Fermilab KAMI 実験の $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊に対する感度

松本 充弘
大阪大学大学院理学研究科物理学専攻
博士前期過程 2 年

2001 年 3 月 23 日

Abstract

アメリカ合衆国フェルミ国立研究所において、K 中間子系での CP 非保存実験、KAMI 実験 (Kaons At the Main Injector) が計画されている。この実験のビームテストが 2000 年の 1 月、2 月に行なわれた。このときの結果から、標的上で生成される K 中間子のエネルギー分布を求め、これと以前に測定された光子の不感率を用いて、シミュレーションを行なった。その結果、1 年間に観測される $K_L \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$ 事象数は 234 事象、背景事象数 160 事象であると推定された。これにより、KAMI 実験において、小林益川行列の複素成分 η の精度を 4.24%の精度で測定できると期待される。

目 次

1 序論 **1**

1.1 $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の物理 1

1.1.1 CP 非保存 1

1.1.2 中性 K 中間子 1

1.1.3 小林益川理論 2

1.1.4 $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊 3

1.2 KAMI 実験 4

1.3 研究の目的と方法 5

2 K 中間子のエネルギー分布と生成頻度の測定 **6**

2.1 ビームテスト 6

2.2 測定器とトリガー 6

2.2.1 ビーム 6

2.2.2 検出器 7

2.2.3 トリガー 8

2.3 フラックスの測定 8

2.3.1 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 事象の選択 8

2.3.2 事象の感受率 12

2.3.3 標的上における K 中間子フラックス 18

2.4 K 中間子フラックス測定における系統誤差 20

3 シミュレーションを用いた KAMI 実験の感度の推算 **24**

3.1 測定器の配置と事象発生の条件 24

3.1.1 120 GeV 実験における生成 K 中間子のエネルギー分布 24

3.1.2 測定器の配置と事象発生の条件 24

3.2 事象の選択 31

3.3 事象数の推算 35

3.3.1 $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象 35

3.3.2 背景事象 35

4 議論 **39**
4.1 KAMI 実験について . . . 39
4.1.1 KAMI の EOI におけるシミュレーションとの比較 . . . 39
4.2 変数 η の精度 $\Delta\eta/\eta$ を 5%要求したときに背景事象の割合が最も小さくなる事象の選択領域 42
4.3 今後の展望および改善点 . . . 43
4.3.1 生成 K 中間子のエネルギー分布 . . . 43
4.3.2 他の背景事象 . . . 43
4.3.3 測定器の配置、形状 . . . 46
4.3.4 事象の選択 . . . 46
4.3.5 光子検出器の不感率 . . . 46

5 結論 **47**

A Malensek の標的実験における粒子生成に対する実験式 **48**

B 光子検出器における不感率 **50**
B.1 $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 実験における光子不感率の重要性 . . . 50
B.2 不感率の原因 . . . 50
B.3 サンプリングカロリーメータの不感率 . . . 51
B.3.1 光核相互作用 . . . 51
B.3.2 サンプリング効果とパンチスルー . . . 51
B.3.3 サンプリングカロリーメータの全不感率 . . . 52
B.4 CsI 光子検出器の不感率 . . . 52

C 小林益川行列の複素成分 η の精度 **56**

図 目 次

1.1 CP 非保存変数の許容範囲 3
1.2 $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊に寄与するペンギン・ダイアグラム、およびボックス・ダイアグラム . . 4

2.1 ビームテストにおける KTeV 実験測定器の平面図 7
2.2 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊において観測された K 中間子のエネルギー分布。矢印はカットをかけた場所を示す。 9
2.3 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊の各事象における最小のエネルギーを持つクラスターのエネルギー分布。矢印はカットを行なった場所を示す。 10
2.4 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊でのクラスター同士の距離が最小のものの距離。矢印はカットを行なった場所を示す。 11
2.5 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊における fusion χ^2 分布。矢印はカットをかけた場所を示す。 13
2.6 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊における ring number の分布。矢印はカットをかけた場所を示す。 . . 14
2.7 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊における崩壊点分布。矢印はカットをかけた場所を示す。 15
2.8 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊における paring χ^2 分布。矢印はカットをかけた場所を示す。 16
2.9 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊における不変質量分布。矢印はカットをかけた場所を示す。 17
2.10 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊に対する感受率と K 中間子のエネルギーとの相関 19
2.11 標的上での K 中間子のエネルギー分布 21

3.1 ビームエネルギー 150 GeV、標的入射角 12 mrad、15 mrad、20 mrad におけるフラックスのエネルギー分布のフィット、横軸は、生成 K 中間子のエネルギーで単位は GeV、縦軸は 0.5 GeV ごとの生成 K 中間子のフラックスで単位は $\times 10^{-6}/proton/\mu str$ である。左から標的入射角がそれぞれ 12 mrad、15 mrad、20 mrad のときのエネルギー分布を表す。 25
3.2 120 GeV の陽子ビームを入射したときの標的上における生成 K 中間子のエネルギー分布 . 26
3.3 120 GeV の陽子ビームを入射したときに、崩壊領域 90 m - 186 m で崩壊する K 中間子のエネルギー分布 27
3.4 シミュレーションで用いた測定器 28
3.5 モンテカルロシミュレーションで発生させた $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象 (上段)、および $K_L \to \pi^0\pi^0$ 事象 (下段) の横運動量分布 32
3.6 モンテカルロシミュレーションで発生させた $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象 (上段)、および $K_L \to \pi^0\pi^0$ 事象 (下段) の崩壊点分布 33

3.7 モンテカルロシミュレーションで発生させた $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象 (上段)、および $K_L \to \pi^0\pi^0$ 事象 (下段) のカロリーメータに落とした全エネルギー分布 34
3.8 背景事象数と信号事象数との比 B/S の小さい領域から加算していったときの $\Delta\eta/\eta$(上段) と背景事象数と信号事象数との比 (中段)、および信号事象の感受率 (下段)。 36
3.9 事象の選択領域。シミュレーションにおいて実線で囲んだ領域を選択した。 37

4.1 KAMI の EOI においてシミュレーションで用いられた測定器の平面図 40
4.2 1 年間で変数 η の精度 $\Delta\eta/\eta$ が 5%達成される横運動量 p_t と崩壊点 z_{vtx} の領域 44
4.3 3 年間で変数 η の精度 $\Delta\eta/\eta$ が 5%達成される横運動量 p_t と崩壊点 z_{vtx} の領域 45

B.1 ES171 実験で測定された、入射光子のエネルギーと、光核相互作用による光子検出の不感率との相関図。白丸は 1mm 鉛/5mm シンチ・カロリーメータの不感率、黒い三角は 0.5mm 鉛/5mm シンチ・カロリーメータの不感率を示す。 51
B.2 入射光子のエネルギーに対して、しきい値を 10 MeV に設定したときのサンプリング効果およびパンチスルーによる光子検出の不感率と、入射光子のエネルギーとの相関図。黒丸、白丸、クロスは、それぞれ、1mm 鉛/5mm シンチ、0.5mm 鉛/5mm シンチ、0.5mm 鉛/5mm シンチ・カロリーメータの不感率をあらわす。 53
B.3 入射光子のエネルギーと、サンプリングカロリーメータ ((a)0.5mm 鉛/5mm シンチ、(b)1mm 鉛/5mm シンチ・サンプリングカロリーメータ) の全不感率との相関図。破線と点線はそれぞれ、光核相互作用に起因する不感率、サンプリング効果による不感率とパンチスルーによる不感率との和をあらわす。1 GeV 以上の領域では KAMI 実験で要求している不感率を用いている。 54
B.4 ES171 実験で測定された、入射光子のエネルギーと、光核相互作用に伴う CsI 検出器の不感率との相関図。横軸が入射光子のエネルギーで、縦軸が光核相互作用に由来する不感率。図中の線は KAMI 実験で CsI に要求される不感率をあらわす。エネルギーのしきい値は 10 MeV に設定された。 55

表 目 次

2.1 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 事象の選択基準 18
2.2 ビームテスト試行番号 15723 に対する $N2F$ 20
2.3 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊過程から求めた K 中間子のフラックス ($\mathcal{F}_{HAD}$)。フラックスの単位は $\times 10^{-6}/prot/\mu str$ である。 20
2.4 K 中間子フラックス測定における系統誤差 22
2.5 HADRON 測定での K 中間子フラックスと $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊を用いた MIN-BIAS 測定での K 中間子フラックスの比。誤差は統計誤差のみである。吸収体のない 標的入射角 15 mrad のときの測定が用いられている。 23

3.1 シミュレーションで用いた測定器の配置 28
3.2 シミュレーションで仮定した測定器の分解能 28
3.3 シミュレーションで仮定したフォトンベトーカウンターの不感率 29
3.4 シミュレーションで仮定したクラスター同士の分離に対する感度 30
3.5 $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象の選択基準 31
3.6 本研究により得られた信号事象数、背景事象数、および変数 η の精度 38

4.1 KAMI の EOI におけるのシミュレーションで用いた測定器の配置。ビームの大きさは、Z = 186 m における大きさを ±X、±Y で定義している。 40
4.2 KAMI 実験で要求されている光子の不感率 41
4.3 KAMI の EOI で用いられたクラスターの分離に対する感度 41
4.4 KAMI の EOI と、EOI と同じ条件でシミュレーションを行なったときの本研究との比較 42

A.1 荷電 K 中間子に対する、式 A.1 の変数 A、B、D、M^2 の値 48

Chapter 1

序論

1.1 $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の物理

1.1.1 CP 非保存

物理学において、現象の理解を深めるために、対称性と、それに伴う保存則は非常に重要である。その中でも、特に C 変換 (粒子と反粒子とを反転させる変換) に対する対称性、P 変換 (空間反転変換) に対する対称性、T 変換 (時間反転変換) に対する対称性がよく知られている。

その 3 種類の対称性を同時に施す CPT 対称性については、すべての現象に対して、成り立っていると考えられ、また、すべての実験結果がそれを支持している。個々の変換においても、強い相互作用、電磁相互作用、重力相互作用に対しては、対称性が成り立っていると考えられている。しかしながら、弱い相互作用に対して、P 対称性が破れていることが、1957 年、C.S.Wu[1] によって示された。同様に、弱い相互作用に対して C 対称性も破れていることが示された。だが、弱い相互作用に対しても CP 対称性は、成り立っていると考えられていた。

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

1.1.2 中性 K 中間子

中性 K 中間子は、K^0 と $\bar{K^0}$ がある。これらは、強い相互作用においては固有状態になるが、CP 変換については、次のように K^0 も $\bar{K^0}$ も固有状態とはならない。

$$CP|K^0>=|\bar{K^0}> \tag{1.1}$$

$$CP|\bar{K^0}>=|K^0> \tag{1.2}$$

しかし、次のように両者の一次結合は、CP 変換の固有状態になる。

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

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

この K_1、K_2 は、CP 変換に対して異なった固有値を持つので、崩壊において CP が保存されているならば、K_1 は $CP=+1$ の 2π 系に、K_2 は $CP=-1$ の 3π 系に崩壊する。

$$K_1 \quad \rightarrow \quad \pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0) \tag{1.5}$$

$$K_2 \quad \rightarrow \quad \pi^+\pi^-\pi^0(\pi^0\pi^0\pi^0) \tag{1.6}$$

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

V.L.Fitch, J.W.Cronin らは、長寿命の K 中間子が $\pi\pi$ に崩壊する過程を発見した。CP 対称性が成り立っていると、長寿命の K 中間子は決して 2π 系には崩壊できない。この現象は、実際に観測される長寿命の中性 K 中間子は、式 1.7 のように K_2 成分だけでなく、ごくわずかに、K_1 成分が混合しており、この K_1 成分の寄与により、$K_L\rightarrow\pi\pi$ 崩壊が生じうる、と説明される。

$$|K_L>=\frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_2>+\epsilon|K_1>) \tag{1.7}$$

この ϵ の値は、$K^0\rightarrow\bar{K^0}$、$\bar{K^0}\rightarrow K^0$ 間の振幅の違いによって、有限の値をもつ。
現在のところ、ϵ の値は

$$|\epsilon|=(2.271\pm0.017)\times10^{-3} \tag{1.8}$$

と求められている [3]。

1.1.3 小林益川理論

CP 非保存の起源についての説明として、様々な理論があるが、その中の有力な理論として、小林益川理論 [4] がある。この理論によると、CP 非保存は、3 世代のクォークの混合することにより生じる。この混合行列は、小林益川行列と呼ばれ、3×3 の成分を持つユニタリー行列として表される。

$$U=\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.9}$$

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

L.Wolfenstein[5] は、行列の成分を式 1.10 のように変数化した。

$$U=\begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho-i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

この変数 η が CP 非保存を起こしていることを確かめ、この η の値を求めることが、今日の素粒子物理学の主要な目的の一つとなっている。

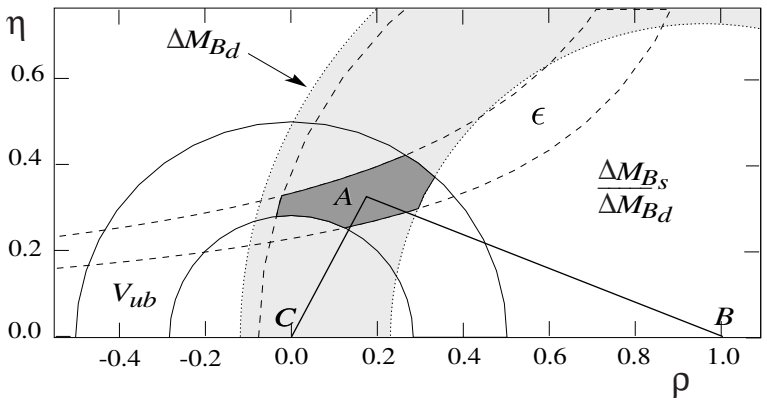

Figure 1.1: CP 非保存変数の許容範囲

小林益川行列の成分 A, λ, η は、標準理論における CP 非保存の大きさを決める。式 1.9、1.10で示したように、変数 A、λ は、$|V_{us}|$ 成分、$|V_{cb}|$ 成分と直接関係があり、前者はストレンジ粒子の崩壊頻度、後者は B 中間子の準レプトン崩壊から求めることができる。これらは、$\mathrm{A} = 0.81 \pm 0.04$、$\lambda = 0.2205 \pm 0.0018$ と求められている [6]。変数 ρ、η の値の制限をつける実験としては、前節で述べた $|\epsilon|$ の測定がある。これは、小林益川行列の成分を用いて、

$$|\epsilon| = 3.4 \times 10^{-3} A^2 \eta B_K [1 + 1.3 A^2 (1-\rho)(\frac{m_t}{m_W})^{1.6}] \tag{1.11}$$

と表される [7]。ここで、m_t、m_W は、それぞれ、t クォーク、W ボソンの質量であり、$m_t = 174.3 \pm 5.1$ GeV/c^2、$m_W = 80.419 \pm 0.056$ GeV/c^2 である [3]。B_K は、量子色力学の非摂動効果による因子で、$B_K = 0.90 \pm 0.09$[6] である。式 1.11より、この $|\epsilon|$ の値の許容範囲は、Fig. 1.1で示される $\rho - \eta$ 平面において、双曲線で表される。他の変数の測定による制限と合わせて、変数 ρ、η の許容範囲は、図中に示した範囲となる。ただし、この解析から得られる制約は、理論的誤差が大きいので、あまり強くはない。

1.1.4 $K_L \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$ 崩壊

小林益川行列の複素成分 η の値を精度よく求める強力な方法として $K_L \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の測定がある。この崩壊の振幅の大きさは、

$$A(K_L \to \pi^0 \nu\bar{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}} \left[A(K_2 \to \pi^0 \nu\bar{\nu}) + \epsilon A(K_1 \to \pi^0 \nu\bar{\nu}) \right] \tag{1.12}$$

または、式 1.3、1.4を用いて、

$$A(K_L \to \pi^0 \nu\bar{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{2(1+\epsilon^2)}} \left[(1+\epsilon) A(K^0 \to \pi^0 \nu\bar{\nu}) - (1-\epsilon) A(\bar{K^0} \to \pi^0 \nu\bar{\nu}) \right] \tag{1.13}$$

となる。この崩壊では、中間状態において、t クォークが介在する (Fig. 1.2) ので、V_{td}^* 成分、および V_{ts} 成分を含み、式 1.13 は、

$$A(K_L \to \pi^0 \nu\bar{\nu}) \overset{\propto}{\sim} V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \propto 2i\eta \tag{1.14}$$

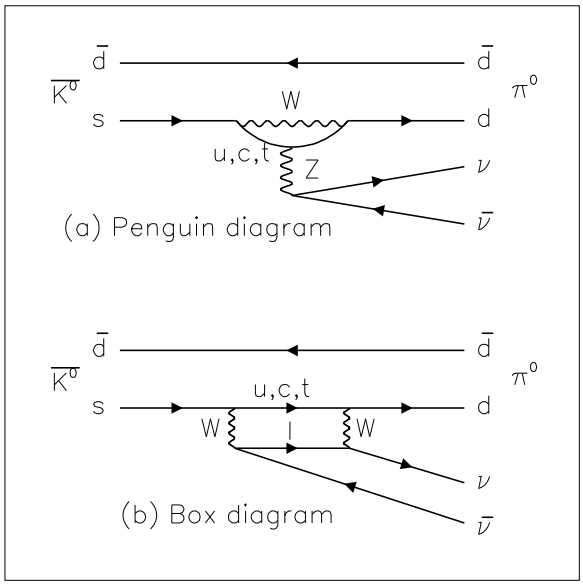

Figure 1.2: $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊に寄与するペンギン・ダイアグラム、およびボックス・ダイアグラム

となる。今日知られている小林益川行列の要素に基づいた $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の理論予想値は、$\sim (3.0 \pm 2.0) \times 10^{-11}$ である [8, 9]。$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊探索実験での、現在の分岐比の上限は、アメリカ合衆国フェルミ国立研究所で行なわれた、KTeV 実験における $BR < 5.9 \times 10^{-7}$[10] である。

実際の測定において、ニュートリノは電荷を持っておらず、弱い相互作用しかしないので、直接検出することができない。そのため、中性 π 中間子の崩壊によって生じた 2 個の光子を検出することになる。このために、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の探索には、いくつかの困難が伴う。まず第一に、荷電粒子がないので、粒子の通った軌跡の情報がない。一般の光子検出器は、光子のエネルギーと、通った位置しか決めることができない。つまり、光子の方向から親粒子の崩壊点を決めることはできない。第二に、数多くの背景事象[1]が存在する。$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象の背景事象として $K_L \to \pi^0\pi^0$、$K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$、$\Lambda \to n\pi^0$、$K_L \to \gamma\gamma$、$K_L \to \pi^0\gamma\gamma$ 等があり、これらの背景事象を排除する必要がある。これらの事象の中で、とくに深刻な背景事象は $K_L \to \pi^0\pi^0 \to 4\gamma$ 崩壊 $(BR = 9.27 \times 10^{-4})$ で二つの光子を観測できない場合である。

1.2 KAMI 実験

現在、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊を探索する実験として、フェルミ国立研究所において、KAMI(Kaons At the Main Injector) 実験が計画されている。この実験の目的は、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊を観測し、この過程の分岐比を測定することである。さらに、K 中間子[2]のいくつかの稀崩壊についても測定する。

[1] 観測の目標である信号事象に対して、違う事象を信号事象であると誤認してしまう偽事象
[2] 以下、K 中間子といった場合は特にことわらない限り、K_L 粒子を指すものとする。

目的とする事象の分岐比は、非常に小さいため、非常に多くの K 中間子の崩壊数、ひいては大強度の陽子ビームを必要とする。KAMI 実験では、陽子ビームのエネルギーを、以前の KTeV 実験で用いた 800 GeV から、120 GeV に落とすことで、陽子ビームの加速時間を短縮している。これにより、2.9 秒間隔で最大 3.0×10^{13} 個の陽子を 1 秒間標的に入射し、単位時間当たりの K 中間子生成数を増やすことができるので、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象の観測に対する感度を増すことができる。

また、$K_L \to \pi^0\pi^0$ 崩壊のような背景事象を排除するには、K 中間子の崩壊領域を光子検出器で覆って $K_L \to \pi^0\pi^0$ 崩壊からの余分な光子を検出すればよい。一般に、光子検出器に対する不感率は、その入射エネルギーが大きいほど、小さくなる。KAMI 実験では、現在計画されている、他の $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊探索実験[3]より、生成される K 中間子のエネルギーが高い。そのため、K 中間子崩壊で生じる光子のエネルギー E_γ も大きくなるので、$K_L \to \pi^0\pi^0$ 崩壊のような背景事象を抑えるのに有利である。

KAMI 実験グループは 1997 年に EOI(Expression of Interest) を提出し、実験の概要を示した。そこでは、KAMI 実験により、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象を 1 年間に 30 事象観測し、3 年間の測定で変数 η を 5%の精度で測定しようとしている [12]。

1.3 研究の目的と方法

KAMI 実験の設計をするために、K 中間子のフラックス[4]を求めることは重要である。これにより、実際の実験で、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象が何事象観測されるかを予想することができる。陽子ビームが標的に入射して生成される、粒子の生成断面積については、A.J.Malensek により、400 GeV の陽子ビームを用いた測定をもとに定式化されており [11]、KAMI の EOI では、これに基づいて $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象の観測数を見積っている。しかしながら、120 GeV の陽子ビームを用いる KAMI 実験での観測数を推測するためには、より実際の実験に近い陽子ビームのエネルギーを用いた測定による、生成 K 中間子のエネルギー分布が必要である。

2000 年の 1 月、2 月に 150 GeV の陽子ビームを用いて、KAMI 実験のためのビームテストが行なわれた。これにより得られた結果は、今までに存在する 400 GeV や 800 GeV の陽子ビームを用いた測定からの外挿より、はるかに信頼性が高い。このビームテストのデータから得られた標的において生成される K 中間子のエネルギー分布と、以前に測定された光子検出器の不感率を用いてシミュレーションを行ない、KAMI 実験において観測される $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の事象数、およびその背景事象数を推算し、KAMI 実験における、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊に対する感度を見積った。

以下、Chapter 2では、KAMI 実験のビームテストから得られたデータをもとに、生成 K 中間子のエネルギー分布を求める。Chapter 3では、Chapter 2で得られた K 中間子のエネルギー分布から、以前に測定された光子の不感率とを用いて、モンテカルロシミュレーションを行ない、KAMI 実験において、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象、および背景事象が何事象観測されるかを推定する。Chapter 4では、本研究で得られた結果をもとに、KAMI の EOI との比較を行ない、本研究の改善点、および展望について考察する。Chapter 5では、この研究における結論を述べる。

[3]アメリカ合衆国ブルックヘブン国立研究所において、KOPIO 実験が、日本の高エネルギー加速器研究機構において、E391a 実験がそれぞれ計画されている。標的で生成される平均的な K 中間子のエネルギーは、それぞれ、700 MeV と 2 GeV である。これに対し、KAMI 実験で生成される平均的な中間子のエネルギーは、13 GeV である。

[4]単位面積当たり、単位時間当たりに、ある面を垂直に通過する粒子線の数をいう。KAMI 実験ビームテストでは、標的に入射する陽子 1 個当たりに生成される、2 次 K 中間子ビームの単位立体角当たりの粒子数を測定した。

