

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験における
Charged Veto 検出器

大阪大学大学院 理学研究科物理学専攻
山中卓研究室 博士前期過程2年
池井 隆起

平成15年3月14日

概要

高エネルギー加速器研究機構の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を探索する E391a 実験で使用する ChargedVeto カウンターのテストを行った。このカウンターは μ に対して 10^{-5} 以下の不感率を持つ。 $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$ 反応による 1GeV/c の π^- に対する不感率は 5×10^{-5} 以下である。

目 次

第 1 章 序論	7
1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理	7
1.1.1 CP 非保存	7
1.1.2 中性 K 中間子	8
1.1.3 小林益川行列	8
1.1.4 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊	9
1.2 E391a 実験	10
1.2.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験 (E391a 実験)	10
1.2.2 実験原理	11
1.3 検出器と測定方法	12
1.3.1 ChargedVeto の課題	12
第 2 章 ビームラインと検出器	14
2.1 ビームライン	14
2.1.1 K_L ビーム	14
2.1.2 μ ビーム	15
2.2 CsI カロリーメータ	15
2.3 ChargedVeto カウンター	16
2.3.1 不感事象に対する対策	17
2.3.2 構成	18
2.4 回路	19
2.4.1 AMP-Discri	19
2.4.2 CsI の trigger 回路	20
2.4.3 ChargedVeto の trigger 回路	20
第 3 章 ChargedVeto カウンターの調整と性能測定	21
3.1 光電子増倍管の検査	21
3.1.1 フォトエレクトロン 1 個の作る信号の電荷量測定	21

3.1.2	增幅率のパラメータの測定	22
3.2	MIP による電荷量合わせ	25
3.3	光量の位置依存性	28
3.3.1	測定方法	28
3.3.2	フォトエレクトロン数の比較	32
3.4	タイミング測定	37
3.4.1	目的	37
3.4.2	測定方法 1	37
3.4.3	測定方法 2	39
3.4.4	結果	40
第 4 章	考察	42
4.1	光量	42
4.1.1	位置依存性	42
4.1.2	フォトエレクトロン数	42
4.1.3	threshold の決定	43
4.2	π^- に対する不感率の考察	45
第 5 章	結論	47

図 目 次

1.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のファインマンダイアグラム	10
1.2	E391a 実験の検出器。中央の図が側面からの断面図で、その図の左側がビーム上流になる。	12
2.1	E391a 実験のビームライン	14
2.2	CsI の配置	15
2.3	左の図に ChargedVeto の配置を示す。右の写真は設置後の ChargedVeto を上流から見た写真である。	16
2.4	ChargedVeto カウンターの並び方を示す。 K_L ビームは z 軸 方向に進む。	17
2.5	$K_L \rightarrow e^+ \pi^- \nu$ からの 3 クラスター event	18
2.6	ChargedVeto の概形。上が Outer で、下が Inner である。図中の数字の単位は mm である。	19
3.1	測定の setup と CV05 のシングルフォトエレクトロンの ADC カウントの分布	22
3.2	光量を一定にして異なる 3 つの電圧で見た ADC のカウント数の変化。横軸は電圧、縦軸はペデスタルを引いた ADC のカウント数である。	23
3.3	Inner にかける電圧を決めるための setup	25
3.4	左は OuterChargedVeto の μ による信号の電荷量の分布。横軸が電荷量である。非対称 gauss 関数で fit している。右は μ が outer カウンターを通過して作る信号の電荷量を各カウンターごとに示す。横軸は ID、縦軸は電荷量である。	26

3.5 左は Inner で測定された宇宙線の信号の電荷分布を示す。 青は入射角度による補正前、赤は補正後である。右は MIP による信号の電荷量を合わせた後の宇宙線が Inner カウン ターを通過して作る信号の電荷量を各カウンターごとに示 す。横軸は ID、縦軸は電荷量である。	26
3.6 source テストの setup	28
3.7 ライトガイドとシンチレータとの接合面からの距離別の電 荷量を示す。	29
3.8 β 線源を使って測定した MIP のピークの電荷量をライトガ イドとの接合面からの距離の関数として表す。	30
3.9 μ テストの各測定点での電荷量の分布。各 plot の下の長さ はライトガイドとシンチレータの接合面からの距離を表す。 横軸は pC で、縦軸は event 数である。青は μ が通過した 厚さの補正をする前で、赤は補正後である。	31
3.10 μ の信号の電荷量とライトガイドからの距離の関係を CV00 から CV15 について示す。青は μ が通過したシンチレータ の厚さによる補正前、赤は補正後である。	33
3.11 μ の信号の電荷量とライトガイドからの距離の関係を CV15 から CV32 について示す。青は μ が通過したシンチレータ の厚さによる補正前、赤は補正後である。	34
3.12 OuterChargedVeto からの信号の電荷量のフォトエレクト ロン数を位置別に示す。横軸はライトガイドとシンチレー タとの接合面からの距離で、縦軸はフォトエレクトロン数 である。赤の点は β 線源を使用した測定を表し、青は μ ピー ムを使った測定を表す。	35
3.13 OuterChargedVeto からの信号の電荷量のフォトエレクト ロン数を位置別に示す。横軸はライトガイドとシンチレー タとの接合面からの距離で、縦軸はフォトエレクトロン数 である。	36
3.14 測定方法 1 のステップ 1 の測定簡略図。 i 番目のカウンター をトリガーにして、 j 番目のカウンターとの時間差を測定 した。	37
3.15 方法 1 のステップ 2 の概略図。各チャンネルに同時に信号 を送り、その時間差を測定した。	38

- 3.16 方法2の概略図。ビームラインを中心にして、ChargedVeto
の上流にトリガーカウンターを置いた。 39
- 3.17 上は隣り合うカウンターのタイミングのずれを示す。下の
図は CV00 からの時間差を示す。基準としている時間より
遅れていると正に、早ければ負の値を持っている。赤が方
法1で青が方法2の結果を示す。 41
- 4.1 左は $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$ 反応の断面積を運動量を横軸にとっ
て plot したものである。左は断面積から計算した不感率で
ある。threshold は青が 0.04MeV で赤が 0.02MeV である。 45

表 目 次

1.1	K_L の崩壊モードと分岐比	11
3.1	シングルフォトエレクトロンの ADC のカウント数 (S.P.E) と、その測定を行ったときの電圧 (HV)、及び増幅率の電 圧依存性を示す式 3.2 のパラメータ (P_2) を各 PMT に対し て示す。	24
3.2	各カウンターの、MIP の作る信号の電荷量をそろえた後の 電圧 (HV) とその電圧でのシングルフォトエレクトロンの 作る信号の電荷量 (SingleP.E) を示す。	27
4.1	10^{-5} の不感率を課した時の各 PMT の threshold を設ける 電荷量とその電量荷をフォトエレクトロン数 #P.E に変換 したもの。	43

第1章 序論

1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理

1.1.1 CP 非保存

物理学において現象の理解を深めるためには、物理現象に対する対称性を知っておく必要がある。その様な対称性の中に、特に粒子と反粒子を入れ換える C 変換 (荷電共役変換) に対する対称性、空間座標を反転させる P 変換 (空間反転変換) に対する対称性、時間を反転させる T 変換 (時間反転変換) に対する対称性がある。

その 3 種類の対称性を同時にほどこす CPT 対称性は全ての現象にたいして、成り立っていると考えられ、また、今までの実験結果はそれを支持している。個々の変換においても、強い相互作用、電磁相互作用、重力相互作用に対してはその対称性の保存が成り立っていると考えられている。しかしながら、弱い相互作用に対して、P 対称性が保存していないことが、1957 年、C.S.Wu[1] によって示された。同様に、弱い相互作用に対して、C 対称性も保存していないことが示された。しかし、弱い相互作用に対しても C 変換と P 変換を同時に行う CP 対称性は、保存していると考えられていた。

1964 年、K 中間子系での CP 非対称性が V.L.Fitch, J.W.Cronin [2] らにより発見された。それ以来、CP 非保存は、素粒子物理学の世界で、もっとも興味深い研究対象の一つとなり、幾多の実験を経てきた。そして、現在、今まで謎であった CP 非保存の起源について、少しづつ解き明かされつつある。

1.1.2 中性 K 中間子

中性 K 中間子は、 K^0 と \bar{K}^0 がある。これらは CP 変換については次のように K^0 も \bar{K}^0 も固有状態とはならない。

$$CP|K^0> = |\bar{K}^0> \quad (1.1)$$

$$CP|\bar{K}^0> = |K^0> \quad (1.2)$$

しかし、次のように両者の一次結合は、CP 変換の固有状態になる。

$$|K_1> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0> + |\bar{K}^0>); CP|K_1> = +|K_1> \quad (1.3)$$

$$|K_2> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0> - |\bar{K}^0>); CP|K_2> = +|K_2> \quad (1.4)$$

この K_1 と K_2 は CP 変換に対して、異なった固有状態を持つので、崩壊において、CP が保存されているならば、 K_1 は $CP = +1$ の 2 個の中間子に、 K_2 は $CP = -1$ の 3 個の中間子に崩壊する。

位相空間の大きさから考えると、 K_1 の方が崩壊しやすく、そのため寿命が短い。実際に、中性 K 中間子の崩壊では、寿命の長い成分 K_L (寿命 5.2×10^{-8} 秒) と短い成分 K_S (寿命 0.89×10^{-10} 秒) とが観測できる。

V.L.Fitch,J.W.Cronin らは、長寿命の K 中間子が $\pi\pi$ に崩壊する過程を発見した。CP 対称性が成り立っていると、長寿命の K 中間子は決して 2π 系には崩壊出来ない。この現象は、実際に観測される長寿命の K 中間子は式 1.5 の様に K_2 成分だけでなく、ごくわずかに、 K_1 成分が混合しており、この K_1 成分の寄与により、 $K_L \rightarrow \pi\pi$ 崩壊が生じうる、と説明される。

$$K_L \rightarrow \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_2> + \epsilon|K_1>) \quad (1.5)$$

このように、 K_1 の混合から来る CP 非保存過程を間接の CP の破れ、という。また、これとは別に K_2 が CP 固有値が正の状態に崩壊する過程がある。そのような CP 非保存過程を直接の CP の破れ、という。

1.1.3 小林益川行列

CP 非保存の起源についての説明の有力な候補として小林益川理論がある。この理論によると、CP 非保存は、3 世代のクォークを混合する事に

より生じる。この混合行列は小林益川行列と呼ばれ、 3×3 の成分を持つユニタリー行列として表される。

$$U = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

この行列 U は、4 变数で表すことが出来る。そのうち 3 变数は実数であるが、1 变数は複素数の位相であり、これが CP 非保存の起源となる。

L.Wolfenstein は、行列の成分を式 1.7 のように变数化した。この場合、 η が CP の破れを引き起こす複素成分の大きさを表す。

$$U = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^2(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

標準理論が正しければ、K 中間子や B 中間子を使って η の値を測定しても、同じ値が観測されるはずである。逆に、それぞれの測定で異なる η の値が観測されたならば、そこには新たな物理が見つかる。このように η の値を求めることが今日の素粒子物理学の主要な目的の一つとなっている。

1.1.4 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊

η の値を求めるために適した崩壊モードとして $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊がある。

この $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は直接の CP の破れが支配的であり、CP 非保存の起源を明らかにする。この過程のファインマンダイアグラムを図 1.1 に示す。

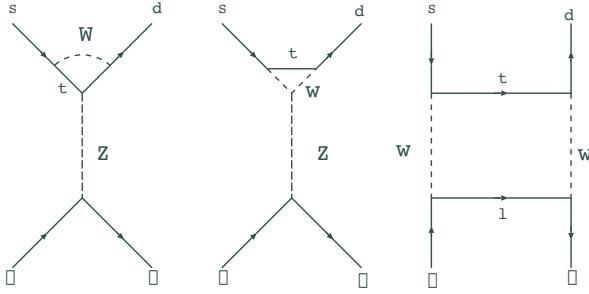


図 1.1: $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のファインマンダイアグラム

この崩壊の振幅の大きさは、中間状態において t クォークが介在するので、 V_{td}^* 成分、および V_{ts} 成分を含み、

$$A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \simeq V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \sim 2i\eta \quad (1.8)$$

