

平成 26 年度 修士論文

(K^-, K^+) 反応を用いた三ハイパー核分光実験のための
水チェレンコフ検出器の開発



京都大学大学院 理学研究科
物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室
原子核・ハドロン物理学研究室

竹中耕平

2015年3月13日

概要

ストレンジネス核物理学は、原子核中にハイペロンや K 中間子等のストレンジネス量子数 S を持ち込んでハイパー核を作りその構造や核力を調べることで、陽子と中性子の多体系としての原子核の枠を越えて、より一般化されたハドロン多体系としての原子核の性質を理解する事を目的としている。これまでのハイパー核研究は、ストレンジネス $S = -1$ の系を中心に行われ、特に ΛN 相互作用に関する詳細な情報を得てきた。しかし、 $S = -2$ の系の相互作用に関しては、多くの理論的予測が存在するものの、数種類のダブル Λ ハイパー核を除き明確で系統的な実験的事実が皆無に近い。そこで、大強度陽子加速器施設 J-PARC で、 $S = -2$ の系である Ξ ハイパー核の存在を世界で初めて確認することにより、 ΞN 、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用についての情報を引き出し、マルチ・ストレンジネス多体系も含めたバリオン間相互作用の性質を統一的に理解することを目指している。さらに、ストレンジネスが出現すると予想されている中性子星の核のような高密度ハドロン物質に対する知見も得られると考えられる。

その第一歩として、我々は入射運動量 $1.8 \text{ GeV}/c$ の (K^-, K^+) 反応を用いた Ξ ハイパー核分光実験を J-PARC で予定している (J-PARC E05 実験)。この実験では、 K^- ビームを炭素標的に照射し K^+ および Ξ^- が生成される過程を用いてハイパー核を生成し、ミッシングマス分光により Ξ ハイパー核の束縛状態を観測する。この実験においてバックグラウンドとなる π^+ や陽子の計数率は K^+ の 1000 倍程度高いと予想されるため、これらを取り除かなければデータ取得効率が低下してしまう。それを防ぐためには、 π^+ 、陽子を少なくとも 90% 以上除去可能な検出器を設置する必要がある。そこで、我々は陽子除去用として水チェレンコフ検出器を導入することにした。これは、磁気スペクトロメータで運動量をそろえた際、陽子に比べて速度の大きい K^+ の方が水中で多くのチェレンコフ光を生じるという性質を利用して K^+ と陽子を弁別する検出器である。実際はその光子を光電子増倍管で光電子に変換し、光電子数の差によって K^+ と陽子を識別する。検出器によって検出可能な光電子数が増えるほど K^+ と陽子は弁別しやすくなり陽子の除去効率は高くなる。シミュレーションにより、 $1.3 \text{ GeV}/c$ の K^+ に対して光電子数が 50 個以上であれば、要求性能である 90% の陽子除去効率を達成できると見積もった。これをもとに水チェレンコフ検出器の試作機を製作し、宇宙線を用いて反射材や透過窓、光電子増倍管の違いによる光電子数の変化を調べ最適化を行った。また、東北大学電子光物理学研究センターで光電子数のビーム入射位置、角度依存性を調べた。その結果、光電子数のビーム入射位置、角度によるばらつきは約 14% 以内であった。この結果を考慮し、モンテカルロシミュレーションにより陽子除去効率を見積もったところ 92% となった。この値は要求性能を十分満たすものである。本研究により、最終的に J-PARC E05 実験で使用する実機の基本設計が完成した。

目次

第1章	序論	8
1.1	ストレンジネスと原子核物理	8
1.2	Ξハイパー核	9
1.2.1	Ξハイパー核研究の意義	9
1.2.2	$S = -2$ のハイパー核の生成方法	9
1.2.3	過去のΞハイパー核探索実験	10
1.2.4	Ξハイパー核励起スペクトルの理論予想	11
1.3	Ξハイパー核分光実験 J-PARC E05	12
1.3.1	J-PARC とハドロン実験施設	12
1.3.2	J-PARC E05 実験	14
1.3.3	S-2S スペクトロメータ	15
1.4	水チェレンコフ検出器の要求性能	18
1.4.1	S-2S における水チェレンコフ検出器	18
1.4.2	水チェレンコフ検出器の位置でのビームプロファイル	18
1.4.3	バックグラウンドとトリガーレート	20
1.4.4	水チェレンコフ検出器の要求性能のまとめ	24
第2章	J-PARC E05 に使用する水チェレンコフ検出器の試作機の設計・製作	25
2.1	チェレンコフ検出器の原理	25
2.2	水チェレンコフ検出器の構造	28
2.3	要求される光電子数	29
2.4	セグメント化とサイズ	33
2.5	水チェレンコフ検出器の開発方針	35
2.6	試作機の設計	36
第3章	水チェレンコフ検出器の性能評価	39
3.1	ELPH でのテスト実験	39
3.1.1	テスト実験の目的	39
3.1.2	ELPH における陽電子ビーム	39
3.1.3	実験セットアップ	40
3.1.4	エネルギー較正	44
3.1.5	光電子数の算出	46
3.1.6	光電子数のビーム入射位置・角度依存性	48
3.2	宇宙線テスト	52
3.2.1	宇宙線テストの目的	52

3.2.2	宇宙線テストの実験セットアップ	52
3.2.3	透過窓の素材の比較	54
3.2.4	輻射体の比較	56
3.2.5	PMT の種類の比較	57
3.2.6	PMT の量子効率の個体差	58
3.2.7	性能評価のまとめ	59
第 4 章	モンテカルロシミュレーションによる陽子除去効率・ K^+ 残存率の見積もり	60
4.1	セットアップと条件	60
4.2	結果と考察	62
第 5 章	結論	65
付 録 A	水チェレンコフ検出器の最終図面	66
付 録 B	ELPH 実験のデータ詳細	67
	謝辞	69
	参考文献	70

目次

1.1	3次元核図表	9
1.2	$K^-p \rightarrow K^+\Xi^-$ の断面積の入射運動量依存性	10
1.3	$^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いた過去の実験の質量欠損スペクトラム	11
1.4	Ξ ハイパー核の予想スペクトル	12
1.5	J-PARC の概観	13
1.6	ハドロンホール全体図	14
1.7	J-PARC K1.8 ビームライン	14
1.8	QQD 型スペクトロメータ	15
1.9	S-2S スペクトロメータの全体図	16
1.10	Ξ^- 粒子または Ξ ハイパー核が生成されるときに同時に生じる K^+ の運動量と角度	17
1.11	S-2S の運動量アクセプタンス	17
1.12	S-2S の角度アクセプタンス	18
1.13	S-2S の角度アクセプタンス	18
1.14	水チェレンコフ検出器位置での散乱粒子分布	19
1.15	水チェレンコフ検出器位置での x と散乱粒子の運動量の相関	19
1.16	水チェレンコフ検出器位置での y と散乱粒子の運動量の相関	19
1.17	水チェレンコフ検出器位置での u と x の相関	19
1.18	水チェレンコフ検出器位置での v と y の相関	19
1.19	K^- ビーム 1spill 当たりの散乱粒子のレートの運動量分布	21
1.20	標的で生成される過程以外で生じたバックグラウンド	22
1.21	BNL E885 実験の検出器構成	23
2.1	チェレンコフ放射の概念図	25
2.2	チェレンコフ光が発生するための運動量条件	26
2.3	純水を用いた場合の速度 β と光電子数の関係	27
2.4	純水を通過する荷電粒子が発生するチェレンコフ光	28
2.5	水チェレンコフ検出器の基本構造	29
2.6	水チェレンコフ検出器の検出光電子数に位置依存性がないときの光電子数分布と陽子除去効率	31
2.7	陽子除去効率と $1.3 \text{ GeV}/c$ の K^+ が発生させる平均光電子数の関係	31
2.8	水チェレンコフ検出器の検出光電子数に位置依存性があるときの光電子数分布と陽子除去効率	32
2.9	水チェレンコフ検出器のセグメント化	34
2.10	水チェレンコフ検出器のセグメントの横幅、奥行きと光電子数の関係	35

2.11	水チェレンコフ検出器の模式図	37
2.12	水チェレンコフ検出器全体の外観	38
2.13	水チェレンコフ検出器の内部の写真	38
3.1	電子光物理学研究センターの施設概略図	40
3.2	ELPH でのテスト実験のセットアップ	41
3.3	ELPH でのテスト実験のセットアップの写真	42
3.4	ELPH におけるテスト実験の回路図	43
3.5	陽電子ビームによるチェレンコフ光の波形	44
3.6	エネルギー較正に用いた青色 LED が水チェレンコフ検出器の水槽内で発光する様子	45
3.7	LED を用いたエネルギー較正用の ADC スペクトラムとそれを式 (3.1) を用いてフィッティングした結果	46
3.8	水チェレンコフ検出器の生の ADC ヒストグラム	47
3.9	イベントセレクション後のヒストグラム	47
3.10	光電子数に較正し、カット条件を課した後の陽電子ビームによるチェレンコフ光の光電子数ヒストグラムとそのフィッティング結果	47
3.11	$y=0$ cm のときの光電子数の x 依存性	48
3.12	$x=0$ cm のときの光電子数の y 依存性	48
3.13	$x=9$ cm のときの光電子数の y 依存性	48
3.14	垂直入射のときの光電子数の位置依存性	49
3.15	光電子数の u 依存性を調べるための入射条件	50
3.16	光電子数の u 依存性	50
3.17	光電子数の v 依存性を調べるための入射条件	51
3.18	$v=7.5^\circ$ のときの光電子数の y 依存性	51
3.19	宇宙線によるテスト実験のセットアップの模式図	53
3.20	宇宙線によるテスト実験のセットアップの写真	53
3.21	宇宙線によるチェレンコフ光の波形	53
3.22	透過窓に用いる素材の透過率	54
3.23	透過窓に用いる素材の透過率	54
3.24	宇宙線によるチェレンコフ光の ADC ヒストグラム	55
3.25	トリガーカウンターの ADC、TDC 情報を用いてイベント選定を行った後の宇宙線によるチェレンコフ光の ADC ヒストグラム	55
3.26	透過窓として UV00 を使用した際の、宇宙線によるチェレンコフ光の光電子ヒストグラム	55
3.27	輻射体として、30 mg/l の Amino-g salt 水溶液を用いた場合の検出光電子数の時間変化	57
3.28	高感度光電面分光感度特性	58
3.29	H11284-100UV を使ったときに LED を用いて得られる ADC ヒストグラム	58
3.30	H6522 を使ったときに LED を用いて得られる ADC ヒストグラム	58
4.1	シミュレーションのセットアップ	61

4.2	シミュレーションにより得られた光電子数分布	62
4.3	セグメント化した水チェレンコフ検出器による K^+ と陽子の弁別図	63
4.4	水チェレンコフ検出器による K^+ のヒストグラムの変化	64
4.5	K^+ の残存率の運動量変化	64
4.6	水チェレンコフ検出器による陽子のヒストグラムの変化	64
4.7	陽子の残存率の運動量変化	64
A.1	水チェレンコフ検出器の最終図面	66

表 目 次

1.1	K^- ビーム 1spill 当たりの散乱粒子のレート	21
1.2	BNL E885 の実験の条件及び結果	23
3.1	水チェレンコフ検出器のテスト実験で使用した陽電子ビームの性能	40
3.2	ELPH でのテスト実験時の水チェレンコフ検出器の構成	41
3.3	プラスチックシンチレータのサイズ	42
3.4	フィッティングパラメータ	45
3.5	垂直入射の場合の光電子数	50
3.6	$x=0$ 、 $y=0$ に入射する位置で水平方向角度 $u=0^\circ$ 、 $u=10^\circ$ の場合の光電子数	50
3.7	鉛直方向角度 $v=7.5^\circ$ に傾けたときの y 軸上での光電子数	51
3.8	有効領域内の光電子数の平均、最大、最少	52
3.9	3 種類の透過窓の場合の光電子数の測定結果	56
3.10	PMT の種類を変えたときの光電子数の測定結果	57
3.11	3 本の別の H11284 場合の光電子数の測定結果	59
3.12	宇宙線によるテストの結果、水チェレンコフ検出器に使用するもの	59
4.1	Geant4 シミュレーションの条件	61
B.1	陽電子ビームに対して上流側の水チェレンコフ検出器の測定結果	67
B.2	陽電子ビームに対して下流側の水チェレンコフ検出器の測定結果	68
B.3	陽電子ビームに対して下流側の水チェレンコフ検出器の補正後の結果	68

第1章 序論

1.1 ストレンジネスと原子核物理

通常の原子核は陽子と中性子(核子)から構成され、アップクォーク(u , $2.3 \pm_{0.5}^{0.7}$ MeV)とダウンクォーク(d , $4.8 \pm_{0.3}^{0.5}$ MeV)という2種類のフレーバーから成るクォーク多体系である。核子間に働く核力(NN 相互作用)は多くの散乱実験により詳しく調べられてきた。 u や d に比べ少し重いストレンジクォーク(s , 95 ± 5 MeV)を含むバリオンとして Λ , Σ , Ξ , Ω がありハイペロンと呼ばれる。スピン $J^P=1/2^+$ であるバリオンはバリオン八重項をなし、 $SU(3)$ 対称群を形成する。ハイパー核とはハイペロンを含む原子核のことである。ストレンジネス核物理は、原子核中にハイペロンや K 中間子等のストレンジネス量子数 S を持ち込んでハイパー核を作りその構造や核力を調べることで、陽子と中性子の多体系としての原子核の枠を越えて、より一般化されたハドロン多体系としての原子核の性質を理解する事を目的としている。

ハイペロンは寿命が 10^{-10} 秒程度と短いので、ハイペロン・核子(YN) 散乱、ハイペロン・ハイペロン(YY) 散乱実験を行うのは難しい。そのため、ストレンジネスを含むバリオン間相互作用の研究においては、ハイパー核の構造を調べることで、 YN 相互作用、 YY 相互作用の情報を引き出すという手法が取られてきた。ハイパー核の構造の研究の意義を以下にまとめる。

1. ハイパー核の構造から YN 、 YY 相互作用の情報を得て、バリオン間相互作用の統一的理解への手がかりとする。
2. ハイペロンはストレンジネス量子数を持ち原子核内部で他の構成粒子である核子からのパウリの排他律を受けない。そのため、ハイペロンを原子核深部に束縛させることができ、原子核内部の構造を調べるプローブとして扱うことができる。また、ハイペロンが原子核に入ることによって、不純物として働き、原子核構造に変化(原子核の大きさや形の変化、新しい対称性を持つ状態の出現、クラスター状態の変化など)が引き起こされる可能性がある。
3. ハイパー核を用いて、核内のバリオンの媒質効果による性質変化を調べる。中間子の核内媒質効果に関する実験的研究が進んでいるが、バリオンについては核子がパウリの排他律を受けるために直接調べることができない。しかし、核内で核子からのパウリの排他律を受けないハイペロンを利用して、ハイペロンの深い束縛状態の性質や磁気モーメントの測定から媒質効果の情報を引き出すことができる。

1.2 三ハイパー核

1.2.1 三ハイパー核研究の意義

これまでのハイパー核研究は、 Λ ハイパー核を対象としたストレンジネス $S = -1$ の系に関して行われ、 ΛN 、 ΣN 相互作用に関する詳細な情報を得てきた。しかし、 $S = -2$ の系の相互作用に関しては、多くの理論的予測が存在するものの、図 1.1 に示すように、数種類のダブル Λ ハイパー核 ([1]、[2]、[3]) を除き明確で系統的な実験的事実が皆無に近いため正確な理解は得られていない。そこで、これまでの加速器ではビーム強度が不足して行えなかった実験を J-PARC で行い、 $S = -2$ の系である三ハイパー核の存在を世界で初めて確定し、 ΞN 、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用についての情報を引き出すことによって、マルチ・ストレンジネス多体系も含めたバリオン間相互作用の性質を統一的に理解することを目指している。さらに S が -2 以下の中性子星の核のような高密度ハドロン物質に対する知見も得られると考えられる。

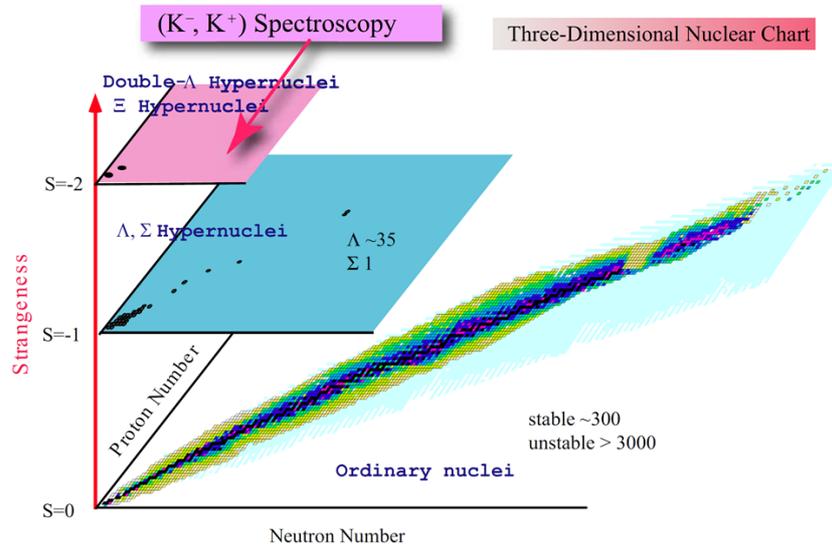


図 1.1: 3次元核図表 [4]。 $S = -2$ のセクターではダブル Λ ハイパー核以外に実験的情報が無い。

1.2.2 $S = -2$ のハイパー核の生成方法

これまで三ハイパー核を生成する過程としては (K^-, K^+) 反応が利用されてきた。この反応は核内の陽子を Ξ^- 粒子に置換する二重荷電交換反応である。その素過程の前方断面積は、統計精度は良くないものの、過去に行われた測定がいくつか存在し、入射 K^- 運動量依存性は図 1.2 のようになっている [5]。図 1.2 の縦軸は運動学的ファクター α と角度平均をとった微分断面積 $\langle d\sigma/d\Omega_L \rangle_{AV}$ の積であるが α はほぼフラットであるため、微分断面積の角度平均とみなせる。図 1.2 から、この反応の断面積は $1.8 \text{ GeV}/c$ 付近に最大

値を持つ大きなバンプ構造ではないかと考えられている。この反応の Ξ^- 粒子の運動量移行は $500 \text{ MeV}/c$ 程度とフェルミ運動量に比べて大きいので、生成された Ξ^- 粒子の原子核への束縛確率は非常に小さいことが予想され、実際次節で述べるように、 Ξ ハイパー核の生成断面積は $60 \text{ nb}/\text{sr}$ 程度である。

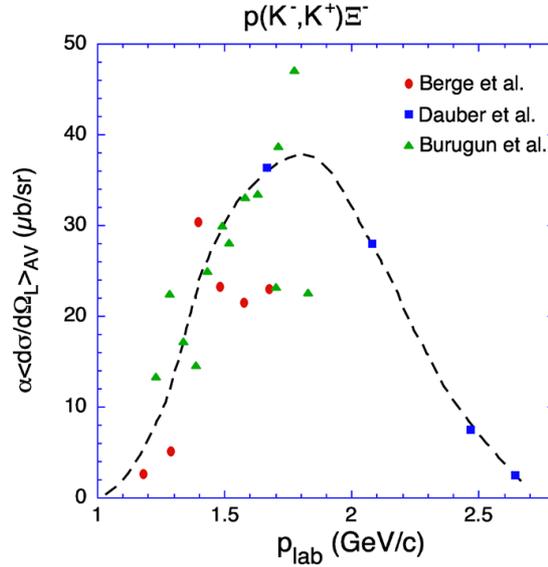


図 1.2: $K^-p \rightarrow K^+\Xi^-$ の断面積の入射運動量依存性 [5]。点線は理論計算ではなくデータ点に対して引いた線である。

1.2.3 過去の Ξ ハイパー核探索実験

(K^-, K^+) 反応を用いた Ξ ハイパー核分光の先行実験は、KEK-E224 [6] と BNL-E885 [7] である。これらの実験では、エネルギー分解能がそれぞれ 22 MeV 、 14 MeV (FWHM) と不十分であり、統計量もそれぞれ 3 イベント、67 イベントと乏しかった。そのため、図 1.3 に示すように、 Ξ ハイパー核の束縛状態のピークを確認することはできなかった。図 1.3 中の曲線は、アイソスピンに依存しない部分について Woods-Saxon 型ポテンシャルを仮定し、 Ξ の一核子ポテンシャル V_0^{Ξ} に対して様々な値を仮定して DWIA 計算を行ったものである。この際、それぞれの実験のエネルギー分解能は考慮されている。実験結果のスペクトルと理論計算から得られるスペクトルとの比較により、KEK-E224 からは $V_0^{\Xi} < 20 \text{ MeV}$ 、BNL-E885 からは $V_0^{\Xi} \simeq 14 \text{ MeV}$ という値が推定された。

BNL-E885 の結果から入射 K^- の運動量が $1.8 \text{ GeV}/c$ の場合の $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$ 反応の断面積が見積もられた。角度平均をとった値として、 $0^\circ - 8^\circ$ に対して $89 \pm 14 \text{ nb}/\text{sr}$ 、 $0^\circ - 14^\circ$ に対して $42 \pm 5 \text{ nb}/\text{sr}$ であった。また、KEK-E224 の結果、入射 K^- の運動量が $1.65 \text{ GeV}/c$ の場合、 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$ 反応の断面積は $0^\circ - 12^\circ$ に対して $0.21 \pm 0.07 \mu\text{b}/\text{sr}$ であった。

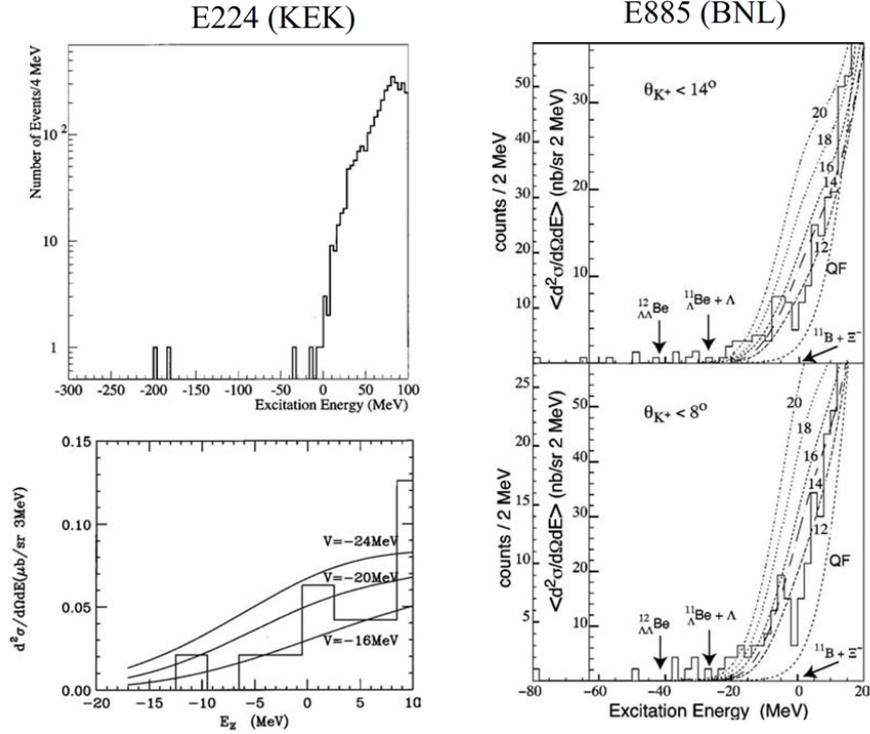


図 1.3: $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いた過去の実験の質量欠損スペクトラム。左図が KEK-E224 [6]、右図が BNL-E885 [7] の測定データを示す。左上の図は ^{12}Be 中の Σ^- の励起エネルギー (E_Σ) が 100 MeV 以下の全イベントを含んだもので、左下の図は束縛領域 ($E_\Sigma < 0$) に注目した図である。右上の図は K^+ の散乱角 θ_{K^+} が $\theta_{K^+} < 14^\circ$ の範囲の場合で、右下の図は $\theta_{K^+} < 8^\circ$ に限定した場合である。どちらの実験でも励起エネルギーが負の束縛領域にイベントはあるが、束縛状態のピーク構造は観測されなかった。

