



修士論文

# KOTO 実験におけるビーム外縁部を覆う中性 子低感度な光子検出器の開発と性能評価

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

篠原智史

平成 28 年 1 月 27 日



## 論文要旨

KOTO 実験は  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  稀崩壊探索により標準理論を超える物理の発見を目的とした、大強度陽子加速器施設 J-PARC で行なわれている国際共同実験である。KOTO 実験では  $\pi^0$  の崩壊により生じた 2 つの  $\gamma$  を検出するカロリメータと  $\pi^0$  以外に何も無い ( $\nu$  は検知されない) ということを保証するための veto 検出器群が全崩壊領域を覆うように設置してある。ビーム下流にはビームホールを抜けてくる  $\gamma$  を veto するためのビームホール光子検出器 (BHPV) が設置されている。しかし、この BHPV はビーム中心に関しては高い背景事象削減力を持つ一方で、ビーム外縁部には不感領域があることが判明した。本研究ではこの不感領域による  $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊由来の背景事象が標準理論感度で信号事象 1 イベントに対して約 1.9 イベント相当残ることを明らかにした。また、この背景事象のうち BHPV に入射する 1 GeV 以上の  $\gamma$  を主に削減する必要があることを示し、その  $\gamma$  が BHPV 直後では広範囲にわたっていることも示した。さらにビーム外縁部には大量の中性子が残存していることをシミュレーションによって確認した。

示した削減すべき背景事象のためにビーム外縁部を覆う鉛とアクリルのチェレンコフ検出器を考案し、開発を行った (BHGC)。 $\gamma$  は鉛内での対生成により電子陽電子になり、それらがアクリルに入射しチェレンコフ光を発生させる。そのチェレンコフ光をアクリル内で伝搬させて光電子増倍管で捉えることで  $\gamma$  の検出を行う。また一方で、陽子や荷電パイオンなど、中性子の反応由来の荷電粒子は、電子陽電子に比べ質量が重く速度が遅いため、チェレンコフ発光の閾値を超えにくい。さらに、発光が起きても、チェレンコフ角が小さくアクリル内を伝播する全反射条件をみたしにくい。この 2 つの性質を用い、中性子由来のヒットを削減する。

アクリルチェレンコフ検出器の評価のために電子ビームによるテスト実験を行った。さらに開発した ray tracing コードを用いて光学シミュレーションを行い、検出器応答を評価した。そして得られた検出器応答を用いてシミュレーションを行い、BHGC 実機のデザインを決定した。決定したデザインのもと BHGC を製作し、2015 年 3 月にインストールが完了した。2015 年度の KOTO 実験の物理ランにおいては、BHGC の 1 光子に対する応答の評価方法を確立し、またビーム中のゲインの低下もないことを示してラン中の PMT の安定動作を担保した。さらにビームプラグを閉じて行う特別なランでは高速荷電粒子を選定し、アクリルの発光量測定を行った。光量測定の結果ではその安定性を担保し、アクリルの放射線損傷がないことを確認した。シミュレーションとの比較も行い、BHGC のビーム中の性能を評価した。

# 目次

論文要旨	iii
第 1 章 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索	1
1.1 理論的背景	1
1.1.1 CP 対称性の破れ	1
1.1.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理	2
1.2 過去の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験の結果	4
1.2.1 E391a 実験	4
1.2.2 KOTO 実験 2013 年 5 月ラン	4
第 2 章 KOTO 実験	5
2.1 KOTO 実験原理	5
2.1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊検出原理	5
2.1.2 $\pi^0$ の再構成	6
2.1.3 再構成 $\pi^0$ を用いた信号事象選択	7
2.1.4 Veto による背景事象の削減	8
2.2 ビームについて	9
2.2.1 J-PARC	9
2.2.2 ハドロン実験施設と標的	11
2.2.3 $K_L$ ビームライン	11
2.3 KOTO 実験検出器	12
2.3.1 CsI カロリメータ	13
2.3.2 Barrel Veto 検出器	14
2.3.3 Collar Counter	15
2.3.4 荷電粒子検出器	15
2.3.5 Beam Hole 荷電粒子検出器	15
2.3.6 Beam Hole 光子検出器	16

---

第 3 章	Beam Hole Guard Counter (BHGC)	18
3.1	$K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊背景事象	18
3.2	新検出器への要求	20
3.2.1	新検出器で veto すべき背景事象	20
3.2.2	ビーム最下流におけるビーム環境	24
3.3	Beam Hole Guard Counter (BHGC)	28
3.3.1	チェレンコフ光	28
3.3.2	BHGC 検出器原理	29
第 4 章	電子ビームを用いたアクリルチェレンコフ検出器の評価	32
4.1	光学シミュレーション	32
4.1.1	アクリルの透過率	32
4.1.2	PMT の量子効率	34
4.1.3	シミュレーション方法	34
4.2	ビームテスト	35
4.2.1	測定項目	35
4.2.2	実験のセットアップ	36
4.2.3	座標系	38
4.3	解析方法	38
4.3.1	1 光子に対する応答	38
4.3.2	PMT の安定性	40
4.3.3	換算方法	41
4.4	測定結果とシミュレーション比較	41
4.4.1	電子ビームで得られた典型的な波形	41
4.4.2	中心入射時の光量分布	43
4.4.3	入射位置依存性	45
4.4.4	入射角度依存性	47
4.4.5	モジュールの時間分解能とチェレンコフ光の伝搬速度	51
第 5 章	$K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊に対する Background 削減力	54
5.1	BHGC 実機のデザインについて	54
5.1.1	デザインの決定方法	54
5.1.2	使用するアクリル	56
5.1.3	考慮する項目	57
5.2	BHGC のデザイン	57

---

5.2.1	鉛厚	57
5.2.2	サンドイッチ構造	59
5.2.3	設置位置	60
5.3	Threshold	61
5.3.1	Accidental loss	61
5.3.2	Threshold の適正化	62
5.4	プラスチックシンチレータとの比較	63
5.5	入射粒子に対する応答	65
5.5.1	中性子に対する応答	66
5.5.2	$\gamma$ に対する応答	66
5.6	まとめ	67
5.6.1	BHGC で見込まれる背景事象削減力	68
5.6.2	カウンティングレート	69
第 6 章	BHGC 実機の性能評価	70
6.1	BHGC 製作とインストール	70
6.1.1	BHGC の製作	70
6.1.2	インストール	72
6.2	読み出し方法	73
6.3	2015 年度 KOTO 実験	74
6.3.1	ビームタイム	74
6.3.2	ビームについて	75
6.4	ランの種類	77
6.4.1	物理ラン	77
6.4.2	Beam plug closed run	77
6.4.3	Clock トリガーラン	77
6.5	BHGC の基本動作確認	78
6.5.1	1 p.e. calibration	78
6.5.2	実機の時間分解能の評価	80
6.5.3	チェレンコフ発光の光量測定	82
6.6	ラン中の検出器の安定動作確認	84
6.6.1	PMT の gain の安定性	85
6.6.2	光量の安定性	86
6.7	ビーム中での BHGC の評価	87
6.7.1	Beam loading effect	87

---

6.7.2	カウンティングレート . . . . .	89
6.7.3	Accidental loss . . . . .	90
6.8	BHGC 実機評価のまとめ . . . . .	92
第 7 章	考察	94
第 8 章	まとめ	96
	謝辞	98
	付録	100
	付録 A CsI カット条件 . . . . .	100
	付録 B even イベントと odd イベントが作る背景事象の違い . . . . .	101
	付録 C 透過率 . . . . .	102
	付録 D トリガーシンチによる光量分布への寄与 . . . . .	103
	参考文献	105





# 第 1 章

## $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索

KOTO 実験は  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  稀崩壊探索を通して、素粒子物理学における新しい物理を探る実験である。本章では現在の素粒子物理学における理論的な興味と、その興味に関わる  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊モードについて記述する。その後、過去に行われた  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊探索実験の簡単な説明を行う。

### 1.1 理論的背景

#### 1.1.1 CP 対称性の破れ

我々の宇宙は、物質により構成されており、反物質はほとんど存在しない (物質優勢宇宙)。この物質優勢宇宙の起源には、粒子と反粒子の間で物理法則が異なること (CP 対称性の破れ) が必要である [1]。CP 対称性の破れは、現在の素粒子物理の理論的な枠組みである標準理論 (Standard Model) に組み込まれており、クォーク間の世代間混合によって起きると説明される。クォークのフレーバーの固有状態 ( $d', s', b'$ ) について、質量の固有状態 ( $d, s, b$ ) の混ざり具合を、行列で表したものが、Cabbibo-Kobayashi-Maskawa 行列 (CKM 行列、 $V_{CKM}$ ) であり、次のように表せる。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

CKM 行列を成分表示で表すと、

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

である。また Wolfenstein パラメーター表示 [2] を用いると、4 つの実パラメータ ( $A, \lambda, \rho, \eta$ ) で CKM 行列は表せて、

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (1.3)$$

となる。CKM 行列は複素パラメータをもつときに CP の対称性は破れる (CP 非保存) ため、 $\eta$  が CP の非保存を表すパラメータとなっている。

このように CP 非保存は標準理論の中に組み込まれている。しかし、物質優勢宇宙を説明するには標準理論だけでは不十分であり、CP 対称性を破る新たな物理の寄与が必要である [3]。

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

本節では中性 K 中間子の一種である  $K_L$  とこの粒子の崩壊モードの一つである  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊について述べる。

中性 K 中間子には  $\bar{s}$  クォークと d クォークで構成されているフレーバー固有状態の  $K^0$  中間子とその反粒子である  $\bar{K}^0$  がある。また  $K^0$ 、 $\bar{K}^0$  の線形結合によって、CP の固有状態である  $K_1$ 、 $K_2$  という状態を定義できる。

$$|K_1\rangle = (|K_0\rangle + |\bar{K}_0\rangle) / \sqrt{2} \quad (1.4)$$

$$|K_2\rangle = (|K_0\rangle - |\bar{K}_0\rangle) / \sqrt{2} \quad (1.5)$$

$K_L$ 、 $K_S$  はこれら  $K_1$ 、 $K_2$  の混合状態となっており、長寿命の状態を  $K_L$ 、短寿命の状態のものを  $K_S$  と呼んでいる。 $K_L$ 、 $K_S$  は  $K_1$ 、 $K_2$  と混合パラメーター  $\epsilon_L$ 、 $\epsilon_S$  を用いて次のように表せる。

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + |\epsilon_S|^2}} (|K_1\rangle + \epsilon_S |K_2\rangle) \quad (1.6)$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + |\epsilon_L|^2}} (|K_2\rangle + \epsilon_L |K_1\rangle) \quad (1.7)$$

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊において、混合パラメーターである  $\epsilon_L$  が十分小さいことにより  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の崩壊振幅は、

$$A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \sim A(K_2 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \quad (1.8)$$

と近似できる。式 (1.5) を用いると実パラメータ部がキャンセルされて、

$$\begin{aligned} A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &\sim A(K_2 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} [A(K_0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - A(\bar{K}_0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})] \\ &\propto V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \\ &\propto 2i\eta \end{aligned} \quad (1.9)$$

となる。このことから  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊は  $t$  クォークを媒介して起こり (図 1.1)、その崩壊振幅は  $\eta$  に直接比例することがわかる。従ってこの崩壊モードを測定することで CP 対称性を直接破る情報を知ることができる。

標準理論では  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の分岐比は CKM 行列のパラメーターを用いて、

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (3.0 \pm 0.3) \times 10^{-11} \quad (1.10)$$

と計算されている [4]。この誤差の大半は、CKM 行列のパラメータに起因し、これを除くと理論的な不定性は 2% と小さい [5]。これはハドロン行列要素がよく測られている  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  崩壊からアイソスピン対称性により導けるためである [6]。この理論的な不定性の小ささから、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の崩壊分岐比を測定することで標準理論の精密検証が可能である。また、ループ中に重い未知の粒子が媒介する場合、分岐比が変化すると予想されている [7]。崩壊分岐比の小ささはこうした新物理の寄与をより大きな変化として捉えられることを意味していて、新物理探索に有効である。このように崩壊分岐比が非常に小さく理論的な不定性も小さいという特徴から  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊探索は標準理論の精密検証とそれを超える新しい物理の発見に有効な実験である。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の崩壊分岐比については Grossman と Nir によって理論モデルによらない関係式

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 4.4 \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) \quad (1.11)$$

が示されている [8]。 $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  の崩壊モードの分岐比は、米国のブルックヘブン国立研究所で行われていた E949 実験で測られていて [9]、その結果から、

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 1.5 \times 10^{-9} \text{ (90\% C.L.)} \quad (1.12)$$

と求められている。この上限値を上回る感度での実験は標準理論を超える物理探索の指標となる。

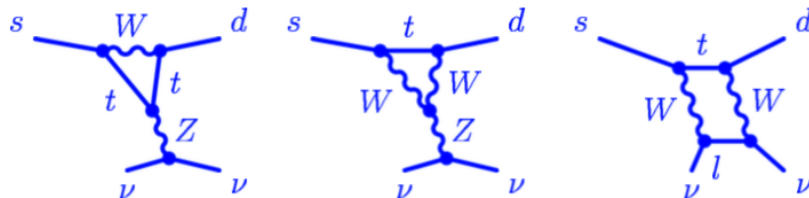


図 1.1  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の diagram [10]

## 1.2 過去の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験の結果

### 1.2.1 E391a 実験

E391a 実験は茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構の 12 GeV 陽子シンクロトロン (KEK-PS) を用いて行われた、世界で初めて  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  探索に特化した実験である。E391a 実験は 2004 年の 2 月から 2005 年の 11 月まで行われ、約 12 ヶ月の物理ランで実験感度  $1.11 \times 10^{-8}$  を達成した。

E391a 実験での  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の崩壊分岐比の上限値は解析の結果、

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 2.6 \times 10^{-8} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (1.13)$$

と求められており [11]、この値が現在の実験値の世界最高感度の結果となっている。

### 1.2.2 KOTO 実験 2013 年 5 月ラン

KOTO 実験は茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC で行なわれている  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  稀崩壊の探索を目的とした国際共同実験である。2013 年 5 月に、KOTO 実験として初めての物理データ収集を行い、E391a 実験と同等の実験感度  $1.29 \times 10^{-8}$  を達成している [28]。KOTO 実験の詳細については第 2 章で述べる。

## 第 2 章

# KOTO 実験

KOTO 実験は  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  稀崩壊探索を通して素粒子物理学における新物理を探る実験である。本章では、KOTO 実験の実験原理と実験環境、そして検出器群について簡単に述べる。

### 2.1 KOTO 実験原理

#### 2.1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊検出原理

KOTO 実験における  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の検出原理について述べる。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の終状態は、 $\pi^0$  がほぼ 100% で崩壊する 2 つの  $\gamma$  と検出困難なニュートリノである。従って  $\pi^0$  からの 2 つの  $\gamma$  を検出し他に何も検出されない、という事象をシグナルの条件とする。KOTO 実験のイメージ図を図 2.1 に示す。 $K_L$  は陽子ビームを標的に当てることで生成され、飛来する  $K_L$  をコリメータで細く絞り、検出器領域まで導く。検出器領域には  $\pi^0$  の崩壊で生じた 2 つの  $\gamma$  を検出するための CsI カロリメータと、 $\pi^0$  以外に「何もない」ということを保証するための veto 検出器群が全崩壊領域を覆うように設置してある。 $\pi^0$  は細く絞った  $K_L$  ビームを用いることで再構成が可能で、崩壊位置と運動量を求めることができる。こうした  $\pi^0$  再構成方法や、ビームラインの様子、また各検出器については、次節以降に説明する。

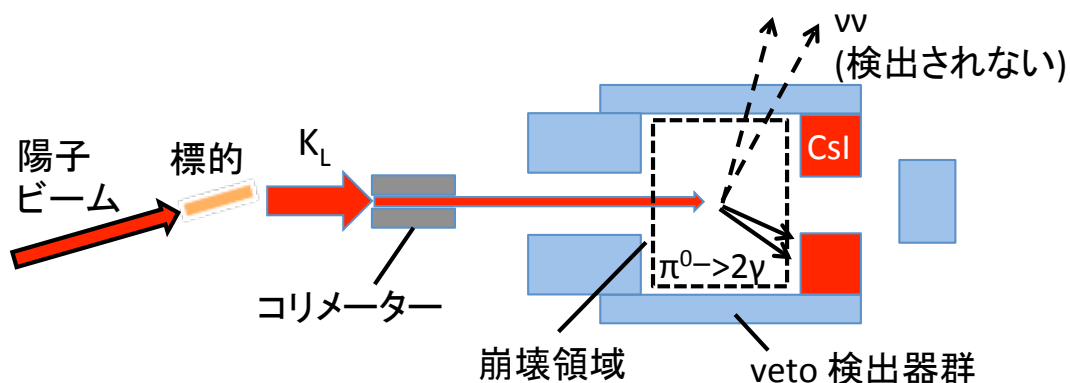


図 2.1  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の検出イメージ図。陽子ビームが標的に衝突し、 $K_L$  が生成される。 $K_L$  ビームはコリメーターで細く絞られ、KOTO 検出領域まで導かれる。検出領域では、 $\pi^0$  由来の 2 つの  $\gamma$  を捉える CsI カロリメータと 2 つの  $\gamma$  以外に何も無いことを保証するための veto 検出器が全立体角を覆うように配置されている。

### 2.1.2 $\pi^0$ の再構成

シグナルの同定のために、検出した 2 つの  $\gamma$  から  $\pi^0$  を再構成する必要がある。 $\pi^0$  の不変質量を  $M_{\pi^0}$ 、崩壊した 2 つの  $\gamma$  のエネルギーと運動量をそれぞれ  $E_1$ 、 $\mathbf{p}_1$ 、 $E_2$ 、 $\mathbf{p}_2$ 、2 つの  $\gamma$  のなす角を  $\theta$  とすると、これらには

$$\begin{aligned} M_{\pi^0}^2 &= (E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 \\ &= 2E_1 E_2 (1 - \cos \theta) \end{aligned} \quad (2.1)$$

という関係がある。式 (2.1) より、2 つの  $\gamma$  のなす角  $\theta$  は  $\pi^0$  の質量を仮定することで、

$$\cos \theta = 1 - \frac{M_{\pi^0}^2}{2E_1 E_2} \quad (2.2)$$

と求められる。また、 $K_L$  ビームはコリメーターによって細く絞っているため、 $K_L$  崩壊由来の  $\pi^0$  の位置をビーム軸上に仮定できる。従って、図 2.2 に示すように、 $d_1$ 、 $d_2$  を崩壊点から CsI カロリメータのヒット位置までの距離、 $r_1$ 、 $r_2$  を CsI カロリメータの中心からヒット位置までの距離、 $r_{12}$  を 2 つの  $\gamma$  の間の距離、 $d_z$  を崩壊点から CsI カロリメータ中心までの距離とすると、

$$d_z^2 = r_1^2 - d_1^2 \quad (2.3)$$

$$d_z^2 = r_2^2 - d_2^2 \quad (2.4)$$

$$r_{12}^2 = d_1^2 + d_2^2 - 2d_1 d_2 \cos \theta \quad (2.5)$$

という関係式が導ける。示した関係式 (2.2)~(2.5) を用いることで、 $\gamma$  の CsI のヒット位置とエネルギーから  $\pi^0$  の崩壊点 (Z 位置) を求める。さらに崩壊点がわかるとそこから  $\gamma$  の運動量がわかり、2 つの  $\gamma$  から  $\pi^0$  の運動量を計算する。

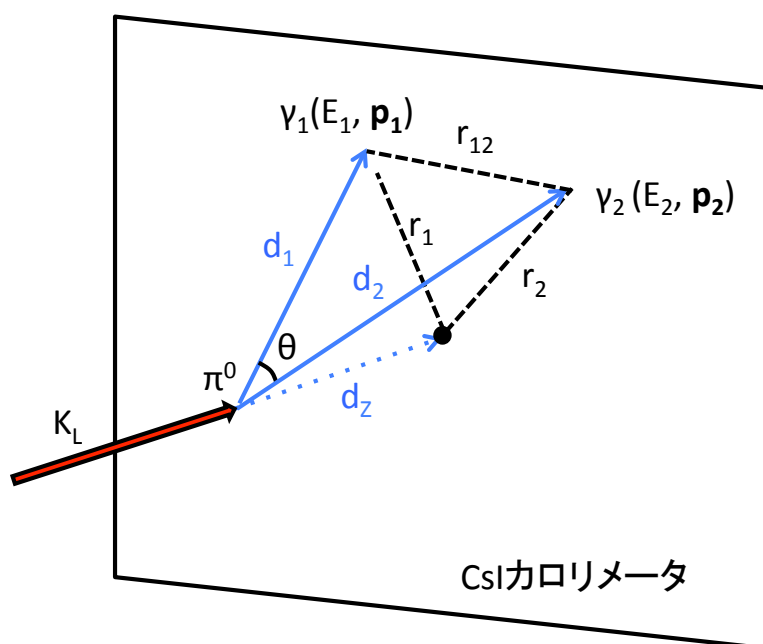


図 2.2  $\pi^0$  を再構成するときの幾何学的な関係図。

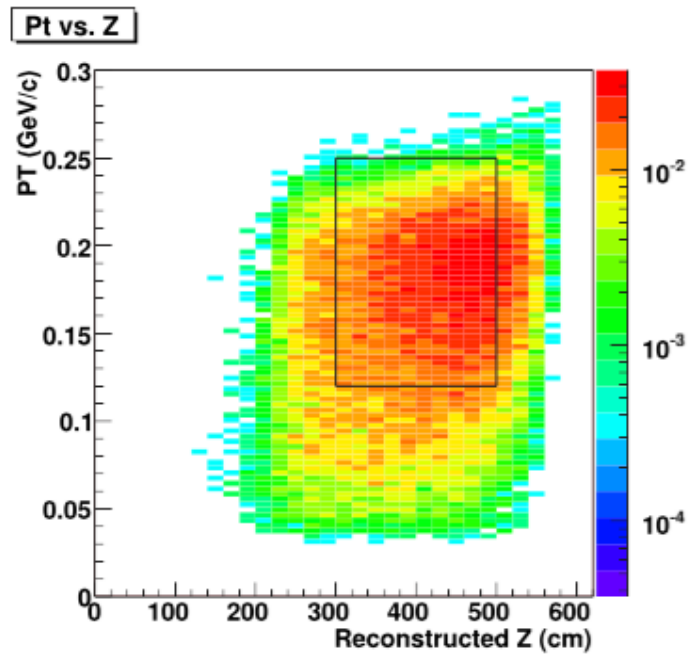
### 2.1.3 再構成 $\pi^0$ を用いた信号事象選択

$\pi^0$  の情報に対して制限をかけることで、信号事象を維持しつつ、さらなる背景事象の削減を行う。 $K_L$  は表 2.1 に示すように様々な崩壊モードがあり、例えば、 $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊は終状態が 2 つの  $\gamma$  であるため終状態だけではシグナルと区別ができない。そこで KOTO 実験では 2 つの  $\gamma$  が CsI カロリメータにヒットした場合でも、背景事象を削減するため 2.1.2 節で求めた  $\pi^0$  の崩壊点とビーム軸に対しての横方向運動量に対してある領域 (シグナル領域、またはシグナルボックスと呼んでいる) に制限をかけている<sup>\*1</sup> (図 2.3 の枠線内)。例に出した  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊から再構成した  $\pi^0$  は横方向の運動量を持ちにくいいため、シグナル領域を横方向の運動量について高い場所に設定することで  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊背景事象を削減する。最終的な実験感度を求める際にはこのシグナルボックス内にあるイベント数で評価する。

<sup>\*1</sup> 再構成された  $\pi^0$  の横方向運動量と Z 位置の二次元分布を  $P_{t-Z_{\text{vertex}}}$  分布と呼んでいる。

表 2.1  $K_L$  粒子の主な崩壊モードのその分岐比 [12]。

崩壊モード	分岐比
$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$	$(4.055 \pm 0.011) \times 10^{-1}$
$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$	$(2.704 \pm 0.007) \times 10^{-1}$
$K_L \rightarrow 3\pi^0$	$(1.952 \pm 0.012) \times 10^{-1}$
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(1.254 \pm 0.005) \times 10^{-1}$
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$(1.967 \pm 0.010) \times 10^{-3}$
$K_L \rightarrow 2\pi^0$	$(8.64 \pm 0.06) \times 10^{-4}$
$K_L \rightarrow 2\gamma$	$(5.47 \pm 0.04) \times 10^{-4}$
$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	$< 2.6 \times 10^{-8}$

図 2.3 再構成された  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の  $\pi^0$  の横方向運動量と  $Z$  位置の二次元分布 ( $P_t$ - $Z_{\text{vertex}}$  分布) [10]。

#### 2.1.4 Veto による背景事象の削減

本節ではまず veto による背景事象の削減方法について述べる。その後 veto によって信号事象も削減してしまう可能性について言及する。



$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  稀崩壊探索では、シグナル以外全て veto しなければならない。信号事象の候補となる CsI に 2 ヒットあった場合、2.1.2 節で述べた方法で  $\pi^0$  の再構成を行う。このとき  $\pi^0$  が崩壊したタイミングは、 $\pi^0$  の崩壊位置から CsI のヒット位置までの距離を  $\gamma$  が光速で飛行したと仮定して求める。この  $\pi^0$  が崩壊したタイミングをもとに、veto 検出器は各々の検出器特性に合わせて時間窓 (veto window) を開く (図 2.4)。そして、veto window 内に信号が観測されるとその事象を veto し背景事象を削減する。

一方で、各 veto 検出器には  $K_L$  崩壊由来の粒子やビーム中の中性粒子が入射しており、veto 検出器は一定の間隔でカウンティングレートが発行されている。信号事象でトリガーされたイベントに対して、veto 検出器が信号事象と関係のない粒子でなり、それが veto window 内に存在していた場合はシグナルをロスしてしまう (accidental loss)。稀崩壊探索実験である KOTO 実験はこの accidental loss をできるだけ少なくする必要がある。

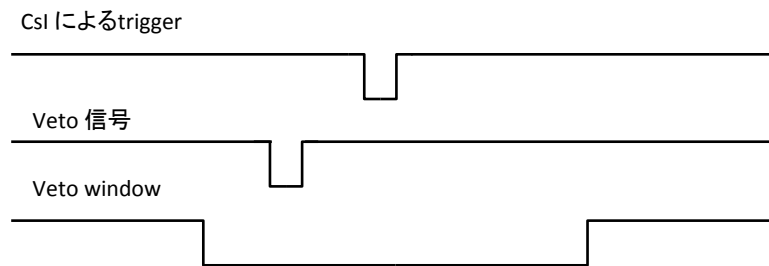


図 2.4 CsI trigger と veto signal、veto window の関係のイメージ図。CsI で発行されたトリガーで veto window を開き、その中に veto 信号があった場合に veto する。一方、CsI で発行されたトリガーが信号事象であったのにも関わらず、veto してしまった場合には信号事象をロスしてしまう (accidental loss)。

## 2.2 ビームについて

### 2.2.1 J-PARC

大強度陽子加速器施設 J-PARC では大量の陽子を加速し、標的に衝突させることで大量の 2 次粒子を生成させる。KOTO 実験では J-PARC で生成された大量の 2 次粒子から  $K_L$  粒子を実験領域まで導くことで  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊探索を行っている。

J-PARC 加速器は図 2.5 にあるように、線形加速器 (リニアック) で陽子を加速させたのちに、シンクロトロンに導く。シンクロトロンではまず RCS で 3 GeV まで陽子が加速させられ、その後 Main Ring (MR) に導かれる。MR では陽子は 30 GeV まで加速され、最終的にハドロン実験施設に導かれる。ハドロン実験施設へのビームの取り出しは 6 秒周期 (2015 年秋のランでは 5.5 秒周期に変更) で行われ、その内取り出しに使われる時間は約 2 秒間である

(遅い取り出し)。実験環境としては陽子の取り出しのレートが一定であることが望ましい。なぜなら、レートに時間変動があると、偶発的に信号事象候補を排除する確率が増大するためである。従って KOTO 実験ではビームの時間構造の評価は解析において重要な項目の一つとなっている。ビームの時間構造は duty factor と呼ばれるもので評価されていて、 $I(t)$  をビーム強度、 $T$  をスピルの長さとする、

$$\text{duty factor} = \frac{\left(\int_0^T I(t)dt\right)^2}{\int_0^T dt \int_0^T I^2(t)dt} \quad (2.6)$$

と定義される [13] [14]。ビーム強度が時間によらず一定 ( $I(t)$  が定数の場合) 式 (2.6) から duty factor は 1 になり、時間構造をもつと duty factor は 1 より小さくなる。MR では duty factor の改善のために Transverse RF を約 47MHz の周期でかけている。47MHz の構造 (~21 ns の構造) は、veto window の中に入るような短い時間構造で、accidental loss には大きな影響はない。一方で、もっと周期の長いような時間構造は、レートの増加に直結する。従って、J-PARC 加速器では transvers RF をかけることで長い周期の構造を緩和させる方法を採用している。このために標的には陽子が Transverse RF の影響を含む時間構造をもって衝突している。

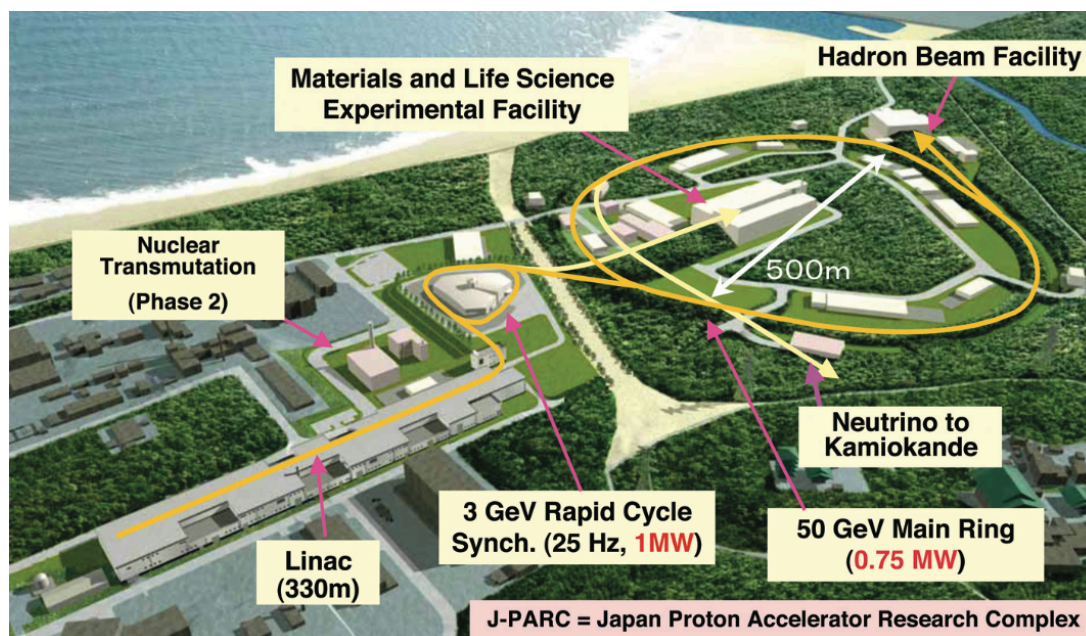


図 2.5 大強度陽子加速器施設 J-PARC [15]

### 2.2.2 ハドロン実験施設と標的

陽子がハドロン実験施設に導かれたのち、陽子は標的に衝突する。ハドロン実験施設のビームラインの概要図を図 2.6 に示す。標的には現在、金が用いられており (図 2.7)、陽子が標的に衝突することで大量の 2 次粒子が生成される。その後生成された粒子は、ハドロン実験施設内にある各実験エリアに導かれる。KOTO 実験では生成された粒子を 1 次陽子ビームに対して 16 度方向に取り出し、検出器群まで導いている。

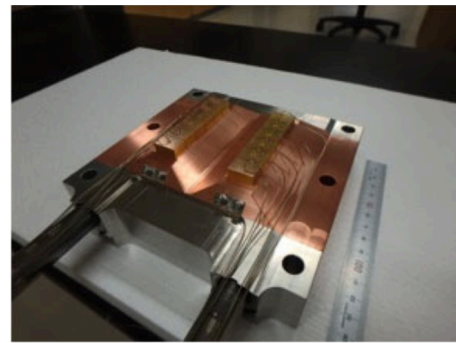
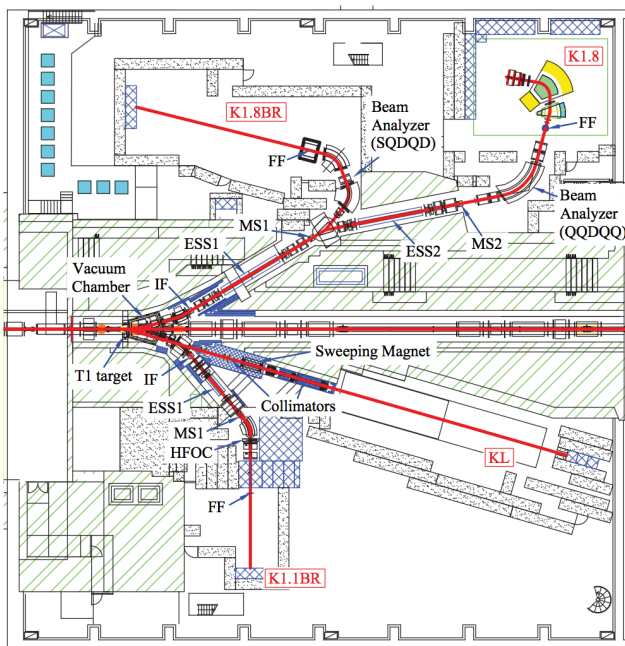


図 2.7 金標的の写真 [17]。横幅が 15mm、縦幅が 6 mm、長さ 66 mm となっている。ふた山になっているのは遠隔操作によって衝突標的を交換できるようにするため。

図 2.6 ハドロン実験施設の beamline 全体像の様子。MR から導かれてきた陽子が金標的にあたり、生成された 2 次粒子が KOTO 実験エリアに導かれる [16]。

### 2.2.3 $K_L$ ビームライン

KOTO 実験のために取り出されたビームは  $K_L$  ビームラインへと導かれる (図 2.8)。 $K_L$  ビームラインでは、導かれたビームが 2 つのコリメーターによって細く絞られる。これは 2.1.2 節で触れたように  $\pi^0$  をビーム軸上に仮定するためである。標的で生成される荷電粒子は、電磁石で 1.2 T の磁場をかけて取り除いている。また、20m の長さのビームラインにより  $K_S$ 、 $\Lambda$  などの短寿命粒子を削減する。この結果、ビームライン出口では、 $K_L$ 、中性子、 $\gamma$

のみが残る。残った中性子や  $\gamma$  は検出器のビームホールを抜けていき、 $K_L$  の一部は、検出器の崩壊領域で崩壊する。KOTO 実験ではこの  $K_L$  粒子を信号事象の探索に用いる。

下流部のビーム中にも veto 検出器は必要であるが、ビーム中のために  $\gamma$  と中性子の入射フラックスが高くなって検出器の動作は困難となる。このため、コリメーターでこうした中性粒子のフラックスが高い領域を制限しているほか、ビーム中の  $\gamma$  を削減するために鉛 ( $\gamma$  absorber) をコリメーターより前に設置している。物理ランを行うときには 7 cm 厚の  $\gamma$  absorber を設置する。

この他にまた、2次粒子を止めて実験エリアに入るために beam plug (図 2.9) が設置されている。この plug を閉じると透過力の強い粒子 (例えば高い運動量を持ったミュオン等) 以外の粒子を実験エリアに飛来しないようにできる。KOTO 実験ではこのことを積極的に利用し、透過力の強い粒子だけを集めてくることで、一部の検出器の較正を行う。

