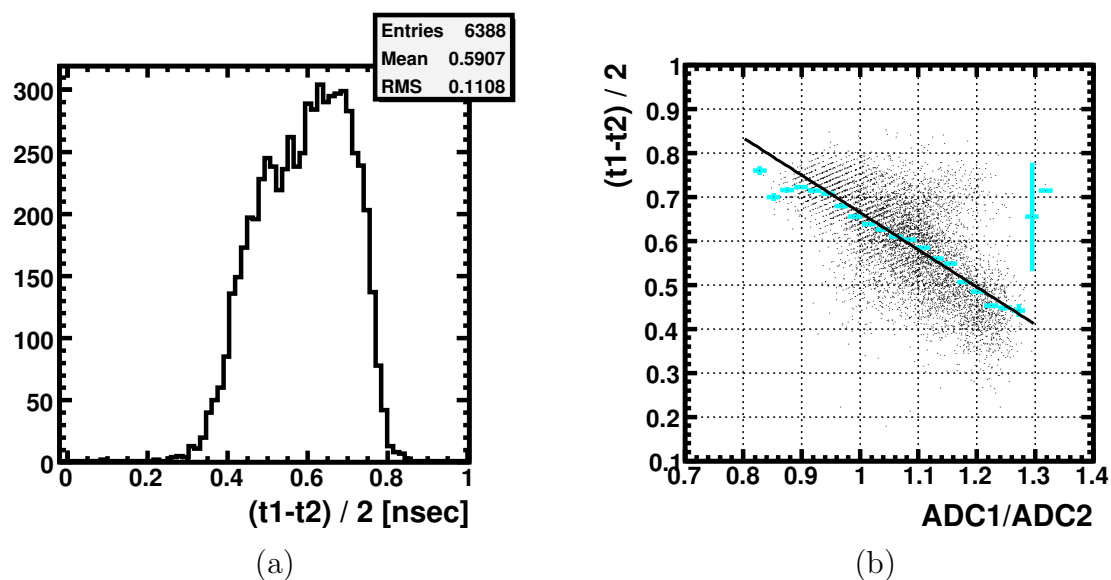


図 4.16: 左右の PMT の出力の比による入射位置補正を行う前の時間分解能。

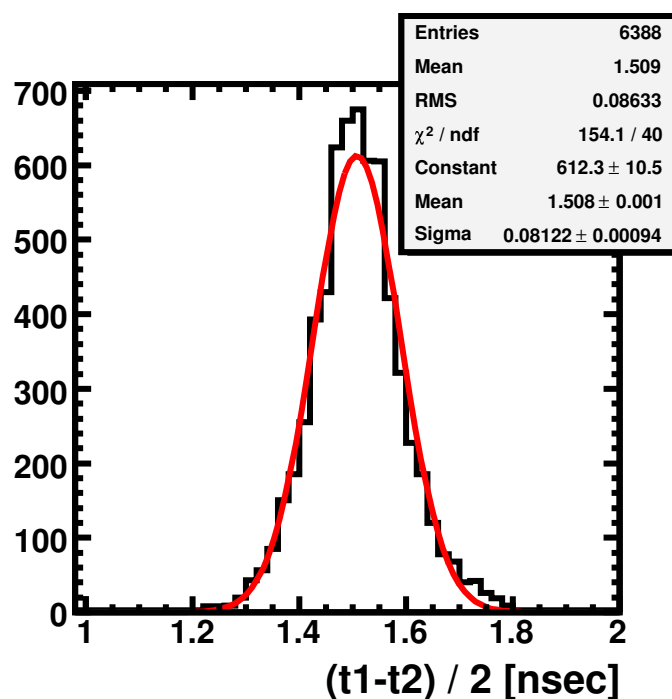


図 4.17: TDC を用いた場合の LYSO カウンターの時間分解能。

波形による解析 波形解析による時間情報として，前節のテンプレート波形によるフィッティングにより得られたパルス到着時間 t_0 を使用する。Leading-Edge によるタイミングと違い， t_0 は波高によるタイミングのずれはない。time-walk 補正は必要ない。そこで入射位置によるばらつきの補正のみを行い，同様に時間分解能を求めてみる。

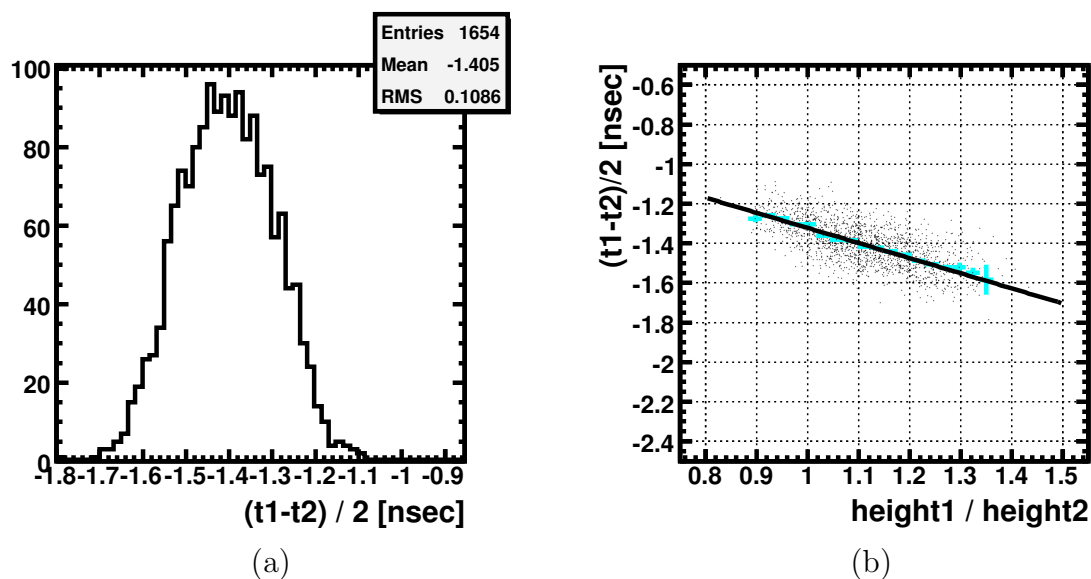


図 4.18: 左右の PMT の出力の比による入射位置補正を行う前の時間分解能。

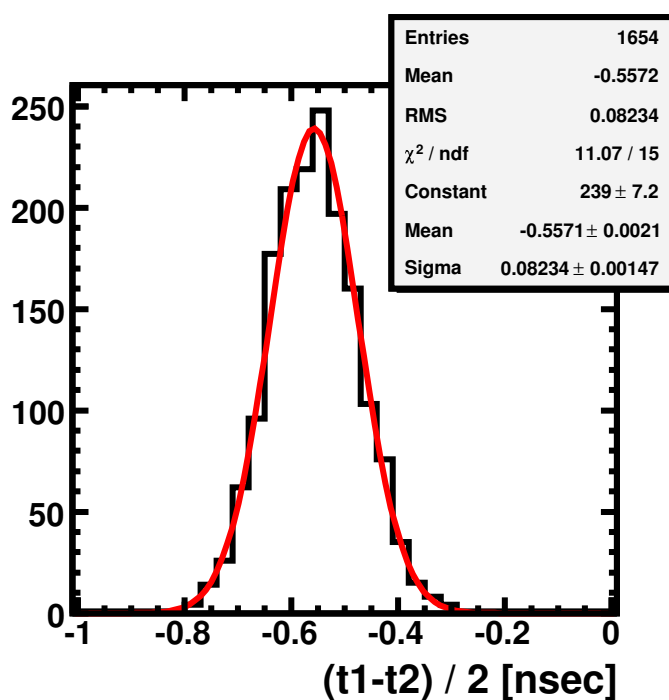


図 4.19: 波形解析による LYSO カウンターの時間分解能。

結果はおよそ 80psec となり，TDC で求められた時間分解能と同等の結果が得られた。

キセノンの時間分解能

前面中心 4 本の PMT による液体キセノンの時間分解能を TDC および波形解析の場合で求めてみる。PMT の組み合わせ方はいくつか考えられるがここでは図 4.20 で図示したようなたすき掛けで PMT の組を作りその平均の差を分解能として評価する。この方法だと DRS のボードによる効果が打ち消し合うと同時に入射位置による効果も打ち消し合うため入射位置の補正が必要なくなる。LYSO の場合と同じように TDC によるタイミングは time-walk 補正を行ったものを使用した。結果は図 4.21 である。TDC では 131psec , 波形解析からは 114psec という値が得られた。ここでは波形解析により TDC よりも高い分解能が得られた。

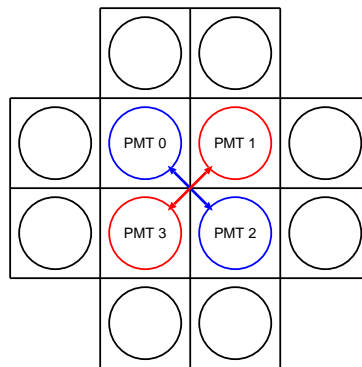


図 4.20: 時間分解能を出すときの PMT の組み合わせ方。

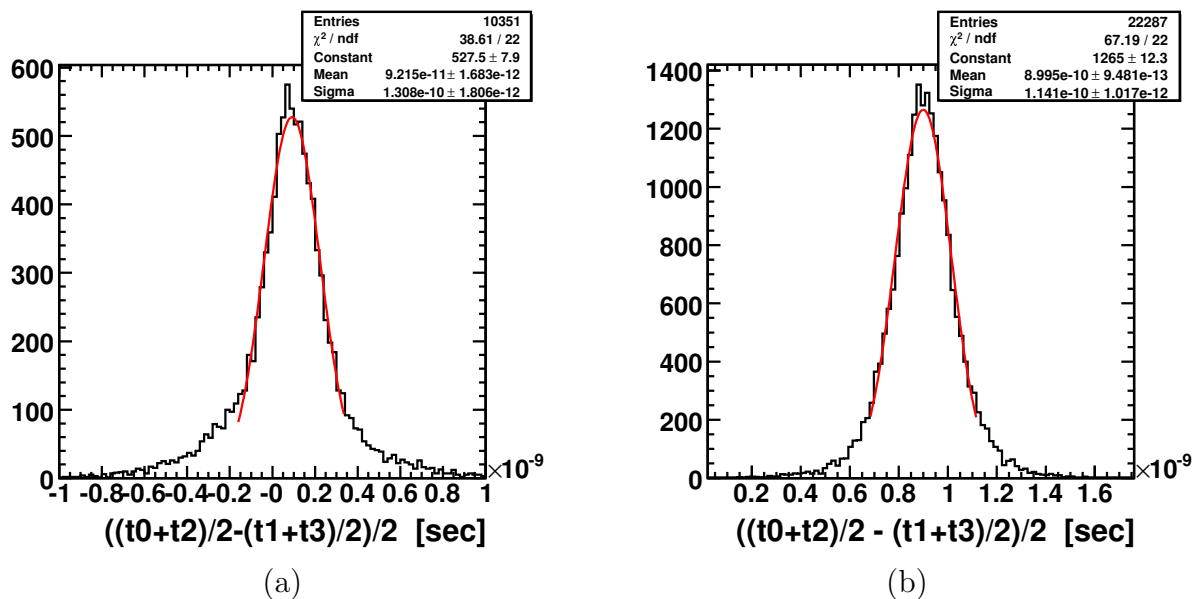


図 4.21: 入射面中心 4 本の PMT によるプロトタイプ検出器の時間分解能。(a) TDC を使用した場合。(b) 波形解析。

以上より DRS による波形データによって TDC を用いなくても TDC と同等もしくはそれ以上の時間分解能が得られるということがわかった。

4.3.5 波形による粒子識別

2.3.1 節で説明したように液体キセノンのシンチレーション発光の時間特性は入射粒子によって異なってくる。すなわちこれはパルス波形による入射粒子の識別の可能性を示している。

図 4.22 に今回 DRS を使って得られたガンマ線による波形とアルファ線による波形を並べて示した。

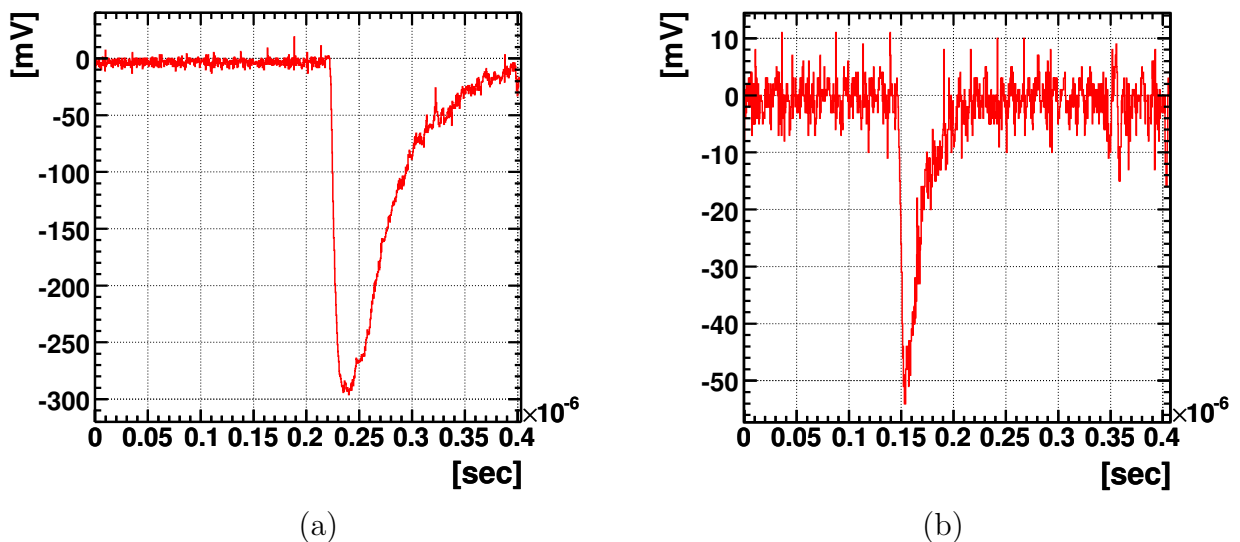


図 4.22: 典型的なガンマ線による波形 (a) とアルファ線による波形 (b)。

図を見て明らかのようにアルファ線による波形の方がその短い減衰時間のために細く鋭い形をしている。この違いを利用してガンマ-アルファ識別を行う。目でみて一目瞭然の違いではあるが、この違いを何らかのパラメータで表す必要がある。パラメータの候補としてはいくつか考えられる。減衰時間を指数関数のフィッティングなどにより直接求める方法などがすぐに浮かぶが、フィッティングというのはCPU時間を多く使ってしまう。フィッティングまでしなくてももっと簡単な方法で得られるパラメータも考えられる。たとえば波高が90%から10%まで落ちる時間、パルスの幅、波高と電荷(面積)の比などである。ここではパルスの幅を求める方法で粒子識別を行ってみたい。

波形を表すパラメータとしてパルスの半値全幅を用い、以後この値をパルスの幅と呼ぶことにする。パルス幅をもとめる際にノイズがじゃまとなるので何らかの形でノイズを除去しスムーズな形のパルスを得たい。まず移動平均により高い周波数成分のノイズの除去を行う。

移動平均 移動平均とは各点をその点の値および前後 L 個ずつの値を足し合わせ $M=2L+1$ で割って平均をとったものをその点の値とするものである。測定データ $x(n)$ に、 M 点移動平均を行った結果の出力信号 $y(n)$ は次のように定義される。

$$y(n) = \frac{1}{M} \sum_{m=-L}^L x(n+m). \quad (4.8)$$

図 4.23(a) に $M=51$ 点で移動平均を取ったアルファ波形を示した。移動平均による平滑化によってパルス幅が求めやすくなっているのがわかる。イベントによってはパルス波高が小さいものもありその場合移動平均による平滑化だけではパルス幅を適切に求められない。そこで次に PMT 出力の和を取ることにした。前に記述した加算平均をとることになる。ただし今回は同一のイベントに対して複数の PMT の出力に対して和をとる点で前述の加算平均とは異なる。加算平均により小さなパルスでも信号の検出が可能となる。図 4.23(b) は 12 本すべての出力の移動平均後の波形をピーク時間を揃えて足しあげたものである。このようにして 1 イベントに 1 つ得られた波形のパルス幅をそのイベントのパルス幅として求めた。

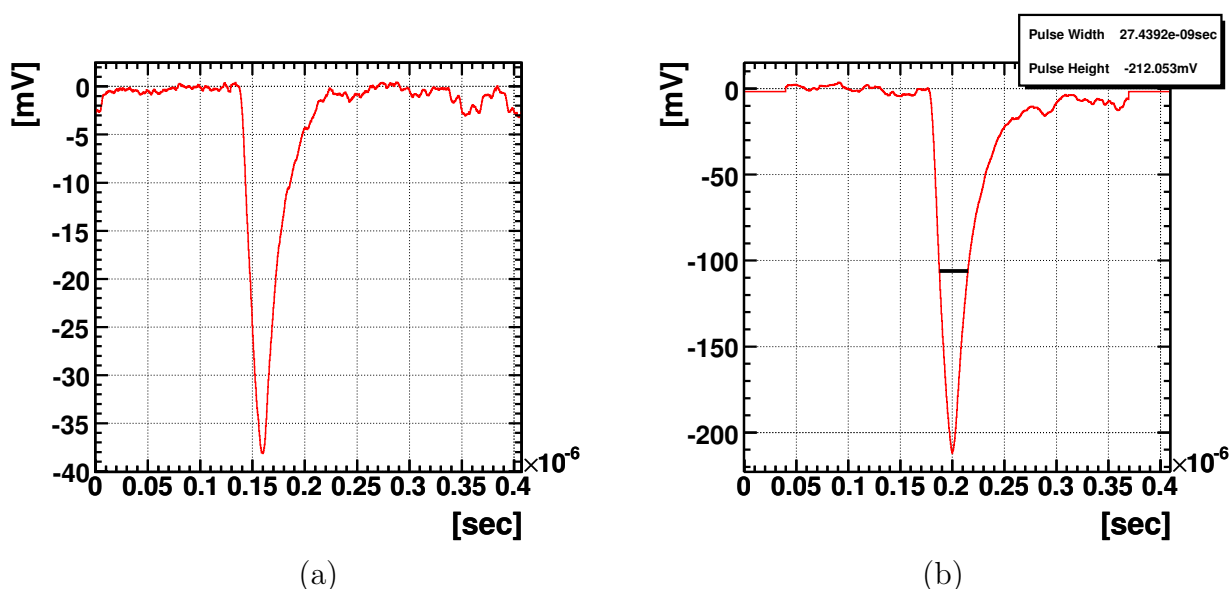


図 4.23: (a) 移動平均後のアルファ波形。(b)12 本の PMT 出力の移動平均後の和。パルス幅はこの波形の半値全幅として求めた。

得られたパルス幅の分布は図 4.24 である。赤色はアルファ線用トリガーで取られたデータ、青色はガンマ線用トリガーで取られたデータに対する結果である。ガンマ線によるパルスのパルス幅は 53nsec に、アルファ線によるパルスのパルス幅は 27nsec に鋭いピークをもつ。

アルファ線用のトリガーはアルファ線源に近い PMT のパッチの和出力でかけられている (図 4.8 参照)。環境放射線などによるガンマ線が検出器に入射してくると PMT の壁付近で光り大きな出力を PMT に与えて、パッチトリガーにかかってしまうことがある。しかしパルス幅による粒子識別を行えばこのように期待せずトリガーにかかってしまったバックグラウンドも選別し除去することが可能となる。

この解析を通して波形の高い粒子識別能力がはじめて現実的に示された。これを受け、波形による粒子識別をアルファ線のトリガーに応用することが検討されるようになった。波形による粒子識別がトリガー段階で行えればガンマ線が照射しているなかでもアルファ線を選択して取得することができる。つまりビームを止めずにアルファデータを得ることが期待できる。キャリブレーション用のアルファデータが実際の物理データと同じ条

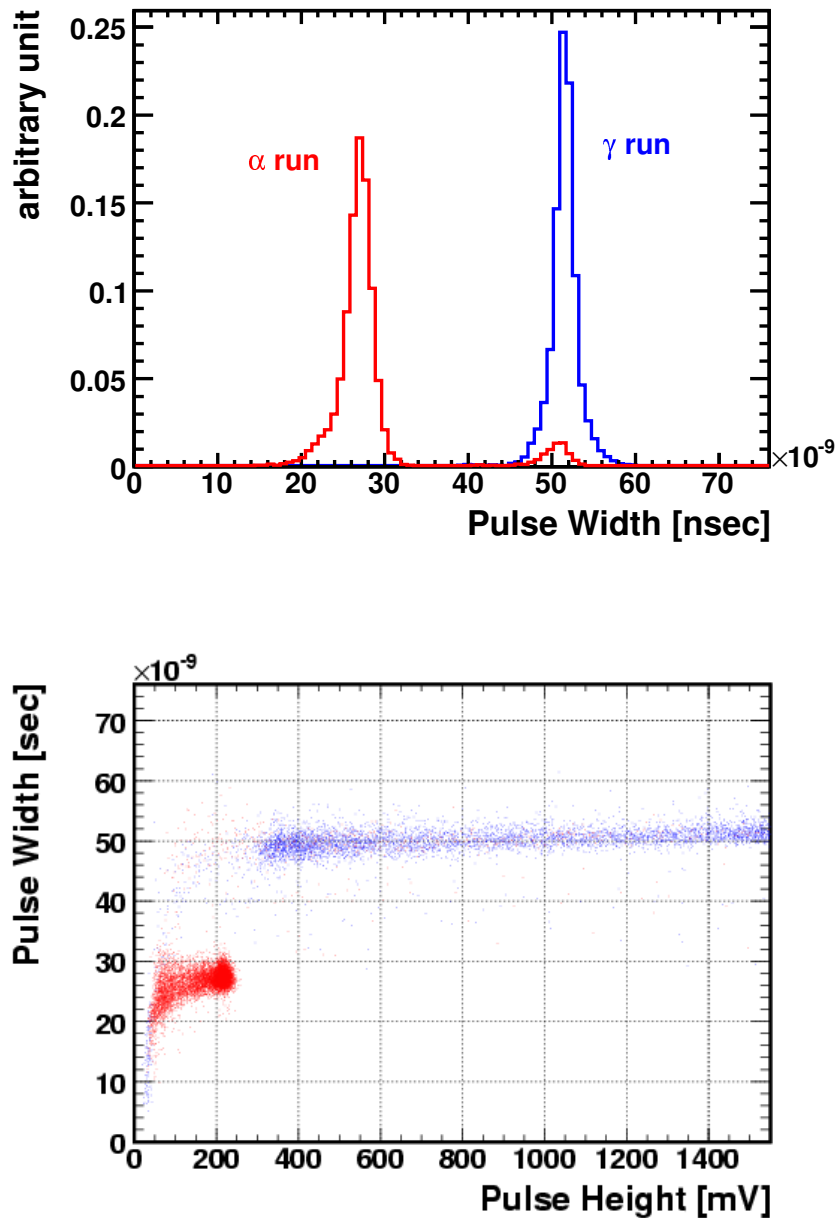


図 4.24: パルス幅の分布。赤色はアルファトリガーモード、青色はガンマトリガーモードのデータに対する結果。アルファのパッチトリガーにかかってしまったバックグラウンドもきれいに識別できることがわかる。

