

チャームバリオン分光実験用
粒子識別検出器の設計

山我 拓巳

2014年2月28日

概要

構成子クォークモデルはハドロンの基底状態をよく説明するが、見つからない共鳴状態の問題や質量準位など、励起状態については必ずしもうまく記述できていない。カラー自由度を持つダイクォーク相関を考慮することにより、いくつかの問題を解決する可能性が議論されているが、ダイクォークは実験によって観測されておらず、その存在は未だ確立していない。クォーク間のカラースピンの相互作用はクォークの質量に反比例する。そのため、u、d、s に比べ重いチャームクォークを1つ持つチャームバリオンでは、2つの軽いクォーク間の相関を浮かび上がらせることができると考えられる。ダイクォーク相関の特徴は励起準位スペクトルに現れるため、チャームバリオンの励起状態を包括的に測定することで、ダイクォークの存在を明らかにできると期待されている。

我々は J-PARC 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を計画している。大強度かつ高分解能な $20 \text{ GeV}/c$ の π^- ビームを用い、 (π^-, D^{*-}) 反応によってチャームバリオンの励起状態を生成する。生成するチャームバリオンは基底状態から 1 GeV 程度の励起エネルギーを持つもので、このエネルギー領域の励起状態の包括的な測定を行う。実験では、 $\pi^- + p \rightarrow Y_c^{*+} + D^{*-}$ 反応によって生成する D^{*-} の崩壊粒子を検出し、ミッシングマス法によってチャームバリオンの質量と崩壊幅を測定する。実験で用いる散乱粒子スペクトロメータは GEANT4 を用いたシミュレーションにより設計しており、バックグラウンドの影響を JAM コードによって見積っている。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^+, π^-, π^-) となる事象のほか、 π^+ や p を K^+ と誤識別したのも影響する。チャームバリオンの生成断面積に比べ、これらの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。そのため、識別効率が高く、誤識別率の低い PID 検出器が求められる。本稿では、チャームバリオン分光実験用の PID 検出器の設計を行った。識別する粒子は π 、 K 、 p で全て粒子が $2 - 16 \text{ GeV}/c$ の広い運動量領域に分布している。

このような広い運動量領域で識別を行うため、リングイメージ型チェレンコフ (RICH) 検出器を設計した。輻射体はエアロゲル ($n = 1.04$) と C_4F_{10} ($n = 1.00137$) とし、検出面の角度分解能を 7.8 mrad とすることで、目標値を達成することができる。検出器の大きさはシミュレーションによって得られた散乱粒子分布をもとに決定した。最も上流に位置するエアロゲル輻射体の大きさを $250 \times 200 \text{ cm}^2$ とした。

設計した検出器の性能を評価するためシミュレーションを行った。シミュレーションで用いるエアロゲルの光学的特性などを決定するためのテスト実験を行った。テスト実験は東北大学 ELPH に於いて行い、輻射体として $n = 1.03$ のエアロゲルと空気を用いてチェレンコフ光の発光量を測定した。エアロゲルでは、シミュレーションが実験値を再現するようエアロゲル中での光の散乱・吸収長を調節した。これらの光学パラメータをに掛かる係数を 1.4 と調節することで実験値をよく再現することができた。

RICH 検出器のシミュレーションでは反射鏡を用いない仮想的な配置によって動作の確認と識別能の評

価を行った。検出面を構成する個々のセグメントの大きさは $10 \text{ GeV}/c$ 以上の運動量での π/K 識別に大きく影響し、開口率は $2 \text{ GeV}/c$ 付近における K の識別効率に影響する。また、輻射体の厚さに依るチェレンコフ角の分散と検出面の角度分解能はチェレンコフ角の分解能に和で影響することが明らかとなった。また、光検出器の暗電流に依るバックグラウンドを考慮したシミュレーションを行った。バックグラウンドがある場合においても解析条件によって高い識別能を得ることができた。シミュレーションではエアロゲルからの発光量が不足していたため、 $2 \text{ GeV}/c$ 付近での K 識別効率が $90\%/c$ 以下となっていた。誤識別に依るバックグラウンドの増加は目標値以内を達成していたが、運動量に対する検出効率と識別能のばらつきを抑えるためエアロゲルの厚さを 6.0 cm とした。

以上のシミュレーションによって PID 検出器の基本設計が完了した。設計した PID 検出器の識別能では、チャームバリオンの励起スペクトルのバックグラウンドの増加を 6% に抑えることができ、十分な感度でチャームバリオンの測定をできることが分かった。

目次

概要	i
第 1 章 序論	1
1.1 バリオン構造	1
1.2 チャームバリオン分光実験	1
1.3 スペクトロメータの概要	2
1.4 JAM によるバックグラウンドシミュレーション	3
1.5 チャームバリオンの検出感度	5
1.6 研究目的	6
第 2 章 粒子識別検出器と概念設計	7
2.1 粒子識別検出器	7
2.2 粒子識別検出器の要求性能	10
2.3 RICH 検出器の設計	13
2.4 検出器の設計とシミュレーション	21
第 3 章 東北大学 ELPH に於けるテスト実験	23
3.1 実験概要	23
3.2 試作検出器	23
3.3 解析方法	26
3.4 結果と考察	27
第 4 章 シミュレーションによる検証	36
4.1 シミュレーション条件	36
4.2 解析手順	37
4.3 識別性能の評価方法	42
4.4 識別性能に対する角度分解能の影響の評価	45
4.5 暗電流による識別性能への影響	48
4.6 暗電流を考慮した設計とその識別性能	53
第 5 章 結論	56
付録 A 球面鏡による反射	57

図目次

1.1	チャームバリオンにおけるダイクォーク関連の模式図	2
1.2	チャームバリオン生成反応の模式図	2
1.3	スペクトロメータの概要図	4
1.4	JAM による見積りと過去の実験の比較	4
1.5	シミュレーションによって得られたチャームバリオン励起スペクトル	5
2.1	散乱粒子の運動量分布	11
2.2	検出器への入射位置	12
2.3	入射粒子の角度分布	12
2.4	バックグラウンド事象における粒子の同時入射数	13
2.5	検出器のデザイン	15
2.6	光子数の計算で使った検出器などの光学特性	18
2.7	各輻射体でのチェレンコフ角と検出光子数	18
2.8	検出面に求められる角度分解能	20
3.1	エアロゲルを用いたときの検出器配置	24
3.2	輻射体に空気を用いたときの検出器配置	25
3.3	エアロゲルにおける実験結果	27
3.4	エアロゲルにおけるシミュレーション結果	28
3.5	エアロゲルの厚さによる検出光電子数の推移	30
3.6	エアロゲルの位置を変えた時の検出光子数	32
3.7	空気における検出光子数	34
3.8	ESR を用いた場合の空気での検出光電子数	35
4.1	RICH シミュレーションでのセットアップ	37
4.2	π を入射したときのヒットパターン	38
4.3	光子の放射角分布	39
4.4	光子の平均放射角分布	40
4.5	運動量ごとの平均角度	40
4.6	運動量ごとの角度分解能	41
4.7	検出器から得られた入射粒子質量	43
4.8	各粒子にたいする識別効率と誤識別率	44
4.9	セグメントサイズを変えたときの角度分解能	47

4.10	検出面のセグメントサイズで決まる角度分解能と全体の角度分解能の関係	47
4.11	角度分解能を変えたときの性能指数と識別効率	48
4.12	検出面における光子の検出時刻	49
4.13	暗電流がある場合のヒットパターン	50
4.14	暗電流がある場合のチェレンコフ角分布	51
4.15	暗電流がある場合の性能指数	51
4.16	暗電流がある場合の識別能	52
4.17	暗電流を考慮した設計における識別効率	53
4.18	暗電流を考慮した設計における誤識別率	54
A.1	球面鏡の模式図	57

表目次

2.1	PID 検出器の要求性能	13
2.2	運動量領域と粒子速度	15
2.3	輻射体として用いられる気体の例。 γ_{trd} はチェレンコフ光が放射される閾値ローレンツ因子	16
2.4	選定した輻射体	16
2.5	各光検出器での N_0 の比較	19
3.1	厚さ 20 mm のエアロゲルにおける検出光電子数	29
3.2	エアロゲルにおける発光量の比較。それぞれ発光光子数を個数で表している。	29
4.1	バックグラウンドに寄与するチャンネルの生成断面積	45
4.2	識別効率 90%、誤識別率 3% での性能指数	46
4.3	暗電流を考慮した設計における識別率 (%)	55
4.4	暗電流を考慮した設計における識別性能	55

第 1 章

序論

1.1 バリオン構造

バリオンは 3 つのクォークから構成される。これまで数多くのバリオン励起状態が観測されており、これらの性質は構成子クォークモデルでよく説明されている。しかし、一部の励起状態やエキゾチックハドロンと呼ばれる状態が見つかっており、全体像を理解するための新しい知見が必要となっている。構成子クォークモデルによって説明できない状態をダイクォーク相関と呼ばれる 2 クォーク間のカラー自由度を持った相関を導入することで説明する試みがなされている [1]。ダイクォークを有効自由度とすることで、これまで説明のできなかった性質に対して理解を得ることができる。しかし、ダイクォークの存在は未だ実験的に実証されていない。

1.1.1 チャームバリオンにおけるダイクォーク相関

チャームバリオンは c クォークを持つバリオンである。バリオン中での c クォークは u, d, s らの構成クォーク質量に比べて 5 倍ほどの有効質量を持っている。カラー磁気相互作用はクォーク質量に反比例するため、1 つの重いクォークが入り、相互作用を弱めることで残りの 2 つのクォーク間での相関が浮かび上がると考えられている。図 1.1 で示すようにダイクォーク相関の特徴は λ モードや ρ モードとして、チャームバリオンの励起準位スペクトルに現れる。従って、チャームバリオンの励起スペクトルを調べることで、ダイクォーク相関を明らかにできると期待されている。

1.2 チャームバリオン分光実験

我々は J-PARC に新たに建設される高運動量ビームラインにおけるチャームバリオン分光実験を計画している [2]。実験では高運動量の 2 次粒子ビームを生成標的に照射し、反応により生成したチャームバリオンの励起状態を観測する。本実験で用いるスペクトロメータの設計を現在行なっており、生成断面積が小さいチャームバリオンの励起状態を観測するための最適のセットアップを選定している。

チャームバリオンは図 1.2 で示すような $\pi^- + p \rightarrow Y_c^{*+} + D^{*-}$ 反応により生成し、ミッシングマス法によって励起状態の質量と崩壊幅を測定する。また、チャームバリオンからの崩壊粒子の測定も行い、崩壊角分布から励起状態のスピンについての情報も同時に得ることができる。チャームバリオンの励起状態は、基底状態から励起エネルギーが 1 GeV までの広いエネルギー領域で生成される。従って、チャームバリオンの励起状態の系統的な実験を行うことができる。これまでの実験では、ミッシングマス法によってチャームバリオンを観測したものはなく、 (π, D^{*-}) 反応によるチャームバリオンの生成断面積は、その

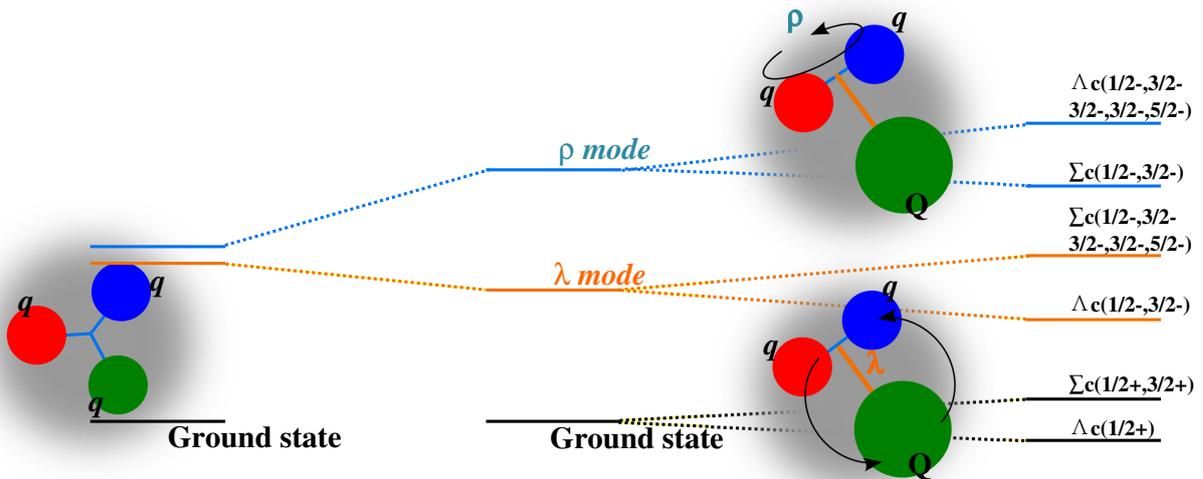


図 1.1 チャームバリオンにおけるダイクォーク相関の模式図。バリオンを構成する 3 つのクォークが同程度の質量ではクォーク間の相関は見えづらいが、重いチャームクォークが入ることで、残りの軽いクォーク間の相関が浮かび上がると考えられている。ダイクォーク相関はチャームバリオンの励起スペクトルに現れる。

上限値のみが与えられている。この反応における生成断面積を実験によって求めることで、核子とチャームメソン、チャームバリオン間の結合定数を明らかにできると考えられる。

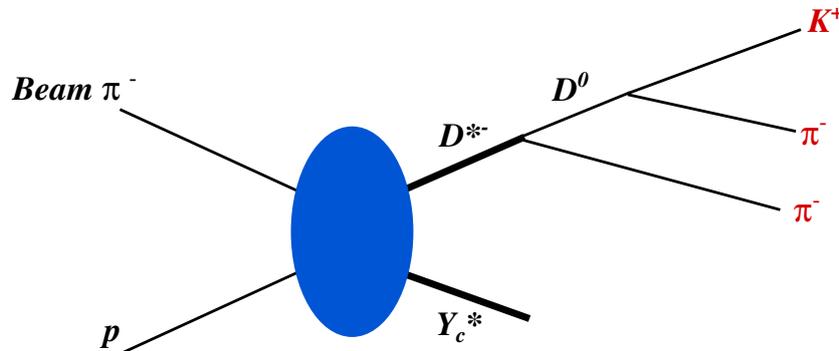


図 1.2 チャームバリオン生成反応の模式図。終状態の (K^+, π^-, π^-) を測定する。

1.2.1 J-PARC 高運動量ビームライン

J-PARC では新たに高運動量ビームラインの建設が計画されている。このビームラインは高運動量の 2 次粒子ビームを供給でき、これまで J-PARC で使用されてきた運動量領域を超えるビームを用いた実験を行うことができる。実験では 20 GeV/c の π^- ビームを用いることを計画している。

1.3 スペクトロメータの概要

本実験では、 $\pi^- + p \rightarrow Y_c^* + D^{*-}$ 反応によるチャームバリオンの生成を行う。生成したチャームバリオンの励起状態ビームの π^- と D^{*-} の運動量を測定し、欠損質量法によって調べる。測定する D^{*-} の崩

壊モードは、 $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 + \pi^-$ (分岐比 67.7%) と $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$ (分岐比 3.88%) で、 \bar{D}^0 からの崩壊粒子 K^+ 、 π^- と D^{*-} からの π^- をスペクトロメータによって検出する。実験に用いるスペクトロメータは終状態の (K^+ , π^- , π^-) の 3 粒子をを効率良く検出するように設計されている。 $\pi^- + p \rightarrow Y_c + D^{*-}$ 反応によるチャームバリオンの生成断面積は実験的なデータがなく、その上限値 $\sigma \sim 7$ nb のみが報告されている [3]。よって理論予測から、チャームバリオンの生成断面積は数 nb 程度となることを予想しているが、さらに小さくなる可能性もある。従って、スペクトロメータを構成する検出器は前方方向に散乱される D^{*-} の測定において広いアクセプタンスを持ち、チャームバリオン生成事象をできるだけ多く検出しなければならない。また、 Λ_c^+ (2880) のような崩壊幅が狭い ($\Gamma = 5.5 \pm 1.1$ MeV) の励起状態を測定するために質量分解能が良い必要がある。さらに実験では高レートの π^- ビームを用いるため、検出器の高レート耐性も高いことが求められる。想定している入射ビームのレートは $6.0 \times 10^7/spill$ (30 MHz、2 秒取り出し) で、ビームを測定する検出器は検出レート耐性が 30 MHz でなければならない。スペクトロメータの設計は GEANT4[4] を用いたシミュレーションによって行われている。チャームバリオン生成事象における D^{*-} の崩壊粒子と、JAM コード [5] によって生成したバックグラウンド事象による散乱粒子に対して、シミュレーションを行なっている。 \bar{D}^0 からの崩壊粒子である K^+ と π^- の運動量分布はビーム運動量が 20 GeV/c の場合に 16 GeV/c 程度までの高い運動量まで分布し、スペクトロメータの前方に散乱される。一方、 D^{*-} の崩壊粒子である π^- は $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0$ 崩壊の Q 値が小さいため、2 GeV/c 以下の低い運動量を持つ。従って、チャームバリオン生成事象において広いアクセプタンスを保つためには、前方検出器のみではなく、低運動量の π^- を検出するための検出器も必要となる。

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 1.3 に示す。生成標的には 4 g/cm^2 の液体水素 (LH₂) を用いる。標的はスペクトロメータ磁石の入り口付近に設置し、検出器が覆うアクセプタンスが最大となるような場所に設置する。標的直後には大きなアクセプタンスを覆う飛跡検出器を置く。この飛跡検出器は標的を包むように設置することで、散乱角度の大きい粒子でも検出できるようにしている。さらに D^{*-} や Y_c^{*+} からの運動量の低い崩壊粒子を検出するために磁極に沿って飛跡検出器および飛行時間 (Time of Flight: TOF) 検出器を設置する。 Y_c^{*+} からの崩壊粒子は磁極の上下にあたってしまうものが多いので上下の磁極を覆うような検出器を設置し崩壊粒子の検出効率を高める。スペクトロメータの下流には前方に散乱される \bar{D}^0 の崩壊粒子を検出するための前方検出器を設置する。前方検出器は 2 つの飛跡検出器と 1 つの TOF 検出器、および粒子識別 (PID) 検出器によって構成される。シミュレーションでは 0.2% の運動量分解能が 5 GeV/c で得られた。これにより、 \bar{D}^0 と D^{*-} の不変質量分解能はそれぞれ $5.5 \text{ MeV}/c^2$ 、 $0.6 \text{ MeV}/c^2$ と見積もられる。このとき、スペクトロメータの質量分解能は $2.8 \text{ GeV}/c^2$ 以上の励起状態で 10 MeV となる。粒子の識別は TOF 検出器と PID 検出器によって行う。散乱粒子は 15 GeV/c までの広い運動量領域に分布しており、TOF 検出器で識別を行える運動量は $\sim 2 \text{ GeV}/c$ であるため、より高い運動量でも粒子識別が可能な PID 検出器を用いる必要がある。

1.4 JAM によるバックグラウンドシミュレーション

実験ではチャームバリオン生成事象以外にも多量の粒子生成が起こる。これらの多くは、ストレンジネスを含むメソンの生成である。このようなバックグラウンドの見積りは、JAM と呼ばれるコードを用いて行なっている。JAM を用いて見積もったバックグラウンドは過去の実験データと比べることで確認している。図 1.4 に JAM によるシミュレーション結果と過去の実験データにおける、不変質量分布を示す。比較した実験は $\pi^- p$ 反応を用いたもので、BNL[6] と CERN[7] で行われたものである。それぞれの実験では運動量 13 GeV/c、19 GeV/c のビームが用いられた。JAM によるシミュレーションは分布を

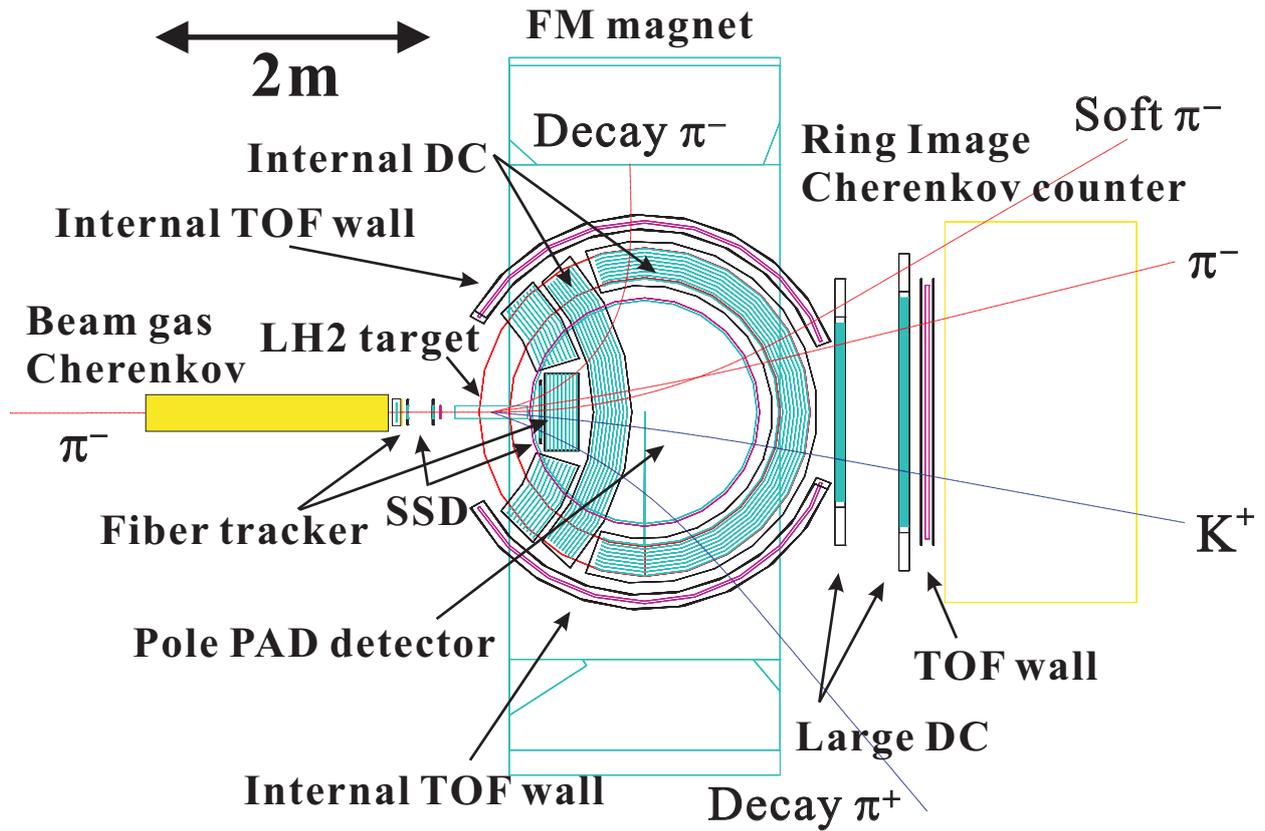


図 1.3 スペクトロメータの概要図。

良く再現している。そして、JAM によるバックグラウンドの見積りと実際のバックグラウンドではほぼ同程度になると見積もられた。

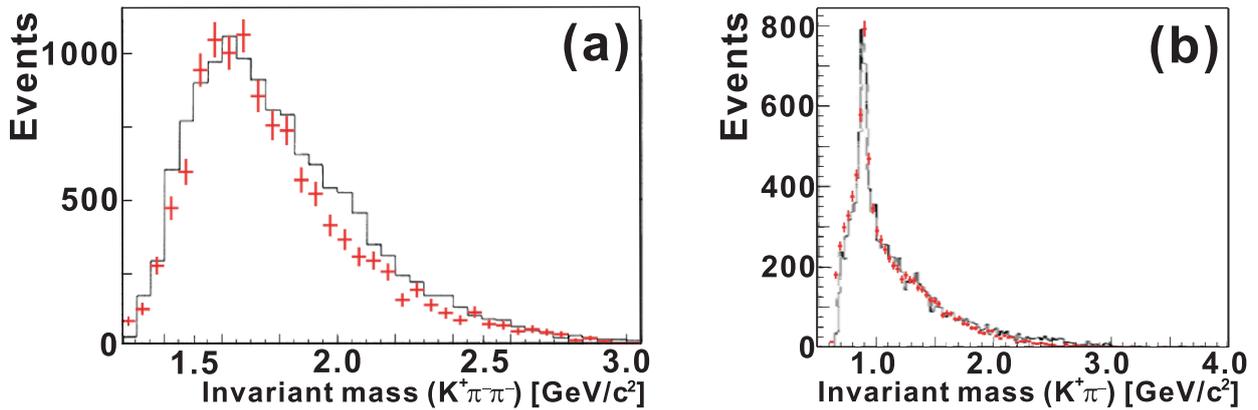


図 1.4 JAM による見積りと過去の実験の比較。(a) は BNL における $M(K^+, \pi^-, \pi^-)$ 、(b) は CERN における $M(K^+, \pi^-)$ の不変質量スペクトルである。黒線が実験、赤が JAM によるシミュレーション結果である。

1.5 チャームバリオンの検出感度

Y_c^* の検出感度は、解析によって得られた励起スペクトルに残るバックグラウンドレベルによって決まる。シミュレーションによって得られたチャームバリオンの励起スペクトルを図 1.5 に示す。チャームバリオンは全ての励起状態について生成断面積を 1 nb として生成している。励起スペクトルに現れるバックグラウンドは、2 つの成分に分けて考えることができる。ひとつは終状態が Y_c^* 生成事象と同じ (K^+, π^-, π^-) となる事象によるものである。このような事象でミッシングマスを計算し、 Y_c^* の質量領域 (2.2 – 3.4 GeV/c) と同程度になるものが、バックグラウンドとなり励起スペクトルに現れる。もうひとつの要因が誤識別によるものである。これらは (π^+, π^-, π^-) や、(p, π^-, π^-) のように、終状態に K^+ が含まれていない事象で、 π^+ や p を K^+ と誤って識別することで、励起スペクトルに現れる。図 1.5 では識別効率を 90%、誤識別率を 3% としている。このとき、達成できる感度は幅の広い状態 ($\Gamma \sim 100$ MeV) に対して 0.1 – 0.2 nb となる。

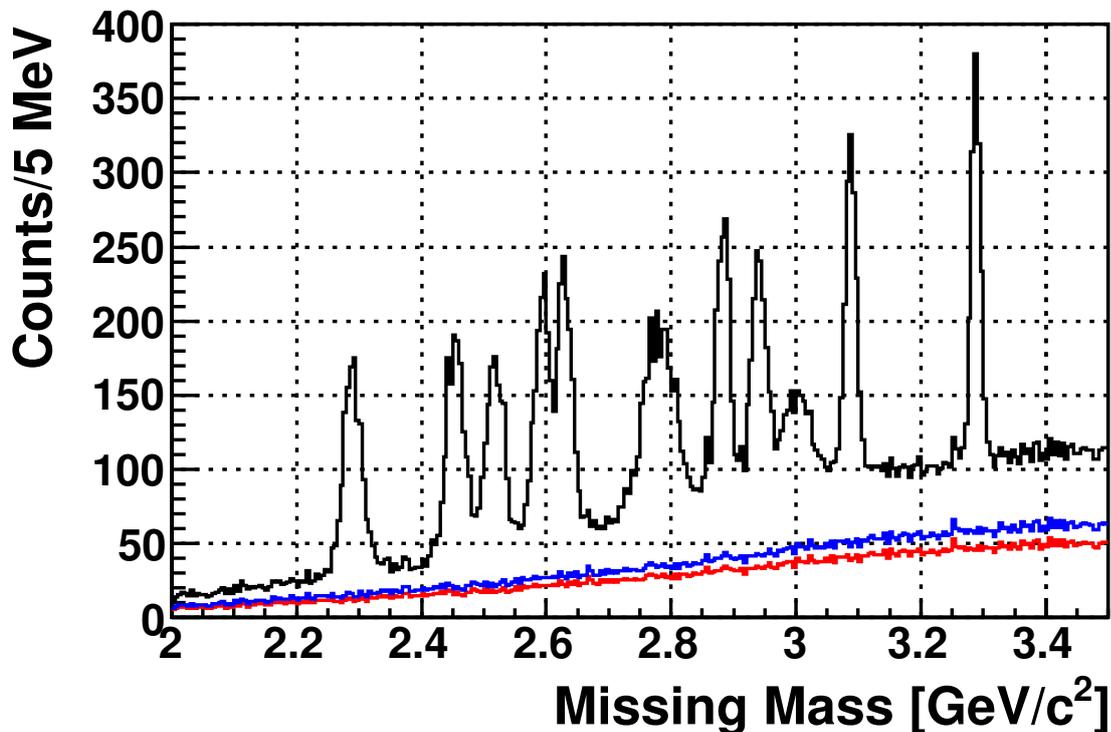


図 1.5 シミュレーションによって得られたチャームバリオン励起スペクトル。各ピークはチャームバリオンの励起状態で、全ての励起状態について生成断面積を 1 nb としている。PID 検出器は効率 90%、誤識別率が 3% としている。赤で示されているのは終状態が (K^+, π^-, π^-) となるバックグラウンド事象に起因するバックグラウンド。青で示されているのは誤識別が原因のバックグラウンドである。

