

修士論文

J-PARC K1.8 ビームラインに用いる
粒子識別検出器の開発と性能評価



京都大学大学院理学研究科
原子核・ハドロン物理学研究室

足立 智

平成 22 年 3 月 18 日

概要

現在、J-PARC ハドロン実験施設では Ξ ハイパー核分光実験 (E05 実験) や、ペンタクォーク Θ^+ の高精度探索実験 (E19 実験) など多くの実験が計画されている。これらの実験は K1.8 ビームラインで実施予定である。K1.8 ビームラインは E05 実験に向けて設計しており、これまでの KEK-PS や BNL-AGS よりも大強度・高純度の K 中間子ビームの利用を可能とする。E05 実験では、高純度の K^- ビームを用いた (K^-, K^+) 反応により Ξ -ハイパー核の質量を 3MeV 以下という高いエネルギー分解能で測定する。これにより Ξ ハイパー核の状態や、 Ξ の核内での強い相互作用 ($\Xi N \rightarrow NN$) による転換幅の情報について研究を行う。E19 実験は (π^-, K^-) 反応を用いたペンタクォーク Θ^+ の探索実験である。 Θ^+ はまだその存否が確立しているわけではないが、E19 実験では π ビームと高分解能 SKS スペクトロメータを用いて高精度な実験を行う。もし Θ^+ の存在が確認されれば、その生成断面積が重要な測定量となる。これらの実験の要求を満たすように K1.8 ビームラインは設計され、粒子識別に必要な検出器を開発・製作して、2009 年 10 月よりビーム調整を開始した。

本論文の主題は、この K1.8 ビームライン上に設置した粒子識別用検出器の開発と性能評価である。検出器群の最上流部に設置する、電子(陽電子)と荷電 π 中間子との弁別用閾値型ガスチェレンコフ検出器、オフラインでの飛行時間差測定法による粒子識別・データ取得のトリガーに用いるシンチレーションホドスコープ、主にビームラインの調整に使用した K 中間子と陽子との弁別用閾値型エアロジェルチェレンコフ検出器を製作し、ビームライン上に設置した。

ガスチェレンコフ検出器(以下 BGC)はビーム中の電子(陽電子)をトリガー段階で識別する検出器であり、 π 中間子ビームを用いる実験で断面積を求める際に重要となる検出器である。ビームラインはできる限り短いことが望ましく、BGC に利用することのできる領域の奥行きは約 30cm と短い。また BGC の設置位置ではビームが広がっており、広い面積に対して一定以上の検出効率が要求される。これらのことを念頭に設計した BGC は東北大学原子核理学研究施設(当時)にて性能試験を行い、検出効率の位置依存性・角度依存性・ガス圧力依存性を調べた。

2 台 1 組のシンチレーションホドスコープ検出器(以下 BH1, BH2)は QQDQQ のビーム運動量分析部分の前後に設置され、粒子の飛行時間の違いからオフラインで粒子識別を行うことができる。特に、運動量約 2GeV/c の π 中間子と K 中間子の識別が約 3σ 以上で可能であることが望まれる。また本実験において測定の時間基準となる検出器であるため、測定系内で時間分解能が良いことが求められる。

エアロジェルチェレンコフ検出器(以下 BAC(p))は、本ビームラインの立ち上げ時にビーム粒子の構成の確認やビームラインの電磁石パラメータ決定のための測定に用いた。

我々はこれらの検出器を J-PARC ハドロン実験施設 K1.8 ビームラインに設置し、実際にビームでその性能を確認した。BGC については入射位置依存性・角度依存性ともに電子に対する検出効率、 π に対する誤認検出効率を測定した。BH1, BH2 についてはその飛行時間差測定の時間分解能を測定した。また、これらの検出器を用いて K1.8 ビームラインでの粒子の構成割合についても導出した。

目次

第1章	序論	1
1.1	J-PARC とハドロン実験施設	1
1.2	K1.8 ビームラインでのストレンジネス核物理	2
1.2.1	E05 実験： Ξ ハイパー核分光実験	2
1.2.2	E19 実験：ペンタクォーク Θ^+ の高分解能探索実験	3
1.3	ミッシングマス分解能	4
第2章	K1.8 ビームラインとビームアナライザ	6
2.1	中間像スリット (IF slit)	8
2.2	静電セパレータ	8
2.3	ビームスペクトロメータ	9
2.4	ビームラインの検出器	10
第3章	検出器の設計及び製作	14
3.1	ビームホドスコープ (BH1, BH2)	14
3.1.1	要求・設計	14
3.2	ガスチェレンコフ検出器 (BGC)	17
3.2.1	要求	17
3.2.2	チェレンコフ検出器の検出原理	19
3.2.3	設計	20
3.3	陽子棄却用エアロゲルチェレンコフ検出器 (BAC(p))	28
3.3.1	要求・設計	28
第4章	検出器の性能評価	30
4.1	ビームホドスコープ (BH1, BH2)	30
4.1.1	性能評価	30
4.2	ガスチェレンコフ検出器 (BGC)	36
4.2.1	テスト実験と K1.8 ビームラインでのビーム	36
4.2.2	性能評価	38
4.3	陽子棄却用エアロゲルチェレンコフ検出器 (BAC(p))	52
4.3.1	結果・考察	52
4.4	K1.8 ビームラインでの粒子収量比	54
4.4.1	ビームラインの各種パラメータの影響	54
4.4.2	ビームに含まれる粒子の構成割合	54
4.4.3	結果・考察	56
第5章	結論	58

付録A	BH2の仕様	59
A.1	光電子増倍管	59
A.2	プラスチックシンチレータ	59
付録B	BGCの仕様と解析	60
B.1	光電子増倍管の分解能を考慮したポアソン分布	60
B.2	反射鏡	61
付録C	BAC(p)に使用したエアロゲル	62
C.1	エアロゲル	62

目次

1.1	J-PARC 全景	1
1.2	ハドロンホール全体図	2
1.3	$^{12}\text{C}(\text{K}^-, \text{K}^+)^{12}\text{Be}$ 反応に対して計算したスペクトル	3
1.4	Ξ ハイペロンの生成断面積	4
2.1	ハドロン実験施設の全体配置図	6
2.2	K1.8 ビームラインの光学	7
2.3	実験標的位置でのビームの広がり	8
2.4	第二段静電セパレータ	9
2.5	ビームスペクトロメータ	10
2.6	ビームラインの検出器の設置位置	11
2.7	BGC, BH2 の本体図	12
2.8	BAC 及び BAC(p)	12
2.9	粒子の運動量と速度 (v/c)	13
3.1	BH2: 予想される時間分解能と pi-K 分離の関係	15
3.2	BH2: シンチレータのセグメントの設計	16
3.3	BGC: K6 BGC	18
3.4	BGC: チェレンコフ放射	19
3.5	BGC: BGC チェレンコフ光検出概観図	21
3.6	BGC: 光電子増倍管に使用される入射窓の紫外領域光透過率	22
3.7	BGC: 一般的な鏡に用いられるガラスの透過率	23
3.8	BGC: iso-C ₄ H ₁₀ , C ₄ H ₁₀ の透過率波長依存性	24
3.9	BGC: 反射鏡	26
3.10	BGC: J-PARC での BGC の調整、及び組み上げ	27
3.11	BAC(p): 概略図	29
4.1	BH2: 時間分解能 (0.75GeV/c)	32
4.2	BH2: 時間分解能 (1.05GeV/c)	33
4.3	BH2: 時間分解能 (1.8GeV/c)	34
4.4	BH2: 波高補正前の TOF	35
4.5	BH2: 波高補正後の TOF	35
4.6	BGC: GeV - γ 実験棟	36
4.7	BGC: 検出器の配置	37
4.8	BGC: 位置依存性、角度依存性測定の際の座標系定義	38
4.9	BGC: 実際のビームラインへの設置	39
4.10	BGC: Ar 充填時 ADC ヒストグラムとの比較	40

4.11 BGC: ADCの圧力変化	41
4.12 BGC: 圧力依存性	42
4.13 BGC: x方向の検出効率位置依存性	43
4.14 BGC: x方向の検出効率位置依存性	44
4.15 BGC: y方向の検出効率位置依存性	45
4.16 BGC: y方向の検出効率位置依存性	45
4.17 BGC: 斜め入射の場合の平均光電子数	46
4.18 BGC: 運動量 $0.75\text{GeV}/c$ の π^+ 中間子にたいする ADC スペクトル	47
4.19 BGC: ビーム運動量 $0.75\text{GeV}/c$ の時の TOF(全ての足しあわせ)	48
4.20 BGC: ビーム運動量 $0.75\text{GeV}/c$ の時の TOF(中心を通過)	48
4.21 BGC: ビーム運動量 $0.75\text{GeV}/c$ の時の BGC の ADC(全ての足しあわせ)	49
4.22 BGC: ビーム運動量 $0.75\text{GeV}/c$ の時の BGC の ADC(中心を通過)	50
4.23 BGC: 検出器修正前後での変化	51
4.24 BAC(p): $1.8\text{GeV}/c$ の時の TOF との相関	52
4.25 PID: ビームラインのスリットに対する e/π 比の依存性	54
4.26 PID: 静電セパレータと粒子の内訳	56
A.1 BH1,2 に用いている光電子増倍管	59
B.1 BGC: 反射鏡の反射率	61

表目次

3.1	BH2: BH2-BH1 間の粒子の違いによる飛行時間差	15
3.2	BGC: π 中間子の運動量とチェレンコフ放射の閾値となる屈折率	18
3.3	BGC: チェレンコフ検出器によく用いられるガス	25
3.4	BGC: 仕様諸元	25
3.5	BAC(p): K 中間子と陽子の運動量とチェレンコフ放射の閾値となる屈折率	28
4.1	BH2: 磁場耐性	31
4.2	BAC(p): 1.8GeV/c の各粒子に対する検出効率	52
4.3	PID: スリットの開度の定義	55
4.4	PID: 静電セパレータと粒子の内訳	55
4.5	PID: トリガーの種類と粒子の内訳	57
A.1	BH2 に用いたプラスチックシンチレータ	59
C.1	BAC, BAC(p) に用いたエアロゲル	62

第1章 序論

1.1 J-PARC とハドロン実験施設

大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) 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) が、協同して建設した共同利用実験施設である。2008 年度には第一期の建設がほぼ終了し、2009 年度からはユーザー利用のためのビーム調整が本格化している。

J-PARC の加速器は、リニアック・3GeV シンクロトロン・50GeV シンクロトロンで構成される。リニアックでは、イオン源で発生させた負水素イオンを 400 MeV まで加速し、3GeV シンクロトロン (RCS) へと入射する。RCS への入射部ではリニアックからの負水素イオンビームを荷電変換用炭素薄膜を用いて陽子ビームに変換する。RCS では 3 GeV まで加速した後、次の 50GeV シンクロトロン (MR) へと入射され、50 GeV まで加速される。MR では 50 GeV, 15 μ A (0.75MW) もの大強度の陽子ビームを利用できるようになる予定である。

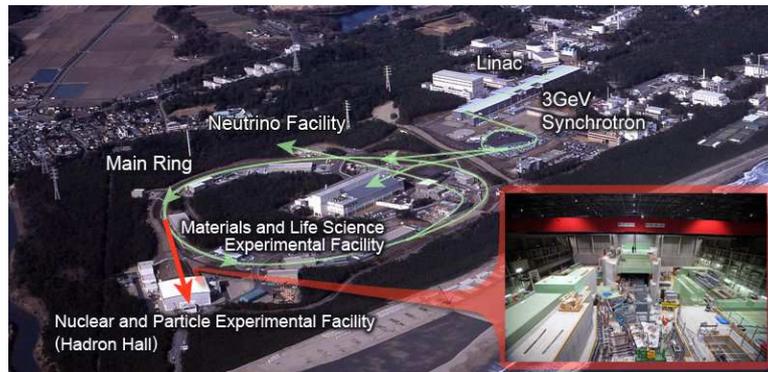


図 1.1: J-PARC 全景

J-PARC では現在、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 つの実験施設が稼働している。

物質・生命科学実験施設では、3 GeV 陽子ビームを利用したパルス状中性子源、ミュオン源がある。ハドロン実験施設、ニュートリノ実験施設では、50 GeV の陽子ビームを用いて様々な原子核・素粒子実験が行われる。

図 1.2 にハドロン実験施設の全体図を示す。現在は、50 GeV シンクロトロンからの陽子ビームは T1 標的と呼ばれる唯一の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る形となっている。

本論文は、この J-PARC ハドロン実験施設にある K1.8 ビームラインに設置した、粒子識別用検出器の開発と性能評価について述べる。また、これら粒子識別用検出器を用いて実際に K1.8 で実

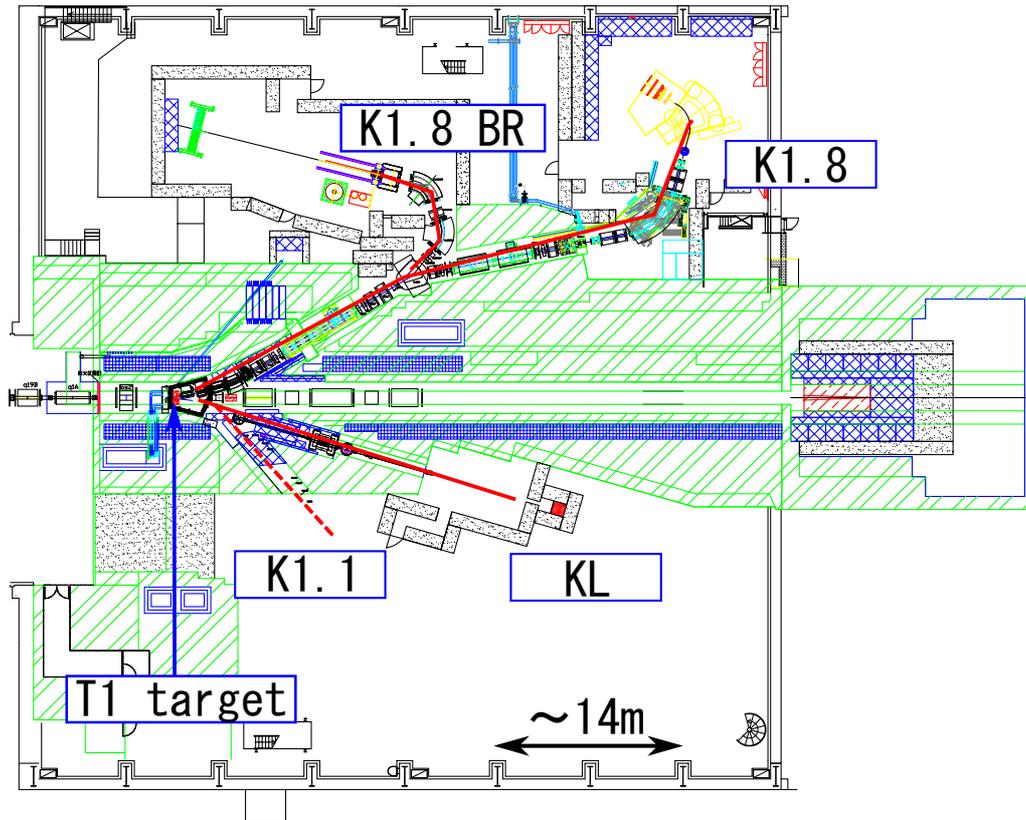


図 1.2: ハドロンホール全体図。図中左側から陽子ビームが T1 標的に照射される。

測したビーム粒子の種類構成比について報告する。さらにこれらの検出器をデータ取得のためのトリガーに用いた場合のトリガー性能についても考察する。

1.2 K1.8 ビームラインでのストレンジネス核物理

本節では、K1.8 ビームラインの設計思想の根本である E05 実験と、今回開発したガステレンコフ検出器を使用する E19 実験について述べる。これらの実験は K1.8 ビームラインで行う予定である。

1.2.1 E05 実験： Ξ ハイパー核分光実験

Ξ ハイパー核分光実験 (E05 実験) は、 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いて、原子核中に Ξ^- ハイペロンを含む ^{12}Be の分光学的情報を得ることを目指した実験である [1]。

核力をハイペロンを含むバリオン間の相互作用に拡張し、これを統一的に理解することはバリオンの多体系を研究するストレンジネス核物理の最も基本的な課題である。その中で、ストレンジネス-1 ($S = -1$) の系である Λ ハイペロンを原子核中に含む Λ ハイパー核についてはこれまでに KEK-PS や BNL-AGS で数多くの実験が行われており、かなり理解が進んできた。

しかし、 $S = -2$ の系についてはまだほとんど理解が進んでいない。 Ξ ハイパー核が存在する確たる証拠を示した実験はまだない。過去に KEK-PS や BNL-AGS で (K^-, K^+) 反応を用いた $S = -2$

の系の探索実験が行われたが、統計量の不足と実験の分解能の不足のため、 Ξ ハイパー核の候補となる事象は確認されたものの束縛状態の存在を直接確認できなかったわけではない。

E05 実験では、J-PARC ではじめて利用可能となる大強度の K^- ビームによる高統計精度と SKS を元に建設する SKS+スペクトロメータを用いた高エネルギー分解能 ~ 3 MeV (FWHM) を達成することにより、 Ξ ハイパー核の生成を確認することを目的とする。また、 Ξ の束縛状態のピークの位置から ΞN 相互作用の強さを、ピークの幅から Ξ の核内での強い相互作用 ($\Xi N \rightarrow \Lambda \Lambda$) による転換幅に関する情報を得ることを目指す。

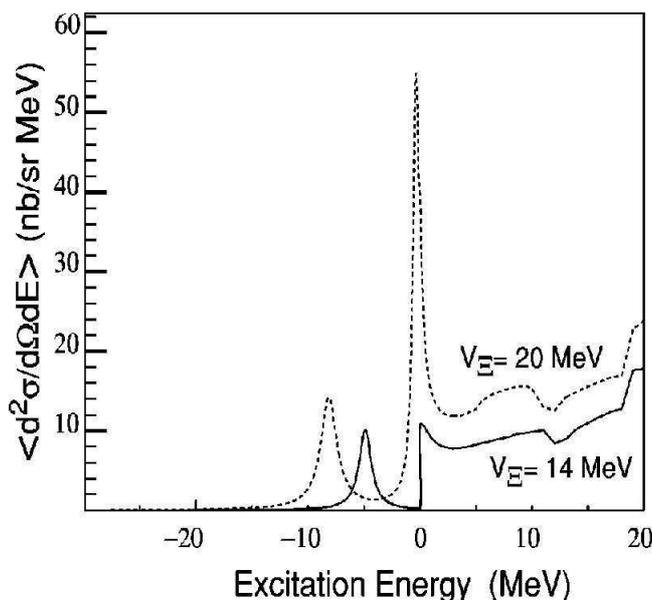


図 1.3: Ξ の一体ポテンシャルの深さを-14MeVの場合と-20MeVの場合について $^{12}\text{C}(K^-, K^+)^{12}\text{Be}$ 反応に対して計算したスペクトル [2]。断面積はK中間子の散乱角が 0° から 14° までの平均値をとってある。実験の分解能は考慮していない。

この E05 実験は、J-PARC ハドロン実験施設で行われる実験の中で最優先度を持った Day-1 実験として採択されている。ハドロン実験施設の二次ビームラインの設計は、「Day-1 実験の実施を保証し、かつできるだけ多数の Phase-1 実験に可能性を残す」という方針で KEK のハドロンビームラインサブグループにより進められた [3]。その中で、K1.8 ビームラインはこの E05 実験を行うために設計された。

図 1.4 から分かるように、 Ξ ハイペロンの生成断面積は入射 K^- の運動量がおよそ $1.8 \text{ GeV}/c$ のところで最大となる [4]。そのため、K1.8 ビームラインの最大運動量は約 $2.0 \text{ GeV}/c$ と設定された。また、K1.8 ビームラインの最終段には入射ビームの運動量を測定するためにビームスペクトロメータを配している。K1.8 ビームラインのハドロン実験施設内での位置は図 1.2 に示した通りである。

1.2.2 E19 実験：ペンタクォーク Θ^+ の高分解能探索実験

ペンタクォーク Θ^+ の高分解能探索実験 (E19 実験) は、 $p(\pi^-, K^-)$ 反応を用いてストレンジネス $S = +1$ を持つ Θ^+ バリオンの共鳴を、高精度、高統計で探索する実験である [5]。

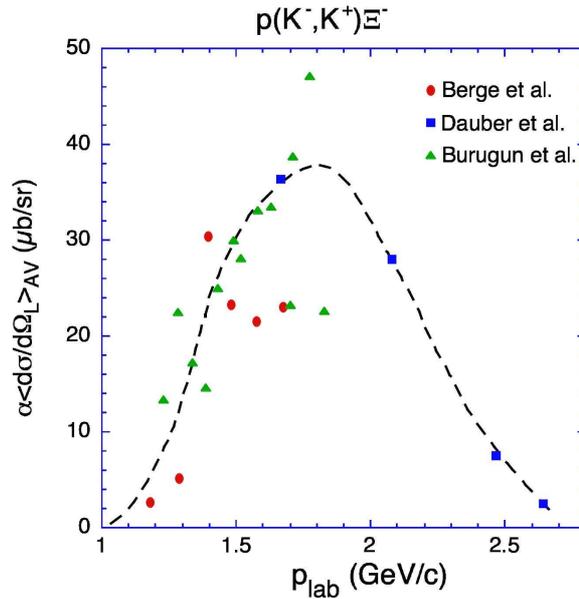


図 1.4: Θ^+ ハイペロンの生成断面積の入射 K^- 中間子の運動量に対する依存性 [4]。

1997年にD.Diakonov、V.Petrov、M.Polyakovらによりクォーク5個 $uudd\bar{s}$ で表される Θ^+ の存在が予想された [6]。この結果に刺激され、Spring-8のLEPSで行われた実験の結果から2003年に中野らがストレンジネス $S = +1$ である狭いバリオン共鳴が存在する証拠を報告した [7]。これは予想されていた Θ^+ の質量と一致しているものであった。その後、複数の実験グループから Θ^+ の発見の報告が相次いだが、 Θ^+ が観測されなかったという報告も数多くなされている。一方、2009年に再び中野らにより統計精度を上げて Θ^+ の存在が報告されている [8]。そのため、 Θ^+ の存否はいまだ確立したものではない。

クォーク(反クォーク)が4個以上の状態はQCDで禁止されていないが、これまで確認されていなかった。もし Θ^+ の存在が確かめられれば、QCD理論のテストの場としてのマルチクォーク系に新たな展望が開けてくる。

上記のように、 Θ^+ の存否の確認は重要であり、存在が確認されれば Θ^+ の崩壊幅、スピン、パリティについての情報がその性質を理解するために重要である。そのため、生成断面積に対する実験の感度が高く、分解能の良い実験が必要である。

本実験は、ハドロン反応を用いて Θ^+ を探索する数少ない実験のひとつであり、後述するK1.8ビームラインとSKSスペクトロメータにより、非常に高いミッシングマス分解能を実現できるという特徴がある。

また、この実験は π ビームを利用するためK1.8ビームラインで行われる最初の実験となる予定である。

1.3 ミッシングマス分解能

K1.8ビームラインで行われるE05実験、E19実験などの分光実験では、興味のある粒子の質量はミッシングマスとして測定されるため、エネルギー分解能が重要な実験の要求事項である。

ミッシングマスは次のように表される。

$$\begin{aligned}
M^2 &= (E_B + m_T - E_S)^2 - (\vec{p}_B - \vec{p}_S)^2 \\
&= m_B^2 + m_S^2 + m_T^2 + 2(m_T E_B - m_T E_S - E_B E_S + p_B p_S \cos \theta)
\end{aligned} \tag{1.1}$$

ここで θ は散乱角であり、 m, E, \vec{p}, p はそれぞれ粒子の質量、エネルギー、三元運動量、運動量の大きさである。下つき添字の B, S, T はそれぞれビーム粒子、散乱粒子、標的粒子を表す。この式を微分することによりミッシングマス分解能 ΔM は次のようになる。

$$\Delta M = \left(\frac{\partial M}{\partial p_B} \right)^2 \Delta p_B^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial p_S} \right)^2 \Delta p_S^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial \theta} \right)^2 \Delta \theta^2 + \Delta E_{\text{strag}}^2 \tag{1.2}$$

$$\frac{\partial M}{\partial p_B} = \frac{1}{M} [\beta_B (m_T - E_S) + p_S \cos \theta] \tag{1.3}$$

$$\frac{\partial M}{\partial p_S} = -\frac{1}{M} [\beta_S (m_T + E_B) - p_B \cos \theta] \tag{1.4}$$

$$\frac{\partial M}{\partial \theta} = -\frac{1}{M} p_B p_S \sin \theta \tag{1.5}$$

式 (1.2) から分かるように、ミッシングマス分解能には直接入射ビームの運動量分解能が影響してくる。

第2章 K1.8ビームラインとビームアナライザ

第1章で説明した実験を行うために、J-PARCのハドロン実験施設にK1.8ビームラインが建設された。K1.8ビームラインは、特に1.2.1で説明した Ξ ハイパー核分光実験に合わせて設計されている。

第一期のJ-PARCの50 GeVシンクロトロンからは最大強度30 GeV-9 μ Aの一次陽子ビームを利用することができる。この一次ビームを用いることでK1.8ビームラインでは1スピルあたり約 10^6 個にも到達する大強度のK中間子ビームが期待される。K1.8ビームラインで初めて可能になるこの大強度のK中間子ビームによって、ストレンジネス $S = -2$ のハイパー核に関する実験が無理の無い実験期間で行うことができる。

