

Belle II実験用 粒子識別装置 Aerogel RICH における  
Cherenkov 放射角分布のバックグラウンド解析

新潟大学大学院 自然科学研究科  
数理物質科学専攻 博士前期課程  
高エネルギー物理学研究室  
F14A008K 片浦 隆介

平成 28 年 3 月 30 日

## 概要

1999年から2010年の間に茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われていた Belle 実験は電子・陽電子非対称エネルギー衝突型加速器実験である。本実験は KEKB 加速器を用いて大量の  $B$  中間子を生成し、その崩壊過程を Belle 検出器によって観測することで標準理論の精密測定を行った。この測定により、小林・益川模型の証明に成功し、また新たなハドロン共鳴状態の発見など数々の成果を上げられた。一方で、未新物理の寄与を示す標準理論からのずれは有意な信号で観測されておらず、さらなる検証のためにはデータ統計量を増やす必要がある。そこで KEKB 加速器を SuperKEKB 加速器、Belle 検出器を Belle II 検出器へアップグレードし、標準理論を超える新物理の探索を行う Belle II 実験が、2018年開始に向け準備が進められている。

Belle II 検出器は複数の副検出器から構成されており、そのうち荷電粒子の識別を行うものとして我々は Aerogel RICH (ARICH) の開発を行っている。Belle 検出器で同様の役割を担っていた Aerogel Cherenkov Counter は空間的制約のため  $2.0 \text{ GeV}/c$  までの低運動量領域しか識別が行えなかった。検出器を高度化するにあたり、これまで識別できていなかった高運動量領域でも粒子識別可能な検出器として ARICH を開発するに至った。

ARICH は荷電粒子が輻射体を通過することで放射される Cherenkov 光を光検出器によりリングイメージとして観測し、ドリフトチェンバー等の他の検出器から得られる飛跡情報を併せて、粒子質量に相関のある Cherenkov 放射角を算出し粒子識別を行う。ARICH の主な構成要素として、輻射体であるシリカエアロゲル、半導体光検出器 Hybrid Avalanche Photo-Detector (HAPD)、HAPD 専用読み出しシステムがある。HAPD は  $5 \text{ mm}$  程度の位置分解能をもち、1光子検出が可能である特徴をもつ。これらを用いて ARICH では主に荷電  $K/\pi$  中間子の識別を行い、 $0.5 \text{ GeV}/c$  から  $4.0 \text{ GeV}/c$  の運動量領域に対して有意度  $4\sigma$  以上の識別精度を目標としている。

ARICH に使用する各構成要素はほぼ開発が終了しており、2013年5月にドイツにある DESY 研究所のテストビームライン T24 にてプロトタイプ ARICH を用いた電子ビーム照射試験による性能評価のためのビームテストを実施した。このセットアップに対して  $5 \text{ GeV}/c$  の電子ビームを照射し、再構成により得られた Cherenkov 放射角分布から粒子識別能力を算出すると、目標である有意度  $4\sigma$  以上の識別能力があることを確認した。

一方でビームテストにより得られた Cherenkov 放射角分布にはバックグラウンド事象が含まれていた。バックグラウンド事象の一部は先行研究により調査されており発生原因も予測されているが、その分布について正確な理解はされていない。バックグラウンドの正確な理解は識別能力向上に繋がると期待されるため、本研究では 2013年に行われたビーム照射試験を Monte Carlo シミュレーションで再現し、測定データと比較することで Cherenkov 放射角のバックグラウンド事象の検証を行った。

本論文では Cherenkov 放射角分布におけるバックグラウンド事象の検証結果と、特定されたバックグラウンド事象について粒子識別尤度計算に用いる確率密度関数を報告する。

# 目次

<b>第 1 章 序論</b>	<b>3</b>
1.1 $B$ 中間子系における物理	3
1.1.1 $CP$ 対称性の破れの検証	3
1.1.2 B-Factory 実験	4
1.1.3 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合	4
1.1.4 フレーバータギング	6
1.1.5 時間依存の $CP$ 対称性の破れ	7
1.2 標準理論を超える新物理	10
1.3 Belle II 実験で期待される物理	11
1.3.1 CKM 行列の精密測定	11
1.3.2 $CP$ 非対称度の時間依存性への寄与	11
1.3.3 $b \rightarrow s\gamma$ 崩壊	11
1.3.4 新たなハドロンの探索	12
1.3.5 $b \rightarrow \tau\nu$ 崩壊における荷電ヒッグス粒子探索	13
<b>第 2 章 SuperKEKB 加速器と Belle II 検出器</b>	<b>15</b>
2.1 SuperKEKB 加速器	15
2.1.1 加速器の性能指標	15
2.1.2 SuperKEKB 加速器	15
2.2 Belle II 検出器	19
2.2.1 Vertex Detector (VXD)	19
2.2.2 Central Drift Chamber (CDC)	22
2.2.3 Time Of Propagation counter (TOP)	24
2.2.4 Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter (ARICH)	24
2.2.5 Electromagnetic Calorimeter (ECL)	25
2.2.6 $K_L$ and Muon Detector (KLM)	26
<b>第 3 章 Aerogel RICH 検出器</b>	<b>28</b>
3.1 開発背景	28
3.2 Cherenkov 光の放射原理	29
3.3 ARICH の粒子識別原理と構造	30
3.4 ARICH への要求性能	34
3.4.1 輻射体 シリカエアロゲル	34
3.4.2 光検出器 HAPD	36
3.4.3 読み出しシステム	42
3.5 プロトタイプ ARICH の性能評価	45
3.6 シミュレーションによる実機 ARICH の性能評価	45

<b>第 4 章</b>	<b>プロトタイプ Aerogel RICH による性能評価</b>	<b>46</b>
4.1	ビームテストのセットアップ	46
4.1.1	DESY test beamline (T24)	46
4.1.2	プロトタイプ Aerogel RICH	47
4.1.3	試験のセットアップ	48
4.2	解析	48
4.2.1	Cherenkov 放射角の再構成	48
4.2.2	多重トラックを含むイベントの見積もり	51
4.3	結果	52
4.3.1	検出光子数	52
4.3.2	$K/\pi$ 識別能力	52
4.4	予想されるバックグラウンド事象	52
4.4.1	APD 表面における Cherenkov 光の反射	52
4.4.2	HAPD 光子入射窓で発生する Cherenkov 光	53
4.4.3	磁場なし環境下における HAPD の特性	53
<b>第 5 章</b>	<b>Cherenkov 放射角分布のバックグラウンド解析</b>	<b>57</b>
5.1	シミュレーションのセットアップ	57
5.1.1	セットアップ	57
5.1.2	磁場無し環境下における HAPD 特性の導入	60
5.2	再現性の確認	62
5.3	バックグラウンド事象の検証	64
5.3.1	エアロゲル内部における Rayleigh 散乱	64
5.3.2	APD 表面反射	64
5.3.3	HAPD 光子入射窓で放射される Cherenkov 光の検出	66
5.3.4	磁場なし環境下による影響	68
5.3.5	HAPD 読み出し回路からの電気ノイズ	71
5.4	バックグラウンド事象の確率密度関数	74
5.5	導出した確率密度関数によるビームテストの評価	77
<b>第 6 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>78</b>

# 第1章 序論

今日の素粒子物理学では、標準理論 (Standard Model) の実験的検証のために様々な実験が行われている。1999 年から 2010 年まで茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われていた Belle 実験では、電子・陽電子非対称エネルギー衝突型加速器 KEKB を用いて大量の  $B$  中間子を生成し、その崩壊過程を Belle 検出器によって観測することで標準理論の精密測定を行った。その結果、小林・益川模型の証明や新たなハドロン共鳴状態の発見など数多くの成果を挙げた。しかしこの測定では、未発見の新物理の寄与を示す標準理論からのずれが優位な信号で観測されておらず、さらなる検証のためには統計量を増やす必要がある。そこで加速器と検出器の高度化を行い、標準理論を超える新物理の探索を行う Belle II 実験が、2018 年開始に向け準備が進められている。本章では、Belle II 実験で目指す物理について述べる。



図 1.1: 高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の鳥瞰図。

## 1.1 $B$ 中間子系における物理

### 1.1.1 $CP$ 対称性の破れの検証

1956 年に T.D.Lee と C.N.Yang は原子核の  $\beta$  崩壊において空間反転 ( $P$ )、荷電共役 ( $C$ ) が破れているのではないかと仮説を立てた。その後、この仮説は C.S.Wu らのグループによって実験的に証明された。一方で空間反転 ( $P$ ) と荷電共役 ( $C$ ) を続けて行う ( $CP$ ) 変換は破れていないと考えられていた。

しかし 1964 年に J.W.Cronin、V.L.Fitch らによって中性  $K$  中間子系における  $CP$  対称性の破れが観測された。この観測では、中性  $K$  中間子の  $CP$  固有状態の 1 つ  $K_L$  が  $CP$  対称性の

ため通常は崩壊しないと思われていた  $2\pi$  ( $CP$  even) への崩壊をわずかに含んでいることを示した。[1]

1973 年に小林誠と益川敏英は  $CP$  対称性の破れを説明する小林・益川理論を提唱した。これは、それまで  $u, d, s$  クォークからなる系の観測結果とは矛盾せず標準理論の範囲で説明でき、この理論ではクォークの  $CP$  固有状態と質量固有状態の変換行列 (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 行列) の中に複素位相が 1 つ以上含まれていれば、 $CP$  対称性が自発的に破れることが示された [2]。したがって、CKM 行列のパラメータとして有限の複素位相が存在することを実証する実験が計画された。

特に  $b$  クォークに関する行列要素 ( $V_{bb}$ ) が比較的大きい値になることが予言され、 $b$  クォークを含む  $B$  中間子系における  $CP$  非対称性は  $K$  中間子系の場合より大きく破れていることが期待された。しかし  $K$  中間子系における 2 つの  $CP$  固有状態  $K_S$  と  $K_L$  の寿命差は 500 倍も違うため正確な識別が可能であるのに対し、 $B$  中間子の対応する 2 つの固有状態  $B$  と  $\bar{B}$  はどちらもピコ秒オーダー ( $\sim 10^{-12}$  s) 程度で崩壊するため寿命差を正確に測定することはできないため、識別は不可能であった [3]。この問題を解決する為に「非対称エネルギー衝突」と呼ばれる手法が考案された。この手法では電子と陽電子を異なるエネルギーで衝突させることで衝突後の系に Lorentz boost を生じさせ、 $B$  と  $\bar{B}$  を 0.2 mm 程度飛行させることで測定可能な精度まで引き延ばすことができる。「非対称エネルギー衝突」の手法を用いて  $B$  中間子系での  $CP$  対称性の破れの観測を目指す電子・陽電子衝突型加速器実験を B-Factory 実験と総称している。

B-Factory 実験として計画されたのが Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) の PEP-II 加速器を用いた BaBar 実験と KEK の KEKB 加速器を用いた Belle 実験である。1990 年代後半より建設が開始され、共に 1999 年から実験を開始した。その結果、両グループは 2001 年のほぼ同時期に  $CP$  対称性の破れの観測を公表し、小林・益川理論を世界で初めて実験的に証明することに成功した。その後 BaBar 実験は 2008 年に実験終了、Belle 実験は 2010 年に KEKB の運転を終了した。

### 1.1.2 B-Factory 実験

B-Factory 実験は  $b\bar{b}$  対を大量に生成し、両者の振る舞いを精密測定することで小林・益川理論の検証を行う。ただしクォークは単体で取り出すことはできないので、実際には  $b(\bar{b})$  を含む  $B\bar{B}$  対を生成する。 $B$  中間子の生成方法は、 $e^-e^+$  対消滅によって生じる  $\Upsilon(4S) = (b\bar{b})$  という bottomonium 共鳴状態が  $B\bar{B}$  対を生成することを利用する。 $\Upsilon(4S)$  の質量は  $m \simeq 10.58 \text{ GeV}/c^2$  なので、衝突エネルギーは重心系でこのエネルギーになるように設定されている。Belle 実験で用いられた KEKB 加速器では B-Factory 実験の特徴である非対称エネルギー衝突のため、 $e^-$  は  $8.0 \text{ GeV}/c$ 、 $e^+$  は  $3.5 \text{ GeV}/c$  の運動量まで加速させた。この非対称エネルギーによって衝突後の系に  $4.5 \text{ GeV}/c$  程度の運動量を与えることができ、この運動量を得た  $B\bar{B}$  対が終状態へ崩壊していく。

### 1.1.3 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合

$B^0$  中間子は量子力学的に  $|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle$  の重ね合わせの状態として存在している。 $B^0$  の固有状態の線形結合を

$$a|B^0\rangle + b|\bar{B}^0\rangle \quad (1.1)$$

と記述すると、この時間発展はシュレーディンガー方程式より

$$i\hbar \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \equiv (M - i\Gamma) \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

とかける。ここで、 $M, \Gamma$  は  $2 \times 2$  のエルミート行列で、それぞれ質量行列、崩壊行列と呼ばれる。質量の固有状態  $|B_1\rangle, |B_2\rangle$  は、

$$|B_1\rangle = p|B^0\rangle + q|\overline{B^0}\rangle \quad (1.3)$$

$$|B_2\rangle = p|B^0\rangle - q|\overline{B^0}\rangle \quad (1.4)$$

で与えられ、その固有値  $\lambda_{1,2}$  は

$$\lambda_1 = m_1 - \frac{i}{2}\gamma_1 \quad (1.5)$$

$$\lambda_2 = m_2 - \frac{i}{2}\gamma_2 \quad (1.6)$$

で与えられる。ここで、 $p, q$  は  $|p|^2 + |q|^2 = 1$  を満たす複素数、 $m_{1,2}$  と  $\gamma_{1,2}$  は実数である。以上より質量固有状態の時間発展は、

$$i\hbar \frac{d}{dt} |B_{1,2}(t)\rangle = \lambda_{1,2} |B_{1,2}(t)\rangle \quad (1.7)$$

とかけるので、

$$|B_{1,2}(t)\rangle = e^{-i\lambda_{1,2}t} |B_{1,2}(0)\rangle \quad (1.8)$$

となる。式 (1.3), (1.4) と式 (1.8) より  $B^0, \overline{B^0}$  の時間発展以下のようなになる。

$$|B^0(t)\rangle = f_+(t) |B^0(0)\rangle + \frac{q}{p} f_-(t) |\overline{B^0}(0)\rangle \quad (1.9)$$

$$|\overline{B^0}(t)\rangle = f_+(t) |\overline{B^0}(0)\rangle + \frac{p}{q} f_-(t) |B^0(0)\rangle \quad (1.10)$$

ここで、 $f_{\pm}$  は以下のように定義する。

$$f_+(t) \equiv \frac{1}{2}(e^{\lambda_1} + e^{\lambda_2}) = e^{i\frac{\overline{m}}{2}t} e^{-i\frac{\gamma}{2}t} \cos \frac{\Delta m}{2}t \quad (1.11)$$

$$f_-(t) \equiv \frac{1}{2}(e^{\lambda_1} - e^{\lambda_2}) = -ie^{i\frac{\overline{m}}{2}t} e^{-i\frac{\gamma}{2}t} \sin \frac{\Delta m}{2}t \quad (1.12)$$

$$\Delta m \equiv m_1 - m_2, \overline{m} \equiv \frac{m_1 + m_2}{2} \quad (1.13)$$

$$\gamma \simeq \gamma_1 \simeq \gamma_2, \Delta\gamma \equiv \gamma_1 - \gamma_2 \simeq 0 \quad (1.14)$$

以上より  $B^0$  と  $\overline{B^0}$  は始状態 ( $t=0$ ) のときに  $B^0(\overline{B^0})$  であった状態から終状態へと向かう際、互いに遷移しあいながら全く同じ  $CP$  固有状態  $f_{CP}$  に崩壊することが理論的に許されていることがわかる。このように  $B^0$  と  $\overline{B^0}$  が量子力学的に交じり合うことを  $B^0 - \overline{B^0}$  混合 (mixing)、あるいは  $B^0 - \overline{B^0}$  振動と呼ぶ。図 1.2 に  $B^0 - \overline{B^0}$  混合を表す Feynman diagram の例を示す。

しかし同じ終状態  $f_{CP}$  でも、 $|B^0\rangle$  と  $|\overline{B^0}\rangle$  の満たすシュレーディンガー方程式が異なるため、 $f_{CP}$  への崩壊時間に差が生じると考えられる。よって始状態が  $B^0$  か  $\overline{B^0}$  なのかを同定することができれば、それぞれにおける  $f_{CP}$  への崩壊時間分布を比較することで  $B^0$  と  $\overline{B^0}$  の  $CP$  非対称性を検証することが可能となる。

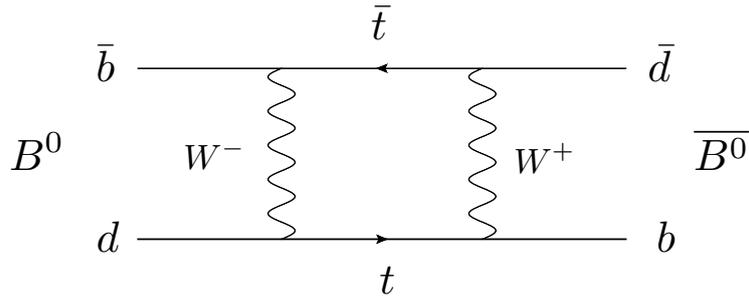


図 1.2:  $B^0 - \bar{B}^0$  混合を表す Feynman diagram の例

### 1.1.4 フレーバータギング

$CP$  対称性の破れ観測のメインとなる  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$  の崩壊モードについて解説する。このモードは  $B^0$  から  $\bar{B}^0$  から崩壊が可能で、図 1.3 のような tree diagram を得て  $CP$  固有状態である  $J/\psi K_S$  へと崩壊する。見かけ上は同じ終状態なので、終状態から親となる  $B$  中間子が  $B^0$  か  $\bar{B}^0$  なのかを同定することは不可能である。そこで注目している  $CP$  固有状態  $f_{CP} = J/\psi K_S$  へ崩壊する方 (これを signal side と呼ぶ) ではなく、その反対側が同定できる時の崩壊 (これを tag side と呼ぶ) を正確に観測することで、signal side の親粒子を同定する方法を用いる。図 1.4 では tag side を  $B^0$  として確定することで、反対側の signal side を  $\bar{B}^0$  として同定している。tag side の  $B^0$  から崩壊した荷電粒子  $\bar{D}^0 (\rightarrow K^+ \pi^-)$ ,  $\pi^-$ ,  $\mu^+$  は  $CP$  固有状態ではないので、それ以外の量子数から親粒子が  $B^0$  と同定することができ、signal side の親粒子は確実に  $\bar{B}^0$  であると同定できる。このように崩壊した  $B$  中間子が  $B^0$  なのか  $\bar{B}^0$  なのかを知る測定をフレーバータギング (Flavor Tagging) と呼ぶ。

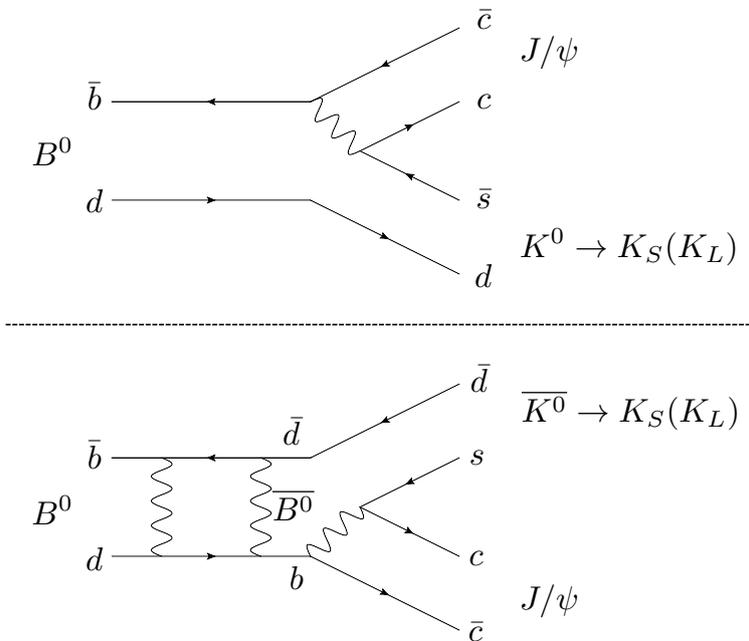


図 1.3:  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$  を表す diagram

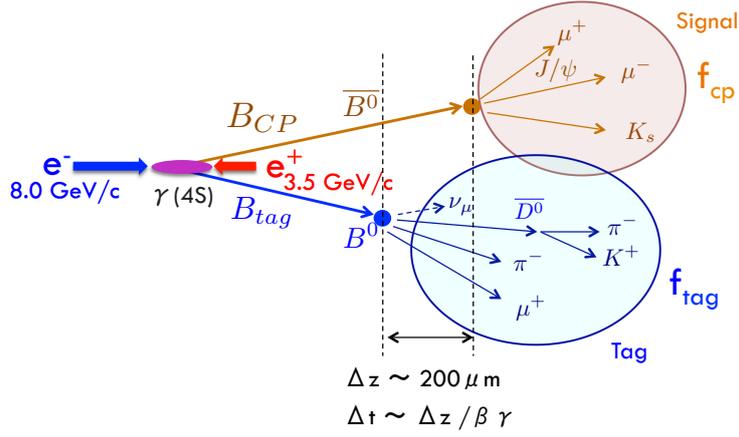


図 1.4: 非対称エネルギーで  $B^0\bar{B}^0$  対生成とその後の崩壊の概念図

### 1.1.5 時間依存の $CP$ 対称性の破れ

図 1.3 のように  $B^0 - \bar{B}^0$  混合の効果で崩壊パターンが 2 通りある場合、量子力学的に 2 つの経路間に干渉が起こる。この干渉の効果によって  $B^0$  が崩壊する場合と  $\bar{B}^0$  が崩壊する場合で崩壊分岐比 (崩壊確率) が異なる。このように混合を通して  $CP$  非対称性が観測される現象を間接的  $CP$  対称性の破れ (Indirect  $CP$  Violation:  $ICPV$ ) と呼ぶ。signal side の崩壊時間を  $t_{\text{sig}}$ 、tag side の崩壊時間を  $t_{\text{tag}}$  とするとき、これらの崩壊時間差  $\Delta t = t_{\text{sig}} - t_{\text{tag}}$  を用いて崩壊分岐比は以下の式で表される。

$$\Gamma(B^0\bar{B}^0 \rightarrow f_{\text{sig}}, f_{\text{tag}}) = \frac{e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}}}{4\tau} \{1 + q[S \sin(\Delta m \Delta t) + A \cos(\Delta m \Delta t)]\} \quad (1.15)$$

$q$  は信号側の  $B$  中間子のフレーバーを表し、 $B^0$  のとき  $q = +1$ 、 $\bar{B}^0$  のとき  $q = -1$  である。 $\tau$  は  $B$  中間子の寿命、 $\Delta m$  は  $B^0$  と  $\bar{B}^0$  の質量差を表す。 $S$  と  $A$  は  $CP$  violation parameter と呼ばれるもので、標準理論におけるこのモード ( $b \rightarrow c\bar{c}s$ ) では  $S = -\xi_{CP} \sin 2\phi_1$ 、 $A = 0$  である。 $\xi_f$  は終状態  $f_{CP}$  で決まり、 $f_{CP} = J/\psi K_S$  のとき  $\xi_{CP} = -1$ 、 $f_{CP} = J/\psi K_L$  のとき  $\xi_{CP} = +1$  である。 $\phi_1$  は小林・益川行列の要素で描かれる三角形 (ユニタリティ三角形) の一角で  $\phi_1 = \arg(V_{cd}V_{cb}^*/V_{td}V_{tb}^*)$  である。 $f_{CP} = J/\psi K_{S/L}$  のとき  $A$  はほぼ 0 なので  $\cos$  の項は無視でき、これから  $f_{CP} = J/\psi K_{S/L}$  の崩壊に現れる  $CP$  非対称度  $\mathcal{A}_{CP}$  は次のような崩壊時間差に依存した式で表される。

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{CP}(\Delta t) &= \frac{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}_{CP}) - \Gamma(B^0 \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}_{CP}) + \Gamma(B^0 \rightarrow f_{CP})} \\ &= -\xi_{CP} \sin(2\phi_1) \sin(\Delta m \Delta t) \end{aligned} \quad (1.16)$$

図 1.5 に  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$  における崩壊時間分布の測定結果を示す。同図 (上) の青は  $q = -1$ 、赤は  $q = +1$  における結果を表している。同図 (下) はこれらの結果から  $\mathcal{A}_{CP}$  を求めた結果である。またこれらの結果を式 (1.16) に代入することで  $\sin(2\phi_1)$  を求めることができる。以下に Belle、BaBar で測定された  $\sin(2\phi_1)$  の最新結果を示す [4]。

$$\sin(2\phi_1) = 0.667 \pm 0.023 \pm 0.012 \quad (1.17)$$

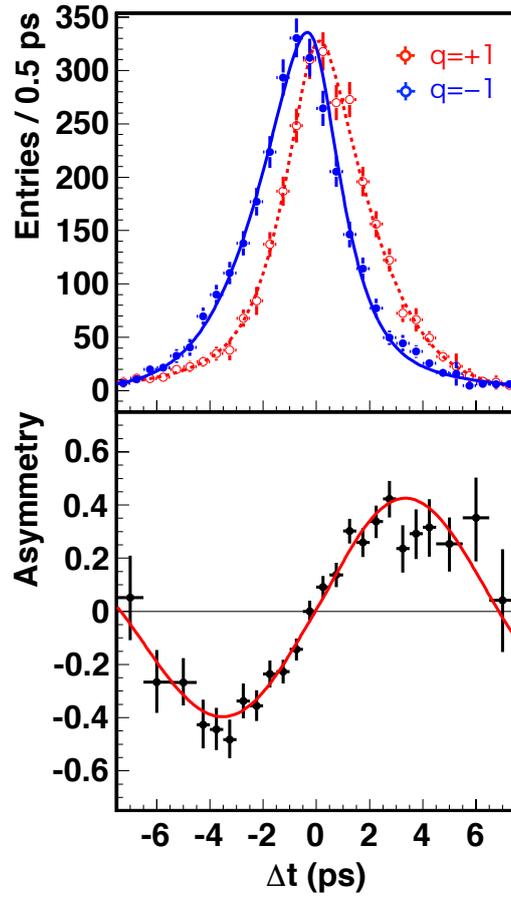


図 1.5:  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s$  における崩壊時間分布の測定結果とその結果から得られた  $CP$  非対称度。下図は上図の赤と青の差を取ったものであり、 $\sin$  カーブの振幅から  $\sin 2\phi_1$  が求められる。