1.6 研究目的

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 PID 検出器である。PID 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。PID 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 π^- 、 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 π^+ 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 (π^+, π^-, π^-) や (p, π^-, π^-) 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。 K^+ の生成に対して π^+ と p は約 10 倍ほど大きいので、誤識別による効果は大きいものとなる。3% の識別能では誤識別に依るバックグラウンドとチャームバリオン生成事象と同じ終状態となる事象に依るバックグラウンドが同程度となる、全体として 2 倍程のバックグラウンドとなる。想定したバックグラウンドならば、1 nb の生成断面積でも十分にチャームバリオンを観測することができる。

本研究の目的は要求される識別能を有する PID 検出器の設計である。チャームバリオンの励起スペクトルに対して、誤識別によるバックグラウンドが問題とならないような識別性能を目標とする。本論文の内容は以下のとおりである。2 章では PID 検出器の設計について述べる。PID 検出器は 2 つの輻射体を用いた RICH 検出器で、輻射体の屈折率や検出面についてを設計を行った。3 章では GEANT4 によるシミュレーションで用いるパラメータや、シミュレーションの再現性を確認するために行った実験について述べる。実験ではチェレンコフ光の発光量を測定し、GEANT4 のシミュレーションが実験を良く再現するパラメータを決定した。4 章では設計した RICH 検出器をシミュレーションにより検証した。2 章の設計値はシミュレーションによる評価をもとに行っている。5 章では実験とシミュレーションによって決定した PID 検出器の最終設計をまとめた。

第2章

粒子識別検出器と概念設計

2.1 粒子識別検出器

最初に粒子識別検出器として用いる検出器の基本的な性能を議論し、使用すべき検出器の種類を決める。本実験では、スペクトロメータによって運動量測定を行い、粒子速度を測定することで粒子を識別する。粒子の識別をするためにはその粒子の質量が求められれば良く、運動量と速度によって質量 m を、

$$m = p \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1} \quad (2.1)$$

と求めることができる。粒子の速度が $\beta = v/c$ であるとき、検出器の識別能を決定するのは β の分解能 σ_β であり、

$$k = \frac{\sigma_\beta}{\beta} \quad (2.2)$$

で求められる k 値を基準として用いる。質量が m_1 、 m_2 の2粒子を識別する場合、識別することができる運動量の最大値は k 値を用いて、

$$p_{max} = \sqrt{\frac{m_2^2 - m_1^2}{2kn_\sigma}} \quad (2.3)$$

となる。ここで、 n_σ は、測定した β の分布で、それぞれの粒子の平均値同士が標準偏差の何倍離れているかを表す。 $n_\sigma = 5$ の場合、 2.5σ ずつ離れていることになり、2% 程が相手の粒子に誤識別されることになる。したがって式 (2.2) の値が小さいほど高い精度で広い運動量領域での識別が可能である。以下ではいくつかの検出器の原理とその識別能について紹介する。

2.1.1 Time of Flight(TOF) 検出器

2つの検出器が距離 L を持って置かれているとする。この2つの検出器によって粒子が検出された時間の差 t を測定することで、粒子の速度を以下のように求めることができる。

$$\beta = \frac{L}{ct} \quad (2.4)$$

ここで、 σ_β は時間分解能 σ_t によって、

$$\sigma_\beta = \frac{L}{ct^2} \cdot \sigma_t = \frac{\beta}{t} \cdot \sigma_t \quad (2.5)$$

と求めることができる。したがって、TOF 検出器における k_{TOF} 値は

$$k_{TOF} = \frac{\sigma_t}{t} \quad (2.6)$$

となる。このように、TOF 検出器では時間分解能と検出器間の距離により識別能が決定する。一般的な TOF 検出器では、 $\sigma_t \sim 100$ ps なので $L = 5$ m とすると、 $k_{TOF} = 0.006$ となる。 $n_\sigma = 5$ とした時、 π/K の識別が可能な最大運動量は、 $p_{max} \sim 1.9$ GeV/c となる。TOF 検出器での識別は時間分解能の上限值と飛行時間測定の距離による制限があるため、広い運動量領域に対応することが難しい。特に高運動量粒子の測定を行う事が難しい。

2.1.2 チェレンコフ検出器

物質中の光の伝搬速度以上の速度を持つ荷電粒子が、物質中を通過すると、チェレンコフ光が放射される。チェレンコフ検出器はこのチェレンコフ光を検出することで粒子の速度を求め粒子識別を行う。

チェレンコフ輻射

物質の屈折率が n の物質中を、速度が $\beta \geq 1/n$ の荷電粒子が通過するとき、チェレンコフ光が放射される。チェレンコフ光の放射角度は粒子の速度 β によって以下の式により求められる。

$$\theta_c = \cos^{-1} \left(\frac{1}{n\beta} \right) \quad (2.7)$$

チェレンコフ光の発光量は発光体の厚さ (L) や荷電粒子の電荷量 (Z) に依存する。微小な長さ (dL) の輻射体で、あるエネルギー幅 (dE) の領域で放射される光子数 (dN_{ph}) は、

$$\frac{dN_{ph}}{dLdE} = \left(\frac{\alpha}{\hbar c} \right) z^2 \sin^2 \theta \quad (2.8)$$

と求めることができる。式 (2.8) をエネルギーと長さで積分することで、全体の発光量を求めることができる。ここで、実際に考慮すべきパラメータとして光検出器での量子効率を $Q(E)$ 、各物質での透過長を $T(E)$ 、鏡を用いた時の反射率を $R(E)$ とすると、検出光子数 N_{det} は、

$$N_{det} = N_0 Z^2 L \cdot \sin^2 \theta_c \quad (2.9)$$

となる。ここで、 N_0 は光検出器や光学系を含めた光子に対する検出能力を表すもので、

$$N_0 = \left(\frac{\alpha}{\hbar c} \right) \int Q(E) \cdot T(E) \cdot R(E) dE = (370 \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}) \int Q(E) \cdot T(E) \cdot R(E) dE \quad (2.10)$$

で与えられる。チェレンコフ検出器の光検出部を設計する際、この N_0 が検出器の決定に大きく影響する。

以下でいくつかのチェレンコフ検出器について紹介する。

閾値型チェレンコフ検出器

閾値型チェレンコフ検出器はチェレンコフ光の発光量の情報によって識別を行う。検出光子数が N のとき、その個数の分散は \sqrt{N} なので、 $\sigma_N/N = 1/\sqrt{N}$ となる。式 (2.9) を用いて、

$$\frac{\sigma_N}{N} = \frac{2\sigma_\theta}{\tan\theta_c} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (2.11)$$

が得られる。一方、式 (2.7) から

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} = \sigma_\theta \cdot \tan\theta_c \quad (2.12)$$

となる。以上から閾値型での k_{Thr} 値は

$$k_{Thr} = \frac{\tan^2 \theta_c}{2\sqrt{N}} \quad (2.13)$$

と求められる。

閾値型ではチェレンコフ光の検出の有無により識別するため、検出できる最低の運動量が以下のように決まっている。発光量の平均が N_{min} となるための速度 β_{min} は、

$$\frac{1}{\beta_{min}} = n \cdot \cos \left(\sin^{-1} \sqrt{\frac{N_{min}}{N_0 Z L}} \right) \quad (2.14)$$

と求められるので、識別できる最低の運動量 p_{min} は

$$p_{min} = \frac{\beta_{min} \cdot m}{\sqrt{1 - \beta_{min}^2}} \quad (2.15)$$

となる。

例として輻射体に CO_2 を用いた場合を考える。 $N_0 = 100 \text{ cm}^{-1}$ とし (現実の光検出器で N_0 がどのような値になるかは、2.3.2 節で実際に計算している。)、 $L = 4 \text{ m}$ とすると、最大で 35 程の光子が検出される。このときの、 $k_{Thr} = 7.59 \times 10^{-5}$ となり TOF 検出器と比べ小さくなっていることがわかる。TOF 検出器の場合と同様 $n_\sigma = 5$ として π 、 K の識別が可能な運動量領域を求めると、

$$5.02 \text{ GeV}/c \leq p_{\pi/K} \leq 11.7 \text{ GeV}/c$$

となる。このとき、 $N_{min} = 5$ としている。

このようにチェレンコフ検出器を用いることで、TOF 検出器と比べてその識別領域が広がっていることがわかる。チェレンコフ検出器では輻射体の屈折率を変えることで運動量領域を設定できる。従って、識別する領域を自由に設定できるため、各実験に合わせた検出器を開発することが可能である。しかし、さらに広い運動量領域で識別をする場合は、異なる屈折率の輻射体をいくつか並べる必要がある。そのため、閾値型でも TOF の場合と同様に識別領域は検出器の大きさによって制限されてしまうため、より広い運動量領域での識別には適していない。

リングイメージ型チェレンコフ (RICH) 検出器

RICH 検出器ではチェレンコフ光が放射された角度を測定することで、粒子の速度を求め、識別を行う [8]。検出光子数が N 個のとき、チェレンコフ角 (θ_c) は検出光子 N 個の平均値とする。従って、RICH 検出器の k_{RICH} 値は、式 (2.12) より

$$k_{RICH} = \frac{\sigma_\theta}{\sqrt{N}} \tan \theta_c \quad (2.16)$$

となる。

識別できる運動量領域は閾値型と同様にして、式 (2.3)、(2.15) によって求めることができる。

閾値型で考えたものと同じような構成の RICH 検出器を考えた場合、光検出器の角度分解能 $\sigma_\theta = 10 \text{ mrad}$ とすると、 $k_{RICH} = 5.06 \times 10^{-5}$ となる。そのときの識別可能な運動量領域は、

$$5.02 \text{ GeV}/c \leq p_{\pi/K} \leq 14.3 \text{ GeV}/c$$

となる。このように、RICH 検出器では閾値型よりもさらに広い運動量領域を識別することができる。また、輻射体の屈折率を変えるほかに光検出器の角度分解能を高めることで、より識別領域を広くすることができるため、閾値型や TOF 検出器よりもさらに設計の自由度が高い。そのため、本設計では RICH 検出器を採用した。

2.2 粒子識別検出器の要求性能

本節ではチャームバリオン実験用粒子識別検出器に求められる性能をまとめる。検出器の覆う面積や運動量領域などは、シミュレーションにより得られた散乱粒子分布から決定した。初めにそれらのシミュレーション結果をまとめ、PID 検出器の要求性能について述べる。

2.2.1 散乱粒子分布

本節ではシミュレーションにより見積もられる PID 検出器へ入射する散乱粒子の分布について述べる。チャームバリオン分光実験に用いるスペクトロメータの設計は GEANT4 によるシミュレーションを基に行われており、粒子識別検出器の設計にはこのシミュレーションによって得られた結果を用いている。

実験では $\pi^- + p \rightarrow Y_c^{*+} + D^{*-}$ 反応でミッシングマスとして Y_c^{*+} の質量を測定する。シミュレーションでは、チャームバリオンの基底状態である Λ_c^+ (2286) が生成した場合の D^{*-} 中間子から崩壊した K^+ 、 π^- 粒子の分布を基準としてシミュレーションを行なっている。またバックグラウンドとなる事象は JAM コードを用いて見積もっている。チャームバリオンの励起状態ミッシングマススペクトルを測定するためには、 D^{*-} からの崩壊粒子だけでなくバックグラウンドとなる事象に対してもきちんと粒子識別を行う必要がある。これは、例えば、 K^+ を π^+ や p として誤識別してしまうことにより得られる励起スペクトルのバックグラウンドレベルを著しく高くしてしまうためである。シミュレーションでは、PID 検出器はスペクトロメータの最下流、飛行時間測定検出器の直後に設置しており、検出器のデザインを行う際に使用した粒子分布は PID 検出器の入り口 (最上流) におけるものである。

運動量分布

π 、 K 、 p の運動量分布を図 2.1 に示す。バックグラウンドとなる事象および、 D^{*-} 中間子からの崩壊粒子 ($D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$) の分布をそれぞれ示している。実際には Λ_c^+ からの崩壊粒子も PID 検出器に入射するがこれらは TOF 検出器による識別が可能のため、特に高運動量となる D^{*-} 崩壊からの K^+ 、 π^- を考慮すれば十分である。PID 検出器は、第一にチャームバリオンが生成する事象を正確に識別できるように設計する必要がある。 D^{*-} からの崩壊粒子である 2 つの π^- のうち $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$ の崩壊過程によるものは運動量が 2 GeV/c 以下となるが、このような粒子は TOF 検出器により識別することが可能である。 \bar{D}^0 からの崩壊粒子の運動量は π^- 、 K^+ とともに、おおよそ 16 GeV/c 程度まで広く分布している。2 GeV/c 以下の粒子は TOF で識別できるため、PID 検出器では識別運動量領域の要求値を、2 – 16 GeV/c と定めた。シミュレーションによって得られた分布では Λ_c^+ 生成事象で検出される D^{*-} 崩壊からの K^+ 、 π^- 粒子が最も高い運動量となる。この識別領域よりも高い運動量を持つ粒子は 2 GeV/c 以上の粒子に対して 0.1% 未満であるため、運動量領域の設定は十分であると言える。また、バックグラウンド事象の分布では 2 GeV/c 程度の運動量を持つ粒子が多いことがわかる。そのため、実験のバックグラウンドを低減するためには低運動量側での誤識別率も低いことが重要である。2 GeV/c 付近は TOF 検出器での識別領域との接続点となっているので、低運動量領域では RICH 検出器の識別能にある程度余裕を持たせる必要がある。

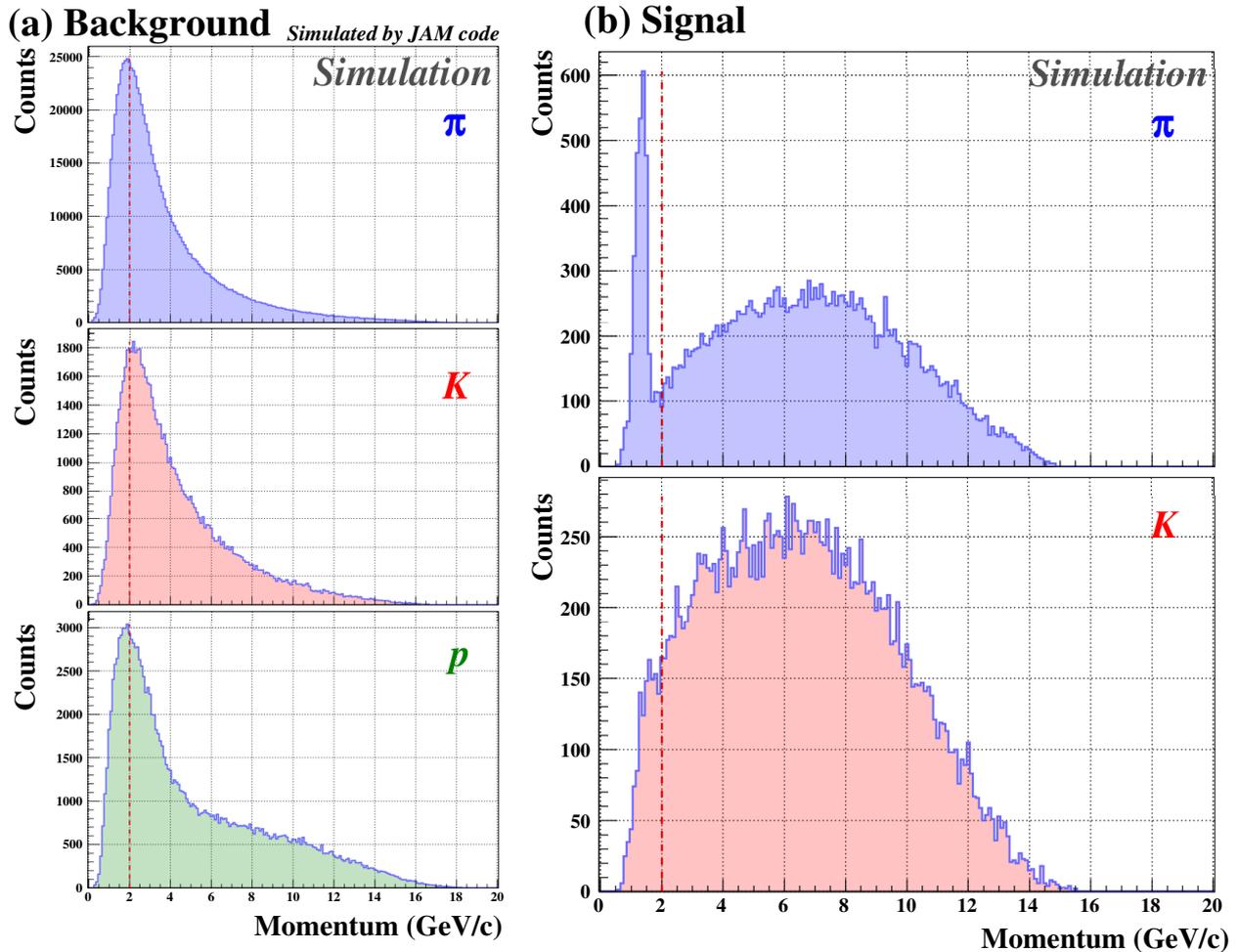


図 2.1 散乱粒子の運動量分布。(a) は JAM コードによって見積もったバックグラウンド事象におけるもの、(b) は Λ_c^+ 生成事象での散乱粒子の分布をそれぞれ示している。全ての粒子が 2 – 16 GeV/c の広い範囲で分布している。

入射位置と角度分布

検出器の大きさは、2 GeV/c 以上の散乱粒子が PID 検出器の位置でどの程度広がるかによって決まる。PID 検出器の最上流における入射位置とその角度分布を図 2.2、2.3 にそれぞれ示す。入射位置分布では 2.3.1 節で決定したエアロゲル輻射体の大きさを赤線で示している。 Λ_c^+ の生成事象ではほとんど全ての粒子がこの赤枠の中に入る。散乱粒子はスペクトロメータによって運動量ごとに分散され PID 検出器に入射するため、低運動量の粒子ほど大きな角度で中心から遠い位置に入射する傾向がある。より下流では粒子の入射位置の広がりによって、さらに大きい面積を覆う必要がある。PID 検出器ではエアロゲルの下流にガスを輻射体として充填するが、このガス層も同様に入射位置と角度分布から要求される大きさを決定した。

同時入射粒子数

一度の事象における入射粒子数を図 2.4 に示す。RICH 検出器では検出位置からチェレンコフ角を求めするため、粒子が多数入射した場合には互いのチェレンコフ光が重なり合うことで識別能が低下してしまう可能性がある。粒子を識別する際に問題となるのは、同時に入射した粒子の入射位置が近く、その角度が

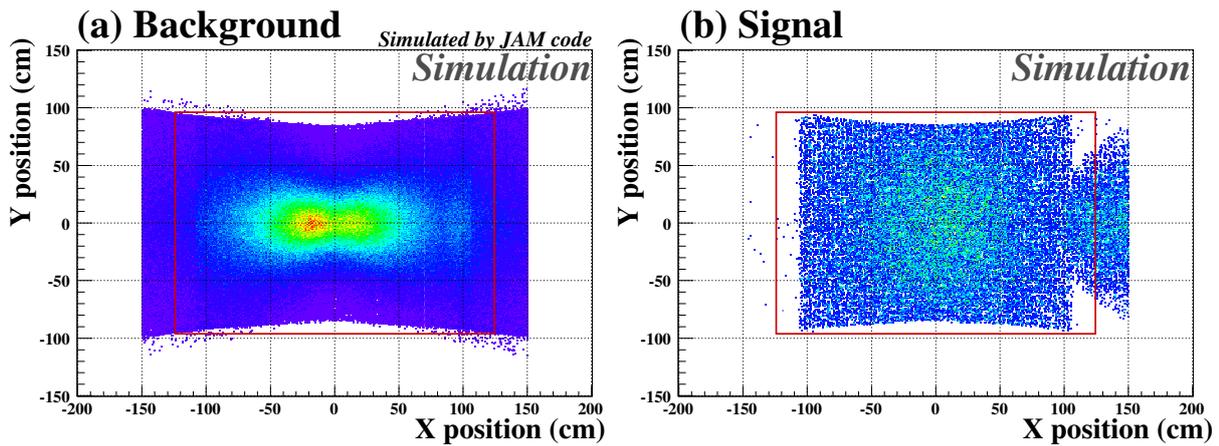


図 2.2 検出器への入射位置。(a) はバックグラウンド事象、(b) は Λ_c^+ 生成事象から K^+ 、 π^- 、 p ごとに区別することなく示している。赤線で示されているのは設計した RICH 検出器の最上流に置かれるエアロゲルの大きさである。

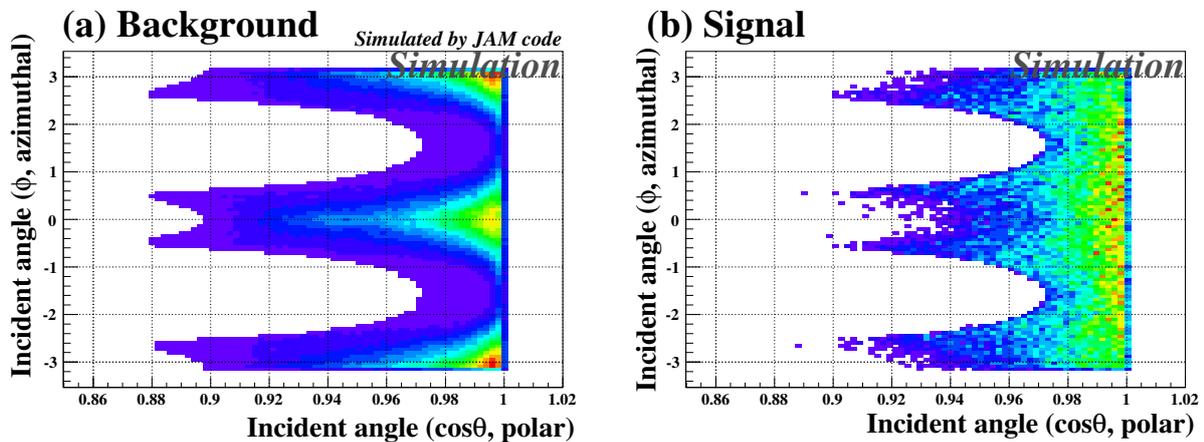


図 2.3 入射粒子の角度分布。(a) はバックグラウンド事象、(b) は Λ_c^+ 生成事象からの入射粒子に対する PID 検出器入り口での運動量の角度をそれぞれ示している。 $\cos\theta > 0.9$ の領域にほぼ全ての粒子が入る。

平行に近い場合である。この場合、光検出器でのチェレンコフ光の重なりが大きくなってしまいうため複数粒子からの光を誤認してしまう事がある。しかし、 D^{*-} からの崩壊粒子である π^- と K^+ は電荷の違いから入射角度が広がる傾向にあるため、同時入射による影響は少ないと考えられる。

2.2.2 要求性能

以上のシミュレーション結果から得られた PID 検出器の要求性能を表 2.1 にまとめる。チャームバリオンの検出感度を十分高くするため、90% 以上の検出効率と 3% 以下の誤識別を達成しなければならない。

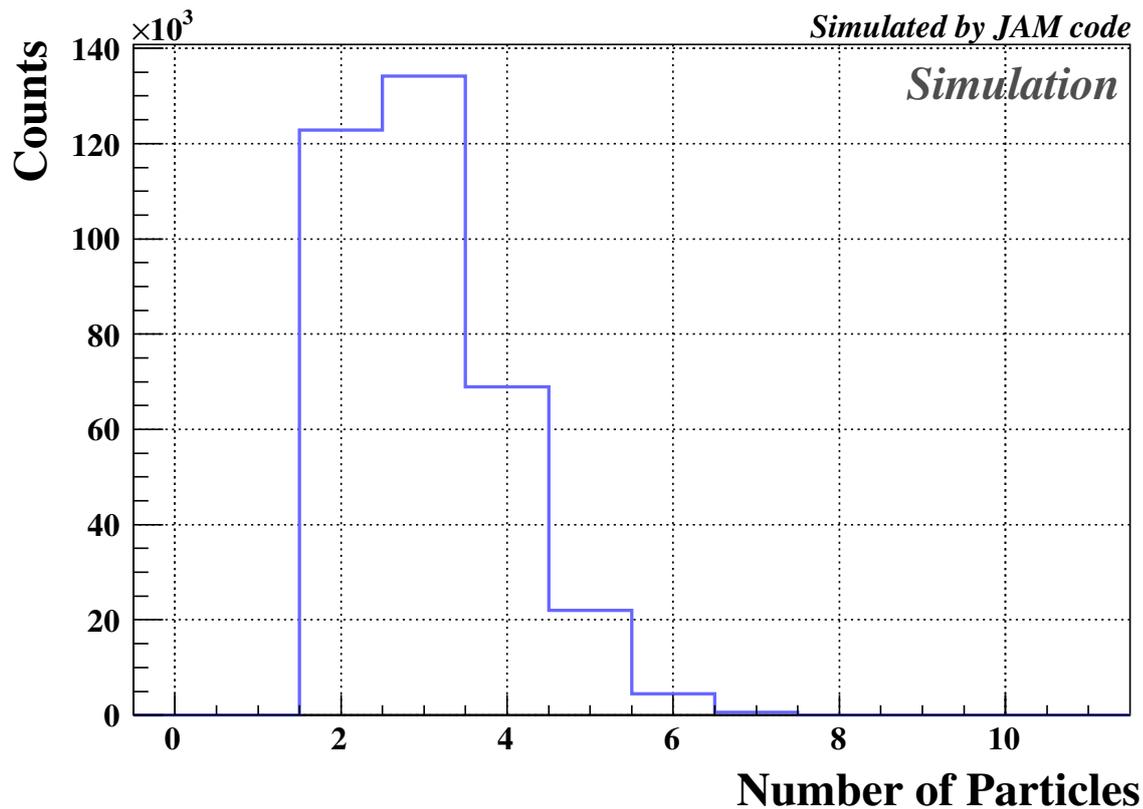


図 2.4 バックグラウンド事象における粒子の同時入射数

表 2.1 PID 検出器の要求性能

Momentum region	2 – 16 GeV/c
Particles	π^\pm, K^\pm, p^\pm
Detect area	~ 2.2 m × 1.6 m 以上
Maximum incident angle	$\cos\theta = 0.9$ ($\theta = 451$ mrad)
Efficiency	90% 以上
Miss-PID ratio	3% 以下

2.3 RICH 検出器の設計

以上のシミュレーション結果をもとに、PID 検出器の設計を行った。RICH 検出器の設計では以下の項目を決定する必要がある。

- 輻射体の選定
 - 識別粒子の質量、運動量分布や入射位置から輻射体の屈折率と材質、大きさの決定。
- 光検出器の設計
 - 検出器の角度分解能や光の検出効率により誤識別率や検出効率が大きく変わる。必要な角度分解能や入射粒子分布から光検出器の構成を決定。