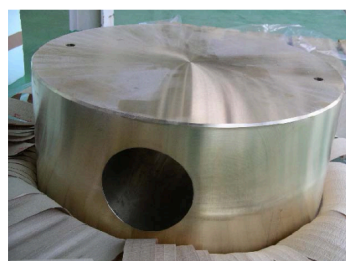
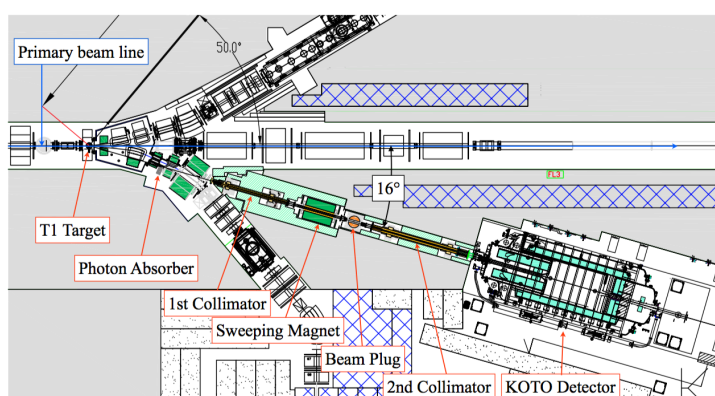


図 2.8  $K_L$  ビームラインの様子。取り出されたビームが 2 つのコリメーターによって細く絞られる。ビームラインは長さが 20 m と長くしてあり、ここで短寿命の中性粒子を削減する [13]。

図 2.9 ビームプラグ [18]。ビームを通す穴が開けられており、ビームプラグを回転させることで、透過力の弱い粒子の飛来を防ぐ。

## 2.3 KOTO 実験検出器

この章では KOTO 実験の検出器群 (図 2.10) について簡単に説明していく。

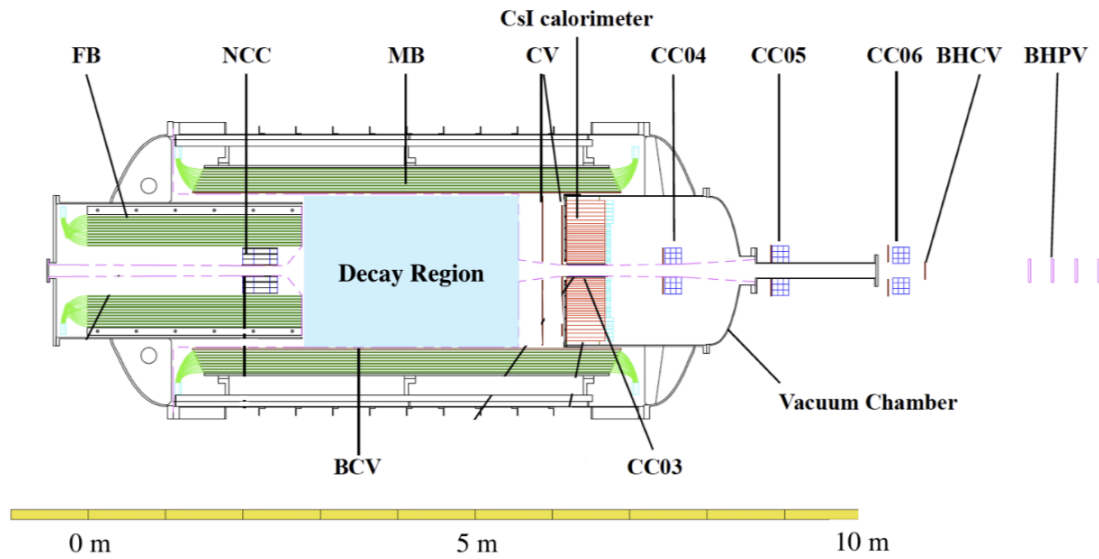


図 2.10 KOTO 実験の検出器群の断面図 [19]。ビームは図の左方向から飛来してくる。

### 2.3.1 CsI カロリメータ

KOTO 実験では前述した通り、CsI カロリメータを用いて  $\gamma$  のヒット位置とエネルギーを記録し、2つの  $\gamma$  からの  $\pi^0$  を再構成している。CsI カロリメータは図 2.11 のように構成されており、各ブロックが undoped CsI 結晶を示している。CsI カロリメータは内側に  $2.5 \times 2.5 \times 50\text{cm}^3$  の結晶が 2240 個、外側には  $5 \times 5 \times 50\text{cm}^3$  の結晶が 335 個配置されていて、各結晶からのシンチレーション光を光電子増倍管 (PMT) を用いて読み出している。ビーム中心にはビームを通すためのビームホールと呼ばれる穴 ( $15\text{cm} \times 15\text{cm}$ ) が設けられていて、ターゲットで生成された中性子、 $\gamma$ 、 $K_L$  などの中性粒子はこの穴を通過していく。

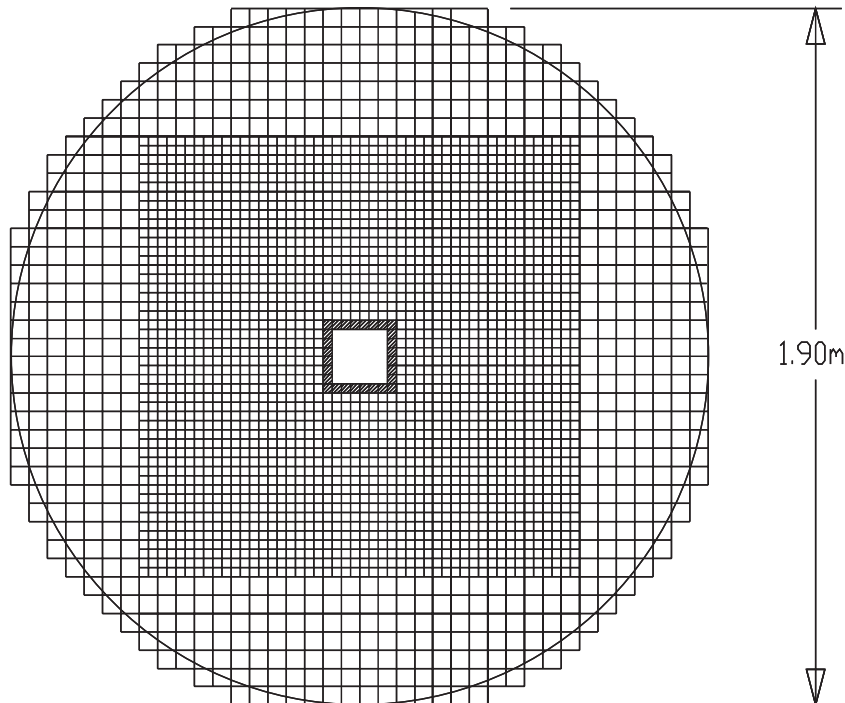


図 2.11 CsI カロリメータの全体図 [10]。中心にはビームが通す穴が空けられており、この領域には CsI 結晶は設置されていない。

### 2.3.2 Barrel Veto 検出器

Barrel 型をした photon veto 検出器のことで、上流部に Front Barrel (FB)、中流部では Main Barrel (MB) [20] と呼ばれる検出器が設置されている。FB は崩壊領域よりも上流で崩壊した  $K_L$  由来の  $\gamma$  を捉えるため、また  $K_L$  が崩壊領域で崩壊し上流側に飛んだ  $\gamma$  を捉えるために設置されている。MB は崩壊領域で崩壊した  $K_L$  由来の  $\gamma$  を捉えることを目的としている。FB、MB はともに、鉛とプラスチックシンチレータ積層構造による、サンプリングカロリメータで、シンチレータに波長変換ファイバーを埋めてある。プラスチックシンチレータのシンチレーション光を、その波長変換ファイバーを通して PMT で読み出している。また、MB はアップグレードが計画されていて、MB の内側に新たに鉛とシンチレータで構成されるサンプリングカロリメータ (Inner Main Barrel) を導入する予定である。Inner Main Barrel は 2016 年春頃までにインストールが完了する予定である。

### 2.3.3 Collar Counter

Collar Counter はビーム中心付近に設置された Veto 検出器群で、それぞれ NCC [21]、CC03、CC04、CC05、CC06 と名付けられている。NCC は FB の下流側内層に設置され、崩壊領域よりも上流で崩壊した  $K_L$  由来の  $\gamma$  や  $K_L$  が崩壊領域で崩壊し上流に飛んだ  $\gamma$  を捉えることを役割としている。また中性子との反応を識別できるような構造となっており、ハロー中性子のフラックスを測ることも目的とされている。CC03、CC04 は真空容器内に設置されていて、CC03 は CsI カロリメータの内側、CC04 は真空容器内最下流に設置されている。CC05、CC06 は真空容器外に設置されていて、 $K_L$  崩壊由来のビームホールを抜けてくる  $\gamma$  を veto するために設置されている。それぞれ、主に undoped CsI 結晶を積み、シンチレーション光を PMT で読み出している。NCC については、波長変換ファイバーを結晶に敷設し、シンチレーション光を読み出している。

### 2.3.4 荷電粒子検出器

$K_L$  の崩壊モードには荷電粒子を含むものがほとんどであり、これら粒子を veto する必要がある。そのためにプラスチックシンチレータを用いた検出器が各所に配置されている。Barrel Charged Veto (BCV) と呼ばれる検出器が MB の内側に、Charged Veto (CV) と呼ばれる検出器が CsI カロリメータの上流に置かれている。また CC03 の内側に存在する Liner Charged Veto (LCV) やビームパイプを覆うように配置されている Beam Pipe Charged Veto\*<sup>2</sup> (BPCV) がある。それぞれ、シンチレーション光を、シンチレータに埋め込んだ波長変換ファイバーを通して、PMT で読み出す。

### 2.3.5 Beam Hole 荷電粒子検出器

ビームホールを抜けてくる K 中間子起源の荷電粒子を veto するためにビーム中に置かれているのが Beam Hole Charged Veto (BHCV) である。1 枚あたり  $60 \times 115 \times 3\text{mm}^3$  のプラスチックシンチレータ 8 枚で構成されていて、シンチレーション光を PMT で読み出す。ビーム中に置かれているためカウンティングレートが高く、ゲインの低下や accidental loss が問題視されていた。そのため、BHCV のアップグレードとして、プラスチックシンチレータに代わり、ガスの電離を用いるガス検出器を準備した。ガスはプラスチックに比べ、低物質質量であるため、ビーム中の  $\gamma$  や中性子といった中性粒子との相互作用が少なく、比較的低レートが実現できる。そして、ガス検出器のなかでも高レート環境でも安定動作が可能な Thin Gap

---

\*<sup>2</sup> 2015 年の春にインストール

Chamber<sup>\*3</sup>を開発し、2015年にインストールした [23] [24]。2015年のランではプラスチックシンチレータ検出器とガス検出器の二つが稼働している。

### 2.3.6 Beam Hole 光子検出器

ビームホールを抜ける  $K_L$  崩壊由来の  $\gamma$  を veto するため、ビーム中に設置されている検出器が Beam Hole Photon Veto (BHPV) である。BHPV は鉛とエアロゲルのサンドイッチ構造をしたチェレンコフ検出器であり、その 1 モジュールの構造を図 2.12 に示す。BHPV はこのモジュールが図 2.13 のようにビーム方向に沿って並ぶような検出器である。 $\gamma$  が鉛にあたると対生成により電子、陽電子へと変換される。エアロゲルはチェレンコフ光の発光体となっていて、電子等のチェレンコフ発光閾値を超えた荷電粒子が通過するとチェレンコフ光を出し、そのチェレンコフ光が鏡の反射によって光電子増倍管 (PMT) に集光される。

BHPV は入射中性子に対して不感であるという特徴をもつ。エアロゲルの屈折率の低さから BHPV の発光閾値は入射荷電粒子速度  $\beta$  に対して  $\beta > 0.97$  と高く、高速荷電粒子に対してのみ有感である。中性子由来の荷電粒子 (陽子や荷電パイオンなど) は電子よりかなり重く、速度が小さくなる傾向にあるため閾値を超えることは少ない。シミュレーション上では 2GeV/c の中性子に対して 1% 以下の efficiency を達成している [25]。

BHPV の最終デザインでは図 2.13 のように 25 モジュール並べた状態であるが、2013年の段階では 12 モジュール、2015年の段階で 16 モジュールインストールされている。

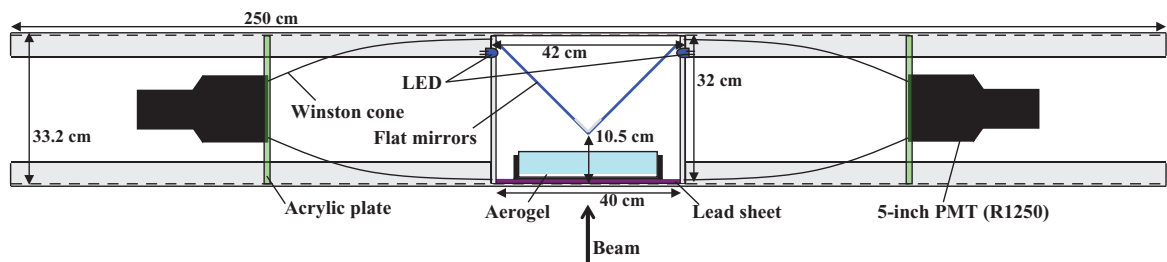


図 2.12 BHPV 1 モジュールの断面図。エアロゲルで発光したチェレンコフ光を平面鏡で反射させた後、Winston cone と呼ばれる鏡で光を PMT まで導く [25]。

\*3 多線式比例計数管の一種



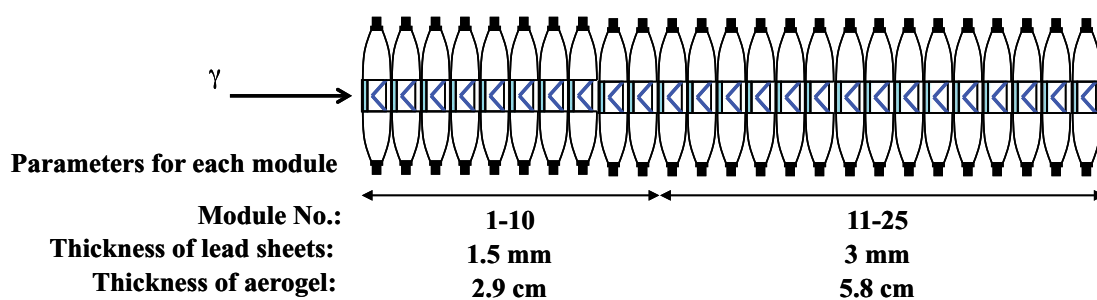


図 2.13 BHPV 全体図 (最終設計)。図 2.12 のモジュールがビームに沿って並んでいる。最終デザインでは 25 モジュールインストールされる予定であるが、2015 年の段階では 16 モジュールがインストールされている [25]。

## 第 3 章

# Beam Hole Guard Counter (BHGC)

本章では、本論文の主要なテーマである新検出器 Beam Hole Guard Counter (BHGC) についての導入の意義、即ち KOTO 実験の 2013 年 5 月の物理解析において問題となった BHPV に関連した背景事象について述べる。その後、問題となった背景事象の削減のために新検出器に要求される性能について述べ、その要求を満たすために提案したアクリルチェレンコフ検出器の検出原理について述べる。

### 3.1 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊背景事象

$K_L$  の崩壊による背景事象で注意すべきモードとして  $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊がある。この崩壊モードは表 2.1 に示したように崩壊分岐比が  $\sim 9 \times 10^{-4}$  と比較的小さいが、終状態で veto に使える  $\gamma$  が 2 つしかないために背景事象となりやすい。

$K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊による背景事象の一例を示す (図 3.1)。この例では MB と BHPV が veto に寄与していて、まず MB に veto にすべき  $\gamma$  の 1 つが入射し、検出したエネルギーが小さく veto の閾値を超えない場合、MB では未検出となる。そしてもう一つの  $\gamma$  がビームホールを抜けて BHPV へと飛んでいくという事象である。このとき残り 1 つの  $\gamma$  を BHPV で検出できないと背景事象となる。

BHPV はビーム中心を通過する粒子に対しては背景事象削減力が高く、最終設計である 25 モジュールをインストールすることで全体の鉛厚が増え、鉛と相互作用せず (punch through) にビーム中心を抜けていく  $\gamma$  を減らすことができる。しかし、BHPV はビームの外縁部に対しては veto 能力が低いことがわかっている [26]。図 3.2 は BHPV のプロトタイプモジュールを陽電子ビームに当てた時のビーム入射位置と発光量との関係である [25]。入射位置が  $x = \pm 13$  cm より外側の場合、BHPV の発光量が減少しているのがみられる。この結果からわかるようにモジュールの外縁部に対しては感度が低い。

ビーム軸に対して角度を持った  $\gamma$  が BHPV に飛来し、モジュールの外縁部にあたると、

- モジュールの端を通過するため鉛の放射長が足りず、 $\gamma$  が電子陽電子に転換されない
- 電子陽電子に転換したとしても、シャワー漏れを起こし捉えられない

ということが起きる。こうした事象が図 3.1 で考えたような例で発生してしまうと背景事象となる。MB で veto すべきもうひとつの  $\gamma$  を捉えるには、MB の veto の閾値を下げるという方法もある。しかし、閾値を下げるとカウンティングレートが高くなり信号事象を誤って veto してしまう確率が増えてしまう。こうした事態を避けつつ背景事象を削減するためには BHPV の不感領域を覆うような新たな検出器が必要である。

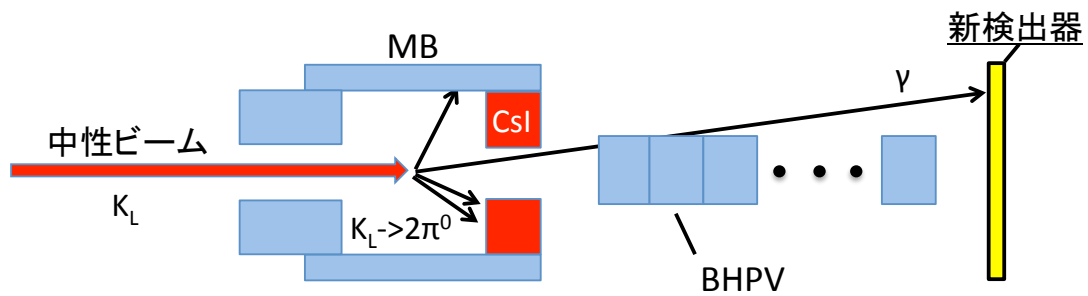


図 3.1  $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊が背景事象となりうる一例のイメージ図。角度をもった  $\gamma$  がビームホールを抜け、BHPV のモジュール外縁部にあたることで不感事象となっている。新検出器を BHPV の後方に設置することで、検出できなかった  $\gamma$  を捉える。

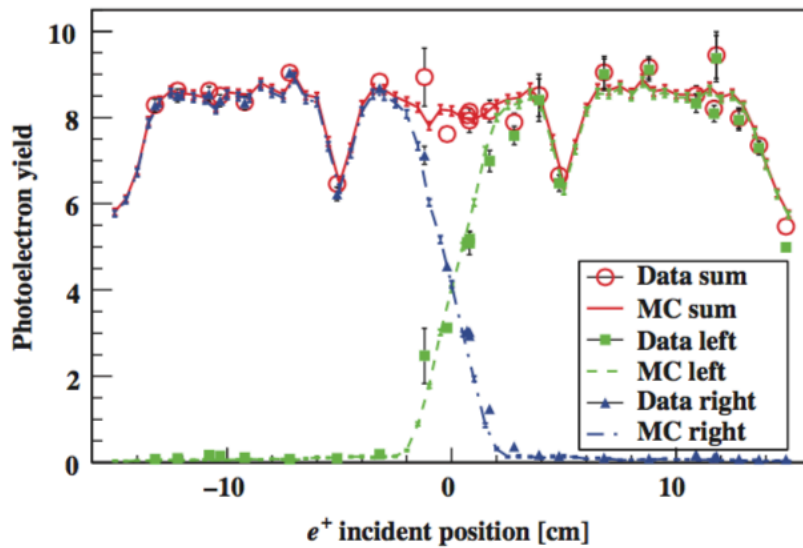


図 3.2 陽電子ビームを用いた時の BHPV 1 モジュールに対する発光量の入射位置依存性。入射位置が  $x = \pm 13$  cm より外側の場合、発光量が減少しているのがみられる。このときエアロゲルは 10 cm 角のものを  $3 \times 3$  のタイル状に並べて使用しており、 $x = \pm 5$  cm にはその継ぎ目による影響で光量が減少している [25]。

## 3.2 新検出器への要求

### 3.2.1 新検出器で veto すべき背景事象

この節では  $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊の BHPV に関連した背景事象についてさらに詳しく調べるためにシミュレーションを行った。

背景事象をシミュレーションで見積もる方法は 2 つあり、1 つは検出器の応答を全て取り込み、 $K_L$  ビームを KOTO 検出器群に入射させる方法である (full simulation)。この方法では、各検出器に粒子が入射し物理プロセス (電磁シャワーやハドロニックシャワーなど) を経たあとの結果が得られ、各検出器の veto をかけていくことで実際の実験と同じようにシグナルボックス内のイベントが整数値として得られる。しかし、この方法では背景事象数の期待値を算出するのに膨大な数のシミュレーションをしなければならず<sup>\*1</sup>、シミュレーションに時間がかかってしまう。そこで 2 つめのシミュレーション方法 (fast simulation) を用いる。この方法では粒子を検出器の表面でとめ、その後のシミュレーションを行わない。その代わりに

<sup>\*1</sup> 2013 年 5 月ランの実験感度と標準理論感度では約 433 倍の開きがある。このため、シミュレーションで使用する  $K_L$  の数も 2013 年 5 月ランに対応するコリメーター出口での  $K_L$  数と比べて約 433 倍必要になってくる。

別途、各検出器でシミュレーションを行っておき、入射粒子に対して応答関数を作っておく。そして各検出器の入射粒子に対して重みをつけて積算することで、最終的に残ってくる背景事象の期待値を短時間で評価する。

$K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊の背景事象の見積もりには短時間で統計をかせぐために fast simulation の方法を用いて評価を行った。CsI に関しては KOTO 実験 2013 年 5 月のランで用いられた cut 条件とほぼ同じものが課している (付録 A)。BHPV についての応答関数については、モジュール周辺部の応答が正確に取り入れられていないため、応答関数を使わず、表面で止めた  $\gamma$  について、さらに full simulation を行った。この際、BHPV のモジュールについては、2015 年のランと同様の 16 モジュールを用いた。

期待される信号事象数については、2013 年 5 月のランの際の信号事象アクセプタンスを仮定し、信号事象期待値が入射  $K_L$  数<sup>\*2</sup>に比例するとする。その上で、2013 年 5 月ランの実験感度<sup>\*3</sup>から標準理論感度<sup>\*4</sup>に対応する入射  $K_L$  数を算出し、それに応じ背景事象数を評価した。

表 3.1  $K_L$  数と実験感度の関係

状況	実験感度	$K_L$ 数
2013 年 5 月	$1.3 \times 10^{-8}$	$2.4 \times 10^{11}$
標準理論感度	$3.0 \times 10^{-11}$	

$$\begin{aligned}
 (\text{標準理論感度 } K_L \text{ 数}) &= \frac{\text{2013 年 5 月実験感度}}{\text{標準理論感度}} \times (\text{2013 年 5 月の入射 } K_L \text{ 数}) \\
 &= \frac{1.3 \times 10^{-8}}{3.0 \times 10^{-11}} \times 2.4 \times 10^{11} \\
 &= 1.0 \times 10^{14}
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

### シミュレーション結果

標準理論感度で残る BHPV に関連した背景事象のシミュレーション結果について述べる。新検出器を導入するにあたり、新検出器の設置位置は他の検出器との干渉を考慮すると BHPV の直後に置くことが望まれる (図 3.1)。前述のシミュレーションについて、full simulation した BHPV の veto を課す。ここからシグナルボックスに残る背景事象に対して、BHPV に入射した  $\gamma$  を取り出す (seed gamma と呼ぶ)。新検出器である BHGC への要求は以下の 3 つの項目について調べた。

<sup>\*2</sup> コリメーター出口で見積もられた  $K_L$  の数

<sup>\*3</sup> 実験感度は、その実験の際に、1 信号事象の観測が期待されるような信号分岐比である。

<sup>\*4</sup> 標準理論分岐比の場合に、期待される信号事象数が 1 事象となるような感度。

1. BHGC が veto すべき  $\gamma$
2. BHGC が検出すべき  $\gamma$  のエネルギー
3. BHGC が覆うべき領域

まず 1. であるが、BHPV で veto 後に残る事象に対して、seed gamma を選択する。その位置と運動量から BHPV の最後端直後まで外挿し、解析した。外挿地点で BHPV の有感領域 ( $25 \times 25\text{cm}^2$ ) 内外で区別し、背景事象数をまとめたのが表 3.2 である。表に示す通り、BHPV 有感領域外に背景事象として残るイベントが多いことがわかる。有感領域内にも背景事象が残っているが、これはビーム中心に  $\gamma$  が飛来して BHPV の鉛と相互作用せずに通過していく事象 (punch through) であり、こうした事象は BHPV が 25 モジュールインストールされれば無くすことができるため本論文では問題にしない。新検出器には表 3.2 に示したような、有感領域外に飛来する  $\gamma$  を削減することが要求される。

表 3.2 標準理論感度における  $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊由来で、かつ BHPV に  $\gamma$  が入射するケースでの背景事象数。seed gamma を BHPV の後方まで外挿し、有感領域 ( $25 \times 25\text{cm}^2$ ) の内外で区別した。

外挿位置	背景事象数
有感領域内	$0.36 \pm 0.05$
有感領域外	$1.90 \pm 0.26$
全体	$2.26 \pm 0.27$

次に 2. についてであるが、前述の 1. の条件を満たす  $\gamma$  の内、BHPV の veto をかけた状態でシグナルボックス内に残る seed gamma のエネルギー分布を図 3.3 に示す。横軸が seed gamma のエネルギー、縦軸が最終的に残る背景事象のイベント数に相当する。図 3.3 に示すように、高エネルギー領域 (1 GeV 以上) は、離散的な分布になっており、少数の重みが大い事象から構成されている。一方、低エネルギー領域 (1 GeV 以下) では、連続的な分布であり、重みの小さい事象の集合であることがわかる。この背景事象の特徴には、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊で背景事象になる以下の 3 つのメカニズムが関係している。

- even event  $\cdots$  CsI にあたる 2 つの  $\gamma$  が 1 つの  $\pi^0$  由来のイベント
- odd event  $\cdots$  CsI にあたる 2 つの  $\gamma$  が 2 つの  $\pi^0$  から 1 つずつあたるイベント
- fusion event  $\cdots$  2 つの  $\gamma$  が CsI の近い位置にヒットし、クラスターが重なってしまうイベント

図 3.3 に示すように、低エネルギー領域の背景事象は even event が主であり、高エネルギー領域の背景事象は odd event が主であることがわかった。この背景事象となるメカニズムに

ついでに定性的な理解は付録 B で説明する。また、残った背景事象数を積算してまとめたのが表 3.3 で、入射 1 GeV 以上の  $\gamma$  が背景事象として多く残っていることがわかった。こうした状況から、新検出器には高エネルギーな  $\gamma$  に対して高い検出効率を持つことが要求される。

最後に 3. であるが、 $\gamma$  の拡散の程度を調べるため、入射  $\gamma$  を外挿したときの二次元分布について調べた。結果を図 3.4 に示す。この図では入射  $\gamma$  のエネルギーが 1 GeV 以上で BHPV の有感領域外に飛来するものを選択している。図 3.4 に示すように BHPV 直後では  $\gamma$  は約 60 cm 四方にわたって広範囲に広がっていることがわかる。この結果により、新検出器には図 3.4 のような範囲を覆うことも要求される。

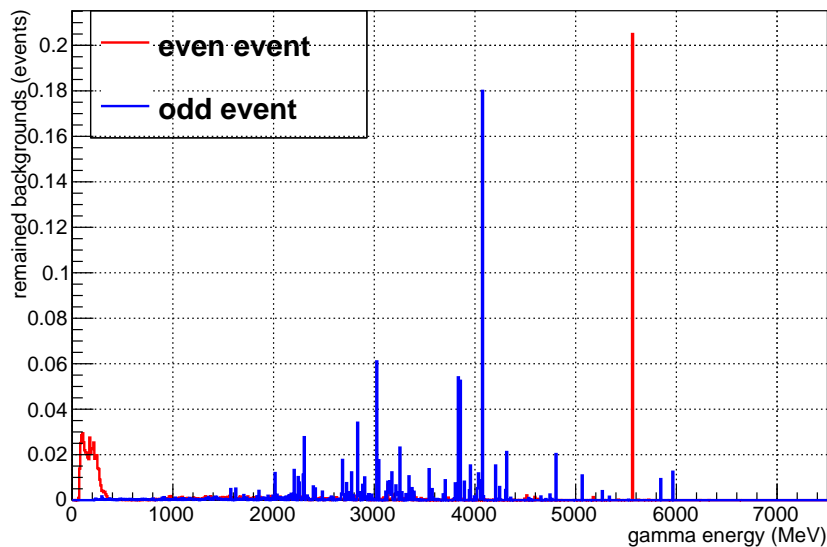


図 3.3 BHPV の veto 後に残るイベントの BHPV への入射  $\gamma$  のエネルギー分布。図の赤線が even event で青線が odd event である。1 GeV 以下では even event が、1 GeV 以上では odd event の寄与が大きいことがわかる。

表 3.3 BHPV の veto 後に残った背景事象数の積算。入射 1 GeV 以上の  $\gamma$  が背景事象として多く残っていることがわかる。

BHPV への入射エネルギー	背景事象数
1 GeV 以下	$0.52 \pm 0.01$
1 GeV 以上	$1.38 \pm 0.27$

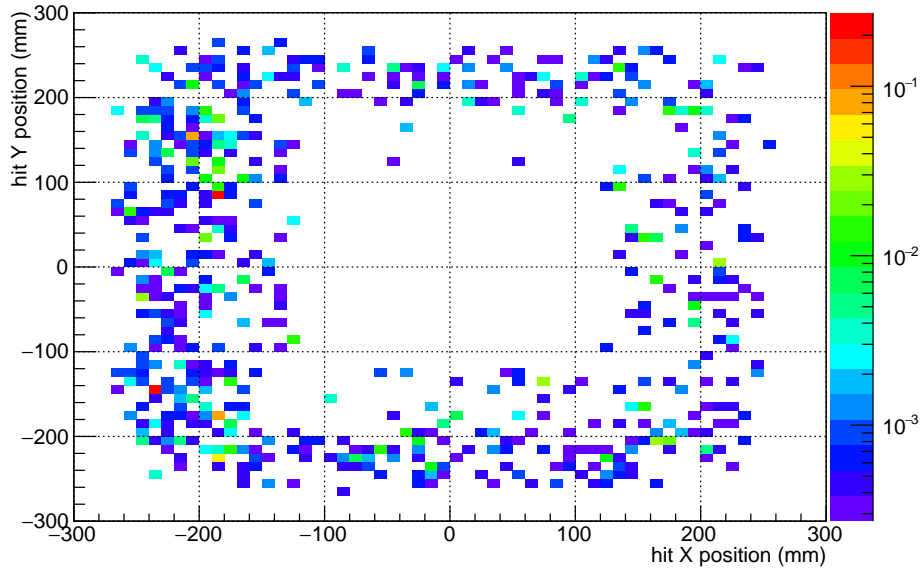


図 3.4  $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊で背景事象となるイベントの BHPV 直後のヒット分布。入射 1 GeV 以上で有感領域外に飛来する  $\gamma$  に重みをつけてプロットしている。

### シミュレーション結果まとめ

以上のシミュレーションの結果をまとめる。BHPV の veto 後に残ってくる背景事象数は以下の通りである (表 3.4)。BHGC が削減すべき背景事象は、BHPV の有感領域外で、かつ検出すべき  $\gamma$  のエネルギーは 1 GeV 以上である。従って、標準理論感度での背景事象数 1.4 イベントを BHGC の削減目標とした。

表 3.4 シミュレーション結果まとめ

$\gamma$ 位置	seed gamma のエネルギー	背景事象数
有感領域内		$0.36 \pm 0.05$
有感領域外	1 GeV 以下	$0.52 \pm 0.01$
	1 GeV 以上	$1.38 \pm 0.27$

### 3.2.2 ビーム最下流におけるビーム環境

陽子がターゲットに当たると  $K_L$  以外にも大量の粒子が生成される。生成された荷電粒子は電磁石によってほとんど取り除くことができるが、中性粒子である  $\gamma$  と中性子は取り除かれることなくビーム中に大量に含まれたままビームホールを抜けていく。我々が注目している  $K_L$



以外の粒子で検出器がなりすぎると信号事象を誤って veto してしまう確率が増えてしまう (accidental loss)。従って、新検出器を設置する際にはその領域でのビーム環境を考慮する必要がある。そのために新検出器で覆う必要のある領域のビーム環境を調べるため陽子ビームを標的に入射し、ビームラインを通過するまでのシミュレーションを行った。ここからビームライン出口での  $K_L$ 、 $\gamma$ 、中性子の情報を得る。さらに、この粒子を KOTO 検出器に入射させ、full simulation を行った。その後、BHPV 直後 (コリメーター出口から 18130 mm) で  $z$  位置で粒子を全て止め、その位置での  $xy$  平面の粒子の入射情報を得た。その  $xy$  平面で  $x$  軸、 $y$  軸にそれぞれ粒子の入射数を射影したのが図 3.5 である。この図では新検出器が覆う領域を  $-125 \text{ mm} < |x, y| < 245 \text{ mm}$  に設定し (図 3.5 の色のついた領域)、この領域に飛来する粒子の入射レートをビームパワーが 100 kW 相当のときの状態で調べた (表 3.5)。この結果から、新検出器領域では  $K_L$  と  $e^+$ 、 $e^-$  はほとんど飛来せず、中性子と  $\gamma$  が高レートで飛来してくることがわかった。

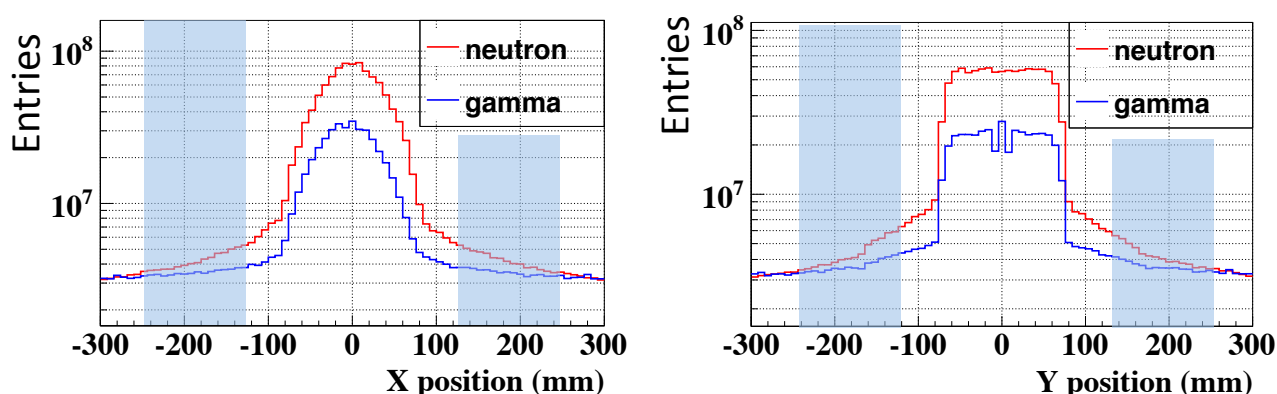


図 3.5 ビーム粒子の分布図。左図が  $x$  軸にビーム粒子の分布を射影した図で、右図が  $y$  軸に射影した図となっている。図の色のついた領域が新検出器が覆うエリアである。 $x$  と  $y$  で分布の形状が異なるのは、細長いターゲットに陽子ビームが入射し、16 度方向に取り出した後コリメーターで絞っているためである。

