

修士論文

LEPS2/SPring-8 実験のための粒子識別用エアロジェル
チェレンコフカウンターの開発

Development of an aerogel Cherenkov counter
for the LEPS2 experiment at SPring-8

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻
吉田 千尋

平成 30 年

目次

第 1 章	K 中間子原子核	9
1.1	$\bar{K}N$ 相互作用	9
1.2	K^-pp 束縛状態	9
1.2.1	FINUDA	10
1.2.2	J-PARC E27	10
1.2.3	LEPS	11
1.2.4	J-PARC E15	13
1.3	本論文の目的	14
第 2 章	LEPS2 実験	16
2.1	SPring-8	16
2.2	LEPS2 ビームライン	16
2.3	LEPS2 スペクトロメーター	17
2.3.1	Start Counter (SC)	20
2.3.2	Time Projection Chamber (TPC)	20
2.3.3	Drift Chamber (DC)	20
2.3.4	Resistive Plate Chamber (RPC)	20
2.3.5	Aerogel Cherenkov counter (AC)	20
2.3.6	Barrel γ Counter	21
第 3 章	AC の開発目標	22
3.1	LEPS2 実験における粒子識別	22
3.2	AC に対する要請	23
3.2.1	物理過程からの考察	23
3.2.2	実験環境からの制約	26
3.3	AC の動作原理	27
3.3.1	チェレンコフ放射	27
3.3.2	輻射体の屈折率と運動量閾値	28
3.3.3	エアロジェル	28
3.4	AC のデザイン	30
3.4.1	Fine-mesh 型 光電子倍增管 (FM-PMT)	30

3.4.2	反射材	31
3.4.3	Guide-7を用いたプロトタイプの筐体の形状の最適化	31
3.5	プロトタイプの製作	35
第4章	プロトタイプの性能評価	38
4.1	電子ビーム照射実験	38
4.1.1	セットアップ	38
4.1.2	光量の入射位置依存性	42
4.1.3	π 中間子検出効率	42
4.1.4	K 中間子誤検出率	42
4.2	陽子ビーム照射実験	44
4.2.1	セットアップ	47
4.2.2	エアロジェルの有無での光量の変化	47
4.3	ビーム照射実験のまとめ	50
第5章	実験結果の考察	52
5.1	平均光電子数の導出	52
5.2	シミュレーションとの比較	57
5.3	エアロジェルからのチェレンコフ光以外の光子源に対する考察	58
5.3.1	空気から発生するチェレンコフ光の見積もり	59
5.3.2	δ -electron の発生確率	59
5.3.3	シンチレーション光の波長分布	60
5.4	性能評価のまとめ	62
第6章	まとめと今後の展望	71
6.1	まとめ	71
6.2	今後の展望	73

目次

1.1	FINUDA 実験で得られた Λp 不変質量分布 [3]	11
1.2	J-PARC E27 実験で得られた $d(\pi^+, K^+)$ の欠損質量分布 [8]。横軸が欠損質量、縦軸が二重微分断面積を示している。	12
1.3	LEPS 実験において前方で K^+ と π^- を検出したときの欠損質量分布 [9]。縦軸は微分断面積を表している。	12
1.4	LEPS 実験の結果得られた K^-pp 束縛状態の生成断面積の上限値 [9]	13
1.5	J-PARC E15 実験で得られた Λp の不変質量分布 [12]。(左) 入射 K 中間子から中性子への運動量移行 q との相関。横軸が不変質量、縦軸が運動量移行である。(右) $350 < q < 650 \text{ GeV}/c$ の範囲で Λp 不変質量分布。	14
2.1	SPring-8 航空写真 [13]	16
2.2	逆コンプトン散乱の概念図	17
2.3	逆コンプトン散乱で得られる γ 線のエネルギー分布	18
2.4	LEPS2 ビームラインと LEPS2 実験棟	19
2.5	LEPS2 ソレノイドマグネット (左) とスペクトロメーターの断面図 (右)	19
3.1	RPC の時間分解能が 50 ps 及び 100 ps の場合の 6σ の精度で粒子を識別することができる運動量の最大値と散乱角の関係。	23
3.2	標的から散乱角度 30–40 度の領域に飛来する π 中間子と K 中間子の比。横軸は π 中間子と K 中間子の運動量である。	24
3.3	30–40 度の領域に飛来する粒子の運動量が 1.3、1.4、1.5、1.6 GeV/c の粒子に対するその運動量と TOF により再構成される mass square 分布	25
3.4	π 中間子の rejection power と F.o.M の関係。横軸が π 中間子の rejection power の逆数、縦軸は K 中間子の purity の平均値 (F.o.M) である。青線は F.o.M が 98% のラインを表している。	26
3.5	誘電体中を荷電粒子が通ったときの分極の様子	27
3.6	チェレンコフ光の放射角度	28
3.7	輻射体の屈折率と運動量閾値の関係	29
3.8	実機で使用するエアロジェル	29
3.9	AC2 の配置とエアロジェルのサイズ	30
3.10	Fine-mesh 型の PMT のダイノードの構造 [21]	31

3.11	ESRの反射率 [23]。VM2000 および VM3000 が ESR である。	32
3.12	シミュレーションで発生させた光子の波長分布	33
3.13	エアロジェルの透過率 [25]	34
3.14	AC1のプロトタイプの形状	34
3.15	guide-7で設定したACの形状。左の design 0がAC1のプロトタイプの形状を習ったもので、右の design 1が実際に製作したプロトタイプの形状である。	35
3.16	design 0のときの検出されなかった光子の軌跡の例。桃色で囲った反射面に角度がついていることにより、光子がPMTに届きづらくなっていることがわかる。	36
3.17	シミュレーションで求めたPMTで測定される光子数の平均値の入射位置依存性。赤いプロットがAC1のプロトタイプの形状を習ったもの。青いプロットが実際に製作したプロトタイプ。	37
3.18	製作したプロトタイプ (左) とその中に固定したエアロジェル (右)。	37
4.1	電子ビーム照射実験のセットアップ	39
4.2	電子ビーム照射実験での入射角度 (右図) と入射位置 (左図)	40
4.3	電子ビーム照射実験で用いたデータ収集回路	41
4.4	電子ビーム照射実験でのディバイダーで信号を分けた後の信号の典型的な波高。黄色がプロトタイプ、水色がトリガーシンチ 1、桃色が ADC Gate である。	41
4.5	電子ビーム照射実験でエアロジェルを筐体に入れた場合に取得した信号の電荷分布。上から入射位置 $x=0$ mm、60 mm、120 mm の分布である。	43
4.6	電子ビーム照射実験で得られたエアロジェル有りの場合の電荷分布の平均値の入射位置依存性	44
4.7	電子ビーム照射実験でエアロジェルを取り除いた場合に取得した信号の電荷分布。上から入射位置 $x=0$ mm、60 mm、120 mm の分布である。	45
4.8	エアロジェル無しの場合の電荷分布の平均値の入射位置依存性	46
4.9	電子ビーム照射実験の結果から評価した π 中間子検出効率	46
4.10	電子ビーム照射実験の結果から評価した K 中間子誤検出率	47
4.11	陽子ビーム照射実験のセットアップ模式図	48
4.12	陽子ビーム照射実験のセットアップの写真	48
4.13	陽子ビーム照射実験で取得した信号の電荷分布。左がエアロジェル有りのときの分布、右がエアロジェル無しのときの分布。上から入射位置 $x=0$ mm、60 mm、120 mm 。	49
4.14	陽子ビーム照射実験で得られた光量の入射位置依存性。赤いプロットがエアロジェル有り、青いプロットがエアロジェル無しの場合。	50
5.1	PMTのゲイン測定の回路の模式図。赤字はビーム照射実験の条件と揃えた項目である。	52

5.2	FM-PMT の 1 光電子分布	53
5.3	FM-PMT の 1 光電子分布を用いてシミュレートした平均光電子数が 1 から 25 のスペクトル	54
5.4	電子ビーム照射実験で得られた電荷分布の平均光電子数と χ^2 の関係。横軸が平均光電子数、縦軸が χ^2 を表している。左がエアロジェル有り、右がエアロジェル無し、上から入射位置 0、60、120 mm のスペクトルについて計算したものである。赤線は二次関数でのフィット結果を表している。	55
5.5	陽子ビーム照射実験で得られた電荷分布の平均光電子数と χ^2 の関係。横軸が平均光電子数、縦軸が χ^2 を表している。左がエアロジェル有り、右がエアロジェル無し、上から入射位置 0、60、120 mm のスペクトルについて計算したものである。赤線は二次関数でのフィット結果を表している。	56
5.6	シミュレーションと電子ビーム照射実験の平均光電子数の比較	58
5.7	分光蛍光光度計の構造の模式図 [26]	61
5.8	励起光を照射したときの蛍光強度の波長分布。(a)ESR、(b)プラスチックシンチレーター EJ212、(c)アルミナイズドマイラー、(d)試料なしのもの。縦軸がモニターで測定した励起光の波長、横軸が蛍光波長である。	61
5.9	電子ビーム照射実験で得られた電荷分布をスケールして導出した π 中間子および K 中間子での電荷分布。左が π 中間子での分布、右が K 中間子での分布。上から入射位置 $x = 0$ mm、60 mm、120 mm。	64
5.10	電子ビーム照射実験で得られた電荷分布をスケールして求めた π 中間子検出効率 (左) および K 中間子誤検出率 (右)	65
5.11	AC と最上流のトリガーシンチレーターとのタイミング差分布。上から入射位置 0、60、120mm で、左がエアロジェル有り、右がエアロジェル無しの場合。	66
5.12	電子ビーム照射実験で得られた各入射位置における電荷分布。上から入射位置 0、60、120 mm、左がエアロジェル有り、右がエアロジェル無しの場合でそれぞれ、黒がイベント選別前、赤がイベント選別後の場合である。	67
5.13	時間情報によるイベント選別を行った場合の π 中間子検出効率 (左) および K 中間子誤検出率 (右)	68
5.14	イベント選別後にスケールした電荷分布。上から入射位置 0、60、120 mm、左がエアロジェル有り、右がエアロジェル無しの場合でそれぞれ、黒がイベント選別前、赤がイベント選別後の場合である。	69
5.15	イベント選別後スケールした場合の π 中間子検出効率 (左) および K 中間子誤検出率 (右)	70

表 目 次

2.1	粒子識別を行う検出器	18
4.1	電子ビーム照射実験で測定した入射位置と入射角度	39
4.2	電子ビーム照射実験の結果得られた閾値が 18 pC@PMT のときの π 中間子検出 効率と K 中間子誤検出率	50
5.1	電子ビーム照射実験で得られたスペクトルの平均光電子数	57
5.2	陽子ビーム照射実験で得られたスペクトルの平均光電子数	57
5.3	シミュレーションと電子ビーム照射実験で得られたエアロジェル有りのときの分 布の平均光電子数	57
5.4	δ -electron の最大運動エネルギー	60
5.5	δ -electron の発生確率	60
5.6	ビーム照射実験での主な光源	62
5.7	電子ビームでの光量に対するスケールファクター	63
5.8	π 中間子および K 中間子での平均光電子数	63
5.9	閾値が 16 pC@PMT のときの π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率	64
5.10	時間情報によるイベント選別を行って閾値を 12 pC@PMT に設定したときの π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率	68
5.11	イベント選別を行い閾値を 12 pC@PMT に設定したときの π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率	69

第1章 K 中間子原子核

K 中間子原子核とは反 K 中間子と核子が強い相互作用で束縛している系である。反 K 中間子と核子がアイソスピン0を組むとき $\bar{K}N$ 相互作用が強い引力となることから、もしそのような系が存在すれば、 K 中間子を含む核子多体系の内部には通常核密度を超えるような高密度状態が形成されている可能性がある [1][2]。 K^-pp 束縛状態は K 中間子原子核の中で最も単純な系であり、反 K 中間子と核子の相互作用の全体像を理解する上で必要不可欠なものである。これまでにいくつかの実験では K^-pp 束縛状態の存在を示唆する信号が観測されているが実験結果が一致しておらず、その存否に決着が付いたとは言い難い。これまでに得られた実験結果の解釈のためにも様々な生成反応における K^-pp 束縛状態の探索を行っていくことが必要である。

1.1 $\bar{K}N$ 相互作用

反 K 中間子とはストレンジクォーク (s クォーク) と反クォーク (\bar{d} または \bar{u}) からなる中間子である。反 K 中間子と核子の相互作用が引力なのか斥力なのかについては反 K 中間子と核子の散乱実験や反 K 中間子原子の X 線分光実験により研究が進み、現在では K 中間子と核子がアイソスピン0を組むときに強い引力的に振る舞うことがよく知られている。

1.2 K^-pp 束縛状態

反 K 中間子と核子間の相互作用が強い引力であるということから、 $\bar{K}N$ 質量和から 27 MeV 下に存在するハドロン $\Lambda(1405)$ を反 K 中間子と核子の S 波束縛状態と解釈することができる。ここで疑問となるのは、反 K 中間子を原子核系に埋め込むと、その強い引力の効果がどのように原子核の性質を変えてしまうのか? という問題である。この問題の1つの答えが山崎、赤石、土手らにより与えられた [1][2]。彼らは $\bar{K}-N$ の相互作用ポテンシャルを $\Lambda(1405)$ が反 K 中間子と核子の束縛状態となるように現象論的に作り、そのポテンシャルを用いて反 K 中間子核子多体系の存否に関する理論的予言を行った。その結果、反 K 中間子の核子2体系との束縛 (K^-pp 束縛状態) の場合、その束縛エネルギーが 48 MeV、核子3体系との束縛状態の場合、 ~ 100 MeV と非常に深い束縛状態であることを示した。また、これらの束縛エネルギーは通常の原子核中の核子の束縛エネルギー (核子あたり約 2–3 MeV) と比較すると非常に大きく、生成されるであろう反 K 中間子原子核は反 K 中間子の持つ強い引力のおかげで非常にコンパクトでその内部は通常原子核密度を超えるような高密度状態となることも示唆されている。このような観点

から反 K 中間子原子核の存在やその物性は高密度環境下における量子色力学多体系研究の入り口となることが期待できる。

一方、反 K 中間子核子間相互作用ポテンシャルを反 K 中間子-核子散乱実験、および $SU(3)$ カイラル対称性を満たすように作った理論モデルでは、 K^-pp 束縛状態の束縛エネルギーは 10–30 MeV と現象論的なモデルよりも浅い束縛を予言している。

反 K 中間子原子核束縛状態の発見は反 K 中間子と核子の間の相互作用を知るだけでなく、中性子星内部などの高密度核物質研究へ向かうための第一歩という非常に重要な研究と言える。

これまで多くの実験的研究が行われてきたが、我々は最も単純な構造と言える反 K 中間子 2 核子系、 K^-pp 束縛状態に注目し、研究を展開する。以下にこれまで行われた K^-pp 探索実験の結果について詳しく述べる。

1.2.1 FINUDA

最初に K^-pp 束縛状態について非常に興味深い結果を提示したのは、イタリア・フラスカティ国立研究所、 $DA\Phi NE$ 加速器にて行われた FINUDA 実験 [3] である。 $DA\Phi NE$ では e^+e^- 衝突の重心エネルギーを ϕ 中間子質量中心値に調整し、検出器の中心で静止 ϕ 中間子を大量に生成する。 ϕ 中間子はすぐに K^+K^- に崩壊する。このときの K 中間子の運動量は $127 \text{ MeV}/c$ と通常の固定標的実験では実現できないくらい小さい。この低運動量 K^- を原子核標的に止めその崩壊粒子を精密測定することで K^-pp 束縛状態の信号と思われるものを導き出した。具体的には、 K^- が標的に静止したのち ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ 、 ${}^{12}\text{C}$ 原子核からほぼ反対方向に放出される Λ 粒子と陽子を捉え、その不変質量に幅の広いバンプ構造があることを公表した (図 1.1)。このバンプ構造を全て K^-pp からの信号と仮定した場合、その束縛エネルギーおよび幅はそれぞれ $115_{-5}^{+6}(\text{stat})_{-4}^{+3}(\text{syst}) \text{ MeV}$ と $67_{-11}^{+14}(\text{stat})_{-3}^{+2}(\text{syst}) \text{ MeV}$ であった。これはどの理論的な予言よりも深い束縛状態を示したため世界的に注目を浴びたが、その後この構造が静止した K^- が K^-pp 束縛状態を経由せず 2 つの核子に吸収される事象 (K^- の 2 核子吸収事象) および、終状態 Λp が残核と反応する終状態相互作用 (final state interaction) でも説明が可能であることが示唆 [4][5] された。

1.2.2 J-PARC E27

K^-pp 束縛状態の生成機構として $\Lambda(1405)p \rightarrow K^-pp$ が有効に働くのではないかという理論的な予言 ($\Lambda(1405)$ door-way process) [6] に基づき、積極的な $\Lambda(1405)$ 生成による K^-pp 束縛状態探索実験が行われたのが J-PARC E27 実験 [7] である。この実験は、J-PARC K1.8 ビームラインにおいて、 $1.7 \text{ GeV}/c$ の π^+ ビームを重陽子標的に照射し、 (π^+, K^+) 反応で放出される K^+ の運動量の精密測定から欠損質量法を用いて K^-pp 束縛状態を探索した。この反応における主要バックグラウンドとしてハイペロンの準自由過程がある。この事象を排除するため、生

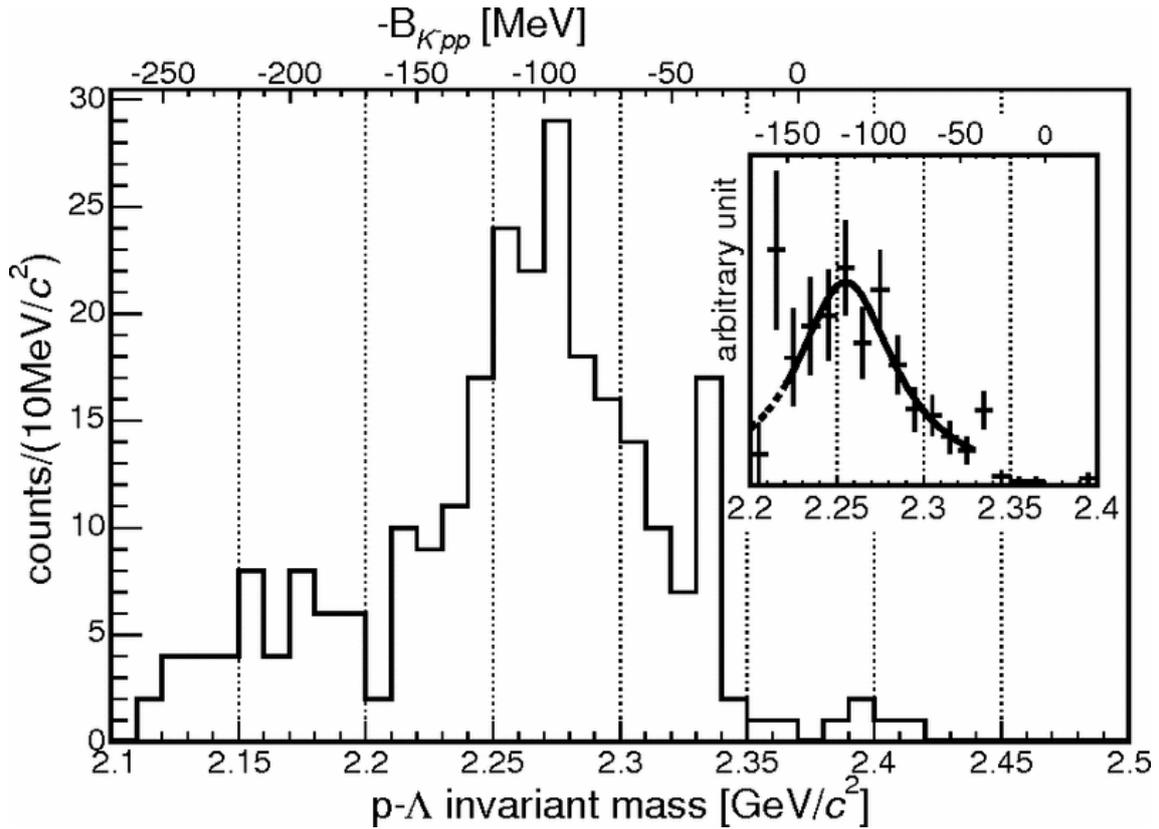


図 1.1: FINUDA 実験で得られた Λp 不変質量分布 [3]

成された K^-pp 束縛状態の崩壊終状態として放出されるエネルギーの高い 2 核子を捕まえることを要求した。解析の結果、特に終状態として $\Sigma^0 p$ を要求した二重微分断面積に幅の広いバンブ構造が確認された (図 1.2)。このバンブ構造をブライト-ウィグナー型の関数でフィットした結果、束縛エネルギーが $95^{+18}_{-17}(\text{stat})^{+20}_{-21}(\text{syst})$ MeV、幅が $162^{+87}_{-45}(\text{stat})^{+66}_{-78}(\text{syst})$ MeV となった。[8] この結果も、理論予言を大きく超える束縛エネルギーであるだけでなく、実験のアクセプタンスの小ささなどまだいくつかの疑問が残る結果である。

1.2.3 LEPS

LEPS 実験ではこれまで行われていなかった光生成反応を用いた K^-pp の探索実験が行われた [9]。最大エネルギー 2.4 GeV の γ 線を液体重水素標的に照射し、 $\gamma d \rightarrow K^+ \pi^- X$ 反応を用いて、前方に散乱した K^+ と π^- を検出することで欠損質量法により K^-pp 束縛状態が探索された。この反応の特徴の一つに前方で K^+ を検出した場合に t チャンネルで \bar{K} 、 \bar{K}^* の交換が行われていることが挙げられる。 \bar{K} 交換は入射ビームに π 中間子や K 中間子を用いた場合には禁止されている。また、光子はスピン 1 を持つのでスピン 0 のハドロンビームを用いる場合よりもスピントリップを起こしやすい。このように光子ビームを用いればハドロンビームと異なった生成メカニズムを用いた探索を行うことができる。図 1.3 に $\gamma d \rightarrow K^+ \pi^- X$ 反応の欠損質量分布を示す。 K^-pp 束縛状態が存在するならば図 1.3 中に示されている Search Region にピークが

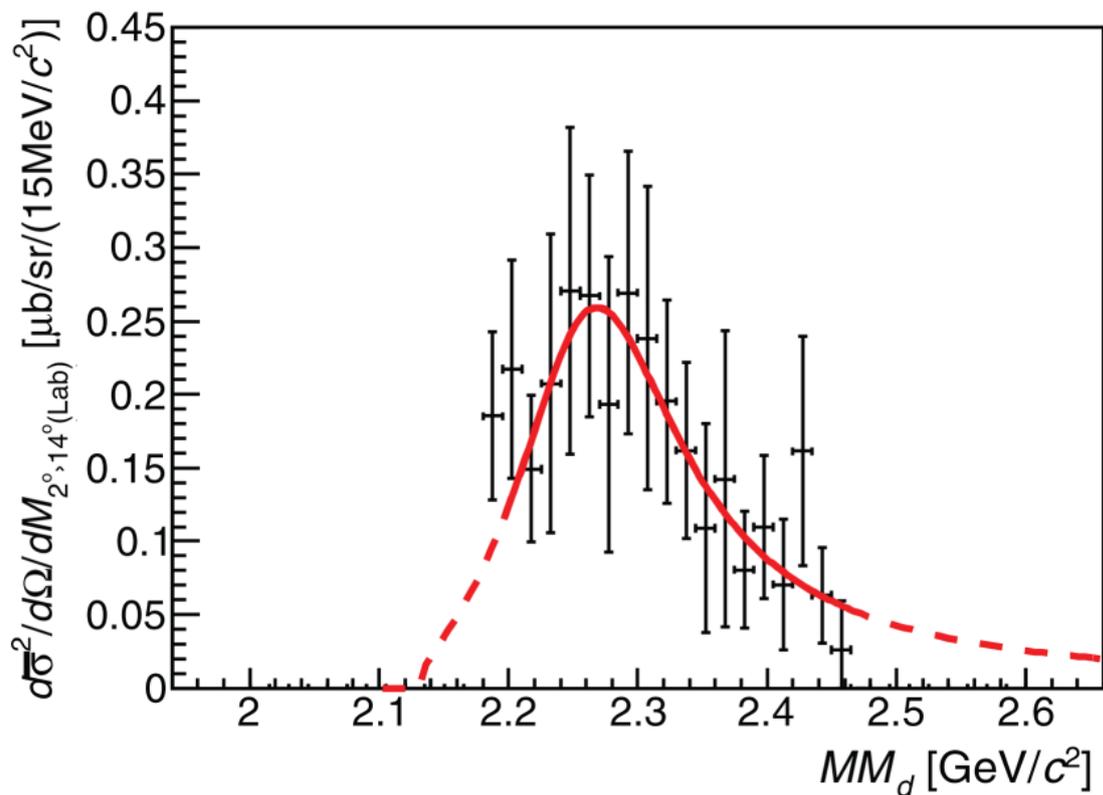


図 1.2: J-PARC E27 実験で得られた $d(\pi^+, K^+)$ の欠損質量分布 [8]。横軸が欠損質量、縦軸が二重微分断面積を示している。

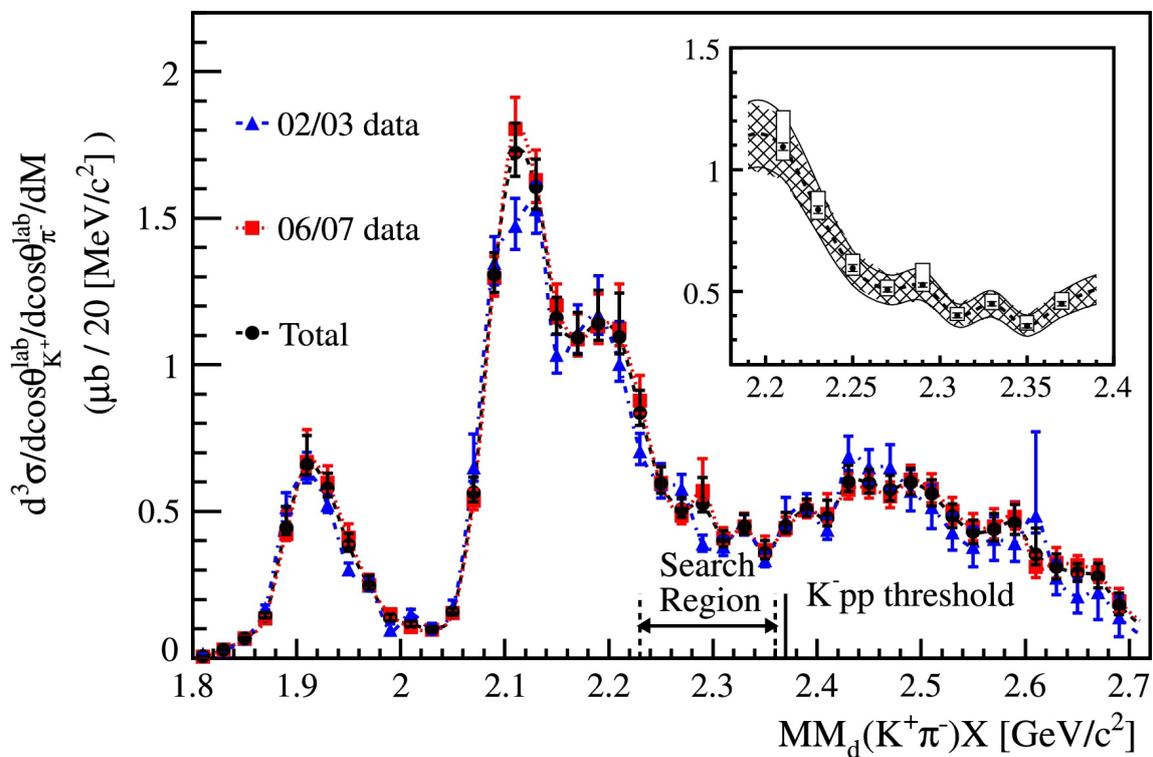


図 1.3: LEPS 実験において前方で K^+ と π^- を検出したときの欠損質量分布 [9]。縦軸は微分断面積を表している。

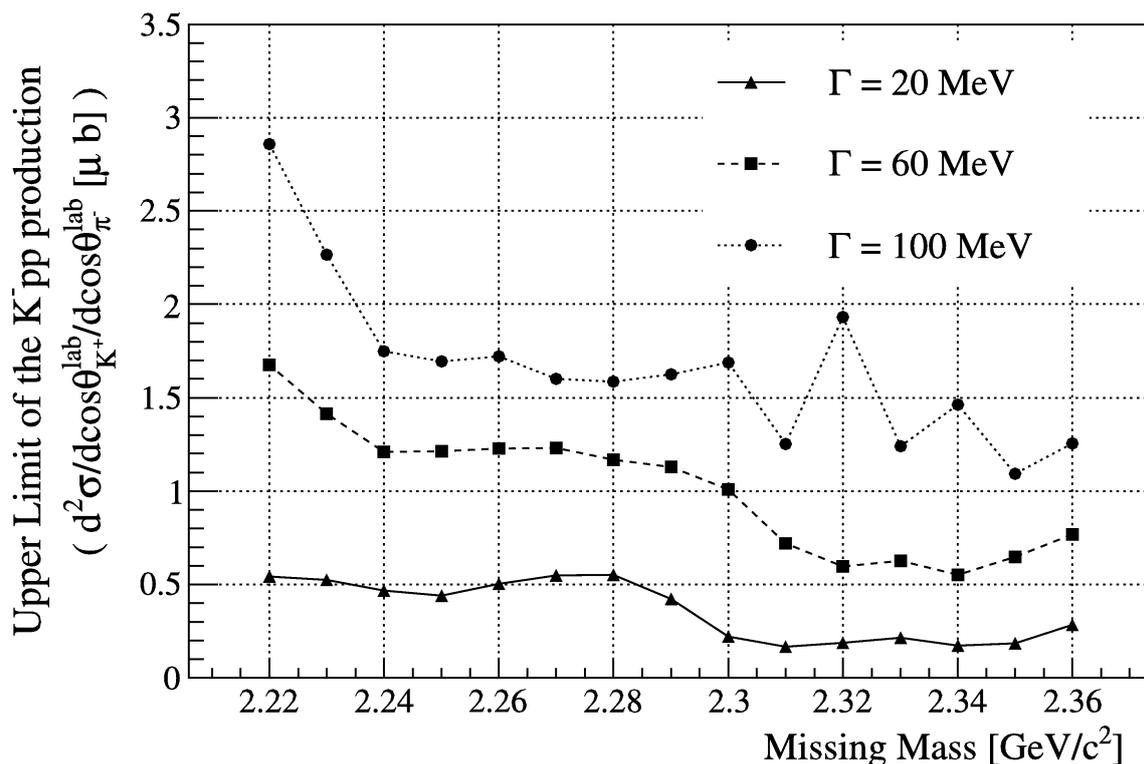


図 1.4: LEPS 実験の結果得られた K^-pp 束縛状態の生成断面積の上限値 [9]