E05実験では、ミッシングマスの分解能として3MeV(FWHM)という値を実現するために入射ビームの運動量を高精度で測定する必要があり、そのためにビームラインの最終段のビームスペクトロメータ部には飛跡検出器が設置される。しかし、1スピルあたり約 10^6 個ものK中間子を標的まで導いた場合には、ビームスペクトロメータ上流では荷電粒子の計数率が 10^7 にも到達することが予想されている。この荷電粒子の計数率ではビームライン中に設置される飛跡検出器の単体での計数率が検出器としての限界に近づいてしまう。そのために大強度K中間子ビームを用いる場合には、ビーム中のK中間子と実験には必要としない π 中間子との比(K/ π 比)を1よりもできるだけ大きくする必要がある。また、K中間子は安定でないため、飛行中に崩壊してしまうのでビームラインの全長はできるだけ短い方が望ましい。

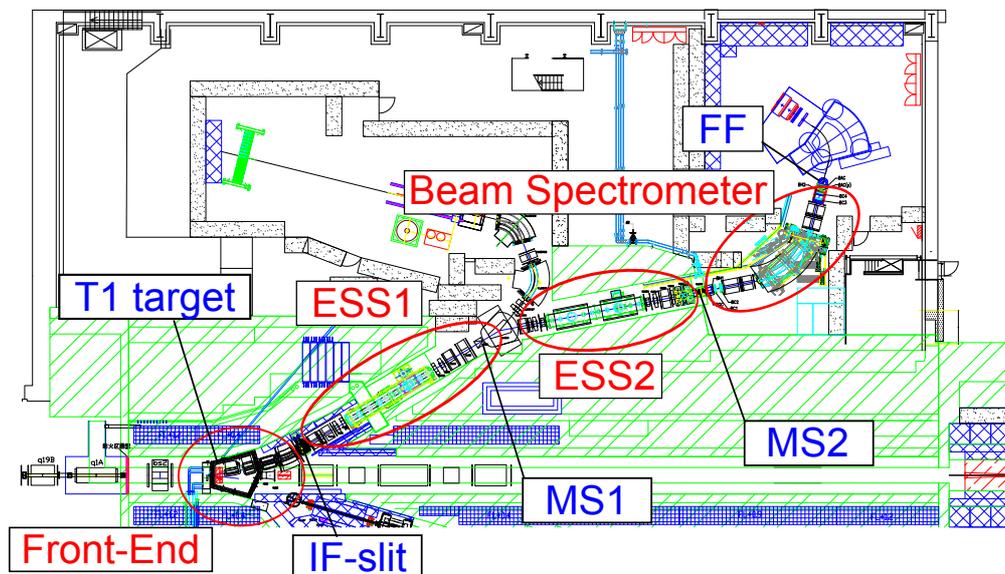


図 2.1: ハドロン実験施設の全体配置図。K1.8ビームラインは、一次標的の設置してあるフロントエンド部、第一段静電セパレータ、第二段静電セパレータを有する粒子弁別部、ビーム運動量を測定するビームスペクトロメータ部からなる。

これらのことを考慮して設計された K1.8 ビームラインの全体の配置図を図 2.1 に示す。K1.8 ビームラインは上流から、一次標的のあるフロントエンド部、後述する質量弁別装置 (静電セパレータ) を有する第一、第二粒子弁別部、ビームの運動量を精密に測定することのできるビームスペクトロメータ部からなる。

K1.8 ビームラインの光学を図 2.2 に示す。始めにビームラインの各部分の役割を述べる。

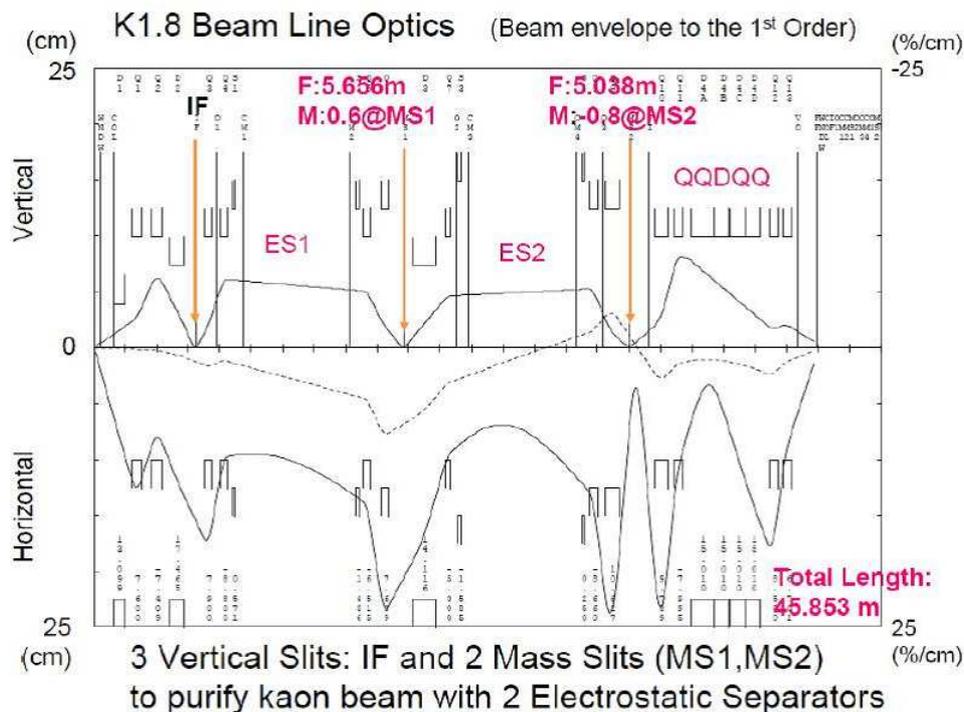


図 2.2: K1.8 ビームラインの光学。図左端が一次標的、図右側に進ほどビーム下流に対応する。図上半分が垂直方向のビームの広がりを、図下半分がビームの水平方向の広がりを表している。

一次標的に照射された 50 GeV シンクロトロンからの陽子ビームにより生成した二次粒子は、フロントエンド部にある偏向電磁石及び集束電磁石によってビームから見て左側に取り出され、さらにもう一台の偏向電磁石によって偏向させたのち中間像スリット (IF slit) を通過する。

次にビームが通過する第一粒子弁別部では、第一段静電セパレータとその前後に設置されている偏向電磁石、及び第一質量スリットにより、粒子の弁別を行う。ここでは水平方向に運動量分散が大きくなるようなビーム光学となっており、横方向のスリット (運動量スリット) により運動量アクセプタンスを決定できるようになっている。第一粒子弁別部通過後には偏向電磁石が設置しており、K1.8 ビームラインと K1.8BR ビームラインにビームを振り分けることができる。

さらに第二粒子弁別部が第一粒子弁別部に続く。第二段静電セパレータを用いて粒子弁別を行う。

最終段のビームスペクトロメータ部では偏向電磁石と飛跡検出器によりビーム粒子の運動量を測定し、実験標的の置かれる地点にビームを集束させる。ビーム運動量 1.8GeV/c で K 中間子を選びとった時の実験標的の設置位置でのビームの広がりを図 2.3 に示す。実験標的の設置位置でのビームの広がりがたの特徴は、垂直方向には 0.3cm(RMS) 程度までとかなりよく集束しているのに対して水平方向にはおよそ 2cm(RMS) 程度まで広がっている、扁平な形状をしていることである。

以下に K1.8 ビームラインの主要な構成要素について述べる。

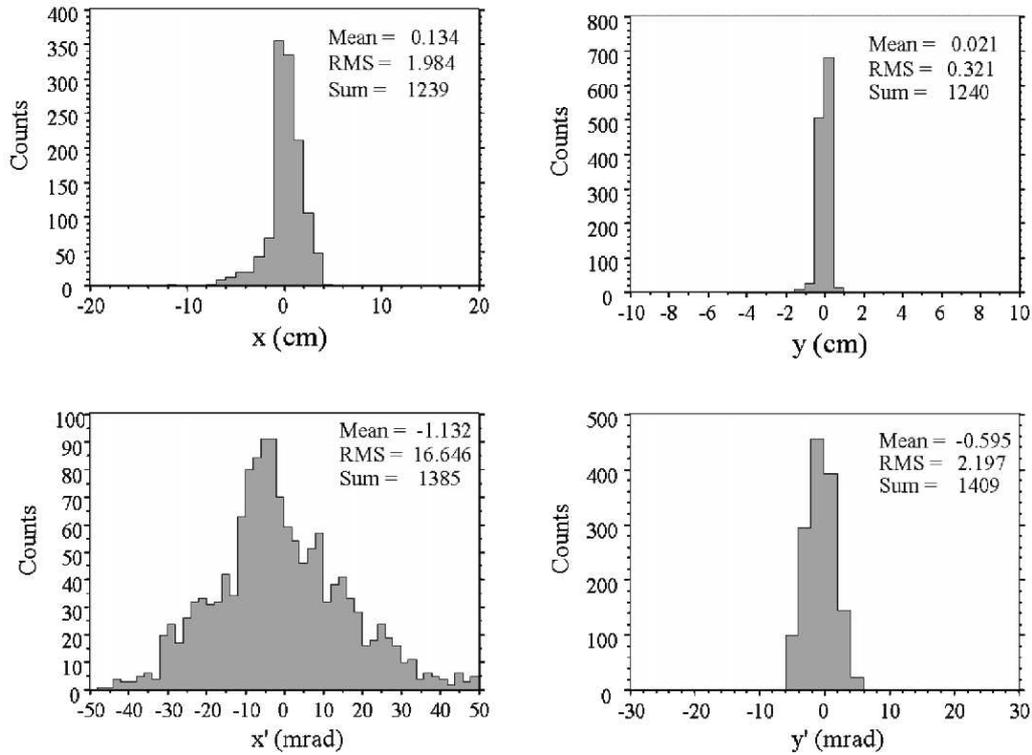


図 2.3: 実験標的位置でのビームの広がり。図中 x 方向の定義はビーム進行方向から見て左右方向で、y 方向の定義は垂直方向である。

2.1 中間像スリット (IF slit)

中間像スリット (IF slit) は、一次標的 (T1 target) を含む K1.8 ビームラインのフロントエンド部下流端に設置される、二次ビームを垂直方向に集束させる地点に設置されるスリットである (図 2.1)。IF スリットの設置目的はビーム中の K 中間子と π 中間子との比を上昇させることである。

K 中間子を π 中間子と分離するのは、生成標的でのビームサイズに非常に影響を受け易い。K_s⁰ 中間子の崩壊起因の π^{\pm} 中間子や、一次標的周辺で生成されたり散乱された π 中間子は “cloud π ” と呼ばれており、生成標的上での π 中間子のビームサイズを広げる原因となっている。IF スリットは鉛直方向に生成標的でのビームの像を絞り再定義するスリットであり、ここで “cloud π ” を排除することにより後段の静電セパレータによる質量弁別の効果を大きくし、K 中間子と π 中間子の分離を向上させる助けとなる。

2.2 静電セパレータ

静電セパレータ (ESS) は、一次ビームライン上の生成標的から発生する様々な二次粒子の中から、目的とする 2 GeV/c までの荷電粒子の質量を識別するために、必須の二次ビームラインの装置である [9]。静電セパレータにはその下流に質量スリット (MS) が、前後に専用の偏向電磁石 (CM) を組み合わせて設置される。K1.8 ビームラインにはこの静電セパレータを有する粒子弁別区間が二箇所設けられている (図 2.1)。

静電セパレータは間隔 10cm、幅およそ 30cm の平行な電極を一台当たり合計長さ 6m 有している。この電極に最大定格 $\pm 400\text{kV}$ の電圧を印加することで、ビーム中の粒子に対して鉛直方向に静電場を印加することができる。この静電場による垂直方向の力を補償するために前後に垂直方向に曲げる双極型磁石があり、選別したい速度に対応する粒子ビームは静電セパレータの中を平行に通過し、鉛直方向に質量スリットの地点で集束させられる。異なる速度 (質量) を持った粒子ビームは鉛直方向に異なる位置に像をつくる。質量スリットはこの地点でのビームを選別するスリットである。

K1.8 ビームラインにてビームラインの全体長を長くしてまでこの静電セパレータを有する粒子弁別区間を二箇所設けた理由は、一段では $K^-/\pi^- < 1$ にしかならず、 $K^-/\pi^- > 1$ のためには二段の静電セパレータが必要であるということが KEK-PS の K4 ビームライン [10] や BNL-AGS の D6 ビームライン [11] で既に示されていたためである。



図 2.4: 第二段静電セパレータ。写真手前がビーム上流側であり、そこから黄色の収束電磁石 Q7、八極極電磁石 O2、六極極電磁石 S3、緑色の静電セパレータ用偏向電磁石 CM3 とあり、その奥に見えている銀色の装置が静電セパレータである。

2.3 ビームスペクトロメータ

1.3 で説明したように、ミッシングマスにおいて高エネルギー分解能を達成するにはビーム粒子の運動量分解能が直接影響してくるため、ビームの運動量を高精度で測定する必要がある。高い運動量分解能を達成するために、K1.8 ビームラインの最終区間には運動量分析用電磁石群 (ビームスペクトロメータ) が設置される (図 2.1)。このビームスペクトロメータの電磁石はビーム上流から四重極集束電磁石 (Q)2 台、双極偏向電磁石 (D)1 台、四重極集束電磁石 2 台の QQDQQ 型である。

スペクトロメータの前後で水平方向に “point-to-point” 光学が実現されており、同時にビームは実験標的の設置位置 (FF, Final Focus) に集束される。このスペクトロメータでは上流側に 2 台、下流側に 2 台設置される飛跡検出器によりビーム粒子の通過位置と角度を検出し、スペクトロメータのビーム輸送行列を用いて粒子の運動量を解析することができる。

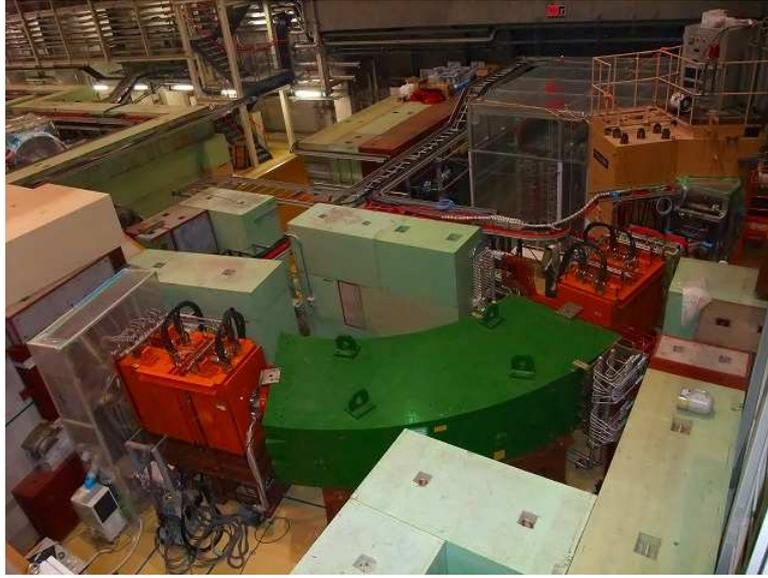


図 2.5: ビームスペクトロメータ。写真左側がビーム上流である。黄色の電磁石が収束電磁石、緑色の電磁石が偏向電磁石である。

これら 4 台の飛跡検出器の位置分解能として $200\mu\text{m}$ が実現できれば、光学系の一次のビーム輸送行列についてビームの運動量分解能は、 $\Delta p/p = 1.4 \times 10^{-4}$ と見積もられている。

2.4 ビームラインの検出器

K1.8 ビームライン上には、ビーム運動量分析部に飛跡検出器が設置される他に、データ取得のトリガーに用いる検出器が複数設置される。以下にこれらの検出器について上流の検出器から順に説明する。それぞれの検出器の設置位置を図 2.6 に示す。

- BGC

ガスケレンコフ検出器 (BGC) は第二質量スリットの直後に設置される閾値型チェレンコフ検出器である。ビーム中の電子または陽電子と荷電 π 中間子を識別するために用いられる。荷電 π 中間子をビームとして用いる実験で電子 (陽電子) を含まない π ビームの強度を推定するために重要な役割を果たす。

- BH1

ビームホドスコープ 1 (BH 1) は BGC 直後に設置される検出器である。後述する BH2 と組み合わせて用い、BH1 と BH2 の間での飛行時間差の測定によりトリガー段階、及びデータ取得後のオフライン解析で粒子識別を行う。

- BC1,2

ビームスペクトロメータ上流側に設置される、アノード間隔 1mm の多芯式比例計数箱 MWPC である。

- BC3,4

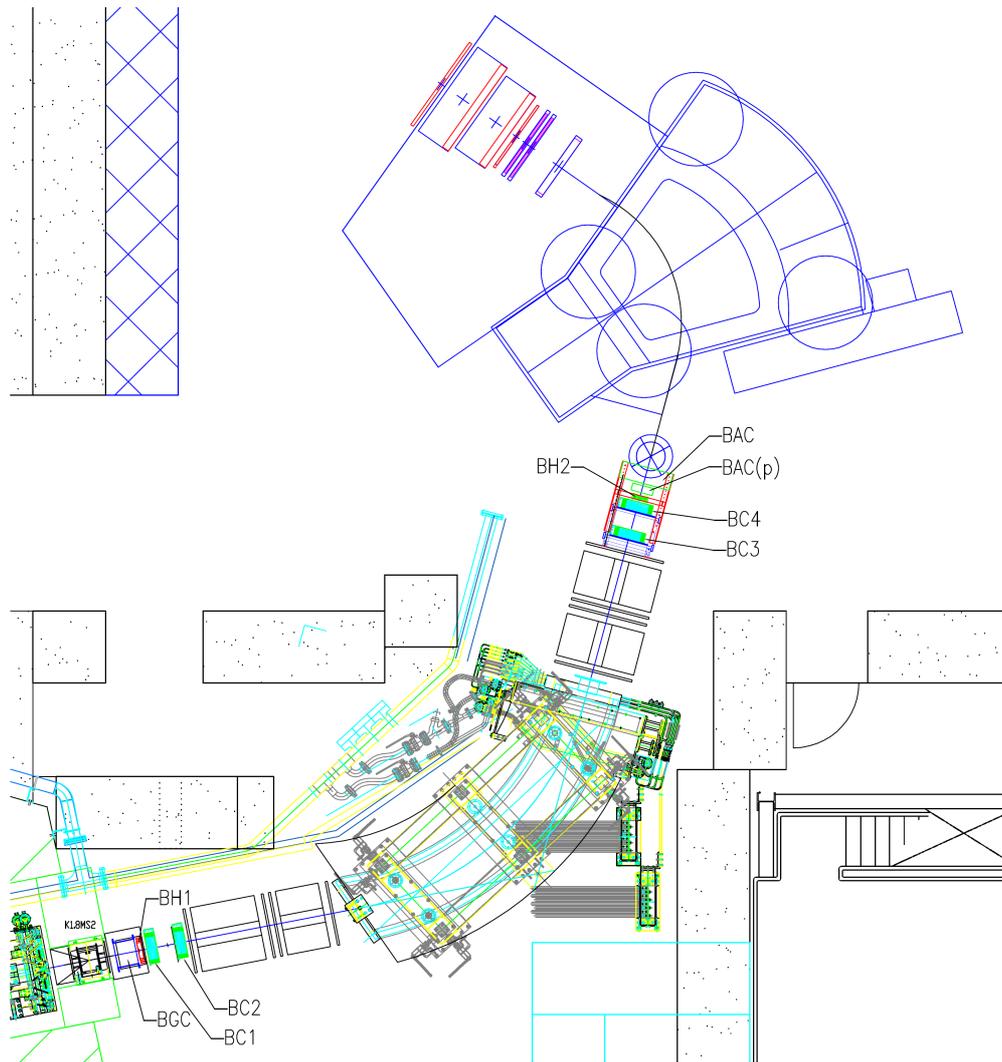


図 2.6: ビームラインの検出器の設置位置。第二質量スリット以降を示している。運動量分析用電磁石群の前後に飛跡検出器、さらにその前後にトリガー用検出器群を設置している。

ビームスペクトロメータ下流側に設置される、アノード間隔 3mm のドリフトチェンバー MWDC である。

- BH2

ビームホドスコープ 2 (BH 2) は BC3,4 直後に設置される検出器である。BH1 と組み合わせて飛行時間差測定によりトリガー段階及びオフライン解析で粒子識別を可能にする。さらに、ビームの BH2 通過時間は測定系の時間原点として用いる。

- BAC

屈折率 $n = 1.03$ のエアロゲルを用いた閾値型チェレンコフ検出器である。ビーム運動量 $> 0.55\text{GeV}/c$ の領域で、トリガー段階からビーム中の π 中間子と K 中間子を識別する。(今回の実験時には E13 実験 [12] に最適化された検出器を用いた。)



図 2.7: BGC, BH2 の本体図。

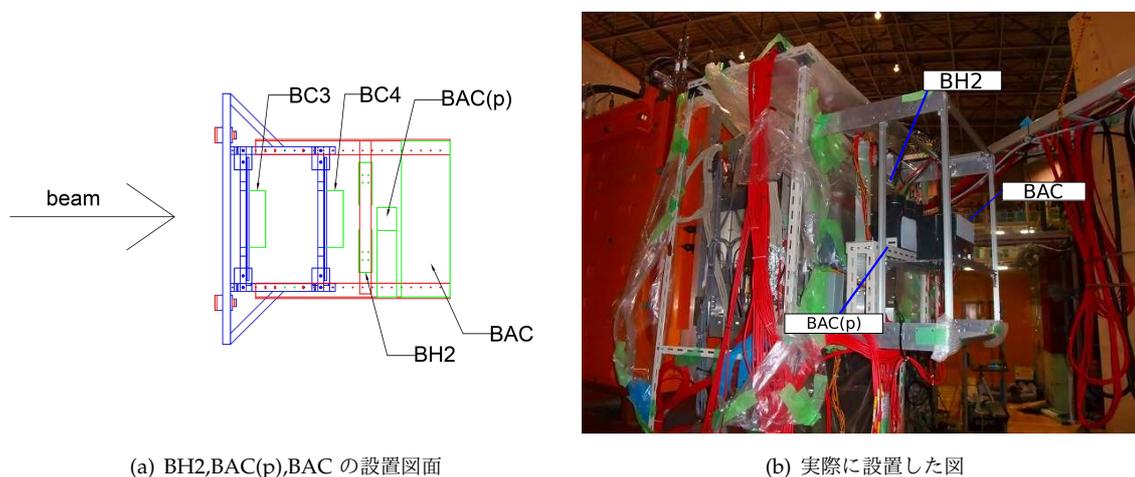


図 2.8: BAC 及び BAC(p)

- BAC(p)

屈折率 $n = 1.05$ のエアロゲルを用いた閾値型チェレンコフ検出器である。ビーム運動量 $> 1.5\text{GeV}/c$ の領域で、トリガー段階からビーム中の K^+ 中間子と陽子を識別する。E05 実験などの本実験のためには必要ではないが、今回 K1.8 ビームラインの性能確認及び調整を行うために用いた。

ビームライン上の上記の検出器を組み合わせて用いることにより、粒子識別を行うことができる。ビーム中の粒子で、これらの検出器を用いて識別できる粒子は、電子(陽電子)、 π 中間子、K 中間子、陽子(反陽子)である。これらの粒子の各ビーム運動量に対する速度を図 2.9 に示す。

BH1 と BH2 の間の飛行時間差によって識別することのできる速度の差は、最小で運動量 $1\text{GeV}/c$ 程度以下の電子(陽電子)と π 中間子の速度差程度である。BGC によって識別できるのは、ビーム粒子が電子(陽電子)であるか、それよりも重い粒子であるかどうかである。BAC によって識別できるのは、速度 (v/c) が ~ 0.971 より速いかどうかである。同様に BAC(p) によって識別できるの

は。速度 (v/c) が ~ 0.952 より速いかどうかである。

例えば、ビームの運動量が $1.8 \text{ GeV}/c$ の時であれば、K 中間子であることを同定するには、

- BGC にヒットがない : $\beta < 1$
- BAC にヒットがない : $\beta < \sim 0.971$
- BAC(p) にヒットがある : $\beta > \sim 0.952$
- BH1,2 の飛行時間差から陽子でない : $\beta > \sim 0.887$

以上の四つの条件の論理積を用いる。上記の条件を課した状態でデータを取得することで K 中間子と識別されるデータについて選択的に記録することができる。

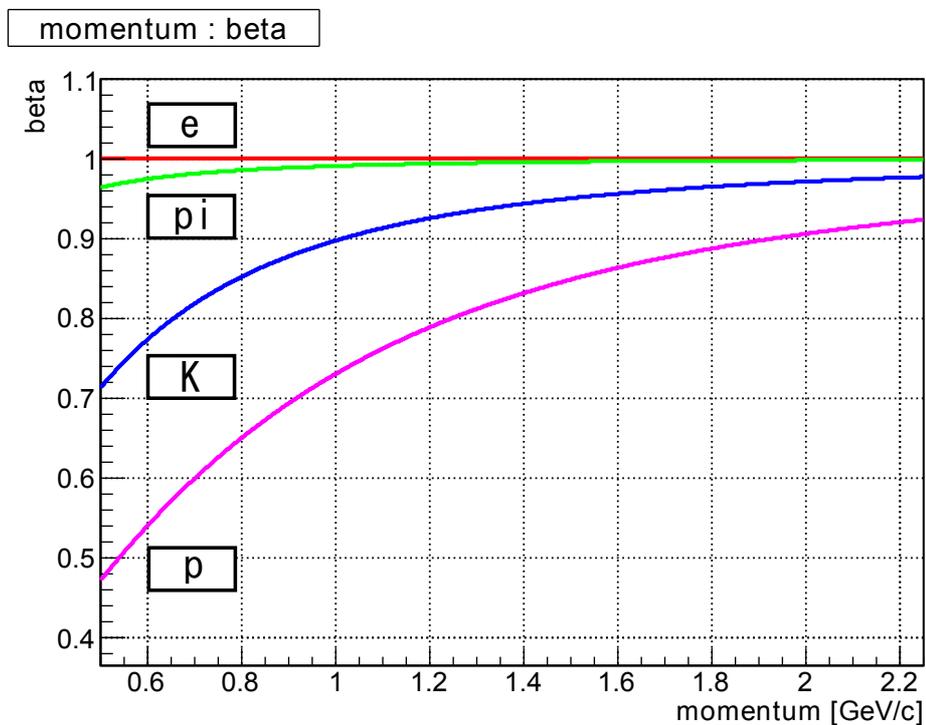


図 2.9: 粒子の運動量と速度 (v/c) の関係。赤が電子または陽電子、緑が π 中間子、青が K 中間子、桃色が陽子または反陽子に相当する。

第3章 検出器の設計及び製作

3.1 ビームホドスコープ (BH1, BH2)