Chapter 2

K 中間子のエネルギー分布と生成頻度の測定

2.1 ビームテスト

2000 年の 1 月、2 月にフェルミ国立研究所において、150 GeV と 800 GeV の陽子ビームとすでに存在している KTeV 実験の測定器とを用いて、KAMI 実験のためのビームテストが行なわれた。まず、測定器やビームの状況がよくわかっている 800 GeV の陽子ビームを用いて測定器の較正が行なわれ、次に、150 GeV の陽子ビームを用いて K 中間子と中性子のフラックスが測定された。
本研究では、150 GeV 陽子ビームに対する入射角 20 mrad の角度に出る K 中間子のフラックスを $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊事象を用いて求めた。

2.2 測定器とトリガー

このビームテストは、すでに存在している KTeV 実験の測定器を用いて、K 中間子の崩壊数から K 中間子のフラックスを測定した。また、K 中間子のビーム中に置いたウラニウムカロリーメータ (UCAL) を用いて中性子と崩壊していない K 中間子のフラックスを測定した。ビームテストで用いられた測定器の平面図を Fig. 2.1に示す。ここでは、主に、本論文で用いた $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 事象の解析で用いられた測定器について述べる。

2.2.1 ビーム

このビームテストで用いられる陽子ビームは、メインインジェクター加速器で 150 GeV まで加速され、この後、テヴァトロン加速器に入射される。通常の KTeV 実験においては、ここで、陽子ビームは 800 GeV まで加速されるが、今回のビームテストにおいては、ビームは 150 GeV のまま加速されずに引き出され、長さ 30 cm の BeO の固定標的に入射する。このときの陽子ビームが標的に入射する角度は 12 mrad、15 mrad、20 mrad の三種類、標的の下流に置く吸収体[1]については、0 inch、10 inch、20 inch、

[1]中性粒子のビームをつくる途中段階で光子を除くために設置される (光子は物質中で e^+e^- に変換される)。

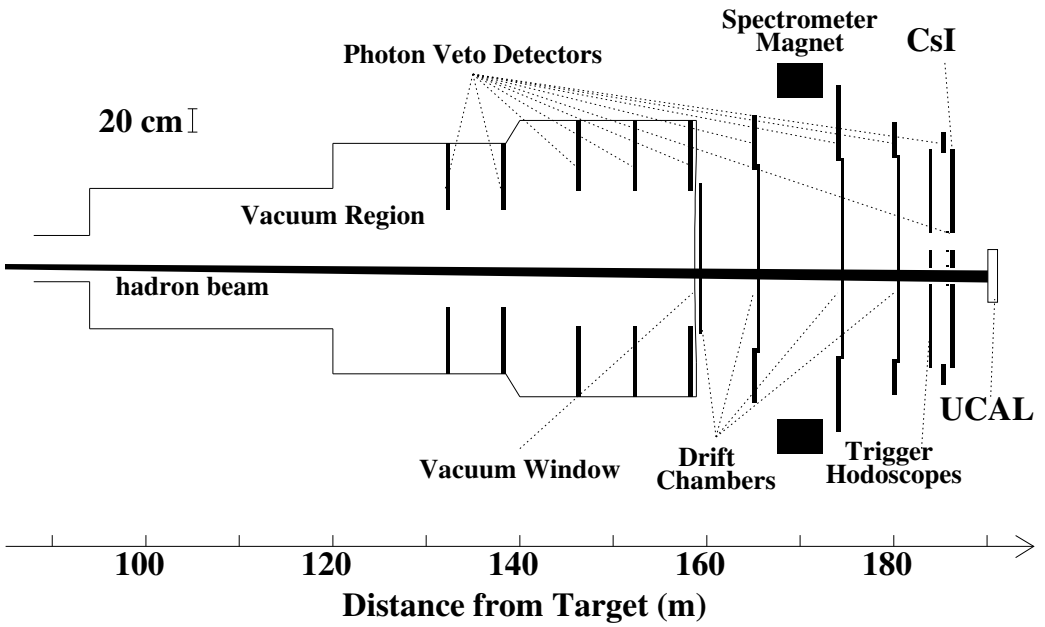

Figure 2.1: ビームテストにおける KTeV 実験測定器の平面図

38 inch の四種類[2]について測定した。陽子ビームの周期は 80 秒で、そのうち 40 秒間ビームは標的に入射する。1 周期当たりに入射する陽子数は約 5×10^{11} である。入射陽子の数はビーム中に置かれた SEM と呼ばれるビームモニターで測定した。今回のビームテストで用いられたビームモニターは通常の測定より、9%多く記録する。しかし、150 GeV の陽子ビームは、800 GeV のビームより大きいので、ビームの輸送途中での損失が大きい。このため、実際に標的まで輸送される陽子数は、ビームモニターにより記録された値よりも 13%小さくなる。

標的で生じた粒子のうち、中性粒子のみをコリメータ[3]と磁石を用いて選びだす。通常の KTeV 実験の測定においては、中性 K 中間子は、二本のビームからなるが、今回のビームテストにおいては、東西のビームのうち、東側のみを用いた。今回用いた K 中間子ビームの立体角は $0.212 \pm 0.004\ \mu str$ であった。

2.2.2 検出器

今回のフラックス測定で用いた $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊は、三つの中性 π 中間子が、それぞれ二つの光子に崩壊する。ゆえに、最終的には六つの光子を観測することになる。ここでは、これらの光子に対する検出器について述べる。

CsI カロリーメータ

光子のエネルギーは、標的から 186 m の距離にある、3100 本の純粋な CsI の結晶でできたカロリメータを使って求める。カロリーメータの大きさは、XY 方向[4]それぞれ 1.9 m × 1.9 m、Z 方向には、50 cm、

[2] 1 inch = 2.54 cm
[3] コリメータとはビームを細くするためのもので、金属でできている。
[4] 座標系は、BeO 標的の位置を原点とし、ビーム方向を Z 軸、上方向を Y 軸としたときの右手系で定義される。

27 放射長[5]である。CsI カロリーメーターの内側 1.2×1.2 m の領域は、2.5 cm $\times$ 2.5 cm の結晶、その外側は、5 cm $\times$ 5 cm の結晶を用いている。カロリーメータの中心付近には、中性粒子のビームを通すための穴が 2 個開けられている。各結晶で吸収されたエネルギーは、その後ろに設置されている光電子増倍管により測定される。そのエネルギーの測定精度は、1.0% 以下、位置の測定精度は 1 mm 以下である。

フォトンベトーカウンター

フォトンベトーカウンターは、カロリーメータにあたらない光子を検出するために用いられる。上流の真空領域の側面部に RC6-10、2 枚目から 4 枚目のドリフトチェンバーの外側に SA2-4、CsI カロリーメータの外側に CsI Anti がある。これらは、薄いシンチレータと鉛の板を交互に重ねた構造をしており、検出器の周りを円上に囲んでいる。それぞれ、約 16 放射長の厚さである。

2.2.3 トリガー

このビームテストで用いられた $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 事象に対するトリガー[6]は、ビーム付近の 224 本の CsI 結晶に少なくとも 合計 2 GeV のエネルギーを落としていることを要求している。カロリーメータ全体に落としたエネルギーに対してトリガーをかけなかったのは、電気的な雑音を抑え、K 中間子のエネルギーに対して 6 GeV の範囲まで感度を持たせるためである。

2.3 フラックスの測定

2.3.1 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 事象の選択

$K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 事象は、Table 2.1に示したカット[7]を用いて選択した。以下、主なカットについて説明する。

クラスターの再構成

カロリーメータ上に残されたエネルギーの情報からクラスター[8]を再構成することにより、検出器に到達した粒子の数、位置、エネルギーを測定することができる。具体的には、0.1 GeV 以上のエネルギーを観測した 1 結晶の周り、3×3(大結晶) または 7×7(小結晶) の結晶で観測されたエネルギーの和を求める。$K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊では、最終的に六つの光子が生じるので、ソフトウェアにより、六つのクラスターのある事象を選択した。Figures 2.2、2.3 にそれぞれのカットがかかる前の K 中間子のエネルギー分布、および各事象での六つのクラスターのうち最小のエネルギーを持つクラスターのエネルギー分布を示す。この分布より、カロリーメータに落とした全エネルギーが 2 GeV 以上、クラスターのエネルギーが 0.1 GeV 以上あることを要求した。次に、Fig. 2.4 に、このカットをかける前のクラスター同士の距離が最小のものの距離の分布を示す。これから、クラスター同士の距離が 7 cm 以上であることを要請した。さらに、クラスターがカロリーメータ上で同じ位置に入射すると、二つのクラスターが重なって一つのクラスター

[5]高速の電子が制動放射により、最初に持っていたエネルギーの $1/e$ になったときの通過物質の厚さを 1 放射長という。
[6]実験中は、全ての情報を記録しておくことは不可能であるので、興味のある事象だけ情報を記録する。このとき検出器からの情報に基づいて、記録する合図が必要である。この合図のことをトリガーという。
[7]信号事象を信号以外の事象から選びだすために、ある制限を決めて、その制限を満たしたもののみを選びだすことをいう。
[8]粒子がカロリーメータに入射した際に残す、エネルギーの塊。

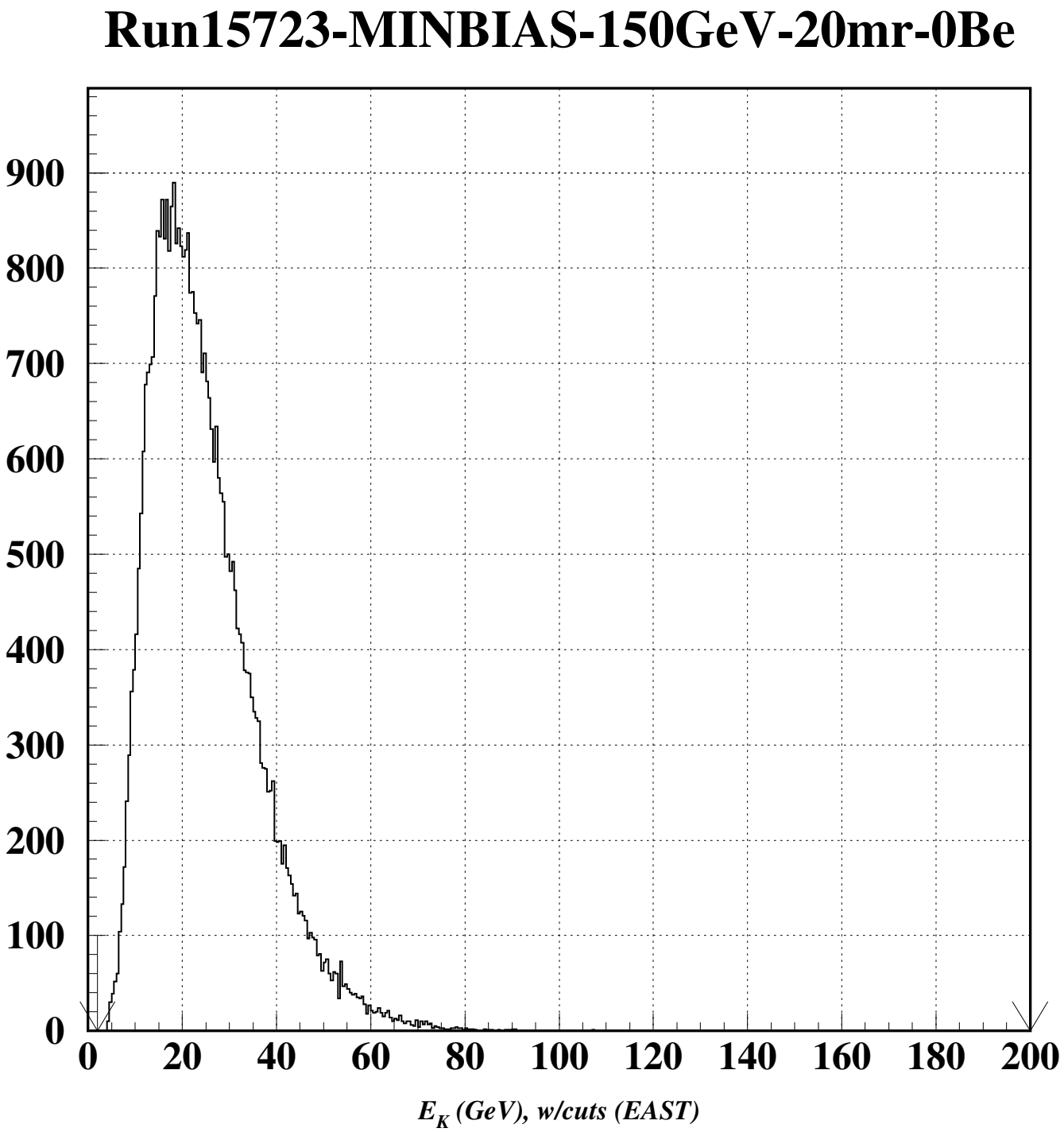

Figure 2.2: $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊において観測された K 中間子のエネルギー分布。矢印はカットをかけた場所を示す。

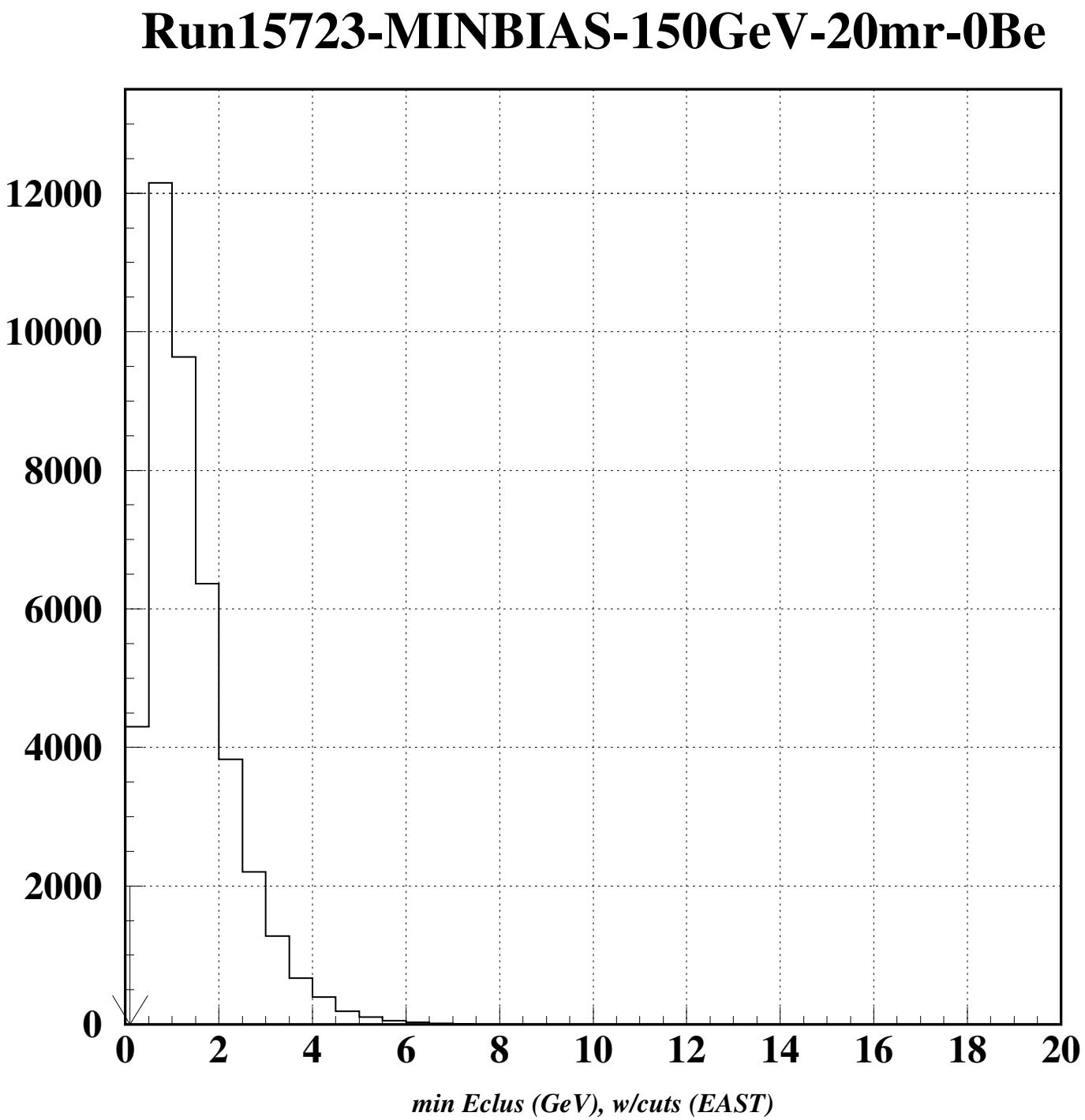

Figure 2.3: $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊の各事象における最小のエネルギーを持つクラスターのエネルギー分布。
矢印はカットを行なった場所を示す。

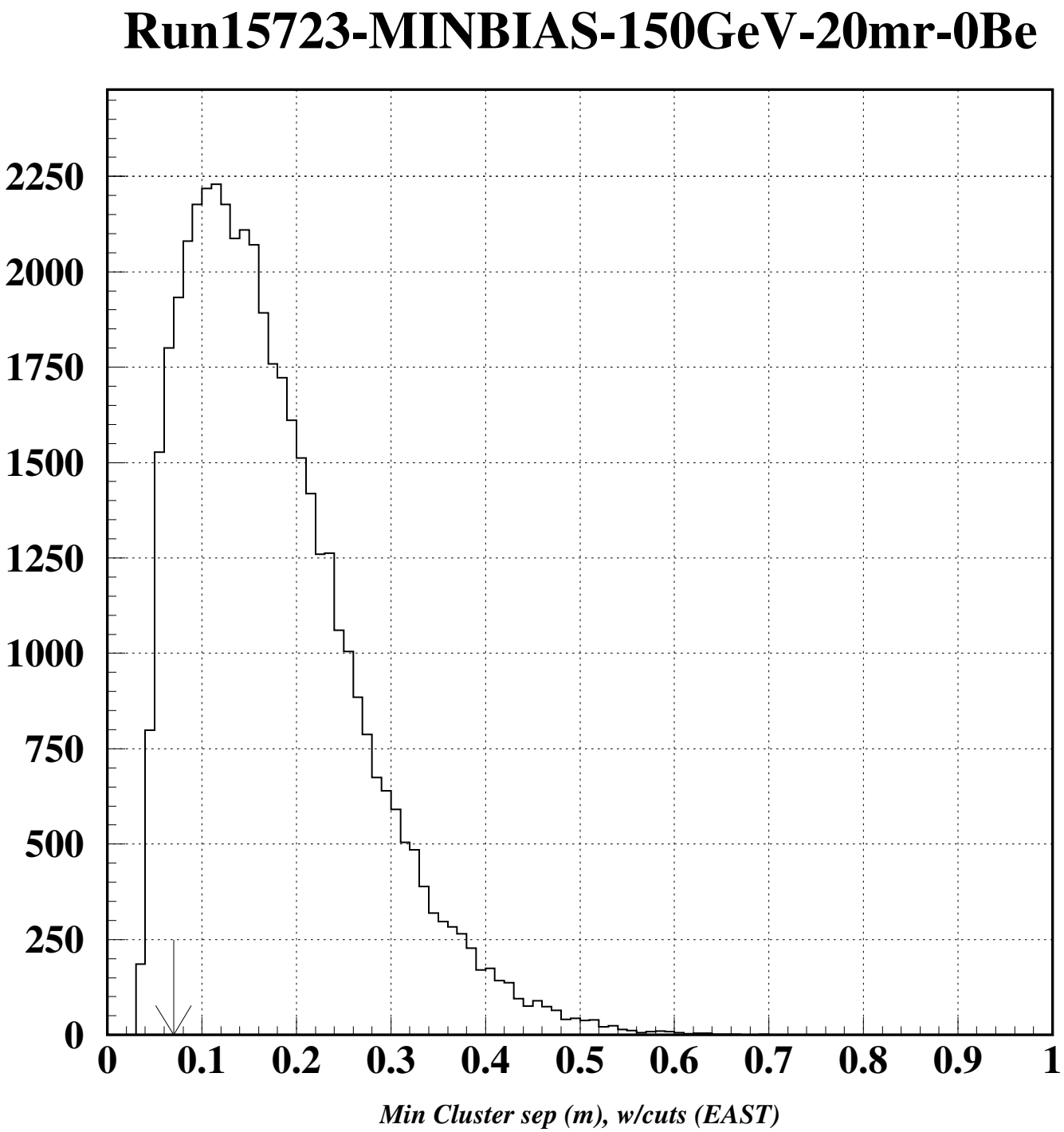

Figure 2.4: $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊でのクラスター同士の距離が最小のものの距離。矢印はカットを行なった場所を示す。

に見える。余分なクラスターが重なっていないかどうかを確かめるために、電磁シャワーから期待される横エネルギー分布をそれぞれのクラスターに対して比べ、この一致の良さを fusion χ^2 という変数で表し、この値が 30 以下である事象を選択した。Figure 2.5 に、このカットをかけた後の fusion χ^2 の分布を示す。

事象がビーム中の K 中間子起源であることを要請するために ring number という変数を $4 \times \max(\Delta x^2, \Delta y^2)$ で定義し、それに対してカットをかけた。ここで、Δx、Δy は、エネルギー中心と近い方のビームとのそれぞれ、X 方向、Y 方向の距離である。Figure 2.6に、このカットをかける前の ring number の分布を示す。標的から散乱せずに飛んできた K 中間子が崩壊して生じた六つの光子のエネルギー中心はビームの中にあるので、ring number < 200 cm^2 を要請した。

K 中間子の崩壊点の再構成

K 中間子の崩壊点すなわち中性 π 中間子の崩壊点[9]の Z 座標 z_{vtx} は、カロリーメータ上の六つのクラスターのうちの二つのクラスターを組み合わせて、その二つのクラスターが中性 π 中間子起源であると想定して決めることができる。i 番目のクラスターのエネルギーを E_i、i 番目と j 番目のクラスター同士の距離を r_{ij} とすると、

$$z_{CsI} - z_{vtx} = \frac{r_{ij}}{m_{\pi^0}} \sqrt{E_i E_j} \tag{2.1}$$

ここで、z_{CsI} は標的からの CsI カロリーメータまでの距離、m_{π^0} は中性 π 中間子の質量で 135 MeV/c^2 である。残った四つのクラスターについても二つずつ対をつくり、崩壊点を再構成し、それぞれの対に対する崩壊点の一致の良さを paring χ^2 で表す。六つの光子のうち二つずつの光子対をつくる組み合わせは 15 通りで、その中から最小の χ^2 のものを選択する。Fig. 2.7に崩壊点のカットをかける前の z_{vtx} の分布、Fig. 2.8にカットをかけた後の paring χ^2 の分布を示す。これより、K 中間子の崩壊点が 90 m$< z_{vtx} <$ 185 m、paring χ^2 が 30 以下である事象を選択した。

K 中間子の不変質量の再構成

事象が K 中間子崩壊によることを要請するために、六つの光子のエネルギーと運動量から、

$$M_K^2 = (\sum E_i)^2 - (\sum \vec{p}_i)^2 \tag{2.2}$$

によって K 中間子の不変質量を再構成し、0.480 - 0.516 GeV/c^2 を要請した。Figure 2.9に、このカットをかける前の不変質量分布を示す。

以上のカットにより 6 GeV 以上のエネルギー領域に対して 41110 事象の $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊が観測された。