表 3.5 ビームパワーが 100 kW 相当のときのシミュレーションで見積もった新検出器で覆う必要のある領域での粒子の入射レート。中性子、 $\gamma$  が支配的であることがわかる。

粒子	レート (MHz)
中性子	17
$\gamma$	6.3
$K_L$	0.13
$e^+$ 、 $e^-$	0.55

ビーム粒子の素性をさらに調べるために、飛来する粒子のエネルギースペクトルとビーム軸に対する角度分布、また粒子の飛来源を調べた。結果を図 3.6 と図 3.7、図 3.8 に示す。

図 3.6 はビーム粒子別のエネルギー分布で、中性子、 $\gamma$  の数はともに低エネルギー領域が圧倒的に多いことがわかった。特に  $\gamma$  に関しては数 10 MeV 程度の非常にエネルギーが低いものが支配的であることがわかる。このことから、カウンティングレートを抑えるには、中性子、また低エネルギー  $\gamma$  に対して低感度である必要があることがわかった。

図 3.7 はビーム粒子のビーム軸に対する角度分布で、中性子は  $5^\circ$  付近にピークを持ち、 $\gamma$  は  $12^\circ$  付近にピークがある。中性子は  $2 \sim 6$  度の低角度で飛来してくるものが支配的である一方、中性子、 $\gamma$  ともに大きな角度をもって飛来していることもわかった。

最後に、図 3.7 で角度を持った粒子の飛来源をしらべた。結果が図 3.8 である。この図は入射粒子の飛来  $z$  位置を表しており、BHPV 先頭モジュールがある  $z$  位置 (約 12 m) から中性子、 $\gamma$  の数が増大している。このことから飛来している中性子、 $\gamma$  は BHPV で散乱されたものである。特に、BHPV の後方モジュールに近づくにつれてモジュールごとの鉛で散乱された粒子が飛来している様子がよくみえる。

以上の結果が示すように飛来する粒子は BHPV で散乱された中性子が支配的であり、入射角度が広範囲にわたって新検出器の設置領域に飛来することがわかった。Accidental loss 削減のためには新検出器は入射角度によらず中性子、低エネルギー  $\gamma$  に対して低感度であることが要求される。

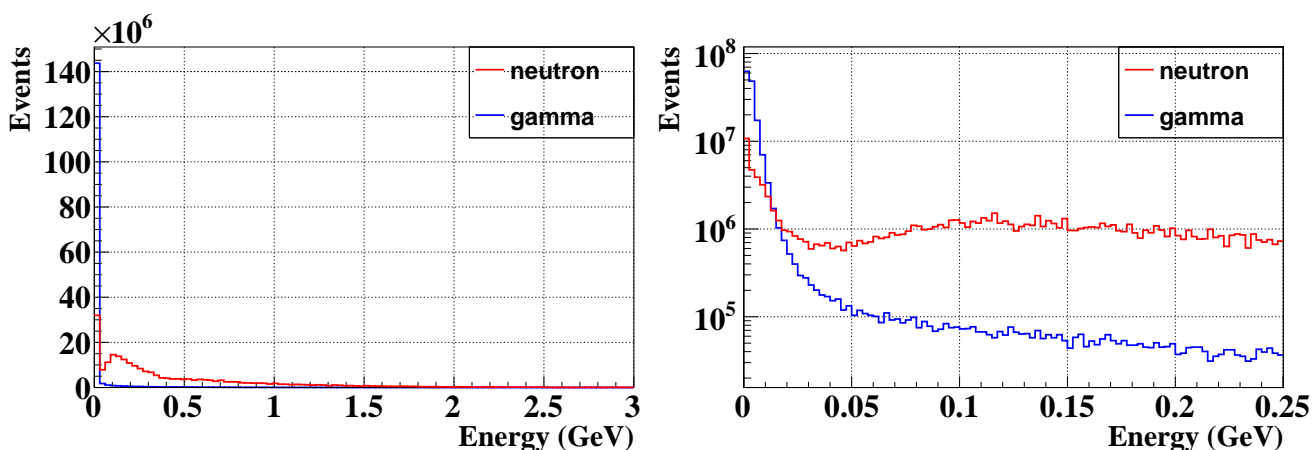


図 3.6 ビーム粒子別のエネルギー分布図。右図は左図のエネルギーの範囲を限定して縦軸を対数表示にしたもの。中性子、 $\gamma$  の数はともに低エネルギー領域が圧倒的に多く、低エネルギー (数 100 MeV 程度) の中性子や、低エネルギー  $\gamma$  (数 10 MeV 程度) に低感度である必要がある。

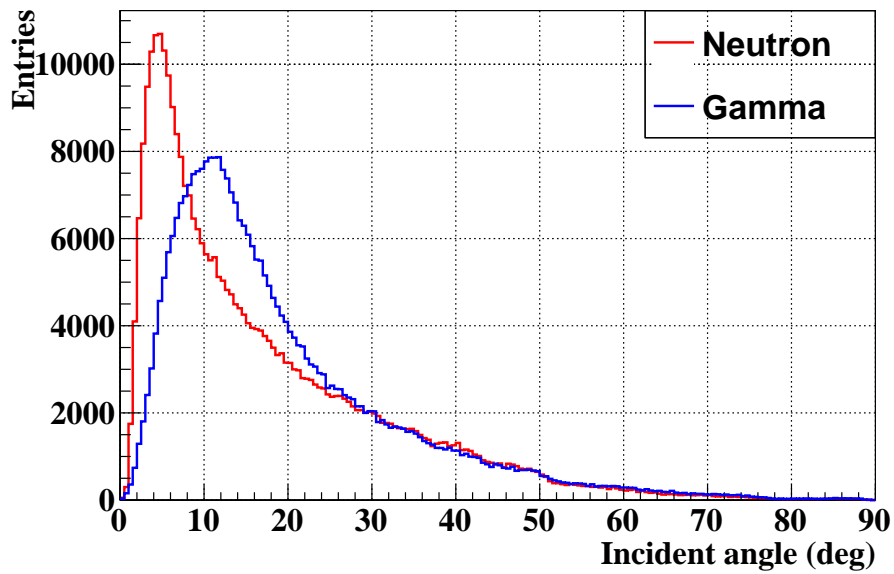


図 3.7 ビーム粒子のビーム軸に対する角度分布。中性子は  $5^\circ$  付近にピークを持ち、 $\gamma$  は  $12^\circ$  付近にピークがある。

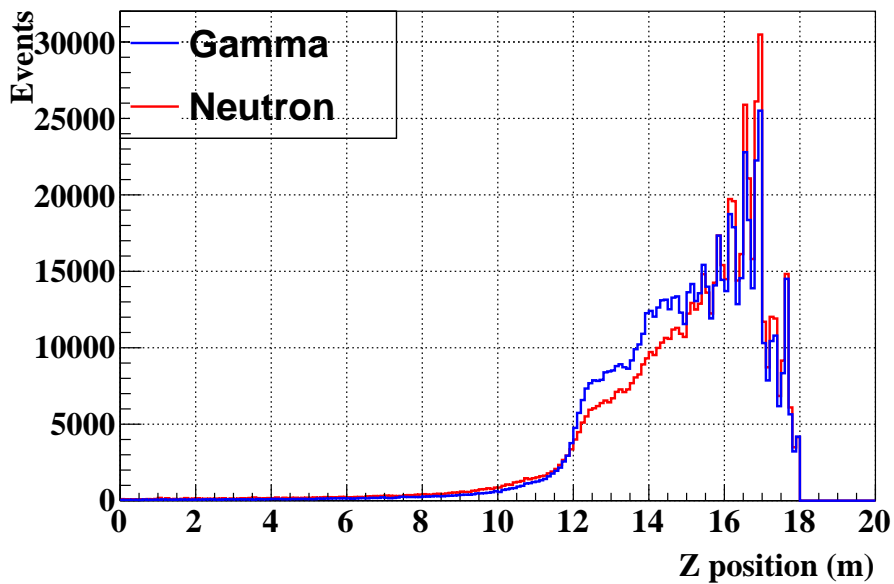


図 3.8 入射粒子の飛来  $z$  位置。BHPV 先頭モジュールがある  $z$  位置から中性子、 $\gamma$  の数が増大していることから飛来している中性子、 $\gamma$  は BHPV で散乱されたものである考えられる。BHPV の後方モジュールに近づくにつれてモジュールごとの鉛で散乱された粒子が飛来している様子がよくみえる。

### 3.3 Beam Hole Guard Counter (BHGC)

以上で述べてきたことにより新検出器には、

- 1GeV 以上の  $\gamma$  に対して高い感度を持つ
- 広範囲を覆える
- 中性子、低エネルギー  $\gamma$  に対して低感度

という条件が要求される。この目的の達成のために鉛とアクリルを用いたチェレンコフ検出器を提案し、Beam Hole Guard Counter (BHGC) と名付けた。この節ではその BHGC の検出原理について述べる。

#### 3.3.1 チェレンコフ光

まずはチェレンコフ光について簡単に説明する。荷電粒子による電場は真空中では光速で広がっていくが、物質中の場合、媒質の屈折率を  $n$  すると、電場は  $c/n$  の速さで広がっていく。荷電粒子の速度が物質中の光速を超えると、ある面で広がっていく電場の位相がそろふ。そのため音の衝撃波と同じようにある面で干渉しあい、強度が増大された結果、チェレンコフ光が発生する (図 3.9)。

電磁波の伝わっていく速さは物質中の光速で一定のため、チェレンコフ光の広がりはある決まった角度をもつ。 $n$  を媒質の屈折率、 $\lambda$  をチェレンコフ光の波長とすると、チェレンコフ角  $\theta_C$  は、

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n(\lambda)} \quad (3.2)$$

という関係にある。このことから分かる通り、チェレンコフ光の発光閾値は

$$\beta > \frac{1}{n(\lambda)} \quad (3.3)$$

となっている。またチェレンコフ光の発光量は次のようである [29] [30]。

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi z^2 \alpha}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \quad (3.4)$$

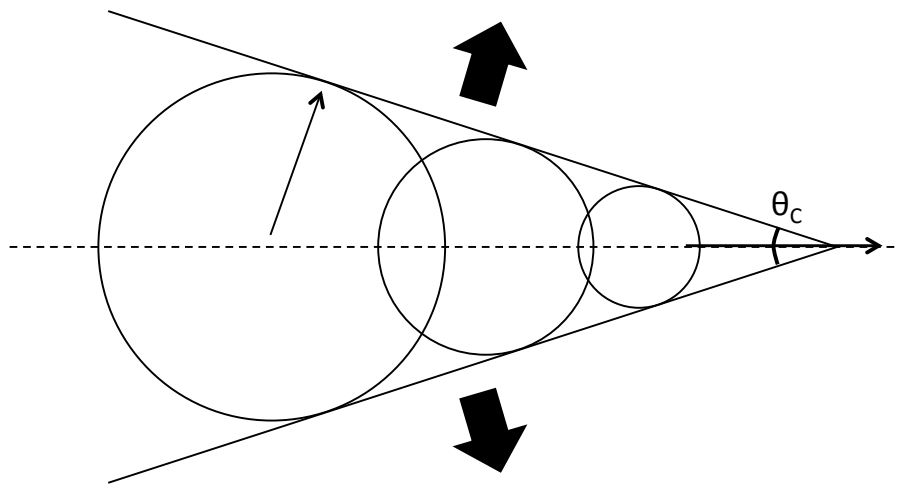


図 3.9 チェレンコフ光の発生イメージ図

### 3.3.2 BHGC 検出器原理

これまで述べてきた新検出器への要求を満たすために、鉛とアクリルを用いたチェレンコフ検出器を提案した。ここではその検出器の原理について述べる。

新検出器である BHGC は 2 段階の閾値で粒子を選別するという特徴がある。まず veto すべき  $\gamma$  の検出については図 3.10 に示すように、鉛で対生成した電子や陽電子によるチェレンコフ光をアクリル内で伝搬させて光電子増倍管 (PMT) で捉えることによって行う。アクリルの屈折率  $n$  はほぼ 1.5 であるため、チェレンコフ閾値は式 (3.3) より、

$$\begin{aligned} \beta &> \frac{1}{n} \\ &= \frac{1}{1.5} = 0.67 \end{aligned} \quad (3.5)$$

と表せる。電子、陽電子はかなり軽い荷電粒子のためほとんどの場合  $\beta \sim 1$  である。従って、 $\gamma$  が電子、陽電子に転換されればほとんどの場合においてチェレンコフ閾値を超えることになる。

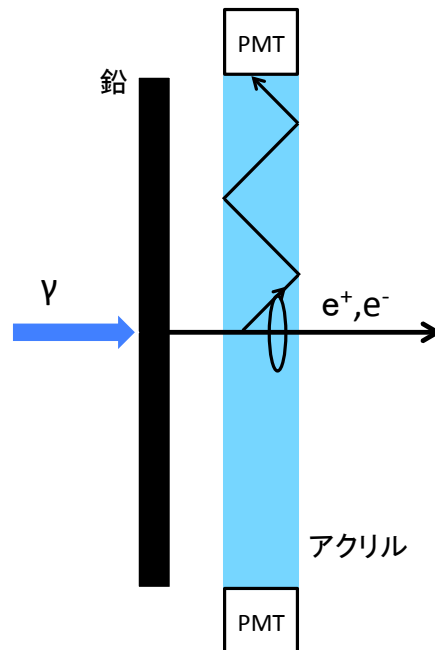


図 3.10 BHGC の入射  $\gamma$  に対するイメージ図

一方、中性子由来でできる荷電粒子は荷電パイオンや陽子であり、電子、陽電子と比べ重い。故に、 $\beta$  は比較的 1 より小さなものとなるため、図 3.11 のように、チェレンコフ閾値を超えない荷電粒子を選別できるという特徴をもつ。

そして 2 つ目の特徴は粒子の選別にアクリルの全反射条件を用いることである。アクリルの全反射条件は入射角を  $\theta$  とすると、

$$\begin{aligned} \sin \theta &> \frac{1}{n} \\ &= \frac{1}{1.5} = 0.67 \end{aligned} \tag{3.6}$$

となり、全反射角  $\theta_{tot}$  は

$$\theta_{tot} = 41.8^\circ \tag{3.7}$$

となる。チェレンコフ角の大きさは式 (3.2) にある通り、荷電粒子の速度が遅ければ小さい。このことを利用するのがもう一つの特徴である。例えば、図 3.12 のように中性子由来の陽子がアクリルに対して垂直入射した場合について考える。チェレンコフ閾値をこえるような場合でも、発生したチェレンコフ光が PMT まで到達するためにはチェレンコフ光は全反射条件を

満たす必要があり、従って荷電粒子の速度は

$$\begin{aligned} \beta &> \frac{1}{n \cos \theta_{tot}} \\ &= \frac{1}{n \sqrt{1 - 1/n^2}} \\ &= 0.89 \end{aligned} \tag{3.8}$$

を満たす必要がある。この条件満たさない場合、チェレンコフ光はアクリル外へ放出され、PMT に到達しない。実際には鉛との反応で陽子は全部垂直入射するわけではないが、少なくとも今議論した図 3.12 ようなケースでは中性子事象を減らすことができる。こうした二段階の閾値を設けることで  $\gamma$  に対しては感度を落とさずに、中性子由来の事象を減らすことができる。

アクリルは一般的に広く使われていて、広範囲を覆えるようなものでも入手しやすく、常温、常圧、そして大気中で扱えるために管理が容易である。

こうした理由から、要求を満たすための新検出器として鉛とアクリルで構成されるチェレンコフ検出器が適当である。

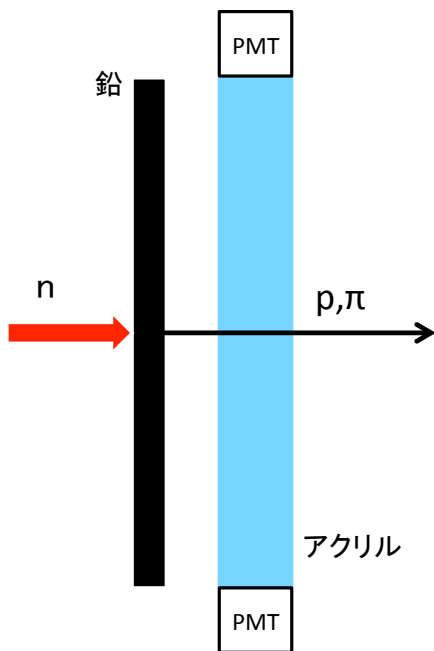


図 3.11 BHGC の入射中性子に対するイメージ図 (チェレンコフ閾値以下)

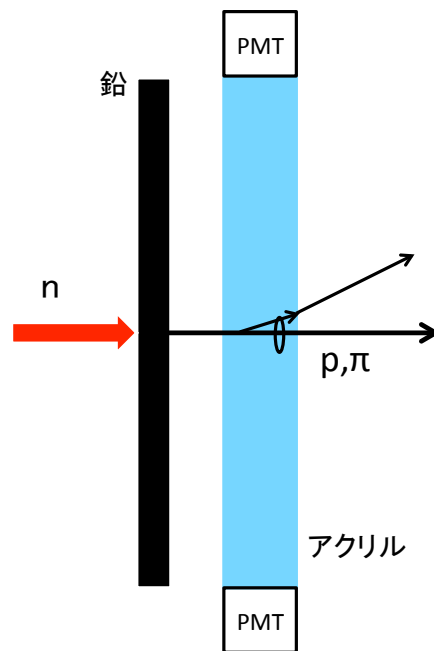


図 3.12 BHGC の入射中性子に対するイメージ図 (全反射条件を満たさない場合)

## 第 4 章

# 電子ビームを用いたアクリルチェレンコフ検出器の評価

アクリル検出器の理解のため、鉛のない BHGC のプロトタイプモジュールを製作し電子ビームを用いて応答を評価した。またモンテカルロシミュレーションを行い、チェレンコフ光を発生させ、ray tracing を行うことでビームテストの結果を評価した。以下ではその内容と結果について述べる。

### 4.1 光学シミュレーション

発生したチェレンコフ光から PMT で光電子を獲得するまでのプロセスをシミュレーションにより再現することが本節の目的である。シミュレーションには使用するアクリル、PMT のパラメータを組み込む必要があるためこれらについて前半部で述べ、後半でシミュレーション方法について述べる。

#### 4.1.1 アクリルの透過率

アクリルの透過率は分光光度計 (島津製作所, MPS-2000) を用いて測定した。分光光度計では、まず入射光を二つに分けて、一つをそのまま光センサーに入射させ、もう一つを透過率測定の対象物を通過させ光センサーに入射させる。そしてそれら二つの光の強度を比べることで透過率を測定するという機器である。測定光は波長を 190nm から 700nm の間で自由に変えられ、透過率の波長依存性を調べる事が可能である。

10 mm の厚さのアクリルを使用した際の透過率の測定結果を図 4.1 に示す。使用したアクリルの種類はアクリライト 001 (三菱レイヨン アクリライト 001 [31]) という型番のものである。アクリルの表面で入射光が反射してしまうため、高波長領域でも測定上透過率は 100% に



ならない。またアクリル内で複数回反射し、光センサーに到達する光もある。これら影響については付録 C で述べるが、こうした影響は本測定では結果に大きな影響を及ぼさず、700 nm 以上の長波長領域の内部透過率はほとんど 100% であると考えられる。従って、本節では波長が 700 nm での値を 100 % として透過率を考察していく。

今回ビームテストで使用するアクリルについては、通常のアクリルであり、波長で 400nm を超える領域からよい透過率を示す。チェレンコフ光については、紫外側に発光量が大きく、紫外線透過アクリルを用いるのが良いが、今回のテストでは、通常のアクリルを用いた。紫外透過アクリルについては、5.1.2 節で述べる。

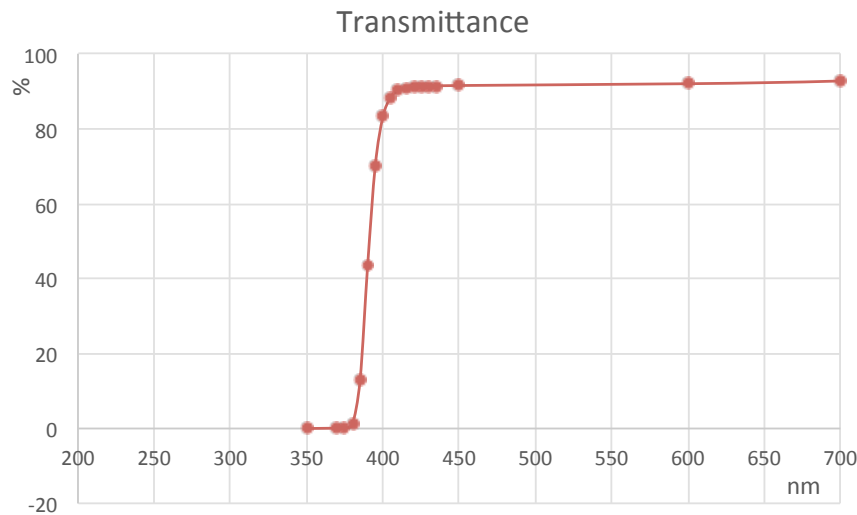


図 4.1 10 mm 厚アクリル (アクリライト 001) についての透過率の波長依存性

測定の結果から透過係数  $\alpha_{meas}$  [1/mm] を求めることができる。測定した透過率を  $\tau_{meas}$ 、アクリルの厚さを  $L_{Acryl}$  とすると、

$$\alpha_{meas} = -\frac{\ln \tau_{meas}}{L_{Acryl}} \quad (4.1)$$

である。 $L_{path}$  をチェレンコフ光のアクリル内の経路長とすると、透過率  $T$  は求めた  $\alpha_{meas}$  を用いて、

$$T = e^{-\alpha_{meas} L_{path}} \quad (4.2)$$

と表せる。シミュレーションには各々のチェレンコフ光を ray tracing し、求められた経路長に応じて透過率を反映させることにする。

### 4.1.2 PMT の量子効率

今回の研究では、通常の硼硅酸ガラスの窓材と、バイアルカリ光電面を用いた PMT (R-1250) を利用する。チェレンコフ光の光量は、紫外側で大きくなるので、より紫外側に感度のある UV ガラスや石英ガラスを用いた窓材が有利であると予測される。一方で今回のようにアクリルの紫外透過性が悪い場合は、PMT の紫外感度に大きなメリットはない。今回は、現有資産の活用の観点で、硼硅酸ガラスとバイアルカリ光電面の組み合わせを用いて評価を行った。PMT の量子効率については浜松ホトニクス社のカタログ値を使う (図 4.2 [32])。

シミュレーションでは発生したチェレンコフ光の波長を計算し、それに合わせて量子効率を反映させる。使用する PMT(R-1250) のカタログ値 [32] を使用しているが、実際には量子効率には個々の PMT によってばらつきがあり、不定性が残っている。従って、シミュレーション結果を実験結果と比較する際には、overall factor をかけてシミュレーション側の光量を調整する。

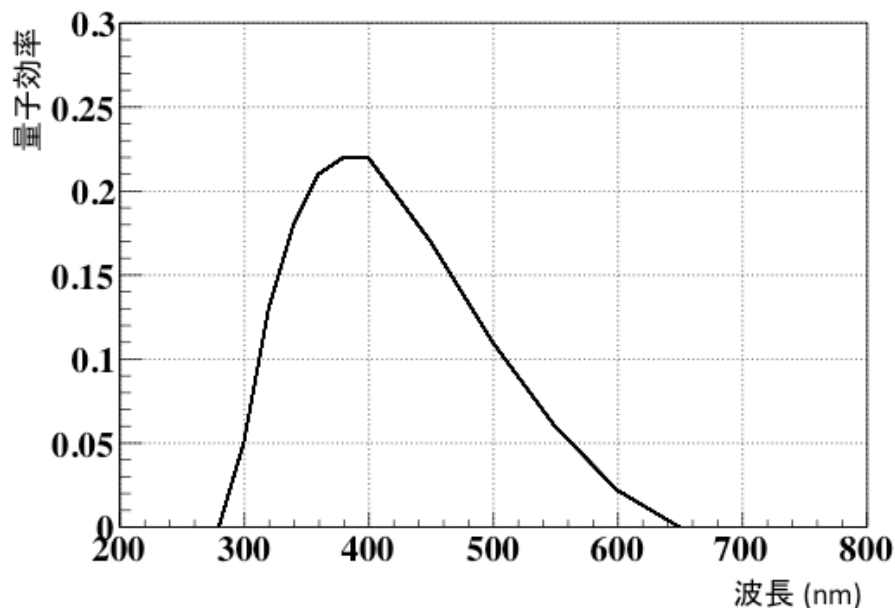


図 4.2 PMT の量子効率の波長依存性 [32]。

### 4.1.3 シミュレーション方法

シミュレーションについては、チェレンコフ光の発生までを geant4 と呼ばれるシミュレーターで発生させ、その後の ray tracing を開発した自前のコードで行った。シミュレーションでは発生させたチェレンコフ光には 1 つ 1 つに位置と運動量が記録されている。この情報が

ら、チェレンコフ光の ray trace を行う。具体的には、始めにアクリルを各面で折り返して延長する。その上で各チェレンコフ光の位置と運動量から PMT に到達するまで各光を外挿し、アクリル面との交点の回数、反射角度 ( $\theta_{\text{ref}}$ ) を計算する (図 4.3)。入射角度については式 (3.6),(3.7) を満たすものだけを全反射させる。透過による減衰は、各々のチェレンコフ光の運動量から波長が計算できるため式 (4.2) を用い、外挿して得られた経路長に応じて減衰させた。PMT の量子効率の扱いについては 4.1.2 節で述べた通りである。

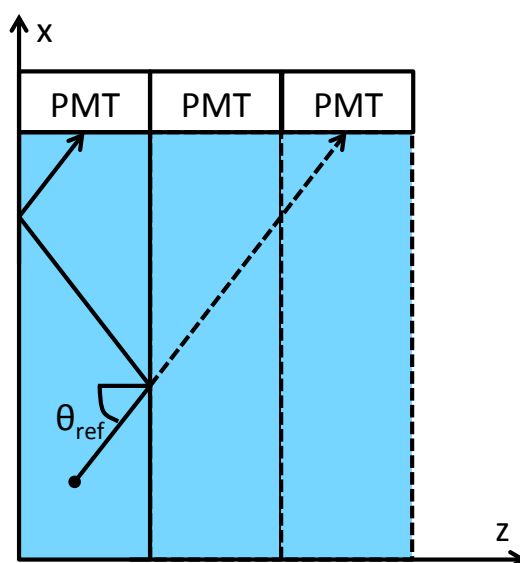


図 4.3 Ray tracing のイメージ図 ( $z$ - $x$  平面)。アクリルを反射方向に折り返し、チェレンコフ光の発生位置と運動量から PMT に到達するまでの経路とアクリル内での反射角度を求める。反射はアクリルの端面とチェレンコフ光を外挿した直線との交点で起こり、反射回数と交点の数は等しい。

## 4.2 ビームテスト

BHGC の動作確認、またアクリルチェレンコフ検出器の理解のために 2014 年 9 月 9 日から 14 日まで東北大学電子光理学研究センターで電子ビームを用いたビームテストを行った。この節では、行った測定項目についてと実験のセットアップについて述べる。

### 4.2.1 測定項目

まずは中心に垂直入射した場合にどの程度の光電子数を獲得できるか確認する必要がある。そしてシミュレーションの結果と比較することで、overall factor を求める。次に、4.1.1 節から、経路長によってチェレンコフ光が減衰する割合が変わり、獲得光量はビームの入射位置に

よって変わってくると推察できる。透過率測定時の経路長は 10 mm であったが、アクリル中心でチェレンコフ光が発生した場合、実際の経路長は最低でも 25 倍の 250 mm かかる。経路長が長くなっても 4.1.1 節で考察したような式に従うかどうかは定かではないことから、獲得光量の電子ビームの入射位置依存性を調べた。このときビームが当たる位置によって両読みの PMT に読み出しまでの時間差ができることを用いて、その時間差分布からモジュールの時間分解能とチェレンコフ光の伝搬速度、伝搬時間を評価した。さらに、3.3.2 節で述べた BHGC の検出原理からアクリルに対して入射する電子の角度によって全反射条件を満たすチェレンコフ光の割合が変わってくると考えられる。従って光量の入射角度依存性を調べた。以下にアクリル検出器の性能評価に関連した測定した項目をまとめる。

- ビームをアクリルの中心に入射したときの発光確認
- 獲得光電子数の入射位置依存性
- 獲得光電子数の入射角度依存性
- モジュールの時間分解能とチェレンコフ光の伝搬速度、伝搬時間

#### 4.2.2 実験のセットアップ

実験のセットアップの様子を図 4.4 と図 4.5、図 4.6 に示す。PMT (R1250) は 5 インチ径のものを、アクリルは  $50 \times 12 \times 1\text{cm}^3$  の大きさのものを使用した。アクリルと PMT はオプティカルグリースで接合し、実験中の剥離を防ぐためにモジュールの両側からゴムの弾性力によって押し付けた。また後述のキャリブレーション用の LED をモジュールの上部に設置した。架台とモジュールは治具を緩めることで動かすことができ、これによって位置依存性と角度依存性の測定を行う。測定の際にはモジュール全体をブラックシートで覆って遮光をした上で実験を行う。この他にトリガー用のシンチレータをアクリルの前後に設置していて、突き抜けを要求した。シンチレータの大きさは横方向に 2 cm、縦方向に 3 cm である。データの収集は電荷積分型の ADC と時間情報を記録する TDC を用いて行った。



図 4.4 prototype モジュールの全体図。図の左手前方向から右奥方向にビームが照射される。



図 4.5 アクリルとトリガーシンチの様子。紙面手前から奥の方向にビームが照射される。

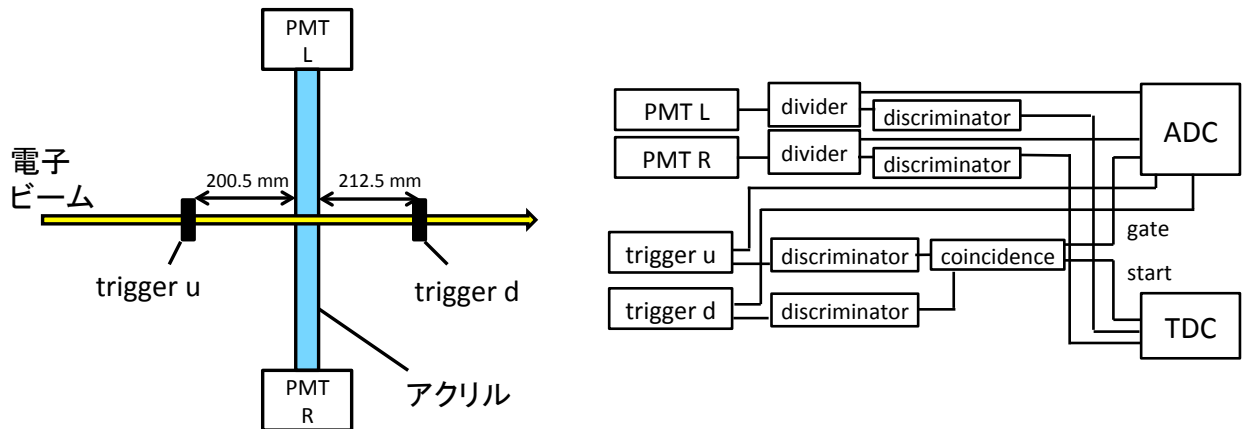


図 4.6 ビームテストのセットアップ概要 (左図) と回路図概要 (右図)。

### 4.2.3 座標系

座標系を図 4.7 に示すように  $z$  軸はビームの向きと平行に取り、 $x$  軸をアクリルの長手方向、 $y$  軸を鉛直方向にとった。原点はアクリルの中心とする。 $x$  正側の PMT を PMTL、 $x$  負側の PMT を PMTR と呼ぶことにする。

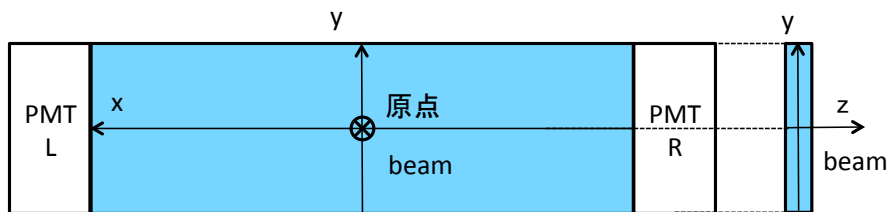


図 4.7 ビームテスト座標系。原点をアクリルの中心とする。

## 4.3 解析方法

ADC によって得られた値 (ADC count) はデジタル値であり、それ自体意味をなさない。そこで得られた ADC 値を光量へと変換する必要がある (1 p.e. calibration)。本節では ADC 値を光量へと変換する方法について述べる。

### 4.3.1 1 光子に対する応答

ADC によって得られた値を光量へ変換するには、1 光子に対応する ADC 値が分かれば良い。そこで、アクリル上部に取り付けてある LED を 1 光子レベルの低出力で光らせておき、

PMT で読み出す。PMT の印加電圧はこの 1 光子が十分観測できるように調整する。調整結果、実験では両 PMT とも 2300V を印加することにした。

LED トリガーで得られた ADC 分布のヒストグラムを図 4.8 に示す。図の 1 番目に見えるピークは pedestal event によるものであり、2 番目以降のピークが観測された光子のピークである。図 4.8 に見られるように 1 光子のピークが十分観測できており、PMT への印加電圧が適正なものであることがわかる。この得られたヒストグラムをフィッティングすることによって光電子数 (p.e.) 数と ADC count との間の換算係数を求める (1 p.e. calibration)。

フィッティングに用いる関数について考察する。LED の発光する光子数は低出力で光らせてあり、発光量はポアソン分布に従うと考えられる。また発生した光子を観測するとき、実際には検出器の分解能のため、離散的な分布はせずにある幅をもった連続的な分布となると考えられる。従って得られたヒストグラムのフィッティングの関数にはポアソン分布とガウス関数のたたみ込みで表される関数が適当であると考えられる。平均値が  $\mu$  のポアソン分布と平均値が  $m$ 、分散が  $\sigma$  のガウス関数の式は、

$$\text{Poisson}(k, \mu) = \frac{\mu^k e^{-\mu}}{k!} \quad (4.3)$$

$$\text{Gaus}(x, m, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.4)$$

と表せる。これら式 4.3、4.4 を用いて、フィッティング関数を表すと次のようになった。

$$y(x) = A(\text{Poisson}(0, \mu)\text{Gaus}(x, m_{\text{ped}}, \sigma_{\text{ped}}) + \sum_{k=1}^N \text{Poisson}(k, \mu)\text{Gaus}(x, m_{\text{ped}} + km_{\text{gain}}, \sqrt{\sigma_{\text{ped}}^2 + k\sigma_{\text{gain}}^2})) \quad (4.5)$$

式 4.5 の各変数は、 $A$  : 規格化定数、 $\mu$  : LED の平均光量、 $k$  : LED の光量、 $x$  : ADC 値、 $m_{\text{ped}}$  : pedestal の平均値、 $m_{\text{gain}}$  : 1 光子応答のゲイン、 $\sigma_{\text{ped}}$  : pedestal の分散、 $\sigma_{\text{gain}}$  : 1 光子応答の分散である。換算係数の値は  $m_{\text{gain}}$  である。

得られたヒストグラムとフィッティングの結果を図 4.8 に示す。図に示す通り、式 4.5 のフィッティング関数で精度よくフィッティングできることがわかった。

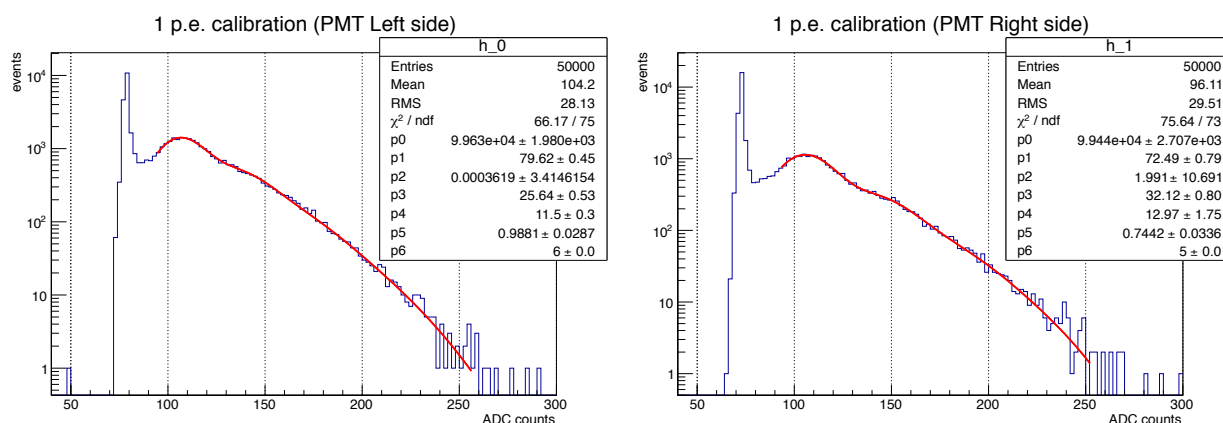


図 4.8 1 p.e. calibration のフィッティング結果。左図が PMTL、右図が PMTR で calibration したときの様子。

### 4.3.2 PMT の安定性

1 光子に対する換算係数の安定性をみることで、PMT のゲインの安定性を保証する。このため 1 p.e. calibration のデータをビームテスト中に繰り返し取得している。その結果を図 4.9 に示す。換算係数はデータ取得ごとにばらついていることがわかった。これを評価するために、換算計数を定数でフィットした。結果は図 4.9 にあるように両 PMT とも  $\chi^2/\text{ndf} \sim 1$  であり、このばらつきは統計で説明できることがわかった。換算係数はこの定数フィットで得られた値を今後の解析に用いる (表 4.1)。

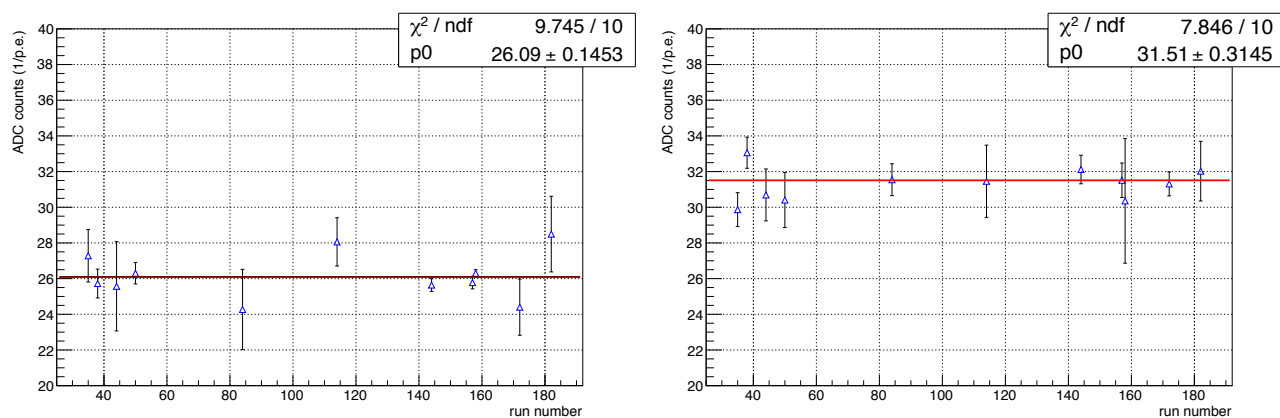


図 4.9 PMT の gain の安定性。左図が x 正側の PMT で、右図が x 負側の PMT についてのプロットである。横軸はデータの取得番号。



表 4.1 PMT のゲインの安定性の結果

PMT	換算係数
Left side (x 正側)	26.1 (ADC counts/p.e.)
Right side (x 負側)	31.5 (ADC counts/p.e.)

