



修士論文

KOTO 実験の中性ビーム中で荷電粒子を 検出する Thin Gap Chamber の開発

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

中桐 洸太

平成 27 年 1 月 28 日

論文要旨

KOTO 実験は J - PARC の大強度陽子ビームを用いて長寿命中性 K 中間子稀崩壊事象 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の世界初観測を目指しており、これを通しての素粒子標準理論を超える新物理探索を目的とした実験である。シグナル事象の候補として” π^0 が崩壊して生じた 2 光子が電磁カロリメータで観測され、かつ他に何も観測されない” ことを要求するため、生成した KL 粒子をコリメータにより細く絞って検出器エリアへ輸送し、全立体角を覆うように検出器を配置している。KOTO 検出器群の内の 1 つである Beam Hole Charged Veto (BHCV) は検出器群下流部のビーム中に設置され、ビーム軸上に飛んでくる K_L 粒子からの荷電崩壊生成粒子を捉える役割を持つ検出器である。 K_L ビーム中には多量の中性子や光子が残存しており、これらと BHCV そのものが反応して粒子検出の信号を誤発行してしまう。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象をとらえたのと同じタイミングでこのようなことが起こると、シグナル事象を検出できない (Accidental loss)。

現在 BHCV は 3 mm 厚のプラスチックシンチレータと PMT で構成されているが、2013 年 5 月の 24 kW ビームでの本実験ですでに 10% 程度の Accidental loss が生じており、KOTO 実験のデザイン値である 300 kW ビームでは 30% 以上の Accidental loss が見込まれている。これを削減するため、物質量が少なく中性子・光子と反応を起こしにくい Multi-wire chamber、さらにその中でも高レート環境下でもゲイン低下を起こしにくい、ワイヤー・カソード間距離が短い Thin Gap Chamber を用いた BHCV を考案した。

本検出器の大きな特徴は、(1) カソード面として物質量を減らすためにポリイミドフィルムにカーボンを塗布したものをを用いていることと、(2) ガスとして CF_4 と n-Pentane を混合した電子のドリフト速度の速いガスを用いていることにある。ドリフトの速いガスを用いるのは、粒子が BHCV に到達してから検出信号を出すまでの time jitter を短くし、カロリメータで 2 光子を検出した時に BHCV での粒子検出信号の有無をチェックする時間幅を短くして Accidental loss を減らすためである。

小型試作機を製作し、電子ビームを用いた性能評価を行った結果、99.9% 以上の検出効率、20 ns の time jitter を達成した。さらに KOTO 実験での 300 kW ビーム時相当のレートにおいての顕著なゲイン低下も見られないことと、その時の Accidental loss が 15% 程度に抑える事が出来ることを確認し、BHCV としてのデザインを決定した。

目次

論文要旨	ii
第 1 章 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の物理	1
1.1 CP 対称性の破れ	1
1.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊	1
第 2 章 KOTO 実験	3
2.1 実験原理	3
2.2 ビームライン	4
2.3 バックグラウンド	6
2.4 検出器	7
2.4.1 CsI カロリメータ	8
2.4.2 Charged Veto (CV)	8
2.4.3 Beam Hole Charged Veto (BHCV)	9
2.5 これまでの結果	9
第 3 章 Beam Hole Charged Veto	11
3.1 BHCV とは	11
3.1.1 BHCV の役割と BHCV が置かれる環境	11
3.1.2 BHCV が veto すべきバックグラウンド	12
3.1.3 BHCV への要求性能と克服すべき課題	13
3.2 現在の BHCV とその問題点	13
3.2.1 PMT のゲイン変動	14
3.2.2 Accidental loss	14
第 4 章 Thin Gap Chamber を用いた BHCV のアップグレード	19
4.1 Wire Chamber の動作原理	19

4.1.1	wire chamber の例：比例計数管	19
4.1.2	wire chamber の例：多芯式比例計数管 (MWPC)	21
4.2	Thin Gap Chamber	22
4.3	Thin Gap Chamber を用いた BHCV の設計	23
4.3.1	基本構造	23
4.3.2	低物質質量のカソード面	25
4.3.3	”速い”ガス	27
4.3.4	シミュレーションによるカウンティングレートの見積もり	28
第 5 章	BHCV 試作機製作と性能評価	29
5.1	小型試作機の製作	29
5.1.1	小型試作機概要	29
5.1.2	小型試作機の製作工程	29
5.2	性能試験の方法	35
5.2.1	試験項目	35
5.2.2	ビームテストのセットアップ	35
5.3	性能試験の結果	39
5.3.1	Chamber 信号波形と出力電荷分布	39
5.3.2	出力電荷の HV 依存性	40
5.3.3	Time jitter の HV 依存性	40
5.3.4	検出効率の HV 依存性	41
5.3.5	Time jitter のガス依存性	42
5.3.6	レート耐性	42
第 6 章	まとめと展望	49
6.1	BHCV のデザインの決定	49
6.2	アップグレードによる KOTO 実験への寄与	50
6.3	今後の展望	51
謝辞		53
付録		55
付録 A	ワイヤー・カソード間に働く静電気力	55
参考文献		57

第 1 章

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

1.1 CP 対称性の破れ

宇宙の始まりにおいて物質と反物質 (粒子と反粒子) は同数ずつ創出されたと考えられている。しかし現在の宇宙には反物質はほとんど存在せず、物質の方が圧倒的に多い”物質優勢宇宙”の様相を呈している。物質優勢宇宙を引き越すには CP 対称性の破れが必須であると考えられており [1]、現在の素粒子標準理論においては小林・益川行列の複素位相が CP 対称性の破れを引き起こしていると説明されている [2]。しかし、ここで説明される CP 対称性の破れは非常に小さく、物質優勢宇宙を引き起こしたことについて定量的な説明を与えることができない。これはすなわち、CP を破る未知の機構が存在しており、それによる寄与がこの物質優勢宇宙を作り出した鍵となっていることを示唆している。この CP を破る未知の機構の探索は今まで様々な手法で行われてきたが、未だ発見されていない。

1.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は直接 CP を破る崩壊で、標準理論においてその分岐比が 2.4×10^{-11} と計算されている [3]。この崩壊を表すダイアグラムはループを含み、そこに未知の粒子が介在する (図 1.1)。未知の重い粒子の介在があると崩壊分岐比が大きくなり得るため、標準理論での計算値との差異を見ることによってその寄与を知ることができる。さらに $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の標準理論での崩壊分岐比は理論的不定性が $\sim 2\%$ と小さいため、差異が見つかった時にその信頼性が高い。以上の理由より $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は、CP を破る機構に関係する未知の粒子の探索に対して非常に良いプローブとなっている。

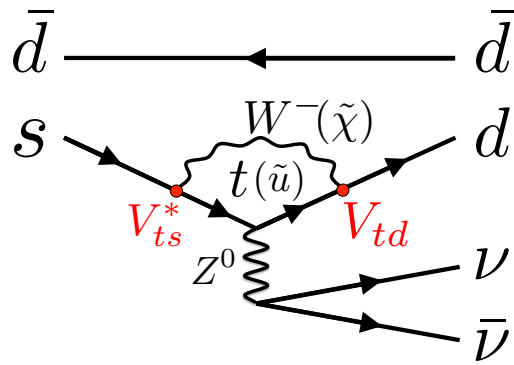


図 1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊のダイアグラムの一例。標準理論においては質量の大きい t クォークがループを形成する寄与が支配的である。新物理のモデルとして例えば超対称性理論を採用すると、スクォークとチャージーノがループ部分に関与することとなる。

第 2 章

KOTO 実験

2.1 実験原理

KOTO 実験 (K^0 at TOKai) は茨城県東海村 J-PARC にて行われている、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索に特化した実験である [4]。KOTO 実験では J-PARC の Main ring で 30 GeV まで加速された陽子を固定ターゲットに当て、そこで生じた K_L 粒子を 2.2 節で紹介するビームラインによって細く絞られたビームとして検出器エリアまで導く。検出器エリアでは全立体角を検出器で囲われた”崩壊領域”が設けられており、その中で崩壊した K_L 粒子の崩壊生成粒子を全て捉える。KOTO 検出器群を図 2.1 に示す。KOTO 検出器群で唯一粒子のヒットを要求する検出器が (図 2.1 で”CsI”と書かれた)CsI 電磁カロリメータ (以下カロリメータ) である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の終状態ではニュートリノは検出不能であるので、 π^0 粒子から即座

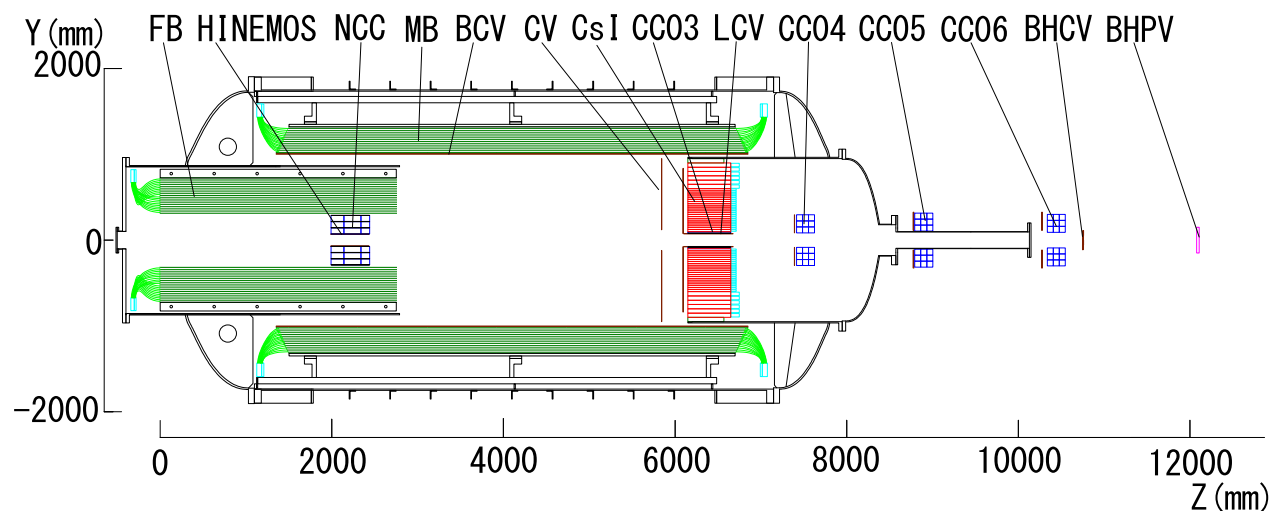


図 2.1 KOTO 検出器群。

(8.5×10^{-17} s [5]) に崩壊して生じる 2 光子のみが検出可能な粒子である*1。KOTO 実験では $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナル事象の候補として、

” 2 光子がカロリメータによって検出され、且つ
全立体角を覆った他の veto 検出器群で何も粒子が観測されない”

ことを要求する。

さらにカロリメータで得た位置、エネルギー、時間の情報から崩壊位置が Z 軸上であることを仮定して π^0 粒子を再構成する。 π^0 の横運動量 p_T *2や元の K_L 粒子の崩壊位置 $Z(\pi^0$ は生成されて即座に崩壊するため、これは π^0 の崩壊位置と同じ) を求め、シグナルとバックグラウンドの比が最もよくなるようなシグナルボックスを $Z - p_T$ 平面に定義してシグナルの選定を行っている。

予測信号事象数は、

$$\text{予測信号事象数} = K_L \text{収量} \times \text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \times K_L \text{崩壊確率} \times \text{Acceptance} \quad (2.1)$$

で表される。 K_L 収量はビームライン出口での総 K_L 数、 $\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比、 K_L 崩壊確率は崩壊領域 (ビームライン出口を $Z = 0$ として、 $3000 \text{ mm} < Z < 5000 \text{ mm}$) 内で K_L が崩壊する確率、Acceptance は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象が実際に起こった場合に検出できる確率を意味する。

KOTO 実験のデザインである、300 kW 陽子ビームで 3 年間 (3×10^7 sec) のデータ取得を行うと、 K_L 収量は 7.3×10^{13} 、 K_L 崩壊確率は 3.6% とそれぞれ見積もられ [4]、Acceptance を 4.7% と仮定し $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比が標準理論予想値 2.4×10^{-11} であったとすると、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象の観測数の期待値 N は

$$N = 3.0 \text{ events} \quad (2.2)$$

となる。

2.2 ビームライン

KOTO 実験で用いる K_L ビームは 30 GeV の一次陽子ビームを金属ターゲットに当てて、そこで生じた二次粒子をコリメータで絞り、Sweeping magnet で荷電粒子を排除して形成される。

ビームラインの概略を図 2.2[6] に示す。一次陽子ビームをターゲットに当てて生じた二次粒

*1 実際には π^0 粒子のうち 1.2% は $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ に崩壊するが、その分岐比は小さいため KOTO 実験では $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ のみに注目する。

*2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象ではニュートリノが運動量を持ち去るので、大きな p_T を持ちやすい。再構成した π^0 が大きな p_T を持つことを要求することで、 $K_L \rightarrow 2\gamma$ などのバックグラウンドを除去することができる。

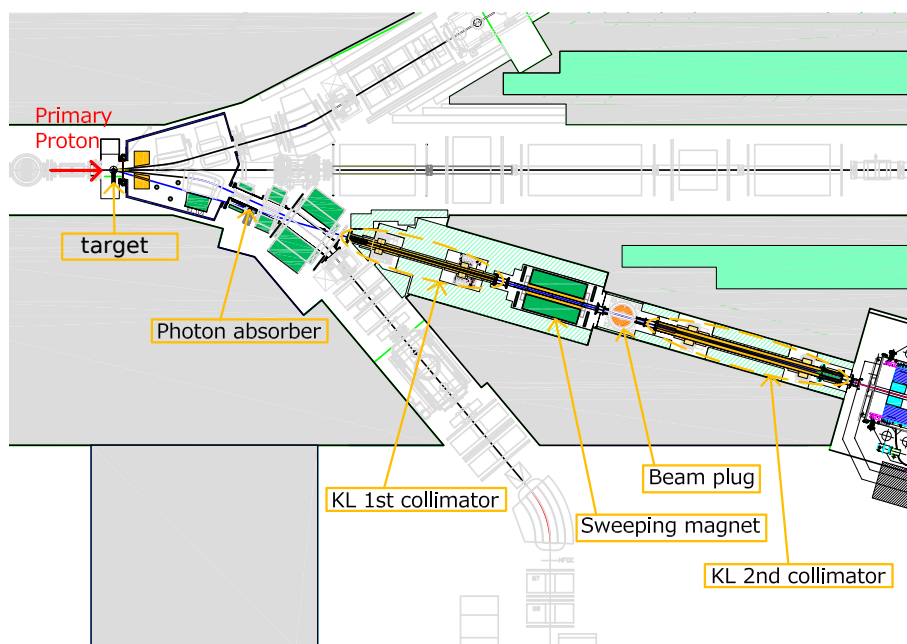


図 2.2 K_L ビームライン [6]。Photon absorber と二段のコリメータ、コリメータに挟まれた Sweeping magnet より構成される。図左上のターゲットで生じた二次粒子がコリメータによって絞られながら 20 m の距離を経て図右下の検出器エリアまで輸送される。

子はコリメータによって 16° 方向へ導かれ、20 m の距離を輸送されて検出器エリアまで到達する。20 m の距離を輸送される間に短寿命な粒子は崩壊し、さらに途中に置かれた Photon absorber (鉛) によって光子の一部が取り除かれる。また、Sweeping magnet によって荷電粒子が取り除かれる。このようなビームラインによって、KOTO 実験に用いられる K_L ビームは長寿中性粒子、すなわち K_L 、中性子、光子で構成されたものとなる^{*3}。実際には組成の大半は中性子と光子で占められており、 K_L 粒子の比率は数%程度である。シミュレーションより求めたビーム中に含まれる K_L 粒子、中性子、光子それぞれのエネルギー分布を図 2.3 に示しておく。

J-PARC の Main ring で 30 GeV まで加速された陽子は、一定時間かけて少しずつ取り出す、“遅い取り出し”によって取り出されターゲットに当てられる。この際、ターゲットに陽子が当たるレートが取り出し時間中で一定になるのが望ましいが、実際には Main ring で用いられている電磁石の主電源のリップルノイズの影響で、取り出しレートの時間分布は平坦でなくスパイク構造を持つ(図 2.4)。スパイク構造は二次 K_L ビームの瞬間レートにも影響を及ぼし、実効的に最大で想定約 2 倍のレートとなることがある。

KOTO 実験ではデザイン値として 300 kW の一次陽子ビーム強度を想定している。このときターゲットとしては回転直接水冷方式の円盤状 Ni ターゲットを用いる予定であるが、2013

^{*3} Sweeping magnet 以降で崩壊した K_L 粒子由来の荷電粒子などは残存してしまう。

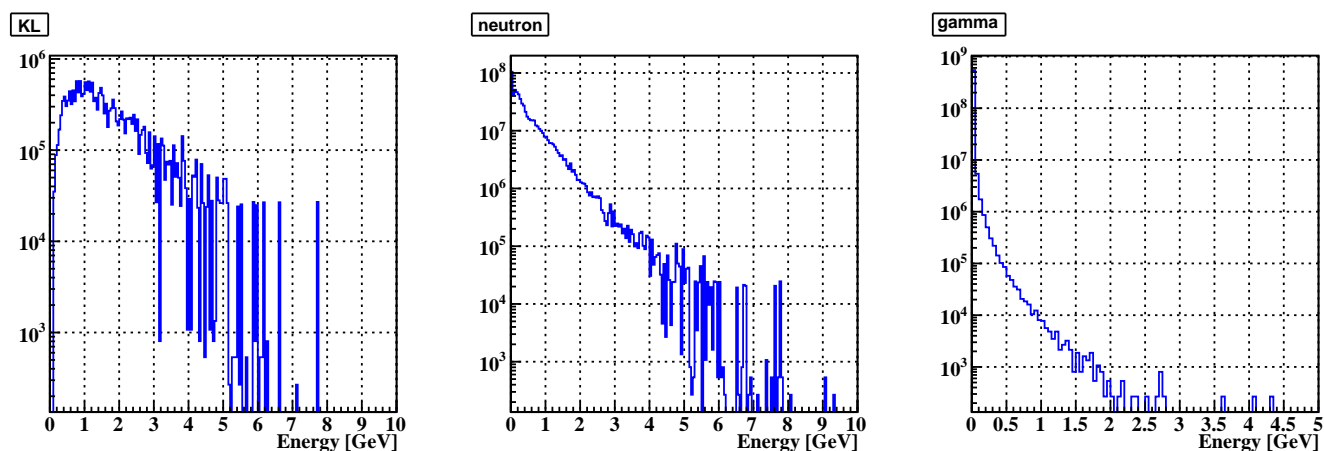


図 2.3 ビーム中の K_L 、中性子、光子のエネルギー分布 (Ni ターゲット使用時)。平均のエネルギーはそれぞれ 1.7 GeV, 500 MeV, 8.5 MeV となっている ($E > 1$ MeV のもので平均を求めた)。スパイル中の平均フラックスはそれぞれ 20 MHz, 600 MHz, 600MHz である。