2.3.2 事象の感受率

この解析では、事象の感受率を見積るために、実験をコンピュータで再現するモンテカルロシミュレーションを用いた。モンテカルロシミュレーションでは、標的から 90 m - 186 m の間で崩壊する 2 GeV - 150 GeV の運動量をもつ K 中間子を発生させた。さらに、崩壊でできた粒子の測定装置との相互作用などもシミュレーションで再現した。150 GeV までの範囲を 0.5 GeV ごとの領域に分け、それぞれの領域

[9] 中性 π 中間子の寿命は 8.4×10^{-17} 秒であるので、K 中間子と中性 π 中間子の崩壊点は同一であると見なすことができる。

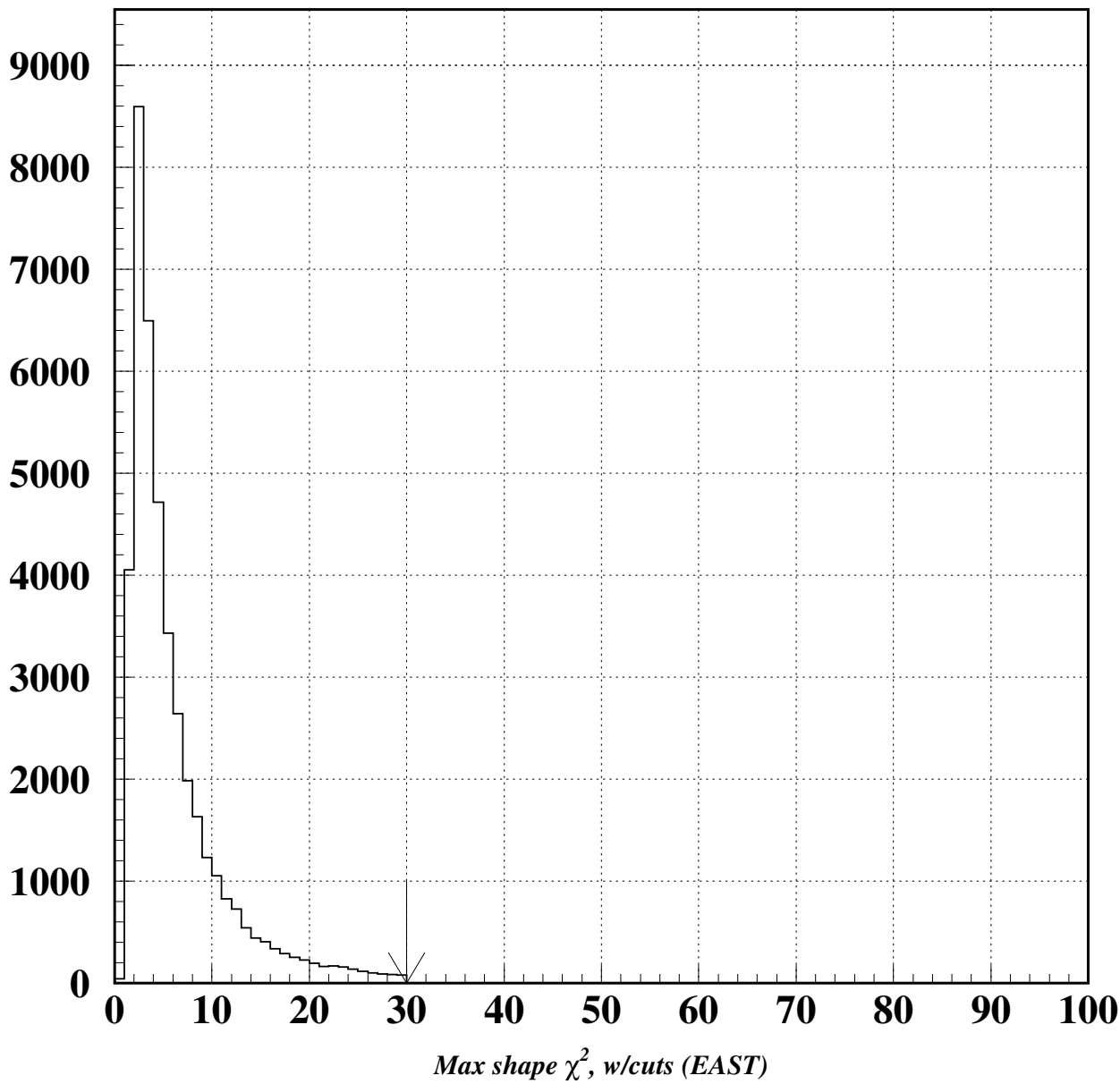

Figure 2.5: $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊における fusion χ^2 分布。矢印はカットをかけた場所を示す。

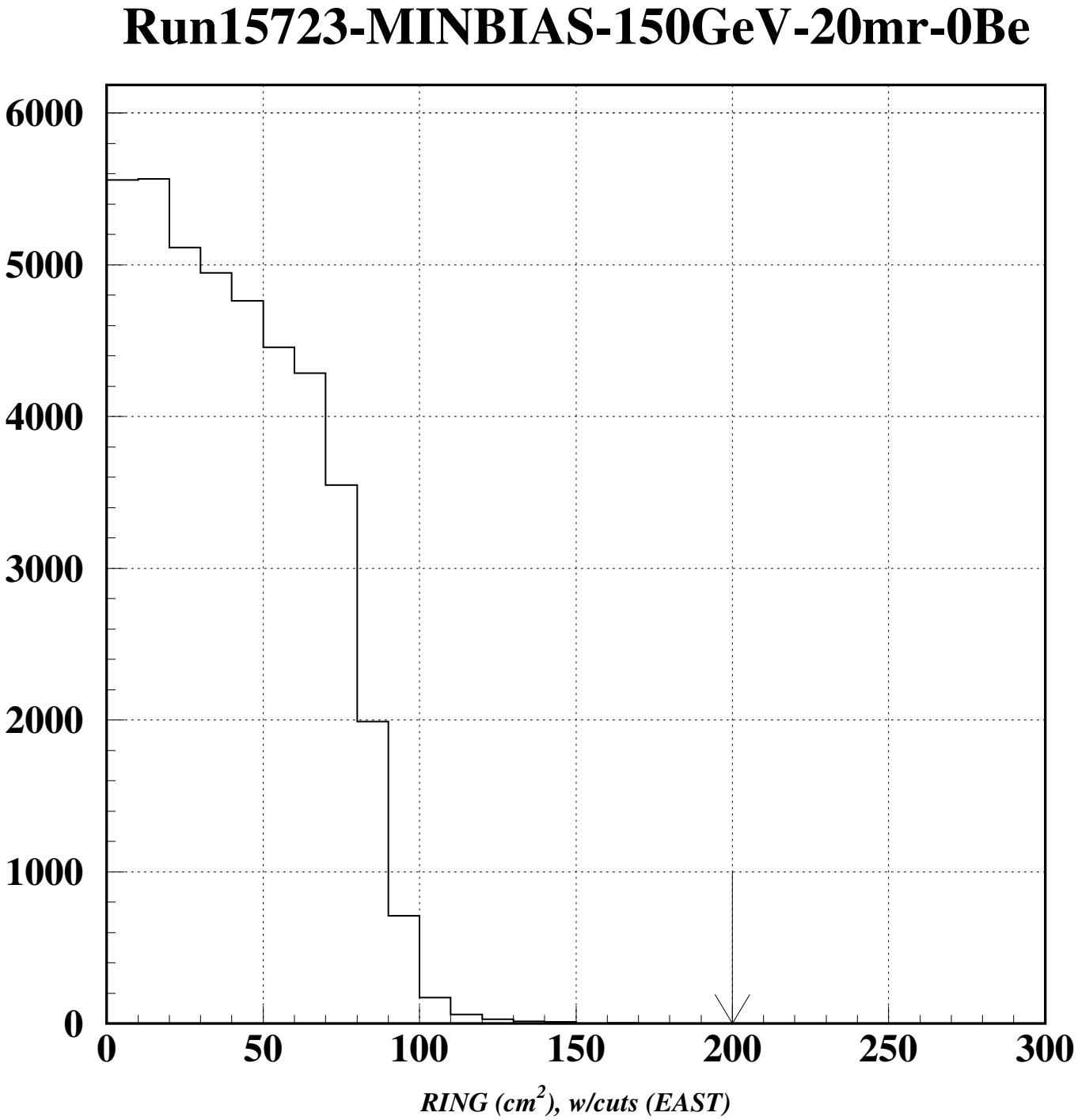

Figure 2.6: $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊における ring number の分布。矢印はカットをかけた場所を示す。

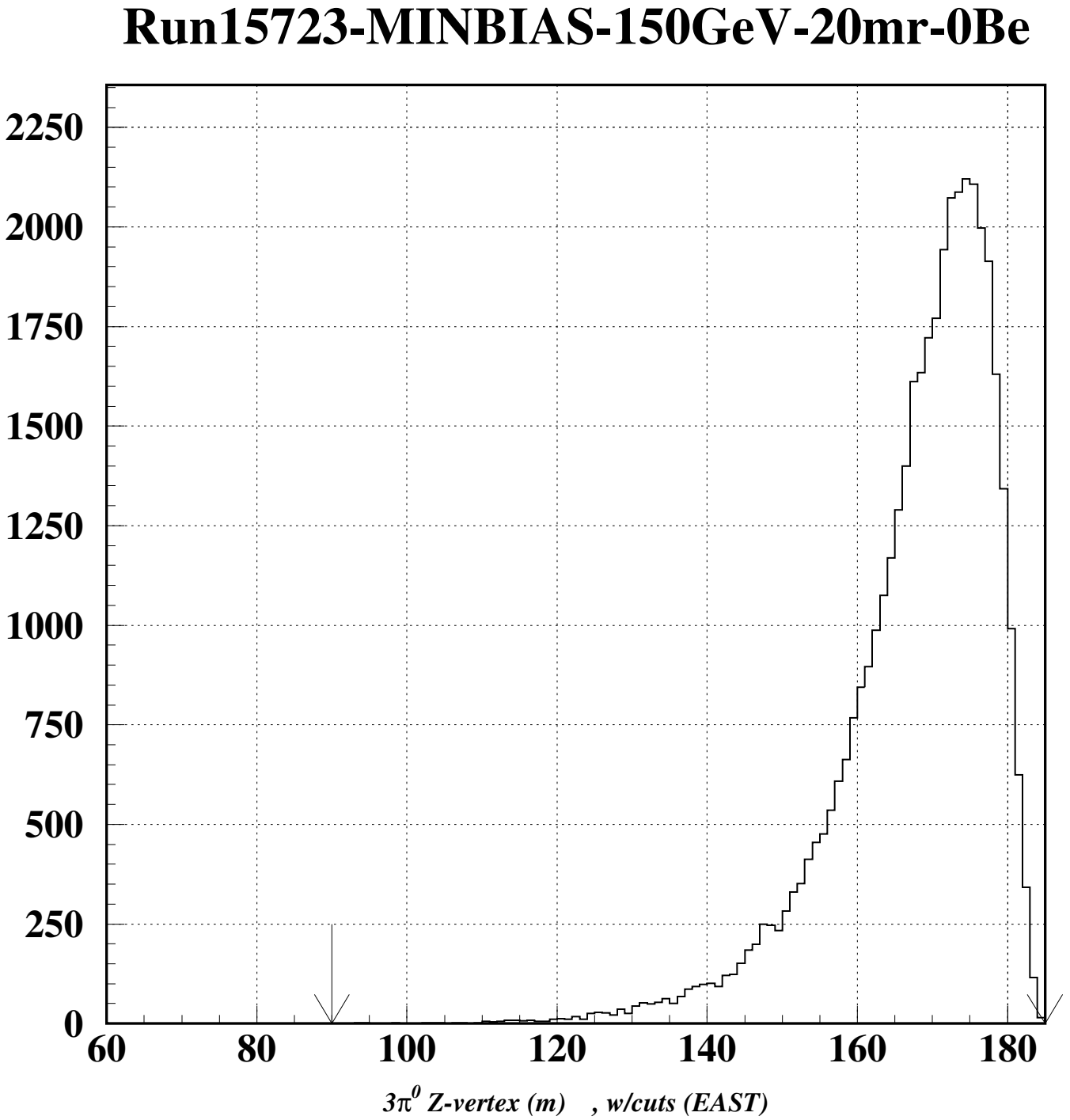

Figure 2.7: $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊における崩壊点分布。矢印はカットをかけた場所を示す。

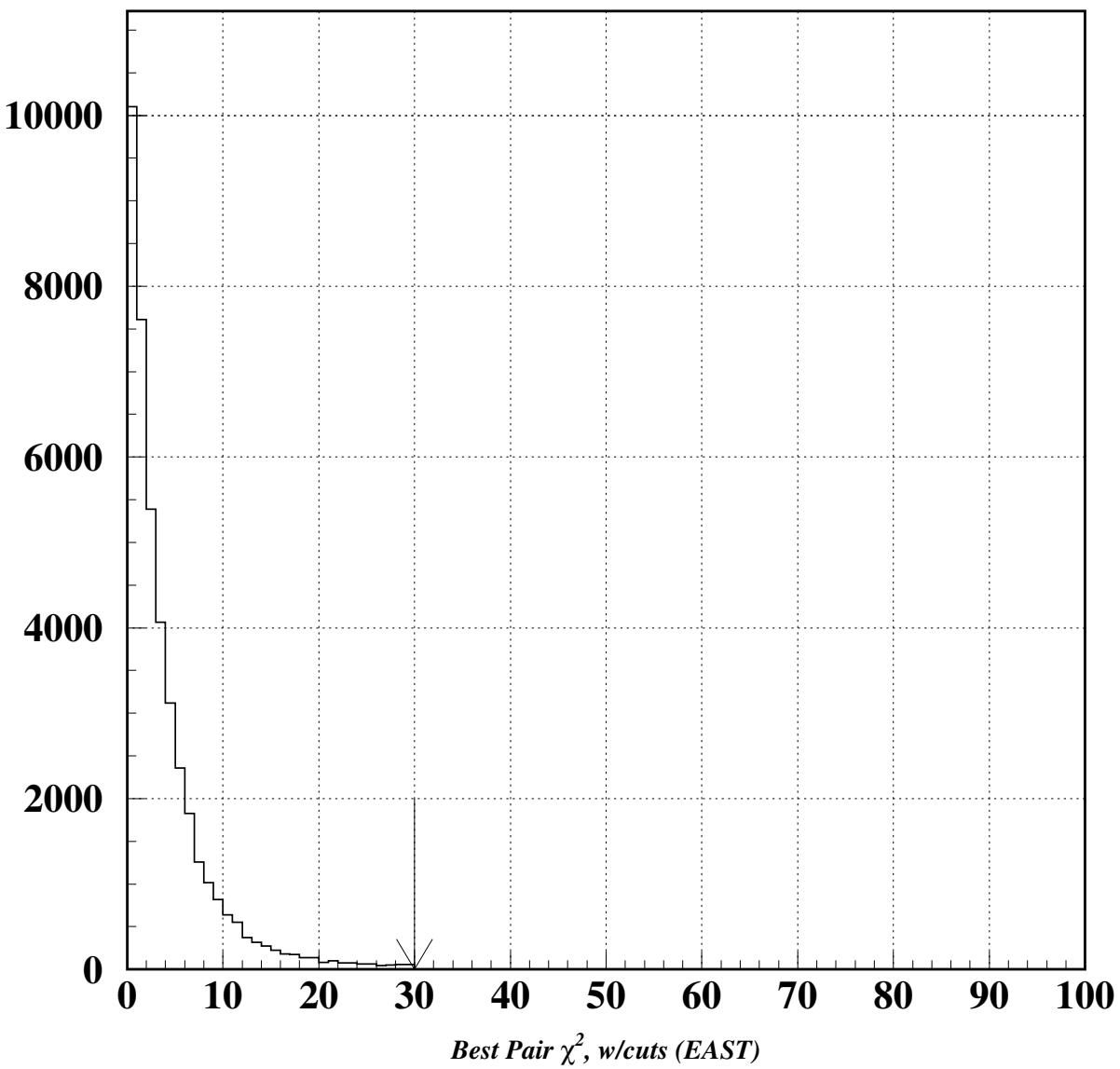

Figure 2.8: $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊における paring χ^2 分布。矢印はカットをかけた場所を示す。

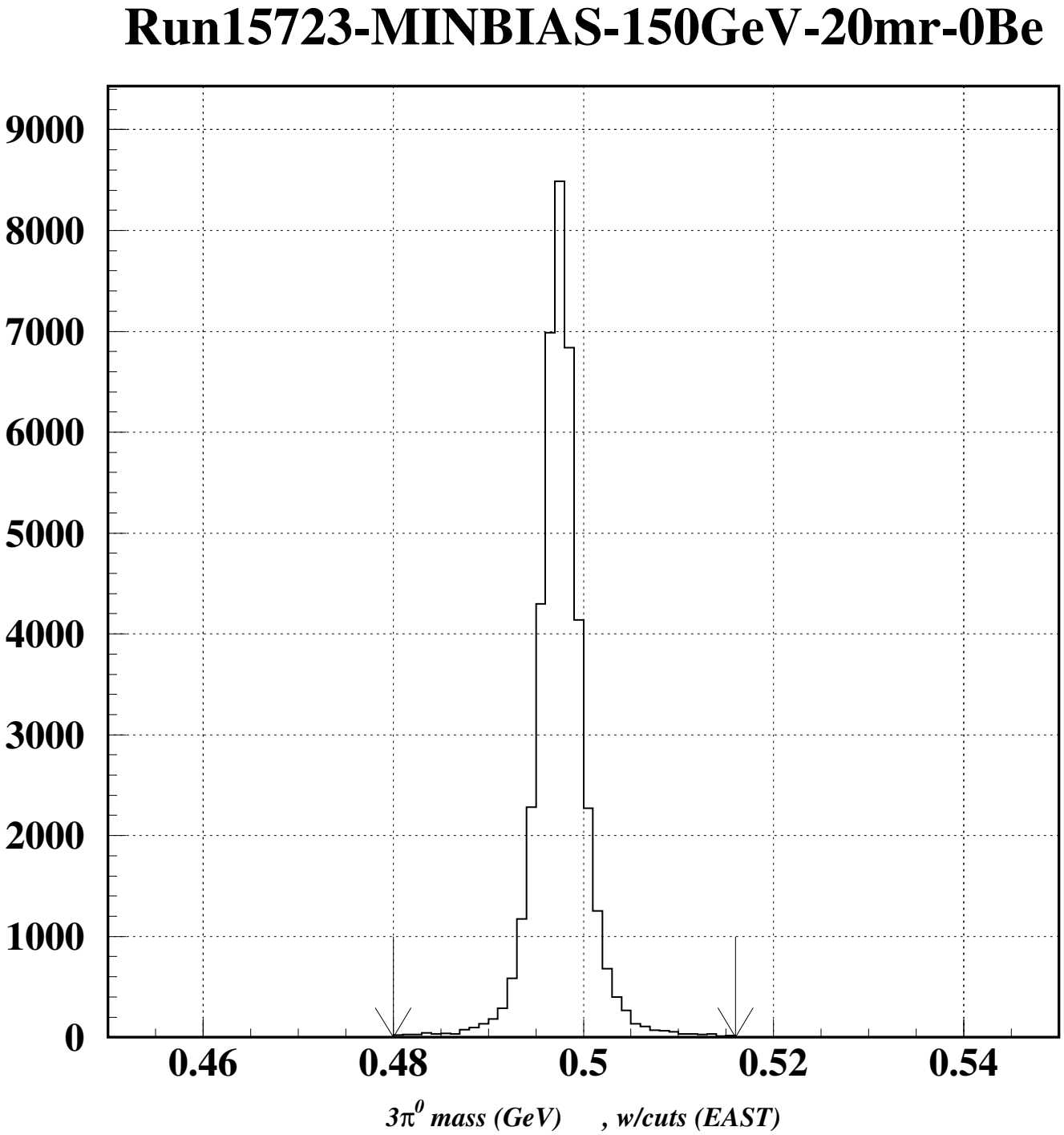

Figure 2.9: $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊における不変質量分布。矢印はカットをかけた場所を示す。

Variable	Requirement
paring χ^2	$\chi^2_{pair} < 30.0$
fusion χ^2	$\chi^2_{fuse} < 30.0$
ring number	< 200.0 cm^2
cluster energy	0.1 GeV $< E_{clus} <$ 100.0 GeV
Z-vertex	90.0 m $< Z_{vtx} <$ 185.0 m
total Kaon energy	2.0 GeV $< E_K <$ 200.0 GeV
cluster separation at CsI	> 0.070 m
$3\pi^0$ mass	0.480 GeV/c^2 $< m_{\pi^0\pi^0\pi^0} <$ 0.516 GeV

Table 2.1: $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 事象の選択基準

にある粒子に対して、事象の発生数とトリガーおよびカットを通った事象数から各領域ごとの感受率を求めた。この結果、事象のに感受率と K 中間子のエネルギーとの相関は、Fig. 2.10 のようになった。

2.3.3 標的上における K 中間子フラックス

ビームテストで測定された事象数から、標的上での K 中間子フラックスは、式 2.3のように表される。

$$\mathcal{F}_{HAD} = \left(\sum_{E_K} \frac{N_{HAD}(E_K)}{Acc(E_K) \cdot \mathrm{DK_{cor}}(E_K) \cdot BR} \right) \times \left(\frac{10^6}{cor \cdot \epsilon_{live} \cdot \epsilon_{tgt} \cdot d\Omega} \right) \tag{2.3}$$

$$= \quad (NCOR) \quad \times \quad (N2F) \tag{2.4}$$

- N_{HAD}: 解析で得られた K 中間子崩壊の事象数
- Acc: 信号事象の感受率。測定器の幾何的な感受率と解析のカットによるものとを含む。
- $\mathrm{DK_{cor}}$: エネルギー E_K の K 中間子が、崩壊領域 90 - 186 m の間で崩壊する確率で、

$$\mathrm{DK_{cor}}(E_K) = \exp(-\frac{90 \cdot m_K}{E_K \cdot c\tau_K}) - \exp(-\frac{186 \cdot m_K}{E_K \cdot c\tau_K}) \tag{2.5}$$

  で表される。ここで、m_K は K 中間子の質量で $m_K = 498$ MeV/c^2、E_K は K 中間子のエネルギー、τ_K は K 中間子の静止系における平均寿命である。
- cor: ビーム損失や SEM 補正をした後の標的に入射する陽子の総数
- BR: 信号事象の分岐比。この解析で用いた $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊に対しては、$BR = 0.2113$。
- ϵ_{live}: トリガーの感受時間の割合
- ϵ_{tgt}: 30 cm の BeO の標的に入射する、有効なビームの割合。
- $d\Omega$: 二次ビームの立体角 (0.212 ± 0.004 μstr)