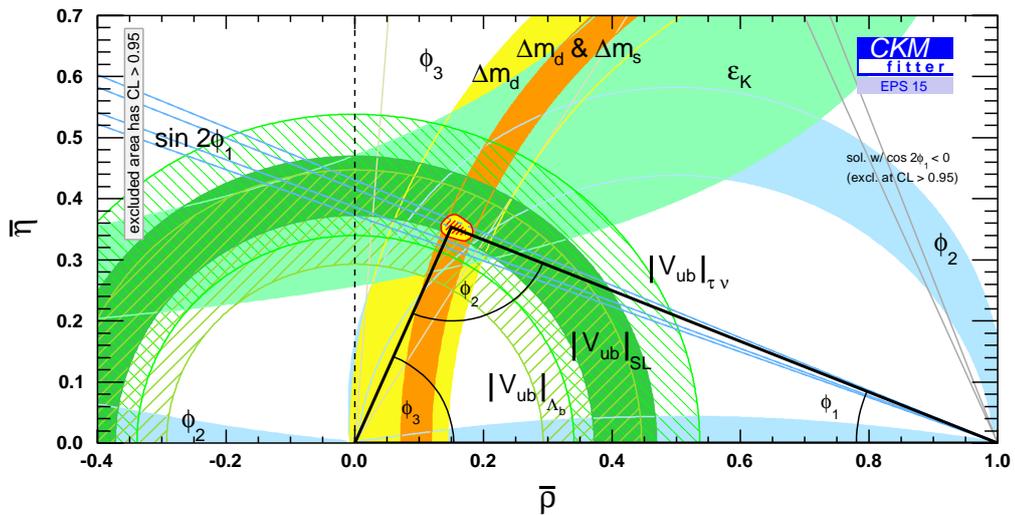


図 1.6: 数々の実験データより制限された CKM パラメータ  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$  を Fitting した図 [5]

# $\sin(2\beta^{\text{eff}}) \equiv \sin(2\phi_1^{\text{eff}})$

**HFAG**  
Moriond 2014  
PRELIMINARY

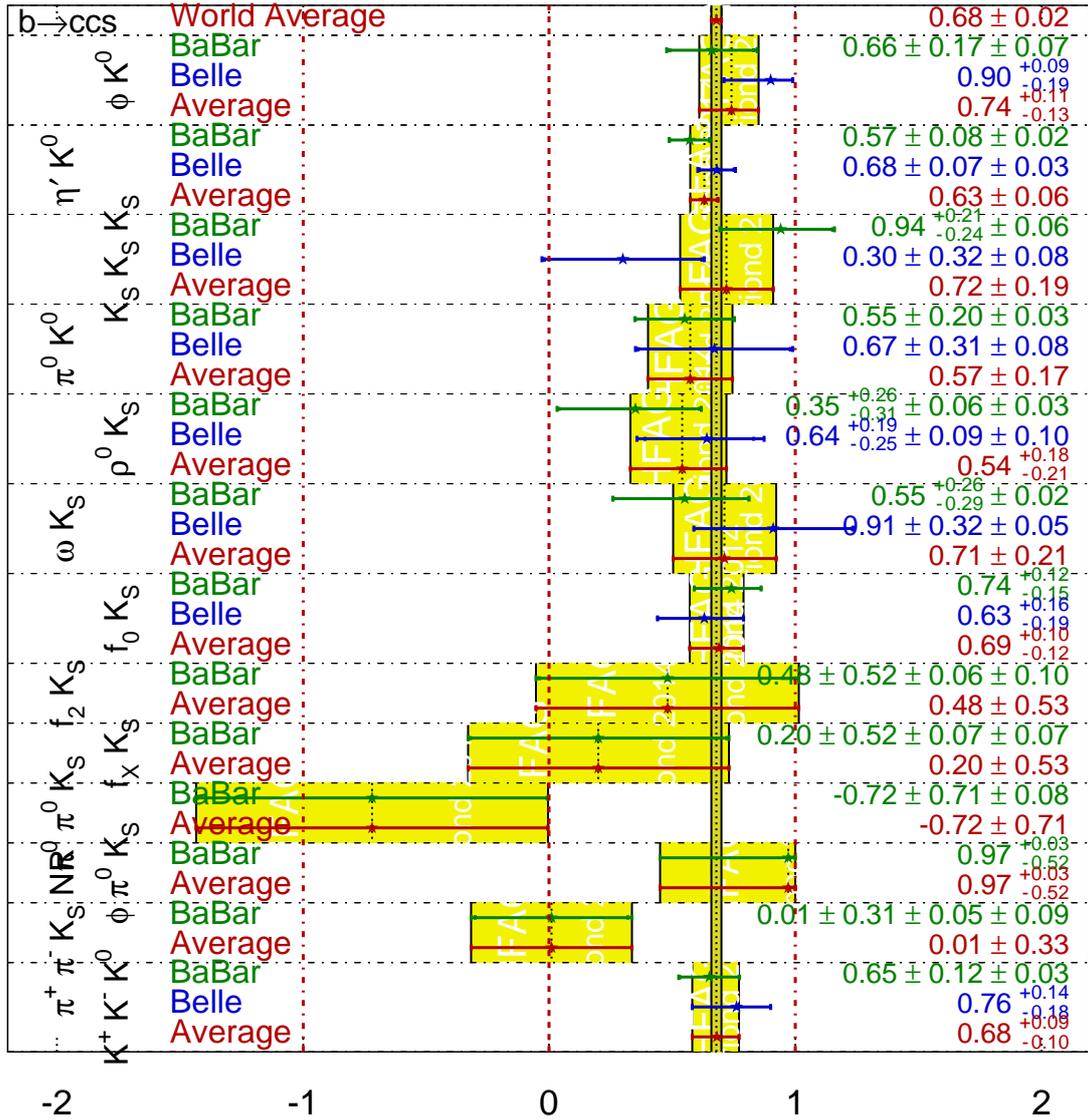


図 1.7: Belle と BaBar による  $b \rightarrow sq\bar{q}$  を含む崩壊モードを用いた  $\sin 2\phi_1$  の値と世界平均値 [6]

B-Factory 実験では  $\sin 2\phi_1$  の測定以外にも、様々な崩壊モードの観測からユニタリティー三角形の他の角度、辺の大きさをの精密測定を行っており、これらの結果から小林・益川理論の検証を行う。

## 1.2 標準理論を超える新物理

小林・益川理論により標準理論の範囲内で  $CP$  対称性の破れを説明に成功したが、標準理論に含まれる重力や電磁相互作用の階層性問題は解決できていない。これらの問題は標準理論を超える新しい物理によって説明されると期待されている。スイス・フランスに設置された大型ハドロン衝突型加速器 Large Hadron Collider (LHC) は新物理の寄与が予想される新粒子を直接観測すべく TeV オーダーで衝突実験を行っている。LHC によりヒッグス粒子の発見など標準理論の理解が進んでいる一方で、標準理論を超える物理は未だ見つかっていない。

新物理の候補となる理論はいくつか提案されているが、それらの理論は未だ仮説の域であるのが現状である。その中で Belle II 実験において検証が期待される超対称性理論について述べる。

### 超対称性理論

新物理の候補として最有力視されているのは超対称性理論 (Super Symmetry theory: SUSY) である。この理論は素粒子論だけではなくダークマター候補と成る粒子を预言しているため宇宙論とも親和性が高いことから最も期待されており、多くのモデルが提唱されている。

フェルミオンとボソンというスピン統計に対し新たな対称性として「超対称性」を課すことで全てのフェルミオン、ボソンに対する超対称性パートナー粒子を预言することができる。半整数スピンをもつクォークやレプトンには整数スピンをもったスクォーク (squarks:  $\tilde{q}$ )、一方整数スピンを持つゲージボソンやヒッグス粒子には半整数スピンをもったスレプトン (sleptons:  $\tilde{l}$ ) やヒグシーノ (Higgsino:  $\tilde{h}$ ) が预言される。また標準理論を最小限に超対称化した理論を Minimal Super symmetric Standard Model (MSSM) と呼ぶ。表 1.1 に標準理論の素粒子と MSSM により導入される超対称性パートナー粒子をまとめた。

SUSY 導入により解決される問題の 1 つに「ヒッグス粒子の質量問題 (Fine Tuning Problem)」がある。ヒッグス粒子の質量は高次 loop による二次発散の量子補正により新物理が現れるスケールまで大きくなるため、自身の質量スケール 100 GeV 付近よりはるかに大きくなってしまふ。そ

表 1.1: 標準理論の素粒子と超対称理論の超対称性粒子の対応

標準理論の素粒子			超対称性粒子		
$S=1/2$	lepton	$e, \mu, \tau$	$S=0$	slepton	$\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$
	neutrino	$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$		sneutrino	$\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$
	quark	$u, c, t$ $d, s, b$		squark	$\tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t}$ $\tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b}$
$S=1$	photon	$\gamma$	$S=1/2$	photino	$\tilde{\gamma}$
	Weak Boson	$W^\pm, Z^0$		Wino	$\tilde{W}^\pm, \tilde{Z}^0$
	gluon	$g$		gluino	$\tilde{g}$
$S=0$	Higgs	$h$	$S=1/2$	Higgsino	$\tilde{h}$
$S=2$	Graviton	$G$	$S=3/2$	Gravitino	$\tilde{G}$

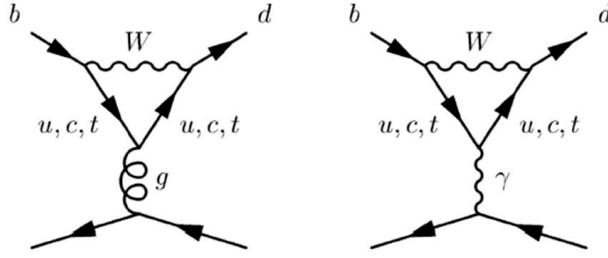


図 1.8: Penguin diagram の例

ここでヒッグス粒子の超対称性パートナー粒子である ヒグシーノ  $\tilde{h}$  を導入することで、逆符号の補正によりこの量子補正を打ち消し合うため解決できると考えられている [7]。

超対称性パートナー粒子は標準理論の diagram に対し高次の loop として寄与することが期待されている。一例として penguin diagram によって引き起こされる Flavor Changing Neutral Current (FCNC) 反応がある (図 1.8)。この反応は tree diagram で起こらないことが標準理論で保証されている。しかし新物理が高次の loop diagram を介して寄与することで観測が可能であると予想されている。 $B$  中間子の場合、FCNC 反応を含む  $b \rightarrow s$ ,  $b \rightarrow d$  遷移の崩壊は標準理論の範囲内では崩壊分岐比が小さいため超対称性パートナー粒子の寄与に対して非常に敏感であると期待されている。

## 1.3 Belle II 実験で期待される物理

### 1.3.1 CKM 行列の精密測定

Belle 実験により  $B$  中間子系での  $CP$  対称性の破れを観測し、小林・益川理論の正当性が証明されたが、Belle II 実験ではさらなる精密測定を行う。具体的には、小林益川理論で扱われる  $CP$  対称性の破れを示すユニタリティー三角形の各角度と各辺を精密測定する。角度に関する観測モードは tree diagram が支配的に寄与するため、標準理論の範囲内で観測ができると期待されている。

### 1.3.2 $CP$ 非対称度の時間依存性への寄与

Belle II 実験で新物理の兆候を見るためには、 $CP$  非対称度における時間依存性への寄与を調べることが重要となる。例えば、図 1.9 のような  $\bar{b} \rightarrow \bar{s}\bar{s}\bar{s}$  遷移において、penguin loop 中に超対称性粒子が現れると  $CP$  非対称度の時間依存性が変化する。これを検証するにあたり、Belle 実験で Golden mode とされた  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$  は loop を含まない tree diagram が支配的なのであまり有効ではない。その代わりに有効とされるのが、理論的な不定性が小さく loop を含む  $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$ ,  $B^0 \rightarrow \eta' K_S$ ,  $B^0 \rightarrow K_S K_S K_S$  である。

### 1.3.3 $b \rightarrow s\gamma$ 崩壊

$b \rightarrow s\gamma$  遷移は標準理論の範囲内では tree diagram のみの記述は不可能で、崩壊中に loop を介して観測される (図 1.10)。超対称性粒子はこの loop 中に現れる可能性があるため、この遷移を含む崩壊モードの崩壊分岐比や  $CP$  非対称度の標準理論との差が検証される。標準理論ではこの過

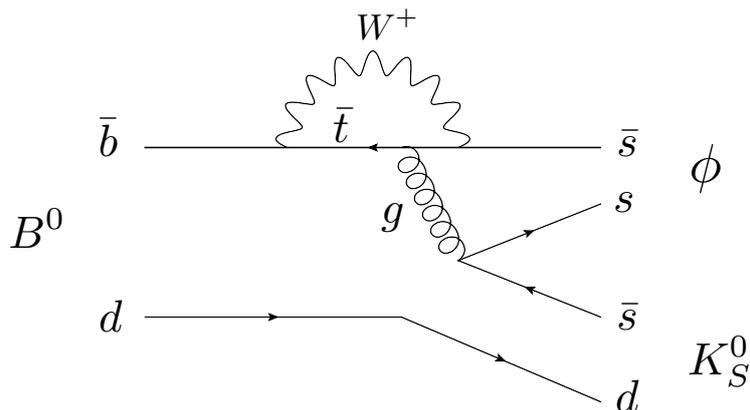
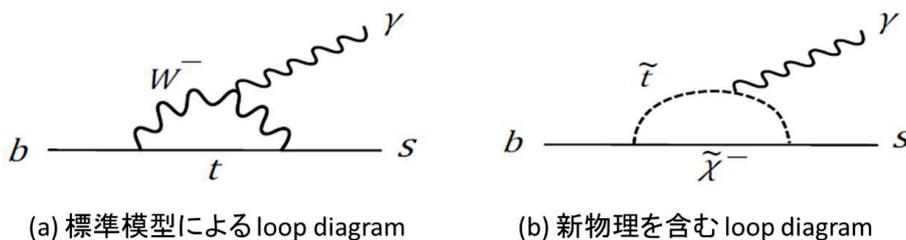


図 1.9: loop を含む  $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$  の diagram



(a) 標準模型による loop diagram

(b) 新物理を含む loop diagram

図 1.10:  $b \rightarrow s\gamma$  遷移における loop diagram

程で放出される光子 ( $\gamma$ ) はほぼ左巻きとなるが、新物理の寄与による右巻きカレントの寄与がある場合は時間に依存した  $CP$  非対称度が現れると考えられている。この遷移は  $B \rightarrow X_S \gamma$  崩壊で現れるため、Belle II 実験ではこれらの崩壊モードも解析する必要がある。ここで  $X_S$  はストレンジを1つ含む終状態の総称を指す。 $X_S$  は終状態として複数の  $K/\pi$  に崩壊するので、Belle II 実験では高精度な  $K/\pi$  識別が要求される。

### 1.3.4 新たなハドロンの探索

Belle 実験では小林・益川理論の検証以外にも新型ハドロンの発見といった成果がある。具体的には  $X(3872)$ ,  $Y(4280)$ ,  $Z(4430)$  などのエキゾチックハドロンの発見された [8-10]。図 1.11 に Belle 実験の蓄積データ量と新型ハドロンの発見時期を示す。

Belle II では、これまで発見されてきたエキゾチックハドロンの崩壊分岐比測定やスピン、パリティなどの量子数決定に加え、新たなハドロンの探索を行う。量子色力学 (QCD) に従ってクォークがハドロンを形成するときの質量生成やカイラル対称性の自発的破れなどは未解決な問題であるが、エキゾチックハドロンの理解が進展することで解明する手がかりが得られると期待される。

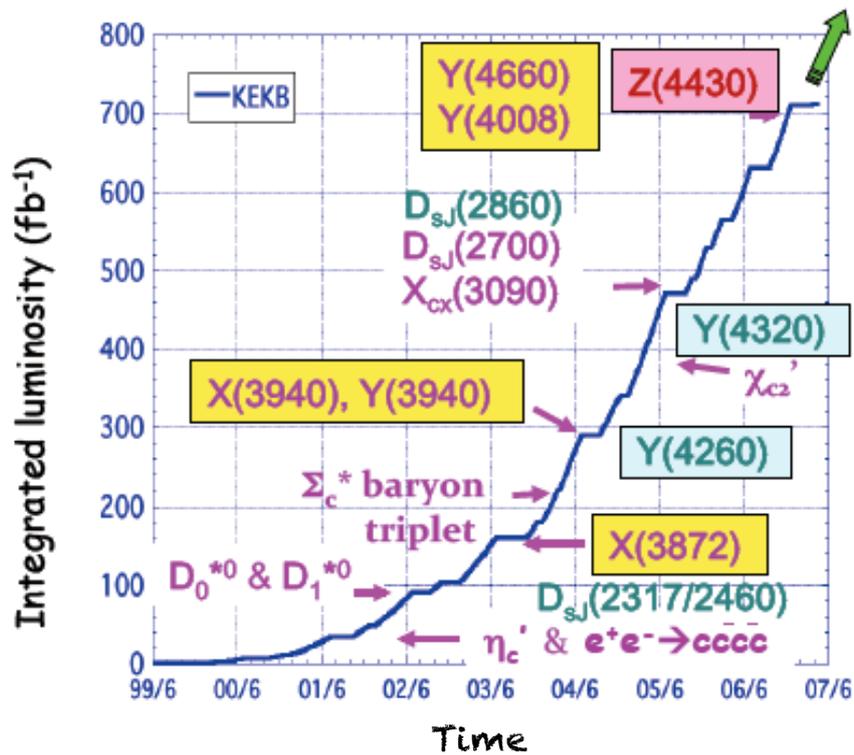


図 1.11: Belle 実験における蓄積データ量の推移と新しいハドロン共鳴状態の発見時期 [11]

### 1.3.5 $b \rightarrow \tau\nu$ 崩壊における荷電ヒッグス粒子探索

超対称性理論では標準理論のヒッグス粒子以外に中性ヒッグス ( $H^0$ ) と荷電ヒッグス ( $H^\pm$ ) が存在する。荷電ヒッグス  $H^\pm$  はや  $B \rightarrow D\tau\nu$  といった崩壊に強く現れると考えられており、 $W^\pm$  への寄与により、これらの崩壊分岐比は標準理論より大きく変化すると考えられている。図 1.12 に  $B \rightarrow \tau\nu$  のファインマンダイアグラムを示す。Belle 実験、BarBar 実験で測定された  $B \rightarrow \tau\nu$  の崩壊分岐比の世界平均は  $\sin 2\phi_1$  を含む他の観測値を用いた best fit 値から  $1.6\sigma$  ほど差分が生じている (図 1.13)。標準理論を超える新物理がこの差の原因であると疑われているため、Belle II 実験では  $B \rightarrow \tau\nu$  崩壊分岐比の測定精度を高めることが要求される。

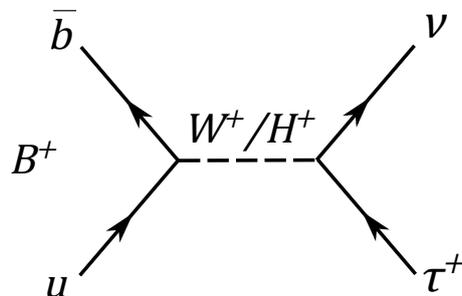


図 1.12:  $b \rightarrow \tau\nu$  崩壊と予想されるヒッグスの寄与

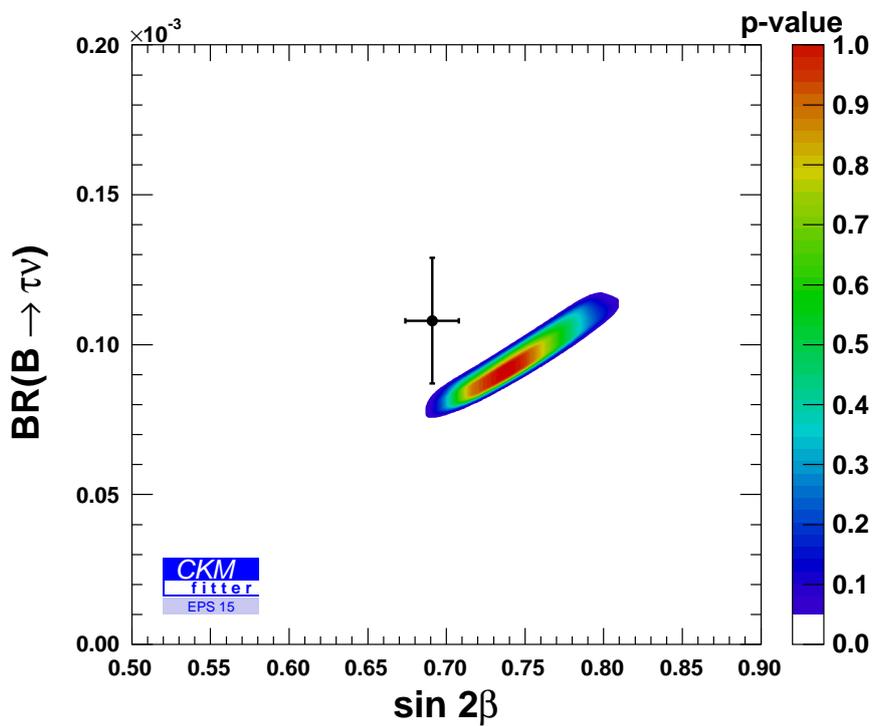


図 1.13: CKMfitter グループによる Belle と BaBar における  $b \rightarrow \tau \nu$  崩壊分岐比の測定値と世界平均 [5]

## 第2章 SuperKEKB 加速器と Belle II 検出器

この章では Belle II 実験に使用する SuperKEKB 加速器と Belle II 検出器について説明する。加速器は最先端のルミノシティを目標とした SuperKEKB 加速器への高度化が進められている。それに伴い、検出器も高精度な測定を可能とするために Belle II 検出器への高度化が行われている。それぞれの概要について簡単に述べる。

### 2.1 SuperKEKB 加速器

#### 2.1.1 加速器の性能指標

加速器の性能を表す指標として「衝突エネルギー」と「ルミノシティ」がある。ルミノシティ (Luminosity:  $\mathcal{L}$ ) とはビーム衝突点における粒子の単位面積、単位時間当たりの衝突回数であり以下の式で与えられる。

$$R = \mathcal{L}\sigma \quad (2.1)$$

ここで  $R[\text{s}^{-1}]$  は対象となる事象の単位時間当たりの発生頻度、 $\sigma[\text{cm}^2]$  は反応断面積、 $\mathcal{L}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$  はルミノシティを表す。

#### 2.1.2 SuperKEKB 加速器

図 2.1 に世界各地にある衝突型加速器 (開発中を含む) を重心系衝突エネルギーとルミノシティで分類した図を示す。Belle II 実験では最先端のルミノシティフロンティアを目指し、Belle 実験の 40 倍のルミノシティ実現に向け加速器のアップグレードを行っている。Belle 実験で使用した KEKB 加速器は茨城県つくば市の高エネルギー加速器機構 (KEK) で建設され、円周約 3km のリング型加速器と約 600 m の線形加速器からなる。Belle II 実験で使用する SuperKEKB 加速器は、基本的に KEKB 加速器を再利用しており、それにルミノシティ増加に必要な新型 RF 電子銃やダンピングリング等を追加した構造体となる。図 2.2 に SuperKEKB の概念図を示す。

KEKB から SuperKEKB へアップグレードする上で重要なパラメータを明らかにするためにルミノシティ  $\mathcal{L}$  を書き直す。[12]

$$\mathcal{L} \simeq \frac{\gamma_{\pm}}{2qr_e} \left( \frac{I_{\pm}\xi_{\pm}}{\beta_{y\pm}^*} \right) \quad (2.2)$$

$\gamma$  は Lorentz 因子、 $q$  は素電荷、 $r_e$  は古典電子半径、 $I$  はビーム電流である。 $\xi_y$  は Beam-beam parameter と呼ばれる量で、衝突点でビームが互いに及ぼし合う力の大きさを表す。 $\beta_y^*$  はビームサイズを決める絞り込みの大きさに対応する量である。添字にある  $\pm$  は電子 (-) と陽電子 (+) の積を表す。式 (2.2) より、高いルミノシティを得るにはビーム電流  $I$  を大きくするか、 $\beta_y^*$  を小さくするかなどの選択肢が考えられる。SuperKEKB ではビーム電流  $I$  を KEKB 加速器の 2 倍に増強し、 $\beta_y^*$  を 1 / 20 程度小さくする「Nano-Beam 方式」を取り入れることでルミノシティ

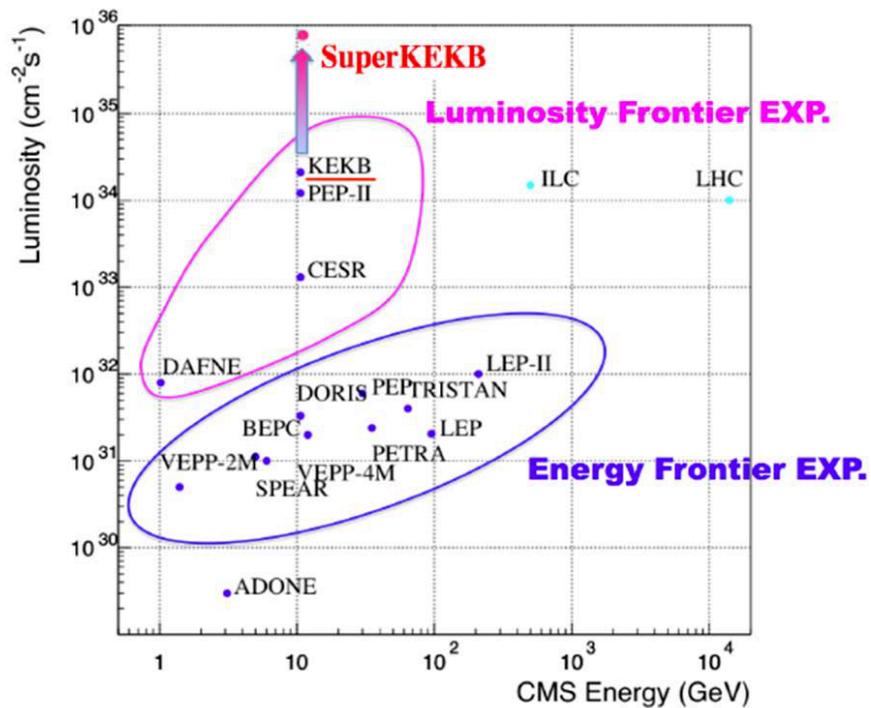


図 2.1: 世界各地の衝突型加速器フロンティア

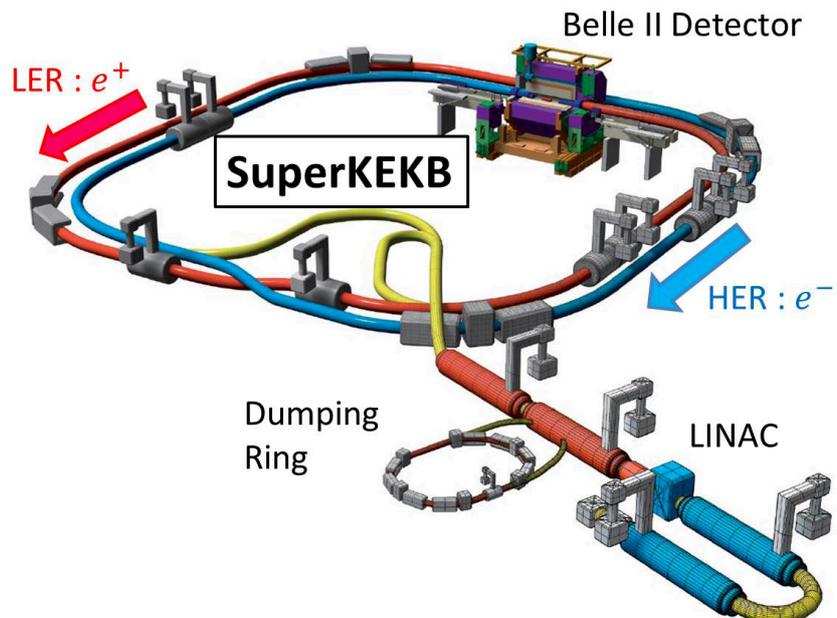


図 2.2: SuperKEKB の概念図

を向上させる予定である。図 2.3 に Nano-Beam 方式の概念図を示す。また表 2.1 に SuperKEKB のマシンパラメータを示す。

Nano-Beam 方式はビームに有限角度をもたせることで衝突点におけるビーム反応有効領域を小さく絞り、高ルミノシティを実現する。しかしビームを絞ることで Touchek 効果によるビームバンチ内の (陽) 電子同士のクーロン散乱が起り、(陽) 電子の減少が推測される。Touchek 効果の影響はビームエネルギーが低いほど顕著に現れるため、SuperKEKB へのアップグレード時に LER(陽電子ビーム) エネルギーを 3.5 GeV/c から 4.0 GeV/c に増強する。これに伴い重心エネルギーを保つため、HER(電子ビーム) エネルギーを 8.0 GeV から 7.0 GeV にする。