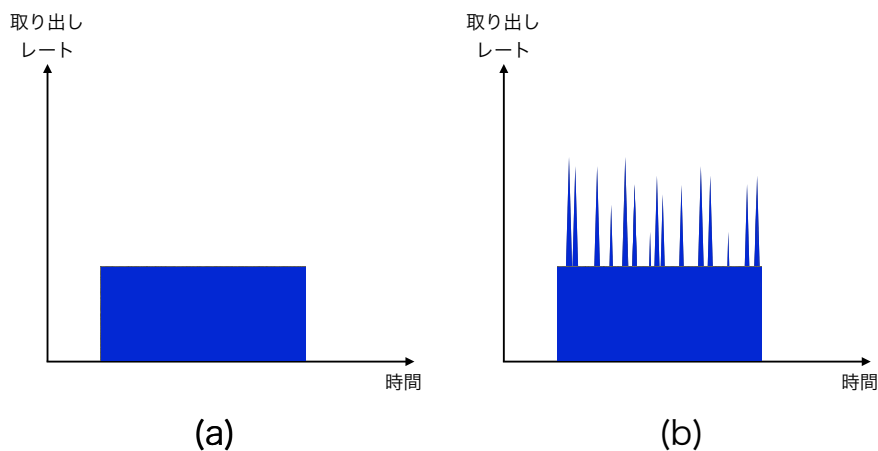


図 2.4 ビーム取り出し中のレートの時間分布。(a) のように平坦になっているのが望ましいが、実際には (b) のようなスパイク構造を持っている。

年 5 月のラン (24 kW の強度で運転) などの低強度ビーム時には原子番号が大きく、間接水冷方式の金の棒状ターゲットを用いることで二次粒子の収量を大きくしている。

2.3 バックグラウンド

KOTO 実験のシグナル事象は $K_L \rightarrow \pi^0 l \bar{\nu}$ であるが、その分岐比の標準理論予想値は 2.4×10^{-11} と小さいためこれに迫る感度での探索を行うためにはバックグラウンドの削減が

鍵を握る。バックグラウンドには大きく分けて 2 種類あり、 K_L 粒子起源バックグラウンドと中性子起源バックグラウンドに分けられる。後者はビームコア周りに存在する中性子が検出器中の物質と相互作用して π^0 を生成し、それがシグナルのように見えてしまうものである [7],[8],[9]。

K_L 粒子起源バックグラウンドは主に終状態 ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ まで含めて) に 2 光子以上を含む K_L 粒子の崩壊において、2 光子をカロリメータで捉えたものの他の粒子を検出できなかった場合に生じる。 K_L 粒子の主な崩壊モードを表 2.1 にまとめる。

表 2.1 K_L 粒子の主な崩壊モードのその分岐比 [5]。

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

$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ によるバックグラウンドは本論文で主題とする検出器 (BHCV、後述) に深く関わるバックグラウンドである。 π^0 からの 2 光子をカロリメータで検出し、かつ π^+ と π^- を検出し損なったときにバックグラウンドとなる。詳しくは 3.1.2 節で述べる。

他の崩壊モード由来のバックグラウンドにも少し触れておく。

$K_L \rightarrow 2\pi^0$ 、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ については余分な 2 つまたは 4 つの光子を周囲の veto 検出器で検出できなかった時にバックグラウンドとなる。 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ は veto の対象が 4 つありバックグラウンドになりにくいだが、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ では 2 つしかないため比較的バックグラウンドになりやすい。

$K_L \rightarrow 2\gamma$ では終状態がシグナル事象と同じになる。しかし、この崩壊は 2 体崩壊であるためイベントを再構成した際に横運動量 p_T が 0 に近くなる。そのため、シグナル事象として大きな p_T を要求するという運動学的カットを課すことで排除できる。

2.4 検出器

ここでは KOTO 実験に用いられる検出器のうちの本論文に関係するものを紹介する。

2.4.1 CsI カロリーメータ

KOTO 実験において最も重要な検出器であり、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊からの π^0 より生じた 2 光子を検出する役割を担う。結晶の大きさは 2 種類あり、25 mm × 25 mm のものと 50 mm × 50 mm のもので、ともに長さ方向は 500 mm ($27X_0$ 、 X_0 は radiation length) である。図 2.5 のように、内側に小さい方の結晶が 2240 個、その外側に大きい方の結晶が 476 個並べられ、直径 1900 mm の円を形成している。内側で小さな結晶を用いることで、高い位置分解能及び複数光子が近くに入射した時の分離能力を向上させている。

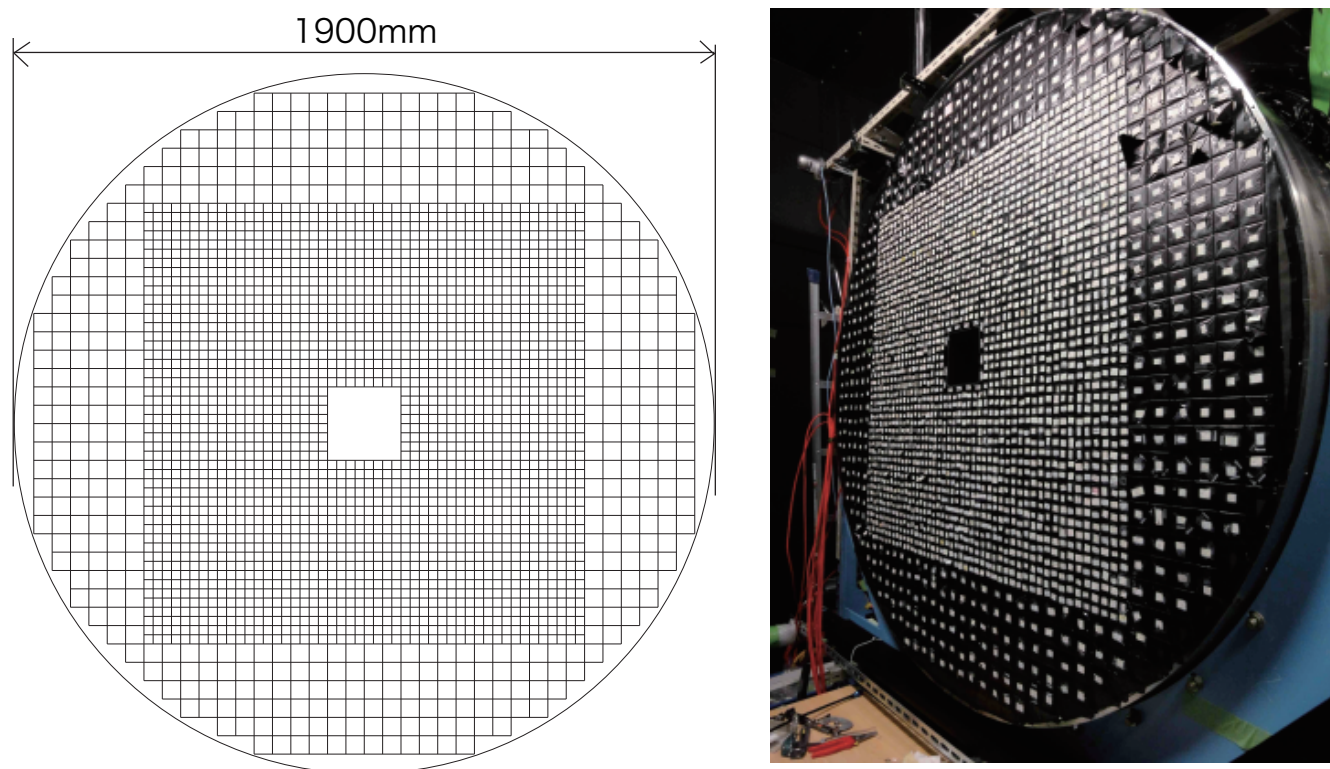


図 2.5 CsI カロリーメータ [11]。左は正面図で、右側が写真。中心付近は小さな結晶を、それを囲うように大きな結晶が並べられ、直径 1900 mm の円を形成している。

2.4.2 Charged Veto (CV)

表 2.1 で見たように K_L 粒子の崩壊モードにおいて崩壊生成物に荷電粒子を含むものが多々存在する。このような K_L 崩壊事象を veto する役割を持つ荷電粒子検出器の中でカロリーメータ直前に置かれるのが Charged Veto (CV) である。CV は 2 層の 3 mm 厚プラスチックシンチレータと波長変換ファイバー、MPPC で構成されている (図 2.6)。

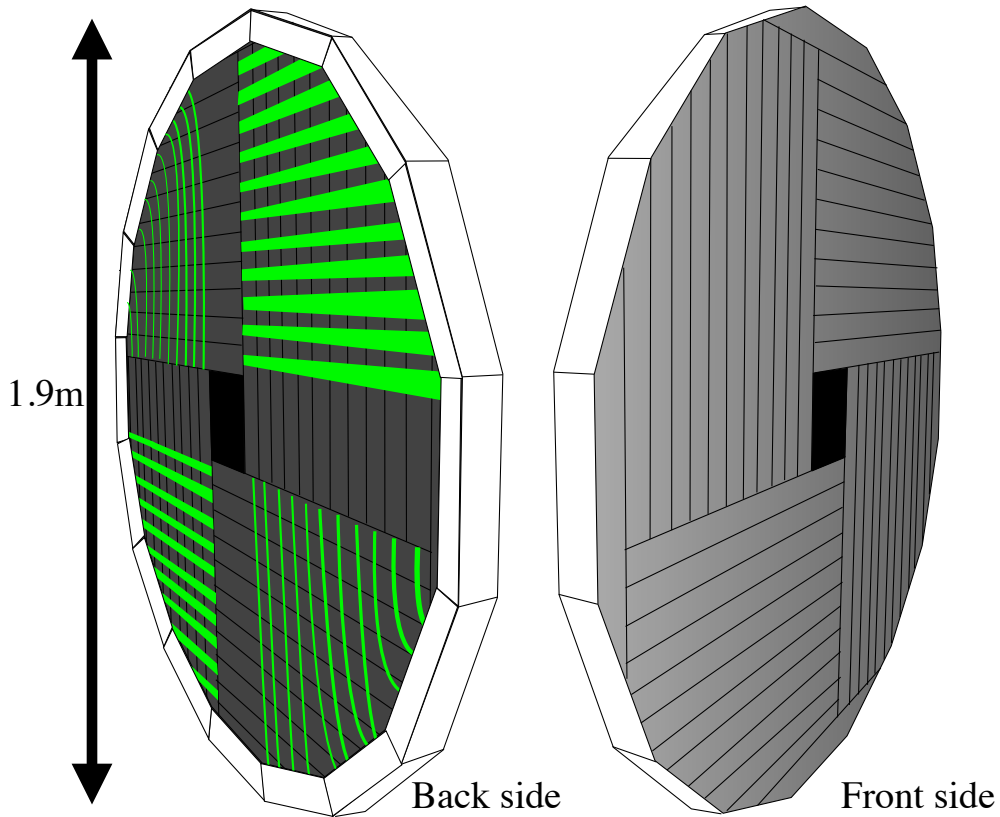


図 2.6 Charged Veto。各層で幅 70 mm のストリップ状のプラスチックシンチレータが縦横に並べられ、カロリメータの前面をカバーしている。プラスチックシンチレータには溝が彫られ波長変換ファイバーが埋め込まれており、波長変換ファイバーによってシンチレータの発光を MPPC まで導き読みだしている。

2.4.3 Beam Hole Charged Veto (BHCV)

荷電粒子検出器の一つで、検出器群下流のビーム軸上に置かれビームホールをカバーする検出器。次章で詳しく解説する。

2.5 これまでの結果

KOTO 実験は 2013 年 5 月に初めての物理ランを行い、約 100 時間分のデータを取得した。その解析によって 1.29×10^{-8} の実験感度^{*4}(preliminary) を達成した [12]。これは現在の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象探索の世界最高記録を持つ E391a 実験の実験感度、 1.11×10^{-8} [13]

^{*4} 実験感度の値と同じ分岐比であったとすると、事象選択の後、1 信号事象観測が期待されることに対応し、この値が小さいほどより小さな分岐比探索が可能 (高感度) である。

と同等である。シグナルボックスに 1 イベントが残り (E391a 実験の結果ではシグナルボックス内にイベント無し)、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比測定の上限值更新とはならなかった。しかし、わずか 100 時間のデータ取得で E391a 実験と同等の実験感度を達成したことは評価に値する。

現在は次のデータ取得に向け、バックグラウンド削減のための検出器や解析手法の開発が進められており、さらなる高感度での $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象探索が期待される。

第 3 章

Beam Hole Charged Veto

この章では本論文で主題とする検出器である Beam Hole Charged Veto (BHCV) という検出器について、その役割と特徴、現状を説明し、問題点を明らかにする。

3.1 BHCV とは

3.1.1 BHCV の役割と BHCV が置かれる環境

BHCV は KOTO 実験検出器群の荷電粒子検出器の一つであり、ビーム軸下流部に設置される。BHCV の役割は K_L 中間子の崩壊により生じた荷電粒子の内、ビーム中を抜けてくるものを検出することである。

BHCV に要求される検出領域は $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ である。この要求は以下 2 点が目安となっている。

1. BHCV のすぐ上流に位置する CC06 と呼ばれる検出器のビームホールサイズ ($180 \text{ mm} \times 180 \text{ mm}$)
2. 崩壊領域で崩壊した K_L 起源の荷電粒子が、CC06 のビームホールを抜けて BHCV に到達する領域

崩壊領域上の点から CC06 のビーム下流端をかすめるような直線を引いて BHCV、カロリメータ最内層との位置関係を表したのが図 3.1 である。これより $190 \text{ mm} \times 190 \text{ mm} \sim 200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ が BHCV に要求される検出領域となる。

2.2 節で述べたように KOTO 実験の K_L ビームには大量の光子と中性子が含まれる。それらは 300 kW primary proton beam で入射レートにしてそれぞれ約 600 MHz (kinetic energy $> 1 \text{ MeV}$) に達すると見積もられている。その多くはビームコアと呼ばれる、カロリメータによって絞られた領域に集中しており、BHCV の位置ではビームコアは $150 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ ほ

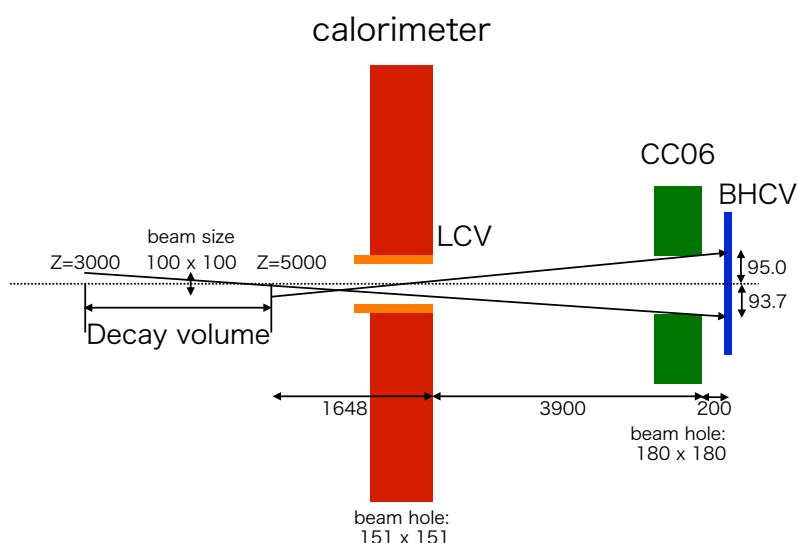


図 3.1 崩壊領域、カロリメータ (LCV)、CC06、BHCV の位置関係 (縮尺はデフォルメされている)。崩壊領域 ($3000\text{mm} < Z < 5000\text{mm}$ 、 $-50\text{mm} < X, Y < 50\text{mm}$ 、 X, Y はビームの広がり) 内の点から CC06 下流端へ直線を引いた。カロリメータ (正確にはその内側でビームホールを囲う LCV と呼ばれる荷電粒子検出器) のビームホールは $151\text{mm} \times 151\text{mm}$ であるが、直線はこの十分内側を通る。故に BHCV の有感領域の要求を決めるのは崩壊領域最下流 ($Z=5000\text{mm}$) のビーム端 ($X(Y)=50\text{mm}$) と CC06 のビームホール下流端をつないだ直線が BHCV と交差する位置で、これはビーム軸から 95mm 離れたところである。すなわち $190\text{mm} \times 190\text{mm} \sim 200\text{mm} \times 200\text{mm}$ が BHCV に要求される検出領域となる。

どの大きさになっている。すなわち BHCV はこの高フラックス光子・中性子に曝されることになる。

3.1.2 BHCV が veto すべきバックグラウンド

BHCV が veto しなくてはならない主なバックグラウンドは $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊によるものである。なぜなら $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ は終状態に 2 光子と荷電粒子を含む崩壊モードの中で崩壊分岐比が 12.5% と大きいものであるからである。バックグラウンドとなる具体的な事象として、例えば π^0 から崩壊した 2 光子がカロリメータにあたり、 π^- が CV に当たったものの検出できず、 π^+ がビームホールを抜けてきたような場合が挙げられる (図 3.2)。BHCV の検出効率が 99.5% と仮定した時、標準理論での予想崩壊分岐比だった場合に 3.0 個のシグナル事象の観測期待値を持つ感度で実験を行った場合 (cf. 式 2.2)、0.93 個の $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

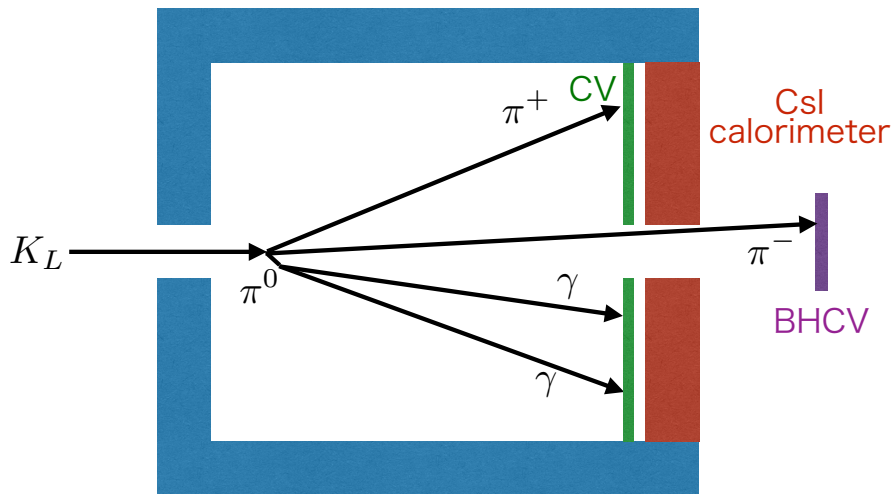


図 3.2 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊によるバックグラウンドの例。

由来のバックグラウンドが予想されている [4]。

3.1.3 BHCV への要求性能と克服すべき課題

BHCV の要求性能として、[4] から検出効率 99.5% 以上であることを定める。

この検出器は、前述のように光子、中性子それぞれ 600MHz にも及ぶ高頻度入射という、過酷な環境におかれる。必然的にこれらによるカウントレートも高くなりがちで、その中で安定に稼働し、要求検出効率を満たすことは一つのチャレンジである。さらに、高カウントレートになると、偶発的なヒットにより不要に veto 信号を発生し、信号事象のアクセプタンスを減らしてしまう。これを Accidental loss と呼び、これを出来る限り小さくすることも、この検出器の克服すべき課題である。Accidental loss を低く抑えるためには中性子、光子との反応を減らし、カウントレートを抑えることが必要で、すなわち BHCV は中性粒子に不感であることが求められる。Accidental loss について詳しくは 3.2.2 節で述べる。