ビームホドスコープ2は(以下BH2)はK1.8ビームライン上に設置される、トリガー用のシンチレーションホドスコープ検出器である。基本構造としては、プラスチックシンチレータからのシンチレーション光を両端からライトガイドで導き、光電子増倍管で読み出す形式としている。光電子増倍管一本あたりの計数率を抑えるために、シンチレータを鉛直方向に7個のセグメントに分割してある。本検出器は、2.4で述べたようにビームライン上に設置されるビームホドスコープ1(以下BH1)と二台一組で用い、実験データ取得のトリガー生成の基本となる検出器となる。また、2台のシンチレーションホドスコープの間での飛行時間差測定法 (Time Of Flight 法、以下 TOF 法) によって、ビーム中の粒子の識別を行う。

3.1.1 要求・設計

実験からの要求

上記のように、BH2はトリガーとして、またオフライン及びトリガー段階での粒子識別に用いる。基本的にK1.8ビームラインで行われる実験に共通して用いられるため、必要とされる性能は実験によって異なるが、以下の性能を満たしていればよい。また、ビームスペクトロメータの下流にある検出器であるためここでのエネルギー損失を抑える必要がある。

- 検出有効面積

BH2はQQDQQのビームスペクトロメータの下流に設置される。この設置位置(図2.6)を通過する全ての粒子を検出することが必要である。実験標的が設置される位置でのK中間子のビームの広がり、図2.2, 2.3を参照すると、ビーム垂直方向の広がりには上下10mm程度までなので、シンチレータの垂直方向の大きさとしては、60mmあれば十分である。ビーム水平方向の広がりには垂直方向に比べて大きく、ビーム軸中心から50mm以上離れた点においても粒子が通過することが予想される。よってビーム水平方向にはおよそ130mmほどの面積を覆えば十分である。

- 計数率

ビーム光学から設置位置でのビームの分布がわかるので(図2.2, 2.3)、光電子増倍管あたりの計数率が最大約1MHz以下程度となるようにシンチレータの大きさを決定する必要がある。これは、光電子増倍管の高電圧ブリーダ回路にコンデンサが採り入れられている場合であっても、計数率が高くなった場合に、光電子増倍管の信号増幅率が著しく変動するためである。このため、ブリーダ回路へ外部から直接電圧を印加することも必要である。

表 3.1: BH2-BH1 間の粒子の違いによる飛行時間差

運動量 [GeV/c]	$e - \pi$ [ns]	$\pi - K$ [ns]	$K - p$ [ns]	$\pi - p$ [ns]
0.75	0.6	6.2	14.1	20.1
1.05	0.3	3.3	8.1	11.4
1.50	0.2	1.6	4.4	6.0
1.80	0.1	1.2	3.1	4.3
1.92	< 0.1	1.1	2.7	3.8

- 時間分解能

TOF 法を持ちいて粒子識別を行う場合には、シンチレーションホドスコープ検出器の時間分解能が重要となる。

BH1 と BH2 との間のビーム粒子の飛行距離は、実験のセットアップからおよそ 10.4m と制限されている。また、プラスチックシンチレータを用いた場合、実現できる時間分解能はせいぜい 100ps 未満程度である。表 3.1 に BH1 と BH2 との間の飛行距離が 10.4m の時の各運動量に対する粒子間の飛行時間差を示す。これらの条件から分かることは、本検出器で分離可能な粒子は $(e, \mu, \pi)/K/p$ であり、BH1 と BH2 の TOF 法で分離可能な粒子の中で最も分離に高い時間分解能を要求するのは π/K の分離である。

E05 実験では用いるビームの運動量は 1.8 GeV/c であり、この時の π 中間子と K 中間子の飛行時間差は約 1.2ns となる。この二種の粒子を 3σ 以上で分離するためには、BH1 と BH2 を組み合わせて使用したときの時間分解能が $\sigma \sim 200ps$ 以下でないといけない。よって、時間分解能の達成目標を 150 ps とすれば問題ない。時間分解能が 150 ps を達成したときの予想される飛行時間差の分布が図 3.1 である。この図では π 中間子を時間原点にあわせてある。

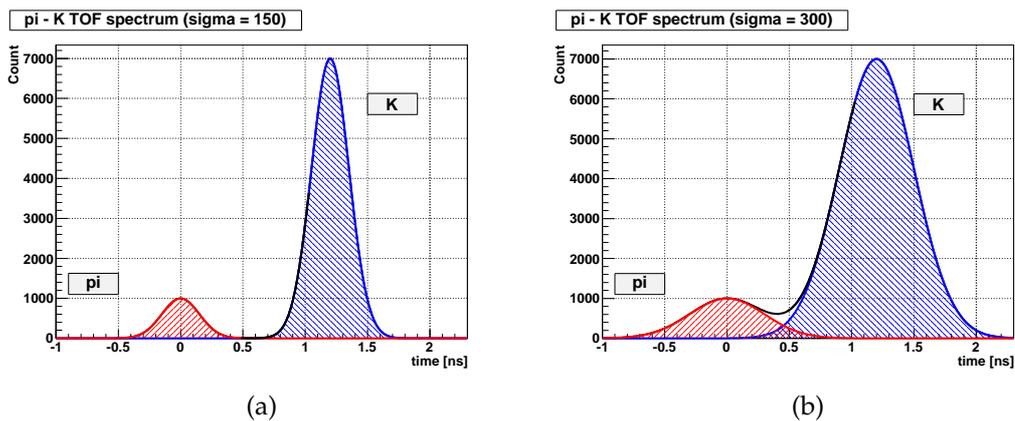


図 3.1: 予想される π 中間子と K 中間子の飛行時間差と時間分解能の関係。K/ π 比がビームライン設計上の 7 で、運動量が 1.8 GeV/c の場合。(a) 時間分解能が 150 ps、(b) 時間分解能が 300 ps

- 磁場耐性

図 2.6 からわかるように、BH2 を設置する位置は SKS の超伝導電磁石の入口から約 2m と強い磁場から近い。光電子増倍管は一般に強い磁場環境中で使用すると、信号増幅率が劇的に低下する。これを避けるため、鉄製の磁気シールドが必要となる。

設計

以上の要求を満たすように BH2 を設計した。実際のシンチレータのセグメント化は図 3.2 のように設定した。全体を 7 個のセグメントに分け中心から対称に、15mm、15mm、20mm、30mm とした。有効面積を通過する粒子に対して検出漏れが無いようセグメントにはそれぞれ 2mm の重なりを持たせている。垂直方向の長さは 60mm である。使用したプラスチックシンチレータは BC-420、光電子増倍管は H6524MOD である。これらについての詳細な仕様は付録 A に掲載する。また磁場対策として BH2 の支持フレームには鉄を用いたシールドを固定している。計数率対策として、シンチレータをセグメントに分けた他、各光電子増倍管の最終三段のダイノードのそれぞれに対して、定電圧電源を接続し光電子増倍管外部から直接電圧を印加して使用した。

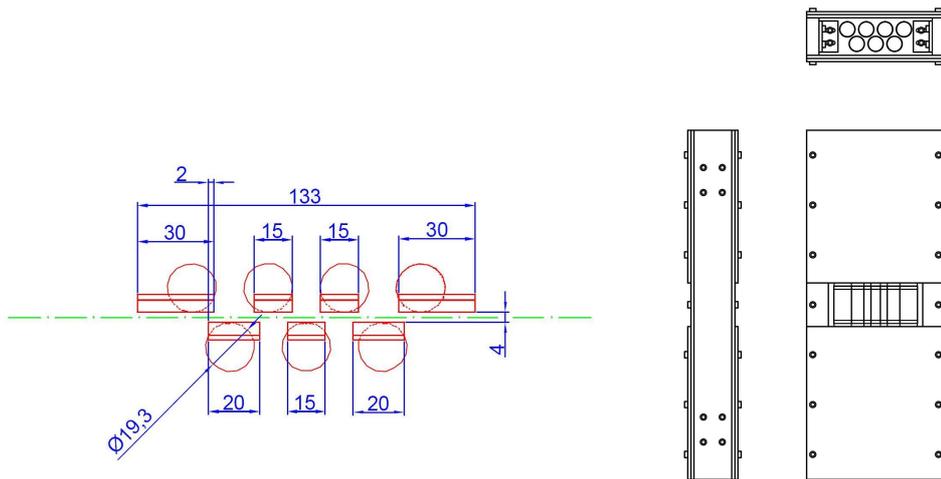


図 3.2: 設計した BH2 のセグメントのサイズ、及び BH2 の概観図。中心から徐々にセグメントのサイズを大きくしている。

シンチレータのセグメント名の定義は他の K1.8 ビームライン、及び SKS に設置されている検出器と合わせて、ビーム上流から見て右側から 1, 2, ..., 7 と通し番号を付けた。また設置方向は図 3.2 の下からビームが入射する方向とした。

3.2 ガスチェレンコフ検出器 (BGC)

3.2.1 要求

本ガスチェレンコフ検出器 (以下 BGC) は、閾値型チェレンコフ検出器である。本検出器の役割は、ビーム中の電子 (陽電子) と荷電 π 中間子及びそれよりも重い荷電粒子を区別することである。

K1.8 ビームラインで行われる実験はビーム運動量が $1.0\text{GeV}/c$ 以上であり、この運動量領域においては、3.1 で述べた TOF 法による粒子識別には限界がある。シンチレーション検出器によって実現できる時間分解能が 100ps 程度が一般的であることから、TOF 法によって識別できるのは、せいぜい 1ns 程度以上の飛行時間差の二種類の粒子である。BH1 - BH2 間の飛行距離が約 10.4m なので、飛行時間差は表 3.1 のようになる。 π 中間子と K 中間子、または K 中間子と陽子の飛行時間差はビーム運動量が $1.92\text{GeV}/c$ でも 1ns 以上あるため TOF 法で分離可能である。しかし運動量が $0.75\text{GeV}/c$ であっても電子 (陽電子) と π 中間子の飛行時間差は 600ps と、TOF 法でこの 2 種類の粒子を 3σ 以上で分離することは難しい。

そのため、ビーム中に含まれる電子 (陽電子) と π 中間子を区別するための検出器が必要となる。

KEK-PS の K6 ビームラインでは同様なビーム運動量のハドロンビームを用いて (π^+ , K^+) 実験などを行っていた。ここで使用されていた電子 (陽電子) と π 中間子識別用の検出器はガスチェレンコフ検出器であった。この検出器がそのまま K1.8 ビームライン使用できれば問題ないのだが、以下の理由により不可能であった。まず、本ガスチェレンコフ検出器は放射体としてフロン-12 を用いていた。フロン-12 は現在の法律上フロン類として基本的に使用不可能である。また、この検出器はビーム進行方向に占有する奥行きが約 60cm と大きいため K1.8 ビームラインの第二質量スリットと BH1 の間のスペースに設置することができない。

以上の理由により、K1.8 ビームラインでは新規に BGC を開発・製作する必要がある。まとめると、この検出器に必要なとされることは、

- 有効面積

設置位置での光学上のビームの大きさを覆うことが必要である。設置位置は第二質量スリット直後であり、ビームが広がり始める地点である。

- 検出効率

KEK-PS の K6 で用いられていたガスチェレンコフ検出器は平均光電子数約 8 個、検出効率 99.9% 以上であった。K6 の経験ではビーム中電子 (陽電子) の混合はビーム運動量 $1.05\text{GeV}/c$ で約 20% であった [13]。今回 K1.8 ビームラインでは静電セパレータを二段設置しているので電子 (陽電子) の混合は K6 と比較して減少するものと予想される。

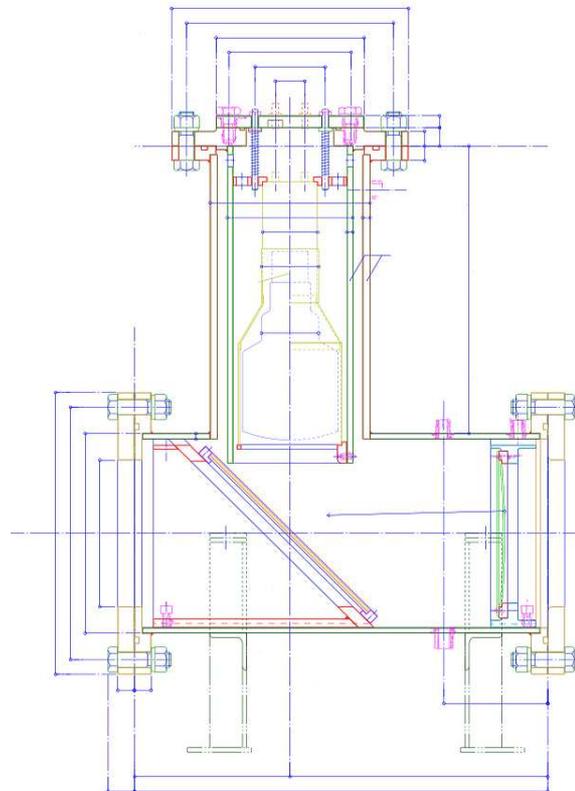
そのため、電子 (陽電子) のビームへの混合が約半分になると仮定すると、検出効率が 99.5% 以上であれば π 中間子ビームトリガーへの混合率は K6 ビームラインの $0.20 \times (1 - 0.999) = 0.02\%$ と同程度の $0.1 \times (1 - 0.995) = 0.05\%$ 以下に抑えることができる。

- 検出器の長さ

開発した検出器に許されるビームライン上でのビーム方向の奥行きは約 30cm である。本検出器の上流側には第二質量スリット、その直後の鉛ブロック、下流側には 3.1 でも説明した BH1、及び MWPC が設置されるため、ビーム軸方向の奥行きは 30cm 以内に収める必要がある。



(a)



(b)

図 3.3: KEK-PS K6 ビームラインで使用されていたガスチェレンコフ検出器。容器にはフロン-12 を 1.2kgf/cm^2 で充填し基本的に封じ切りで用いていた。(a) 実際の写真。(b) 図面。ビームは図左側から入射し、チェレンコフ光は右側端にある球面鏡で反射・集束される。さらに平面鏡で垂直上方向に反射されて光電子増倍管に導かれる。

表 3.2: π 中間子の運動量とチェレンコフ放射の閾値となる屈折率

運動量 [GeV/c]	速度 ($\equiv v/c$)	屈折率 (閾値)
0.75	0.983	1.017
1.05	0.991	1.009
1.50	0.996	1.004
1.80	0.997	1.003
1.97	0.998	1.002

3.2.2 チェレンコフ検出器の検出原理

チェレンコフ光は、荷電粒子が屈折率 $n(\lambda)$ の物質中での光速 $c/n(\lambda)$ を超えて動くときに角度 θ_C の方向に円錐状に放射される。ここで、 c を光速、 λ は放射される光子の波長である。この時、粒子の速度 v 、 $\beta \equiv v/c$ として次の関係がある。

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n(\lambda)} \quad (3.1)$$

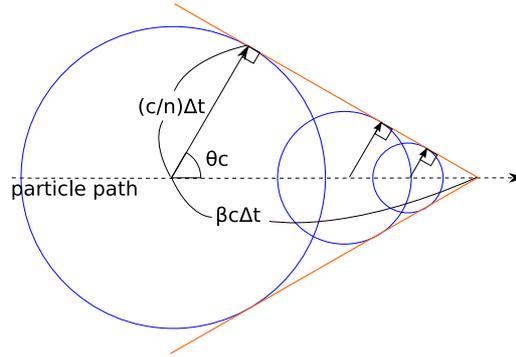


図 3.4: チェレンコフ放射。

さらに、チェレンコフ放射により単位距離・単位波長あたりに放出される光子数は、

$$\frac{d^2 N_{\text{photon}}}{d\lambda dx} = \frac{2\pi z^2 \alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \quad (3.2)$$

である。ここで、 N_{photon} は発生する光子数、 x は放射体中を進む距離、 z は通過する荷電粒子の電荷、 α は微細構造定数である。この式から分かるように、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、チェレンコフ光の波長分布は短波長ほど強いことが分かる。また、光子数は粒子が通過する放射体の長さに比例することも分かる。

実際には測定器系は観測できる波長が有限である。測定可能な波長の範囲が λ_s から λ_l であるとすると、式 (3.2) を波長について積分して、次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\text{photon}}}{dx} &= 2\pi z^2 \alpha \left(\frac{1}{\lambda_s} - \frac{1}{\lambda_l} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \\ &\equiv N_0 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \end{aligned} \quad (3.3)$$

ここで、電荷が z の粒子に対しては N_0 (実用上の単位は [1/cm] または [1/m] など) は測定器に依らず定数となる。発生するチェレンコフ光の数を比較するには良い指標である。

希薄な気体に対するチェレンコフ光の放射

希薄な気体 ($n - 1 \ll 1$) について考える。

物質の屈折率 n は、容積 V に分極率 α の分子が N 個含まれているとすると、真空の誘電率 ϵ_0 を用いて次の Lorentz-Lorenz の式で表される。

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{\alpha N}{3\epsilon_0 V} \quad (3.4)$$

気体の状態方程式を使うと、式 (3.4) の右辺は

$$\frac{\alpha N}{3\epsilon_0 V} = \frac{\alpha p}{3\epsilon_0 k T} \equiv C \frac{p}{T} \quad (3.5)$$

ここで k はボルツマン定数、 C は物質の種類によって決まる定数である。屈折率 n が $n - 1 \ll 1$ ならば式 (3.4) から $Cp/T \ll 1$ なので、屈折率は次のように近似できる。

$$n = \sqrt{\frac{1 + 2C \frac{p}{T}}{1 - C \frac{p}{T}}} \sim 1 + \frac{3C}{2} \frac{p}{T} \quad (3.6)$$

この式から、 $n - 1$ がおよそ圧力に対して比例することが分かる。また $dn \equiv n - 1 \ll 1$ なので、式 (3.3) は、

$$\frac{dN_{\text{photon}}}{dx} \sim N_0 \left(1 - \frac{1}{\beta^2} + \frac{2dn}{\beta^2} \right) = N_0 \left(1 - \frac{1}{\beta^2} + \frac{3C}{\beta^2} \frac{p}{T} \right) \quad (3.7)$$

さらに、粒子の速度が十分に光速に近い ($1 - \beta \ll 1$) 場合、次のようになる。

$$\frac{dN_{\text{photon}}}{dx} \sim \frac{3N_0 C}{T} p \quad (3.8)$$

これをさらに x について積分すると、温度一定ならば

$$N_{\text{photon}} \sim \text{Const.} \cdot p \quad (3.9)$$

となり、発生する光子数 N_{photon} が圧力 p に比例することが分かる。

3.2.3 設計

3.2.2 の式 (3.3) から分かるように、チェレンコフ光の発生の有無で粒子の識別を行う場合は、より多くのチェレンコフ光を得るために、放射体を通過する距離を長くとることが高い検出効率を得るために有利である。しかし、3.2.1 でも述べたように、今回検出器を設置するスペースが限られているため、放射体の領域が限られている。KEK-PS K6 で使用していたガスチェレンコフ検出器とほぼ半分の放射体の領域で、ほぼ同程度の検出効率を持つ検出器を開発するためには、以下に述べる複数の点において工夫が必要となる。

基本的な検出器の構成方針は、放射体に屈折率 $n \sim 1.002$ のガスを用い、発生したチェレンコフ光を反射鏡でできるだけ収束させて光電子増倍管により検出することとした。ガスは基本的に封じ切りの状態で使用することとした。

光電子増倍管

5-inch 径 紫外光 (UV) 透過窓の光電子増倍管 R1250-03(浜松ホトニクス社製) を使用することとした。

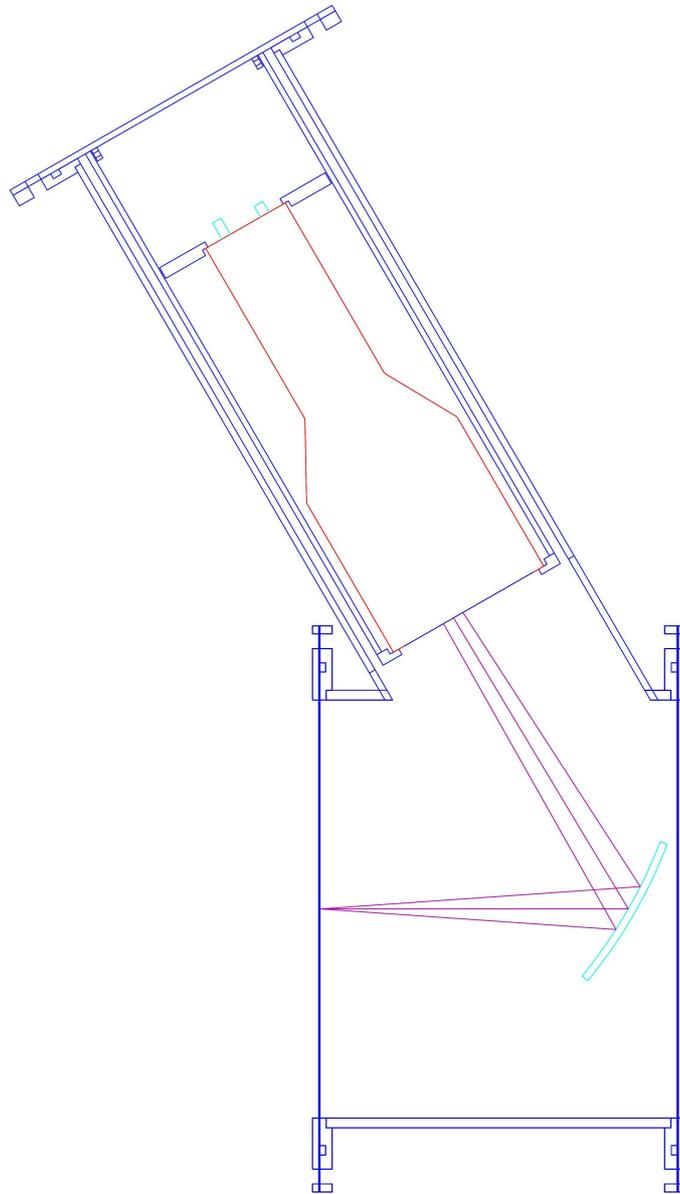


図 3.5: BGC チェレンコフ光検出概観図。図左側がビーム上流側、右側がビーム下流側である。図中左から広がる円錐は BGC 上流端部膜の点において生じたチェレンコフ光を示している。チェレンコフ光は BGC 下流端部膜近くにある反射鏡で反射され光電子増倍管へ導かれる。

理由：光電子増倍管が検出できる光子の波長は、ほぼその入射窓の材質で決まってしまう。これは、光電効果により光子を光電子に変換する光電面は紫外領域の光に対しても高い感度を有しているが、入射窓の材質によって光電面に到達することのできる光子の波長が限られてしまうためである。チェレンコフ放射では短波長領域の光子が支配的であるので、できるだけ紫外光に対する透過特性が良い入射窓を選択するのが重要である。一般的に MgF_2 や、サファイア、合成石英などで製作された入射窓は紫外特性がよい [14]。図 3.6 に各入射窓に対する透過特性を示す。通常の光電子増倍管の入射窓はホウケイ酸ガラスであり、260 nm ではほとんど透過率がない。それと比較して UV 透過ガラスでは 180 nm まで、合成石英は 160 nm まで、 MgF_2 は 110nm まで透過率が伸びている。

また、今回は検出すべきビームの広がりが大きく、反射鏡によってある程度チェレンコフ光を集束させても光電子増倍管を設置する位置での光の範囲が大きいため、光電子増倍管の光電面の面積が大きいものを使用する必要がある。しかし、浜松ホトニクスに問い合わせたところ、 ϕ 5-inch の光電面を持つ光電子増倍管で、合成石英窓等のものを製作するのは難しいとのことであった。そこで、5-inch UV 透過窓の光電子増倍管を使用することとした。