表 2.1: SuperKEKB のマシンパラメータ [13]

Parameter	LER	HER	unit	
Energy	4.000	7.007	GeV	
I	3.6	2.6	A	
Number of bunches	2,500			
Bunch Current	1.44	1.04	mA	
Circumference	3,016.315		m	
$\epsilon_x/\epsilon_y$	3.2(1.9)/8.64(2.8)	4.6(4.4)/12.9(1.5)	nm/pm	( ): zero current
Coupling	0.27	0.28	%	includes beam-beam
$\beta_x^*/\beta_y^*$	32/0.27	25/0.30	mm	
Crossing angle	83		mrad	
$\alpha_p$	$3.18 \times 10^{-4}$	$4.53 \times 10^{-4}$		
$\sigma_\delta$	$8.10(7.73) \times 10^{-4}$	$6.37(6.30) \times 10^{-4}$		( ): zero current
$V_c$	9.4	15	MV	
$\sigma_z$	6.0(5.0)	5(4.9)	mm	( ): zero current
$\nu_s$	-0.0244	-0.028		
$\nu_x/\nu_y$	44.53/46.57	45.53/43.57		
$U_0$	1.86	2.43	MeV	
$\tau_{x,y}/\tau_s$	43.2/21.6	58.0/29.0	msec	
$\xi_x/\xi_y$	0.0028/0.0881	0.0012/0.0807		
Luminosity	$8 \times 10^{35}$		$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	

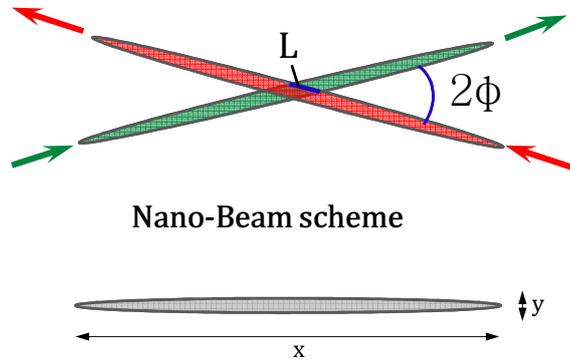


図 2.3: Nano-Beam 方式の概念図

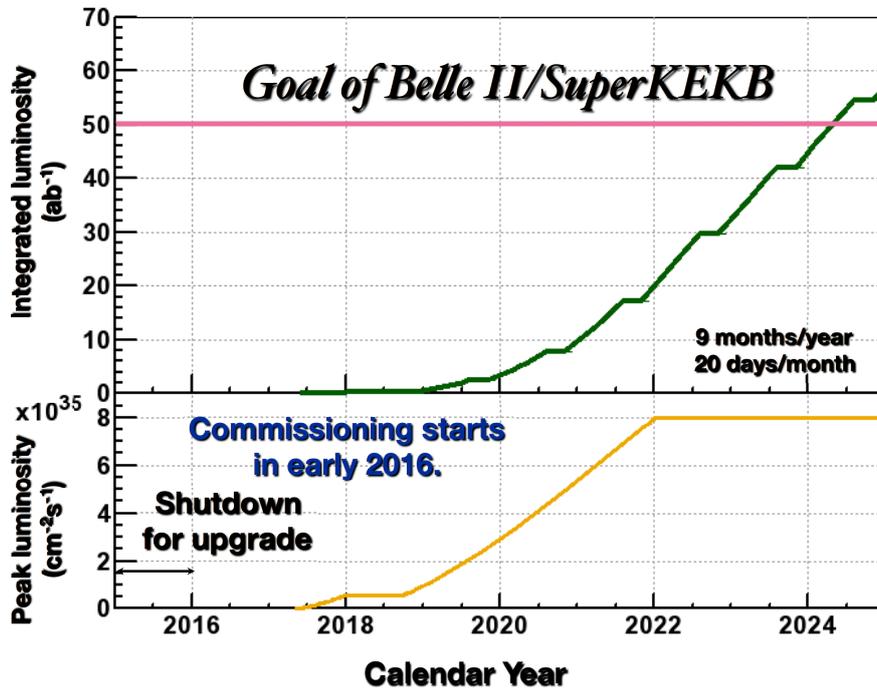


図 2.4: SuperKEKB 完成後の積分ルミノシティの推移予想図(上)と到達ルミノシティの推移予想図(下) [13]

## 2.2 Belle II 検出器

Belle II 検出器はビームの衝突点に設置され、 $B$  中間子の崩壊を測定する。Belle II 検出器は主に 7 種類の検出器 PXD, SVD, CDC, TOP, Aerogel RICH, ELC, KLM から構成されている。

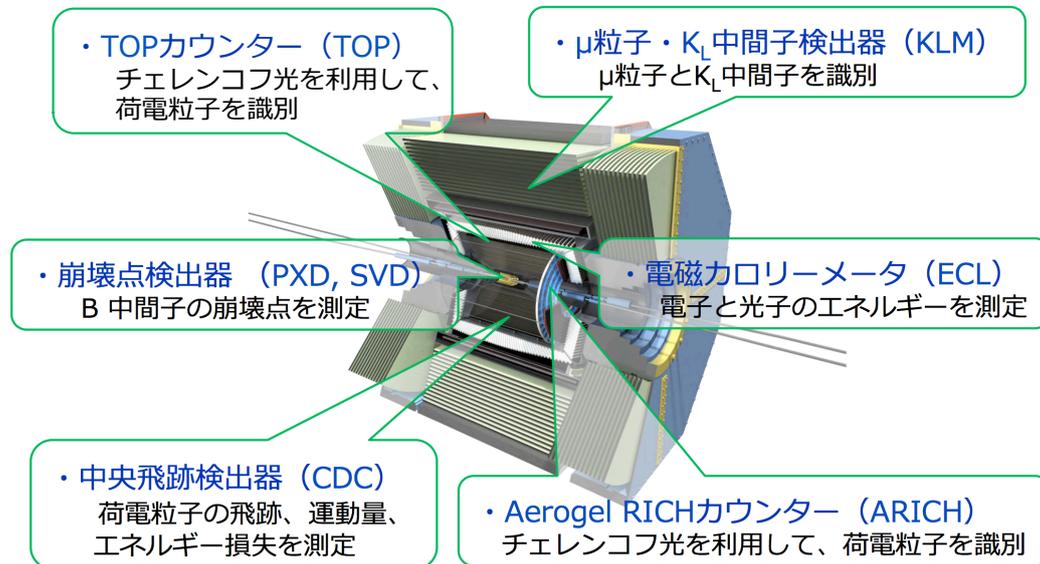


図 2.5: Belle II 検出器

### 2.2.1 Vertex Detector (VXD)

Belle II 検出器の最内装に配置される崩壊点検出器 (VXD) は  $B$  中間子の崩壊点を測定する。 $B$  中間子は電荷を持たないので直接検出することはできないが、その崩壊後にできる荷電粒子の飛跡を数十  $\mu\text{m}$  の精度で検出し、それらの再近接点を  $B$  中間子の崩壊点として再構成することで間接的に測定する。Belle 検出器では 4 層の SVD (Silicon Vertex Detector) を使用していたが、アップグレードするにあたり内側に 2 層の PXD (Pixel Detector) を追加した計 6 層からなる。図 2.6 に Belle II 検出器における PXD, SVD の位置、図 2.6 に各レイヤーの大きさを示す。

#### Pixel Detector (PXD)

図 2.8 に PXD の概念図を示す。PXD は DEPFET (DEpleted P- channel Field Effect Transistor) と呼ばれる半導体素子をピクセル化した半導体検出器から構成される。DEPFET は MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) の動作原理を応用しており、シリコン部の空乏層に荷電粒子が入射することで電子-正孔対が生成され、この電子の電荷量に比例した電流が p-source と p-drain 間を流れることで検出を行う。2 層の PXD は衝突点から 14 mm、22 mm の位置に配置され、 $17^\circ < \theta < 150^\circ$  の範囲で検出可能である。表 2.2 に PXD の主要パラメータを示す。

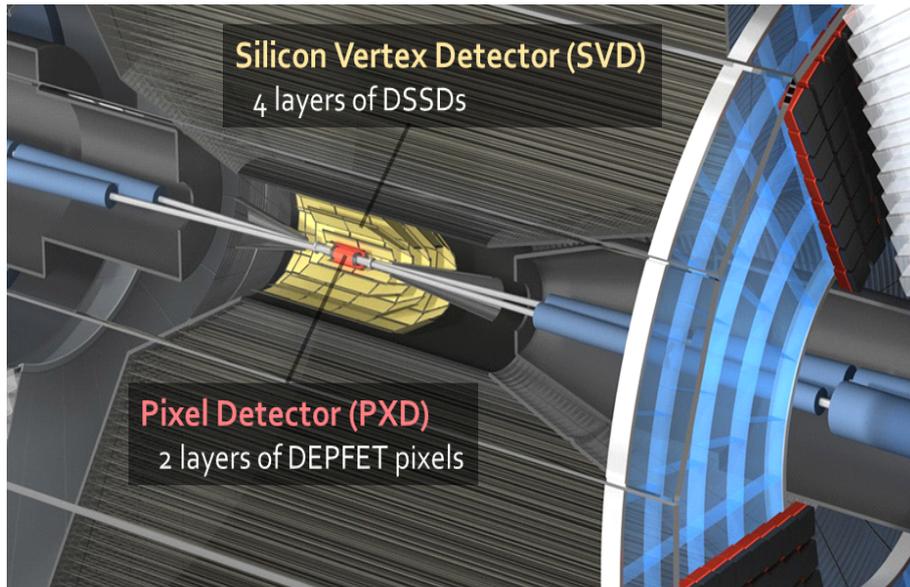


図 2.6: Belle II 検出器における VXD の位置

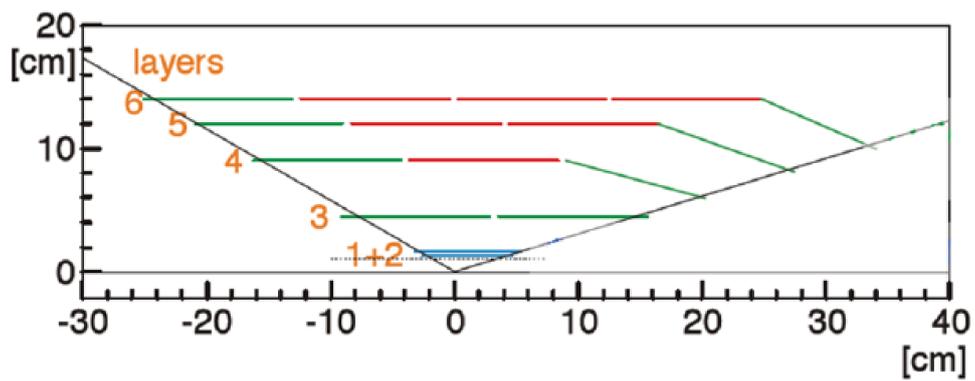


図 2.7: VXD のラダー断面図

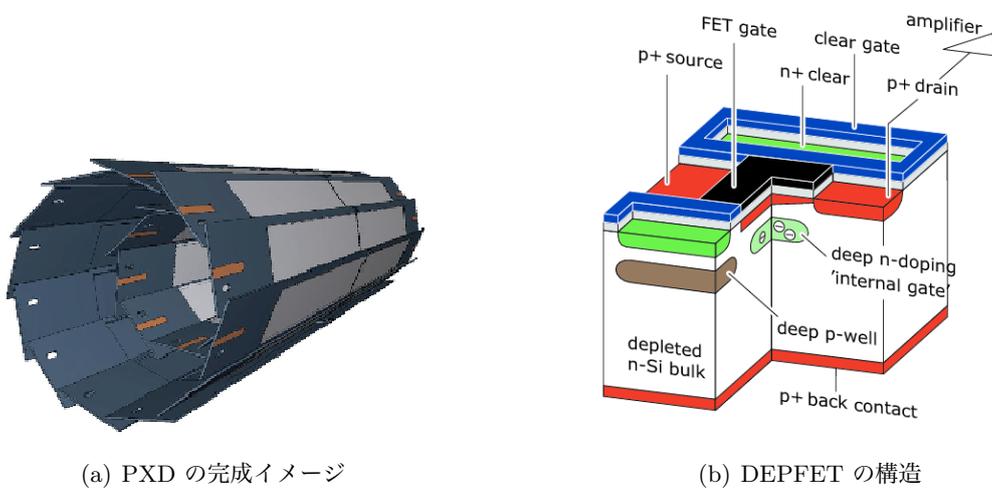


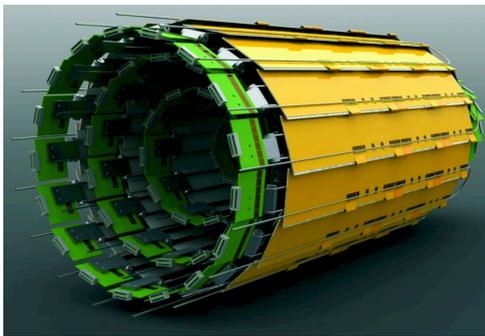
図 2.8: PXD の概念図

表 2.2: PXD の主なパラメータ

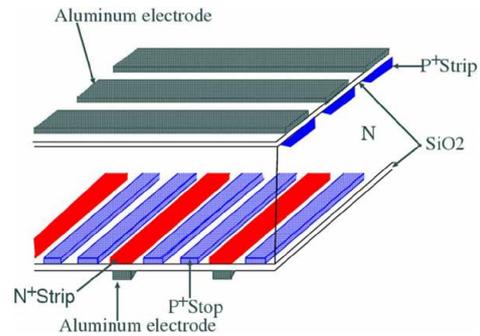
Layer	# Ladders	衝突点からの距離 (mm)	# Pixels $z \times r\phi$	Pixel size $z \times r\phi$ ( $\mu\text{m}^2$ )	sensitice area $z \times r\phi$ ( $\text{mm}^2$ )
Layer1	8	14	$786 \times 250$	$44.80 \times 12.5$	$44.80 \times 12.5$
Layer2	12	22	$786 \times 250$	$70 \times 50 / 85 \times 50$	$61.44 \times 12.5$

### Silicon Vertex Detector (SVD)

図 2.9 に SVD の概念図を示す。SVD は DSSD (Double Sided Silicon Detector) と呼ばれるシリコンセンサーを層の両面にストリップ状に貼り付けた半導体検出器から構成される。DSSD は p 型半導体と n 型半導体が直交するように配置されており、これにより 2 次元の位置情報を得ることが出来る。4 層の SVD は崩壊点から 38 mm、80 mm、104 mm、135 mm の位置に配置され、PXD と同様  $17^\circ < \theta < 150^\circ$  の範囲で検出可能である。表 2.3 に SVD の主要パラメータを示す。また図 2.10 に Belle 検出器で使用されていた SVD1, 2 と Belle II SVD の比較を示す。

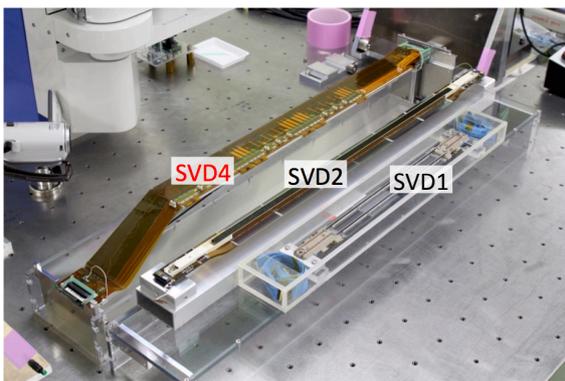


(a) SVD の完成イメージ

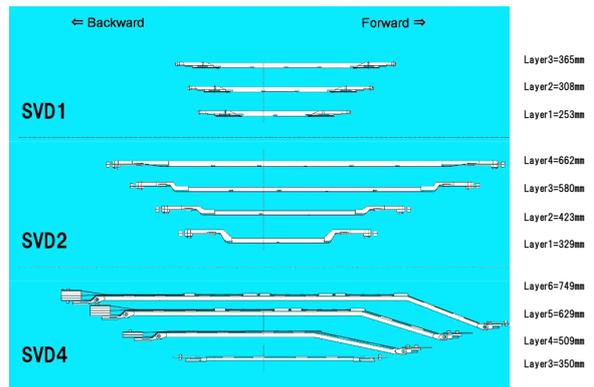


(b) DSSD の構造

図 2.9: SVD の概念図



(a) SVD1, SVD2 SVD4 の写真



(b) SVD1, SVD2, SVD4 の大きさ

図 2.10: Belle SVD1, 2 と Belle II SVD4 の比較

表 2.3: SVD の主なパラメータ

	Barrel sensors		Forward sensors
Layer	3	4 to 6	4 to 6
Shape	Rectangular		Trapezoidal
strips (p-side)	768	768	768
strips (n-side)	768	512	512
Pitch (p-side)	50 $\mu\text{m}$	75 $\mu\text{m}$	75...50 $\mu\text{m}$
Pitch (n-side)	160 $\mu\text{m}$	240 $\mu\text{m}$	240 $\mu\text{m}$
Area (Total)	5048.90mm <sup>2</sup>	7450.23mm <sup>2</sup>	6382.6mm <sup>2</sup>
Area (Active)	4737.80mm <sup>2</sup>	7029.88mm <sup>2</sup>	5890mm <sup>2</sup>
Thickness	320 $\mu\text{m}$	320 $\mu\text{m}$	300 $\mu\text{m}$
By company	HPK		Micron

### 2.2.2 Central Drift Chamber (CDC)

中央飛跡検出器 (CDC) は荷電粒子の飛跡・運動量の検出、トリガーの生成、電離損失 ( $dE/dx$ ) の情報を用いた粒子識別を行う。

CDC 内部には 1 気圧で He (50%) : C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (50%) のガスが充填され、多数の電極ワイヤーが張られる。電極ワイヤーには直径 30 $\mu\text{m}$  の金メッキタングステン製ワイヤー (陽極) と直径 126 $\mu\text{m}$  のアルミニウム製ワイヤー (陰極) を使用する。

荷電粒子が CDC 内を通過すると、充填されているガス分子がイオン化し電子が作られる。電極ワイヤーには高電圧 (~2.3 kV) をかけられており、発生した電子は電場により陽極に向かって移動 (ドリフト) し検出される。検出された信号を取り出すことによって荷電粒子の飛跡と CDC 通過時に落としたエネルギー  $dE/dx$  を求めることができる。またビーム軸方向にかけられた 1.5 T の磁場によって湾曲する荷電粒子の飛跡情報から曲率半径  $\rho$  [m] を求めることで、加速器実験では一般的な以下の式

$$p [\text{GeV}/c] = 0.3\rho B [\text{m} \cdot \text{T}] \quad (2.3)$$

から運動量  $p$  を求めることができる。  $B$  は磁場の大きさである。

電離損失 ( $dE/dx$ ) は以下の式で近似される。

$$\frac{dE}{dx} = \frac{C}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right], \quad C = \left( \frac{q^2}{4\pi\epsilon^0} \right) \frac{4\pi N_A \rho Z}{m_e c^2 A} \quad (2.4)$$

$\rho$ ,  $A$ ,  $Z$ ,  $I$  はそれぞれ通過する物質の密度、原子量、原子番号、平均イオン化ポテンシャルを表す。 $q$  は素電荷、 $m_e$  は電子の質量、 $c$  は真空中の光速、 $N_A$  はアボガドロ数、 $\beta$ ,  $\gamma$  はブーストパラメータを表す。式 (2.4) より、 $dE/dx$  は  $\beta$  に依存していることがわかる。運動量が同じ場合でも粒子の種類により速度 ( $\beta$ ) は異なるため、 $dE/dx$  と運動量を測定することで粒子識別ができる。図 2.11 に  $e^-$ ,  $p$ ,  $K$ ,  $\pi$  のもつ運動量と CDC で (単位距離当たりに) 落とすエネルギー  $dE/dx$  の関係を示す。1 GeV/c 以下の運動量領域では CDC でも  $p$ ,  $K$ ,  $\pi$  の識別が可能なが分かる。しかし本実験ではこの運動量領域以上の粒子識別も求められるため、後述する粒子識別装置と組み合わせて広い運動量領域で粒子識別を行なう。

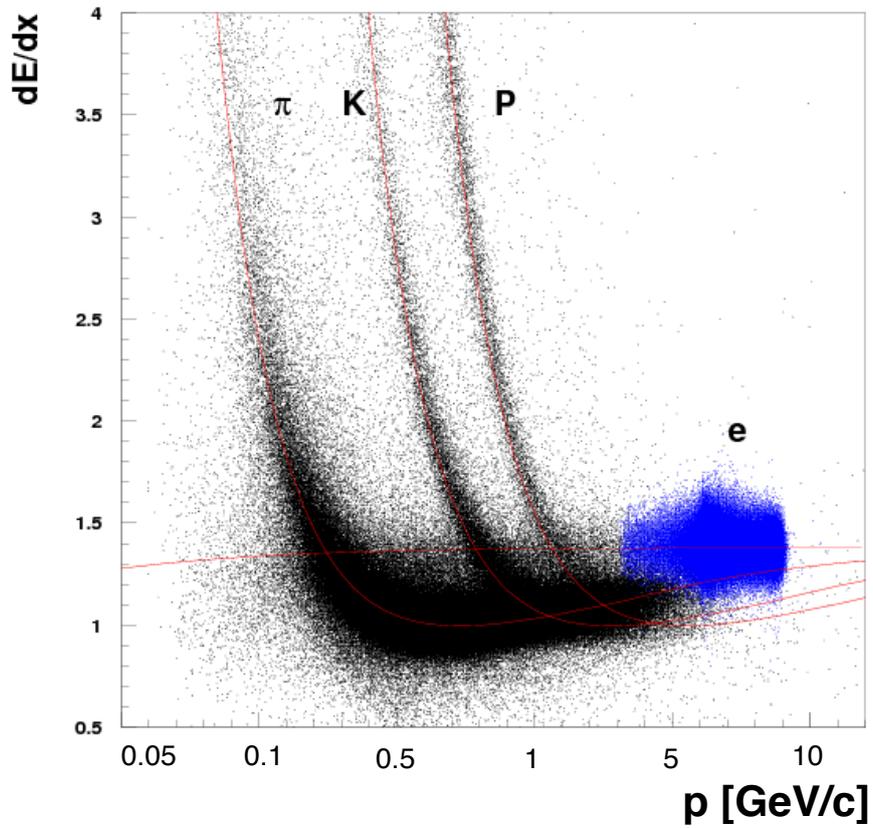


図 2.11: CDC による荷電粒子のエネルギー損失

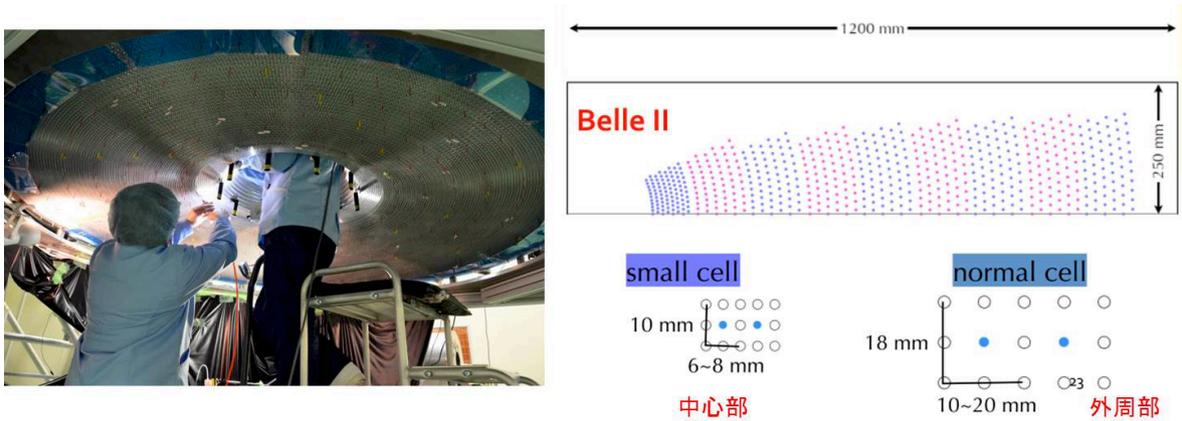


図 2.12: 実際のワイヤー張り作業の様子 (左)、CDC の断面図 (右上)、スモールセルとマルチセルの大きさの比較 (右下)

### 2.2.3 Time Of Propagation counter (TOP)

TOP は Barrel 部での荷電粒子 (特に  $K^\pm$  と  $\pi^\pm$ ) の識別を行う。TOP は DIRC (Detection of Internally Reflected Cherenkov light) と呼ばれる Cherenkov 検出器の一種で、荷電粒子が物質を通過することで生じる Cherenkov 光から粒子識別を行う。Cherenkov 光については 3 章で説明する。

