

修士論文

$\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ 崩壊分岐比測定実験における崩壊モード識別

大阪大学大学院理学研究科 博士前期課程 2年

山田薫

2007年2月6日

概要

荷電パイオン崩壊過程 $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ 崩壊と $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ 崩壊の分岐比、 $R = \Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e)/\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$ を 0.1%以下の精度で測定することを目指した PIENU 実験が 2008 年 4 月からカナダ TRIUMF 研究所で行われる。現在分岐比 R は標準理論により 0.03%という高い精度で計算されているが、それに対し測定精度は 10 倍以上悪い。理論によると分岐比 R は新しい相互作用、特に擬スカラーの相互作用に敏感であり、理論と同程度の精度で測定を行い予言値とのずれをみることにより、およそ 1000TeV のエネルギースケールの物理にまで感度があると考えられている。

PIENU 実験では 0.1%以下の測定精度を実現するため、これまでに行われた実験にくらべ 30 倍の統計を得られる検出器を予定している。これにより統計誤差は 0.05%までに抑えられると考えられているが、それと同時に系統誤差も同程度におさえる必要がある。これまでの実験で最も支配的な系統誤差は $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ 崩壊と $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ 崩壊との崩壊モード識別の精度によって決まっており、PIENU 実験では崩壊モード識別の向上が課題となっている。崩壊モード識別精度の向上のための手段の一つとして、PIENU 実験では 500-MHz フラッシュADC(FADC)を用いた PMT 信号の波形解析を行う予定であり、P そのための FADC として KEK で開発された汎用読み出しモジュール COPPER とそのドーターカードである 500-MHz FADC を用いる。

本研究ではまず擬似 PMT 信号による COPPER 500-MHz FADC の性能評価を行った。それにより、2ns 以上離れた 2つのパルスはほぼ 100%で識別できるという結果を得て、PIENU 実験の要請を満たすことを確認した。次に、波形解析による崩壊モード識別能力評価のために TRIUMF 研究所 M9 ビームラインにおいて実際のパイオンビームを用いたテスト実験を行った。その結果、ターゲットの PMT 信号の波形解析により $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象 90%アクセプタンスで $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象を 8.4%に抑制できるという結果を得た。この結果は PIENU 実験の要請を満たしており、波形解析の性能は十分であるという結論を得た。さらに波形解析を用いることにより残りのバックグラウンドである decay-in-flight 事象の数を見積もり、PIENU 本実験での崩壊モード識別全体の性能を見積もった。その結果、崩壊モード識別の性能は PIENU 実験の要請を満たすであろうことを確認した。

目次

第 1 章 TRIUMF における PIENU 実験	1
1.1 導入	1
1.2 理論的動機	1
1.2.1 電子-ミューオン普遍性	1
1.2.2 標準理論における $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ 崩壊	2
1.2.3 電子-ミューオン普遍性と新しい物理	4
1.3 PIENU 実験	5
1.3.1 前実験の概要	5
1.3.2 今回の PIENU 実験の概要	8
1.4 テール補正と崩壊モード識別	11
1.4.1 前実験でのテール補正	11
1.4.2 今回の実験での改善点	13
1.5 本研究の目的と概要	16
第 2 章 PMT 擬似信号を用いた 500-MHz FADC の性能評価	17
2.1 COPPER 500MHz FADC	17
2.1.1 COPPER システム	17
2.1.2 500-MHz FADC FINESSE	18
2.1.3 COPPER 500-MHz FADC のデータ取得アルゴリズム	20
2.1.4 500-MHz FADC のゲイン測定	21
2.2 波高、時間分解能の評価	21
2.2.1 セットアップ	21
2.2.2 シングルパルス フィッティング	23
2.2.3 波高、時間分解能	24
2.3 ダブルパルスに関する性能評価	26
2.3.1 セットアップ	26
2.3.2 ダブルパルス識別能力の評価	27
2.3.3 ダブルパルス分離能力の評価	29
2.4 結論	33
第 3 章 COPPER 500-MHz FADC システムの構築	35
3.1 FADC チャンネル間の同期	35
3.2 遅いトリガーディシジョンによるデータ取得	37
3.3 波形データのゼロサプレッション	38

3.4	メイン DAQ システムへの組み込み	38
第 4 章	崩壊モード識別能力評価のためのビームテスト	41
4.1	セットアップ	41
4.1.1	検出器	41
4.1.2	DAQ システム	43
4.1.3	FADC 波形データからの基礎情報抽出	44
4.2	事象選択	45
4.2.1	パイルアップ事象の除去	45
4.2.2	ビーム粒子の識別	46
4.2.3	プリパイルアップ事象の除去	47
4.2.4	突抜けビーム事象の除去	48
4.2.5	TINA(NaI カロリメーター) のエネルギースペクトラム	48
4.2.6	事象選択のまとめ	49
4.3	データサンプルの作成	50
4.3.1	ビーム陽電子事象	50
4.3.2	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象	51
4.3.3	$\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象	52
4.4	ターゲットカウンターのエネルギー損失による崩壊モード識別	53
4.4.1	エネルギー較正	53
4.4.2	ターゲットカウンターのエネルギー損失	53
4.4.3	崩壊モード識別	54
第 5 章	崩壊モード識別のための波形解析法の確立と評価	59
5.1	FADC データのパルスフィッティング	59
5.1.1	テンプレートの作成	59
5.1.2	シングルパルスフィッティング	60
5.2	ターゲットカウンターの波形解析による崩壊モード識別	62
5.2.1	$\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象データのダブルパルスフィッティング	63
5.2.2	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 崩壊データのダブルパルスフィッティング	65
5.2.3	Likelihood を用いた崩壊モード識別	67
5.2.4	Likelihood の定義	67
5.2.5	崩壊モード識別	70
第 6 章	ターゲット情報による崩壊モード識別性能の総合評価	73
6.1	エネルギー損失カットと波形解析カット	73
第 7 章	結論、および議論	77

目次

1.1	$\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ 崩壊のファインマンダイアグラム	2
1.2	$\pi \rightarrow l \nu_l$ 崩壊のファインマンダイアグラム	4
1.3	両崩壊モードでのターゲットでの模式図	5
1.4	前実験のセットアップ	6
1.5	NaI カロリメーターのエネルギースペクトル	7
1.6	$\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象と $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象の時間スペクトル	8
1.7	PIENU 実験で予定されている検出器の断面図。	9
1.8	PIENU 実験で予定されている検出器の立体図(左図)と Monte Carlo シミュレーションによる NaI の低エネルギーテール(右図)。	10
1.9	両崩壊モードでのターゲットカウンターの PMT 信号と前実験で用いられた 2 つの GATE の模式図。	11
1.10	Wide GATE ADC と Narrow GATE ADC の相関(左図)とそれによるカット適応後の NaI カロリメーターのエネルギースペクトル	12
1.11	ターゲット情報により $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象を抑制した後の NaI カロリメーターのエネルギースペクトルの模式図	13
1.12	Monte Carlo で得られたターゲットとそれより上流のカウンターのエネルギー損失の和	14
1.13	Monte Carlo により得られた DIF したミューオン事象の運動量の向き	15
2.1	COPPER ボード	18
2.2	COPPER 500-MHz FADC FINESSE	19
2.3	COPPER 500-MHz FADC を用いて読み出した 10-MHz の sin 波	19
2.4	COPPEER 500-MHz FADC に関連する信号のタイミングチャート。	20
2.5	入力で電圧に対する FADC の値(左図)と左図で得られた一次関数と各データの間のずれ(右図)。	21
2.6	PMT 信号とそれをシミュレートした擬似信号	22
2.7	シングルパルステストのロジックダイアグラム	22
2.8	擬似信号を FADC で読み出したデータ	23
2.9	シングルパルスフィットの典型例	24
2.10	シングルパルスフィッティングで得られた χ^2 と確率	24
2.11	フィットパラメーター A_1 分布	25
2.12	FINESSE1 の 1ch に対する FINESSE1 の 2ch と FINESSE2 の 1ch の時間分布	25
2.13	ダブルパルステストのロジックダイアグラム	26
2.14	$\Delta t = 13.7ns$ のダブルパルスを FADC で読み出したデータ	27

2.15	ダブルパルスのデータのシングルパルフィッティングから得られた reduced χ^2 とパルスの時間差 Δt の関係	28
2.16	$\Delta t = 0ns$ での χ^2 分布とカット条件	28
2.17	Δt に対するダブルパルス識別効率。	29
2.18	ダブルパルスフィッティングの典型例	31
2.19	ダブルパルフィッティングによる reduced χ^2 とパルスの時間差 Δt の関係	31
2.20	フィットから求められた2つのパルスの情報と重ねるまえに測定された2つパルスの情報の Δt 依存性	32
2.21	パイオンの寿命と陽電子のアクセプタンスから計算されるミュオンの時間分布とサブプレッション	34
3.1	COPPER 500-MHz FADC のデータ読み出しのタイミング図	36
3.2	クロックディストリビューターモジュール	37
3.3	ファームウェア変更前後のデータ取得の違い。	38
3.4	GPIO モジュール	39
3.5	COPPER 500-MHz FADC システムの概略図	40
4.1	セットアップの模式図(上図)と実際の様子(下図)	42
4.2	トリガーのロジックダイアグラム	43
4.3	FADC 波形データによる基礎情報の定義	44
4.4	B1 カウンターでの広い GATE と狭い GATE での電荷の相関(左図)と電荷の比(右図)	45
4.5	T2 と B1 のヒットの時間差。左図はカット適応前であり右図は適応後	45
4.6	B1 と B2 での広い GATE での電荷情報の2次元プロット。discriminator 低閾値の陽電子 Run(左図)と高閾値での通常 Run(右図)。	46
4.7	B1 でのエネルギー損失と TOF の相関。discriminator 低閾値の陽電子 Run(左図)と高閾値での通常 Run(右図)。	46
4.8	パイオン選別のカット適応後の T2 と B1 のヒットの時間差。	47
4.9	プリパイルアップカット後の T2 と B1 のヒットの時間差。	47
4.10	NaI カロリメーターでのエネルギー損失。上図:ビーム e^+ 、下図: π^+	48
4.11	ビーム陽電子サンプルでの B1 カウンターでのエネルギー損失分布。	50
4.12	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ サンプルの崩壊時間分布。	51
4.13	$\pi^+ \rightarrow e^+$ サンプルの崩壊時間分布。	52
4.14	B1,B2,TA でのエネルギー損失の和 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象(左)と $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象(右)	54
4.15	エネルギー損失が 20MeV 以下の $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルの崩壊時間分布。	55
4.16	ターゲットでのエネルギー損失分布(左図)とカット値によるアクセプタンス(右図)	55
4.17	ターゲットでのエネルギー損失。 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象(青)、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象(赤)。	56
4.18	左図:TINA でのエネルギー損失、 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象(青)、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象(赤)。右図:TINA でのエネルギー損失とターゲットでのエネルギー損失の相関。	56
4.19	TINA Low の閾値を変えた場合の $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のターゲットでのエネルギー損失。赤は 6000ch 以下、緑は 3000ch 以下。	57

4.20	TINA-Low の閾値 3000ch の $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルでのターゲットエネルギーカットの上限値 E_{cut}^{upper} に対するサブプレッション (左) と $E_{cut}^{upper}=18.5\text{MeV}$ のとき TINA-Low の閾値に対するサブプレッションの変化 (右図)。	58
5.1	Cgate で時間を補正し Qw で波高を規格化して波形データをかさねた二次元プロット。	60
5.2	図 5.1 から得られたテンプレート	60
5.3	シングルパルスフィッティングの典型例	61
5.4	ターゲット PMT1 のデータのシングルパルスフィッティングの χ^2 分布と理想的な分布 (左図) と確率分布 (右図)	61
5.5	シングルパルスフィッティングにより得られた B2、B1 カウンターのヒットタイミングの時間差。パイオン (左図) と陽電子 (右図)	62
5.6	シングルパルスフィッティングにより得られた B1 カウンターでの波高。パイオン (左図) と陽電子 (右図)	62
5.7	ダブルパルスフィッティングの典型例	63
5.8	ダブルパルスフィッティングの χ^2 分布。ターゲット PMT1 (左図) とターゲット PMT2 (右図)	64
5.9	ダブルパルスフィッティングにより得られたパルスのタイミングと外部のカウンターでのタイミングの差。一次パルス:パイオン (左図) と二次パルス:陽電子 (右図)	64
5.10	ダブルパルスフィッティングにより得られたターゲット PMT1 での波高。一次パルス:パイオン (左図) と二次パルス:陽電子 (右図)	64
5.11	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象をダブルパルスフィッティングした典型例	65
5.12	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象をダブルパルスフィッティングした場合の χ^2 分布 (左図) と 0-200 の拡大図 (右図)。 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象 (赤)、 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象 (青)	66
5.13	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象をダブルパルスフィッティングして得られたパルスタイミングと外部のカウンターでのタイミングの差。一次パルス (左図) と二次パルス (右図)。 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象 (赤)、 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象 (青)	66
5.14	$\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルをダブルパルスフィッティングして得られる各変数 (上図) とそれを積分した分布から得られた確率 (下図)。	67
5.15	各変数による確率の相関図 (左図) とそのプロファイル (右図)。	69
5.16	左図: 両崩壊モードの Likelihood 分布 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象 (青) と $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象 (赤)。右図: likelihood のカットの値に対する $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のサブプレッション。	70
6.1	左図: 波形解析のカット適応前後の $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ のターゲットでのエネルギー損失分布。赤線: カット前、赤領域: カット後。右図: 左図の各 bin でのサブプレッション。	73
6.2	今回の実験で得られた結果から見積もられる、DIF によるバックグラウンド事象数と DAR バックグラウンド事象数の見積り。	75

表目次

1.1	主要な過程による「電子-ミューオン普遍性」の測定実験	2
1.2	前実験の結果と各補正の値	8
1.3	PIENU 実験で予想される誤差	10
4.1	各 PMT 信号と読み出しモジュール	44
4.2	ビーム陽電子事象サンプル作成に用いたカット	50
4.3	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプル作成に用いたカット	51
4.4	$\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプル作成に用いたカット	52
4.5	シンチレーティングカウンターのエネルギー較正。	53
4.6	ターゲットのエネルギー損失カットのまとめ	58
5.1	波形解析カットのまとめ	71
6.1	ターゲットの情報によるカットのまとめ	74
6.2	今回の実験結果から見積もられる各バックグラウンドの事象数	74

第1章 TRIUMFにおけるPIENU実験

1.1 導入

PIENU 実験はパイオン崩壊過程 $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ 崩壊と $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ 崩壊の分岐比、 $R = \Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e)/\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$ を測定することを目的とした実験である。荷電パイオンは99%以上の確率で $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ の反応によりミュオンに崩壊するのに対し、 $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ 崩壊はヘリシティ抑制の効果により 10^{-4} という低い確率でおこる反応である。崩壊の分岐比、 $R = \Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e)/\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$ は「電子-ミュオン普遍性」に敏感であり、昔から様々な実験が行われてきた。「電子-ミュオン普遍性」とは標準理論の根幹をなす法則の一つであり、W ゲージボゾンが荷電レプトンカレントへ結合する結合定数がレプトンの世代によらずに普遍であることを要請する。しかし標準理論を超えるいくつかの新しい物理理論では「電子-ミュオン普遍性」が破れることを示唆しており、「電子-ミュオン普遍性」を実験的に検証することにより新しい物理を探索することが可能である。カナダ TRIUMF 国立研究所では1980年代の終わりに同目的の実験が行われ、0.45%の精度での測定を行い、当時の世界記録を更新した [2]。しかし近年、標準理論による計算精度が0.03%まで向上し、理論と同程度の精度で測定を行い予言値とのずれをみることによりおよそ1000TeVのエネルギースケールの物理にまで感度があると考えられている。今回の実験はTRIUMFで行われた実験のアップグレード実験であり、0.1%以下の精度で $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ 崩壊分岐比を測定することにより、「電子-ミュオン普遍性」、 g_e/g_μ を0.05%の精度で検証することを目指している。

1.2 理論的動機

1.2.1 電子-ミュオン普遍性

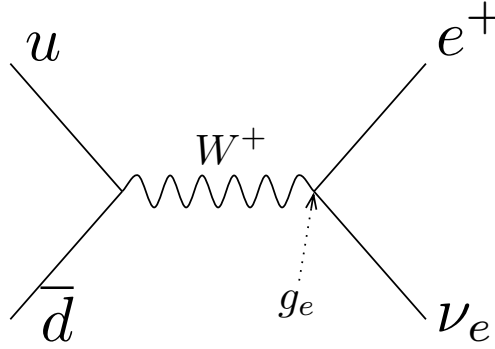
「レプトン普遍性」とは「弱い相互作用媒介粒子であるWゲージボゾンが荷電レプトンカレントへ結合する結合定数が全ての世代の荷電レプトン (e, μ, τ) に対して普遍である」というものであり、標準理論の根幹をなす法則の一つである。このレプトン普遍性の内、電子とミュオンに関する普遍性のことを「電子-ミュオン普遍性」と呼ぶ。表1.1に主要な過程での「電子-ミュオン普遍性」の測定結果を示す。 π 崩壊を用いた実験が最も精度が高く、次いで τ 崩壊によるものの精度がよい。 π と K の崩壊はスピンの0からの粒子の崩壊であることからWボゾンのlongitudinalな成分(スカラーとベクター)に感度をもち、他の過程はWボゾンのtransverseのコンポーネントに感度を持つ [1]。

過程	g_e/g_μ	参考文献
π 崩壊	0.9985 ± 0.0016	[2] [3]
K 崩壊	0.994 ± 0.022	[4] [5]
τ 崩壊	0.9999 ± 0.0021	[6]
ν_e, ν_μ 散乱	1.10 ± 0.05	[7]
W 崩壊	0.999 ± 0.011	[6]

表 1.1: 主要な過程による「電子-ミュオン普遍性」の測定実験

1.2.2 標準理論における $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ 崩壊

図 1.1 に $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ 崩壊の一次のファインマンダイアグラムを示す。図 1.1 の様に $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$

図 1.1: $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ 崩壊のファインマンダイアグラム

崩壊は W^+ を介して起こる。この崩壊の不変振幅は次式で表される。

$$M = \frac{G_f}{\sqrt{2}} \langle 0|V - A|\pi \rangle \bar{U}(p_e)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)V(p_\nu) \quad (1.1)$$

G_f はフェルミ定数である。 $\langle 0|V - A|\pi \rangle$ は弱クォークカレントを表しているが弱レプトンカレントの様に書き下すことができない。それはクォークが自由粒子ではなく、強い相互作用によってパイオンの中に束縛されているからである。しかし不変振幅 M が Lorentz 不変であることと、パイオンがスピン 0 であり、用いることができる 4 次元ベクトルが momentum transfer q だけであることから弱クォークカレントは次のように表される。

$$\langle 0|V - A|\pi \rangle = g_\pi(q^2)q_\mu \quad (1.2)$$

g が q^2 の関数となるのは q から作ることのできる Lorentz スカラーが q^2 だけだからである。また $q^2 = m_\pi^2$ であることから $g(m_\pi^2) \equiv g_\pi$ は定数になる。したがって弱クォークカレントは $g_\pi q_\mu$ となり質量の定数倍となり、質量が大きいものへの崩壊確率が大きくなるように作用する。これがヘリシティ抑制の項となる。最終的に崩壊率は次式のようになる。

$$\Gamma = \frac{G^2 g_\pi^2 m_e^2}{8\pi m_\pi^3} (m_\pi^2 - m_e^2)^2 \quad (1.3)$$

よって一次の崩壊分岐比 $R^0 = \Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e)/\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$ は次式で表される。

$$R^0 = \frac{g_e^2}{g_\mu^2(1)} \cdot \frac{m_e^2}{m_\mu^2(2)} \cdot \left(\frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} \right)^2_{(3)} = 1.284 \times 10^{-4} \quad (1.4)$$

m_e 、 m_μ は各粒子の質量であり、 g_e 、 g_μ は各粒子の弱い相互作用の結合定数である。標準理論上では $g_e = g_\mu$ であり、(1) は今の R^0 の値には影響を及ぼしてない。「電子-ミューオン普遍性」が破れていた場合、この項の値が1ではなくなり、分岐比が標準理論の値とずれる。(2) はヘリシティ抑制効果による部分であり電子の質量がミューオンに比べて圧倒的に小さいことから $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ 崩壊は強く抑制される。(3) は位相空間による部分であり、この部分だけであれば質量の小さい電子へ崩壊が多くなるが、ヘリシティ抑制効果に比べると非常に弱い。これらから得られる R^0 は 10^{-4} のオーダーであり、電子に崩壊する確率は大変小さいことがわかる。さらにパイオンを点粒子と仮定して高次の項を計算すると $R = 1.233 \times 10^{-4}$ となる。しかし実際パイオンは内部構造も持っており、その内部構造は理論的に完全に理解されていない。分岐比 R では比をとることにより内部構造による一次の不定性は相殺され、内部構造による項も含んだ分岐比 R は次式のように求められている。

$$R^{SM} = 1.2353 \pm 0.0004 \times 10^{-4} \quad (1.5)$$

精度は0.03%ときわめて高いものになっている。この精度は高次で効いてくるパイオンの内部構造の不定性から決まっている。それに対し現在までの精度の高い実験としては TRIUMF で行われた実験 ($R^{\text{exp}} = 1.2265 \pm 0.0056 \times 10^{-4}$)[2] とスイス PSI で行われた実験 ($R^{\text{exp}} = 1.2346 \pm 0.0050 \times 10^{-4}$)[3] があり、これらの平均をとると $R^{\text{exp}} = 1.231 \pm 0.004 \times 10^{-4}$ である。この精度は0.3%と標準理論の予想値に対して10倍も悪い。PIENU 実験では0.1%以下での精度の測定を目指している。

1.2.3 電子-ミュオン普遍性と新しい物理

標準理論の特徴として弱い相互作用における V-A カレントの構造があり、これを起源とするヘリシティ抑制効果によって分岐比 R は非常に小さい値となっている。しかしヘリシティ抑制効果の働かない新しい相互作用 (擬スカラーなど) が存在すると分岐比 R は標準理論予想値から大きくずれる可能性がある。このため分岐比 R は標準理論を超える物理に対して非常に感度が高い。特定の粒子を仮定しない一般的な相互作用の場合 (図 1.2 の (b))、W.J.Marciano らによる計算によれば、0.1% で分岐比 R を測定することによりおよそ 1000TeV のエネルギースケールの物理まで感度を持つ。また多重ヒッグス模型や超対称性理論などに特徴的な荷電ヒッグスによる過程 (図 1.2 の (c)) にも感度がある。

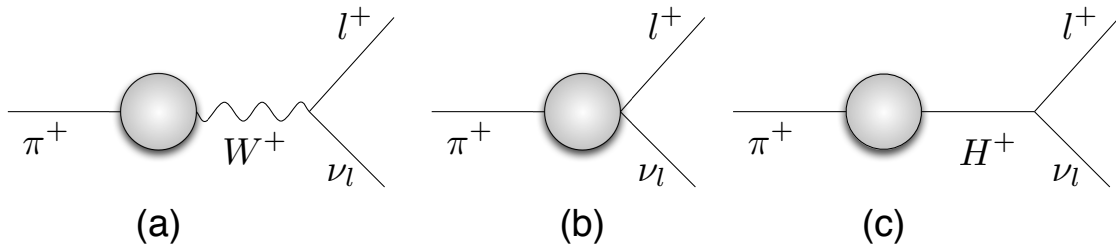


図 1.2: $\pi \rightarrow l\nu$ 崩壊のファインマンダイアグラム。(a) 標準理論、(b) 新しい一般的な過程、(c) 荷電ヒッグス

1.3 PIENU 実験

PIENU 実験はカナダ TRIUMF 国立研究所で 2008 年 4 月から 12 月にかけて行われる予定の実験であり、パイオン崩壊過程 $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ 崩壊と $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ 崩壊の分岐比 $R = \Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e)/\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$ を 0.1% 以下の精度で測定することを目指している。PIENU 実験の基本概概念はきわめて簡潔である。パイオンをターゲットシンチレーターの中に止め、そこから出てくる陽電子のエネルギーと時間を測定する。 $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ 崩壊の場合にも、ミューオンの運動エネルギーは 4MeV と低いため、ターゲット中に即座に止まり $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$ の崩壊を起こし陽電子が放出される。 $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ は 2 体崩壊であり、崩壊による陽電子は単一 69.3MeV のエネルギーを持つ。それに対して $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$ 崩壊は 3 体崩壊で陽電子は 0-52.3MeV のエネルギー分布を持つ。陽電子のエネルギー測定から 2 つの崩壊モードを分けた上で両サンプルの時間分布に対して同時フィッティングを行い、それにより $R = \Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e)/\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$ を求める。ターゲットでの模式図を図 1.3 に示す。

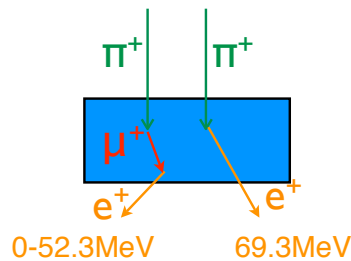


図 1.3: 両崩壊モードでのターゲットでの模式図。どちらも陽電子が放出される。

前実験は 1980 年代後半に今回のメンバーを含むグループでカナダ TRIUMF 国立研究所で行われ、この方法で 0.45% の精度で R の測定を行い当時の世界記録を更新した [2]。今回の PIENU 実験の基本的な考え方はこの前実験と同じであり、この実験の問題点を改善を目指しものである。したがって、この前実験の理解はきわめて重要であり、前実験の概要を説明した後、PIENU 実験の説明を行う。

1.3.1 前実験の概要

前実験は $83 \pm 1 \text{ MeV}/c$ の π^+ ビームを用いて行われた。図 1.4 に検出器の模式図を示す。ビームパイオンは厚み 1.2cm のプラスチックシンチレーターのターゲット (B3) の中に $7 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ の rate で止められる。ターゲットを囲む周りのシンチレーターは厚みが 1.6mm 程度でパイオンがターゲットの中で止まっていることを確認し、レンジが 1.4mm である $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ からのミューオンがターゲットアッセンブリから出ていかなないようにするためのものである。ターゲットから出てくる陽電子は 4 つのシンチレーターと 2 つのワイヤーチェンバーからなるテレスコープを通った後、直径 46cm 奥行き 51cm の NaI(Tl) カロリメーター (TINA) によりエネルギー測定される。テレスコープの立体角は 2.9% である。

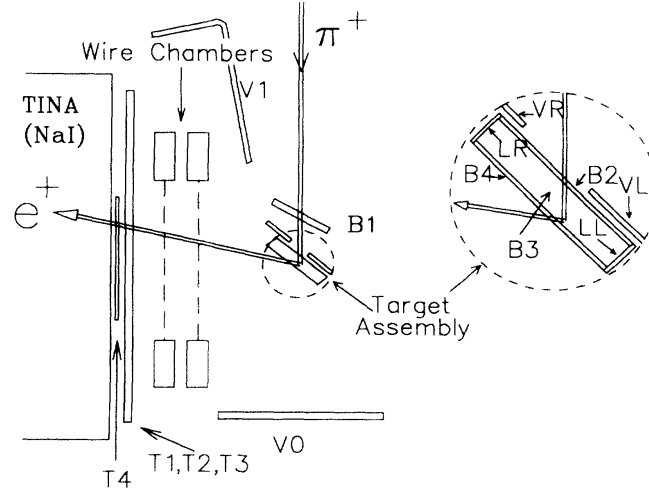


図 1.4: 前実験のセットアップ。ワイヤーチェンバーと NaI カロリメーター以外は全てプラスチックシンチレーターである。

図 1.5 に TINA のエネルギースペクトルを示す。崩壊した陽電子のタイムウィンドウはパイオンストップ後 6~30ns である。ミュオン寿命は $2.2\mu\text{s}$ と長いことから、このタイムウィンドウの事象を選ぶことにより $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象を 100 分の 1 ほどに抑制できる。 $\pi^+ \rightarrow e^+$ のピークと $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ の連続分布が見て取れる。このスペクトラムで 56.4MeV を閾値とし $\pi^+ \rightarrow e^+$ と $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ を分け、時間スペクトルを作ったものが図 1.6 である。この 2 つの時間スペクトルを同時にフィッティングすることによって補正前の生の崩壊分岐比 R' を得ることができる。フィッティングの関数は次のようになる。

高エネルギー ($\pi^+ \rightarrow e^+$) 事象

$$F_{\pi e \nu}(t) = A_{\pi}[R'\lambda_{\pi}e^{-\lambda_{\pi}t} + \xi_{\pi\mu}f(t)]\theta(t) + A_{BG1}e^{-\lambda_{\mu}t} + C_{BG1} \quad (1.6)$$

$t < 0$ で $\theta(t) = 0$ 、 $t > 0$ で $\theta(t) = 1$ である。f(t) は $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象による陽電子の時間分布を表し、

$$f(t) = \frac{\lambda_{\pi}\lambda_{\mu}}{\lambda_{\pi} - \lambda_{\mu}}(e^{-\lambda_{\mu}t} - e^{-\lambda_{\pi}t}) \quad (1.7)$$

$t = t' - t_0$ であり t' は測定時間、 t_0 はパイオンがストップした時間である。 A_{π} : 全事象数、 R' : 生の分岐比、 $\xi_{\pi\mu}$: 閾値以上への $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象の染み出し率 (主にパイルアップが原因)、 A_{BG1} はトリガーされたパイオンよりも先にターゲットに止まり陽電子に崩壊せず潜在していたミュオンによるバックグラウンドの大きさであり、ミュオンの崩壊による時間分布をする。 C_{BG1} はコンスタントなバックグラウンドである。 $\lambda_{\pi} = (26.03\text{ns})^{-1}$ 、 $\lambda_{\mu} = (2197.03\text{ns})^{-1}$ はパイオンとミュオンの崩壊確率である。

低エネルギー ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$) 事象

$$F_{\pi\mu e}(t) = A_{\pi}[(1 - \xi_{\pi\mu})f(t)]\theta(t) + A_{BG2}e^{-\lambda_{\mu}t} + C_{BG2} \quad (1.8)$$

A_{BG2} と C_{BG2} はそれぞれミュオンの寿命による分布をするものとコンスタント分布をするバックグラウンドである。フリーパラメーターは A_{π} 、 R' 、 $\xi_{\pi\mu}$ 、 t_0 と各バックグラウンドの大きさ

