# J-PARC KOTO 実験における、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 背景事象削減のための荷電粒子検出器の開発

大阪大学大学院 理学研究科物理学専攻 山中卓研究室 博士課程前期2年

# 宮崎 康一

平成 28 年 3 月 25 日

概 要

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、中性 K 中間子の稀崩壊  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を探索する実験である。

 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のシグナルは $\pi^0$ が崩壊して生成された2つの $\gamma$ 線のみである。 その為 KOTO 実験では2つの $\gamma$ 線を高性能なカロリメータを用いて検出する。また  $K_L$ の崩壊領域の全立体角を検出器で覆い、他に粒子が存在しない事を保証する。

KOTO 実験における背景事象の一つは、 $K_L$ の主要な崩壊モードである。これ らの崩壊モードは $\pi^0$ からの2つの $\gamma$ 線以外にも、 $\gamma$ 線もしくは荷電粒子の「余剰 な粒子」を生成する。その為この余剰粒子を検出する事が背景事象の削減におい て非常に重要である。

KOTO 実験は 2013 年 5 月に初の物理データを取得した。その解析の結果、 $K_L$ の主要な崩壊モードの一つである  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊が背景事象として多く残る 事が判明した。これは  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊の余剰粒子である  $\pi^+ \ge \pi^-$ が、真空と 大気を分けるためにあるステンレス製の下流ビームパイプと非弾性散乱し検出で きない事が原因であった。

本研究の目的は、2013年5月の物理データで判明した  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊由来の 背景事象を減らす事である。その為 MC シミュレーションを用いて、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊が上記のメカニズムで背景事象となる事を再度確認した。そしてこの事象を 検出する為の、新たなビームパイプを覆う荷電粒子検出器の開発し、設置した。さ らに新たに開発された検出器を用いる事により、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊由来の背景事 象を 1/30 に削減できる事を明らかにした。

# 目 次

第1章	序論	9
1.1	$K_L \to \pi^0 \nu \bar{\nu}  \boldsymbol{\mathcal{O}}$ 物理	9
	1.1.1 CP <b>対称性の破れ</b>	9
	1.1.2 $K_L \to \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊	10
1.2	KOTO <b>実験</b>	11
	1.2.1 $K_L$ の生成	11
	1.2.2 <b>シグナル事象の同定</b>	11
	1.2.3 背景事象	13
1.3	2013 年物理ラン	15
	1.3.1 LowP <sub>T</sub> <b>事象</b>	16
1.4	本研究の目的	17
第2章	KOTO 実験	19
2.1	$K_L $ $\mathbf{U}$ - $\mathbf{\Delta}$ $\mathbf{J}$ + $\mathbf{J}$	19
2.2	KOTO 検出器	20
	2.2.1 カロリメータ	21
	2.2.2 上流 Veto 検出器	21
	2.2.3 下流 Veto 検出器	22
	2.2.4 検出器以外の不感な物質	24
2.3	データ収集システム	25
2.4	モンテカルロシミュレーション	27
第3章	Low Pt 事象とその対策	30
3.1	KOTO 実験における $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊	30
3.2	2013 年物理ランにおける LowP <sub>T</sub> 事象	30
3.3	対策	32
	3.3.1 <b>対策案</b>	32
	3.3.2 対策案の有効性	32
第4章	Beam Pipe Charged Veto (BPCV)	37
4.1	BPCV に要求される性能とデザイン	37
	4.1.1 光量に対する要求	37
	4.1.2 デザイン	38

4.2	BPUV の 裂作 C KUTU	40
	4.2.1 BPCV 製作に使う材料	40
	4.2.2 光量テスト	41
	4.2.3 製作と設置	44
第5章	BPCV のエネルギー較正	46
51	2015 <b>年物理ラン</b>	46
5.2		10
0.2	<b>5.9.1</b> KOTO 検出器の主なエネルギー較正手法	40
	5.2.1 ROIO 候田留のエなエイルモー 秋正テル・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	40
	5.2.2 DFCV のエネルオー戦止 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	41
	5.2.3 BPUV のエネルキー軟圧のまとのと今後	99
第6章	BPCV による背景事象削減能力の見積もり	<b>59</b>
<b>第6章</b> 6.1	BPCV による背景事象削減能力の見積もり MC シミュレーションの方法	<b>59</b> 59
<b>第6章</b> 6.1	<b>BPCV</b> による背景事象削減能力の見積もり MCシミュレーションの方法 6.1.1 サンプルの選別	<b>59</b> 59 59
<b>第6章</b> 6.1 6.2	BPCV による背景事象削減能力の見積もり         MC シミュレーションの方法         6.1.1         サンプルの選別         シミュレーション結果	<b>59</b> 59 59 62
第6章 6.1 6.2 第7章	BPCV による背景事象削減能力の見積もり         MC シミュレーションの方法         6.1.1       サンプルの選別         シミュレーション結果         シミュレーション結果	<ul> <li><b>59</b></li> <li>59</li> <li>62</li> <li><b>64</b></li> </ul>
第6章 6.1 6.2 第7章 第8章	BPCV による背景事象削減能力の見積もり         MC シミュレーションの方法         6.1.1         サンプルの選別         シミュレーション結果         考察         結論	<ul> <li><b>59</b></li> <li><b>59</b></li> <li><b>62</b></li> <li><b>64</b></li> <li><b>67</b></li> </ul>
第6章 6.1 6.2 第7章 第8章 付録A	BPCVによる背景事象削減能力の見積もり MCシミュレーションの方法	<ul> <li><b>59</b></li> <li>59</li> <li>62</li> <li><b>64</b></li> <li><b>67</b></li> <li><b>68</b></li> </ul>

# 表目次

1.1	$K_L$ の主要な崩壊モードとその崩壊分岐比 $[3]$	14
3.1	シミュレーションにおいて検出できなかった事象数	36
4.1	式 4.1 のフィットで得られた $L_1 \ge L_2$ の値 $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$	43
$5.1 \\ 5.2 \\ 5.3$	2015 年に行われた物理ランのまとめ 2015 年に行われた CC06 トリガーランの回数	46 48 52
$6.1 \\ 6.2$	使用したカットと閾値 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	61 62

# 図目次

- 1.1  $K_L \to \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のファインマンダイアグラム [5] . . . . . . . . . . . . 10
- 1.2 J-PARCの概要。KOTO実験は写真右上にある「ハドロン実験施設 (通称ハドロンホール)」で行なわれている[9]。
- 1.3 KOTO 検出器とシグナル事象の概念図。CsI と示された部分がカロ リメータで、他は全て Veto 検出器である。カロリメータの中心に は K<sub>L</sub> ビームが通り抜ける為の穴が開いている。図の下側にある値 は KOTO 検出器の上流端からの距離を表している。
- 1.4 シミュレーションで得た、 $K_L \to \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊における、再構成され た  $\pi^0$ の崩壊 z 位置  $Z_{REC} \geq P_T$ の分布。130 < Pt < 250[MeV/c]、 3000 <  $Z_{REC}$  < 5000[mm] 領域を signal box と定義する。 . . . . . . 14

- 2.1 KOTO のビームライン [13]。KOTO 検出器はターゲットから 20m 離れた地点にある。 ..... 19
- 2.2 MC シミュレーションで得た Z=0[mm] でのビームプロファイル。プ
   ラチナターゲットを使用したものである。
   2.1 20
- 2.3 カロリメータの図。内側の赤い領域に 2.5cm 角、青い領域に 5.0cm
   角の CsI 結晶が使われている。中心部には K<sub>L</sub> ビームが抜けるため
   の 150[mm]x150[mm] のビームホールが空いている。
- 2.5 完成した InnerBarrel 検出器の写真(2016年1月)。KEK で製作、
   組み立てられた。2016年2月に J-PARC へ輸送し、KOTO 検出器
   に設置する。
   に設置する。

2.7	CC04検出器の概観。ビームを避けるようにして積み重ねられた約	
	60本のCsI結晶(青色)とその前面を覆う4つのプラスチックシン	
	チレータ(厚さ10mm)(黄色)で構成される。[15]	23
2.8	真空チェンバーの下流端から伸びている下流ビームパイプの写真..	25
2.9	CC04 に置かれている G10 製パイプ。これは CC04 から取り外された	
	時の写真。保護の為ビニール袋に入れられている。(Photo by I.Kamiji)	25
2.10	125MHz FADC で読み出された波形の例。横軸は clock、縦軸は clock	
	毎に読み出された波高 [count] である。	26
2.11	Integrated ADCとTimeの概観図。	27
2.12	シミュレーション上で用意されている KOTO 検出器。検出器以外	
	にも、構造体などの不感物質も用意されている。	28
3.1	シミュレーションで得た $P_T$ と $Z_{REC}$ のプロット。全カット適用後、	
	全体で 11 事象が残り、LowP <sub>T</sub> 領域に 10 事象が残っている。	31
3.2	$\mathrm{MC}\ \mathrm{true}$ の情報から得た $\pi^+,\pi^-$ が止まった $\mathrm{z}$ 位置。全てのカットを	
	適用した。	32
3.3	シミュレーションに使った新検出器の形状。プラスチックシンチレー	
	タは長さ1000mm、厚みは5mm とした。また CC05 とプラスチック	
	シンチレータとの間に、読み出し用 PMT 等を設置する事を考えて	
	100mm のスペースを空けている。	33
3.4	2013 年物理ラン解析時の 10 倍の統計量を使ってシミュレーション	
	した結果。左側は新検出器を除く全てのカットと検出器 Veto 適用	
	後、右側は新検出器による Veto を追加した後のプロット。	34
3.5	残った $3$ 事象において、 $\pi^+,\pi^-$ がどの $z$ 位置で止まったかを示す。新	
	検出器は2本の赤線の内側の領域に置かれている。	34
3.6	ビームパイプ材料の違いによる変化を見るためのシミュレーション	
	のセットアップ。粒子を BPCV の中心に向けて入射する。	35
3.7	$\operatorname{BPCV}$ でのエネルギー損失の分布。左側は $\pi^+$ を入射した場合、右	
	側は e⁻ を入射した場合の分布である。図中の青色のヒストグラム	
	はアルミニウムの場合、赤色のヒストグラムはステンレスの場合で	
	ある。	35
4.1	BPCV でのエネルギー損失の分布。左側は広いエネルギー範囲での	
	分布、右側は10MeV以下のみに範囲を狭めた場合の分布。エネル	
	ギー損失=0のbinに集まっているのは検出できなかった3事象であ	
	3	37
4.2	1.55MeVのエネルギー損失における、平均獲得光子数と検出率の関	-
	係。4p.e/MeV あたりで検出率は 80% を超える	38
	- · · -	

4.4	BPCVのテサイン。 左図のようなノラスナックシンナレータに波長	
4.4	変換ファイバーを埋め込んだものを4枚用意して、ビームパイプの	
4.4	周囲を覆う。PMT は CC05 の下流側へ設置する。	39
	実際に製作した BPCV の写真。左側はプラスチックシンチレータと	
	波長変換ファイバーを接着した後の写真。右側はプラスチックシン	
	チレータに反射材を巻いた後の写真である。これらの製作は KEK	
	で行った。	40
4.5	BPCV のファイバーを PMT に接続した様子。PMT ホルダーには	
	ネジ穴が開いている。左側は接続後の写真。右側は写真をイメージ	
	化した図である。・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	41
4.6	長手方向、幅方向、読み出し距離の定義を表したイメージ図。・・・	41
4.7	宇宙線を使って行った光量テストのセットアップ。	42
4.8	幅方向の光量依存性テストのセットアップ	42
4.9	幅方向の光量依存性テストの結果。横軸は幅方向の位置、縦軸は幅	
	方向中心で測定した光量の平均を1としたときの各点での相対光量	43
4.10	長手方向の光量依存性テストの結果。横軸は測定点とPMT との距	
	離、縦軸は測定で得られた光量(p.e数)である。読み出し距離100cm	
	の点はフィットから外している。	44
4.11	下流ビームパイプに設置した BPCV の写真。BPCV は右側の写真	
	に写っているマジックテープを使って下流ビームパイプに固定して	
	เกล	45
5.1	BPCV 直下で崩壊した事象(左)と、離れた場所で崩壊した事象	
	(右)の概念図。BPCVから離れた位置で崩壊すると、崩壊粒子が浅	
	い角度でビームパイプに入射するため、散乱で角度がばらついたり、	
	多数の二次粒子を生成したりする。そのような事象はエネルギー損	
	失が大きくばらつく為、できるだけ取り除く。・・・・・・・・・・	48
	CC06 トリガーランで得られた、BPCV のある1 チャンネルの Inte-	
5.2	grated ADC 分布	49
5.2	事象選別で排除したい事象(上)と、アクシデンタルな粒子によ	
5.2 5.3	- 11 誤って排除してしまう事免(下) 下回において 緑色の K-け	
5.2 5.3		
5.2 5.3	り戻うで指標してしなう事家(下)。下因にのいて、緑色の $K_L$ は BPCV 付近で崩壊したが、橙色の $K_L$ がアクシデンタルに CC04 に	
5.2 5.3	BPCV 付近で崩壊したが、橙色の $K_L$ がアクシデンタルに CC04 に 当たった事で、この事象は排除されてしまう。	50
5.2 5.3 5.4	BPCV 付近で崩壊したが、橙色の $K_L$ がアクシデンタルに CC04 に 当たった事で、この事象は排除されてしまう。 各検出器のあるチャンネルにおける $T_{dif,i}^{CC0X}$ 。赤線が MC シミュレー	50
5.2 5.3 5.4	BPCV 付近で崩壊したが、橙色の $K_L$ がアクシデンタルに CC04 に 当たった事で、この事象は排除されてしまう。 各検出器のあるチャンネルにおける $T_{dif,i}^{CC0X}$ 。赤線が MC シミュレー ション、青線がデータ、緑線が式 5.2 の範囲、左上が CC04、右上が	50
5.2 5.3 5.4	BPCV 付近で崩壊したが、橙色の $K_L$ がアクシデンタルに CC04 に 当たった事で、この事象は排除されてしまう。 各検出器のあるチャンネルにおける $T_{dif,i}^{CC0X}$ 。赤線が MC シミュレー ション、青線がデータ、緑線が式 5.2 の範囲、左上が CC04、右上が CC05、左下が CC06 の値である。MC シミュレーション、データ共	50
5.2 5.3 5.4	BPCV 付近で崩壊したが、橙色の $K_L$ がアクシデンタルに CC04 に 当たった事で、この事象は排除されてしまう。 各検出器のあるチャンネルにおける $T_{dif,i}^{CC0X}$ 。赤線が MC シミュレー ション、青線がデータ、緑線が式 5.2 の範囲、左上が CC04、右上が CC05、左下が CC06 の値である。MC シミュレーション、データ共 に $T_{dif,i}^{CC0X} = 0$ 付近に明確なピークが見えるが、データではアクシデ	50
5.2	事象選別で排除したい事象(上)と、アクシデンタルな	位子によ