件の中で得られる点で非常に有効である。しかし DRS の波形データはトリガーでは使用しない。トリガーには 100MHz の FADC が用いられる。DRS でとられた波形データを元にトリガー用 100MHz FADC で信号波形がどのように見えるか再現を行った (図 4.25)。図 4.26 に再現したトリガー波形でのパルス幅を用いた粒子識別の結果を示した。トリガー用波形でもガンマ アルファの波形の違いははっきり見え波形による識別が行えそうである。また、トリガー段階で判断するためにはそのアルゴリズムは非常にシンプルなもので

なくては実際に実装することはできない。先に上げた方法の1つである、電荷とパルス波高の比であれば計算は簡単である。したがって現在は100MHzのFADCデータで電荷とパルス波高の比による粒子識別が可能であるか検証が行われている。

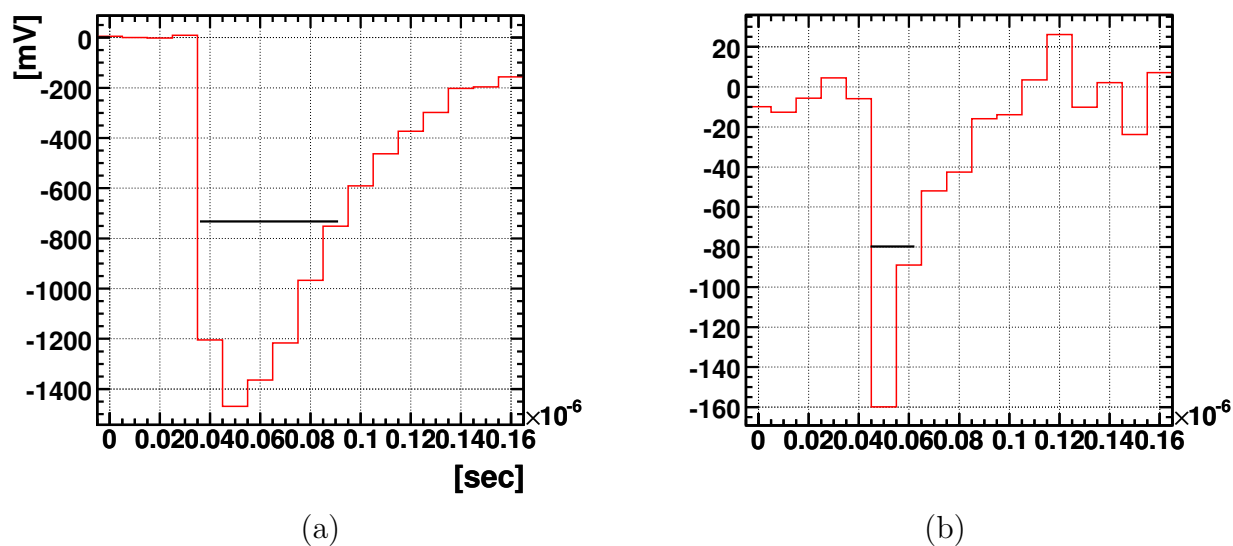


図 4.25: トリガー波形の再現。トリガーでは DRS 出力は使われず, 100MHzFADC の出力が使用される。(a) ガンマ線, (b) アルファ線に対する波形。

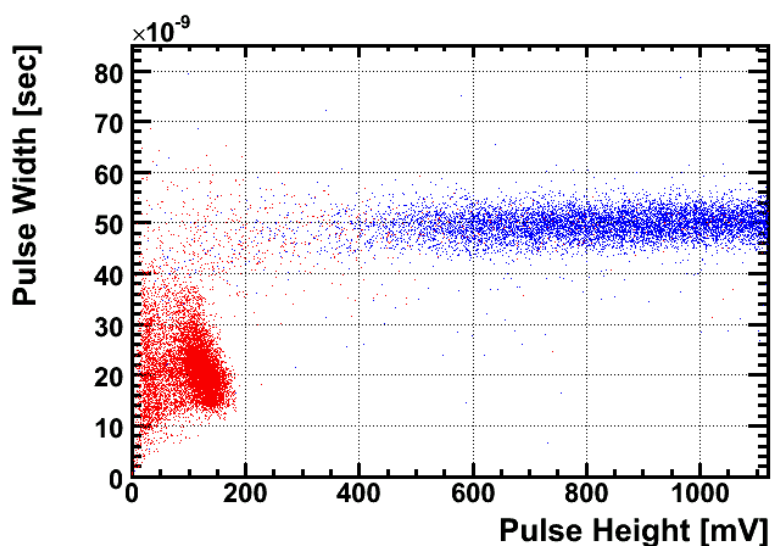


図 4.26: 再現されたトリガー波形でのパルス幅の分布。赤色はアルファトリガーモード, 青色はガンマトリガーモードのデータに対する結果。トリガー波形でも粒子識別を行う能力があることが示された。

第5章 シミュレーション

5.1 Pulse Shape Simulation

前節で見てきたように DRS を使ったデータ取得に成功し、液体キセノン検出器からの波形信号を得ることができた。次に、得られた波形データを再現するシミュレーションを行いたい。波形データの適切なシミュレーションは我々の液体キセノン検出器の応答の正しい理解には必要不可欠である。また、波形のシミュレーションが可能になれば、様々な波形解析を、シミュレートしたデータに対して試すことができ波形解析方法の開発や最適化を進めていくことができる。

モンテカルロシミュレーション 100l プロトタイプ検出器および実機のモンテカルロシミュレーション (MC) が GEANT3 をもとに開発されている¹。この MC ではシンチレーション光子が追跡され、その伝達がシミュレートされている。したがって光子が PMT へ到達する時間や、到達した光子の数などの情報は MC で得られる。

MC で得られる情報をもとに波形のシミュレーションを考える。まず先に考えたのはテンプレート波形を使ったシミュレーションである。MC により与えられる最初の光子の到達時間および光子数によって横軸 (時間) と縦軸 (スケール) を決めテンプレートを挿入する。しかしこの方法は、波形はすべて一定であり波形の揺らぎはノイズ以外にはないことを仮定している。波形のパラメータとしてパルス幅を実際のデータと比べると再現していないことがわかる。実際の波形は一定ではなく揺らぎをもっている。その揺らぎまで含めて再現したい。というのは波形解析の方法を開発していくうえでこの揺らぎがキーポイントになると考えられるからである。

そこでより現実に即した方法で波形を作る方法を考える。まず我々が観測する波形というのはどのようにできてくるか考えてみる。

- 液体キセノンと入射粒子の相互作用，およびシンチレーション過程。
- シンチレータ中での光子の伝播。
- PMT の応答。
- 後続回路およびケーブル，コネクタによる変形。
- デジタイザー (DRS) の応答。

¹MEG 検出器全体の MC の開発が MEG コラボレーションの各パートで行われている。液体キセノン検出器の MC の開発は S.Yamada 他を中心におこなわれている。

観測される波形はこれら複数の複雑な過程を経て形成された波形である。前2者はMCシミュレーションにより再現されていると考えられる。残りの過程をこれから考えたい。

5.1.1 線形システムおよびデジタルフィルター

線形系を考える。線形系は、入力、フィルター、出力の3者のシステムと考えることができる。このような系の取り扱いにはコンボリューションがよく用いられる。一般に線形システムはインパルス入力に対する応答、または単位ステップ入力に対する応答だけで記述することができる(重畳定理)。つまりインパルス応答 $h(t)$ またはステップ応答 $g(t)$ がわかればあらゆる入力に対する応答は、

$$y(t) = \int_0^t x(\tau) \cdot h(t - \tau) d\tau \quad (5.1)$$

$$y(t) = \int_0^t x'(\tau) \cdot g(t - \tau) d\tau \quad (5.2)$$

と表すことができる。解析的に複雑な場合や数値的に解く場合は前者の方が適しているのでもここでもインパルス応答を考えていく。

連続信号に対しては入出力、応答関数ともに時間の関数であるが、デジタル信号ではそれらは数列(ベクトル)となる。コンボリューションは、

$$y[i] = \sum_{k=0}^i x[k] \cdot h[i - k] \quad (5.3)$$

となる。

4.3節で出てきた移動平均はデジタルフィルターの1種である。 $x[i] = \{\dots, 0, 0, 1, 0, 0, \dots\}$ というインパルス入力に対する応答を $h[i] = \{\dots, 0, 0, 1/M, 1/M, \dots, 1/M, 1/M, 0, 0, \dots\}$ としたフィルターであった。

5.1.2 PMTの応答

光電面の光電効果で生成された光電子はダイノードで増幅され信号として出力される。増幅過程で生成された2次電子はそれぞれ軌道や速度が異なってくるため陽極に到達する時間に広がりが出る。この広がりを電子走行時間の広がり(TTS)とよぶ。単一光電子による信号をこのTTSを広がりとするガウシアンで近似しPMTの応答をシミュレートする。つまり単一光電子をインパルス入力、その応答をガウシアンとしPMTの出力を個々の光電子のコンボリューションとして求める。

5.1.3 回路による波形の整形

PMTから出力された信号はその後ベース回路、ケーブル、フィードスルー、FAN-OUTなどを通り歪曲や減衰などの整形を受けDRSへと入力される。

同軸ケーブルによる歪曲 [24] 同軸ケーブルによるパルスの整形を考えてみる。数百 MHz 程度までの周波数成分を持ったパルスの減衰は、

$$A(f) = a\sqrt{f} \quad (5.4)$$

と表せる。ここで a はケーブルの構造と物質で決まる定数である。 l をケーブルの長さとして、この場合インパルス応答は次のように表される、

$$h(t) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{\tau_0}{4t} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\tau_0}{4t}} \quad (5.5)$$

ここで、

$$\tau_0 = \frac{a^2 l^2}{\pi} = \frac{(Al)^2}{\pi f} \quad (5.6)$$

はステップ応答が 0.48 (約半分) になる時間を表す。

次に標本化間隔 Δt を決める。細かく取れば精度はよくなるがその分計算量は増える。入力信号も同じ間隔で標本化し、コンボリューションを計算する。

$$\begin{aligned} h[i] &= h(i\Delta t), \quad x[i] = x(i\Delta t), \\ y[i] &= \Delta t \sum_{k=0}^i h[i-k] \cdot x[k] \end{aligned} \quad (5.7)$$

図 5.1 にいくつかの τ_0 における結果を示す。ここでは Δt を $\Delta t = T/25$ ととって計算した。 T は入力信号の半値幅である。

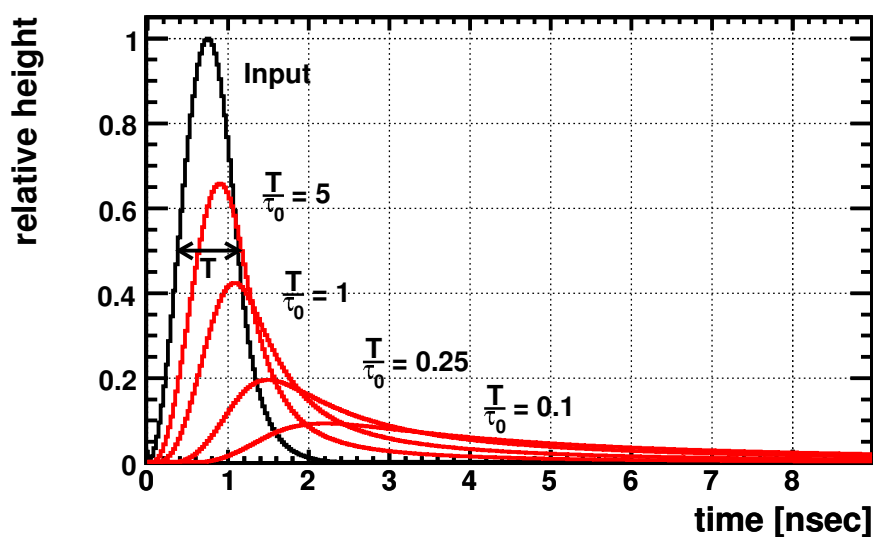


図 5.1: PMT のシグナルの同軸ケーブルによる歪曲。

このようにインパルス応答がわかればそのデバイスの影響を計算することができる。一つのデバイスに対応するフィルターをかけて得られた結果に対して次のデバイスに対応す

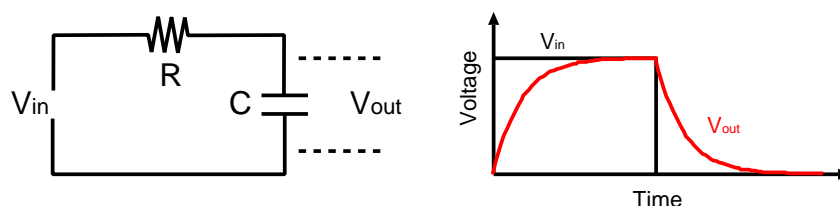


図 5.2: RC 積分回路。

るフィルターをかける。このようにしていけば最終的に得られる波形をシミュレートすることができる。

しかしここでいくつか問題が出てくる。一つはすべてのデバイスに対してインパルス応答を求められるわけではない点である。もう一点は計算量である。波形情報は膨大な量の情報を扱うので現在コンピュータの計算処理能力が非常に上がってきたとはいえ、計算時間に関して注意してプログラムをくまないと現実的な時間内に結果が得られないということになりやすい。計算機資源や時間は限られている。制限された中でどこに時間をかけどこを簡素化するかということは非常に重要なこととなる。コンボリューションを行うプログラムはどうしても時間がかかりやすい。図 5.1 を見てもわかるようにフィルターによってなまされた入力信号は時間的に長く影響をあたえる。コンボリューションによる計算量は $O(N^2)$ となる。

積分回路 そこで PMT から出力された信号が DRS に入力されるまでの間をまとめて 1 つのフィルターだと思い、さらにそのフィルターを簡素なフィルターでモデル化することにする。フィルターとして RC による積分回路 (図 5.2) を用いてみる。積分回路は解析的に単純でありその働きをコンボリューション等を用いず直接再現できる。

積分回路は次のように表せるので、

$$\begin{aligned} dV_{\text{out}}/dt &= (V_{\text{in}} - V_{\text{out}})/RC \\ \Delta V_{\text{out}} &= (V_{\text{in}} - V_{\text{out}})/RC \cdot \Delta t \end{aligned} \quad (5.8)$$

この働きをデジタルで再現するには次のようにすればよい、

```
for (n=0 ; n<N ; n++){
    out += (x[n] - out)/R/C * dt;
    y[n] = out;
}
```

この場合計算量は $O(N)$ に抑えられる。パラメータは時定数 RC のみである。この値は実験で得られた波形をよく再現するように選ぶ。

5.1.4 パルスシミュレーション

以上をふまえてパルスシミュレーションを次のようにおこなった。

1. 単一光電子に対する応答。

図 5.3(a) に単一光電子の応答として用いるガウシアンをしめした (黒色)。広がり FWHM は我々の用いる PMT の典型的な TTS の値をもち、面積は PMT のゲインを再現するように規格化する。

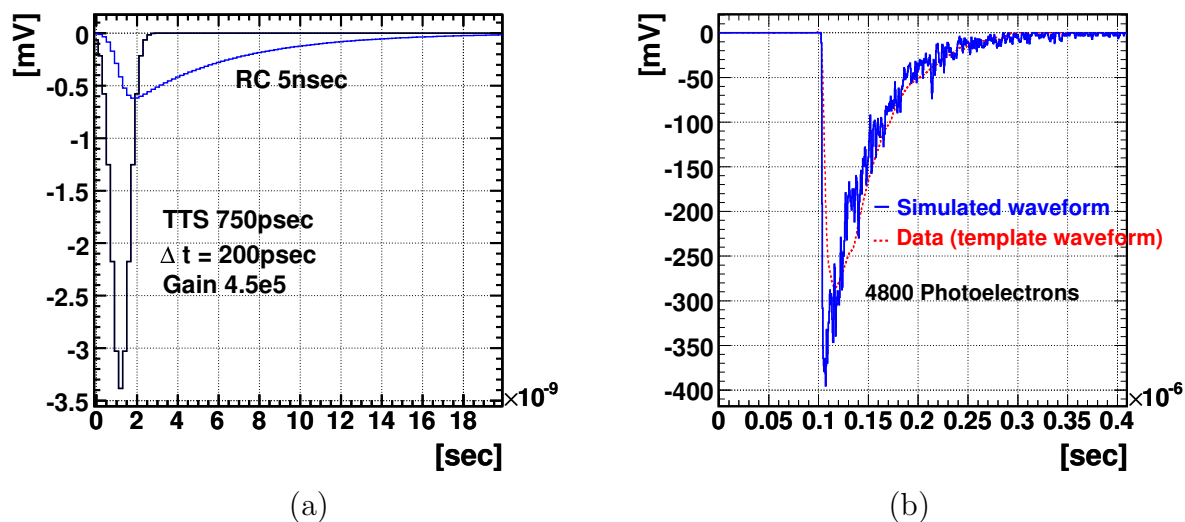


図 5.3: (a) 単一光電子による PMT の応答。青色はフィルターをかけたもの。(b) 全光電子について (a) の応答 (黒色) を足しあげた波形。

2. 光電子の足し合わせ。

PMT で検出された全光電子に対して、上記の応答のコンボリューションをとる。図 5.3(a) をみてわかるようにガウシアンが減衰は早くある程度のところでは応答の効果を打ち切ってもかまわない。したがってコンボリューションを行う範囲は狭くなり計算量の膨張を抑えることができる。得られた結果を示した例が図 5.3(b) の青色の波形である。図中に赤色の破線に対応する光電子数のテンプレート波形を重ねて示した。

3. 積分回路による整形。

図 5.3(b) では立ち上がりが鋭くデータを再現していない。そこで得られた波形を RC 積分回路のフィルターにかける。図 5.6 が結果である。フィルターの時定数の値は 5nsec とした (図 5.5)。ここでもテンプレート波形を重ねて示したが、この方法で作られた波形は立ち上がり、減衰ともにデータをよく再現していることがわかる。図 5.3(a) 中に単一光電子に対する信号のフィルター後の波形も示した。

4. 反射。

図 5.3(a) にシミュレートした波形の加算平均によるテンプレート波形をしめした。赤色の実際のデータによるテンプレートと比べると、ピークから 25nsec 程度遅れたところにある肩を再現していない。この肩はフィードスルーなどの接続点における反射によって形成されていると考えられるのでシミュレーションでも反射を導入した。(b) が反射導入後である。

アルファ線に対しても同様の方法でデータをよく再現する波形が得られた(図 5.7)。

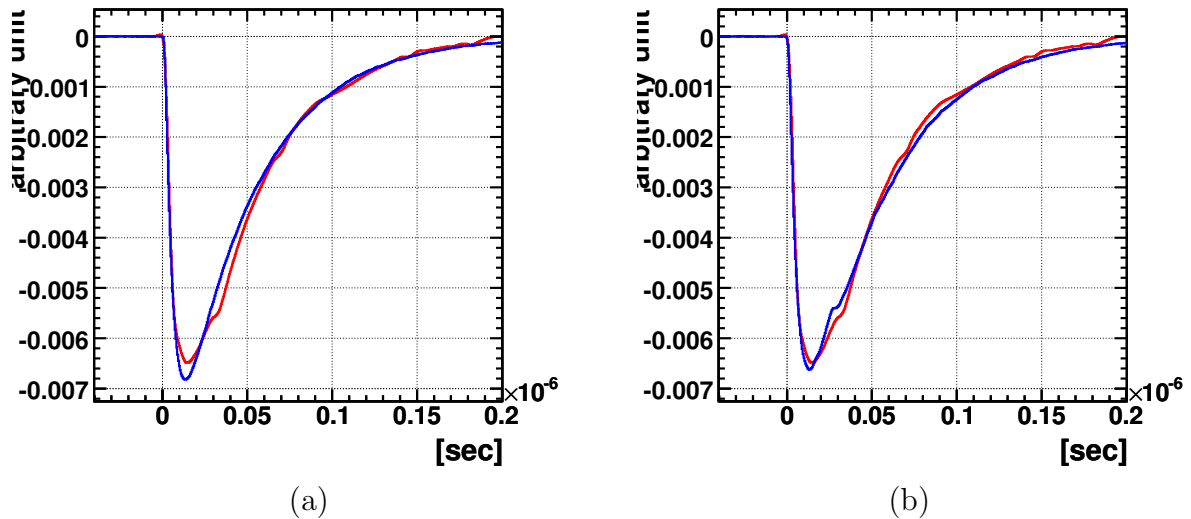


図 5.4: シミュレートされた波形で作成したテンプレート波形(青色)。(a) 反射を導入する前。(b) 導入後。

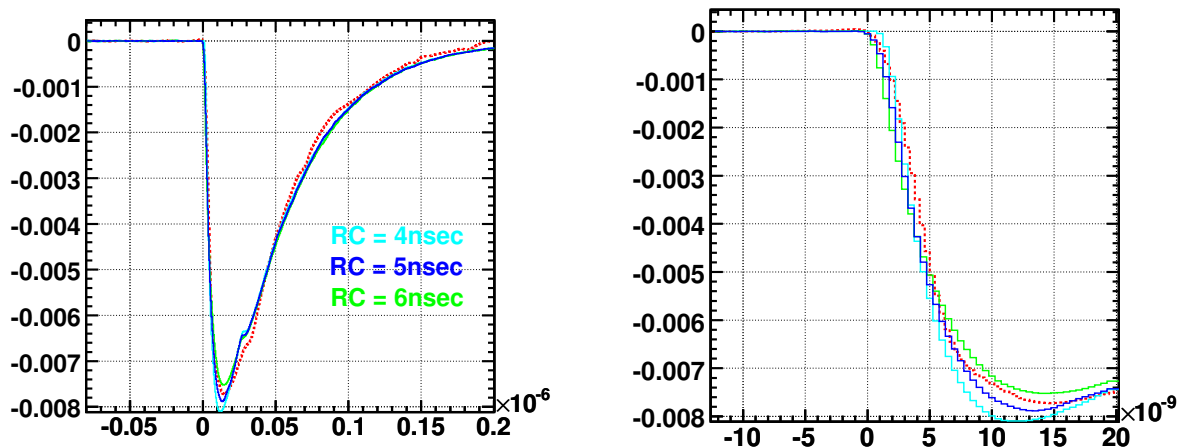


図 5.5: 時定数 RC による波形の変化。RC=4,5,6nsec によるシミュレーションの加算平均波形。立ち下がりからピークにかけて影響が現れる。RC=5nsec を採用した。