1.2.4 Σ ハイパー核励起スペクトルの理論予想

$S = -2$ のハイパー核は、生成断面積が高々数十 nb と非常に小さく、また束縛状態のピーク構造を明らかにするために必要なエネルギー分解能を達成することも難しいため、これまでに得られた実験的情報は非常に少ない。そのため、バリオン間相互作用、 ΣN 相互作用、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用についてのモデルは確立されていない。 $S = -2$ のハイパー核の分光実験を高統計、高エネルギー分解能で実現できれば、バリオン間相互作用についてのモデルに制限を加えることができる。

最近の中間子交換ポテンシャルモデルから推論される ΣN 相互作用を用いた殻模型理論計算によると、図 1.4 のような親核の励起を含む複雑なピーク構造が予測されている [8]。ここで、バリオン間相互作用としては ΣN 間相互作用が引力になるいくつかのモデル (NHCD [9]、Ehime [10]、ESC04d [11]、ESC08a [12]) を用いている。各相互作用モデルのスピンの依存性が異なるために、予想スペクトルはモデルによって大きく異なっている。図 1.4 でピーク構造となっているエネルギー準位を正確に測定するためには、少なくとも 2 MeV (FWHM) 程度のエネルギー分解能が必要である。そこで、1.3.3 節で述べる

ように、我々は J-PARC K1.8 ビームラインにおいて、約 2 MeV (FWHM) のエネルギー分解能を達成可能とする磁気スペクトロメータを建設する予定である。

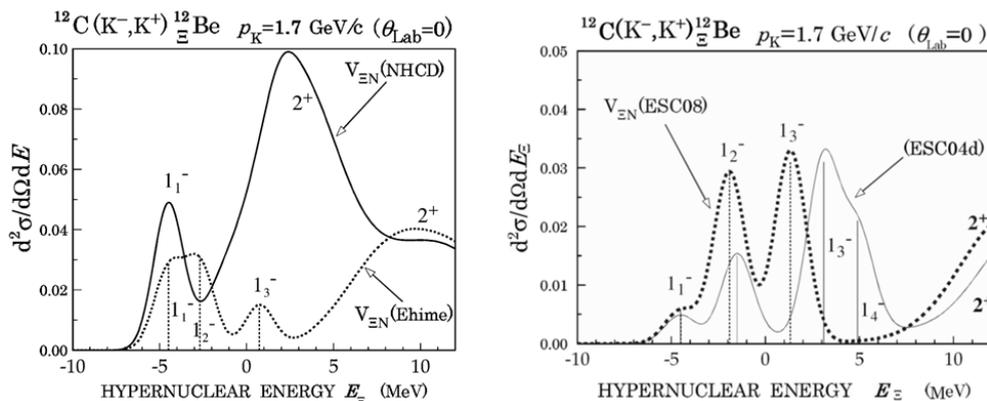


図 1.4: 三ハイパー核の予想スペクトル [8]。親核の励起状態が考慮されており、複雑なピーク構造を示している。左右の図にそれぞれ 2 つずつ異なるモデルを用いた結果が表示されており、用いるモデルによってスペクトルの形が大きく違っている。

1.3 三ハイパー核分光実験 J-PARC E05

1.3.1 J-PARC とハドロン実験施設

J-PARC

大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) とは、世界最高峰の強度の陽子ビームを 1 次標的に照射することにより発生させた、様々な 2 次粒子 (ニュートリノ、 K 中間子、ミュオン、中性子等) のビームを利用して、素粒子・原子核物理、物質・生命科学など様々な分野で最先端の研究を行うための施設である。J-PARC は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と日本原子力研究開発機構 (JAEA) により共同で建設され、2009 年までに全ての施設が稼働し、その後大学共同利用実験のために本格的に 2 次ビームの供給を開始した。

J-PARC の加速器は、図 1.5 に示すようにリニアック、3 GeV シンクロトロン (Rapid Cycling Synchrotron 略して RCS)、50 GeV シンクロトロン (Main Ring 略して MR) で構成されている。リニアックでは、イオン源で生成した負水素イオン H^- を 400 MeV まで

加速する。その後、 H^- ビームが RCS へ入射する際、炭素薄膜を通過させ荷電変換を行い陽子ビームに変換する。RCS で 3 GeV まで加速した後、MR へと入射され 50 GeV (現在は 30 GeV) まで加速する。



図 1.5: J-PARC の概観 [13]。

J-PARC には、物質・生命科学実験施設、ハドロン実験施設、ニュートリノ実験施設の 3 つの実験施設がある。RCS で加速された陽子ビームの大部分は、物質・生命科学実験施設に送られ、串刺しの 2 つのターゲットを通過することでミュオンと中性子を生成する。これらを用いて物質生命科学実験が行われる。MR には 2 箇所の陽子ビーム取り出しポートがある。ハドロン実験施設は、MR から遅い取り出し方式で 6 秒に 1 回、約 2 秒間かけてビームを取り出し、 K 中間子や π 中間子を用いた素粒子・原子核実験を行う。この 1 サイクルで取り出されるビームの一塊を 1spill と呼ぶ。一方、MR からの速い取り出し方式のビームは、ニュートリノ生成に用いられ、300 km 離れたスーパーカミオカンデに向けて発射されている。

ハドロン実験施設

図 1.6 に、ハドロン実験施設の全体図を示す。MR からの陽子ビームは T1 標的と呼ばれる二次粒子生成標的に照射され、そこから二次粒子を利用する数本のビームラインが伸びている。そのうちの K1.8 ビームラインは、図 1.7 のように構成されており、 (K^-, K^+) 反応を用いた Ξ ハイパー核分光実験を行うことを主目標とし、1.8 GeV/c の K^- ビームを供給するように最適化して設計されている。Front-End 部において、T1 標的で生成された粒子を曲げて、運動量を選別して取り出すようになっている。ESS1、2 と呼ばれる 2

つの静電セパレータを用い、マススリット MS1、2 を調整することでオンラインで K^- と π^- の粒子分別を行い K^- の純度を上げている。最終段には高運動量分解能をもつビームスペクトロメータ (QQDQQ) が設置されている。

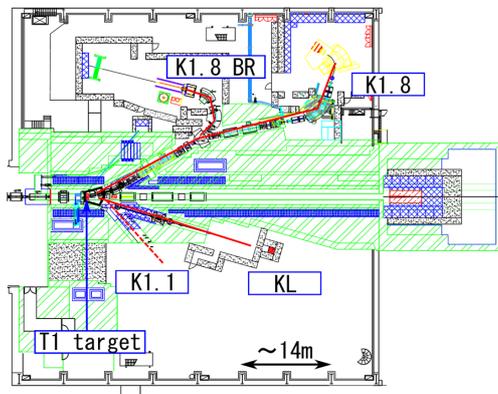


図 1.6: ハドロンホール全体図。図中の左方から陽子ビームが T1 標的に照射される。

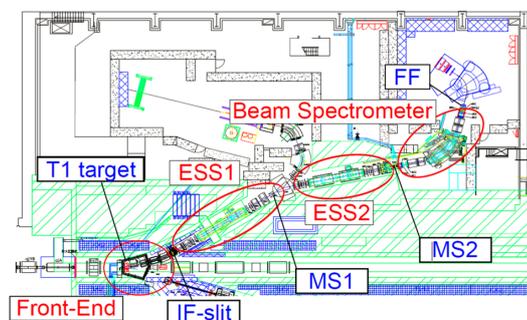


図 1.7: J-PARC K1.8 ビームライン。

1.3.2 J-PARC E05 実験

J-PARC E05 実験では、 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$ 反応を通して生成される Ξ ハイパー核の束縛状態を高いエネルギー分解能と十分な統計量でピークとして観測し、 Ξ ハイパー核の存在を確定する。 Ξ ハイパー核のエネルギースペクトルのピークの位置と幅から Ξ の核ポテンシャルの実部と虚部を決定し、 ΞN 相互作用の性質を求める。加えて、 ΞN 結合の強さ、 ΞN 相互作用のアイソスピン依存性やスピン軌道力などの情報も導き出す [4]。

この実験では、 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を通して、 Ξ ハイパー核を生成し、標的 ^{12}C へ入射する K^- と散乱される K^+ の運動量ベクトルを測定することで、運動学的に質量欠損スペクトルを求める方法をとる。 K^- ビームの運動量ベクトル \vec{p}_{K^-} は既存のビームラインスペクトロメータで測定する。一方、標的照射後に散乱される K^+ 粒子は新設する磁気スペクトロメータ S-2S (四重極磁石 (Q1、Q2)、双極磁石 (D1) から成る) によって、標的における運動量ベクトル \vec{p}_{K^+} を測定する。 Ξ ハイパー核の質量は以下の式で導出する。

$$M_{\Xi} = \sqrt{(E_{K^-} + M_C - E_{K^+})^2 - (\vec{p}_{K^-} - \vec{p}_{K^+})^2} \quad (1.1)$$

ここで E_{K^-} 、 \vec{p}_{K^-} はそれぞれ入射 K^- のエネルギーと運動量、 E_{K^+} 、 \vec{p}_{K^+} はそれぞれ散乱 K^+ のエネルギーと運動量、 M_C は標的の ^{12}C の質量である。

断面積の小さい $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$ 反応で Ξ ハイパー核の束縛状態をピークとして観測するための重要なポイントは以下の 2 点である。一つめは、入射ビームとして大強度の K^- ビームを用いることである。J-PARC において、高強度、高純度な K^- ビーム (1.9×10^{10} /day) を 3 g/cm^2 の標的に照射する場合、4 週間統計をためることでおよそ

110 イベント測定できると見積もられる [14]。ただし、ここで (K^- , K^+) 反応の断面積を 60 nb/sr と仮定した。二つめは、大立体角かつエネルギー分解能の高いスペクトロメータを使うことである。このことについて、次節で詳しく述べる。

1.3.3 S-2S スペクトロメータ

スペクトロメータの構成

Ξハイパー核の精密な分光実験をするためには J-PARC K1.8 ビームラインにおいて入射ビーム側と散乱粒子側にそれぞれ運動量分解能の良い磁気スペクトロメータを用いる必要がある。入射ビーム側のスペクトロメータについては高運動量分解能 1.0×10^{-3} (FWHM) を有するビームラインスペクトロメータが完成している。一方、散乱粒子側については、これまで (π^+ , K^+) 反応による Λ ハイパー核分光に SKS (Superconducting Kaon Spectrometer) が用いてきた。これは、散乱 K^+ の運動量 0.72 GeV/c 付近に最適化するように設計されていた。しかし、本実験における (K^- , K^+) 反応で Ξ^- とともに生じる K^+ の運動量領域は 1.35 GeV/c 付近であるため、その領域に対して高い運動量分解能を持つ大立体角・高分解能の磁気スペクトロメータ S-2S (Strangeness -2 Spectrometer) を新設することにした。これは、四重極型電磁石 2 台 (Q1, Q2) と双極型電磁石 1 台 (D1) の 3 台の常伝導電磁石からなる QQD 型スペクトロメータである (図 1.8)。S-2S はビーム側のスペクトロメータと同程度の運動量分解能 5×10^{-4} (FWHM) と立体角 60 msr を目標として設計した。これらのスペクトロメータを用いることで、エネルギー分解能は約 2 MeV (FWHM) を達成可能である。これらの磁石は完成後、磁場分布を測定し、J-PARC K1.8 実験エリアヘインストールする [15]。

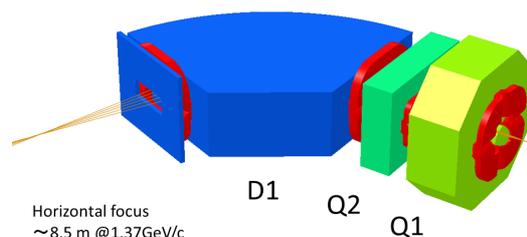


図 1.8: QQD 型スペクトロメータ。

S-2S の検出器構成

S-2S スペクトロメータの検出器構成は図 1.9 のように、運動量解析のための飛跡検出器 (DC1~4) と、その下流の粒子識別検出器群からなる。ここでは粒子識別検出器について述べる。測定したい粒子 K^+ 以外にも標的中の反応で生成される陽子や π^+ がバックグラ

ウンドとなる。これらを除くするための粒子識別検出器を S-2S スペクトロメータの下流に設置する。ビーム粒子を含む負電荷の粒子は、荷電交換反応のため D1 の極性が逆であるため、電磁石を通過できない。粒子識別用検出器は、粒子の飛行時間差を測定する TOF カウンターと、2 種類のチェレンコフ検出器から構成される。

TOF カウンター

飛跡検出器 DC4 直後にはプラスチックシンチレータからなる TOF カウンターを設置する。オフライン解析で求めた運動量と飛跡長、標的直前に設置される BH2 (ビームラインホドスコープ) と TOF カウンターとの時間差から質量を計算する方法で、オフラインで粒子識別を行う。

エアロジェルチェレンコフ検出器 (AC)

屈折率 1.06 のエアロジェルを用いた既存の閾値型チェレンコフ検出器。1.4 GeV/c 以下の運動量の π^+ とその他 (K^+ と陽子) にオンラインで粒子識別できる。

水チェレンコフ検出器 (WC)

水の屈折率は 1.33 である。 K^+ 、陽子ともにチェレンコフ光発生閾値を超えているため、双方ともチェレンコフ光を発生するが、光量の違いによってオンラインで粒子識別を行う。本研究では、この水チェレンコフ検出器の開発を行った。

K^+ のトリガーとしては、 $\text{TOF} \otimes \overline{\text{AC}} \otimes \text{WC}$ とする。

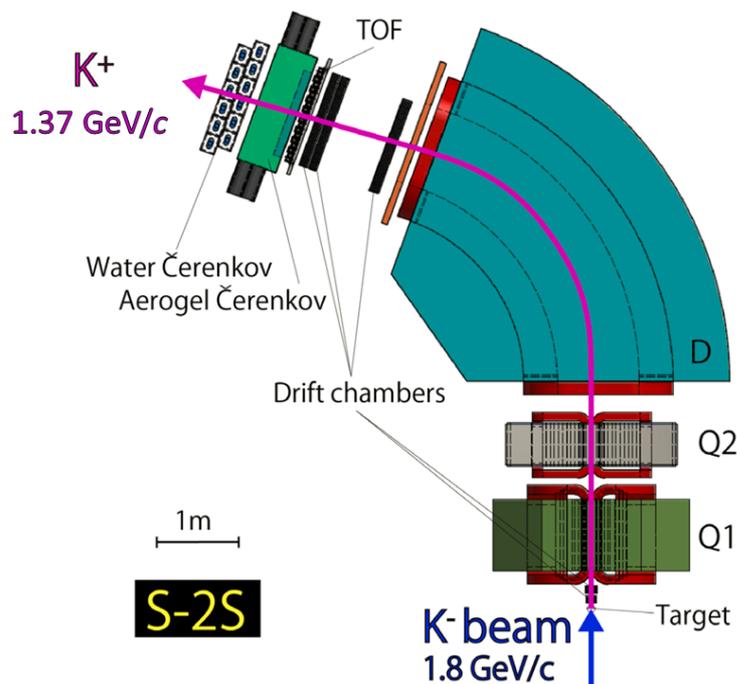


図 1.9: S-2S スペクトロメータの全体図。

S-2S のアクセプタンス

図 1.10 は、 $1.8 \text{ GeV}/c$ の K^- ビームに対して、図中に示される粒子 (Ξ^- 粒子または Ξ ハイパー核) が生成されるときに同時に生じる K^+ の運動量と角度の相関を示している。S-2S スペクトロメータはこの領域がアクセプタンスに入るように設計されている。

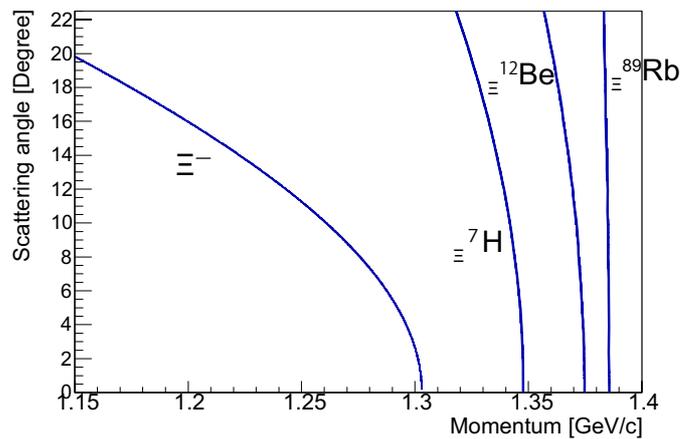


図 1.10: Ξ^- または Ξ ハイパー核が生成されるときに同時に生じる K^+ の運動量と角度。

S-2S スペクトロメータの運動量アクセプタンスを図 1.11 に、角度アクセプタンスを図 1.12、図 1.13 に示す。図 1.12、図 1.13 は散乱粒子の運動量が $1.35 \text{ GeV}/c$ の場合である。

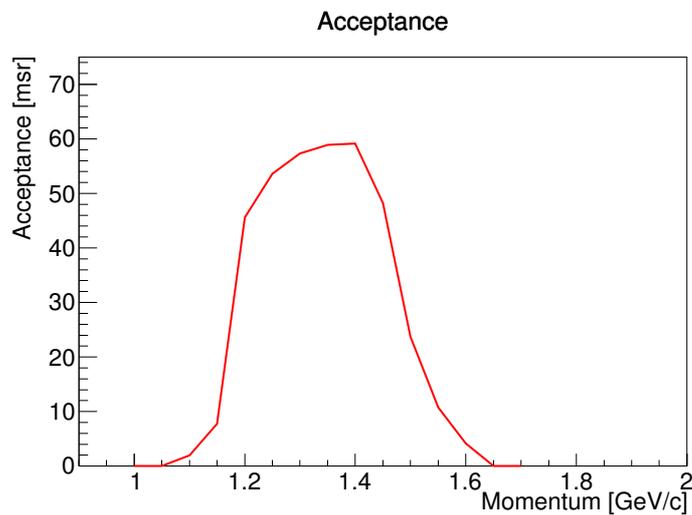


図 1.11: S-2S の運動量アクセプタンス。

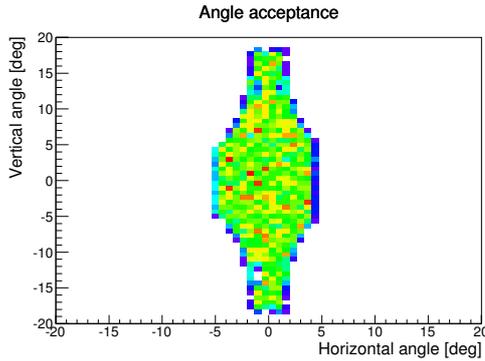


図 1.12: S-2S の角度アクセプタンス。横軸は水平方向の角度、縦軸は鉛直方向の角度である。

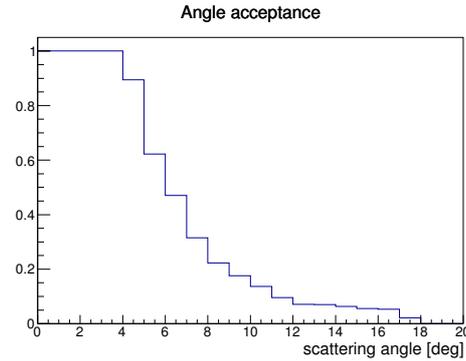


図 1.13: S-2S の角度アクセプタンス。横軸はビーム軸に対する散乱角度を表す。

1.4 水チェレンコフ検出器の要求性能

1.4.1 S-2S における水チェレンコフ検出器

我々が測定したいのは (K^- , K^+) 反応で Ξ^- が生成される過程である。しかし、この反応により散乱される K^+ と比べ、 π^+ や陽子がスペクトロメータ下流に散乱されて生じるバックグラウンドは K^+ の 1000 倍程度大きいと予想されるため、取り除かなければデータ取得効率が低下してしまう。それを防ぐためには、バックグラウンドの要因である π^+ 、陽子を少なくとも 90% 以上除去可能な検出器をスペクトロメータ下流に設置する必要がある。 π^+ については既存のエアロジェルチェレンコフ検出器で抑制できる。陽子を抑制する検出器として、水チェレンコフ検出器を利用する。

1.4.2 水チェレンコフ検出器の位置でのビームプロファイル

水チェレンコフ検出器は図 1.9 に示しているようにビーム最下流にある。その位置での散乱粒子分布を図 1.14 に、粒子の運動量と x 、 y の相関をそれぞれ図 1.15、図 1.16 に示す。また、水平方向の角 u° 、鉛直方向の角 v° はそれぞれ x 、 y と相関する。その様子を図 1.17、図 1.18 に示す。これらの図は TOSCA での磁場計算結果を Geant4 [16] に入力し計算を行った結果である。ただし、標的から散乱される粒子の運動量と角度は一樣とし、S-2S 電磁石を通過した粒子をプロットしている。図 1.15、図 1.16 から、1.2 – 1.4 GeV/ c の運動量領域の粒子を検出するには、水チェレンコフ検出器は水平方向 120 cm、高さ方向 60 cm の面積を覆わなければならないことが分かる。