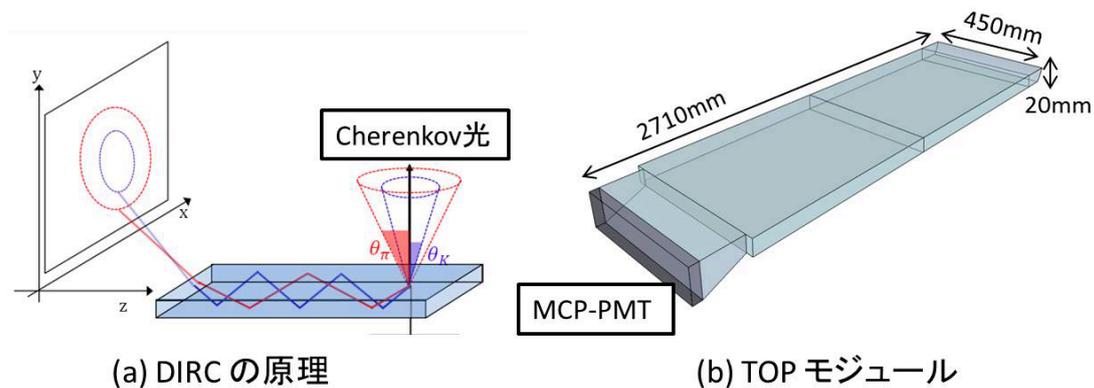


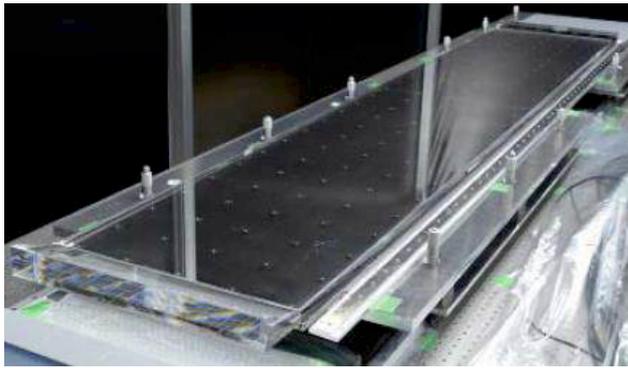
図 2.13: (a) は DIRAC の検出原理、(b) は TOP モジュールの概念図

Cherenkov 光の輻射体には屈折率  $n \sim 1.47$  の石英ガラスからなるクォーツバーを使用する。荷電粒子がクォーツバー通過時に放出した Cherenkov 光はクォーツバー内を全反射して端部に達し、そこに配置される (位置分解能を持つ) 光検出器で半円形の形を検出する。Cherenkov 光の放射角  $\theta_c$  はクォーツバーを入射する荷電粒子の種類によって異なるので、 $K$  と  $\pi$  の場合は図 2.13(a) のようにリング半径の差から識別することができる。さらに、クォーツバー内での  $K/\pi$  の光路差はそれぞれ異なるため検出時間に差が生じる。そのため光検出器に時間分解能を持たせることで TOF (Time-of-Flight) の測定を行うことができ、粒子識別性能を向上させることができる。

図 2.14 に TOP で使用する構成要素の写真を示す。位置分解能、時間分解能を持ち、TOP が配置される 1.5T の磁場環境下で動作可能な光検出器として MCP-PMT (Micro-Channel Plate PMT) を採用した。4 × 4 の 16ch のアノードプレートの内蔵し、1ch のサイズは約  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  である。また光電面の量子効率  $\geq 24\%$ 、最終増幅率は  $\mathcal{O}(10^6)$ 、時間分解能は 40 ps 以下である。TOP 1 モジュール当たり使用する MCP-MPT の数は 32 個で、これらは Backward 側に配置される。その直前にはライトガイドを設置し、像を拡大させることで位置分解能を向上させる。クォーツバーは 18 枚を筒状に配置し Barrel 部の粒子識別を行う。

### 2.2.4 Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter (ARICH)

Endcap 部での荷電粒子 (主に  $K/\pi$ ) 識別を担うのは ARICH である。ARICH も Cherenkov 検出器の一種で、荷電粒子が輻射体を通過した際に放出される Cherenkov 光を光検出器で直接観測することで粒子識別を行う。詳細は第 3 章で説明する。



(a) クォーツバー



(b) MCP-PMT

図 2.14: TOP の構成要素

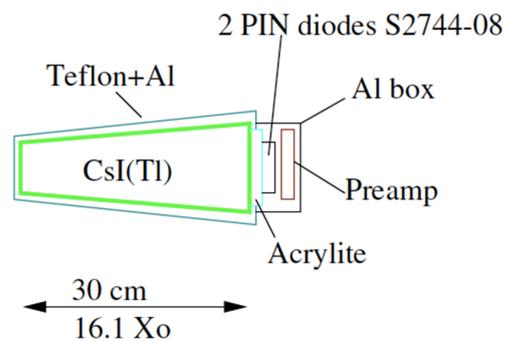
### 2.2.5 Electromagnetic Calorimeter (ECL)

電磁カロリメータ (ECL) は Barrel 部と Endcap 部において主に電子・陽電子と光子のエネルギーを測定する。具体的に、ECL 内のシンチレータに入射した電子・陽電子、光子は電磁シャワーを形成し、ほぼ全エネルギーをシンチレータ内で失う。このエネルギー損失によるシンチレーション光を測定することで粒子の持っていた全エネルギーを見積もることができる。また、電子・陽電子散乱である Bhabha 散乱を検出し、その頻度を見積もることで電子・陽電子ビームの衝突頻度を算出できるため、QED によって計算された Bhabha 散乱の反応断面積  $\sigma$  からルミノシティ  $\mathcal{L}$  を算出する。

ECL は外径 3.0 m、内径 1.25 m の位置に設置される Barrel 部と衝突点から前方、後方それぞれ 1.96 m、1.02 m の位置に設置される Endcap 部からなる。1 モジュールは図 2.15 のようなタワー型で、シンチレータには Belle 検出器で使用されていた CsI(Tl) 結晶、光子検出には PIN フォトダイオードを使用する。ただし、CsI(Tl) は発光時定数が長い ( $\tau \sim 1 \mu\text{s}$ ) ため、ルミノシティ増加によりビーム由来のバックグラウンド悪化が予想される Belle II には不向きである。そこで読み出し回路のアップグレードを行い、信号波形を 16 点で関数フィットすることで波形の振幅と時間の測定精度を向上させる。またビームバックグラウンドの影響が特に大きい Endcap 部



(a) ELC 用結晶 (CsI(Tl))



(b) ECL 1 ユニットの構成

図 2.15: ECL の構成要素

には発光時定数の短い pure CsI ( $\tau \sim 30 \text{ ns}$ ) の使用を検討している。1 モジュールは Barrel 部に 6624 個、Endcap 部には前方、後方それぞれ 1152 個、960 個の合計 8736 個が使用される。

## 2.2.6 $K_L$ and Muon Detector (KLM)

Belle II 検出器の最外層に設置される KLM は比較的寿命が長い  $K_L$  と  $\mu$  の検出を行う。また、超電導ソレノイドによる磁場が外部に漏れ出すのを防ぐフラックスリターンヨークの役割も持つ。

図 2.16 に KLM の設置図、図 2.17 に KLM の構造図を示す。KLM は RPC (Resistive Plate Chamber) と呼ばれるガスチェンバーと鉄のサンドイッチ構造になっている。 $\mu$  に対しては、KLM を通過できることを利用し CDC 等の飛跡情報と組み合わせることで他の荷電粒子と識別する。 $K_L$  に対しては、鉄との強い相互作用で起こすハドロンシャワーを観測することで飛行方向を測定する。ただし、 $\mu$  の運動量が  $0.6 \text{ GeV}/c$  以下の場合には検出器内の深部まで到達せず識別が困難なため、 $K_L$  と判断可能な運動量領域は  $0.6 \text{ GeV}/c$  以上となる。

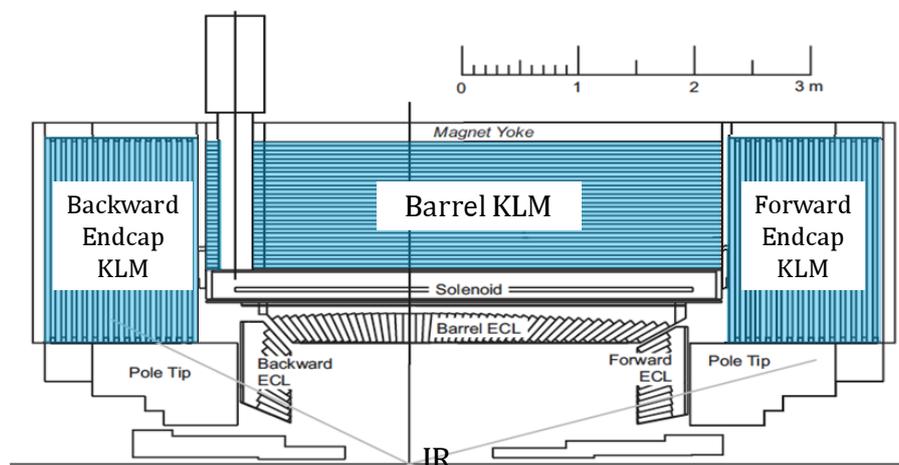


図 2.16: KLM の設置図

RPC には高電圧を印加して帯電させた絶縁性ガラスでガスを挟んだ構造をしており、荷電粒子が通過した近傍 ( $\sim 0.1 \text{ cm}^2$ ) でストリーム放電が起き、部分的に極板間が導通することで位置情報を測定する。しかし、RPC は一度放電を起こすと再充電まで約 2 秒ほどかかるため、ECL と同様高レートバックグラウンド悪化影響が大きい Endcap 部は RPC から dead time の短い検出器に置き換える必要がある。そこで dead time、空間的制約、磁場耐性などから RPC に代わる新しい検出器を考慮した結果、シンチレータストリップが採用された。図 2.18 に Endcap 部の 1/4 モジュールとシンチレータストリップの構造を示す。シンチレータストリップは PTP (1.5%)、POPOP (0.01%) がドープされたプラスチックシンチレータで、Endcap 部の 1/4 モックアップあたり 75 本が導入される。荷電粒子がシンチレータ通過時に放出する青いシンチレーション光はシンチレータストリップ中心に設置された光ファイバー (Wave Length Shift (WLS) fiber) によって捕らえる。捕らえられた光は光ファイバーを通過することで緑色の光に変換され、緑色に感度の高い光検出器 MPPC (Multi Pixel Photon Counter) で検出される。この改良により Endcap 部のバックグラウンドが低減できる見込みである。

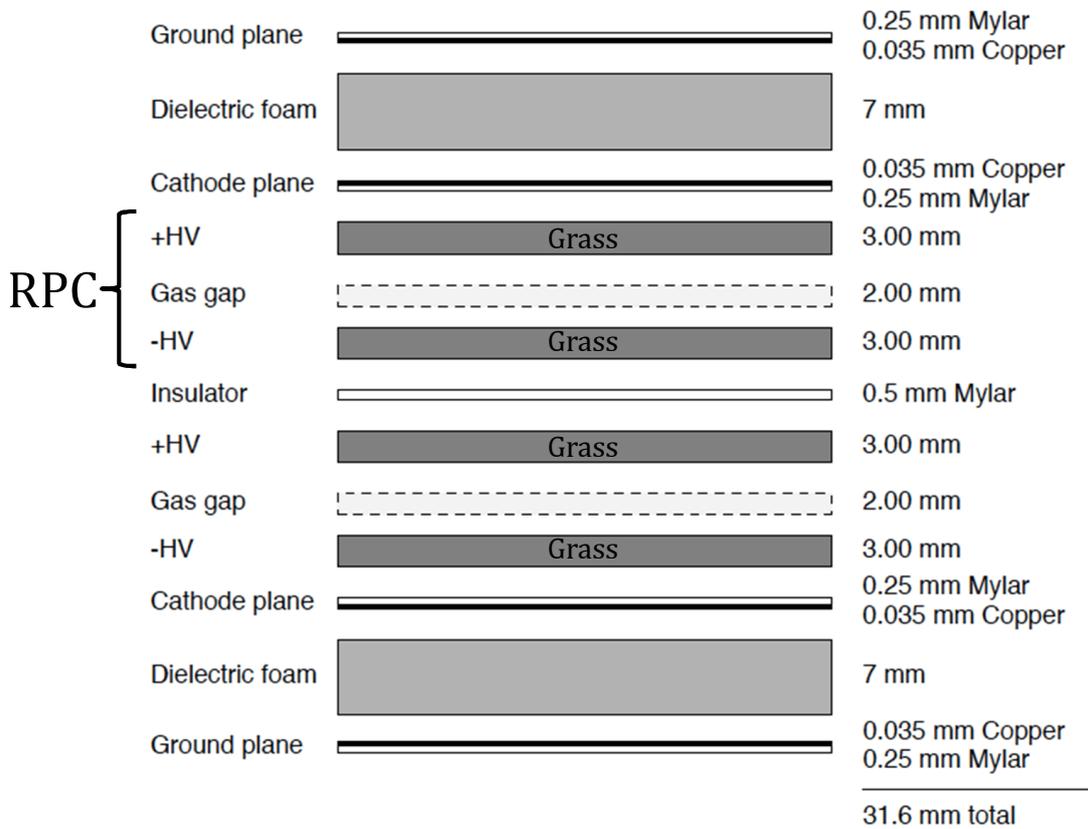


図 2.17: RPC を 2 層構造にした Super Layer

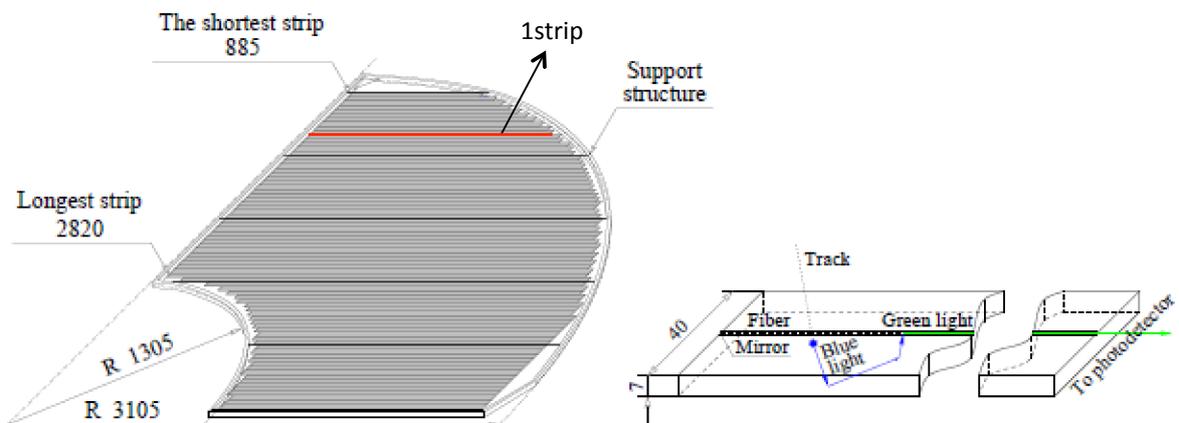


図 2.18: Endcap 部の 1/4 モジュール (左)、1ストリップの構造 (右)

# 第3章 Aerogel RICH 検出器

## 3.1 開発背景

$B$  中間子の崩壊モードの多くには荷電  $K/\pi$  中間子とその終状態に含まれるため、Belle/Belle II 実験ではこれらの正確な識別が重要となる。Belle 実験における  $K/\pi$  中間子の識別は CDC での  $dE/dx$  測定、Time Of Flight (TOF)、Aerogel Cherenkov Counter (ACC) の情報を用いて行われており、それぞれの検出器は図 3.1 にある運動量領域 (赤) を担当していた。ただし Endcap 部には空間的制約上 TOF を設置できず測定可能運動量領域に制限が課せられたため、図 3.1 に示す運動量領域でフレーバータギング専用として使用した。

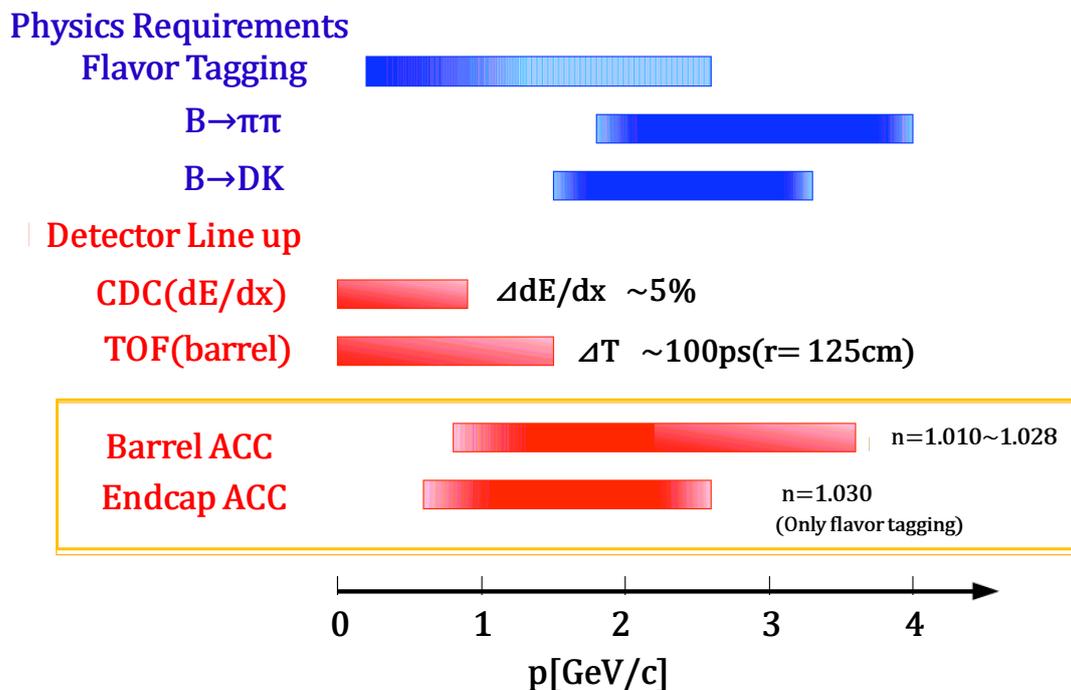


図 3.1: Belle 実験における主な観測モードから要求される運動量領域 (青帯) と CDC, ACC, TOF の識別可能領域

また図 3.1 の青は Belle 実験におけるフレーバータギングに必要な運動量領域、 $B$  中間子の 2 体崩壊から放出される粒子のもつ運動量領域を示している。B-factory 実験の特徴である非対称エネルギー衝突では Forward-Endcap に 2 体崩壊による高運動量を持った粒子も飛来しやすく、前述の通り ACC では識別が行えなかった。そこで 高運動量  $K/\pi$  粒子を識別しつつ、ACC の担っていたフレーバータギングも可能な新型粒子識別装置 Aerogel RICH (ARICH) の開発に至った。

ARICH の識別可能運動量領域は

$$0.5\text{GeV}/c < p < 4.0\text{GeV}/c \quad (3.1)$$

とした上で、 $4\sigma$  以上の精度で  $K/\pi$  識別が行えるように開発を進めている。

### 3.2 Cherenkov 光の放射原理

ARICH は Cherenkov 光を用いた検出器である。この Cherenkov 光の放射原理について説明する。

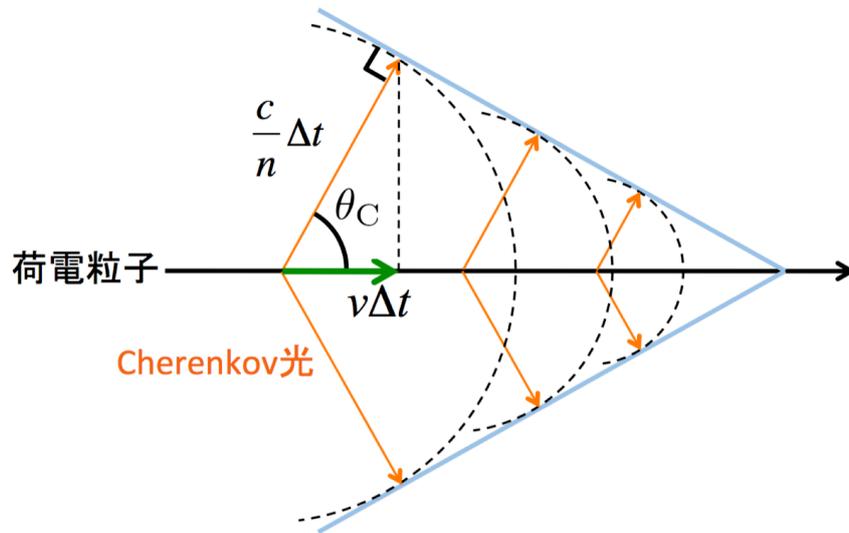


図 3.2: 速度  $v$  の荷電粒子 (緑矢印) が屈折率  $n$  の物質中を通過した際に発生する Cherenkov 光 [14]

図 3.2 に速度  $v$  の荷電粒子が屈折率  $n$  の物質中を通過した際に発生する Cherenkov 光の概念図を示す。荷電粒子が物質中を通過すると物質内で局所的に電磁場が乱され、物質中の電子が動かされることで偏極する。この電子が平衡状態に戻る際に放出された光子を Cherenkov 光という。Cherenkov 光は荷電粒子の速度が物質中の光速より遅ければ互いに打ち消すように干渉するが、速い場合は強める方向に干渉し放射される [15]。屈折率  $n$  の物質中での光速は  $c/n$  ( $c$ : 真空中の光速) となるので、 $t$  秒間に光子が物質中進む距離は  $ct/n$  となる。荷電粒子の速度を  $v, \beta = v/c$  とすると、 $t$  秒間に  $\beta ct$  進むので、荷電粒子から見た Cherenkov 光の放射角度  $\theta_C$  は以下のようになる。

$$\cos \theta_C = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{n\beta} \quad (3.2)$$

Cherenkov 光は後方に放射されないとすると  $0 < \cos \theta_C < 1$  であるので、Cherenkov 放射が起こる条件は以下のようになる。

$$\frac{1}{n\beta} < 1 \quad (3.3)$$

Belle II 実験で観測する粒子は光速に近い速度で運動するため、式 (3.2) を相対論的に拡張する。この場合、速度  $v$  は運動量  $p$  として考える必要がある。質量  $m$  の粒子の相対論的運動量は  $\beta$  を

用いて、

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (3.4)$$

と表される。式 (3.2) を式 (3.4) に代入し  $\beta$  を消去すると

$$p = \frac{m}{\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_C - 1}} \quad (3.5)$$

という Cherenkov 発生条件が得られる。

### 3.3 ARICH の粒子識別原理と構造

ARICH は輻射体を荷電粒子が通過することで放射される Cherenkov 光をリングイメージとして観測し、その情報から粒子識別を行う。これはリングイメージ型 Cherenkov 検出器 (Ring Imaging Cherenkov counter: RICH) の一種である。リングイメージによって粒子識別を行う原理を示す。

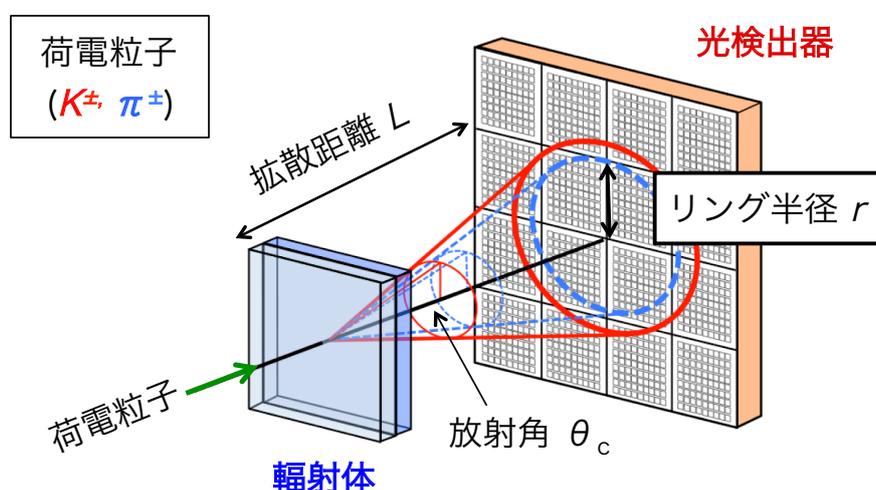


図 3.3: RICH の基本構成とリングイメージ検出方法の概念図

式 (3.4) から、Cherenkov 放射角  $\theta_C$  と荷電粒子の質量  $m$  での関係式は以下ようになる。

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{n^2 \cos^2 \theta_C - 1} \quad (3.6)$$

荷電粒子の運動量  $p$  は CDC から得ることができる情報であり、 $n$  は輻射体の屈折率を計測することで既知である。そのため  $\theta_C$  を測定することで粒子の質量  $m$ 、つまり粒子の種類を求めることができる。したがって RICH では積極的に Cherenkov 光を発生させ、放射角を正確に測定することが重要となる。ただし、実際に RICH で測定する量はリング半径であり、放射角はリング半径との幾何学的関係から求める。図 3.3 のように荷電粒子が輻射体を通過する際に、物質内で円錐型の Cherenkov 光を粒子の進行方向に放射させ、後段の光検出器でそれを 2 次元的に検出する。そこから得られたリングイメージを解析することでリング半径を求め、放射角  $\theta_C$  とリング半径  $r$  の関係式

$$\theta_C = \tan^{-1} \left( \frac{r}{L} \right) \quad (3.7)$$

を用いることで最終的に粒子識別を行う。 $L$  は発光点から検出点までの拡散距離である。

次に ARICH の構成について解説する。一般に RICH の構造は Cherenkov 光の焦点方法によって 2 種類に分類される。1 つは図 3.4(a) のミラー焦点型 RICH で、発生した Cherenkov 光を鏡で反射させ検出器に焦点を合わせる構造である。一般に RICH では輻射体を厚くすることで発生光子数を増やすことができるが、リングイメージがぼやけることで正確なリング半径の測定ができず角度分解能の悪化につながる。ミラー焦点型は鏡の曲率を調節することで可能限り光を絞ることができ、角度分解能を悪化させずに検出光子数を増加させることができる。また  $L$  を大きくとれることや、光を集光することで光検出器の面積を小さく抑えることができるなど様々な長所がある。しかし構造が大きいため、設置には十分なスペースが必要となる。

一方、図 3.4(b) の近接焦点型 RICH は輻射体の正面に検出器を配置し、正面でリングイメージを直接観測する構造をとる。これはミラー焦点型のように鏡を設置しないため設置スペースを小さく抑えることができる。しかし、角度分解能を悪化させずにリングイメージを観測しようとすると、輻射体を薄くしなければならず検出光子数を低下させてしまう。

Belle II Endcap に要求される設置スペースは奥行約 30 mm しかなく、我々は近接焦点型 RICH を採用した。しかし、近接焦点型の高性能化には角度分解能を落とさず検出光子を増大させることが課題となる。1トラック (1回のトラック通過) 当たりの角度分解能  $\sigma$  は以下の式に従う。

$$\sigma_{\text{track}} = \frac{\sigma_{\theta}}{\sqrt{N_{\text{p.e.}}}} \propto \frac{1}{\sqrt{d}} \quad (3.8)$$

$\sigma_{\theta}$  は 1 光子当たりの角度分解能、 $N_{\text{p.e.}}$  は平均の検出光子数、 $d$  は輻射体の厚さである。輻射体が厚いほど  $N_{\text{p.e.}}$  は増えるが、式 (3.8) より角度分解能も悪化する。これは厚くすることで輻射体内の光子放射点の不定性が大きくなることに起因する。先行研究で輻射帯の厚さは 20 mm が最適値であることが分かっている [16]。