見られるはずである。しかしこの領域に有意な構造は見られなかった。この結果から K^-pp 束縛状態の生成断面積の上限値が求められた。束縛エネルギーが 10 – 150 MeV の範囲で 10 MeV ごと、崩壊幅が 20 MeV、60 MeV、120 MeV の 3 通りに対して求められた生成断面積の上限値が図 1.4 である。崩壊幅が 20 MeV、60 MeV、120 MeV のそれぞれに対して 95% の信頼度で生成断面積の上限値が (0.17–0.55)、(0.55–1.7)、(1.1–2.9) μ b となった。これらの値は典型的なハイペロン光生成反応の断面積のおおよそ 1.5–20% 程度であり、非常に小さい値であることがわかった。

1.2.4 J-PARC E15

K^-pp 束縛状態を作る場合、 K^- 中間子を原子核の近くに ” おいてくる ” ことが生成確率をあげる手法として有効である。その最も簡単な例が FINUDA 実験のような原子核標的中の静止 K^- 中間子実験である。しかしながら、FINUDA 実験でのデータ解釈によると K^- 中間子の 2 核子吸収事象と K^-pp 束縛状態からの信号の分離が非常に困難であることが指摘されてきた。そこで、力学的に 2 核子吸収事象と K^-pp 束縛状態からの信号を分離できる強力な反応として提案されていた、(K^- , N) 反応 [10] における K^-pp 束縛状態探索を実施したのが J-PARC E15 実験 [11] である。この実験では、標的に ^3He を使い、(K^- , n) 反応を起こし、標的の周りに配置した大立体角の飛跡検出器を用いて、 K^-pp 束縛状態の崩壊からくる Λp で再構成される不変質量分布だけでなく、その欠損質量から中性子を識別することで終状態粒子全てを同定す

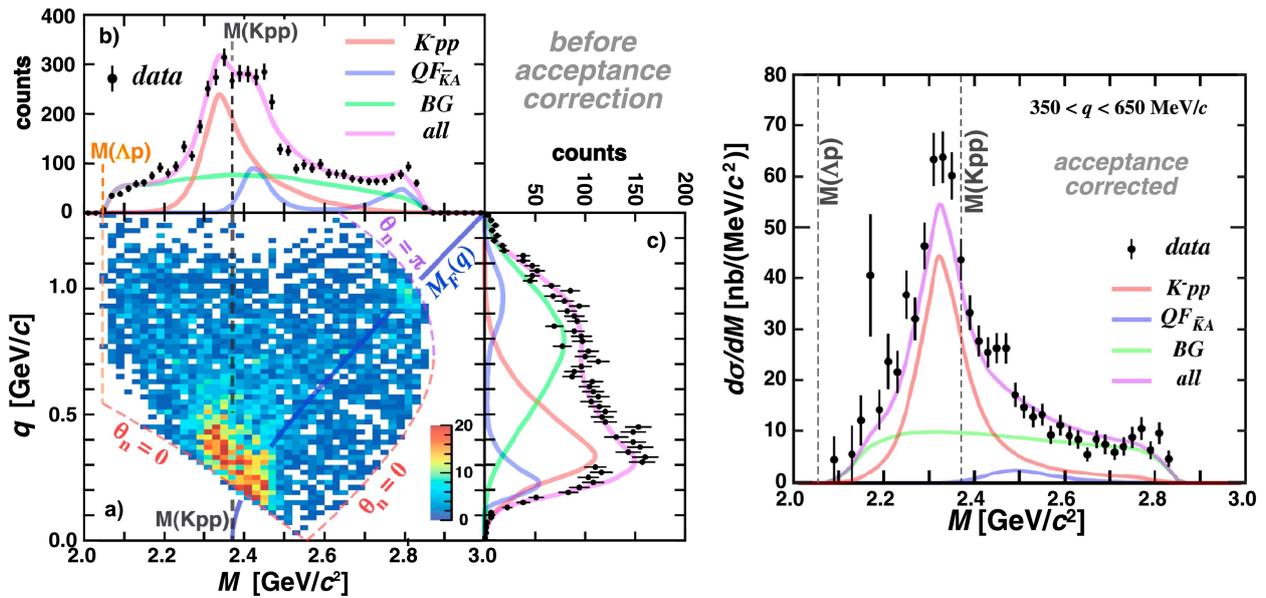


図 1.5: J-PARC E15 実験で得られた Λp の不変質量分布 [12]。(左) 入射 K^- 中間子から中性子への運動量移行 q との相関。横軸が不変質量、縦軸が運動量移行である。(右) $350 < q < 650 \text{ GeV}/c$ の範囲で Λp 不変質量分布。

る完全実験が行われた。 Λp の不変質量 M と入射 K^- 中間子から中性子への運動量移行 q の相関が図 1.5 の左図 [12] である。 q が 650 MeV 付近では M の分布の中心値は q によらない。これは束縛状態の存在を示唆している。 M が K^-pp の質量閾値よりも大きい領域では中心地は q に依存しており、 q が大きくなると M も重い方にシフトしている。これは準自由過程によるものであると考えられる。よって $350 < q < 650 \text{ GeV}/c$ の範囲で Λp 不変質量分布を導出すれば準自由過程による分布が K^-pp による分布の中心値から離れて分布する (図 1.5[12])。この分布をブライト-ウィグナー型の関数でフィットした結果、 K^-pp の束縛エネルギー、崩壊幅はそれぞれ、 $47_{-3}^{+3}(\text{stat})_{-6}^{+3}(\text{syst}) \text{ MeV}$ 、 $115_{-7}^{+7}(\text{stat})_{-20}^{+10}(\text{syst}) \text{ MeV}$ となった。しかしながら、量子状態の特徴と言えるスピン、パリティといった情報を導出するには至らなかった。

1.3 本論文の目的

以上の通り、J-PARC E15 実験を始めとする世界各国の実験結果から K^-pp 束縛状態が存在する可能性は高まったが、その他の実験で得られた結果との違いを説明するには至っていない。そのため、E15 実験とは異なる生成反応を用いて探索実験を行うことが必要とされている。

そこで、LEPS2 実験では光生成反応を用いた K^-pp 束縛状態探索実験を計画する。この計画では LEPS 実験の結果をふまえ、より高統計のデータを取得するために約 10 倍の強度の γ 線ビームを用いる。また、前方で散乱粒子を測定するだけでなく標的側方で K^-pp 束縛状態からの崩壊粒子を測定することで終状態粒子全てを同定する完全実験を行う。これにより準自由過

程からくるバックグラウンド事象を 1/100 程度に抑えることができると期待される。さらに、非荷電粒子を測定することにより、これまで観測されてこなかった崩壊モード ($\Sigma^0 p$ 、 $\Sigma^0 \pi^0 p$ 、*etc.*) でも探索を行うことができる。

本論文では LEPS2 実験における $K^- pp$ 束縛状態探索実験で重要な役割を担う粒子識別用エアロジェルチェレンコフカウンターの開発について報告する。

第2章 LEPS2 実験

現在大型放射光施設 SPring-8 にある LEPS2 (new Laser Electron Photon experiments at SPring-8) ビームラインにおいてハドロン光生成反応実験が遂行中である。本章ではこの LEPS2 実験の概要や各検出器について説明する。

2.1 SPring-8

SPring-8 (Super Photon Ring-8 GeV) は兵庫県佐用郡佐用町播磨科学公園都市にある大型放射光施設である (図 2.1) [13]。エネルギー約 8 GeV の周回電子から生じる放射光が、基礎物理、物質科学、生命科学、医学など幅広い分野の研究に使用されている。

2.2 LEPS2 ビームライン

LEPS2 実験では蓄積リング内の電子にレーザー光を入射し逆コンプトン散乱により生じる高光度高エネルギーの γ 線を用いてハドロン光生成実験を行っている。図 2.2 のように、蓄積リ



図 2.1: SPring-8 航空写真 [13]

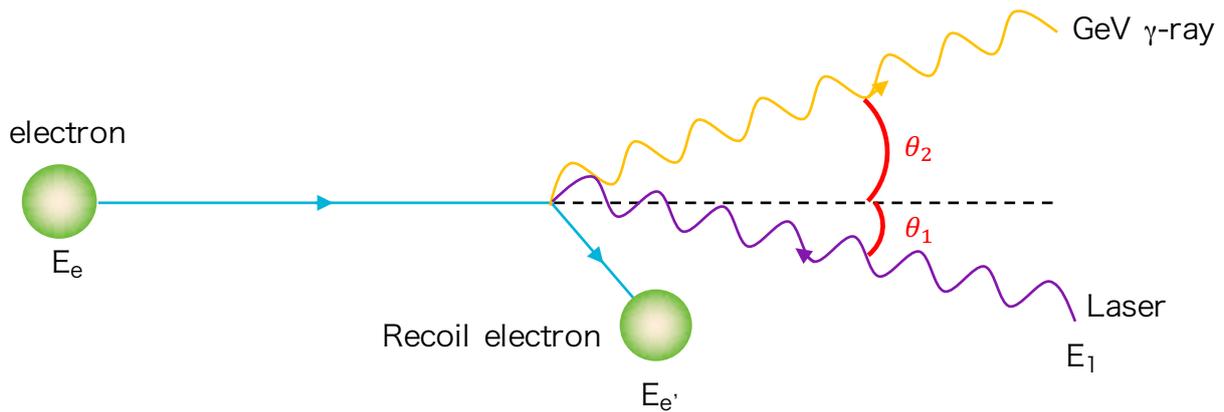


図 2.2: 逆コンプトン散乱の概念図

リング内の周回電子のエネルギーを E_e 、速度を β 、入射するレーザー光のエネルギーを E_1 、入射レーザー光と周回電子の進行方向のなす角を θ_1 、周回電子の進行方向と生成された γ 線のなす角を θ_2 とすれば、逆コンプトン散乱により得られる γ 線のエネルギー E_γ は、

$$E_\gamma = E_1 \frac{(1 - \beta \cos \theta_1)}{(1 - \beta \cos \theta_2) + \frac{E_1}{E_e}(1 - \cos(\theta_2 - \theta_1))} \quad (2.1)$$

と表せる。LEPS2 では波長が 266 nm のレーザーと 351 nm のレーザーのものを使用している。266 nm レーザーの場合はエネルギー 1.5–3.0 GeV、強度 2×10^6 Hz 程度、351 nm レーザーの場合はエネルギー 1.5–2.4 GeV、強度 5×10^6 Hz 程度の γ 線が得られる。この γ 線のエネルギー分布を図 2.3 に示す。生成された γ 線は反跳電子のエネルギーを Tagger 検出器で測定することで標識化されている。

LEPS2 ビームラインの全体図を図 2.4 に示す。LEPS2 ビームラインは SPring-8 の蓄積リングに 4 本ある 30 m の長尺ビームラインを使用する。長尺ビームラインでは電子の角度発散が $14 \mu\text{rad}$ と非常に小さいため、 γ 線ビームの発散を小さく抑えることができる。また検出器を設置する実験棟は、大立体角を覆う大型の検出器を使用するために蓄積リング外に建てられている。

2.3 LEPS2 スペクトロメーター

LEPS2 実験では Time Projection Chamber (TPC) と Drift Chamber (DC) を用いて荷電粒子の曲率半径からその運動量を解析し、Resistive Plate Chamber (RPC) を用いた速度解析および Aerogel Cherenkov counter (AC) を用いたチェレンコフ光の検出により粒子識別を行う。粒子識別を行う検出器とその角度領域および運動量領域について表 2.1 にまとめた。以下、各検出器について簡単な説明を行う。

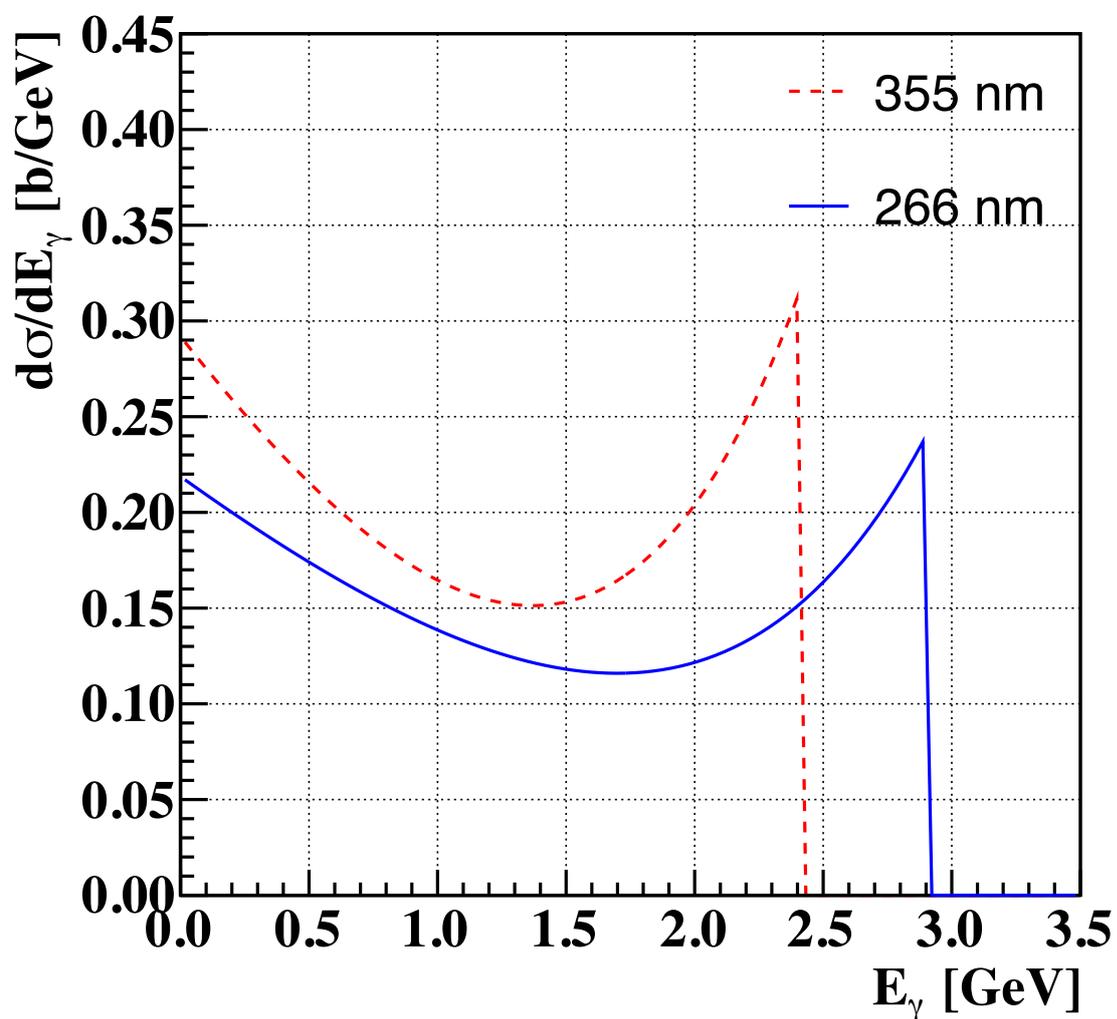


図 2.3: 逆コンプトン散乱で得られる γ 線のエネルギー分布

表 2.1: 粒子識別を行う検出器

検出器	角度領域	運動量領域
Barrel RPC	$30^\circ - 120^\circ$	$< 1.0 \text{ GeV}/c$
AC1	$40^\circ - 50^\circ$	$1.0 - 1.5 \text{ GeV}/c$
AC2	$30^\circ - 40^\circ$	$1.0 - 2.0 \text{ GeV}/c$
Forward RPC	$< 30^\circ$	$> 2 \text{ GeV}/c$

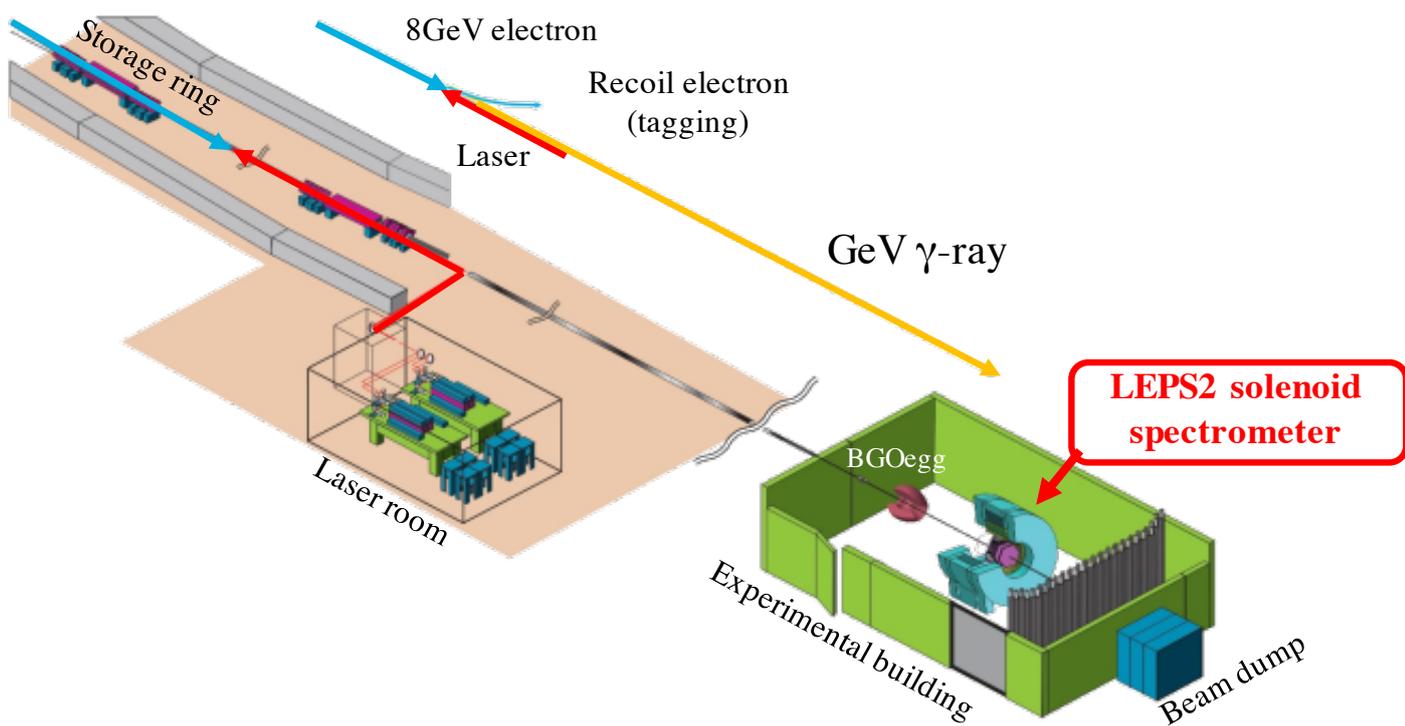


図 2.4: LEPS2 ビームラインと LEPS2 実験棟

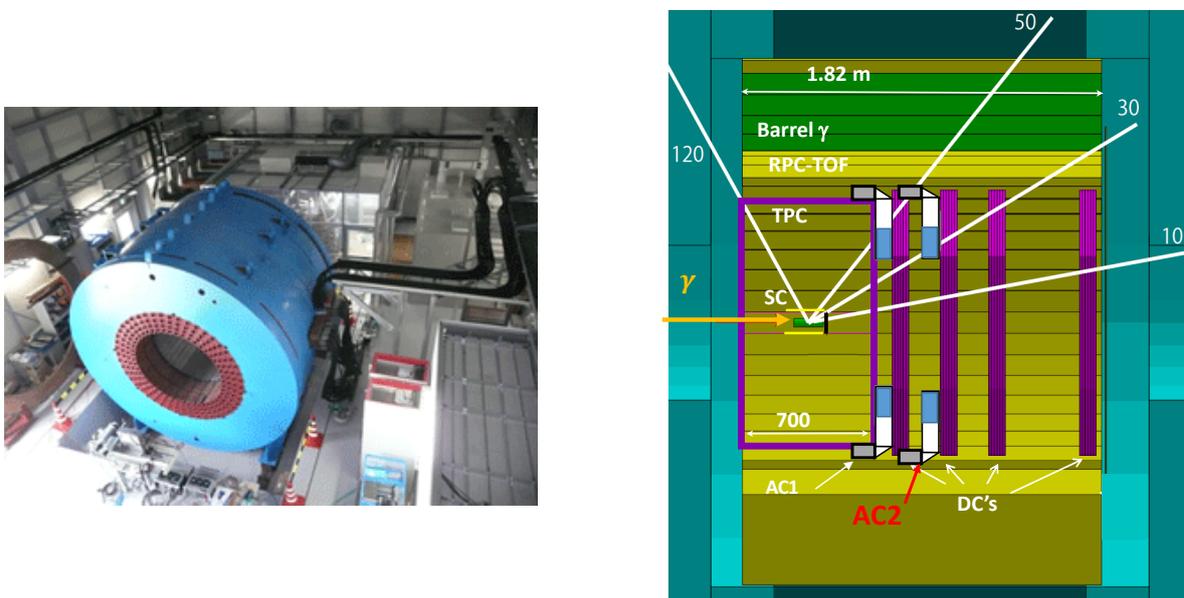


図 2.5: LEPS2 ソレノイドマグネット (左) とスペクトロメーターの断面図 (右)

図 2.5 のように LEPS2 の各検出器はソレノイド電磁石中に設置される。ソレノイド電磁石中の中心磁場は 1 T でビーム方向の長さが 2.22 m、内径が 2.96 m である。

2.3.1 Start Counter (SC)

SC は 散乱角が 0 度から 120 度の荷電粒子を検出し、トリガーカウンターとして用いられる。厚さ 3 mm のプラスチックシンチレーターからのシンチレーション光を Muti-Pixel Photon Counter (MPPC) によって読み出す。SC は正六角形の Forward SC と六角柱の Side SC からなり、Time Projection Chamber (TPC) 内部のターゲットを囲うように設置される。

2.3.2 Time Projection Chamber (TPC)

TPC は実験室系で極角 50 度から 115 度に放出された荷電粒子の飛跡を測定する。有感領域内には希ガスと薄いドリフト電極があるのみであるため、物質量を少なくすることで多重散乱を抑えることができる。要求される位置分解能が $150\ \mu\text{m}$ 以下であるのに対し、磁場のない状態での宇宙線を用いた性能評価の結果、TPC の位置分解能は $138^{+13}_{-15}\ \mu\text{m}$ の精度が出ていることがわかっている [14]。

2.3.3 Drift Chamber (DC)

DC は散乱角が 30 度以下の荷電粒子の飛跡を測定する。DC は全部で 4 台あり、1 台あたり 6 層のワイヤー面がある。有感領域は内径 1280 mm の六角形の形をしている。TPC と DC を用いて磁場中での飛跡を測定し、その曲率半径から荷電粒子の運動量を解析する。実機のうちの 1 つについて陽電子ビームを用いた位置分解能の評価が行われており、要求位置分解能 $150\ \mu\text{m}$ 以下に対して、 $130\ \mu\text{m}$ の位置分解能が得られている [15]。

2.3.4 Resistive Plate Chamber (RPC)

RPC では荷電粒子の Time of Flight (TOF) を測定することで粒子の速度を解析する。散乱角 30 度以下に飛来する粒子は ソレノイド磁石下流に設置する Forward RPC、30 度から 120 度はソレノイド磁石内に設置する Barrel RPC で測定する。要求時間分解能は 75 ps であり、電子ビームによる性能評価の結果、65 ps の時間分解能が得られている [16]。

2.3.5 Aerogel Cherenkov counter (AC)

前方 30–50 度の領域に飛来する $1\ \text{GeV}/c$ から $2\ \text{GeV}/c$ の運動量の π 中間子と K 中間子の識別はエアロジェルチェレンコフカウンター（以下 AC と表記する）を用いて行う。AC は AC1 と AC2 の二層からなり、AC1 は TPC と DC1 の間、AC2 は DC1 と DC2 の間に設置される。この AC2 が本修士論文の研究対象である。

2.3.6 Barrel γ Counter

Barrel γ Counter は 反応で生じる γ 線の方向とエネルギーを測定する電磁カロリメーターである。厚さ 1 mm の鉛と厚さ 5 mm のプラスチックシンチレーターを交互に 16-21 層重ねた構造をしている。Barrel RPC の外側に 1 層 48 個の検出器を 4 層設置する予定である。

第3章 AC の開発目標

この章では 粒子識別用エアロジェルチェレンコフカウンター (AC) の設置目的、動作原理、要求性能について述べる。

3.1 LEPS2 実験における粒子識別

蓄積リング内の周回電子とレーザーとの逆コンプトン散乱で生成した GeV 領域の γ 線と標的核子および原子核の反応により生成される二次粒子の飛跡は標的周辺に設置する TPC および標的前方に設置する DC により再構成される。これらの飛跡検出器はソレノイド電磁石内部に設置されており、再構成された飛跡の曲率からその二次粒子の運動量を解析することができる。また二次粒子は TPC の周りに設置されている Barrel-RPC により飛行時間が測定される。その飛行時間から求めた粒子の速度および飛跡検出器で解析された運動量の相関により飛来した二次粒子の粒子識別 (π 、 K 、 p) が行われる。Barrel-RPC において π 中間子と K 中間子の TOF が 6σ 以上離れる運動量の最大値と粒子の散乱角度依存性を図 3.1 の点線で表す。すなわち散乱 K 中間子の運動量がこの点線以下であるときに π 中間子と K 中間子の TOF が 6σ 以上の精度の時間差で識別することができるということを示している。また、陽子標的の場合に散乱する K 中間子と π 中間子の運動量が最も大きくなる反応はそれぞれ、

$$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \quad (3.1)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ n \quad (3.2)$$

である。これらの反応における入射する γ 線のエネルギーが 3.0 GeV のときの散乱 K 中間子、 π 中間子の運動量と散乱角の関係を先と同じ図 3.1 に示す。この図から、散乱角が 50 度以下の領域では Barrel-RPC で π 中間子と K 中間子を 6σ 以上の精度の時間差で識別することが困難であることがわかる。そのため、前方 50 度以下の領域は別の検出器で粒子識別を行う。前方 30 度以下は散乱粒子がソレノイド磁石外まで飛来するため標的からの距離を長くとした場所に Forward-RPC を設置することで π 中間子と K 中間子の TOF の差を十分大きくすることができる。