### 4.3.3 換算方法

得られた換算係数から ADC 値を p.e. 数に変換する。変換式は以下のようである。

$$(\text{p.e. 数}) = \frac{\text{ADC counts} - \text{pedestal}}{\text{換算係数}} \quad (4.6)$$

pedestal の値は目的の測定をしているランに一番近い 1 p.e. calibration ランのデータから求めた値を使うことにした。

## 4.4 測定結果とシミュレーション比較

本節では、まず電子ビームによって得られたアクリル検出器の典型的な波形について触れ、その後 4.2.1 節で述べた各測定項目についての結果とシミュレーション結果の比較を行う。

### 4.4.1 電子ビームで得られた典型的な波形

図 4.10 にオシロスコープで取得した電子ビームに対する典型的な波形を示す。オシロスコープで取得した波形では立ち下がりに 5 ns 程度、波形全体で 20 ns 以内程度に収まっていることがわかった。このことから信号応答が早いというチェレンコフ検出器としての特性を発揮していることがわかった。

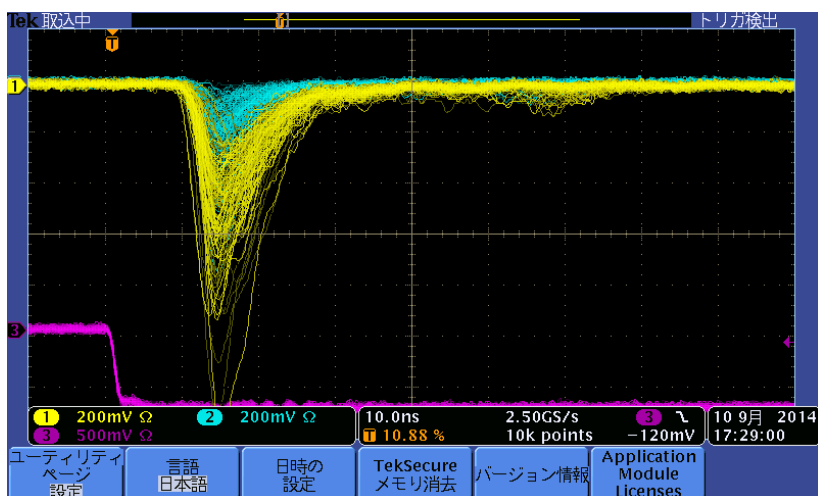


図 4.10 オシロスコープで取得した典型的な生波形。20 mV 程度が 1 光子の出力である。

図 4.11 と図 4.12 に取得した典型的な光量分布を示す。平均光量が少ない場合 (図 4.11) には光量を観測できない場合が増え、0 光量ときには pedestal event として ADC には記録される。Pedestal は ADC 値を光量変換する際に 0 p.e. になるよう設定してあり、従って 0 p.e. 付近に明瞭なピークが現れる。平均光量が多くなるにつれて pedestal event の割合は減り、分布が平均値を中心として左右対称な分布に近づくことがわかる (図 4.12)。

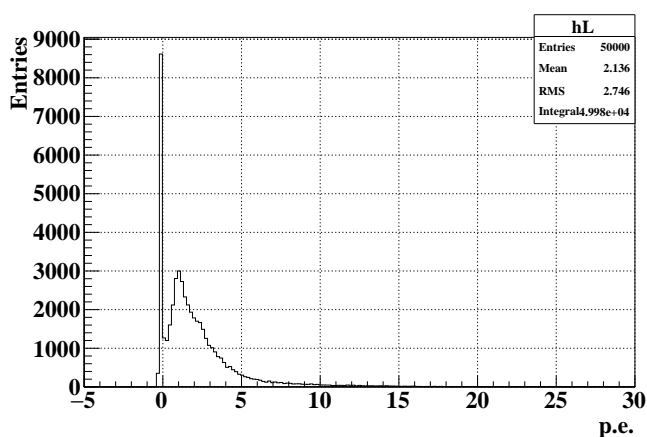


図 4.11 光量が少ない時の光量分布。Pedestal が多く、分布は光量の高い側に尾を引いている。

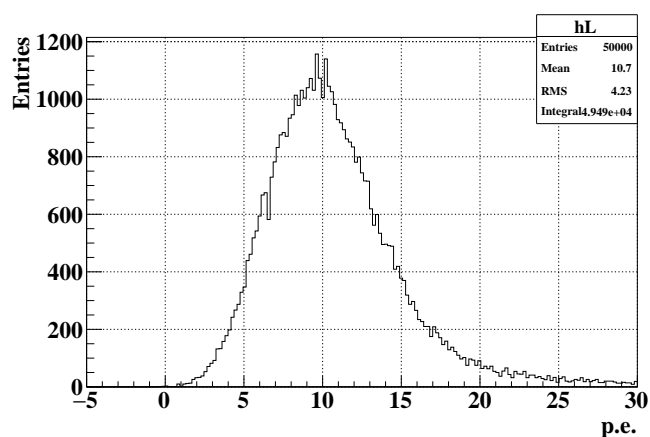


図 4.12 光量が多い時の光量分布。Pedestal はほとんど観測できず、分布はピークに対して左右対称に近づく。

#### 4.4.2 中心入射時の光量分布

この節ではビームがアクリルの中心に入射したときの光量分布について調べる。これは、データからシミュレーションに用いる overall factor を求めるためである。

得られた光量分布を図 4.13 に示す。平均光量はヒストグラムをガウシアンでフィッティングし、その中央値を用いる。ビーム中心位置に入射した場合 (図 4.13) 両側の PMT で平均約 9 p.e. 観測されている。しかし、PMTL と PMTR では、中心位置での光量には 10% 程度の差がある。この一つ原因として考えられるのが PMT の量子効率の個体差で、PMT に到達したチェレンコフ光の数が等しくても量子効率の違いによって獲得光電子数に差が出るのだと思われる。このためシミュレーションを行う際には、overall factor を求めて補正を行う必要があることがわかる。

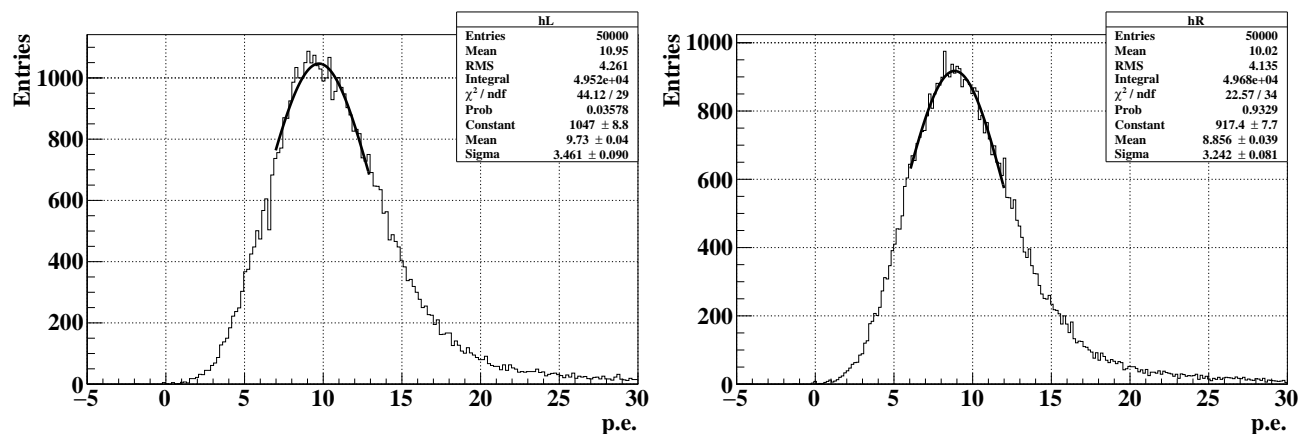


図 4.13 ビーム位置  $x = 0$  cm での光量分布。左図が PMTL、右図が PMTR の光量分布。得られたヒストグラムをガウシアンでフィッティングしている。

シミュレーションは、出力される光量は整数値で離散的なものであるため、現実を反映させるために得られた光量分布をガウシアンでスミア\*1させた。スミアする幅は 1 p.e. calibration の際に求めた 1 光子応答の分散を用いる。ビーム入射が中心位置のときのシミュレーションで得られた光量とデータを比較し、overall factor を求めた (表 4.2)。

\*1 整数値をある規則に従って連続的な値に引き延ばすこと、という意味で用いている。ここでは乱数を用いてガウス分布に従うよう引き延ばした。

表 4.2 入射位置が中心のときに得られた overall factor

PMT	overall factor
Left side (x 正側)	1.15
Right side (x 負側)	1.03

補正後のシミュレーションの光量分布とデータの光量分布を比較したものが図 4.14 である。結果はピーク付近の領域 (5 ~ 20 p.e.) ではシミュレーションはデータをよく再現できていて、また低光量領域ではデータのほうがイベント数が少ないが、概ね再現できている。大光量領域ではデータの方がイベント数が多い。考えられる理由としては、 $\delta$ -ray のシミュレーションが現実をあまり反映していない、などが考えられる。アクリル内で  $\delta$ -ray が発生すると、さらにチェレンコフ光を発生させるため大光量側の分布に寄与する。またアクリル外では、本論のシミュレーションではトリガーのために用いているシンチレータを組み込んでいない。トリガーで発生した  $\delta$ -ray がチェレンコフ光を発生させると高光量側に寄与があると考えられる。トリガーシンチレータによる寄与の考察は付録 D で行う。

分布全体を完全には再現させることはできなかったが概ねよく再現できており、平均光量を算出する際にはこの分布の違いは大きな問題とならない。従って求めた overall factor のもとでシミュレーションの解析を進めていくことにした。

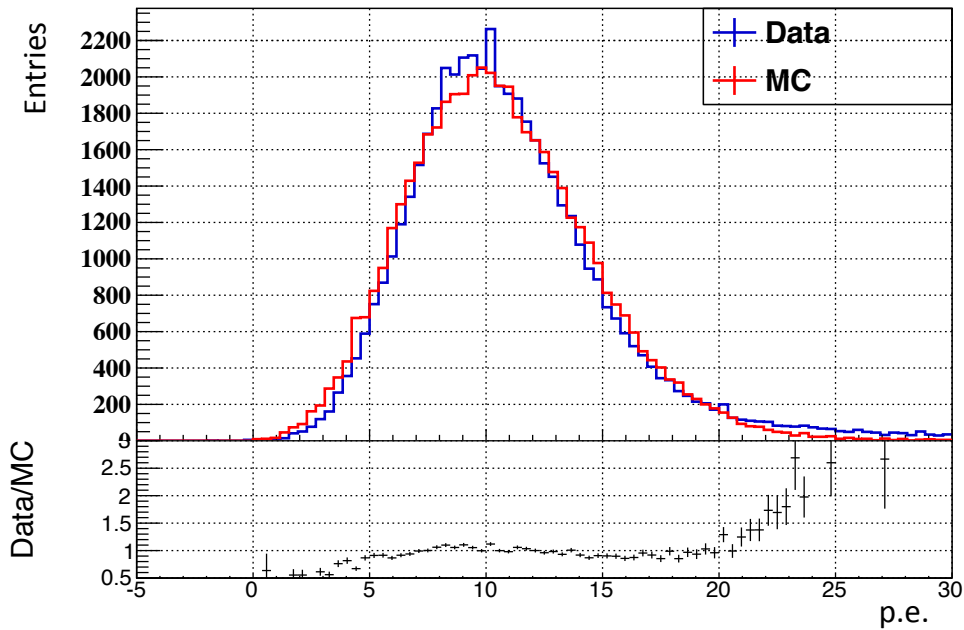


図 4.14 ビームの入射位置がアクリル中心のときの結果。シミュレーションで得られた光量分布とデータとの比較。青線がデータ、赤線がシミュレーションを表している。ピーク付近の領域 (5 ~ 20 p.e.) ではシミュレーションはデータをよく再現できている。低光量領域では概ねシミュレーションはデータを再現しているが、大光量領域ではデータの方がイベント数が多い。

#### 4.4.3 入射位置依存性

この節ではアクリルのビーム入射位置の発光量依存性について述べる。モジュールは図 4.15 のように、y 軸の値を 0 cm に保ったまま、x 軸に沿って 10 cm ずつ動かし計 5 点測定した。

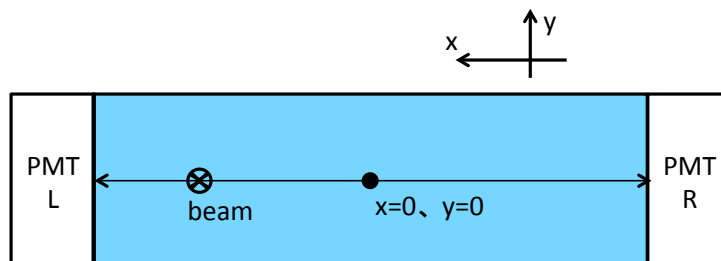


図 4.15 位置依存性測定イメージ図。

図 4.16 に得られた光量分布の 1 例を示す。図 4.16 は  $x=-20$  cm の位置にビームを入射し

た時の光量分布である。左右の PMT の光量がビームをアクリル中心に入射したときと比べて差が大きくなっていることがわかった。ビームの入射位置と光量の依存性を表した結果が図 4.17 である。図 4.17 にはデータと overall factor で補正をした後のシミュレーションの結果を載せてある。データの光量の入射位置の依存性は PMT 両読みの合計光量の方が片読みの場合と比べて少なく、入射位置依存性は 10% 以内に抑えられていた。また、シミュレーションでは同じ overall factor を適用してもデータをよく再現しており、反射、透過による減衰のプロセスをよく再現できていることがわかった。

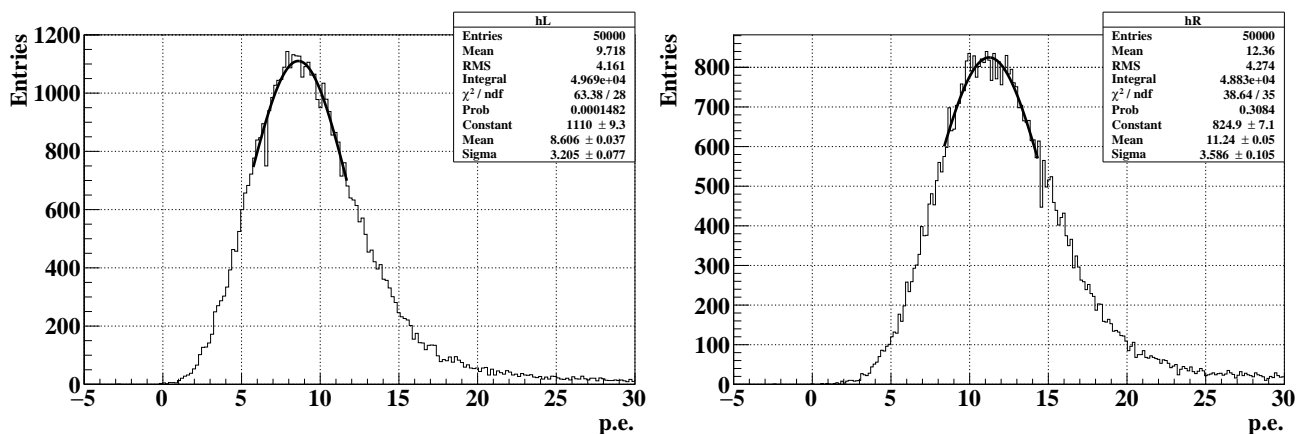


図 4.16 ビーム位置  $x = -20$  cm での光量分布。左図が PMTL、右図が PMTR の光量分布。得られたヒストグラムをガウシアンでフィッティングしている。

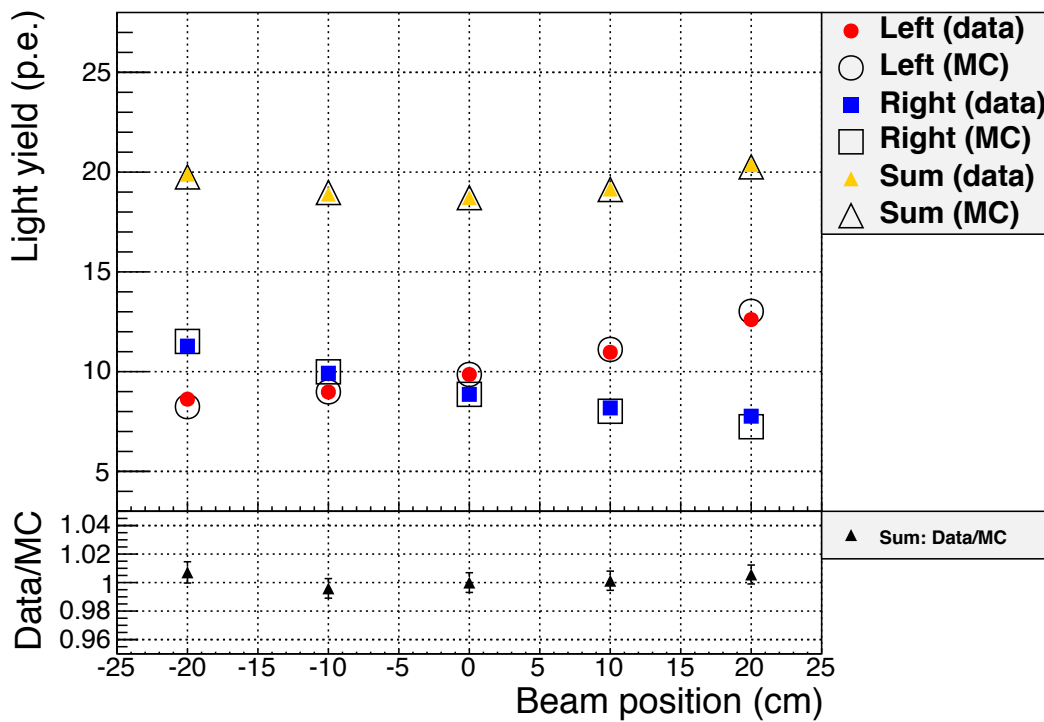


図 4.17 アクリル検出器の発光量の位置依存性。横軸はビームの入射位置。上側のプロットの縦軸は獲得光量を表しており、下側のプロットの縦軸は各測定位置でのデータとシミュレーション結果を比較したもの。図のレジェンドの Left は x 正側、Right は x 負側に対応する。

#### 4.4.4 入射角度依存性

この節では、光量のビーム入射角度依存性について述べる。測定はビーム位置をアクリルの中心に当てつつ、モジュールを  $zx$  平面で回転させた (図 4.18)。

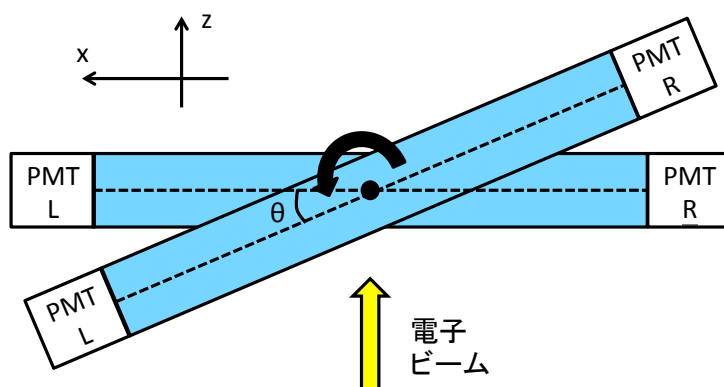


図 4.18 角度スキャンのセットアップイメージ図。この図は y 正側から見た図である。

角度スキャンによって得られたヒストグラムの一部を図 4.20、4.21、4.22 に、スキャンした結果を図 4.23 に示す。図 4.20 から図 4.23 まで示した通り、入射角が約  $6^\circ$  近辺から左側 (x 正側) の PMT の獲得光量の低下がみられる。これは入射荷電粒子の  $\beta \sim 1$  のときのチェレンコフ角  $48.2^\circ$  とアクリルの全反射角  $41.8^\circ$  の差とコンシステントな結果である (図 4.19)。

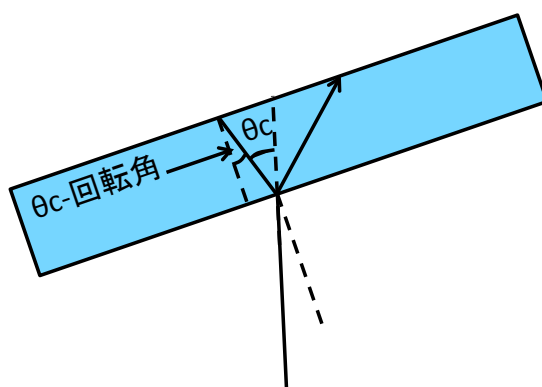


図 4.19 全反射条件を満たさなくなるときの例。アクリルの回転角が  $6$  度を超えるとチェレンコフ角-回転角が全反射条件の  $42$  度を満たさなくなる。

また右側 (x 負側) の PMT の獲得光量が増えている原因は、入射角度が浅くなるため反射回数が減り、経路長も短くなるためと考えられる。本検出器は両読みの検出器であり、この結果から入射電子に対して必ずどちらかの PMT で十分な光量が獲得できることが保証された。

シミュレーションについては x 正側で光量の減っていく領域、x 負側では全反射条件を超えるあたりからデータを正確には再現できていない。傾向としてシミュレーション側の方が全体的に光量を高く見積もっている状況にある。まず可能性の一つとしてあるのが測定の精度である。x 正側で光量が落ち始める領域は角度変化による影響が大きいので、測定時の角度で大きく影響が出るはずである。しかし、測定精度は  $0.5$  度ほどであり、x 負側の全体的に高い理由



が説明しきれない。また、PMT の量子効率 は光子の入射角度に依存するが、本論ではこの効果を考慮していない。こうした角度依存に関連して光量が減るような物理過程が存在する可能性があり、今後詳しい調査が必要である。

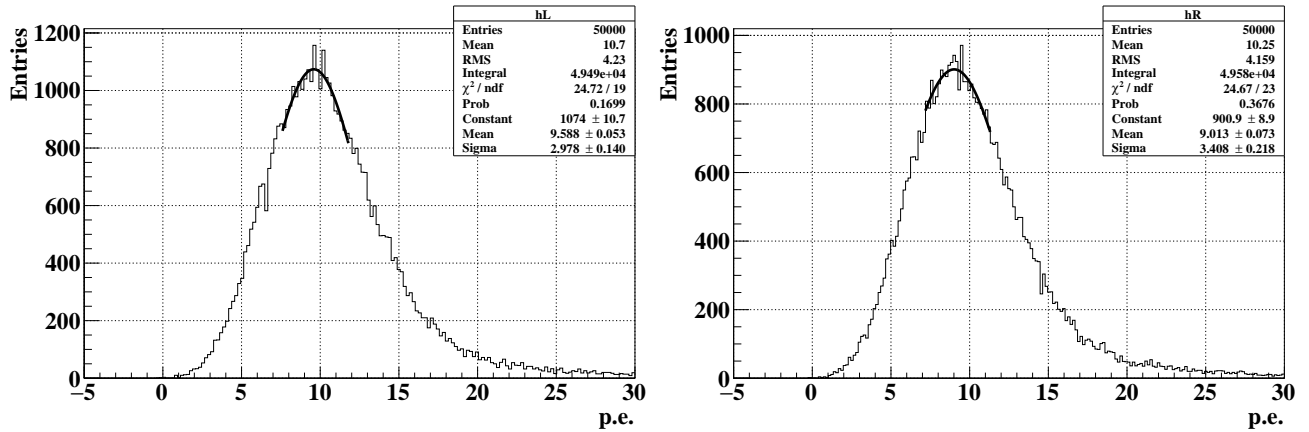


図 4.20  $\theta = 0^\circ$  のときの光量分布

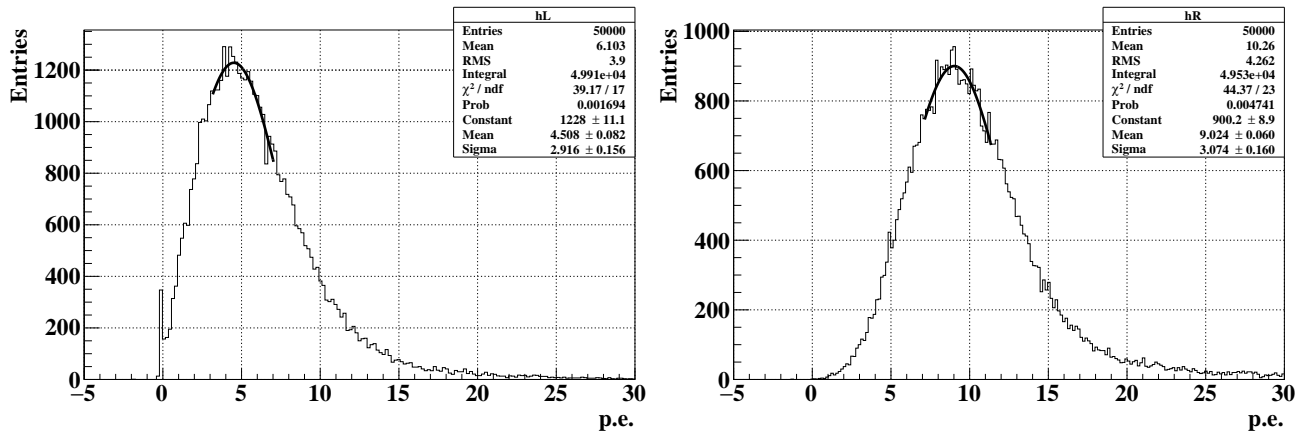


図 4.21  $\theta = 7.4^\circ$  のときの光量分布

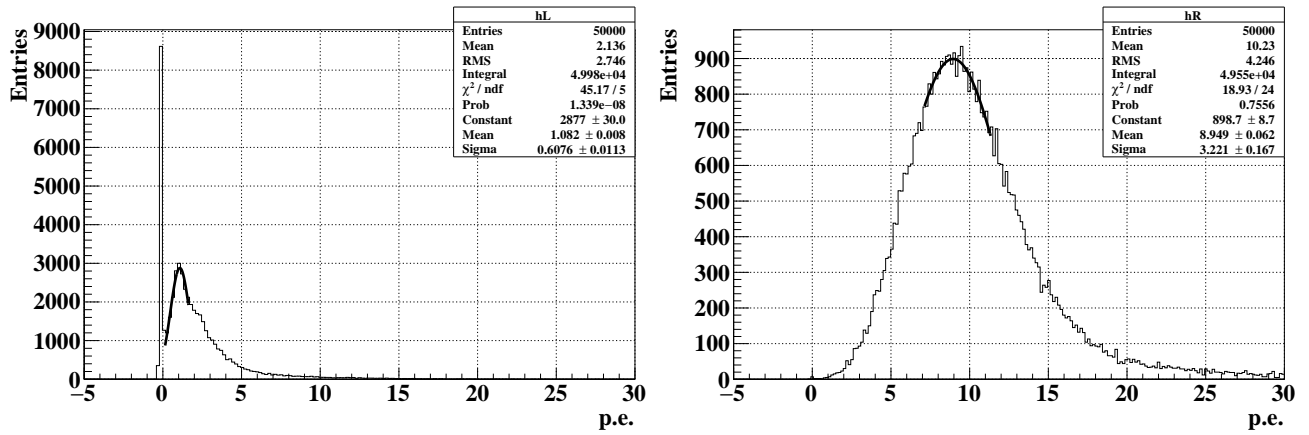


図 4.22  $\theta = 10^\circ$  のときの光量分布

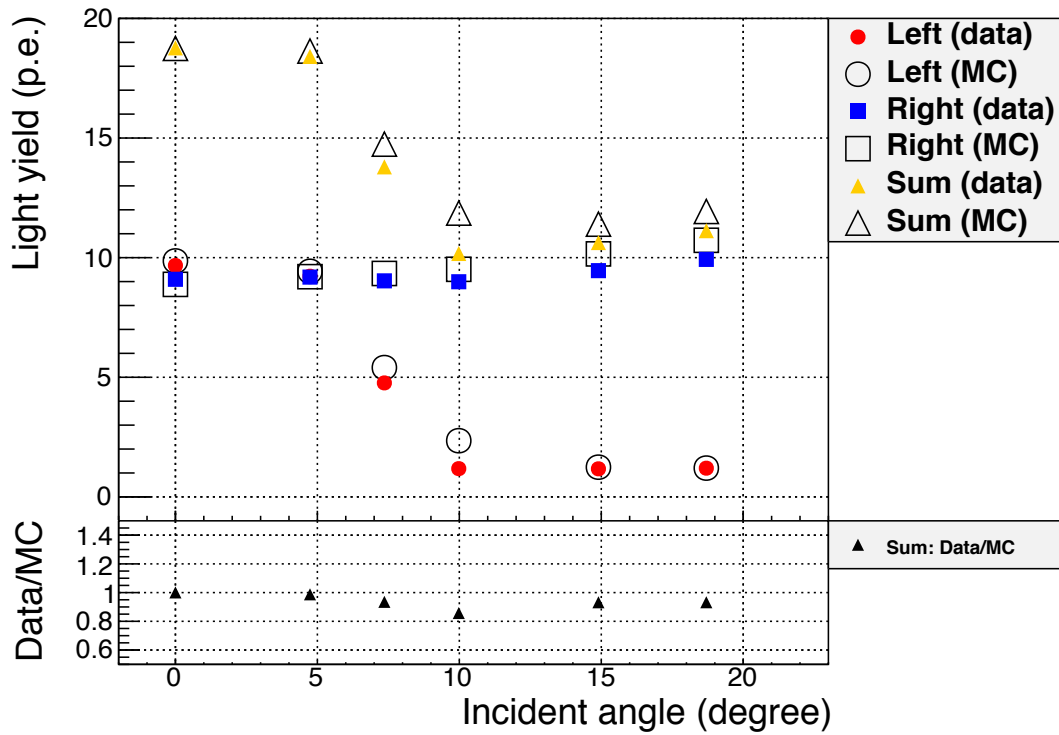


図 4.23 入射角度による光量依存性。図のレジェンドの Left は x 正側、Right は x 負側に対応する。

## 4.4.5 モジュールの時間分解能とチェレンコフ光の伝搬速度

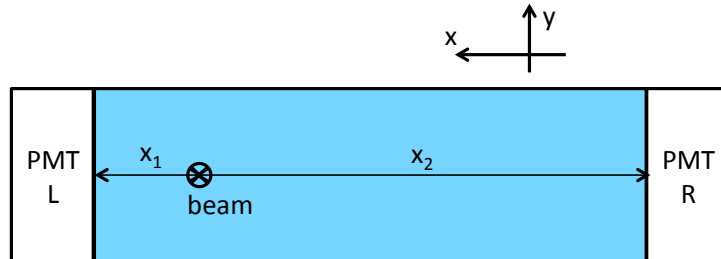


図 4.24 時間情報の位置依存性測定の概要図。

データ取得時には ADC だけでなく TDC で時間情報も記録している。この情報からモジュールの時間分解能とチェレンコフ光の伝搬速度、経路長を求めるのがこの節の目的である。