3.2 現在の BHCV とその問題点

現在 KOTO 実験検出器エリアにインストールされている BHCV は 3 mm 厚のプラスチックシンチレータと PMT で構成されている (図 3.3)。シンチレータは 60 mm × 115 mm の大きさのものが 8 枚、それぞれ隣接するものと 5 mm のオーバーラップを持つようにして並べられており、全体としてビーム軸を中心として 225 mm × 225 mm の領域を覆っている。

現在 BHCV に対して PMT のゲインがビームスピル中に変動してしまうことと、Accidental loss というシグナル損失が問題になっている。その原因は共にビーム中に含まれる中性子・光

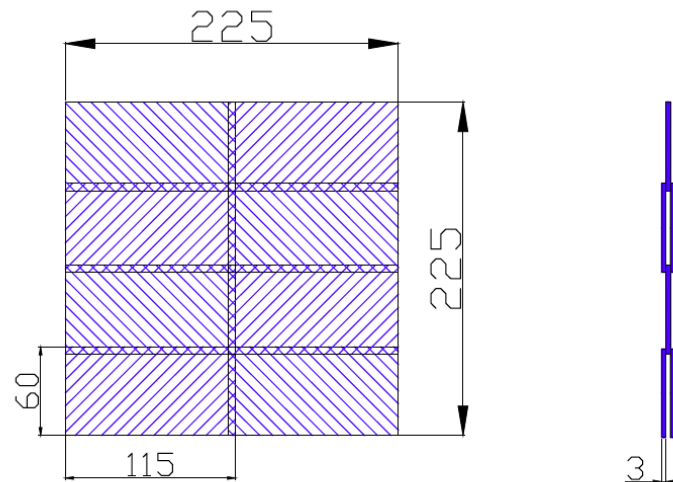


図 3.3 現在の BHCV の geometry。60 mm × 115 mm の大きさの 3 mm 厚プラスチックシンチレータを 8 枚並べて、両サイドからそれぞれを PMT を用いて読み出している。

子がシンチレータ等と相互作用を起こして信号を生じさせてしまい、カウントレートを著しく上昇させてしまっているため、その解決が求められている。以下にこの 2 つの問題について詳しく述べる。

3.2.1 PMT のゲイン変動

PMT は、カウントレートが増大すると光電子増倍管の電子増倍部で起こる電子軌道の変化や後段ダイノード電圧が変動によりその出力 (ゲイン) が変動する (カウントレートスタビリティ, [15])。現在設置されている BHCV の PMT についてもこのゲイン変動が見えており、図 3.4 のように特にビーム中心付近のモジュールについて顕著である。このデータは 2013 年 5 月のランのものであり、24 kW の陽子ビーム強度ですでに最大 4.5% 程のゲイン低下が起きていることがわかる。今後予定されているビーム強度の増強が進むと現状のままではレート上昇に耐えられず、BHCV が機能しなくなることが懸念されている。

3.2.2 Accidental loss

中性子・光子による信号は K_L 粒子の崩壊とは関係なく偶発的に生じる。この偶発的な veto 信号が $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナル事象の検出と同じタイミングで発せられた場合、その事象はシグナルとして認識できない。すなわちアクセプタンスの低下を引き起こす。このようにしてシグナルを損失してしまう割合を”Accidental loss”と呼ぶこととする。

ある検出器による Accidental loss はその検出器のカウントレート R と”veto time window”

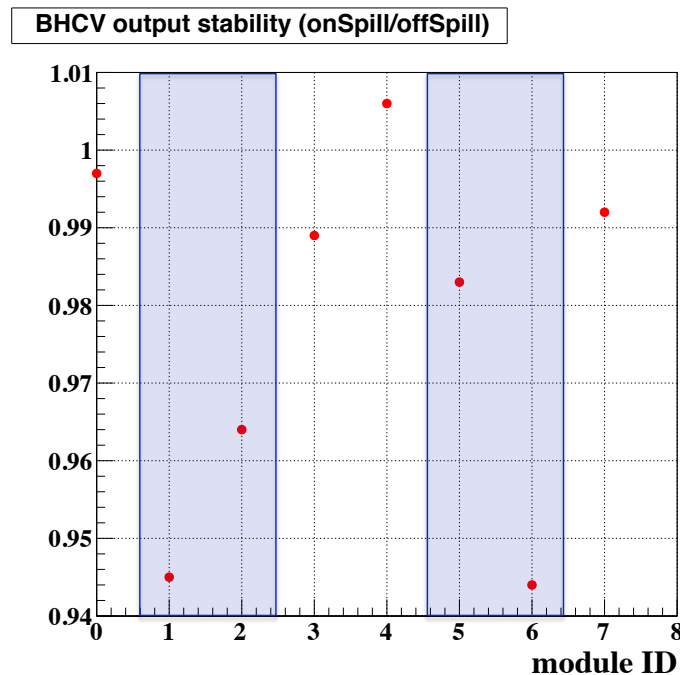


図 3.4 現 BHCV の PMT ゲインの安定性。8ch それぞれの PMT で spill on/off でのゲインの比を取っている。青枠で囲まれている部分がビーム中心付近にある 4ch で、周辺に位置する 4ch よりもカウントレートが高く、ゲイン低下が大きいことがわかる。

T で決まる。以下に BHCV の veto time window の決め方を記述する。

KOTO 実験の解析では、カロリメータに 2 光子の信号があったときに他の検出器で何も粒子を検出しなかったこと (veto 信号がなかったこと) をシグナル事象として要求する。BHCV の場合、まずカロリメータで 2 光子を検出して得た情報から K_L を再構成して崩壊時間と z 座標 (ビーム軸方向) を求める。そこから光速 ($\beta = 1$) でビーム軸上を粒子が飛んだと仮定して、その粒子が BHCV に到達する時間を求める。その時間を基準として決められた時間 (幅) に veto 信号があるかどうかを判定する。この時間幅が veto time window である。

veto time window は K_L 粒子の崩壊生成粒子の Time Of Flight (TOF) の分布と検出器の持つ time jitter (time jitter とは検出器に粒子が入射してから信号を出すまでにかかる時間の揺らぎのこと、検出器の有感領域のどこに粒子が入射するか (場所依存性) などによって生じる。) によって決まる*¹。TOF は K_L 崩壊領域内のどこで崩壊したか、どの粒子がどのような運動量を持ったかなどによって広がりを持つ。

BHCV における $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ の崩壊モードでの TOF 分布を考えると、その広がり は 6 ns となる (図 3.5)。2013 年 5 月のランでのデータ解析では TOF 分布のピークから ± 7.5 ns

*¹ 実際にはさらに検出器の時間分解能でなまされる。

を veto time window としている。

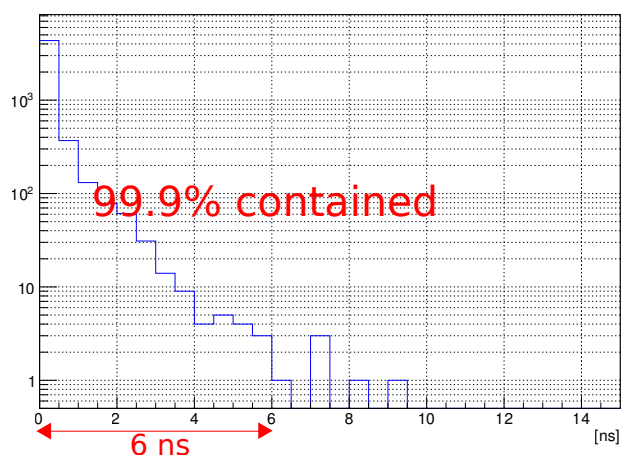


図 3.5 シミュレーションで求めた TOF 分布。 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ の崩壊をした K_L 粒子で 2 光子がカロリメータに当たったものについて、 K_L 粒子の崩壊した時刻に崩壊点から粒子が光速で BHCV まで飛んだと仮定した場合の飛来時間を足した時刻を基準とした、崩壊由来の荷電粒子が BHCV に到達した時間をヒストグラムとして描いた。早い成分 ($\beta \sim 1$) が多く後ろにテールを引く構造になっていて、その広がりには 99.9% のイベントが含まれる範囲で、6 ns 程度である。

Accidental loss は veto time window を見たときにその中に信号が入っている確率と等しいので、

$$1 - e^{-RT} \quad (3.1)$$

で表すことができる。2013 年 5 月のラン (24 kW ビーム) のデータとモンテカルロシミュレーション (MC) での BHCV のカウントレートと Accidental loss の値、および 300 kW のビーム強度でのシミュレーションでの予測値をまとめたものを表 3.1 に示す。データと MC

表 3.1 現在の BHCV のカウントレートと Accidental loss。

primary beam intensity	count rate (data/MC)	veto time window	threshold	Accidental loss (data/MC)
24 kW (2013/5)	8.4 / 4.8 MHz	15 ns	150 keV	12% (preliminary) / 7%
300 kW (design)	- / 17 MHz	15 ns	150 keV	- / 23%

の大きな値の差は 2.2 節で述べたスパイク構造の高レート部分を見ていることによる。24 kW ビームでのシミュレーションとデータの比を参考にすると、実際には 30 MHz 程のレートになると予想される。同様に Accidental loss の予測値は 36 % 程度と大きく、改善が求められている。また、24 kW ビームと 300 kW ビームでレートがそれほど大きく変わらないのは、同

じく 2.2 節で述べたように一次陽子ビームを当てて二次粒子ビームを作るためのターゲットが 15 kW, 24 kW では Au、300 kW では Ni となるからである。

第 4 章

Thin Gap Chamber を用いた BHCV のアップグレード

3.2 節で述べたような問題を解決するために、固体の励起ではなく、ガスの電離を用いる検出器を検討した。ガスを用いることで検出器を低物質量化し、中性子・光子との反応確率を減らし、カウントレート及びアクシデンタルロスの低減を図る。本論文では、ガスの電離を用いる検出器のひとつである、Thin Gap Chamber を用いての BHCV アップグレードを行う。Thin Gap Chamber を導入するにあたり、この章ではまず Wire Chamber の動作原理 (4.1 節)、Thin Gap Chamber の特徴 (4.2 節) について触れ、BHCV として用いる Thin Gap Chamber の設計について述べる (4.3 節)。

4.1 Wire Chamber の動作原理 [16][17]

荷電粒子が物質中を通過すると相互作用を起こして持っていたエネルギーの一部を落とし (エネルギー損失)、その物質を構成する分子を励起・イオン化させる。ガス検出器は相互作用物質としてガスを用い、ガスを封入した空間に電場を作っておき、電離によって生じた電子・イオン対を収集することによって粒子検出の信号源とする検出器である。wire chamber は電場を形成する電極としてワイヤーを用いたガス検出器である。

4.1.1 wire chamber の例：比例計数管

wire chamber の単純な例として比例計数管 (proportional counter) がある。比例計数管の基本的な構造を図 4.1 に示す。半径 b の導体の円筒の中心に半径 a のワイヤーが張られており、ワイヤーに正の高電圧がかけられている。円筒の中にガスを封入しておく。入射荷電粒子によりガスが電離して生じた電子 (一次電子) はワイヤー側に、イオンはカソード側に、それ

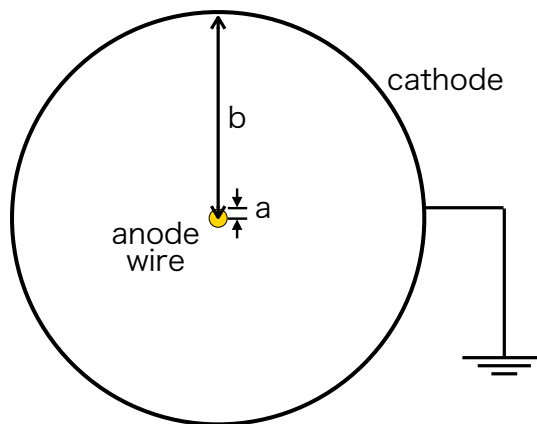


図 4.1 比例計数管の基本的な構造。中央に張られた半径 a のアノードワイヤーには高電圧 (HV) がかけられ、外周の半径 b の円筒状カソードは電位がグラウンドに落とされている。

ぞれ引き寄せられてドリフトしていく。電子は電場により加速されるが、途中でガス分子と衝突し、エネルギーを落として減速する。ドリフト中においてはこの加減速が繰り返し生じている。そのためドリフトの速度について考えるときには、通常この平均の速度を考える。ドリフト速度はガスによって固有の電場の関数となる。

比例計数管内の電場 E は中心からの距離 r の関数で、

$$E = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0 r} \quad (4.1)$$

のように表される。ここで、 V_0 はワイヤー表面の電位 (ワイヤーに印加された HV)、 C は比例計数管の単位長さあたり静電容量で

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(b/a)} \quad (4.2)$$

である。式 4.1 の形を見ればわかるように、比例計数管では (wire chamber 全般に当てはまるが) ワイヤー近傍で電場が急激に大きくなる。電子がドリフトしてワイヤー近傍のある領域まで近づいてくると、電子は強く加速されてガス分子と衝突し、その分子をイオン化させる (二次電離)。元の電子は新しく生じた電子とともに再び加速され、同様の過程が雪崩式に起こっていく (タウンゼント雪崩)。このような雪崩増幅が起こる領域をガス増幅領域といい、その領域は典型的なガス (1 atm) で 10^4 V/cm 以上の強電場となっている [16]。

ガス増幅はワイヤー近傍でのみ起こり、かつそれぞれの雪崩一次電子 1 つ 1 つに対して独立に起こるような適切な電場領域を形成した場合 (適切な電圧をワイヤーに印加したとき)、一次電子の数 \times ガス増幅率に比例した信号がでることになる。さらに一次電子の数は入射した荷電粒子のエネルギー損失に比例するため、結局信号はエネルギー損失に比例した大きさとな

るので、荷電粒子のエネルギー損失を計測することができる。このような動作モードを比例モードという。印加電圧を大きくしていくと、ドリフト速度の遅い陽電子の空間電荷の密度が上がって比例性が悪くなっていく制限比例モード、ガス領域全体で雪崩増幅が起こり信号の大きさが一次電子の数によらないガイガーモードなどの動作モードに遷移していく。

4.1.2 wire chamber の例：多芯式比例計数管 (MWPC)

wire chamber のもう一つの例として多芯式比例計数管 (Multi-Wire Proportional Chamber, MWPC) がある。比例計数管を応用したもので、平面上に張られた 2 枚のカソード面に挟まれて、ワイヤーが中央に並ぶような構造となっている (図 4.2, 4.3)。

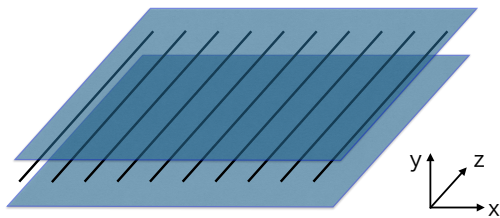


図 4.2 MWPC の概略図。

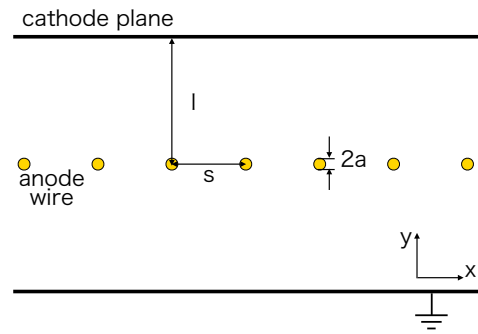


図 4.3 MWPC の概略図 (xy 平面図)。

WMPC の場合、電位 V と電場 E は以下のように与えられる [17]。

$$V(x, y) = \frac{CV_0}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{2\pi l}{s} - \ln \left[4 \left(\sin^2 \frac{\pi x}{s} + \sinh^2 \frac{\pi y}{s} \right) \right] \right\} \quad (4.3)$$

$$E(x, y) = \frac{CV_0}{2\epsilon_0 s} \left(1 + \tan^2 \frac{\pi x}{s} \tanh^2 \frac{\pi y}{s} \right)^{1/2} \left(\tan^2 \frac{\pi x}{s} + \tanh^2 \frac{\pi y}{s} \right)^{-1/2} \quad (4.4)$$

ここで、 l はワイヤー間距離、 s はワイヤー・カソード間距離、 V_0 はワイヤー表面の電位、 C は単位長さあたり静電容量で、

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{(\pi l/s) - \ln(2\pi a/s)} \quad (4.5)$$

と表される。

MWPC は飛跡検出器として利用することができる。MWPC の信号をそれぞれ読み出すことで位置情報が得られる。それを向きを変えながら多層に重ねることで 3 次元の軌跡を求めることができる。

4.2 Thin Gap Chamber

MWPC の中でもワイヤー・カソード間距離 (図 4.3 の 1 に対応) が短いものを Thin Gap Chamber (TGC) と呼ぶ [18]。Thin Gap Chamber の特徴として、レート耐性の高さが挙げられる。MWPC ではカウンティングレートが一定以上になると、空間電荷効果によりゲインが低下し始めることが知られている。空間電荷効果とは、電子雪崩の過程で生成する陽イオンがゆっくりと (電子の ~ 1000 分の 1 の速度) でカソード面へ向かってドリフトしていくが、この陽イオンが雲のようにドリフト領域に溜まって電場を歪めてしまうことである。

図 4.4 [5] にあるように、一般的には $\sim 10^9$ [electron /wire/mm/sec] を越えるとゲインの低下が見られるようになると言われている。例えば、ゲインが 10^4 、平均初期電子生成数が 100