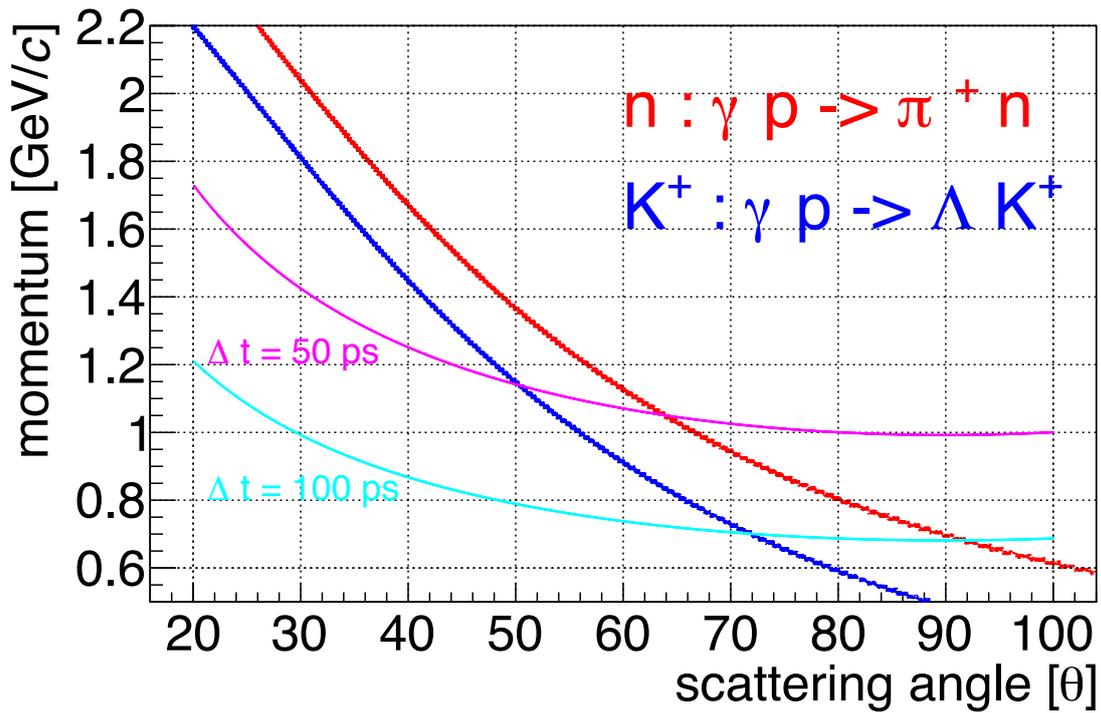


図 3.1: RPC の時間分解能が 50 ps 及び 100 ps の場合の 6σ の精度で粒子を識別することができる運動量の最大値と散乱角の関係。

3.2 AC に対する要請

3.2.1 物理過程からの考察

ここで、30–40 度の領域に飛来する π 中間子と K 中間子の比を標準的な光生成反応の断面積計算プログラムである SAID[17] を用いて計算した。計算に用いた反応は次の反応である。

$$\gamma p \rightarrow \pi n \quad (3.3)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi \pi N \quad (3.4)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi \pi \pi N \quad (3.5)$$

$$\gamma p \rightarrow \Lambda K^+ \quad (3.6)$$

$$\gamma p \rightarrow \Sigma^0 K^+ \quad (3.7)$$

入射光子エネルギーが 3.0 GeV におけるデータが乏しいため、ここでは入射光子エネルギー $E_\gamma = 2.5$ GeV での断面積を用いた。計算結果から 30–40 度の領域に飛来する主な粒子は π 中間子であることがわかった。以下 π 中間子の rejection factor と K 中間子の purity の関係について考察を行う。

まず解析された粒子の運動量と TOF により mass square 分布を次の式に従って再構成する。

$$m^2(p) = p^2 \left(\frac{c^2 t^2}{L^2} - 1 \right) \quad (3.8)$$

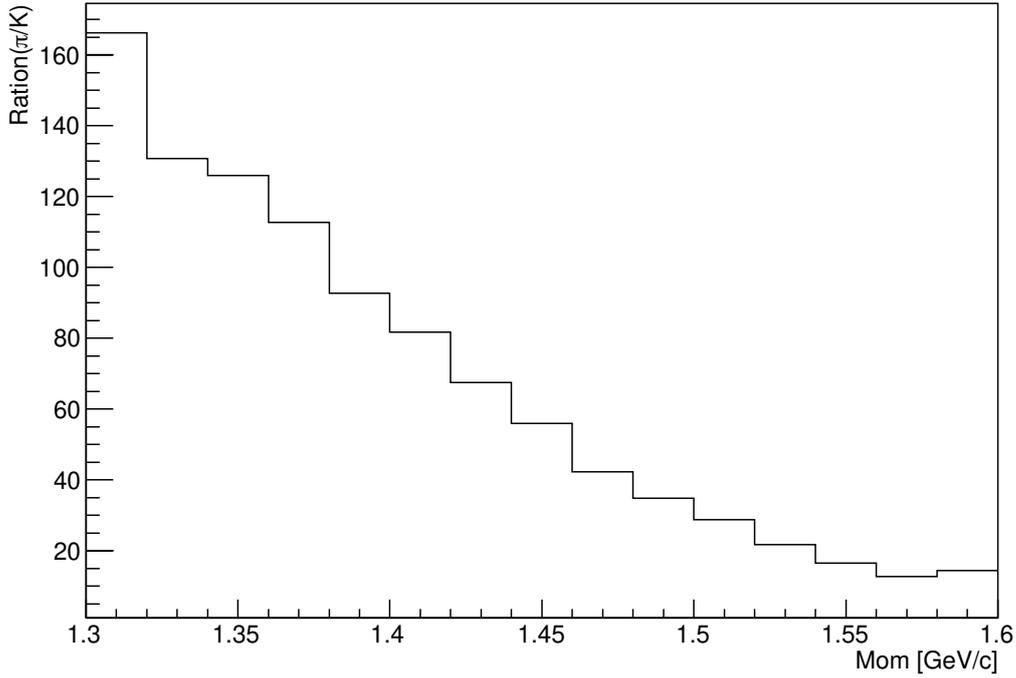


図 3.2: 標的から散乱角度 30–40 度の領域に飛来する π 中間子と K 中間子の比。横軸は π 中間子と K 中間子の運動量である。

ここで m は粒子の質量、 p は運動量、 t は TOF、 L は飛行距離である。Barrel-RPC の時間分解能は 50 ps とした。以下 30–40 度の領域に飛来する π 中間子と K 中間子の比は図 3.2 の値を参照した。得られた mass square 分布の運動量依存性を図 3.3 に示す。 K 中間子の mass square 分布をガウス関数でフィットし、 K 中間子を 99% 選択できる領域すなわち、ガウス関数の中心値から $\pm 2.5\sigma$ の領域にあるイベントのうち、 K 中間子によるものの数を $N_K(p)$ 、 π 中間子によるものの数を $N_\pi(p)$ とすると、次のように K 中間子の purity を評価することができる。

$$f_{\text{purity}}(p) = \frac{N_K(p)}{N_\pi(p) + N_K(p)} \quad (3.9)$$

この式 (3.9) から、 $N_\pi(p)$ を小さくする、すなわち π 中間子イベントを抑制することで K 中間子の purity が向上することがわかる。ここで、30–40 度の領域での K 中間子識別能力について評価する指標として選別したサンプルの平均 purity に相当する Figure of Merit (F.o.M) を以下のように定義する。

$$\text{F.o.M} = \left\{ \prod_n f_{\text{purity}}(P_n) \right\}^{-1/n} \quad (3.10)$$

π 中間子の rejection power と F.o.M の関係を示したものが図 3.4 である。横軸は π 中間子の rejection power の逆数である。AC による π 中間子の除去を行わなければ、選択した K 中間子イベントの中に約 2 割程度の π 中間子が混在する。一方、 π 中間子を 1/20 以上抑制することで K 中間子イベント中の π 中間子の割合を 2% 以下に抑えることができる。すなわち π 中間子検

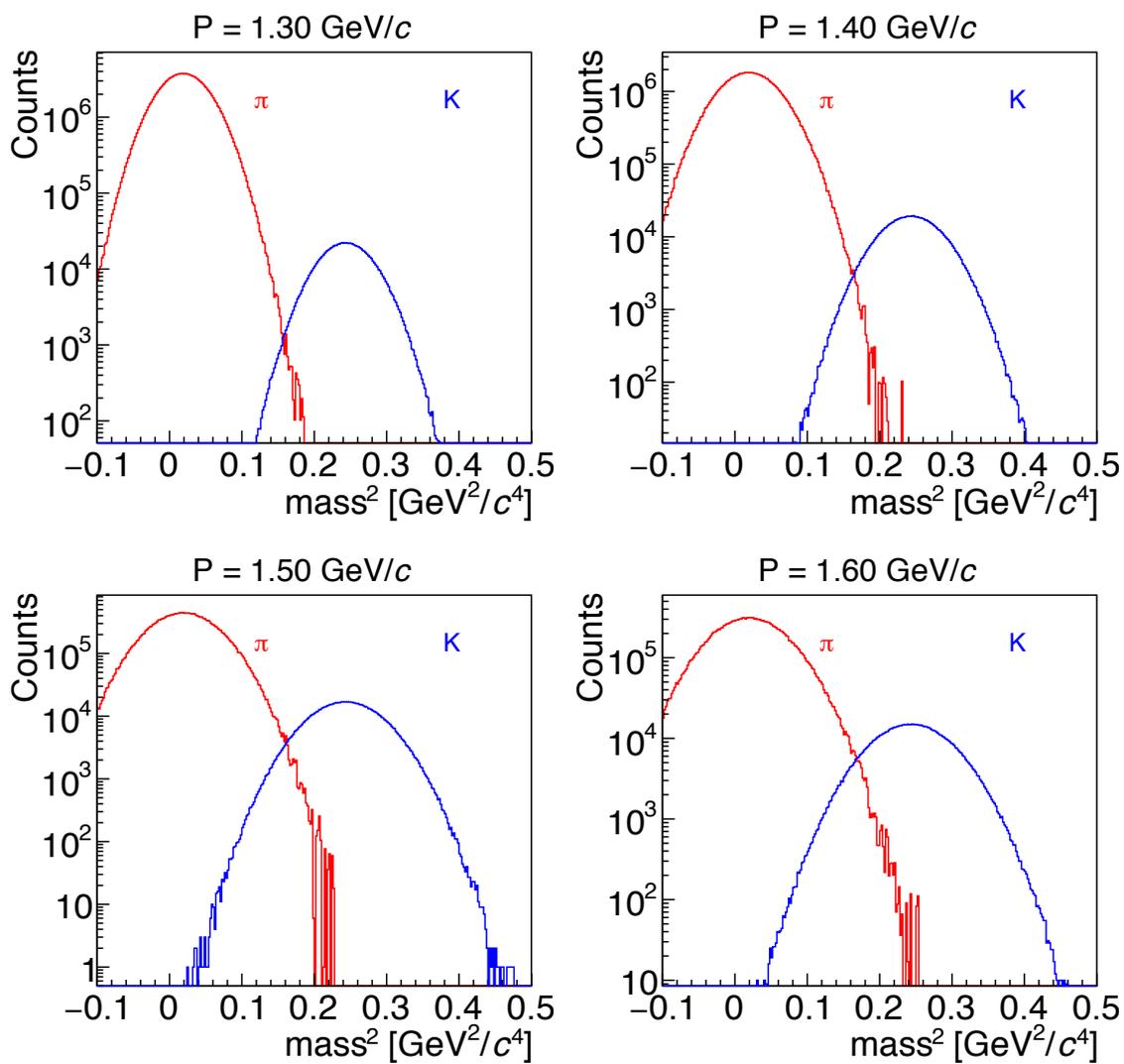


図 3.3: 30–40 度の領域に飛来する粒子の運動量が 1.3、1.4、1.5、1.6 GeV/c の粒子に対するその運動量と TOF により再構成される mass square 分布

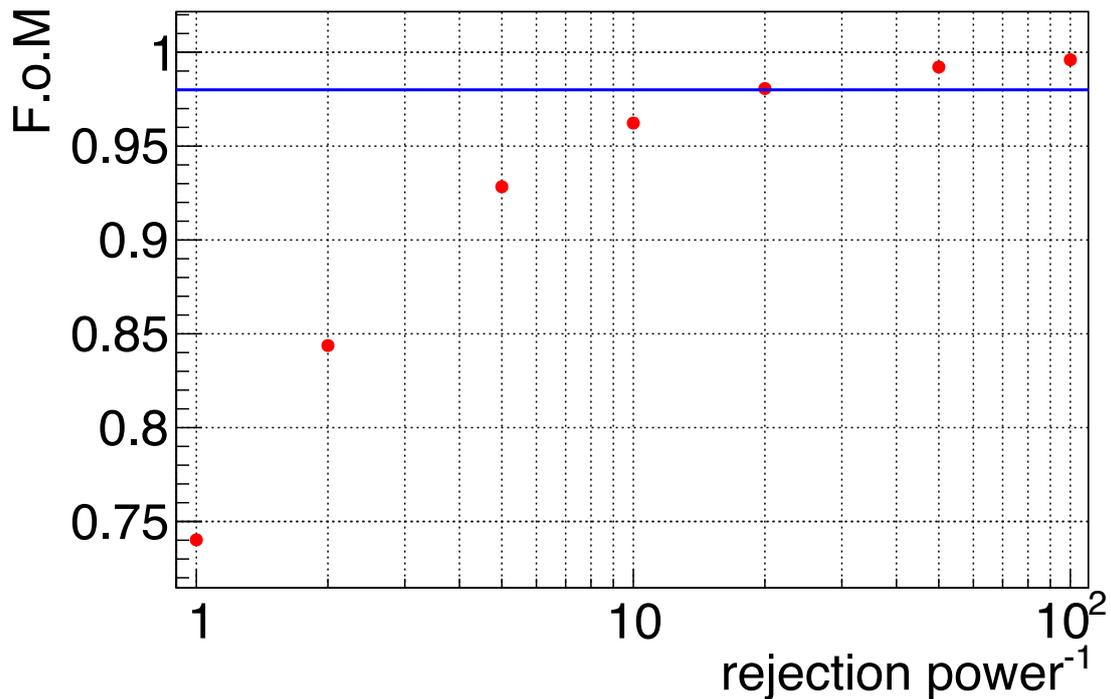


図 3.4: π 中間子の rejection power と F.o.M の関係。横軸が π 中間子の rejection power の逆数、縦軸は K 中間子の purity の平均値 (F.o.M) である。青線は F.o.M が 98% のラインを表している。

出効率 95%以上が必要である。

3.2.2 実験環境からの制約

今回開発する検出器は、標的から見て極角 30–40 度を覆う必要がある。この領域はソレノイド電磁石の作る磁場中であるため検出器は磁場耐性を持つことが要求される。また、すでに運動量分解能を最適化する飛跡検出器の大きさや設置位置は決定しているため、AC を置くことができるスペースはビーム軸方向に 10 cm しかない。さらに運動量解析への影響を最小化するために検出器本体によるクーロン多重散乱を最小限にすることが求められる。これらの要請からエアロジェルを輻射体に用いた閾値型エアロジェルチェレンコフカウンターを導入することとした。

以上の AC に対する要請をまとめると以下のようなになる。

- π 中間子検出効率：95%以上
- 検出器のビーム軸方向の厚さ：10 cm 以下
- 1 T の磁場中で動作すること
- クーロン多重散乱を抑えるために物質量を最小限にすること

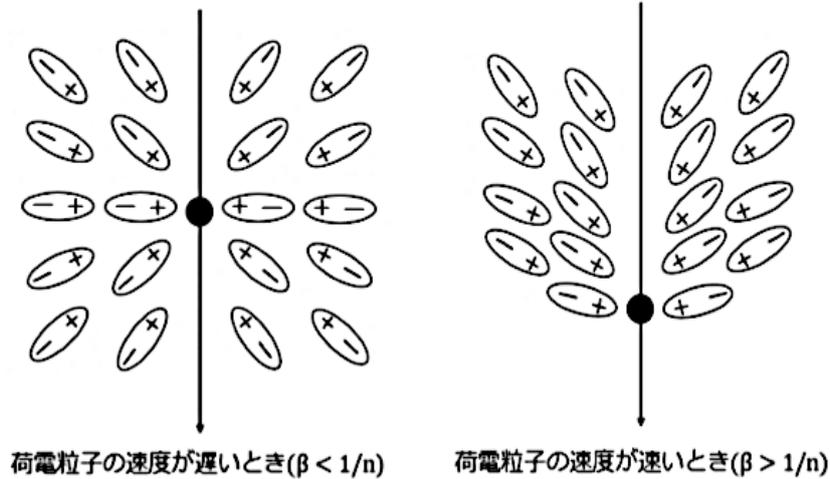


図 3.5: 誘電体中を荷電粒子が通ったときの分極の様子

3.3 AC の動作原理

3.3.1 チェレンコフ放射

荷電粒子が誘電体中を通過するとき、その行路付近の媒質は粒子の電荷が作る電場によって分極する。荷電粒子の速度が小さい場合、媒質は荷電粒子を中心として対称に分極しており、電磁波を放出することなく平衡状態へと戻る。荷電粒子の速度が誘電体中での光速より早い場合、図 3.5 のように粒子の進行方向に対して非対称な形で分極が起こる。そのため、分極部分が電磁双極子のような振る舞いをし、平衡状態に戻る際に電磁波を放出する [18]。この現象をチェレンコフ放射と呼ぶ。誘電体の屈折率を n とするとチェレンコフ放射が起こるための荷電粒子の速度条件は、

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (3.11)$$

と表される。発生するチェレンコフ光は図 3.6 のように次の式に従った角度で円錐状に放出される。

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (3.12)$$

ここで θ は荷電粒子の進行方向に対するチェレンコフ光の放射角度である。誘電体の中を通る単位長さ、発生するチェレンコフ光の単位波長あたりの光子数 N は

$$\frac{d^2 N}{dL d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (3.13)$$

となる。ここで α は微細構造定数、 z は荷電粒子の電荷、 L は粒子が誘電体の中を通る長さ、 λ が発生するチェレンコフ光の波長である。

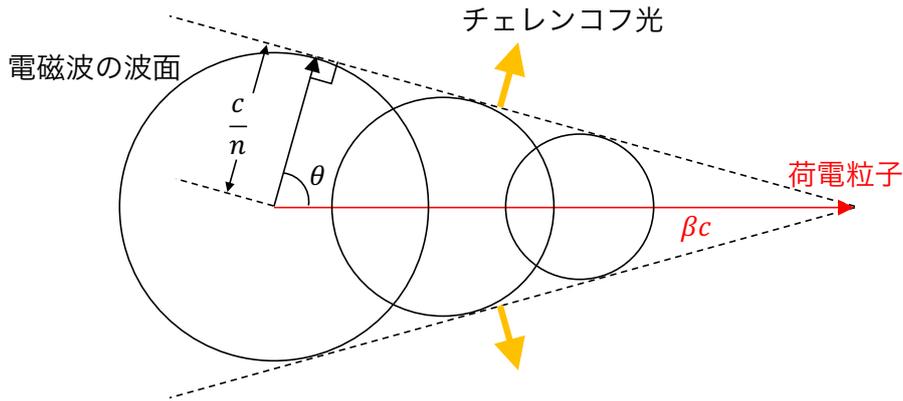


図 3.6: チェレンコフ光の放射角度

3.3.2 輻射体の屈折率と運動量閾値

閾値型チェレンコフカウンターは速度閾値以上の速度を持つ粒子が通ったときに放射されるチェレンコフ光を検出することで粒子を識別する。質量 m の荷電粒子が屈折率 n の誘電体を通ったときにチェレンコフ光が発生する運動量閾値 P_{th} は式 (3.12) から、

$$p_{th} = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (3.14)$$

と表せる。 π 中間子と K 中間子について誘電体の屈折率と運動量閾値の関係を示したグラフが図 3.7 である。LEPS2 において AC は 1.0–2.0 GeV/c の π 中間子と K 中間子を識別するために使用する。従って、屈折率 1.03 の誘電体を使うことで 1.0–2.0 GeV/c の粒子を識別することができる。本研究で開発する検出器では、このような屈折率を持つ固体であるエアロジェルをチェレンコフ光を発生させる輻射体として使用する。

3.3.3 エアロジェル

エアロジェルは二酸化ケイ素を主成分とした骨格を持つ多孔質の物質である。その骨格の中は 90% 以上を空気が占めているため、極めて低密度である。屈折率が気体と液体の間にある固体であり高い透明度を有しているため、高エネルギー実験においてチェレンコフカウンターの輻射体として使用されている。また、疎水処理を施すことにより空気中で化学的に安定させることができる。LEPS2 では千葉大学製造の屈折率 1.03 のエアロジェルを AC2 の輻射体として使用する (図 3.8)。

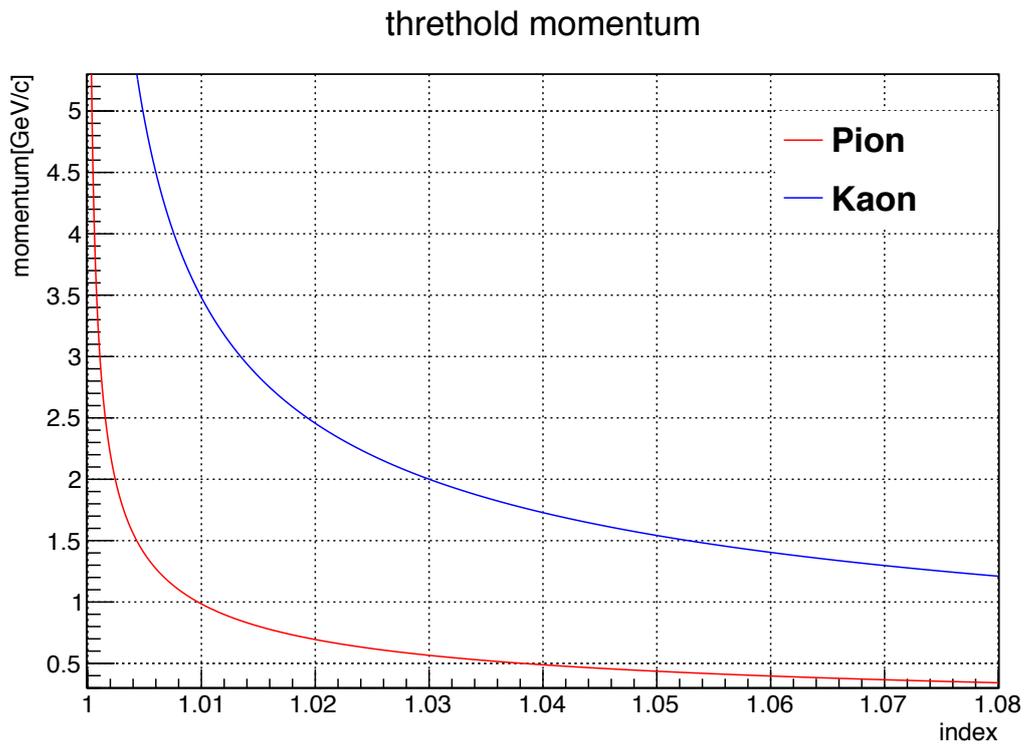


図 3.7: 輻射体の屈折率と運動量閾値の関係



図 3.8: 実機で使用するエアロジェル

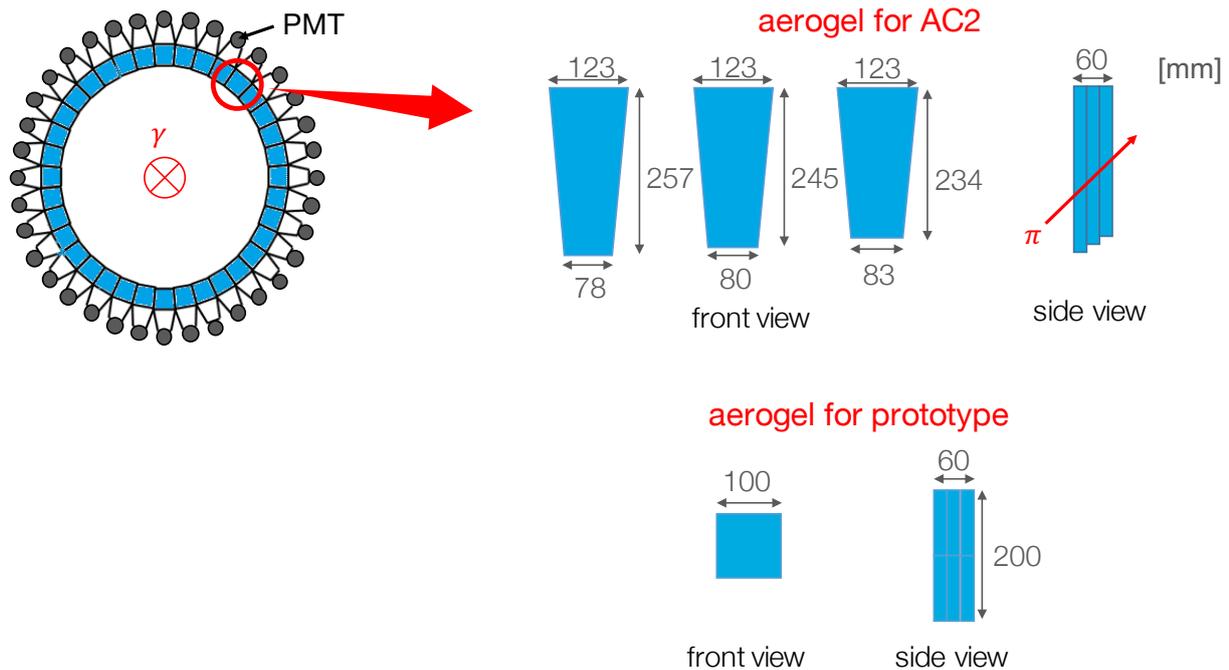


図 3.9: AC2 の配置とエアロジェルのサイズ

3.4 AC のデザイン

エアロジェルのサイズ

AC2 が覆う領域は標的から前方に散乱角 30–40 度、方位角 360 度の領域である。よってこの検出器は 36 個の筐体をビーム軸を中心とした円環状に配置する。従って各セグメントのエアロジェルの形は扇型となる。筐体のビーム軸方向の大きさは DC1 と DC2 の間のスペースの 10 cm 以下であることが求められている。先行研究 [19] からエアロジェルとチェレンコフ光が最初に当たる反射面との間に空気層がある方が検出される光量が大きいことがわかっているため、エアロジェルのビーム軸方向の厚さは 6 cm とした。プロトタイプを製作する時点では実機用のエアロジェルのサイズやカット方法が未決定であったため正方形のものを使用した。AC2 の配置およびエアロジェルのサイズを図 3.9 に示す。

3.4.1 Fine-mesh 型 光電子増倍管 (FM-PMT)

AC2 用の光検出器は磁場中で使用するため磁場耐性のある Fine-mesh 型の Photomultiplier Tube (以下 PMT) である HAMAMATSU 社製 R5543[20] を使用する。入射窓から入射した光子は光電面にぶつかり、光電効果によって電子を放出する。放出された電子は電場によって加速されダイノードにぶつかり再び複数の電子を放出する。何段ものダイノードにぶつかることで増幅された電子が信号として取り出される。ラインフォーカス型の PMT は磁場中において放出される電子が曲げられるため、光電面から第一ダイノードに電子が入射する確率が著しく

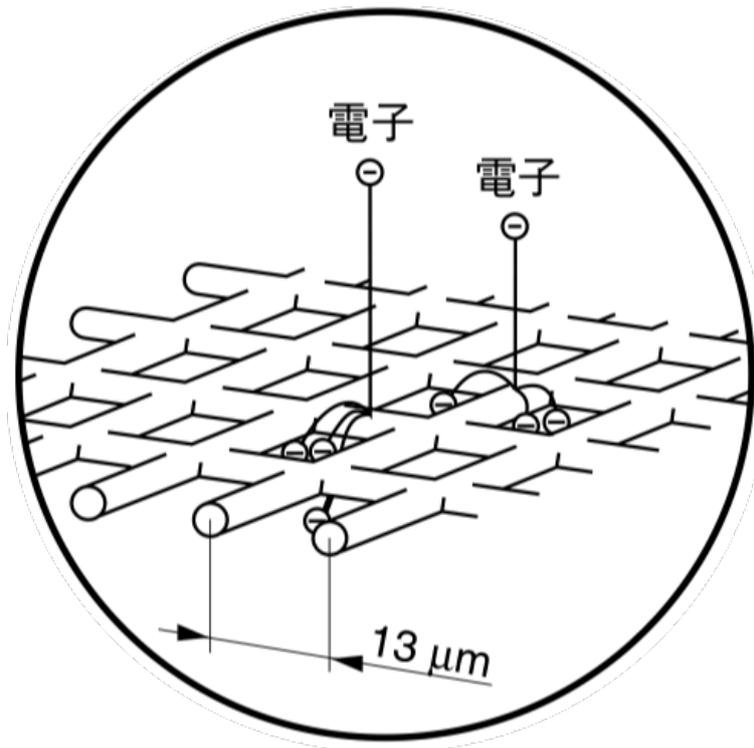


図 3.10: Fine-mesh 型の PMT のダイノードの構造 [21]

低下する。Fine-mesh 型の PMT では図 3.10 のようなメッシュ状のダイノードが狭い間隔で並んでいるため、磁場による影響が抑えられる。また、この PMT の入射窓には紫外領域の光を通すことができる UV 透過ガラスが使用されている。通常の PMT はホウケイ酸ガラスの入射窓となっているが、これは紫外領域に対して透過率が低い。チェレンコフ光は短波長の光子が多く放出されるため、紫外領域に対して感度の良い UV 透過ガラスを使用した PMT はチェレンコフ光を検出するのに適している。