両読み PMT の時間差はビーム入射位置から左右の PMT までの直線距離 (図 4.24 の  $x_1 - x_2$ ) に比例すると考えられる。両読み PMT の時間差は TDC によって得られた値の時間差をとって評価する。  $x = -20$  cm にビームを当てたときの時間差分布を図 4.25 に示す。時間差はこの時間差分布をガウシアンでフィッティングして、その平均値を用いる。

時間差分布からモジュールの時間分解能も評価でき、モジュールの時間分解能を  $\sigma_{\text{mod}}$  とすると、時間差分布の  $\sigma_{\text{dif}}$  は、

$$\sigma_{\text{dif}}^2 = 2\sigma_{\text{mod}}^2 \quad (4.7)$$

と表せる。従って、モジュールの時間分解能は、

$$\sigma_{\text{mod}} = \frac{\sigma_{\text{dif}}}{\sqrt{2}} \quad (4.8)$$

である。これより、モジュールの時間分解能は、

$$\sigma_{\text{mod}} = 0.584 \pm 0.003 \text{ (ns)} \quad (4.9)$$

となった。

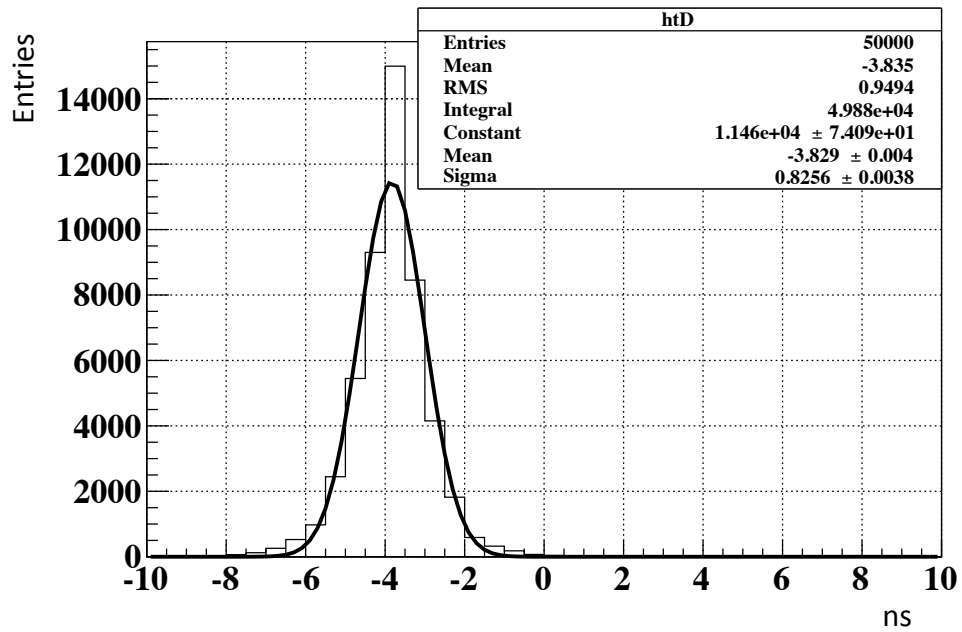


図 4.25  $x=-20$  mm に入射したときの時間差分布

時間差分布をフィッティングで求めた平均値とそのときのビーム入射位置から左右の PMT までの直線距離の差 (図 4.24 の  $x_1 - x_2$ ) についてプロットし、直線でフィッティングした結果が図 4.26 である。

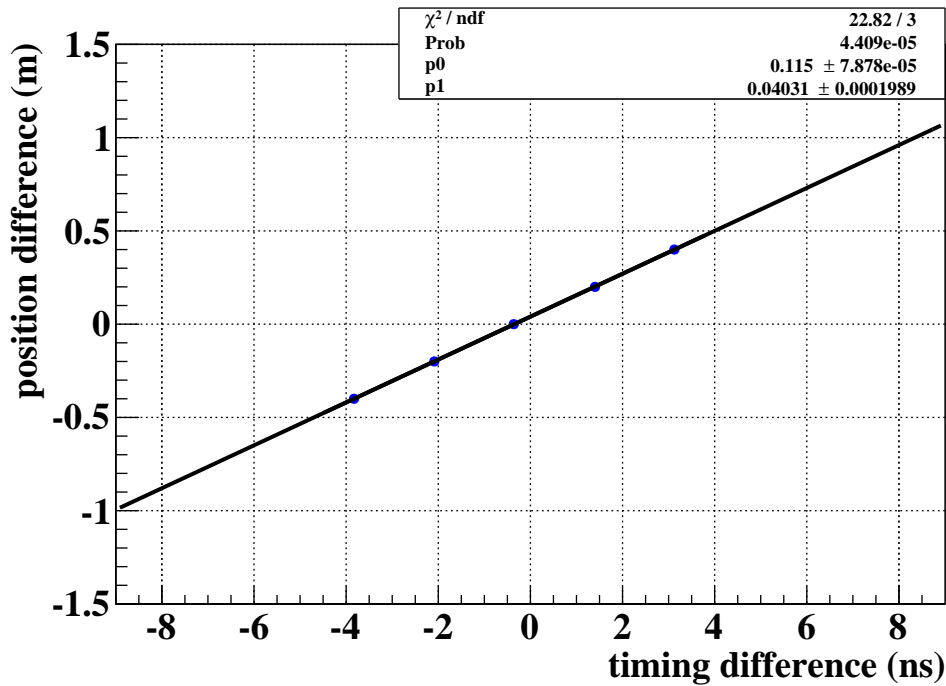


図 4.26 PMTL と PMTR の時間差の位置依存性。横軸は時間差、縦軸は  $x_1 - x_2$  である。

この結果から  $\beta \sim 1$  の荷電粒子がアクリルに垂直入射する場合の、チェレンコフ光が x 軸に沿って PMT に最短経路で入射した場合の伝搬速度は、 $v = 0.115 \text{ (m/ns)}$  と求まった。従って、アクリルの中心でチェレンコフ光が発生し、x 軸に沿って 0.25 m 進んで PMT に入射するまでの時間  $t_{data}$  は、 $t_{data} = 0.25 / 0.115 = 2.17 \text{ (ns)}$  となる。

一方、光速  $c = 0.3 \text{ (m/ns)}$ 、屈折率  $n=1.5$  を用いるとアクリル内の光速は、 $v = c/n = 0.2 \text{ (m/ns)}$  となる。 $\beta \sim 1$  の荷電粒子が作るチェレンコフ角は 48 度のため、これから伝搬時間  $t_{ideal}$  を見積もることができて\*2、

$$t_{ideal} = \frac{0.25}{\sin 48^\circ} \times \frac{1}{0.2} = 1.69 \text{ (ns)} \tag{4.10}$$

であるはずである。データから得られた伝搬時間と比べると  $2.17 / 1.69 = 1.28$  倍の開きがあることがわかった。この差は TDC のキャリブレーションによる効果によるものではないと確認しており、詳しい原因はよくわかっておらず、詳しい調査が必要である。

\*2 チェレンコフ光が x 軸に沿って平行に走る際が経路長の主な寄与である。

## 第 5 章

# $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊に対する Background 削減力

ビームテストでアクリル検出器の基本性能を測定し、またアクリル検出器の応答をシミュレーションで再現することが可能となった。次のステップとして新検出器 BHGC の実機デザインを決める必要がある。この目的達成のため、本章前半部分では  $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊のシミュレーションにより新検出器デザインの最適化を行った。また章の後半では、決定したデザインのもとに、BHGC のカウンティングレートの見積もりや、プラスチックシンチレータとの比較を行いアクリル検出器の優位性を示す。

### 5.1 BHGC 実機のデザインについて

#### 5.1.1 デザインの決定方法

BHGC のデザインの決定するためにシミュレーションを行う。シミュレーションは鉛とアクリルで構成された検出器を定義し、後で述べる各種パラメータについて最適化を図った。

シミュレーション上にはビームテストでの結果をもとに BHGC のモジュールを定義し、ray trace のコードを組み込む。また 3 章で確認したように、BHGC は広範囲を覆う必要があるため、図 5.1 のようにモジュールを 4 台シミュレーション上に組み込み、図 5.2 のように 8 チャンネルで読み出す。その際、アクリルのサイズはビームテストのときに用いたサイズと同じ大きさ (1 枚あたり  $50 \times 12 \times 1\text{cm}^3$ ) のものを用いることにした。

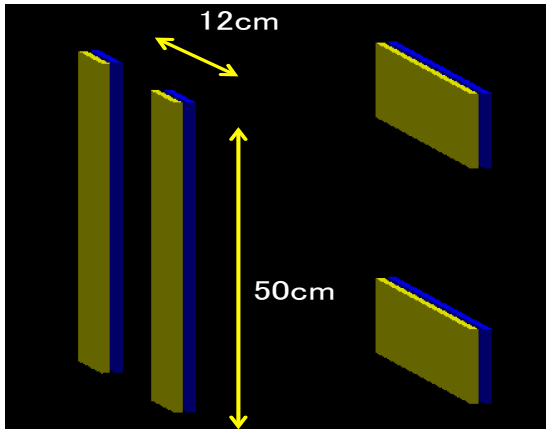


図 5.1 BHGC 4 モジュールをシミュレーション上に定義した時の様子。黄色のボックスは鉛を、青のボックスはアクリルを表している。

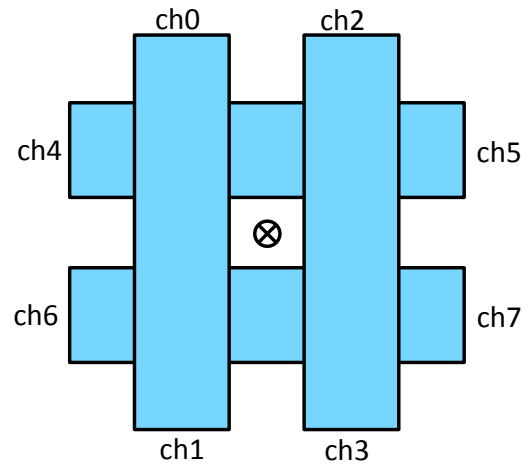


図 5.2 BHGC のチャンネル ID

背景事象については 3 章で評価した方法と同様に、シグナルボックス内にある再構成された重み付きの  $\pi^0$  の数で評価する。3 章で確認した BHGC が検出すべき  $\gamma$  による背景事象についての  $P_t-Z_{\text{vertex}}$  分布を図 5.3 に示す。図の枠線で囲っている領域はシグナルボックスである。図 5.3 ではシグナルボックス内に  $2.26 \pm 0.27$  イベントあり (標準理論感度)、現状のままでは、このイベント数がそのまま背景事象数となる。BHGC のデザイン設計は、BHGC の veto をかけた後にシグナルボックス内に残る背景事象数を最小化できるように行っていく。

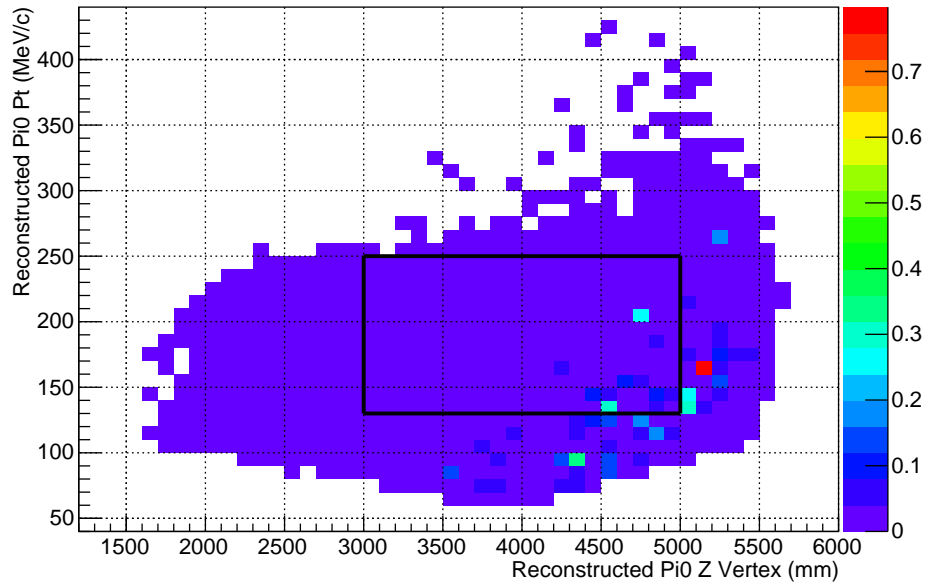


図 5.3 BHGC で veto する前の  $P_t Z_{\text{vertex}}$  分布。色の濃い部分がバックグラウンドとして多く残ってくるイベントを示しており、新検出器にはこうしたイベントを削減する必要がある。

### 5.1.2 使用するアクリル

使用するアクリルの種類についてはより光量を確保するため、ビームテストで使用したアクリルよりも紫外光を透過する「S-0 (日東樹脂工業 CLAREX) [33]」という型番のアクリルを用いることにした。これは、チェレンコフ光が、紫外側で発光量が大きくなるため、紫外線透過の良いアクリルを使う方が獲得光量の観点で有利と考えられるためである。アクリルの透過係数が異なるため、紫外透過アクリルの透過率を実際に測定し、計測値をパラメータとして組み込んだ。透過率測定の結果を図 5.4 に示す。



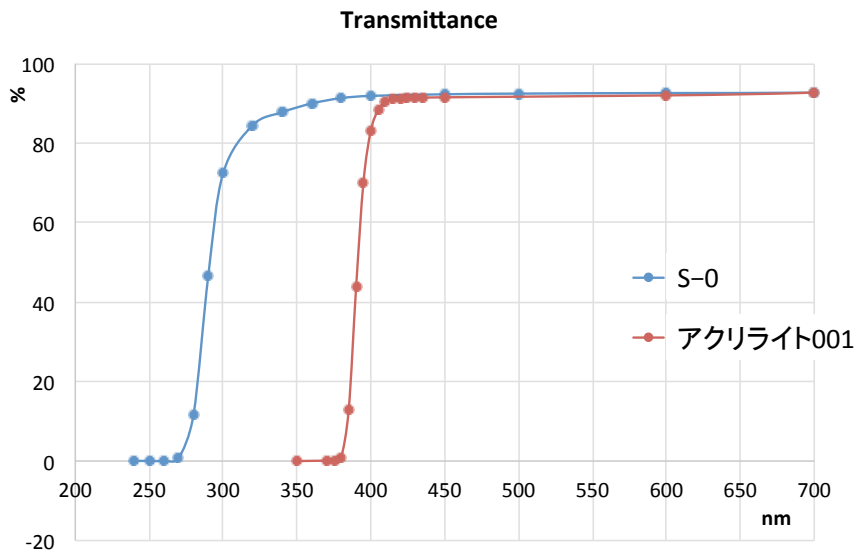


図 5.4 紫外線透過アクリル板 (CLAREX S-0) 10 mm に対する透過率測定の結果。。比較のためにビームテストの時に用いたアクリル (アクリライト 001) の測定結果も載せてある。S-0 のほうがより紫外波長領域の光を透過することがわかる。

### 5.1.3 考慮する項目

BHGC のデザインにおいて考慮した項目を以下にまとめる。

- 鉛厚
- sampling による影響
- 設置位置

これら項目において背景事象の削減力、カウンティングレート、構造体としての簡易さを総合的に加味して実機のデザインを決定する。各チャンネルの threshold は 2.5 p.e. とし、全チャンネルの or で veto 判定を行う。各項目の詳しい説明について次節以降で述べていく。

## 5.2 BHGC のデザイン

### 5.2.1 鉛厚

$\gamma$  線が鉛と相互作用する確率は鉛の全体の放射長<sup>\*1</sup> (radiation length) で決まってくる。 $\gamma$  と鉛が相互作用しないですり抜けてしまう事象 (punch through) の確率  $P$  は放射長を用いて

\*1 鉛の 1 放射長 (=  $X_0$ ) は 5.6 mm である。

つぎのように表せる。

$$P(\text{punch through}) = \exp\left(-\frac{7}{9}X_0\right) \quad (5.1)$$

式 (5.1) により鉛を厚くすればするほど不感率は下がっていくことがわかる。しかし実際には鉛と電子陽電子が相互作用してエネルギー損失を起こすため、鉛を厚くしすぎると鉛内で止まってしまう場合がある (sampling effect)。この sampling effect を小さくするためには鉛と radiator 部を薄く分割し、サンドイッチ型にしなければならない。sampling effect の詳しい影響については 5.2.2 節で述べるが、punch through による不感率は式 (5.1) に従い、全体の鉛厚にしかよらないのでサンドイッチ型にしたとしても変わらない。従ってこの節ではまず全体の鉛厚をシミュレーションによって最適化する。

シミュレーションでは BHGC の鉛厚を変えて各厚みごとの影響を調べた。結果を図 5.5 に示す。横軸は設定した鉛厚、縦軸は BHGC の veto をかけた後に残っているバックグラウンド数である。シミュレーションの結果、鉛厚は 10 mm 以下では薄くなるにつれて残存バックグラウンド数が増大するが、厚さが 10 mm 以上では残存バックグラウンド数は鉛厚によらずほぼ一定である。この結果から BHGC の鉛厚は 10 mm 厚で十分と考えられる。

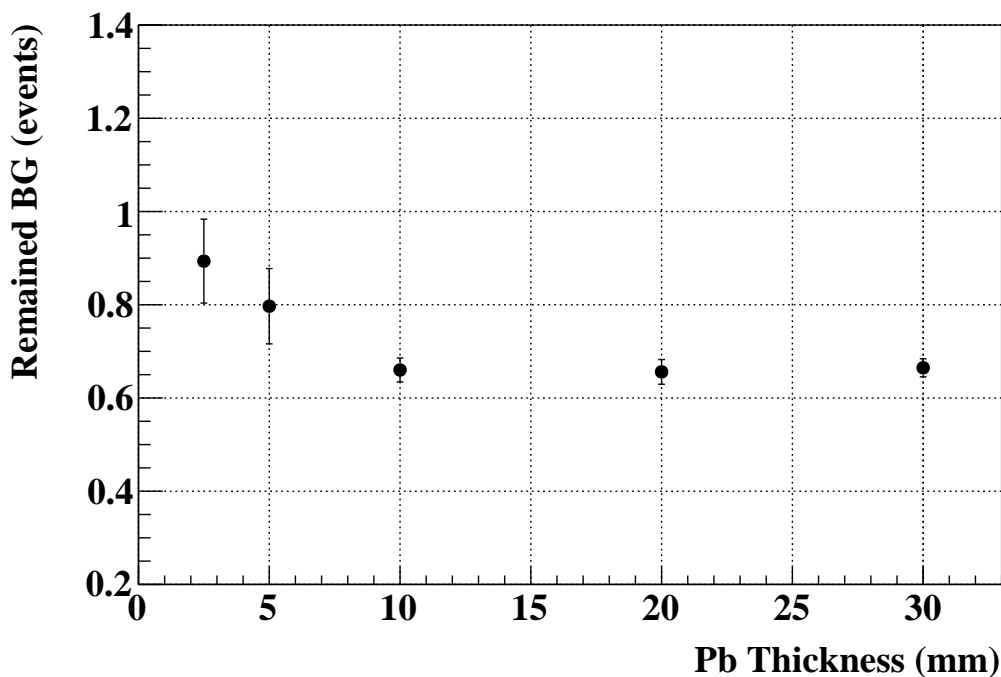


図 5.5 鉛厚をかえてシミュレーションしたときの結果。10 mm 厚以上では残存するバックグラウンド数に変化が見られない。

### 5.2.2 サンドイッチ構造

この節では 5.2.1 節で言及した sampling effect の効果について調べた。アクリルの厚さは 10 mm に設定し、以下の構造についてシミュレーションを行い、BHGC の veto をかけた状態で残存する背景事象数について調べた。

1. 鉛 (10 mm 厚) - アクリル
2. アクリル - 鉛 (10 mm 厚) - アクリル
3. 鉛 (5 mm 厚) - アクリル - 鉛 (5 mm 厚) - アクリル

比較対象に 2 を入れたのは、BHPV のシャワー漏れによる電子陽電子を鉛に入射する前に捉えられると考えたためである。結果を図 5.6 に示す。この結果から 2 層構造程度では削減できる背景事象に大差がないことがわかった。検出器の構造をできる限り簡易化するために BHGC のデザインとしては鉛-アクリルの単層構造にすることに決定した。

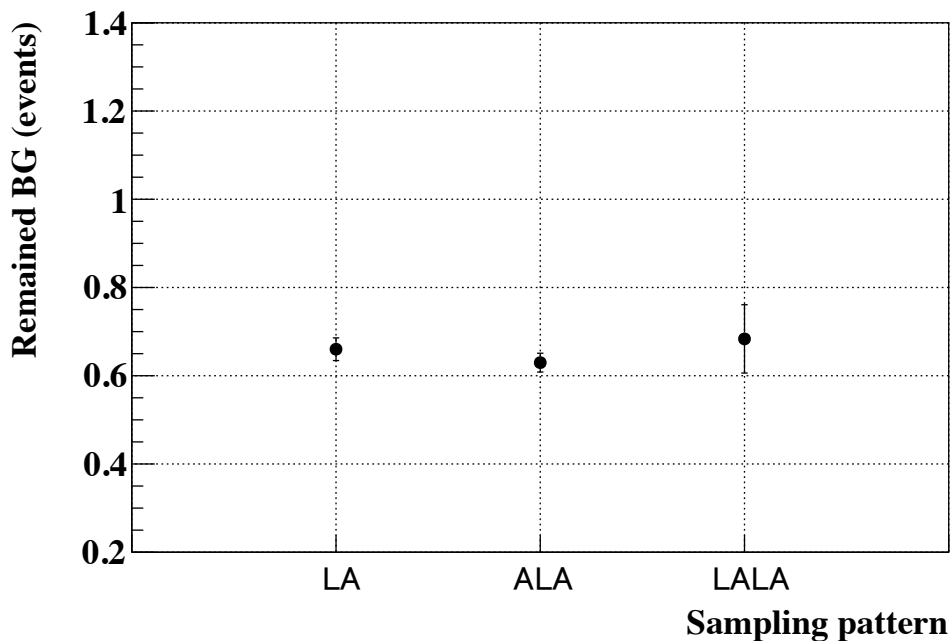


図 5.6 層構造を変えたときの残存バックグラウンド数。図中の”L”は鉛を指し、”A”はアクリルを指す。

### 5.2.3 設置位置

この節では設置する BHGC の XY 位置について最適化を行った (図 5.7)。モジュールの位置は XY 平面の原点とアクリルの中心位置からの距離を変えて 5 箇所について調べた。結果を図 5.8 に示す。シミュレーションの結果、残ったバックグラウンドは設置位置がビーム中心から 190 mm のときを極小として分布しておりこの位置に設置するのが適当であると思われる。

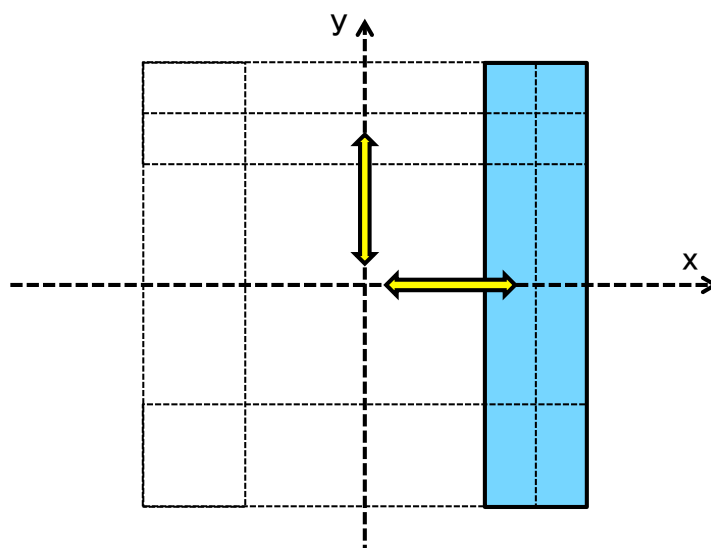


図 5.7 BHGC 設置位置を決めるためのシミュレーションのイメージ図

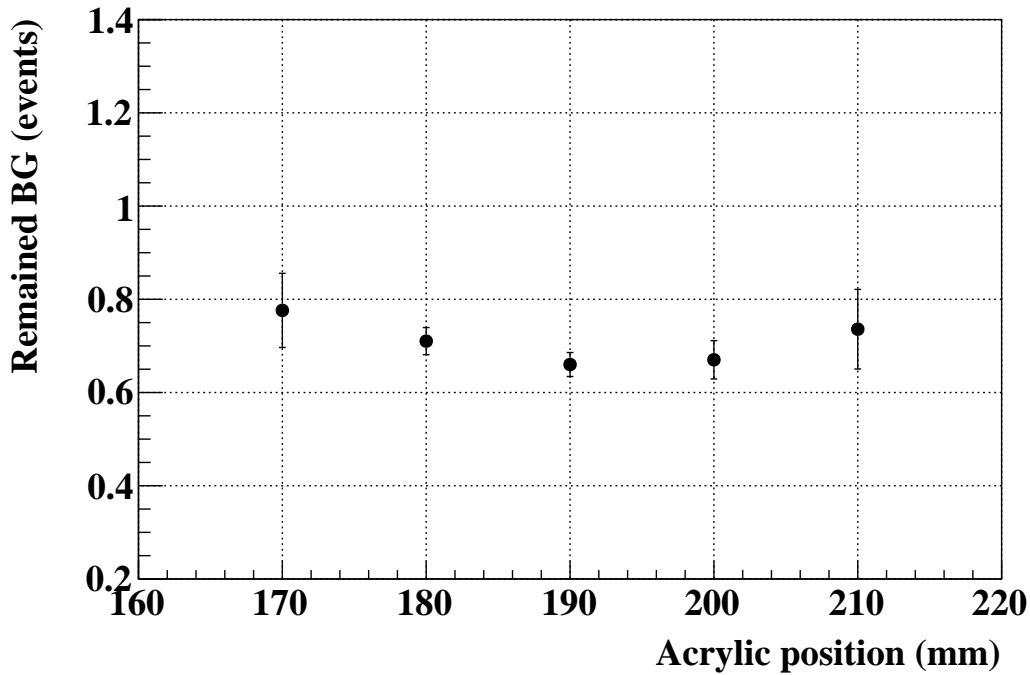


図 5.8 BHGC のモジュール位置ごとの残存バックグラウンド数。図の x 軸の値はビーム中心からアクリル中心までの距離。

## 5.3 Threshold

### 5.3.1 Accidental loss

この節では 2.1.4 節で述べた accidental loss と threshold の関係について述べる。accidental loss は veto window 内に信号がある場合に発生し、その accidental loss が起こる確率は veto のレートと veto window の幅から計算できて、

$$1 - e^{-RT} \quad (5.2)$$

と表せる\*<sup>2</sup> (R は veto のレート、T は window の幅)。

式 (5.2) で accidental loss と threshold の関係を調べる。veto window については、同じチェレンコフ型光子検出器である BHPV の window 幅 15 ns をさしあたって採用する。

KOTO 実験のデザインビームパワーは Ni 標的で 300 kW のときで試算されている [10] が、現状の標的である Au は Ni 標的よりも数倍粒子の生成量が多い。KOTO のデザインで

\*<sup>2</sup> ポアソン分布を仮定し、ヒットがないときの確率から求める。

ある 300 kW ビームは  $Pt^{*3}$  標的で 100 kW でのシミュレーションのレートに相当するため、 $Pt$  標的で 100 kW ビーム相当の結果について調べた。

結果は図 5.9 に示す通り、threshold を低く設定してもデザイン強度に関わらず、accidental loss が 5% 台と低く抑えられていることがわかった。

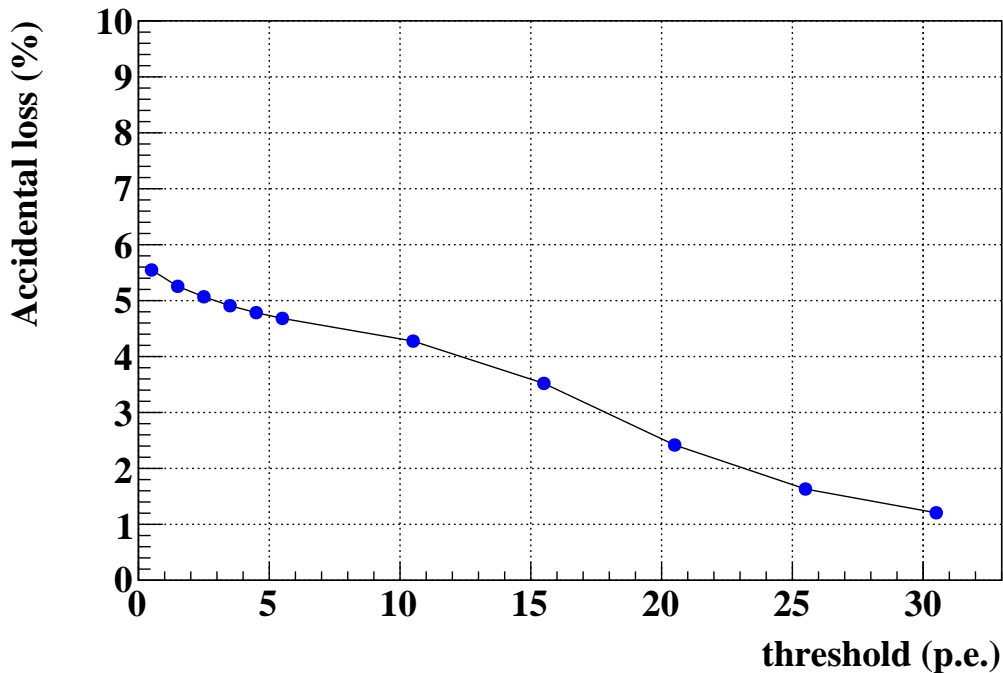


図 5.9 threshold を変えたときの Accidental loss の変化。100kW ビーム相当のときのレートから算出。

### 5.3.2 Threshold の適正化

今回は BHGC の threshold を変えたときの残存バックグラウンド数とレートの関係について調べた。threshold を低く設定すると背景事象をより削減できるが、カウントレートが高くなり accidental loss が増えてしまう。また逆に threshold を高くするとカウントレートは減り accidental loss は減らせるが、背景事象の削減という点では損である。従って threshold の決定には 2 つの値を総合的にみる必要である。

BHGC の threshold を変えて影響を調べたのが図 5.10 である。この図では threshold が 0.5 (p.e.) のときの値を基準として変化量を評価している。レートに関しては BHGC 全チャンネルの or で threshold を超えるヒットを数えている。図に示す通り、threshold が上がるに

\*3 現在用いられている標的は Au であるが、シミュレーションでは  $Pt$  と Au で結果に大きな差がないことがわかってる。

つれて残存バックグラウンド数は上がり、一方でレートは下がり定性的には予想どおりであった。図の黒点は (相対的なバックグラウンド数) $\times$ (相対的なレート) の値を示しているが、レートの変化のほうがバックグラウンド数の変化より大きくレートの変化に引きずられている形となっている。threshold を上げてても残存バックグラウンド数の変化は大きくないことがわかったが、図 5.9 で示したように、デザイン強度に等しい 100kW ビームでも accidental loss は 5% 程度であり、現状のビームパワー (30kW 付近) では veto 能力の方を重視すべきである。従って threshold は検出器のノイズを十分に落とせると思われる 2.5 (p.e.) に設定することにした。

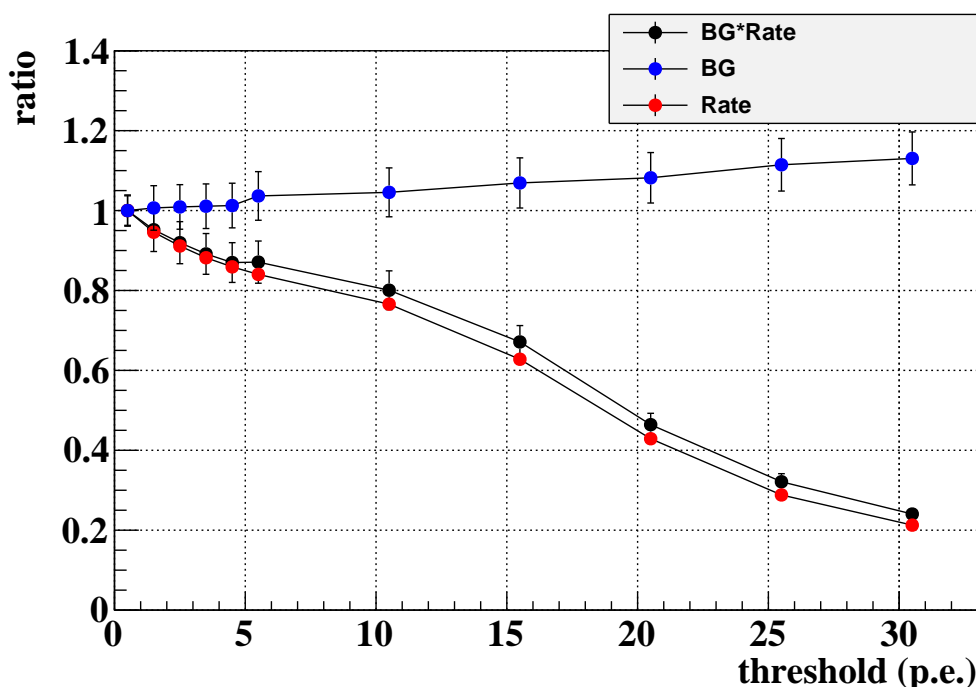


図 5.10 threshold を変えたときの残存バックグラウンド数とレートの相対的な変化。

## 5.4 プラスチックシンチレータとの比較

プラスチックシンチレータは荷電粒子検出器として広く用いられているものの一つである。そこで、radiator 部分にプラスチックシンチレータを用いた場合とアクリルに検出器を用いた場合、どちらが 3 章で述べた要求に対して適しているかを調べたのがこの章の目的である。シミュレーション上にはこれまで用いてきたアクリルと同じ大きさ ( $50 \times 12 \times 1\text{cm}^3$ ) のプラスチックシンチレータを組み込んだ。鉛厚、設置位置は最適化されたデザインのものを使い、シミュレーションを行った。

シンチレータの energy deposit 分布を図 5.11 に示す。2 MeV 付近に MIP ピークが見られた。シンチレータの threshold はこの MIP ピークよりも十分低い 0.5 MeV に設定した。