と表すことが出来る。標準理論によると分岐比は

$$BR(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \sim 3 \times 10^{-11} \quad (1.9)$$

である [3]。現在測定されている $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比の上限値は 5.9×10^{-7} ($C.L. = 90\%$) である。この分岐比の精密測定によって η が精度良く分かる。

この崩壊モードの特徴は η を決める際の理論的不定性が 1 % と小さい [3] ことである。一般に K 中間子のエネルギー領域は、強い相互作用による寄与、特に摂動計算の出来ない QCD の効果が存在する。その効果はハドロン行列要素で表されるが、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の行列要素はすでに測定されている $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \bar{\nu}$ 崩壊から求まるため、非摂動計算の近似による寄与はほとんど無視できる。さらに、崩壊後の粒子が ν のため、その電磁相互作用や QCD の寄与はほとんど無視できる。

1.2 E391a 実験

1.2.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験 (E391a 実験)

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を探索するために茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で 12GeV 陽子シンクロトロンを使った E391a という実験の準備が進められている。E391a 実験の実験感度の目標は 3×10^{-10} である。[4]

この実験は、将来 JHF¹にて計画されている $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比の精密測定のための予備実験としての役割もある。

1.2.2 実験原理

E391a 実験では $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のシグナルを $\pi^0 (\rightarrow 2\gamma) + \text{nothing}$ とし、 π^0 から来る 2γ の位置とエネルギーをカロリーメータを観測する。 K_L の主な崩壊モードを表 1.1 に示す。

崩壊モード	分岐比	visible particle
$K_L \rightarrow 3\pi^0$	$21.13 \pm 0.27\%$	6γ
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$12.55 \pm 0.20\%$	$2\text{ch}, 2\gamma$
$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$	$38.78 \pm 0.28\%$	2ch
$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$	$27.18 \pm 0.25\%$	2ch
$K_L \rightarrow 2\gamma$	$(5.86 \pm 0.15) \times 10^{-4}$	2γ
$K_L \rightarrow 3\gamma$	$< 2.4 \times 10^{-7} (\text{CL}=90\%)$	3γ
$K_L \rightarrow \pi^0 2\gamma$	$1.68 \pm 0.10) \times 10^{-6}$	4γ
$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e \gamma$	$(3.62 + 0.26 - 0.21) \times 10^{-3}$	$2\text{ch}, 1\gamma$
$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu \gamma$	$(5.7 + 0.6 - 0.7) \times 10^{-4}$	$2\text{ch}, 1\gamma$
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$	$(4.61 \pm 0.14) \times 10^{-5}$	$2\text{ch}, 1\gamma$
$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$	$< 5.6 \times 10^{-6}$	5γ
$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$	$(3.25 \pm 0.28) \times 10^{-7}$	$2\text{ch}, 1\gamma$
$K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma$	$(10.0 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$2\text{ch}, 1\gamma$
$K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$	$(6.6 \pm 1.0) \times 10^{-7}$	$2\text{ch}, 2\gamma$
$K_L \rightarrow \pi^0 \gamma e^+ e^-$	$< 7.1 \times 10^{-7} (\text{CL}=90\%)$	$2\text{ch}, 3\gamma$

表 1.1: K_L の崩壊モードと分岐比

表 1.1 を見ると、検出できる粒子が 2γ だけの崩壊は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊以外には $K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊しかない。この崩壊は K_L を再構築した時に垂直方向の運動量 P_T を持つかどうかで識別することができる。

その他の崩壊は γ が 2 つだけで、荷電粒子を含まない、という条件を課すことで、除外することが出来る。

¹現在東海村で建設中の 50GeV 陽子シンクロトロン

1.3 検出器と測定方法

E391a 実験の検出器を図 1.2 に示す。

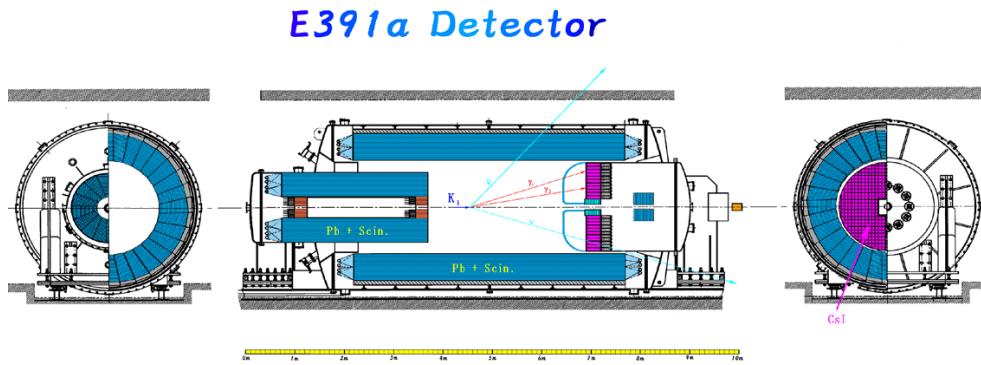


図 1.2: E391a 実験の検出器。中央の図が側面からの断面図で、その図の左側がビーム上流になる。

K_L ビームは図 1.2 の中央の図で、左から入射してくる。その K_L が検出器中央の崩壊領域で $\pi^0\nu\bar{\nu}$ に崩壊し、そこから出て来る 2γ を紫色で示してある CsI カロリーメータで観測する。崩壊領域はビームが空気中の原子と反応することを避けるために真空になっている。

E391a 実験では CsI カロリーメータを使って $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の π^0 から来る 2γ のエネルギーと位置をみる。

2γ 以外に粒子が出てくる事象は崩壊領域を鉛とシンチレータの積層型の PhotonVeto カウンターで覆うことで残りの粒子を観測し、その事象を排除する。

CsI カロリーメータに入る荷電粒子と γ を区別するために、シンチレーションカウンターを CsI カウンターの前に置く。このカウンターを Charged-Veto カウンターと呼ぶ。

1.3.1 ChargedVeto の課題

ChargedVeto カウンターは荷電粒子に対して確実に反応することが要求されるため、E391a 実験では荷電粒子にしか反応しないプラスチック

シンチレータで作っている。また、プラスチックシンチレータのような有機シンチレータは無機シンチレータに比べて応答時間が早く減衰時間が短いので高検出率を要求される実験でも十分耐え得るという利点がある。

しかし、 e^+ や π^- に対しては、荷電粒子ではあるが、有限の不感率を持っている。例えば e^+ や π^- がシンチレータ内の電子や陽子と $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ や $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0 (\rightarrow 2\gamma)$ という反応を起こすと、中性粒子しか生成されないため、プラスチックシンチレータでは検出することが出来ない場合がある。

理論で予想されている $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比が 10^{-11} であるのに対し、 e^+ や π^- に対する不感率が 10^{-5} よりも多ければ、 $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ 崩壊で e^+ と π^- が同時に不感事象になる確率は 10^{-10} となってしまうので $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を隠してしまう。そのような事象を避けるために、それぞれの粒子に対する不感率を約 10^{-5} 以下に抑えることが必要である。

この論文では ChargedVeto カウンターがこのように厳しい要求を満たすことのできる基本的な性能をもっているかどうかを調べる。

まず、次章で今回行った測定で使用した装置などの説明をし、第三章で ChargedVeto カウンターの実験とデータを示す。そして第四章で得られた結果を考察し、最終章で結論を述べる。

第2章 ビームラインと検出器

今回 2002 年 11 月から 12 月にかけて、ビームを用いて検出器を調整するための測定を行った。そのときに ChargedVeto カウンターのテストをするために使用したビームラインや検出器について説明する。

2.1 ビームライン

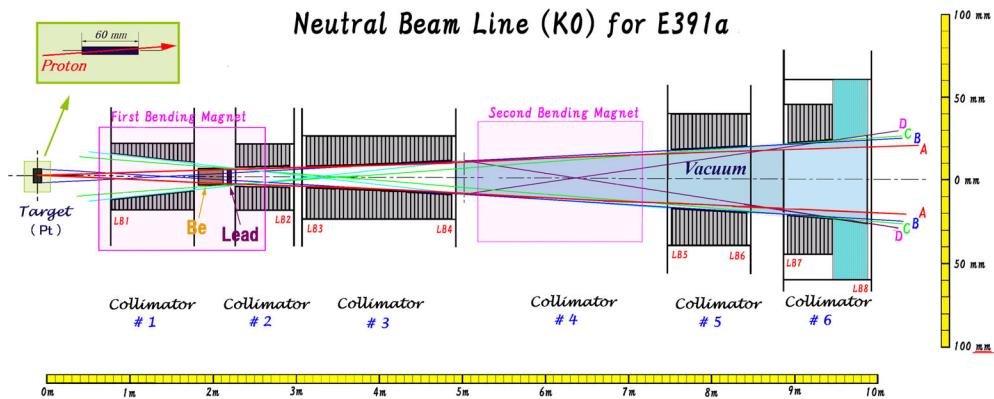


図 2.1: E391a 実験のビームライン

2.1.1 K_L ビーム

12GeV の陽子シンクロトロンから引き出された陽子ビームを検出器から 10m 上流のプラチナのターゲットに当て、 K_L を発生させる。シンクロトロンから引き出された陽子ビームの rate は今回の実験では 10^{11} から 10^{12} 個/spill であった。 K_L ビームは図 2.1 に示すように標的の下流に置

かれたコリメータを用いて作った。生成された K_L の平均運動量は 3GeV 前後であることがわかっている。

2.1.2 μ ビーム

また、検出器の調整を行うために μ を用いた。 μ を作る場合には、標的を抜き、鉛を使って陽子ビームを止めた。そのときに鉛のシャッターから発生した μ はカロリーメータ全体にほぼ一様に入射した。以下、これを μ ビームと呼ぶ。

2.2 CsI カロリーメータ

CsI カロリーメータは $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の π^0 からの 2 個の γ を捕らえ、それらの位置とエネルギーを測定する。カロリーメータを図 2.2 に示す。

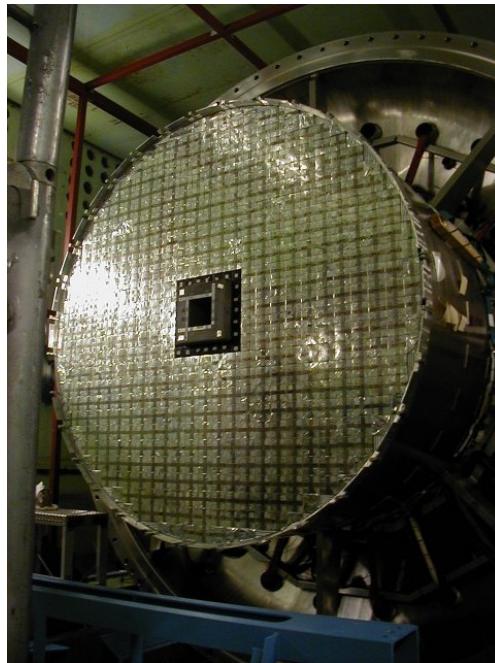


図 2.2: CsI の配置

カロリーメータは内径 2m のエンドキャップと呼ばれるステンレスのパイプの内側に 756 本の CsI の結晶を積んで作られている。円の中心には、CsI カロリーメータの内側から崩壊して CsI に入って来る γ を捕らえるた

めに、タングステンとプラスチックシンチレータの積層型カウンターである CC03 を置く。CC03 の内側には K_L ビームが通る 12cm 角の穴が空いている。その外側を 5cm × 5cm × 50cm の結晶が一層取り巻いている。さらにその外側には 7cm × 7cm × 30cm の結晶を積み上げている。