- 光学系の設計

- チェレンコフ光を光検出器に反射させ、鏡によるチェレンコフ光の収束を行うための鏡の形状を決定。

実際の識別能に与える影響は輻射体の屈折率と光検出器の分解能に依るところが大きい。この 2 つは互いに関係しあっており、最適となるよう調整する必要がある。

図 2.5 に設計した RICH 検出器の外観図を示す。各構成要素の詳細は次節以降でそれぞれ述べることとし、ここでは概要のみを述べる。輻射体はエアロゲル ($n = 1.04$) と C_4F_{10} ($n = 1.00137$) を用いる。これらは入射粒子の方向に並べて置かれ検出器最上流にエアロゲル、その下流を C_4F_{10} で満たす。エアロゲルは C_4F_{10} に触れないようにするため、窒素を充填した容器に封入する。それぞれの輻射体からのチェレンコフ光は同一の検出面により検出する。そのため、エアロゲル容器の下流側に透明なアクリル材を用い、エアロゲルからのチェレンコフ光を下流に置かれた反射鏡へと取り出す。検出されるチェレンコフ光の量は輻射体の厚みによって決まり、RICH 検出器の識別能、特に識別効率に強い影響を与える。エアロゲルと C_4F_{10} の厚みはそれぞれ 6.0 cm、150 cm である。これらの輻射体の選定については次節で述べる。光検出器に散乱粒子が直接当たることが無いよう、2 つ検出面は上下に分けて設置する。チェレンコフ光を上下に反射させるため、検出器最下流には反射鏡を用いる。反射鏡では反射と同時にチェレンコフ光を収束させる目的があり、分解能を得るために必要である。反射鏡は 2 つの曲率半径 $R = 3.0$ m の球面鏡を上下に組み合わせることで構成し、検出器全体は水平中心面に対して上下対称の構造としている。上下に分けられた個々の球面鏡は、中心面に於いて鏡に対する垂線が水平面に対して 20° 傾けて設置し、光検出面までチェレンコフ光を反射させる際にエアロゲルなどと干渉しないよう考慮している。2 つの光検出面は光電子増倍管 (PMT) または半導体検出器の 1 つである Multi Pixel Photon Counter (MPPC) を敷き詰めることで構成する。各セグメントの大きさにより検出面におけるチェレンコフ角の角度分解能が決まる。式 (2.16) で示した通り、RICH 検出器の識別能を決定する k_{RICH} は角度分解能に依存している。そこで要求性能から必要な角度分解能を求め、セグメントの大きさを決定した。セグメントは円形で、必要な角度分解能の見積りからその直径を 5.4 cm とした。これらの詳細については 2.3.2、2.3.3 節で詳しく述べる。これらの設計は 4 章で述べる GEANT4 を用いたシミュレーションにより、識別性能を評価した。

2.3.1 輻射体の選定

輻射体の選定は識別する粒子の速度に依る。本実験で識別する粒子は π^\pm 、 K^\pm 、 p/\bar{p} で、識別運動量領域は前節で述べた通り 2 – 16 GeV/c である。この広い運動量領域で粒子識別を行うために、屈折率の異なる 2 つの輻射体を組み合わせて用いる。輻射体を組み合わせて用いることで広い運動量領域での識別を各輻射体で分担し、個々の輻射体での運動量領域を狭くすることができる。ここでは、低い運動量を識別するために用いる屈折率が高い輻射体を第 1 輻射体、高い運動量を識別するための屈折率が低い輻射体を第 2 輻射体とする。

初めに第 1 輻射体の選定について述べる。第 1 輻射体では 2 GeV/c から運動量領域の中間までの領域で識別を行う。表 2.2 に 2 GeV/c における各粒子の β の値をまとめた。

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、屈折率が 1.10 を超えると p でもチェレンコフ光が輻射するようになる。前節で述べたように、バックグラウンド事象における散乱粒子の分布では 2 GeV/c 付近の運動量を持つ粒子がその多くを占める。RICH

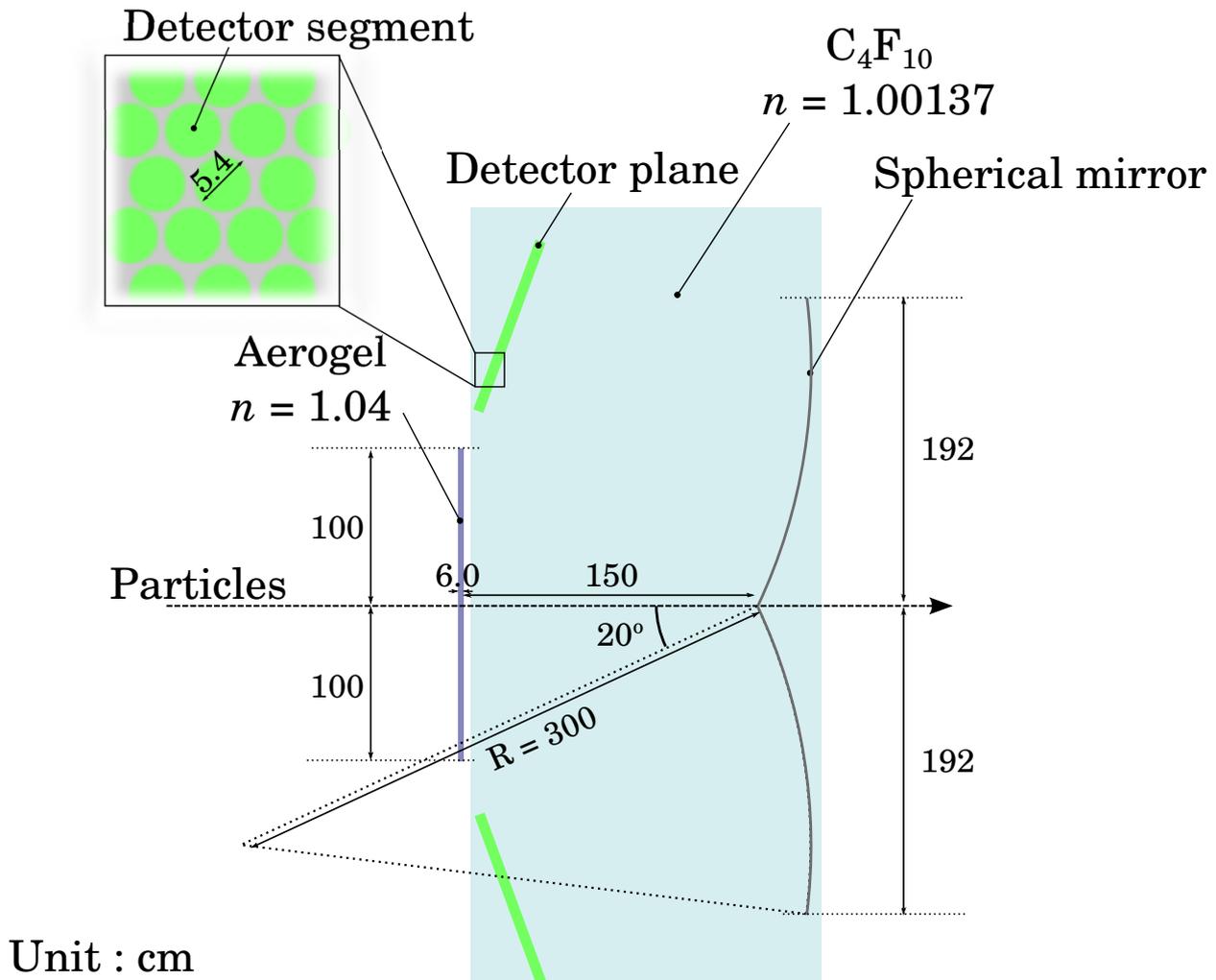


図 2.5 検出器のデザイン。上流からエアロゲル、ガス層そして球面鏡が置かれる。検出面はビームラインを避けるように検出器の上下に分けて置かれる。(立面図) 横幅 (紙面に垂直方向) について、エアロゲルは 250 cm、球面鏡の幅は 541 cm となる。(本文参照)

表 2.2 運動量領域での β の値

Particle	Mass (GeV/c^2)	β	$1/\beta (= n)$
π	0.13957	0.99757	1.002
K	0.49368	0.97086	1.030
p	0.93827	0.90532	1.105

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。さらに、片方の粒子が閾値以下であれば発光の有無のみを用いる閾値型のように識別することができる。このとき、同時入射によるチェレンコフ光の重なりやチェレンコフ光以外のバックグラウンドとなる光がなければ光検出器の角度分解能によらず高い識別能を得ることも可能である。従って、 p でのチェレンコフ光の輻射はできるだけ高い運動量から始まることが望ましい。 K/p 識別の場合、屈折率が $n = 1.03 - 1.10$ の場合に、 $2 \text{ GeV}/c$ 付近での識別を発光の有無のみで行うことができる。以上から、第 1 輻射体の屈折率を 1.04 と定めた。

屈折率 1.04 の輻射体としてシリカエアロゲル [10] を選定した。シリカエアロゲルは閾値型、RICH 型ともに輻射体として広く持ちいられる物質で、製造の際に屈折率を 1.01 – 1.06 程度の領域で調節することができる。

次に第2輻射体の選定について述べる。第2輻射体は高い運動量における識別を行うため、屈折率が低いものである必要がある。そのため、輻射体として気体を用いる。表 2.3 にチェレンコフ検出器の輻射体として用いられることが多い気体をまとめる。気体の屈折率は圧力により変化するので、屈折率を調整することができるが検出器の安定性などを考え大気圧で使用する。

2つの粒子に対する識別能は2粒子でのチェレンコフ角の差 ($\Delta\theta$) によって決まる。3つの粒子の場合には π/K 、 K/p の2つの組み合わせについて考える必要がある。それぞれの粒子の組み合わせにおけるチェレンコフ角の差を $\Delta\theta_{\pi/K}$ 、 $\Delta\theta_{K/p}$ とする。運動量領域における $\Delta\theta$ の最小値 ($\Delta\theta_{min}$) をできるだけ大きくすることで、最大の識別能を得ることができる。 $\Delta\theta_{min}$ を最大にするために考えなければならないのは、

- 16 GeV/c における第2輻射体での π 、 K のチェレンコフ角の差： $\Delta\theta_{\pi/K}^2$
- 第2輻射体の π に対する発光閾値運動量における第1輻射体での π 、 K のチェレンコフ角の差： $\Delta\theta_{\pi/K}^1$
- 第2輻射体の K に対する発光閾値運動量における第1輻射体での K 、 p のチェレンコフ角の差： $\Delta\theta_{K/p}^1$

である。これらの最小値が最も大きくなる屈折率は $n \sim 1.0014$ となる。この程度の屈折率を持つ気体として C_4F_{10} ($n = 1.000137$) を選んだ。この場合、 $\Delta\theta_{min}$ は 12.6 mrad となる。選定した輻射体の屈折率と閾値を表 2.4 にまとめる。

表 2.3 輻射体として用いられる気体の例。 γ_{trd} はチェレンコフ光が放射される閾値ローレンツ因子

Gas	$(n - 1) \times 10^3$	γ_{trd}
He	0.03491	119.7
Al	0.2817	42.14
N ₂	0.2984	40.94
CH ₄	0.4441	33.57
CO ₂	0.4489	33.39
CF ₄	0.50	31.63
C ₄ F ₁₀	1.37	19.12

表 2.4 選定した輻射体

Radiator	n	$\beta_t = 1/n$	p_t^π (GeV/c)	p_t^K (GeV/c)	p_t^p (GeV/c)
Aerogel	1.04	0.9615	0.4886	1.728	3.285
C ₄ F ₁₀ Gas	1.00137	0.9986	2.665	9.4284	17.92

同様の運動量領域で識別を行う RICH 検出器は HERMES 実験でも使われている [9]。輻射体は同様にシリカエアロゲル ($n=1.03$) と C_4F_{10} を使用し、個々の検出器の角度分解能を 7 mrad 程度とすること

で、 π^\pm 、 K^\pm 、 p/\bar{p} の識別を行なっている。本実験における識別粒子は、この HERMES RICH 検出器と同程度の運動量領域を目指しているため近い設計となっている。

各輻射体の大きさは散乱粒子分布によって決める。前節で得られた散乱粒子の入射位置から、PID 検出器の最上流に置かれるエアロゲル輻射体の大きさを、250 cm × 200 cm とした。図 2.2 において赤枠がエアロゲルの大きさを示しており、チャームバリオン生成事象ではほぼ全ての粒子がエアロゲルに入射する。 C_4F_{10} はエアロゲルよりも下流に位置するため、さらに大きな面積が必要となる。検出器内部は輻射体である C_4F_{10} を充填するため、検出器の大きさが C_4F_{10} 輻射体の大きさとなる。 C_4F_{10} によるエアロゲルの劣化や光学特性の変化を防ぐため、エアロゲルを C_4F_{10} と分離しなければならない。そこで、エアロゲルは窒素 (N_2) を充填した容器に封入する。容器の下流側に透明なアクリル材を用い、エアロゲルにおいて放射されたチェレンコフ光を取り出す。また、それぞれの輻射体の厚みによりチェレンコフ光の発光量が決定する。識別性能に影響するのは光検出器により検出される光子数であり、光検出器の量子効率などを考慮する必要があるため次節で述べる。また、 C_4F_{10} の面積についても同様に、検出面と光学系によって決まるため次節以後で述べる。

2.3.2 光検出器の設計

検出器面は PMT や MPPC[11] のような光検出器を敷き詰めることで構成する。PMT は検出面を構成できる適切なサイズのものを用いる。MPPC は検出面積が $3 \times 3 \text{ mm}^2$ まで使用可能なので、必要なセグメントの大きさのライトガイドと組み合わせる。どちらの場合でも各セグメントは円形を想定しており、細密充填となるように並べる。検出光子数の見積りは、検出効率や鏡の反射率などを図 2.6 に示される波長依存性を考慮して行った。エアロゲルでは前述したとおり C_4F_{10} とのしきりとして UV 透過型の PMMA 樹脂を仮定し、その吸収による光の減衰を考慮している。

MPPC ではライトガイドを用いるが、その集光率を 50% で一定とした。検出されるチェレンコフ光は式 (2.9) により見積もることができる。2.1.2 節で述べた通り、光検出器や反射鏡などの波長依存性は式 (2.10) で定義した N_0 により考える。 N_0 は各構成要素の波長依存性を掛け合わせ光の波長で積分した値となっており、波長依存性から検出光子数という量に換算するために用いている。それぞれの輻射体での N_0 の値を表 2.5 にまとめた。図 2.7 にチェレンコフ角と、表 2.5 の値を用いて計算した単位長さあたりの検出光子数を示す。輻射体の厚みは図 2.7 から、それぞれの輻射体で必要な検出光子数を得られるように決定する。エアロゲルは $2 \text{ GeV}/c$ の K が入射した場合に 5 個以上の光子が検出されることを検出条件とした。その場合に必要となる厚さは 3.0 cm となる。 C_4F_{10} については $10.5 \text{ GeV}/c$ で 5 個以上の検出光子数を得ることを条件とし、必要となる最低の厚さが 80 cm である。これらの値は、輻射体中の光の減衰や暗電流のようなノイズの影響を無視して考えているため、実際はさらに厚くする必要がある。4 章のシミュレーションではこのような影響を取り入れ識別性能を見積もっており、暗電流がある場合にはチェレンコフ光による信号とノイズを区別するため、さらに発光量が必要となる。シミュレーションによる識別性能の見積りから、輻射体の厚みをそれぞれ 6.0 cm、150 cm とした。 C_4F_{10} の厚みは反射鏡の設置位置によって決まり、チェレンコフ光を検出器まできちんと反射させるために鏡の設置位置は制限される。このことは 2.3.3 節で詳しく述べる。

検出面の検出位置分解能 (σ_d) は構成するセグメントの大きさによって決まる。 σ_d は角度分解能 (σ_θ^d) と次式で関係づけることができる。

$$\frac{\sigma_\theta^d}{\theta} = \frac{\sigma_d}{L \cdot \tan\theta} \cos^2\theta \quad (2.17)$$

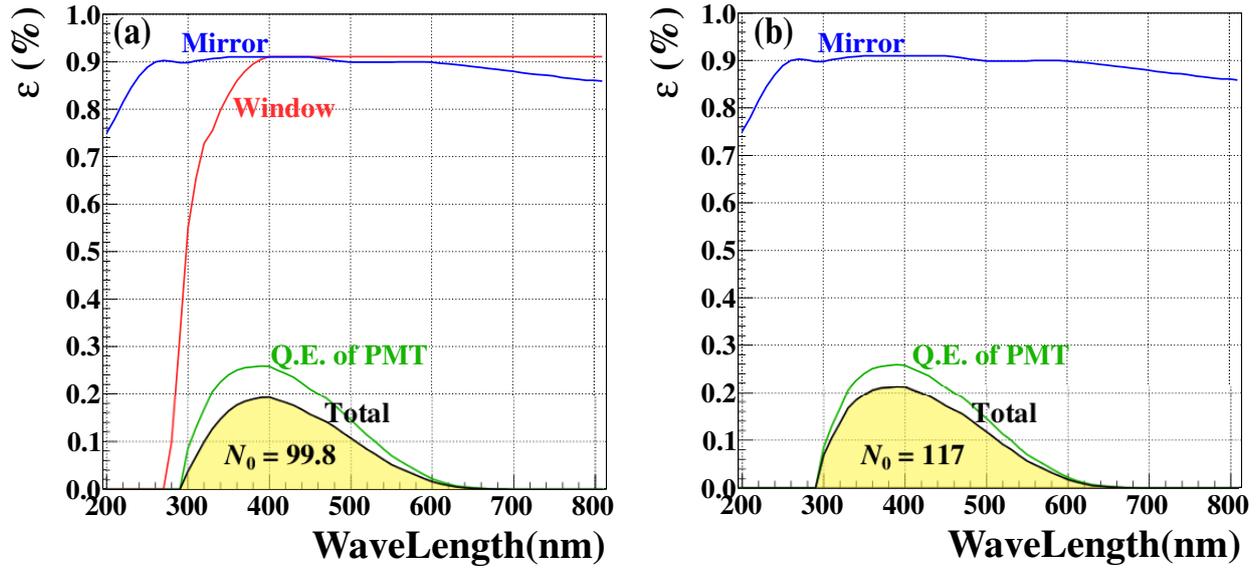


図 2.6 検出器の光学特性。(a) はエアロゲル、(b) は C_4F_{10} の場合をそれぞれ示している。光検出器には PMT、鏡はアルミニウムの反射率とした。エアロゲルの下流側に置く窓は UV 透過型の PMMA を仮定している。黄色の面積が検出性能 (N_0) を表している。

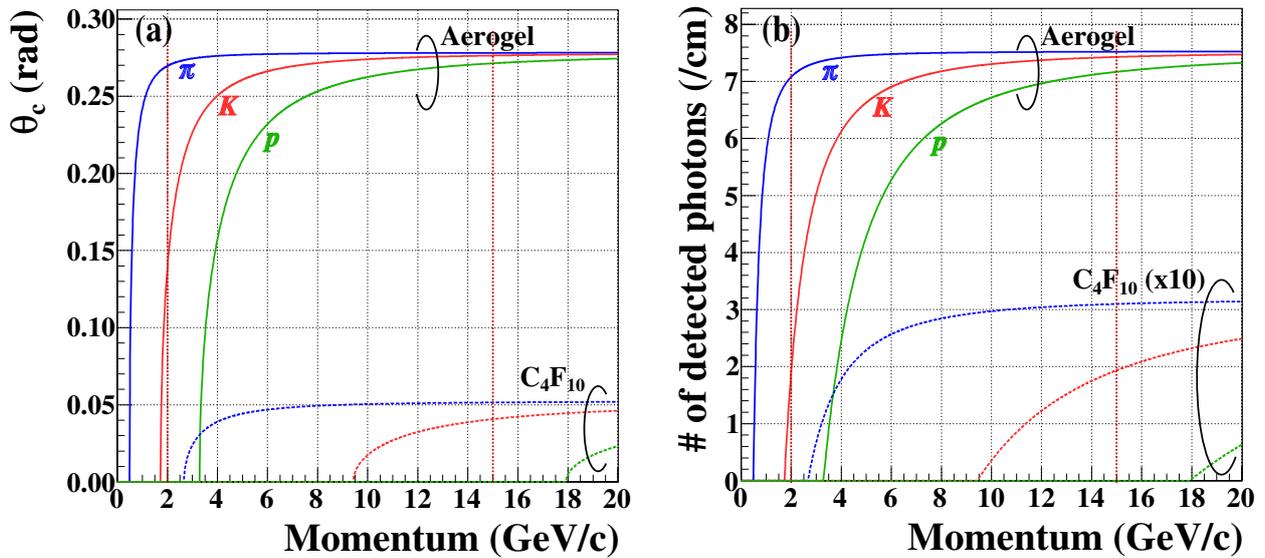


図 2.7 各輻射体でのチェレンコフ角と検出光子数。(a) にチェレンコフ角、(b) に厚さ 1cm あたりの輻射体を設置した時の検出光子数を示している。実線はエアロゲル、破線は C_4F_{10} を表している。検出光子数は C_4F_{10} の検出光子数を 10 倍して表示している。

ここで、 L は輻射体の中心から検出器までの距離、 θ は放射されたチェレンコフ光の角度である。また、輻射体の厚み (W_r) によりチェレンコフ光が輻射される位置が異なり、検出器面でのイメージに分散が生じる。このことによる分解能の影響も同様に考えることができ、

$$\frac{\sigma_\theta^e}{\theta} = \frac{\sigma_e}{L} \cos\theta \quad (2.18)$$

表 2.5 各光検出器での N_0 の比較

Photon sensor	N_0 (cm^{-1})	
	Aerogel	C_4F_{10}
PMT	99.8	117
MPPC (with LightGuide)	82.3	92.5

となる。ここで、 σ_e は輻射位置の分布における標準偏差で、

$$\sigma_e = W_r / \left(\sqrt{12} \cdot \cos\theta_p \right) \quad (2.19)$$

である。 $(\theta_p$ は粒子の入射角度を表す。) これらを考慮したものが、1つの光子にたいする角度分解能 (σ_θ) となる。

式 (2.16)、(2.3) から、ある運動量 p 、質量 m_1 、 m_2 の3粒子を識別するのに必要な検出面の角度分解能 σ_{nec} は

$$\sigma_{nec} = \frac{\sqrt{N_{det}} (m_2^2 - m_1^2)}{2p^2 n_\sigma \cdot \tan\theta_c} \quad (2.20)$$

となる。ここで、 N_{de} は検出光子数、 θ_c はチェレンコフ角である。

前述した検出光子数と2粒子のチェレンコフ角分布の分離度を $n_\sigma = 5$ としたとき、各運動量で必要な角度分解能を図 2.8 に示す。 $p = 15 \text{ GeV}/c$ における、 π と K の分離に必要な角度分解能として、式 (2.20) から、目的の運動量領域で識別をするためには角度分解能が 9.62 mrad 必要だと見積もることができる。

σ_{nec} と各分散の関係を、

$$\sigma_{nec} = \sqrt{(\sigma_\theta^d)^2 + (\sigma_\theta^e)^2} \quad (2.21)$$

として必要なセグメントの大きさを見積もった。

見積りの例として、4章で述べるシミュレーションのセットアップについて考える。3.0 cm のエアロゲルと 80 cm の C_4F_{10} を用い、検出器からエアロゲルの中心までの距離を 200 cm、 C_4F_{10} の中心までの距離を 160 cm とした場合を考える。これらの厚みによる分散は、式 (2.18) からエアロゲルと C_4F_{10} で、それぞれ 1.16 mrad、7.54 mrad となる。このとき必要な検出面の角度分解能は、

$$\sigma_\theta^d = \sqrt{9.64^2 - 7.54^2} = 5.97 \text{ mrad}$$

となる。したがって、検出面で必要な位置分解能は

$$\sigma_d \sim 160 \times 5.97 \times 10^{-3} = 0.955 \text{ cm}$$

と求めることができる。円形のセグメントの場合、セグメントの直径 (d_{seg}) と位置分解能 (σ_d) の関係は

$$\sigma_d = \frac{\sqrt{1 - 8/\pi^2}}{2} \cdot d_{seg} \quad (2.22)$$

となる。よって必要なセグメントの大きさは $d_{seg} = 4.4 \text{ cm}$ と求められる。

設計では次節で述べる球面鏡に依る収束を行なっているので、輻射体の厚みによる分散を小さくすることができる。(球面鏡による収束の詳細は付録 (A) で述べる。) [9] では球面鏡による収束によって、厚みによる分散が 2 mrad 程度となっている。設計ではこの値を参考にし、セーフティーファクターを

考慮し文献値の 2 倍の $\sigma_\theta^e = 4 \text{ mrad}$ の分散と仮定した。また、設計では色収差の効果などを考慮していないため、それらが寄与する角度の分散 σ_m を角度分解能のセーフティファクターとし、この値も $\sigma_m = 4 \text{ mrad}$ として考慮した。検出面で必要となる角度分解能は、

$$\sigma_\theta^d = \sqrt{(\sigma_{nes})^2 - ((\sigma_\theta^e)^2 + (\sigma_m)^2)} = 7.78 \text{ mrad}$$

となる。必要なセグメントの大きさは球面鏡の形状によって決まるため、2.3.3 節で改めて述べる。

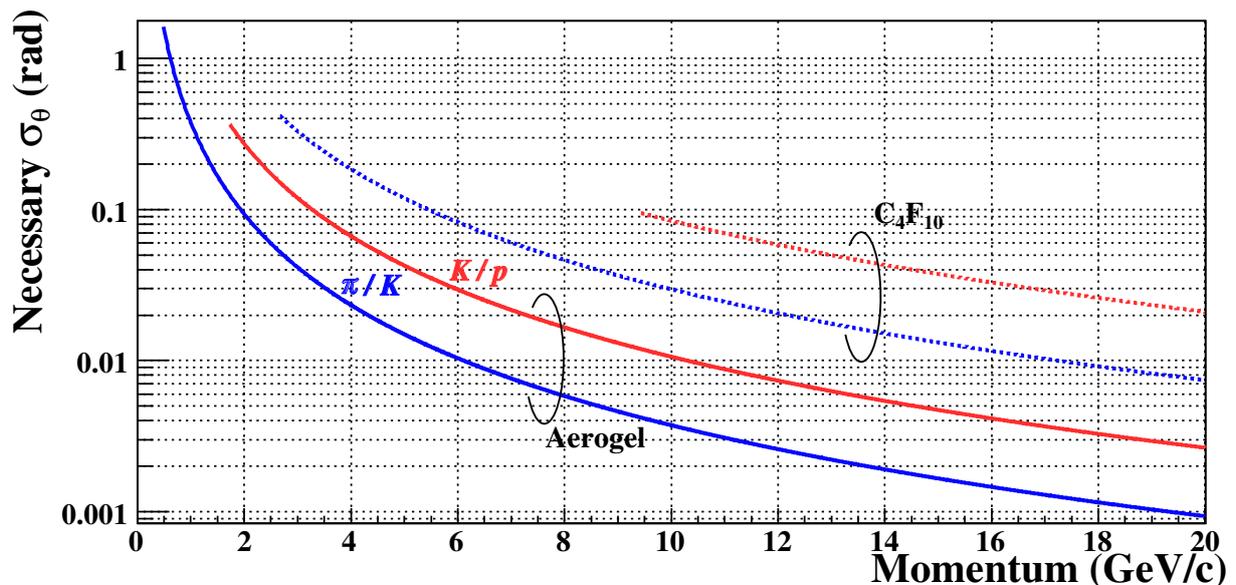


図 2.8 検出面に求められる角度分解能。実線はエアロゲル、破線は C_4F_{10} からチェレンコフ光によって識別するときに必要な値である。 π/K 、 K/p の識別で異なる分解能が必要となり、これらを青、赤色の線で示している。検出面の分解能が 9 mrad 程度あれば全ての運動量で π^\pm 、 K^\pm 、 p/\bar{p} の識別をすることが可能である。

2.3.3 光学系の設計

前述した通り、 C_4F_{10} の厚さによるイメージの分散が大きいため球面鏡によって収束させる必要がある。曲率半径 R の球面鏡に平行に入射した光は収束点 $f = R/2$ で焦点を結ぶ。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厚さによる分散を小さくすることができる。収束後には球面鏡の収差と検出面と収束面のずれによって分散が生じるが、前節で述べた通り本設計ではこれらの合計が 4 mrad になると仮定している。また、光検出器に散乱粒子が直接当たることがないように球面鏡を傾けチェレンコフ光を上下に反射させる。球面鏡の収差は光の球面に対する光の入射角度が大きいくほど大きくなるため、傾きは小さいほうが良い。よって、検出面までのあいだでエアロゲルなどによって光が遮られないようになる最小の傾きにする。エアロゲルと鏡の間の距離 150 cm とした場合、鏡の傾きを 20° 程とすれば収束面が散乱粒子の分布からはずれ、エアロゲルなどとも干渉しない。エアロゲルと球面鏡の間に C_4F_{10} を充填させ、輻射体の厚みが最小で 150 cm となる。

検出面の角度分解能は式 (2.17) によって求められる。球面鏡では球面鏡に入射した角度によって、焦点面での検出位置が変わる。焦点面での検出位置と球面の曲率中心の角度が球面鏡に入射した角度となる。

