

修士論文

ガスシンチレーション比例計数管を用いた
高い検出効率をもつ荷電粒子検出器の開発

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻

臼杵 亨

2009年1月29日

概要

K⁰TO 実験 (J-PARC E14 実験) で用いる荷電粒子検出器 BHCV を開発した。

K⁰TO 実験は大強度陽子加速器 J-PARC を用いて、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を探索しようとする実験である。この実験では、高レートの中性子と光子が存在する環境下でも荷電粒子を高い検出効率で検出できるような荷電粒子検出器 BHCV を必要とする。

まず、BHCV が $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊イベント数とバックグラウンド数に与える効果をシミュレーションにより調べた。その結果、BHCV は荷電粒子に対して 99.5% 以上の検出効率をもつことと、中性子と光子にはほとんど反応しないことが必要であることがわかった。そのような検出器として我々はガスシンチレーション比例計数管を選んだ。

次にガスシンチレーション比例計数管の性質を円筒形比例計数管を用いて調べた。その結果、BHCV として用いるガスはドリフト速度の速い CF₄ が適当であり、構造は電極間の距離が短いものが適当であることが分かった。

最後に MWPC と同様の構造を持った BHCV 試作機を製作し、陽電子ビームにより性能試験を行った。その結果、検出効率 99.8% が得られ、BHCV としてガスシンチレーション比例計数管が期待される性能を持ち得ることが明らかとなった。

目次

第 1 章	K⁰TO 実験の概要	4
1.1	実験の目的	4
1.2	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比	4
1.3	実験の方法	4
1.3.1	ビームライン	4
1.3.2	検出器	6
1.4	BHCV(ビームホール荷電粒子検出器)	8
第 2 章	BHCV に対する要請	11
2.1	BHCV の非検出効率とバックグラウンド数	11
2.1.1	バックグラウンド数の見積もり方法	11
2.1.2	BHCV が考慮すべきバックグラウンド	12
2.1.3	バックグラウンド数	12
2.2	BHCV に用いる検出器とアクシデンタルロスの確率	12
2.2.1	検出レートの見積もり	13
2.2.2	計測時間の見積もり	18
2.2.3	検出器の比較	18
第 3 章	ガスシンチレーション比例計数管の性質	20
3.1	ガスシンチレーション比例計数管の原理	20
3.2	ガスシンチレーション比例計数管の利点	21
3.3	ガスシンチレーション比例計数管の信号測定	21
3.4	フォトンフィードバック	25
3.5	ガスによる比較	26
3.5.1	アルゴン・窒素混合ガス	26
3.5.2	キセノン	28
3.5.3	四フッ化メタン (CF ₄)	30
3.6	パルス幅と電子のドリフト時間	33
第 4 章	BHCV 試作機の性能試験	37
4.1	BHCV 試作機設計の方針	37
4.2	BHCV 試作機の構造	37
4.3	性能試験の方法	40
4.3.1	ビームライン	41
4.3.2	ビームテストセットアップ	41
4.4	性能測定の結果	43
4.4.1	パルス波形と光電子数	43
4.4.2	ワイヤーによる PMT の死角	45
4.4.3	非検出効率の電圧変化	47

4.4.4	高いビームレートでの非検出効率	49
4.4.5	非検出効率のビーム入射位置による変化	50
4.4.6	パルスの発生時刻分布	51
第 5 章	本実験での BHCV の設計	52
5.1	BHCV の構造	52
5.2	予想される検出効率とアクシデンタルロスの確率	52
5.2.1	検出効率	52
5.2.2	アクシデンタルロスの確率	53
第 6 章	結論	54

第1章 K^0 TO 実験の概要

K^0 TO(K^0 at TOkai) 実験は茨城県東海村に建設中の陽子加速器施設 J-PARC で行われる。2009 年現在、検出器の準備が進んでおり、2011 年からデータを取得する予定である。この章では K^0 TO 実験の目的と方法を解説し、本研究の主題である BHCV(ビームホール荷電粒子検出器) の役割について最後に述べる。

1.1 実験の目的

K^0 TO 実験の目的は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比を測定することである。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比からは小林益川行列の Wolfenstein パラメータ η を精密に求めることができる。

Wolfenstein パラメータ η は素粒子標準模型のパラメータの 1 つである。 η は B 中間子崩壊などからも測定でき、標準模型では $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比から求めた値と一致する。しかし、最小超対称標準模型 (MSSM) などいくつかの標準理論を超える素粒子模型ではこの値が標準模型の予測値からずれると予想している [1]。

K^0 TO 実験はこのような標準模型とのずれを観測することを目標としている。

1.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比

素粒子標準模型では $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比は

$$Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (2.49 \pm 0.39) \times 10^{-11} \quad (1.1)$$

と予想している [2]。分岐比が非常に小さいために、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は未だ観測されていない。最新の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の上限値が高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で 2004 年から 2005 年に行われた KEK-PS E391a 実験によって与えられた。その値は

$$Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 6.7 \times 10^{-8} \quad (1.2)$$

である [3]。これは標準模型の予測値まで、あと 3 桁足りない。 K^0 TO 実験は標準模型の予測値に達する感度をもつ世界初の実験である。

1.3 実験の方法

1.3.1 ビームライン

K^0 TO 実験は茨城県東海村に建設中の陽子加速器施設 J-PARC で行う。J-PARC 加速器の全体図を図 1.1 に示す。陽子がシンクロトロンで 30GeV まで加速され、ハドロン実験施設に入る。陽子はハドロン施設内に設置されたニッケルのターゲットに当り、 K_L 中間子を生成する。図 1.2 は K^0 TO 実験のビームラインである。ターゲットで生成された K_L 中間子を鉄とタングステンのコリメータを用いて絞り、検出器に導く。このとき、ターゲットで生成される荷電粒子は双極子電磁石をビームラ

イン上に置くことで、排除する。ターゲットで生成される光子はビームライン中に置いた鉛によって吸収されるが、一部は検出器に入る。ターゲットで生成される中性子は多くが K_L と共に、検出器に入ってしまう。

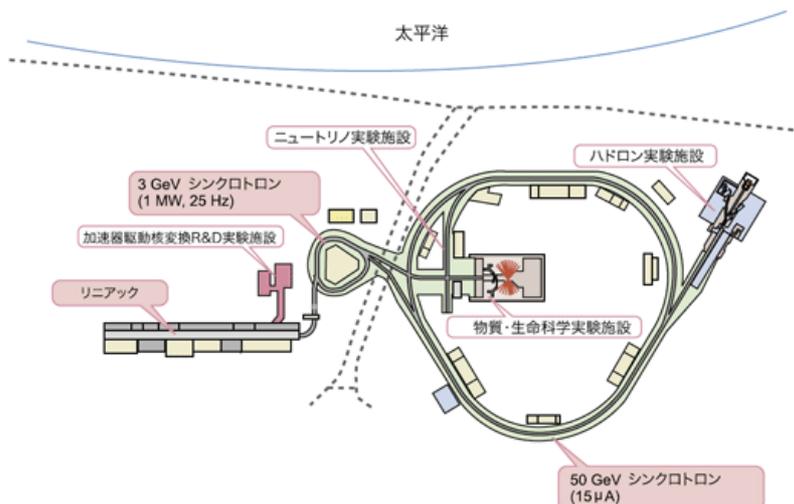


図 1.1: J-PARC 加速器の全体図 (J-PARC ホームページより転載)。K⁰TO 実験はハドロン実験施設内に検出器を設置する。陽子は 50GeV シンクロトロンで 30GeV まで加速され、ハドロン実験施設に入る。

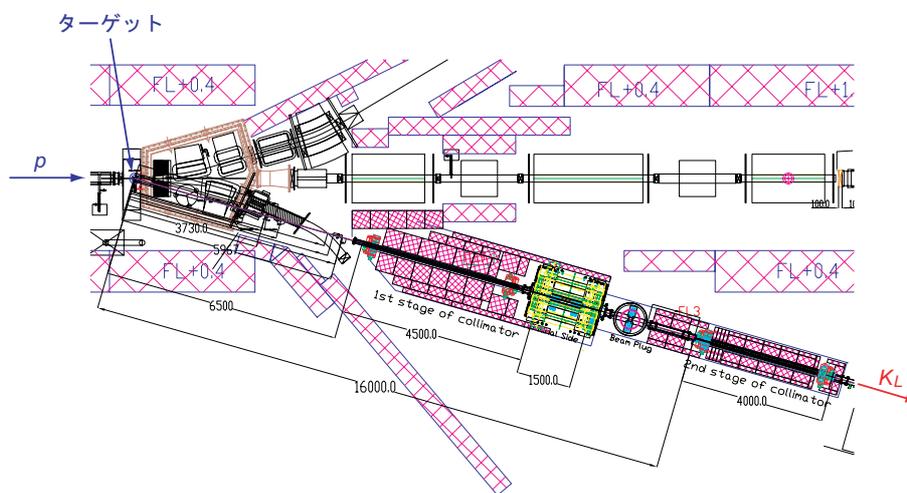


図 1.2: K⁰TO 実験のビームライン全体図。長さの単位は mm。左側に J-PARC 50GeV シンクロトロンがある。ターゲットから陽子ビームに対して 16° 方向に K⁰TO 実験のビームラインが伸びている。ターゲットから第 1 コリメータ、双極子磁石、第 2 コリメータと続く。K⁰TO 実験の検出器は第 2 コリメータの直後 (ターゲットから 21m) に設置される。光子を吸収する鉛がターゲットと第 1 コリメータの間に置かれる。

シミュレーションによって得られた各粒子のレートは表 1.1 のようになる。 K_L 中間子より中性子と光子の数の方がはるかに多いことが分かる。

表 1.1: ビーム中の粒子のレート。レートはビームスピル (0.7 秒) 内で平均した値。E は粒子の運動エネルギーである。ビームスピルあたりの陽子数は 2×10^{14} 個である。

粒子	レート	ビームスピルあたりの数
中性子 ($E > 0.1\text{GeV}$)	200 MHz	1.4×10^8
光子 ($E > 2\text{MeV}$)	130 MHz	0.9×10^8
K_L	7 MHz	4.6×10^6

図 1.3、1.4、1.5 はそれぞれシミュレーションによって得られた K_L 中間子、中性子、光子の検出器入口での運動量分布である。中性子と光子は低エネルギーになるほど数が増える。

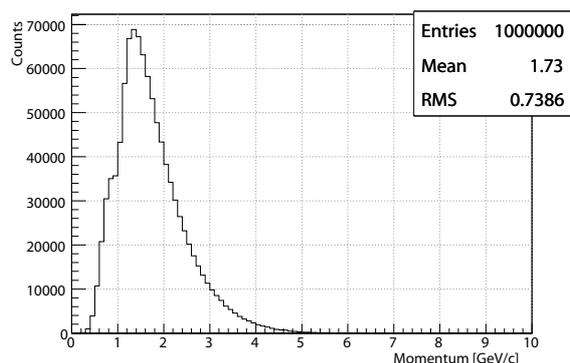


図 1.3: 検出器に入射する K_L 中間子の運動量分布。運動量の平均値は約 2GeV である。

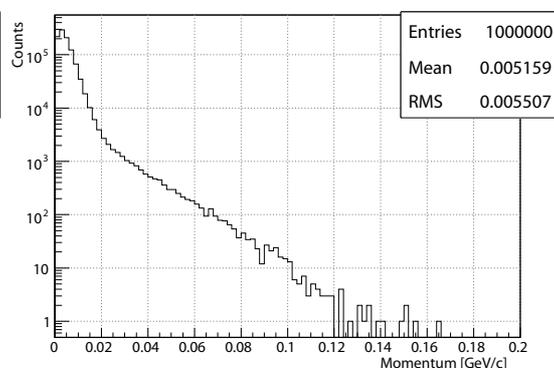
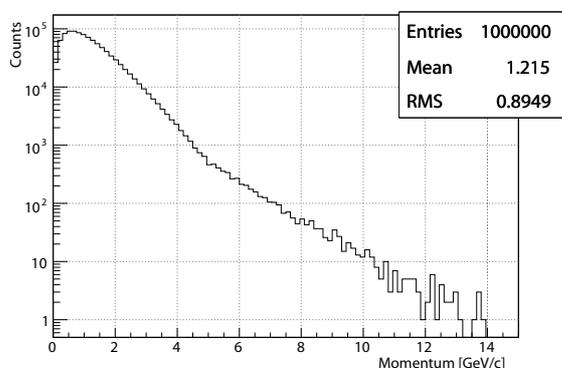


図 1.4: 検出器に入射する中性子の運動量分布。

図 1.5: 検出器に入射する光子の運動量分布。

1.3.2 検出器

K⁰TO 実験では $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊イベントを見つけるために

「2 個の光子のみが同時に検出された」

イベントを選ぶ。これは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊により生成される π^0 が 99% の確率で直ちに 2 個の光子に崩壊し、ニュートリノ対は検出器でほとんど反応しないからである。

表 1.2 はこれまで観測された K_L 崩壊モードとその分岐比一覧である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊イベントはこれら全ての崩壊モードと区別されなければならない。

表 1.2: これまでに観測されている K_L 崩壊モード [4]。

K_L 崩壊モード	分岐比	K_L 崩壊モード	分岐比
$\pi^\pm e^\mp \nu_e$	3.88×10^{-1}	$e^+ e^- \gamma$	1.00×10^{-5}
$\pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$	2.72×10^{-1}	$\pi^0 2\gamma$	1.41×10^{-6}
$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	2.10×10^{-1}	$e^+ e^- \gamma \gamma$	5.95×10^{-7}
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	1.26×10^{-1}	$\mu^+ \mu^- \gamma$	3.59×10^{-7}
$\pi^\pm e^\mp \nu_e \gamma$	3.53×10^{-3}	$\pi^+ \pi^- e^+ e^-$	3.11×10^{-7}
$\pi^+ \pi^-$	2.09×10^{-3}	$e^+ e^- e^+ e^-$	3.75×10^{-8}
$\pi^0 \pi^0$	9.32×10^{-4}	$\pi^0 \gamma e^+ e^-$	2.30×10^{-8}
$\gamma \gamma$	5.90×10^{-4}	$\mu^+ \mu^- \gamma \gamma$	1.00×10^{-8}
$\pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu \gamma$	5.70×10^{-4}	$\mu^+ \mu^-$	7.27×10^{-9}
$\pi^0 \pi^\pm e^\mp \nu$	5.18×10^{-5}	$\mu^+ \mu^- e^+ e^-$	2.69×10^{-9}
$\pi^+ \pi^- \gamma$	4.39×10^{-5}	$e^+ e^-$	9.00×10^{-12}

K⁰TO 実験の検出器の概念図を図 1.6 に示す。光子検出器と荷電粒子検出器に完全に囲まれた領域を用意し、その中に K_L 中間子ビームを入れる。崩壊により、いくつ光子が生成されたかを知らなければならないので、光子検出器は分割されている。荷電粒子検出器は荷電粒子の種類を区別する必要はない。荷電粒子検出器は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊以外の K_L 崩壊イベントを排除するために設置する(このような目的で設置される検出器を Veto 検出器という)。光子は入射位置とエネルギーを測定され、運動量ベクトルを再構成される。光子の運動量ベクトルの再構成方法、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊イベントの選択方法およびバックグラウンドについては文献 [5] に詳しく述べられている。

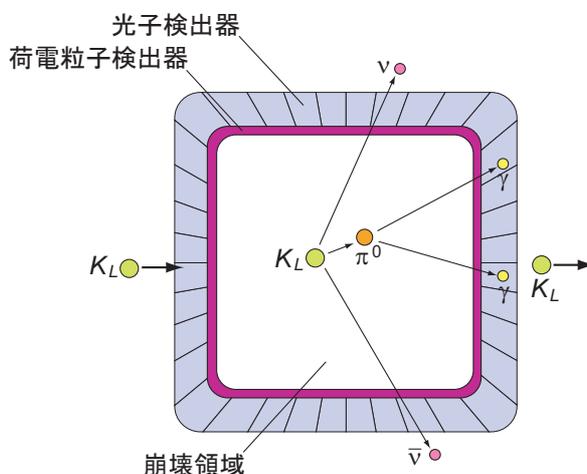


図 1.6: K⁰TO 実験の検出器の概念図。光子検出器と荷電粒子検出器に完全に囲まれた領域を用意し、その中に K_L 中間子ビームを入れる。大半の K_L 中間子は崩壊領域中で崩壊せず、そのまま通過する。荷電粒子検出器は荷電粒子を伴う K_L 崩壊イベントを検出して、そのイベントを排除するために設置する。

K⁰TO 実験で実際に使用する検出器の全体図を図 1.7 に示す。光子検出器としては CsI シンチレータ (CsI) と鉛・プラスチックシンチレータのサンドイッチ (FB, MB) などを使用する。CsI は CsI 結晶の角棒を 2576 本束ねた構造をしており (図 1.8)、図 1.6 の分割された光子検出器に相当する。その他の光子検出器はすべて Veto 検出器であり、CsI で 2 個の光子を検出したイベントのみを選択する。荷電粒子検出器としては主にプラスチックシンチレータ (BCV, CV) を使用する。ただし、ビー

ム中に置く荷電粒子検出器 BHCV としては特別な検出器を使用し、その検出器の開発が本研究の主題である。

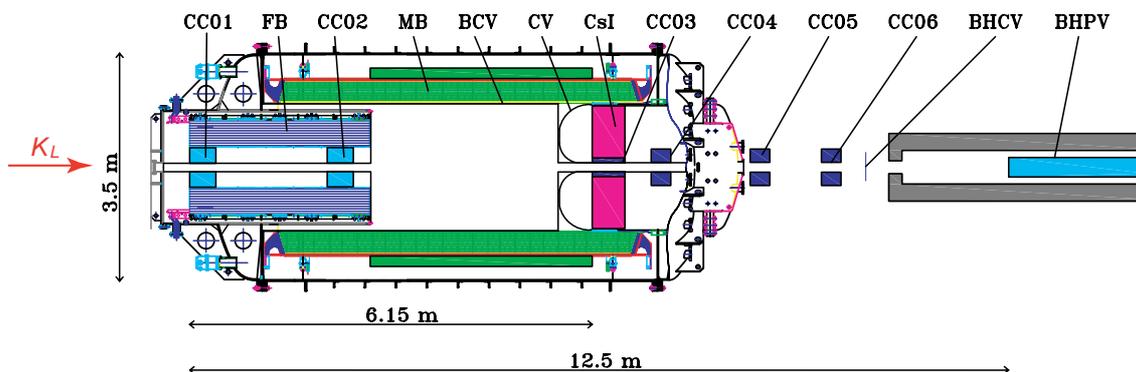


図 1.7: K^0 TO 実験の検出器。鉛直方向に平行な断面図。検出器はほぼ軸対象である。 K_L 中間子ビームはコリメーターで絞られた後、左側から入射する。BHCV は後ろから 2 つめの検出器であり、ビーム上に置かれる。 K^0 TO 実験の検出器の一部は KEK-PS E391a 実験の検出器を再利用している。

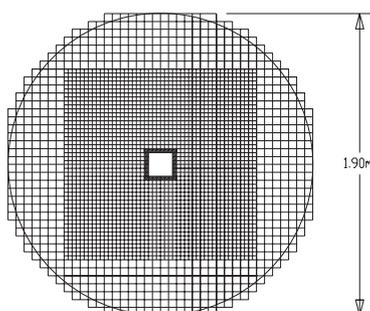


図 1.8: 検出器 CsI の前面。 $2.5 \times 2.5 \times 50 \text{ cm}^3$ の CsI 結晶を内側に、 $5 \times 5 \times 50 \text{ cm}^3$ の CsI 結晶を外側に配置することで構成されている。