CsI に γ が当たると電磁シャワーが発生し、最初に当たった CsI のまわりに広がる。そのようにエネルギーを落とした CsI の集合をクラスターと呼ぶ。

2.3 ChargedVeto カウンター

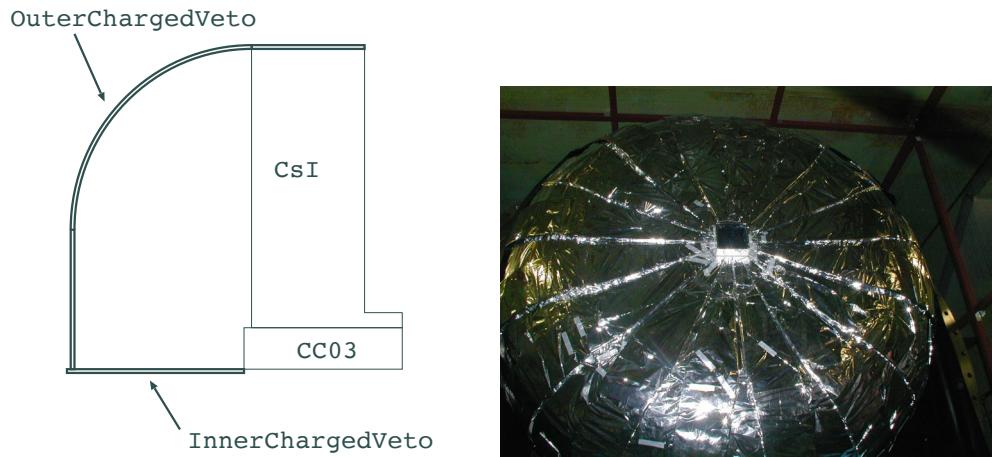


図 2.3: 左の図に ChargedVeto の配置を示す。右の写真は設置後の ChargedVeto を上流から見た写真である。

図 2.3 左に示すように、ChargedVeto カウンターは CsI カロリーメータの上流側を覆うように設置されている。ChargedVeto カウンターは Outer と Inner と呼ばれる 2 つの部分からなる。

Outer は CsI カロリーメータの外側からビーム中心に向けて、CsI の前面を覆うように設置されている。これは図 2.4 に示すように、放射状に設置した大きく湾曲した 32 枚のシンチレーションカウンターから出来ている。中心にはビームが通るように 12cm 角の穴を開けている。また、ビーム中心から 50cm 以内ではシンチレータを重ね、すき間が出来ないようにしてある。

中心付近で、ChargedVeto と CsI との間には、次節で述べる理由により、50cm の空間がある。このすき間を通って CsI に入ってくる荷電粒子

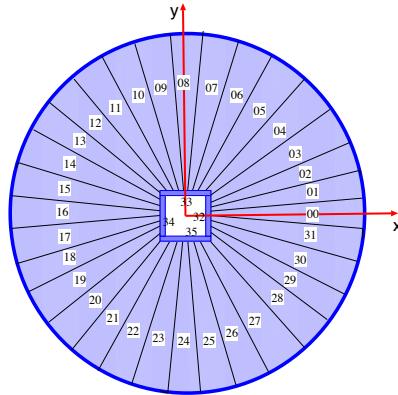


図 2.4: ChargedVeto カウンターの並び方を示す。 K_L ビームは z 軸方向に進む。

を捕らえるために、ビームに沿って 4 枚のシンチレーションカウンターを配置してある。この 4 枚のカウンターを Inner と呼ぶ。

ChargedVeto を設置した後の写真を図 2.3 右に示す。ビームホール周りを四角く覆っているのが Inner であり、そこから放射状に出ているのが Outer である。

2.3.1 不感事象に対する対策

ChargedVeto は荷電粒子を確実に識別しなくてはならないが、 $K_L \rightarrow e^+ \pi^- \nu$ の崩壊で序論で述べたように $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$ 、 $e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$ の反応が起きると、これは ChargedVeto では観測されず、 2γ のバックグラウンドとなってしまう場合がある。それを防ぐために、ChargedVeto を CsI から 50cm 離した。これにより、図 2.5 のように、 $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0 (\rightarrow 2\gamma)$ の 2γ は十分に開き、CsI に 2 クラスターをつくる。したがって、 $e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$ はあまり開かずに 1 クラスターとなっても、あわせて 3 クラスターできるので $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と区別できる。

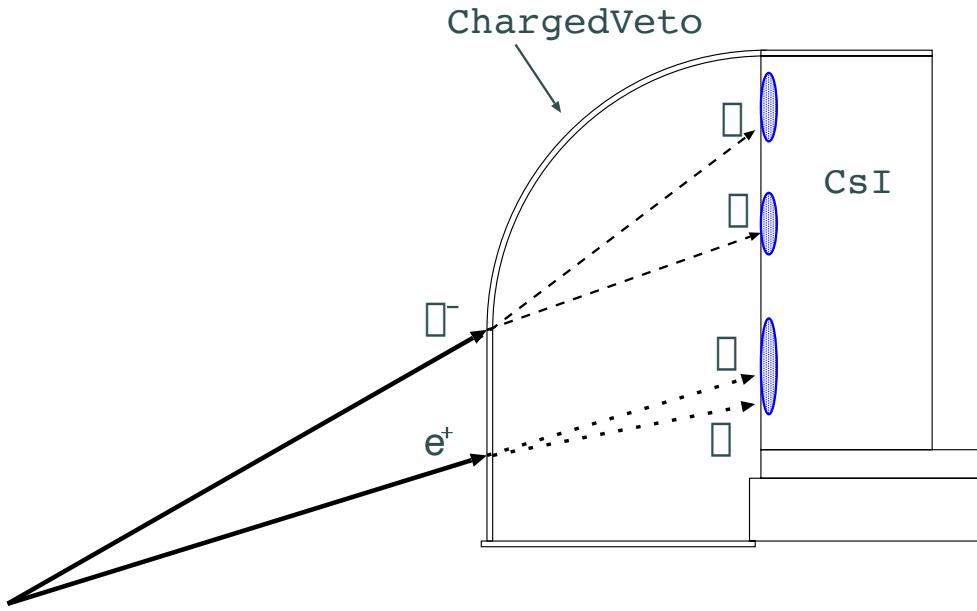


図 2.5: $K_L \rightarrow e^+ \pi^- \nu$ からの 3 クラスター event

2.3.2 構成

ChargedVeto は測定部分のプラスチックシンチレータ、ライトガイド、光電子増倍管 (PMT) から成る。シンチレータは Eljen 社の EJ200 を使い、PMT は浜松ホトニクス社の直径 2 インチの H1161 を使った。Outer と Inner のシンチレータの形状を図 2.6 で示す。シンチレータの厚みはどちらも 6mm である。Outer のライトガイドの長さは 50cm、Inner のライトガイドは 80cm である。シンチレータとライトガイドはオプティカルセメントで接着して、ライトガイドと PMT は、その間に透明なシリコンの緩衝剤をはさんで、ネジで締めて固定した。

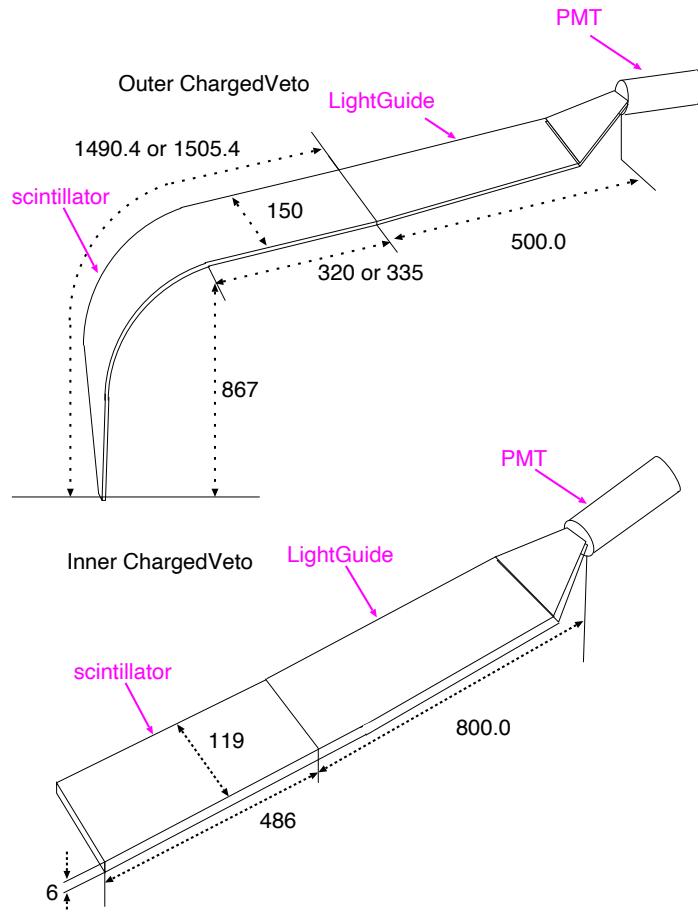


図 2.6: ChargedVeto の概形。上が Outer で、下が Inner である。図中の数字の単位は mm である。

2.4 回路

2.4.1 AMP-Discri

E391a 実験では PMT からの信号は AMP-Discri-Delay-Sum モジュール (以下 AMP-Discri) といわれる回路に送られる。Amp-Discri はカウンターから入力された信号を分けて、一つは ADC 用にアナログのまま出力し、一つは discriminator を通した後の信号を TDC 用に出力する。Amp-Discri モジュールには、このような入力が 8 入力分あり、これらの 8 入力のアナログ信号の和 (SUM) も出力する。

2.4.2 CsI の trigger 回路

CsI カロリーメータでは近隣の CsI8 個のアナログ信号の (SUM) を AMP-Discri で作り、それが 40MeV 相当以上ある SUM の数を数える。これを使って光子の数を選ぶ¹。

2.4.3 ChargedVeto の trigger 回路

ChargedVeto のカウンターには ID 番号を割り当ててある。ID 番号は CV00 から 31 までが Outer、32 から 35 までが Inner カウンターである。ChargedVeto の信号は AMP-Discri によって Outer の 32 枚は CV00 から順番に 8 枚ずつ SUM を取っており、その信号を sum1、sum2、sum3、sum4、とする。Inner は 4 枚で SUM をとり、それを sum5 とする。

これらの SUM のなかに信号の大きさが 20mV 以上のものがあった場合に、その信号が ChargedVeto のトリガー信号となる。また、各カウンターの TDC に入る信号を作るためには discri の threshold を 3mV に設定した。

¹ shower の広がり方によって、一つの γ で複数個の SUM が鳴る。それは解析時にエネルギーの広がりなどを使って考慮する

第3章 ChargedVetoカウンターの調整と性能測定

この章では述べることは、大きく分けて、ChargedVeto の MIP の作る信号の電荷量合わせ、光量の場所依存性の測定、そして各 OuterChargedVeto カウンターの Amp-Discri に入る時間差の測定である。

これらの測定をするにあたって、光量をフォトエレクトロン数で表すために、あらかじめ特定の電圧での電荷量を測定し、増幅率と電圧の関係を調べておいた。

3.1 光電子増倍管の検査

PMT のカソードで光電効果により出てきた電子をフォトエレクトロンと呼ぶ。このフォトエレクトロンに電圧をかけて増幅した信号がアノードから出てくる。アノードで測定される電荷量とフォトエレクトロン数との関係は次式のようになっている。

$$Q_{ADC} = \#P.E. \times Q_e \times Gain \quad (3.1)$$

ここで、 Q_{ADC} は観測される電荷量、 Q_e は電子の電荷、 $\#P.E.$ はフォトエレクトロン数、そして、 $Gain$ は増幅率である。フォトエレクトロン数はシングルフォトエレクトロンによるアノードからの信号の電荷量を知つていれば、測定量から求めることができる。

3.1.1 フォトエレクトロン 1 個の作る信号の電荷量測定

まず、1 個のフォトエレクトロン（シングルフォトエレクトロンと呼ぶ）によるアノードからの信号の電荷量を測定した。各 PMT に一定の電圧をかけたときのシングルフォトエレクトロンによる ADC のカウント数を

測った。図 3.1 左に示すようなセットアップで LED をパルス状に光らせ、1 フォトエレクトロン程度しか来ないように光量を調節した。その状態で、PMT のアノード信号の電荷を ADC で測定した。使用した ADC は LeCroy の 2214A で、1 カウント 0.25pC である。

図 3.1 左に、こうして測定された ADC の値の分布を示す。40 カウントにあるピークはペデスタルであり、60 カウント付近にあるピークがシングルフォトエレクトロンによるものである。