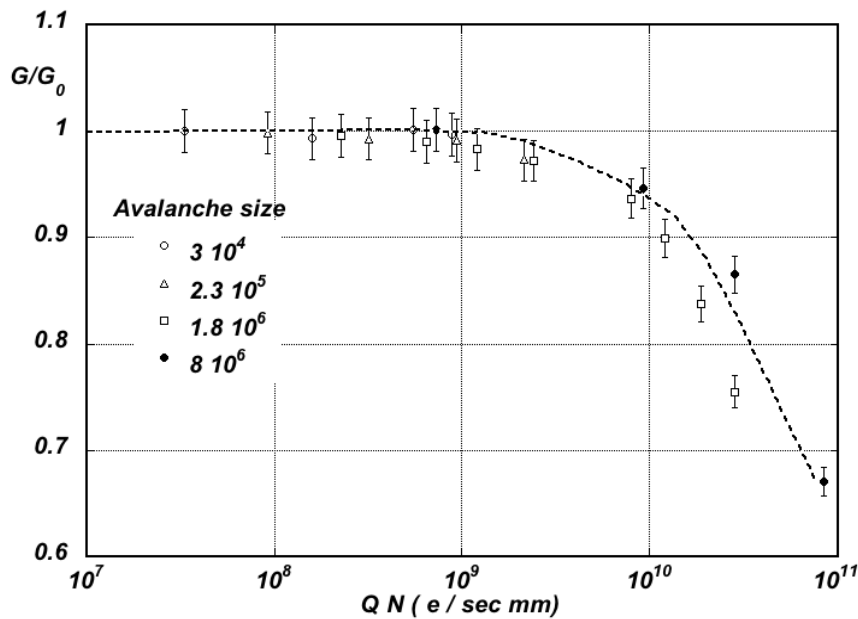


図 4.4 空間電荷効果によるゲインの低下 [5]。カウンティングレートが十分小さい時のゲイン (G_0) との比を各レートごとにプロットしてある。横軸 QN は 1 つの電子雪崩による総電荷量 Q とワイヤー単位長さ・時間あたりの初期電子数 N の積で、すなわち 1 本のワイヤー 1mm あたりに 1 秒間に何電子分の電荷が生じるか [electron /wire/mm/sec] を意味している。

の MIP 貫通荷電粒子ビームを考える場合、ワイヤーが 1 mm 間隔で張られているとすると、 1 kHz/mm^2 以上のフラックスを受けると $(100 \text{ [electron]} \times 10^4 \times 10^3 \text{ [Hz/mm}^2]) / 1 \text{ [wire/mm]} = 10^9 \text{ [electron/wire/mm/sec]}$ 、ゲインの低下が見られ始めると考えられる。

Thin Gap Chamber ではワイヤー・カソード間距離が短いために、陽イオンがドリフトする距離が短くて済む。このためワイヤー近傍で陽イオンが生成してからカソード面まで到達し

電荷を得て中性化するまでの時間が短くなり、結果として通常の MWPC よりも空間電荷効果が起こりづらくなる。

実際に Thin Gap Chamber のレート耐性について調べた文献もあり [20]、100 kHz/cm² のカウントレートでもゲインの低下がなかったことが報告されている。また、他の文献によれば [21]、10⁵ Hz/cm² の中性子フラックス下や 2 × 10⁶ Hz/cm² の光子フラックス下で殆ど検出効率の低下がなかったともされている。

Aging についてもワイヤー 1 本あたりの電荷収拾量が 6 C/cm に達しても性能の低下がなかったと報告されている [21]。

また、実際の製作の観点では Thin Gap Chamber では元々のワイヤー・カソード間距離が短いためにこの変動による影響を受けやすいが、厚みの一様性を 100 μm 以内に抑えて行った Thin Gap Chamber の製作では、どれも良い性能を示したという報告がある [22]。

4.3 Thin Gap Chamber を用いた BHCV の設計

3.2 節で述べた問題を解決するために BHCV のアップグレードとして Thin Gap Chamber を採用した。採用の理由として、まず中性子・光子由来の偶発信号を減らすため、検出器自体の物質量の少ないガス検出器 (wire chamber) を候補とした。それでも、BHCV の置かれるビーム中という環境は K_L 粒子崩壊由来の荷電粒子 (300 kW 陽子ビーム強度で ~ 3.5 MHz) や中性子・光子との相互作用によってカウントレートが高くなる。通常の wire chamber では空間電荷効果を起こしてゲインが低下してしまい検出効率の低下を引き起こすため、レート耐性の高い Thin Gap Chamber を選択した。

4.3.1 基本構造

Chamber の基本構造としては ATLAS 実験の Thin Gap Chamber [19] を参考に、ワイヤー間隔 1.8 mm、ワイヤー・カソード間距離 1.4 mm の設計とした (図 4.5)。また、ワイヤーは φ50 μm の金メッキタングステンワイヤーを用いることとした。

Chamber は 300 mm × 300 mm のガスボリュームを持ち、1.8 mm 間隔で 160 本のワイヤーを張る (図 4.6)。有感領域は、ワイヤーに沿う方向に 300 mm、直行する方向に 1.8 mm × 160 本 = 288 mm の、300 mm × 288 mm となる。これは BHCV が設置される付近でのビームの広がる範囲を十分覆う面積である (3.1.1 節)。BHCV は veto 信号検出器であり、位置分解能は求められていないため、160 本のワイヤーを全て独立に読み出す必要はない。そのため本検出器では隣接する 10 本のワイヤーをまとめて 1 つの読み出しチャンネルとして、全 16 チャンネルで読み出すこととした。原理的には全ワイヤーをまとめて 1 つの読み出しとしても構わないが、読み出しチャンネル毎のカウントレートが高くなると、波形がパイルアップ

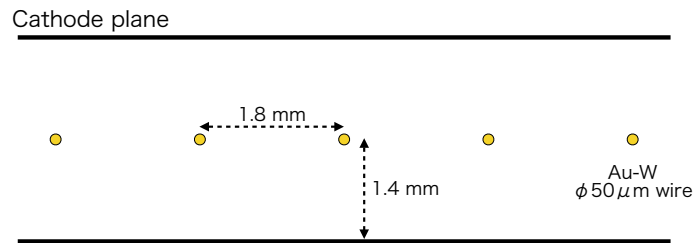


図 4.5 BHCV 用 Thin Gap Chamber の構造。ワイヤー間隔 1.8 mm、ワイヤー・カソード間距離 1.4 mm の構造で、 $\phi 50 \mu\text{m}$ の金メッキタングステンワイヤーを用いる。

してしまう。この結果、veto すべきパルスが周囲のパイルアップパルスに埋もれてしまったり、アンプが動作しなくなったりする。これを避けるため、各チャンネル 1 MHz 以下のレートとなるように分割している。

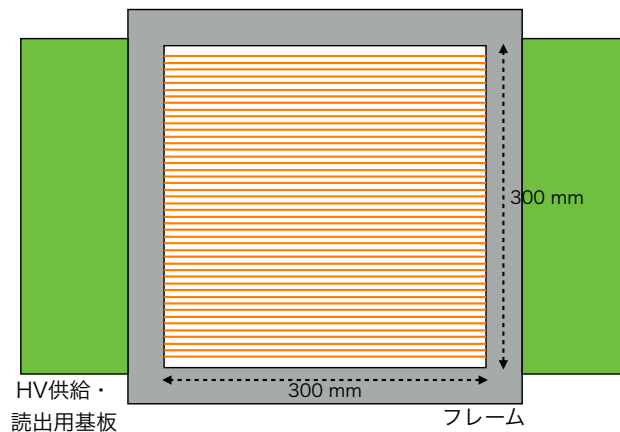


図 4.6 BHCV 用 Thin Gap Chamber の概観図 (正面)。300 mm × 300 mm のガスボリュームを持ち、フレームがそれを囲う。ワイヤーは両側に飛び出た基板上に半田付けで留めて張られ、基板を介して高電圧 (HV) の供給や信号の読み出しが行われる。

Wire Chamber において一番外側に張られるワイヤーはそれよりも外側の領域から引かれる電気力線が全て集まるため、他のワイヤーよりもワイヤー周辺が高電場になってしまい、不安定となる。これを避けるために 160 本のワイヤーを張った両外側 1.8 mm のところに、ガードワイヤーとして $\phi 100 \mu\text{m}$ の金メッキタングステンワイヤーを張る。径が大きなワイヤーを張ることで周辺の電場を小さくして、高電場になってしまうことによる効果を緩和することができる。

4.3.2 低物質量のカソード面

本論文の主題である検出器の大きな特徴の 1 つが、カソード面が低物質量で構成されていることである。KOTO 実験エリアに設置されるとき、有感領域をビーム中に入れるために必然的にカソード面が中性ビームに曝されることとなる。カソード面の物質量の多い構造にしてしまえば、わざわざガス検出器を選択した意味がなくなってしまう。しかし一般的には Thin Gap Chamber のカソード面としては構造的に強い、厚めの板などが使われる*¹。なぜなら、Thin Gap Chamber では元々のワイヤー・カソード間距離が短いためにこの変動による影響を受けやすく、カソード面がワイヤーとの静電力やガスボリュームの内外の圧力差を受けて生じるカソード面のたわみを小さく抑える必要があるからである。本検出器ではワイヤーカソード間距離が 100 μm の範囲で一様であることを求めることとする [22]。

低物質量で且つ高強度な物質として、厚み 50 μm のポリイミドフィルム [23] を用いることにした。ポリイミドはまた、耐薬品性など科学的な特性にも優れる素材である。今回用いる予定のポリイミドフィルムの特性を表 4.1 にまとめておく。カソード面としての導電性について

表 4.1 ポリイミドフィルム (カプトン 200EN) の特性 [23]。

項目	値
フィルム厚み	50 μm
密度	1.45 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$
引張強度	345 MPa
引張伸度	70%
引張弾性率	5.3 GPa
3% 伸び強度	120 MPa
表面抵抗率	$1 \times 10^{16} \Omega / \square$
体積抵抗率	$1 \times 10^{17} \Omega \cdot \text{cm}$
気体透過度 (O_2)	$1.31 \times 10^{-17} \text{ mol} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1}$
水蒸気透過率	$17 \text{ g} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{day}^{-1}$

は、表面にグラファイト塗料 [24] を塗布してグラファイト膜を定着させ、導電面を形成する。約 3000 V の電圧を印加することを考えると、ワイヤーとの静電力によりカソード面がワイヤー側に引かれる力 (圧力) は約 5 Pa となる (付録 A)。カソード面に働く力として実際に間

*¹ 例として、欧州 CERN 研究所で行われている ATLAS 実験のミュオントリガーシステムに用いられている Thin Gap Chamber は、1.6 mm の厚みの FR4(ガラスエポキシ積層板) の表面にカーボン塗料を塗布したものをカソード面として用いている [19]。

題になるのは静電力よりも寧ろガスボリューム内外の圧力差 (差圧) である。ガス導入口や排気配管などのコンダクタンスや、アウトプットバブラー*2の水柱による差圧は、配管の長さや流量にもよるが数十 Pa 以上となる。ポリイミドフィルムを用いてこの圧力を受けたときのカソード面の最大たわみ (面中心部でのたわみ) を $100 \mu\text{m}$ 以内に抑えようとする、非常に大きな張力をかけてカソード面を張らなくてはならない。これは実際の製作において様々な困難を生じる可能性がある。それを防ぐために、ガスボリュームの周りにバッファ領域を設けてガスボリュームから出てきたガスをバッファ領域に循環させてから排気することで (図 4.7)、カソード面の受ける差圧はガス導入口とガスボリューム - バッファ領域をつなぐ 30 cm ほどの短い配管のコンダクタンスに由来するもののみとなり、Chamber の上流と下流での差圧はガス流量が 30 cc/min で 3 Pa 程となる。

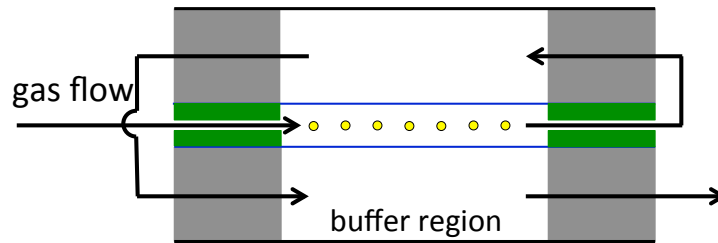


図 4.7 差圧吸収用のバッファ領域。中央のガスボリュームにガスを通した後、両カソード面の外側に設けられたバッファ領域にガスを流す。こうすることで、外気との差圧はバッファ領域の外側を覆う面が引き受けて、カソード面にはほとんど差圧がかからなくなる。

差圧の影響を小さく抑えることができるため、ポリイミドフィルムへの要求としては静電力 $\sim 5 \text{ Pa}$ 程度の力を受けた時の最大たわみが $100 \mu\text{m}$ 以内であるとする。[17] より、単位辺長さあたりの張力 T [N/m] で張られた L [m] \times L [m] の面に圧力 p [Pa] がかった時、最大たわみ Δy [m] は

$$\Delta y = \frac{pL^2}{8T} \quad (4.6)$$

と表される。これは

$$T = \frac{L^2 p}{8\Delta y} \quad (4.7)$$

とかけるから、 Δy を $100 \mu\text{m}$ 以内にするためには、 $L = 300 \text{ mm}$ 、 $p = 5 \text{ Pa}$ より 562.5 N/m の張力が必要になる。厚み $50 \mu\text{m}$ のシートに対しては、 $562.5 \text{ [N/m]} / 50 \text{ [\mu m]} \sim 11 \text{ MPa}$ 以上の張力をかければ良いこととなる。

*2 空気等が配管を逆流して Chamber 内に入らないように排気側でガス供給路と外界を遮断しているバブラーのこと。

実用としては安全ファクターを入れて、30 MPa の張力をかけることを考えている。カソード面が力を受けてフィルムが伸びた時に弾性を保ちまた元に戻るか、クリープ現象^{*3}によって張力が緩んでしまわないか等を実測によって確かめた。前者については 30 MPa でも弾性が失われないことを確認し、後者についても 30 MPa × 3 ヶ月で有意な伸びは観測されず、30 MPa の張力をかけることが可能であることが分かった。

4.3.3 "速い" ガス

本検出器のもう一つの大きな特徴が、CF₄ と n-Pentane ^{*4}の混合ガスを用いることにある。3.2.2 節で述べた Accidental loss を削減するためには、中性子・光子由来のレートを減らす他に、veto time window を短くすることもまた重要な要素である。veto time window は TOF 分布の広がり と検出器の time jitter で決まる。本検出器の場合、time jitter は具体的には”入射粒子がガス分子を電離させて生じた電子のどれかが、ガス中をドリフトして一番最初にワイヤー近傍の増幅領域に到達するまでの時間”のばらつきのことである。例えば初期電子・イオン対がワイヤー近傍で生じた場合、ドリフト時間がほとんど加味されないので即座に信号が出ることとなる。一方ワイヤー間のほぼ中間地点に初期電子・イオン対が生じた場合、そこでの電場は非常に小さくなってしまっているためドリフト速度も遅く、ワイヤー近傍まで到達するのに時間がかかってしまう。高電場領域での典型的な電子のドリフト速度が ~ 5 cm/μs (= 50 μm/ns) であることが知られており [17]、仮にワイヤー中心からの距離 0.9 mm をこの速度でドリフトしたとすると (実際にはワイヤーから離れたところでは低電場となっているため平均速度はこれより遅くなるはずである)、18 ns 掛かる。すなわち time jitter は数十 ns 程度の大きさとなると予想される。TOF 分布のばらつきが 6 ns 程度である (図 3.5) ので、time jitter を短縮することは veto time window を決める上で直接的な要素となる。

time jitter を短縮するためには電子のドリフト速度の速いガス (電子との散乱断面積の小さなガス) の使用が望まれる。CF₄ はこのような性質を持つガスとしてよく知られたガスである。上で述べたような Chamber 中の電場は図 4.8 のようになっており、ガスボリューム内は主に電場が 10³ V/cm 以上の領域であるので、文献 [25] から純 CF₄ ガスであれば電子のドリフト速度はほとんどのところで 10 cm/μs 以上になると考えられる。しかし、CF₄ の単体での使用はクエンチ力が不足し、動作が不安定になってしまう。そこで直鎖型炭化水素で非常に強いクエンチ作用を示す n-Pentane をクエンチガスとして混合することとした。

^{*3} 物体に応力を加え続けた時に、時間とともに物体の変形が進む現象。

^{*4} n-Pentane は化学構造式 CH₃(CH₂)₃CH₃ で表される直鎖飽和炭化水素である。

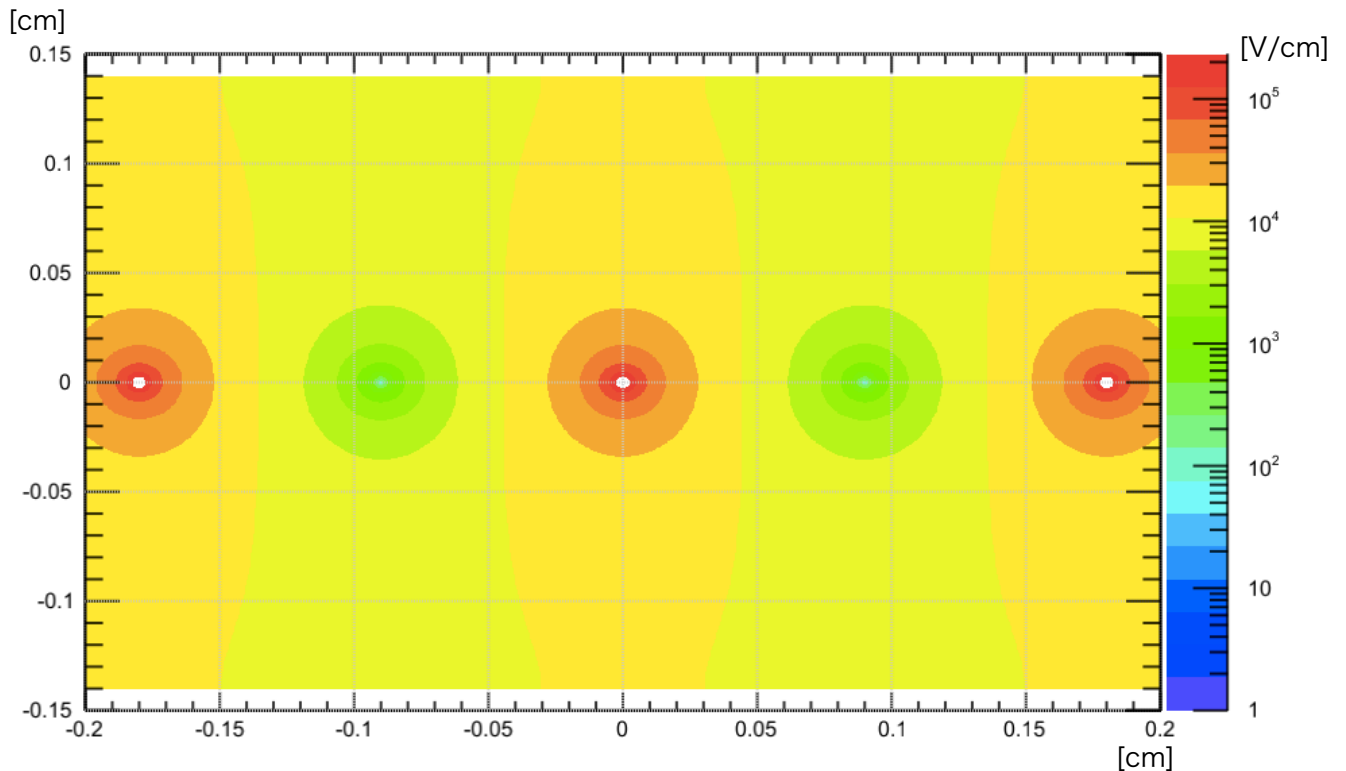


図 4.8 Thin Gap Chamber 内の電場。座標原点などにある高電場に囲まれているところがワイヤーである。ワイヤー間のちょうど真ん中は電位の鞍点となっており、電場は極小となっている。