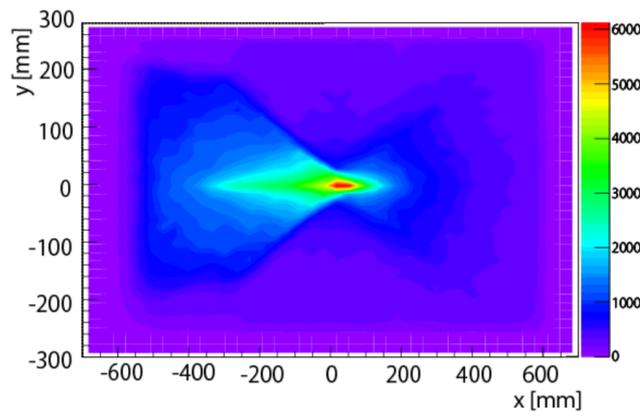


図 1.14: 水チェレンコフ検出器位置での散乱粒子分布。

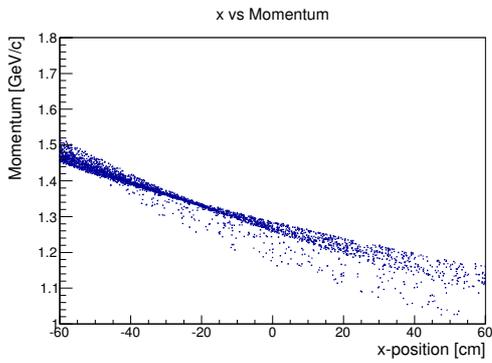


図 1.15: 水チェレンコフ検出器位置での x と散乱粒子の運動量の相関。

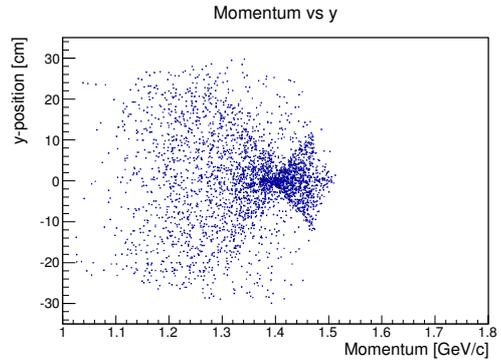


図 1.16: 水チェレンコフ検出器位置での y と散乱粒子の運動量の相関。

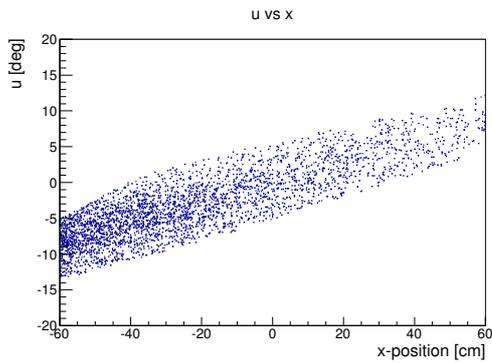


図 1.17: 水チェレンコフ検出器位置での u と x の相関。

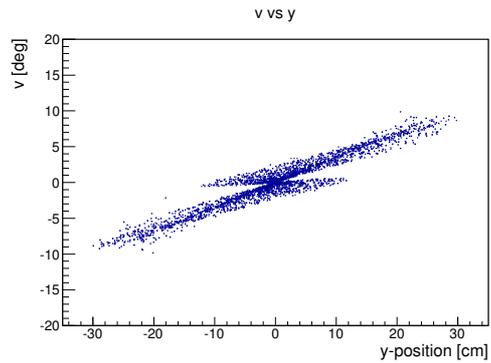


図 1.18: 水チェレンコフ検出器位置での v と y の相関。

1.4.3 バックグラウンドとトリガーレート

バックグラウンドの要因

バックグラウンドとなる粒子が生じる要因としては、以下のことが考えられる。

1. K^- が照射された標的での反応。
2. K^- ビームの崩壊。1.8 GeV/c の K^- では $\beta\gamma c\tau \sim 13.5$ m である。 K^- の崩壊過程のうち正電荷の荷電粒子が生成される過程は $K^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$ である。
3. K^- ビームが D1 磁石に当たって起こる反応。

以下、これらの要因で生じるバックグラウンドのレートの見積もりについて述べる。

標的で生成されるバックグラウンド

JAM [17] により標的で生成され水チェレンコフ検出器に当たるバックグラウンドの数を見積もった。 K^- が標的に照射された後、S-2S スペクトロメータ 下流に散乱される荷電粒子は主に K^+ 、陽子、 π^+ である。それぞれについての主な反応過程を示す。ただし、S-2S スペクトロメータの角度アクセプタンス $\theta < 18^\circ$ 、運動量アクセプタンス 1.2 – 1.4 GeV/c に対して、式 (1.3) と式 (1.4) で生成される K^+ と陽子はともにアクセプタンス外であるため、これらの過程はトリガーにかからない。また、これらの過程は JAM による計算結果のうち比較的生成断面積の高かったものである。

K^+ の生成

$$K^- p \rightarrow \Xi^- K^+ \quad (1.2)$$

$$K^- p \rightarrow \Xi^{*-} K^+ \quad (1.3)$$

陽子の生成

$$K^- p \rightarrow p K^- \quad (1.4)$$

$$K^- p \rightarrow p \pi^0 K^- \quad (1.5)$$

$$K^- p \rightarrow p \pi^- K^0 \quad (1.6)$$

$$K^- n \rightarrow p \pi^- K^- \quad (1.7)$$

陽子はほかに生成したハイペロンの崩壊からも生じる。

π^+ の生成

$$K^- p \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^- \quad (1.8)$$

$$K^- p \rightarrow \Sigma^- \pi^+ \quad (1.9)$$

1.3.1 節でも述べたが、MR からのビームは 6 秒のうち約 2 秒間かけて取り出され、ハドロン実験施設に送られる。その 1 サイクルの一塊 (1spill) の K^- ビームにはおよそ 10^6 個の K^- が含まれる。そこで、 10^6 個の K^- を標的に照射したときの散乱粒子の運動量分布の JAM を用いて計算した。その結果を図 1.19 に示す。ここで、S-2S 電磁石を通過した粒子のうち、 $1.2 - 1.45$ GeV/c の範囲にあるものを取りこぼさないようにした。散乱粒子数を表 1.1 にまとめた。表 1.1 の結果から、バックグラウンドとなる陽子は 151/spill と見積もることができる。

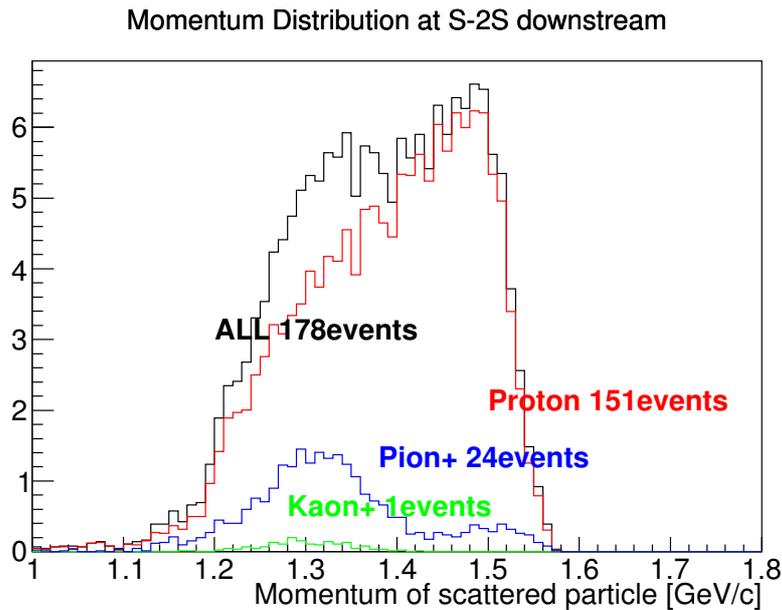


図 1.19: K^- ビーム 1spill 当たりの散乱粒子のレートの運動量分布。標的としては 3 g/cm^2 の ^{12}C を仮定している。

表 1.1: K^- ビーム 1spill 当たりの散乱粒子のレート

粒子	イベント数
K^+	1
陽子	151
π^+	24
その他	2
合計	178

標的での生成以外のバックグラウンド

バックグラウンドのうち、標的生成以外の過程としては K^- ビームが崩壊してバックグラウンドとなる荷電粒子を生成する場合と K^- ビームが D1 磁石に当たって反応を起こす

場合がある。その両方について、S-2S 電磁石を通過する散乱粒子数を Geant4 シミュレーションで見積もった。その結果を図 1.20 に示す。

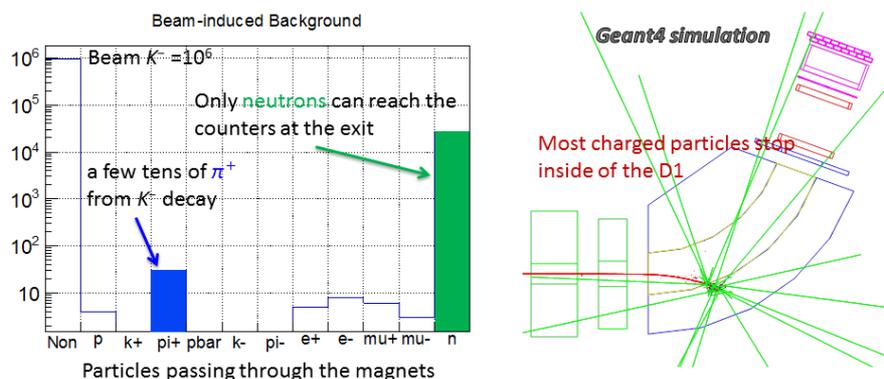


図 1.20: 標的で生成される過程以外で生じたバックグラウンド。右図は K^- ビームが双極型電磁石 D1 に衝突して反応が起こったときの粒子の飛跡の例である。

図 1.20 の結果から、 K^- ビームの崩壊もしくは K^- ビームの D1 磁石への衝突で発生するバックグラウンドの陽子は 3/spill、 π^+ は 30/spill と見積もることができる。

過去の実験

トリガー段階でバックグラウンドとなる散乱陽子数は、過去に $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いて行われた BNL-E885 実験 [7] の結果からも見積もることができる。BNL E885 のセットアップを図 1.21 に、実験の条件及び結果を表 1.2 にそれぞれ示す [18]。表 1.2 中のトリガーレートの値には、散乱粒子である K^+ 、 π^+ 、陽子の全てが含まれている。1 spill あたりに Ξ^- とともに生成される K^+ は、ビーム強度を $1.0 \times 10^6/\text{spill}$ とすると、

$$\begin{aligned}
 \text{Yield}(K^+) &= N_{\text{beam}} \times N_{\text{target}} \times \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \Delta\Omega \\
 &= 1.0 \times 10^6 [\text{spill}] \times \{3 \times 6.02 \times 10^{-7} / 12\} [\mu\text{b}] \times 100 [\mu\text{b}/\text{sr}] \times 0.06 [\text{sr}] \\
 &= 0.3 [\text{spill}]
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

である。断面積は ^{12}C 標的における Ξ^- の生成断面積の値 $\sim 100 \mu\text{b}$ [19] を用いた。この見積りから Ξ^- の生成量は非常に少ないことがわかる。E05 実験では標的の厚さは $3 \text{ g}/\text{cm}^2$

である。一方、BNL-E885における標的は厚さ 5 cm、密度 3.3 g/cm³であったので標的厚さはおよそ 16.5 g/cm² である。したがって、予想される全散乱粒子数は、

$$rate_{scatt} [\text{/spill}] = 3800 \times 3/16.5 \simeq 691 [\text{/spill}] \quad (1.11)$$

程度であると考えられる。

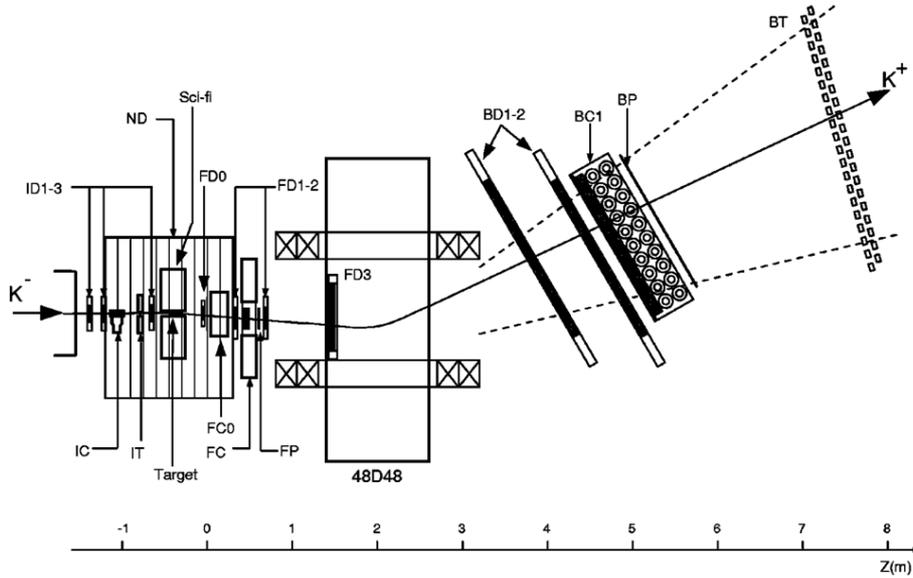


図 1.21: BNL E885 実験 [7] の検出器構成。ID1-3 がドリフトチェンバーで K^- の位置と運動量を決定する。ドリフトチェンバー FD0-3 と BD1-2 は K^+ の飛跡を決定する。シンチレータ IT と BT は K^+ の飛行時間差を測定する。IC と FC はバックグラウンドとなる π^+ を抑制するエアロジェルチェレンコフ検出器で、FC0 は陽子を抑制するためのエアロジェルチェレンコフ検出器である。

表 1.2: BNL E885 の実験の条件及び結果

反応	$^{12}\text{C}(K^-, K^+)$
ビーム運動量	1.8 GeV/c
ビーム強度	1.0×10^6 /spill
標的	ダイヤモンド (高さ 1 cm、幅 8 cm、厚み 5 cm)
標的密度	3.3 g/cm ³
アクセプタンス	~60 msr
散乱粒子運動量帯域	1.4 GeV/c
トリガーレート	3800 /spill

目標陽子除去効率

$^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応の断面積は小さいため、 K^+ の検出効率としては 99% が要求される。一方、イベントを全く失わずにデータ取得 (DAQ) するのに要求されるトリガーレートは 100/spill 程度である。

1spill あたりの散乱粒子のレートについて考える。散乱 K^+ の数は式 (1.10) より 0.3/spill である。散乱 π^+ の数は表 1.1 と図 1.20 の計算結果から、 $24+30=54/\text{spill}$ であるが、エアロジェルチェレンコフ検出器により 99.9% の効率で除去されるので高々 1/spill である。散乱陽子の数は表 1.1 と図 1.20 の計算結果から、 $151+3=154/\text{spill}$ である。実際に生じる陽子数として、この計算による数値に対して安全ファクター 6 をかけて 1000/spill と見積もった。この 1000/spill という値は、式 (1.11) で計算した、BNL-E885 実験をもとに予想されるトリガーレート 691/spill が全て陽子によるものだとしても、その値を超えており余裕をみて見積もっている。そうすると、要求されるトリガーレート 100/spill を達成するためには、水チェレンコフ検出器の陽子除去効率が 90% 以上であればよい。そのため、水チェレンコフ検出器の陽子除去効率の目標値を 90% と設定した。

1.4.4 水チェレンコフ検出器の要求性能のまとめ

これまで述べてきたことをまとめると、水チェレンコフ検出器の性能として以下のことが要求される。

- 覆うべき範囲は高さ方向 60 cm、水平方向 120 cm である。
- 1.2 – 1.4 GeV/c の運動量領域の散乱粒子に対して K^+ の検出効率として 99% を達成し、かつ陽子除去効率として 90% を達成する。

陽子除去効率として 90% を達成できれば、 K^- ビーム強度が $1.0 \times 10^6/\text{spill}$ 、標的厚さ 3 g/cm^2 のとき、トリガーレートを 100/spill 程度に抑えることができ、効率的にデータ取得することができる。

第2章 J-PARC E05 に使用する水チェレンコフ検出器の試作機的设计・製作

2.1 チェレンコフ検出器の原理

チェレンコフ光とは高速の荷電粒子が物質中を物質中の光速よりも速く移動するときに発生する光である。このとき、チェレンコフ光を発生する荷電粒子の速度 $v_{\text{particle}} = \beta c$ の条件は式 (2.1) で表される。

$$\beta c = v_{\text{particle}} > \frac{c}{n(\lambda)} \quad (2.1)$$

ここで、 $n(\lambda)$ は物質の屈折率、 c は光速である。チェレンコフ光は図 2.1 で示されるように、電磁的な衝撃波として円錐状に放射される。

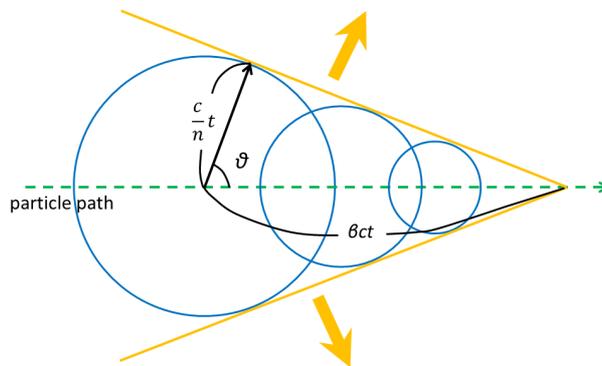


図 2.1: チェレンコフ放射の概念図。チェレンコフ光の放射角 θ を図中のように定義する。

荷電粒子の進行方向とチェレンコフ光の波面の進行方向のなす角 θ は式 (2.2) で与えられる。式 (2.2) で明らかのように、チェレンコフ光の放射角は荷電粒子の β に依存する¹。

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n(\lambda)} \quad (2.2)$$

J-PARC E05 実験での散乱粒子の運動量帯域は $1.2 - 1.4 \text{ GeV}/c$ である。この運動量領域の K^+ 、陽子弁別用チェレンコフ検出器を製作する場合、輻射体として、高密度エアロ

¹この性質を利用する方式のチェレンコフ検出器がリングイメージチェレンコフ検出器 (RICH) である。

ジェル（屈折率 1.2）と純水（屈折率 1.33）が考えられる。図 2.2 は、 π^+ 、 K^+ 、陽子がある屈折率の物質中でチェレンコフ光を発生させるための運動量条件を示したものである。式 (2.1) より、それぞれの粒子について $1/\beta < n$ を満たす範囲でチェレンコフ光が発生する。1.2 – 1.4 GeV/c の領域において、純水の場合 K^+ 、陽子ともにチェレンコフ光を発生させるが、高密度エアロゲルの場合 K^+ は発生させ、陽子は発生させない。したがって、屈折率のみを考慮するとチェレンコフ検出器の輻射体としては高密度エアロゲルが望ましい。しかし、高密度エアロゲルは非常に高価で、大量生産が難しい。加えて、扱いが難しいため、横 1.2 m、縦 0.6 m を覆う検出器を製作することが困難である。そのため、輻射体として純水を用いることにした。

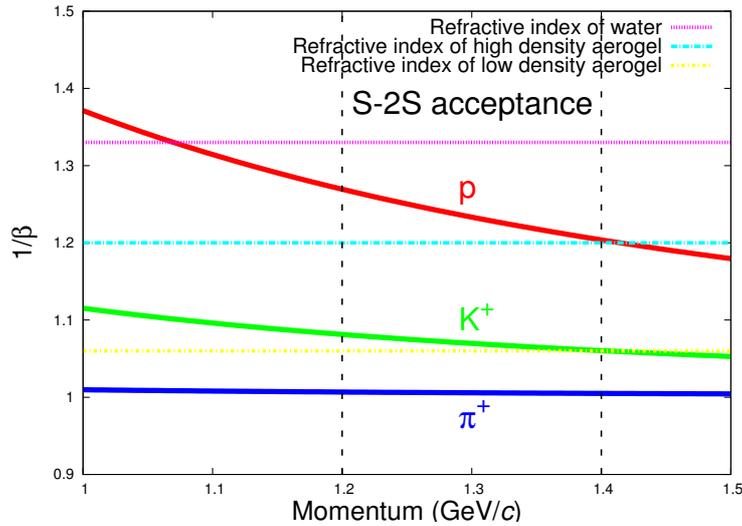


図 2.2: チェレンコフ光が発生するための運動量条件。チェレンコフ光が発生するには、式 (2.1) より $1/\beta > n$ でなければならない。屈折率がそれぞれ約 1.33、1.2、1.06 である水、高密度エアロゲル、低密度エアロゲルに対して、 $1/\beta$ が閾値より大きい運動量を持つ荷電粒子はチェレンコフ光を放射する。点線で囲まれた 1.2 – 1.4 GeV/c の運動量領域は S-2S の運動量アクセプタンス領域である。

チェレンコフ放射により単位距離、単位波長あたりに放射される光子数 N_{photon} は

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

で与えられる。ここで、 x は輻射体中を進む距離、 z は荷電粒子の電荷、 α は微細構造定数を表す。式 (2.3) から分かるように、チェレンコフ放射で発生する光子数は光子の波長について λ^{-2} の依存性があるため短波長ほど多い。また、光子数は粒子が通過する輻射体の長さに比例する。

実際に測定可能な波長の範囲が λ_s から λ_l であるとする、式 (2.3) を波長について積分して、次のようになる。

$$\begin{aligned}\frac{N_{\text{photon}}}{dx} &= 2\pi z^2 \alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \int_{\lambda_s}^{\lambda_1} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \\ &= 2\pi z^2 \alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_s} - \frac{1}{\lambda_1}\right)\end{aligned}\quad (2.4)$$

式 (2.4) から特定の輻射体中でのチェレンコフ光の光量は測定波長領域が一定のとき、 $(1 - 1/\beta^2 n^2)$ に比例することが分かる。検出光電子数は発生するチェレンコフ光に比例すると予想されるので、検出光電子数も $(1 - 1/\beta^2 n^2)$ に比例すると考えられる。このことは、J-PARC でのテスト実験ですでに確かめられている [20]。荷電粒子の速度 β と光電子数 ($N.P.E.$) の関係を図 2.3 に示す。左図は光電子増倍管として H7195UV(赤)、H6522UV(青) を用いたときの光電子数の測定結果をそれぞれ示したものであり、右図はその二つの値を足し合わせたものである。フィッティング関数は、式 (2.4) を水から

$$f(\beta) = a \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (2.5)$$

とした。パラメータは a のみで、 $n=1.33$ としている。

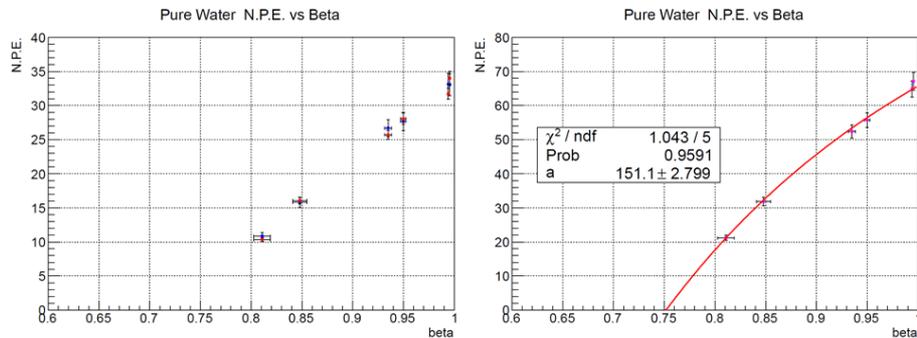


図 2.3: 純水を用いた場合の速度 β と光電子数の関係 [20]。左図は H7195UV(赤)、H6522UV(青) の光電子数をそれぞれ示したものであり、右図は二つの値を足し合わせたものである。

この結果から純水に対しては、検出光電子数が $(1 - 1/\beta^2 n_{\text{water}}^2)$ に比例するということが分かった。以後、このことは陽電子ビームや宇宙線での光電子数を $1.2 - 1.4 \text{ GeV}/c$ の π^+ 、 K^+ 、陽子の場合の光電子数に変換する際に用いる。

式 (2.4) より、輻射体に純水を用い、検出波長領域を光電子増倍管で典型的な有感領域である 300 – 600 nm と仮定した場合に単位距離当たりに発生するチェレンコフ光の光子数と運動量の関係は図 2.4 のようになる。図 2.4 中の点線で囲まれた範囲は S-2S の運動量アクセプタンス 1.2 – 1.4 GeV/c を示している。磁気スペクトロメータにより運動量をそろえると粒子の質量の違いが β に現れる。 K^+ と陽子の速度の違いによって、チェレンコフ放射により生じる光量に差があることを利用して K^+ と陽子を識別する。

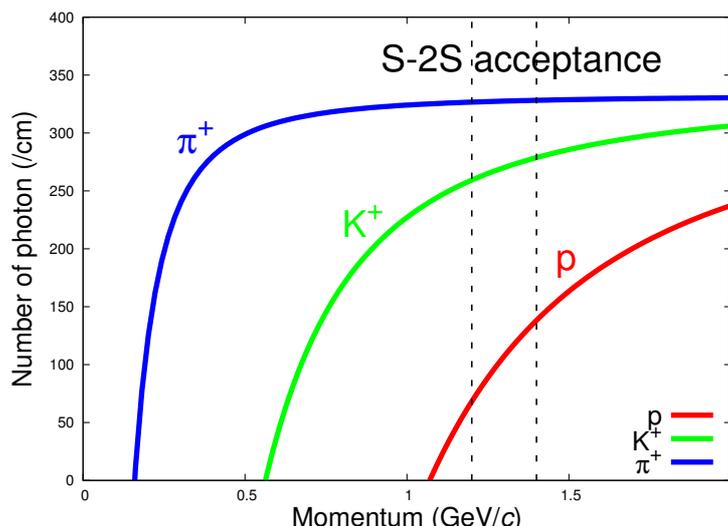


図 2.4: 純水を通過する荷電粒子が発生するチェレンコフ光。検出波長領域は 300 – 600 nm と仮定した。点線で囲まれた 1.2 – 1.4 GeV/c の運動量領域は S-2S の運動量アクセプタンスである。

