平成１０年度 修士学位論文
$K_L^0 \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ 分岐比測定実験のための
全吸収型電磁カロリメーターの光子非検出効率の測定

佐賀大学工学系研究科 物理学専攻
97SM18 渡辺 丈晃

概 要

1964 年に K 中間子系で CP の破れ、すなわち粒子と反粒子の非対称性が発見されて以来、CP 非保存はマクロなスケールでは宇宙の物質優位性を引き起こすのに不可欠であることがわかり、ミクロなスケールでは素粒子理論を検証するための重要な指針となっている。ところが依然として、その起源は明らかになっていない。CP 非保存過程の中でも、特にダイレクト CP 非保存過程は、CP 非保存の起源が小林・益川模型、すなわち標準理論の枠内で説明できるか否かを決める重要な過程であるが、実験的には発見されてなく、その探索実験が世界各地で行われている。K 中間子は生成が容易で、CP 非保存に感度が大きいため、その崩壊を調べて CP 非保存の起源を解明を目指す実験が活発に続いている。同様に B 中間子も CP 非保存に感度が大きく、国内では KEK-BELLE 実験が、国外では SLAC-BABAR 実験が B 中間子を大量に作り、その崩壊を調べる実験 (B-factory) が始まろうとしている。

そのような状況の中、我々のグループも、ダイレクト CP 非保存過程である $K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 崩壊の分岐比測定実験を計画している (KEK-E391a)。この崩壊の分岐比は、標準理論によると、

$$B(K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}) = const \times (Im(V_{td})^2) = 3 \times 10^{-11}$$

と予言されており、標準理論の正しさを示す unitarity triangle の高さ (Im(V_{td})) に感度がある。特にこのモードは、理論的不定が約 1 %と小さいため、分岐比を決めることで、unitarity triangle の高さを精密に決めることができる。これに対し B 中間子の実験からは、unitarity triangle の角度を決めることができる。従って、$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 分岐比測定実験と B 中間子の実験が相補うことにより標準理論の精密検証が可能になる。

$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 崩壊は、π^0 が 2γ に崩壊するので、生成物すべてが中性粒子であり、荷電粒子の計測のようにいくつもの測定器を使うことは出来ず、カロリメーターが全ての検出を担うことになる。しかも分岐比が 3×10^{-11} と低く、中性ビームライン中に大量の π^0 のバックグラウンドが存在する中で、カロリメーターからの情報だけで π^0 の再構成を行うため、実験的には極めて難しいことが予想される。最も危険なバックグラウンドは、カロリメーターにおける光子の不感から生じる。特に、$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ 崩壊から生じるバックグラウンドを取り除くためには、10^{-4} 以下の非検出効率が必要であるとともに、バックグラウンドの理解をするためにも非検出効率の値を正確に知る必要があるが、実験的には詳しく調べられていない。

カロリメーターが光子の検出に失敗する原因としては、次の 3 つの原因が考えられる。

1 punch through：光子が一度もカロリメーターと相互作用せずに貫通して検出できない。

2 光核反応：光子がカロリメーターの原子核と相互作用し、その結果中性子が生じて検出できない。

3 Sampling effect：サンプリングカロリメーターの場合、光子が鉛で全てのエネルギーを失って検出できない。

この内、１と３に関しては完全に電磁相互作用なので、シミュレーションで求めることができる。しかし、２に関しては、光核反応の断面積はわかっているので頻度はわかるが、その相互作用の結果生じる２次粒子やその振舞、そして２次粒子に対してどのようにカロリメーターが応答するかを予想するのは難しく、実験で調べる必要がある。

本研究では、KEK 田無の 1.3GeV 電子シンクロトロンをつかって、CsI カロリメーター、各種サンプリングカロリメーターの光子非検出効率の測定をおこなった (KEK-ES171)。その解析結果をここに示す。特に我々の必要とする $E_\gamma > 100MeV$ では、CsI 及びサンプリングカロリメーターで 10^{-4} 以下になることがわかった。

目 次

第 1 章　序論 **7**
1.1 CP 非保存の物理 7
1.2 中性 K 中間子と CP 非保存 7
1.3 $K_L^0 \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ 崩壊分岐比測定実験 (KEK-E391a) 11
1.3.1 理論的背景 11
1.3.2 B 中間子 12
1.3.3 実験方法 13
1.3.4 検出器 14
1.3.5 バックグラウンド 16

第 2 章　γ 線の検出と不感 **17**
2.1 γ 線と物質の相互作用 17
2.1.1 光電効果、コンプトン散乱、電子 · 陽電子対生成 17
2.1.2 カスケードシャワー 19
2.1.3 光核反応 (photonuclear interaction) 21
2.2 シンチレーション検出器 23
2.2.1 有機シンチレーター 23
2.2.2 波形分別法 (Pulse shape discrimination, P.S.D.) 23
2.2.3 無機シンチレーター 25
2.2.4 カロリーメーター 27
2.3 光子非検出効率 29

第 3 章　実験方法 **30**
3.1 実験方法 30
3.2 実験装置 32
3.3 beam line 起因のバックグラウンド 36
3.4 トリガーとデータ収集系 38

第 4 章　解析結果 **41**
4.1 CsI カロリメーターの較正 43
4.1.1 Shower leakage の study 43
4.1.2 中心と外側の CsI のゲインの比の決定 43

4.1.3 シンクトトロンの spill timing による較正 44
4.1.4 中心と外側の CsI の total の較正 45
4.2 1mm/3mm カロリメーターの較正 48
4.2.1 ゲインの較正 48
4.2.2 Shower leakage の study 48
4.2.3 PMT6 本の total の較正 49
4.2.4 spill timing の補正 50
4.3 液体シンチレーターの較正 52
4.3.1 エネルギーと narrow to wide ratio の較正 52
4.3.2 LS TDC correction 52
4.4 Neutron identification 54
4.5 バックグラウンドの概算と抑制 58
4.6 中性子の検出効率 63
4.7 光子非検出効率 67

第 5 章 結果のチェック 79
5.1 中性子の検出効率のチェック 79
5.2 光核反応の断面積との比較 80
5.3 Miss tagging rate と BV counter によるバックグラウンドの抑制 81
5.4 accidental coincidence の原因 84
5.5 高エネルギー粒子によるバックグラウンド 88
5.6 direct subtrunction の正当性 91
5.7 エネルギー分解能と位置分解能の概算 93

第 6 章 まとめ 95
6.1 $K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 崩壊分岐比測定実験 95
6.2 実験 95
6.3 解析結果 95
6.4 結論・今後 95

表 目 次

1.1 The parameters of neutral kaon. 10
1.2 K_L^0 崩壊の分岐比 13

2.1 有機シンチレーターの特性 23
2.2 無機シンチレーターの特性 26
2.3 代表的カロリメーターのエネルギー分解能 27

3.1 KEK 田無の 1.3GeV 電子シンクロトロンのパラメータ 32

4.1 中性子の同定に対するバックグラウンドレベル 59
4.2 γ 線の占めるバックグラウンドの割合 59
4.3 CsI カロリメーターの中性子検出効率 63
4.4 1mm/3mm カロリメーターの中性子検出効率 65
4.5 10MeV 以下のイベント数を平均して求めた CsI カロリメーターの光子非検出効率 . 76
4.6 1MeV 以下のイベント数で算出した CsI カロリメーターの光子非検出効率 76
4.7 10MeV 以下のイベント数を平均して求めた 1mm/3mm カロリメーターの光子非検出効率 77
4.8 1MeV のイベント数で算出した 1mm/3mm カロリメーターの光子非検出効率 . . . 78

5.1 calorimeter empty run から予想されるバックグラウンドレベル 86
5.2 LS のエネルギーが大きく、時間的に一様な成分のイベントレート 89

図 目 次

1.1 The Feynman diagram of K^0 and $\overline{K^0}$ mixing. 8
1.2 The Feynman diagram of $K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$. 11
1.3 KEK12GeV PS と東カウンターホール 14
1.4 KEK-E391a 検出器の概念図 15
1.5 E391a 実験の endcap カロリメーターの配置案 15

2.1 CsI と γ 線の反応断面積のエネルギー依存性 18
2.2 CsI カロリメーター中のカスケードシャワーの例 19
2.3 光核反応の反応断面積のエネルギー依存性 22
2.4 有機シンチレーターのエネルギー準位図と発光モデル 24
2.5 無機シンチレーターのエネルギー準位図と発光モデル 25
2.6 サンプリングカロリメーターに対するカスケードシャワーの例 28
2.7 カロリメーターが光子の検出に失敗する予想される原因の概念図 29

3.1 光子非検出効率の測定方法 31
3.2 KEK 田無の 1.3GeV 電子シンクロトロン 32
3.3 サンプルを取り囲む液体シンチレーターの写真 33
3.4 実験装置の全体図 34
3.5 CsI カロリメーターの構成図 35
3.6 1mm/3mm カロリメーターの構成 35
3.7 ビームライン起源のバックグラウンドとそれを抑制する BV counter の概念図 . . . 37
3.8 トリガー生成のロジック図 38
3.9 γ tagging trigger と EG veto trigger でとったイベントの例 39
3.10 データ収集系の概念図 40

4.1 tail region の定義の例 42
4.2 shower leakage のエネルギー依存性 44
4.3 外側の CsI のゲインと total の幅の相関図 44
4.4 中心と外側のゲインの比 45
4.5 シンクロトロンからの電子の ejection の概念図 46
4.6 spill time の補正 46
4.7 CsI の較正 47

4.8 PMT 6本のゲインの比の tagging counter 依存性 48
4.9 E_γ と shower leakage の相関 49
4.10 1mm/3mm の較正図 50
4.11 電子のエネルギーの spill time correction 51
4.12 LS narrow ADC と wide ADC の相関図 52
4.13 LS の ^{137}Cs に対する応答 53
4.14 LS TDC の time walk の補正 53
4.15 tail region における LS n-w ratio と TDC の相関図 54
4.16 LS TDC のヒストグラムの例 55
4.17 n-w ratio でカットを掛けた時の LS TDC 分布 56
4.18 LS TDC でカットをかけた時の n-w ratio のヒストグラム 56
4.19 n-w ratio と TDC の相関図 57
4.20 γ 線と中性子を要求したときの LS の hit 分布 57
4.21 典型的なイベントの n-w ratio の例 58
4.22 中性子数とバックグラウンドのイベント数の tagging counter 依存性 60
4.23 バックグラウンドの LS エネルギースペクトラム 61
4.24 wide カットをいれた時の A region と E region のイベント数分布 62
4.25 中性子を要求したときの LS の multiplicity 分布 64
4.26 LS の中性子検出効率 66
4.27 中性子を要求したときのサンプルのエネルギー分布 (tail region) 68
4.28 中性子を要求した時のサンプルのエネルギー分布 (Inefficiency region) 69
4.29 LS wide でバックグラウンドの抑制を掛けた時サンプルのエネルギー分布 (Inefficiency region) 70
4.30 CsI カロリメーターの光核反応起因による光子非検出効率 72
4.31 1mm/3mm サンプリングカロリメーターの光核反応起因による光子非検出効率 . . 73
4.32 10MeV 以下の平均で計算した非検出効率と、1MeV で計算した非検出効率の比 . 74
4.33 wide+direct 法で求めたカロリメーターの光核反応起因による光子非検出効率 . . . 75

5.1 中性子検出効率と tail 比との相関図 79
5.2 tail/total と (光核反応の断面積)/(シャワーの断面積) の比較 80
5.3 miss tagging rate 81
5.4 各 BV counter にシグナルがあった時のサンプルの deposit 82
5.5 E-region(バックグラウンド) にイベントがあった時の、各 BV counter のイベント数 83
5.6 calorimeter empty run における n-w ratio と LS TDC の相関図。 84
5.7 calorimeter empty run で BV のカットをしたときの n-w ratio と LS TDC の相関図 85
5.8 wide カットと BV カットをかけた時の n-w ratio と LS TDC の相関図 85
5.9 calorimeter empty run で BV counter のカットの閾値以上の hit 分布 86
5.10 calorimeter empty run における LS の hit 分布 87
5.11 tagging counter と LS の accidental coincidence の生じるメカニズム 87

5.12 LS TDC と wide の相関図の例 88
5.13 LS のエネルギーが over flow で、かつ時間的に一様に来ているイベントの LS の hit 分布 90
5.14 LS で over flow で、かつ時間的に一様に来ているイベントの TDC 分布 90
5.15 calorimter empty run における accidental coincidence の TDC 分布 91
5.16 spill time の構造 92
5.17 CsI と 1mm/3mm のエネルギー分解能 93
5.18 1mm/3mm カロリメーターの位置分解能 94

第1章　序論

1.1　CP 非保存の物理

素粒子物理において、C 変換 (荷電共役変換) と P 変換 (空間反転変換) を組み合わせた CP 変換は、粒子と反粒子間の変換を意味する。1960 年以前は、粒子と反粒子は完全に対称である、すなわち CP に破れはないと考えられ、実験的にもその破れは発見されていなかった。ところが 1964 年に、CP 非保存が初めて発見されて以来、その機構を説明する理論が多く作られ、現在もその起源は明らかになっていない。特に現在の興味は、CP 非保存が標準理論の枠内で説明がつくのか、あるいは新しい機構と導入する必要があるのかということであり、CP 非保存に感度の大きい K 中間子や B 中間子を使った実験が活発に続いている。

ミクロなレベルとは対照的に、マクロなレベルである宇宙論においても CP 非保存は重要な役割を担う。宇宙は、反物質 (反粒子) ではなく物質 (粒子) が圧倒的に優勢であるが、CP 非保存は、この物質優位性を説明するのに不可欠である。

ここでは特に K 中間子系と CP 非保存に関して簡単にまとめたい [1]。

1.2　中性 K 中間子と CP 非保存

クォーク模型では、ストレンジネスをもつ中性中間子には次の 2 つがある。

- $K^0 = (d\overline{s})$ の複合系 $S = +1$
- $\overline{K^0} = (s\overline{d})$ の複合系 $S = -1$

強い相互作用では $|\Delta S| = 0$ が成り立つが、弱い相互作用では W boson 1 回の交換で $|\Delta S| = 1$ が許されるので、W boson を 2 回交換する高次の効果で $|\Delta S| = 2$ も許される (図 1.1)。

従って、観測される K 中間子、すなわち質量の固有状態は K^0 と $\overline{K^0}$ の重ね合わせである。

まず CP 不変を仮定する。つまり、質量の固有状態は CP の固有状態であるとする。C 変換 (荷電共役変換) は粒子と反粒子を反転させる変換で、

$$C(K^0) = -\overline{K^0}$$
$$C(\overline{K^0}) = -K^0$$

となる。P 変換 (空間反転) をすると、K 中間子が違う 2 つの粒子の複合系のため空間反転で符号が反転する。

$$P(K^0) = -K^0$$
$$P(\overline{K^0}) = -\overline{K^0}$$

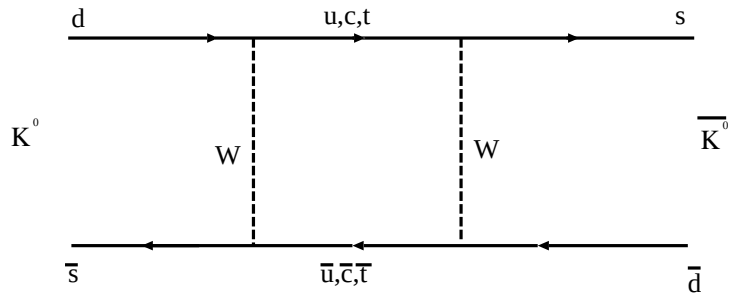


図 1.1: The Feynman diagram of K^0 and $\overline{K^0}$ mixing.

従って、CP 変換をすると、

$$CP(K^0) = \overline{K^0}$$
$$CP(\overline{K^0}) = K^0$$

となる。これから CP の固有状態は、

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \overline{K^0}) \quad CP = +1$$
$$K_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \overline{K^0}) \quad CP = -1$$

となる。

K 中間子は、主に２個もしくは３個の π 中間子に崩壊する。２個の π 系 ($\pi^0\pi^0$、$\pi^+\pi^-$) は $CP = 1$、３個の π 系 ($\pi^0\pi^0\pi^0$、$\pi^+\pi^-\pi^0$) は $CP = -1$ を持つので、K_1 は 2π に、K_2 は 3π に崩壊する。Q 値 ($m_K - \sum m_\pi$) は、K_1 の方が大きいので K_2 よりも早く崩壊する。実際観測にかかる K 中間子には、質量が同じで寿命が 1000 倍程度違う二つ粒子が見つかっていて、それぞれ短寿命の方を K_s、長寿命成分を K_L と書き、CP が保存するなら、$K_s = K_1$、$K_L = K_2$ である。

ところが、1964 年クリステンソン、クローニン、フィッチのグループが、K_L から $\pi^+\pi^-$ に崩壊するものを発見した [3]。測定された量は、K_L が全ての荷電粒子に崩壊する確率の内、$\pi^+\pi^-$ に崩壊する量で、

$$\frac{K_L^0 \to \pi^+ + \pi^-}{K_L^0 \to \ all\ charged\ particle} = (2.0 \pm 0.4) \times 10^{-2}$$

と求められた。この実験でわかったのは、CP の固有状態であると思っていた K_L と K_s が、実は CP の固有状態ではなかったということである。CP の破れは小さいので、微小な定数 ϵ を使って、

$$K_s^0 = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon^2|}}((K_1 + \epsilon K_2)) \propto ((1+\epsilon)K_0 + (1-\epsilon)\overline{K_0})$$
$$K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon^2|}}((K_2 + \epsilon K_1)) \propto ((\epsilon+1)K_0 + (\epsilon-1)\overline{K_0})$$

と表せる。最後の式は粒子と反粒子の非対称性を示している。

通常 CP の破れの程度は、K_L^0 と K_s^0 が 2π に崩壊する反応の振幅の比で表し、

$$|\eta_{\pm}| = \left|\frac{A(K_L^0 \to \pi^+ + \pi^-)}{A(K_s^0 \to \pi^+ + \pi^-)}\right| = (2.269 \pm 0.023) \times 10^{-2}$$
$$|\eta_{00}| = \left|\frac{A(K_L^0 \to \pi^0 + \pi^0)}{A(K_s^0 \to \pi^0 + \pi^0)}\right| = (2.259 \pm 0.023) \times 10^{-2}$$

と求まっている [6]。

K_L^0 に注目すると、ここまでは $CP = -1$ の状態 K_2 に $CP = 1$ の状態 K_1 が混じって、こちらからの崩壊で CP の破れが生じている。これを indirect CP 非保存という。ところが、理論的には直接 CP が破る機構も可能である (direct CP 非保存)。つまり、$CP = -1$ の K_2 から直接 $CP = 1$ の状態へ崩壊が可能であることを意味する。この機構には、幾つかのモデルがあり、その内有力な 2 つのモデルを簡単に説明する。ここで、ϵ' は direct CP 非保存の破れの大きさを示す定数である。

- クォーク模型 (小林 · 益川模型)
  クォークの質量固有状態は、各フレーバーの固有状態の重ね合わせであり、3 世代以上のクォークがある場合、その混合の割合を示す CKM 行列 V_{CKM}[4] に複素因子が入るために CP が破れるというモデル。標準模型のラグランジアンの charged current 成分を L_{cc} とし各フレーバーの固有状態を、$\overline{u_L} = (\overline{u_L}, \overline{c_L}, \overline{t_L})$、$d_L = \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix}$、とすると、

  $$L_{cc} = \overline{u_L}\gamma_\mu V_{CKM} d_L W^{\mu+} + (h.c.)$$

  と書ける。CP 変換すると

  $$CP(L_{cc}) = \overline{d_L}\gamma^\mu (V_{CKM})^T u_L W_\mu^- + (h.c.)$$

  となり、$V_{CKM}^\dagger = V_{CKM}^T$、つまり V_{CKM} が実数ならば CP は保存するが、複素数の位相が入っているので CP が破れる。直観的には、中間状態で u、s、t が飛ぶ時にその結合定数に複素位相が入っているため、中間状態ごとに違う値の結合が可能になったために CP の破れが生じると考えることができる。このモデルは $\epsilon' \sim 10^{-3}$ を予言する。

- super weak 模型
  弱い相互作用の 10^{-10} 程度の強さで、直接 $|\Delta S| = 2$ を起こす相互作用 (super weak interaction) が存在することによって CP が破れるモデル。この相互作用は K 中間子系しか働かず、また $\epsilon' = 0$、$|\eta_{\pm}| = |\eta_{00}|$ を予言する。

現在得られている実験値 [6] からは、

$$|\eta_{\pm}| = (2.285 \pm 0.019) \times 10^{-3}$$
$$|\eta_{00}| = (2.275 \pm 0.019) \times 10^{-3}$$
$$\frac{\epsilon'}{\epsilon} = (1.5 \pm 0.8) \times 10^{-3}$$

となり、また direct CP 非保存過程も発見されいないため、モデルの決定には至っていない[1]。このように CP 非保存の起源が標準理論 (小林・益川模型) の枠内で説明できるのか、super weak のように新たなる相互作用を導入する必要があるのかを明らかにするためには、direct CP 非保存過程を発見して詳細に調べること重要である。

K 中間子の、パラメーターを表 1.1 に示す [6]。

粒子	質量	寿命 (τ)	$c\tau$
K_s	$(497.677) \pm 0.016 MeV$	$(0.8934 \pm 0.0008) \times 10^{-10}$sec	2.7 cm
K_L	$(497.677) \pm 0.016$ MeV	$(5.17 \pm 0.04) \times 10^{-8}$sec	15.51m

表 1.1: The parameters of neutral kaon.

[1] 1999 年 2 月 24 日の時点で、Fermilab の kTeV グループが統計的に有意な精度で direct CP violation(ϵ'/ϵ) を発見したという報告がなされた。

1.3 $K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 崩壊分岐比測定実験 (KEK-E391a)

我々のグループは、$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 崩壊の分岐比を測定する実験を計画している (KEK-E391a)[5]。この実験の目的は、$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 崩壊の分岐比を精度良く測定し、標準理論の精密検証とそれを越える新しい物理を探索である。この実験の概要を次に示す。

1.3.1 理論的背景

この崩壊は、direct CP 非保存過程が支配的であり CP 非保存の起源に明らかにする [7]。この過程の feynman diagram を図 1.2 に示す。標準理論によると分岐比は、

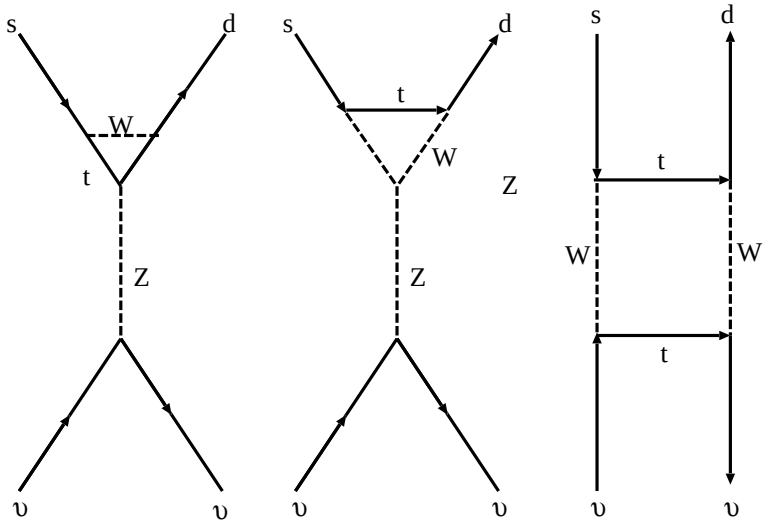


図 1.2: The Feynman diagram of $K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$.

$$B(K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}) = 1.22 \times (Im(V_{td}V_{ts}^*))^2 \cdot X(x_t)^2$$

である。ここで x_t は、W boson と top quark の質量を M_W、m_t として $x_t = m_t/M_W$ であり、$X(x_t)$ は x_t の関数で次のように書ける [2]。

$$X(x_t) = \frac{x_t}{8} \cdot (\frac{x_t+2}{x_t-1} + \frac{3x_t-6}{(x_t-1)^2} \cdot ln(x_t))$$

これより分岐比は概ね top quark の質量に比例する。さらに上式を、Wolfenstein のパラメーターで書くと、

$$B(K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}) \sim 1.94 \times 10^{-10} \cdot A^4 \cdot X(x_t)^2 \cdot \eta^2 \sim 3 \times 10^{-11}$$

である [11]。上式よりわかるように、この分岐比の精密測定により、現在最も不定の大きい $\eta(or \quad Im(V_{td}))$ が精度良くわかる。

このモードの特徴の一つは、ϵ'/ϵ や $B-\overline{B}$ 混合に比べ理論的不定が 1%と小さいことである [8]。一般に K 中間子のエネルギー領域は、強い相互作用による寄与、特に摂動計算のできない QCD の効果が存在する。その効果はハドロン行列要素で表されるが、$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の行列要素はすでに測定されている $K^+ \to \pi^0 e^+\nu$ 崩壊から求まるため、非摂動計算の近似による不定がなくなる [8][9]。さらに、崩壊後の粒子が ν のため、その電磁相互作用や QCD の寄与はほとんど無視できる。$K_L^0 \to \pi^0 e^+ e^-$ のように CP 保存過程の干渉もない [10]。従って、$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊測定により、弱い相互作用による direct CP 非保存過程を正確に観測することが可能である。

標準理論を越える物理が存在した場合 $K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊に対して新たなる過程が増える為に分岐比は大きくなる方向に影響がでる。超対称性理論による影響は数値的に計算されており、分岐比にして 10%程度増えると予言されている [12]。さらに、indirect CP 非保存過程の破れの大きさを示す ϵ_k とは、逆方向にでることが予想されている [12]。従って、充分な統計が得られれば、標準理論をこえる物理の見える可能性が高い。

$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊の物理を、以下にまとめる。

1 CP 非保存の起源を明確にできる。

2 CKM 行列の要素で、現在最も不定の大きい $Im(V_{td})$ を精度良く決めることが可能である。

3 標準理論を越える物理に対する感度が良い。

4 ハドロニックな補正等がいらないため、理論の不定が 1% と小さい。

5 分岐比の理論予想は 3×10^{-11} である。

このように、理論的にはほぼ理想的といえるが、実験は極めて難しい。これまで得られている分岐比の実験的上限は約 10^{-6} である [13]。

1.3.2 B 中間子

B 中間子もまた、CP 非保存に感度が大きいことがわかっており、direct CP 非保存過程の発見が期待されており、B 中間子を大量に作ってその崩壊を調べる実験 (B-factory) が、国内では KEK-BELLE 実験が、国外では SLAC-BABAR 実験が、今まさに開始しようとしている。B 中間子の実験もまた、CP 非保存の起源を解明するとともに、CKM 行列の要素を決めることができ、特に unitarity の三角形の角度を求めることができる。従って、$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ と B 中間子の実験が相補って、標準理論を検証できることになる。

1.3.3 実験方法

$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の同定は、$K_L^0 \to \pi^0(\to 2\gamma) + nothing$ によってなされる。従って、実験は 2γ のエネルギーと位置を測定して、さらに 2γ 以外の Visible 粒子は存在しないことを保証する必要がある。そのため検出器は全周囲をカバーする必要がある。表 1.2 に K_L^0 崩壊の分岐比を示す [6]。この表より $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ と $K_L^0 \to \gamma\gamma$ 以外には、終状態が $2\gamma + nothing$ は存在しない。その他の崩壊モードは、少なくとも 2 つの荷電粒子か 4 つの γ に崩壊するので除外が可能である。$K_L^0 \to \gamma\gamma$ は、完全に back-to-back なので、missing momentum の有無と角度を使って除外をする。

崩壊モード	分岐比	Max $2\gamma - Pt(MeV/c)$	Visible particle(additionals)
$3\pi^0$	$(21.12 \pm 0.27)\%$	139	$6\gamma(4\gamma)$
$\pi^+\pi^-\pi^0$	$(12.56 \pm 0.20)\%$	133	2ch-$2\gamma(2ch)$
$\pi^\pm\mu^\mp\nu$	$(27.17 \pm 0.25)\%$	-	2ch(2ch)
$\pi^\pm e^\mp\nu$	$(38.78 \pm 0.27)\%$	-	2ch(2ch)
2γ	$(5.92 \pm 0.15) \times 10^{-4}$	0	$2\gamma(non)$
$\pi^0 2\gamma$	$(1.70 \pm 0.28) \times 10^{-4}$	231	$4\gamma(2\gamma)$
$\pi^0\pi^\pm e^\mp\nu$	$(5.18 \pm 0.29) \times 10^{-5}$	207	$2ch - 2\gamma(2ch)$
$\pi^\pm e^\mp\nu\gamma$	$(3.62 \pm 0.26) \times 10^{-3}$	-	$2ch - 1\gamma(2ch)$
$\pi^+\pi^-\gamma$	$(4.61 \pm 0.14) \times 10^{-5}$	-	$2ch - 1\gamma(2ch)$
$\pi^0\pi^0\gamma$	$< 5.6 \times 10^{-5}$	209	$5\gamma(3\gamma)$
$\pi^+\pi^-$	$(2.067 \pm 0.035) \times 10^{-3}$	-	$2ch(2ch)$
$\pi^0\pi^0$	$(9.36 \pm 0.20) \times 10^{-4}$	209	$4\gamma(2\gamma)$
$\mu^+\mu^-$	$(7.2 \pm 0.5) \times 10^{-9}$	-	$2ch(2ch)$
$\mu^+\mu^-\gamma$	$(3.25 \pm 0.28) \times 10^{-7}$	-	$2ch - 1\gamma(2ch)$
e^+e^-	$< 4.1 \times 10^{-4}$	-	$2ch(2ch)$
$e^+e^-\gamma$	$(9.1 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	-	$2ch - 1\gamma(2ch)$
$e^+e^-\gamma\gamma$	$(6.5 \pm 1.2) \times 10^{-7}$	249	$2ch - 2\gamma(2ch)$
$\pi^+\pi - e^+e^-$	$< 4.7 \times 10^{-7}$	-	$4ch(4ch)$
$\mu^+\mu^-e^+e^-$	$(2.9 \pm 6.7) \times 10^{-9}$	-	$4ch(4ch)$
$e^+e^-e^+e^-$	$(4.1 \pm 0.8) \times 10^{-8}$	-	$4ch(4ch)$
$\pi^0\mu^+\mu^-$	$< 5.1 \times 10^{-9}$	177	$2ch - 2\gamma(2ch)$
$\pi^0e^+e^-$	$< 4.3 \times 10^{-9}$	231	$2ch - 2\gamma(2ch)$
$\pi^0\nu\overline{\nu}$	$< 5.8 \times 10^{-5}$	231	$2\gamma(non)$
$e^\pm\mu^\mp$	$< 3.3 \times 10^{-11}$	231	$2ch(2ch)$
$e^\pm e^\pm\mu^\mp\mu^\mp$	$< 6.1 \times 10^{-9}$	-	$4ch(4ch)$