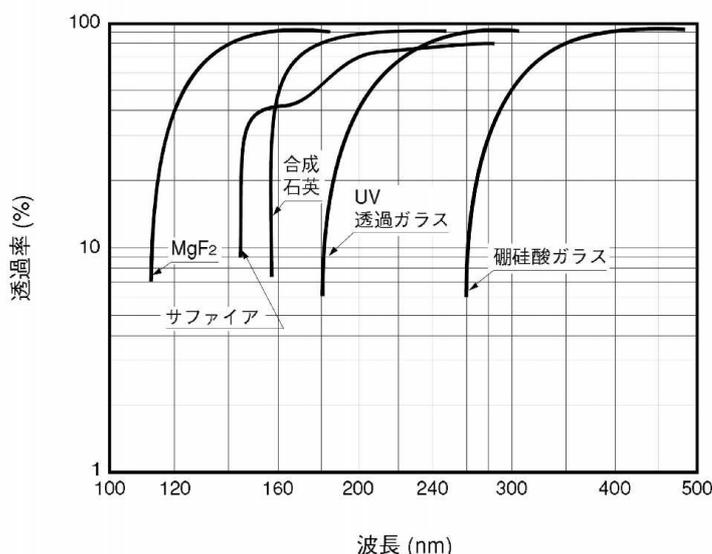


図 3.6: 光電子増倍管に使用される入射窓の紫外領域光透過率 [14]。通常の光電子増倍管ホウケイ酸ガラスが用いられており、紫外線透過特性はあまりよくない。より透過特性のよい窓材には UV 透過ガラス、合成石英、サファイア、 MgF_2 がある。

反射鏡の材質

反射鏡に用いる材質としては、ガラス基質表面に Al 蒸着を行い、 MgF_2 によるコーティングを施したものをを使用することとした。

理由：式 (3.2) から分かるように、チェレンコフ放射によって生じる光子は、短波長側になるほど、多い。そのため、できるだけ紫外領域の光子も検出可能なように設計することが望ましい。しかしながら、一般的な鏡では紫外領域の光子については反射率があまり大きくない。このような反射鏡

を用いて微弱なチェレンコフ光を集束させると非常に無駄を生じる。その理由は第一に、一般的な鏡はソーダガラス基質の裏側に銀の反射層を析出させた形となっており、ガラス基質を反射すべき光が通過するということがある。ソーダガラスの透過率波長依存性を図 3.7(a) に示す。<~ 400nm で透過率は大きく落ち込むことが分かる。またガラスのなかで光透過率特性の優れたものとして知られている、石英ガラスの反射率波長依存性を図 3.7(b) に示す。~ 170nm 以上では高い透過率を有していることが分かる。いずれにせよ、紫外光をできるだけ多く収集するためには反射自体には必要では無いガラス中をチェレンコフ光を通過させることは好ましくない。

そこで、紫外領域にもできるだけ高い反射率を持つ反射鏡を用意する必要がある。上記のような紫外領域高反射鏡の製作は、今日概ねの確立をみるに至っている [15]。基本的な構造としては、鏡の基質表面に Al を蒸着し、その上に MgF_2 をコーティングする。Al 蒸着面が反射面となる。Al 単独での反射率はよいのではあるが、Al は空気中でただちに酸化し、紫外光を吸収してしまう Al_2O_3 を形成する。そこでの酸化防止用に MgF_2 を表面にコーティングする。 MgF_2 自体は光電子増倍管用の紫外光通過用の入射窓としても利用されるように、紫外線をよく透過する。Al や Ag は広い波長域で高い反射率を示すが、Al の方が Ag よりも紫外線領域での反射率特性がよいために紫外領域高反射鏡に用いられる。

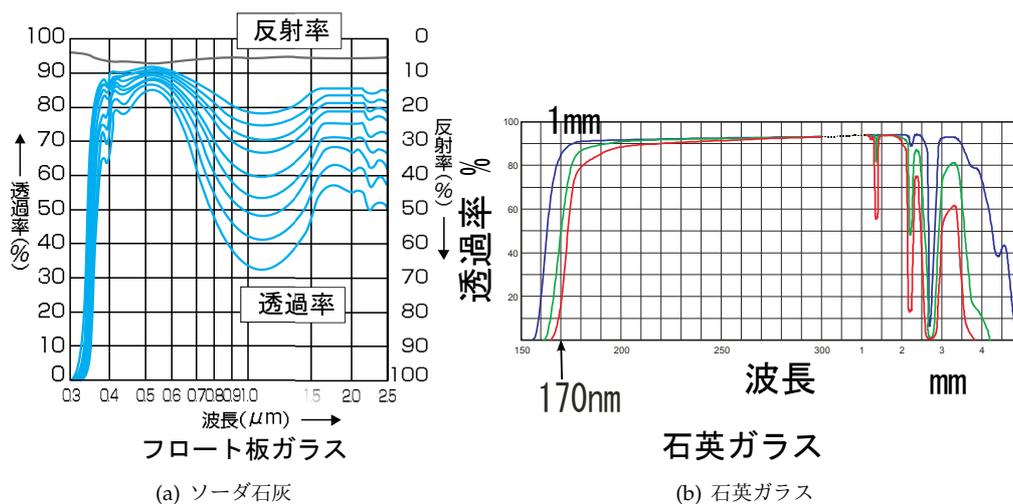


図 3.7: 一般的な鏡に用いられるガラスの透過率。(a) 一般的な鏡はソーダガラスを用いている [16]。(b) 透過率特性が良いことが知られている石英ガラス [17]。

幾何学的配置

チェレンコフ光は、式 (3.1) の関係で決まる角度に放射される。このチェレンコフ光をできるだけ収集して、光電子増倍管に導くことが高い検出効率を得るために必要となる。

本検出器を設計するにあたって、光の収集については CAD の図面上で設計・確認を行った。この時の図の一つが図 3.5 である。

以下に設計上注意した点を挙げる。

- 反射回数

反射鏡の使用は1回のみとし、光を集束させるための Winstone-Cone(パラボラ状集光鏡)を用いない方針をとった。

理由: これは反射鏡の反射率をできるだけ高いものを選択したとしてもその反射率はせいぜい90%前後となるためである。反射鏡を1度多く使用するだけで導かれるチェレンコフ光のおよそ10%以上を失うこととなり、非常に効率が悪い。ちなみに K6 ビームラインに用いられていたガスチェレンコフ検出器は2回反射であり、1回目は球面鏡で反射・収束させ、2回目は平面鏡で光電子増倍管へと導く構造となっている (図 3.3(b))。

- 反射鏡の形状と位置・角度

反射鏡の位置はできるだけ検出器下流側に設置するようにした。また、反射光が光電子増倍管の5inch 光電面にできるだけ収束するように反射鏡の形状は焦点距離 $f=195\text{mm}$ の回転方物面とし、これをビーム軸に対して回転軸を 60° 傾けて設置することとした。

理由: 反射鏡をできるだけ検出器内の下流側に設置する理由は、反射鏡で収集できるチェレンコフ放射をできるだけ多くするためである。式 (3.2) 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放射体の通過距離に比例するので、検出器サイズのできるだけ広い領域からのチェレンコフ光を収集することが望ましい。チェレンコフ光は式 (3.1) ビーム中心から広がるように発生するので光を光電子増倍管に収束させるために鏡の形状を平面ではなく、収束能力のある放物面とした。

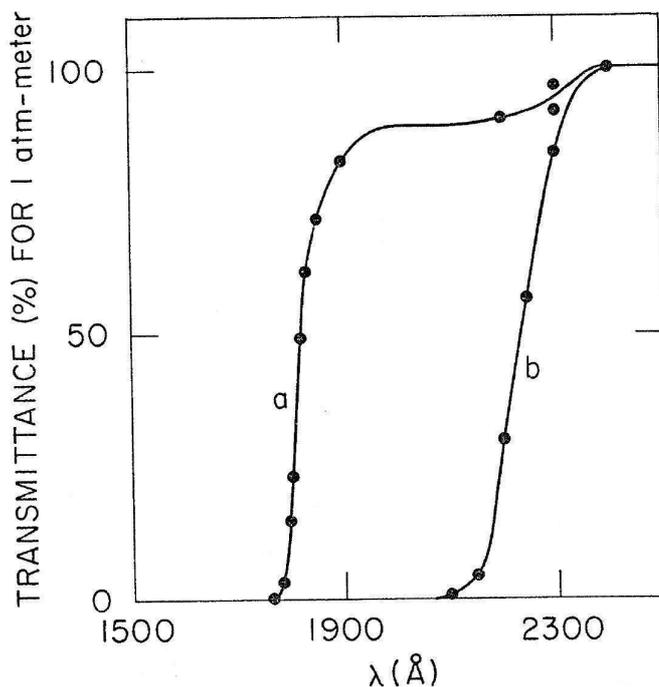


図 3.8: iso-C₄H₁₀、C₄H₁₀ の透過率波長依存性。a が iso-C₄H₁₀、b が C₄H₁₀ である [18]。

表 3.3: チェレンコフ検出器に用いられるガス。参考のために Ar の屈折率も掲載した。

ガス名	屈折率 n	条件
Freon-12	1.00245	1.2atm
CO ₂	1.000449	20°, 1atm
CH ₄	1.000444	20°, 1atm
C ₄ H ₁₀	1.001481	0°, 1atm
iso-C ₄ H ₁₀	1.001481	0°, 1atm
N ₂	1.000297	0°, 1atm
Ar	1.000282	0°, 1atm

放射体：ガス

放射体にはイソブタンを最大 2 気圧まで加圧して用いることとした。

説明：3.2.1 でも述べたように、フレオン-12 は放射体として使用することができない。しかし、式 (3.2) から分かるように、チェレンコフ光をより多く発生させるためには、屈折率はできるだけ大きい方が好ましい。表 3.2 から、 π 中間子に対する屈折率の閾値は運動量 1.97 GeV/c で約 1.002 である。よって屈折率の大きいガスか、または屈折率が $n \sim 1.002$ 程度の固体があればよい。この屈折率領域に近い固体としては、エアロゲルが挙げられるが、屈折率は小さいものでも一般的には 1.015 程度であり、今回の検出器には適さない。また、チェレンコフ検出器の放射体として用いられるガスとしては表 3.3 に挙げたものがある。そのため、今回の用途に適した、 $n \sim 1.002$ の物質としてはイソブタン、またはブタンを加圧して用いるといった候補が考えられる。これらのガスの紫外線透過率 [18] は、図 3.8 に示されるとおりである。図 3.8 よりブタンは 230nm 以下で透過率が落ちてしまうため、イソブタンを用いることが望ましい。

使用した光電子増倍管は R1250-03 である。これは UV 透過窓を持つ。使用したミラーは山田光学工業のサイズが 80x310 mm²、f=195 mm の放物面鏡で、反射鏡の基質はホウケイ酸ガラス 6mm 厚、Al 蒸着に MgF₂ をコーティングしたものである。

表 3.4: BGC の仕様諸元

項目	内容
光電子増倍管	R1250-03 (UV 透過窓) 印加電圧：-2800V (J-PARC にて) -2200V (原子核理学研究施設にて)
反射鏡	Al 蒸着 MgF ₂ コーティング 基質：ホウケイ酸ガラス サイズ：80 x 310mm ² 、厚み 6mm 焦点距離：f = 195 mm
放射体	イソブタン、1.0atm~2.0atm

以上の仕様を決定し、BGC の製作を行った。反射鏡については山田光学工業に製作を依頼をし



図 3.9: BGC に用いた反射鏡。

た。BGC 本体のガス容器については、スズノ技研に図面を送付し、製作を依頼した。また、BGC 内部での反射鏡固定用部品についても設計を行い、KEK 工作センターに製作を依頼した。

図 3.10(a), 3.10(b) に J-PARC での BGC の調整及び組み上げ時の様子を示す。BGC の内部への反射鏡の固定には、アルミニウム製のフレームを使用した。反射鏡の反射中心を設計図面通りの位置に固定することが検出効率の位置依存性に対して大きな影響を及ぼすため、レーザー墨出し器を用いてビーム中心を通るレーザー光が反射鏡で反射され設計図面上の予定位置を通るように調整した。その結果光電子増倍管の入射窓の位置で設計図面から $\pm 5\text{mm}$ 以下のずれであわせることができた。その後、調整した位置から反射鏡が振動などでずれてしまわないよう支持フレームに固定した。

反射鏡の固定終了後に、光電子増倍管の設置を行い BGC を組み上げた。ガス漏れ確認のため、窒素を約 1.5 気圧に充填し約三日間放置し圧力変化を確認した。この結果、温度変化で説明できる以上の有意な圧力変化は確認されなかった。



(a) 反射鏡の調整



(b) 加圧試験

図 3.10: J-PARC での BGC の調整、及び組み上げ。

3.3 陽子棄却用エアロゲルチェレンコフ検出器 (BAC(p))

3.3.1 要求・設計

BH2, BGC のところでも述べたように、K1.8 ビームラインは 2009 年 10 月からビームコミッショニングを行った。コミッショニングではビームラインの各電磁石、及び IFslit、MS1,2 の値の設定を行う必要があった。この際、K1.8 ビームライン最下流の FF まで到達するビーム粒子の種類と数をビーム入射後すぐに確認することが必要となる。3.1 で述べた TOF 法を用いればこのコミッショニングに必要な情報を全て得ることができるが、解析をオフラインで行わなければいけないため、実用的では無い。

そこで、本実験の際にもトリガーの一部として使用するエアロゲルチェレンコフ検出器などを使用し、各粒子の数をスケーラーで確認しつつコミッショニングを行った。本エアロゲルチェレンコフ検出器 (以下 BAC(p)) は運動量 1.8GeV/c 以上の時のビームコミッショニングでビーム中の K 中間子と陽子を識別するために用いた。

要求

BAC(p) は、運動量が 1.8GeV/c 以上の時にビーム中の π 中間子、K 中間子は検出するが、陽子は検出しない閾値型チェレンコフ検出器である必要がある。本検出器は本実験の際に使用する予定はないため、ビーム粒子への多重散乱及びエネルギー損失の効果を考慮する必要はない。K 中間子の検出効率が重要である。

設計

表 3.5: K 中間子の陽子の運動量とチェレンコフ放射の閾値となる屈折率

運動量 [GeV/c]	速度 (K) [v/c]	屈折率 (K 閾値)	速度 (陽子) [v/c]	屈折率 (陽子閾値)
0.75	0.835	1.20	0.624	1.60
1.05	0.905	1.10	0.746	1.34
1.50	0.950	1.05	0.848	1.18
1.80	0.964	1.04	0.887	1.13
1.97	0.968	1.03	0.898	1.11

表 3.5 から今回必要とされる運動量であれば屈折率 $n = 1.05$ から $n = 1.10$ まで間の物質を用いればチェレンコフ光を検出することによって K 中間子と陽子を識別することができる。そこで、屈折率 $n = 1.05$ のエアロゲルを放射体を使用することとした。これは SKS スペクトロメータ下流にあるエアロゲルチェレンコフ検出器と共通のエアロゲル (松下電工 (現・パナソニック電工) の SP-50) を使用することができるので、都合が良い。使用したエアロゲルのサイズは SP-50 標準品 (113mm x 113mm x t10mm) をビーム横方向に 2 枚並べ、それを 8 層用いた 226mm x 113mm x 80mm である。また、使用した光電子増倍管は浜松ホトニクス の R5543ASSYS で、3 本用いた。これは Fine-Mesh 型、UV 透過窓の光電子増倍管である。Fine-Mesh 型であるため、磁気シールド

無しでSKSの近くで用いる場合でも使用できる。チェレンコフ光の収集方法は乱反射型とし、乱反射材にはテフロンを用いた。実際に製作したBAC(p)の模式図を図3.11に示す。

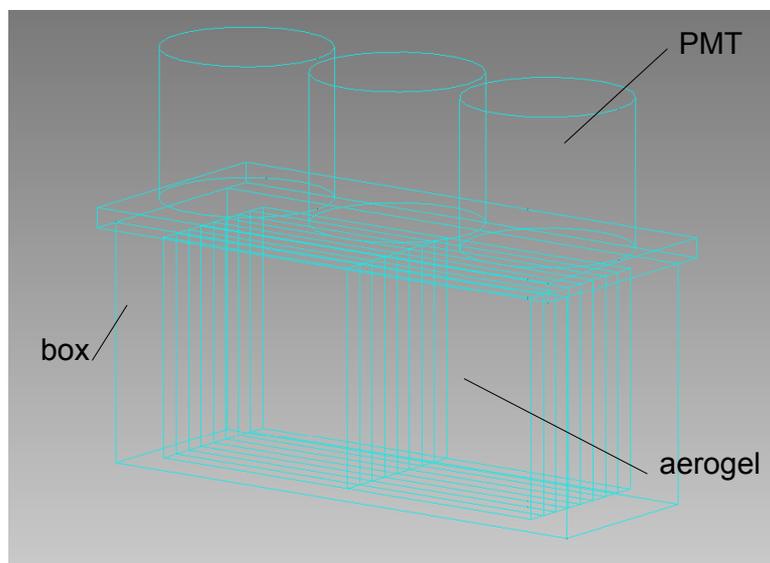


図 3.11: BAC(p) の概略図。光電子増倍管 3 本、エアロゲル SP-50 を 8 層 x2 セット使用している。

第4章 検出器の性能評価

4.1 ビームホドスコープ (BH1, BH2)

4.1.1 性能評価

3.1.1 により実験からの要求を満たすように設計した BH2 に対して性能評価を行った。実際に J-PARC K1.8 ビームラインに設置して、本ビームラインからのハドロンビームにより行った本性能評価を行った。

磁場耐性

まず磁場耐性として、実際に SKS スペクトロメータをほぼ最大まで (電流値 373A、最大値は 400A) まで励磁した時と、励磁していない時とで ^{90}Sr の β 線に対する光電子増倍管の出力信号の最大値を確認した。その結果を表 4.1 に示す。この時 14 本全ての光電子増倍管に対する印加電圧は -1600V、ブースターからは最終段のダイノードから順にそれぞれ -130V, -260V, -390V で共通とした。この光電子増倍管の信号の高さはオシロスコープを用いて目視で調べたため、約 20mV 程度の測定誤差であると考えられる。SKS 超伝導電磁石励磁前後で光電子増倍管の信号の振幅に数十 mV 程度の変化しか認められなかった。これにより磁場耐性としては性能が得られていることが確認された。

時間分解能

BH1, BH2 の各光電子増倍管からのパルス信号は、固定閾値のディスクリミネータによるタイミング信号と、パルス信号の大きさを各々 TDC, ADC によりデジタル化している。

まず、BH1 のセグメント i 番から BH2 セグメント j 番までの飛行時間差 $t_{\text{TOF}_{ji}}$ は BH1 のセグメント i 番上下の光電子増倍管の各 TDC の値を時間情報に直した値 $t_{\text{BH1-}i\text{u}}$ 、 $t_{\text{BH1-}i\text{d}}$ と、BH2 のセグメント j 番上下の光電子増倍管の各 TDC の値を時間情報に直した値 $t_{\text{BH2-}j\text{u}}$ 、 $t_{\text{BH2-}j\text{d}}$ を用いて次のように定義できる。

$$\begin{aligned} t_{\text{TOF}_{ji}} &\equiv \frac{t_{\text{BH2-}j\text{u}} + t_{\text{BH2-}j\text{d}}}{2} - \frac{t_{\text{BH1-}i\text{u}} + t_{\text{BH1-}i\text{d}}}{2} \\ &\equiv t_{\text{BH2-}j\text{mt}} - t_{\text{BH1-}i\text{mt}} \end{aligned} \quad (4.1)$$

ここで $t_{\text{BH2-}j\text{mt}}$ 、 $t_{\text{BH1-}i\text{mt}}$ は BH2、BH1 の上下の光電子増倍管の TDC の値の平均値である。それぞれ平均値をとる理由は、プラスチックシンチレータやライトガイドを通過するには有限の時間がかかるため、通過時間に対する粒子の BH1、BH2 を通過した位置による影響を打ち消すためである。今回の BH1、BH2 の場合はプラスチックシンチレータのサイズが両方共約 6cm で屈折率は 1.58 であるので、粒子がプラスチックシンチレータを通過する位置の違いにより上下の光電子増倍管にシン

表 4.1: ^{90}Sr の β 線に対する最大電圧値の比較。BH2 の 7 セグメントの上下に取り付けている計 14 本の光電子増倍管のそれぞれについてである。Xu と Xd(X は番号) と表記している名前の光電子増倍管がシンチレータの同じセグメントに接続してある。

光電子増倍管	SKS 励磁前 [mV]	SKS 励磁後 [mV]
1u	300	300
2u	330	330
3u	430	410
4u	340	300
5u	300	300
6u	330	350
7u	300	300
1d	290	250
2d	380	380
3d	300	300
4d	300	300
5d	320	300
6d	350	340
7d	220	200

チレーション光が到達するまでに生じる時間差の最大値はおよそ、 $6\text{cm}/(3 \times 10^{10}\text{cm}/1.5) \sim 300\text{ps}$ である。この値は今回時間分解能の目標としている 150ps よりも十分大きく時間分解能に大きく影響する。

また、各光電子増倍管の ADC の値に対しては、ADC ヒストグラムのペDESTAL の値と、ADC ヒストグラムの最頻値を正規分布でフィットすることにより求めた ADC のチャンネル数 ped , peak を用いて、以下のように規格化した。

$$\text{ADC}' = \frac{\text{ADC} - \text{ped.}}{\text{peak} - \text{ped.}} \quad (4.2)$$

これは、ADC の値が元のヒストグラムの最頻値が 1 に、ペDESTAL が 0 になるように規格化している。元の ADC ヒストグラムの最頻値は最小電離損失粒子による値であると考えられるので、光電子増倍管の信号増幅率の違いを補正していることになる。

以上のようにして求められる $t_{\text{TOF}_{ji}}$ には、まだそれぞれの光電子増倍管の出力波高に対する依存性が残っている。これは **leading-edge** 型のディスクリミネータを用いた場合、信号の波高によりそれぞれのディスクリミネータから出力される論理信号のタイミングが異なってくるからである。これは一般に **time walk** と呼ばれる。例として図 4.4 に運動量 $0.75\text{GeV}/c$ 、ビーム粒子の電荷が正、静電セパレータが二台とも停止状態のビームでの飛行時間差 $t_{\text{TOF}_{ji}}$ と各光電子増倍管の規格化した ADC の値との相関を示す。

time walk の影響をなくすために、各光電子増倍管の ADC の値を用いて飛行時間差 $t_{\text{TOF}_{ji}}$ に対して補正を行った。補正を行う際には、上述の最小電離損失粒子の ADC の値を 1 に規格化した ADC の値を用い、依存性として次の形のものを仮定して補正を行った。

$$\Delta t = p0 + \frac{p1}{\sqrt{\text{ADC}' + p2}} \quad (4.3)$$

ここで、 $p0, p1, p2$ はパラメータであり、得られたヒストグラムを規格化した ADC の 0.8 から 1.4 の範囲で π 中間子の TOF の値に対してフィットすることで求めた。このようにして求めた補正值 Δt を $t_{\text{TOF}ji}$ から差し引いて補正後の TOF の値とした。この補正を一つの TOF の組み合わせに含まれる四本の光電子増倍管に対してそれぞれ行った結果が図 4.5 である。各光電子増倍管に対して 1 度だけの補正であるが、TOF の ADC 依存性をほぼ取り除けている。

以下、このようにして求めた TOF の値のヒストグラムを各ビーム運動量に対して確認し、TOF 法の時間分解能を確認する。

- 0.75 GeV/c

図 4.1 に運動量は 0.75GeV/c、ビーム粒子の電荷が正、第一、第二静電セパレータともに停止状態での TOF のヒストグラムを示す。

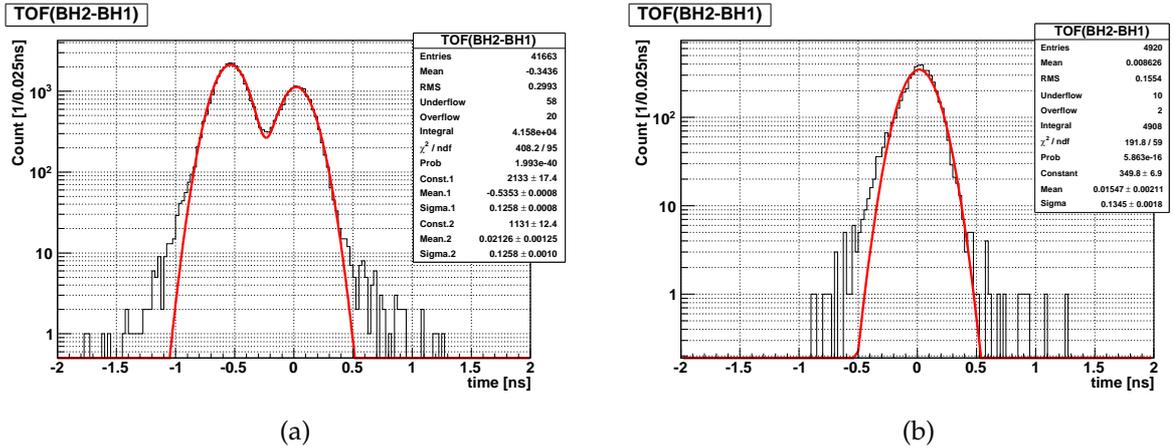


図 4.1: ビーム運動量は 0.75GeV/c、静電セパレータ 2 台とも停止状態での BH2-BH1 の間の時間分解能。(a) 粒子の種類を選ばずに陽電子と π 中間子が混合したままの状態でのフィット。(b) π 中間子のイベントを選んだ場合のフィット。

ここで、図 4.1(a), (b) はともに BH2 と SKS 下流の TOF 用シンチレータの両方を粒子が通過した場合に取得したデータである。

このビーム条件では、ガステレンコフ検出器の情報を用いることにより π^+ のみのスペクトル (b) と、 π^+ と e^+ とが二つのピークとして分離できているスペクトル (a) が得られる。図中の曲線は、TOF スペクトルを正規分布関数によるフィットの結果を表す。(a) については、正規分布関数を二つ重ね合わせた関数でフィットしている。それぞれ $\sigma_{(\text{TOF})} \sim 130\text{ps}$ の分解能を示している。