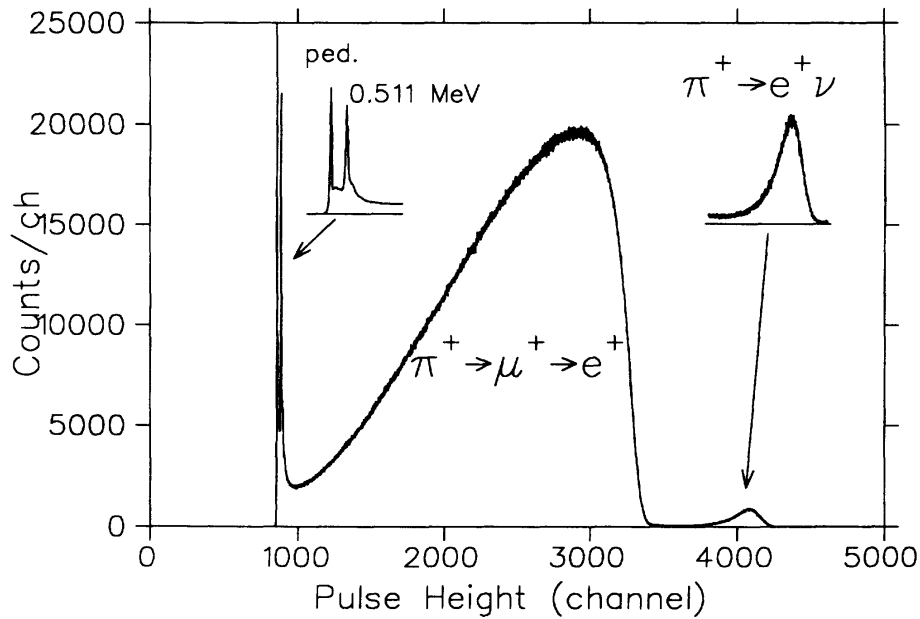


図 1.5: NaI カロリメーターのエネルギースペクトル。タイムウィンドウは 6~30ns。

である。どちらのスペクトルも-100ns~-6.5ns と 5.5ns~240ns の2つのタイムウィンドウでフィッティングされる。パイオンストップタイミングの前後をフィッティング領域から除くのはパイオンの原子核反応によるバックグラウンドの影響を避けるためである。

こうして得られた生の崩壊分岐比にいくつかの補正をかけて崩壊分岐比を決定する。そのうちの1つに TINA における低エネルギーテールの補正がある。図 1.5 の拡大された $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象の陽電子のピークを見ると低エネルギー側にテールを引いているのがわかる。このテールは生の分岐比を求めた際の閾値の下まで続いて $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 分布の下に埋もれており、閾値よりも下にある $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象の数を見積り、その分の補正をかけることが必要になる。補正を行うには $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 分布の下に埋もれた $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象の低エネルギーテールの形を知る必要がある。そのためには TINA での陽電子エネルギー測定以外の方法で $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象を抑制する必要がある。後に詳細を述べるが、ターゲットシンチレーターのエネギー損失を用いることにより $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象を抑制することが可能であり、そうして得られたエネルギースペクトルを用いてテールの量が見積もられた。この補正をテール補正と呼ぶ。テール補正についての詳細は次節以降で詳しく述べる。さらに $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ と $\pi^+ \rightarrow e^+$ のアクセプタンスの補正が必要であり、Monte Carlo により補正がかけられた。その他にもいくつかの補正がかけられ分岐比 R が求められた。前実験の結果と誤差をまとめたものを表 1.2 に示す。テール補正とアクセプタンス補正が主要な系統誤差になっているのがわかる。

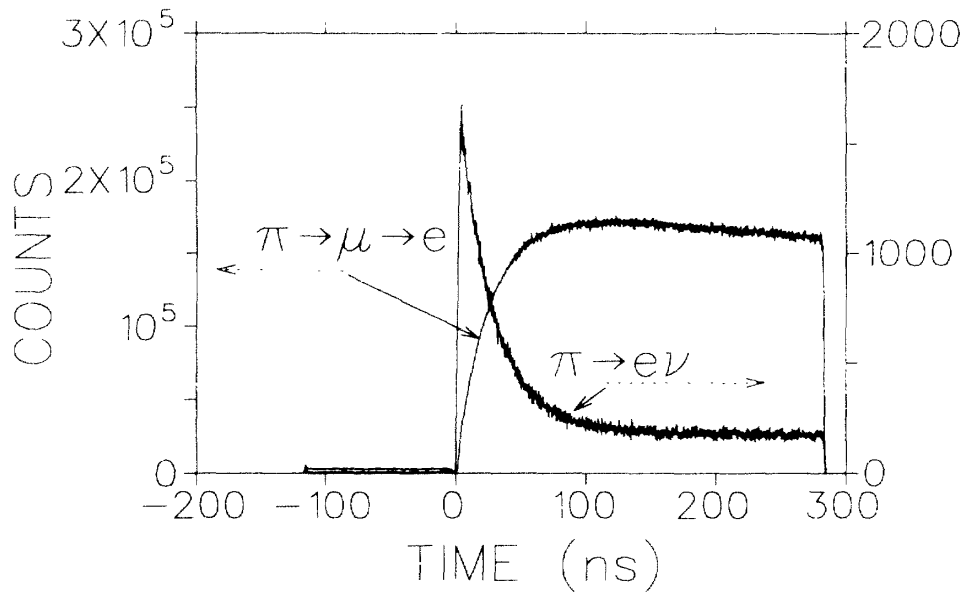


図 1.6: $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象と $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象の時間スペクトル

補正前の崩壊分岐比 $R^*(\times 10^{-4})$	$1.1994 \pm 0.0034(stat) \pm 0.0023(sys)$
テール補正	1.0193 ± 0.0025
アクセプタンス補正	1.0027 ± 0.0011
パイオンの寿命	1.000 ± 0.0009
その他	1.0005 ± 0.0011
崩壊分岐比 $R^{exp}(\times 10^{-4})$	$1.2265 \pm 0.0034(stat) \pm 0.0044(sys)$

表 1.2: 前実験の結果と各補正の値

1.3.2 今回の PIENU 実験の概要

検出器

今回の実験で予定されている検出器を図 1.7、その立体図を図 1.8 の左に示す。パイオンのストッピングターゲットとなるプラスチックシンチレータとワイヤチェンバーを含むテレスコープカウンタ、そして NaI カロリメータがあるのは前回の実験と同じである。ターゲットにパイオンを止め、そこから出てくる陽電子のエネルギーを NaI カロリメータで測定する。前回の実験との最も大きな違いは NaI カロリメータがビーム軸上ターゲット直下にあることである。これによりアクセプタンスが前実験の 2.6% に対して 25% となって統計の増加が期待できる。しかしその一方で陽電子の NaI カロリメータへの入射角が大きくなることにより NaI からのシャワーの漏れによるテールが大きくなることが考えられるが、周りを CsI のリングカロリメータで囲むことにより前回と同程度までテールを抑えることができる。図 1.8 の右図は Monet Carlo シミュレーションによる NaI の低エネルギーテールである。赤は NaI カロリメータでのエネルギー損失のみ、緑は+下流のシンチレーティングカウンタ、黒は+CsI カロリメータである。

CsI カロリメーターを用いることによりテールが1.4%程度まで抑えられると考えられている。またビームパイオンと陽電子のトラックを正確に測定するため、ターゲットの上流に2つのワイヤーチェンバーを設置し、ターゲットを挟むように2層のシリコンストリップ検出器が設置されている。ターゲットは厚み1cm、直径3cmのシンチレーターで他のシンチレーターも含めて役割は前実験と同様である。

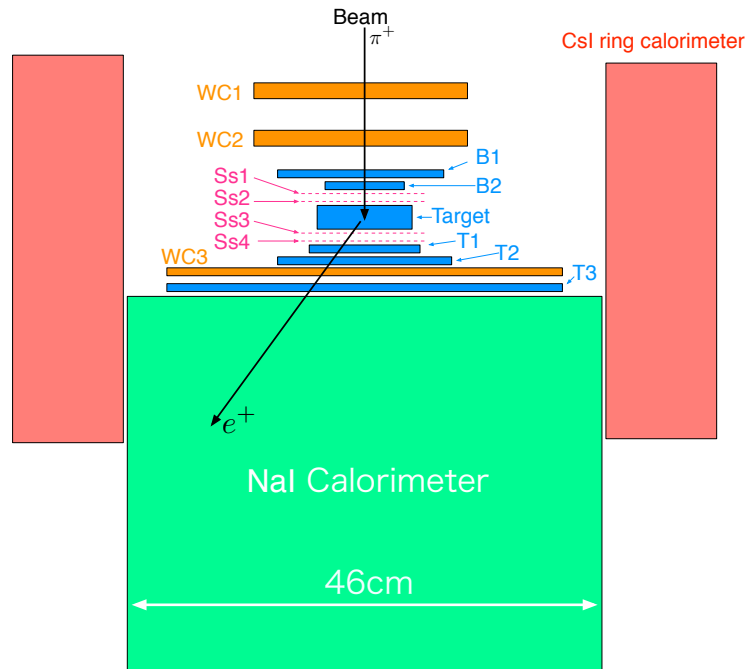


図 1.7: PIENU 実験で予定されている検出器の断面図。

ビームは $73\text{MeV}/c$ のパイオンビームを用い、ターゲットに潜在的にとまって崩壊するミュオンの事象やパイルアップ事象を防ぐために、レートは $5 - 10 \times 10^4 \text{ pion/s}$ を予定している。各シンチレーティングカウンターの信号は 500MHz の FADC、NaI と CsI 両カロリメーターの信号は 100MHz の FADC で読み出す。またマルチヒットの TDC による読み出しも全測定器で行う予定である。

期待される分岐測定精度

上で述べた 25% のアクセプタンス増加により、100 日のランタイムで前回の実験に対して 30 倍の統計を得ることが期待される。それにより分岐比測定の統計誤差は 0.05% まで抑えられると考えられる。補正による系統誤差もこの統計誤差と同程度まで改善する予定である。前実験で最も誤差の大きかったテール補正に関して、次節で詳しく述べるが、誤差は統計とターゲットでの情報による $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のサプレッション性能で決まっている。統計が 30 倍増えることによりテール補正の誤差も 5 倍ほど小さくなる。また次節で詳しく述べるが、ターゲット $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のサプレッションを 4 倍良くすることを目指している。これによりさらに誤差は小さくなり、0.03% 以下になる予定である。

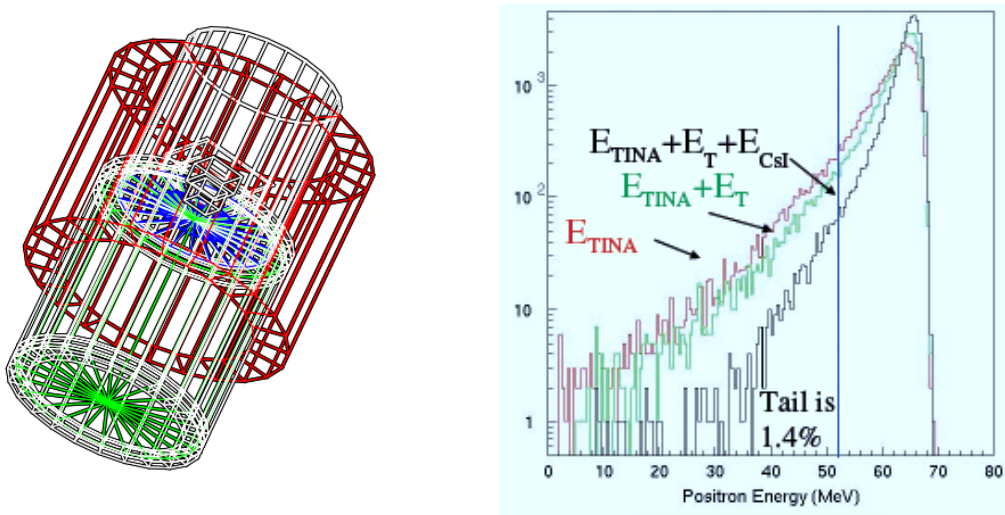


図 1.8: PIENU 実験で予定されている検出器の立体図 (左図) と Monte Carlo シミュレーションによる NaI の低エネルギーテール (右図)。

次に誤差の大きいアクセプタンス補正はクーロン散乱やバーバー散乱の断面積のエネルギー依存性によるものである。それらの効果によりテレスコープカウンターで決られた立体角領域に入る陽電子のアクセプタンスがエネルギー依存性を持つ。この補正値の誤差はアクセプタンス領域を決めるテレスコープカウンターの半径とその立体角の比におおよそ比例しており、今回の実験の立体角の増加により前実験の 3 倍ほど誤差が小さくなると考えられる。さらにモンテカルロを改善することにより 0.03% 以下にできると考えられている。

パイオンの寿命については、前実験のときより測定精度が改善しており、その値を用いることにより 0.02% になる。その他の補正の誤差については前実験での較正のためのデータが不足した影響が大きく、十分な較正データをとることにより 0.02% 程度に抑えられると考えられている。表 1.3 に予想される誤差をまとめた。統計誤差 0.05%、系統誤差 0.06% となり分岐比を 0.1% 以下の精度で測定できると考えている。

統計誤差	0.05%	(0.28%)
テール補正	0.03%	(0.25%)
アクセプタンス補正	0.03%	(0.11%)
パイオンの寿命	0.02%	(0.09%)
その他	0.03%	(0.11%)
全系統誤差	0.06%	(0.31%)

表 1.3: PIENU 実験で予想される誤差。() 内は前実験での誤差。

1.4 テール補正と崩壊モード識別

テール補正による系統誤差は本実験でもっとも大きな系統誤差になると考えられている。NaI カロリメーターの低エネルギーテールは入射した陽電子によってできる電磁シャワーの一部や Radiative Decay による γ がカロリメーターから逃げた事象によるものである。この内、主に効いてくるのはシャワーが逃げてしまう事象である。本実験では NaI カロリメーターに入りきらなかったシャワーを検出しテールを減少させるために CsI リングカロリメーターを設置する。しかし立体角の増加のため NaI カロリメーターからのシャワーの漏れは前実験より増加し、テールの量は CsI の効果を考えても前実験と同程度の 1.4%程になると考えている。

テール補正を行うためには NaI カロリメーターでの陽電子のエネルギー測定以外の方法で崩壊モードを識別する必要がある、その識別性能が誤差を決める要因となる。本研究の目的はこの識別性能の向上である。

1.4.1 前実験でのテール補正

上で述べたようにテール補正には NaI カロリメーター以外の情報で $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象を抑制しテールの形状を見る必要がある。そこでターゲットカウンターでのエネルギー損失の情報が $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象を抑制するために用いられる。図 1.9 に両崩壊モードでのターゲットでの PMT 信号の模式図を示す。 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象に対して $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象の場合は μ^+ によるエネルギー 4MeV が余分に落とされる。したがって、ターゲットに落とされた全エネルギーをくらべると 2つの崩壊モードに 4MeV の差ができる。また波形にもミュオンによるコンポーネントが 1つ増える。

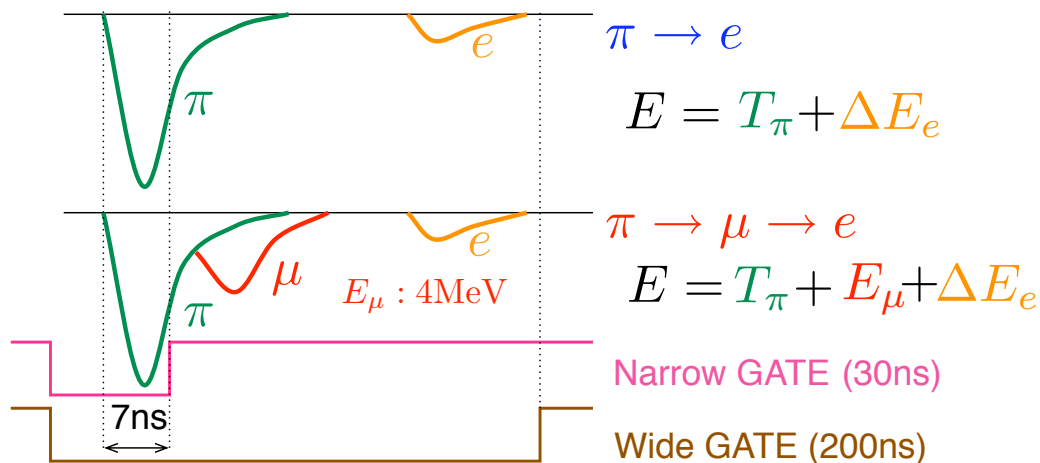


図 1.9: 両崩壊モードでのターゲットカウンターの PMT 信号と前実験で用いられた 2つの GATE の模式図。

前実験ではこの波形情報を得る方法として図 1.9 に示すように、Narrow GATE をと Wide GATE の2種類の GATE を用いて ADC を測定した。Narrow GATE では主に最初のコンポーネント (パイオン) のエネルギー損失を得て、Wide GATE では全エネルギー損失の情報を得る。陽電子のエネルギー損失は小さいと考えると、 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象の場合パイオンによるパルス1つだけが存在し、2つの GATE のエネルギー損失の比 Q_{narrow}/Q_{wide} は一定値の周りに分布するはずである。それに対して $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象の場合、パイオンとミュオンとの2つのパルスのコンポーネントが存在し、パイオンがストップした後時間をあけてミュオンに崩壊した場合、 Q_{narrow} と Q_{wide} の比が $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象の場合とは異なる。図 1.10 の左図は Wide GATE と Narrow GATE ADC の二次元プロットである。陽電子のタイムウィンドウとしては $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象を抑制するためパイオンストップの後 6~30ns が用いられる。

左側のピーク $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象であり、右側のピークが $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象である。縦の線は全エネルギー損失によるカットであり、両ピークは崩壊ミュオンのエネルギーの分離されている。斜めの線は波形情報によるカットであり、 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象と $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象で比がことなっているのがわかる。しかしパイオンの寿命は 26ns であり、ストップの直後数 ns 以内にミュオンに崩壊しパイオンとミュオンのパルスが重なる事象が多く、それらの事象にはこの波形情報によるカットは効いていない。これらのカットと 6-30ns というタイムウィンドウにより $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象はおおよそ 10^{-5} まで除去された。図 1.10 の右図がこれらのカット適応後の NaI カロリメーターのエネルギースペクトルである。 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象が抑制されているのがわかる。しかしカット適応後も落とすきれない $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象が $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象のテールの上に残って盛り上がりができているのがわかる。残っている $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象は 8π pion-life-time あとのスペクトルから形を外装し、数を見積もられる。テール全体の事象数から予想される $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象数を引いて、 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象のテールを見積もる。それによりテール補正の値が $1.93 \pm 0.25\%$ とされた。この際、誤差は除ききれなかった $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象の数で決まっている。

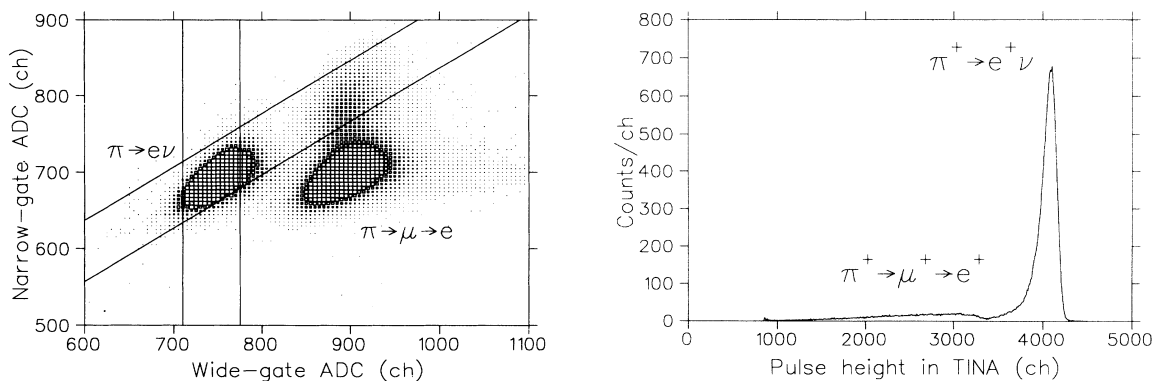


図 1.10: Wide GATE ADC と Narrow GATE ADC の相関 (左図) とそれによるカット適応後の NaI カロリメーターのエネルギースペクトル

1.4.2 今回の実験での改善点

図 1.11 にターゲットエネルギー損失と波形情報のカットにより $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象を抑制した後の NaI カロリメーターのエネルギースペクトルの模式図を示す。 $N'_{\pi e}$ は閾値以上の事象数、 N_{tail} はターゲットによるカットの後に残っている NaI の閾値以下の事象数である。ターゲット情報のカットにより $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象もアクセプタンスの分だけしか残らないので $N'_{\pi e}$ とした。 N_{tail} は $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象の低エネルギーテールの数 $N_{tail}^{\pi e}$ とターゲット情報のカットによって抑制しきれなかった $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ の数 $N_{tail}^{\pi \mu e}$ の和である。前節で述べたが $N_{tail}^{\pi \mu e}$ は前実験で $N'_{\pi e}$ の 2% 程度であり、今回の実験でも同程度になると予想されている。テール補正の系統誤差は $\sqrt{N_{tail}}/N'_{\pi e}$ の大きさで表される。今回の実験では統計が前実験にくらべ 30 倍に増えることから、 N_{tail} 、 $N'_{\pi e}$ とともに 30 倍になり、テール補正の誤差も 5 倍ほど良くなるのが期待できる。しかしさらに 2 倍の改善が必要であり、そのためには NaI カロリメーター以外の検出器の情報方法での崩壊モード識別の精度を 4 倍ほど向上させる必要がある。本研究の目的はこのテール補正のための崩壊モード識別精度の向上である。前実験ではターゲット情報によるアクセプタンス 72% 程のカットで $N_{tail}^{\pi \mu e}$ は $N'_{\pi e}$ の 16% 程度であった。その $N_{tail}^{\pi \mu e}$ の量を 1/4 である 4% にすることが本実験での崩壊モード識別の目標である。

前実験のターゲット情報によるカットで除けなかった事象は大きく 2 つに分けられると考えら

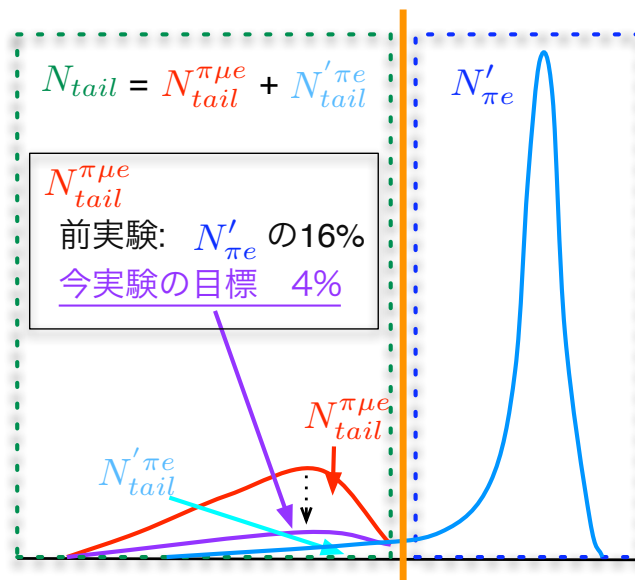


図 1.11: ターゲット情報により $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象を抑制した後の NaI カロリメーターのエネルギースペクトルの模式図

れている。一つ目はターゲットの前で飛行中に崩壊 (decay-in-flight:DIF) したミューオン事象である。図 1.12 に Monte Carlo で得られたターゲットとそれより上流のカウンターのエネルギー損失の和を示す。青は $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象、赤は $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象である。 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象の内ターゲットの前で飛行中に崩壊した (decay-in-flight:DIF) ミューオン事象は赤塗りになっている。低エネルギー側の $\pi^+ \rightarrow e^+$ のバックグラウンドになる領域に多くの DIF 事象が分布しているの

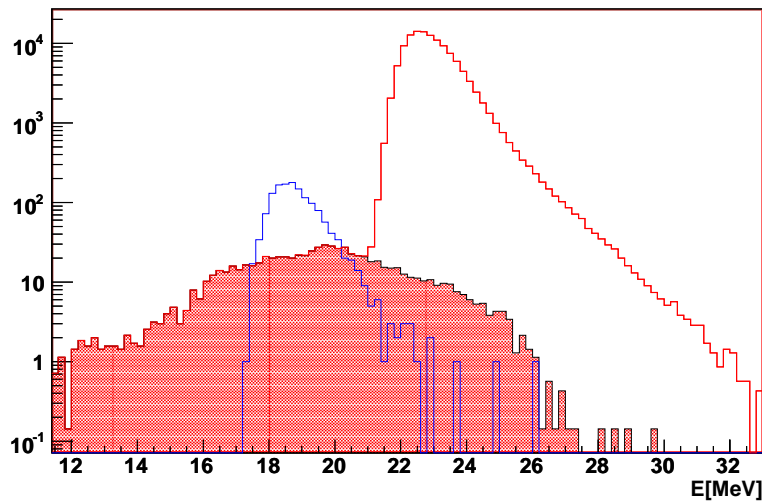


図 1.12: Monte Carlo で得られたターゲットとそれより上流のカウンターのエネルギー損失の和

がわかる。DIF によるミュオンは崩壊する方向により様々なエネルギーを持ち得て、ちょうどターゲットで止まり得るエネルギーを持ったミュオンも存在する。ターゲットに落とすエネルギーは静止崩壊 (decay-at-rest: DAR) した $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象よりも低くなりエネルギー損失によるカットが効かない。また、信号のコンポーネントもミュオンによるものと陽電子によるものの2つであり $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象のパイオンと陽電子の2つの場合と同じになり、波形情報によるカットも効かない。簡単な Monte Carlo シミュレーションによると DIF 事象によるバックグラウンドは 20%程度になると考えられている。しかし DIF によるミュオン事象の内、ターゲットに止まるエネルギーを持つものはビームパイオンに対して 20° 程の角度を持つことがわかっている。図 1.13 は Monte Carlo シミュレーションで得られた DIF によるミュオンの運動量の向きを示したものである。ビーム軸を z 軸として、左図は p_x と p_y の分布、右図は $p_r = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ と DIF 時のミュオンのエネルギーの分布を示したものである。上図全 DIF 事象であり、下図はターゲットに止まった DIF 事象である。これを見るとビーム進行軸に沿って DIF した高エネルギーや低エネルギーのミュオンはターゲットに止まっていないのがわかり、ターゲットに止まるバックグラウンドとなる事象は $p_r > 0.4$ 以上になっているのがわかる。これは $\theta > 26^\circ$ 以上の角度を持つことに値する。簡単な Monte Carlo シミュレーションによると、ターゲット直前の二層のシリコン検出器を用いて入射粒子のトラッキングを行い、ビーム粒子の軌跡と比べ角度を求めることにより DIF 事象が 1/10 程度にまで抑制できると期待されている。それにより PIENU 実験では DIF 事象のバックグラウンドは 2%程度になると考えられている。

二つ目は静止崩壊 (decay-at-rest:DAR) 事象である。図 1.12 をみると DAR 事象はほとんどバックグラウンドにならないように見えるが、実際にはプラスチックシンチレーターのサッチェレーションによるミュオンの光量低下やエネルギー分解能を考慮すると 10% 程度のバックグラウンドになると考えられている。そこで今回の PIENU 実験では崩壊モード識別向上のために 500-MHzFADC を用いた波形解析を行う。FADC を用いて直接ターゲットの PMT 信号の波形を見てやることで前実験のダブルゲートによる解析に比べ識別能力が向上すると期待される。前実験のダブル GATE による波形情報のカットがどれほど効いていたのか正確にはわかっていないが、波形解析により 1/5 程度まで抑制することができれば DAR のバックグラウンドは 2% となる。

上でのべた DIF と DAR のバックグラウンドを合わせると 4% となり、目標である 4% を達成できると考えられる。

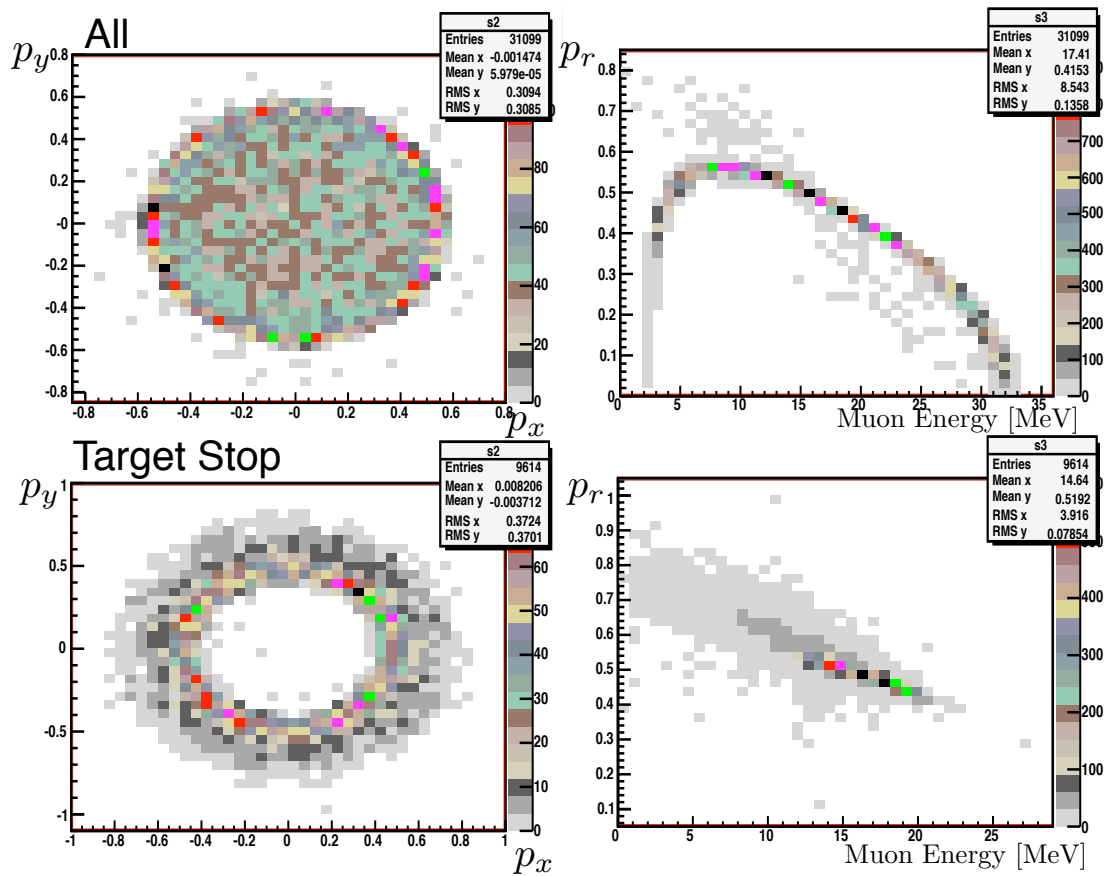


図 1.13: Monte Carlo により得られた DIF したミュオン事象の運動量の向き。左図は p_x と p_y の相関図、右図は $p_r = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ と DIF 時のミュオンのエネルギーの分布の相関図。上図は全 DIF 事象であり、下図はその内ターゲットにとまった事象である。