5.5	$CC04 CsI $ の $E_T $ 分布(左)と $CC04 Scintillator $ の $E_T $ 分布(右)。赤く	
	塗られたのがMC、黒点がデータである。各プロットの下側はデータ	
	と $\mathrm{MC}$ の比。トリガーの影響を排除する為に $\mathrm{CC06CsI}~E_T{}{}>100\mathrm{MeV}$	
	のカットをかけている。CC04 Scintillator はエネルギー較正が正し	
	く行われていない事が原因で高エネルギー側で、MC シミュレーショ	
	ンがデータを再現していない。	53
5.6	$ ext{CC05CsI}  \boldsymbol{o}  E_T  \boldsymbol{\beta}$ 布(左)と $ ext{CC05Scintilator}  \boldsymbol{o}  E_T  \boldsymbol{\beta}$ 布(右)。赤く	
	塗られたのがMC、黒点がデータである。各プロットの下側はデータ	
	と $\mathrm{MC}$ の比。トリガーの影響を排除する為に $\mathrm{CC06CsI}~E_T{>}100\mathrm{MeV}$	
	のカットをかけている。	54
5.7	$\operatorname{CC06CsI} \mathfrak{O} E_T$ 分布(左)と $\operatorname{CC06Scintilator} \mathfrak{O} E_T$ 分布(右)。赤く	
	塗られたのがMC、黒点がデータである。各プロットの下側はデータ	
	と $\mathrm{MC}$ の比。トリガーの影響を排除する為に $\mathrm{CC06CsI}~E_T{>}100\mathrm{MeV}$	
	のカットをかけている。	54
5.8	BPCV の各チャンネルの $T_{dif,i}^{BPCV}$ 分布。	55
5.9	事象選別後の BPCV 各チャンネルの Integrated ADC 分布。ch1 は	
	PMT のゲインが他より低い。	55
5.10	事象選別後の BPCV 各チャンネルでのエネルギー損失分布(MC)	55
5.11	様々な変換係数を仮定して、データと MC のエネルギー損失分布を	
	重ね書きする ( 左図 )。そこから $\chi^2$ の値を計算し、 $\chi^2$ が最小値とな	
	る変換係数を求める(右図)	56
5.12	Template fitting によって得られた変換係数を用いて、4 チャンネル	
	ある BPCV それぞれでの、データと MC のエネルギー損失分布を	
	重ね書きした。各図の下側はデータとMCの比。	57
5.13	run63 で取得した計 8 回の CC06 トリガーランそれぞれで、変換係	
	数を求めた。縦軸が変換係数の値、横軸はCC06トリガーランの番	
	号である。各色の点は4つあるBPCVのそれぞれを示している。	58
61	左側は Fiducial Cut で使用するパラメータの概念図。右側は今回使	
0.1	日するパラメータの概念図	60
6.2	左側はEnergy cut で使用するパラメータの概念図。右側は今回使用	00
0.2	するパラメータの概念図。	61
6.3	KOTO 実験が目指す最終実験感度での $P_T \ge Z_{REC}$ のプロット。左	0 -
-	側は BPCV の Veto がない時、右側は BPCV の Veto をかけた時の	
	結果である。	63
7.1	図 $6.3$ で残った事象において、 $\pi^+,\pi^-$ の止まった $z$ 位置。左側は BPCV	

の Veto がない場合、右側は BPCV の Veto をかけた場合。横軸は $\pi^+$  が止まった z 位置、縦軸は  $\pi^-$  が止まった z 位置である。  $\ldots$  64

7.2	$\mathrm{BPCV}$ による $\mathrm{Veto}$ をかけた後の $\pi^+,\pi^-$ が止まった z 位置。左側が	
	$\pi^+$ 、右側が $\pi^-$ が止まった ${ m z}$ 位置である。各種検出器の位置を色を	
	つけて表示している。G10パイプはマゼンダ色の線の間、下流ビー	
	ムパイプは赤色の線の間に設置されている。・・・・・・・・・・	65
7.3	下流ビームパイプに角度をつけて広げていく事により、 $\pi^+, \pi^-$ が下	
	流ビームパイプに当たらないようにする。	66
B.1	宇宙線測定時のセットアップ	70
B.2	宇宙線トリガーでの ADC 分布。左が上側の BPCVch0、右が下側に	
	ある BPCVch2 である。赤線はそれぞれの分布をランダウ関数とガ	
	ウス関数のたたみ込み関数でフィットした結果である。・・・・・・	71
B.3	1p.eADC <b>分布。左が上側の</b> BPCVch0、右が下側にある BPCVch2	
	である。赤線はポアソン分布をガウス関数の畳み込み関数でフィッ	

# 第1章 序論

KOTO 実験は中性 K 中間子の非常に稀な崩壊  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  を探索する実験である。この章では KOTO 実験が探索する物理と KOTO 実験の概要について簡潔に述べ、最後に本研究の目的について説明する。

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

#### 1.1.1 CP 対称性の破れ

CPとは、荷電共役変換(C)とパリティ変換(P)を同時に行う変換の事である。 また CP 変換は粒子と反粒子を交換する事を指すので、CP 対称性とは粒子と反粒 子で同じ物理法則が成立する事を意味する。CP 対称性は成立するものだと長年に わたって考えられていたが、1964年に中性 K 中間子の崩壊過程において CP 対称 性の破れが初めて発見された。

この CP 対称性の破れの理論的解釈は小林 · 益川によってされている [1]。小林 · 益川の理論によると、弱い相互作用においてクォークの世代間混合を表す CKM 行列 *V<sub>CKM</sub>* が、複素成分を持つ事によって CP 対称性が破れる<sup>1</sup>。*V<sub>CKM</sub>* は

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

と表せ、また Wolfenstein によるパラメータを用いると [2]、

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

となる。ここで複素成分である η が CP 対称性の破れの大きさを表す。各種パラ メータは B 中間子崩壊や K 中間子崩壊などを通じて実験的に求められている [3]。 実は、CP 対称性が破れている事は、物質優勢の宇宙を説明する事において非常

に重要である。宇宙創生初期においては粒子と反粒子は同数存在していた。しか

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>クォークが3世代ある事を仮定するとCKM行列は必然的に複素成分を持つ

し CP 対称性を破る機構が存在したために、粒子と反粒子の比がわずかに1からずれ、物質優勢の宇宙が創られた。

小林・益川の理論で説明される CP 対称性の破れの大きさは、物質優勢の世界を 作るには不十分である事が分かっている。よって CP 対称性を破る過程には、まだ 未知なる物理が存在していると考えられている。

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

 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は、標準理論で予測されている、CP 対称性を直接破る崩壊モードの一つである。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊ダイアグラムを図 1.1 に示す。この崩壊分岐比は標準理論で

$$Br(K_L \to \pi^0 \nu \bar{\nu}) = 2.43(39)(6) \times 10^{-11}$$
 (1.3)

と予測されている[4]。このように崩壊分岐比が非常に小さいため、この崩壊モードはまだ実験的に見つかっていない。ここで式1.3の崩壊分岐比についている一つ目の括弧はCKM行列の実験的不確定性から、二つ目の括弧は理論的不定性からくる誤差である。



図 1.1:  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊のファインマンダイアグラム [5]

 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊には以下の3つの特徴がある。

- CP を破る崩壊であり、標準理論で計算される崩壊分岐比は CP の破れの大
   きさを表す η<sup>2</sup> に比例する。
- loop を含む崩壊過程のため、標準理論を超える新粒子が崩壊分岐比に影響す る可能性がある。
- 標準理論で予測される崩壊分岐比の理論的不定性が2%と非常に小さい。

1つ目の特徴により、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比を測定する事によって、標準理論における CP 対称性の破れの大きさを表すパラメータ  $\eta$  を測定できる。

2つ目の特徴から、この崩壊モードは標準理論を超える新たな物理の探索にも使えることがわかる。例えば、標準理論を超えるモデルの一つである MSSM モデルでは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比は新粒子の影響により1桁近く高くなると予測されている[6]。

また実験的に得られた  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の崩壊分岐比と標準理論の予想値との間にズレが見つかった場合、3つ目の特徴から、そのズレが新物理による影響である事への信頼性が高い。

 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索はこれまでにいくつかの実験グループで行われ、崩壊分岐比に対して上限値がつけられてきた。現在与えられている崩壊分岐比の上限値は、KEK E391a 実験で得られた値で、

$$Br(K_L \to \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 2.6 \times 10^{-8} (90\% \ C.L.)$$
 (1.4)

となっている [7]。

また  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の崩壊分岐比には Grossman-Nir Limit と呼ばれる、 $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  の崩壊分岐比から制限される、理論モデルによらない上限値

$$Br(K_L \to \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 1.4 \times 10^{-9}$$
 (1.5)

が存在する [8]。この上限値を上回る感度での  $K_L o \pi^0 
u \overline{
u}$  崩壊の探索は、新物理 を探索する有力な手段である。

### 1.2 KOTO 実験

KOTO 実験は  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊を世界で初めて観測し、最終的には  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比を測定する事を目標としている。ここでは KOTO 実験の概要について述べる。詳細は 2 章で説明する。

#### **1.2.1** *K<sub>L</sub>*の生成

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 ている実験である。J-PARC の概要を図 1.2 に示す。J-PARC のメインリングで 30GeV に加速された陽子ビームを Ni ターゲット (現在は Au ターゲット)に当て、 二次粒子として *K*<sub>L</sub> を生成し KOTO 検出器へと取り出す。

#### 1.2.2 シグナル事象の同定

KOTO 検出器を図 1.3 に示す。KOTO 実験では、検出器の上流端を原点、ビー ム方向を Z 軸正の向きとした座標系をとっている。



図 1.2: J-PARCの概要。KOTO 実験は写真右上にある「ハドロン実験施設(通称 ハドロンホール)」で行なわれている [9]。

KOTO実験では検出器で囲まれたある領域(図1.3における3000 < Z < 5000[mm]) を崩壊領域と定め、この領域で崩壊した  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を検出する。

 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊には以下の2つの特徴がある。

- π<sup>0</sup> が高い横方向運動量 P<sub>T</sub> を持つ

まずこれらの特徴について説明する。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊で生成した  $\pi^0$ は 99%の 確率ですぐに 2 つの  $\gamma$ 線に崩壊する。ニュートリノは物質との反応断面積が非常 に小さいので検出器とは相互作用せずに検出器を通り抜けていく。この際ニュートリノが運動量を持ち去る為、 $\pi^0$ はビーム軸方向に対して垂直な方向へ有限の横方向運動量 ( $P_T$ )を持つ。

これら 2 つの特徴を利用するために KOTO 実験では、まず  $K_L$  ビームの前方に CsI 結晶でできたカロリメータを置いて 2 つの  $\gamma$  線を検出し、さらに 2 つの  $\gamma$  線か ら  $\pi^0$  の  $P_T$  を再構成する。また  $K_L$  が崩壊する領域を Veto 検出器で覆う事により、 2 つの  $\gamma$  線以外に粒子が存在しない事を保証する。

ここで  $\pi^0$  の  $P_T$  を測定する為に行う  $\pi^0$  の再構成について説明する。 $\pi^0$  の再構 成では、まずカロリメータで 2 つの  $\gamma$  線のエネルギーと入射位置を測定する。2 つ の  $\gamma$  線が  $\pi^0$  から生成された事を仮定し、2 つの  $\gamma$  線の運動方向がなす角度  $\theta$  を計 算する。2 つの  $\gamma$  のエネルギーを  $E_1$ 、 $E_2$ 、 $\pi^0$  の不変質量を  $m_{\pi^0}$  とすると、4 元運 動量保存則から

$$\cos\theta = 1 - \frac{m_{\pi^0}^2}{2E_1 E_2} \tag{1.6}$$

が成り立つ。



図 1.3: KOTO 検出器とシグナル事象の概念図。CsI と示された部分がカロリメー タで、他は全て Veto 検出器である。カロリメータの中心には K<sub>L</sub> ビームが通り抜 ける為の穴が開いている。図の下側にある値は KOTO 検出器の上流端からの距離 を表している。

次に $\pi^0$ の生成位置が $K_L$ ビーム軸上である事と、カロリメータより上流で生成 した事の2つを仮定し、 $\pi^0$ の崩壊 Z 位置  $Z_{REC}$ を求める。 $\pi^0$ の  $Z_{REC}$ が決まると  $\gamma$ 線の運動量ベクトルがそれぞれ求まるので、最終的に $\pi^0$ の  $P_T$ を推測できる。 最終的なシグナルの同定には、 $\pi^0$ の再構成で得られた $\pi^0$ の崩壊位置  $Z_{REC}$  と  $P_T$ の二次元プロットを用いる(以下  $P_T$  と  $Z_{REC}$ のプロットと呼ぶ)。この  $P_T$  と  $Z_{REC}$ のプロットのある領域を signal box と定義し、この領域内に入った事象をシグナ

のノロットのある領域を signal box と定義し、この領域内に入った事家をシクテ ル事象の候補とする。シミュレーションで得た  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊からの  $\pi^0$  の  $Z_{REC}$ と  $P_T$  の分布を図 1.4 に示す。

1.2.3 背景事象

背景事象は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊以外の事象を誤ってシグナル事象と同定してしまう事によって生じる。KOTO実験における背景事象は、 $K_L$ 由来の背景事象の2種類に分けられる。

K<sub>L</sub>由来の背景事象

 $K_L$ の主要な崩壊モードとその崩壊分岐比を表 1.1 に示す。 $K_L$ の主要な崩壊モードの多くは  $\pi^0$ を生成する為、この  $\pi^0$ からの 2 つの  $\gamma$ 線をカロリメータで検出した場合に、 $K_L$ 由来の背景事象が起こりうる。しかし  $K_L \rightarrow 2\gamma$ 以外の  $K_L$ の主要な崩壊モードは、2 つの  $\gamma$ 線以外にも「余剰な粒子」を生成する。そこでこれらの



図 1.4: シミュレーションで得た、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊における、再構成された  $\pi^0$ の崩壊 z 位置  $Z_{REC} \geq P_T$ の分布。130 < Pt < 250[MeV/c]、3000 <  $Z_{REC} < 5000[mm]$ 領域を signal box と定義する。

余剰粒子を Veto<sup>2</sup> 検出器で検出する事により、背景事象を抑制する事ができる。逆 にこれらの余剰粒子を見逃す事は背景事象の増加につながるため、KOTO 実験の Veto 検出器には高い検出効率が要求される。