- 1.05 GeV/c

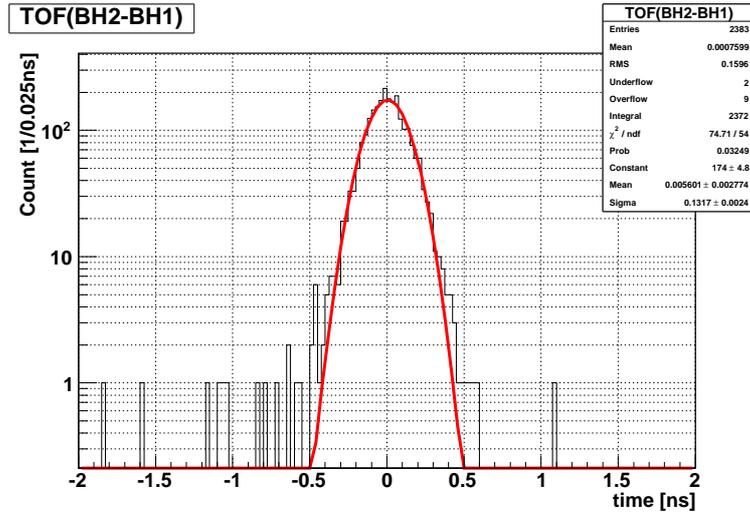


図 4.2: ビーム運動量 1.05GeV/c、静電セパレータ 2 台とも稼働状態にして π^+ 中間子の事象を選んだ場合の TOF のスペクトル。

図 4.2 が運動量は 1.05GeV/c、ビーム粒子の電荷が正、第一、第二静電セパレータともに 200kV 印加した場合である。この時静電セパレータ前後の電磁石 CM1、CM2、CM3、CM4 の設定は π 中間子に最適化されている。

ここで、図 4.1 は BH1 と BH2 を両方共をビーム粒子が通過し、その間の時間差が陽子のものではなく、 π 中間子に相当する事象である場合に取得したデータである。

観測された TOF のスペクトルは π 中間子のもののみである。こちらのスペクトルに対しても同様に正規分布関数でフィットを行った。これより $\sigma_{(\text{TOF})} \sim 130\text{ps}$ が得られていることがわかる。

- 1.8 GeV/c

最後に、図 4.3 が運動量 1.8GeV/c、ビーム粒子の電荷が正、第一、第二静電セパレータともに 200kV 印加した場合である。この時静電セパレータ前後の電磁石 CM1、CM2、CM3、CM4 の設定は K 中間子に最適化されている。

この時のデータ取得のトリガーは、K1.8 ビームラインの最下流 (BH2) までビームが到達したという条件である。

時間分解能で設計時に目標としていた、ビーム運動量 1.8 GeV/c での π 中間子と K 中間子との分離を確認することができる。図 4.3 を見れば、 π^+ と K^+ が良く分離できていることが分かる。図中の曲線は、三個の正規分布関数の重ね合わせでフィットを行った結果である。この時、 π^+ 中間子のピークに対する時間分解能は $\sigma_{(\text{TOF})} \sim 150\text{ps}$ となっている。

結果・考察

上記の各運動量に対する確認から、 π^+ 中間子のピークに対する時間分解能の値は、

$$\sigma_{(\text{TOF})} = 136.2 \pm 1.6[\text{ps}]$$

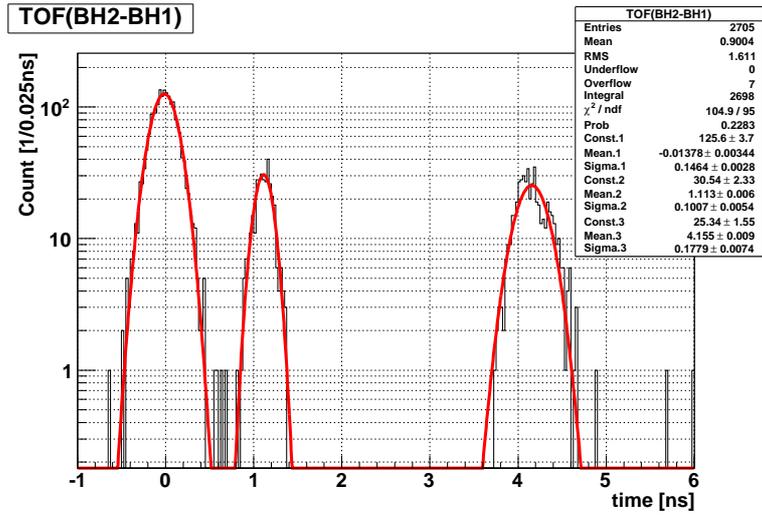


図 4.3: ビーム運動量 1.8GeV/c、静電セパレータ 2 台とも運転状態での BH2-BH1 の間の時間分解能。この時静電セパレータは K 中間子を選びとる設定となっている。 π^+ 中間子、 K^+ 中間子、陽子の三種類の粒子を識別できているのが分かる。

となった。これは 3.1.1 で見積もった時間分解能に要求される 150 ps 以下という性能を満たしている。また、図 4.3 でも確認したように、 π^+ 中間子と K^+ 中間子を良く分離することができている。

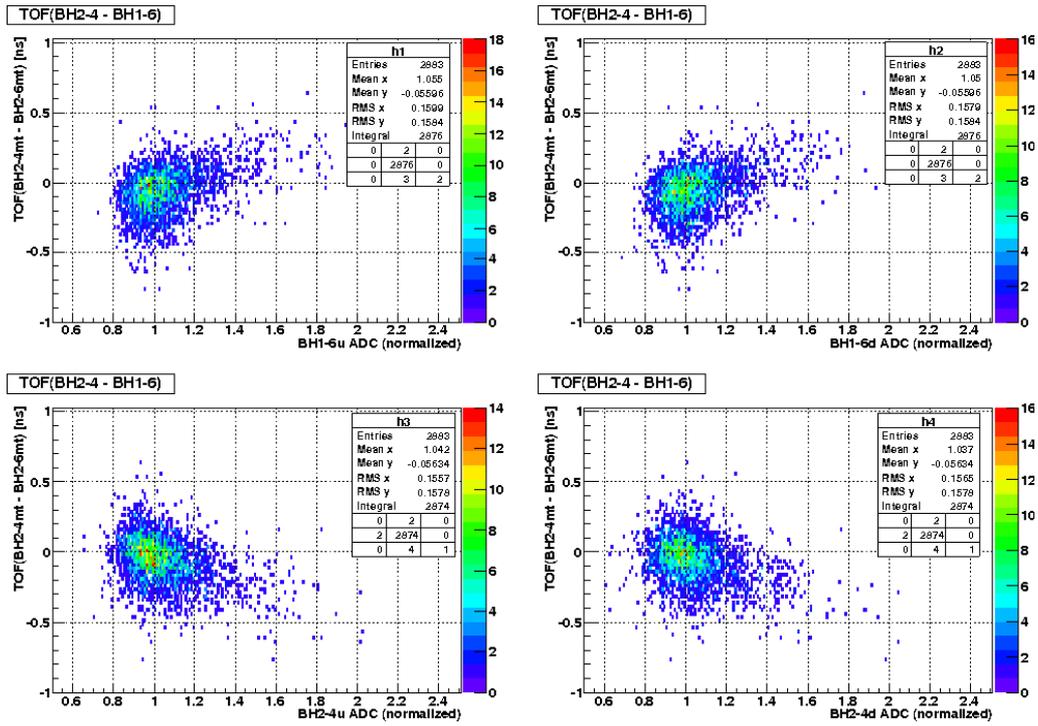


図 4.4: TOF と各光電子増倍管の ADC との相関。それぞれ TOF と (左上) BH1-6u、(右上) BH1-6d、(左下) BH2-4u、(右下) BH2-4d。補正前。ADC 依存性が見取れる。

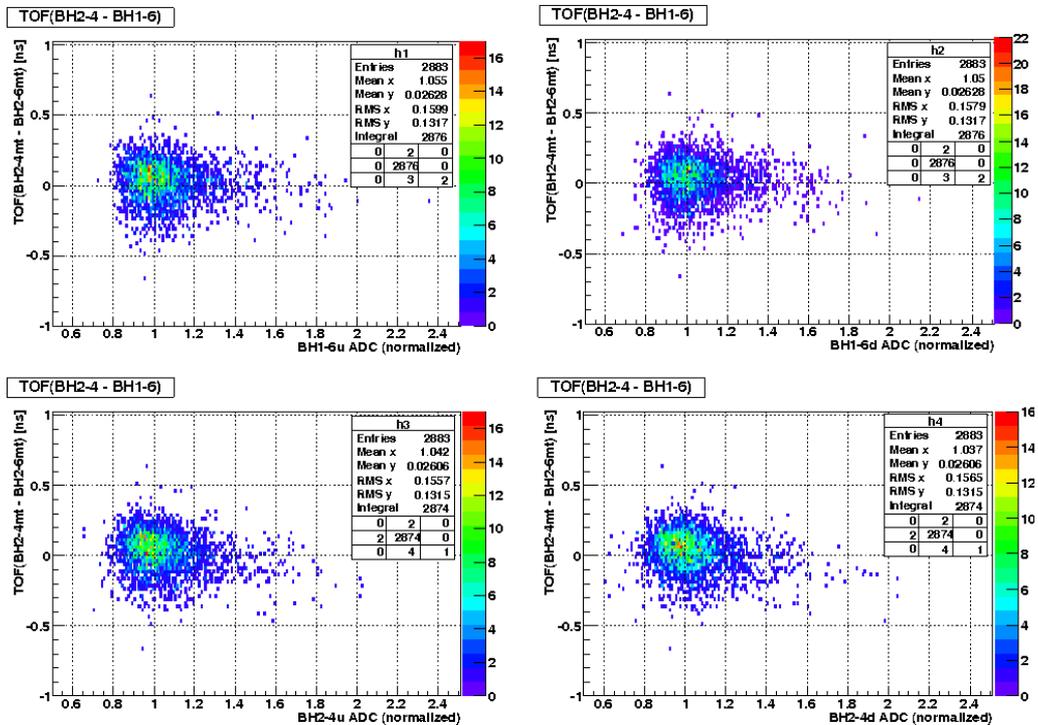


図 4.5: TOF と各光電子増倍管の ADC との相関。それぞれ TOF と (左上) BH1-6u、(右上) BH1-6d、(左下) BH2-4u、(右下) BH2-4d。補正後。ADC 依存性はほぼ消えている。

4.2 ガスチェレンコフ検出器 (BGC)

4.2.1 テスト実験と K1.8 ビームラインでのビーム

テスト実験の目的

本 BGC を設置するビームライン上の位置は第二質量スリットの直後である。この位置では図 2.2 からわかるように、ビームが特に水平方向に広がっており、ビーム中心軸から角度を持って BGC に入射するものもある。また BGC は設計上、ビームの入射位置によって集光効率が異なることが分かっている。さらに、加圧したガスによるチェレンコフ光を用いて粒子の識別を行うため、圧力により式 (3.6) の関係で屈折率が変化し、チェレンコフ放射を起こす閾値となる速度が変化する。式 (3.7) から分かるように、圧力によって発生する光子数も異なってくる。

そのため、BGC の電子 (陽電子) に対する検出効率、特に検出効率の位置依存性・入射粒子の角度依存性・ガス圧力依存性を実際に性能が要求を満たしているか K1.8 ビームラインに導入する前に調べておく必要がある。

テスト実験の実験方法

東北大学理学研究科附属原子核理学研究施設 (現: 東北大学附属電子光理学研究センター) の GeV- γ 実験棟にて 2008 年 6 月に 450MeV の陽電子ビーム ($1 - \beta \sim 10^{-6}$) を用いて、テスト実験を行った。

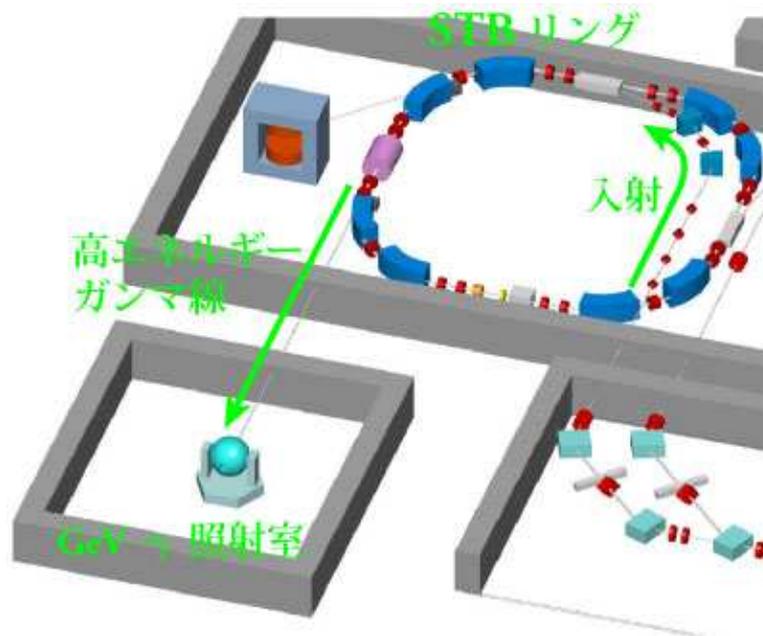


図 4.6: 原子核理学研究施設の GeV- γ 実験棟。

図 4.6 に GeV- γ 実験棟の原子核理学研究所内での位置を示す。本実験室では STB リングで加速された電子からの制動放射 γ 線を利用可能である。今回のテスト実験ではこの γ 線を金属箔に照射して対生成された電子・陽電子を RTAGX と呼ばれる双極電磁石で 30° 偏向させて運動量分析を

行った陽電子ビームを用いた。ビームのエネルギー分解能は1%弱である。このビームは鉛のコリメータで絞られており、このビームラインでのビーム強度は最大で3kHzである。

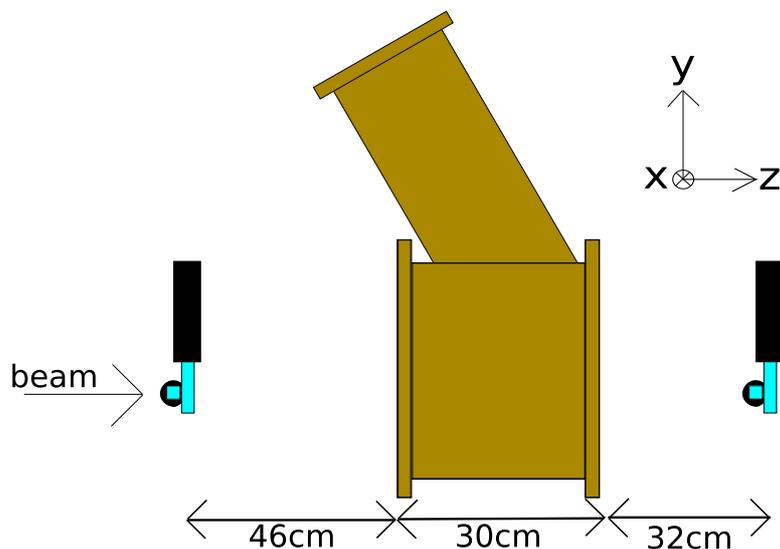


図 4.7: BGC、及びトリガー用シンチレータ・光電子増倍管の配置。幅 1cm のシンチレータを十字に交差させて用いた。

この時の実験装置の配置を図 4.7 に示す。BGC の前後に 2 本のプラスチックシンチレータを十字に交差させて 1 cm x 1 cm の重なりを持たせたものを BGC の前後に 2 組使用し、そのコインシデンスをトリガーとして用いた。

今回の実験で測定した項目を以下に挙げる。以下、本テスト実験での座標系の定義は図 4.8 の通りである。

1. 圧力依存性

圧力依存性の測定として、ビームの入射位置を座標原点 (0,0) に固定したままで、BGC のイソプタン内圧を 1.0, 1.2, 1.3, 1.4atm と変化させ、四点の圧力で検出効率を測定した。式 (3.7) から予想されるような変化があるかどうかを確認した。

2. 位置依存性

位置依存性の測定として、実際の K1.8 ビームラインでのビームの広がりを考えて、BGC の位置を変えながら測定を行った。x 方向には y 座標を $y = 0$ に固定した状態で、 $x = -150, -100, -50, -25, 0, 25, 50, 100, 150$ [mm] の 9 点、y 方向には x 座標を $x = 0$ に固定した状態で、 $y = -20, -10, 0, 10, 20$ [mm] の 5 点について測定した。

3. 角度依存性

実際の K1.8 ビームラインでのビームの広がり considering すると、BGC には最大約 5° 傾いたビームが入射する可能性がある。そこで角度依存性の測定として、ビームに対して BGC を図 4.8(b) のように定義される傾き 5° で設置して測定を行った。このように傾けた状態で、x 方向に

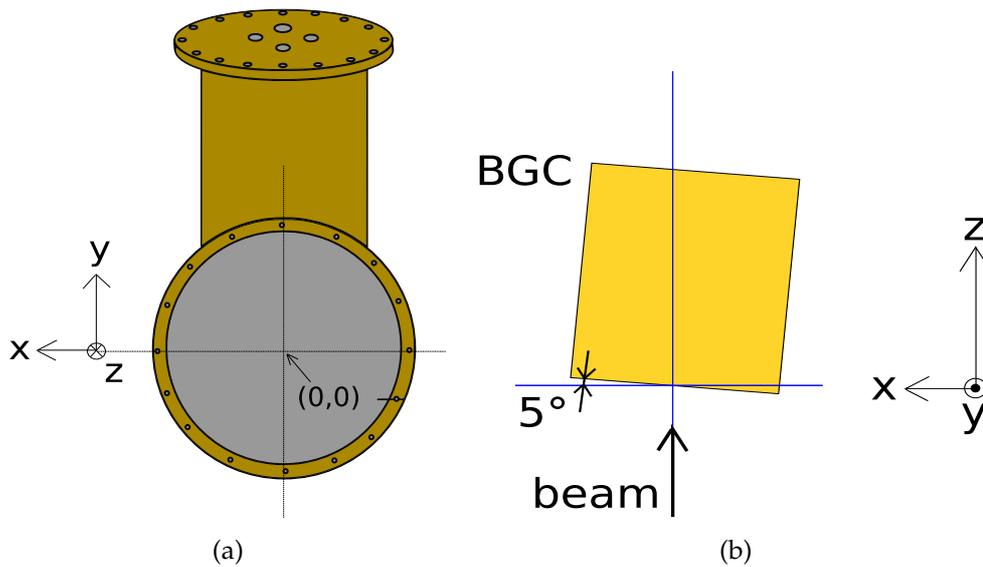


図 4.8: 位置依存性、角度依存性測定の際の座標系定義。(a) 位置依存性測定の際の x,y 座標定義、(b) 角度依存性測定の際の角度の定義。z 軸がビーム方向である。

は y 座標を 0 に固定した状態で、 $-50,0,50\text{mm}$ の 3 点、 y 方向には x 座標を 0 に固定した状態で、 $-20,0,20\text{mm}$ の 3 点について測定した。

また、イソプタンからのチェレンコフ光の寄与と他の要因の寄与による寄与をを正しく評価するために、BGC 内部に屈折率の異なる Ar ガス (気温 27° で $n \sim 1.000256$) を充填して同様に通過した陽電子の検出効率を確認した。

K1.8 ビームラインへの設置と実際のビームによる確認

2009 年 10 月から K1.8 ビームラインへのビーム供用が開始され、ビームラインのコミッショニングが始められた。この期間中に BGC を K1.8 ビームライン上に設置し、その性能確認を実際のビームでも行った。

4.2.2 性能評価

解析方法

チェレンコフ検出器など微弱光を検出する場合に光電子増倍管で検出される光電子数の分布はおおよそポアソン分布に近いことが知られている。これは光電面に到達する光子の数が数十個から百個程度であり、光電面で光子を光電子に変換する量子効率が約 20%程度であるからである。

このような微弱光の場合は、プラスチックシンチレータ等と違い、光量の平均値を ADC 分布の最頻値とする近似が成り立たない。また光電子増倍管で検出される光電子数がポアソン分布に従うならば、平均光電子数から検出効率がわかることとなる。

ポアソン分布に従うならば、光電子増倍管で r 個の光子を検出する確率を $P(r)$ 、検出する平均光電子数を λ とすると、

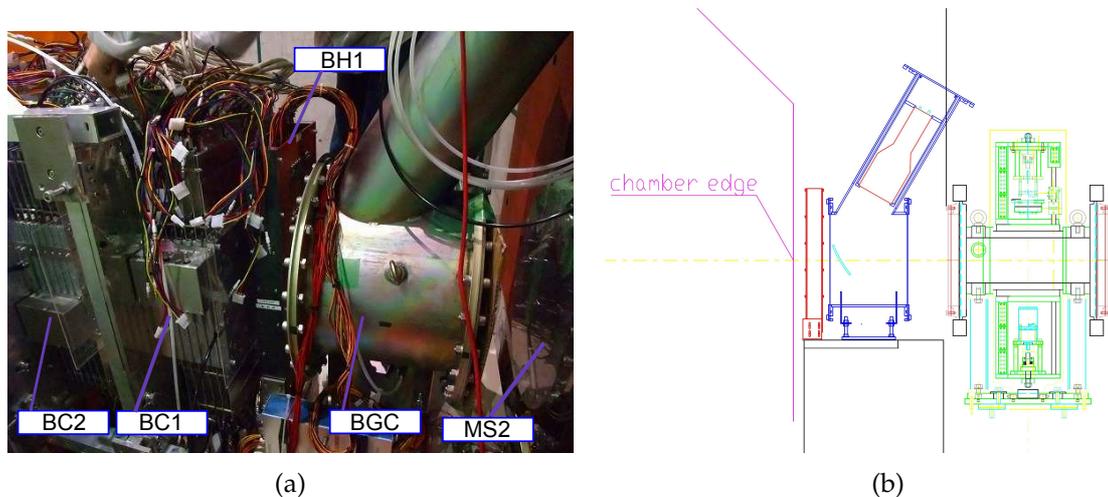


図 4.9: BGC を実際にビームライン上に設置した様子。(a) ビーム上流から見て左手側から確認した様子。図中右側ブロックに埋まっている装置が MS2 である。(b) 配置計画図。図右側がビーム上流側である。BGC と MS2 の間には MS2 で発生するビーム以外の粒子を遮蔽するために鉛ブロックを設置する予定である。

$$P(r) = \frac{\lambda^r e^{-\lambda}}{r!} \quad (4.4)$$

という関係になる。このとき、 $P(0) = e^{-\lambda}$ となるので、検出効率と光子を 1 個以上検出する確率が 1 対 1 に対応することが分かる。そのため、平均光電子数は検出効率を評価するよい指標である。

しかし、平均光電子数が 6 個以上になると、光子を 1 個も検出しない確率が $e^{-6} \sim 0.0025$ 、つまり 0.3% 程度と小さくなるため上記の光子を 1 個も検出しない確率から平均光電子数を求めることが難しい。そこで、実験で得られた検出器の ADC 分布から平均光電子数・検出効率を評価するために複数の方法を用い比較を行った。

- ポアソン分布で光電子増倍管の分解能を考慮した関数によるフィット
- ADC のペDESTAL の数を計数
- ADC 分布のピーク位置を確認

ADC 分布を用いることには、ディスクリミネータやそのスレッシュホールドの設定値に依らず平均光電子数や検出効率を評価できるという利点がある。

以下、基本的には光電子増倍管の分解能を考慮したポアソン分布によるフィットを用いて評価する。このフィットで用いた関数形などの詳細は付録 B で述べる。この方法の妥当性はテスト実験の性能評価で確認する。

J-PARC K1.8 ビームラインでの性能評価にはビーム粒子の電荷が正で、運動量が $0.75\text{GeV}/c$ のビームを用い、BH1, BH2 による TOF 法でビーム中の陽電子と π^+ 中間子を識別することで検出効率を評価した。

テスト実験での性能評価

まず、Ar 充填試験時の ADC ヒストグラムが図 4.10(a) である。

図 4.10(a) を確認すれば分かるように、ペDESTALのピーク以外にも単一光子放出に対応する山が存在する。Ar を充填している状態であるため、イソブタンからのチェレンコフ光は含まれていない。しかし、表 3.3 を見れば分かるように、 $\beta = 1/1.000256 \sim 0.9997$ 以上の十分に速い粒子であれば、A を通過する場合でもチェレンコフ光が発生する。今回の場合は 450MeV の陽電子で、速度は $1 - \beta \sim 10^{-6}$ なのでチェレンコフ光が発生している。

1.0atm のイソブタンと Ar の場合それぞれの平均光電子数と屈折率の関係を比較すれば、イソブタンないし Ar 起源でないイベント当たりの発生平均光電子数が求まる。これは装置固有のバックグラウンドとなる。この値が大きい場合、検出すべきではない π 中間子を電子 (陽電子) として誤認検出し、ビーム中の π 中間子を無駄にしてしまう。