4.3.4 シミュレーションによるカウンティングレートの見積もり

上で述べたようなデザインの Thin Gap Chamber を BHCV として KOTO 実験エリアにインストールしたときの Chamber 全面での総カウンティングレートをシミュレーションにより見積もった。1/4 MIP peak に相当するエネルギー (250 keV) に threshold を設定し、ビームのスパイク構造による影響を考えなければカウンティングレートは 3.6 MHz となった。現在の 3 mm 厚プラスチックシンチレータでは表 3.1 で見たように 17 MHz と見積もられているので、Thin Gap Chamber を用いることでレートを約 5 分の 1 に抑えることができる。

スパイク構造の影響を考えると、瞬間のレートとしてはこの約 2 倍近くになる。表 3.1 の 24 kW ビームでのシミュレーションとデータの比を参考にすると、6.3 MHz 程になると予想される。このレートの評価については Accidental loss との関係を踏まえ、6 章で議論する。

第 5 章

BHCV 試作機製作と性能評価

5.1 小型試作機の製作

5.1.1 小型試作機概要

4.3 節で述べた BHCV として用いる Thin Gap Chamber のデザインを踏まえて、小型試作機を製作した。実機としてガスボリュームの面積を $300 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$ と想定しているが、小型の試作機は $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ の $1/36$ の大きさで、また読み出しは 11 本のワイヤーのまとめ読みで 1 ch 読み出しとなっている*¹。小型試作機の各種パラメータを表 5.1 にまとめておく。

5.1.2 小型試作機の製作工程

小型試作機の製作工程について簡単に説明する。基本的な製作方針としては、ワイヤーの張られる面を境に半面ずつをそれぞれ組み上げ、ワイヤーを張った後両面を接着する。製作の各所で定盤の上に置いて height gauge を用いて厚みの測定を行い、厚みの一様性が $100 \mu\text{m}$ 以内のばらつきであることを確認しながら工程を進めていった。

ポリイミドフィルムの接着

まず、ポリイミドフィルムに対して張力を掛け (図 5.1)、アルミのフレームの片側 (Chamber 完成時に内側を向く面) に接着した。接着には Araldite 2011[27] を用いた。

バネの力を使い各辺を引っ張って張力を掛け、バネの縮み長で張力をコントロールした。小型試作機では 15 MPa の張力を掛けてフィルムを貼っている。

また、高い平面度を出すために接着は定盤上で行った。

*¹ デザインでは 10 本のまとめ読み出しと述べたが、実は小型試作機製作当時にはワイヤーのまとめ数を 10 または 11 で決めかねており、その名残で小型試作機では 11 本のまとめ読み出しとなっている。

表 5.1 小型試作機の各種パラメータ。

パラメータ	値
ガスボリューム	50 mm × 50 mm × 2.8 mm
ワイヤー間距離	1.8 mm
ワイヤーカソード間距離	1.4 mm
ワイヤー材質	金メッキタングステン
ワイヤー半径	25 μm
ワイヤー長	50 mm
ワイヤー本数	11 本 + ガードワイヤー 2 本
読み出しチャンネル	1 ch
カソード面抵抗	1 k Ω /□
カソード張力	15 MPa

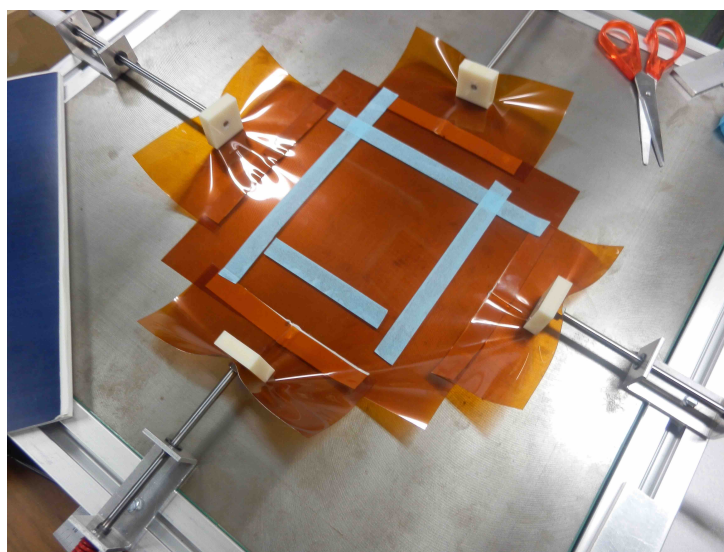


図 5.1 ポリイミドフィルムへの張力掛け。向かい合う辺の片側を固定し、もう片側をバネで引っ張っている。

カソード面の形成 (グラファイト塗料の塗布)

接着されたポリイミドフィルム上にグラファイト塗料を塗布した (図 5.2)。物品調達上の都合で、小型試作機では塗布物としてバニーハイト L-3(日本黒鉛工業株式会社) を用いた*2。面

*2 実機においては ATLAS 実験の Thin Gap Chamber で使われている GRAPHIT33[24] を用いる予定である。

抵抗はそれぞれ約 $1 \text{ k}\Omega/\square$ であった。

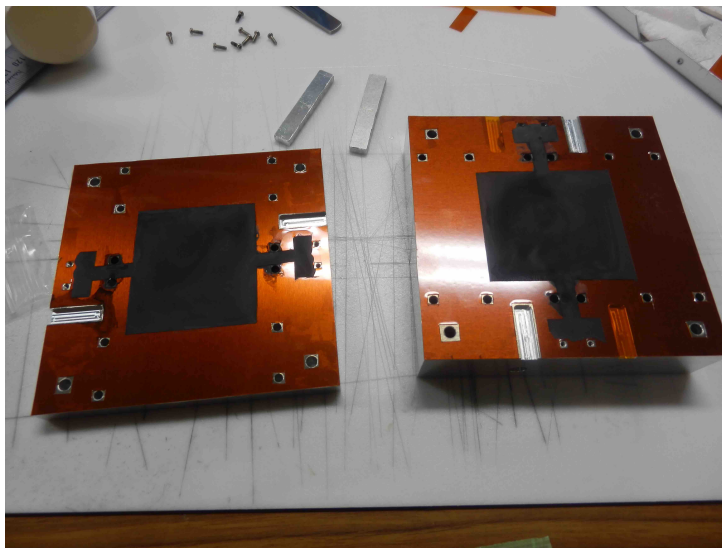


図 5.2 グラファイト塗料の塗布。ガスボリューム部分から飛び出している部分はフレームとの電氣的接触をとるために外側まで塗布領域を伸ばしてある。

基板、スペーサーの接着

ポリイミドフィルムの上に、ガラスエポキシ (G10) 基板及び G10 のスペーサーを接着した (図 5.3)。これらの厚みはワイヤー・カソード間距離となり、それぞれ 1.4 mm の厚みとなっている*3。

また、基板の裏側には段落とし加工がされており、基板 (G10) 表面を伝ってワイヤーとカソードを繋ぐ放電経路を長くにとって放電が起こりにくくしてある (図 5.4)。

ワイヤー張り

300 g の重りを使ってワイヤーに張力を掛け、櫛状になった基板の銅パターン部分に 1 本ずつ半田付けして止めていく (図 5.5)。櫛状になっているのは既にワイヤーを止めている半田を溶かしてしまわないように熱的接触を弱めるためである。

両面接着、外側アルミナイズドマイラー接着

ワイヤーを張ったのち、両面を接着する。さらにその後、バッファ領域を形成するための、外側の壁としてアルミナイズドマイラーをアルミフレームの外面に接着した (図 5.6)。アルミナイズドマイラーはフレームとの電氣的接触をとることで静電シールドの役割も果たす。

*3 正確にはワイヤーが $\phi 50 \mu\text{m}$ であることから基板側を 1.375 mm 、反対側を 1.425 mm としてある。

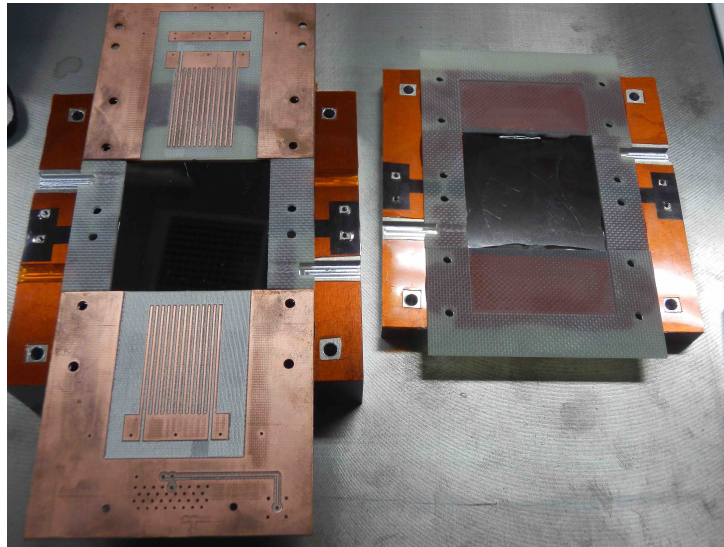


図 5.3 基板・スペーサーの接着。左側が基板面で、ワイヤーを半田で付けたり、読み出し、HV 印加のための回路素子、コネクタを装着するようになっている。右側はスペーサーで、ワイヤーを半田で留める部分は接触しないように段落としの加工がしてある。

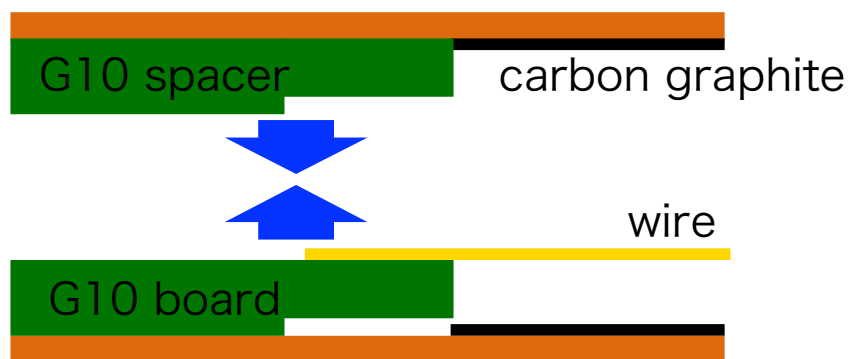


図 5.4 両面の模式図。ワイヤーとカソードを繋ぐ G10 基板表面 (及びポリイミド表面) を伝う表面放電経路は段落としによって距離をとってある。スペーサー側はハンダ付け部分の段落としが同様な役割を果たしているため、ポリイミドとの接着面側に段落としはない。

ガス流入口取り付け、仕上げ

ガス流入口として有感ガスボリューム、上下バッファ領域のそれぞれ入出口の計 6 箇所我真鍮のガスチューブの継ぎ手を取り付けた (図 5.7)。

仕上げとして回路素子やコネクタなどを取り付け (図 5.8, 5.9)、完成となった (図 5.10)。

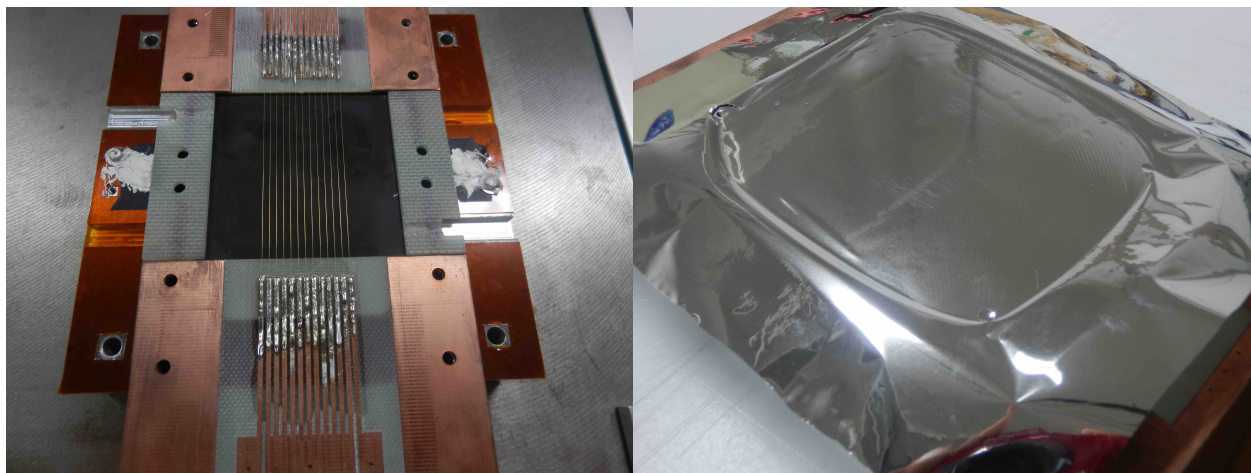


図 5.5 ワイヤーが張られた様子。1.8 mm 間隔で 13 本のワイヤーが平行に張られている。中央 11 本がまとめ読みにされており、外側 2 本はガードワイヤーとして中央部と分離されている。

図 5.6 アルミナイズドマイラー接着。導電面とフレームの電気的接触を取りやすいよう、導電面が外側にくる向きに接着している。

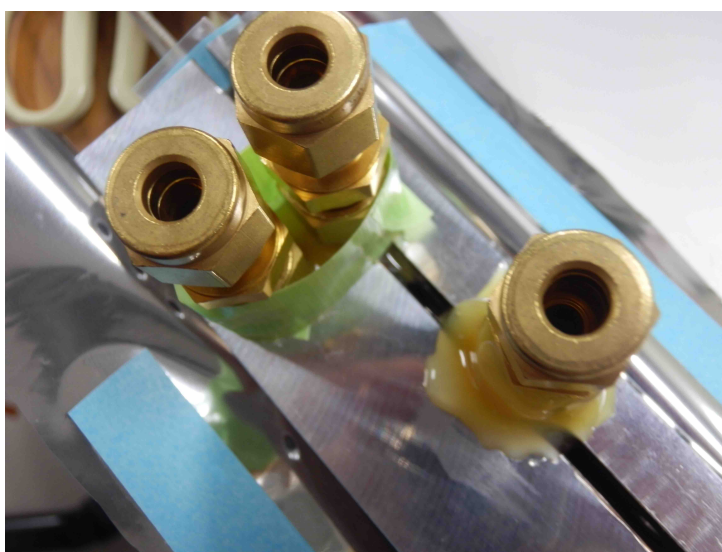


図 5.7 ガス流入口の取り付け。

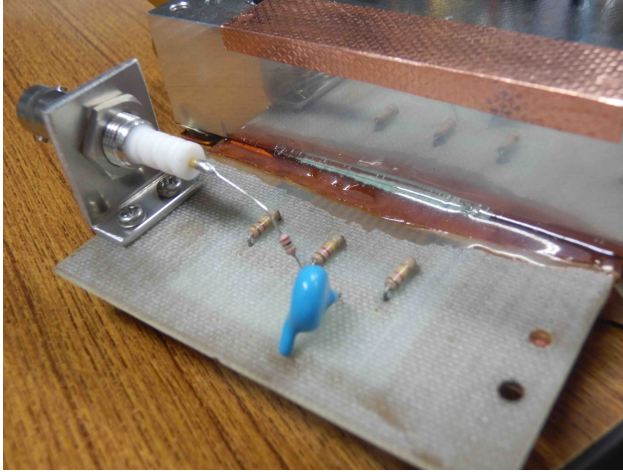


図 5.8 回路部品取り付け (HV 印加側)。



図 5.9 回路部品取り付け (読み出し側)。

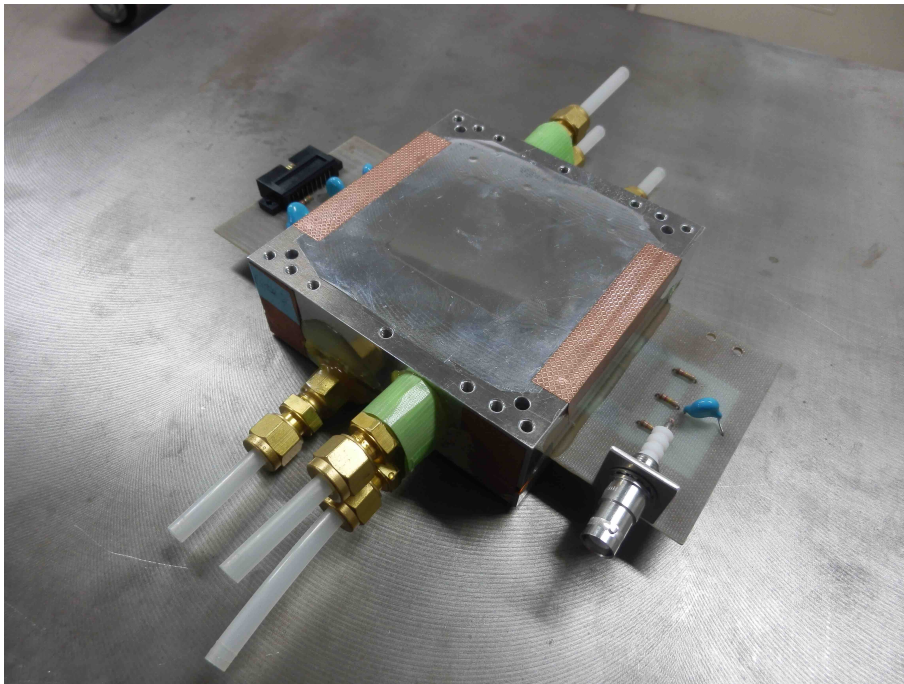


図 5.10 小型試作機完成写真。

5.2 性能試験の方法

製作した小型試作機の性能試験のために、東北大学電子光理学研究センターにて 2014 年 9 月 9 日～9 月 14 日の日程で電子ビームを用いたビームテストを行った。