3.4.2 反射材

発生したチェレンコフ光は筐体内を複数回反射し PMT に到達する。従って反射材は反射率の高いものを選ぶ必要がある。そこで我々は筐体の内側に貼り付ける反射材として Enhanced Specular Reflector (ESR) [22] を使用した。ESR はポリエステル系樹脂を用いた多層膜構造をしており、可視光領域において 98% の高い反射率を有している。図 3.11 に入射波長に対する反射率を示す。主に携帯電話などの液晶ディスプレイに使われており、輝度向上や消費電力を低減させる効果がある。

3.4.3 Guide-7 を用いたプロトタイプの筐体の形状の最適化

CERN によって開発された光学シミュレーションコードである Guide-7[24] を用いて筐体の形状の最適化を行った。このコードでは光子を発生させる機構（シンチレーション光およびチェ

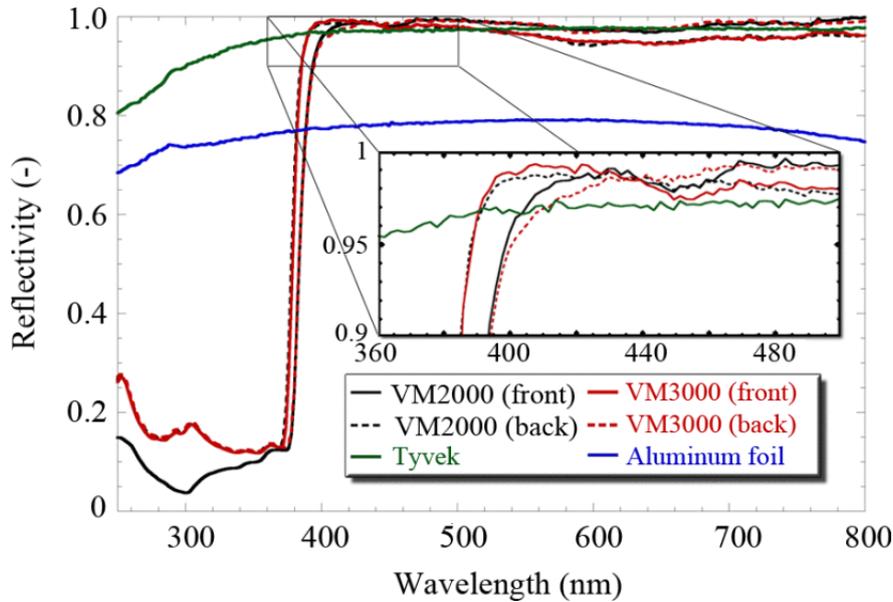


図 3.11: ESR の反射率 [23]。VM2000 および VM3000 が ESR である。

レンコフ光)、発生光子数、物質の屈折率や反射率、反射面表面の状態（全反射および乱反射）などの条件を設定し、PMT で検出される光子の数や光子の反射経路をシミュレートすることができる。以下 PMT で検出される光子の数の導出方法について説明する。

1. まずチェレンコフ光が発生する光源の位置を設定する。ここでは荷電粒子がソレノイド磁石内のターゲット中心から AC2 に向かって散乱してきたときエアロジェル内を通過する線分を光源の位置とした。
2. 次に 1 event で発生するチェレンコフ光の光子数を決定する。この光子数は式 (3.13) を使用する PMT の感度領域 (200–650 nm) で積分した値を平均に持つポアソン分布に従うとした。またそれぞれの光子の波長分布は式 (3.13) に従うとした。実際にシミュレーションで発生させた光子の波長分布を図 3.12 に示す。
3. それぞれの光子に対して PMT に届くまでの反射経路をシミュレートする。反射面表面の状態は全反射とした。
4. それぞれの光子に対して PMT に届くまでの反射回数 n_{ref} を求める。反射率を 98% とし、 $0.98^{n_{\text{ref}}}$ の確率で検出されるとした。
5. さらにそれぞれの光子に対して PMT に届くまでにエアロジェル内を通過した距離 L を計算し、その距離に応じた透過率によりエアロジェル内で吸収または散乱されずに PMT に到達する光子数を求める。光子の波長に対するエアロジェルの透過率は田端らによって測定されているエアロジェルの透過率 (図 3.13) から求めた。透過率 P_{trans} と透過長 L_{trans} の関係は次のようになっている。

$$P_{\text{trans}} = \exp(-L/L_{\text{trans}}) \quad (3.15)$$

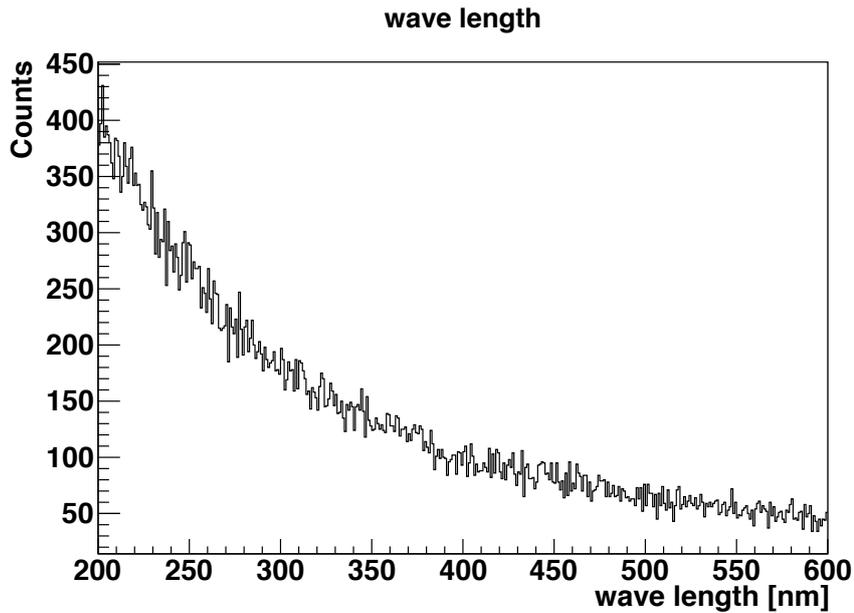


図 3.12: シミュレーションで発生させた光子の波長分布

6. PMT に到達した光子数に PMT の量子効率をかけ、PMT で測定される光子数を求める。
ここで量子効率は波長によらず 20% であるとした。

実際に設定したシミュレーションの条件は次の通りである。

- 入射粒子： π 中間子
- 入射粒子の運動量： $1.5 \text{ GeV}/c$
- エアロジェルの屈折率：1.03
- 反射材の反射率：98%
- PMT の感度領域：200–650 nm
- PMT の量子効率：20%

筐体の形状に関して次の項目を考慮した。

- DC1 と DC2 の間の 10 cm のスペースに収まること
- 荷電粒子が AC を通った後の飛跡測定への影響を抑えるために PMT を飛跡検出器のアクセプタンス外となる検出器上部に配置すること
- 手作業での制作が可能になるべくシンプルな構造にすること

先行研究 [19] で製作された AC1 のプロトタイプ (図 3.14) をベースにして、ライトガイド部の形状と背面反射部の角度を最適化した。AC1 のプロトタイプの形状を習ったものおよび実際に

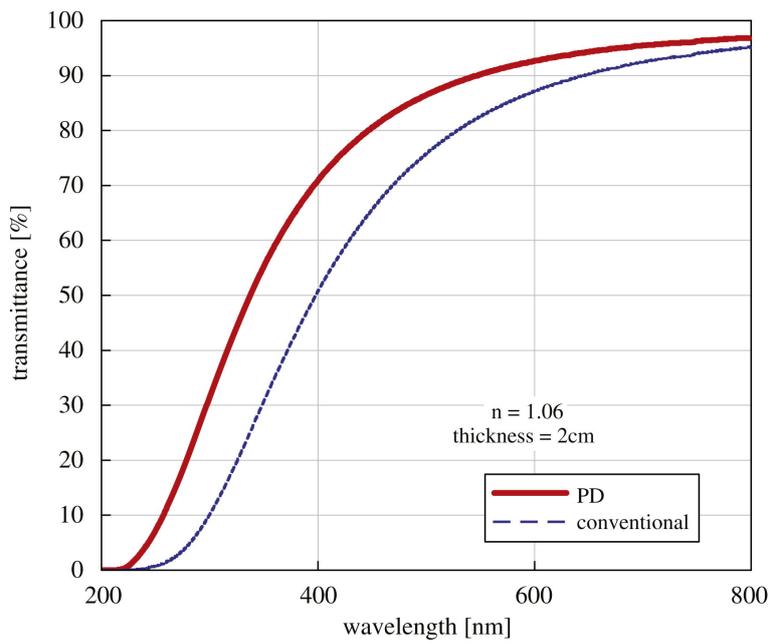


図 3.13: エアロジェルの透過率 [25]

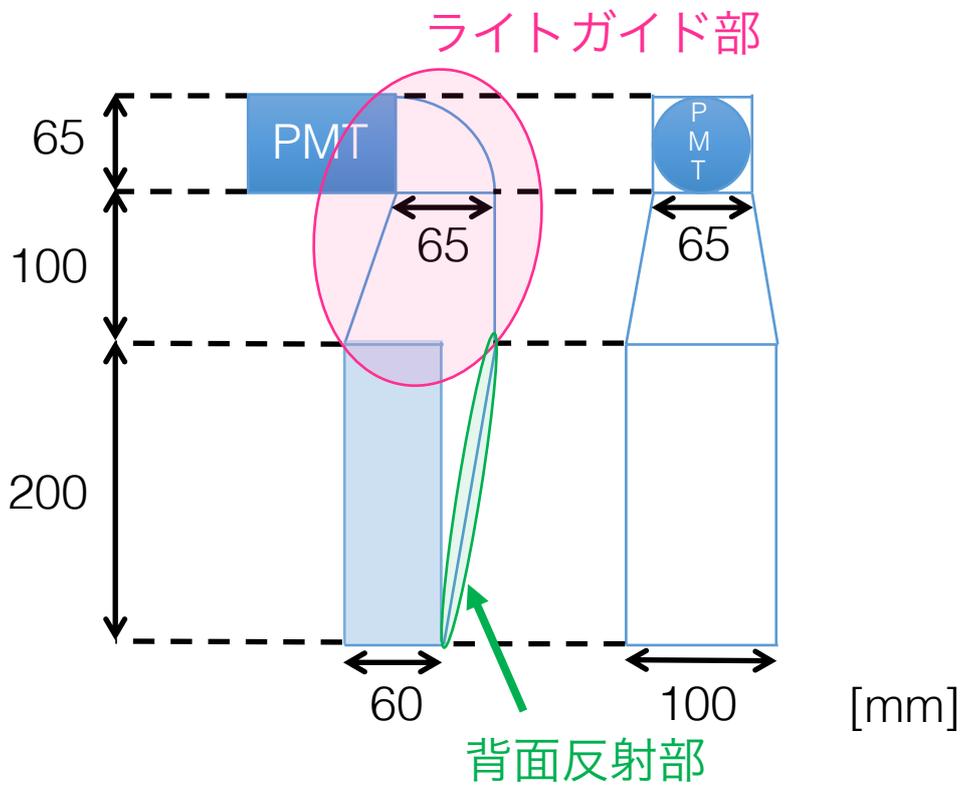


図 3.14: AC1 のプロトタイプの形状

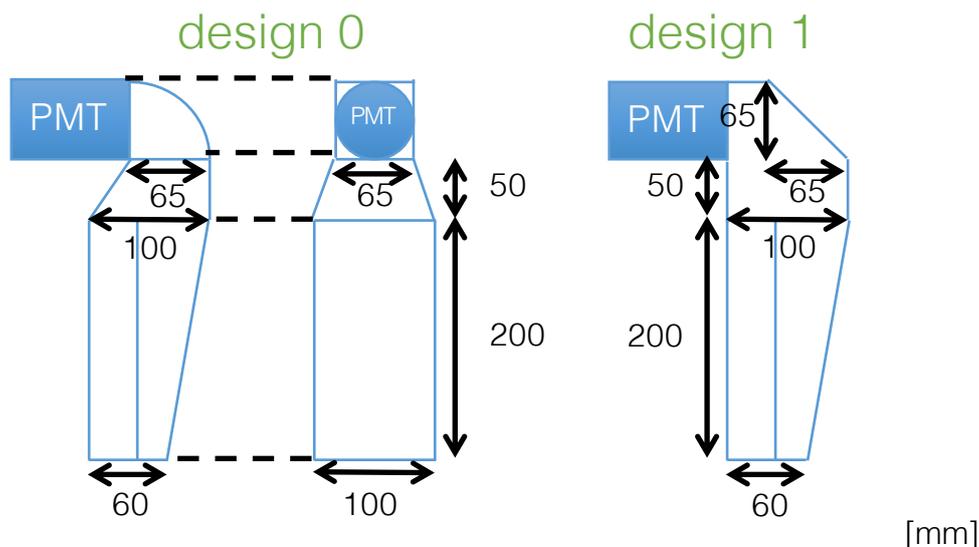


図 3.15: guide-7 で設定した AC の形状。左の design 0 が AC1 のプロトタイプの形状を習ったもので、右の design 1 が実際に製作したプロトタイプの形状である。

製作したプロトタイプの二つについて PMT の位置で測定される光子数の平均値の入射位置依存性をシミュレートした。この二つの AC の形状は図 3.15 の通りである。design 0 において検出されなかった光子の軌跡の例を図 3.16 に示す。桃色で囲った反射面に角度がついているためこの反射面に光子が当たると検出器上方に届きづらくなるのがわかる。そのため、design 1 ではこの反射面をまっすぐにし、PMT に光子が届くやすくするようにした。これら二つの形状についてシミュレーションで求めた PMT で測定される平均光子数の入射位置依存性を図 3.17 に示す。どちらの形状においても入射位置が PMT から遠いほど検出される光子数が少なくなる傾向が見られた。これは入射位置が PMT から遠い場合には光子が PMT に到達するまでにエアロジェル内を通過する距離が長くなり、エアロジェルによる吸収の効果が大きく出ているためであると考えられる。design 1 は位置依存性が design 0 よりも大きくなっているが、入射位置が PMT に近い場合には光量の増加が見られた。作りやすさなども考慮し、design 1 をプロトタイプとして採用した。

3.5 プロトタイプの製作

先に示した検出器への要求を満たすため、

- 物質量が小さいこと
- 加工が安易であること
- 十分な薄さと強度を持っていること

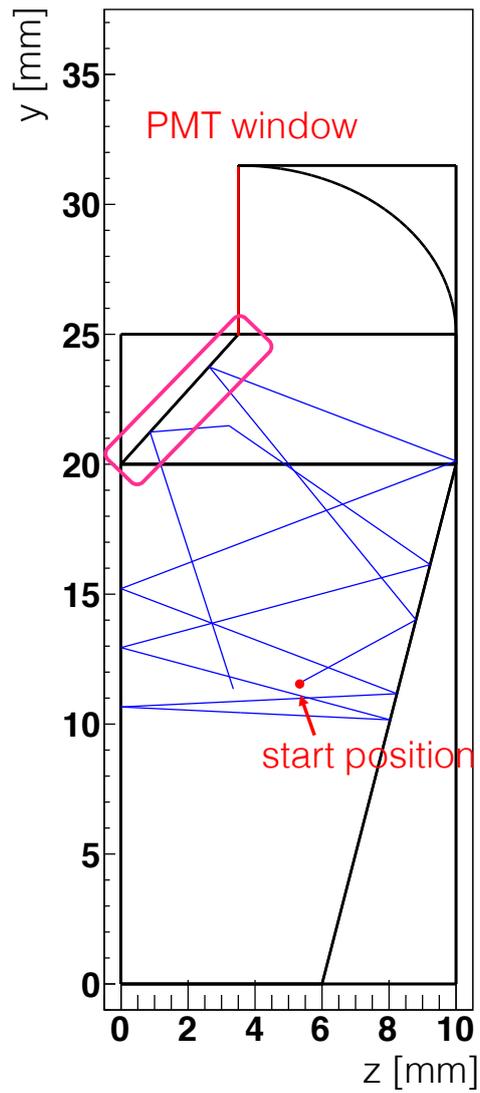


図 3.16: design0 のときの検出されなかった光子の軌跡の例。桃色で囲った反射面に角度がついていることにより、光子がPMTに届きづらくなっていることがわかる。

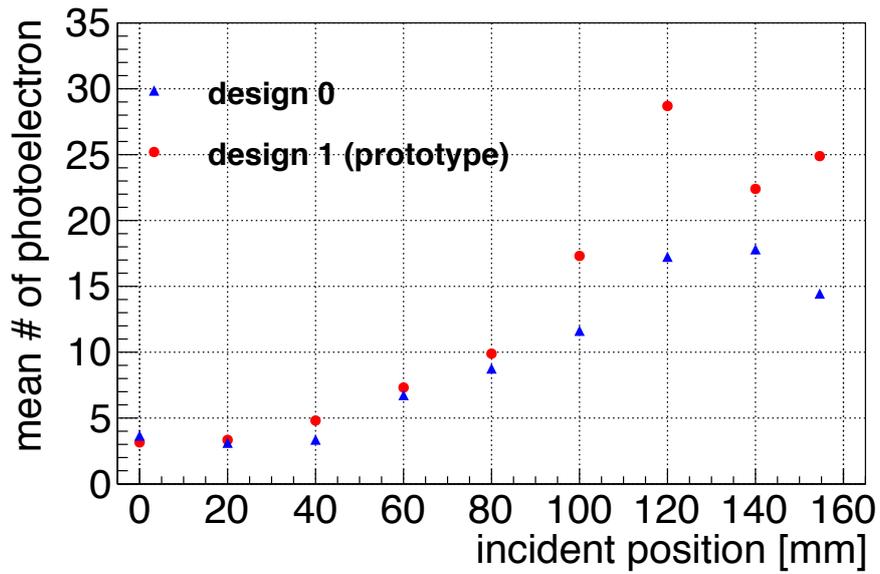


図 3.17: シミュレーションで求めた PMT で測定される光子数の平均値の入射位置依存性。赤いプロットが AC1 のプロトタイプ の形状を習ったもの。青いプロットが実際に製作したプロトタイプ。



図 3.18: 製作したプロトタイプ (左) とその中に固定したエアロジェル (右)。

を考慮して筐体の素材の選定を行った。その結果厚さ 0.75 mm のポリプロピレン板 (PP 板) を採用した。エアロジェルはチェレンコフ光を透過させる面以外の面を ESR で包み、糸を巻きつけて固定したものを筐体の内側に両面テープで貼り付けた。製作したプロトタイプを図 3.18 に示す。本検出器の物質量は PP 板がほとんどを占めており、その厚さは x/X_0 で約 3.0×10^{-3} である。次章ではこの製作したプロトタイプの性能評価について述べる。

第4章 プロトタイプの性能評価

製作したプロトタイプの性能評価を行うために2018年7月にSPring-8のLEPSビームラインで電子ビーム照射実験を、2018年10月にCYRICで陽子ビーム照射実験を行った。評価項目は以下の通りである。

- π 中間子が入射したと想定した時の光量
- K 中間子が入射したと想定した時の光量
- π 中間子の検出効率
- K 中間子の誤検出率
- 光量と各検出率の入射位置依存性

この章ではプロトタイプの性能評価方法、結果、その考察について述べる。

4.1 電子ビーム照射実験

チェレンコフ光の光子数は式(3.13)からわかる通り入射粒子の β に依存する。運動量が1.5–2.0 GeV/ c の π 中間子と K 中間子の β はそれぞれ、0.996–0.997、0.950–0.971である。そこで、 $\beta \sim 1.0$ の電子ビームをプロトタイプに照射して光量を測定し π 中間子の検出効率を見積もった。また、筐体からエアロジェルを除いた場合の光量を測定し K 中間子の誤検出率を見積もった。

4.1.1 セットアップ

電子ビーム照射実験はSPring-8にあるLEPSビームラインで行った。セットアップの模式図を図4.1に示す。逆コンプトン散乱によって生成された1.5–2.4 GeVの γ 線をコンバーター(10 mm厚の鉛)に照射し、対生成反応によってできた電子を照射するビームとして用いた。コンバーターからの電子は双極型電磁石によって曲げられ、水平面に広がった分布をしている。電子がAC2に入射した位置を同定するため、幅1.0 cmの細長いプラスチックシンチレーターを2本交差させたものをプロトタイプの上流と下流にそれぞれ設置した。トリガー領域は上流下流それぞれ、1 cm \times 1 cm、1 cm \times 1.5 cmである。データ取得のトリガー条件はこれらの4本

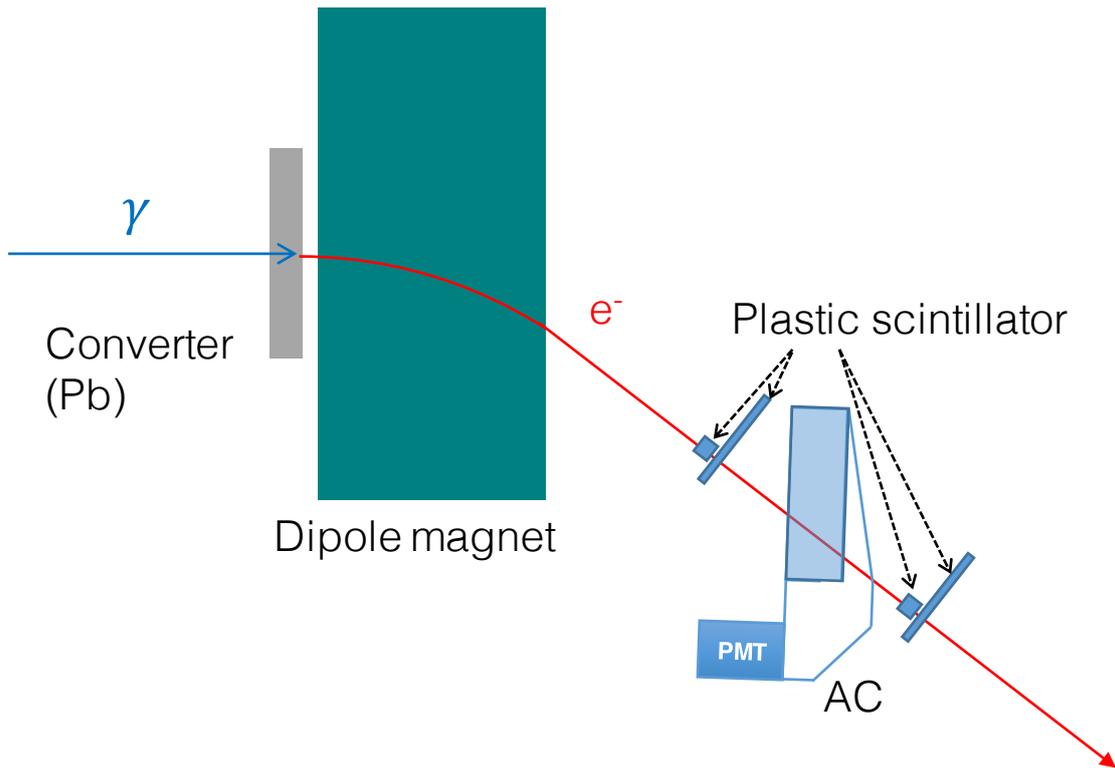


図 4.1: 電子ビーム照射実験のセットアップ

表 4.1: 電子ビーム照射実験で測定した入射位置と入射角度

入射位置 x [mm]	入射角度
0	30.0°
60	32.9°
120	35.8°

のトリガーシンチレーターのコインシデンスとした。典型的なトリガーレートは ~ 50 Hzである。実験事項はエアロジェル有無それぞれの場合での光量と入射位置依存性である。入射位置依存性を調べる際には、トリガーシンチレーターの位置は固定したままプロトタイプの筐体のみを動かした。入射位置と入射角度を図 4.2 に示す。ここで入射角度は、実際の LEPS2 実験において荷電粒子が標的中心から飛来し AC を通過するときの角度である。

図 4.3 に電子ビーム照射実験で用いたデータ収集回路を示す。ディスクリミネーターは Phillips 社製 711 型 を使用した。ディバイダーで信号を分けた後の信号の典型的な波高をオシロで確認し、ディスクリミネーターに設定する閾値を決定した。その波高を図 4.4 に示す。閾値レベルはプロトタイプに対しては -10 mV、トリガーシンチレーターに対しては、 $-(30-40)$ mV に設定した。光量と時間情報は REPIC 製 RPC-022 型 Analog-to-Digital Converter (ADC) および REPIC 製 RPC-061 型 Time-to-Digital Converter (TDC) を用いて測定した。ADC のフルスケールは約 1000 pC、1 bin が約 0.25 pC であった。TDC のフルスケールは 100 ns、1bin

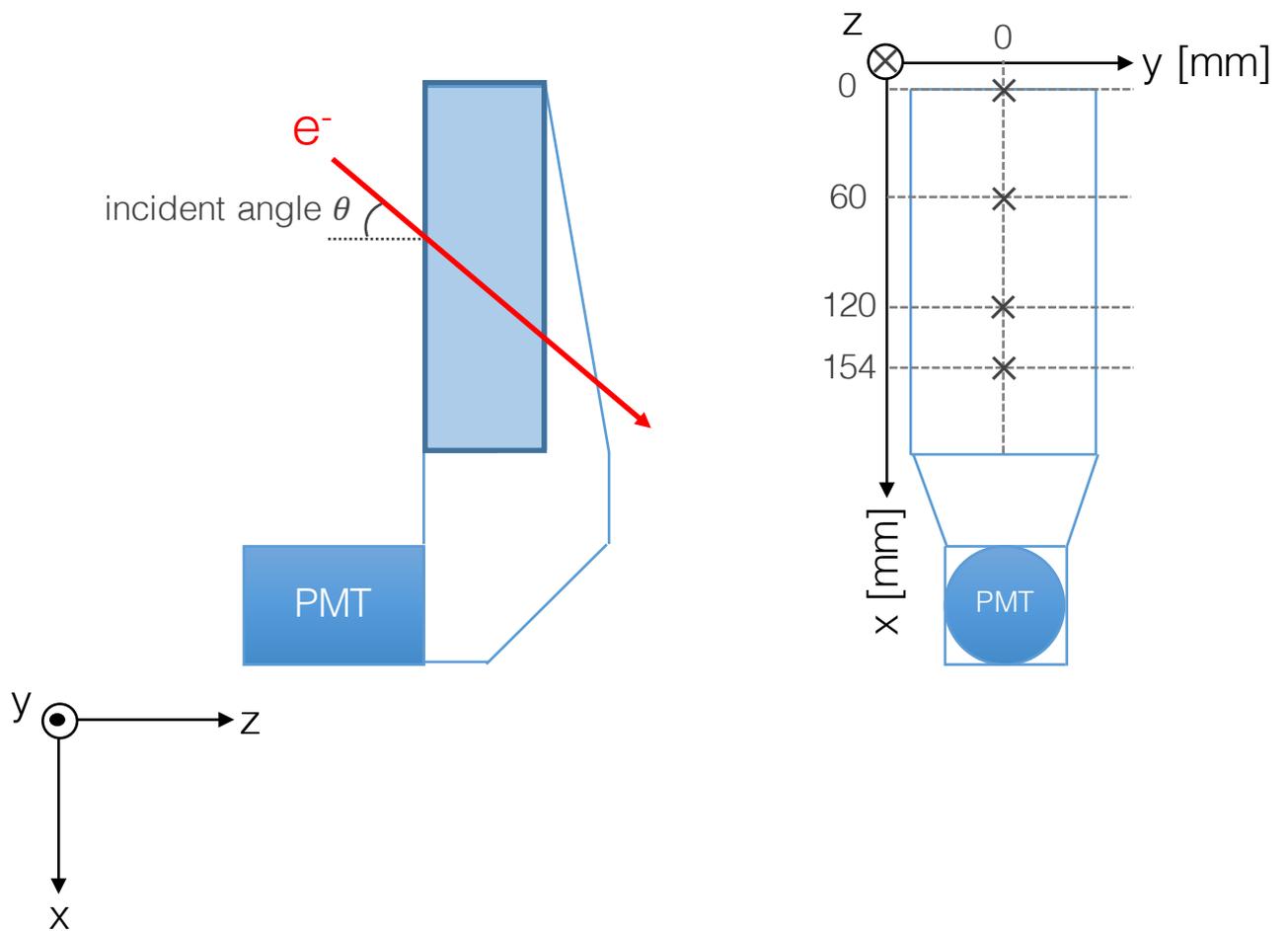


図 4.2: 電子ビーム照射実験での入射角度 (右図) と入射位置 (左図)