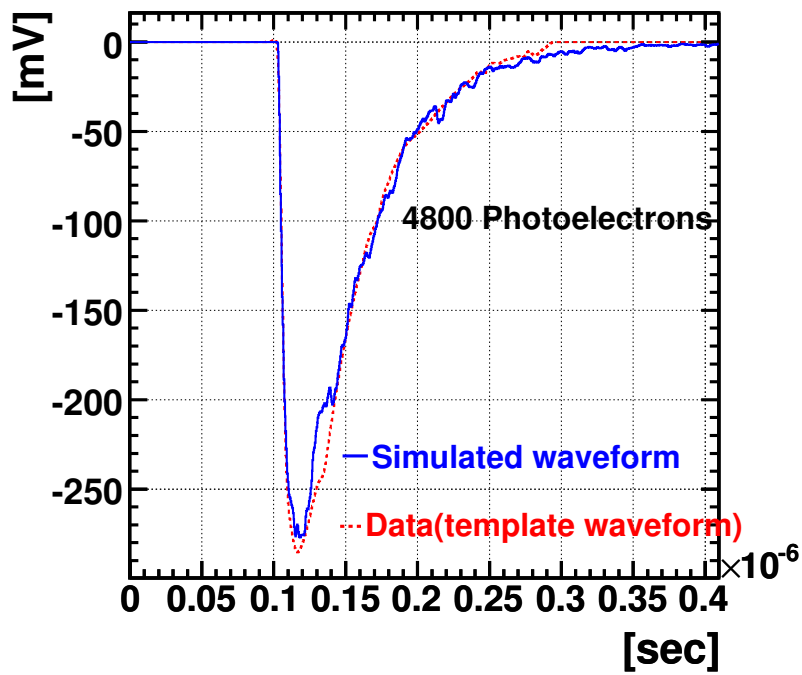


図 5.6: シミュレートされた破線。図 5.3(b) にフィルターをかけたもの。赤色の破線は対応する光電子数のテンプレート波形。

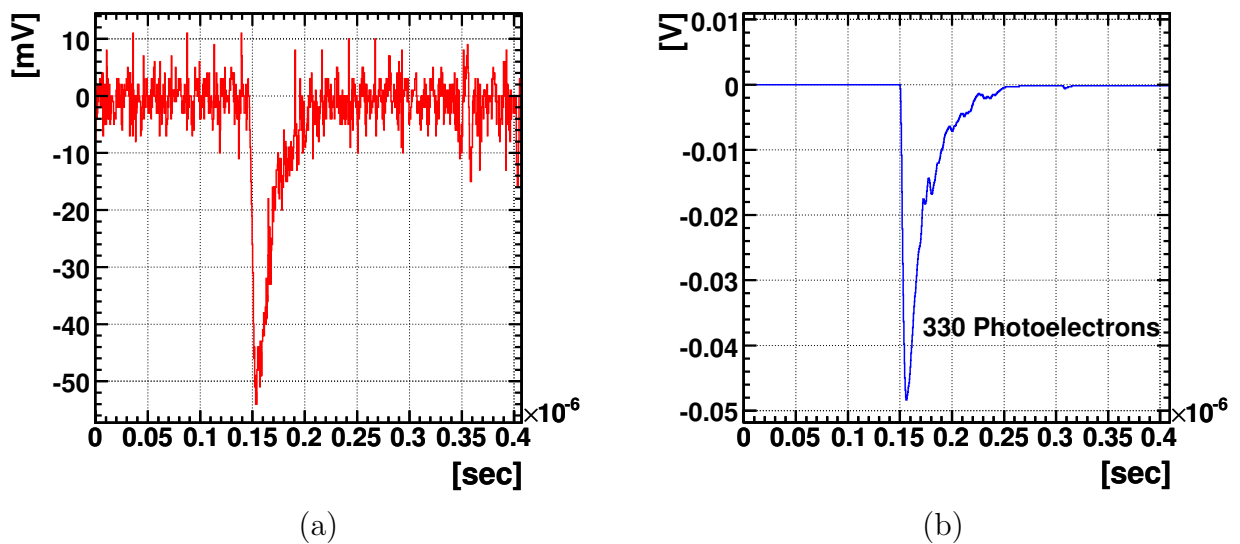


図 5.7: (a) アルファ波形のデータ。(b) アルファ波形のシミュレーション。

5.1.5 ノイズ

ノイズとしてどのようなノイズをどの程度の大きさでのせればよいのだろうか。プロトタイプ実験で得られたデータのベースライン上のノイズを使用することはできない。というのはプロトタイプ実験では合計 20 チャンネルしかデータが取られていないのでノイズの種類も 20 チャンネル分しかない。同じチャンネルから得られたノイズを複数のチャンネルにのせてしまうと出力の和を取るときなどに正しいノイズの見積もりができなくなってしまう。また今回のデータは DRS に入力する前の FAN-OUT 上でノイズが非常にのってしまったためノイズの大きさは実機で期待されるものよりもはるかに大きなものとなっている。

まず取られたデータのノイズレベルを調べる。図 5.8(a) は 1 チャンネルのノイズ, (b) はキセノン 12 チャンネルの和をとった波形のノイズである。ノイズの分布の広がり RMS をノイズレベルとする。

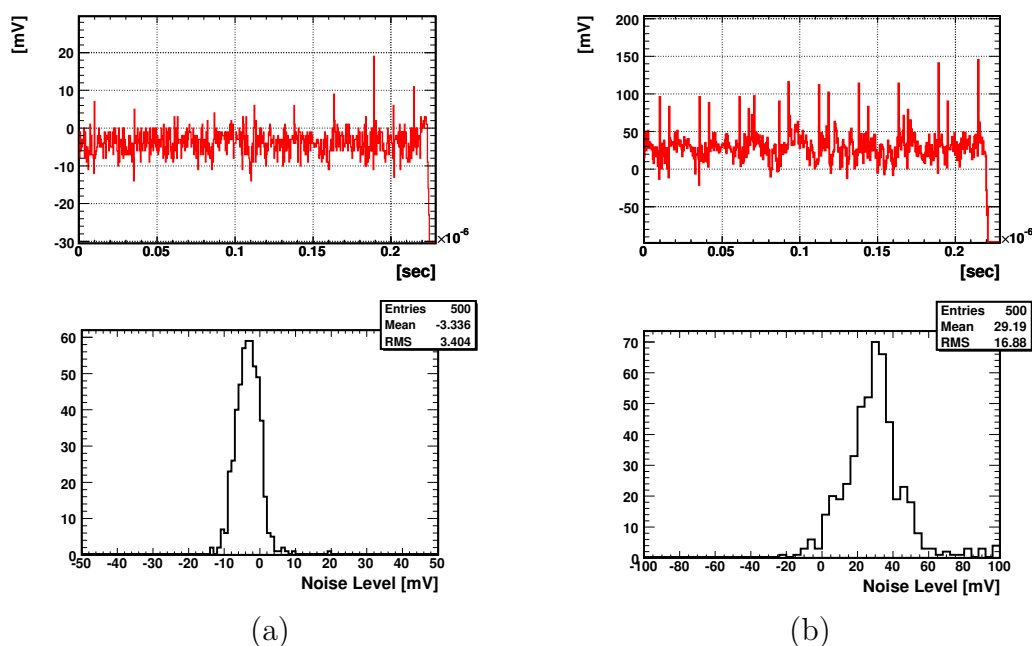


図 5.8: プロトタイプ実験で得られたデータのノイズ。ノイズの分布の RMS をノイズレベルとする。(a) は 1 チャンネル, (b) は 12 チャンネルの和のノイズである。

次にこれらのチャンネルや和の ADC データのノイズレベルを見る (図 5.9)。この ADC によるノイズレベルと波形のノイズレベルの関係を再現するノイズを作りたい。

ガウスノイズではこれを再現することはできない。というのは, ガウスノイズでは発生させるノイズのサンプリング周波数に, 波形ノイズと ADC ノイズ (積分した値のばらつき) の関係が依存してしまうからである。そこでガウスノイズをフィルターにかけた。フィルターの効果は様々なものを試した。図 5.11 は RC=1.4nsec の積分回路でフィルターをかけた場合である。ノイズは PMT から DRS までの間のいろいろな点でのると思われる。したがってノイズにかかるフィルター効果は波形に対するもの (5nsec) よりも小さくなる。中段のプロファイルおよびその RMS をプロットした下段がフィルター後のノイズレベル

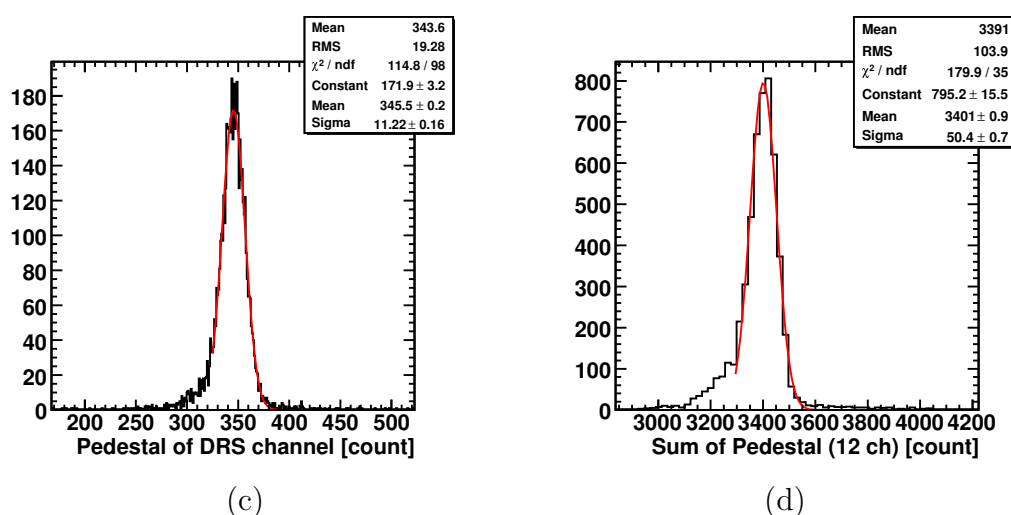


図 5.9: DRS で波形取得をしたチャンネルの ADC ペDESTAL 分布。FAN-OUT で大きなノイズがのってしまったため他のチャンネルよりも大きな広がりをもっている (図 5.10 と比較)。(b) は 12 チャンネルの和のペDESTAL。

とノイズを積分して得られる ADC ノイズの関係を示している。実験データの点 (1PMT, 6PMT の和, 12PMT の和) を重ねて示した。実験で得られた関係が再現できている。今度はこの関係を用いて逆に欲しいノイズレベルのノイズを作るための元となるガウスノイズの σ を決めることができる。

実際の検出器の ADC ノイズレベルも, プロトタイプ実験で得られた ADC ノイズレベル程度になると期待される。したがってプロトタイプ検出器から見積もられる ADC ノイズを再現するような波形ノイズを用いることにする。図 5.10 は DRS による測定をする前の回路で得られた ADC ペDESTAL の分布である。

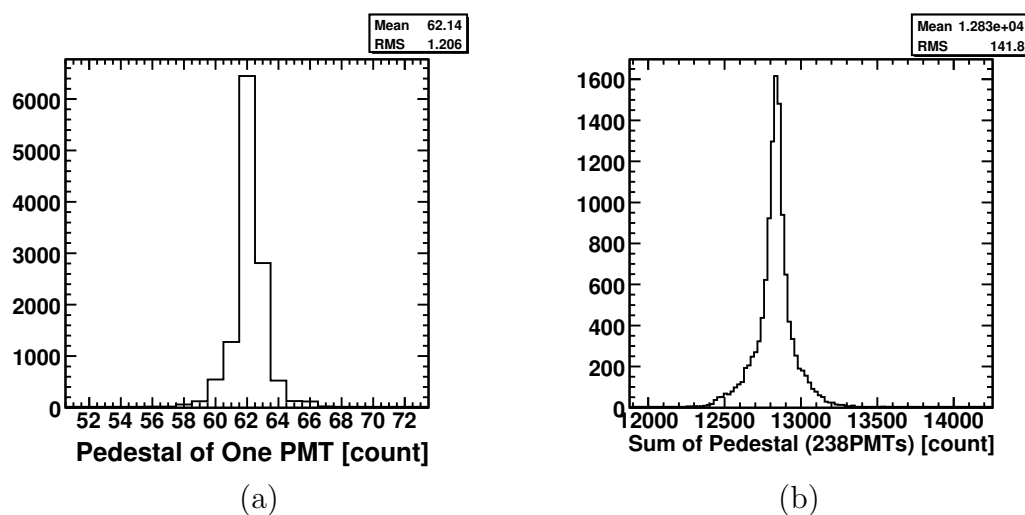


図 5.10: 典型的な 1 チャンネルの ADC ペDESTAL 分布 (a), と全チャンネル (238) の和のペDESTAL 分布 (b)。ペDESTAL 分布の広がりが ADC ノイズレベルを表す。

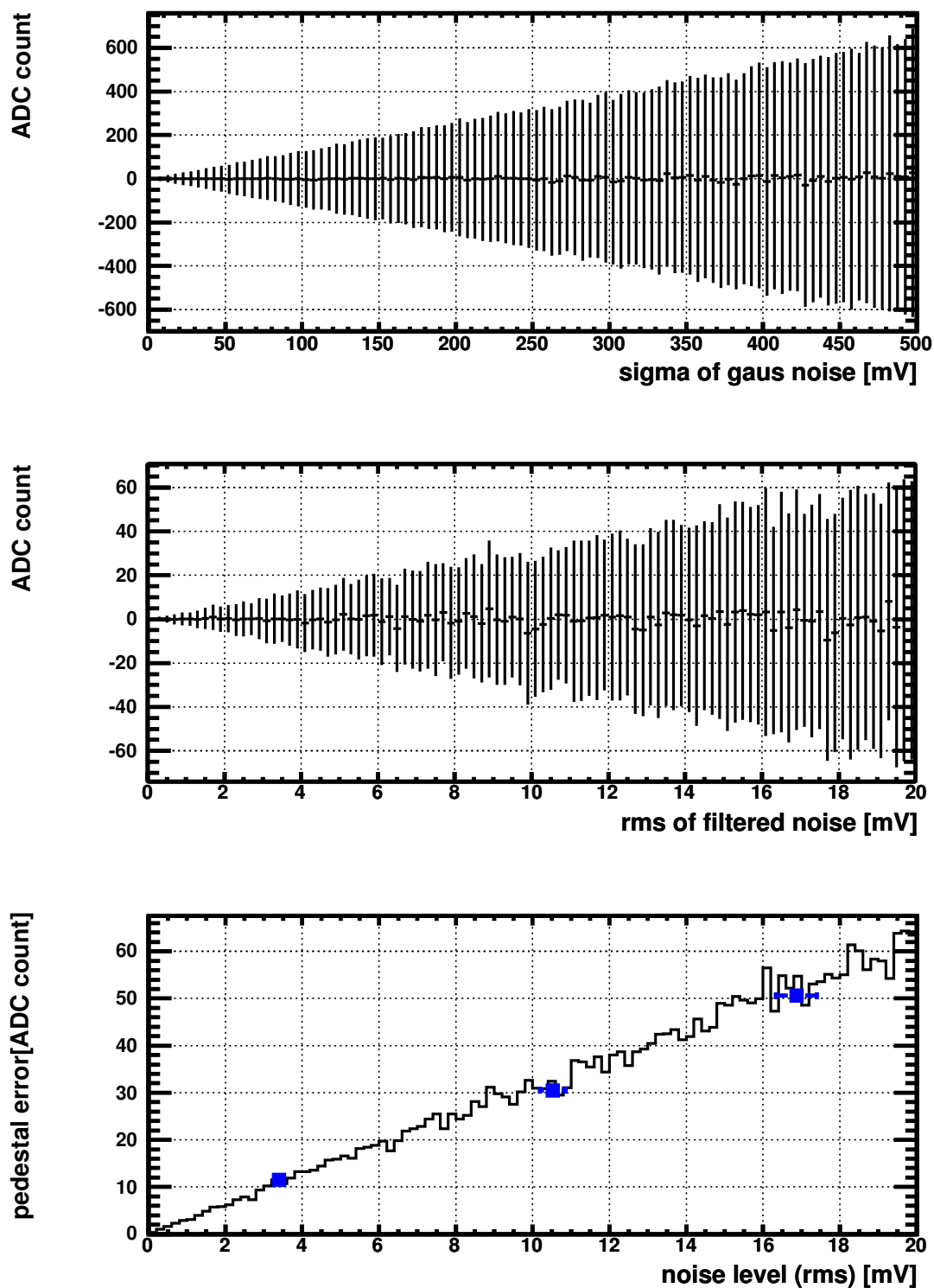


図 5.11: filtered gauss noise のノイズレベルと ADC ノイズレベルの関係。青色のプロットはプロトタイプ実験で得られたデータ点である。値の小さい方から 1PMT, 6PMT の和, 12PMT の和に対応する。

5.2 DRSのシミュレーション

DRSのシミュレーションには再び応答曲線を用いる。図5.12中に0V, 0.5V, 1.0V付近の入力電圧-出力電圧の関係を示した。入力電圧によってADC 1カウントの分解能が異なってくる。応答曲線の傾きが急なほど分解能は悪くなる。相対誤差は400mV付近でもっとも小さくなりその後増えていくことがわかる。ダイナミックレンジを2Vまでとしそれ以上の入力に対しては一定の出力とした。

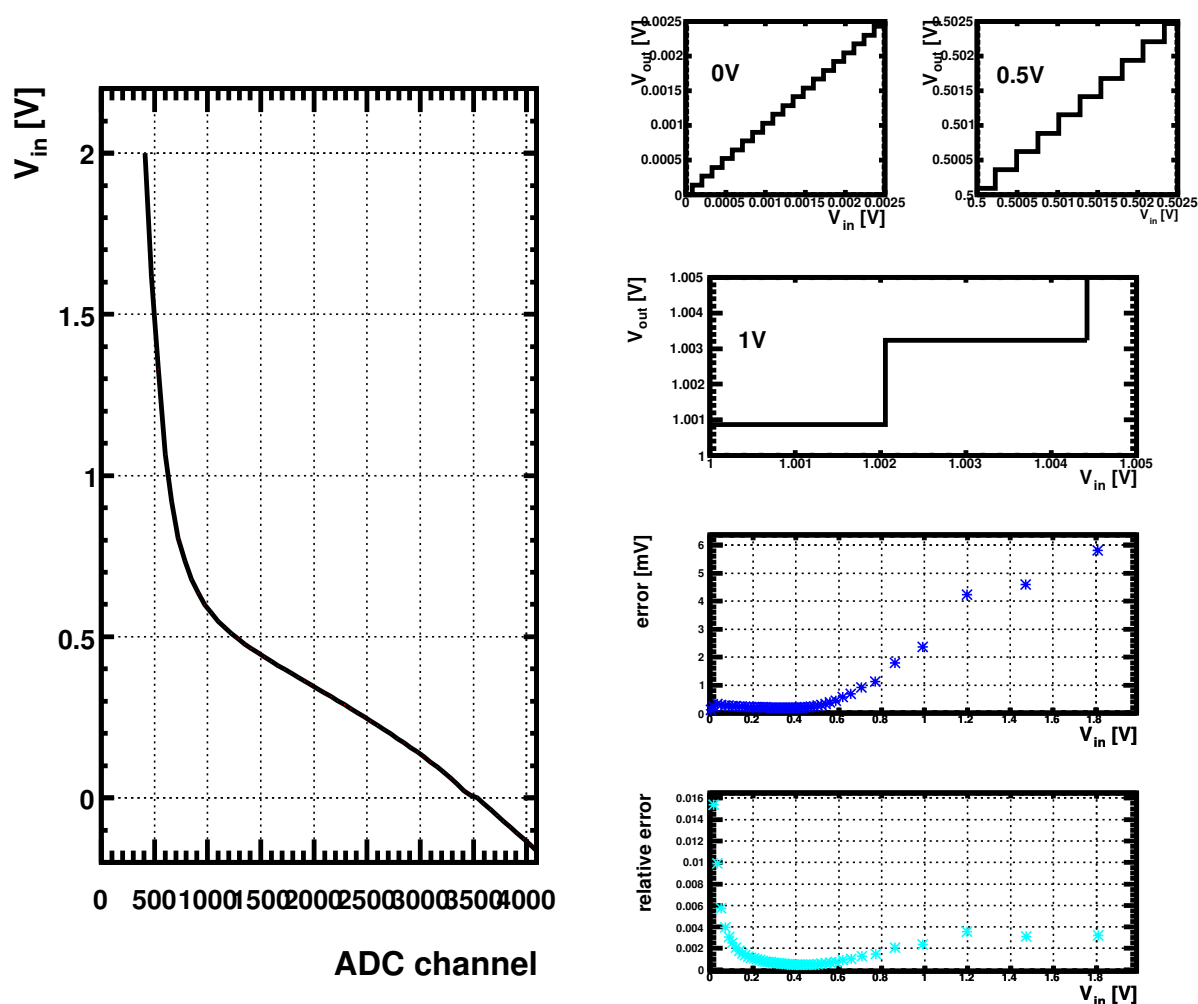


図 5.12: DRSの応答の再現には応答曲線(左図)に従って行う。右上に0V, 0.5V, 1V付近の入力-出力関係を示した。出力の分解能は入力電圧によって変わってくる。入力電圧に対する出力電圧の誤差および相対誤差を右下に示す。