1.5 本研究の目的と概要

本研究の目的は上で述べたテール補正のための波形解析法の確立と性能評価、また波形解析を含むターゲット情報による崩壊モード識別能力を評価することである。PIENU 実験ではターゲット信号の波形解析とパイルアップ事象識別のために全てのシンチレーティングカウンターを 500-MHz FADC で読み出す予定であり、KEK で開発された汎用読み出しモジュール COPPER とそのドーターカードである 500-MHz FADC を用いる。本研究では擬似 PMT 信号による COPPER 500-MHz FADC の性能評価、COPPER 500MHz FADC データ取得システム構築を行った後、実際のパイオンビームを用いたテスト実験を行い、FADC による波形解析法を確立し、それを含むターゲット情報による崩壊モード識別能力の評価を行った。

第2章 PMT 擬似信号を用いた 500-MHz FADC の性能評価

この章では PIENU 実験で用いる予定である COPPER 500-MHz FADC の基礎性能として次に挙げる事を評価した。

- 波高測定分解能
- 時間差測定のための FADC のチャンネル間での同期と時間分解能の測定
- 崩壊モード識別のためのダブルパルスの識別能力の評価

これら进行评估するために PMT 擬似信号を用いてテストを行った。まず、シングルパルスを用いてフィッティングを行い波高分解能と時間分解能を求め、その後ダブルパルスを用い崩壊モード識別の能力进行评估した。

2.1 COPPER 500MHz FADC

2.1.1 COPPER システム

COPPER(COMmon Pipelined Platform for Electronics Readout) は Belle 実験や J-PARC で行われる予定である実験のために高エネルギー加速器研究機構で開発された汎用のプラットホームモジュールである [8]。COPPER システムは KEK-VME クレート、読み出し用プラットホームモジュール (COPPER ボード) といくつかの周辺モジュールからなる。図 2.1 に COPPER ボードの写真を示す。COPPER ボードは 9U の VME ボードであり、4つのフロントエンド A/D カードスロット、3つの PCI メザニカードスロットを持っている。フロントエンドカードは FINESSE(Front-end INstrumentation Entity for Sub-detector Specific Electronics) と呼ばれ、65MHz と 500MHz の FADC、マルチヒット TDC などが存在する。我々が使用するのはこの内の 500MHz FADC FINESSE である。PCI メザニカードはオンボードプロセッサ、トリガーその他の目的のモジュールに使用される。FINESSE で変換されたデータは COPPER ボード上のバッファ (FIFO:Fast-In-Fast-Out) に送られ、その後オンボードプロセッサ上の Linux に転送される。そして Linux がイーサネットを通してデータをホストコンピュータに転送する。

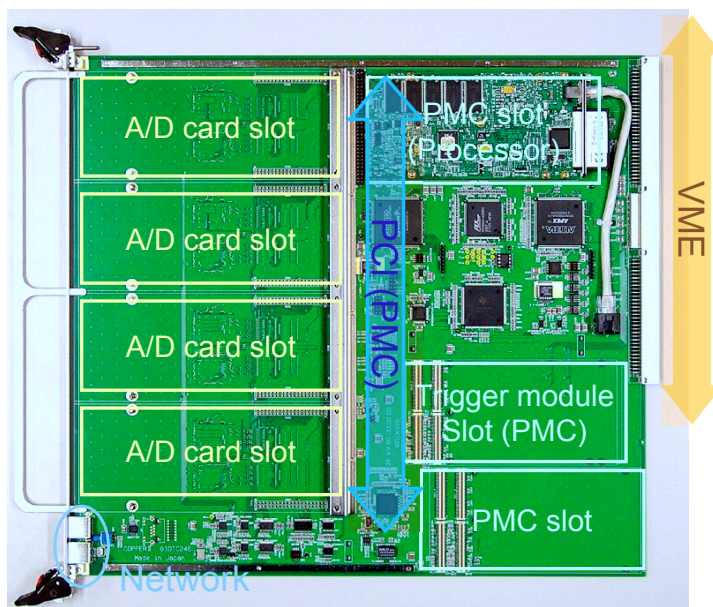


図 2.1: COPPER ボード

2.1.2 500-MHz FADC FINESSE

図 2.2 に 500-MHz FADC FINESSE の写真を示す。500-MHz FADC FINESSE は一枚に 2 ch の信号入力を持ち、その他に GATE 入力とサンプリングクロック入力、内部クロックの出力を 1 つ持つ。FADC チップ 1ch は内部に 2 つの 250-MHz の ADC チップを持ち、その 2 つを逆位相で動かすことにより実現されている。そのため入力すべきサンプリングクロックの周波数は 250-MHz である。FADC のチップとしては FAIRCHILD 社の SPT7721 を用いており、ダイナミックレンジは $-500\text{mV} \sim 500\text{mV}$ 、分解能は 8 bit である。また調節ねじを回すことでオフセットの調整をすることが可能である。PIENU 実験では PMT の信号を測定するため、ダイナミックレンジを $0 \sim -1\text{V}$ になるようにオフセットを調整して用いる。FIFO の容量は $4\text{KB}/\text{ch}$ であり、 $4000\text{sample}(8\mu\text{s})$ までのデータをとることができる。図 2.3 に 10-MHz の sin 波を測定したデータを示す。ADC チップが交互に動き 500MHz を実現しているのがわかる。

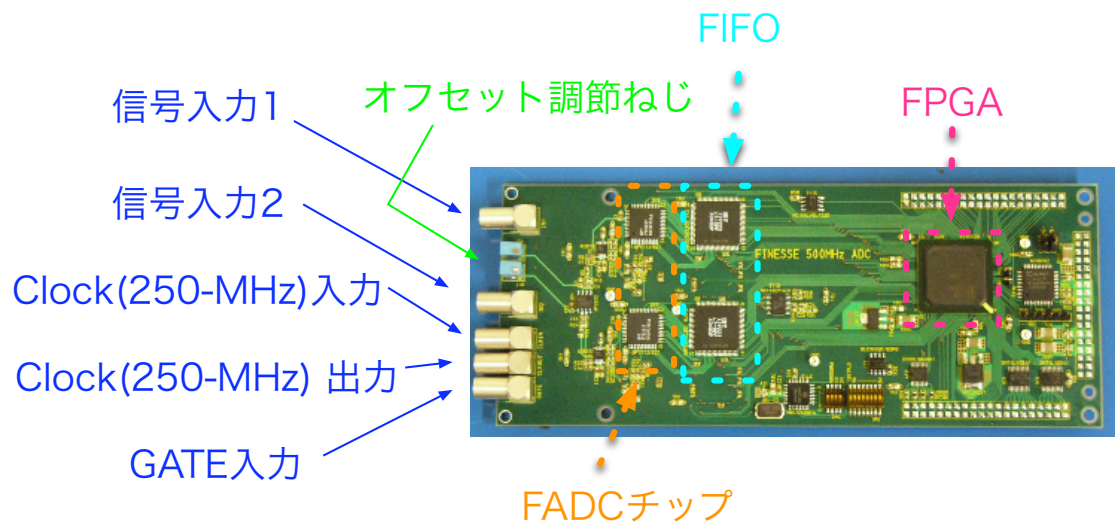


図 2.2: COPPER 500-MHz FADC FINESSSE

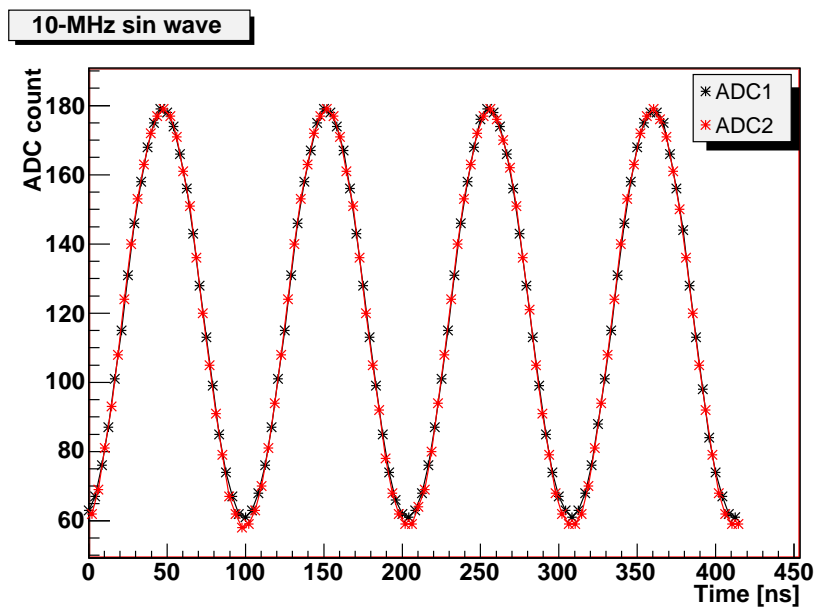


図 2.3: COPPER 500-MHz FADC を用いて読み出した 10-MHz の sin 波

2.1.3 COPPER 500-MHz FADC のデータ取得アルゴリズム

図 2.4 に COPPER 500-MHz FADC に関連する信号のタイミングチャートを示す。黒が入力信号、赤が内部信号、青が出力信号である。内部信号である Write-Clock は FADC チップからのデータを FIFO に書き込むための信号であり、内部で 250-MHz のサンプリングクロックを 1/2 に分周することにより作成されている。また Write-Enable は FIFO への書き込みのオン、オフを決める信号である。外部から FADC に GATE が入力されるとその GATE は内部の Write Clock によってラッチされ、そのタイミングで Write Enable がオンになる。Write-Enable がオンの間、アナログ信号をデジタル化したデータが FIFO に書き込まれ保存される。その後 COPPER ボード上のトリガーカードにトリガー信号が入力されると FADC 上の FIFO から COPPER ボード上にデータが転送される。またトリガーカードにトリガー信号が入力されてから、データの転送が終わって FADC と COPPER が ready になるまでトリガーカードから busy 信号が出される。FIFO の容量が $8\mu\text{s}$ 分しか無いので、それ以上広い幅の GATE を入れた場合は、最初の $8\mu\text{s}$ のデータが FIFO に保存され COPPER に転送される。ここで重要なのは、データの取得のタイミングは外部から入力される GATE のタイミングではなくて、それを 125-MHz の Write-Clock でラッチしたタイミングになるということである。これにより FADC データの時間情報は 125-MHz の 1 周期である 8ns の不定性を持つ。しかし、各 FADC カードに外部から同じサンプリングクロックを供給してやることにより、Write-Clock の位相は共通になり、ラッチされる時間も共通となる。その上で FADC 間で時間差をとることによりラッチによる時間の不定性は相殺され、FADC 間の時間差測定が可能になる。

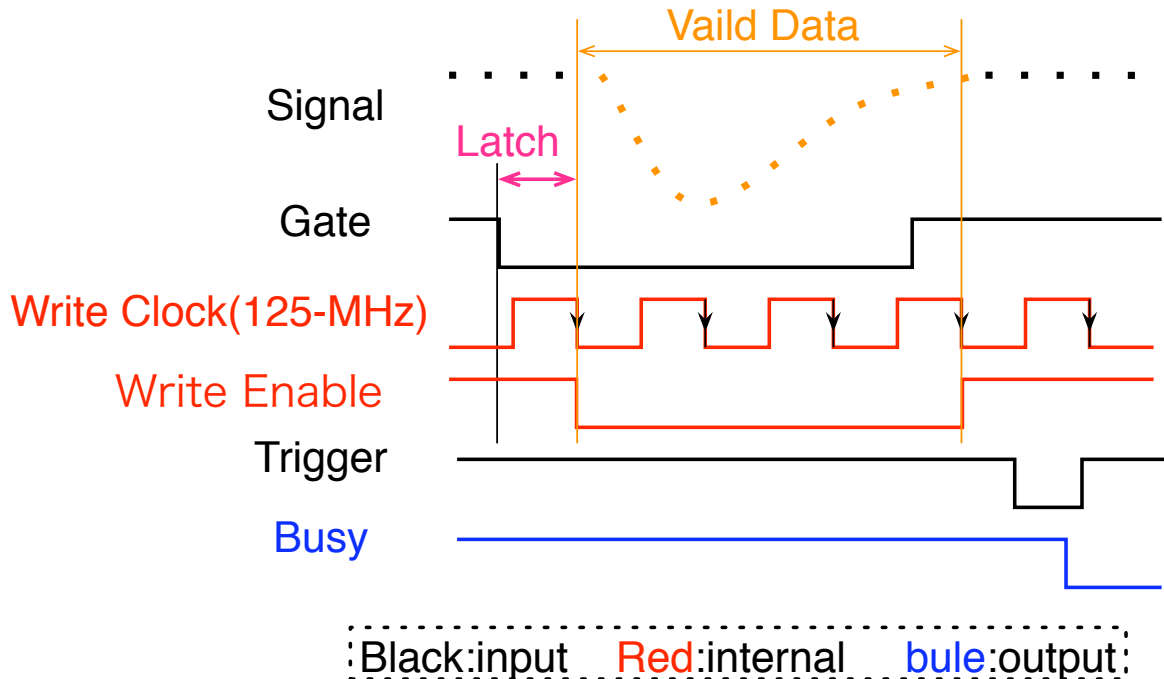


図 2.4: COPPEER 500-MHz FADC に関連する信号のタイミングチャート。

2.1.4 500-MHz FADC のゲイン測定

パルサーの信号を用いて FADC のゲインを測定した。パルサーで任意電圧の方形波をつくり、オシロスコープで電圧を測定したものを入力電圧値とした。各入力電圧に対する FADC の測定値を図 2.5 の左に示す。ゲインはおよそ 4.1mV/count となっている。また図 2.5 の右図は各測定点での fit 関数から求められた電圧とオシロスコープで測定された値の差をその測定点の電圧で規格化したものである。これをみるとリニアリティのばらつきは RMS でおよそ 1.5% になっているが、この値は信号の電圧のばらつきやオシロスコープでの測定誤差を含んでおり、FADC 単体の値は 1.5% 以下であるということが出来る。

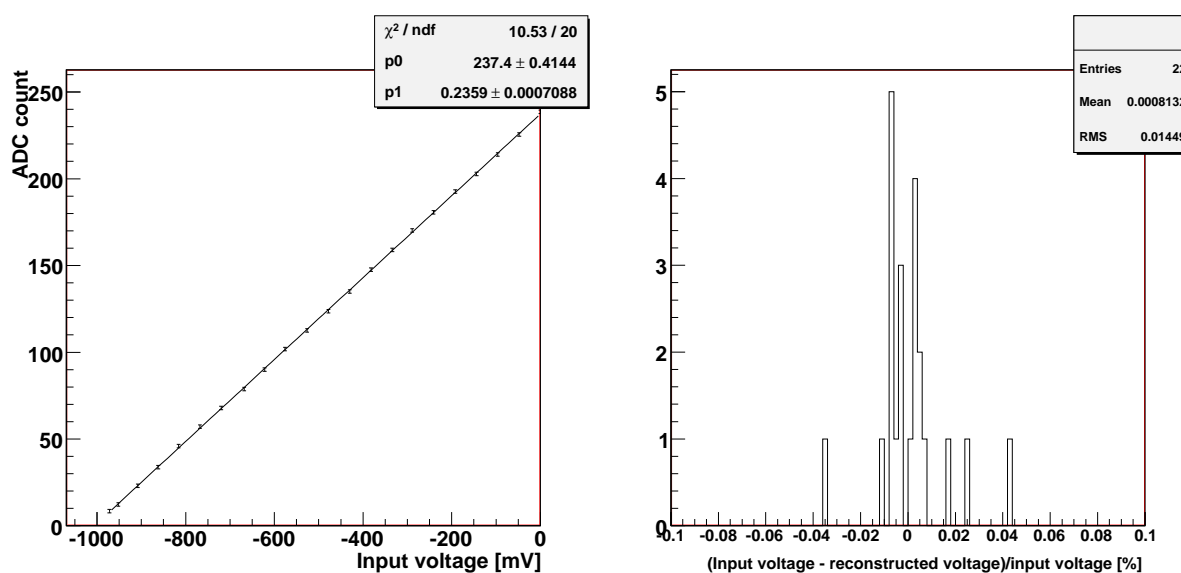


図 2.5: 入力で電圧に対する FADC の値 (左図) と左図で得られた一次関数と各データの間のずれ (右図)。

2.2 波高、時間分解能の評価

擬似 PMT 信号を FADC で読み出しフィッティングすることによって波高、時間分解能の評価を行う。

2.2.1 セットアップ

PMT 信号の波形は PMT 自体やシンチレーターやライトガイドの形状により変わると考えられるが、今回は PMT(Hamamatsu:H1949) とシンチレーター ($8 \times 5 \times 2\text{ cm}$) のカウンターの信号をシミュレートした擬似パルスを使用した。擬似パルスはステップ信号をコンデンサと抵抗を用いて作成した微分回路に通すことにより作成した。PMT 信号とそれをシミュレートした擬似信号をオシロスコープで観測したものを図 2.6 に示す。両信号ともに 3 ns ほどで立ち下がり 10 ns ほど

立ち上がっており、おおよそ波形が似ていることがわかる。実際の PIENU 実験の信号がどうなるかは不確定なので、この段階ではこの信号を用いて波形データのフィットを行い時間分解能、波高分解能を評価した。

評価実験のためのロジックダイアグラムを図 2.7 に示す。同一 COPPER 上の各々の FINESSE が同期して動いていることを確認するために 2 枚の FINESSE カードを用いた。まず FINESSE 間で時間同期をとるために同じ 240MHz のサンプリングクロックを入力した¹。そしてサンプリングクロックに対してランダムな信号から擬似信号を作り、リニアアンプを用いて FINESSE 1 の両チャンネル、FINESSE 2 の 1 チャンネルに入力した。入力擬似信号の波高は-630mV で固定した。擬似信号を FADC で読み出したデータを図 2.8 に示す。黒の点は ADC チップ 1、赤の点は ADC チップ 2 のデータを示し、交互にサンプリングしている様子がわかる。

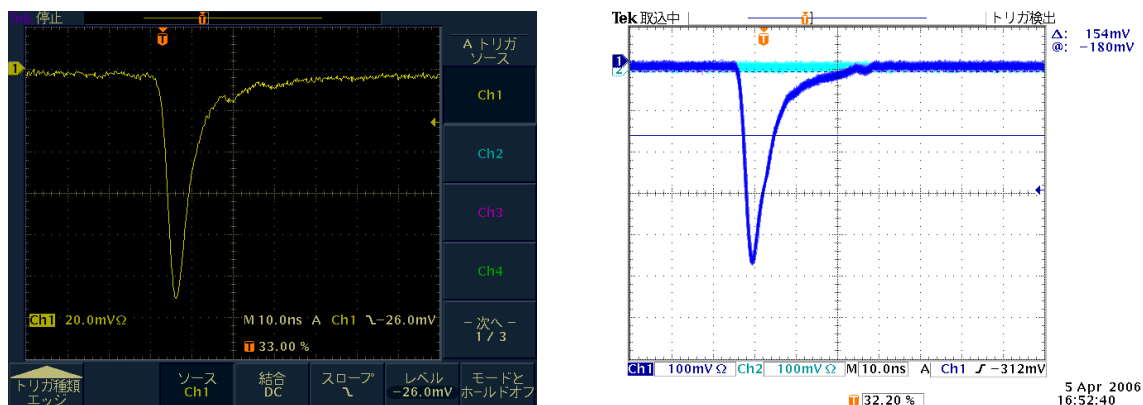


図 2.6: PMT 信号とそれをシミュレートした擬似信号

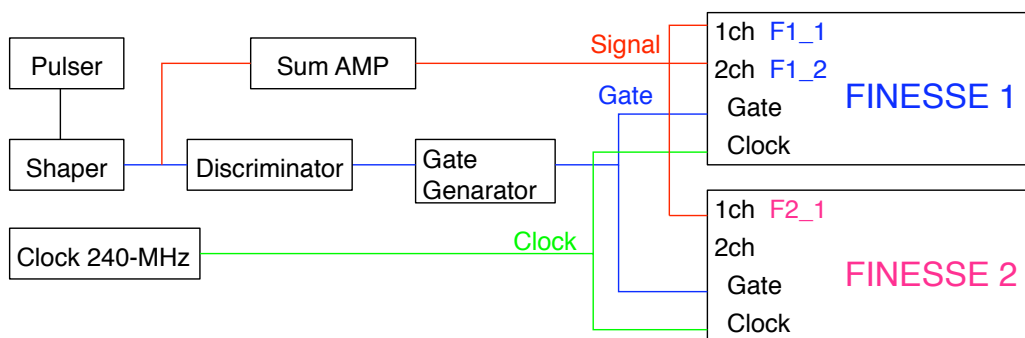


図 2.7: シングルパルステストのロジックダイアグラム

¹本実験では 250MHz を用いるが、当時 250MHz のクロックモジュールがなく、今回の性能評価では 240MHz のクロックを用いた。

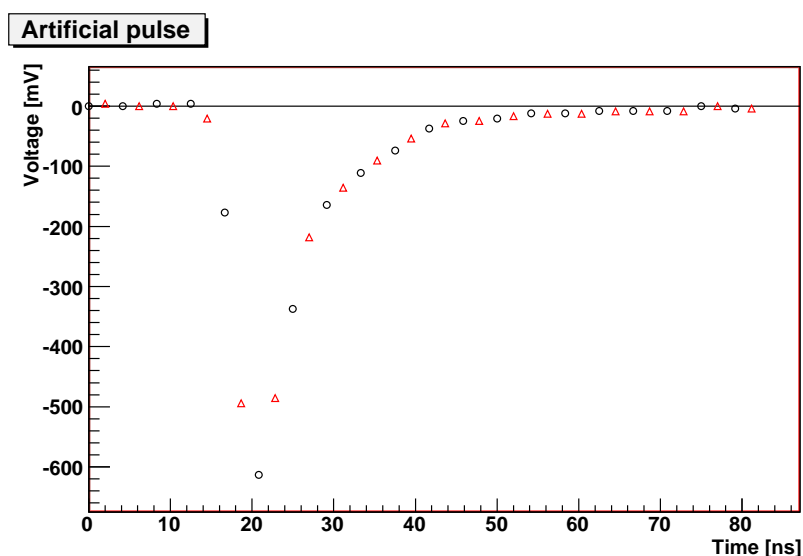


図 2.8: 擬似信号を FADC で読み出したデータ。黒は ADC1、赤は ADC2 のデータ。

2.2.2 シングルパルス フィットティング

はじめに FADC 実データを用いてフィッティングのテンプレートを作成した。500MHz-FADC のデータは 2ns サンプルであり、2ns ずつの波形しかわからない。しかしフィッティングのテンプレートとしてはより正確な波形が必要である。そこで、2ns ずつの波形データを信号とサンプリングクロックの位相を少しずつずらして取得し、波形の全体像を得ることを考えた。まず信号をサンプリングクロックに同期させることにより信号が常に同じ位相で 2ns ずつサンプリングされるようにした。その後信号とサンプリングクロックのタイミングを 100ps ずつずらしてデータを取得した。FADC の 1 つのチャンネルは 2 つの 250-MHz(4ns 周期) の ADC チップを持つのでそれぞれの ADC チップ単独で波形の全体像が得られるように 4ns まで 100ps ステップのデータを取得した。これらのデータにより各 ADC チップごとに 100ps 間隔での波形が得られ、各 FADC チャンネルの 2 つの ADC チップの波形の平均を各 FADC チャンネルの波形とした。そして、こうして得られた 100ps の間隔の波形を直線で外挿することによりテンプレートを作成した。フィッティング関数は波高 A_1 とタイミング T_1 をそれぞれフリーパラメーターとして $V = A_1 F(t + T_1)$ を用いた。フィッティングに用いるタイムウィンドウは peak-bin から前 9 bin、後ろ 30 bin の計 40 bin(80 ns) とした。フィッティングには Minuit を使い、peak-bin の波高とタイミングを初期値として用いた。フィッティングの際の σ は χ^2 が理想的な分布と最も合う 2.33 mV とした。図 2.9 に典型的なシングルパルスフィッティングの結果を示す。また図 2.10 の左図に 5000 イベントフィッティングした場合の χ^2 分布、右図に確率分布を示す。 χ^2 分布は理想的な分布とあっており、確率分布も一樣になっているのがわかる。このことから適切なフィッティングが行われていると言える。

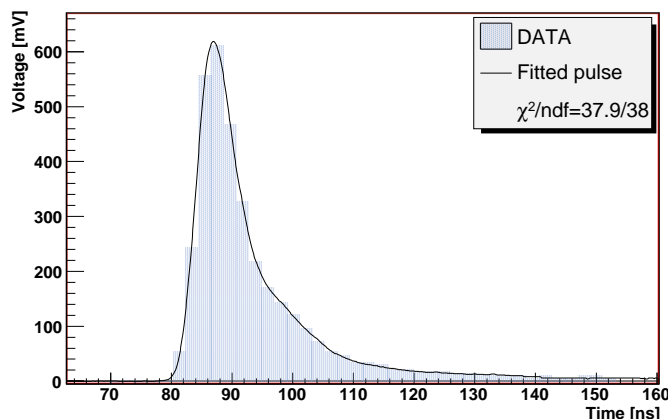
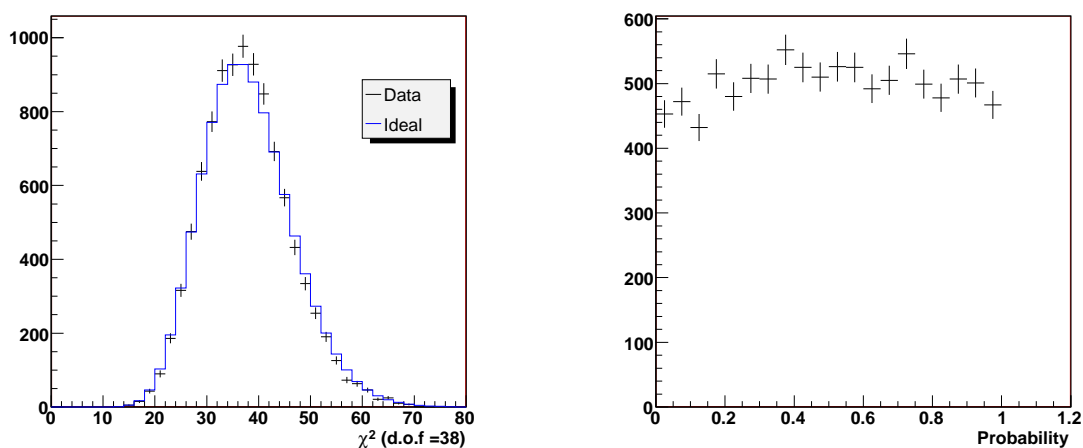


図 2.9: シングルパルスフィットの典型例

図 2.10: シングルパルスフィッティングで得られた χ^2 と確率

2.2.3 波高、時間分解能

波高分解能

図 2.11 にフィットにより得られた波高パラメーター A_1 の分布を示す。これより 630mV の擬似信号をいれた場合の分解能は RMS で 1.34 mV(0.2%) であることが分かる。これは PIENU 実験のシンチレーティングカウンターの読み出しとしては十分の性能だといえる。

時間分解能

FADC を用いて信号間の時間情報を測定する際、FADC のデータのタイミングはサンプリングクロックにより量子化されている。しかし、各 FINESSE で同一のサンプリングクロックを用い、各々の ch 間の相対的な時間をとることにより、各 ch の信号の時間差を得ること可能であると考えられる。各 ch にリニアアンプで分けたサンプリングクロックに対して非同期である同じ擬似

パルスを入力し、それぞれフィッティングにより時間を求めタイミングを求めた。各 ch へ入力されている信号の時間差は一定なので、これらのタイミングの差をとることによって時間分解能が評価できる。同一 FINESSE 上と異なる FINESSE 上での分解能をみるために、FINESSE1 の 1ch(F1-1) に対しての FINESSE1 の 2ch(F1-2) と FINESSE2 の 1ch(F2-1) のタイミングを図 2.12 に示す。どちらもほぼガウシアン分布をしており、同じサンプリングクロックを用いる事により両 FINESSE の同期がとれ時間差測定が可能になっていることがわかる。分解能は同一 FINESSE 上と異なる FINESSE 上どちらも RMS で 20ps ほどになった。この分解能は入力信号の波高や波形により変わると考えられるが、PMT の時間分解能に比べて十分良いといえる。

