

修士論文

J-PARC におけるチャームバリオン分光実  
験用リングイメージングチェレンコフ検出  
器の開発

戸田 匡哉

2023年3月1日

## 概要

我々は、J-PARC のハドロン実験施設内の高運動量ビームラインにおいて、チャームバリオン分光実験 (J-PARC E50 実験) を計画している。実験では、運動量  $20 \text{ GeV}/c$  の 2 次粒子  $\pi^-$  ビームを液体水素標的 ( $\text{LH}_2$ ) に入射し、 $\pi^- + p \rightarrow D^{*-} + Y_c^{*+}$  の生成反応によってチャームバリオン  $Y_c^{*+}$  を生成する。 $D^{*-}$  の崩壊粒子である  $\pi$  中間子と  $K$  中間子を検出し、 $D^{*-}$  の四元運動量を得ることで、質量欠損法により  $Y_c^{*+}$  の質量を測定する。チャームバリオンの検出感度を高めるためにはバックグラウンドとなる事象を除去しなければならない。実験で得られるチャームバリオンの励起スペクトルにおけるバックグラウンドには、終状態が  $(K^+, \pi^-, \pi^-)$  となる事象のほか、 $\pi^+$  や  $p$  を  $K^+$  と誤識別したものも影響する。チャームバリオンの生成断面積に比べ、チャームバリオンを生成しない生成断面積が大きいため、誤識別によるバックグラウンドの増加はチャームバリオンの検出感度に大きく影響する。加えて、識別する粒子  $\pi$ 、 $K$ 、 $p$  は  $2 \sim 16 \text{ GeV}/c$  の広い運動量領域に分布している。そのため、広い運動量領域において識別効率が高く、誤識別率の低い粒子識別検出器が求められる。リングイメージ型チェレンコフ (RICH) 検出器はエアロゲル ( $n = 1.04$ ) と  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  ( $n = 1.00137$ ) の 2 種類の輻射体を用いることで広い運動量領域での粒子識別を行う。RICH 検出器の設計について、エアロゲルの透過率、MPPC の量子効率、集光用ライトコーンの収率などを含めて、必要な輻射体の厚さと角度分解能の再検討を行った。再検討の結果、シリカエアロゲルの厚さは  $40 \text{ mm}$  で、運動量  $10 \text{ GeV}/c$  の  $K/p$  をシリカエアロゲルを用いて識別する際に必要な 1 光子あたりの角度分解能は  $10 \text{ mrad}$  であることがわかった。暗電流による識別性能への影響や、収差の評価を行うため、実機と同じ検出器要素を持つテスト機を製作し、東北大学 ELPH で実験を行い、2 種類の集光用ライトコーンを用いた検出面でチェレンコフ光によるリングイメージが測定できた。測定で得られたデータから角度分解能への寄与を要素ごとに分離した。暗電流による分解能への寄与を取り除くことによって、入口直径  $50 \text{ mm}$  の集光用ライトコーン、球面鏡と MPPC を組み合わせた光学系で目標とする分解能が達成できることがわかった。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
1.1	ハドロン構造	1
1.1.1	チャームバリオンにおけるダイクォーク相関	1
1.2	チャームバリオン分光実験 (J-PARC E50 実験)	2
1.3	高運動量ビームライン	3
1.4	チャームバリオンスペクトロメータ	4
1.5	本研究の目的	5
<b>第 2 章</b>	<b>リングイメージングチェレンコフ検出器</b>	<b>6</b>
2.1	チェレンコフ検出器	6
2.1.1	チェレンコフ放射	6
2.1.2	チェレンコフ検出器	7
2.2	リングイメージングチェレンコフ検出器の基本設計	7
2.2.1	検出器の要求性能と設計	7
2.2.2	輻射体	7
2.2.3	球面反射鏡	9
2.2.4	光検出器面	9
	光検出器	10
	集光用ライトコーン	10
2.3	RICH 検出器の要求性能	11
2.3.1	輻射体の厚さ	11
2.3.2	必要な角度分解能	12
2.3.3	実機のデザインの再検討	12
2.3.4	シリカエアロゲルの厚さと透過率	12
2.3.5	MPPC の量子効率	12
2.3.6	集光用ライトコーンによる集光率	13
2.3.7	検出性能と輻射体の厚さの再検討	14
2.3.8	必要な角度分解能	15
<b>第 3 章</b>	<b>東北大学 ELPH におけるテスト実験</b>	<b>17</b>
3.1	テスト実験のセットアップ	17
3.1.1	球面鏡	18
3.1.2	シリカエアロゲル	18
3.1.3	光子検出器面	20
3.2	解析	20

3.2.1	イベントの選択	20
3.3	テスト実験の結果	21
<b>第4章</b>	<b>テスト機の角度分解能</b>	<b>26</b>
4.0.1	MPPCの多重度	26
4.0.2	MPPCの多重度の動作電圧依存性	26
4.0.3	MPPCの多重度の輻射体厚さ依存性	28
4.1	角度分解能	29
4.1.1	MPPCの多重度毎の角度分解能	29
4.1.2	多重度ごとの角度分解能の動作電圧依存性	29
4.1.3	多重度ごとの角度分解能の輻射体厚さ依存性	29
4.2	角度分解能の内訳	30
4.3	チェレンコフ角と角度分解能	31
4.4	多重度ごとの分解能	32
4.5	チェレンコフ光による分解能	33
4.6	セグメントサイズによる分解能	34
4.7	ビームの入射角度による分解能	35
4.8	収差による分解能	35
4.9	分解能の内訳のまとめ	35
<b>第5章</b>	<b>結論</b>	<b>37</b>
	<b>参考文献</b>	<b>39</b>

# 目次

1.1	通常のバリオンとエキゾチックハドロンの構成。 . . . . .	1
1.2	チャームバリオンにおけるダイクォーク相関の模式図 . . . . .	2
1.3	チャームバリオン生成反応の模式図 . . . . .	2
1.4	実験で得られると期待されるチャームバリオンの質量スペクトル . . . . .	3
1.5	チャームバリオンスペクトロメータの概要図 . . . . .	4
2.1	チェレンコフ放射の模式図 . . . . .	6
2.2	RICH 検出器のデザイン . . . . .	8
2.3	$n = 1.04$ のシリカエアロゲルの写真 . . . . .	8
2.4	$n = 1.007$ (透過長 10 mm) のシリカエアロゲルの写真 . . . . .	8
2.5	反射球面鏡の写真 . . . . .	9
2.6	MPPC(S13360-6075CS) の写真 . . . . .	10
2.7	MPPC (S13360-6075CS) の構造 . . . . .	10
2.8	S13360-6075CS の光子検出効率の波長依存と各特性のオーバー電圧依存 . . . . .	11
2.9	入口直径 50 mm のライトコーン . . . . .	11
2.10	入口直径 30 mm のライトコーン . . . . .	11
2.11	異なる厚さのシリカエアロゲルによる波長毎の透過率 . . . . .	13
2.12	厚さ 1 cm を基準とした場合の透過長の発生光子数と透過率の積。 . . . . .	13
2.13	50mm ライトコーンを用いた場合の検出性能。 . . . . .	14
2.14	30mm ライトコーンを用いた場合の検出性能。 . . . . .	15
2.15	光子の検出性能に影響を与える要素を考慮した場合の 2 粒子の識別に必要な角度分解能。 . . . . .	15
3.1	テスト実験のセットアップの模式図 . . . . .	17
3.2	テスト実験での検出器配置 . . . . .	18
3.3	テスト実験での球面鏡の配置 . . . . .	19
3.4	テスト実験で使用したシリカエアロゲルの写真 . . . . .	19
3.5	テスト実験で製作した検出面 . . . . .	20
3.6	チェレンコフ光が入射した MPPC の Leading TDC 分布 . . . . .	21
3.7	Time-over-threshold(TOT) の模式図 . . . . .	21
3.8	補正前後の TOF 分布と、TOT との相関 . . . . .	22
3.9	50 mm コーンの検出面で測定したリングイメージ . . . . .	22
3.10	30 mm コーンの検出面で測定したリングイメージ . . . . .	22
3.11	50 mm ライトコーンの場合の半径分布 . . . . .	23
3.12	50 mm ライトコーンの場合の角度分布 . . . . .	24
3.13	30 mm ライトコーンの場合の半径分布 . . . . .	24

3.14	30 mm ライトコーンの場合の角度分布 . . . . .	25
4.1	チェレンコフ光による信号と暗電流によるノイズの信号の範囲の選択 . . . . .	26
4.2	チェレンコフ光による MPPC の多重度の分布 . . . . .	27
4.3	暗電流のノイズによる MPPC の多重度の分布 . . . . .	27
4.4	MPPC の多重度の動作電圧依存性 . . . . .	28
4.5	MPPC の多重度の輻射体厚さ依存性 . . . . .	28
4.6	MPPC の多重度毎の角度分布の標準偏差 . . . . .	29
4.7	各動作電圧での 1 多重度ごとの角度分解能 . . . . .	30
4.8	各シリカエアロゲル厚さでの 1 多重度ごとの角度分解能 . . . . .	30
4.9	50 mm ライトコーンを用いた場合の各動作電圧でのチェレンコフ光による MPPC の多重度の平均値 . . . . .	32
4.10	50 mm ライトコーンを用いた場合の各動作電圧での暗電流による MPPC の多重度の平均値 . . . . .	32
4.11	30 mm ライトコーンを用いた場合の各動作電圧でのチェレンコフ光による MPPC の多重度の平均値 . . . . .	32
4.12	30 mm ライトコーンを用いた場合の各動作電圧での暗電流による MPPC の多重度の平均値 . . . . .	32
4.13	チェレンコフ光による MPPC の多重度ごとの角度分解能 . . . . .	33
4.14	暗電流による MPPC の多重度ごとの角度分解能 . . . . .	33
4.15	50 mm ライトコーンの各動作電圧での 1 光子あたりの角度分解能 . . . . .	33
4.16	50 mm ライトコーンの各動作電圧での暗電流による 1 ヒットあたりの暗電流 . . . . .	33
4.17	30 mm ライトコーンの各動作電圧での 1 光子あたりの角度分解能 . . . . .	34
4.18	30 mm ライトコーンの各動作電圧での暗電流による 1 ヒットあたりの角度分解能 . . . . .	34
4.19	30 mm ライトコーンの各動作電圧でのチェレンコフ光による暗電流の寄与を差し引いた 1 光子あたりの角度分解能 . . . . .	34
4.20	50 mm ライトコーンの各動作電圧でのチェレンコフ光による暗電流の寄与を差し引いた 1 光子あたりの角度分解能 . . . . .	34
5.1	MPPC の温度と暗電流の発生レートの関係 . . . . .	38

# 表目次

2.1	50 mm ライトコーンの集光率。 . . . . .	14
2.2	30 mm ライトコーンの集光率。 . . . . .	14
3.1	テスト実験でを使用したシリカエアロゲルの光学パラメータ . . . . .	19
4.1	角度分解能の内訳 . . . . .	36

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 ハドロン構造

ハドロンは素粒子であるクォーク ( $q$ ) や反クォーク ( $\bar{q}$ ) が強い相互作用で結合した粒子の総称である。陽子・中性子は比較的軽いクォークであるアップクォーク ( $u$ ) とダウンクォーク ( $d$ ) の 2 種類のクォーク 3 つで構成され、バリオンと呼ばれる粒子の一種である。一方で、クォークは 6 種類が知られており、核子の  $u$  や  $d$  をストレンジクォーク ( $s$ ) やチャームクォーク ( $c$ ) で置き換えたハイペロンやチャームバリオンと呼ばれるバリオンも多数観測されている。これらのバリオンの性質は構成子クォークモデルでよく理解されていると考えられていた。しかし、近年の研究により、クォーク 4 つで構成されるテトラクォーク、5 つで構成されるペンタクォークなどのエキゾチックハドロンと呼ばれる状態が見つかった (図 1.1)。従来の理論だけでは説明できない状態の発見によって、ハドロンの内部構造はもっと多様であることが示唆された。そのため、ハドロンの全体像の理解にはハドロンの内部構造を調べる必要がある。そこで新しい内部構造としてダイクォーク相関と呼ばれる 2 つのクォーク間の相関が有力であると考えられている [1]。しかしダイクォーク相関の存在は未だ実験的に検証されていない。

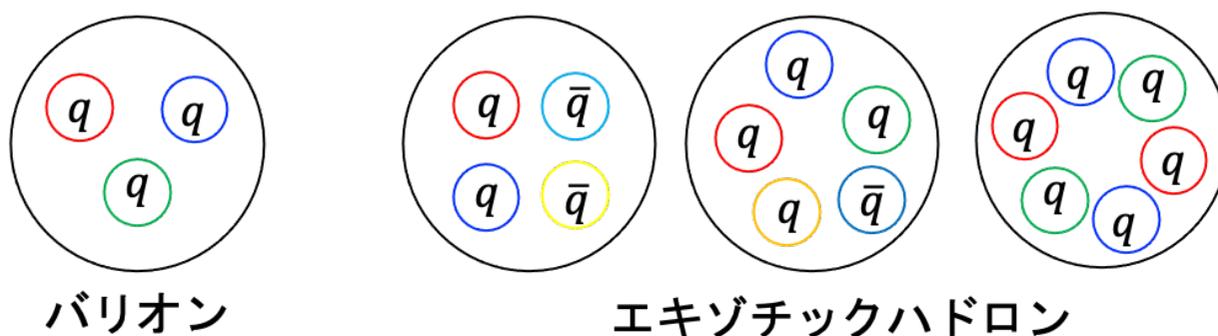


図 1.1: 通常のバリオンとエキゾチックハドロンの構成。

#### 1.1.1 チャームバリオンにおけるダイクォーク相関

ダイクォーク相関は、バリオン内に重いクォークを 1 つ導入することで顕著に観測できると考えられている。 $u$  クォークや  $d$  クォークのみからなる軽いバリオンの場合、3 対のダイクォーク相関が縮退して分離できないため、単独のダイクォーク相関を調べるのが極めて困難である。軽いクォーク ( $u, d$ ) に比べて重いクォーク ( $c$ ) を 1 つ持つチャームバリオンでは、運動学的に  $\lambda$  モード ( $ud$  と  $c$  の相対運動) と  $\rho$  モード ( $ud$  の内部運動) の励起モードに分離する (図 1.2)。加えて、重いクォークとのカラーสปิน相互作用が弱まり、ダイクォーク相関が系の性質を決める。したがって、チャームバリオンの励起エネルギーや生成率、励起状態の崩壊過程の

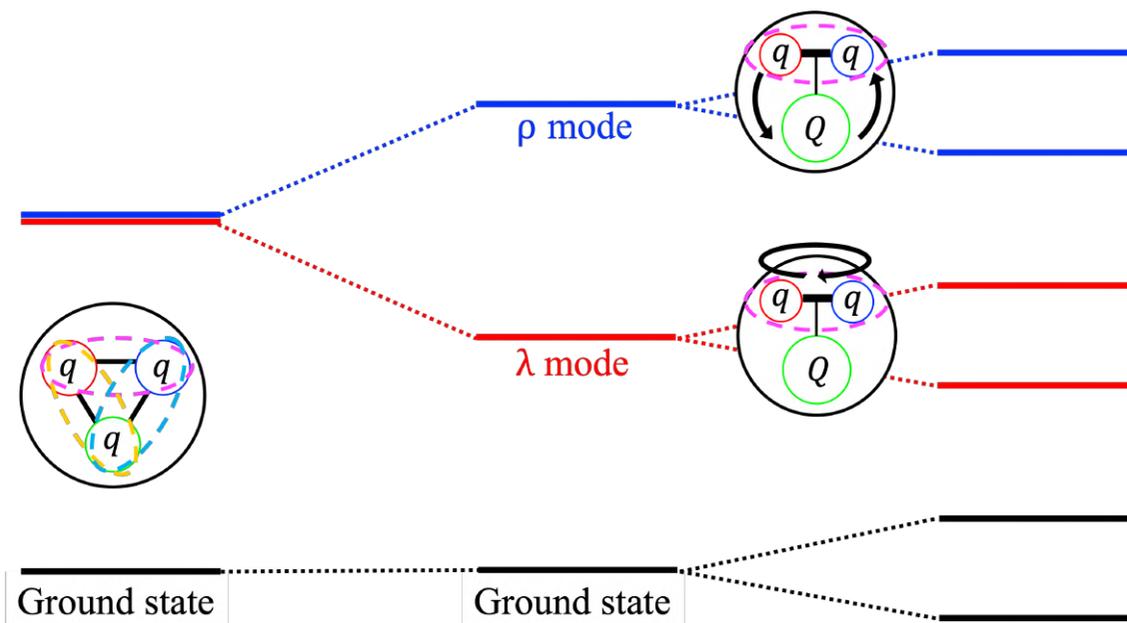


図 1.2: チャームバリオンにおけるダイクォーク相関の模式図。軽いクォーク対 ( $qq$ ) の励起 ( $\rho$  モード) と、軽いクォーク対と重いクォーク ( $Q$ ) 間の励起 ( $\lambda$  モード) がチャームバリオンの励起スペクトルに現れる。

性質はダイクォーク相関の励起モードの性質を反映するため、包括的な測定によって系統性を理解することでダイクォーク相関の性質を明らかにできると期待される。

## 1.2 チャームバリオン分光実験 (J-PARC E50 実験)

我々は高強度陽子加速器施設 (J-PARC) の高運動量ビームラインにおいてチャームバリオン分光実験 (J-PARC E50 実験) を計画している。図 1.3 に実験におけるチャームバリオン生成反応の模式図を示す。チャームバリオン分光実験では、運動量  $20 \text{ GeV}/c$  の二次  $\pi^-$  ビームを液体水素標的 ( $\text{LH}_2$ ) に入射し、 $\pi^- + p \rightarrow D^{*-} + Y_c^{*+}$  の生成反応によってチャームバリオンを生成する。ビーム粒子である  $\pi^-$  と散乱粒子

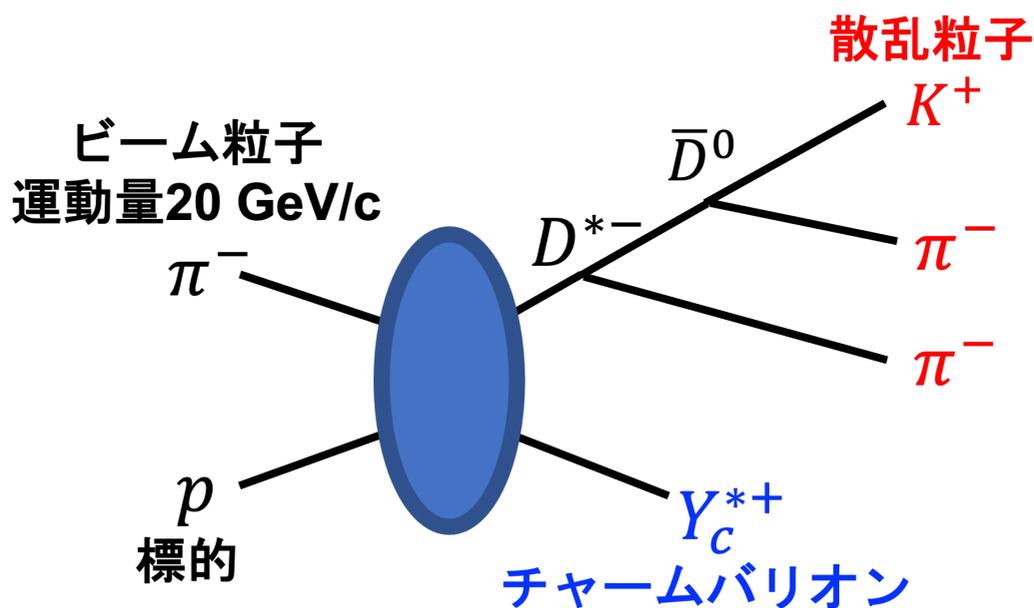


図 1.3: チャームバリオン生成反応の模式図。終状態 ( $K^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^-$ ) の 3 粒子を測定する。

$D^{*-}$  を測定することで、欠損質量法によってチャームバリオン ( $Y_c^{*+}$ ) の質量スペクトルを測定する。 $D^{*-}$  の崩壊モードである  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 + \pi^-$  (分岐比 67.7%) からの  $\pi^-$  と、 $\bar{D}^0$  の崩壊粒子の  $K^+ + \pi^-$  (分岐比 3.89%) をスペクトロメータによって検出することで  $D^{*-}$  を不変質量により同定し、その四元運動量を得る。

実験に用いるスペクトロメータはチャームバリオン生成の終状態の3粒子 ( $K^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^-$ ) を効率よく検出できるように設計されている。この終状態 ( $K^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^-$ ) とビーム粒子の  $\pi^-$ 、標的の陽子で欠損質量を求め、 $10 \text{ MeV}/c^2$  程度の分解能でチャームバリオンの質量を測定し、生成率も求める。反応は陽子の  $u$  クォークを  $c$  クォークに置き換える反応で、反応に寄与しなかった陽子中のクォーク対 (ダイクォーク) と導入された  $c$  クォークとの間に角運動量が持ち込まれやすいため、相対運動である  $\lambda$  モードの生成率が高くなると予想される。更にダイクォークと  $c$  クォークの相対角運動量の大きい  $\lambda$  モードの高励起状態は、核子と  $D$  中間子に崩壊しやすいため、崩壊分岐比にダイクォーク相関の性質が現れると期待される。

図 1.4 は実験で得られると予想される欠損質量スペクトルである。Particle Data Group[[4]] で知られているチャームバリオンの質量と幅を用い、各状態のスピンの仮定して理論計算の生成率を計算した上でシミュレーションした。理論計算ではダイクォーク相関を反映して基底状態および各励起状態の生成率が顕著に異なると予想されており、特に  $\lambda$  モードの生成率が高くなる。 $\lambda$  モードの励起状態 (軌道角運動量  $L$ ) で、ダイクォークのスピンの場合、 $J = L - 1/2, L + 1/2$  のスピン二重項 (重いクォーク二重項) を形成する。この場合、生成率の比は  $L : L + 1$  になることが予想されている。すなわち、図 1.4 の  $\Lambda_c(2595)$  と  $\Lambda_c(2625)$  の生成比は重いクォーク二重項の効果により  $1 : 2$  となる ( $L=1$ )。更に、より高い励起状態において、このような二重項をなす生成率の比が測定されれば、内部構造が生成率に反映するため、状態のスピン・パリティも決定できる。E50 実験にて欠損質量スペクトルと崩壊分岐比が系統的に測定でき、ダイクォーク相関を導入した理論が予想する生成率や崩壊分岐比と比較することで、実験結果がダイクォーク相関の強い証拠になると期待される。