5.2.1 試験項目

Chamber を実際に運用する時に、適切な印加電圧 (HV) で稼働させることが重要である。HV が低すぎると十分なパフォーマンスが発揮されず、高すぎると放電が起りやすくなったりなど、動作が不安定になってしまう。十分な性能を発揮できる HV であり、かつできるだけ低い HV であることが必要である。我々が用いる Chamber は、どのような印加電圧の元で稼働させるのが適切かを知るために出力電荷、time jitter、検出効率の HV 依存性を測定した。また、本検出器の特徴である CF_4 と n-Pentane を用いた混合ガスでの time jitter を、ATLAS 実験の Thin Gap Chamber で用いられている CO_2 と n-Pentane の混合ガスを用いた場合と比較した。さらに KOTO 実験エリアに置かれたとき、高カウンティングレート環境化で性能を発揮できるかどうかを知るためにレート耐性について、性能評価を行った。

以下に測定項目についてまとめる。

- 電荷出力の HV 依存性
- Time jitter の HV 依存性
- 検出効率の HV 依存性
- Time jitter のガス依存性
- レート耐性

レート耐性試験は、ビーム構造を通常 6 秒取り出し・12 秒サイクルのところ、ビーム取り出し時間を短くすることで瞬間的な高レート環境を実現して行った。

5.2.2 ビームテストのセットアップ

ビームテストでは実測のトリガーレートが最大になるようにとの観点から、電子ビームの運動量を 500 MeV/c に設定して性能評価を行った。セットアップの様子を図 5.11, 5.12 に示す。

データ取得トリガーは 3 つの片読み 5 mm 厚 1 cm 角シンチレータと、10mm 厚 5 cm × 7 cm の両読みシンチレータを合計 5 本の PMT を用いて読み出し、それらのコインシデンスをとってトリガーとした。1 cm 角シンチレータは Chamber のビーム上流側に 2 本、下流側に 1 本と挟み込むように置かれており、トリガーするエリアを 1 cm 角内に絞っている。

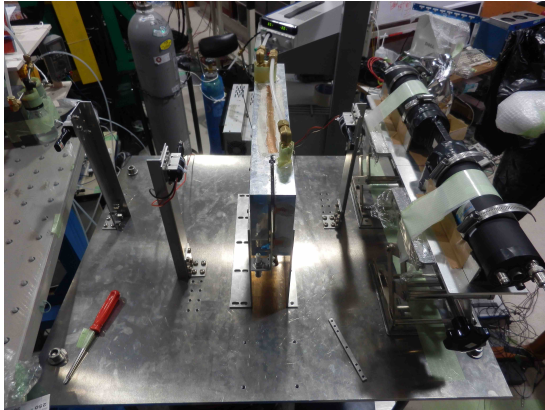


図 5.11 ビームテスト測定セットアップ。中央に Chamber が置かれ、その左側（ビーム上流側）に 1 cm 角トリガーシンチが 2 つ、右側（ビーム下流側）に 1 cm 角トリガーシンチが 1 つとトリガータイミング決定用の 5 cm × 7 cm の両読みシンチが置かれている。

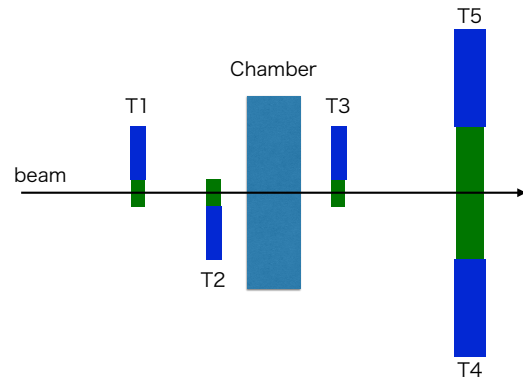


図 5.12 ビームテスト測定セットアップ模式図。各トリガーシンチに図のように T1~T2 と名前をつけておく。

ロジック回路を図 5.13 に示す。データ取得は CAMAC の電荷積分型 ADC と TDC を用いて、Chamber とトリガーシンチ 5 本の全てについて記録した。また、レート耐性測定の際には CAMAC のスケーラーを用いた。トリガータイミングについては、両読みシンチレータの一方からの信号が最後にコインシデンスのインプットに入るようタイミングを調整し、その PMT からの信号がタイミングを決めるものとした。さらに解析ではイベントごとに両読みのもう片方の PMT からの信号時間との平均をとって、トリガータイミング (TDC のスタートタイミング) のシンチレータ Hit 位置依存の補正を行った。補正後のトリガータイミングの分布を図 5.14 に示す。トリガータイミングの分布の RMS は 0.21 ns であり、time jitter の ns オーダーでの評価には十分である。またトリガーシンチの ADC 情報から、アクリルライトガイドにおけるチェレンコフ光由来などの意図せぬトリガーを除くため低エネルギー側をカットした (図 5.15)。TDC 情報からはメインの分布から大きく離れたものをカットした (図 5.16)。

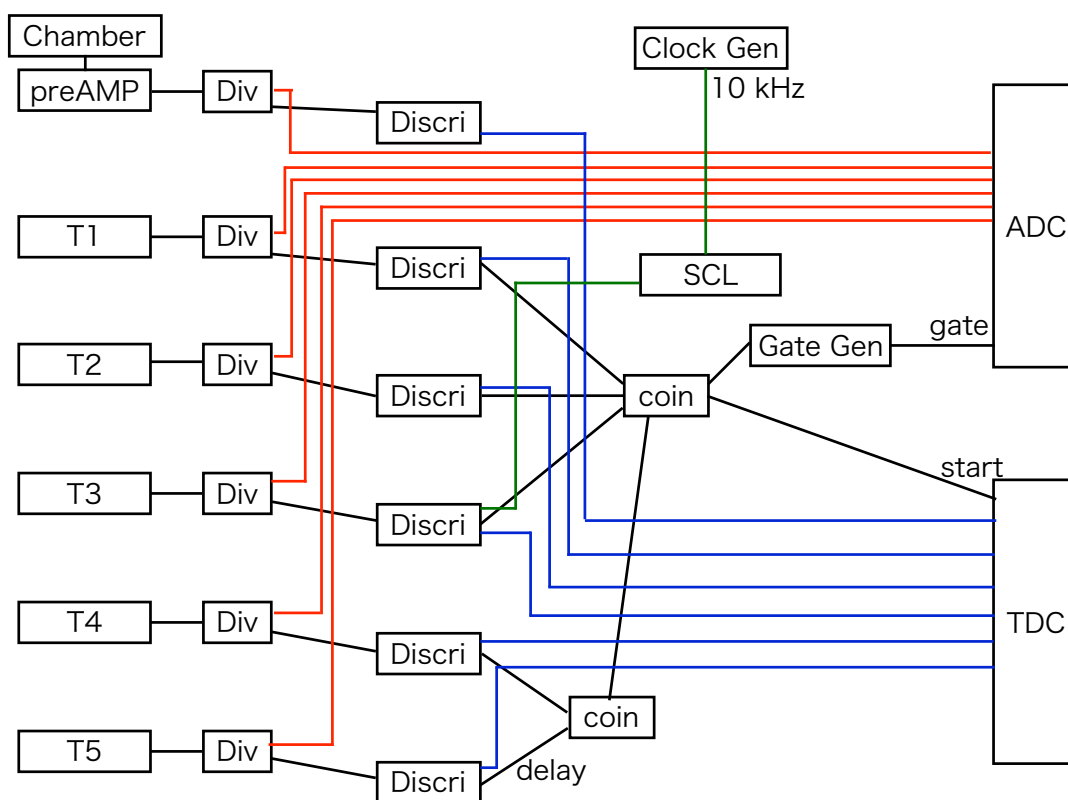


図 5.13 ビームテストでの測定ロジック図。

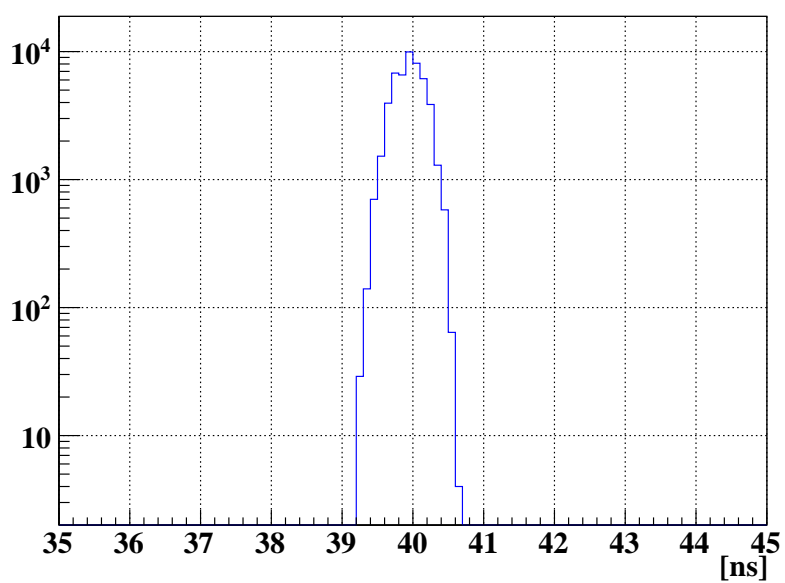


図 5.14 トリガータイミング分布。 $\sigma = 0.21$ ns の広がりを持つ。

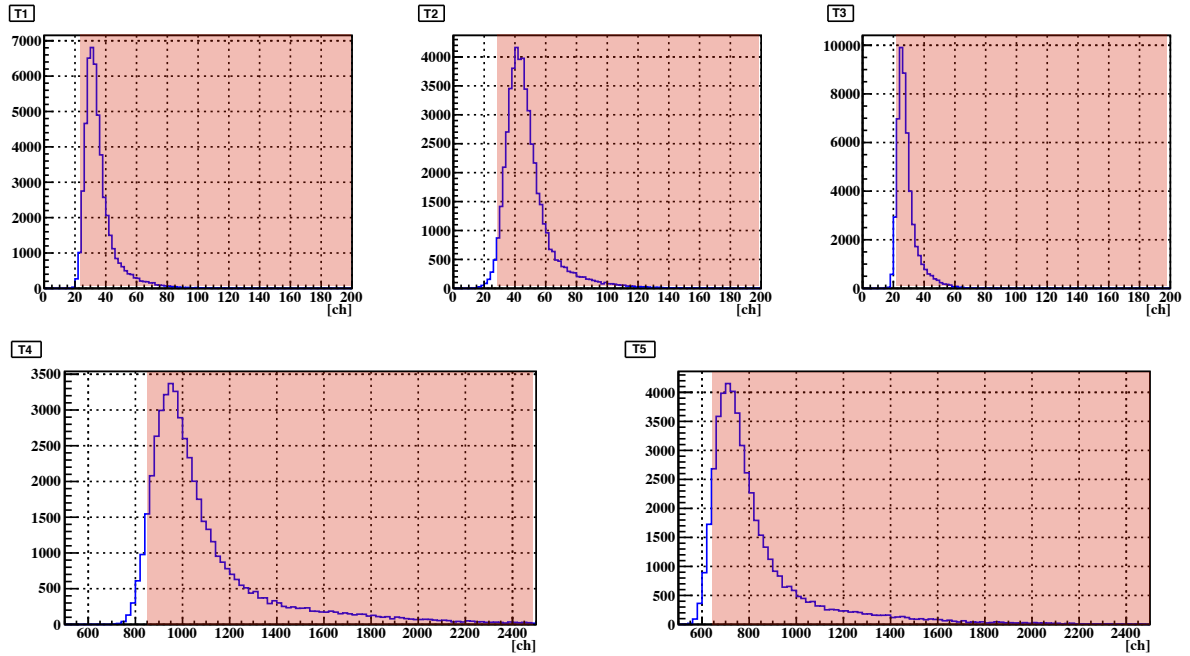


図 5.15 トリガー ADC 情報によるカット。色のついた部分を選択した。

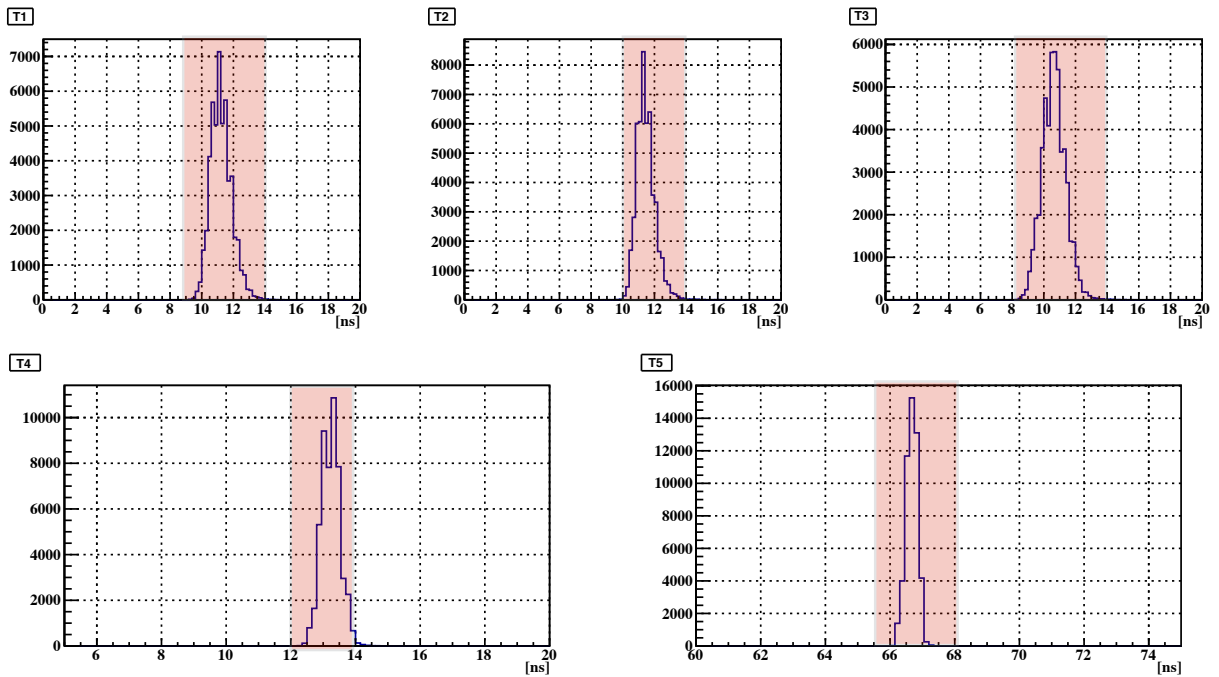


図 5.16 トリガー TDC 情報によるカット。ADC の図と同様に色のついた部分を選択した。

5.3 性能試験の結果

5.3.1 Chamber 信号波形と出力電荷分布

CF₄+ n-Pentane 混合ガスを用いて 2900 V で稼動させた時のオシロスコープで見た波形と出力電荷分布をそれぞれ図 5.17,5.18 に示す。プリアンプからの出力を読みだしており、プリアンプはチャージアンプと波形整形回路からなっている。波形整形回路では μs オーダーの波形を 100 ns 程度にまで短く整形している [26]。

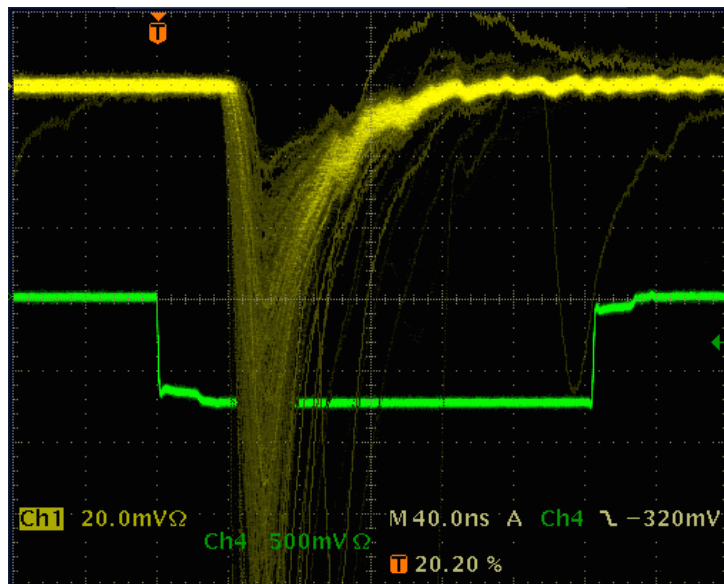


図 5.17 Chamber の信号波形。黄色のラインが Chamber の信号、緑がトリガーである。信号はプリアンプ出力で、さらに Divider で分けられた後のものを見ている (実際の波高はこの倍となる)。信号のきているタイミングでベースラインには何もおらず、見ている範囲では不感イベントがなかったことを意味する。また、MIP ピークは波高にして 50~60 mV 程度に相当するとわかる。

信号波形より、Chamber の TDC 用 threshold を 5.2 mV に設定した。5つのトリガーシンのコインシデンスを時刻の原点とし、threshold を切った時刻までの時間を TDC で測定した。

出力電荷分布はランダウ関数とガウス関数の畳み込み関数でフィットすることができ、そのピーク値から MIP ピークは 56.8 pC と求められた。pedestal が 2 pC 相当であるので、それと比べて十分大きく高い検出効率が期待できる。実際、低エネルギー側のテールの pedestal への染み出しも少なく、threshold を pedestal から 3σ (pedestal の σ) 離れたところに設定したところ (6 pC 相当)、検出効率として 99.95% を示した。