したがって、検出面を焦点面に置く場合には角度分解能は式 (2.17) の L を焦点距離 $f = R/2$ (R : 曲率半径) とすれば良い。 $R = 3.0$ m の球面鏡を用いる場合に検出面で要求される角度分解能 $\sigma_d = 7.78$ mrad を得るためには、検出面のセグメントの直径を

$$d_{seg} = \frac{R \cdot \tan\theta}{\cos^2\theta} \cdot \left(1 - \frac{8}{\pi^2}\right)^{-1/2} \cdot \frac{\sigma_d}{\theta} = 5.36 \text{ cm}$$

とすれば良い。

検出面の面積は球面鏡に光子が入射する角度の最大値 (θ_{max}) で決まる。図 2.3 から、チャームバリオン生成事象では 0.45 rad まで検出できれば十分である。この場合 θ_{max} は粒子の入射角度とエアロゲルによるチェレンコフ角の最大値の和となり、

$$\theta_{max} = 0.45 + 0.28 = 0.73 \text{ rad}$$

と求めることができる。さらにエアロゲルと窒素の間での屈折を考慮して、求められる最大入射角度は

$$\theta'_{max} = \sin^{-1} \left(\frac{1.04}{1.000293} \cdot \sin 0.73 \right) = 0.77 \text{ rad}$$

となる。したがって、 $R = 3.0$ m のとき必要な検出面の面積は

$$S \sim \theta'_{max} \cdot R \times \theta'_{max} \cdot R = 2.31 \text{ m} \times 2.31 \text{ m}$$

となる。同様に球面鏡の幅は、入射位置と放射された光の最大角度 θ_{max} によって決めることができる。入射粒子の位置は最大で 125 cm 中心から外れる。球面鏡がある 150 cm 先での広がり W_m が球面鏡の幅 W_m となり、

$$W_m = 2 \cdot (125 + 150 \tan \theta_{max}) = 541 \text{ cm}$$

となる。同様に高さ方向の幅についても考えることができ、このときの最大角度は $\theta_{max} = 0.25$ mrad で、屈折を考えると $\theta'_{max} = 0.55$ mrad となる。高さ方向は最大で 100 cm だけ中心から離れて入射するので、球面鏡の高さは

$$H_m = 2 \cdot (100 + 150 \tan \theta_{max}) = 384 \text{ cm}$$

であれば良い。

2.4 検出器の設計とシミュレーション

設計では、チェレンコフ光以外のバックグラウンドが無いとしたときの計算を行い、4章で述べるシミュレーションにより次の2点について検討し、各設計値を再考している。

1. 識別性能

設計した角度分解能で要求される識別性能が得られることをシミュレーションによって確認する。また、チャームバリオン励起スペクトルに対する識別性能の影響についても検討する。

2. 輻射体の厚さ

設計ではエアロゲルの光学的特性 (吸収や散乱など) を考慮していないため、この影響をシミュレーションによって見積る。エアロゲルの発光量を測定するテスト実験を行い、この結果を再現するようにシミュレーションで用いるエアロゲルの光学的特性を調節した。その上で、シミュレーションを用いて必要なエアロゲルの厚さを決める。

まず 3 章でテスト実験について述べ、4 章でシミュレーションの説明と結果を反映させた設計について述べる。

これらのシミュレーションを行うために必要なパラメータ、特にエアロゲルの光学パラメータを決定するための実験を行った。この実験とシミュレーションにおけるパラメータの決定については 3 章で述べる。本章の設計の背景となっている識別性能の評価については 4 章で詳述する。

第3章

東北大学 ELPH に於けるテスト実験

RICH 検出器の設計を行うため、東北大学電子光物理学研究センター (ELPH) に於いてテスト実験を行い、屈折率が 1.03 のシリカエアロゲル及び、空気におけるチェレンコフ光の発光量を測定した。実験は 2013 年 12 月に ELPH の GeV 照射室で行い、運動量が 750 MeV の電子線を使用した。本章ではテスト実験の解析結果及びシミュレーションとの比較について述べる。

3.1 実験概要

4 章に詳述するとおり、RICH 検出器の設計のために、GEANT4 によるシミュレーションを行なった。GEANT4 には、一般的な光検出効率や輻射体の光学特性が組み込まれているが、シミュレーションの信頼性を高めるためにチェレンコフ光の発光量を定めるための要因について理解する必要がある。実験により、チェレンコフ光の発光量を測定し、実験を模したシミュレーションと比較をすることでシミュレーションの妥当性を確認し、チェレンコフ光の検出数に関するパラメータ、特にエアロゲルの光学特性を決定することが目的である。そのため、発光量が飽和する、高エネルギー電子線を用いることとした。異なる物質での発光量を比較するため、発光体としてエアロゲル (屈折率: $n=1.03$) と空気 ($n=1.000292$) を用いた。

3.2 試作検出器

チェレンコフ光の発光量を測定するため、図 3.1、3.2 のような試作検出器を製作した。試作機はトリガー用シンチレーション検出器、発光体と光検出器から成っており光検出器には PMT(型番:R329-02[12]) を用いた。バックグラウンドとなる自然光が入らないよう、全体をアルミ製の暗箱で覆い遮光を施した。検出器配置の模式図を図に示す。TRG1A、1B、2A、2B はトリガー用検出器である。TRG1A・B と TRG2A・B は大きさが異なり、それぞれ $10 \times 10 \times 5 \text{ mm}^3$ 、 $30 \times 30 \times 5 \text{ mm}^3$ である。発光体と光検出器を挟むようにビームライン上流に TRG1A と TRG2A、下流に TRG1B と TRG2B をそれぞれ設置した。実験では TRG2A と TRG2B にて同時に粒子が検出される TRG2 トリガー (= $TRG2A \times TRG2B$) を用いた。さらに TRG1 の情報を解析で使用し、検出器の中心を通るビームのサイズを絞っている。実験では発光体としてエアロゲルと空気を用いているが、チェレンコフ角の違いが大きいため同様の配置では発光量を測定することができない。そのため、各輻射体を用いた測定は異なる検出器の配置で行った。以下にそれぞれの場合での検出器配置を述べる。

エアロゲルの場合

光検出器として6個のPMTを円周上に並べたものを使用した。図3.1に配置された光検出器を示す。各PMTはビームライン中心から6.75 cm離れた位置に円周状に置かれており、中心を通る粒子によって放射されてチェレンコフ光を検出する。発光体として用いるエアロゲルは透明なアクリル製の容器に入れ、PMTの表面からの距離を測り設置した。アクリル製の箱でビーム上流面をABS樹脂製の黒い板を使い、より上流からの光を遮光する。チェレンコフ光を取り出す下流面は厚さ1 mmのアクリル板を用い、光の減衰が少なくなるようにした。エアロゲルは大きさが $100 \times 100 \times 20 \text{ mm}^3$ のものを数枚組み合わせ、厚さを変化させて使用した。

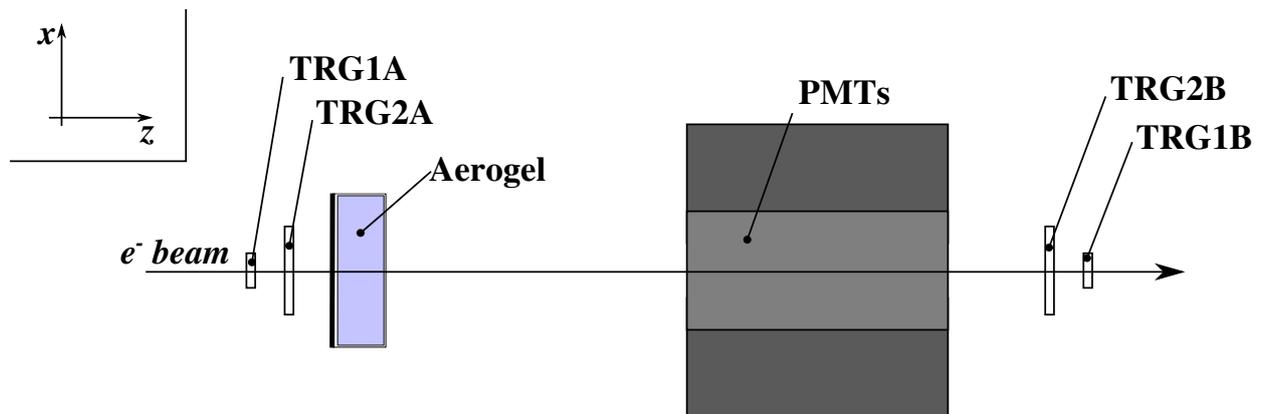


図3.1 エアロゲルを用いたときの検出器配置。エアロゲルは透明なアクリル容器にいれ、PMTの表面から距離を測って設置した。上流、下流には大きさの異なるトリガー用検出器を置き、荷電粒子が検出器の中心を通る事象を選別した。左の写真は輻射体であるエアロゲルを下流側から見た場合で、ビーム粒子は写真左側からエアロゲルに入射する。右の写真は6個のPMTで構成した検出器である。左手前から右奥方向にビーム粒子が通過し、輻射体を通過した際に放射されるチェレンコフ光を検出する。検出器の中心にはビーム粒子が通過するための貫通穴を開けている。

空気の場合

空気ではチェレンコフ角が 24.2 mrad 程で広がりがエアロゲルの場合に比べ小さいため、ビームライン上に光検出器を置く必要があるが光電面にビームが当たってしまう。そこで、ビームライン上に平面鏡を置き、チェレンコフ光をビームラインから逸らして設置した PMT で検出した。検出器の配置は図 3.2 のとおりである。反射鏡はビームラインに対して 15° の角度で置き、鏡表面から 7.5 cm の距離に置かれた PMT にチェレンコフ光を反射させる。反射材には亚克力製の板に Al が蒸着されたマイラーフィルムを 2 枚重ねたものと、住友 3M 社製の ESR 反射シートの 2 種類を用いた。発光体の長さを変えて測定するため、黒い亚克力製の板を反射鏡から距離を測って置き、その間の空気によるチェレンコフ光のみが PMT に入射するようにした。

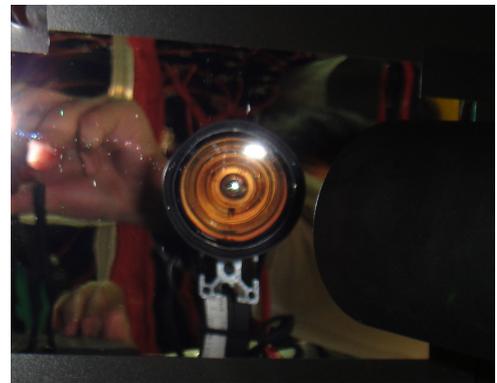
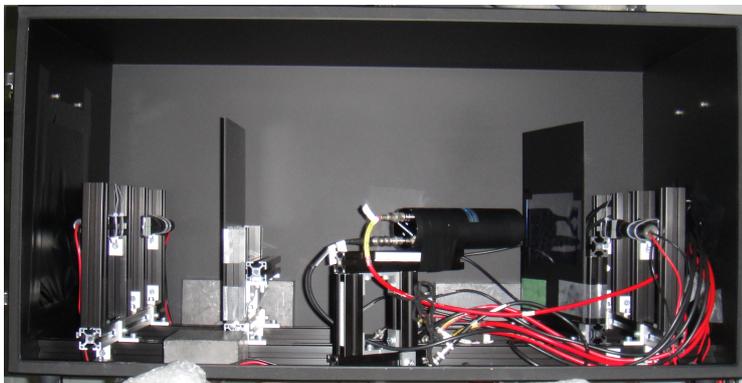
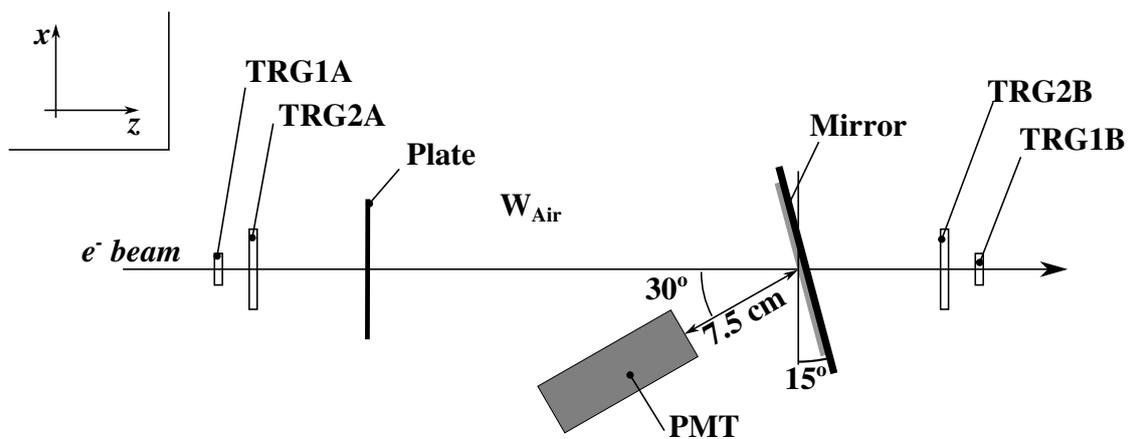


図 3.2 輻射体を空気としたときの検出器配置。ビームラインから逸らして設置した PMT にチェレンコフ光を反射させるため、平面鏡をビームラインに対して 15° の角度で設置した。輻射体の長さは黒い亚克力板と鏡の中心距離を変えることで調節した。左の写真は検出器の全体図。左側からビーム粒子が入射し、空气中で放射されたチェレンコフ光を反射鏡によって反射し手前に置かれている PMT で検出する。右の写真は上流からみた反射鏡である。ビームの中心位置から反射鏡を見たとき、PMT が反射鏡の中心に映っている。

3.3 解析方法

3.3.1 検出光子数の計算

PMT の信号は ADC によりデータを取得し、ペDESTAL と 1 光電子のチャンネルを使用して、以下の式によって ADC チャンネルから検出光電子数を計算した。

$$\text{Number of P.E.} = \frac{\text{ADC channel} - \text{pedestal}}{1 \text{ photon channel} - \text{pedestal}} \quad (3.1)$$

ペDESTAL と 1 光電子チャンネルの測定を各測定点毎に行い、実験状況や個々の PMT による検出光電子数を比較できるようにした。エアロゲルの場合は 6 個の PMT でチェレンコフ光を検出するので、すべての PMT で ADC チャンネルから検出光電子数を求めた後に足し合わせ全体の検出光電子数を比較した。

平均の検出光電子数は得られた光電子数の分布から求めた平均光電子数を用いた。PMT で光を検出する際、検出される光電子数の分布はポアソン分布に近いことが知られている。実際には PMT の分解能を考慮する必要があるので、ポアソン分布とガウス分布を掛けあわせた以下の式で分布をフィットし、平均光電子数 λ を求めた。

$$f(x, \lambda) = C \left\{ P(0, \lambda) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} + \sum_{k=1}^N P(k, \lambda) \frac{1}{\sqrt{2\pi k}\sigma_1} \exp\left(-\frac{x-k}{2\pi k\sigma_1^2}\right) \right\} \quad (3.2)$$

ここで各変数は

- λ : 平均光電子数
- C : 統計量
- σ_0 : ペDESTAL の分散
- σ_1 : 1 光電子の分散

である。図 3.3 にエアロゲルを輻射体とした時の検出光電子数分布とフィット結果を示す。式 (3.2) を用いることで問題なくフィッティングを行えた。今回の測定では PMT の信号をディスクリミネータに通し、その時間を TDC により取得したが、解析では TDC による事象の選別は行っていない。ディスクリミネータではおおよそ 1 光電子の半分の電圧値を閾値として設定した。ディスクリミネータで設定した閾値以下の信号が出力されなくなるため、発光量が少ないチェレンコフ光の場合には正しい平均光子数とならないためである。

3.3.2 シミュレーションとの比較

測定した結果と GEANT4 によるシミュレーションとの比較を行った。シミュレーションでは計算ステップごとに、発光量の式で求まる発光量を平均値とするポアソン分布を仮定し、乱数により光子を発生している。光検出器は PMT(R329-02) の量子効率を仮定し検出光子数の分布を求めた。図 3.4 にシミュレーションにより得られた厚さの違うエアロゲルを置いた場合の検出光電子数分布を示す。シミュレーションでは PMT の分解能を考慮していないため、平均光子数を出す際に式 (3.2) ではなく、ポアソン分布

$$P(x, \lambda) = \frac{\lambda^x e^{-\lambda}}{x!} \quad (3.3)$$

を用いてフィットを行い、分布の平均 λ を平均光電子数とした。

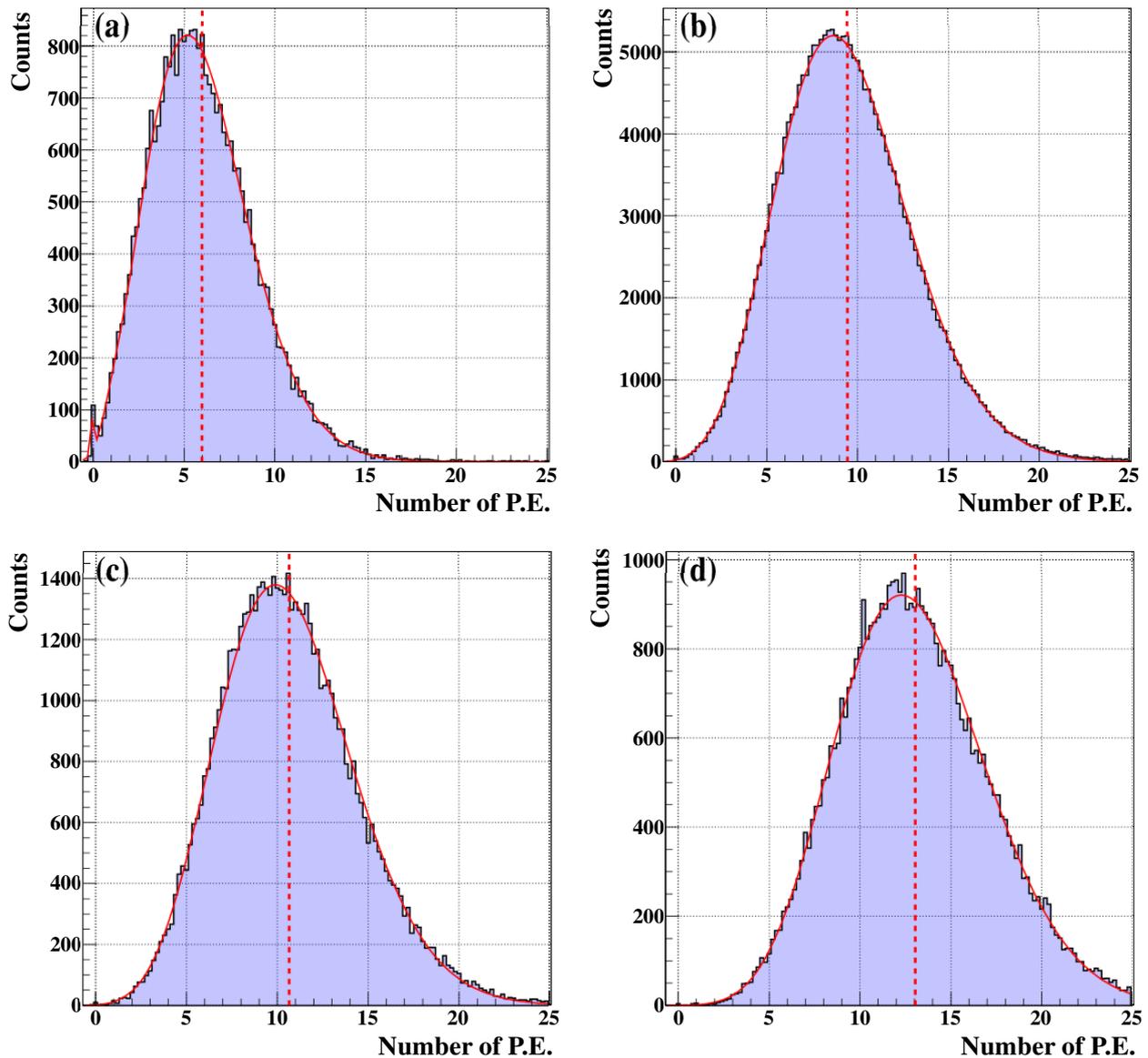


図 3.3 エアロゲルの厚さを変化させたときの検出光電子数の分布。(a)20 mm、(b)40 mm、(c)60 mm、(d)80 mm の結果をそれぞれ示している。赤の実線は式 (3.2) で分布をフィットした結果、破線はフィットから得られた平均をそれぞれ示している。

3.4 結果と考察

3.4.1 エアロゲルを輻射体とした場合

初めにエアロゲルからのチェレンコフ光以外の効果 (アクリルからのチェレンコフ光や、蛍光など) を差し引くため、アクリル容器のみを設置し測定を行った。この時の平均光電子数は 0.050 ± 0.001 で、以下の結果ではすべてこの値を引いたものを検出光電子数としている。誤差はフィットにおける平均光電子数の誤差とした。以下でエアロゲルの厚さを変化させた場合と、厚さを 40 mm 一定とし検出器とエアロゲル中心の距離を変化させた場合の実験結果とそのシミュレーション結果について述べる。

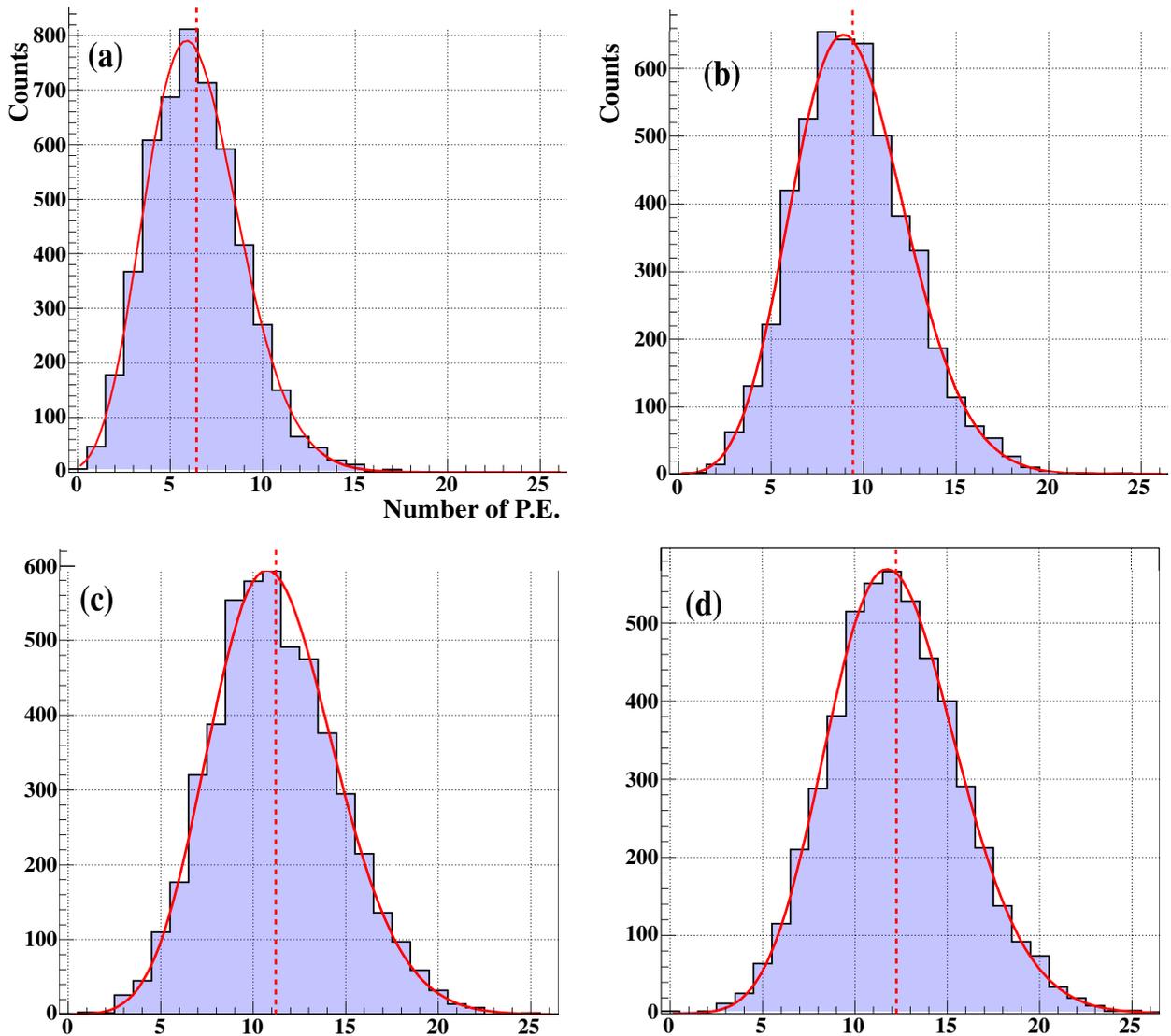


図 3.4 エアロゲルの厚さを変化させたときのシミュレーション結果。(a)20 mm、(b)40 mm、(c)60 mm、(d)80 mm の結果をそれぞれ示している。赤の実線は式 (3.3) によるフィット結果。

エアロゲルの厚さ依存性

チェレンコフ光は荷電粒子が輻射体を通過する長さに比例した発光量が得られるが、エアロゲルのように物質中での光の散乱と吸収によって、厚さに依る発光量の増加が穏やかになる。この傾向からシミュレーションにおけるエアロゲルの光学パラメータを決定する。初めに個々のエアロゲルでの光学的な特性のばらつきを見積もるため、厚さ 20 mm のエアロゲルを 2 つ用意し、それぞれの発光量の測定を行った。表 3.1 にそれぞれの平均検出光電子数を示す。20 mm における検出光電子数は 2 つの平均値とし、その分散をエアロゲルの個体差による誤差とした。他の厚さでの測定についてはこの個体差による誤差を同様に含むものとして考えた。

図 3.5 は各厚さのエアロゲルを設置した場合の平均検出光電子数である。エアロゲルの光学パラメータ

表 3.1 厚さ 20 mm のエアロゲルにおける検出光電子数：20 mm の厚さにおける光電子数は 2 つの
 タイルでの平均値とし、個体差によるばらつきは 2 点の分散とした。

	Aerogel-A	Aerogel-B	Mean
# of P.E.	5.93 ± 0.02 個	6.15 ± 0.01 個	6.0 ± 0.2 個

には、散乱長 (L_{sca}) と吸収長 (L_{abs}) を入力している。それぞれ、

$$L_{abs} \propto \begin{cases} \lambda^{3.5} (\lambda < 400 \text{ nm}) \\ \lambda^{3.2} (\lambda \geq 400 \text{ nm}) \end{cases} \quad (3.4)$$

$$L_{sca} \propto \begin{cases} \lambda^{3.3} (\lambda < 400 \text{ nm}) \\ \lambda^{3.6} (\lambda \geq 400 \text{ nm}) \end{cases} \quad (3.5)$$

として、波長依存を仮定している。散乱・吸収長はそれぞれ 400nm での値を 1.8 cm、38 cm となるようにしており、シミュレーションでの平均光電子数が実験値を再現するようにこの値に係数を掛けることで調節した。

実験ではエアロゲルを厚くすることで検出される光電子数が増加し、変化の割合が厚くすることで緩やかになっていく結果となった。これはエアロゲルの透明度によるもので、輻射体の厚さと発光量が線形にならずある厚さで飽和してしまうためである。厚さ 40 mm では平均 9.4 個となっている。

同様の配置で行ったシミュレーションでは、平均値が実験値よりも低く発光量の飽和がすでに飽和傾向にあることがわかる。これは実験で用いたエアロゲルよりも透過率を悪く見積もっていることが原因であると考え、シミュレーションで用いている散乱・吸収長を長くすることで実験値を再現するパラメータを探した。その結果、散乱・吸収長をそれぞれ 1.4 倍することで最も実験値を再現できることが分かった。