2.2 水チェレンコフ検出器の構造

基本構造

水チェレンコフ検出器は、純水で満たしたアクリル製の水槽に光電子増倍管 (PMT) を取り付けることにより構成される。発生したチェレンコフ光を PMT によって光電子に変換している。しかし、発生する光子数は電荷 +1、 $\beta = 1$ 、波長感度領域 300 – 600 nm で約 330 個/cm と、数千個/cm の光子が発生するシンチレーターの発光量と比べて少ない。そのため、発生した光子をできるだけ失わずに PMT へと導く必要がある。そこで、水槽内部には反射材を敷き詰め、光子が水槽の側面に衝突したときの吸収や透過を抑える。水と PMT の間には紫外領域で透過率の高いアクリルを透過窓として用い、光子が水中から透過窓に向かって入射する際の吸収や反射を抑える。加えて、透過窓と PMT の間にはそれらと屈折率の近い光学グリスを塗ることで透過窓と PMT の間で反射が起こるのを防いでいる。こうして届いた光子は PMT により光電子として検出される。

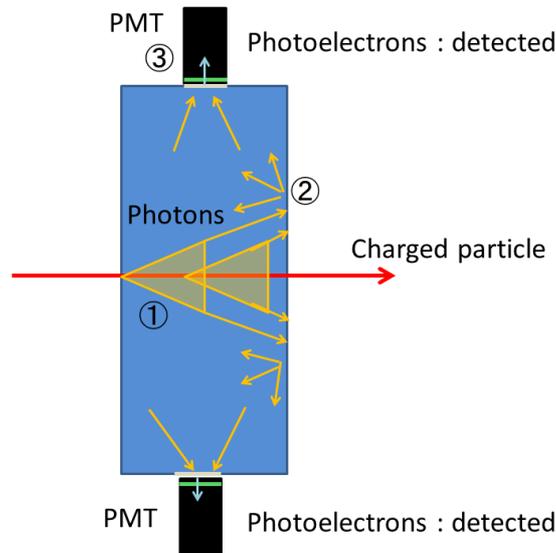


図 2.5: 水チェレンコフ検出器の基本構造。

反射方法

チェレンコフ検出器のチェレンコフ光の反射方法には一般的に鏡面反射型と乱反射型の2種類がある。鏡面反射型は反射鏡の幾何学的な形を工夫することにより、光電子増倍管の受光面に直接チェレンコフ光を集光している。したがって、チェレンコフ光の反射回数を減らすことで光子をできるだけ失わず効率的に集光できるという特徴がある。一般的には閾値型エアロジェルチェレンコフ検出器などにこの手法が用いられている。しかし、今回開発を行った水チェレンコフ検出器の場合、弁別すべき陽子と K^+ の両方がチェレンコフ光を発生させるために集光効率（発生光子数に対する検出光電子数の割合）に位置依存性が発生するのは好ましくない。よって、水チェレンコフ検出器では鏡面反射型の反射材を採用しなかった。

一方、乱反射型に用いられている反射材はチェレンコフ光を全方向にランダムに反射させるものである。この場合、ランダムに光が反射するので集光されるまでの反射回数が増え、集光効率が鏡面反射型に比べて下がる。乱反射型の場合、光子が水槽内で一様に反射されるため、集光効率の荷電粒子入射位置依存性が小さくなる。陽子と K^+ の両方がチェレンコフ光を発生し、検出される光電子数によって弁別する本開発の用途では荷電粒子入射位置依存性が小さくなる乱反射型の方が適している。したがって、本開発では乱反射型の反射材を採用した。

2.3 要求される光電子数

水チェレンコフ検出器の設計を行う前に、要求される光電子数を見積もる必要がある。ここでは、[20]を参考に上下の光電子増倍管の合計で50個と見積もった。その過程について述べる。

散乱粒子の運動量領域 $1.2 - 1.4 \text{ GeV}/c$ の中で、ある運動量を固定したときの K^+ と陽子によって発生するチェレンコフ光による光電子数分布を比較した。ここで、検出される光電子数がポアソン分布に従うことを仮定し、同じ運動量の陽子と K^+ による平均光電子数の比が式 (2.4) から式 (2.6) のように計算できることを用いた。運動量とそのときの K^+ による平均光電子数を決定すれば、式 (2.6) から陽子による平均光電子数も決まり、 K^+ と陽子の光電子数分布がわかることになる。

$$\frac{N_{\text{kaon}}}{N_{\text{proton}}} = \frac{1 - \frac{1}{\beta_{\text{kaon}}^2 n^2}}{1 - \frac{1}{\beta_{\text{proton}}^2 n^2}} \quad (2.6)$$

図 2.6 に運動量 $1.3 \text{ GeV}/c$ のときに K^+ によって発生する平均光電子数 $N_{\text{kaon}}=50$ とした場合の光電子数分布を示す。粒子の運動量の広がり $40 \text{ MeV}/c$ 、検出される平均光電子数はそれぞれの運動量に対して一定とした。とした。赤いヒストグラムが陽子、青いヒストグラムが K^+ に対応する。運動量を $1.2 - 1.4 \text{ GeV}/c$ の範囲で $0.5 \text{ GeV}/c$ 刻みで表示させた。陽子除去効率を見積もるために次のような光電子数の閾値を設定する。ある光電子数値より大きい範囲に、 K^+ による光電子数分布の少なくとも 99.9% が含まれるような光電子数値のうち最大の光電子数（整数）を閾値とする。 K^+ による光電子数分布の全体のうちの閾値より大きい部分の割合を K^+ 残存率と呼ぶことにする。陽子による光電子数分布の全体のうちの閾値以下の割合を陽子除去効率と呼ぶことにする。図 2.6 の各ヒストグラムの右上に閾値、陽子除去効率、 K^+ 残存率を示した。 $1.2 \text{ GeV}/c$ では陽子除去効率が 99.9% になっているが、運動量が上がると陽子除去効率が低下することがわかる。これは図 2.3 が示すように、発生する光子数の差が減っていくためだと考えられる。陽子除去効率を $1.2 - 1.4 \text{ GeV}/c$ の 5 つで平均すると 94.4% である。

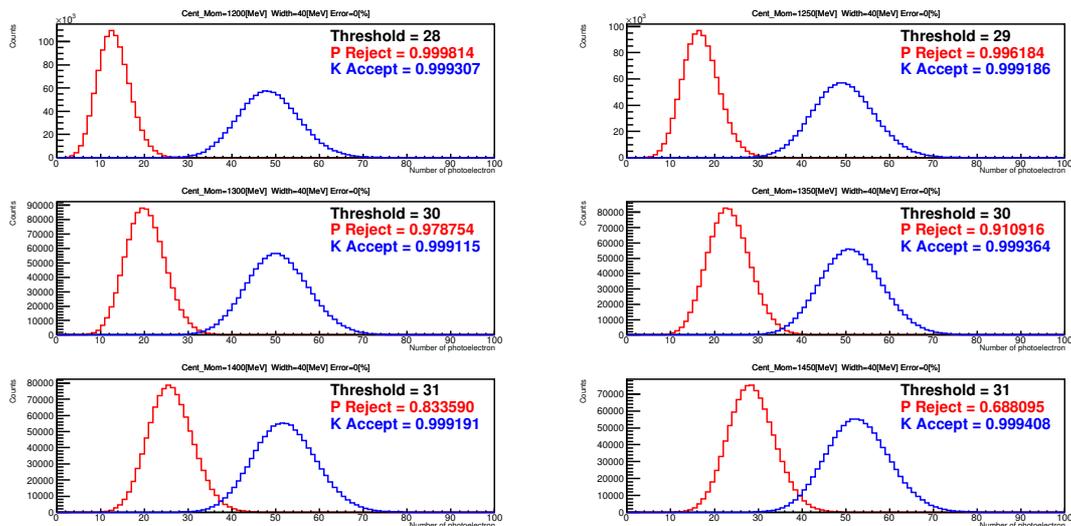


図 2.6: 水チェレンコフ検出器の検出光電子数に位置依存性がないときの光電子数分布と陽子除去効率。横軸は光電子数である。運動量が高くなるにつれて陽子（赤線）と K^+ （青線）の分布が近づき両者を分離しにくくなり、陽子除去効率が低下することが分かる。

この方法で導出した平均陽子除去効率と $1.3 \text{ GeV}/c$ の K^+ が発生する平均光電子数の関係を図 2.7 示す。 $1.3 \text{ GeV}/c$ の K^+ が発生する平均光電子数が増加するにつれて平均陽子除去効率も増加している。平均光電子数が 45 を超える場合は平均陽子除去効率が 90% を超えていることがわかる。水チェレンコフ検出器に要求する平均光電子数としては、陽子除去効率に余裕を持たせ 50 個と設定した。

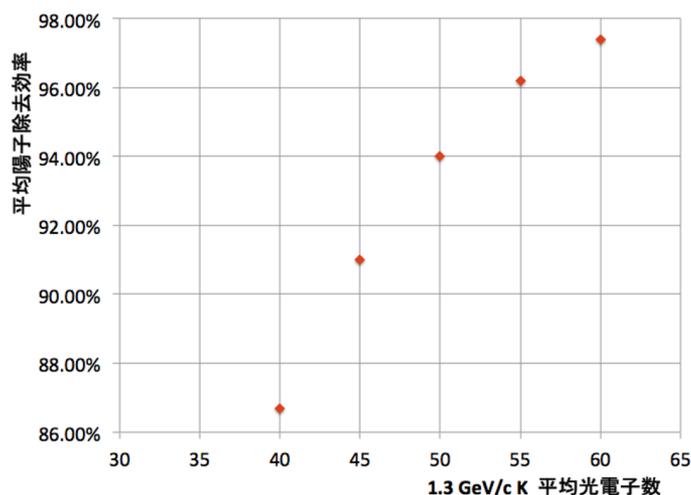


図 2.7: 陽子除去効率と $1.3 \text{ GeV}/c$ の K^+ が発生させる平均光電子数の関係 [20]。平均陽子除去効率は図 2.6 に示した計算結果をもとに、 $1.2 - 1.4 \text{ GeV}/c$ の陽子除去効率を平均した値。平均陽子除去効率が 90% を超えている平均光電子数 50 個を開発の目標値とした。

しかし、この単純な仮定には少なくとも次の二つの問題点があると考えられる。一つは平均光電子数が以下に列挙する様々な要因によりばらつくことが予想される点である。

- 水チェレンコフ検出器の水槽内の反射材の貼り付け具合やサイズの誤差などに起因する検出器の検出効率の個体差
- 散乱粒子が水チェレンコフ検出器に入射する位置や角度の違いによって生じる検出光電子数のばらつき
- PMT の量子効率の個体差
- PMT と透過窓の間の光学グリスの接着具合

図 2.3 の条件に対して、平均光電子数をランダムに $\pm 10\%$ 動かすという条件を加えた場合を図 2.8 に示す。光電子数分布の幅が広がり、陽子除去効率が悪くなることがわかる。これらの原因により平均光電子数がどの程度ばらつくかは不確定であるため測定により明らかにしていく必要がある。

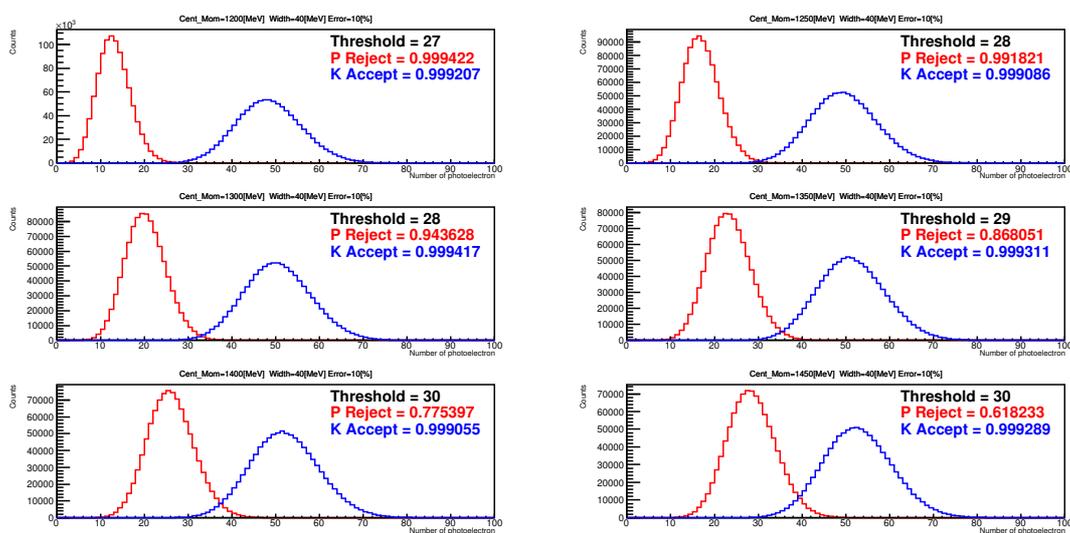


図 2.8: 水チェレンコフ検出器の検出光電子数に位置依存性があるときの光電子数分布と陽子除去効率。横軸は光電子数である。図 2.6 の場合の条件に、検出される平均光電子数が $\pm 10\%$ の範囲でランダムであるという条件も加えた。図 2.6 に比べ、陽子 (赤線) も K^+ (青線) も光電子数分布の幅が広がり互いに干渉するため、陽子除去効率が低下することが分かる。

もう一つの問題点は単純なポアソン分布では、陽子が δ 線を発生させることや陽子、 K^+ のハドロン反応が考慮されていないことである。 K^+ と陽子のどちらも純水中で δ 線を発生させることがあり、その場合 δ 線もチェレンコフ放射を起こすので δ 線を発生しない場合に比べて検出光電子数は増えてしまう。光電子数が閾値以下の事象を棄却するので、 K^+ が δ 線を発生させても問題ないが、陽子が δ 線を発生させる場合は光電子数が多くなるため、棄却効率が悪化することが予想される。また、陽子がハドロン反応により軽い荷電粒

子を生成する場合も同様である。 K^+ がハドロン反応により、軽い荷電粒子を発生させれば検出光電子数は増え、中性粒子になれば検出光電子数は減ると考えられる。 K^+ の検出光電子数が増えても問題ないが、減る場合は棄却する光電子数の閾値も下げなければならなくなり、陽子除去効率が下がる。しかし、これらの反応の影響については、3%程度であることがビーム実験により分かっている [20]。

陽子除去効率は平均光電子数とそのばらつきの両方に依存してしまうので、光電子数の目標を設定するのは難しい。そこで、検出光電子数の目標値を 50 個とし、製作した水チェレンコフ検出器の試作機の平均光電子数とそのばらつきについて測定を行い、上記の 2 つの問題も考慮に入れた上で最終的に陽子除去効率を見積もった。

2.4 セグメント化とサイズ

セグメント化

1.4.2 節で述べたように、水チェレンコフ検出器は高さ方向 60 cm、水平方向 120 cm を覆わなければならない。水チェレンコフ検出器の製作にあたって、このサイズを 1 つの個体が覆う必要はなく、セグメントに分割したものを並べて配置してもよい。我々はセグメント方式を採用したが、それは、以下のような長所があるためである。

- 水平方向に運動量が $1.2 - 1.4 \text{ GeV}/c$ に変化するので、検出器をセグメントとして分割し、ある運動量幅で分け、それぞれのセグメントで閾値を調節することによって弁別能力を高めることができる。
- 製作や持ち運び、破損時の補修の観点からも高さ方向 60 cm、水平方向 120 cm の巨大な検出器よりもセグメント化した小型のものの方が好都合である。

逆にセグメント化により心配される点は、水チェレンコフ検出器の亚克力容器の部分に不感領域できてしまう点である。しかし、図 2.9 のようにセグメントを 2 層設置し x 方向に 1 セグメントの半分ずらすことで不感領域をなくすことができる。

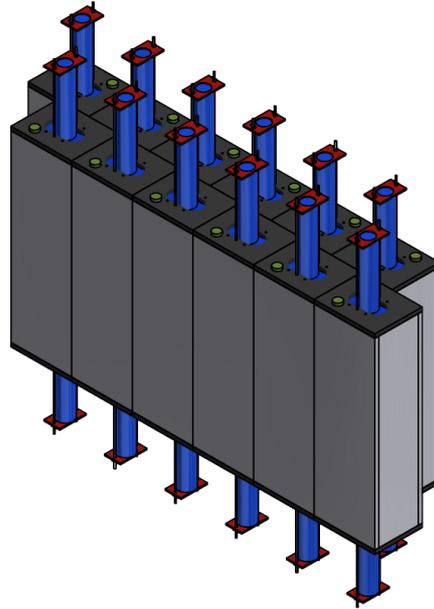


図 2.9: 水チェレンコフ検出器のセグメント化。セグメントを x 方向に 1 セグメントの半分ずらして、2 層設置することで不感領域をなくしている。

1 セグメントのサイズ

1 つのセグメントの大きさ、特に厚みを決定するための Geant4 によるシミュレーションについて述べる [20]。シミュレーションでは、水の透過率、屈折率の波長依存性を考慮した。光電子増倍管の接着面を厚さ 5 mm の UVT アクリルとして透過率の波長依存性をパラメータとして与えた。また、光電子増倍管は 400U の量子効率を用いた。反射は乱反射とし、その反射率は東北大学が行った水チェレンコフ検出器の性能評価 ([21]、[22]、[23]、[24]) の平均光電子数を再現するよう設定した。まず、高さは散乱粒子分布を覆うために 60 cm とした。図 2.10 に水チェレンコフ検出器のセグメントの横幅、奥行きと光電子数の関係を示す。1.3 GeV/c の K^+ をセグメントの中心に入射した場合に得られた光電子数を示している。セグメントの奥行きを固定し横幅を狭くすると光電子増倍管接着面の検出有効面積の割合が大きくなり、光電子数が増加する。また、横幅を固定し奥行きを厚くすると荷電粒子の通過距離が長くなり、発生する光子数が増えるので、光電子数が増加する。セグメントの奥行きを 10、15、20 cm とした結果をそれぞれ青、赤、緑の点で示した。薄い青で示した範囲内にある三点は、小さいために重合接着で製作することができない。そのことを考慮し、要求されている平均光電子数 50 個を満たし、奥行きが最も小さくなるセグメント、すなわち横幅 20 cm、奥行き 15 cm を選んだ。図 2.10 中の赤丸で囲んだ点である。

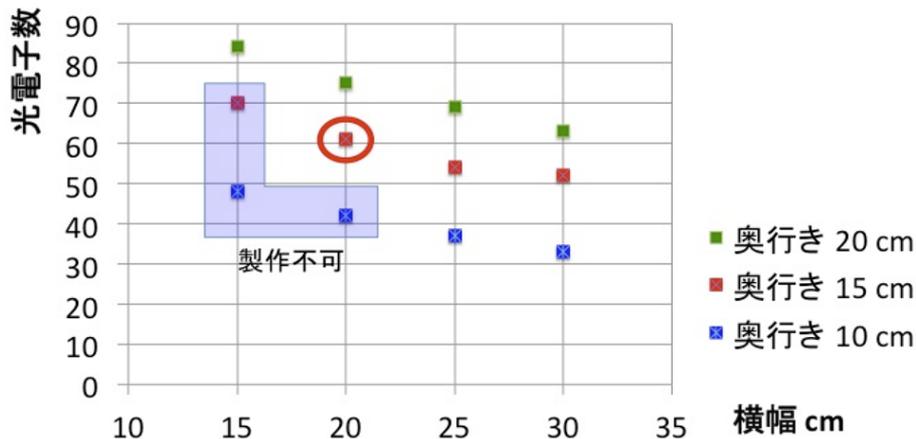


図 2.10: 水チェレンコフ検出器のセグメントの横幅、奥行きと光電子数の関係 [20]。セグメントの高さは 60 cm で固定し、セグメントの奥行きを 10、15、20 cm とした結果をそれぞれ青、赤、緑の点で示した。薄い青で示した範囲内にある三点は、小さいために重合接着で製作することができない。赤い丸で示した点が今回製作した水チェレンコフ検出器の奥行き、横幅である。

粒子の来る範囲は高さ方向については 60 cm だが、水チェレンコフ検出器の有感領域の高さ方向の長さは余裕を見て 70 cm とした。

2.5 水チェレンコフ検出器の開発方針

水チェレンコフ検出器の試作機を製作する上での開発方針について述べる。2.3 節で述べたように、陽子除去効率を高くするには検出光電子数はできるだけ多い方がよい。そこで、検出光電子数を多くするために以下の 3 つの点を考慮した。番号は図 2.5 中のものと対応する。

1. チェレンコフ光からの光子数を増やす。これには水中での荷電粒子の通過距離を長くすればよい。ただし、通過距離が長くなると K^+ が π^+ を生成するなどのハドロン反応が多くなり、陽子除去効率が下がってしまうことも考えられる。また、重量が大きくなり持ち運びにも不便である。
2. 発生した光子の減衰と吸収を抑える。これには反射率の高い反射材や透過率の高い透過窓を使用すればよい。

- 光子から光電子への変換効率を上げる。これには量子効率の高い光電子増倍管を使用すればよい。

2.6 試作機的设计

2.5 節の開発方針のもとに製作した試作機の素材や機器の詳細について述べる。また、試作機の模式図を図 2.11 に、写真を図 2.12、図 2.13 に示す。

水槽の素材

水槽は白色アクリルで製作した。不感領域を減らすために水槽の厚みはできるだけ薄くしたいが、強度を維持するために 1.5 cm 厚とした。接着剤を用いると水に溶け出して輻射体の化学的特性を変化することが懸念されるので、アクリル材の接着に関しては重合接着で行った。重合接着とはアクリルと同成分の液体（モノマー）を流し込み硬化させる手法で、この成分は水中に溶けだすことはない。

サイズ

2.4 節で議論したように、水チェレンコフ検出器は高さ方向 70 cm、水平方向 120 cm の領域をセグメント化して覆う。1 つのセグメントのサイズは、高さ方向 70 cm、水平方向 20 cm、厚み 15 cm とした。

反射材

反射材は発生したチェレンコフ光を乱反射し光電子増倍管へと導く。反射材として求められる性能は反射率が高いことと製作過程で破れにくいなど耐性があることである。我々は、3 種類の素材に対して宇宙線による測定をした結果、その要求性能を満たす反射材として Tyvek 1060B（以下、Tyvek）を採用することにした [20]。Tyvek はもともと建築資材として用いられているものである [25]。反射材は水槽の内面を覆うようにねじで取り付けた。

輻射体

水チェレンコフ検出器では輻射体として超高純度の純水を用いる。水の純度は比抵抗で表され、約 18.2 [MΩcm] の値を持つものを使用した。本開発では古川薬品工業株式会社の KYK 高純度精製水という製品を用いた。純水に Amino-g salt（製品名: Monopotassium 7-Amino-1,3-naphthalenedisulfonate Hydrate）という波長変換剤を混ぜて紫外領域の光子を光電子増倍管の感度領域の波長を変換するという方法も考えられる。この考察については、3.2.4 節で述べる。