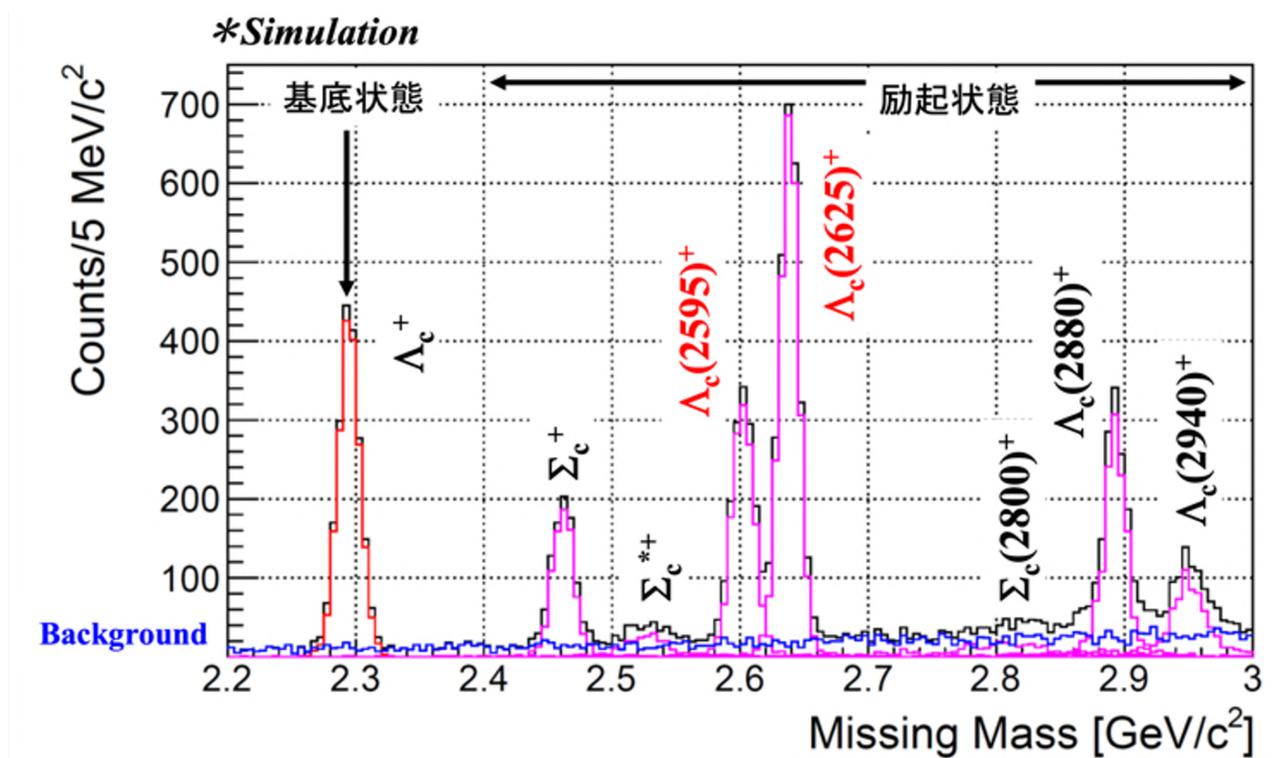


図 1.4: 実験で得られると期待されるチャームバリオンの質量欠損スペクトル。チャームバリオンの基底状態と励起状態をそれぞれ赤線と紫線で示す。青線はバックグラウンド事象である。

### 1.3 高運動量ビームライン

J-PARC ハドロン実験施設では新たに高運動量ビームラインが建設された。このビームラインは、既存のハドロン実験施設への一次陽子ビームラインの入射部から分岐している。一次ビームライン中を輸送される  $30 \text{ GeV}$  の陽子の一部を取り出して実験に使用しているが、分岐点に二次粒子生成標的を置くことで、 $20 \text{ GeV}/c$  までの高運動量の二次粒子ビームの供給もできるように設計されており、これまで J-PARC ハドロン

実験施設で使用されてきた 2 GeV/c を超える高い運動量を持つ二次粒子ビームを用いた実験を可能とする。

## 1.4 チャームバリオンスペクトロメータ

チャームバリオン分光実験用に用いるスペクトロメータを図 1.5 に示す。質量欠損法を用いるためには、ビーム粒子と生成粒子の両方を測定する必要がある。そのためチャームバリオンスペクトロメータは、ビーム粒子測定用の検出器群と生成粒子測定用の磁気スペクトロメータで構成されている。生成標的は、4 g/cm<sup>2</sup> の液体水素 (LH<sub>2</sub>) である。標的は磁気スペクトロメータの入り口付近に設置し、検出器が覆う生成粒子のアクセプタンスが最大になるように設計されている。高運動量ビームを用いた固定標的実験の場合、生成粒子 ( $D^{*-}$ ) の崩壊からの高運動量の粒子だけでなく、チャームバリオンからの崩壊粒子も前方に放出される。そのため、 $D^{*-}$  と  $Y_c^{*+}$  の両方からの崩壊粒子を前方で効率良く測定するため、双極電磁石システムを用いる。散乱粒子  $D^{*-}$  の崩壊粒子である  $\bar{D}^0$  から的高運動量の  $K^+$  と  $\pi^-$  を標的の下流のシンチレーションファイバー検出器、磁石出口のドリフトチェンバー、閾値型チェレンコフ粒子識別検出器とリングイメージングチェレンコフ (RICH) 検出器によって測定する。ビーム粒子 ( $\pi^-$ ) の運動量が 20 GeV/c の場合、 $\bar{D}^0$  の崩壊粒子である  $K^+$  と  $\pi^-$  の運動量は 2 ~ 16 GeV/c の運動量まで分布する。また  $D^{*-}$  の崩壊粒子である  $\pi^-$  の運動量は、 $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 + \pi^-$  への崩壊の  $Q$  値が小さいために、2 GeV/c 以下の低い運動量を持つ。 $D^{*-}$  からの低運動量の  $\pi^-$  とチャームバリオンからの崩壊粒子を広い角度範囲で測定するため、磁石内部のスペースにもタイミングカウンターとドリフトチェンバーを設置する。

### チャーム・バリオン・スペクトロメータ

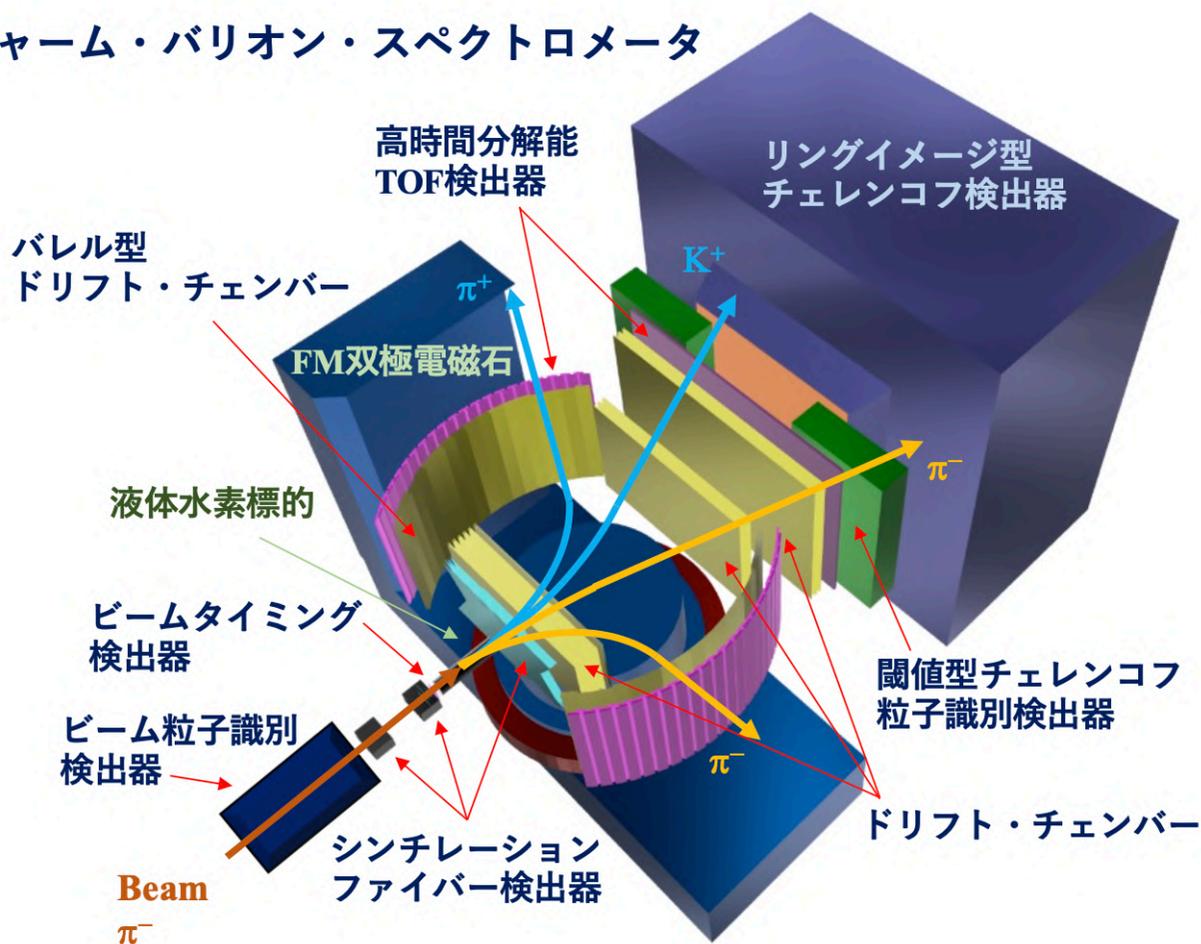


図 1.5: チャームバリオンスペクトロメータの概要図。前方の検出器群により  $D^{*-}$  崩壊からの高運動量の粒子を測定し、電磁石内部の検出器群によりチャームバリオンからの崩壊粒子の測定を行う。

## 1.5 本研究の目的

チャームバリオンスペクトロメータの中でも特に重要となるのは最下流に置かれるリングイメージングチェレンコフ (RICH) 検出器である。RICH 検出器の性能は検出効率と、粒子を誤って他の粒子としてしまう誤識別の割合によって決まり、どちらも直接的にチャームバリオンの観測感度に影響する。RICH 検出器ではチャームバリオン生成事象とバックグラウンド事象における散乱粒子である  $\pi^-$ 、 $K^+$  および  $p$  の識別をする必要がある。解析によって得られる励起スペクトルに影響を及ぼすのは、主に  $\pi^+$  や  $p$  を  $K^+$  と誤識別してしまうことである。このような誤識別が起こったとき、終状態が  $(\pi^+, \pi^-, \pi^-)$  や  $(p, \pi^-, \pi^-)$  となっている事象をチャームバリオンの生成事象における終状態と誤ってしまい、励起スペクトルにバックグラウンドとして現れる。またビーム運動量が  $20 \text{ GeV}/c$  と大きいため、 $\bar{D}^0$  の崩壊から生じる  $\pi^-$  と  $K^+$  は  $2 \sim 16 \text{ GeV}/c$  の広い運動量領域に分布する。本研究の目的はデザインされている実機の輻射体の厚さと必要な角度分解能を再検討し、実機と検出器要素を持つテスト機による性能試験を行った結果から、実機の仕様を決定することである。本論文の構成は以下のとおりである。2 章ではリングイメージングチェレンコフ検出器とその構成要素、先行研究による要求性能について述べる。3 章では実機と同じ検出器要素を持つテスト機を製作して行なったテスト実験と解析結果について述べる。4 章では、3 章のテスト実験で得られた角度分解能に対して暗電流による角度分解能を分離することで、1 光子ごとの角度分解能の内訳を議論し、それらの粒子識別能力への影響について述べる。

## 第2章

# リングイメージングチェレンコフ検出器

### 2.1 チェレンコフ検出器

#### 2.1.1 チェレンコフ放射

荷電粒子が透明な誘電体中を通過する時、粒子の速度が物質中での光速を超えている場合に円錐状に光が放出される。これはチェレンコフ放射と呼ばれ、放出される光をチェレンコフ光と呼ぶ(図 2.1)。チェレンコフ放射が発生する条件は荷電粒子の速度  $\beta$  と輻射体の屈折率  $n$  を用いて次のように表せる。

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (2.1)$$

この時、チェレンコフ光が放出される角度、チェレンコフ角  $\theta_c$  は、荷電粒子の速度  $\beta$  と質量  $m$ 、運動量  $p$  の関係を考えて

$$\begin{aligned} \cos \theta_c &= \frac{1}{n\beta} \\ \frac{1}{\beta} &= \frac{\sqrt{(mc)^2 + p^2}}{p} \\ \Rightarrow \cos \theta_c &= \frac{\sqrt{(mc/p)^2 + 1}}{n} \end{aligned} \quad (2.2)$$

と表せる。運動量が等しく、質量が異なる 2 粒子によって同じ屈折率の輻射体からチェレンコフ光が発生する場合、粒子の質量が小さいほどリングは大きくなる。また、単位長さの輻射体から放出されるチェレンコフ光

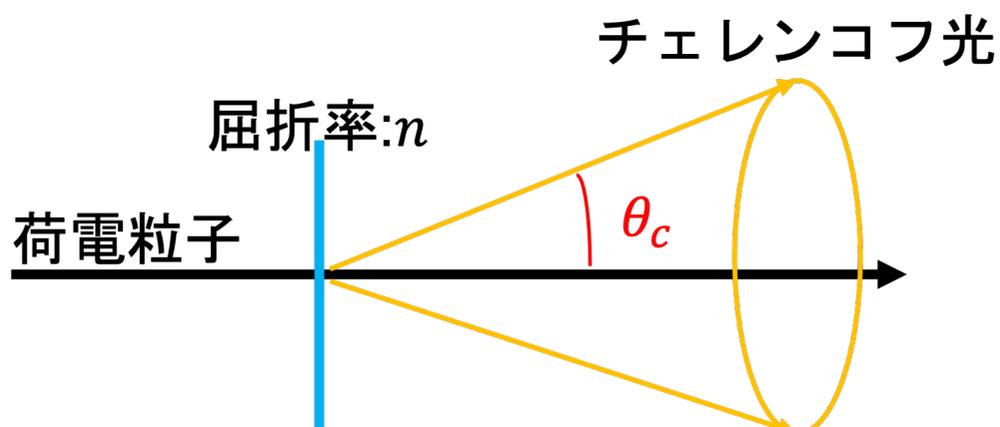


図 2.1: チェレンコフ放射の模式図。荷電粒子の飛跡に対して、チェレンコフ角  $\theta_c$  で円錐状に光が放出される。

の光子数  $dN/dx$  は、

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi z^2 \alpha \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (2.3)$$

と表される。ここで、 $z$  は荷電粒子の電荷、 $\alpha$  は微細構造定数、 $\lambda$  は光子 (チェレンコフ光) の波長である。高運動量の粒子の粒子識別を行うために小さい屈折率の輻射体を使用すると、(2.3) 式からわかるように、チェレンコフ光の光量は減少する。

## 2.1.2 チェレンコフ検出器

チェレンコフ放射は速度に依存するため、チェレンコフ光を検出することで粒子の速度を測定することができ、粒子識別検出器に利用できる。チェレンコフ検出器には閾値型とリングイメージ型がある。閾値型チェレンコフ検出器では、ある閾値以上の速度を持つ粒子のみがチェレンコフ放射を起こす適切な屈折率の輻射体を選ぶことで、チェレンコフ光の発生の有無により、粒子識別を行う。特定の運動量閾値で粒子識別する際に用いられるが、広い運動量範囲を測定する際には不向きである。一方、本研究で開発を行なった RICH 検出器はチェレンコフ光のリングイメージを測定し、得られたリングイメージからチェレンコフ角を求め、式 (2.2) より速度を求めることができ、広い運動量範囲において粒子識別が可能である。したがって、本研究ではリングイメージング検出器を採用した。

## 2.2 リングイメージングチェレンコフ検出器の基本設計

### 2.2.1 検出器の要求性能と設計

リングイメージングチェレンコフ検出器 (RICH) はチャームバリオンスペクトロメータの最下流に設置され、散乱粒子の識別に用いる。欠損質量法によってチャームバリオン  $Y_c^{*+}$  の質量を決定するために、 $D^{*-}$  の最終的な崩壊粒子である  $\pi^-$  と  $K^+$  を高い検出効率で識別する必要がある。更に、バックグラウンドの低減のため、 $\pi^+$  と  $p$  を  $K^+$  に誤認してしまう誤識別率を低く抑える必要がある。先行研究 [5] では、誤識別を十分に抑えることで、バックグラウンドの増加を 5% 程度に低減している。ビーム運動量が 20 GeV/c と大きいいため、 $\bar{D}^0$  の崩壊から生じる  $\pi^-$  と  $K^+$  は 2 ~ 16 GeV/c の広い運動量領域に分布する。図 2.2 は先行研究 [5] における RICH 検出器のデザインである。広い運動量領域での粒子識別を行うための 2 種類の輻射体、発生したチェレンコフ光を反射し、光子検出器面上に収束させるための球面反射鏡、反射したチェレンコフ光を検出する光子検出器面で構成される。

### 2.2.2 輻射体

実機の RICH 検出器では、2 種類の輻射体を用いることで、広い運動量領域の粒子識別を行う。一つ目の輻射体は低運動量の粒子識別に用いるシリカエアロゲル [9] である。シリカエアロゲルは二酸化ケイ素の 3 次元骨格と 90 % 以上の空気で構成されている非結晶質の物質であり、透明度が高く気体と液体の中間の屈折率 ( $n = 1.004 \sim 1.25$ ) を持つ。また、製造の際に二酸化ケイ素と空気の割合によって、屈折率を調節できる。2 GeV/c の  $K$  でチェレンコフ光が輻射するためには屈折率が 1.03 以上でなければならない。また RICH 検出器における識別能は、2 粒子でのチェレンコフ角の差が大きいほど良くなるため、屈折率を低く設定するほうが良い。したがって実機では屈折率  $n = 1.04$  のシリカエアロゲルを用いる。近年、図 2.3 の写真のように、 $n = 1.04$  程度の屈折率では透過長 50 mm を超える高い透明度のシリカエアロゲルが製作可能となっている。比較として、まだ高透明度が達成できていない透過長 10 mm の低屈折率 ( $n = 1.007$ ) のエアロゲルを図 2.4 に載せる。二つ目の輻射体は高運動量の粒子識別に用いる  $C_4F_{10}$  ガスである。後述する粒子識別性能を達成するために、ガスとしては高めの屈折率のものを選択した。高運動量領域での粒子識別を行うには屈折率が低い輻射体を選ぶ必要があるため、気体を用いる。この時、チェレンコフ角の差が大きくなる輻射体を選ぶことで識別性能を向上させることができる。

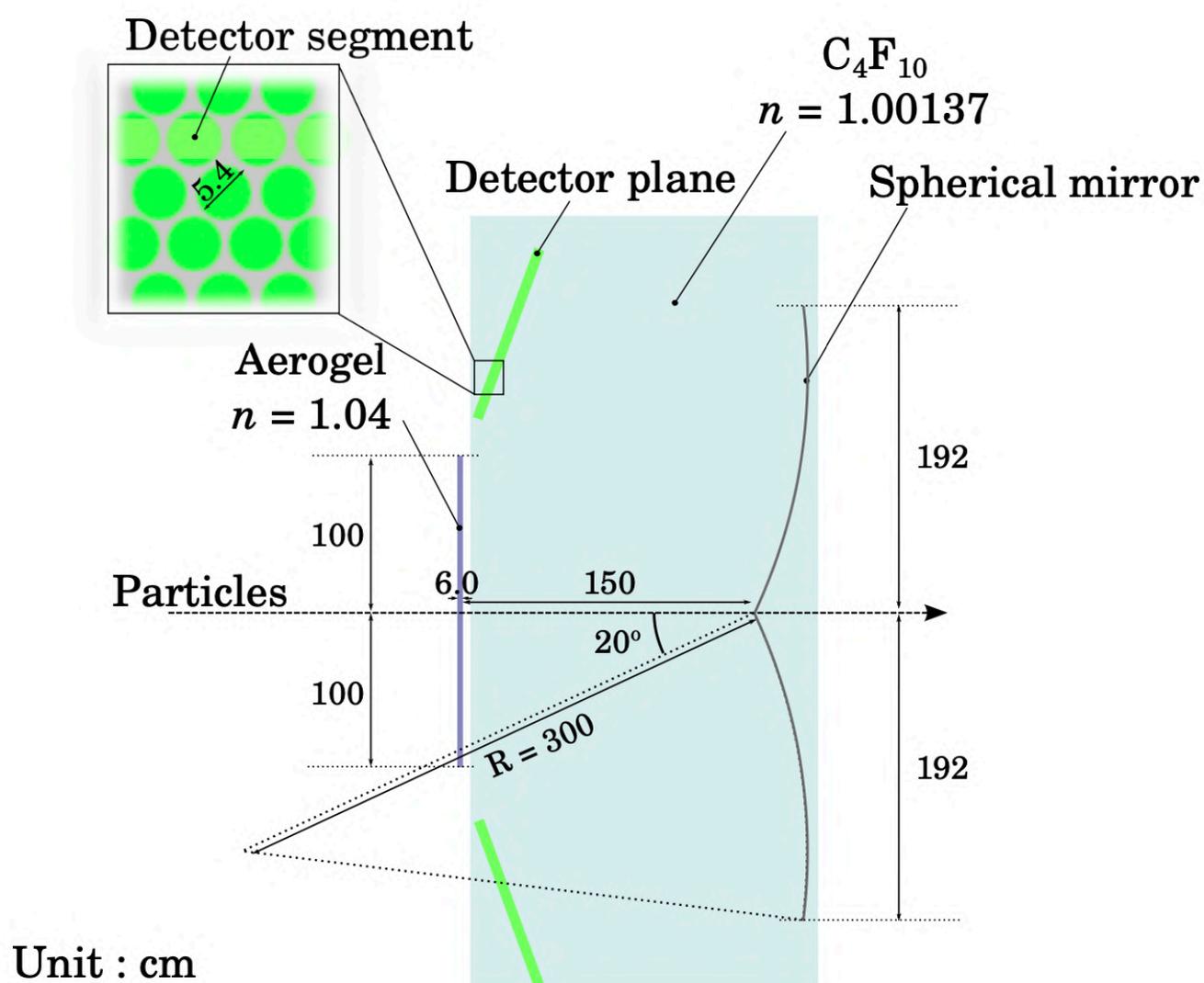


図 2.2: RICH 検出器のデザイン。RICH 検出器は広い運動量領域で粒子識別を行うための 2 種類の輻射体 (シリカエアロゲルとガス)、チェレンコフ光を反射し検出面上に収束させる球面反射鏡、チェレンコフ光を検出する光子検出器面で構成される。



図 2.3: 実機の RICH 検出器で用いる  $n = 1.04$  (透過長 50 mm) のエアロゲル。



図 2.4:  $n = 1.007$  (透過長 10 mm) のシリカエアロゲル。

### 2.2.3 球面反射鏡

チェレンコフ光は輻射体の厚さによって、リングイメージの広がりが大きくなる。そのため、反射球面鏡を用いて検出面上に収束させる。曲率半径  $R$  の球面鏡に平行に入射した光は焦点距離  $f = R/2$  の距離に焦点を結ぶ。厚みをもつ輻射体からのチェレンコフ光は平行に球面鏡に入射するため、この収束作用により輻射体の厚さに依らずに同一のリング上に収束する。また、光子検出器面と輻射体の干渉を避けるため、チェレンコフ光を上下に反射させる。収束後にも球面鏡の収差と光子検出器面と焦点面のずれによってリングの広がりが生じる。球面鏡の収差は光軸と球面鏡の中心軸とのずれが大きいほど大きくなるため、傾きは小さいほうが良い。したがって、RICH 検出器での鏡の角度は光子検出器面がシリカエアロゲルと干渉しない最小の傾きにする。 $R = 300$  cm、エアロゲルと球面鏡の間の距離 150 cm の場合には、鏡の傾きを  $20^\circ$  程とすればよい。必要な球面鏡の面積は、散乱粒子の RICH 検出器への入射位置と放出されるチェレンコフ光の最大角度で決まり、実機に必要な球面鏡の面積は幅 541 cm、高さ 384 cm となる。実機では高さ方向に二分割することでチェレンコフ光を上下に振り分ける。また球面鏡の面積が大きいため、1 枚の球面鏡で構成することは容易ではない。そのため幅 108 cm、高さ 95 cm の球面鏡を 20 枚程度連結することで全体の反射鏡を形成する。次章で述べるテスト実験では、実機で使用が想定されるものと同じ球面鏡 1 枚を製作して使用した。



図 2.5: 曲率半径  $R = 300$  cm、焦点距離  $f = 150$  cm の球面反射鏡。実機ではこれを 20 枚繋げて全体の反射鏡を形成する。