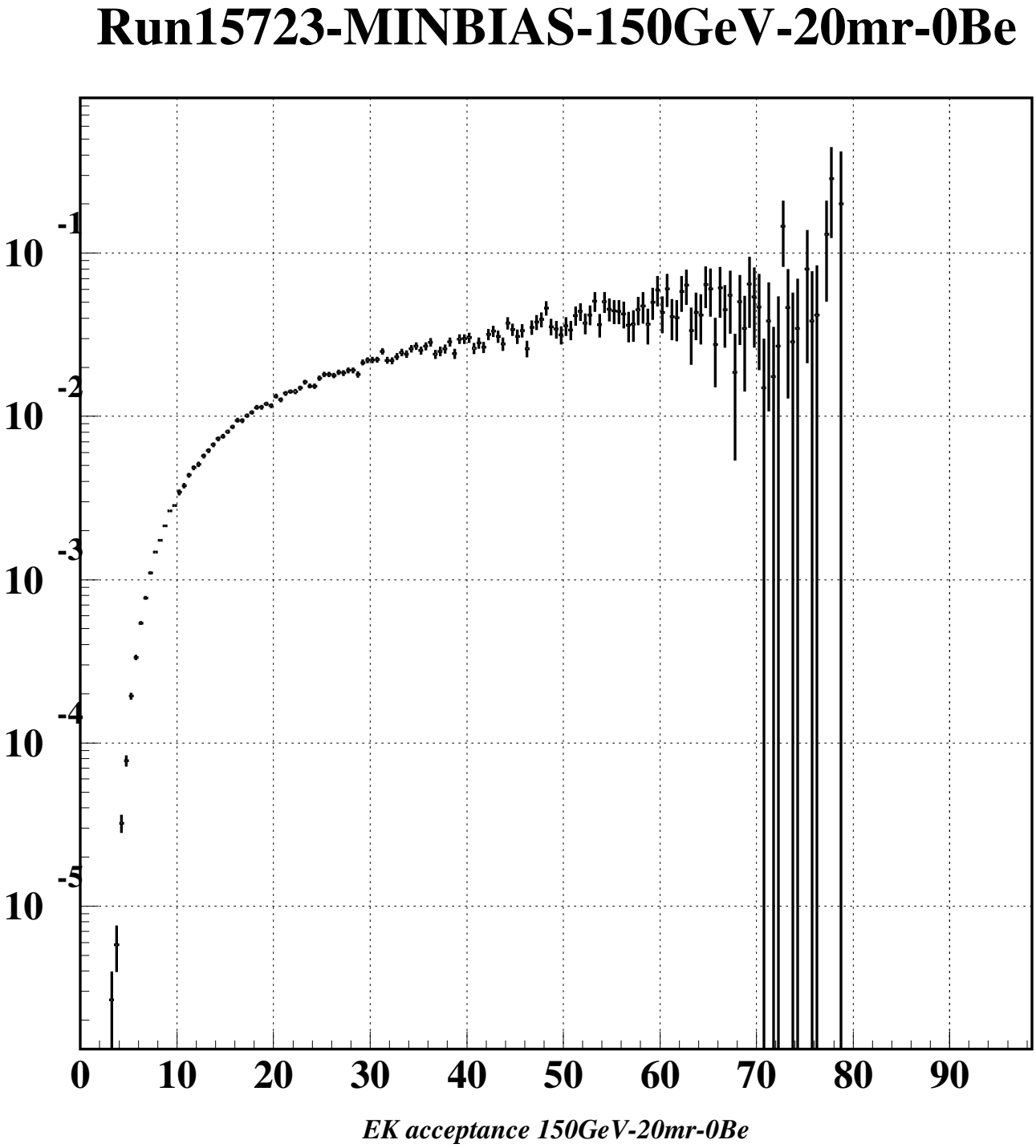

Figure 2.10: $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊に対する感受率と K 中間子のエネルギーとの相関

E_{beam}, θ_{tgt}	run	Be thick (inch)	cor ($\times 10^{12}$)	ϵ_{live}	ϵ_{tgt}	$d\Omega$ (μstr)	$N2F$ ($\times 10^{-6}$)
150 GeV 20 mrad	15723	0	256.73	0.968	0.6	0.212	0.03163

Table 2.2: ビームテスト試行番号 15723 に対する $N2F$

E_{beam}, θ_{tgt}	run	Be thick (inch)	N_{EVT} ($\times 10^6$)	$NCOR$	$N2F$ ($\times 10^{-6}$)	$\mathcal{F}_{HAD}$
150 GeV 20 mrad	15723	0	41110	146.47	0.03163	4.633

Table 2.3: $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊過程から求めた K 中間子のフラックス ($\mathcal{F}_{HAD}$)。フラックスの単位は $\times 10^{-6}/prot/\mu str$ である。

ここで、式 2.3 は、式 2.4 のように $NCOR$ と $N2F$ の二つの部分に分けられる。$NCOR$ は、解析に依存するが、$N2F(N$ to $\mathcal{F}$ conversion) は、各測定の状態のみに依存し、解析には依存しない。式 2.3より、解析で求めた事象数、事象の感受率、崩壊領域で K 中間子が崩壊する確率 $\mathrm{DK_{cor}}$、$K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊の分岐比、および Table 2.2で示した $N2F$ を用いて、標的上における K 中間子のエネルギー分布は、Fig. 2.11 のようになった。$E_K < 6$ GeV のところのピークは、背景事象によるものである。これより、6 GeV 以上のエネルギー領域での標的上における K 中間子のフラックスは、$4.63 \times 10^{-6}/proton/\mu str$ となった。

2.4 K 中間子フラックス測定における系統誤差

今回のビームテストでの K 中間子フラックス測定に伴う系統誤差を Table 2.4にまとめた。以下にその説明をする。

- 実質的な標的の長さに対する補正: 通常の KTeV 実験では、標的は Z 軸に対して 4.8 mrad 傾いている。800 GeV の測定では陽子ビームは、標的に平行に、すなわち 4.8 mrad 傾いて入射する。今回のビームテストにおける 150 GeV の測定の場合、陽子ビームは 12 mrad、15 mrad、20 mrad 傾いて入射する。また、標的の XY 方向の大きさが 3 mm であるのに対して、陽子ビームの大きさは、800 GeV のとき 0.5 mm、150 GeV のときでは、2.5 mm であるので、実質的に陽子ビームが通る標的の長さの補正をしなければならない。この補正はターゲットスキャンと呼ばれる方法により行なわれた。これは、ビームの位置を徐々に動かし、標的に衝突してできた生成物の生成頻度をみることによってビームの標的に対する実質的な長さを割り出す方法である。陽子ビームの大きさの不定性により、K 中間子のフラックスに対して 20%の不定性がある [13]。

- SEM 補正: 通常の 800 GeV の陽子ビームを用いる KTeV 実験における $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊事象の収集に用いられるトリガーで得られる崩壊数よりも、CsI カロリーメータの中心部分のみを用いる

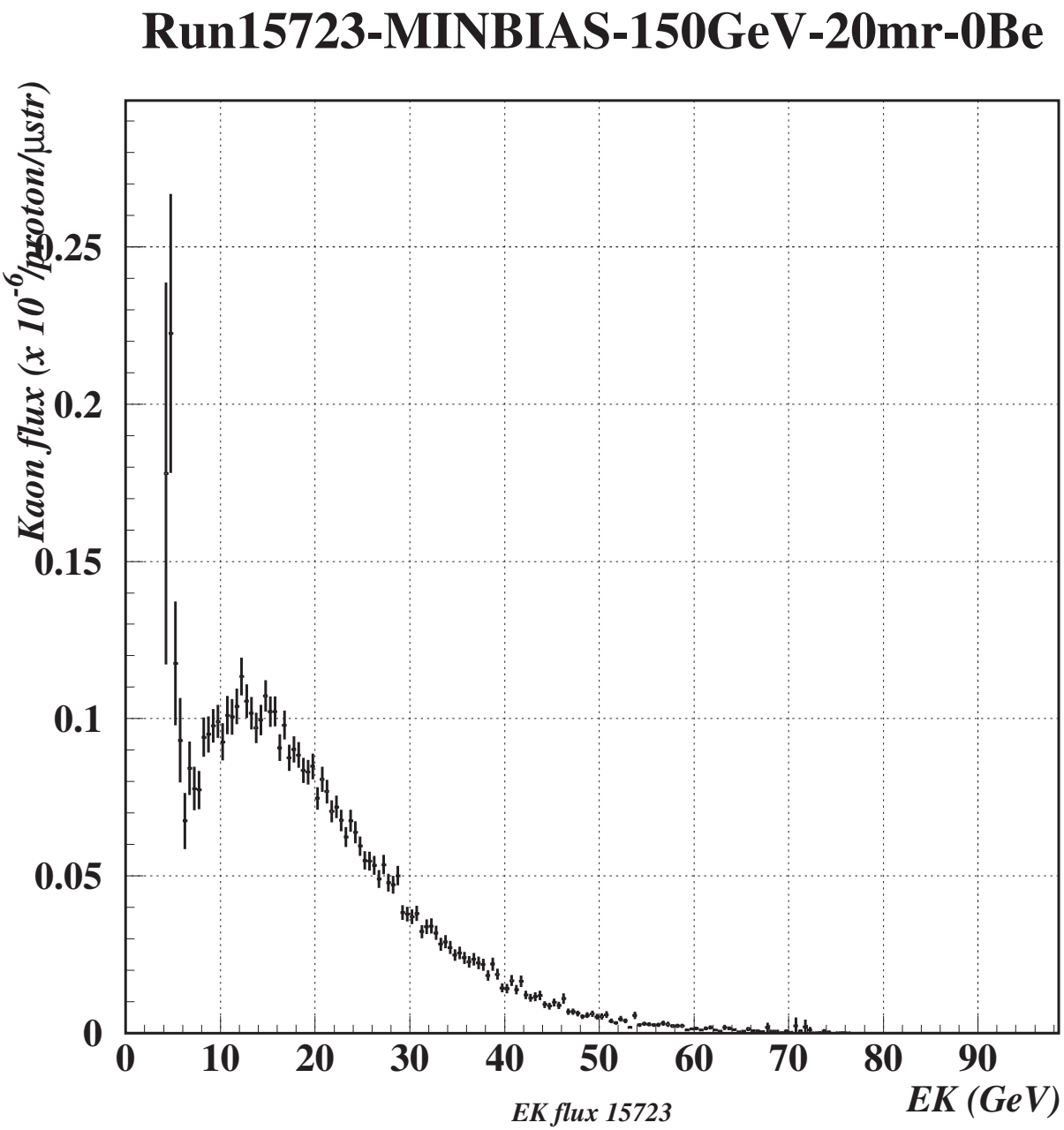

Figure 2.11: 標的上での K 中間子のエネルギー分布

source of uncertainty	percent uncertainty
effective target length	20%
SEM corrections	5%
time/config-dependent differences	4%
MC Acceptance	3%
Solid Angle ($d\Omega$)	2%
TOTAL	21%

Table 2.4: K 中間子フラックス測定における系統誤差

今回のトリガーで得られる崩壊数の方が $(9 \pm 2)\%$多い。また、上流においてビームが 5 %失われるのでその補正もしなければならない。この補正に対して、5 %の系統誤差が伴う [13]。

- モンテカルロシミュレーションによって求められた感受率の誤差は 3% と見積られる [13]。
- 2 次 K 中間子ビームの立体角に対する誤差は 2 %と見積られる [13]。
- 異なったトリガーを用いた測定間の相違: 今回のビームテストでは、UCAL に 2 GeV 以上のエネルギーを要求する HADRON トリガーを用いた測定と CsI 結晶に設置した光電子増倍管からの信号の総和を求める ET Board による MIN-BIAS トリガーを用いた測定が行なわれた。Table 2.5 に HADRON と MIN-BIAS の二つの測定に対するフラックスの比を示す。Table 2.5 に示した補正に対するばらつきによって、K 中間子のフラックスに対して 4%の系統誤差が加えられる [13]。

以上の系統誤差を総合すると、K 中間子フラックスの系統誤差は 21%である。これに対して、統計誤差は無視できるぐらいに小さい。このフラックスの系統誤差を減らすさらなる研究が必要である。

target angle (mrad)	Be thick	(hadron)/(minbias) for: $E_K > 6$ GeV
12	0”	1.034 ± 0.023
12	20”	1.033 ± 0.023
15	0”	0.993 ± 0.025
15	0”	1.035 ± 0.025
15	20”	1.038 ± 0.025
20	0”	1.069 ± 0.026
20	20”	0.954 ± 0.024

Table 2.5: HADRON 測定での K 中間子フラックスと $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊を用いた MIN-BIAS 測定での K 中間子フラックスの比。誤差は統計誤差のみである。吸収体のない 標的入射角 15 mrad のときの測定が用いられている。

Chapter 3

シミュレーションを用いた KAMI 実験の感度の推算

本研究では、Chapter 2 で得られた生成 K 中間子のエネルギー分布と、以前の研究 [14, 15, 16] で得られた光子検出の不感率を用いて、モンテカルロシミュレーションによって $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象とその背景事象の感受率を求めた。さらに、得られた感受率と Chapter 2 で求めた K 中間子フラックスから、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象と背景事象が何事象観測されるかを推算した。

3.1 測定器の配置と事象発生の条件

3.1.1 120 GeV 実験における生成 K 中間子のエネルギー分布

この解析で得られた標的上における K 中間子のフラックスは、150 GeV の陽子ビームに対するものである。これに対し、KAMI 実験においては、120 GeV の陽子ビームが用いられる。したがって、150 GeV の分布から 120 GeV の分布を外挿して求めなければならない。ここでは、まず、150 GeV の測定で得られた、三つの標的入射角の場合のフラックスのエネルギー分布を、Malensek の式 [11] を変形した

$$\frac{d^2N}{dp\ d\Omega} \ = \ P1 \cdot X \cdot \frac{(1-X)^{P2}}{(1+p_t^2/P3)^{P4}} + P5 \cdot X \cdot \frac{(1-X)^{P6}}{(1+p_t^2/P7)^{P8}} \tag{3.1}$$

の式を用いてフィットした。ここで、X は、生成した K 中間子の運動量とビームの運動量との比 p_K/p_{beam}、p_t は、生成した K 中間子の横運動量で、K 中間子の運動量と、ビームの標的に対する入射角 θ_{tgt} を用いて、$p_K \sin\theta_{tgt} \sim p_K\theta_{tgt}$ と表される。この結果、
P1 = 1.403, P2 = 0.4379, P3 = 1.031, P4 = 15.58, P5 = 1.538, P6 = 4.394, P7 = 3.892, P8 = 12.42
と、求められた。この式に、KAMI 実験で用いられる、ビームエネルギー $p_{beam} = 120$ GeV、標的入射角 $\theta_{tgt} = 24$ mrad を代入することにより、Fig. 3.2 の分布を得ることができた。標的上における生成 K 中間子の平均エネルギーは 15.2 GeV、フラックスは、$4.44 \times 10^{-6}/proton/\mu str$、と見積られる。これは、EOI で見積られている平均エネルギー 15.4 GeV、フラックス $4.37 \times 10^{-6}/proton/\mu str$ とほぼ等しい。

3.1.2 測定器の配置と事象発生の条件

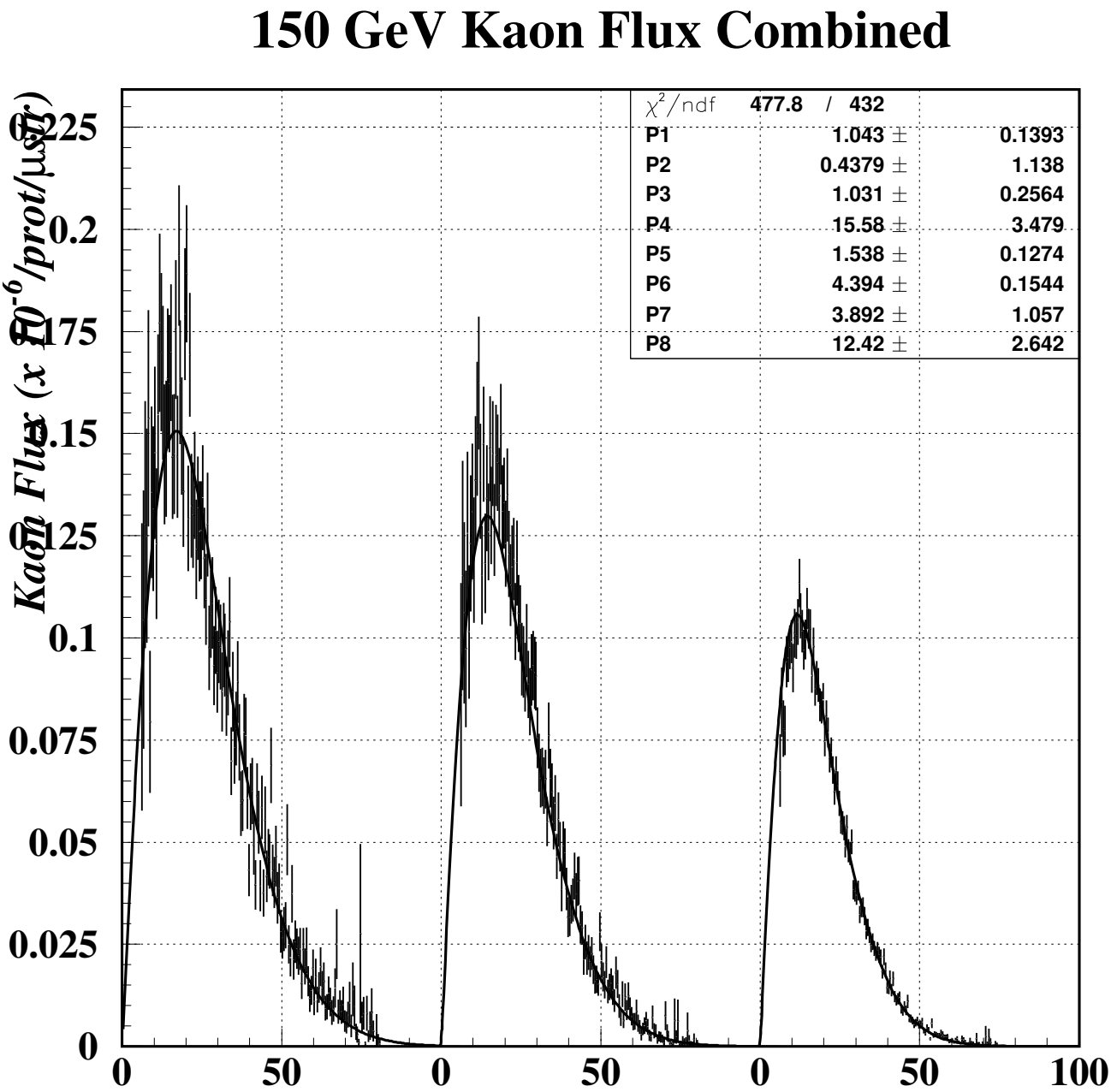

Figure 3.1: ビームエネルギー 150 GeV、標的入射角 12 mrad、15 mrad、20 mrad におけるフラックスのエネルギー分布のフィット、横軸は、生成 K 中間子のエネルギーで単位は GeV、縦軸は 0.5 GeV ごとの生成 K 中間子のフラックスで単位は $\times 10^{-6}/proton/\mu str$ である。左から標的入射角がそれぞれ 12 mrad、15 mrad、20 mrad のときのエネルギー分布を表す。

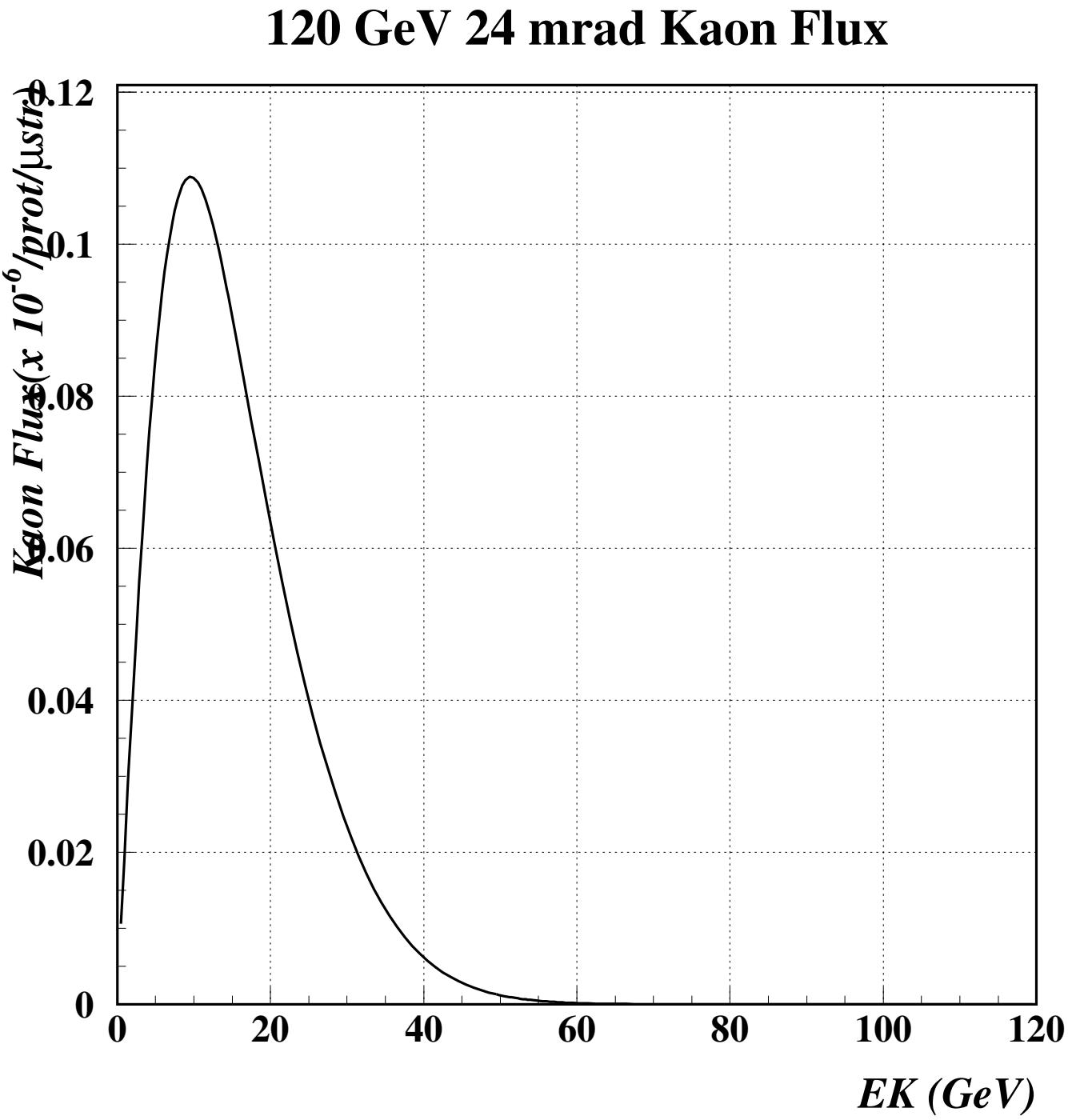

Figure 3.2: 120 GeV の陽子ビームを入射したときの標的上における生成 K 中間子のエネルギー分布

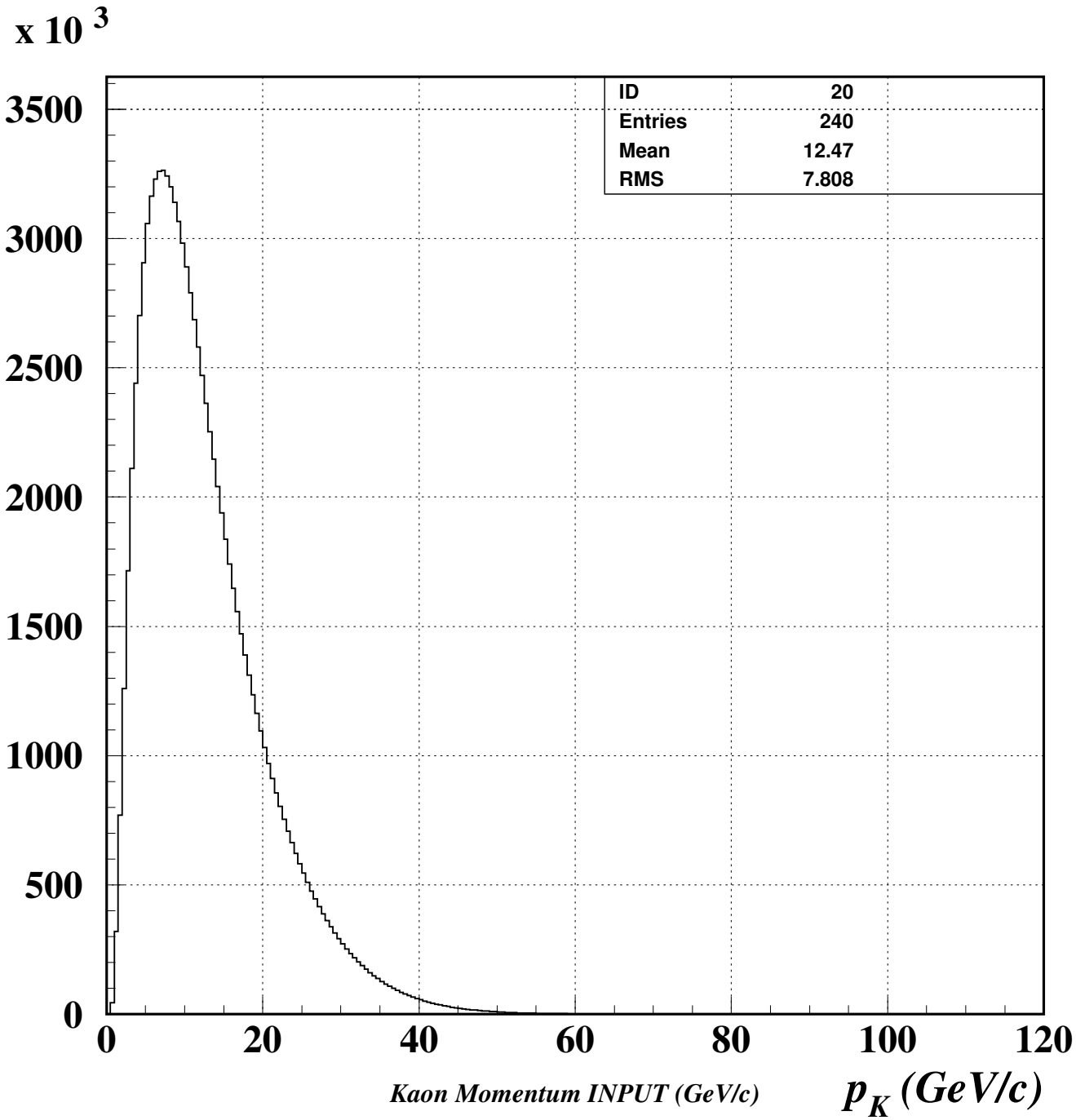

Figure 3.3: 120 GeV の陽子ビームを入射したときに、崩壊領域 90 m - 186 m で崩壊する K 中間子のエネルギー分布

	z (m)	x(in) (m)	x(out) (m)	y(in) (m)	y(out) (m)
Mask Anti	90.0	0.05	1.375(radius)	0.05	1.375(radius)
Photon Veto(Barrel)	152.0-186.0	1.375(radius)	-	1.375(radius)	-
CsI Calorimeter	186.0	0.075	1.375(radius)	0.075	1.375(radius)
Back Anti-Out 1	189.3	0.075	0.5	0.075	0.5
Back Anti-Out 2	192.5	0.075	0.5	0.075	0.5
Back Anti-In	193.0	0	0.15	0	0.15