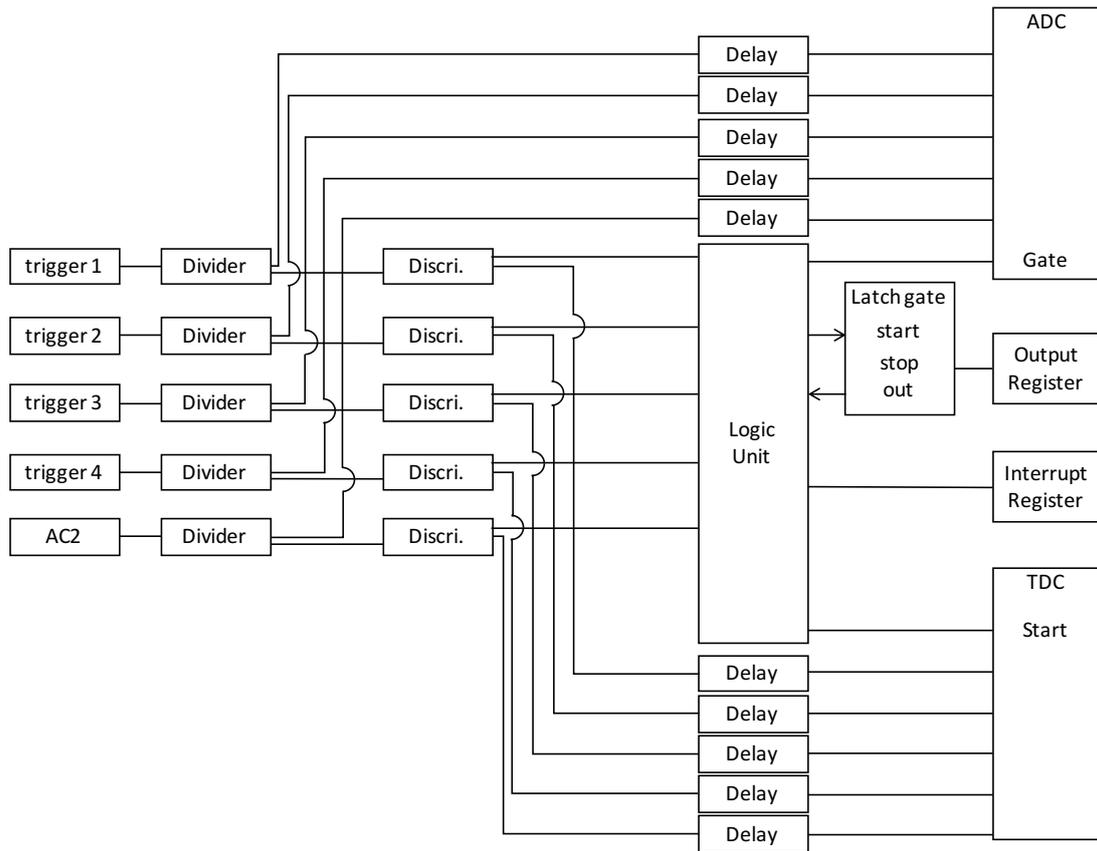


図 4.3: 電子ビーム照射実験で用いたデータ収集回路

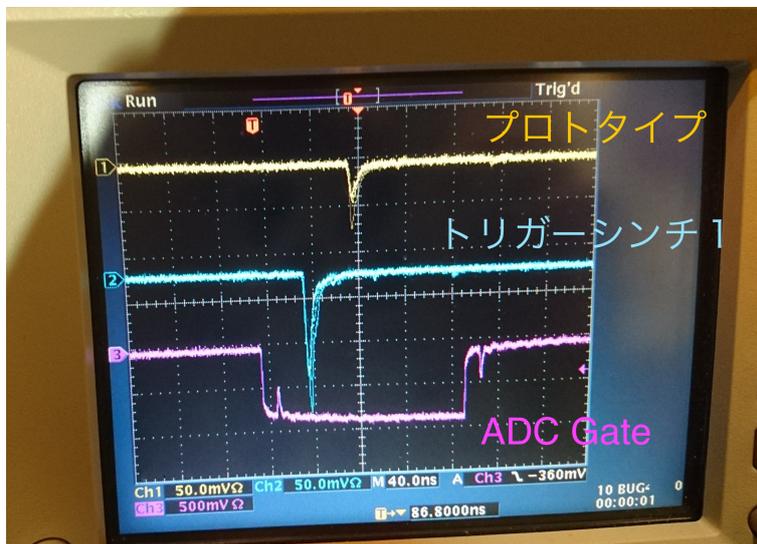


図 4.4: 電子ビーム照射実験でのディバイダーで信号を分けた後の信号の典型的な波高。黄色がプロトタイプ、水色がトリガーシンチ 1、桃色が ADC Gate である。

が約 25 ps の設定で使用した。

4.1.2 光量の入射位置依存性

プロトタイプの実出力信号の電荷分布を入射位置と角度を変えながら測定した。ペDESTAL分布を得るために、ビームを照射しない状態でトリガーを 10 kHz のクロック信号で作成しデータ収集を行った。ペDESTALの電荷分布をガウス関数でフィットし、その中心値をペDESTALとした。電子ビームを照射しているときの電荷分布の ADC 値からペDESTAL分布のガウス関数の中心値の ADC 値を引くことで光量分布を導出した。

エアロジェルを筐体に入れた場合

エアロジェルを筐体に入れた場合のそれぞれの入射位置における電荷分布を図 4.5 に示す。また、この分布をガウス関数でフィットし、その平均値を入射位置ごとにプロットしたものを図 4.6 に示す。入射位置が PMT から遠くなるほど光量が小さくなる傾向が見られる。

エアロジェルを筐体から除いた場合

エアロジェルを筐体から除いた場合のそれぞれの入射位置における電荷分布を図 4.7 に示す。この分布をペDESTALから 3σ 以上離れた領域についてポアソン分布でフィットし、その平均値を入射位置ごとに求めた。これを図 4.8 に示す。この場合、エアロジェル有りのときのような位置依存性が見られなかった。また、エアロジェルがないにも関わらず、一定数の光子が粒子の通過に同期して放出されている。この原因についてのちに考察する。

4.1.3 π 中間子検出効率

ADC の値に対してある閾値を設定したとき、 π 中間子検出効率は次の式で表される。

$$\pi \text{ 中間子検出効率} = \frac{\text{ADC の値が閾値を超えるイベント数}}{\text{全イベント数}} \quad (4.1)$$

エアロジェルを筐体の中に入れたときの電荷分布を用いて、閾値を 4–60 ch の領域で変えていったときの π 中間子検出効率を図 4.9 に示す。測定した全ての入射位置で 95% の π 中間子検出効率を満たすには閾値は PMT からの出力信号が 18 pC 以下（以下、18 pC@PMT のように記述する。）であることが必要である。

4.1.4 K 中間子誤検出率

K 中間子を π 中間子と誤認識する確率、すなわち K 中間子誤検出率はエアロジェルを除いた測定で得られた電荷分布を用いて π 中間子検出効率と同じように、

$$K \text{ 中間子誤検出率} = \frac{\text{ADC の値が閾値を超えるイベント数}}{\text{全イベント数}} \quad (4.2)$$

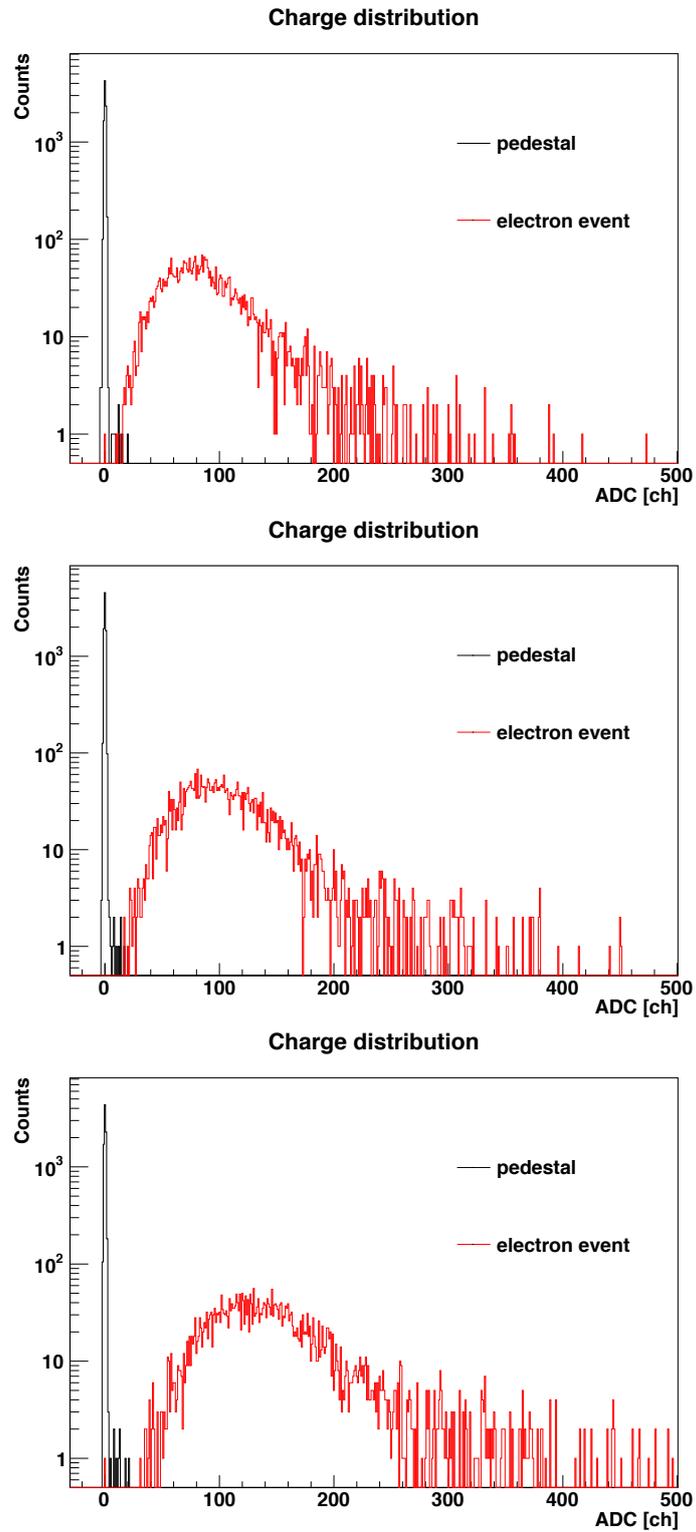


図 4.5: 電子ビーム照射実験でエアロジェルを筐体に入れた場合に取得した信号の電荷分布。上から入射位置 $x = 0$ mm、60 mm、120 mm の分布である。

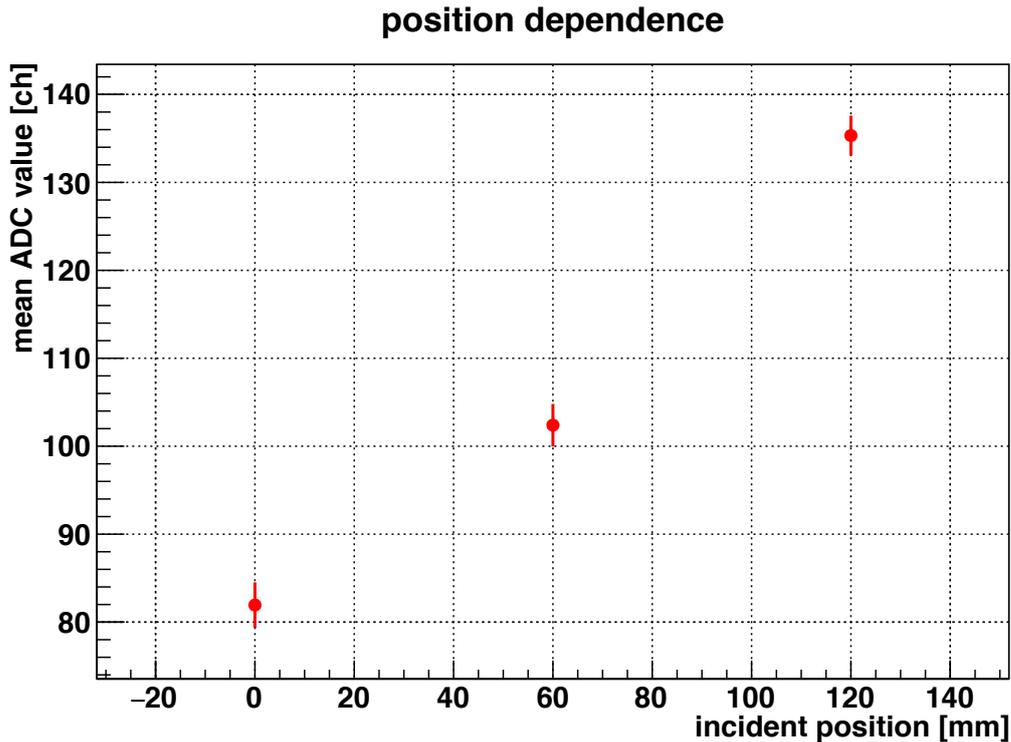


図 4.6: 電子ビーム照射実験で得られたエアロジェル有りの場合の電荷分布の平均値の入射位置依存性

と表すことができる。エアロジェルを筐体から除いたときの電荷分布を用いて求めた K 中間子誤検出率を図 4.10 に示す。

図 4.9 と図 4.10 から、測定した全ての入射位置で 95% の π 中間子検出効率を満たすには閾値は 18 pC @PMT 以下であることが必要であり、このとき K 中間子誤検出率は最大で 17.36% となる。

4.2 陽子ビーム照射実験

電子ビーム照射実験で得られたエアロジェル無しの場合の結果は、今回製作したカウンター内にエアロジェル以外の光源があることを意味している。本来であればこれらの光もチェレンコフ光と同様にエアロジェル内を伝搬するため、エアロジェルによる吸収や散乱が無視できないはずである。そこでエアロジェル以外の光源が発する光のエアロジェルによる吸収や散乱の影響を見積もるために、東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター (CYRIC) で陽子ビーム照射実験を行った。使用した陽子ビームの運動エネルギーは約 80 MeV ($\beta \sim 0.4$) で、チェレンコフ閾値以下である。

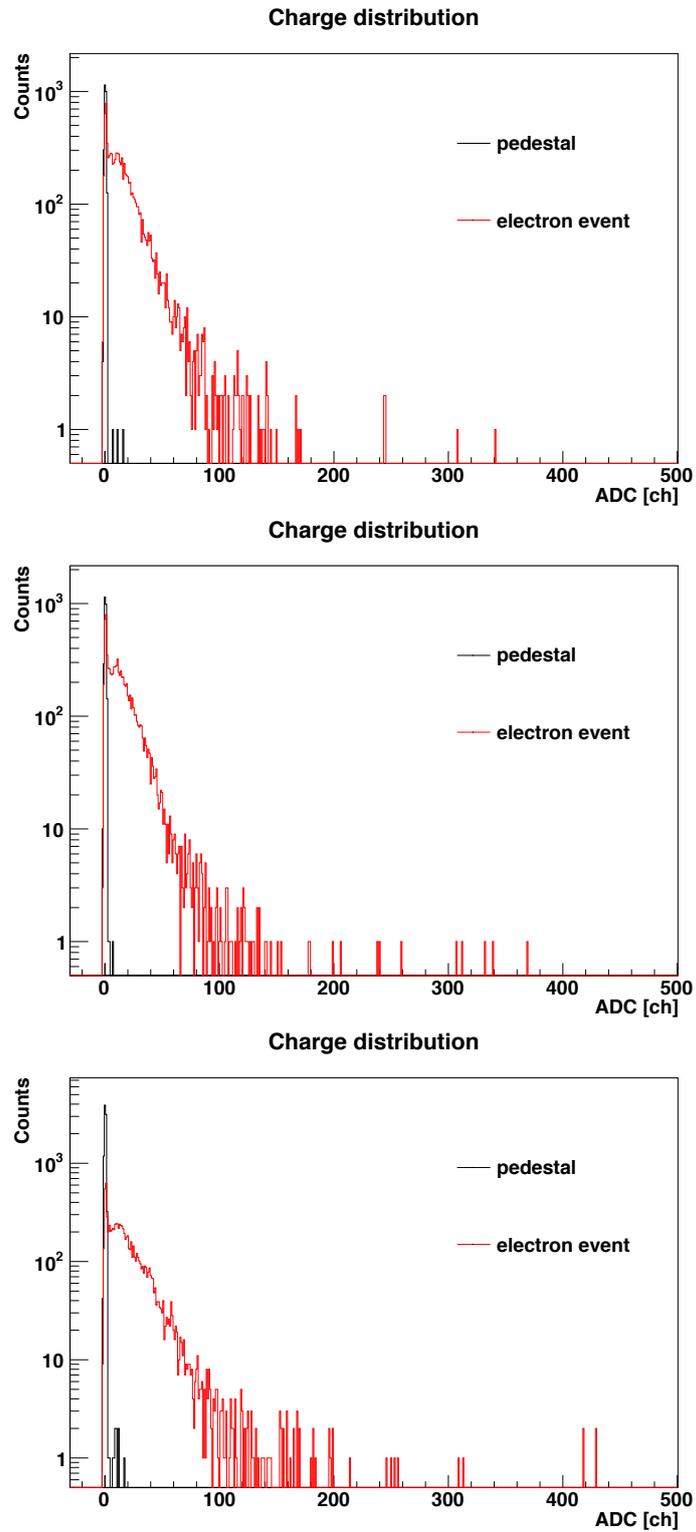


図 4.7: 電子ビーム照射実験でエアロジェルを取り除いた場合に取得した信号の電荷分布。上から入射位置 $x = 0$ mm、60 mm、120 mm の分布である。

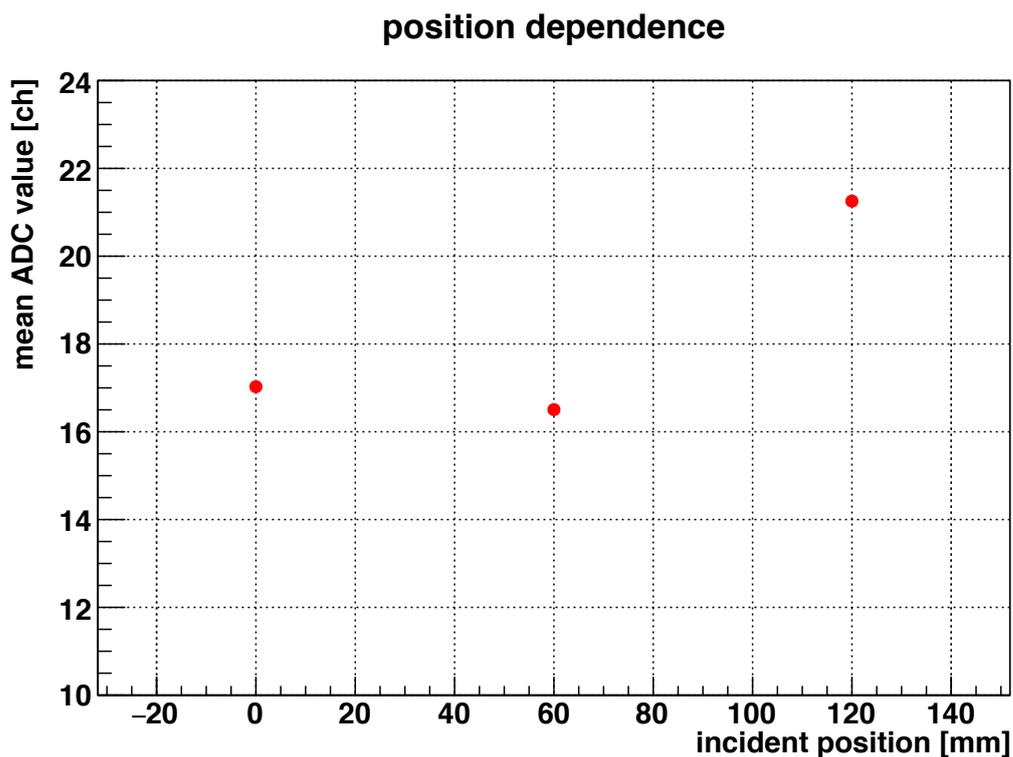


図 4.8: エアロジェル無しの場合の電荷分布の平均値の入射位置依存性

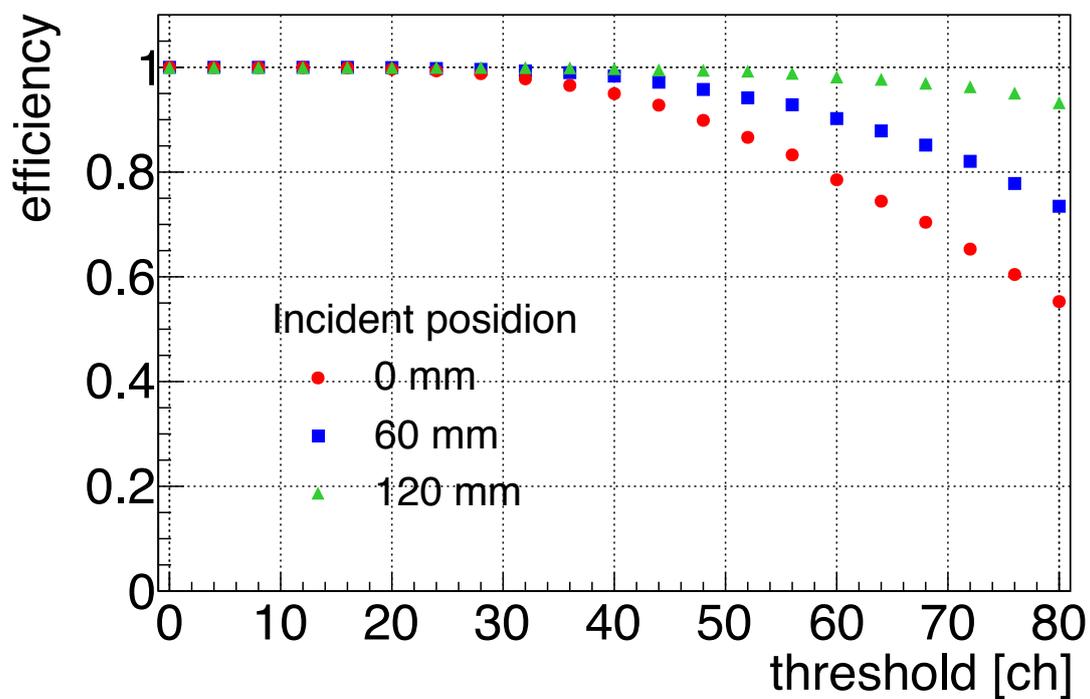


図 4.9: 電子ビーム照射実験の結果から評価した π 中間子検出効率

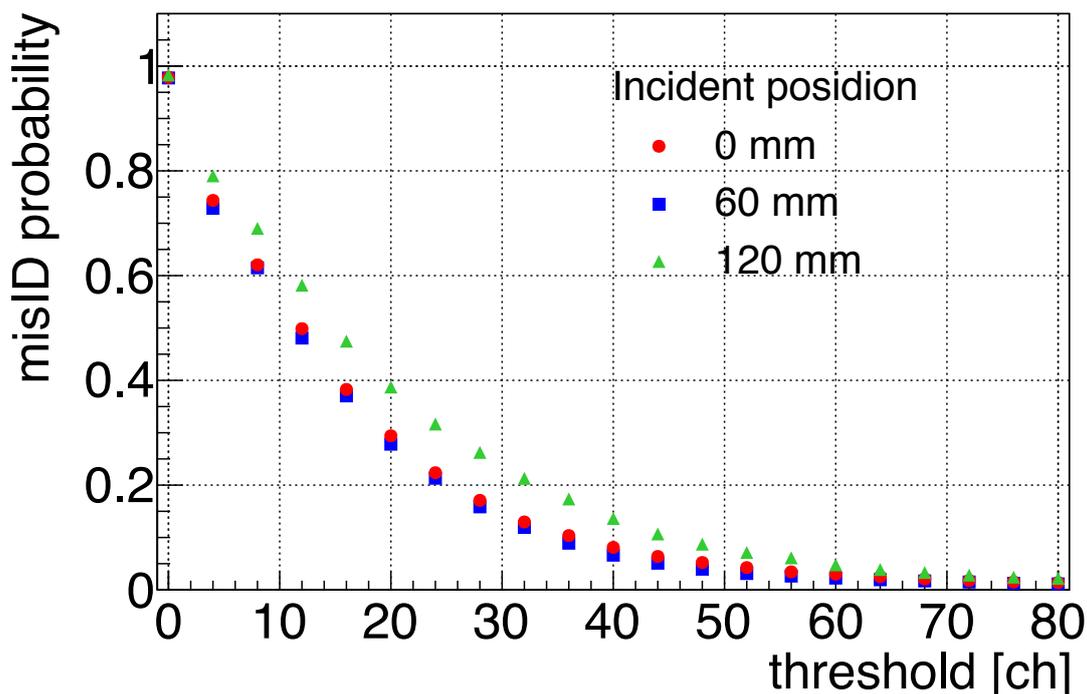


図 4.10: 電子ビーム照射実験の結果から評価した K 中間子誤検出率

4.2.1 セットアップ

セットアップの模式図および写真を図 4.11 と図 4.12 に示す。プロトタイプの上流側にコリメーターを置くことで入射位置を選定した。コリメーターの穴のサイズは $\Phi \sim 1$ cm である。また、下流側に 2 本のプラスチックシンチレータを置き、トリガーに用いた。トリガー領域は約 1 cm \times 3 cm である。電子ビーム照射実験の場合と同様に、エアロジェル有無それぞれの場合での光量と入射位置依存性について調べた。

4.2.2 エアロジェルの有無での光量の変化

ビームなしのときにランダムトリガーを用いて取得したペDESTALの電荷分布をガウス関数でフィットし ADC のペDESTAL値を測定した。陽子ビームを照射しているときの電荷分布の ADC 値からペDESTALのガウス関数の中心値の ADC 値を引くことで光量分布を導出した。この分布を図 4.13 に示す。どの入射位置においてもエアロジェル有りのほうがエアロジェル無しときよりも光量が大きくなっている。また電子ビーム照射実験のエアロジェル有りのときと比べると位置依存性が小さくなっている。電子ビーム照射実験のエアロジェル無しときよりも光量が大きくなったことに対する考察は必要であるが、エアロジェル以外の光源から発する光はエアロジェルであまり吸収や散乱がされないことが明らかになった。