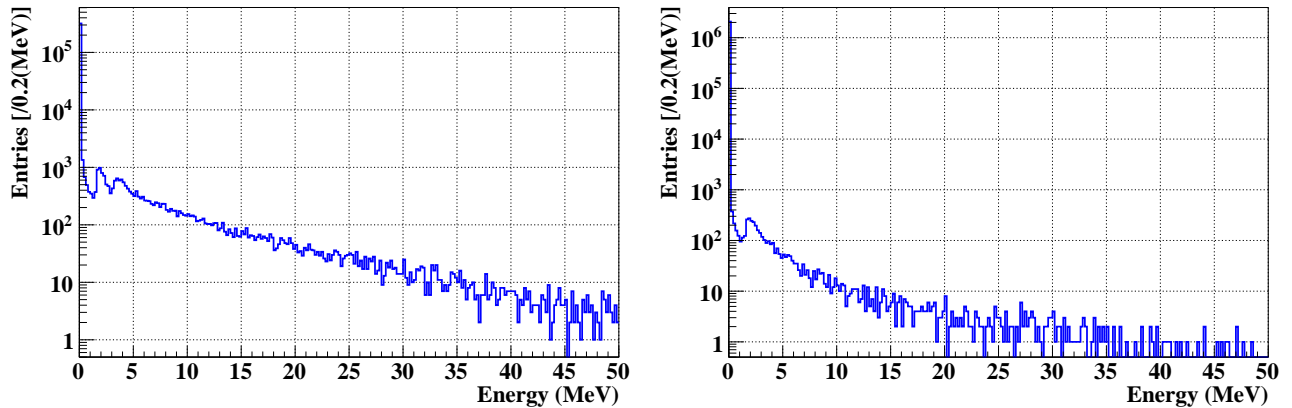


図 5.11 シミュレーションでの energy deposit 分布。左図が  $K_L \rightarrow 2\pi^0$  のシード、右図がビームシードを用いた時の様子。左図で 2 ピーク見えるのは  $\gamma$  が鉛で電子陽電子に対生成し、そのペアがシンチレータに入射しているからと思われる。右図で 2 ピークに見えないのは 3 章で確認したように低エネルギー  $\gamma$  がほとんどであり、対生成を起こしにくかったと推察される。

設定した threshold でプラスチックシンチレータとアクリルチェレンコフ検出器についてカウンティングレートと veto をかけたときの残存バックグラウンド数を比較した (図 5.12、表 5.1)。カウンティングレートに関してはどのモジュールもシンチレータの方がアクリル検出器より 1.5 倍レートが高いことがわかった。また veto 能力に関してはほぼ同じであり、 $1\sigma$  の範囲で一致していることがわかった。

この結果から veto 能力を保ちつつ、カウンティングレートを低く抑えられているアクリルチェレンコフ検出器を採用することが妥当であると言える。



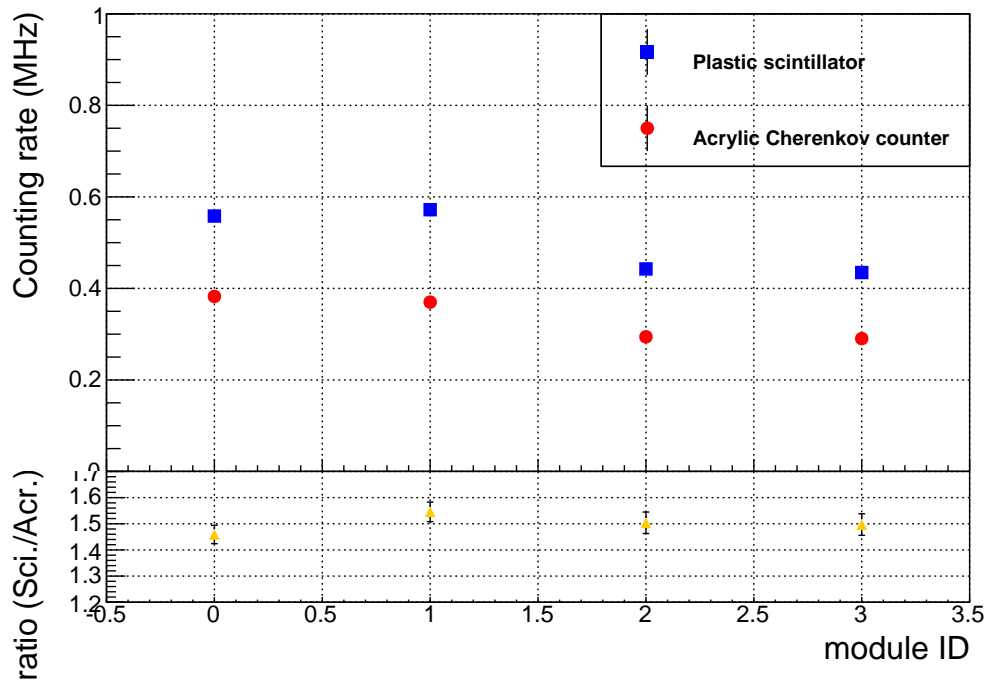


図 5.12 レート比較。33kW ビーム相当でのレート。

表 5.1 バックグラウンド比較

粒子検出器	残存バックグラウンド数 (events)
アクリルチェレンコフ	$0.66 \pm 0.03$
プラスチックシンチレータ	$0.63 \pm 0.02$

## 5.5 入射粒子に対する応答

この節では、アクリル検出器の入射粒子に対する感度 (Efficiency) の入射角度、入射エネルギーの依存性についてシミュレーションにより評価した。Efficiency の定義は以下のようである。

$$\text{Efficiency (\%)} = \frac{\text{観測されたイベント数}}{\text{入射粒子数}} \times 100 \quad (5.3)$$

以下で入射粒子が中性子と  $\gamma$  である場合について考察する。

### 5.5.1 中性子に対する応答

シミュレーションで BHGC に中性子を入射させ、感度を求めた。結果を図 5.13 に示す。シミュレーションの結果、中性子に対する感度は角度には依存していないことがわかった。これは鉛と中性子が反応してできる粒子の角度がばらついて生成されるためと思われる。また入射エネルギー依存については、入射エネルギーが 1 GeV 以下で efficiency が 3% 以下となった。従って、低エネルギー中性子に対して低感度であることがわかった。また、エネルギーが高くなると感度が上がっていくが、入射 1 GeV 以上の高エネルギー領域でも 8% 以下の efficiency を達成しており、中性子に対して低感度な検出器であると言える。

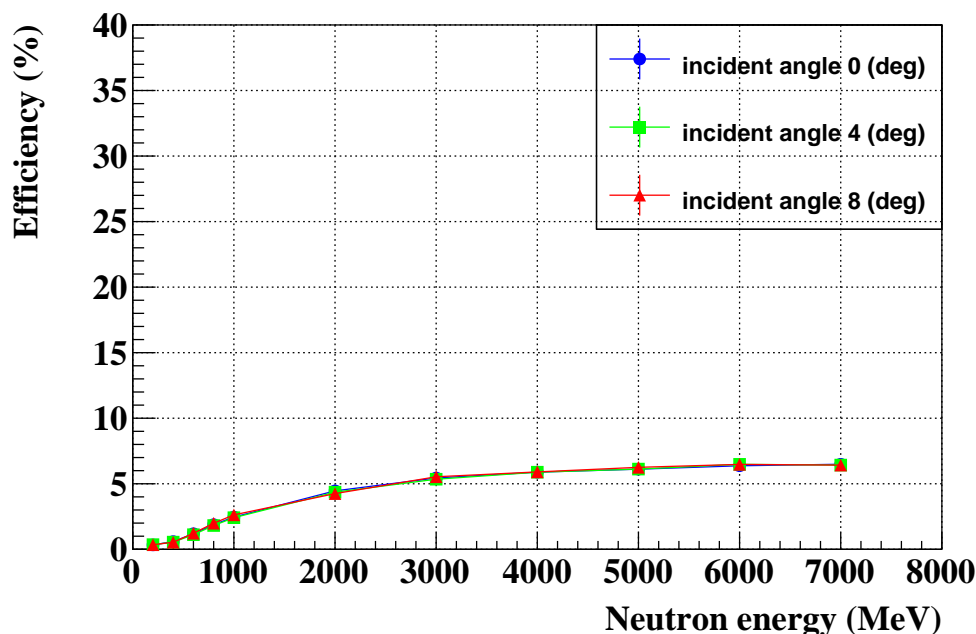


図 5.13 入射中性子への感度の入射角度ごとにみたエネルギー依存性。中性子への感度は角度に対しては変わっていないことがわかる。1 GeV 以下の中性子には最大でも 3% 程度しか反応しないことがわかった。

### 5.5.2 $\gamma$ に対する応答

前節と同様にして BHGC の  $\gamma$  に対する感度を調べた。結果が図 5.14 である。図から入射  $\gamma$  も入射中性子と同様に角度に対する依存性はみられない。これは  $\gamma$  由来の電子陽電子が角度をもってアクリルに入射しているためと考えられる。また、鉛厚はエネルギー領域全体の背景事象の削減と構造体の簡易さから 10 mm に決定した。このときの  $\gamma$  の punch through の

確率は式 (5.1) から 24.9 % と求められ、得られた図の結果とコンシステントである。また数 100 MeV 程度と比較的低いエネルギーの  $\gamma$  に対しても 60 % 程度以上の感度を保っており、sampling effect による感度の低下を抑えられていることがわかった。一方で、3 章で確認したビーム由来の  $\gamma$  のエネルギーは数 10 MeV 程度であった。こうした数 10 MeV 程度の低エネルギー  $\gamma$  の感度は十分低く抑えられていることがわかり、低エネルギー  $\gamma$  によるカウントレートを低く抑える検出器になっている。

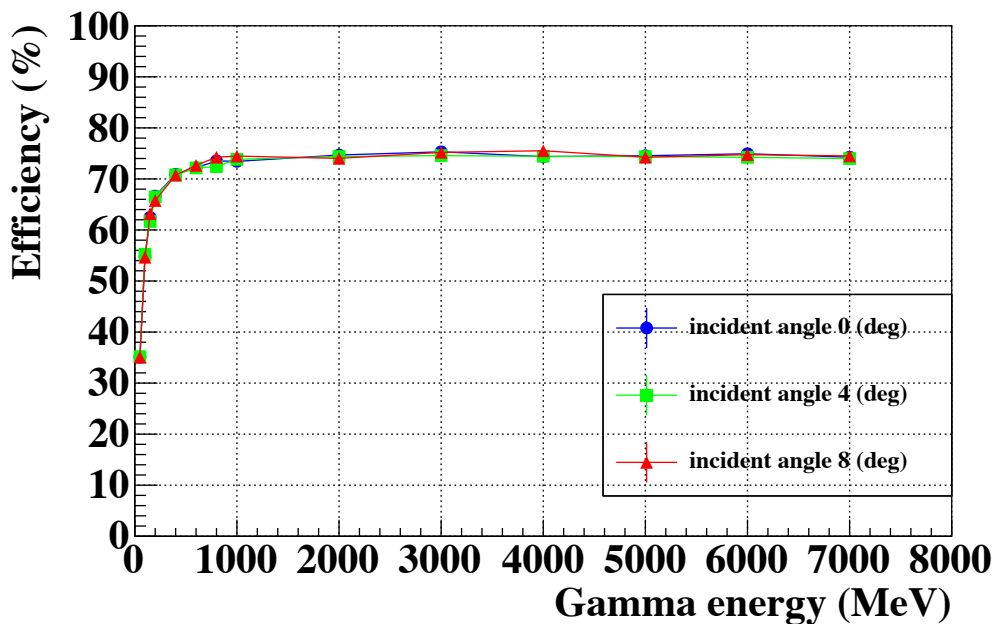


図 5.14 入射  $\gamma$  に対する入射角度ごとのエネルギー依存性。

## 5.6 まとめ

以上の結果をまとめる。最適化されたデザインについては、

- 用いる検出器 … アクリルチェレンコフ型検出器
- 鉛厚 … 10 mm
- sampling … 鉛 - アクリルの単層構造
- モジュールの位置 … ビーム中心からモジュール中心までの距離 190 mm
- threshold … 2.5 p.e.

となった。

### 5.6.1 BHGC で見込まれる背景事象削減力

設定した BHGC のデザインで見込まれる背景事象削減力についてまとめる。図 5.15 は BHGC の veto 後の  $P_t$ - $Z_{\text{vertex}}$  分布である。図 5.3 のシグナルボックス内にあったバックグラウンドとして多く残っていたイベント (色の濃い部分) を veto できていることがわかる。またシミュレーションの結果は表 5.15 のようになり、1 GeV 以上の  $\gamma$  に対して高い削減力を持っていることがわかった。背景事象数もシグナル事象 1 より小さい値にすることに成功している。

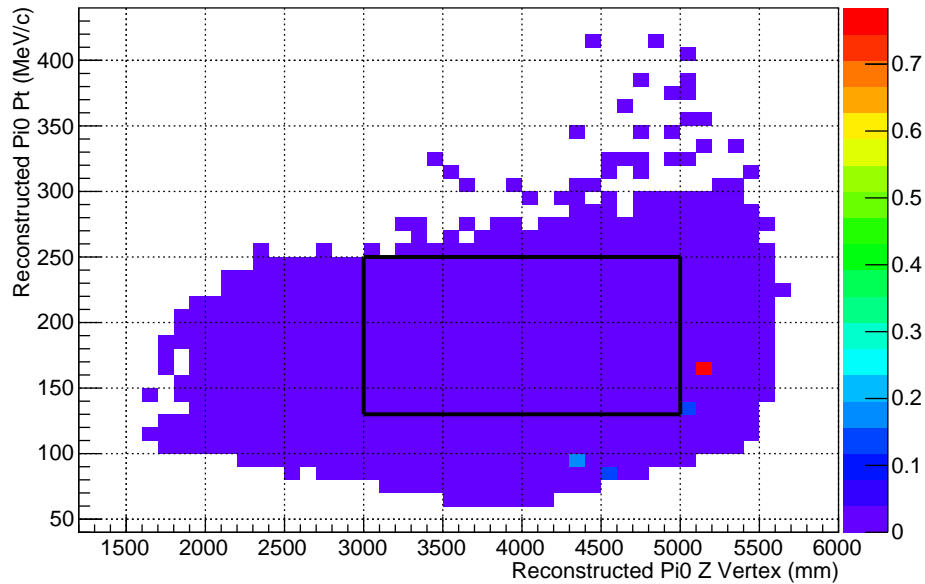


図 5.15 BHGC veto 後の  $P_t$ - $Z_{\text{vertex}}$  分布。図 5.3 のシグナルボックス内にあったバックグラウンドとして多く残っていたイベント (色の濃い部分) を veto できていることがわかる。

表 5.2 BHGC バックグラウンド比較

Veto 条件	残存 BG 数 (全エネルギー)	残存 BG 数 (BHPV 入射 $\gamma > 1$ GeV)
w/o BHGC	$1.90 \pm 0.26$	$1.38 \pm 0.27$
w/ BHGC	$0.66 \pm 0.03$	$0.17 \pm 0.03$

## 5.6.2 カウンティングレート

設定したデザインで見込まれるカウンティングレートについてまとめる。シミュレーションの結果、100 kW のビームパワーのときにはカウンティングレートは図 5.16 のようになった。上流側のモジュールでシングルカウンティングレートは約 1 MHz となっており、PMT にどの程度影響があるか実際のデータから評価する必要がある。Accidental loss については 100 kW ビームのときでも 5% 程度と低く抑えられていることがわかった。

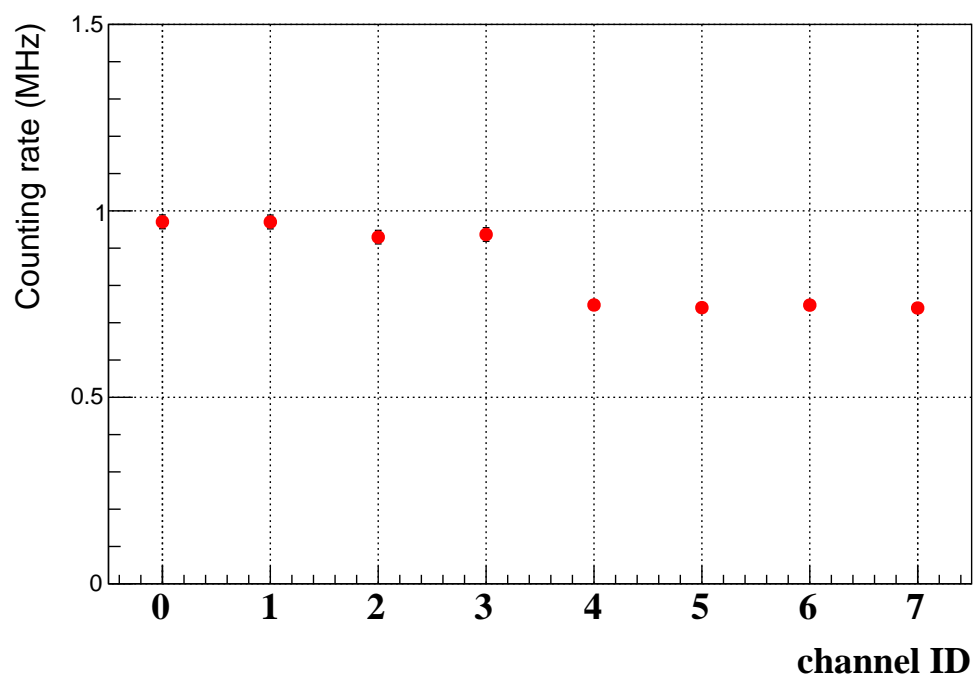


図 5.16 シミュレーションによる 100kW ビーム相当でのレートの見積もり。横軸は BHGC のチャンネル番号である。カウンティングレートは最大でも 1 MHz 程度に抑えられている。

## 第 6 章

# BHGC 実機の性能評価

この章では BHGC の製作、インストールの状況を述べた後に、J-PARC での BHGC のビーム中の運用方法とその性能評価について述べる。

### 6.1 BHGC 製作とインストール

5 章で決定した BHGC のデザインをもとに製作を行い、インストールを行った。本節ではその様子を簡単に説明する。

#### 6.1.1 BHGC の製作

BHGC の製作手順は以下のように行った。

1. アクリルと PMT の接着
2. 鉛とモジュールの固定
3. LED の取り付け
4. ブラックシートによる遮光

アクリルと PMT の接着にはオプティカルセメントを用いた。ビームテストではオプティカルグリースを用いていたが、外部からの衝撃により接合部がずれて気泡が混入するという問題が起きた<sup>\*1</sup>。気泡の混入は獲得光量の低下につながるため、実機ではオプティカルセメントを用いて完全に接着した。

鉛について厚さ 1.6 mm のシート状のものを 6 枚重ねて使用した (全体で 9.6 mm 厚)。デザインでは鉛は 10 mm 厚としていたが、5 章の結果からバックグラウンドの削減には問題ない。鉛は密度が  $11.34\text{g}/\text{cm}^3$  と高く 1 モジュールあたり 6.6 kg と重くなるため、鉛に貫通穴

---

<sup>\*1</sup> 本論文で議論しているデータには含まれない。

をあけ、モジュールと完全に固定した。

1 p.e. キャリブレーション用の LED をモジュール上部に取り付け、モジュールを完全に組み立てた後、ブラックシートの遮光をして BHGC のモジュールを完成させた。



図 6.2 使用した鉛プレート。1 枚 1.6 mm 厚のものを 6 枚重ねて使用した。

図 6.1 接着の様子。アクリルと PMT の接着は片面ずつ行った。



図 6.3 BHGC 遮光前の 1 モジュール

### 6.1.2 インストール

BHGC 実機のインストールは 2015 年の 3 月に完了した (図 6.4)。BHGC のモジュール ID、チャンネル ID は図 6.5 のようである。BHGC の架台はモジュールを中心に寄せて固定できるように設計してあり (図 6.6)、中心に寄せて行うランは、後述の時間分解能の測定の際に行った。物理ランを行う時には、図 6.4 のようにビーム外縁部を覆うように設置する。

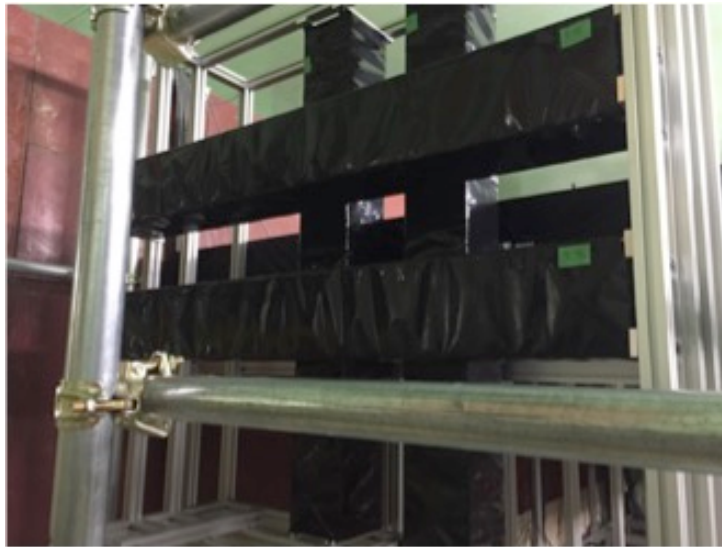
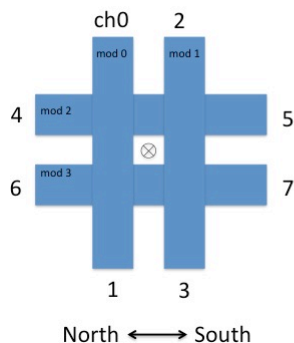


図 6.4 BHGC 実機のインストール後の様子 (下流側から見た図)。図のモジュールの位置はデザイン通りの位置のもの。

(View from upstream)



(View from North)

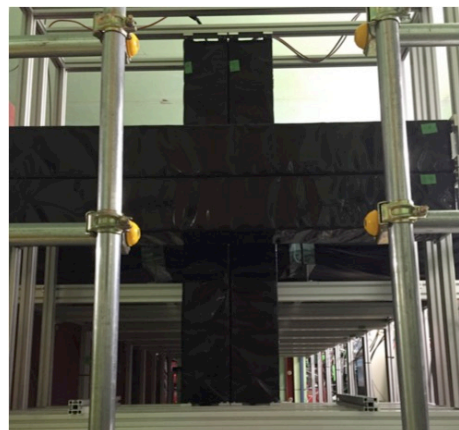
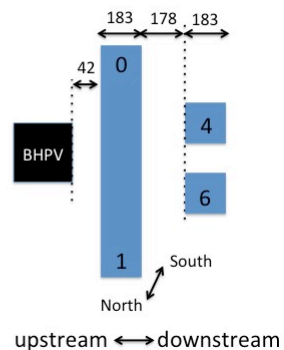


図 6.5 BHGC の channel ID、module ID

図 6.6 BHGC を中心に寄せたときの様子。図はビーム下流側から見たもの。



## 6.2 読み出し方法

KOTO 実験では波形記録 ADC を用いて物理データを取得している。ADC は一定時間ごとに波高情報を取得していて、125 MHz 系 (8 ns 周期) [34] のものと 512 MHz 系 (2 ns 周期) [35] のものを KOTO 実験では採用している。125 MHz 系の ADC は CsI、CV などのビームホール付近に置かれていない、比較的レートの低い検出器系に用いられており、波形を引き延ばすことで、ガウシアンのような形に整形した後、8ns 周期でサンプリングを行う。512 MHz 系の ADC はハイレート環境に設置されている検出器 (BHPV や BHCV など) に用いられていて、波形整形を行わずにデータを取得する。512 MHz 系の ADC で取得した典型的な波形を図 6.7 に示す。BHGC もビームホール付近に置かれるため、BHGC のデータ取得には 500 MHz 系の ADC を用いることとした。

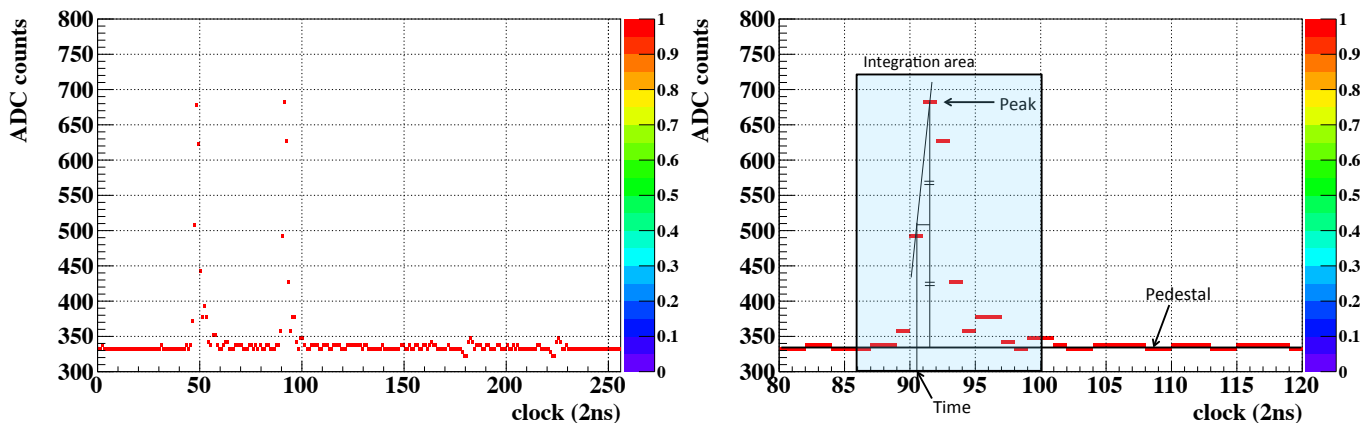


図 6.7 512 MHz 系の ADC で取得した典型的な波形の例。左図が 256 sample 全体図で右図はその拡大図。横軸の単位は clock (= 2 ns) で、縦軸は ADC count。

KOTO 実験では、ADC で取得した波形情報から波形解析によってエネルギーやヒット時間などを得る。KOTO 実験で主に用いられている変数を紹介する。

- pedestal … pedestal の値はイベントごとに計算する。BHGC では最初の 10 sample の平均値を用いている。
- IntegratedADC … 各 ADC 値から pedestal の値を引き、その値を設定した領域で足し合わせた値。積分範囲は各検出器によって異なる。ADC 値は較正を行いエネルギー情報に変換する。BHGC ではピークの前 5 sample から始まり、15 sample 分の範囲で ADC 値を足し合わせる (図 6.7 の右図で水色で示した領域)。
- Time … ピークの高さの半分になる時間。ピークとその前の sample で結んだ直線と波高の高さが半分に地点の交点を求めている。

## 6.3 2015 年度 KOTO 実験

本節では 2015 年度に行われた KOTO 実験の概要について簡単に説明する。

### 6.3.1 ビームタイム

ハドロン実験施設はハドロンホールの事故を受けて 2013 年 5 月から利用運転を停止していた。その後安全検査を経て、2015 年 4 月 24 日にハドロン実験施設は正式に利用運転を再開した。それに伴い、KOTO 実験もビーム利用を再開した。表 6.1 に運転状況とおおよそのビームパワーを載せる。

表 6.1 ビームタイム概要

月日 (2015 年)	状況	ビームパワー
04/09	加速器試験運転開始	3 kW
04/11		12 kW
04/19		24 kW
04/24	ハドロン実験施設運転再開 (run 番号 : run62)	
05/01		26.4 kW
05/07	run62 終了	
06/05	run63 開始	26.3 kW
06/10		29.3 kW
06/17		32.3 kW
06/19		33 kW
06/26	run63 終了	
	Summer shut down	
10/15	run64 開始	12.8 kW
10/16		25.7 kW
10/18		31.7 kW
10/26		32.7 kW
10/29		38 kW
11/12	run64 終了	
11/15	run65 開始	39 kW
11/26		41.7 kW
12/18	run65 終了	

### 6.3.2 ビームについて

2015 年度のランのビームについて簡単にまとめる (表 6.2)。表の duty factor とは 2 章で述べた、ビームの時間構造を数値化したものである。近似的にはこの duty factor が 50% である場合、accidental loss が実質 2 倍になることを意味している。

スピル内のトリガーレートの様子を表したのが図 6.8 である。縦軸は発行されたトリガーレートに比例するもので、約 0.5 s から 2.5 s の間のビームを取り出している時間 (on-spill) とそれ以外の時間 (off-spill) に分かれていることがわかる。また、ビームの取り出し始め (図 6.8 の 0.5 ns 付近) はレートが高くなっていることがわかる。

図 6.9 は BHGC でみた transverse RF に由来する 47 MHz の周期構造である。このようにビームは周期構造をもって実験エリアに飛来してきており、ミクロな時間構造をもっている。金標的衝突直後の 2 次粒子はビームの構造を保存し、より明瞭な山谷の構造をもつはずである。しかし、BHGC で観測された transverse RF の山谷の構造は offset が存在している。これは、CsI の 125 MHz (= 8 ns sampling) 系でトリガーをかけているため<sup>\*2</sup>、また BHGC の検出器の時間分解能によるためと思われる。また CsI でトリガーされ、BHGC に飛来して検出した粒子が中性子などであった場合には、粒子の速度にばらつきがでるためさらに分布がぼやけてしまうと考えられる。

表 6.2 ビーム状況

取り出し周期	6 秒 (run64 からは 5.5 秒)
spill 長	2 秒
Transverse RF	47 MHz
duty factor	35 ~ 50 %

<sup>\*2</sup> 8 ns の幅で一様にトリガーされるとき、時間分解能は  $\frac{8}{\sqrt{12}}$  ns と計算できる。

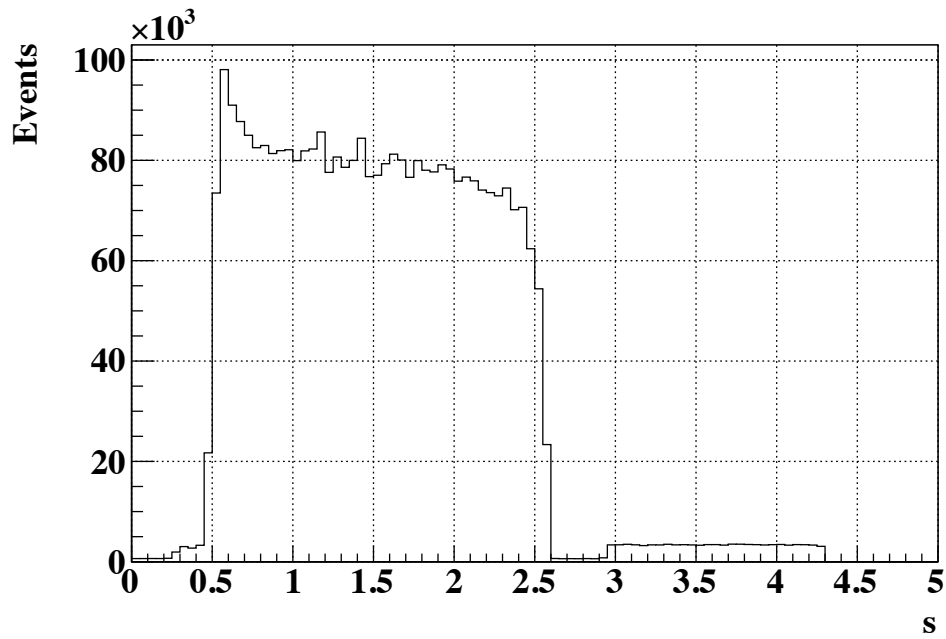


図 6.8 ビームのスパイル構造。縦軸はトリガーレートに対応する。約 2 秒間のビームの取り出しの中で、取り出しの瞬間はレートが高いことがわかる。

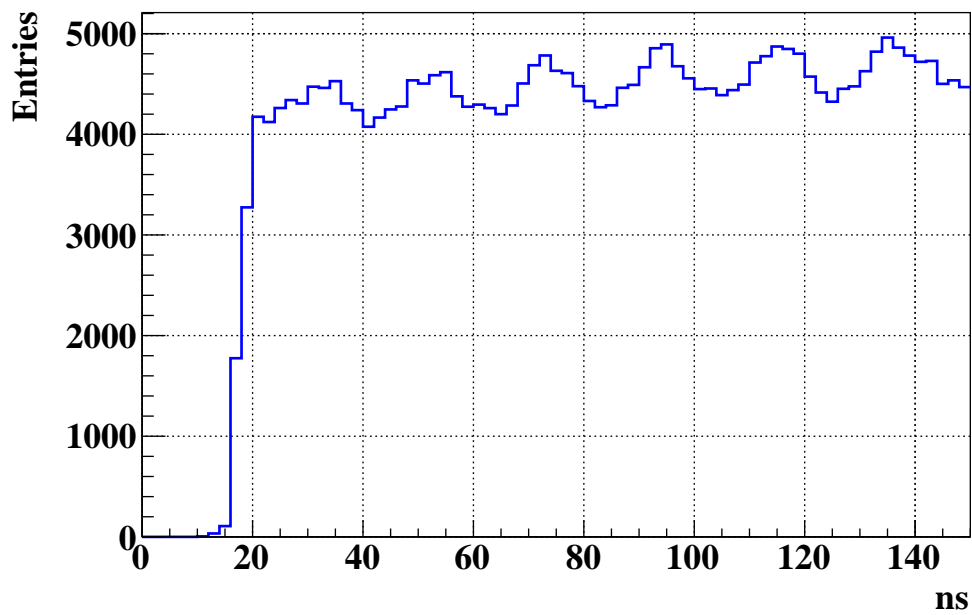


図 6.9 BHGC で見たビームの 47 MHz の周期構造。Transverse RF の影響で 21 ns の周期構造が見える。

## 6.4 ランの種類

KOTO 実験では物理ランの他に、検出器の較正のためのランやバックグラウンド研究のための特別なランを行っている。以下ではそのうち本論に関係が深いランの種類について簡単に述べる。

### 6.4.1 物理ラン

物理ランを取得するときのコンディションについて簡単に述べる。物理ランを取得する際には 2 章で述べた beam plug をあけ、 $\gamma$  absorber を 7 cm 設置する。物理ランでは CsI で一定以上のエネルギーが観測された時に発行されるトリガーを用いる。また、KOTO のデータ収集システムではトリガーレートを下げてデータ収集効率を上げるためにオンラインで veto をかけている。オンラインの veto に用いられている検出器は CV, NCC, MB, CC03 といった真空内にある検出器であり、またさらに CsI カロリメータのエネルギー重心 (Center Of Energy, COE) もオンラインで計算され、オンラインで veto をかけている。

### 6.4.2 Beam plug closed run

2 章で述べた beam plug を閉じて行うランで、検出器群に到達する粒子を透過力の強いものだけに制限できる (ミュオンなど)。高い運動量を持った荷電粒子を集めることができ、一部の検出器のキャリブレーションに使われている。トリガーは CsI ではなく、各検出器のキャリブレーションに必要なものを選択して発行する。

### 6.4.3 Clock トリガーラン

Clock トリガーで行うランは、ある設定した間隔でトリガーをかけて行うランである。ビームの時間構造とは全く関係なくトリガーが発行されるので、ビームの時間構造を考えない解析を行う場合に用いる\*<sup>3</sup>。

\*<sup>3</sup> 例えばビームの時間構造を反映していないシミュレーションを行う時など。

## 6.5 BHGC の基本動作確認

### 6.5.1 1 p.e. calibration

ADC で取得したデータを光量 (p.e. 数) に直す必要がある。この 1 p.e. calibration は 4 章で行った方法と同様に LED を用いて行う。LED の発光周期は変えることができるが、物理ラン中では物理データの妨げとならないように 10 Hz で LED を光らせている。LED の光量は 1 p.e. 程度観測されるよう調整して組み込む。調整は ADC に入力している直前の信号をオシロスコープに入力して行う。その様子を図 6.10 に示す。また PMT に印加する電圧は、オシロスコープの出力波高が 1 光子を十分に識別できる 20 ~ 30 mV 程度となるように調整した。