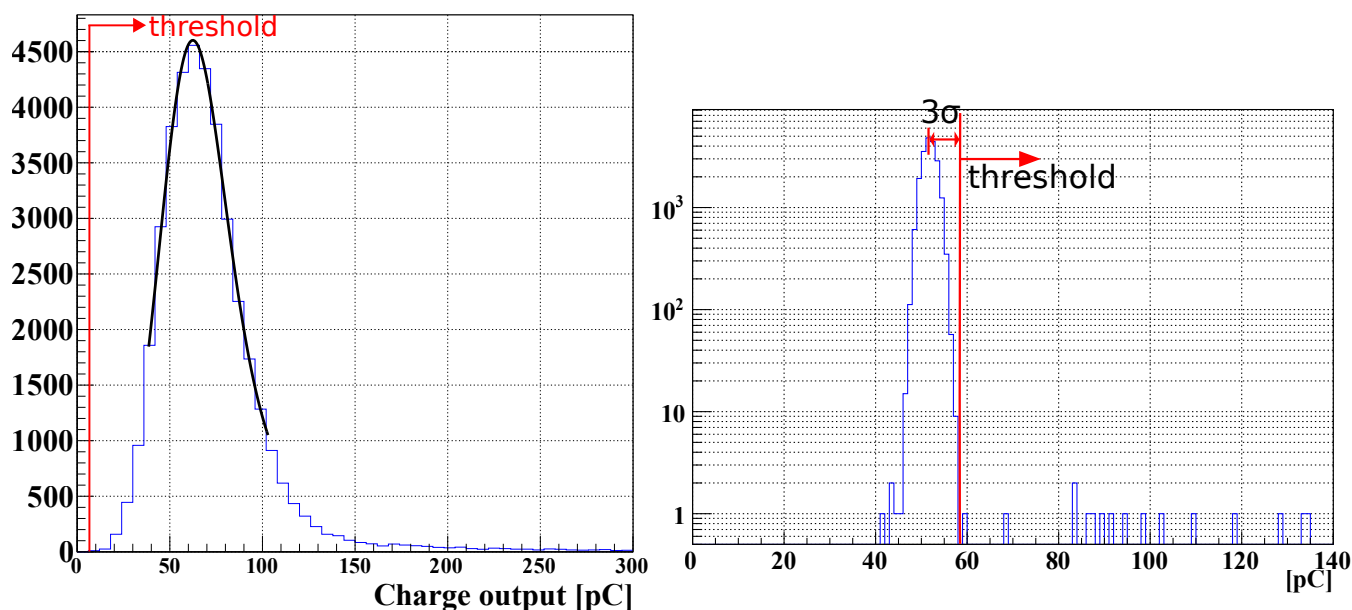


図 5.18 CF₄+ n-Pentane 混合ガスでの出力電荷分布 (左) と pedestal の分布。出力電荷分布 (pedestal は差し引いてある) ではピーク値が 56.8 pC を示している。一方 pedestal の分布から pedestal の RMS(σ) は 2 pC 相当で、 3σ 相当のところに threshold を設けると、検出効率として 99.95% を示した。

5.3.2 出力電荷の HV 依存性

CF₄+ n-Pentane 混合ガス、CO₂+ n-Pentane 混合ガスを用いての MIP ピークの出力電荷の HV 依存性を測定した結果を図 5.19,5.20 に示す。CF₄ を用いた方では 2500 V から 3200 V までを 100 V または 50 V 間隔で、CO₂ を用いた方では 2700 V から 3100 V までを 100 V 間隔でスキャンした。CF₄+ n-Pentane 混合ガスでの適正 HV を考えると、HV ゲインが低く、また HV の変動に対して出力 (ゲイン) の変動の大きい低い電圧での稼働は適さない。傾きが小さくなり安定してくる 2800 ~ 2900 V 以上での稼働が適切と考えられる。

5.3.3 Time jitter の HV 依存性

CF₄+ n-Pentane 混合ガスで time jitter を測定した時の、2900 V での time jitter 分布と HV 依存性をそれぞれ図 5.21,5.22 に示す。

time jitter の”全幅”を、time jitter の分布の山に含まれる全イベント数のうち 99.99% 以上を含む、最小幅として定義する。time jitter の分布の山には、不感イベントなどでメインの分布から大きく外れたもの (オーバーフローしたものなど) は含んでいない。

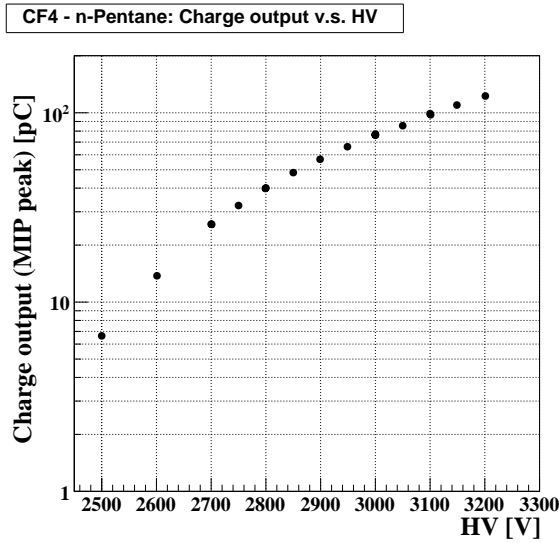


図 5.19 CF₄+ n-Pentane 混合ガスでの出力電荷 v.s. HV。

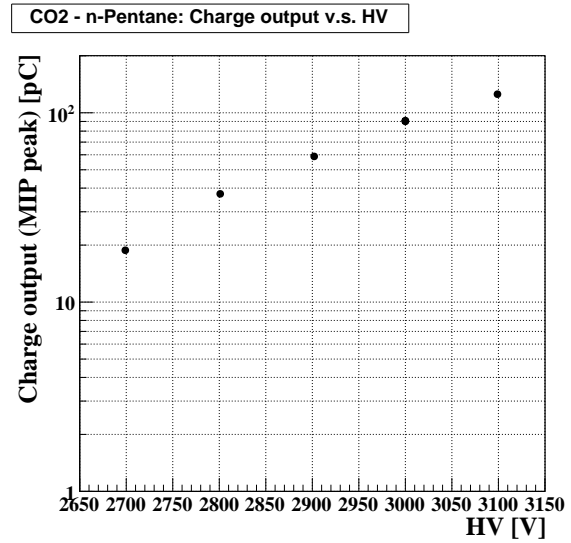


図 5.20 CO₂+ n-Pentane 混合ガスでの出力電荷 v.s. HV。

分布に2つのピークが見られるが、これは Ramsauer-Townsend effect (R-T effect) によるものである。R-T effect とは、低エネルギーの電子が希ガス原子等と散乱を起こすとき、その散乱断面積が極小値を持つ現象である。CF₄ にはワイヤーから離れた低電場領域に散乱断面積が小さく電子のドリフト速度が速い領域があるため、そのような領域を通過する電子はドリフトしていく間で電子の速度が単調増加でなく、この領域を通過した後一度遅くなり、再び加速していくというような振る舞いをする。高速ドリフト領域よりもワイヤーに近い位置で生じた電子は R-T effect の影響を受けないが、一方ワイヤーにドリフトして向かって来る途中に高速ドリフト領域を通る、遠くで生じた電子は R-T effect がなかった場合よりも早く到達する。つまり、R-T effect を受ける領域の内側で電子が生じた場合の分布に到着時間が R-T effect により早まった、R-T effect を受ける領域の外側で電子が生じた場合の分布が乗るので、ピークが2つ現れて見える。

HV 依存性については、HV が低めのうちは 30 ns を超えるような長い time jitter を持つが、徐々に短くなり、2900 V 付近から ~20 ns で安定してくる。time jitter の観点からは、印加電圧は 2900 V 以上であるべきだと分かった。

5.3.4 検出効率の HV 依存性

CF₄+ n-Pentane 混合ガスを用いて検出効率の HV 依存性を測定した結果を図 5.23 に示す。検出効率 ϵ は、後述するトリガーのカットを行った後の全イベント数を n_{total} 、トリガーの出力電荷が threshold を超えたものでかつ time jitter の全幅内に含まれるイベント数を

n_{detect} とし、

$$\epsilon = n_{detect}/n_{total} \quad (5.1)$$

と定義する。具体的には、threshold は全て、5.3.1 節で設定したものと同様に pedestal から 3σ のところに設定、time jitter の全幅は各 HV で図 5.22 に表される値を設定した。

図 5.23 では検出効率 ϵ ではなく、検出効率を 1 から引いたものとして定義した非検出効率 $\eta (= 1 - \epsilon)$ を縦軸として用いている。赤い点線が $\eta = 5 \times 10^{-3}$ を示しており、これより下の領域が検出効率 99.5% 以上を達成していることを意味している。要求性能である検出効率 99.5% 以上を達成するには HV は 2700 V 以上であればよいが、2800 V 近辺から $\eta \sim 5 \times 10^{-4}$ で安定した性能を発揮していることより、2800 以上の HV での稼働が適切であると分かった。

5.3.2、5.3.3、5.3.4 節より、実機では 2900 V 前後の HV で稼働させることに決定した。

5.3.5 Time jitter のガス依存性

CF₄+ n-Pentane 混合ガス、CO₂+ n-Pentane 混合ガス (共に混合比 55:45) を用いての time jitter を測定した結果を図 5.21, 5.25 にそれぞれ示す。HV は共に 2900 V であり、出力電荷が同等となる場所を選んでいる。CO₂ を用いた方のガスでは time jitter は後ろに長いテールを持つ分布になり、全幅が 32 ns と広がるのに対し、CF₄ を用いたガスでは 20 ns に収まっている。

想定していた通り CF₄ と n-Pentane の混合ガスは電子のドリフト速度が速いガスであり、既存の CO₂ と n-Pentane の混合ガスよりも time jitter 短縮の観点で優秀なガスであることがわかった。BHCV の Accidental loss を削減するために、CF₄ と n-Pentane の混合ガスを用いることを決定した。

5.3.6 レート耐性

CF₄+ n-Pentane 混合ガスを用いて、高レート環境下でのゲインの変化を見ることでレート耐性を調べた。ビームの取り出し時間 (スピル) を通常の 6 sec から 20 msec に短くすることで高レート環境を作り出した (ここまでの測定では約 1 [kHz/cm²] のレート環境)。取り出し時間内でのレートは一様ではないため CAMAC スケーラを用いて Chamber に最も近い (Chamber 下流 10 cm ほどにある) 1 cm 角シンチレータ (T3) と clock generator のスケーラ情報を取得し、T3 のカウントレートが Chamber のトリガーされる 1 cm² 角エリアでのレートだとみなして 1 つ前にトリガーされたイベントとの間に T3 数えたカウント数をその間の時間*⁴で割ったものを、イベント毎の瞬間レートとして求めた (図 5.26, 5.27)。以下で出てく

*⁴ 10 kHz の clock 信号を発生させているので、トリガーイベント間の clock 信号のカウント数が時間に対応する。具体的には 1 カウントが 0.1 ms に対応する。

る測定値のレートはこのようにして求めた Chamber の 1 cm 角領域内の瞬間レートのことである。

レートを横軸にとり、Chamber の ADC count を縦軸にとったのが、図 5.28 である。各レートでの ADC 値の平均をプロットし、直線でフィットした。直線は右下がりであるが、レートが上がるとゲインが低下しているのがわかるが、その低下率は 100 kHz/cm^2 で十分低レートでのものより約 5% の低下と小さい。実際に KOTO 実験の 300 kW ビーム時に想定されるレートが 30 kHz/cm^2 であり、ゲイン低下の影響は十分小さいと言える。

また、 10 kHz/cm^2 以下、 $10 \text{ kHz/cm}^2 \sim 20 \text{ kHz/cm}^2$ 、 $20 \text{ kHz/cm}^2 \sim 30 \text{ kHz/cm}^2$ のそれぞれで出力電荷分布のヒストグラムを描き、それをイベント数でスケールして重ねたものが図 5.29 である。レートが上がっても低エネルギー側のテールの広がりは見られないことがわかる。以上より KOTO 実験での実用においてレート耐性の観点で問題無いということが分かった。

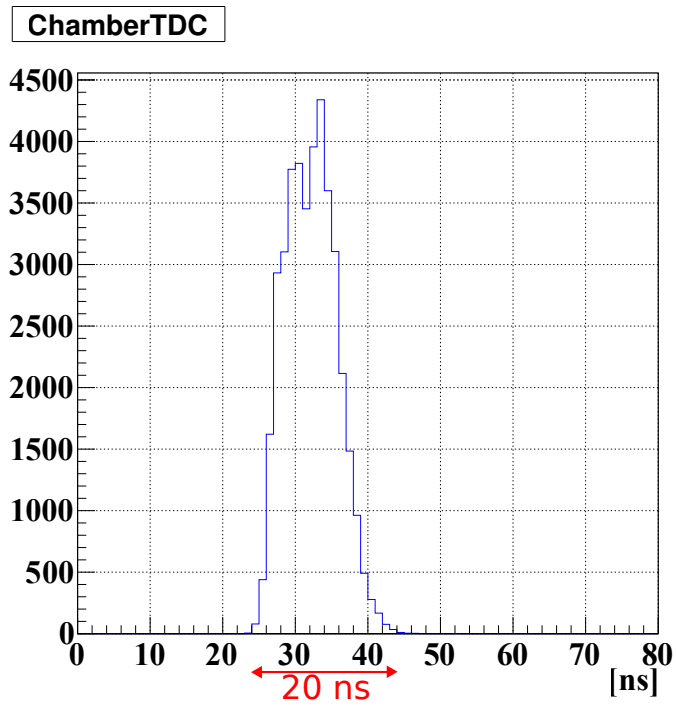


図 5.21 CF_4 + n-Pentane 混合ガスでの time jitter。

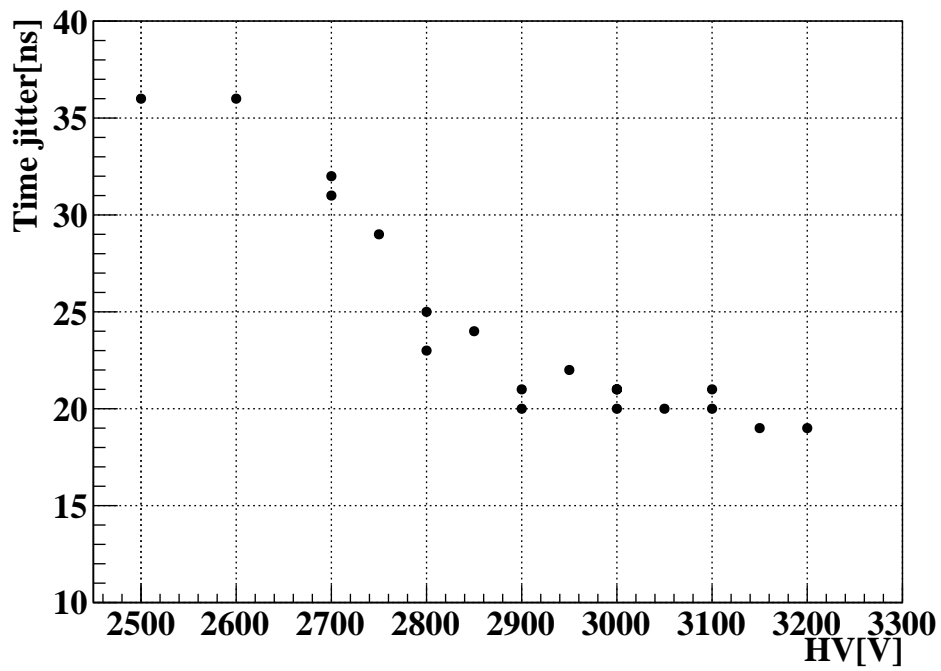


図 5.22 time jitter の HV 依存性。

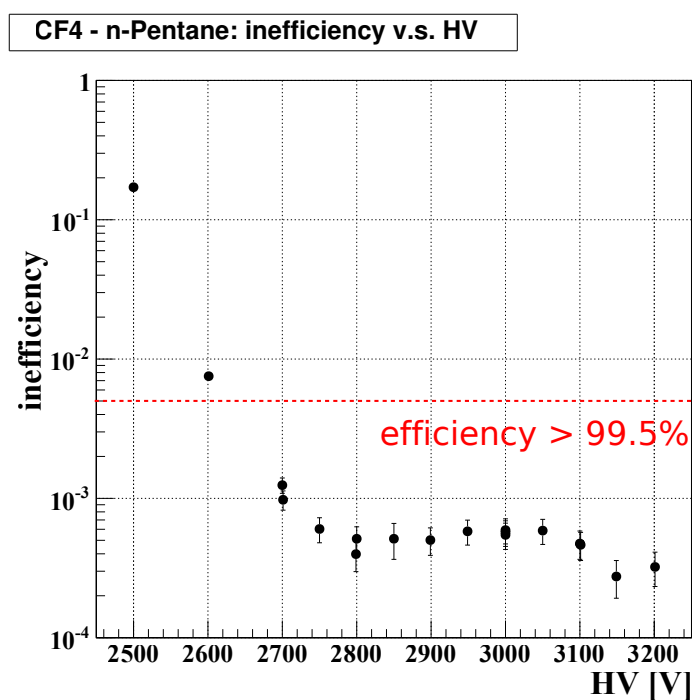


図 5.23 CF₄+ n-Pentane 混合ガスでの inefficiency v.s. HV。

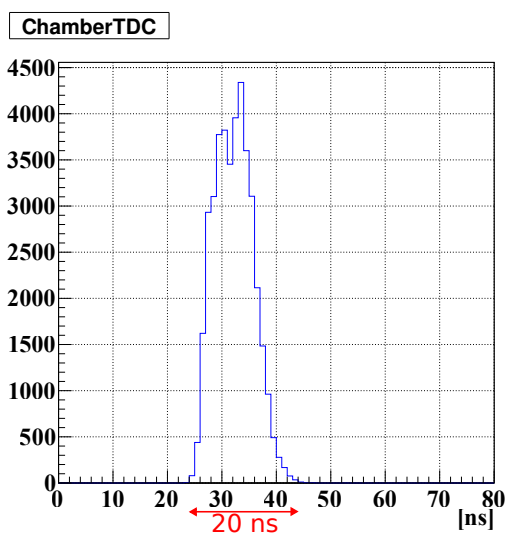


図 5.24 CF₄+ n-Pentane 混合ガスでの time jitter(再掲)。

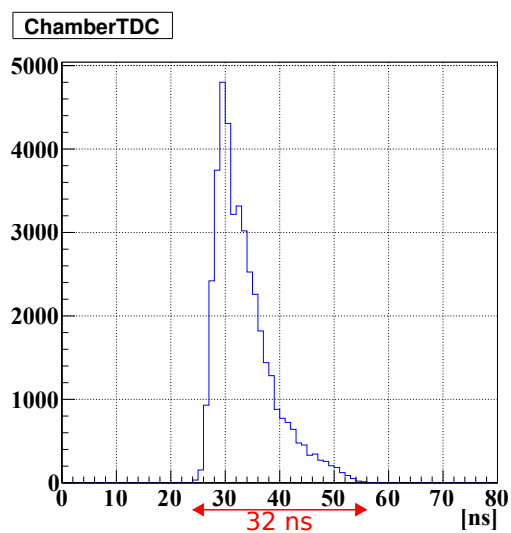


図 5.25 CO₂+ n-Pentane 混合ガスでの time jitter。

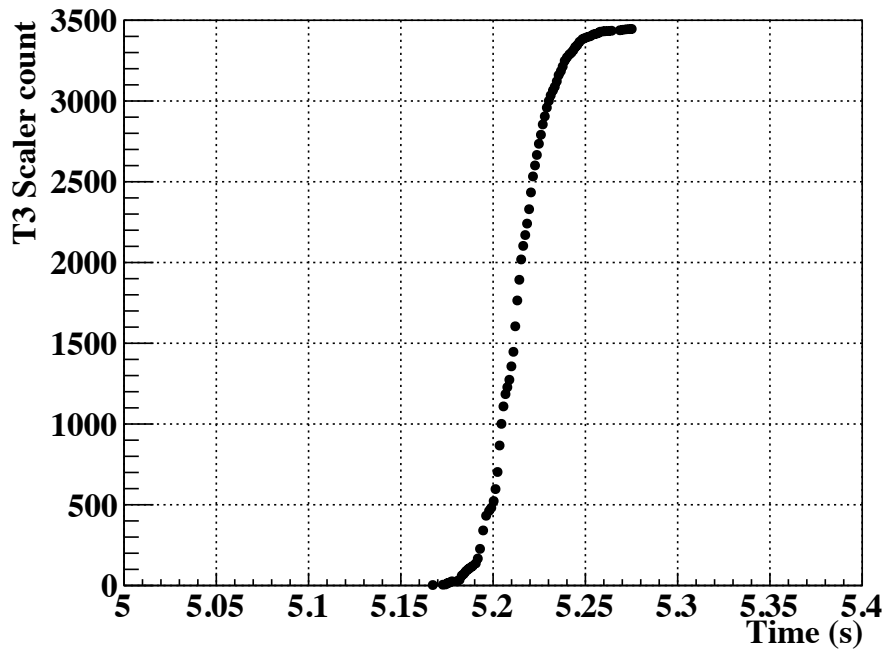


図 5.26 T3 のスケアラカウント v.s. 時間。横軸は 10 kHz clock 信号のカウント数を 10^4 カウント = 1 秒の換算で焼き直したものである。スピルの始めはまばらだが、その後急激にカウント数が増加し、スピルの終わりが近づくとまたまばらになっていくという構造が見える。