例外として  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊では余剰粒子は存在しない。しかしこの崩壊は  $K_L$  からの 2 体崩壊であり、また親粒子である  $K_L$  はビーム軸と垂直な方向に運動量をほとんど持たない。その為シグナル事象に対して高い  $P_T$  を要求すれば、 $K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊はほぼ背景事象にならない。

崩壊モード	崩壊分岐比
$K_L \to \pi^{\pm} e^{\mp} \nu$	$40.55 \pm 0.11 \ \%$
$K_L \to \pi^{\pm} \mu^{\mp} \nu$	$27.04\pm0.07\%$
$K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0$	$19.52\pm0.12\%$
$K_L \to \pi^+ \pi^- \pi^0$	$12.54 \pm 0.05 ~\%$
$K_L \to \pi^+ \pi^-$	$(1.967 \pm 0.010) \times 10^{-3}$
$K_L \to \pi^0 \pi^0$	$(8.64 \pm 0.06) \times 10^{-4}$
$K_L \to \gamma \gamma$	$(5.47 \pm 0.04) \times 10^{-4}$

表 1.1: K<sub>L</sub>の主要な崩壊モードとその崩壊分岐比 [3]

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>余剰粒子を検出し、その事象を排除する事を Veto すると呼ぶ。

#### 中性子由来の背景事象

 $K_L$ ビームには $K_L$  以外にも多数の中性子が含まれる。そのほとんどは $K_L$ ビーム中に存在するが、ビームの外側にもわずかだが中性子が広がって分布している。 これを halo 中性子と呼ぶ。この halo 中性子がビーム周辺の物質と相互作用して $\pi^0$ を生成したり、halo 中性子そのものがカロリメータに当たってあたかも2つの $\gamma$ 線が当たったかのような信号を残すと、この事象は背景事象となる

これらの背景事象は基本的には Veto 検出器では排除できない。そこで KOTO 実験では $\gamma$ 線と $\pi^0$ に対する様々な運動力学的カットや、カロリメータ上にできる 電磁シャワーの形状に対するカットを利用して、 $\gamma$ 線と中性子の識別を行う(運動 力学的カットや、カロリメータ上にできる電磁シャワーの形状に対するカットは 付録を参照)。

またビーム中の中性子が空気と散乱して  $\pi^0$ を生成する事を防ぐ為に、崩壊領域は  $10^{-5}$ Paの高真空に保たれている。

### 1.3 2013年物理ラン

KOTO 検出器は 2012 年に一通り完成した。そして KOTO 実験は 2013 年 5 月に 初の物理ランを行い、約 100 時間分<sup>3</sup> の物理データを取得した。ここで得られた データは既に解析が終了し、結果が出されている [10]。

解析で得られた最終結果を図 1.5 に示す。2013 年の解析では signal box 中の背景 事象数は 0.36 ± 0.16 と見積もられ、実際に 1 事象が観測された。この事象は halo 中性子由来の事象であると考えられている。

我々はこの解析で $1.29 \times 10^{-8}$ の実験感度(S.E.S.<sup>4</sup>)を達成した。わずか100時間のデータでありながら、E391a実験での最終実験感度 $1.11 \times 10^{-8}$ とほぼ同等の感度を達成する事ができた。

しかし同時にこの解析を通じて幾つかの問題点が判明した。

その中の一つは halo 中性子による背景事象である。KOTO 実験では halo 中性子による背景事象を削減するために以下の3つの対策が既に行われた。

真空窓の変更

 $K_L$ ビームを KOTO 検出器へ入射するための真空窓に使われているカプトン を  $125\mu m$  から  $12.5\mu m$  に薄くした。これにより  $K_L$ ビーム中の中性子が真空 窓で散乱する確率を下がり、halo 中性子の数が減る。

 $K_L$ ビームのアラインメント

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>S.E.S.=Single Event Sensitivity:目的としている崩壊モードの分岐比をS.E.S. で割った値は、 その実験で期待される事象数と一致する。

のXY位置をより正確にアラインメントを行う。これにより halo 中性子の数 を減らす。

新たなカット手法の開発

中性子とγ線で、カロリメータ上にできる電磁シャワーの形が異なる。これ を利用した新たなカット手法を開発した。

これ以外にも halo 中性子による背景事象を排除するための様々な研究がおこなわれている。

その他の問題点の一つとして「LowP<sub>T</sub>事象」と呼ばれるものがある。これは本 研究に特に関係するため次の節で詳細に説明する。



図 1.5: 2013 年物理ラン解析で得られた  $P_T \ge Z_{REC}$  分布 。分布は  $P_T, Z_{REC}$  毎に よっていくつかの領域に分けられている。分布中の赤数字は黒枠内でシミュレー ションにより見積もられた事象数、黒数字は黒枠内に実験で残った事象数である。

#### **1.3.1** LowP<sub>T</sub> 事象

LowP<sub>T</sub>事象とは、図1.5における、3000[mm] <  $Z_{REC}$  < 5000[mm] かつ  $P_T$  <130[MeV/c] の領域に残った事象を指す。これらの事象は、図1.6に示すように、 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊において、 $\pi^0$  からの  $2\gamma$  がカロリメータに入射し、余剰粒子である  $\pi^+,\pi^-$  が カロリメータのビームホールを抜け下流側にある厚さ 5mm のステンレス製ビーム パイプで反応し検出されない事から生じる。

 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊において、 $\pi^0$ が持ちうる  $P_T$ の上限は 133 MeV/c であるため、signal box を  $P_T > 130 MeV/c$ の領域に設定すれば、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 由来の背景事象は基本的には排除できる。これに基づき KOTO 実験の signal box は本来で



図 1.6: LowP<sub>T</sub> 事象が生じるメカニズム。 <sup>π+</sup>, <sup>π-</sup> がカロリメータの中心に空いて いるビームホールを抜け、ビームパイプで反応し検出されないと、LowP<sub>T</sub> 事象と なりうる。

は  $P_T > 130 MeV$  に設定されている。しかしカロリメータが有限の分解能を持つ事 と、ビームが有限の広がりを持つ事から、再構成された  $\pi^0$  の  $P_T$  が本来の値より 高く計算され、signal box へ染み出す事がある。これに  $\pi^+, \pi^-$  が検出されない事 が同時に起こると、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊が背景事象となる。

実際に 2013 年の物理ラン解析では、LowP<sub>T</sub> 事象の signal box 内への染み出し による背景事象数は  $0.61 \pm 0.03$  と見積もられた [11]。これは無視できないレベル だったため、signal box を  $P_T > 150 MeV/c$  に引き上げる対策を行った。これによ り LowP<sub>T</sub> 事象の染み出しは  $0.0016 \pm 0.0016$ [12] とほぼ無視できるレベルに抑える ことができたが、signal box の面積が小さくなったため、約 15%のシグナルアクセ プタンスを失った [11]。

今後実験感度をさらに2ケタ以上改善していく上で、LowP<sub>T</sub>事象は大きな背景 事象源となりうる。

### 1.4 本研究の目的

本研究の目的は、2013年物理ランで判明した問題点の一つである「LowP<sub>T</sub>事象」 を減らすことである。

そのために  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊が LowP<sub>T</sub> 事象となるメカニズムを確かめ、さらに LowP<sub>T</sub> 事象を抑制するための対策を行う。シミュレーションを用いて  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊によって LowP<sub>T</sub> 事象が起こる事、また下流ビームパイプが原因になっている事を再度確かめる。

そして  $LowP_T$  事象を抑制するために新な検出器を設計、製作する。さらにこの 新検出器によってどれだけ  $LowP_T$  事象を抑制できるかをシミュレーションを使っ て見積もる。

# 第2章 KOTO実験

この章では、KOTO 実験の K<sub>L</sub> ビームライン、KOTO 検出器、データ収集シス テムについて詳しく述べる。またモンテカルロ(MC)シミュレーションについて も説明する。

# 2.1 $K_L$ ビームライン



図 2.1: KOTO のビームライン [13]。KOTO 検出器はターゲットから 20m 離れた 地点にある。

KOTO 実験では、J-PARC で 30GeV に加速した陽子を 6 秒サイクルで 2 秒かけ て取り出し、図 2.1 の "T1 target" と書かれた金属標的に当て、大量の二次粒子を 生成する。ターゲットに当たる 1 回の取り出しあたりの陽子数は、ビーム強度が 27kW の場合、 $3 \times 10^{13}$  である。

生成した二次粒子の一部を陽子ビームに対して 16 度方向に、コリメータを使っ て取り出す。取り出された二次粒子に含まれている γ と荷電粒子を取り除くため に、70mm 厚の鉛でできた "Photon absorber"と電磁石 ("Sweeping magnet") が  $K_L$ ビームライン上に置かれている。これにより中性な粒子である  $K_L$ と中性子、 また Photon absorber で取り除ききれなかった  $\gamma$  から成る  $K_L$  ビームを生成する。 KOTO 実験では  $\pi^0$  の再構成の際に、 $\pi^0$  がビーム軸上で崩壊した事を仮定する。 この条件を満たすために、細く長いコリメータを使って  $K_L$  ビームを  $9\mu sr$  に絞っ ている。またビーム中の中性子がコリメータで複数回散乱すると、halo 中性子の 原因になる。そのためコリメータを 2 段階に分け、コリメータ表面の角度を 1 段目 と 2 段目でわずかに変える事により、1 段目で散乱した中性子を 2 段目のコリメー タで排除できるようにしている [14]。これによりビーム中の中性子に対する halo 中性子の数は 5 ケタ近く削減されている。シミュレーションで得た Z=0[mm] での



図 2.2: MC シミュレーションで得た Z=0[mm] でのビームプロファイル。プラチ ナターゲットを使用したものである。

### 2.2 KOTO 検出器

 $K_L$ ビームのプロファイルを図 2.2 に示す。

KOTO 検出器は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊からの  $\gamma$ 線を検出するためのカロリメータ と、複数の Veto 検出器に分かれている。ここではカロリメータ、カロリメータよ り上流にある Veto 検出器、下流にある Veto 検出器の 3 つに分けて説明する。

KOTO 実験では、できるだけ低エネルギーの粒子も検出するため、ほとんどの 検出器が真空チェンバーの中に置かれている。これらの検出器は、*K<sub>L</sub>*ビームが通 過する高真空領域とは空間的に隔たれた、0.1Paの低真空領域に設置されている。

#### 2.2.1 カロリメータ

カロリメータで、 $\pi^0$ から生成された $\gamma$ 線の位置とエネルギーを正確に測定する。 その為 KOTO 実験では計 2716 本の CsI 結晶を積み重ねたカロリメータを採用している。図 2.3 にカロリメータの概観を示す。



図 2.3: カロリメータの図。内側の赤い領域に 2.5cm 角、青い領域に 5.0cm 角の CsI 結晶が使われている。中心部には *K<sub>L</sub>* ビームが抜けるための 150[mm]x150[mm] の ビームホールが空いている。

 $\gamma$ 線の当たりやすい内側には、2240本の 2.5cm 角の CsI 結晶を使用し、 $\gamma$ 線の入 射位置に対する分解能を上げている。この外側には 476本の 5.0cm 角の CsI 結晶 を使用している。またすべての結晶の長さは 50cm ( $27X_0$ 相当)である。これに より電磁シャワーの漏れを減らし、高いエネルギー分解能を実現している。

CsI結晶は1本毎に反射材で覆っており、隣り合う結晶とは光学的に分けられて いる。またそれぞれ1本ごとにカロリメータ下流側に光電子増倍管(PMT)を取 り付け、CsI結晶の発光を読み出している。

#### 2.2.2 上流 Veto 検出器

カロリメータより上流側にある Veto 検出器の目的は、 $K_L$ の崩壊領域を覆い、  $K_L$ 崩壊により生成された余剰粒子を Veto する事である。上流 Veto 検出器が、  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊を Veto する様子を図 2.4 に示す。

上流 Veto 検出器には、カロリメータ前面を覆って荷電粒子を検出する CV と、 その他の領域を覆って $\gamma$ 線と荷電粒子を検出する NCC、FB、MB がある。低いエ ネルギーを持った粒子も検出できるようにするため、これらの検出器は全て真空 チェンバーの中に設置されている。また 2016 年 2 月には図 2.5 に示す Inner Barrel という  $\gamma$  線検出器が MB の内側に設置され、 $\gamma$  線に対する検出効率がさらに向上 する予定である。



図 2.4:  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  崩壊において、上流検出器が余剰粒子を検出する際の概念図。



図 2.5: 完成した InnerBarrel 検出器の写真(2016年1月)。KEK で製作、組み立 てられた。2016年2月に J-PARC へ輸送し、KOTO 検出器に設置する。

#### 2.2.3 下流 Veto 検出器

下流 Veto 検出器の目的は、崩壊領域内で崩壊した *K<sub>L</sub>* によって生成した粒子の うち、カロリメータのビームホールを通り抜けてきた粒子を検出する事である。下 流 Veto 検出器の概要を図 2.6 に示す。

下流 Veto 検出器は Collar 検出器と Beam Hole 検出器の2つに分けられる。Collar 検出器 (Collar Counters) は  $K_L$  ビームの外側に位置し、比較的大きな角度を持っ

てビームの外へ出た粒子を検出する。Beam Hole 検出器は K<sub>L</sub> ビーム中に位置し、 ほぼビームに沿って下流へ抜けてきた粒子を検出する。



図 2.6: 下流検出器の概要。ビームホールを抜けてきた粒子は必ずいずれかの下流 検出器に当たるよう設計されている。

Collar 検出器

Collar 検出器は CC04, CC05, CC06 の 3 つの検出器の総称である。これら 3 つは ほぼ同じ形状をしているため、代表として CC04 の概観を図 2.7 に示す。

これらの検出器は全て、 $\gamma$ 線を検出するための約 60 本<sup>1</sup> の CsI 結晶と、荷電粒 子を検出するための4つのプラスチックシンチレータからなる。各結晶および、各 プラスチックシンチレータ毎に1つの PMT が取り付けられている。



図 2.7: CC04 検出器の概観。ビームを避けるようにして積み重ねられた約 60 本の CsI 結晶(青色)とその前面を覆う4つのプラスチックシンチレータ(厚さ 10mm) (黄色)で構成される。[15]

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>CC04 は 60 本の CsI 結晶だが、CC05 と CC06 は 54 本の CsI 結晶が使われている。

Collar検出器のうち、CC04は0.1Paの低真空中に設置されており、CC05とCC06 は真空チェンバーの外に設置されている。これら3つのCollar検出器の位置関係 はMCシミュレーションを用いて、お互いの間を抜ける粒子がないように調整さ れている。