1.4 BHCV(ビームホール荷電粒子検出器)

K_L 中間子ビーム上に置く荷電粒子検出器が BHCV(ビームホール荷電粒子検出器:Beam Hole Charged Veto) である。この検出器の特徴は K_L 中間子ビーム上に設置されることである。1.3 節で述べたように、 K_L 中間子ビーム上にはターゲットからの中性子と光子が存在する。これら粒子により、一般に BHCV の反応レートは高くなり、アクシデンタルロスの問題が発生する。これについては次章で述べる。

この検出器が検出すべき、荷電粒子は K_L 中間子の崩壊により生成される

$$\pi^+, \pi^-, \mu^+, \mu^-, e^+, e^-$$

である。これら、荷電粒子の特性を調べるためにシミュレーションを行った。BHCV を置き、 K_L 中間子を BHCV から 11m 手前 (K^0 TO 実験検出器の前) の位置から入射させた。BHCV は $20\text{cm} \times 20\text{cm}$ の板と仮定して、その板に入射する荷電粒子について調べた。以下はシミュレーションの結果である。

BHCV に入射する各荷電粒子の割合は図 1.9 のようになる。 π 中間子が最も多く入射する。これは K_L 中間子の崩壊では π を生成する崩壊モードが多いからである (表 1.2)。図 1.10 は BHCV に入射

する荷電粒子の入射位置分布である。レートは最大 700Hz/cm² である。図 1.11 は荷電粒子の運動量分布である。平均運動量はそれぞれ約 900MeV、700MeV、750MeV である。BHCV はこのようなエネルギーの荷電粒子に対して高い検出効率を持たなければならない。

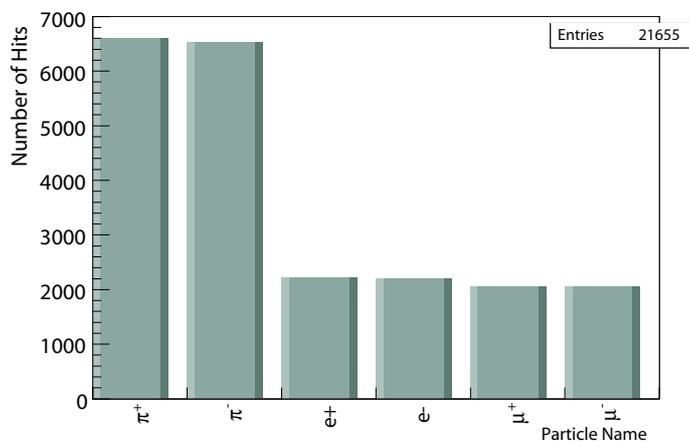


図 1.9: BHCV に入射する荷電粒子の割合。π 中間子が最も多い。

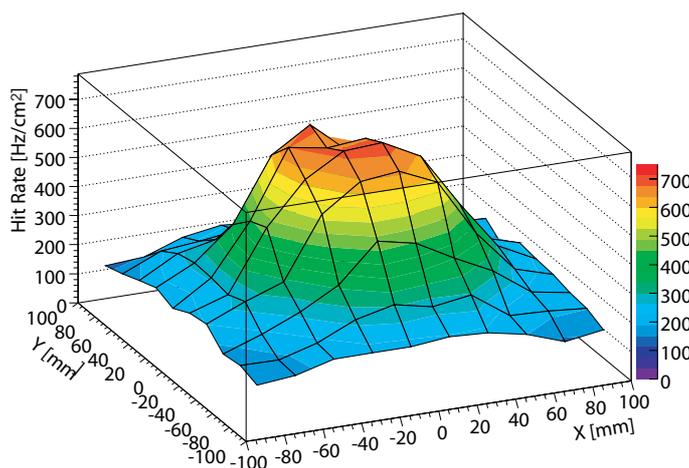
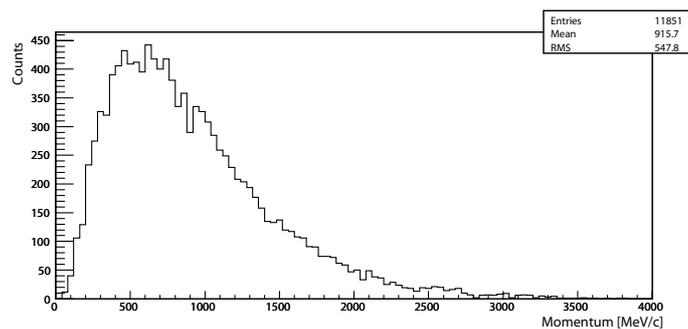
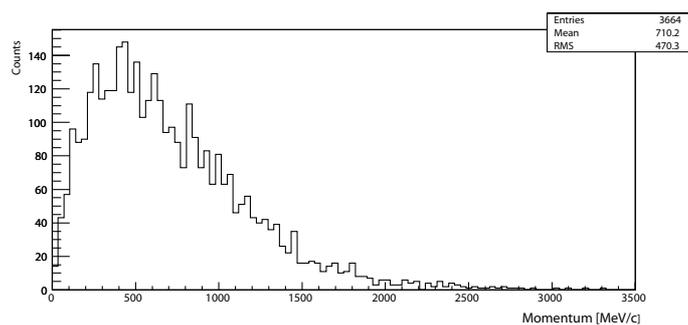


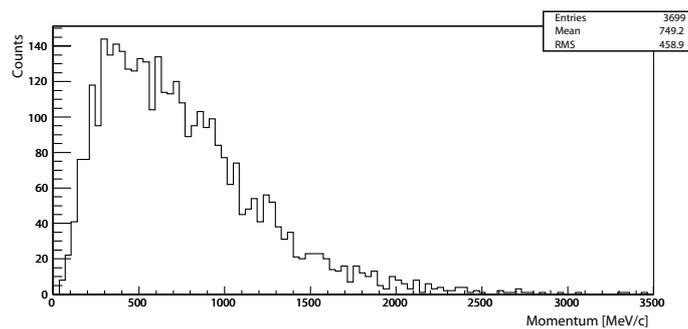
図 1.10: BHCV に入射する荷電粒子のレート分布。X は水平方向、Y は鉛直方向である。全体のレートは 126kHz である。中心から半径 4cm 以内でのレートが台地状に高いのは、K_L 中間子ビームがこの範囲にほぼ一様に入射するからである。



(a)



(b)



(c)

図 1.11: BHCV に入射するの荷電粒子の運動量分布。(a) π^\pm 。(b) e^\pm (c) μ^\pm 。平均値は (a)916MeV/c、(b)710MeV/c。 (c)749MeV/c。

第2章 BHCV に対する要請

K⁰TO 実験は3年間のデータ取得により、2~3個の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を観測することを目標としている。各検出器はバックグラウンドイベントを $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊イベントに比べて十分小さく抑えるように設計されなければならない。一方、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊イベントと同時に、偶然に崩壊とは関係ない粒子が Veto 検出器で検出されることによって、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊イベントが排除される(アクシデンタルロス) 確率を抑えなければならない。

この章では BHCV(ビームホール荷電粒子検出器) に対する要請をシミュレーションにより調べ、その要請に適した検出器としてガス検出器を選択したことを述べる。

2.1 BHCV の非検出効率とバックグラウンド数

モンテカルロ・シミュレーションを行い、K⁰TO 実験のバックグラウンド数から BHCV に要求される非検出効率を見積もった。

2.1.1 バックグラウンド数の見積もり方法

シミュレーションは Geant4[6] をベースに使用した。

まず、K⁰TO 実験に用いる検出器をそれぞれの位置に配置する。検出器内の物質と粒子との相互作用はシミュレートしない。それぞれの Veto 検出器には粒子の種類・エネルギー・入射角度などに対応した非検出効率(入射した粒子が検出されない確率)を設定する。この非検出効率は測定などによって、あらかじめ予想した値を用いている。

次に、 K_L 中間子をビームラインから入射させる。この K_L は寿命はもとのままだが、崩壊モードは $K_L \rightarrow ABC \dots$ のみとする。崩壊によって生成された粒子 $1, 2, \dots, n$ が Veto 検出器(CsI も含む)の領域に入ると、それぞれの状況に応じた非検出効率 I_1, I_2, \dots, I_n が求められる。光子が CsI に入ると、その光子 $1, 2, \dots, m$ の入射位置と再構成された運動量 $(x_1, p_1), (x_2, p_2), \dots, (x_m, p_m)$ が求められる。

これらのイベントの中から、CsI で2個の光子が検出されたイベントを選択する。さらに光子の入射位置と運動量に条件をおいて、イベントを選択する(もちろんこの条件は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のみが満たすようにあらかじめ設定した条件である)。

粒子 $1, 2$ を CsI に入った2個の光子とすると、 $(1 - I_1)(1 - I_2)$ はそれら光子が2つとも CsI で検出される確率である。また、 $I_3 I_4 \dots I_n$ は粒子 $3, 4, \dots, n$ がどの Veto 検出器でも検出されない確率である。したがって、選択に残ったイベント数を N_{sel} とすると、 $K_L \rightarrow ABC \dots$ 崩壊によるバックグラウンド数は

$$N_{BG}(K_L \rightarrow ABC \dots) = N \times Br(K_L \rightarrow ABC \dots) \sum_{j=1}^{N_{sel}} (1 - I_1^j)(1 - I_2^j) I_3^j I_4^j \dots I_{n_j}^j \quad (2.1)$$

となる。ただし、 N は実験期間やビーム強度を考慮した K_L 中間子数の規格化定数、 $Br(K_L \rightarrow ABC \dots)$ は $K_L \rightarrow ABC \dots$ 崩壊モードの分岐比である。

このシミュレーションでは BHCV に入射した粒子 j_1, j_2, \dots の非検出効率 I_{j_1}, I_{j_2}, \dots を変化させることで、バックグラウンド数 $N_{BG}(K_L \rightarrow ABC \dots)$ の変化を見ることができる。

2.1.2 BHCV が考慮すべきバックグラウンド

BHCV が最も検出しなければならない崩壊モードは $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ である。なぜなら、この崩壊モードは終状態に2個の光子と荷電粒子を含む崩壊モードのうちで、最も分岐比が大きい崩壊モードであるからである(表 1.2)。したがって、BHCV に要求される検出効率を求めるために、 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊モードによるバックグラウンド数を調べた。

2.1.3 バックグラウンド数

10^7 個の K_L 中間子を入射したシミュレーションの結果、 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊モードによるバックグラウンド数は

$$N_{BG}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = 0.2 + 11 I_{BHCV} \quad (2.2)$$

となった。 I_{BHCV} は BHCV の非検出効率であり、粒子の種類、エネルギーや入射位置などには依らないと仮定する。 N_{sel} のうちで、BHCV に2個以上の荷電粒子が入るイベントはなかったので、 I_{BHCV}^2 以上の高次の項はない。BHCV の非検出効率に依存するバックグラウンド数 $11 I_{BHCV}$ を BHCV に依存しないバックグラウンド数 0.2 より十分小さくするためには $I_{BHCV} \ll 1.8 \times 10^{-2}$ でなければならない。よって、我々は BHCV の非検出効率の目標を

$$I_{BHCV} < 5 \times 10^{-3} \quad (2.3)$$

とした。

2.2 BHCV に用いる検出器とアクシデンタルロスの確率

Veto 検出器には K_L 崩壊やターゲットからの粒子などが常に入射している。 $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊イベントと同時に偶然、関係ない粒子が Veto 検出器で検出されることがある。このとき、せっかく起きた $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊イベントが排除されてしまう。これをアクシデンタルロスという。

K^0 TO 実験では、CsI で2個以上の光子が検出されると各 Veto 検出器にトリガー信号が送られる。BHCV はトリガー信号が来ると、時間 T の間だけ信号を計測する。一方、BHCV は K_L 崩壊による荷電粒子やターゲットからの中性子と光子などを単位時間あたり R 回検出している。ここで、BHCV が荷電粒子を検出することを次のように定義する。

「BHCV でのエネルギー損失に比例した信号を計測時間 T の間だけ積分し、積分値が閾値を超えること」

したがって、計測時間 T は非検出効率が式 2.3 を満たすように、荷電粒子の BHCV への到達時間のばらつき、検出器の信号発生時間のばらつき、信号パルスの幅などを十分に含むだけの時間をとらなければならない。また、エネルギー損失に対する閾値は非検出効率が式 2.3 を満たすような値に設定されなければならないため、閾値に応じて検出レート R は異なる。

粒子がトリガー信号とは無関係に、ランダムに BHCV に入射する場合、BHCV によるアクシデンタルロスが起こる確率は

$$P_{AL} = 1 - \exp\{-R(T + \tau)\} \quad (2.4)$$

となる。ただし、 τ は BHCV の信号のパルス幅である。この時間を含めるのは、図 2.1 のように BHCV にトリガー信号が来た時刻より早く BHCV の信号が来ても、そのパルスが計測時間 T に入り、検出されることがあるからである。

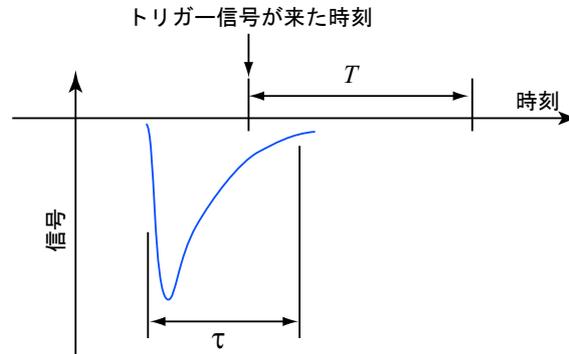


図 2.1: パルスが計測時間 T に入る様子。

式 2.4 より、検出レート R が高くなるほど、また計測時間 T とパルス幅 τ が長くなるほど、アクシデンタルロスが起こる確率 P_{AL} は大きくなる。したがって、BHCV は中性子と光子による検出レート R 、計測時間 T とパルス幅 τ が小さい検出器にしなければならない。

BHCV の検出レートと必要な計測時間を見積もるために、モンテカルロ・シミュレーションを行った。

2.2.1 検出レートの見積もり

シミュレーションには Geant4[6] を使用した。BHCV のみを置き、ビームを BHCV から 11m 手前 (K^0 TO 実験検出器のビーム上流端) の位置から入射させた。ビームは K_L 中間子と中性子と光子の 3 種類である。粒子のレートは表 1.1 の値を用いた。BHCV として用いる検出器はプラスチックシンチレータとガス検出器の 2 種類を想定し、検出器の物質での粒子との相互作用をシミュレートすることで、BHCV の検出レートを調べた。

検出器のレートを定義する場合、まず検出閾値を設定しなければならない。2.1 節で述べたように、ここでも $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊による荷電粒子に対して十分な検出効率を保つように検出閾値を決定した。 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊により、荷電粒子が BHCV に入ったイベント数を N_{in} 、BHCV でのエネルギー損失 ΔE が検出閾値 ΔE_{th} より小さいイベント数を $N(\Delta E < \Delta E_{th})$ とすると、閾値 ΔE_{th} は

$$\frac{N(\Delta E < \Delta E_{th})}{N_{in}} = 5 \times 10^{-3} \quad (2.5)$$

を満たすような値に設定した。その後、 K_L 中間子 (崩壊により生成された粒子を含む)、中性子、光子に対する検出レートを BHCV でのエネルギー損失 ΔE が検出閾値 ΔE_{th} より大きいイベント数 $N(\Delta E > \Delta E_{th})$ から求めた。

プラスチックシンチレータの場合

プラスチックシンチレータは構造が単純であり、 K^0 TO 実験の他の荷電粒子検出器に用いられる。しかし、質量が大きいため、中性子や光子と相互作用を起こしやすく、検出レートが高くなるという欠点を持つ。

シミュレーションした検出器を図 2.2 に示す。PMT(光電子増倍管) のレート耐性を考慮して、検出器は 16 個に分割されている。

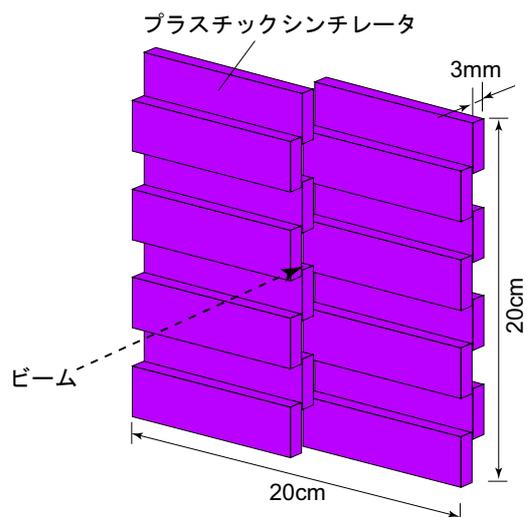


図 2.2: プラスチックシンチレータの BHCV。16 枚のプラスチックシンチレータから構成される。各板は隙間のないよう互いに少し重なるように配置されている。

この検出器でのエネルギー損失分布は図 2.3 のようになる。図 2.3(a) の $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊によるエネルギー損失分布と式 2.5 から検出閾値 $\Delta E_{th} = 410\text{keV}$ とした。

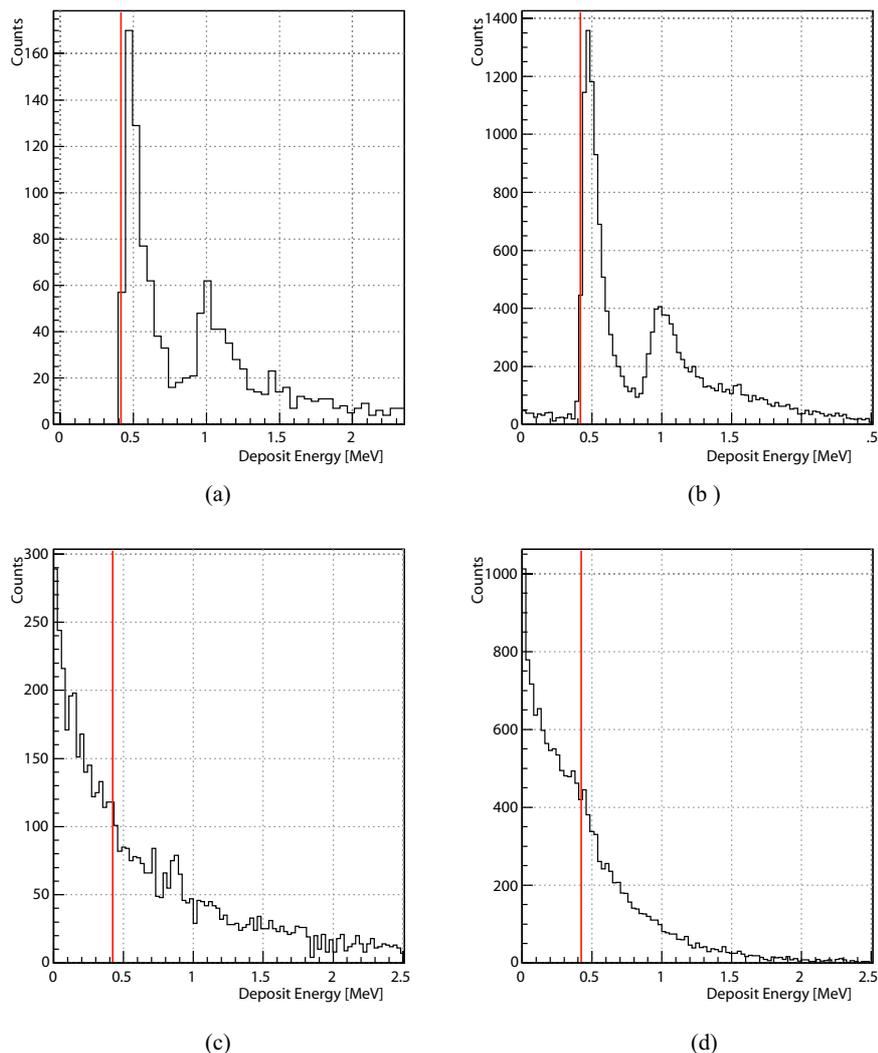


図 2.3: プラスチックシンチレータの BHCV でのエネルギー損失分布。(a) $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊による荷電粒子、(b) K_L 中間子、(c) 中性子、(d) 光子を入射した場合である。赤線は検出閾値 $\Delta E_{th} = 410 \text{ keV}$ である。(a) と (b) に見える 2 つ目のピークは荷電粒子が 2 枚のプラスチックシンチレータが重なった所を通過した場合に相当する。(b) には K_L 中間子のエネルギー損失と K_L 崩壊による荷電粒子のエネルギー損失が含まれている。(c) と (d) は検出レートが検出閾値によって大きく異なる分布をしている。