全体の発光量を見積もるために、検出面積の比率を求める。エアロゲルからのチェレンコフ光は、各 PMT の中心に当たるようにセットアップされている。従って、実験の条件では検出面積が $\phi 50$ mm の PMT を $\phi 67.5$ cm の円の中心に設置し、それを最密充填した場合と同じであると考えることができる。その場合、最密充填した場合よりも

$$\frac{50^2}{67.5^2} = 0.549$$

だけ検出面積比が低くなる。前章でおこなった最密充填での検出光子数と比較するため、この係数を掛けると 40 mm を用いた場合で約 17 個となる。表 3.2 に計算値と実験値を比較した値をまとめた。計算ではエアロゲルの透過長を考慮していないため、実験値よりも高い値となる。したがって、設計ではエアロゲルの厚さを 30 mm としていたが、吸収や散乱などによる減衰があるため計算と同程度の発光量を得るためには厚さを増やす必要がある。

表 3.2 エアロゲルにおける発光量の比較。それぞれ発光光子数を個数で表している。

Thickness	Data	Simulation	Calculation
40 mm	17.2	17.1	29.1
30 mm	none	14.8	21.8

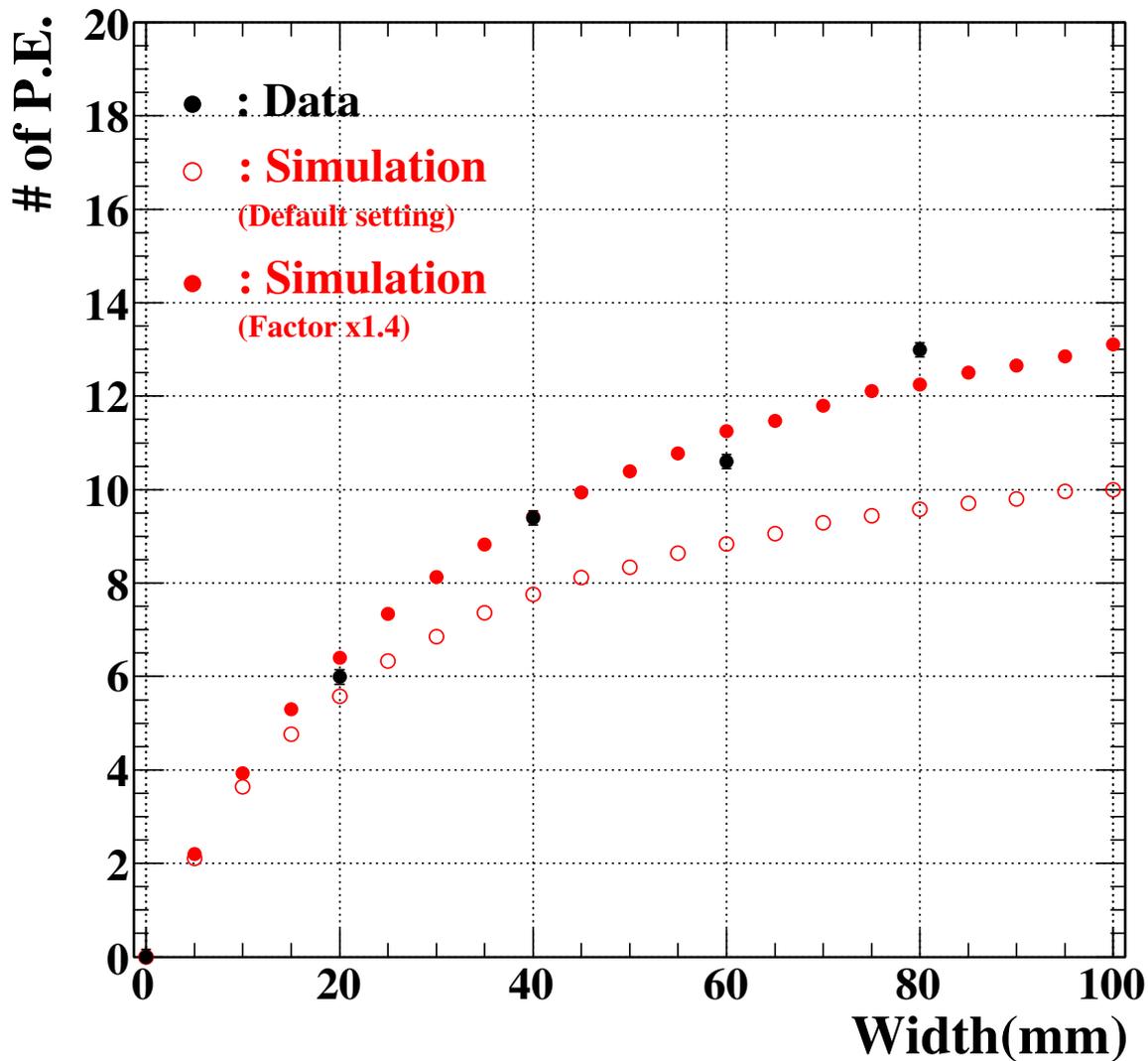


図 3.5 検出光子数のエアロゲル厚さ依存性：黒点は実験値、白抜き赤丸はエアロゲルの吸収長・散乱長として GEANT4 の組み込みパラメータを用いたもの、塗りつぶし赤丸は吸収長・散乱長を 1.4 倍にしたものを示す。エアロゲル中での吸収長・散乱長を 1.4 倍することで実験値を再現する。

エアロゲル設置位置

チェレンコフ光は粒子の速度によって一定の角度で放射されるので、エアロゲルと検出器の位置を変えることで光の入射位置を変えることができる。図 3.6 にエアロゲルの設置位置を変えて測定を行った結果を示す。測定ではエアロゲルは厚さ 40 mm のものを使用した。横軸は設置位置で、検出器の表面から測ったエアロゲル中心の距離を表している。シミュレーションでは前述の光電子数の結果をもとに散乱・吸収長をそれぞれ 1.4 倍している。

実験結果は、240 mm 付近で最も多くなっている。シミュレーションでも同様の結果が得られており、傾向、絶対値ともに非常に近い値となっている。シミュレーションでは設置位置が 140 mm 以下で検出数が上昇しているが、距離が近いのでエアロゲルを入れるアクリル箱からの放射角が大きいチェレンコフ

光が入射するようになるためである。この位置を変えた時の光量の変化を考察する。

エアロゲルの屈折率を 1.03 とすると、距離 L 離れた検出器における検出位置の中心からの距離 D は

$$D = L \cdot \tan\theta \pm (D_{beam}/2 + (W_{AG}/2) \cdot \tan\theta) \quad (3.6)$$

となる。 D_{Beam} は入射粒子の幅で、今回は幅 10 mm のトリガー検出器によって決まり、 W_{AG} はエアロゲルの厚さである。 θ はエアロゲルからの放射角で、屈折などを含めて考えなければならない。アクリル板を通過する際は入出での屈折で放射角は変わらないので、アクリルの厚さを無視して、エアロゲルから光が出る際の屈折のみを考える。 $n = 1.03$ のとき、チェレンコフ角は $\theta_c = 1/n = 242$ mrad となる。屈折後の放射角度 (θ_R) はスネルの式より

$$\theta_R = \sin^{-1} \left(\sin\theta_c \cdot \frac{n_{AG}}{n_{Air}} \right) \quad (3.7)$$

となる。空気の屈折率を $n_{air} = 1.000293$ として計算すると $\theta_R = 249$ mrad となる。屈折を考慮して式 (3.6) の第一項を書きなおすと、

$$L \cdot \tan\theta_c \rightarrow (W_{AG}/2) \cdot \tan\theta_c + (L - W_{AG}/2) \cdot \tan\theta_R \quad (3.8)$$

となる。屈折を考慮しない場合よりも検出位置が中心から遠ざかる。

今回のセットアップでは、 $D = (L - W_{AG}/2) \cdot \tan\theta_R + 4.94\text{mrad} \pm 17.7\text{mm}$ となる。PMT の検出面は $D = 67.5\text{mm} \pm 25\text{mm}$ なので、検出光子数が最大となる、つまり PMT の中心に入射する距離 (L_{peak}) は、266 mm となる。同様にエアロゲルからのチェレンコフ光は PMT に当たらなくなる距離 (L_{min}) も求めることができ、100 mm の位置から PMT に光が入射するようになる。分布では 266 mm よりも短い距離で最大となっているが、上の計算では PMT の光電面が占める面積を考慮していないためである。中心に入射した粒子からのチェレンコフ光は幅をもった円として PMT に入射する。この円周の半径が D となるが、PMT の中心よりも外側では内側よりも相対的に検出面積が疎になっているため内側にあたるよりも検出光子数が少なくなる。したがって、PMT の中心に入射するよりも少し内側のほうが検出される光子数が多くなる。

エアロゲルの光学パラメータを 1.40 倍することで、位置変化の分布も同様にシミュレーションで実験値を再現することができた。以上の結果から、エアロゲルの散乱・吸収長を調節することでシミュレーションの再現性を高め、適切な応答を示していることを確認した。

3.4.2 空気を発光体としたとき

実験でのバックグラウンドを見積もるため、反射鏡をブラックシートで覆い PMT にチェレンコフ光が入射しない状態で測定を行った。このときの平均検出光電子数は 0.046 ± 0.002 個で、以後の結果では全てこの値を引いた値を用いている。空気の場合にはシミュレーションにおいて光の減衰がないものとしている。

Al 付きマイラー反射材を用いた場合

図 3.7 に実験とシミュレーションで得られた空気における検出光子数を示す。実験、シミュレーション、計算で得られた結果をそれぞれ示している。シミュレーションでは PMT の検出効率などをそのまま用いたものと、実験値を再現するように 1.74 倍したものを示している。通常の検出効率としたとき、シミュレーションと計算値はよく一致していることがわかる。GEANT4 のシミュレーションでは計算ス

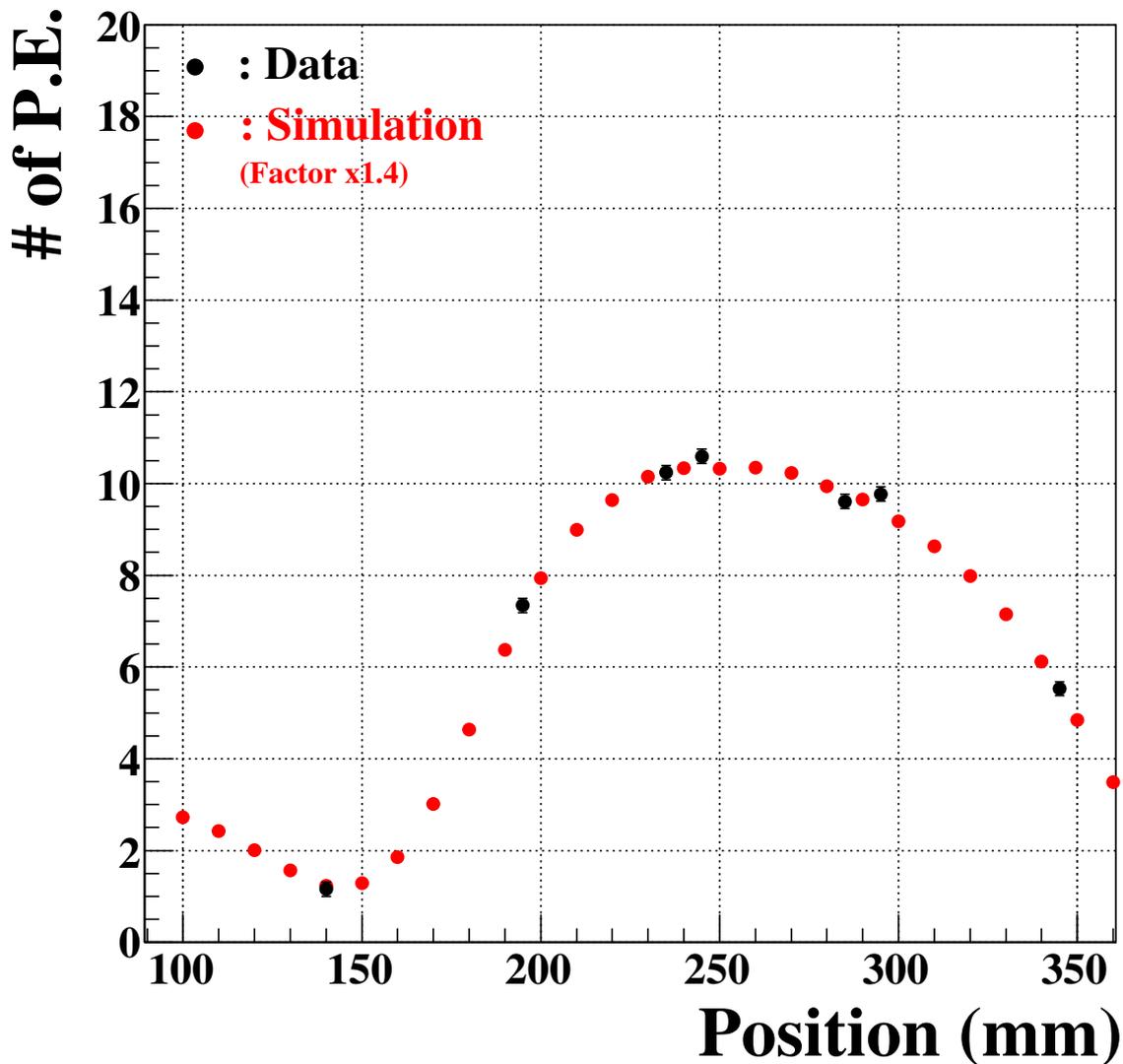


図 3.6 エアロゲルの位置を変えた時の検出光子数。黒点は実験値、赤点はシミュレーション結果を示す。シミュレーションではエアロゲルの散乱長・吸収長を 1.4 倍している。全ての点でシミュレーションが実験値をよく再現している。140 mm 以下ではエアロゲルを入れるアクリル容器からのチェレンコフ光が入射している。

トップあたりの発光量を式 (2.8) で得られる値を平均とするポアソン分布を用いているため、計算とシミュレーションでは同様の結果となる。シミュレーションで空気の厚さが増えた時に飽和傾向にあるのは、チェレンコフ光の広がりがある PMT の大きさを上回るためである。実験値はこれらの値よりも大きい検出光子数となった。シミュレーションにおいて PMT の検出効率を 1.74 倍することで、実験値を再現することができた。しかし、PMT の検出効率がこれほど高いことは考えられないので他の要因によって検出光子数が増えていることが考えられる。

この原因について考察を行った。実験値をみると、厚さに対する傾向は線形であり y 切片がほとんど 0 に近い。そのため、他の要因によるものは輻射体である空気の長さ依存性が多くなっていると考えられる。まず考えられることは、これらもチェレンコフ光によるものとするのである。ビーム強度が高く複数

の粒子が同時に入射した場合、発光量が係数倍になるため傾向を説明することができる。この場合はエアロゲルでの発光量も見直す必要がある。しかし、今回の実験では ADC データを取得する際にそのゲート幅を 80 nsec としており、ビーム強度は 10 kHz 程度であったため、同時に入射することはほとんどないと考えられる。他の要因として、シンチレーション光が挙げられる。しかし、シンチレーション光は等方的に放射されるため、PMT に入射するものは少ないと考えられる。そのため、空気でのシンチレーションはほとんど寄与していないものと考えられる。また、反射材として用いたマイラーやアクリルなどによる発光などがあることが考えられる。しかし、この場合、輻射体の厚さによらず一定の発光量が検出されると考えられるので、傾向を説明することができない。さらに、設置位置などのずれによる効果では検出光子数が増えることはありえない。以上から、他の因子からくる光をチェレンコフ光として検出されていたとしても、その数は多くないと考えられる。この原因を特定することはできなかったが、シミュレーションよりも実験の値が大きいことから、デザインにおいては少ない光子数で見積もるため問題ないと結論づけた。

ESR 反射材を用いた場合

ESR 反射材は 400 - 800 nm までの波長帯で平均の反射率が 98% と Al よりも高い反射率を得ることができる。そのため、鏡における減衰を低減することができるため発光量の少ないチェレンコフ光では有用である。

図 3.8 に ESR を用いた場合の検出光子数を示す。ESR のでは Al 付きマイラーを用いた場合よりも検出光子数が少なくなっていることがわかる。これは ESR の反射率が波長 400 nm 以下で Al よりも低いためと考えられる。シミュレーションでは ESR の反射率を階段関数として入力した。閾値となる波長を 200 - 400 nm で変え、閾値以下を 0%、それ以上の波長で 98% の反射率となるように設定した。反射率が下がる閾値を 370 nm とすることで実験値を再現することができた。ESR は Al と違い金属反射ではなく、多層膜による構造的な反射を用いている。そのため、材質によって紫外領域での吸収や、入射角度による反射率の変化などが生じるため、紫外領域での急激な反射率の現象は考えられうることである。チェレンコフ光では短波長の光が多く放射されるため、紫外領域での反射率の減少は検出光子数を減らしてしまうため望ましくない。エアロゲルの場合には自身の散乱によって紫外領域の光が放出されることはないが、ガス輻射体を用いる場合、紫外領域を検出できないことで全体の検出光子数を大きく損なってしまう。したがって、 C_4F_{10} を用いる RICH 検出器を制作する際は、反射材を Al のような紫外領域での反射率が高いものを選ぶ方が良いといえる。

本論文では光学特性の測定を行わず、チェレンコフ光の発光量をシミュレーションと比較することでパラメータを決定している。これは、シミュレーションによって得られるチェレンコフ光の発光量が実験値を再現すれば実用上問題のない設計を行うことができると考えられるためである。しかし、これらの特性は大変重要なため実機を製作するには必ず測定しなければならず、今後測定を行う計画である。

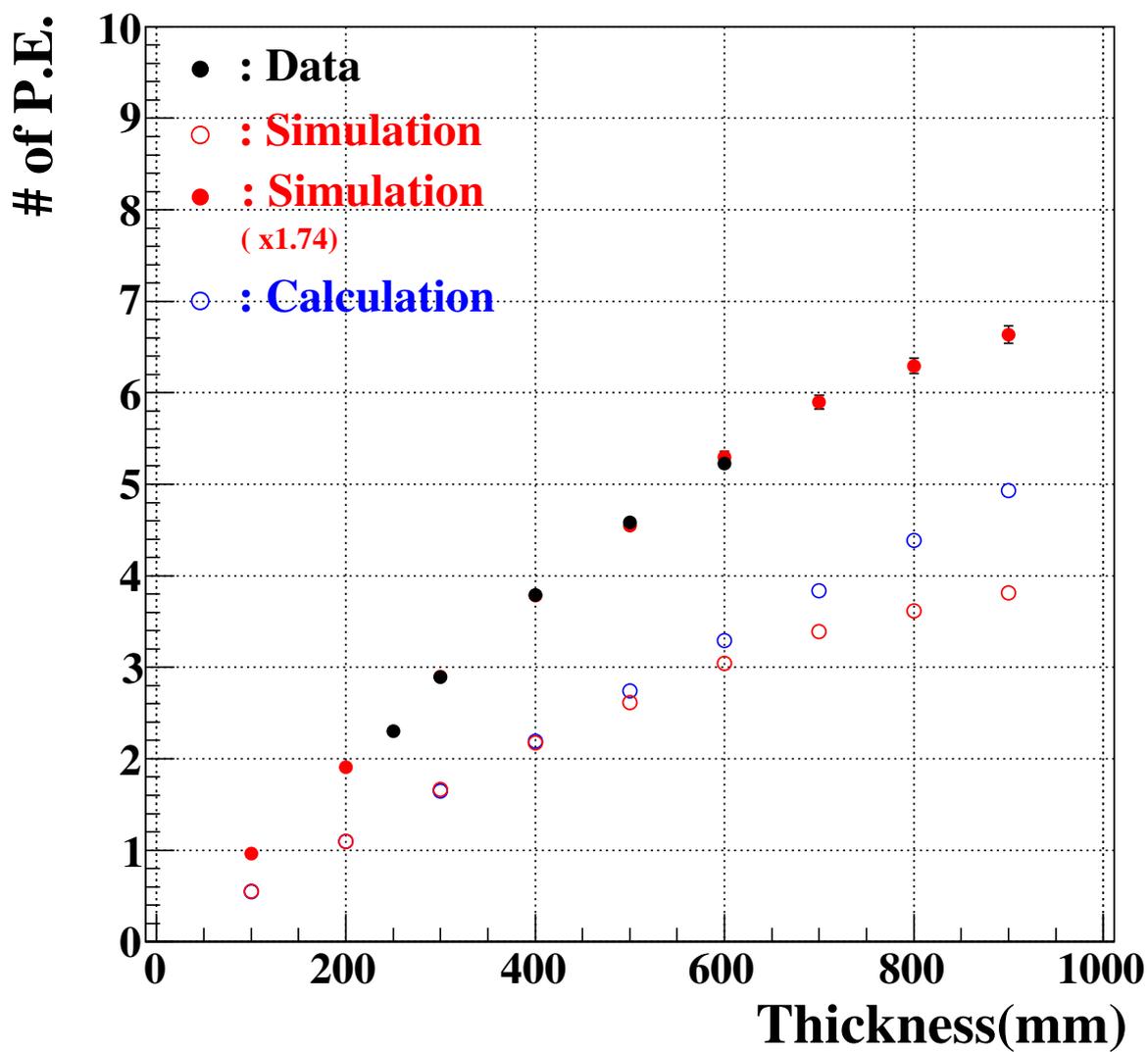


図 3.7 空気における検出光子数。黒は実験値、赤はシミュレーション、青が計算値をそれぞれ示している。シミュレーションでは通常の PMT などを仮定した場合 (白抜き) とそれらを 1.74 倍した場合 (赤点) で行った。

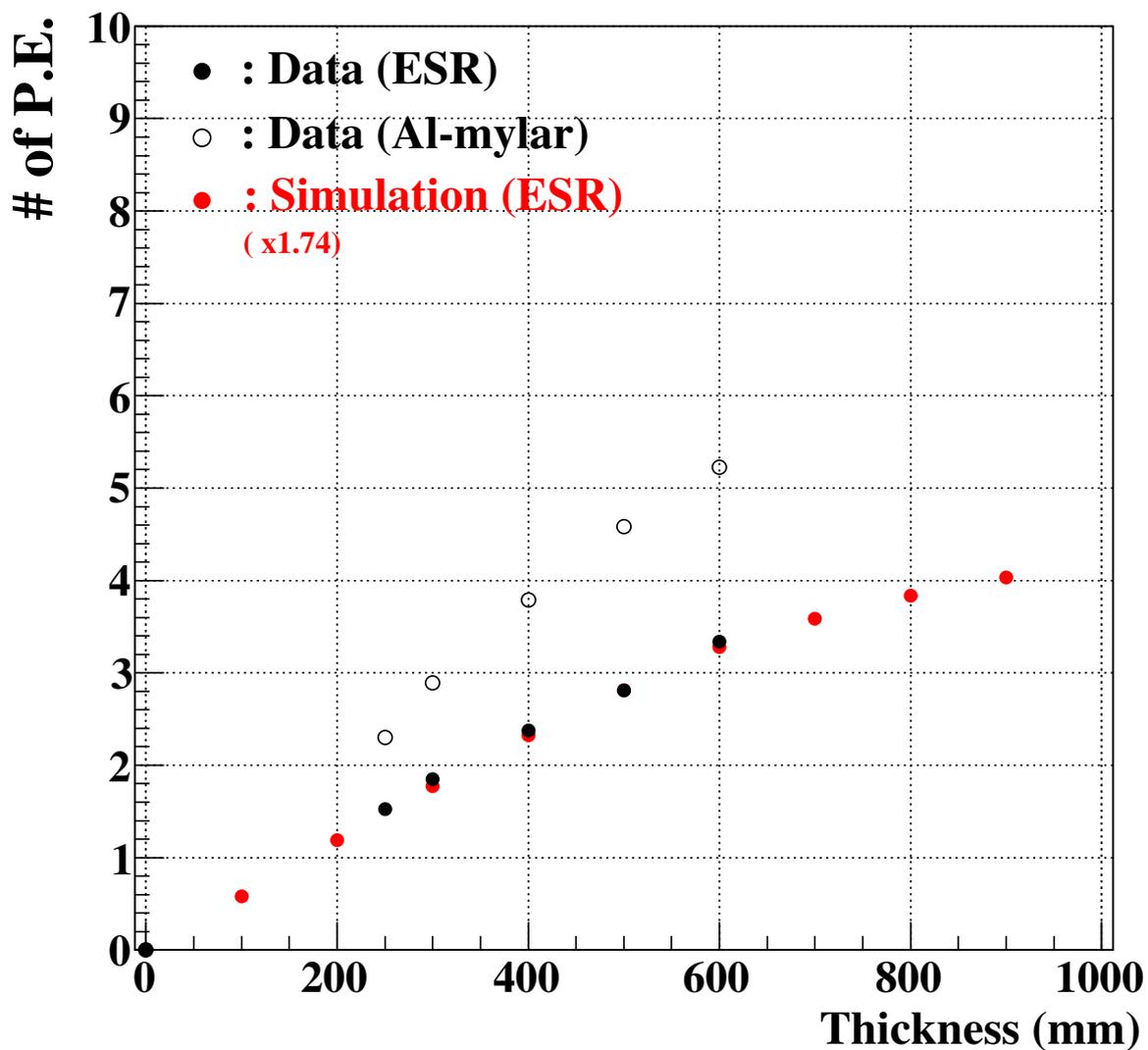


図 3.8 ESR を用いた場合の空気での検出光電子数。黒が実験値、赤がシミュレーション結果を示している。白抜きは Al 付きマイラーを用いた場合。シミュレーションでは検出確率を 1.74 倍し、ESR の反射率が 370nm で 0% となるように設定している。

第4章

シミュレーションによる検証

検出器の各設計値については2章で詳述した。初期値として、簡易的なシミュレーションによって見積もられる識別性能をもとに決定しており、特に各輻射体の厚みについては、チェレンコフ光以外のバックグラウンドが与える影響を詳細に検証する必要がある。本章では、識別性能の評価と詳細な設計値を決めるために行った GEANT4 によるシミュレーションについて述べる。また、識別性能を見積もるため、チェレンコフ角を求める解析法や粒子を識別するアルゴリズムを開発した。

4.1 シミュレーション条件

実際の RICH 検出器では、散乱粒子が直接検出面に入射しないよう検出面をビームライン上から離して設置し、球面鏡によりチェレンコフ光を検出面に向かうよう反射させ、収束により輻射体の厚みによるチェレンコフ角の分散を小さくする。シミュレーションでは図 4.1 のような、鏡を設置しないセットアップで行なっている。球面鏡の有無による違いは収束による輻射体の厚みによる角度の分散にのみ現れるので、その違いを考慮することで球面鏡を入れている設計値と比べることができる。このシミュレーションは、RICH 用シミュレータの試験と解析アルゴリズムの構築も目的としている。

輻射体はエアロゲル ($n = 1.04$) と C_4F_{10} ($n = 1.00137$) で、それぞれの輻射体の厚さは、2.3.2 節で求めた必要となる最小の厚みとし、エアロゲルが 3.0 cm、 C_4F_{10} が 80 cm としている。輻射体の屈折率は波長依存性を含めず、全て一定値とした。実際には屈折率は光の波長によって異なるため、色収差が生じ最終的な分解能を悪化させる。設計ではこれらの影響を 4 mrad として含めたが、シミュレーションではこの影響を考慮せず、全体の角度分解能が設計値と同程度となるように他の分散を大きくしている。設計した RICH 検出器の識別性能を評価するには、最終的な角度分解能が設計値と同程度になれば良い。2.3.2 節で述べたとおり、検出器の角度分解能は 9.62 mrad としている。この角度分解能が得られるようにシミュレーションでは光検出器のセグメントサイズを決定している。

エアロゲルはガス層と分離するため容器の中に入れており、チェレンコフ光を取り出すための窓材は PMMA 樹脂を用いた。エアロゲルはアクリル製の容器にいれ、容器内を窒素 (N_2) で満たしている。容器の上流側は 1 mm 厚の Al によって仕切られており、検出器外からの光を遮蔽している。 C_4F_{10} ガス層と検出面の間には $n = 1.00$ とした仮想的な空気を挿入し、エアロゲルと検出面の距離を 2.0 m とした。エアロゲルの光学パラメータには散乱長と吸収長を設定しており、これらは3章で述べた実験結果から決定したパラメータを用いている。

検出面は仮想的な検出器を設置し、PMT と MPPC の量子効率を設定することで実際の光検出器の動作を模している。セグメントサイズは初期値として 3.0 cm とし、最適な値を考察した。さらに、より現