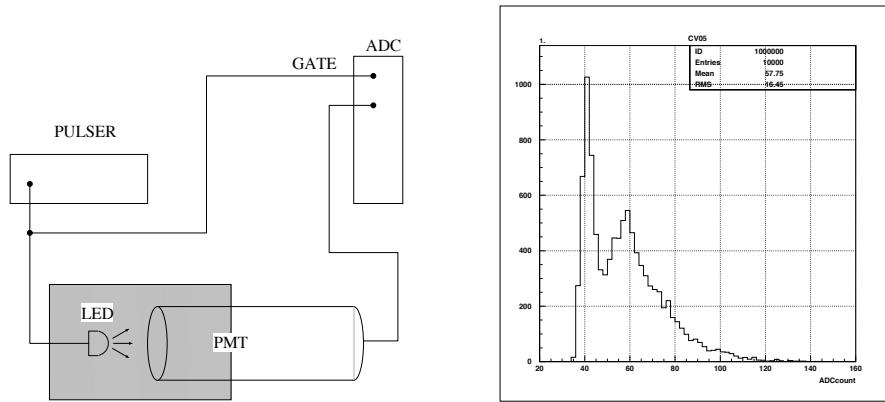


図 3.1: 測定の setup と CV05 のシングルフォトエレクトロンの ADC カウントの分布

3.1.2 増幅率のパラメータの測定

3.1.1と同じセットアップを用い、PMTの増幅率と高電圧の関係も測定した。図 3.1 右のセットアップで LED の光を一定の強さにしておいて 3 つの異なる電圧に対する ADC の値を測定した。その一例を図 3.2 に示す。

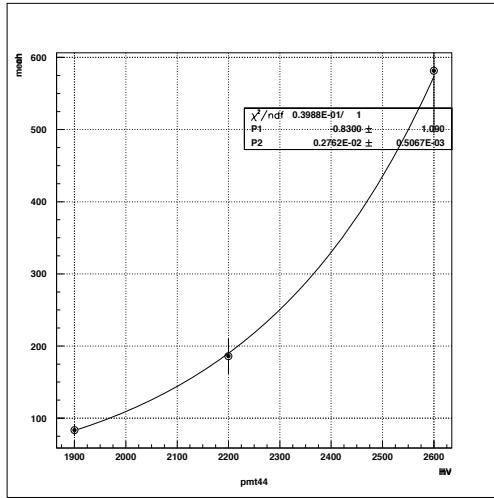


図 3.2: 光量を一定にして異なる 3 つの電圧で見た ADC のカウント数の変化。横軸は電圧、縦軸はペデスタルを引いた ADC のカウント数である。

この高電圧の値 (V) とペデスタルを引いた ADC の値 ($A(V)$) の相関を便宜上

$$A(V) = e^{[P_1 + P_2 V]} \quad (3.2)$$

で fit した。ここで、 P_1 、 P_2 は fit のパラメータである。

表 3.1 に各 PMT に対するシングルフォトエレクトロンの ADC のカウント数と、増幅率の電圧依存性を表す P_2 を示す。

PMT	HV	S.P.E	P_2	PMT	HV	S.P.E	P_2
CV00	2600	21.7	0.00248	CV18	2600	24.4	0.00268
CV01	2600	28.2	0.00243	CV19	2300	18.8	0.00276
CV02	2600	6.4	0.00263	CV20	2600	—	0.00251
CV03	2600	40.9	0.00262	CV21	2600	10.7	0.00270
CV04	2600	12.0	0.00281	CV22	2600	32.6	0.00281
CV05	2600	16.7	0.00276	CV23	2600	14.0	0.00264
CV06	2600	11.0	0.00279	CV24	1900	16.7	0.00310
CV07	2600	10.4	0.00213	CV25	2600	14.0	0.00242
CV08	2600	230.1	0.00228	CV26	2600	36.1	0.00261
CV09	2300	14.0	0.00290	CV27	2600	15.5	0.00232
CV10	2600	6.8	0.00255	CV28	2600	17.0	0.00276
CV11	2600	38.4	0.00251	CV29	2600	14.4	0.00256
CV12	2600	45.9	0.00235	CV30	2600	28.6	0.00281
CV13	2600	6.2	0.00231	CV31	2400	6.2	0.00287
CV14	2600	14.8	0.00242	CV32	2600	46.4	0.00287
CV15	2600	11.4	0.00284	CV33	2600	—	0.00260
CV16	2600	15.8	0.00271	CV34	2600	14.1	0.00281
CV17	2600	6.0	0.00277	CV35	2600	21.8	0.00347

表 3.1: シングルフォトエレクトロンの ADC のカウント数 (S.P.E) と、その測定を行ったときの電圧 (HV)、及び増幅率の電圧依存性を示す式 3.2 のパラメータ (P_2) を各 PMT に対して示す。

3.2 MIPによる電荷量合わせ

次に、MIP¹が作り出す信号の電荷量が 20pC 前後になるように各カウンターの電圧を決めた。20pC の電荷量は pulse の高さが約 100mV の信号に相当する。Outer カウンターにかける電圧を決めるためには μ ビームを使った。トリガーは後ろの CsI カロリーメータの SUM の信号で 40MeV 以上のものが 1 個だけあることを要求した。Outer カウンターの MIP による信号の電荷量を合わせた後カウンターの信号の電荷量分布を図 3.4 に示す。

Inner カウンターにかける電圧を決めるためには宇宙線を使った。これは、 μ ビームでは、 μ のわずかな角度の差でビーム軸に平行に置いてある Inner シンチレータ内での経路が大きく変わってしまうためである。トリガーは図 3.3 のように向かい合う Outer カウンターの SUM のコインシデンスを用いた。さらにその中でも中心をはさんで正反対の位置にある 2 枚の Outer カウンターを通った宇宙線だけを使い、Inner シンチレータへの入射角度を求めた。図 3.5 左の青線は、観測された電荷の分布である。入射角度からカウンター内の通過距離を求め、カウンターの厚さ 6mm あたりの電荷量に直したのが、図 3.5 左に示した赤のヒストグラムである。図 3.4 左と角度による補正後の図 3.5 左の fit には、どちらも非対称 gauss

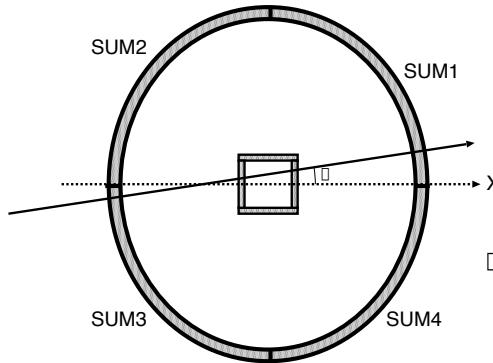


図 3.3: Inner にかける電圧を決めるための setup

関数

$$f(x) = P_1 e^{-\frac{(x-P_2)^2}{2(P_3-P_4(x-P_2))^2}} \quad (3.3)$$

を用いた。ここで、 x は電荷量、 P_1, P_2, P_3, P_4 は fit したパラメータである。

¹最小電離粒子 (Minimum Ionizing Particle)

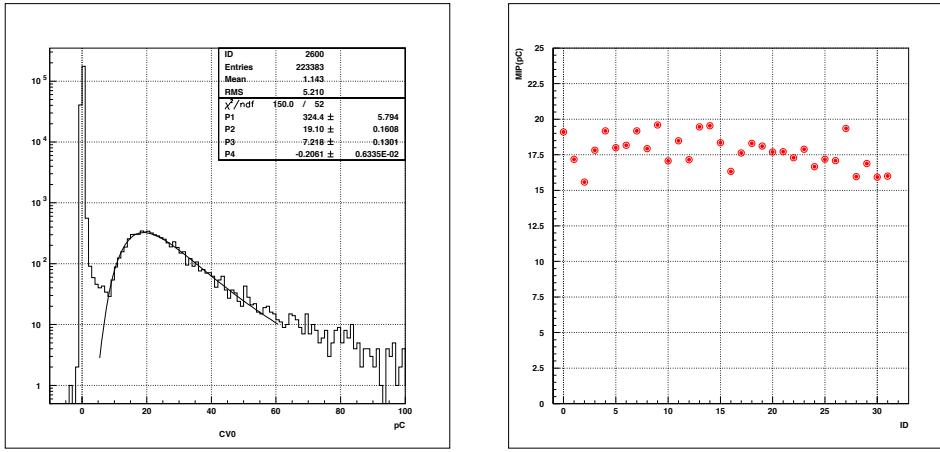


図 3.4: 左は OuterChargedVeto の μ による信号の電荷量の分布。横軸が電荷量である。非対称 gauss 関数で fit している。右は μ が outer カウンターを通過して作る信号の電荷量を各カウンターごとに示す。横軸は ID、縦軸は電荷量である。

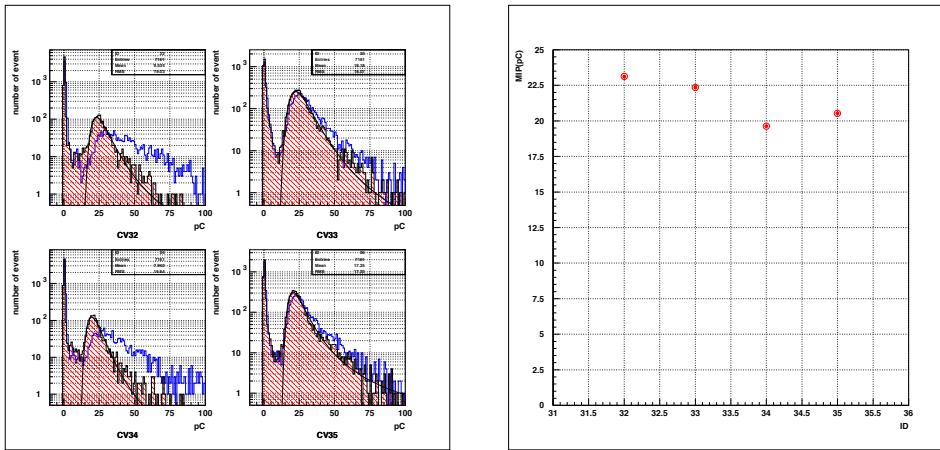


図 3.5: 左は Inner で測定された宇宙線の信号の電荷分布を示す。青は入射角度による補正前、赤は補正後である。右は MIP による信号の電荷量を合わせた後の宇宙線が Inner カウンターを通過して作る信号の電荷量を各カウンターごとに示す。横軸は ID、縦軸は電荷量である。

シンチレータ 6mm を通過する μ の信号の電荷量を図 3.4 右、3.5 右にそれぞれ示す。このようにして MIP の作る電荷量をそろえた後の PMT の電圧と、その電圧でのシングルフォトエレクトロンによる信号の電荷量を表 3.2 で示す。この電荷量は PMT の増幅率が式 3.4 に従うと仮定し、表 3.1 をもとに

$$Q_{pe}(V_2) = Q_{pe}(V_1) \times e^{(V_2 - V_1) \times P_2} \quad (3.4)$$

から求めた。ここで, $Q_{pe}(V)$ は電圧 V の時のシングルフォトエレクトロンによる信号の電荷量である。表 3.2 の シングルフォトエレクトロンの値は、この後でフォトエレクトロン数を求めるために使う。

PMT	HV[V]	SingleP.E[pC]	PMT	HV[V]	SingleP.E[pC]
CV00	1670.00	0.54	CV18	1610.00	0.43
CV01	1430.00	0.41	CV19	1480.00	0.49
CV02	1730.00	0.16	CV20	1620.00	—
CV03	1560.00	0.67	CV21	1760.00	0.28
CV04	1650.00	0.21	CV22	1500.00	0.51
CV05	1750.00	0.40	CV23	1580.00	0.24
CV06	1710.00	0.23	CV24	1230.00	0.52
CV07	1630.00	0.33	CV25	1640.00	0.34
CV08	1360.00	3.41	CV26	1540.00	0.56
CV09	1640.00	0.52	CV27	1680.00	0.46
CV10	1760.00	0.20	CV28	1780.00	0.44
CV11	1560.00	0.70	CV29	1680.00	0.34
CV12	1440.00	0.75	CV30	1450.00	0.28
CV13	1740.00	0.21	CV31	1650.00	0.18
CV14	1600.00	0.33	CV32	1330.00	0.30
CV15	1760.00	0.26	CV33	1590.00	—
CV16	1770.00	0.41	CV34	1550.00	0.18
CV17	1810.00	0.17	CV35	1280.00	0.06