表 1.2: K_L^0 崩壊の分岐比 [6]。

1.3.4 検出器

実験は、KEK の加速器 12GeV 陽子シンクトトロンを使い、検出器は東カウンターホールに置く予定である (図 1.3)。

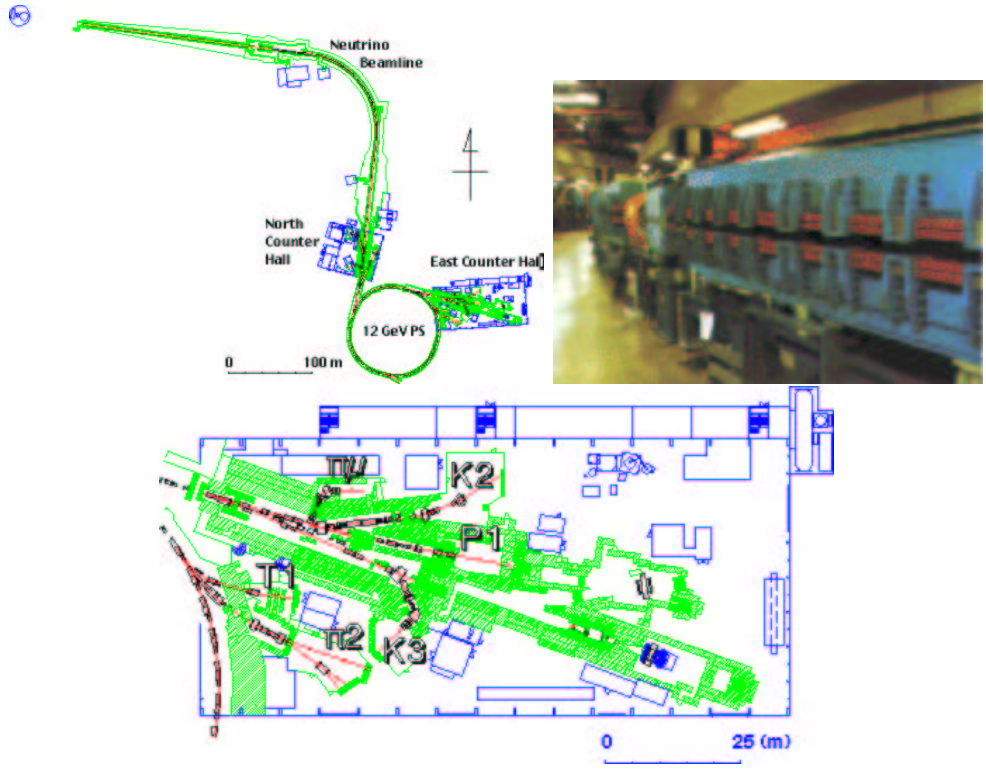


図 1.3: KEK12GeV PS と東カウンターホール。写真は PS のメインリング。

K_L 崩壊の検出器概念図を図 1.4 に示す。

検出器はすべてカロリメーターで構成され、γ 線と荷電粒子のエネルギーと位置を測定する。検出器は、π^0 からの γ を測定する endcap 部分 (CsI、８) と veto 用のバレル部分 (Sandwitch、６) から構成され、更にビームラインからくるバックグラウンドを抑えるため double decay chamber という構造を持つ (１〜５)。Doubule decay chamber は endcap(８) がビームラインを直接見ないように構成され、さらに崩壊領域 (fuducial region) より前で崩壊するイベントを除去するため全周囲を覆う形になっている。特にビームラインからのバックグラウンドが多い、３と７は CeF_3 を使う予定である [14]。９はプラスチックシンチレーターで、荷電粒子が endcap 部分に入る時の veto に使われる。

K_L^0 ビームは、検出器から 10m 下流のターゲットに陽子を当てて生成する。この実験の一つの特徴は、Pencil beam line と呼ばれる６段のコリメーターを独特な配置で使っていることでバックグラウンドを低く抑えたビームラインを使うことである。コレメートは前２段をビームを強くしぼるように配置し、残りの４段をコーン型に配置することによりハローや中性子を減らしている。シ

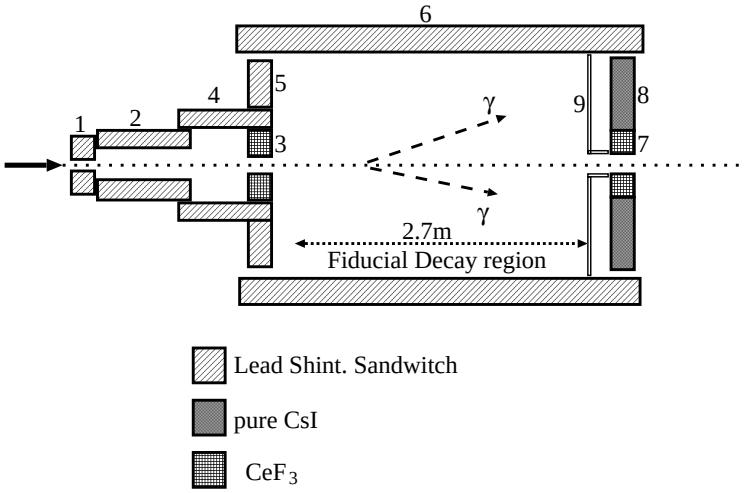


図 1.4: KEK-E391a 検出器の概念図 [5]。

ミュレーションによると 2mrad までしぼれることが予想されている。過去に行われた $K \to \mu + e$ では、前段で軽くコリメートし、後段で強くしぼる方法をとったが、逆にバックグラウンドが増え、広がりは 7mrad であった [15]。

図 1.5 に、特にこの実験で感度の必要な endcap 部分のカロリメーターの配置案を示す。

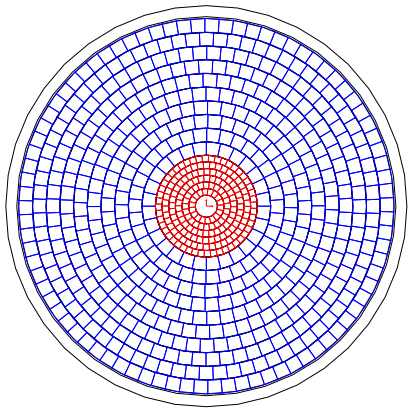


図 1.5: E391a 実験の endcap カロリメーターの配置案。この部分は最も感度が必要である。

1.3.5 バックグラウンド

現在実験的に得られている $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊の分岐比の上限は、約 10^{-6} でしかない。この実験を難しくしている理由を、次にまとめる。

1 中性ビームラインには、他の崩壊からくる π^0 や中性子により作られた π^0 が大量に存在する中で、π^0 の再構成を行わなくてはいけない。

2 中性粒子の in-flight decay のため、運動学的制限が少ない。

3 $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ からのバックグラウンドを除去するためには π^0 の不感率を 10^{-8} 以下に抑えなくてはいけない。

KEK-E391a では、Pencil beam line や double decay chamber の採用により、1 や 2 からくるバックグラウンド、すなわちビームライン起源や運動学的制限の甘さからくるバックグラウンドは、S/N で 10/1 程度まで低減できると予想されている [5]。

最も危険なバックグラウンドは、3 の粒子の不感から生じる。具体的には、$K_L^0 \to \pi^0\pi^0(\to 4\gamma)$ の 2γ の検出に失敗した場合、$2\gamma + nothing$ となるため $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ と識別できなくなる可能性が高い。検出の失敗とは、カロリメーターに光子があたっているにもかかわらず、検出ができないことをいう。$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ の分岐比は 9×10^{-4} なので分岐比の比をとると、

$$\frac{B(K_L \to \pi_0\nu\overline{\nu})}{B(K_L \to \pi_0\pi_0)} = \frac{2 \times 10^{-11}}{9 \times 10^{-4}} \sim 10^{-8}$$

となる。これは、1 回 $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊が起きた時、10^8 回 $K_L \to \pi^0\pi^0$ 崩壊が起きることを意味する。つまり、10^8 回に 1 回 2γ の検出に失敗すると $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ と $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ は 1 対 1 で混入する。従って、実験をするためには、1γ あたり 10^{-4} の光子非検出効率が上限になる。

以上でわかるように、光子非検出効率はバックグラウンドを知る上で極めて重要なパラメーターである。本研究では endcap 部分に使う CsI カロリメーター及び、veto 用のサンプリングカロリメーターの光子非検出効率の測定を行った。

第2章　γ線の検出と不感

2.1　γ線と物質の相互作用

γ線は物質に入射すると光電効果、コンプトン散乱や電子・陽電子対生成によりエネルギーを失っていく [23]。より高エネルギーになるとその繰り返しで、カスケードシャワーと呼ばれる統計現象が生じる [18]。また、シャワーに比べればわずかな確率であるが、光核反応も生じる [5][19]。ここでは、それらの過程を説明する。

2.1.1　光電効果、コンプトン散乱、電子・陽電子対生成

光電効果は、原子中に電子がγ線のエネルギーを吸収して電離する現象である。光電効果の発生確率は、入射光子のエネルギーを E_γ 物質の原子番号を Z、電離に必要なエネルギーを I として、

$$\sigma_{photo} \propto Z^5 \times (\frac{m_e}{E_\gamma - I})^{\frac{3}{2}}$$

で与えられ、光子のエネルギーの $\frac{3}{2}$ 乗に反比例する。この現象は、光子と電子だけでは運動量が保存しないために第3の標的、原子核の存在が必要である。従って光電効果は K 殻で最も起こりやすい。

コンプトン散乱は、γ線が原子を通る際に、原子中の電子と衝突して電子を弾き飛ばす現象である。発生確率は、

$$\sigma_{comp} \propto Z \times \frac{1}{E_\gamma}(log(\frac{2E_\gamma}{m_e} + \frac{1}{2}))$$

で与えられ、概ね光子のエネルギーに反比例する。コンプトン散乱は、原子中のどの電子とも同程度の確率で衝突するために、Z に比例して起こりやすい。散乱された電子の最大エネルギーは、正面衝突の場合で、

$$E_{e'} = \frac{2 \times E_\gamma}{m_e + 2 \times E_\gamma}$$

で与えられ、^{137}Cs(662keV) の場合、コンプトン端のエネルギーは、477.7keV である。

電子・陽電子対生成は、1.02MeV 以上の光子が原子核のクーロン場を通る時に、光子が消滅し、電子と陽電子が生成される現象である。この現象も、エネルギーと運動量の保存のためにクーロン場の存在が必要になる。生成確率は、

$$\begin{aligned} \sigma_{pair} \propto \quad & Z^2 \times (E_\gamma - 1.02) \quad (E_\gamma \geq 1.02MeV) \\ & Z^2 \times log(E_\gamma) \qquad (E_\gamma \gg 1.02MeV) \end{aligned}$$

で与えられる。従って、γ 線と物質の反応は、高エネルギーになると対生成が支配的になる。
反応断面積を物質依存性 (Z) と光子のエネルギー依存性でまとめると、次のようになる。

$$\sigma_{photo} \propto Z^5 \times (E_\gamma)^{-\frac{3}{2}}$$
$$\sigma_{comp} \propto Z \times (E_\gamma)^{-1}$$
$$\sigma_{pair} \propto Z^2 \times E_\gamma$$

今回の実験で使用した CsI の反応断面積のエネルギー依存性を図 2.1 に示す [6]。

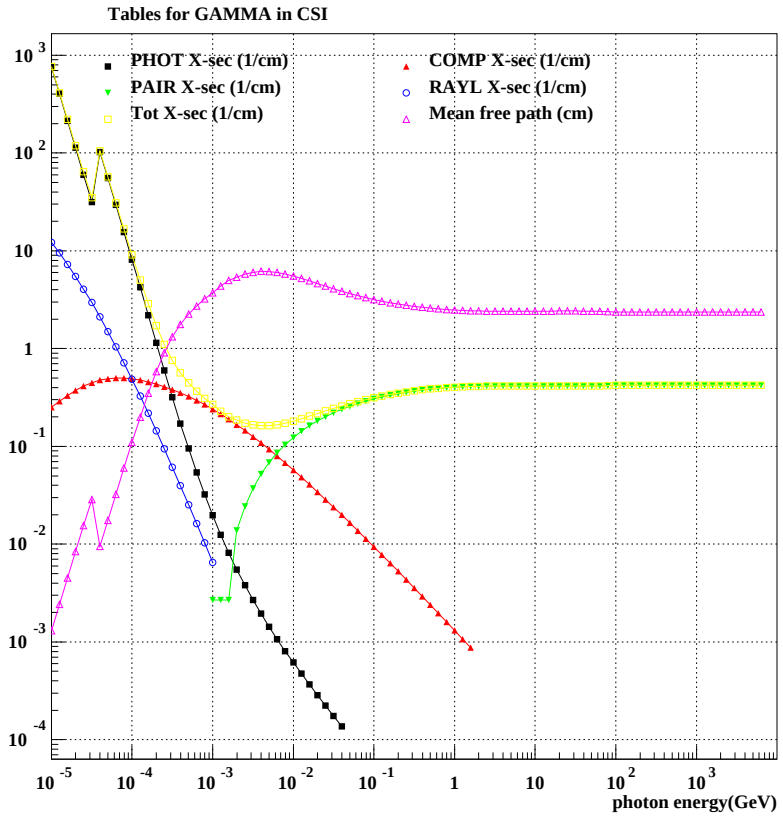


図 2.1: CsI と γ 線の反応断面積のエネルギー依存性。この値は GEANT を使って計算した。

2.1.2 カスケードシャワー

高エネルギーの γ 線 (もしくは電子) が物質に入射すると、電子・陽電子対生成がおこり、その電子は制動放射、陽電子は対消滅等をおこり、γ になり、それを繰り返して電子、陽電子、光子が増殖する。次に個々の粒子のエネルギーが臨界エネルギー $\epsilon \sim 500MeV/Z$ に達すると、光子は対生成よりもコンプトン散乱等によるエネルギー損失が大きくなり、粒子数は減少し、最後には全粒子が吸収される。この現象をカスケードシャワーという。

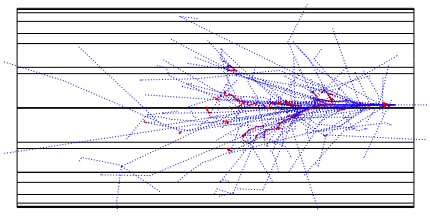


図 2.2: CsI カロリメーターのカスケードシャワーの例。E_γ=500MeV で、GEANT を使ってイベントを生成した。

粒子数の増加は、主に対生成によっておこるので、放射長を L_R としたとき、物質 nL_R 通過後は 2^n 個になっており、各粒子の平均エネルギーは $E_\gamma/2^n$ となる。そして臨界エネルギーになった時、粒子数は最大になるので、$N_{Max} = 2^n = E_\gamma/\epsilon$ となる。500MeV の光子が、CsI(L_R=1.85cm) に入射したときは、平均 4 放射長 ($\sim 7cm$) で最大になりで 15 個程度の粒子が生成される。

シャワーの入射方向の発達は、物質の厚さを $t = L/L_R$ として、

$$\frac{dE}{dt} = E_\gamma A t^\alpha exp(-0.5t)$$

と近似される。ここで、$\alpha \sim 0.5t_max$、$A = 0.5^{tmax+1}/\Gamma(\alpha+1)$、$t_max = 1.01(ln(E_\gamma/\epsilon) - 0.5)$ である。

シャワーの横方向の広がりは、シャワー中に生じた低エネルギーの電子が多重散乱を起こすために生じる。シャワーが縦方向に 1 放射長入った時の横方向の広がりは、モリエール単位

$$R_M = \frac{21MeV}{\epsilon} L_R$$

で特徴ずけられ、$3R_M$ 以内にはシャワーの全エネルギーの 99% が入る。CsI では、$R_M = 2.3$ 放射長=4.2cm である。E_γ=500MeV の光子に対する CsI カロリメーターの典型的カスケードシャワーを図 2.2 に示す。

光子によるカスケードシャワーの起こりやすさは、最初の対生成が起こるまでの距離に依存する。つまり、放射長 L_R が短い物質程シャワーが起きやすく、光子の不感が小さくなる。同時に L_R の短い物質程、シャワーの横方向の広がりも小さくなり、位置分解能がよくなる。KEK-E391a のように不感を小さくしたければ、より L_R の小さい物質を選ぶ必要がある。

2.1.3 光核反応 (photonuclear interaction)

光核反応 (photonuclear interaction) は、光子が直接原子核に吸収される反応である。原子核は吸収したエネルギーによって励起、振動、共鳴などの様々な不安定状態になり、$10^{-20}sec$ から $10^{-23}sec$ 程度の寿命で崩壊して余分なエネルギーを中性子、核子、光子等の形で放出をする。我々の実験で必要とする数 MeV から GeV の光核反応の反応断面積は、光子のエネルギーに強く依存する。

光子のエネルギーが 30MeV 以下では、巨大双極子共鳴 (Giant Dipole Resonance,GDR) による光子の吸収が支配的であり、カスケードシャワーの断面積の数%のオーダーになる。巨大共鳴とは、標的の核子が全体として振動する励起モードであり、特に双極子共鳴は、核内の陽子と中性子が逆位相で双極子振動するモードである。励起エネルギーは、$10MeV \sim 30MeV$ であり、核子の結合エネルギー $8MeV$ より大きく、放出される中性子は 1,2 個である。中性子を放出した後、核子は結合を破るほどではないが、余分なエネルギーをもっていることが多く励起状態にある。励起核子はただちに数 MeV の γ 線を放出して基底状態にもどる。崩壊の寿命は、約 $10^{-21}sec$ 程度で、これは核子の運動サイクルの 10 倍程度を意味する。このエネルギー領域ではクーロン障壁のために、荷電粒子の放出は抑制されており陽子の放出は 5% 程度である。また中性子の放出を調べる実験も多く行われているため、非検出効率の概算は可能である。GDR の物質依存性も調べられており、NZ/A に比例することがわかっている。

光子のエネルギーが $30MeV \sim 140MeV$ では、光子は陽子と中性子の結合系、quais-deuteron(擬重陽子) を励起する形で吸収される。反応断面積は、GDR やデルタ共鳴のピークよりも低く、鉛で $70\mu b$ 程度であり、光子のエネルギーと共にゆるやかに減少する。光子のエネルギーが $140MeV$ の時 $1MeV$ の中性子を平均 10 個放出する。反応の物質依存性は、NZ/A に比例する [20]。

光子のエネルギーが π 中間子の閾値以上 ($E_\gamma > 140MeV$) では、主に π 中間子の生成による現象が支配的になる [21]。図 2.3 に光子と deutron の反応断面積のエネルギー依存性を示す [6]。特に、E_γ が 300MeV 付近でデルタ共鳴 (Δ resonance) による光子の吸収がピークになる。デルタ共鳴とは、π 中間子と核子の共鳴現象であり、デルタ粒子という質量 1232MeV の不安定粒子ができる現象である。反応は、N を核子として

$$\gamma + N \rightarrow \Delta \rightarrow \pi + N$$

のように起こる。その寿命は、極めて短く $10^{-23}sec$ 程度であり、99%以上が π 中間子と核子に崩壊する [6]。この際生じた π 中間子は、数 100MeV の運動量をもっており、２次的に他の核子と反応がおこりやすい。デルタ共鳴の断面積の物質依存性は、A に比例することがわかっている。また、図 2.3 よりわかる通り、光子のエネルギーが 700MeV 付近にも、共鳴が存在する。これもまた、質量 1520MeV の N(1520) と呼ばれる不安粒子ができる現象であり、１個 (分岐比 55%) もしくは２個 (分岐比 45%) の π 中間子と核子に崩壊する [6]。このエネルギー領域では、荷電粒子もクーロン障壁を破るのに十分なエネルギーをもっとおり、特に２次粒子の振舞の予想が難しく、実験的に調べることが必要である。

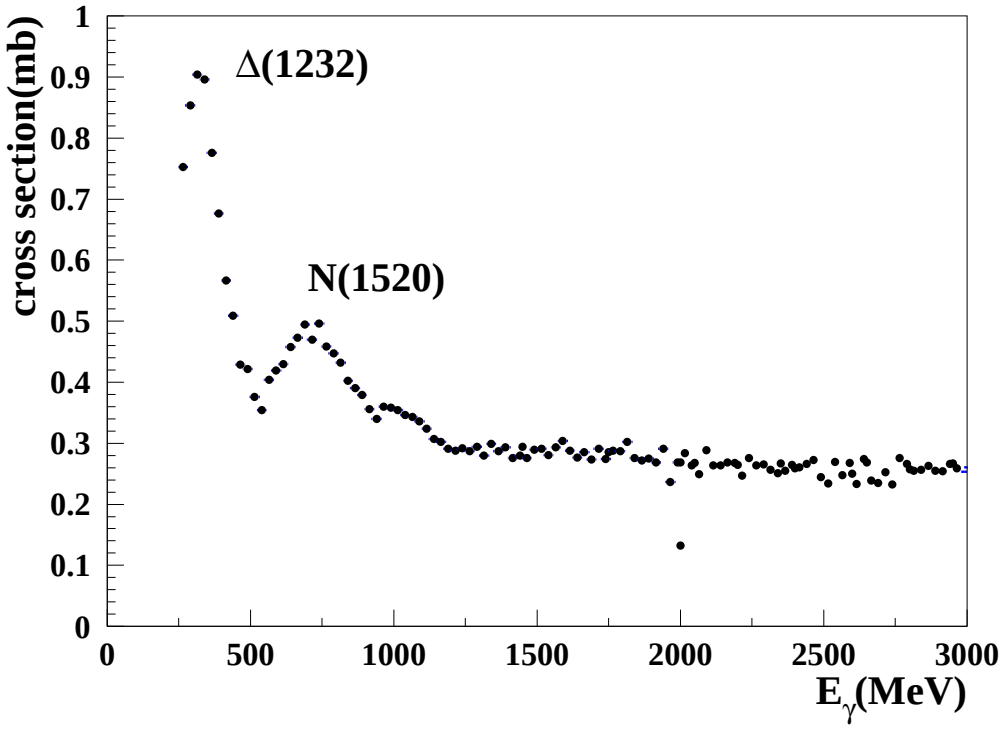


図 2.3: 光核反応の反応断面積のエネルギー依存性。データは γ と deutron の反応である [6]。

2.2 シンチレーション検出器

一般に放射線の検出には、シンチレーション検出器が良く使われる。KEK-E391a では、γ 線の検出には全てシンチレーターを利用したカロリメーターを使用している。また、今回の光子非検出効率の測定実験では、中性子と光子を識別する必要があるため、その識別が可能である液体シンチレーター (NE213) などのシンチレーターを使用した。

シンチレーターには、プラスチックシンチレーターに代表される有機シンチレーターと、NaI(Tl) に代表される無機シンチレーターがあり、さらにそれぞれ固体、液体、気体に分類され、用途により使いわけられている。ここでは、それらを簡単にまとめたい [16][17][23]。

2.2.1 有機シンチレーター

一般に有機シンチレーターは応答が速く、減衰時間が短いため、時間計測や high rate の実験に使われる。また、比較的安価であるものが多い。しかし、原子番号が小さく、密度も低いため放射長が短く、それ単体では γ 線の計測には使われず主に荷電粒子の計測に用いられる。表 2.1 に、代表的有機シンチレーターの性質を示す [17]。

有機シンチレーターの発光機構は、単一分子のエネルギー準位間の遷移で生じる。これは、結晶構造が発光過程の基礎になっている無機シンチレーターとは、著しく異なる。有機シンチレーターのほとんどは、π 電子構造をもち、図 2.4 のようなエネルギー準位を持つ。ここで、S は spin singlet の準位で T は spin tirplet の準位、S12 の 12 は、１番目の励起状態で、２番目の分子振動状態を意味している。発光は、主に基底状態と Spin singlet の最低準位 S10 間の遷移で生じ、ほとんどの有機シンチレーターでは、$2 \sim 3nsec$ の寿命で崩壊する。これに対し triplet の T10 からの発光は、S10 からの発光より寿命が長く、数百 nsec 程度である。Triplet からの発光は、次に述べる波形分別法を除いてあまり有用でない。

シンチレーター	形状	放射長 (cm)	密度 (g/cm^3)	発光量 (NaI(Tl)=100)	崩壊時間 (nsec)	最大発光波長 (nm)
アントラセン	結晶	—	1.25	40	30	440
NE213	液体	~ 50	0.89	20	3.5	425
プラスチック	固体	~ 42	1.03	20	$1 \sim 3$	430

表 2.1: 有機シンチレーターの特性 [17]。

2.2.2 波形分別法 (Pulse shape discrimination, P.S.D.)

