

修士論文

E14実験におけるバックグラウンド事象について の研究

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室
塩見 公志

2008/1/31

概要

E14 実験は、現在茨城県東海村で建設中の J-PARC で行われる $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験である。このモードの分岐比は標準理論によると 2.8×10^{-11} と予測されている。このモードは理論的不定性が小さいため、CP 対称性の破れを特徴づける小林・益川行列の複素パラメーターを精度良く決定することができる上、標準理論を越える物理に対する感度も高い。しかし、この崩壊モードは非常に小さい分岐比と、始状態、終状態ともに中性粒子のみを含むという実験的難しさのため、現在はまだ観測例はなく、E14 実験のパイロット実験である KEK E391a 実験により分岐比の上限値 6.7×10^{-8} が与えられているだけである。E14 実験では第一期の目標にこの崩壊モードの世界初の観測を掲げ、最終的な目標として 10% 以下の精度で $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比を測定することを目指している。E14 実験は「 π^0 からの 2γ 以外何もない」という事象をシグナルの条件とし、 π^0 からの 2 つの γ 線を CsI 電磁カロリメーターで検出する。この条件により、終状態に 2 つ以上の γ 線が存在する事象はすべてバックグラウンド事象になる可能性を持っている。E14 実験のバックグラウンド事象はその生成機構により大きく二つに分類することができる。一つは K_L の崩壊によって生成される粒子による K 中間子バックグラウンドで、もう一つはビームホール周りに多数存在するハロー中性子が検出器と相互作用を引き起こすことで生じるハロー中性子バックグラウンドである。我々は E14 実験における様々なバックグラウンドに対する理解を深めるため、それぞれのバックグラウンドに対するシミュレーションを構築して、バックグラウンド事象数の見積もりを行った。その結果、バックグラウンドを減らすためには CsI カロリメーターでの電磁シャワーの形状に対するカット (shower shape cut) が重要だということがわかったので、シミュレーションの中に新たに電磁シャワーシミュレーションを取り込み、バックグラウンドの削減に有効なカットの開発を行った。また、更なるバックグラウンドの削減のために、バックグラウンドの発生源になっている検出器についてはバックグラウンドの特徴を生かした検出器の配置について議論した。また、それ以外の検出器に対してはバックグラウンドに弱い検出器と、エネルギー領域を調べ、それらを改善するための検出器の増強について議論した。これらの結果、E14 実験で期待される S/N 比を改善することに成功している。このように、本研究は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験 J-PARC E14 について、シミュレーション構築とそれを用いたバックグラウンド事象の理解、バックグラウンド事象に対する対策、S/N の改善、そして実験感度の向上を系統的に研究したものである。

目次

第 1 章	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験	4
1.1	理論的背景	4
1.1.1	CP 対称性の破れ	4
1.1.2	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理	4
1.2	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験の歴史	6
1.3	E391a 実験	6
1.4	E14 実験	7
1.4.1	Step1	8
1.4.2	Step2	8
第 2 章	E14 実験の実験手法	9
2.1	コンセプト	9
2.2	K_L ビームライン	9
2.3	検出器	10
2.3.1	Calorimeter	12
2.3.2	Barrel Photon Veto	12
2.3.3	Charged Veto	12
2.3.4	Collar Counter	13
2.3.5	Beam Hole Veto	14
2.4	Event の再構成と選別	14
2.4.1	γ 線のエネルギーと位置の求め方	14
2.4.2	π^0 の崩壊位置の求め方	16
2.4.3	Kinematic Cut	17
2.4.4	acceptance loss	19
2.4.5	sensitivity	22
2.5	バックグラウンド事象	22
2.5.1	K 中間子バックグラウンド	22
2.5.2	ハロー中性子バックグラウンド	23
2.6	本論文の研究目的	23
第 3 章	K 中間子バックグラウンド	25
3.1	K 中間子バックグラウンドに対するシミュレーション手法	25
3.1.1	シミュレーション手法の概略	25
3.1.2	検出器の応答関数	25
3.2	$2\pi^0$ バックグラウンド	28
3.2.1	$2\pi^0$ バックグラウンドの分類	28

3.2.2	$2\pi^0$ バックグラウンドのシミュレーションの結果	28
3.2.3	E391a 実験との比較	30
3.3	$\pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンド	34
3.4	$\pi^-e^+\nu$ バックグラウンド	36
3.4.1	$\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドの分類	36
3.4.2	$\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドのシミュレーション手法	39
3.4.3	$\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドのシミュレーションの結果	39
第 4 章	CC02 バックグラウンド	42
4.1	メカニズム	42
4.2	CsI カロリメーターからのエネルギーの漏れ	42
4.2.1	電磁シャワーの漏れ	43
4.2.2	光核反応	43
4.3	E391a Run2 における CC02 バックグラウンドの解析手法	43
4.4	CC02 の改良	44
4.4.1	position	45
4.4.2	検出器の Upgrade	46
4.5	CC02 バックグラウンドのシミュレーション手法	47
4.6	CC02 バックグラウンドのシミュレーションの結果	47
4.7	E391a 実験との比較	49
第 5 章	CV バックグラウンド	53
5.1	CV- η バックグラウンドのメカニズム	53
5.2	CV- π^0 バックグラウンドのメカニズム	53
5.2.1	even+extra	54
5.2.2	1 γ +extra	54
5.2.3	fusion+extra	54
5.3	E391a Run2 における CV バックグラウンドの解析手法	55
5.3.1	CV- η バックグラウンド	55
5.3.2	CV- π^0 バックグラウンド	55
5.4	CV の改良	56
5.4.1	CV の位置	56
5.5	CV バックグラウンドのシミュレーション手法	56
5.6	CV バックグラウンドのシミュレーションの結果	57
5.6.1	η バックグラウンド	57
5.6.2	CV- π^0 バックグラウンド	58
5.7	E391a 実験との比較	60
第 6 章	バックグラウンドに対するまとめと考察	63
6.1	S/N 比	63
6.2	signal に対する考察	63
6.3	バックグラウンドに対する考察	64
6.3.1	CV position	64
6.3.2	MB の改良	66

6.3.3 shower shape cut の改良	66
第 7 章 まとめ	69
謝辞	71
付 録 A クラスタリング	72
A.1 クラスターの形成方法	72
A.2 入射 γ エネルギーの求め方	72
A.3 入射 γ の位置の求め方	74
付 録 B Cluster Shape Cut	76
B.1 cluster shape cut	76
B.1.1 RMS cut	76
B.1.2 χ^2 cut	76
B.1.3 ANN cut	77
B.2 cluster shape cut の評価	79
B.3 ANN cut の CV- η バックグラウンドに対する効果	79

第1章 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験

この章ではまず初めに $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の理論的背景について述べ、次にこの崩壊モードの探索実験について述べる。

1.1 理論的背景

1.1.1 CP 対称性の破れ

CP 対称の破れの解明は現在の素粒子物理学の主要なテーマの一つであり、この現象はクォーク世代間の混合を表す、小林益川行列の複素位相に起因すると考えられている [1]。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

この行列は Wolfenstein パラメーターによる記述で表すと

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

と表わすことができ、ユニタリー条件から

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.3)$$

が成り立つ。 $\lambda \simeq 0.22$ より、 $V_{ud} = 1 - \lambda^2/2 \simeq 1$ とすれば

$$V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td} = 0 \quad (1.4)$$

と書き表すことができる。この式から $\rho - \eta$ 平面上で、図 1.1 のようなユニタリー三角形と呼ばれる図形を描くことができる。

1.1.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊モードは Flavor Changing Neutral Current(FCNC) と呼ばれる、フレーバーは変わるが電荷は変わらないといった $\Delta S = 1$ の物理現象を通して生じる。この物理現象をファイマンダイアグラムで表わすと、図 1.2 のように表わされる。また、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比は以下の式で表わされ

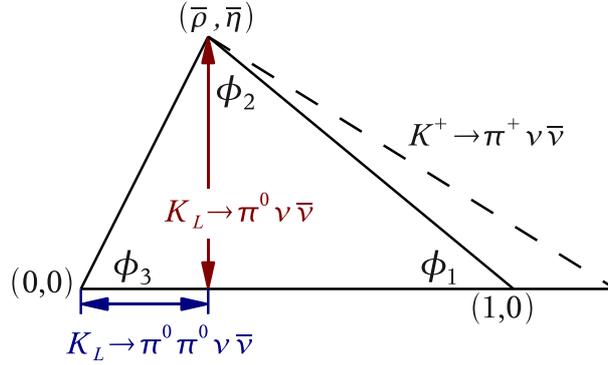


図 1.1: ユニタリー三角形。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の測定は η を測定することに相当し、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比測定は ρ を測る測定に相当し、 $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ の分岐比測定はユニタリー三角形の斜辺を測定することに相当する。

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (2.20 \pm 0.07) \times 10^{-10} [Im(V_{ts}^* V_{td}) X(x_t)]^2 \quad (1.5)$$

標準理論のパラメーターを使用すると、 $(2.8 \pm 0.4) \times 10^{-11}$ [2] であると予測されている。ここで、 $\lambda = |V_{us}|$ であり、ここでは $\lambda = 0.2248$ としている。 $X(x_t) = 1.464 \pm 0.041$ は Inami-Lim loop function の値である [3]。 x_t はトップクォークと W ボソン質量の比率の 2 乗の値である。また、 $Im(V_{ts}^* V_{td})$ は Wolfenstein パラメーターによる記述で表すと $Im(V_{ts}^* V_{td}) = A^2 \lambda^5 \eta$ となり、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比の中にユニタリー三角形の高さを表すパラメーター η が含まれていることがわかる。つまり、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比を測定することでユニタリー三角形の高さを決めることができる。

この崩壊モードに対するハドロン行列要素はよく測られている $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ のハドロン行列とアイソスピン対称性であることから、正確に知ることができる [4]。このため、理論的不定性が非常に少なく、複素パラメーターの精密測定に適したモードである。またこのことから、このモードは標準理論を越える物理に対する感度が高いとも言える。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ はループダイアグラムを介して起こる物理過程である。このため、中間状態に未知の粒子の寄与があればそれは分岐比の変化として観測出来ることが期待される。ただし、Grossman と Nir によって $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ の分岐比から制限される理論モデルによらない分岐比の上限値が示されており [5]、その値は BNL-E787 および E949 実験による $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ の最新結果 [6] から

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 1.4 \times 10^{-9} \quad (1.6)$$

となっている。したがって、この上限値を上回る感度での崩壊の探索は標準理論を越える物理の有力な探索手段としても大きく注目されている。

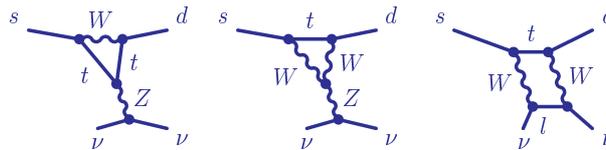


図 1.2: $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のファイマンダイアグラム

1.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験の歴史

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ は小林益川行列の複素位相を求めるのに非常に有効な手段であるが、非常に小さい分岐比と、始状態、終状態ともに中性粒子しか含まない実験的な困難さのためまだ観測例はない。現在は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われた E391a 実験の Run2 の結果によって分岐比の上限值

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 6.7 \times 10^{-8} \quad (1.7)$$

が与えられている [7] だけである。E391a 実験については節 1.3 で述べる。また、この実験を基に、現在茨城県東海村に建設中の大強度陽子加速器施設 (J-PARC) で E14 実験が計画されている。E14 実験については節 1.4 で述べる。図 1.3 に年代による測定感度の変遷を示す。図 1.3 の各点の横に書かれているのは測定を行った実験の名前である。また、括弧でくくられた中に書かれているのは測定で使用した π^0 の崩壊モードである。

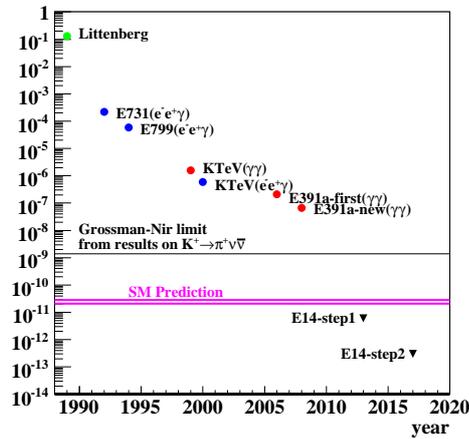


図 1.3: $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 測定実験の歴史。(注: 図中に書かれている E14 実験はこれから行われる実験である。)

1.3 E391a 実験

KEK-E391a 実験は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索に特化した初めての実験であり、同時に J-PARC E14 実験のためのパイロット実験としての側面も合わせ持つ。E391a 実験は茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構の 12GeV の陽子シンクロトロンを用いて行われ、2004 年 2 月から 2005 年 12 月の間 3 回の Run に分けてデータの取得が行われた。

K_L ビームは 12GeV の陽子シンクロトロンからの一次陽子を白金のターゲットに入射することで生成し、一次陽子ビームの方向から見て 4° の角度で取り出され、ビームライン中に設置されたコリメーターによってコリメートされる。そして、最終的にはターゲットから見た K_L ビームの立体角は $12.6 \mu\text{str}$ になる。また、このビームラインはビーム周りの領域 (ハロー領域) に粒子がな

るべく存在しないきれいな状態であるように設計されていて、本実験の前に行われたビームサーベイ実験によりハロー中性子の数がビーム中の中性子の数に比べて5桁も少ないことがデータで示されている。

次に図 1.4 に E391a 実験の検出器を示す。E391a 実験の検出器の特徴は π^0 からの γ 線を検出するための電磁カロリメータと、それを覆う veto 検出器である。これにより、1 つの π^0 以外の粒子が何もなかったことを確認し、余分な粒子を含む K_L の崩壊過程を信号と見誤ることを防ぐことができる。また、ビーム中に存在する中性子と残留ガスが相互作用を起こすことで π^0 を生成する事象を防ぐために検出器が高真空の中に置かれる。

電磁カロリメータの中心にはビームを通すための穴（ビームホール）が空けてあるが、E391a 実験では小さく絞ったビームを使用することでビームホールの大きさをできるだけ小さくしている。こうすることでビームホールから検出器の外へ逃げる粒子の数をできるだけ抑えている。

E391a 実験の解析は Run2 まで全て終わっていて、現在は Run3 の解析を行っている最中である。また、前節でも紹介したとおり Run2 の結果は現在の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比の上限値を決めている。

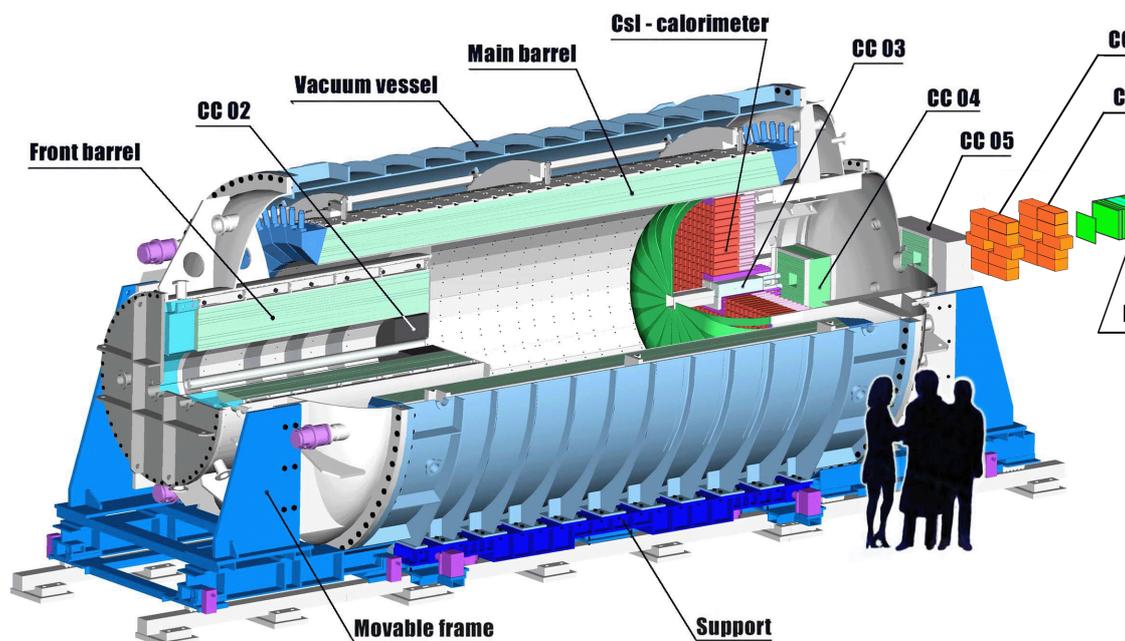


図 1.4: E391a 実験の検出器

1.4 E14 実験

E14 実験は現在茨城県東海村に建設中の大強度陽子加速器施設 (J-PARC) で 2011 年から行われる予定の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験である。図 1.5 に J-PARC 全体のイメージ図を示す。J-PARC の陽子シンクロトロンは、陽子の運動量としては 30 GeV/c で運転を開始し、その後改良し 50 GeV まで引き上げる予定である。陽子の数としては最大強度の時で 2×10^{14} p p¹が見込まれている。

¹ スピル当たりの陽子の数 (proton per pulse)

これは世界最大の陽子ビームの強度であり、E391a 実験を行った KEK PS の約 100 倍の強度である。

J-PARC での $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験は Step1、Step2 の 2 段階に分けて行うことを計画している。そのため、以下では Step1、Step2 のそれぞれについて説明を行う。

1.4.1 Step1

Step1 は世界初の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の信号発見を目標に行われる。検出器は基本的に E391a 実験で使用したものを使用するが、検出感度向上のため電磁カロリメーターは E391a 実験で使用されたもの (7cm×7cm×30cm) よりサイズが小さく放射長の長い物 (2.5cm×2.5cm×50cm 及び 5cm×5cm×50cm) を使用する。また、これ以外にもバックグラウンド事象に対して弱いと考えられる検出器は改良することになっている。また、読み出しの方法もデッドタイムのない読み出し方法にする予定である。本論文の主題は E14 実験 Step1 におけるバックグラウンド事象の研究なので、Step1 の検出器、実験手法については次章から詳細に述べることにする。

1.4.2 Step2

Step2 では Step1 までに得られた経験を生かし、検出器を完全にアップグレードし、長さ 15m、直径 3m のものを建設する予定である。また、独自のビームラインと独自のターゲットを用い、5 度でビームを取り出すことで更に高いレートでのイベントの検出を目指している。検出器はターゲットから 50m の地点に設置され、導かれる K_L の運動量は平均約 5 GeV/c である。Step2 では約 100 イベント程度のイベントの検出が期待されており、 η の精密測定とそれによる標準理論の検証が最終目標である。



図 1.5: J-PARC 施設の全体図

第2章 E14実験の実験手法

この章ではまず初めに E14 実験の実験原理と E14 実験の検出器について述べる。次に事象の再構成の方法と選別について述べ、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナル（以下、単にシグナル又は signal と呼ぶ）と各バックグラウンドの特徴について触れる。そして、最後に本論文の研究目的について述べる。

2.1 コンセプト

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊ではニュートリノの検出が難しいことから π^0 の崩壊粒子のみが検出可能である。この時、検出可能な π^0 の崩壊モードには $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ と $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ の二つの崩壊モードが考えられる。 $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ は荷電粒子を含んでいるため荷電粒子の tracking による π^0 の再構成ができるという利点があるが、分岐比が 1.2% と $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ の分岐比の 98.8% より約 80 倍小さいので、 10^{-11} というとても小さな分岐比を測定するには適さない。そこで E14 実験では π^0 の崩壊モードとして $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ を使用することにした。

E14 実験では「 π^0 からの 2γ 以外何も無い」をシグナルの条件とし、 π^0 からの 2γ を CsI カリメーターで検出し π^0 の崩壊位置を再構成する。また、それ以外に何も粒子がないことを確認するために、CsI カリメーターの周りを veto 検出器で囲んでいる。このような検出器の配置をすることで K_L の崩壊粒子をすべて捕えることができる。これにより、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ や $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ など 1 つの π^0 以外の余分な粒子を含む崩壊過程を信号と見誤るのを防ぐことができる。その上、E14 実験ではペンシルビームと呼ばれるとても小さく絞ったビームを使用することでビームホールの大さをできるだけ小さくし、ビームホールから検出器の外に逃げる粒子の数を最小限に抑えている。また、再構成された π^0 が高い横運動量 (P_t) を持つことを条件づける。これにより、 $K_L \rightarrow \gamma \gamma$ によるバックグラウンド事象を抑えることができる。また、E14 実験ではビーム中の中性子が残留ガスと反応を起こし π^0 を生成するといった事象も重大なバックグラウンド事象になるので、崩壊領域を高真空にすることでこの事象を無視できるほどにしている。E14 実験では上に述べた方針で持ってシグナルと膨大なバックグラウンドとを区別することにしている。

2.2 K_L ビームライン

E14 実験は図 2.1 のようなハドロンホールの K_L ビームラインを使用して行われる。30 GeV でシンクロトロンから入射した陽子ビームはニッケル標的に入射し 2 次粒子を発生させる。ニッケル標的の全長は 53.9mm で、4 枚の円盤からなる。ニッケル標的は少し水に浸かっている、標的を回転させることで持続的に標的全体を冷却することを可能にしている。

K_L ビームラインはビーム軸から 16 度の方向に引き出され、全長 21 m の長さからなるビームラインの途中に設置された 2 つのコリメータによって、ターゲットからみた時のビームの立体角が $9 \mu\text{str}$ になるまで絞られる。また、コリメータの前には γ 線を減らすための鉛の absorber が置か

れ、2つのコリメータの間には荷電粒子を排除するための sweeping magnet が置かれている。図 2.2 に K_L ビームラインの略図を示す。

コリメーターは以下の2つのコンセプトを基に、形状や配置の最適化に向けた研究が行われている。

- ペンシルビーム

ペンシルビームとは細く絞ったビームのことであり、E14 実験のビームラインはビームの立体角が $9\mu\text{str}$ となるように設計されている。これには二つの理由がある。一つは再構成された π^0 の P_t の不定性を減らすためである。これは、再構成された π^0 の P_t は E14 実験では $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ バックグラウンドとシグナルを区別するのに重要だからである。 π^0 の P_t は π^0 の崩壊位置がビーム軸上にあることを仮定して再構成されるので、ビームのサイズが大きいと π^0 の P_t の分解能は悪くなってしまう。もう一つの理由はビームホールを小さくすることで、ビームホールから逃げる粒子をできるだけ減らすためである。

- ビームハローをできるだけ少なくする

第4章、第5章で詳しく述べるが、ビーム周りに存在するハロー中性子が検出器と相互作用を起こし二次粒子を生成することでバックグラウンド事象となるハロー中性子バックグラウンドは E14 実験の主なバックグラウンド事象の一つである。このバックグラウンドを減らすため、ハロー中性子と K_L の数の比ができるだけ少ないビームラインを設計する必要がある。E14 実験ではビームデザインの研究の結果、E391a 実験に比べてハロー中性子と K_L の数の比が 66 倍小さくなることが分かった [8, 9]。

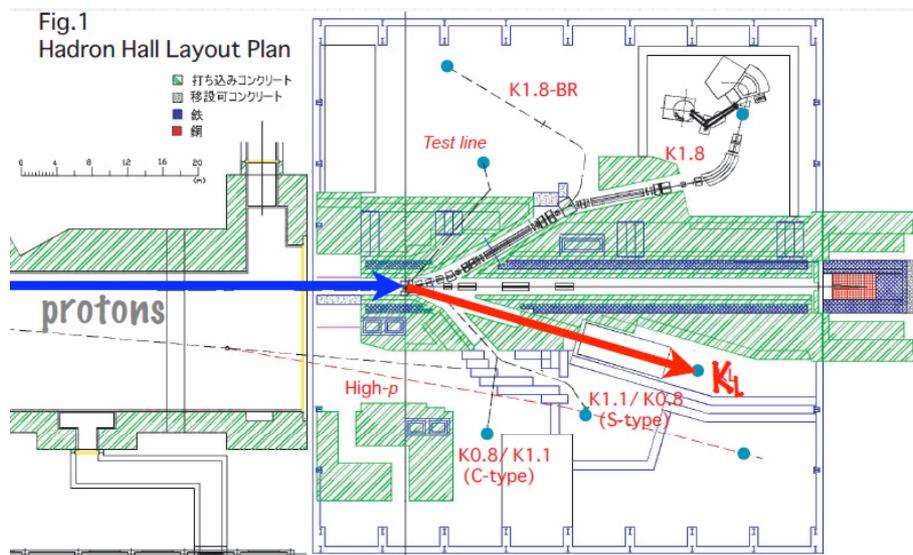


図 2.1: ハドロンホールと K_L ビームライン

2.3 検出器

E14 実験の検出器は以下のコンセプトの下で設計されている。図 2.3 に E14 検出器の全体図を示す。

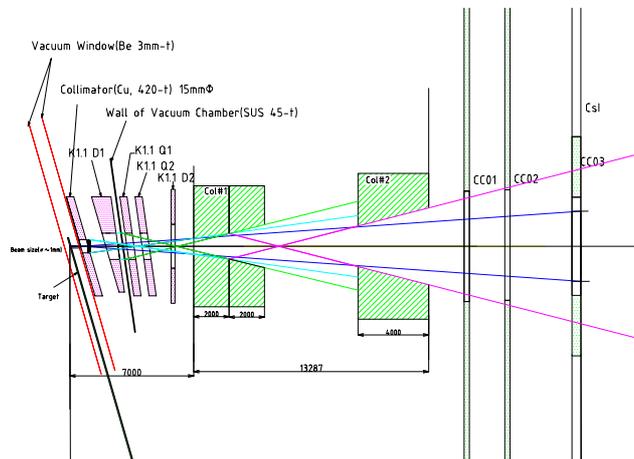


図 2.2: K_L ビームライン略図

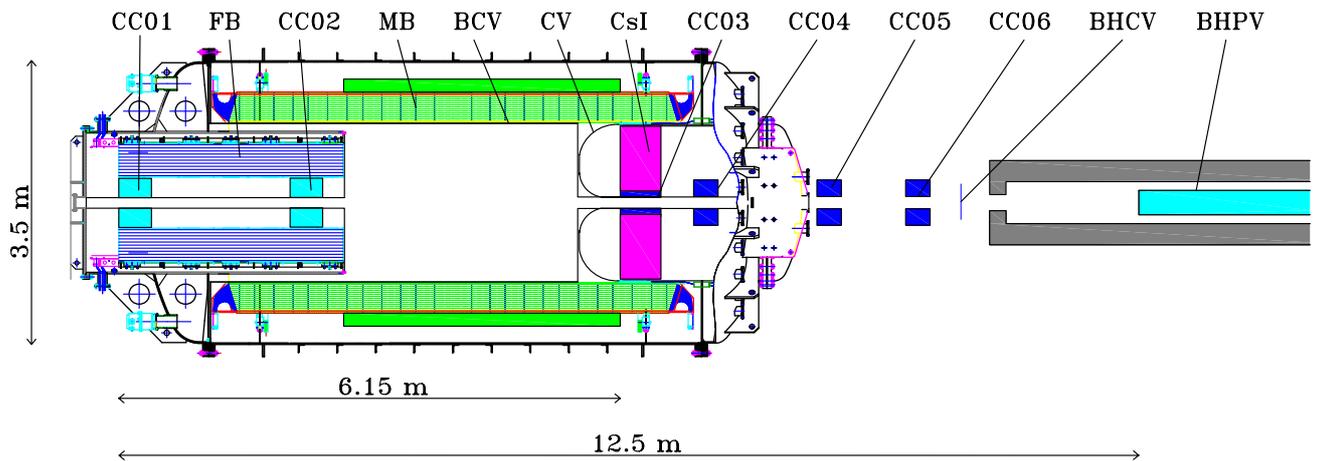


図 2.3: E14 実験の検出器の全体図

- π^0 からの 2γ を測定するためのカロリメーター
- 終状態に π^0 しかなかったことを確認するため、 K_L の崩壊領域を 4π 囲む形に高い光子検出能力を持つ veto 検出器を配置。
- K_L 崩壊によって生成される荷電粒子を検出するため、 K_L の崩壊領域を 4π 囲む形に荷電粒子検出用の検出器を配置。
- 残留ガスとビーム中の中性子との相互作用による π^0 の生成を防ぐため K_L の崩壊領域を高真空 ($\sim 10^{-5}$ Pa) にしている。

検出器の座標軸は以下のように定義する。ビームラインの中心を z 軸とし、ビームの下流に向かって $+z$ とする。 $z=0$ は最上流の検出器「Front Barrel(FB)」の上流端とする。

E14 検出器は各検出器の役割と置かれる場所によって、「Calorimeter」、「Barrel Photon Veto」、「Charged Veto」、「Collar Counter」、「Beam Hole Veto」の 5 つに分けることができる。以下にそれぞれの検出器の役割について簡単に説明することにする。

2.3.1 Calorimeter

Calorimeter は π^0 からの 2 つの γ 線の位置とエネルギーを測定するための電磁カロリメーターである。E391a 実験では $7 \times 7 \times 30 \text{cm}^3$ の CsI 結晶 (KEK CsI) を使用していたのに対し、E14 実験ではアメリカ・フェルミ国立研究所 (FNAL) で行われた KTeV 実験で使用された長手方向に 50cm ある CsI 結晶 (KTeV CsI) を使用することになった。KTeV CsI のサイズは $2.5 \times 2.5 \times 50 \text{cm}^3$ と $5 \times 5 \times 50 \text{cm}^3$ の 2 種類があり、中心部に $2.5 \times 2.5 \times 50 \text{cm}^3$ の CsI 結晶を 2240 個並べ、その外側に $5 \times 5 \times 50 \text{cm}^3$ の CsI 結晶を 336 個並べる。図 2.4 に E14 実験における CsI カロリメーターの正面図を示す。

2.3.2 Barrel Photon Veto

Barrel Photon Veto は K_L の崩壊により生成される γ 線を検出するために崩壊領域を囲っている。Barrel カウンターは鉛とシンチレーターによる sampling calorimeter で、読み出しに波長変換ファイバーを使用している。また、Barrel Photon Veto は構造を Front Barrel(FB) と Main Barrel(MB) の 2 つに分けることで K_L の崩壊領域を上流部とシグナル領域に 2 分している。これらの検出器は E391a 実験で使用したものを E14 実験でも使う予定であるが、MB については γ 線に対する検出効率を上げるため、MB の後ろにさらに鉛とシンチレーターによる sampling calorimeter を足す計画である。