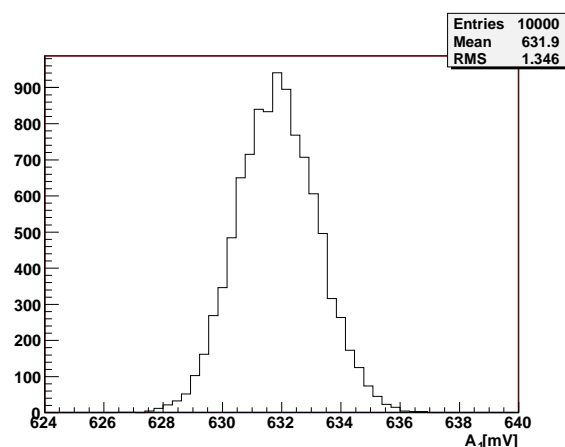


図 2.11: フィットパラメーター A_1 分布

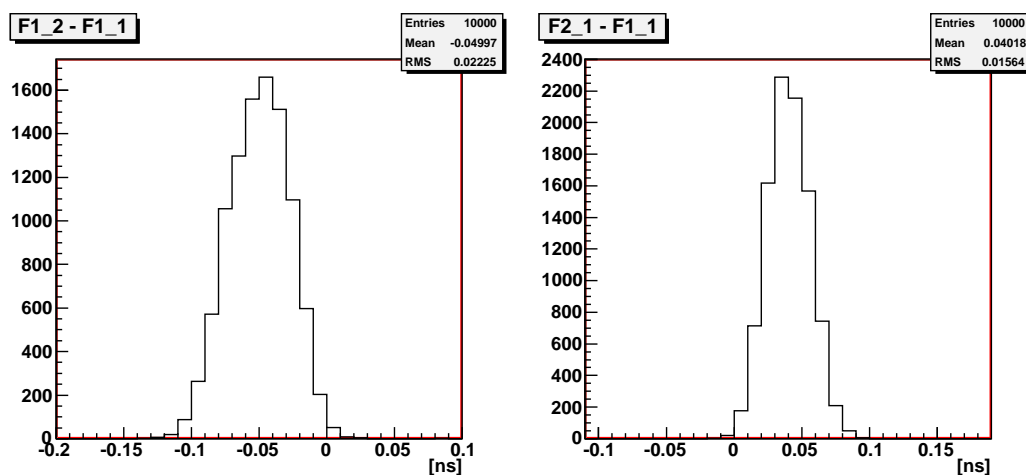


図 2.12: FINESSE1 の 1ch に対する FINESSE1 の 2ch と FINESSE2 の 1ch の時間分布

2.3 ダブルパルスに関する性能評価

第1章で述べたように、PIENU 実験の波形解析の目的は $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象のダブルパルスと $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のトリプルパルスを識別することである。その際トリプルパルスのミュオンがパイオンパルスもしくは陽電子パルスに重なった場合、ダブルパルスと識別がむずかしくなる。その際重要になるのは重なる2つのパルスがどれほど離れていれば識別できるのかということである。そこで擬似信号をサムアンプで2つ重ねることによりダブルパルスを作成し、その信号を用いて COPPER 500-MHz FADC のダブルパルス識別能力を評価する。

2.3.1 セットアップ

ロジックダイアグラムを図 2.13 に示す。PMT 擬似信号をサムアンプを用いて2つ重ね合わせダブルパルスを作成した。セカンドパルスはファーストパルスと同じ信号をアッテネーターで減衰させることにより作り、2つの信号の波高は 478mV と 118mV(80:20) に固定した。この値は GEANT3 シミュレーションにより得られたターゲット中でパイオンとミュオンのエネルギー損失の平均値 (14.6MeV, 4.1MeV) から決定した。大パルスに対する小パルスの時間差 Δt は小パルスにディレイをかけることにより 0ns から 40ns まで変化させた。まずサムアンプで重ねる前の大小の両信号をそれぞれ FADC の違う ch で読み出し、それぞれのパルスの波高と時間差を測定した。その後、両信号をサムアンプを用いて重ね、ダブルパルスとしてデータを取得した。図 2.14 に $\Delta t = 13.7ns$ のダブルパルスを FADC で読み出したデータを示す。

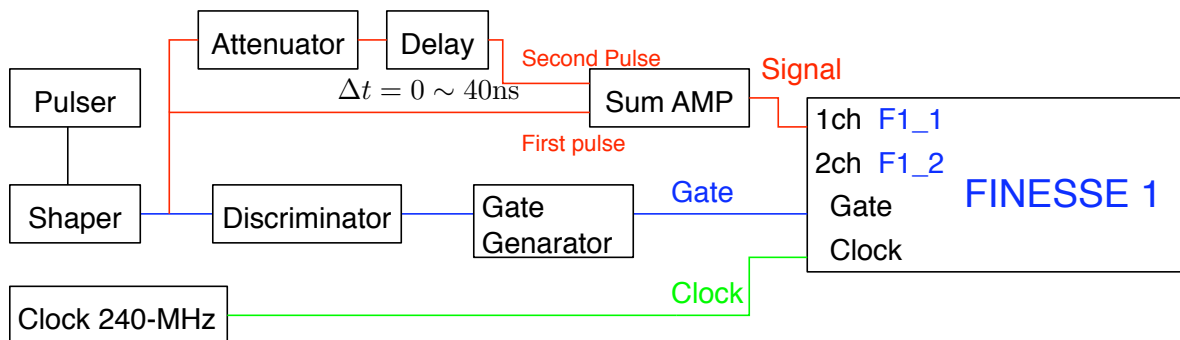


図 2.13: ダブルパルステストのロジックダイアグラム

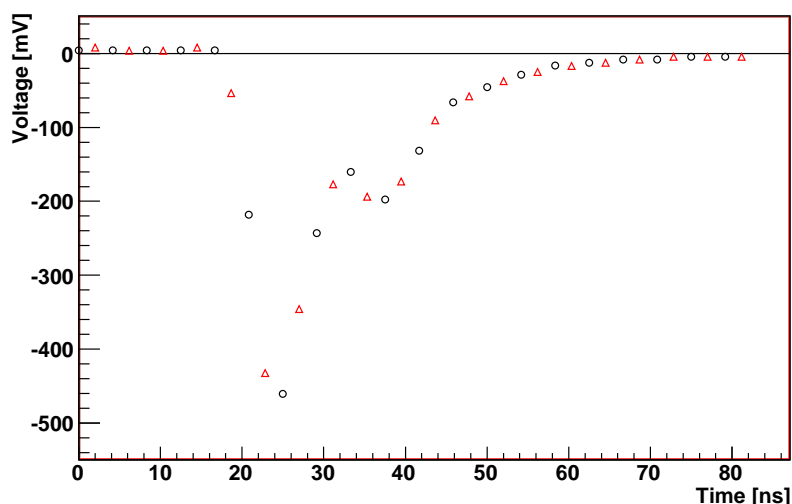


図 2.14: $\Delta t = 13.7\text{ns}$ のダブルパルスを FADC で読み出したデータ

2.3.2 ダブルパルス識別能力の評価

ダブルパルスのデータをシングルパルスを仮定してフィットした場合、もしダブルパルスの 2 つのパルスの時間差が 0 ns であったならシングルパルスとの違いはないので、reduced χ^2 は 1 の周りに分布するはずである。しかし時間差 Δt が大きくなればそれにつれて χ^2 の値は大きくなっていくはずである。つまり、シングルパルスを仮定してフィットしたときの χ^2 を比較することによりダブルパルスを識別できるはずである。そこでダブルパルスのデータに対してシングルパルスを仮定したフィットを行った。その際のテンプレートは 478mV の信号で作ったものを用いた。reduced χ^2 と Δt の関係を図 2.15 に示す。エラーバーは reduced χ^2 分布の RMS を表している。これをみると Δt が大きくなるにつれて reduced χ^2 も大きくなっておりダブルパルス識別に有用であるのがわかる。しかし、 $\Delta t = 0\text{ns}$ のときに注目すると reduced χ^2 が理想的な場合の 1 ではなく 1.5 辺りに分布しているのが分かる。これはシングルパルスフィッティングの場合と異なっている。シングルパルスフィッティングの際はテンプレートを作成に用いた信号とおなじ信号をフィットしていた。しかし、ダブルパルスの Δt を 0ns としてシングルパルスを作成した場合は、波高は 2 つの信号を合わせたものになり、そもそもテンプレートを作成した信号とは違うものになる。仮にすべてのモジュールで完全な線形性が成り立てば、波形は波高やその他一切に関わらず同じになるはずであり、テンプレートは正しいものであるといえる。しかし現実には、用いているモジュール、サムアンプ、アッテネーター、ケーブルディレイの非線形性により、波形はテンプレート作成時のものとは違ってくると考えられる。しかし、2 つのパルスの時間差が離れていくと χ^2 が悪くなっていくのは、まぎれもなく波形がシングルパルスからずれていくためであり、フィットによって得られた χ^2 はダブルパルスを識別するのに有用であると考えられる。そこで非線形性により 1.5 と大きくなっている $\Delta t = 0\text{ns}$ のときの reduced χ^2 をシングルパルスの χ^2 であると仮定し、その χ^2 分布とのずれからダブルパルスの識別能力を評価する。モジュールの非線形性と FADC の性能の分離は不可能であるが、こうすることによって FADC の最低性

能は評価できる。

図 2.16 に $\Delta t=0\text{ns}$ のときの reduced χ^2 分布を示す。青のラインは積分値を表し、アクセプタンスが 90%になる reduced $\chi^2=2.0$ をカットの値とした。図 2.17 はこのカット条件でのダブルパルス識別効率を Δt の関数として表したものである。これを見ると、 Δt が 2ns 以上の場合ダブルパルス識別効率はほぼ 100%であることがわかる。この値は FADC の性能であり、実際のシンチレーティングカウンターの PMT 信号を読み出した場合、波形の不安定性などのためダブルパルス識別の性能はこれ以下になると考えられる。

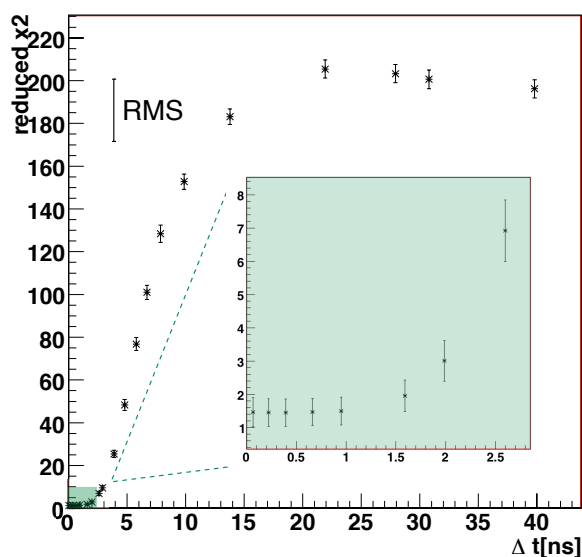


図 2.15: ダブルパルスのデータのシングルパルフィッティングから得られた reduced χ^2 とパルスの時間差 Δt の関係。緑の部分は 2.7ns 以下の拡大図。

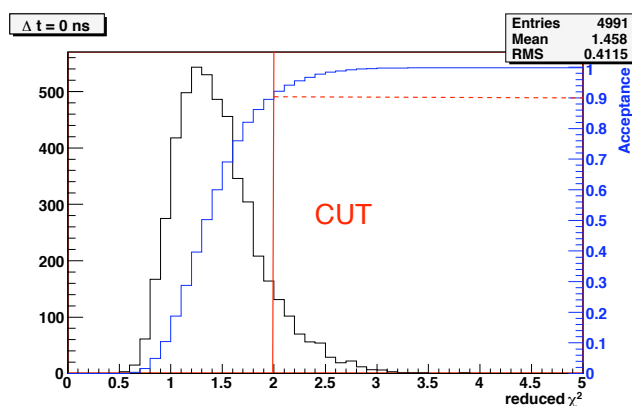


図 2.16: $\Delta t = 0\text{ns}$ での χ^2 分布とカット条件。青はカットによるアクセプタンス。

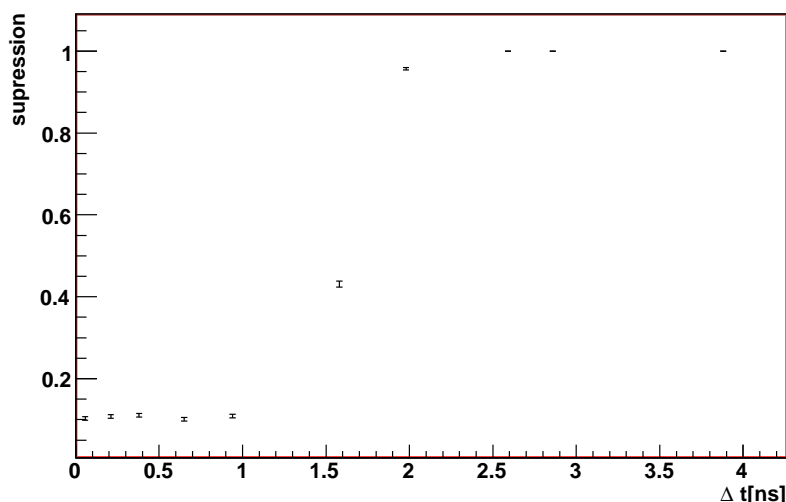


図 2.17: Δt に対するダブルパルス識別効率。

2.3.3 ダブルパルス分離能力の評価

ダブルパルス識別ではその信号がシングルパルスなのかダブルパルスなのかを判断するだけで、ダブルパルスの場合の個々の情報は得られなかった。しかし、ダブルパルスの個々の情報が得られると、ターゲット中の各粒子のエネルギー損失を分離することが可能となり、解析の役に立つ可能性がある。そこで上記と同じデータに対してダブルパルスを仮定したフィッティングを行った。その結果からファーストパルスとセカンドパルスそれぞれの波高と時間情報を得ることができる。フィットのテンプレートはシングルパルスフィットのときと同じ 478mV の信号から作成したものを使用した。フィット関数は 2 つのパルスそれぞれの波高と時間 ($A_i, T_i, i = 1, 2$) の 4 つを自由変数とし $V = A_1 F(t + T_1) + A_2 F(t + T_2)$ である。ここで $F(t)$ はテンプレート関数である。フィッティングに用いるタイムウィンドウはシングルパルスフィットの場合と同じで peak-bin から前 9 bin、後ろ 30bin の計 40bin(80ns) とした。初期値の決め方はシングルパルスのときとは異なっている。まず peak-bin から前 9bin と後ろ 1bin の全 11bin でシングルパルスフィッティングを行い、その結果の波高とタイミングをファーストパルスの初期値とする。そしてその得られたパルスをデータから差し引き、残った波形の波高とタイミングをセカンドパルスの初期値とした。しかし残った波形の波高が 50mV より小さい場合、つまり Δt が小さい場合は $A_2 = A_1, T_2 = T_1$ とした。フィッティングにはシングルパルスフィットと同じように Minuit を用いた。図 2.18 に $\Delta t = 2.8\text{ns}$ と 13.7ns のときのダブルパルスフィットの様子を示す。青と赤のラインはフィット結果から分離された 2 つのパルスである。また reduced χ^2 を図 2.19 に示す。エラーバーは reduced χ^2 分布の RMS を表している。これをみるとダブルパルスという仮定は正しいので Δt によらず reduced χ^2 は小さい値になっていることがわかる。reduced χ^2 が 1 の周りに分布していないことや多少 Δt に関する依存がみえるのは、シングルパルスフィットの際に述べた各モジュールの非線形の効果によるものだと考えられる。図 2.20 にフィットにより得られたパラメーターとサムアップで重ねる前に測定したパラメーターとの関係の Δt 依存性を示す。 Δt が 5ns 以上の場合、両

信号の波高とタイミングが 10%以内の精度で求められているのが分かる。

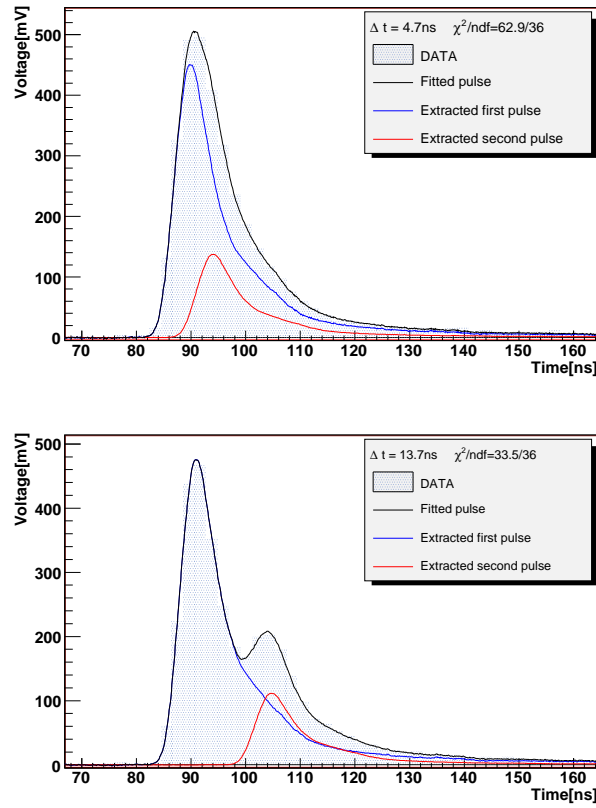


図 2.18: ダブルパルスフィッティングの典型例

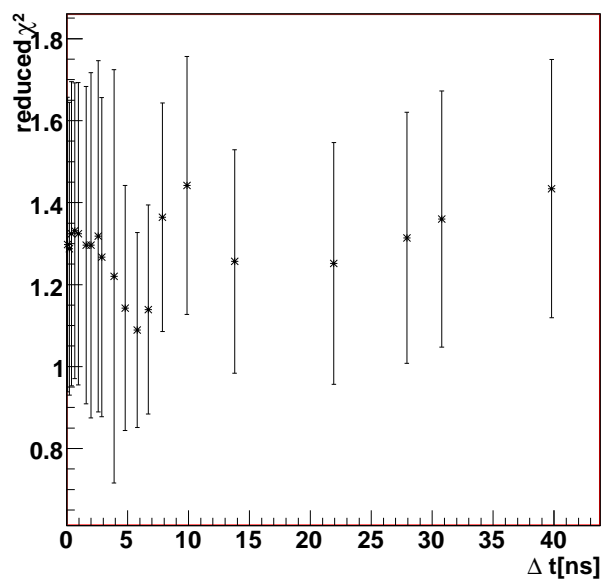


図 2.19: ダブルパルスフィッティングによる reduced χ^2 とパルスの時間差 Δt の関係。エラーバーは RMS を表している。

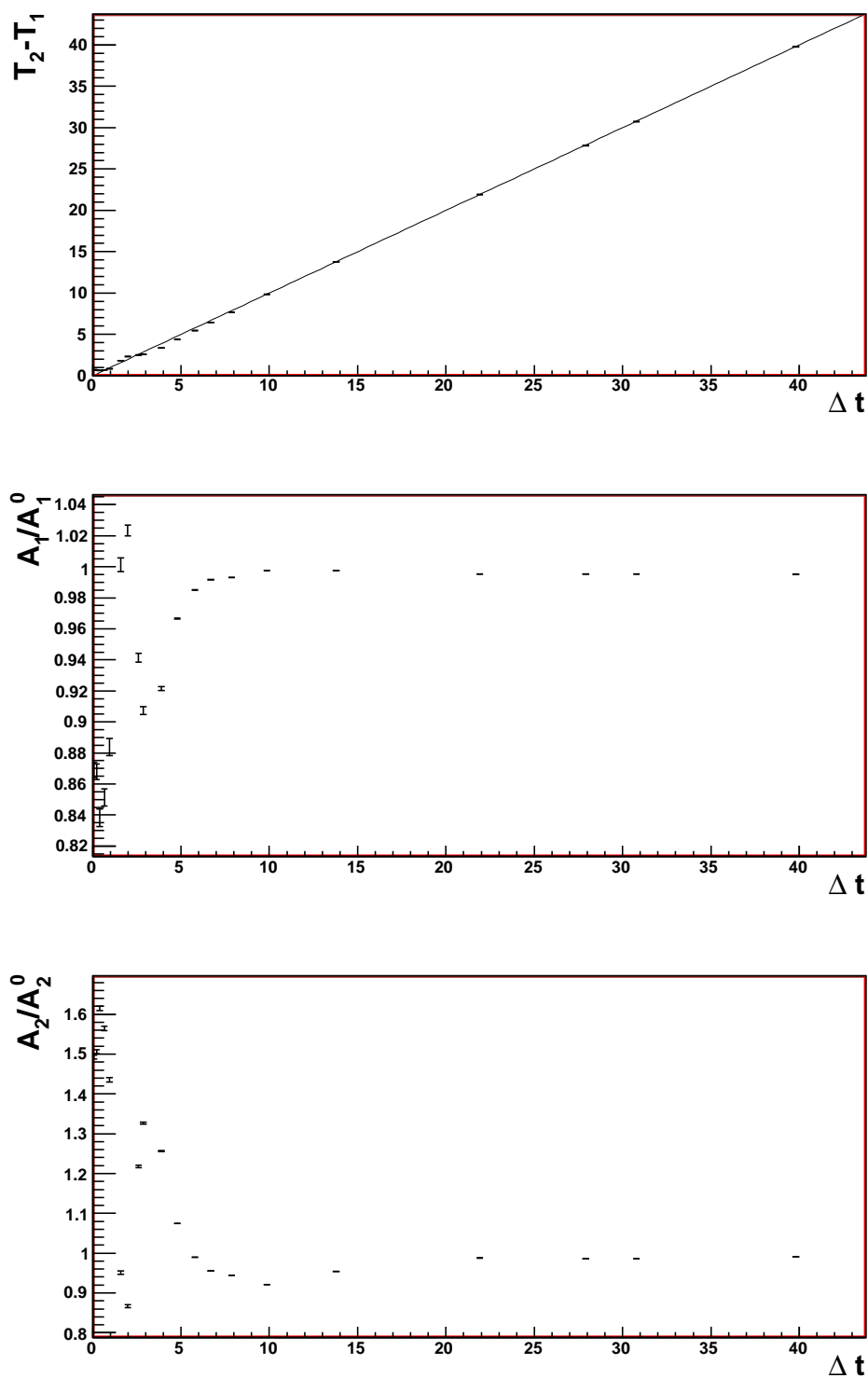


図 2.20: フィットから求められた 2 つのパルスの情報と重ねるまえに測定された 2 つパルスの情報の Δt 依存性

2.4 結論

PMT 擬似信号を用いて PIENU 実験で使う予定の COPPER 500-MHz FADC の性能評価を行った。640mV のシングルパルスを使用したテストの結果、波高分解能は 0.2%、時間分解能は 20ps となった。また 478mV と 118mV の信号をサムアンプで重ねたダブルパルスを用いてのテストの結果、ダブルパルス識別はパルスの時間差が 2ns 以上ならほぼ 100%分離でき、5ns 以上あれば両パルスの波高やタイミングを 10%以内の精度で求められることが分かった。これらの結果はこのセットアップでの FADC の性能を評価したものであり、実際のカウンターの場合は信号の形の違いやばらつきにより悪くなると考えられる。ここで 2ns 以上離れたパルスを識別できるということがどれだけの $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のサプレッションになるかを見積もる。サプレッションの値は陽電子のタイムウィンドウにより変わる。パイオンのミュオンへの崩壊タイミングは、続いて起こるミュオン崩壊による陽電子のアクセプタンスを無視すると、パイオンの崩壊率で分布する。

$$F(t) = Ae^{-\lambda_\pi t} \quad (2.1)$$

テール補正ではパイオンストップ後 6~30ns にポジトロンが検出されたデータを用いており、陽電子のアクセプタンスによる項を加えると次式のようになる。

$$0 < t < 6 : F(t) = Ae^{-\lambda_\pi t} (e^{-\lambda_\mu(6-t)} - e^{-\lambda_\mu(30-t)}) \quad (2.2)$$

$$6 < t < 30 : F(t) = Ae^{-\lambda_\pi t} (1 - e^{-\lambda_\mu(30-t)}) \quad (2.3)$$

図 2.21 の左図は上の式で表されるミュオンの時間分布である。黒がタイムウィンドウが 6-30ns の場合であり、赤はポジトロンの時間アクセプタンスが 0 から無限大の場合である。赤の絶対値は黒に合わせて規格化してある。図 2.21 の右図は横軸がミュオン時間、縦軸がその場合のサプレッションファクターを示したものである。2ns 以降のミュオンを識別できるとすると、6-30ns のタイムウィンドウでは 0.16 のサプレッションになり、PIENU 実験の要請である 1/5 を満たしていると言える。

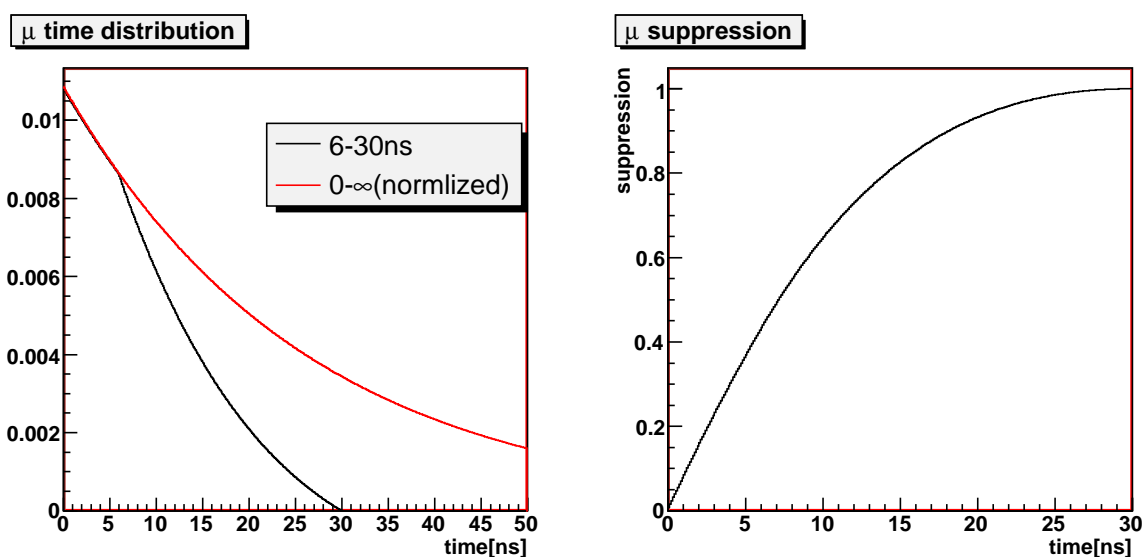


図 2.21: 左図：パイオンの寿命と陽電子のアクセプタンスから計算されるミュオンの時間分布。陽電子タイムウィンドウ:6-30ns(赤)、0-∞ns(黒) 黒の絶対値は赤に合わせて規格してる。右図:左図の 6-30ns の場合を積分して求めたミュオン識別が可能な時間とその場合のサプレッション

第3章 COPPER 500-MHz FADC システムの構築

COPPER 500-MHz FADC を用いて本格的な実験を行うのは我々の今回のテスト実験が初めての試みである。そこでビームテストの要請を満たすように COPPER 500-MHz FADC system の構築を行った。要請として次にあげられる事柄があった。

- FADC のチャンネル間での同期 (時間差測定のため)
- 遅いトリガーディジションによるデータ取得
- 波形データのゼロサプレッション
- メイン DAQ システムへの組み込み

3.1 FADC チャンネル間の同期

2つの FADC のカードに同じサンプリングクロックを入力することにより、チャンネル間が同期し、信号の時間差測定が可能であることは §2.2.3 で実証された。しかし、これらを実現するためには精度よく同じタイミングのサンプリングクロックと GATE を各 FADC カードに入力することが必要であり、それらの信号のジッターが大きい場合には同期がずれる可能性がある。図 3.1 に信号のジッターにより同期がずれる場合の FADC に関する各信号のタイミング図を示す。ここでは2つの FADC にそれぞれ GATE1、GATE2 が入力された場合を考える。入力される GATE 信号は Write-Clock によりラッチされて、そのタイミングで Write-Enable がオンになり FIFO へのデータ書き込みが開始されることは §2.1.3 の図 2.4 で説明した。したがって、ラッチされる分だけ入力された GATE のタイミングと信号のデータ取得のタイミングはずれる。しかし、各 FADC カードでラッチの時間が共通の場合は時間差をとることによりラッチの分は相殺され時間差測定が可能になる。しかし図のように GATE のジッターにより FADC1 と FADC2 で GATE がラッチされるタイミングが1周期ずれることが考えられる。このようなことが起きると各 FADC カードでのラッチされる時間が共通にならず時間差測定が不可能になる。このような事態を防ぐためには GATE のラッチを外部で行い、ラッチ後の信号をタイミングを調整して各 FADC に配る必要がある。

また Write-Clock は各 FADC が Run 毎のリセット時に 250-MHz のサンプリングクロックを 1/2 に分周して 125-MHz を作るため、Run ごとに各 FADC カード間での位相がずれる。そのため Run 毎に FADC 間の時間オフセットがずれることが起きていた。これを防ぐためには各 FADC にサンプリングクロックに同期したリセットを Run の初めにいれてやることが必要であった。これらの要請を満たすため、共通のサンプリングクロック、サンプリングクロックに同期した GATE、サンプリングクロックに同期したリセットを配るクロックディストリビューターモジュールを KEK 回路室に委託して作成した。クロックディストリビューターモジュールを図 3.2 に示す。6U の VME モジュールである。内部もしくは外部クロックから作ったサンプリングクロックを各 FADC に配ることができる。また周波数は 500MHz まで数段階の調整が可能である。さらに上位トリガーロジックからの GATE 信号を 1 つ受けてサンプリングクロックに同期させて各 FADC に配る。また Run 毎に上位 DAQ からの信号を受けてサンプリングクロックに同期したリセットを作成する。リセット信号は各 FADC カードのフロントエンドには入力がなく、COPPER ボード上のトリガーカードの入力から内部配線を用いて各 FADC へ配った。同期した GATE とリセットの位相はクロックディストリビューター上の delay チップを用いて VME アクセスもしくはディップスイッチにより変更することができる。これらを用いて同期試験を行ったところ事象毎、Run 毎の時間オフセットのずれがないことを確認できた。