#### Beam Hole 検出器

Beam Hole 検出器は  $K_L$  ビーム中に位置し、荷電粒子を検出する BHCV と、 $\gamma$ 線を検出する BHPV から成る。 $K_L$  ビーム中には崩壊で生成した粒子以外に多数の中性子が存在するため、Beam Hole 検出器は中性子に対して不感になるよう設計されている [16]。

#### 2.2.4 検出器以外の不感な物質

*K<sub>L</sub>*の崩壊領域と Veto 検出器の間に不感となる物質が存在すると、Veto すべき 粒子が Veto 検出器でエネルギーを落とす前に不感物質で散乱や反応してしまい、 検出できなくなる可能性がある。そのため KOTO 実験において、そのような物質 を置かない事は重要である。しかし検出器を支える上でどうしても必要となる構 造体が存在する。ここではそうした物質のうち、本研究に関連するものについて 取り上げる。

#### ステンレス製下流ビームパイプ

KOTO 検出器の大部分は、低いエネルギーの粒子も検出できるよう真空チェン バーの中に置かれている。しかし下流側にある、いくつかの検出器は真空チェン バーの外側に置かれている。その為、*K<sub>L</sub>*ビームはどこかの地点で必ず真空と大気 を隔てる為の「真空窓」に衝突する。

この真空窓は真空チェンバーに直接つけられる予定であった。しかし $K_L$ ビーム が真空窓に当って $\pi^0$ が生成され、その $\pi^0$ からの2つの $\gamma$ 線が後方に飛んでカロ リメータに入射すると、背景事象になる可能性が示唆された[17]。そこで真空チェ ンバーから下流に伸びるビームパイプを設置し、真空と大気を隔てる真空窓を下 流側に動かした。これにより、仮に $\gamma$ 線が後方に飛んだとしても CC04、CC05 に あたり、カロリメータに直接入射しないようにした。

このビームパイプは真空チェンバーから下流に 1515mm 伸びており、断面は一辺 200mm の正方形、厚さ 5mm のステンレスでできている。下流ビームパイプの 写真を図 2.8 に示す。ビームパイプの下流端には厚さ 0.2mm のステンレス製の薄 い真空窓がついている。このビームパイプは崩壊領域と CC05, CC06 検出器の間に ある不感物質である。



図 2.8: 真空チェンバーの下流端から伸びている下流ビームパイプの写真

CC04のG10パイプ

CC04のビームホールには、厚さ 0.5mm、長さ 900mm の G10<sup>2</sup> という素材でき たパイプが置かれている。図 2.9 に実際に使われている G10 パイプを示す。この G10 パイプは CC04 が置かれている低真空領域と、 $K_L$  ビームが通過する高真空領 域を、空間的に分ける膜を支えるために設置されている。この G10 パイプも崩壊 領域と CC04 の間に設置されているため不感物質となりうる。



図 2.9: CC04 に置かれている G10 製パイプ。これは CC04 から取り外された時の 写真。保護の為ビニール袋に入れられている。(Photo by I.Kamiji)

# 2.3 データ収集システム

KOTO 実験で使われているデータ収集システム(以下 DAQ システム)について説明する。

全ての検出器からのアナログ信号は Flash ADC ボード(以下 FADC)と呼ばれるモジュールで、一定間隔ごとに入力信号の波高をデジタル化し、波形そのものを

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>ガラス繊維をエポキシ樹脂で固めたもの。典型的なエポキシ樹脂の密度は 2.0g/cm<sup>3</sup> 以下である。

記録している。多くの検出器は125MHzのFADCを使って読みだしているが、粒子 が頻繁に当たるBHCVやBHPVなどは、より正確に波形情報を得る為に500MHz のFADCを使って読み出している。FADCによりデジタル化された波形情報はト リガーシステムにも送られ、トリガー判断に使われる。

KOTO 実験では3段階のトリガーシステム (Lv1,2,3) を用いてトリガー判断を 行う。Lv1トリガーはカロリメータに大きなエネルギー損失があった場合に発行 される。Lv2、Lv3 では  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の運動力学的特徴を用いてトリガー判断 をしている。Lv2を通過したデータは Lv3 用の PC ファームへと送信され、ソフト ウェアで Lv3 のトリガー判断を行う。全てのトリガーを通過したデータは KEK に ある中央計算機システム (KEKCC) に送られ、保存される。

全ての125MHzFADCは、より上位のモジュールが生成する125MHzの共通動 作クロック信号を受け取り、これに同期して波高を保存する。1clock = 8nsecであ り、最大64clock=512nsec分の波高を記録する。しかし検出器によっては波形幅が 狭く、1clock=8nsecでは1~2点しか波形を記録できない場合がある。これでは波 形の時間を精度よく決定できないため、125MHz FADCには読み出し回路の前に Bessel Filterを取り付けられている。これにより波形の面積を保ったまま、波形を 時間方向に広げてサンプリング点数を増やし、波形の時間を精度よく決定できる ようにしている。125MHz FADCで記録された波形の例を図2.10に示す。



図 2.10: 125MHz FADC で読み出された波形の例。横軸は clock、縦軸は clock 毎 に読み出された波高 [count] である。

FADC で読み出された波形情報は、いくつかのパラメータへと変換される。ここでは本論文に関係する Integrated ADC と Time というパラメータについて説明する。図 2.11 に Integrated ADC と Time の概観を示す。

#### Integrated ADC

Integrated ADC は各 clock で記録された 64 サンプルの波高を足し合わせた値か ら、ペデスタル値を差し引いたものである。ペデスタル値は最初の5 サンプル、も



図 2.11: Integrated ADC と Time の概観図。

しくは最後の5サンプルの平均値を64倍した値である。このIntegrated ADCは 各検出器の各チャンネル毎に記録される。

#### Time

Time は、読み出された波形のタイミングを保持するパラメータである。Time は以下の手順で計算される。まず各 clock で記録された波高のうち、最も値の大き いサンプルとその前後、計3サンプルを選ぶ。そしてその3サンプルを2次関数 で fit し、2次関数の頂点の clock を Time として記録する。KOTO 実験ではこの Time を検出器が粒子を検出した時間として使っている。

# 2.4 モンテカルロシミュレーション

ここでは KOTO 実験で使っているモンテカルロ(以下 MC) シミュレーション について説明する。

KOTO 実験ではシグナル事象のアクセプタンスの計算や背景事象の見積もりを 正確に行う為に、Geant4をベースとした MC シミュレーションのセットアップを 独自に用意している。Geant4 は素粒子物理学でよく使われる物質と粒子との相互 作用を計算するためのソフトウェアである。

KOTO 実験では図 2.12 に示すように、現実に即した形状の KOTO 検出器をシ ミュレーション上に用意し、Geant4 を用いて  $K_L$  の崩壊や物質と粒子との相互作 用を計算する。特定の  $K_L$  崩壊モードによる背景事象を見積もるために、 $K_L$  の崩 壊モードをある一つに指定することもできる。

MC シミュレーションで用いる K<sub>L</sub> ビームの運動量分布や位置分布は、実際に K<sub>L</sub> ビームラインで 2012 年に測定された値を使用している [18]。また各種検出器



図 2.12: シミュレーション上で用意されている KOTO 検出器。検出器以外にも、 構造体などの不感物質も用意されている。

のエネルギー応答、時間応答なども現実に合うように調整されている<sup>3</sup>。

粒子と物質の相互作用を計算する方法として "full simulation" と "fast simulation" の 2 つの方法がある。

fast simulation は粒子が検出器表面に当たった時点でその粒子のシミュレーショ ンを止め、その粒子がどれだけ検出器にエネルギーを落としたか(エネルギー損 失)を各検出器毎に用意された「応答関数」を用いて計算する。この応答関数は粒 子のエネルギーや入射角度などをもとに、エネルギー損失を返す。この方法では 粒子と物質間の相互作用の計算をほとんど行わない為、シミュレーションにかか る計算時間が短い。そのため大統計をシミュレーションするのに便利である。欠 点としては、fast simulation を行うときは簡略化の為に不感な構造体の一部をシ ミュレーションから省いている事、結果が応答関数の精度に依存している事、カ ロリメータ内での電磁シャワーを再現できない事があげられる。

一方 full simulation では、粒子が検出器に当たった際に、粒子と検出器の相互 作用を細かいステップに分けて計算し、粒子のエネルギーがほぼ0になるまで計 算を続ける。そして各ステップ毎のエネルギー損失、時間、場所を情報として記 録する。full simulation では崩壊で生成された粒子だけでなく、その二次、三次… 粒子もシミュレーションする為、カロリメータ内での電磁シャワーの発達もシミュ レーションする事ができる。full simulation はより正確にシミュレーションをする 事ができるが、計算時間がかかる事が欠点である。

最後に full simulation, fast simulation に共通な事として、シミュレーションで は粒子の軌跡やエネルギーなどの情報を得る事ができる。その為ある事象におい て「KL がどこで崩壊してどういう粒子をどのようなエネルギーで生成したか」と いう事が、この粒子情報を用いる事により後から追跡できるようになっている。こ れは背景事象のメカニズムを理解する上で非常に有効な情報である。シミュレー

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>一部調整されていない検出器もある

ションで得られるこのような情報の事を"MC true"の情報と呼ぶ。

最後に、シミュレーションの開始位置はZ=0[mm]になっている。今後「ある $K_L$ 崩壊を 事象だけシミュレーションした」と言った時はZ=0[mm]の地点で〇〇 個の $K_L$ を生成し、全ての $K_L$ をある崩壊モードのみに崩壊させた事を指す。

# 第3章 Low Pt事象とその対策

この章ではまず KOTO 実験において、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊がどのように取り扱われていたかについて述べた後、LowP<sub>T</sub>事象のメカニズムとその対策について述べる。

## 3.1 KOTO 実験における $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊

 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ の崩壊分岐比は 12.54 ± 0.05% と  $K_L$  崩壊の中で 4 番目に分岐比 が高い。しかしこの崩壊における余剰粒子は比較的簡単に検出できる荷電粒子で あり、またこの崩壊における  $\pi^0$ の取りうる最大  $P_T$  は 133MeV/c である為、 $P_T$  の カットと Veto 検出器で大部分は排除できる。

KOTO 実験ではこれまでにも何度か、シミュレーションを用いて背景事象の見 積もりが行われてきた。しかし  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  崩壊は上記の理由であまり大きな 背景事象になると考えられていなかった。過去に行われた背景事象の見積もりを 参照すると、KOTO 実験が目指す実験感度到達時で  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  由来の背景事 象数はどれも1事象未満と見積もられている [5][19][20]。これらは fast simulation を使って見積もられており、主に荷電粒子を検出する CV と BHCV の不感率が原 因で背景事象になると結論づけられている。

## **3.2 2013 年物理ランにおける** LowP<sub>T</sub> 事象

2013 年物理ランでは、今までの方法とは異なり、主に full simulation を使って 背景事象の見積もりが行われた。2013 年物理ランで得た  $K_L$  数は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊などの解析から、2.4 × 10<sup>11</sup> と見積もられている。

この  $K_L$  数に  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  の崩壊分岐比をかけると  $3 \times 10^{10}$  となる。この統計量を全て full simulation するのは計算時間の観点から不可能であった。そこで $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊を full simulation する際には、事前に背景事象と成り得ない事象を取り除き、full simulation を行う事象数を減らす方法がとられた。その方法を説明する。

まず  $3 \times 10^{10}$  の  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊を fast simulation し、そのうち  $2\gamma$  のエネル ギーの和が 300 MeV 以上かつ  $2\gamma$  が共にカロリメータに当たる事象を選ぶ。この条 件を満たさない事象は背景事象と成り得ないので排除する。そしてこれらの事象 で生成された  $2\gamma \geq \pi^+, \pi^-$ の崩壊地点での MC true の位置と運動量を選び、"event seed" として保存する。最終的にこれらの event seed を崩壊地点から full simulation する。この方法を用いれば、 $3 \times 10^{10}$ 事象分を full simulation しなければいけない ところを、 $1 \times 10^8$ 事象 full simulation するだけで同じ結果が得られる。

ここではこのシミュレーションデータを使って、LowP<sub>T</sub>事象が $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊によって起きる事、また下流ビームパイプが影響している事を示す。

図 1.5 に示したように、2013 年物理ランの最終結果では signal box の外側に 9 事象が LowP<sub>T</sub> 事象として残った。まずはこの結果が  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  崩壊のシミュ レーションで再現するか確かめた。 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  の full simulation で得たデータ に対して、全てのカットと検出器 Veto を適用した時の  $P_T \ge Z_{REC}$  のプロットを 図 3.1 に示す。シミュレーションの結果、10 事象が LowP<sub>T</sub> 領域に残った。この結 果から  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  崩壊により LowP<sub>T</sub> 事象が起こる事がわかる。



図 3.1: シミュレーションで得た  $P_T \ge Z_{REC}$ のプロット。全カット適用後、全体で 11 事象が残り、LowP<sub>T</sub> 領域に 10 事象が残っている。

次に、これらの事象がどのようにして起こるのかを MC true の情報を用いて確か めた。シミュレーションで残った事象に対して、MC true の情報から得た、 $\pi^+,\pi^-$ の止まった Z 位置を図 3.2 に示す。全カットと全検出器 Veto をかけて残った 11 事 象全てが Z=9000 ~ 10000[mm] 付近の下流ビームパイプが存在する領域で止まって いる。



図 3.2: MC true の情報から得た  $\pi^+, \pi^-$  が止まった z 位置。全てのカットを適用 した。

### 3.3 対策

#### 3.3.1 対策案

今後統計が増えていくと LowP<sub>T</sub> 事象はさらに増え、signal box へのしみ出しも 増えていく。 $P_T$  閾値を引き上げる事はこれを防ぐ為の一つの手段ではあるが、1.4 章でも述べたように、 $P_T$  閾値を引き上げる事は signal を失う事につながる。その 為 KOTO 実験では以下の 2 つの対策を用いて LowP<sub>T</sub> 事象を減らす。

- 下流ビームパイプを覆う検出器を新たに導入し、π<sup>+</sup>,π<sup>-</sup> もしくは非弾性散乱 で生じた2次粒子を検出する。
- 下流ビームパイプの素材をステンレスから、より物質量の少ないアルミニウムへと変更する(密度は約3/8に減少する)。これにより π<sup>+</sup>,π<sup>-</sup> がビームパイプで反応する確率を減らし、新検出器で検出できる確率を増やす。

#### 3.3.2 対策案の有効性

ここでは前節で述べた対策案が、LowP<sub>T</sub>事象に対して有効であるかをシミュレーションを用いて検討する。

#### 新しい検出器

図 3.2 に示した LowP<sub>T</sub> 事象では、 $\pi^+,\pi^-$  が CC05 と CC06 の間で止っていた。そのため、新検出器は CC05 と CC06 の間に設置すると仮定した。また検出対象は荷