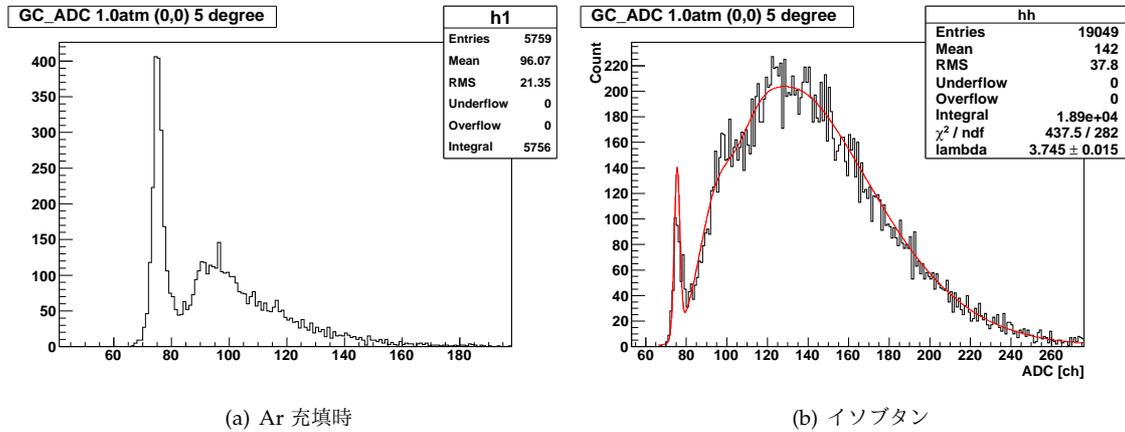


図 4.10: BGC の Ar 充填時 ADC ヒストグラムとの比較。(a) Ar 充填時のヒストグラム、(b) イソブタン充填時のヒストグラム。Ar 充填時のヒストグラムにはペDESTAL以外に、単一光電子放出に対応する山が確認できる。ペDESTALと単一光電子放出の山が離れていないので、ペDESTALを数えることによる誤差が大きくなっている。

ポアソン分布によるフィットの結果、イソブタン充填時の 1.0 atm, 位置 (0,0), 5° 入射の場合の平均光電子数は 3.74 ± 0.05 であった。Ar 充填時の場合は平均光電子数が少なかったため、ペDESTALの数を数えて平均光電子数を求めたところ、 1.03 ± 0.10 であった。1.0atm, 気温 27° の時の屈折率から式 (3.3) を用いて計算すると、放射体を通過する距離は同じなので、Ar のイソブタンに対する平均光電子数の比は

$$\frac{N_{\text{Ar}}}{N_{\text{iso-C}_4\text{H}_{10}}} = \frac{1 - \frac{1}{\beta^2 n_{\text{Ar}}^2}}{1 - \frac{1}{\beta^2 n_{\text{iso-C}_4\text{H}_{10}}^2}} \sim 0.19 \quad (4.5)$$

となる。これから 1.0 atm, 位置 (0,0), 5° のイソブタンからのチェレンコフ光で発生する光電子数を N 、BGC 固有のバックグラウンドを N_{BG} とすると、

$$\begin{cases} N + N_{\text{BG}} = 3.74 \pm 0.05 \\ 0.19N + N_{\text{BG}} = 1.03 \pm 0.10 \end{cases} \quad (4.6)$$

これから、BGC 固有のバックグラウンドは $N_{BG} = 0.39 \pm 0.12$ と見積もることができる。以下、基本的に平均光電子数としては、このバックグラウンドを差し引いた値を示している。

実際に J-PARC のビームライン上で使用する際に $\beta = 1$ の粒子に対して平均光電子数のバックグラウンドが 0.39 ± 0.12 であるならば、運動量 $1.8\text{GeV}/c$ の π 中間子の $1 - e^{-0.39} \sim 0.3$ と約 30% を無駄にしてしまうため、問題でありこの影響は無視できない。バックグラウンドについての考察と対策については J-PARC での性能評価のところで述べる。

1. 圧力依存性

図 4.11 に、BGC の内圧を変化させていった時の ADC ヒストグラムと、それを光電子増倍管の分解能を考慮したポアソン分布でフィットした結果を示す。ガスの圧力が上がればペDESTALピークの強度が減少し、平均光電子数が増加しているのが分かる。図中の“lambda”がフィットにより求められた平均光電子数である。この値は BGC のバックグラウンドを考慮していない。

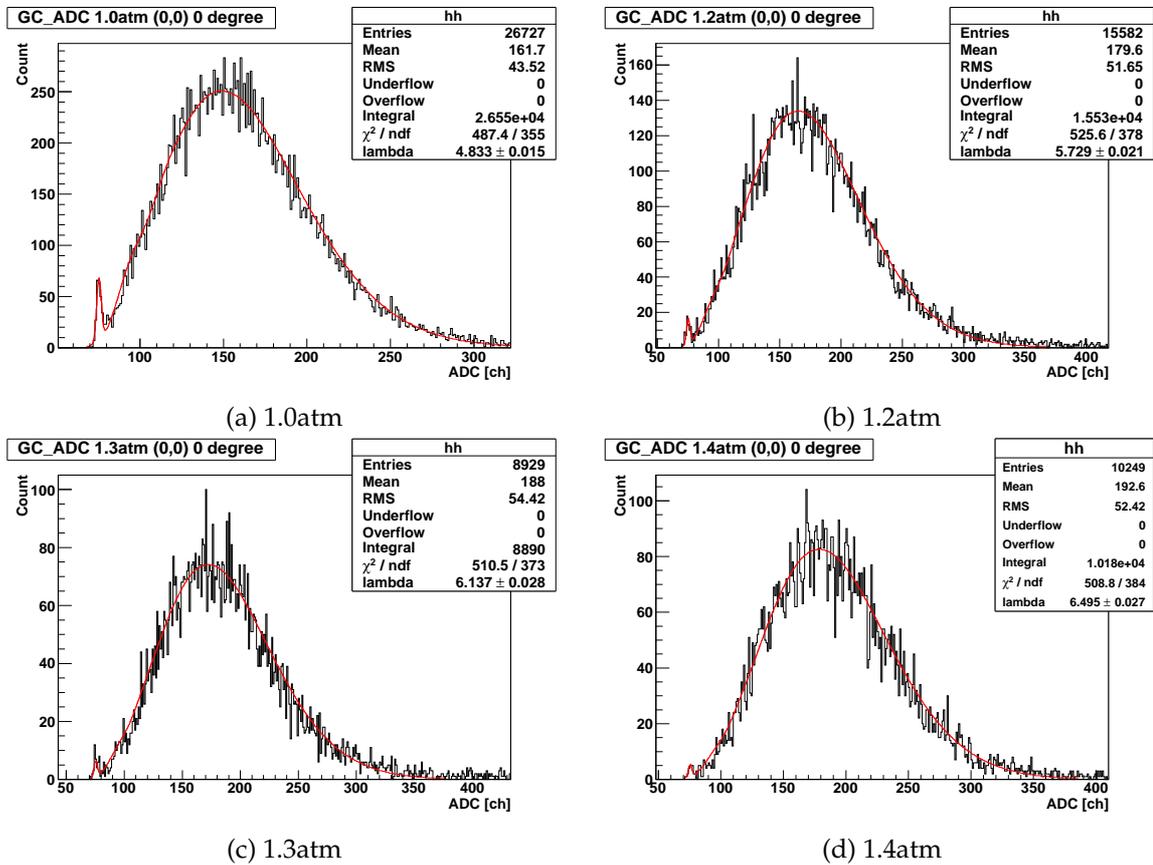


図 4.11: ADC の圧力変化。圧力が高くなるほどペDESTALの割合が減少している。(a)1.0atm, (b)1.2atm, (c)1.3atm, (d)1.4atm

Ar 充填試験での結果を踏まえて、圧力依存性の結果をまとめて BGC 固有のバックグラウンドを差し引いて求めた平均光電子数・検出効率が図 4.12(a), 4.12(b) である。図中の赤色丸は、光電子増倍管の分解能を考慮したポアソン分布でヒストグラムをフィットして得られた値、緑色四角はヒストグラムのペDESTALの割合から求めた値、青色三角はピーク位置から見積もった値である。

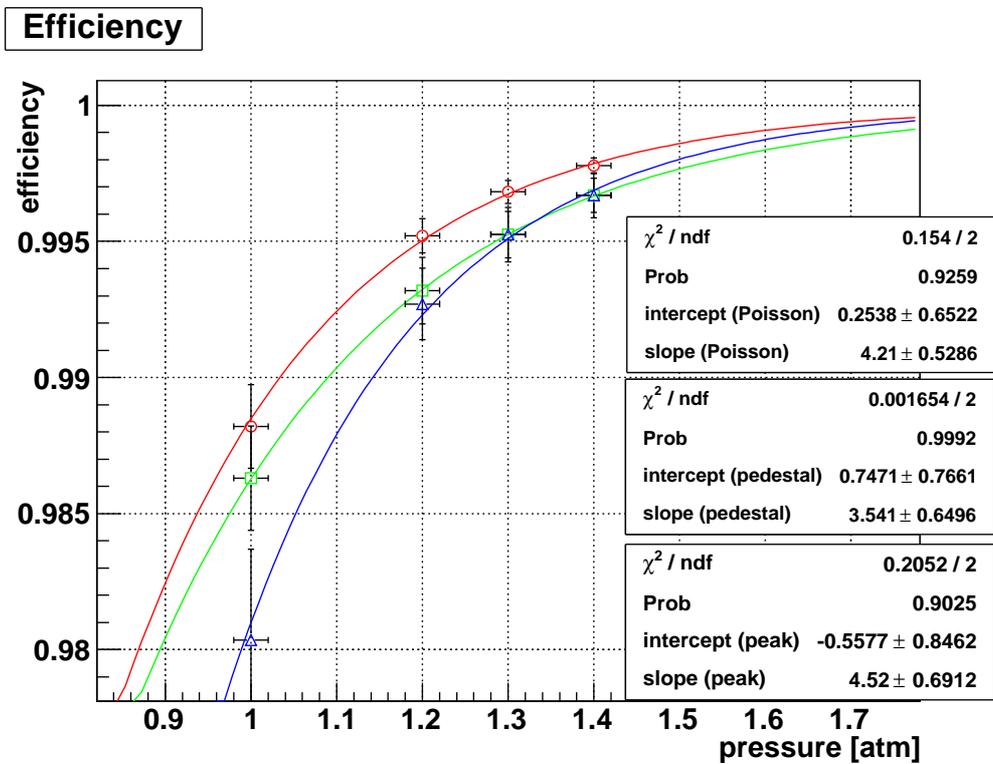
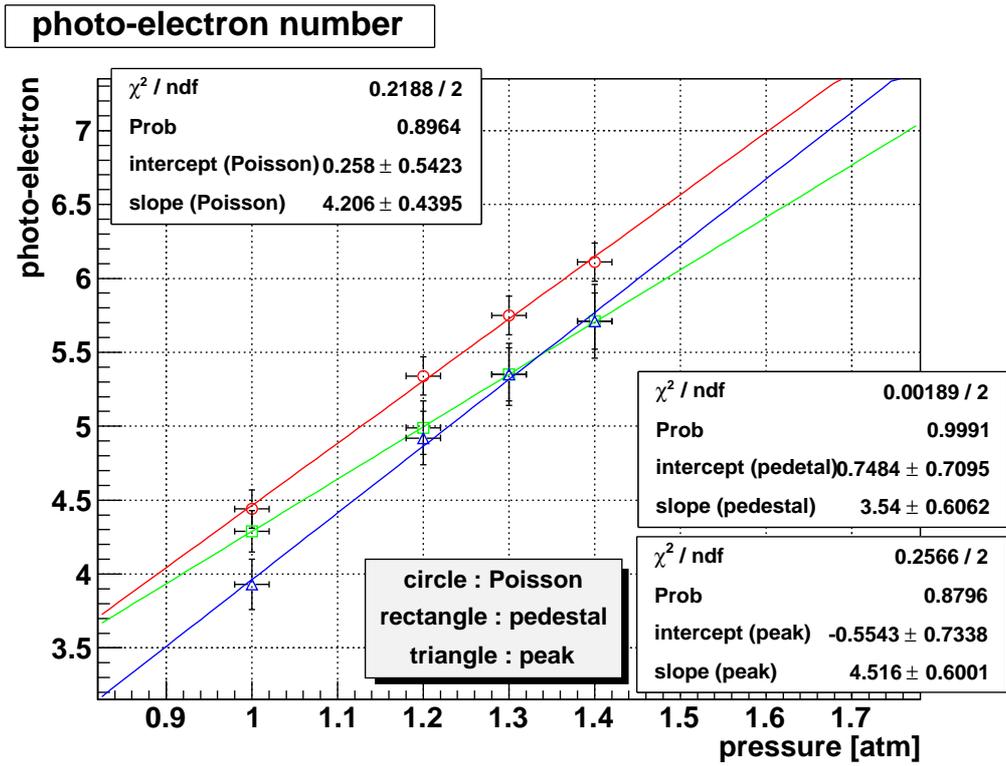


図 4.12: BGC 圧力依存性。赤色丸 : Poisson 分布を用いた見積り、緑色四角 : ペDESTAL の数を数えた見積り、青色三角 : ピークの位置からの見積り。図中の直線は一次関数でフィットした結果である。

圧力依存性については、ポアソン分布によるフィット・ADCのピーク位置・ペDESTALの数の計数の3つの方法で評価した。図4.12(a)を見れば分かるように、平均光電子数が少ない圧力領域では、ピーク値から平均光電子数を求める方法が小さな値を示した。ポアソン分布は値が大きい側にテールを引くため、ポアソン分布のピーク位置はポアソン分布の平均値よりも小さな値を示す。よって図4.12(a)でのポアソン分布でのフィットの結果とピーク位置との結果はこの性質を良く反映している。

ADCヒストグラムのペDESTALを計数する方法では、平均光電子数が多い領域にいくにつれ他の方法よりも小さな値を示した。これは平均光電子数が少なくなるとペDESTALの絶対数が小さくなるので、計数のエラーが大きくなるためであると考えられる。また、光電子を一個検出した場合でも光電子増倍管の分解能からくる揺らぎにより単一光子検出事象のいくらかがペDESTALの領域にしみだす。よって、ペDESTALを計数する方法では実際の光電子数で求められる値よりも多くのペDESTALを見積る傾向がある。

光電子増倍管の分解能を考慮したポアソン分布によるフィットから求める方法は、上記の2つの方法よりも大きな値を示した。しかし、平均光電子数が大きくなるにつれピーク値から求めた値と近づいているのでポアソン分布の性質から正しい傾向であると考えられる。また平均光電子数が少ない領域ではペDESTALから求めた値と近いため、この領域においてもある程度信頼できると考えることができる。よって、光電子増倍管の分解能を考慮したポアソン分布を用いた評価は今回調べた光子数の領域では妥当であると考えられる。そのため今回の検出効率の他の依存性の比較にはこのポアソン分布による方法を用いた。

2. 位置依存性

測定したx方向、y方向それぞれに対するADCヒストグラムの位置依存性を図2,2及び図2,2に示す。グラフ中のデータ点は上記のポアソン分布をでフィットした結果から求めた値である。

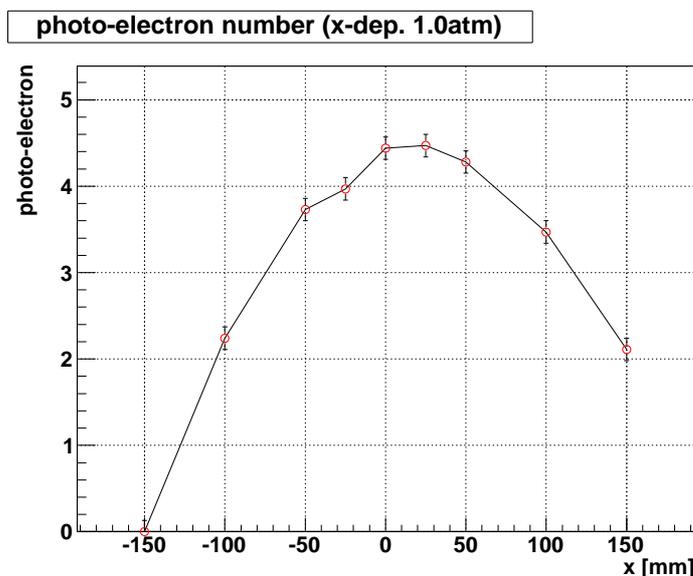


図4.13: x方向の検出効率位置依存性。中心から離れる程検出効率が低下するのが分かる。

位置依存性については、検出器の中心から離れば離れるだけ検出効率が低下するが、これ

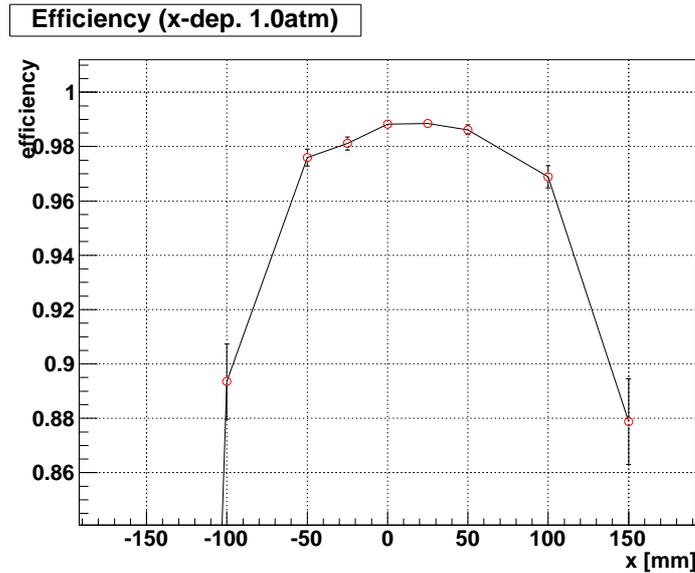


図 4.14: x 方向の検出効率位置依存性。中心から離れる程検出効率が低下するのが分かる。

はチェレンコフ光の集光効率によるものであると考えられる。x 方向で平均光電子数が最大になる位置が検出器中心でない理由としては反射鏡の設置精度によるものであると考えられる。J-PARC にてビームラインに設置する前にはレーザー墨出し器を用いて反射鏡の中心合わせを行ったのであるが、かなりよく設置しないと光電面の位置にして 10mm 程度のずれは生じてしまうことが分かった。しかしながら、垂直に入射する場合は $\pm 100[\text{mm}]$ の範囲において、圧力を 1.7atm に設定すれば、圧力依存性を調べたときに一次関数でフィットした結果を用いると、この範囲内で一番検出効率の悪い $x = -100\text{mm}$ について平均光電子数が $2.24 \pm 0.13 + (4.21 \pm 0.44) \cdot 0.7 = 5.19 \pm 0.33$ 個となる。これから、 $|x| < 100\text{mm}$, $|y| < 20\text{mm}$ の範囲内では、 $99.4 \pm 0.2\%$ 以上の検出効率が期待される。

3. 角度依存性

5° 傾けた場合の測定した結果を位置依存性の測定の結果と合わせて、平均光電子数の変化について確認した。それを図 4.17 に示す。基本的には BGC に対して垂直に入射している方が平均光電子数も多く、検出効率も高くなる。y 軸方向にはほぼ傾きに対する依存性が見られないが、x 軸方向には依存性が見られる。

図 4.8(b) のように傾き 5° は定義しているの、ビームが BGC 中心に向かって広がる方向に傾いている場合よりも、ビームが BGC 中心に向かって集束する方向に傾いている場合のほうが高い検出効率となることが分かる。このことは、K1.8 ビームラインの光学 (図 2.2) から BGC の設置位置においてはビームが広がることをわかるため、ビームの入射角度依存性としては検出効率として有利な方向性である。

角度依存性については、どの位置に対しても平均光電子数が減少することが分かった。ビームが今回角度依存性を測定した範囲に均一に傾いて入射すると仮定すれば、今回の測定点での比の値の平均値を取って、平均光電子数が垂直に入射した場合の 0.74 ± 0.06 倍になることがわかる。

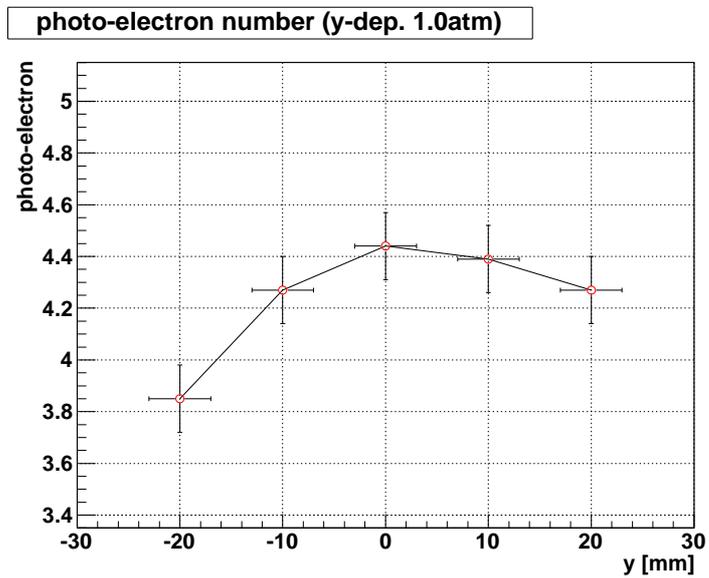


図 4.15: y 方向の検出効率位置依存性。中心から離れる程検出効率が低下するのが分かる。

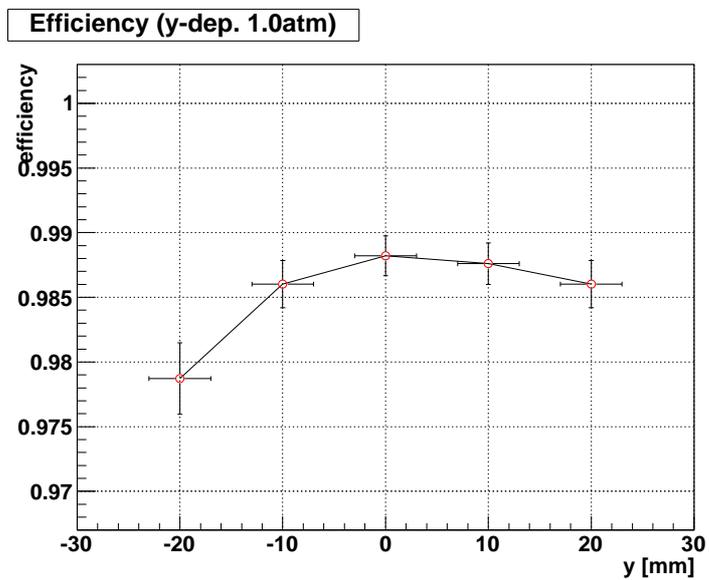


図 4.16: y 方向の検出効率位置依存性。中心から離れる程検出効率が低下するのが分かる。

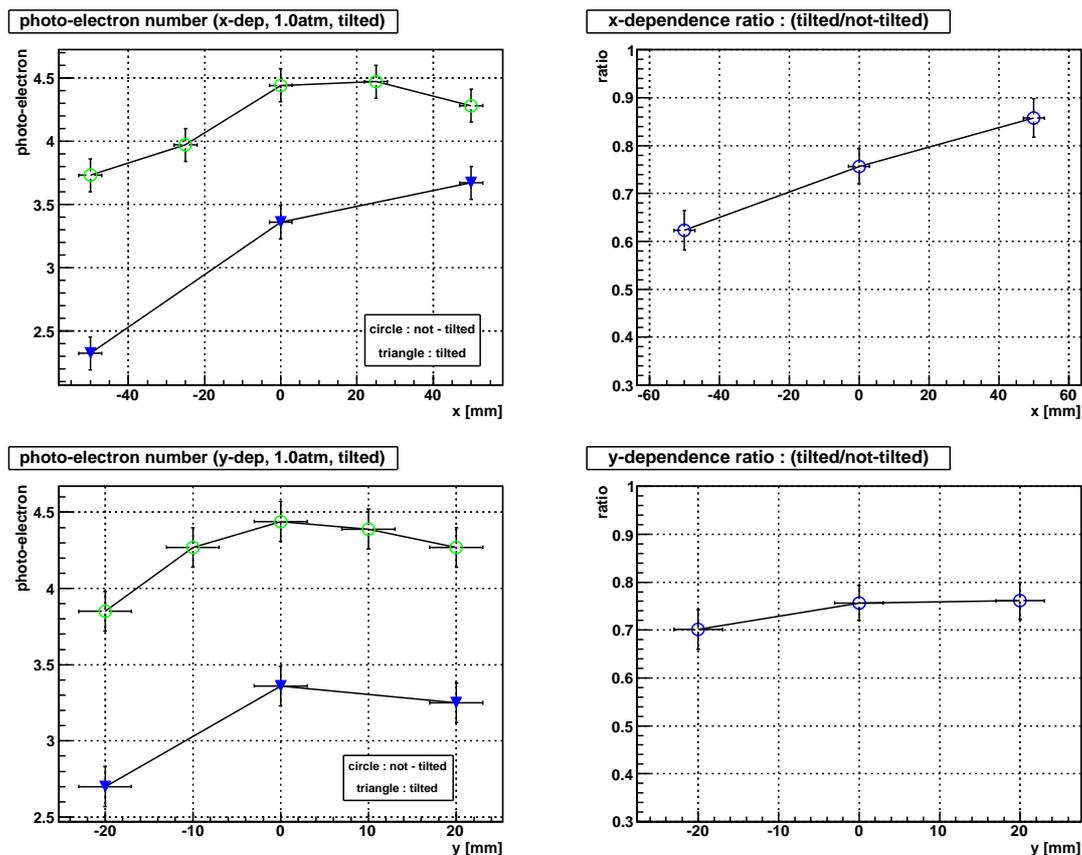


図 4.17: 斜め入射の場合の平均光電子数。左上: x 方向の依存性、右上: x 方向の傾けていない場合との比、左下: y 方向の依存性、右下: y 方向の傾けていない場合との比。左側の列の緑色丸が傾けていない場合であり、青色下向き三角が 5° 傾けた場合である。