今回の実験では、中性子と γ 線を区別するのに NE213 という液体シンチレーターを使った。このシンチレーターは早い発光と遅い発光の２つの発光成分を持つが、その発光応答は励起粒子の種類、具体的には dE/dx に依存するという性質がある。これは、spin triplet に電子が励起された

２つ分子は、その２分子間の相互作用によって、一方の分子は spin singlet の最低準位 (S10) に、もう一方の分子は基底状態に遷移し、その spin singlet の電子が基底状態へ遷移をする時に triplet の準位に存在した分だけ遅い蛍光を生じることになる。その２分子相互作用の起こりやすさは、triplet 状態の密度の２乗に比例する。

γ 線は、光電効果やコンプトン散乱、対生成をおこし、その時できた電子は物質中の電子を励起しながら比較的広範囲でエネルギーを失っていくため triplet 状態の密度は比較的低くなる。これに対して中性子は原子核と反応しその原子核もしくは陽子が走るため、ある狭い範囲でエネルギーを失い、その結果 triplet 状態の密度が増加して２分子相互作用が起こりやすくなり、遅い発光が増えることになる。

一般にこの性質は、多くの有機シンチレーターで確認されており [23]、また無機シンチレーターでもこれに類似の性質が確認されている [24]。ただし、無機シンチレーターの場合は、有機シンチレーターでいう triplet に対応する中間状態の寿命が、主発光の寿命よりも長いとは限らず、短い場合もあるため、遅い成分が増えるのか、速い成分が増えるのかは、個々のシンチレーターに依存している。NE213 の PSD に関しては文献 [25] が参考になる。

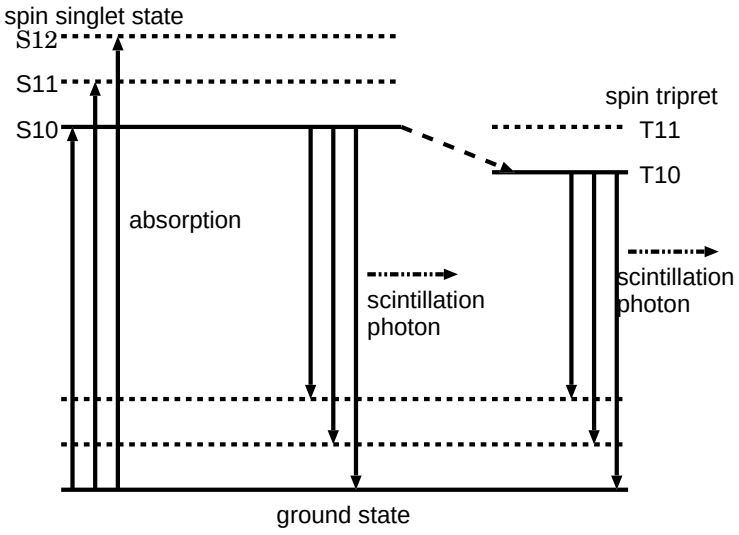


図 2.4: 有機シンチレーターのエネルギー準位図と発光過程。ほとんどは spin single(S10) からの早い発光である。T10 は spin triplet の準位で、こちらからの発光は一般に遅い発光である。

2.2.3 無機シンチレーター

一般に無機シンチレーターは、原子番号が高く、高密度のため放射長が短い。発光量も多いためエネルギー分解能が良く、γ 線の計測等に使われる。比較的高価なものが多い。古くから使われている NaI(Tl) や CsI(Tl) は、発光量が大きく、よく使われているが、減衰時間 $1\mu sec$ と長いため、最近の high rate の加速器実験ではあまり使われなくなった。それに変わって最近では、CsI(pure) や CeF_2 のように発光量は小さいが応答の速いもの、GSO(Ce) のように応答が速くしかも発光量が大きいものが開発され使われている [14][16]。

NaI(Tl) は、吸収したエネルギーの 10%、38000photon/MeV を光に変える。検出器としてみた場合蛍光の波長も重要で、光電子増倍管 (PMT) の光電面の感度 (バイアルカリで $\sim 400nm$) と一致することで効率が上る。CsI(Tl) は、52000 光子/MeV の発光量があるが波長が長いため、NaI(Tl) の半分程度の分解能しか得られない。また、UV(~300nm) に近い波長をもつシンチレーターの場合、波長変換剤の入ったライトガイドを通して波長を長くするか、窓をクオーツガラスにするなどの工夫をして UV に感度のある PMT を使う。表 2.2 に、無機シンチレーターの一覧を示す [17]。

無機シンチレーターの発光機構を図 2.5 に示す。発光は、基本的にはエネルギーを吸収して伝動帯に励起された電子が、伝導帯から価電帯への遷移することによって起こる。ドープしてあるシンチレーターは、そのドープ原子の準位が伝導帯と価電帯の中間に形成されることにより、発光を生じやすくしている。ドープのないシンチレーターは、自己束縛励起準位 (self-trapped excited state,STE) からの発光が支配的である。今回使った CsI(pure) は、4.3eV の energy gap をもつ STE がその発光中心であり、spin singlet 遷移のため 16nsec という早い発光が生じている。また、CsI(pure) には $1\mu sec$ という after grow が存在する。この機構はよくわかっていないが、結晶表面付近の格子欠陥がその原因だと推定されている [26]。

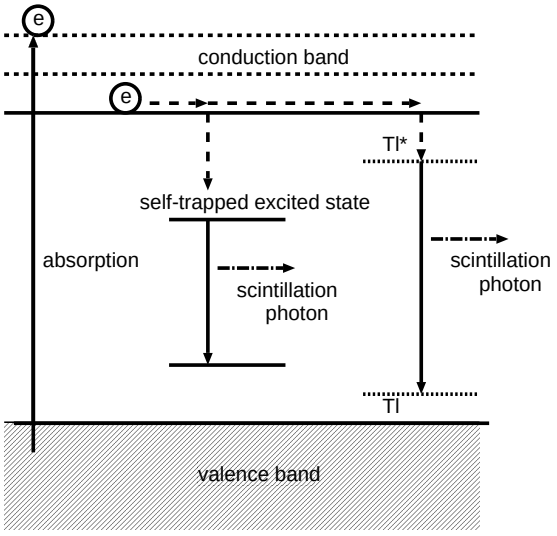


図 2.5: 無機シンチレーターのエネルギー準位図と発光モデル。

シンチレーター	放射長 (cm)	密度 (g/cm^3)	発光量 (NaI(Tl)=100)	崩壊時間 (nsec)	発光波長 (nm)
NaI(Tl)	2.59	3.67	100	230	415
CsI(Tl)	1.86	4.53	85	1050	550
CsI(Na)	1.86	4.53	90	630	621
CsI(pure)	1.86	4.53	4/1	10/1000	305/ >400
$Bi_4Ge_3O_{12}$(BGO)	1.12	7.13	7-10	300	480
Gd_2SiO_5(Ce)(GSO:Ce)	1.38	6.71	20	30-60	440
BaF_2	2.03	4.89	5/16	0.6/620	220/310
CaF_2(Eu)	—	3.19	50	900	435
LiI(Eu)	—	4.08	30	1400	480
CeF_3	1.66	6.16	5	30	375
$PbWO_4$	0.92	8.2	0.26/0.04	10/40	430
$YAlO_3$(Ce)(YAP)	2.67	5.35	40	28	370
Liq. Ar	14.2	1.40	∼100	6.5/1100	130
Liq. Kr	4.76	2.45	∼100	2/85	150
Liq. Xe	2.77	3.06	∼100	3/22	175

表 2.2: 無機シンチレーターの特性。NaI の発光量は 38000 光子/MeV である [17]。

2.2.4 カロリーメーター

高エネルギーの光子や電子は、物質に入射するとカスケードシャワーを起こし、持っていたエネルギーをすべて失う。この時に作られた電子、陽電子のエネルギーを測定することで、入射光子のエネルギーを測ることができる。このタイプの測定器は、NaI や鉛ガラスを用いて、エネルギーすべてを測るカロリメーターと、シャワーを起こさせるための密度の高い鉛等の板とシャワー電子のエネルギーを測定する測定器 (プラスチックシンチレーター等) を交互に重ねあわせたタイプのサンプリングカロリメーターとがある。

前者は、エネルギー分解能は良いが、全体として密度が低く、全てのエネルギーを測定するにはやや大型になる。また、価格が高いため、実験の中枢を担う部分に使われる。KEK-E391a 実験でも、最も感度の必要な endcap 部分に、このタイプのカロリメーターが使われる。CsI カロリメーター中のカスケードシャワーの例は、すでに図 2.2 に示した。

後者は、測定器の部分により特徴が違う。KEK-E391a 実験で使うのは、鉛とプラスチックのサンプリングカロリメーターである。これは、信号が速く、取扱が容易である、比較的安価といった利点があるが、位置精度には限界がある。液体アルゴンを使うものは比較的エネルギー分解能がよく、電極の細分化によって良い位置精度が得られる。しかし、低温に冷やす必要があり、そのための設備や取扱が難しい等の欠点がある。鉛 (1mm) とシンチレーター (3mm) のサンプリングカロリメーターに 500MeV の光子を入射させた時のカスケードシャワーの例を、図 2.6 に示す。表 2.3 に、いくつかのカロリメーターの典型的エネルギー分解能を示す [18][6]。

種類	放射長 (cm)	エネルギー分解能の典型的値 ($\sigma/E(GeV)(\%)$)
NaI(Tl)	2.59	$0.5/E^{1/2}$
CsI(Tl)	1.86	$0.68/E^{1/2} \oplus 1.8$
BaF_2	2.03	$7/E^{1/2}$
鉛とシンチレーター	0.32/42.4	$(7\sim9)/E^{1/2}$
鉛ガラス SF5(PbO:50%)	2.55	$6/E^{1/2} \oplus 0.5$
鉛と液体アルゴン	0.32/14.2	$10/E^{1/2}$

表 2.3: 代表的カロリメーターのエネルギー分解能 [18]。E の単位は GeV。

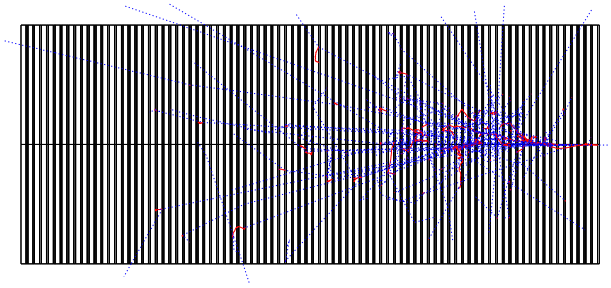


図 2.6: 1mm/3mm サンプリングカロリメーターに対するカスケードシャワーの例。E_γ=500MeV の光子を右側から入射させている。

2.3 光子非検出効率

光子は、検出器に入射すると様々な反応をひき起こすが、その結果測定器に閾値以上のエネルギー (KEK-E391a では 1MeV) が残れば、検出が可能となる。

光子を検出できない原因としては、次の３つの原因が考えられる。

1 punch through：光子が一度もカロリーメーターと相互作用せずに貫通して検出できない。カスケードシャワーの反応確率の裾に対応する。

2 光核反応 (photonuclear interaction)：光子がカロリーメーターの原子核と相互作用し、その結果中性子が生じて検出できない。

3 Sampling effect：サンプリングカロリメーターの場合、光子が鉛で全てのエネルギーを失ってしまい検出できない。

図 2.7 にその概念図を示す。この内、１と３に関しては完全に電磁相互作用なので、シミュレーションで求めることができる [22]。しかし、２に関しては、光核反応の頻度はわかるが、その相互作用の結果生じる２次粒子やその振舞、そして２次粒子に対してどのようにカロリメーターが反応するかを予想するのは難しく、実験で求める必要がある。

本研究では、特に光核反応による光子非検出効率を求める実験、解析を行った。

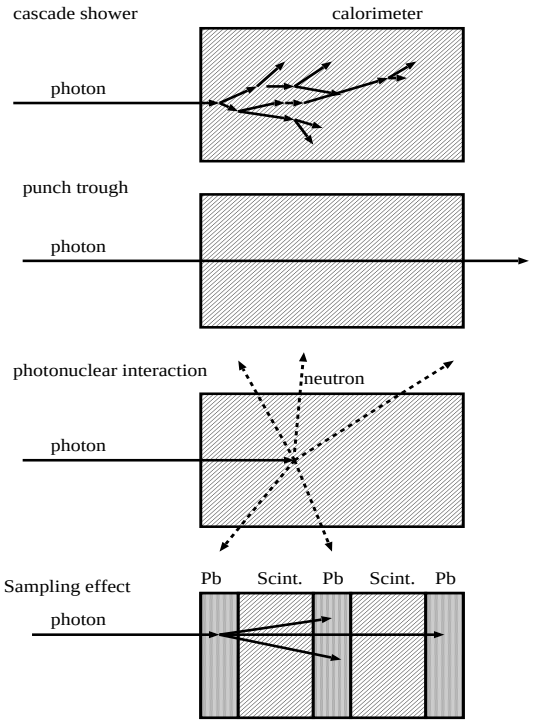


図 2.7: カロリメーターが光子の検出に失敗する予想される原因の概念図。

第3章　実験方法

3.1　実験方法

目的は、カロリメーターの光子の非検出効率、すなわち光子の検出に失敗する確率を求めることである。従って、最も簡単に非検出効率を測定する方法は、光子を入射させ、その時のカロリメーターの deposit がある閾値以下 (KEK-E391a では 1MeV 以下) の個数を数えれば良い (direct mesurement)。しかし、そのためには、光子が確実に生成し、カロリメーターに入射したことを、10^{-6} 以下の精度で保証する必要があり、現実的にはそのようなビームラインは存在しないので、この方法は不可能である。実際この実験で使用した装置では光子の生成は約 99%程度でしか保証されていない。

そこでカロリメーターのまわりに中性子検出器を配し、それに signal を要求することで、光子がカロリメーターに入射しないことによるバックグラウンドを減らし、さらに中性子を同定することによって光核反応が起きていることを同定する。すなわち、カロリメーターの deposit が低く、かつ中性子が生成された時のイベント数を数えることにより、光核反応起因の光子非検出効率を測定する (indirect measurement)。図 3.1 に、その概念図を示す。

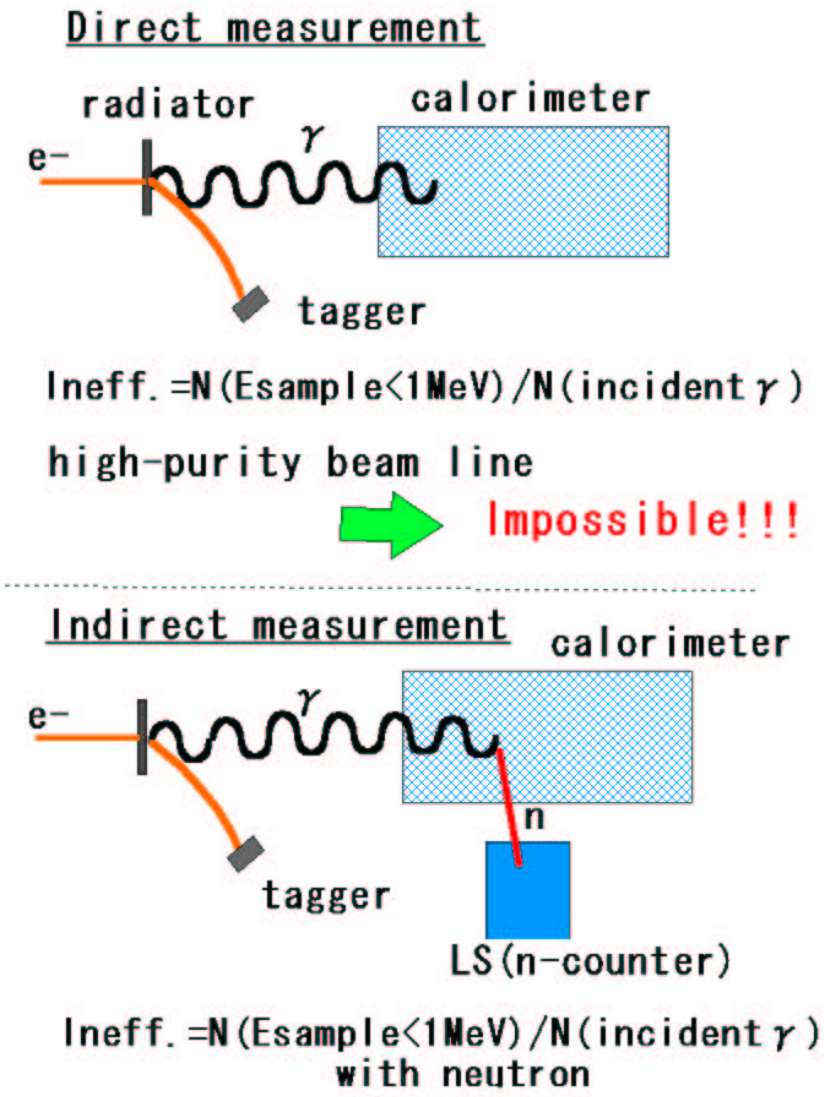


図 3.1: 光子非検出効率の測定方法の概念図。

3.2 実験装置

実験は、KEK 田無の 1.3GeV 電子シンクロトロン (ES) で行った (図 3.2)。ES のパラメーターを表 3.1 に示す。

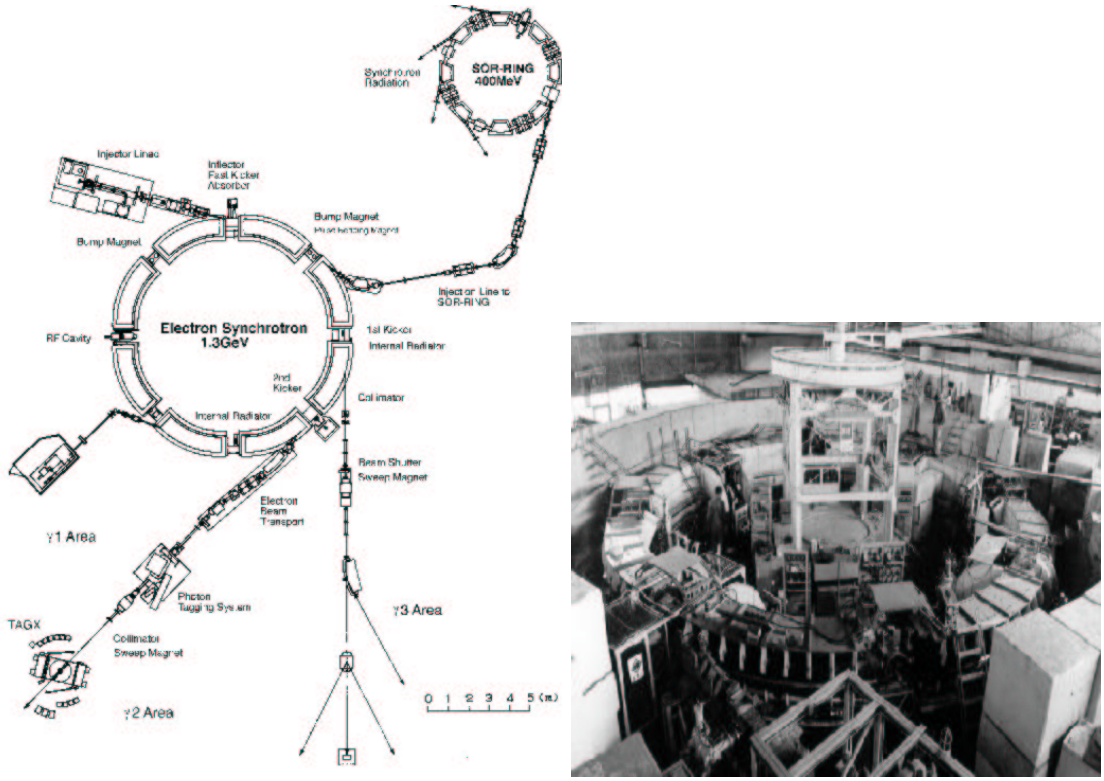


図 3.2: KEK 田無の 1.3GeV 電子シンクロトロン。写真はメインリング。実験は $\gamma 2$ Area で行った。

リングサイズ	エネルギー	加速周期 (duty factor)	強度
10m	100 ∼ 1220 MeV	21Hz(10%)	$\sim 10^{11}$e/pulse
取り出し強度	光子生成強度	エネルギー幅	tagging channel 数
$\sim 10^9 e/sec$	10^6 tagged-photon/sec	±5MeV	32

表 3.1: KEK 田無の 1.3GeV 電子シンクロトロンのパラメータ。

実験装置は、光子を生成する光子生成系と、その光子を検出するサンプル系から成る。光子はシンクロトロンからの電子を radiator に当て、そこで制動放射によって生成し、反応後の電子のエネルギーを磁場を利用して測ることで、光子のエネルギーを決定する。このシステムを tagging system と呼ぶ。Radiator は、Al:350μm(3.9×10^{-3} 放射長) もしくは 200μm(2.2×10^{-3} 放射長) を使用した。制動放射を起こした電子は、32 個の tagging counter と coincidence をとる 8 個の

backing counter で検出する。以下、光子の生成を知らせるシグナルを、tag sigma と呼ぶ。光子のエネルギー E_γ は、シンクロトロンからの電子のエネルギーを E_e、tagging counter で決定される電子のエネルギーを $E_{e'}$ とすると、$E_\gamma = E_e - E_{e'}$ で与えられる。

図 3.3: サンプルを取り囲む液体シンチレーターの写真。１２本の液体シンチレーター (LS) がサンプルを取り囲んでいる。

サンプル系は、カロリメーターとそれを取り囲む中性子検出器 12 本で構成される。中性子検出器は、半径 10cm 全長 20cm、10 リットルの NE213 液体シンチレーター (LS) である。図 3.3 は、サンプル系の写真である。非検出効率の測定は、CsI カロリメーターと、鉛/プラスチックシンチレーターをいう表記で 1mm/3mm、1mm/5mm、0.5mm/5mm のサンプリングカロリメーター、及びシンチブロックの５種類のサンプルで行った。 ここでは、CsI と 1mm/3mm カロリメーターの解析結果を示す。CsI カロリメーターは全長 30cm(16 放射長) で、幅は 7.4cm(モリエール単位の約２倍) である。蛍光はビームの下流側に直接 PMT をつけて読みだした。外側のブロックには $1\frac{1}{8}$inch の PMT を９本使い、中心には 2inch の PMT を使った。1mm/3mm サンプリングカロリメーターは、全長が 35cm(16 放射長) で、幅は 16.2cm の６角形である。蛍光の読みだしには、それぞれの辺から wave lenght shifter bar を使って、後方にある６本の 2inch PMT まで導いた。図 3.5 と図 3.6 にサンプルの構成を示す。

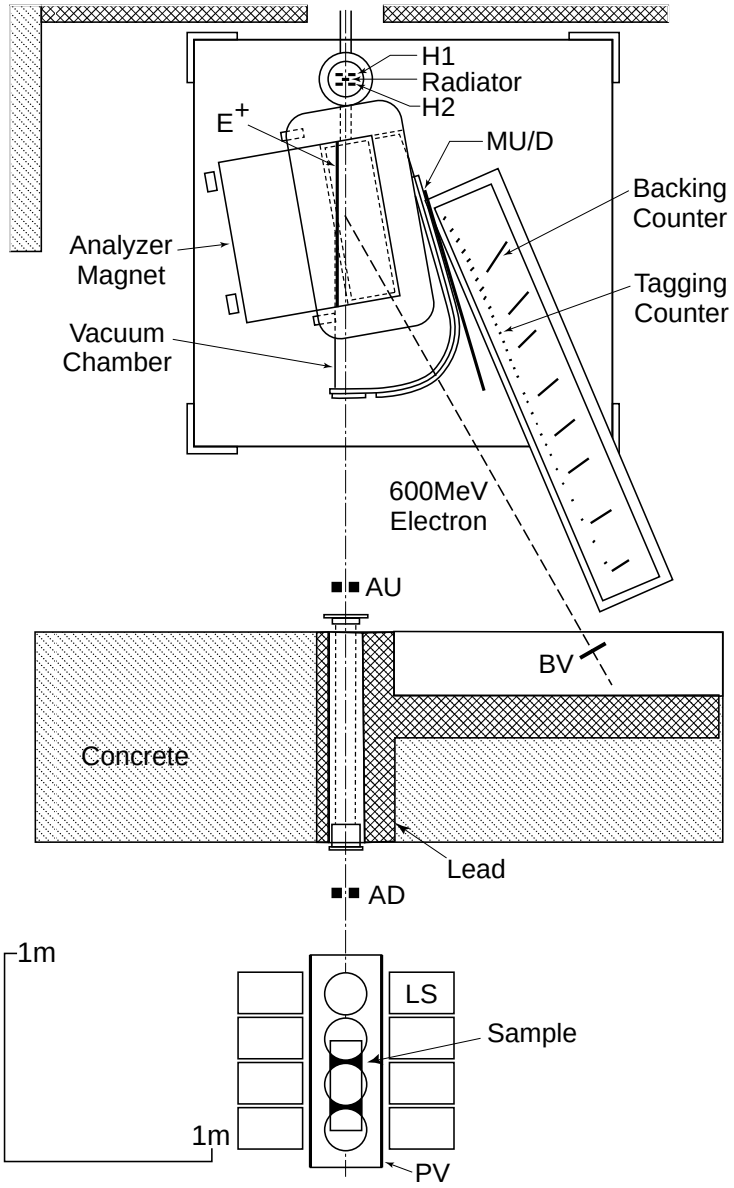


図 3.4: 実験装置。光子を生成しそのエネルギーを決定する tagging system と、その光子非検出効率を測定するサンプル系で構成される。

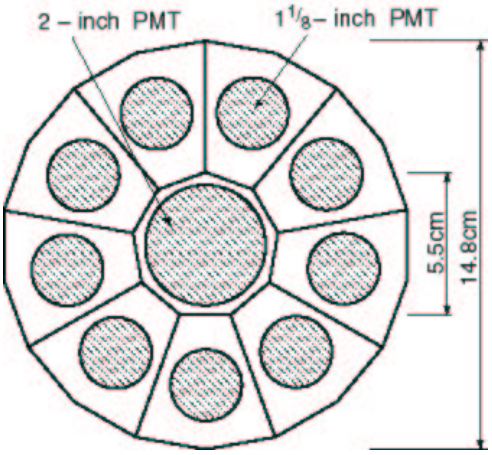


図 3.5: CsI カロリメーターの構成。全長 30cm で、中心は 2inch PMT、外側の 9 本は 1-1/8 inch の PMT で読みだしている。

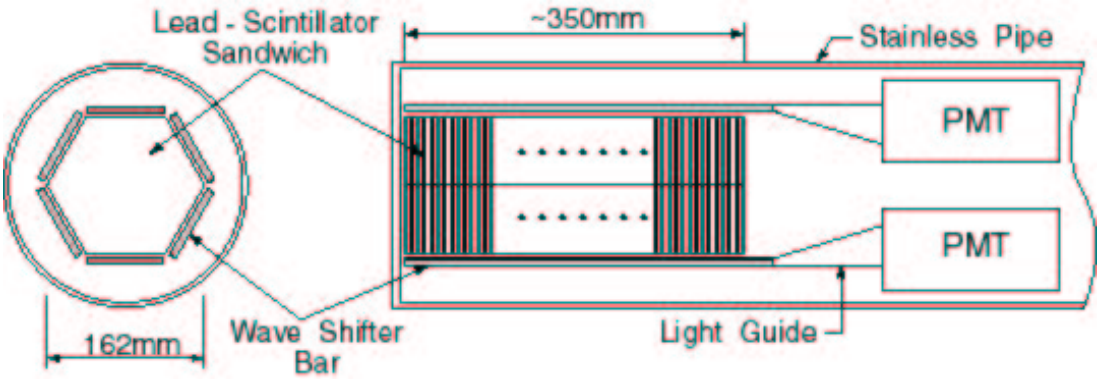


図 3.6: 1mm/3mm カロリメーターの構成。全長 35cm で、wave length shifter bar を使い 6 方向から読みだしている。

3.3 beam line起因のバックグラウンド

予想されるビームライン起因のバックグラウンド (accidental coincidence) は次の 3 つである。

(i) 電子ビームのハローによるバックグラウンド。→HU HD counter

(ii) radiator の中で光子は生成されるが、その光子が電子 · 陽電子対生成をおこしてバックグラウンドになる。→ E+ counter

(iii) radiator の中で電子が多重散乱を起こして曲がってから光子が生成され、バックグラウンドになる。→MU MD AU AD counter

ビームラインのバックグラウンドを減らすために、幾つかの veto counter(BV) を置いている。電子ビームの halo を抑えるための HU/HD counter、ターゲットや周囲の物質に多重散乱されて縦方向にずれた電子を除外する MU/MD、ターゲット内で光子になったが対生成によって、また電子、陽電子になってしまったイベントを抑えるための E+ counter、ビームのコリメートをするための、AU、AD を使っている。AU は、鉛 (1mm) とプラスチックシンチレーター (5mm) を重ねたサンプリングタイプで、中心に直径 2.5cm の beam line がある。AD は CsI であり直径 2.0cm の beam line がある。それ以外はすべてプラスチックシンチレーターである。図 3.7 にその概念図を示す。左図がバックグラウンドのメカニズム、右図がそれを抑えるための BV counter の模式図である。BV counter の場所は、図 3.4 に示している。

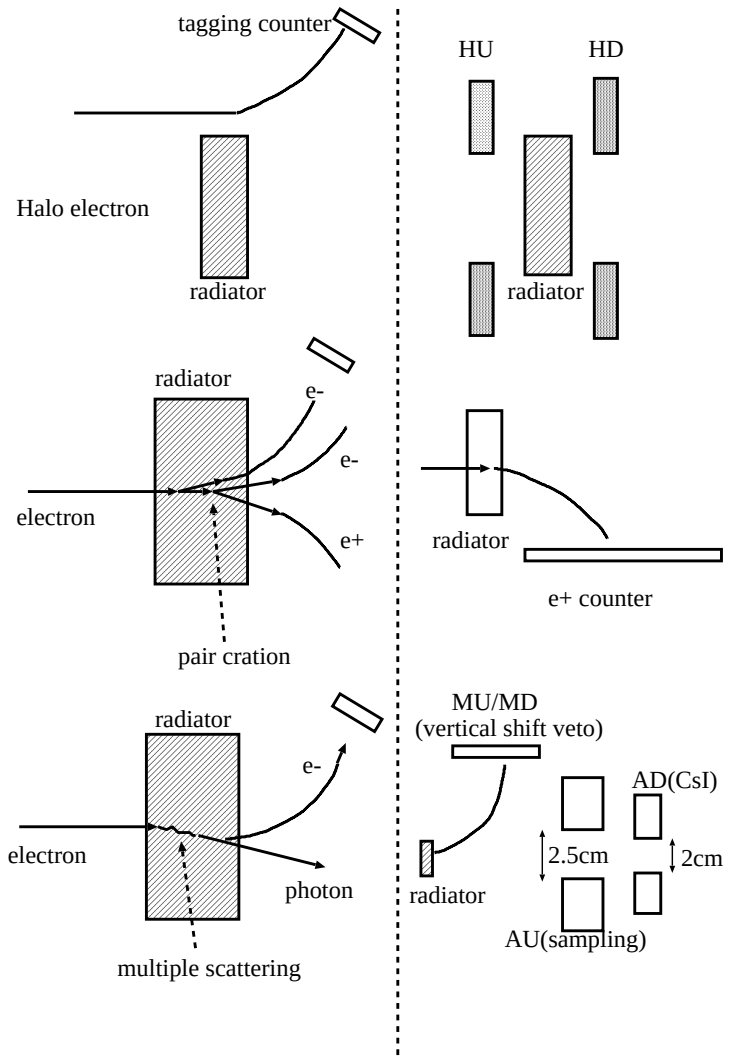


図 3.7: ビームライン起源のバックグラウンドとそれを抑制する BV counter の概念図。

3.4 トリガーとデータ収集系

図 3.8 に、トリガー生成系のブロック図を示す。トリガーは、すべて tag sigma を使って作られる。この実験は光子非検出効率を測定するので、サンプルの deposit が少ない所をピックアップすれば、効率的に測定できる。そこでサンプルの deposit が大きいイベントを tag sigma の veto にいれることにより、deposit の少ない所だけを選別するトリガーを作り、これをメインのトリガーとした。以下このトリガーを EG veto trigger と呼ぶ。veto にいれるイベントの閾値は光子のエネルギーの 60∼70% 程度で調整を行った。また規格化のために、カスケードシャワーの起きたイベント数が必要である。そこで tag sigma を prescale(1/5∼ 1/64) してトリガーに加えた。以下このトリガーを γ tagging trigger と呼ぶ。このトリガーのイベントは、ほとんどがカスケードシャワーを起こしたイベントである。図 3.9 に、γ tagging trigger と EG veto trigger をかけた時のサンプルの deposit を示す。γ tagging trigger でとったイベントはほとんどが大きな deposit のあるイベントで、カスケードシャワーが起きているイベントである。EG veto trigger は、逆に deposit が少ないイベントをピックアップしている。

中性子を検出する液体シンチレーター (LS) のトリガーは self trigger である。discriminator には time walk を抑える機構をもった constant flaction discriminator を使っている。LS の出力は PSD をするために、30nsec の狭いゲートと 100nsec の広いゲートを使い、separate gate の ADC(Lecroy 2249SG) で測定した。