表 3.2: 各カウンターの、MIP の作る信号の電荷量をそろえた後の電圧 (HV) とその電圧でのシングルフォトエレクトロンの作る信号の電荷量 (SingleP.E) を示す。

3.3 光量の位置依存性

次に、ChargedVeto の全面にわたって、十分なフォトエレクトロン数をえているかどうかを調べた。

3.3.1 測定方法

測定は β -線源を使う方法と μ ビームを使う方法の 2 種類を行った。

β -線源 まず、ChargedVeto をエンドキャップに設置するまえに β -線源を使って光量の位置依存性を調べた。図 3.6 のようにトリガーカウンターと Ru^{106} の β -線源で ChargedVeto をはさみ、 β 線が ChargedVeto を突き抜けてトリガーカウンターを鳴らしたときの ChargedVeto の PMT からの信号を測定した。測定した位置は、ライトガイドとの接合面から 10cm のところから 15cm 間隔で 8 点である。測定には LeCroy の ADC2214A を使用した。この ADC の 1 カウントは 0.25pC である。カウンターは CV00 を使い、PMT には 1900V の電圧をかけた。

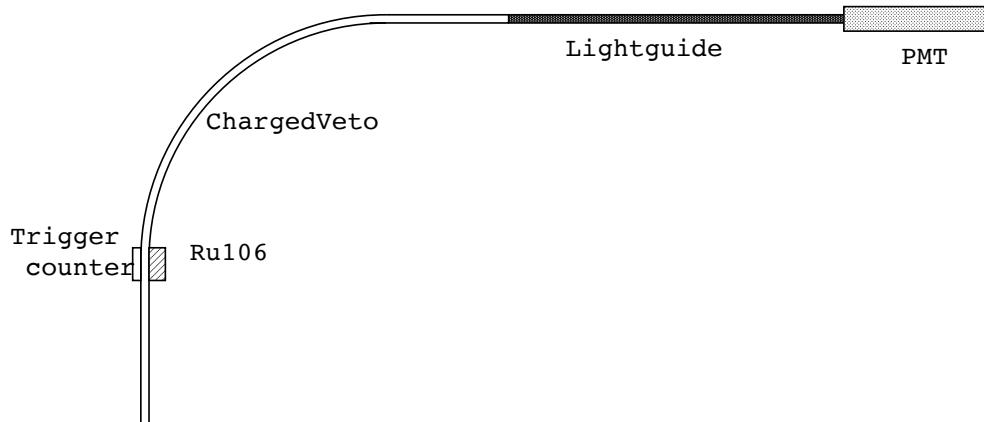


図 3.6: source テストの setup

図 3.7 は CV00 の測定時の各点での電荷量の分布である。ADC 分布の fit には 3.2 節と同様に非対称 gauss 関数を用いた。CV00 の各点でのピークの電荷量を図 3.8 に示す。

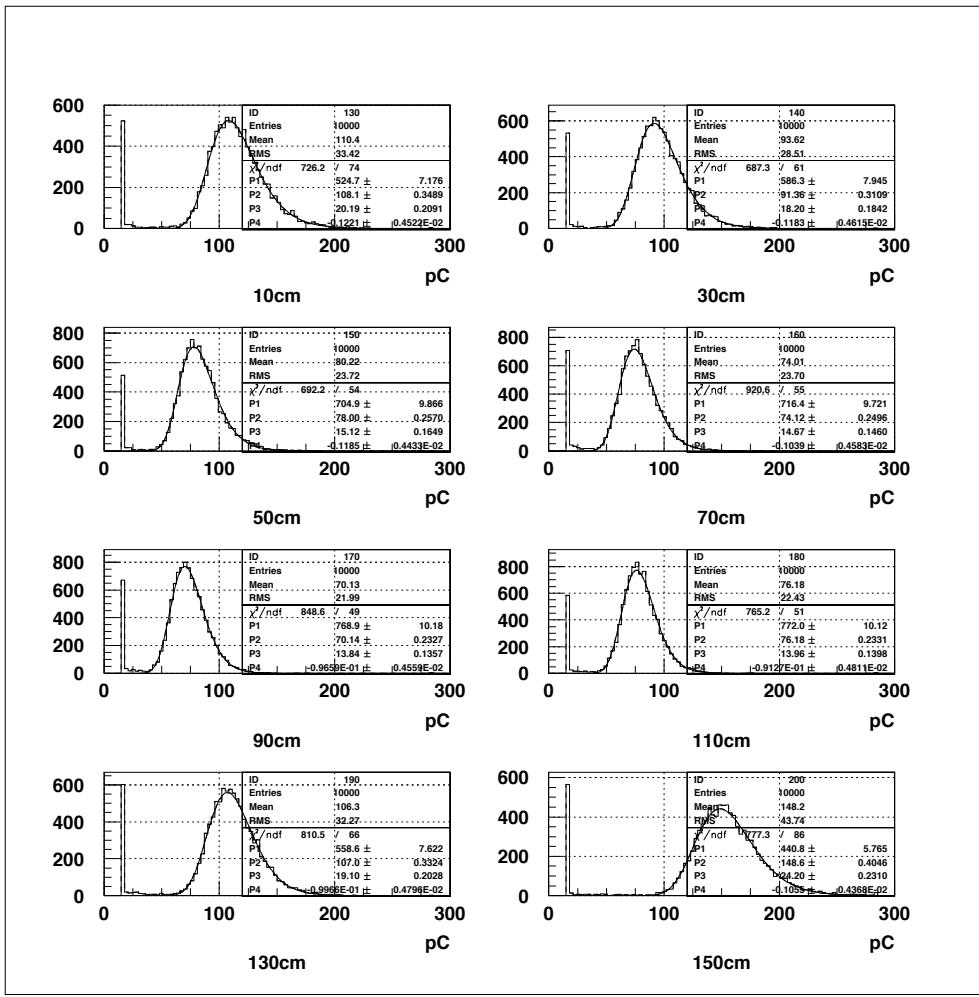


図 3.7: ライトガイドとシンチレータとの接合面からの距離別の電荷量を示す。

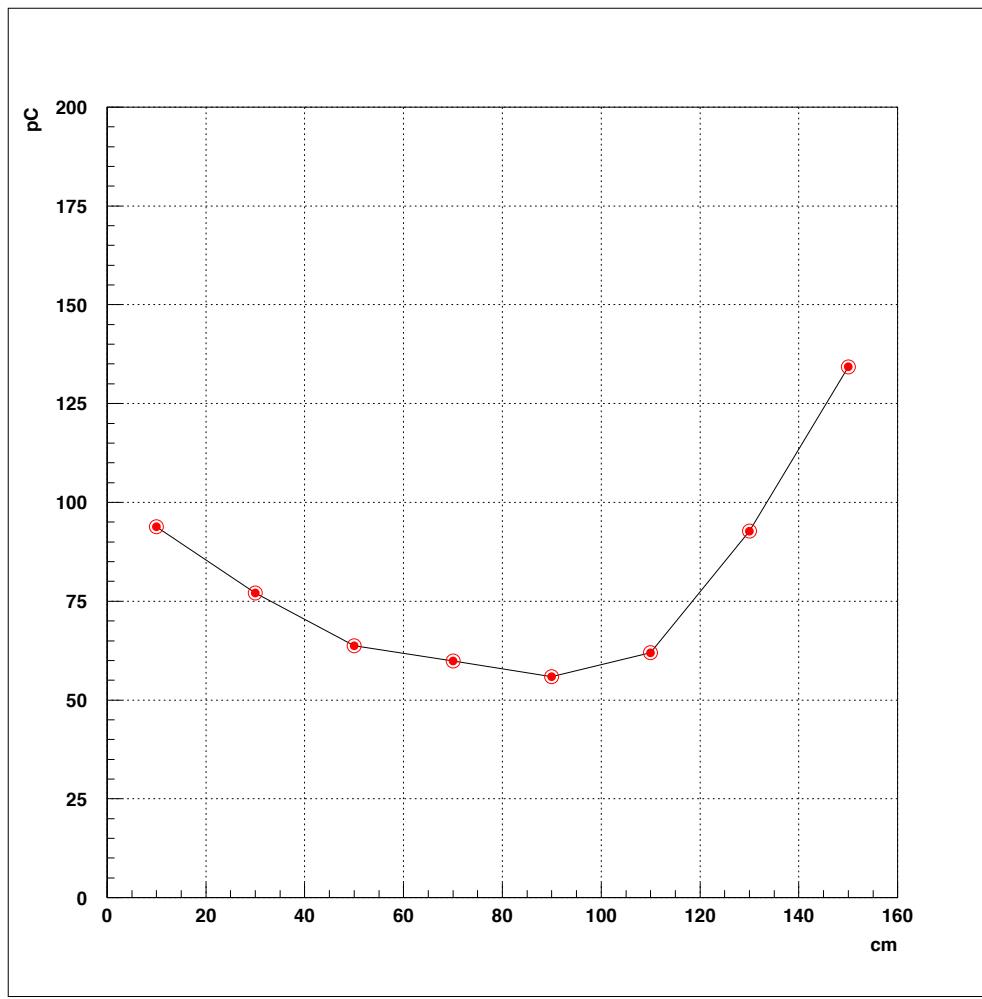


図 3.8: β 線源を使って測定した MIP のピークの電荷量をライトガイドとの接合面からの距離の関数として表す。

μ ビーム 次に ChargedVeto を設置して、電圧を決定した後の検出器の光量の位置依存性を、 μ ビームを使って調べた。 μ が当たった CsI の位置から ChargedVeto に当たった位置を求めた。

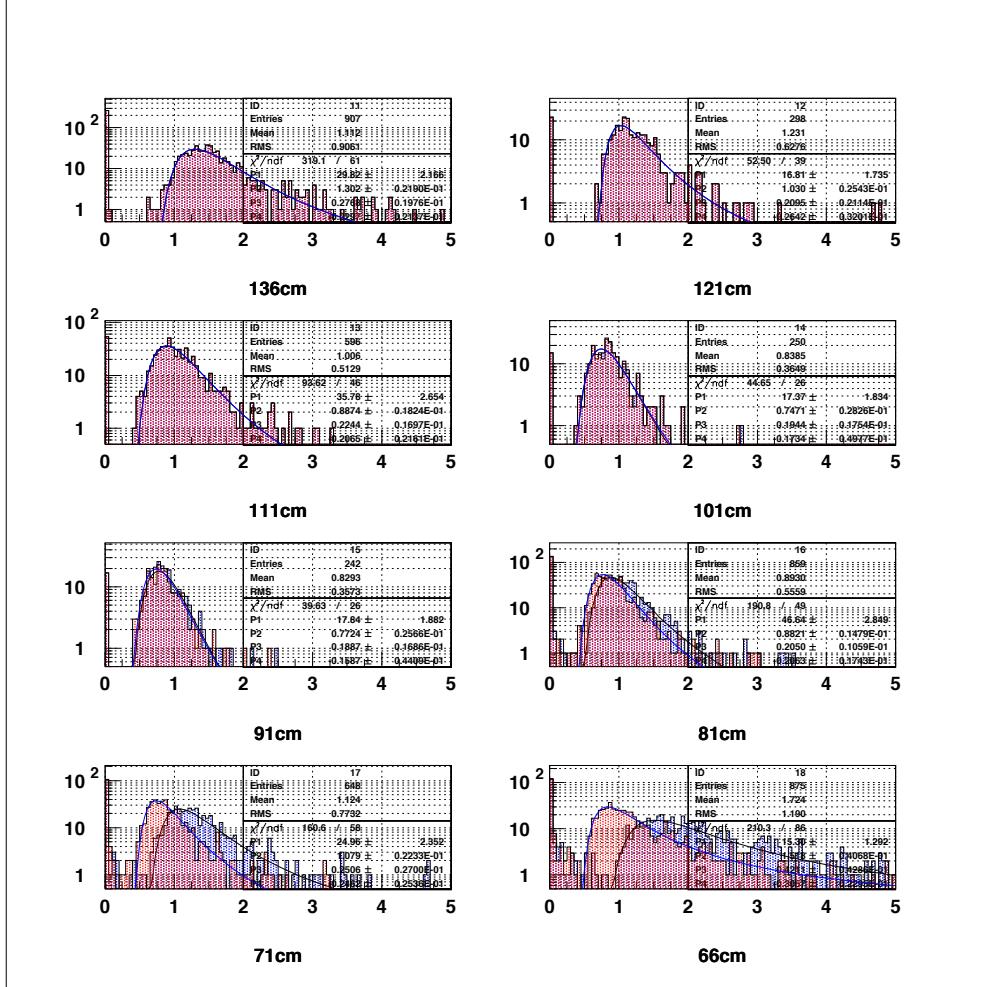


図 3.9: μ テストの各測定点での電荷量の分布。各 plot の下の長さはライトガイドとシンチレータの接合面からの距離を表す。横軸は pC で、縦軸は event 数である。青は μ が通過した厚さの補正をする前で、赤は補正後である。