### 2.2.4 光検出器面

球面反射鏡により反射したチェレンコフ光は光子検出器面上に収束され、光検出器によってチェレンコフ光を検出することでリングイメージを測定する。光子検出器面の面積は球面鏡の曲率半径  $R$  と球面鏡に光子が入射する最大の角度で決まる。 $R = 300$  cm の球面鏡を用いる場合に必要な光子検出器面の面積は  $231$  cm  $\times$   $231$  cm となり、この光子検出器面を上下に配置する。

### 光検出器

光子検出器面の光検出器には浜松ホトニクス社の Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) を用いる [6]。図 2.6 は実機で使用する予定の MPPC (S13360-6075CS) である。図 2.7 に MPPC の構造を示し、図 2.8 にオーバー電圧 3 V での波長依存性を示す。MPPC は信号が出始めるブレイクダウン電圧 ( $V_{br}$ ) より高い電圧をかけて使用し、オーバー電圧 ( $V_{ov}$ ) とは、MPPC への印加電圧 ( $V_{op}$ ) からブレイクダウン電圧を引いたものである。

$$V_{ov} = V_{op} - V_{br} \quad (2.4)$$

今後、MPPC の動作電圧については、このオーバー電圧 ( $V_{ov}$ ) を用いる。例えば、オーバー電圧 3 V の場合は、 $V_{ov} = 3V$  と記述する。光電子増倍管 (PMT) と比較した場合、MPPC を使用するメリットとして、磁場の影響を受けず、安価であることが挙げられる。MPPC を用いるデメリットとして受光面の大きさと暗電流が挙げられる。MPPC の受光面はアレイ型のものを除いて 6 mm × 6 mm のものが最大である。この受光面の小ささを補うために次で述べる集光用のコーン型ライトガイドを用いる。MPPC は暗電流が多く RICH 検出器では 1 個の光子を検出する必要があるため、暗電流によるノイズとチェレンコフ光による信号は区別がつかず、RICH 検出器の角度分解能を悪化させる原因となる。

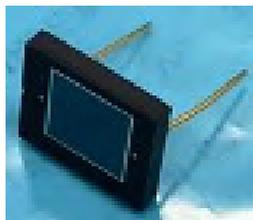


図 2.6: 実機で用いる MPPC (S13360-6075CS)。受光面は 6 mm × 6 mm である。

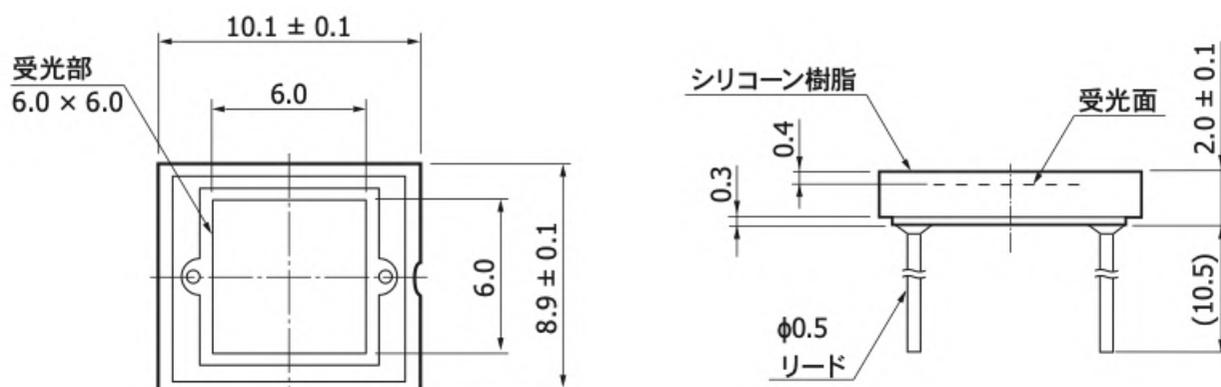


図 2.7: MPPC (S13360-6075CS) の構造を示す図面。

### 集光用ライトコーン

MPPC は受光面が小さいため、光子検出器面全てを MPPC で覆うことは読み出し回路のチャンネル数が増加するため難しい。そこで集光用のコーン型ライトガイド組み合わせて最密に配置することで光子検出器面を構成する。このコーン型ライトガイドをこれ以降、ライトコーンと呼ぶ。3 章で述べるテスト実験では、図 2.9 の実機での使用が想定されている入口直径 50 mm のライトコーンと、図 2.10 比較用の入口直径 30 mm のライトコーンの 2 種類を用いて測定を行なった。出口直径は使用する MPPC 受光面の対角の長さと同じ  $6\sqrt{2} = 8.5$  mm とした。それぞれのコーンの長さは Geant4 コードを用いたシミュレーションによって最適化 [7] されており、入口直径 50 mm のコーンでは 120 mm、入口直径 30 mm のコーンでは 33 mm である。コーンの型はプラスチックを削りだし、内側にアルミナイズドマイラー (厚さ 25  $\mu\text{m}$ ) を切り出したものを丸

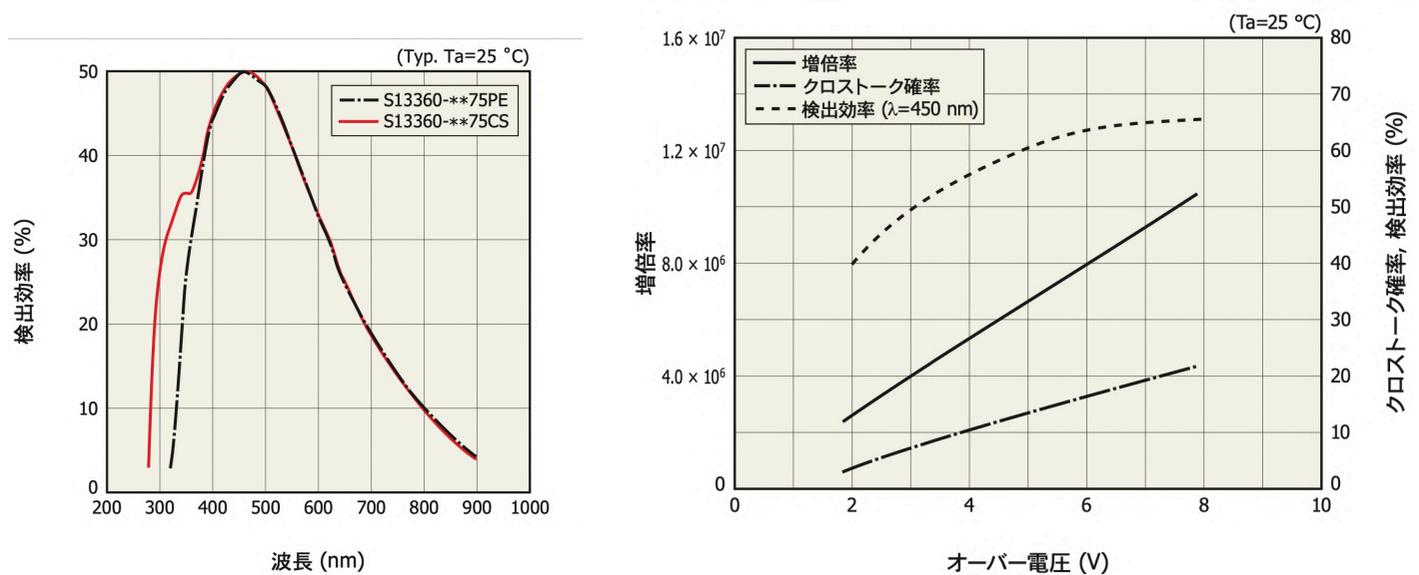


図 2.8: S13360-6075CS の検出効率の波長依存 (左) と各特性のオーバー電圧依存 (右)。

めて差し込み、反射面とした。これ以降では入口直径 50 mm のコーンを 50 mm コーン、入口直径 30 mm のコーンを 30 mm コーンと呼ぶ。



図 2.9: 入口直径 50 mm、長さ 120 mm のライトコーン。



図 2.10: 入口直径 30 mm、長さ 33 mm のライトコーン。

## 2.3 RICH 検出器の要求性能

### 2.3.1 輻射体の厚さ

先行研究 [5] において粒子識別に必要な輻射体の厚さは、光の波長毎の光検出器 (先行研究では光電子増倍管、PMT の量子効率、シリカエアロゲルを入れるアクリルケースの透過長、鏡の反射率を掛け合わせた検出性能  $N_0$  から計算で見積もられている。粒子識別に必要な性能としてエアロゲルでは運動量 2 GeV/c の  $K$ 、 $C_4F_{10}$  ガスでは運動量 10.5 GeV/c の  $K$  で 5 個以上の光子が検出されることを条件としている。この条件より必要な輻射体の厚さは、シリカエアロゲルで 3 cm、 $C_4F_{10}$  ガスで 80 cm となる。これに加えてシリカエアロゲルによる散乱と光検出器の暗電流の効果をシミュレーションで評価すると、最終的な輻射体の厚さはシリカエアロゲルで 6 cm と見積もられた。また、ガスの厚さは前述の光学系によって決まり、厚さは 150 cm とされた。

### 2.3.2 必要な角度分解能

2粒子の識別において、それぞれの粒子によるチェレンコフ角の分布に対して、分布の平均値が標準偏差でどの程度離れているのかを分離度とする。RICH 検出器が粒子識別を行うために分離度 5、すなわち  $2.5\sigma$  離れている必要がある。先行研究では同じ運動量で質量  $m_1, m_2 (m_1 < m_2)$  の 2 粒子を識別するために、 $m_1$  の粒子に対して必要な 1 光子あたりの角度分解能  $\sigma_{nec}$  を次のように計算している。

$$\sigma_{nec} = \frac{\sqrt{N_{det}}(m_2^2 - m_1^2)}{2p^2 n_\sigma \tan \theta_c} \quad (2.5)$$

$p$  は運動量、 $n_\sigma$  は分離度、この計算では  $n_\sigma = 5$ 、 $\theta_c$  は質量  $m_1$  の粒子によるチェレンコフ角である。 $N_{det}$  は質量  $m_1$  の粒子によるチェレンコフ光の検出光子数で、検出性能  $N_0$  と発生光子数より求められる。式 (4.3) より、RICH 検出器の最終的な要求性能として、 $C_4F_{10}$  ガスにおいて運動量  $15 \text{ GeV}/c$  の  $\pi$  と  $K$  の分離に必要な 1 光子あたりの角度分解能は、 $9.62 \text{ mrad}$  としていた。

### 2.3.3 実機のデザインの再検討

本研究では RICH 検出器の性能を光子の検出性能と識別性能の 2 つに分け、それぞれの性能に影響を与える要素を考慮して実機のデザインを改めて検討した。光子の検出性能に影響を与える要素として輻射体の厚さの増加によるチェレンコフ光の散乱の増加 (減衰)、MPPC の使用、2 種類の集光用ライトコーンの集光効率が挙げられる。一方で粒子の識別性能に影響を与える要素として暗電流によるノイズが挙げられる。輻射体の厚さを決める条件は先行研究と同様に、シリカエアロゲルでは  $2 \text{ GeV}/c$  の  $K^+$ 、 $C_4F_{10}$  ガスでは  $10.5 \text{ GeV}/c$  の  $K^+$  で検出光子数が 5 個以上である。

### 2.3.4 シリカエアロゲルの厚さと透過率

シリカエアロゲルの透過率  $T$  はレイリー散乱の波長依存を仮定すると、厚さ  $t$  と波長  $\lambda$  を用いて次の式 (2.6) で表せる。

$$T = \exp\left(-C \cdot \frac{t}{\lambda^4}\right) \quad (2.6)$$

$C$  は定数である。また、透過長  $\Lambda_T$  は透過率  $T$  を用いて

$$\Lambda_T = -\frac{t}{\ln T} \quad (2.7)$$

となる。この計算では、実機で使用する  $n = 1.04$  のシリカエアロゲルの波長  $400 \text{ nm}$  での透過長を  $55 \text{ mm}$  として、透過率を次の式 (2.8) で厚さ毎に計算を行なった。

$$T(t, \lambda) = \exp\left(-\frac{t}{\Lambda_T(\lambda)}\right) \quad (2.8)$$

図 2.11 は、式 (2.8) を用いていくつかの厚さ  $t$  の場合の透過率を波長ごとに示したものである。輻射体が厚くなればチェレンコフ光の発生光子数は増えるが、透過率は低くなる。次の図 2.12 は厚さ  $1 \text{ cm}$  の場合の発生光子数と透過率を基準として、輻射体を厚くした場合の発生光子数と透過率の積を示したものである。

### 2.3.5 MPPC の量子効率

光検出機の検出効率は、実機で用いる MPPC (S13360-6075CS) の量子効率として図 2.8 の左図の赤線を用いて計算した。計算するにあたって MPPC の動作電圧は、この計算では  $V_{ov} = 5.0 \text{ V}$  とした。 $V_{ov}$  を上げる

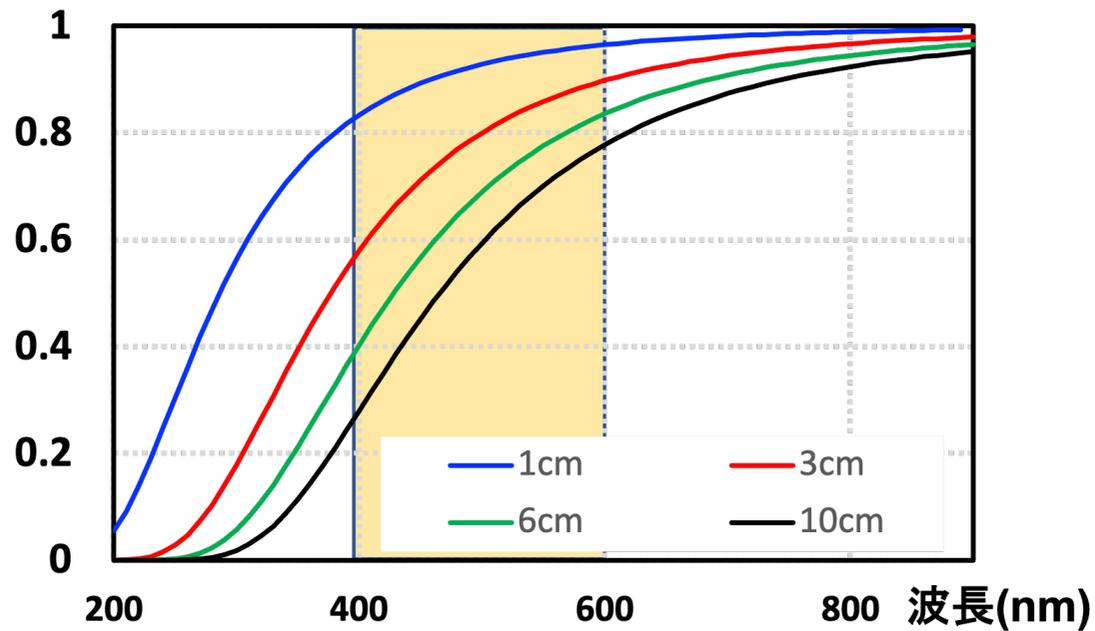


図 2.11: 異なる厚さのシリカエアロゲルによる波長毎の透過率。橙色の領域は MPPC の感度の良い波長領域を表す。

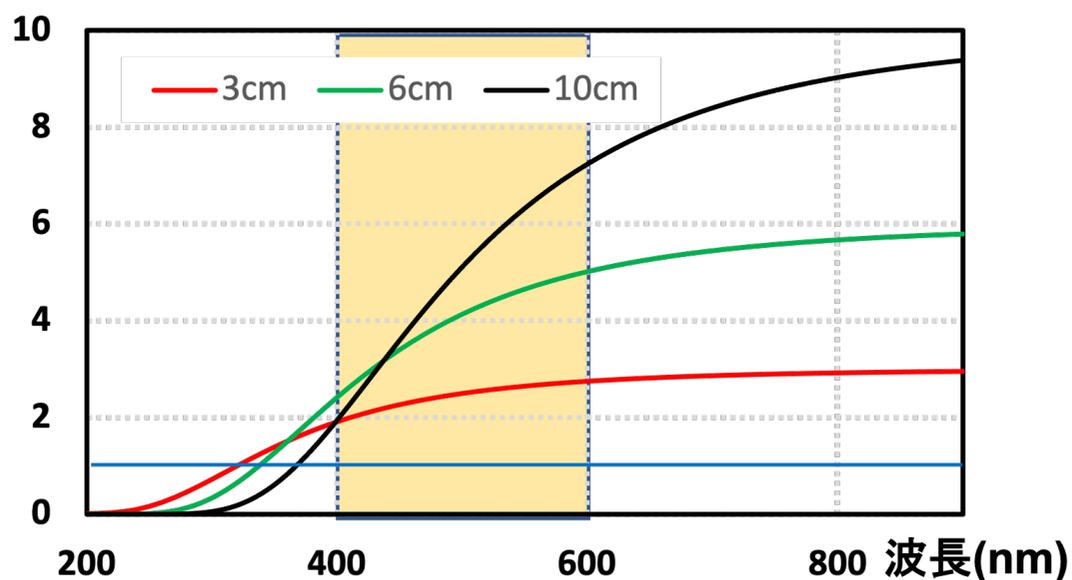


図 2.12: 厚さ 1 cm を基準とした場合の透過長の発生光子数と透過率の積。

と検出効率が増加するため、図 2.8 の右図の破線の示す波長 450 nm でのオーバー電圧毎の検出効率を参考に、左図の各波長の検出効率を 1.2 倍して計算に用いた。

### 2.3.6 集光用ライトコーンによる集光率

2 種類の集光用ライトコーンによる集光率はシミュレーションによって求めた [7]。輻射体の厚さを変えながらライトコーンを通過する前の光子数に対する通過後の光子数の割合を集光率とした。集光率の輻射体厚さの依存は小さいため、異なる輻射体の厚さでの集光率の平均をそれぞれのライトコーンの集光率とし、波長に寄らずに一定として計算に用いた。表 2.1、2.2 より、それぞれの輻射体の厚さでの集光率の平均から集光用ライトコーンの集光率は 50 mm コーンで 53.8 %、30 mm コーンで 53.9 % とした。

表 2.1: 50 mm ライトコーンの集光率。

輻射体の厚さ	ライトコーン通過前の光子数	ライトコーン通過後の光子数	収率
1 cm	78.5(1)	42.8(1)	54.4%
3 cm	136.9(1)	136.9(1)	54.0%
6 cm	317.3(2)	215.0(1)	52.9%

表 2.2: 30 mm ライトコーンの集光率。

輻射体の厚さ	ライトコーン通過前の光子数	ライトコーン通過後の光子数	収率
1 cm	78.5(1)	42.8(1)	54.5%
3 cm	136.9(1)	107.1(1)	54.1%
6 cm	317.3(2)	168.0(1)	52.9%

### 2.3.7 検出性能と輻射体の厚さの再検討

球面鏡の反射率  $R(\lambda)$ 、エアロゲルの透過率  $T(t, \lambda)$ 、MPPC の検出効率  $Q(\lambda)$ 、ライトコーンの集光率  $Y$  を用いて、検出性能  $N_0$  を式 (2.9) で計算する。

$$N_0 = 2\pi z^2 \alpha \times Y \times \int Q(\lambda) \times T(t, \lambda) \times R(\lambda) d\lambda \quad (2.9)$$

$z$  は家電粒子の電荷、 $\alpha$  は微細構造定数である。また、ガスの透過率は 100 % として計算した。図 2.13、2.14 は、シリカエアロゲルの透過率、MPPC の量子効率、ライトコーンの集光率と球面鏡の反射率を波長ごとに示したものである。シリカエアロゲルの透過率は厚さ 4 cm の場合の透過率である。また球面鏡の反射率として、反射面に用いられる Al の反射率を用いている。以上の要素を波長ごとに掛け合わせたものが図中の黒線であり、検出性能  $N_0$  はこの黒線の領域の積分値に比例する。

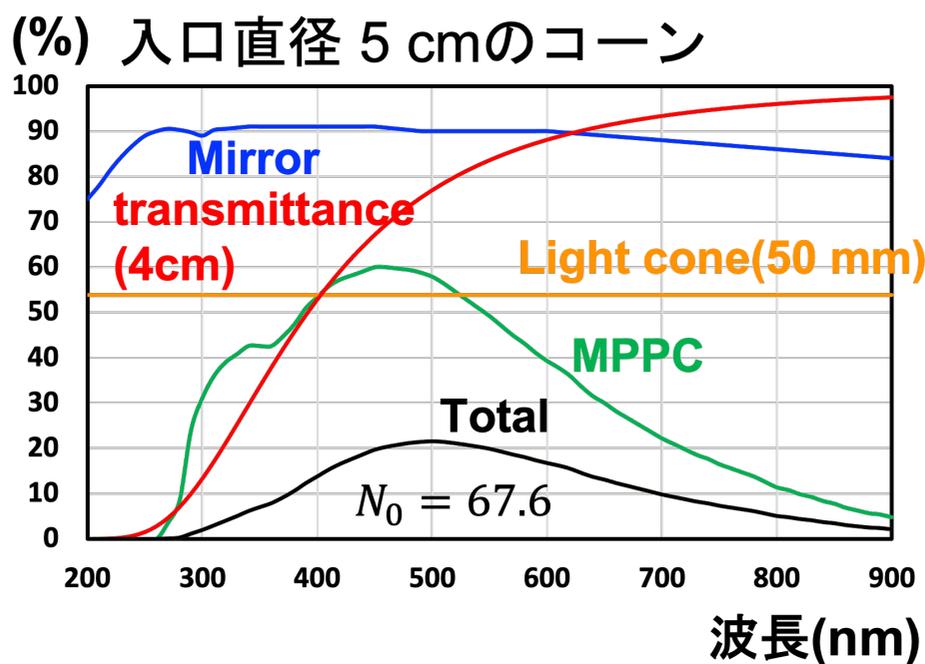


図 2.13: 50mm ライトコーンを用いた場合の検出性能。

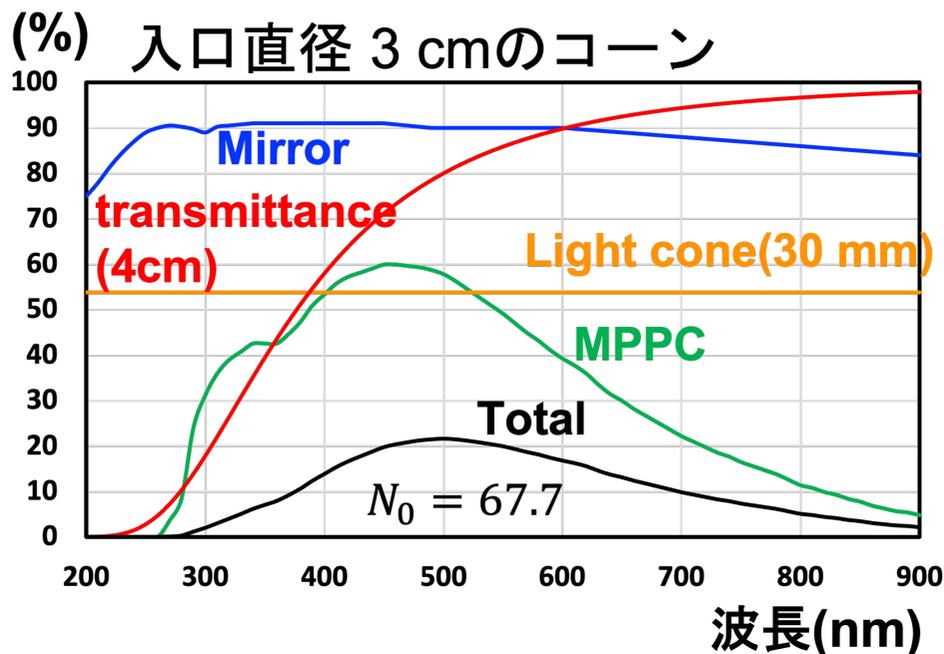


図 2.14: 30mm ライコーンを用いた場合の検出性能。

また検出光子数  $N_{det}$  は

$$N_{det} = N_0 L \sin^2 \theta_c = N_0 L \left( 1 - \frac{1}{(n\beta)^2} \right) \quad (2.10)$$