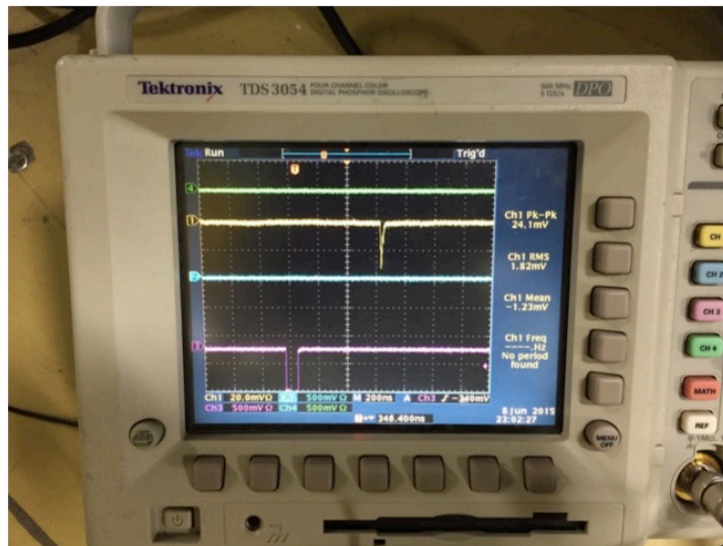


図 6.10 オシロスコープで取得した LED 光のシグナルの様子

図 6.10 のような LED の信号を ADC に入力して記録する。ADC で取得した 1 光子の典型的な波形データを図 6.11 に示す。図 6.11 のピークの高さは約 15 count 程度である。ADC 値は 1 count あたり 2 mV であるため、15 counts = 30 mV であり、オシロスコープで調整した通り、ADC で正しくデータを取得できているとわかった。KOTO 実験の解析で主に用いているエネルギー情報は ADC 値の積分値で評価するため、BHGC の 1 p.e. キャリブレーションもその形式に合わせる必要がある。積分範囲は取得した 1 光子の波形が十分入るように選び、ADC の 60 sample 分の値をイベントごとに積分して求めた (図 6.12)。

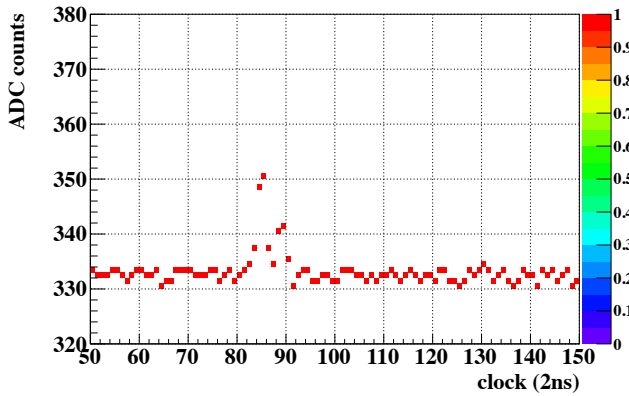


図 6.11 ADC で取得した LED シグナルの典型的な 1 波形。ピークの高さは 15 count 程度である。

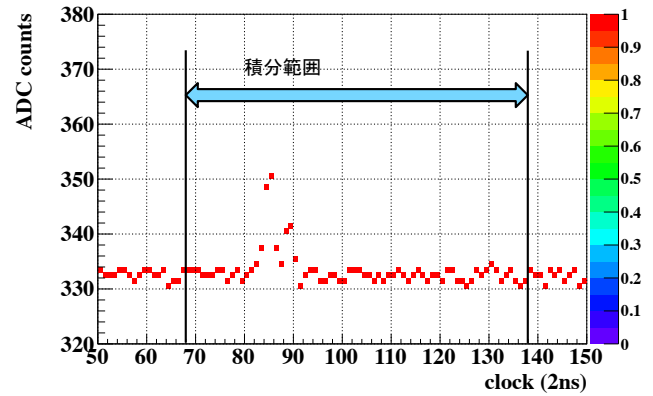


図 6.12 波形の積分範囲を表した図。LED の波形が十分入るように 60 sample の範囲で ADC 値を積分する。

1 p.e. の変換係数はイベントごとに積分したデータをヒストグラムにして、フィッティングにより求める。フィッティングに用いる関数はビームテストの時に用いたポアソン分布とガウス関数のたたみ込み関数 (式 4.5) によって行った (図 6.13)。図に示した例では換算係数は  $74.29 \pm 1.59$  (counts/p.e.) となっている。

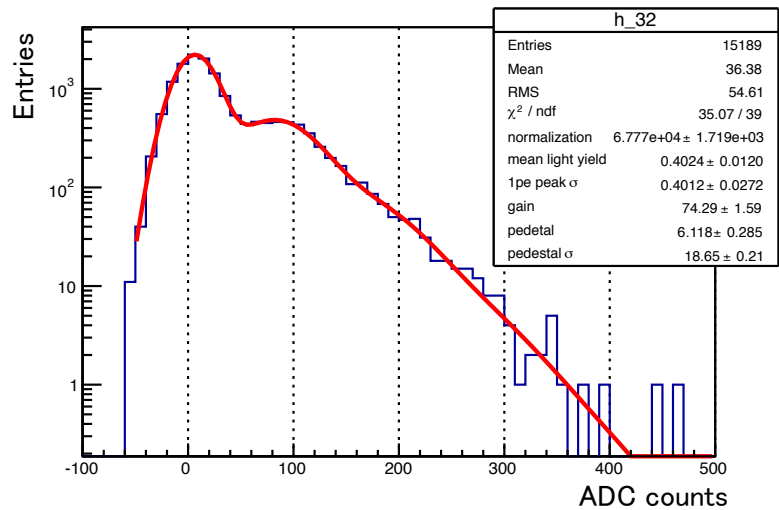


図 6.13 積分値をヒストグラムに詰めてフィッティングした結果

### 6.5.2 実機の時間分解能の評価

本節では BHGC 実機の時間分解能の評価を行う。時間分解能の評価には、BHGC のモジュールを中心に寄せて行った特別なランで解析した。このランでは図 6.14 のように BHGC の各モジュールがビーム中心に寄っており、着目モジュール以外の veto を要求することで図斜線部の領域にビームヒット位置を概ね制限できる。このことから BHGC 内でのチェレンコフ光の伝搬時間の不定性を減らすことができ、時間分解能を精度よく測定できる。

また、物理ランの状況では大量の  $\gamma$  が BHGC に飛来している。 $\gamma$  は鉛で電磁シャワーを起こすため、1 入射荷電粒子に対しての時間分解能を正確に評価することができない。そこで、この特別なランではさらに beam plug を閉じて、飛来する粒子を透過力の強い粒子 (ミュオンなど) に制限した (図 6.15)。このランのトリガーは荷電粒子検出器である BHCV<sup>\*4</sup> にヒットがあった場合に発行しているものを用いた。解析ではさらに荷電粒子の発光閾値が  $\beta > 0.98$  である BHPV のヒットも要求することでほとんど光速の荷電粒子を選択した。飛来する粒子の速度が  $\beta \sim 1$  であるので、ビームテストとの結果の比較が可能である。

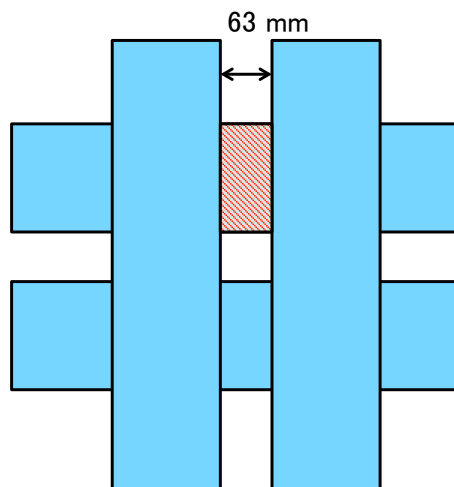


図 6.14 時間分解能評価に用いたランのイメージ図。上から (y 正方向) から見た図。BHPV のチェレンコフ光の発光閾値は  $\beta > 0.98$  である。

<sup>\*4</sup> ビーム中に置かれたプラスチックシンチレータで構成されている荷電粒子検出器。



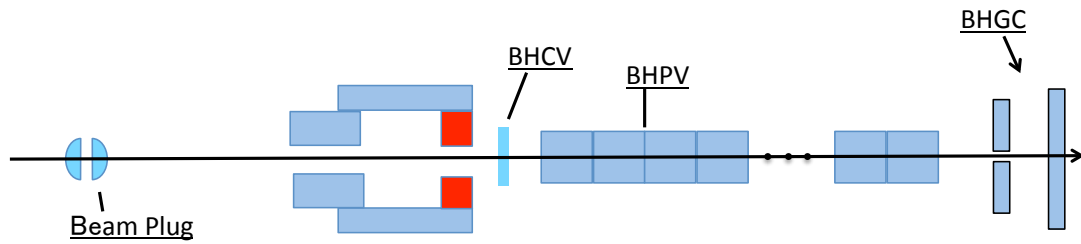


図 6.15 時間分解能評価に用いたランのイメージ図。上から ( $y$  正方向) から見た図。BHPV のチェレンコフ光の発光閾値は  $\beta > 0.98$  である。

解析の方法は 4.4.5 節で述べたビームテストの測定時の時間分解能の評価方法と同様に、モジュールの両 PMT の時間差分布をガウシアンでフィットして、その分散から時間分解能を求める。最終的に時間分解能を求める時には 4.8 式に従う。各モジュールの時間差分布を図 6.16 に示す。図 6.16 のピーク以外でイベントが存在するが、これはアクリルの PMT に近い領域に当たったものを落とさきれていないためと思われる。そのためピーク付近に限ってガウシアンでフィットして時間分解能を評価する。

結果を表 6.3 に示す。求めた時間分解能は各モジュールにはばらつきがあるが、分解能は  $\sim 0.5$  ns 程度であった。この結果はビームテストで求めた時間分解能  $\sigma_{mod} = 0.58$  ns と比べても同程度であり、実機は使用したアクリル、接着方法に関わらずアクリルチェレンコフ検出器としての良い時間分解能を達成していることがわかった。

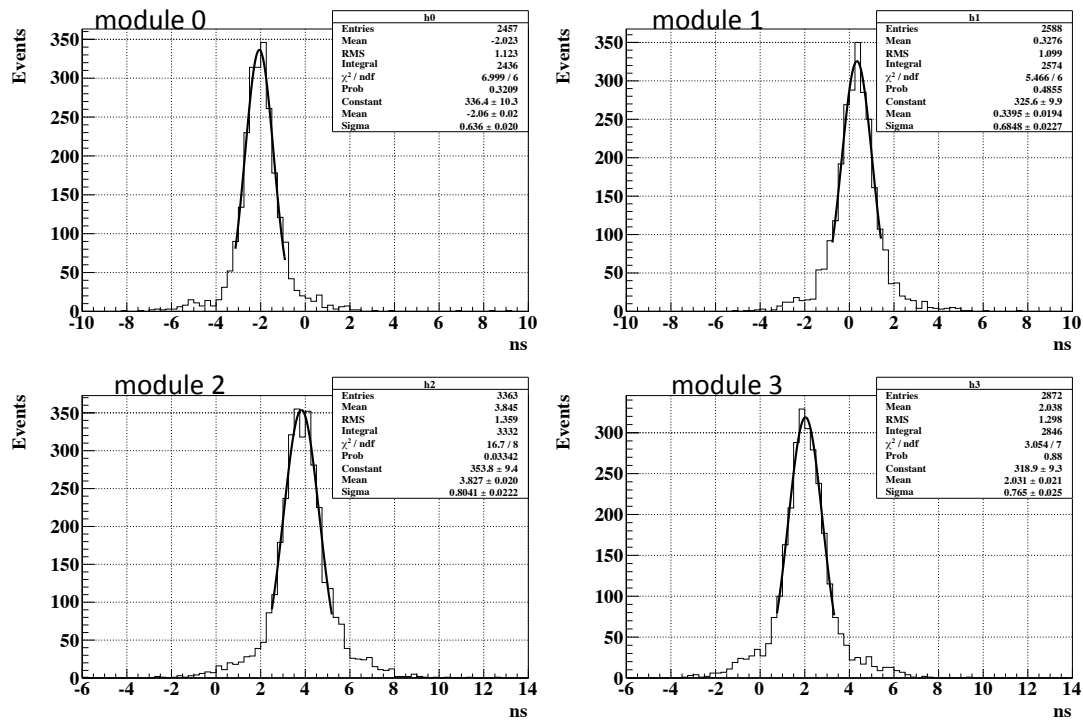


図 6.16 各モジュールの両 PMT の時間差分布。横軸の単位は ns で縦軸はイベント数を表す。分布の裾が広がっているのは、荷電粒子のあたる位置が中心以外にもあるからと考えられる。

表 6.3 BHGC を中心に寄せて beam plug を閉じて行った時の時間分解能の評価の結果。

BHGC module ID	時間分解能 (ns)
mod 0	0.45 ± 0.01
mod 1	0.49 ± 0.02
mod 2	0.57 ± 0.02
mod 3	0.54 ± 0.02

### 6.5.3 チェレンコフ発光の光量測定

この節ではアクリルの光量測定の結果について述べる。3章で述べたように、チェレンコフ光の発光量は  $1/\beta^2$  に比例するため、光量測定を精度よく行うには  $\beta$  の不定性を減らすことが重要である。この要請からチェレンコフ発光の光量測定は前節同様、beam plug closed runで行い、トリガーは BHCV でかけたもので行った。Beam plug を閉じ、さらに荷電粒子の発光閾値が  $\beta > 0.98$  である BHPV のヒットも要求することでほとんど光速の荷電粒子を選択

した (図 6.17)。高速荷電粒子を選択することで、粒子の飛行時間 (TOF) による不定性を減らすことが可能である。

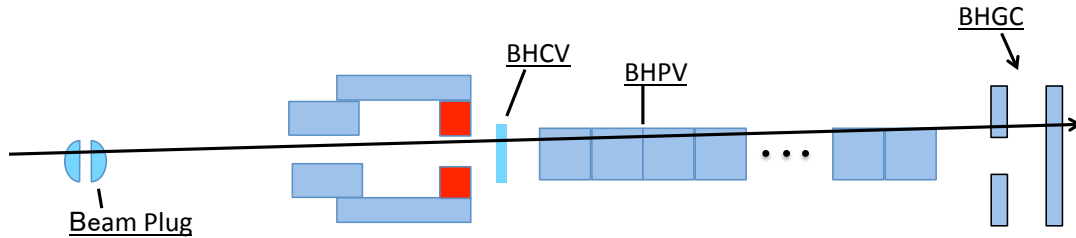


図 6.17 Beam plug closed run のイメージ図。上から (y 正方向) から見た図。BHPV のチェレンコフ光の発光閾値は  $\beta > 0.98$  であり、BHPV のヒットを要求することで高速荷電粒子を選択できる。

光量測定の結果を図 6.18 に示す。光量は両読みチャンネルの合計光量で評価した。これは荷電粒子のヒット位置の不定性を減らすためである。アクリルの平均光量は分布のピークをガウシアンでフィットして求める。その結果を表 6.4 に示す。獲得した平均光量は各モジュールで約 20 p.e. であった。しかし、光量にはモジュール間にばらつきがあることがわかり、最大で 20% 程度の差があった。ただしこの、20% 程度の差というのは PMT の量子効率の差で説明できる程度であるため、実機の製作過程については各モジュールとも問題なく行えたと思われる。

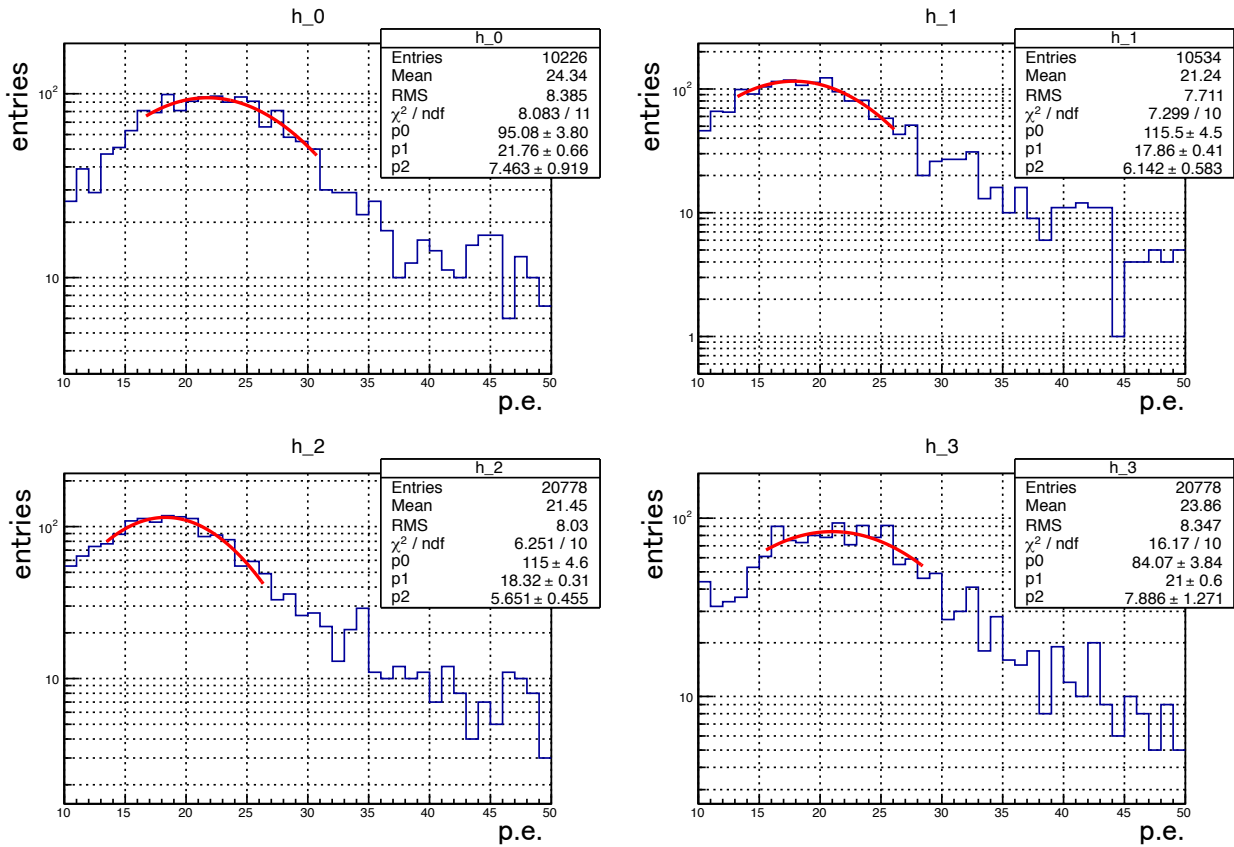


図 6.18 BHGC 4 module の光量分布

表 6.4 Plug closed run で取得した BHGC の平均発光量。

BHGC module ID	平均光量 (p.e.)
mod 0	21.76 ± 0.66
mod 1	17.86 ± 0.41
mod 2	18.32 ± 0.31
mod 3	21.00 ± 0.60

## 6.6 ラン中の検出器の安定動作確認

数年間物理ランを行う予定である KOTO 実験において、ラン中の検出器の安定動作保証は重要な確認事項の一つである。本節では PMT とアクリル検出器の長期の安定性について確認した。

### 6.6.1 PMT の gain の安定性

LED トリガーは物理ラン中にも 10 Hz ではあるが組みこまれている。この LED トリガーを用いて、1 p.e. の換算係数の変化を追跡しラン中の PMT の安定動作を保証する。

結果を図 6.19 に示す。解析の結果、PMT のゲインは概ね安定しているものの、ばらつきのあるチャンネルがあることがわかった。図に示す通り、ch 4, 6, 7 以外に関しては、数 % 程度で安定していることが保証できた。しかし、ch 4, 6, 7 の 3 つのチャンネルに関しては 20% 程度平均からずれているランが確認できた。この原因にはフィッティングの精度が関わっていると考えられる。フィッティングの精度が悪くなる要因として、1 光子の信号を pedestal との分離がうまくいかない場合や、LED の光量が多すぎる、または少なすぎる場合などが挙げられる。実際のゲインの低下とフィッティングの精度の問題とは切り分けが正確にはできていないが、フィッティングの精度が良いと思われるランに関しては、ゲインは安定しているので実際にはゲインは低下していないと思われる。

ゲインの安定性の保証は後述のアクリルの発光量の安定性を見ることでも保証できるため、PMT はラン中に安定動作していると結論づけた。

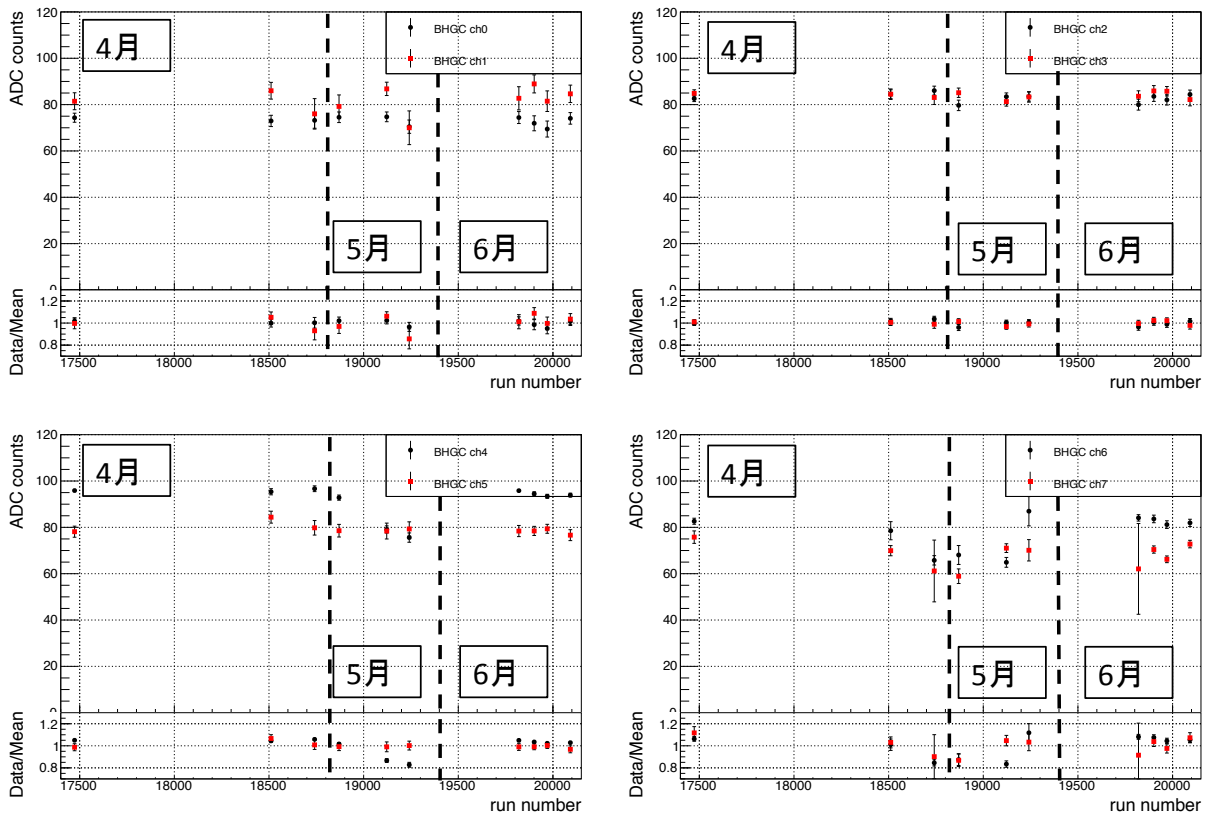


図 6.19 BHGC の各 PMT の gain の安定性。横軸はデータの取得番号。縦軸は上側のプロットは変換係数であり、下側のプロットは各データとその平均値との比率である。

## 6.6.2 光量の安定性

アクリルはビーム粒子が大量に飛来する環境に設置してあり、放射線による損傷が懸念される。本節ではアクリルの発光量の安定性について確認し、アクリル検出器の安定動作、放射線損傷の有無について調べる。

光量の測定は 6.5.3 節で述べた方法で測定する。モジュールごとの合計光量を plug closed run ごとにプロットしたのが図 6.20 である。発光量のばらつきは 5% 程度の範囲に収まっていることがわかり、光量の低下なども見られなかった。キャリブレーションに用いる変換係数はラン中一定にしてあり、PMT が安定動作していなかった場合は見かけ上、発光量が変わってしまうと考えられる。しかしながら、実際にはアクリルの発光量は安定しているため、PMT は安定動作をしていたと考えられる。この結果から、アクリル検出器の安定動作と、また放射線損傷による光量の低下がないことを保証できた。

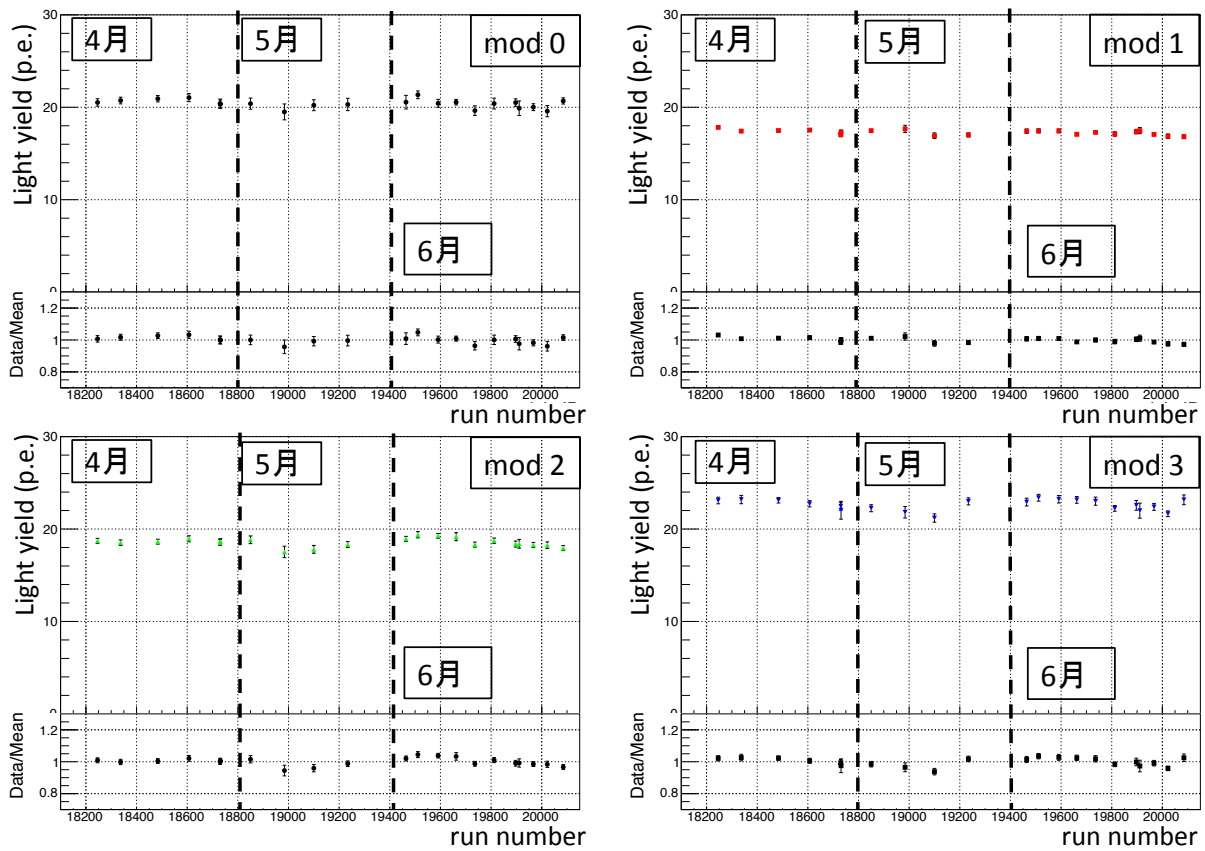


図 6.20 BHGC の発光量安定性。図の横軸はデータ取得番号。縦軸の上側のプロットは獲得光量で、下側のプロットの縦軸は各データの値と全データの平均値との ratio。

## 6.7 ビーム中での BHGC の評価

### 6.7.1 Beam loading effect

一般的に PMT はレートが高くなりすぎるとゲインが増加したり、減少したりする (beam loading effect)。これは PMT での空間荷電効果や電圧分割による影響のためである。1 光子応答の換算係数は off-spill 中で求めた値であるが、この換算係数が on-spill 中でも変わらないということを確認する必要がある。

この beam loading effect を調べるために、前述の 1 p.e. キャリブレーションで行った方法を on-spill 中にも適用する。得られた on-spill 中の LED トリガーで取得した 1 波形を図 6.21 に示す。Off-spill 中で 1 光子の波形が十分に入るように積分範囲を広めにとってある分、accidental hit の寄与が含まれてしまっていることがわかる。得られた ADC 値を積分してヒストグラムに詰めたのが図 6.22 である。図 6.22 の右図は on-spill 中に得られたもの

で、accidental の寄与が多く含まれていることがわかる。ただし、accidental の寄与は実際の beam loading effect とは関係ないため、フィッティング範囲を短くとって、影響の少ないようにした。

1 光子に対する応答を off-spill、on-spill で比較したものの結果が表 6.5 である。この結果では、ビーム中での 1 光子に対する応答は on-spill、off-spill でも有意な差はみられなかった。従って、PMT はビーム中のゲインの変動を起こすことなく、安定動作していると考えられる。

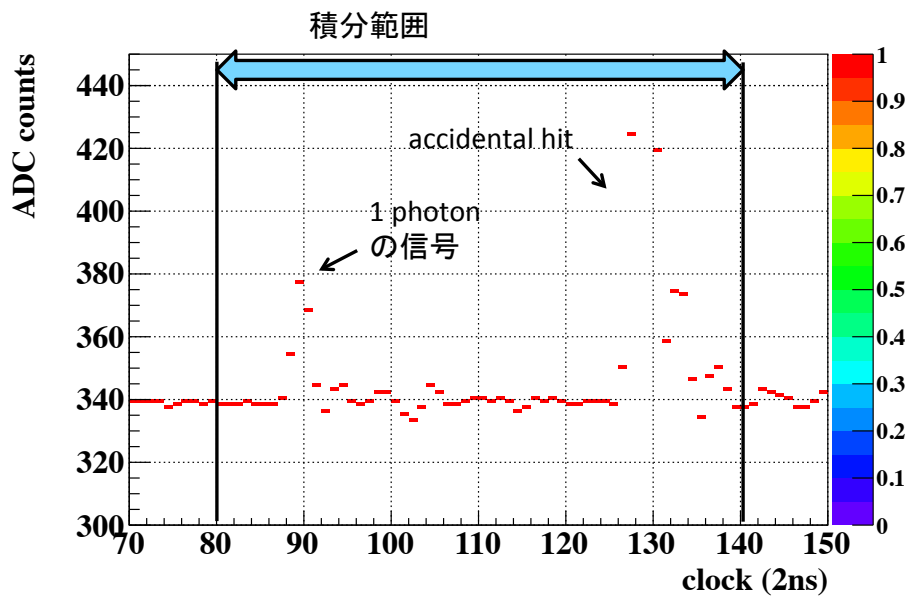


図 6.21 On-spill 中の LED trigger で取得した 1 波形。LED は 10 Hz の一定周期で光らせているため、同じ window 内の積分範囲内に、ビーム粒子で PMT がなってしまう。



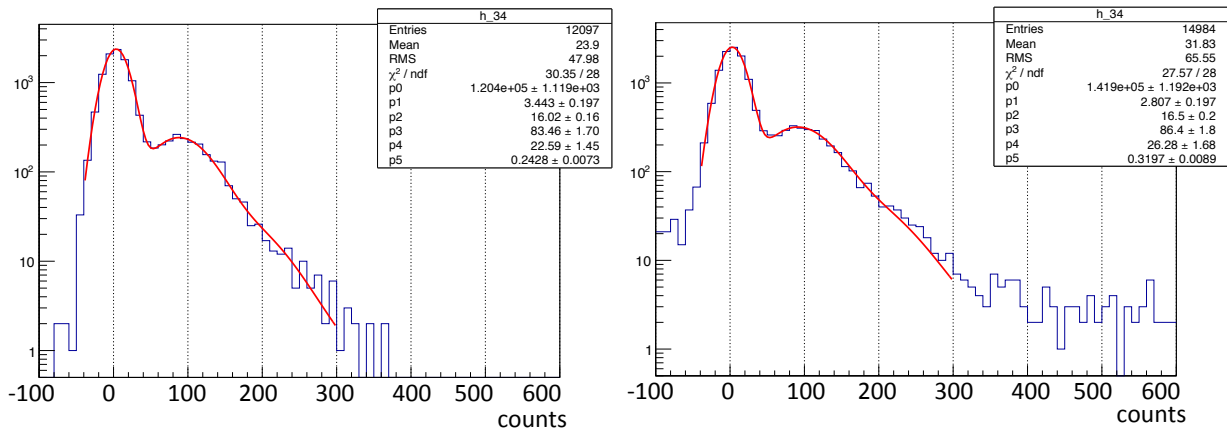


図 6.22 物理ラン中の LED trigger で取得した波形の積分値情報。左図が off-spill 時で右図が on-spill 時のデータ。On-spill 中には beam 由来の accidental なヒットが見られる。

表 6.5 On-spill 中と off-spill 中の 1 p.e. ゲインの比較

Spill	1 p.e. gain (counts)
Off	83.5 ± 1.70
On	86.4 ± 1.80

### 6.7.2 カウンティングレート

本節では BHGC のカウンティングレートについて考察する。レートの評価には clock トリガーを用いる。threshold は 2.5 p.e. に設定し、threshold を超えたパルスを足しあげたものをカウンティングレートに変換する。今回は 300 ns での時間幅の中にあつた信号の数を足し合わせて評価しており、カウンティングレートは、

$$\text{レート (MHz)} = \frac{(\text{シグナルの数})}{300 \times 10^{-9}} \times 10^6 \tag{6.1}$$

と求められる。データと 5 章で行ったシミュレーション結果 (図 5.12) を比較したものを図 6.23 に示す。図 6.23 から上流側のモジュール (channel 0 ~ 3) に関してはデータとシミュレーションはエラーの範囲内で一致していることがわかった。下流側のモジュール (channel 4 ~ 7) に関しては、最大で 20% 程度の差があることがわかり、エラーの範囲内では再現することができなかった。しかし、全体的には概ねレートを再現できており、シミュレーションによる予測は正しいことがわかった。

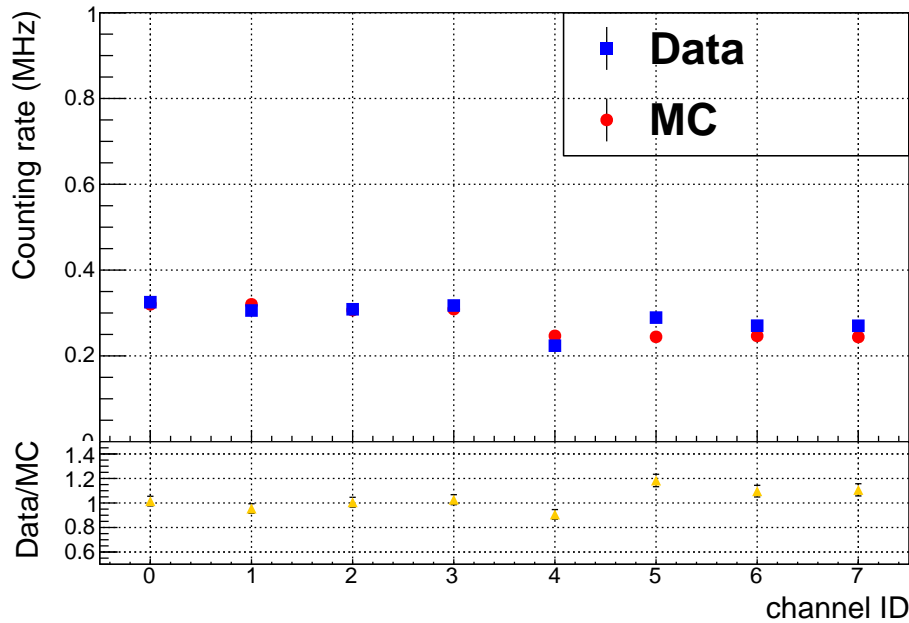


図 6.23 BHGC のカウンティングレート比較。データはビームパワー 29.3 kW の時の clock トリガーで取得したもの。シミュレーションはデータを概ねレートを再現できており、シミュレーションによる予測が正しく見積もれていることがわかった。