透過窓

透過窓とは純水と光電子増倍管の間の素材のことで、アクリルを用いている。2.1 節でも述べたように、発生するチェレンコフ光は紫外領域ほど光量が多い。しかし、一般的なアクリル素材は可視光は透過するが、それから短波長になると急激に透過率が下がり、0%になってしまう。そこで、紫外領域もできるだけ透過するアクリル素材を選定した。透過窓の最適化については 3.2.3 節で述べる。

光学グリス

光学グリスは透過窓と光電子増倍管の間に塗ることで、境界面での反射を少なくし効率よく光子を光電子増倍管へと導く役割を果たす。光学グリスも透過窓と同様に透過率が波長に依存するため、紫外領域で透過するものを選定しなければならない。光学グリスの塗り方による再現性については3.2.3節で述べる。

光電子増倍管

光電子増倍管 (PMT) としては、浜松ホトニクス社製の H6522、H11284-100UV という 2 種類を使用した。チェレンコフ光は短波長領域ほど発光量が多いので入射窓が UV 透過ガラスであるものを使用した。この 2 種類の PMT の性能比較は 3.2.5 節で述べる。容器の上下に光電子増倍管を取り付け、検出される光子数を増やし、かつ、上下の信号を足し合わせることで高さ方向の入射位置依存性を小さくできると考えられる。光電子増倍管は一般に大型化すると磁場により増幅率が低下する。水チェレンコフ検出器の位置でも S-2S の双極電磁石からの漏れ磁場があるため、その影響を懸念し光電子増倍管の口径を 2 inch とした。

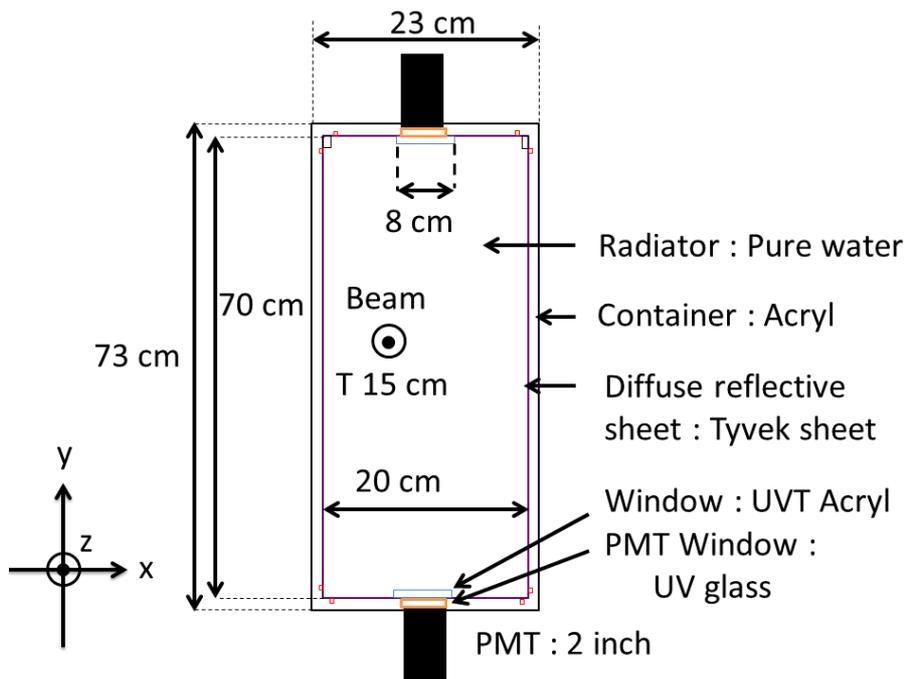


図 2.11: 水チェレンコフ検出器の模式図。z 軸はビーム軸であり、x 軸、y 軸はそれぞれ、水平、鉛直方向である。



図 2.12: 水チェレンコフ検出器全体の外観。上面の栓は給水口である。ここから水の給水及び排水を行うことができる。

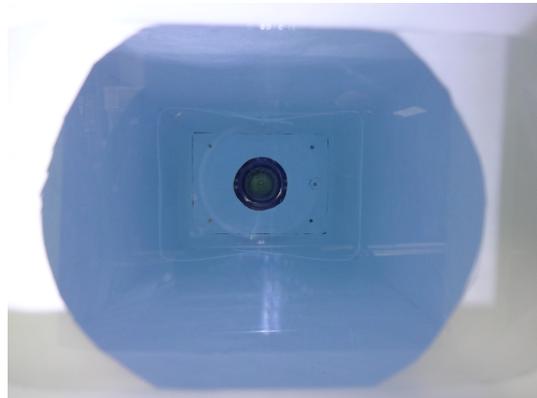


図 2.13: 水チェレンコフ検出器の内部の写真。光電子増倍管を設置する位置から撮影した。水槽内は純水で満たされ、反対側には光電子増倍管が設置されている。

第3章 水チェレンコフ検出器の性能評価

3.1 ELPHでのテスト実験

3.1.1 テスト実験の目的

第2章で述べたように、散乱される粒子は高さ方向 60 cm、水平方向 120 cm の範囲に及ぶが、水チェレンコフ検出器は高さ方向 70 cm、水平方向 20 cm にセグメント化した。水チェレンコフ検出器の陽子除去効率は、2.3 節で述べているように検出される光電子数に依存するが、その検出光電子数は入射するビームの位置、角度に依存すると考えられる。そこで、検出光電子数の入射ビーム位置依存性を測定するために、東北大学電子光理学研究センター (ELPH) の GeV γ 実験棟陽電子ビームラインにて 2014 年 6 月にテスト実験を行った。

3.1.2 ELPH における陽電子ビーム

我々は、ストレッチャーブースターリング (STB リング) から放出された高エネルギー γ 線が金属箔に照射される際に起こる e^+e^- 対生成過程で生成された陽電子を実験に使用した。以下、陽電子ビームについて説明する。

陽電子ビームの生成方法

GeV γ 実験棟で使用した陽電子ビームの生成方法について述べる。図 3.1 が電子光理学研究センターの施設概略図である [26]。まず、線形加速器で電子ビームを最大 200 MeV まで加速する。この電子ビームを STB リングという円形加速器に入射し、最大 1.2 GeV までを加速して周回させる。周回する電子をラジエータと呼ばれる炭素ファイバーにあてて制動放射を起こさせる。その結果、高エネルギー γ 線 (GeV γ) は入射電子と同じ方向に放射される²。STB リングから放出された γ 線を金属箔に照射し、電子・陽電子対生成を起こさせる。生成した電子・陽電子はその下流に設置された中心磁場が最大 1.2 T の RTAGX 双極電磁石により輸送し運動量解析を行う。電子・陽電子ビームのエネルギーは RTAGX のコイル電流を変えることで調節でき、最大で 850 MeV である。ビームの強度はほとんどのエネルギー領域において最大 3 kHz であり、エネルギー分解能はエネルギーが低くなるほど悪くなるが、250 MeV でも $\sigma_E/E = 3.6\%$ 程度である [27]。

²制動放射を起こした電子はもともと STB リングを周回している電子に比べて運動量が小さいので STB リングを構成する偏向電磁石でより大きく曲げられる。この電子の軌道を Tagger システムで測定することにより発生した γ 線のエネルギーをイベントごとに測定している [28]。

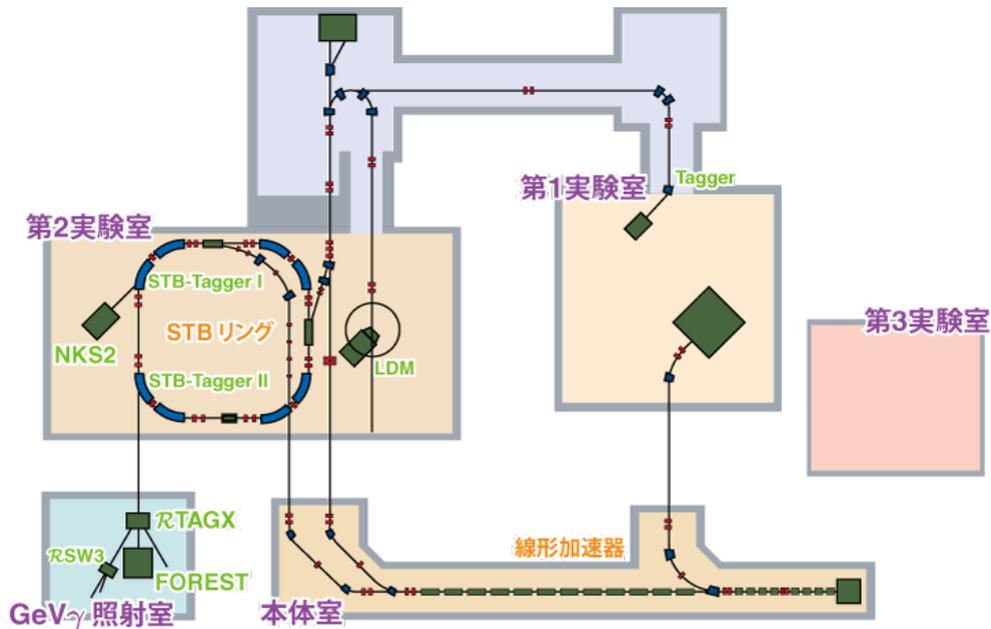


図 3.1: 電子光物理学研究センターの施設概略図 [26]。テスト実験は GeV γ 照射室で行った。

実際の陽電子ビームの性能

実際の水チェレンコフ検出器のテスト実験で使用した陽電子ビームの性能を表 3.1 に示す。表 3.1 のうち運動量とレートは我々の実測値であり、ビームサイズは ELPH での過去の実績である。

表 3.1: 水チェレンコフ検出器のテスト実験で使用した陽電子ビームの性能

運動量	250 – 650 MeV/c
$1 - \beta$	$2 \times 10^{-6} - 3 \times 10^{-7}$
レート	約 1 kHz
ビームサイズ (運動量 200 MeV/c)	$\sigma_x = 10$ mm、 $\sigma_y = 7$ mm
ビームサイズ (運動量 670 MeV/c)	$\sigma_x = 12$ mm、 $\sigma_y = 5$ mm

我々が陽電子ビームラインでテスト実験を行っているのと同時に東北大学のグループが電子ビームラインでテスト実験を行った。その際、運動量を変えて測定する必要があったため運動量は 250 – 650 MeV/c となったが、そのときの $1 - \beta$ は $2 \times 10^{-6} - 3 \times 10^{-7}$ であり、このことによる検出光電子数の変化は統計誤差や光電子数校正時の系統誤差に比べ十分小さいので無視した。

3.1.3 実験セットアップ

最初に ELPH での実験の際に使用した水チェレンコフ検出器の構成を表 3.2 に示す。透過窓としては acrylite#001 [29] というアクリルを用いた。このアクリルは 3.2.3 節で述べ

るように、可視光しか透過しない普通のアクリルである。

表 3.2: ELPH でのテスト実験時の水チェレンコフ検出器の構成

輻射体	純水
透過窓	acrylite#001 (normal acryl)
光電子増倍管	H11284-100UV

次に、実験装置の配置を図 3.2 に示す。2 台の水チェレンコフ検出器の上流側に 2 つ、下流側に 3 つのプラスチックシンチレータを配置した。そのプラスチックシンチレータをビーム上流側から順に、S1、F1、Buffer、F2、S2 と呼ぶことにする。S1、F1、S2 コインシデンスをトリガーとして用いた。以下、本テスト実験での座標系の定義は図 3.2 の通りである。各検出器の z 座標も図 3.2 の通りである。また、実験セットアップの写真を図 3.3 に示す。

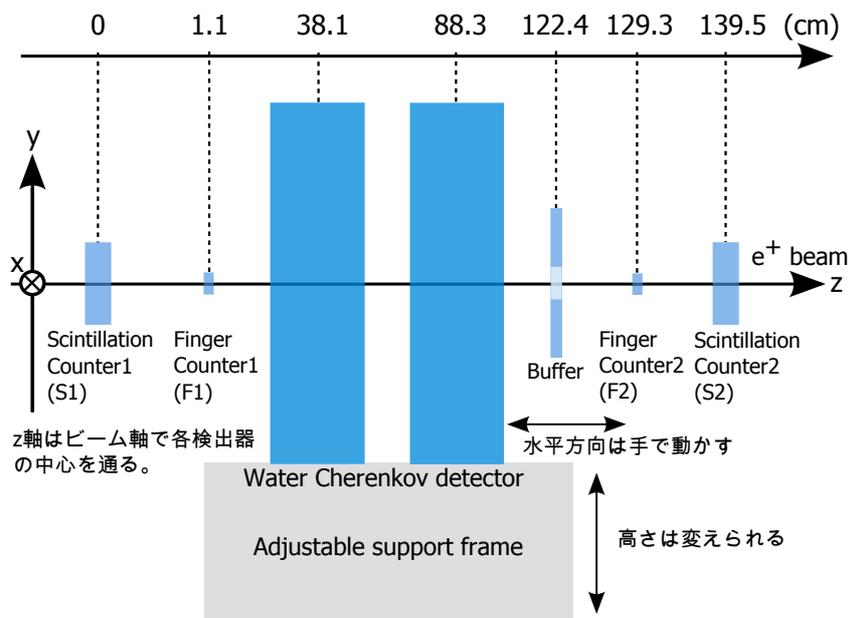


図 3.2: ELPH でのテスト実験のセットアップ。



図 3.3: ELPHでのテスト実験のセットアップの写真。陽電子ビームは右から左へ通過する。

プラスチックシンチレータのサイズを表 3.3 に示す。Buffer には中心に直径 25 mm の穴があり、陽電子ビームはその中心を通過するように設置した。Buffer は陽電子ビームの多重散乱やシャワーのイベントを取り除く役割を担う。S1 \otimes S2 \otimes F1 をデータ取得のトリガー条件とし、オフラインでの解析のカット条件については、F1 \otimes F2 \otimes Buffer とした。これにより、水チェレンコフ検出器を通過する陽電子は 1 個であることと、ビーム幅は 1 cm \times 1 cm 程度であることを要求することができる。

表 3.3: プラスチックシンチレータのサイズ

名称	サイズ $H(\text{mm})\times W(\text{mm})\times T(\text{mm})$	備考
S1,S2	44 \times 144 \times 10	
F1	9.3 \times 9.3 \times 4	
F2	9.8 \times 9.5 \times 4	
Buffer	200 \times 200 \times 5	中心に直径 25 mm の円形の穴がある。

最後に、回路図を図 3.4 に示す。

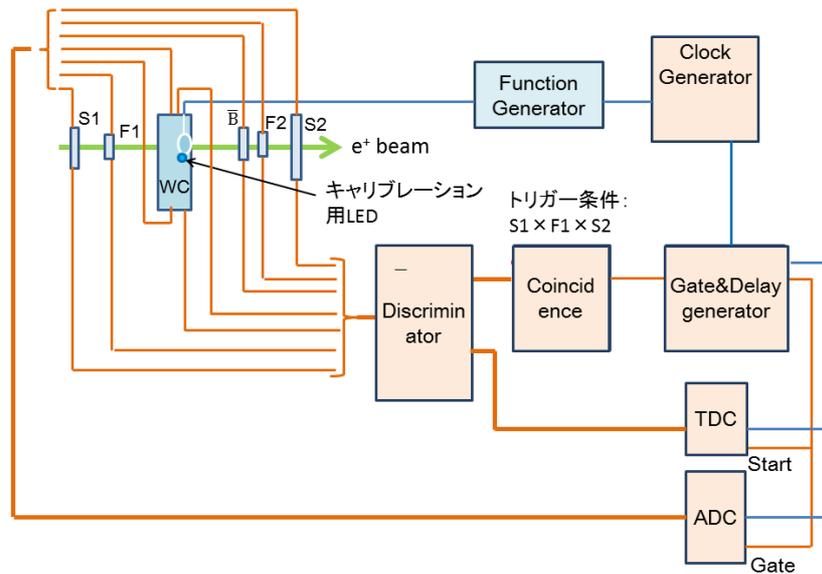


図 3.4: ELPH におけるテスト実験の回路図。

ADC のゲート、TDC のスタートについては、ビーム照射中は S1、F1、S2 のコインシデンス信号を使用し、エネルギー較正用データの取得 (3.1.4 節) の際はクロックジェネレータ信号を使用した。すべての検出器の ADC と TDC のデータを取得した。クロックジェネレータからの TTL 信号はファンクションジェネレータ³に送られ、クロックジェネレータのタイミングと同期した信号を LED に送って、LED を発光させる。

陽電子ビームを水チェレンコフ検出器に照射し、チェレンコフ光の波形をオシロスコープで確認した。その観測した結果を図 3.5 に示す。黄色は S1、F1、S2 のコインシデンスから作ったゲート信号で、青色と赤色が陽電子ビームによるチェレンコフ光の波形である。

³ファンクションジェネレータは外部の TTL 信号が入力されるとそれと同期したパルス信号を出力することができる。そのときの出力信号の波高とパルス幅は可変で、それらを調節することで LED の発光量を調節できる。

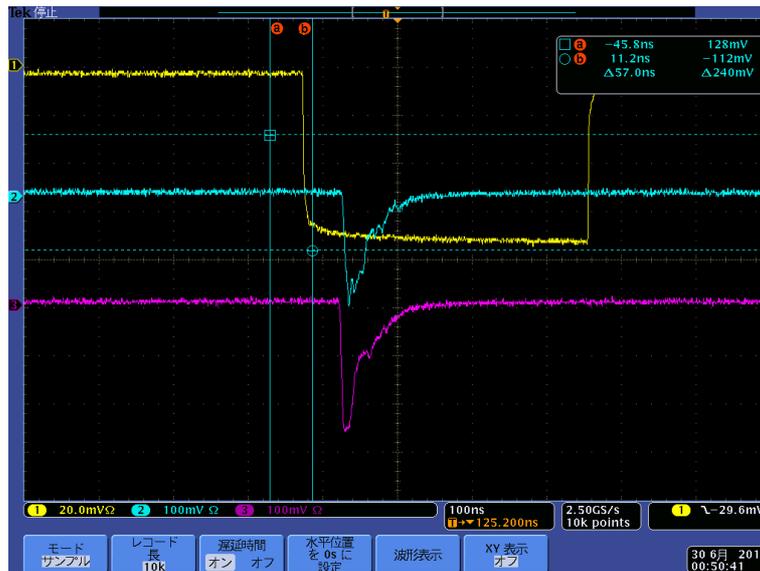


図 3.5: 陽電子ビームによるチェレンコフ光の波形。黄色のシグナルは S1、F1、S2 のコ
 インシデンス (S1 \otimes F1 \otimes S2) から作ったゲート信号である。青色、赤色のシグナルはそれ
 ぞれ、陽電子ビームによるチェレンコフ光の、上側、下側の PMT からの信号である。単
 位については横軸の 1 目盛りが 100 ns、縦軸の 1 目盛りが黄色で 20 mV、青色、赤色で
 100 mV である。たとえば青色のチェレンコフ光による信号の高さは約 240 mV で、立ち
 上がりから立下りまでの時間は約 100 ns である。

3.1.4 エネルギー較正

水槽内で発生したチェレンコフ放射による光子は光電子増倍管により光電子として測定
 される。その光信号の電荷量を ADC モジュールで測定する。その ADC で得たチャンネル
 情報を光電子数に変換する必要がある。そこで、水チェレンコフ検出器内に設置した LED
 を発光させることにより、エネルギー較正を行った。LED は図 3.6 に示すように、水チェ
 レンコフ検出器の水中の $y=0$ 付近に取り付けた。チェレンコフ光が短波長ほど多く発生
 するため、LED はドミナント波長が 470 nm のもの (L-314LBD-T1-DPE1.0) を用いた。



図 3.6: エネルギー較正に用いた青色 LED が水チェレンコフ検出器の水槽内で発光する様子。

LED の光量に関しては、LED に入力するパルス信号の波高と幅を調節し、検出される光電子数が 2~3 個になるように設定した。LED を用いて得られた ADC スペクトラムを図 3.7 に示す。この ADC スペクトラムをペDESTAL、光電子ピーク、バックグラウンド成分に分解するために、参考文献 [30] を参照し、式 (3.1) でフィッティングした。

$$\begin{aligned}
 S_{\text{real}}(x) = & \text{const.} \times \left[\left\{ \frac{1-w}{\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + w\theta(x-Q_0) \right. \right. \\
 & \times \alpha \exp[-\alpha(x-Q_0)] \left. \left. \right\} e^{-\mu} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n} \right. \\
 & \left. \times \frac{1}{\sigma_1\sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x-Q_0-Q_{\text{sh}}-nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right) \right] \quad (3.1)
 \end{aligned}$$

パラメータの意味を表 3.4 に示す。

表 3.4: フィッティングパラメータ

パラメータ	意味	図 3.7 における変数名
const.	規格化定数	p0
μ	平均光電子数	p1
σ_1	1 つ目の光電子のピークの標準偏差	p2
Q_1	ピーク間隔	p3
Q_0	ペDESTAL の位置	p4
σ_0	ペDESTAL の標準偏差	p5
w	バックグラウンドの高さ	p6
α	バックグラウンドの減衰割合	p7

式 (3.1) の第 1 項はペDESTAL、第 3 項以降の総和は各光電子数に応じたガウス分布をポアソン分布で畳み込んだものである。第 2 項はバックグラウンドプロセスによるものであ

る。バックグラウンドの要因は、PMTの光電面、ダイノード系からの熱電子、PMアノード回路の電流漏洩、電極による電子の自動放出、光子とイオンのフィードバック、PMT外部または内部の放射能などが考えられる [30]。フィッティング結果を図 3.7 に示す。

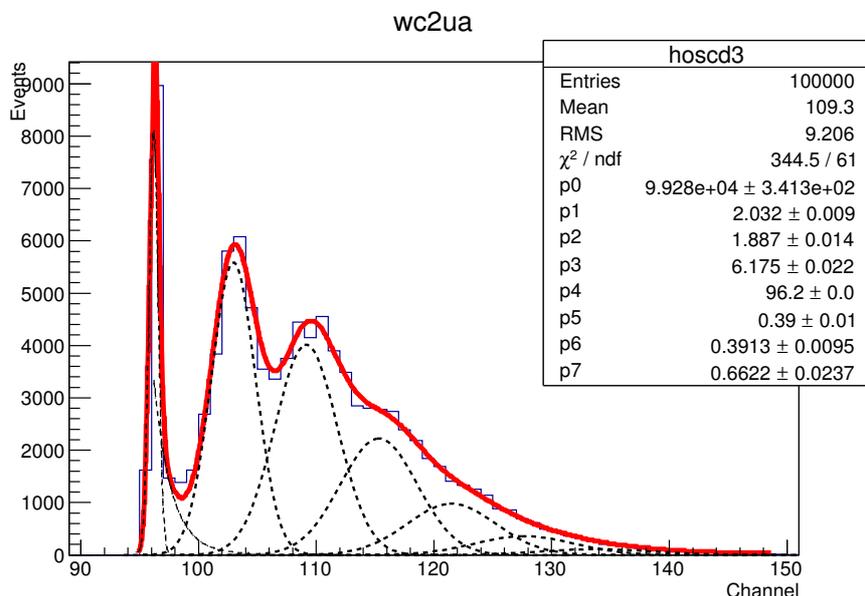


図 3.7: LED を用いたエネルギー較正用の ADC スペクトラムとそれを式 (3.1) を用いてフィッティングした結果。

このフィッティングにより、1 光電子数当たりの ADC チャンネルが

$$Q_1 = p_3 = 6.175 \pm 0.022 \text{ [channel]} \quad (3.2)$$

であることが求められた。これを用いて、以後の解析で ADC スペクトラムを光電子ヒストグラムに変換する。なお、それぞれの光電子増倍管について同様の較正を行った。

3.1.5 光電子数の算出

陽電子ビームを水チェレンコフ検出器に入射した際の ADC スペクトラムを図 3.8 に示す。これに対し条件：F1⊗F2⊗Buffer を課したヒストグラムを図 3.9 に示す。ただし、図 3.8、図 3.9 はともに陽電子ビームが水チェレンコフ検出器の中心に当たった場合のヒストグラムである。