5.3 波形の揺らぎ

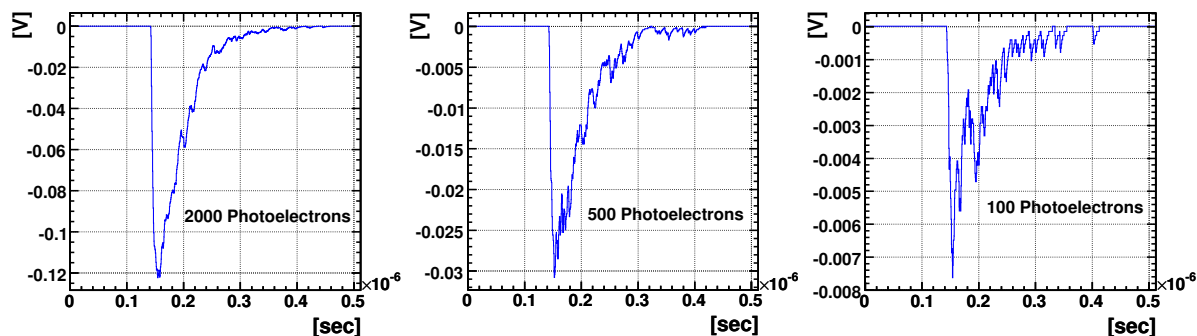


図 5.13: シミュレートされた波形の例。

図 5.13 に 3 つの光電子数に対するシミュレーションで得られた典型的な波形を示した。ここではノイズはのせていないことに注意したい。このようにこの方法で得られた波形はパルス毎に波形が変わってくる。特に小さなパルスに関しては光電子数の統計的な変動によって波形は大きく変わってくる。

波形の揺らぎまで含めて正しくシミュレートできているのだろうか。図 5.14, 5.15, 5.16 では波形の各時間での波高の揺らぎを調べた。パルスの到着時間をそろえ、面積つまり光電子数で規格化した重ねてプロットし、そのばらつき具合がパルスの場所によってどうなっているかをみた。ばらつきの時間に対する傾向、およびばらつきの大きさともにデータを再現している。

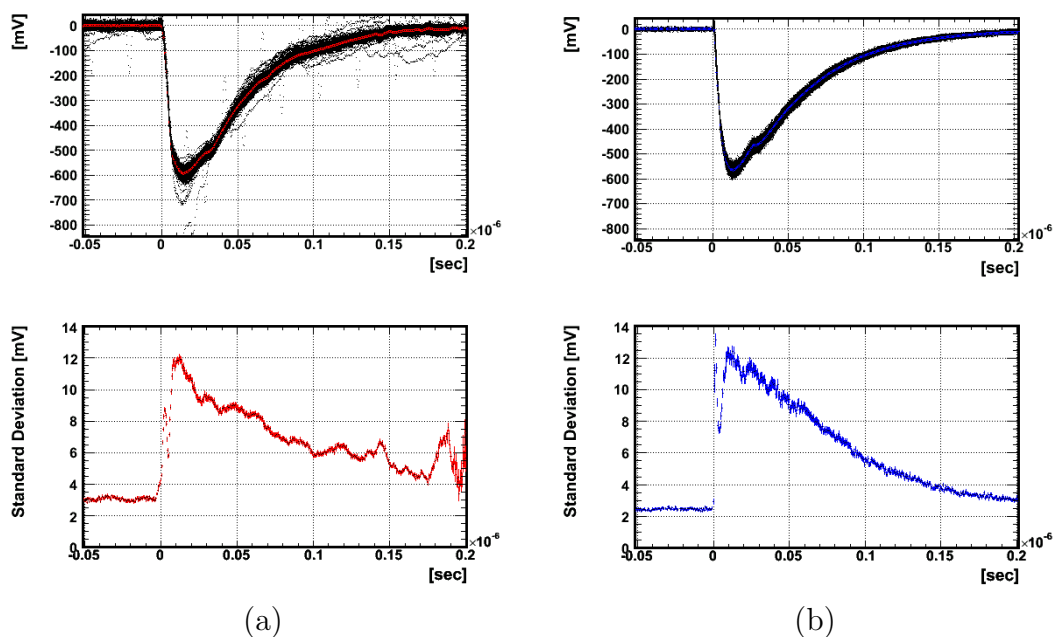


図 5.14: 各ピンでの波形の揺らぎ。(a) データ, (b) シミュレーション。光電子数 9000~11000 の波形に対して。

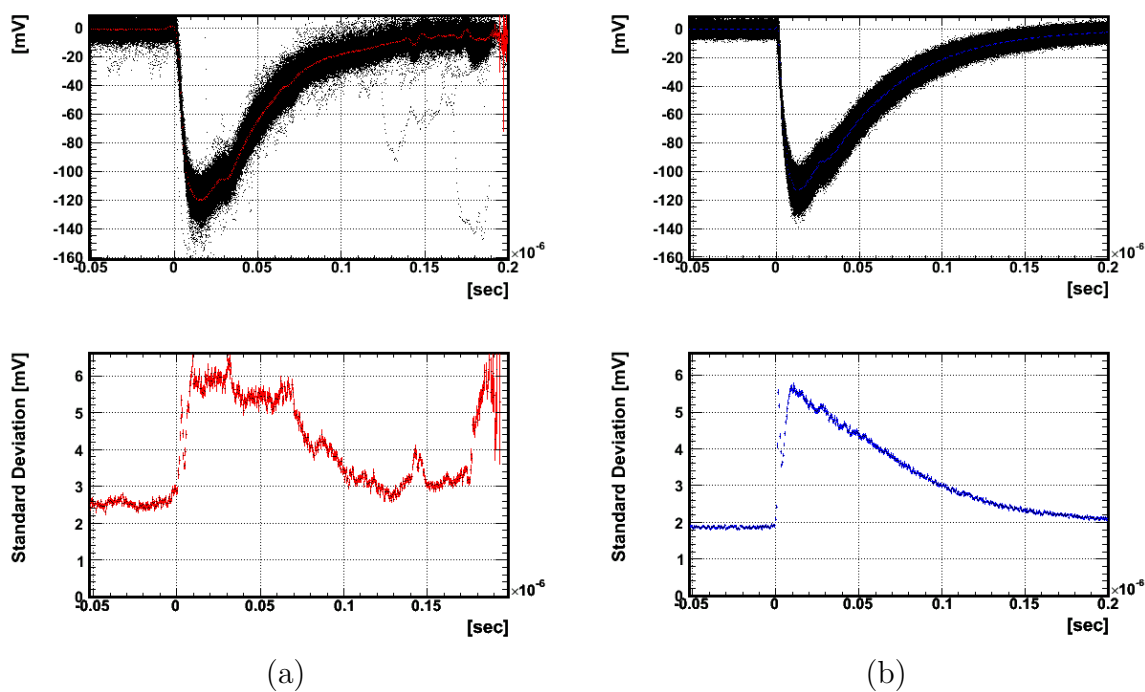


図 5.15: 各ビンでの波形の揺らぎ。光電子数 1900~2100 の波形に対して。

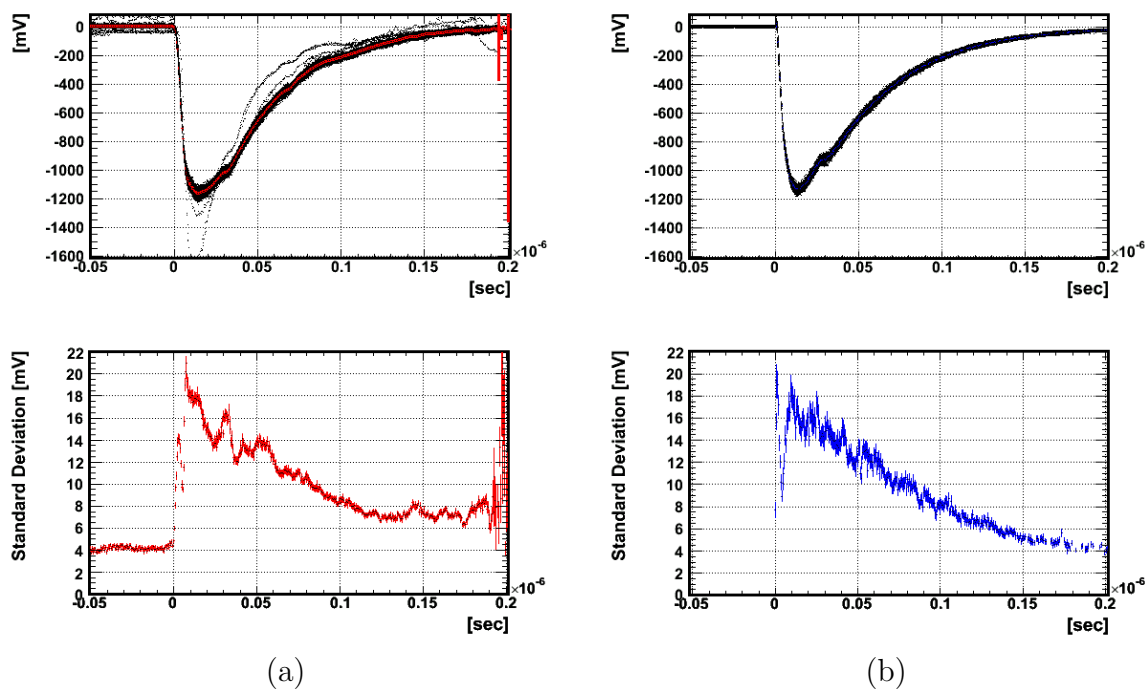


図 5.16: 各ビンでの波形の揺らぎ。光電子数 19000~21000 の波形に対して。

第6章 波形解析を用いた実機の性能評価

液体キセノン検出器からの信号の適切なシミュレーションができるようになった。ここで波形データ，波形解析を用いて期待される実機検出器の性能を評価したい。

今までプロトタイプ検出器を用いた性能評価が行われてきたが [25, 26]，実機とプロトタイプ検出器の違いは波形データを用いる点だけではない。検出器のサイズ，形状，ガンマ線の入射位置等の違いにしたがって今まで開発されてきた解析方法を修正していく必要がある。

シグナルに対する検出器の評価を行うためここでは以下のパラメータによってシミュレートされたシグナルガンマ線のデータを解析の対象とする。

表 6.1: シミュレーションパラメータ。

ガンマ線エネルギー	$m_{\mu}/2 \simeq 52.8\text{MeV}$
吸収長	200cm
散乱長	45cm
PMT Q.E.	16%
PMT Gain	0.45×10^6
DRS Sampling	2GHz

6.1 波形の解析

4.3節で波形解析によって実際に電荷や時間の情報を得たが，ここでシミュレートされた波形を使い解析方法を再考する。

χ^2 フィッティング

4.3節では最小自乗法によるテンプレートフィッティングを行った。しかし最小自乗法では各データ点での誤差が正規分布に従いその標準偏差がすべての点で等しいことを仮定している。これは各波形ポイントでの誤差に関する情報がなかったため、各ポイントでの誤差がわかる場合は重みつき最小自乗法を行うべきである。重みつき最小自乗法とは

次で定義される χ^2 を最小にすることであるので χ^2 フィットングと呼ぶ。

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=0}^N \left(\frac{y_i - y(x_i)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (6.1)$$

各ポイントでの誤差を考える。誤差を与える原因としてはノイズと光電子数の統計的ふらつきが考えられる。

あるセルに記録される光電子の数は

$$(N_{\text{p.e.}})_i = \frac{E_i \cdot \Delta t}{R \cdot e \cdot G} = \frac{E_i}{A} \quad (6.2)$$

E_i は電圧値 (V), $R=50\Omega$, e は素電荷量, G はPMTのゲインを表す。

フィルターにより波形は平滑化されているので実際に観測されるふらつきは光電子数の統計によるものより小さくなってはならない。そこでフィルターによる効果を見積もる。第5章でみたように, PMT から出力された波形が観測されるまでに受けるフィルターは時定数 $RC=5\text{nsec}$ の積分回路とみなせる。そこでこのフィルターと同等の効果をもつ移動平均フィルターを考える。積分回路と移動平均のカットオフ周波数はそれぞれ,

$$f_{\text{cutoff}} = \frac{1}{2\pi RC} \quad (6.3)$$

$$f_{\text{cutoff}} = 0.443 \cdot \frac{1}{M \cdot \Delta t} \quad (6.4)$$

と表されるので RC に対応する $M\Delta t$ を求めることができる。 $RC=5\text{nsec}$, $\Delta t = 0.5\text{nsec}$ のとき平均をとる点の数 M は28となる。したがってフィルターによって M 個の平均化と同等のことが行われていると考えれば統計的ふらつきはおよそ $\frac{1}{\sqrt{M}}$ 倍になっていると見積もることができる。

統計による誤差は,

$$(\sigma_{\text{stat}})_i = \frac{R \cdot e \cdot G}{\Delta t} \times (\sigma_{\text{p.e.}})_i \cdot \frac{1}{\sqrt{M}} = A \times \sqrt{(N_{\text{p.e.}})_i} \cdot \frac{1}{\sqrt{M}} = \sqrt{\frac{A \cdot E_i}{M}} \quad (6.5)$$

となり, ノイズによる誤差はノイズのRMSで与えられる。

各セルの電圧値に対する誤差を

$$\sigma_i = \sqrt{(\sigma_{\text{stat}})_i^2 + (\sigma_{\text{noise}})_i^2} \quad (6.6)$$

とする。たとえば 2.45mV RMS のノイズ上の波高 600mV のテンプレート波形において σ_i は図 6.1 のようになる。5.3 節の図 5.14(66 ページ) と見比べてほしい。誤差の見積もりが成功しているといえる。

このようにして各ピンで見積もられる誤差を導入し χ^2 フィットングをおこなう。図 6.2 は最小自乗フィットングおよび χ^2 フィットングにより得られたパルス到達時間と最初の光電子の到達時間の差をプロットしたものである。 χ^2 フィットングによりフィットの精度があがったことがわかる。

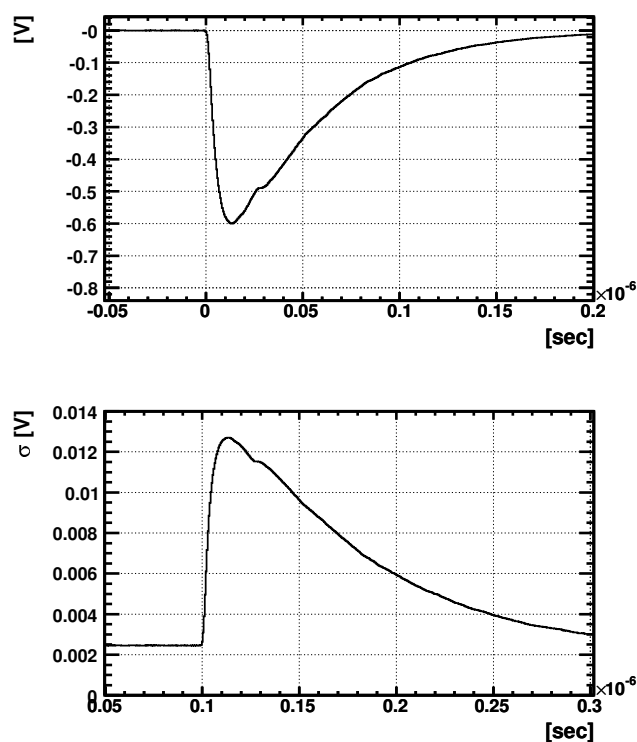


図 6.1: 波高 600mV のテンプレート波形 (上図) において式 6.6 で計算される波形の誤差 (下図)。ノイズは RMS 2.45mV とした。

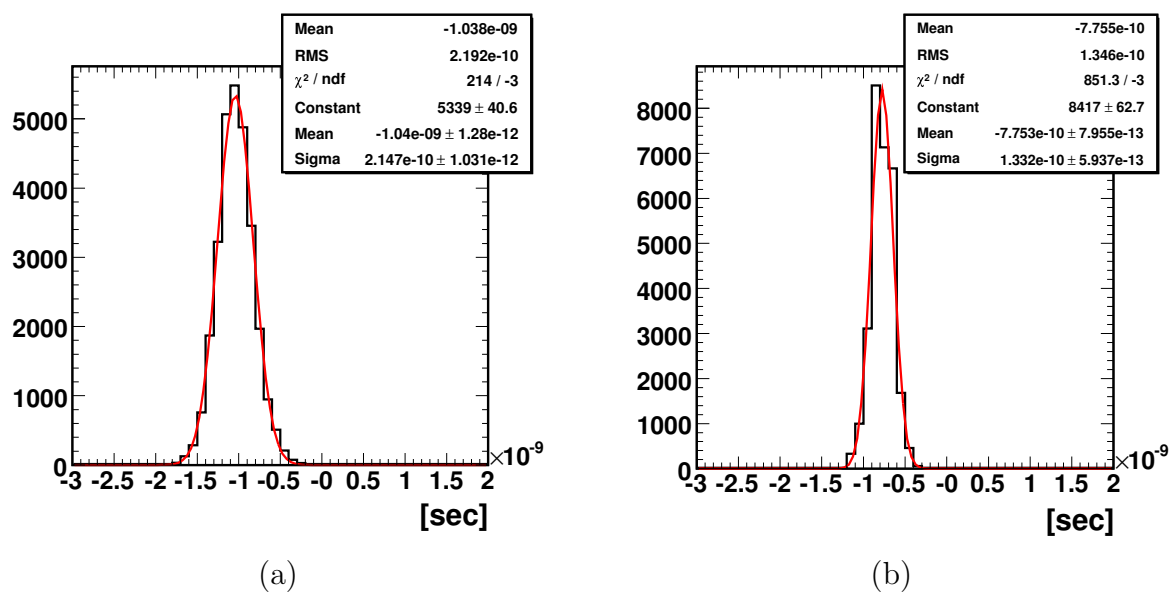


図 6.2: シミュレーションによる最初の光電子到達時間とフィッティングで得たパルス到達時間の差の分布。波高が 100mV 以上のもの。(a) 最小自乗フィッティング, (b) χ^2 フィッティング

電荷

パルス積分 4.3節ではフィッティングにより電荷情報を得たがパルス積分による電荷情報の取得を考える。ベースラインはパルスの到達する直前の電圧値を平均することで得る。個々の電圧値からベースラインを引いた値を足しあげていき時間幅を掛けて面積 (V・sec) を求める。注意点としては、2V を越えるパルスはDRS の応答が飽和してしまうため、大きなパルスに対しては補正が必要となる。飽和してしまった波形のパルス積分の値と実際の電荷の間には図 6.3 のような相関がある。これを 2 次関数で補正をした。

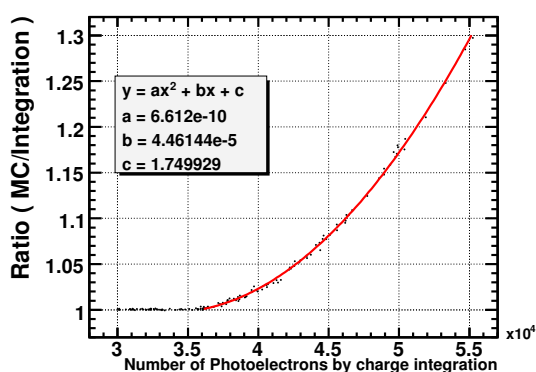


図 6.3: 飽和した波形に対する補正。2 次関数で補正を行う。

図 6.4 にフィッティングとパルス積分による電荷の比較を示した。右の図はそれぞれの方法で求めた光電子数のすべての PMT に対する和をプロットしたものである。パルス積分によるほうが精度良く電荷を求められることがわかる。以後の解析では電荷情報はパルス積分によるものを用いる。

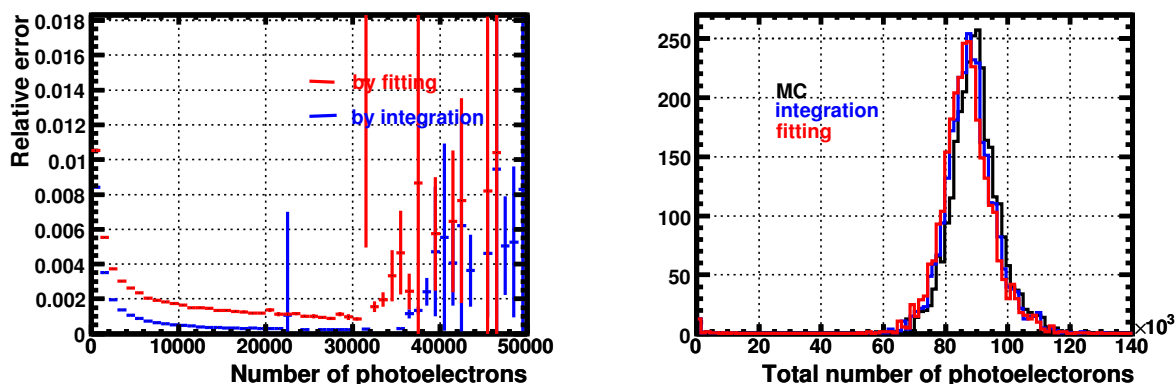


図 6.4: 電荷情報のフィッティングとパルス積分による方法の比較。1 チャンネルの波形に対する相対誤差と総光電子数の MC との比較。総光電子数はシグナル (52.8MeV) に対する実機検出器の全 PMT の出力の和。フィッティングは波高が 10mV 以上のパルスに対して行いそれ以外のパルスはパルス積分による値を用いた。