2.3.3 Charged Veto

Charged Veto は K_L の崩壊により生成される荷電粒子を検出するためのシンチレーターを使った検出器であり、MB の前面に設置されている Barrel Charged Veto(BCV) と CsI の前面を覆うように設置されている Charged Veto(CV) の二つの検出器からなる。CV は K_L の崩壊領域付近で最も中性ビームに近く設置される検出器の一つである。CV は Inner CV と Outer CV の 2 つの構造から成る。Outer CV は図 2.5 に示すような 5mm 厚のシンチレーターによる 2 層構造をしてい

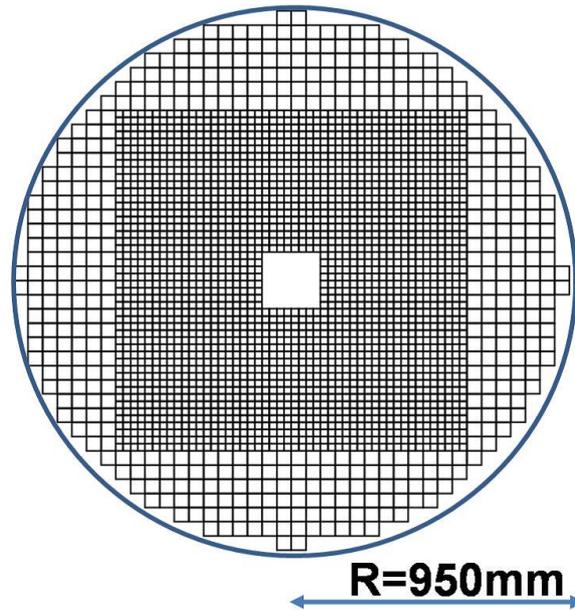


図 2.4: E14 実験の CsI カロリメーターの正面図。内側の結晶が $2.5 \times 2.5 \times 50 \text{cm}^3$ のサイズの結晶。外側の結晶が $5 \times 5 \times 50 \text{cm}^3$ のサイズの結晶。ビーム軸を中心に $\pm 10 \text{cm}$ の正方形のビームホールが開けられている。

て CsI カロリメーターの前面から 50cm 上流の位置に設置される。また、Inner CV は Outer CV と CsI カロリメーターの間にビームを覆うように設置される。

2.3.4 Collar Counter

Collar Counter はビーム軸に沿って検出器の外へ逃げる粒子を捕まえるためにビーム付近に設置された検出器の総称である。そのなかで CC03 は CsI カロリメーターの内側に置かれる検出器で、CC03 と CsI カロリメーターの関係は図 2.6 のようになっている。E14 実験では CC03 に PWO 結晶を使用する予定である。また、CC02 は FB の内側、最下流面付近に置かれる検出器で、崩壊領域から上流に行く γ 線を捕えると同時に、上流で崩壊した K_L を排除する役割を持つ。E391a 実験では図 2.7 に示すような鉛とシンチレーターとの shashlyk 型の sampling calorimeter を使用していた。E14 実験では E391a 実験で使われた CC02 の代わりに Neutron Collar Counter(NCC) を設置する。NCC は CsI 結晶を使用し、図 2.8 のように読み出しを分割することでハロー中性子のフラックスを測定することができる。E14 実験では CC04、CC05、CC06 の Collar Counter には KEK CsI を使用する予定である。また、図 2.3 では FB の上流端に CC01 が設置されているが、研究の結果 CC01 を設置する利点がなかったため、現在は CC01 は設置しないと考えられている。

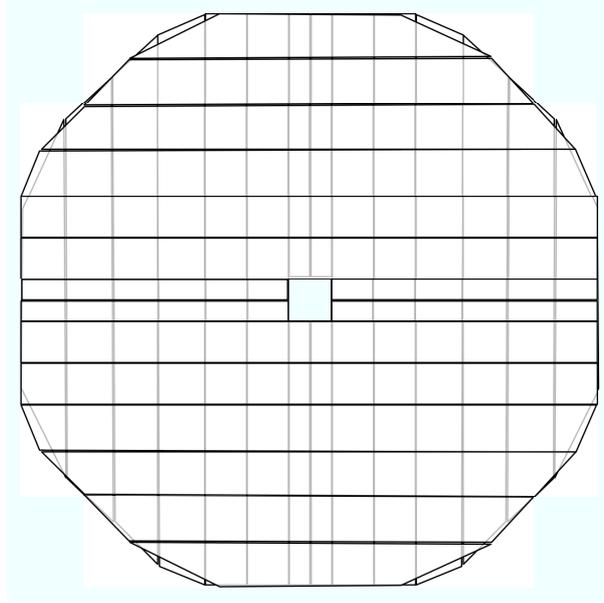


図 2.5: Outer CV の正面図。水平方向並べられた層と、垂直方向に並べられた層の 2 層から成る。

2.3.5 Beam Hole Veto

Beam Hole Veto はビームホールから逃げる粒子を捕まえるためにビーム軸上に設置される検出器で高いレート耐性が要求される。Beam Hole Veto は荷電粒子検出器の Beam Hole Charged Veto(BHCV) と光子検出器の Beam Hole Photon Veto(BHPV) の二つの検出器からなる。BHCV はデフォルトではプラスチックシンチレーターが考えられているが、現在は BHCV 用のガスシンチレーション比例計数管の研究も行われている。BHPV は図 2.9 のような鉛による γ 線コンバーターと、チェレンコフ放射体としてエアロジェルを組み合わせた検出器で、高い光子検出効率を保ちつつ非常に高い中性子不感率を実現している [10, 11, 12]。

2.4 Event の再構成と選別

シグナルを同定するためにはまず、CsI カロリメーターに入射した γ 線の位置とエネルギーを求め、 π^0 の崩壊点を再構成する必要がある。そして、シグナルとバックグラウンド事象とを区別するための選別を行わなくてはならない。この節ではまず初めに、Event の再構成の方法について述べ、次にシグナルとバックグラウンド事象を区別するために施す運動力学的カットについて述べる。そして、最後に E14 実験で見込まれるシグナル事象の数について述べる。

2.4.1 γ 線のエネルギーと位置の求め方

γ 線が CsI カロリメーターに入射すると、電磁シャワーを引き起こし、CsI 結晶にエネルギーを落とす。電磁シャワーはモリエール半径¹程度に横方向に広がってしまうので、入射 γ 線のエネルギーは複数個の CsI 結晶に落とされる。この結果、 γ 線の入射位置付近にある閾値以上のエネルギー

¹CsI のモリエール半径は 3.57cm である。

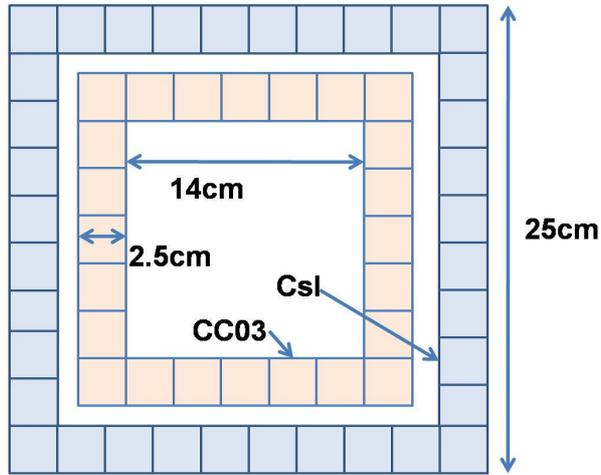


図 2.6: CsI カロリメータのビームホール付近の様子。

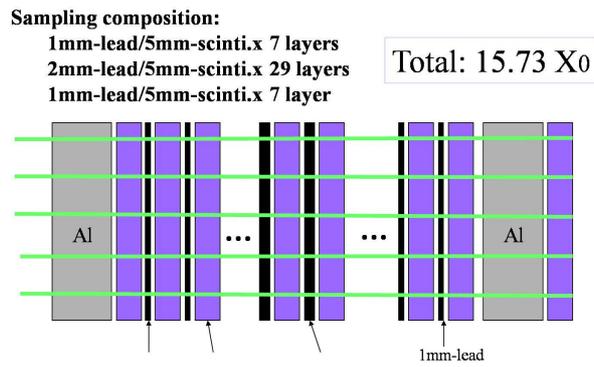


図 2.7: E391a 実験で使用された CC02 のデザイン。鉛とシンチレーターに対して垂直方向に波長変換ファイバーを通し PMT を使用して信号を読み出す。

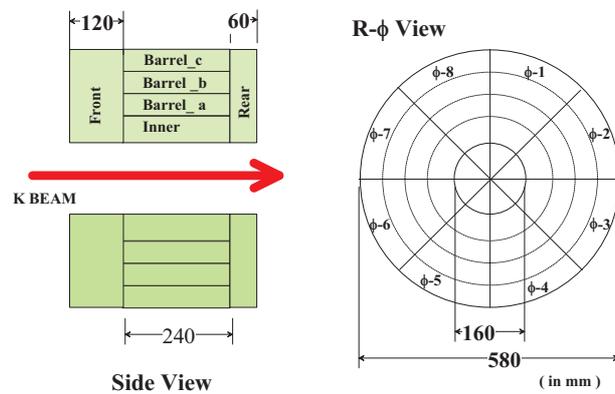


図 2.8: NCC のデザイン。barrel counter の周りを光子 veto 用のカウンターで覆うことで中性子と γ 線を分離する。

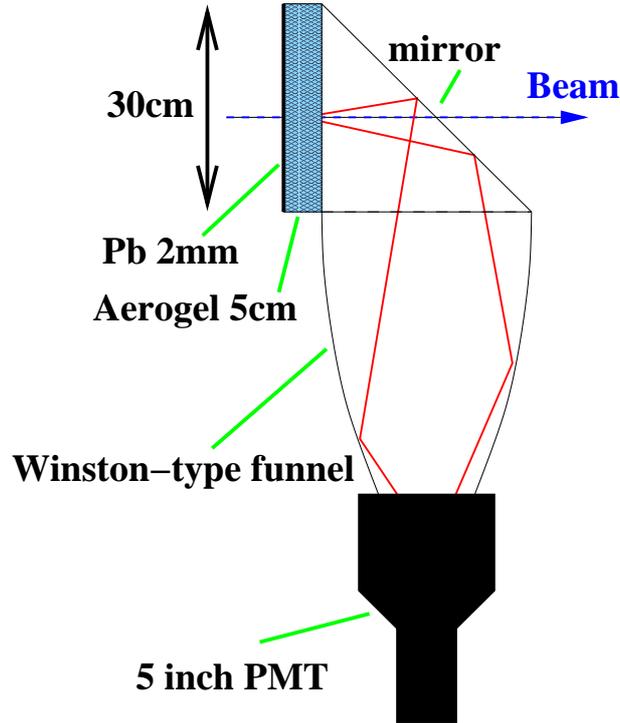


図 2.9: BHPV の概念図。鉛で γ 線を電子陽電子対に変換し、電子、陽電子がエアロジェルを通過する時に発光するチェレンコフ光を Winston-cone で集光し PMT で読み出しを行う。

ギー損失のあった CsI 結晶の一群ができる。この CsI 結晶の塊をクラスターと呼ぶ。また、各 CsI 結晶がどのクラスターに属しているのかを決め、入射 γ 線の数と各 γ 線の入射エネルギーと入射位置を求めることをクラスタリングと呼ぶ。この時、入射 γ 線のエネルギーはクラスターに属する結晶のエネルギー損失を足しあわせたものにある補正を加えることで求める。また、入射 γ 線の位置はクラスターに属する結晶のエネルギー重心にある補正を加えることで求める。図 2.10 に $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊から生成された 4 つの γ 線が CsI カロリメーターに入射して、クラスタリングの結果 4 クラスターに見えた事象を示す。具体的なクラスタリングの方法やエネルギーや位置の補正については付録 A で述べることにする。

2.4.2 π^0 の崩壊位置の求め方

クラスタリングの結果 2 クラスターだった場合、 π^0 の質量を仮定して π^0 の崩壊位置を再構成する。この時、 π^0 の崩壊位置は z 軸上 $(0, 0, Z_{vtx})$ であることを仮定する。図 2.11 に π^0 の崩壊点を再構成する時に使うパラメーターを示す。ここで、 dz は $dz = Z_{CsI} - Z_{vtx}$ である。これらのパラメーターの間には幾何学的な条件から

$$r_{12}^2 = d_1^2 + d_2^2 - 2d_1 d_2 \cos \theta \quad (2.1)$$

$$d_1 = \sqrt{r_1^2 + (dz)^2} \quad (2.2)$$

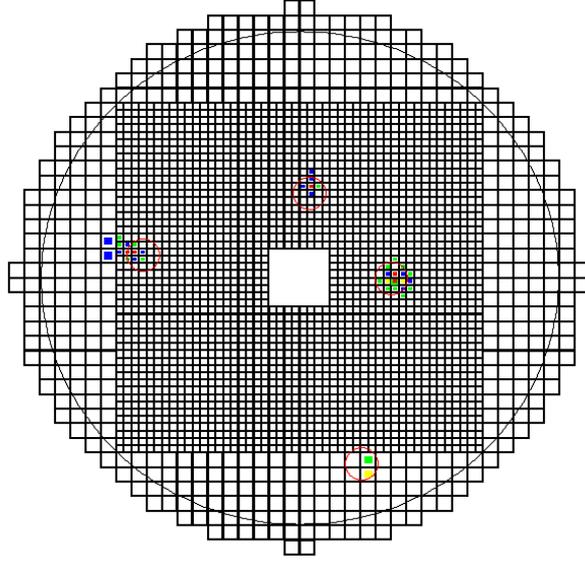


図 2.10: $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊での 4 クラスター事象。赤丸がクラスターを表す。CsI ブロックの色の变化は γ 線の落としたエネルギーの大きさを表す。暖色系の色のついた CsI ブロックにより大きなエネルギーを落としている。

$$d_2 = \sqrt{r_2^2 + (dz)^2} \quad (2.3)$$

の関係が成り立つ。ここで、 r_{12} は 2 つの γ 線の間距離、 θ は 2 つの γ 線の角度、 d_1 、 d_2 は γ 線の入射位置と π^0 の崩壊位置との距離、 r_1 、 r_2 は z 軸と γ 線の入射位置との距離を表す。これらの関係式に加え、不変質量に π^0 の質量 (M_{π^0}) を仮定することで以下の関係式を得ることができる。

$$\cos \theta = 1 - \frac{M_{\pi^0}^2}{2E_1 E_2} \quad (2.4)$$

ここで、 E_1 、 E_2 は入射 γ 線のエネルギーを表す。 π^0 の崩壊位置 Z_{vtx} は式 2.1、2.2、2.3、2.4 を使って求めることができる。

また、 π^0 の崩壊位置 Z_{vtx} が分ると 2 つの γ 線の運動量ベクトルが得られ、それらを足し合わせることで π^0 の運動量の方向を求めることができる。 π^0 の横運動量 P_t は次式で表わされる

$$P_t = \sqrt{(P_x^{\pi^0})^2 + (P_y^{\pi^0})^2} \quad (2.5)$$

ここで、 $P_x^{\pi^0}$ 、 $P_y^{\pi^0}$ は π^0 の運動量の x 成分と y 成分である。

2.4.3 Kinematic Cut

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象の特徴としては「 π^0 からの 2 γ 以外何もない」ということと、崩壊が弱い相互作用 (V-A 理論) によって起こるので、 π^0 が高い P_t を持つ傾向があることが言える。この特性を生かし以下の運動学的カットを施すことでイベントが $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ であることを確認する。

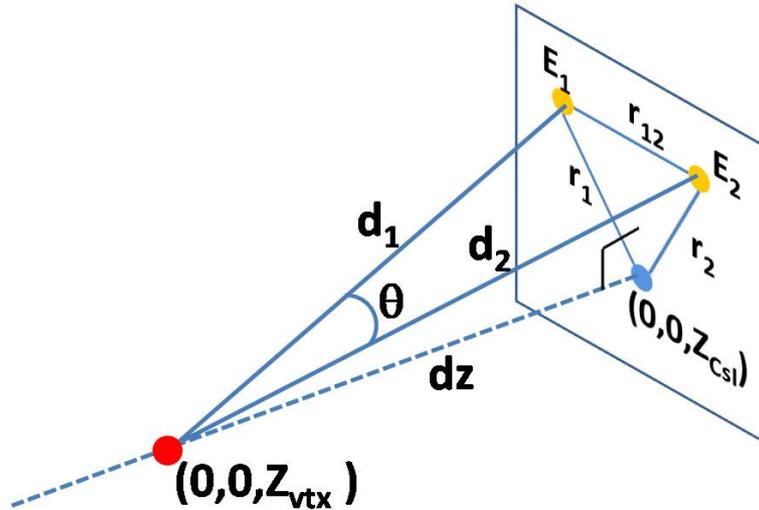


図 2.11: π^0 の崩壊位置を再構成するために使用するパラメーター。

- E_γ cut
CsI カロリメーターに入射した γ のエネルギーは $100\text{MeV} < E_\gamma < 2000\text{MeV}$ とした。これにより、 K_L 崩壊由来以外の低エネルギーの γ 線の事象を排除することができる。
- Calorimeter fiducial cut
 γ 線の電磁シャワーの一部が CsI カロリメーターの外に漏れ出てしまうのを防ぐため、カロリメーターのビーム軸付近及び外周近くに入射した事象を使用しない。すなわち、 γ 線の CsI カロリメーターにおける入射位置をビームホールを中心からの距離 r を $175\text{mm} < r < 850\text{mm}$ の間とした。
- vertex cut
再構成された π^0 の崩壊位置を $3000\text{mm} < Z_{vtx} < 5000\text{mm}$ の間とする。
- P_t cut
シグナル事象は弱い相互作用 (V-A 理論) によって起こるので、 π^0 が高い P_t を持つ傾向がある。そこで、再構成された π^0 の横運動量 (P_t) を $130\text{MeV}/c < P_t < 250\text{MeV}/c$ とした。このカットにより $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ バックグラウンドなどを排除することができる。
- Collinearity angle cut
collinearity angle はビーム軸に対する 2 つの入射 γ の CsI 平面上での角度のことである。図 2.12 に collinearity angle を示す。 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ バックグラウンドを排除するため collinearity angle は 150° 以下とした。
- $E\text{-}\theta$ cut
再構成された z から計算したそれぞれの γ 線の入射角度 θ とエネルギー E_γ に対して $E_\gamma \cdot \theta > 2.5$ であることを要求する。このカットにより $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ バックグラウンドの odd event (節 3.2 で述べる) を排除することができる。
- E-ratio cut

高いエネルギーの γ 線と低いエネルギーの γ 線のエネルギーの比が 0.2 以上であるとする。このカットにより $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ バックグラウンドの odd event を落とすことができる。

- E-total cut
2つの γ 線のエネルギーの合計が 0.5GeV 以上であるとする。これにより、カロリメーターの下流で生成された π^0 による事象を排除することができる。
- γ distance cut
2つのクラスターをきちんと区別するため、2つの γ 線の距離を 300mm 以上とした
- P_t/P_z cut
再構成された π^0 の Z_{vtx} と P_t/P_z の二次元平面上に制限をつける。このカットにより CV- η バックグラウンド (第 5 章で述べる) を減らすことができる。

上記の運動力学的カットを standard cut と呼ぶことにする。図 2.13 に vertex cut と P_t cut 以外の全ての standard cut を適用した後のシグナルの再構成された Z_{vtx} と P_t の相関を示す。図 2.13 の黒線で囲まれた領域を signal box と呼ぶ。

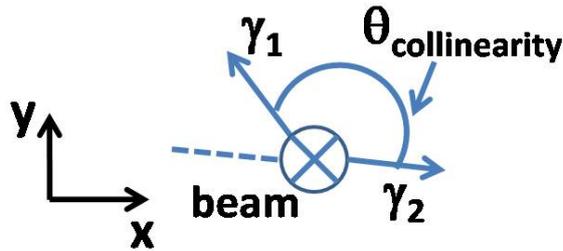


図 2.12: collinearity が表す角度。CsI 上に射影された図である。

2.4.4 acceptance loss

上述のイベントセレクションによって落としてしまうシグナルの数の見積もりを行った。

- 検出器の veto
CsI カロリメーターで発生した電磁シャワーの一部が CsI の外に漏れて CC03 や CsI の後方の veto 検出器にエネルギーを落としてしまったり、CsI カロリメーターの前方に出て CV や MB でエネルギーを落としてしまうこと (バックスプラッシュ事象) がある。図 2.14 にバックスプラッシュ事象の概念図を示す。これにより、余剰粒子がないにもかかわらずイベントを排除してしまう可能性がある。veto 検出器の threshold は CV は 0.3MeV、それ以外の検出器は 1MeV に設定した。CV の threshold が低いのは後の章で述べる CV バックグラウンドの数をできるだけ減らすためである。図 2.15 に veto を検出器ごとに加えていった時のシグナルの検出効率の変化と CV 以外の veto を全てかけた後で、CV の threshold の変化によるシグナルの検出効率の変化を示す。図 2.15 を見ると、シグナルの loss が多いのは MB、CC03 であることがわかる。図 2.15 より veto 検出器の veto によるシグナルの acceptance loss は 44% であることがわかった。

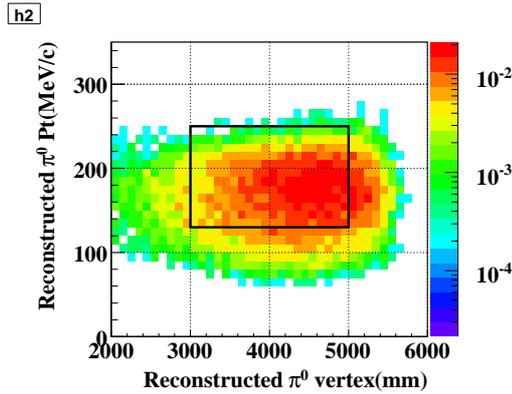


図 2.13: vertex cut と P_t cut 以外の全ての standard cut を適用した後のシグナルの再構成された Z_{vtx} と P_t の相関。黒線で囲まれたボックスを signal box と呼ぶ。カラーは 3 年間のデータ取得後に見込まれる E14 実験のシグナル事象の数を表す。各ビン ($\Delta z=100\text{mm}$ 、 $\Delta P_t=10\text{MeV}/c$) 毎に表している。

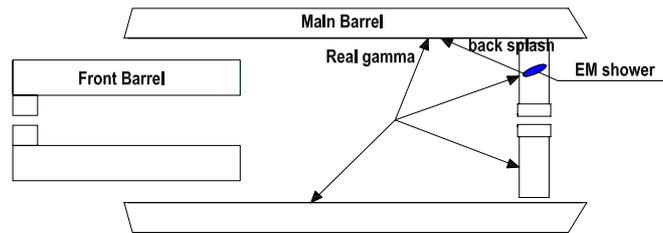


図 2.14: バックスプラッシュ現象の概念図。CsI に入射した γ 線の引き起こしたシャワーの一部が CsI カロリメーターの前方に出て MB に入射しているのを表している。

- Cluster shape cut

ハドロンシャワーによるクラスターや fusion クラスター²と、 γ 線による普通のクラスターとを区別するために γ 線らしさを判定するためのカットを課している。今回は cluster shape cut として、RMS cut, χ^2 cut, ANN cut の 3 つを組み合わせで使用している。cluster shape cut について詳しくは付録 B で述べることにする。バックグラウンド事象を排除するために導入したこのカットにより真の γ 線クラスターも落ちてしまう場合がある。cluster shape cut によるシグナルの acceptance loss は 30% となっている。

- Collateral cluster

γ クラスターの周りにはクラスターに属さないエネルギー損失の小さいブロック (collateral cluster) が存在することがある。これらは γ 線の電磁シャワーの統計的ゆらぎによってある確率で生じる。このような collateral cluster は余剰粒子と見誤り、シグナルを veto してしまう。そこで、collateral cluster に対する veto 条件を γ 線クラスターからの距離とエネルギーの関数にして、シグナルの acceptance loss が小さくなるよう設定した。その結果 collateral cluster によるシグナルの acceptance loss は 10% であることがわかった。図 2.16 に collateral

²もし、2 つの γ 線が CsI カロリメーター上のとても近い場所に入射したら、1 つのクラスターに見えてしまう。このように、実際には 2 つの γ 線で 1 つのクラスターを作っているクラスターを fusion クラスターと呼ぶ

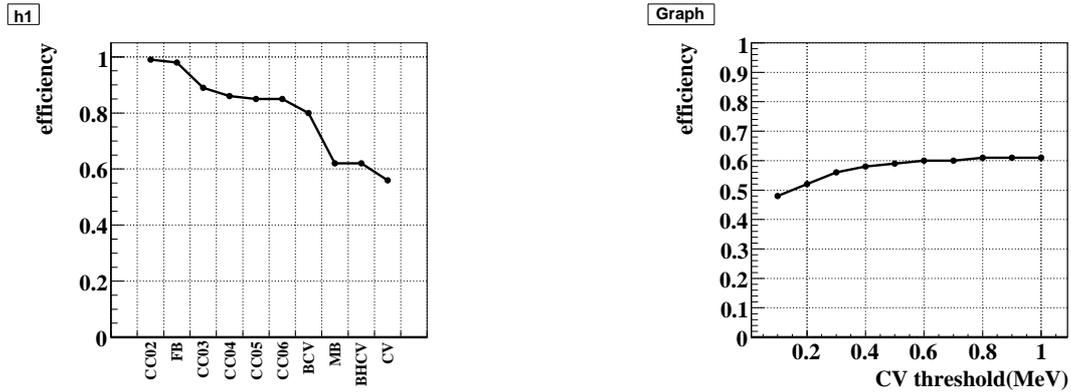


図 2.15: (左図) veto を検出器ごとに加えていったときのシグナルの検出効率の変化。(右図) CV 以外の全ての veto を掛けた時の CV の threshold の変化によるシグナルの検出効率の変化。

cluster に対する veto の threshold を示す。

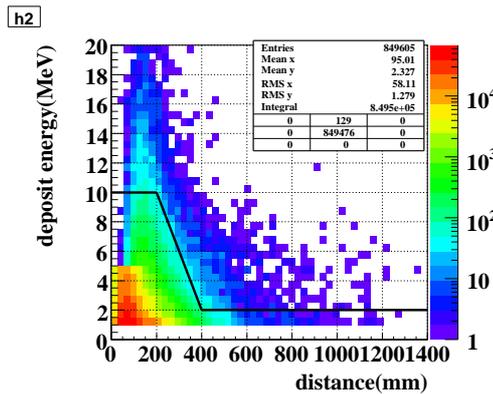


図 2.16: 全ての standard cut 適用後の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象における collateral cluster のエネルギーと γ クラスターまでの距離の相関。collateral cluster に対する veto は距離とエネルギーの関数で適用条件を決める。黒線が veto の threshold を示す。

- Accidental activities

accidental activity とは偶発的な事象によりシグナルを veto してしまうことである。各検出器に予測される計数率から算出して、E14 実験における accidental activity によるシグナルの acceptance loss は 27%だと想定されている。

以上より全体として 75%の acceptance loss が生じることがわかった。

2.4.5 sensitivity

3.3 秒ごとに 2×10^{14} の陽子³が標的にあたり、3 年間のデータ収集⁴をしたとすると、ビームラインの出口での K_L の全生成数は 7.1×10^{13} と想定される。シグナル領域 ($3000\text{mm} < Z_{vtx} < 5000\text{mm}$) での K_L の崩壊確率は 3.9% で、 2γ が CsI カロリメーターに入り、standard cut を通過する確率 (acceptance) は 7.2% なので、single event sensitivity(S.E.S) は

$$\text{S.E.S} = 1 / (N_K \times \text{崩壊確率} \times \text{acceptance} \times \text{acceptance loss}) = 2.0 \times 10^{-11}$$

となり、ここで $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = 2.8 \times 10^{-11}$ を使うと、1.4 事象のシグナルを見つけられることが予想される。ただし、以下でバックグラウンド事象の数を議論する時は accidental activity による acceptance loss は考慮していないので、比較すべきシグナルの数は $1.4 \div (1 - 0.27) = 1.9$ となる。

2.5 バックグラウンド事象

E14 実験のバックグラウンド事象は次の二つに分類することができる。一つは K 中間子の崩壊によって生成された粒子による K 中間子バックグラウンド、もう一つはビーム周りに多数存在するハロー中性子が検出器と相互作用を起こすことで生成される粒子がバックグラウンドの基となるハロー中性子バックグラウンドである。ここでは、これらのバックグラウンドについて簡単にまとめておく。そして、第 3 章以降で詳細な研究を述べる。

2.5.1 K 中間子バックグラウンド

表 2.1 に K_L の主な崩壊モードと分岐比を示す。これらは K 中間子バックグラウンドの基になりえる。以下、各モードについて簡単にまとめておく。

崩壊モード	分岐比
$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$	$(40.53 \pm 0.15)\%$
$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$	$(27.02 \pm 0.07)\%$
$K_L \rightarrow 3\pi^0$	$(19.56 \pm 0.14)\%$
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(12.56 \pm 0.05)\%$
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$(1.97 \pm 0.008) \times 10^{-3}$
$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$(8.69 \pm 0.04) \times 10^{-4}$
$K_L \rightarrow \gamma\gamma$	$(5.48 \pm 0.05) \times 10^{-4}$
$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	$(2.8 \pm 0.4) \times 10^{-11}$

表 2.1: K_L の主な崩壊モード。参考のため $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の理論的予測値も示している。

³J-PARC の陽子加速器のフルインテンシティを想定している

⁴データ収集の実際の時間としては年間 10^7 秒 (snowmass year と呼ばれる) を想定している

- $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0, K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0, K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$
これらの崩壊モードは終状態に π^0 を含むため、残りの余分な粒子が検出されなかった場合はバックグラウンド事象になってしまう。ただし、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ は分岐比は大きいですが余分な粒子をたくさん持っているので、バックグラウンド事象としては無視できるほど小さくなる。また、 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ も分岐比は大きいですが余剰粒子が荷電粒子であるため比較的検出が容易である。また、終状態で π^0 の持ちうる運動量が小さいため信号と区別しやすい。 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ は上の二つに比べ分岐比は 2 桁小さいが、余分な粒子が π^0 一つだけなので E14 実験の主なバックグラウンド事象となっている。
- $K_L \rightarrow \gamma\gamma$
 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ は終状態が 2γ のみとシグナル事象と同じであるが、2 体崩壊のため $P_t=0$ となる。 π^0 の P_t に高い運動量を条件づけることで排除することができる。
- $K_L \rightarrow \pi^-e^+\nu$
この崩壊モードは終状態に γ 線を含んでないが、 π^- の荷電変換反応と e^+ の対消滅により計 4 つの γ 線を終状態に持つことができる。そして、4 つのうちの 2 つの γ 線が検出できなかったらバックグラウンド事象となる。