この閾値のとき、検出器の各々の入射粒子に対する検出レートは表 2.1 のようになり、合計レート $R = 2.9 \text{ MHz}$ となる。表 2.1 より、プラスチックシンチレータの場合には K_L 中間子によるレートより中性子と光子によるレートの方がはるかに高いことが分かる。

表 2.1: BHCV がプラスチックシンチレータの場合の各粒子の検出レート。 $\Delta E_{th} = 410\text{keV}$ 。検出レートはビームスピル内での値。

粒子	検出レート
中性子	1.8 MHz
光子	1.0 MHz
K_L	130 kHz
合計	2.9 MHz

ガス検出器の場合

ガス検出器は質量が小さく、中性子と光子と相互作用を起こしにくい。しかし、エネルギー損失が小さいため、検出閾値が小さくなり、低エネルギーの中性子と光子を検出する。図 1.4、1.5 のように、中性子と光子は低エネルギーになるほどレートが高いため、BHCV の検出レートが高くなる恐れがある。

シミュレーションした検出器を図 2.4 に示す。これは 4 章で述べる BHCV の試作機を本実験用に大きくしたものである。

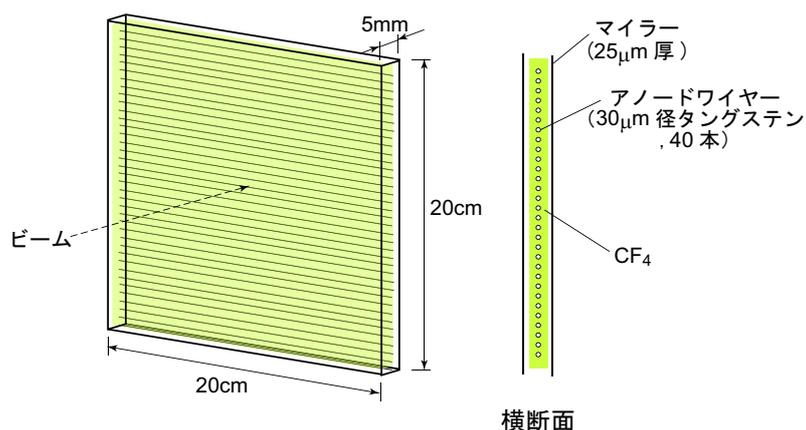


図 2.4: ガス検出器の BHCV。構造は MWPC(多芯比例計数管) とした。電子のドリフト速度が速い CF_4 ガスを充填した。

この検出器でのエネルギー損失分布は図 2.5 のようになる。図 2.5(a) の $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊によるエネルギー損失分布と式 2.5 から検出閾値 $\Delta E_{th} = 0.6\text{keV}$ とした。

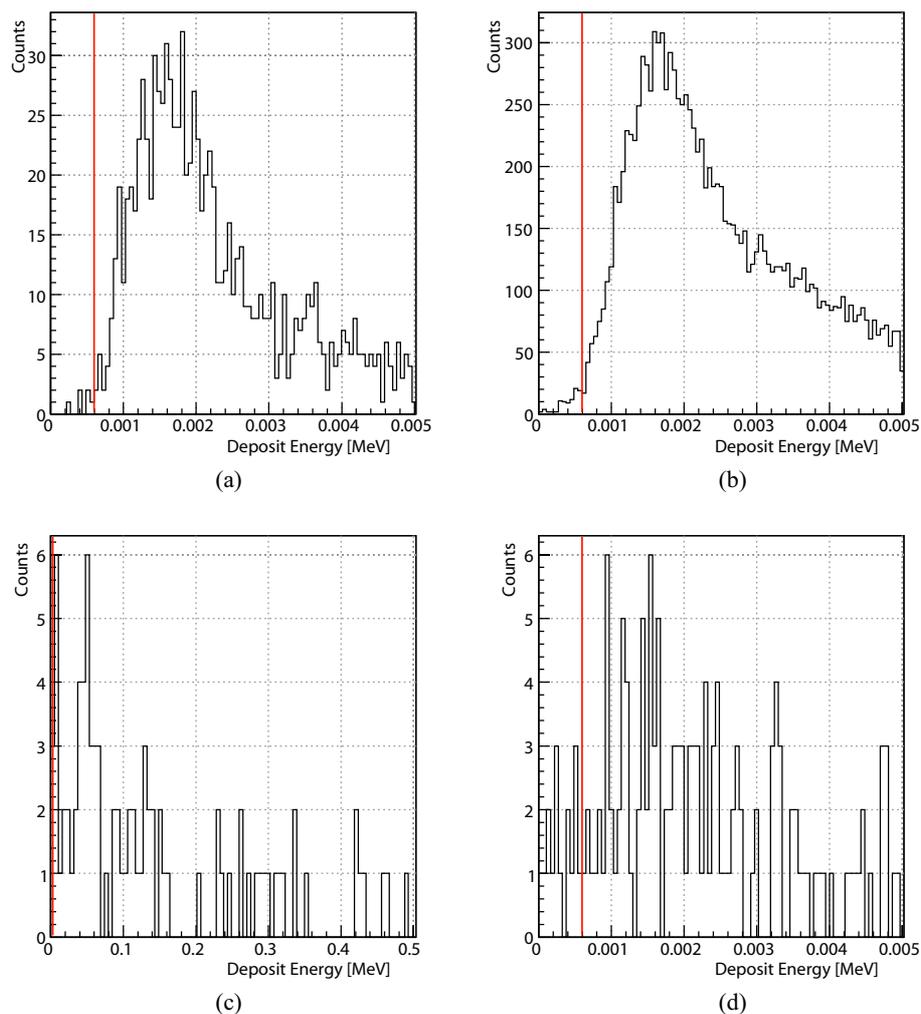


図 2.5: ガス検出器の BHCV でのエネルギー損失分布。(a) $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊による荷電粒子、(b) K_L 中間子、(c) 中性子、(d) 光子を入射した場合である。赤線は検出閾値 $\Delta E_{th} = 0.6\text{keV}$ である。(b) には K_L 中間子自身のエネルギー損失と K_L 崩壊による荷電粒子のエネルギー損失が含まれている。

この閾値のとき、検出器の各々の入射粒子に対する検出レートは表 2.2 のようになり、合計レート $R = 150\text{kHz}$ であり、プラスチックシンチレータの 20 分の 1 である。表 2.2 より、ガス検出器の場合には K_L 中間子によるレートが支配的であることが分かる。

表 2.2: BHCV がガス検出器の場合の各粒子の検出レート。 $\Delta E_{th} = 0.6\text{keV}$ 。検出レートはビームスピル内での値。

粒子	レート
中性子	27 kHz
光子	27 kHz
K_L	98 kHz
合計	150 kHz

2.2.2 計測時間の見積もり

K_L 中間子の崩壊により生成される荷電粒子は様々な速度をもつため、荷電粒子が BHCV に到達する時刻 (トリガー信号の時刻を基準にする) が崩壊イベントごとにばらつく。そのため BHCV の計測時間 T は、最低でもその到達時間のばらつきを含まなければならない。

2.1 節と同じように、ここでも $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊による荷電粒子の到達時刻の分布をシミュレーションによって調べた。ここで、到達時刻 t_{BHCV} を次のように定義する。

$$t_{BHCV} = (\text{BHCV に荷電粒子が到達した時刻のうち、最も遅い時刻}) \\ - (\text{CsI に光子が到達した時刻のうち、最も早い時刻}) \quad (2.6)$$

CsI で 2 個以上の光子が入ったイベントについて、荷電粒子の到達時刻 t_{BHCV} の分布は図 2.6 のようになった。

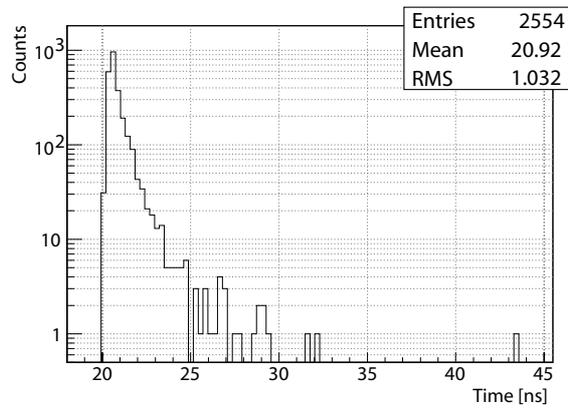


図 2.6: $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊によって BHCV に入射する荷電粒子の時間分布。

非検出効率 5×10^{-3} を達成するためには図 2.6 から、最低でも 10ns の計測時間が必要であることが分かった。

2.2.3 検出器の比較

2.2.1 節から、プラスチックシンチレータとガス検出器の場合では検出レートに大きく差があることが分かった。

プラスチックシンチレータの場合、典型的なパルスの幅 τ を 20ns と仮定すると、2.2.2 節で求めた時間と合わせて、計測時間 T は $20+10=30\text{ns}$ としなければならない。よって、アクシデンタルロスの確率は

$$P_{AL} = 1 - \exp\{-R(T + \tau)\} = 1 - \exp\{-2.4\text{MHz} \times (30\text{ns} + 20\text{ns})\} = 14\% \quad (2.7)$$

と見積もられる。

ガス検出器の場合、パルスの幅を予想するのは難しい。プラスチックシンチレータの場合よりアクシデンタルロスの確率を小さくするためには

$$P_{AL} = 1 - \exp\{-150\text{kHz} \times (T + \tau)\} < 14\% \quad (2.8)$$

を満たせばよく、 $(T + \tau) < 930\text{ns}$ となる。2.2.2 節で求めた時間を考慮し、 $T = \tau + 10\text{ns}$ と仮定すれば、パルス幅 τ が $\tau < 460\text{ns}$ であればよい。4 章で我々は BHCV としてこれよりもできる限り短いパルス幅をもち、しかも式 2.3 を満たす非検出効率をもつガス検出器を開発したことを述べる。

3章では高い検出効率をもつガス検出器として、ただの比例計数管よりもガスシンチレーション比例計数管が適していることを述べる。

第3章 ガスシンチレーション比例計数管の性質

ガスシンチレーション比例計数管はガス検出のなかでも高い検出効率を持つと期待している検出器である。我々はBHCVとしてガスシンチレーション比例計数管を用いることを考えている。

この章ではガスシンチレーション比例計数管の原理と利点について解説し、ガスシンチレーション比例計数管のパルス波形、光量、電子増幅率について、円筒形比例計数管といくつかのガスを用いて調べたことを述べる。

3.1 ガスシンチレーション比例計数管の原理

ガスシンチレーション比例計数管は比例計数管内での電子雪崩の際に発生するガス分子の蛍光(シンチレーション光)を光電子増倍管(PMT)などの光検出器で検出するものである(図3.1)。

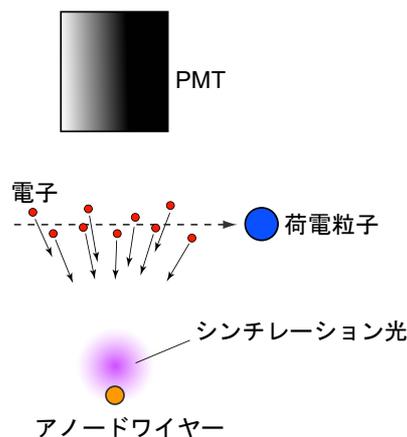


図 3.1: ガスシンチレーション比例計数管の概念図

ガス分子から蛍光が発生する過程は次のようになる。

- (1) 荷電粒子が入り、ガス分子を電離する
- (2) 電子が電場により加速されて運動エネルギーを得る
- (3) 運動エネルギーを得た電子がガス分子と衝突する
- (4) ガス分子が励起または電離する
- (5) 新たに電離された電子が電場により加速されてさらにガス分子を励起または電離する
- (6) 全ての電子がアノード(陽極)に到達するまで(5)を繰り返す
- (7) 励起された分子が脱励起により、光子を生成する

ガスシンチレーションは荷電粒子が入るだけでも起きるが、(5)、(6)の過程によって大量の光を生み出すことがガスシンチレーション比例計数管の特徴である。

3.2 ガスシンチレーション比例計数管の利点

この節では、ガスシンチレーション比例計数管とただの比例計数管の信号の大きさを比べることで、ガスシンチレーション比例計数管の方が高い検出効率を持ち得ることを示す。

荷電粒子が比例計数管中を通過すると N_e 個のイオン・電子対を生成する。電子はアノード付近で M_{PC} 倍の数に増幅され、この電流が比例計数管の信号として外部に取り出される。したがって、比例計数管の信号を積分した電荷量は

$$Q_{PC} = eM_{PC}N_e \quad (3.1)$$

となる。 e は素電荷である。

一方、ガスシンチレーション比例計数管はアノード付近で発生した光子を PMT で検出する。増幅された 1 個の電子は、ガス分子を励起することで波長 λ の光子を単位波長あたり $n_{ph}(\lambda)$ 個発生させる。ただし、 $n_{ph}(\lambda)$ はガスの種類や電場の構造に依存する量である。発生した光子は $A_{PMT}(\lambda)$ の確率で PMT の光電面に入り、 $\Gamma_{PMT}(\lambda)$ の量子効率で光電子に変換される。PMT の光電面で発生した光電子は M_{PMT} 倍の数に増幅され、この電流がガスシンチレーション比例計数管の信号として外部に取り出される。したがって、ガスシンチレーション比例計数管の信号を積分した電荷量は

$$Q_{GSP} = eM_{PMT}M_{PC}N_e \int \Gamma_{PMT}(\lambda)A_{PMT}(\lambda)n_{ph}(\lambda)d\lambda \quad (3.2)$$

となる。

よって、ガスシンチレーション比例計数管とただの比例計数管の信号の電荷量の比は

$$\frac{Q_{GSP}}{Q_{PC}} = M_{PMT} \int \Gamma_{PMT}(\lambda)A_{PMT}(\lambda)n_{ph}(\lambda)d\lambda \quad (3.3)$$

となる。例として $\int n_{ph}(\lambda)d\lambda \sim 0.01$ 、 $A_{PMT}(\lambda) \sim 0.01$ 、 $\Gamma_{PMT}(\lambda) \sim 0.2$ 、 $M_{PMT} \sim 10^7$ を代入すると、

$$\frac{Q_{GSP}}{Q_{PC}} \sim 200 \quad (3.4)$$

となり、ガスシンチレーション比例計数管の方が信号が大きい。比例計数管はこの差を補うために一般的にプリアンプなどの電子増幅回路により、信号を増幅する。しかし、電子増幅回路は信号に少なからずノイズをのせる。このノイズのために、信号に低い検出閾値を設定することが難しくなる。よって、ガスシンチレーション比例計数管の方がただの比例計数管に比べて信号に低い検出閾値を設定することができ、高い検出効率を持ち得る。

ただし、PMT 光電面で発生する光電子数の分布は離散的なため、 $M_{PC}N_e \int \Gamma_{PMT}A_{PMT}n_{ph}d\lambda \sim 1$ の場合は PMT 光電面で光電子をまったく発生しない確率が無視できなくなる。光電子が発生しない場合は信号 $Q_{GSP} = 0$ になるため検出閾値を必ず下回ってしまう。したがって、 $M_{PC}N_e \int \Gamma_{PMT}A_{PMT}n_{ph}d\lambda \gg 1$ の条件を満たすように、比例計数管の初期電子数 N_e と電子増幅率 M_{PC} を確保しなければならない。上の例で用いた値を代入すると、この条件は $M_{PC}N_e \gg 5 \times 10^4$ となる。

3.3 ガスシンチレーション比例計数管の信号測定

ガスによるガスシンチレーション光のパルス波形や光量を調べるために、円筒形比例計数管を製作した。測定に用いた円筒形比例計数管の構造を図 3.2 に、写真を図 3.3 に示す。この円筒形比例計数管の仕様を表 3.1 にまとめる。

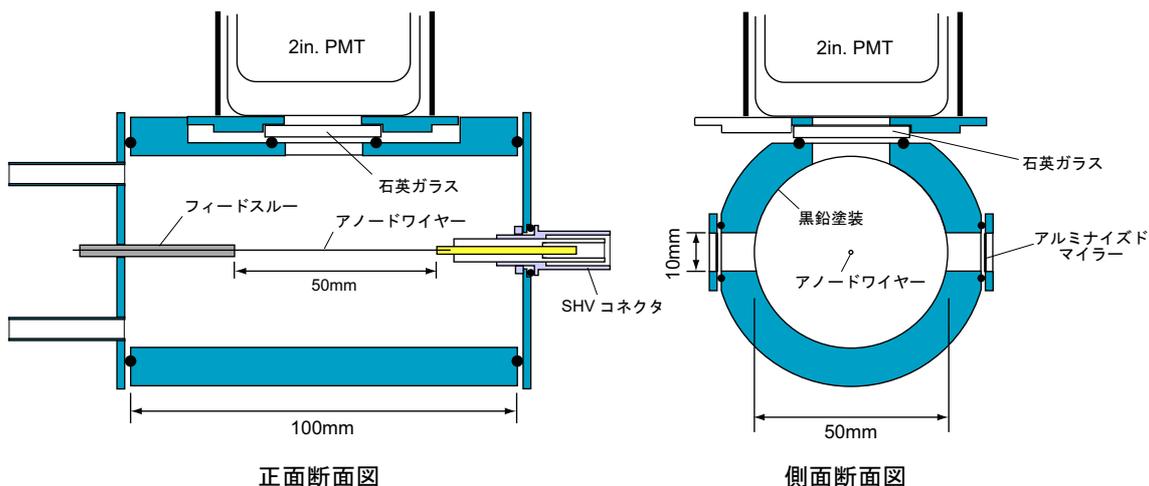


図 3.2: 円筒形比例計数管の断面図。石英ガラスの窓の上に PMT を置いている。カソードとなる円筒はアルミ製、側面のふたはステンレス製である。カソード内面は黒鉛微粒子で塗装している。

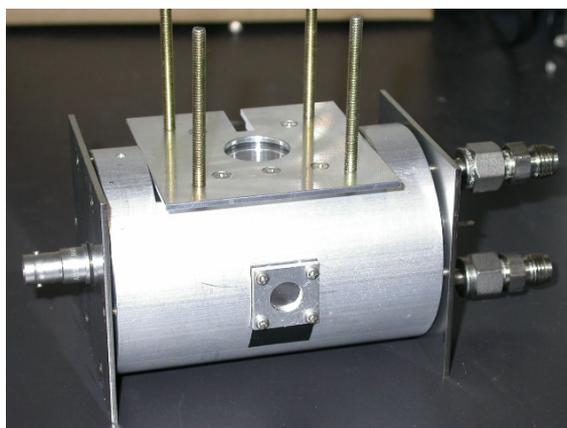


図 3.3: 円筒形比例計数管の写真

表 3.1: 円筒形比例計数管の仕様

直径	5 cm
長さ	10 cm
β 線入射窓直径	1 cm
アノードワイヤー直径	30 μ m
アノードワイヤー材質	金メッキ・タングステン
静電容量	0.075 pF/cm
中心から PMT を見たときの立体角/ 4π	2.8%
ガスの状態	常温・常圧