図 3.9 に対し、光電子数に変換しガウス分布でフィッティングを行った。その結果を図 3.10 に示す。イベントセレクション後のヒストグラム、図 3.9 の横軸を Q [channel] とし、光電子数 ($N.P.E.$) を次式で変換した。

$$N.P.E. = \frac{Q - Q_0}{Q_1} \quad (3.3)$$

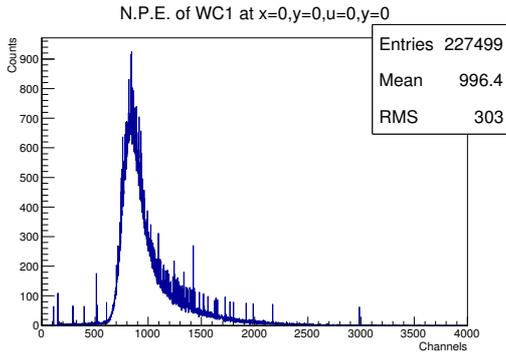


図 3.8: 水チェレンコフ検出器の生の ADC ヒストグラム。

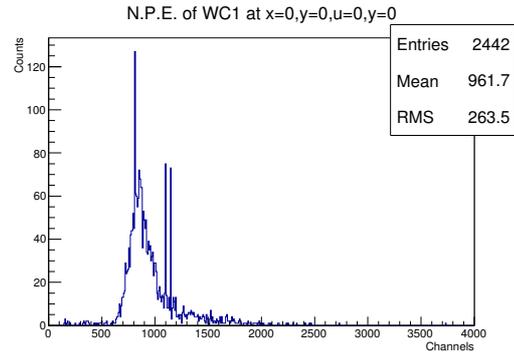


図 3.9: イベントセレクション後のヒストグラム。

その後、ガウス関数でフィッティングを行い、その平均値 $N.P.E.\text{peak}$ を検出光電子数の結果の数値とした。以後、光電子数はこのようにして算出した。 Q_1 のフィッティングの誤差による光電子数の誤差を系統誤差とし、 Q_{peak} の統計量による誤差を統計誤差とした。

図 3.8、図 3.9 及び、図 3.10 において、あるチャンネルまたは光電子数のときに不自然にピークが立つという問題が観測された。実験及び解析時にこのことを解決しようとしたものの、不自然なピークは消えなかった。しかし、この不自然なピークの部分のカウント数はフィッティング範囲のカウント数中で数%であり、ガウス分布によるフィッティング結果にさほど影響しないと考えられる。

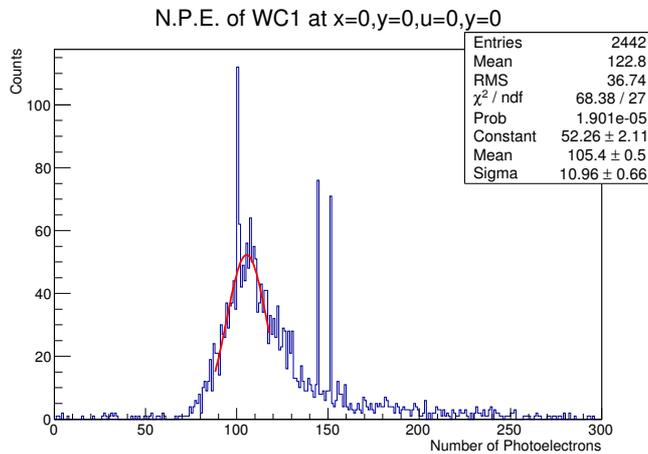


図 3.10: 光電子数に較正し、カット条件を課した後の陽電子ビームによるチェレンコフ光の光電子数ヒストグラムとそのフィッティング結果。赤線がガウス分布でフィッティングした結果である。ピークの右側にテールがあるため、右側のフィッティング範囲は短くした。

3.1.6 光電子数のビーム入射位置・角度依存性

位置依存性

陽電子ビームが水チェレンコフ検出器に垂直入射した場合についての結果を述べる。図 3.11、図 3.12、図 3.13 にそれぞれ光電子数の $y=0$ cm のときの x 依存性、 $x=0$ cm のときの y 依存性、 $x=9$ cm のときの y 依存性を示す。

水チェレンコフ検出器は上下対称な形なので理想的には中心 $y=0$ cm で光電子数が等しくなると考えられる。しかし、図 3.11、図 3.12、及び図 3.13 において、 $y=0$ cm で光電子数は一致していない。これは、PMT の量子効率の個体差、光学グリスの塗られ方、反射材の形状などの要因により上下が非対称になるためだと考えられる。

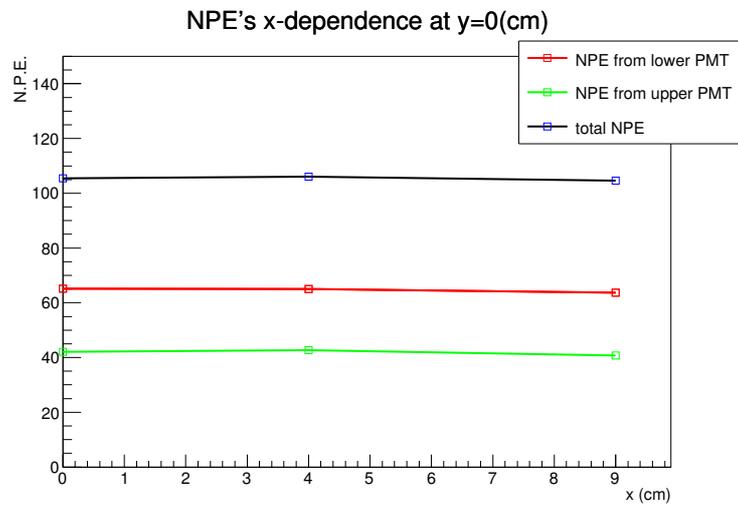


図 3.11: $y=0$ cm のときの光電子数の x 依存性。

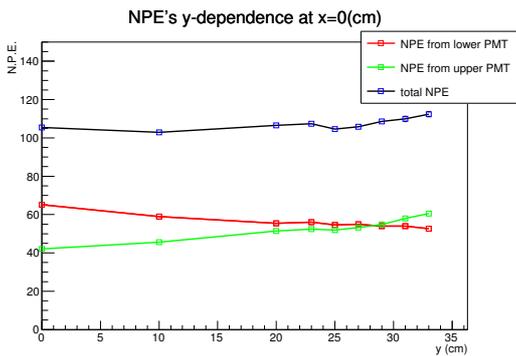


図 3.12: $x=0$ cm のときの光電子数の y 依存性。

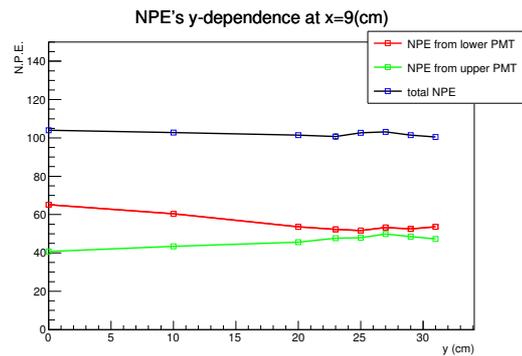


図 3.13: $x=9$ cm のときの光電子数の y 依存性。

検出光電子数を 2 次元でまとめた結果を図 3.14 に示す。

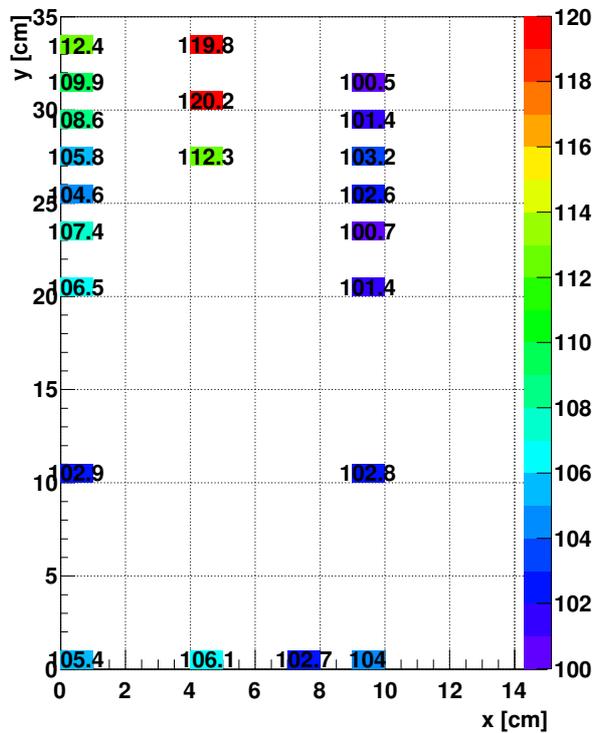


図 3.14: 垂直入射のときの光電子数の位置依存性。 $(x, y)=(7,0)$ 、 $(4,27)$ 、 $(4,30)$ 、 $(4,33)$ の点はビーム下流側に設置した水チェレンコフ検出器で、それ以外の点は上流側の水チェレンコフ検出器の測定結果である。

$(x, y)=(7,0)$ 、 $(4,27)$ 、 $(4,30)$ 、 $(4,33)$ の点はビーム下流側に設置した水チェレンコフ検出器で、それ以外の点は上流側の水チェレンコフ検出器の測定結果である。2台の水チェレンコフ検出器の間で検出効率が異なるため、下流側の水チェレンコフ検出器については、中心に垂直入射した場合の光電子数の比を掛けスケールした。図 3.14 の結果からビームが垂直入射の場合、 $x=0 - 10$ cm、 $y=0 - 30$ cm の範囲での光電子数の平均値は

$$\overline{N.P.E.} \simeq 105.5 \quad (3.4)$$

で与えられる。 $y \leq 30$ cm の範囲での光電子数の平均値と最大値、最小値を表 3.5 にまとめた。

したがって、光電子数の位置依存性のばらつきは 14%以内であることが分かった。

水平方向の角度 u 依存性

水平方向の角度 u による光電子数の変化を調べた。図 3.15 に示すように、陽電子が $x=0$ 、 $y=0$ に入射する位置で角度 $u=0^\circ$ と $u=10^\circ$ を比較した。その結果を図 3.16 と表 3.6 に示

表 3.5: 垂直入射の場合の光電子数

	検出光電子数	平均値に対する割合
検出光電子数の平均値	105.5	
検出光電子数の最大値	120.2	114.0%
検出光電子数の最小値	100.7	95.5%

す。表 3.5 と表 3.6 の間で検出光電子数に差があるのは、それぞれが別々の水チェレンコフ検出器での測定結果だからである。

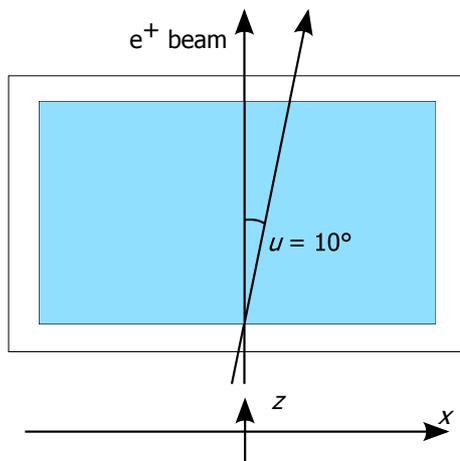


図 3.15: 光電子数の u 依存性を調べるための入射条件。 $(x, y) = (0, 0)$ の位置に陽電子ビームが水中へ入射するようにした。

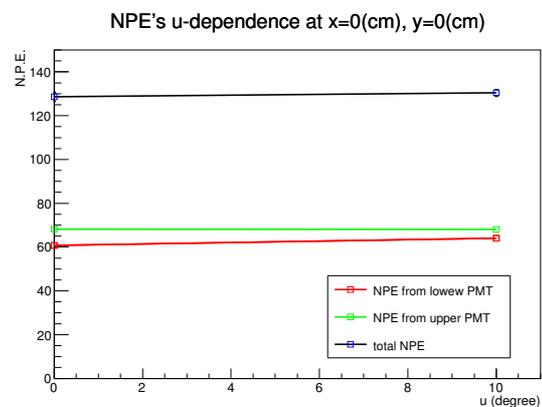


図 3.16: 光電子数の u 依存性。入射条件は図 3.15 の通りである。

表 3.6: $x=0$ 、 $y=0$ に入射する位置で水平方向角度 $u=0^\circ$ 、 $u=10^\circ$ の場合の光電子数

u°	検出光電子数 \pm 統計誤差 \pm 系統誤差
0	$128.6 \pm 1.6 \pm 0.5$
10	$130.4 \pm 1.1 \pm 0.5$

光電子数の u 依存性は主に陽電子の通過距離に比例すると考えられる。そのため、光電子数の比は次のようになると考えられる。

$$\frac{N.P.E.(u = 0^\circ)}{N.P.E.(u = 10^\circ)} \approx \cos(10^\circ) \approx 0.985 \quad (3.5)$$

統計誤差が大きいいため、表 3.6 の結果が式 (3.5) を満たすかは判断できない。しかし、光電子数の u 依存性は高々2%程度であるという結果を得た。

鉛直方向の角度 v 依存性

鉛直方向の角度 v による光電子数の変化を調べた。図 3.17 に示すように、鉛直方向に角度 $v=7.5^\circ$ 傾けたまま陽電子が $x=0$ 、 $y=0$ 、27、30、33 の位置で水に入射する条件で測定した。その結果を図 3.18 と表 3.7 に示す。

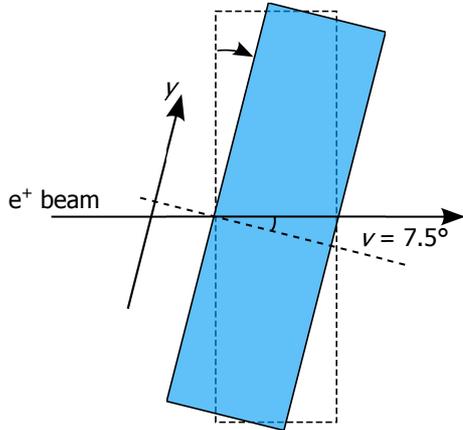


図 3.17: 光電子数の v 依存性を調べるための入射条件。 $x=0$ 、 $y=0$ 、27、30、33 の位置で陽電子ビームが水中へ入射するようにした。

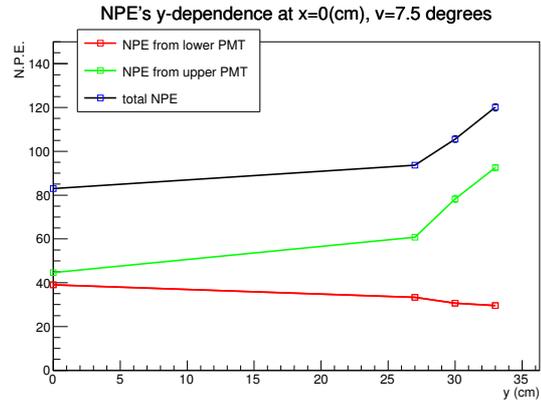


図 3.18: $v=7.5^\circ$ のときの光電子数の y 依存性。入射条件は図 3.17 の通りである。

表 3.7: 鉛直方向角度 $v=7.5^\circ$ に傾けたときの y 軸上での光電子数

x	検出光電子数 \pm 統計誤差 \pm 系統誤差
0	$83.0 \pm 0.7 \pm 0.3$
27	$93.7 \pm 0.6 \pm 0.3$
30	$105.6 \pm 1.0 \pm 0.4$
33	$120.1 \pm 1.1 \pm 0.4$

図 3.18 と表 3.6 の結果から $y=27$ cm あたりから急激に光電子数が増えていることが分かる。また、 $y=0$ の位置での光電子数が図 3.12 の垂直入射の時と比べて 2 割程度少なくなっていることも分かる。

光電子数のビーム入射位置・角度によるばらつき

陽子除去効率を見積もるために 1 セグメントでの位置・角度依存性のばらつきを評価する。光電子数の水平方向角度 u 依存性は基本的に通過距離で決まるが、図 1.17 より、1 セグメントあたりの u の差は最大でも 10° 程度であるので、上記の議論から高々 2% であり、 y 依存性に比べ十分小さいので、 u 依存性は無視する。それ以外のビームが垂直入射の場合

合の図 3.14 の結果と $v=7.5^\circ$ でビームが入射する場合の図 3.18 及び表 3.7 の結果のうち、 $x=0 - 10$ cm、 $y=0 - 30$ cm の範囲での光電子数の平均値、最大値、最小値を求めた。その結果を表 3.8 にまとめた。ただし、 $(x, y)=(0, 0)$ に $v=7.5^\circ$ で入射する場合は図 1.18 よりあり得ないので、除外した。

表 3.8: 有効領域内の光電子数の平均、最大、最少

	検出光電子数	平均値に対する割合
検出光電子数の平均値	105.6	
検出光電子数の最大値	120.2	113.8%
検出光電子数の最小値	93.7	88.7%

結局、光電子数の位置依存性のばらつきは平均値から 14%以内であるという結果を得た。

3.2 宇宙線テスト

3.2.1 宇宙線テストの目的

2.3 節で述べたように、水チェレンコフ検出器の陽子除去効率を上げるには、光電子増倍管で測定される光電子数を増加させればよい。そのためには、反射材、輻射体、透過窓、光電子増倍管の種類や本数を最適化する必要がある。そこで、それらの条件について対照実験を行い、光電子数を最大にできる条件を探した。

3.2.2 宇宙線テストの実験セットアップ

宇宙線テストの実験セットアップの概念図を図 3.19、写真を図 3.20 に示す。水チェレンコフ検出器を水平に倒し、水チェレンコフ検出器の $y = 0$ の位置の上下にプラスチックシンチレータを設置した。この 2 つのプラスチックシンチレータの宇宙線による信号のコインシデンスをトリガーとして測定を行った。プラスチックシンチレータのサイズは x 方向 20 cm、 y 方向 5 cm、 z 方向 0.5 cm である。

宇宙線によるチェレンコフ光の波形をオシロスコープで観測した。そのときの典型的な波形を図 3.21 に示す。

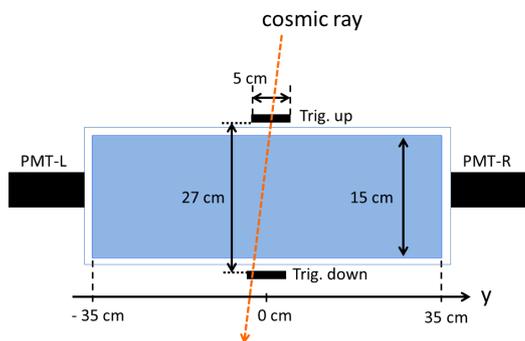


図 3.19: 宇宙線によるテスト実験のセットアップの模式図。

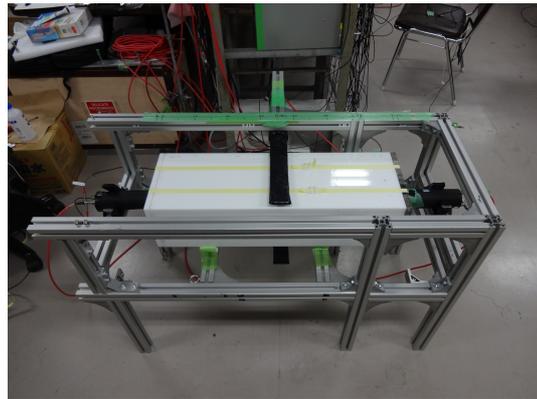


図 3.20: 宇宙線によるテスト実験のセットアップの写真。

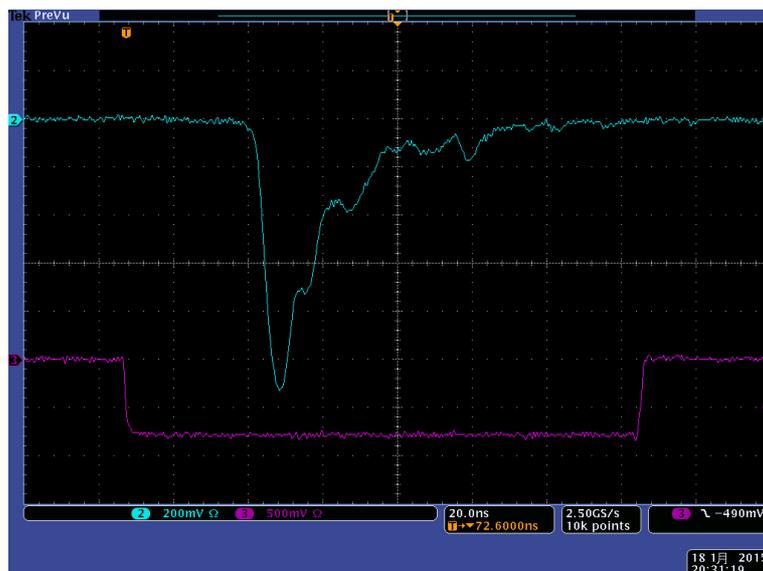


図 3.21: 宇宙線によるチェレンコフ光の波形。赤色、青色のシグナルはそれぞれトリガー用シンチレーションカウンターのコインシデンスから作ったゲート信号、宇宙線によるチェレンコフ光による信号である。単位については横軸の1目盛りが20 ns、縦軸の1目盛りが赤色で500 mV、青色で200 mVである。たとえば青色のチェレンコフ光による信号の高さは約1120 mVで、立ち上がりから立下りまでの時間は約70 nsである。

赤色のシグナルはトリガー用シンチレーションカウンターのコインシデンスから作ったゲート信号で、青色のシグナルは宇宙線によるチェレンコフ光に起因するものである。チェレンコフ光はプラスチックシンチレーターに比べて時間的に長くテールを引く。これはチェレンコフ光がPMTに到達するまでの反射材への衝突回数により光路が伸びる光子がある

ためと考えられる。

3.2.3 透過窓の素材の比較

透過窓とは 2.6 節で述べたように純水と光電子増倍管の間にあるアクリル素材のことである。テスト実験時 (3.1 節) には普通のアクリルを用いた。この節では、紫外光をより透過するアクリル素材を透過窓として使用した際の検出光電子数の増加について述べる。

まず、透過窓の素材については 3 種類調べることにした。三菱レイヨンの acrylite#000 [29]、日東樹脂工業の S-0 [31]、クラレの UV00 [32] である。これらの透過率は透過率測定器 (MSP-2000 島津製作所製) を用いて測定した。その測定結果を図 3.23 に示す。ただし、これらのアクリルは全て 5 mm 厚である。通常の可視光透過アクリル acrylite#001 [29] (ELPH での実験時に使用) に比べ、acrylite#000、S-0、UV00 はより波長の短い光を透過することが分かる。透過窓テストにおいては、短波長透過光学グリスを使用しており、透過窓素材よりも短波長の光も透過していることも分かる。また、これらの紫外線をより透過する窓素材の違いを見やすくするために、240 – 360 nm の波長領域を拡大した図を図 3.23 に示す。大きな差はないが、立ち上がり方が違うことが分かる。