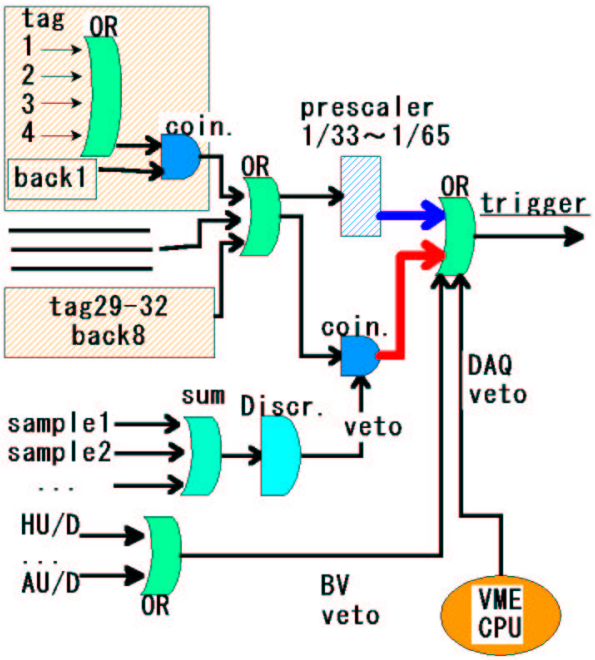


図 3.8: トリガー生成のロジック図。

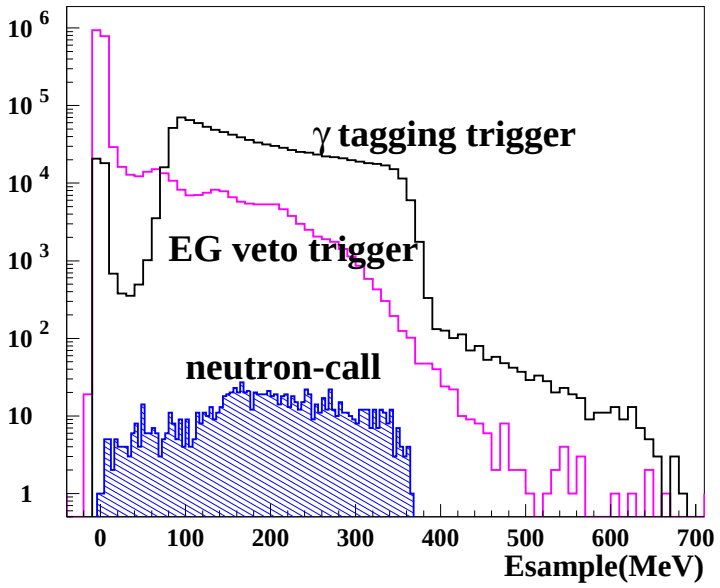


図 3.9: CsI における γ tagging trigger のイベントと EG veto trigger のイベント、及び γ tagging trigger のイベントに中性子を要求した場合のサンプルのエネルギースペクトラム。γ tagging trigger のイベントは、ほとんどがカスケードシャワーを起こしたイベントであり、EG veto trigger は光核反応の候補のイベントをピックアップしている。中性子を要求したことで、0MeV 付近のバックグランドが抑制されたのがわかる。

データ収集系は図3.10に示すようなものを構築した。データの流れは、NIM Logic系でトリガーを作り、それを使って CAMAC の common start や gate を開く。ADC や TDC のデータはビームの出ている間、すなわち spill start から spill end まで List Sequencer(List Seq.) にためられ、beam off の間に VME-CAMAC I/F 通して、VME に送られる。直接 CAMAC のデータを VME に読まないで、List Seq. にためるのは、VME-CAMAC 間のスピードが $1\mu sec/1action$ と遅いためである。収集したデータは、VME に接続された 8mm テープに保存されると共に、monitoring のために全体の 10%程度のデータをネットワークを通して別のマシンに送られる。

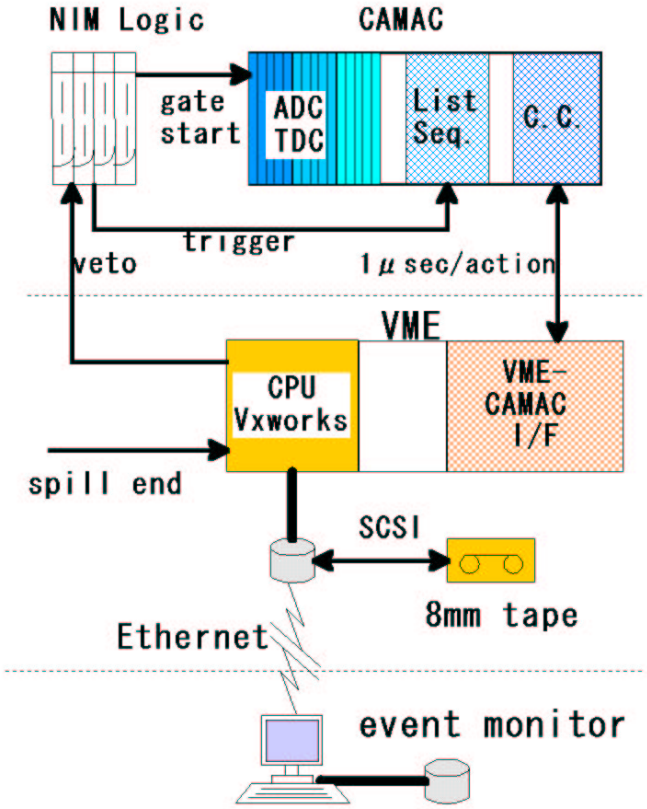


図 3.10: データ収集系の概念図。

第4章　解析結果

解析の次の手順で行った。

(1) サンプル (カロリメーター) の較正。

(2) 液体シンチレーター (LS) の TDC、ADC の較正。

(3) 中性子の識別条件の決定。

(4) バックグラウンド (B.G.) の概算と抑制。

(5) 中性子検出効率。

(6) 光子非検出効率。

(7) 結果のチェック。

解析手法は、CsI カロリメーター (以下 CsI) と鉛/シンチレーターの表記で 1mm/3mm サンプリングカロリメーター (以下 1mm/3mm) で同じである。光子の不感は、カロリメーター中で deposit が 1MeV 以下で、かつ周囲の LS に中性子が 1 カウント以上あった時と定義する。1MeV は KEK-E391a 実験の要請である。

12 本の LS は、サンプルからの距離を考えて、ビームの上流から下流の 4 つに分類できる。これを上流 (upstream) から順に us1(=LS1-5-9)、us2(LS2-6-10)、us3(LS3-7-11)、us4(LS4-8-12) と呼ぶ。

解析の便宜上、tail ratio と Inefficiency region を次のように定義する。

$$tail\ region = \frac{E_{sample}}{E_{\gamma}} < 0.5$$
$$Inefficiency\ region = E_{sample} < 10MeV$$

tail region とは光子のエネルギーの半分以下の deposit しかないイベントのことで、光核反応の起きた候補のイベントである。図 4.1 に 1mm/3mm 1100MeV の γ tagging trigger のイベントと EG veto trigger のイベントの tail ratio に直したヒストグラムを示す。矢印以下が tail region の定義である。

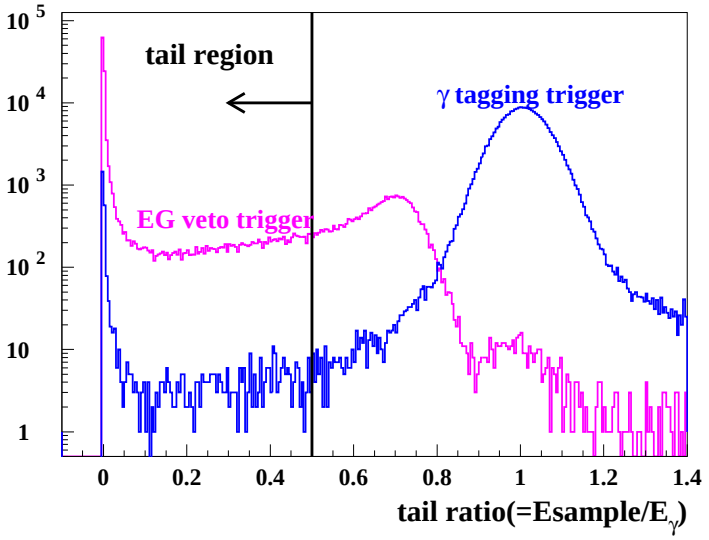


図 4.1: 1mm/3mm 1100MeV の γ tagging trigger のイベントと EG veto trigger のイベントを tail ratio に直したヒストグラムと tail region の定義を示す。

4.1 CsI カロリメーターの較正

較正の手順は、次の通りである。

(1) GEANT simulation を使いサンプルで shower が deposit する割合のエネルギー依存性を調べる。

(2) 中心の CsI と外側の CsI のゲインの比を統計的手法で決める。

(3) シンクロトロンの spill timing による効果を補正。

(4) 中心と外側の CsI の total の較正とシミュレーションとの比較。

4.1.1 Shower leakage の study

光子はサンプル中で shower を起こすが、その一部はサンプル外に leak する。その leakage の割合 (shower leakage) は、光子のエネルギーによって違う可能性がある。そこで、shower leakage のエネルギー依存性を、GEANT simulator を使って調べた。シミュレーションの条件は次の通りである。

(i) 光子のエネルギーは、50∼700MeV.

(ii) 光子の入射位置は、CsI の中心から 1.5mmσ のガウス分布で与えた。

図 4.2 に、中心、外側、total の結果を示す。低エネルギー側で最大 4%程度のずれがあり、高エネルギー側では大きな変化は見られない。

以下、サンプルのエネルギーの較正はこの効果を補正している。

4.1.2 中心と外側の CsI のゲインの比の決定

中心の CsI は deposit が大きく PMT のゲインも大きいので、ビームのエネルギーを使って直接ゲインを求めることができる。しかし、外側の CsI は deposit が小さく PMT のゲインも低いので、ピークがなく直接較正することができない。そこで次の統計的関係を使う。

$$E = G_c \times ADC_c + (G_{true} + \Delta G) \times ADC_{out}$$
$$(\Delta E)^2 = {G_c}^2 \times \Delta {ADC_c}^2 + (G_{true} + \Delta G)^2 \times \Delta ADC_{out})^2$$

ここで、ADC_c と ADC_{out} は中心と外側の CsI の ADC count、G_c、G_{true} は中心と外側の真のゲイン ($MeV/ADCcounts$)、ΔG は外側の CsI の真値からの誤差、ΔADC_c と ΔADC_{out} は中心と外側の ADC counts の統計的ふらつきで、ガウス分布での標準偏差 σ である。G_{true} が必要な値であり、それ以外の値は既知である。第 2 式より、$(\Delta E)^2$ は外側のゲイン $(G_{true} + \Delta G)$ の 2 次関数であり、その最小値が真のゲインであることがわかる。図 4.3 に、中心のゲインを 1 とした時の外側のゲイン $(G_{true} + \Delta G)$ と total の幅 $(\Delta E)^2$ の相関図を示す。確かに、total の幅はゲ

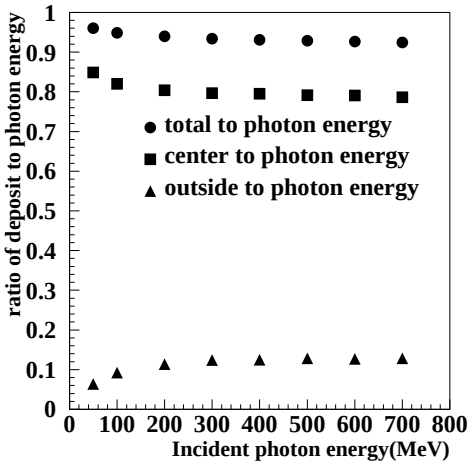


図 4.2: shower leakage のエネルギー依存性。

インの２次関数に従っており、明確に最小値がある。これを、すべての tagging counter で求めたのが図 4.4 である。これより、外側の CsI のゲインは全ての tagging counter の平均をとって、$G_{true/}G_c = 7.844 \pm 0.006$ と求まった。

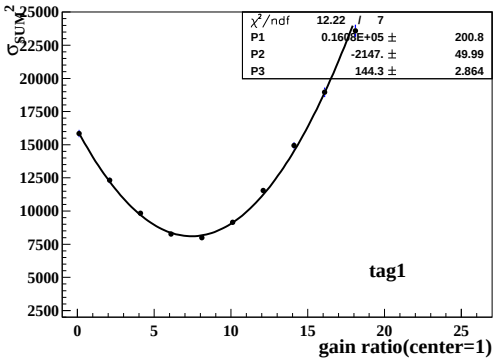


図 4.3: 外側の CsI のゲインと total の幅の相関図。最小点が真のゲインである。

4.1.3 シンクトトロンの spill timing による較正

シンクロトロンからの電子の射出は、図 4.5 のように、三角波の磁場に乗せて行うため、射出のタイミング (以下 spill time と呼ぶ) によって電子のエネルギーに数%の誤差が生じる。そこで、

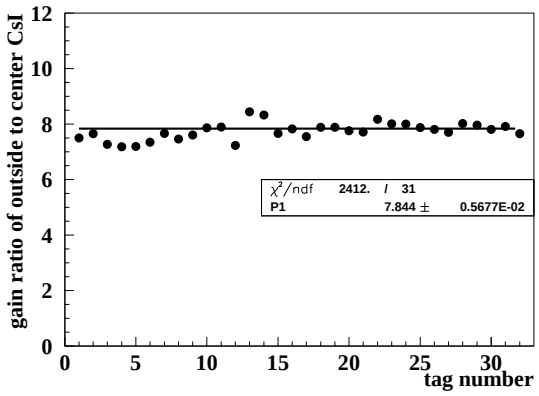


図 4.4: tagging counter ごとに求めた、中心と外側のゲインの比。その平均をとって外側のゲイン比を求めた。

次式を使って修正する。

$$\begin{aligned}\frac{E_{CsI}+E_{e'}}{E_e} &= V_{DC} + V_{ACmax} \times \cos(\omega t) \\ &= offset + amp \times \cos(2\pi f \times spill\ time) \sim 1\end{aligned}$$

パラメーターは、時間に依存しない直流成分の offset と三角波の振幅 (amp) の 2 つである。f はシンクロトロンの振動数で 20Hz を使っている。図 4.6 に、tagging counter10 の spill timing とサンプルの deposit の相関を示す。CsI の実験中は spill time を 2msec と短く設定したため、それほど強い相関は見られない。

ここで tagging system の較正のために以下の仮定をする。

- カロリメーターは linearity がある。
- 入射電子のエネルギーは tagging counter に依存しない。

上式の E_{CsI} は、shower leakage の補正をいれて較正したものであり、$E_{e'}$ と E_e は tagging system の default の値を使っている。従って、上式の補正で $(E_{CsI}+E_{e'})/E_e$ が 1 にこなければ、実際に光子がそのエネルギーに来ていないことを意味する。逆にこれを利用してて tagging system のパラメーターの補正をすることができる。その結果は 9.4MeV/tag(default 10MeV/tag) である。total の較正図 4.7 に補正の影響を示す。補正の結果サンプルの linearity が良くなっている。

4.1.4 中心と外側の CsI の total の較正

以上の補正をした後に、中心と外側のサンプルの和の較正を行った。その結果を図 4.7 に示す。上図は spill time の補正をしない時の較正図で、下図は spill time の補正をした時の較正図である。結果は、(0.1375 ± 0.0001)MeV/ADC-count と求まった。

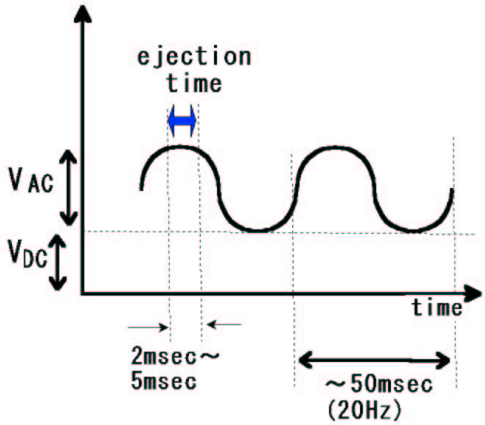


図 4.5: 電子シンクロトロンからの電子の ejection の概念図。spill time によって数%のエネルギーの誤差が生じる。

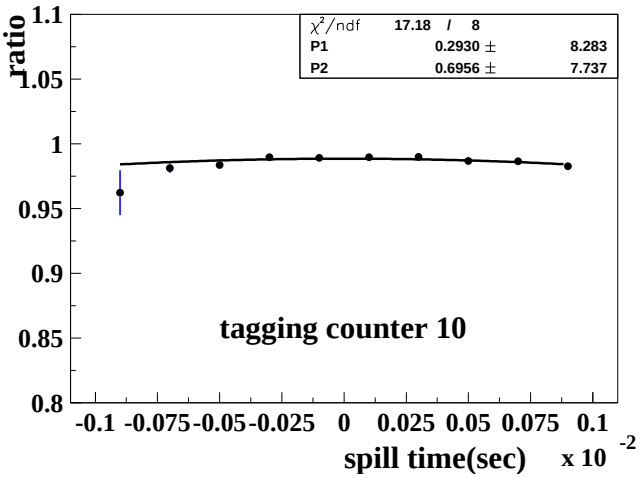


図 4.6: spill time の補正。縦軸は $(E_{CsI} + E_{e'})$ と E_e の比である。CsI run では、spill time が 2msec と短いためあまり相関は見られない。

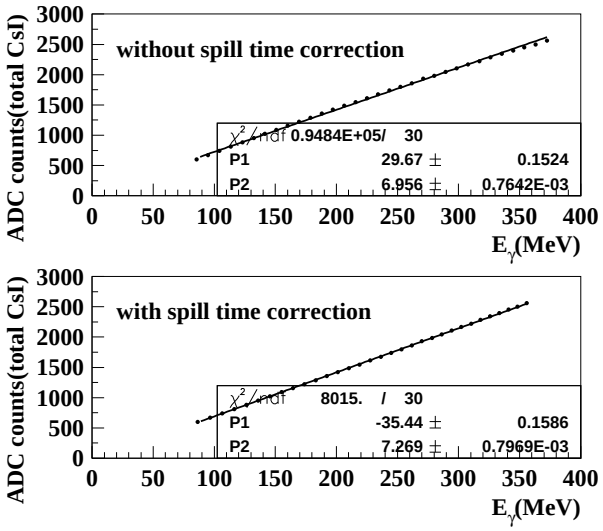


図 4.7: total の較正。上側の図は tagging system のパラメーターを補正してない場合で、下側が補正後の図である。linearity が良くなっている。

中心と外側のゲイン比と、total のゲインを使うことで、中心と外側の CsI 各々の deposit が求まる。その結果は、入射光子のエネルギーに対して中心の deposit は 81.4%、外側は 11.4%である。中心と外側の CsI のゲインの比は統計的関係で求めたが、それとは独立に、シミュレーションによっても求めることができる。それによると中心の deposit は 80.7%、外側は 10.1%であり、実験結果と良くあっている。

4.2 1mm/3mm カロリメーターの較正

サンプルの較正は、次の手順で行った。

(1) 6 本の PMT のゲインをそろえる。

(2) GEANT simulation で、shower leakage のエネルギー依存性を求める。

(3) 6 本の PMT の total の較正と光子のエネルギーの補正。

(4) シンクロトロンの spill timing による効果を補正。

4.2.1 ゲインの較正

このサンプルは 6 本の PMT を使って読みだしているので、そのゲインを合わせる必要がある。ここでは、ゲインが最も高かった PMT2 に合わせた。図 4.8 にゲインの tagging counter 依存性を示す。弱い相関が存在するが、これは光子ビームが完全に中心に来ていないためと推定される。光子のエネルギーが低いとシャワーが比較的狭い領域で起こるが、エネルギーが高くなると比較的一様に広がるために、光子のエネルギーによってゲインに差が生じることになる。

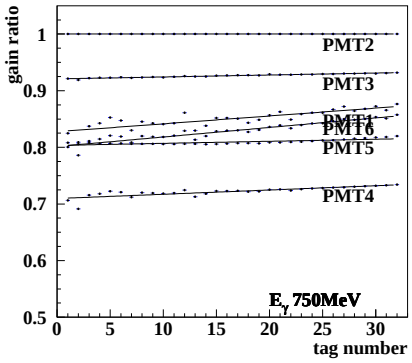


図 4.8: E_γ=750MeV の PMT 6 本のそれぞれのゲインの比の tagging counter 依存性。

4.2.2 Shower leakage の study

次に、shower leakage の補正をする。そのために、1mm/3mm でも GEANT を使ってシミュレーションを行った。条件は CsI と同じである。図 4.9 にその結果を示す。CsI 同様、光子のエネルギーが低い方で shower leakage が少なくなっている。

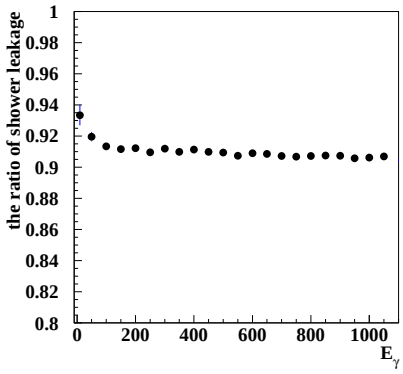


図 4.9: E_γ と shower leakage の相関。特に低エネルギー側で相関がでている。

4.2.3 PMT6 本の total の較正

PMT ごとの gain と shower leakage の修正をした後、PMT6 本の total の較正を行った。ただし、この段階では光子のエネルギーの補正、すなわち tagging system のパラメーターの補正は行っていない。図 4.7 に、その結果を示す。それぞれのエネルギーの時のゲインは、G_{430}=3.37、G_{750}=3.23、G_{1100}=2.55 (ADC counts/MeV) であり、430MeV と 1100MeV で 30%のずれが存在する。430MeV、750MeV、1100MeV でゲインが変わっているのは、ゲインの時間的な変動か、tagging system のパラメーターのずれによるものと考えられる

そこで tagging system の補正をする。tagging system による光子のエネルギーは、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} E_\gamma &= E_e - E_{e'} \\ &= E_e \times 0.99 - (E_{min} + (tag\ number) \times \Delta E) \end{aligned}$$

パラメーターは、tagging counter 1 番目に当たる電子のエネルギーを示す E_{min}、tagging counter 間のエネルギーの間隔 ΔE、それぞれのビームエネルギーの時のサンプルのゲインの 5 つである。補正は、この式で求めた E_γ と実験での deposit の差、

$$\Delta^2 = \Sigma \frac{(E_\gamma - E_{deposit})^2}{(\Delta E_{deposit})^2}$$

が最小になるように決めた。$\Delta E_{deposit}$ は、$E_{deposit}$ を決める時の fitting の誤差である。結果は、$E_{min} = (123.2 \pm 0.3)$MeV (default 90MeV)、$\Delta E = (9.007 \pm 0.009)$MeV (default 10MeV)、それぞれのエネルギーの時のゲインは、$G_{430} = (4.119 \pm 0.005)$ 、$G_{750} = (3.799 \pm 0.001)$、$G_{1100} = (3.386 \pm 0.001)$ (ADC-counts/MeV) である (図 4.10)。ゲインのずれは約 20%になった。

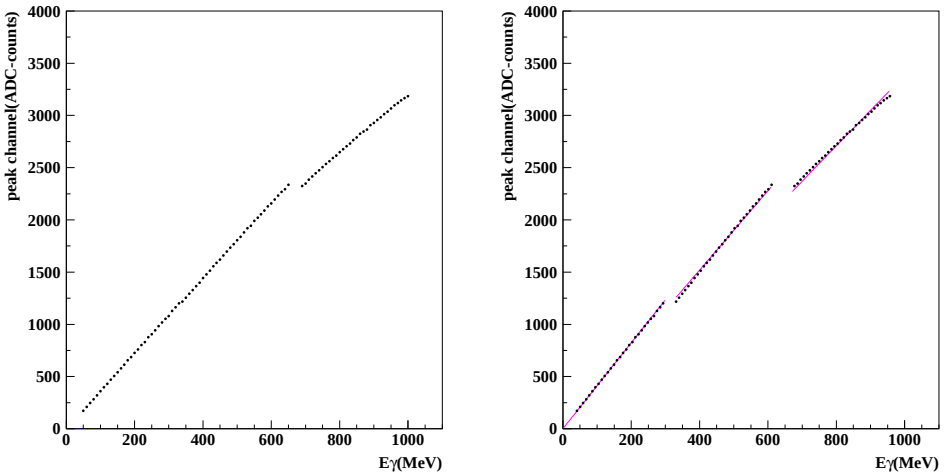


図 4.10: tagging system 修正前 (左図) と修正後 (右図) の E_γ(MeV) vs $E_{deposit}$(ADC-counts)。

4.2.4 spill timing の補正

1mm/3mm サンプルでも次式による spill timing の補正をした。

$$\begin{aligned} E_{sample} &= V_{DC} + V_{ACmax} \times \cos(\omega t) \\ &= offset + amp \times \cos(2\pi f \times spill\ time \times T_{factor}) \end{aligned}$$

パラメーターは、時間に依存しない直流成分の offset と三角波の振幅 (amp) と時間の較正をするための T_{factor} の 3 つである。CsI の時とは違い、spill time や角振動数が正確にわかっていなかったので、時間の補正因子をいれている。f はシンクロトロンの振動数で 20Hz を使っている。図 4.11 に、spill timing とサンプルのエネルギーの相関を示す。CsI run よりも spill time が長いため、相関がはっきりと出ている。

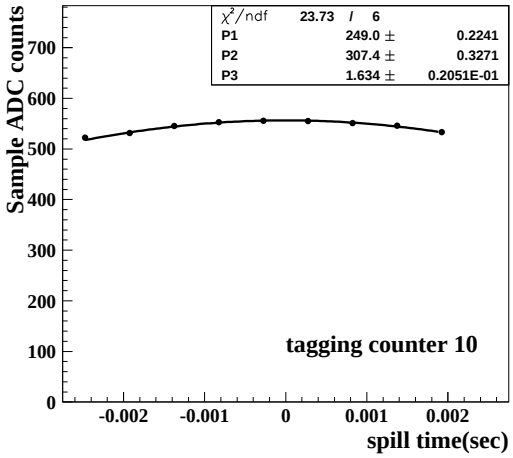


図 4.11: 電子のエネルギーの spill time correction。CsI よりも spill time が長いために相関は、はっきりとでている。

4.3 液体シンチレーターの較正

4.3.1 エネルギーと narrow to wide ratio の較正

次に液体シンチレーター (LS) の較正を行った。LS は、PSD(波形分別法) をするために、ゲートの幅がせまい narrow ゲート (30nsec) と幅の広いゲート wide ゲート (100nsec) を使いエネルギーの測定を行った。PSD による粒子の識別は narrow ゲートと wide ゲートの deposit の比、narrow/wide を使い、以下この比を n-w ratio と呼ぶ。PSD の例として、図 4.12 に、tail region の narrow と wide の相関図を示す。明らかに中性子と光子が分離している。

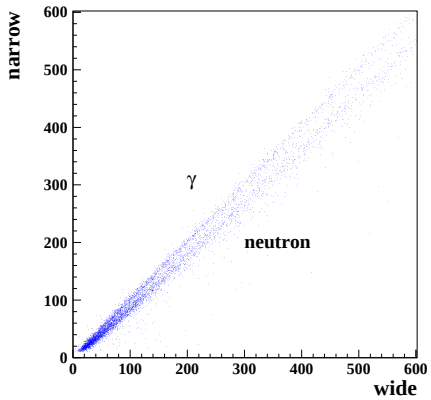


図 4.12: LS narrow ADC と wide ADC の相関図。(E_γ=750MeV 1mm3mm)

較正は、γ 線 (γ tagging trigger) の n-w ratio が 1 となるように narrow と wide のゲインを調整した。

LS のエネルギーの較正は ^{137}Cs を使った。LS の ^{137}Cs に対する応答を図 4.13 に示す。較正はコンプトン端 478keV を使った。その結果 LS は 3.5MeV までのレンジをカバーしている。

4.3.2 LS TDC correction

一般に、discriminator はパルスの高さに依存した time walk のふらつきが存在する。この実験では、そのエラーを抑えるために、time walk を減らす機構をもった Constant Fraction Discriminator(CFD) を使った。しかし、それでも time walk は存在するので補正を行った。time walk はパルスのエネルギーと相関があり、次のようになる。

$$TDC_{correct} = amp \times (\frac{1}{\sqrt{LS\ ADC(wide)}} - offset)$$

図 4.14 に最も効果の高かった LS12 の結果を示す。左が修正前、右の図が修正後である。修正後は、矢印に示すように、特に低エネルギー側の γ イベントの幅が狭くなっているのがわかる。

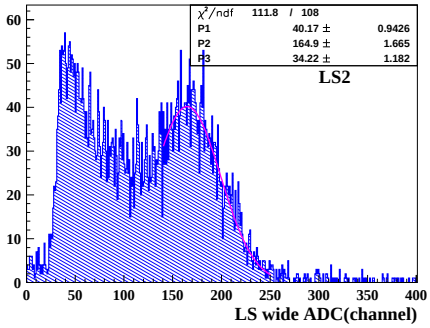


図 4.13: LS の ^{137}Cs に対する応答。これを使ってエネルギーの絶対値の較正をした。

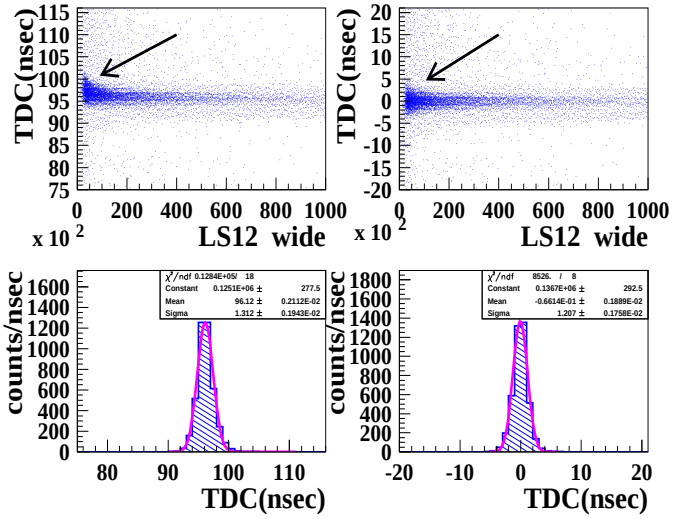


図 4.14: LS TDC の time walk の補正。最も効果の高かった LS12 の補正前 (左図) と補正後 (右図)。矢印の tail の部分がなくなっているのがわかる。