ガスシンチレーション光は紫外線を含むため、光を見る窓は石英ガラスである。窓の透過率の波長依存性を図 3.4 に示す。また、アノードで発生した光子数を見積もるため、シンチレーション光が比例計数管の内壁で反射して PMT に入らないよう、比例計数管の内壁は黒鉛塗装している。

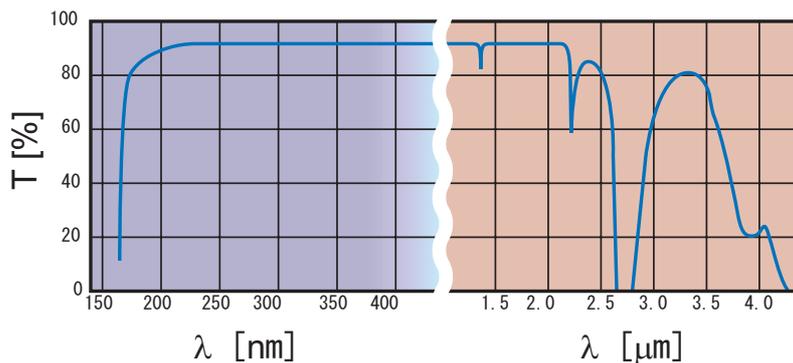


図 3.4: 石英窓の透過率の波長依存性 (シグマ光機社のカタログより作製)。

測定装置の概念図を図 3.5 に、測定装置の写真を図 3.6 に示す。ガスシンチレーション光は比例計数管の窓から PMT(浜松フォトニクス社製 R2256) で検出する。この PMT の窓は石英ガラスである。また、アノード電流を読み出すために、アノードには電荷積分型プリアンプが着いている。

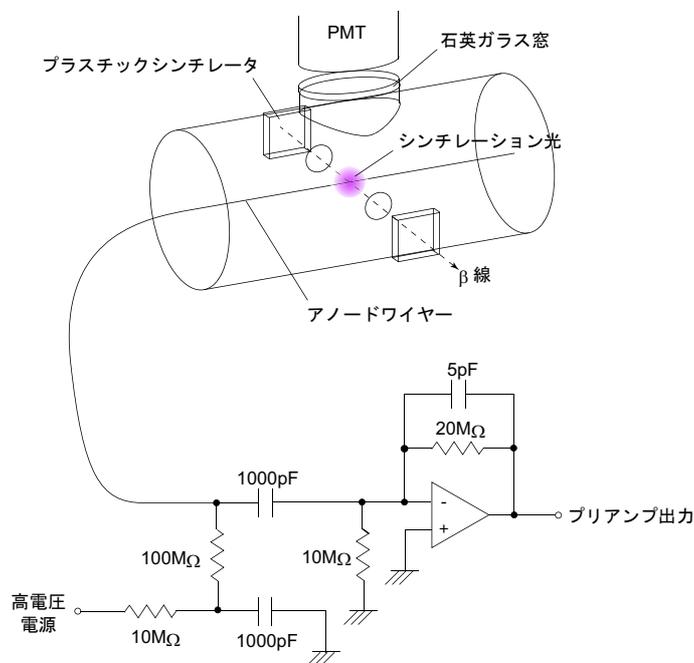


図 3.5: 測定装置の概念図。アノードには電荷積分型プリアンプが着いている。プリアンプの時定数は $100\mu\text{s}$ である。



図 3.6: 測定装置の写真。手前に ^{90}Sr 線源が置いてある。

PMT のカソード電圧は-2400V に設定した。このときの PMT の電子増幅率 M_{PMT} は 1.4×10^7 であった。

ガスの純度を保つために測定中はガスを約 100cc/min の流量で流し続けた。

測定は ^{90}Sr 線源の β 線 (最大運動エネルギー 2.28MeV) を比例計数管のマイラー窓から照射して行った。2 枚のプラスチックシンチレータを比例計数管の前後に置き、その信号のコインシデンスをトリガーとした。データ取得のための回路図を図 3.7 に示す。

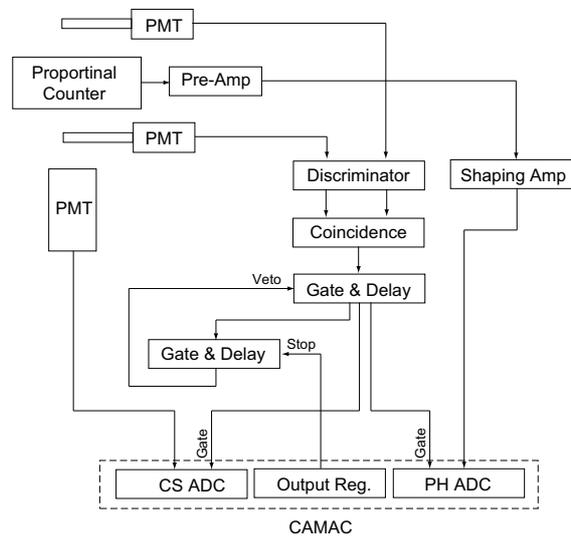


図 3.7: データ取得のための回路図。比例計数管のアノード信号はピークホールド ADC で、PMT 信号は電荷積分型 ADC で記録した。

3.4 フォトンフィードバック

シンチレーション光が大量に発生するほど、ガスシンチレーション比例計数管の信号は大きくなる。しかし、短波長のシンチレーション光が大量に発生すると、比例計数管のカソード(陰極)面で光電子が生成される確率が増加し、その電子がアノード(陽極)に収集されて再び電子増幅が起きる。これをフォトンフィードバックという。フォトンフィードバックが発生するとパルス幅が長くなり、BHCVとしては都合が悪い。よって、アノード電圧はフォトンフィードバックがほとんどないような範囲に設定しなければならない。

キセノンの場合に見られるフォトンフィードバックの波形を図 3.8 に示す。

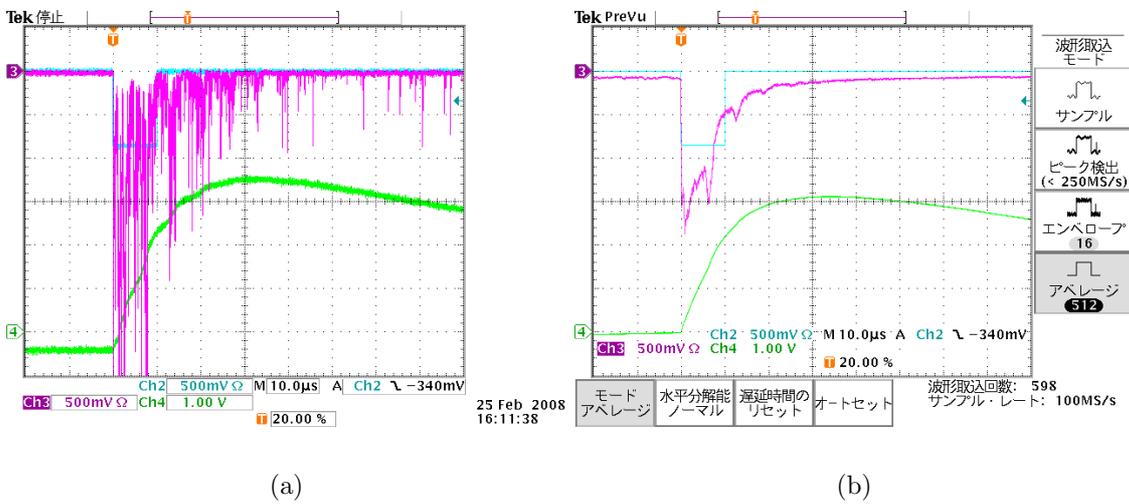


図 3.8: フォトンフィードバックの波形。Xe。アノード電圧 2400V。(a) 単発の波形。(b) 平均された波形。上から、ADC のゲート、PMT、プリアンプの信号である。(b) ではドリフト時間ごとにパルスが繰り返し発生していることが見て取れる。

フォトンフィードバックの機構は次のように理解される。荷電粒子が比例計数管を通過すると N_0 個のイオン・電子対を生成する。電子はアノードで M_{PC} 倍に増幅され、増幅された 1 個の電子は波長 λ の光子を単位波長あたり $n_{ph}(\lambda)$ 個発生させる。発生した光子は $A_{cath}(\lambda)$ の確率でカソード表面に直ちに到達する。光子のエネルギーがカソード表面の仕事関数 $E_w = 2\pi\hbar c/\lambda_{pe}$ を超えていれば $\Gamma_{cath}(\lambda)$ の量子効率で光電子が発生する。よって、カソード表面で発生する光電子数 N_1 は

$$N_1 = N_0 M_{PC} \int_{\lambda < \lambda_{pe}} \Gamma_{cath}(\lambda) A_{cath}(\lambda) n_{ph}(\lambda) d\lambda \quad (3.5)$$

この電子は、カソードから一定のドリフト時間 T_{drift} をかけてアノードに達する。円筒形比例計数管ではカソードのどの場所で光電子が発生してもこのドリフト時間 T_{drift} は同じになる。電子はアノードで再び M_{PC} 倍に増幅され、光子を発生させる。ここで、

$$\eta = M_{PC} \int_{\lambda < \lambda_{pe}} \Gamma_{cath}(\lambda) A_{cath}(\lambda) n_{ph}(\lambda) d\lambda \quad (3.6)$$

とすると、2 回目にカソード表面で発生する光電子数 N_2 は

$$N_2 = N_1 \eta = N_0 \eta^2$$

となる。3回目以降も同様に $N_3 = N_0\eta^3, N_4 = N_0\eta^4, \dots$ となる。 $\eta < 1$ であれば PMT 出力では時間 T_{drift} で繰り返される指数関数的に減少するようなパルスが見られる (図 3.8(b))。 $\eta \geq 1$ であれば連続放電が起きる。

参考までにいくつかの元素について、単体の仕事関数を表 3.2 に示す。

表 3.2: 元素単体の仕事関数 [17] と仕事関数に対応する光子の波長。

元素	仕事関数 [eV]	光子の波長 [nm]
Al	4.28	289
C	5.0	250
Fe	4.5	280

今回の測定に用いた比例計数管はカソード面に黒鉛微粒子が塗ってある。したがって、 $\lambda_{pe} = 250\text{nm}$ となる。今回使用した3種類のガスのうちでは Ar+N₂ 混合ガスと Xe について、フォトンフィードバックが見られた。この2種類のガスによるシンチレーション光の波長は λ_{pe} より短い (表 3.3、表 3.5)。

3.5 ガスによる比較

アルゴン・窒素混合ガス (Ar+N₂)、キセノン (Xe)、四フッ化メタン (CF₄) の3種類のガスを用いて測定した。

3.5.1 アルゴン・窒素混合ガス

アルゴンと窒素は最も安価なガスである。アルゴンと窒素の特性を表 3.3 と表 3.4 に示す。使用したアルゴンの純度は 99.9999% である。

表 3.3: アルゴンの特性

定数	値	備考
密度	1.4 mg/cm ³	20°C, 1 atm
dE/dx	2.4 keV/cm	20°C, 1 atm, MIP
W 値 ¹	26 eV [7]	
シンチレーション光の波長	125 nm [8, 9]	連続スペクトルのピーク値, Ar ₂ の解離による
シンチレーション光の減衰定数	3.4 μs [10]	Ar ₂ の崩壊定数

表 3.4: 窒素の特性

定数	値	備考
密度	0.81 mg/cm ³	20°C, 1 atm
dE/dx	2.0 keV/cm	20°C, 1 atm, MIP
W 値	35 eV [7]	
シンチレーション光の波長	325~380 nm [11, 12]	

¹イオン・電子対を 1 対生成するのに必要な平均エネルギー。

純アルゴンでのオシロスコープの波形を図 3.9 に示す。パルスの幅は約 $8\mu\text{s}$ であることが分かる。この時間は電子がカソードからアノードまでドリフトする時間に等しい (3.6 節で解説する)。

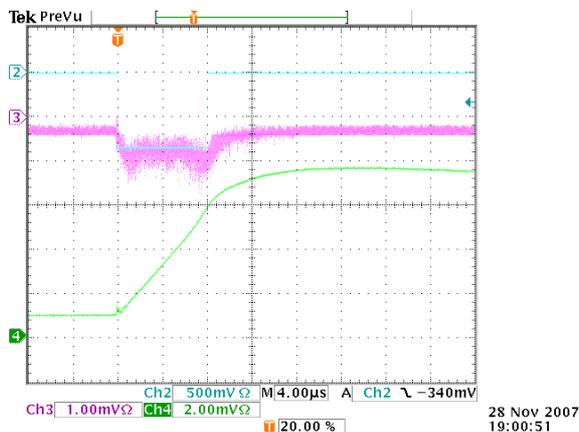


図 3.9: 平均された波形。純 Ar。アノード電圧 1500V。上から、ADC のゲート、PMT、プリアンプの信号である。横軸 1 目盛は $4\mu\text{s}$ 。

PMT で測定された平均光電子数を図 3.10 に、アノードでの平均収集電荷量の電圧変化を図 3.11 に示す。光電子数の測定はフォトンフィードバックが無視できなくなるアノード電圧まで行った。光電子数は窒素濃度を増加させると、窒素濃度 2% まで増加していき、窒素濃度 10% 以上になると減少する。一方、収集電荷は窒素濃度 1% まで増加していき、窒素濃度 2% 以上になると減少する。

また、PMT での平均光電子数とアノードでの平均収集電子数の比を図 3.12 に示す。比 $N_{p.e.}/N_{c.e.}$ は 3.2 節の $\int \Gamma_{PMT} A_{PMT} n_{ph} d\lambda$ に対応する量である。比 $N_{p.e.}/N_{c.e.}$ は純窒素の場合を除いて、アノード電圧が増加するにしたがって減少している。すなわち、 n_{ph} がアノード電圧の増加とともに減少している。これは、アノード電圧が増加すると電子のエネルギーが増加し、ガス分子を励起する確率よりも、ガス分子を電離する確率が増加するためと考えられる [7]。

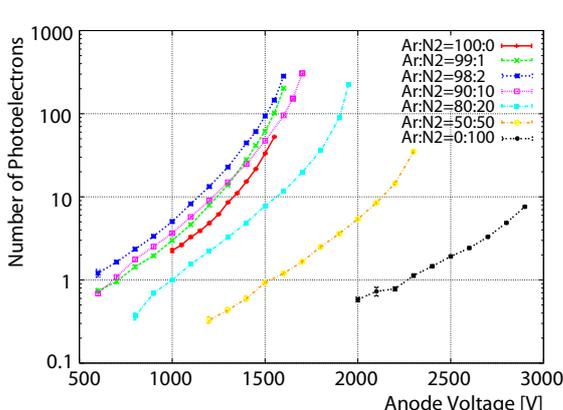


図 3.10: PMT で測定された平均光電子数のアノード電圧による変化。Ar+N₂。

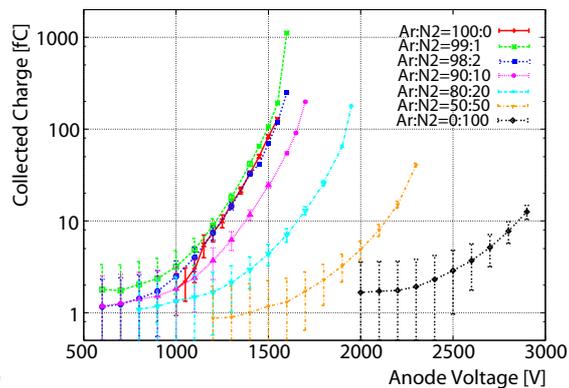


図 3.11: アノードでの平均収集電荷量のアノード電圧による変化。Ar+N₂。低い電圧ではノイズにより誤差が大きくなる。

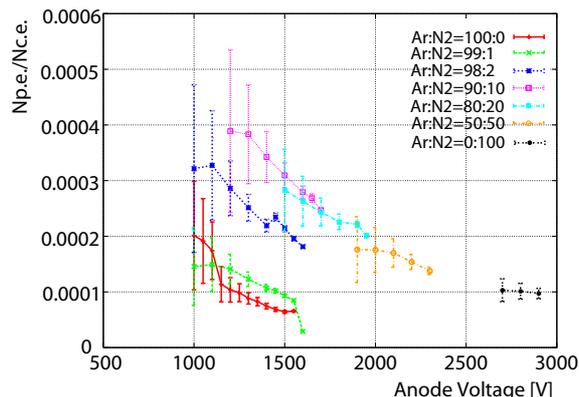


図 3.12: PMT での平均光電子数 $N_{p.e.}$ とアノードでの平均収集電子数 $N_{c.e.}$ の比。Ar+N₂。

窒素濃度 2%、アノード電圧 1500V のとき、PMT 光電面での平均光電子数は 100 個であり、1 より十分大きい。また、このとき Q_{GSP}/Q_{PC} を計算すると

$$\frac{Q_{GSP}}{Q_{PC}} = \frac{e \times (1.4 \times 10^7) \times 100}{100fC} = 2.2 \times 10^3$$

となり、ガスシンチレーション比例計数管の方がただの比例計数管にくらべて信号が大きい。

3.5.2 キセノン

キセノンはガスシンチレーションの光量が大きい。キセノンの特性を表 3.5 に示す。使用したキセノンの純度は 99.999% である。

表 3.5: キセノンの特性

定数	値	備考
密度	3.0 mg/cm ³	20°C, 1 atm
dE/dx	6.8 keV/cm	20°C, 1 atm, MIP
W 値	22 eV [7]	
シンチレーション光の波長	175 nm [8, 9]	連続スペクトルのピーク値, Xe ₂ の解離による
シンチレーション光の減衰定数	100 ns [13]	Xe ₂ の崩壊定数

オシロスコープの波形を図 3.13 に示す。パルスの幅は約 10 μ s であることが分かる。キセノンは光量は大きいですがパルス幅が大きいため BHCV のガスには適さない。

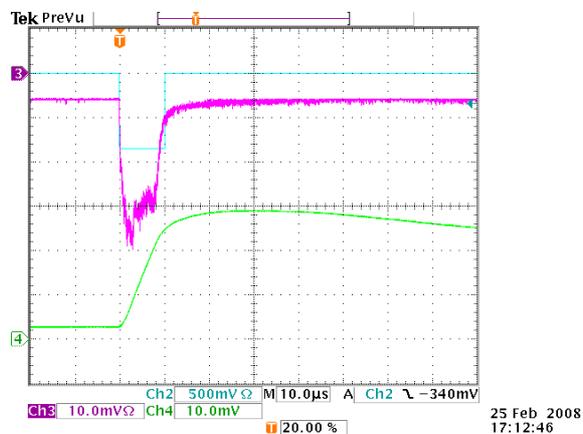


図 3.13: 平均された波形。Xe。アノード電圧 1700V。上から、ADC のゲート、PMT、プリアンプの信号である。横軸 1 目盛は $10\mu\text{s}$ 。

PMT で測定された平均光電子数とアノードでの平均収集電荷量の電圧変化を図 3.14、3.15 に示す。光電子数の測定はフォトンフィードバックが無視できなくなる値まで行った。