電粒子であるので、プラスチックシンチレータを用いて下流ビームパイプを覆う。 実際にシミュレーションに組み込んだプラスチックシンチレータの概要を図 3.3 に 示す。



図 3.3: シミュレーションに使った新検出器の形状。プラスチックシンチレータは 長さ1000mm、厚みは5mmとした。また CC05 とプラスチックシンチレータとの 間に、読み出し用 PMT 等を設置する事を考えて100mm のスペースを空けている。

シミュレーションのサンプルには $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊の full simulation を用いる。 シミュレーションに使う統計量については、2015年の物理ランで得られる  $K_L$ 予想 数に基づいて、 $3 \times 10^{11}$ 事象相当の  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊を用意した。2015年の物理 ランでは 2013年の約 20 倍の  $K_L$ 数が得られており、今回用意した  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 数はこれの約半分の統計量である。

 $3 \times 10^{11}$ の $K_L \to \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊のうち、 $2\gamma$ のエネルギーの和が 300MeV 以上か つ  $2\gamma$ が共にカロリメータに当たる事象だけを選び出して full simulation する。ま た下流ビームパイプの素材はアルミニウムに変更してシミュレーションを行った。 Full simulation で得られたデータに対して全てのカットと検出器 Veto (新検出 器の Veto は除く)をかけた場合の $P_T \ge Z_{REC}$ のプロットと、新検出器の Veto 閾 値を仮想的に 0.1MeV として新検出器による Veto も加えた場合の $P_T \ge Z_{REC}$ の プロットを、それぞれ図 3.4 に示す。新検出器の Veto を加える事により、100 事象 残っていた LowP<sub>T</sub> 事象を約 1/30 に削減できる。しかし新検出器の Veto をかけて も 3 事象が検出できずに LowP<sub>T</sub> 事象に残った。

残った3事象に関して、 $\pi^+,\pi^-$ が止まったZ位置を図3.5に示す。1事象は明らかに新検出器より上流側で $\pi^+,\pi^-$ が止まっている。このような事象を下流ビームパイプを覆うような検出器で検出する事は不可能である。残りの2事象は新検出器の近くで $\pi^+,\pi^-$ のどちらかは止まっているが新検出器へのエネルギー損失がなかったため検出できなかった。

このシミュレーション結果から、下流ビームパイプを覆うような検出器を導入す



図 3.4: 2013 年物理ラン解析時の 10 倍の統計量を使ってシミュレーションした結果。左側は新検出器を除く全てのカットと検出器 Veto 適用後、右側は新検出器による Veto を追加した後のプロット。



図 3.5: 残った 3 事象において、 $\pi^+,\pi^-$  がどの z 位置で止まったかを示す。新検出 器は 2 本の赤線の内側の領域に置かれている。

る事は、 $LowP_T$ 事象を排除するために有効である事がわかった。また同時に、新 検出器を下流ビームパイプに設置するだけでは $LowP_T$ 事象を全て排除する事がで きない事もわかった。しかし、今回のシミュレーション結果によると、2015年の物 理ランで予想される $LowP_T$ 事象数は約6事象であり、これは2013年時の $LowP_T$ 事象数よりも少ない。下流ビームパイプを覆う検出器を導入する事は、2015年に 予定されている物理ランへの対策としては十分有効である。

そのため KOTO 実験では下流ビームパイプを覆う検出器を、実際に KOTO 検 出器に導入する事に決めた。具体的な形状などは次の章で議論する。この検出器は "ビームパイプ"を覆う"荷電粒子検出器"という事で Beam Pipe Charged Veto、
略して BPCV と呼ぶ事にする。

今後統計量を増やした際にLowP<sub>T</sub>事象がどれだけ増えるかについては6章で議論する。

アルミニウム製ビームパイプ

最後にビームパイプの材料を、より物質量の少ないアルミニウムに変更する対 策の有効性を、簡単なシミュレーションを使って確かめる。

まず図 3.6 に示すように、シミュレーション空間に下流ビームパイプと BPCV を 置き、その他の検出器はシミュレーション空間から取り除く。次に  $\pi^+$  と  $e^-$  を同 じ角度と運動エネルギーで下流ビームパイプに向けて繰り返し入射する。このシ ミュレーションを、下流ビームパイプの材質としてステンレスとアルミニウムの 2 種類について行い、BPCV でのエネルギー損失を比べた。このシミュレーショ ンで得られた BPCV でのエネルギー損失の分布を図 3.7 に示す。



図 3.6: ビームパイプ材料の違いによる変化を見るためのシミュレーションのセットアップ。粒子を BPCV の中心に向けて入射する。



図 3.7: BPCV でのエネルギー損失の分布。左側はπ<sup>+</sup> を入射した場合、右側は e<sup>-</sup> を入射した場合の分布である。図中の青色のヒストグラムはアルミニウムの場合、 赤色のヒストグラムはステンレスの場合である。

図3.7でのエネルギー損失分布において、エネルギー損失が1MeV以下である事 象を検出できなかった事象だとみなし、ビームパイプの材質毎に検出できなかっ たな事象数を比較した。その結果を表3.1にまとめる。

e<sup>-</sup> ではステンレスとアルミニウムの差はあまり大きくないが、π<sup>+</sup> ではアルミニ ウムのビームパイプを使う事により、BPCV で検出できる事象が 2.6 倍に増える。 従って下流ビームパイプの素材をアルミニウムに変更する事は有効である。その ため KOTO 実験では 2015 年に下流ビームパイプをアルミニウム製に変更した。

e <sup>-</sup>	入射した数	検出できなかった数	割合(%)
ステンレス	100000	1737	1.74
アルミニウム	100000	1126	1.13
$\pi^+$	入射した数	検出できなかった数	割合(%)
ステンレス	100000	6034	6.03
マルミーウム	100000	0200	0.01

表 3.1: シミュレーションにおいて検出できなかった事象数

# 第4章 Beam Pipe Charged Veto (BPCV)

この章ではBPCVの製作について述べる。

# 4.1 BPCV に要求される性能とデザイン

ここでは BPCV が満たすべき要求と BPCV のデザインについて述べる。

#### 4.1.1 光量に対する要求

3.3.2節で行ったシミュレーションでは、全カットと検出器 Veto (BPCV による Veto を除く)を適用した後に 100 事象が残った。この 100 事象における、BPCV で のエネルギー損失の分布を図 4.1 に示す。検出できなかった 3 事象を除くと、BPCV への最小エネルギー損失は 1.55MeV であった。つまり今回のシミュレーションに よると、BPCV には最低でも 1.55MeV のエネルギー損失を検出できる事が要求さ れる。



図 4.1: BPCV でのエネルギー損失の分布。左側は広いエネルギー範囲での分布、 右側は 10MeV 以下のみに範囲を狭めた場合の分布。エネルギー損失=0の bin に 集まっているのは検出できなかった 3 事象である。

BPCVの読み出しは基本的にはPMTを使って行う。また BPCV は長さ 1m 前 後のプラスチックシンチレータでできている。そのため仮に BPCV に 1.55MeV の エネルギー損失があったとしても、BPCV 内での光の減衰や、PMT の光電面での 光統計のふらつきにより、より低いエネルギー損失だと見積もってしまう可能性 がある。これらの可能性を考慮しても、1.55MeV のエネルギー損失があった事象 を検出する必要がある。

そこで、BPCVのVeto 閾値を 1.55MeV よりやや低めの 1MeV と定める。そして 1MeV あたりの平均獲得光子数と、1.55MeV のエネルギー損失時における検出率の 関係性から、BPCV に要求する光量を決定した。具体的には以下の手順で行った。

まず 1MeV あたりの平均獲得光子数を Xp.e/MeV と仮定する (X は任意の値)。 1.55MeV のエネルギー損失があった場合、 $1.55 \times X$ p.e が平均的に PMT で検出さ れる。ただし、事象毎に PMT で検出される光子数は、平均が $1.55 \times X$ p.e のポア ソン分布に従ってばらつく。そこで 1MeV の閾値 (ここでは Xp.e)を上回る事象 数を、その事象数を全事象数で割ったものを検出率と定義する。この検出率を、仮 定する光量 Xp.e/MeV を変えながら計算した。今回は検出率が 80% 以上となる平 均獲得光子数を、BPCV が満たすべき最小光量とした。1MeV あたりの平均獲得 光子数と検出率の関係性を調べた結果を図 4.2 に示す。この結果から BPCV が満 たすべき最小光量を 4p.e/MeV と定めた。



図 4.2: 1.55MeV のエネルギー損失における、平均獲得光子数と検出率の関係。 4p.e/MeV あたりで検出率は 80% を超える

#### 4.1.2 デザイン

BPCVの形状や読み出しに使う PMTの設置場所は、周囲にある検出器などの 関係や、光量への要求から決定した。

まず下流ビームパイプの z 方向の全長は約 1.5m であるが、途中に CC05 が設置 されているため、BPCV は CC05 より下流をカバーする。また BPCV の読み出し に使う PMT は、粒子に対して不感な物質であるため、PMT を CC06 に近い側に 設置する事はできない。なぜなら CC06 へ入射する粒子が PMT で反応して、CC06 で検出できない事象が生じる恐れがあるからである。そのため PMT は CC05 の下 流側に設置する。

また前節で得た光量に対する要求を満たすために、プラスチックシンチレータ に波長変換ファイバーを埋め込んで光の減衰を減らし、より多くの光量を得る。プ ラスチックシンチレータの典型的な光の減衰長は約1mだが、波長変換ファイバー を使用すれば減衰長は約3mになる。

以上の事から考えた BPCV のデザインを図 4.3 に示す。100cm × 20cm × 5mm のプラスチックシンチレータを 2 枚、100cm × 21cm × 5mm のプラスチックシン チレータを 2 枚用意し、それぞれに 1cm 間隔で深さ 1.5mm の溝を掘る。その溝に 波長変換ファイバーを埋め込み、接着剤で接着する。こうして製作された計 4 枚 のプラスチックシンチレータを、下流ビームパイプの各面に 1 枚ずつ設置し、下 流ビームパイプの周囲を覆う。読み出しは各プラスチックシンチレータ毎に、ファ イバーを通じて PMT で行う。実際に設置する際にはファイバーの全長は約 150cm になる。



図 4.3: BPCV のデザイン。左図のようなプラスチックシンチレータに波長変換 ファイバーを埋め込んだものを4枚用意して、ビームパイプの周囲を覆う。PMT は CC05 の下流側へ設置する。

# 4.2 BPCVの製作とKOTO検出器への設置

## 4.2.1 BPCV 製作に使う材料

BPCVに使うプラスチックシンチレータや波長変換ファイバーは同時期にKOTO グループで製作していた Inner Barrel 検出器に使われているものと全く同じもの を使用した。プラスチックシンチレータと波長変換ファイバーの材料はそれぞれ、 MS 樹脂製とSt.Gobain 社製 BCF-92, =1.5mm である。プラスチックシンチレー タと波長の接着にはSt.Gobain 社製 optical cement BC-600を使用した。また、よ り多くの光量を得るためにプラスチックシンチレータは Toray 社製の TiO<sub>2</sub> PET という反射材で覆った。ただしプラスチックシンチレータの、ファイバーが伸び ている側の端は反射材で覆っていない。実際に製作された BPCV の写真を図 4.4 に示す。

読み出しに使う PMT は浜松フォトニクス社製の R329-02 を使用した。これは KEK E391a 実験の CV 検出器に使われていたものを再利用した。

PMT とファイバーの接続は図 4.5 に示すようにして行った。まずファイバーを一 つの束にして、穴の空いた 15mm 厚のアクリル板に接着する。そのアクリル板を、 別のアクリル板とネジを使って PMT へと押し当てている。PMT とファイバーの 間には、弾力性があって光の透過率が高いシリコーンの樹脂を挟み、PMT とファ イバーを光学的に接続する。



図 4.4: 実際に製作した BPCV の写真。左側はプラスチックシンチレータと波長変 換ファイバーを接着した後の写真。右側はプラスチックシンチレータに反射材を 巻いた後の写真である。これらの製作は KEK で行った。



図 4.5: BPCV のファイバーを PMT に接続した様子。PMT ホルダーにはネジ穴 が開いている。左側は接続後の写真。右側は写真をイメージ化した図である。

## 4.2.2 光量テスト

これらの材料を使って製作した BPCV が、設定した要求を満たすかどうかを確かめるために、まず BPCV を一つ製作して光量テストを行った。

ここでまず、いくつかの用語の定義を行う。まず図 4.6 に示すように BPCV の 長辺方向を長手方向、短辺方向を幅方向と呼ぶ。次に PMT の光電面と、シンチ レーション光が発生する平均的な地点との距離を読み出し距離と呼ぶ。

また光量テストを行った時点では、長さ190cmの波長変換ファイバーを使って BPCVを製作した。そのため光量テスト時の最大読み出し距離は190cmであった。 しかしこれではBPCVをインストールする際にファイバーが長すぎる事が後に判 明したため、後に波長変換ファイバーの一部を切って長さを150cmに変更した。



図 4.6: 長手方向、幅方向、読み出し距離の定義を表したイメージ図。

宇宙線ミュオンを用いた光量テスト

まず宇宙線ミュオンを用いて BPCV の光量を測定した。そのセットアップを図 4.7 に示す。この測定から、読み出し距離が 110cm の地点で 10.0 ± 0.3[p.e/MeV] の光量があることが分かった。



図 4.7: 宇宙線を使って行った光量テストのセットアップ。

幅方向の光量依存性テスト

次に、光量の幅方向依存性を、<sup>90</sup>Sr 線源を用いて測定した。その時のセットアッ プを図 4.8 に示す。<sup>90</sup>Sr 線源を BPCV の幅方向に 2cm 刻みで動かしながら光量を 測定した。この測定を読み出し距離が 190cm, 150cm, 90cm の 3 点で行った。その 測定結果を図 4.9 に示す。どの測定点でも、幅方向の光量のばらつきは±10% 以下 であった。このばらつきは後述する長手方向のばらつきより十分小さいため、今 回は幅方向のばらつきは無視する。



図 4.8: 幅方向の光量依存性テストのセットアップ

#### 長手方向の光量依存性

最後に長手方向の光量依存性を調べ、BPCVの中で一番光量が低くなる点で予想される光量を計算する。今回は<sup>90</sup>Sr線源を長手方向にだけ10cm刻みで動かして各点での光量を測定した。その結果を図4.10に示す。読み出し距離100cmの地



図 4.9: 幅方向の光量依存性テストの結果。横軸は幅方向の位置、縦軸は幅方向中心で測定した光量の平均を1としたときの各点での相対光量

点は、BPCVのPMT側の端に近く、一部反射材が巻かれていない部分があるため、110cm付近の点より光量が低くなっている。

得られた光量は以下の関数でフィットした。

$$f(d) = A_1 exp \frac{-d}{L_1} + A_2 exp \frac{-d}{L_2}$$
(4.1)