6.2 位置分解能

実機検出器は特殊な形状のため次のような座標系を定義し適宜使用する。

$$u = R_{\text{in}}/r \times z \quad (6.7)$$

$$v = \tan^{-1}(y, -x) \times R_{\text{in}} \quad (6.8)$$

$$w = r - R_{\text{in}} \quad (6.9)$$

ここで, x, y, z は z 軸をビーム軸としたデカルト座標系で図 6.5(a) の通りである。 r は円筒座標系における動径方向 $\sqrt{x^2 + y^2}$, R_{in} は有効領域の r の最短の値である。 u, v, w で表すと検出器は (b) のようになる。また $r = R_{\text{in}}$ の面 (入射面) を内面 (inner face) と呼ぶことにする。

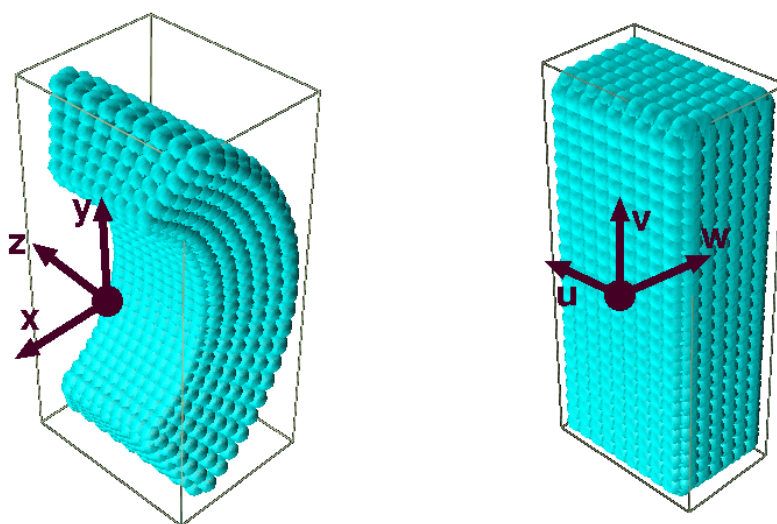


図 6.5: 検出器の座標定義。

プロトタイプ検出器の解析ではガンマ線の第一相互作用ポイントは入射面の PMT における (局所的な) 光量重心を用いて求めていた [25]。光量重心とは個々の PMT の中心位置を, 観測された光量を重みとして足しあげてとった平均座標である。「局所的な」というのは中心位置からある半径以内にある光量だけを用いて光量重心をとったものである。中心位置をはじめは内面全体での光量重心とし, 得られた重心位置を次の中心位置として局所光量重心を求める。この手順を繰り返し重心位置が収束したところで収束値を再構成位置とする。半径はここでは (PMT の間隔)²/(光量分布の RMS) とした。しかし, 実機では不都合な点が生じてくる。プロトタイプ検出器を使ったビームテストではガンマ線の入射点は検出器中心の 1 点であったが, 本実験ではガンマ線は内面すべてに入射してくる。光量重心の方法では再構成位置は PMT に対する相対的な位置に依存してしまう。つまり PMT の光電面の上で光ったイベントはその PMT に光量が集中するため再構成位置はその PMT の位置に引っ張られてしまう。特に浅いイベントでは顕著となる。また光量重心は検出器の壁の影響で検出器の端に入射したイベントは正しく再構成できない。図 6.6

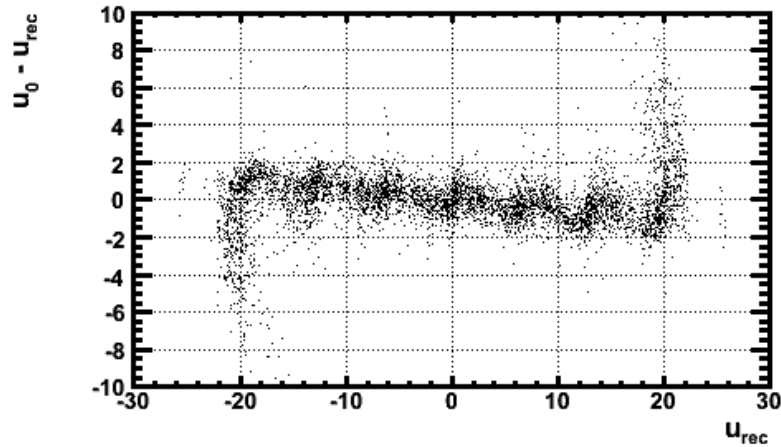


図 6.6: 局所光量重心による位置の再構成。検出器の有効領域は $-29\text{cm} < u < 29\text{cm}$ である。

に光量重心により出した u 座標と実際の第一相互作用ポイントの u 座標の差をプロットした。ジグザグ構造が PMT の配置に対応して見えている。 $|u| > 20\text{cm}$ では完全に再構成に失敗している。

そこで次のような簡単な立体角の計算をもとにした方法で位置を再構成することにする。図 6.7 に説明の略図を示した。第一相互作用ポイントの $z(v)$ 座標とある PMT 列の $z(v)$ 座標の距離を x とし、深さを d とする。するとある PMT 列方向に飛んでいく光子数は第一相互作用ポイントからその PMT 列を見る角度 ψ に比例する。PMT の光電面の半径を R_{cath} とすると ψ は、

$$\psi = \psi_2 - \psi_1 = \tan^{-1} \frac{x + R_{\text{cath}}}{d} - \tan^{-1} \frac{x - R_{\text{cath}}}{d} \quad (6.10)$$

と表せる。 $z(v)$ 座標を出すときは $v(z)$ 方向に足しあげた光量を、上の ψ の関数で $x, d,$ 規格化因子の 3 つのパラメータでフィッティングをおこなう。図 6.8 に例を示した。対象

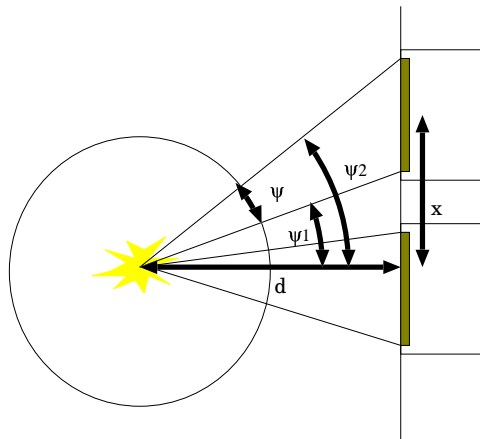


図 6.7: 位置再構成方法の説明略図。

範囲を再構成位置からある範囲以内にあるPMTに限る。範囲としてはPMT1, 2, 3個分を試した。結果としてはPMT2個分以内にあるPMTとした場合が一番良いことがわかったので以後の結果はその場合について示す。この理由は後で考察する。

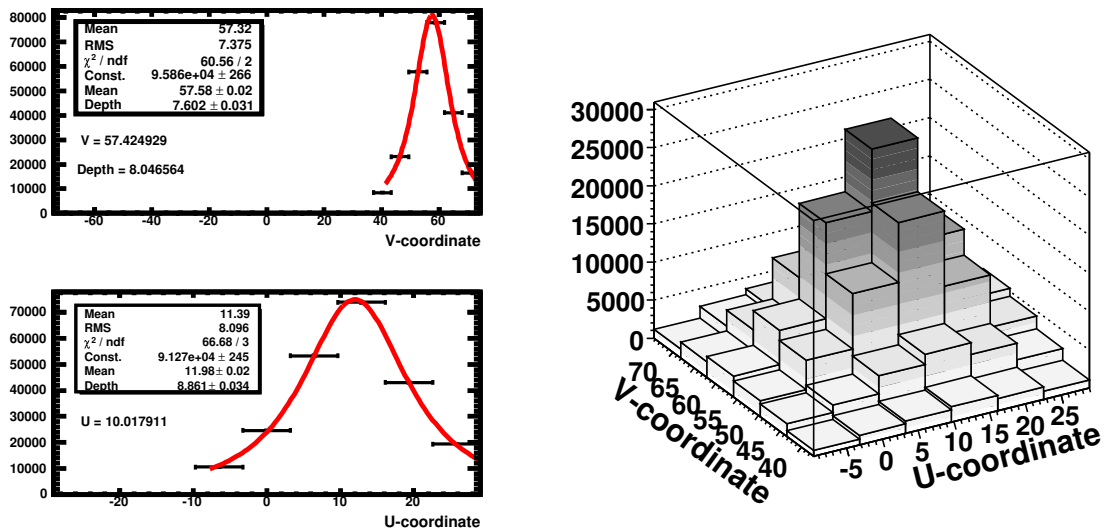


図 6.8: 位置再構成の例 (範囲を PMT3 個分としたとき)。上段：右図の光量分布を u 方向に足しあげたもの、下段： v 方向に足しあげたもの。

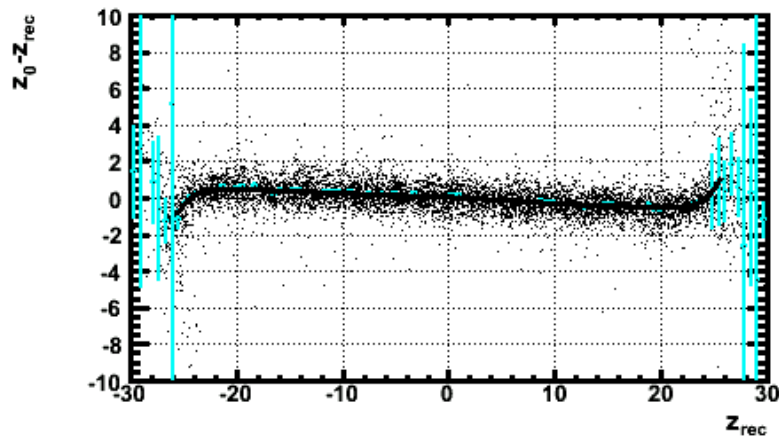


図 6.9: 斜め入射の効果の補正。5 次関数で補正を行う。

z 軸方向にはガンマ線は斜め入射してくる。その寄与を補正しなくてはならない。図 6.9 にこの方法で再構成した場合の、図 6.6 に対応するプロットを載せた。光量重心の場合と違い PMT の配置による再構成位置の偏りは見られない。さて斜め入射の寄与だが、シンチレーション光の広がりにより斜め入射の場合は再構成された位置は外側へ引っ張られる傾向がある。つまりプロットの傾きが斜め入射の寄与と考えられる。

次にガンマ線相互作用の電磁シャワーの広がりについて考える。図 6.10 に MC シミュレーションによる電磁シャワーの広がりの様子を示した。このようにシャワーの広がり方はイベント毎に大きく異なってくる。そのため第一相互作用の再構成位置はシャワーの広がりに影響を受け実際の位置からずれてくる。そこでこの影響を図 6.11 のように考えた。第一相互作用位置を再構成する際に内面だけや局所的な PMT だけを対象としたほうが良いのは局所的な分布はシャワーの影響を受けにくいと考えられる。先に範囲が PMT3 個分より 2 個分のときの方が結果が良くなったのもこのためと考えられる。(PMT1 個分ではフィッティングの精度が落ちたため悪くなったと考えられる。) このことを逆に考えると全ての PMT から求めた光量重心はシャワーの影響を大きく反映していると考えられる。局所的に求めた再構成位置がまだシャワーの影響を受けているとすればそれは全体の光量重心位置の方向にずれているはずである。そこで再構成位置のずれと全体の光量重心との再構成位置の差の相関関係を見てみた。図 6.12 のような相関が見られたのでこれを 1 次関数で補正した。

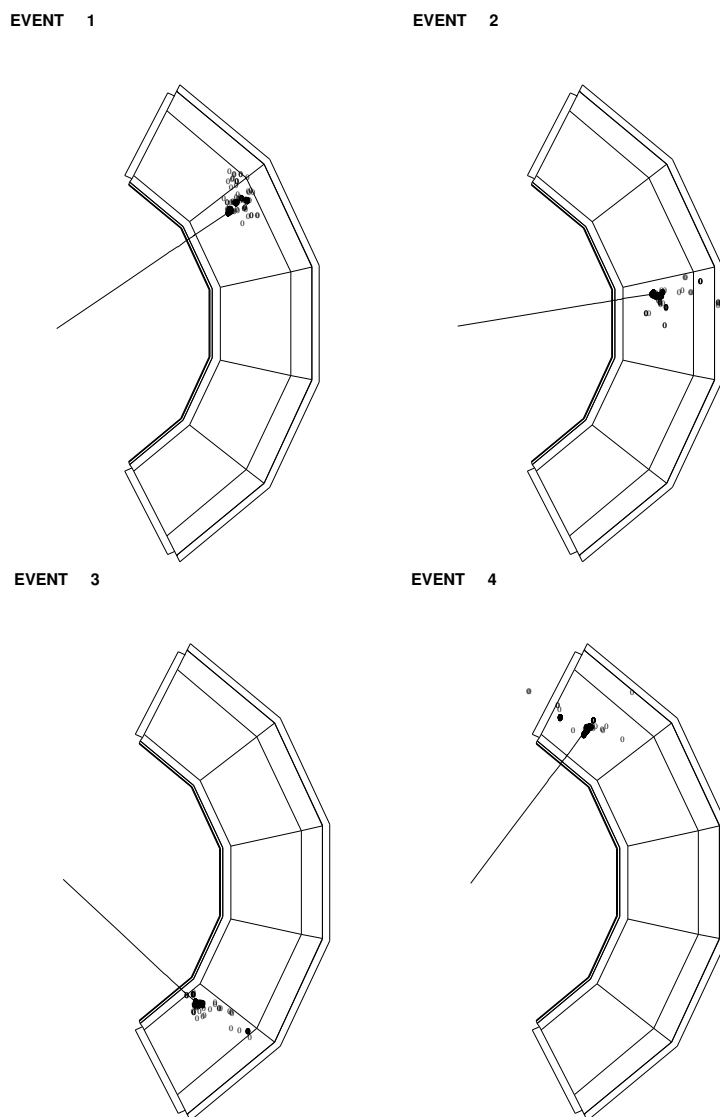


図 6.10: MC シミュレーションによるガンマ線相互作用の様子。

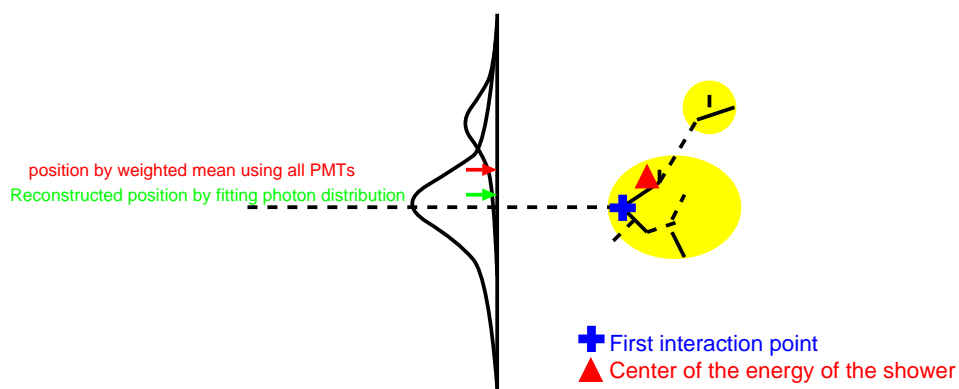


図 6.11: シャワーの広がりの位置再構成への影響の定性的考察。光量重心はシャワーの広がり方を反映する。再構成位置のずれは光量重心の方向であると見積られる。

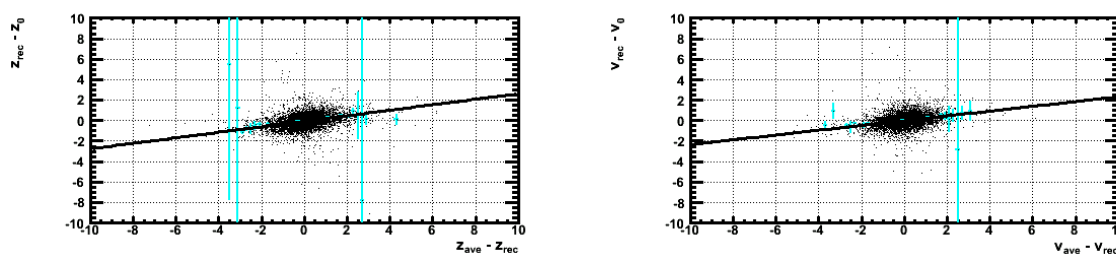


図 6.12: 電磁シャワーの広がりを考えた補正。

位置分解能を、50MeV 以上エネルギーを有効体積中に落したイベントについて求めた。 v 方向に 4.8mm, z 方向に 5.4mm という位置分解能が得られた (図 6.13)。図 6.14 に位置による分解能の変化を示した。 z 方向をみると PMT の配置に対応して分解能の変化が見られた。PMT 中心で分解能が低く端では高くなる傾向が見られる。しかし v 方向ではそのような位置依存性ははっきりとはみられなかった。PMT との相対的な位置によって位置分解能がどう変化していくかは更なる詳細な研究が必要である。図 6.15 に立体角を用いた光量分布のフィッティングによる方法と局所光量重心による位置再構成の様子を深さによりプロットした。また図 6.16 に立体角を用いた光量分布のフィッティングによる位置再構成の深さ毎の分解能を示した。