厚さに制限があるなかで、検出光子数を保ちつつ、1 光子当たりの角度分解能を良くするために、設立の異なる輻射体を 2 枚組み合わせる「マルチレイヤー方式」を取り入れた。概念図を図 3.5 に示す。同図 (a) は同一の屈折率をもつ輻射体 1 枚のとき、同図 (b) は異なる屈折率  $n_1$  (上流側)、 $n_2$  (下流側) をもつ輻射体 2 枚のときの様子である。屈折率を  $n_1 < n_2$  と設定することで、前段で発生した Cherenkov 光は屈折されリングイメージの幅を絞ることができ、角度分解能を小さくすることができる。この方式により、角度分解能を悪化させず、検出光子数を最大限保つことが可能となる。ARICH ではこの方式を用いて、高い  $K/\pi$  識別能力を実現する。

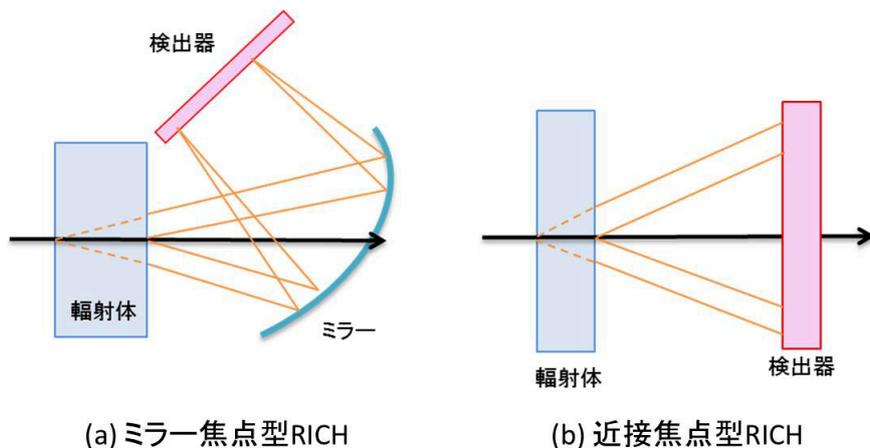


図 3.4: RICH の構造による分類

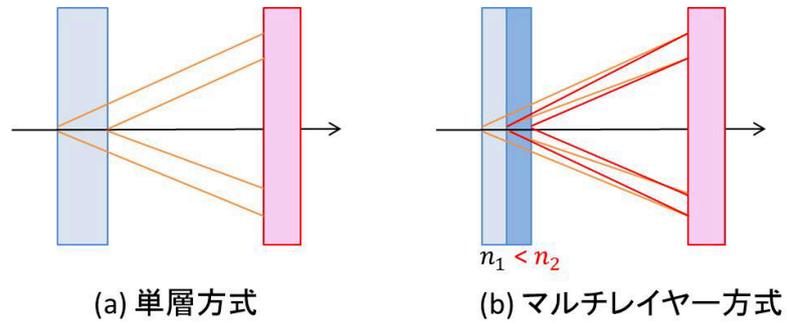


図 3.5: (a) 輻射体 1 枚の単層、(b) 輻射体 2 枚の複層での Cherenkov 放射の概念図

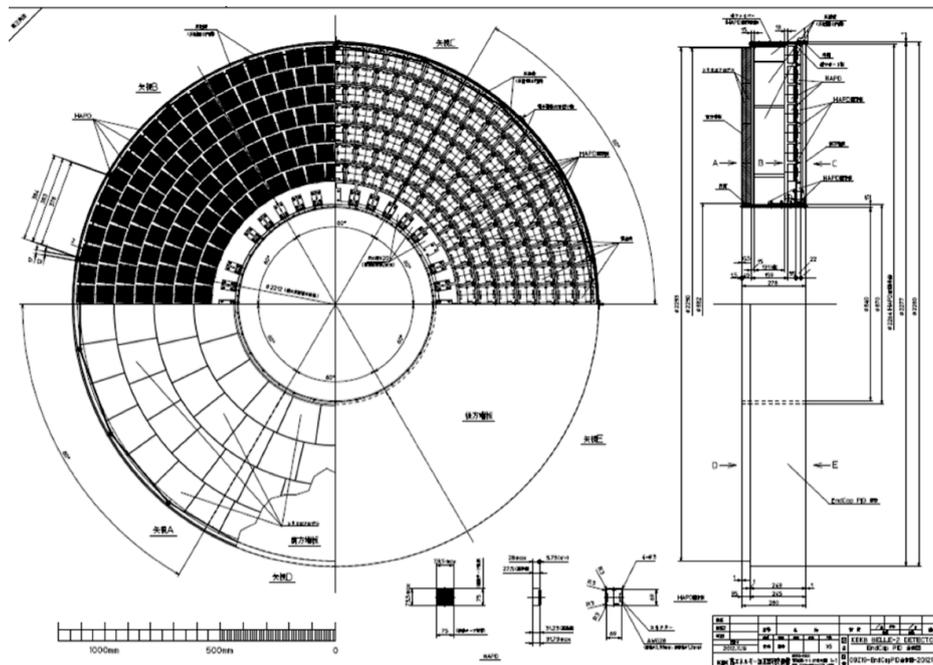


図 3.6: Aerogel RICH の設計図。上半分は光検出器の位置、下半分はエアロゲルの位置を表す。

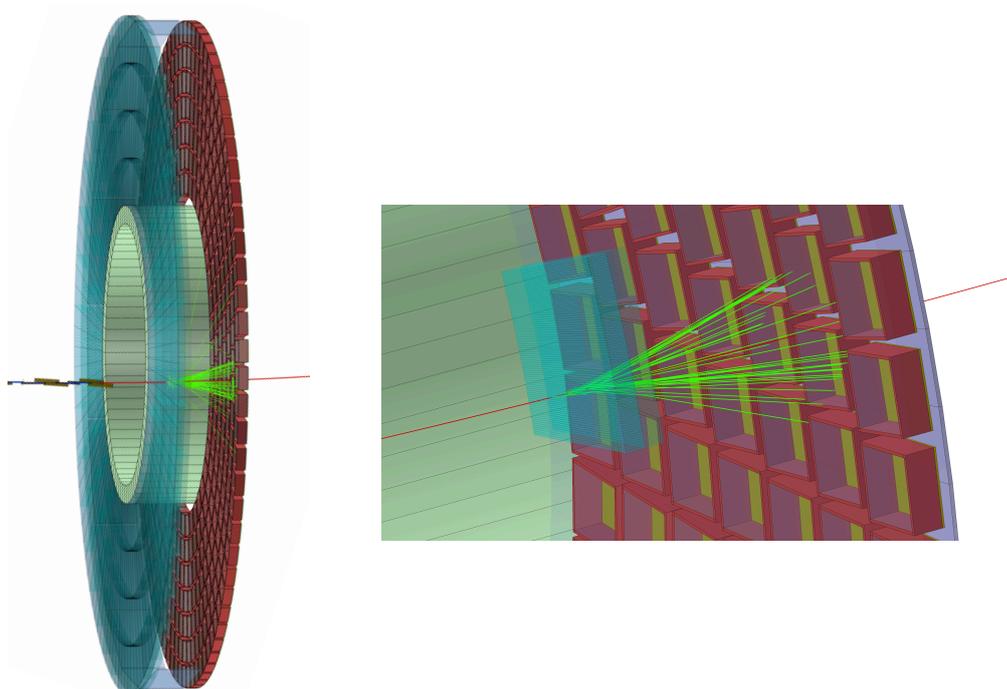


図 3.7: Geant4 シミュレーションの可視化ツールによる Aerogel RICH の再現。青い物体は輻射体、赤い物体は光検出器であり、輻射体で荷電  $K$  中間子 (赤線) が Cherenkov 光 (緑線) を放出する様子を表している。また ARICH 中央に配置された若葉色の物体は中性子シールドであり、ビーム由来の中性子バックグラウンドを防ぐ。

## 3.4 ARICH への要求性能

以下に ARICH の構成要素とそれに要求される性能などについてまとめる。

### 輻射体

- $0.5\text{GeV}/c \leq p \leq 4.0\text{ GeV}/c$  の運動量領域で Cherenkov 光を発生させるために高屈折率 ( $>\sim 1.05$ ) をもち、検出光子数を増やすため減衰長ができるだけ大きい物質であること。

### 光検出器

- 運動量  $4\text{ GeV}/c$  の  $K/\pi$  が発生させる Cherenkov リングの差を検出できる位置分解能を持つこと。
- Cherenkov 光は 1 光子相当の弱い光なので、1 光子検出が可能であること。
- Belle II 検出器内部の  $1.5\text{ T}$  磁場中で問題なく動作すること。

### 読み出し回路

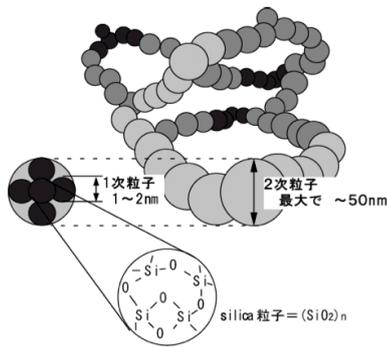
- 高利得、低雑音の増幅機能を持つこと。
- 奥行き  $5\text{ cm}$  の空間的制約があるため、コンパクトな設計であること。
- 多チャンネル (6 チャンネル) の同時読み出しが可能なこと。
- Belle II のデータ収集システム (DAQ) やトリガーシステムに対応できること。

この要求を満たす各構成要素として、輻射体にはシリカエアロゲル、光検出器には Hybrid Avalanche Photo-detector (HAPD) を採用した。また読み出しシステムにはこれらの構成要素に適したものを独自開発し採用した。以下に「シリカエアロゲル」、「HAPD」、「読み出しシステム」の性能と開発状況について説明する。

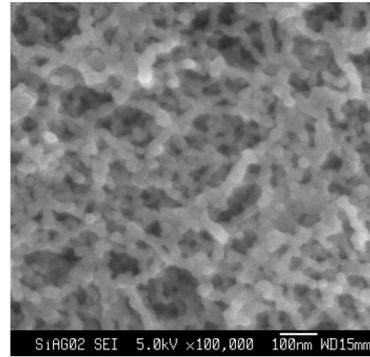
#### 3.4.1 輻射体 シリカエアロゲル

シリカエアロゲルは  $\text{SiO}_2$  が 3 次元的に配列した多孔物質で、体積の約 98% を空気が占めている物質である。図 3.8 のように、エアロゲル内部の粒子径は  $10\text{ nm}$  程度と、可視光の波長 ( $400 - 700\text{ nm}$ ) に比べて小さいため高い光透過性を持っている。また特徴的な構造から固体でありながら低屈折率、低密度、高透明度 (高減衰長) を実現することが可能である。表 3.1 に輻射体として使用される主な物質とその物性値を示す。また図 3.10 にシリカエアロゲルの外観を示す。エアロゲル内の粒子径は可視光の波長より小さいため Rayleigh 散乱が起こり、全体が青みがかったように見える。

荷電  $K/\pi$  の運動量と輻射体の屈折率の相関関係を図 3.9 に示す。図に示すように運動量  $0.5\text{ GeV}/c$  以上の領域において、荷電  $\pi$  が Cherenkov 光を発生させるには輻射体の屈折率  $>\sim 1.05$  であることが要求される。エアロゲルの屈折率を  $1.05$  付近に調節した場合、 $0.5 - 1.5\text{ GeV}/c$  の領域では Cherenkov 光の発生の有無、 $1.5\text{ GeV}/c$  以上では Cherenkov 放射角を測定することで  $K/\pi$  識別を行うことが出来る。



(a) 内部構造の概念図



(b) 電子顕微鏡による SEM 画像

図 3.8: シリカエアロゲルの構造

物質	屈折率	密度 (g/cm <sup>3</sup> )	その他
シリカエアロゲル	1.007 ~ 1.2	0.0281 ~	
空気	1.00028	0.001293	25 °C, 1atm
水	1.3428	0.99984	20 °C
ガラス	1.48 ~ 2.00	2.4 ~ 2.6	光学ガラス等

表 3.1: 代表的な輻射帯とその物性値

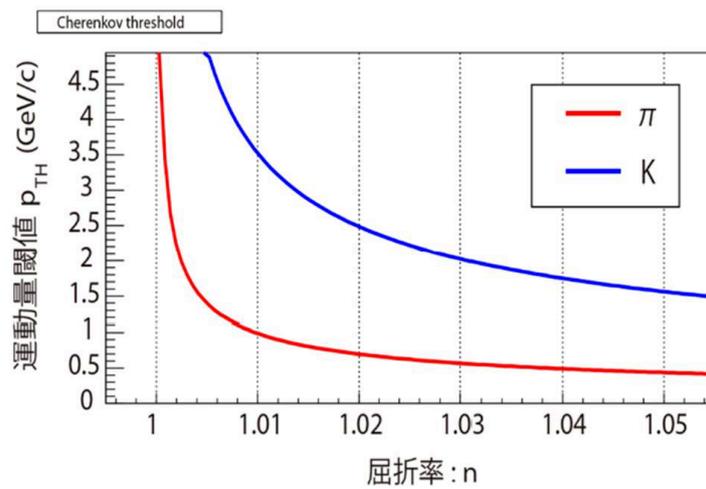


図 3.9: 輻射帯の屈折率と  $K/\pi$  による Cherenkov 光発生 の運動量閾値の関係

## 開発状況

エアロゲルの開発は千葉大学のグループが主に行っている。図 3.10 は実際に ARICH で使用するシリカエアロゲルタイルである。製造方法の改善により従来の製造方法では困難であった高屈折率 (1.003 - 1.25)、大面積タイルの製造に成功した。実機では 124 箇所の設置スペースがあるため全 248 枚 (予備を含めると 350 枚以上) のタイルを制作する必要がある。現在は量産・性能評価を終え、ARICH で使用するサイズ ( $18 \times 18 \times 2 \text{ cm}^3$ ) に切り落としている。表 3.2 に ARICH で使用するシリカエアロゲルの各パラメータを示す。

表 3.2: ARICH 実機に要求されるエアロゲルのパラメータ

	上流側	下流側	備考
屈折率	$n_1 = 1.045$	$n_2 = 1.055$	$0.008 < n_2 - n_1 < 0.012$
減衰長 ( $\lambda=400\text{nm}$ )	30 - 35 mm	40 - 45 mm	大きなひび割れがないこと。

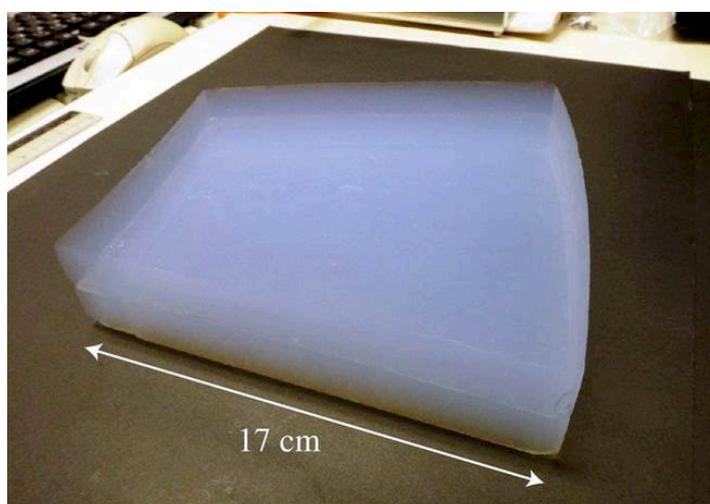


図 3.10: シリカエアロゲル：実機使用サイズ ( $18 \times 18 \times 2 \text{ cm}^2$ ) [17]

### 3.4.2 光検出器 HAPD

屈折率 1.05 のエアロゲルを運動量  $4 \text{ GeV}/c$  の  $K/\pi$  通過するとき、 $K/\pi$  の放射角度差は式 (3.6) より  $\theta_\pi - \theta_K \simeq 23 \text{ mrad}$  と計算される。この角度差から検出面上におけるリング半径を計算することができ、5 mm 程度の長さになる。また前述どおり、1 光子検出が可能なこと、磁場中での動作が可能なことといった要求性能を見らす ARICH 用の光検出器として 144 ch マルチアノード型 HAPD を採用し、浜松ホトニクス (株) と共同で開発を行っている。

#### 動作原理

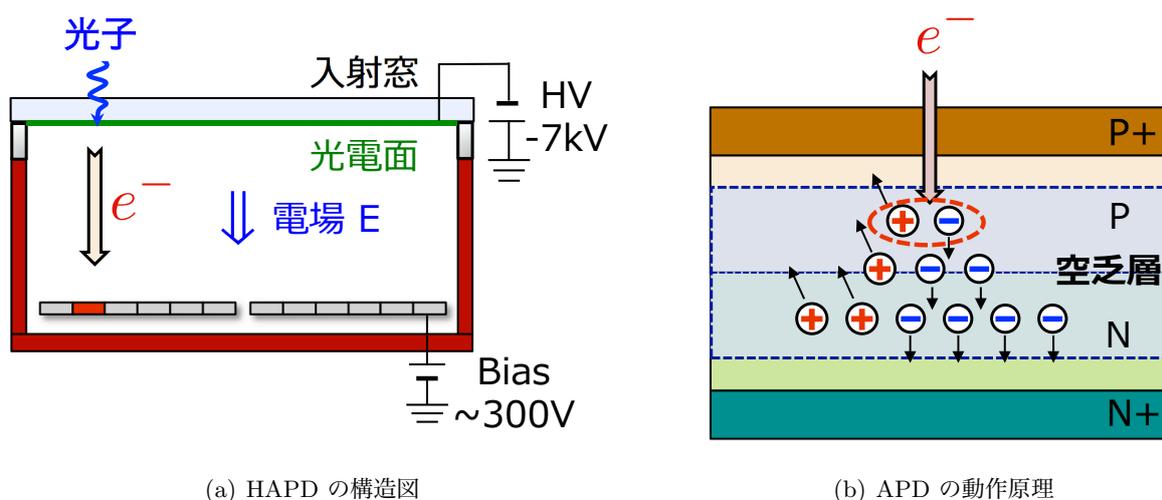
HAPD の構造図を図 3.12(a) に示す。基本構造として、高電圧が印加できる真空管内部にピクセル化された APD (Avalanche photo diode: Acalanche (雪崩) 増幅を利用した受光ダイオードの

一種) が内蔵されている形となる。APD の動作原理を図 3.12(b) に示す。逆バイアス印加により APD 内部に空乏層が形成され、そこに光電子を打ち込むことで電子-正孔対を生成する。それぞれが逆バイアスに引き寄せられドリフト運動し電極に向かう。電極付近の高い電場勾配領域では空乏層内の格子原子や不純物原子などと衝突することで 2 次キャリアを形成し、これらがまた 2 次キャリアを形成させていく Avalanche 増幅を起こす。最終的に入射電子数に比例した電圧パルスとして検出される。

しかし APD の増幅率は比較的 low、一般的な光電子増倍管 (PMT) の増幅率が  $\mathcal{O}(10^6) - \mathcal{O}(10^8)$  であるのに対し、APD の増幅率は  $\mathcal{O}(10)$  程度である。これを補うために光電子を APD に入射させる際、高電圧により電場加速させることで入射エネルギーを上げ、空乏層での電子-正孔対生成を多く生じさせている。この電場加速による電子打ち込みで  $\mathcal{O}(10^3)$  程度稼ぐことができるため、最終的な HAPD の増幅率として  $\mathcal{O}(10^4)$  を得ることが可能となる。増幅過程の初段において電場加速による電子打ち込み増幅が大きいことから、HAPD は 1 光子検出性能に優れているといえる。また APD はその動作原理から磁場の影響は PMT より比較的小さく、Belle II 実験環境下でも動作可能である。したがって HAPD は ARICH の要求性能を満たしている。



図 3.11: 144ch マルチアノード型 HAPD



(a) HAPD の構造図

(b) APD の動作原理

図 3.12: HAPD の動作原理

## 放射線耐性

Belle II 実験では電子・陽電子ビームの衝突点での radiative Bhabha 散乱によりガンマ線が放出され、検出器外部にあるビームパイプや磁石に衝突することで中性子を放出する。これらが Endcap まで飛来すると検出器にとってバックグラウンドとなる。また検出器付近ではバンチ内の同一粒子が相互作用し散乱する Touschek 効果が発生し、軌道を外れた粒子がビームパイプなどに衝突することで発生するシャワーの影響を受ける。電磁シャワーの散乱率は電流と粒子密度に比例するため SuperKEKB ではこの影響を大きく受けるが、重金属 (タングステン等) でシールドする予定である。

シミュレーションにより Belle II 実験で 10 年間に飛来する積算線量は 1 MeV 相当の中性子で最大  $1.0 \times 10^{12}$  neutrons/cm<sup>2</sup>、ガンマ線量が 100 Gy 程度と見積もられている。特に ARICH に対しては中性子による影響が大きいと予想されている。以下では中性子による影響と対策について述べる。

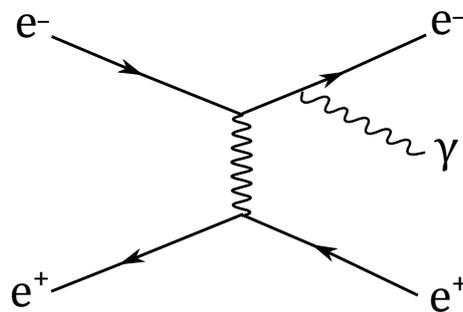


図 3.13: 最低次の Radiative Bhabha 散乱の diagram

中性子線は電荷を持たないため HAPD 内の半導体に与える損傷は非電離的エネルギー損失によるものである。中性子線が入射する際のエネルギーが十分大きい場合、半導体結晶を構成する原子が弾性衝突により弾き飛ばされ格子欠陥が生じる。弾き飛ばされた原子ははその周辺の間隙に入り込み格子間原子となる。このような格子欠陥と格子間原子の対を Frenkel 欠陥という (図 3.14(a))。多くの格子欠陥と格子間原子は再結合を起し消滅するが、一部は安定な欠陥となり半導体のバンドギャップに新たなエネルギー準位 (欠陥準位) を形成する (図 3.14(b))。この欠陥準位を介することで、通常高いバンドギャップにより導電体へ励起できなかった束縛電子が励起されてしまう。その結果、熱励起される電子が増加し、漏れ電流の増加に繋がる。漏れ電流の増加はノイズの原因となり検出器の性能を低下させる。

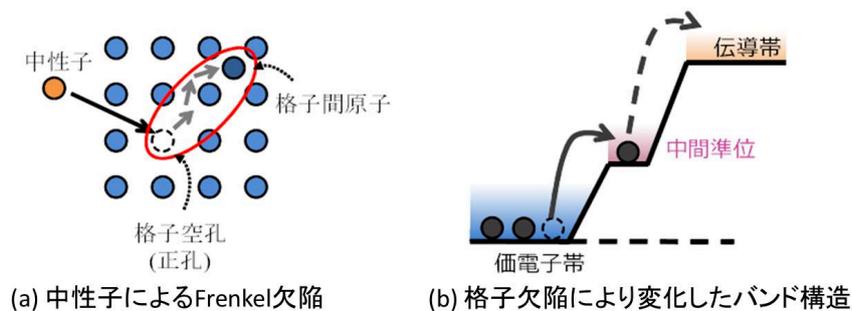


図 3.14: 中性子線による半導体内結晶損傷の仕組み

以上の問題を踏まえ、以下に示す解決策を講じた。

- 読み出し回路の最適化
- HAPD 用 APD 構造の最適化

読み出し回路内の Shaping time を最適化することで読み出し時のノイズ量の低減を可能にした。また APD 内部の半導体へのダメージは P 層の厚さに寄与するため [14]、P 層を薄くすることで漏れ電流の影響を抑え、高い中性子線耐性を実現した。

## HAPD の概要

HAPD は位置検出を可能とするために 36 (6×6) 分割された APD を 4 チップ配置し、合計 144 チャンネルの読み出しを行うことができる。各チャンネルからの信号は図 3.15 に示すように HAPD の背面にある信号出力用のピンから読み出される。HAPD のチャンネル配置とピン配置を図 3.16 に示す。真空管内部の各チャンネルは  $4.83 \times 4.83 \text{mm}^2$  の大きさで、外形をなす真空管部は  $73 \times 73 \text{mm}^2$  のセラミック容器を用いている。HAPD の光子入射窓は合成石英ガラスを使用しており、真空内部側にはスーパーバイアルカリが蒸着されている。図 3.17 に HAPD の波高分布を示す。また表 3.3 に HAPD の各種パラメータを示す。

図 3.18 に HAPD における量子効率 (QE) の波長依存性を示す。スーパーバイアルカリは最大 30% 程度の量子効率をもち、典型的な Cherenkov 光の波長である 400nm 程度の領域に対し 28% 以上の量子効率をもつ。

表 3.3: HAPD の各種パラメータ値

外寸	$76 \times 76 \text{mm}^2$	
入射面	合成石英	
光電面	材料	スーパーバイアルカリ
	感度波長領域	160 ~ 650 nm
	最大感度波長	400 nm
	有効面積	$63 \times 63 \text{mm}^2$
	光電面印加電圧	~ -8,500 V
	打ち込み増幅	~ 1,800
	量子効率 (QE)	~ 30%
電子増倍部	材料	APD
	1 チャンネル受光面積	$4.9 \times 4.9 \text{mm}^2$
	1 チャンネル静電容量	80 pF
	APD 耐電圧	250 ~ 500 V
	Avalanche 増幅	30 ~
	チップ数	4
	チャンネル数 / チップ	36
総チャンネル数	144	
総増幅率	45,000 ~	