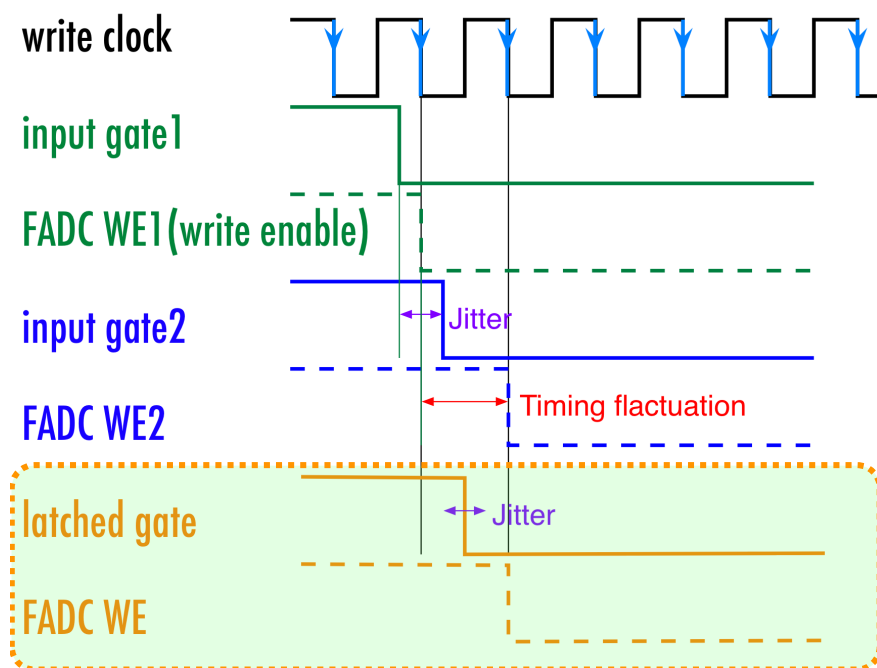


図 3.1: COPPER 500-MHz FADC のデータ読み出しのタイミング図

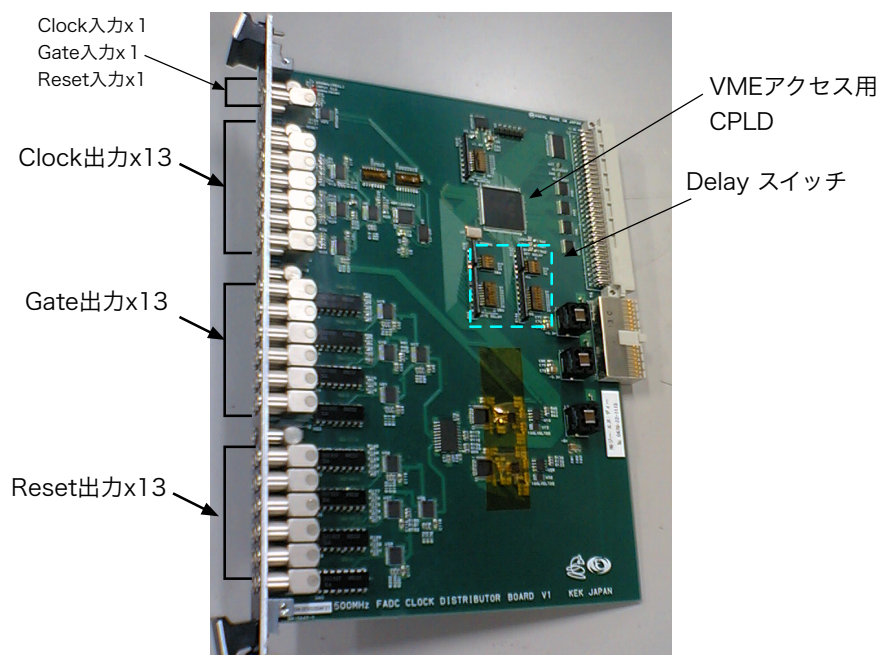


図 3.2: クロックディストリビューターモジュール

3.2 遅いトリガーディシジョンによるデータ取得

2.1.3 で説明したように COPPER 500-MHz FADC は GATE が入力されている間のデータを FIFO に保存し、トリガー信号入力時にデータを COPPER ボードへ転送する。この場合一般的な ADC モジュールのように GATE がアナログ信号よりも先に開いている必要があり、アナログ信号を遅らせる必要が出てくる。しかし、PIENU 実験ではターゲットシンチレータに潜在するミューオンから崩壊して出てくるポジトロンバックグラウンドを減らすため、ビームタイミングよりできるだけ前からのデータを取得することが必要になる。COPPER 500-MHz FADC の FIFO の容量は $8\mu\text{s}$ なので、これを十分に用いるには信号を $8\mu\text{s}$ 遅らせる必要が出てくる。しかし、それは現実的に不可能である。そこで信号のディレイを必要としないように FADC 上のファームウェアの修正がなされた。これまでは GATE が $8\mu\text{s}$ を越えると FIFO がフルになり、それ以降のデータは FIFO へ保存されなかった。そこで新しいファームウェアでは GATE が $8\mu\text{s}$ を越えて FIFO がフルになった場合に古いデータから捨てていくよう修正された。それにより GATE を上位 DAQ システムの ready 信号などを用いて常時開いておけば常にその時点から $8\mu\text{s}$ 前のデータが FIFO に保存された状態になり、トリガーがきた時に、その $8\mu\text{s}$ 分のデータを COPPER ボードに転送することが可能になった。また $8\mu\text{s}$ をより短い時間に設定することも可能である。図 3.3 に旧ファームウェアと新ファームウェアの違いを示す¹。

¹ファームウェアの修正は大阪大学大学院博士前期課程室井章氏によって行われた。

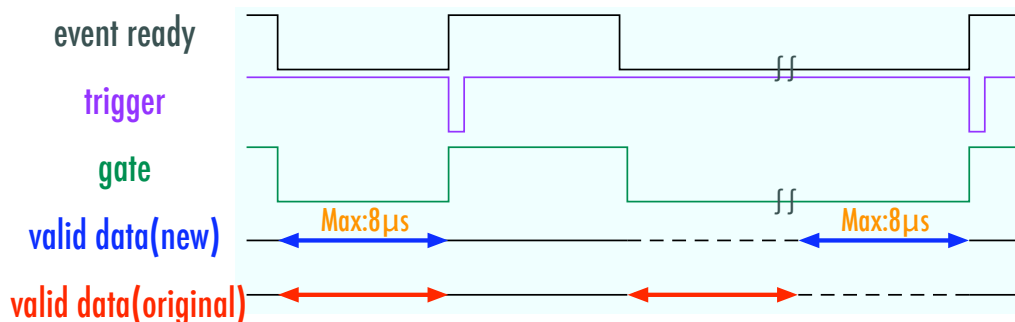


図 3.3: ファームウェア変更前後のデータ取得の違い。

3.3 波形データのゼロサプレッション

COPPER ボードから FADC の $8\mu\text{s}$ 分のデータをそのまま保存すると 1ch 分のデータは 32KB/event となる。今回のビームテストでは COPPER ボード 2 枚、各 FADC 8ch を使用する予定なので $32 \times 16 = 512\text{KB/event}$ になる。このデータサイズはとて大きくデータ転送のデッドタイムの原因となる上、解析する際も問題になる。そこで波形データのゼロサプレッションが必要になる。今回は COPPER ボード上の PMC プロセッサカードの CPU を用いて、ゼロサプレッションを行いサプレス後のデータをホストコンピューターに転送することを行った。

3.4 メイン DAQ システムへの組み込み

MIDAS への組み込み

PIENU 実験では DAQ システムとして MIDAS を用いる予定であり、今回のビームテストでも MIDAS を用いる。MIDAS とは PSI と TRIUMF で共同に開発された中型実験のための DAQ システムである [10]。VME や CAMAC などの測定用のモジュールをいくつかのコンピューターを用いて DAQ システムを構築する際のコンピューター間の命令のやり取りやデータの転送などに大変有用である。MIDAS ではまずメインのサーバーがあり、それに対して各モジュール、VME マスターや CAMAC コントローラーなどを操作するコンピューター上で走らせるフロントエンドのプログラムがある。各モジュール上のフロントエンドプログラムを実行することにより、メインサーバーとデータや情報のやり取りが行われる。そこで COPPER ボードのプロセッサ上の Linux 上でフロントエンドプログラムを構築がなされた。それにより MIDAS を用いて COPPER を読み出すことに成功した。

COPPER 500-MHz FADC システムの構築

COPPER 500-MHz FADC でデータを取得するには GATE や Trigger や Busy 信号を上位ロジックとやりとりする必要がある。また COPPER はデータが他の VME などの他のモジュールと同じ事象であることを確認するための 3bit の Event-tag をバックプレーンの J0 コネクターから読み出すことができる。そこで KEK で開発された VME 汎用 IO モジュールである GPIO(General

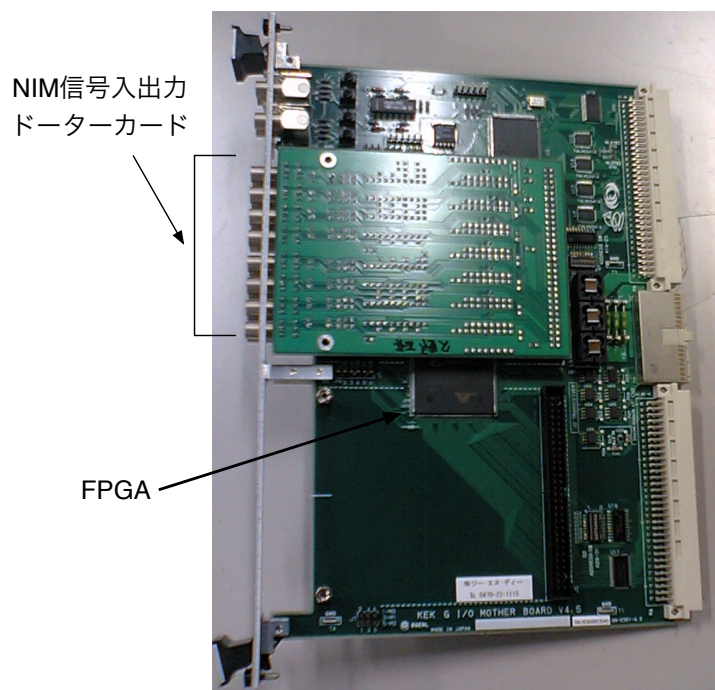


図 3.4: GPIO モジュール

Purpose In out) を用いて COPPER のための GATE、Trigger、Busy 信号の扱いと Event-tag をバックプレーンを通して COPPER ボードに送ることを行った。GPIO の写真を図 3.4 に示す。GPIO は内部の FPGA ファームウェアを書くことにより様々な機能を持たすことができる²。図 3.5 GPIO を用いて構築した COPPER 500-MHz FADC システムの概略図を示す。上位 DAQ から受け取るのは Trigger、Event-tag、Reset の 3 つであり、渡すのは Busy のみある。Clock Distributer は随時 250-MHz のサンプリングクロックを FADC へ出力している。Run のはじめに上位 DAQ からリセット信号をもらい Clock Distributer でクロックと同期させて COPPER へ入力する。GATE は初めから開いており、データは常時 FIFO に書き込まれている。上位 DAQ からのトリガーが GPIO にやってくると、GPIO は GATE を閉じトリガー信号を COPPER へ送る。そうすることにより FADC 上の FIFO から COPPER ボード上へデータの転送が行われる。GPIO はトリガーを受けた際、同時に上位に Busy 信号を送り、COPPER からの Busy が終わったときに Busy 信号を止める。そしてそれと同時に GATE を開き、次の事象を待機した状態になる。Event-tag は各事象ごとに上位 DAQ から GPIO に 3bit で送られ、GPIO はそれをバックプレーンの J0 コネクタから COPPER に送る。

このシステムがうまく動作することは確認され、今回のビームテストでもこのシステムが用いられた。

²GPIO に関することは大阪大学大学院博士前期課程室井章氏によって行われた。

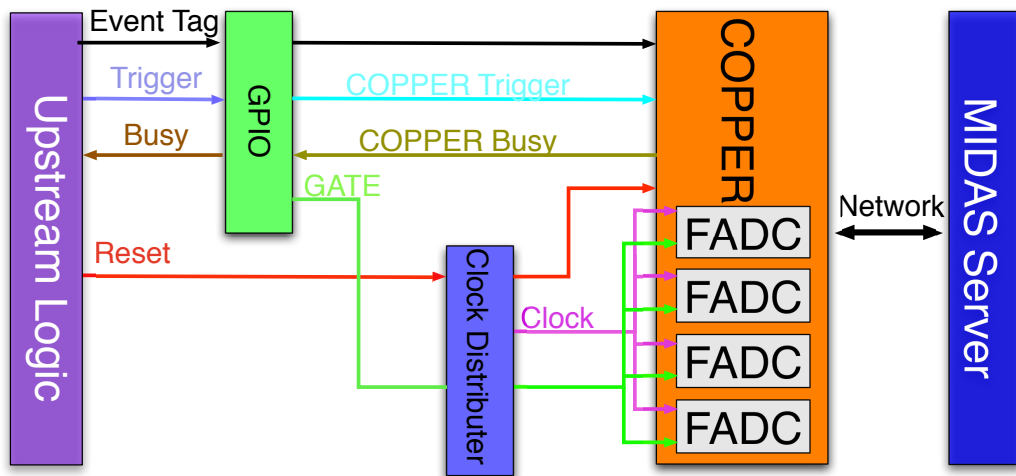


図 3.5: COPPER 500-MHz FADC システムの概略図

第4章 崩壊モード識別能力評価のためのビームテスト

カナダ TRIUMF 国立研究所 500-MeV サイクロトロン、メソンホール M9 ビームラインにて 2006 年 11 月末から 12 月中旬にかけてビームテストを行った。今回の検出器はシンチレーティングカウンターと NaI カロリメーターであり、主にターゲットシンチレーターの PMT 信号の FADC 読み出しによる波形解析法の確立と性能評価、そして波形解析とエネルギー損失による崩壊モード識別能力を評価することが目的である。本章では次の事について述べる。

- ビームテストの概要
- ターゲットカウンターでのエネルギー損失による崩壊モード識別の性能評価

波形解析については次章で述べる。

4.1 セットアップ

4.1.1 検出器

図 4.1 に検出器のセットアップの模式図と写真を示す。今回の検出器は 8 個のプラスチックシンチレーターと NaI カロリメーター (TINA) から構成されており、ビーム中のパイオンをターゲットシンチレーターに止め、崩壊して放出された陽電子のエネルギーを TINA を用いて測定するというのが基本的な考えである。ビームパイプは Hole カウンターの直前 12cm の所まであり、真空に引かれている。Hole カウンターは中央に直径 7.5cm の円形の穴が空いており、ビームハロー粒子を VETO する為に用いる。次に B1、B2 はそれぞれアクティブなデグレーダーの役割を持つ。さらに B1 はビームタイミングを決める為に用い、B2 はターゲットよりひとまわり小さくターゲット上でトリガーされるビーム領域を制限するために用いる。ターゲットは 30mm×40mm、厚さ 9.5mm と他のカウンターより厚く、ビーム中のパイオンを止め、その後の $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ 崩壊によってできたミュオンも中で止める必要がある。次の T1 カウンターはビームが止まったことを確認する役割とターゲットで止まりきらなかった $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ 崩壊によるミュオンを止める役割がある。T2 は $\pi^+ \rightarrow e^+$ 、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 両崩壊でターゲットから出てくる陽電子を検出し、そのタイミングを決めるために用いられる。また T2 はトリガーされる陽電子の立体角を制限している。T3 は TINA からのシャワーの跳ね返りの情報を得るためであり、T4 は TINA に入る陽電子の立体角を絞るときに用いられる。ターゲットを除く各シンチレーティングカウンターは PMT1 本、ターゲットカウンターのみ両端から 2 本の PMT、TINA は 6 本の PMT を用いて読み出された。今回の本研究の解析で T3、T4 のデータは用いていない。

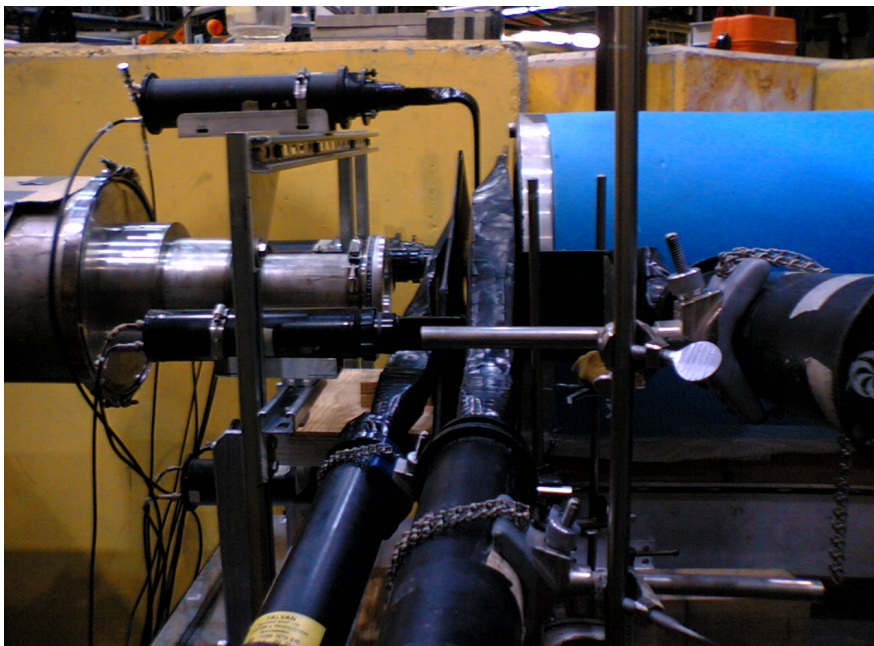
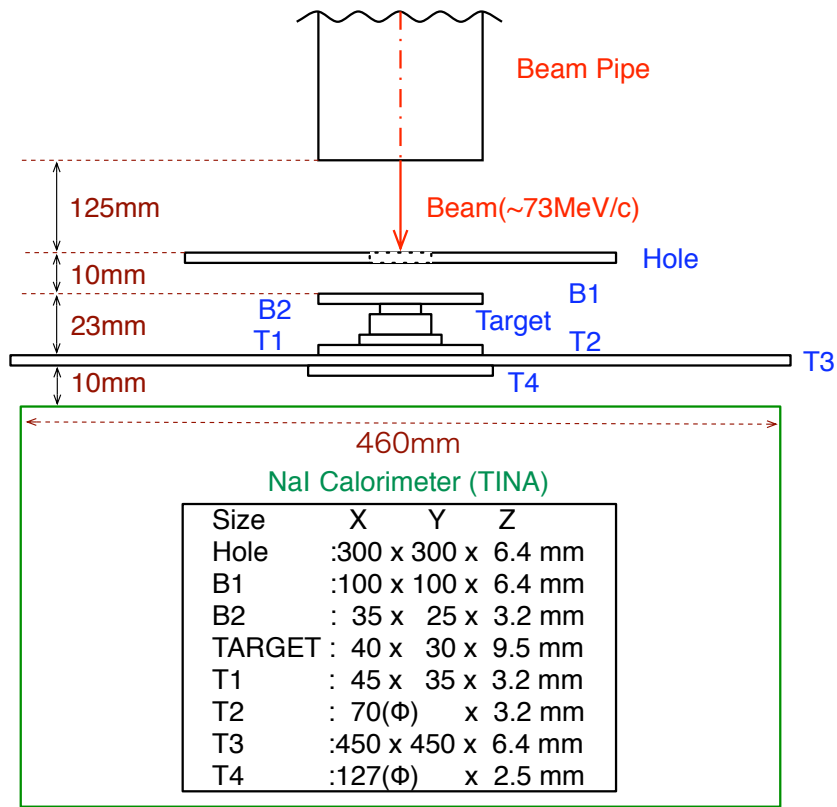


図 4.1: セットアップの模式図 (上図) と実際の様子 (下図)

4.1.2 DAQ システム

全てのシンチレーティングカウンターのPMT信号とTINAの6本のPMT信号をサムアンプで足し合わせたものをCOPPER 500-MHz FADCで読み出した。その他VMEのADC、TDC、65MHz FADCなどを用いた。表4.1に各検出器でデータ取得に用いたモジュールをまとめる。COPPER 500-MHz FADCは $7.8\mu\text{s}$ のデータを取得するように設定して用いた。ADCはWide GATEのもの(ADC1)とNarrow GATE(ADC2)を用いたが今回の解析では使用しない。また表にはのせていないが2つの検出器以外の信号をTDCで読み出した。一つは43ns周期のRF信号とトリガー信号とのアンドをとったものでありTOF情報に用いることができる。もう一つはクロックディストリビューターからCOPPERに入力されるサンプリングクロックでラッチされたGATEでありCgateと呼ぶ。この信号の時間情報を得ることで500-MHz FADCのデータ読み出しのタイミングがビームタイミングに対して何nsラッチされたかの情報を得ることができる。Cgateはパルスフィッティングの際のテンプレート作成時に用いる。今回の解析には主にCOPPER 500-MHz FADCのデータのみを用いたので、そこに焦点を絞ったロジックダイアグラムを図4.2に示す。ANDモジュールに入っている信号の内、矢印がついている信号が出力信号のタイミングを決めている。トリガー条件は、 $B1 \cdot B2 \cdot (TA1 + TA2)$ 且つ、そのヒットタイミングに対し $-100 \sim 350\text{ns}$ の間にT1とT2にヒットがあることである($T1 \cdot T2$)。トリガーのタイミングはビームタイミングに対して常に一定にするために、B1カウンターのタイミングで決められている。作成されたトリガー信号はCOPPER 500-MHz FADCシステムに渡される。COPPER 500-MHz FADCにはPMTからの信号をリニア FUNOUTで分けたものが入力されており、その信号とトリガー信号の時間差は800nsほどである。それにより、ビームタイミングの前 $7\mu\text{s}$ から後800nsのデータが取得される。

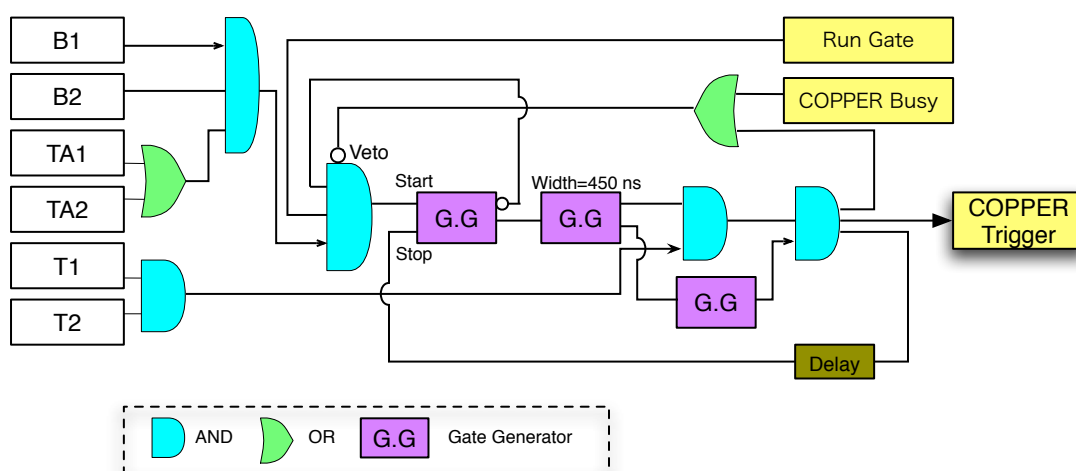


図 4.2: トリガーのロジックダイアグラム

	COPPER 500-MHz FADC	ADC1	ADC2	TDC	65-MHz FADC
シンチレーター	○	○	○	○	
TINA		○			○
TINA Sum	○	○			○

表 4.1: 各 PMT 信号と読み出しモジュール

4.1.3 FADC 波形データからの基礎情報抽出

波形解析を行うためには FADC の生の波形データが必要となるが、初期段階の事象選択などをする際にはより基礎的な情報、総電荷や時間の情報があれば十分である。そこでまず FADC の波形データを用いていくつかの変数を定義した。図 4.3 に各変数の定義を表した模式図を示す。まずヒットの定義を行った。信号電圧が 20mV を越えたものをヒットと定義し、次に 10mV を以下になるまでをヒット領域とした。次にヒット領域の中からピークをサーチし、そのタイミングを T 、その波高を PH と定義した。そのピークに対し、前後 20ns を Narrow GATE、前 20ns 後ろ 80ns を Wide GATE としてその間の電圧の和をそれぞれ Q , Q_w とした。これらの変数の組を 1 事象に対してヒットの数の配列として定義した。またヒットの数を N_{hit} として定義した。サンプリングは 2ns 周期なのでタイミングや波高の分解能は悪く、あくまで初期段階の解析に用いる変数である。今後ここで定義したヒットタイミング T 、波高 PH 、Wide GATE での電圧の和 Q_w 、Narrow GATE での電圧の和 Q を用いて解析を行う。

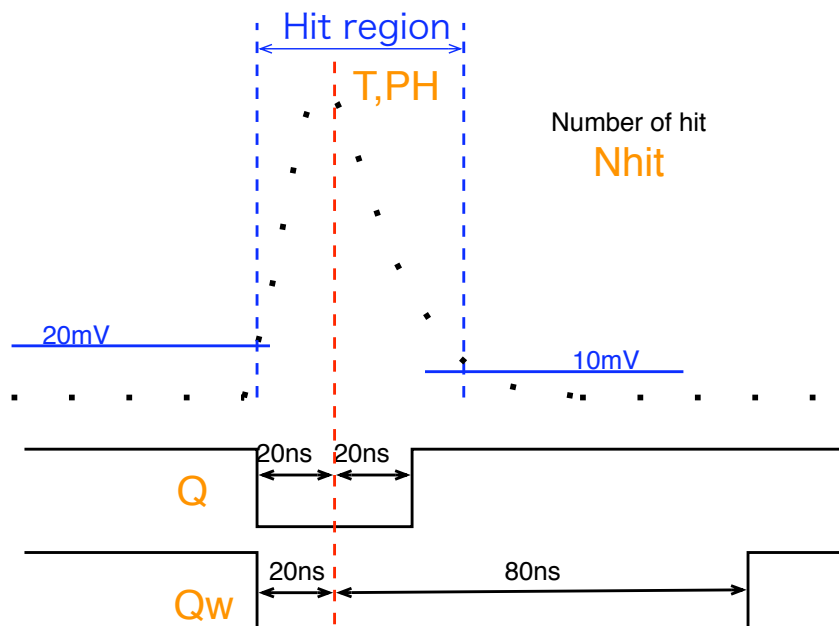


図 4.3: FADC 波形データによる基礎情報の定義

4.2 事象選択

4.2.1 パイルアップ事象の除去

今回のビームはおよそ 1MHz という高い計数率であり、パイルアップ事象が高い確率でおこる。そのため、これらのパイルアップ事象を除去し、1つの粒子がターゲットに入射し1つの粒子がターゲットから出ていく事象を選び出す必要がある。そこでまずターゲット以外の全てのカウンターでビームタイミング以降のヒット数が1つであることを要求した。しかし、パイルアップが近くで起きた場合、2つの信号が重なり1つのヒットとして認識されることが考えられる。そこで前節で定義した広い GATE での電荷情報 Q_w と狭い GATE での電荷情報 Q の比をとり、それを用いたカットを行った。図 4.4 に B 1 カウンターでの電荷の相関と比を示す。電荷の比が大きくはなれている事象があり、パイルアップ事象と考えられる。これらのパイルアップ事象カットの適応前と適応後の T2 と B1 カウンターでのヒット時間差の分布を図 4.5 に示す。0ns に見えるのは突抜けたビーム陽電子であり、なだらかに分布しているのが $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 崩壊の陽電子である。カット前では RF 周期 (43ns) でのパイルアップ事象が見られるが、カット適応後は無くなっているのがわかる。これらのカットにより事象数はほぼ半数となる。

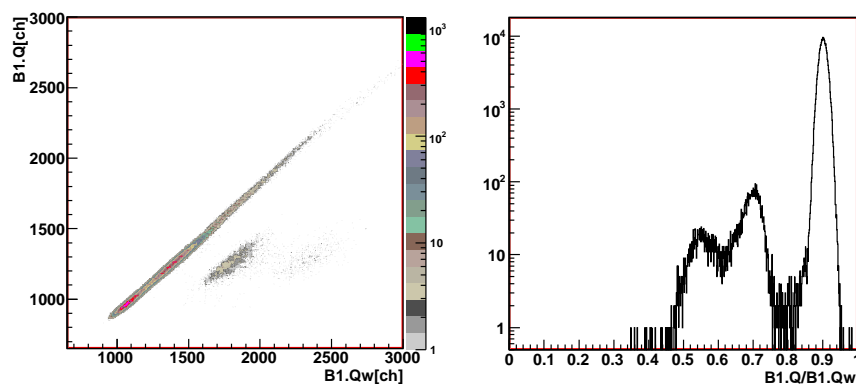


図 4.4: B1 カウンターでの広い GATE と狭い GATE での電荷の相関 (左図) と電荷の比 (右図)

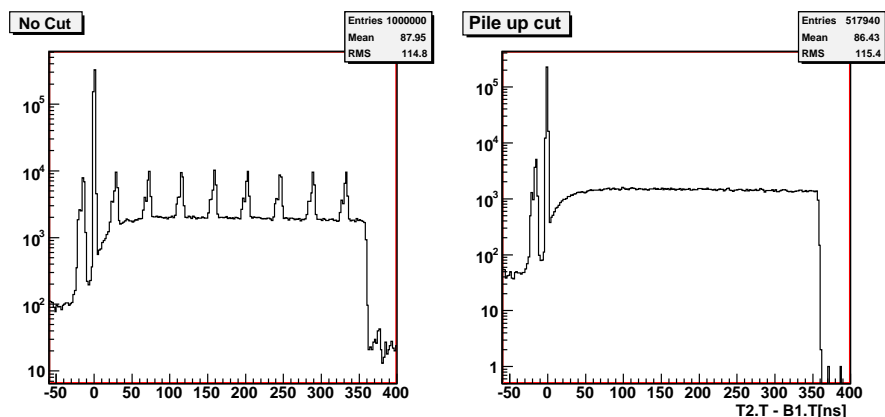


図 4.5: T2 と B1 のヒットの時間差。左図はカット適応前であり右図は適応後

4.2.2 ビーム粒子の識別

パイルアップカットを適応した後、B1とB2カウンターでのエネルギー損失とTOFを用いてビーム中の粒子識別を行った。図4.6にB1とB2カウンターでのエネルギー損失の相関を示す。左図は較正用にB1とB2のdiscriminatorの閾値を下げて取った較正用Runの陽電子のデータであり、右図はパイオン崩壊を見るためにB1とB2のdiscriminatorの閾値を上げてある通常Runのデータである。左図に見えるピークは陽電子によるものであり、右図に見える2つのピークはそれぞれエネルギー損失の小さい方からミュオン、パイオンであると考えられる。左図を見ると右図でミュオンとパイオンのピークがある部分に多少の分布が見える。その数の比を見るとミュオンパイオンに対して陽電子が圧倒的に多いことがわかり、陽電子によるパイルアップ事象が多い理由がわかる。またdiscriminatorの閾値の設定により大多数の陽電子が除去されパイオンが残っていることが確認できる。図4.7は加速器のRFタイミングの信号とB1カウンターのHitタイミングの時間差とB1カウンターでのエネルギー損失の相関を示したものである。これも上と同じように左図が低閾値でのデータ、右図が高閾値のデータとなっている。この時間情報からも陽電子、ミュオン、パイオンが識別できていることがわかる。図4.8にこれらのパイオンを選別するカット適応後のT2とB1カウンターでのヒット時間差の分布を示す。突抜けビームがまだ落とし切れずピークになっており、その後に $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 崩壊の陽電子が分布しているのがわかる。