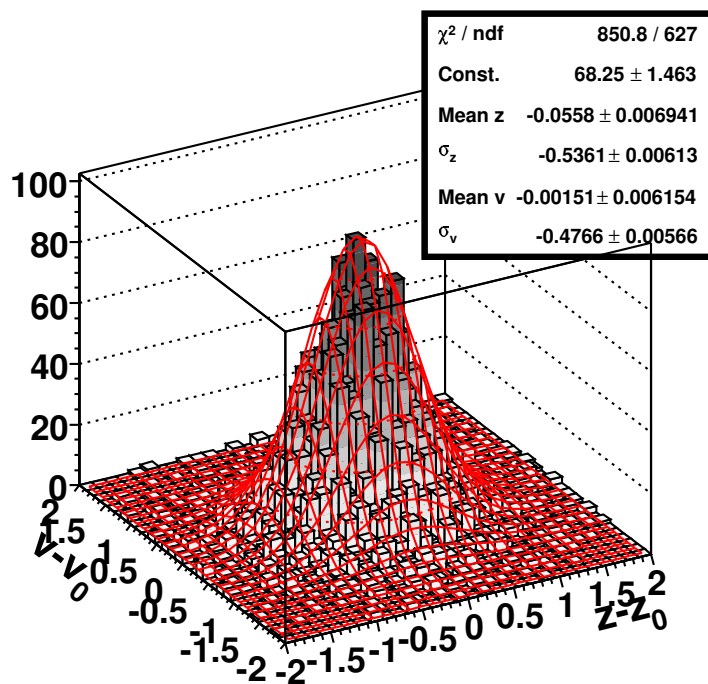


図 6.13: シミュレーションによる実際の第一相互作用位置と再構成位置の差。

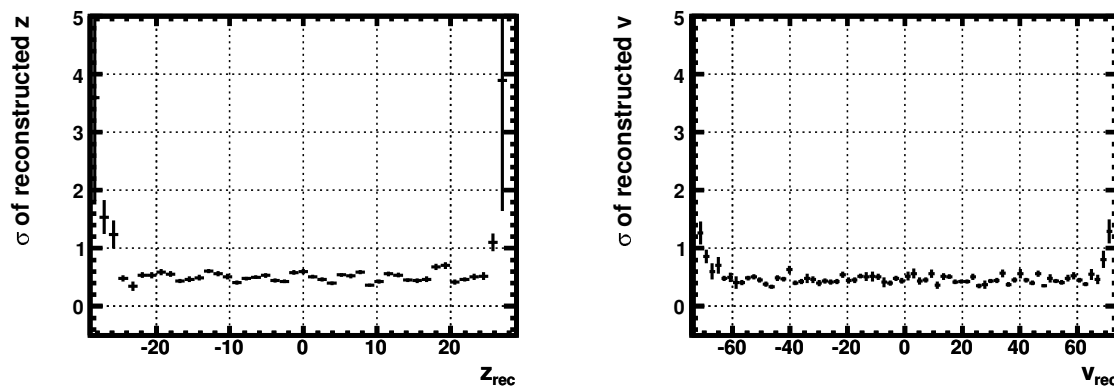


図 6.14: 位置毎の位置分解能。PMT は z 方向に 9 列, v 方向に 24 列等間隔に並んでいる。

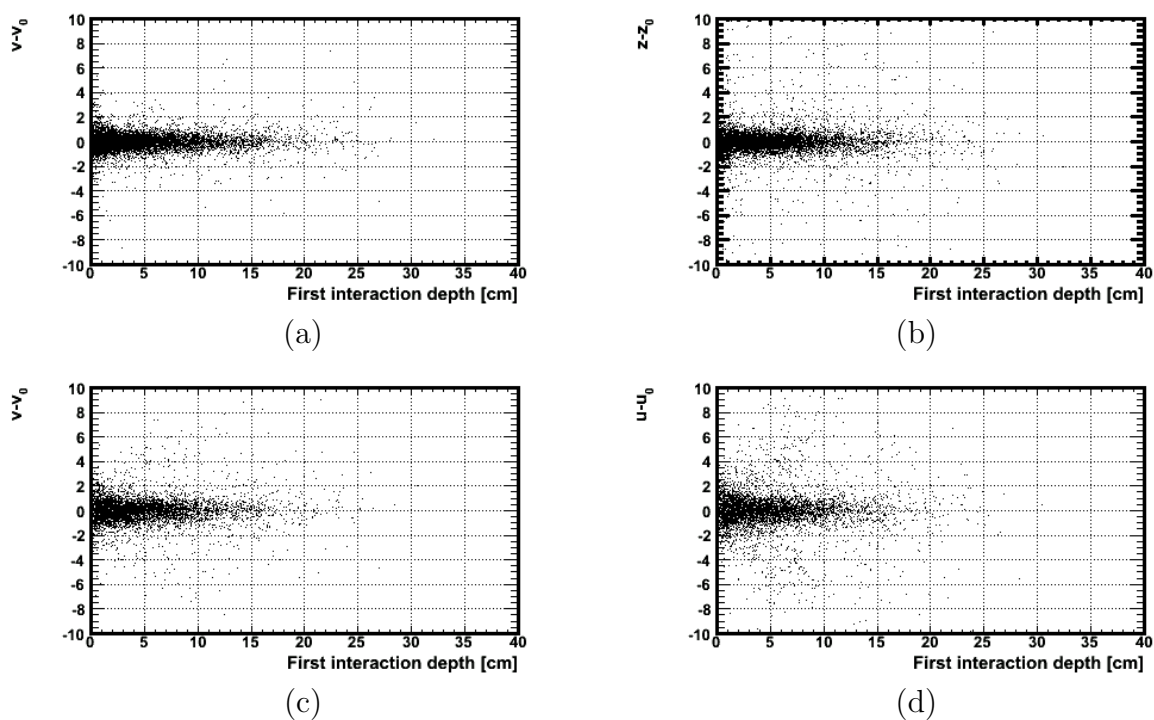


図 6.15: 立体角による光量分布のフィッティング (a)(b) と局所光量重心 (c)(d) による再構成位置の比較。

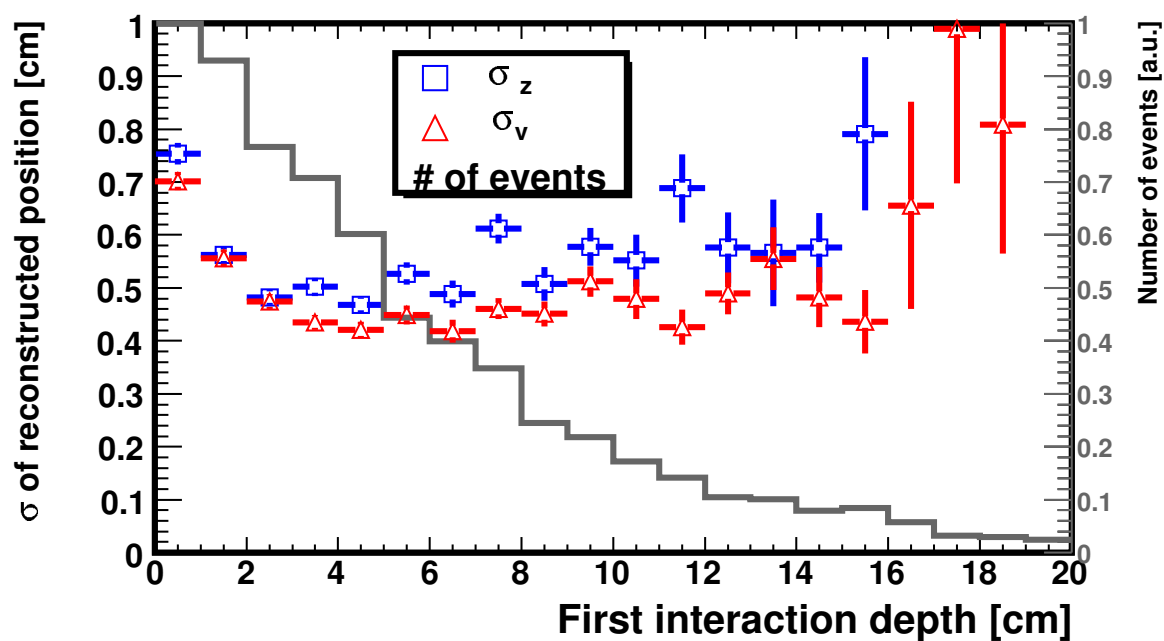


図 6.16: 深さによる位置分解能。

深さの再構成および分解能

続いて深さ (w 方向) を考える。相互作用ポイントの深さは内面で観測されるシンチレーション光の広がり具合に関係してくる。つまり深い位置で相互作用したイベントは多くのPMTに光が分散するが浅いイベントは少量のPMTに光量が集中する。そこでプロトタイプ検出器の解析では、入射面のPMTの光量分布の分散 σ^2 [26] や、入射面の全光量の半分の光量を受けたPMTの数 $N_f(0.5)$ [25] という値をシンチレーション光の広がりパラメータとして用いた。しかしこの場合も本実験の条件では全面入射によって再構成深さは広がりをもってしまふ。先ほどの立体角の計算による光量分布のフィッティングは深さのパラメータ d もフィッティングの結果えられる。このパラメータ d を新たに深さのパラメータとして用いる。図 6.17 に $N_f(0.5)$, σ^2 , d を深さのパラメータとし、実際の深さとの相関をプロットした。 $N_f(0.5)$ では深いイベントにたいして入射位置による効果が大きく寄与してくる。 σ^2 は浅いイベントに対して広がりが大きくなっている。 d は比較的入射位置や深さに依存せず深さのパラメータとして用いることができることがわかる。 d と実際の深さの相関を2次関数により補正した後、位置による再構成された深さの相関をみた。位置による相関を4次関数で補正し再構成深さとした(図 6.18)。図 6.19 に再構成された深さと実際の深さの相関と残差の分布を示した。この図より再構成された深さの分解能は6.6mmと求められた。また深さによる分解能の変化を右図に示した。

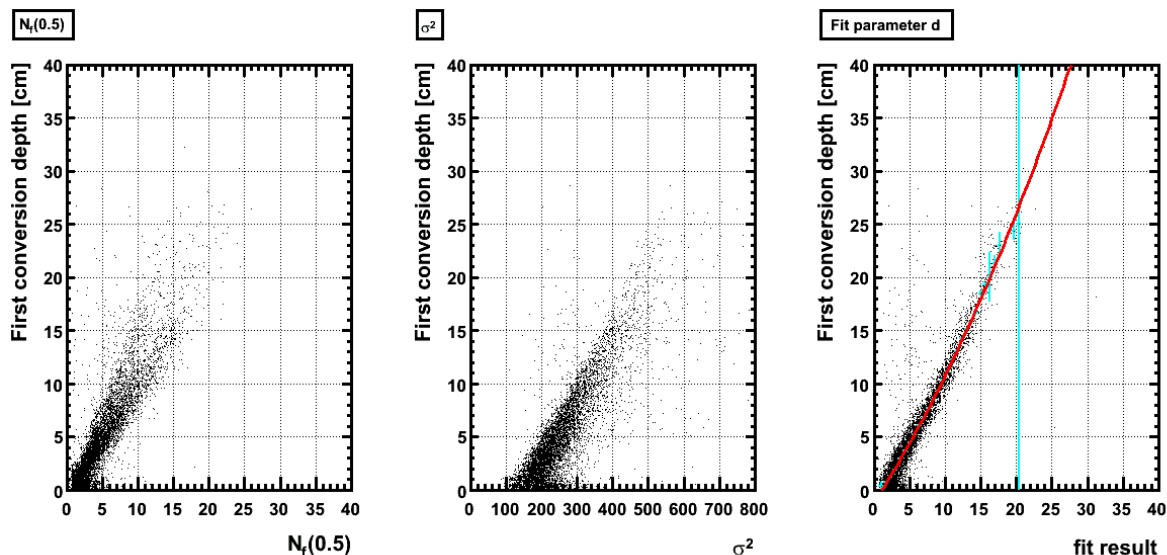


図 6.17: 深さのパラメータと実際の深さの相関。

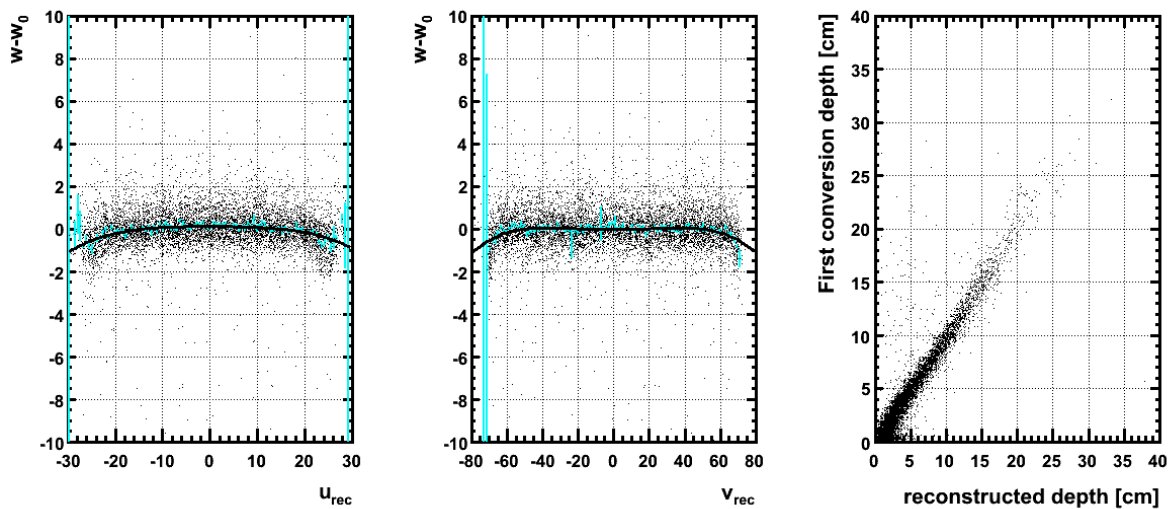


図 6.18: 位置による再構成深さの相関および補正後の再構成深さの散布図。

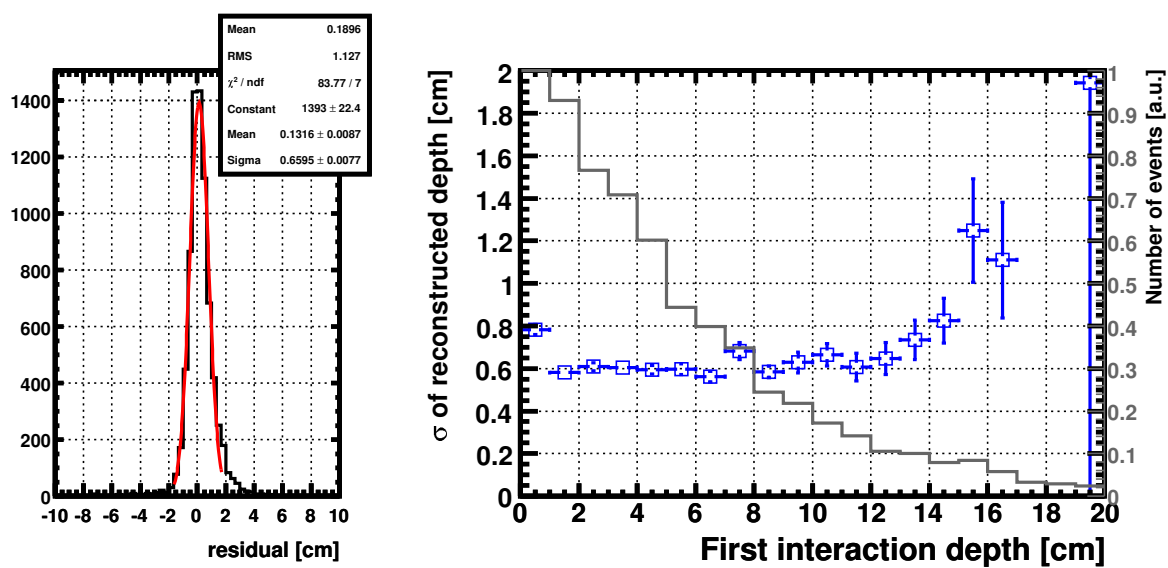


図 6.19: 実際の深さと再構成深さの残差の分布と深さ毎の深さの分解能。

6.3 エネルギー分解能

実機検出器ではPMTの配置される場所によってPMTの敷き詰められる密度が異なっている。そこでPMTの密度を重みとして個々のPMTの光電子数を足して総光電子数をだした。図6.20(a)が総光電子数の分布である。ここでは有効体積でのエネルギーデポジットが52.5MeV以上のシグナルを対象としている。浅いイベントではPMTの隙間の壁から逃げでてしまう光子の量が入射位置に大きく依存してしまう。そこで再構成された深さ w に対して $w > 2\text{cm}$ というカットをかけ、今回の解析では浅いイベントは扱わないことにした。再構成された w, u, v に対してそれぞれ補正をして((b),(d))エネルギー分解能を求めた。応答関数として次のような低エネルギー側にテイルを持ったガウス関数を用いフィッティングを行った。

$$f(x) = \begin{cases} A \exp\left(\frac{t}{\sigma_{up}^2} \left\{ \frac{t}{2} - (x - x_0) \right\}\right) & x \leq x_0 + t, \\ A \exp\left(\frac{(x-x_0)^2}{-2\sigma_{up}^2}\right) & x > x_0 + t, \end{cases} \quad (6.11)$$

なお、この関数においてFWHMは、

$$\text{FWHM} = \sqrt{2 \ln 2} \sigma_{up} - \frac{\ln 2}{t} \sigma_{up}^2 - \frac{t}{2} \quad (6.12)$$

と表せる。

図6.20(c)よりエネルギー分解能は σ_{up} で1.2%という値が得られた。しかしこの分布は高エネルギー側にも少量のテイルを持っている。この高エネルギー側にしみてたイベントはMEG実験にとっては大きな問題となる。総光電子数が大きくなってしまいう原因を探り、これらのイベントを落す、もしくは補正をし、高エネルギー側のテイルをなくさなければならぬ。

図6.21は各イベントでの最大の出力を出したPMTの光電子数と総光電子数の関係をプロットしたものである。この図より総光電子数が大きくなってしまいうイベントは、1つのPMTに光量が集中してしまったイベントに見られることがわかる。深さの再構成のミスによりカット仕切れなかった浅いイベントや相互作用が側面のPMTの目の前でおきたイベントなどが考えられる。そこで各イベントでの最大の出力を出したPMTの光電子数でカットをかけることにする。図6.22が最大の出力のPMTの光電子数9000でカットしたときの総光電子数の分布である。染み出しはなくなり高エネルギー側のテイルはガウス分布に従う。この結果よりエネルギー分解能は σ_{up} 1.2% (FWHM 3.1%)と求められる。

浅いイベントや1つのPMTに光量が集中したイベントは今回の解析では切り捨ててしましたが、これらのイベントは別の取り扱いをすることで使用することができると考えられている。たとえば浅いイベントに対しては内面の情報を使わずに残りの面の情報だけでエネルギーを再構成する方法が考えられる。これらの方法では分解能は悪くなるが検出効率を大きくあげることができる。

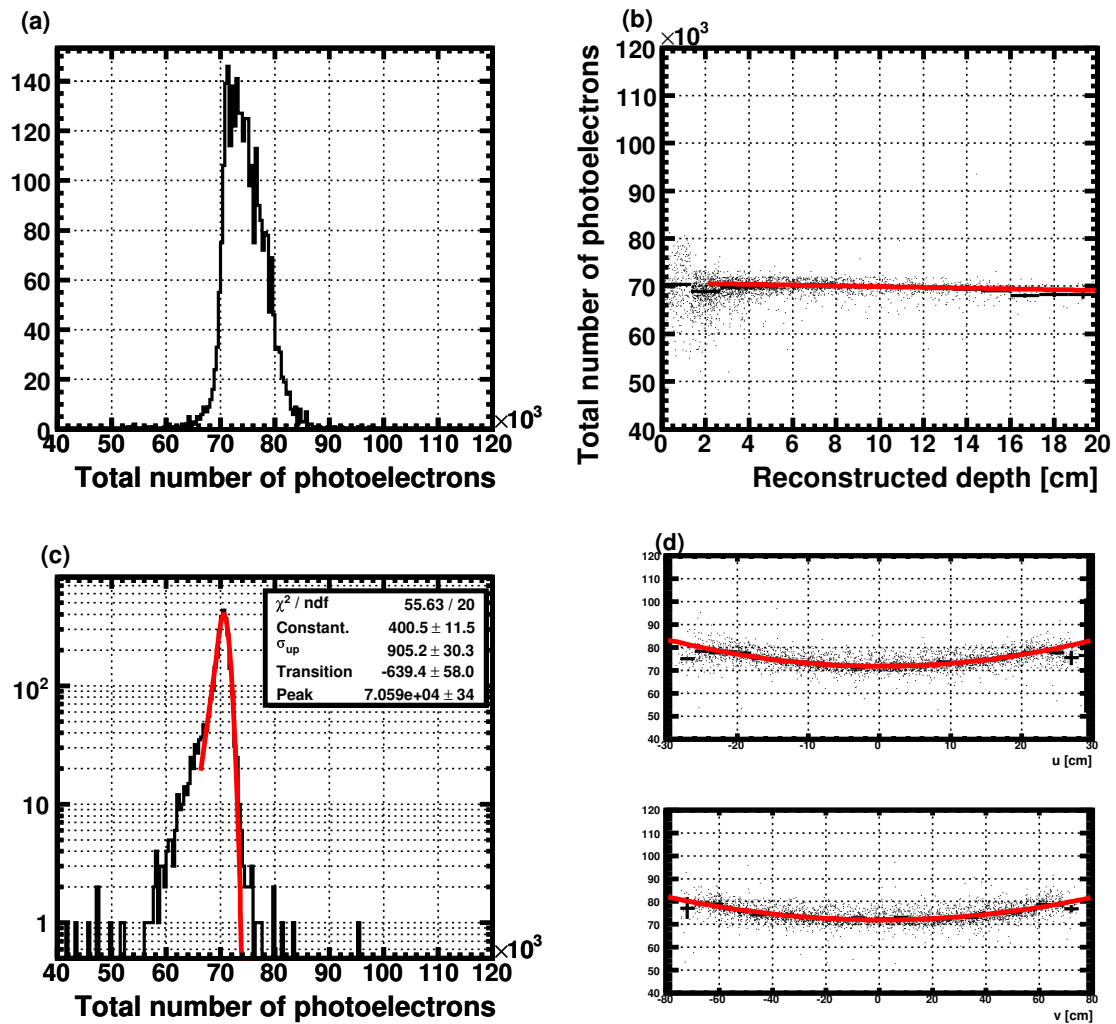


図 6.20: (a)PMT の占める面積で重みづけをして足しあげた総光電子数。(b)(d) 位置による補正。(c) 補正後の総光電子数の分布。低エネルギー側のテイルは主に内面からのエネルギーの流失による。))

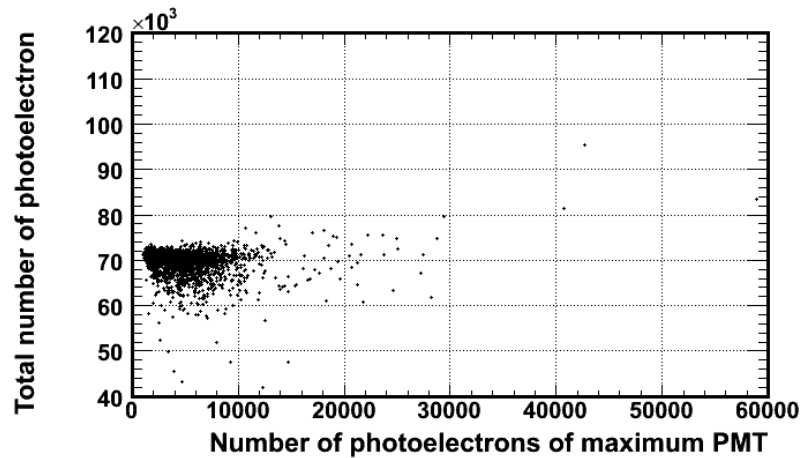


図 6.21: 各イベントでの出力の最も大きかった PMT における光電子数と総光電子数の関係。1つの PMT に光量が集中したイベントに対しては正しくエネルギーを見積もれていないことがわかる。

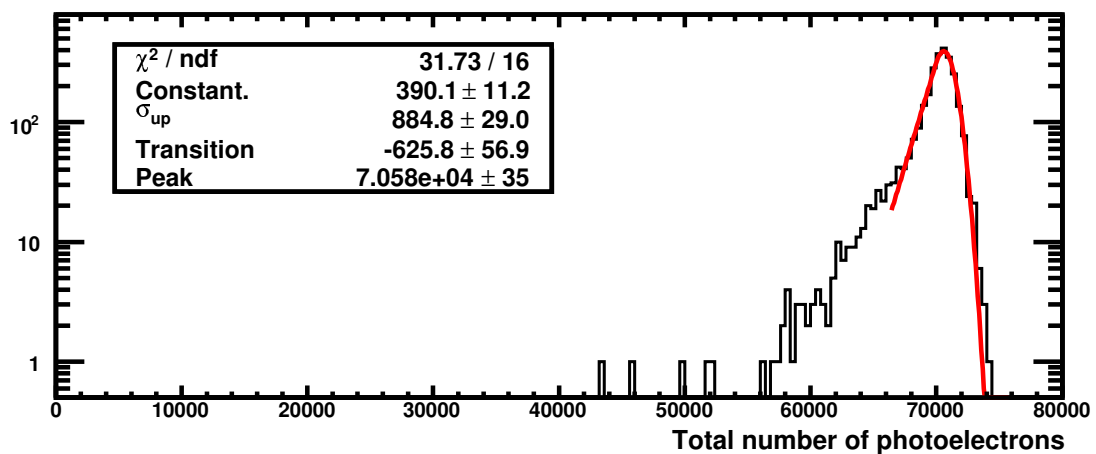
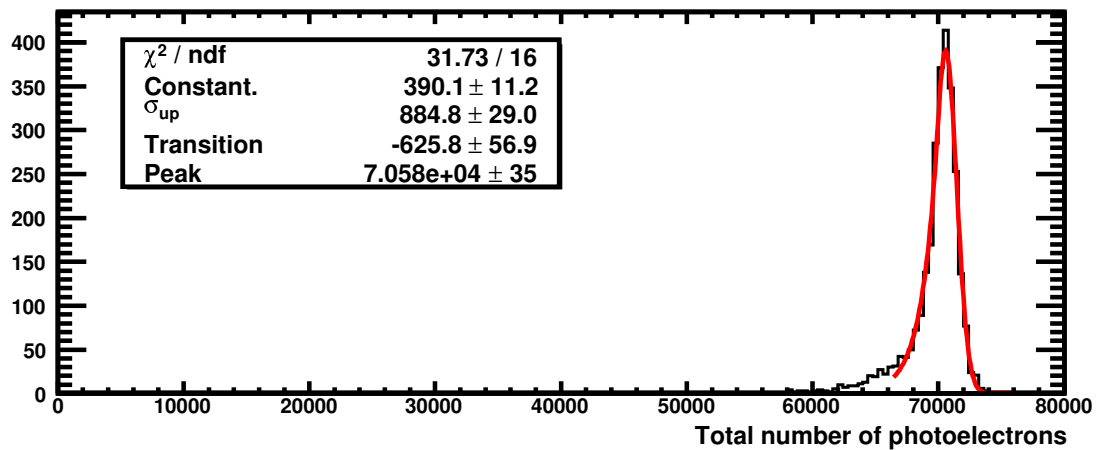