### 6.7.3 Accidental loss

この節では BHGC の accidental loss について実際のデータで評価する。BHGC の veto の条件は、

- シグナルが threshold (2.5 p.e.) を超える
- BHGC 全 8 チャンネルの or

を満たすことである。この条件を満たしたものをカウントすることで BHGC の veto のレートを評価する。図 6.24 にビームパワーが 24 kW 相当のときに取得した物理ランで BHGC の上記の条件を満たしたシグナルのヒット時間分布を示す。横軸にヒット時間で、縦軸はイベント数でありレートに比例する。図には 180 ns 付近にあるピークと 21 ns の周期構造をもつという 2 つの特徴がある。

まず、180 ns 付近のピークについて説明する。このデータは物理ランで取得したデータであり、トリガーは CsI で発行される。そのため  $K_L$  粒子が崩壊領域に飛来し、 $2\pi^0$  や  $3\pi^0$  に崩壊するとさらに複数の  $\gamma$  へと崩壊しそれらが CsI にクラスターを作ってトリガーが発行される。このとき複数  $\gamma$  のうち CsI に当たらず、ビームホールを抜けて BHGC まで飛来する  $\gamma$

は速度は  $\beta = 1$  のためにトリガーに同期してあるタイミングでピークを作るはずである\*5。そのピークが 180 ns 付近にみられるものであると考えられる。Accidental loss は偶発的に信号事象を veto してしまう事象であり、180 ns 付近のピークを含めて accidental レートを算出するのは適当でない。図 6.24 に示してある、青の領域 (80 ns から 120 ns の間) に制限して accidental レートを算出する。

また、21 ns の周期の時間構造は Transverse RF によるもので、金標的に陽子が 21 ns の周期をもって衝突していることに由来する。 $\gamma$  以外の粒子は質量があるために  $\beta$  にばらつきがある。そのため  $\gamma$  以外の粒子で BHGC になっているとすると、トリガーのタイミングがなまり、BHGC のヒット時間分布もなまって Transverse RF の構造が消えてしまうはずである。しかし、得られた図には 21 ns の周期がみられるため、従って BHGC は定性的には  $\gamma$  に対して高感度であるといえる。

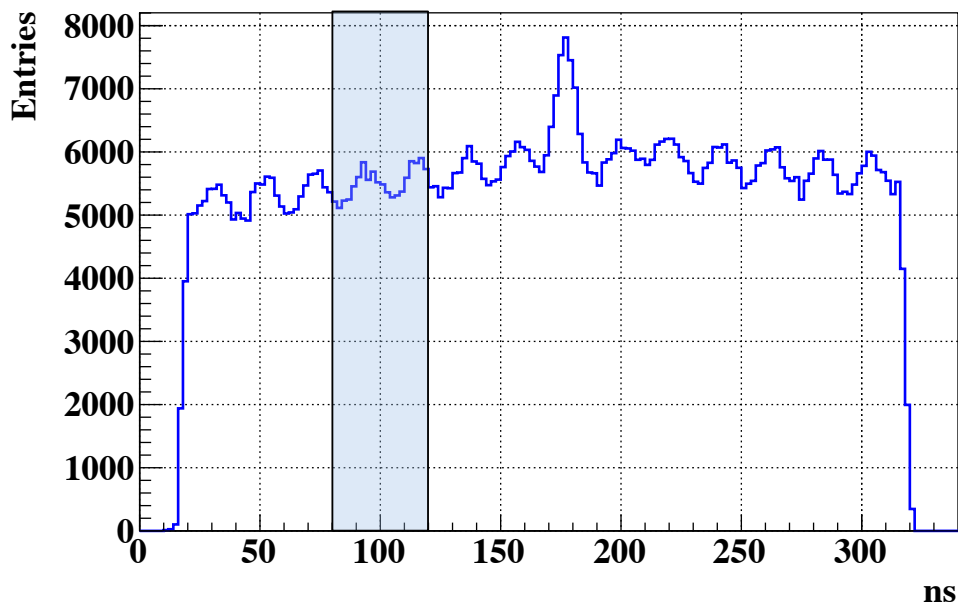


図 6.24 BHGC 8 チャンネルの or をとったときのモジュール全体のヒット時間分布。データは 26.4 kW 相当のビームパワーのときに取得したもの。

図 6.24 にある領域の中にある上で述べた条件をみたすシグナルについて足し上げた。レートは設定した領域が 40 ns であるために、

$$\text{レート (MHz)} = \frac{(\text{シグナルの数})}{40 \times 10^{-9}} \times 10^6 \quad (6.2)$$

\*5 CsI は 8 ns sampling でデータを取得しているためこの解析では分解能がはず、smear されてしまい offset が乗るような分布になる。

で求められる。Accidental loss は 5 章で述べた式 5.2 に従って求める。結果は表 6.6 のようになった。この物理ランで評価した accidental rate とシミュレーションによる accidental rate には 3 倍ほどの開きがある。これは前述の duty による影響であると思われる。物理ランは CsI でトリガーをかけるためビーム構造に敏感であり、duty による影響を受けやすいからである。示した図のデータ取得時には duty factor は 35 ~ 40% であり、シミュレーション結果との差とコンシステントである。duty factor は加速器の大元の電源を交換することや Transvers RF の周波数の適正化などで改善を模索しており、ビームが完全にフラットになった場合には、シミュレーションによる予測の accidental loss が見込まれる。

表 6.6 accidental rate と accidental loss 結果

accidental rate (MHz)	$3.64 \pm 0.01$
accidental loss (%)	$5.31 \pm 0.02$

## 6.8 BHGC 実機評価のまとめ

本節で今回評価した BHGC の実機についてのまとめを行う。

BHGC の実機をインストールした後は、まず BHGC の基本性能について確認した。1 光子に対する応答を調べるために、オシロスコープで光量、HV を調整した。その後、LED トリガーを用いて ADC でデータを取得し、ポアソン分布とガウシアンたたみ込み関数で 1 光子に対する応答を評価した。また、実機の時間分解能の評価では、beam plug を閉じて行うランで、BHGC のモジュールを中心に寄せた上で評価を行った。結果は全モジュールとも  $\sigma \sim 0.5$  ns 程度の時間分解能を達成しており、チェレンコフ検出器としての早い応答を確かめることができた。チェレンコフ発光の光量測定では、こちらも beam plug を閉じて行うランで評価した。得られた平均光量は各モジュールで  $\sim 20$  p.e. を達成しており、実機でも光量を確保できることが確認できた。

また、1 光子に対する応答を数日おきに確認することとで PMT のラン中の安定動作を確認した。さらにアクリルチェレンコフ光の光量測定もラン中に行い、アクリルチェレンコフ検出器の安定動作を担保した。

ビーム中での BHGC の動作確認も行った。BHGC が置かれる環境は高フラックスで中性子や  $\gamma$  が飛来しており、高レート環境下でも PMT が問題なく動作するか確認する必要があった。そこで、on-spill 中の 1 光子に対する応答と、off-spill 中での 1 光子に対する応答を比較した。結果は両者に明確な差は見られないということが判明し、ビーム中でも PMT は安定的に動作していることを保証できた。カウンティングレートについても試算し、レートがシミュレーションで予測した値とほとんど一致することが示せた。検出器の動作安定性とレートのシ

ミュレーションの再現性から BHGC はデザイン通りの背景事象を削減できる。

BHGC のビームパワーが 26 kW のときの accidental loss についても評価し、ビーム環境が良くないにも関わらず、accidental loss は 5% 台と低く抑えられていることがわかった。

今後はシミュレーションによる BHGC の応答をさらに理解し、またデータで CsI カロリメータを含めた解析を行っていくことで、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊探索につなげていく必要がある。

## 第7章

# 考察

BHGC の削減すべき背景事象を 3 章で見積もり、可能な背景事象削減力を 5 章で明らかにした。3 章では MB と BHPV の組み合わせで背景事象となるものを 1 例に挙げて考えたが、KOTO 実験の 2013 年 5 月ランでの解析では accidental loss を抑えるために MB の threshold が高めに設定してある。背景事象の削減の観点から述べれば threshold を低く設定することで  $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊背景事象を削減可能である。また、2 章で述べた通り、MB は 2016 年に検出器のアップグレードを計画している。

本論で今まで述べてきた背景事象はこうした状況を加味しておらず、標準理論感度での実験環境<sup>\*1</sup> (tight condition と呼ぶことにする) で BHGC による veto の寄与を考察する必要がある。

図 7.1 に 2013 年 5 月ランの時のコンディションで、図 7.2 に tight condition で見積もった  $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊由来の残存背景事象数について調べた結果を載せる。図の w は veto を表しており、w/o は veto をかけないことを意味している。この結果では BHPV の有感領域内外の残存バックグラウンド数の比は 3 章で述べた背景事象数の比と同じであると仮定している。また BHGC の背景事象削減力は 5 章で述べたものと変わらないと仮定している。図 7.1 では、MB の threshold を高くしている関係で BHPV とは関係ないバックグラウンドが多く残ってきている。この背景事象は tight condition にすると、背景事象数は 0.7 イベントとシグナル事象以下に抑えられていて、MB の threshold を下げたこと、また MB をアップグレードしたことによる効果が表れている。このとき BHPV と BHGC の veto を要求することでビーム下流における  $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊由来の背景事象は 0.1 イベントまでに抑えられており、シグナル事象に対して無視できるレベルまで削減できることがわかった。また、BHGC に関しては BHPV の veto をかけたときに残る背景事象でメインの寄与となる有感領域外の背景事象について BHGC は大きな役割を果たしていることがわかった。

---

<sup>\*1</sup> MB の threshold が低い状態かつ MB がアップグレードされた状態

2013年5月				Tight threshold and upgraded MB			
BHPVと関係 ないもの	6.23±0.43			BHPVと関係 ないもの	0.72±0.08		
w/o BHPV	98.4±6.1			w/o BHPV	6.90±1.08		
w/ BHPV	2.26±0.27	有感領域内	0.36±0.05	w/ BHPV	0.20±0.06	有感領域内	0.03±0.01
		有感領域外	1.90±0.26			有感領域外	0.17±0.06
w/(BHPV +BHGC)	1.00±0.06	有感領域内	0.35±0.05	w/(BHPV +BHGC)	0.10±0.06	有感領域内	0.03±0.04
		有感領域外	0.66±0.03			有感領域外	0.07±0.04

図 7.1 2013 年 5 月のコンディションで求めた  $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊由来の残存背景事象数。図の w は veto をかける、w/o は veto をかけないということを意味している。

図 7.2 tight condition で求めた  $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊由来の残存背景事象数。図の w は veto をかける、w/o は veto をかけないということを意味している。

## 第 8 章

# まとめ

KOTO 実験は大強度陽子加速器施設 J-PARC で行なわれている、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  稀崩壊探索を通して素粒子物理学における新物理を探る実験である。本論では、KOTO 実験におけるビーム外縁部を覆う中性子低感度な光子検出器 (BHGC) の開発と性能評価について述べてきた。以下にその内容をまとめる。

### BHGC に対する要求

$K_L$  は様々な崩壊モードをもつが、その中でも  $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊は veto に使える  $\gamma$  が 2 つしかないために背景事象となりやすい。KOTO 実験ではビームホールを抜けてくる  $\gamma$  を捉えるためにビームホール光子検出器 (BHPV) が設置されている。この BHPV はビーム外縁部に対しては背景事象の削減力が低く、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊由来の背景事象が標準理論感度で 1.9 イベント残ってくることが確認された。残った背景事象の性質、そして新検出器が置かれる環境を調べた結果、BHGC に対する要求は、1 GeV 以上の  $\gamma$  に対して高い感度を持つこと、広範囲を覆えること、そして低エネルギー中性子、 $\gamma$  に対して低感度であることとなった。

### 電子ビームを用いたアクリルチェレンコフ検出器の評価

中性子低感度の実現のため、アクリルチェレンコフ検出器を考案した。考案したアクリル検出器はチェレンコフ閾値と全反射閾値で重い荷電粒子選別することができる。そこでアクリルチェレンコフ検出器の理解のため電子ビームによる性能評価を行なった。また光学シミュレーションも行い検出器応答の評価をした。結果、ビーム入射位置が中心のときに求めた補正係数でシミュレーションはデータをよく再現することができた。また、アクリルチェレンコフ検出器の時間分解能も評価し、時間分解能が 0.58 ns という結果が得られた。



### BHGC のデザイン

実機のデザインのためにシミュレーションを行い、BHGC デザインの最適化を行なった。最適化の結果、BHGC のデザインは、鉛厚 … 10 mm、sampling … 鉛とアクリルの単層構造、モジュールの位置 … ビーム中心からモジュール中心までの距離 190 mm、threshold … 2.5 p.e. となった。このデザインでは、入射 1 GeV 以上のビーム外縁部に飛来する  $\gamma$  が作る背景事象を 88% 削減できることがわかった。また、radiator 部にプラスチックシンチレータを用いた検出器との比較を行なった。結果は背景事象の削減力は両者変わらなかったが、カウンティングレートがアクリル検出器のほうが 2/3 倍と少なく、accidental loss の観点からアクリル検出器のほうが優位であることがわかった。

### BHGC 実機の評価

BHGC は 2015 年 3 月にインストールが完了し、2015 年の KOTO 実験物理ランでデータを取得した。BHGC の 1 p.e. キャリブレーションの方法を確立した。また beam plug を閉じて行うランでは BHGC 実機の時間分解能の評価とアクリルチェレンコフの光量測定を行なった。時間分解能は各モジュールで 0.5 ns 程度とよい時間分解能を達成した。また獲得光量は  $\beta \sim 1$  の荷電粒子に対して各モジュールで約 20 p.e. 獲得できた。

1 光子に対する応答をラン中に定期的に行って PMT の安定性を担保した。また光量測定もラン中に定期的に行い、アクリルチェレンコフの発光量が安定していることを確かめ、放射線損傷の影響がなかったことを確認した。ビーム中の BHGC の挙動についても評価した。ビーム中でもゲインの変動が有為にはみられないことを確認、またカウンティングレートはシミュレーションで概ね再現できていることがわかった。検出器の安定動作とレートのシミュレーションの再現性から、BHGC はデザイン通りの背景事象を削減する。

### 今後

ビームテストでシミュレーションがデータを再現しきれなかった項目があったため、検出器の応答理解をさらに進めていく必要がある。さらに BHGC 実機の方では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の崩壊分岐比の決定に貢献できるよう、さらなる BHGC の理解が必要である。そのためにも CsI トリガーで取得したデータの解析を行い、シミュレーションと比較することで  $\gamma$  に対する BHGC の実際の感度を評価していく。

# 謝辞

京都大学で過ごした修士課程の二年間、様々な方との出会いに恵まれ、お世話になりました。この場を借りてお礼を申し上げたいと思います。

中家剛教授には、研究の機会を与えてくださったこと、感謝しております。素粒子実験への態度や考え方といった研究者として大事なものを学ばせていただきました。

南條創助教には修士2年間の研究生生活において大変お世話になりました。始め実験のことは右も左もわからない状態だった僕にも丁寧にご指導いただき、お付き合いいただきました。開発した検出器は様々なアドバイスをいただいたおかげで無事完成し、インストールまでこぎつけて物理ランのデータを取得することができました。書類作成のときや学会発表なども遅くまで付き合ってくださいました。心より感謝しています。

実験施設でのビームを利用させていただけたこと非常に感謝しております。東北大学電子光理学センターでは電子ビームを使わせていただきました。ビームテストの結果が BHGC の設計において中核を担っていることは疑いようのない事実です。またハドロン実験施設では関係者様の甚大なる努力によりユーザーとしてビーム利用を行うことができました。物理解析に用いるビームで検出器の性能を評価できましたこと、感謝の限りです。

岡山大学の笹尾登教授には東北大学でのビームテストで、実験のご助言をいただきました。またモジュールを動かすために地上と地下を何往復も一緒にしていただきました。多大なるご協力を賜り、お礼の申しようもありません。

KEK の野村正准教授、KEK の塩見公志助教にはビームタイム中に何度もお世話になりました。またミーティングや解析で鋭いご指摘やアドバイスをいただき大変勉強になりました。

名古屋大学の前田さんには BHPV の引き継ぎや BG の見積もりなど最後の最後までご協力いただきました。また同室の河崎さん、内藤さんには大変お世話になりました。特に内藤さんには書類作成時に内容を見ていただき、非常に感謝しています。関さん、上路さん、中桐さんには研究面でお世話になるだけでなく、みのうち住宅で数ヶ月に及ぶ共同生活でも大変お世話になりました。約半年ほどの J-PARC 生活も先輩方がいたからこそ乗り切れたと思っています。

KOTO のコラボレーターの皆様にも感謝申し上げます。大阪大学の皆様や山形

大学、そしてミシガン大学や台湾大学の方々には大変お世話になりました。台湾大学の学生には BHGC の製作も一部手伝っていただき、感謝しております。また京都高エネルギー研究室の皆様にも感謝申し上げます。同期の柳田さん、潘君、山本さん、門田のおかげで充実した 2 年間に過ごせたかと思えます。柳田さんには京都での生活でも大変お世話になり、非常に感謝しております。

最後になりますが、これまでの人生を支えてくださった家族に心より感謝申し上げます。ありがとうございました。そしてこれからもよろしくお願い致します。

# 付録

## 付録 A CsI カット条件

シミュレーションに用いた CsI のカット条件は次のようである。

- 光子のエネルギー ( $E_\gamma$ )  
位置分解能の悪化を防ぐために低いエネルギーの光子は解析に制限をかける。  
 $100 < E_\gamma < 2000$  MeV
- CsI 上のヒット位置の制限  
CsI での電磁シャワー漏れを防ぐためにヒットの xy 位置に制限をかける。  
 $175 \text{ mm} < R(= \sqrt{x^2 + y^2}) < 850 \text{ mm}$ 、 $\max(|x|, |y|) > 150 \text{ mm}$
- クラスタ間の距離 ( $d_{cluster}$ )  
2つのクラスタを分離するため制限をかける。  
 $d_{cluster} > 300 \text{ mm}$
- エネルギー重心の位置 (COE)  
online トリガーでかけている COE カットの影響をなくすため。  
 $\text{COE} > 200 \text{ mm}$
- 2つの光子のエネルギーの和 ( $E_t$ )  
online トリガーでかけている CsI のエネルギー和 ( $E_t$ ) の影響をなくすため。  
 $E_t > 650 \text{ MeV}$
- CsI の dead チャンネル  
CsI の dead チャンネルの影響を減らすため。  
dead チャンネルからの距離  $> 53 \text{ mm}$
- $2\gamma$  の xy 平面への射影角  
2体崩壊である  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊由来の背景事象を削減するため。  
射影角  $< 150$  度
- 2光子のエネルギー比 ( $E_{ratio}$ )  
2光子のエネルギーが大きく異なるものを制限。 $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊で odd イベントのよ

うな異なる  $\pi^0$  が作る 2 クラスタ事象の削減する。

$$E_{ratio}(= E_{\gamma 1}/E_{\gamma 2}) > 0.2 \quad (E_{\gamma 1} > E_{\gamma 2} \text{ のとき})$$

- 光子のエネルギーとビーム軸との角度の積 ( $E\Theta$ )

$K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊の odd イベントによる背景事象を主に削減する。

$$E\Theta > 2500 \text{ MeV} \cdot \text{deg}$$

## 付録 B even イベントと odd イベントが作る背景事象の違い

$K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊がつくる背景事象のメカニズムで、even イベント、odd イベントとは 3 章で定義したように、

- even event … CsI にあたる 2 つの  $\gamma$  が 1 つの  $\pi^0$  由来のイベント
- odd event … CsI にあたる 2 つの  $\gamma$  が 2 つの  $\pi^0$  から 1 つずつあたるイベント

である。この 2 つのメカニズムで起きている物理についての定性的な理解を本節では行う。

まず  $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊は  $K_L$ 、 $\pi^0$  とも 2 体崩壊を起こすため、崩壊した粒子は崩壊する前の粒子の重心系で見ると back to back に飛行していく。

event イベントで起こるメカニズムは、図 1 にあるように、 $K_L$  が互いに横方向の運動量が大きい  $\pi^0$  に崩壊する。2 つの  $\pi^0$  は  $K_L$  で boost され、そのうち重心系で下流側に飛行する  $\pi^0$  が崩壊して CsI に 2 ヒットを作る。残りの背景事象要因となる  $\pi^0$  は、重心系で上流側に飛行しているためにこの  $\pi^0$  は boost の影響を受けにくく、従ってビームホールを抜けるような  $\gamma$  は低エネルギーになりやすい。

また odd イベントは図 2 にあるように、 $K_L$  が互いに横方向の運動量が小さい  $\pi^0$  にする。2 つの  $\pi^0$  は  $K_L$  で boost され、そのうち重心系で下流側に飛行する  $\pi^0$  が  $2\gamma$  に崩壊して、1 つの  $\gamma$  が CsI にヒットしもう一つの  $\gamma$  がビームホールを抜けていく。このときビームホールを抜ける  $\gamma$  は重心系で下流側に飛行する  $\pi^0$  由来のものであるため、 $K_L$  による boost を受けやすい。このため odd イベントがつくる BHPV 由来の背景事象は高エネルギーな  $\gamma$  となる。

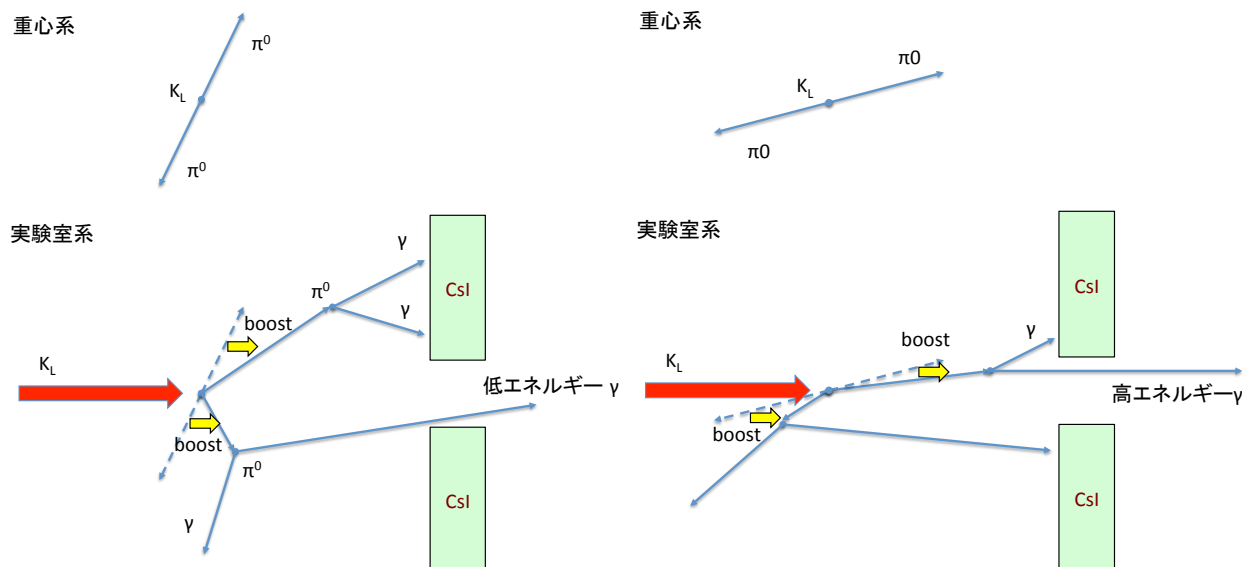


図 1 even イベントが BHPV 関連の背景事象となる場合のイメージ図。 $\pi^0$  はすぐに崩壊してしまうため実際には図のように長距離は飛行しない。ビームホールを抜ける  $\gamma$  は even イベントでは低エネルギーのものが多く。

図 2 odd イベントが BHPV 関連の背景事象となる場合のイメージ図。 $\pi^0$  はすぐに崩壊してしまうため実際には図のように長距離は飛行しない。ビームホールを抜ける  $\gamma$  は odd イベントでは高エネルギーのものが多く。

## 付録 C 透過率

アクリルと空気の境界面での光の反射について考える。アクリルの屈折率を  $n$  ( $=1.5$ ) とすると、光がアクリル面に垂直入射した場合、反射率  $R$  は、

$$\begin{aligned}
 R &= \left( \frac{1-n}{1+n} \right)^2 \\
 &= \left( \frac{1-1.5}{1+1.5} \right)^2 = 0.04
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

である。アクリルに垂直入射した光はこの反射率に従って反射するため、入射した光がアクリルを透過し入射面の反対側から射出される強度は無級数の和で計算される。ただし、図にも示している通り、反射率が 4% 程度であると、次に考慮すべき光の強度は元の強度の 1/1000 程度になるため複数回反射して出てくる光については考慮する必要がない。透過して射出される光の強度は減衰がなかった場合に元の強度の  $0.96 \times 0.96 \sim 0.92$  倍になることがわかる。

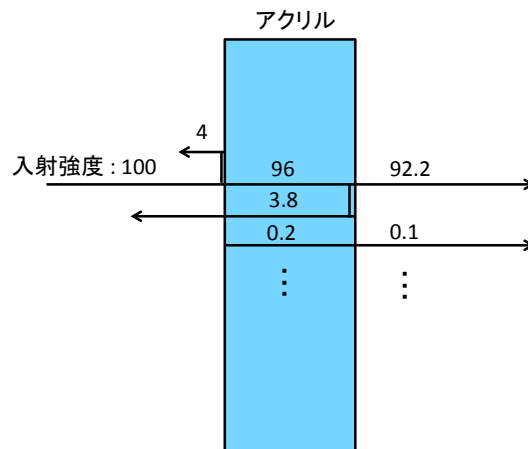


図 3 アクリルに垂直入射する光の反射の様子。

## 付録 D トリガーシンチによる光量分布への寄与

本節ではビームテストのシミュレーションでトリガーシンチを組み込んだときの影響について述べる。図 4 はシミュレーションでトリガーシンチを組み込む前と後の光量分布を比較したものである。20 p.e. 以下では分布に差はないが、20 p.e. 以上の高光量側ではトリガーシンチを組み込んだときのほうがイベント数が多くなっている。これはトリガーシンチによる  $\delta$ -ray がアクリルに入射しさらにチェレンコフ光を発生させているためと思われる。

図 5 はトリガーシンチをいれる前後のデータとシミュレーション結果の光量分布を比較したものである。トリガーシンチを組み込んだ結果、図 5 の右図に示すように高光量側で分布が合う方向にシフトしたのがわかる。しかし、依然としてデータのほうがシミュレーションよりイベント数が多く、再現しきれていない。トリガーシンチによる影響は分布の差を理解する一因となったが全てではないこともわかり、分布を完全に再現するにはさらなる理解が必要である。

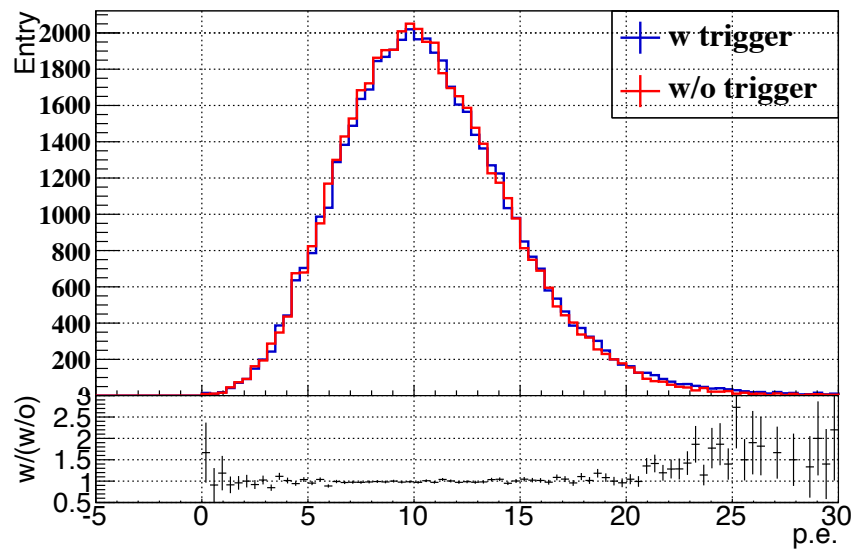


図 4 シミュレーションにトリガーシンチを組み込んだときの影響。

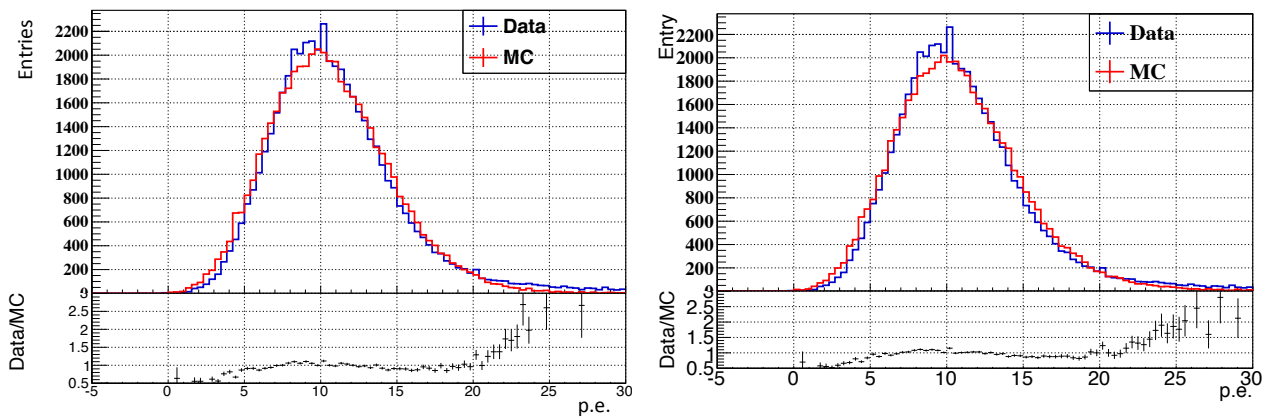


図 5 左図はトリガーシンチをいれる前 (再掲、図 4.14)、右図トリガーシンチを入れた後のデータとシミュレーション結果の比較。トリガーシンチを組み込んだほうが高光量側で分布が合う方向にシフトしている。



## 参考文献

- [1] A. D. Sakharov, *Pizma ZhETF*, 5 (1967) 32.
- [2] L. Wolfenstein, “Parameterization of the Kobayashi Masukawa Matrix”, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1945 (1983)
- [3] [MLA style: "The Nobel Prize in Physics 2008 - Advanced Information". Nobel-prize.org. Nobel Media AB 2014. Web. 27 Jan 2016.](#)
- [4] A. J. Buras, D. Buttazzo and R. Knegjens, *JHEP* **1511**, 166 (2015) doi:10.1007/JHEP11(2015)166 [arXiv:1507.08672 [hep-ph]].
- [5] J. Brod, M. Gorbahn and E. Stamou, *Phys. Rev. D*, **83**, 034030 (2011).
- [6] William J. Marciano and Zohreh Parsa. Rare kaon decays with ‘ ‘ missing energy ’ ’. *Phys. Rev. D*, Vol. **53**, No. 1, pp. R1 – R5, Jan 1996.
- [7] M. Tanimoto and K. Yamamoto *Prog. Theor. Phys.* 053B07 (2015)
- [8] Yuval Grossman and Yosef Nir, *Phys. Lett. B* Vol. 398, pp. 163 – 168, Apr 1997.
- [9] A. V. Artamonov, et al. (E949 collaboration), “New Measurement of the  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  Branching Ratio”, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 191802 (2008).
- [10] J. Comfort *et al.*, [Proposal for  \$K\_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}\$  Experiment at J-Parc](#)
- [11] J. K. Ahn *et al.*, *Phys. Rev. D*, **81**, 072004 (2010).
- [12] K. A. Olive *et al.* (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, **38**, 090001 (2014).
- [13] T. Masuda, Development and Experimental Study of the KOTO Detector System using Three  $K_L$  Neutral Decay Modes, doctor thesis, Kyoto University High Energy Physics Group, 2014.
- [14] A. Kiyomichi et al. BEAM SPILL CONTROL FOR THE J-PARC SLOW EXTRACTION. *In The 1st International Particle Accelerator Conference, IPAC' 10*, 2010.
- [15] S. Nagamiya, *PTEP* **2012**, 02B001 (2012). doi:10.1093/ptep/pts025
- [16] H. Takahashi *et al.* *Journal of Physics: Conference Series* **312** (2011) 052027
- [17] 高エネルギー物理学者会議. 高エネルギーニュース. <http://www.jahep.org/hepnews/2015/15-1-6-HadronFacility.pdf>

- 
- [18] “ Technical Design Report of KL Beamline at the J-PARC Hadron Hall, ” KOTO internal document (2009).
- [19] 豊田 高士 .KOTO 実験に用いる Inner Barrel 検出器の製作と宇宙線ミュオンを用いた性能評価, 修士論文, 大阪大学, 理学研究科物理学専攻山中卓研究室, 2014.
- [20] Y. Tajima *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **592**, 261 (2008). doi:10.1016/j.nima.2008.04.080
- [21] N. Kawasaki [KOTO Collaboration], PoS KAON **13**, 040 (2013).
- [22] 増田 孝彦, K<sup>O</sup>TO 実験に用いる低消費電力型光電子増倍管ベースの開発. 修士論文, 京都大学, 理学研究科物理第二教室高エネルギー研究室, 2008.
- [23] I. Kamiji *et al.*, PoS FPCP **2015**, 080 (2015).
- [24] K. Nakagiri [KOTO Collaboration], PoS FPCP **2015**, 081 (2015).
- [25] Y. maeda *Prog. Theor. Phys.* 063H01 (2015)
- [26] Y. maeda Search for the Decay  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  with a Neutron-Insensitive GeV-Energy Photon Detector. doctor thesis, Kyoto University High Energy Physics Group, 2016.
- [27] 前田 陽祐 K<sup>O</sup>TO 実験のための中性子不感型光子 veto 検出器の開発. 修士論文, 京都大学, 理学研究科物理第二教室高エネルギー研究室, 2009.
- [28] K. Shiomi [KOTO Collaboration], arXiv:1411.4250 [hep-ex].
- [29] 長島 順清, 素粒子物理学の基礎, 朝倉書店
- [30] William R . Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag
- [31] 三菱レイヨン, <https://www.mrc.co.jp/acrylite/>
- [32] 浜松ホトニクス, <http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R1250.TPMH1213E.pdf>
- [33] 日東樹脂工業株式会社, [http://www.clarex.co.jp/products/clarex/uv\\_trans.html](http://www.clarex.co.jp/products/clarex/uv_trans.html)
- [34] M. Bogdan, J. Ma, H. Sanders and Y. Watt, doi:10.1109/NSSMIC.2007.4436302
- [35] M. Bogdan, J. F. Genat and Y. Wah, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec. (2010). doi:10.1109/RTC.2010.5750452