J-PARC での性能評価

BGC の陽電子に対する検出効率を調べるために、TOF 法で陽電子と π^+ 中間子を識別する必要がある。しかし 4.1 で確認したように、BH2-BH1 の間の TOF の時間分解能はせいぜい 130ps 程度であることが分かっている。表 3.1 から分かるように運動量 $0.75\text{GeV}/c$ の陽電子と π^+ 中間子の間の TOF は約 600ps であるので、TOF 法により陽電子と π^+ 中間子を完全に識別することはできない。実際に $750\text{MeV}/c$ のビーム運動量のデータについて ADC の波高補正を行った後の TOF が図 4.19, 4.20 である。

図 4.19 を見ると、TOF の時間差が -0.6ns 未満の領域であれば π^+ の中心値から 4σ 以上離れているため、この領域にある π^+ のイベントの存在は無視できる。そのため、 $-1[\text{ns}] < t_{\text{TOF}} < -0.6[\text{ns}]$ のイベントを陽電子と考えることで検出効率を求めた。同様に、 $0.1[\text{ns}] < t_{\text{TOF}} < 0.6[\text{ns}]$ のイベントを π^+ 中間子と考えることで誤認確率を求めた。検出効率を出すには実際に K1.8 ビームラインで使用する予定である BGC の ADC が 150 ch (ディスクリミネータのスレッシュホールドの値にして -20mV) を超えたものを信号とみなして検出効率を求めた。この時の BGC の内圧は 1.55 気圧である。

また、テスト実験にて検出効率の角度依存性が確認されていたので、ビームが BH1, BH2 の任意

のシンチレータの組み合わせを通過した場合と、BH1,BH2 の中心のシンチレータを通過した場合とで検出効率の比較を行った。この時の BGC の ADC ヒストグラムが図 4.21, 4.22 である。ここで $-1[\text{ns}] < t_{\text{TOF}} < -0.6[\text{ns}]$ の条件はかけている。

まず、 π^+ 中間子に対する誤認確率について確認する。図 4.18 が π^+ に対する BGC の ADC スペクトルである。

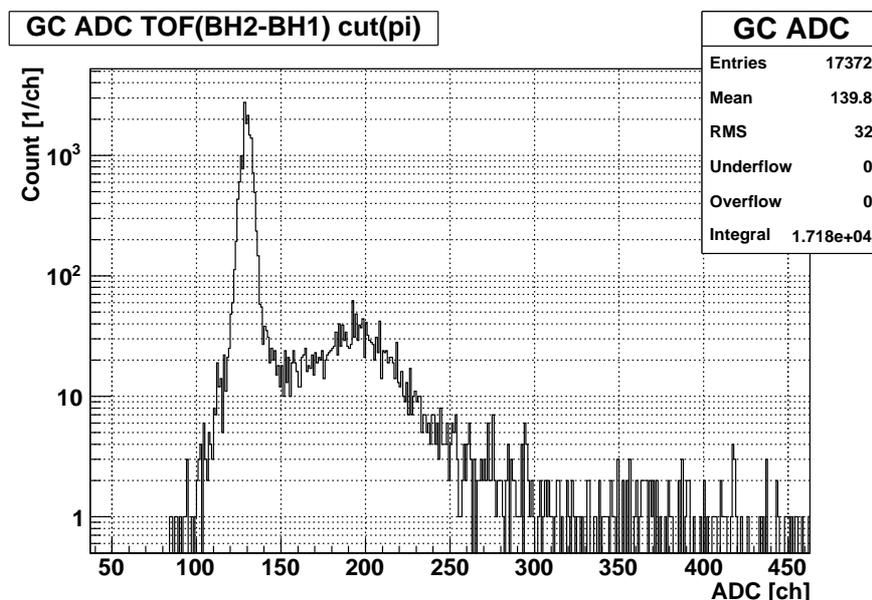


図 4.18: 運動量 $0.75\text{GeV}/c$ の π^+ 中間子に対する ADC スペクトル。TOF の全てのセグメントの組み合わせ

原子核理学研究施設でのテスト実験の結果から予想されるように、ペDESTAL以外にも単一光電子検出に対応するピークが確認できる。誤認確率は 0.137 ± 0.003 である。これから平均光電子数を求めると、 0.147 ± 0.003 となった。これはテスト実験で求めた値と明らかに異なる。このことに対する考察は後で述べる。

次に陽電子についての検出効率について確認する。BH1,BH2 の全てのシンチレータの組み合わせを通過した場合のヒストグラム (図 4.21) をポアソン分布でフィットして得られた光電子数は 6.21 ± 0.05 であった。また、上記の方法による検出効率は、 $0.9948 \pm 0.004\%$ であった。光電子数から計算される検出効率は 0.9980 ± 0.0001 と誤差の範囲内では一致している。

垂直に入射した場合の ADC が図 4.22 であった。平均光電子数を求めると、 7.04 ± 0.20 個となる。同様に検出効率は、 0.997 ± 0.02 光電子数から計算される検出効率 0.9991 ± 0.0002 と誤差の範囲内では一致している。

BH1,BH2 の全てのシンチレータの組み合わせの場合に得られる検出効率よりも、BH1,BH2 の中心のセグメントを通過して垂直に BGC に入射したときの検出効率の方が高かったことは、テスト実験の結果から定性的に説明できる。垂直入射でない場合には平均光電子数が減少するため、全ての組み合わせには傾いて入射する粒子も含まれるからである。また、この時 π 中間子の誤認確率がテスト実験の結果求められた値よりも大きかったことは BGC 内部のガスを十分に置換できていなかった可能性が考えられる。テスト実験の時にはイソブタンを充填してテストを行った後に、Ar をボンベから充填したためである。

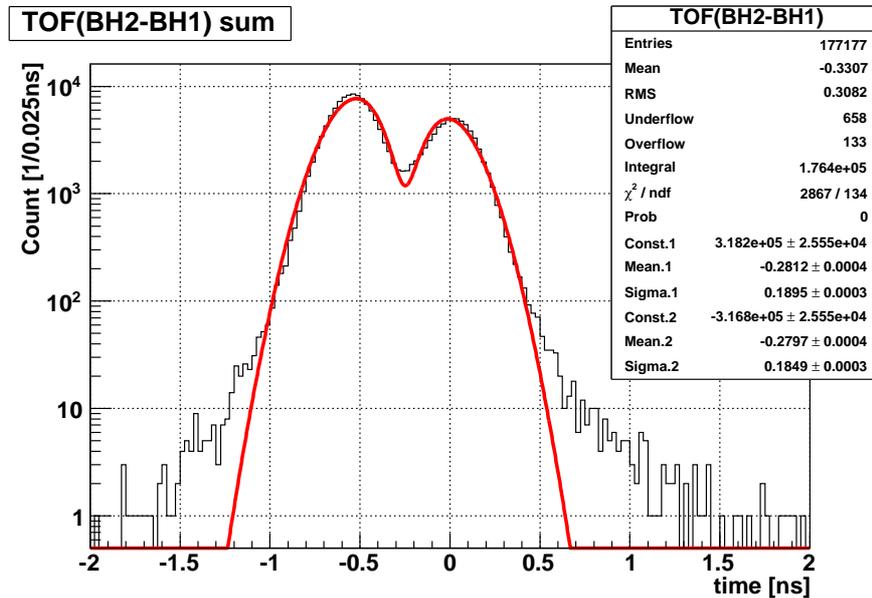


図 4.19: ビーム運動量 0.75GeV/c の時の TOF(全ての足しあわせ)。図中の赤線は、正規分布を二つ重ね合わせた関数によるフィットの結果である。

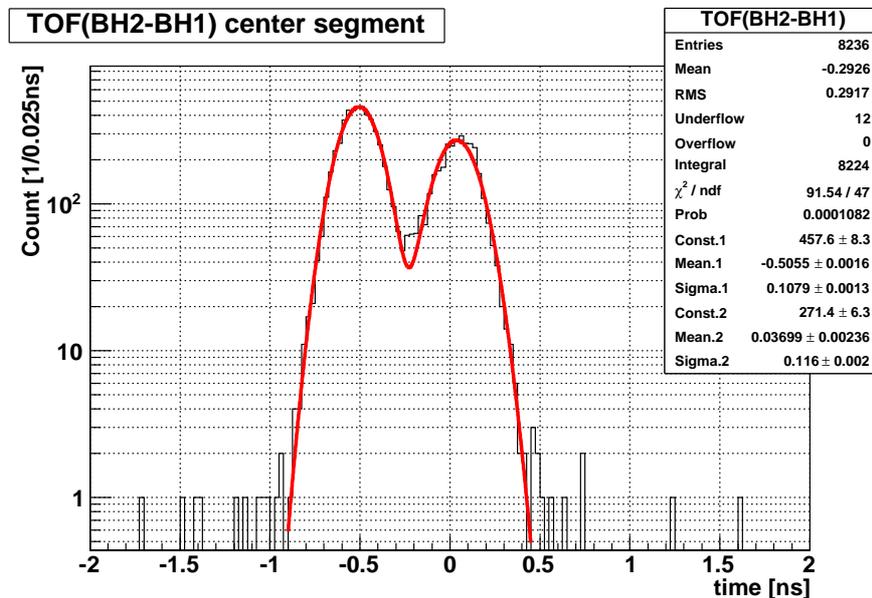


図 4.20: ビーム運動量 0.75GeV/c の時の TOF(中心を通過) 図中の赤線は、正規分布を二つ重ね合わせた関数によるフィットの結果である。

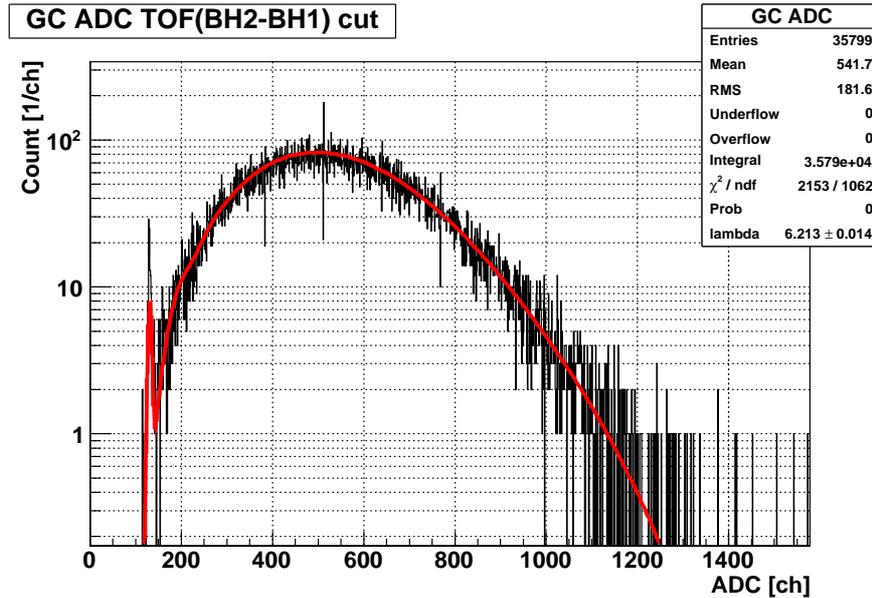


図 4.21: ビーム運動量 $0.75\text{GeV}/c$ の時の BGC の ADC(全ての足しあわせ)。図 4.19 の TOF、 -1ns から -0.6ns のイベントのみ。図中の赤線は、ポアソン分布によるフィットの結果である。

さらに、Ar 充填試験、またはビームによる性能確認の結果かなり大きなバックグラウンド (平均光電子数にして 0.39 ± 0.12 , または運動量 $0.75\text{GeV}/c$ のビーム中 π^+ 中間子の約 14% を誤認検出) が存在していたのであるが、これへの対策をビームラインに設置してから行った。考えられる原因として、反射鏡に使用している基質のホウケイ酸ガラスからのガラスチェレンコフ光が、設計した通りのチェレンコフ光伝達経路を通らずに光電子増倍管に到達しているということと考えた。反射鏡の厚み (6mm) と屈折率 (~ 1.5) を考慮すると、ガスからのチェレンコフ光の約 20 倍の光量があることが分かった。しかも、屈折率が大きいので、陽子を含む全ての粒子でチェレンコフ光が発生する。対策として実際に行ったことは、チェレンコフ光の設計上の伝達経路 (図 3.5 参照) 以外のところへの黒色艶消し塗装である。具体的には反射鏡の裏側、検出器前後の外部と領域を分割している膜、反射鏡の支持材に対して黒色艶消し塗装を行った。この修正前後の BGC の ADC の変化が図 4.23 である。

以上のようにして、 π 中間子でも光っていたことに対する対策を行ったが、今回の測定では BGC 修正後の TOF の分解能が陽電子と π 中間子を識別するには十分でなかったため、具体的な数値を出すことは難しいが、 π 中間子に対しては十分に誤認検出効率を下げることができた。ADC 分布のピーク位置前後に対するポアソン分布のフィット結果から修正後の陽電子に対する平均光電子数は 6.80 ± 0.04 と求まった。同様なフィットを修正前のヒストグラムに行ったところ、平均光電子数は 6.21 ± 0.01 と求まった。修正後の BGC の内圧は 1.69atm であり、修正前の BGC の内圧は 1.55atm であるので、圧力依存性から予想される平均光電子数の増分は $4.21 \cdot 0.14 = 0.59$ でこの違いはよく説明できる。よって、 π 中間子に対する平均光電子数に対してこの修正はほとんど影響を及ぼしていないことが分かった。

また、図 4.23(a) と図 4.23(c) を比較すると、 π 中間子に対して単一光電子検出に相当するピークがほぼ消えているように見えるので、本修正により π 中間子に対する誤認検出効率を下げることができたとと言える。

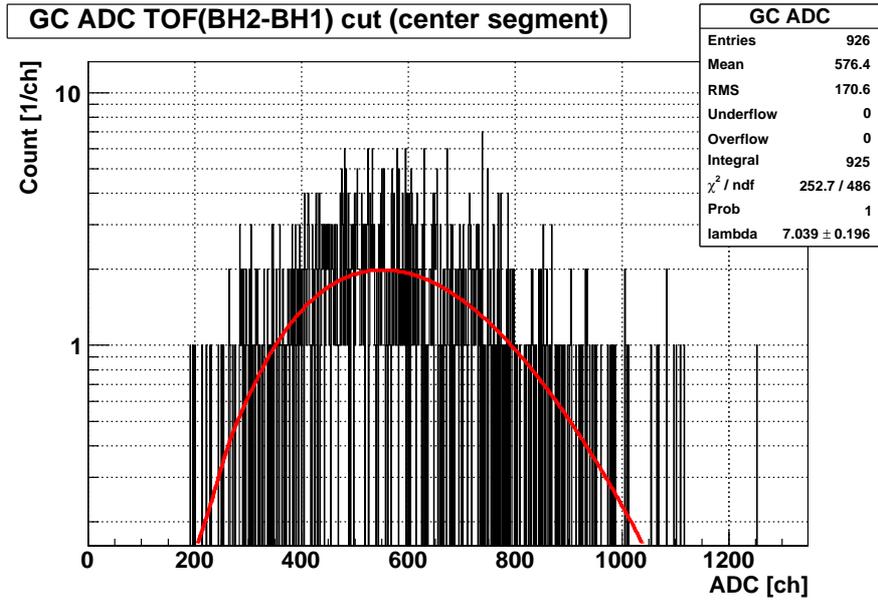
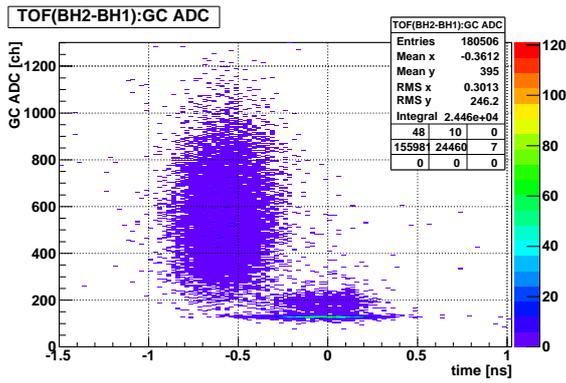
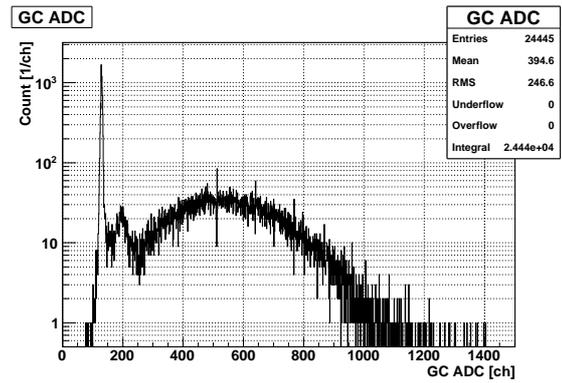


図 4.22: ビーム運動量 $0.75\text{GeV}/c$ の時の BGC の ADC(中心を通過) 図 4.20 の TOF、 -1ns から -0.6ns のイベントのみ。図中の赤線は、ポアソン分布によるフィットの結果である。

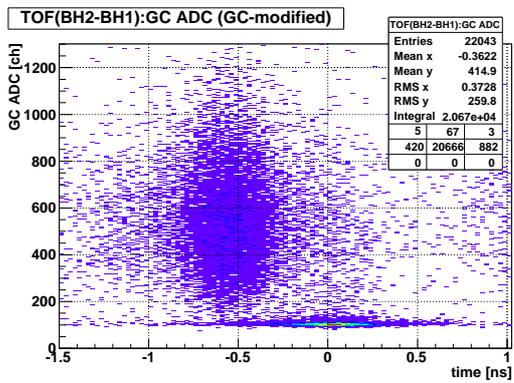
以上より、BGCとして、 1.7 気圧で動作させれば x 方向 $\pm 100[\text{mm}]$ 、 y 方向 $\pm 20[\text{mm}]$ の領域に対して電子・陽電子に対する検出効率が $99.4 \pm 0.2\%$ 以上を達成できていることが確認された。これは目標としていた 99.5% の検出効率を達成していないが、 $99.4 \pm 0.2\%$ であれば、トリガーへの電子 (陽電子) の混入は $0.06 \pm 0.02\%$ と見積もれるので、許容範囲であると考えられる。



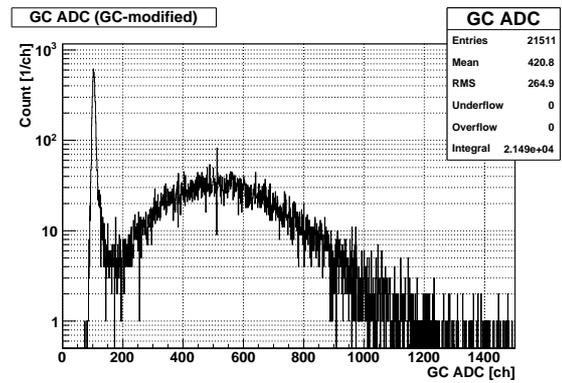
(a) 修正前 - TOF : GC ADC



(b) 修正前 - GC ADC



(c) 修正後 - TOF : GC ADC



(d) 修正後 - GC ADC

図 4.23: 検出器修正前後での変化。検出器修正後には、 π 中間子のところに見られていた単一光電子検出ののピークが確認できなくなっている。

4.3 陽子棄却用エアロゲルチェレンコフ検出器 (BAC(p))

性能評価

BAC(p) の性能評価は、J-PARC K1.8 ビームラインのコミッショニング中に行った。使用したデータは、ビーム運動量 1.8GeV/c、静電セパレータが 2 台とも 200kV の時に BH2 まで粒子が通過したイベントに対してトリガーをかけたデータである。方法は、陽電子・ π 中間子・K 中間子・陽子を TOF 法及び BGC を用いて粒子識別し、それぞれに対する検出効率、及び誤認検出率を確認した。この時の TOF と BAC(p) の ADC の相関が図 4.24 である。

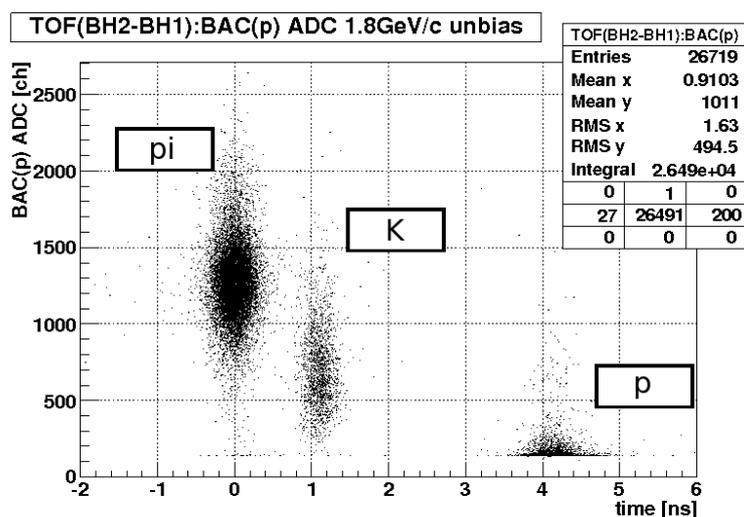


図 4.24: ビーム運動量 1.8GeV/c の時の TOF との相関。 π, K, p の 3 種類に対して、ADC の値が分かれている。

4.3.1 結果・考察

TOF 法で行った粒子識別の結果から、BAC(p) の検出効率を求めた結果が表 4.2 である。

表 4.2: BAC(p) の各粒子に対する検出効率。この時の粒子の運動量は 1.8GeV/c である。

陽電子 [%]	π^+ 中間子 [%]	K^+ 中間子 [%]	陽子 [%]
99.8 ± 0.2	99.83 ± 0.03	98.7 ± 0.2	6.4 ± 0.3

以上の結果から、K 中間子、 π 中間子、陽電子に対しては約 99%以上の検出効率を有しており、問題ないことがわかる。しかしながら、陽子に対しての棄却効率は $93.6 \pm 0.4\%$ と、実験の誤差では説明できない値を示している。これは、乱反射材として用いたテフロンが陽子の衝突に対してシンチレーション光を発していることが原因であると考えられる。テフロンは一般にシンチレーション光を出すことが知られている。

今回はスケーラーで粒子の数を計数する際に K 中間子と陽子を簡便に弁別することが目的であったため、高い棄却効率は必要でなかったが、今後同様な検出器でより高い棄却効率が必要とし、かつ物質量についても高い要求がある場合は、本検出器は改良する必要がある。改良の余地としては、乱反射型の検出器とする場合は反射材に用いる素材がシンチレーション光を出さない等検出器の性能を損なう可能性がないことを確認されたものを用いることと、集光効率を上げるか、放射体の量を最適化することにより物質量を減少させることが考えられる。

しかし、本検出器を用いることで本年度の K1.8 ビームラインの電磁石等の装置のパラメータ決定を順調に行うことができた。また、K 中間子ビームに対するデータを取得する際にもトリガーから陽子を除去する働きを行い、データ取得の助けとなった。

4.4 K1.8 ビームラインでの粒子収量比

第3章で説明した検出器を用いて K1.8 ビームラインのコミッショニングは進められた。検出器群の確認を進めるとともに、ビーム構造・データ収集システムの確認なども行われた。

4.4.1 ビームラインの各種パラメータの影響

ビームライン上に設置された機器の中で特にビーム粒子に直接的に大きな影響を与えるものに中間像スリット (以下、IF スリット)、第一段静電セパレータ (以下、ESS1)、第一質量スリット (以下、MS1)、第二段静電セパレータ (以下、ESS2)、第二質量スリット (以下、MS2) がある。これらの機器については、ビームコミッショニング中にそのパラメータを頻繁に変更していたため、測定条件に注意する必要がある。

これらの値が粒子の内訳に対してどのような影響を及ぼすかについて確認した。一次標的 Ni、運動量 1.05GeV/c のビームに対して IF スリット、MS1、MS2 の開ける程度を変えていって陽電子と π 中間子の数の比の変化を測定した結果が図 4.25 である。この時のデータ取得トリガー要求は、ビームラインを π 中間子 (または陽電子) が通過した際に発行されている。

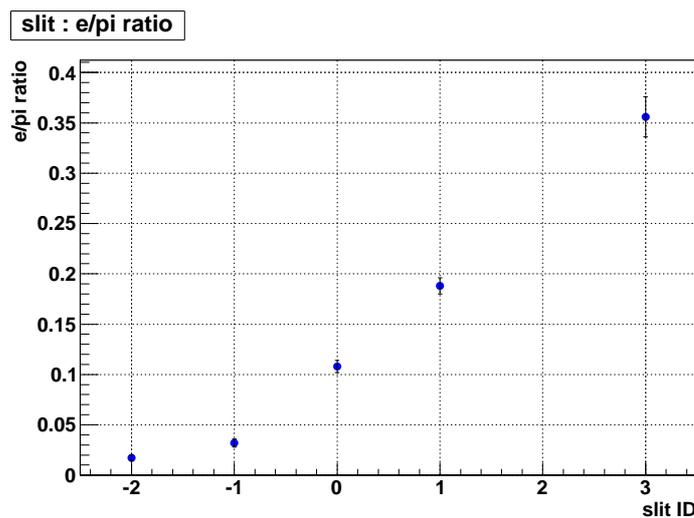


図 4.25: ビームラインのスリットに対する e/π 比の依存性。この時、ビームは一次標的 Ni、運動量 1.05GeV/c、ESS1,2 とともに 200kV の設定であった。

図 4.25 から明らかなように、スリットを開けていくにつれビーム中の陽電子の割合が増えている。これから、スリットの値を同じ条件で比較しなければ粒子の内訳を比較することは、少なくとも電子 (陽電子) と π 中間子の内訳を比較することはできないことが分かる。