実的なシミュレーションを行うため、バックグラウンドとなる暗電流の影響の見積もりを行った。これらに詳細な設定については、4.5節で述べる。

入射粒子は π 、 K 、 p とし、運動量を $1 - 16 \text{ GeV}/c$ の領域で変化させた。入射位置、角度はスペクトロメータのシミュレーションから得られた粒子分布と同様になるよう設定し、RICH 検出器の上流に置いた検出器で運動量と位置の情報を得た。この検出器については次節で詳しく述べる。

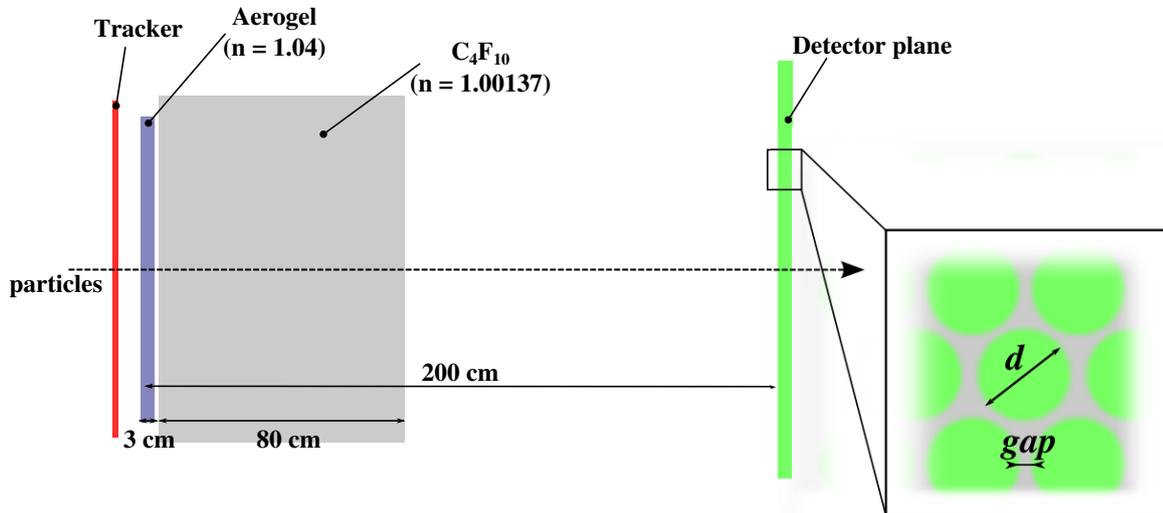


図 4.1 RICH シミュレーションでのセットアップ。エアロゲル ($n = 1.04$) と C_4F_{10} ($n = 1.00137$) をそれぞれ設置し、エアロゲルと検出面の距離を 200 cm とした。ガス層と検出面の間には仮想的な空気 ($n = 1.00$) 層を設けた。

4.2 解析手順

RICH 検出器の解析では光子の検出位置からチェレンコフ角を求める。本解析では、RICH 検出器によって光子の検出位置とその時刻を得られるとして解析を行った。チェレンコフ角を求めるためには、入射粒子の運動量ベクトルと輻射体などの設置位置に関する情報が必要となる。実際の実験では入射粒子の運動量ベクトルは RICH 検出器の上流に置いた飛跡検出器によって得るため、RICH の上流に仮想的な飛跡検出器を置き、飛跡検出器における検出位置と運動量ベクトルを求めた。この粒子の飛跡を外挿しエアロゲルと C_4F_{10} で予測される発光点を求める。輻射体に厚みがあり検出器によって正確な発光点を求めることはできないため、全ての光がそれぞれの輻射体の中点にて発光したものとして角度を求める。反射鏡を用いない場合は、発光点と検出点を結んだベクトルと粒子の運動量ベクトルがなす角度がチェレンコフ角となる。今回のシミュレーションでは鏡を用いていないが、反射鏡がある場合でも同様の方法で角度を求めることができる。以下では解析手順を述べる。

4.2.1 リングイメージの解析

1 つの粒子を入射した場合の検出面におけるヒットパターンを図 4.2 に示す。検出面は最下流に設置するため、入射粒子の角度広がりやチェレンコフ角を考慮して十分に大きな面積とする必要がある。検出面

を $6 \times 6 \text{ m}^2$ としている。緑は1つの光子のみが、赤は2つ以上の光子が検出されたことを示している。チェレンコフ光以外の検出点はほとんど見られず、チェレンコフ光のリングイメージのみを確認することができる。

1つの粒子が入射した時、2つの輻射体で合わせて数十個の光子が検出される。これらにはチェレンコフ光によるもの以外に散乱やその他の物質からの発光などが含まれている。初めにこれらの検出位置を全てチェレンコフ角になおす。この時、どちらの輻射体からの光かを区別できないため全ての検出位置に対してエアロゲルか C_4F_{10} 起因かで、2通りの計算を行う。このように得られたチェレンコフ角は図4.3のような分布となる。2つの輻射体からのチェレンコフ光が混ざっているため、それぞれの輻射帯でピークが2つ確認できる。これらのピークの発光点の判定は2つの輻射体におけるチェレンコフ角の差が大きいため、100 mrad を閾値とし、閾値以上をエアロゲル、閾値よりも小さい角度は C_4F_{10} を発光点とする単純な方法で行っている。

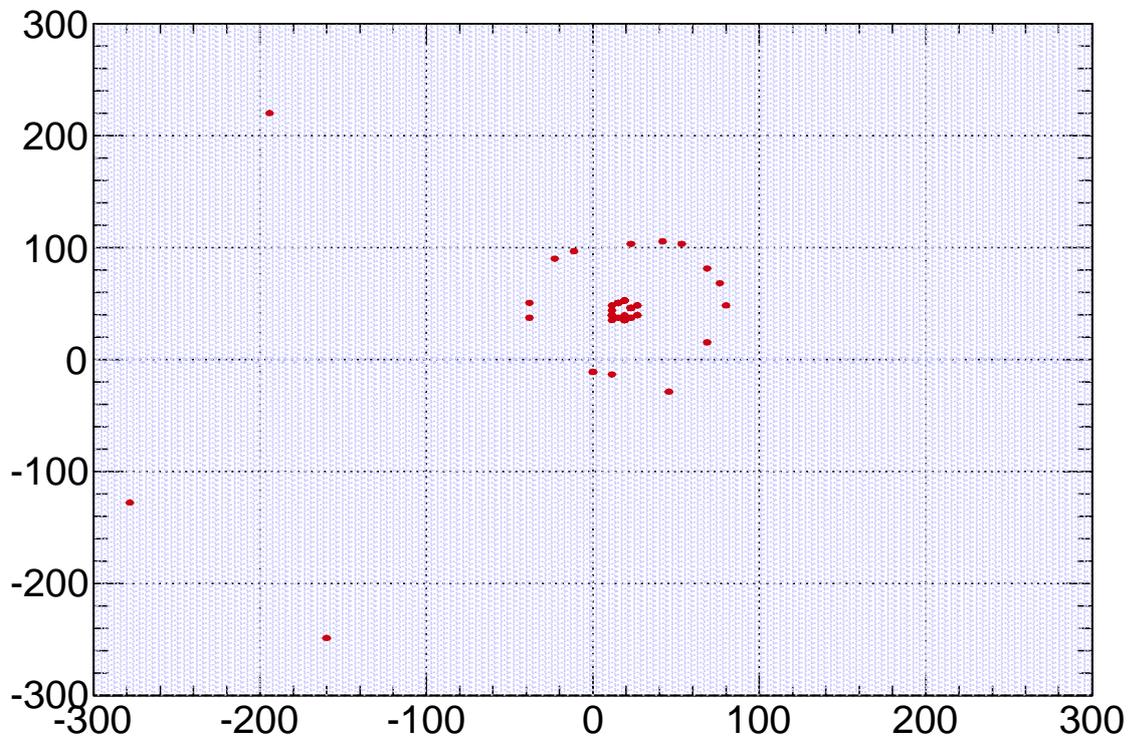


図4.2 π を入射したときのヒットパターン。光子が検出されたセグメントを赤で示している。中心付近に π 入射によるチェレンコフ光がつくるリングイメージが確認できる。 C_4F_{10} からの小さいリングと、エアロゲルからの大きいリングがはっきりと見える。

このように求めた個々の光子に対するチェレンコフ角の平均値 $\hat{\theta}_c$ を求める前に、屈折の補正を行う必要がある。屈折による角度の変化が最も大きいのはエアロゲルと空気層の界面である。放射点と検出位置のみが分かっているとき、屈折の前後のチェレンコフ角を求めるためには高次方程式の解を求める必要がある。しかし、エアロゲルの厚さに対して検出器とエアロゲル間の距離が非常に大きいため次式により近似的に屈折前の角度を求めることができる。

$$\theta_{cor} = \sin^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \cdot \sin \theta_{det} \right) \quad (4.1)$$

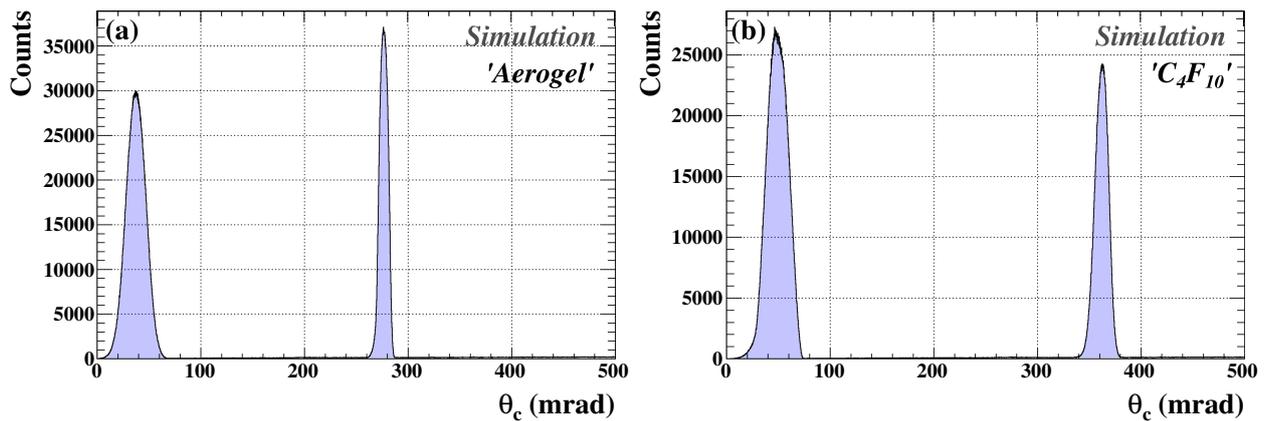


図 4.3 光子の放射角分布。2 – 15 GeV/c の π を入射し、個々の検出点に対してその放射角を計算した。(a) と (b) はそれぞれエアロゲル、 C_4F_{10} を発光点として計算したものの。

ここで、 θ_{det} は検出点から求めた角度、 n_1 、 n_2 はそれぞれエアロゲルと空気の屈折率である。

以上のように求めた角度を用いて、 $\hat{\theta}_c$ を求める。 $\hat{\theta}_c$ を求める際には、分布のピーク値を探しその位置を中心としリングイメージの幅 W に入る光子を使用した。また、リングイメージの解析では閾値 N_t を定め、領域内の光子数が N_t に達しない場合はリングの検出がなかったものとした。求めた $\hat{\theta}_c$ の分布を図 4.4 に示す。2 – 15 GeV/c の π を入射し、セグメントは直径 3.0 cm で隙間なく敷き詰めている。 $\hat{\theta}_c$ を求める際、 $N_t = 2$ とし、ピーク値 ± 5 mrad の範囲に入る点のみを使うこととした。屈折補正によって、図 4.3 で示した 1 光子ごとの分布に比べ、角度のばらつきが小さくなっていることが確認できる。

各粒子を入射した時の運動量ごとの平均角度を図 4.5 に示す。図 4.5-(a) は屈折性が無いもので、図 4.5-(b) に屈折補正後のものである。屈折補正を加えることで、理論値とほとんど一致する角度を求めることができた。ここでエラーとして角度分布の 1σ を表示している。この値が平均チェレンコフ角の角度分解能となる。図 4.6 に運動量ごとの平均チェレンコフ角の分解能を示す。セグメントの直径が 3.0 cm の場合の平均チェレンコフ角の分解能を、8 GeV/c 以上の π に対する角度分解能の平均として求めると、エアロゲルで 1.16 mrad、 C_4F_{10} で 2.58 mrad となった。

求めたチェレンコフ角と運動量から粒子の速度 β を計算し、得られた β から、粒子の質量 $m^2 = p^2 \cdot \left(\frac{1}{\beta^2} - 1\right)$ を求める。検出位置から計算したチェレンコフ角で β を求めた場合、そのばらつきにより $\beta > 1$ となる場合があり、 m^2 は負になることがある。図 4.7 に解析により得られた質量を入射粒子の運動量毎に示した。どの粒子に関しても運動量が低い領域では入射粒子に対応した質量を得られたが、運動量が高い場合にばらつきが大きくなっている。粒子の識別には、チェレンコフ角を比較することで行った。

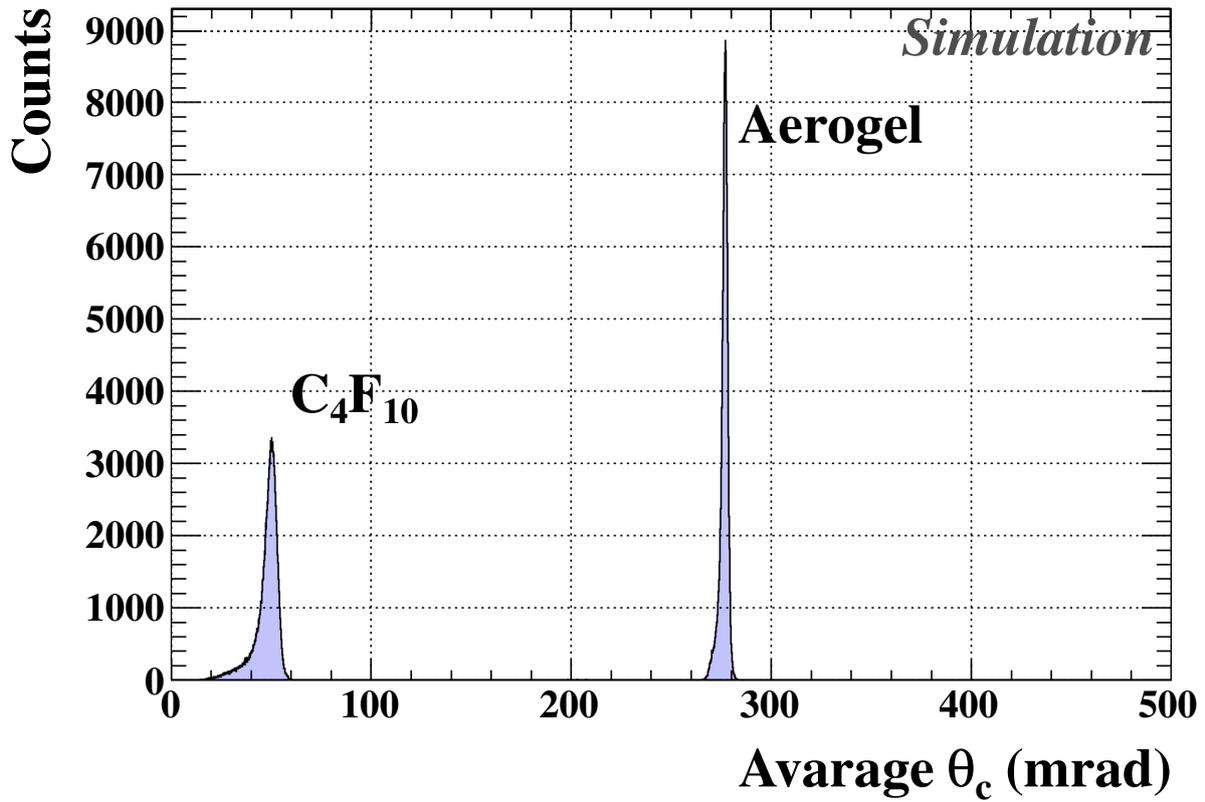


図 4.4 光子の平均放射角分布。2 – 15 GeV/c の π を入射し、入射粒子毎に平均角度を求めた。平均値を求める前に、発光点の判定と屈折補正を行なっている。52 mrad 付近に C_4F_{10} 、278 mrad 付近にエアロゲルのピークがそれぞれ確認できる。

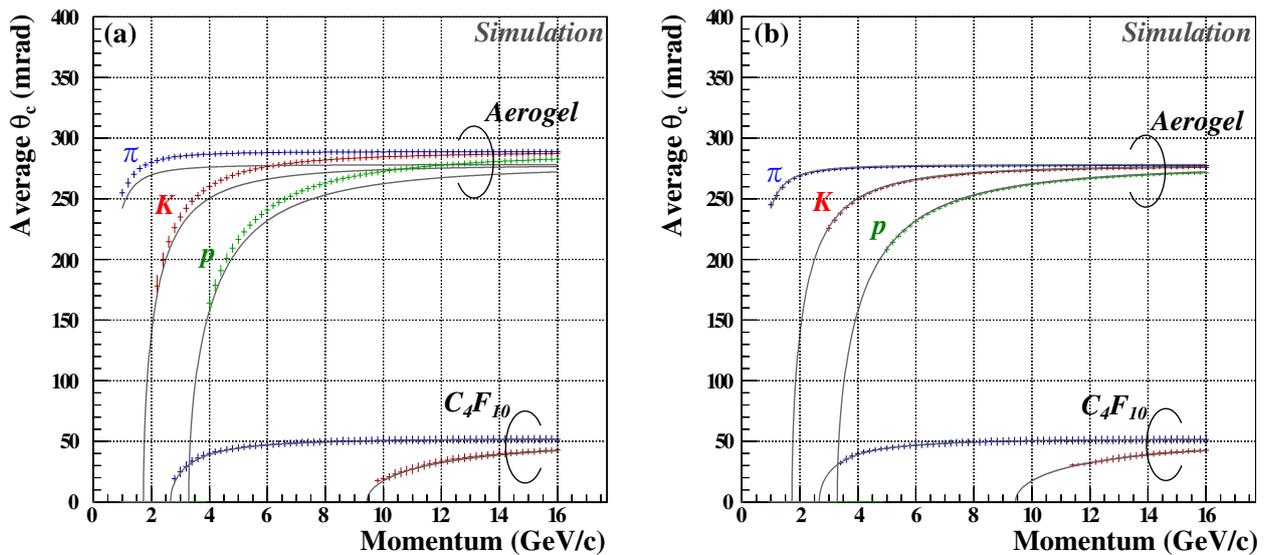


図 4.5 運動量ごとの平均角度。図 4.4 の分布の平均値とその 1σ をエラーとしてそれぞれ示している。(a) は屈折補正なし、(b) は屈折補正あり。灰色の線は理論値を示しており、屈折補正をすることで理論値に近づくことが確認できる。屈折補正をすることで分布のばらつきも小さくなることがわかる。

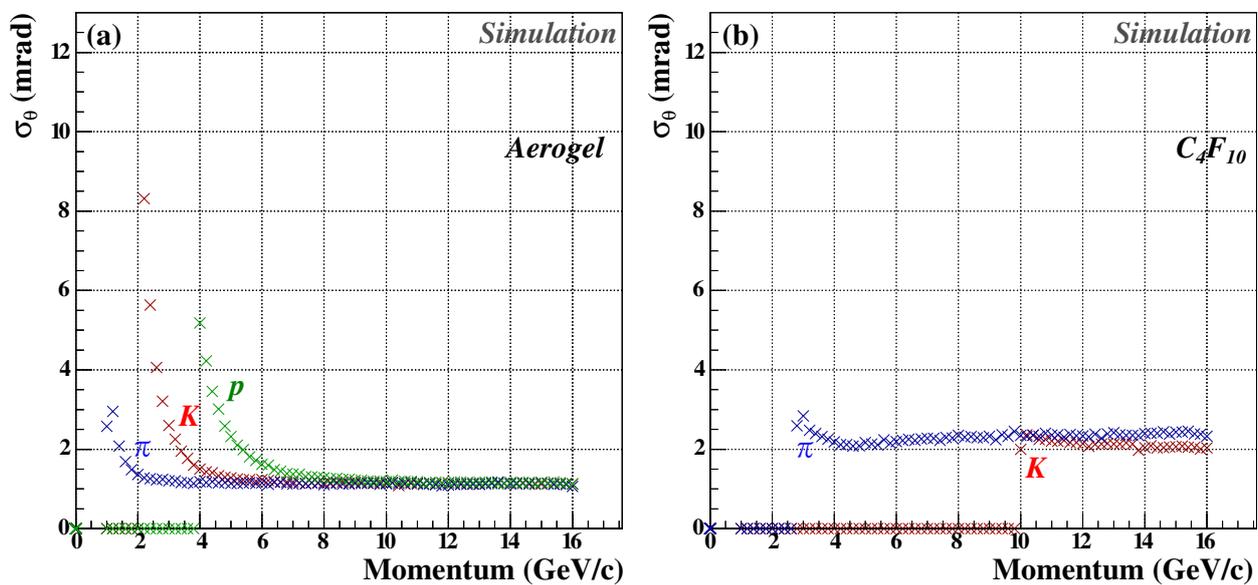


図 4.6 運動量ごとの角度分解能。(a) はエアロゲル、(b) は C_4F_{10} をそれぞれ示している。エアロゲルでは輻射体が薄いため C_4F_{10} よりも分解能が良い。

4.2.2 粒子の識別

識別のアルゴリズムでは初めに発光の有無によって識別を行い、最後に検出器で得られたチェレンコフ角が計算値と最も近い粒子を選択する。また、 C_4F_{10} のみで発光がある場合や、チェレンコフ角を求める際にピークサーチができなかった場合は識別不能とした。以上のように識別を行った際の、各粒子に対する識別効率 (ϵ_X) と誤識別率 (P_X^Y) を図 4.8 に示す。 ϵ_X はある粒子 X を X として識別する割合、 P_X^Y はある粒子 X を異なる粒子 Y と誤識別してしまう割合をそれぞれ表している。検出効率は全ての粒子に関して 90% を超える値を得られ、誤識別率においては運動量が 2 GeV/c 付近と 14 GeV/c 以上を除き 1% 未満となった。2 GeV/c 付近で K を誤識別してしまうことが多くなるのはアルゴリズムによるもので、この運動量領域ではエアロゲルの発光の有無によって識別を行なっているためである。これは K が入射した際のエアロゲルにおける発光量が不足しているため、エアロゲルを厚くすることで補うことができる。一方、14 GeV/c 以上での誤識別率の増加は角度分解能によるもので、この領域は検出面の分解能と C_4F_{10} の厚さが大きく影響する。ほとんどの運動量において 99% 以上の識別効率と 1% 未満の誤識別率を達成している。したがって、識別アルゴリズムがきちんと動作していることが分かった。

4.3 識別性能の評価方法

得られた識別性能により、チャームバリオンの励起スペクトルに現れるバックグラウンドの量に対する影響を評価した。実験では主として $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 + \pi^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ 崩壊モードを観測するため、 K と π の検出効率を上げることが重要である。このような、運動量や粒子による識別能への影響を考慮した識別性能を見積もることで、異なる設定における識別性能の一元的な評価を行った。目的の運動量領域における識別効率と誤識別率を求めるため、チャームバリオン生成事象と、JAM によって得られたバックグラウンド事象におけるそれぞれの粒子の運動量分布によって重みをつけ、平均の識別効率と誤識別率を求めた。これらの値と識別性能の関係を考えるため、粒子識別によるバックグラウンドについて次に述べる。

粒子識別とバックグラウンド

誤識別によるバックグラウンド事象がチャームバリオンの励起スペクトルに及ぼす影響は、各チャンネルの生成断面積によって決まる。識別性能が限りなく良い場合に寄与するものは、実験で観測する終状態 $K^+ \pi^- \pi^-$ と同じ終状態となる事象である。このような事象はたとえ粒子を完全に識別できたとしても除去することはできない。PID 検出器では 1 つの π^- と K^+ を検出するため、他の粒子をこれらに誤識別することでバックグラウンドを増加させてしまう。粒子の電荷の正負は飛跡検出器によって知ることができるため、バックグラウンドになりうる誤識別は、正電荷の粒子を K^+ と誤認する場合と負電荷の粒子を π^- と誤認する場合の 2 つである。これらの中でバックグラウンドに大きな影響を及ぼす事象は、解析条件やアクセプタンスによって決まり、JAM によるバックグラウンド事象の検証から、

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow K^+ \\ p &\rightarrow K^+ \end{aligned}$$

による影響が最も大きいことが分かっている。表 4.1 にこれらのチャンネルの生成断面積をまとめた。アクセプタンスや解析によって最終的に励起スペクトルに残る割合は (K^+, π^-, π^-) を 1 としたとき、(π^+, π^-, π^-) で 15 倍、(p, π^-, π^-) で 28 倍となる。

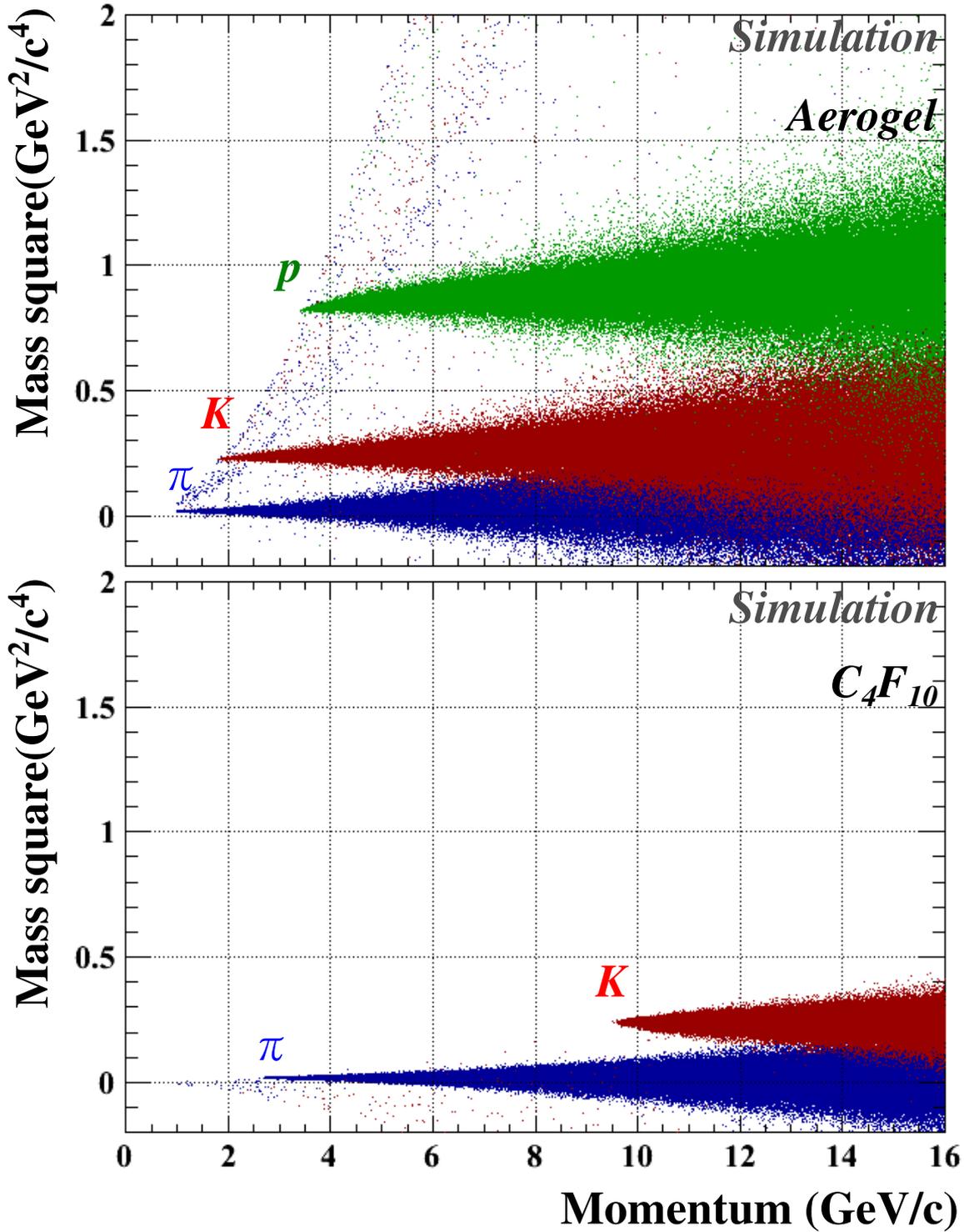


図 4.7 検出器から得られた入射粒子質量。エアロゲルと C_4F_{10} について、平均チェレンコフ角を使って計算し得られた入射粒子の質量を運動量ごとに示している。運動量が高いほど、分散が大きくなっていることが分かる。