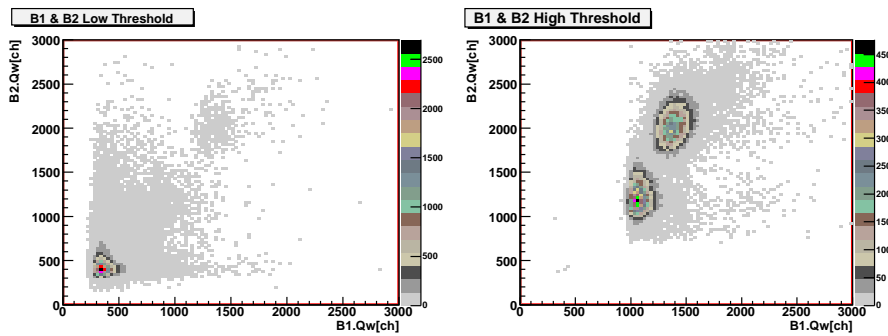


図 4.6: B1 と B2 での広い GATE での電荷情報の 2 次元プロット。discriminator 低閾値の陽電子 Run(左図) と高閾値での通常 Run(右図)。

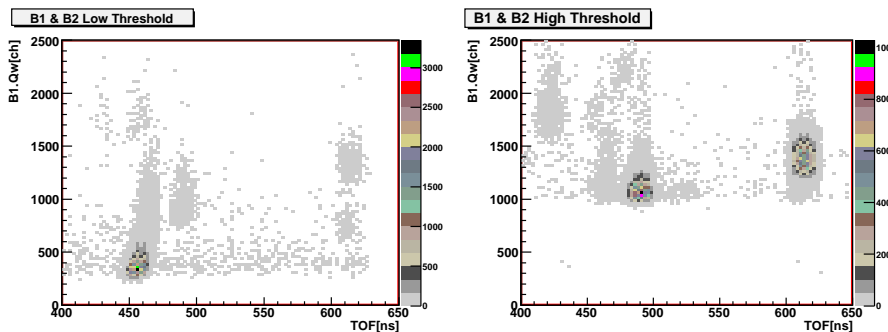


図 4.7: B1 でのエネルギー損失と TOF の相関。discriminator 低閾値の陽電子 Run(左図) と高閾値での通常 Run(右図)。

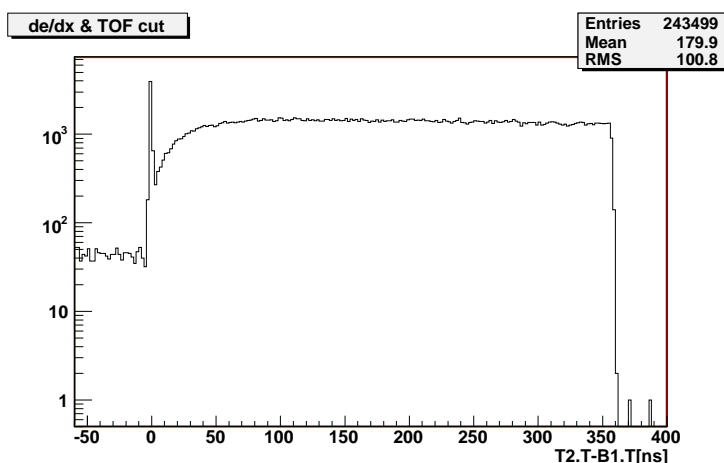


図 4.8: パイオン選別のカット適応後の T2 と B1 のヒットの時間差。

4.2.3 プリパイルアップ事象の除去

図 4.8 を見ると 0ns 以前にも事象が分布しているのがわかる。これは上流カウンターでトリガーされたビーム粒子から崩壊した陽電子ではなく、ビームタイム以前にターゲットや T カウンターなどに止まったパイオンやミュオンからの陽電子によるものである。これらはビームタイム後にも同じように分布していると考えられ、タイムスペクトル上でミュオンの寿命で分布するバックグラウンドとなる。そこでこれらの事象を除くためにビームタイム以前、 $7\mu\text{s}$ の間に全てのシンチレーティングカウンターでヒットがないことを要求した。これをプリパイルアップカットと呼ぶ事にする。図 4.8 にプリパイルアップカットを適応したスペクトルを図 4.9 に示す。全事象数は $2/5$ になっているのに対して 0ns 以前の事象は $1/30$ ほどになっているのがわかる。実際には陽電子のプリパイルアップがある事象は除く必要はなくプリパイルアップカットも粒子識別して行う予定であるが、本研究では全てのプリパイルアップ事象を除いた。

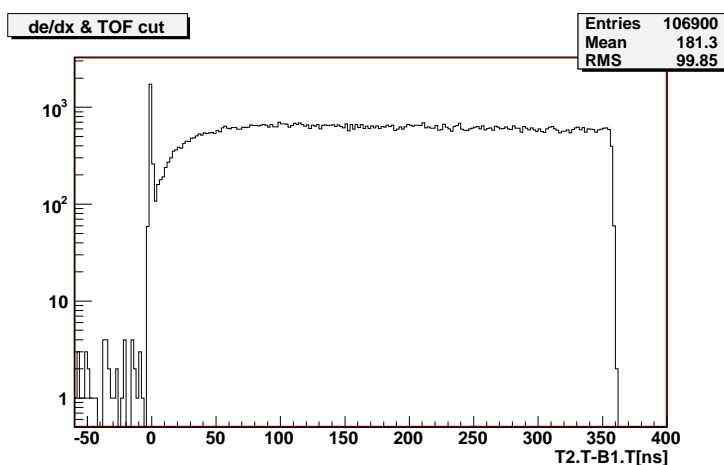


図 4.9: プリパイルアップカット後の T2 と B1 のヒットの時間差。

4.2.4 突抜けビーム事象の除去

図4.9を見ると0nsに突抜け事象によるピークが見られる。これはエネルギー損失とTOFの情報によって除ききれなかったビーム中の陽電子だと考えられる。図4.9の時間スペクトル上の-2ns以上2ns以下の領域の事象をビーム突抜け事象として取り除く。これにより純度の高いパイオンサンプルが得られると考えられる。

4.2.5 TINA(NaI カロリメーター)のエネルギースペクトラム

図4.10にTINAでのエネルギー損失を示す。上図は陽電子データでパイルアップカット、プリパイルアップカットをかけている。陽電子のビームエネルギー73MeVのピークが見える。下図は通常Runのデータで、パイルアップカット、プリパイルアップカット、dE/dxによるパイオン選別、突抜けビーム事象をカットしたものである。ビーム陽電子は除かれ、 $\mu^+ \rightarrow e^+$ 崩壊の0~52.3MeVのエネルギーを持つ陽電子の連続分布が見られる。FADCのヒットの閾値は20mVなのでそれ以下の事象は除かれている。このエネルギースペクトルで6000~10000chをTINA-Highカットとし73MeVであるビーム陽電子の選択または $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象の69.3MeVの陽電子を選択の場合に用いる。また6000ch以下をTINA-Lowカットとし $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象選択の場合に用いる。

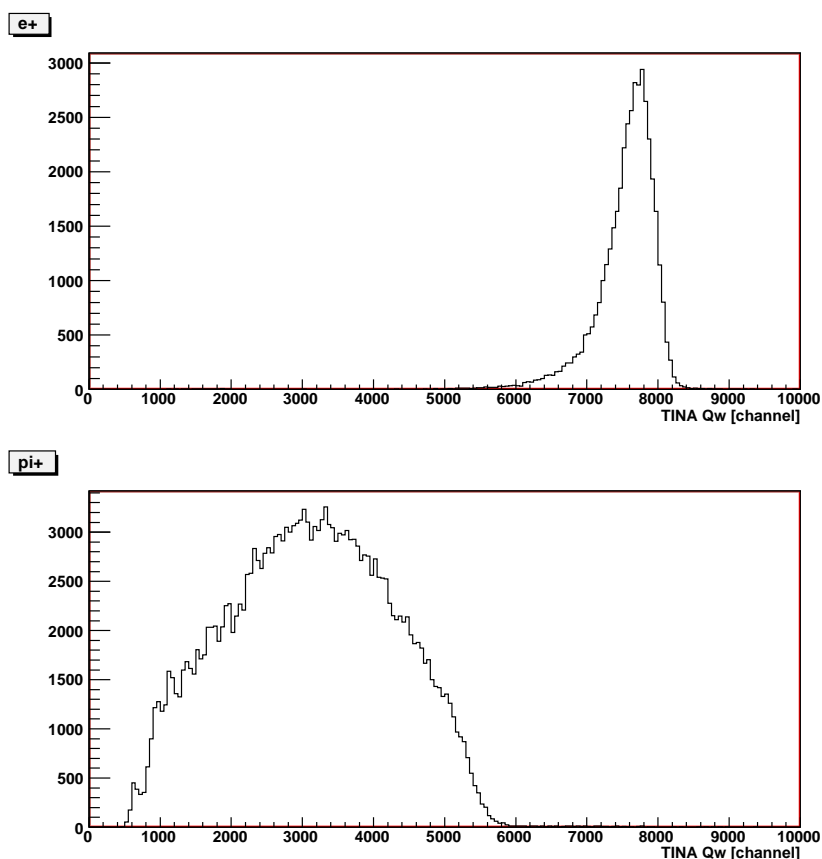


図4.10: NaI カロリメーターでのエネルギー損失。上図:ビーム e^+ 、下図: π^+

4.2.6 事象選択のまとめ

これまで述べた事象選択を以下にまとめる。次節ではこれらのカットを用いてデータサンプルを作成する。

- パイルアップ除去
- dE/dx による粒子識別 : $dE/dx-\pi$ 、 $dE/dx-e$
- TOF による粒子識別 : TOF- π 、TOF- e
- プリパイルアップ除去
- 突抜けビーム事象の除去
- 陽電子のエネルギーによる事象選択 : TINA-High、TINA-Low

4.3 データサンプルの作成

先に述べたカットを用いてビーム陽電子事象サンプル、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプル、 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルを作成する。

4.3.1 ビーム陽電子事象

B1 と B2 での閾値を下げて取った陽電子データを用いてビーム陽電子サンプルを作成した。用いたカットを表 4.2 に示す。シンチレーティングカウンターのエネルギー較正に用いるため、エネルギー損失によるカットは用いていない。得られたビーム陽電子サンプルの B1 カウンターでのエネルギー損失を図 4.11 に示す。

表 4.2: ビーム陽電子事象サンプル作成に用いたカット

パイルアップ除去
プリパイルアップ除去
TOF-e
TINA-High

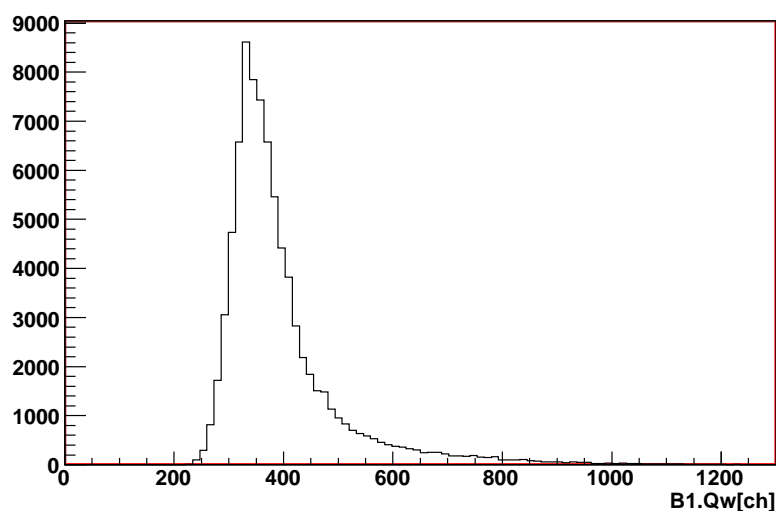


図 4.11: ビーム陽電子サンプルでの B1 カウンターでのエネルギー損失分布。

4.3.2 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象

表 4.3 のカットを持ちいて $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルを作成した。TOF の情報は用いていない。

表 4.3: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプル作成に用いたカット

パイルアップ除去
プリパイルアップ除去
突抜けビーム事象除去
dE/dx- π
TINA-Low

崩壊時間分布を図 4.12 に示す。この分布はパイオンとミュオンの寿命を用いて $A_0(e^{-t/\tau_\mu} - e^{-t/\tau_\pi})$ で表されはすである。0ns 以前の分布からターゲットもしくはTカウンターに潜在しているミュオンの崩壊によるパイルアップ事象のバックグラウンドは1%以下であることがわかる。そこでそれによる項は省略し、 $Par[0](e^{-t/Par[1]} - e^{-t/Par[2]})$ でフィットしたところ、 $\tau_\pi = 24.99 \pm 0.75\text{ns}$ 、 $\tau_\mu = 2266 \pm 296.5\text{ns}$ が得られ、どちらの寿命も誤差の範囲で正しく求められているのが確認できた。

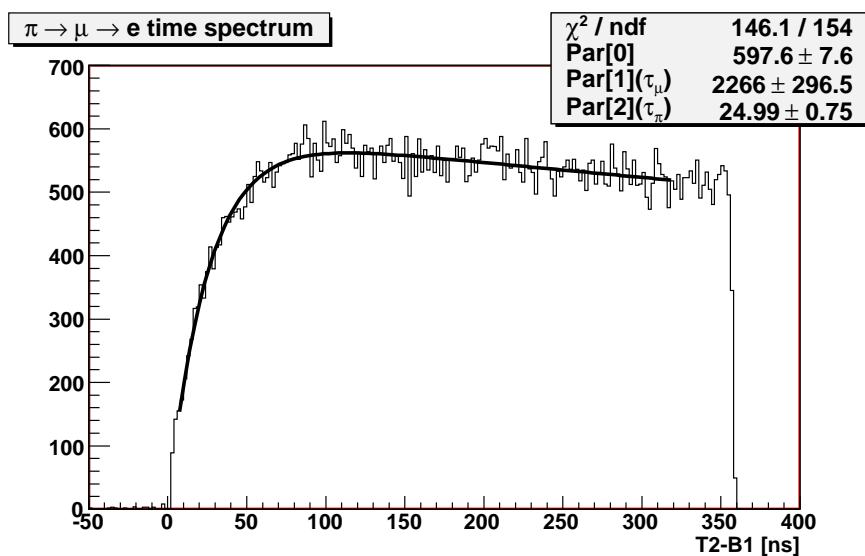


図 4.12: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ サンプルの崩壊時間分布。

4.3.3 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象

表4.4のカットを持ちいて $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルを作成した。TOFの情報は用いていない。

表4.4: $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプル作成に用いたカット

パイルアップ除去
プリパイルアップ除去
突抜けビーム事象除去
dE/dx- π
TINA-High

崩壊時間分布を図4.13に示す。パイオンの寿命の8倍である200ns以降にも分布が続いているのがわかる。これはパイルアップカットで落としきれなかったパイルアップ事象であると考えられ、ターゲット中にとどまっているミュオンからのバックグラウンドがビーム粒子とパイルアップを起こしTINAに高いエネルギーを落とした事象であると考えられる。

この分布はパイオンの寿命を用いて $A_0 \times e^{-t/\tau_\pi}$ で表されはらずである。そこでターゲット中にとどまっているミュオンからのバックグラウンドを考慮し $Par[0]e^{-t/Par[1]} + Par[2]e^{-t/\tau_\mu}$ でフィットしたところ、 $\tau_\pi = 26.23 \pm 0.28$ ns が得られ、寿命が誤差の範囲で正しく求められているのが確認できた。しかしのバックグラウンド事象が10%程度と大きくなっているのがわかる。

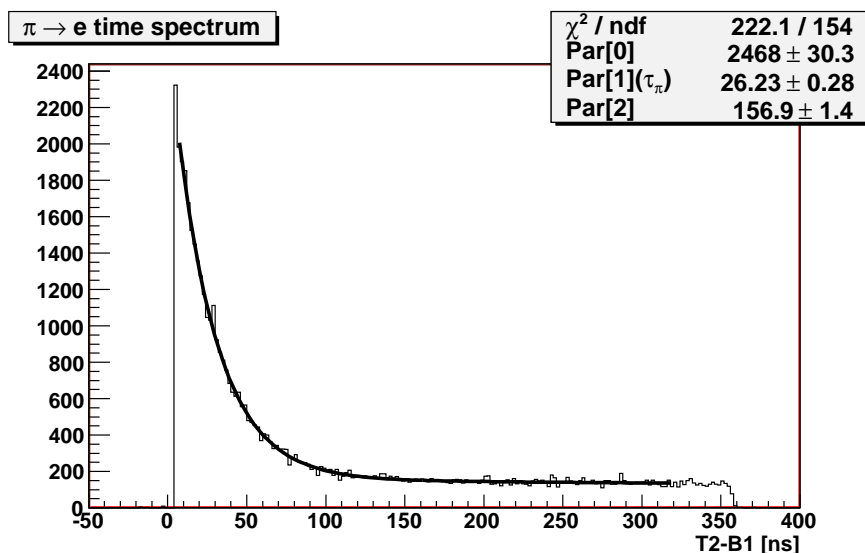


図4.13: $\pi^+ \rightarrow e^+$ サンプルの崩壊時間分布。

4.4 ターゲットカウンターのエネルギー損失による崩壊モード識別

前節で作成した $\pi^+ \rightarrow e^+$ 、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 両崩壊事象のサンプルを用いて、ターゲットカウンターでのエネルギー損失による崩壊モード識別の性能評価を行う。前実験ではテール補正は陽電子の崩壊時間が 6 ~ 30ns のタイムウィンドウを用いていたので、今後の崩壊モード識別性能評価においても 6 ~ 30ns のタイムウィンドウを用いる。

4.4.1 エネルギー較正

パイオンのエネルギー測定 of 分解能向上のためには上流のカウンター B1、B2 のエネルギー損失を足しあわせることが必要になる。そこでまず前節で作成したビーム陽電子サンプルを用いて各シンチレーティングカウンターのエネルギー較正を行った。エネルギー測定には広い GATE での電荷 Qw を用いる。まず各シンチレーティングカウンターの電荷情報 Qw の分布を作り mean の値を求めた。前節の図 4.11 に B1 カウンターでの Qw 分布を示した。また PDG によると $70\text{MeV}/c$ 、 $\beta\gamma = 136$ のエネルギー損失は $2.2\text{MeV}g^{-1}\text{cm}^2$ 、典型的なシンチレーター密度は $1.03g/\text{cm}^3$ であり、これらを用いて各カウンターの厚みを考慮しエネルギー損失を見積もった。これらの関係からエネルギー損失と電荷情報は線形であることを仮定して補正計数を求めた。表 4.5 に各カウンターでの Qw の mean、計算されたエネルギー損失、補正計数を示す。

カウンター	Qw mean[ch]	エネルギー損失 [MeV]	補正計数 [$\times 10^{-3}$ MeV/ch]
B1	398	1.40	3.51
B2	492	0.699	1.42
Target1	502	2.10	4.18
Target2	448	2.10	4.68
T1	509	0.699	1.37
T2	838	1.40	1.66

表 4.5: シンチレーティングカウンターのエネルギー較正。

4.4.2 ターゲットカウンターのエネルギー損失

B1 と B2 の電荷情報をエネルギー情報に直し、両崩壊モードのサンプルで B1、B2、ターゲットでのエネルギー損失の和を求めたものを図 4.14 に示す。今後 B1 と B2 とターゲットでのエネルギー損失の和を単にターゲットでのエネルギー損失と呼ぶことにする。左図は $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象であり、右図が $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象である。 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象はパイオンの運動エネルギーと陽電子のエネルギー損失を含み、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象はそれに加えてミューオンの運動エネルギーを含む。どちらも陽電子のエネルギー損失によるランダウ分布の成分をもっているが、目安としてガウシアンでフィットしたものを上に重ねている。mean の値を比較すると 3.6MeV の差があり、この差はミューオンによるものであると考えられる。ミューオンの運動エネルギーは単一 4.1MeV なのでプラスチックシンチレーターのサチュレーションにより 0.5MeV 程小さく見えて

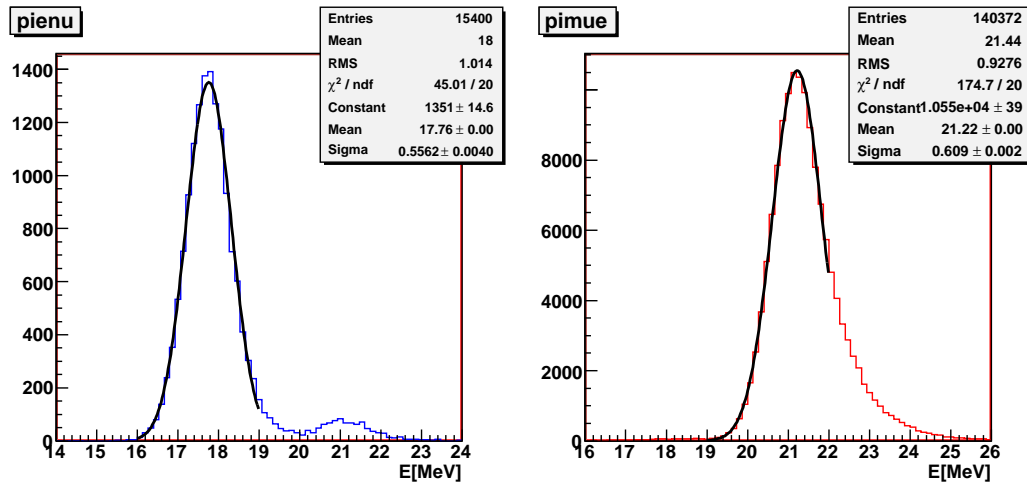


図 4.14: B1,B2,TA でのエネルギー損失の和 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象 (左) と $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象 (右)

いることが分かる。BNL で行われた $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \nu$ 実験 (E949) では FADC による $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ 崩壊のミュオンのエネルギー測定が行われており、サチュレーションにより 3.0MeV であった [9]。左図 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象の分布をみるとエネルギー分解能は 3%程度になっているのがわかる。また左図の高エネルギー側に分布している低いピークはパイルアップ除去のカットでは除ききれなかった TINA でのパイルアップにより高エネルギー側にしみ出してきている $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象であると考えられる。

4.4.3 崩壊モード識別

$\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象のアクセプタンス評価

図 4.14 の左図の $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象のターゲットでのエネルギー損失分布をみると明らかに 20MeV 以上の部分に $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象によるバックグラウンドが混入しているのがわかる。また前節の図 4.13 の崩壊時間分布でもパイオンの寿命以降になだらかに分布するバックグラウンドが見られており、テール補正の解析で用いる 6~30ns のタイムウィンドウではバックグラウンドは 10%程度になると考えられる。しかし 20MeV 以上の事象は $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象のピークから 4σ 程はなれていることになり、ランダウ成分のテールがあることを考慮しても $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象はほとんど含まれていないと考えられる。そこでエネルギー損失が 20MeV 以下の事象を $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象であると考えて、アクセプタンスを評価した。図 4.15 に全エネルギーが 20MeV 以下の $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルの崩壊時間分布を示す。前に述べたように FADC データから得られた電荷の変数 Q_w の GATE は 100ns であったので、エネルギー損失でのカットを入れる上で、陽電子の信号が GATE に含まれる 50ns 以内を用いた。パイオンとミュオンの崩壊率 λ_π と λ_μ を与えて $Par[0]e^{-\lambda_\pi t} + Par[1]e^{-\lambda_\mu t}$ でフィットし、得られたパラメーターから 6-30ns のタイムウィンドウを選んだ場合のバックグラウンド事象の数を見積もると、誤差の分多めに見積もっても 1.6%となり、より純度が高い $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルを得られた。 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象のカットの値によるアクセプタンスを図 4.16 に示す。

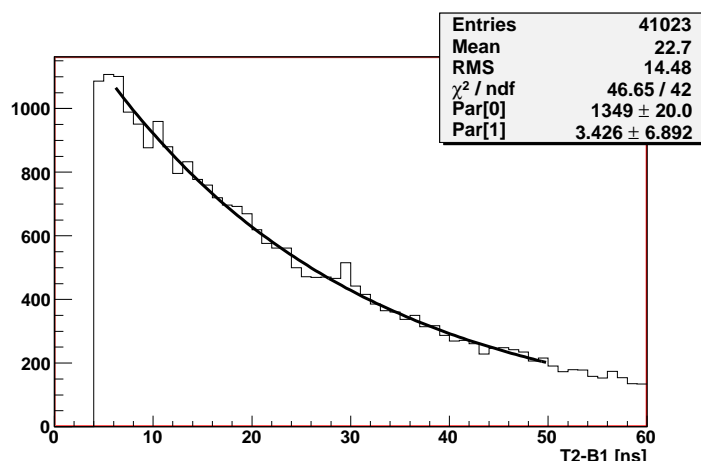
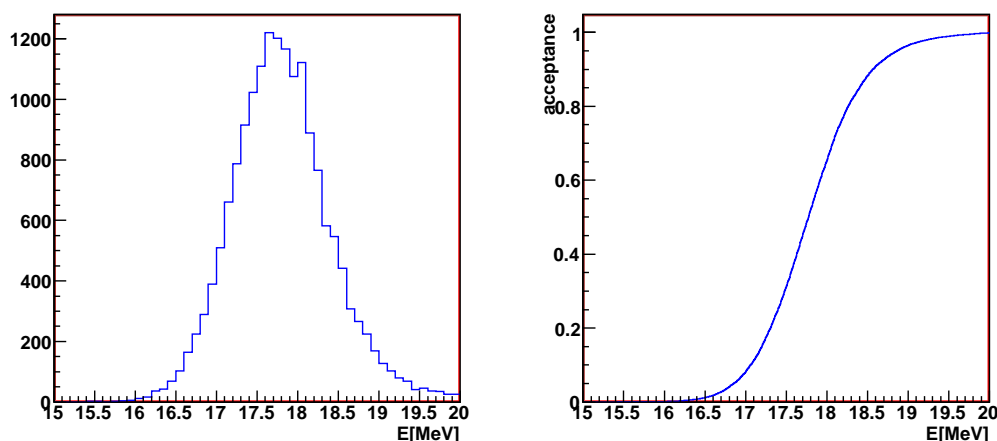
図 4.15: エネルギー損失が 20MeV 以下の $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルの崩壊時間分布。

図 4.16: ターゲットでのエネルギー損失分布 (左図) とカット値によるアクセプタンス (右図)

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のサプレッションの評価

図 4.17 に両崩壊事象サンプルの全エネルギー損失をログスケールにしたものを示す。赤の $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象をみるとピークの低エネルギー側に長いテールを引いているのがわかる。これらは第 1 章の図 1.12 にも見られ、主に decay-in-flight(DIF) 事象によるものと考えられ、 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象のバックグラウンドとなるものである。しかし、18MeV あたりの $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象のピークがくる辺りに図 1.12 には見られなかった盛り上がりが見える。これらは TINA での閾値、6000ch 以下に染み出した $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象の低エネルギーテールによるものだと考えられる。図 4.18 の左に両崩壊モードの TINA でのエネルギー損失を示す。青は $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象であり赤が $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象である。これを見ると 6000ch 以下にかなりの量の $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象の低エネルギーテールが入り込んでいるのがわかる。また図 4.18 の右図は TINA のエネルギー損失とターゲットのエネルギー損失の相関図である。 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象と $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のピークが見え、 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象が TINA の 6000ch 以下に入り込んでいるのがわかる。これは前実験にく

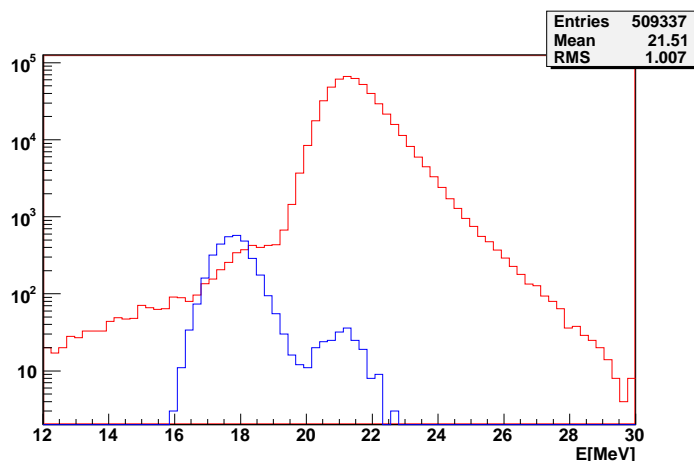


図 4.17: ターゲットでのエネルギー損失。 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象 (青)、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象 (赤)。

らべ TINA がターゲットに近く、陽電子の入射角が大きいためだと考えられる。前節の図 4.10 を見るとビーム陽電子のテールはこれほど大きくないのがわかる。本実験では CsI リングカロリメーターを設置することによりテールは抑えられると考えられている。 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のサプレッションを見積もる際、このテールによる $\pi^+ \rightarrow e^+$ があると正しく見積もることができないので、TINA-Low カットの値を下げることで $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象のテールを除去した $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ サンプルが必要である。図 4.18 は TINA-Low カット 6000 以下 (赤) と 3000 以下 (緑) の場合のターゲットでのエネルギー損失の分布である。6000ch 以下の場合には 18MeV 辺りに盛り上がりが見えるが 3000ch 以下では無くなっているのがわかる。そこで TINA-Low カットが 3000ch の $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルを用いてサプレッションを評価する。