4.4 Neutron identification

LS の TDC と n-w ratio(narrow/wide) を使って、中性子同定の条件を決める。

図 4.15 に、tail region($E_{sample}/E_{\gamma} < 0.5$) における n-w ratio と LS TDC の相関図を示す。TDC で 0nsec、n-w ratio で 1 のイベントが γ であり、TDC で 10nsec、n-w ratio で 0.9 付近にあるイベントが中性子である。明らかに中性子が分離している。また、430MeV、750MeV ではバックグラウンドが低いが、1100MeV ではバックグラウンドを強く被っている。まず TDC の条件を決めた。

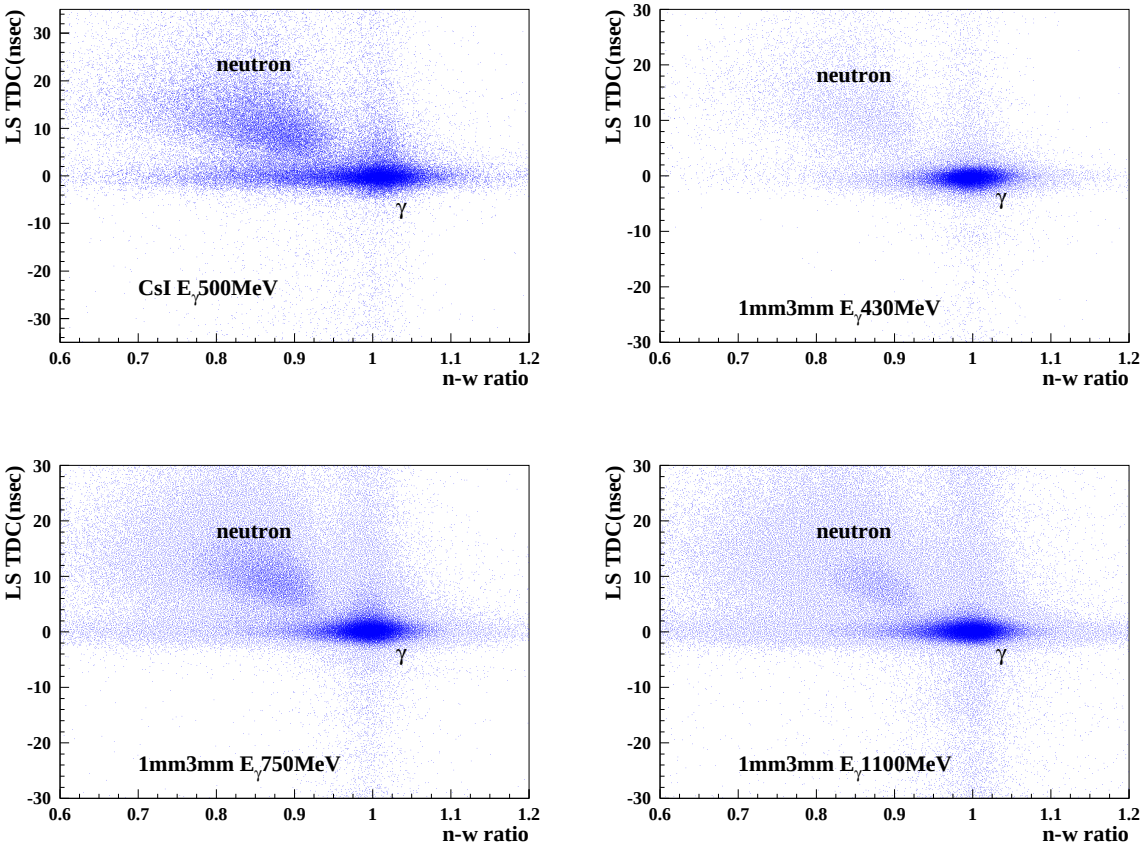


図 4.15: n-w ratio と TDC の相関図。中性子と γ は明確に分離している。

図 4.16 に、γ 線 (γ tagging trigger) の TDC のヒストグラムを示す。カットの条件は、下限は γ 線のイベントを充分落すために $4\sigma_{\gamma}$(99.994%を除外) とし、上限はバックグラウンドとの兼ね合いを考えて、中性子ピークの $1.64\sigma_{neutron}$(90%) とした。これは概ね $6nsec < (LSTDC)_{ncall} < 25nsec$ の範囲である。図 4.16 の矢印で示しているのが上限の cut channel である。

図 4.17 に、tail region における、n-w ratio の cut をかけた時の LS TDC のヒストグラムを、上流 (us1) から下流 (us4) の順で示す。図よりわかる通り、下流側 (us3 us4) では、γ 線のバックグラ

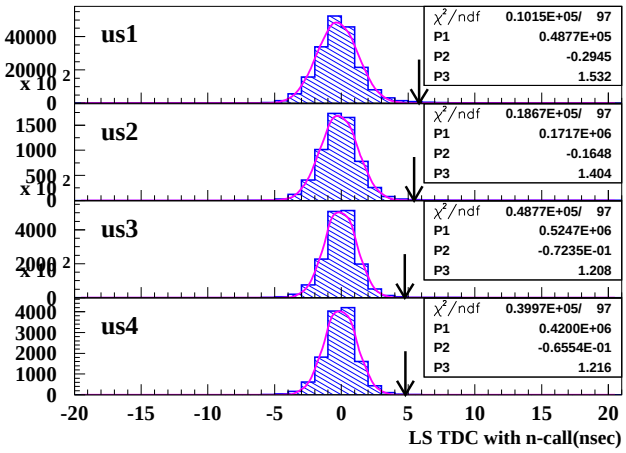


図 4.16: 1mm3mm、E_γ=750MeV での LS TDC のヒストグラム。矢印がカットの条件を示す。

ウンドを受けやすいので、下限のカットをさらに 1nsec 厳しくしている。最も下流の us4 は、中性子の acceptance が小さく、accidental なバックグラウンドとの比 (S/N 比) が悪くなるので、上限を 20nsec と抑えた。中性子の同定では、LS のエネルギー (wide) に over flow のイベントを落すように上限値を設けており、下限も LS で 30keV 程度に設定した。

また、図 4.17 よりわかる通り、サンプルからの距離によって中性子ピークの時間が異なる。ここで中性子がサンプルの表面付近で生じ、それが LS の中心で deposit を起こすと仮定すると、中性子の飛行時間よりエネルギーが計算できる。結果は図 4.17 のピークの中性子は、$\beta = v/c \sim 0.1$ で 5.5MeV(E_γ430MeV)、7.0MeV(E_γ750MeV)、8.2MeV(E_γ1100MeV) のエネルギーを持っている。同様に中性子の同定条件は、概ね 2MeV∼25MeV の中性子を選別していることになる。

次に、n-w ratio のカットの条件を決める。図 4.18 に、上で決めた TDC の条件をかけた時の、n-w ratio のヒストグラムを示す。カットの上限は、γ tagging trigger の $3\sigma_\gamma$、下限は $1.64\sigma_{neutron}$ を基準とし、その結果 $0.75 < (n - w\ ratio)_{ncall} < 0.90$ とした。

以上の条件をまとめると、図 4.19 の A region が中性子同定の領域になる。

γ 線 (γ tagging trigger) と中性子を要求したときの LS のイベント数分布を図 4.20 に示す。中性子を要求した時はサンプルに近い us2、us3 のイベント数が多い。一般に原子核反応では、大角度散乱が多く、特にこのエネルギー領域では evapolation 過程による中性子の放出が多いと推定されるため、このような分布になる。γ 線の分布は、中性子とは対照的に下流側のイベントが多い。

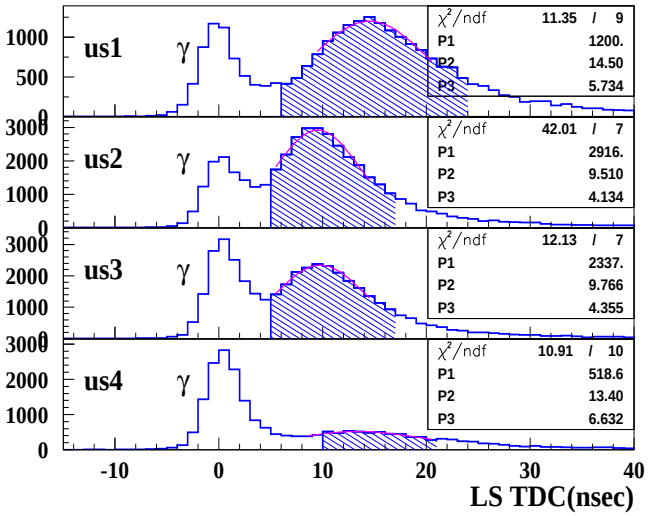


図 4.17: 1mm3mm、E_γ=750MeV での ratio の条件をかけた時の LS TDC 分布。斜線部分が中性子の領域である。サンプルからの距離によって、中性子ピークに差が存在する。

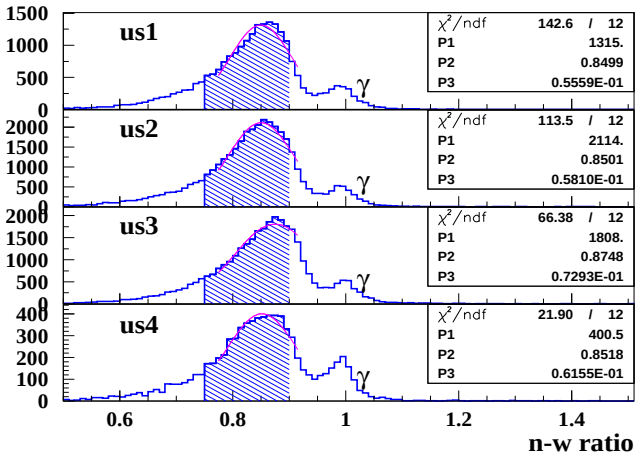


図 4.18: LS TDC でカットをかけた時の、n-w ratio のヒストグラム。斜線部分が中性子の領域である。E_γ=750MeV

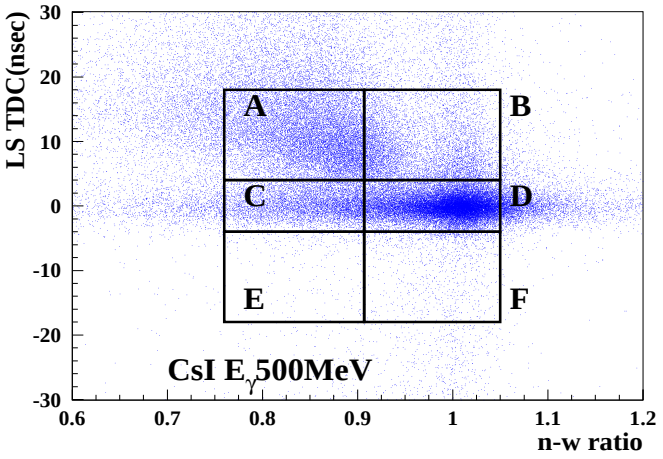


図 4.19: n-w ratio と TDC の相関図。A-region が中性子の領域である。

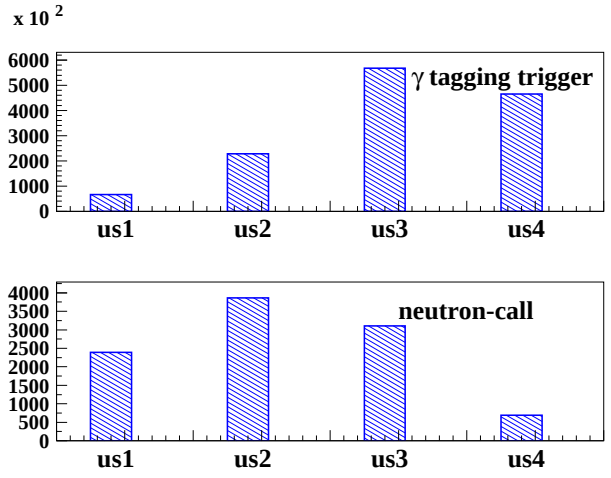


図 4.20: γ 線 (上図) と中性子 (下図) を要求したときの LS の hit 分布。γ 線のイベントは下流の LS にイベント数が多いが、中性子を要求した時はサンプルに近い LS に hit 数が多い。

4.5 バックグラウンドの概算と抑制

上の節で中性子同定の条件を決めた。ここでは中性子の領域にはいってくる、バックグラウンドの概算をする。ここでいうバックグラウンドとは時間的に一様にくる accidental なイベントである。便宜上、図 4.15 に示すように 6 つの領域、A B C D E F region に分割して考える。それぞれの領域に入るイベントは次のような状況が想定される。

A region 中性子の領域。バックグラウンドとしては、accidental な中性子か γ 線が想定される。γ 線の場合、図 4.21 に示すように、A region に入るためには、n-w ratio が 1 以下になる必要があるので accidental γ が同じ LS に 2 回 hit する必要がある。

B region accidental γ 1 hit の領域。

C region γ が 2hit する領域。この γ は実際に光子がサンプルに当たったリアルなイベントと考えられる。

D region γ の領域。

E region accidental な中性子か γ が 2hit する領域。つまり、A-region のバックグラウンドと同じイベントである。

F region accidental γ(1hit) の領域。

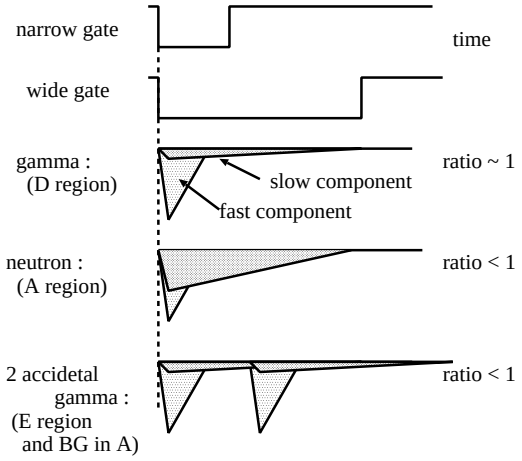


図 4.21: 典型的なイベントの n-w ratio の例。γ が A に入るためには、γ が 2 発あたる必要がある。

重要なのは、中性子領域 (A-region) のバックグラウンドのイベント数は、E-region、すなわち n-w ratio の低い off timing の領域のイベント数で見積もることが可能なことである。

$$N(Background\ in\ A-region) = N(E-region)$$

A-region に入るバックグラウンドとしては、accidental な中性子もしくは accidental γ 2hit が考えられる。次の表 4.1 に、Inefficiency region(Esample<10MeV) におけるバックグラウンドレベル、すなわち E-region のイベント数と A-region のイベント数の比、N(E-region)/N(A-region) を示す。図 4.22 に、Inefficiency region(E_{sample} <10MeV) における E region と A region の tagging

サンプル	電子エネルギー	バックグラウンドレベル (no cut)	バックグラウンドレベル (with wide cut)
CsI	500MeV	(8.4±0.3)%	(1.4±0.3)%
1mm/3mm	430MeV	(1.9±0.4)%	(0.7±0.2)%
1mm/3mm	750MeV	(4.4±0.6)%	(0.8±0.2)%
1mm/3mm	1100MeV	(45.2±6.6)%	(24.6±6.5)%

表 4.1: 中性子の同定に対するバックグラウンドレベル。この割合は、Inefficiency region における中性子の数に対する E-region のイベント数の比率である。特に 1100MeV のバックグラウンドレベルは 50%近くに達している。wide cut をかけた時のバックグラウンドも示している。1100MeV 以外では、バックグラウンドは十分抑制されている。

counter 依存性を示す。斜線が E-region のイベントである。430MeV ではバックグラウンドレベルは低いが、1100MeV は強くバックグラウンドを被っていることがわかる。

次にバックグラウンドには γ と中性子があるが、その内 γ が示る割合を計算する。F-region、つまり n-w ratio が 1 付近で off timing の領域から、accidental γ が 1hit する確率がわかるので、accidental γ が 2hit する確率も計算できる。

$$(accidental\ 2\gamma \text{が}\ hit\ \text{する確率}) = (accidental\ 1\gamma \text{が}\ hit\ \text{する確率})^2$$

表 4.2 に、バックグラウンドの内、何%が γ によるものかを示す。この割合は E-region に入ったイベント数から計算した total のバックグラウンドの確率と、F-region より求めた γ が 2hit する確率の比、すなわち N(expect from F-region)/N(E-region) である。傾向としては、電子のエネル

サンプル	電子エネルギー	バックグラウンドの内 γ 線が示る割合
CsI	500MeV	(79±25)%
1mm/3mm	430MeV	(114±27)%
1mm/3mm	750MeV	(16±2)%
1mm/3mm	1100MeV	(35±3)%

表 4.2: γ 線の占めるバックグラウンドの割合。

ギーが低い時は、バックグラウンドはすべて γ 線で説明できるが、エネルギーが高くなると γ 線だけでは説明ができず、それ以外のバックグラウンドが存在する。γ 線以外のバックグラウンドと

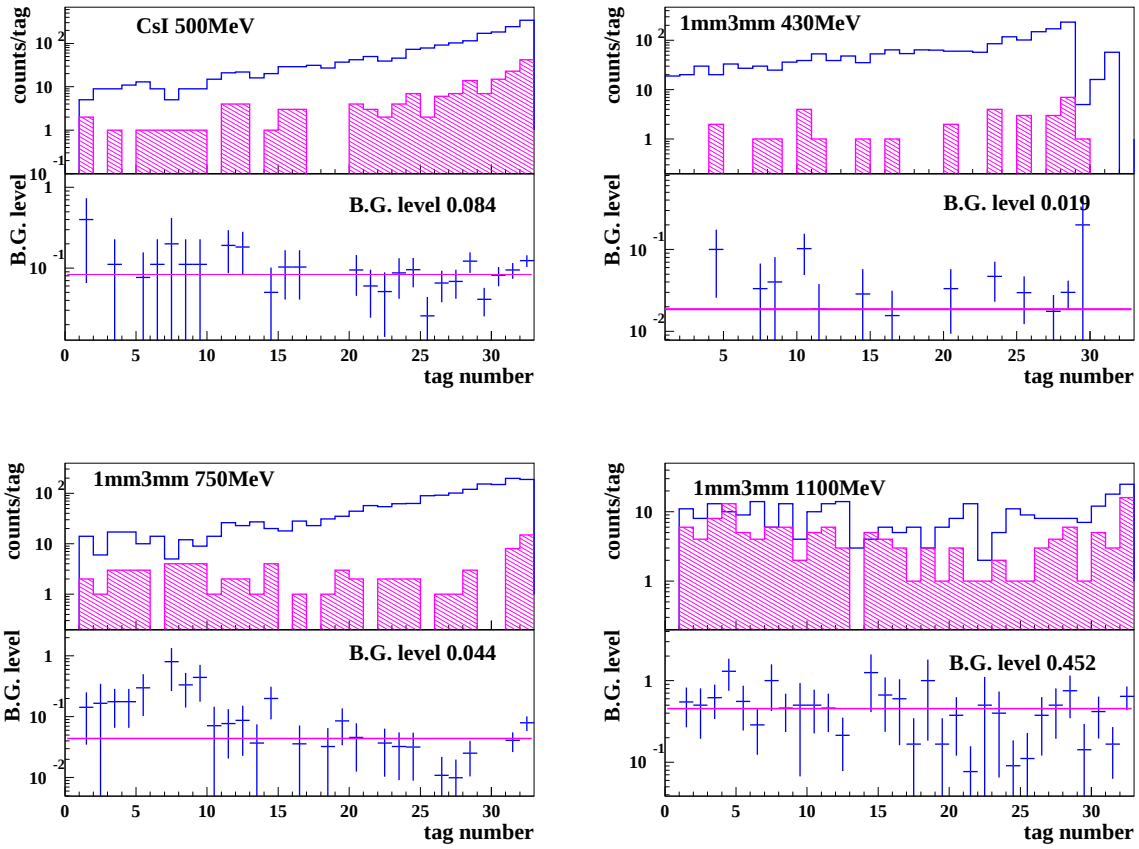


図 4.22: Inefficiency region(E_{sample}¡10MeV) における中性子数 (A region) とバックグラウンド数 (E region) の tagging counter 依存性。斜線が E-region のイベントである。特に、1mm/3mm の 1100MeV は強くバックグラウンドを被っている。

してはaccidentalな中性子が考えられる。中性子は、radiatorで制動放射によって生じた比較的低エネルギー (~20MeV) の光子がシールド (鉛とコンクリート) やコリメーター (AU AD) にあたり生成されるか、あるいはradiatorで光子を出さなかった電子がbeam dumpにあたり、そこで生成されると予想される。beam dumpとは、radiatorで光子を発生しなかった電子を止める場所で、鉛とコンクリートで構成される。しかし、中性子によるバックグランドの定量的予想は難しい。

次にバックグラウンドの抑制を考える。図4.23に、1mm/3mm 750MeVのA region(中性子)とE region(バックグラウンド)のイベントのエネルギー分布、LS wideを示す。図中の矢印で示すように、E regionのイベント (バックグラウンド) はLS wideで200keV程度のカットで、ほとんど落せることがわかる。これを使えばアクセプタンスを落すことになるがバックグラウンドをほとんど落すことができるので、S／N比はあがる。図4.24にLS wideに閾値を設定したときの、n-w ratio vs LS TDCを示す。wide cutをいれた時のE-regionのイベント数とA-regionのイベント数の比、N(E-region)/N(A-region)、で求めたバックグラウンドレベルも表4.1に示す。CsI 500MeV、1mm/3mm 430MeV 750MeVではバックグラウンドを十分に抑制することができた。1100MeVではバックグラウンドレベルは確かに下がっているが、それでも20%近いレベルが存在する。

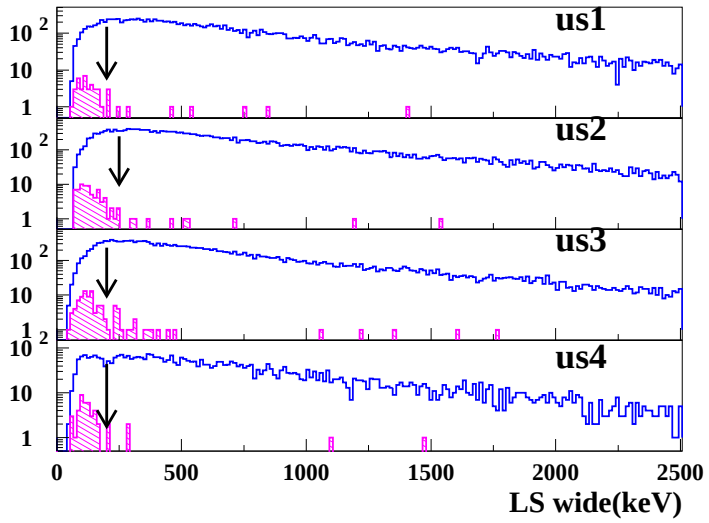


図4.23: 1mm/3mm 750MeVのA regionイベント (中性子) とE regionイベント (バックグラウンド) のエネルギー分布 (LS wide)。斜線がE-regionのイベントである。右図より、バックグラウンドは矢印で示すように200keV程度で大部分が切れることがわかる。

wideカットにより、1100MeV以外ではバックグラウンドを十分落すことに成功したが、1100MeVでは十分な抑制はできていない。そこで、直接バックグラウンドを差し引くことを考える。つまり、E-regionがA-regionのバックグラウンドを十分適切に評価しているなら、A-regionの各分布

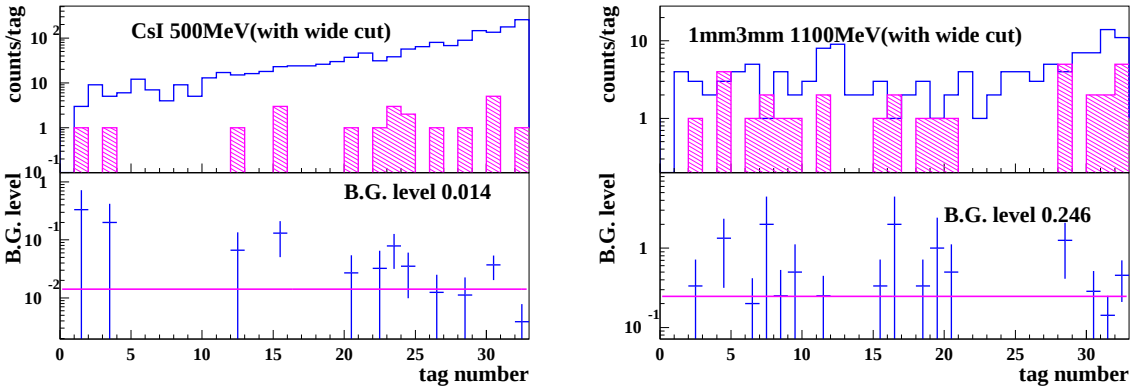


図 4.24: wide に閾値を設定した時の、A region と E region のイベント数の tagging counter 依存性。斜線が E-region のイベントである。wide でカットしたこにより、バックグラウンドレベルがさがったことがわかる。

から直接 E-region(バックグラウンド) の分布を差し引くことでバックグラウンドを落すことが可能である。ここで、バックグラウンドが時間的相関を持たずに一様になっていれば、E-region による評価は適切である。この点に関しては、direct subtrunction の正当性の節で評価をする。

以上より、光子非検出効率を求める際、バックグラウンドを落すために次の３通りの処理をする。

(1) バックグラウンドのイベントを直接差し引く。(direct subtruncion 法)

(2) バックグラウンドを LS wide を使って落す。(wide cut 法)

(3) １と２を組み合わせる。(wide+direct)

4.6 中性子の検出効率

上記中性子同定の条件とバックグラウンドの処理をした後、中性子の検出効率 η を求める。検出効率は中性子の multiplicity の 1 以上の分布から、ポアソン分布の平均値 μ を求めて、それから $\eta = 1 - e^{-\mu}$ により求める。図 4.25 に、wide でバックグラウンドを落している時の multiplicity 分布を示す。direct subtruction 法の中性子の検出効率は、multiplicity(A region)-multiplicity(E) で求める。図 4.26 と表 4.3、4.4 に CsI と 1mm/3mm カロリメーターにおけるポアソン分布の平均値をまとめる。

バックグラウンドの multiplicity は、ほとんどが 1 なので、direct subtrunction をした場合は、しない場合よりも検出効率が上がっている。その効果は約 1%である。

$E_\gamma(MeV)$	no cut	wide cut	direct subtruct	wide+direct
91.5	0.233± 0.017	0.211± 0.018	0.248± 0.018	0.212± 0.018
134.1	0.273± 0.025	0.239± 0.025	0.284± 0.025	0.240± 0.025
175.3	0.364± 0.023	0.315± 0.024	0.366± 0.024	0.315± 0.025
217.7	0.453± 0.024	0.369± 0.023	0.455± 0.024	0.369± 0.023
255.5	0.392± 0.020	0.323± 0.019	0.393± 0.020	0.322± 0.019
292.5	0.474± 0.022	0.415± 0.022	0.476± 0.022	0.416± 0.022
328.6	0.488± 0.022	0.420± 0.021	0.490± 0.023	0.420± 0.021
363.0	0.444± 0.024	0.389± 0.025	0.446± 0.024	0.390± 0.025

表 4.3: 各条件で求めた CsI カロリメーターの中性子検出効率。検出効率は multiplicity の 1 以上をポアソン分布で平均値 μ を使って $1 - e^{-\mu}$ で計算した。