これらの K 中間子バックグラウンドについては第 3 章で詳しく述べることにする。

2.5.2 ハロー中性子バックグラウンド

ハロー中性子バックグラウンドはハロー中性子が検出器と相互作用を起こし、二次粒子を生成することで発生する。現在分かっているハロー中性子バックグラウンドは、発生する検出器とバックグラウンドの元となる粒子ごとに分類された CC02 バックグラウンド、CV- η バックグラウンド、CV- π^0 バックグラウンドと呼ばれている 3 つがある。この中で CC02 バックグラウンド、CV- η バックグラウンドは E391a 実験の Run2 の主なバックグラウンド事象であった。表 2.2 に E391a 実験における各バックグラウンド数を示す。これらのハロー中性子バックグラウンドに対し、CC02 バックグラウンドは第 4 章で、CV バックグラウンドは第 5 章で詳しく述べることにする。

Background source	Estimated number of BG
$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	0.11 ± 0.09
CC02	0.16 ± 0.05
CV- π^0	0.08 ± 0.04
CV- η	0.06 ± 0.02
total	0.41 ± 0.11

表 2.2: E391a Run2 におけるバックグラウンド事象

2.6 本論文の研究目的

以上のように $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比 (10^{-11}) に対し、K 中間子バックグラウンドの崩壊の分岐比は $10^{-1} \sim 10^{-4}$ と相対的にとても大きいので、E14 実験ではこれらのバックグラウンド事象をどれ

だけ抑えるかが重要になってくる。また、E14 実験では E391a 実験の約 1000 倍の感度で実験を行うので、実験の感度でスケールすると E391a 実験の 1000 倍のバックグラウンドが E14 実験では見込まれる。ただし、E14 実験では E391a 実験の結果を基に、バックグラウンド事象に対して弱い検出器には改良を行うので、単純にバックグラウンドの数が実験感度でスケールするわけではない。しかし、以上のことより E14 実験のバックグラウンドの数の見積もりを詳細に行うことはとても重要であることがわかる。

これまでの E14 実験におけるバックグラウンド事象に対する見積もりは K 中間子バックグラウンドに対しては fast simulation と呼ばれる方法で見積もられていた。このシミュレーションでは K_L 崩壊によって生成された粒子は各検出器の表面で止め、veto 検出器に入射した粒子についてはシミュレーションによって求められた veto 検出器の応答関数の重み (weight) を使って評価を行っていた。また、CsI カロリメーターに入射した粒子については 1 個 1 個の粒子に対し検出できた場合と検出できなかった場合とを考え、検出できた場合は CsI カロリメーターの検出効率を重みとして掛け、検出できなかった場合は CsI カロリメーターの不感率を掛けることで重みによる評価を考えられるすべての事象について行っていた。CsI カロリメーターの検出効率や不感率は veto 検出器と同様の方法で求められている。これらの検出器の応答関数については次章で詳しく説明することにする。CsI カロリメーターで検出器で検出されたとみなされた γ 線のエネルギーと位置に対しては、E391a 実験における CsI カロリメーターのエネルギー分解能と位置分解能を使って実際の値から確率的にずらすのみで、クラスタリングをせずに求めていた。

この方法には以下の二つの利点がある。一つ目はバックグラウンド事象を 0,1 判定するのではなく重み付けによる評価を行うので、少ない統計量で稀な事象を取り扱うことができる⁵。二つ目の利点は粒子と物質の相互作用をシミュレートしていないので短い時間でシミュレーションできる点である。しかし、この方法には CsI カロリメーターでの電磁相互作用をシミュレートしていないので、シャワーの形状によるカット、cluster shape cut を取り扱うことができないという不利な点もあった。

また、ハロー中性子バックグラウンドに対しては部分的に粒子と物質の相互作用を取り入れつつ、それぞれのバックグラウンドに対し独自の方法でバックグラウンド事象の見積もりが行われていたため、K 中間子バックグラウンドとハロー中性子バックグラウンドを統一的に取り扱うことが難しかった。

以上の点を踏まえ、本研究ではまず K 中間子バックグラウンドに対するシミュレーションに CsI での粒子と物質の相互作用を組み込んだ新しいシミュレーションを構築し、K 中間子バックグラウンドに対する理解を深めることにした。また、ハロー中性子バックグラウンドに対しては E14 実験用のハロー中性子バックグラウンドに対するシミュレーションコードを新たに作り直し、K 中間子バックグラウンドと同様に取り扱えるようにした。これにより全てのバックグラウンドを統一的に取り扱うことが可能になった。また、今回のシミュレーションは全てのバックグラウンドに対し、CsI カロリメーターに入射した粒子については粒子と物質の相互作用をシミュレートしているので、バックグラウンド事象とシグナル事象での CsI カロリメーターでのシャワーの形状の違いを調べられる。このシャワーの形状の違いによるカット、cluster shape cut の開発も本研究で行った。また、本研究ではシミュレーションの結果を基にバックグラウンド事象に対する更なる改善策についても述べる。

⁵例えば、 $2\pi^0$ バックグラウンドで 2 つの余分な γ 線が検出できなかったとし、余分な γ 線のエネルギーを 100MeV とする。E14 実験では 100MeV の γ 線を検出できない確率は約 10^{-5} と考えているので、0,1 判定を行うとこの事象を探すためには 10^{10} 回シミュレーションをしなければならなくなる。しかし応答関数による重みづけを行えば、1 回シミュレーションすれば 10^{-10} の重みの事象として扱うことができる。

第3章 K 中間子バックグラウンド

この章ではまず初めに、K 中間子バックグラウンドの数を見積もるためのシミュレーション手法について述べ、次に各 K_L 崩壊ごとにバックグラウンドのメカニズム、シミュレーションの結果について述べる。

3.1 K 中間子バックグラウンドに対するシミュレーション手法

3.1.1 シミュレーション手法の概略

シミュレーションは現実的な検出器の材質・形状を用意し、各 K_L の崩壊モードごとに Geant4[13] で2段階に分けて行っている。

シミュレーションではまず初めに、 K_L 崩壊によって生成された粒子を各検出器の表面で止め、CsI カロリメーターを除く検出器に入射した粒子については予めシミュレーションによって求められた veto 検出器の応答関数の重み (veto weight) を使って評価を行う。ここまではこれまでの K 中間子バックグラウンドに対して行われていたシミュレーション手法と同じである。ただし、CsI カロリメーターに入射した事象については一度 CsI カロリメーターの表面で止め、粒子の種類、エネルギー、位置そして veto weight の情報を取り出しておく。

次に E14 実験の全ての検出器を用意した状態でもう一度その場所からシミュレーションし直す。今回は粒子と物質の相互作用を全てシミュレート (full simulation) する。こうすることで、CsI カロリメーターでクラスタリングすることができ、シャワーの形状によるカット shower shape cut がかけられるようになった。また、全ての検出器との相互作用を含めたシミュレーションを行うことで、CsI カロリメーターからのシャワーの漏れやバックスプラッシュ事象により veto 検出器に閾値以上のエネルギーが落ちることで veto される効果も考慮している。また、それぞれの事象には veto weight がかかっているため、fast simulation と同様に少ない統計量で稀な事象を取り扱うことができる。

$K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ バックグラウンドに対するシミュレーション手法は他とは異なる。これについては節 3.4.2 で詳しく述べることにする。

3.1.2 検出器の応答関数

veto 検出器の応答関数は粒子別に作られている。 γ 線用には MB、CsI、BHPV の応答関数が別々に作られていて、FB、Collar Counter については MB の応答関数を代用している。 π^- 、 π^+ 用には CV の応答関数が作られていて、その他の検出器はこれを代用している。また、BHCV の粒子に対する不感率は粒子の種類、エネルギーによらず 0.5% と仮定している。これは主にマスキング効果¹による寄与を考えている。以下に今回のシミュレーションで使用した MB、BHPV の γ 線に対する応答関数と CV の π^- 、 π^+ に対する応答関数について述べる。

¹ シグナルの直前に大きなパルスが生じ、シグナルが前のパルスに埋もれ見えなくなること

- MB の γ 線に対する応答関数

MB の γ 線に対する不感率の原因としては以下の 3 つが挙げられる。

- sampling 効果

sampling calorimeter では一般に吸収層とシンチレーター層の質量比で吸収層でのエネルギー損失とシンチレーター層でのエネルギー損失の比が決まる。しかし、これは統計的ふらつきがあるので、吸収層でエネルギーをほとんど落とし、シンチレーター層ではエネルギーをほとんど落とさなかったため γ 線を検出できない事象も存在する。sampling 効果とはこの統計的ふらつきのことを差す。

- punch through

punch through は γ 線が一度も相互作用を起こさずに検出器を通り抜けてしまう事象を指す。

- 光核反応

光核反応は γ 線と物質中の原子核との相互作用で詳しくは 4.2.2 節で述べることにする。

上に挙げた 3 つの不感率の原因の内、低エネルギーの γ 線に対して重要になってくるのが sampling 効果であり、高エネルギーの γ 線に対して重要になってくるのが光核反応である。低エネルギー領域の sampling 効果と punch through による γ 線の不感率はシミュレーションで評価している。シミュレーションは γ 線の MB への入射角度ごとに行った。これは、 γ 線の入射角度が変わると γ 線からは実効的に鉛の厚さが変わったように見え sampling 効果が変わるからである。一方、高エネルギー領域の光核反応による不感率は実験データから評価することにした。MB の閾値はシンチレーター層でのエネルギー損失で 0.3MeV を仮定した。図 3.1 に MB の γ 線に対する応答関数を示す。

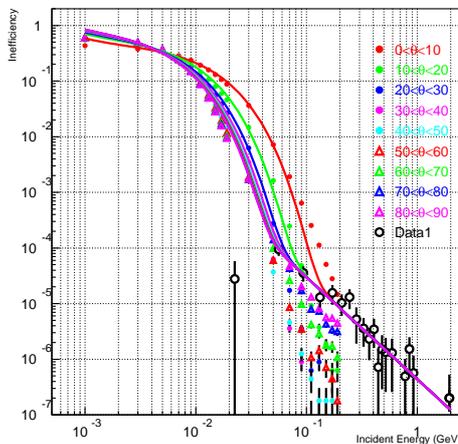


図 3.1: MB の γ 線に対する応答関数。縦軸は γ 線に対する不感率を示す。カラーの点は sampling 効果と punch through による不感率のシミュレーションによる評価の結果を表す。色ごとに γ 線の MB への入射角度を変えている。黒丸は光核反応による不感率を測定した実験データを表す。また、カラーの線は実際に使用している各角度ごとの MB の γ 線に対する応答関数を示す。

- BHPV の γ 線に対する応答関数

BHPV の γ 線に対する応答関数は GEANT3[14] ベースのシミュレーションの結果を使って作られている。シミュレーションではエアロジェルの光学特性と集光系の特性を入れることで発生した全てのチェレンコフ光を追うことができるようになっている。図 3.2 に BHPV の γ 線に対する応答関数を示す。

- CV の π^- 、 π^+ 線に対する応答関数

π^- の不感率は主に荷電変換反応 $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ により、 π^- が CV の閾値以上のエネルギー損

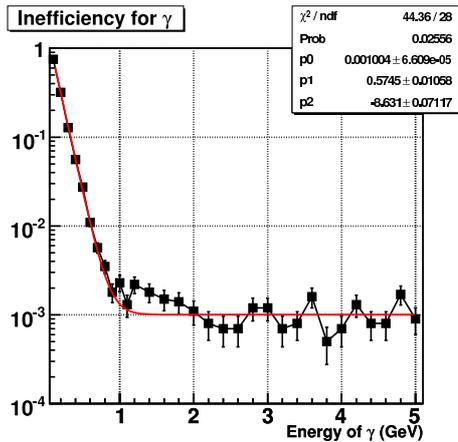


図 3.2: BHPV の γ 線に対する応答関数。縦軸は γ 線の不感率を表す。黒点はシミュレーション結果、赤線は実際に使用している BHPV の γ 線に対する応答関数。

失をする前に中性粒子に変換され検出器の外へ逃げってしまう場合である。しかし、この場合も CV の後ろに光子検出器を置いておけば検出できる可能性があり、CV の不感率を減らすことができる。そこで、CV の不感率としては CV と CV の後ろの光子検出器を合わせた不感率として見積もることにした。 π^+ に対しても同様のことが言える。図 3.3 に CV の π^- と π^+ に対する応答関数を示す。図 3.3 のデータ点はスイス・PSI で行われた荷電粒子の不感率に対する実験結果 [15] である。シミュレーションは実験結果を再現していないが形は同じ格好をしているので、シミュレーションの結果を 10 倍悪くすることでシミュレーションとデータ点を合わせている²。図 3.3 の点線で表わされた関数を CV の π^+/π^- に対する応答関数として使用することにする。

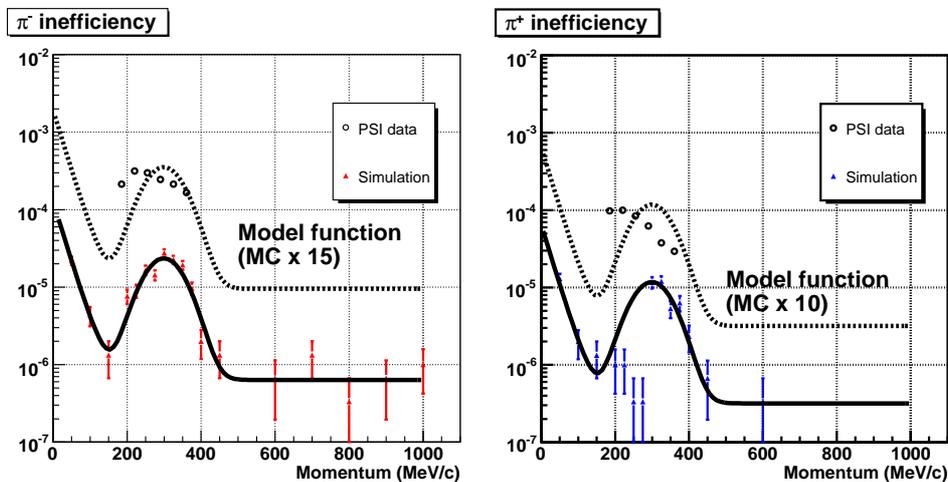


図 3.3: 左、 π^- に対する応答関数。右、 π^+ に対する応答関数。縦軸は各粒子に対する不感率を示す。黒線はシミュレーション結果を fit した関数。点線は PSI のデータに合わせるためシミュレーションの結果をスケールしたもの。CV の π^+/π^- に対する応答関数としては点線を使用している。

²シミュレーション (MC) がデータ点と一致しないのは、シミュレーションで CV の後ろに設置した光子検出器のサイズが PSI 実験で実際に設置されていた検出器のサイズよりも大きかったせいで、光子検出器のサイズを合わせるとデータとシミュレーションの結果が一致することが分かっている。E14 実験では CV の後ろにある光子検出器 (CsI カロリメーター) のサイズは PSI の実験で設置された光子検出器のサイズ (~30cm×30cm×30cm NaI) よりも大きいので、CV の不感率をもっと良いと予想される。しかしこれは安全ファクターとして考えることにする。

3.2 $2\pi^0$ バックグラウンド

3.2.1 $2\pi^0$ バックグラウンドの分類

$2\pi^0$ バックグラウンドは $K_L \rightarrow 2\pi^0$ から生じる 4 つの γ 線のうち、2 つの γ 線を何らかの理由で検出できないことでバックグラウンド事象となったものである。また、 $2\pi^0$ バックグラウンドは検出された γ 線の組み合わせによって、3 つの種類に分類することができる。また、各バックグラウンドの概念図を図 3.2.1 に示す。

- even event

even event は 1 つの π^0 から生成された 2 つの γ 線が CsI カロリメーターに入射し、もう 1 つの π^0 から生成された 2 つの γ 線は検出されなかったという event である。この event は実際の π^0 の崩壊位置に正しく再構成され、 π^0 の崩壊位置と P_t の分布がシグナルと同じような分布をしているのでシグナルと分離するのが難しい事象である。

- odd event

odd event は 2 個の π^0 から 1 つずつ計 2 個の γ 線が CsI カロリメーターに入射し、残りの γ 線は検出されなかったという event である。これらの event は違う π^0 起源の 2 つの γ 線を使って崩壊位置を再構成するので、実際の π^0 の崩壊位置とは異なる位置に再構成してしまうことになる。このため再構成された π^0 の P_t は小さくなる傾向があり、シグナル事象に高い π^0 の P_t を条件づけることで排除することができる。

- fusion event

もし、2 つの γ 線が CsI カロリメーター上のとても近い場所に入射したら、1 つのクラスターに見えてしまう。このように、実際には 2 つの γ 線で 1 つのクラスターを作っているクラスターを fusion クラスターと呼ぶ。fusion event は CsI カロリメーター上で、fusion クラスターと普通のクラスターで 2 クラスターに見え、残り 1 つの γ 線が検出できなかった event である。fusion イベントを排除するためには、fusion クラスターかそうでないかを見分ける方法が重要になってくる。

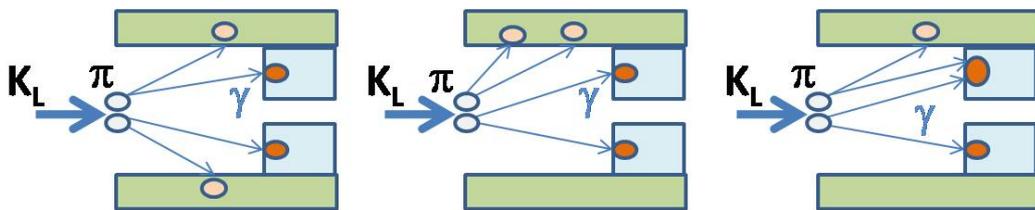


図 3.4: $2\pi^0$ バックグラウンド
左から odd event, even event, fusion event

3.2.2 $2\pi^0$ バックグラウンドのシミュレーションの結果

図 3.5 に $2\pi^0$ バックグラウンドの運動学的カットと cluster shape cut に対するアクセプタンスを示す。また、図 3.6 に vertex cut と P_t cut 以外の standard cut と CsI カロリメーターに入射

した γ 線による veto と CsI veto を掛けた後の $2\pi^0$ バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} と P_t の分布をバックグラウンドの種類別に示す。まず、図 3.5 と図 3.6 からわかる各 event ごとの特徴をまとめる。

- even event

even event は 2 つの余分な γ 線による veto weight がかかっているため事象ごとの重みは小さいが、前節で述べたように再構成された π^0 の崩壊位置と P_t の分布がシグナルと似ているので、多くの事象が signal box の中に入っている。また、図 3.5 をみると odd や fusion event と比べ運動力学的カットと cluster shape cut でもあまり落とせないことが分る。

- odd event

odd event は even event と同様に 2 つの余分な γ 線による veto weight がかかっているため事象ごとの重みは小さい。また、前節で述べた通り低い P_t を持つ傾向があるので、図 3.6 を見るとわかるように signal box に入る event は少ない。さらに odd event は 2 つの π^0 から 1 つずつ γ を取り出して間違った組み合わせをしているので、運動力学カットにより signal とよく区別することができる。また、誤った崩壊位置に再構成されるため算出された入射角度から予測されるクラスターの形状と実際の形状に矛盾が生ずる傾向もある。図 3.5 を見ると odd event は even event に比べ 1 桁多く運動力学的カットと cluster shape cut で排除できているのが分る。

- fusion event

fusion event は数自体は少ないが、even event や odd event とは違い検出できなかった γ 線の本数は 1 つなので、1 つの γ 線の veto weight しか掛かっておらず、その結果重みが大きくなる。そのため、運動力学的カットや cluster shape cut で重点的に落とす必要がある。図 3.5 を見ると fusion event に対しては cluster shape cut が効果的なことが分る。これは fusion クラスタは 2 つの γ 線によって 1 つのクラスターが形成されているので、通常のクラスターとは形状が変わってくるからである。

表 3.1 にシミュレーションの結果を示す。表 3.1 から、 $2\pi^0$ バックグラウンドで最も寄与が大きいのは fusion event であることがわかる。また、図 3.5 と表 3.1 では各 event に対する cluster shape cut の効きが変わっているように見えるが、これは表 3.1 では各 event に veto weight が掛かっているため事象ごとの重みが違うからである。例えば、fusion event に対して図 3.5 では cluster shape cut によって fusion event が約 10 分の 1 になっているのに対し、表 3.1 では約 4 分の 1 にしか残っていないのは、veto weight の高い event が cluster shape cut の後に残る傾向があるということである。

この結果を以下の式より概算してみることにする。

$$\begin{aligned}
 (2\pi^0 \text{ BG の数}) &= (K_L \text{ の数}) \times (K_L \rightarrow \pi^0\pi^0 \text{ 崩壊の分岐比}) \\
 &\times (\text{崩壊領域で } K_L \text{ が崩壊する確率}) \\
 &\times (\text{CsI カロリメーターで 2 クラスタに見え、} \\
 &\quad \pi^0 \text{ の崩壊位置を再構成できる確率}) \\
 &\times (\text{CsI カロリメーターに入射した } \gamma \text{ による veto の acceptance loss 補正}) \\
 &\times (\text{standard cut と cluster shape cut を通過する確率}) \\
 &\times (\text{veto 検出器に入射した } \gamma \text{ 線による veto weight})
 \end{aligned}$$

ここで、E14 実験の3年間のデータ取得後の K_L の総数は 7.1×10^{13} 、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の分岐比は 8.69×10^{-4} 、崩壊領域で K_L が崩壊する確率は 3.9%、CsI カロリメーターで 2 クラスターに見え、 π^0 の崩壊位置を再構成できる確率は even event が 30%、odd event が 33%、fusion event が 0.86%、CsI カロリメーターに入射した γ による veto の acceptance loss 補正は even event が 32%、odd event が 37%、fusion event が 20%、standard cut と cluster shape cut を通過する確率は even event が 10%、odd event が 1%、fusion event が 2% である。

各 event の veto weight がどれくらいなのかを見るため、残った event に対して CsI 以外の検出器に当たった γ 線の特徴を見てみることにする。図 3.7 に CsI 以外の検出器に当たった γ 線のエネルギーを示す。even event と odd event に対しては余分な γ 線が 2 つあるので 2 次元プロットで表示し、fusion event に対しては余分な γ 線は一つしかないので、1 次元プロットで表示している。以下各 event ごとの余分な γ 線の特徴について述べる。

- even event
even event の余分な 2 つの γ 線のエネルギーは一方は 100MeV 以上の高エネルギーの γ 線 (不感率 $\sim 10^{-5}$) で、もう一方の γ 線は 50MeV 以下の低エネルギーの γ 線 (不感率 $\sim 10^{-3}$) が多いことが分る。これより、even event の veto weight は大体 10^{-8} である。
- odd event
odd event の 2 つの余分な γ 線は両方とも 100MeV 以上の高エネルギーの γ 線が多いことが分る。これより、even event の veto weight は大体 10^{-10} である。
- fusion event
fusion event の 1 つの余分な γ 線のエネルギーは 100MeV 以上の高エネルギーの γ 線であることが分る。また、これらの γ 線は MB に入射していることが分っている。これより、fusion event の veto weight は大体 10^{-5} であることがわかる。

以上の結果を用いると、各バックグラウンドの見積もりはそれぞれ even event、odd event、fusion event の順に 0.2、 5.8×10^{-4} 、0.4 となり、表 3.1 の結果を概ね再現することから、このように効果を factorize する形で理解すればよいことが分る。

次に、残った even event に対して、検出できなかった 2 つの γ 線がどの検出器に当たっているのかを図 3.8 に示す。図 3.8 を見ると even event に最も寄与しているのは検出できなかった 2 つの γ 線が MB に当たっている event であることがわかる。このときの 2 つの γ 線の内、エネルギーの低い方の γ 線のエネルギーを図 3.9 に示す。図 3.9 から低いエネルギーの γ 線のエネルギーは 20MeV 付近にピークを持つことがわかる。このエネルギーにおける MB の不感率は 1% から 10% だと考えられていて、この主要な原因は sampling 効果である。つまり、even event に対しては MB の sampling 効果をよりよくすることで改善が見込まれることがわかった。これについては第 6 章で述べることにする。

3.2.3 E391a 実験との比較

E391a 実験の $2\pi^0$ バックグラウンドの数は表 2.2 から 0.11 ± 0.09 事象である。これは GEANT3 ベースのシミュレーションで E391a 実験 Run2 の 10 倍相当の統計量をシミュレーションした結果、1 事象 signal box の中に残ったからである。この事象は even event で、余分な γ 線の一つは CsI に入射していてエネルギーは約 800MeV、もう一つの γ 線は MB 入射していてエネルギーは約 10MeV であることが分っている。E14 実験では E391a 実験より約 1000 倍高い感度で実験が行

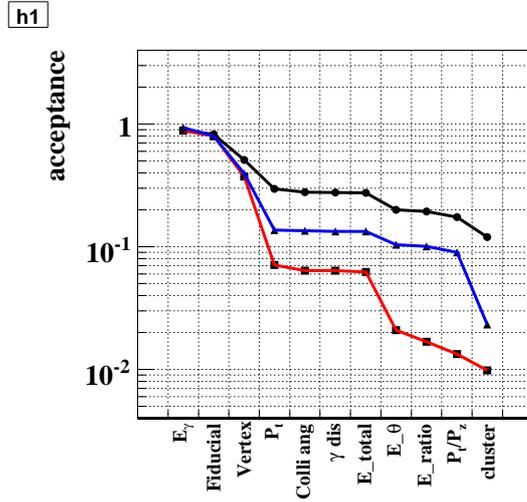


図 3.5: 運動学的カットと cluster shape cut に対するアクセプタンス。赤線は odd event、黒線は even event 青線は fusion event をそれぞれ表す。縦軸は CsI カロリメーターで 2 クラスタに見え、 π^0 の崩壊位置を再構成でき、CsI に入射した γ 線による veto でも排除されなかった事象の数で規格化している。横軸は E_γ は E_γ cut、Fiducial は Calorimeter Fiducial cut、Vertex は vertex cut、 P_t は P_t cut、Colli ang は Collinearity angle cut、 γ dis は γ distance cut、 E_{total} は E-total cut、 E_θ は E- θ cut、E_ratio は E-ratio cut、 P_t/P_z は P_t/P_z cut、cluster は cluster shape cut をそれぞれ表している。

	standard cut 後	cluster shape cut 後
$2\pi^0$ even バックグラウンド	1.01	0.35
$2\pi^0$ odd バックグラウンド	0.01	0.001
$2\pi^0$ fusion バックグラウンド	1.7	0.47
all	2.7	0.82

表 3.1: $2\pi^0$ バックグラウンドの数

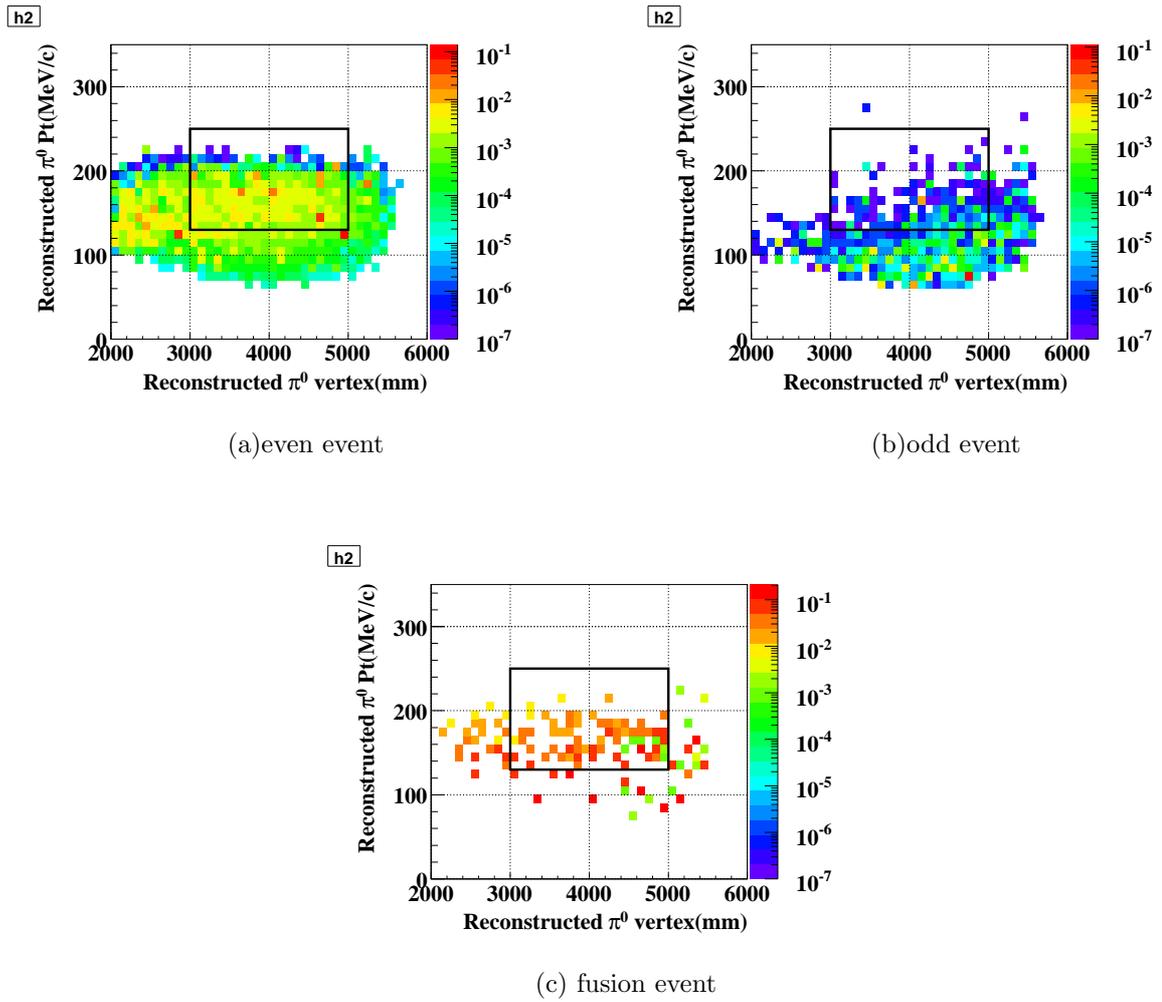


図 3.6: $2\pi^0$ バックグラウンドの種類ごとの再構成された Z_{vtx} と P_t の相関。vertex cut と P_t cut 以外の standard cut を掛けている。カラーは E14 実験の 3 年間のデータ取得後のバックグラウンド数を表す。