また、PMT での平均光電子数とアノードでの平均収集電子数の比を図 3.16 に示す。比 $N_{p.e.}/N_{c.e.}$ はアルゴン・窒素混合ガスと比べると約 10 倍である。

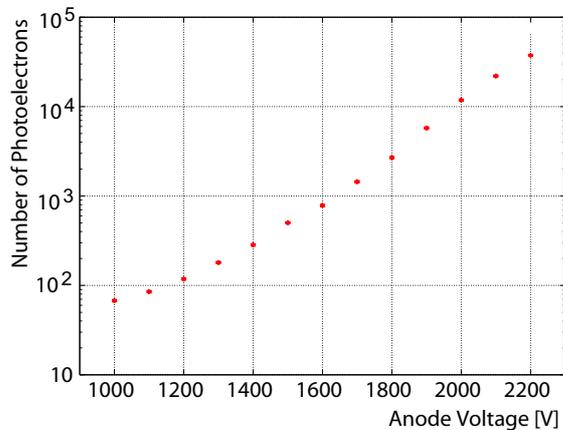


図 3.14: PMT で測定された平均光電子数のアノード電圧による変化。Xe。

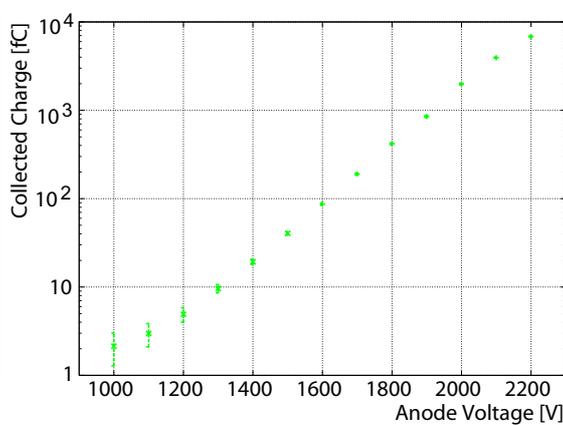


図 3.15: アノードでの平均収集電荷量のアノード電圧による変化。Xe。

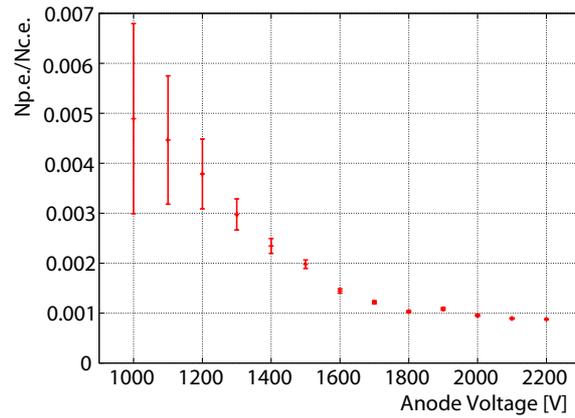


図 3.16: PMT での平均光電子数 $N_{p.e.}$ とアノードでの平均収集電子数 $N_{c.e.}$ の比。Xe。

3.5.3 四フッ化メタン (CF_4)

四フッ化メタン (CF_4) は電子のドリフト速度が速い。 CF_4 の特性を表 3.6 に示す。使用した CF_4 の純度は 99.9997% である。

表 3.6: CF_4 の特性

定数	値	備考
密度	3.7 mg/cm ³	20°C, 1 atm
dE/dx	6.7 keV/cm	20°C, 1 atm, MIP
W 値	33 eV [16]	
シンチレーション光の波長	300 nm [14]	連続スペクトルのピーク値
シンチレーション光の減衰定数	9 ns [15]	

オシロスコープの波形を図 3.17 に示す。パルスの幅は約 400ns であることが分かる。この時間も電子がカソードからアノードまでドリフトする時間に対応すると考えられる (3.6 節で解説する)。 CF_4 はドリフト速度が速いため、パルス幅も短い。

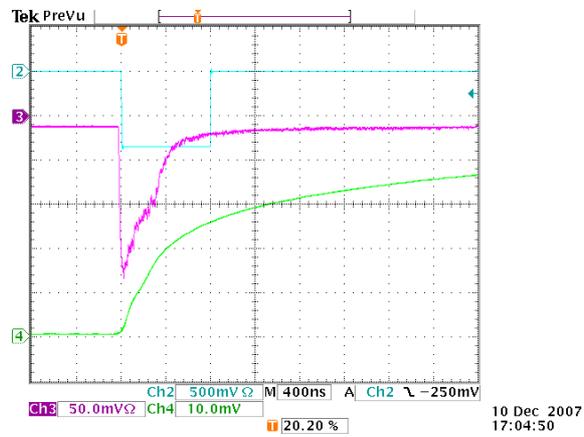


図 3.17: 平均された波形。CF₄。アノード電圧 2900V。上から、ADC のゲート、PMT、プリアンプの信号である。横軸 1 目盛は 400ns。PMT の信号は-16dB 減衰させている。

PMT と比例計数管の出力分布を図 3.18 に示す。図 3.18(c) を見ると、PMT 出力と比例計数管出力はほぼ比例していることが分かる。

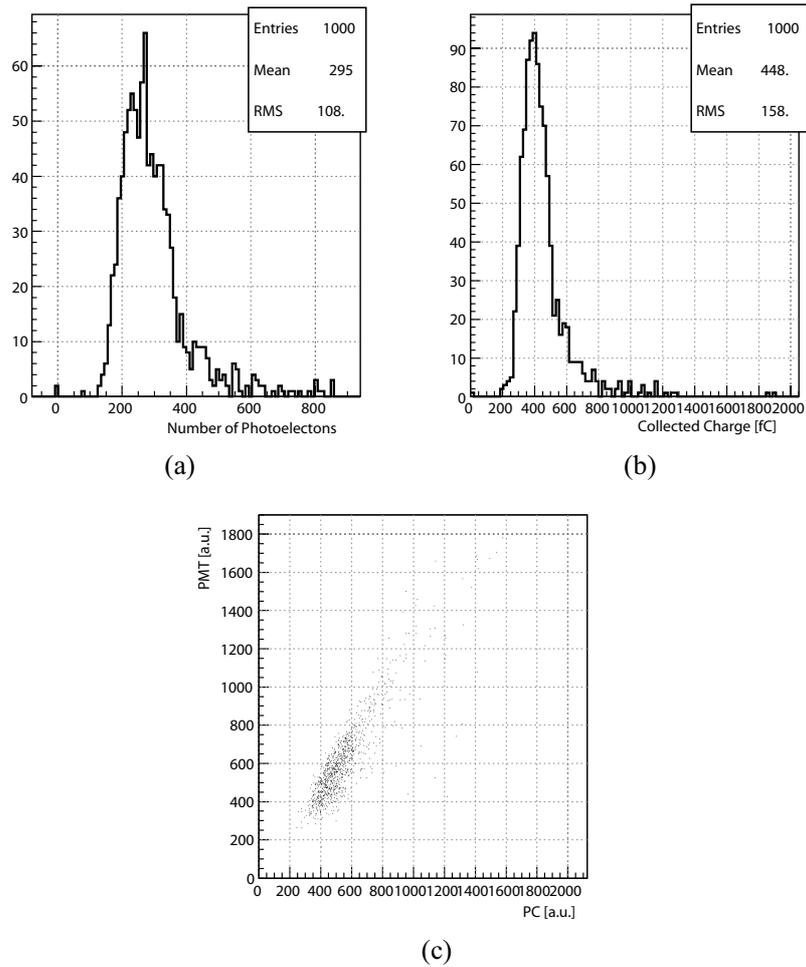


図 3.18: PMT と比例計数管の出力分布。CF₄。アノード電圧 2900V。(a)PMT の光電子数分布。(b) 比例計数管の収集電荷分布。(c)PMT と比例計数管の出力相関。PMT 出力と比例計数管出力はほぼ比例していることが分かる。

PMT で測定された平均光電子数とアノードでの平均収集電荷量の電圧変化を図 3.19、3.20 に示す。また、PMT での平均光電子数とアノードでの平均収集電子数の比を図 3.21 に示す。アノード電圧の限界値は高電圧回路のコンデンサーの耐圧である。比 $N_{p.e.}/N_{c.e.}$ は約 10^{-4} であり、アルゴン・窒素混合ガスと同程度である。

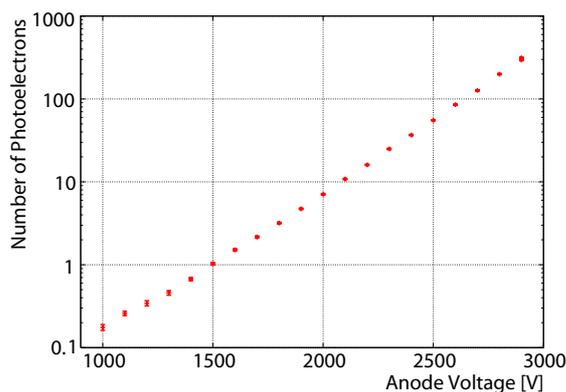


図 3.19: PMT で測定された平均光電子数のアノード電圧による変化。CF₄。

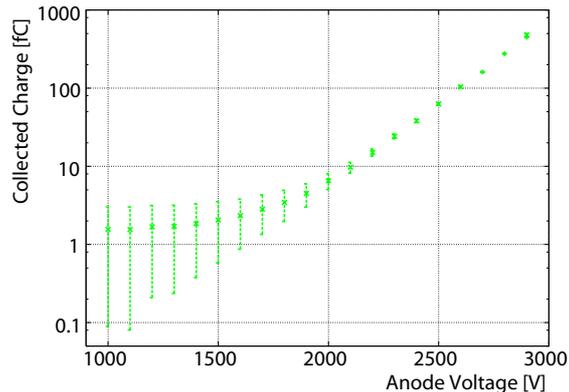


図 3.20: アノードでの平均収集電荷量のアノード電圧による変化。CF₄。低い電圧ではノイズにより誤差が大きくなる。

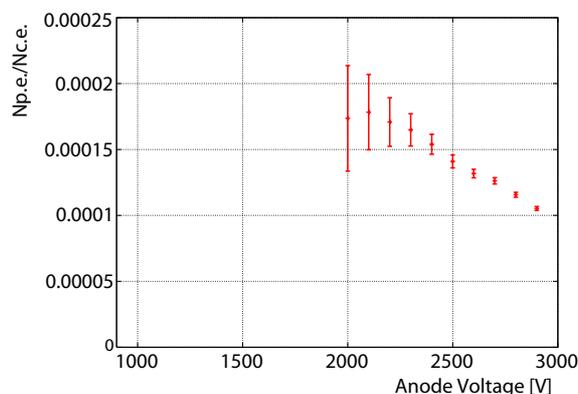


図 3.21: PMT での平均光電子数 $N_{p.e.}$ とアノードでの平均収集電子数 $N_{c.e.}$ の比。CF₄。

光量はキセノンに比べて小さいが、パルス幅が短いため、我々は BHCV のガスとして CF₄ を選んだ。

3.6 パルス幅と電子のドリフト時間

測定に用いた 3 種類のガスについてはガスシンチレーションによる PMT のパルス幅は電子のドリフト時間により説明できる。この節では図 3.9、3.13、3.17 の PMT の平均された波形が、アノードに到達する電子数の時間分布を表していることを示す。

円筒形比例計数管内の半径 r での電場 $E(r)$ は次のようになる。

$$E(r) = \frac{V_a}{r \ln(r_c/r_a)} \tag{3.7}$$

ここで、 V_a はアノード電圧、 r_c はカソード半径、 r_a はアノードワイヤーの半径である。今回の測定ではアノード電圧は 0.5 ~ 3kV である。このアノード電圧の範囲での電場を図 4.3 に示す。このアノード電圧の範囲では電場はほとんどの領域で 1kV/cm 以下である。

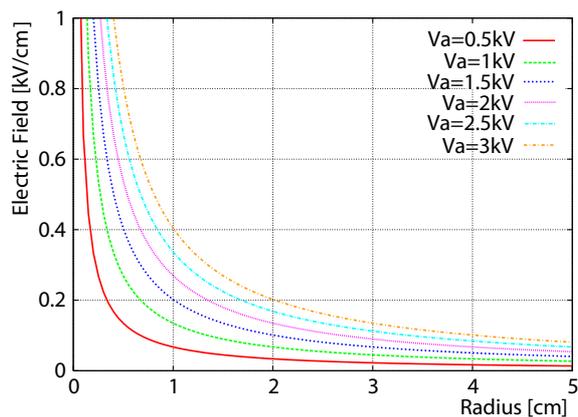


図 3.22: 円筒形比例計数管内の電場。 V_a はアノード電圧。

電子のドリフト速度の電場依存性を3種類のガスについて、それぞれ図 3.23、3.24、3.25 に示す。各ガスについて電場 $1\text{kV}/\text{cm}\cdot\text{atm}$ 以下のドリフト速度 w を以下のように近似した。

$$\text{Ar} : w(E) = 0.3 [\text{cm}/\mu\text{s}] + 0.18 [\text{cm}^2/\text{kV} \cdot \mu\text{s}] E \quad (3.8)$$

$$\text{Xe} : w(E) = 0.1 [\text{cm}/\mu\text{s}] + 0.092 [\text{cm}^2/\text{kV} \cdot \mu\text{s}] E \quad (3.9)$$

$$\text{CF}_4 : w(E) = 3.0 [\text{cm}/\mu\text{s}] \ln(1 + 33 [\text{cm}/\text{kV}] E) \quad (3.10)$$

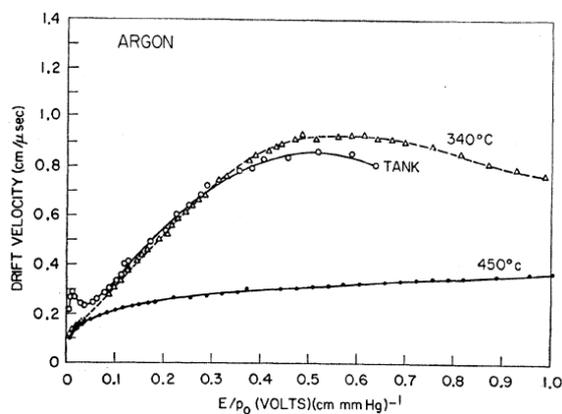


図 3.23: Ar のドリフト速度 [18] の電場依存性。温度はカルシウムのガス純化装置の温度である。温度 450°C の方が Ar の純度が高い。

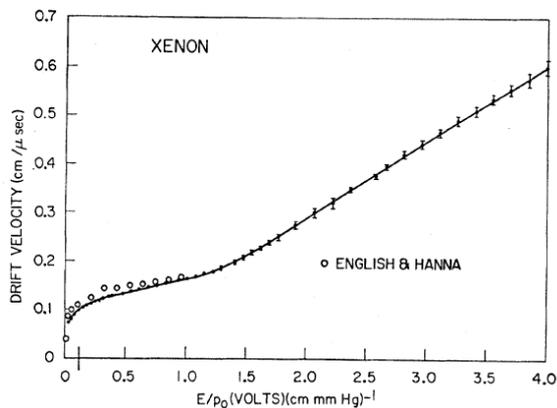


図 3.24: Xe のドリフト速度の電場依存性 [18]。

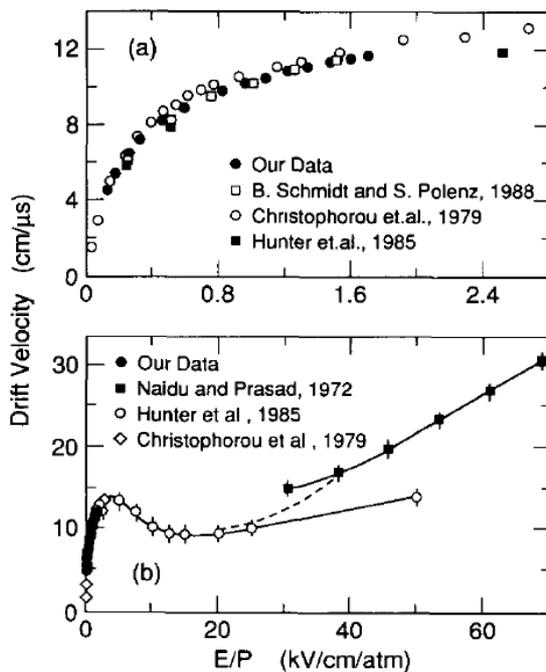


図 3.25: CF₄ のドリフト速度の電場依存性 [19]。

電子が半径 r から半径 r_a までドリフトする時間 $t(r)$ は次のようになる。

$$t(r) = \int_{r_a}^r \frac{dr'}{w(E(r'))} \tag{3.11}$$

荷電粒子が円筒形比例計数管の直径を通過し、電子が直径上一様に単位長さあたり n_0 で生成されたとき、単位時間あたりにアノードに到達する電子数 $n(t)$ は

$$n(t) = 2n_0w(E(r(t))) \tag{3.12}$$

となる。ここで、 $r(t)$ は関数 3.11 の逆関数である。式 3.7~3.12 より各ガスについて $n(t)$ を計算すると図 3.26 のようになる。この図と図 3.9、3.13、3.17 を比べるとパルスの立ち上がりのピークの形状がよく似ている。また、パルスの幅は Ar と CF₄ ではカソードからアノードまでの電子のドリフト時間にほぼ一致している。

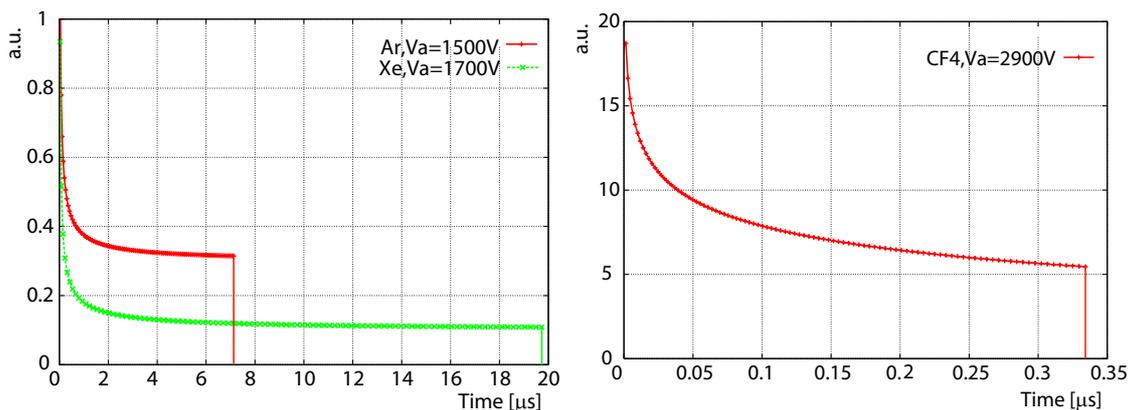


図 3.26: アノードに到達する電子数の時間分布。 V_a はアノード電圧。

よって、パルス幅を短くするためにはドリフト速度の速いガスを用いることと、カソードとアノードの距離を小さくすることが重要である。

カソードからアノードまでの電子のドリフト時間がアノード電圧でどの程度変化するかを計算したものが図 3.27 である。アノード電圧を高くすることでドリフト時間は短くなるが、ガスによる差の方が大きいことが分かる。