図 3.9 に光量を示す。plot の下にはライトガイドとシンチレータからの接合面からの距離を示してある。青色の plot の表している光量の分布が、ライトガイドに近づくにしたがって広がってくる。これは、エンドキャップの外側にいくにしたがって、OuterChargedVeto は曲がっているので、

ビーム軸に平行に入ってくる μ の実際にシンチレータを通る厚さが最大9mm前後にまで増加するためである。荷電粒子がシンチレータに落とすエネルギーは厚さに比例するので、光量を比較するためにはシンチレータに落としたエネルギーをシンチレータの厚さである6mmあたりに補正しなくてはならない。その補正を加えたあとの光量分布を図3.9の赤で示す。この補正により、光量の分布がビーム中心付近での光量の分布に近くになっているのがわかる。

次に各CVでの光量の電荷量の位置依存性を図3.10,3.11に示す。青が厚さによる補正をする前、赤が補正した後である。これら32枚のCharged-Vetoをみると、光量の位置依存性はほぼ同じ形をしている。

3.3.2 フォトエレクトロン数の比較

前節で行った β 線源と μ ビームの測定の各カウンターからの信号の電荷量をフォトエレクトロン数に換算したものを図3.12,3.13に示す。この計算のために、3.2節で求めたシングルフォトエレクトロンの電荷量を用いた。赤の点は数個のカウンターに対して行った β 線源を使った測定値を表す。青の点は μ ビームを使った測定値を表す。

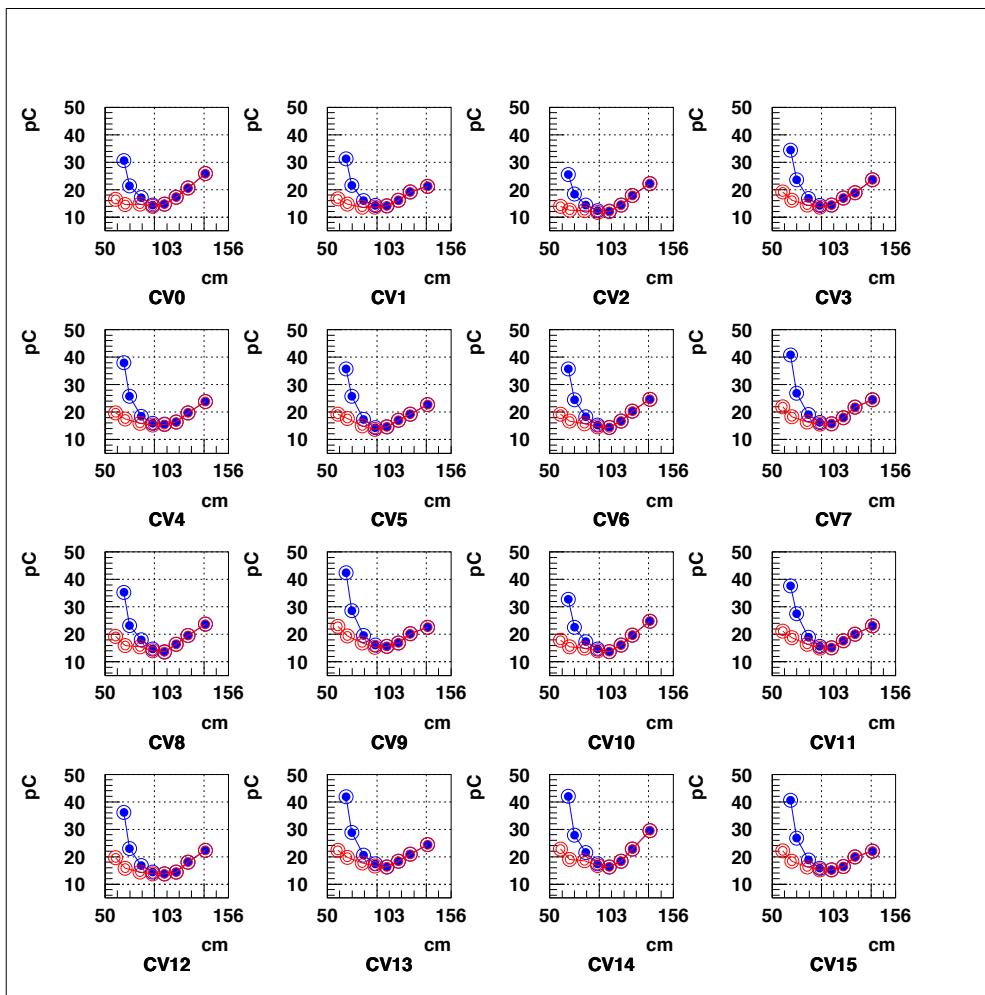


図 3.10: μ の信号の電荷量とライトガイドからの距離の関係を CV00 から CV15 について示す。青は μ が通過したシンチレータの厚さによる補正前、赤は補正後である。

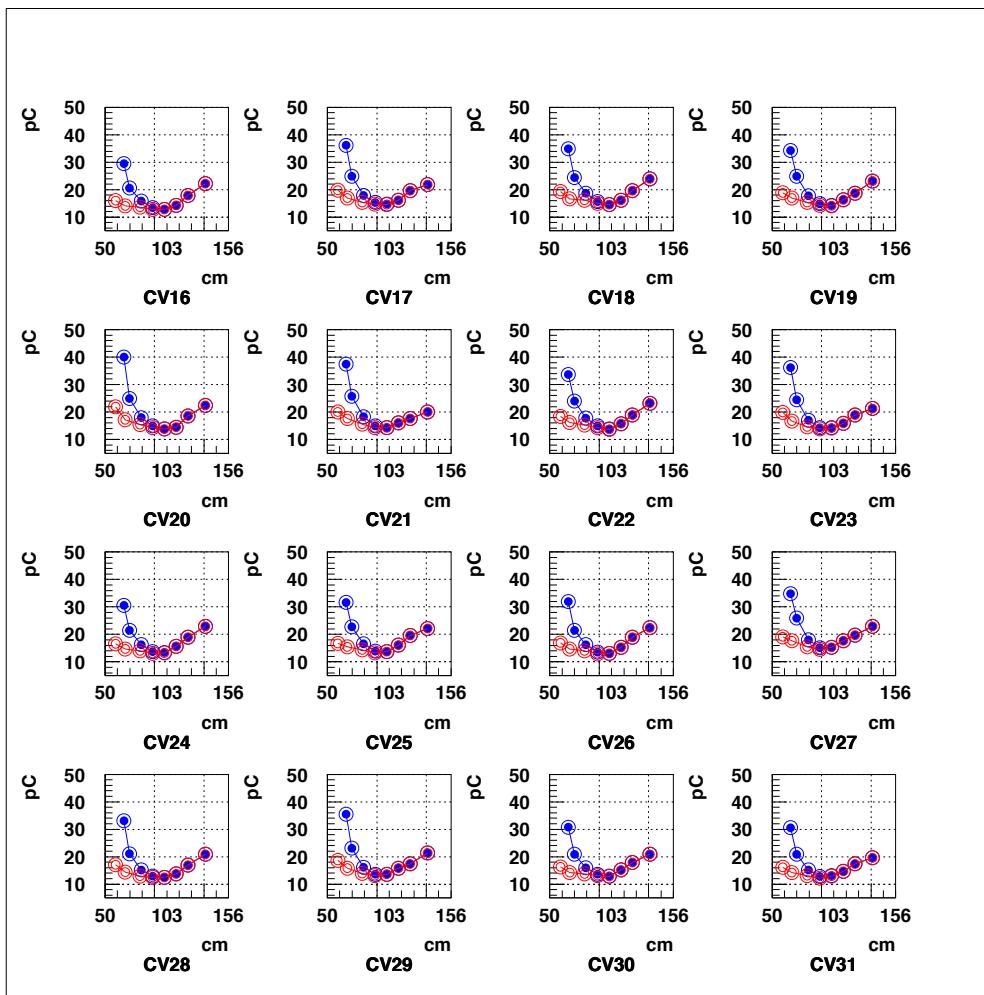


図 3.11: μ の信号の電荷量とライトガイドからの距離の関係を CV15 から CV32 について示す。青は μ が通過したシンチレータの厚さによる補正前、赤は補正後である。

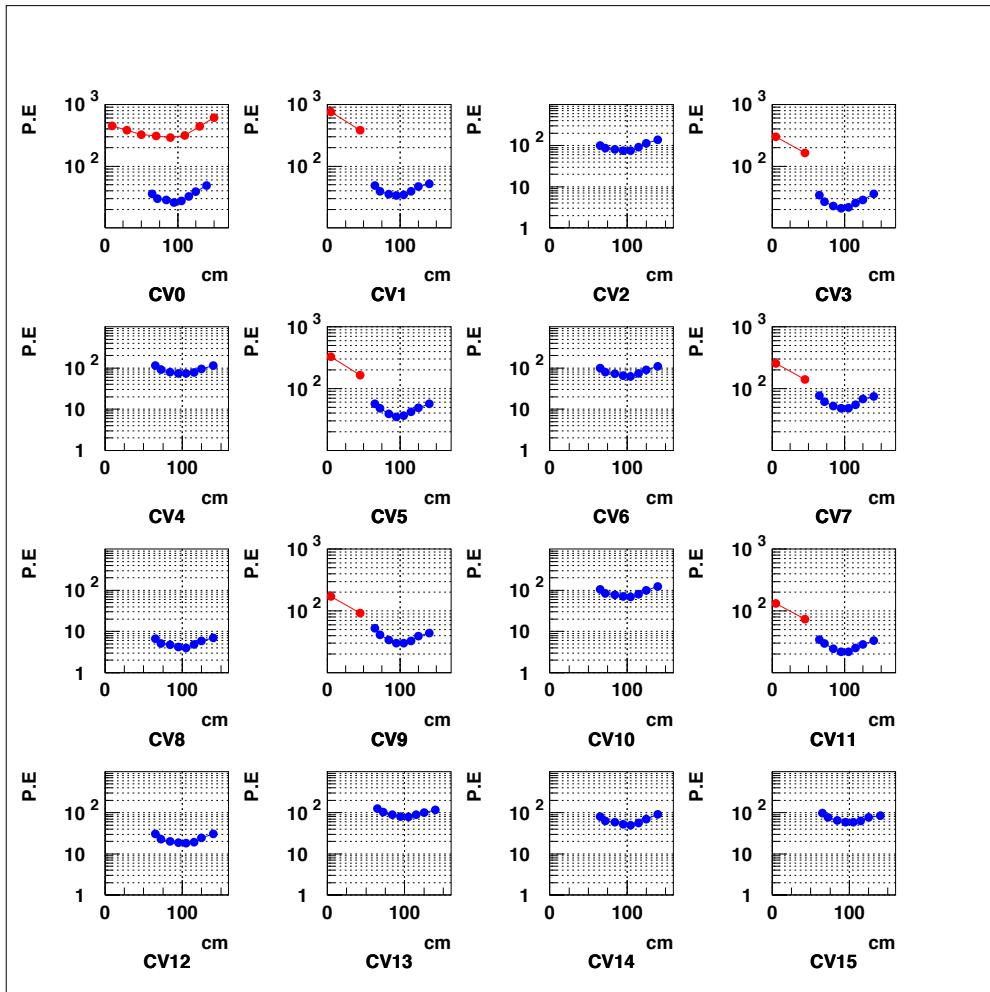


図 3.12: OuterChargedVeto からの信号の電荷量のフォトエレクトロン数を位置別に示す。横軸はライトガイドとシンチレータとの接合面からの距離で、縦軸はフォトエレクトロン数である。赤の点は β 線源を使用した測定を表し、青は μ ビームを使った測定を表す。