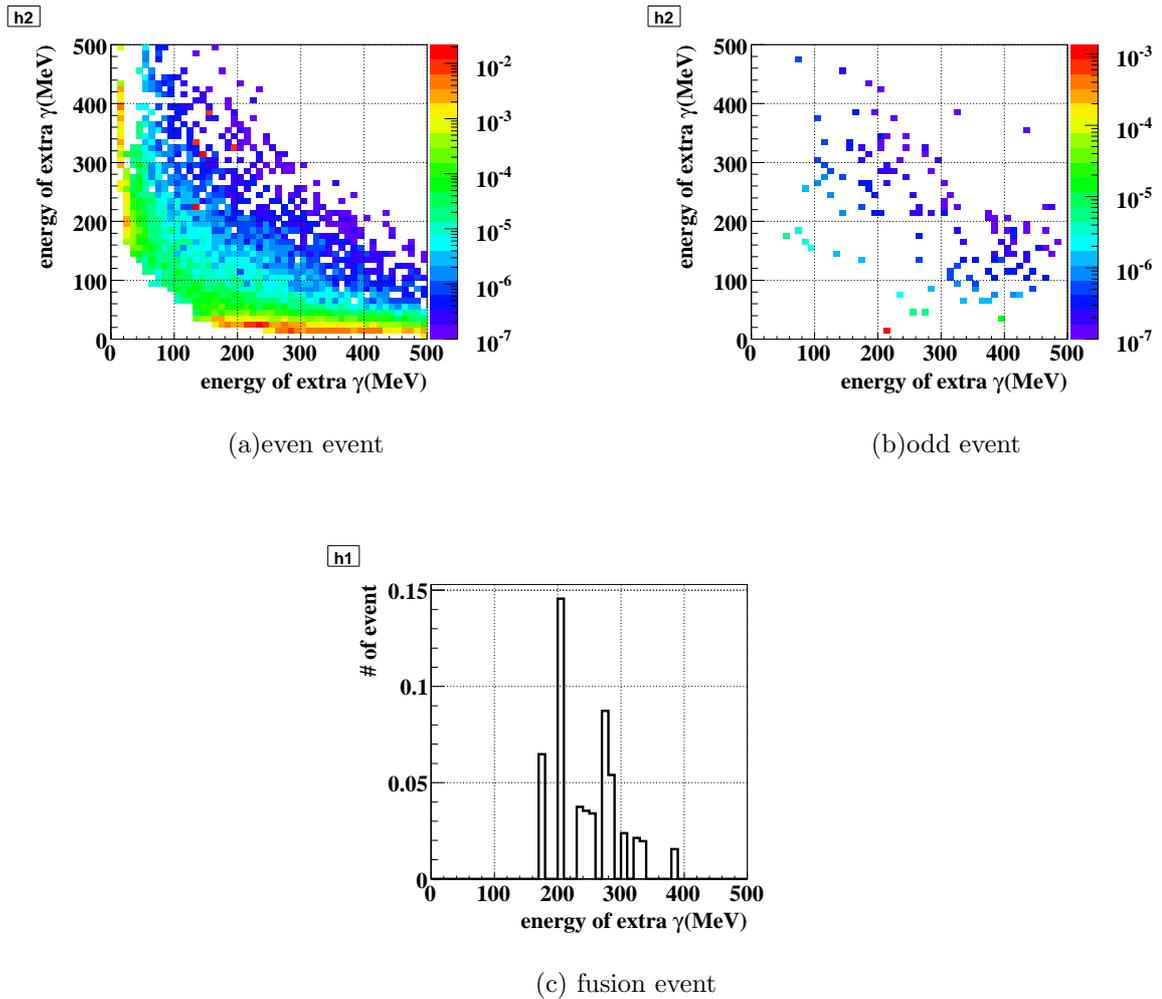


図 3.7: $2\pi^0$ バックグラウンドの種類ごとの全ての standard cut と cluster shape cut を適用した後の veto 検出器に入射した γ 線のエネルギー。上図のカラーは 3 年間のデータ取得後の各バックグラウンドの数を示す。下図の縦軸は 3 年間のデータ取得後の fusion バックグラウンドの数を表す。

h2

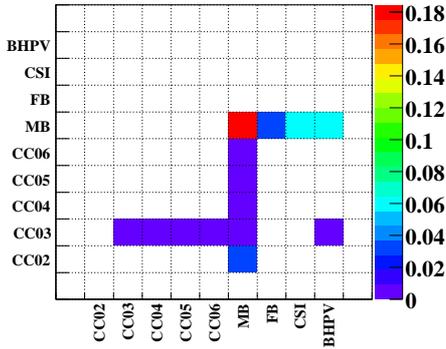


図 3.8: 全ての standard cut と cluster shape cut 適用後の even event に対し、検出されなかった γ 線が当たった検出器。カラーは 3 年間のデータ取得後の even バックグラウンドの数を示す。

h1

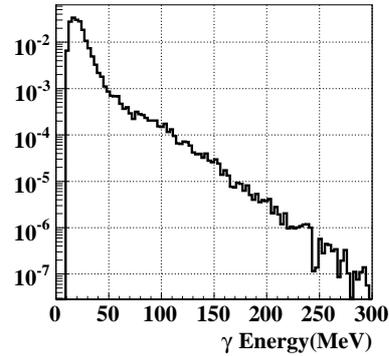


図 3.9: 全ての standard cut と cluster shape cut 適用後の even event に対し、MB に当たる低いエネルギーの γ 線。縦軸は 3 年間のデータ取得後の even バックグラウンドの数を 10MeV ごとに示した値である。

われるので、バックグラウンドの数は実験の感度でスケールすると約 1000 倍になる。前節で E14 実験での $2\pi^0$ even event の数は 0.35 と見積もられた。この数字が妥当であるかを E391a 実験との比較で考察してみることにする。

E391a 実験からの改良としてまず上げられるのは一つ一つの CsI 結晶の断面積が小さくなり、ビーム軸方向の長さが長くなったことである。これより、CsI カロリメーターでの punch through による γ 線の不感率が改善される。図 3.10 に E391a 実験の CsI カロリメーターと E14 実験の CsI カロリメーターでの punch through による γ 線の不感率の比較を示す。また、図 3.11 に E14 実験の CsI カロリメーターの γ に対する応答関数を示す。E14 実験のカロリメーターの γ 線に対する不感率は光核反応によるものだと考えられていて、図 3.11 は光核反応での CsI 結晶の γ 線に対する不感率の測定実験のデータを基に作られている。図 3.11 を見ると 800MeV 付近の KTeV CsI の γ 線の不感率は 10^{-6} となっている。それに比べ図 3.10 を見ると、KEK CsI は punch through による γ 線の不感率が 10^{-5} もある。つまり、CsI を変えることで E391a より 10 倍 $2\pi^0$ even バックグラウンドを排除できることになる。これより、E14 実験で見込まれるバックグラウンドの数は、

$$(\# \text{ of } 2\pi^0 \text{ even BG}) \simeq 0.11 \pm 0.09 \times 1000 \cdot 10^{-1} \simeq 11 \pm 9$$

となり、前節でのシミュレーション結果より 2 桁多い結果となる。E391a 実験でのシミュレーションでは $2\pi^0$ バックグラウンドは 1 event しか残っておらず、統計エラーが大きいものの、E391a で使用されているカットのさらなる詳細な理解を進めるなど、この矛盾の理解については今後の課題となる。

3.3 $\pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンド

このバックグラウンドは主に CV で π^+ と π^- を検出できなかったことで生じる。しかし、運動力学的な要請からこの π^0 は P_t を最大でも 133MeV/c しか持つことができない。そのため、再構成

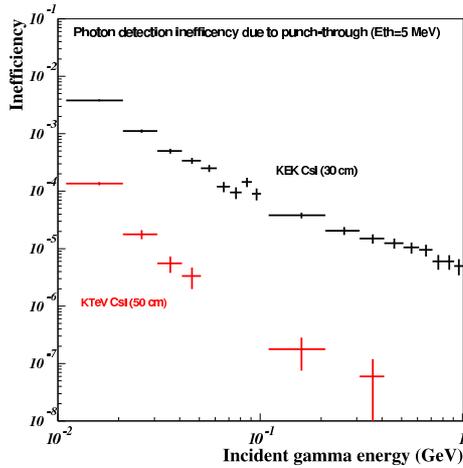


図 3.10: KEK CsI と KTeV CsI での punch through による γ 線の不感率の比較。

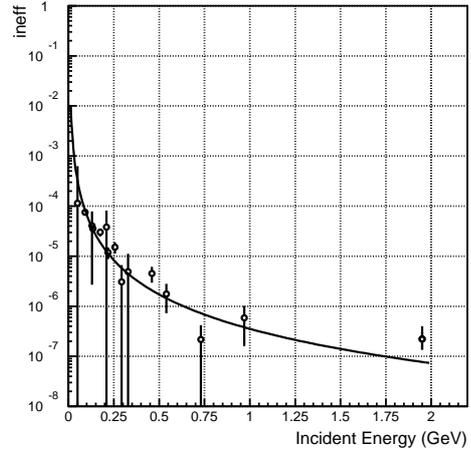


図 3.11: KTeV CsI の γ 線に対する不感率。黒点はデータ点を、黒線はフィット関数を示す。

された π^0 に高い P_t を要請することでこのバックグラウンドを排除することができ、E14 実験では $P_t > 130 \text{ MeV}/c$ であることを条件づけている。図 3.12 に $\pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} と P_t の分布を示す。また、図 3.13 に各運動学的カットと cluster shape cut の $\pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンドに対する効果を表す。図 3.13 を見ると P_t カットによって $\pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンドが排除されているのがわかる。また、表 3.2 に各 cut に対する $\pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンドの数の変化を示す。

次に $\pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンドの数を以下の式で概算してみることにする。

$$\begin{aligned}
 (\pi^+\pi^-\pi^0 \text{ BG の数}) &= (K_L \text{ の数}) \times (K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \text{ 崩壊の分岐比}) \\
 &\times (\text{崩壊領域で } K_L \text{ が崩壊する確率}) \\
 &\times (\text{CsI カロリメーターで 2 クラスターに見え、} \\
 &\quad \pi^0 \text{ の崩壊位置を再構成できる確率}) \\
 &\times (\text{CsI カロリメーターに入射した } \gamma \text{ による veto の acceptance loss 補正}) \\
 &\times (\text{standard cut と cluster shape cut を通過する確率}) \\
 &\times (\text{veto 検出器に入射した } \pi^+ \text{ による veto weight}) \\
 &\times (\text{veto 検出器に入射した } \pi^- \text{ による veto weight})
 \end{aligned}$$

ここで、E14 実験の 3 年間のデータ取得後の K_L の総数は 7.1×10^{13} 、 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ の分岐比は 12.56%、 K_L の崩壊領域での崩壊確率は 3.9%で、CsI カロリメーターで 2 クラスターに見え、 π^0 の崩壊位置を再構成できる確率は 15%、CsI に入射した γ 線による veto の acceptance loss 補正は 50%、運動学的カットと cluster shape cut を通過する確率は 0.2%で、図 3.3 から π^\pm に対する veto weight は大体 10^{-4} であることが分る。以上より、 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンドの数は 0.5 と概算することができ、表 3.2 の結果を概ね再現することから、このように効果を factorize する形で理解すればよいことが分る。

次に残った事象について詳しく見てみることにする。図 3.14 に残った事象について、 π^0 以外の荷電粒子がどの検出器に当たっているかを示す。図 3.14 よりバックグラウンド事象に一番寄与し

ているのは CV であることが分る。また、2 番目に寄与しているのは BHCV であることがわかる。これは BHCV の荷電粒子の不感率が 0.5% と CV に比べて悪く、イベントの重みが大いからである。また、図 3.15 に残った事象の π^- と π^+ の運動量分布を示す。図 3.14 を見ると、バックグラウンドに主に寄与しているのは π の運動量が 200 ~ 400 MeV/c の Δ 共鳴の領域である事象だということが分る。また π の運動量が大いにもかかわらず重みが大い事象は片方の粒子が BHCV に入射した事象である。

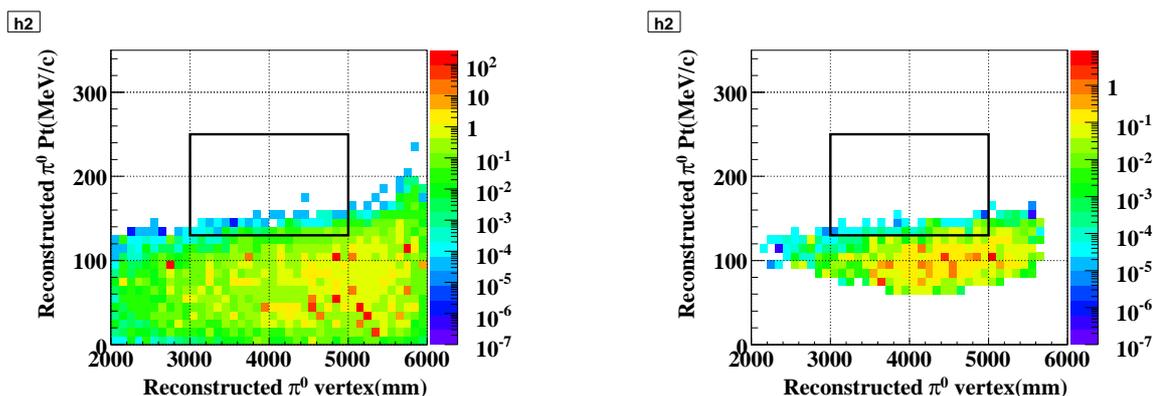


図 3.12: $\pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} と P_t の相関。(左図) standard cut、cluster shape cut の適用前。(右図) vertex cut と P_t cut 以外の全ての standard cut の適用後。カラーは 3 年間のデータ取得後の E14 実験の $\pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンドの数を表す。

	standard cut 後	cluster shape cut 後
$\pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンド	0.37	0.25

表 3.2: $\pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンド

3.4 $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンド

$\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドは π^- が荷電変換反応 $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ を起こし、同時に、 e^+ が対消滅反応 $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$ を起こすことで、CV で π^+ と e^+ を検出できなかった時に生じる。この変換の結果、 π^0 からの 2γ を含め計 4 つの γ 線が生成され、何らかの理由で 2 つの γ 線が検出されなかった場合バックグラウンド事象となる。

3.4.1 $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドの分類

$\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドは以下の 5 つの種類に分類することができる。

- odd event
odd event は e^+ の対消滅による γ 線の一つと、 π^0 からの γ 線の一つが CsI カロリメータに入射して、2 つのクラスターを形成する。そして残りの 2 つの γ 線は検出できなかった event である。

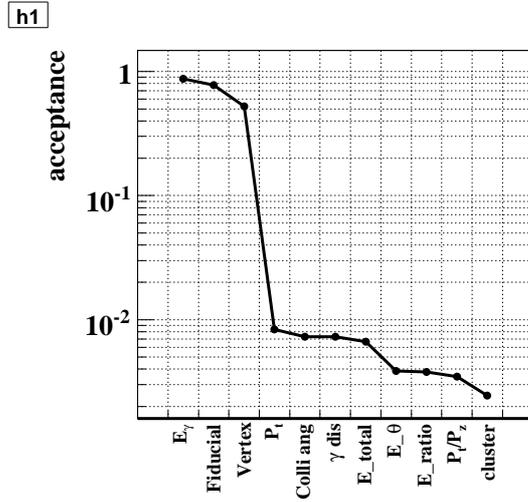


図 3.13: $\pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンドの運動学的カットと cluster shape cut に対するアクセプタンス。縦軸は CsI カロリメーターで 2 クラスターに見え、 π^0 の崩壊位置を再構成でき、CsI に入射した γ 線による veto でも排除されなかった事象の数で規格化している。

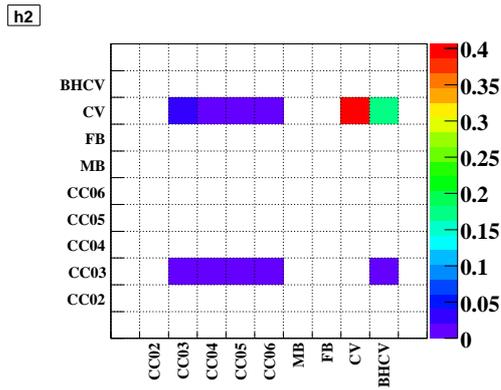


図 3.14: 全ての standard cut と cluster shape cut を適用後残った事象に対して、 π^0 以外の荷電粒子が入射した検出器。

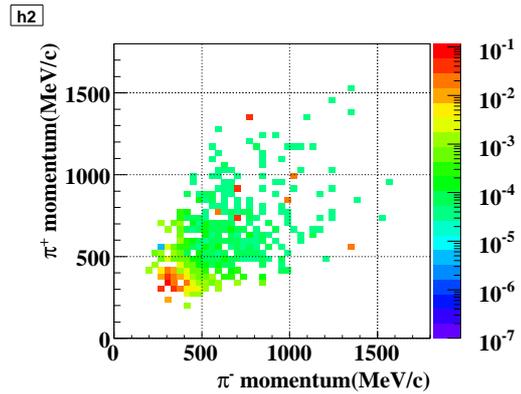


図 3.15: 全ての standard cut と cluster shape cut を適用後残った事象に対して、veto 検出器に入射した π^\pm の運動量。

- fusion event
fusion event は e^+ の対消滅による γ 線の一つが検出されず、もう一つの γ 線が π^0 からの γ 線の一つと fusion クラスタを形成し、CsI カロリメーターで2つのクラスタしか形成されない event である³。
- triple fusion event
triple fusion event は $\pi^- e^+ \nu$ バックグラウンド特有の event である。まず、 e^+ の対消滅による2つの γ 線は角度が開きにくいので、CsI カロリメーターで fusion クラスタを形成する傾向がある。その上、 e^+ の対消滅による2つの γ 線の生成場所と π^0 による2つの γ 線の生成場所がことなるため、 e^+ の対消滅による2つの γ 線により形成された fusion クラスタの近くに π^0 からの γ 線の一つが入射することがある。この結果、3つの γ 線で1つのクラスタを形成することがあり、これを triple fusion クラスタと呼ぶ。triple fusion event は CsI カロリメーター上で triple fusion クラスタと通常のクラスタで2クラスタに見える event である。
- π^0 even event
 π^0 even event は π^0 からの2つの γ 線を CsI カロリメーターで検出し、 e^+ の対消滅による2つの γ 線を検出できなかった event である。この event は π^0 からの2つの γ 線を使って π^0 の崩壊位置を再構成するので、再構成された π^0 の崩壊位置は CV の位置となり signal box に入る寄与は非常に小さい。
- e^+ even event
 e^+ even event は e^+ の対消滅による2つの γ 線を CsI カロリメーターで検出し、 π^0 からの2つの γ 線を検出できなかった event である。この event は e^+ の対消滅による2つの γ 線の有効不変質量が小さいため、 π^0 の不変質量を仮定して崩壊位置を計算すると実際の位置 (CV の位置) より下流で再構成されることになる。このため、この event が signal box に入る寄与は非常に小さい。

図 3.16 に $\pi^- e^+ \nu$ バックグラウンドの odd event、fusion event、triple fusion event の概念図を示す。

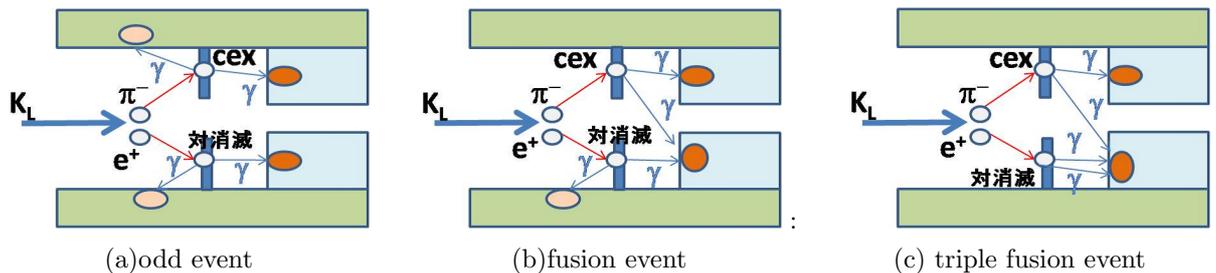


図 3.16: $\pi^- e^+ \nu$ バックグラウンドの概念図。図中の cex は荷電変換反応を表す。

³実際には e^+ の対消滅による2つの γ 線が fusion クラスタを形成し、 π^0 からの2つの γ の内の1つが CsI カロリメーターに入射して2クラスタに見える事象も存在するが、 π^0 からのもう1つの γ 線は比較的高いエネルギーを持つので、veto weight が低く無視することができる。

3.4.2 $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドのシミュレーション手法

$\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドのシミュレーションは他の K 中間子バックグラウンドの方法とは少し異なる方法を使用している。 $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドのシミュレーションにおいてはまず予め、 π^- の荷電変換反応と e^+ の対消滅による不感率を物質と粒子の相互作用を完全にシミュレートすることで評価し、反応後の π^0 と 2γ の運動量と方向の変換テーブルを作成する。次に $K_L \rightarrow \pi^-e^+\nu$ のシミュレーションを行い、CV に入射した π^- と e^+ を π^0 と 2γ に変換し、事象ごとに変換の重み付けを行う。後は今までのシミュレーションと同様の方法で、変換された 4 つの γ 線を変換された場所からシミュレートし、入射した検出器の表面で止める。そして、CsI 以外の検出器に入射した粒子については veto 検出器の応答関数の重み (veto weight) を使って評価を行う。CsI カロリメーターに入射した粒子については一度 CsI カロリメーターの表面で止め、粒子の種類、エネルギー、位置、veto weight、そして変換の重みの情報を取り出した後で、E14 実験の全ての検出器を用意した状態でその場所から full simulation を行う。

3.4.3 $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドのシミュレーションの結果

まず初めに、図 3.17 に $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} と P_t の分布を示す。また、図 3.18 に運動力学的カットと cluster shape cut の $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドに対する効果を示す。図 3.18 を見ると $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドに対し有効なのは vertex cut、 P_t cut、cluster shape cut であることが分る。これは、 $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンド事象の原因は主に odd event と fusion event だからである。表 3.3 にシミュレーションの結果を示す。また、この結果を以下の式で概算してみる。

$$\begin{aligned}
 (\pi^-e^+\nu \text{ BG の数}) &= (K_L \text{ の数}) \times (K_L \rightarrow \pi^-e^+\nu \text{ 崩壊の分岐比}) \\
 &\times (\pi^- \text{ と } e^+ \text{ の両方が CV に入射する確率}) \\
 &\times (\pi^- \text{ が CV で検出されずに荷電反応を起こす確率}) \\
 &\times (e^+ \text{ が CV で検出されずに対消滅を起こす確率}) \\
 &\times (\text{CsI カロリメーターで 2 クラスタに見え、} \\
 &\quad \pi^0 \text{ の崩壊位置を再構成できる確率}) \\
 &\times (\text{CsI カロリメーターに入射した } \gamma \text{ による veto の acceptance loss 補正}) \\
 &\times (\text{standard cut と cluster shape cut を通過する確率}) \\
 &\times (\text{veto 検出器に入射した } \gamma \text{ 線による veto weight})
 \end{aligned}$$

ここで、 K_L の総数は 7.1×10^{13} 、 $K_L \rightarrow \pi^-e^+\nu$ 崩壊の分岐比は約 20%、 π^- と e^+ の両方が CV に入射する確率は 3.8%、 π^- が CV で検出されずに荷電反応を起こす確率は $\sim 10^{-4}$ 、 e^+ が CV で検出されずに対消滅を起こす確率は $\sim 10^{-4}$ 、CsI カロリメーターで 2 クラスタに見え、 π^0 の崩壊位置を再構成できる確率は 28%、CsI に入射した γ 線による veto の acceptance loss 補正は 26%、standard cut と cluster shape cut を通過する確率は 1%となっている。

veto 検出器に入射した γ 線による veto weight を求めるため、全てのカット後に残った event で CsI カロリメーター以外の veto 検出器に入射した γ 線のエネルギーを図 3.19 に示す。図 3.19 を見ると、veto 検出器に入射する γ 線は 10MeV 以下の低エネルギーの γ 線であることが分る。これよ

り、 $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドの veto weight は約 10^{-2} であることが分る。以上より、 $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドの数の概算の結果は 0.04 であり、表 3.3 の結果を概ね再現することから、このように効果を factorize する形で理解すればよいことが分る。

表 3.4 に CsI カロリメーターに入った γ 線の数ごとの $K_L \rightarrow \pi^-e^+\nu$ バックグラウンド数を示す。表 3.4 を見ると $K_L \rightarrow \pi^-e^+\nu$ バックグラウンドで最も寄与が多いのは fusion event でしかも 4 つの γ 線が全て CsI カロリメーターに入射している事象であることが分る。この事象は veto 検出器に 1 つも粒子が入射していないので veto weight は 1 となってしまう。また、 $K_L \rightarrow \pi^-e^+\nu$ の e^+ の対消滅からの γ 線のエネルギーは π^0 からの γ 線に比べエネルギーが低い傾向があるので、クラスターを形成しにくい上、対消滅による 2 つの γ 線は角度がつきにくいので γ クラスターの近くに入射しやすい。このため、2.4.4 節で述べた collateral cluster に対する対策のために veto も効きにくくなる。この結果、4 γ が全てカロリメーターに入射する事象が $K_L \rightarrow \pi^-e^+\nu$ の主なバックグラウンド源になっている。

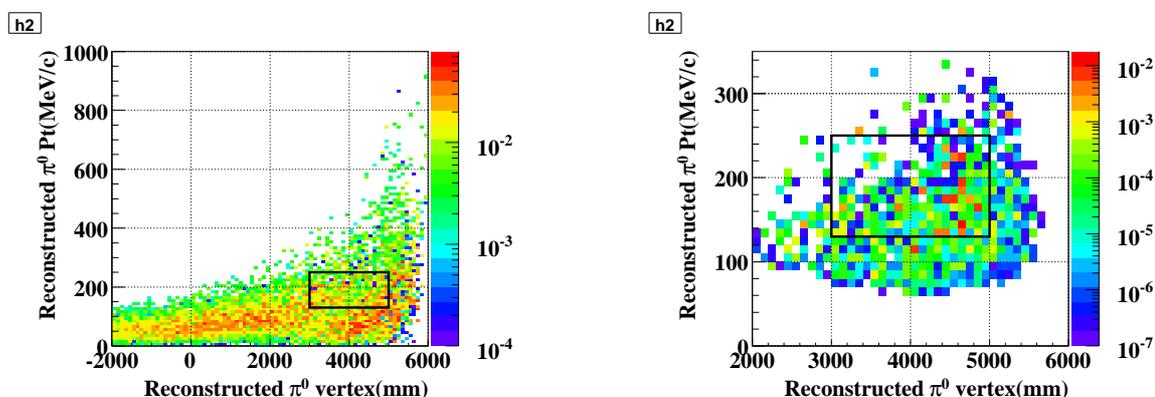


図 3.17: $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} と P_t の相関。(左図) standard cut、cluster shape cut の適用前。(右図) vertex cut と P_t cut 以外の全ての standard cut の適用後。カラーは 3 年間のデータ取得後の E14 実験の $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドの数を表す。

	standard cut 後	cluster shape cut 後
$\pi^-e^+\nu$ バックグラウンド	0.71	0.078

表 3.3: $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンド

	triple fusion	fusion event	odd event	total
4 γ in CsI	0.0075	0.039	0.0032	0.0497
3 γ in CsI	0	0.007	0.014	0.021
2 γ in CsI	0	0	0.0075	0.0075
total	0.0075	0.046	0.0247	0.0782

表 3.4: 全ての standard cut と cluster shape cut 適用後の CsI に入射した γ 線の数ごとの $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドの数

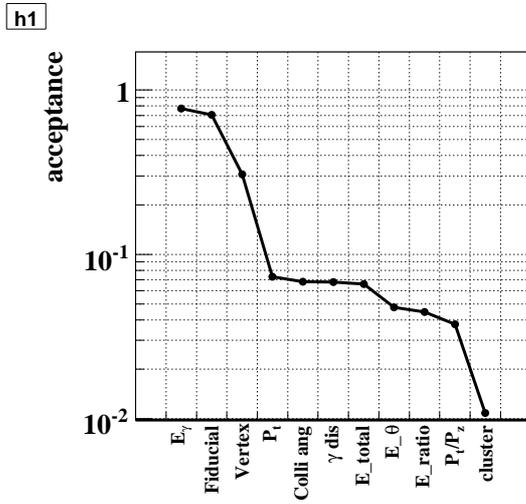


図 3.18: $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドの運動学的カットと cluster shape cut に対するアクセプタンス。縦軸は CsI カロリメーターで 2 クラスターに見え、 π^0 の崩壊位置を再構成でき CsI に入射した γ 線による veto でも排除されなかった事象の数で規格化している。

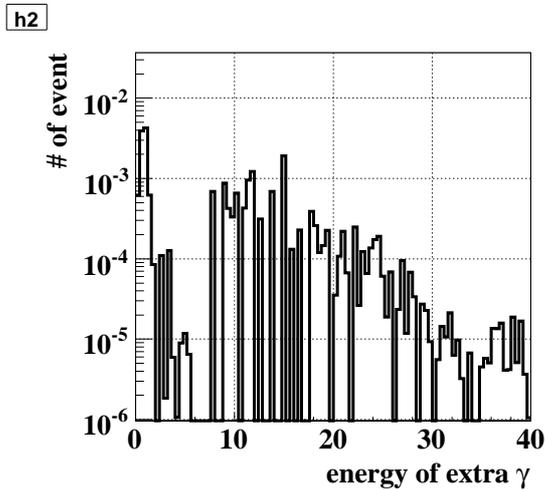


図 3.19: 全ての standard cut と cluster shape cut を適用後の残った事象における veto 検出器に入射した余分な γ 線のエネルギー。縦軸は 3 年間のデータ取得後の $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドの数を 2.5MeV 毎に示す。

第4章 CC02バックグラウンド

この章ではまず初めにCC02バックグラウンドの原因について記述する。次に、E391a実験Run2におけるCC02バックグラウンドについて述べた後、E14実験におけるCC02バックグラウンドに対する対策としてCC02の改良について述べる。そして、E14実験におけるCC02バックグラウンドのシミュレーション手法とその結果について述べ、最後にE391a実験とのCC02バックグラウンドの数の比較を行う。