バックグラウンドが及ぼす影響を見積もるため、シグナル-バックグラウンド (S/B) 比を考える。チャームバリオン生成事象の事象数を N_{sig} 、バックグラウンドの事象数を N_{BG} としたときの S/B 比を

$$S/B_0 = \frac{N_{sig}}{N_{BG}} \tag{4.2}$$

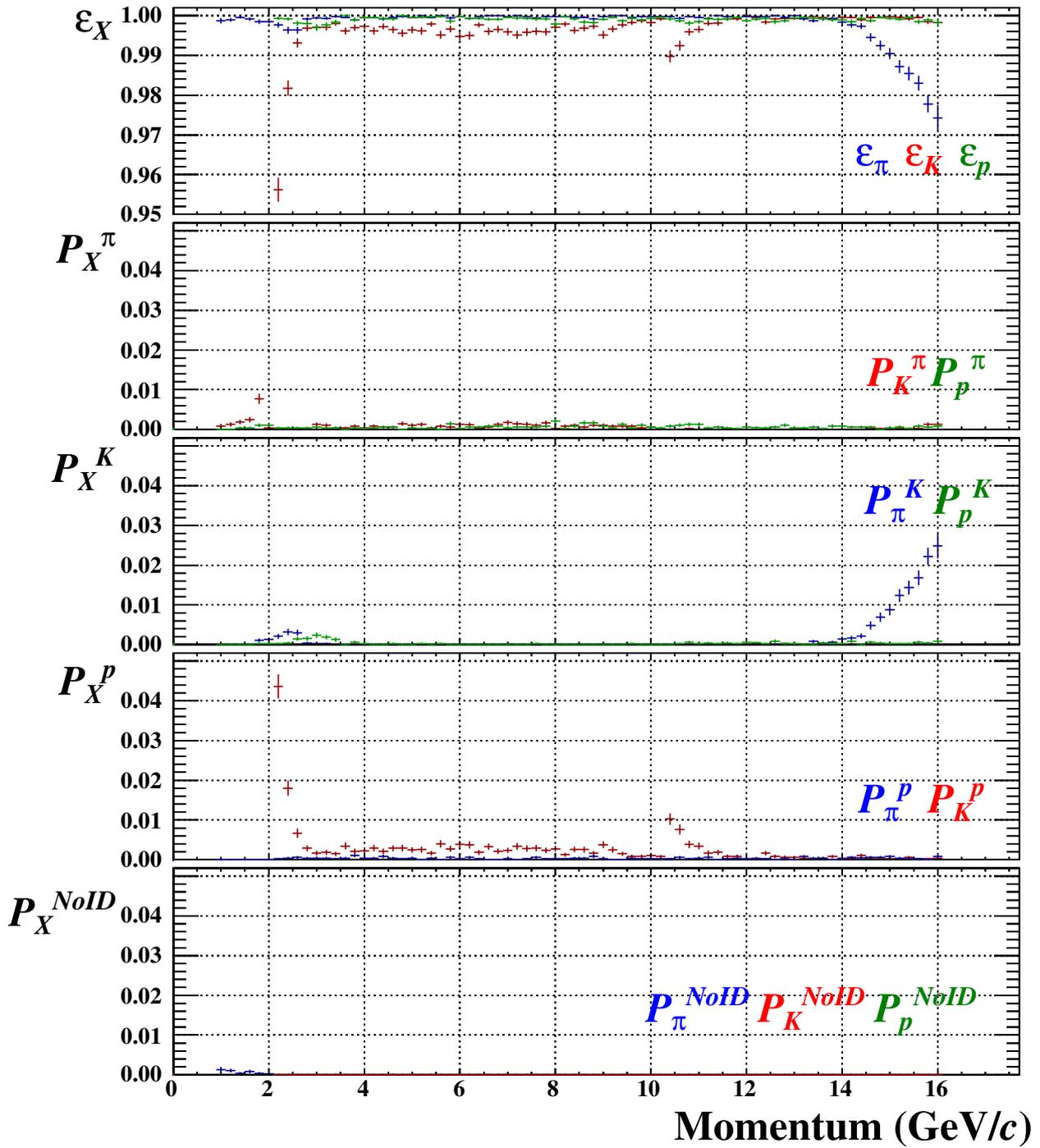


図 4.8 各粒子にたいする識別効率と誤識別率。 ϵ_X は識別効率、 P_X^Y は誤識別率をそれぞれ表している。ほとんどの運動量で高い識別能が得られており、識別アルゴリズムがきちんと動作していることが分かる。2 GeV/c 付近では K が入射した時のエアロゲルにおける発光量が不足しているため、 K 識別の効率が低くなり誤識別率が高くなっている。14 GeV/c 以上の領域では検出面の分解能不足により、 π/K 識別能が低下している。

とする。検出数は事象数に検出効率 ϵ を掛けたものになる。検出効率は PID 検出器のみを考え、 $\epsilon = \epsilon_\pi \times \epsilon_K$ となる。検出効率はシグナル、バックグラウンドともに影響し、 $S/B = \epsilon \cdot N_{sig} / \epsilon \cdot N_{BG} = S/B_0$ となるため S/B 比には影響しない。誤識別がある場合にはバックグラウンドの検出数が増加する。 π 、 p を K と誤識別する割合を前述した運動量分布の重みをつけた誤識別率の平均値 P_π^K 、 P_p^K とし、表 4.1 の

表 4.1 バックグラウンドに寄与するチャンネルの生成断面積

Channel	Cross section	Factor
(K^+, π^-, π^-)	2.43 mb	1
(π^+, π^-, π^-)	10.7 mb	15
(p^+, π^-, π^-)	17.4 mb	28

割合を掛けることで誤識別を考慮したバックグラウンドの検出数 (N_{BG}^{PID}) を以下のように求めることができる。

$$N_{BG}^{PID} = \epsilon \cdot N_{BG} + 15 \times \epsilon_{\pi} \cdot P_{\pi}^K \cdot N_{BG} + 28 \times \epsilon_{\pi} \cdot P_p^K \cdot N_{BG} = (\epsilon + 15 \cdot \epsilon_{\pi} \cdot P_{\pi}^K + 28 \cdot \epsilon_{\pi} \cdot P_p^K) \times N_{BG} \quad (4.3)$$

誤識別率を考慮した S/B 比は、

$$(S/B)_{PID} = \frac{\epsilon \cdot N_{sig}}{(\epsilon + 15\epsilon_{\pi}P_{\pi}^K + 28\epsilon_{\pi}P_p^K) \cdot N_{BG}} \quad (4.4)$$

となり、誤識別率がバックグラウンドに及ぼす影響の指数として式 (4.2) と (4.4) の比をとり、

$$A_{BG} = \frac{(S/B)_{PID}}{S/B} = \frac{\epsilon}{\epsilon + \epsilon_{\pi} \cdot (15P_{\pi}^K + 28P_p^K)} \quad (4.5)$$

で求められる A_{BG} を考える。誤識別率が低いほど A_{BG} は 1 に近づき、誤識別による無用なバックグラウンドの増加を抑制できる。ただし、 A_{BG} は検出効率をどれだけ悪化させても、誤識別率が十分に低ければ高い値となってしまう。よって、S/B 比が高い値だとしても、十分な統計量を得られなければ生成断面積の小さな事象をきちんと観測出来なくなってしまうため、十分な検出数を得るために検出効率を含めた指数を考慮しなければならない。ここでは統計誤差のみを考慮し、以下で求められる検出数 N_{det} のときの S/N 比 (信号雑音比)

$$S/N = \frac{N_{det}}{\sqrt{N_{det}}} = \sqrt{N_{det}} \quad (4.6)$$

とを考える。検出効率を ϵ とすれば、検出数は $N_{det} = \epsilon \cdot N_{Total}$ と求めることができる。ここで、 N_{Total} は検出器に入射する全事象数である。S/B 比の場合と同様に比率をとり、S/N 比についての指数 A_{SN} を

$$A_{SN} = \frac{\sqrt{\epsilon \cdot N_{Total}}}{N_{Total}} = \sqrt{\epsilon} \quad (4.7)$$

とする。PID 検出器の性能指数 A_{PID} は A_{BG} 、 A_{SN} を掛け合わせたものとした。

$$A_{PID} = A_{BG} \times A_{SN} = \frac{\epsilon \sqrt{\epsilon}}{\epsilon + \epsilon_{\pi} \cdot (15P_{\pi}^K + 28P_p^K)} \quad (4.8)$$

例として識別効率 90%、誤識別率 3% での性能指数を表 4.2 にまとめて示す。 A_{BG} が 1 に近ければ、検出効率が高く、同時に誤識別によるチャームバリオンの検出感度の低下がすくない。このように求めた A_{PID} を識別性能とし、この値によって評価を行う。

4.4 識別性能に対する角度分解能の影響の評価

設計では必要な角度分解能を得られていれば、求められる識別能を達成できるとしている。設計値と同等の角度分解能での識別性能を評価できれば、設計値における識別性能を評価することができる。以下で

表 4.2 識別効率 90%、誤識別率 3% での性能指数

ϵ	A_{BG}	A_{PID}
0.90	0.41	0.39

はセグメントの大きさを変化させ行ったシミュレーションを主に識別性能と角度分解能の関係について述べる。

4.4.1 セグメントの大きさと角度分解能

各セグメントの大きさに対する角度分解能を図 4.9 に示す。角度分解能は、8 GeV/c 以上の π が入射した場合の検出角度分布の分散値としている。セグメントの直径を大きくすることで検出面の位置分解能が悪化するため、角度分解能も悪化する。図 4.1 のような設置では、エアロゲルは C_4F_{10} よりも検出面からの距離が大きいため小さい角度分解能を得られる。検出面で正確に検出位置を得られるとしたときの角度分解能はエアロゲル、 C_4F_{10} でそれぞれ 0.989 mrad、6.10 mrad となった。それぞれの輻射体の、厚みによる分散の計算値は 1.11 mrad、7.53 mrad であり、いずれもこの値よりも小さい分解能が得られた。セグメントの直径によって決まる検出面の角度分解能と検出器全体の角度分解能の関係を考えるため、図 4.9 の横軸を角度分解能としたものを図 4.10 に示す。設計では輻射体の厚みによる角度の分散と検出面の角度分解能を式 (2.21) を用いて全体の角度分解能としているため、これらの関係がどのようになっているかは、必要な検出面の分解能を決定する上で重要となる。エアロゲルの場合、全体の角度分解能 σ_θ は検出面の角度分解能 σ_θ^d と輻射体の厚みに依る分散 σ_θ^e が、

$$\sigma_\theta = \sqrt{(\sigma_\theta^d)^2 + (\sigma_\theta^e)^2} \quad (4.9)$$

となった。一方、 C_4F_{10} では式 (4.9) で求められる値よりも大きい値となった。 C_4F_{10} の場合では輻射体の中心から検出器までの距離が近いこと、発光位置によって検出面の角度分解能が変わってしまう。したがって、輻射体の厚みによる分散と検出面の角度分解能に相関が生まれてしまう。この効果は輻射体の厚みと輻射体中心から検出面までの距離の比が大きいほど強くなるため、 C_4F_{10} の場合でのみ効果が現れる。この効果は、式 (4.9) で見積もられる値と実際の値では 10% 程しか違いが生じないため、大きく影響しない。

4.4.2 角度分解能と識別性能

異なる角度分解能における性能指数を図 4.11 に示す。角度分解能を大きくすることで、検出効率、性能指数ともに低下していくことがわかる。検出効率は誤識別が増加することで減少してしまうため、 A_{BG} と ϵ は同じような傾向を示す。角度分解能が低下することで、高い運動量での π/K 識別が難しくなるため検出効率の低下に ϵ_π と ϵ_K の両方が影響する。一方、 p の識別にはチェレンコフ角を用いない運動量領域が広いこと、識別能が角度分解能に強く影響されない。

2章ではセグメントサイズ等で決まる全体の角度分解能 σ_{nec} を 9.62 mrad と求めた。そのとき必要となるセグメントの直径は 44 mm である。この時の識別指数 A_{PID} 、 A_{BG} はどちらも 0.8 程度になると考えられる。この場合、チャームバリオン励起スペクトルに現れるバックグラウンドは、誤識別がない場合に比べ約 1.25 倍となる。この程度のバックグラウンドの増加でも十分に検出感度を保つことができるた

め、検討している検出面の角度分解能は 44 mm 以下の大きさのセグメントを用いることで十分得ることができる。

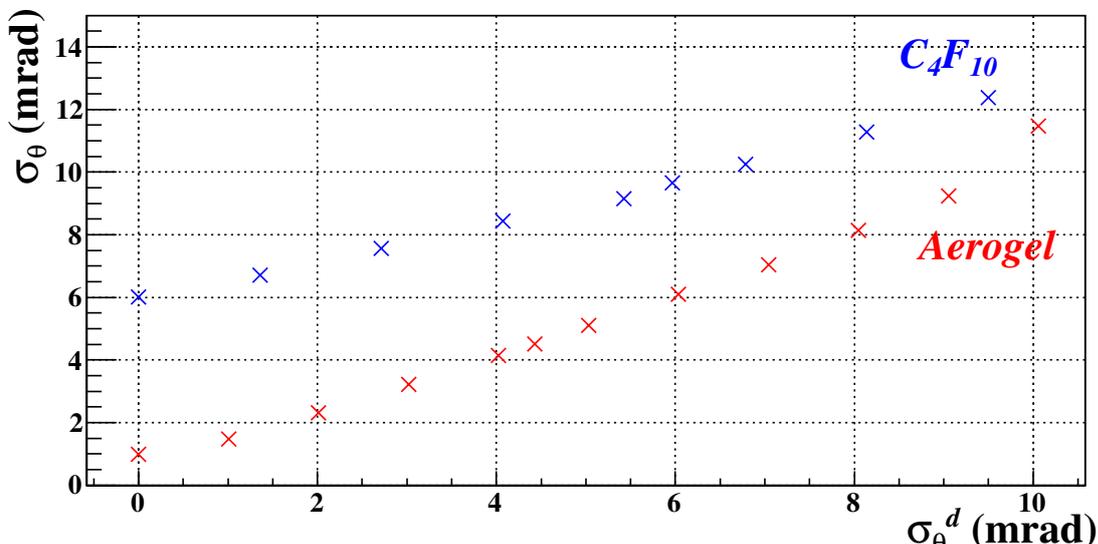


図 4.9 異なるセグメント直径における角度分解能。エアロゲルと C₄F₁₀ からのチェレンコフ光に対する角度分解能をそれぞれ示している。エアロゲルよりも C₄F₁₀ の厚みが大きいため、それだけ分解能が大きな値となっている。直径 0 mm の点は検出面での検出位置が正確に得られたとした場合を示している。

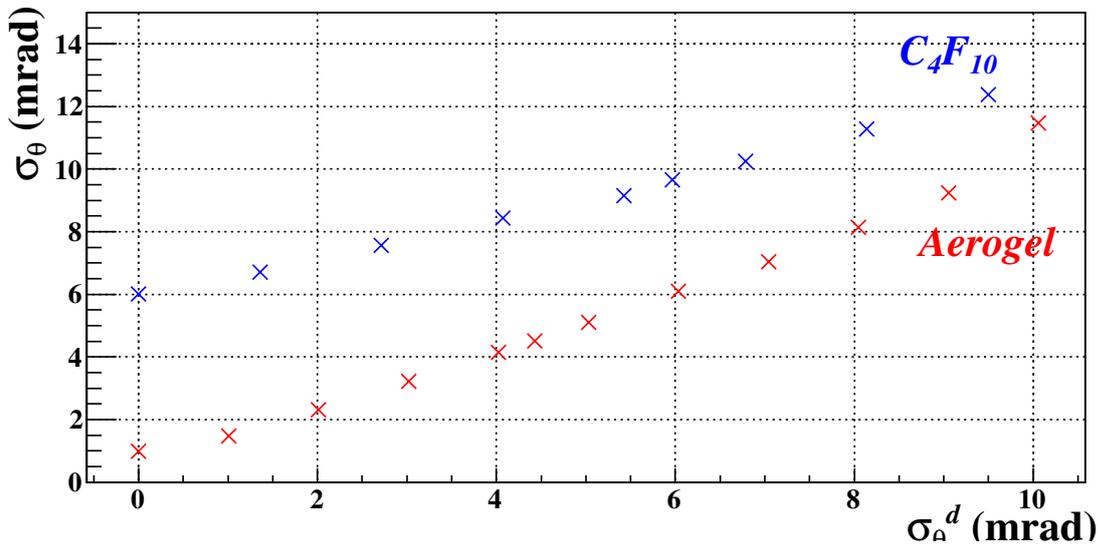


図 4.10 検出面の角度分解能と全体の角度分解能の関係。エアロゲルでは σ_θ と検出面の角度分解能 (σ_θ^d)、輻射体の厚みに依る分散 (σ_θ^e) の関係が $\sigma_\theta = \sqrt{(\sigma_\theta^d)^2 + (\sigma_\theta^e)^2}$ となっている。一方 C₄F₁₀ では自乗和の平方根よりも少し高い値となっている。

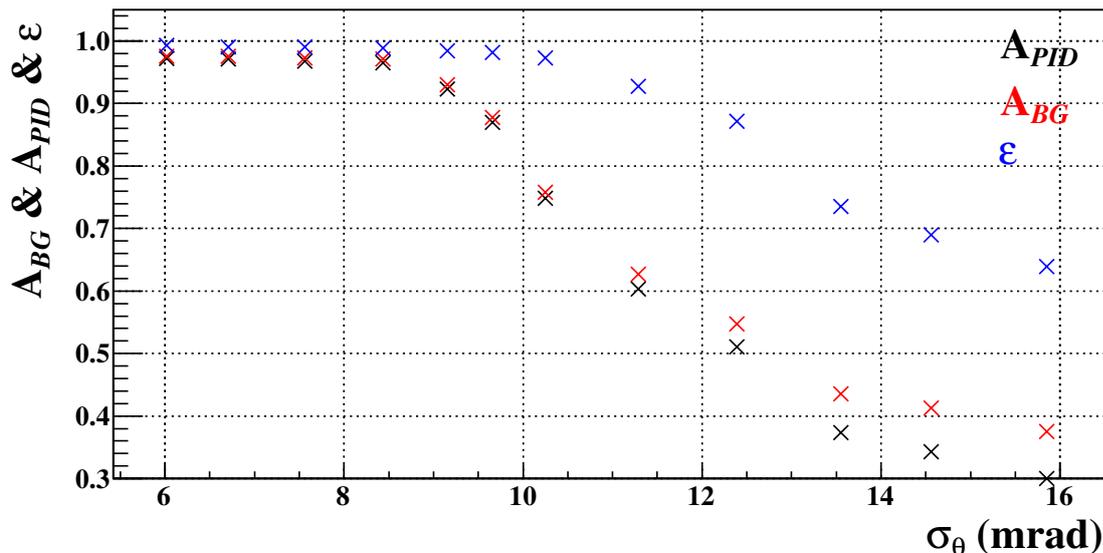


図 4.11 異なる角度分解能におけるの性能指数と識別効率。角度分解能は C_4F_{10} における値を用いている。

4.5 暗電流による識別性能への影響

検出面では、チェレンコフ光以外の光が入射した場合や光検出器として用いる PMT や MPPC の暗電流によって、バックグラウンドとなる検出点が発生する。暗電流が生じた場合、1つの光子が検出されたときと同程度の信号が出力される。そのため1つの光検出器に多数の光子が入射する場合は、検出光子数に閾値を設けることで暗電流と信号を区別することができる。しかし、チェレンコフ光は発光量が少ないため、これらの検出点とチェレンコフ光の検出点を区別することが難しくなる可能性がある。暗電流が増えるほど正しいチェレンコフ角を求めることが困難となるため、識別能が低下してしまう。この影響を見積もるため、検出面での暗電流を考慮した場合について検証した。

暗電流は光検出器において突発的に信号が発生してしまうことで生じる。このような突発信号は確率的に起こるので、単位時間あたりの暗電流が発生する頻度 (R Hz) を考える。検出面には PMT もしくは MPPC を使用することを考えている。PMT では暗電流が \sim kHz 程度の頻度で発生する。一方 MPPC では $1 \times 1 \text{ mm}^2$ の検出面積あたり 100 kHz 程度である。検出面積は $3 \times 3 \text{ mm}^2$ を想定しているので、1 MHz 程度が、1つのセグメントにおける暗電流の発生頻度である。PMT を用いる場合には暗電流が少ないため、ほとんど問題にならないが、MPPC では PMT のおよそ 1000 倍の暗電流なので、チェレンコフ光の検出感度が悪化してしまい、識別性能が悪化してしまう。ここでは、頻度が高い MPPC の場合について考える。2.3.2 節で述べたように、MPPC は検出面積が小さいため、ライトガイドによる集光と組み合わせる。ライトガイドの集光率は入り口と出口の面積比によって決まる。ライトガイドの面積比によってどの程度の集光率となるかをシミュレーションによって見積もった。その結果、セグメントの直径を 20 mm とすることで、 $3 \times 3 \text{ mm}^2$ の検出面にたいして 50% 以上の集光率が得られることが分かった。そこで、セグメントの直径を 20 mm とし、MPPC の量子効率に 0.5 倍することでライトガイドの効果を取り入れた。

単位時間あたりに暗電流によって信号が出力されるセグメント数 (R_{DC}) は、全体のセグメント数

(N_{Seg}) と暗電流の発生頻度の積となる。

$$R_{DC} = N_{Seg} \times R \text{ (Hz)} \quad (4.10)$$

チェレンコフ光は粒子が通過してから発光するまでの時間が ~ 10 ps なので、ほとんど全てのチェレンコフ光が検出器内部の飛行距離に応じた 10 数 ns の時間で検出面に到達する。図 4.12 に検出時間の分布を示す。ほとんど全てのチェレンコフ光が数 ns の間に検出面に入射することがわかる。したがって暗電流が時間構造を持たないとすれば、検出時間によって選別することで暗電流のみを除外することができる。検出時間による選別には検出器や回路系の時間分解能などが関係する。MPPC や PMT を用いる場合には検出器の時間分解能を数 ns 程度となるため、ここではチェレンコフ光の光路差で生じる時間差の広がり分として、時間選別の幅を 10 ns とした。このように時間選別を行うことで見積もられる暗電流の検出数 N_{DC} は、

$$N_{DC} = 0.01 \cdot N_{Seg}$$

となり、セグメントが 10000 個とすると 100 個ほどのセグメントで暗電流の検出があると考えられる。また、暗電流が検出されるセグメント位置は検出面で均等に分散するとした。

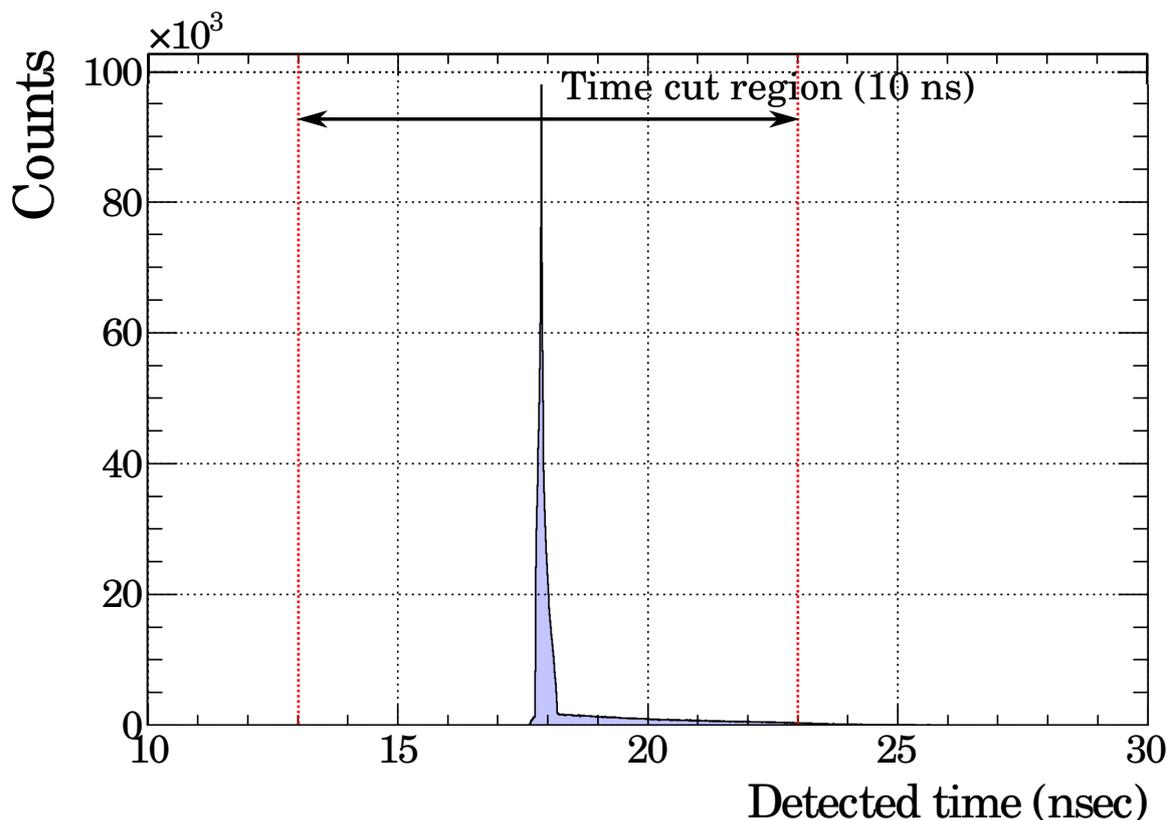


図 4.12 検出面における光子の検出時刻。時間は入射粒子を生成してから検出面に光子が到達するまでの時間である。ほとんど全ての光子が 17 ns 付近に集まっているため、検出時間によって選別することでチェレンコフ光を選択的に取り出すことができる。

以上のような暗電流が有る場合のシミュレーションを行った。図 4.13 に暗電流を加えた場合のヒットパターンを示す。中心付近に入射した π によるチェレンコフ光の他に多くの暗電流の検出がある。暗電流が無い場合 (図 4.2) と比べ、暗電流の検出数が多くチェレンコフ光起因のものを見分けることが難し

い。チェレンコフ角を求める解析は暗電流がない場合と同様にして行い、粒子の識別を行う。検出位置から求めたチェレンコフ角の分布を図 4.14 に示す。チェレンコフ光による 2 つのピークの他に暗電流によるバックグラウンドが確認できる。暗電流による検出点は面積あたりに均一に分布するため、チェレンコフ角として計算する場合には角度が大きいほどリングの円周が長くなるためバックグラウンドへの寄与が大きくなる。従って、 C_4F_{10} よりもエアロゲルからのチェレンコフ光の角度を決定する際に大きく影響する。