図 6.22: エネルギー分解能。補正後の総光電子数の分布を示す。再構成深さ 2cm 以下, 最大の出力の PMT の光電子数が 9000 以上のイベントはカットした。下図はログ表示。

6.4 時間分解能

ミューオンの崩壊時間に対する時間分解能を波形のテンプレートフィッティングより得られた時間情報より求める。対象とするイベントは 50MeV 以上のエネルギーデポジットがあったイベントである。

ガンマ線検出器としての時間を各 PMT で得られた時間の平均値として求めたい。しかし次の点に注意し平均時間を出す。

- 光電子数の平方根で重みづけをして平均を取る。
- 光電子数の少ない(波高の小さな)PMT は平均を計算する際使わない。

これは光電子数の多い波形の方がより良い時間分解能をもつためである。図 6.23(a) が得られた平均時間の分布である。ここでは内面の PMT で光電子数 1100 以上のものを使った。

次に深さによる補正を行う。液体キセノン中での光子の飛行速度はおよそ 19cm/sec である。深いところまで飛んで相互作用をおこしたイベントはガンマ線の飛行時間、シンチレーション光の PMT への到達時間の両方が寄与しミューオンの崩壊時間からの時間差が大きくなる(図 6.23(b))。 u, v 座標による補正も行う(図 6.23(d)(e))。

このようにして得られた時間の分布が図 6.23(c) である。

結果を再構成深さでプロファイルしてみる。すると図 6.24 左図のようになった。この方法では深いイベントに対して正しく時間を再構成できていない。光電子数に対する閾値が高すぎたため深いイベントでは使われる PMT の数が少なくなってしまったためである(図 6.24 右図)。そこで次に光電子数に対する閾値を 100 とし時間分解能を求めた。今回は内面だけでなく全ての面の PMT を対象とした。結果は図 6.25 である。深いイベントについても時間再構成ができています。ただし浅いイベントに対しては前回ほど高い分解能は得られていない。

このように深さごとに、最良の分解能を出すために使う PMT が変わってくるのが分かった。そこで様々な閾値を試し、深さごとに設定すべき閾値を求めた。まとめると、

- 浅いイベント ($w < 12 \sim 14\text{cm}$) に対しては内面の PMT のみ使用し、光電子数に対する閾値は大きく (1200 ~ 400) ,
- 深いイベントに対しては光電子数に対する閾値を低くし (~ 100) 全ての面の PMT を対象とし多くの PMT を使う ,

ようにするのがよい。

深さごとに設定を変え、得られた時間分解能を図 6.26, 図 6.27 に示した。結果、時間分解能 71psec が得られた。

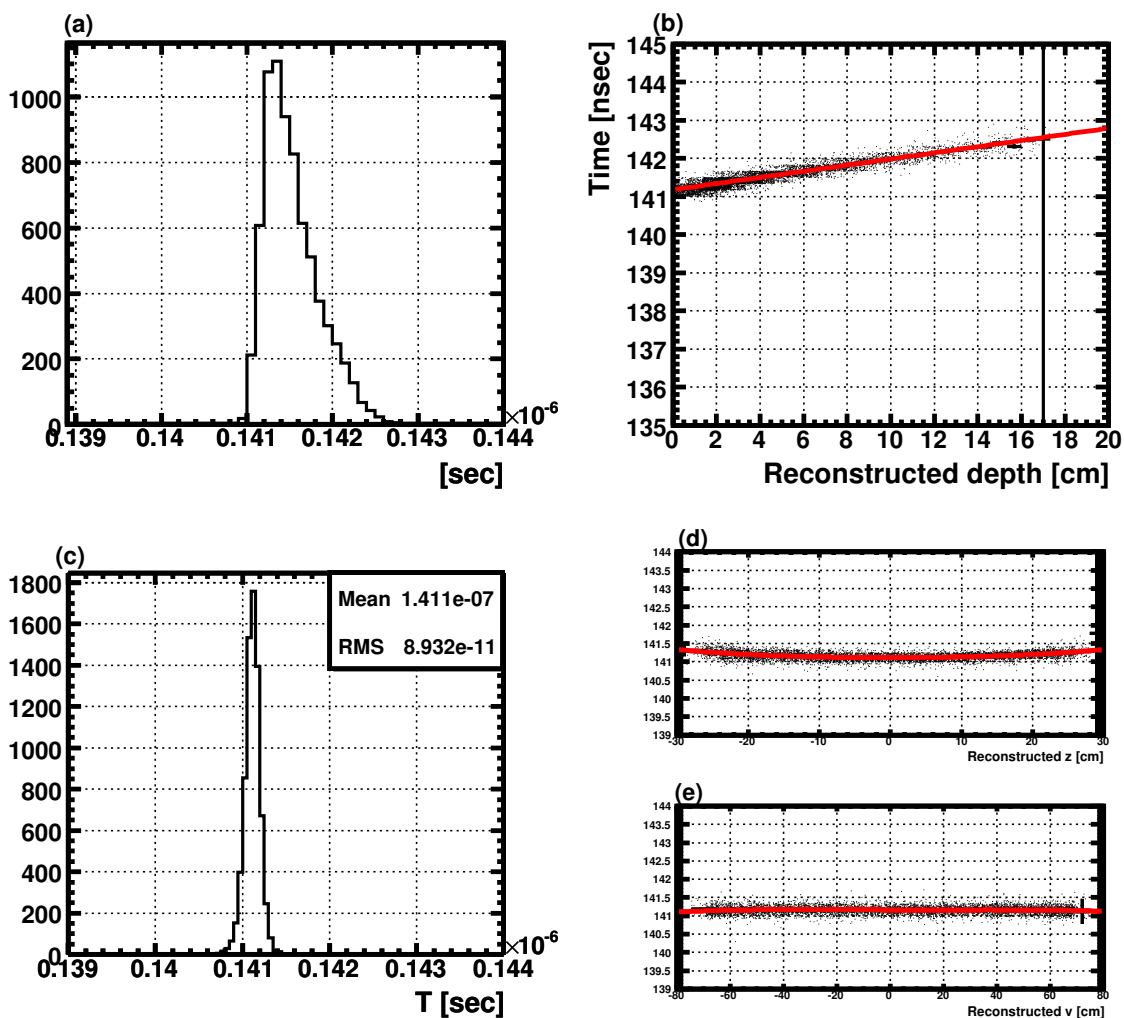


図 6.23: 時間の補正。内面の PMT で光電子数 1100 以上観測したのものを使用。(a) 重み付け平均で求めたイベントの時間の分布。(b) 深さによる補正 (1 次関数)。(d)(e) 位置による補正 (4 次関数)。(c) 補正後の分布。

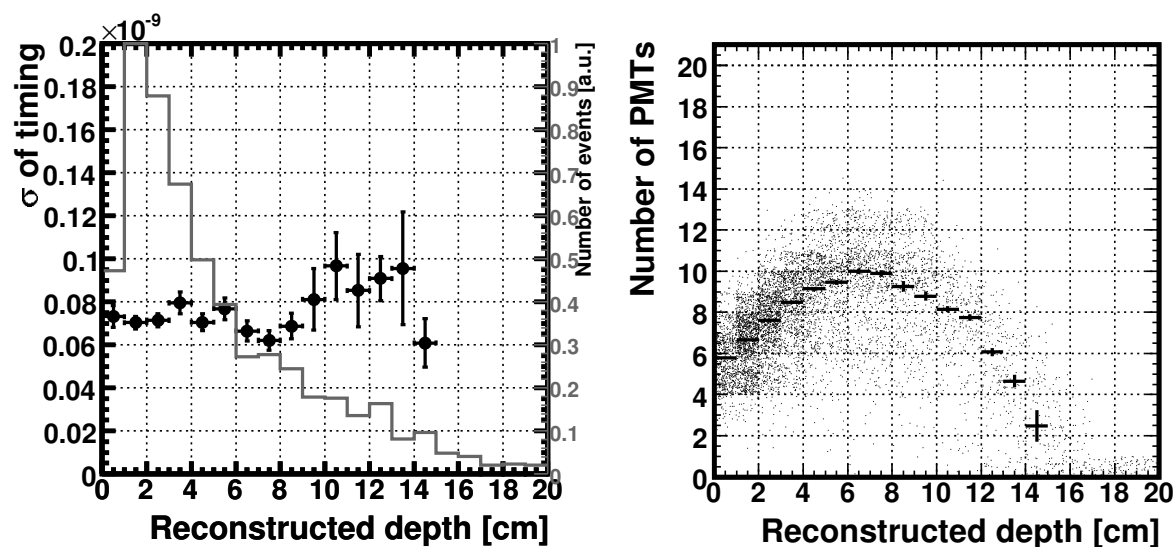


図 6.24: 内面の PMT で光電子数 1100 以上観測したものを使用したときの時間分解能の深さによる変化 (左図), およびその際取り扱われた PMT の数の分布。

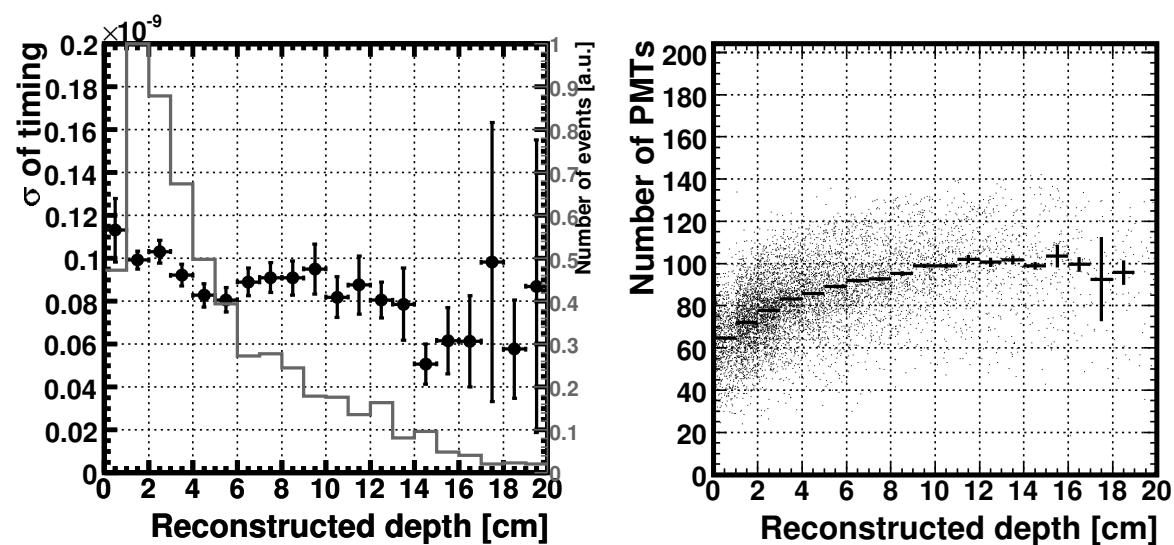


図 6.25: 全ての面の PMT で光電子数 100 以上観測したものを使用したときの時間分解能の深さによる変化 (左図), およびその際取り扱われた PMT の数の分布。。

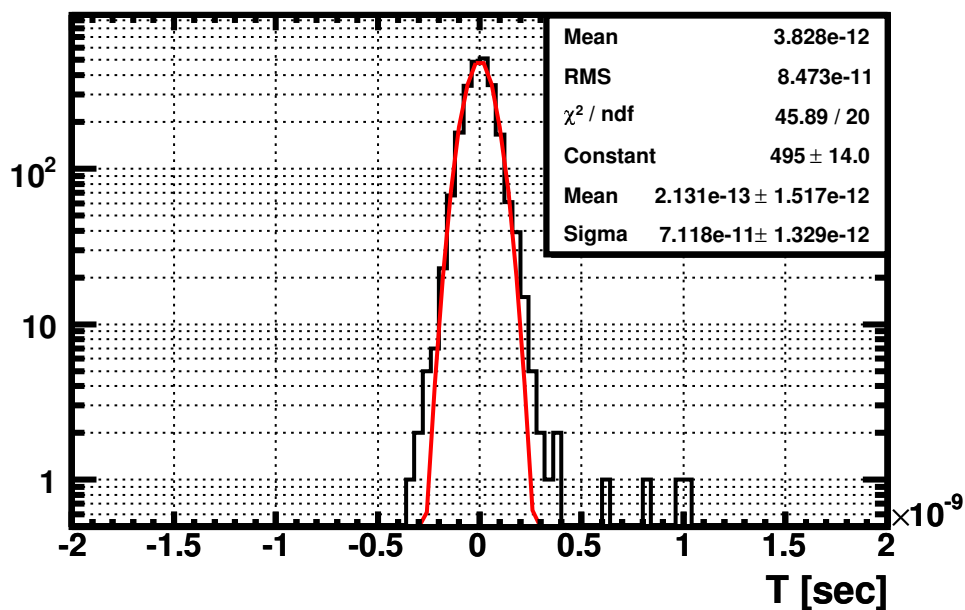


図 6.26: 時間分解能。深さごとに設定を変え求められた時間をまとめたもの。中心が0になるよう移動してある。

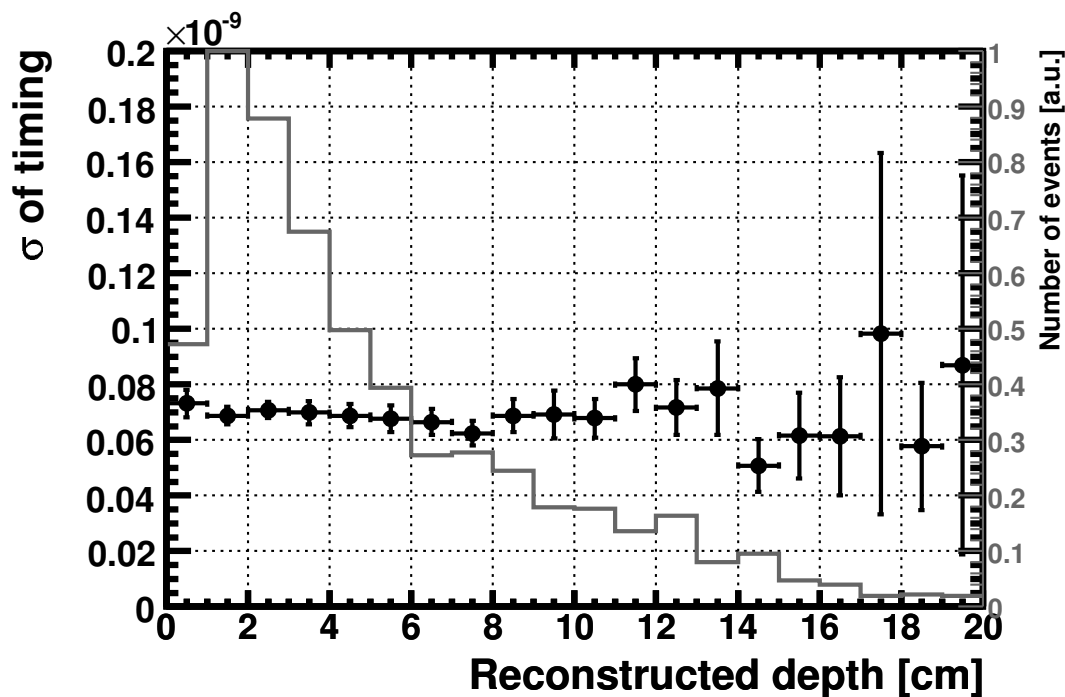


図 6.27: 深さごとの時間分解能。

6.5 波形解析によるパイルアップリジェクション

あるイベントの観測中に別の起源のガンマ線が検出器中に入射し重なって観測されてしまうパイルアップイベントを考える。このようなイベントは2つのガンマ線のエネルギーの和を1つのイベントのエネルギーと捕えてしまうため、エネルギー分布が高エネルギー側に侵入しシグナル領域にくるバックグラウンド源となってしまう。

パイルアップの識別には3つの方法が考えられている。一つはそれぞれのPMTにおけるパルスの到達時間を見る方法である。入射位置、入射場所が異なればそれぞれのガンマ線の入射位置付近のPMTの出力パルスは近くで光ったガンマ線の時間情報を与えてくれる。空間的かつ時間的に離れている場合この方法で簡単にパイルアップを発見できる。

二つ目はPMTの光量分布を用い、空間的に分離する方法である。我々のガンマ線検出器はセグメント化されていない検出器としては単体のものであるが、すべての面を覆うように敷き詰められたPMTは検出器をセグメント化して扱うことも可能とする。異なる位置に入射してきたガンマ線はそれぞれの入射位置付近のPMTを多く光らせるためその光量分布を見れば別のガンマ線が入射してきたことがわかる。この方法では空間的に離れていれば時間差に関係なく識別が可能である。

もう一つの方法は波形データを用いた時間的な分離である。パイルアップイベントではそれぞれのガンマ線からの信号の重ねあわせの波形が得られる。それぞれのパルスの到達時間が異なれば波形を見ることでパイルアップの識別ができる。空間的に非常に近くに入射したものはこの方法で識別、分離するしかない。

ここでは波形を用いたパイルアップイベントの識別方法と、その方法によってどのようなパイルアップイベントが認識できるかまとめていきたい。

6.5.1 パイルアップ発見のアルゴリズム

波形からパイルアップを識別するにはその波形にいくつパルスが含まれているかがわかればよい。しかし波形が安定でない場合は波形をみてパルスがいくつ含まれているか決めるのは難しい。個々のPMTの出力では、パルスあたりの光電子数が少なくノイズや統計的ふらつきの影響を受けやすい。また、2つのガンマ線が空間的に離れている場合、両方のガンマ線から光を受けるPMTは少なく、個々のPMTの出力ではパイルアップに見えない。したがって複数のPMTの出力の和を取ることにする。

相互作用位置から離れたPMTの出力は非常に小さい。このようなPMTの出力まで足してしまうと、信号よりもノイズの方の増加が大きく、信号対雑音比を悪くしてしまう。そこで出力の大きいPMTから順に和をとっていき、全体和のある割合まできたところで和をとるのをやめ、そこで得られた波形に対して解析を行うことにする。足しあげる光量の割合は後で最適化を行う。

パルスの特徴としてはある幅をもったピークをもつという点と、鋭い立ち上がりという点がある。そこでそれぞれを見つけ出す方法として次の2つの方法をおこなう。

ピークサーチ法 十分時間的に離れたパルスはそれぞれのピークを見つけることで認識できる。ミスカウントを防ぐために、平滑化をおこないピークをもつ山がある幅をもつことを要求する。

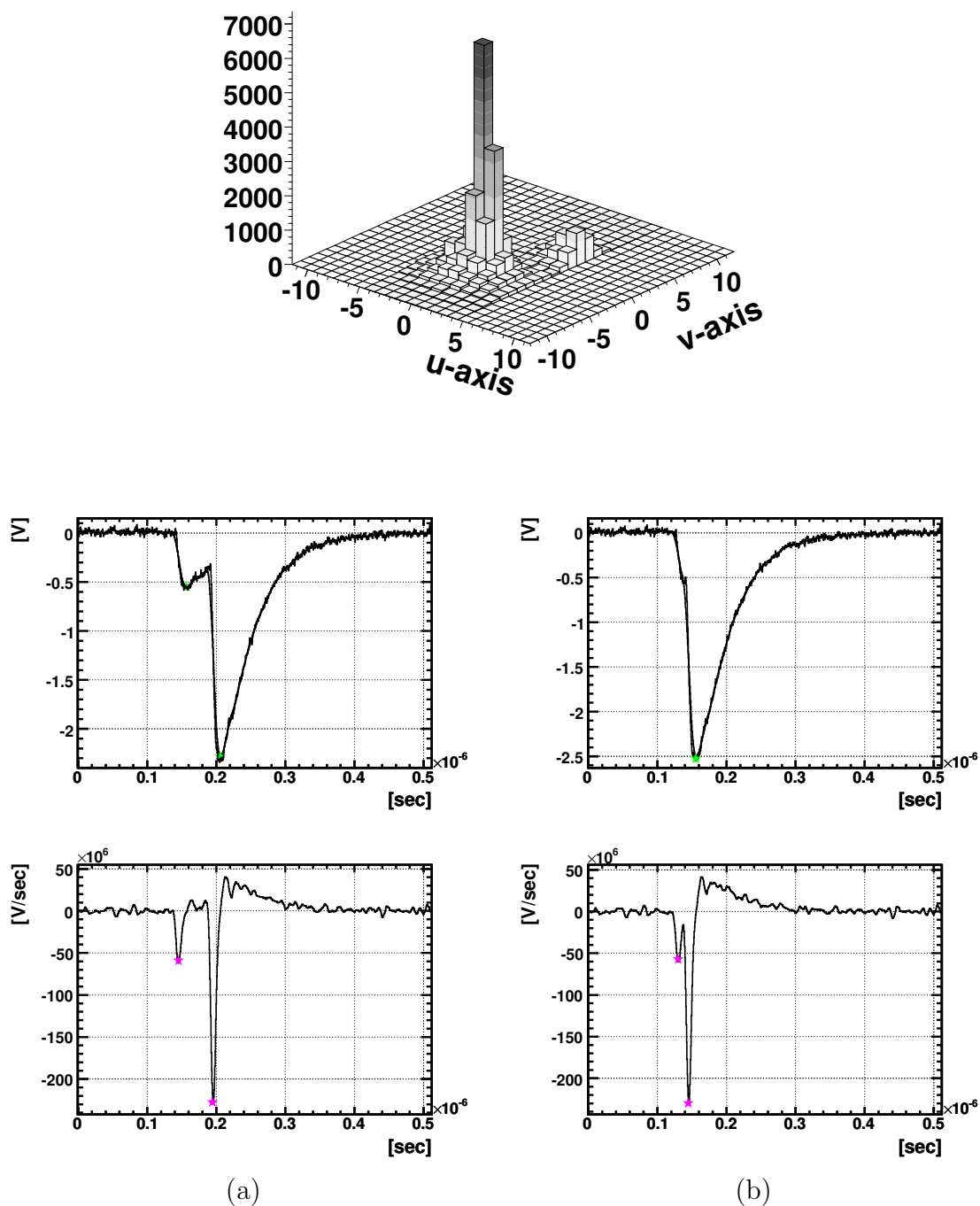


図 6.28: 波形によるパイルアップの発見。11MeV のガンマ線に続き、42MeV のガンマ線が入射した。パルスを出力の大きい順に足しあげることによって空間的に離れた場合でも2つのガンマ線からの波形が見られる。(a) は2つのガンマ線の時間差 $\Delta T_{12}=50\text{nsec}$ のときで、(b) は $\Delta T_{12}=15\text{nsec}$ のとき。上段がピークサーチ法、下段が微分法による。