4.1 メカニズム

CC02バックグラウンドはハロー中性子がCC02で反応を起こし π^0 を生成することで引き起こされる。生成された π^0 からの2つの γ 線がCsIカロリメーターに入射し、その2つの γ 線を使って π^0 の崩壊位置を再構成すると、通常はCC02の位置に正しく再構成される。しかし、CsIに入射した γ 線のエネルギーの一部が何らかの理由でCsIカロリメーターの外に漏れてしまった場合、実際のエネルギーより低いエネルギーを使用して π^0 を再構成することとなる。このため、CC02の位置よりも下流に π^0 の崩壊位置が再構成されてしまう。その結果、一部の事象はsignal boxの中に入り込んでしまう。図4.1にCC02バックグラウンドの概念図を示す。

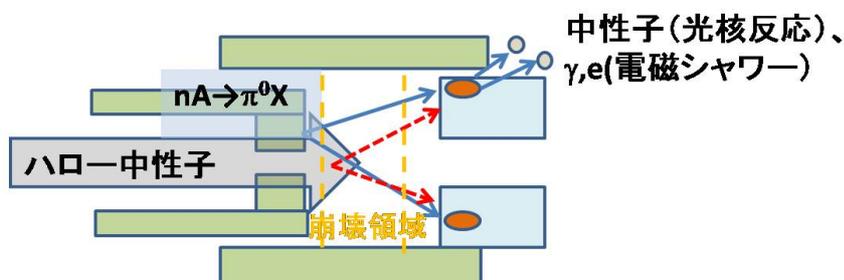


図 4.1: CC02バックグラウンドの概念図。赤の点線が再構成された γ 線のtrack。電磁シャワーの漏れや、光核反応によって生成された中性子などにより γ 線のエネルギーの一部がCsIの外に漏れ出すため、実際より下流で再構成される。

4.2 CsIカロリメーターからのエネルギーの漏れ

CsIカロリメーターから、入射した γ 線のエネルギーが漏れる原因としては2つのことが考えられる。一つは入射した γ 線の電磁シャワーの一部がCsIカロリメーターから漏れ出てしまった場合である。もう一つの原因としては、入射した γ 線が光核反応を引き起こし、その結果生成されたハ

ドロンによって入射 γ 線のエネルギーの一部が CsI カロリメーターの外に持ち運ばれてしまう場合である。ここではこれら 2 つの原因について述べる。

4.2.1 電磁シャワーの漏れ

入射 γ の電磁シャワーの漏れの量に対しては、電磁シャワーの開始点が重要になる。そこで、E391a 実験が 30cm($16X_0$) の長さの CsI 結晶を使用していたのに対して、E14 実験では 50cm($27X_0$) の長さの CsI 結晶を使用する。このため、E391a 実験に比べ E14 実験では入射 γ の後方への電磁シャワーの漏れを抑えることができる。図 4.2.2 にシミュレーションで得られた 30cm の CsI 結晶における入射 γ 線の電磁シャワーの漏れと 50cm の CsI 結晶における入射 γ 線の電磁シャワーの漏れの違いを示す。

4.2.2 光核反応

γ 線と物質中の原子核との相互作用を、光核反応 (photo-nuclear interaction) と呼ぶ。この相互作用では、 γ 線が直接原子核に吸収される。原子核は吸収したエネルギーによって励起、振動、共鳴など様々な不安定状態になり、二次粒子 (中性子、陽子、光子等) の形でエネルギーを放出し、基底状態となる。中性子は物質と相互作用を起こしにくいので、二次粒子に中性子が含まれている場合は γ 線のエネルギーの一部を検出器の外に持ち運ばれてしまう。図 4.3 に γ 線を 50cm の長さの CsI 結晶に入射させた時に、光核反応が起こった時と起こらなかった時とでの CsI 結晶の外へのエネルギーの漏れの大きさの違いを γ 線の入射エネルギーとの CsI 結晶でのエネルギー損失の比で表わす。また、図 4.4 に γ 線の入射エネルギーと CsI 結晶でのエネルギー損失の比がある値以下になる確率を示す。特徴的なのは、光核反応が起こらなかった時 (電磁シャワーの漏れ) はエネルギーの漏れが大きくなるに従って反応数が対数的に減少しているのに対して、光核反応が起こった時はほとんどエネルギー損失がないといった事象も存在する。これは入射 γ 線が初めに光核反応を起こしてしまい γ 線の全エネルギーをハドロンに吸収されてしまう場合があるからである。

4.3 E391a Run2 における CC02 バックグラウンドの解析手法

表 2.2 が示すように、CC02 バックグラウンドは E391a Run2 における主なバックグラウンド事象の 1 つである。E391a の Run2 の解析では、CC02 バックグラウンドの見積もりに対して「Al plate Run」という特殊な Run のデータを使用している。「Al plate Run」は図 4.5 のように CC02 の 6.5cm 下流に 5mm 厚のアルミ標的を置いてデータを取っている。そのため、アルミの標的で生成された π^0 の再構成された z 位置の分布を得ることができる。これを図 4.6 のように、物理 Run で得られたデータのピークと合わせ、 $Z_{vtx} < 300\text{cm}$ のイベント数で規格化することで、signal box の中に入る CC02 バックグラウンドの数の見積もりが行われている。E391a 実験では CC02 バックグラウンドを避け、signal 領域を $340\text{cm} < Z_{vtx} < 500\text{cm}$ にしている。また、最終的な解析には使用しなかったが、ハロー中性子のシミュレーションも GEANT3 を使って行われていて、ファクター 3 の範囲でデータを再現できることが分かっている。図 4.7 にハロー中性子のシミュレーション結果を示す。ただし、ここで注意しなくてはならないことは GEANT3 には光核反応が入っていないことである。

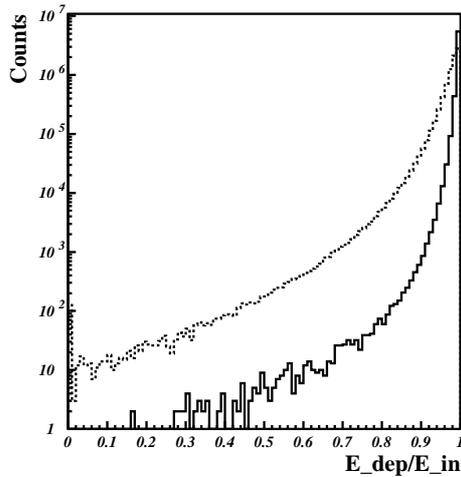


図 4.2: 電磁シャワーの漏れの違い。横軸は E_{dep} (CsI でのエネルギー損失) と E_{in} (入射 γ 線のエネルギー) の比で 1 に近いほど漏れが少ないことを表す。点線は CsI の長さが 30cm の時、実線は CsI の長さが 50 cm の時。

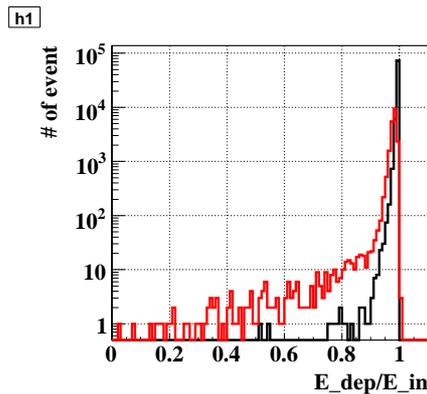


図 4.3: 光核反応と電磁シャワーの漏れの違い。横軸は E_{dep} (CsI でのエネルギー損失) と E_{in} (入射 γ 線のエネルギー) の比で 1 に近いほど漏れが少ないことを表す。赤線は光核反応によるエネルギーの漏れ、黒線は電磁シャワーによるエネルギーの漏れを表す。

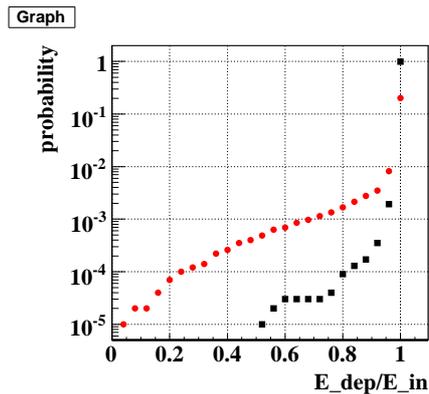


図 4.4: エネルギーの漏れが起こる確率。横軸は E_{dep} (CsI でのエネルギー損失) と E_{in} (入射 γ 線のエネルギー) の比で 1 に近いほど漏れが少ないことを表し、縦軸は E_{dep}/E_{in} 以下になる確率を表す。赤線は光核反応によるエネルギーの漏れ、黒線は電磁シャワーによるエネルギーの漏れを表す。

4.4 CC02 の改良

CC02 バックグラウンドに対して、CC02 の位置や CC02 の材質はとても重要になってくる。この節では CC02 バックグラウンド削減のために E14 実験で行われる CC02 の改良について述べる。

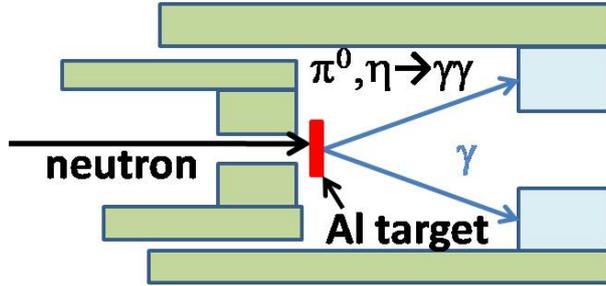


図 4.5: 「Al plate Run」の概念図

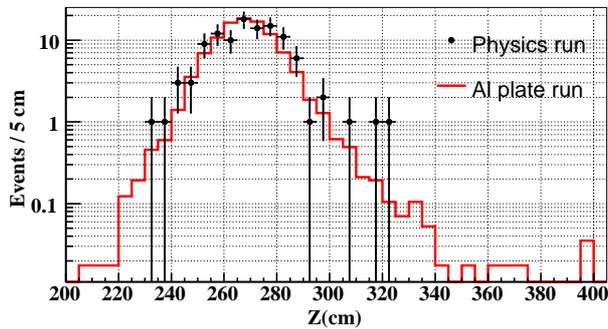


図 4.6: CC02 で生成された π^0 の再構成された Z_{vtx} の分布。ヒストグラムは「Al plate run」のデータ、点は物理 Run のデータを示す。

4.4.1 position

CC02 の位置は CC02 バックグラウンドの数に大きく影響する。なぜなら、CC02 の位置が signal box から遠くなれば、CC02 バックグラウンドが signal box に入るためには CsI カロリメータから外により多くのエネルギーが漏れ出る必要があるからである。前節でも述べたように、E391a 実験の結果から CC02 の位置が signal box に近すぎたことが分かっている。そのため、E14 実験では E391a 実験での CC02 の位置よりも上流に CC02 を置くことにした。しかし、CC02 の本来の役割は図 4.8 が示すように、ビームホールに沿って上流に逃げていく γ 線を捕えることと、上流で崩壊した K 中間子の生成粒子を止めることである。この観点からは CC02 を上流に動かすことは不利に働く可能性がある。そこで、E14 実験の fast simulation を使用して、CC02 の位置の変化による $2\pi^0$ バックグラウンドの数の変化を調べた。その結果、表 4.1 に示されるように CC02 の変化による $2\pi^0$ バックグラウンドの変化はあまり見られなかった。これは現在 $2\pi^0$ バックグラウンドの主な寄与をしているのが、even 事象で低いエネルギーの γ 線が MB に入射して検出されない事象及び fusion 事象だからである。しかし、図 4.9 が示すように CC02 の位置を上流に動かすと CV に当たるハロー中性子の数が増えてくるのがわかった。あとの章で説明するが、CV にハロー中性子が当たるとバックグラウンド源になるので、CV に当たるハロー中性子の数はなるべく減らした方がよい。これらのことを考慮して、E14 実験では CC02 の位置を E391 実験よりも 300mm ほど上流に動かし CC02 の下流端が $z=2450\text{mm}$ の位置になるようにした。

- CV events
 - data: 336 events, MC: 311.8 ± 36.5 events
- CC02 events
 - data: 396 events, MC: 145.2 ± 24.9 events

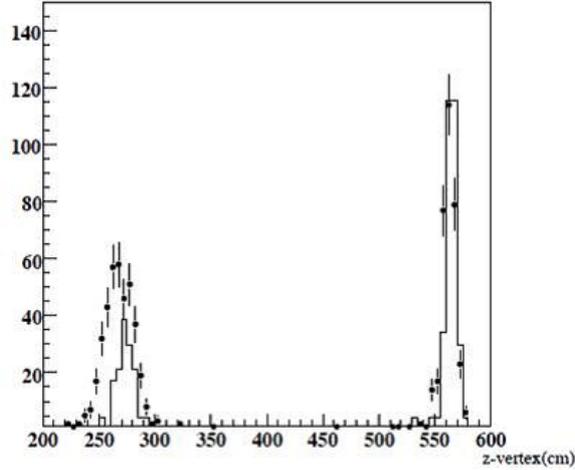


図 4.7: ハロー中性子シミュレーションの結果。上流のピークが CC02 バックグラウンド、下流のピークが CV- π^0 バックグラウンド。ヒストグラムが MC の結果、点がデータ点を表す

	CC02(358mm)	CC02(1733mm)	CC02(2450mm)	CC02(2750mm)
$2\pi^0$ バックグラウンド	0.97	0.94	0.96	1

表 4.1: CC02 の位置による $2\pi^0$ バックグラウンドの数の変化。括弧の中の数字は CC02 の下流端の位置を表す。またバックグラウンドの数は CC02 が 2750mm の位置の数で規格化している。(E391a 実験における CC02 の下流端の位置は $z=2750\text{mm}$ である。)

4.4.2 検出器の Upgrade

E14 実験では CC02 event の削減のために、E391a で使った鉛とシンチレータとの shashlyk 型の sampling calorimeter (図 2.7 参照) の代わりに、CsI を使った不感領域のない検出器 (NCC) を使用する。CsI は鉛とシンチレータとの sampling calorimeter よりも核反応長 (λ_I) と放射長 (X_0) の比が大きいため、生成された π^0 からの γ 線をより効率よく検出器内で反応させ、CsI カロリメーターに到達させないようにでき、これにより CC02 バックグラウンドを減らすことができる。図 4.10 に E391a の CC02 と NCC とでの veto 検出器で veto されずに CsI カロリメーターに π^0 からの 2 つの γ 線が入射した事象の π^0 の生成点の分布の違いを示す。図 4.10 を見ると、E391a 実験における CC02 を使用した場合は CC02 の内部でできた π^0 も veto されずに CsI カロリメーターに入射するのに対して、NCC を使用した場合は表面でできた π^0 のみ CsI カロリメーターに到達することが分る。この効果により NCC は E391a 実験の CC02 よりも CC02 バックグラウンドの数を 40 分の 1 に抑えることができることがわかった。

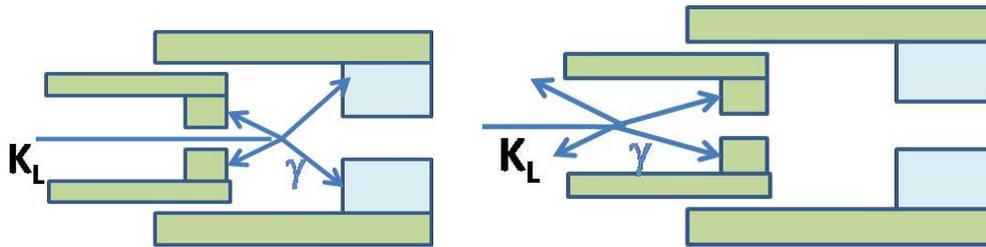


図 4.8: CC02 の役割。(左図) ビームホールに沿って上流に逃げる γ 線を捕まえる。(右図) 上流で崩壊した粒子を止める

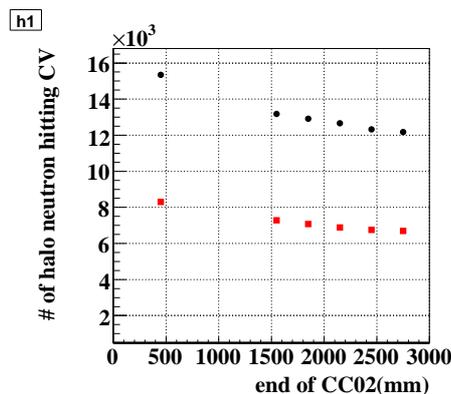


図 4.9: CC02 の位置の変化による CV に当たるハロー中性子の数の変化。黒の点は運動量が $1\text{GeV}/c$ 以上のハロー中性子の数、赤の点は運動量が $2\text{GeV}/c$ 以上のハロー中性子の数を表す。横軸は CC02 の下流端の位置を表し、縦軸は 10^5 個のハロー中性子をシミュレートした時の CV に当たるハロー中性子の数を表す。

4.5 CC02 バックグラウンドのシミュレーション手法

中性子反応のシミュレーションは非常に時間がかかるので、今回はシミュレーションを多段階に分け、興味のある事象だけを集め、それを使いまわすことで短い時間で統計量を貯めるシミュレーション手法を開発した。図 4.11 に CC02 バックグラウンドのシミュレーションのフローチャートを示す。

4.6 CC02 バックグラウンドのシミュレーションの結果

E14 実験の 100 倍に相当するハロー中性子を生成し、CC02 バックグラウンドの数の見積もりを行った。図 4.12 に CsI カロリメーターで 2 クラスター検出され、veto 検出器で veto されなかった事象に対する CC02 での π^0 の生成数を示す。図 4.12 より、CC02 バックグラウンド源となるのは CC02 でただ 1 つ π^0 が生成される事象である。これから CC02 で多数の π^0 が生成された場合は余分にできる γ 線が veto 検出器で検出されることがわかる。

次に図 4.13 に vertex cut, P_t cut を除いた standard cut を適用した後の CC02 バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} の分布と、再構成された Z_{vtx} と π^0 の P_t の相関を示す。また、図 4.14 に

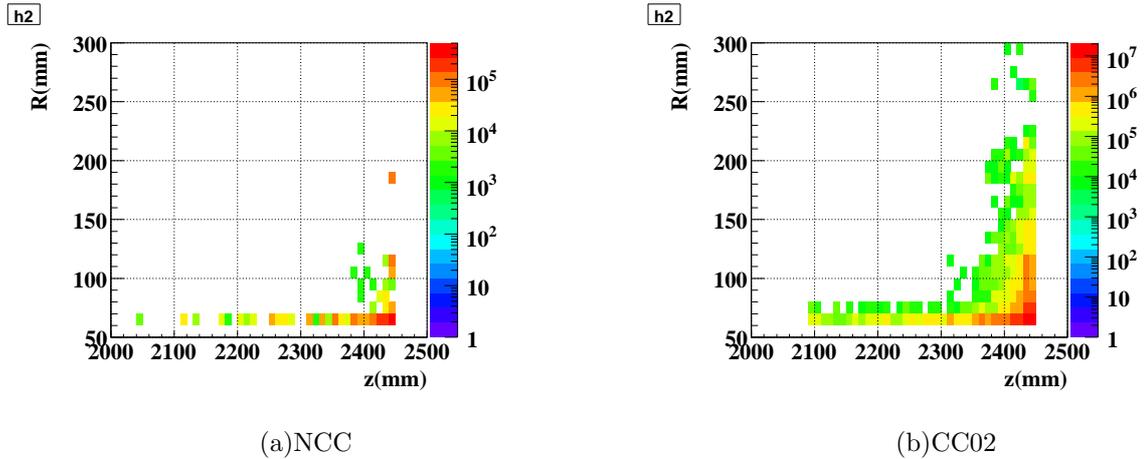


図 4.10: NCC と CC02 での π^0 の生成点の違い。横軸は z 位置を、縦軸はビーム中心から距離 (R) を表す。カラーは E14 実験の 3 年間のデータ取得期間に換算したハロー中性子の数を示す。

standard cut と cluster shape cut の CC02 バックグラウンドに対する効果を示す。図 4.14 を見ると vertex cut が最も効くのは自然であるが、加えて cluster shape cut も有効であることが分る。

シミュレーションの結果、全てのカットの後に残った event 数は 8 event のため、E14 実験でのハロー中性子バックグラウンドは 0.08 個となる。表 4.2 に各 cut に対する CC02 バックグラウンドの変化を示す。

この結果を以下の形で factorize してみる。

$$\begin{aligned}
 (\text{CC02 BG の数}) &= (\text{ハロー中性子の数}) \times (\text{ハロー中性子が CC02 に当たる確率}) \\
 &\times (\text{CC02 で } \pi^0 \text{ が生成される確率}) \\
 &\times (\text{二次粒子や } \pi^0 \text{ からの } \gamma \text{ 自身が veto されず、CsI カロリメーターで} \\
 &\quad \text{2 クラスタに見え、} \pi^0 \text{ の崩壊位置を再構成できる確率}) \\
 &\times (\text{CsI に入射した粒子による veto の acceptance loss 補正}) \\
 &\times (\text{standard cut と cluster shape cut を通過する確率})
 \end{aligned}$$

E14 実験の 3 年間のデータ取得後のハロー中性子の総数は 2.63×10^{11} 、ハロー中性子が CC02 に当たる確率は 50%、CC02 で π^0 が生成される確率は 8.0×10^{-4} 、二次粒子や π^0 からの γ 線自身が veto されず、CsI カロリメーターで 2 クラスタに見え、 π^0 の崩壊位置を再構成できる確率は 4.0×10^{-5} 、CsI に入射した粒子による veto の acceptance loss 補正は 16%、standard cut と cluster shape cut を通過する確率は 8.5×10^{-4} となっている。

残った 8event を詳細に調べた結果、4event が 2 クラスタのうち 1 クラスタは π^0 からの γ 線によるもの、もう 1 つのクラスタは π^0 生成時に同時にできた二次粒子によってクラスタが生成されるという事象だということがわかった。つまり、現在 CC02 バックグラウンドの元となっている原因は CsI での電磁シャワーの漏れだけではなく、 π^0 生成時に同時に生成される二次粒子により生成されるハロンクラスタも主要な原因の 1 つであることが分った。

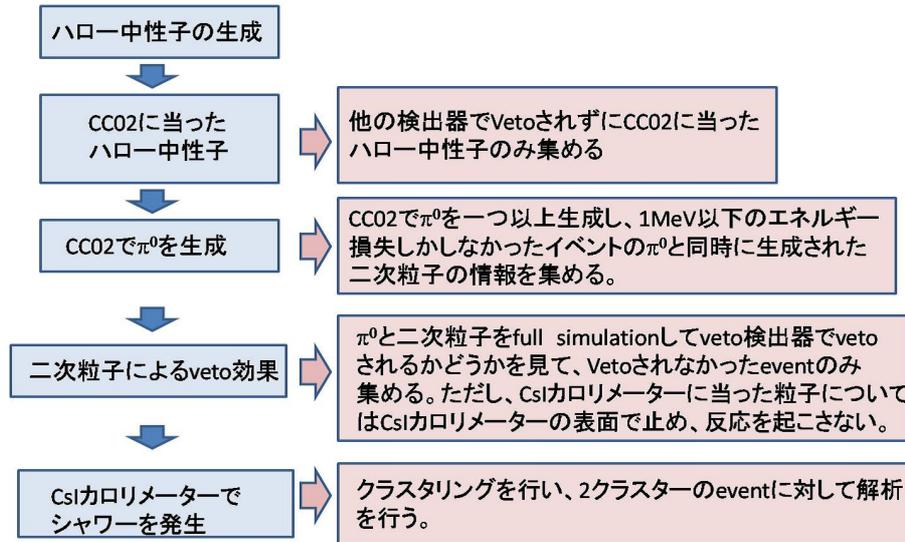


図 4.11: CC02 バックグラウンドのシミュレーションのフローチャート

	standard cut 後	cluster shape cut 後
CC02 バックグラウンド	0.28	0.08

表 4.2: CC02 バックグラウンド

4.7 E391a 実験との比較

E14 実験では E391a 実験より約 1000 倍高い感度で実験が行われるので、バックグラウンドの数は実験の感度でスケールすると約 1000 倍になる。E391a 実験では signal box の範囲を $3000\text{mm} < Z_{vtx} < 5000\text{mm}$ とした時、CC02 バックグラウンドの数は 2.1 ± 0.2 と見積もられている。前節で E14 実験の CC02 バックグラウンドの数は 0.08 と見積もられたがこの数字が妥当であるかを E391a 実験との比較で考察してみることにする。E391a 実験からの改良としてまず挙げられるのは以下の 4 点である。

- ハロー中性子/ K_L 比の改善
E14 実験のビームラインはビームハローができるだけ少なくなるように設計されていて、E391a 実験よりハロー中性子数と K_L 数の比が 66 倍小さくなる。
- CsI カロリメーター
E391a 実験に使用された CsI カロリメーターの長さが 30cm に対して E14 実験で使用される CsI カロリメーターの長さは 50cm ある。これにより、電磁シャワーによるエネルギーの漏れが少なくなる。また、図 4.15 で示すように CC02 で生成された π^0 の再構成された崩壊位置は CsI カロリメーターに入射する γ 線のエネルギーの漏れの割合によって決まっている。signal 領域は $3000\text{mm} < Z_{vtx} < 5000\text{mm}$ なので、図 4.15 より CsI カロリメーターの外に 10% 以上のエネルギーが漏れてしまった場合は signal 領域に入り込んでバックグラウンド源となってしまうことが分る。図 4.15 にカロリメーターの外に 10% 以上のエネルギーが漏れてしまう確率の 30cm の長さの CsI カロリメーターと 50cm の長さの CsI カロリメーターとの比較を

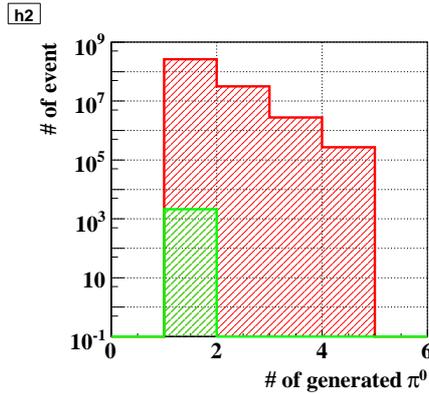


図 4.12: CC02 での π^0 の生成数。赤のハッチは全イベントを、緑のハッチは veto されずに CsI カロリメーターに 2 つの γ 線が入射したイベント。縦軸は E14 実験の 3 年間のデータ取得後の π^0 の数を表す。

示す。図 4.15 より、CsI カロリメーターの長さを変えることで CC02 バックグラウンドの数を約 10 分の 1 に抑えられることが分った。

- CC02 の位置を上流に動かす

E14 実験では CC02 の位置を E391a 実験での CC02 の位置より 300mm 上流に動かす。これにより、CC02 バックグラウンドが signal box の中に入り込むためにはより大きく π^0 の崩壊位置を間違えなくてはいけなくなる。図 4.16 に CC02 で生成された π^0 の崩壊位置を間違える確率を実際の崩壊位置と再構成された崩壊位置との距離の関数として示す。図 4.16 から CC02 の位置を 300mm 上流に動かすことで、CC02 バックグラウンドの数を約 6 分の 1 に減らすことができることが分った。また、CC02 を上流に動かすことで π^0 からの 2 つの γ 線が CsI カロリメーターに入射できるアクセプタンスが減り、これによりさらに 2 分の 1 に減らせることが分った。

- CC02 を NCC に変える

4.4.2 節でも述べたとおり、CC02 を NCC に変えることで、生成された π^0 からの γ 線をより効率よく検出器内で反応させ CsI カロリメーターに到達させないようにでき、CC02 バックグラウンドを減らすことができる。これにより、CC02 バックグラウンドを 40 分の 1 に減らすことができる。

以上の 4 点により、E14 実験では E391a 実験に比べ CC02 バックグラウンドの数を抑えられる。しかし、E14 実験では E391a 実験よりも約 10 倍ハロー中性子が当たりやすくなっている。これらのことから E391a 実験 Run2 の結果から予想される E14 実験での CC02 バックグラウンドの数は

$$\# \text{ of CC02 BG} = 2.1 \pm 0.2 \times \frac{1000 \times 10}{66 \times 10 \times 6 \times 2 \times 40} = 0.066 \pm 0.0066 \quad (4.1)$$

となることがわかった。この値は E14 実験の CC02 バックグラウンドの見積りである 0.08 とよく一致している。

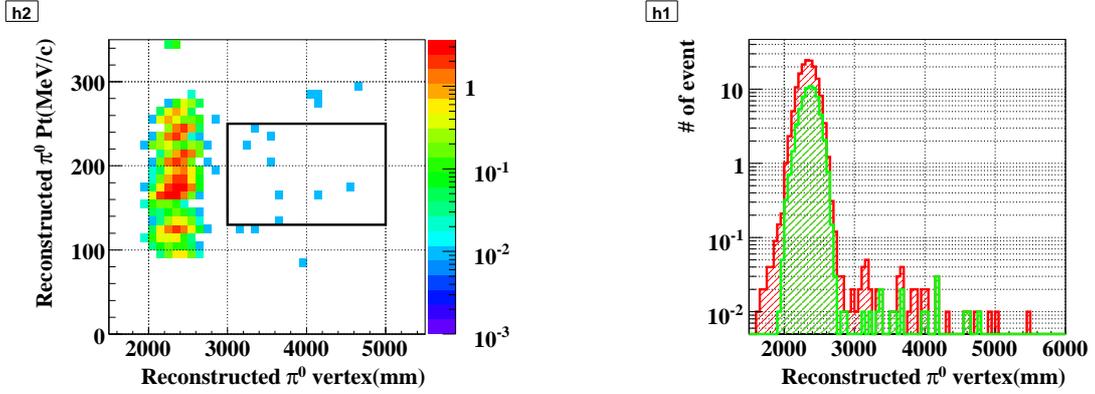


図 4.13: (左図) vertex cut と P_t cut 以外の全ての standard cut を適用した後の CC02 バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} と P_t の相関。カラーは E14 実験の 3 年間のデータ取得後の CC02 バックグラウンドの数を表す。(右図) vertex cut と P_t cut 以外の全ての standard cut を適用後の cluster shape cut による CC02 バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} の分布の変化。赤のハッチが cluster shape cut の適用前、緑のハッチが cluster shape cut の適用後。縦軸は E14 実験の 3 年間のデータ取得後の CC02 バックグラウンドの数を表す。