より、いずれのライトコーンでも条件を満たす輻射体の厚さはエアロゲルで 4 cm 以上、 $C_4F_{10}$  ガスで 90 cm 以上となった。

### 2.3.8 必要な角度分解能

式 (2.10)、(4.3) より、シリカエアロゲルとガスのそれぞれの輻射体で  $\pi/K$  と  $K/p$  の 2 粒子の識別に必要な角度分解能は次の図 2.15 のようになる。先行研究において  $C_4F_{10}$  ガスでの  $\pi/K$  の識別に角度分解能 9.62 mrad

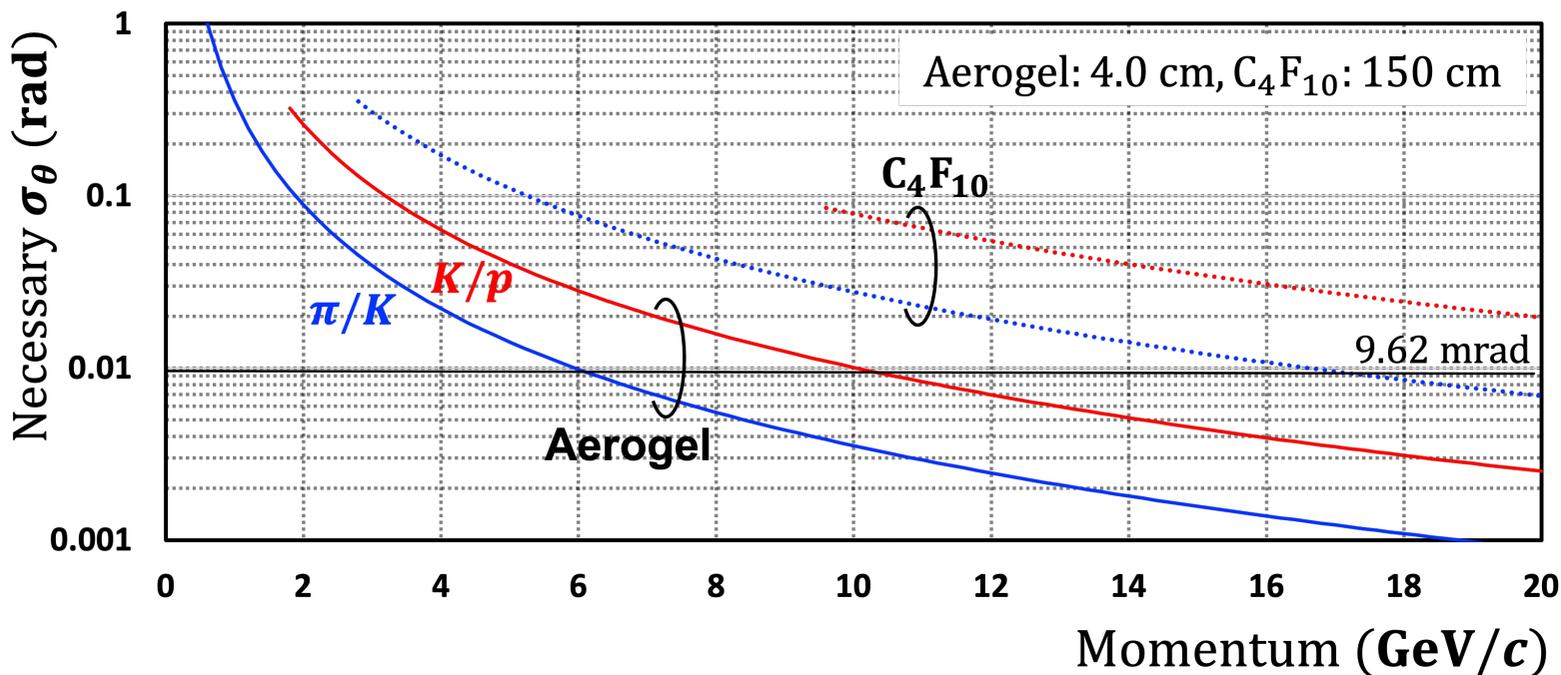


図 2.15: 光子の検出性能に影響を与える要素を考慮した場合の 2 粒子の識別に必要な角度分解能。

mrad 必要になる運動量はが 16 GeV/c であったのに対し、この計算では 17 GeV/c まで向上した。また運動

量  $10 \text{ GeV}/c$  の  $K/p$  をシリカエアロゲルで識別するために必要な1光子あたりの角度分解能が  $10 \text{ mrad}$  程度であることがわかる。

## 第 3 章

# 東北大学 ELPH におけるテスト実験

リングイメージングチェレンコフ検出器の仕様を決定するため、実機と同じ検出器要素として  $n = 1.04$  のシリカエアロゲル、反射球面鏡、集光用ライトコーンを組み合わせた MPPC を用いた光子検出器面を組み合わせたテスト機を製作し、ビーム照射テスト実験を行った。実験は東北大学電子光理学研究センター (ELPH) [8] において行った。実験は 2022 年 6 月に ELPH の GeV- $\gamma$  照射室で行い、運動量が  $800 \text{ MeV}/c$  の陽電子をビームとして用いた。本章ではテスト実験のセットアップと得られたリングイメージについて述べる。

### 3.1 テスト実験のセットアップ

実機と同じセットアップでシリカエアロゲルによるチェレンコフリングを測定するために、各検出器要素を図 3.1 のように配置した。トリガー検出器は、プラスチックシンチレーターを用いたシンチレーション検出器で、シンチレーターの大きさはいずれも  $10 \times 10 \times 5 \text{ mm}^3$  である。これに光子検出器面でも用いているものと同じ MPPC (型番:S13360-6075CS) を取り付けて遮光し、トリガー検出器とした。1 つ目のトリガー検出器はビーム輸送用の真空パイプの出口に配置し、2 つ目は 1385 mm 離してシリカエアロゲルの直前に配置した。また、図 3.2 は実際に配置したセットアップの様子である。

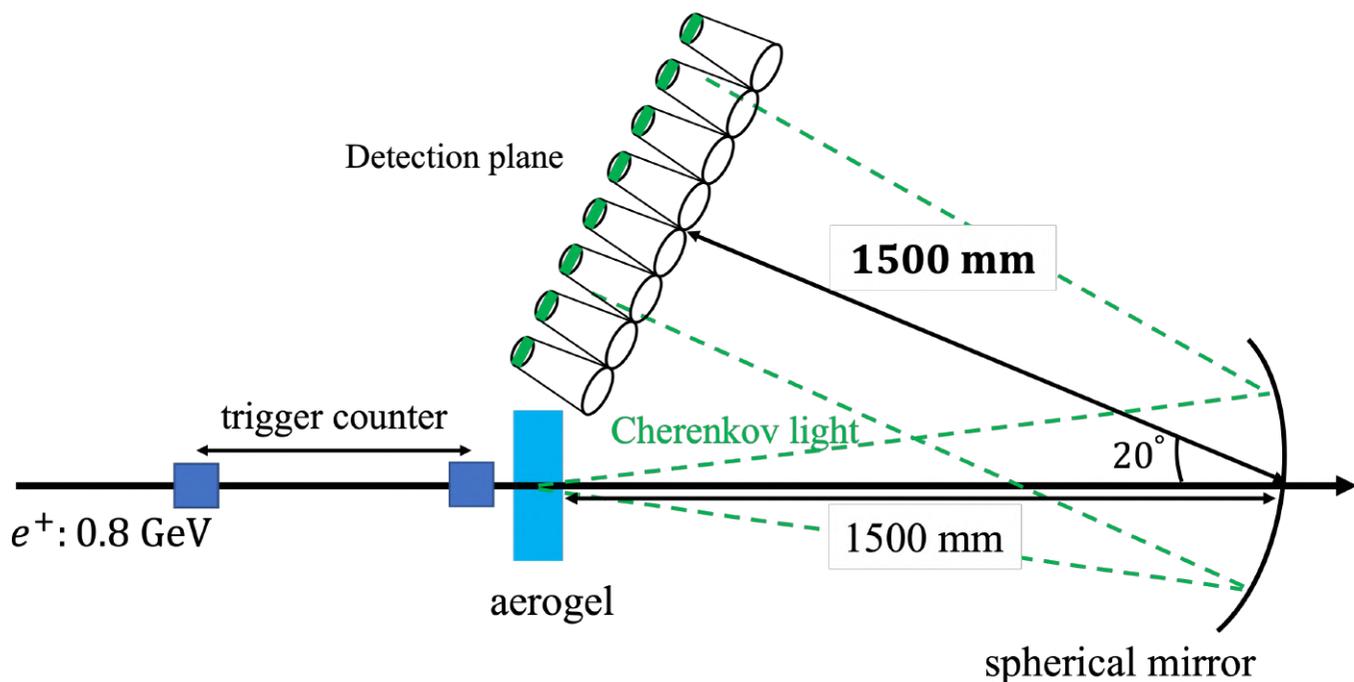


図 3.1: テスト実験のセットアップの模式図。

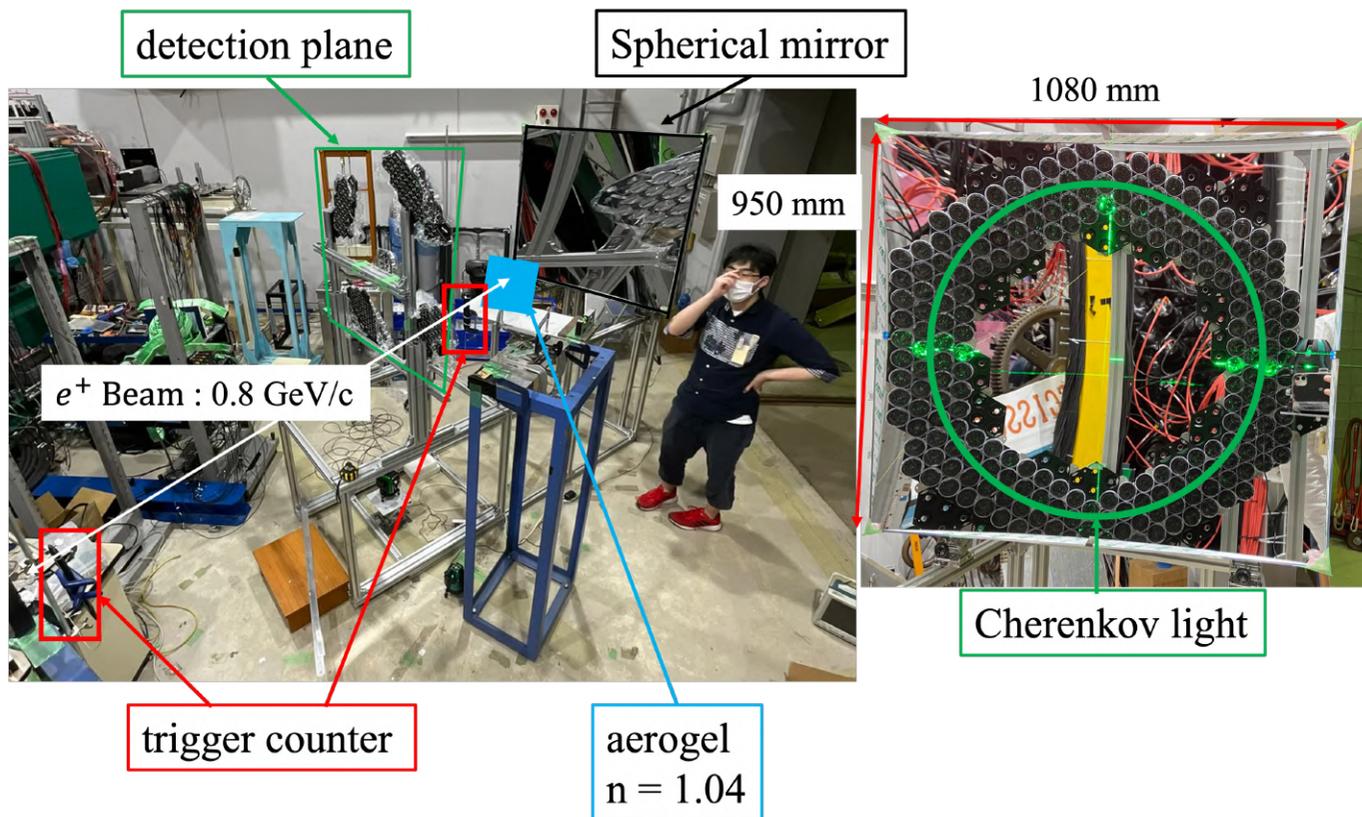


図 3.2: テスト実験での検出器配置。測定する際は検出器のセットアップ全体ブラックシートで作成した暗室で覆った。右図はシリカエアロゲルの位置から見た球面鏡。光子検出器面が写っており、球面鏡で反射したチェレンコフ光は図中のように検出器面状に収束する。

### 3.1.1 球面鏡

図 3.3 の左図は設置した球面鏡である。球面鏡はビーム軸に対して  $10^\circ$  傾けて設置することで、シリカエアロゲルで発生したチェレンコフ光がビーム方向から光子検出器面に向かって  $20^\circ$  で反射するように設置した。RICH 検出器では反射したチェレンコフ光を光子検出器面上に収束させるためにアラインメントが重要である。シリカエアロゲルを配置する場所と同じ位置にレーザー墨出し器を置き、光子検出器面に当たる球面鏡で反射したレーザー光を確認することで行った。図 3.3 の右図内の赤枠と緑枠で示すアジャスターを用いて球面鏡のアラインメントを行った。赤枠で示したアジャスターは鏡の左右の、上下方向の回転を調整する。緑枠で示したアジャスターのうち、下部の 2 つで鏡の左右の、前後方向の回転を調整するとともに上部のアジャスターと合わせて、鏡のあおり角度を調整した。

### 3.1.2 シリカエアロゲル

テスト実験で使用したシリカエアロゲルの光学パラメータを表 3.1 にまとめる。実験では、表 3.1 のシリカエアロゲルを組み合わせることで輻射体の厚さを変えて測定を行なった。図 3.4 はテスト実験で使用したエアロゲルを容器内に配置した写真である。ブラックテープを巻いた容器に複数枚のシリカエアロゲルを並べることで輻射体として使用した。ビーム上流側は黒い遮光板で押さえることで、シリカエアロゲルにビームが到達する以前に発生する空気によるチェレンコフ光を遮る。運動量  $800 \text{ MeV}/c$  の電子が屈折率  $n = 1.04$  のエアロゲルを通過する際に放出されるチェレンコフ光のチェレンコフ角  $\theta_c$  は、式 (2.2) より  $278 \text{ mrad}$  ( $=16^\circ$ )、測定するリングイメージの半径  $r$  は

$$r = f \tan \theta_c \quad (3.1)$$

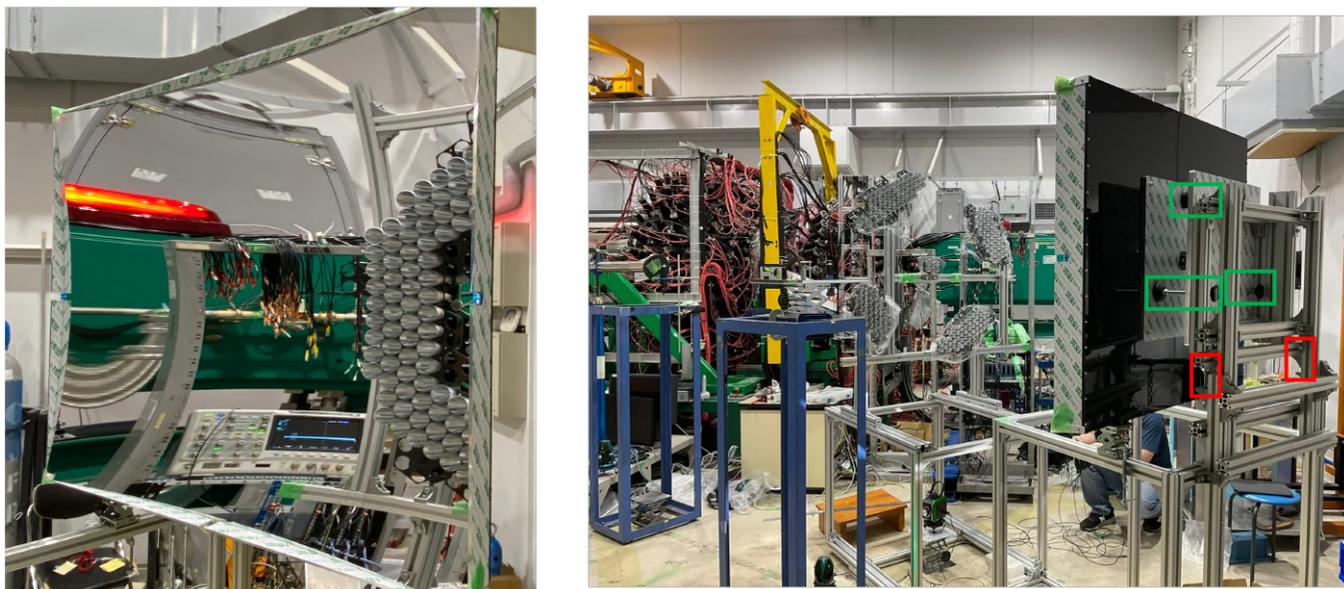


図 3.3: テスト実験での球面鏡の配置。右図の赤枠と緑枠で示しているアジャスターを用いて反射鏡の角度を微調整した。

表 3.1: テスト実験で使したシリカエアロゲルの光学パラメータ

ID	$n$	透過率 $\Lambda_T(\text{mm})$ ( $\lambda = 400\text{nm}$ )	厚さ (mm)
TSA9-3	1.0400	54	20.7
TSA9-4	1.0397	58	21.0
TSA10-3	1.0395	55	10.8
TSA40-1	1.0411	51.5	24.9
TSA40-2	1.0412	50.6	25.0
TSA40-3	1.0412	50.4	25.0
TSA40-1	1.0411	50.4	25.0

で求められる。 $f$  は球面鏡の焦点距離で曲率半径  $R$  を用いて  $f = R/2$  となる。テスト実験で使した球面鏡の曲率半径は  $R = 3000 \text{ mm}$  であるから、リングイメージの半径は  $428 \text{ mm}$  となる。

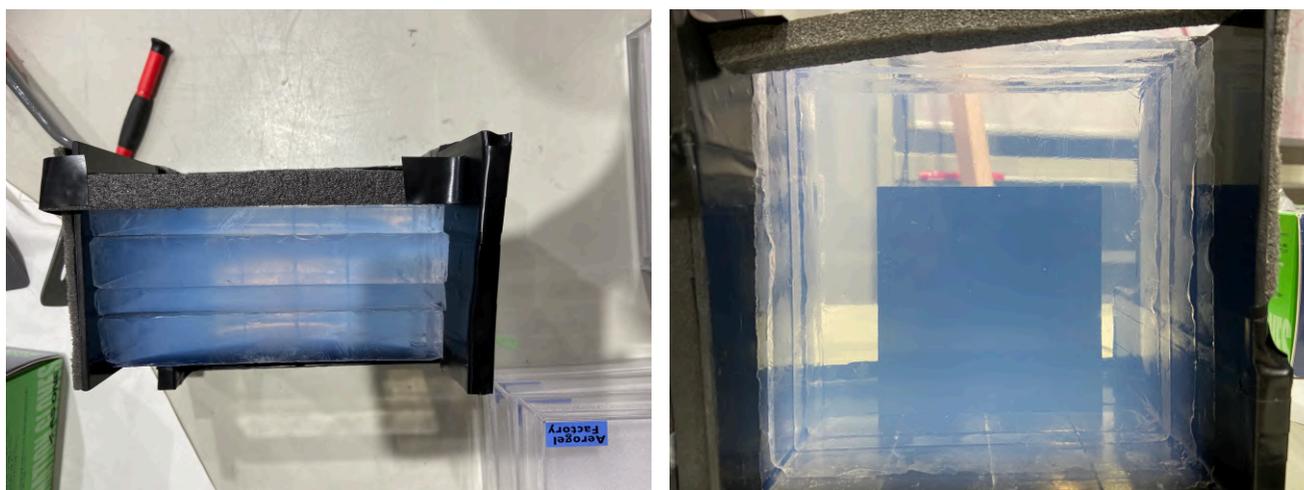


図 3.4: テスト実験で使したエアロゲル。左は上から見た図、右はビーム下流から見た図である。

### 3.1.3 光子検出器面

215 個の MPPC と 2 種類の集光用ライトコーンを用いて図 3.5 の光子検出器面を製作した。50 mm コーンを用いた場合には、リングイメージ全周を測定できるようにコーンを最密に配置した。30 mm コーンの場合、MPPC の数が不足するので、リングイメージ全周に配置できなかったため、光子検出器面を 4 つに分割し、おおよそ対称になるように配置し測定を行なった。MPPC の読み出しには、EASIROC の読み出しがフラットケーブルを用いた 32 チャンネルのため、32 個の MPPC を 1 まとめにすることで並列に動作電圧を印加できる基板を製作した。MPPC には個体差があり、MPPC ごとに記載されている  $V_{br}$  は異なる。そのため、 $V_{br}$  の高いものから 32 個ずつを 1 まとめとして、NIM-EASIROC でゲイン調整を行い易くした。