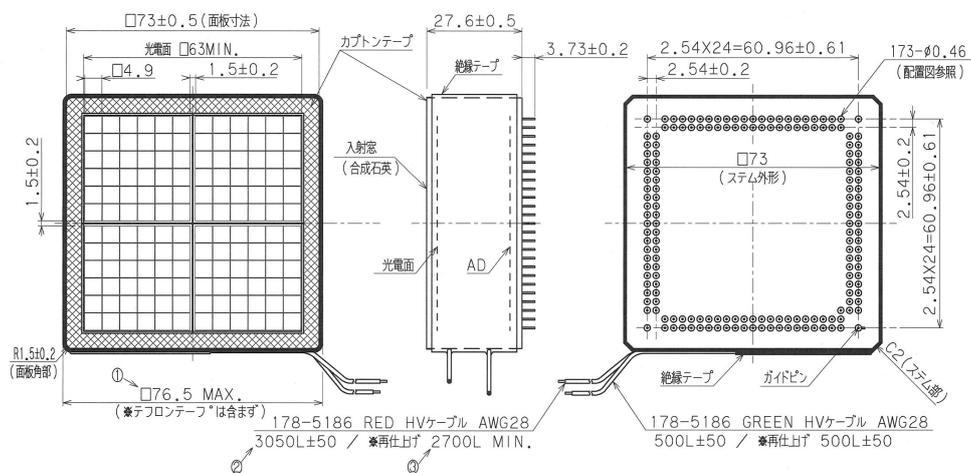


図 3.15: HAPD の設計図

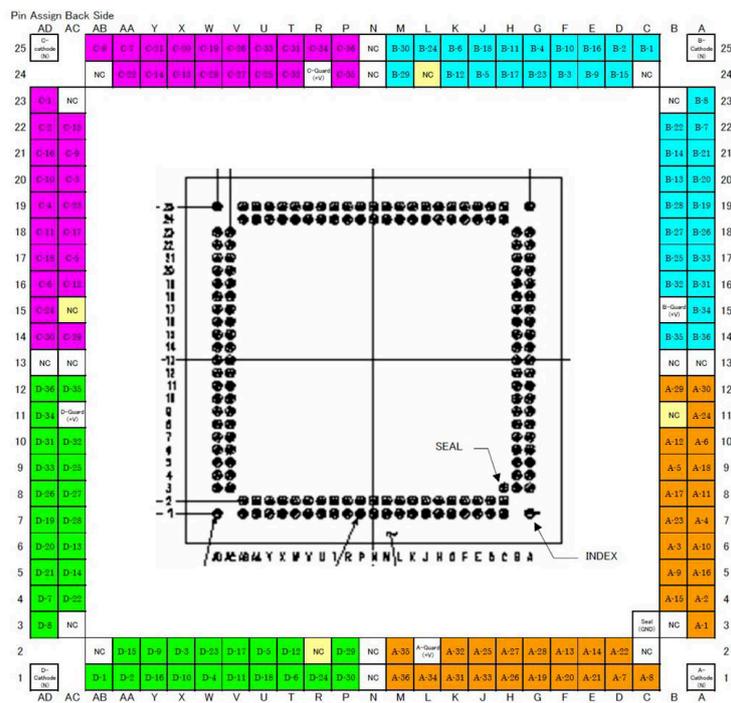


図 3.16: HAPD のチャンネル配置とピン配置

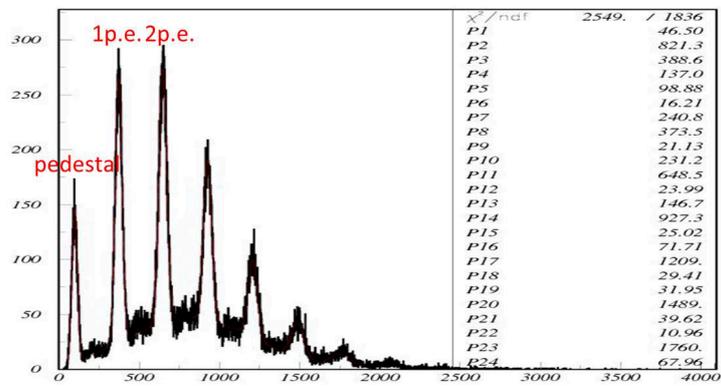


図 3.17: HAPD の波高分布の例

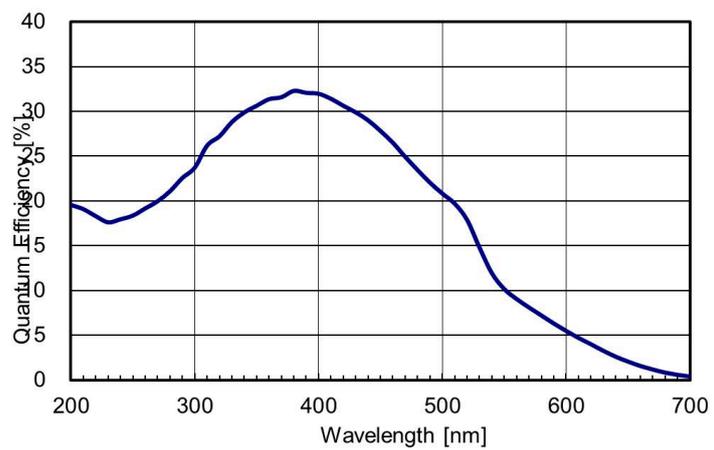


図 3.18: HAPD の量子効率の波長依存性

## 開発状況

HAPD の開発は既に完了しており、2013 年より HAPD の量産が開始された。現在は KEK で性能評価が行われており、実機で使用する 420 個（予備含めると 450 個）の選定を行っている。

### 3.4.3 読み出しシステム

図 3.19 に ARICH の設置空間を示す。前述どおり ARICH は設置空間は非常に狭く、メインパートとなるエアロゲルと HAPD の位置読み出しシステムには集積化が要求される。設置可能領域はビーム軸方向に対し 280 mm であり、その中に輻射体、Cherenkov 光拡大空間、光検出器、読み出し回路のスペースを確保しなければならない [18]。図 3.19 に示すようにエアロゲル、拡散距離、HAPD の設置領域はそれぞれビーム軸方向に 40 mm、160 mm、30 mm と決まり、読み出しエレキの設置スペースは 50 mm しか残されていない。そこで我々は ARICH の読み出しシステムを Front-end(FE) board と Merger board で構成するよう設計した。FE board は HAPD 1 個につき 1 機搭載され、その信号読み出しを行う。Merger board は複数個の FE board からの情報を統合し、後段のデータ収集 (DAQ) システムに情報をおくる。これにより設置スペースを十分に抑えることが可能となる。図 3.20 に FE board と Merger board の構成の概念図を示す [19]。

また ARICH では 144ch にピクセル化された HAPD を 420 個使用することからチャンネル数が全体で約 6 万チャンネルになる。そのため多チャンネルの同時読み出しや HAPD の増幅率を補える高利得な増幅機能も必要である。これらの要求を満たすために FE board を ASIC と FPGA で構成した。

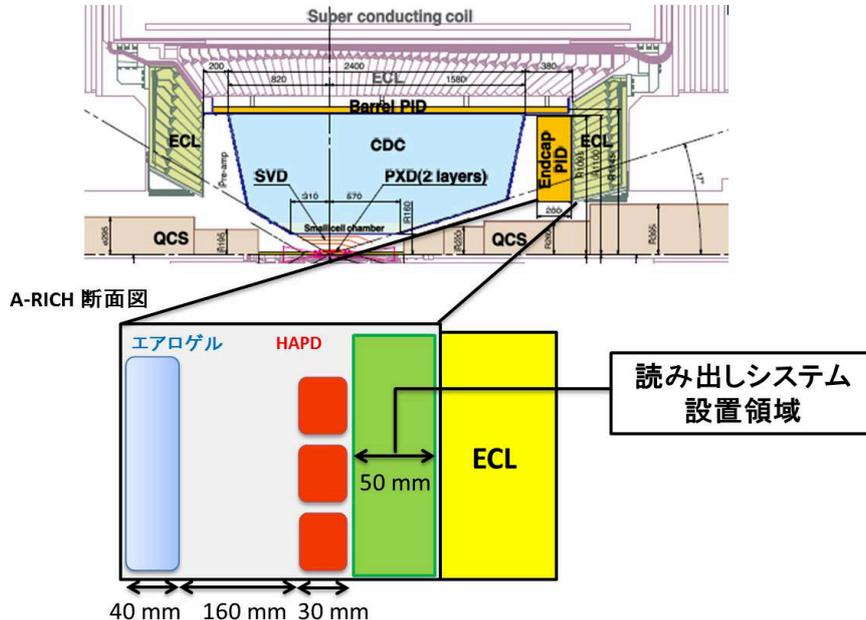


図 3.19: Belle II 検出器の断面図と ARICH の設置位置 [18]

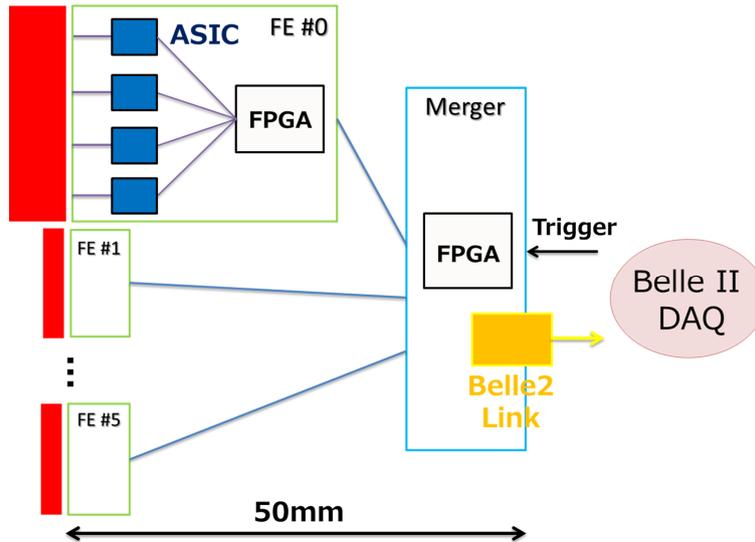


図 3.20: 読み出しシステムの概念図 [19]

### Flont-end board

Flont-end board (以後 FE board と呼ぶ) 内の電子回路の構成を図 3.21 に示す。ARICH に重要なのはリングイメージを得るためのピクセル当たり 1 光子検出の情報である。つまり HAPD の各チャンネルにおける光子検出の有無が重要となるため、読み出し回路の動作としては波高値の測定といったアナログ処理は不要で、光子検出の有無というビット情報の処理だけで十分である。したがって図 3.21 で最も重要なのは比較器 (comparator) であり、それより前段の増幅器 (Amp) では増幅率の調整、波形整形 (Shaper) では波形立ち上がり時間の調節など HAPD からの微弱な信号を判別しやすいように調節するものである。

図 3.21 の後半にあるシフトレジスタは ASIC からの光子検出の有無から得られたビット情報がある期間保持し、DAQ システムから外部トリガーによって読み出せるようになっている。このデジタル信号処理を行う回路を FPGA で構築する。FPGA はハードウェア言語 (HDL) によって回路構成を自由に変更できる論理回路素子群からなる特集な IC である。また FPGA は前段の ASIC のパラメータ設定などの役割も担っている。

比較器では、その他にも重要な機能であるオフセット調節機能を有している。比較器に与える閾値電圧  $V_{th}$  は各 FE board の全チャンネルで共通であるため、各チャンネルのオフセット電圧を調節することでチャンネル毎の検出効率を一定にすることができる。閾値電圧をチャンネル毎

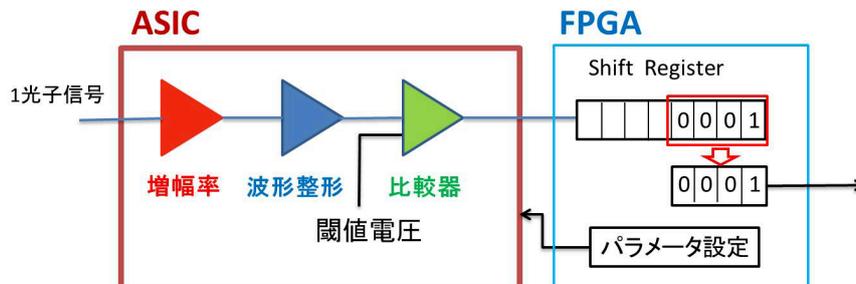
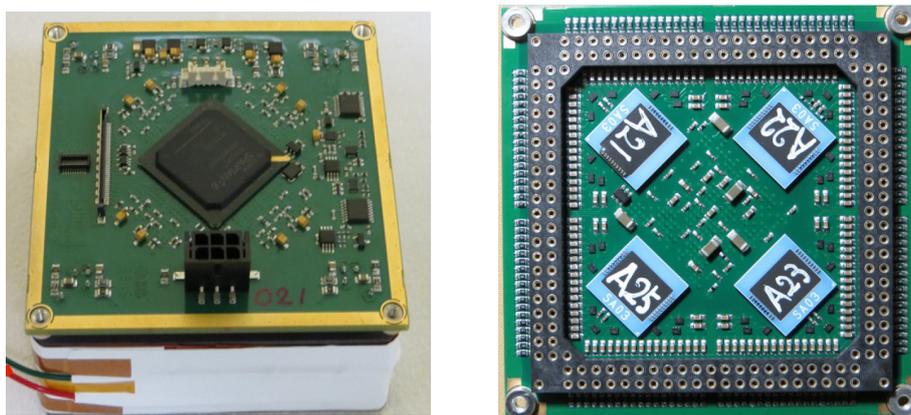


図 3.21: Front-end board 内部の電子回路の構成

に設定する方法も考えられるが、閾値電圧を作り出す DAC (Digital Analog Converter) をチャンネル分 FE Board に搭載しなければならず回路規模が大きくなるため採用しなかった。正確な信号処理のためオフセットは粗調節・微調節がそれぞれ 16 段階の計 256 段階で調節が可能である。

増幅器、波形整形、比較器までのアナログ信号の処理を行うのが ASIC である。ASIC は汎用 IC を組み合わせたような回路とは異なり、個別に設計を行い 1 つの IC とすることで高集積化が可能である。図 3.22 に FE board の外観を示す。同図 (a) 右は FE board 背面で HAPD の接続面であり、4 つの ASIC が搭載されている。



(a) 信号読み出し側

(b) HAPD ピンコネクタ側

(a) 信号読み出し側

(b) HAPD ピンコネクタ側

図 3.22: FEBoard の写真。(a) は実際に HAPD にの接続面であり、4 つの ASIC が搭載される。[19]

FE board を装着した様子。(b) は HAPD

### Merger board

Merger board は 5 - 6 台の FE ボードへのパラメータ分配や FE ボードから送られてくるデジタル信号を圧縮しデータ収集システムに転送する。Merger board によりデータ量の圧縮とケーブル数の削減が可能となる。図 3.23 に開発した Merger board の写真を示す。

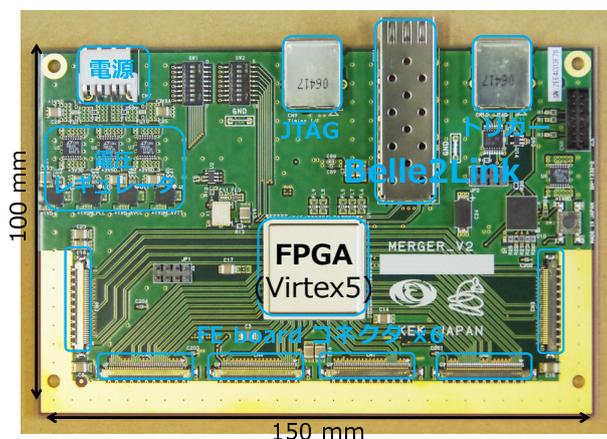


図 3.23: Merger board の仕様。FE board I/O コネクタと Belle II DAQ システム I/O を搭載。[19]

## 開発状況

FE board は現在量産中である。Marger board の量産は 80 台全て完了し、全て正常動作することを確認した。

### 3.5 プロトタイプ ARICH の性能評価

2013年5月に、ARICH で使用する各構成要素の最終性能評価として、ドイツにある DESY 研究所のテストビームライン T24 を利用した電子ビームテストが行われた。この試験の結果、ARICH の性能目標である有意度  $4\sigma$  以上の粒子識別能力があることを確認した。この性能評価試験に関しては第4章で詳しく紹介する。

### 3.6 シミュレーションによる実機 ARICH の性能評価

Belle II 実験では物理解析や検出器シミュレーションを行うフレームワークとして Belle Analysis Software framework II (basf2) を開発している。basf2 には Belle 2 library と呼ばれるソフトウェアライブラリが用意されており、高エネルギー物理学の分野で良く用いられる ROOT、Geant4、CLHEP、EvtGen、VGM などのソフトウェアが搭載されている。basf2 における検出器シミュレーションは Geant4 によって行われ、各検出器の実機仕様のジオメトリは Geant4 の言語で既に作成されている。ARICH では、輻射体には 126 組 (252 枚) のエアロゲルタイル 2 層 (上段: 1.045、下段: 1.055)、光検出器には 420 台の HAPD、それらを支えるサポートフレーム (アルミフレーム) が実機と同様に配置されている。ただし Geant4 では光電効果を再現することができず、実際には仮想光電面エリアを設置し、そのエリアに対して量子効率 30% を要求している。このセットアップを用いてモンテカルロシミュレーションを行い、ARICH の応答特性の確認及び性能評価を行った。図 3.24 にシミュレーション結果を示す。同図が示すように大部分の運動量領域で  $K$  中間子を誤認識する確率が 1% であるとき、識別可能である確率が 95% 以上となることがわかり、ARICH に要求される性能を満たしていることが確認された。

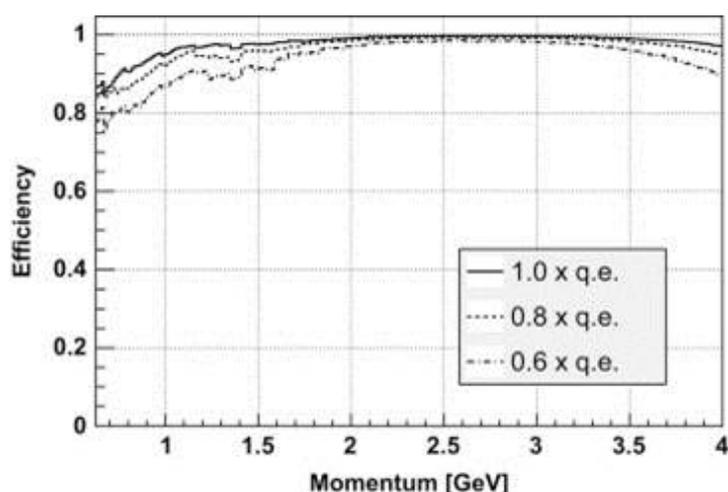


図 3.24: シミュレーションによる ARICH の性能評価結果。HAPD の QE 毎に対する  $K$  中間子を誤識別する確立が 1% であるときの、運動量に対する  $K$  中間子の識別できる確立の推移。

## 第4章 プロトタイプ Aerogel RICH による性能評価

ARICH で使用する各構成要素の性能を評価するため、我々はプロトタイプ ARICH 検出器を作成し、これに対してビームテストを行った。照射試験は 2008 年 3 月, 6 月, 2009 年 11 月に KEK にて電子ビーム、2011 年に CERN にてハドロンビーム、2013 年に DESY にて電子ビームを用いて計 5 回行われた。この章では、本研究に関わりの深い 2013 年電子ビームテストについてのみ述べる。

### 4.1 ビームテストのセットアップ

#### 4.1.1 DESY test beamline (T24)

2013 年のビームテストはドイツの DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) 研究所内にある test beamline (T24) で行われた。この試験では T24 から来る  $5 \text{ GeV}/c$  の電子ビームをプロトタイプ Aerogel RICH 検出器に照射した。

図 4.1 に 電子ビームの生成過程を示す。DESY II リング内には電子が周回しており、その電子は曲がる際に制動放射光を放射する。この放射光をターゲット (金属板) に衝突させ電子・陽電子対を生成し、電磁石により電子のみを取り出しビームとして使用する。さらに電磁石に流す電流を調節することで、取り出す電子ビームの運動量を決めることができる。[20]

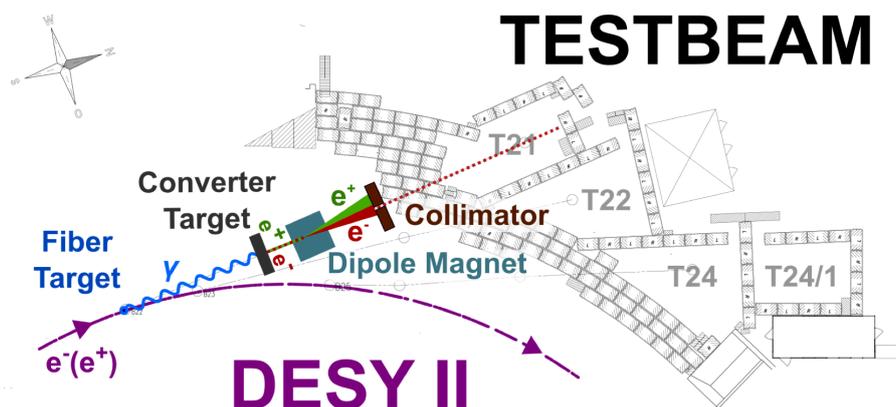
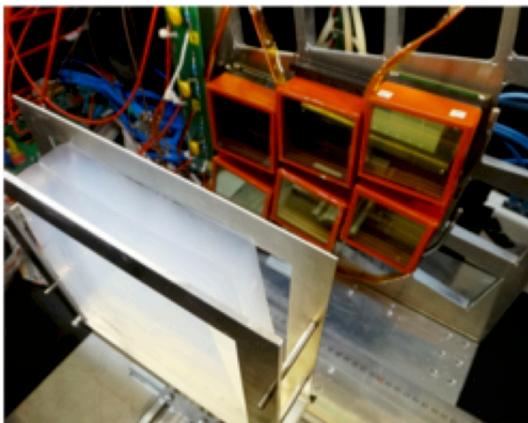


図 4.1: DESY test beamline で使用する電子ビームの生成過程 [20]

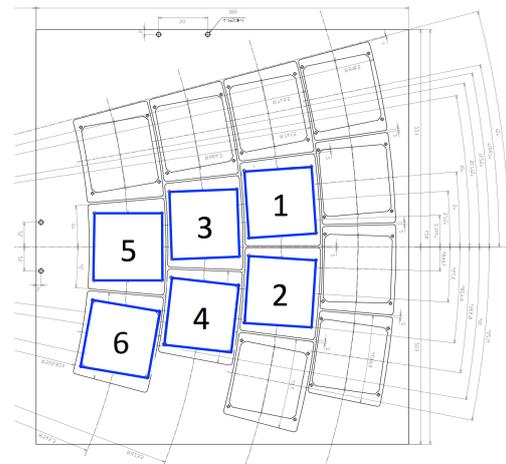
#### 4.1.2 プロトタイプ Aerogel RICH

図 4.2 にプロトタイプ Aerogel RICH 検出器の外観を示す。同図 (a) はプロトタイプ ARICH の写真であり、に示す写真のようにプロトタイプ ARICH は 2 層のエアロゲルタイル、2 × 3 台の HAPD とそれらの読み出しを行う 6 台の Front-end board で構成される。エアロゲルタイルから HAPD までの距離は実機と同様 200 mm 離れている。また実機に搭載する状況を想定し、HAPD の配列は実機的设计図をもとに作られた扇型配置をとる (図 4.2(b))。

表 4.1、表 4.2 に照射試験で使したエアロゲルと HAPD の情報を示す。KA058 は、Belle II 実験 10 年間で予想される放射線を照射した量産試作品である。また Front-end board に内装された ASIC の Shaping time は HAPD ごとに異なり、上段の HAPD (1, 3, 5) は 250 ns、下段の HAPD (2, 4, 6) は 100 ns と設定した。



(a) プロトタイプ ARICH 検出器の写真



(b) HAPD ソケット的设计図

図 4.2: プロトタイプ Aerogel RICH の外観

表 4.1: 上流、下流に設置したエアロゲルの各パラメータ

位置	屈折率	減衰長	厚さ	大きさ
上流 (n1)	1.0467	47 mm	20.3 mm	182 × 182 mm <sup>2</sup>
下流 (n2)	1.0592	59 mm	20.3 mm	168 × 168 mm <sup>2</sup>

表 4.2: 使した HAPD の型番と最大 QE 値

配置	型番	QE (最大値)	備考
1	SHP118	27.4%	ガンマ線量: 100 Gy ガンマ線量: 1000 Gy 中性子線量: $8.4 \times 10^{11}$ n/cm <sup>2</sup>
2	SHP077	25.2%	
3	KA041	28.9%	
4	KA058	31.1%	
5	SHP078	26.8%	
6	KA025	22.3%	

### 4.1.3 試験のセットアップ

試験のセットアップは図 4.3 のように構築される。プロトタイプ ARICH は暗箱内に配置され、暗箱の前後には位置検出器を 2 台ずつ、トリガーシンチレーションカウンタ (SC) を 1 台ずつ設置する。シンチレーションカウンタを通過した電子ビームトラックのみがトリガーを発行しイベントとして記録される。位置検出器に用いた Multi Wire Propotional Chanber (MWPC) はガス検出器の一種で、電子ビームトラックの入射位置を検出する。これも MWPC を通過した電子ビームトラックのイベントのみ記録され、それぞれの検出位置からトラックの飛跡を再構成する。電子ビームトラックはプロトタイプ ARICH の中央を、エアロゲルと HAPD 平面に対してほぼ垂直に通過するよう調節されている。実機 ARICH の場合 1.5 T の磁場がかかるが、本試験は磁場がない環境で行った。

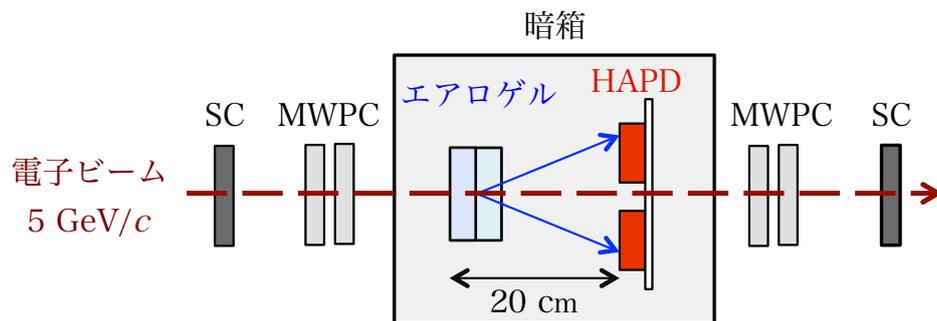


図 4.3: ビームテストにおけるセットアップの概略図

## 4.2 解析

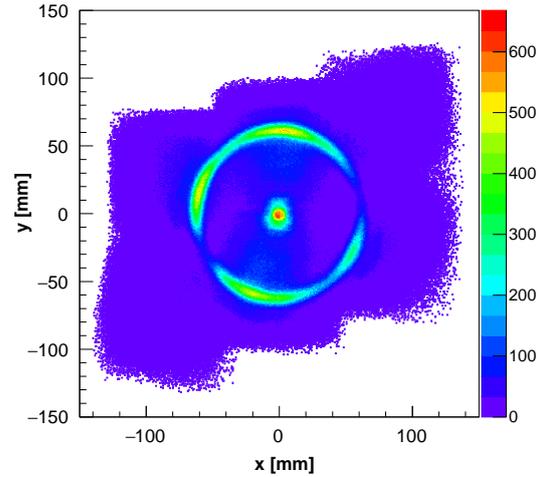
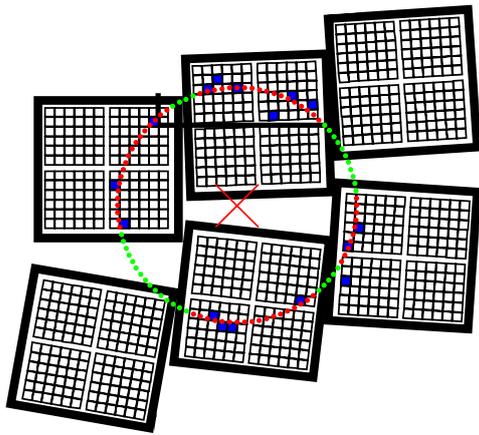
図 4.4 にプロトタイプ ARICH によるリングイメージの観測結果を示す。同図 (a) は 1 電子ビームトラックによる Cherenkov ヒット分布の一例で青点は Cherenkov ヒット位置、赤バツはトラックの入射位置を表している。同図 (b) はトラックの位置座標を基準とした全トラックによる累積 Cherenkov ヒット分布を示しており、明瞭なリングイメージを観測することができた。この観測結果の解析方法について述べる。