Table 3.1: シミュレーションで用いた測定器の配置

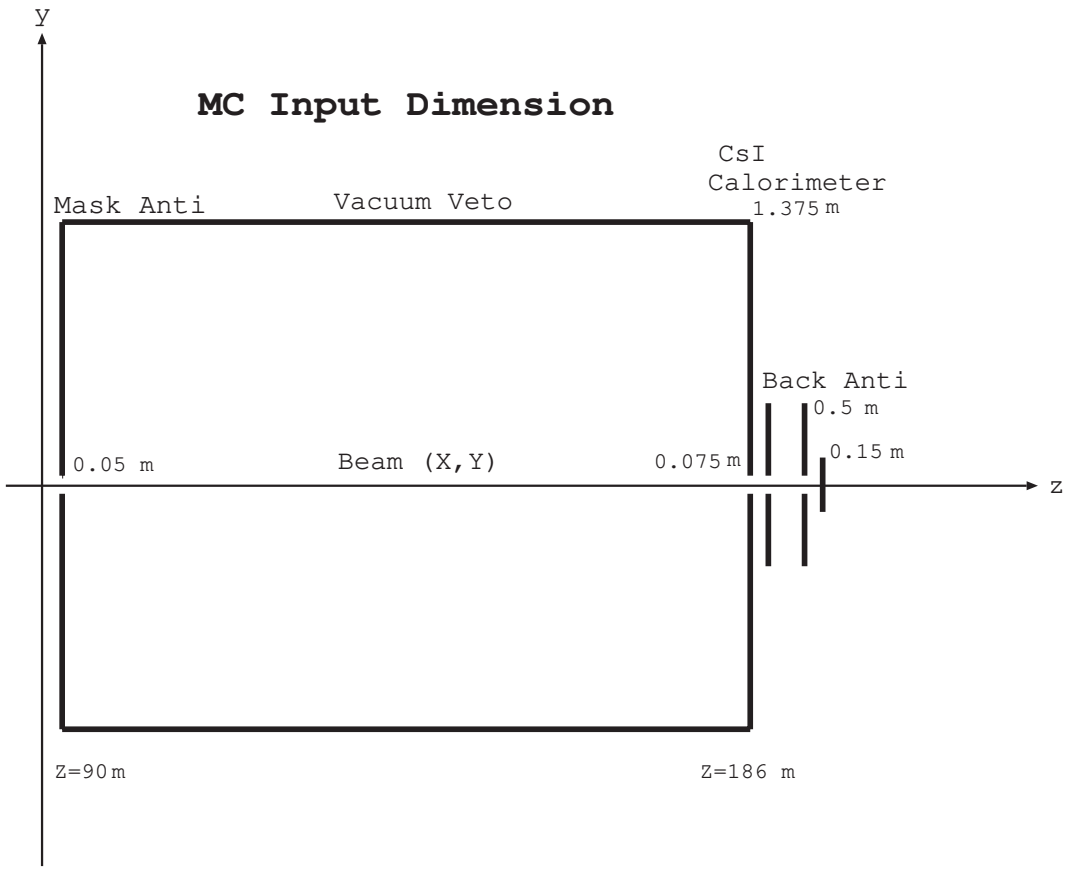

Figure 3.4: シミュレーションで用いた測定器

項目	分解能
CsI カロリーメータの位置分解能	1 mm
CsI カロリーメータのエネルギー分解能	1 %

Table 3.2: シミュレーションで仮定した測定器の分解能

Energy Low-High(GeV)	MA/PV Inefficiency	CsI-Out/In Inefficiency	BA-Out Inefficiency	BA-In Inefficiency
0.0-0.01	1	1	1	1
0.01-0.025	4×10^{-3}	1×10^{-1}	1	1
0.025-0.035	5×10^{-4}	1×10^{-1}	1	1
0.035-0.045	4×10^{-4}	1×10^{-1}	1	1
0.045-0.06	3.5×10^{-4}	1×10^{-2}	1	1
0.06-0.10	3.5×10^{-4}	3×10^{-4}	1×10^{-2}	1
0.10-0.15	3.5×10^{-4}	1.7×10^{-4}	1×10^{-2}	1
0.15-0.17	3.5×10^{-4}	1×10^{-4}	1×10^{-2}	1
0.17-0.22	3×10^{-4}	8×10^{-5}	1×10^{-3}	1
0.22-0.25	3×10^{-4}	7×10^{-5}	1×10^{-3}	1
0.25-0.30	1×10^{-4}	7×10^{-5}	1×10^{-3}	1
0.30-0.33	1×10^{-4}	4×10^{-5}	1×10^{-3}	1
0.33-0.35	9×10^{-5}	4×10^{-5}	1×10^{-3}	1
0.35-0.37	9×10^{-5}	3×10^{-5}	1×10^{-3}	1
0.37-0.40	5×10^{-5}	1.5×10^{-5}	1×10^{-4}	1
0.40-0.41	4.5×10^{-5}	1.5×10^{-5}	1×10^{-4}	1
0.41-0.44	4.5×10^{-5}	7×10^{-6}	1×10^{-4}	1
0.44-0.47	2.5×10^{-5}	5×10^{-6}	1×10^{-4}	1
0.47-0.51	2.5×10^{-5}	1×10^{-5}	1×10^{-4}	1
0.51-0.56	2.5×10^{-5}	7×10^{-6}	1×10^{-4}	1
0.56-0.60	1×10^{-5}	1.8×10^{-6}	1×10^{-4}	1
0.60-1.00	3×10^{-6}	1×10^{-6}	3×10^{-5}	1
1.00-3.00	1×10^{-6}	1×10^{-6}	3×10^{-6}	1×10^{-2}
3.00-Inf.	1×10^{-6}	1×10^{-6}	1×10^{-6}	1×10^{-3}

Table 3.3: シミュレーションで仮定したフォトンベトーカウンターの不感率

Distance Near-Far (cm)	CsI-In Inefficiency	CsI-Out Inefficiency
0.0 - 0.1	1.00	1.00
0.1 - 1.5	0.85	1.00
1.5 - 2.0	0.45	0.85
2.0 - 2.5	0.15	0.50
2.5 - 3.0	0.05	0.45
3.0 - 4.0	0.02	0.15
4.0 - 5.0	0.00	0.05
5.0 - 7.5	0.00	0.02
7.5 - Inf.	0.00	0.00

Table 3.4: シミュレーションで仮定したクラスター同士の分離に対する感度

このシミュレーションで仮定した検出器は、Fig. 3.4および Table 3.1 に示すように CsI カロリーメータ、およびフォトンベトーカウンター (側面部、Mask Anti、Back Anti) である。まず、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊で生じた二つの光子を観測するために直径 2.75 m の CsI カロリーメータを $z = 186$ m に設置した。$K_L \to \pi^0\pi^0$ 崩壊で生じた四つの光子のうち二つがカロリーメータに当たり、残り二つがカロリーメータに当たらない場合、その事象は背景事象となる。そのようなカロリーメータから外れた光子を検出するため、$90 < z < 186$ m の崩壊領域を包む直径 2.75 m の円筒形のフォトンベトーカウンターを設置した。また、崩壊領域の上流で崩壊した背景事象を除くために崩壊領域の最上流部 $z = 90$ m に Mask Anti と呼ばれるフォトンベトーカウンターを置き、上流側の崩壊領域を定義した。Mask Anti は中央に K 中間子ビームを通す大きさの穴が開いている。CsI カロリーメータのビームホール中を通ってきた光子や中性子を検出するために Back Anti と呼ばれるフォトンベトーカウンターをカロリーメータの下流に設置した。Back Anti は、3 層からなり、189.3 m、192.5 m に Back Anti-Out があり、中心部にビームを通すための 15 cm × 15 cm の穴が開いている。193 m には、Back Anti-In をビーム中におき、ビーム中の光子を観測する。

前節で外挿して求めたエネルギー分布に従う事象を発生させた。シミュレーションにおいて用いた K 中間子のエネルギー分布を Fig. 3.3に示す。このとき、フォトンベトーカウンターは、入射した光子に対して、Appendix Bで述べるように、以前に求められた不感率 [14, 15, 16] を持つと仮定した。本研究で用いた不感率を Table 3.3 に示す。事象は、Table 3.2で仮定した分解能でカロリーメータで観測される入射位置とエネルギーがぼかされた後、さらにトリガーやオフラインカットにかけられ、事象の観測数が求められる。

背景事象に対する比重

背景事象で生じた余分な光子は崩壊領域の周りを取り囲んでいるフォトンベトーカウンターにより、ほとんど排除される。したがって、背景事象の感受率は極めて低く、単純にシミュレーションを行なうと、時間や CPU 資源の大変な浪費となる。そこで、効率よく背景事象を発生させるために、シミュレーションにおいては光子検出器が 100 %の不感率をもつと想定し、それぞれの事象に対して、それぞれの光子に

Variable	Requirement
p_t and z_{vtx}	Fig. 3.9で示した領域内
deposit energy in CsI	$ET_{cal} > 5$ GeV
cluster energy	$E_{clus} > 1.0$ GeV

Table 3.5: $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象の選択基準

対する不感率の積をその事象が持つ比重とした。これにより、統計誤差を減らすのに充分な事象数をためることができる。

また、CsI カロリーメータ上においてクラスターは、入射光子のエネルギーを吸収した CsI 結晶の塊として定義される。二つの光子がカロリーメータ上でお互いの入射位置が近接していると、落としたエネルギーが重なり、一つのクラスターのように見える。このために $K_L \to \pi^0\pi^0$ 崩壊からの光子を見失うと背景事象となり得る。このシミュレーションにおいては二つの光子のカロリーメータ上での距離が、7.5 cm より小さいときに、Table 3.4で示した確率でクラスターが分離できず、ひとつのクラスターに見えるものとし、これに対する不感率も事象の比重にかけた。これらの比重の総和を生成した崩壊数で割ったものが背景事象数の感受率である。

3.2 事象の選択

前節で記述した測定器を仮定して、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象をモンテカルロシミュレーションを用いて発生させた。この時に用いたトリガーは、粒子がカロリーメータに落とした全エネルギーが 5 GeV 以上であり、かつ 1 GeV 以上のエネルギーを落としたクラスターが二つであることを要請している。

$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象の選択は崩壊時に生じる中性 π 中間子の横運動量 p_t と崩壊点 z_{vtx} を用いて選択することにした。ここで、崩壊点は式 2.1により求められる。Figures 3.5、3.6、3.7にそれぞれ、モンテカルロシミュレーションで発生させた事象の、カットをかける前の横運動量、崩壊点、カロリーメータに落とした全エネルギー分布を示す。図中において、上段が $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象、下段が $K_L \to \pi^0\pi^0$ 事象の分布を示す。$K_L \to \pi^0\pi^0$ 事象において、p_t の低い領域に事象が集まっている。これは、異なる中性 π 中間子からの光子を一つずつ見失って生じた背景事象である。KAMI 実験の目的である変数 η の精度を上げるためには、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊に対する背景事象を減らさなければならない。しかし、背景事象を減らそうとすると、同時に信号事象まで減り、統計的な誤差が大きくなる。そこで KAMI 実験の目的である小林益川行列の複素成分 η の精度が最も良くなるようにカットを選択することにした。この変数 η の精度 $\Delta\eta/\eta$ は、Appendix Cで述べるように

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{1}{2} \times \sqrt{\frac{1 + B/S}{N_{decay} \times Acc_{sig} \times BR_{sig}}} \tag{3.2}$$

となる。ここで、B/S は背景事象数と信号事象数との比、N_{decay} は K 中間子の全崩壊数、Acc_{sig} は信号事象の感受率、BR_{sig} は信号事象の崩壊分岐比で、3×10^{-11} と仮定した。ここでは、シミュレーションで得られた事象を横運動量 p_t、崩壊点 z_{vtx} で分類し、各領域に対する B/S を計算する。全領域のうち、最も B/S の悪い領域から順に除いていき、変数 η の統計誤差 $\Delta\eta/\eta$ が最も小さくなる領域を探した。Figure 3.8 は、B/S の小さい順に ID 番号を付け、ID 番号の小さい領域から順に領域内に含まれる、信号事象数

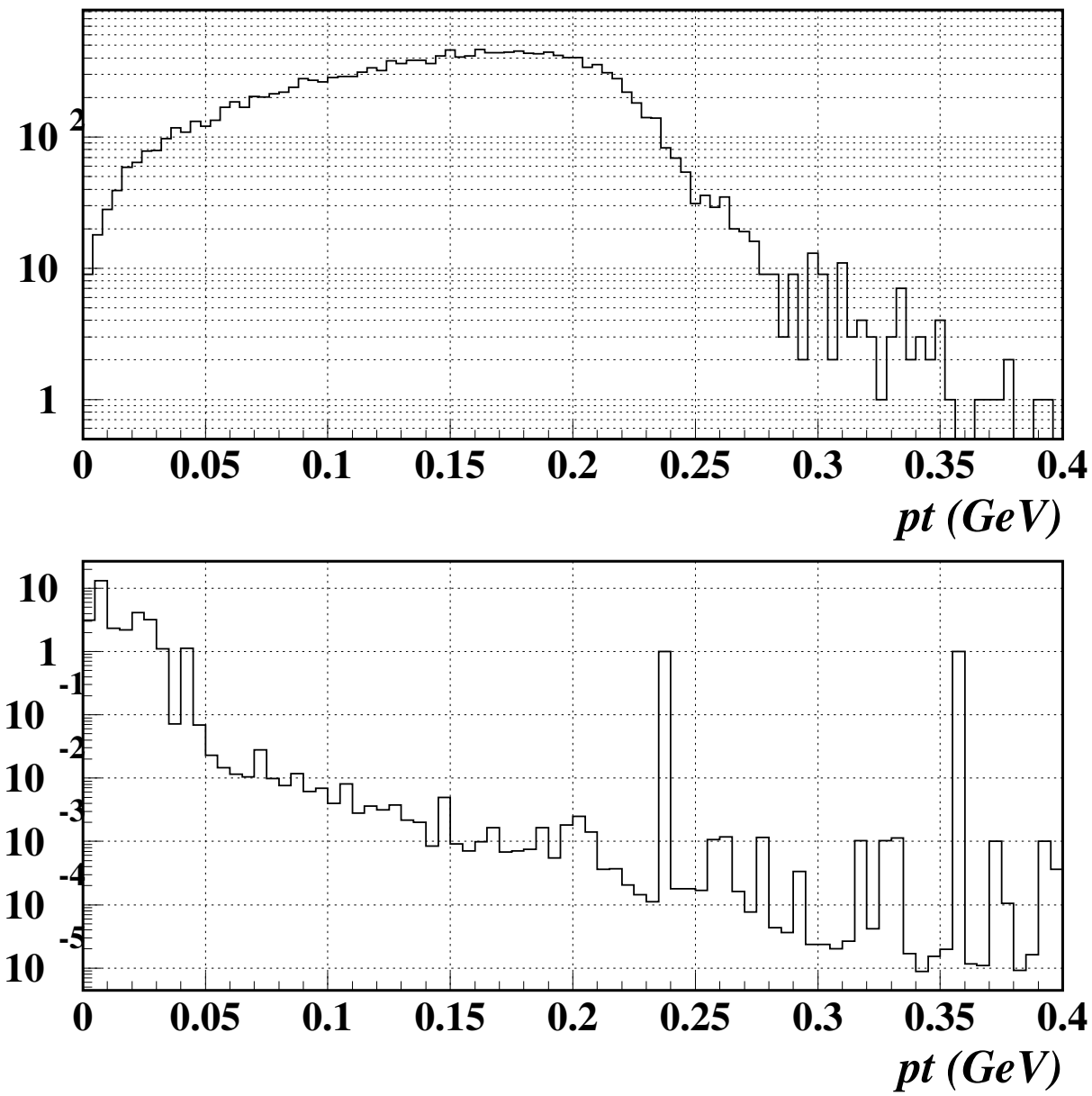

Figure 3.5: モンテカルロシミュレーションで発生させた $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象 (上段)、および $K_L \to \pi^0\pi^0$ 事象 (下段) の横運動量分布

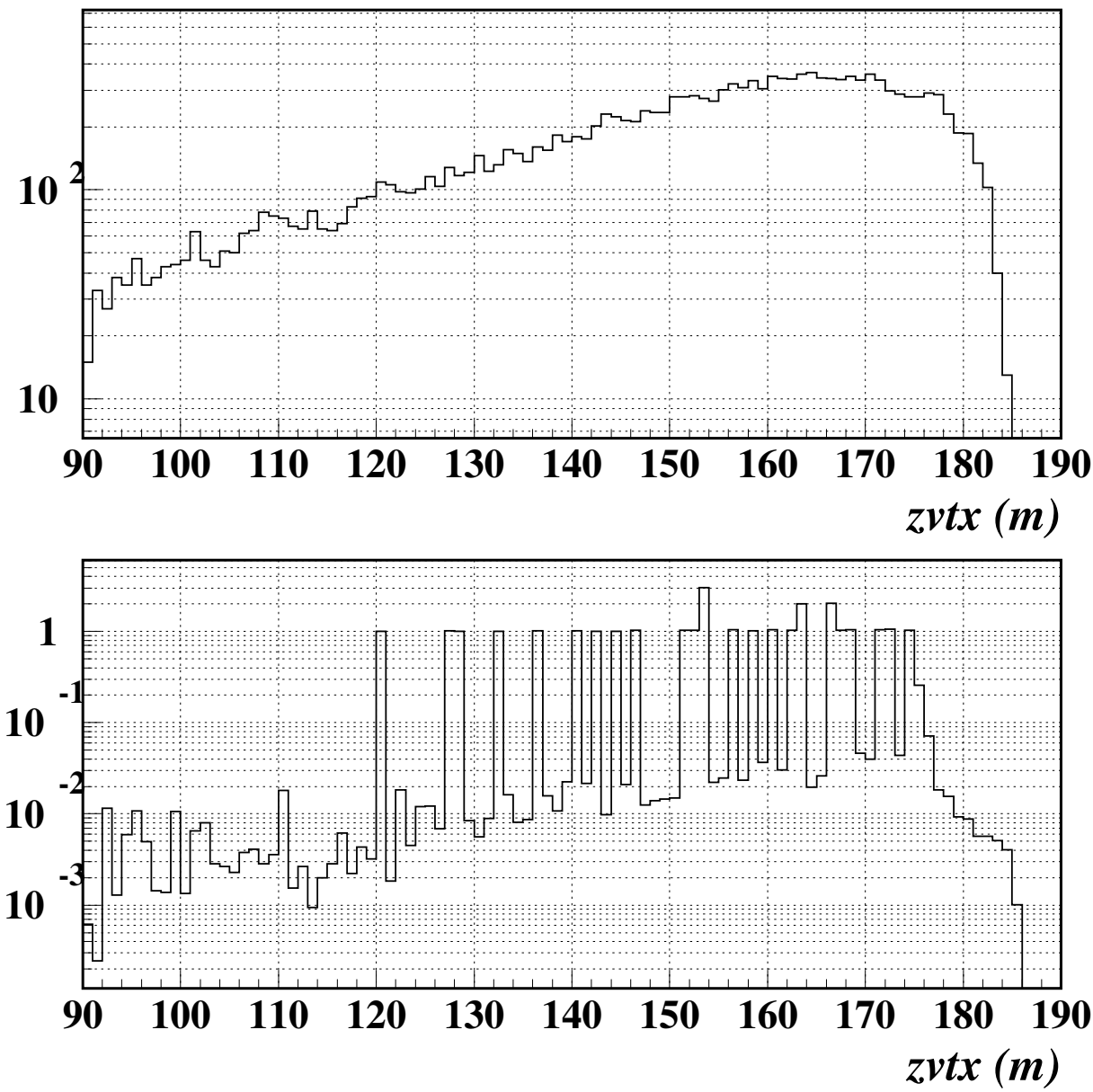

Figure 3.6: モンテカルロシミュレーションで発生させた $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象 (上段)、および $K_L \to \pi^0\pi^0$ 事象 (下段) の崩壊点分布