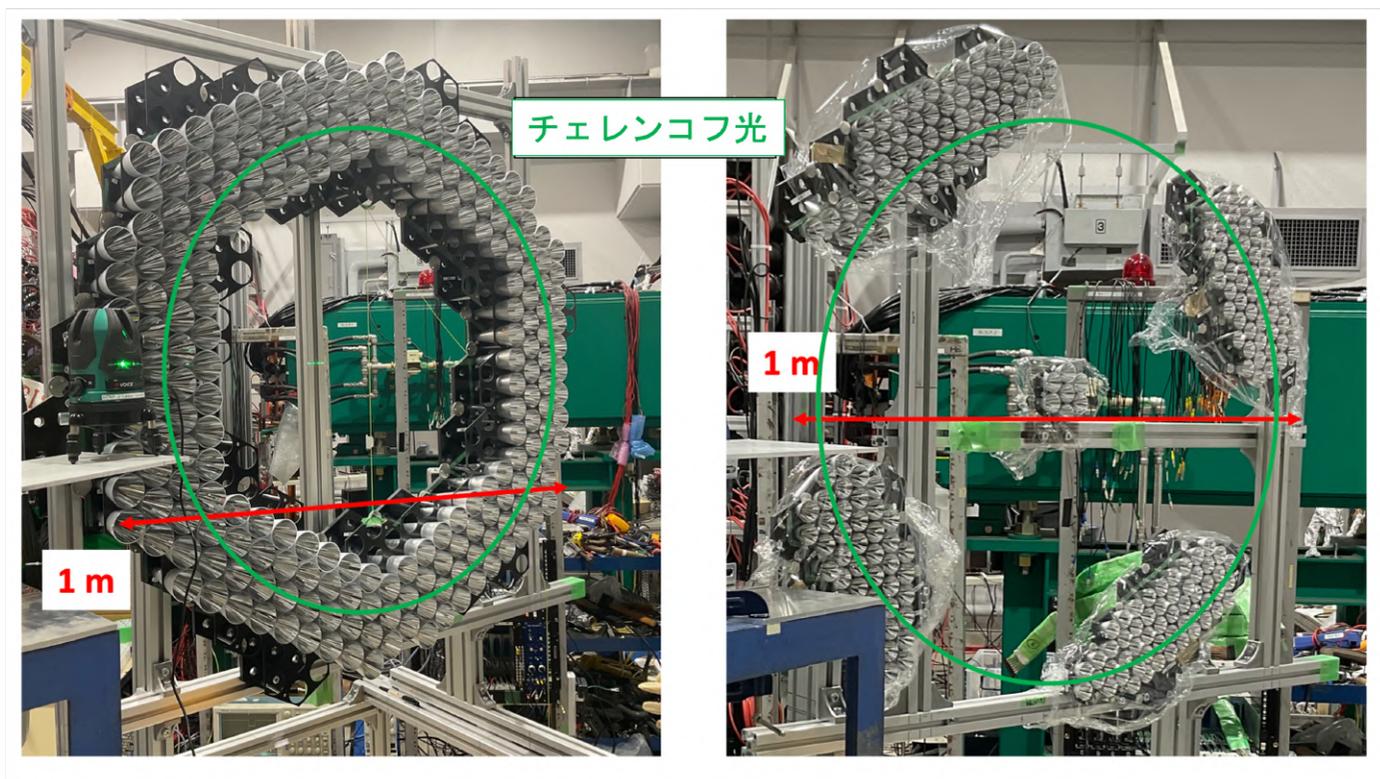


図 3.5: 左:50 mm ライトコーンを用いた検出面。右:30 mm ライトコーンを用いた検出面。

## 3.2 解析

### 3.2.1 イベントの選択

図 3.6、?? は測定で取得した MPPC の TDC 分布である。図 3.6 で 300 ns から 320 ns がチェレンコフ光による信号と考えられる。MPPC の leading edge TDC は、信号の time walk の影響でタイミングにばらつきが生じる。解析に用いる TDC の範囲が広いほど、暗電流によるノイズも増える。そこで、ビーム上流のトリガー検出器の信号と各 MPPC の信号から飛行時間分布 (Time-Of-Flight, TOF) 分布と、MPPC が閾値をこえた時間幅 (Time-Over-Threshold, TOT) 分布を用いて time walk の補正を行った後で、チェレンコフ光によるイベントの選択を行なった。TOT は MPPC が検出した信号が閾値を超えた時 (leading edge) と、閾値を超えた信号が閾値を下回る時 (trailing edge) の差をとった時間差である。図 3.7 は leading TDC, trailing TDC と TOT の模式図である。

図 3.8b の、TOF と TOT の相関が水平となるように次式で補正する。

$$f(TOF) = TOF - \left( \frac{p_0}{\sqrt{TOT}} + p_1 \right) \quad (3.2)$$

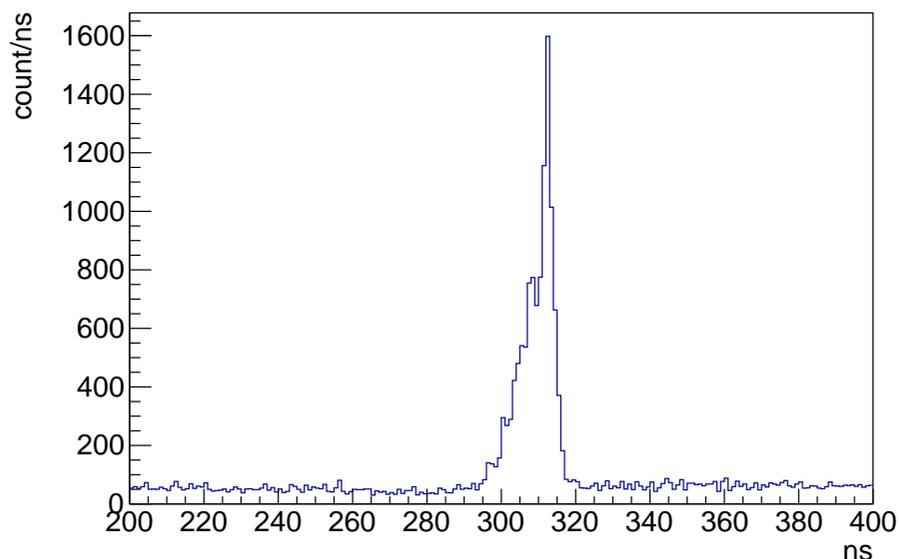


図 3.6: 反射したチェレンコフ光が入射した MPPC の leading TDC 分布。300 ns から 320 ns の範囲にあるピーク部分がチェレンコフ光による信号と考えられる。

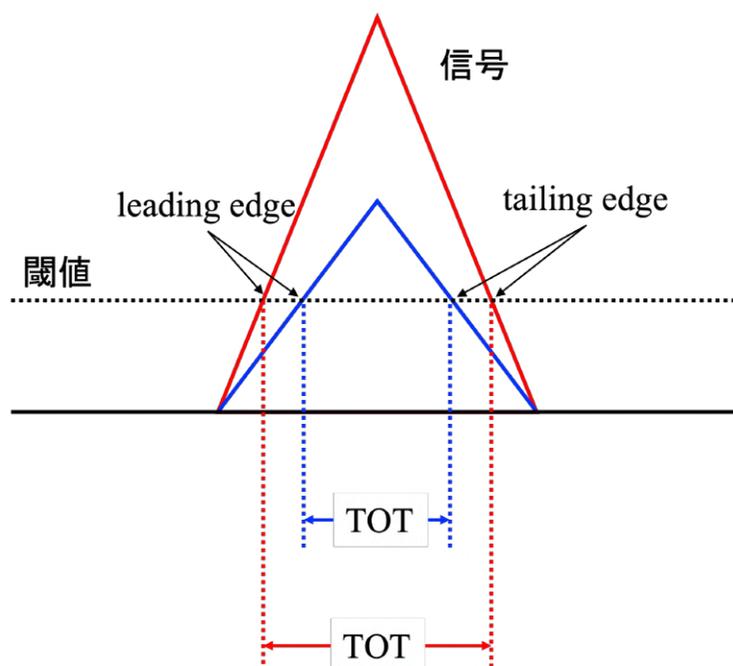


図 3.7: Time-over-threshold(TOT) の模式図。信号の波光によって TOT の大きさが決まる。

$p_0, p_1$  は補正用のパラメータである。補正後の TOF 分布が図 3.8c である。図 3.8c の  $-5$  ns から  $5$  ns の  $10$  ns の範囲をチェレンコフ光による信号としてこれ以降の解析で用いる。

### 3.3 テスト実験の結果

2 種類の光子検出器面で測定されたリングイメージが次の図 3.9、3.10 である。

球面鏡の中心  $(0, 0, 0)$  と検出面上の各 MPPC 上の座標  $(x, y, 1500)$  の 2 点を結ぶベクトルと、光軸が成す角度を各 MPPC で信号を検出したときのチェレンコフ角とする。この時、検出面の中心  $(0, 0, 1500)$  と MPPC までの距離をリングイメージの半径とする。図 3.11, 3.12 のそれぞれの分布をガウスフィッティングすることで、得られた平均値は半径  $432$  mm、角度  $280$  mrad であった。 $n = 1.04$  の輻射体に運動量  $800$  Mev/c の電子を通過させた場合に発生するチェレンコフ光のリングイメージの半径は  $428$  mm、チェレンコフ角は  $278$  mrad であるから、エアロゲルからのチェレンコフ光によるリングイメージが測定できている。 $30$  mm コーンの場合