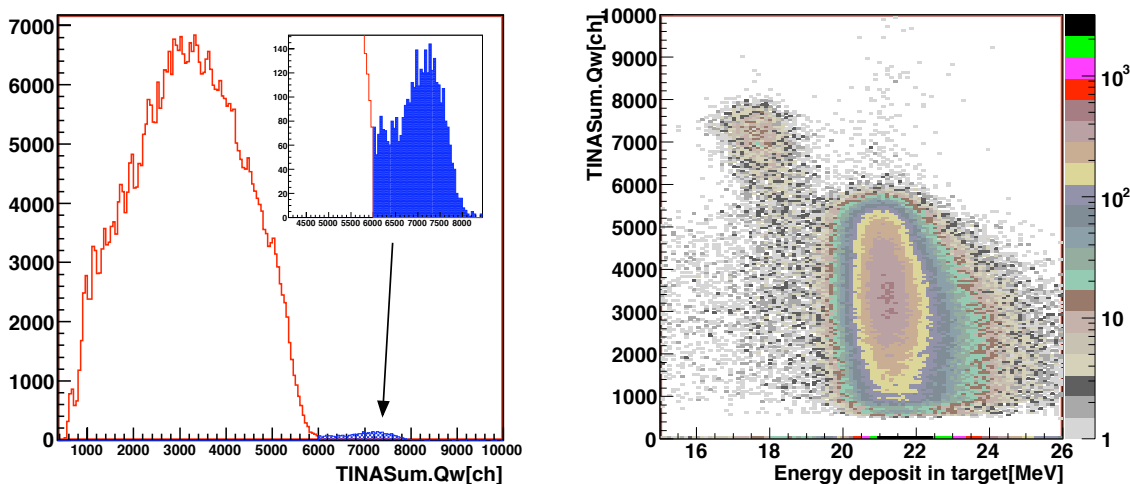


図 4.18: 左図: TINA でのエネルギー損失、 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象 (青)、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象 (赤)。右図: TINA でのエネルギー損失とターゲットでのエネルギー損失の相関。

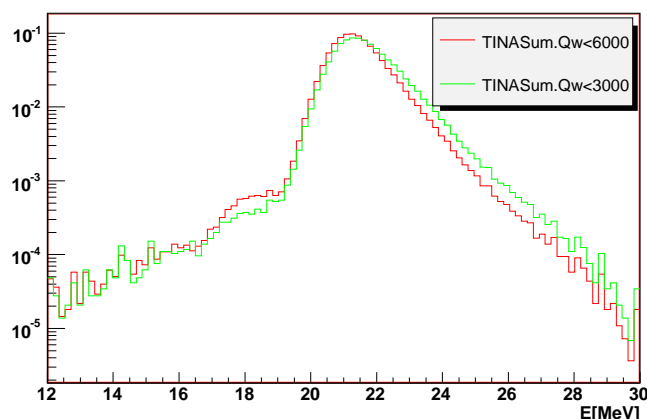


図 4.19: TINA Low の閾値を変えた場合の $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のターゲットでのエネルギー損失。赤は 6000ch 以下、緑は 3000ch 以下。

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のターゲットのエネルギー損失分布は $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象の分布より低エネルギー側にも分布しているため、ターゲットのエネルギー損失によるカットは上限と下限が必要である。 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象の低エネルギー側の分布はなだらかなのでカットの下限は 17.0MeV と固定した。カットの下限を 17.0MeV にすることにより失う $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象は全体の 8% である。次にエネルギーカットの上限値に対する $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のサプレッションを評価する。サプレッション、S の定義は

$$S = \frac{\text{カット領域内の } \pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+ \text{ 事象数}}{\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+ \text{ 全事象数、} N} \quad (4.1)$$

とする。図 4.20 の左図はターゲットのエネルギー損失カットの上限値に対する $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ サプレッションを示したものである。19MeV 以下で 100 分の 1 以上のサプレッションが得られているのがわかる。

ターゲットのエネルギー損失による崩壊モード識別

第一章で述べた様に、テール補正の系統誤差は $\sqrt{N_{tail}}/N'_{\pi e}$ の大きさできまる。この値が定数である分岐比やパイオンの絶対数などを含んでいることを考慮すると $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象のアクセプタンス $\alpha_{\pi e}$ 、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のサプレッションを $S_{\pi\mu e}$ として

$$\sqrt{N_{tail}}/N'_{\pi e} \propto \sqrt{S_{\pi\mu e}/\alpha_{\pi e}} \quad (4.2)$$

となる。上でもとめた各カットエネルギーとアクセプタンス、サプレッションの関係から $\sqrt{S_{\pi\mu e}/\alpha_{\pi e}}$ が最小になる値を選ぶと、18.5MeV になり、そのときのアクセプタンスは 80%、サプレッションは 0.262% となった。またサプレッションの S の誤差は二項分布の誤差となり次式で表される。

$$S \text{ の誤差} = \sqrt{\frac{S(1-S)}{N}} \quad (4.3)$$

これを用いてサプレッションの誤差を評価すると $0.262 \pm 0.013\%$ となる。

また図 4.20 の右図は TINA-Low の値を変えた場合の $E_{cut}^{upper} = 18.5\text{MeV}$ でのサプレッションを示したものである。TINA-Low によるカットが 4000ch 以上では $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象のテールが混入しているためサプレッションが悪くなっているが TINA-Low によるカットが 4000ch 以下ではサプレッションの値が誤差の範囲で一致している。4000ch 以上ではサプレッションが TINA-Low 依存性を持つ可能性が考えられるが、4000ch 以下では一定値になっていることから依存性は小さいと考えられる。

つぎに、このサプレッションの値から分岐比、タイムウィンドウを考慮して、第一章のテール補正で述べた $N'_{\pi e}$ に対する $N_{\pi\mu e}^{tail}$ の値を見積もる。

$$\frac{N_{\pi\mu e}^{tail}}{N'_{\pi e}} = \frac{N_{\pi\mu e} \cdot S_{\pi\mu e} \cdot T}{N_{\pi e} \cdot \alpha_{\pi e}} = \frac{S_{\pi\mu e} \cdot T}{R \cdot \alpha_{\pi e}} \quad (4.4)$$

$N_{\pi\mu e}$ は $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ の事象数、 $N_{\pi e}$ は $\pi^+ \rightarrow e^+$ の事象数、 $S_{\pi\mu e}$ は上で述べたサプレッション、 $\alpha_{\pi e}$ はアクセプタンスであり、 T は陽電子のタイムウィンドウに入る事象に数を考慮した係数である。その結果 $N'_{\pi e}$ に対する $N_{\pi\mu e}^{tail}$ は $29.1 \pm 1.5\%$ となる。前実験ではさらに波形情報によるカットした上で 16% 程度であったのに対して 2 倍ほどの値となっている。表 4.6 にターゲットのエネルギー損失カットの情報をまとめたものを示す。

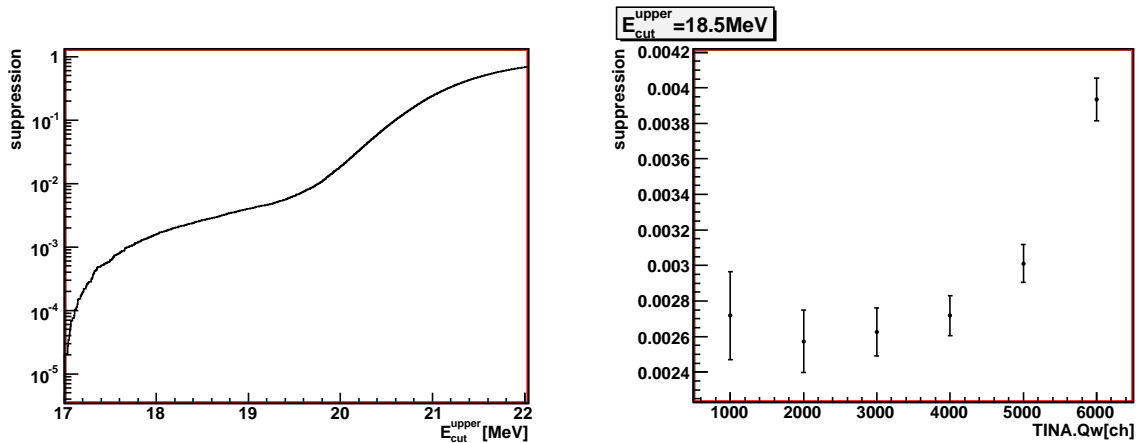


図 4.20: TINA-Low の閾値 3000ch の $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルでのターゲットエネルギーカットの上限値 E_{cut}^{upper} に対するサプレッション (左) と $E_{cut}^{upper} = 18.5\text{MeV}$ のとき TINA-Low の閾値に対するサプレッションの変化 (右図)。

カット領域	アクセプタンス	サプレッション	$N_{\pi\mu e}^{tail}$
17.0~18.5MeV	80%	$0.262 \pm 0.013\%$	$29.1 \pm 1.5\%$

表 4.6: ターゲットのエネルギー損失カットのまとめ

第5章 崩壊モード識別のための波形解析法の確立と評価

本章では前章で作成した $\pi^+ \rightarrow e^+$ 、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 両崩壊事象のサンプルを用いてターゲットカウンタ信号の波形解析法の確立と性能評価を行う。

5.1 FADC データのパルスフィッティング

5.1.1 テンプレートの作成

波形をフィットするためにはまずテンプレートが必要になる。前章で述べた擬似信号の場合は信号を FADC のサンプリングクロックに同期させ、それに対するタイミングを 100ps ずつずらしてデータをとることによりテンプレートを作成した。しかし PMT の実信号のタイミングはサンプリングクロックに対してランダムであり、擬似信号の際に用いた方法は不可能である。そこで前章のセットアップの節で述べた COPPER へ入力される GATE を TDC で測定したもの (Cgate) を用いた。これを用いることにより PMT 信号が FADC のサンプリングクロックに対して何 ns ラッチされて読み出されているのかを知ることが可能になり、それによるタイミングの補正をかけて FADC のデータを重ねることによりテンプレートが作成できる。またパルスの大きさは事象ごとに異なるので広い GATE での電荷の積分値 Q_w を用いて波高を規格化してデータを重ねる。図 5.1 にターゲット PMT1 のパイオン事象の波形データを Cgate の値で時間の補正をかけて 2D ヒストグラムにつめたものを示す。データとしては $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルを用いた。その際、崩壊によるミュオンの信号や陽電子の信号が重なっていないシングルパルスを保証するため、信号中に各粒子の 3 つの波形がきちんと分離されて見えており、且つそれらの波形が十分離れている事象を選択した。サンプリングクロックに対する時間が補正され、きれいに波形の全体図が見えているのがわかる。TDC の 1ch は 200ps なので bin は 200ps 間隔になっており、各 bin の mean をとったものをフィッティングのためのテンプレートとした。最大波高を 1 として補正したターゲット PMT1 のテンプレートを図 5.2 に示す。各カウンタに関して同じ方法でテンプレートを作成した。T1, T2 に関しては $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 崩壊の陽電子の信号を用いた。また第 2 章で述べたように COPPER 500-MHz FADC は 1 チャンネルで 2 つの 250MHz の ADC が交互に動いている。フィッティングのテンプレートは各 ADC に対して個々に作成した。つまり FADC1 チャンネルに対して各 ADC のテンプレートが存在することになる。

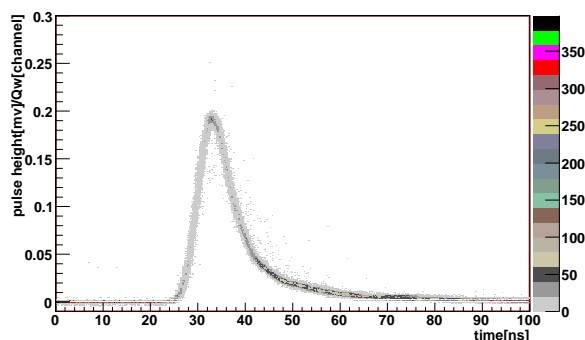


図 5.1: Cgate で時間を補正し Qw で波高を規格化して波形データをかさねた二次元プロット。

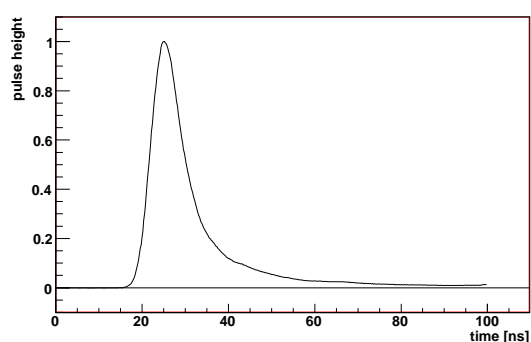


図 5.2: 図 5.1 から得られたテンプレート

5.1.2 シングルパルスフィッティング

各カウンター PMT 信号を上で作成したテンプレートを用いてシングルパルスフィッティングを行った。ターゲットでの信号もシングルパルスであることが望ましいので、テンプレートを作成したときと同じように、パイオンがターゲットにとまり、ミューオンと陽電子の信号が完全に分かれてきちんと識別されている事象を用いた。データはテンプレート作成に用いたものとは違う Run のものを使用した。シングルパルスフィッティングの方法は第3章で行った PMT 擬似パルスのとほぼ同じである。擬似パルスときには1つの FADC チャンネルに対して2つの ADC チップのテンプレートの平均値をとったものをテンプレートとして全データをフィッティングしていた。しかし今回は、1つのチャンネルの各 ADC チップのデータはそれぞれの ADC チップのテンプレートを用いた。各 ADC チップはそれぞれゲイン補正なども行っているが、こうすることにより各チップのゲイン補正の誤差や位相のずれなどがあってもフィッティングへの影響が無くなる。フィッティング関数は波高 A_1 とタイミング T_1 をそれぞれフリーパラメーターとして $V = A_1 F(t + T_1)$ を用いた。ここで $F(t)$ はテンプレートの一次で外挿した関数である。フィッティングに用いるタイムウィンドウはパイオンをフィットするカウンターに関しては peak-bin から前 8 bin、後ろ 31bin の計 40 bin (80ns)、陽電子をフィッティングするカウンターに関しては peak-bin から前 8 bin、後ろ 23bin の計 32 bin (64ns) とした。陽電子の場合にタイムウィンドウが短いのは波高が低く FADC のデータサプレッサーに 64ns 以降のデータが取られていないことがあるからである。フィッティングには Minuit を用い、peak-bin の波高とタイミングを初期値として用いた。フィッティングの際の σ は擬似信号の際と同じ 2.33mV とした。図 5.3 にターゲットカウンター

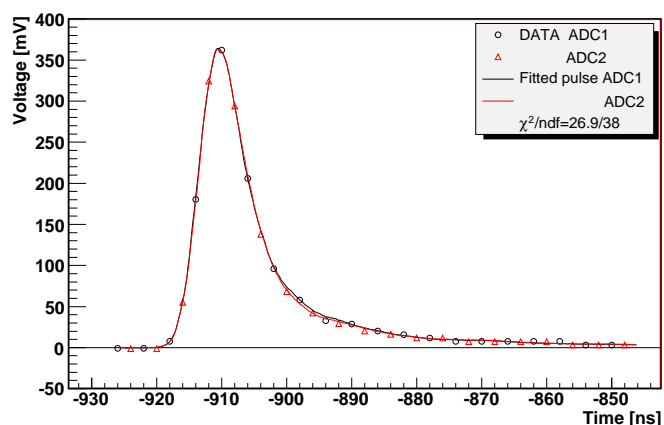


図 5.3: シングルパルスフィッティングの典型例

PMT1 での典型的なシングルパルスフィッティングの結果を示す。また図 5.4 の左図は χ^2 分布、右図は確率分布を示す。 χ^2 分布は理想的な分布とずれており高い側にテールを持っていることがわかる。また確率分布も 20%以下あたりから一様分布から外れているのがわかる。これらは検出器の各コンポーネントの非線形性のためであると考えられる。第 3 章の擬似パルスを用いたシングルパルスフィッティングでは固定波高の信号を用いてテンプレートを作成し、同じ波高の信号をフィッティングしたため非線形性の影響はなく理想的な χ^2 分布が得られた。しかし、実際の PMT 信号ではエネルギー損失やヒット位置のばらつきなどによる偶然誤差以外の波形の変動があると考えられる。また PMT 自体のゲインの非線形性や用いているサムアンプの非線形性もあると考えられる。テンプレートはこれらの影響によりできる様々な波形の平均をとって作成したものであり、これからのずれがある波形データをフィッティングした場合 χ^2 は理想的な場合より大きくなると考えられる。

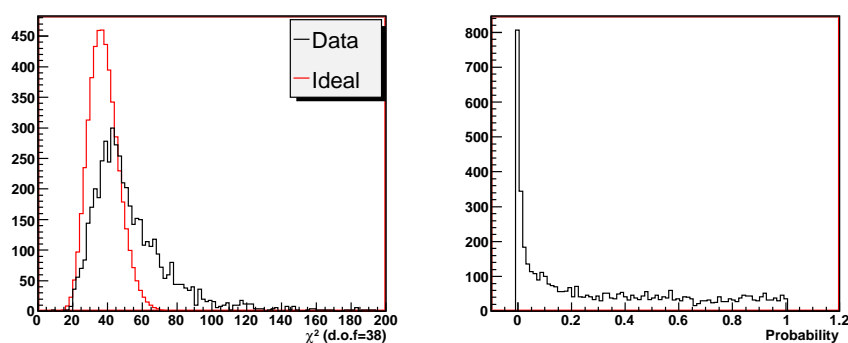
図 5.4: ターゲット PMT1 のデータのシングルパルスフィッティングの χ^2 分布と理想的な分布 (左図) と確率分布 (右図)

図 5.5 シングルパルスフィットにより得られた B1 と B2 カウンターの時間差を示す。左図は $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のデータサンプルをフィッティングしたものでパイオンによる信号をフィッティングしており、右図はビーム陽電子データをフィッティングしたものである。時間分解能はそれぞれ 150ps、300ps となっている。これは波高の違いによるものだと考えられる。波高の分布を図 5.6 に示す。パイオンの波高は 260mV、陽電子は 80mV 程度である。

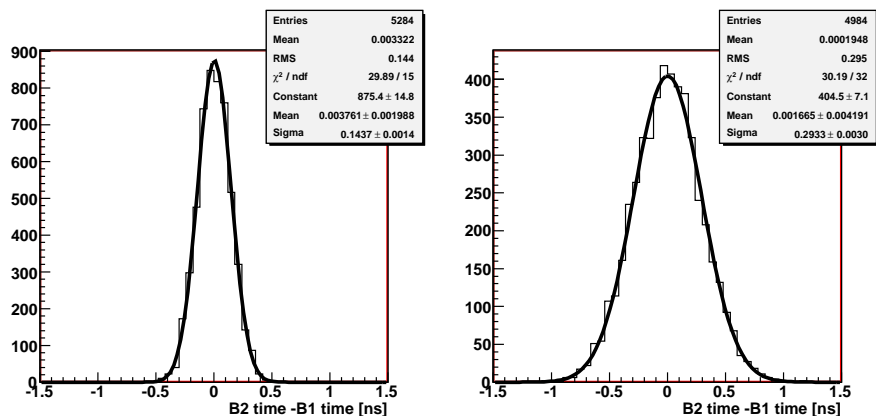


図 5.5: シングルパルスフィッティングにより得られた B2、B1 カウンターのヒットタイミングの時間差。パイオン (左図) と陽電子 (右図)

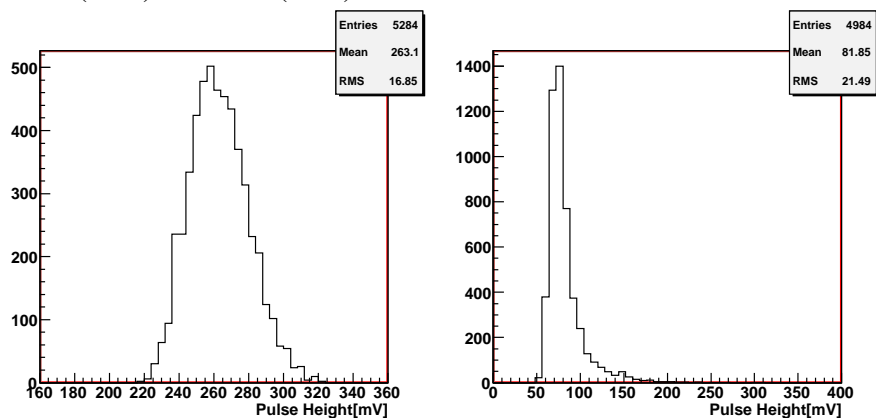


図 5.6: シングルパルスフィッティングにより得られた B1 カウンターでの波高。パイオン (左図) と陽電子 (右図)

5.2 ターゲットカウンターの波形解析による崩壊モード識別

第1章で述べたように $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象と $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象ではターゲットカウンターでの信号の構成数に違いができる。 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象ではパイオンと陽電子の2つコンポーネントによるダブルパルスになり、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象ではさらにミューオンの信号が加わりトリプルパルスになる。これらによる PMT 信号の波形の違いを比べ、崩壊モードを識別する。具体的には両崩壊モードサンプルをダブルパルスフィットし、得られる χ^2 やパラメーターの違いをみることにより崩壊モードを識別を行う。波形解析によるサブレーションとタイムウィンドウは大きく関

係しており、エネルギー損失による崩壊モード識別の際と同様に、前実験と同じパイオンストップ後 6~30ns のに陽電子が検出された事象を用いた。

5.2.1 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象データのダブルパルスフィッティング

$\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象のデータに対してダブルパルスフィッティングを行った。この際の $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルはエネルギー損失のアクセプタンス評価に用いたものと同じであり、ターゲットでのエネルギー損失が 20MeV 以下の事象である。フィット関数は2つのパルスそれぞれの波高と時間の4つをフリーパラメーターとし $V = A_1F(t+T_1) + A_2F(t+T_2)$ である。ここで $F(t)$ はテンプレートの一次で外挿した関数である。フィッティングに用いるタイムウィンドウはパイオンのシングルパルスフィットの場合と同じく peak-bin から前 8bin、後ろ 31bin の計 40bin(80ns) とした。初期値の決め方はシングルパルスの場合とは異なっている。まず時間のパラメーターに関しては B1 カウンターと T1 カウンターの信号をシングルパルスフィットして得られたパイオンタイミングと陽電子タイミングを初期値とした。また波高に関してはパイオンパルスは実信号の波高の最大値、陽電子の波高は 70mV で固定とした。フィッティングにはシングルパルスフィットと同じように Minuit を用いた。図 5.7 にダブルパルスフィットの様子を示す。水色と紫のラインはフィット結果から分離された2つのパルスである。また図 5.8 にターゲットの両 PMT 信号の χ^2 分布を示す。シングルパルスフィッティングの場合と比べると、フィッティング自由度を考慮にいたした上でほぼ同程度となっている。フィットで得られた各パルスの時間と B1、T1 での時間の差を図 5.9 に示す。それぞれを ΔT_π 、 ΔT_e と呼ぶことにする。ターゲットで得られる陽電子の時間分解能 450ps になっており、ビーム陽電子をシングルパルスフィッティングして得られた分解能より悪くなっている。フィッティングにより得られた各波高を図 5.10 に示す。パイオンは 350mV を中心に分布しており、陽電子の波高分布は 20mV あたりからランダウ分布にくらべて幅広く広がっている。これは陽電子の通過距離が崩壊の角度により広がっているためだと考えられる。また波高が 20mV と低いことが上で述べた時間分解能の悪化の原因と可能性も考えられる。

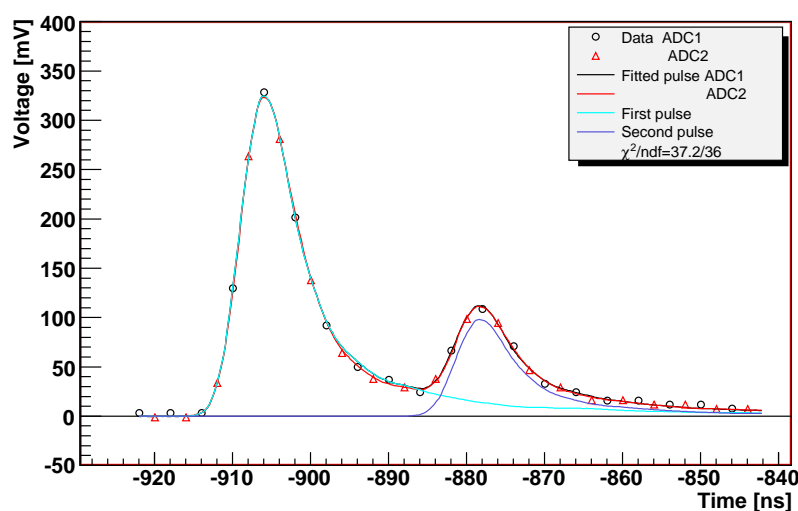


図 5.7: ダブルパルスフィッティングの典型例

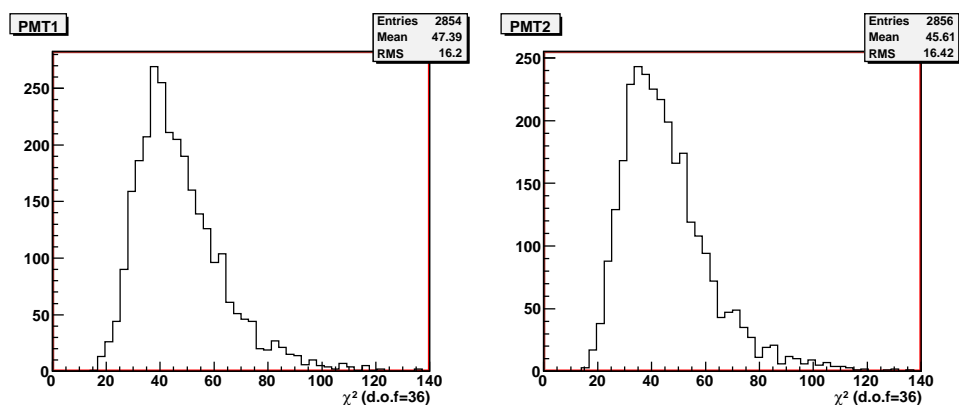


図 5.8: ダブルパルスフィッティングの χ^2 分布。ターゲット PMT1(左図)とターゲット PMT2(右図)

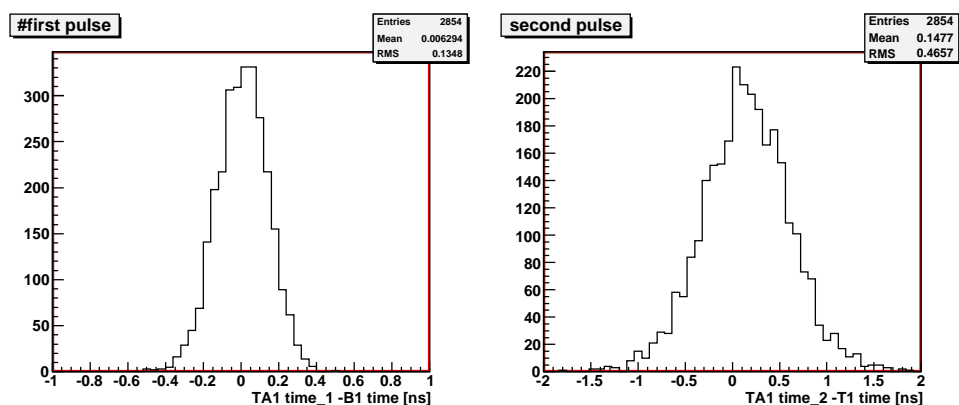


図 5.9: ダブルパルスフィッティングにより得られたパルスのタイミングと外部のカウンターでのタイミングの差。一次パルス:パイオン(左図)と二次パルス:陽電子(右図)

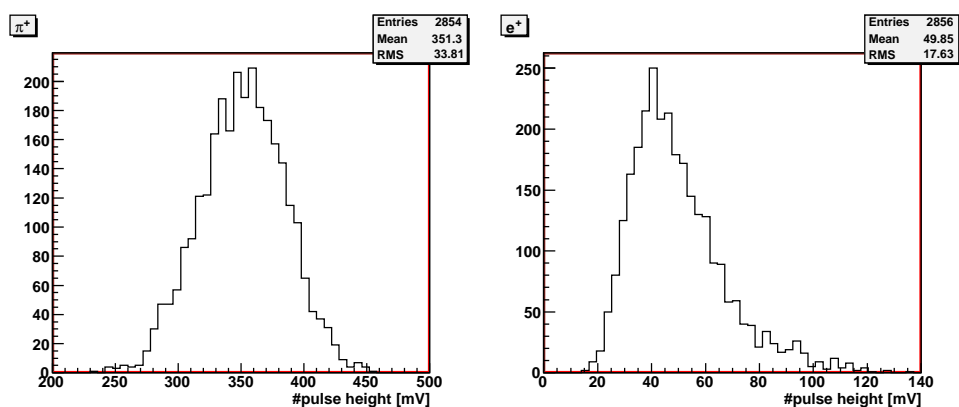


図 5.10: ダブルパルスフィッティングにより得られたターゲット PMT1 での波高。一次パルス:パイオン(左図)と二次パルス:陽電子(右図)

5.2.2 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 崩壊データのダブルパルスフィッティング

上で述べたダブルパルスフィットを $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルに対して行った。図 5.11 にダブルパルスフィットの様子を示す。このフィッティングの仮定は正しくなく、フィッティングにより得られる χ^2 や各パラメーターは $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象の場合に比べて変わってくると思われる。それらを違いをみることにより崩壊モード識別を行う。

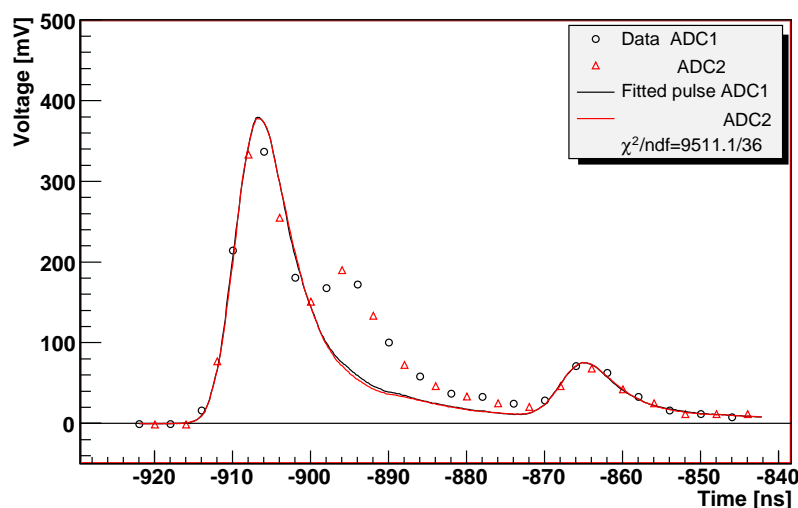


図 5.11: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象をダブルパルスフィッティングした典型例

図 5.12 にターゲットに χ^2 分布を示す。左図は全体であり右図は 0 から 200 を拡大したものである。赤が $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象、青が $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象である。 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象はトリプルパルスになるはずであり、このフィッティングの仮定は正しくなく χ^2 はかなり大きな値になっている。 χ^2 分布は $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象と $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象で大きく違っており、両崩壊モードを識別する能力があることがわかる。 χ^2 の値が $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象の場合と同程度になっている事象はミュオンによる信号がパイオンもしくは陽電子の信号に重なり、波形がダブルパルスに近い事象であると考えられる。図 5.13 にフィットによって得られた一次パルスと二次パルスとタイミングと外部カウンターによるタイミングの時間差、 ΔT_π 、 ΔT_e 分布を示す。左図は ΔT_π 、右図は ΔT_e である。赤が $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象、青が $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象である。ミュオンパルスがパイオンパルスに近づくと波形はトリプルパルスからダブルパルス近づいてきてフィッティングの χ^2 はだんだん良くなる。しかし得られるパイオンパルスの時間情報はミュオンパルスに引っ張られ、上流の B1 カウンターで測定された実際のパイオンタイミングより遅くなる。図 5.13 の左図をみるとその様子がわかる。またミュオンパルスが陽電子パルスに近づくと、同じ理由で得られる陽電子タイミングが下流の T1 カウンターで測定された実際のタイミングより早くなる。図 5.13 の右図をみるとその様子がわかる。二次パルスは初期値として T1 で得られた陽電子タイミングを与えているがミュオンパルスをフィットする場合があります、その場合はタイミングが大きすぎて -8ns 以下の事象がないのはパラメーターにリミットをかけているからである。