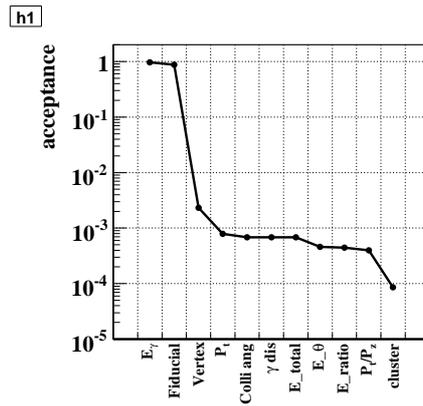


図 4.14: CC02 バックグラウンドに対する standard cut と cluster shape cut の効果。縦軸は CsI カロリメーターで 2 クラスターに見え π^0 の崩壊位置を再構成でき、CsI に入射した γ 線による veto でも排除されなかった事象の数で規格化している

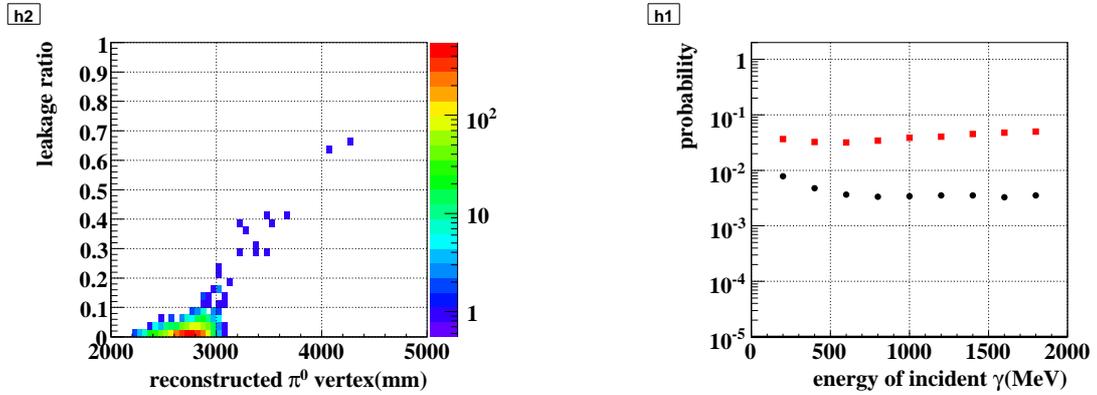


図 4.15: (左図) 入射 γ 線のエネルギーと CsI の外に漏れたエネルギーの比と再構成された π^0 の崩壊位置の相関、CC02 は背面が $z=2750\text{mm}$ になるように置かれている。(右図) 入射 γ 線のエネルギーに対して 10%以上のエネルギーの漏れが起こる確率。赤点は 30cm の長さの CsI、黒点は 50cm の長さの CsI をそれぞれ示している。

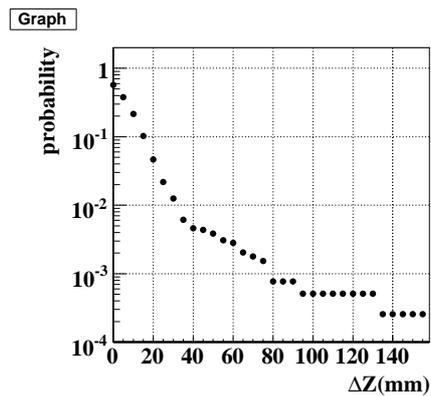


図 4.16: CC02 で生成された π^0 の崩壊位置を間違える確率。 $\Delta z=(\text{実際の } \pi^0 \text{ の崩壊位置})-(\text{再構成された } \pi^0 \text{ の崩壊位置})$ を表す。

第5章 CVバックグラウンド

CVバックグラウンドはCVでハロー中性子が相互作用を起こし二次粒子を生成することで生じるバックグラウンドであり、バックグラウンドの元となる二次粒子の種類により大きく2つに分けることができる。1つはハロー中性子がCVで η を生成することで生じるCV- η バックグラウンドである。もう1つはハロー中性子がCVで π^0 を生成することで生じるCV- π^0 バックグラウンドである。この章ではこれら2つのバックグラウンド事象について述べる。

5.1 CV- η バックグラウンドのメカニズム

η バックグラウンドは、ハロー中性子がCVで η を生成することで引き起こされる。 η の質量は π^0 の質量の約4倍の547MeVで、40%の分岐比で 2γ に崩壊する。E14実験では、CsIカロリメーターに入射した2つの γ 線の不変質量として π^0 の質量を仮定することで π^0 の崩壊位置を再構成する。そのため、 π^0 の4倍の質量をもつ η からの2つの γ 線で崩壊位置を再構成してしまうと、 η の実際の生成地点より上流に崩壊位置が求まってしまう。ちょうどsignal boxの中に入ってしまう。 η バックグラウンドの概念図を5.1に示す。また、図5.2に η の生成点と再構成された点の相関について示す。

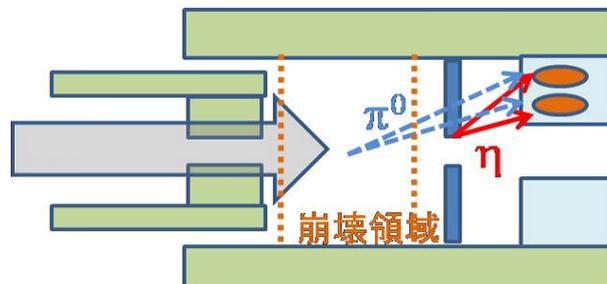


図 5.1: η バックグラウンドの概念図。実線が実際の γ 線、破線が誤って再構成された様子

5.2 CV- π^0 バックグラウンドのメカニズム

CV- π^0 バックグラウンドはCVでハロー中性子が相互作用を引き起こし、 π^0 を生成することで引き起こされる。この時、単に π^0 からの2つの γ 線がCsIカロリメーターに入射し2クラスターに見えた場合は、 π^0 の位置が正しくCVの位置に再構成されsignal boxに入り込むことはない。しかし、 π^0 の γ 線の近くに π^0 生成時にCVで同時に生成された二次粒子が入射し、fusionクラスターを形成することで γ 線のクラスターに余分のエネルギーが足されてしまうと、実際の γ 線のエネルギーより大きなエネルギーで π^0 を再構成しようとするので、 π^0 の崩壊位置は実際より

上流で再構成され、一部の事象は signal box の中に入り込んでしまう。実際には $CV-\pi^0$ バックグラウンドは上記の理由を含め以下の 3 つの原因でバックグラウンド事象となる。各々の概念図を図 5.3 に示す。

5.2.1 even+extra

even + extra event は上で説明したとおり、 π^0 からの 2 つの γ 線が CsI カロリメーターに入射し、2 クラスタに見える。そして、2 クラスタのうち少なくとも 1 つのクラスタは π^0 からの γ 線と π^0 生成時に同時に生成された 2 次粒子との fusion クラスタである event である。

5.2.2 1 γ +extra

1 γ +extra event は π^0 からの 2 つの γ 線の内の一つが CsI カロリメーターで 1 クラスタを形成し、残りの 1 クラスタは π^0 生成時に同時に生成された二次粒子によって形成される。そして π^0 からのもう 1 つの γ は検出できなかった event である。

5.2.3 fusion+extra

fusion+extra event は π^0 からの 2 つの γ 線が CsI で fusion クラスタを生成し、もう 1 つのクラスタは π^0 生成時に同時に生成された二次粒子によって形成される event である。

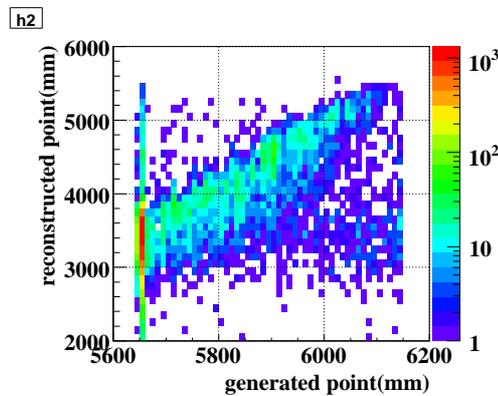


図 5.2: η の生成された z の位置と再構成された z の位置の相関

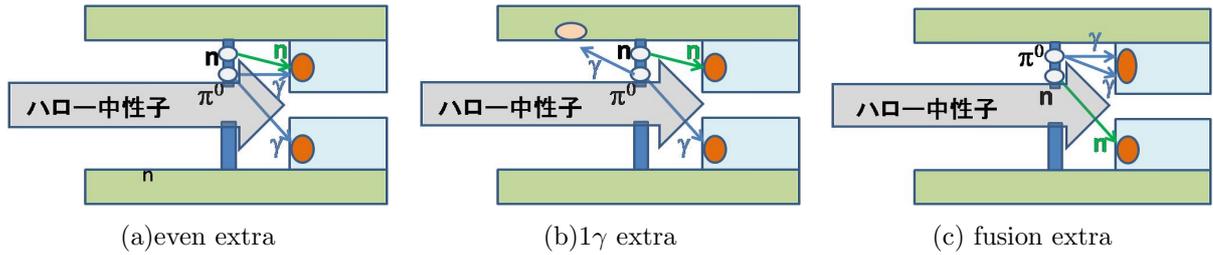


図 5.3: CV- π^0 バックグラウンドの概念図

5.3 E391a Run2 における CV バックグラウンドの解析手法

5.3.1 CV- η バックグラウンド

E391a 実験 Run2 における CV- η バックグラウンドの数は表 2.2 より 0.06 である。E391a Run2 では「Al pate Run」のデータを使用して GEANT4 の η 生成がデータを再現することを確認したうえで、ハロー中性子のシミュレーションの結果で見積もりを行っている。図 5.4 に「Al pate Run」で、2つの γ 線が CsI カリリメーターに入射した事象の不変質量の分布を示す。(この時 2γ の生成位置はアルミ標的の場所であることを仮定している)

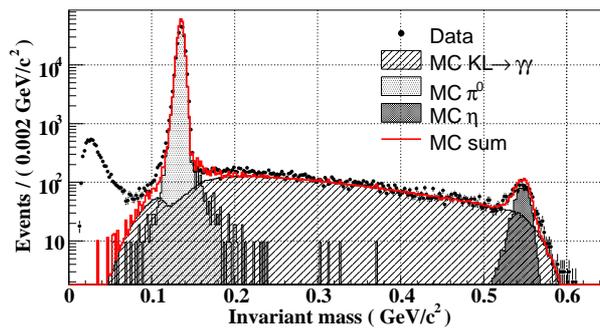


図 5.4: 「Al pate Run」での 2γ イベントの再構成された不変質量の分布。エラーの付いている点がデータを表す。ヒストグラムはそれぞれ、 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ の崩壊、 π^0 の生成、 η の生成、それらを足しあわせたものを表す。

5.3.2 CV- π^0 バックグラウンド

E391a 実験 Run2 における CV- π^0 バックグラウンドの数は表 2.2 より 0.08 である。E391a Run2 では bifurcation[16, 17]の方法を使用して CV- π^0 バックグラウンド見積もりを行っている。すなわち、バックグラウンド削減に有効な2つのカットを選び、一方を反転させて他方の効果を高い統計で得る方法である。また、CVのz位置に残る CV- π^0 バックグラウンドの数は図 4.7 が示すようにハロー中性子シミュレーションによって良く再現している。

5.4 CVの改良

E14 実験では CV バックグラウンド事象を抑えるため CV の改良を考えている。この節では CV の改良として、CV を設置する位置について CV バックグラウンド削減の観点から述べる。

5.4.1 CV の位置

CV バックグラウンドに対して CV の位置や形状はとても重要になってくる。 η の生成の threshold は約 $2\text{GeV}/c$ と高いので、CV- η バックグラウンドを抑えるには、CV に当たる高エネルギーのハロー中性子の数を減らすことが重要である。図 5.5、図 5.6 に CV に当たるハロー中性子、及び η や π^0 を生成するハロー中性子のエネルギー分布を示す。図 5.7 が示すように高エネルギーのハロー中性子はビーム軸に対する角度が小さいので、CV をビーム軸から離すことで CV に当たる高エネルギーのハロー中性子の数を減らすことができる。そこで、E14 実験では CV のビームホールの大きさを 10cm から 12cm に変更することにした。図 5.8 に CV のビームホールの大きさを変更することによる CV に当たるハロー中性子の数の変化を示す。

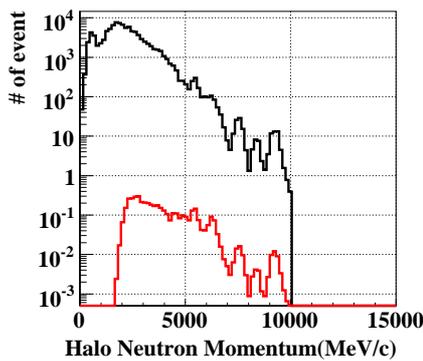


図 5.5: CV に当たるハロー中性子のエネルギー分布、及び η を生成するハロー中性子のエネルギースペクトル。黒線は CV に当たるハロー中性子のエネルギー分布、赤線は η を生成するハロー中性子のエネルギー分布を示す。縦軸は CV に 10^5 個のハロー中性子が当たった時の個数を表す。

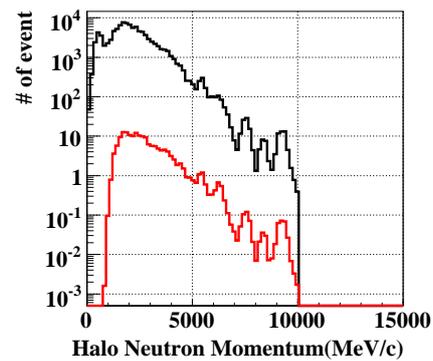


図 5.6: CV に当たるハロー中性子のエネルギー分布、及び π^0 を生成するハロー中性子のエネルギースペクトル。黒線は CV に当たるハロー中性子のエネルギー分布、赤線は π^0 を生成するハロー中性子のエネルギー分布を示す。縦軸は CV に 10^5 個のハロー中性子が当たった時の個数を表す。

5.5 CV バックグラウンドのシミュレーション手法

基本的に CC02 バックグラウンドの見積もりの時に使用したものと同様の方法でもってシミュレーションを行った。

h2

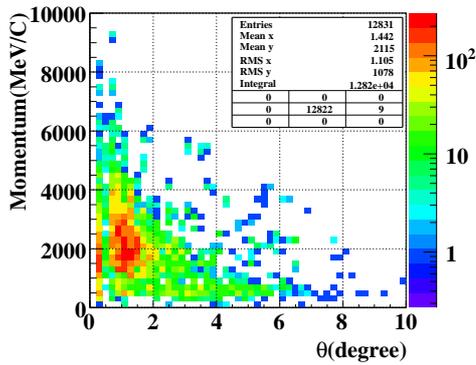


図 5.7: CV に当たるハロー中性子のエネルギーと角度の相関。

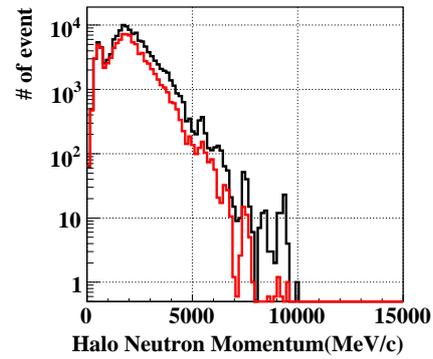


図 5.8: CV のビームホール大きさによる CV に当たるハロー中性子の数の変化。黒線はビームホールの大きさが 10cm の時、赤線はビームホールの大きさが 12cm の時。

5.6 CV バックグラウンドのシミュレーションの結果

5.6.1 η バックグラウンド

E14 実験の 172 倍に相当するハロー中性子を生成し、CV- η バックグラウンドの数の見積もりを行った。まず、図 5.9 に vertex cut と P_t cut 以外のすべての cut を適用した後の CV- η バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} と P_t の分布を示す。また、図 5.10 に standard cut と cluster shape cut の CV- η バックグラウンドに対する効果を示す。図 5.10 を見ると CV- η バックグラウンドに対して cluster shape cut がとても有効であることがわかる。これは図 5.11 が示すように η 起源の γ の入射角度と signal の γ の入射角度の分布が異なっており、このため CsI カロリメータでの γ の作るクラスターの形が signal と CV- η バックグラウンドでは異なって見えるからである。

全ての cut の後に残った event 数は 5 event のため、E14 実験の総統計量でのハロー中性子バックグラウンドは 0.029 個となる。表 5.1 に各 cut に対する CV バックグラウンドの変化を示す。

また、この結果を以下の形で factorize してみる。

$$\begin{aligned}
 (\text{CV-}\eta \text{ BG の数}) &= (\text{ハロー中性子の数}) \times (\text{ハロー中性子が CV に当たる確率}) \\
 &\times (\text{CV で } \eta \text{ が生成される確率}) \\
 &\times (\eta \rightarrow \gamma\gamma \text{ の分岐比}) \\
 &\times (\text{二次粒子が veto されず、CsI カロリメータで} \\
 &\quad \text{2 クラスターに見え、}\pi^0 \text{ の崩壊位置を再構成できる確率}) \\
 &\times (\text{CsI に入射した粒子による veto の acceptance loss 補正}) \\
 &\times (\text{standard cut と cluster shape cut を通過する確率})
 \end{aligned}$$

ここで、E14 実験の 3 年間のデータ取得後のハロー中性子の総数は 2.63×10^{11} 、ハロー中性子が CV に当たる確率は 10%、CV で η^0 が生成される確率は 2.1×10^{-6} 、 $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ の分岐比は約 40%、二次粒子が veto されず、CsI カロリメータで 2 クラスターに見え、 π^0 の崩壊位置を再構成できる確

率は1%、CsIに入射した粒子による veto の acceptance loss 補正は10%、standard cut と cluster shape cut を通過する確率は 2.3×10^{-3} となっている。

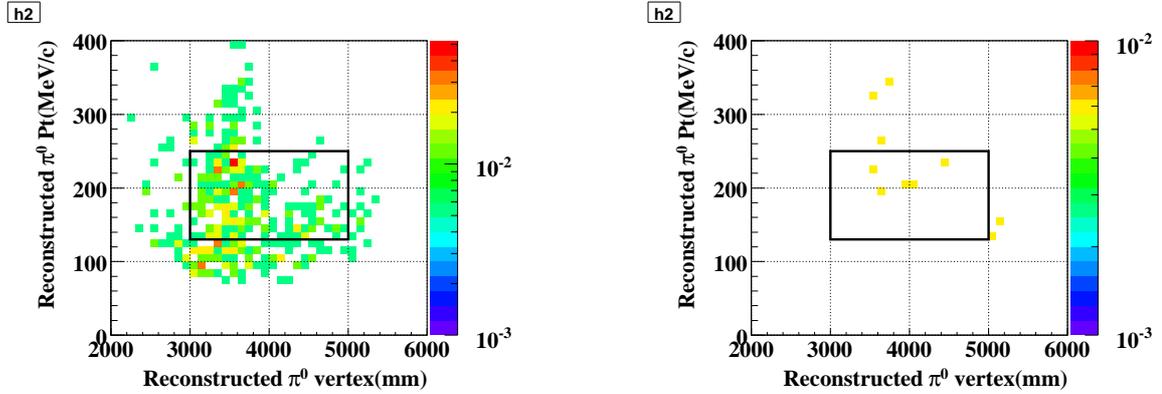


図 5.9: CV- η バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} と P_t の相関。(左図)vertex cut と P_t cut 以外の全ての standard cut の適用後。(右図)vertex cut と P_t cut 以外の standard cut と cluster shape cut を適用。カラーは3年間のデータ取得後の CV- η バックグラウンドの数を表す。

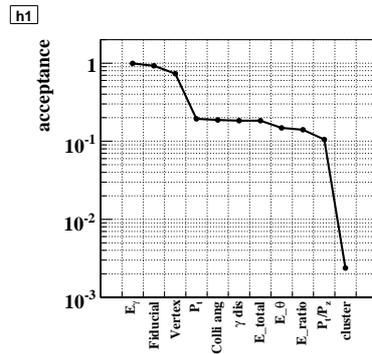


図 5.10: CV- η バックグラウンドに対する standard cut と cluster shape cut の効き目。縦軸はCsI カロリメーターで2クラスターに見え、 π^0 の崩壊位置を再構成でき、CsIに入射した γ 線による veto でも排除されなかった事象の数で規格化している。

5.6.2 CV- π^0 バックグラウンド

E14 実験の11倍に相当するハロー中性子を生成し、CV- π^0 バックグラウンドの数の見積もりを行った。図 5.12 に CV- π^0 バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} と P_t の相関を示す。また、図 5.13 に standard cut と cluster shape cut の CV- π^0 バックグラウンドに対する効果を示す。図 5.13 をみると CV- π^0 イベントに対しても cluster shape cut が効果的なことがわかる。これは、CV- π^0 バックグラウンドの2クラスターのうち少なくとも一つは π^0 からの γ と二次粒子との fusion クラ

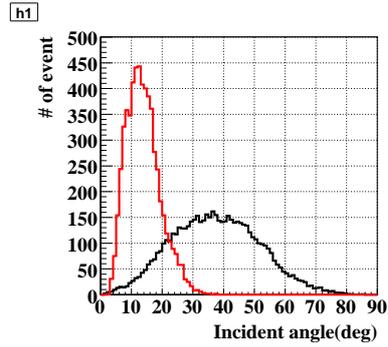


図 5.11: γ 線の入射角度の違い。0度はCsI カロリメーターに垂直に入射していることを表す。赤線はシグナルからの γ の角度、黒線は η からの γ 線の角度を表わす。

スターや二次粒子によるクラスターといった、cluster shape を歪ませる要因を持ったクラスターだからである。

全ての cut の後に残る event は 16 event なので、E14 実験の総統計量での CV- π^0 バックグラウンドの数は 1.47 個であることがわかった。表 5.1 に各 cut に対する CV- π^0 バックグラウンドの数の変化を表す。

また、この結果を以下の形で factorize してみる。

$$\begin{aligned}
 (\text{CV-}\pi^0 \text{ BG の数}) &= (\text{ハロー中性子の数}) \times (\text{ハロー中性子が CV に当たる確率}) \\
 &\times (\text{CV で } \pi^0 \text{ が生成される確率}) \\
 &\times (\text{二次粒子や } \pi^0 \text{ からの } \gamma \text{ 線自体が veto されず、CsI カロリメーターで} \\
 &\quad \text{2 クラスターに見え、} \pi^0 \text{ の崩壊位置を再構成できる確率}) \\
 &\times (\text{CsI に入射した粒子による veto の acceptance loss 補正}) \\
 &\times (\text{standard cut と cluster shape cut を通過する確率})
 \end{aligned}$$

ここで、E14 実験の 3 年間のデータ取得後のハロー中性子の総数は 2.63×10^{11} 、ハロー中性子が CV に当たる確率は 10%、CV で π^0 が生成される確率は 7.5×10^{-5} 、二次粒子や π^0 からの γ 線自体が veto されず、CsI カロリメーターで 2 クラスターに見え、 π^0 の崩壊位置を再構成できる確率は 1%、CsI に入射した粒子による veto の acceptance loss 補正は 10%、standard cut と cluster shape cut を通過する確率は 5.0×10^{-4} となっている。

次に、残ったイベントを詳細にみた所、even+extra event と 1γ +extra event が大体同じくらい残っており、fusion+extra event は全く残っていないことがわかった。また、図 5.14 に vertex cut 以外の全ての cut を適用した後の CV- π^0 バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} の分布を示す。図 5.14 を見ると CV- π^0 バックグラウンドは Z_{vtx} が CV の位置に最も多く残っており、CV の位置から遠くなっていくに従い少なくなっていく。これは CC02 バックグラウンドと同じ理由で、even+extra event に対して位置を大きく間違えるためには、 π^0 からの γ 線のクラスターに二次粒子によってより多くのエネルギーが足されなくてはならないからである。ただし、注意しなくてはいけないのは CV- π^0 バックグラウンドには 1γ extra event という、どこに再構成されるかわからない事象も存在することである。しかし、図 5.14 を見ると CV の位置を signal box から遠ざけれ

ば CV- π^0 バックグラウンドの数をまだ抑えることができそうである。これについては後の章で詳しく述べることにする。

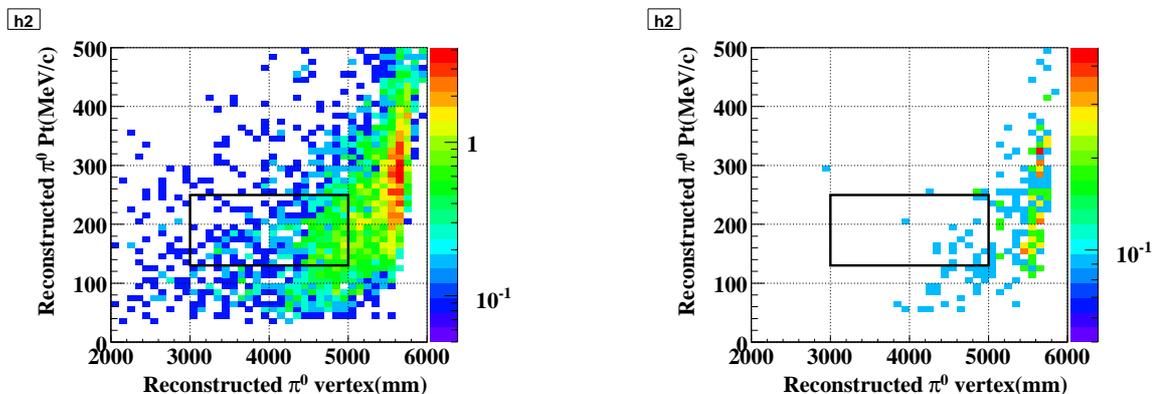


図 5.12: CV- π^0 バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} と P_t の相関。(左図) vertex cut と P_t cut と P_t/P_z cut 以外の全ての standard cut の適用後。(右図) vertex cut と P_t cut と P_t/P_z cut 以外の全ての standard cut と cluster shape cut の適用後。カラーは 3 年間のデータ取得後の E14 実験の CV- π^0 バックグラウンドの数を表す。(注: P_t/P_z cut を適用していないのは、CV- π^0 バックグラウンドの特徴を見やすくするためである)

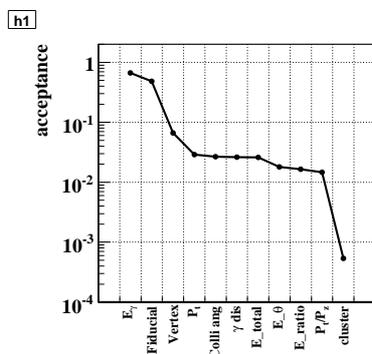


図 5.13: CV- π^0 バックグラウンドに対する standard cut と cluster shape cut の効き目。縦軸は CsI カロリメーターで 2 クラスターに見え、 π^0 の崩壊位置を再構成でき、CsI に入射した γ 線による veto でも排除されなかった事象の数で規格化している

5.7 E391a 実験との比較

E14 実験では E391a 実験より約 1000 倍高い感度で実験が行われるので、バックグラウンドの数は実験の感度でスケールすると約 1000 倍になる。前節で E14 実験のシミュレーションで見積もられた CV バックグラウンドの数が妥当であるかを E391a 実験との比較で考察してみることにする。E14 実験における CV バックグラウンド削減に対する対策は以下の 3 つが挙げられる。

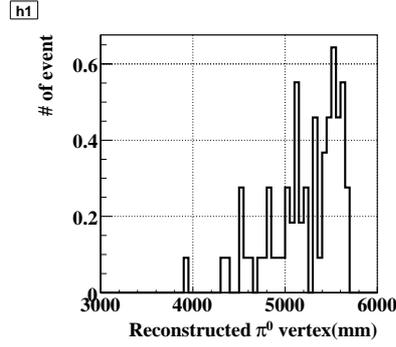


図 5.14: vertex cut 以外の全ての cut を適用した後の CV- π^0 バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} の分布。縦軸は 3 年間のデータ取得後の E14 実験の CV- π^0 バックグラウンドの数を表す。

	standard cut 後	cluster shape cut 後
CV- η バックグラウンド	1.29	0.029
CV- π^0 バックグラウンド	39.9	1.47

表 5.1: CV バックグラウンド

- ハロー中性子/ K_L 比の改善
 ビームラインの改善により E14 実験では E391a より 66 倍良くなる。
- ハロー中性子の運動量
 一次ビームからの取り出し角度を 4 度 (E391a) から 16 度 (E14) に変えたことでハロー中性子の運動量が全体的に小さくなり、 π^0 や η を生成する高エネルギーのハロー中性子の数が減った。これにより、 π^0 や η の生成数が減った。図 5.15 に CV での π^0 の生成数の E391a 実験と E14 実験の比較を、図 5.16 に CV での η の生成数の E391a 実験と E14 実験の比較を示す。この効果により E14 実験では、 π^0 の生成数は 33 分の 1 に減り、 η の生成数は 190 分の 1 に減った。
- cluster shape cut の改良
 E14 実験では CsI カロリメーターに使用している CsI 結晶の断面積が E391a 実験と比べ小さくなったため、より詳細にクラスターの構造を見ることができるようになった。これにより、E391a 実験よりもバックグラウンド事象削減に効果的な cluster shape cut を開発できる。実際、CV- η バックグラウンドに関しては cluster shape cut の中に ANN cut という CV- η バックグラウンドの削減に特化したカットを組み込むことで、E391a 実験より CV- η バックグラウンドを 3 分の 1 に減らせることが分っている。

以上より、E391a 実験の結果から見込まれる E14 実験の CV バックグラウンドの数は

$$\begin{aligned}
 \# \text{ of CV-}\eta \text{ BG} &= 0.06 \pm 0.02 \times \frac{1000}{66 \times 190 \times 3} = 0.0015 \pm 0.0005 \\
 \# \text{ of CV-}\pi^0 \text{ BG} &= 0.08 \pm 0.04 \times \frac{1000}{66 \times 33} = 0.037 \pm 0.019
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

となる。これは CV- η^0 バックグラウンド、CV- π^0 バックグラウンドともに E14 実験のシミュレーションの結果よりも 1 桁以上小さい値となっている。この原因としては signal のアクセプタンスを増やすため、E14 実験では E391a 実験よりも運動力学的カットや cluster shape cut が緩くしているためである可能性が考えられる。詳細の理解については今後の課題となる。