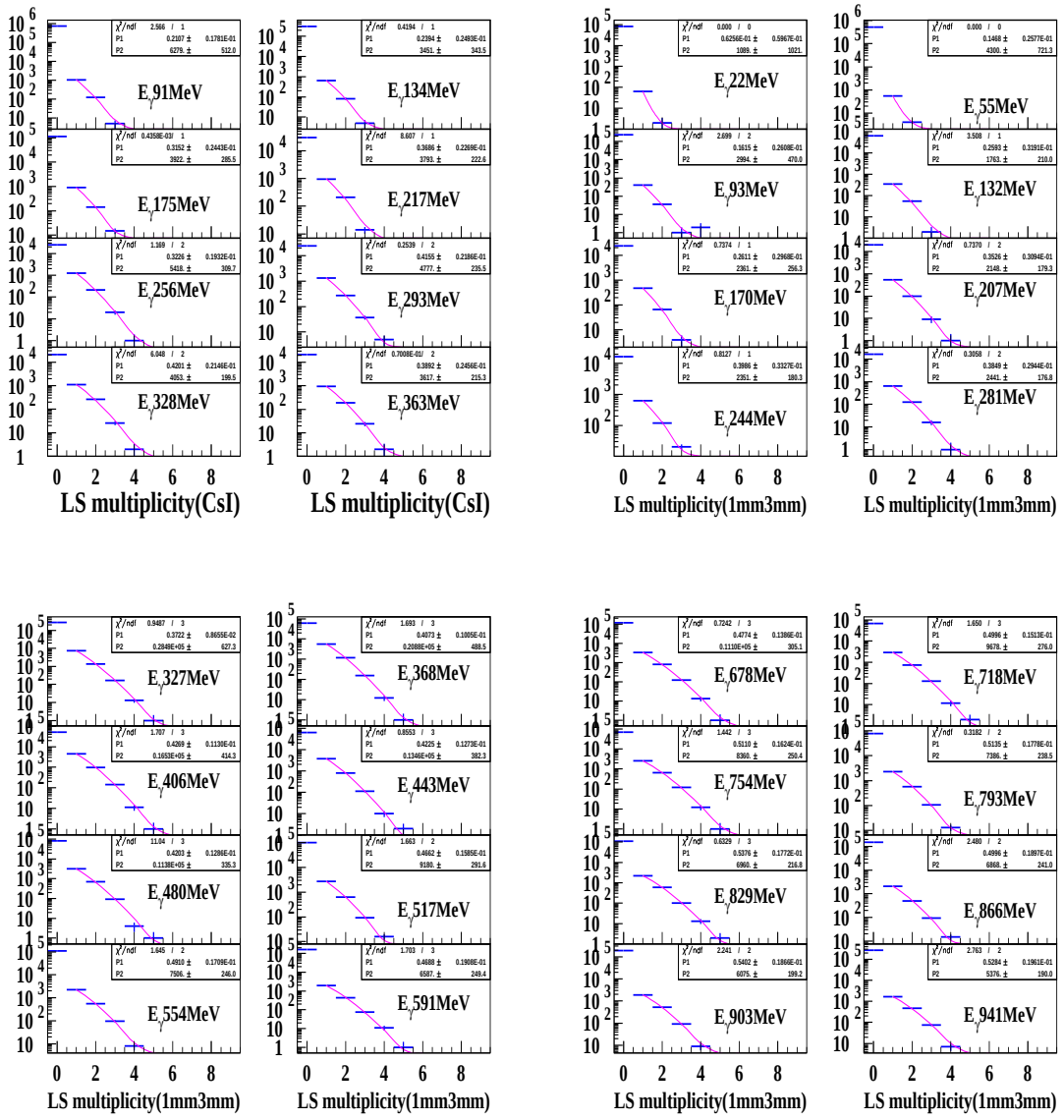


図 4.25: 中性子を要求したときの LS の multiplicity 分布。検出効率はポアソン分布の平均値 μ を使い $1 - e^{-\mu}$ で求める。この分布は、wide でバックグラウンドを落した場合の分布である。

$E_\gamma(MeV)$	no cut	wide cut	direct subtruct	wide+direct
22.4	0.052± 0.053	0.063± 0.060	0.053± 0.053	0.063± 0.060
55.9	0.130± 0.019	0.147± 0.026	0.133± 0.019	0.147± 0.026
93.5	0.171± 0.024	0.161± 0.026	0.173± 0.024	0.162± 0.026
132.0	0.289± 0.033	0.259± 0.032	0.290± 0.033	0.259± 0.032
170.8	0.305± 0.031	0.261± 0.030	0.306± 0.031	0.262± 0.030
207.7	0.390± 0.031	0.353± 0.031	0.389± 0.031	0.354± 0.031
244.7	0.414± 0.030	0.399± 0.033	0.415± 0.030	0.399± 0.033
281.5	0.420± 0.031	0.385± 0.029	0.420± 0.031	0.384± 0.030
327.0	0.414± 0.009	0.372± 0.009	0.416± 0.009	0.373± 0.009
368.3	0.459± 0.010	0.407± 0.010	0.459± 0.010	0.408± 0.010
406.3	0.486± 0.011	0.427± 0.011	0.488± 0.011	0.427± 0.011
443.4	0.481± 0.013	0.423± 0.013	0.482± 0.013	0.423± 0.013
480.3	0.481± 0.013	0.420± 0.013	0.482± 0.013	0.421± 0.013
517.2	0.520± 0.016	0.466± 0.016	0.523± 0.016	0.467± 0.016
554.5	0.540± 0.018	0.491± 0.017	0.545± 0.018	0.492± 0.017
591.9	0.510± 0.019	0.469± 0.019	0.517± 0.019	0.469± 0.019
678.5	0.528± 0.013	0.477± 0.014	0.534± 0.013	0.479± 0.014
718.3	0.561± 0.015	0.500± 0.015	0.565± 0.015	0.501± 0.015
754.8	0.564± 0.016	0.511± 0.016	0.570± 0.017	0.512± 0.016
793.0	0.575± 0.017	0.513± 0.018	0.582± 0.017	0.515± 0.018
829.5	0.586± 0.017	0.538± 0.018	0.598± 0.018	0.539± 0.018
866.9	0.552± 0.019	0.500± 0.019	0.570± 0.019	0.502± 0.019
903.0	0.593± 0.019	0.540± 0.019	0.612± 0.020	0.544± 0.019
941.1	0.555± 0.019	0.528± 0.020	0.575± 0.020	0.531± 0.020

表 4.4: 各条件で求めた 1mm/3mm カロリメーターの中性子検出効率。検出効率は multiplicity の 1 以上をポアソン分布で平均値 μ を使って $1 - e^{-\mu}$ で計算した。

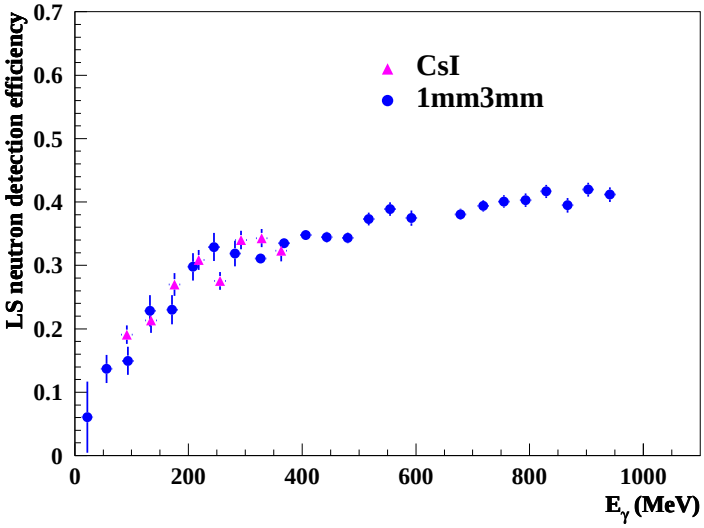


図 4.26: LS の中性子検出効率。

4.7 光子非検出効率

tail region(E_{sample}/E_γ <0.5) における、中性子を要求したときのサンプルのエネルギー分布を、図 4.27 に示す。分布は、γ 線のエネルギーが低いときはサンプルの deposit は低い領域に集中している。これは、クーロン障壁によって荷電粒子の放出が抑制されており、 光核反応の結果中性子のみ放出されているからである。それから γ 線のエネルギーが高くなるにしたがって、サンプルの deposit の低いイベント数が減りと deposit の高いイベント数が増えていき、γ 線のエネルギーが 1mm/3mm では 400MeV で、CsI では 200MeV でほぼフラットになる。より高エネルギー側では、ほとんどが deposit の大きいイベントで、deposit の低いイベントは少なくなっている。

次に中性子を要求したときの Inefficiengy region(E$_{sample}$ <10MeV) のサンプルのエネルギー分布と E region でのサンプルのエネルギー分布を示す。図 4.28 は中性子の要求のみの条件を、図 4.29 は wide でバックグラウンドをおとす条件をかけている。特に 1100MeV でのバックグラウンドレベルは高い。750MeV でも高エネルギー側ではバックグラウンドレベルが高いが、それ以外、特に 430MeV では低くなっている。

以上より光子非検出効率を次式を使って求める。

$$Inefficiency = \frac{N(E_{sample} < 1MeV)\ with\ ncall}{N(\gamma\ tagging\ trigger\ event) \times (prescale\ factor)} \cdot \frac{1}{\eta_{LS}}$$

ここで、η_{LS} は中性子検出効率、prescaled factor は γ tagging trigger を作る時の prescale の割合である。統計的に十分でないので、N($E_{sample} < 1MeV$ with ncall) は、10MeV 以下のイベント数を数えて平均して求める方法と、直接 1MeV 以下のイベント数を数える 2 通りの方法で求めている。CsI カロリメーターの結果で 10MeV で求めたものを、表 4.5 に、1MeV で求めたものを 4.6 および図 4.30 に示す。1mm/3mm サンプリングカロリメーターの結果で 10MeV で求めたものを表 4.7 に、1MeV で求めたものを 4.8 および図 4.31 に示す。

10MeV での平均は、サンプルのエネルギー分布がフラットであることを仮定している。図 4.32 に 10MeV 以下のイベント数の平均から求めた光子非検出効率と、1MeV 以下のイベント数から算出した値の比を示す。CsI では、誤差の範囲で 1 になっている。1mm/3mm では 2σ 程度のずれがあるが個々のポイントでは誤差の範囲に入っているものが多い。

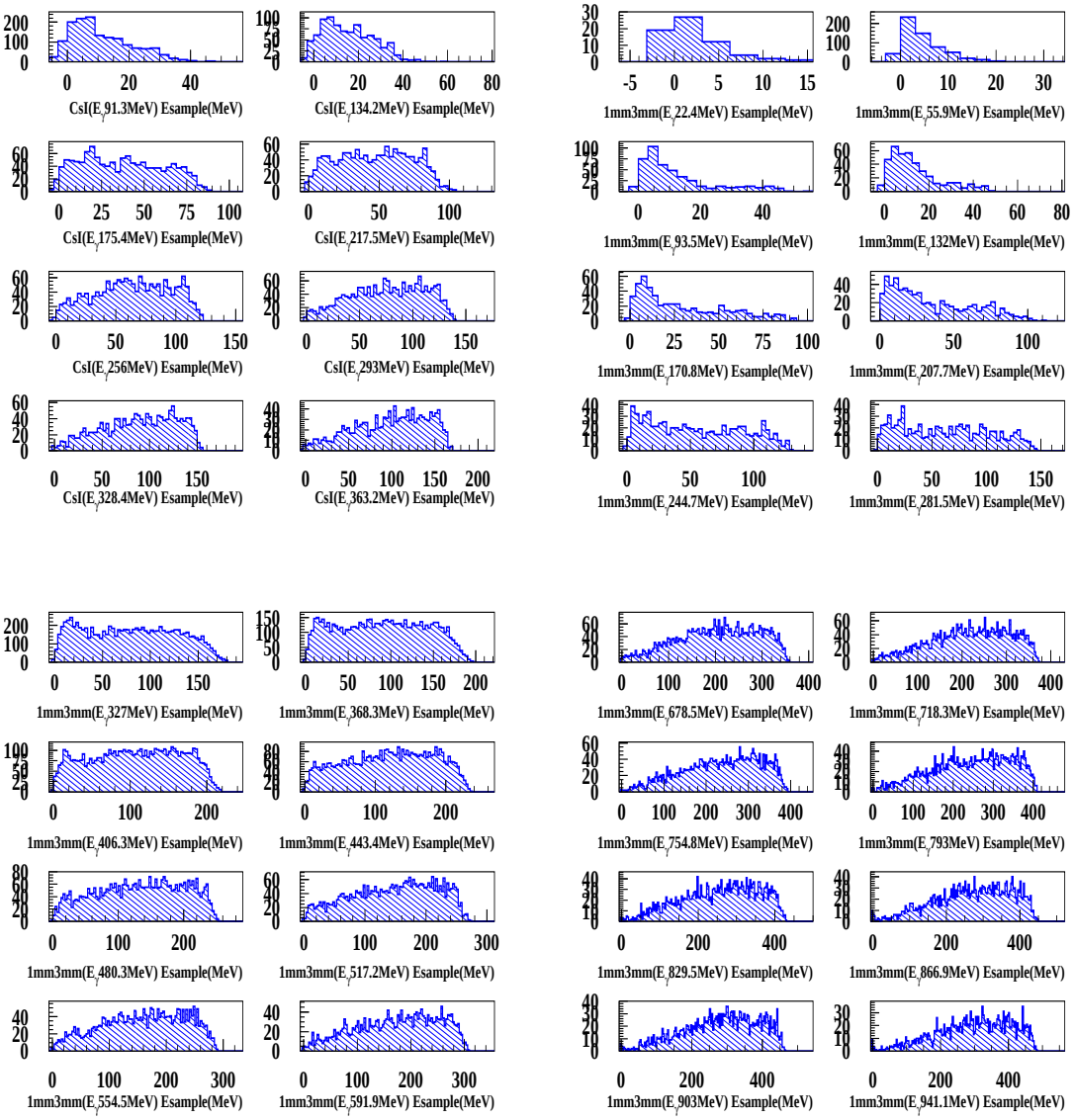


図 4.27: 中性子を要求したときのサンプルのエネルギー分布。γ 線のエネルギーが低い時は、サンプルの deposit の低いイベントが多いが、γ 線のエネルギーが高くなるにつれ、サンプルの deposit の大きいイベントが増えている。

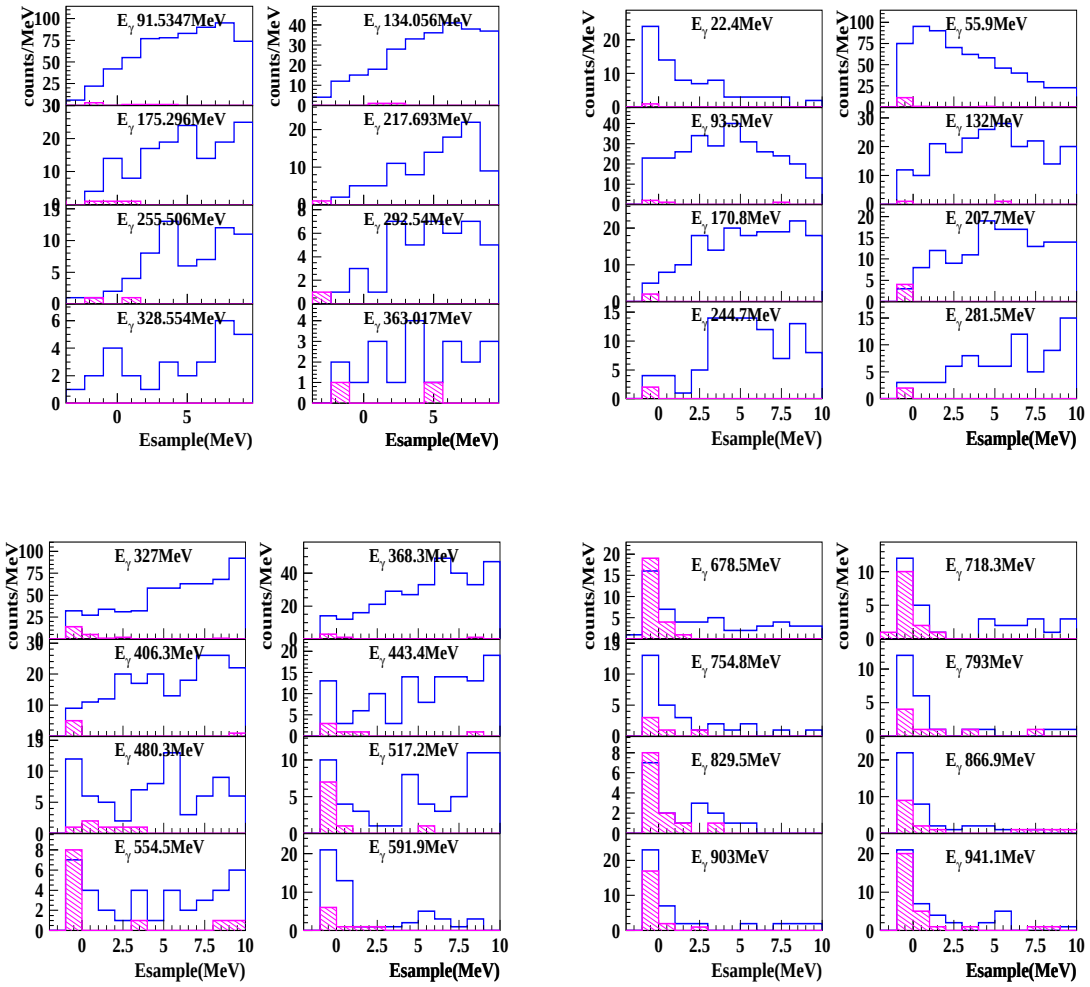


図 4.28: 中性子を要求した時の A-region(中性子) と E-region(バックグラウンド) のサンプルのエネルギー分布。wide cut によるバックグラウンドの抑制はかけていない。斜線がバックグラウンドのイベントで、特に 1100MeV ではバックグラウンドレベルが高い。逆に 430MeV ではほとんどバックグラウンドを被っていないことがわかる。左上図が CsI で、それ以外が 1mm/3mm である。

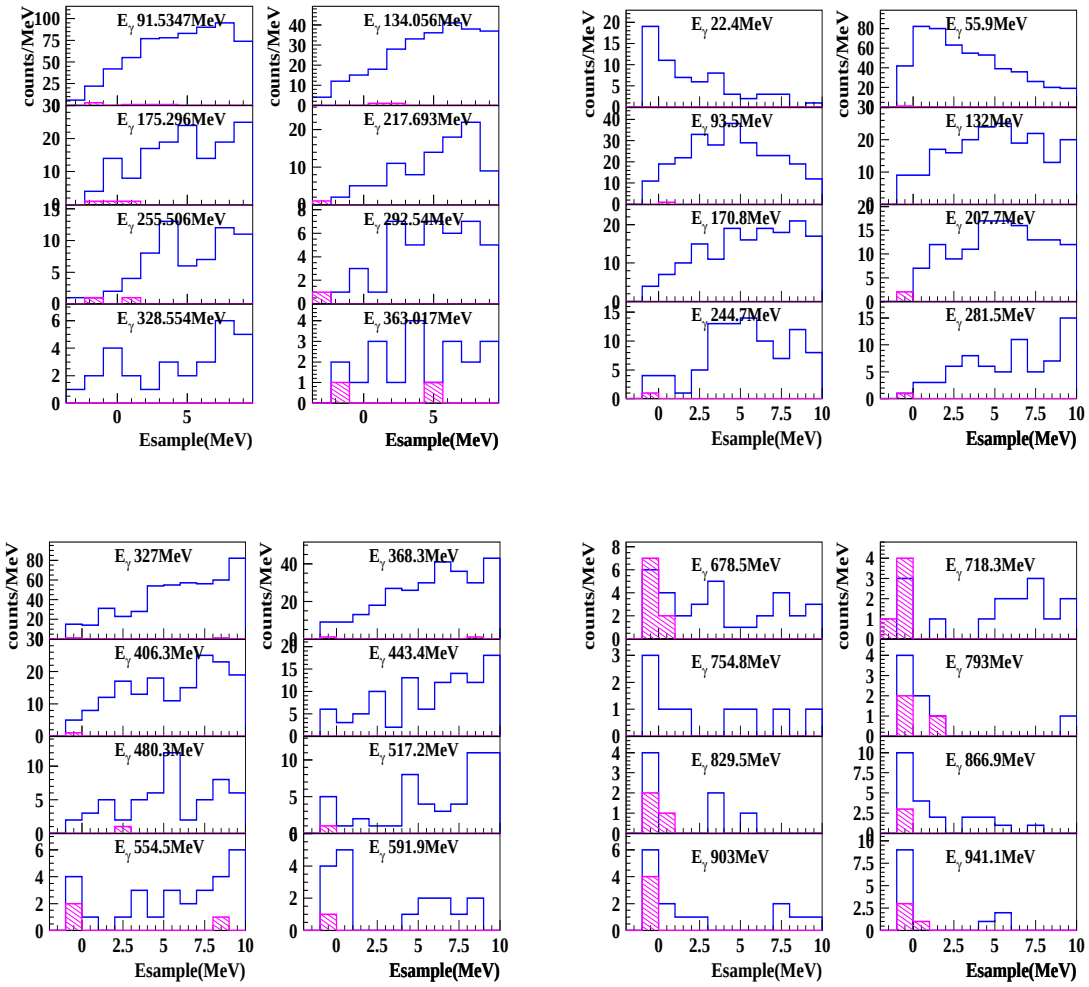


図 4.29: 中性子を要求したときのサンプルのエネルギー分布。wide cut による抑制をかけている。斜線が E region のイベント (バックグラウンド) のエネルギー分布である。特に wide をかけているにも関わらず、1100MeV ではバックグラウンドレベルが高い。左上図が CsI で、それ以外が 1mm/3mm である。

バックグラウンドを取り除くための各手法で、適切だと思われる direct subtruction 法と wide+direct 法は誤差範囲で一致している。ただし、direct subtruction 法は系統誤差が大きくなっているので、その観点からは wide+direct 法が最も適切である。系統誤差の原因は、主に E-region のエントリーの flatness のエラーから生じている。つまり、E-region のイベントを差し引くとこによってバックグラウンドを落すのであるが、それは時間的にバックグラウンドが一様にくることを前提としている。しかし、次の章 (direct subtruction の正当性) で見るように flatness が完全には成り立っていない可能性があるために、そのずれを系統誤差にいれている。wide+direct 法も、E-region のイベントを引いているが、wide カットにより、E-region(バックグラウンド) のイベントもかなり落ちているので、系統誤差は比較的小さくなった。系統誤差の原因としては、サンプルの較正のエラーも考慮している。

最後に、wide+direct 法で求めた光子非検出効率を 10MeV 以下の平均で求めた結果を示す。図 4.33 は、CsI の結果であり、ES147 実験 [22] で求めた光子非検出効率と比較した値、及び $E_\gamma = 750MeV$ で求めた結果を示している。ただし、$E_\gamma = 750MeV$ の時には TDC が入っていなかったので、中性子の同定は n-w ratio でのみ行っており、図中の誤差は統計誤差のみである。傾向としては、ES147 より全体的に低い値になっている。

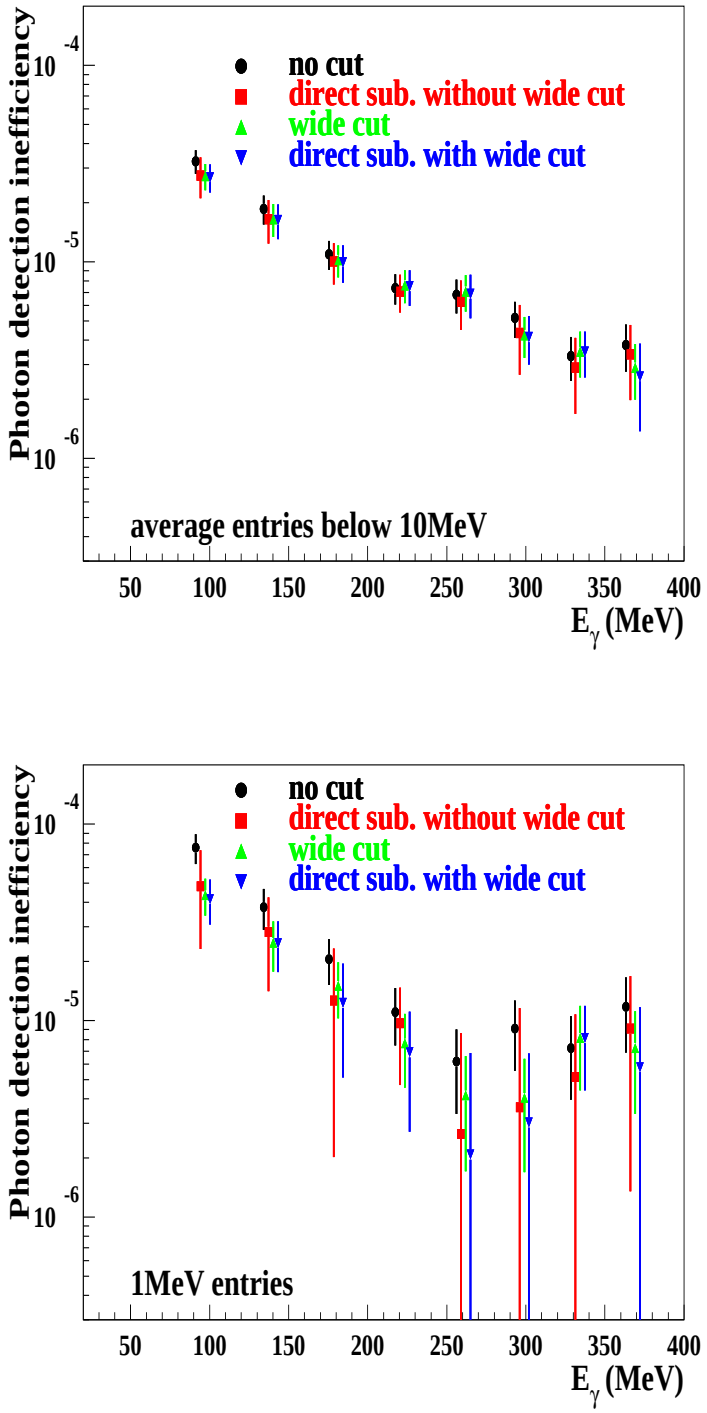


図 4.30: CsI カロリメーターの光核反応起因による光子非検出効率。上図が 10MeV のイベント数と平均して算出した非検出効率で、下図が 1MeV 以下のイベント数で計算した値である。error bar を見やすくするために、同じエネルギーでも横軸をずらしている。正しいエネルギーは円の記号 (no cut) である。

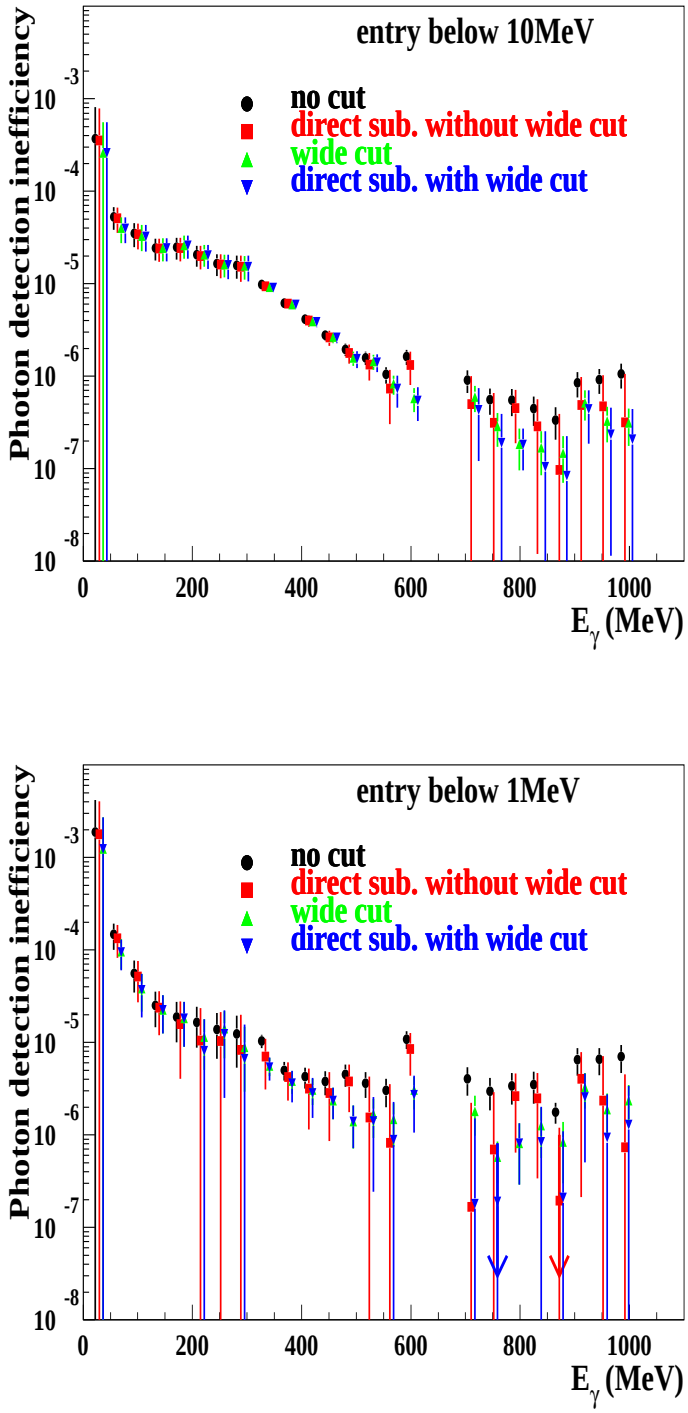
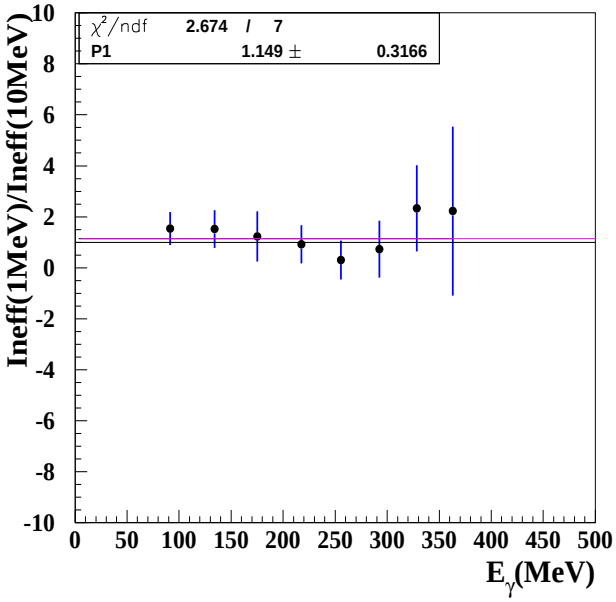


図 4.31: 1mm/3mm サンプリングカロリメーターの光核反応起因による光子非検出効率。上図が 10MeV のイベント数と平均して算出した非検出効率で、下図が 1MeV 以下のイベント数で計算した値である。error bar を見やすくするために、同じエネルギーでも横軸をずらしている。正しいエネルギーは円の記号 (no cut) である。