これらの 3 つの情報法は $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象と $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象で違う分布を持ち、これらを用いて崩壊モード識別が可能になる。フィットで得られた波高情報によるカットはエネルギー損失の

カットと同等であると考えられるので今回は波形解析による崩壊モード識別には用いない。

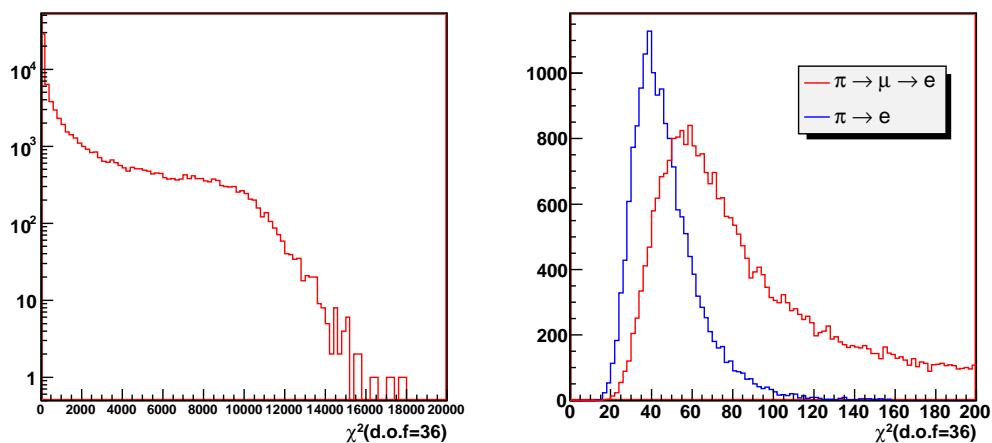


図 5.12: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象をダブルパルスフィッティングした場合の χ^2 分布 (左図) と 0-200 の拡大図 (右図)。 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象 (赤)、 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象 (青)

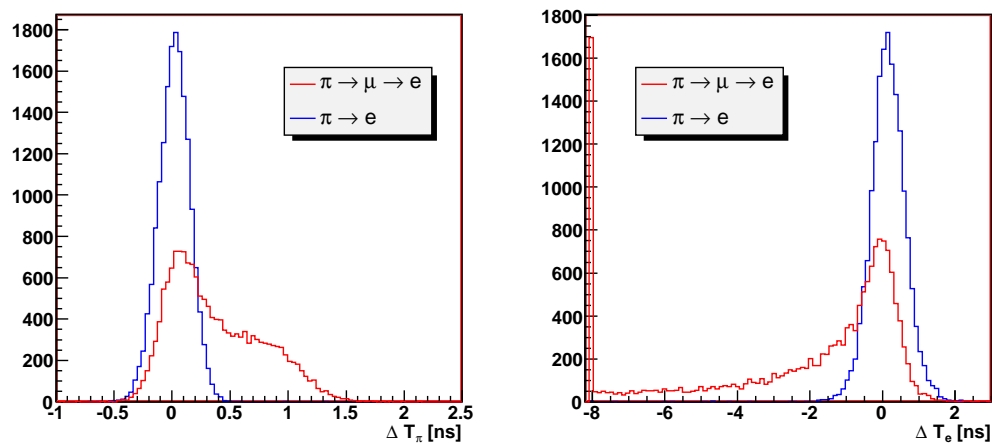


図 5.13: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象をダブルパルスフィッティングして得られたパルスタイミングと外部のカウンターでのタイミングの差。一次パルス (左図) と二次パルス (右図)。 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象 (赤)、 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象 (青)

5.2.3 Likelihood を用いた崩壊モード識別

フィッティングで得られた3つの変数、 χ^2 、 ΔT_π 、 ΔT_e は $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象と $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象で違う分布を持ち崩壊モード識別に有用である。そこで $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルを用いて、各変数に対して、 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象らしさを表す確率を定義する。その後、各変数の確率を用いて波形解析における $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象らしさ、Likelihoodを定義し、それを用いて波形解析による崩壊モード識別を行う。

5.2.4 Likelihood の定義

各変数での確率の定義

χ^2 、 ΔT_π 、 ΔT_e 、の3つの変数に対して $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルを用いて確率を定義する。この際の $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルはエネルギー損失のアクセプタンス評価に用いたものと同じであり、ターゲットでのエネルギー損失が20MeV以下の事象である。図5.14に各変数(上図)とそれらを端から積分し事象数を1に規格化したもの(下図)を示す。下図の積分は $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象の分布がある方(図5.13参照)から行う。下図を用いると各変数から、その事象が $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ ではなく $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象であるという確率を得ることができる。これが各変数に対する確率の定義となる。それぞれの変数に対する確率を p_{χ^2} 、 p_{T_π} 、 p_{T_e} と定義する。

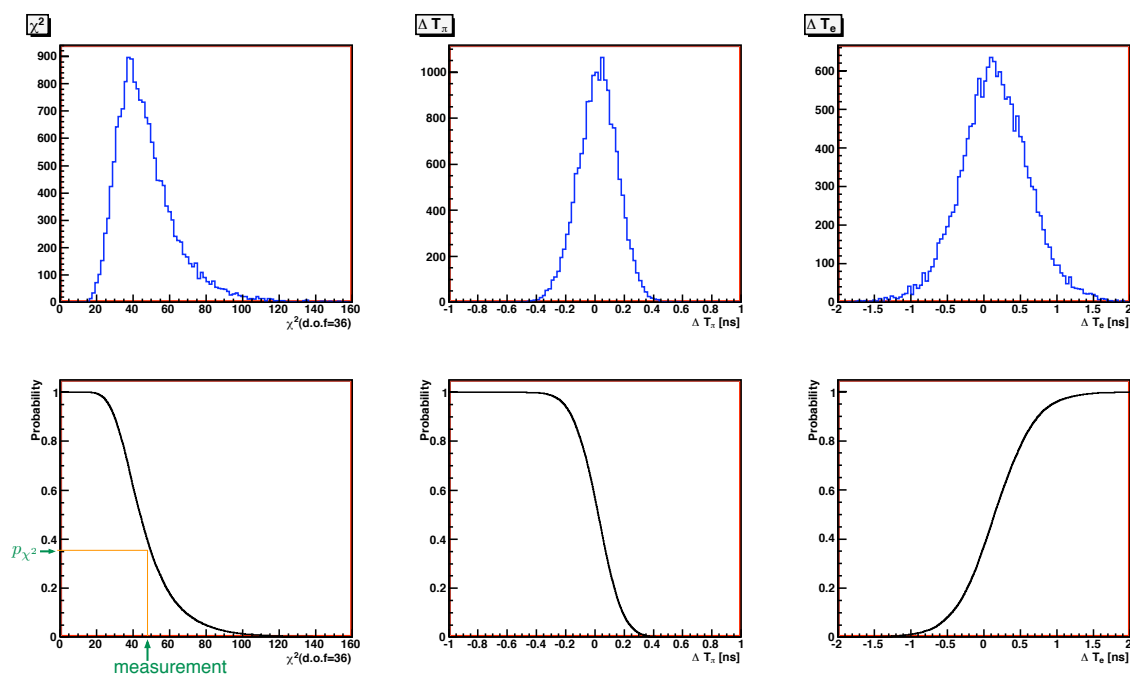


図 5.14: $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルをダブルパルスフィッティングして得られる各変数(上図)とそれを積分した分布から得られた確率(下図)。

Likelihood の定義

ある事象について n 個独立した測定値があり、それぞれの測定値についての確率、 p_n が与えられている場合、それらをあわせた Likelihood は次式で表される。

$$Likelihood = \prod_i p_i \cdot \sum_i^{n-1} \frac{(-\ln \prod_i p_i)^i}{i!} \quad (5.1)$$

そこで上で定義した3変数の確率、 p_{χ^2} 、 p_{T_π} 、 p_{T_e} を用いて、波形解析における $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象らしさ、Likelihood($L_{\pi e}$) を定義する。しかし、その前に各変数の独立性を確認する必要がある。図 5.15 は、各変数の相関図(左図)とそのプロファイル(右図)である。これを見ると p_{T_π} と p_{T_e} はともに p_{χ^2} が小さいときに大きくなるという弱い相関が見られる。また p_{T_π} と p_{T_e} には相関が見えず独立であるといえる。 p_{T_π} と p_{T_e} はともに p_{χ^2} と相関も持っているがその相関は弱いので、これらから確率から Likelihood を定義することは意味があるといえる。

そこで波形解析における $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象らしさ、Likelihood($L_{\pi e}$) を次式のように定義する。

$P = p_{\chi^2} \times p_{T_\pi} \times p_{T_e}$ として

$$L_{\pi e} = P(1 - \ln P + \frac{1}{2}(\ln P)^2) \quad (5.2)$$

これを用いて崩壊モード識別を行う。

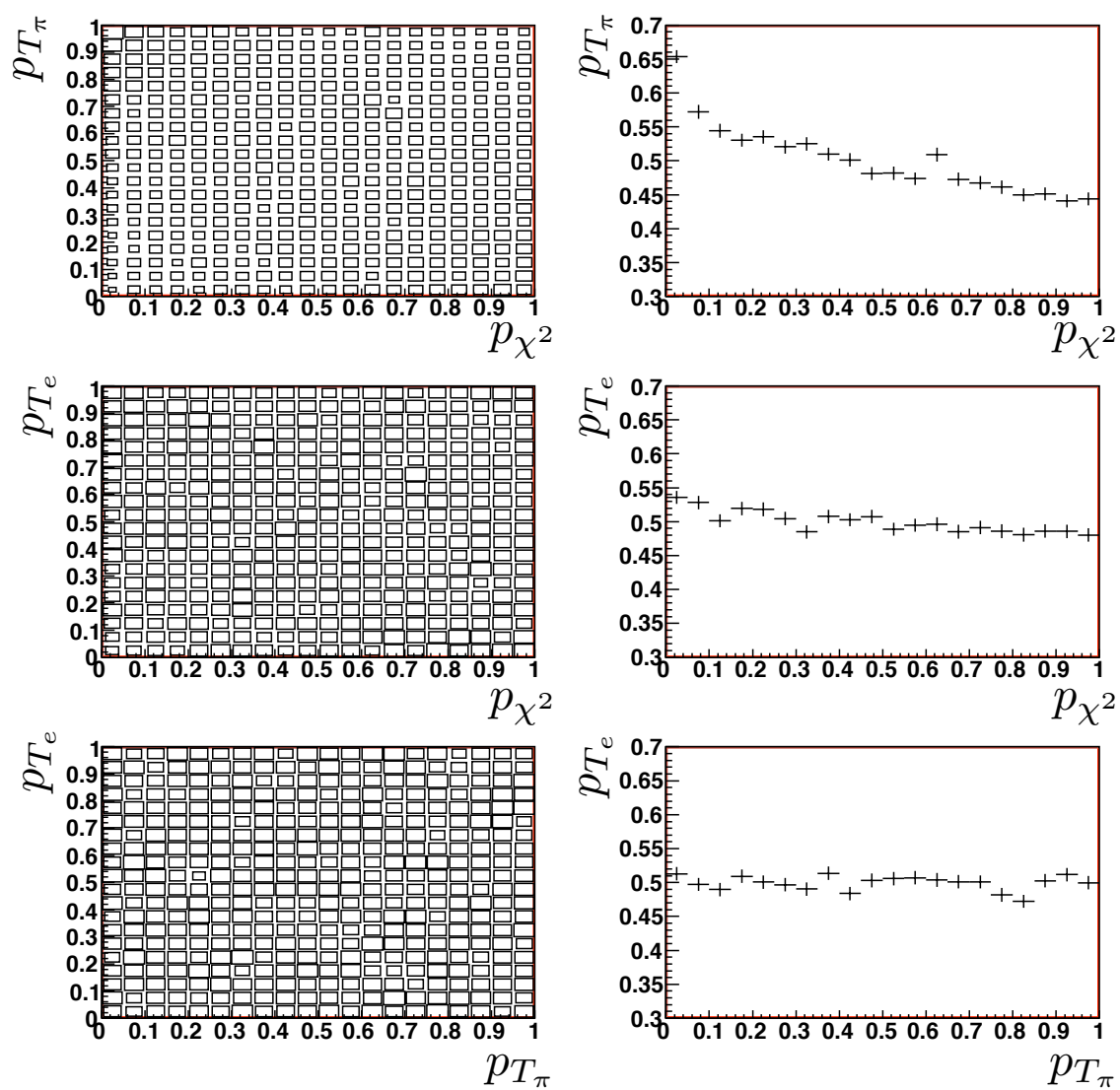


図 5.15: 各変数による確率の相関図 (左図) とそのプロフィール (右図)。

5.2.5 崩壊モード識別

図 5.16 の左図は両崩壊モードサンプルの likelihood 分布をログスケールで示したものである。青が $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象、赤が $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象である。 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象がほぼ一様分布しているのに対して、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象は 0% あたりに多く分布しているのが分かる。 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象の分布の両端が少し落ちているのは変数間の弱い相関のためだと考えられる。図 5.16 の右図は横軸の $L_{\pi e}$ でカットした場合の $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のサプレッションを示している。サプレッションの定義はエネルギー損失によるカットのときと同様である。(§4.1) また $L_{\pi e}$ は $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象のアクセプタンスと同値である。(変数間に弱い相関があるため完全に一致はしていない) 実際に $L_{\pi e} > 0.1$ のカットを両サンプルに適用すると $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象 91% アクセプタンスで $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象で $8.36 \pm 0.07\%$ のサプレッションが得られた。8.36% のサプレッションは目標であった 1/5 を満たしており、波形解析による $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のサプレッションは十分な性能が得られたといえる。また 8.36% のサプレッションは第 2 章の図 2.21 に示したように、6~30ns の陽電子のアクセプタンスを考慮すると 1.2ns 以降のミュオンを識別していることに値している。第 2 章の擬似信号を用いたテストの結果は 2ns 以降であれば識別できるという結果であり、信号の大きさや波形が違うので単純には比較することは難しいが、今回の結果の方がよい値になっている。これは第 2 章ではフィッティングで得られた χ^2 だけを用いてダブルパルス識別を行ったのに対して、今回の解析では各パルスのタイミングが外部カウンターにより分かっており、それによる情報を用いたので精度が上がったと考えられる。表 5.1 に波形解析をまとめたものを示す。

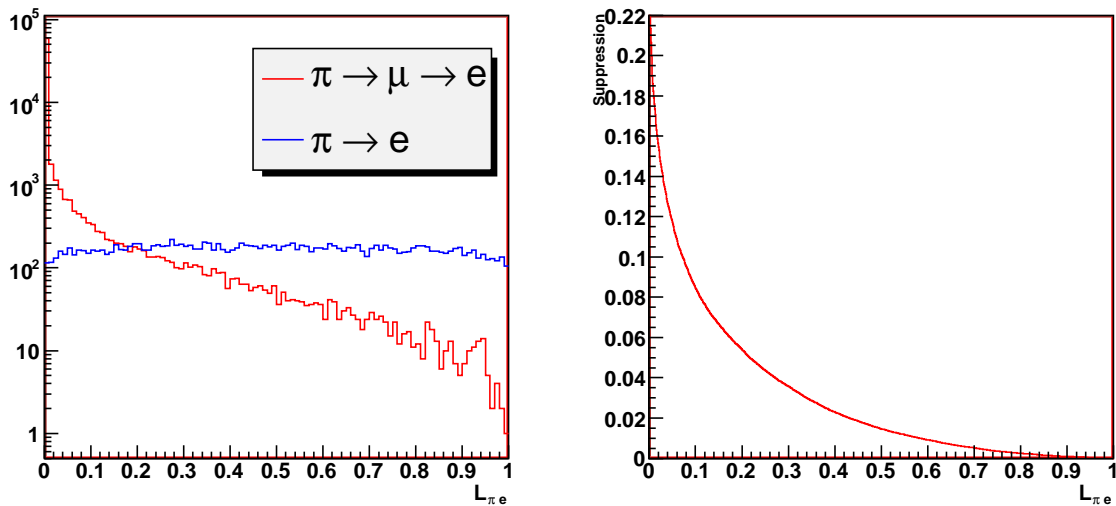


図 5.16: 左図：両崩壊モードの Likelihood 分布 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象 (青) と $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象 (赤)。右図：likelihood のカットの値に対する $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のサプレッション。

カット	アクセプタンス	サプレッション
$L_{\pi e} > 0.1$	91%	$8.36 \pm 0.07\%$

表 5.1: 波形解析カットのまとめ

第6章 ターゲット情報による崩壊モード識別性能の総合評価

6.1 エネルギー損失カットと波形解析カット

図6.1の左図は前節で述べた91%アクセプタンスの波形解析カット適応前後の $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象サンプルのターゲットでのエネルギー損失分布である。波形解析のカットによる $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ が8.36%程度にサプレッションされているのがわかる。右図は各エネルギー bin ごとにサプレッションファクターを示している。これを見ると20MeV以下で急にサプレッションが悪くなっているのがわかる。このサプレッションが急に悪くなる20MeV以下の事象は主に decay in flight(DIF)事象であると考えられる。第1章でも述べたがDIF事象は低エネルギー側にテールを持ち、且つミュオンと陽電子のダブルパルスになり、 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象と区別することができない。

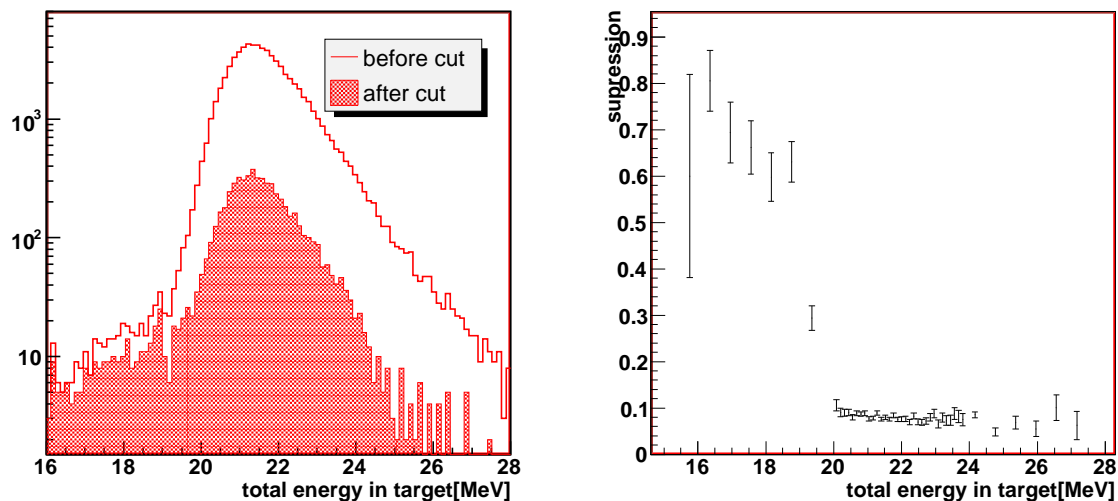


図 6.1: 左図：波形解析のカット適応前後の $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ のターゲットでのエネルギー損失分布。赤線：カット前、赤領域：カット後。右図：左図の各 bin でのサプレッション。

さらに図 6.1 の波形解析によるカットに加えて前章で得られたターゲットでのエネルギー損失のカットをかけると、アクセプタンスは73%、サプレッションは $0.172 \pm 0.011\%$ となる。表 6.1 にこれらのカットをまとめる。

カット	アクセプタンス	サプレッション
エネルギー損失	80%	$0.262 \pm 0.013\%$
波形解析	91%	$8.36 \pm 0.07\%$
エネルギー損失+波形解析	73%	$0.172 \pm 0.011\%$

表 6.1: ターゲットの情報によるカットのまとめ

これらを第一章のテール補正で述べた N'_{pic} に対する N_{pimue}^{tail} の値を求めると、 $N_{pimue}^{tail} = 21.0 \pm 0.14\%$ になる。前実験では 16%であったのに対して少し大きな値になっている。

次にこれらの結果を用いて DIF 事象バックグラウンドの量と PIENU 本実験で期待される N_{pimue}^{tail} を事象を見積もる。図 6.2 に示すように、まずエネルギー損失カット後に残った $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ バックグラウンドの数とを考える。さらに波形解析のカットをかけることにより、バックグラウンドが 0.09%減っているのがわかる。エネルギーカット以下の低エネルギー側の事象でも decay at rest (DAR) の事象に対しては波形解析によるサプレッションが 8.3%は効いているはずだと仮定すると、カット後に残った DAR 事象は、波形解析の除去された 0.09%の (8.3/91.7) 倍の 0.008%だと考えられる。そうすると残りの 0.163%が DIF 事象によるバックグラウンドであると考えられる。これらから N_{pimue}^{tail} を計算すると上で述べた全 21.0%の内、DIF 事象によるものが 20.0%、DAR によるものが 1%となる。第 1 章で述べた PIENU 実験の目標 $N_{pimue}^{tail} = 4\%$ に対して、DAR 事象によるバックグラウンドは 1%と十分小さく波形解析の性能は十分であると考えられる。また第 1 章で述べたビーム粒子のトラッキングなどにより、DIF 事象が 1/10 ほどに抑制することができれば、DAR 事象と合わせて $N_{pimue}^{tail} =$ を 3.0%に抑えることが実現でき、PIENU 実験の目標であると考えられる 4%を満たすことができると予想される。これらの数字を表 6.2 にまとめる。

	$N_{\pi\mu e}^{tail} : all$	$N_{\pi\mu e}^{tail} : DAR$	$N_{\pi\mu e}^{tail} : DIF$
今回のテスト実験	21.0%	1%	20%
PIEN 本実験 (DIF1/10 になると仮定)	3.0%	1%	2.0%

表 6.2: 今回の実験結果から見積もられる $N_{\pi\mu e}^{tail}$ とその内バックグラウンド事象数の内訳。

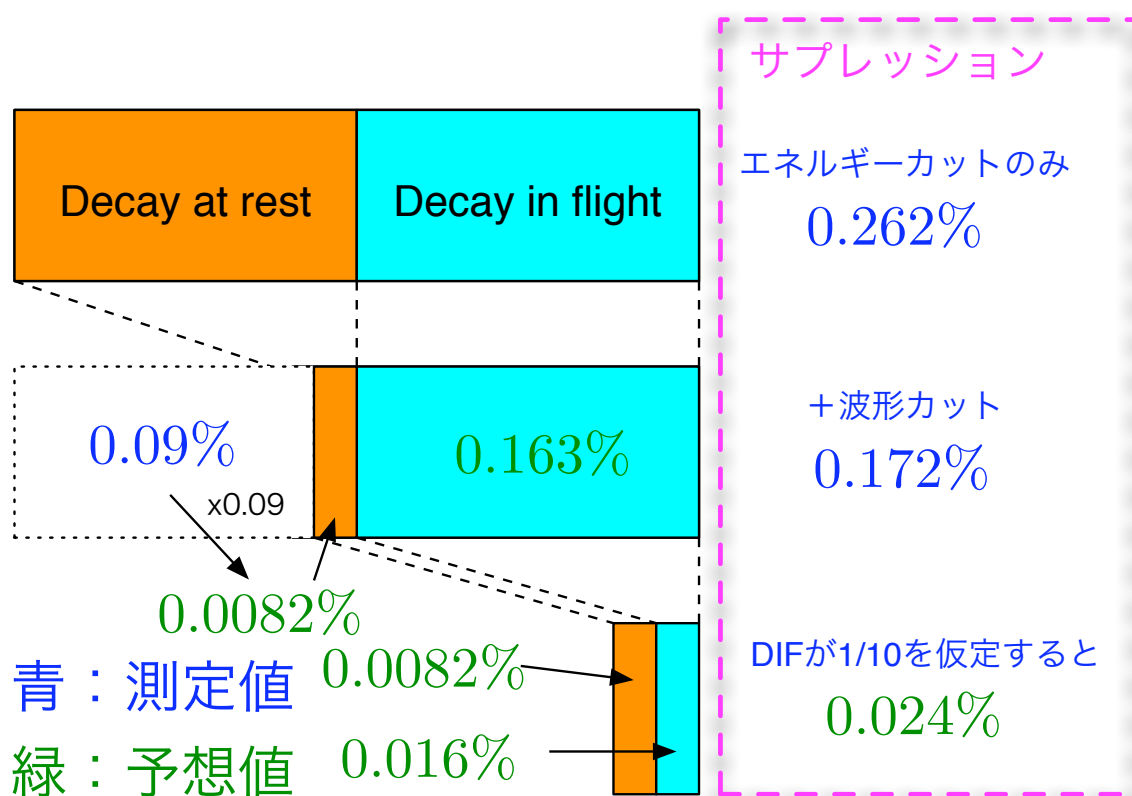


図 6.2: 今回の実験で得られた結果から見積もられる、DIF によるバックグラウンド事象数と DAR バックグラウンド事象数の見積り。

第7章 結論、および議論

本研究では 500-MHz FADC 用いた PMT 信号の波形解析法の確立と性能評価を中心に PIENU 実験で崩壊モード識別性能の評価を行った。

まず PMT 擬似信号を用いて COPPER 500-MHz FADC の性能評価を行い、640mV の信号で時間分解能 20ps、波高分解能 0.2% という結果を得た。また 480mv と 120mv の信号をサムアンプで重ねてダブルパルスを作成しダブルパルス識別性能の評価を行い、2ns 以上離れたパルスならば 100% の精度で識別できるという結果を得た。これらの結果は PIENU 実験の要請を満たすものであった。次にビームテストを行い、実際のパイオン崩壊のデータを用いて波形解析による崩壊モード識別の確立と性能評価を行った。波形解析によるサプレッションは $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 事象のサプレッションは 8.4% となり目標性能を満たした。さらに波形解析がエネルギー損失 20MeV 以上では 8.4% のサプレッションを持つ対して 20MeV 以下では 70% 程のサプレッションしか持たないことから、それ以下の事象が decay-in-flight(DIF) による事象である可能性が高いと考えられた。さらに波形解析とターゲットのエネルギー損失のカットを用いて、テール補正時に残る $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ バックグラウンドの事象数を見積もり、 $\pi^+ \rightarrow e^+$ 事象の 21.0% となった。さらにエネルギー損失 20MeV 以上での波形解析の効果を考慮すると、この 21% の内 1% は decay-at-rest(DAR) 事象、残りの 20% 程度が DIF 事象であると見積もれた。PIENU 実験の $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ バックグラウンド事象数の目標は 4% であり、波形解析により DAR 事象は十分に抑制されたと言える。残りの DIF 事象はシリコン検出器での入射ビーム粒子のトラッキングを行う事により 10 分の 1 程度にできると期待されており、それが実現すれば DIF 事象 2%、DAR 事象 1% 合わせて 3% となり PIENU 実験の要請である 4% を満たし、テール補正の誤差は前実験の 10 分の 1 の 0.3% を実現できると考え、分岐比 $R = \Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e) / \Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ を 0.1% 以下の精度で測定することが可能であると考えられる。

謝辞

私が本論文を書き上げるに当たり多くの方々にお世話になりました。ご指導教官である久野良孝先生には、お忙しい中ご指導頂き感謝いたします。青木正治先生には PIENU 日本グループのリーダーとして実験研究全般に関して大変お世話になりました。カナダでのビームテストにも足を運んで頂き、本論文を書き上げるまで導いていただきました。佐藤朗先生、吉田誠先生、有本靖先生には多くに助言を頂き感謝いたします。

博士後期課程の田窪洋介さん、栗山靖敏さんにはよく面倒をみてもらい、何度も助けていただきました。博士前期課程の高柳泰介君、荒木慎也君、宮本紀之君、室井章君、矢野孝臣君には日々の生活で大変お世話になりました。特に室井章君には PIENU グループの一員として大変お世話になりました。秘書の鳥越美月さん、小田和歌子さんにも大変お世話になりました。

TRIUMF の PIENU グループの人々にはビームテストの全体の計画などをして頂き大変感謝しています。

最後に本論文を最後まで読んでいただいた方へ、どうもありがとうございました。

参考文献

- [1] W.J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. **71**, 3629 (1993).
- [2] D.I. Britton *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 3000 (1992).
- [3] G. Czapek *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 17 (1993).
- [4] Particle Data Group, Review of Particle Physics, Phys. Lett. **B92** (2004).
- [5] M. Finkemeier, Phys. Lett. **B387**, 391 (1996).
- [6] W. Loinaz *et al.*, Phys. Rev. **D70**, 113004 (2004).
- [7] J.V. Allaby *et al.*, Phys. Lett. **B179**, 301 (1986).
- [8] Y. Igarashi *et al.* , A Common Data Acquisition System for High-Intensity Beam Experiments, IEEE TNS VOL. 52,NO. 6, DECEMBER 2005
- [9] T. Sekiguchi, Ph.D. thesis, Tokyo University (2004).
- [10] MIDAS Home Page、 [http : //ladd00.triumf.ca/ daqweb/doc/midas/html/](http://ladd00.triumf.ca/daqweb/doc/midas/html/)