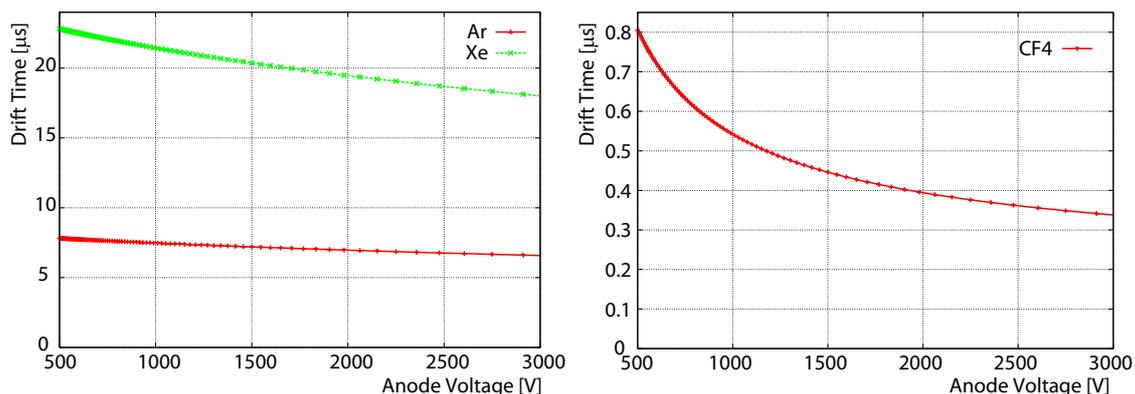


図 3.27: カソードからアノードまでの電子のドリフト時間とアノード電圧との関係。

第4章 BHCV 試作機の性能試験

本章では BHCV の試作機を製作し、ビームテストによってその性能を試験したことを述べる。

4.1 BHCV 試作機設計の方針

2章で述べたように、BHCV には以下の3点が要求される。

- (1) 荷電粒子に対する高い検出効率
- (2) 中性子と光子に対する低い検出効率
- (3) 短いパルス (短い計測時間)

この要求をガスシンチレーション比例計数管に対する要求に直すと、

- (1) 大きなガスシンチレーションの光量
- (2) 小さい厚さ [g/cm^2]
- (3) 速い電子ドリフト速度と短い電極間距離

となる。この3つの方針にしたがって BHCV の試作機を設計した。

4.2 BHCV 試作機の構造

図 4.1 に BHCV 試作機の構造を、図 4.2 に写真を示す。基本的な構造は平行平板型 MWPC(多芯比例計数管) の上下に PMT(光電子増倍管) を着けたものである。

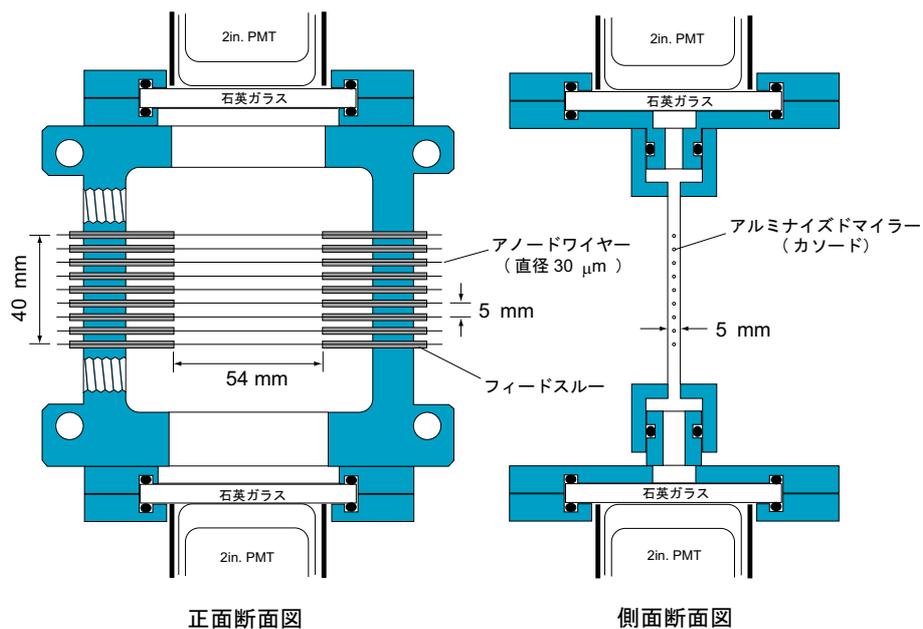


図 4.1: BHCV 試作機の断面図。平行平板型 MWPC の上下に PMT が着いている。

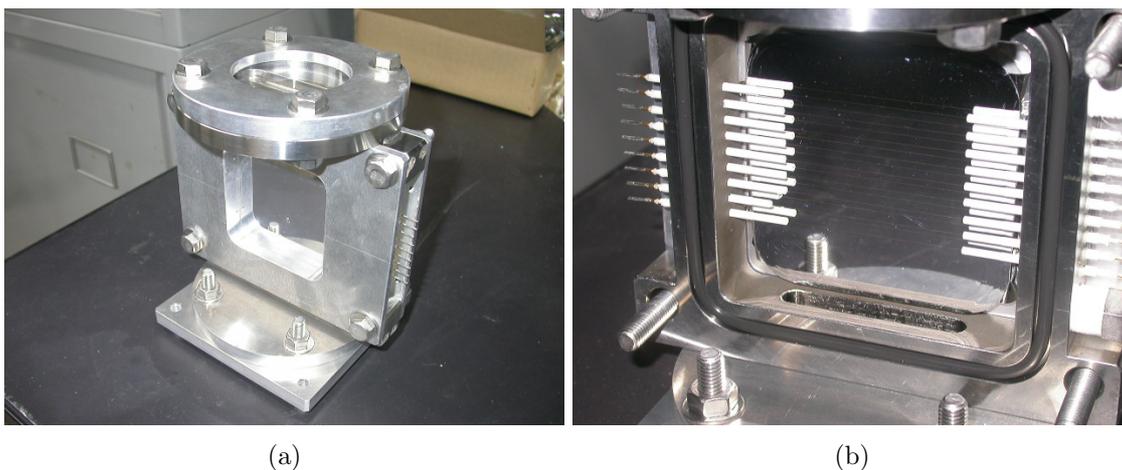


図 4.2: BHCV 試作機の写真。(a) 完成写真。(b) 内部の写真。アルミナイズドマイラーが光をよく反射していることが見て取れる。

試作機に電圧を印加したときに、内部にできる電気力線と等ポテンシャル面を図 4.3 に示す。荷電粒子によって生成された電子は電気力線にそってドリフトし、アノードに達する。各ワイヤーは自身の上下 2.5mm の領域に生成された電子を収集する。

表 4.1: BHCV 試作機の仕様。

充填ガス	CF ₄
ガスの状態	常温・常圧
有効面積	5 cm × 5cm
厚さ	9.1 mg/cm ²
アノードワイヤー間隔	5 mm
アノードワイヤー本数	9
アノードワイヤー直径	30 μm
アノードワイヤー材質	金メッキ・タングステン
アノード・カソード間距離	2.5 mm
静電容量	0.10 pF/cm/ワイヤー
中心から PMT1 を見たときの立体角/4π	0.61%
中心から PMT2 を見たときの立体角/4π	0.70%

MWPC の各アノードの信号を読み出せるように、各アノードにはプリアンプが着いている。高電圧部とプリアンプの回路図を図 4.4 に示す。

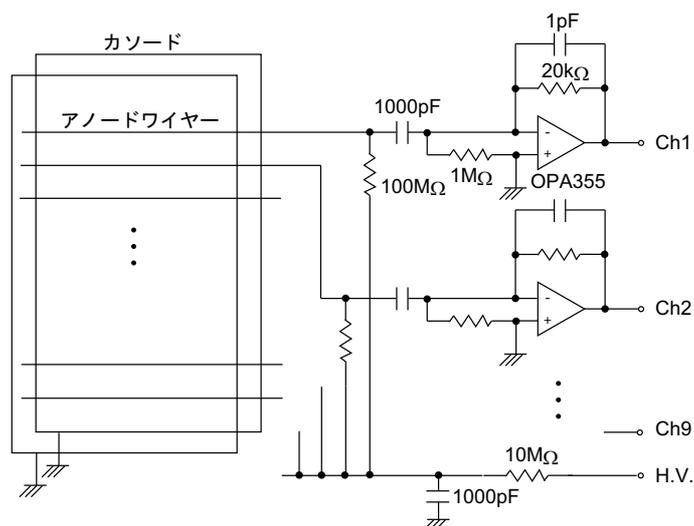


図 4.4: 高電圧部とプリアンプの回路図。MWPC の読み出しは合計 9 チャンネルある。プリアンプの時定数は 20ns である。

4.3 性能試験の方法

1.4 節より、BHCV が本実験で検出すべき荷電粒子は平均で数 100MeV の運動量をもつ。したがって、エネルギー損失が最小電離損失の場合に目標となる非検出効率が得られなければならない。我々は 400MeV 以上の運動量をもつ陽電子ビームを用いて性能試験を行った。

性能試験は東北大学原子核理学研究施設の GeV γ 照射室において行った。測定したことは

- (1) 非検出効率のアノード電圧による変化
- (2) 高いビームレートでの非検出効率
- (3) 非検出効率のビーム入射位置による変化

(4) パルスの発生時刻分布

の4つである。

4.3.1 ビームライン

図 4.5 は東北大学原子核理学研究施設のビームライン全体図である。

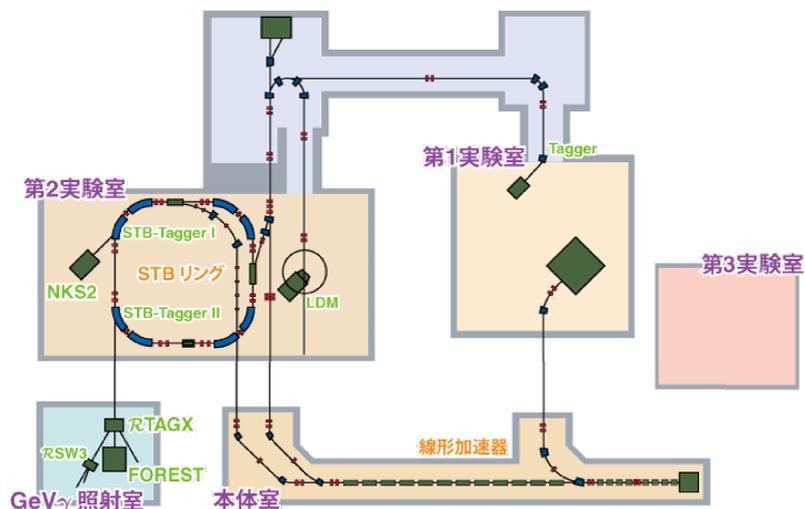


図 4.5: 東北大学原子核理学研究施設のビームライン全体図 (東北大学原子核理学研究施設のホームページより転載)。BHCV 試作機の試験は GeV γ 照射室において行った。

線形加速器で加速された電子はSTBリング(ストレッチャー・プースターリング)で、1.2GeVまで加速される。電子はSTBリング中の炭素ファイバーで制動放射を起こし、放射された γ 線がGeV γ 照射室に入る。GeV γ 照射室に入った電子は金箔で電子・陽電子対を生成する。電子・陽電子対は双極子電磁石(図4.5ではRTAGX)で運動量を選択され、陽電子がBHCV試作機に入射する。今回使用したビームのパラメータを表4.2に示す。

表 4.2: 使用したビームのパラメータ。

粒子	陽電子
運動量	400~600 MeV
ビーム直径	4 cm
スピル長/繰返し時間	9 s / 12 s
中心のレート(スピル内)	50 Hz/cm ² , 40 kHz/cm ²

4.3.2 ビームテストセットアップ

図 4.6 にセットアップの鉛直方向断面図を示す。図 4.7 はセットアップの写真である。

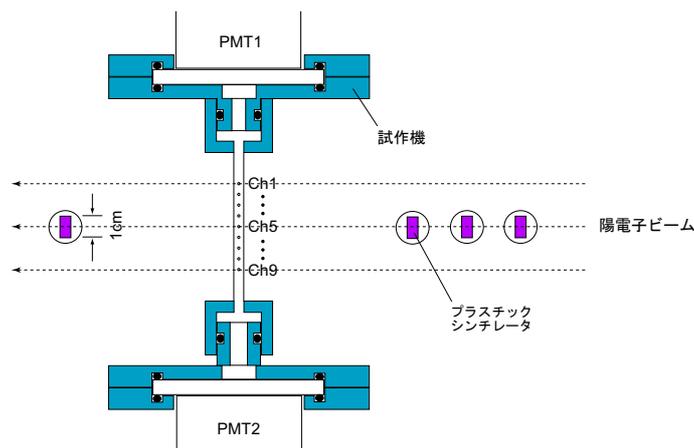


図 4.6: ベームテストのセットアップの鉛直方向断面図。プラスチックシンチレータのコインシデンスをデータ取得のトリガーとした。ベームは直径 4cm にひろがって入射しているが、プラスチックシンチレータの高さは 1cm であるので、この 1cm に入ったベームによるイベントのみが記録される。

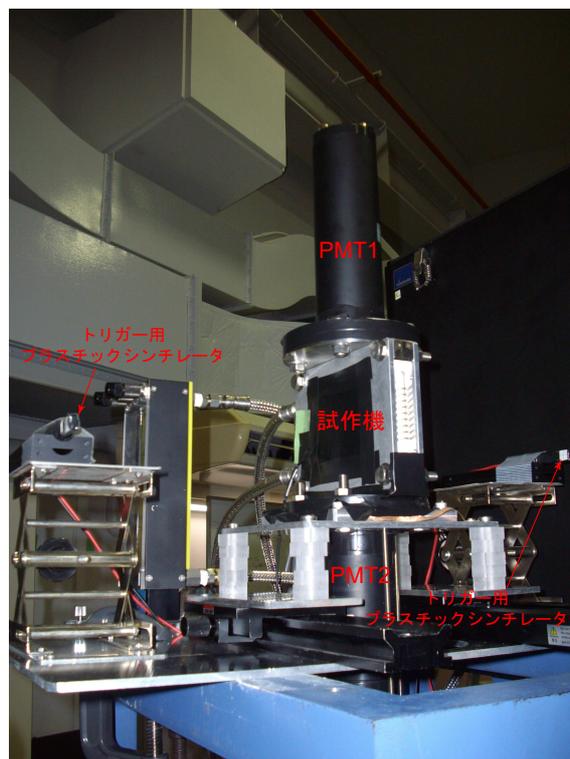


図 4.7: ベームテストのセットアップの写真。試作機は光漏れを防ぐため、マイラー窓やフランジ間などを黒くテープと黒シートで遮光している。右奥からベームが来る。ベーム上流に置いた 2 つのプラスチックシンチレータは写っていない。

上側の PMT を「PMT1」、下側の PMT を「PMT2」と呼ぶことにする。試作機のアノードワイヤーは上から「MWPC Ch1」～「MWPC Ch9」と呼ぶことにする。中央のアノードワイヤーが「MWPC Ch5」である。試作機のベーム上流側に 3 つ、下流側に 1 つのプラスチックシンチレータ (1cm×1cm×、厚さ 5mm) を配置した。これらの信号のコインシデンスをデータ取得のトリガーとした。試作機は水平方向を移動ステージで、鉛直方向を 1cm 厚のアクリル板の着脱により移動できる

ようになっている。ガスは CF_4 を約 60cc/min の流量で流し続けた。

データ取得のための回路図を図 4.8 に示す。

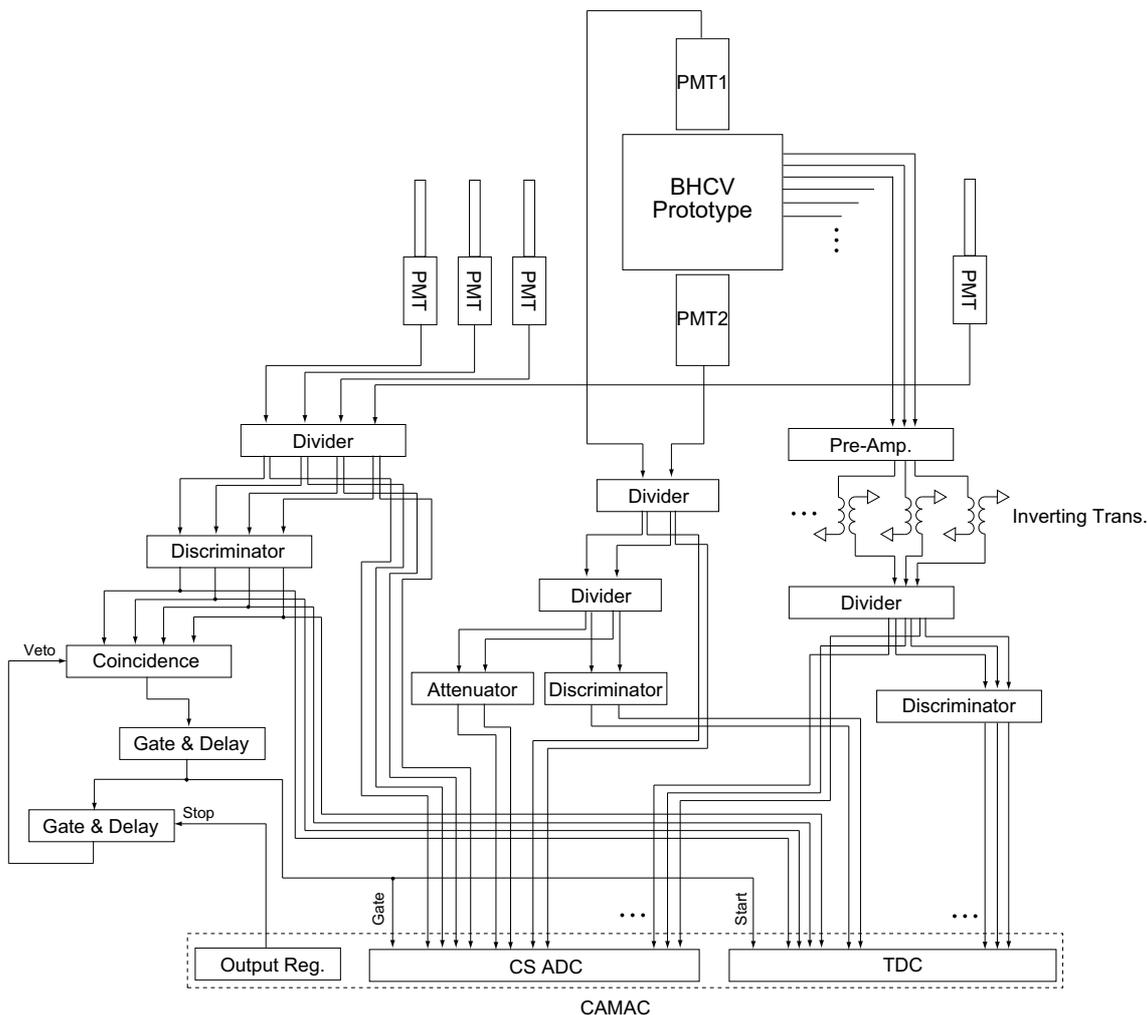
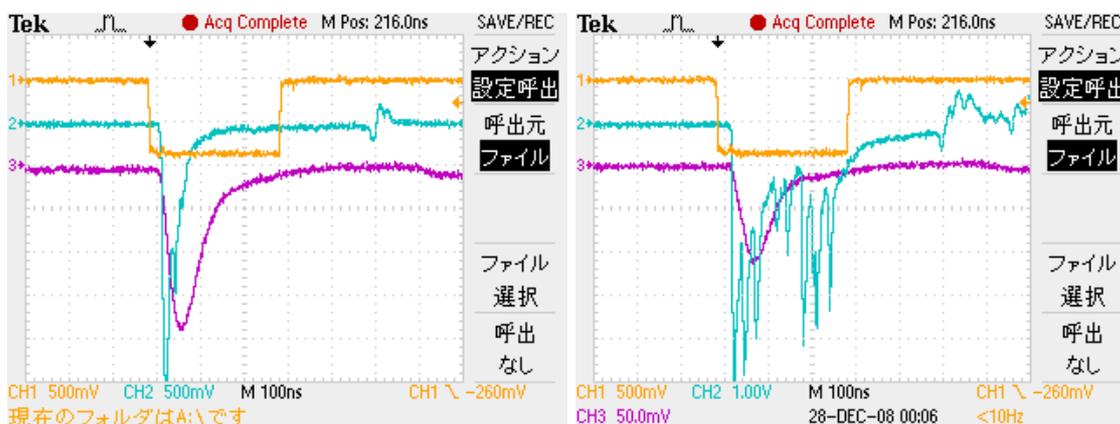