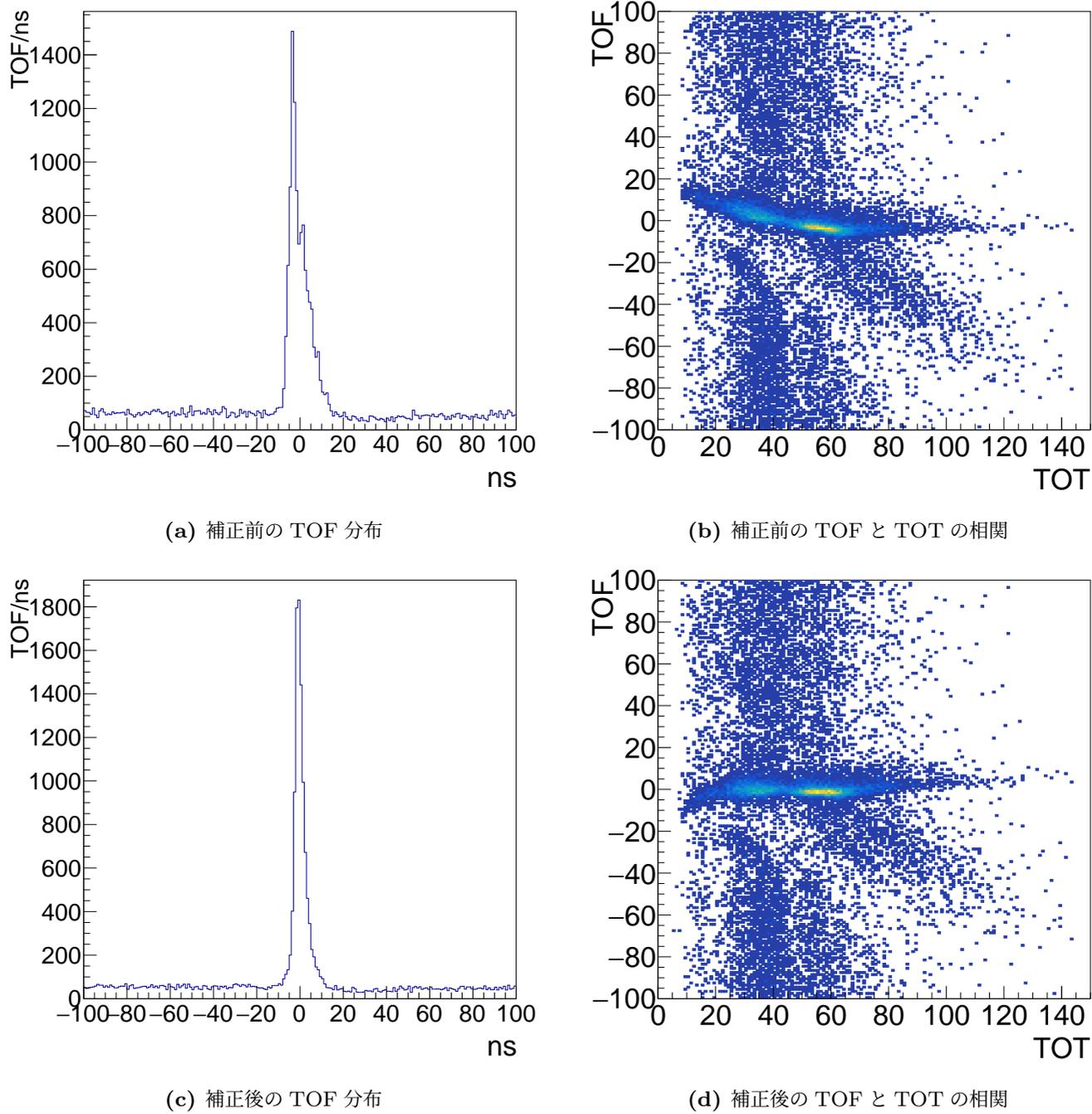


図 3.8

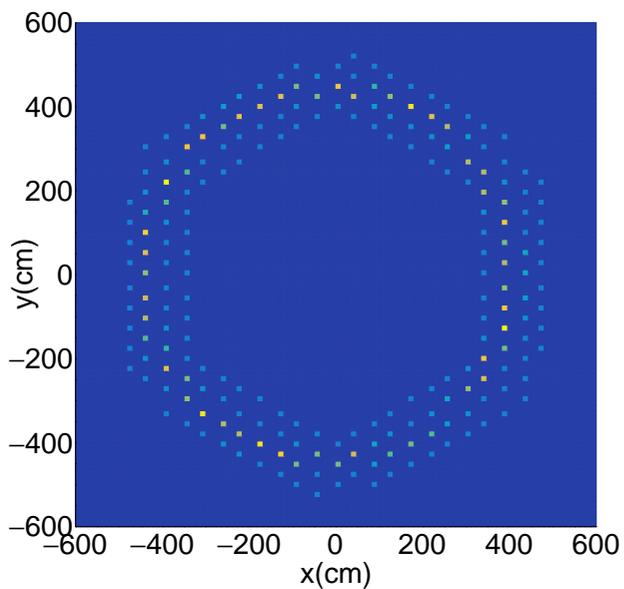


図 3.9: 50 mm コーンの見出し面で測定したリングイメージ

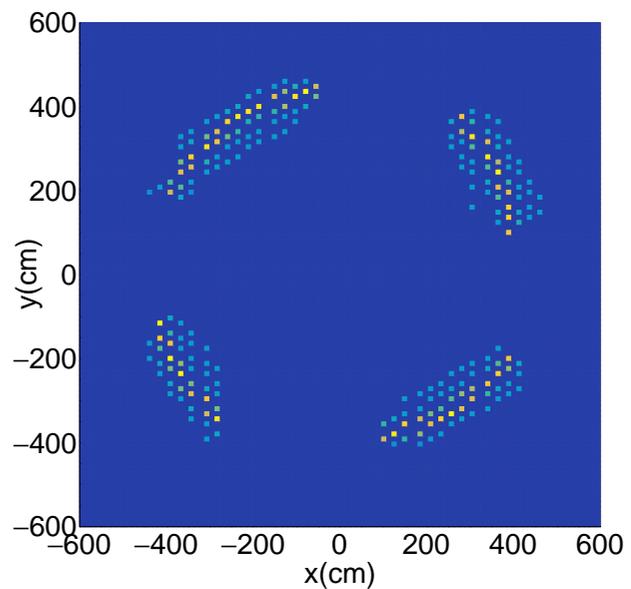


図 3.10: 30 mm コーンの見出し面で測定したリングイメージ

合も同様に、ガウスフィッティングから得られた半径と角度はそれぞれ、430 mm と 279 mrad であり、こちらでもリングイメージを測定できている。

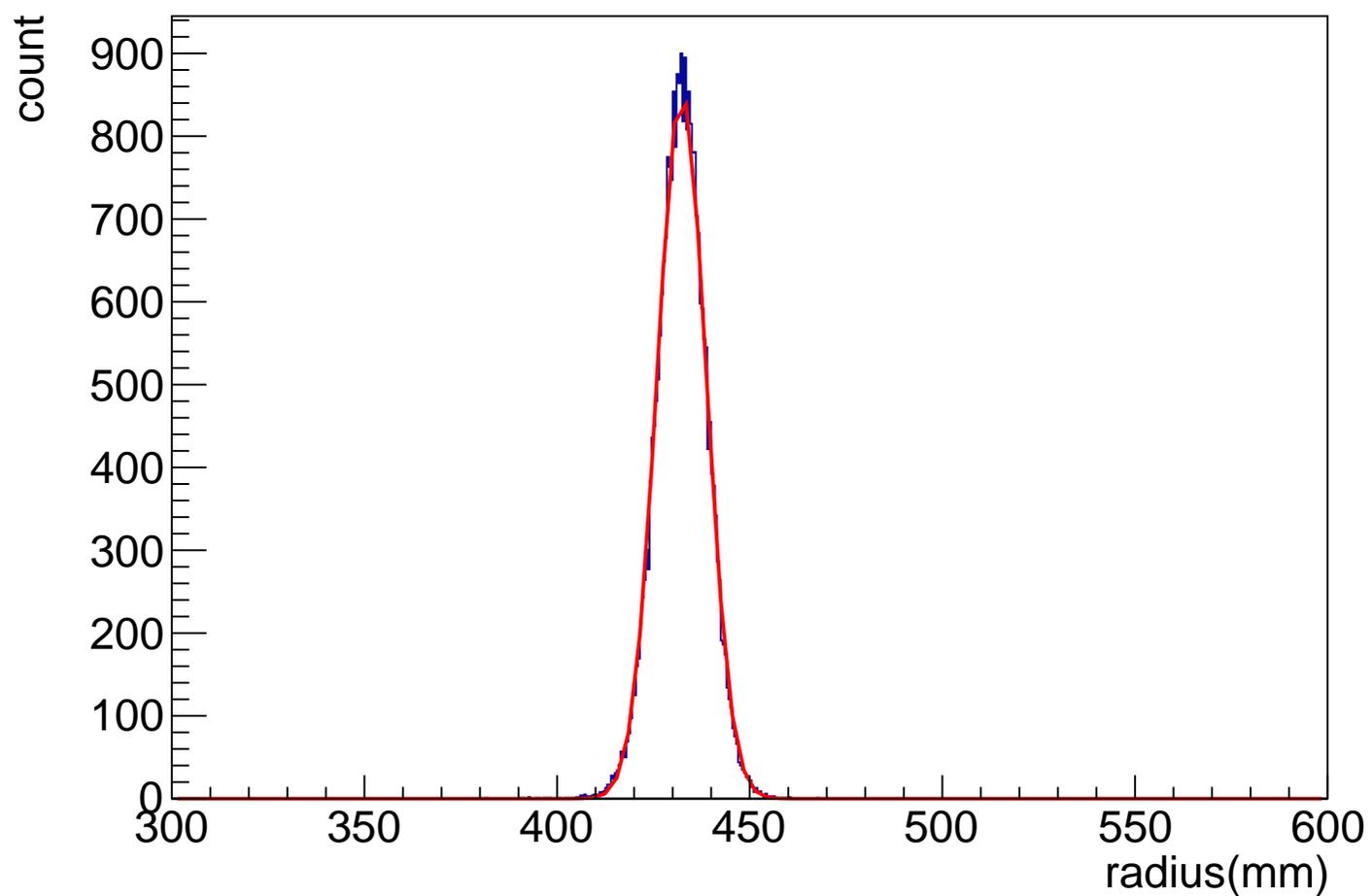


図 3.11: 50 mm ライトコーンの場合の半径分布。

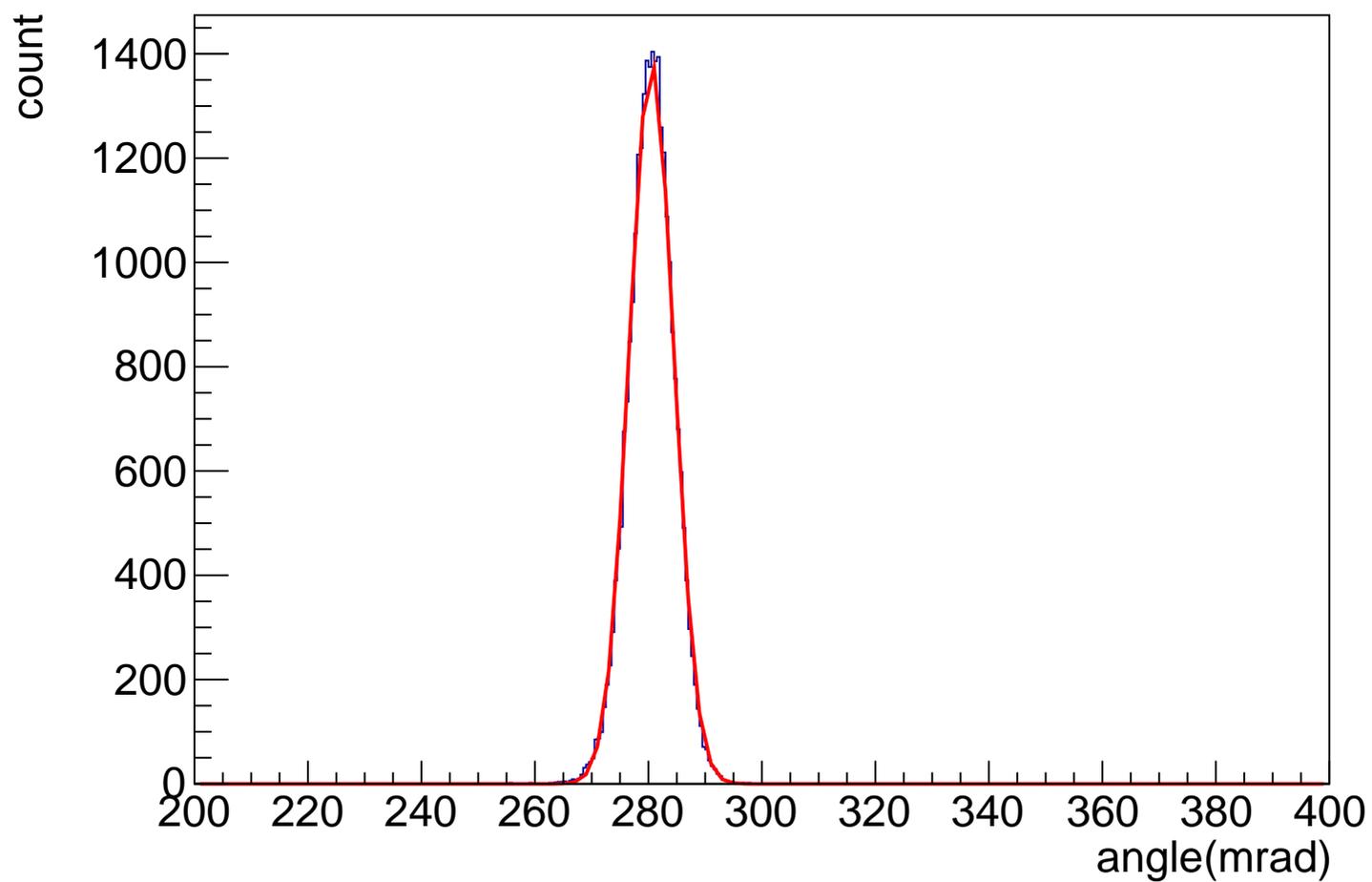


図 3.12: 50 mm ライトコーンの場合の角度分布。

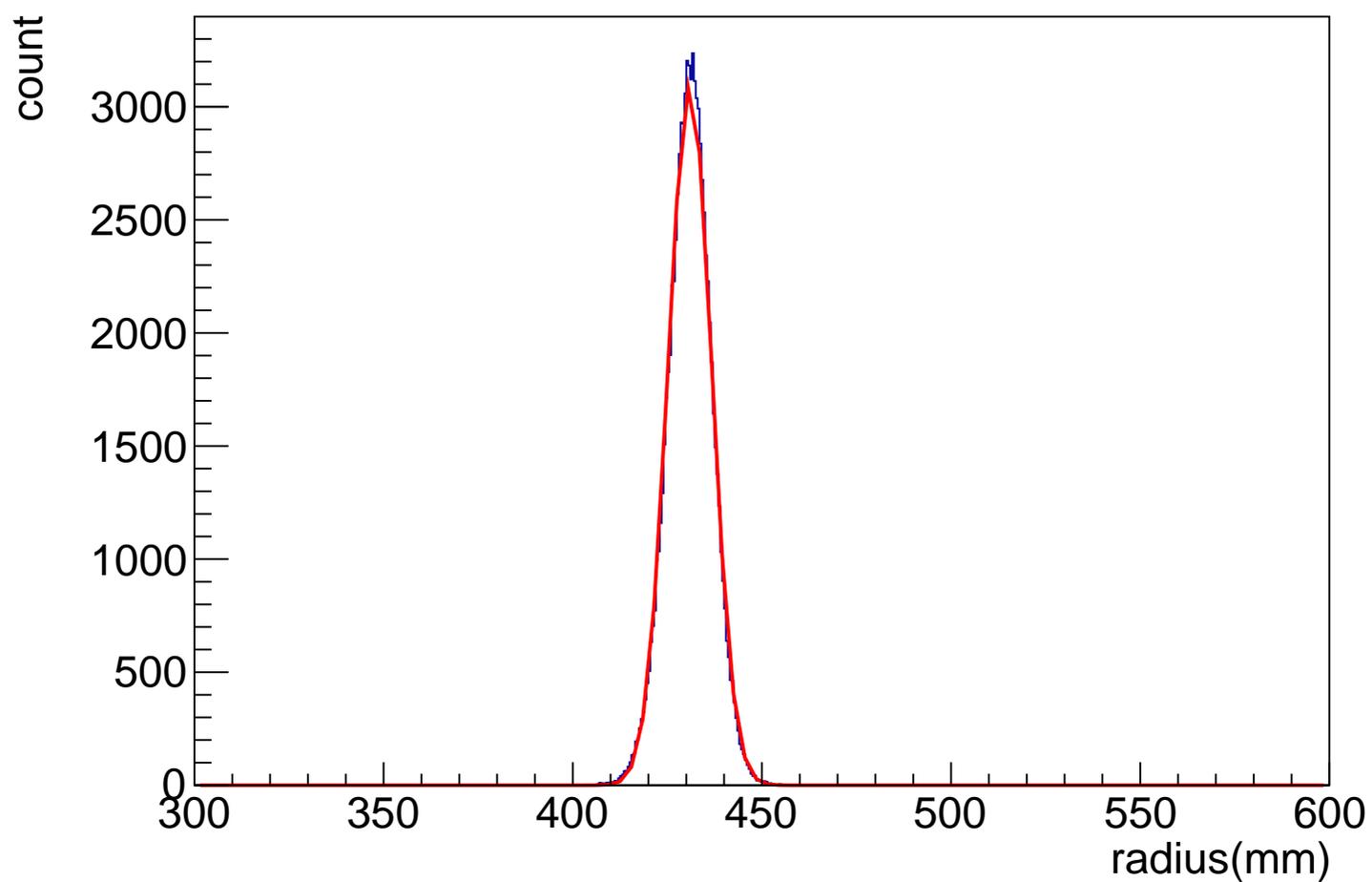


図 3.13: 30 mm ライトコーンの場合の半径分布。

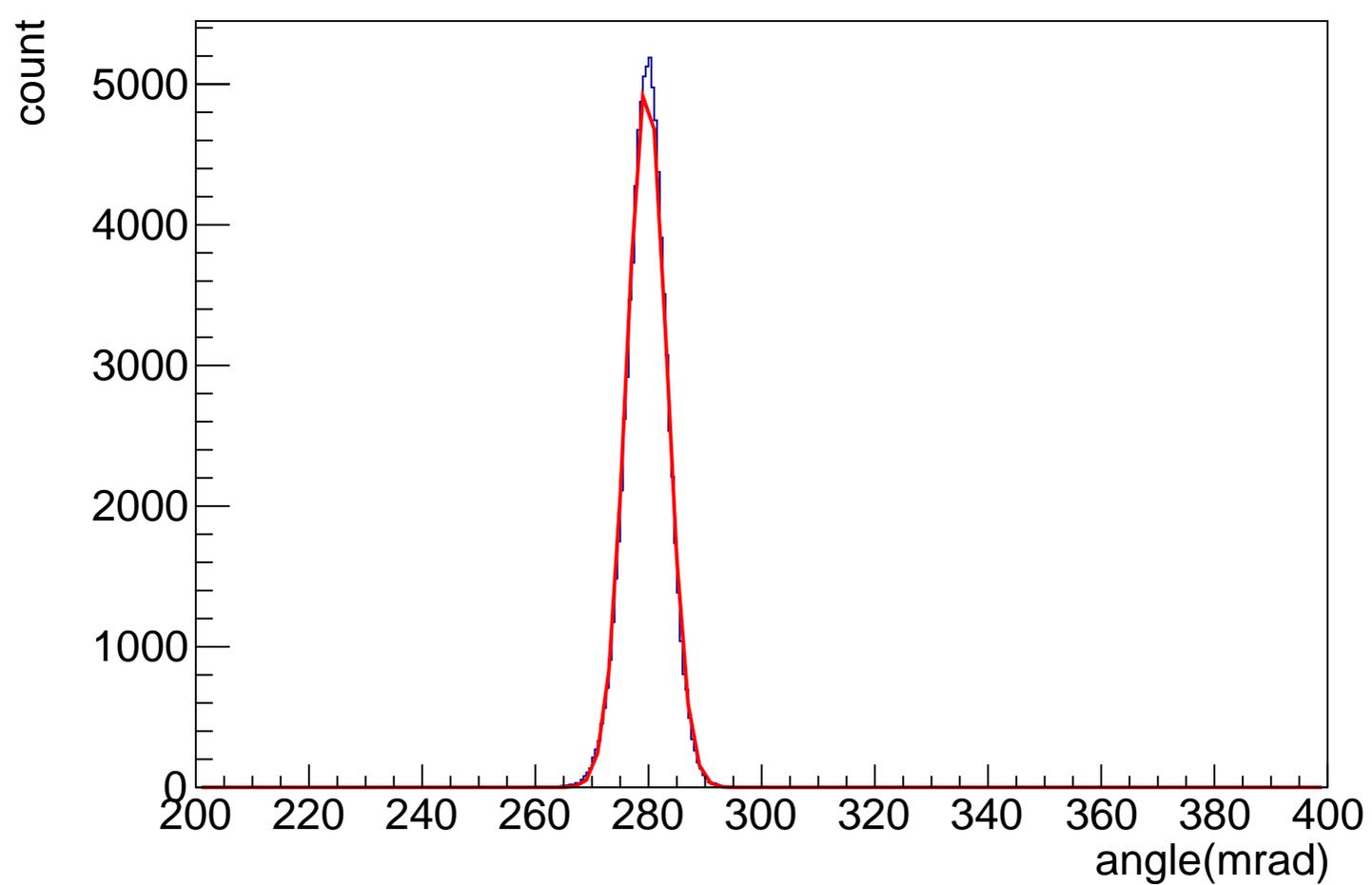


図 3.14: 30 mm ライトコーンの場合の角度分布。

## 第 4 章

# テスト機の角度分解能

### 4.0.1 MPPC の多重度

TOT による補正を行なった TOF 分布 (図 4.1) からチェレンコフ光による信号と、暗電流によるノイズの信号を選んだ。この時、選んだ 10 ns の範囲で同時に信号を検出した MPPC の数を多重度と定義する。

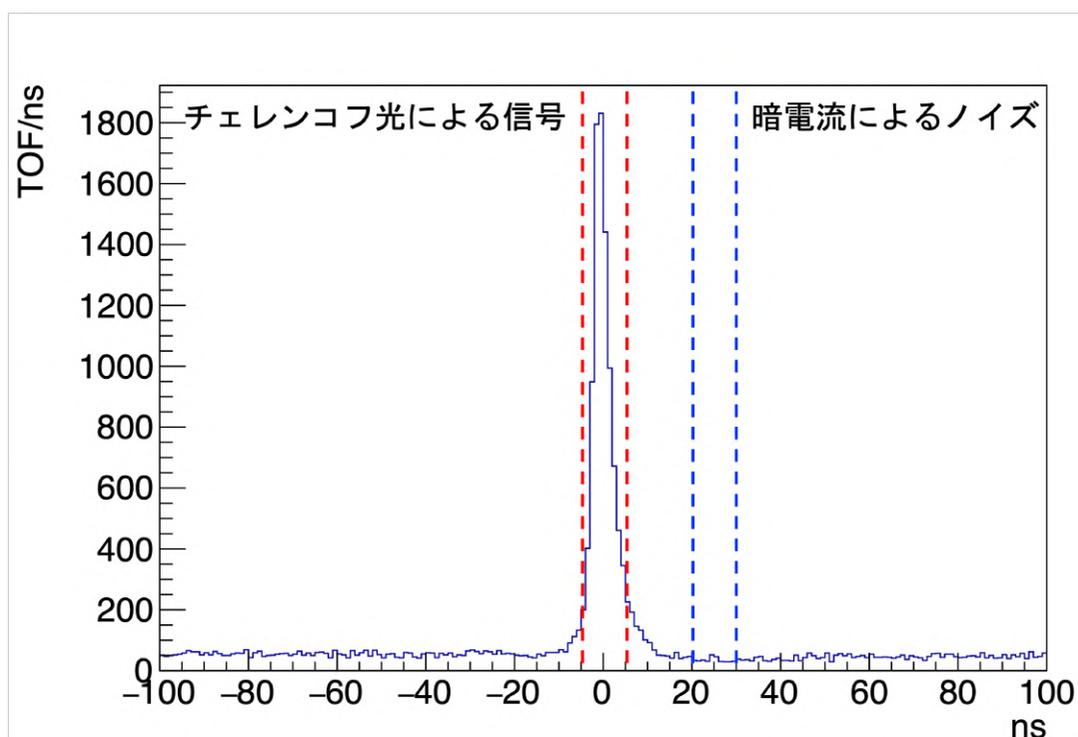


図 4.1: チェレンコフ光による信号と暗電流によるノイズの信号の範囲の選択。0 を中心として -5 ns から 5 ns までの 10 ns の赤の破線の範囲をチェレンコフ光による信号、同じ 10 ns 幅で TOF 分布のピークを外した青の破線の範囲を暗電流によるノイズとして解析に用いる。

図 4.2、4.3 の分布からガウスフィッティングによって得られる平均値をチェレンコフ光による MPPC の多重度、あるいは暗電流によるノイズの多重度とする。

### 4.0.2 MPPC の多重度の動作電圧依存性

MPPC は動作電圧を上げるほど、光子の検出効率は高まるが、同時に暗電流の発生頻度も上がってしまう。そのため動作電圧は信号と暗電流によるノイズの比が最小となるように決める。図 4.4 は MPPC の動作電圧と多重度毎に平均値をプロットしたものである。50 mm のコーンの場合、動作電圧  $V_{ov}=3.0$  V から多重度は

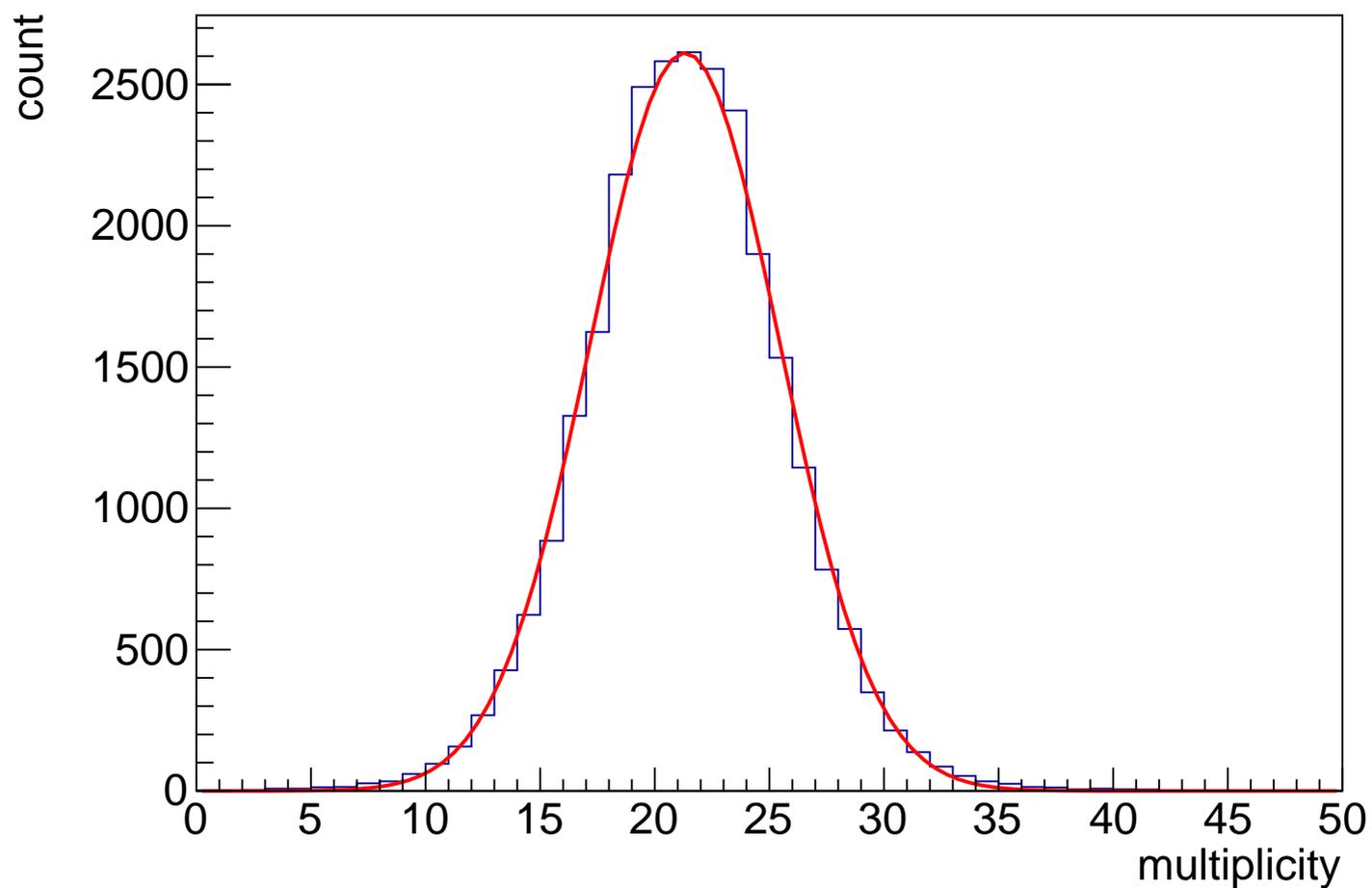


図 4.2: チェレンコフ光による MPPC の多重度の分布。

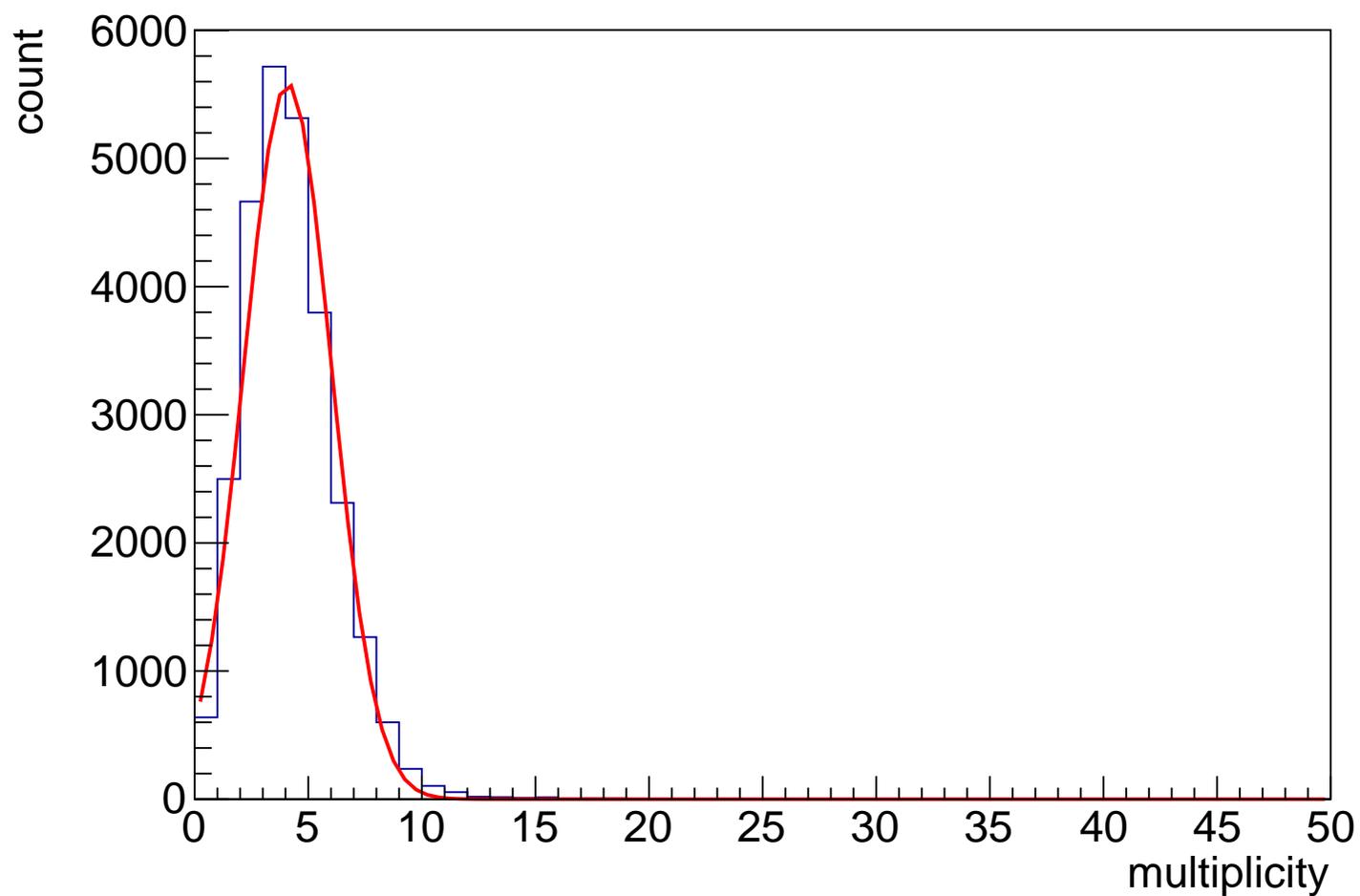


図 4.3: 暗電流のノイズによる MPPC の多重度の分布。

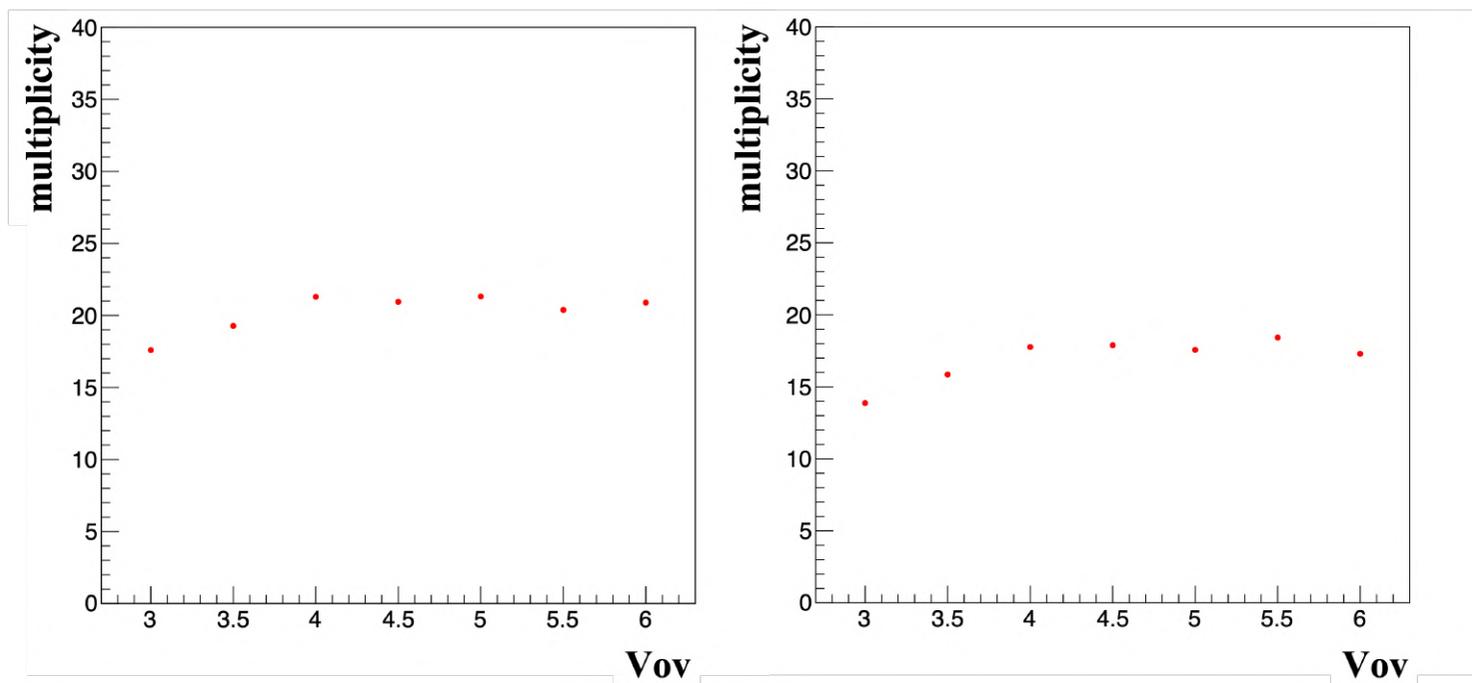


図 4.4: MPPC の多重度の動作電圧依存性。左：入口直径 50 mm のライトコーンの場合 右：入口直径 30 mm のライトコーンの場合

上昇するが  $V_{ov}=4.0$  V から多重度は飽和している。暗電流の影響を抑えるため、 $V_{ov}=4.0$  V で用いるのが良いと考えられる。

### 4.0.3 MPPC の多重度の輻射体厚さ依存性

輻射体厚さが厚くなるほど、発生するチェレンコフ光の光子数は多くなる。一方で、輻射体中のチェレンコフ光の散乱によって、チェレンコフ光は減衰してしまう。図 4.5 はシリカエアロゲルの厚さと多重度の平均値をプロットしたものである。いずれのライトコーンでもシリカエアロゲルの厚さが増すほど、MPPC の多重

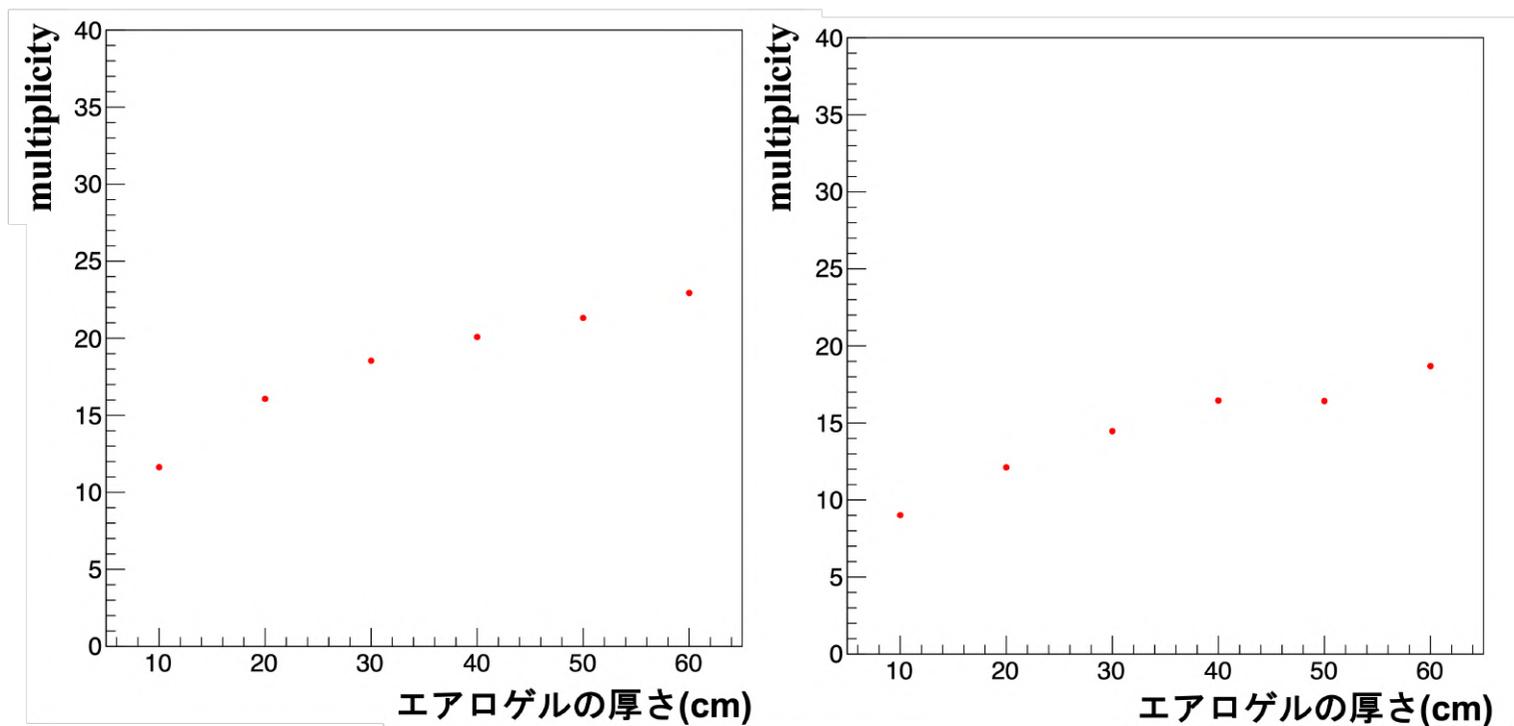


図 4.5: MPPC の多重度の輻射体厚さ依存性。左：入口直径 50 mm のライトコーンの場合 右：入口直径 30 mm のライトコーンの場合。

度は上がっていくことがわかる。60 mm の厚さでもまだ増加傾向にある。

## 4.1 角度分解能

### 4.1.1 MPPC の多重度毎の角度分解能

チェレンコフ光によるイベントをさらに MPPC の多重度毎に分類し、角度分布の標準偏差をプロットしたものが図 4.13 である。この分布を MPPC の動作電圧毎、輻射体の厚さ毎に作り、角度分布はイベント毎に平