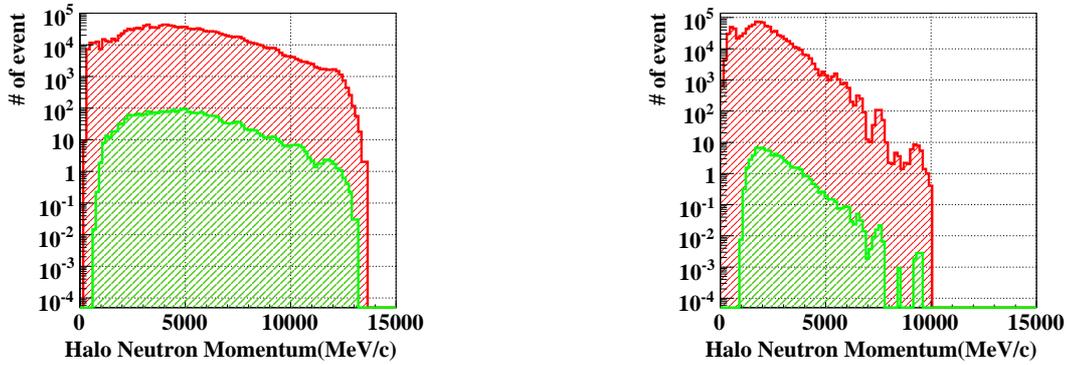


図 5.15: CV におけるハロー中性子のエネルギー分布。左図は E391a 実験の場合、右図は E14 実験の場合。赤のハッチは CV に当たるハロー中性子のエネルギー分布を緑のハッチは CV で閾値 (0.3MeV) 以上のエネルギー損失を起こさずに π^0 を生成するハロー中性子のエネルギー分布を示す。縦軸はハロー中性子を 10^7 個シミュレートした時の個数を表す。

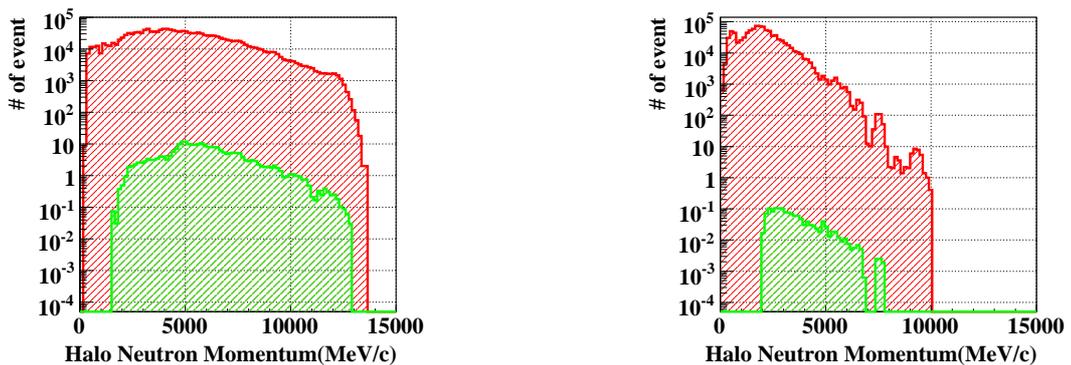


図 5.16: CV におけるハロー中性子のエネルギー分布。左図は E391a 実験の場合、右図は E14 実験の場合。赤のハッチは CV に当たるハロー中性子のエネルギー分布を緑のハッチは CV で閾値 (0.3MeV) 以上のエネルギー損失を起こさずに η を生成するハロー中性子のエネルギー分布を示す。縦軸はハロー中性子を 10^7 個シミュレートした時の個数を表す。

第6章 バックグラウンドに対するまとめと考察

この章ではまず初めに、今まで行ってきたバックグラウンド事象の見積もりについてまとめる。次に、シグナル事象に対する考察とバックグラウンド事象に対する考察を述べる。

6.1 S/N比

表 6.1 に E14 実験におけるバックグラウンドとシグナル事象の数を示す。表 6.1 によると、現在 E14 実験で 3 年間のデータ取得後見込まれるシグナル事象の数は 1.4 で、バックグラウンド数は 2.0 であることから、S/N 比は 0.70 となる。この S/N 比を良くするための改善策をバックグラウンド事象、signal 事象に対して述べる。

		standard cut 後	cluster shape cut 後	accidental activity 補正後
signal	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	2.8	1.9	1.4
KL BG	$2\pi^0$ BG	2.7	0.82	0.6
	$\pi^+ \pi^- \pi^0$ BG	0.37	0.25	0.18
	$\pi^- e^+ \nu$ BG	0.71	0.078	0.056
halo n BG	CC02BG	0.28	0.08	0.06
	CV- η BG	1.29	0.029	0.021
	CV- π^0 BG	39.9	1.47	1.07

表 6.1: signal とバックグラウンドの summary table

6.2 signal に対する考察

現在 signal 事象を最も落としているのは CsI カロリメーターでのシャワーの漏れやバックスプレッシュにより、電磁シャワーの一部が MB に入射しエネルギー損失をすることで生じる MB による veto である (表では standard cut の中に含まれている)。これらの事象を救う一つ的手段として、MB の時間情報を使うことが考えられる。現在のシミュレーションでは時間情報は全く見ていないので、次のステップとしては時間情報を使うことで、どの程度 signal を救うことができるのかを調べることが重要である。

また、E391 実験では K_L の生成数はシミュレーションのハドロンパッケージに依らず同じ値だったのに対し、E14 実験ではシミュレーションのハドロンパッケージによって K_L の生成数に違いが見られる。E14 実験では K_L の生成数のデフォルトの値としては一番 K_L の生成数の少ない

GEANT4(QGSP) の値を使用している。しかし、FLUKA では GEANT4 の QGSP より K_L の生成数が 3 倍多い結果となっている。また、BNL-E802 実験により FLUKA が実験結果を良く再現することも分かっている [18, 19]。表 6.2 にハドロンパッケージごとの K_L の生成数の違いを示す。 K_L の生成数の不定性解消するため、2009 年の秋に行われるビームサーベイでは詳細に K_L の生成数を測定する予定である。

E391 実験

E14 実験

	K_L Yield per POT		K_L Yield per POT
Run-2 data	$(1.36 \pm 0.08) \times 10^{-7}$		
GEANT3	$(1.32 \pm 0.03) \times 10^{-7}$	GEANT3	$(3.8 \pm 0.1) \times 10^{-8}$
GEANT4(QGSP)	$(1.31 \pm 0.11) \times 10^{-7}$	GEANT4(QGSP)	$(2.3 \pm 0.1) \times 10^{-8}$
GEANT4(QBBC)	$(1.54 \pm 0.12) \times 10^{-7}$	GEANT4(QBBC)	$(2.7 \pm 0.1) \times 10^{-8}$
FLUKA	$(1.40 \pm 0.02) \times 10^{-7}$	FLUKA	$(8.3 \pm 0.1) \times 10^{-8}$

表 6.2: シミュレーションのハドロンパッケージごとの K_L の生成数の違い。左表は E391a 実験、右表は E14 実験のビームパラメータの場合を示す。

6.3 バックグラウンドに対する考察

表 6.1 を見ると、現在バックグラウンド事象で一番大きな寄与をしているのは、 $CV-\pi^0$ バックグラウンドであり、次に大きな寄与をしているのは $2\pi^0$ バックグラウンドであることがわかる。5.6.2 節で議論したように、CV の位置を signal box から遠ざけると $CV-\pi^0$ バックグラウンドは減少すると考えられる。また、 $2\pi^0$ に関しては 3.2.2 節で議論したように、MB の低エネルギー γ 線に対する検出能力を上げると $2\pi^0$ even バックグラウンドを減らすことが分かっている。そこで、これらのことに対して以下で議論することにする。

6.3.1 CV position

まず、 $CV-\pi^0$ バックグラウンドを減らすため、CV の位置をデフォルトの位置より 250mm ほど下流に置いて、シミュレーションを走らせることにした¹。その結果を表 6.3 に示す。表 6.3 を見ると $CV-\eta$ バックグラウンドが実際に減少していることがわかる。図 6.1 に $CV-\pi^0$ バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} と P_t の相関を示す。また、図 6.2 に vertex cut 以外の全ての cut を適用した後の再構成された Z_{vtx} の分布を示す。図 6.2 を見ると、vertex の大きな領域を排除するとさらに $CV-\pi^0$ バックグラウンドを減らせる事が分った。また、図 6.3 に $CV-\eta$ バックグラウンドの再構成された z と P_t の分布を示す。 $CV-\eta$ バックグラウンドは CV の位置を動かしたことでバックグラウンドの数としては 3 倍ほど増えていることが分る。ただし、それでも $CV-\eta$ バックグラウンドの数は十分小さい値である。また、図 6.3 が示すように、CV の位置を下流に移すことで $CV-\eta$ バックグラウンドは signal box の端に追いやられ、扱いやすくなっていることがわかる。また、表 6.3 を見ると CV の位置を動かすことで $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ バックグラウンドの数も約 3 分の 1 に減っていることがわかる。これは、CV の位置が CsI カロリメーターに近づいたため、 π^0 からの γ 線

¹ただしここで注意してほしいのは、実際に CV の位置を動かしてシミュレーションを走らせたのは $CV-\eta$ バックグラウンドと $CV-\pi^0$ バックグラウンドと $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ バックグラウンドの 3 つだけである。それ以外のバックグラウンドと signal に関しては CV の位置にあまり依存しないと考えられるので、シミュレーションを再度走らせることはしなかった。

が e^+ の対消滅による γ 線と fusion クラスターを形成しにくくなり、fusion event や triple fusion event が減ったせいである。このことは表 6.4 に示した $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ バックグラウンドの CsI カロリメーターに入射した γ の数ごとのバックグラウンド数からもわかる。

以上より CV の位置を 250mm 下流に動かすことでバックグラウンドの数を抑えることができ、S/N 比を 1.3 まで改善することに成功した。このように、CV の位置を下流に動かすことはバックグラウンド削減にとっても効果的であることがわかったので、今後はさらに CV を下流に動かした時のバックグラウンドの数の変化を見ていきたいと考えている。ただし、CV を CsI に近づけ過ぎると $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ バックグラウンドが大幅に増えてしまうことが分かっている。これは、 π^- の荷電変換反応で生成された π^0 からの 2γ が十分に離れることができず、CsI カロリメーターで fusion クラスターを形成してしまう。同様のことが e^+ の対消滅によって生成された 2γ に対しても起こり、CsI カロリメーター上で 2 クラスターに見えてしまうからである。そこで今後の課題としては $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ バックグラウンドの数と CV- π^0 バックグラウンドの数を足した数が最小になるような CV の位置を探すことが課題となる。

		standard cut 後	cluster shape cut 後	accidental activity 補正後
signal	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	2.8(2.8)	1.9(1.9)	1.4(1.4)
KL BG	$2\pi^0$ BG	2.7(2.7)	0.7(0.82)	0.51(0.6)
	$\pi^+ \pi^- \pi^0$ BG	0.37(0.37)	0.22(0.25)	0.16(0.18)
	$\pi^- e^+ \nu$ BG	1.9(0.71)	0.028(0.078)	0.02(0.056)
halo n BG	CC02 BG	0.28(0.28)	0.06(0.08)	0.04(0.06)
	CV- η BG	2.3(1.29)	0.086(0.029)	0.06(0.021)
	CV- π^0 BG	56.6(39.9)	0.46(1.47)	0.33(1.07)

表 6.3: signal とバックグラウンドの summary table。CV の位置はデフォルトの位置より 250mm 下流においてある。括弧の中の数字は CV の位置がデフォルトの位置の時のバックグラウンドの数を示す。ここで、再度シミュレーションを走らせていないバックグラウンドの数も変化しているのは、cluster shape cut に組み込まれている ANN cut を変えたからである。

	triple fusion	fusion event	odd event	total
4 γ in CsI	0 (0.0075)	0.004 (0.039)	0 (0.0032)	0.004 (0.0497)
3 γ in CsI	0 (0)	0.004 (0.007)	0.015 (0.014)	0.019 (0.021)
2 γ in CsI	0 (0)	0 (0)	0.0051 (0.0075)	0.0051 (0.0075)
total	0 (0.0075)	0.008 (0.046)	0.02 (0.0247)	0.028 (0.0782)

表 6.4: CV を 250mm 下流にずらした時の $\pi^- e^+ \nu$ バックグラウンドの数。数字は全ての standard cut と cluster shape cut 適用後のものである。括弧の中の数字は CV がデフォルトの位置の時の $\pi^- e^+ \nu$ バックグラウンドの数を表す。

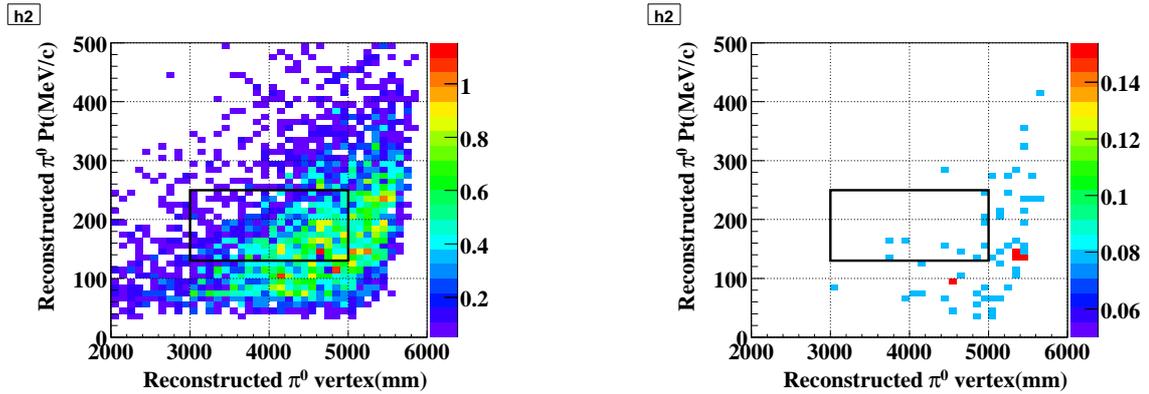


図 6.1: CV- π^0 バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} と P_t の相関。(左図) vertex cut と P_t cut と P_t/P_z cut 以外の全ての standard cut の適用後。(右図) vertex cut と P_t cut と P_t/P_z cut 以外の全ての standard cut と cluster shape cut の適用後。カラーは3年間のデータ取得後の CV- π^0 バックグラウンドの数を示す。(注: P_t/P_z cut を適用していないのは CV- π^0 バックグラウンドの特徴を見やすくするためである)

6.3.2 MB の改良

3.2.2 節で議論したように $2\pi^0$ even バックグラウンド事象で主な寄与をしているのは、MB に低エネルギーの γ 線が入射し、検出できなかった事象である。このエネルギー領域における不感率の主な原因は sampling 効果によるものだということがわかっている。つまり、MB の前面に鉛層の薄いサンプリング層を足し、sampling 効果による効率の低下を減らすことで MB の低エネルギー γ 線に対する検出効率の向上が見込まれる。そこでシミュレーションで図 6.4 のようなセットアップでの MB の γ 線に対する不感率の変化を調べてみた。図 6.5 で示されるように、MB の前面に鉛層の薄いサンプリング層を足すことで、低エネルギー領域で約 2 倍 γ 線に対する検出効率が上がることがわかった。これにより、 $2\pi^0$ even バックグラウンド数は 0.22 から 0.15 に減る。しかし、 $2\pi^0$ バックグラウンド全体の変化は 0.51 から 0.44 と 1 割ほどの減少でしかない。これは $2\pi^0$ バックグラウンド全体に対する fusion event の寄与が大きいからである。

現在使用している MB の応答関数は threshold に 0.3MeV という相当厳しい値を想定している(新しいセットアップに対して、threshold は 1MeV を仮定した) 何らかの改善はすべきである。今回のセットアップはコスト面などであまり現実的ではないが MB の改良については今回の結果をもとにさらに議論していく必要がある。

6.3.3 shower shape cut の改良

前節で $2\pi^0$ バックグラウンドに占める fusion event の割合が大きいことを述べた。fusion event に対しては shower shape cut が有効なことが分かっている。shower shape cut で重要なのは γ 線の入射位置をきちんと求めることである。現在は γ 線の入射位置を求める方法として、エネルギー重心から少し補正を加えることしか行っていない。また、shower shape に対しても、現在はエネルギーや入射角度に依らず統一的に条件を課しているが、それぞれに依存した最適化した条件を使用することで改善が見込まれる。

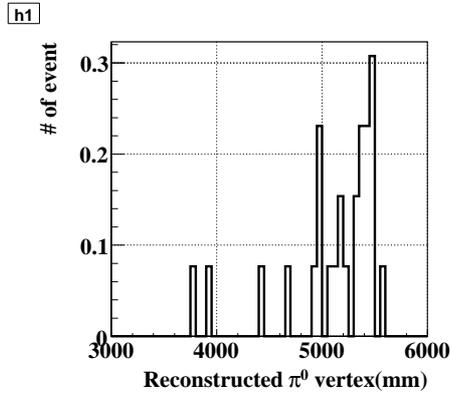


図 6.2: CV- π^0 バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} の分布。vertex cut 以外の全ての standard cut と cluster shape cut を適用している。縦軸は 3 年間のデータ取得後の CV- π^0 バックグラウンドの数を示す。

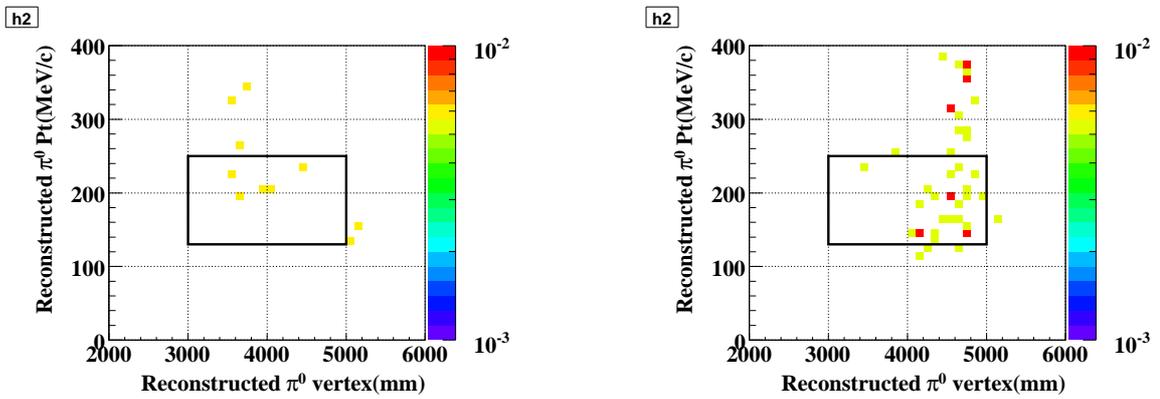


図 6.3: CV- η バックグラウンドの再構成された Z_{vtx} と P_t の相関。vertex cut と P_t cut 以外の全ての standard cut と cluster shape cut を適用している。(左図)CV はデフォルトの位置。(右図)CV はデフォルトの位置から 250mm 下流。カラーは 3 年間のデータ取得後の CV- η バックグラウンドの数を示す。

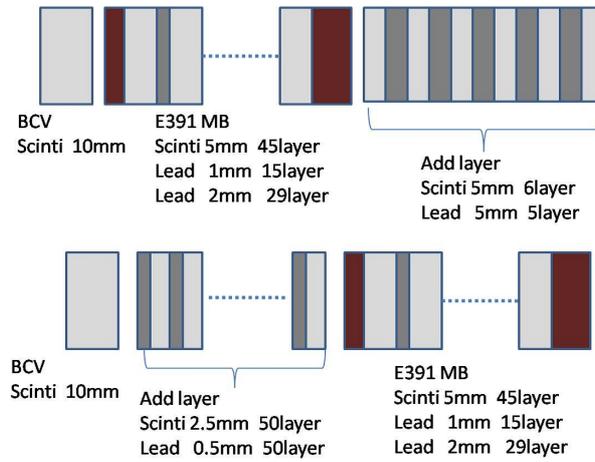


図 6.4: MB の改良。図の左側が実際のセットアップでは内層側に当たる。(上图)E14 実験でデフォルトで考えられている、MB の改良の方法。E391a 実験で使用した MB の後ろに sampling calorimeter を付け足す。(下图)MB の新たな改良案。E391a 実験で使用した MB の前に薄いサンプリング層を付け足す。(注、両改良案ともに足される鉛層の厚みは同じにしている)

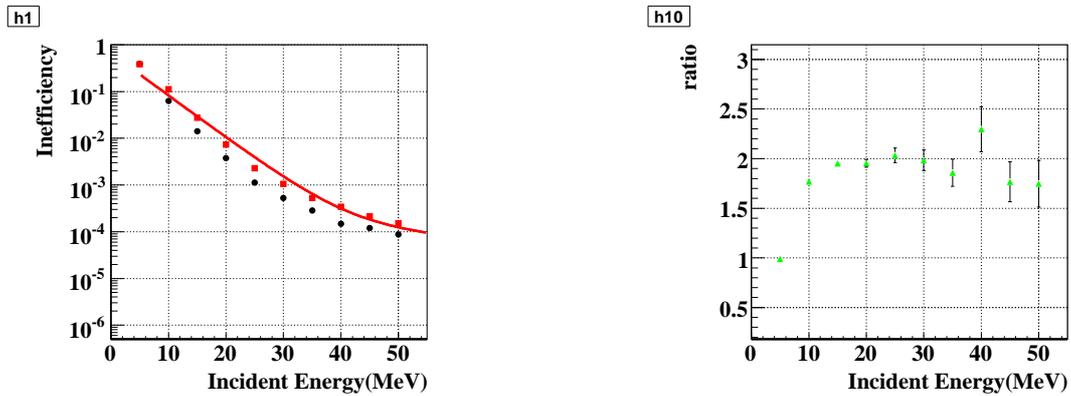


図 6.5: (左図)MB の γ 線に対する inefficiency function。赤の点はデフォルトの改良 (threshold 0.3MeV)、赤の線は現在 MB の応答関数として使っているフィット関数。黒の点は新たな改良案 (threshold 1MeV)。(右図) デフォルトの改良案と新たな改良案との γ 線に対する不感率の比で改善因子を表している。ここではどちらも γ 線の MB に対する入射角が 80° から 90° の場合の結果を示している。

第7章 まとめ

本研究では J-PARC における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験である E14 実験のバックグラウンド事象に対する研究を行ってきた。E14 実験のバックグラウンド事象は大きく 2 種類に分類することができる。1 つは K_L の崩壊によって生成される粒子による K 中間子バックグラウンドである。もう 1 つはビーム周りに存在するハロー中性子が検出器と相互作用を起こすことで生じるハロー中性子バックグラウンドである。本研究では、これらのバックグラウンド事象の理解を深めるため、今まで行われてきた K 中間子バックグラウンドに対する fast simulation に CsI カロリメーターでの粒子と物質の相互作用を組み込んだ新たなシミュレーションコードの開発を行った。また、今まで独立にバックグラウンド事象の見積もりが行われていたハロー中性子バックグラウンドに対しても新たなシミュレーションコードを開発し、CsI カロリメーターでの粒子の相互作用を組み込むことで、全てのバックグラウンドに対して統一的な扱いをすることを可能にした。また、CsI カロリメーターでの粒子と物質の相互作用を組み込んだことで事象ごとの電磁シャワーの形状を見ることができ、signal とバックグラウンド事象での電磁シャワーの形状の違いを研究した。その結果、バックグラウンド事象削減に有効な電磁シャワーの形状によるカット cluster shape cut を開発することに成功した。

シミュレーションの結果、K 中間子バックグラウンドでバックグラウンド事象が多い順に並べると $2\pi^0$ バックグラウンド、 $\pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンド、 $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドの順であることがわかった。 $2\pi^0$ バックグラウンドに関しては主に、even event と fusion event が寄与していることがわかった。そして、even event に対しては MB の低エネルギーの γ 線に対する検出効率を上げることでもかなりの改善がみられることが分かった。また、fusion event の削減に対しては cluster shape cut を改善することが重要であることが分かった。 $\pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンドは運動力学的条件から π^0 の横運動量は $133\text{MeV}/c$ しか持つことができない。そのため、signal に高い P_t を条件づけることで排除することができる。しかし、ビームサイズや CsI カロリメーターの位置分解能とエネルギー分解能によって、再構成された π^0 の P_t は $133\text{MeV}/c$ を越えてしまう事象も存在し、これらの事象のため $\pi^+\pi^-\pi^0$ もバックグラウンド源となることが分かった。ただし、3.1.2 節でも述べたが、現在仮定使用している π^- 、 π^+ に対する検出器の応答関数には安全ファクターが含まれているので、実際のバックグラウンドの数はもっと少ないことが見込まれる。 $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドは π^- が荷電変換反応で π^0 に e^+ が対消滅で 2γ に変換することで CV で検出されず、変換の結果 4 つの γ 線が生じることで発生する。このバックグラウンド事象は π^0 からの γ 線と e^+ の対消滅による γ 線が fusion クラスターを作る fusion event が主に寄与していることが分かった。このことから、cluster shape cut を改善することで $\pi^-e^+\nu$ バックグラウンドも減らすことができることが見込まれる。

ハロー中性子バックグラウンドでバックグラウンド事象が多い順に並べると CV- π^0 バックグラウンド、CC02 バックグラウンド、CV- η バックグラウンドの順であることが分かった。CV- π^0 バックグラウンドは CV でハロー中性子が相互作用を引き起こし π^0 を生成し、 π^0 からの 2 つの γ 線が CsI に入射し、2 つの γ 線の内の 1 つが π^0 生成時に同時に生成された二次粒子と fusion クラスターを生成することで生じる。また、 π^0 からの γ 線と二次粒子がそれぞれ 1 つずつ計 2 個のク

ラスターを作ることで生じる。これより、 $CV-\pi^0$ バックグラウンドには少なくとも1つは通常の γ クラスターではないクラスターが含まれている。つまり、 $CV-\pi^0$ バックグラウンドに対しても cluster shape cut が重要になってくる。また、 $CV-\pi^0$ バックグラウンドは CV の位置に強く依存し CV の位置を signal box から遠ざければ、減らすことができることが分った。CC02 バックグラウンドはビームラインの改善によりハロー中性子/ K_L 比が良くなったこと、CC02 の位置を上流に動かしたこと、CC02 の材質を CsI に変えたこと、CsI カロリメーターとして使う CsI 結晶を KEK CsI から KTeV CsI に変えたことの4つの改善により小さな値に抑えられることが分った。 $CV-\eta$ バックグラウンドはビームラインの改善により n/K 比が良くなったこと、CV をビーム軸から離れたこと、cluster shape cut に $CV-\eta$ バックグラウンドに特化した ANN cut を導入したことによりやはり小さな値となっていることがわかった。

そして、以上のシミュレーションの結果を全てまとめると E14 実験でのパフォーマンスはシグナル事象 1.4 に対しバックグラウンド事象 2 で S/N 比が 0.7 であることが分った。バックグラウンド事象で最も多いのは $CV-\pi^0$ バックグラウンドであることが分った。そこで、 $CV-\pi^0$ バックグラウンドを削減するために CV の位置をデフォルトの位置より 250mm 下流に置いてシミュレーションを再度行った。その結果 $CV-\pi^0$ バックグラウンドが減り、S/N 比を 1.3 まで改善することができた。

また、 $2\pi^0$ even バックグラウンド削減のため、低エネルギーの γ 線に対する検出効率が向上する MB 改良のデザインを研究した。その結果、MB の前面に鉛層の薄い sampling 効果の少ない層を足すことで低エネルギー γ 線に対する検出効率が約2倍ほど向上することが分った。ただし、今回のシミュレーションのデザインはコストの面からあまり現実的ではないので、より現実的なデザインを考えていくことが重要である。

今後の課題としては CV の位置を動かしたシミュレーションをさらに行い、CV の位置の最適化を行うことである。cluster shape cut を改善することで、 $2\pi^0$ fusion バックグラウンドや $CV-\pi^0$ バックグラウンドを減らすことである。また、現在 signal のアクセプタンスロスが一番大きいのは CsI に入射した γ 線のシャワーの漏れやバックスプラッシュ現象による MB の veto なので、時間情報を見ることでこれらの事象をどれだけ救えるかを調べることも重要な課題である。

謝辞

本論文を書くにあたって多くの皆様にお世話になりました。指導して頂いた皆様に大変感謝致します。

まず、笹尾登教授にはこの研究の機会を与えて頂いたこと、毎週のミーティングの時にはいつも鋭い指摘と、今後の研究の指針を与えて下さったことに深く感謝します。また、今年度から始められた大文字山登山はいつも楽しく参加させて頂きました。毎週（不定期？）行われるこの登山は、研究のいい気分転換になる上、研究を少し離れてスタッフの方と過ごせるという点でもとても貴重な時間であったと思います。ぜひこれからも続けて欲しいと願っています。そして、この登山会の目標である100回目の登山にご一緒したいと思っています。

また、野村正助手と南條創助手にはいつも、些細な質問から今後の方針など、研究に行き詰っている時に適切なアドバイスを頂きました。本当に感謝しています。特に南條創助手が昼夜を問わずシミュレーションについて教えて下さったおかげで、研究をスムーズに進めることができたのだと思っています。

また、月1で開かれるE14実験に参加している日本の大学を中心に行われているミーティング（JUM）では、大阪大学の山中卓教授、山鹿光裕助手、山形大学の田島靖久助手、佐賀大学の鈴木史郎教授、KEKの小松原健准教授、Lim Geiyoub 准教授など他大学の多くのスタッフの方々に貴重な意見を頂きました。本当に感謝しています。

最後に、京都の高エネルギー物理学研究室の皆様には様々な面でお世話になりました。皆様のおかげで、楽しく2年間の研究生生活を送れたのだと思います。本当にありがとうございました。

付録 A クラスタリング

γ 線が CsI カロリメーターに入射すると、電磁シャワーを引き起こし、CsI 結晶にエネルギーを落とす。電磁シャワーはモリエール半径程度横方向に広がってしまうので、入射 γ 線のエネルギーは複数個の CsI 結晶に落とされる。この結果、 γ 線の入射位置付近にある閾値以上のエネルギー損失のあった CsI 結晶の一群ができる。この CsI 結晶の塊をクラスターと呼ぶ。また、各 CsI 結晶がどのクラスターに属しているのかを決め、入射 γ 線の数と各 γ 線の入射エネルギーと入射位置を求めることをクラスタリングと呼ぶ。ここでは具体的なクラスタリングの方法を述べる。