### 4.2.1 Cherenkov 放射角の再構成

電子ビームから得られるリングイメージから Cherenkov 放射角を求めるための解析方法について説明する。

電子ビームトラックがエアロゲルと HAPD 平面に対して垂直入射した場合を考える。上流・下流エアロゲルの厚さをそれぞれ  $d_1$ 、 $d_2$ 、エアロゲルから HAPD 表面までの長さを  $d_3$ 、HAPD 表面から光電面までの長さを  $d_4$  とし、さらに各物質の屈折率を  $n_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) とする。例えば、上流のエアロゲルで放射された Cherenkov 光が各物質で屈折しながら HAPD の光電面に向かうとき、トラックと Cherenkov 光のなす角  $\theta_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) はスネルの法則より以下の式で計算される。

$$\sin \theta_{i+1} = \frac{n_i}{n_{i+1}} \sin \theta_i \quad (4.1)$$



(a) 1トラックによる Cherenkov ヒット分布

(b) 全トラックによる累積 Cherenkov ヒット分布

図 4.4: プロトタイプ ARICH によるリングイメージ測定結果。(a) の青点は Cherenkov 光のヒット位置、赤バツは電子ビームトラックの入射位置。(b) はトラック入射位置を中心座標とした Cherenkov 光のヒット位置分布。

また Cherenkov リングイメージの半径  $r$  は  $d_i$  と  $\theta_i$  を用いて次のように表せる。

$$r = \sum d_i \tan \theta_i \quad (4.2)$$

式 (4.1) と式 (4.2) の連立方程式を解くことで Cherenkov 放射角 ( $\theta_1$ ) を求めることができる。ただし解析的にこの連立方程式の解を導出するのは困難であるため、我々は数値的にニュートン法を用いて求める。また電子ビームの垂直入射により放射される Cherenkov 光は全方向に対して一様に進むのに対し、斜め入射の場合は放射位置によって進む距離が異なるため 3 次元的に解析することで Cherenkov 放射角を求める。

実際の解析では、まず各 HAPD から得られるヒット情報と各 MWPC から得られるビームトラックの通過位置からリングイメージの半径  $r$  を求める。Cherenkov 光の発生点を上流エアロゲルの中心位置 ( $d_1/2$ ) とし、上記の方法を用いることで Cherenkov 放射角を計算する。

図 4.5 に測定データから再構成された Cherenkov 放射角分布を示す。同図のピークを Gauss 関数と 1 次関数の足し合わせた合成関数で Fitting を行い、ピーク中心値  $\mu$  (Cherenkov 放射角) と標準偏差  $\sigma_\theta$  (角度分解能) を求める。エアロゲルで発生した Cherenkov 光によるピークは Gauss 分布にしたがうが、ピーク周辺に分布するバックグラウンド光子数は単位面積当たりで一様に放射角に比例して増加すると考えられるため 1 次関数で近似する。Fitting より  $\mu = 0.2993 \pm 0.0000$  rad,  $\sigma_\theta = 15.60 \pm 0.02$  mrad を得た。

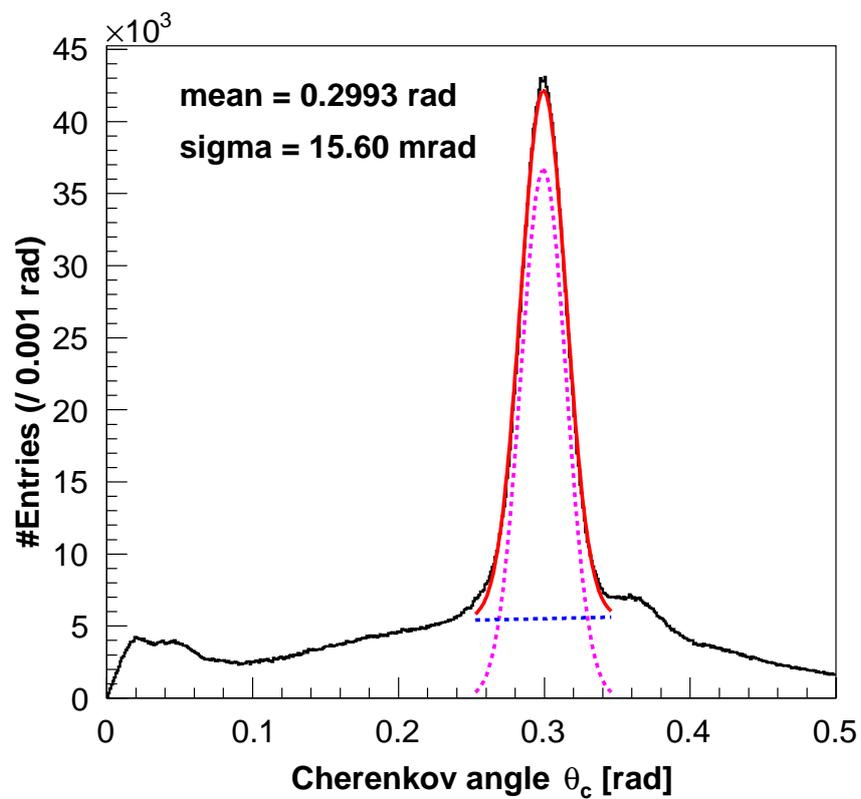


図 4.5: 測定データから再構成された Cherenkov 放射角分布。ピークに対して Gaus 関数 (ピンク点線) と 1 次関数 (青点線) からなる合成関数 (赤線) で Fitting する。

### 4.2.2 多重トラックを含むイベントの見積もり

照射試験では 1 イベント 1 電子ビームトラックを要求し、トリガーシンチレーションカウンタと MWPC の情報を用いて多重トラックのイベントを排除したが、ハードウェア的な限界でそのようなイベントを完全に除去しきれなかった。プロトタイプ ARICH の性能評価には 1 トラック当たりの検出光電子数が必要であるため、検出された光子情報から検出光電子数を見積もる。

図 4.6 に Cherenkov リング領域において 1 イベント当たりに検出された Cherenkov 光の光子数分布を示す。Cherenkov リング領域は図 4.5 から得られる  $\mu, \sigma_\theta$  を用いて  $\mu \pm 3\sigma_\theta$  とした。この光子数分布は以下の関数で表すことができる。[21]

$$A_1 Po(N + B) + A_2 Po(2N + B) + A_3 Po(3N + B) \quad (4.3)$$

$Po(x)$  は Poisson 関数、 $A_i$  は  $i$  個のトラックを含むイベント数に対応する係数、 $N$  は 1 トラック当たりの検出された Cherenkov 光の数、 $B$  は 1 イベント当たりのバックグラウンドヒットの平均数を表す。青の点線は左から 1, 2, 3 個のトラックを含むイベントを表す。光子数分布の Fitting 結果から、各 Poisson 関数の中心値として  $\mu_1 = 12.328$ 、 $\mu_2 = 22.383$ 、 $\mu_3 = 32.439$  を得た。

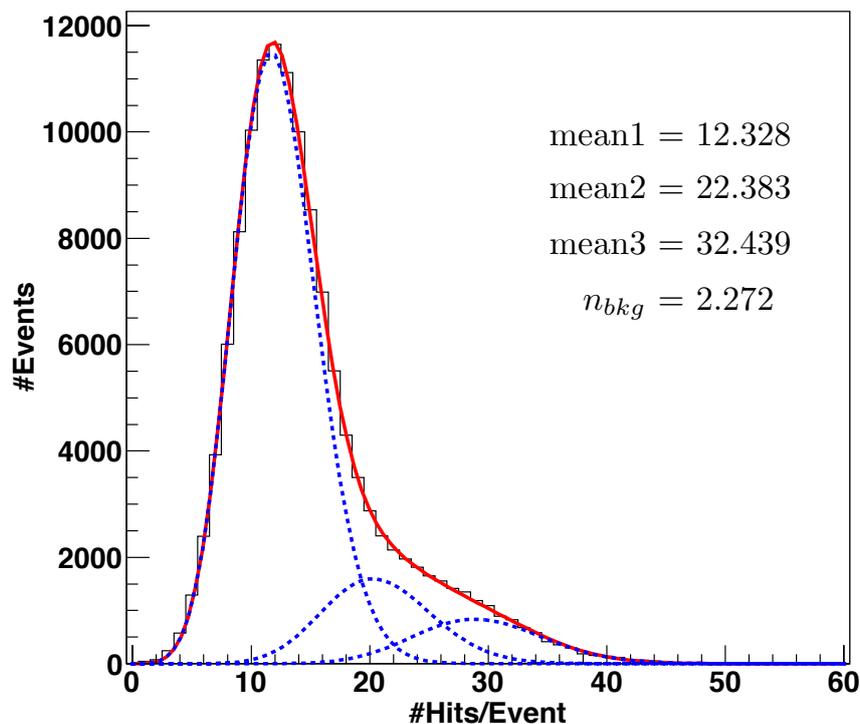


図 4.6: Cherenkov リング領域における 1 イベント当たりの検出光電子数分布。Cherenkov リング領域は  $\mu \pm 3\sigma_\theta$  である。3つの Poisson 関数（青点線）で Fitting し、各ピークの中心値を求める。

## 4.3 結果

### 4.3.1 検出光子数

各 HAPD で検出される Cherenkov 光の数 (検出光電子数) は以下の式によって予想することが出来る。

$$N_{p.e.} = N_1 + N_2 \quad (4.4)$$

$$N_1 = 2\pi\alpha \sin^2\theta_{C1} \epsilon_a \int \exp\left(-\frac{d_2}{\Lambda_2(\lambda) \cos\theta_{C1}}\right) \times \Lambda_1(\lambda) \cos\theta_{C1} \left(1 - \exp\left(-\frac{d_1}{\Lambda_1(\lambda) \cos\theta_{C1}}\right)\right) \epsilon_q(\lambda) \lambda^{-2} d\lambda \quad (4.5)$$

$$N_2 = 2\pi\alpha \sin^2\theta_{C2} \epsilon_a \int \Lambda_2(\lambda) \cos\theta_{C1} \left(1 - \exp\left(-\frac{d_2}{\Lambda_2(\lambda) \cos\theta_{C2}}\right)\right) \epsilon_q(\lambda) \lambda^{-2} d\lambda \quad (4.6)$$

$N_1, N_2$  は上流・下流エアロゲルで発生した Cherenkov 光による検出光電子数、 $\epsilon_q$  は各 HAPD の量子効率 (QE)、 $\lambda$  は Cherenkov 光の波長、 $\alpha$  は微細構造定数を表す。 $\epsilon_a$  は構造的アクセプタンスと HAPD の検出効率を含むプロトタイプ ARICH の光子アクセプタンスで、約 42% と見積もられる。この式より照射試験における検出光電子数  $N_{p.e.} = N_1 + N_2 = 2.787 + 7.969 = 10.756$  と見積もられる。図 4.6 から平均の検出光電子数を算出すると  $N_{p.e.} = 10.056 \pm 0.111$  となり予想値とほぼ一致する。

### 4.3.2 $K/\pi$ 識別能力

ARICH における  $K/\pi$  識別能力  $S$  は以下の式で簡易的に評価することができる。

$$S = \frac{\Delta\theta_C}{\sigma_{\text{track}}} = \frac{\Delta\theta_C}{\sigma_\theta} \sqrt{N_{p.e.}} \quad (4.7)$$

$\sigma_{\text{track}}$  は 1 トラック当たりの角度分解能 (式 (3.8) 参照)、 $\Delta\theta_C$  は運動量 4 GeV/c の荷電  $K/\pi$  中間子が屈折率 1.05 のエアロゲルで放出する Cherenkov 光の放射角度差を表す。 $\Delta\theta_C = \theta_\pi - \theta_K = 23.7$  mrad と図 4.5 から得られる  $\sigma_\theta = 15.60 \pm 0.02$  mrad、 $N_{p.e.} = 10.056 \pm 0.111$  を式 (4.7) 代入すると、 $S = 4.82 \pm 0.05$  を得る。これは有意度  $4.82\sigma$  の  $K/\pi$  識別能力を持っていることを意味しており、目標である  $4\sigma$  以上の性能を達成していることが分かった。

## 4.4 予想されるバックグラウンド事象

プロトタイプ ARICH のビームテストで得られた Cherenkov 放射角分布には 0.3 rad 付近にエアロゲルで発生した Cherenkov 光によるピーク (以後、Cherenkov ピークと呼ぶ) と、そこから外れた角度へのバックグラウンドヒットが多く見られる。バックグラウンド要因は過去のビームテストの結果から検討されており、これについて説明する [22]。

### 4.4.1 APD 表面における Cherenkov 光の反射

HAPD の光電面に入射した Cherenkov 光に対して光電効果が起こる場合、Cherenkov 光は光電子に変換され HAPD の検出原理に従い検出される。一方起こらない場合、Cherenkov 光は光電物質を通過し HAPD 底部に設置された APD 表面へ向かう。APD 表面は光を反射させやすい

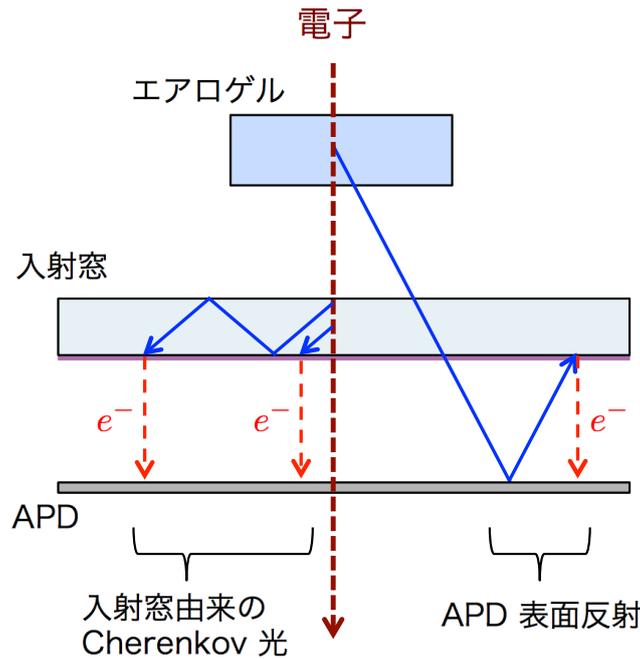


図 4.7: バックグラウンド事象の概略図。青の点線は電子ビーム、緑の線は Cherenkov 光、赤の点線は光電子を表す。

ため、APD 表面に入射した Cherenkov 光は一定の割合で反射し、再び光電面に到達して光電効果を起こすことがある。この APD 表面反射により Cherenkov ピーク中心値より大きな 0.35 rad 付近に小さなピークを作ると考えられている。

#### 4.4.2 HAPD 光子入射窓で発生する Cherenkov 光

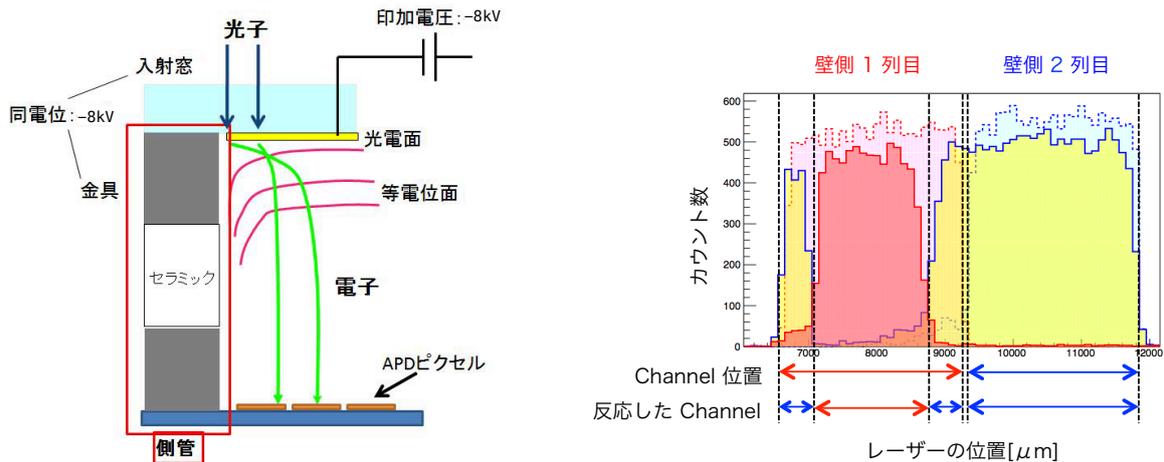
3.2 節で説明したように Cherenkov 効果は大部分の屈折率をもつ物質で起こりうる現象であるため、屈折率をもつ HAPD 光子入射窓も Cherenkov 光の発生源となる。屈折率 1.47 の光子入射窓において 5 GeV/c の電子ビームが放射する Cherenkov 光は 0.82 rad の放射角をもつ。この放射角度は光子入射窓の臨界角 0.75 rad より大きいため Cherenkov 光は光子入射窓内を全反射しながら進み、その中の一部が光電効果を起こし検出されると考えられている。

#### 4.4.3 磁場なし環境下における HAPD の特性

HAPD は構造上 2 つの特性をもつ。この特性について説明する。

##### 側管による電場の歪み

図 4.8(a) に側管による電場の歪みについて概念図を示す。HAPD は光子入射窓（石英ガラス）と側壁（セラミック）を接合するために金属を挟んでいる。そのため光電面に高電圧を印加した際に金属部分にも同じ高電圧が印加されてしまい、その結果真空管内部の等電位面は光電面に平行ではなく、側管に沿って歪んでしまう。この影響により、側管付近では光電子が垂直に加速され



(a) 概念図 [23]

(b) 0T、1.5T 時におけるレーザー照射位置と光子検出数

図 4.8: 側管による電場の歪み。(a) は概念図、(b) は HAPD の光電面に対しレーザーを垂直入射した際の、レーザーの入射位置毎の光子検出数の表す。(b) の実線は磁場なし環境下、点線は 1.5 T の磁場環境下における測定値である。影響領域は、壁から 1 列目のチャンネルに対して、壁側から約 0.38mm、2 列目のチャンネル側から約 0.57mm である。また磁場なし環境下におけるカウント数の減少は光電子後方散乱が原因である。

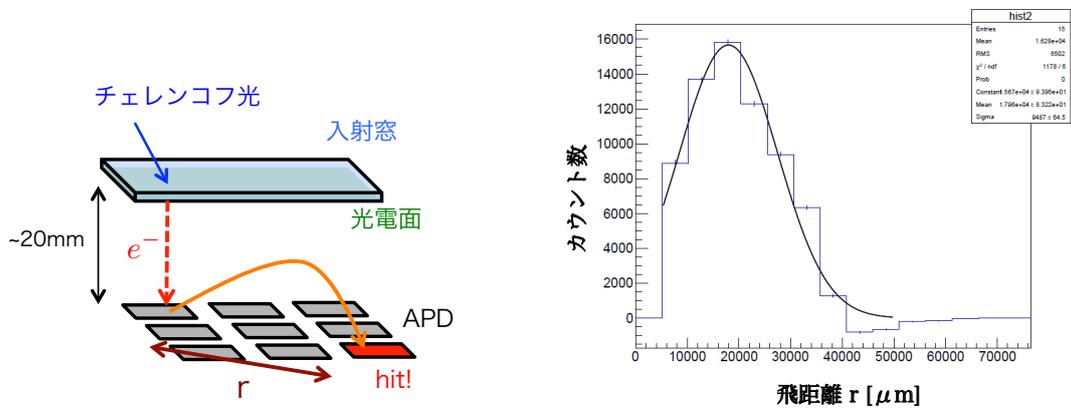
ず、本来とは異なるピクセルに入射することがある。HAPD の最外層チャンネルはこの影響を大きく受け、主に最外層から 2 列目のチャンネルにヒットされる。影響領域として、壁から 1 列目のチャンネルに対して、壁側から約 0.38mm、2 列目のチャンネル側から約 0.57mm である

なお Belle II 検出器内で使用する際にはこの特性は改善される。HAPD を使用する環境では磁場が電場に対して垂直に掛かるため、側管付近で曲げられた光電子は磁場に巻きつき、本来のピクセルに入射すると考えられる。図 4.8(b) に磁場なし環境下と 1.5 T の磁場環境下において、HAPD の光電面にレーザー光を垂直入射した際の、レーザーの入射位置毎の光子検出数を示す。

## 光電子後方散乱

図 4.9(a) に光電子後方散乱について概念図を示す。HAPD の光電面で変換された光電子は電場加速しながら APD に入射するが、このとき APD 表面で光電子が散乱し本来とは異なるチャンネルへ入射することがある。図 4.9(b) に光電子後方散乱の距離による依存性を示す [25]。同図から約 16 mm の位置が最も後方散乱する位置であることがわかる。ただし HAPD の個体差や測定装置の誤差により飛距離にばらつきがあり、現状では 20 mm 程度が最大飛来位置であると理解されている。またシミュレーションによる光電子後方散乱の評価結果を図 4.11 に示す [24]。このシミュレーションには PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons (PENELOPE) と呼ばれるモンテカルロシミュレーションを用いている。この結果から、HAPD の印加電圧  $-7,000$  V の印加電圧では、約 65 % のエネルギーで 20% 程度が散乱されることになる。

この特性も側管による電場の歪みと同様に Belle II 検出器内では改善される。散乱した光電子は磁場に巻きつき、広がりや抑えられ、本来のピクセルで検出されるヒットカウントが増加すると考えられる。図 4.10 に磁場あり・なし環境下における光子の 2 次元ヒット分布を示す [24]。



(a) 光電子後方散乱の概念図

(b) 後方散乱の飛距離

図 4.9: 光電子後方散乱の概念図と光電子の飛距離による依存性

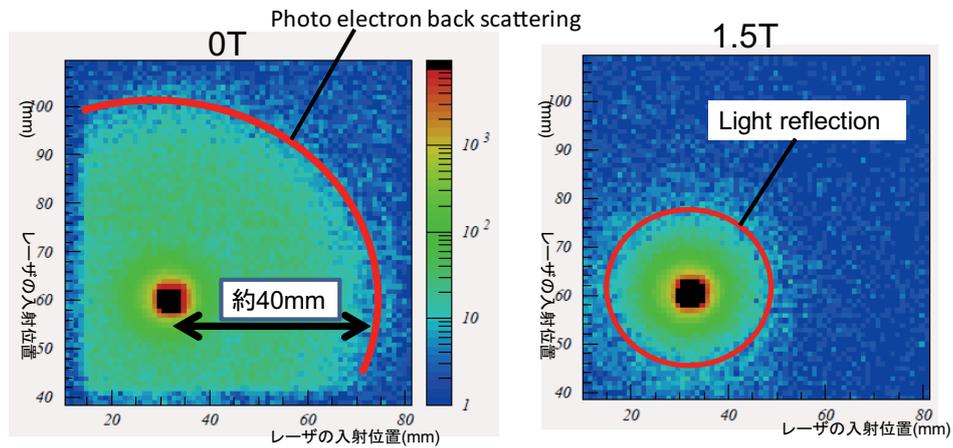


図 4.10: 磁場環境の有無による光電子後方散乱の比較。黒い四角のエリアに光子を入射した時に HAPD から得られる 2 次元ヒット分布で、左図は磁場なし環境下、右図は 1.5 T の磁場環境下における測定結果を表している。[23]

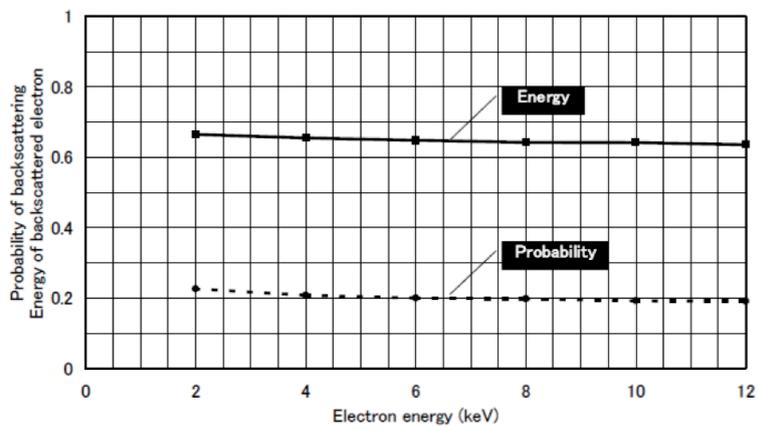


図 4.11: 後方散乱の散乱確率とエネルギー。-7,000 V で散乱確率 20%、65% の散乱エネルギーを持つ。

## 第5章 Cherenkov 放射角分布のバックグラウンド解析

プロトタイプ ARICH によるビームテストの結果から有意度  $4\sigma$  以上の粒子識別能力があることが確認でき、要求する性能を満たすことを確認した（第4章参照）。ところでこの識別能力は Cherenkov 放射角分布のバックグラウンドを1次関数で近似することで算出しているが、これはバックグラウンド事象に対する正しい理解がされてないためである。もしバックグラウンド事象が正確に特定できればバックグラウンドを記述する関数が求まり、正確な算出により識別能力の向上が見込める。そこで本研究では2013年のビーム照射を Monte Carlo シミュレーション (Geant4) で再現し、測定データとの差異を観測することで Cherenkov 放射角のバックグラウンド事象を検証する。また特定されたバックグラウンド事象に対して、ARICH の情報を用いた粒子識別尤度計算に用いる確率密度関数を求める。

### 5.1 シミュレーションのセットアップ

#### 5.1.1 セットアップ

図5.1にシミュレーションのセットアップの概略図を示す。ビームテストと同様のセットアップを想定し、2層のエアロゲルタイルと $2\times 3$ のHAPD、その前後にそれぞれ2台（計4台）のMWPCを設置する。ただしMWPCは物質量の少ないガス検出器であることから、 $200\times 75\times 2\text{mm}^3$ の板で代用する。表5.1に各物質のパラメータを示す。入射ビームはGeant4の粒子ジェネレーター”ParticleGun”を用いて、表5.2に示すビームの条件で生成する。また図5.2にシミュレーションの可視化ツールによるセットアップのイメージ図を示す。

Geant4シミュレーションでは光電効果を再現することができないため、仮想的にCherenkov光を検出する。本シミュレーションでは、HAPD内部側の入射窓表面に入射したCherenkov光をHAPDの量子効率に従って検出し、その検出位置から予想される光電子のAPDヒットチャンネルを算出する。

本シミュレーションにおける電子ビームトラックの位置・方向は、トラックの飛跡とHAPDの光電面平面との交点を基準とする。また本研究では6台のHAPDを区別する必要があるため、各HAPDに対して図4.2(b)に示す位置の番号を用いてHAPD1, HAPD2, HAPD3, HAPD4, HAPD5, HAPD6と番号付けを行う。