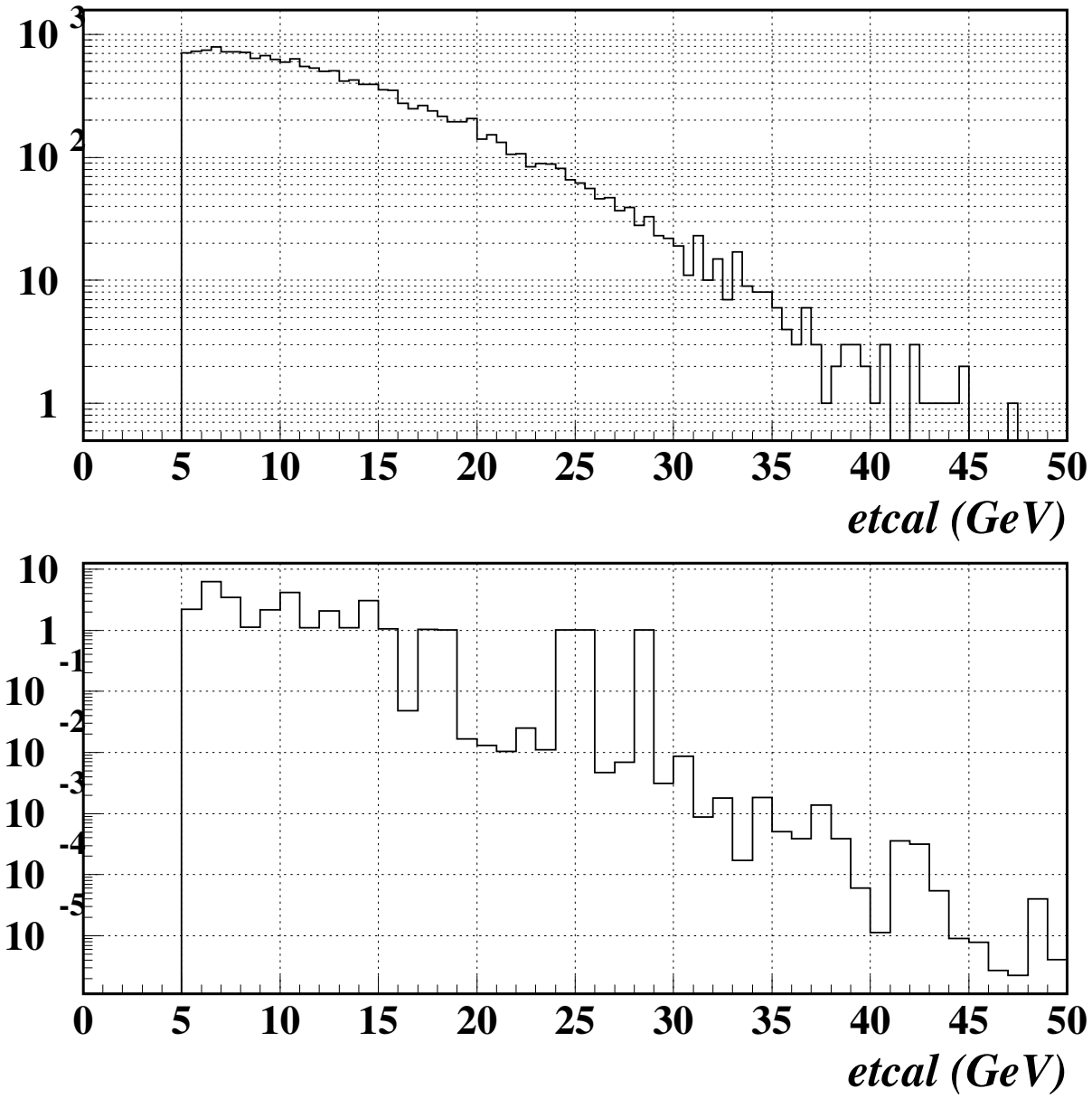

Figure 3.7: モンテカルロシミュレーションで発生させた $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象 (上段)、および $K_L \to \pi^0\pi^0$ 事象 (下段) のカロリーメータに落とした全エネルギー分布

および背景事象数を足しあげていったときの変数 η の精度、背景事象数と信号事象数との比、信号事象の感受率である。最上段の変数 η の精度の分布において、はじめは統計量が少ないので、$\Delta\eta/\eta$ は大きいが、加算される領域が増えるにつれ、統計量が増え、$\Delta\eta/\eta$ が小さくなっていく。しかし、ある程度、加算されると、今度は、背景事象数が増えることで $\Delta\eta/\eta$ は大きくなる。この $\Delta\eta/\eta$ が最も小さくなるときの領域が、Fig. 3.9において黒い四角で示した領域である。これをもとに Fig. 3.9の実線で囲んだ領域を選択した。最終的な $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象の選択基準を、Table 3.5で示す。

3.3 事象数の推算

3.3.1 $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象

10^5 事象の $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊を発生させ、前節で得られた選択領域に事象が含まれること、およびカロリーメータに落とした全エネルギー 5 GeV 以上、クラスターのエネルギー 1 GeV 以上であることを要求した。全てのカットをかけた後に 12,915 事象を得た。よって、このときの $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象の感受率は 12.9% となる。ここで、一年間で期待される $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の観測数は、

$$\begin{aligned}(\text{一年間で期待される } \mathrm{K}_L \to \pi^0\nu\bar{\nu} \text{ 崩壊の観測数}) \quad = \quad & (\text{一年間で期待される } K \text{ 中間子の崩壊数}) \\ & \times BR(K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}) \times Acc(K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu})\end{aligned}$$

と表わされる。$Acc(K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu})$ は $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の感受率である。前節で得られた生成 K 中間子のエネルギー分布と崩壊領域における崩壊確率から、この領域において崩壊する K 中間子フラックスは、$0.735 \times 10^{-6}/proton/\mu str$ となった。ここで、感受時間の割合を 0.7 とする。KAMI 実験では、3×10^{13} 個の陽子を 2.9 秒ごとに標的に入射させるので、1 周期当たり、4.79×10^7 個の K 中間子が発生し、崩壊領域 $z = 90 - 186$ m で 16.6% の K 中間子が崩壊する。したがって、崩壊領域中で 1 周期で 7.94×10^6 個、1 年間では 6.05×10^{13} 個の K 中間子が崩壊する。これより、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の分岐比 BR を理論的に予言されている $BR = 3 \times 10^{-11}$ と仮定すると、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象を 234 事象観測できると期待される。

3.3.2 背景事象

この研究では、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象の背景事象として、$K_L \to \pi^0\pi^0$ 事象を仮定した。前節で用いた方法を用いて、$K_L \to \pi^0\pi^0$ 事象を 10^7 事象発生させた。観測される信号事象と背景事象の比は

$$B/S = \frac{\sum W \times BR(K_L \to \pi^0\pi^0)}{nevt \times Acc(K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}) \times BR(K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu})} \tag{3.3}$$

と表される。ここで、$\sum W$ は、比重の総和であり、$BR(K_L \to \pi^0\pi^0) = 9.27 \times 10^{-4}$、$nevt$ はシミュレーションで崩壊させた全事象数、$Acc(K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu})$ は $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の感受率であり、これはカットによって変化する。また、$BR(K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}) = 3 \times 10^{-11}$ と仮定した。この背景事象と信号事象との比は 0.684 であった。よって、背景事象は、実際の実験において、160 事象存在すると考えられる。

このとき、KAMI 実験で求められる小林益川行列の複素成分 η の不定性は、式 3.2から 4.24% となる。

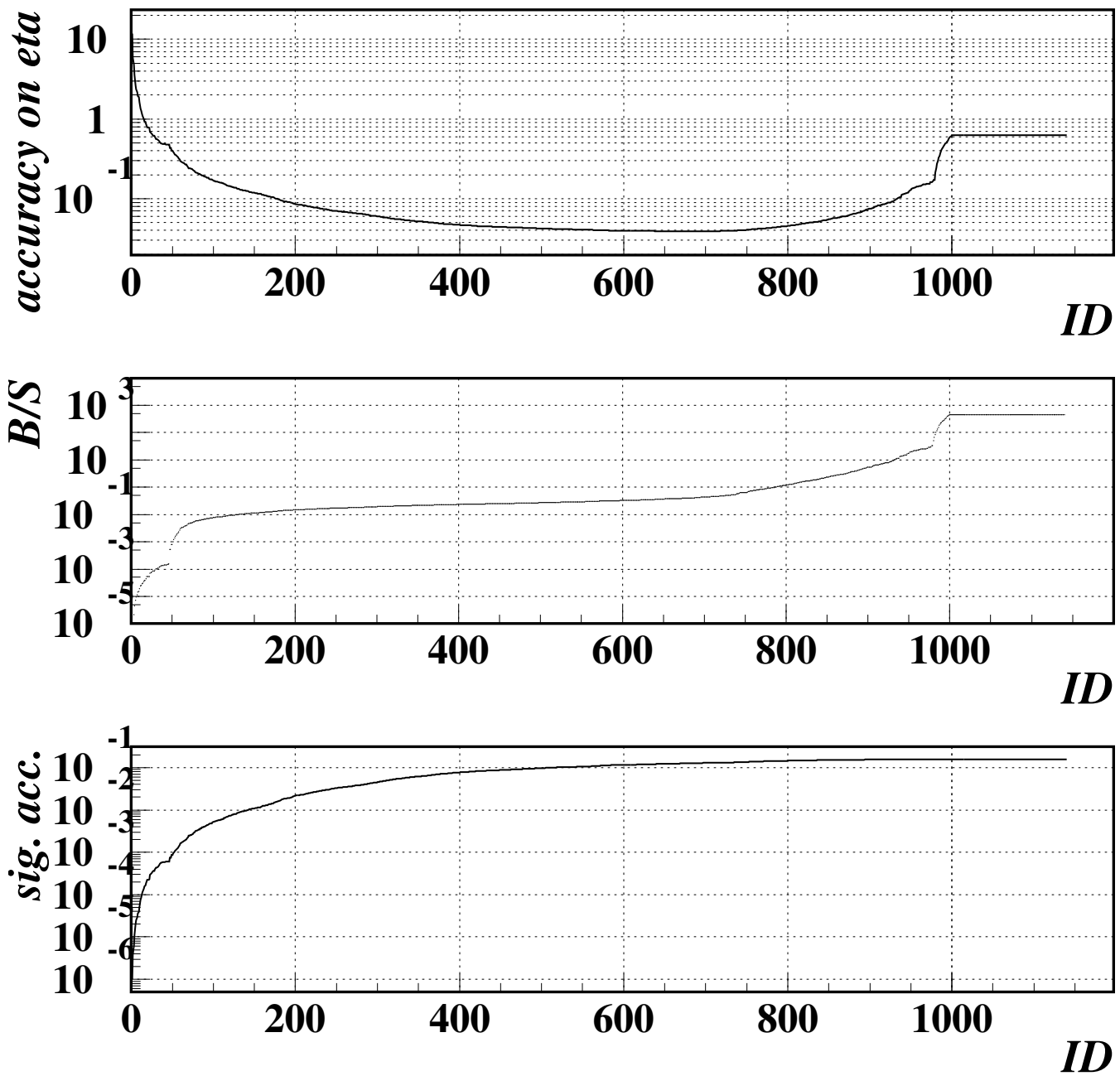

Figure 3.8: 背景事象数と信号事象数との比 B/S の小さい領域から加算していったときの $\Delta\eta/\eta$(上段) と背景事象数と信号事象数との比 (中段)、および信号事象の感受率 (下段)。

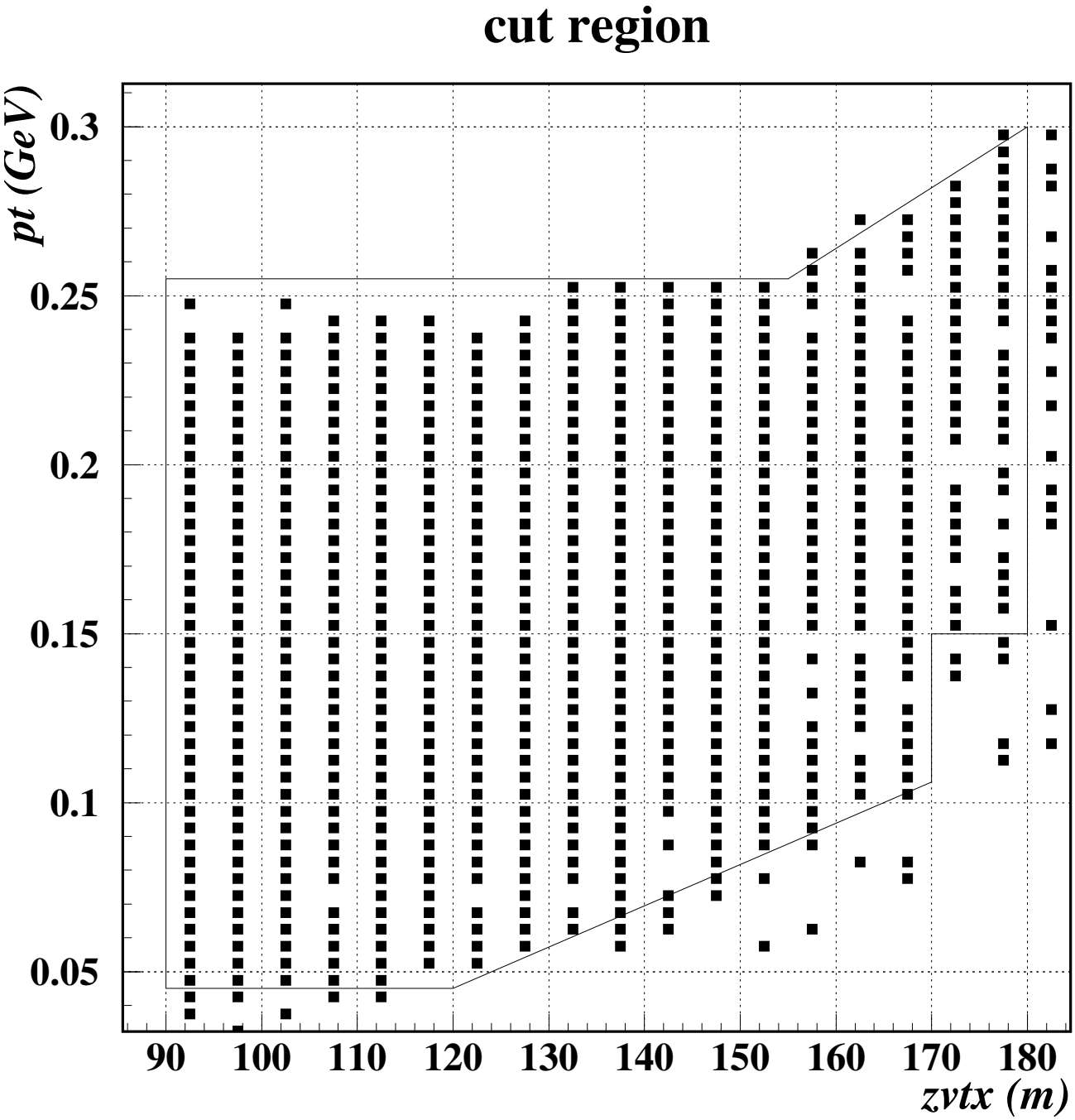

Figure 3.9: 事象の選択領域。シミュレーションにおいて実線で囲んだ領域を選択した。

	Value
Signal acceptance	12.9%
Signal/year	234
$2\pi^0$ background/year	160
Noise/Signal ratio	0.684
Accuracy on η(/year)	4.24%

Table 3.6: 本研究により得られた信号事象数、背景事象数、および変数 η の精度

Chapter 4

議論

4.1 KAMI 実験について

KAMI の EOI[12] では Malensek の式から予言したフラックス分布を用いた。今回、150 GeV の陽子ビームを用いて、フラックス分布を得、これから 120 GeV 陽子ビームを用いたときのエネルギー分布を外挿して求めた。今回得られた分布と KAMI で EOI で用いられている Malensek の式による分布との比較を行ない、両者の分布によって得られる $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の観測数、変数 η の精度の違いを比べる。

4.1.1 KAMI の EOI におけるシミュレーションとの比較

KAMI の EOI では、Table 4.1で示した測定器を仮定してモンテカルロシミュレーションを行ない、KAMI 実験で観測される $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象数、および $K_L \to \pi^0\pi^0$ 背景事象数を見積っている。ここでは、発生させる K 中間子のエネルギー分布を Appendix Aで述べる Malensek の式を用いている。検出器の不感率、およびクラスター同士の分離に対する感度は、背景事象を除くために必要な感度がそれぞれ、Table 4.2および 4.3のように求められ、これが用いられている。$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象の選択基準は、クラスターのエネルギーが 1 GeV 以上、CsI カロリーメータに落とした全エネルギーが $5 - 20$ GeV、中性 π 中間子の横運動量が 150 MeV 以上、再構成された崩壊点が $152 - 171$ m の事象が選択された。EOI におけるシミュレーションの結果、1 年間に崩壊領域 $152 - 186$ m において崩壊する K 中間子数 1.4×10^{13}で、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊が 30 事象、背景事象数と信号事象数との比が 0.57、変数 η の精度が 13%であると見積もられた。

ここで、KAMI の EOI との比較を行なうために、K 中間子のフラックスとそのエネルギー分布は、今回のビームテストの結果から外挿したものを用いるが、その他は EOI と同じ条件でシミュレーションを行なった。このとき、崩壊領域 $z = 152 - 186$ m における K 中間子の崩壊数は、1 年間で1.23×10^{13} 個となる。$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象を 10^5 事象、$K_L \to \pi^0\pi^0$ 事象を 10^7 事象発生させた結果、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の感受率は 7.56%、背景事象数と信号事象数との比は 0.498 となった。これから、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象は、1 年間で 27.9 事象、$K_L \to \pi^0\pi^0$ 崩壊は 13.9 事象観測される。信号事象の観測数は、KAMI の EOI で予想された 30 事象とは、Chapter 2で求めたフラックスの誤差の範囲で一致した。しかし、背景事象数と信号事象数との比は EOI の値より若干よい。また、$\Delta\eta/\eta$ は、11.6 %となった。KAMI の EOI との比較を Table 4.4 に示す。

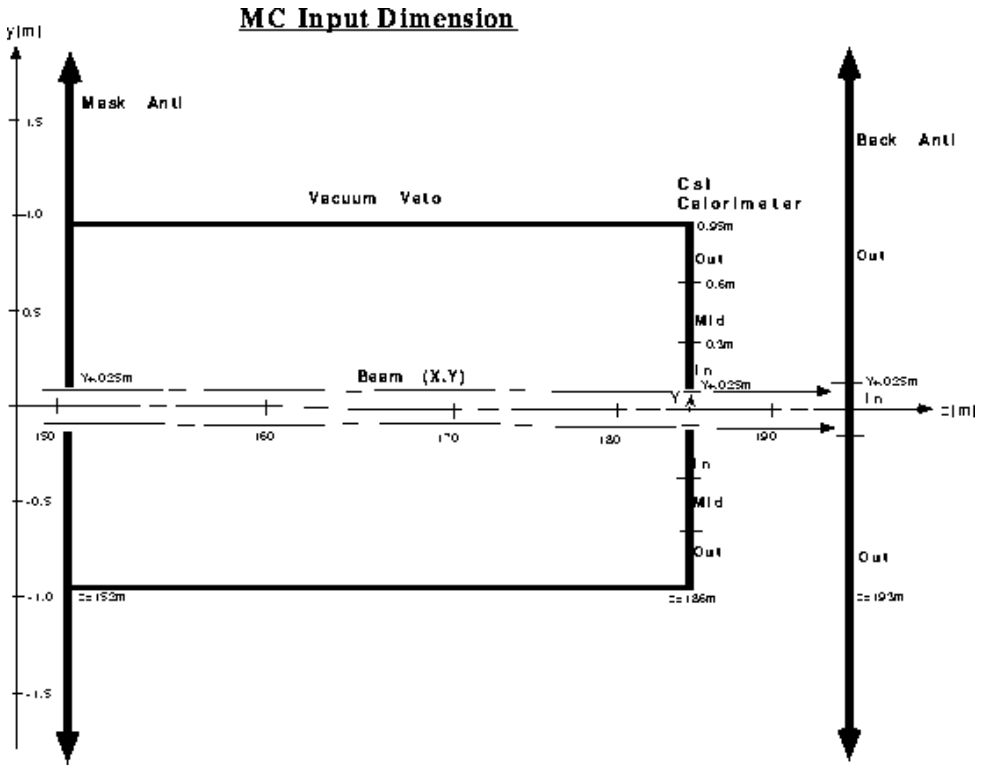

Figure 4.1: KAMI の EOI においてシミュレーションで用いられた測定器の平面図

	z (m)	x(in) (m)	x(out) (m)	y(in) (m)	y(out) (m)
MA	152	X+0.025	Inf.	Y+0.025	Inf.
PV(Barrel)	152-186	0.95	-	0.95	-
CsI-In	186	X+0.05	0.30	Y+0.05	0.30
CsI-Mid	186	0.30	0.60	0.30	0.60
CsI-Out	186	0.60	0.95	0.60	0.95
BA-In	193	0	X+0.025	0	Y+0.025
BA-Out	193	X+0.025	Inf.	Y+0.025	Inf.