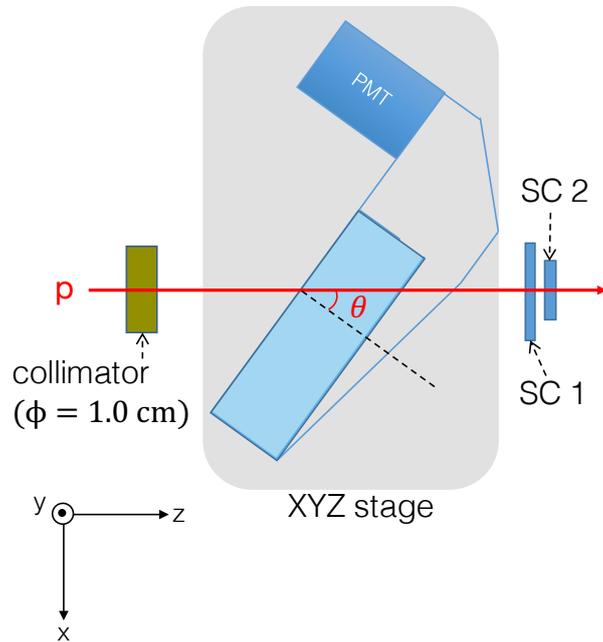


図 4.11: 陽子ビーム照射実験のセットアップ模式図

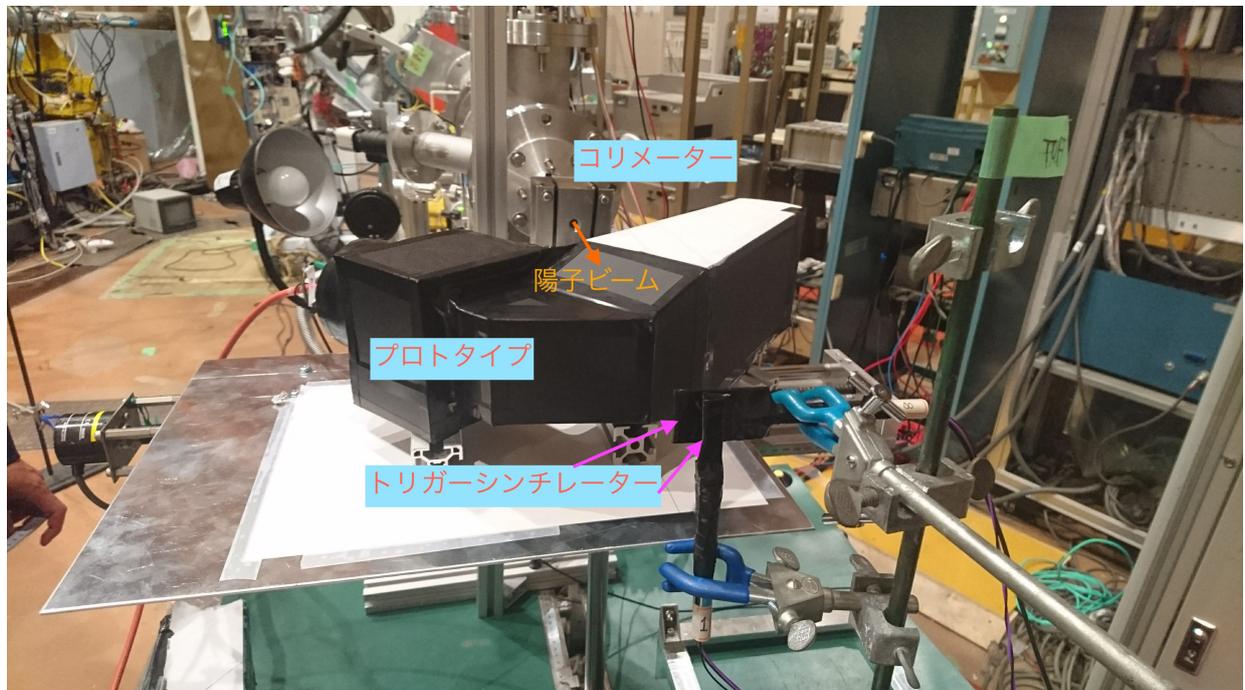


図 4.12: 陽子ビーム照射実験のセットアップの写真

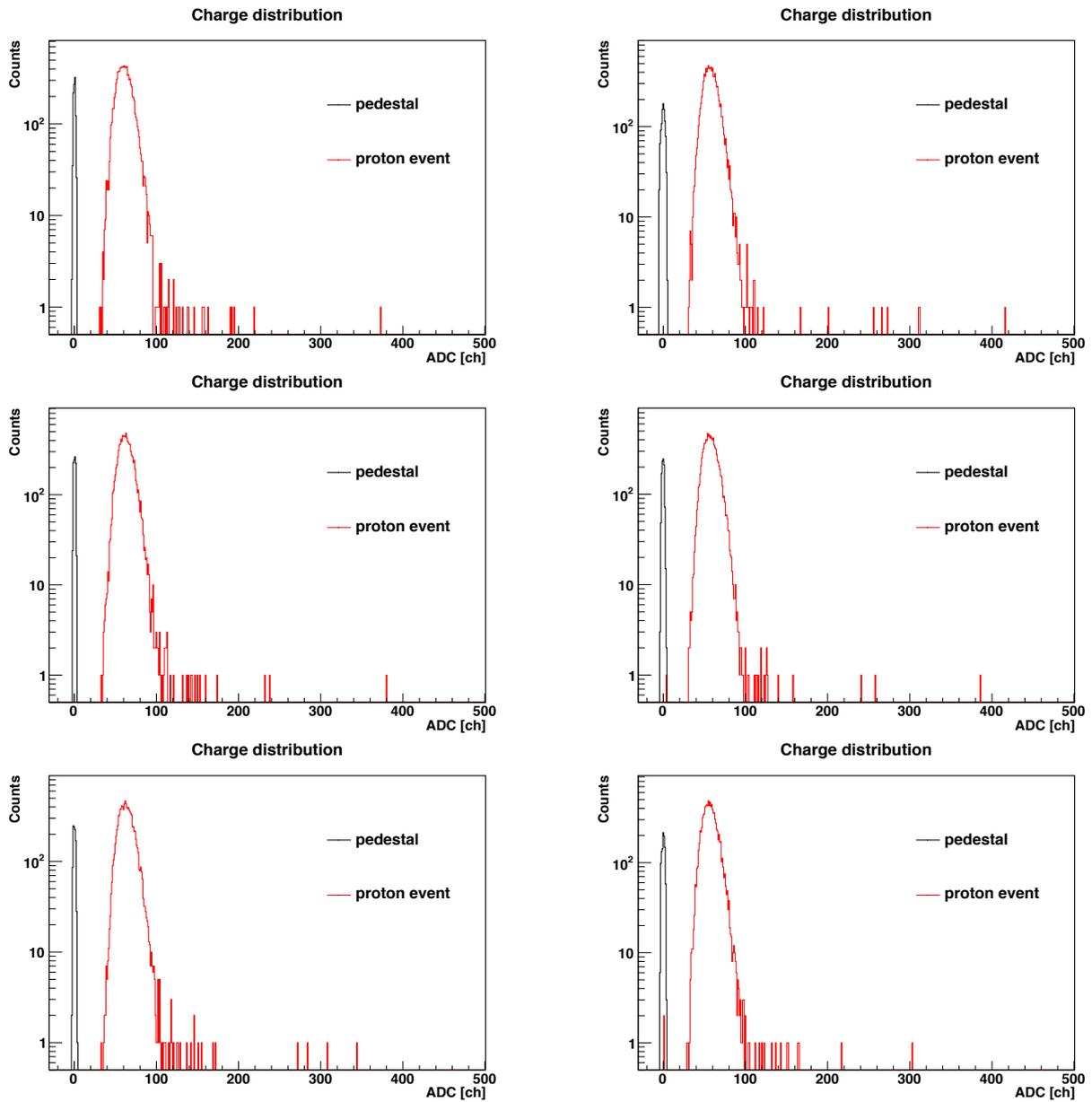


図 4.13: 陽子ビーム照射実験で取得した信号の電荷分布。左がエアロジェル有りのときの分布、右がエアロジェル無しのときの分布。上から入射位置 $x = 0$ mm、60 mm、120 mm。

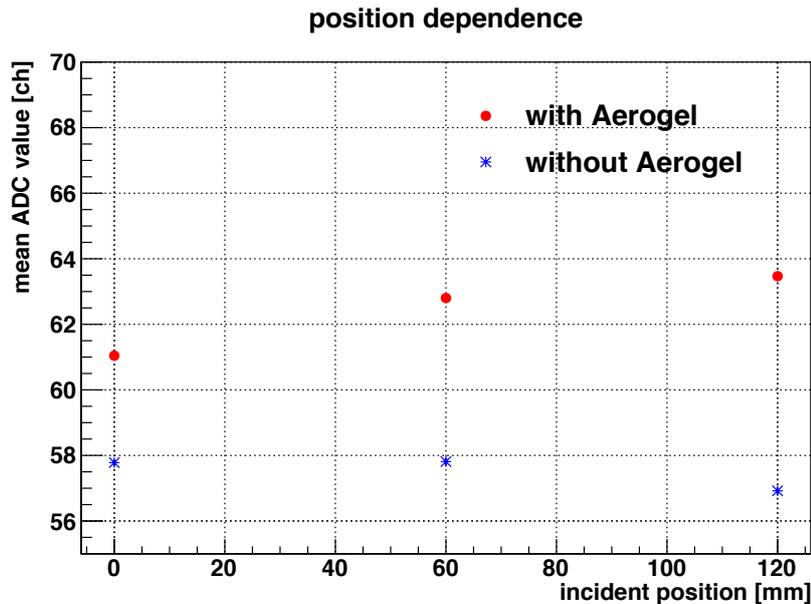


図 4.14: 陽子ビーム照射実験で得られた光量の入射位置依存性。赤いプロットがエアロジェル有り、青いプロットがエアロジェル無しの場合。

表 4.2: 電子ビーム照射実験の結果得られた閾値が 18 pC@PMT のときの π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率

入射位置 [mm]	π 中間子検出効率	K 中間子誤検出率
0	96.54%	10.36%
60	98.98%	8.91%
120	99.91%	17.36%

4.3 ビーム照射実験のまとめ

2018年7月にSPring-8のLEPSビームラインで電子ビーム照射実験を、2018年10月にCYRICで陽子ビーム照射実験を行い、プロトタイプの性能を評価した。筐体にエアロジェルを入れた場合と除いた場合それぞれについて光量とその位置依存性を求めた。電子ビーム照射実験で筐体にエアロジェルを入れた場合に得られた光量の位置依存性は図4.6のように入射位置がPMTから近くなるほど光量が多くなることがわかった。これは入射位置がPMTから近くなるほど発生したチェレンコフ光がPMTに到達するまでにエアロジェル内を通る距離が短くなり、エアロジェル内での吸収や散乱の影響が小さくなるためであると考えられる。筐体にエアロジェルを入れた場合と除いた場合それぞれにおける電荷分布から π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率を評価した。閾値が18 pC@PMT以下のとき測定した全ての入射位置において π 中間子検出率が95%以上となった。閾値を18 pC@PMTに設定したときの π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率を表4.2に示す。

陽子ビーム照射実験ではエアロジェルの有無による光量の変化を調べた。測定した全ての入

射位置においてエアロジェル有りのときのほうがエアロジェル無しの場合よりも光量が大きくなった。また、電子ビーム照射実験のエアロジェル有りの場合と比べると入射位置依存性が小さくなった。すなわち陽子ビーム照射実験で測定された光はエアロジェル内での吸収や散乱の影響をあまり受けていないことがわかった。このことから荷電粒子の速度がチェレンコフ光を発生させる閾値よりも小さいときに発生する光は比較的長波長の光を主成分とする光、例えば反射材で発生するシンチレーション光ではないかと考えられる。

第5章 実験結果の考察

5.1 平均光電子数の導出

Fine-mesh 型の PMT (FM-PMT) はダイノードがメッシュ状になっているため、光電面から放出される電子はある割合でダイノードに当たらずに次のダイノードへ向かうことがある。そのため、1つの電子が最終的に信号として取り出される時、ダイノードに当たった回数すなわち増幅率のふらつきがラインフォーカス型の PMT と比べて大きい。よって FM-PMT の 1 光電子分布はラインフォーカス型の PMT と異なりピーク構造をなさない。FM-PMT で測定されたスペクトルの平均光電子数を求めるためにまず FM-PMT の 1 光電子分布を LED を用いて再現した。回路の模式図を図 5.1 に示す。PMT の光電面に微弱な光が入射したときに放出される光電子数は次の式で表されるポアソン分布に従うと考えられる。

$$P(N) = \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \quad (5.1)$$

ここで μ は平均光電子数である。 μ が 0.05 のとき、 $P(0)$ すなわちペDESTAL 事象が全体の 95%、 $P(1)$ が 4.8%、 $P(2)$ が 0.12%、となる。よって、ペDESTAL が全体の 95% 以上になるような分布を得れば 2 光電子以上の影響が無視できるほど小さくなるので 1 光電子分布を再現すること

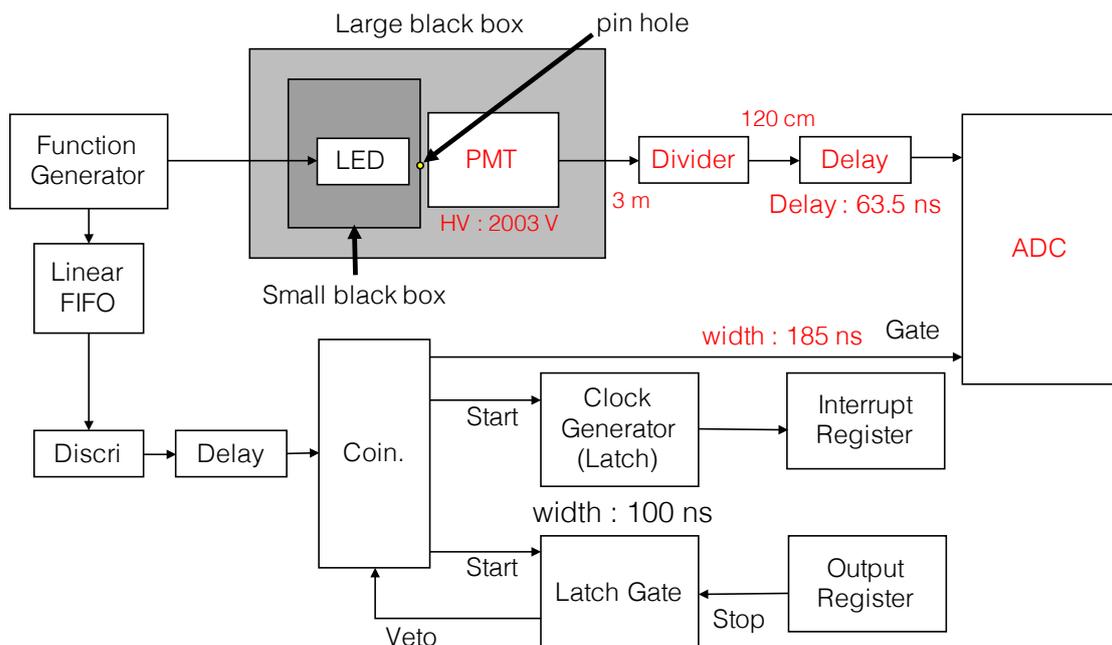


図 5.1: PMT のゲイン測定回路の模式図。赤字はビーム照射実験の条件と揃えた項目である。

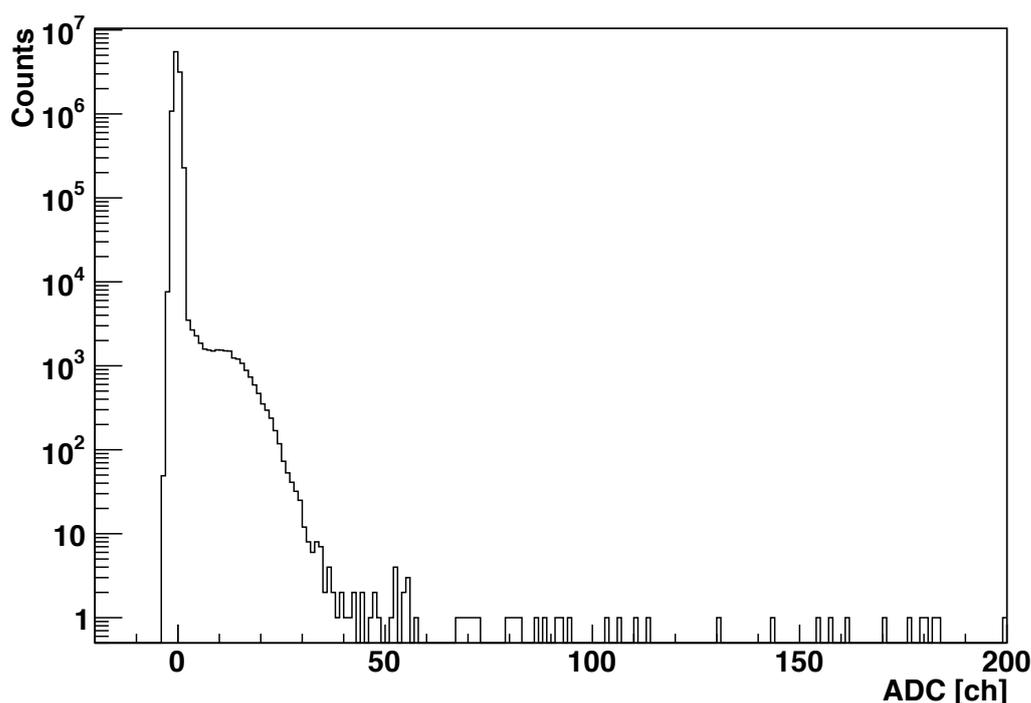


図 5.2: FM-PMT の 1 光電子分布

ができると考えられる。LED に印加する電圧の幅を Function Generator で調整し、発生する光子の数をコントロールした。得られたペDESTAL が全体の 98% 以上である分布を図 5.2 に示す。このときの測定条件は FM-PMT の印加電圧が 2003 V、LED の印加電圧が 5 V、LED の印加電圧の幅が 10 ns である。得られた分布を図 5.2 に示す。こうして得られた分布のペDESTAL を除いた範囲をスプライン補間して 1 光電子分布関数を作成した。この関数を用いて平均光電子数が 1 から 25 までのスペクトルを次のように構成した。

1. まず 1 イベント中の光電子数が、ある平均光電子数 μ を平均値に持つポアソン分布に従うとする。
2. その光電子のそれぞれによる ADC 値はスプライン補間して得た 1 光電子分布関数に従って得られる。
3. このようにして得られた ADC 値の足し合わせが 1 イベントでの ADC 値となる。

これを 100000 回行って得た、平均光電子数 μ が 1 から 25 までのスペクトルを図 5.3 に示す。これらの分布とビーム照射実験で得られた分布をスケールして χ^2 検定を行った。図 5.4 と図 5.5 がフィット関数の平均光電子数 μ とフィットの結果から得られる χ^2 の関係を表したグラフである。最小値付近を二次関数でフィットし、最小値をとる平均光電子数をビーム照射実験で得られた分布の平均光電子数とした。また、 χ^2 の最小値 +1 をとる平均光電子数の値が誤差の範囲とした。結果を表 5.1 と表 5.2 にまとめた。電子ビーム照射実験のエアロジェル有りの場合、どの入射位置でも 10 光子以上のチェレンコフ光を測定できていることがわかった。

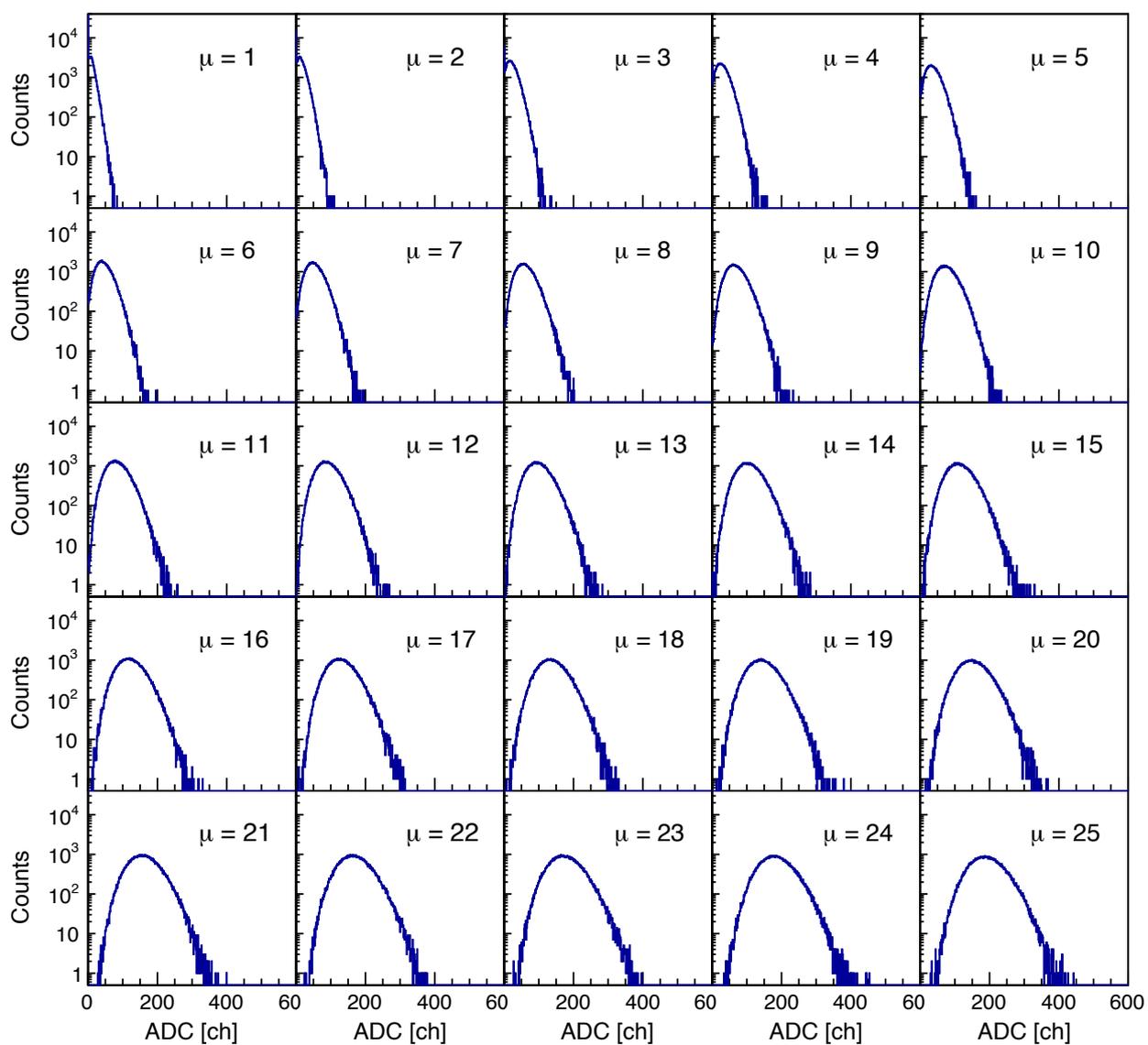


図 5.3: FM-PMT の 1 光電子分布を用いてシミュレートした平均光電子数が 1 から 25 のスペクトル

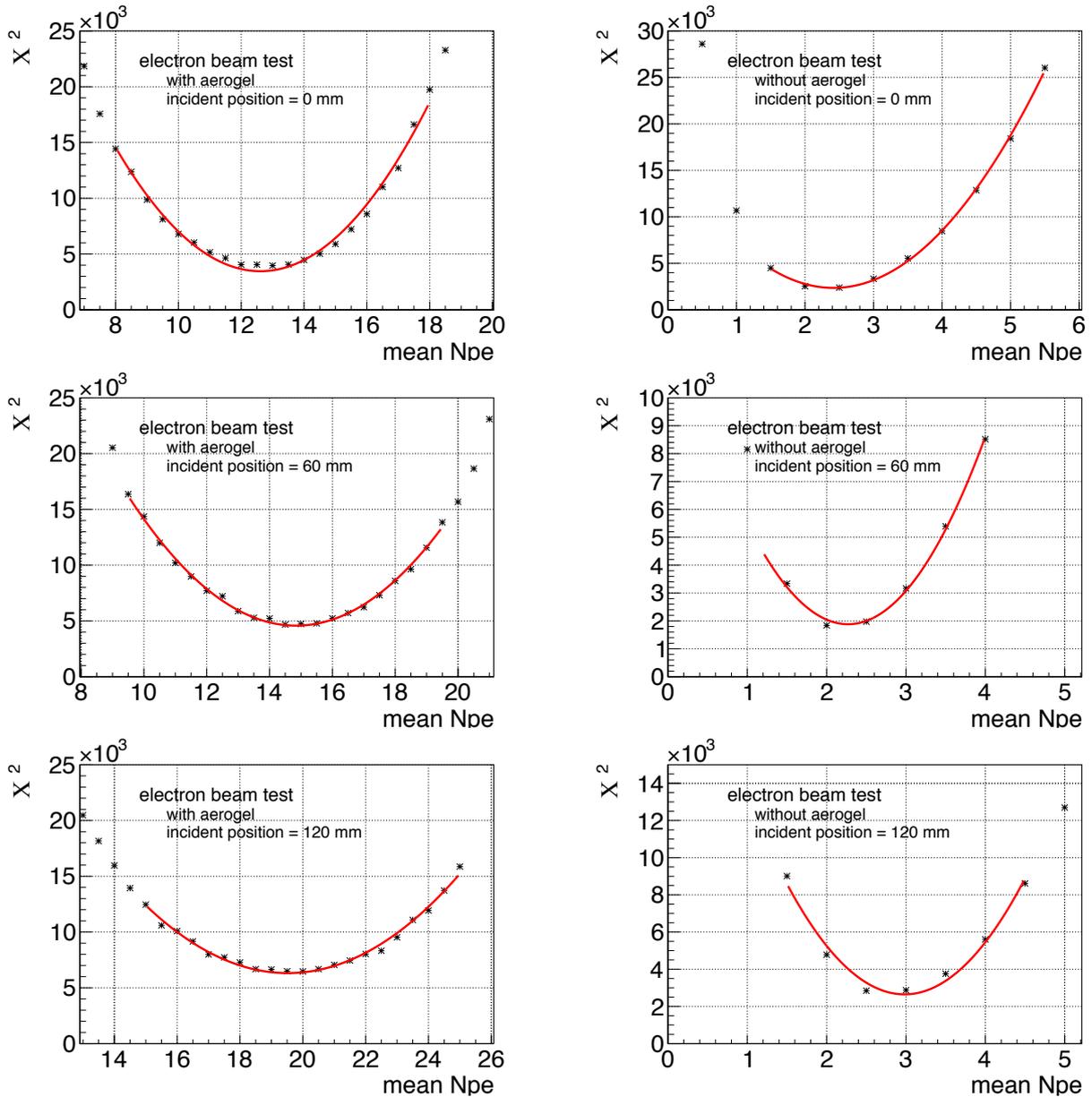


図 5.4: 電子ビーム照射実験で得られた電荷分布の平均光電子数と χ^2 の関係。横軸が平均光電子数、縦軸が χ^2 を表している。左がエアロジェル有り、右がエアロジェル無し、上から入射位置 0、60、120 mm のスペクトルについて計算したものである。赤線は二次関数でのフィット結果を表している。

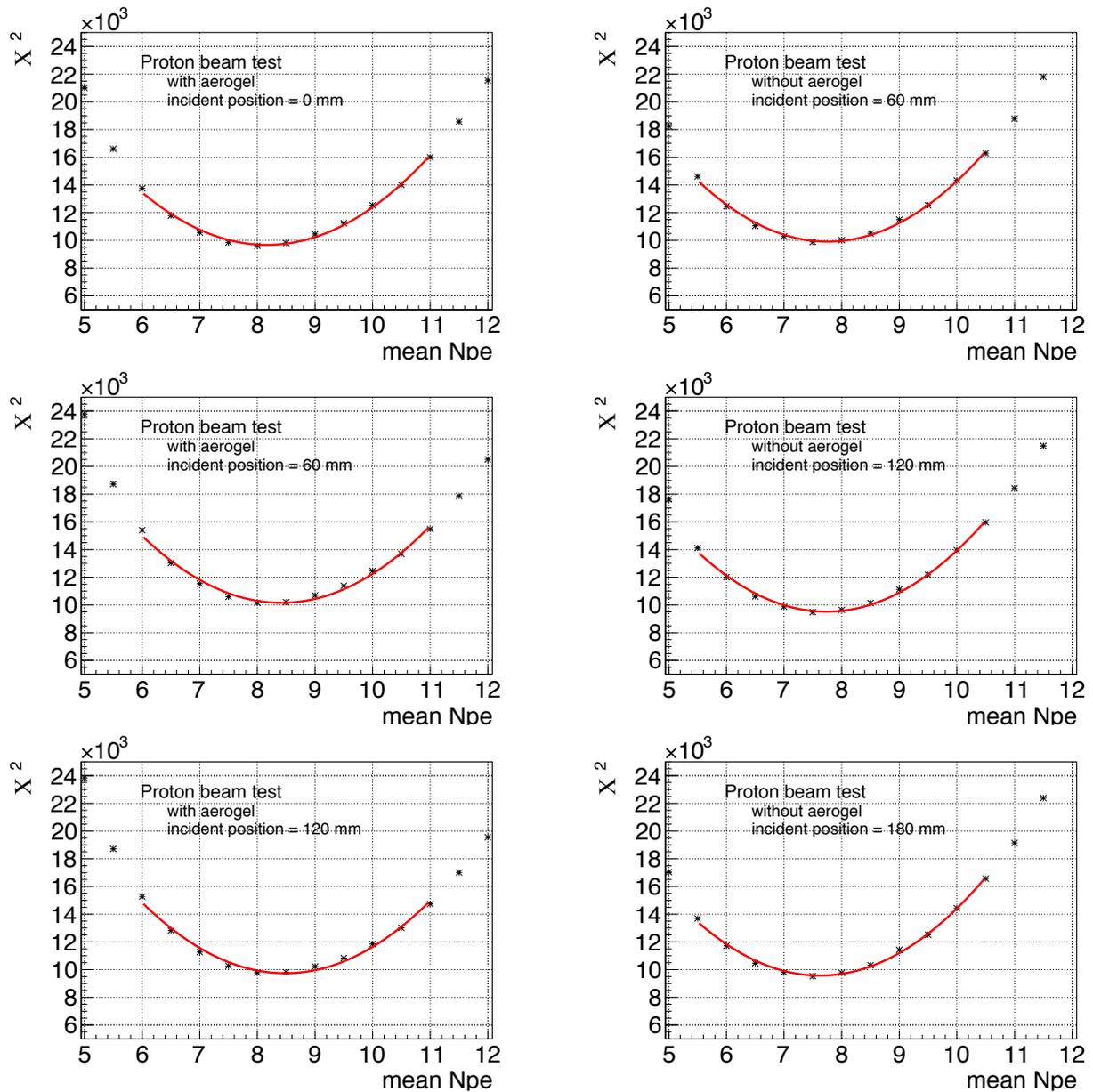


図 5.5: 陽子ビーム照射実験で得られた電荷分布の平均光電子数と χ^2 の関係。横軸が平均光電子数、縦軸が χ^2 を表している。左がエアロジェル有り、右がエアロジェル無し、上から入射位置 0、60、120 mm のスペクトルについて計算したものである。赤線は二次関数でのフィット結果を表している。

表 5.1: 電子ビーム照射実験で得られたスペクトルの平均光電子数

エアロジェルの有無	入射位置 [mm]	平均光電子数
有り	0	12.61 ± 0.05
	60	14.79 ± 0.05
	120	19.46 ± 0.06
無し	0	2.42 ± 0.02
	60	2.27 ± 0.02
	120	2.98 ± 0.04