A.1 クラスターの形成方法

クラスターの形成方法としては、できるだけ $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の acceptance loss が生じないような方法をとることにした。具体的にはまず、5MeV 以上のエネルギー損失があった CsI 結晶を集める。これをシードと呼ぶ。次にシードの中から 1 つ取り出し、これを基にクラスターを形成する。選んだシードを中心とした 5×5 本の CsI 結晶の中に別のシードがないかを調べる。もしシードがあれば、シードをクラスターに加え、今度は新たに加えたシードを中心に 5×5 本の結晶の中に別のシードがないかを調べる。こうして新たにクラスターに加えるシードがなくなるまでこの作業を繰り返す。この時点でまだシードがあれば、残っているシードの中からシードを 1 つ選びそれを基にクラスターを形成する。こうして、全てのシードがいずれかのクラスターに属するまで作業をくりかえす。ただし、E14 実験で使用する CsI 結晶には $2.5\text{cm} \times 2.5\text{cm}$ と $5\text{cm} \times 5\text{cm}$ の 2 つのサイズがある。そのため、 $5 \times 5\text{cm}$ の結晶の領域ではクラスターの基となるシードを中心に 3×3 本の結晶の中に別のシードがないかを調べることにした。また、2 つの大きさの CsI が混じる中間領域では $2.5 \times 2.5\text{cm}$ の CsI 結晶 4 つを組み合わせて、 $5 \times 5\text{cm}$ の CsI 結晶 1 つとして扱いクラスターの基となるシードを中心に 3×3 本の結晶の中に別のシードがないかを調べることにした。図 A.1 に各 CsI 結晶の領域区分を示す。図 A.2 にこの方法における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ イベントで 2 つの γ 線が CsI カロリメーターに入射した事象のクラスタリングの結果を示す。図 A.2 を見るとクラスタリングの結果 2 クラスターに見えるのは 60% とかなりの signal を落とす結果となっていることがわかる。これは γ クラスターの周りにできる 1 つのシードから成るクラスター (collateral cluster) を γ クラスターとして数えているせいである。そこで、2 つ以上の CsI 結晶から成ること (size > 1) を γ クラスターの条件とした。図 A.3 にその結果を示す。図 A.3 を見ると 2 クラスターの事象が増え signal の検出効率が 90% まで回復したのがわかる。

A.2 入射 γ エネルギーの求め方

γ 線の CsI カロリメーターでのエネルギーをクラスターに属する CsI 結晶のエネルギーの合計として以下のように定義する。

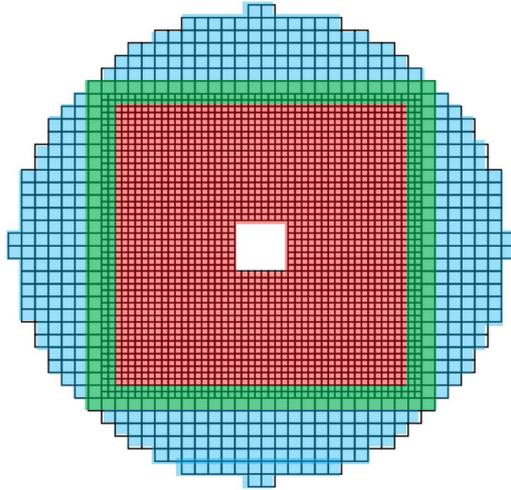


図 A.1: 各 CsI 結晶の領域区分。内側の赤色の領域は 2.5x2.5cm の結晶の領域、外側の青色の領域は 5x5cm の結晶の領域, 中間の緑の領域が 2.5x2.5cm の結晶と 5x5cm の結晶の中間領域

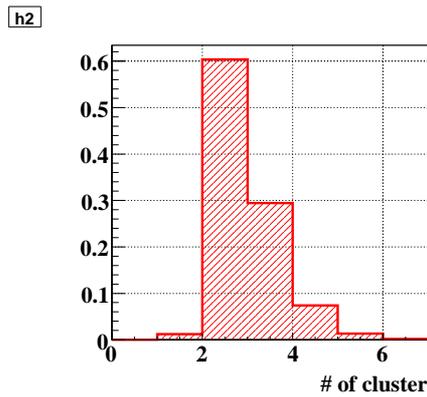


図 A.2: $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ で 2 つの γ 線が CsI クラスタに入射した事象のクラスタリングの結果。イベント数は 1 に規格化してあり、縦軸は確率を示している。

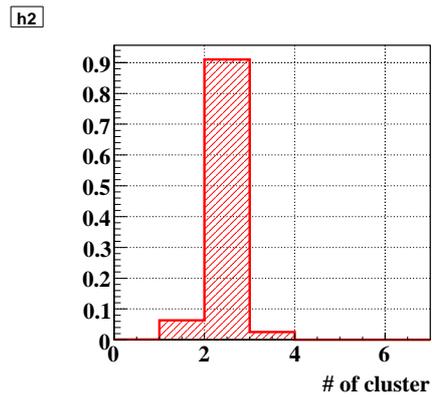


図 A.3: $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ で 2 つの γ 線が CsI クラスタに入射した事象のクラスタリングの結果。クラスタの条件に size>1 を加えている。イベント数は 1 に規格化してあり、縦軸は確率を示している。

$$E_{dep} = \sum_i^n E_i \quad (\text{A.1})$$

ここで E_i はクラスターに属する各 CsI 結晶のエネルギーを表し、n はクラスターに属している 5MeV 以上の CsI 結晶 (シード) の数を表す。ただし、 E_{dep} は入射 γ 線のエネルギーではない。なぜなら、入射 γ 線のエネルギーの一部はクラスターの外に漏れているからである。そこで、シミュレーションを使ってエネルギーの漏れの割合を調べてみた。図 A.4 では E_{dep} のエネルギーの関数として入射 γ 線のエネルギーの漏れの割合を示している。ここで、入射 γ 線の漏れの割合は E_{dep} に対する割合として定義した。

次に E_{dep} から入射 γ 線のエネルギーを求めるため、 E_{dep} を次の式に従って補正することにした

$$E_{cor} = (1 + F) \times E_{dep} \quad (A.2)$$

ここで、 $F = 0.06334 + 0.01853 \times \sqrt{E_{dep}(GeV)} - 0.01634 \times \log E_{dep}(GeV)$ はシミュレーションから得られたエネルギーの漏れの割合に対する補正関数を表す。エネルギーの漏れの補正を行うと、入射 γ のエネルギーと再構成された γ 線のエネルギーの差の平均は図 A.5 が示すように 0 になっている。

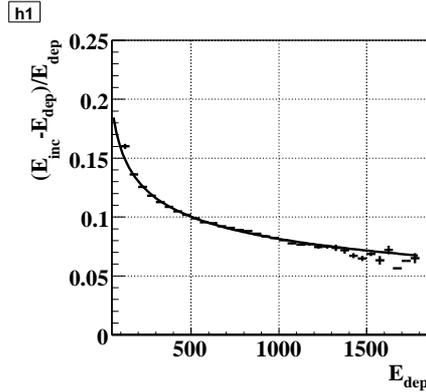


図 A.4: E_{dep} とエネルギーの漏れの割合の相関図。縦軸は入射した γ の真のエネルギー (E_{inc}) との差の割合を示している。エネルギーの漏れの割合は $F = p_1 + p_2/\sqrt{E_{dep}(GeV)} - p_3 \times \log E_{dep}(GeV)$ で表わされる。

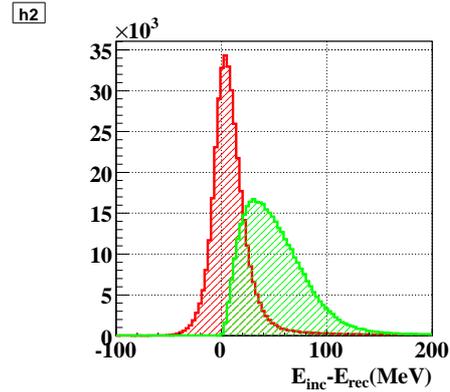


図 A.5: γ 線の入射エネルギーと再構成された γ 線のエネルギーの差。緑のハッチはエネルギーの漏れの補正前 ($E_{rec} = E_{dep}$)。赤のハッチはエネルギーの漏れの補正後を表す ($E_{rec} = E_{cor}$)。

A.3 入射 γ の位置の求め方

入射 γ の位置は 2 つの段階を踏んで求める。まず初めに入射 γ 線の再構成された入射位置 $P_{COE} = (x_c, y_c, z_c)$ を求める。 z_c は CsI カロリメーターの前面の z の位置で $z_c=6148\text{m}$ である。また、 x_c と y_c はクラスタのエネルギー重心で以下の式から求める。

$$x_c = \frac{\sum_i^n (E_i \times x_i)}{\sum_i^n E_i} \quad (A.3)$$

$$y_c = \frac{\sum_i^n (E_i \times y_i)}{\sum_i^n E_i} \quad (A.4)$$

x_i, y_i はクラスタに属する各 CsI 結晶 (シード) の中心位置の x 座標と y 座標を表し、 E_i は各 CsI 結晶のエネルギーを表す。また、 n はクラスタに属している CsI 結晶の数を表す。次に、 γ 線の再構成された位置と γ 線の入射位置 $P_{inc} = (x_{inc}, y_{inc}, z_{inc})$ の違いの補正を行う。ここで、 z_{inc} は CsI カロリメーターの前面の z の位置で $z_{inc}=6148\text{mm}$ である。これは図 A.6 が示すように P_{COE} は電磁シャワーが最も発達した場所を表わしていて、入射 γ 線の CsI カロリメーターの表面

での位置を表しているわけではないからである。そこで、以下のシャワー長 (L) の関数で持つて γ 線の入射位置を求める

$$x_{cor} = x_c - L \cdot \sin \theta \cdot \cos \phi \quad (\text{A.5})$$

$$y_{cor} = y_c - L \cdot \sin \theta \cdot \sin \phi \quad (\text{A.6})$$

$$z_{cor} = z_c \quad (\text{A.7})$$

ここで、 θ は γ 線の z 軸からの極角を表し、 ϕ は z 軸周りの方位角を表す。 γ 線の入射角度を概算するために P_{COE} を γ 線の入射位置と仮定して、 π^0 の崩壊位置を再構成する。そして、得られた π^0 の崩壊位置から γ 線の方法を計算し θ と ϕ を求める。また、シャワー長 (L) は

$$L(\text{cm}/X_0) \equiv \frac{|P_{inc} - P_{rec}|}{X_0} = p_1 + p_2 \cdot \ln(E(\text{GeV})) \quad (\text{A.8})$$

で定義される。ここで、 X_0 は CsI の放射長 (1.85cm)、 E は γ 線の入射エネルギーである。 p_1 、 p_2 は自由なパラメータで、シミュレーションの結果から $p_1 = 6.368$ 、 $p_2 = 0.99426$ と決めた。図 A.7 にシャワー長 (L) と入射 γ のエネルギーの関係、図 A.8 に位置の補正前と後での $x_{inc} - x_{rec}$ の分布図を示す。

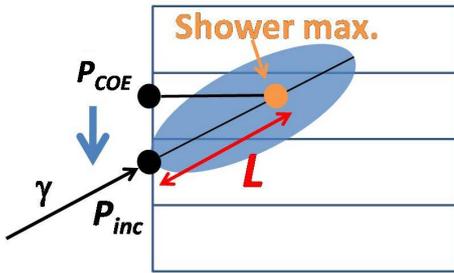


図 A.6: γ 線の位置補正の概念図。 P_{rec} は再構成された γ 線的位置、 P_{inc} は γ 線の入射位置。シャワー長と γ 線の入射角度を考慮することで γ 線の入射位置を求めることができる

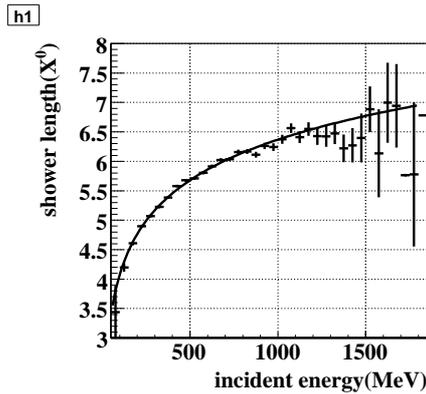


図 A.7: 入射 γ 線のエネルギーとシャワー長 (L) の相関図

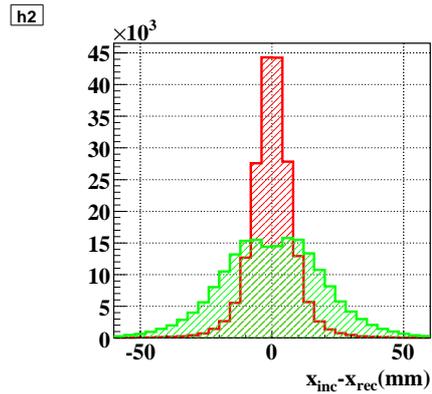


図 A.8: γ 線の入射位置と再構成された γ 線的位置との差の分布。緑のハッチはシャワー長による補正前 ($x_{rec} = x_c$)。赤のハッチはシャワー長による補正の後 ($x_{rec} = x_{cor}$)。

付録B Cluster Shape Cut

cluster shape cut は γ クラスターらしさを判定するカットで、fusion クラスターやハドロンによるクラスターと γ クラスターを区別するためのカットである。現在、E14 実験では cluster shape cut として RMS cut、 χ^2 cut、ANN cut の 3 つを組み合わせで使用している。カットによるシグナルの acceptance はそれぞれのカットに対し 90% から 80% 程度に設定していて、cluster shape cut 全体でのシグナルの acceptance loss は 30% となっている。ここでは、まず初めに各カットの紹介をし、次に $2\pi^0$ バックグラウンドの fusion event を使用した cluster shape cut の評価を行う。また、ANN cut は特に CV- η バックグラウンドを排除するために開発されたカットなので、ANN cut の CV- η バックグラウンドに対する効果についても述べることにする。

B.1 cluster shape cut

B.1.1 RMS cut

RMS cut はクラスターのエネルギー重心を基準値とした RMS によるカットである。以下にエネルギー重心 (COE) と RMS の定義式を示す。

$$COE = \sum_i \frac{(E_i \times r_i)}{\sum_i E_i} \quad (B.1)$$

$r_i=(x_i, y_i)$ で各結晶の中心の座標を表す

$$RMS = \sqrt{\sum_i (E_i \times (r_i - COE))^2 / \sum_i E_i} \quad (B.2)$$

B.1.2 χ^2 cut

χ^2 は予め作成しておいた γ クラスターの shower library と実際のクラスターのシャワーの形状を比較し、そのクラスターが γ クラスターかどうかを判断するカットである。

χ^2 cut はまず、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナルで π^0 からの 2 つの γ 線が CsI の $175\text{mm} < r < 850\text{mm}$ の間に入射し、クラスタリングの結果 2 クラスターに見え π^0 の崩壊位置を再構成できた事象を使って CsI クラスターでの shower library を構築する。shower library には γ 線の入射位置の結晶を中心とした 5×5 の各 CsI 結晶のエネルギー損失の平均と二乗平均平方根 (rms) が記録されている。ここで注意しないといけないのは E14 実験で使う CsI 結晶の大きさは $5 \times 5\text{cm}$ と $2.5 \times 2.5\text{cm}$ の二種類があることである。そのため、 $5 \times 5\text{cm}$ の結晶の領域における shower library には γ 線の入射位置の CsI 結晶を中心に 3×3 の各 CsI 結晶のエネルギー損失の平均と rms を記録することにした。また、2 つの大きさの CsI が混じる中間領域の shower library には $2.5 \times 2.5\text{cm}$ の CsI 結晶 4 つを

組み合わせて、5x5cm の CsI 結晶 1 つとして扱い γ の入射位置の CsI 結晶を中心に 3x3 の各 CsI 結晶のエネルギー損失の平均と rms を記録することにした。各 CsI 結晶の領域区分は前章の図 A.1 に示されている。 χ^2 の値は shower library を使用して、

$$\chi^2/NDF = \left(\sum_i \frac{(E_i - E_{mean_i})^2}{Erms_i^2} \right) / NDF \quad (B.3)$$

から、計算する。ここで、NDF は自由度、 E_{mean_i} は i 番目の結晶のエネルギー損失の平均 $Erms_i$ は i 番目の結晶のエネルギー損失の RMS を表す。

B.1.3 ANN cut

ANN cut は Airtificial Neural Net を使用したカットであり、このカットは特に CV- η バックグラウンドを排除するために開発されたカットである。ここでは Airtifician Neutral Net の紹介をする。

Airtificial Neural Net(ANN)

ANN とは生体の神経細胞を模擬した人工の素子を相互に接続して構成されるネットワークのことである。ANN の特徴として 2 つのことが挙げられる。1 つ目は非線形なシステムであることである。これは入力と出力の関係に式 B.4 で表わされる sigmoid function を使用しているためである。また、2 つ目の特徴は学習機能を持っていることである。具体的には入力 出力の例を提示することで、入出力を結ぶ関数のパラメーターの最適化が行われている。実際の ANN は図 B.1 のように入力層、中間層、出力層の 3 層から成っている。そして、入力 x に対して式 B.5 によって出力 y が計算される。式 B.5 の各パラメーターは式 B.6 で定義される Error が最小になるように学習を通して調整される。

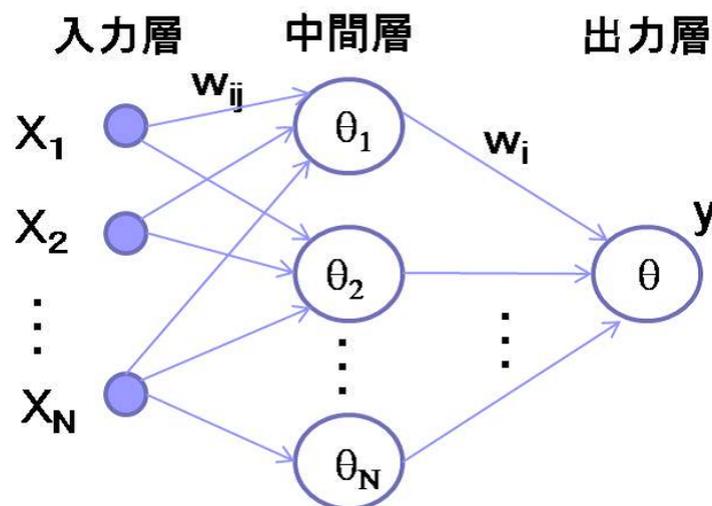


図 B.1: ANN の形態

$$g(x) = (1 + e^{-2x})^{-1} \quad (\text{B.4})$$

$$y = g\left[\sum_j w_j g\left(\sum_k w_{jk} x_k + \theta_j + \theta\right)\right] \quad (\text{B.5})$$

$$E = \sum_i (y_i - t_i)^2 \quad (\text{B.6})$$

E : Error t : teacher(真の値)

ANN の学習サイクル

ANN の学習は与えられたデータサンプルを学習サンプルとテストサンプルの二つに分けて行われる。ANN はまず、データサンプルを使用して各パラメーターの最適化を行う。次にテストサンプルを使用して学習結果の評価を行う。ANN はこれらの行程を 1 サイクルとして学習を続け、テストサンプルによる評価が最小になった所で学習を終える。これは、あまり学習を続けると学習サンプル特有の特徴を抽出してしまうからである。図 B.2 に過度な学習の結果を示す。学習サンプルのエラーは減少し続けているのに対し、テストサンプルはある時点で Error の最小値を出した後はエラーが増え続けている。これは ANN が学習サンプル特有の特徴を抽出してしまった結果である。

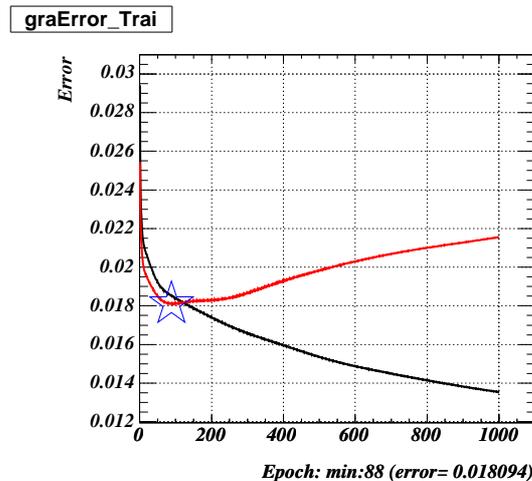


図 B.2: ANN の学習例。黒線が学習サンプルから計算されたエラーで、赤線がテストサンプルから計算されたエラーを表す。横軸は学習回数を表す。

ANN の学習サンプルと input parameter

ANN の学習サンプルとしては全ての standard cut を適用して signal box 内に残った signal event を真とし、全ての standard cut を適用して signal box 内に残った CV- η event を偽事象として扱うことにした。そして、ANN の入力パラメーターとしては γ 線の入射位置の CsI 結晶を中心

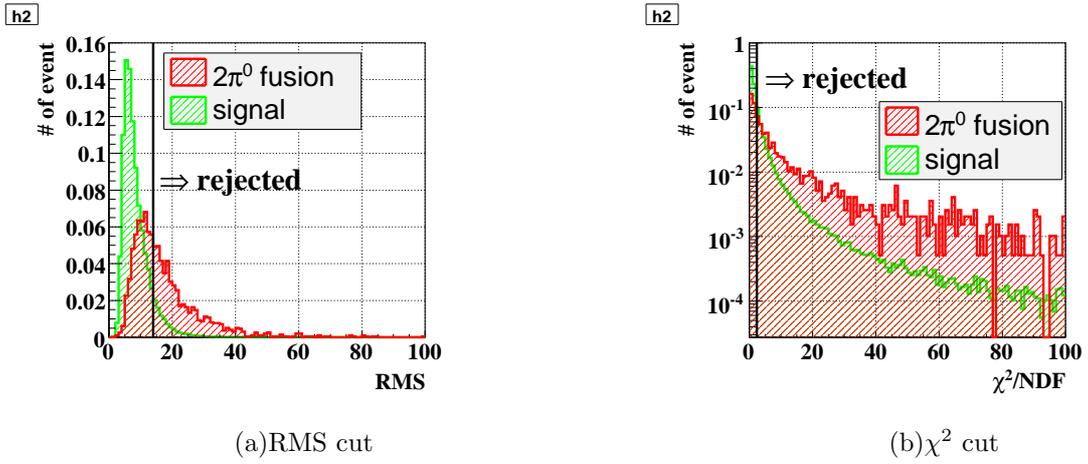
に 5×5 本の CsI 結晶でのエネルギー損失と再構成された崩壊位置を使用して求めた γ 線のビーム軸に対する角度 θ と CsI 結晶面での ϕ の計 27 個のパラメーターを使うことにした。ただし、ここで注意しなくてはならないのは E14 実験で使う CsI 結晶の大きさは $5 \times 5 \text{cm}$ と $2.5 \times 2.5 \text{cm}$ の二種類があることである。そのため、 $5 \times 5 \text{cm}$ の結晶の領域における入力パラメーターとしては γ 線の入射位置の CsI 結晶を中心に 3×3 本の CsI 結晶でのエネルギー損失と、 θ, ϕ の 11 個のパラメーターを使うことにした。また、2つの大きさの CsI が混じる中間領域では $2.5 \times 2.5 \text{cm}$ の CsI 結晶 4つを組み合わせて、 $5 \times 5 \text{cm}$ の CsI 結晶 1つとして扱い $5 \times 5 \text{cm}$ の結晶の領域と同じ 11 個のパラメーターを入力パラメーターとして使用することにした。

B.2 cluster shape cut の評価

cluster shape cut の評価を、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊で CsI カロリメーターに 3つの γ が入射し fusion クラスターと γ クラスターで 2 クラスターに見えてしまった事象で 2つのクラスターの入射位置がともに $175 \text{mm} < r < 850 \text{mm}$ の間にある事象 ($2\pi^0$ fusion event) を使って行う。図 B.3 にシグナルと $2\pi^0$ fusion event に対する RMS, χ^2 , ANN の出力の値をそれぞれ示す。また、図 B.4 に各カットの fusion クラスターに対する効果と cluster shape cut 全体での fusion クラスターに対する効果を示す。図 B.4 を見ると fusion クラスターを形成する 2つの γ 線の距離が短い時は χ^2 cut と ANN cut が効いていて、RMS cut はほとんど効いてないことがわかる。そして、2つの γ 線の距離が長くなるに従い RMS cut の効きが良くなり、2つの γ 線の距離が 10cm 離れると χ^2 cut や ANN cut よりも RMS cut のほうが効いていることが分かる。これは、RMS cut はクラスター構造の全体を見て判定を行うので、2つの γ 線の距離が離れるほど fusion クラスターの特徴を押さえることができるのに対し、 χ^2 cut はクラスター中心付近の構造でもって判定を行うので、fusion クラスターのサイズが大きくなると、効きが悪くなるためである。

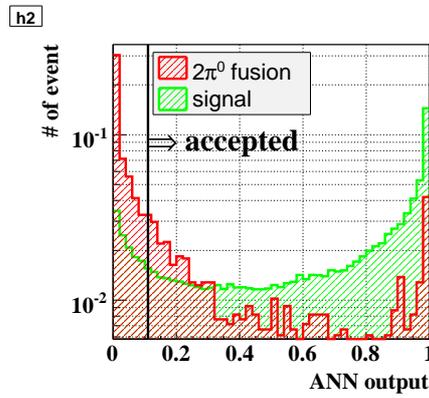
B.3 ANN cut の CV- η バックグラウンドに対する効果

ここでは ANN cut の CV- η バックグラウンドに対する効果を示す。図 B.5 にシグナルと CV- η バックグラウンドとの ANN の出力の違いを示す。また図 B.6 にシグナルの検出効率に対する ANN の CV- η バックグラウンドに対する rejection power を示す。図 B.5 を見ると CV- η event とシグナル事象がきれいに分かれているのが分かる。これは 5.6.1 節でも説明したように η による γ 線とシグナルからの γ 線では入射角度の分布に違いがあるからである。図 B.6 によると ANN を使用するとシグナルの検出効率 90% に対して、 η バックグラウンドの数を約 10 分の 1 に抑えることができることがわかった。



(a) RMS cut

(b) χ^2 cut



(c) ANN cut

図 B.3: シグナルと $2\pi^0$ fusion event での各カットのパラメーターの分布の違い。緑のハッチは signal event 赤のハッチは $2\pi^0$ fusion event を表す。

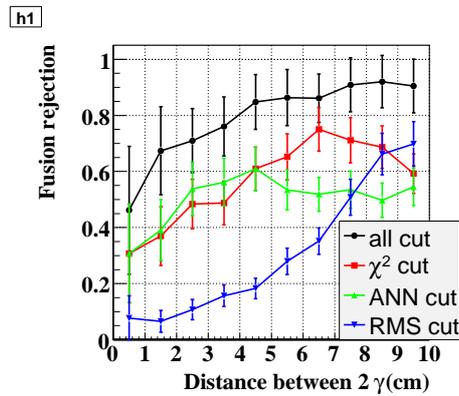


図 B.4: cluster shape cut の $2\pi^0$ fusion event に対する効果。縦軸は fusion クラスターを排除できる確率を示す。

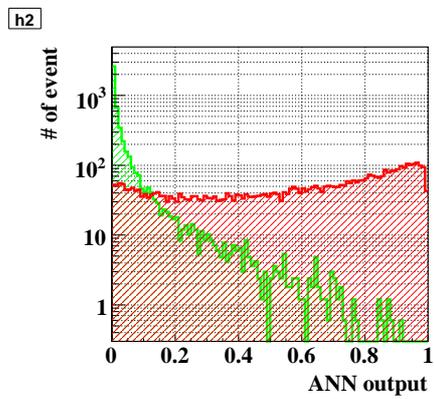


図 B.5: ANN の出力。緑の斜線は η バックグラウンドの ANN 出力、赤の斜線はシグナルの ANN 出力

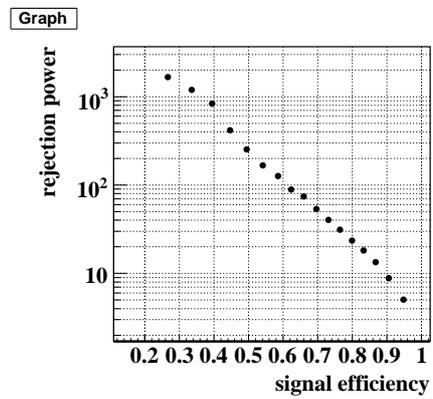


図 B.6: シグナルの検出効率と η バックグラウンドの rejection power との相関

関連図書

- [1] M.Kobayashi and T.Maskawa, “*CP Violation In The Renormalizable Theory Of Weak Interaction*”, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [2] A.J.Buras, M.Gorbahn, U.Haisch and U.Nierste, “*The rare decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ at the Next-to-Next-to-Leading Order in QCD*”, Phys. Rev. Lett. **95**, 261805 (2005).
- [3] T.Inami and C.S.Lim, “*Effects Of Superheavy Quarks And Leptons In Low-Energy Weak Processes $K_L \rightarrow \mu \bar{\mu}$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ and $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$* ”, Prog. Theor. Phys. **65**, 297 (1981). [Erratum-ibid. **65**, 1772 (1981)].
- [4] W.J.Marciano and Z.Parsa, “*Rare kaon decays with ‘missing energy’*”, Phys. Rev. D **53**, 1 (1996).
- [5] Y. Grossman and Y. Nir, “ *$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ Beyond the Standard Model*”, Phys. Rev. **B398**, 163 (1997).
- [6] V.V.Anisimovsky *et al.*, “*Improved Measurement of the $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ Branching Ratio*”, Phys. Rev. Lett. **93**, 031801 (2004).
- [7] J.K.Ahn *et al.*, “*Search for the Decay $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$* ”, arXiv:0712.416v1[hep-ex]
- [8] 野村卓美, 修士論文, 山形大学 (2007).
- [9] “*Report to FIFC, part-1: the neutral beamline for $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$* ,” May 24, 2007.
- [10] 隅田土詞, 修士論文, 京都大学 (2003).
- [11] 森井秀樹, 修士論文, 京都大学 (2004).
- [12] 中島康博, 修士論文, 京都大学 (2006).
- [13] J.Allison *et al.*, “*Geant4 developments and applications*”, IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
- [14] Geant3, <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>
- [15] KOPIO Conceptual Design Report, 2005.
- [16] S.C.Adler *et al.*, “*Evidence for the decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$* ”, Phys. Rev. Lett. **79**, 2204 (1997).
- [17] J.Nix *et al.*, “*First search for $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \nu \bar{\nu}$* ”, Phys. Rev. D **76**, 011101 (2007).
- [18] T.Abbott *et al.*, “*Measurement of particle production in proton-induced reactions at 14.6 GeV/c*”, Phys. Rev. D **45**, 3906 (1992).

- [19] D.E.Jafe, K.H.Lo, J.R.Comfort and M.Sivertz “*Comparison of inclusive particle production in 14.6 GeV/c proton-nucleus collisions with simulation*”, Nucl. Instr. and Meth. B **246**, 309 (2006).