Table 4.1: KAMI の EOI におけるのシミュレーションで用いた測定器の配置。ビームの大きさは、Z = 186 m における大きさを ±X、±Y で定義している。

ID	Energy Low-High(GeV)	MA/PV Inefficiency	CsI-Mid/Out Inefficiency	CsI-In/BA-Out Inefficiency	BA-In Inefficiency
0	0.0-0.02	2×10^{-1}	1	1	1
1	0.02-0.04	3×10^{-2}	1×10^{-1}	1	1
2	0.04-0.06	3×10^{-3}	1×10^{-2}	1	1
3	0.06-0.10	7×10^{-4}	1×10^{-3}	1×10^{-2}	1
4	0.10-0.20	4×10^{-4}	4×10^{-4}	1×10^{-3}	1
5	0.20-0.40	1×10^{-4}	1×10^{-4}	1×10^{-4}	1
6	0.40-1.00	3×10^{-5}	3×10^{-5}	3×10^{-5}	1
7	1.00-3.00	3×10^{-6}	3×10^{-6}	3×10^{-6}	1×10^{-1}
8	3.00-10.0	1×10^{-6}	1×10^{-6}	1×10^{-6}	1×10^{-2}
9	10.0-Inf.	1×10^{-6}	1×10^{-6}	1×10^{-6}	1×10^{-3}

Table 4.2: KAMI 実験で要求されている光子の不感率

ID	Distance Near-Far(GeV)	CsI-In Inefficiency	CsI-Out Inefficiency
0	0.0-2.5	1.0	1.0
1	2.5-5.0	0.1	1.0
2	5.0-7.5	0	0.1
3	7.5-10.	0	0.1
4-9	10.- Inf.	0	0

Table 4.3: KAMI の EOI で用いられたクラスターの分離に対する感度

	KAMI EOI	our study
Proton Energy	120 GeV	
Intensity/pulse	3×10^{13}	
Repetition cycle	2.9 s	
Flat top	1.0 s	
Targeting angle	24 mrad	
Beam x width	0.6 mrad	
Beam y width	0.6 mrad	
Beam solid angle	0.36 μstr	
Ave. kaon mom.	13 GeV/c	13.0 GeV/c
Z decay region	34 m	34 m
Decay probability	10%	5.18%
Kaon decay/pulse	2.8×10^6	2.48×10^6
Kaon decay/sec	2.8 MHz	2.48 MHz
Running time	365 days	365 days
DAQ live time	0.65	0.65
Live time	0.7	0.7
Kaon decays/day	3.8×10^{10}	3.37×10^{10}
Total kaon decay	1.4×10^{13}	1.23×10^{13}
Signal Acceptance	7.1%	7.6%
Single Event Sens.	1.0×10^{-12}	1.08×10^{-12}
No. of $\pi^0\nu\bar{\nu}$	30	27.9
Noise/Signal ratio	0.57	0.50
Accuracy on η (/year)	13%	11.6%

Table 4.4: KAMI の EOI と、EOI と同じ条件でシミュレーションを行なったときの本研究との比較

前章の結果が、KAMI の EOI での $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象数の予想値と異なる理由として、崩壊領域が広がったこと、CsI カロリーメータが大きくなったこと、事象の選択領域を広げたことがあげられる。これにより、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象の観測数は、8 倍に増え、変数 η の精度 $\Delta\eta/\eta$ をよくすることができた。

4.2 変数 η の精度 $\Delta\eta/\eta$ を 5%要求したときに背景事象の割合が最も小さくなる事象の選択領域

前章においては、KAMI 実験の目的である変数 η の精度が、最も良くなるように事象の選択領域を選んだが、統計量を増やした結果、背景事象数と信号事象数の比が 0.684 となり、かなりの背景事象が混ざる結果となった。そこで、変数 η の精度を 5%を達成した上で、背景事象の割合をなるべく減らすことにする。

前章と同様に、分割された領域の中で背景事象の割合が最も小さい領域から、事象の選択領域を増や

していった。このとき、変数 η の精度が 5%となる領域は、Fig. 4.2となる。この選択領域を用いて前章と同様に、シミュレーションを行なった結果、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象の感受率が 7.54%、背景事象数と信号事象数との比が 0.306 となった。このとき、信号事象は 1 年間で 137 事象、背景事象は 1 年間で 42 事象観測すると予想される。

KAMI 実験は 3 年間にわたって測定が行なわれる予定である。それゆえ、3 年間で変数 η の精度が 5%になるように、事象の選択領域を要求したとき、事象の選択領域は、Fig. 4.3となった。この選択領域で、シミュレーションを行なうと、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象の感受率は 2.28%となり、背景事象数と信号事象数との比は 0.240 まで落とすことができた。このとき、観測される信号事象は 3 年間で 124 事象であり、背景事象数は 3 年間で 30 事象であると予想される。

以上より、変数 η の精度 $\Delta\eta/\eta$ を 5%と限ることで背景事象の割合 B/S を減らすことができるとわかった。したがって、$\Delta\eta/\eta$ を最小にするよりは、5%と限ることで、B/S を低く抑える方が得策だと思われる。

4.3 今後の展望および改善点

4.3.1 生成 K 中間子のエネルギー分布

今回生成 K 中間子のエネルギー分布を求めるのに Malensek の式を修正したものを用いたがこれに対しては物理的、理論的な考察を必要とする。理論的な理解が進めば、信頼性の高い予言ができ、物理的な知見が広がると期待される。

4.3.2 他の背景事象

今回、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の背景事象として、$K_L \to \pi^0\pi^0$ 崩壊を想定したが、この他にも、$\Lambda \to n\pi^0$ 崩壊や $\Xi \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to n\pi^0)$ 崩壊といったようなハイペロン起源の背景事象も存在する。Λ 粒子、Ξ 粒子起源の背景事象については、それぞれの、標的におけるエネルギー分布等が必要である。
$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊に対する背景事象については、他にも、$K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$、$K_L \to \gamma\gamma$、$K_L \to \pi^0\gamma\gamma$、中性子による多重散乱等がある。

$K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊

$K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊は、$K_L \to \pi^0\pi^0$ 崩壊よりも分岐比が 300 倍も大きいが、この背景事象は二つの理由で減らすことが容易である。まず、四つの光子の見失う確率が、二つの光子の見失う確率よりもはるかに小さい。二番目に、3π 終状態が、2π 終状態よりも位相空間が小さいために、この崩壊からの π 中間子のエネルギーが、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊や $K_L \to \pi^0\pi^0$ 崩壊からの π 中間子よりも小さい。そのために、中性 π 中間子の横運動量は、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊や $K_L \to \pi^0\pi^0$ 崩壊と比べて小さく、139 MeV である。

$\Lambda \to n\pi^0$ 崩壊

$\Lambda \to n\pi^0$ 崩壊はその分岐比が 36%と大きいが、その寿命が 2.632×10^{-10} 秒と短いために、Mask Anti より上流から来た光子を排除したとき、この崩壊による背景事象はほとんど無視できる。また、この崩壊によって生じる中性 π 中間子は、その横運動量が 104 MeV/c より小さいので、この背景事象を減らすこ

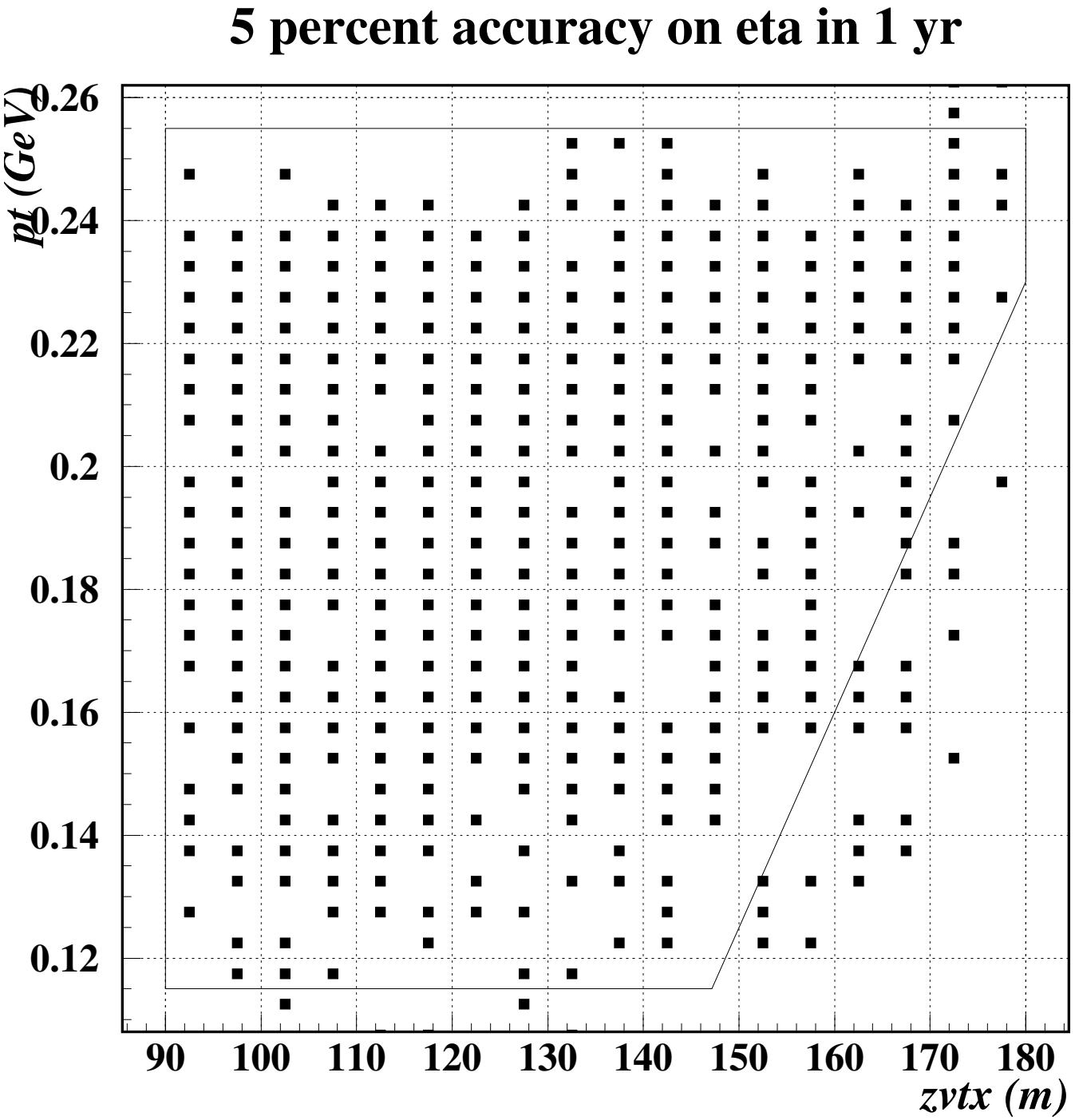

Figure 4.2: 1 年間で変数 η の精度 $\Delta\eta/\eta$ が 5%達成される横運動量 p_t と崩壊点 z_{vtx} の領域

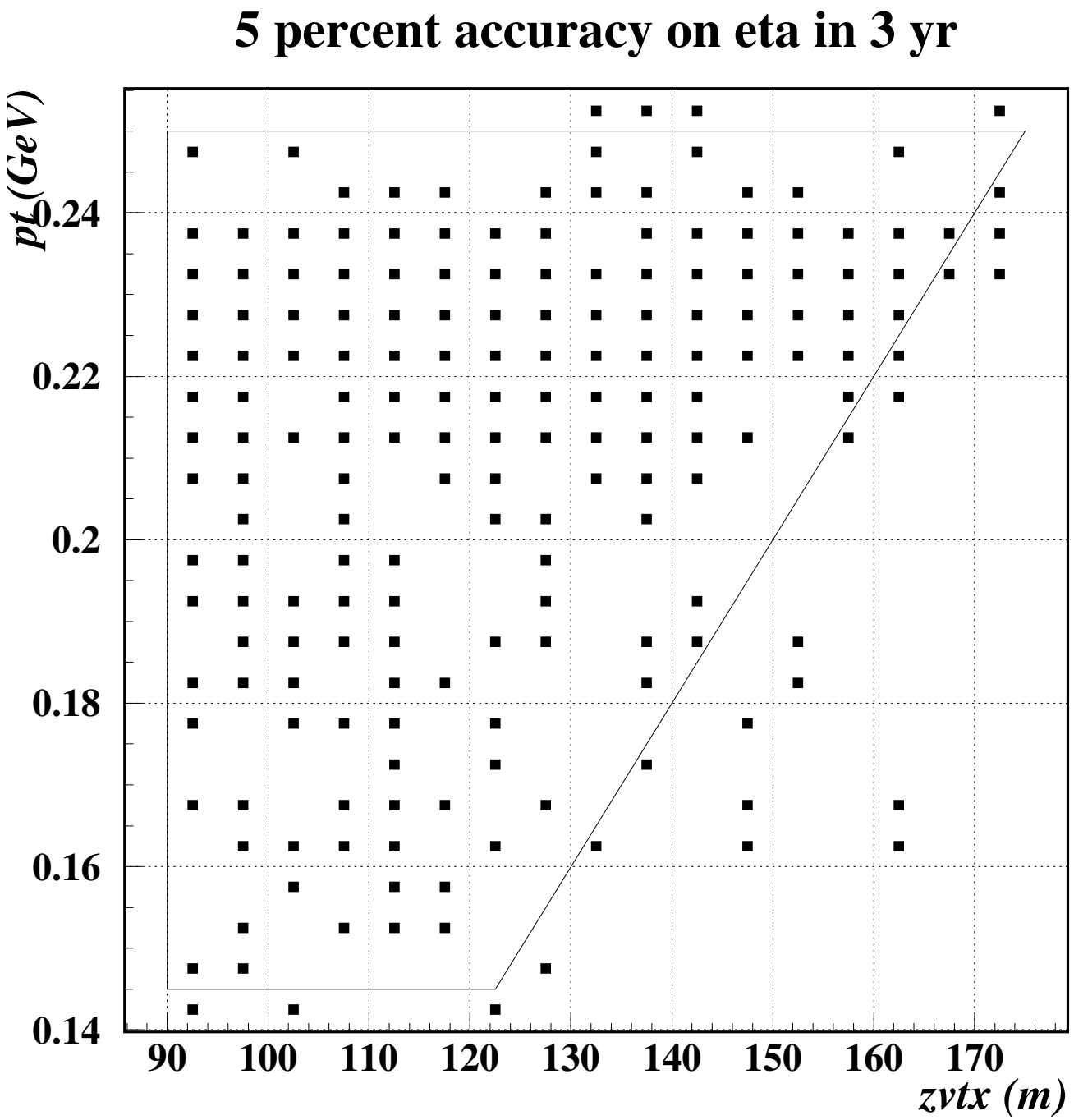

Figure 4.3: 3 年間で変数 η の精度 $\Delta\eta/\eta$ が 5%達成される横運動量 p_t と崩壊点 z_{vtx} の領域

とは容易である。しかし、中性子がコリメータによって散乱したときに Λ 粒子が生じると大きな横運動量を持って、崩壊領域に達することがあり得る。このような事象に対してはさらに研究が必要である。

$K_L \to \gamma\gamma$ 崩壊

$K_L \to \gamma\gamma$ 崩壊による背景事象は、二つの光子の横運動量の和が 0 であるので容易に排除することができる。

中性子による多重散乱

崩壊領域中の物質とビーム中の中性子が散乱を起こして、中性 π 中間子を生じることもあり得る。この背景事象を抑えるためには、崩壊領域の真空度を高く保つ必要がある。

$\Xi \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to n\pi^0)$ 崩壊

$\Xi \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to n\pi^0)$ 崩壊については、Ξ 粒子から生じる中性 π 中間子と 2 次崩壊 $\Lambda \to n\pi^0$ によって生じる中性 π 中間子から生じる光子が検出器によって感知されないことにより生じる。Ξ 粒子崩壊で生じる中性 π 中間子の横運動量は、135 MeV よりも小さいが、2 次崩壊で生じる中性 π 中間子はそれより大きい横運動量を持ちうる。

4.3.3 測定器の配置、形状

KAMI の測定器の配置や形状については、現在様々な議論がなされており、いまだに、その詳細については、決まっていない部分もある。様々な測定器の配置や形状について議論し、KAMI にとって最適な測定器の配置や各検出器の構造を求めなければならない。

4.3.4 事象の選択

$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の横運動量 p_t の上限は、他の崩壊よりも大きいが今回信号事象の統計量をためるためにカットを緩めに設定した。そのため、背景事象も多く残った。この背景事象を減らすようにしなければならない。

4.3.5 光子検出器の不感率

このシミュレーションで用いた光子の不感率については、1 GeV より低いエネルギー領域しか測定されていない。今後、1 GeV 以上のエネルギー領域について測定されれば、より精密に実験の感度を推測することができる。

クラスターの分離に対しても、感度がクラスター同士の距離だけにしか依存しないのか、さらに理解を深める必要がある。

Chapter 5

結論

今回、新しく 150 GeV の陽子を用いて K 中間子のエネルギー分布とフラックスが測定された。その結果を用い、KAMI の EOI と同じ条件でシミュレーションを行なうと、1 年間で期待される $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の観測数は EOI で予想された観測数と誤差の範囲で一致した。しかし、背景事象数と信号事象数との比は若干良くなった。

また、150 GeV 陽子ビームを用いて測定した K 中間子のエネルギー分布と以前に求められた光子検出の不感率を用い、つぎの条件のもとでシミュレーションを行なった。

- 崩壊領域: 90 - 186 m
- CsI カロリーメータ: 直径 2.75 m の円形
- 陽子ビームの強度: $3 \times 10^{13}/pulse$
- 陽子ビームの周期: 2.9 秒
- 生成 K 中間子ビームの立体角: 0.36 μstr
- 感受時間の割合: 0.7
- $BR(K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}) = 3 \times 10^{-11}$

その際、事象の選択範囲を、小林益川行列の複素成分 η の精度が最も良くなるように選択した。その結果、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象に対する感受率は、12.9%、背景事象数と信号事象数との比は 0.684 となった。

また、1 年間で崩壊する K 中間子数は $N_{decay} = 6.05 \times 10^{13}$、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象は 234 事象、背景事象 $K_L \to \pi^0\pi^0$ 崩壊は 160 事象と見積られた。このとき、KAMI 実験で得られる、変数 η の精度は 4.24%となる。

変数 η の精度 $\Delta\eta/\eta$ を 1 年間で 5%と限ると、背景事象数と信号事象数との比 B/S を 0.306、3 年間で 5%とすると B/S を 0.240 まで落とすことができる。したがって、KAMI 実験において B/S を低く抑えるためには、$\Delta\eta/\eta$ を 5%に設定した方が良いことがわかった。

Appendix A

Malensek の標的実験における粒子生成に対する実験式

陽子ビームのエネルギーに対する生成粒子の生成断面積については、400 GeV における測定をもとに、A. J. Malensek によって式 A.1 のように与えられている [11]。

$$\frac{d^2N}{dp\ d\Omega} = \frac{B}{400} \cdot X \cdot \frac{(1-X)^A(1+5e^{-DX})}{(1+p_t^2/M^2)^4} \tag{A.1}$$

ここで、X は、生成した K 中間子の運動量とビームの運動量との比 p_K/p_{beam}、P_t は、生成した K 中間子の横運動量で、K 中間子の運動量と、ビームが標的に入射する角 θ_{tgt} を用いて、$p_K \sin\theta_{tgt} \sim p_K\theta_{tgt}$ と表される。A、B、D、M は、生成粒子の種類による変数であり、荷電 K 中間子のときには、Table A.1に示した通りである。中性 K 中間子については次のようにして得ることができる。

$u\bar{u}$ 対、$d\bar{d}$ 対、$s\bar{s}$ 対の生成断面積をそれぞれ、σ_u、σ_d、σ_s とおく。$\sigma_u = \sigma_d$ とすると、K^+ 粒子の生成には、s$\bar{s}$ 対が必要である。このとき、陽子ビーム中の二つの価クォーク (valence quark)[1]のうちの一つと s クォークが結合するので、K^+ 粒子の生成確率は、$2\sigma_s$ に比例する。また、この他に、u クォークが海クォーク (sea quark)[2]である場合も考えられる。この場合、生成確率は、$\sigma_s\sigma_u$ に比例する。同様に、

$$\sigma(K^+) \sim (2\sigma_s + \sigma_s\sigma_u) \tag{A.2}$$

$$\sigma(K^-) \sim (\sigma_s\sigma_u) \tag{A.3}$$

[1]核子の量子数を決めているクォーク
[2]常に対生成、消滅を繰り返す、量子数が真空と等しいクォーク

	K^+	K^-
A	2.924	6.107
B	14.15	12.33
M^2	1.164	1.098
D	19.89	17.78

Table A.1: 荷電 K 中間子に対する、式 A.1 の変数 A、B、D、M^2 の値

$$\sigma(K^0) \sim \sigma_s + \sigma_s\sigma_u = \frac{\sigma(K^+) + \sigma(K^-)}{2} \tag{A.4}$$

$$\sigma(\bar{K^0}) \sim \sigma_s\sigma_u = \sigma(K^-) \tag{A.5}$$

となるので、K^0 粒子の生成断面積は K^+ と K^- の生成断面積の平均、$\bar{K^0}$ 粒子の生成断面積は K^- 粒子の生成断面積と等しくなる。
これより、

$$\frac{d^2N}{dp\ d\Omega}(K^0) = \frac{1}{2}[\frac{d^2N}{dp\ d\Omega}(K^+) + \frac{d^2N}{dp\ d\Omega}(K^-)]\ , \qquad \frac{d^2N}{dp\ d\Omega}(\bar{K^0}) = \frac{d^2N}{dp\ d\Omega}(K^-) \tag{A.6}$$

となる。

Appendix B

光子検出器における不感率

B.1 $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 実験における光子不感率の重要性

$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象の崩壊分岐比の理論予想値は $\sim 3 \times 10^{-11}$ と大変低い。KAMI 実験では、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象において、ニュートリノは観測されないので、$\pi^0 \to \gamma\gamma$ 崩壊で生じる二つの光子を観測する。そのため、$K_L \to \pi^0\pi^0$ 崩壊で、二つの光子を見失うと、背景事象の原因となる。そのため、光子検出器に対する不感率の理解が重要となる。

B.2 不感率の原因

中性 π 中間子が崩壊して生じた光子が観測されない不感率は、おもに次の三つの原因によって生じる。

一つめは、光核相互作用である。これは、光子を吸収した原子核が、そのエネルギーを複数の核子に分配して放出する現象である。反応で陽子が放出された場合は、エネルギーをすぐに落とすので検出することは容易である。しかしながら、中性子や低エネルギーの光子だけが放出された場合には、検出することは難しい。それは、中性子は電荷を持たず、物質とあまり反応しないので、検出されにくいからである。したがって、このような場合に、光核相互作用は不感率の原因になりうる。

二つめは、サンプリング効果である。サンプリングカロリーメータにおいて、鉛にほとんどのエネルギーを落としてしまい、シンチレータにはしきい値以下のエネルギーしか落とさないとき、光子は観測されない。これをサンプリング効果という。

三つめは、パンチスルーである。 これは、入射する光子が、検出器と反応せず、そのまま通り抜ける事象のことである。光子検出器は、入射粒子が電磁相互作用を介して物質中にエネルギーを落とすことにより、光子を検出する。しかしながら、電磁相互作用も確率過程であり、ある確率で相互作用を起こさずに、光子が突き抜けてしまうと、その光子は検出されない。

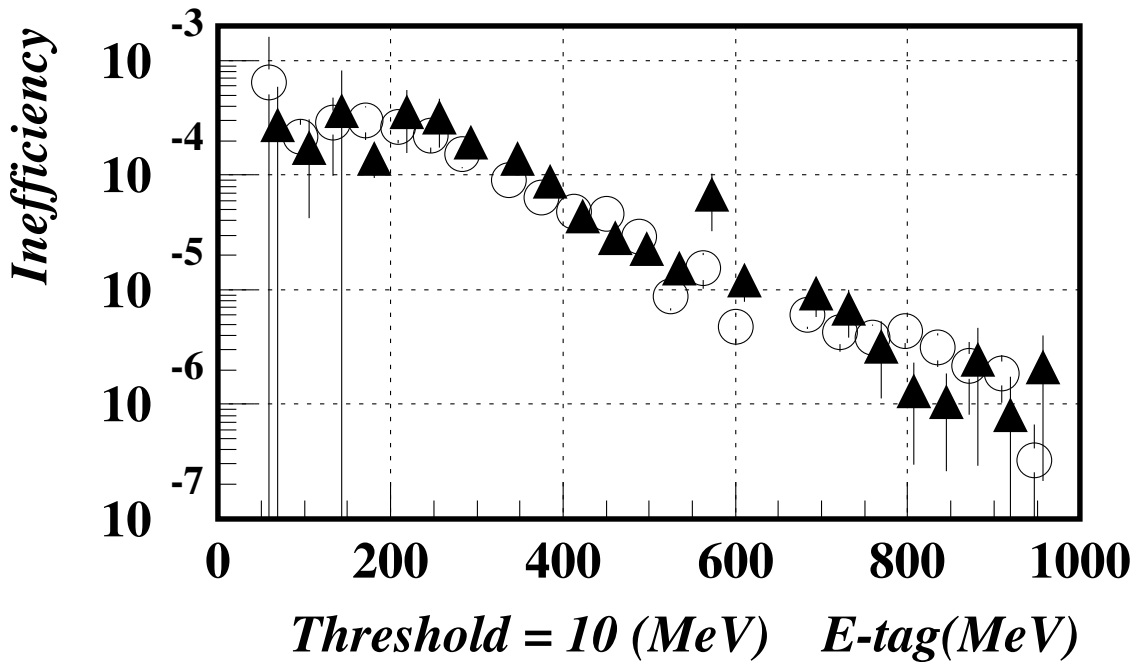

Figure B.1: ES171 実験で測定された、入射光子のエネルギーと、光核相互作用による光子検出の不感率との相関図。白丸は 1mm 鉛/5mm シンチ・カロリーメータの不感率、黒い三角は 0.5mm 鉛/5mm シンチ・カロリーメータの不感率を示す。