表 5.2: 陽子ビーム照射実験で得られたスペクトルの平均光電子数

エアロジェルの有無	入射位置 [mm]	平均光電子数
有り	0	8.17 ± 0.04
	60	8.41 ± 0.03
	120	8.48 ± 0.03
無し	0	7.76 ± 0.03
	60	7.74 ± 0.03
	120	7.62 ± 0.03

表 5.3: シミュレーションと電子ビーム照射実験で得られたエアロジェル有りのときの分布の平均光電子数

入射位置 [mm]	シミュレーションでの 平均光電子数	シミュレーションでの 平均光電子数 (吸収なし)	電子ビーム照射実験での 平均光電子数
0	3.15	77.72	12.61
60	7.31	72.27	14.79
120	28.69	101.95	19.46

5.2 シミュレーションとの比較

電子ビーム照射実験でエアロジェル有りのときに得られた電荷分布の平均光電子数を、筐体のデザインを決めたときに用いた Guide-7 によるシミュレーション結果 (design1) と比較した。それぞれの場合の平均光電子数を表 5.3 に示す。実験とシミュレーションでは光電子数の絶対値が大きく異なる。そこで、光電子数が一番大きい入射位置 ($x = 120$ mm) での光電子数に対する比を縦軸に取ったものを図 5.6 に示す。この図から入射位置依存性の傾向も実験とシミュレーションで大きな差があることがわかった。シミュレーションで位置依存性が大きく出てい

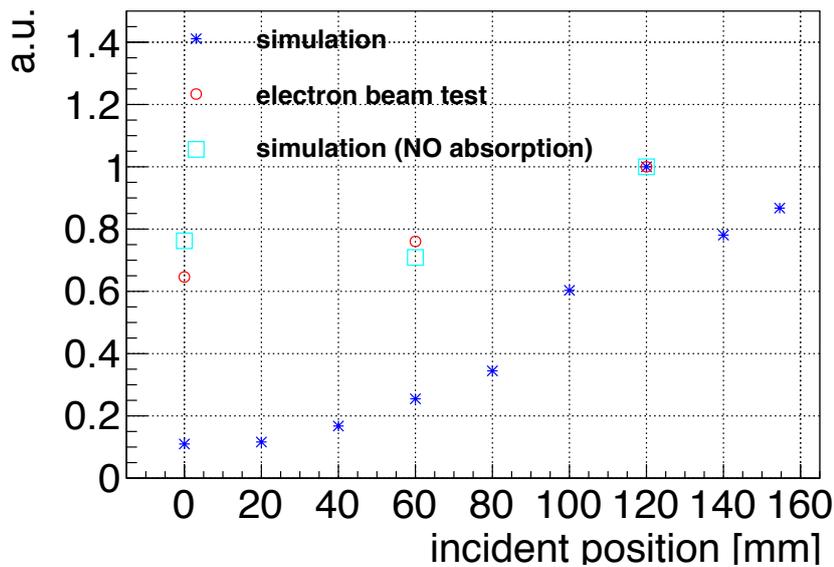


図 5.6: シミュレーションと電子ビーム照射実験の平均光電子数の比較

る一番の原因がエアロジェルによる吸収である。そこで、エアロジェル内で吸収が起きないとした場合のシミュレーション結果を表 5.3 に追加、図 5.6 に重ねてプロットした。この場合、絶対値は実験値と大きく異なるが、入射位置依存性は実験値と似た傾向となった。これらの結果から、発生したチェレンコフ光が PMT で測定されるまでに減衰する原因について以下のように考察をした。

まず、吸収を考慮した場合のシミュレーションと実験値の比較から実際には吸収の影響が小さいことが予想された。これを踏まえ、吸収を無視したシミュレーションを行うと、その結果と実験値の比較から、光子数が減る主な原因が入射位置によらないようなものであると考えられる。そのため、発生したチェレンコフ光の光子数が PMT で測定されるまでに減る主な原因がエアロジェル内での散乱ではないかと考えた。今回用いたシミュレーションコード Guide-7 ではエアロジェル内での散乱を考慮することができない。実機製作に向け、このシミュレーションの有効性を含め、実験データとの差を理解するためにエアロジェル内での散乱を考慮することができるシミュレーションコード、例えば geant4 を用いてシミュレーションを行う必要があり、これが今後の課題の一つである。

5.3 エアロジェルからのチェレンコフ光以外の光子源に対する考察

ビーム照射実験ではエアロジェルを除いた場合にも信号が得られた。その理由について以下で考察する。

5.3.1 空気から発生するチェレンコフ光の見積もり

空気の屈折率は 1.0002 であるので式 (3.12) から速度閾値は $\beta = 0.9998$ となる。運動量が 1.5–2.0 GeV/c の π 中間子と K 中間子の β はそれぞれ、0.996–0.997、0.950–0.971 であるので、 π 中間子と K 中間子は空気中でチェレンコフ放射を起こさない。電子ビーム照射実験のときは電子の速度が $\beta \sim 1$ なので空気からチェレンコフ光が発生している。このときの空気から発生するチェレンコフ光の光子数とエアロジェルから発生する光子数の比を式 (3.13) から求めた。電子がエアロジェルの中を通る距離はどの入射位置においても約 7 cm であり、空気の中を通る距離は 8 cm から 12.5 cm 程度である。式 (3.13) を FM-PMT の感度領域 200–600 nm で積分すると、エアロジェルから発生するチェレンコフ光の光子数は 614.3、空気から発生するチェレンコフ光の光子数は 4.8–7.7 となった。よって、空気からのチェレンコフ光はエアロジェルからのチェレンコフ光と比べて 0.7–1.2% 程度の光子数となるのでこの影響は無視できる。

5.3.2 δ -electron の発生確率

高エネルギーの荷電粒子が物質中を通過するときその物質中の電子を励起する。その励起エネルギーが物質の電離エネルギーより十分に大きい場合、高いエネルギーを持つ電子が放出される。この電子を δ -electron と呼ぶ。以下では LEPS2 実験で識別する対象である運動量 1.5 GeV/c の π 中間子と K 中間子、電子ビーム照射実験で用いた運動エネルギー 500 MeV の電子、陽子ビーム照射実験で用いた運動エネルギー 80 MeV の陽子について、エアロジェル中でチェレンコフ光を発生させるエネルギーを持つ δ -electron が発生する確率を求めた。速度 β 、電荷 z 、質量 M の荷電粒子が密度 ρ の物質中を長さ L だけ通ったときに発生する δ -electron の運動エネルギー分布と最大運動エネルギー T_{max} は次の式で表せる。

$$\frac{d^2N}{dT} = \frac{1}{2} K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \frac{F(T)}{T^2} \rho L \quad (5.2)$$

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \quad (5.3)$$

ここで、 T は δ -electron の運動エネルギー、 Z と A はそれぞれ物質の原子番号と質量数である。また K は $0.307075 \text{ MeV mol}^{-1} \text{ cm}^2$ で表わされる定数である。 $F(T)$ は $1 - \beta^2 T/T_{max}$ である。前述した粒子それぞれについて δ -electron の最大運動エネルギーは表 5.4 のようになる。エアロジェル中でチェレンコフ光を発生させる δ -electron の運動エネルギー閾値 T_{th} は 1.62 MeV である。したがって 80 MeV の陽子が入射したときはチェレンコフ光を発生させる δ -electron は放出されない。式 (5.2) を T_{th} から T_{max} まで積分すると発生する δ -electron の平均個数が求まる。 δ -electron がこの平均個数を平均に持つポアソン分布にしたがって発生すると仮定し、 δ -electron の発生個数が 1 以上になる確率を求めた。 ρ を 0.2 g cm^{-3} 、 L を 7 cm としたときの δ -electron の発生確率を表 5.5 に示す。どの入射粒子においてもチェレンコフ光を発生させる

表 5.4: δ -electron の最大運動エネルギー

入射粒子	運動エネルギーまたは運動量	T_{max} [MeV]
π 中間子	1.5 GeV/c	109.42
K 中間子	1.5 GeV/c	9.40
電子	500 MeV	35.62
陽子	80 MeV	0.18

表 5.5: δ -electron の発生確率

入射粒子	運動エネルギーまたは運動量	δ -electron の発生確率
π 中間子	1.5 GeV/c	4.80%
K 中間子	1.5 GeV/c	3.24%
電子	500 MeV	4.24%

ような運動量を持つ δ -electron の発生確率は 5%以下であり、その影響は無視できると考えられる。

5.3.3 シンチレーション光の波長分布

陽子ビーム照射実験の結果、エアロジェルの有無での光量の変化は小さくかつ位置依存性も小さいことがわかった。このことからエアロジェルでの減衰の影響の小さい比較的波長の長いシンチレーション光が発生していると考えられる。そこで日立製 F-4500 型分光蛍光光度計を用いて反射材からのシンチレーション光の有無および波長分布を調べた。この分光蛍光光度計の構造の模式図を図 5.7 に示す。Xe ランプから放出された光を回折格子で分光した後、スリットに通して波長を選択する。この単色光をビームスプリッターで試料に照射する励起光と励起光の強度を測定するための光に分ける。励起光が試料に照射され、蛍光が発生する。この蛍光を励起光と同様に分光した後波長を選択して検出する。励起光の波長を固定して蛍光強度の波長分布をスキャンした。ここで蛍光強度は蛍光側 PMT で検出された光の強度をモニターした励起光の強度で割った値を用いた。試料として検出器の反射材として用いた ESR、プラスチックシンチレーター (EJ212)、アルミナイズドマイラーを用いたとき及び試料を入れなかったときの蛍光強度分布を図 5.8 に示す。縦軸がモニターで測定した励起光の波長 λ_{ex} 、横軸が蛍光波長 λ_{em} である。

n を自然数とすると $\lambda_{ex} \sim n\lambda_{em}$ は反射光または散乱光である。励起光が試料の表面で反射または散乱され波長が整数倍のものが蛍光側の回折格子で分光されている。反射光励起光どちらについても 300 nm 以下にバックグラウンド由来の構造が見えている。プラスチックシンチレーターに照射したときの分布 (図 5.8(b)) をみると、反射光分布が励起光波長約 400 nm 付近で反

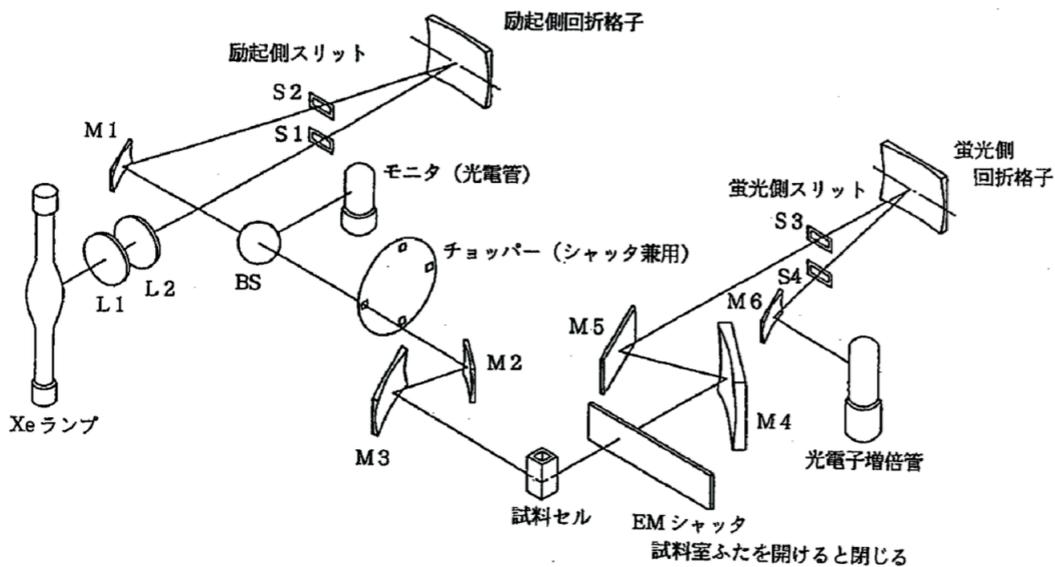


図 5.7: 分光蛍光光度計の構造の模式図 [26]

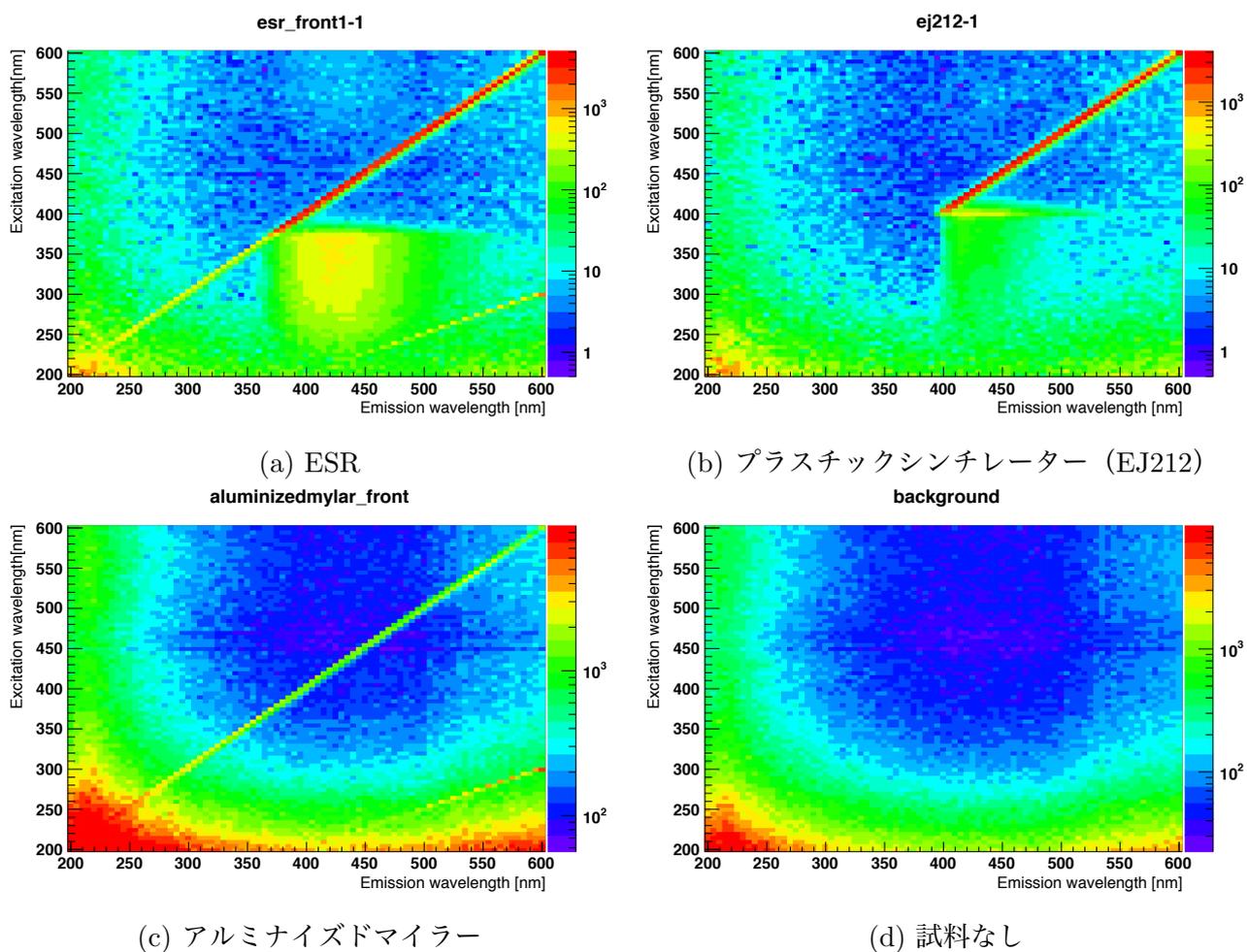


図 5.8: 励起光を照射したときの蛍光強度の波長分布。(a)ESR、(b)プラスチックシンチレーターEJ212、(c)アルミナイズドマイラー、(d)試料なしのもの。縦軸がモニターで測定した励起光の波長、横軸が蛍光波長である。

表 5.6: ビーム照射実験での主な光源

入射粒子	エアロジェルの有無	主な光源
電子	有り	エアロジェルから発生するチェレンコフ光 反射材から発生するシンチレーション光
	無し	反射材から発生するシンチレーション光
陽子	有り	エアロジェルから発生するチェレンコフ光
	無し	エアロジェルから発生するチェレンコフ光

射光強度が途切れており、蛍光波長が約 400–500 nm の領域に分布が存在する。これはプラスチックシンチレーターが約 400–500 nm の波長のシンチレーション光を発生させていることを意味する。ESR の強度分布 (図 5.8(a)) では励起光波長が約 370 nm 以下で反射光強度が小さくなっており、蛍光波長が約 400–450 nm の領域に分布が存在する。よって ESR は約 400–450 nm の波長のシンチレーション光を発生させると考えられる。このことは陽子ビーム照射実験でエアロジェル有り無しで光量がほとんど変化しなかったという観測結果に矛盾しない。一方アルミナイズドマイラーの強度分布 (図 5.8(c)) は反射光強度分布、二倍波強度分布およびバックグラウンド寄与の構造のみが見られる。これはアルミナイズドマイラーは吸収や発光をほとんど起こさないことを示唆している。すなわち、検出器に使用する反射材にアルミナイズドマイラーを使うとシンチレーション光の影響が抑えられると考えられる。

5.4 性能評価のまとめ

荷電粒子が AC に入射した時に発生する可能性のある光は

- エアロジェルから発生するチェレンコフ光
- 空気から発生するチェレンコフ光
- δ -electron によるチェレンコフ光
- 反射材から発生するシンチレーション光

が挙げられる。5.3.1 節および 5.3.2 節での見積もりから、空気から発生するチェレンコフ光と δ -electron によるチェレンコフ光の影響はかなり小さいことがわかったため、ビーム照射実験での条件における主な光源は表 5.6 のようになる。

同様に π 中間子が入射した時はエアロジェルから発生するチェレンコフ光と反射材から発生するシンチレーション光、 K 中間子が入射した時は反射材から発生するシンチレーション光が検出される信号の主な光源となると考えられるため、電子ビーム照射実験で得られた電荷分布を用いて π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率を評価したことの正当性が確かめられた。

表 5.7: 電子ビームでの光量に対するスケールファクター

π 中間子 チェレンコフ光	π 中間子 シンチレーション光	K 中間子 シンチレーション光
0.8907	1.008	1.108

表 5.8: π 中間子および K 中間子での平均光電子数

入射位置 [mm]	$N_{pe}(\text{pion})$	$N_{pe}(\text{kaon})$
0	11.21	2.68
60	13.11	2.51
120	17.24	3.30

ここで $1.5 \text{ GeV}/c$ の π 中間子と K 中間子による光量と各検出率を電子ビームで評価した値をスケールして求める。チェレンコフ光の光子数は式 (3.13) のように粒子の速度 β に依存する。シンチレーション光も β に依存しており、おおよそ $1/\beta^2$ に比例する。500 MeV の電子の β は 0.9999、 $1.5 \text{ GeV}/c$ の π 中間子の β は 0.9957、 $1.5 \text{ GeV}/c$ の K 中間子の β は 0.95 である。よってスケールファクターは表 5.7 のようになる。電子ビーム照射実験でのチェレンコフ光の光電子数 $N_{cherenkov}$ はエアロジェル有りのときの光子数からエアロジェル無しのときの光電子数を引いた数であり、シンチレーション光の光電子数 N_{scinti} はエアロジェル無しのときの光電子数であると考えられる。 π 中間子での光電子数 $N_{pe}(\text{pion})$ は、 K 中間子での光電子数 $N_{pe}(\text{kaon})$ はそれぞれ

$$N_{pe}(\text{pion}) = f_{cherenkov}N_{cherenkov} + f_{scinti}N_{scinti} \quad (5.4)$$

$$N_{pe}(\text{kaon}) = f_{scinti}N_{scinti} \quad (5.5)$$

となる。ここで、 $f_{cherenkov}$ と f_{scinti} はそれぞれチェレンコフ光およびシンチレーション光に対するスケールファクターである。これらの式から各入射位置における $N_{pe}(\text{pion})$ と $N_{pe}(\text{kaon})$ を求めた。結果を表 5.8 に示す。電子ビーム照射実験で得られた電荷分布の ADC の値に、その分布の平均光電子数とスケールファクターをかけて導出した π 中間子および K 中間子での平均光電子数との比をかけたものを π 中間子および K 中間子での電荷分布として π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率を評価した。その電荷分布を図 5.9 に、 π 中間子検出効率および K 中間子誤検出率を 5.10 に示す。閾値が $16 \text{ pC}@PMT$ 以下のとき測定した全ての入射位置において π 中間子検出率が 95%以上となった。閾値を $16 \text{ pC}@PMT$ に設定したときの π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率を表 5.9 に示す。

プロトタイプの性能評価の結果は、閾値を $16 \text{ pC}@PMT$ 以下に設定したとき全ての入射位置で π 中間子検出効率が 95%以上を満たし、このときの K 中間子誤検出率は最大 25%程度となった。しかしながら、プロトタイプの K 中間子誤検出率はまだ改善の余地がある。

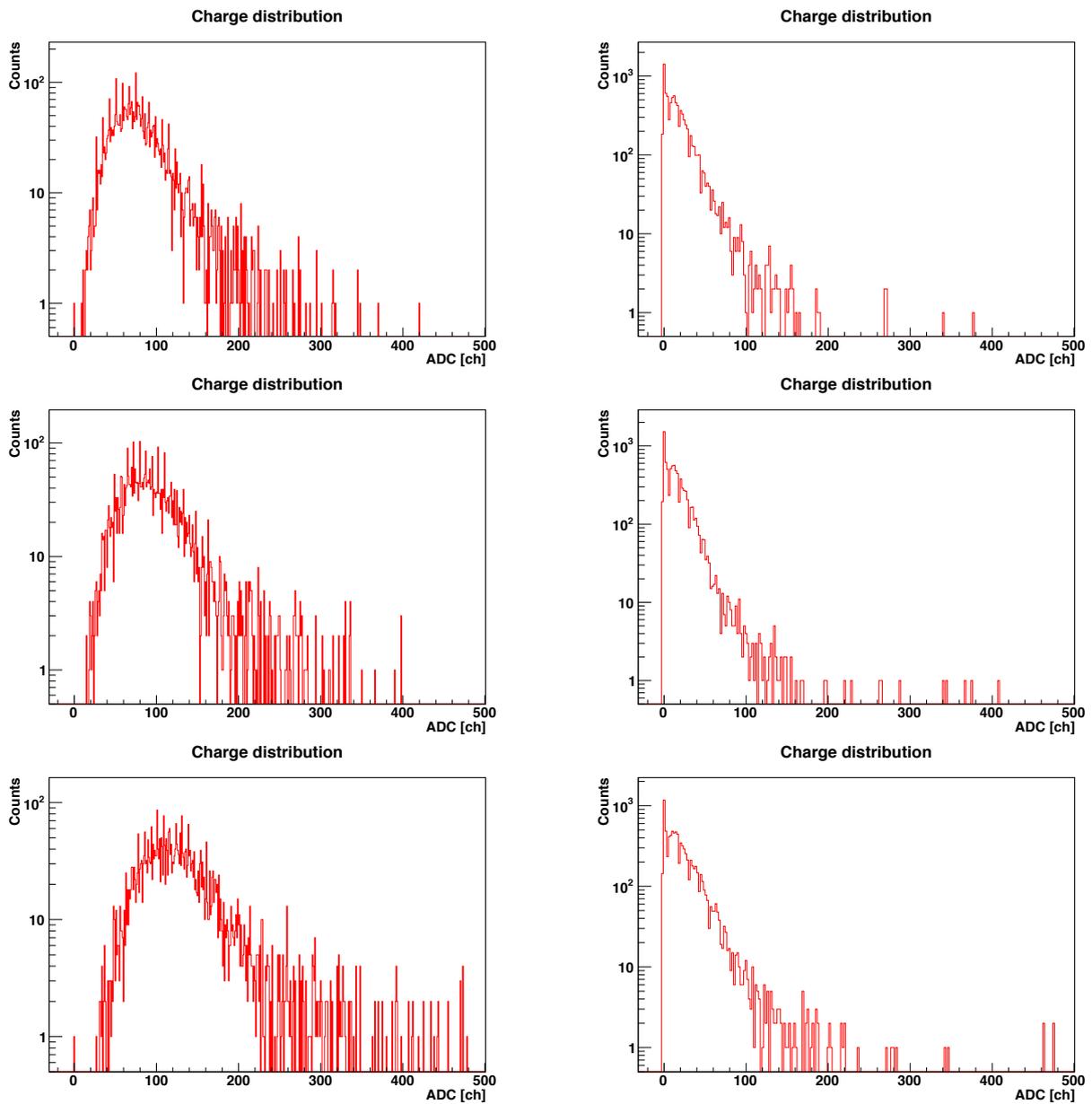


図 5.9: 電子ビーム照射実験で得られた電荷分布をスケールして導出した π 中間子および K 中間子での電荷分布。左が π 中間子での分布、右が K 中間子での分布。上から入射位置 $x = 0$ mm、60 mm、120 mm。

表 5.9: 閾値が 16 pC @PMT のときの π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率

入射位置 [mm]	π 中間子検出効率	K 中間子誤検出率
0	96.54%	15.99%
60	98.98%	14.80%
120	99.91%	24.85%

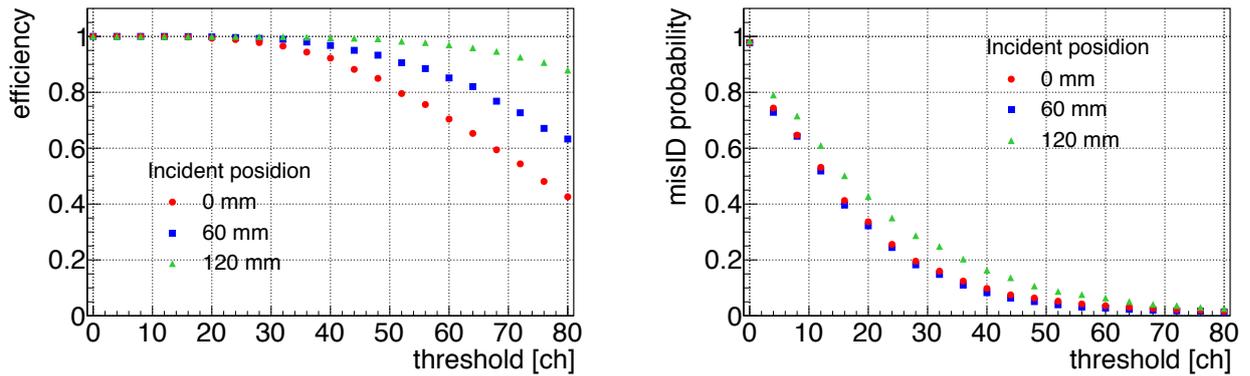


図 5.10: 電子ビーム照射実験で得られた電荷分布をスケールして求めた π 中間子検出効率 (左) および K 中間子誤検出率 (右)

反射材の変更

CYRIC での陽子ビーム照射実験および KEK での分光実験により、プロトタイプの反射材に用いた ESR はシンチレーション光を発生させていることがわかった。このシンチレーション光が K 中間子誤検出率の主な原因となっている。一方、KEK での分光実験でアルミナイズドマイラーがシンチレーション光を出さないこともわかった。また、チェレンコフ閾値以下の速度の荷電粒子についてはシンチレーション光以外の光の影響はほとんど無視できることが確かめられた。このことからアルミナイズドマイラーを用いれば K 中間子誤検出率は大幅に抑えられると期待できる。しかし ESR と比べると反射率が劣るため検出されるチェレンコフ光の光量も少なくなると予想される。そのためアルミナイズドマイラーを用いた場合の性能を評価することで、どちらの反射材を採用するか決定する必要がある。

時間情報によるイベント選別

シンチレーション光は荷電粒子が物質を通過したときに物質中の電子軌道が高いエネルギーに励起され、励起状態から再び基底状態に戻るときに放出される光である。このためシンチレーション光は荷電粒子が通過してからシンチレーション光が放出されるまで、すなわち電子が励起状態から再び基底状態に戻るまでの一定時間だけ入射時刻から遅れてくるはずである。チェレンコフ光は応答時間が短いため、時間情報を用いればシンチレーション光の由来のイベントを抑えることができると考えられる。そこで、電子ビーム照射実験で得られた電荷分布に対して時間情報を用いたイベント選別を行い π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率を再評価した。

図 5.11 に各入射位置におけるエアロジェル有りと無し両方の場合の AC と最上流のトリガーシンチレーターとのタイミング差分布を示す。エアロジェル有りの場合の AC と 4 本のトリガーシンチレーターとのタイミング差分布をそれぞれガウス関数でフィットし、その平均から $\pm 5\sigma$ の範囲にあるイベントを選択した。イベント選別を行った場合の各入射位置における電荷分布を図 5.12 に示す。これらのイベント選別を行った電荷分布を用いて π 中間子検出効率および K