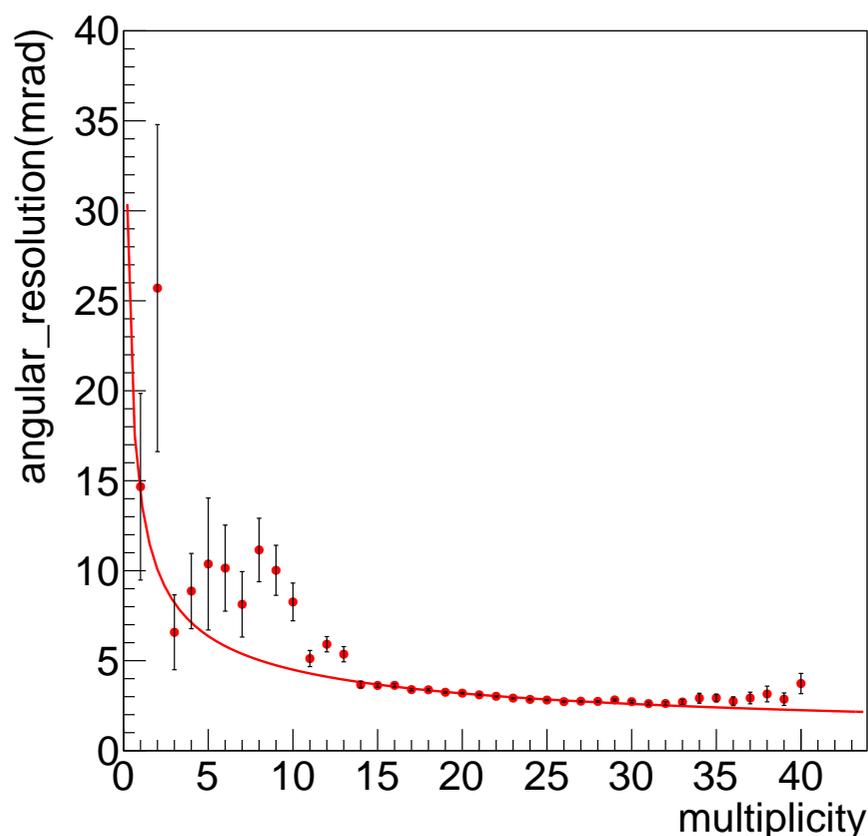


図 4.6: チェレンコフ光によるイベントを MPPC の多重度毎に分類し、角度分布の標準偏差をプロットしたもの。

均をとっているから、 $\Delta\theta/\sqrt{N}$  でフィッティングすることで  $\Delta\theta$  を 1 光子あたりの角度分解能とする。

### 4.1.2 多重度ごとの角度分解能の動作電圧依存性

図 4.7 は MPPC の多重度毎の角度分解能の動作電圧毎にプロットしたものである。

動作電圧ごとの角度分解能は多重度の動作電圧依存性と同様の傾向を示す。

### 4.1.3 多重度ごとの角度分解能の輻射体厚さ依存性

シリカエアロゲルの厚さと多重度ごとの角度分解能は、シリカエアロゲルが厚くなるほど分解能は良くなる。エアロゲルの厚さが薄い場合、発生するチェレンコフ光は少なくなり、暗電流の割合が多くなる。輻射体が厚くなるほどチェレンコフ光の信号の割合が大きくなるため、角度分解能は向上すると考えられる。次節では得られた角度分解能の内訳について詳しく述べる。

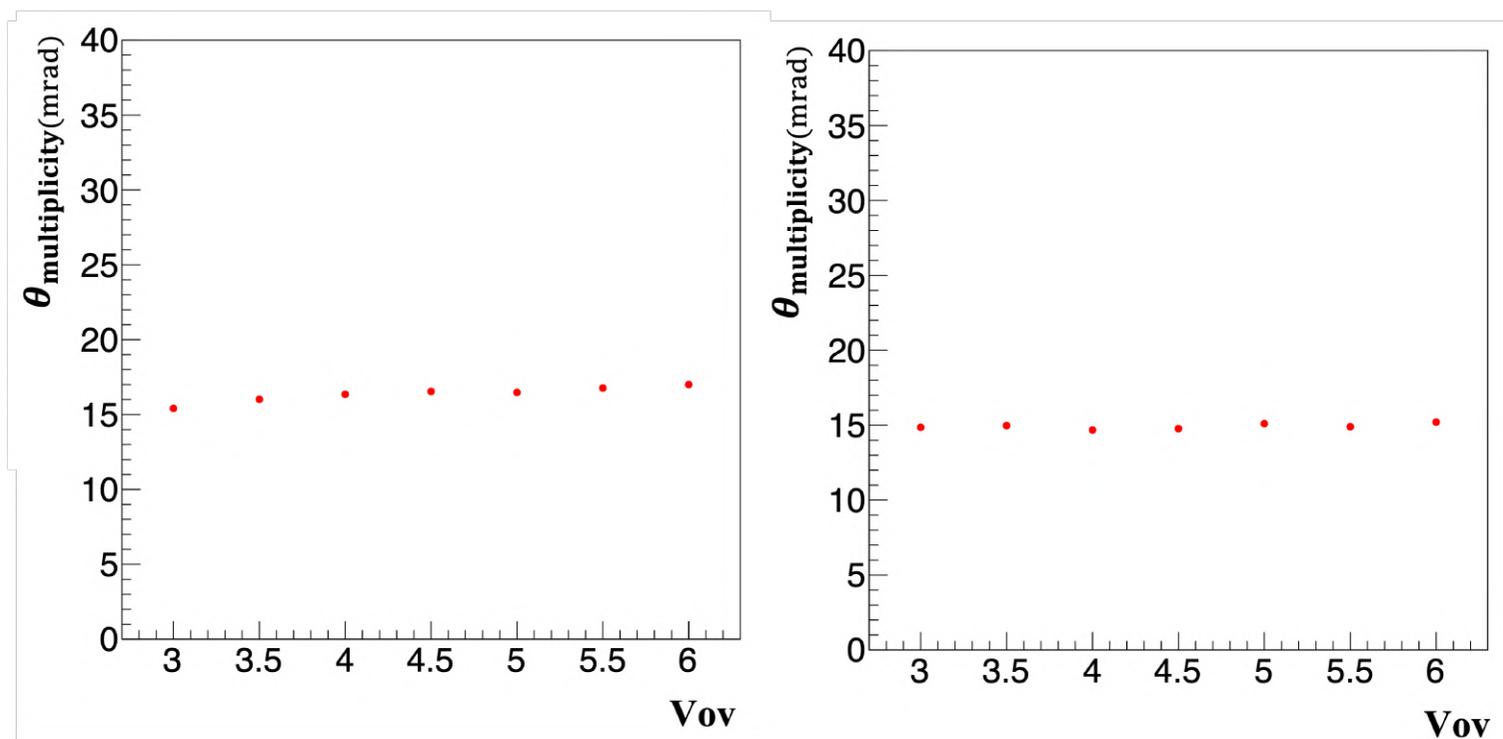


図 4.7: 各動作電圧での 1 多重度ごとの角度分解能。左：入口直径 50 mm のライトコーンの場合 右：入口直径 30 mm のライトコーンの場合。

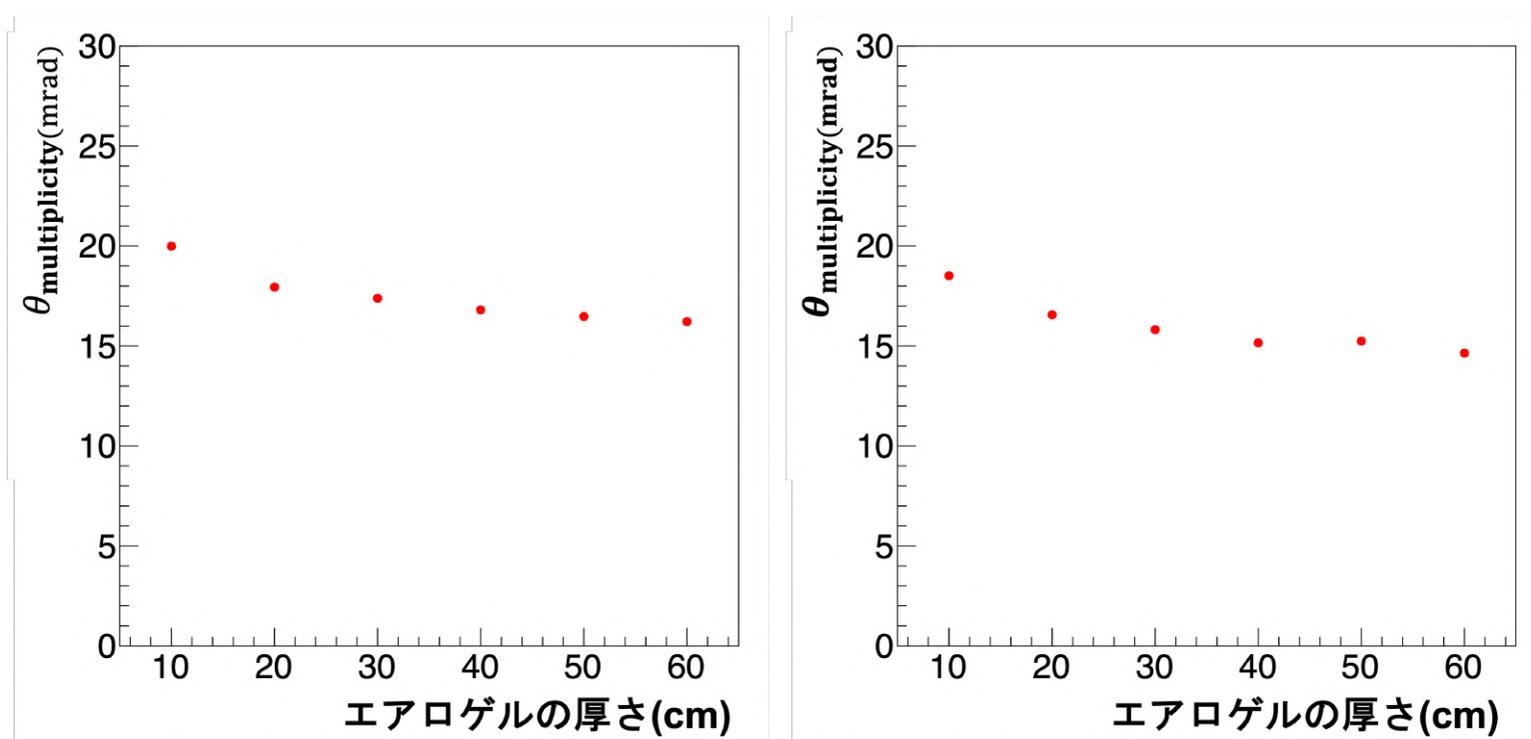


図 4.8: 各シリカエアロゲル厚さでの 1 多重度ごとの角度分解能。左：入口直径 50 mm のライトコーンの場合 右：入口直径 30 mm のライトコーンの場合。

## 4.2 角度分解能の内訳

2章で述べたように、RICH 検出器においてシリカエアロゲルで 10 GeV/c の  $K/p$  を識別するために要求される 1 光子あたりの角度分解能は 10 mrad 以下である。4.2 節ではテスト実験で得られたデータから、MPPC の多重度を用いて 1 光子あたりの角度分解能の評価を行なった。角度分解能を決める要因の、1 多重度

あたりの角度分解能  $\Delta\theta$  への寄与を式 (4.1) のように分解する。

$$\Delta\theta^2 = \Delta\theta_{seg}^2 + \Delta\theta_{abe}^2 + \Delta\theta_d^2 + \Delta\theta_{beam}^2 \quad (4.1)$$

- $\theta_{seg}$  : セグメントサイズによる分解能
- $\theta_{abe}$  : 収差による分解能
- $\theta_d$  : 暗電流による分解能
- $\theta_{beam}$  : ビームの広がりによる分解能

1 光子あたりの角度分解能と暗電流による分解能を評価し、収差による分解能を導出する。

### 4.3 チェレンコフ角と角度分解能

TOF 分布の範囲のカットによりチェレンコフ光による信号と暗電流による信号を選んだが、チェレンコフ光による信号として選んだ範囲にも暗電流は含まれる。そこで前節で述べた角度分解能の内訳を、チェレンコフ光による分解能  $\Delta\theta_c^2 = \Delta\theta_{seg}^2 + \Delta\theta_{abe}^2 + \Delta\theta_{beam}^2$  と暗電流による分解能  $\Delta\theta_d^2$  に分ける。測定で得られるチェレンコフ角の角度分布はチェレンコフ光が入射するセグメントから得られる角度と暗電流の信号が出ることによるランダムなセグメントから得られる角度の平均は次の式 (4.2) であると考ええる。

$$\langle\theta\rangle = \frac{\sum_i^{N_c} \theta_{ci} + \sum_i^{N_d} \theta_{di}}{N_c + N_d} \quad (4.2)$$

チェレンコフ角の角度分解能は式 (4.3) となる。

$$(\Delta\theta)^2 = \frac{1}{N_c + N_d} \sum_i^n (\theta_i - \langle\theta\rangle)^2 \quad (4.3)$$

チェレンコフ光による分解能  $\Delta\theta_c$  と暗電流による分解能  $\Delta\theta_d$  の 1 光子あたりの角度分解能  $\Delta\theta$  への寄与は式 (4.4) のように分離できる。

$$(N_c + N_d)(\Delta\theta)^2 = N_c(\Delta\theta_c)^2 + N_d(\Delta\theta_d)^2 + \frac{(\langle\theta_c\rangle - \langle\theta_d\rangle)^2 N_c N_d}{N_c + N_d} \quad (4.4)$$

- $\theta_c$  : チェレンコフ角
- $\theta_{ci}$  : 1 多重度のチェレンコフ光の角度
- $N_c$  : チェレンコフ光の多重度
- $\theta_{di}$  : 1 多重度の暗電流の角度
- $N_d$  : 暗電流の多重度
- $\Delta\theta$  : 1 多重度の角度分解能
- $\Delta\theta_c$  : チェレンコフ光の角度分解能
- $\Delta\theta_d$  : 暗電流の角度分解能

例として 50 mm コーンの MPPC の動作電圧が  $V_{ov} = 5V$  の場合、図 4.2、4.3 のガウスフィッティングの平均値を  $N_c + N_d$  と  $N_d$  とし、 $N_c + N_d$  と  $N_d$  の差を  $N_c$  とする。図 4.9 から 4.12 は 50 mm ライトコーンと 30 mm ライトコーンでの各動作電圧の MPPC の多重度と暗電流による多重度をプロットしたものである。

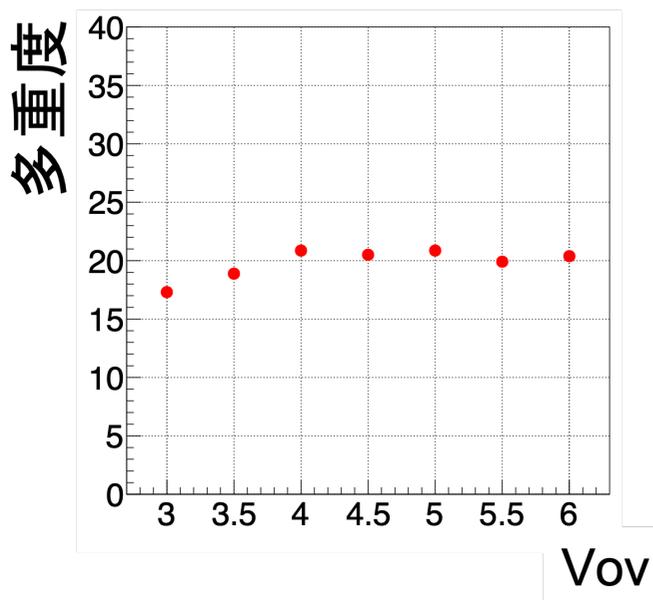


図 4.9: 50 mm ライトコーンを用いた場合の各動作電圧でのチェレンコフ光による MPPC の多重度の平均値。

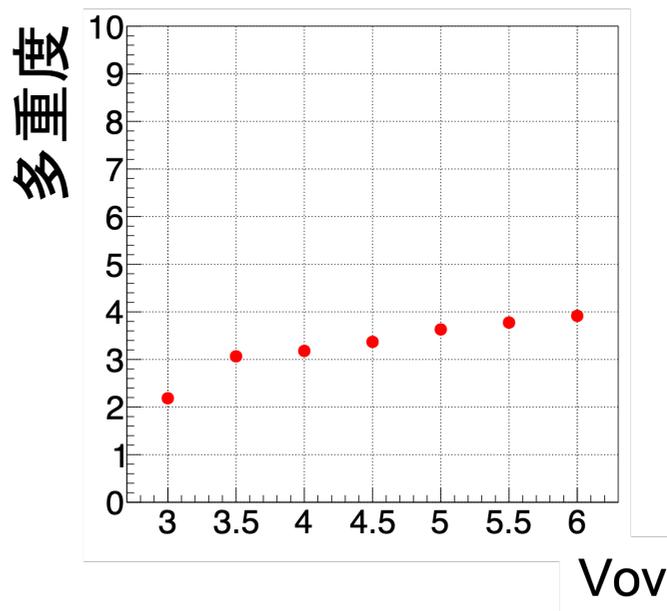


図 4.10: 50 mm ライトコーンを用いた場合の各動作電圧での暗電流による MPPC の多重度の平均値。

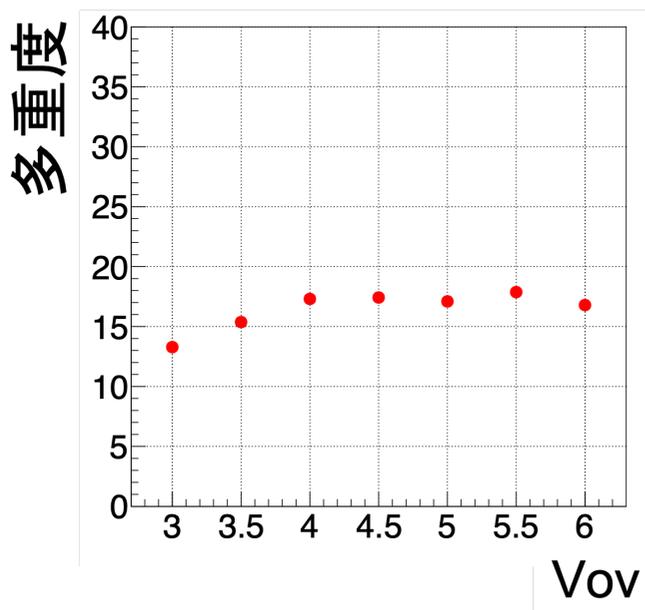


図 4.11: 30 mm ライトコーンを用いた場合の各動作電圧でのチェレンコフ光による MPPC の多重度の平均値。

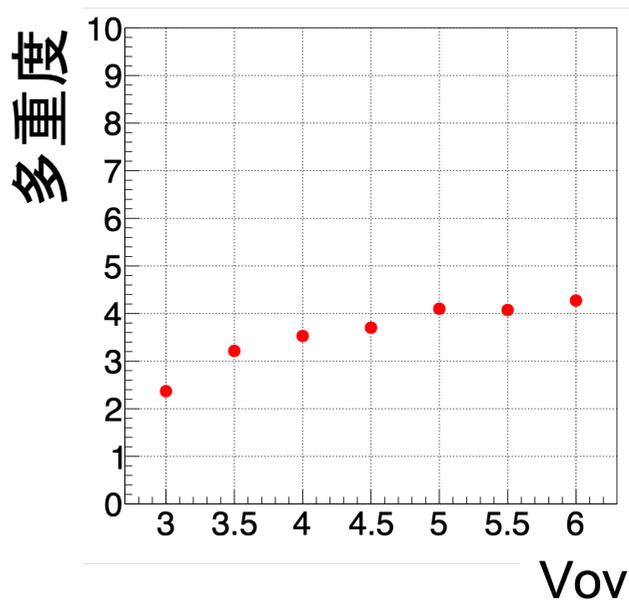


図 4.12: 30 mm ライトコーンを用いた場合の各動作電圧での暗電流による MPPC の多重度の平均値。

#### 4.4 多重度ごとの分解能

1 光子あたりの角度分解能  $\Delta\theta$  と暗電流による角度分解能  $\Delta\theta_d$  は測定したデータから算出する。イベントを多重度ごとに分類し、多重度ごとの角度分布にガウスフィッティングを施した時の標準偏差をある多重度での角度分解能としてプロットしている。図 4.13、4.14 は 50 mm ライトコーンで MPPC の動作電圧が  $V_{ov}=5$  V の場合の 1 光子あたりの角度分解能と暗電流の 1 ヒットあたりの角度分解能をプロットしたものである。図 4.13 では  $f = \Delta\theta / \sqrt{N_d + N_c}$  でフィッティングすることで 1 光子あたりの角度分解能  $\Delta\theta$  と暗電流による 1 ヒットあたりの角度分解能  $\Delta\theta_d$  を導出する。