B.3　サンプリングカロリーメータの不感率

B.3.1　光核相互作用

光核相互作用による不感率の研究は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 田無分室における ES171 実験 [14] によって行なわれた。この実験では、2 種類のサンプリングカロリーメータが用いられた。ひとつは、1 mm の鉛板と 5 mm のシンチレーターを重ねたもので、全体の厚さは、18.2 放射長である。もうひとつは、0.5 mm の鉛板と 5 mm のシンチレータを重ねたもので、全体の厚さは、6.8 放射長である。両方のカロリメータの断面積は 15 cm×15 cm で、エネルギーのしきい値は、10 MeV に設定された。

Figure B.1に ES171 実験で測定された、光核相互作用による、鉛/シンチ・カロリーメータの不感率を示す。

B.3.2　サンプリング効果とパンチスルー

サンプリング効果やパンチスルーといった電磁相互作用は、様々な実験により、その物理過程が詳細に知られている。したがって、シミュレーションにより電磁相互作用の生じる物理現象を再現することができる。これについては、大阪大学の以前の修士論文 [16] により、研究されている。ここでは、1mm 鉛/5mm シンチ、0.5mm 鉛/5mm シンチ、0.1mm 鉛/5mm シンチの 3 種類のサンプリングカロリーメータ

について、シミュレーションが行なわれた。エネルギーのしきい値は、ES171 実験と比較するために、入射光子のエネルギーに対して、10 MeV に設定された。このエネルギーは、1mm 鉛/5mm シンチ、0.5mm 鉛/5mm シンチ、0.1mm 鉛/5mm シンチのカロリーメータに対して、それぞれ、3.25 MeV、5.02 MeV、8.38 MeV のエネルギーを落とすことに相当する。

Figure B.2に、1mm 鉛/5mm シンチ、0.5mm 鉛/5mm シンチ、0.1mm 鉛/5mm シンチの 3 種類のサンプリングカロリーメータに対する、サンプリング効果とパンチスルーによる不感率を示す。

B.3.3 サンプリングカロリーメータの全不感率

光子検出の全不感率は、光核相互作用による不感率 (Fig. B.1)、およびサンプリング効果とパンチスルー (Fig. B.2) による不感率の総和である。

Figure B.3に、サンプリングカロリーメータにおける光子検出の全不感率を示す。入射光子のエネルギーが大きくなるにつれて、不感率は小さくなる。

B.4 CsI 光子検出器の不感率

CsI 光子検出器での光核相互作用による不感率も ES171 実験により測定されている [15]。この実験では、9 本の 5 cm×5 cm×50 cm(約 27 放射長) の CsI の結晶が用いられた。Figure B.4に、エネルギーのしきい値を 10 MeV に設定した場合の CsI 光子検出器の光核相互作用に伴う不感率を示す。

CsI 光子検出器では、サンプリング効果は存在しない。また、この検出器は 27 放射長の長さがあるので、パンチスルーは無視できる。それゆえ、Fig. B.4は、光子検出器の全不感率を示している。サンプリングカロリーメータと同様、入射光子のエネルギーが大きくなるにつれて、不感率は小さくなる。

本研究では、これらの不感率分布をもとに、シミュレーションを行なった。

ES171 実験では、1 GeV 以上のエネルギー領域については、光核相互作用による不感率は、測定されていない。本論文では、その領域については、KAMI 実験の EOI[12] で要求されている不感率を想定した。

なお、1 GeV 以上のエネルギー領域については、光核相互作用による不感率を測定する実験を兵庫県播磨科学公園都市に所在する SPring-8(Super Photon Ring-8 GeV) において行なう準備が進められている。この実験では、光子の不感率を 1.5 - 3.5 GeV のエネルギー領域で測定する予定である [17]。これにより、より精確な観測事象数の予想値を得ることできると期待される。

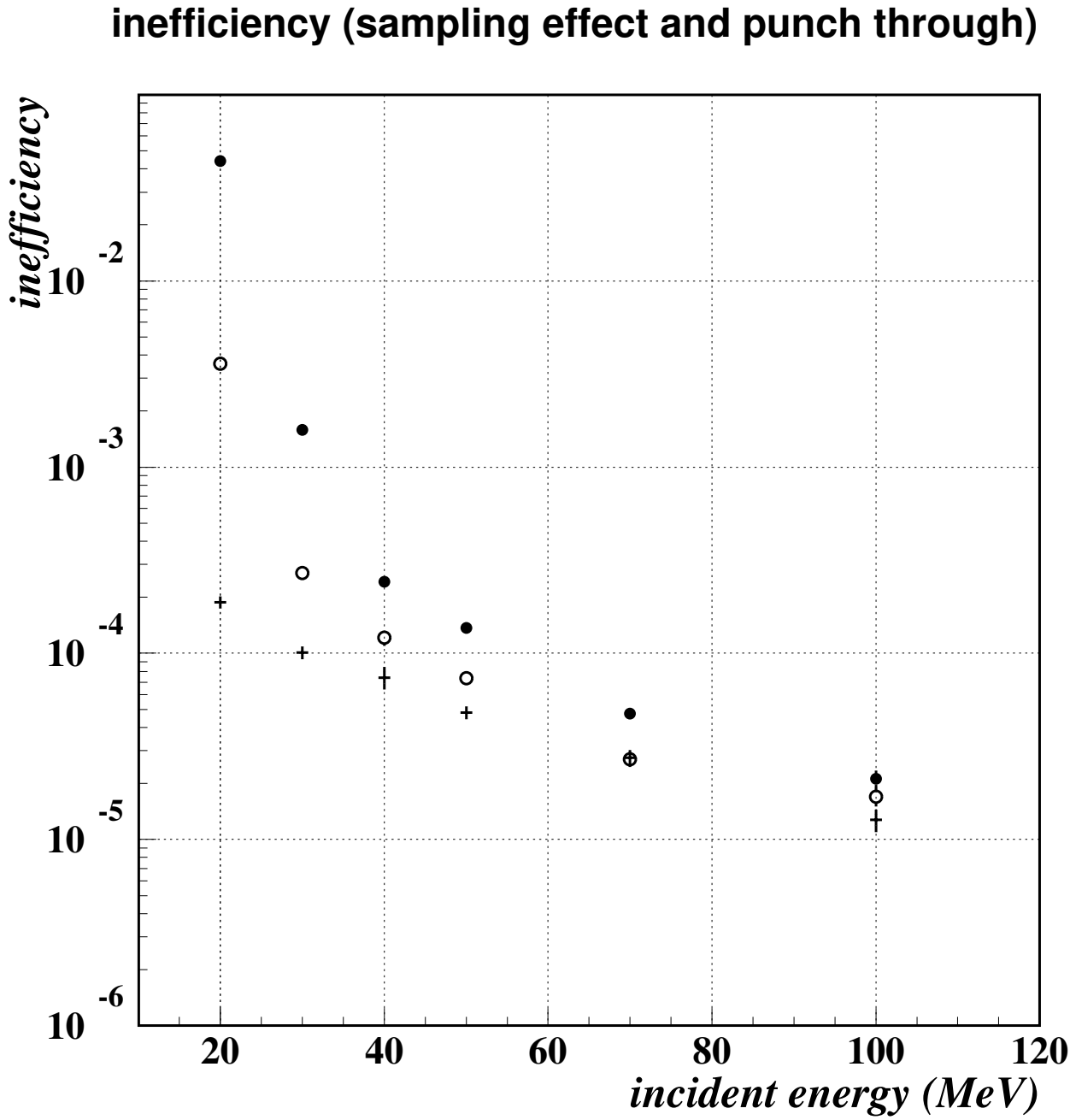

Figure B.2: 入射光子のエネルギーに対して、しきい値を 10 MeV に設定したときのサンプリング効果およびパンチスルーによる光子検出の不感率と、入射光子のエネルギーとの相関図。黒丸、白丸、クロスは、それぞれ、1mm 鉛/5mm シンチ、0.5mm 鉛/5mm シンチ、0.5mm 鉛/5mm シンチ・カロリーメータの不感率をあらわす。

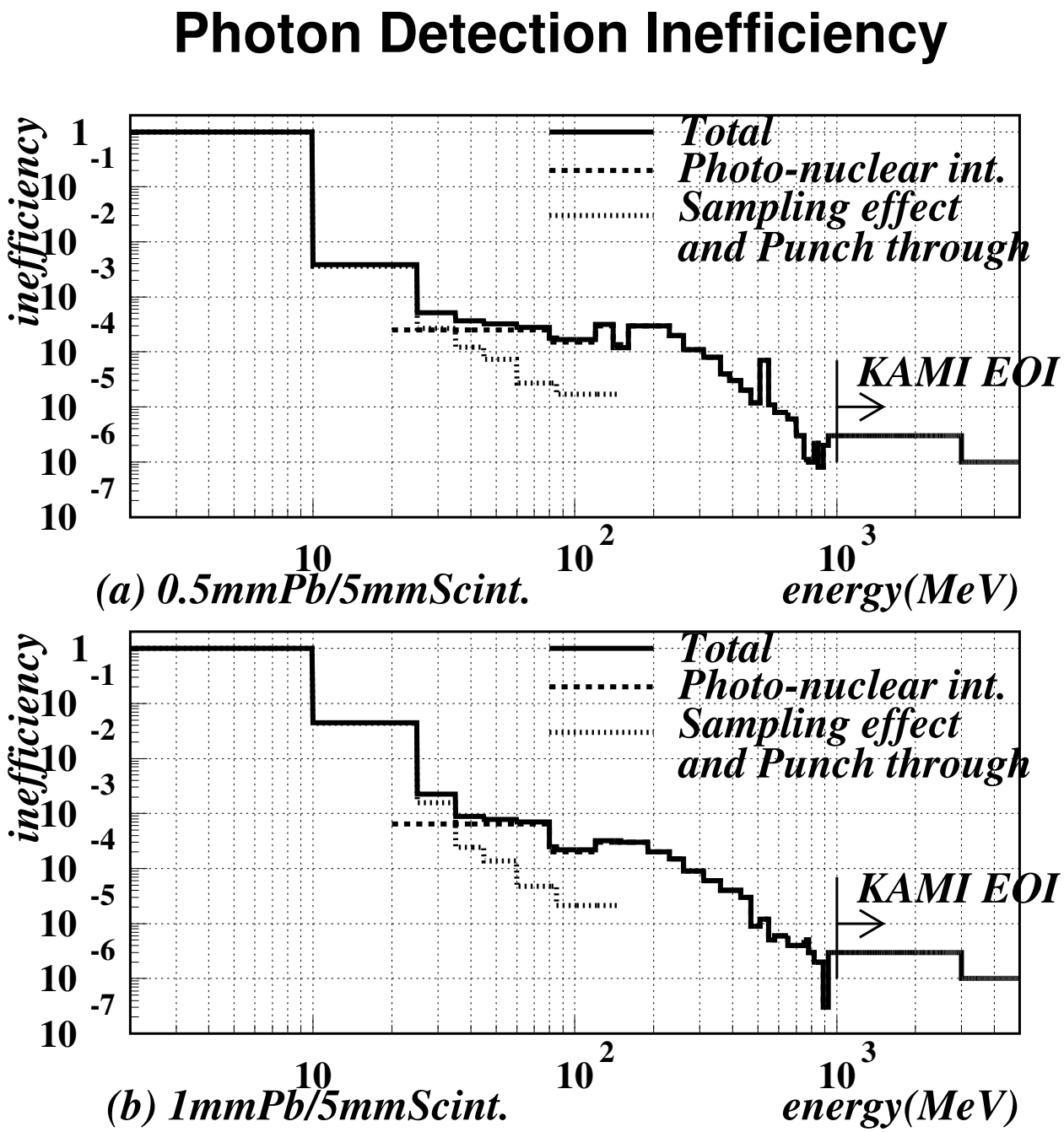

Figure B.3: 入射光子のエネルギーと、サンプリングカロリーメータ ((a)0.5mm 鉛/5mm シンチ、(b)1mm 鉛/5mm シンチ・サンプリングカロリーメータ) の全不感率との相関図。破線と点線はそれぞれ、光核相互作用に起因する不感率、サンプリング効果による不感率とパンチスルーによる不感率との和をあらわす。1 GeV 以上の領域では KAMI 実験で要求している不感率を用いている。

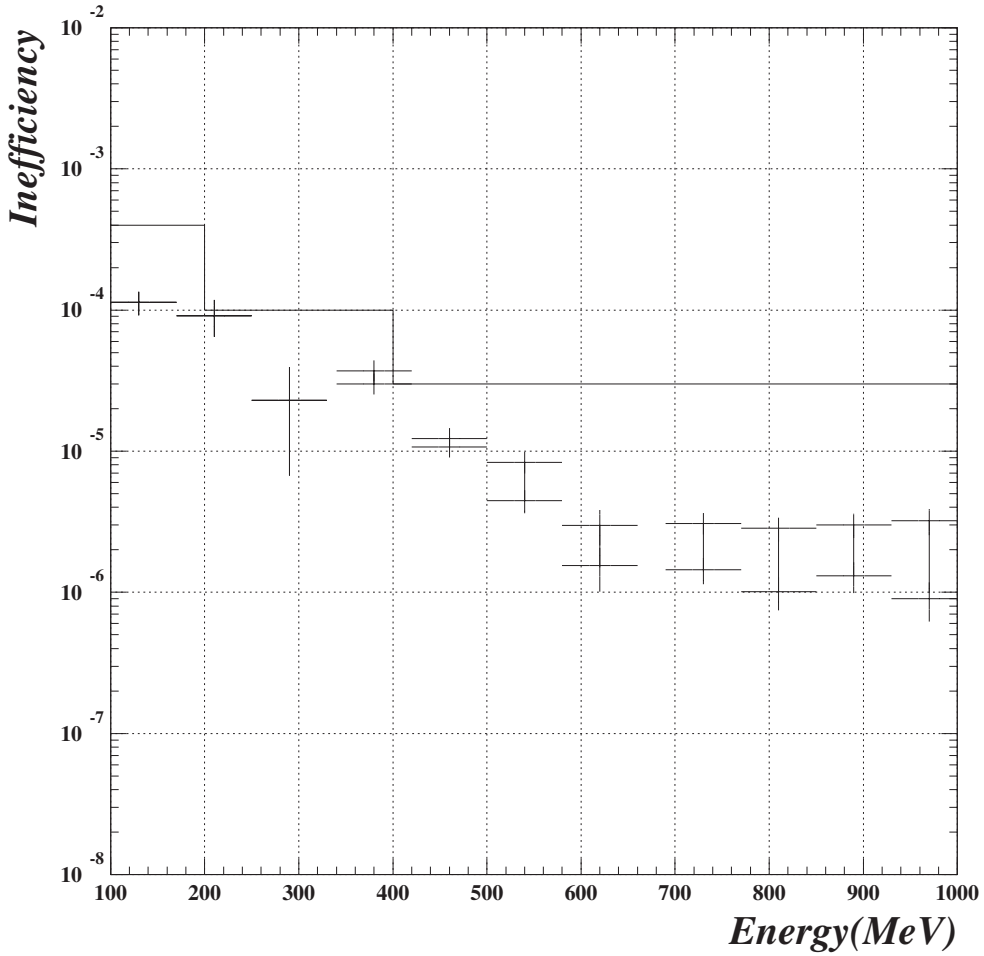

Figure B.4: ES171 実験で測定された、入射光子のエネルギーと、光核相互作用に伴う CsI 検出器の不感率との相関図。横軸が入射光子のエネルギーで、縦軸が光核相互作用に由来する不感率。図中の線は KAMI 実験で CsI に要求される不感率をあらわす。エネルギーのしきい値は 10 MeV に設定された。

Appendix C

小林益川行列の複素成分 η の精度

Chapter 1で述べたように信号事象 $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比は、小林益川行列の複素成分の 2 乗 η^2 に比例する。それゆえ、変数 η の不定性は、

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{1}{2} \times \frac{\Delta BR_{sig}}{BR_{sig}} \tag{C.1}$$

と表される。信号事象の崩壊分岐比 BR_{sig} は、

$$BR_{sig} \equiv \frac{\overline{N_{sig}}/Acc_{sig}}{\overline{N_{norm}}/(Acc_{norm}BR_{norm})} \tag{C.2}$$

と定義される。ここで、$\overline{N_{sig}}$ と $\overline{N_{norm}}$ はそれぞれ信号事象と規格化事象の観測数であり、Acc_{sig} と Acc_{norm} は、それぞれ、信号事象と規格化事象の感受率である。また、BR_{norm} は、規格化事象の崩壊分岐比である。

この場合、$\overline{N_{norm}}$ と A_{sig}/Acc_{norm} の誤差は $\overline{N_{sig}}$ と比べて非常に小さいので、信号事象の誤差は、

$$\frac{\Delta BR_{sig}}{BR_{sig}} = \frac{\Delta\overline{N_{sig}}}{\overline{N_{sig}}} \tag{C.3}$$

と表すことができる。

K 中間子崩壊の全観測数 $\overline{N_{decay}}$ と背景事象数の期待値 $\overline{N_{bkg}}$ を用いると、$\overline{N_{sig}}$ は、

$$\overline{N_{sig}} = \overline{N_{decay}} - \overline{N_{bkg}} \tag{C.4}$$

と表せる。他の研究から背景事象数がよく分っているものとすると、

$$\Delta\overline{N_{sig}} = \Delta\overline{N_{decay}} \tag{C.5}$$

となる。

式 C.3と式 C.5から、

$$\frac{\Delta BR_{sig}}{BR_{sig}} = \frac{\Delta\overline{N_{decay}}}{\overline{N_{sig}}} \tag{C.6}$$

$$= \frac{\sqrt{\overline{N_{decay}}}}{\overline{N_{sig}}} \tag{C.7}$$

$$= \frac{\sqrt{\overline{N_{sig}} + \overline{N_{bkg}}}}{\overline{N_{sig}}} \tag{C.8}$$

$$= \frac{\sqrt{1 + B/S}}{\sqrt{\overline{N_{sig}}}} \tag{C.9}$$

$$= \sqrt{\frac{1 + B/S}{N_{decay} \times BR_{sig} \times Acc_{sig}}} \tag{C.10}$$

となる。

本論文では、$BR_{bkg} = BR(K_L \to \pi^0\pi^0) = 9.27 \times 10^{-4}$, $BR_{sig} = BR(K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}) = 3 \times 10^{-11}$、そして、Chapter 3 で求めた $N_{decay} = 6.05 \times 10^{13}$ を用いた。 感受率 Acc_{sig} と背景事象数と信号事象数との比 B/S とはカットの領域に依存する。

謝辞

まず、このような機会を与えてくださり、また、物理全般にわたり幅広い知識を与えてくださった長島 順清先生に感謝したいと思います。

久野 良孝先生、真木 晶弘先生、瀧田 正人先生、羽澄 昌史先生、原 隆宣先生、David Jackson さんには、ミーティングや講義、ゼミ等、折りに触れて、実践的な実験のことから、理論的なこと、計算機のこと等々、研究活動全般にわたり、様々なことをご教授いただきました。心よりお礼申し上げます。

秘書の続木 佐知子さんには事務手続き等で大変お世話になり、楽しい研究生活をおくることができました。ありがとうございました。

博士後期課程在学の住澤 一高さん、吉田 誠さん、柳幸 二郎さん、北條 高宗さん、小寺 克茂さん、新田 和範さん、原 康二さん、三宅 秀樹さんには、よき相談相手となっていただきました。時には、先輩方の仕事の手を止めてしまったこともありましたが、快く教えていただきました。本当にありがとうございました。

博士前期過程 2 年の梶山 裕香さん、田子森 宏君のおふたりには、2 年間にわたり、なにかとお世話になり、また、同学年ということでいろいろとご迷惑をお掛けしました。この機会に、お礼とお詫びをしたいと思います。どうも、ありがとうございました。 これからのご活躍を祈っています。

博士前期課程 1 年の池本 由希子さん、石川 隆之君、大藤 晃生君、倉畑 和彦君、坂下 健君、橋本 清史君、および学部 4 年生の大場 智仁君、竹下 文祐君、玉井 佑治君には、あまり良い先輩であったとは思えませんが、皆さんのおかげで、私にとって楽しい研究生活をおくれました。ありがとうございました。

KTeV 実験グループでお世話になった鈴木 一郎さん、千代 勝美さん、日高 諭さん、真鍋 健一さんには、昨年 1 年間、何も知らない私に、物理の事をはじめ、研究生活全般にわたり、様々な事を教わり、また、相談相手になっていただきました。ありがとうございました。

山中 卓先生、ありがとうございました。このような論文を書き上げることができたのも先生のご指導の賜物です。私の稚拙な質問の数々に対して、労をいとわず熱心にご指導下さいました。また、時にはくじけてしまいそうになることもありましたが、あたたかく見守って下さいました。篤く御礼申し上げます。

研究室技官の金子 博之氏、および回路室、計算機室をはじめ原子核実験グループの方々、また、KTeV、KAMI コラボレーションの皆様、その他お世話になりました全ての方々に、この場を借りましてお礼申し上げます。皆様の益々のご発展とご成功を念じてやみません。

最後に、いままで私の人生を見守り、支えてくれた両親に感謝の意を表したいと思います。ありがとうございました、そして、これからも末永く、よろしくお願いします。

Bibliography

[1] C.S.Wu *et al.*, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).

[2] J.H.Christenson, J.W.Cronin, V.L.Fitch, and R.Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).

[3] Particle Data Group, The European Physical Journal C **15** (2000).

[4] M.Kobayashi and T.Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

[5] L.Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).

[6] P.Paganini, F. Parodi, and A. Stocchi, Phys. Scripta **58**, 556 (1998).

[7] B.Winstein and L.Wolfenstein, Rev. Mod. Phys. **65**, 1113 (1993).

[8] A. Buras, Phys. Lett. **B333**, 476 (1994).

[9] G. Buchalla and A. Buras, Phys. Rev. **D54**, 6782 (1996).

[10] A. Alavi-Harati *et al.*, Phys. Rev. **D61**, 072006 (2000).

[11] A. J. Malensek, Fermilab Preprint **FN-341** (1981).

[12] E.Cheu *et al.*, Fermilab EOI, 'An Expression of Interest to Detect and Measure the Direct CP violating Decay $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ and Other Rare Decays at Fermilab Using the Main Injector', (1997).

[13] R.Barbosa *et al.*, KAMI Internal Memo, 'Neutron and Kaon Flux Analysis from the Winter 2000 KAMI Beam Test' (2000).

[14] 紅林 圭太郎, '鉛/Plastic Scintillator サンプリングカロリメーターの光核反応による不感率の測定', 大阪大学大学院修士論文 (1999).

[15] 森 浩二, 'CsI 光子検出器の光核相互作用に由来する不感率の測定', 大阪大学大学院修士論文 (1999).

[16] K.Manabe, Master Thesis, Osaka Univ., 'Bottom Up Study of $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ experiment', (2000).

[17] 山中 卓 他, SPring-8 実験 Proposal, '光子検出器の不感率測定' (2001).