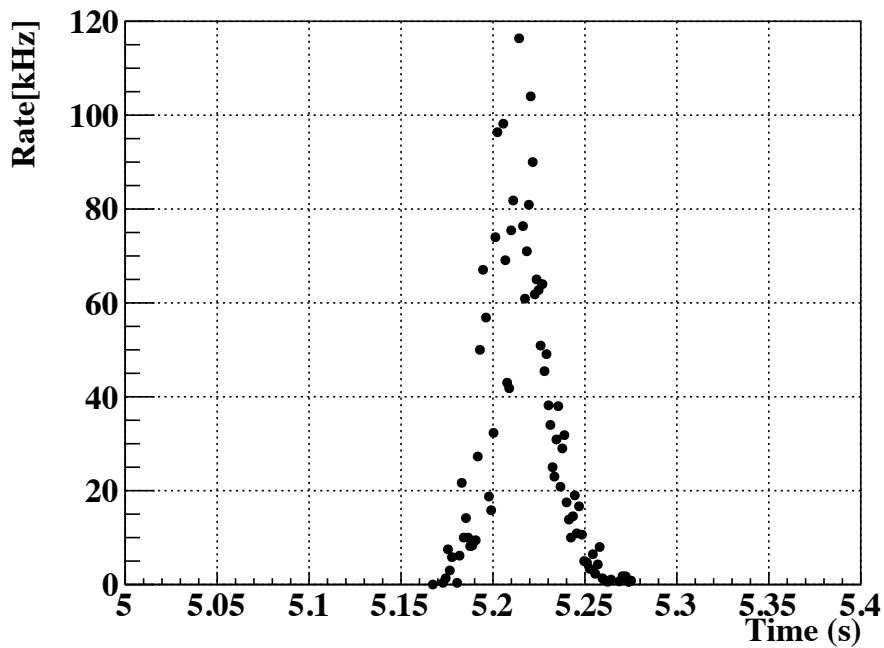


図 5.27 T3 のスケアラカウント v.s. 時間。スピルの中心あたりで最高レートとなっている。

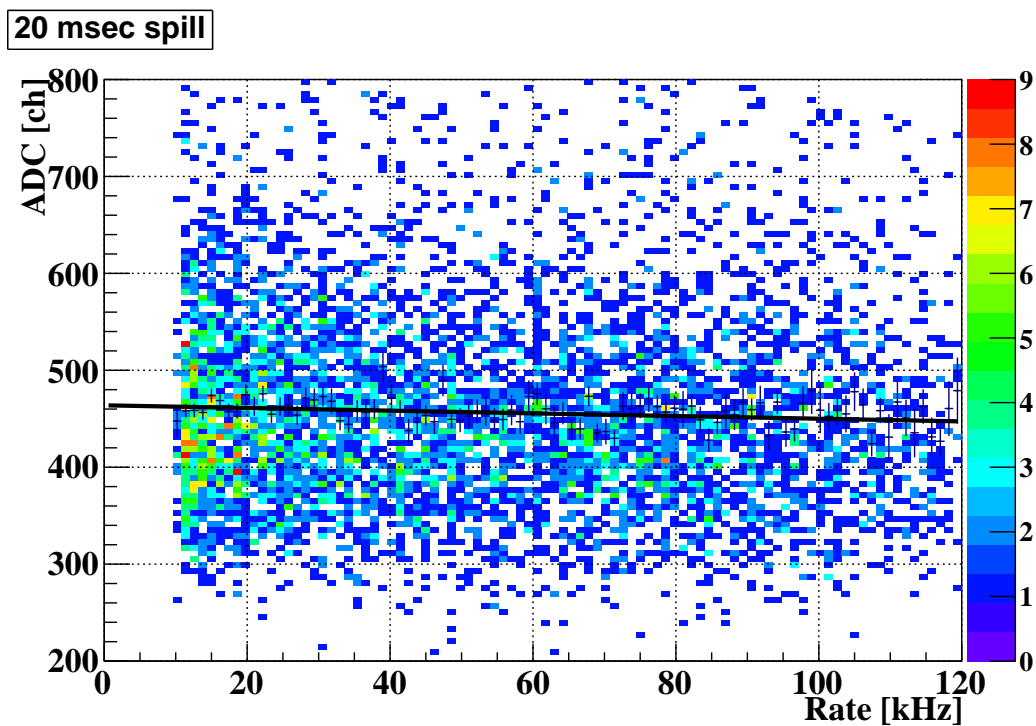


図 5.28 ADC count v.s. rate.

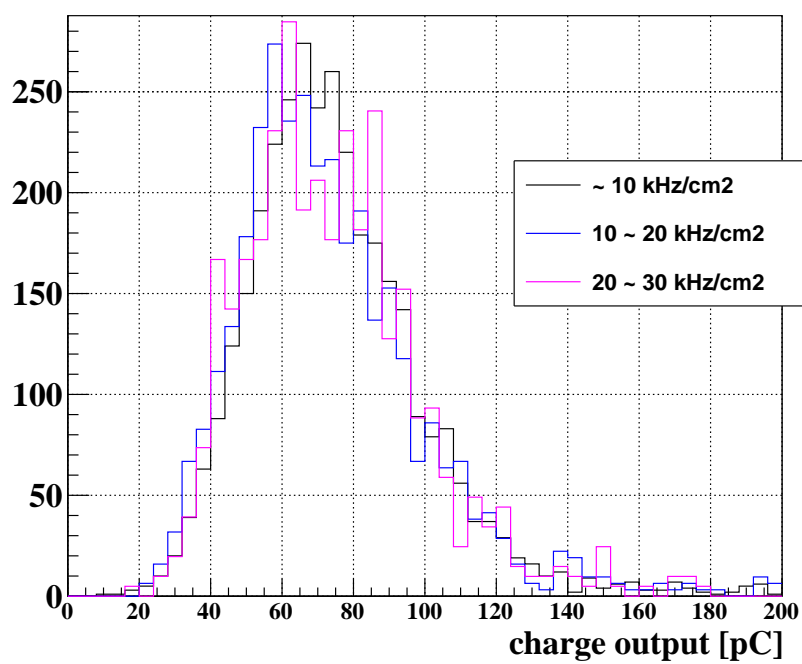


図 5.29 レート域別出力電荷分布の重ね描き。

第6章

まとめと展望

6.1 BHCV のデザインの決定

前章までを踏まえ、KOTO 実験で用いるビーム中荷電粒子検出器 BHCV としての Thin Gap Chamber のデザインを決定した。

Chamber の基本構造としては、ワイヤー間隔 1.8 mm、ワイヤー・カソード間距離 1.4 mm のセル構造を持つ。小型試作機を用いて性能評価を行った結果、99.9% 以上の検出効率を達成し、20 ns の time jitter を持つことがわかった。

本検出器の大きな特徴である

1. 薄いポリイミドフィルムを用いた低物質カソード面
2. CF_4 と n-Pentane の、ドリフト速度の速い混合ガス

について、2 については 5.3.5 節でみたように、 CO_2 を用いたものと比べて明らかな優位性が見られた。また、5.3.6 節で述べたレート耐性の観点も含めて、本検出器は高レート環境において優れた荷電粒子検出器となると言える。

1 については小型試作機おける適用で、ポリイミドフィルムとカーボンによるカソード面形成と、バッファ領域による差圧の軽減という方法が機能することを確かめられた。しかし今回のガス領域が $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ と小さな Chamber から、もっと大きなガス領域を持つ Chamber^{*1}へ大型化した時にこの方法の是非が問われる。なぜなら面を同じテンションで張ったとしても、そのサイズが大きくなれば最大歪み幅も大きくなるため、動作の安定性やゲインの一様性の観点で問題を生じる可能性があるからである。計算の上では (4.3.2 節)11 Pa 以上のテンションでポリイミドフィルムを貼ることで、最大たわみが $100\mu\text{m}$ 以下と小さく抑えられ ($30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ のカソード面の場合)、十分なパフォーマンスが発揮されることが期待できるが、

*1 KOTO 実験の BHCV としては $30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ を想定

実際に大型化した時の評価については今後の課題とする。

6.2 アップグレードによる KOTO 実験への寄与

シミュレーションにより、KOTO 実験のデザイン値である 300 kW 一次陽子ビーム強度での運転時に BHCV のカウンティングレートはビームのスパイク構造を考慮すると 6.3 MHz となることが予測されている。これらのことから BHCV による Accidental Loss を見積もることができる。

TOF の分布 (図 3.5) と time jitter の分布 (図 5.21) と、カロリメータで π^0 を再構成した時の時間分解能を $\sigma = 1$ ns のガウス分布*2と見積もった時の 3 つの分布の畳み込みをヒストグラムにしたのが図 6.1 であり、この分布には 21~48 ns の 27 ns の幅に 99.99% が含まれる。

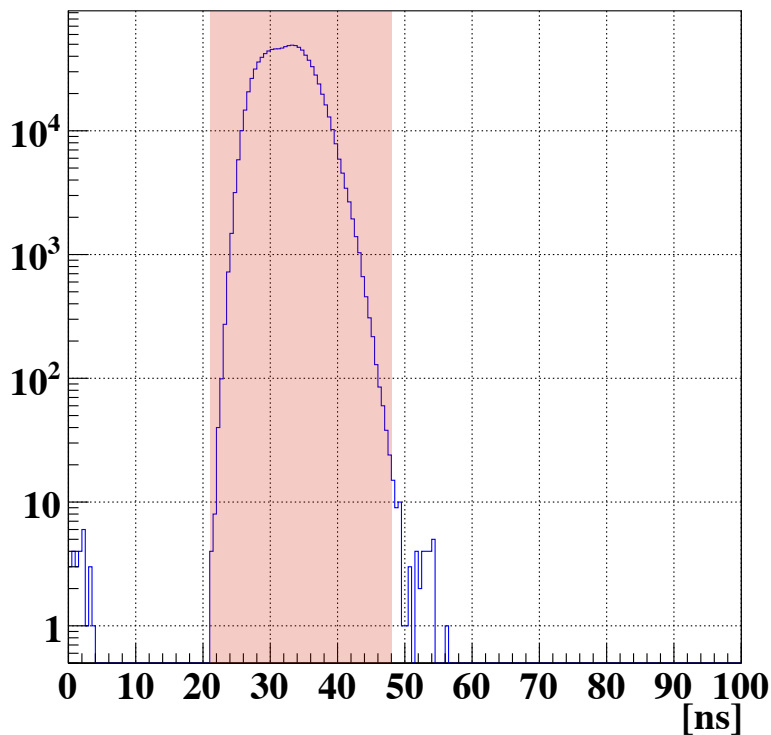


図 6.1 TOF, time jitter, resolution の畳み込み。

*2 実際には 1 ns よりも良い resolution であるが、あまり大きな効果もないこともあり、 σ を大きめに見積もっている。

この幅を veto time window に設定すると、

$$\begin{aligned}\text{Accidental loss} &= 1 - e^{-RT} \\ &= 15.6\%\end{aligned}$$

となり、Accidental loss を 15.6% に抑えることができる。これは仮に現行の BHCV を使用した場合で計算した値 (レート 17 MHz、veto time window 15 ns、Accidental loss 36.2%) の約半分の値である。実際には 300 kW の一次陽子ビーム強度で現行の BHCV を使用することはレート耐性 (ゲイン降下) の問題で難しいのでこの比較に直接的な意味はないが、しかし 300 kW よりも低い強度 (24 kW、50 kW、etc...) で実験を行った時でも、新旧 BHCV で Accidental loss に倍ほどの差があり、デザイン値到達前のビーム強度においてもアップグレードの価値が十分あるといえる。

レート耐性についても、300 kW ビームで想定される 30 ~ 60 kHz/cm² (スパイク構造の影響を入れて) のレートに対して数 % 以内のゲイン変動に抑えられており、十分使用が可能であると言える。

6.3 今後の展望

KOTO 実験の BHCV として用いる Thin Gap Chamber のデザインを確定した。これに続き大型機 (実機) を製作し、カソード面の広い大型機でのパフォーマンスのチェックを経て、現在 KOTO 実験エリアでインストール作業が行われている。インストールが完了し、実験が再開し次第、実ビーム中での動作確認と性能評価を行っていく。

さらに世界最高感度での $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索を通して、標準理論を超えた新物理へと迫っていききたい。

謝辞

修士課程の二年間、様々な方に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。パワフルさ、いつもの笑顔の中にも見え隠れする厳しさなど、見習うべき研究者像として尊敬しておりました。

南條創助教にはこの二年間の研究生活において最もお世話になりました。研究方針から些細なことまで、様々なことについて相談にのっていただき、アドバイスを下さいました。特に Chamber 製作時には行き詰まった時に度々助言をいただき、時には作業にも付き合ってくださいました。心より感謝しております。

岡山大学の笹尾登教授、KEK の野村正准教授には毎週のミーティングで様々な指摘・指導をいただきました。

増田さん、川崎さん、内藤さん、前田さん、関さん、日根野さんといった、京都 Kaon の先輩方にも大変お世話になりました。生意気な後輩でしたが突き放さず優しく接していただき、ありがとうございました。特に内藤さんには、学振や修論など様々な場面でお付き合いいただき、アドバイスをいただきました。

後輩の篠原くんは何故だか初めから”馴染んで”いて、安心感をくれました。

同期の上路くんは、同じ検出器の読み出し部分を担当していたこともあって、この二年間苦楽を共にした仲でした。居室も同じで、彼の”変遷”を見てきましたが、出会った頃の印象とはだいぶ変わったなあと思います。研究には非常に真摯で、いつも刺激を受けていました。ありがとう。

また、京都大学高エネルギー物理学研究室の皆様、KOTO 実験コラボレーションの皆様にも感謝申し上げます。これからももうしばらくお付き合いが続きますが、よろしく願いいたします。

最後になりましたが、これまで私をささえてくれた家族に、感謝したいと思います。本当にありがとうございました。

付録

付録 A ワイヤー・カソード間に働く静電気力

[17] より、MWPC においてワイヤーとの静電気力でカソード面が引かれる力 (圧力) は、

$$p = \frac{(CV_0)^2}{8\epsilon_0 s^2} \quad (1)$$

で与えられる。 V_0 はワイヤーの電位、 s はワイヤー間隔、 C は式 4.5 の MWPC の静電容量で、再掲すると以下である。

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{(\pi l/s) - \ln(2\pi a/s)} \quad (2)$$

l はワイヤー・カソード間距離、 a はワイヤー半径である。

今、 $l = 1.4$ mm、 $s = 1.8$ mm、 $a = 25$ μ m であり、また印加電圧を 3000 V とすると、代入して、

$$C = 11.4 \text{ pF/m} \quad (3)$$

$$p = 5.1 \text{ Pa} \quad (4)$$

となる。

参考文献

- [1] A. D. Sakharov, *Pisma ZhETF*, 5 (1967) 32.
- [2] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652-657 (1973)
- [3] J. Brod, M. Gorbahn and E. Stamou, *Phys. Rev. D*, **83**, 034030 (2011).
- [4] J. Comfort *et al.*, [Proposal for \$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}\$ Experiment at J-Parc](#)
- [5] K. A. Olive *et al.* (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, **38**, 090001 (2014).
- [6] H. Watanabe, for the KOTO collaboration, ICHEP2010, presentation, <http://indico.cern.ch/event/73513/session/53/contribution/907/material/slides/0.ppt>
- [7] 塩見 公志, [E14 実験におけるバックグラウンド事象についての研究](#). 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.
- [8] 河崎 直樹, [K^OTO 実験のための Neutron Collar Counter のデザインおよび開発](#). 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.
- [9] 関 繁人, [K^OTO 実験のための Neutron Collar Counter の製作及び実機を用いた性能評価](#). 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, 2013.
- [10] 内藤 大地, [K^OTO 実験に用いる荷電粒子 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, 2010.
- [11] 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.
- [12] K. Shiomi for the KOTO collaboration, CKM 2014, presentation, <https://indico.cern.ch/event/253826/session/6/contribution/38/material/slides/0.pdf>
- [13] J. K. Ahn *et al.*, *Phys. Rev. D*, **81**, 072004 (2010).
- [14] 高島 悠太, [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](#). 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.
- [15] 浜松ホトニクス, [ハンドブック 光電子増倍管 その基礎と応用](#), 第 3a 版.
- [16] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* 4th Ed. Wiley. New York, 2010
- [17] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers* CERN,

- Geneva, Switzerland CERN, 77-09 (1977),
- [18] S. Majewski, *et al.*, *Nucl. Instr. and Methods in Phys. Research*, **217**, 265-271 (1983).
 - [19] ATLAS Collaboration, ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC 97-22, 1997.
 - [20] H. Fukui, *et al.*, *Nucl. Instr. and Methods in Phys. Research A*, **419**, 497-502 (1998).
 - [21] N. Amram, *et al.*, *Nucl. Instr. and Methods in Phys. Research A*, **628**, 177-181 (2011).
 - [22] S. Tanaka, *et al.*, *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*, **51**, 934-938 (2004).
 - [23] 東レ・デュポン株式会社, [カプトン®EN カタログ](#).
 - [24] KONTAKT CHEMIE, [GRAPHIT33 Technical Data Sheet](#).
 - [25] L. G. Christophrou, *et al.*, *Nucl. Instr. and Methods in Phys. Research*, **163**, 141-149 (1979).
 - [26] 上路 市訓, KOTO 実験に用いる高レート多線式比例計数管のための波形整形機能を持つ信号増幅機の開発. 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, 2015.
 - [27] HUNTSMAN, [Araldite 2011 Technical Data Sheet](#)