4.4.2 ビームに含まれる粒子の構成割合

1.8 GeV/c

表 4.3: スリットの開度の定義。図 4.25 中の slit ID。

slit ID	IFH [mm]	IFV [mm]	MS1 [mm]	MS2 [mm]
3	±130	±6	±3.35	±3.5
2	±130	±4	±2.35	±2.5
1	±100	±4	±2.35	±2.5
0	±100	±2	±2.35	±2.5
-1	±100	±2	±1.35	±1.5
-2	±100	±1	±1.35	±1.5

K1.8 ビームラインでのビーム運動量 1.8GeV/c の場合の粒子の内訳について確認する。

今回確認を行ったのは、一次標的 Ni、運動量 1.8GeV/c で、第一段、第二段静電セパレータがそれぞれオンとオフの状態でのデータである。ビームラインの装置の各スリットは共通の値を用いている。

粒子の識別には BH1 と BH2 の間での TOF 法を用いて行った。また、陽電子と π^+ 中間子との識別には BGC を用いた。TOF 法での識別の結果が図 4.26 である。 π 中間子、K 中間子、陽子が TOF の差で分離できているのが確認できる。

これを用いて各条件について、粒子の内訳を求めた結果が表 4.4 である。陽電子については、その数が非常に少ないため、ここには載せていない。

表 4.4: 静電セパレータの状態と粒子の内訳。各粒子の構成割合の絶対値、割合の比の絶対値は正しいとは限らない。表中の数字は%である。

ESS1	ESS2	π	K	p	K/ π
off	off	78.9 ± 0.8	17.5 ± 0.3	2.5 ± 0.1	0.222 ± 0.004
on	off	60.8 ± 0.6	37.2 ± 0.5	1.7 ± 0.1	0.612 ± 0.001
on	on	13.8 ± 0.2	86.0 ± 0.6	0.1 ± 0.02	6.2 ± 0.1

図 4.26 を見ても分かるように、ESS1、ESS2 と静電セパレータを運転状態にするごとに、K 中間子の割合が増加する。K/ π 比の静電セパレータを稼働させることによる効果については以下のとおりである。その結果が式 (4.7), (4.8) である。

$$\frac{K/\pi \text{ ratio(ESS1 on, ESS2 off)}}{K/\pi \text{ ratio(ESS1 off, ESS2 off)}} = 2.76 \pm 0.05 \quad (4.7)$$

$$\frac{K/\pi \text{ ratio(ESS1 on, ESS2 on)}}{K/\pi \text{ ratio(ESS1 on, ESS2 off)}} = 10.13 \pm 0.16 \quad (4.8)$$

また、K 中間子トリガーの性能について確認した。以下に K 中間子トリガーで取得したデータと、BH2 にヒットがあった場合のトリガーの各場合について粒子の内訳を表 4.5 に示す。ただし、陽電子については BGC 修正前のデータであるため陽電子でない粒子に対しても単一光電子を検出する確率があるので参考値である。しかし、この結果から、ビーム運動量 1.8 GeV/c では陽電子の混合は約 2% 以下であることが分かった。BGC の検出効率として $99.4 \pm 0.2\%$ 以上が実現できるので、トリガー中への陽電子の混合は 0.001% 以下に抑えることができるとわかる。

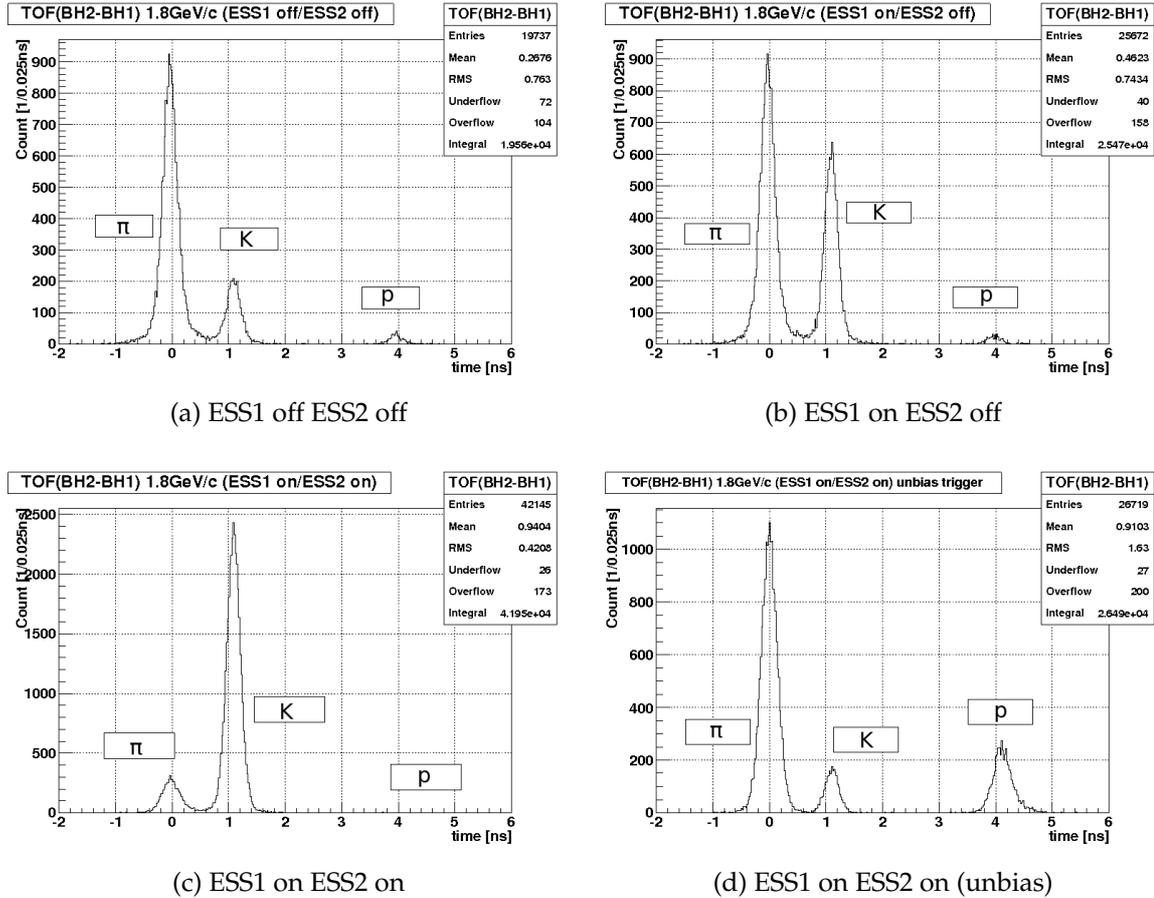


図 4.26: 静電セパレータの状態と粒子の内訳。(a) 第一、第二静電セパレータ共に off、(b) 第一静電セパレータのみ on、(c) 第一、第二静電セパレータ共に on、(d) 第一、第二静電セパレータ共に on で、データ取得トリガーがビームラインの検出器が K 中間子と認識した時。

$$\frac{K/\pi \text{ ratio}(K \text{ 中間子トリガー})}{K/\pi \text{ ratio}(BH2 \text{ トリガー})} = 45.3 \pm 1.2 \quad (4.9)$$

4.4.3 結果・考察

第 3 章で説明した BH2、BGC、BAC(p) などの粒子識別用検出器を用いて、K1.8 ビームラインで得られたビームについて粒子識別を行った。

ビーム中の陽電子と π^+ 中間子の比率のスリットに対する依存性を確認することができた。図 4.25 から分かるように、スリットを広くすれば広くする程、陽電子数の割合が増加している。これはいわゆる“cloud π ”由来の陽電子が多数をしめていると考えることができる。

トリガー条件及び、スリット条件を変更していないデータで、静電セパレータの条件のみが異なっているものについて静電セパレータでどれだけ K/π 比を上昇させることができるかを確認した。図 4.26 をみると、第一段静電セパレータのみ稼働状態である時と、第一段、第二段共に稼働状態である時の K/π 比の上昇が顕著であることが分かる (式 (4.7), (4.8))。静電セパレータを二段構えることの有用性が確認された。

表 4.5: トリガーの種類と粒子の内訳。各粒子の構成割合の絶対値、割合の比の絶対値は正しいとは限らない。表中の数字は%である。

トリガー種類	e	π	K	p	K/ π
BH2 トリガー	1.96 ± 0.09	69.3 ± 0.6	9.5 ± 0.2	19.1 ± 0.3	0.137 ± 0.003
K 中間子トリガー	0.41 ± 0.03	13.8 ± 0.2	86.0 ± 0.6	0.1 ± 0.02	6.2 ± 0.1

また、K 中間子トリガーの性能についても確認した。チェレンコフ検出器、及び BH1, BH2 の飛行時間差の情報をを用いない場合に比べ、 K^+/π^+ 比が 45.3 ± 1.2 倍改善した。しかし、トリガー当たり $13.8 \pm 0.2\%$ は π^+ 中間子のイベントであるので π/K 分離を改善する余地があることが分かる。原因の一つとして、BAC の有効面積が不足している可能性があることがわかっている。

第5章 結論

我々は、J-PARC ハドロン実験施設に新しく建設された K1.8 ビームラインに用いる粒子識別用検出器を開発・製作し、その性能を確認した。これらの性能は実験で必要とされるものを満たしていた。

K1.8 ビームラインは Ξ ハイパー核探索実験に向けて設計されており、運動量 1.8 GeV/c の K^- 中間子を高純度・大強度で提供する。 K^- 中間子はビームラインを飛行中にも崩壊してその数が減少してしまうため、ビームラインはできるだけ短い方が望ましい。 K^- 中間子の純度を上げるための質量弁別系やビーム運動量測定のためのビームアナライザのためにはビームライン長が必要となる。K1.8 ビームラインはこれらの要請を満たすように設計された。

これら実験で用いる検出器として、2台1組のシンチレーションホドスコープ検出器、閾値型ガスチェレンコフ検出器を開発・製作した。またビームコミッショニング用に K^+ 中間子と陽子の識別用エアロゲルチェレンコフ検出器を製作した。

ガスチェレンコフ検出器については、東北大学理学研究科附属核理学研究施設にて性能確認実験を行い、検出効率の圧力依存性・位置依存性・角度依存性について測定を行った。その結果、運転圧力を 1.7 atm とすると、ビーム横方向に ± 100 mm、縦方向に ± 20 mm の範囲内で、検出効率が $99.4 \pm 0.2\%$ を実現できる。BGC を用いれば、 π 中間子ビームを用いる実験で、ビーム中の電子(陽電子)の混合率を $0.06 \pm 0.02\%$ 以下にすることが可能であることが分かった。

また、これら開発した検出器を実際に K1.8 ビームラインに設置して、実際のハドロンビームで検出器の性能評価を行った。BH1,2 により行う飛行時間差識別法の時間分解能は約 130 ps と確認された。これは運動量 1.8 GeV/c の K^- ビームを用いる実験において、ビーム中の π 中間子と K 中間子をオフラインのデータ解析で 3σ 以上で分離することができる性能である。ガスチェレンコフ検出器についても事前に行っていた性能評価実験の結果から説明できるような十分な検出効率を達成できた。この際、 π 中間子を誤認して検出するイベントが多数あったため、本検出器に修正を施し、その結果問題とならない水準にまで改善された。またこの修正が電子等の検出効率に及ぼす影響は予想される値であり、問題はなかった。K 中間子と陽子識別用のエアロゲル検出器の性能も確認され、 π 中間子、K 中間子に対しては十分な検出効率を有していることが確認された。陽子については棄却効率が $93.6 \pm 0.4\%$ と低かったが、今回の使用目的である、オンラインでのスケールによる粒子数の計数に使用するには十分な性能であった。

これらの検出器の情報を用いて、K1.8 ビームラインの最終収束点に導かれた粒子の内訳について考察を行った。ビーム運動量 1.8 GeV/c の時には、二段の静電セパレータを動作させることにより K^+/π^+ 比 6.2 ± 0.1 を実現できることが判明した。また K^+ 中間子トリガーを用いれば、BH2 トリガーに比べ K^+/π^+ 比が 45.3 ± 1.2 倍にまで改善できることが分かった。今後は、ビームライン上の機器の設定値をを考慮にいれつつ実験を行い、K1.8 ビームラインで設計時に予想される値通りに粒子が導かれているか確認を行う予定である。

付録A BH2の仕様

A.1 光電子増倍管

BH2 に使用している光電子増倍管は浜松ホトニクス社の H6524MOD(R1450) である。図 A.1 に抵抗分割の回路図を示す。

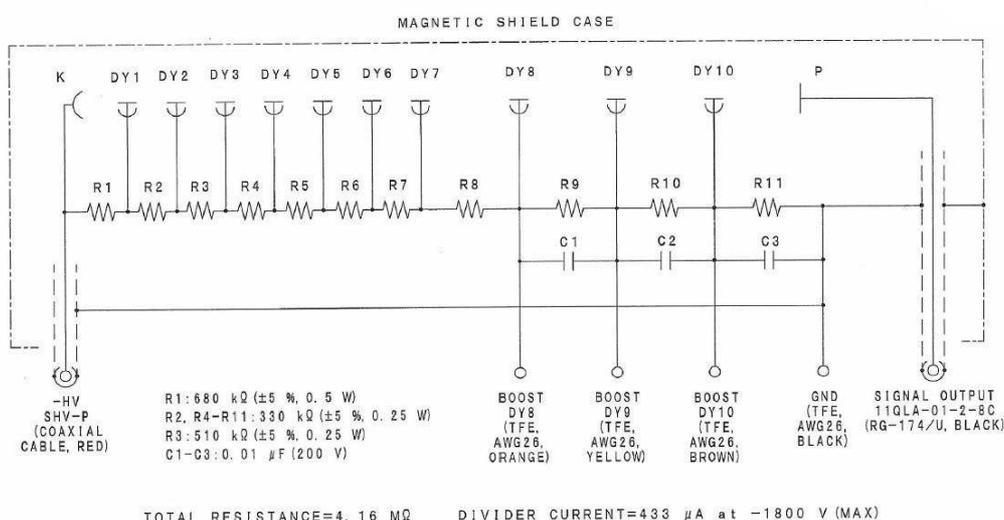


図 A.1: BH1,2 に用いている光電子増倍管。光電子増倍部には同社の 3/4inch の R1450 が用いられている。

実験では、HV=-1600V、及び最終段ダイノードから順に-130V、-260V、-390V 印加して用いていた。BH1 についても同じ光電子増倍管を用い、全体への印加電圧、ダイノードへの直接の印加電圧についても全て同じで用いた。

A.2 プラスチックシンチレータ

使用したプラスチックシンチレータは、サンゴバン株式会社の BC-420 を用いた。その仕様を表 A.1 にあげる。

表 A.1: BH2 に用いたプラスチックシンチレータ

BC-420	
立ち上がり時間 [ns]	0.5
立ち下がり時間 [ns]	1.5
減衰長 [cm]	140

付録B BGCの仕様と解析

B.1 光電子増倍管の分解能を考慮したポアソン分布

光電子増倍管の光電面に到達する光が微弱であるとき、光電子増倍管で検出される光電子数はポアソン分布におよそ従うことが知られている。この時の出力信号を ADC にて取得した場合のヒストグラムを以下のように近似した。

まず、検出される光電子数が平均光電子数 λ を平均値とするポアソン分布に従うならば、検出する光電子数が r である確率は次のようになる。

$$P(r, \lambda) = \frac{\lambda^r e^{-\lambda}}{r!} \quad (\text{B.1})$$

検出される光電子数が 0 個である場合、ADC で計測される値はペDESTALとなる。この時のペDESTALの ADC での位置を $x_0[\text{ch}]$ 、分散を $\sigma_0[\text{ch}]$ とすると、ペDESTALの ADC 分布関数は次のようになる。

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \exp\left(-\frac{x-x_0}{2\pi\sigma_0^2}\right)$$

光電子増倍管で単一光電子が検出されたとき、一個の光電子がダイノードを通過し増幅され、アノードに到達する。この時にダイノード各段での増幅は統計的に揺らぐため、最終的な増幅率も統計的な揺らぎを持つ。よって、単一光電子数の増幅後の ADC の平均値が $x_0 + dx$ 、分散を σ_1 とすると単一光電子の ADC 分布関数は次のようになる。

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left(-\frac{x-(x_0+dx)}{2\pi\sigma_1^2}\right)$$

同様にして、検出する光電子数が 2 個、3 個となる場合は分布の平均値がペDESTALからの距離で 2 倍、3 倍となり、分散は $\sqrt{2}$ 倍、 $\sqrt{3}$ 倍となっていく。

以上の分布を、平均光電子数から求まる検出光電子数 r 個に対する重みをつけて足しあわせれば、ADC の分布関数を作ることができる。

よって、平均光電子数が λ の時、ペDESTALの位置を $x_0[\text{ch}]$ 、ペDESTALの分散を $\sigma_0[\text{ch}]$ 、単一光電子検出信号に対する出力の平均値が $x_0 + dx[\text{ch}]$ 、その分散が $\sigma_1[\text{ch}]$ とすると ADC の分布関数は次のようになる。

$$f(x, \lambda) = CP(0, \lambda) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \exp\left(-\frac{x-x_0}{2\pi\sigma_0^2}\right) + C \sum_{k=1}^N P(k, \lambda) \frac{1}{\sqrt{2\pi}k\sigma_1} \exp\left(-\frac{x-(x_0+k \cdot dx)}{2\pi k\sigma_1^2}\right) \quad (\text{B.2})$$

ここでパラメータは

- λ : 平均光電子数
- C : 統計量
- x_0 : ペDESTALの位置
- σ_0 : ペDESTALの分散
- dx : 単一光電子の出力値のペDESTALからの距離
- σ_1 : 単一光電子の分散

であるが、このうちペDESTALに関する x_0, σ_0 、単一光電子に関する dx, σ_1 は、光電子増倍管が同じで信号線の基準電位の安定性と印加電圧が同じであれば光電子増倍管の構造上変化しないと考えて、適当なデータで値を求めて、さらに統計量は現在注目しているデータの実際の統計数を使用すれば、未知のパラメータは平均光電子数 λ のみとなる。

本論文中でポアソン分布によるフィットを行ったと書いているものはこの $f(x, \lambda)$ で ADC のヒストグラムをフィットしたことを指す。

B.2 反射鏡

図 B.1 に BGC で使用した反射鏡の反射率の波長依存性を測定したものを示す。この測定は山田光学工業にて行われた。

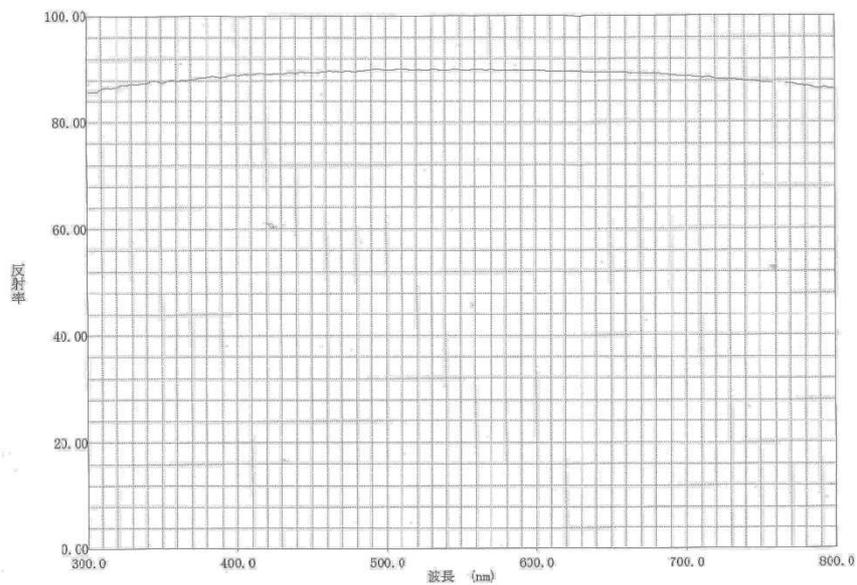


図 B.1: 反射鏡の反射率

付録C BAC(p)に使用したエアロゲル

C.1 エアロゲル

BAC(p)に使用したエアロゲルの仕様を表C.1にあげる。同時にBACに用いてあるSP-30の使用についても載せる。

表 C.1: BAC, BAC(p) に用いたエアロゲル

	SP-30	SP-50
サイズ	113 x 113mm ² (厚み 10mm)	113 x 113mm ² (厚み 10mm)
屈折率	1.03	1.05
密度 [g/cm ³]	0.11	0.19
透過率@λ = 550nm	> 92%	> 88%
透過率@λ = 400nm	> 75%	> 62%

謝辞

まず、永江知文教授は私の指導教員として、J-PARCでの実験がまさに動き出すこの時期に、K1.8 ビームラインに関する研究テーマを与えていただき、このストレンジネス物理学という分野へと導いてくださいました。ビームラインの立ち上げという貴重な時期に実験グループに参加させていただき、非常に有益で貴重な体験をさせていただきました。今井憲一教授には検出器の開発段階から、私が全く気づいていなかった点を指摘して頂く等、非常に研究を進める上で助かりました。川畑貴裕准教授には研究室でのミーティングで検出器のことについてなど多くのことを指導していただきました。藤岡宏之助教にはテスト実験の際に実験に参加していただき色々と指導していただきました。藤岡助教の力がなければテスト実験を無事やりとげることができませんでした。村上哲也助教は検出器の設計・製作段階から普段の研究についても色々と相談させていただきました。知らないことばかりの私は非常に助けられました。時安敦史さんは、普段から色々な話をさせていただき、研究のことを気に掛けていただきました。実験技術をはじめ、多くのことを学ばさせていただきました。平岩聡彦さんは、直接は同じ実験グループではなかったですが、一緒に実験させていただいたこともあり、助けていただきました。森津学さんは、実験グループでも最も身近な先輩でした。実際の実験時に多くのことを教えていただきました。中村克朗さんは、修士論文作成時には解析について教えていただけることがあり、非常にありがたかったです。浅野秀光君、酒向正己君、佐田優太君、杉村仁志君は京都大学の同じ学年として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、良い刺激を受けることができました。市川裕大君、今城想平君、鮫島玲君には研究室の後輩として実験から研究室のことまで助けてもらいました。

高エネルギー加速器研究機構の成木恵助教には本研究の中で私が開発した検出器の中で主となる、ガステレンコフ検出器の設計・製作について具体的なことについて相談させていただき、親身に面倒を見ていただきました。私が至らぬばかりにご迷惑をお掛けしたと思います。高橋俊行准教授には検出器の開発段階から実際のインストールまで、多くのことを指導していただきました。

また、K1.8 ビームラインで実験を行うグループの、大阪大学の野海博之教授、阪口篤志准教授、ソウル大学の谷田聖准教授、東京大学の高橋智則さん、東北大学の田村裕和教授、小池武志助教、三輪浩司助教、白鳥昴太郎さん、細見健二さん、佐藤美佐子さん、山本剛史君、本田良太郎君、八木一也君、米本慶央君、奈良女子大学の、岩崎るりさん、大阪大学の吉田幸太郎君、石橋直哉君とは J-PARC で一緒に実験を多く行わせていただきました。みなさまと一緒に実験していく中で、非常に多くのことを学ぶことができました。本当にありがとうございました。特に佐藤美沙子さん、岩崎るりさんには検出器の製作から信号チェックまで多くのことを一緒にさせていただきました。

電子光理学研究センターの清水肇教授、石川貴嗣助教、山崎寛仁助教、藤村寿子助教、鈴木耕拓さん、橋本亮さんにはテスト実験の時に本当にお世話になりました。検出器の運搬などの手伝っていただき、助けなくして実験はできませんでした。また、実験の際には多くのご迷惑をお掛けしました。ありがとうございました。

そして、ここには書ききることのできなかつた方々を含め、本当に多くの方々の助けのおかげでここに修士論文をまとめることができました。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] T. Nagae, *et.al.*, J-PARC Proposal E05.
- [2] P. Khaustov, *et. al.*, Phys. Rev. C **61**, 054603 (2000)
- [3] 田中万博 他, 『J-PARC 原子核素粒子実験施設技術設計報告書 ハドロンビームラインサブグループ 第3次中間報告書』, KEK internal 2007
- [4] C.B. Dover and A.Gal, Ann.Phys. **146**(1983)309.
- [5] M. Naruki, *et.al.*, J-PARC Proposal E19.
- [6] D. Diakonov, V. Petrov, and M. Polyakov, Z. Phys. A **359**, (1997) 305.
- [7] T. Nakano, *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 012002 (2003)
- [8] T. Nakano, *et. al.*, Phys. Rev. C **79**, 025210 (2009)
- [9] M. Ieiri, *et. al.*, Nucl.Instr.Meth.**B266**(2008)4205.
- [10] M. Takasaki, *et.al.*, Nucl..Instr.Meth.**A242**(1986)201.
- [11] P.H. Pile, *et. al.*, Nucl..Instr.Meth.**A321**(1992)48.
- [12] H. Tamura, *et.al.*, J-PARC Proposal E13.
- [13] H. Hotchi, *et. al.*, Phys. Rev. C **64**, 044302 (2001)
- [14] 浜松ホトニクス株式会社, 『光電子増倍管 第3版』
- [15] 野村正, 修士論文, 『高感度チェレンコフカウンター開発のための基礎的研究』, 京都大学大学院理学研究科
- [16] http://www.cg-glass.jp/pro/sub_technique/pdf/180-181.pdf
- [17] <http://www.eqp.co.jp/seihin/catalog/pdf/3.pdf>
- [18] Y. Tomkiewicz and E.L. Garwin, SLAC-PUB. **1277** (1973)