図 4.8: データ取得のための回路図。Inverting Trans. を使用しているのは、正極のプリアンプ信号を負極にして CS ADC に入れるためである。PMT 信号は分布を見るための減衰させた信号とペDESTAL 付近をみるための減衰させない信号の 2 つを ADC で取得した。Ch1 のプリアンプは OP アンプが故障したので、使っていない。

4.4 性能測定の結果

4.4.1 パルス波形と光電子数

オシロスコープで取得した信号の波形 4.9 を図に示す。アノード電圧 2700V では PMT のパルス幅はほぼ 50ns 程度である。



(a)

(b)

図 4.9: オシロスコープの波形。単発の波形。ビームレート $50\text{Hz}/\text{cm}^2$ 。プラスチックシンチレータは MWPC Ch5 の高さにある。(a) アノード電圧 2700V 。(b) アノード電圧 3000V 。上から、ADC のゲート、PMT1、MWPC Ch5 の信号である。横軸 1 目盛は 100ns 。

3.6 節で考察したように、円筒形比例計数管では PMT のパルス幅は電子のドリフト時間で説明された。試作機のカソードとアノードの距離は 3 章の円筒形比例計数管に比べて 10 分の 1 になっているため、試作機での PMT のパルス幅も約 10 分の 1 になると期待される。円筒形比例計数管では CF_4 でのパルス幅は 400ns であったので (図 3.17)、期待通りのパルス幅であった。

アノード電圧が 3000V 以上になると、フォトンフィードバックのためにパルス幅が長くなる (図 4.9(b))。

PMT で測定された平均光電子数と MWPC の平均収集電荷量の電圧変化を図 4.10 と図 4.11 に示す。レート $50\text{Hz}/\text{cm}^2$ とレート $40\text{kHz}/\text{cm}^2$ とでは平均値は大きく変化しないことが分かる。

PMT での平均光電子数と MWPC での平均収集電子数の比を図 4.12 に示す。全体の傾向として、3 章での測定結果 (図 3.21) と比べて $N_{p.e.}/N_{c.e.}$ の値が約 10 倍大きくなっている。これは PMT の立体角の違いでは説明できない (表 3.1 と表 4.1)。アルミナイズドマイラーで反射した光が PMT に相当入っている可能性がある。また、3 章で測定された $N_{p.e.}/N_{c.e.}$ のアノード電圧依存性に反してアノード電圧 2600V 以上では増加している。 $N_{p.e.}/N_{c.e.}$ はフォトンフィードバックが起きても変化しないはずである。この原因は分かっていない。

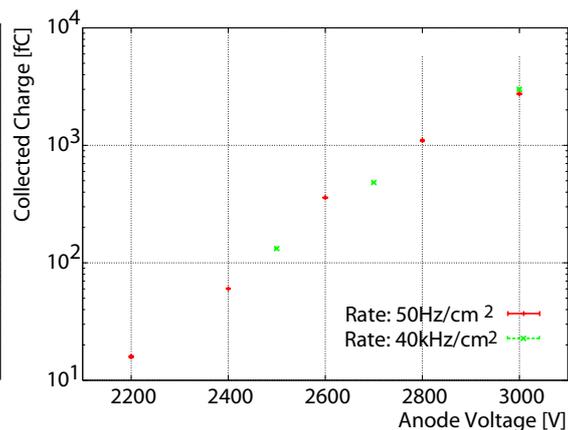
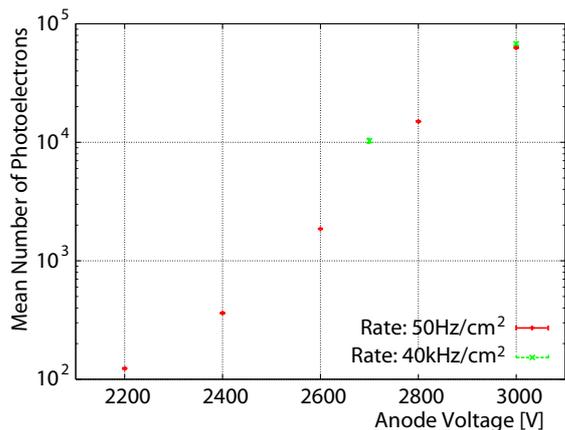


図 4.10: PMT で測定された平均光電子数のアノード電圧による変化。PMT1 と PMT2 の光電子数の和である。プラスチックシンチレータは MWPC Ch5 の高さにある。

図 4.11: MWPC での平均収集電荷量のアノード電圧による変化。MWPC Ch2~ MWPC Ch9 の和である。プラスチックシンチレータは MWPC Ch5 の高さにある。

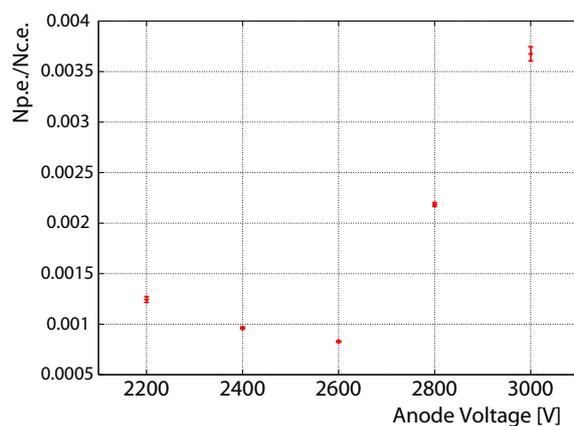


図 4.12: PMT での平均光電子数 $N_{p.e.}$ と MWPC の平均収集電子数 $N_{c.e.}$ の比。ビームレート 50Hz/cm²。プラスチックシンチレータは MWPC Ch5 の高さにある。

4.4.2 ワイヤーによる PMT の死角

トリガーのプラスチックシンチレータの中心を試作機中央 (MWPC Ch5 と同じ高さ) においたときの PMT 出力と MWPC 出力の相関を図 4.13 に示す。この図を見ると、MWPC のワイヤーが異なれば、PMT との相関の様子が異なっていることが分かる。この相関は円筒形比例計数管での図 3.18(c) の様子とは異なっている。

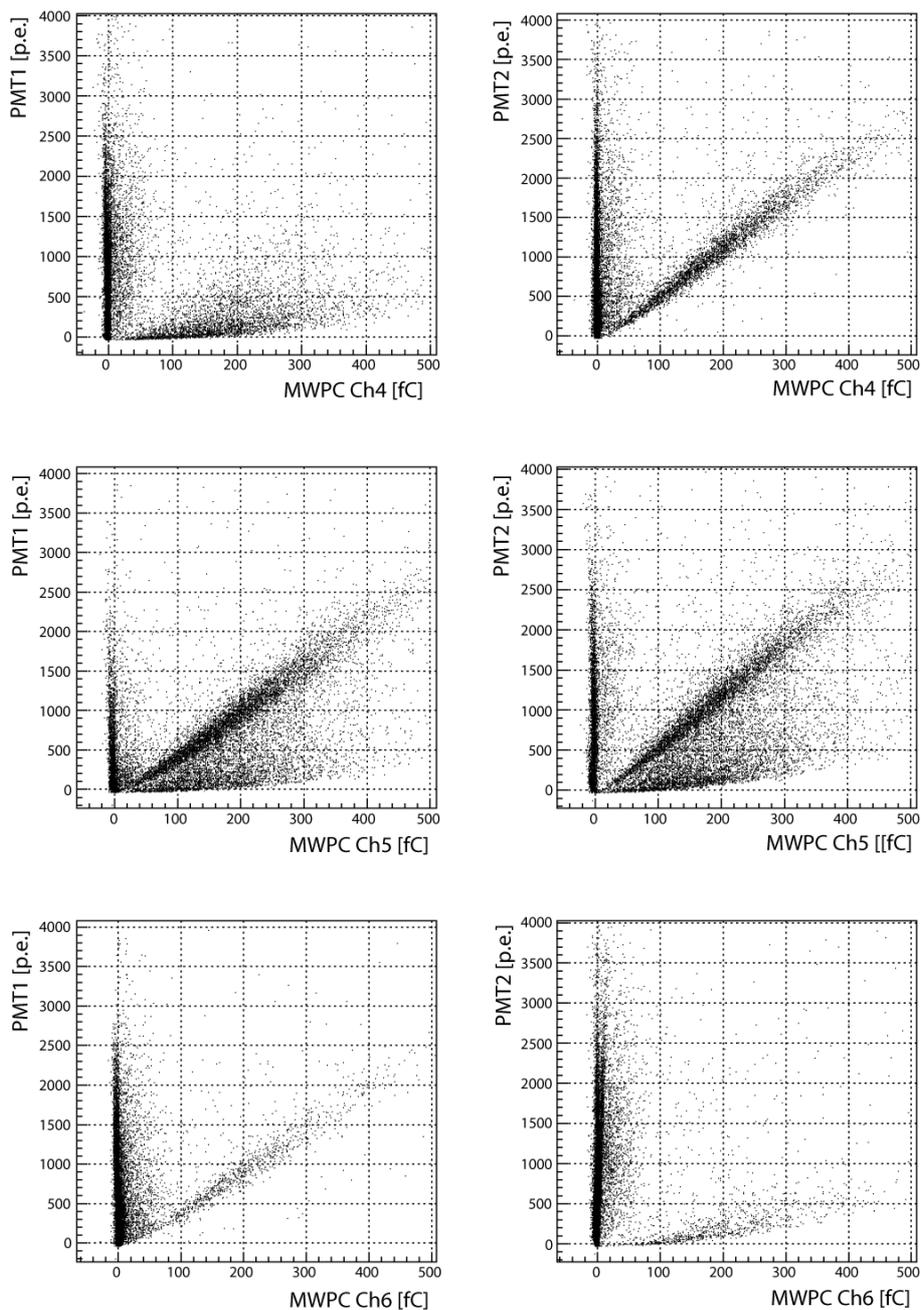


図 4.13: PMT 出力と MWPC 出力の相関。アノード電圧 2600V。ビームレート 50Hz/cm²。左が PMT1。右が PMT2。上から MWPC Ch4、MWPC Ch5、MWPC Ch6。プラスチックシンチレータは MWPC Ch5 の高さにある。MWPC 出力が小さいイベントは他のワイヤー近傍をビームが通ったイベントである。ワイヤーによるガスシンチレーション光の遮蔽が見られる。

これはガスシンチレーション光がワイヤーによって遮られていることで説明できる。図 4.14 に PMT1 の中心のワイヤーによる死角を示す。PMT はアノードワイヤーの反対側を見ることが出来ない。この死角でガスシンチレーションが起きても、PMT に光が直接入らない。

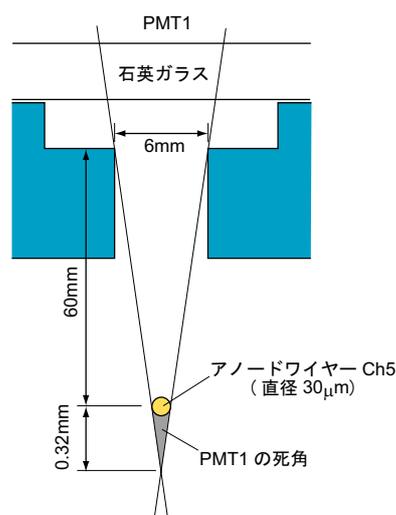


図 4.14: PMT1 の中心のワイヤーによる死角。PMT1 はアノードワイヤーの反対側を見ることが出来ない。ワイヤー間隔は 5mm であるから、この死角はワイヤー近傍のみに存在する。

図 4.3(a) の電気力線を見るとアノードワイヤーの下の領域の電気力線はワイヤーの直下で収束している。よって、アノードワイヤーの下の領域をビームが通過したときは多くの電子がワイヤーの直下に集められ、そこでガスシンチレーション光が発生する。光が発生する場所が図 4.14 の死角の内側であるとすると、そのイベントでは PMT1 にはほとんど光が入らず出力が小さくなると考えられる。このイベントが図 4.13 では MWPC Ch4 に出力があるイベントに相当する。実際、PMT1-MWPC Ch4 相関図と PMT2-MWPC Ch4 相関図を比べると、PMT2 の出力にくらべて PMT1 の出力が小さい。MWPC Ch6 に出力があるイベントでは逆に PMT1 の出力にくらべて PMT2 の出力が小さい。MWPC Ch5 ではワイヤーの上下の領域にビームが通るイベントが記録されているので、PMT 出力は MWPC 出力に比例する成分とそれより小さい成分との両方が見られている。

4.4.3 非検出効率の電圧変化

非検出効率 I は PMT1 と PMT2 の光電子数の和に閾値 N_{th} を設定し、以下の式にしたがって求めた。

$$I = \frac{(\text{PMT1 と PMT2 の光電子数の和が } N_{th} \text{ より小さいイベント数})}{(\text{トリガー数})} \quad (4.1)$$

アノード電圧 2600V のときの PMT の光電子数分布は図 4.15 のようになった。図 4.15 の右の拡大図を見ると、分布が 0 p.e. まで連続に続いていることが分かる。したがって、非検出効率は閾値 N_{th} によって大きく異なる。

非検出効率のアノード電圧による変化を図 4.16 に示す。このときのビームレートは約 $50\text{Hz}/\text{cm}^2$ である。アノード電圧が 2600V では閾値 30p.e. で非検出効率 2×10^{-3} が得られた。

しかし、アノード電圧 2600V 以上になると閾値 1 p.e. での非検出効率が大きくなる。PMT の光電子数分布を見ると図 4.17 左のようになる。アノード電圧が高くなると、光電子数 0 のイベントだけが残り、これがアノード電圧が高い場合の非検出効率の原因になっていることが分かる。

また、図 4.17 右の PMT 光電子数と MWPC 収集電荷量の相関図を見ると、光電子数 0 のイベントは MWPC の収集電荷量も 0 であることが分かる。したがって、このイベントは陽電子が通過したときにまったくガス分子を電離しないイベントか、あるいは電子がアノードワイヤーに到達する前にガス分子に吸着されてしまうようなイベントであると考えられる。

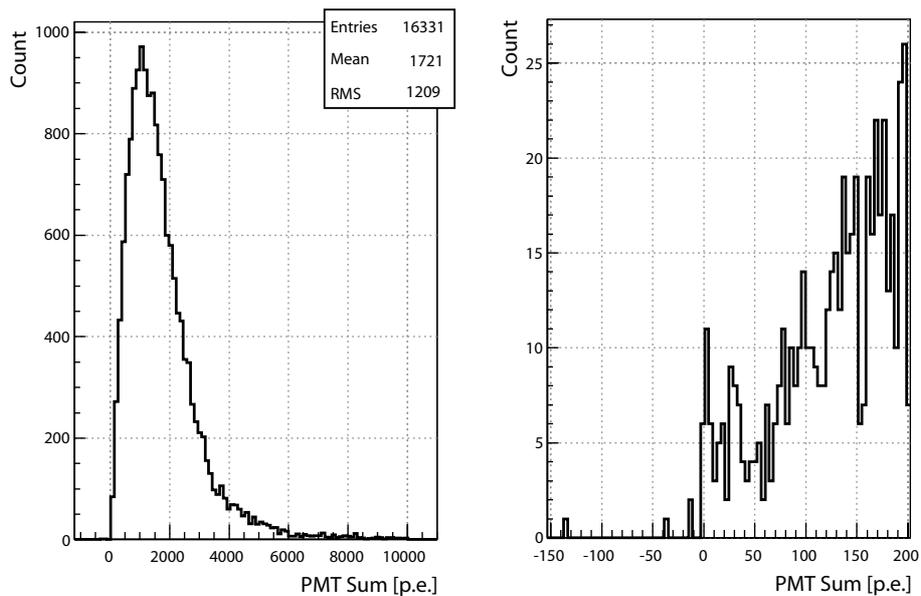


図 4.15: PMT の光電子数分布。アノード電圧 2600V。ビームレート $50\text{Hz}/\text{cm}^2$ 。左が全体図。右が 0 付近の拡大図。横軸は PMT1 と PMT2 の光電子数の和である。

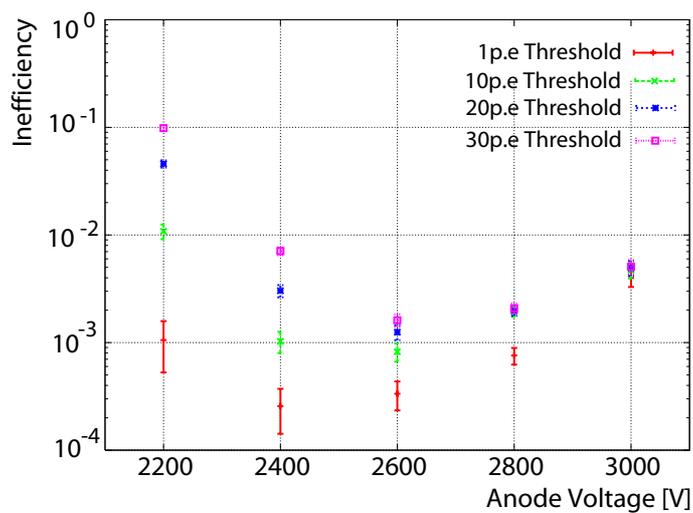


図 4.16: 非検出効率のアノード電圧による変化。ビームレート $50\text{Hz}/\text{cm}^2$ 。

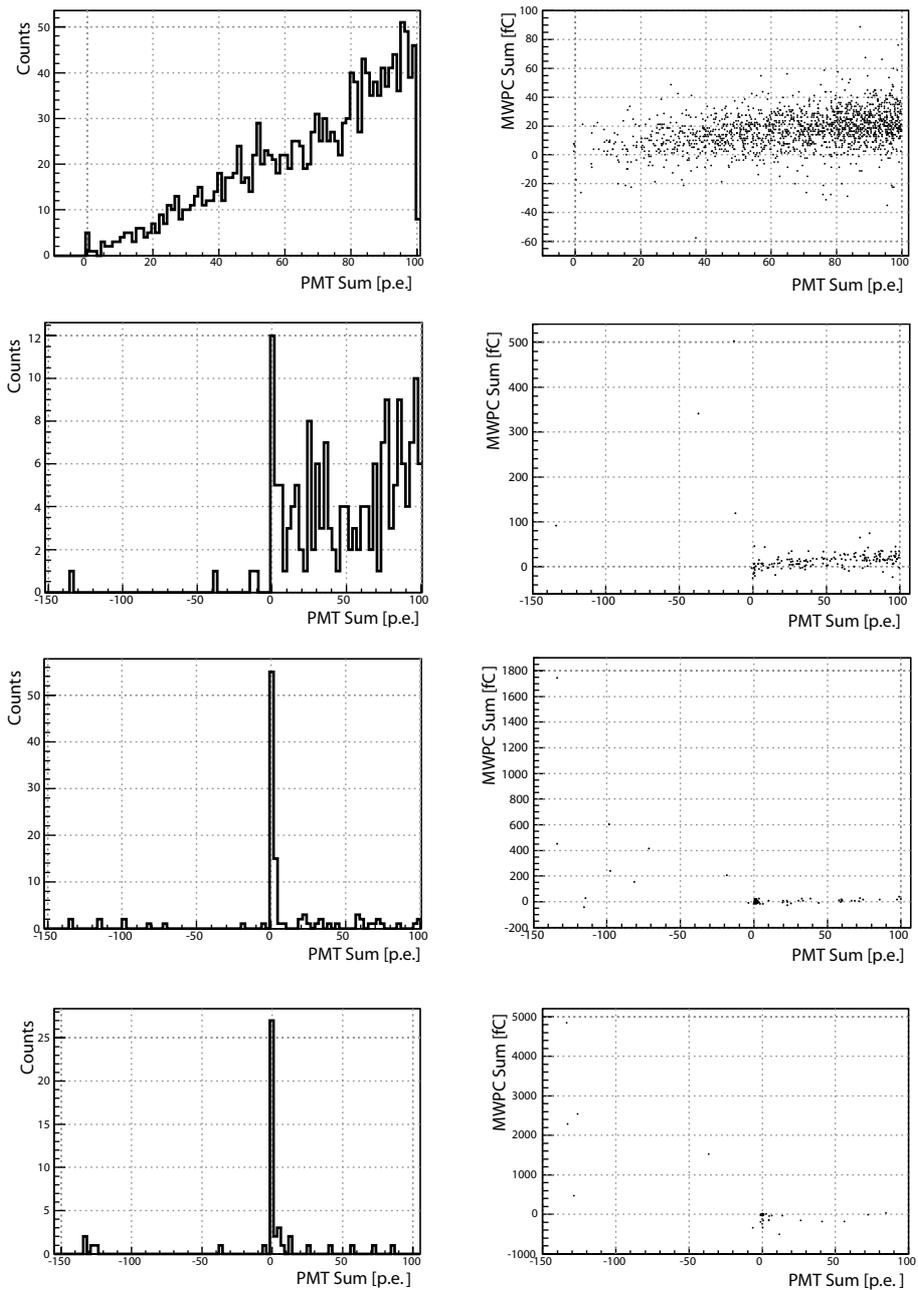


図 4.17: 左は PMT の光電子数分布の 0 付近の拡大図。右は PMT 光電子数と MWPC 収集電荷量の相関図の 0 付近の拡大図。ビームレート $50\text{Hz}/\text{cm}^2$ 。上からアノード電圧 2400V、2600V、2800V、3000V。