ここで、d は読み出し距離、 $A_1, A_2$  は規格化定数、 $L_1, L_2$  は減衰長のうち、長い成 分と短い成分である。2013年に全く同じ種類のプラスチックシンチレータ、ファ イバーを使った減衰長測定が行われており [21]、その結果と今回得られた結果を 比較したものを表 4.1 に示す。今回行った測定は、測定点が少ないためフィット結 果の誤差が大きい。しかし中心値は 2013年の測定のそれと近い結果が得られた。 BPCV の減衰長パラメータとしてはより誤差の小さい 2013年の値を使用する。

	今回の測定結果	2013年の測定結果
測定点数	8	14
$L_1[mm]$	$596.8\pm5030$	$389.9 \pm 13.41$
$A_1$	$11.57 \pm 42.17$	$19.98\pm0.80$
$L_2[mm]$	$51.69 \pm 347.1$	$59.91 \pm 25.19$
$A_2$	$15.98 \pm 69.94$	$10.47 \pm 6.25$

<u>表 4.1: 式 4.1 のフィットで得られた L<sub>1</sub>と L<sub>2</sub> の値</u>



図 4.10: 長手方向の光量依存性テストの結果。横軸は測定点とPMT との距離、縦軸は測定で得られた光量(p.e数)である。読み出し距離100cmの点はフィットから外している。

光量が最も小さくなる地点で得られる光量

以上の測定より、今回製作した BPCV が要求を満たすか確かめる。まず獲得光量が最小となるのは、読み出し距離が 150cm の時である。読み出し距離が 150cm 地点での光量は、110cm で測定した光量と、長手方向の光量依存性から、8.6±0.3[p.e/MeV] と計算できる。この結果は今回設定した要求である 4p.e/MeV を大きく上回る。

#### 4.2.3 製作と設置

以上の結果を踏まえて、残りの BPCV 3 枚も製作し、2015 年 3 月に下流ビーム パイプに設置した。設置する際には光漏れを防ぐため、BPCV を反射材の上から 暗幕で覆っている。設置した BPCV の写真を図 4.11 に示す。



図 4.11: 下流ビームパイプに設置した BPCV の写真。BPCV は右側の写真に写っているマジックテープを使って下流ビームパイプに固定している。

# 第5章 BPCVのエネルギー較正

2015年4月からハドロン実験施設でのビーム運転が再開し、KOTO実験では約2年ぶりの物理ランを行った。この章では2015年に行われた物理ランの概要を述べた後、BPCVのエネルギー較正の方法について述べる。

## 5.1 2015年物理ラン

KOTO 実験が行なわれている J-PARC の「ハドロン実験施設」では 2013 年の物 理ラン中に放射能漏れの事故があった。ハドロン実験施設では事故対策をするた めに1年半の間、ビーム運転が止まっていた。その後、2015 年 4 月に1年半ぶり のビーム運転がハドロン実験施設で再開された。2015 年には 4 回に分けて計三ヶ 月ほどのビーム運転が行われた。表 5.1 にビームが運転した期間とビーム強度をま とめる。

Run 番号	期間	典型的なビーム強度
Run62	2015年4月24日~5月7日	27kW
Run63	6月4日~6月26日	$32 \mathrm{kW}$
Run64	10月15日~11月12日	$39 \mathrm{kW}$
Run65	11月13日~12月18日	$42 \mathrm{kW}$

表 5.1: 2015 年に行われた物理ランのまとめ

# 5.2 エネルギー較正

#### 5.2.1 KOTO 検出器の主なエネルギー較正手法

各検出器でのエネルギー損失を知るには、2.3節で述べた Integrated ADC の値 をエネルギー損失の値に変換する為の「変換係数」が必要がある。この変換係数 を求める事をエネルギー較正と呼ぶ。

エネルギー較正を行うには、エネルギー損失が分かっている事象が必要である。 そのためによく用いられるのは高い運動量の宇宙線ミュオンである。宇宙線ミュ オンは物質中でのエネルギー損失がほぼ一定なため、単位貫通距離あたりのエネ ルギー損失を求めやすい。また透過力が高いので、宇宙線ミュオンが複数の検出 器を通過した場合、各検出器での粒子が当たった位置が分れば宇宙線ミュオンの トラックを求めることができる。そのため各検出器中での宇宙線ミュオンの貫通 距離も求めやすい。これらの理由から KOTO 検出器の多くは宇宙線ミュオンを用 いてエネルギー較正を行っている。

しかし BPCV では宇宙線を使ってエネルギー較正を行う事は難しい。なぜなら BPCV の場合は、周囲に宇宙線をトリガーする為の検出器がないため、トリガー カウンターをそのために設置しなければならない。さらにこの方法では以下のよ うな問題点がある。

- 必要な統計を集めるために時間がかかる。特に宇宙線の水平方向への貫通事象は非常に少ない。
- トリガーカウンター自体が不感物質である為、物理ラン中はトリガーカウン ターを設置できない。

これらの事から、BPCVには従来の方法とは異なる、新たなエネルギー較正手法が必要である。

#### 5.2.2 BPCVのエネルギー較正

そこで別の手法として、*K<sub>L</sub>*崩壊で生成した荷電粒子による貫通事象を用いる事 を考えた。*K<sub>L</sub>*の崩壊モードの多くは荷電粒子を伴う。また*K<sub>L</sub>*がBPCV付近で崩 壊した場合、生成した粒子の多くはBPCVを貫通する。その為BPCV付近で*K<sub>L</sub>* が崩壊した事象を集めれば、ある程度エネルギー損失のわかる荷電粒子による貫 通事象を集める事が可能である。この概観を図 5.1 に示す。

ただし *K<sub>L</sub>*の崩壊位置、生成粒子の貫通角度などは事象毎にはわからないので、 MCシミュレーションで同じ状況を作り出し、平均的なエネルギー損失の分布を得 る。最終的にデータと MC シミュレーションの結果を比較し、変換係数を求める。 具体的には以下の流れでエネルギー較正を行う。

- 1. *K<sub>L</sub>* が BPCV 付近で崩壊する事象を取得する。
- 2. 事象選別を行って BPCV から離れた場所で崩壊した事象を取り除く。
- 3. MC シミュレーションとデータを比較する。

これらについて一つ一つ順を追って説明する。各検出器のエネルギー損失の分布や 時間分布などは MC シミュレーションとデータを比較する際にまとめて示す。ま た他の検出器のエネルギー較正とタイミング較正は、すでに行われている事を前 提とする。



図 5.1: BPCV 直下で崩壊した事象(左)と、離れた場所で崩壊した事象(右)の 概念図。BPCV から離れた位置で崩壊すると、崩壊粒子が浅い角度でビームパイ プに入射するため、散乱で角度がばらついたり、多数の二次粒子を生成したりす る。そのような事象はエネルギー損失が大きくばらつく為、できるだけ取り除く。

CC06 トリガーラン

 $K_L$ が BPCV 付近で崩壊し、荷電粒子が BPCV を貫通した事象を集める為に、 BPCV のすぐ下流側にある CC06 のエネルギー損失の和(以下  $E_T$ )でトリガーを かけたランを行った(これを CC06 トリガーランと呼ぶ)。トリガー条件は「CC06 の  $E_T$  がおよそ 60MeV 以上」に設定した。

CC06 トリガーランは物理ラン中も、およそ2日に1回のペースで行われた。 CC06 トリガーランは1回あたり25分である。2015年物理ラン中に行われたCC06 トリガーランの回数を表5.2に示す。

また CC06 トリガーランで得られた BPCV の Integrated ADC 分布を図 5.2 に示 す。このように何も事象選別を行わない状態では、Integrated ADC 分布はなだら かな形を持つ。このままではエネルギー較正が難しい為、事象選別を行う。

Run 香亏	CC06 トリカーランの回数
Run62	4 🗖
Run63	8 🖸
Run64	12 🗖
Run65	15 🖸

表 5.2: 2015 年に行われた CC06 トリガーランの回数

#### 事象選別

BPCVより離れた地点で K<sub>L</sub> が崩壊すると、崩壊後の粒子は浅い角度でビーム パイプに入射する。そのような事象では崩壊後の粒子がビームパイプで散乱、も



図 5.2: CC06 トリガーランで得られた、BPCV のある 1 チャンネルの Integrated ADC 分布

しくは非弾性散乱してしまう確率が高くなる為、純粋な貫通事象とならない。そのため BPCV より離れた地点で *K*<sub>L</sub> が崩壊した事象を排除する。

具体的には各検出器で得られたエネルギー損失の和(以下  $E_T$  と呼ぶ)を定義し、この値に対して条件を与える事にした。各検出器で得られる  $E_T$  は次の手順で計算する。例として CC04 の CsI 結晶の  $E_T$  の計算を示す。

まず CC04 の CsI 結晶の各チャンネルにおいて、記録された IntegratedADC の 値をエネルギー損失に変換する(この際の変換係数は別の方法で既知だとする)。 各チャンネル毎に計算されたエネルギー損失を全てのチャンネルに対して足し合 わせた値を、CC04 の CsI 結晶の  $E_T$  と定義する。

各検出器の *E*<sub>T</sub> に対しては以下の方針で条件を加えることにする。

CC04,CC05のE<sub>T</sub>が十分低い

● CC06 の CsI 結晶、プラスチックシンチレータに対して十分大きな E<sub>T</sub> がある

1 つ目の条件により、BPCV より上流にある CC04,CC05 付近で崩壊した事象を排除する。また 2 つ目の条件により CC06 に荷電粒子が当った事を保証し、かつトリガー条件より大きな  $E_T$  でカットする事により、トリガー閾値の不定性による影響を減らす。

ただし  $E_T$  を計算する際に使う Integrated ADC は、512nsec(64clocks)の間の 波高を全て足し合わせてしまうため、上記の条件だけでは、アクシデンタルな粒 子が CC04, CC05 に当たるとその事象を排除してしまう(これをアクシデンタルロ スと呼ぶ)。 また CC06 の *E<sub>T</sub>* を計算する際にもアクシデンタルな粒子の影響が入ってくるため、アクシデンタルロスの影響を考慮せずに事象選別を行っているとシミュレーションとの比較も難しい。そこで各検出器の *E<sub>T</sub>* を計算する際には時間情報も使って、アクシデンタルな粒子の影響できるだけを取り除く。次にその方法を説明する。

Time 情報を使ったアクシデンタルロスの選別

事象選別で排除したい事象と、アクシデンタルロスの違いを図 5.3 に示す。事象 選別で排除したいのは「CCOX(X=4,5,6) と CC06 に、同じ崩壊で生成した粒子が 当たった」事象である。この場合 CCOX と CC06 の Time 情報の差はほぼ一定(= TOF)になる。逆にアクシデンタルロスの場合、CCOX と CC06 の Time 情報の差 は一様にばらつく。このことを用いてアクシデンタルロスをできるだけ減らす。



図 5.3: 事象選別で排除したい事象(上)と、アクシデンタルな粒子により誤って 排除してしまう事象(下)。下図において、緑色の  $K_L$  は BPCV 付近で崩壊した が、橙色の  $K_L$  がアクシデンタルに CC04 に当たった事で、この事象は排除されて しまう。

具体的には以下の手順で行う。まず各事象毎に「CC06に粒子が当たった平均的な時間: $T_0$ 」を以下の式で定義する。

$$T_{0} \equiv \frac{\sum_{i}^{n} (E_{i}^{CC06} \times T_{i}^{CC06})}{\sum_{i}^{n} E_{i}^{CC06}}, \quad ( \text{trib} \ E_{i}^{CC06} > 10 MeV ) \quad (5.1)$$

ここで、n は 10MeV 以上のエネルギー損失があった CC06 の結晶の数、 $E_i^{CC06}$  ( $T_i^{CC06}$ )は、10MeV 以上エネルギー損失があった n 個の結晶のうち、i 番目の結晶におけるエネルギー損失 (Time 情報)である。

次に CC06 に粒子が当たった時間から、CC0X に粒子が当たった時間と TOF<sup>1</sup> を引いた値  $T_{dif,i}^{CC0X}$  を以下の式で定義する。

$$T_{dif,i}^{CC0X} \equiv T_0 - T_i^{CC0X} - TOF,$$
 (ただし  $X = 4, 5, 6$ ) (5.2)

ここで TOF の値は CC06 と CC0X 間の距離を光速で割ったものを使用する。 $T_{dif,i}^{CC0X}$ は「CC0X と CC06 に、同じ崩壊から生じた 2 粒子がそれぞれ当たった事象」であれば 0 付近の値になるはずであり、アクシデンタルな粒子が当たった場合は 0 とは限らず、一様な値を持つはずである。そこで  $T_{dif,i}^{CC0X}$  が以下の条件を致さない場合は「アクシデンタルな粒子が当たった」とみなすことにする。

$$-16 \ nsec \ < \ T_{dif,i}^{CC0X} \ < \ +24 \ nsec$$
 (5.3)

ある検出器の  $E_T$ を計算するときは、上記条件を満たすチャンネルに関しての み、各チャンネルでのエネルギー損失を足しあげる。そしてこの新たな  $E_T$ を用い て事象選別を行う。またアクシデンタルな粒子は BPCV にも影響してくる。その 為 BPCV でも上記と同様に  $T_0$  から BPCV での Time 情報と TOF を差し引いた値  $T_{dif,i}^{BPCV}$ を定義して、選別を行う事によりアクシデンタルな粒子による影響を減ら す。ここで TOF には、CC06 上流端の Z 位置と、BPCV の中心地点での Z 位置の 差を光速で割った値を使用した。各検出器の  $E_T$  カット値を表 5.3 にまとめる。

#### MC シミュレーションとデータの比較

これらの事象選別を行ったのち、BPCVのIntegratedADCの分布とMCシミュレーションで得たBPCVのエネルギー損失分布を比較する。MCシミュレーションのサンプルとしては $2 \times 10^7$ の $K_L$ を崩壊分岐比に従って自由に崩壊させたものを使った。この統計量は、ビーム強度が27kWの場合に1回のCC06トリガーランで取得できる $K_L$ の数とほぼ同じである。またMCシミュレーションにはアクシデンタルの影響は入っていない。

まず各検出器の、あるチャンネルにおける  $T_{dif,i}^{CC0X}$  を、MC シミュレーションと データで比較したものを図 5.4 に示す。また Time 情報を使って計算された各検出