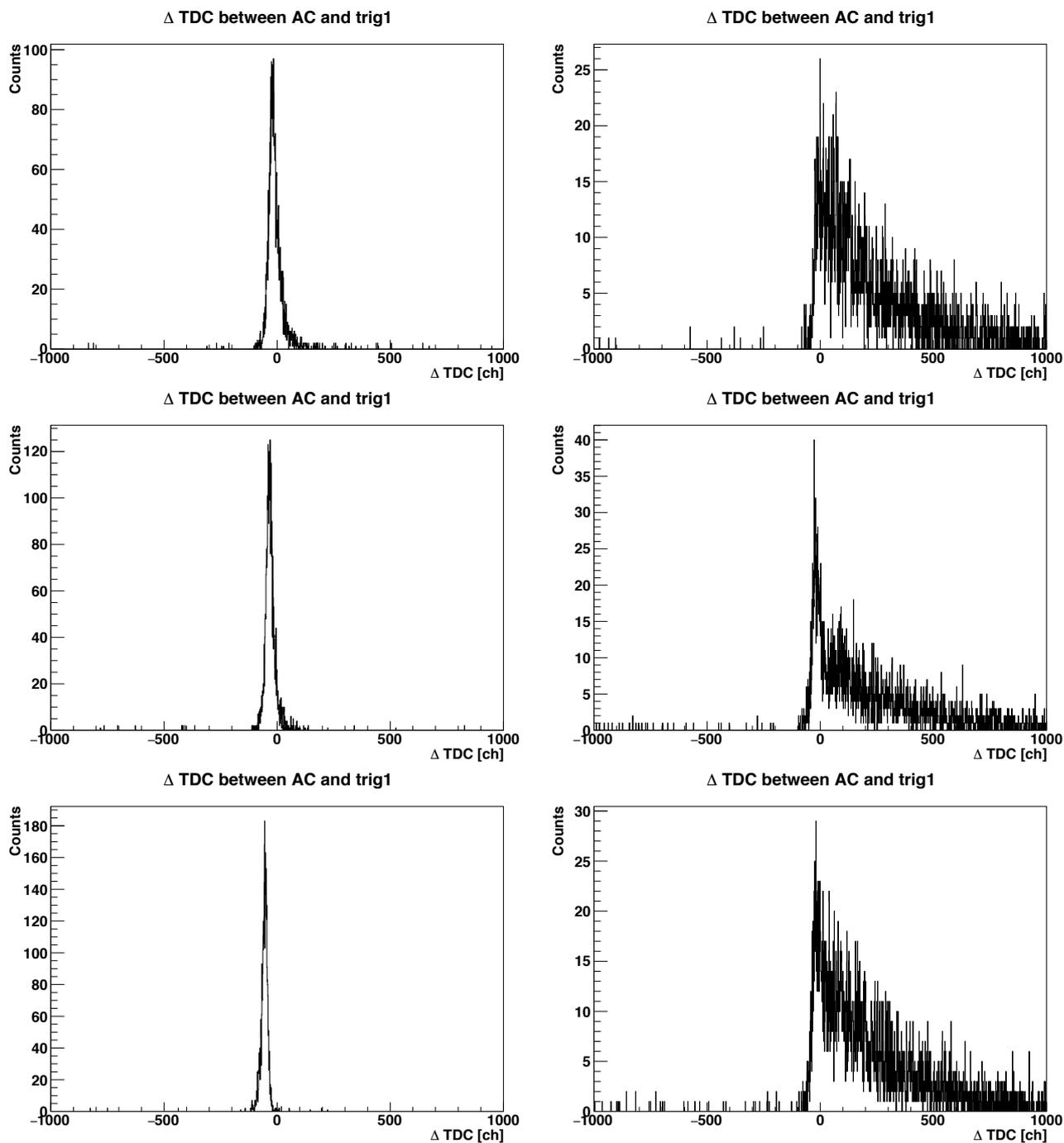


図 5.11: AC と最上流のトリガーシンチレーターとのタイミング差分布。上から入射位置 0、60、120mm で、左がエアロジェル有り、右がエアロジェル無しの場合。

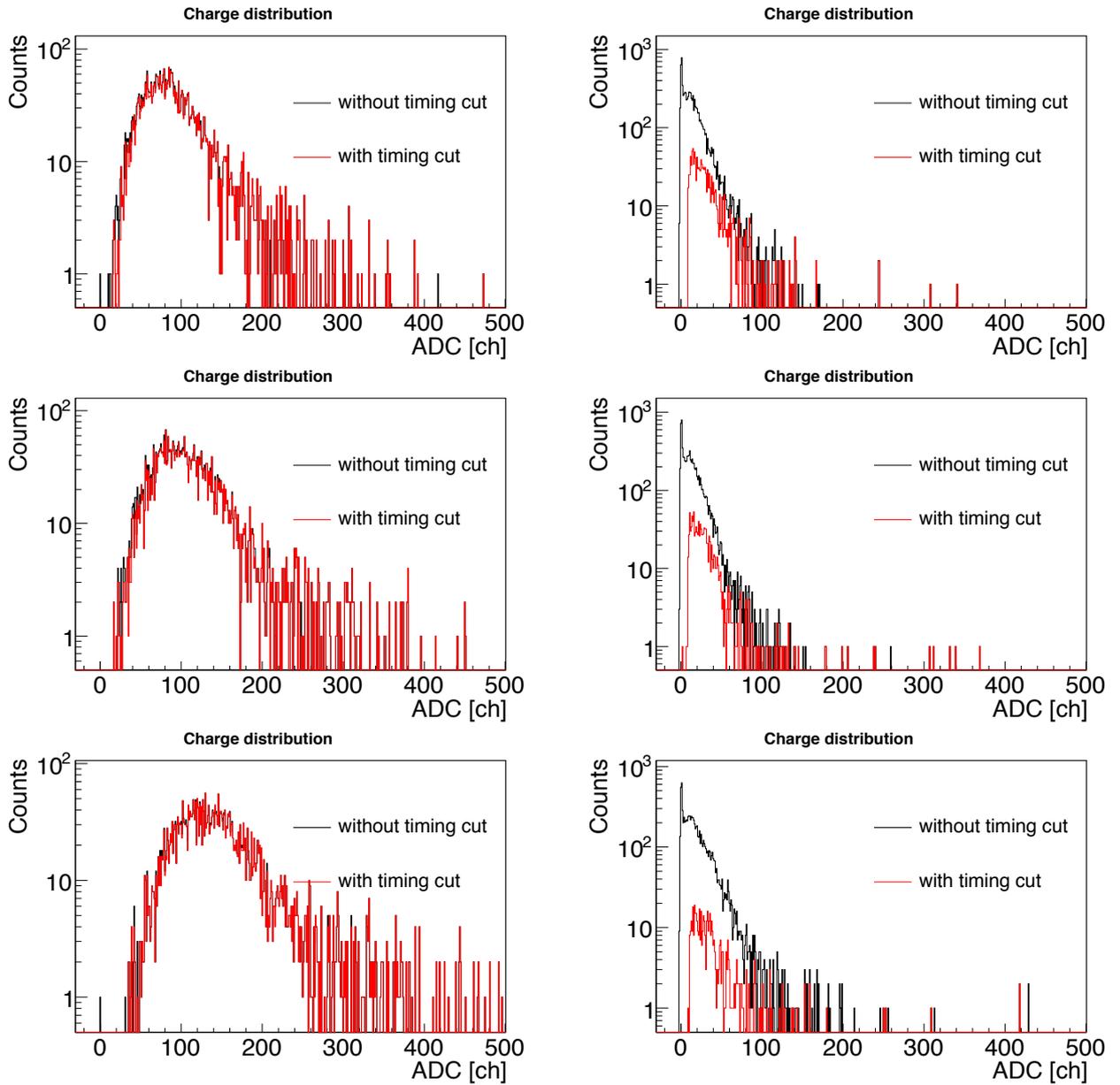


図 5.12: 電子ビーム照射実験で得られた各入射位置における電荷分布。上から入射位置0、60、120 mm、左がエアロジェル有り、右がエアロジェル無しの場合でそれぞれ、黒がイベント選別前、赤がイベント選別後の場合である。

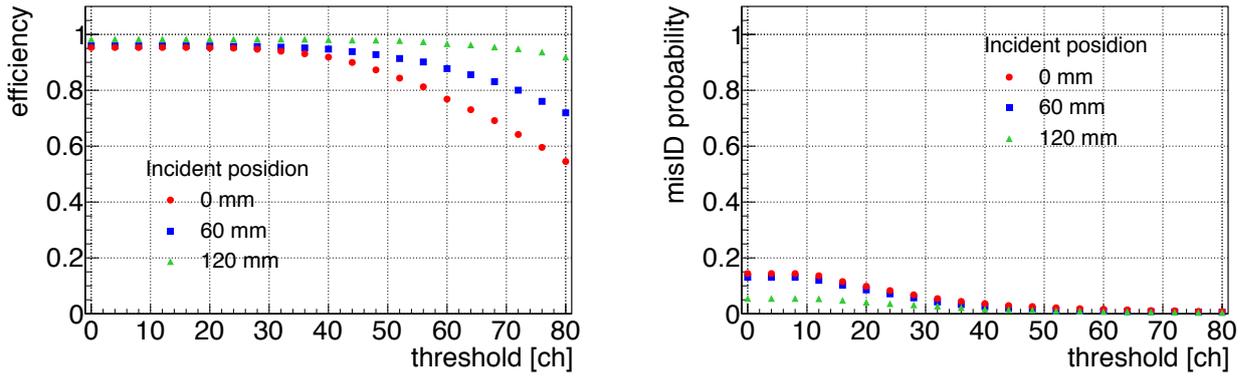


図 5.13: 時間情報によるイベント選別を行った場合の π 中間子検出効率 (左) および K 中間子誤検出率 (右)

表 5.10: 時間情報によるイベント選別を行って閾値を 12 pC @PMT に設定したときの π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率

入射位置 [mm]	π 中間子検出効率	K 中間子誤検出率
0	95.01%	8.31%
60	95.72%	7.13%
120	98.34%	3.63%

中間子誤検出率を評価した。その結果を図 5.13 に示す。測定した全ての入射位置で 95% の π 中間子検出効率を満たすには閾値は 12 pC @PMT 以下であることが必要であり、このとき K 中間子誤検出率は最大で 8.31% となる。イベント選別を行い、閾値を 12 pC @PMT に設定したときの π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率を表 5.10 に示す。このように時間情報によるイベント選別は K 中間子誤検出率を抑えるのに有効な手段であることがわかった。また、時間情報によるイベント選別を行った電荷分布についてもスケールファクターをかけて、1.5 GeV/c の π 中間子と K 中間子における各検出率を求める。スケールファクターは先に用いたものと同様のものを使用した。イベント選別後スケールした電荷分布を図 5.14 に示す。これらの電荷分布から求めた π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率を図 5.15 に示す。測定した全ての入射位置で 95% の π 中間子検出効率を満たすには閾値は 10 pC @PMT 以下であることが必要であり、このとき K 中間子誤検出率は最大で 10.56% となる。イベント選別を行い閾値を 10 pC @PMT に設定したときの π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率を表 5.11 に示す。

測定した全ての入射位置で 95% の π 中間子検出効率を満たすとき、 K 中間子誤検出率は時間情報によるイベント選別を行わない場合最大 25% 程度、イベント選別を行った場合は最大で 10% 程度となった。このように時間情報によるイベント選別が K 中間子誤検出率を抑えるのに有効であることがわかった。しかし、実際の実験条件では様々な運動量の粒子が検出されるため、タイミングウィンドウの決め方について議論の余地がある。

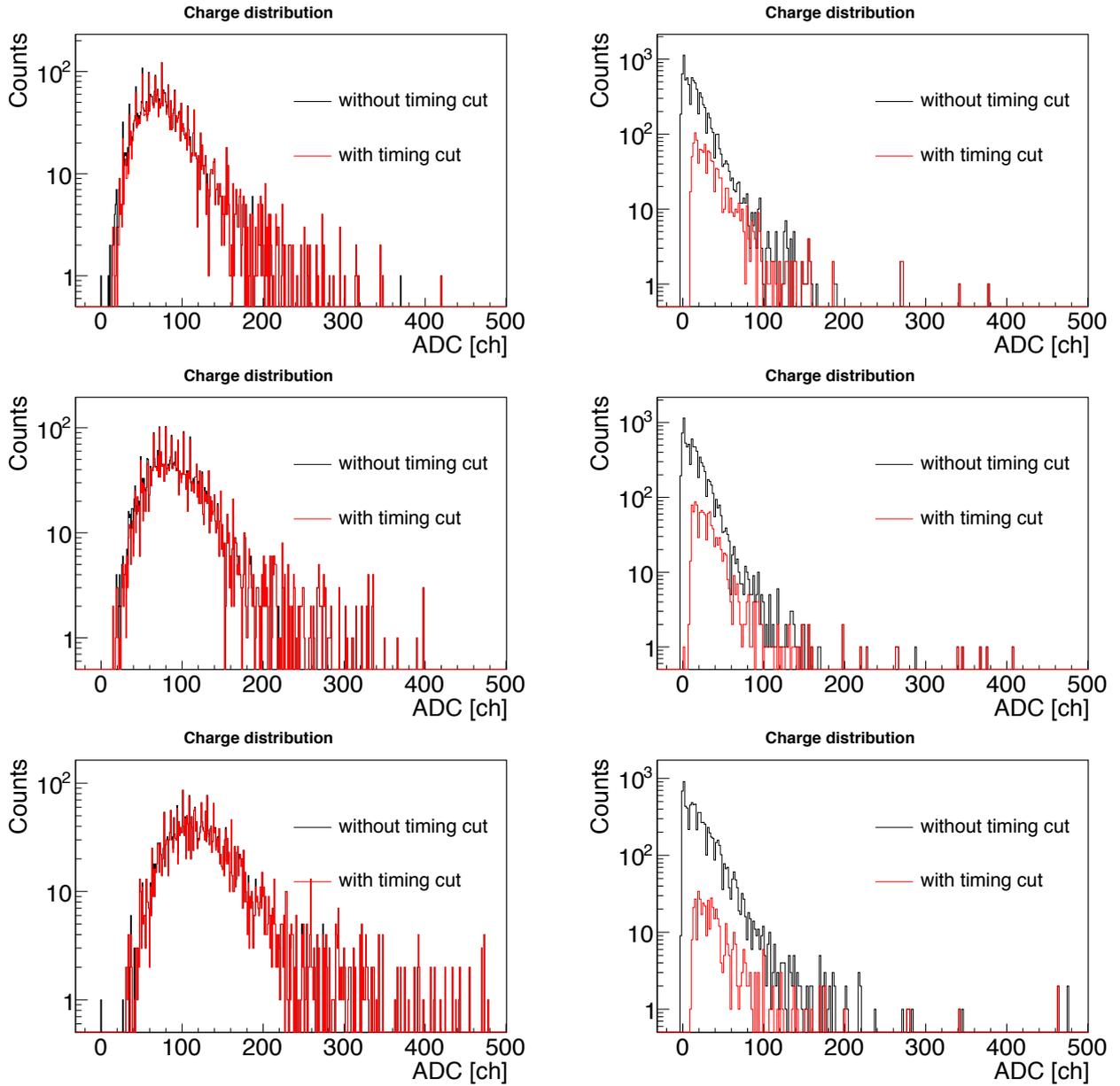


図 5.14: イベント選別後にスケールした電荷分布。上から入射位置 0、60、120 mm、左がエアロジェル有り、右がエアロジェル無しの場合でそれぞれ、黒がイベント選別前、赤がイベント選別後の場合である。

表 5.11: イベント選別を行い閾値を 12 pC @PMT に設定したときの π 中間子検出効率と K 中間子誤検出率

入射位置 [mm]	π 中間子検出効率	K 中間子誤検出率
0	95.09%	10.56%
60	95.79%	9.28%
120	98.34%	4.52%

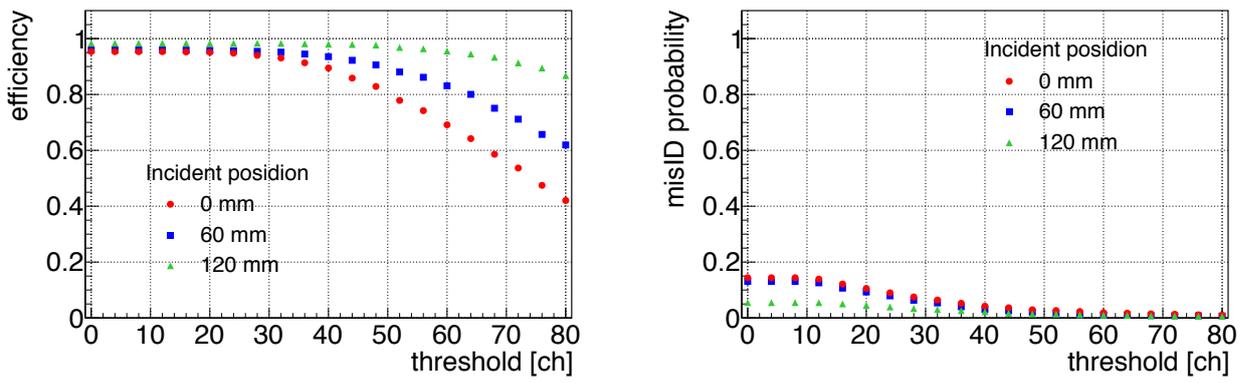


図 5.15: イベント選別後スケールした場合の π 中間子検出効率 (左) および K 中間子誤検出率 (右)

第6章 まとめと今後の展望

6.1 まとめ

LEPS2実験において $\gamma d \rightarrow K^+ \pi^- X$ 反応を用いた $K^- pp$ 束縛状態探索実験を計画している。この反応では特に前方 30–40 度に散乱された K^+ と π^- を検出し識別することが必要不可欠である。我々はこの前方 30–40 度に飛来する運動量 1.0–2.0 GeV/c の π 中間子と K 中間子を、屈折率 1.03 のエアロジェルを用いた閾値型のエアロジェルチェレンコフカウンターを使用することにより識別可能であることを見出した。そこで、運動量 1.0–2.0 GeV/c の π 中間子と K 中間子を識別するための検出器としてエアロジェルチェレンコフカウンターの開発を行った。この検出器の要求性能は

- π 中間子検出効率：95%以上
- 検出器のビーム軸方向の厚さ：10 cm 以下
- 1 T の磁場中で動作すること
- クーロン多重散乱を抑えるために物質量を最小限にすること

である。

光学シミュレーションコードである Guide-7 を用いてプロトタイプの形状を決定した後、プロトタイプを製作した。筐体には物質量を抑えるためにポリプロピレン板を、反射材には高い反射率を有する ESR を、光検出器として高い磁場耐性を持つ HAMAMATSU 社製 Fine-mesh PMT R5543 を使用した。このプロトタイプの性能を評価するために 2018 年 7 月に SPring-8 LEPS で電子ビーム照射実験を、2018 年 10 月に東北大学 CYRIC で陽子ビーム照射実験を行った。

電子ビーム照射実験では 500 MeV の電子を用いて、光量、 π 中間子検出効率、 K 中間子誤検出率およびそれらの位置依存性を評価した。得られた光量の入射位置依存性から入射位置が PMT から遠ざかるほど光量が小さくなる傾向があることがわかった。また、測定した全ての入射位置で 95% の π 中間子検出効率を満たすには閾値は 18 pC @PMT 以下であることが必要であり、このとき K 中間子誤検出率は最大で 17.36% となった。

電子ビーム照射実験でエアロジェルを取り除いた場合にも信号が得られた。このことは今回製作したプロトタイプにエアロジェル以外の光源があることを意味している。これらの光もエアロジェル内を伝搬するため、エアロジェルによる吸収や散乱が無視できないと考えた。そこでチェレンコフ閾値以下の速度を持つ運動エネルギー約 80 MeV の陽子ビームを照射して、エ

エアロジェル以外の光源が発する光のエアロジェルによる吸収や散乱の影響を見積もった。測定した全ての入射位置においてエアロジェル有りのときのほうがエアロジェル無しするときよりも光量が大きくなった。また、電子ビーム照射実験のエアロジェル有りのときと比較すると入射位置依存性が小さくなった。このことから荷電粒子の速度がチェレンコフ閾値よりも小さいときに発生する光はエアロジェル内での吸収や散乱の影響をあまり受けない比較的長波長の光が主成分ではないかと考えられる。

実験結果の解釈のために、以下の項目に対する検討を行った。

1. 得られた電荷分布より、PMT で検出された平均光電子数を導出した。まず、LED を用いて実験で使用した FM-PMT の 1 光電子分布を得た。この 1 光電子分布をもとに、平均光電子数が 1 から 25 の電荷分布をシミュレートした。これらの分布とビーム照射実験で得られた電荷分布をスケールしてフィットし、フィットの結果得られる χ^2 の平均光電子数依存性を求めた。 χ^2 が最小となる平均光電子数が実験で得られた電荷分布の平均光電子数とした。この結果、電子ビーム照射実験のエアロジェル有りの場合、測定した全ての入射位置で 10 光電子以上のチェレンコフ光を測定できていることがわかった。
2. 電子ビーム照射実験のエアロジェル有りの場合の電荷分布の平均光電子数と Guide-7 を用いたシミュレーションの結果を比較した。Guide-7 を用いたシミュレーションと実験データには大きな差があることがわかった。実機製作に向け、このシミュレーションの有効性を含め、実験データとの差を理解することが今後の課題の一つである。
3. エアロジェルからのチェレンコフ光以外の光源について考察を行った。空気からのチェレンコフ光はエアロジェルからのチェレンコフ光と比べて 0.7–1.2% 程度の光子数であった。また、 δ -electron の影響についても、チェレンコフ光を発生させるような運動量を持つ δ -electron 発生確率は 5% 以下であり、ほとんど影響はないことがわかった。さらに、日立製 F - 4500 型分光蛍光光度計を用いて反射材からのシンチレーション光の有無および波長分布を調べた。その結果、ESR から約 400–450 nm のシンチレーション光が発生していることがわかった。これは陽子ビーム照射実験でエアロジェルの有無で光量がほとんど変化しなかったという観測結果に矛盾しない。

これらの考察から、電子ビーム照射実験で測定された光はエアロジェルから発生するチェレンコフ光と反射材から発生するシンチレーション光が主成分であり、陽子ビーム照射実験で測定された光は反射材から発生するシンチレーション光が主成分であることがわかった。また、シンチレーション光はエアロジェル内での散乱・吸収の影響が小さいことも確認した。

電子ビーム照射実験で使用した電子は $\beta \sim 1$ であるが、LEPS2 実験で測定する π 中間子の β は正確には 1 ではない。例えば、1.5 GeV/c の π 中間子の β は $\beta = 0.997$ である。この影響を考慮して運動量が 1.5 GeV/c における π 中間子と K 中間子に対する光量と各検出率を評価した。その結果、 π 中間子による光量は約 11–17 光子、 K 中間子による光量は約 2.5–3 光子程度

となった。また、閾値を 16 pC@PMT に設定したとき全ての入射位置において π 中間子検出効率が 95%以上となった。また、このときの K 中間子誤検出率は最大 25%程度となった。

K 中間子誤検出率を抑える方法として、反射材を変更すること、または検出されたイベントに対して時間情報によるイベント選別を行うことが挙げられる。分光蛍光光度計を用いた反射材からのシンチレーション光のスタディで、アルミナイズドマイラーがシンチレーション光を発生させないことがわかった。このためアルミナイズドマイラーを反射材に用いれば K 中間子誤検出率が抑えられると考えられるが、ESR と比べると反射率が劣るため検出されるチェレンコフ光の光量も少なくなることが予想される。そのためアルミナイズドマイラーを用いた検出器の性能を評価することで、どちらの反射材を採用するか決定する必要がある。また、誤検出の原因はシンチレーション光であることはわかっている。そのため、チェレンコフ光に比べると光が放出される時刻が遅いことが予測される、そこで、電子ビーム照射実験で得られたデータに対してエアロジェル有りの場合の AC とトリガーシンチレーターとの時間差によるイベント選別を行った結果、閾値を 12 pC@PMT 以下に設定したときに π 中間子検出効率が 95%以上、この際の K 中間子誤検出率は最大 8.31%と改善することができた。さらに、イベント選別を行った電荷分布をスケールして 1.5 GeV/c の π 中間子と K 中間子による各検出率を評価した結果、閾値を 10 pC@PMT 以下に設定したときに π 中間子検出効率が 95%以上となり、このときの K 中間子誤検出率は最大 10.56%となった。このように時間情報によるイベント選別は K 中間子誤検出率を抑えるのに有効な手段であることがわかった。

6.2 今後の展望

今回のプロトタイプのパフォーマンス評価で AC の基本構成については確定した。今後は今回評価したプロトタイプのパフォーマンスを指標として、実機の筐体の形状について同様にシミュレーションを行い最適化をする。その後、反射材に ESR とアルミナイズドマイラーを使ったものをそれぞれ製作しパフォーマンスの比較を行う。2019 年度後半には大量生産に入り、2020 年度にインストール、そして 2021 年度に物理データの取得を目指す。

謝辞

本研究を行うにあたり、大変多くの方々にお世話になりました。この場を借りてお礼を申し上げます。

指導教官である大西宏明教授には物理のことから解析のことなど様々なことを教えていただき、また、あらゆる発表資料に対しても多くの的確な助言をくださいました。この2年間で大西教授から本当に多くのことを学びました。お忙しい中時間を割いて私の拙い説明や質問に耳を傾けてくださり、大変感謝しています。同研究室の時安敦史助教は研究に対する指導だけでなく研究に向かう姿勢についても教えていただきました。また、いつも私の体調や気持ちを気遣う言葉をかけてくださり、本当にありがとうございました。大阪大学の與曾井優教授、京都産業大学の新山雅之准教授は検出器ミーティングの際に多くのアドバイスやコメントをくださいました。大阪大学の桂川仁志さんはACの先行研究で行ったことやわかったことなど多くの有用な情報をくださいました。同研究室の村松憲仁准教授、宮部学助教には実験の際に大変お世話になりました。山形大学の田島靖久准教授はKEKで分光実験を行う機会を与えてくださいました。重要な結果が得られたうえ、とても楽しい実験でした。

また、同研究室同期の上田惟行君、後輩の岡部雅大君、大阪大学の山本林那さん、コリア大学のYang Hyunmin君も実験の際にたくさん手伝ってくださいました。私が未熟なばかりに、実験では多くの困難がありましたが、皆様のおかげでやり遂げることができ、また楽しく作業をすることができました。

上記の方々に加え、書ききれなかった同研究室の方々、共同研究者の方々、並びにLEPS2グループの方々に深く感謝申し上げます。最後に、いつも見守って支えてくれる両親に感謝しています。

参考文献

- [1] Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C **65**, 044005 (2002).
- [2] A. Dote *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 044313 (2004).
- [3] M. Agnello *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 212303 (2005).
- [4] V. K. Magas, E. Oset, A. Ramos, and H. Toki, Phys. Rev. C **74**, 025206(2006)
- [5] Grishma Mehta Pandejee, N. J. Upadhyay, and B. K. Jain, Phys. Rev. C **82**, 034608 (2010).
- [6] T. Yamazaki, Y. Akaishi, Phys. Rev. C **76** (2007), 045201
- [7] T. Nagae *et al.*, J-PARC E27 proposal.
- [8] Y. Ichikawa *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys (2015) 021D01
- [9] A. O. Tokiyasu *et al.*, Phys. Lett. B **728** 616-621 (2014).
- [10] T. Kishimoto, Phys. Rev. Lett. **83**, 4701 (1999).
- [11] M. Iwasaki, T. Nagae *et al.*, J-PARC E15 proposal.
- [12] J-PARC E15 collaboration, Phys. Lett. B **789** 620-625 (2019).
- [13] SPring-8 HP, <http://www.spring8.or.jp/ja/>
- [14] R. Kobayakawa, LEPS2 実験に用いる Time Projection Chamber (TPC) の性能評価, 修士論文 (2017)
- [15] T. Hashimoto, LEPS2 におけるハドロン光生成反応実験のための Drift Chamber の開発, 修士論文 (2013)
- [16] K. Watanabe, LEPS2 実験のための 2 m 長高抵抗板検出器の開発, 修士論文 (2018)
- [17] <http://gwdac.phys.gwu.edu/>
- [18] 粒子物理計測学入門, 福井崇時, 共立出版

- [19] H. Katsuragawa, SPring-8/LEPS2のためのシリカエアロジェルチェレンコフカウンターの性能評価, 修士論文 (2016).
- [20] T. K. Komatsubara *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A **404** 315-326 (1998)
- [21] 浜松ホトニクス株式会社, 光電子倍增管と関連製品 (2005年3月改訂).
- [22] 3M Company HP, www.3m.com/displayenhancement
- [23] M. Janecek, IEEE Trans. Nucl. Sci. **59** 490 (2012).
- [24] <http://blast.lns.mit.edu/software/oddsNends/guide7/>
- [25] I. Adachi, M. Tabata, H. Kawai, and T. Sumiyoshi, Nucl. Inst. Meth. A **639** 222-224 (2011).
- [26] 日立製 F-4500 型分光蛍光光度計 (FLORA バージョン) 取扱説明書