4.4.4 高いビームレートでの非検出効率

ビームレートが $40\text{kHz}/\text{cm}^2$ のときの非検出効率は図 4.18 のようになった。トリガーのプラスチックシンチレータは試作機中央に位置している。

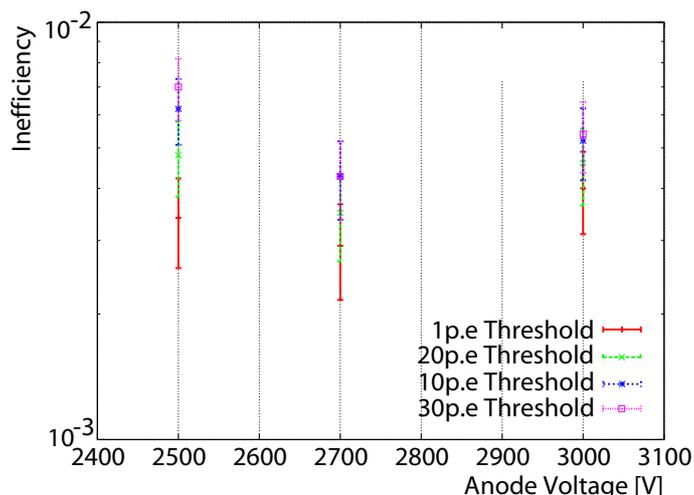


図 4.18: 非検出効率のアノード電圧による変化。ビームレート 40kHz/cm²。

全体として数倍程度、非検出効率が大きくなっている。図 4.10、4.11 を見るとビームが 50Hz/cm² の場合と比べて、40kHz/cm² の場合に平均値が減少していない。非検出効率が大きくなっている原因は分かっていない。ただし、本実験でのレートは約 5kHz/cm² (表 2.2) であるから、本実験ではこれより非検出効率が大きくなるとは考えられない。

4.4.5 非検出効率のビーム入射位置による変化

チェンバーをプラスチックシンチレータに対して 1cm ずつ動かして、ビームの入射位置による非検出効率の変化を測定した。結果を図 4.19 に示す。-1.5cm < X < 1.5cm の範囲では、非検出効率は 5 × 10⁻³ 以下であり、ほぼ一様である。しかし、X 方向の端 1cm では非検出効率が増加していることが分かる。これは、ワイヤー両端に着いているフィードスルーによりこれらの位置で電場が歪んでいることによると考えられる (図 4.1)。したがって、BHCV を設計する場合にはフィードスルーから 1cm 以上離れた領域を有感領域として設定しなければならない。

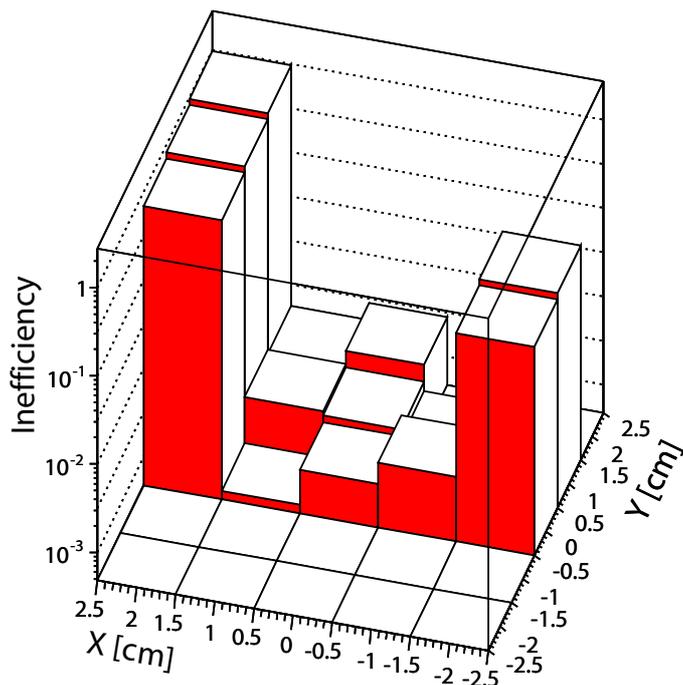


図 4.19: 非検出効率のビーム入射位置による変化。ビームレート $50\text{Hz}/\text{cm}^2$ 。アノード電圧 2700V 。閾値 10p.e. 。X は水平方向 (ワイヤーに平行)、Y は鉛直方向である。棒グラフがない位置はデータがない。

4.4.6 パルスの発生時刻分布

パルスの発生時刻分布 (TDC 出力分布) は図 4.20 のようになった。パルスの発生時刻はほぼ 50ns の幅で分布している。これより、2.2 節の計測時間 T としては最低でも (パルスの発生時刻の分布幅) + (パルス幅) = $50\text{ns} + 50\text{ns} = 100\text{ns}$ だけの時間をとらなければならない。5 章ではこの計測時間 T をもとにして、アクシデンタルロスの確率を見積もる。

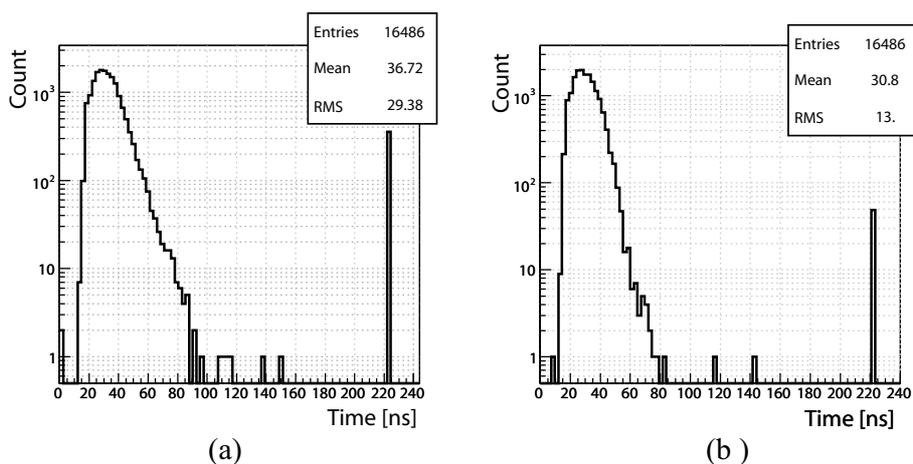


図 4.20: パルスの発生時刻分布。ビームレート $50\text{Hz}/\text{cm}^2$ 。アノード電圧 2600V 。(a)PMT1、(b)PMT2。220ns 以上のイベントは Discriminator の閾値を超えなかったイベントである。

第5章 本実験でのBHCVの設計

4章での試作機試験の結果に基づいて、本実験でのBHCVを設計した。

5.1 BHCVの構造

本実験でのBHCVの概念図を図5.1に示す。基本的な構造は試作機を厚さをそのまま、広くしたものである。広くなった分、PMTを上下に4本ずつ並べ、シンチレーション光の受光面積を確保する。この実機の仕様を表5.1にまとめる。

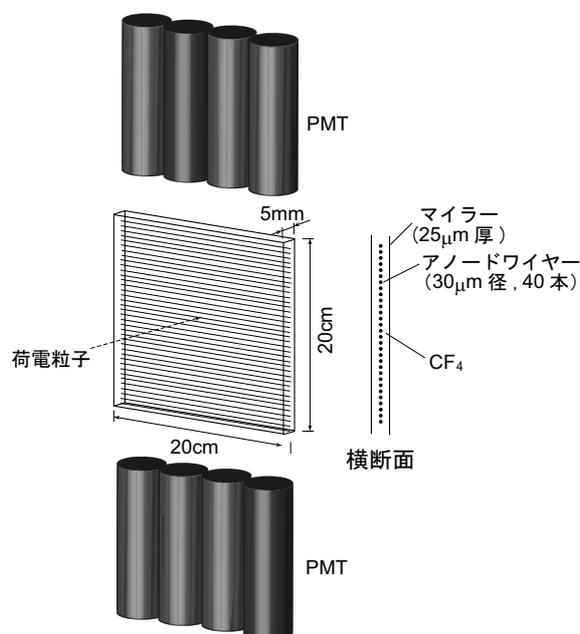


図 5.1: 本実験でのBHCVの概念図

5.2 予想される検出効率とアクシデンタルロスの確率

4.4節のビームテストの結果と2.2節のアクシデンタルロスのシミュレーションから、5.1節でデザインしたBHCVを用いた場合の検出効率とアクシデンタルロスを予想する。

5.2.1 検出効率

中心から上下のPMTをみたときの立体角を試作機(表4.1)と実機(表5.1)の場合とで比べるとその比は

$$\frac{2 \times 0.59}{0.61 + 0.70} = 0.9$$

表 5.1: BHCV の仕様。

充填ガス	CF ₄
有効面積	20 cm × 20cm
厚さ	9.1 mg/cm ²
アノードワイヤー間隔	5 mm
アノードワイヤー本数	40
アノードワイヤー直径	30 μm
アノードワイヤー材質	金メッキ・タングステン
アノード・カソード間距離	2.5 mm
中心から上(下)のPMTを見たときの立体角/4π	0.59%

にすぎない。よって、上下のPMTで得られる光電子数の和は試作機のそれと同程度であると予想される。試作機はアノード電圧2600V、閾値30p.e.での非検出効率が 2×10^{-3} であるから、実機でも同程度の非検出効率が得られると予想される。これは式2.3の目標値 5×10^{-3} を下回る。

5.2.2 アクシデンタルロスの確率

2.2.1節でシミュレートしたガス検出器の構造はこのBHCVと同じであるので、実機での検出レート R も140kHzと予想される(表2.2)。

一方、必要とされる計測時間 T は

$$T = (\text{荷電粒子の到達時刻分布の幅}) + (\text{パルスの発生時刻分布の幅}) + (\text{パルス幅 } \tau) \quad (5.1)$$

だけとればよく、4.4節と2.2節の結果より、

$$T = 10\text{ns} + 50\text{ns} + 50\text{ns} = 110\text{ns} \quad (5.2)$$

となる。よってアクシデンタルロスの確率は

$$P_{AL} = 1 - \exp\{-R(T + \tau)\} = 1 - \exp\{-150\text{kHz} \times (110\text{ns} + 50\text{ns})\} = 2.4\% \quad (5.3)$$

と見積もられる。これは2.2.3節で見積もったプラスチックシンチレータでの確率 $P_{AL} = 14\%$ より十分小さく、BHCVとしてはプラスチックシンチレータよりこのガスシンチレーション比例計数管が適している。

第6章 結論

K⁰TO 実験 (J-PARC E14 実験) で用いる荷電粒子検出器 (BHCV) としてガスシンチレーション比例計数管を開発した。

K⁰TO 実験での $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊によるバックグラウンドを小さく抑えるためには BHCV の非検出効率を 5×10^{-3} 程度に抑えなければならない。

また、 $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊イベントを排除してしまうアクシデンタルロスの確率を十分小さくするためには BHCV としてプラスチックシンチレータよりもガス検出器が適している。

我々は高い検出効率をもつガス検出器として、ガスシンチレーション比例計数管を BHCV に用いることを考えた。円筒形比例計数管を製作してガスシンチレーション比例計数管の性質について調べた結果、BHCV として用いるためには速い電子ドリフト速度をもつガスを用いることと電極間距離を短くすることが重要であることが分かった。

この要求にしたがって試作機を製作し、陽電子ビームを用いて性能試験を行った。その結果、目標値を下回る非検出効率 2×10^{-3} が得られた。本実験でも試作機と同様の構造を持つ BHCV を使用すればよい。

謝辞

修士課程3年間を振り返りますと、大変多くの方々にお世話になりました。お世話になった皆様にはここに、謹んで感謝申し上げます。

笹尾登教授には様々な席でご自身の経験に基づき、実験に対する姿勢などを教わりました。定例ミーティングでは、私の報告の中にある論理にあやふやな点をいつも鋭く見抜いておられました。私は笹尾先生が質問なさるのをいつも畏れておりました。

高エネルギー加速器研究機構に移られた野村正准教授には研究の進め方について、丁寧に指導して頂きました。研究の進め方について質問しに行くと、まるで既に答えが用意されているかのように、「まずだな…」と順序良く説明して下さいました。私はその返答にいつも驚かされました。

南條創助教には最も現場に近いところで指導して頂きました。ROOTのコマンドから実験室での論理回路の組み立てまで幅広く実験技術を指導して頂きました。南條先生が実験室に来られるたびにどれだけ多くのことが得られたか分かりません。また、よく自ら私の部屋に来られて、「臼杵君どう?」と言いながら近くの椅子に腰を掛け、研究の進展の内容に耳を傾けて頂きました。私はしばしば、「なにも進んでいません。」と言うのですが、それでも諦めずによく足を運んで下さいました。

塩見公志君にはシミュレーションについていろいろと教えて頂きました。また、実験や理論について議論にも乗って頂きました。

隅田土詞さんにはルービックキューブの構造について教わりました。森井秀樹さんには普段から研究の進度を気にかけて頂きました。また、ときどき実験室の様子を見に来て下さり、アドバイスして下さいました。中島康博さんには研究室に入って間もない頃にK中間子実験の方法について教えて頂きました。

河崎直樹君、増田孝彦君、内藤大地君、前田陽祐君にはK中間子グループミーティングでの各々の研究報告から多くのことを学ばせて頂きました。また、素粒子物理学ゼミでは一緒に議論することで、自分が物理学を理解していないことに気づくことが出来ました。

横山将志助教、田中秀和さん、平出克樹さん、栗本佳典さんにはフェルミ国立加速器研究所にSciBooNE実験の手伝いに行った時に大変お世話になりました。2週間という短い間でしたが私にとっては大変貴重な経験になりました。

松岡広大さん、久保一君には同じガス検出器を開発している身から様々なアドバイスを頂きました。また、実験装置などを快く貸して下さいました。

高エネルギー物理学研究室の皆様には研究生生活など多くのことでお世話になりました。

K⁰TO実験グループの皆様には毎月のミーティングやコラボレーションミーティングなどで様々なアドバイスを頂きました。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊イベントが見つかることを願っています。

最後に、これまで私の生活を支えてくれた家族の皆様には心から感謝申し上げます。



参考文献

- [1] A. J. Buras, T. Ewerth, S. Jager, and J. Rosiek, "The Rare Decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ at the Next-to-Leading Order and Beyond", Nucl. Phys. B **714** 103 (2005)
- [2] F. Mescia and C. Smith, "Improved estimates of rare K decay matrix elements from K_{l3} decays", Phys. Rev. D **76** 034017 (2007)
- [3] J. K. Ahn *et al*, "Search for the Decay $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ ", Phys. Rev. Lett. **100** 201802 (2008)
- [4] W-M Yao *et al*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **33** 1 (2006)
- [5] 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」, 京都大学 修士論文 (2008)
- [6] J.Allison *et al*, "Geant4 developments and applications", IEEE Trans. Nucl. Sci. **53** 270 (2006)
- [7] F.Sauli "Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers", CERN 77-09 (1977)
- [8] Y.Tanaka, A. S. Jursa, and F. J. LeBlanc "Continuous Emission Spectra of Rare Gases in the Vacuum Ultraviolet Region. 2. Neon and Helium", J. Opt. Soc. Am. **48** 304 (1957)
- [9] M. Suzuki and S. Kubota, "Mechanism of Proportional Scintillation in Argon, Krypton and Xenon", Nucl. Instr. Meth. **164** 197 (1979)
- [10] L. Colli, "Ultraviolet Photons in the Decay of Metastable Argon Atoms", Phys. Rev. **95** 892 (1953)
- [11] A. J. P. L. Policarpo, M. A. F. Alves and C. A. N. Conde, "The Argon-Nitrogen Proportional Scintillation Counter", Nucl. Instr. and Meth. **55** 105 (1967)
- [12] T. D. Strickler and E. T. Arakawa, "Optical Emission from Argon Excited by Alpha Particles: Quenching Studies", J. Chem. Phys. **41** 1783 (1964)
- [13] J. W. Keto *et al*, "Collisional Mixing of The Lowest Bound Molecular States in Xenon and Argon", Chem. Phys. Lett. **42** 125 (1976)
- [14] L. C. Lee, Xiuyan Wang and Masako Suto, "Fluorescence from extreme ultraviolet photoexcitation of CF_4 ", J. Chem. Phys. **85** 6294 (1986)
- [15] J. E. Hesser and K. Dressler, "Radiative Lifetimes of Ultraviolet Emission Systems Excited in BF_3 , CF_4 , and SiF_4^* ", J. Chem. Phys. **47** 3443 (1967)
- [16] R. Cooper and R. M. Mooring, "Ionization Current Measurements in Gases Using An Internal Tritium β Source", Aust. J. Chem. **25** 2125 (1972)

- [17] H. B. Michaelson, "*The work function of the elements and its periodicity*", J. Appl. Phys. **48** 4729 (1977)
- [18] J. C. Bowe, "*Drift Velocity of Electrons in Nitrogen , Helium, Neon, Argon, Krypton, and Xenon*", Phys. Rev. **117** 1411 (1960)
- [19] J. Va'vra *et al*, "*Measurement of electron drift parameters for helium*", Nucl. Instr. and Meth. **A324** 113 (1993)
- [20] <http://garfield.web.cern.ch>