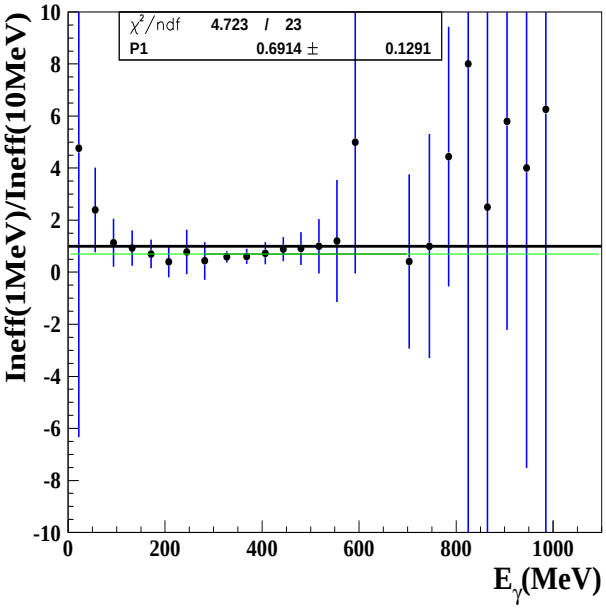


図 4.32: 10MeV の平均で計算した非検出効率と、1MeV で計算した非検出効率の比。CsI では、その比はエラー内で 1 と矛盾しない。1mm/3mm では、2σ 程度のずれがみられるが、ほとんどが 1 をエラー内に含む。

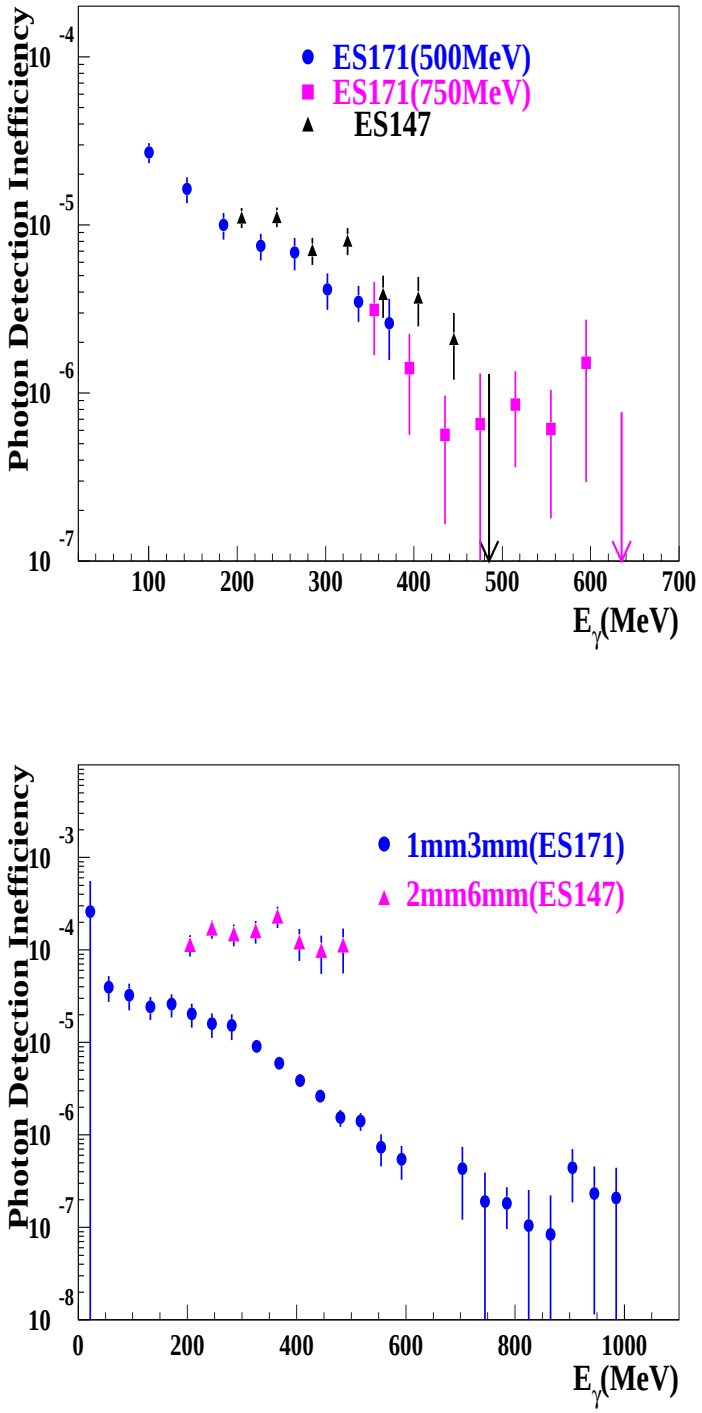


図 4.33: wide+direct 法で求めたカロリメーターの光核反応起因による光子非検出効率。上図が CsI で、下図が 1mm/3mm の結果で、比較のため ES147 の結果を示す [22]。矢印は upper limit である。

E_γ (MeV)	no cut $\times 10^{-4}$	wide cut $\times 10^{-4}$	direct sub. $\times 10^{-4}$	wide+direct sub. $\times 10^{-4}$
91.3	0.3254± 0.0381	0.2736± 0.0363± 0.0055	0.2758± 0.0367± 0.0998	0.2700± 0.0370± 0.0071
134.2	0.1865± 0.0279	0.1652± 0.0282± 0.0033	0.1654± 0.0283± 0.0752	0.1636± 0.0288± 0.0040
175.4	0.1095± 0.0160	0.1024± 0.0170± 0.0020	0.1006± 0.0176± 0.0688	0.0998± 0.0182± 0.0033
217.5	0.0735± 0.0114	0.0760± 0.0129± 0.0015	0.0706± 0.0125± 0.0414	0.0752± 0.0136± 0.0019
256.0	0.0681± 0.0119	0.0707± 0.0135± 0.0014	0.0627± 0.0137± 0.0350	0.0688± 0.0149± 0.0023
293.0	0.0519± 0.0098	0.0425± 0.0092± 0.0008	0.0435± 0.0120± 0.0261	0.0414± 0.0101± 0.0013
328.4	0.0332± 0.0077	0.0350± 0.0085± 0.0007	0.0289± 0.0095± 0.0026	0.0350± 0.0085± 0.0007
363.2	0.0378± 0.0094	0.0290± 0.0086± 0.0006	0.0338± 0.0114± 0.0026	0.0261± 0.0104± 0.0019

表 4.5: CsI カロリメーターの光子非検出効率。非検出効率は 10MeV 以下でイベント数を平均して算出した値である。

E_γ (MeV)	no cut $\times 10^{-4}$	wide cut $\times 10^{-4}$	direct sub. $\times 10^{-4}$	wide+direct sub. $\times 10^{-4}$
91.3	0.7584± 0.1171	0.4346± 0.0837± 0.0087	0.4838± 0.1207± 0.1230	0.4157± 0.0904± 0.0172
134.2	0.3784± 0.0814	0.2490± 0.0662± 0.0050	0.2826± 0.0916± 0.0690	0.2485± 0.0661± 0.0053
175.4	0.2057± 0.0500	0.1503± 0.0447± 0.0030	0.1265± 0.0660± 0.0208	0.1230± 0.0562± 0.0155
217.5	0.1106± 0.0335	0.0768± 0.0296± 0.0015	0.0972± 0.0418± 0.0303	0.0690± 0.0367± 0.0051
256.0	0.0619± 0.0271	0.0416± 0.0237± 0.0008	0.0265± 0.0427± 0.0816	0.0208± 0.0370± 0.0104
293.0	0.0911± 0.0339	0.0404± 0.0227± 0.0008	0.0363± 0.0529± 0.0580	0.0303± 0.0322± 0.0055
328.4	0.0725± 0.0314	0.0816± 0.0358± 0.0016	0.0516± 0.0448± 0.0110	0.0816± 0.0358± 0.0016
363.2	0.1174± 0.0465	0.0726± 0.0377± 0.0015	0.0910± 0.0631± 0.0144	0.0580± 0.0510± 0.0082

表 4.6: CsI カロリメーターの光子非検出効率。1MeV 以下でイベント数を使って算出した非検出効率である。

E_γ (MeV)	no cut $\times 10^{-4}$	wide cut $\times 10^{-4}$	direct sub. $\times 10^{-4}$	wide+direct sub. $\times 10^{-4}$
22.4	3.7022± 4.0944	2.5994± 2.7341± 0.2210	3.5625± 3.9272± 0.3258	2.5994± 2.7341± 0.2210
55.9	0.5291± 0.1025	0.3981± 0.0886± 0.0338	0.5091± 0.1017± 0.2422	0.3966± 0.0891± 0.0343
93.5	0.3506± 0.0719	0.3281± 0.0746± 0.0279	0.3416± 0.0726± 0.2594	0.3258± 0.0754± 0.0290
132.0	0.2433± 0.0445	0.2422± 0.0476± 0.0206	0.2403± 0.0457± 0.2030	0.2422± 0.0476± 0.0206
170.8	0.2475± 0.0447	0.2597± 0.0511± 0.0221	0.2436± 0.0462± 0.1596	0.2594± 0.0510± 0.0223
207.7	0.2053± 0.0346	0.2067± 0.0372± 0.0176	0.1995± 0.0373± 0.1534	0.2030± 0.0391± 0.0193
244.7	0.1654± 0.0297	0.1615± 0.0309± 0.0137	0.1616± 0.0318± 0.0909	0.1596± 0.0325± 0.0146
281.5	0.1572± 0.0302	0.1553± 0.0312± 0.0132	0.1531± 0.0329± 0.0594	0.1534± 0.0334± 0.0141
327.0	0.0985± 0.0067	0.0913± 0.0068± 0.0007	0.0940± 0.0074± 0.0389	0.0909± 0.0070± 0.0009
368.3	0.0619± 0.0051	0.0598± 0.0053± 0.0005	0.0609± 0.0055± 0.0264	0.0594± 0.0056± 0.0007
406.3	0.0413± 0.0041	0.0392± 0.0042± 0.0003	0.0399± 0.0046± 0.0154	0.0389± 0.0045± 0.0004
443.4	0.0276± 0.0034	0.0264± 0.0035± 0.0002	0.0261± 0.0039± 0.0141	0.0264± 0.0035± 0.0002
480.3	0.0194± 0.0028	0.0157± 0.0026± 0.0001	0.0179± 0.0034± 0.0074	0.0154± 0.0029± 0.0003
517.2	0.0158± 0.0025	0.0144± 0.0025± 0.0001	0.0134± 0.0032± 0.0054	0.0141± 0.0028± 0.0003
554.5	0.0104± 0.0020	0.0083± 0.0019± 0.0001	0.0074± 0.0028± 0.0043	0.0074± 0.0023± 0.0005
591.9	0.0162± 0.0029	0.0058± 0.0016± 0.0000	0.0132± 0.0037± 0.0019	0.0054± 0.0020± 0.0002
703.2	0.0090± 0.0015	0.0060± 0.0012± 0.0007	0.0050± 0.0022± 0.0018	0.0043± 0.0017± 0.0014
744.7	0.0056± 0.0011	0.0029± 0.0008± 0.0003	0.0031± 0.0017± 0.0011	0.0019± 0.0012± 0.0008
784.6	0.0055± 0.0012	0.0018± 0.0007± 0.0002	0.0045± 0.0016± 0.0008	0.0018± 0.0007± 0.0002
824.8	0.0045± 0.0011	0.0017± 0.0007± 0.0002	0.0029± 0.0015± 0.0044	0.0011± 0.0010± 0.0005
864.6	0.0033± 0.0009	0.0015± 0.0006± 0.0002	0.0010± 0.0015± 0.0023	0.0008± 0.0009± 0.0005
904.7	0.0085± 0.0016	0.0052± 0.0013± 0.0006	0.0049± 0.0023± 0.0021	0.0044± 0.0017± 0.0009
945.0	0.0092± 0.0017	0.0033± 0.0010± 0.0004	0.0047± 0.0025± 0.0030	0.0023± 0.0014± 0.0008
984.8	0.0105± 0.0020	0.0031± 0.0010± 0.0004	0.0032± 0.0030± 0.0044	0.0021± 0.0015± 0.0008

表 4.7: 1mm/3mm の光子非検出効率。10MeV 以下の平均でイベント数を求めた時の値である。

E_γ (MeV)	no cut $\times 10^{-4}$	wide cut $\times 10^{-4}$	direct sub. $\times 10^{-4}$	wide+direct sub. $\times 10^{-4}$
22.4	18.758± 21.622	12.378± 13.720± 1.052	17.812± 20.760± 0.369	12.378± 13.720± 1.052
55.9	1.4699± 0.3381	0.9586± 0.2572± 0.0855	1.3429± 0.3449± 0.2247	0.9490± 0.2631± 0.0854
93.5	0.5580± 0.1640	0.3831± 0.1332± 0.0356	0.5154± 0.1773± 0.1818	0.3691± 0.1433± 0.0390
132.0	0.2501± 0.0819	0.2247± 0.0810± 0.0191	0.2380± 0.0917± 0.0812	0.2247± 0.0810± 0.0191
170.8	0.1882± 0.0718	0.1820± 0.0761± 0.0161	0.1586± 0.0888± 0.1242	0.1818± 0.0761± 0.0156
207.7	0.1649± 0.0634	0.1139± 0.0534± 0.0103	0.1050± 0.0886± 0.0667	0.0812± 0.0733± 0.0247
244.7	0.1378± 0.0594	0.1420± 0.0625± 0.0124	0.1032± 0.0810± 0.0538	0.1242± 0.0786± 0.0203
281.5	0.1241± 0.0603	0.0888± 0.0516± 0.0077	0.0828± 0.0864± 0.0360	0.0667± 0.0722± 0.0177
327.0	0.1041± 0.0162	0.0558± 0.0119± 0.0006	0.0703± 0.0230± 0.0283	0.0538± 0.0138± 0.0014
368.3	0.0502± 0.0112	0.0382± 0.0101± 0.0004	0.0424± 0.0148± 0.0235	0.0360± 0.0122± 0.0013
406.3	0.0426± 0.0107	0.0307± 0.0094± 0.0003	0.0319± 0.0151± 0.0140	0.0283± 0.0117± 0.0013
443.4	0.0378± 0.0106	0.0235± 0.0086± 0.0002	0.0283± 0.0150± 0.0141	0.0235± 0.0086± 0.0002
480.3	0.0454± 0.0121	0.0140± 0.0068± 0.0001	0.0377± 0.0162± 0.0088	0.0140± 0.0067± 0.0001
517.2	0.0363± 0.0109	0.0170± 0.0075± 0.0002	0.0155± 0.0175± 0.0272	0.0141± 0.0102± 0.0014
554.5	0.0302± 0.0101	0.0147± 0.0071± 0.0002	0.0082± 0.0170± 0.0018	0.0088± 0.0111± 0.0028
591.9	0.1083± 0.0227	0.0306± 0.0115± 0.0003	0.0851± 0.0299± 0.0019	0.0272± 0.0147± 0.0018
703.2	0.0402± 0.0092	0.0181± 0.0063± 0.0020	0.0017± 0.0162± 0.0081	0.0018± 0.0112± 0.0020
744.7	0.0297± 0.0080	0.0057± 0.0021± 0.0006	0.0070± 0.0136± 0.0084	<0.0062(68%C.L.)
784.6	0.0340± 0.0090	0.0081± 0.0043± 0.0009	0.0262± 0.0124± 0.0021	0.0081± 0.0043± 0.0009
824.8	0.0349± 0.0092	0.0127± 0.0056± 0.0014	0.0250± 0.0132± 0.0257	0.0084± 0.0084± 0.0034
864.6	0.0177± 0.0025	0.0084± 0.0045± 0.0009	<0.0193(68%C.L.)	0.0021± 0.0079± 0.0009
904.7	0.0653± 0.0140	0.0328± 0.0100± 0.0037	0.0403± 0.0200± 0.0130	0.0257± 0.0137± 0.0070
945.0	0.0657± 0.0140	0.0188± 0.0073± 0.0021	0.0236± 0.0218± 0.0260	0.0093± 0.0116± 0.0064
984.8	0.0702± 0.0155	0.0234± 0.0086± 0.0026	0.0073± 0.0254± 0.0126	0.0130± 0.0134± 0.0074

表 4.8: 1mm/3mm の光子非検出効率。1MeV 以下のイベント数を使って算出した値である。

第5章　結果のチェック

5.1　中性子の検出効率のチェック

光子非検出効率を求める時に使った中性子の検出効率は、tail region で求めたものである。ところが、実際の光子非検出効率は $E_{sample} < 10MeV$ のイベント数であるから、この領域で中性子の検出効率が求まれば最も良い。しかし統計的にイベント数が足りないので、tail region での値を使っている。そこで、中性子の検出効率が tail ratio で変化がないかチェックをする。図 5.1 に各ビームエネルギーでの値を示す。特にバックグラウンドを強く被っている 1100MeV では、バックグラウンドを落す処理をしないと、tail ratio 0.1 以下で急に落ちているが、wide+direct subtruction をすることにより、概ね flat になっている。

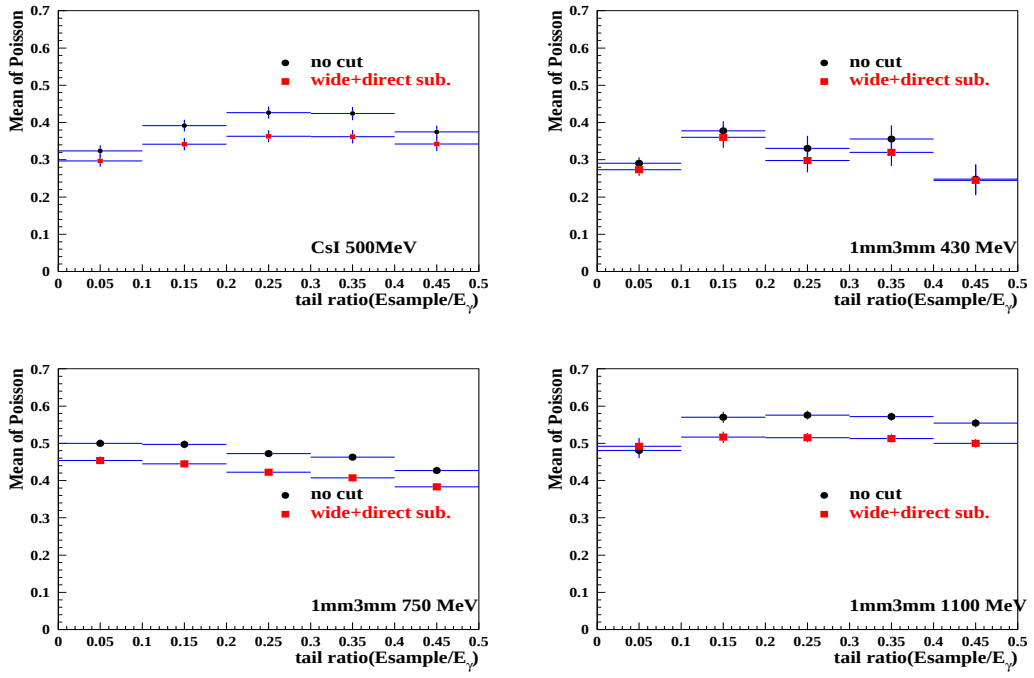


図 5.1: 中性子検出効率と tail 比との相関図。特にバックグラウンドを強く被っている 1mm/3mm 1100MeV では、バックグラウンドを落すカットを加えないと、tail の 1 以下で multiplicity が落ちているが、カット後は概ね flat になっている。

5.2 光核反応の断面積との比較

この解析では、tail region(E_sample/E_γ <0.5) で LS に中性子を要求するで、光核反応を起こしたイベントと同定している。従ってそのイベント数は、光核反応の断面積と相関があるはずである。規格化にカスケードシャワー (γ tagging trigger) のイベント数を使うことにより、次の関係が成り立つ。

$$(tail - to - total\ ratio) = \frac{N(tail\ with\ neutron)}{N(\gamma\ event)} \propto \frac{\sigma_{photonuclear\ interaction}}{\sigma_{cascade\ shower}}$$

図 5.2 に、tail-to-total ratio と断面積の比を示す。傾向としては一致している。光子のエネルギーが 250MeV 以上の時、tail-to-total ratio が断面積比に対して落ちている。これは図 4.27 でわかるように π 中間子の閾値 (140MeV) 以上で光核反応により荷電粒子が放出され、光核反応が起きた時のサンプルの deposit が増えるために、tail region(Esample/E_γ <0.5) 以上にイベントが洩れる割合が変わっているためと推定される。

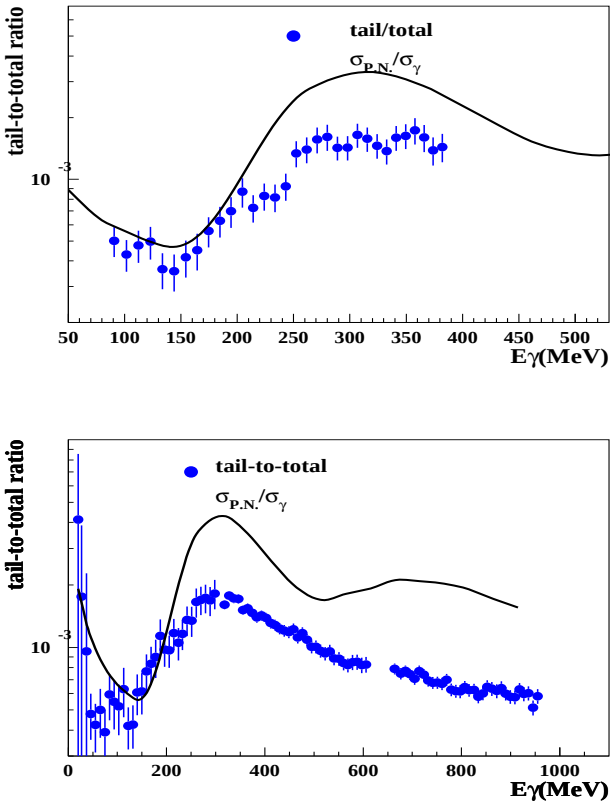


図 5.2: tail/total と (光核反応の断面積)/(シャワーの断面積) の比較。上図が CsI、下図が 1mm/3mm における比較図で、実線が断面積の比である。

5.3 Miss tagging rateとBV counterによるバックグラウンドの抑制

直接サンプルのdepositの低い所を数えることにより、非検出効率を求めるのは、ビームライン起因のバックグラウンドが多いため不可能であることは、すでに説明した。ここでは、実際にビームライン起源のバックグラウンドを調べる。バックグラウンドは、光子の生成を知らせる信号tag sigmaが発生しているのにも関わらず、実際光子が来ていなイベントであるから、次のように定義できる。

$$miss\ tagging\ rate = \frac{N(Esample < 1MeV)}{N(total\ event)}$$

図5.3に、各エネルギーの時のmiss tagging rateのtagging counter依存性を示す。傾向としては、電子のエネルギーが低い時は、tagging counterの下流側が大きくなっており、電子のエネルギーが高い時は逆にtagging counterの上流側が大きくなっている。miss taggingの起こる機構としては、主に電子・陽電子対生成が原因だと考えられが、これを抑制するためにE+ counterをいれている。

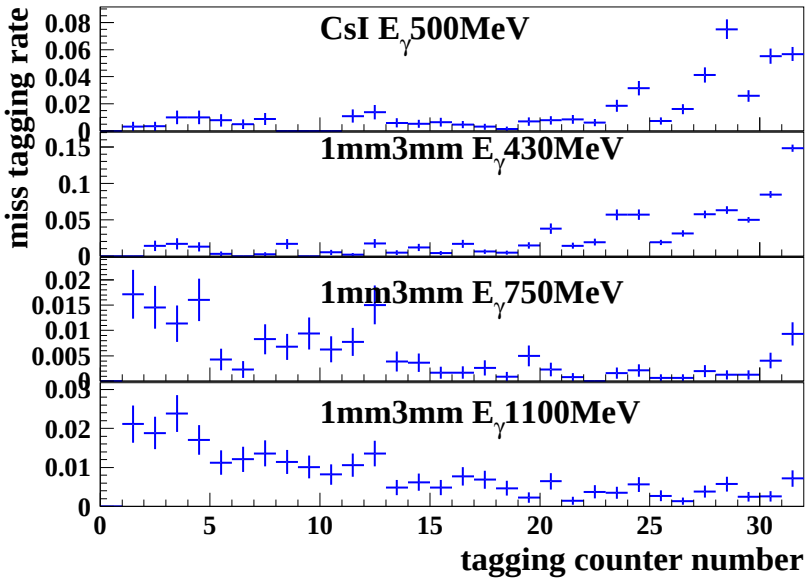


図 5.3: miss tagging rate。

次に、特にバックグラウンドレベルの高い 1100MeV の時の、BV counter にシグナルがあった時のサンプルの deposit が 10MeV 以下のエネルギー分布を図 5.4 示す。これは、どの BV counter が miss tagging を強く抑制しているかを示している。特に E+ counter が 0MeV にはいるバックグラウンドを多く落しているのがわかる。この傾向はどのエネルギーの時も同じである。

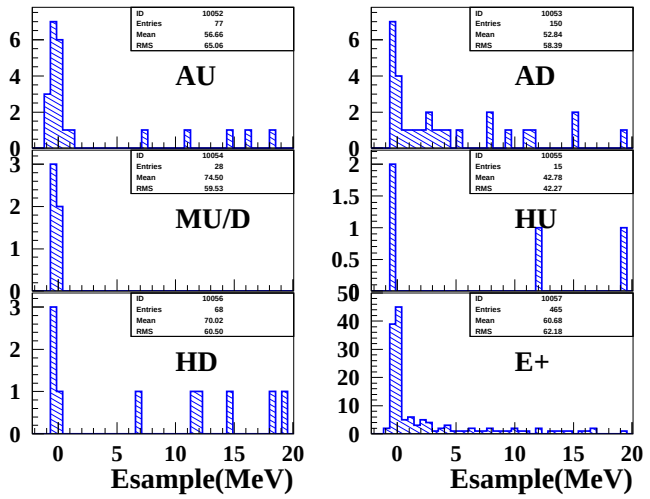


図 5.4: 各 BV counter にシグナルがあった時のサンプルの deposit。E+ counter が、最も効率的に非検出効率の候補にはいる (Esample<10MeV) バックグラウンドを落すことができる。

電子・陽電子対生成などのビームライン起源のバックグラウンドを避けるために、中性子検出器 (LS) を使って、そこにシグナルを要求している。この時バックグラウンドは、tagging counter と LS の accidental coincidence である。そこで図 5.5 に、E-region にイベントがあった時、すなわち LS で中性子と識別されるイベントがあった時の BV counter のイベント数を示す (E_γ=1100MeV)。これは、どの BV counter が accidental coincidece を多く抑制しているかを意味し、AD counter のイベント数が多いのがわかる。accidental coincidence の生じるメカニズムは次節で示す。

まとめると、バックグラウンドになるイベントは miss tagging した時に LS と coincidence があり、更にそのイベントは中性子の領域 (A-region) に入らなくてはいけない。BV counter の内、E+ counter は非検出効率の候補のバックグラウンドを減らすのに効果的であり、AD counter は tagging counter と LS の accidental coincidence を抑制していることがわかった。

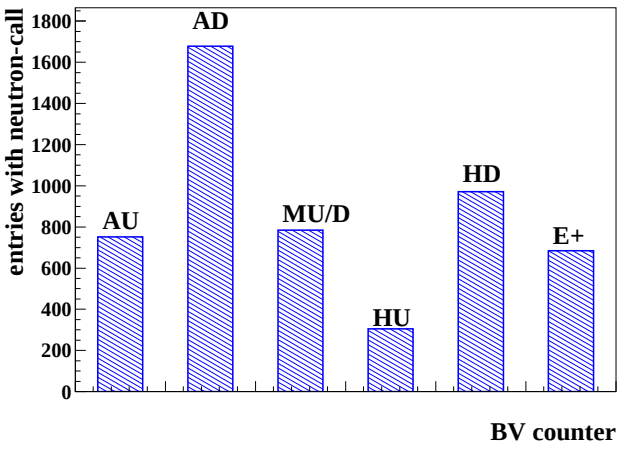


図 5.5: E-region(バックグラウンド) にイベントがあった時の、各 BV counter のイベント数。イベント数は BV の閾値以上の値である。AD counter が最も accidental coincidence を抑制していることがわかる。

5.4 accidental coincidenceの原因

バックグラウンドを調べるためにサンプルを置かずに実験を行った (以下 calorimeter empty run)。この時トリガーは tag sigma と LS の coincidence を使った。サンプルは置いていないので、すべてのイベントが accidental coincidence である。電子のエネルギー 750MeV である。これから、LS と tagging counter の accidental coincidence を詳しく調べることができる。図 5.6 に、何もカットを加えていない n-w ratio と LS TDC の相関図を示す。この段階では、中性子領域 (A region) にもイベントが多く存在する。これに、BV veto を soft 的にいれたものを図 5.7 に示す。BV の cut で、かなりのイベント (accidental coincidence) が減っているのがわかる。さらに、LS wide で E region を落すようにカットを加えたのが図 5.8 である。wide カットは特に A-C-E region、つまり n-w ratio の低いイベントを落している。カットにより減らしたイベント数は、BV cut と n-w ratio で同程度である。