微分法 波形を微分するとその急な傾きにより立ち下がり部分に鋭いピークが現れる。そこで微分した波形でピークを探すことでパルス数を数えることができる。この方法では時間的に接近したパルスでも比較的容易に識別することができ、パルスの立ち下がり時間程度までの時間差まで扱えることが期待できる。

どちらの方法でも最終的にはピークを探している。ピークを探す際のスレッシュホールドはノイズレベルによるが、ミスカウントをおこさないように設定する。今回の解析ではパイルアップしていないイベントに対して、まちがってパイルアップと判定してしまう確率が0.05%以下になるようにスレッシュホールドを設定した。

ピークサーチ、微分法どちらかでパルス数が複数と判定されたイベントをパイルアップイベントとして識別することにする。

この他のパイルアップ発見法としては波形のフィットによる方法などが考えられる。この方法を行う際には波形の一定性が影響してくる。イベント毎の波形の揺らぎだけでなく、チャンネル毎の波形の違いや波形を足しあげる際のパルスの合わせ方など考慮する必要がある。

6.5.2 パイルアップ識別効率

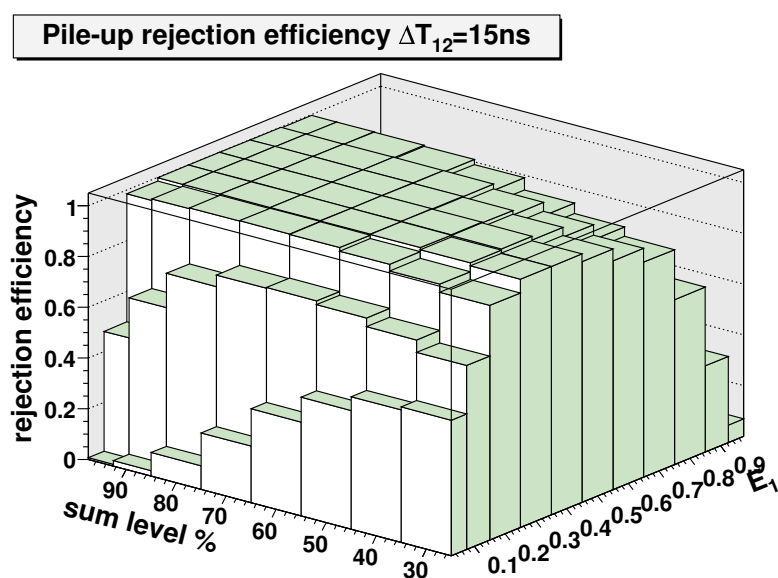


図 6.29: 足しあげる光量の割合とパイルアップ識別効率。

足しあげた光量の全光量に対する割合をいくつかの値で試した。図 6.29 に結果の例を示す。2つのガンマ線の時間差 (ΔT_{12}) は 15nsec とした場合のものである。ここでは2つのガンマ線が入射し、その合計エネルギーがシグナルエネルギー ($52.8\text{MeV}=1$ とする) になるイベントを対象とした。図はパイルアップの識別効率を、時間的に始めに到着したパルスのエネルギー (E_1) と足しあげ割合についてプロットしたものである。入射ガンマ線

のエネルギーによって最良の発見効率をだすために足しあげる割合は異なってくるのがわかる。そこでこのように30%～95%を試し、それぞれのエネルギー、時間差において最も効率のよいものを選ぶことにする。

パイルアップの識別効率はそれぞれのガンマ線のエネルギーとそれらの時間差による。そこでさまざまな $E_1(E_1 + E_2 = 1)$, ΔT_{12} の組み合わせに対する識別効率をもとめた(図 6.31)。

結果をみると ΔT_{12} が 10nsec 以下の場合には識別は難しい。図 6.30(a) がその例であるが、波形が重なってしまいピークが現れない。グラフの非対称性からわかるように大きいパルス後の小さいパルスも識別が難しい。(b) がその例である。前のパルスの波形の減衰に後続のパルスの立ち下がりが埋もれてしまっている。

もちろん識別効率はそのアルゴリズムによって変わってくる。別の方法によりこれらの欠点を補える可能性はある。

この方法でのパイルアップ識別能力は

- $\Delta T_{12}=10\text{nsec}$,
- $E_\gamma=5\text{MeV}$,

である。

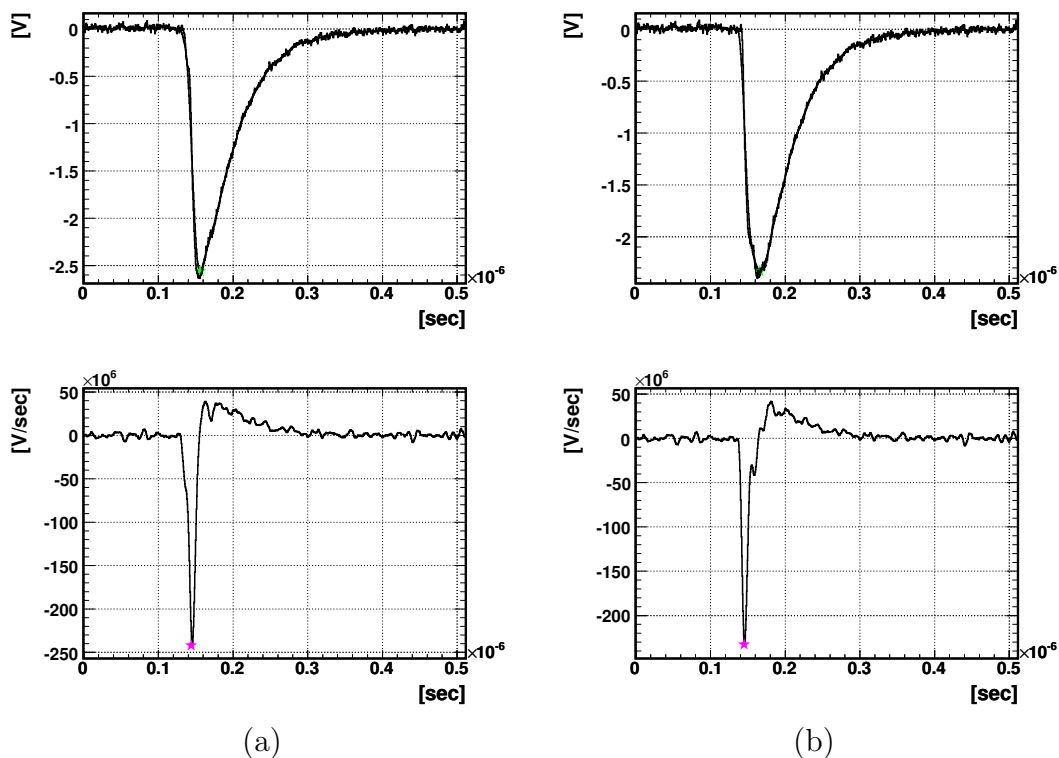


図 6.30: パイルアップの発見の失敗例。(a) は $\Delta T_{12}=8\text{nsec}$ の場合。(b) は $\Delta T_{12}=15\text{nsec}$ のときであるがエネルギーの小さいガンマ線 (11MeV) が後に入射した場合。

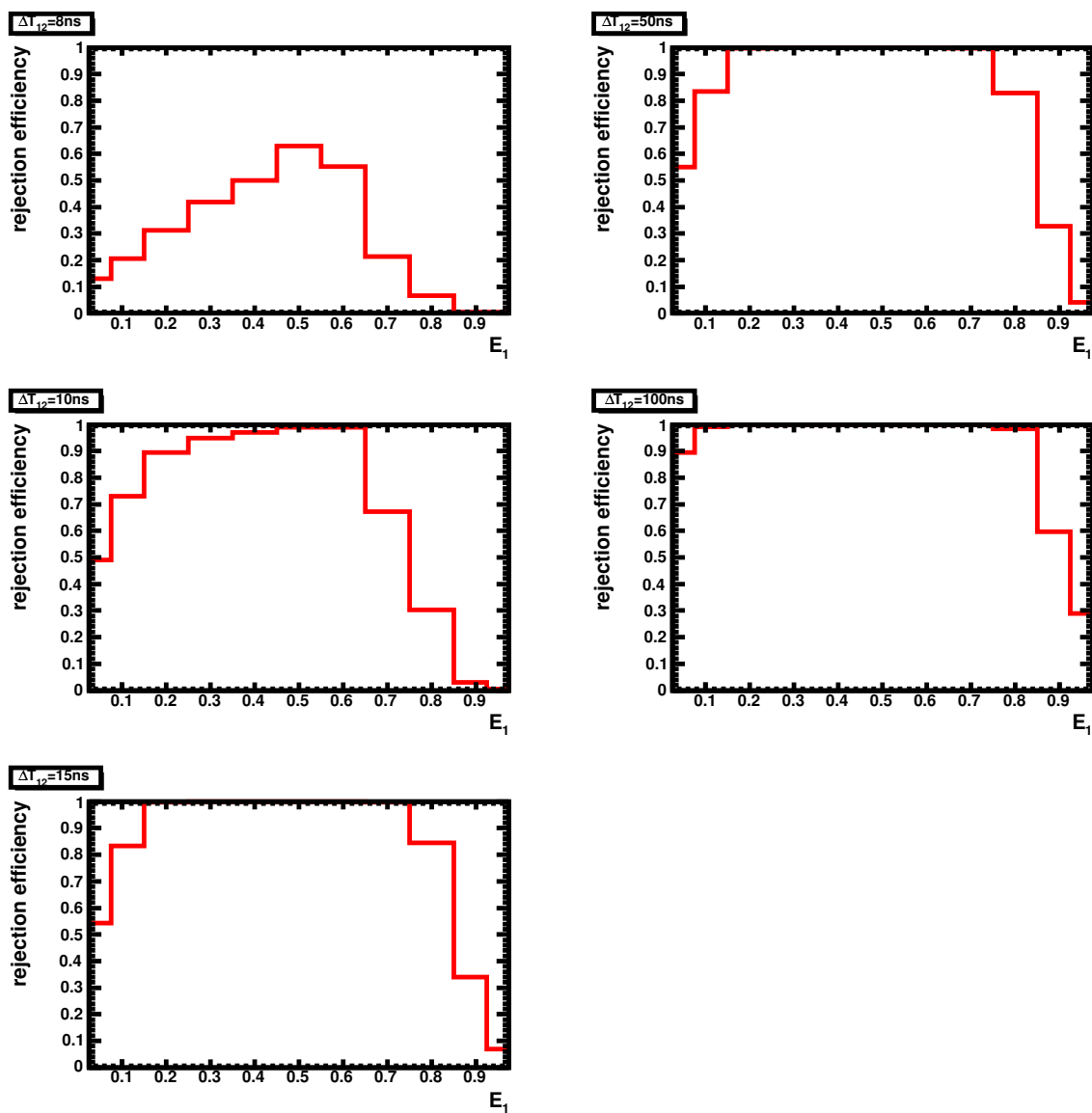


図 6.31: パイルアップ識別効率のテーブル。足しあがる光量の割合はそれぞれの点で 30 ~ 95% のうちで最良のものを用いた。

6.5.3 波形解析以外の方法

最後に波形解析以外の方法でのパイルアップイベントの棄却方法について記す。本節冒頭で述べたが、パルスの到達時間をみる方法と光量分布を見る方法が考えられる。それぞれのガンマ線が空間的に離れているときはこれらの方法のほうが棄却能力は高いと期待される。

ここではパルス到達時間による棄却についてその能力をみてみた。ある1つのイベントを観測した場合でもそれぞれのPMTで観測されるパルスの到達時間はある程度の広がりを持ってしまう。これは主に相互作用位置からの距離がPMTごとに違うことによる。シミュレーションによりどれほど広がりがあるのか調べたものが、図6.32(a)である。これはイベントごとに最も早いPMTと遅いPMTのパルスの到達時間の差をヒストグラムとしたものである。ただし、ここでは波高が20mV以上あったPMTでのテンプレートフィッティングによる時間を対象としている。到達時間差はほとんどのイベントで4nsec以内である。もしこれ以上大きな時間差が観測されたらそれは別のガンマ線からの光りによるパルスを見ていると考えられる。

この方法により $\sim 5\text{nsec}$ までの時間差のパイルアップイベントに対応できる。図6.32(b)に $\Delta T_{12}=8\text{nsec}$ のときの識別効率を示した。

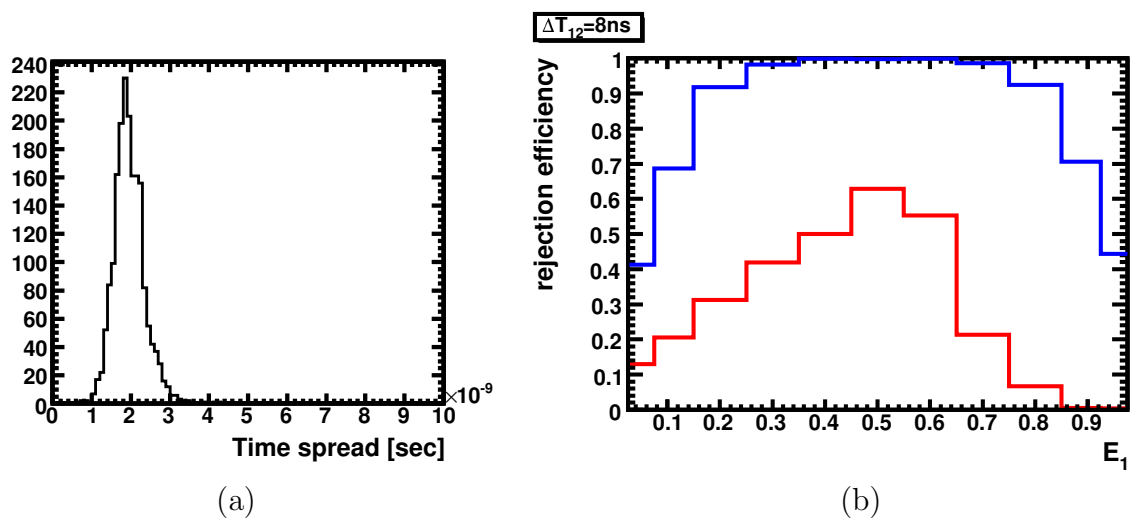


図 6.32: パルス到達時間によるパイルアップの識別。(a) 個々のイベントでの観測されるパルス到達時間の広がり分布。5nsec以上離れているものは別のガンマ線によるものと考えられる。(b) $\Delta T_{12}=8\text{nsec}$ のときの識別効率。赤色が波形解析、青色がパルス到達時間による。

第7章 まとめと今後の課題

MEG 実験用液体キセノン検出器の読み出しとして使われる波形データに関して、プロトタイプ実験の解析、波形シミュレーション方法の確立、およびシミュレーションを用いた実機検出器の性能評価を行った。

プロトタイプ実験では波形データの取得に成功し、そのデータを用い基本的な解析方法を確立することができた。波形解析により TDC を用いた場合と同等もしくはそれ以上の時間分解能をだすことができることがわかり、今までプロトタイプ検出器を用いて評価してきた検出器の性能が、実際波形データを用いた場合でも達成できると見積もることができた。またこのデータの解析により波形が粒子識別をする際に非常に有効な手段となることがわかった。現段階ではこの粒子識別能力をトリガー段階に適用しようという試みが行われている。

MC シミュレーションによる光子の追跡と光電子のコンボリューションおよびデジタルフィルタリングにより液体キセノンシンチレータからの波形を適切にシミュレートする方法を確立した。このシミュレーションでは1つ1つの波形の揺らぎまで再現することに成功している。実際に則した波形が得られることにより検出器の詳細な研究が可能となった。またシミュレートされた波形を用いて本実験開始に先立って様々な波形解析方法の研究開発が行える。

シミュレーションを用いた波形解析による実機の性能評価では、位置分解能 12mm、エネルギー分解能 3.1%、時間分解能 167psec (すべて FWHM) という結果が得られた。これらの結果はプロトタイプ検出器から見積もられていた性能をほぼ満たしており、波形データを用いても高い性能を引き出せることがわかった。しかし、これらの値は分解能を出すアルゴリズムに依存しており、実機検出器に適したアルゴリズムを開発していくことがさらに高い分解能を得るには重要となってくる。

パイルアップイベントの識別に関する研究では、10nsec 以上離れて入射してきた、5MeV 以上のガンマ線のパイルアップは、波形解析によってほぼリジェクトできることが示された。

今後の課題

- 光量分布によるパイルアップ識別の研究。
パイルアップイベントの大部分はこちらの方法で落せると期待されている。
- バックグラウンドの詳細とパイルアップ。
バックグラウンドの詳細な研究により実際に予想されるパイルアップイベントを見積もる。そしてそれらのイベントが光量分布と波形解析によりどれだけリジェクトすることができるかを調べる。

- パイルアップイベントからの情報の抽出。
パイルアップイベントを識別したらそれをただ捨てるのではなく、欲しいガンマ線とパイルアップしてきたガンマ線を分離し正しい情報を得ることが望まれる。
- 実機検出器に則した再構成方法の開発。
実機検出器の形状と前面一様入射に適した再構成方法の開発が現段階で検出器の性能を上げる一番の課題と言える。また浅いイベントや壁に近いイベントの独自の取り扱も研究し、検出効率を上げていくことも重要である。
- 波形データ固有の解析方法。
今回の解析では波形解析により得られた電荷と時間情報を用いて分解能を評価したが、波形データから得られる別の情報や、波形毎に解析方法を変えていくことでよりガンマ線の相互作用に関する詳細な情報が得られるかもしれない。このようなことも波形解析による可能性の一つである。

参考文献

- [1] T. Mori et al., Search for $\mu \rightarrow e\gamma$ down to 10^{-14} branching ratio, Research Proposal to PSI, May 1999.
A. Baldini et al., The MEG experiment: search for the $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ decay at PSI, Research Proposal to INFN, Sep. 2002.
- [2] R. Barbieri and L.J. Hall, Phys. Lett. **B338**(1994) 212.
R. Barbieri, L.J. Hall and A. Stumia, Nucl. Phys. **B445**(1995)219.
- [3] J. Hisano et al., Phys. Lett. **B391**(1997)341.
- [4] J. Hisano et al., Phys. Lett. **B357**(1995)579.
J. Hisano et al., Phys. Rev. D **B53**(1996)2442.
- [5] M.L. Brooks et al., Phys. Rev. Lett. **83**(1999) 1521.
- [6] A. van der Schaaf et al., Nucl. Phys. A **340**(1980) 249.
- [7] H.P. Povel et al., Phys. Lett. B **72**(1977) 183.
- [8] P. Depommier et al., Phys. Rev. Lett. **39**(1977) 1113.
- [9] W.W. Kinnison et al., Phys. Rev. D **25**(1982) 2846.
- [10] J.D. Bowman et al., Phys. Rev. Lett. **42**(1979) 556.
- [11] R.D. Bolton et al., Phys. Rev. D **38**(1988) 2077.
- [12] A. Hitachi et al., Phys. Rev. B **27**(1983) 5279.
- [13] S. Kubota et al., Phys. Rev. B **20**(1979) 3486.
- [14] T. Doke et al., Nucl. Instr. and Meth. A **291**(1990) 617.
T. Doke et al., Nucl. Instr. and Meth. A **420**(1999) 62.
- [15] Y. Hisamatsu, Master thesis(2005).
- [16] G. M. Haller, SLAC-R-0531 (1994).
- [17] A. Kleinfelder, IEEE-Trans. Nucl. Sci. **35**(1988) 151
A. Kleinfelder, IEEE-Trans. Nucl. Sci. **37**(1990) 1230

- [18] J. Möschen et al., Nucl. Instr. and Meth. **A288**(1990) 180
- [19] D. Munday et al., Nucl. Instr. and Meth. **A326**(1993) 100
P. Aspell et al., Nucl. Instr. and Meth. **A344**(1994) 173
- [20] G. M. Haller, IEEE-Trans. Nucl.Sci. **41**(1994) 1203
- [21] C. Brönnimann et al., Nucl. Instr. and Meth. **A420**(1999) 264.
- [22] S. Ritt, Nucl. Instr. and Meth. **A518**(2004) 470.
- [23] MINUIT,Function Minimization and Error Analysis,CERN Program Library.
- [24] G. Brianti, CERN Yellow Report 65-10 (1965)
- [25] K. Ozone, Doctor thesis(2005).
- [26] 三橋 利也, 修士学位論文 (2003).

Acknowledgments

指導教官である森俊則教授にはMEG実験に私を参加させていただき、多くの研究機会および助言をいただきました。修士課程を通じて非常に多くの貴重な体験を積むことができました、ありがとうございます。

三原智氏には実験に関して何度となく懇切丁寧な指導をしていただきました。小曾根健嗣氏、久松康子氏には大学院進学当初から、研究のみならず大学院生活を通して常に支えていただきました。西口創氏、澤田龍氏にはいつも丁寧に私の質問に答えていただき非常に多くのことを学ばせていただきました。特にPSI滞在中は両氏に様々な面でお世話になりました。岩本敏幸氏、山田秀衛氏、難波俊雄氏には実験、解析に関して貴重な意見や鋭い指摘をいただきました。また常に暖かく接していただき豊かな研究生活を送ることができました。名取寛顕氏、西村康宏氏、森田裕一氏とは研究生活を共にし数多くの面で協力してもらい助けていただきました。本研究に関し、大谷航氏には終始一貫暖かく指導していただきました。MEG実験コラボレーター、素粒子物理国際研究センターの皆様から感謝します。

最後に、これまで支えてくれた家族、友人に感謝します。