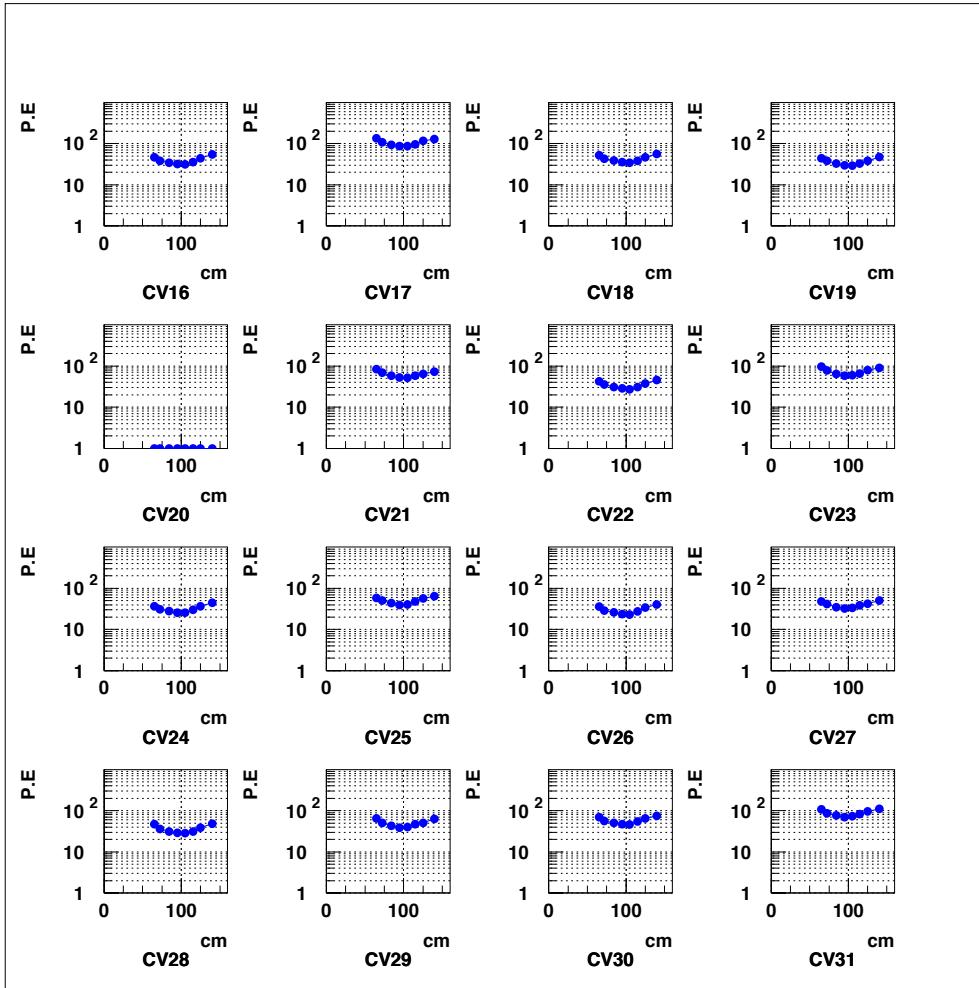


図 3.13: OuterChargedVeto からの信号の電荷量のフォトエレクトロン数を位置別に示す。横軸はライトガイドとシンチレータとの接合面からの距離で、縦軸はフォトエレクトロン数である。

OuterChargedVeto カウンターのフォトエレクトロン数は CV08 と、シングルフォトエレクトロンの作る信号の電荷量を測定できなかった CV20 を除いて、すべての PMT でフォトエレクトロン数が 10 個以上ある。

β 線源の測定を行っているカウンターでは、どのカウンターにおいても β 線源の測定でのフォトエレクトロン数の方が多くなっている。しかし、 β 線源の測定と μ ビームの測定との間のフォトエレクトロン数はカウンターによって異なる。

3.4 タイミング測定

3.4.1 目的

E391a 実験のトリガーの条件は CsI が鳴り、ChargedVeto が鳴ってないことである。ChargedVeto のトリガー信号は AMP-Discri で作った SUM なので、AMP-Discri に入ってくる各カウンターのタイミングが CsI と合っていることが要求される。今回は、各 OuterChargedVeto のカウンターの間でどれだけ時間差があるかを二つの方法を使って測定した。

3.4.2 測定方法 1

ステップ 1 まず、隣り合う ChargedVeto カウンターのタイミングにどれだけのズレがあるのかを調べた。ビームライン付近で、隣り合う ChargedVeto カウンターは半分ずつ互い違いに重なり合っているのでその部分を使った。図 3.14 のようなセットアップで、CsI の SUM の信号に 40MeV 相当以上のものがあった場合に TDC をスタートさせる。隣り合う 2 枚のカウンターの時間差がどれだけあるかを測定した。測定には μ ビームを使った。ここで、 i 番目の PMT から AMP-Discri までの時間を $a_1(i)$ 、AMP-Discri から TDC までの時間を $b_1(i)$ とする。

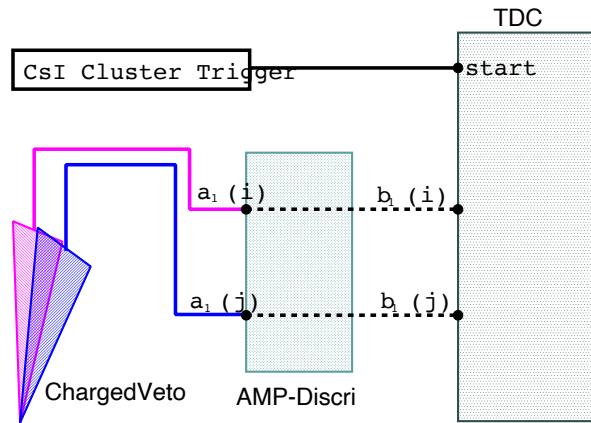


図 3.14: 測定方法 1 のステップ 1 の測定簡略図。 i 番目のカウンターをトリガーにして、 $j = i + 1$ 番目の ChargedVeto カウ

ンターの時間差 $T_1(i, j)$ は

$$\begin{aligned} T_1(i, j) &= [a_1(i) + b_1(i)] - [a_1(j) + b_1(j)] \\ &= [a_1(i) - a_1(j)] + [b_1(i) - b_1(j)] \end{aligned} \quad (3.5)$$

となり、これを CV00 からどれだけズれているかに直す。

$$\begin{aligned} T_1(0, 1) &= [a_1(0) - a_1(1)] + [b_1(0) - b_1(1)] \\ T_1(0, 2) &= [a_1(0) - a_1(2)] + [b_1(0) - b_1(2)] \\ &\vdots \\ T_1(0, i) &= T_1(0, i-1) + T_1(i-1, i) \end{aligned} \quad (3.6)$$

ステップ 2 ステップ 1 では隣り合う ChargedVeto カウンターから TDC までの全体の時間差が分かる。しかし実際に知りたいのは AMP-Discri に入るときの時間の差である。そこで図 3.15 に示すように AMP-Discri にパルサーを使って全チャネル同時に信号を送り、隣り合うカウンターの AMP-Discri 以降の時間差を測定した。

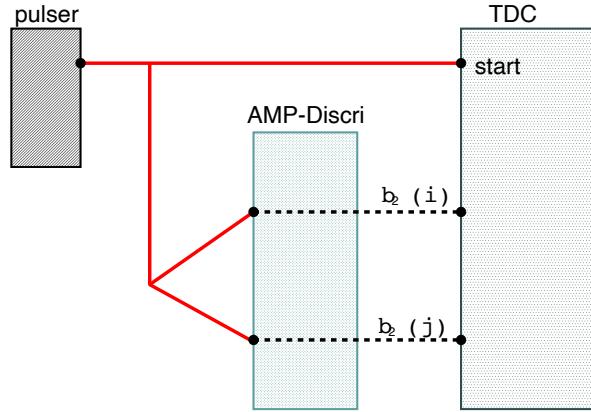


図 3.15: 方法 1 のステップ 2 の概略図。各チャネルに同時に信号を送り、その時間差を測定した。

$T_2(i, j)$ はこうして測定した i 番目と $j = i + 1$ 番目のチャンネルの時間差である。

$$T_2(i, j) = b_2(i) - b_2(j) = b_1(i) - b_1(j) \quad (3.7)$$

この値をステップ 1 で測定した値から引くことで求める AMP-Discri までの相対的な時間を知ることが出来る。結果は 3.4.4 で述べる。

3.4.3 測定方法 2

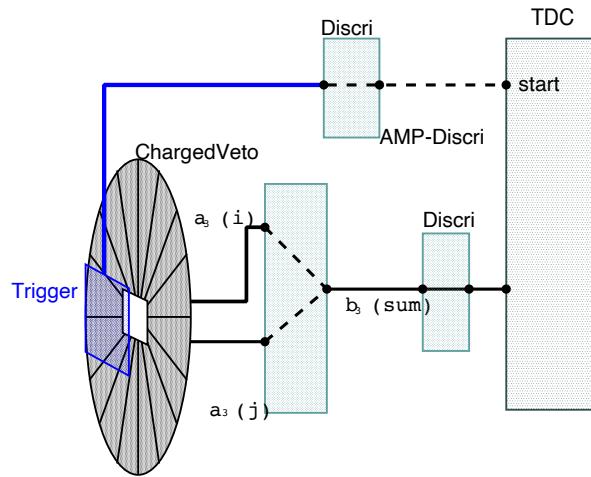


図 3.16: 方法 2 の概略図。ビームラインを中心にして、ChargedVeto の上流にトリガーカウンターを置いた。

第二の方法は図 3.16 で示すように、ChargedVeto の上流 4cm の所に 22cm × 22cm のトリガーカウンターをビームラインと中心を合わせて置き、そのトリガーカウンターと各 ChargedVeto との時間差を μ ビームを使って測定した。また測定に SUM 信号の TDC を用いた。

この方法では各 ChargedVeto の trigger カウンターからの時間差がわかる。SUM の信号から i 番目の ChargedVeto カウンターの信号を取り出すためには 1 枚だけ ChargedVeto カウンター鳴っていて、 i 番目の ChargedVeto 単体の TDC でピークから 1σ の範囲にある event を選び出した。

全てのカウンターの TDC で測定した値を CV00 からの時間差に直す。 a_3 は AMP-Discri までの時間、 $b_3(\text{sum})$ は AMP-Discri 以降の時間である。 $T_3(i, j)$ を i 番目と $j = i + 1$ 番目のチャンネルの時間差とすると、

$$\begin{aligned}
T_3(0, 0) &= [a_3(0) + b_3(\text{sum})] - [a_3(0) + b_3(\text{sum})] = 0 \\
T_3(0, i) &= [a_3(0) + b_3(\text{sum})] - [a_3(i) + b_3(\text{sum})] \\
&= a_3(0) - a_3(i)
\end{aligned} \tag{3.8}$$

となる。

3.4.4 結果

図 3.17 に時間差の測定結果を示す。方法 1 を使った結果と方法 2 を使った結果には 4ns 以上の相違は見られない。しかし、方法 1 で測定した CV00 からの時間差は右へ進むにつれて、誤差が大きくなっている。これは隣り合うカウンター同士で順番に計算していったため、誤差が蓄積されている。方法 2 によれば、全ての Outer カウンターの時間差は ±3ns 以内におさまっている。