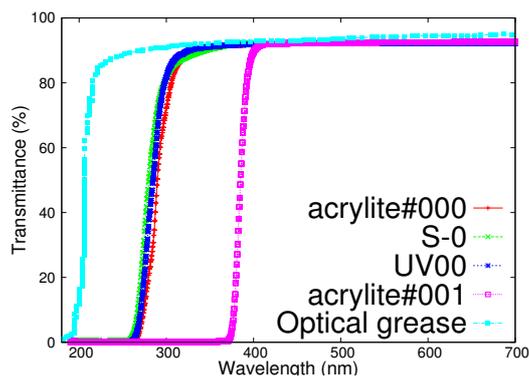


図 3.22: 透過窓に用いる素材の透過率。透過率測定器としては「MSP-2000 島津製作所製」を用いた。また、アクリルは 4 種類とも 5 mm 厚である。

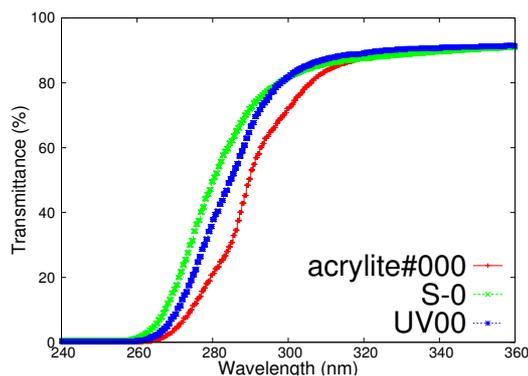


図 3.23: 透過窓に用いる素材の透過率。透過窓に用いる素材と光学グリスの透過率。3 種類の透過窓の透過率を比較するために、図を拡大した。

光電子数の導出は基本的に ELPH でのテスト実験時と同じ手順で行った。宇宙線によるチェレンコフ光の ADC ヒストグラムとトリガークOUNTERの ADC、TDC 情報を用いたイベント選定を行った後の ADC ヒストグラムをそれぞれ図 3.24 と図 3.25 に示す。

ELPH におけるテスト実験の解析 (3.1.4 節及び 3.1.5 節) と同様に、LED を使用したエネルギー較正データを用いて ADC の *channel* を光電子数に変換した後、ガウス関数でフィッティングした。その結果を図 3.26 に示す。フィッティングで得られたガウス関数の平均値後を結果として用いる。図 3.24、図 3.25 及び図 3.26 の結果は、上下 (宇宙線テストのため水平に倒している) の PMT のうちの 1 つ、つまり片読みの結果であり、光電子数としては約 100 個を達成している。一方、ELPH で行ったテスト実験の結果は

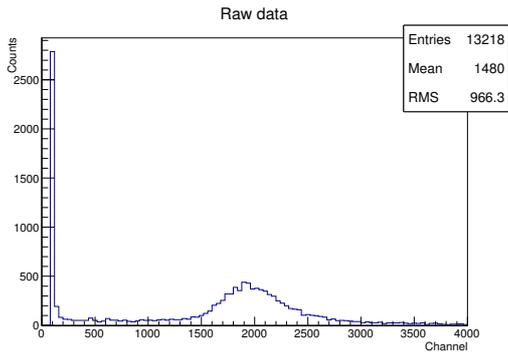


図 3.24: 宇宙線によるチェレンコフ光の ADC ヒストグラム。

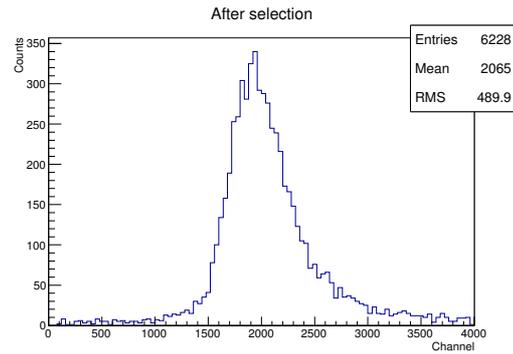


図 3.25: トリガーカウンターの ADC、TDC 情報を用いてイベント選定を行った後の宇宙線によるチェレンコフ光の ADC ヒストグラム。

3.1 節で示したように、上下の PMT からの信号を足し合わせた、つまり両読みの場合で約 100 個となった。つまり、ELPH での実験時の約 2 倍の光電子数を達成している。これは、図 3.23 で示される、ELPH で用いた通常の可視光透過アクリル acrylite#001 と紫外光も透過するアクリルとの違いのためである。

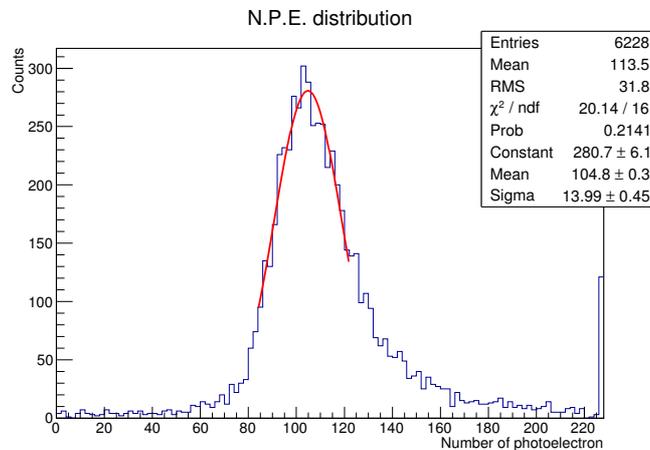


図 3.26: 透過窓として UV00 を使用した際の、宇宙線によるチェレンコフ光の光電子ヒストグラム。光電子ヒストグラムをガウス関数フィッティングした結果により得られた平均値を光電子数の結果として使用する。

3 種類の透過窓についての宇宙線によるチェレンコフ光の光電子数の測定結果を表 3.9 に示す。表 3.9 から分かるように、透過窓に UV00 を使用した場合が最も検出光電子数が多いという結果を得た。したがって、実機の透過窓には UV00 を使用することに決定した。

表 3.9: 3 種類の透過窓の場合の光電子数の測定結果

透過窓	検出光電子数 ± 統計誤差 ± 系統誤差	平均値に対する割合
acrylite#000 1 回目	96.5±0.4±0.2	98.3%
acrylite#000 2 回目	99.8±0.4±0.2	101.7%
S-0 1 回目	102.8±0.3±0.3	99.95%
S-0 2 回目	102.9±0.4±0.3	100.05%
UV00 1 回目	106.4±0.3±0.3	100.8%
UV00 2 回目	104.8±0.3±0.3	99.2%

PMT 装着条件による再現性の確認

透過窓の比較の際、測定される光電子数の再現性を確かめた。具体的には、光学グリスの塗り方による光電子数の違いを調べた。透過窓と PMT の間は光学グリスを塗っている。これは、光学グリスがなく空気の間があると、透過窓と PMT の間で反射が起こってしまい効率よく光を集められなくなってしまうからである。そのため、光学グリスを塗ることは必須なのであるが、光学グリスの厚みや接着面の気泡の入り具合といった人為的な条件で集光の具合が変わる可能性がある。それがどの程度存在するかを調べるために、PMT H11284 に光学グリスを塗り宇宙線テストを行うという操作を同一条件下で 2 回繰り返した。結果は表 3.9 に既に示している通りである。S-0 では誤差の範囲で一致したが、acrylite#000 と UV00 では誤差を考慮しても一致しなかった。2 回の測定における光電子数の平均値に対する割合から、PMT 装着条件による光電子数のばらつきは高々 2% と見積もった。

3.2.4 輻射体の比較

輻射体としては、2.6 節で述べたように、純水を用いる。2.1 節で述べたように、チェレンコフ光の光子数は $1/\lambda^2$ に比例するため短波長ほど多くの光子が発生する。しかし、短波長領域では水の透過率も下がり、光電子増倍管の量子効率も低下するため集光効率、検出効率とともに低下する。そこで、短波長の光をそれよりも長い波長に変える波長変換剤 Amino-g salt (製品名: Monopotassium 7-Amino-1,3-naphthalenedisulfonate Hydrate) を用いることで、PMT の感度領域の光を増やすことができる [33]。Amino-g salt は 248.0、308.0、355.0 nm に光吸収長ピークを持ち、最大蛍光波長 455.0 nm の物質である。Amino-g salt を使用することで、短波長領域の光を光電子増倍管の量子効率が高い領域 ~ 450 nm に変換することができる。その結果、検出される光電子数を飛躍的に向上させることができる。この Amino-g salt を用いた場合の光電子数の時間変化を調べると図 3.27 のようになった。

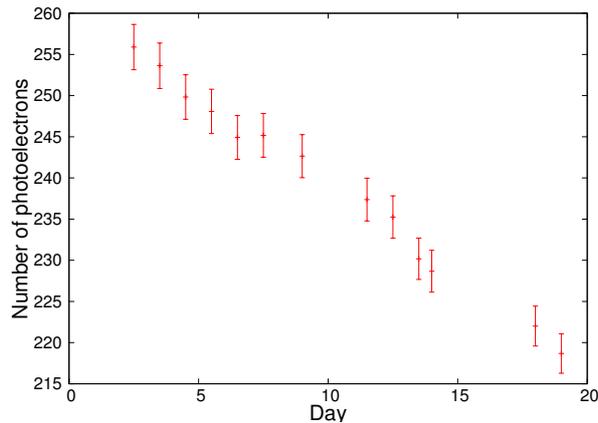


図 3.27: 輻射体として、30 mg/l の Amino-g salt 水溶液を用いた場合の検出光電子数の時間変化。横軸は日数である。光電子数は劇的に増えているが時間とともに減少する。

この結果から光電子数が時間とともに減少することが確かめられた [20]。E05 実験中に検出光電子数が減ってしまうと、時間的に閾値も変えなければ K^+ 検出効率も下がってしまうので、Amino-g salt は使わないことに決定した。

3.2.5 PMT の種類の比較

まず、量子効率の異なる PMT による光電子数の違いを宇宙線により比較した。具体的には浜松ホトニクス の H11284-100UV と H6522 [34] という PMT を比較した。H11284 は光電面にスーパーバイアルカリ SBA を使用しており、H6522 で使用されるバイアルカリよりも量子効率大幅に高くなっている。図 3.28 に通常バイアルカリ光電面とウルトラバイアルカリ UBA、SBA の分光感度特性を示す。

透過窓には acrylite#000 を用いて測定した結果を表 3.10 に示す。

表 3.10: PMT の種類を変えたときの光電子数の測定結果

PMT	検出光電子数 \pm 統計誤差 \pm 系統誤差
H11284-100UV	46.2 \pm 0.3 \pm 0.3
H6522	37.2 \pm 0.2 \pm 0.3

再現性や PMT の個体差による誤差もあるため、量子効率の比が光電子数の比になるわけではないが、図 3.28 と表 3.10 の結果は定性的には整合している。

次に光電子数較正のための LED を用いて得られた ADC ヒストグラムの比較を行う。H11284-100UV、H6522 の場合がそれぞれ図 3.29、図 3.30 である。

図 3.29、図 3.30 を比較すると、H11284-100UV の方が光電子によるピークの分解能がよく光電子のピークが確認できる。フィッティングによりピーク間隔を求める時に初期値をある程度動かしても一定の値に収束する。しかし、H6522 の場合は光電子によるピークの分解能が悪く、フィッティングによりピーク幅を求める時に初期値やパラメータの範囲制

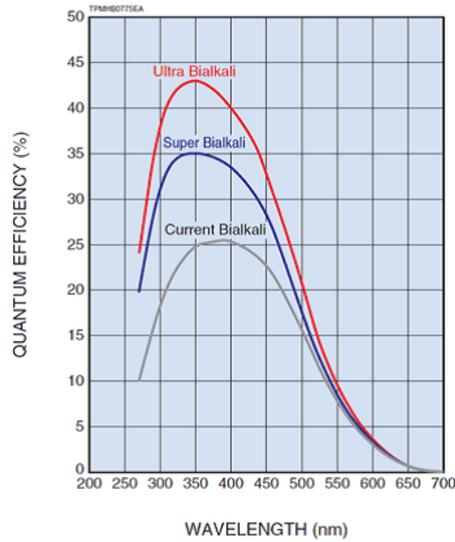


図 3.28: 高感度光電面分光感度特性 [35]。

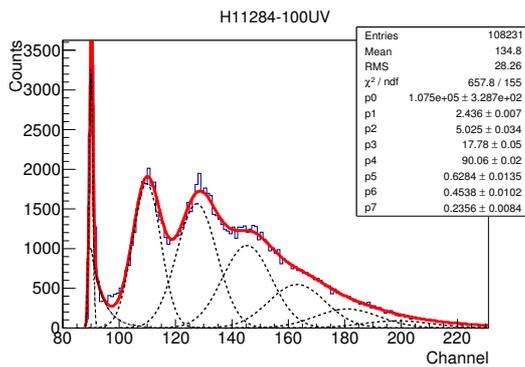


図 3.29: H11284-100UV を使ったときに LED を用いて得られる ADC ヒストグラム。分解能がよく光電子のピークが見える。

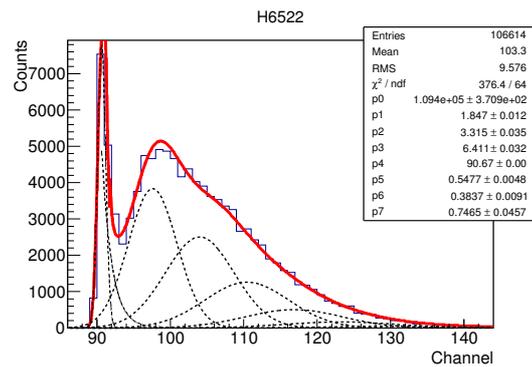


図 3.30: H6522 を使ったときに LED を用いて得られる ADC ヒストグラム。分解能が悪く光電子のピークが互いに干渉している。

限により最終的な値が変わってしまう。ここでは、正確な光電子数を得ることができない。以上の結果を踏まえ、検出光電子数と光電子数較正の正確さの観点から H11284-100UV を採用した。

3.2.6 PMT の量子効率の個体差

PMT の量子効率には個体差があるが、一般的に平均値から $\pm 15\%$ 以内に収まると言われている。H11284 を 3 本、同一条件下で宇宙線テストし、このことを確かめた。結果を表 3.11 に示す。

表 3.11: 3本の別の H11284 場合の光電子数の測定結果

製造番号	光電子数	光電子数の平均値に対する割合
ZK6900	97.2±0.3±0.3	96.2%
ZK6917	103.0±0.3±0.3	102.0%
ZK6920	102.8±0.3±0.3	101.8%
平均	101.0	

この結果、PMT の量子効率の個体差は 4% と見積もれる

3.2.7 性能評価のまとめ

ELPH におけるテスト実験の結果、ビーム入射位置・角度による光電子数のばらつきは 14% 以内である。

宇宙線によるテスト実験の結果から、水チェレンコフ検出器の実機に使用するものを表 3.12 のように決定した。

表 3.12: 宇宙線によるテストの結果、水チェレンコフ検出器に使用するもの

透過窓	UV00
輻射体	純水 (Amino g-salt なし)
PMT	H11284-100UV

これらを用いたときに、宇宙線が水チェレンコフ検出器の中心を通過する場合のチェレンコフ光による平均光電子数は片読みで

$$N.P.E. = 105.6 \pm 0.3 \pm 4.4 \quad (3.6)$$

となった。ただし、1つ目の誤差は統計誤差であり、2つ目の誤差は系統誤差である。統計誤差はカウント数によるもので、系統誤差は光電子数較正の際のピーク幅の誤差、再現性による誤差、PMT の個体差を含めたものである。両読みの場合、平均光電子数は単純に 2 倍して、

$$N.P.E. = 211.2 \pm 0.6 \pm 8.8 \quad (3.7)$$

となる。

第4章 モンテカルロシミュレーションによる 陽子除去効率・ K^+ 残存率の見積もり

これまでの章では水チェレンコフ検出器1セグメントの性能をテストし評価した。しかし、実際の実験では2.4節で述べたようにセグメントを並べて陽子除去を行う。水チェレンコフ検出器全体のシステムとして、S-2S スペクトロメータ内でどの程度の陽子除去効率を達成できるかを見積もるため、Geant4を用いたシミュレーションを行った。本章ではその結果を示す。

4.1 セットアップと条件

Geant4中で設定したセットアップ及び条件について述べる。スペクトロメータの配置は図4.1で示すようにJ-PARC E05実験で予定されている通りとしたが、TOF検出器とドリフトチェンバーは配置していない。S-2S スペクトロメータの運動量アクセプタンス、角度アクセプタンスはそれぞれ1.3.3節の図1.11、図1.12で示されているように、 $1.1 - 1.5 \text{ GeV}/c$ 、 $\theta < 18^\circ$ である。このアクセプタンスの全範囲を満たすために、標的位置から発生した粒子の運動量は $1.1 - 1.9 \text{ GeV}/c$ の範囲で、また粒子の角度はビーム軸に対して 25° 以内でそれぞれ一様とした。標的位置で発生するイベント数は K^+ で1250000個、陽子で1000000個、 π^+ で500000個とした。磁場マップは、まだ最適化されていないが、今回のシミュレーションでは以下のように決定した。D1電磁石の励磁電流を最大の2500 Aとしたときの磁場に対して、図1.11のように $1.2 - 1.4 \text{ GeV}/c$ の運動量にバンプを持つように、ファクター0.93を掛けたものを用いた。また、陽子、 K^+ 、 π^+ のすべてについて、崩壊、電磁相互作用、ハドロン反応のプロセスを考慮した。シミュレーションの条件は表4.1にまとめた。

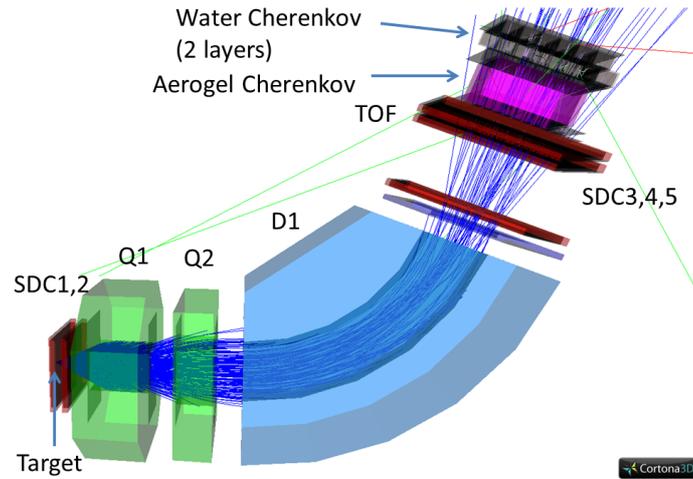


図 4.1: シミュレーションのセットアップ。実際の S-2S スペクトロメータを再現している。

運動量	1.1 – 1.9 GeV/c で一様
角度	25° 以内で一様
磁場マップ	D1 に 2500 A を流した時の磁場に 0.93 をかけたもの
考慮した反応	崩壊、電磁相互作用、ハドロン反応
各粒子のイベント数	K^+ : 1250000、陽子 : 1000000、 π^+ : 500000

宇宙線テスト (3.2 節) の結果から、表 3.12 の水チェレンコフ検出器が最適な設計であると考えられるので、本シミュレーションではこの設定の時の光電子数値を採用する。

ELPH でのテスト実験 (3.1 節) と宇宙線テスト (3.2 節) の結果から、水チェレンコフ検出器の光電子数の平均値からのばらつき $\Delta\%$ は以下のように見積もった。

$$\begin{aligned}
 \Delta\% &= \sqrt{\Delta_{\text{position}}^2 + \Delta_{\text{reproducibility}}^2 + \Delta_{\text{PMTindividual}}^2} \\
 &= \sqrt{13.8^2 + 1.7^2 + 3.8^2} \\
 &= 14.4\%
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

ここで、 Δ_{position} 、 $\Delta_{\text{reproducibility}}$ 、 $\Delta_{\text{PMTindividual}}$ はそれぞれビーム入射位置、角度依存性、PMT の装着再現性、PMT の個体差に由来する光電子数のばらつき (%) である。

本シミュレーションの光電子数の計算は簡易化するために位置、角度依存性はイベントごとに考慮していない。ただ、式 (4.1) で見積もられたばらつきを実効的に考慮するために、光電子数を式 (4.1) のばらつき幅で一様ランダムに振った。光電子数ピークの中心値については、宇宙線テスト (3.2 節) で得られた結果を、検出光電子数は $(1 - 1/\beta^2 n^2)$ に比例する (2.1 節) という性質を利用して、陽子、 K^+ 、 π^+ についてスケールした。

4.2 結果と考察

図 4.2 はシミュレーションで得られた光電子数の分布である。図 4.2 の下図は二層のうち上流側の 6 セグメント、上図は下流側の 6 セグメントを表す。以後、二層の水チェレンコフ検出器のうち上流側を WC1、下流側を WC2 と呼ぶ。

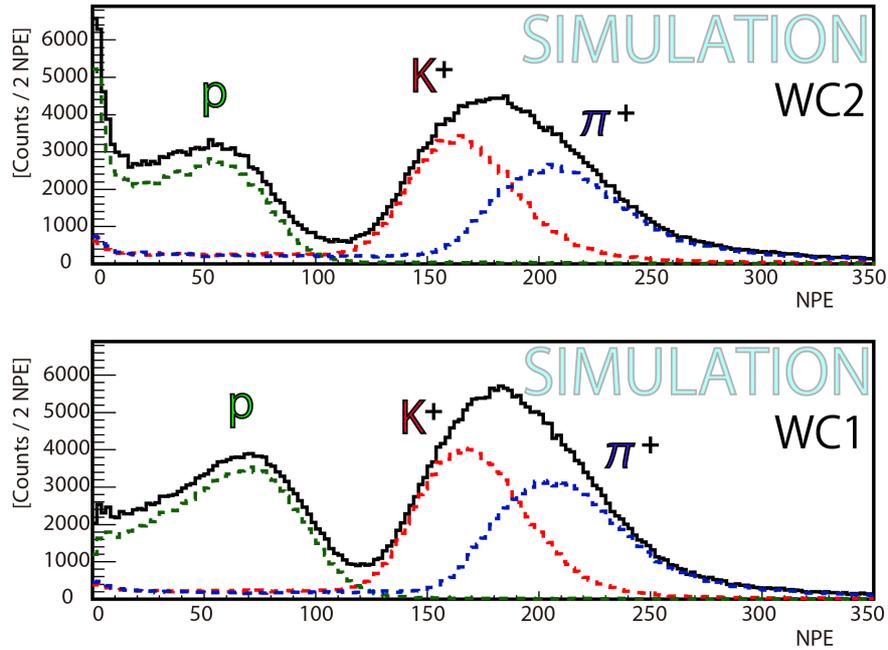


図 4.2: シミュレーションにより得られた光電子数分布。横軸は光電子数で、縦軸はカウント数。下図は二層のうち上流側の 6 セグメント上図は下流側の 6 セグメントを表す。緑、赤、青の点線のヒストグラムはそれぞれ陽子、 K^+ 、 π^+ による光電子数分布で、黒の線のヒストグラムはその全粒子による光電子数分布である。

図 4.3 は水チェレンコフ検出器の直前の仮想面における x 座標と光電子数の相関である。下図は WC1、上図は WC2 に対応する。図 4.3 から、検出光電子数の低い陽子は検出光電子数の多い K^+ と弁別されているのが分かる。隣同士のセグメント間で光電子数が落ち込んでいるのは、水チェレンコフ検出器の水以外の部分、つまり白色アクリルを π^+ 、 K^+ 、陽子が通過するためである。しかし、上流側で水ではなく白色アクリル部分を通過して弁別できない場合も x 方向に半セグメントずらした下流側で弁別できることが分かる。つまり、S-2S 実験のトリガーは WC1 と WC2 の OR をとることにより、不感領域なく陽子除去を行うことができる。