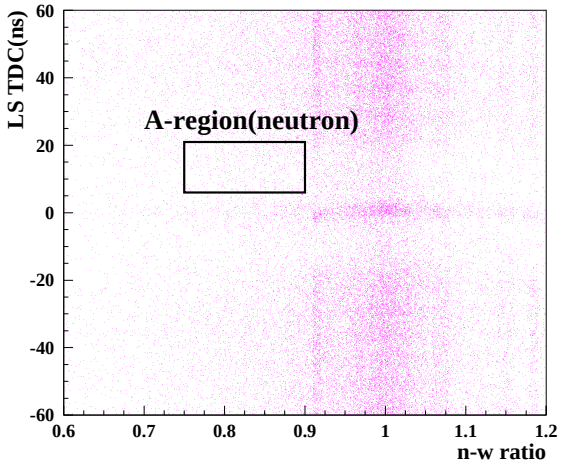


図 5.6: calorimeter empty run における n-w ratio と LS TDC の相関図。

図 5.9 に、BV counter ごとのイベント数を示す。この図から特に AD counter が veto として強く効いているのがわかる。AD counter は、サンプルに一番近い場所におかれた光子ビームをコリメートするための counter である。図 5.10 に LS のイベント分布を示す。LS の上流側のイベント数が多い。従って、accidental coincidence の原因の一つは図 5.11 に示すように、ターゲットやその他の物質による multiple scattering 等によって曲がった光子によるものだと考えられる。

以上により、BV+wide カットの結果 A region には、80event が残った。これを入射電子数を使って規格化すると、8.3event/10^9electron となる。これは、tagging counter と LS の accidental coincidence を起こす確率であるので、バックグラウンドはこれに miss tagging rate をかければ良い。同じように、各 run で中性子数を入射電子数で規格化すれば、バックグラウンドレベルが算出できる。この結果を表 5.1 に示す。各 run の E-region から求めたバックグラウンド (表 4.1) と

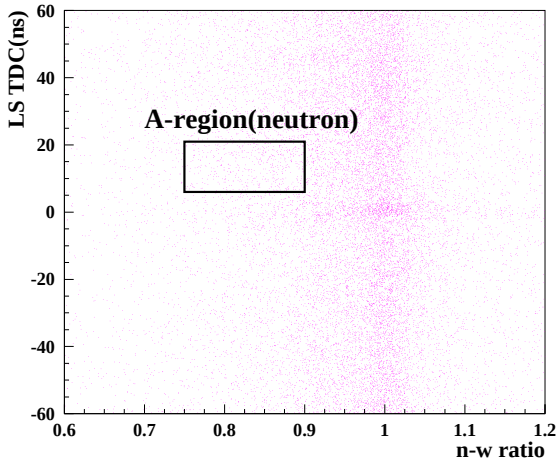


図 5.7: calorimeter empty run で BV カットをしたときの n-w ratio と LS TDC の相関図。BV カットが有効に効いている。

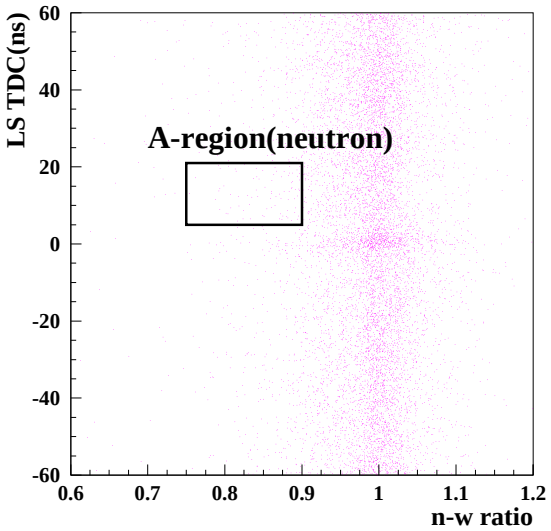


図 5.8: wide カットと BV カットをかけた時の n-w ratio と LS TDC の相関図。その結果 Aregion には 80event/100kevents が残った。

比べて、低エネルギー側は良く合っており、全体的にも傾向はあっている。

サンプル (E_e) (E_e)	中性子数 (signal) (E_{sample} <1MeV) (event/10^9electron)	予想される バックグラウンド数 (event/10^9electron)	バックグラウンドレベル (E-region から求めた値)
CsI(500MeV)	14.5	0.174	1.2%(1.4%)
1mm/3mm(430MeV)	36.7	0.27	0.7%(0.7%)
1mm/3mm(750MeV)	3.0	0.068	2.2% (0.8%)
1mm/3mm(1100MeV)	0.7	0.089	12.7% (24.6%)

表 5.1: calorimeter empty run から予想されるバックグラウンドレベル。中性子数は、サンプルの deposit の 10MeV 以下のイベント数を平均した値である。

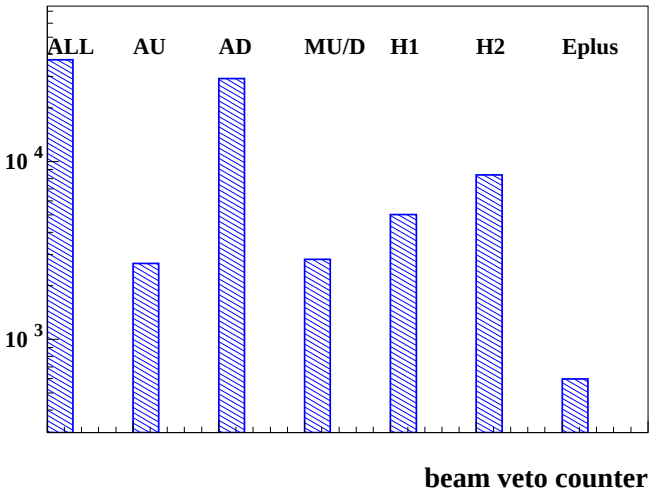


図 5.9: calorimeter empty run で BV counter のカットの閾値以上の hit 分布。ほとんどのイベントが AD counter にあたっていることがわかる。

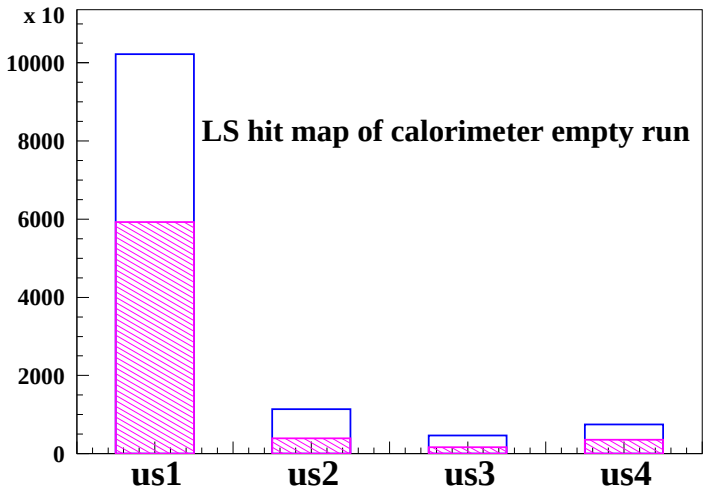


図 5.10: calorimeter empty run における LS の hit 分布。斜線が BV にカットを加えた後のイベント数。上流側の LS のイベント数が多い。

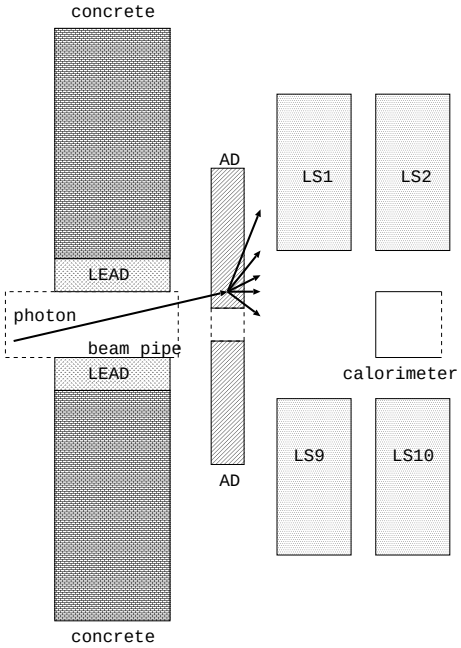


図 5.11: BV counter の hit 分布と LS の hit 分布から推定される、tagging counter と LS の accidental coincidence の生じる機構。multiple scattering 等で光子が曲がったために起きる。

5.5 高エネルギー粒子によるバックグラウンド

ここでは、LS のエネルギー (wide) が over flow になるような比較的高エネルギーの粒子によるバックグラウンドを考察する。LS の over flow は、中性子を要求する時には落しているので、実際にバックグラウンドになることはないが、そのカットによりどれほどのバックグラウンドを落しているかを確認する。高エネルギーな粒子の候補としては、宇宙線が考えられる。宇宙線は LS 中で平均 30MeV 程度の deposit をするので、LS ADC ではほとんどが over flow であり、また時間的にも一様にくる。従って、宇宙線が LS にあたり、tagging counter と coincidence することで、バックグラウンドになり得る。まず、次の条件のイベントを pick up する (図 5.12)。

- LS の overflow イベント。
- LS の時間的の flat な成分。LS TDC<-20nsec or 20nsec<LS

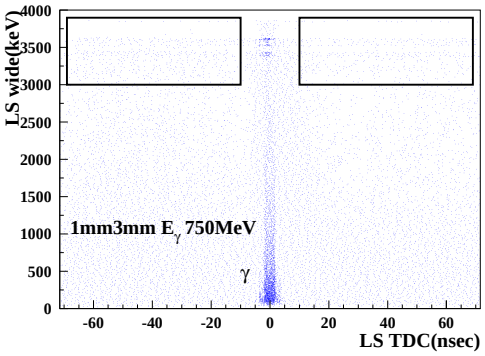


図 5.12: LS TDC と wide の相関図。box がカットの条件であるが、TDC の overflow のイベントも入れている (E_γ=750MeV 1mm/3mm)。

この条件で、LS の hit 分布をみると図 5.13 のようになる。LS の下流側 (us3、us4) のイベント数が多くシャワーが起きている時の LS 分布 (図 4.20) と似ている。また、calorimeter empty の時は同じ条件でも flat になっている。従って、このイベントは off timing の光子がサンプルに当たり、その時のシャワーの一部が LS に当たっていることを意味する。この時の LS の TDC 分布を図 5.14 に示す。これより、高エネルギー粒子による accidental coincidence のレートが計算でき、表 5.2 のようになる。計算はイベント数をライブタイムで割ればよいが、γ tagging trigger なので prescale factor を掛けている。

宇宙線は LS の上流、下流には依存せず一様に分布しているはずであるから、最もイベント数の少ない LS のイベント数程度の粒子 (宇宙線) が、全ての LS に一様に当たっていると仮定する。基準の LS はサンプル run では最も上流の LS(us1) で、calorimeter empty run では最も下流の LS(us4) である。それより求めたイベントレートも表中に示している。この数値は flat 成分のイベントレートの最大値を意味している。

LS は、真上から見ると 20cm×30cm 程度のサイズなので、宇宙線が $1event/(100cm^2 \cdot sec)$ の頻度でくるとすると、LS 全部で約 60Hz である。LS は self trigger なので、その single rate で宇宙線のレートを割ると LS の 1 trigger あたりに宇宙線のイベントをとる確率になる。これに DAQ のトリガーレートをかければ、実際に宇宙線のイベントが DAQ によってとられるレートになる。

$$\begin{aligned}(\text{予想される宇宙線レート}) &= (LS1trig.\text{あたり宇宙線が入る確率}) \times (readout\ rate) \\ &= [60Hz/(LS\ single\ rate)] \times (readout\ rate)\end{aligned}$$

表 5.2 より低エネルギー側では、宇宙線のレートと良く合っているが、高エネルギー側でやや大きくなっている。これは、flat の基準とした us1 に宇宙線以外のバックグラウンドを多く被っているために、flat な成分が over estimate になっていると推定される。

まとめると、LS の over flow で、時間的に一様な成分のイベントレートが、宇宙線の予想レートと良く一致した。これは、over flow のカットにより宇宙線起源のバックグラウンドを十分に落していることを意味している。

サンプル (電子エネルギー)	accidental レート (all event)	accidental レート (maximum flat component)	予想される宇宙線レート
CsI(500MeV)	1.2 Hz	0.34 Hz	0.30 Hz
1mm/3mm(430MeV)	0.70 Hz	0.18 Hz	0.23 Hz
1mm/3mm(750MeV)	3.1 Hz	0.47 Hz	0.18 Hz
1mm/3mm(1100MeV)	12.7 Hz	3.1 Hz	0.17 Hz

表 5.2: LS のエネルギーが大きく (3MeV 以上)、時間的に一様な成分のイベントレート。宇宙線はどの LS にも均等に hit しているのであるから、最もイベント数の少ない LS 1 を基準として maximum の flat component が算出したものを表中に示した。

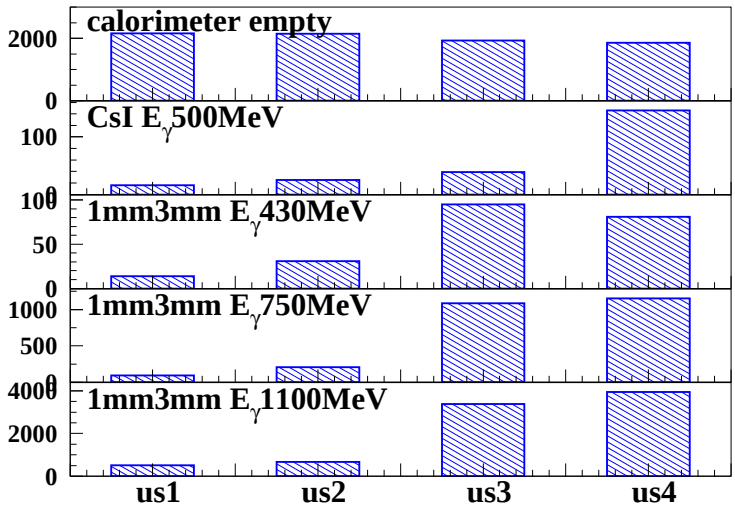


図 5.13: LS のエネルギーが over flow で、かつ時間的に一様に来ているイベントの LS の hit 分布。サンプルがある時は下流側のイベントが多い。

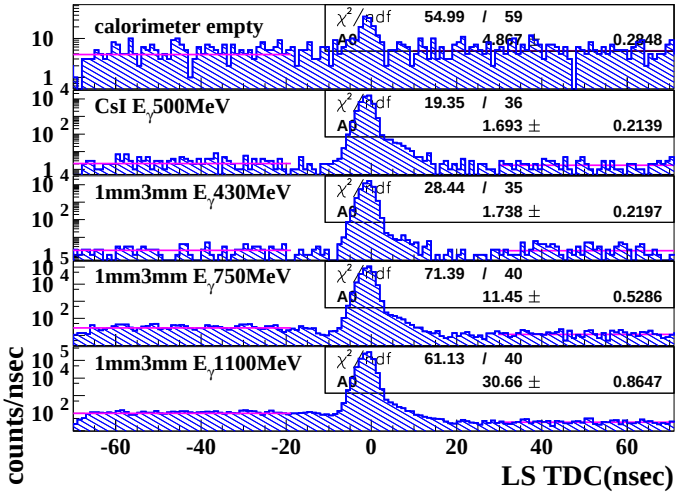


図 5.14: LS で over flow で、かつ時間的に一様に来ているという条件をかけたときの TDC 分布。

5.6 direct subtrunction の正当性

光子非検出効率を求めるのに、A region のイベントから E region のイベントを直接差し引いた。時間的にみて A region と E region が flat、すなわち accidental なイベントが時間的に見て一様に来ていれば、この操作は正当である。そこで、calorimeter empty run を使って確かめる。その結果を図 5.15 に示す。B-D-F は、N(F region)=(60.7±1.9)event/nsec、N(B region)=(64.5±2.1)event/nsec で 1σ で一致している。A-C-E では、N(E region)=(3.3±0.5) event/nsec でイベント数は 54event、N(A region)=(5.1±0.6)event/nsec でイベント数は 86event であり、2σ の範囲では flat といえる。flat にならない理由、すなわち accidental coincidence が時間的に一様でない原因のひとつとしては、spill time が flat でないために accidental のイベントが hit する確率が、trigger のかかる時間の前 (E-region) と後 (A-region) で差が生じるためと推定される。実際、図 5.16calorimeter empty run の spill time は右上がりになっており、従って trigger の後 (A-region) に accidental なイベントが入る確率が大きくなっている。この flat からのずれは、光子非検出効率の系統誤差にいれている。

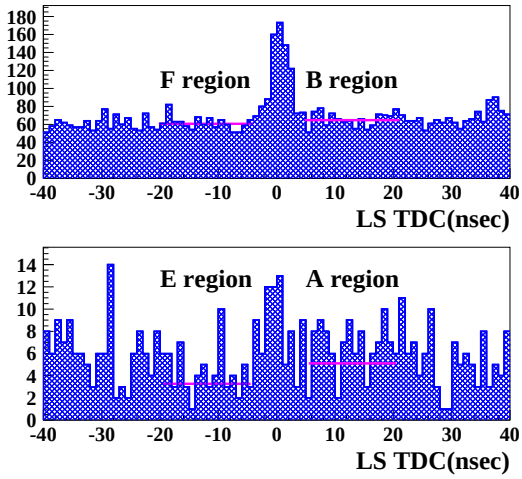


図 5.15: calorimeter empty run における accidental coincidence の flatness。wide cut と BV cut をいれており、上図が B-D-F region、下図が A-C-E region である。

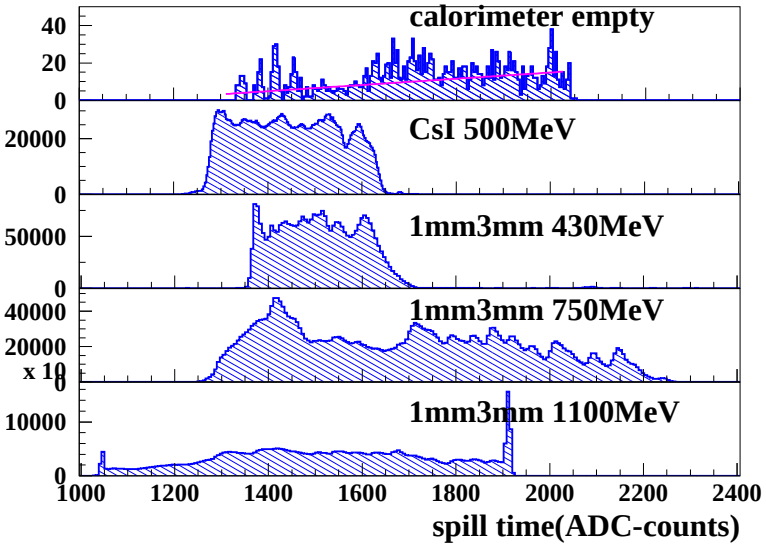


図 5.16: spill time の構造。横軸が trigger のかかる時間で、縦軸がその頻度である。calorimeter empty run では全体として右上がりになっている。

5.7 エネルギー分解能と位置分解能の概算

非検出効率とは直接関係ないが、サンプルの較正の一つとして、この実験で使用したカロリメーターのエネルギー分解能を示す。図5.17にエネルギー分解能のエネルギー依存性を示す。1mm/3mmのエネルギー分解能は$5.5\%/\sqrt{E(GeV)}$と求まった。CsIは$1/\sqrt{E}$には従わず$1/E^{0.7}$がベストフィットで、$1.6\%/E^{0.7}(GeV)$と求まった。

1mm/3mmに関しては6方向から読みだしているので、6つのPMTのdepositの重心をとることにより位置分解能を概算できる。図5.18に位置分解能のエネルギー依存性を示す。エネルギー依存性は概ね$1/\sqrt{(}E(GeV))$に従い、$5\mathrm{mm}/\sqrt{E(GeV)}$+5を得た。また、サンプルのdepositとその中心からの距離の相関も示している。

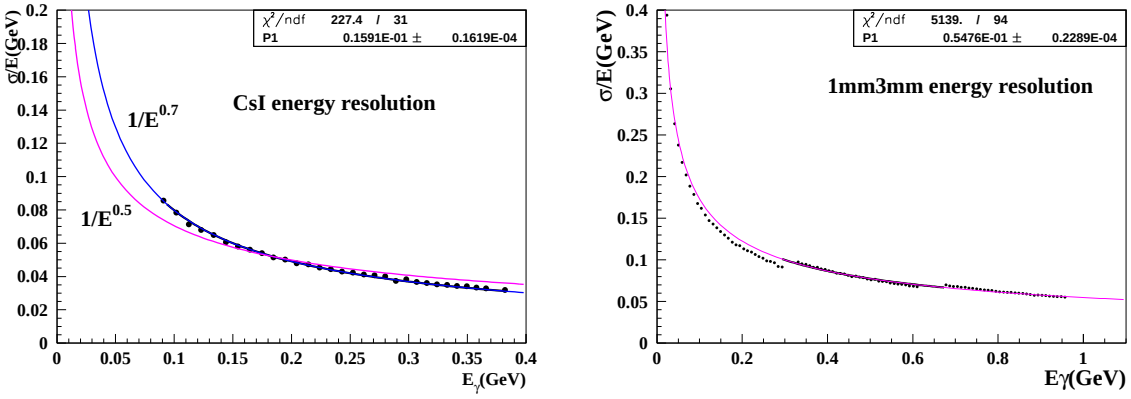


図 5.17: CsIと1mm/3mmのエネルギー分解能。CsIは$1/\sqrt{E}$に従わず、$1/E^{0.7}$がベストフィットであった。

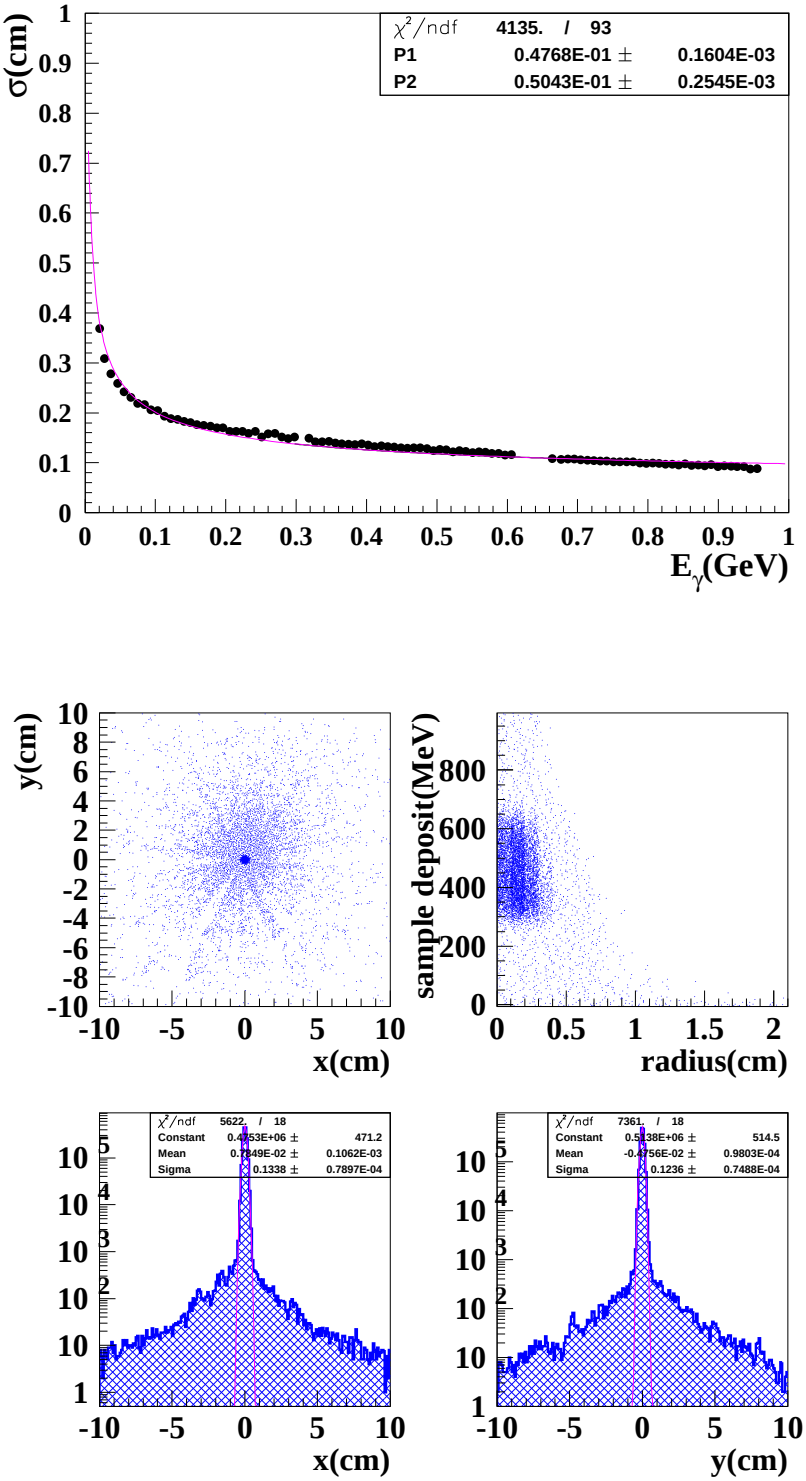


図 5.18: 1mm/3mm カロリメーターの位置分解能。半値幅で 3.5mm である。またサンプルの deposit と中心からのずれの相関も示している。

第6章　まとめ

6.1　$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 崩壊分岐比測定実験

CP 非保存の起源の解明と標準模型の検証のため、$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 崩壊分岐比測定実験を計画している。検出器にはカロリメーターを使うが、バックグラウンドの理解のためには、カロリメーターの光子非検出効率を詳細に知る必要がある。

そこで本研究では、CsI カロリメーターと 1mm/3mm サンプリングカロリメーターの光子非検出効率を測定、解析を行った。

6.2　実験

実験は KEK 田無の 1.3GeV 電子シンクロトロンで行った。方法としては、カロリメーターに deposit がなく、かつ周囲に配置した液体シンチレーター (LS) に中性子を要求することでバックグラウンドを抑制し、特に実験的に調べる必要のある光核反応起因の光子非検出効率を調べた。

6.3　解析結果

解析の結果、各カロリメーターとも E_γ >100MeV で光子非検出効率が 10^{-4} 以下になり、CsI では E_γ >200MeV で、1mm/3mm では E_γ >330MeV で 10^{-5} 以下という結果を得た。解析上で最も難しかったのはバックグラウンドに対する処理で、本解析では LS wide によるカットと、off timing(E-region) のイベントを直接差し引く処理をすることにより、バックグラウンドを取り除いた。

6.4　結論・今後

本研究により、カロリメーターの非検出効率を算出したことで、$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 崩壊分岐比測定実験が十分可能であることを示した。次のステップは、その値を使って詳細にバックグラウンドを計算することが必要である。

関連図書

[1] R. Belusevic, KEK-Preprint 97-264 (1998)

[2] T. Inami and C. S. Lim, Prog. Theor. Phys. 65, 297 (1981)

[3] J. H. Christenson et al, Phys. Rev. Lett. 13 138 (1994)

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

[5] T. Inagaki et al., KEK-Internal 96-13 (1996)

[6] C. Caso et al(Particle Data Group), Europ. Phys. Joun. C 3 1-4(1998)

[7] L. S. Littenberg, Phys. Rev. D39 3322 (1989)

[8] A. J. Buras and R. Fleischer, Hep-Ph/9704376

[9] D. Rein and L. M. Sehgal, Phys. Rev. D39 3325 (1998)

[10] H. B. Greenlee, Phys. Rev. D42 3724 (1990)

[11] Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 51, 1945 (1983)

[12] T. Goto et al., KEK-TH-445 (1995)

[13] J. Adams et al., HEP-ex/9806007 (1998)

[14] T. Inagaki et al., KEK-Preprint 98-191(1998)

[15] T. Akagi et al., Phys. Rev. D51, 5, 2061 (1995)

[16] M. Kobayashi and Y. Yoshimura, KEK-Proceedings 97-9 (1997)

[17] M. Kobayashi and Y. Yoshimura, Scinllator properties(unpublished)

[18] M. Maki, 高エネルギー物理学実験

[19] Y. Sumi, 原子核物理入門

[20] A. Lepretre et al, Nucl. Phys. A367 237 (1981)

[21] P. Carlos et al, Nucl. Phys. A431 573 (1984)

[22] S. Ajimura et al, KEK-Preprint 97-243 (1997)

[23] G. F. Knoll, Radiation Detection and Mesaurent,2nd edition

[24] S. Usuda et al, Nucl. Instr. and Meth. A321 247 (1992)

[25] J. H. Lee at el, Nucl. Instr. and Meth. A402 147 (1998)

[26] H. Nishikawa et al, KEK-Proceedings 97-9 1 (1997)

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々の御協力、御指導を承り本当にありがとうございました。

塚本先生には、本研究のように非常にやりがいのあるテーマを与えてくださり、ご多忙にも関わらず実験、解析、さらに研究全般において多くの御指導ありがとうございました。

稲垣先生は、本研究の立案、責任者であり、本研究も稲垣先生なくしてはあり得ませんでした。さらに、実験や解析において多くの御指導、御指摘ありがとうございました。

山中先生、有坂先生、佐藤先生、新川先生には、実験の立ち上げから解析にいたるまで多くの御指導をありがとうございました。

鈴木さんには、実験の立ち上げから DAQ の構築などたいへん感謝しています。また、解析上でも多くの御指摘ありがとうございました。

宮原氏には、miss tagging や BV の解析をしていただき、また解析上の多くの議論たいへん感謝しています。

紅林氏、森氏、松村氏には、実験から解析まで多くの議論をありがとうございました。

また、Bob 氏、Rick 氏、そのほかの ES171collaborator の皆様には、実験、解析を通して多くのことを御指摘ありがとうございました。

奥野先生をはじめとする ES スタッフの方々のおかげで実験がスムーズに進み、大変感謝しています。

皆様のおかげで、本当に充実した研究生活がおくることができたことを感謝します 。