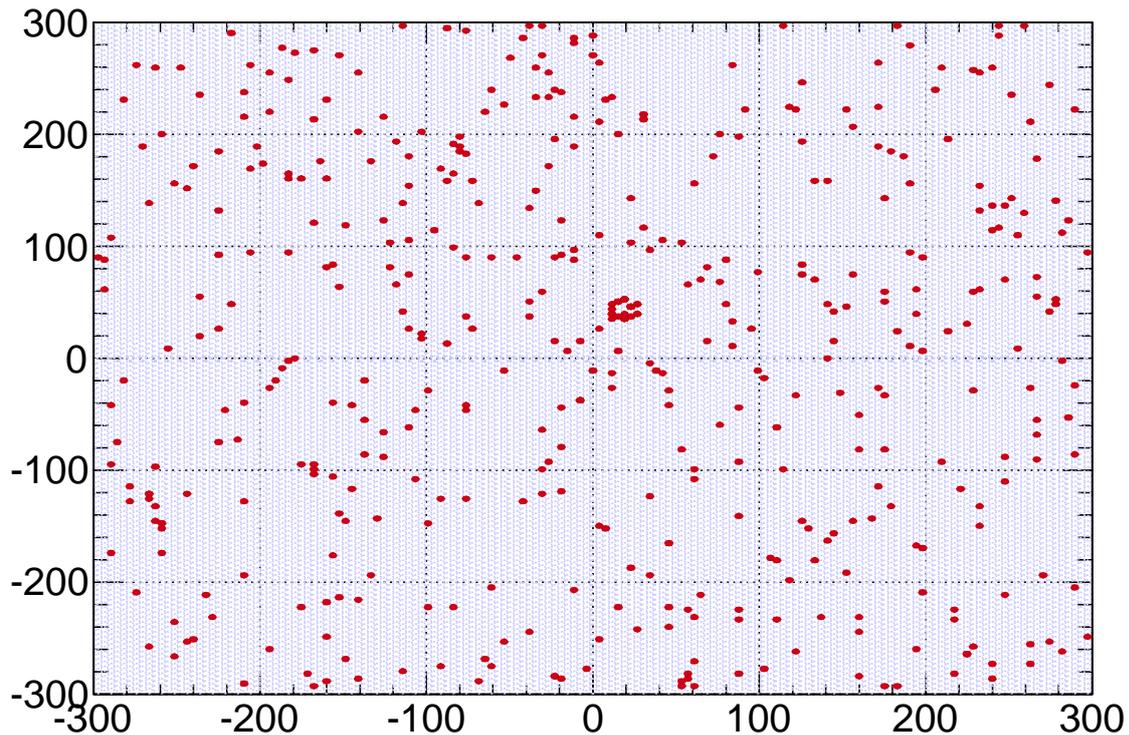


図 4.13 暗電流がある場合のヒットパターン。光子が検出されたセグメントを赤で示している。入射粒子は π でほぼ中心に入射している。図 4.2 の場合と異なり、チェレンコフ光がつくるリングをはっきりと確認することはできない。

粒子の識別では暗電流があることから、解析にて発光があったと判断する閾値 (N_t) を調整する必要がある。この閾値が低すぎる場合、チェレンコフ光が無いにも関わらず発光があったと判断してしまい、高すぎる場合にはチェレンコフ光が検出されたにも関わらず発光が無いものと判断してしまうため、最適の閾値としなければ性能を悪化させてしまう。

図 4.15 に N_t による性能指数の変化を示す。 $N_t = 6$ で最も高い性能指数が得られ、 $A_{PID} = 0.827$ となった。また、 A_{BG} は 0.934 となっており、チャームバリオン励起スペクトルのバックグラウンドは誤識別がない場合に比べて 1.07 倍とほぼ誤識別がない場合と同じ検出感度を得られる。したがって、暗電流によるバックグラウンドがある場合にも問題なく識別を行えていることが示された。

図 4.16 に $N_t = 6$ としたときの識別能を示す。検出効率は全ての運動量で暗電流が無い場合よりも低下している。この検出効率の低下は主にチェレンコフ角を求める際に、暗電流によるバックグラウンドによって求めたチェレンコフ角がずれ、 p と誤識別してしまうことにより起こる。このような事象は検出効率を下げるが、誤識別によってバックグラウンドを増やすことが無いため、影響が小さい。 K と誤識別す

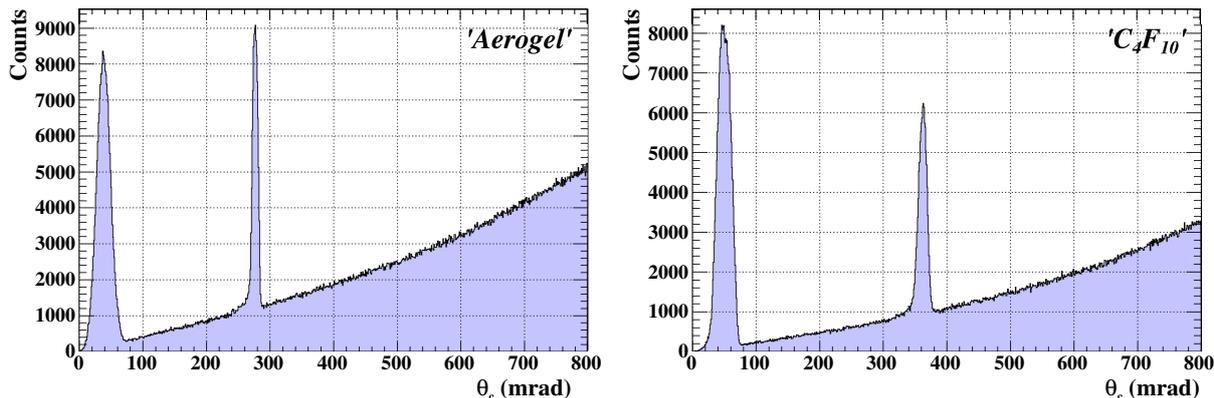


図 4.14 暗電流がある場合のチェレンコフ角分布。エアロゲルと C_4F_{10} を発光点とした場合をそれぞれ示している。2つの輻射体からのチェレンコフ光によるピークの他に暗電流のバックグラウンドが確認できる。

る割合は、 π 、 p とともに小さい値となっており暗電流がある場合にもきちんと識別を行えていることが示された。

しかし、 $2 \text{ GeV}/c$ 付近で K の識別効率が大きく下がっている。一部の運動量のみで識別効率が下がってしまうことで、励起スペクトルに何らかの構造をつくってしまう可能性がある。そのため、 $2 \text{ GeV}/c$ 付近の識別効率を回復するために、エアロゲルの厚さを増やし発光量を補う必要がある。

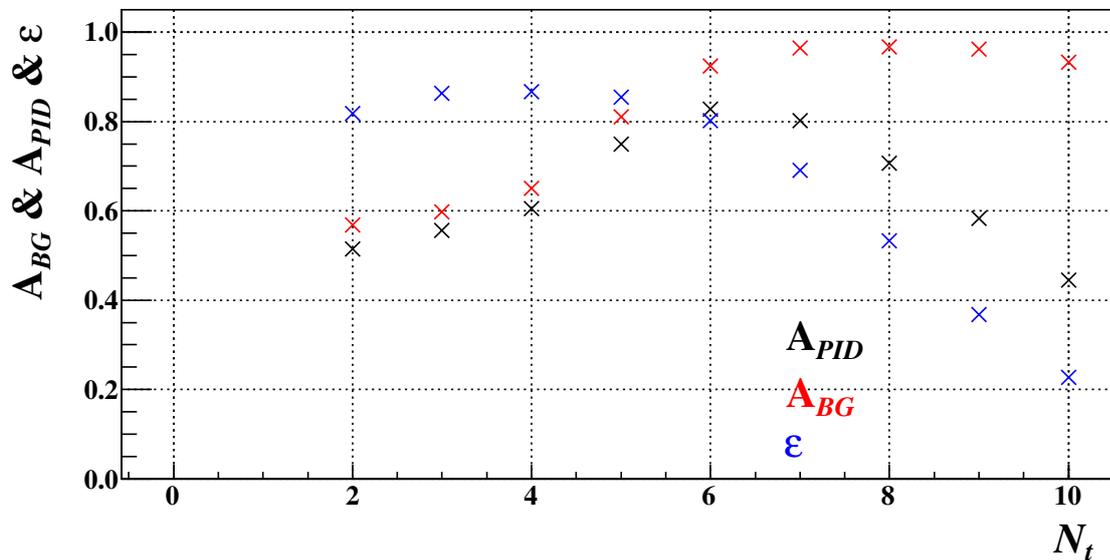


図 4.15 暗電流がある場合の性能指数。暗電流を 1 MHz 、セグメントの直径を 30 mm とし、発光閾値 N_t を変化させた。 $N_t = 6$ において性能指数は最大で $A_{PID} = 0.827$ となった。

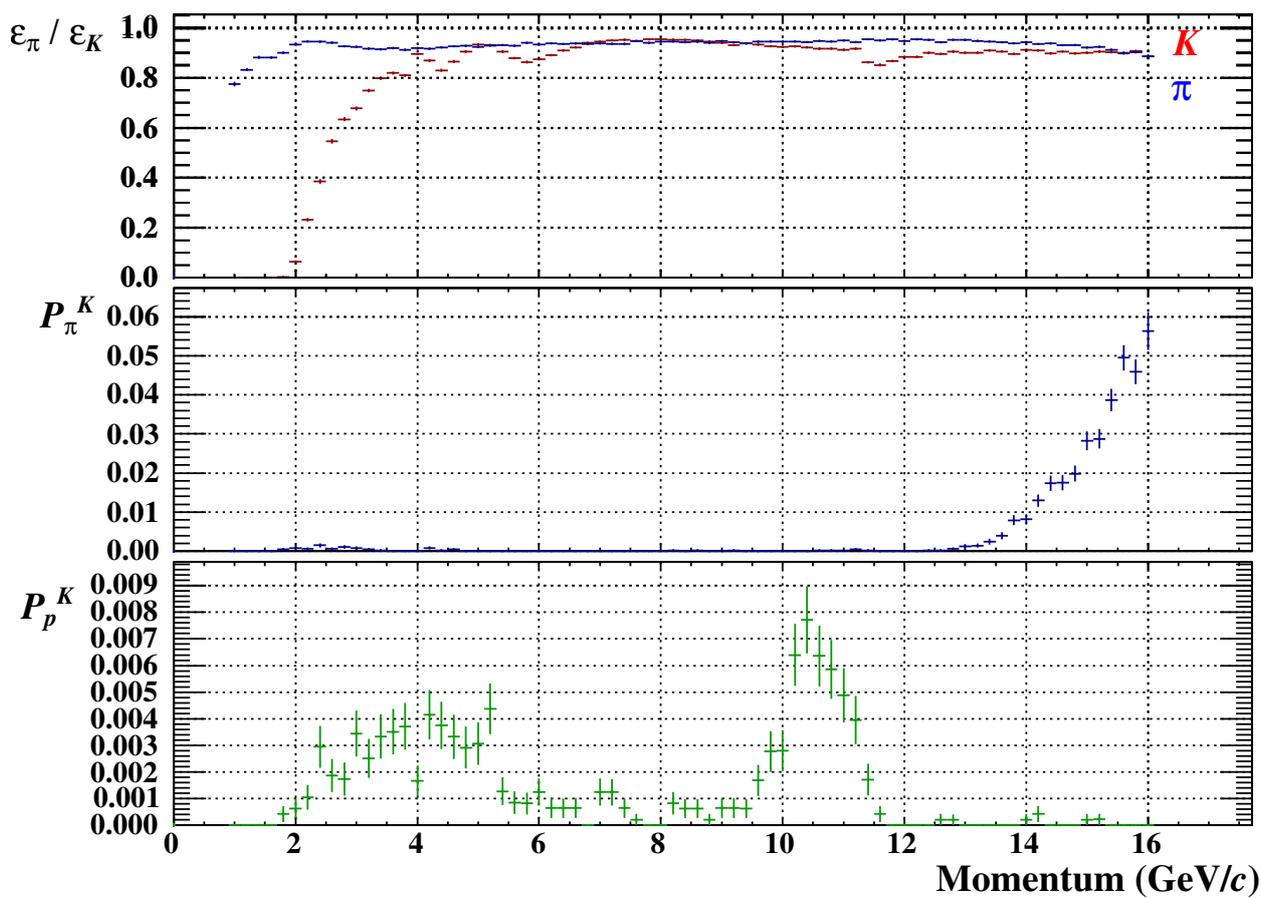


図 4.16 暗電流がある場合の識別能。暗電流 1 MHz、セグメント直径 30 mm とし、 $N_t = 6$ とした場合の性能指数に関わる識別能をそれぞれ示している。

4.6 暗電流を考慮した設計とその識別性能

前節の結果から、暗電流がある場合でも高い識別性能を得ることができたが、エアロゲルの発光量不足によって特定の運動量では識別能が低下した。エアロゲルからの発光を1.4倍とすれば良いことがわかった。輻射体の厚さを6.0 cmとして、シミュレーションにより識別能を確かめた。

得られた識別能を図4.17に示す。このとき、暗電流は1 MHzとしている。セグメントの大きさは44 mmとし、設計と同程度の角度分解能としている。2–16 GeV/cの運動量領域での平均の識別率を表4.3にまとめた。10 GeV/c付近で p を K とする誤識別率が上昇しているが、問題とならない値である。

暗電流を考慮した設計における識別性能を表4.4に示す。全ての指数で0.90以上となっており、十分な設計となっていることが分かる。この場合のチャームバリオン励起スペクトルのバックグラウンドは、誤識別がない場合と比べて1.0倍となる。したがって、ほぼ誤識別による影響がなくチャームバリオンの励起状態に対して十分な検出感度を得ることができ、目標とするPID検出器性能を得ることができた。

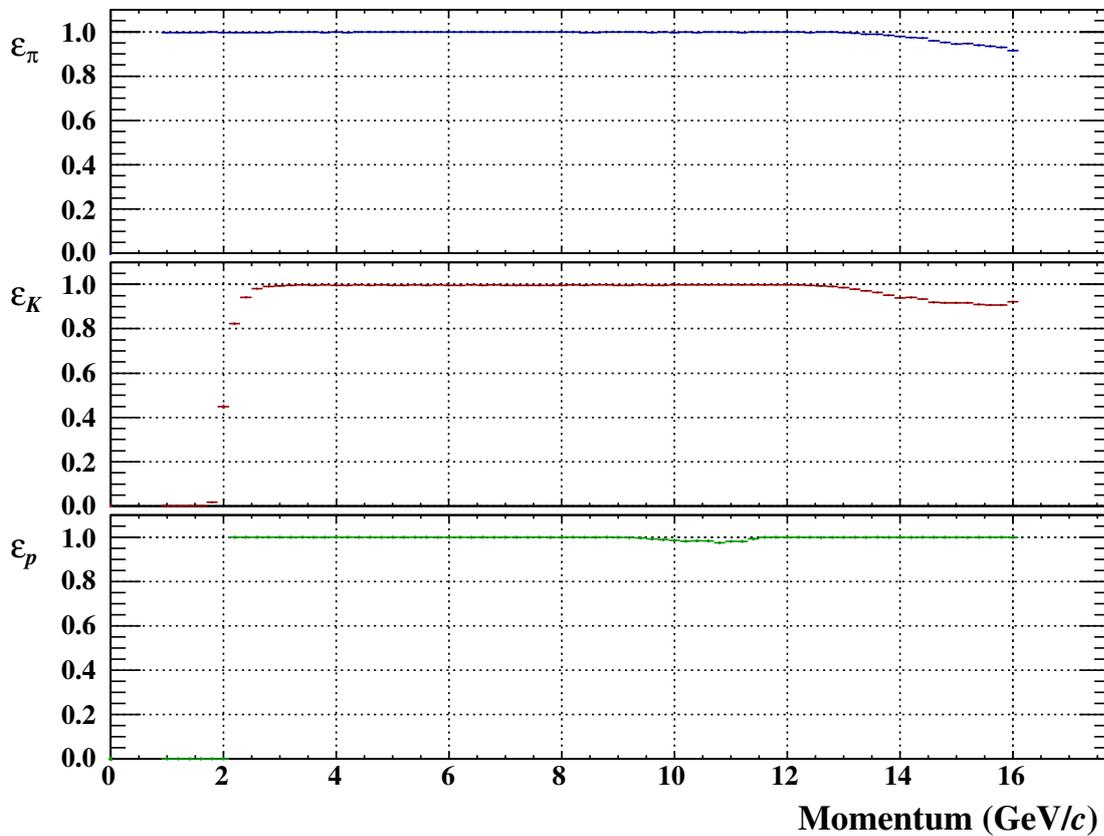


図 4.17 暗電流を考慮した設計における識別効率

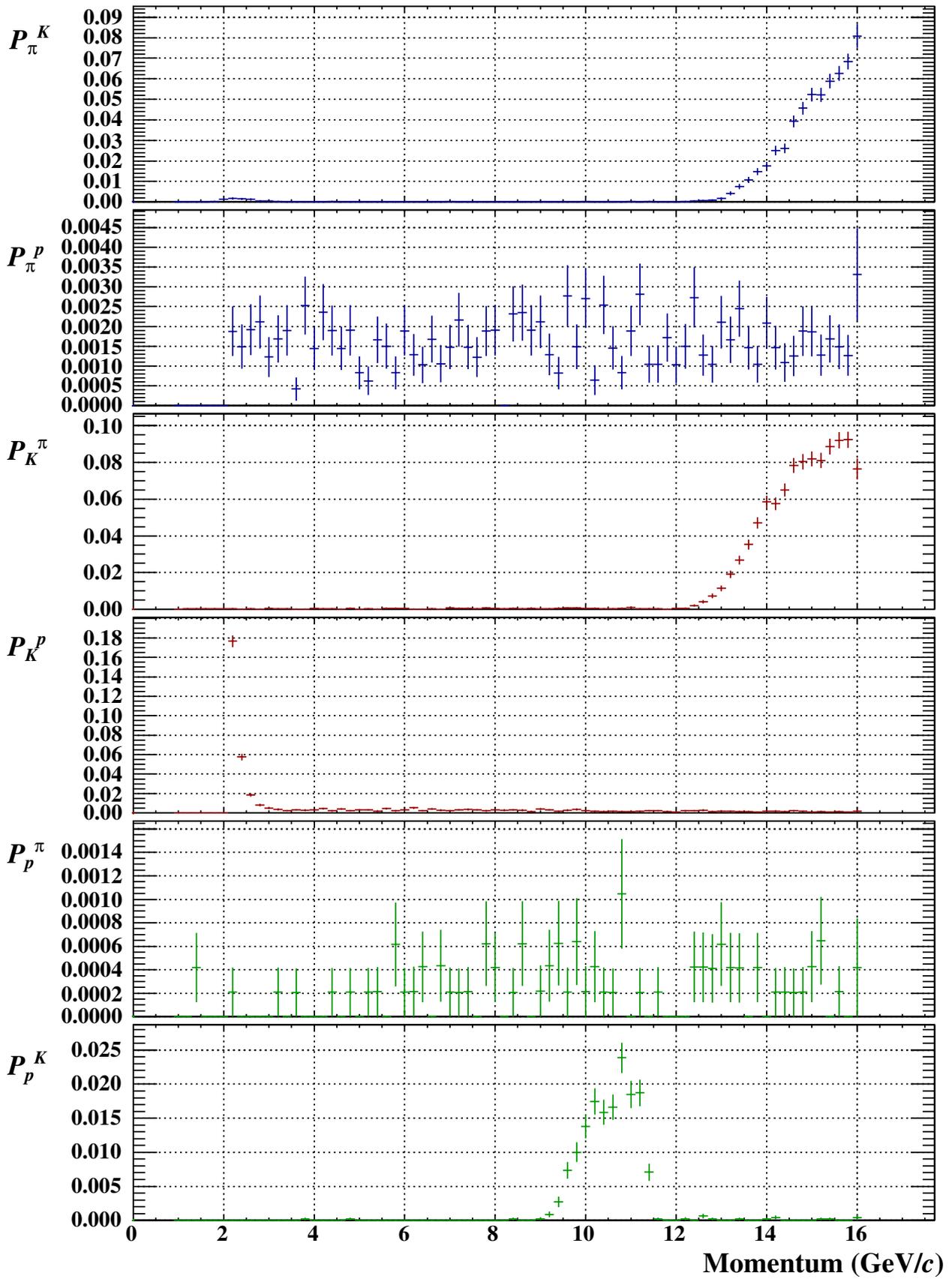


図 4.18 暗電流を考慮した設計における誤識別率

表 4.3 暗電流を考慮した設計における識別率 (%)

ID. as..	π	K	p
π	99.49	0.85	0.02
K	0.35	98.18	0.24
p	0.16	0.64	98.96
$NoID$	0.00	0.33	0.78

表 4.4 暗電流を考慮した設計における識別性能

ϵ	A_{BG}	A_{PID}
0.99	0.94	0.95

第5章

結論

本論文ではチャームバリオン分光実験に用いる粒子識別 (PID) 検出器として RICH 検出器を設計した。

PID 検出器の粒子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。主に、 π^+ または p を K^+ と誤って識別してしまうことが、チャームバリオン励起スペクトルにおけるバックグラウンドレベルの増加を引き起こしてしまう。シミュレーションによって見積もった散乱粒子の運動量は $2 - 16 \text{ GeV}/c$ まで分布する。そのため広い運動量領域で識別効率がよく、誤識別率が低い検出器の設計を行った。

RICH 検出器の概念設計では、目標としている識別能を得るための各構成要素を検討した。輻射体にはエアロゲル ($n = 1.04$) と C_4F_{10} ($n = 1.00137$) を用い、誤識別率を 3% 未満に抑えるために必要となる検出器のチェレンコフ角分解能を決定した。必要な角度分解能は 9.62 mrad となり、球面鏡による角度の分散を 4 mrad 、色収差やその他による分散の合計を 4 mrad としたときに必要となる検出面のみでの角度分解能は 5.36 mrad となった。

最終設計を決めるため、GEANT4 によるシミュレーションを行った。その際に、エアロゲルの光学パラメータを設定する必要があるため東北大学 ELPH において、 $750 \text{ MeV}/c$ の電子線を用いたテスト実験を行った。テスト実験では、エアロゲル ($n = 1.03$) と空気 ($n = 1.000292$) におけるチェレンコフ光を測定しシミュレーションと比較することで、シミュレーションが実験値を再現するパラメータを決定した値として散乱長と吸収長をそれぞれ 1.4 倍し、 C_4F_{10} はそのまま使用すればよいことが分かった。

実験で決定したパラメータを用い、概念設計をもとにしたシミュレーションを行い、最終設計値を決定した。RICH 検出器のシミュレーションでは、鏡を用いない場合について識別能の評価を行った。識別能の評価には、チャームバリオンの励起スペクトルにおける誤識別によるバックグラウンド数への影響を指数化したものを用いた。シミュレーションでは角度分解能を変化させ、識別性能への影響を確かめた。角度分解能が 9 mrad 付近から誤識別率が高くなり、識別性能が悪化していくことが分かった。角度分解能が 9.62 mrad では、誤識別によるバックグラウンドレベルの増分が 25% となった。

光検出器として MPPC を用いる場合を想定し、光検出器の暗電流を考慮することで、さらに厳しい条件における識別性能を検討した。暗電流は 1 MHz の周期で起こると仮定した場合も、解析条件を変更することで高い識別性能を得ることができた。しかし、 $2 \text{ GeV}/c$ 付近で K の識別効率が低下していたため、エアロゲルの発光量を増やす必要があった。エアロゲルの厚さを 60 mm とすることで、十分な発光量を得ることができた。

最終的な設計値による識別性能では、バックグラウンドレベルの増分を 5% 程度にすることができた。PID 検出器によってチャームバリオンの検出感度をほとんど悪化させることがないことが分かり、目標とした PID 検出器の設計が完了した。

付録 A

球面鏡による反射

曲率半径 R の球面鏡に平行な光が入射した場合、それらは焦点 $f = R/2$ で収束する。焦点面は球面鏡のちょうど半分の曲率半径を持つ球面となる。球面鏡では、完全には収束できず必ず分散が生じる。この分散は中心からずれるほど大きくなる。チェレンコフ光は粒子の速度に応じた角度で放射されるため、全ての光が平行になる。してがって、球面鏡により収束させることで輻射体の厚みによるリングイメージの広がりを小さくすることができる。また、焦点は球面鏡への光の入射角度によって決まるため、設計した RICH 検出器のように大きな面積の発光体からのチェレンコフ光を小さい領域に絞ることで検出面の面積を大幅に小さくすることができる。

球面鏡の収束の際に生じる分散は、球面鏡の中心を通る線から遠いほど大きくなるため、焦点面での十分な収束をえるためには入射する光子の広がりに対して大きな球面鏡でなければならない。

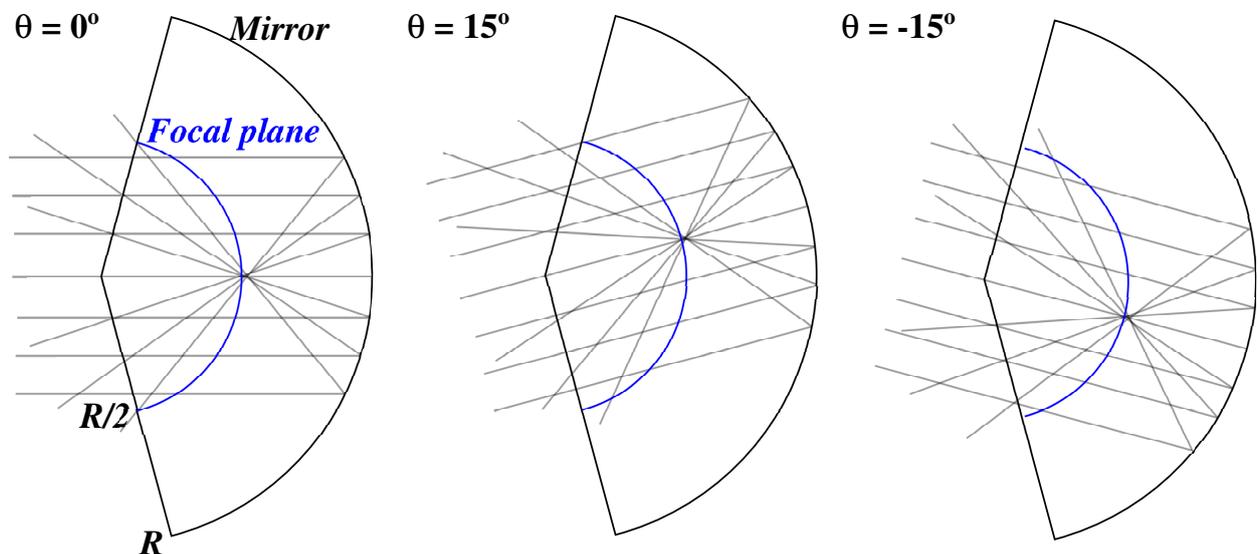


図 A.1 球面鏡の模式図。平行な光が入射した場合の収束の様子を表している。焦点面は球面鏡の曲率半径が R のとき、 $f = R/2$ を曲率半径とする球面となる

謝辞

本論文を執筆するに当たってたくさんの方々を支えていただきました。心より感謝いたします。指導教員である野海博之教授には大変熱心にご指導していただきました。実験や発表の機会を与えて頂いたことにも深く感謝を申し上げます。東北大学での実験の際にも、夜遅くまでの実験時間を支えていただきました。白鳥昂太郎助教には実験の基礎知識やシミュレーションの方法など、多岐に渡りご指導していただきました。お忙しい中、実験物品の用意や製作などを全て手伝って頂きました。森津学教務補佐、榎本瞬教務補佐にはさまざまなアドバイスやご指導をしていただきました。特に榎本教務補佐には J-PARC での実験期間に様々な優しさをいただきました。お忙しい中、実験準備にも参加していただきました。深く感謝を申し上げます。東北大学 ELPH の石川貴嗣助教には ELPH での実験を支えて頂きました。誠にありがとうございます。井上謙太郎氏、川崎慎吾氏には日頃からお世話をして頂きました。解析ソフトの使い方や解析方法などがわからない私に親切に教えてくださいました。誠にありがとうございます。核物理研究センターの同期である、定藤克法氏、竹村真哉氏、横山久美子氏には大学生活を通して親しくしていただきました。研究以外の話をする機会が持てたことに大変感謝をしております。その他多くの核物理研究センター関係者の全ての皆様に感謝を申し上げます。

最後にこれまで私を支えてくださった両親と、大学院進学という身勝手を支援してくださった祖母に深く感謝を申し上げます。

参考文献

- [1] M. Anselmino et al. , Rev. Mod. Phys. 65, 1199(1993).
- [2] H. Noumi et al. J-PARC P50 proposal,
http://www.j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_1301/pdf/P50_2012-19.pdf
- [3] J. H. Christenson et al. , Phys. Rev. Lett. 55, 154(1985).
- [4] S. Agostinelli et al. , Nucl. Instrum. Methods. A 506, 250 (2003).
- [5] Y. Nara et al., Phys. Rev. C 61 024901 (2000).
- [6] J. H. Christenson et al., Phys. Rev. Lett. 55, 154 (1985).
- [7] B. Ghidini et al., Nucl. Phys. B 111, 189 (1976).
- [8] T. Ypsilantis, J Seguinot, Nucl. Instrum. Methods. A 343, 30 (1994)
- [9] N. Akopov et al., Nucl. Instrum. Methods. A 479 511 (2002).
- [10] M. Cantin et al., Nucl. Instrum. Methods. 118 177 (1974)
- [11] 浜松ホトニクス MPPC 技術資料, <http://jp.hamamatsu.com>
- [12] 浜松ホトニクス PMT R329-02
https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R329-02_TPMH1254E02.pdffig:RICHSimulation_SigmaTheta