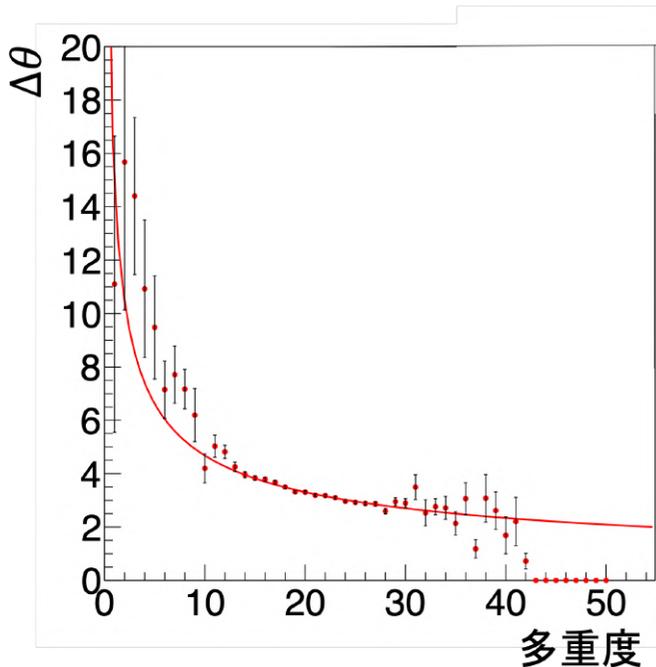


図 4.13: チェレンコフ光による MPPC の多重度ごとの角度分解能。

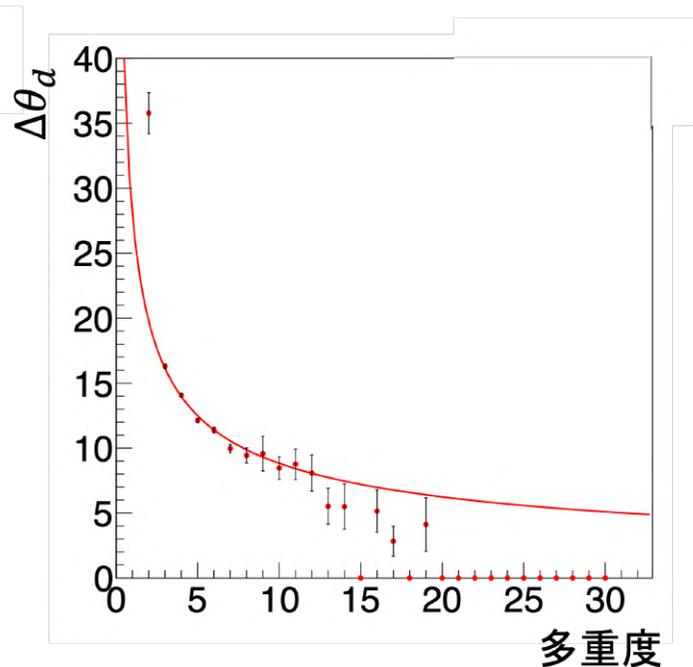


図 4.14: 暗電流による MPPC の多重度ごとの角度分解能。

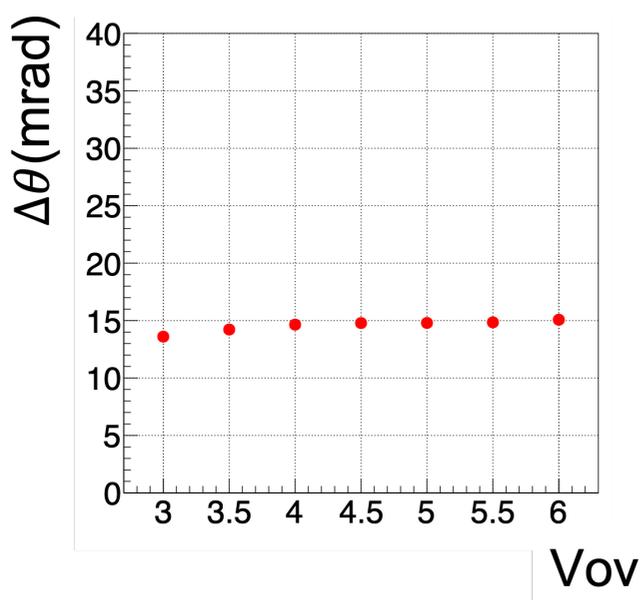


図 4.15: 50 mm ライトコーンの各動作電圧での 1 光子あたりの角度分解能。

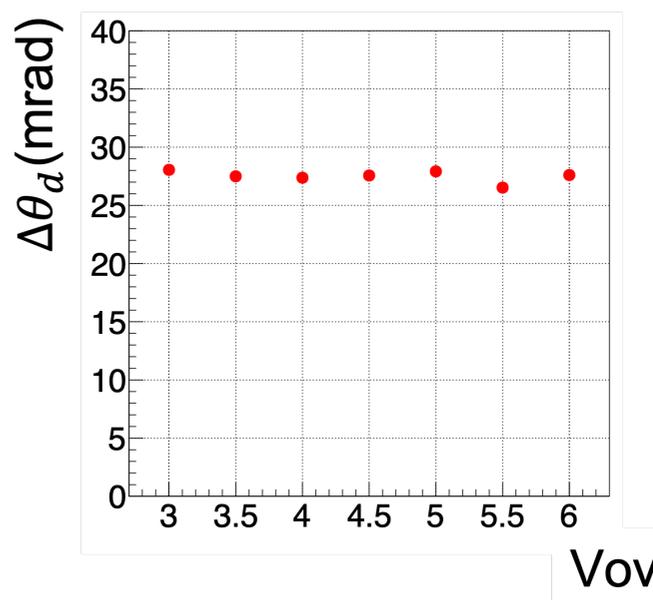


図 4.16: 50 mm ライトコーンの各動作電圧での暗電流による 1 ヒットあたりの暗電流。

暗電流による 1 多重度あたりの角度分解能は、50 mm ライトコーンと 30 mm ライトコーンではセグメントの大きさから 30 mm ライトコーンの方が小さくなる。

### 4.5 チェレンコフ光による分解能

$\Delta\theta$ 、 $\Delta\theta_d$ 、 $N_c + N_d$  と  $N_d$  の情報が得られたので、式 (4.4) からチェレンコフ光による 1 光子あたりの角度分解能  $\Delta\theta_c$  が計算することができる。チェレンコフ光による分解能は MPPC の動作電圧にはよらないため、一定の値になると考えられる。図 4.19、4.20 は 50 mm ライトコーンと 30 mm ライトコーンで、各動作電圧での暗電流の寄与を差し引いたあとのチェレンコフ光による 1 光子あたりの角度分解能をプロットしたものである。標準偏差を誤差として合わせて図に記載している。

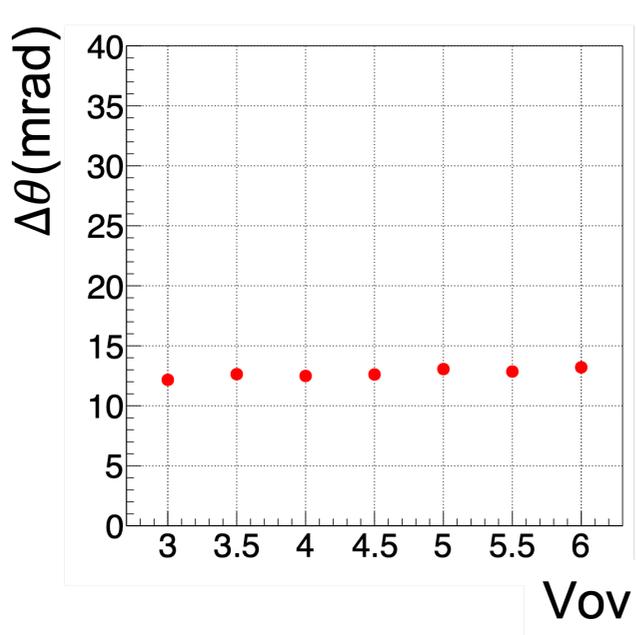


図 4.17: 30 mm ライトコーンの各動作電圧での 1 光子あたりの角度分解能。

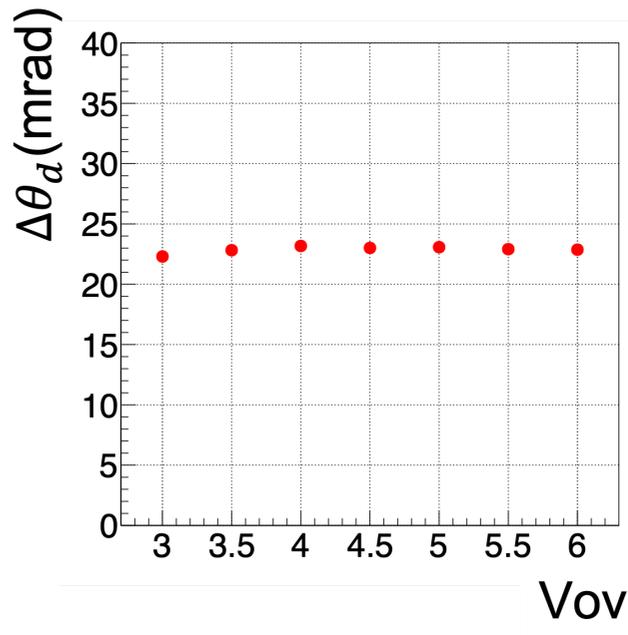


図 4.18: 30 mm ライトコーンの各動作電圧での暗電流による 1 ヒットあたりの角度分解能。

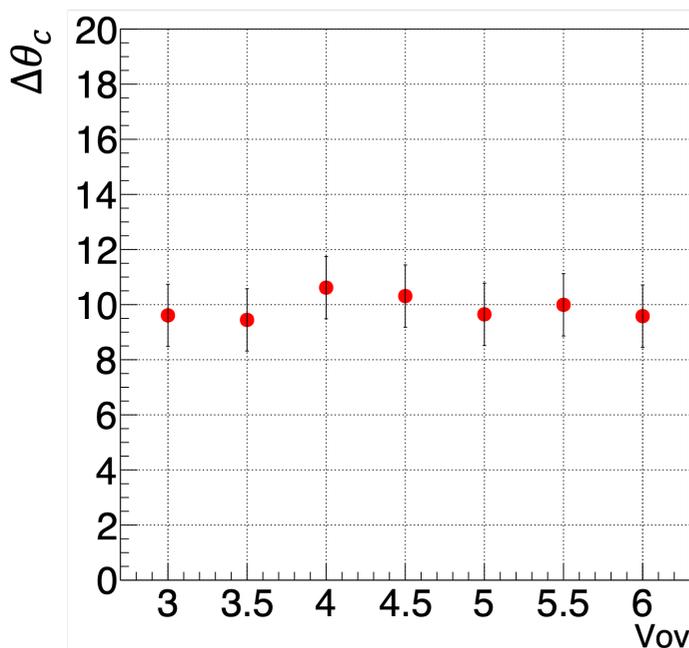


図 4.19: 50 mm ライトコーンの各動作電圧でのチェレンコフ光による暗電流の寄与を差し引いた 1 光子あたりの角度分解能。

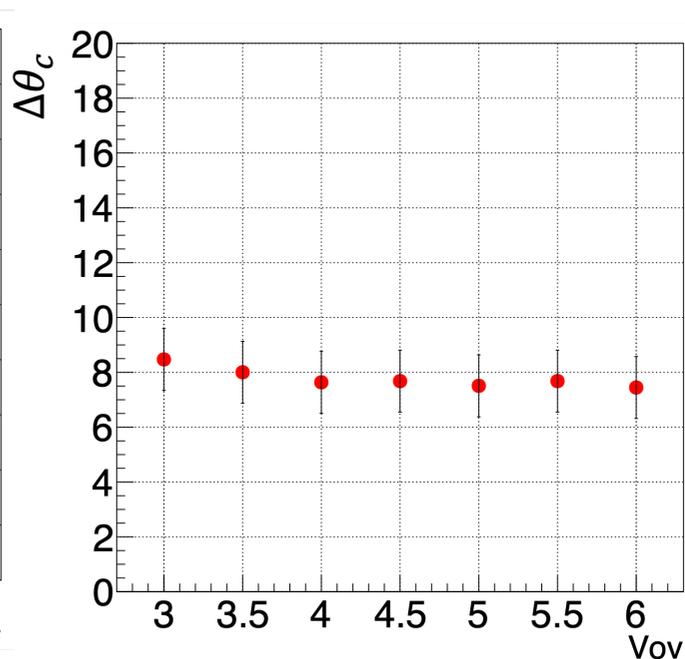


図 4.20: 30 mm ライトコーンの各動作電圧でのチェレンコフ光による暗電流の寄与を差し引いた 1 光子あたりの角度分解能。

各点は誤差の範囲で一致し、50 mm ライトコーンでの平均値は  $9.9 \pm 0.4$  mrad、30 mm ライトコーンでの平均値は  $7.8 \pm 0.4$  mrad はである。

### 4.6 セグメントサイズによる分解能

セグメントサイズによる分解能  $\theta_{seg}$  は検出面を構成するセグメントの大きさによって決まり、次の式 (4.5) で表せる。

$$\theta_{seg} = \frac{\Delta d \cdot \theta_c}{L \cdot \tan \theta_c} \cos^2 \theta_c \tag{4.5}$$

$\theta_c$  は検出するチェレンコフ光のチェレンコフ角、 $L$  は輻射体から検出面までの距離、今回のテスト実験ではチェレンコフ光を球面鏡で反射し、球面鏡の焦点距離  $f = 1500$  mm にある光子検出器面に収束させるため  $L = f = 1500$  mm となる。 $\Delta d$  は光子検出器面上のセグメントが有限の大きさを持つことによる位置分解能である。半径  $r$  の円形のセグメントの場合、

$$\begin{aligned} (\Delta d)^2 &= \frac{2}{\pi r^2} \int_{-r}^r x^2 \cdot \sqrt{r^2 - x^2} dx \\ &= \frac{2}{\pi r^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} r^2 \sin^2 \theta \cdot \sqrt{r^2 - r^2 \sin^2 \theta} \cdot r \cos \theta d\theta \\ &= \frac{r^2}{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sin^2 \theta d\theta \\ &= \frac{r^2}{4\pi} \left[ \frac{\theta}{2} - \frac{1}{4} \sin 2\theta \right]_{-\pi}^{\pi} \\ &= \frac{r^2}{4} \\ \Delta d &= r/2 \end{aligned}$$

となる。よって 50 mm ライトコーンでは 7.55 mrad、30 mm ライトコーンでは 4.53 mrad となる。

#### 4.7 ビームの入射角度による分解能

今回のテスト実験で使用した陽電子ビームの水平方向と鉛直方向の広がり  $\Delta\theta_x = 1.3$  mrad、 $\Delta\theta_y = 1.4$  mrad より

$$\Delta\theta_{beam} = \sqrt{(\Delta\theta_x)^2 + (\Delta\theta_y)^2} = 1.9 \text{ mrad} \quad (4.6)$$

となる。

#### 4.8 収差による分解能

チェレンコフ光による分解能  $\Delta\theta_c$ 、セグメントサイズによる分解能  $\Delta\theta_{seg}$ 、ビームの広がりによる分解能  $\Delta\theta_{beam}$  から収差による分解能を分離する。ここで収差による分解能はセグメントサイズによる影響 50 mm コーンと 30 mm コーンの収差による分解能は一致すると考えられる。

$$\Delta\theta_{abe} = \sqrt{(\Delta\theta_c)^2 - (\Delta\theta_{seg})^2 - (\Delta\theta_{beam})^2}$$

より収差による分解能は、50 mm ライトコーンで  $6.1 \pm 0.4$  mrad、30 mm ライトコーンで  $6.0 \pm 0.4$  mrad となり誤差の範囲で一致した。

#### 4.9 分解能の内訳のまとめ

各分解能について表 4.1 にまとめる。分解能に影響を与える要素を全て分離することができた。また、暗電流の影響を取り除くことで、想定されている実機の設計で要求性能である 10 mrad は達成できることがわかった。

表 4.1: 角度分解能の内訳。単位は全て mrad

	セグメントサイズによる分解能 $\Delta\theta_{seg}$	収差による分解能 $\Delta\theta_{abe}$	ビームの広がりによる分解能 $\Delta\theta_{beam}$	暗電流による分解能 $\Delta\theta_d$
50 mm コーン	7.6	6.0	1.9	28.0
30 mm コーン	4.5	6.0	1.9	23.0

## 第5章

### 結論

本研究ではチャームバリオン分光実験に用いる粒子識別検出器としてリングイメージングチェレンコフ (RICH) 検出器の開発を行なった。粒子識別検出器の識別性能はチャームバリオン励起状態の検出感度に直接関係する。ビーム粒子 ( $\pi^-$ ) の運動量が 20 GeV/c の場合、 $\bar{D}^0$  の崩壊粒子である  $K^+$  と  $\pi^-$  の運動量は 2 ~ 16 GeV/c の運動量まで分布する。そのため広い運動量領域において粒子識別を行う必要がある。RICH 検出器の実機のデザインでは、低運動量領域の粒子識別に用いるシリカエアロゲル ( $n = 1.04$ ) と、高運動量領域では  $C_4F_{10}$  ( $n = 1.00137$ ) ガスの 2 種類の輻射体を用いる。シリカエアロゲルの透過率、MPPC の検出効率、集光用ライトコーンの集光効率を考慮して輻射体の厚さと必要な角度分解能を再検討した。

先行研究と同様の条件で比較したところ、必要なシリカエアロゲルの厚さは 4 cm となった。シリカエアロゲルによる運動量 10 GeV/c の  $K/p$  の識別には 1 光子あたりの角度分解能は 10 mrad 必要であることがわかった。粒子の識別性能に関わる暗電流のノイズの影響や、収差による角度分解能を評価するために東北大学の ELPH においてテスト実験を行なった。テスト実験では実機と同じ検出器要素として、シリカエアロゲル、球面鏡、集光用ライトコーンを組み合わせた MPPC を用いてテスト機を製作した。実験ではシリカエアロゲルによるチェレンコフ光のリングイメージを測定することができた。

テスト実験で得られたデータから 1 光子あたりの角度分解能と暗電流の寄与を導出し、チェレンコフ光による 1 光子あたりの角度分解能を分離した。得られた 1 光子あたりの角度分解能からセグメントサイズによる分解能とビームの広がりによる分解能を分離することで、実験で用いたそれぞれのライトコーンでの収差による角度分解能を取り出すことができた。収差による分解能は 50 mm ライトコーンと 30 mm ライトコーンのいずれでも 6.0 mrad で一致した。よって角度分解能の寄与を全て分離することができ、以上の要素で分解能は説明できることがわかった。実機で想定されている光検出器のセグメントサイズの 50 mm と設計した光学系 (球面鏡、MPPC とライトコーン) を用いたテスト機での暗電流を分離したチェレンコフ光による 1 光子あたりの角度分解能は 10 mrad であり、要求性能は達成可能であることがわかった。

一方で暗電流による分解能は、その他の寄与と比較しても大きいいため暗電流の影響を除去する事が望ましい。考えられる方法として、1 つはリング周辺のセグメントを選ぶことで暗電流の影響を減らすことである。実機においても RICH 検出器前方の飛跡検出器によって入射位置と入射角度がわかるため、発生するリングイメージの中心を求めることができる。リング中心と運動量既知の  $\pi/K/p$  の 3 つ粒子によってできるリングの大きさから、セグメントを選ぶことができると考えられる。2 つ目は MPPC を冷却して用いることである。図 5.1 は MPPC の温度と暗電流の発生率を示している。例として温度を 20°C から 10°C まで下げることで暗電流は 1/3 に抑えられる。

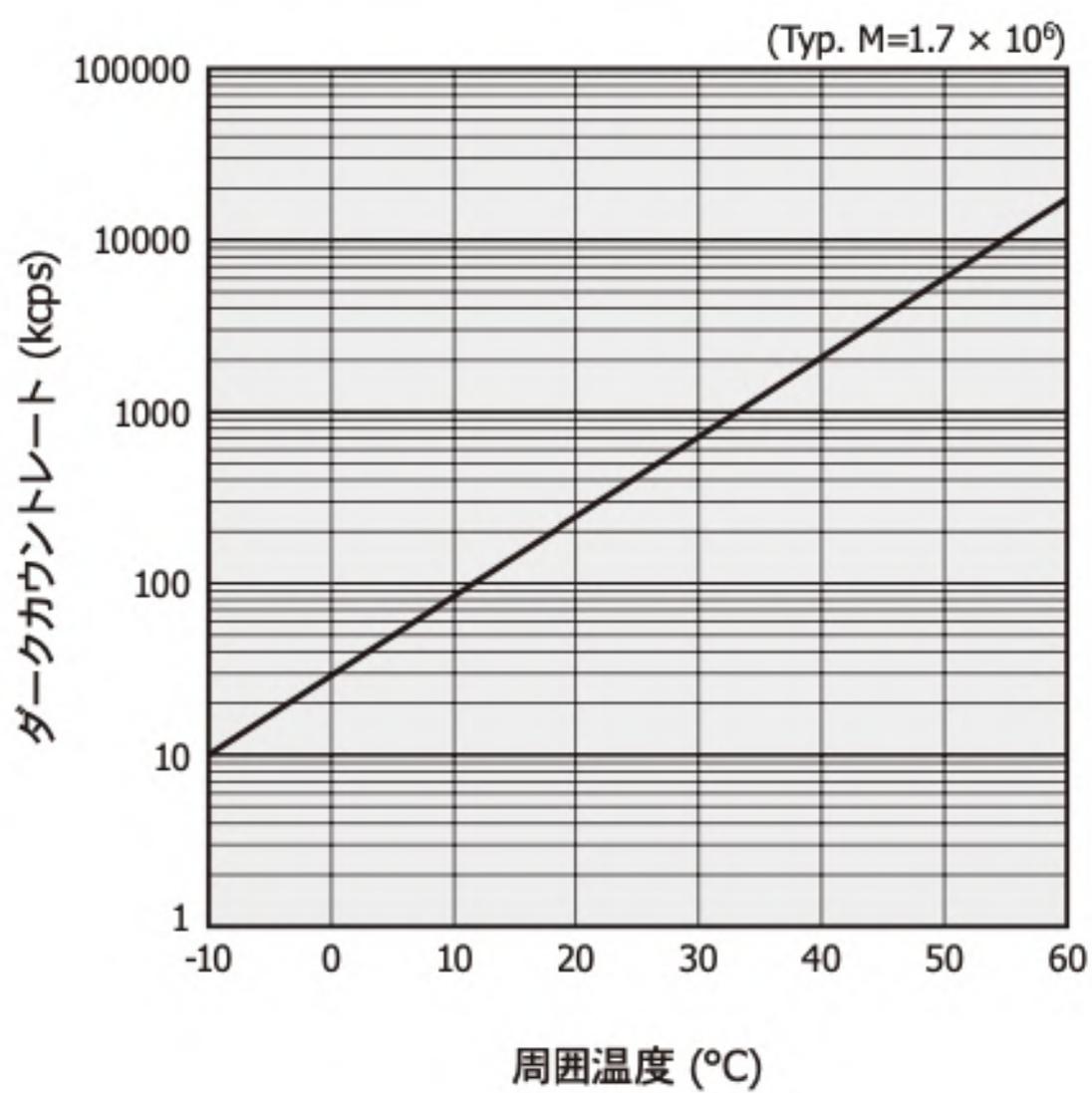


図 5.1: MPPC の温度と暗電流の発生レートの関係。

## 参考文献

- [1] M.Anselmino *et al.*, Rev. Mod. Phys. 65, 1199 (1993).
- [2] H.Noumi *et al.*, J-PARC P50 proposal.
- [3] K.Shirotori *et al.*, “Charmed Baryon Spectroscopy Experiment at J-PARC”, JPS Conf. Proc. 8 022012 (2015).
- [4] Particle Data Group <https://pdg.lbl.gov>
- [5] 山我拓巳, “チャームバリオン分光実験用粒子識別検出器の設計”, 2013 年度大阪大学理学研究科修士論文.
- [6] 辰巳凌平, “低屈折率エアロゲルを用いた閾値型のエアロゲル・チェレンコフ粒子識別検出器の性能評価”, 2022 年度大阪大学理学研究科修士論文
- [7] 株式会社エアロゲルファクトリ, <https://aerogel-factory.co.jp>
- [8] 浜松ホトニクス株式会社, 技術資料/MPPC,
- [9] 徳田恵”J-PARC におけるチャーム・バリオン分光実験用リングイメージングチェレンコフ検出器の粒子識別性能評価”, 2023 年度大阪大学理学研究科修士論文.
- [10] 東北大学電子光理学研究センター, <https://www.lns.tohoku.ac.jp/about/>