 $<sup>^{1}\</sup>text{TOF} = \text{Time Of Fligh}$ 

対象とする検出器	条件
CC04 CsI	$E_T < 3MeV$
CC04 Scintillator	$E_T < 1 MeV$
CC05 CsI	$E_T < 3MeV$
CC05 Scintillator	$E_T < 1 MeV$
CC06 CsI	$E_T > 100 MeV$
CC06 Scintillator	$1MeV < E_T < 6MeV$
BPCV	$-16 \ nsec \ < \ T^{BPCV}_{dif,i} \ < \ +24 \ nsec$

表 5.3: 選んだカット条件

器の  $E_T$  を、MC シミュレーションとデータで比較したものを図 5.5 (CC04)、図 5.6 (CC05)、図 5.7 (CC06)に示す。

時間情報を使ってアクシデンタルな粒子の影響を減らした事により、CC04,CC05の $E_T$ は、MCシミュレーションがデータをよく再現している。ただしどちらも 15MeV以下の低エネルギー領域においては、MCシミュレーションがデータを再現していない。これはアクシデンタルな粒子による影響が排除しきれていないことが原因であると考える。

また CC06 は CsI、Scintillator 共に MC シミュレーションがデータを再現してい ない。これは CC06 でトリガーをかけたデータを使っている為、どうしても K<sub>L</sub> 崩 壊以外でトリガーがかかった影響(宇宙線や halo 中性子など)が強く残ってしま う事が原因だと考える。



図 5.4: 各検出器のあるチャンネルにおける  $T_{dif,i}^{CC0X}$ 。赤線が MC シミュレーション、 青線がデータ、緑線が式 5.2 の範囲、左上が CC04、右上が CC05、左下が CC06 の 値である。MC シミュレーション、データ共に  $T_{dif,i}^{CC0X}=0$  付近に明確なピークが見 えるが、データではアクシデンタルな粒子による事象が一様に分布している。



図 5.5: CC04 CsIの  $E_T$ 分布(左)とCC04 Scintillatorの  $E_T$ 分布(右)。赤く塗ら れたのが MC、黒点がデータである。各プロットの下側はデータと MC の比。トリ ガーの影響を排除する為に CC06CsI  $E_T>100 \text{MeV}$ のカットをかけている。CC04 Scintillator はエネルギー較正が正しく行われていない事が原因で高エネルギー側 で、MC シミュレーションがデータを再現していない。



図 5.6: CC05CsIの  $E_T$ 分布(左)とCC05Scintilatorの  $E_T$ 分布(右)。赤く塗ら れたのが MC、黒点がデータである。各プロットの下側はデータと MC の比。ト リガーの影響を排除する為に CC06CsI  $E_T > 100 \text{MeV}$ のカットをかけている。



図 5.7: CC06CsIの  $E_T$ 分布(左)とCC06Scintilatorの  $E_T$ 分布(右)。赤く塗られたのが MC、黒点がデータである。各プロットの下側はデータと MC の比。トリガーの影響を排除する為に CC06CsI  $E_T > 100 \text{MeV}$ のカットをかけている。

次に  $T_{dif,i}^{BPCV}$  分布を図 5.8 に示す。他の検出器と同じく  $T_{dif,i}^{BPCV}=0$  付近に明確な ピークがあり、その周囲にアクシデンタルな粒子による事象が広がっている。ま た表 5.3 のカット条件を与えた後の BPCV の Integrated ADC 分布を図 5.9 に、MC シミュレーションで得たエネルギー損失の分布を図 5.10 に示す。表 5.3 に載せた 事象選別を行う事により、なだらかだった Integrated ADC 分布に、明確なピーク が見えるようになった。これにより MC シミュレーションとデータの比較ができ るようになった。



図 5.8: BPCV の各チャンネルの  $T_{dif,i}^{BPCV}$  分布。



図 5.9: 事象選別後の BPCV 各チャンネ ルの Integrated ADC 分布。ch1 は PMT のゲインが他より低い。



図 5.10: 事象選別後の BPCV 各チャンネ ルでのエネルギー損失分布 (MC)

#### **Template fitting**

MC シミュレーションで得たエネルギー損失の分布と Integrated ADC 分布を比較して変換係数を得る。ここでは <math>MC シミュレーションで得たエネルギー損失の分布を template として Integrated ADC 分布をフィットする。これを Template fitting と呼ぶ。その方法を以下で述べる。

まずある変換係数を仮定し、IntegratedADC 分布をエネルギー損失分布に変換 する。次に、変換して得た"仮の"エネルギー損失分布と、MC シミュレーション で得たエネルギー損失分布をそれぞれ 1MeV 以上の事象数で規格化し、高さのス ケールを合わせる。そして"仮の"エネルギー損失分布と、MC シミュレーション で得たエネルギー損失分布との違いを以下の値で評価する。

$$\chi^{2} = \sum_{i}^{Nbin} \frac{(n_{data,i} - n_{MC,i})^{2}}{\sigma_{data,i}^{2} + \sigma_{MC,i}^{2}}$$
(5.4)

ここで $n_{data,i}$ と $\sigma_{data,i}$ はそれぞれデータで得たエネルギー損失分布のi番目のビン でのイベント数とその誤差を表し、 $n_{MC,i}$ と $\sigma_{MC,i}$ ははそれぞれシミュレーション で得たエネルギー損失分布のi番目のビンでのイベント数とその誤差を表す。この 計算を変換係数を変えながら繰り返し、 $\chi^2$ が最小となる変換係数を求める。 以上 で述べた流れを図 5.11 に示す。



図 5.11: 様々な変換係数を仮定して、データと MC のエネルギー損失分布を重ね 書きする ( 左図 )。そこから  $\chi^2$  の値を計算し、 $\chi^2$  が最小値となる変換係数を求め る ( 右図 )

この方法で得られた変換係数を使って、BPCVのIntegratedADCをエネルギー 損失に変換し、データとMCシミュレーションを重ね書きしたものを図 5.12 に示 す。時間情報を使って各検出器のアクシデンタルな粒子の影響を取り除いたこと により、BPCV全てのチャンネルにおいてMCシミュレーションがデータの分布 を再現している。MCシミュレーションとデータの比は1MeV以上の領域では、ほ ぼ1になっている。BPCV全てのチャンネルにおいて、1MeV以下の低いエネル ギー領域でMCシミュレーションがデータを再現していない。これは先ほど同様 アクシデンタルな粒子の影響を取り除ききれていないことが原因だと考える。



図 5.12: Template fitting によって得られた変換係数を用いて、4 チャンネルある BPCV それぞれでの、データと MC のエネルギー損失分布を重ね書きした。各図 の下側はデータと MC の比。

最後に、この方法で得られる変換係数の精度を確かめた。run63で取得した CC06 トリガーランのデータを使ってラン毎にエネルギー較正を行い、得られた変換係 数をラン毎に比較した。その結果を図 5.13 に示す。8 回取得した CC06 トリガーラ ン全てにおいて、ほぼ同じ値が得られており、各ラン毎の変換係数のばらつきは ±4% 以内に収まっている。



図 5.13: run63 で取得した計8回の CC06 トリガーランそれぞれで、変換係数を求めた。縦軸が変換係数の値、横軸は CC06 トリガーランの番号である。各色の点は4つある BPCV のそれぞれを示している。

## 5.2.3 BPCVのエネルギー較正のまとめと今後

BPCV は従来の方法ではエネルギー較正をするのが困難であった。そこで、

- *K<sub>L</sub>*崩壊からの荷電粒子が BPCV を貫通する事象を集め、
- アクシデンタルな粒子の影響を時間情報を使って排除し、
- MCシミュレーションとデータを比較する

新たなエネルギー較正の手法を開発した。

今後はアクシデンタルの影響を MC シミュレーションに取り入れる手法を開発 し、BPCV のエネルギー損失分布の 1MeV 以下の領域が MC シミュレーションで 再現できるかを確かめていく。

# 第6章 BPCVによる背景事象削減能力の見積もり

この章では、KOTO実験が目指す実験感度においてどれくらいの $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 由来の背景事象が残るかをシミュレーションを使って見積もる。

## 6.1 MCシミュレーションの方法

KOTO 実験はビーム強度 300kW の物理ランを 3 年間行う事により、 $K_L$  ビーム ライン出口において 7.3 × 10<sup>13</sup> の  $K_L$  を得ることを提案した [5]。この章ではこの  $K_L$  数を得た時点での  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊由来の背景事象数を見積もる。

 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ の崩壊分岐比は 12.56%であるので、3 年間の物理ランで KOTO 実験が得る  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊の数は、

$$7.3 \times 10^{13} \times 0.1256 \simeq 9.0 \times 10^{12} \tag{6.1}$$

である。これだけの  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊をシミュレーションして、最終的にどれ だけが背景事象として残るかを見積もる。しかしこれだけの統計量を全てシミュ レーションするのは計算時間の観点でも、データサイズの観点でも不可能である。 そこで 3.3.2 節で得た event seed を再利用し、かつ背景事象に成り得ない事象をシ ミュレーションから排除する事により、計算時間を減らす。その方法を説明する。

## 6.1.1 サンプルの選別

3.3.2 節で行ったシミュレーションでは各粒子の生成時の崩壊位置や崩壊時の運動量を event seed に保存し、選別した後、これらを崩壊地点からシミュレーション し直す事によって計算時間を短縮した。しかし 3.3.2 節で行ったシミュレーション の統計量は 3 × 10<sup>11</sup> 相当であったため、ここではこの 30 倍の統計量をシミュレー ションしなければいけない。そこで以前と同じ event seed を 30 回繰り返しシミュ レーションする事により、実質的に 30 倍の統計量をシミュレートする。さらにそ れだけでは統計量が多すぎるため、以前より厳しい条件で event seed の選別を行 い、統計量を削減する。その方法を説明する。

#### 使用する event seed

3.3.2節で行ったシミュレーションで得たものと同じ event seed を再利用する。 ここでの event seed の数は $1 \times 10^8$  である。

event seed の選別

さらに統計量を減らすために event seed の選別を行う。 KOTO 実験では $\gamma$  線に対して運動力学的カットを行うが、ここでは event seed に保存されている $\gamma, \pi^+, \pi^-$ の位置と運動量に対して運動力学的カットを行う。今回は以下の3つのカットを行った。

•  $\gamma$  fiducial cut :

これは KOTO 実験の  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  解析で使われる「Fiducial cut」からの類 推である。Fiducial cut では MinFiducialXY という、カロリメータ上での  $\gamma$ の位置を表すパラメータを使ってカットするが、ここでは 2 つの  $\gamma$  線を崩壊 点での位置と運動量からカロリメータの表面まで外挿し、カロリメータ上で の位置 X、Y を計算する。計算された位置 X、Y の絶対値のうち、最小とな る値を MinExtrapolatedXY と定義し、MinExtrapolatedXY > 130mm を要 求する。この様子を図 6.1 に示す。



図 6.1: 左側は Fiducial Cut で使用するパラメータの概念図。右側は今回使用する パラメータの概念図

•  $\gamma$  total energy cut : これは KOTO 実験の  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  解析で使われる「Energy cut」からの類推 である。Energy cut では GammaE<sub>T</sub> という、カロリメータで得た 2 つの  $\gamma$  の エネルギーの和を表すパラメータを使ってカットするが、ここでは 2 つの  $\gamma$  線 の崩壊位置でのエネルギーの和 $GammaTrueE_T$ を計算し、 $GammaTrueE_T > 600 MeV$ である事を要求する。この様子を図 6.2 に示す。



図 6.2: 左側は Energy cut で使用するパラメータの概念図。右側は今回使用するパ ラメータの概念図。

•  $\pi^+, \pi^-$ fiducial cut :

崩壊地点での位置と運動量から、 $\pi^+,\pi^-$ を CC04 の G10 パイプの上流端まで 外挿し、 $\pi^+,\pi^-$ の両方が G10 パイプの内側にある事を要求する。 $\pi^+,\pi^-$ のう ちどちらか片方でも上流に飛ぶような事象は上流にある検出器で Veto され る。さらに CC04 の G10 パイプより外側に  $\pi^+,\pi^-$ が飛ぶ場合は、 $\pi^+,\pi^-$ は 直接 CC04、もしくは他の検出器に当たるため、そのような事象を検出しな い確率は非常に低い。そこで今回は  $\pi^+,\pi^-$ の崩壊位置での位置と運動量をつ かって、 $\pi^+,\pi^-$ を G10 パイプの上流端まで外挿し、それらが G10 パイプの 内側にあるかどうかでカットを行うことにした。

 $\gamma$  fiducial cut と  $\gamma$  energy cut に使うパラメータに対する閾値を表 6.1 にまとめ

- る。また $\pi^+,\pi^-$ を外挿する位置を表6.2にまとめる。
- これらの選別を行う事により、event seedの数を 1/20 に減らす事ができる。

カット	使用するパラメータ	閾値
Fiducial cut	MinFiducialXY	> 150mm
Energy cut	GammaEt	> 650 MeV
$\gamma$ fiducial cut	MinExtrapolatedXY	> 130mm
$\gamma$ energy cut	GammaTrueEt	> 600 MeV

表 6.1: 使用したカットと閾値

表 6.2:  $\pi^+, \pi^-$  fiducial cut に使用したカットの閾値

粒子	外挿するz位置	XY 閾値
$\pi^+,\pi^-$	z=6950mm	< 80.5 mm

event seed の繰り返し

最終的な目標を達成するために、カットを通過した event seed を、30 回繰り返 しシミュレーションした。全く同じ運動力学的パラメータを持った事象を繰り返 してシミュレーションをする事になるが、ビームパイプに当たった際の散乱や、カ ロリメータでできる電磁シャワーの発達は事象毎に異なるため、30 通りのシミュ レーションを行った事と実質的に同じである。

#### データ解析

シミュレーションで得たデータに対して、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の標準の解析を行った。

## 6.2 シミュレーション結果

今回のシミュレーションで得られたデータに対して、全ての検出器 Veto と運動 力学的カットを適用した後の  $P_T \ge Z_{REC}$ のプロットを図 6.3 に示す。BPCV を除 く全てのカットと Veto をかけた後で 4155 事象残っていたが、BPCV による Veto を追加で加えると 140 事象に減った。しかし Low Pt 領域に 110 事象が残り、かつ signal box の中にも 8 事象が残った。この結果から KOTO 実験が最終的に目指す 感度を達成するには、BPCV 以外にも  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  崩壊を排除する新な手段が 必要である事が分かった。この手段については次の章で議論する。



図 6.3: KOTO 実験が目指す最終実験感度での  $P_T \geq Z_{REC}$  のプロット。左側は BPCV の Veto がない時、右側は BPCV の Veto をかけた時の結果である。