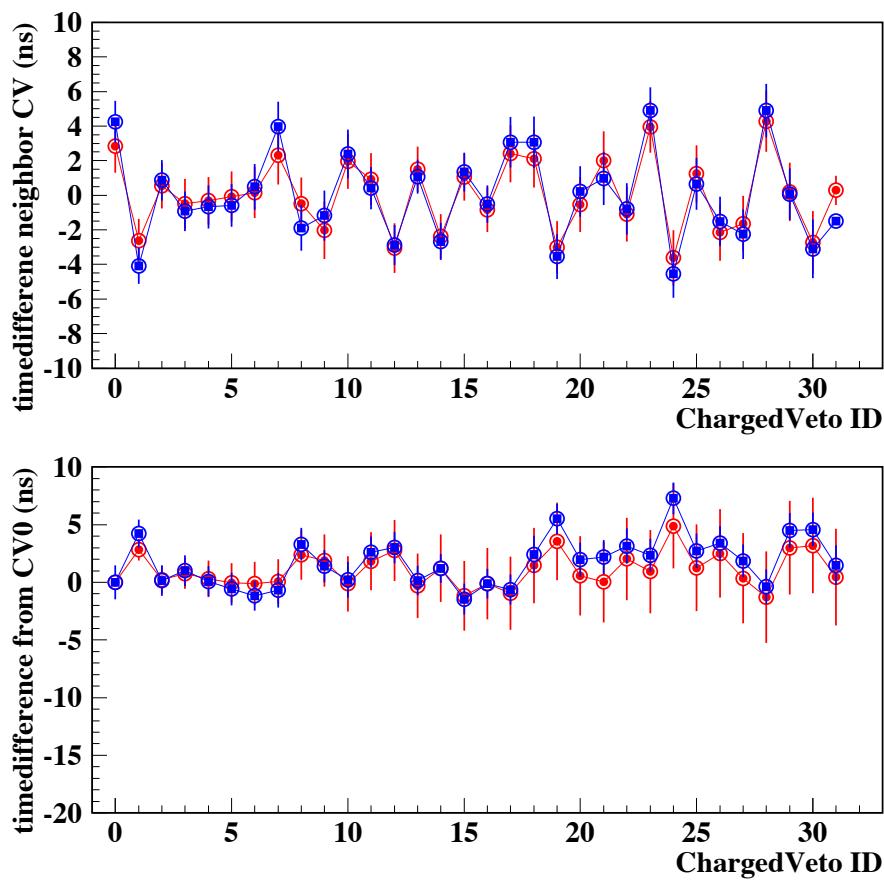


図 3.17: 上は隣り合うカウンターのタイミングのずれを示す。下の図は CV0 からの時間差を示す。基準としている時間より遅れていると正に、早ければ負の値を持っている。赤が方法 1 で青が方法 2 の結果を示す。

第4章 考察

4.1 光量

4.1.1 位置依存性

一般にはシンチレータを通過する粒子の位置が PMT から遠くなるにつれて、光量は小さくなるが、図 3.12,3.13 に示すように、OuterChargedVeto は逆に 120cm 以降光量が増えている。これは 110cm から先端に向けてシンチレータの幅が狭くなっているために、PMT のある方向とは逆に出たために PMT には入って来ないはずの光が、シンチレータの側面で PMT 方向に反射されてくるためであろうと考える。この影響は ChargedVeto としては好ましい結果である。

4.1.2 フォトエレクトロン数

3.4.3 の図 3.12,3.13 のフォトエレクトロン数をみると、ほぼすべてのカウンターで 10 個以上のフォトエレクトロンが測定されている。しかし、各カウンターではフォトエレクトロン数が大きく異なる。また、同じカウンターでも μ ビームを使った測定と β 線源を使った測定ではフォトエレクトロン数が違っている。

この理由として考えられるのは、各 ChargedVeto 内を光が進む段階で光量が減少してしまっている、ということである。おそらく、ライトガイドと PMT とその接続面で光が反射てしまい、PMT に入ってくる光量が違っているではないかと考える。

特に PMT とライトガイドの接続はネジを締めつける力を強くすれば、シリコンの緩衝材と PMT、ライトガイドの密着具合がかわる。それによってそれぞれの接合面の間にいる空気が少なくなり、その面での光の反射が少なくなるために PMT で観測出来る光量が増えることになる。

そのため出来るだけ強く PMT とライトガイドを密着させなくてはなら

ない。

4.1.3 threshold の決定

通過する μ に対する不感率を 10^{-5} にするために必要な threshold を各 OuterChargedVeto について計算した。

この計算は図 3.9 の赤で示してあるヒストグラムを fit した非対称 gauss 関数を使い、threshold より低い領域の面積と高い部分の面積の比で 10^{-5} となる点を決めた。

表 4.1 に示すのは光量が最も少なくなっている 91cm で上記の方法で決めた threshold である。またそのときの threshold でのフォトエレクトロン数 (#P.E) も示す。

ID	threshold[pC]	#P.E	ID	threshold[pC]	#P.E
cv00	3.20	5.9	cv16	3.00	7.3
cv01	3.95	9.6	cv17	4.75	27.9
cv02	3.35	20.9	cv18	4.20	9.7
cv03	3.25	4.8	cv19	4.10	8.3
cv04	4.95	23.5	cv20	3.75	—
cv05	3.80	9.5	cv21	4.40	15.7
cv06	4.45	19.3	cv22	4.30	8.4
cv07	4.40	13.3	cv23	4.05	16.8
cv08	3.15	0.9	cv24	3.70	7.1
cv09	4.20	8.0	cv25	3.90	11.4
cv10	4.50	22.5	cv26	4.10	7.3
cv11	3.85	5.5	cv27	4.45	9.6
cv12	3.60	4.8	cv28	3.65	8.2
cv13	3.80	18.0	cv29	3.90	11.4
cv14	3.75	11.3	cv30	4.35	15.5
cv15	4.35	16.7	cv31	3.85	21.3

表 4.1: 10^{-5} の不感率を課した時の各 PMT の threshold を設ける電荷量とその電量荷をフォトエレクトロン数 #P.E に変換したもの。

シンチレータをつき抜ける荷電粒子に対して 10^{-5} の不感率にするためには各 PMT とも約 3.0pC に Discriminator の threshold を設定すればよ

い。3pCは現在の HV の設定では約 0.2MeV に相当する。今回の実験で使っていた TDC の threshold は 3mV で 0.04MeV から 0.02MeV に相当する。この threshold ならば、 μ ビームに対しては十分な光量を得ることができている。

しかし CV08 はフォトエレクトロンの数が 1 個を切っている。これでは熱電子も拾ってしまうので、このカウンターは改良しなくてならない。この結果は μ ビームで行った測定から導き出しているが、一般的に ChargedVeto カウンター内をつき抜けた荷電粒子も同様であると考えることができる。

4.2 π^- に対する不感率の考察

次に π^- に対する不感率対して考察する。序論で述べた $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$ 反応がシンチレータ内でおきても、その反応がおきるまでに、 π^- が十分なエネルギーをシンチレータに落としていれば、この π^- は排除できる。

π^- が観測できないのは、 π^- の落としたエネルギーがシンチレーションカウンターの discriminator の threshold である T 以下のエネルギーを落とした場合である。 π^- はシンチレータ 1 cmあたりに平均 2MeV のエネルギーを落とすので、 π^- の運動量 P_π に対する不感率は式 4.1 から計算することができる。

$$ineff(P_\pi) = \sigma(P_\pi) \times N_p \times \left(\frac{T}{2.0(MeV/cm)} \right) \quad (4.1)$$

ここで、 $\sigma(P_\pi)$ は $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$ の断面積、 N_p はシンチレータの単位体積あたりの陽子の数 (3×10^{23} (個/cm³)) である。

断面積は図 4.1 左 [5] で与えられる。TDC に入りて来る信号にかけてい る threshold は、0.04MeV から 0.02MeV になっているので、その値での不感率を図 4.1 右に示す。

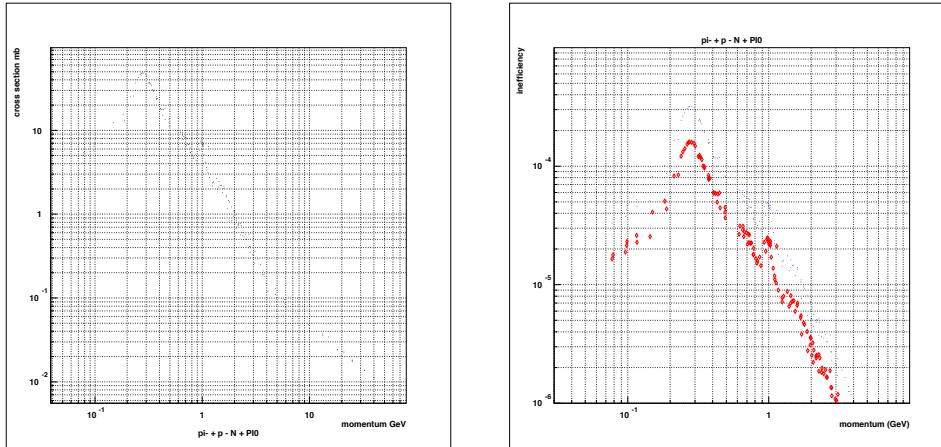


図 4.1: 左は $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$ 反応の断面積を運動量を横軸にとって plot したものである。左は断面積から計算した不感率である。threshold は青が 0.04MeV で赤が 0.02MeV である。

E391a 実験で使う K_L ビームの平均運動量は 3GeV であることがわかっている。そのことから $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ 崩壊で π^- が持つ平均運動量は約 1GeV であると予想できる。図 4.1 右を見ると、1GeV 付近では threshold

が 0.04MeV の時の不感率は 5×10^{-5} 、 0.02MeV の時は 2.5×10^{-5} である。この値は目標の目安である 10^{-5} よりも大きいので、今後、反応でできた π^0 からの2つの γ が開くことによる排除の割合と $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ からの π^- の運動量分布を考慮して、検討しなくてはならない。

第5章 結論

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を探索する KEK の E391a 実験で、使用される Charged-Veto カウンターを作成して設置し、出力される信号の電荷量とタイミングを調整した。

このカウンターの μ に対する不感率は 10^{-5} より十分小さい。

また、 $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$ の反応に置ける π^- に対する不感率を threshold を考慮して計算した。threshold が 0.02MeV の場合、1GeV/c の π^- に対する不感率は 2.5×10^{-5} であった。さらに、 π^0 からの 2γ を検出する効果なども考慮して、 $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ からくるバックグラウンドの量を調べる必要がある。

関連図書

- [1] C.S.Wu *et al.*, Phys. Rev. **105** 1413 (1957).
- [2] J.W.Cronin, V.L.Fitch *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13** 138 (1964).
- [3] G.Buchara & A.J.Buras, Phys. Rev. **D54** 6782 (1996).
- [4] T.Inagaki *et al.*, KEK Internal **96-13** (1996).
- [5] I.F.Corbett *et al.*, Phys. Rev. **177** 2047 (1969).

謝辞

誰よりもまず、山中卓教授にお礼を申し上げなくてなりません。山中教授には実験、解析、そして研究における全ての分野で御自身多忙にもかかわらず、丁寧な御指導を頂きました。どうもありがとうございました。

原隆宣先生、羽澄先生にはミーティングやゼミを含めて度々有益なアドバイスを頂き、また物理の初步から御指導して頂きました。本当に感謝しております。

小寺さん、坂下さん、池本さんには実験や解析において多くの御指導、御指摘を頂きました。そして、北条さん、原康二さん、三宅さんには私の些細な質問にも丁寧に答えて下さいました。ありがとうございました。

稻垣さん、G.Y.Limさん、菅谷さん、山鹿さん、渡辺さんをはじめとするE391a実験グループのcollaboratorの方々には、実験に関して様々な助言や御指導を頂きました。ありがとうございました。

大場君、竹下君、玉井君には研究において協力するだけでなく、日頃の生活の上でも親しくして頂きました。ありがとうございました。

また、柴田君、田中君の真剣に研究に取り組む姿勢にはいつも初心を思い出させて頂きました。これからも研究頑張って下さい。

秘書の続木さん、杉本さんには事務手続きでお世話になりました。

また、いろいろと暖かい励ましの言葉を下さった長島先生にもお礼を言いたいと思います。

そのほか、この二年間でお世話になった方はたくさんおられます。皆様のおかげで充実した研究活動をすることが出来たことに感謝します。

ありがとうございました。