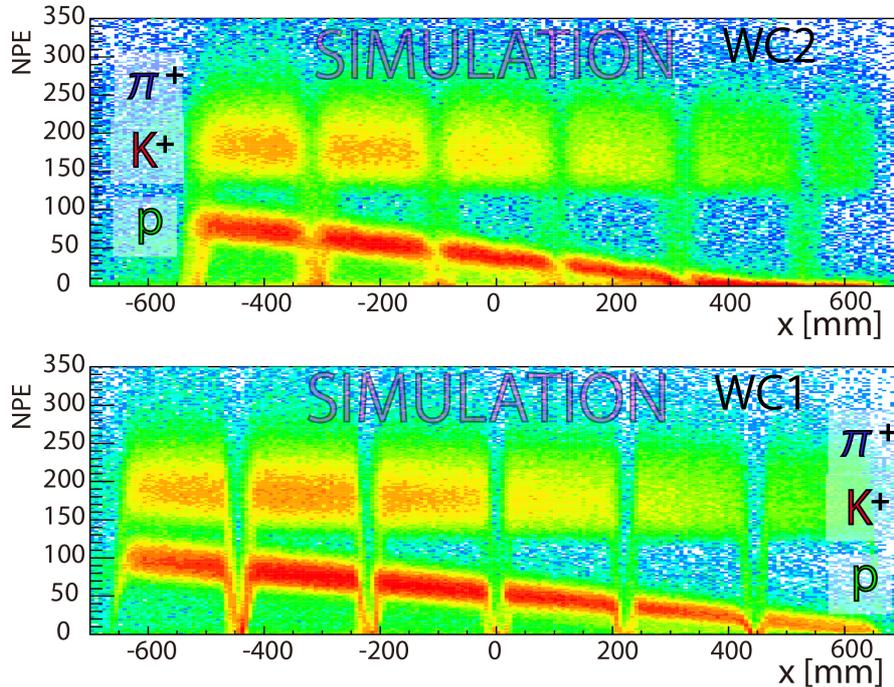


図 4.3: セグメント化した水チェレンコフ検出器による K^+ と陽子の弁別図。下図は上流側の 6 セグメント、上図は下流側の 6 セグメントを表す。

トリガー段階における陽子の除去効率と K^+ の残存率を見積もるために、シミュレーションデータに以下のイベント選定条件を適応した。

$$[N(\text{WC1}) > X_1] \vee [N(\text{WC2}) > X_2] \quad (4.2)$$

ここで、 X_1 、 X_2 は光電子数のある閾値である。 $N(\text{WC1})$ 、 $N(\text{WC2})$ はそれぞれ、ある粒子が WC1、WC2 を通過する際の 6 セグメントのうちの最大光電子数である。式 (4.2) を適応した際の陽子、 K^+ の残存率をそれぞれ S_p 、 S_K とする。式 (4.2) 中の選定閾値 X_1 、 X_2 は $S_K / \sqrt{S_K + S_p}$ が最大になるように決定した。

図 4.4 は式 (4.2) 適応前後の K^+ の標的における運動量分布を示している。 K^+ の場合、粒子が崩壊するため、この図では水チェレンコフ検出器の直前まで K^+ であることを要求してプロットしている。つまり、水チェレンコフ検出器内での K^+ の崩壊による影響は考慮している。図 4.4 の各運動量ビンに対する K^+ の残存率を図 4.5 に示す。

Ξ^- 粒子、 Ξ ハイパー核生成により生成された K^+ は 1.2 – 1.4 GeV/c の運動量領域に現れるが、その領域で残存率はほぼフラットであり、中心運動量 1.3 GeV/c に対しては $99.6 \pm 0.1\%$ である。

同様に図 4.6、図 4.7 は陽子に対する式 (4.2) 適応前後の運動量分布、各運動量に対する粒子の残存率を示している。中心運動量 1.3 GeV/c に対して残存率は $5.1 \pm 0.2\%$ であり、除去しにくい高運動量側に対しても高々 8% 以下である。すなわち、本研究で設計した水チェレンコフ検出器システムは、どの運動量に対しても K^+ の残存率を 99.0% に保ちつつ、

92%以上の陽子除去効率を達成できると見積もられた。この値は 1.4.4 節で示した要求性能を十分に達成している。

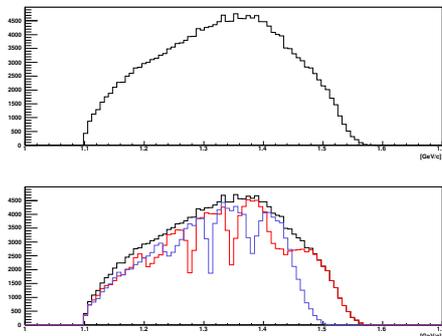


図 4.4: 水チェレンコフ検出器による K^+ のヒストグラムの変化。上図がすべての K^+ を表し、下図で赤が $N(\text{WC1}) > X_1$ 、青が $N(\text{WC2}) > X_2$ 、黒が $[N(\text{WC1}) > X_1] \vee [N(\text{WC2}) > X_2]$ を満たす K^+ のヒストグラムを表す。

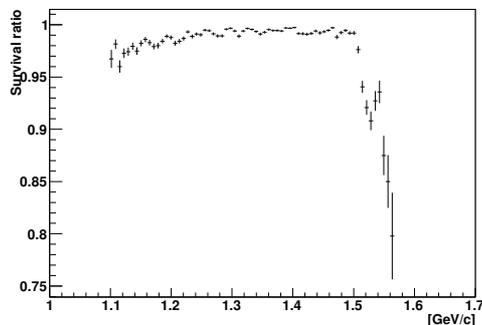


図 4.5: K^+ の残存率の運動量変化。

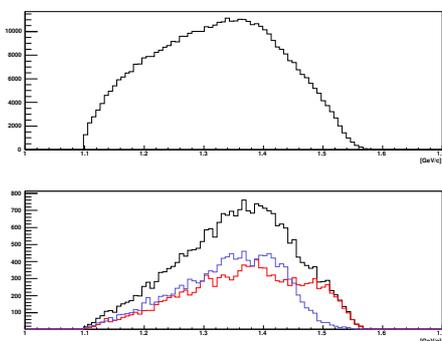


図 4.6: 水チェレンコフ検出器による K^+ のヒストグラムの変化。上図がすべての陽子を表し、下図で赤が $N(\text{WC1}) > X_1$ 、青が $N(\text{WC2}) > X_2$ 、黒が $[N(\text{WC1}) > X_1] \vee [N(\text{WC2}) > X_2]$ を満たす陽子のヒストグラムを表す。

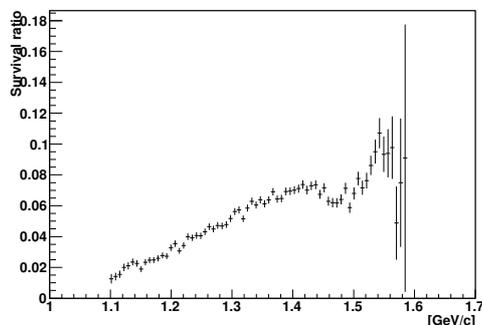


図 4.7: 陽子の残存率の運動量変化。

第5章 結論

J-PARC E05 実験では、 (K^-, K^+) 反応を用いて Ξ ハイパー核分光実験を行い、世界で初めて Ξ^- の原子核中への束縛状態をピークとして観測することを目指している。この実験ではバックグラウンドとして陽子や π^+ が K^+ の1000倍程度多く発生する。 π^+ に関しては既存のエアロジェルチェレンコフ検出器があるため、本研究ではバックグラウンドとなる運動量 $1.2 - 1.4 \text{ GeV}/c$ の運動量を持つ散乱陽子の抑制用検出器の開発を行った。

水チェレンコフ検出器の設計として、セグメント化し2層に並べて不感領域を減らすような方式にすることに決め、1セグメントの試作機を製作した。試作機を改良して検出光電子数を増やすことで、陽子除去効率を上げるように努めた。これは主に宇宙線を用いたテストで行い、透過窓や光電子増倍管を最適化した。特に透過窓の最適化によりおよそ2倍に光電子数が増加したことは大きな進歩であった。また、東北大学電子光理学研究センターで入射ビーム位置・角度依存性の評価を行った。その結果、光電子数の平均値からばらつきは約14%以内という結果を得た。これ以外にも光電子増倍管の個体差や光電子増倍管の装着の再現性による光電子数のばらつきも調べた。

これらの実験結果に基づき、Geant4を用いたモンテカルロシミュレーションにより K^+ を99%以上保ちつつ陽子除去効率が少なくとも92%達成できると見積もった。この値は、安全を考慮して見積もった陽子のレート $1000/\text{spill}$ に対して、要求されるトリガーレート $100/\text{spill}$ を達成するのに十分である。

本研究により Ξ ハイパー核分光実験において、十分な性能を有する水チェレンコフ検出器のシステム設計が完了した。

付 録 A 水チェレンコフ検出器の最終図面

水チェレンコフ検出器 1 セグメントの最終図面の一部（全体図のみ）を図 A.1 に示す。

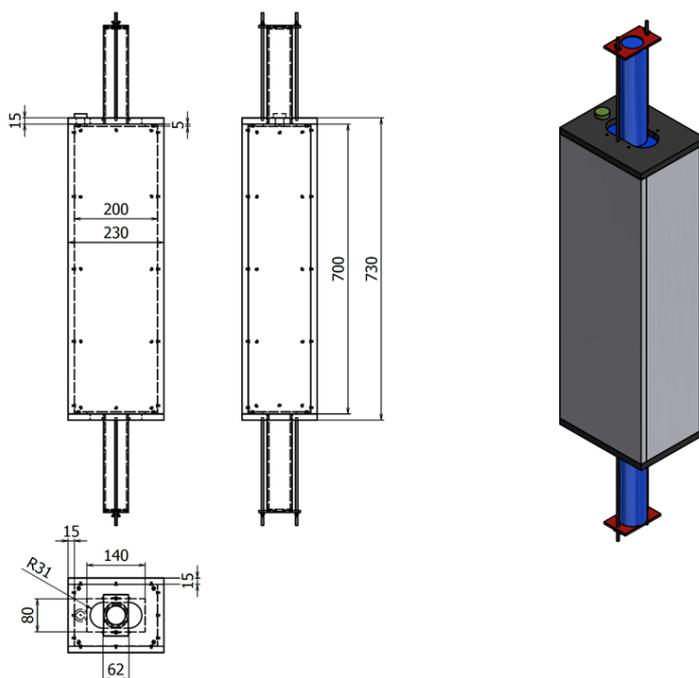


図 A.1: 水チェレンコフ検出器の最終図面。

PMTの端についている赤色のホルダーと棒によってPMTを支えている。さらに、S-2SスペクトロメータのD1電磁石からの漏れ磁場のPMTに対する影響を防ぐために、PMTの周りに鉄板または逆向きの磁場を発生させるコイルを用意する予定である。

付録B ELPH実験のデータ詳細

東北大学電子光物理学研究センター（ELPH）で行ったテスト実験の結果の数値データを表 B.1、表 B.2、表 B.3 にまとめる。ただし、表 B.1 は陽電子ビームに対して上流側、表 B.2 は下流側の水チェレンコフ検出器の測定結果である。表 B.3 は、表 B.2 の結果に対して、中心垂直入射つまり $(x, y, u, v) = (0, 0, 0, 0)$ の条件での上流側と下流側の水チェレンコフ検出器の合計光電子数の比 $105.4/128.6$ を掛けて上流側にスケールした光電子数値である。光電子数の欄は光電子数 \pm 統計誤差 \pm 系統誤差である。

表 B.1: 陽電子ビームに対して上流側の水チェレンコフ検出器の測定結果

x cm	y cm	u°	v°	上側光電子数	下側光電子数	合計光電子数
0	0	0	0	42.1 \pm 0.3 \pm 0.1	65.2 \pm 0.4 \pm 0.2	105.4 \pm 0.5 \pm 0.4
0	10	0	0	45.7 \pm 0.3 \pm 0.2	58.9 \pm 0.5 \pm 0.2	102.9 \pm 0.5 \pm 0.4
0	20	0	0	51.4 \pm 0.3 \pm 0.2	55.5 \pm 0.3 \pm 0.2	106.5 \pm 0.6 \pm 0.4
0	23	0	0	52.4 \pm 0.4 \pm 0.2	56.1 \pm 0.5 \pm 0.2	107.4 \pm 0.6 \pm 0.4
0	25	0	0	51.9 \pm 0.3 \pm 0.2	54.6 \pm 0.3 \pm 0.2	104.6 \pm 0.5 \pm 0.4
0	27	0	0	53.2 \pm 0.5 \pm 0.2	54.9 \pm 0.5 \pm 0.2	105.8 \pm 0.7 \pm 0.4
0	29	0	0	54.8 \pm 0.4 \pm 0.2	53.9 \pm 0.5 \pm 0.2	108.6 \pm 0.6 \pm 0.4
0	31	0	0	58.0 \pm 0.5 \pm 0.2	54.0 \pm 0.6 \pm 0.2	109.9 \pm 0.9 \pm 0.4
0	33	0	0	60.5 \pm 0.5 \pm 0.2	52.7 \pm 0.4 \pm 0.2	112.4 \pm 0.9 \pm 0.4
4	0	0	0	42.7 \pm 0.3 \pm 0.2	65.0 \pm 0.3 \pm 0.2	106.1 \pm 0.6 \pm 0.4
9	0	0	0	40.8 \pm 0.1 \pm 0.1	65.1 \pm 0.2 \pm 0.2	104.0 \pm 0.3 \pm 0.4
9	10	0	0	43.4 \pm 0.2 \pm 0.2	60.4 \pm 0.3 \pm 0.2	102.8 \pm 0.4 \pm 0.4
9	20	0	0	45.6 \pm 0.3 \pm 0.2	53.6 \pm 0.3 \pm 0.2	101.4 \pm 0.5 \pm 0.4
9	23	0	0	47.7 \pm 0.6 \pm 0.2	52.3 \pm 0.6 \pm 0.2	100.7 \pm 0.9 \pm 0.4
9	25	0	0	47.9 \pm 0.4 \pm 0.2	51.6 \pm 0.5 \pm 0.2	102.6 \pm 0.6 \pm 0.4
9	27	0	0	49.9 \pm 0.4 \pm 0.2	53.2 \pm 0.4 \pm 0.2	103.2 \pm 0.6 \pm 0.4
9	29	0	0	48.6 \pm 0.3 \pm 0.2	52.5 \pm 0.4 \pm 0.2	101.4 \pm 0.5 \pm 0.4
9	31	0	0	47.3 \pm 0.2 \pm 0.2	53.6 \pm 0.3 \pm 0.2	100.5 \pm 0.4 \pm 0.4
0	0	0	7.5	44.7 \pm 0.4 \pm 0.2	39.0 \pm 0.4 \pm 0.1	83.0 \pm 0.7 \pm 0.3
0	27	0	7.5	60.7 \pm 0.5 \pm 0.2	33.3 \pm 0.3 \pm 0.1	93.7 \pm 0.6 \pm 0.3
0	30	0	7.5	78.2 \pm 1.2 \pm 0.3	30.7 \pm 0.4 \pm 0.1	105.6 \pm 1.0 \pm 0.4
0	33	0	7.5	92.6 \pm 0.9 \pm 0.3	29.6 \pm 0.3 \pm 0.1	120.1 \pm 1.1 \pm 0.4

表 B.2: 陽電子ビームに対して下流側の水チェレンコフ検出器の測定結果

x cm	y cm	u°	v°	上側光電子数	下側光電子数	合計光電子数
0	0	0	0	$68.2 \pm 0.5 \pm 0.2$	$60.8 \pm 0.5 \pm 0.2$	$128.6 \pm 1.6 \pm 0.5$
4	27	0	0	$79.2 \pm 0.7 \pm 0.3$	$54.7 \pm 0.9 \pm 0.2$	$137.0 \pm 1.6 \pm 0.5$
4	30	0	0	$91.6 \pm 2.2 \pm 0.3$	$52.3 \pm 0.7 \pm 0.2$	$146.7 \pm 2.4 \pm 0.5$
4	33	0	0	$91.1 \pm 0.8 \pm 0.3$	$53.6 \pm 0.7 \pm 0.2$	$146.2 \pm 1.1 \pm 0.5$
7	0	0	0	$61.1 \pm 0.8 \pm 0.2$	$61.1 \pm 1.4 \pm 0.2$	$125.3 \pm 1.6 \pm 0.4$
0	0	7.5	0	$68.1 \pm 0.7 \pm 0.2$	$64.0 \pm 0.8 \pm 0.2$	$130.4 \pm 1.1 \pm 0.5$

表 B.3: 陽電子ビームに対して下流側の水チェレンコフ検出器の補正後の結果

x cm	y cm	u°	v°	上側光電子数	下側光電子数	合計光電子数
0	0	0	0	$55.9 \pm 0.4 \pm 0.2$	$49.8 \pm 0.4 \pm 0.2$	$105.4 \pm 1.3 \pm 0.4$
4	27	0	0	$64.9 \pm 0.6 \pm 0.2$	$44.8 \pm 0.7 \pm 0.2$	$112.3 \pm 1.3 \pm 0.4$
4	30	0	0	$75.1 \pm 1.8 \pm 0.3$	$42.9 \pm 0.5 \pm 0.2$	$120.2 \pm 2.0 \pm 0.4$
4	33	0	0	$74.7 \pm 0.7 \pm 0.3$	$44.0 \pm 0.5 \pm 0.2$	$119.8 \pm 0.9 \pm 0.4$
7	0	0	0	$50.1 \pm 0.6 \pm 0.2$	$50.0 \pm 1.1 \pm 0.2$	$102.7 \pm 1.3 \pm 0.4$
0	0	7.5	0	$55.8 \pm 0.6 \pm 0.2$	$52.5 \pm 0.7 \pm 0.2$	$106.9 \pm 0.9 \pm 0.4$

謝辞

修士論文の執筆に当たり、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。

永江知文教授は指導教官として、ストレンジネス核物理という非常に興味深い分野に導いて下さいました。また、本研究を進めるにあたって非常に多くのアドバイスを下さいました。成木恵准教授はELPHでのテスト実験に参加して下さい、現場でしか得られない貴重なアドバイスを与えて下さいました。後神利志さんには解析や設計という水チェレンコフ検出器開発の重要な部分でたいへんお世話になりました。京都での宇宙線テストの際に、セットアップを手伝っていただき、DAQの扱い方を教えていただきました。J-PARC K1.8グループの先輩である金築俊輔さん、江川弘行さんにはテスト実験の時に手伝って頂きました。先輩方のご協力がなければテスト実験を遂行することができませんでした。特に金築さんは水チェレンコフ検出器の開発を進める過程で、ストレンジネス核物理やプログラミング、測定機器の使い方や回路系のことなど研究活動に関してとても多くのことを教えて頂きました。天野宣昭さんは私が最初に水チェレンコフ検出器の実験を始めたころに、測定機器や回路系についてたくさんのアドバイスを下さいました。後輩の加藤司真君は研究室のことでお世話になりました。修士論文の執筆に関しては、後神さん、金築さんに本文の構成の検討や図の作成の際にたいへんお世話になりました。その方々に加え、永江教授には幾度も添削して頂きました。

ELPHで実験を行った際は、いろいろな人に出会い、お世話になりました。京都大学のメンバー以外では主に東北大学の鶴養美冬助教、山本剛土さん、佐々木侑輝さん、大阪大学の中川真菜美さんらと実験をしました。鶴養助教、山本さんは準備や片づけの際に手伝って頂きました。その方々に加え、佐々木さん、中川さんは実験経験のほとんどない私を引っ張って下さり、そのおかげでうまく実験をやり遂げることができました。ELPHの石川貴嗣助教は実験中、実験がうまくいくか気にかけて下さいました。

京都での研究生活においては、川畑貴裕准教授、村上哲也講師、藤岡宏之助教、新山雅之助教にも発表の度に助言を頂きました。同期の石井佑季君、金子雅紀君、村田求基君、山上大貴君とは日頃から研究の相談をしたり、研究室の行事を行ったりと多くのことを一緒にし、良い刺激を得ることができました。他にも研究室の方々には、お世話になることが多々ありました。

私の研究に関わった全ての人に感謝したいと思います。最後になりますが、これまで研究生活を支えてくれた家族、友人に感謝しています。

関連図書

- [1] M. Danysz, *et al.*, Nucl. Phys. 49, 121 (1963)
- [2] S. Aoki, *et al.*, Prog. Theor. Phys. 85, 1287 (1991)
- [3] H. Takahashi, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87, 132504, (2001)
- [4] T. Nagae, *et al.*, J-PARC E05 proposal (2006)
http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_0606/pdf/p05-Nagae.pdf
- [5] C.B. Dover and A. Gal, Ann. Phys. **146** (1983) 309.
- [6] T. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. C **58** (1998) 1306.
- [7] P. Khaustov *et al.*, Phys. Rev. C **61** (2000) 054603.
- [8] T. Motoba and S. Sugimoto, Nucl. Phys. A **835** (2010) 223.
- [9] M. M. Nagels, *et al.*, Phys. Rev. D 15, 2547 (1977); 20, 1633 (1979)
- [10] K. Tominaga, *et al.*, Nucl. Phys. A 642, (1998) 483
- [11] Th. A. Rijken and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C 73, 044008 (2006)
- [12] Th. A. Rijken and Y. Yamamoto, private communications (2009)
- [13] <http://j-parc.jp/ja/jparc.html>
- [14] S. Kanatsuki, Proceedings of the J-PARC Symposium 2014 (to be published)
- [15] 金築俊輔、マルチ・ストレンジネス多体系の分光実験に用いる S-2S スペクトロメータの設計、修士論文、京都大学 (2013)
- [16] <http://geant4.cern.ch/>
- [17] Y. Nara *et al.*, Phys. Rev. C **61** (2000) 024901.
- [18] K. Yamamoto, Search for the H-Dibaryon via the (K^- , K^+) Reaction on ^{12}C , 博士論文、京都大学
- [19] T. Iijima, *et al.*, Nucl. Phys. A546, 588 (1992).
- [20] 天野宣昭、(K^- , K^+) 反応のための陽子抑制用水チェレンコフ検出器の開発、修士論文、京都大学 (2014)

- [21] 岡安雄一、 $(e, e'K^+)$ 反応による Λ ハイパー核分光実験に向けた次世代型スペクトロメータの研究、修士論文、東北大学 (2002)
- [22] 河合正晴、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いた次世代ラムダハイパー核分光実験のための K 中間子検出器の開発、修士論文、東北大学 (2008)
- [23] 谷屋直隆、連続電子線を用いたハイパー核分光実験 (JLab E05-115) 用チェレンコフ検出器の研究、修士論文、東北大学 (2010)
- [24] 千葉惇、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いた Λ ハイパー核分光実験用チェレンコフ検出器群の性能評価、修士論文、東北大学 (2011)
- [25] <http://www.tyvek.co.jp>
- [26] <http://www.lns.tohoku.ac.jp/fy2011/lns/layout.htm>
- [27] T. Ishikawa *et al.*, Nucl. Instr. and Meth A 694 (2012) 348-360
- [28] T. Ishikawa *et al.*, Nucl. Instr. and Meth A 622 (2010) 1-10
- [29] http://www.mrc.co.jp/acrylite/lineup/lineup_detail_03.html
- [30] E.H. Bellamy *et al.*, Nucl. Instr. and Meth A 339 (1994) 468-476
- [31] http://www.clarex.co.jp/products/clarex/uv_series.html
- [32] <http://www.paraglas.jp/case/f.html>
- [33] A. Bezaguet *et al.*, Nucl. Instr. and Meth A 158 (1979) 303-306
- [34] http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/High_energy_PMT_TPMO0007E.pdf
- [35] <http://www.hamamatsu.com/jp/ja/technology/innovation/photocathode/index.html>