# 第7章 考察

6章で行ったシミュレーションにより、BPCVのVetoでも排除できない事象が ある事が分かった。この章ではそのような事象への対策について考察する。

BPCV の Veto によって下流ビームパイプに  $\pi^+,\pi^-$  が当たる事象の大部分は検出 できるようになったが、それでも  $\pi^+,\pi^-$  を検出できずに多くの事象が残る事が判 明した。まず BPCV の Veto をかけても排除できない事象がどのような事象なのか 調べるために、 $\pi^+,\pi^-$  が止まった z 位置を図 7.1 と図 7.2 に示す。



図 7.1: 図 6.3 で残った事象において、 $\pi^+,\pi^-$ の止まった z 位置。左側は BPCV の Veto がない場合、右側は BPCV の Veto をかけた場合。横軸は  $\pi^+$  が止まった z 位置、縦軸は  $\pi^-$  が止まった z 位置である。

図 7.2 から BPCV による Veto をかけた後に残る事象は  $\pi^+, \pi^-$  が止まった場所に よって 3 つに分けられる。

- CC04のG10パイプに当たった事象
- 下流ビームパイプに当たった事象
- z=11000[mm] 付近で止まる事象

これらのうち CC04 の G10 パイプに当たった事象に対する対策は、長さ 900mm の G10 パイプを短くする事が考えられる。そうすれば  $\pi^+,\pi^-$  のどちらかが G10 パ イプに当たっている 80 事象を、新たに検出できるようになるはずである。



図 7.2: BPCV による Veto をかけた後の  $\pi^+,\pi^-$  が止まった z 位置。左側が  $\pi^+,\pi^-$  修正まった z 位置である。各種検出器の位置を色をつけて表示している。 G10 パイプはマゼンダ色の線の間、下流ビームパイプは赤色の線の間に設置されている。

下流ビームパイプに当たった事象に対する対策としては、下流ビームパイプの 外側ではなく内側に検出器を入れ、かつ下流ビームパイプの全長を覆う事が第一 の方法である。検出器を内側にいれることにより、 $\pi^+,\pi^-$ が下流ビームパイプで 反応する前に検出できるようなる。ただしこの方法の問題点は検出器を真空中に 入れるため、PMTの取り扱いなどを十分考慮しないといけない事、また下流ビー ムパイプ付近では $K_L$ ビームの広がりによりアクシデンタルな粒子が多く当たる 事があげられる。

もう一つの対策として、現在の下流ビームパイプはビーム軸に対して平行になっているが、下流ビームパイプを下流に行くに従って広げていくことにより、 $\pi^+,\pi^-$ がビームパイプに当たらないようにする方法がある。この概念図を図 7.3 に示す。下流ビームパイプの広げ方は、崩壊領域内で生成した  $\pi^+,\pi^-$ が下流ビームパイプ に当たる時に持ちうるビーム軸に対する角度  $\theta$  の最大値によって決まる。仮に下流ビームパイプを CC05 直後から徐々に広げるとすると、図 7.3 から下流ビームパイプ イプの下流端で

$$1000[mm] \times \left(\frac{100[mm]}{9100[mm] - 5000[mm]}\right) = 25[mm] \tag{7.1}$$

だけ広げればよい。このようにすれば $\pi^+,\pi^-$ は下流ビームパイプに当たる事なく、 真空窓を抜けて CC06 に直接当たる。ただし実際の  $K_L$  ビームは広がりを持ってい るので、その影響は考慮しなければない。 最後に z=11000[mm] 付近で止まる事象について述べる。この領域にはコンク リート製のシールドが置かれており、そのシールドに当たって  $\pi^+,\pi^-$  が止まって いる。ただしその数は上記 2 つに比べ少なく、また図 7.1 から  $\pi^+,\pi^-$  の 2 粒子とも が z=11000[mm] に止まっている事象はないため、特別対策をする必要はない。

ここまでで述べた対策はシミュレーションを使って実際にどれだけ効果がある かを確かめる必要がある。本論文ではそこまで進めることはできなかったため、こ のシミュレーションは今後研究すべき課題である。



図 7.3: 下流ビームパイプに角度をつけて広げていく事により、 $\pi^+,\pi^-$ が下流ビー ムパイプに当たらないようにする。

# 第8章 結論

 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊で生じる LowP<sub>T</sub>事象を排除するために下流ビームパイプを 覆う新な検出器 BPCV の開発を行った。MC シミュレーションを使って BPCV の 有効性を確かめたところ、下流ビームパイプに  $\pi^+,\pi^-$  が当たるような事象の大部 分は BPCV で検出でき、LowP<sub>T</sub>事象を 1/30 に削減できる事ができた。この削減 能力は 2015 年の物理ランにおいては十分有効である。そこでプラスチックシンチ レータと波長変換ファイバーを使って BPCV を製作し、実際に KOTO 検出器にイ ンストールした。

また物理ラン時におけるエネルギー較正を行うために、*K<sub>L</sub>*崩壊からの荷電粒子が BPCV を貫通する事象を集め、その事象を MC シミュレーションとデータを比較するような、新たなエネルギー較正の手法を開発した。またこれにより安定したエネルギー較正を行うことができた。

最後に KOTO 実験が目指す最終実験感度において、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊由来の 背景事象がどれだけ残るかを MC シミュレーションを用いて確かめた。その結果 BPCV だけでは  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊由来の背景事象は十分削減することができな い事がわかった。今後の課題として 7 章で述べた  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊由来の背景 事象をさらに削減する対策が有効であるかを、MC シミュレーションを使って確か める事があげられる。

# 付 録A 物理解析で用いられる カット

KOTO 実験ではシグナル事象と背景事象を分けるために、 $\pi^0$ もしくは $\gamma$ に対する運動力学的カットと、カロリメータで生成された電磁シャワー(これを $\gamma$  cluster と呼ぶ)の形状に対するカットを用いている。ここではこれらのカットについて説明する。

 $\pi^{0}, \gamma$ に対する運動力学的カット

 $E_{\gamma}$  cut

カロリメータに入射した $\gamma$ 線のエネルギーに対してカットを加える。

Fidcucial cut

γ線がカロリメータのビームホール周辺に当たる、もしくはカロリメータの 外縁に当たる場合、電磁シャワーの漏れが通常より多く発生する。これを防 ぐためにγ線のカロリメータ上での入射位置に対してカットを加える。

Collinearity angle cut

ビーム軸に対して、カロリメータに入射する 2 つの  $\gamma$  線がカロリメータ平 面上でなす角度 (Colinearity angle)に対してカットを加える。これにより  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊による背景事象を減らす事ができる。

 $CsI E_T cut$ 

カロリメータに入射した 2 つの  $\gamma$  線のエネルギーの和に対してカットを加 える。

 $CoE \ cut$ 

カロリメータで検出したエネルギー損失の、エネルギー重心 (CoE) の位置に 対してカットを加える。シグナル事象はニュートリノが運動量を持ち去るた め、大きな CoE を持つ。

 $E - \theta$  cut

 $\gamma$ 線がビーム軸に対してなす角度と、 $\gamma$ 線が持つエネルギーの積に対してカットを加える。

E - ratio cut

検出した2つのγ線のエネルギーのうち、高いエネルギーと低いエネルギー の比に対してカットを加える。

 $\gamma$  distance cut

カロリメータ上で検出された、2つの $\gamma$ 線の距離に対してカットを加える。

Delta vertex time cut

2つの $\gamma$ 線がカロリメータに入射した時間差に対してカットを加える。

#### $\gamma$ cluster の形状に対するカット

 $\gamma$  cluster shape  $\chi^2$  cut

シグナル事象由来の  $\gamma$  線がカロリメータ上に作る電磁シャワーの広がりを MC シミュレーションを使って計算する。これによって得られた広がり方を Template として、ある事象での電磁シャワーの広がりのシグナル事象由来 らしさを、 $\chi^2$ を用いて評価する。 $\chi^2$ がある閾値より高い事象をカットする。

 $\gamma$  cluster shape cut

カロリメータ上にできる電磁シャワーの広がり方に対してカットを加える。

# 付録B 宇宙線を用いた光量測定

BPCV を KOTO 検出器に設置後、垂直方向の BPCV についてのみ宇宙線を使っ て光量測定を行った。宇宙線2つのトリガーシンチレータを図 B.1 のように設置 し、これらのコインシデンスでトリガーをかけて10時間測定した。また BPCV の 1p.e も見えるよう HV を 2600V まで上げた。



図 B.1: 宇宙線測定時のセットアップ

実際に得られた宇宙線トリガーでの ADC 分布を図 B.2 に、1p.e の ADC 分布を 図 B.3 に示す。

これらの測定結果と 5mm 厚のプラスチックシンチレータを宇宙線ミュオンが垂 直に貫通した際のエネルギー損失は 0.8 MeV であることから、BPCVch0 と ch2 の 光量はそれぞれ  $6.0 \pm 0.1 p.e/MeV$  と  $6.4 \pm 0.1 p.e/MeV$  と求めることができる。


図 B.2: 宇宙線トリガーでの ADC 分布。左が上側の BPCVch0、右が下側にある BPCVch2 である。赤線はそれぞれの分布をランダウ関数とガウス関数のたたみ込 み関数でフィットした結果である。



図 B.3: 1p.eADC 分布。左が上側の BPCVch0、右が下側にある BPCVch2 である。 赤線はポアソン分布をガウス関数の畳み込み関数でフィットした結果である。

## 謝辞

まずはこの場をかりて、私が修士2年間でお世話になった全ての方々に、心よ り感謝申し上げます。

指導教員である山中卓教授には、KOTO実験に誘っていただいた事、そしてと ても興味深い研究テーマを示していただいた事にとても感謝いたします。山中教 授の仕事に対する姿勢や、問題を解決するまでのアプローチの仕方を、共に作業 する中で感じとれた事は本当に勉強になりました。また自分の研究で行き詰まっ ている際に山中教授に相談すると、共に順序立てて考えていただけるため、自分 の考えを整理する事に非常に助かりました。この2年間で私が大きく成長できた のは、山中教授の教えがあったからこそだと思います。

花垣和則教授には、直接研究で関わる事はあまりありませんでしたが、毎週の ミーティングや学会発表練習といった機会には非常にお世話になりました。毎回 とても鋭い質問をして頂き、自分の論理展開の甘さを実感したことが幾度もあり ました。また飲み会の席ではいつも興味深い話をしていただきとても面白かった です。

外川学助教には、修士1年の夏から修士2年の終わりまで、とてもとてもお世 話になりました。初歩的な実験装置の使い方や、物事の考え方などを未熟な私に 細かく教えて頂き本当に勉強になりました。また私が研究に悩んでいる時は、と もに解決方法を考えていただく事も多々ありました。また KEK では、私が疲れて いる時でもほぼ毎日欠かさず美味しい晩御飯に連れて行っていただきとてもうれ しかったです。外川助教は私が修士2年間で一番お世話になったといっても過言は ないと思います。大変感謝しています。

秘書の川原さんには、こまごまとした雑務をいつもお世話して頂き本当にあり がとうございました。たまに川原さんからやってくる雑談メールがとても面白く て、研究の息抜きになりました。

大阪大学の KOTO グループの先輩である、佐藤和史さん、Jong-Won Lee さん、 村山理恵さん、杉山泰之さん、磯江麻衣さん、また後輩で同期の原口弘、そして かつて KOTO グループだった豊田高士さんには、貴重な時間を使って私の相談に 乗っていただいたり、時には雑談をしたりと、本当にお世話になりました。特に豊 田さんには、卒業後にもかかわらず、研究や就職活動などに関して相談に乗って いただき本当にありがとうございました。

KEK の塩見公志さん、野村正さん、Lim GeiYoub さん、山形大学の田島靖久さんには KOTO 実験のミーティングや J-PARC の作業において非常にお世話になり

ました。特に塩見さんには解析の仕方や、研究の進め方についても多くのコメン トをして頂き本当に助かりました。

京都大学の南條創さんをはじめとする、京都大学 KOTO グループの皆様にも感 謝の気持ちを述べたいと思います。たとえ私が研究に悩んでいる時でも、いつも 陽気で元気豊かな京都大学 KOTO グループの皆様は、いつも陽気で元気豊かに話 しかけてきてくれ、いつも私を陽気で元気豊かにしてくれました。

また山中卓研究室の KOTO グループ以外の皆様にも大変お世話になりました。 特に私の同期である矢島和希くんと山内洋子さんには、お世話になりました。学 部4年の頃から切磋琢磨で、時にはぶつかり合いながらも、共に成長できた事を 嬉しく思います。学部4年時に共に実験を行っている中で、矢島くんの物事の考 え方はとても参考になりました。博士課程に行っても頑張ってください。山内さ んはいろいろと頑張ってください。

最後に大学6年間もの長い間、私の学費と家賃を払うために働き続けて下さっ た父親、週に何度も何度も電話をよこしてくる母親、そしてたまに連絡をくれる 姉に感謝の意を述べたいと思います。

## 参考文献

- [1] M. Kobayashi, M. Masukawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973).
- [2] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).
- [3] K.A. Olive et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, **38**, 090001 (2014).
- [4] Joachim Brod, et al, Phys. Rev. D 83, 034030 (2011).
- [5] Proposal for  $K_L \to \pi^0 \nu \bar{\nu}$  Experiment at J-Parc (2006).
- [6] A.J.Buras, T.Ewerth, S.Jager, J.Roseik, Nucl. Phys. B, **714** (2005).
- [7] J.K.Ahn et al. Phys. Rev. D 81, 072004 (2010).
- [8] Y.Grossman, Y.Nir, Physics Letters B **398** 163-168(1997)
- [9] J-PARC web site.
- [10] K.Shiomi, arXiv:1411.4250 (2014).
- [11] Y.Maeda, KOTO regular video meeting, July 4 (2014).
- [12] K.Shiomi, KOTO DAQ meeting, September 5 (2014).
- [13] H.Watanabe, ICHEP2010 (2010).
- [14] T.Shimogawa, Nucl. Inst. Meth. A 623, **585** (2010).
- [15] 高島悠太, 修士論文、J-PARC KOTO 実験用下流ガンマ線検出器の開発とその性能評価 (2013).
- [16] Y.Maeda, Prog. Theor. Exp. Phys. 063H01 doi: 10.1093/ptep/ptv074 (2015)
- [17] Y.Maeda, KOTO collaboration meeting, February 20 (2011).
- [18] K.Sato, PhD thesis, Measurement of the CsI calorimeter performance and  $K_L$  momentum spectrum for the J-PARC KOTO experiment (2015).
- [19] E.Iwai, PhD thesis, CsI calorimeter for the J-PARC KOTO experiment (2012).

- [20] 塩見浩二、修士論文、E14 実験におけるバックグラウンド事象についての研 究 (2008).
- [21] 豊田高士,修士論文、KOTO 実験に用いる Inner Barrel 検出器の製作と宇宙 線ミューオンを用いた性能評価 (2013).