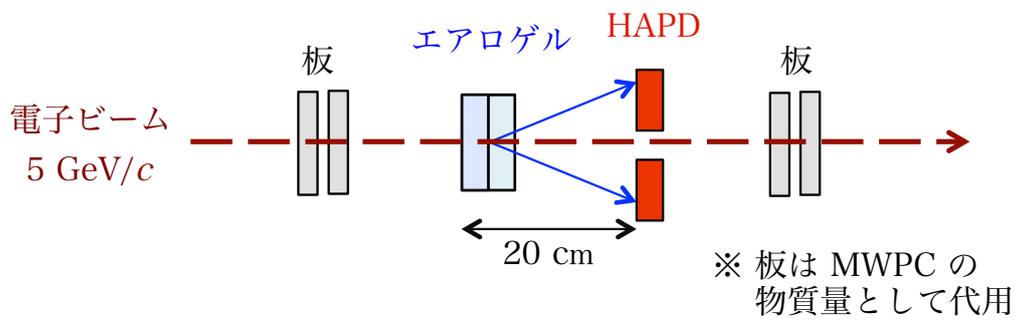


図 5.1: シミュレーションにおけるセットアップの概略図

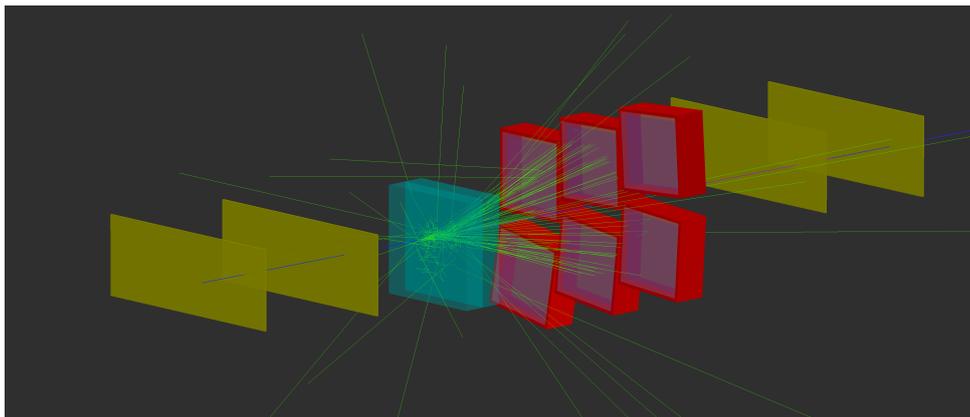


図 5.2: シミュレーションの可視化ツールによるセットアップのイメージ図

表 5.1: 物質のパラメータ

	元素	含有率	密度 (g/cm <sup>3</sup> )	屈折率
空気	-	1.00	$1.2 \times 10^{-3}$	1.00
HAPD 内部 (真空)	N O Ar	0.78 0.21 0.01	$1.2 \times 10^{-12}$	1.00
HAPD 光子入射窓	O Si	0.5326 0.4674	2.2	1.47
HAPD 壁	O Al	0.47075 0.52925	4.1	
HAPD の読み出し回路 に用いる電子部品 (MWPC 代用の板)	Cu Fe Sn Ta Al O H N Si C Sb Zn	0.14 0.02 0.02 0.01 0.01 0.30 0.05 0.05 0.30 0.05 0.04 0.01	4.2	
エアロゲル (上流)			0.22	1.0467
エアロゲル (下流)	O H Si C	0.665 0.042 0.292 0.001	0.28	1.0592

表 5.2: 入射ビームの生成条件

粒子ジェネレーター	ParticleGun
入射粒子	電子
運動量	5.0 GeV/c
入射位置・方向	測定データから取得
入射数	1 / 1 イベント
イベント数	測定データのうち解析に使用した数

### 5.1.2 磁場無し環境下における HAPD 特性の導入

4.4.3 項で述べたように、HAPD は磁場が無い環境下では 2 つの特性をもつ。ビームテストでは磁場が無い環境で行ったため、この特性についてシミュレーションにも導入する。ただし本シミュレーションでは光電効果を再現してないため、先行研究の結果を用いて仮想的に導入する。導入前後におけるシミュレーション結果の変化は 5.3.4 項で述べる。

#### 電場の歪み

図 5.3 にシミュレーションで導入した方法の概略図を示す。4.4.3 項の側管による電場の歪みで述べたように、電場の歪みが影響する領域は壁から 1 列目のチャンネルに対して、壁側から約 0.38mm、2 列目のチャンネル側から約 0.57mm であるため、これらの数値をシミュレーションに採用する。シミュレーションでは壁側 1 列目のチャンネルに対して、電場の歪みの影響を受ける領域に Cherenkov 光がヒットした場合、それは壁側 2 列目のチャンネルがヒットしたとみなす (図 5.3(a))。反対に電場の歪みの影響を受けない領域に Cherenkov 光がヒットした場合は通常通り検出する (図 5.3(b))。ただし壁側四隅のチャンネルに関しては先行研究で正しい理解がされていなく、本シミュレーションでは図 5.3(c) で示すように、電場の歪みの影響を受ける領域へ Cherenkov 光がヒットすると斜めのチャンネルがヒット判定とする。

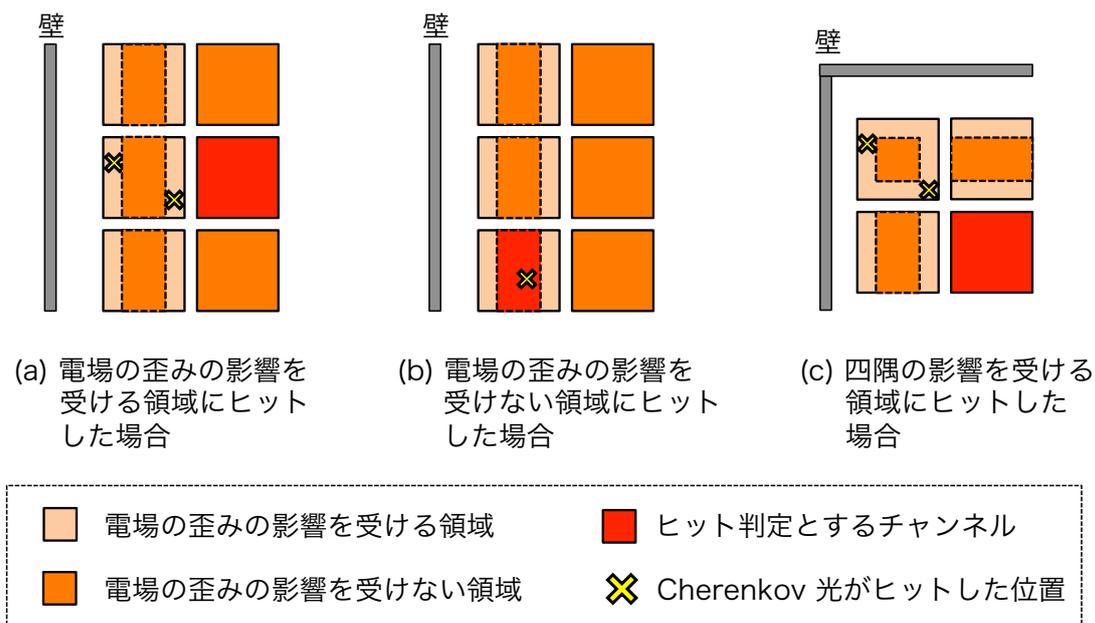


図 5.3: シミュレーションにおける電場の歪みの再現

#### 光電子後方散乱

次に光電子後方散乱の導入方法を説明する。光電子後方散乱に関する先行研究は行われているが正確な理解はされておらず、本シミュレーションでは Gaus 分布を用いた簡易的なモデルを考える。先行研究より後方散乱が最も飛来する位置は 20 mm 程度であると理解されているが、前述通りこの値にはばらつきがあり、本シミュレーションでは 25mm と仮定する (Gaus 分布の中央値を 25 mm とする)。また Gaus 分布の標準偏差は図 4.9 を参考に 10mm とする。この Gaus 分

布に従い飛行距離を決め、全方向に一樣に散乱する。また図 4.11 より散乱発生確率は約 20% と予測されるため、この確率を使用する。

図 5.4 にシミュレーションにおける導入法帆を表したのフローチャートを示す。シミュレーションで検出された光子に対して、20% の確率で後方散乱過程を導入する。上記の Gaus 分布に従い飛行距離の算出と一樣ランダムに散乱方向を選択し、シミュレーションで得られた光子の位置情報に付け加えることで仮想的に再現する。

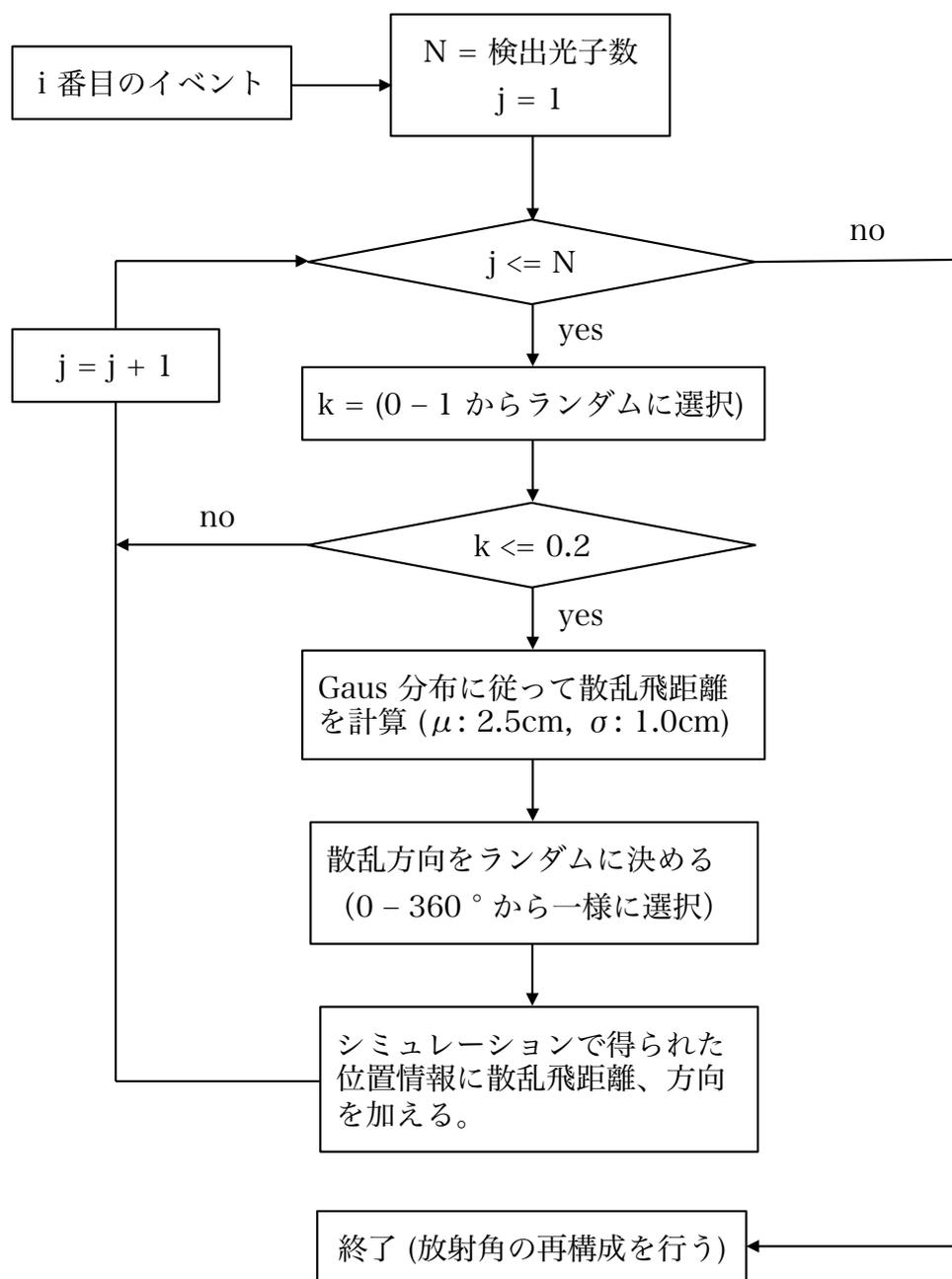


図 5.4: シミュレーションにおける光電子後方散乱の導入フローチャート

## 5.2 再現性の確認

図 5.5 に電子ビームの入射位置・方向に対する測定データとシミュレーションの分布図を示す。また図 5.6 に測定データとシミュレーションの Beam profile を示す。これらの図に示すように、全パラメータでほぼ再現できている。

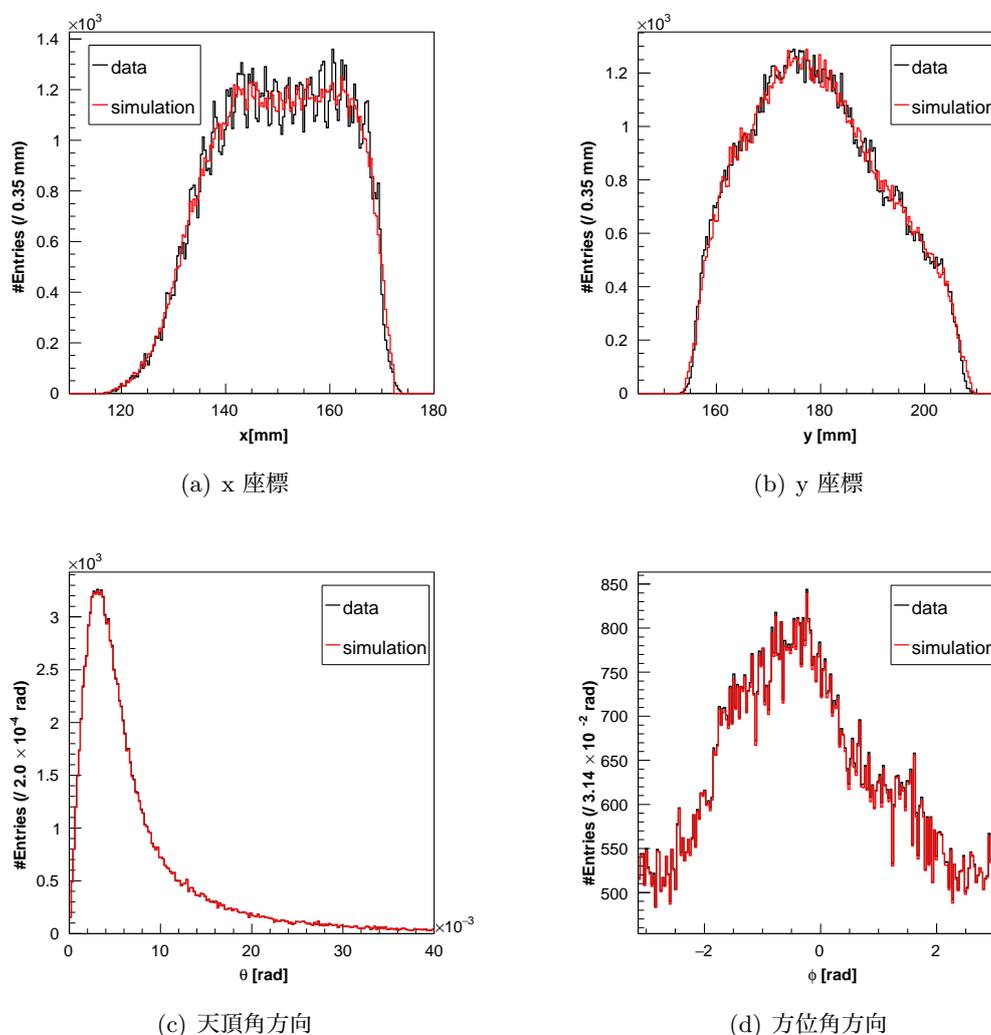


図 5.5: 電子ビームの位置・方向に対する再現性の確認。黒線は測定データ、赤線はシミュレーション結果を表す。電子ビームトラックの位置・方向は、トラックの飛跡と HAPD の光電面平面との交点を基準とする。

次に図 5.7 に測定データ、シミュレーションで得られた Cherenkov 放射角分布を示す。シミュレーション結果はエアロゲル由来の Cherenkov 光のみ抽出した結果で、この Cherenkov ピークに対して Gauss 関数と 1 次関数の足し合わせた合成関数で Fitting を行った結果、 $\mu = 0.302\text{mm}$ ,  $\sigma = 15.93\text{ mrad}$  を得た (測定データでは  $\mu = 0.2993\text{mm}$ ,  $\sigma_\theta = 15.60\text{ mrad}$ )。また得られた  $\mu$ ,  $\sigma$  を用いて検出光電子数を計算したところ  $N_{p.e.} = 11.07$  となった (測定データでは  $N_{p.e.} = 10.056$ )。これらのパラメータのうち  $\mu$ ,  $\sigma$  はシミュレーションと測定データで良く一致しているが、 $N_{p.e.}$  はわずかに不一致である。これはバックグラウンド事象が再現されていないため、光電子の検出率低下の特性 (後述) が効いていないためであると予測する。

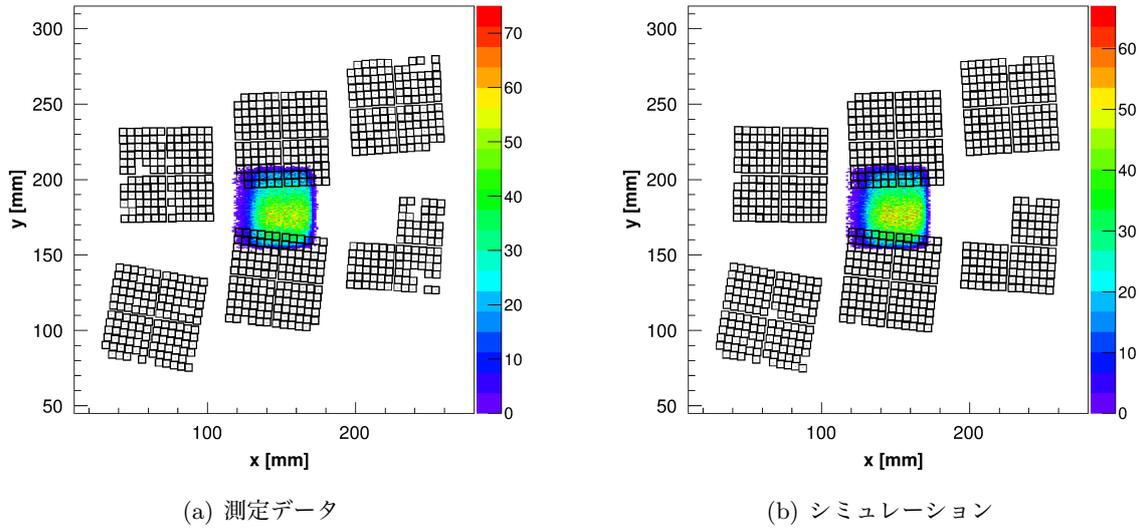


図 5.6: Beam profile

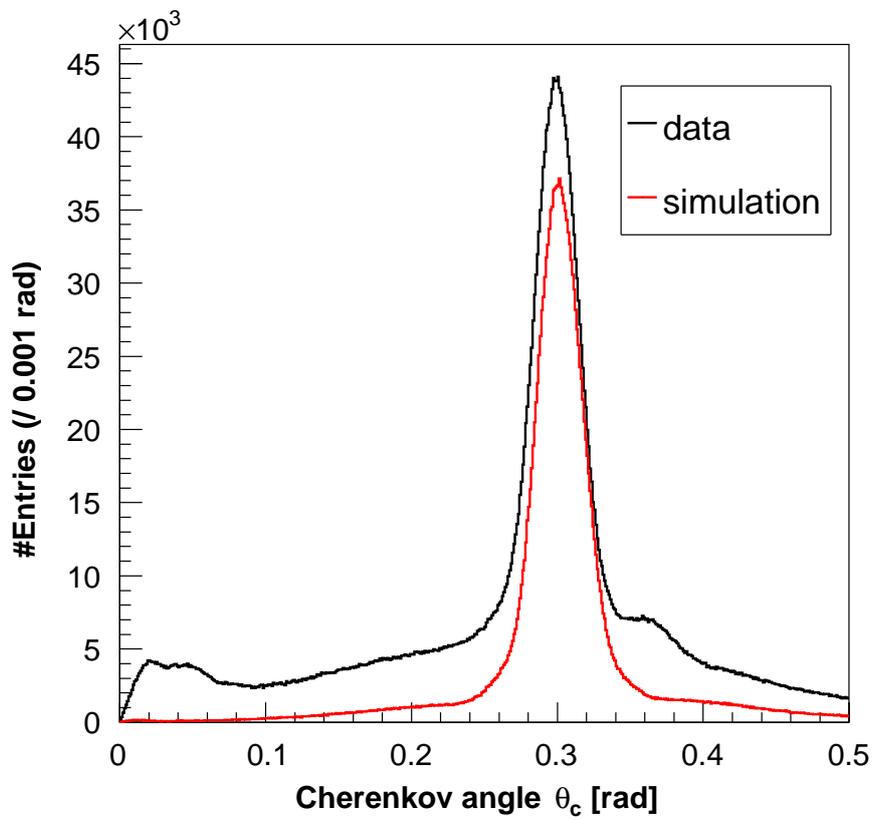


図 5.7: Cherenkov 放射角分布に対する再現性の確認。

## 5.3 バックグラウンド事象の検証

4.4 節で述べた Cherenkov 放射角分布のバックグラウンド事象をシミュレーションを用いて検証する。またシミュレーションにより特定された新たなバックグラウンド事象についても述べる。

### 5.3.1 エアロゲル内部における Rayleigh 散乱

エアロゲルの粒子径 (10 nm) は Cherenkov 光の波長 ( $\sim 400$  nm) より小さいため、Cherenkov 光はエアロゲル内部で Rayleigh 散乱を起こす。図 5.8 にシミュレーションの可視化ツールにより確認した Rayleigh 散乱の様子を示す。同図のエアロゲル内部で Cherenkov 光が何度も散乱し、その後 HAPD へと入射しているのがわかる。シミュレーションの結果、Rayleigh 散乱による放射角分布は Cherenkov ピークの両側に生じることを確認した。

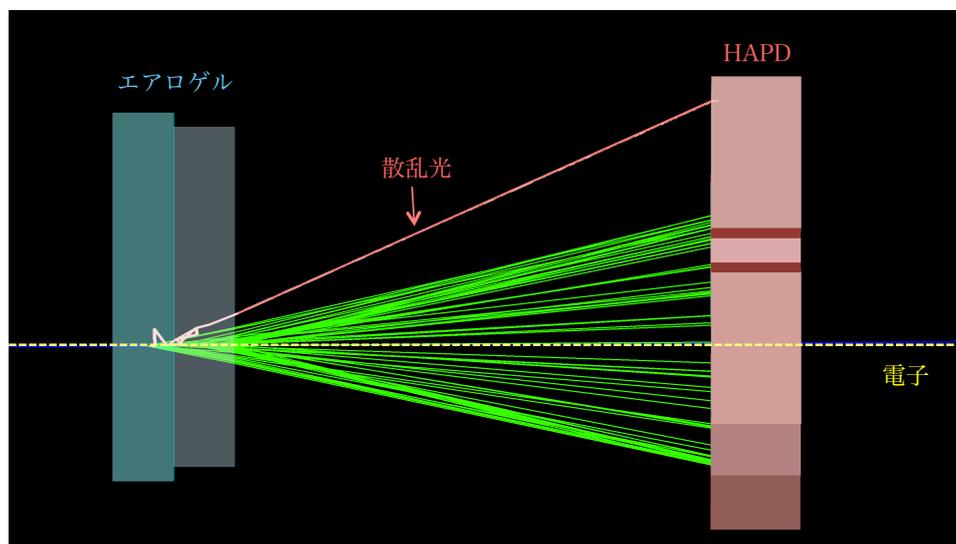


図 5.8: エアロゲル内部における Rayleigh 散乱の様子 (2D)

### 5.3.2 APD 表面反射

4.4.1 項で述べた APD 表面反射によるバックグラウンド事象を検証するため、APD 表面に反射設定を加えてシミュレーションを行った。図 5.9 に測定データとシミュレーションで得られた Cherenkov 放射角分布を示す。反射設定を加える事でシミュレーション結果にも  $0.37$  rad 付近にピークが現れ、測定データに似た分布となった。この分布に関してシミュレーション結果と測定データで分布が一致してないが、これは他のバックグラウンド事象がシミュレーションで再現されてないことが原因であると推測される。以上より  $0.37$  rad 付近のバックグラウンドは APD 表面反射が原因であると推測される。

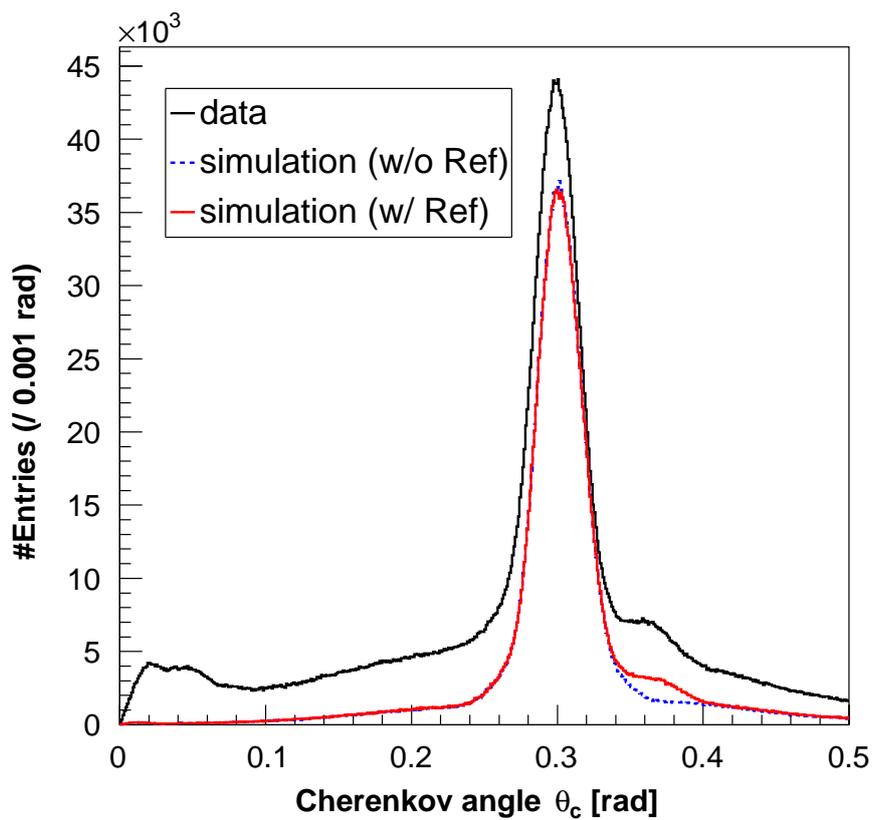


図 5.9: 測定データと APD 表面反射を考慮あり・なしのシミュレーションで得られた Cherenkov 放射角分布。黒線は測定データ、青点は反射を考慮しないシミュレーション結果、赤は反射を考慮したシミュレーション結果を表す。反射を考慮したシミュレーションでは 0.37 rad 付近に分布をもつ。

### 5.3.3 HAPD 光子入射窓で放射される Cherenkov 光の検出

Rayleigh 散乱、APD 表面反射によるバックグラウンド事象はどちらもエアロゲル由来の Cherenkov 光を作る。一方で 4.4.2 項で述べたように、HAPD 光子入射窓で放射される Cherenkov 光もバックグラウンド分布を作る可能性がある。そこで光子入射窓由来の Cherenkov 光をシミュレーションでも検出し、放射角分布への影響を調べる。ただし、前述のように Geant4 シミュレーションでは光電効果を再現することはできないため、本シミュレーションでは光電物質も再現されてない。したがって、入射窓内部における Cherenkov 光の全反射を詳しく考える必要がある。

本過程では光電面に屈折率があるモデルを仮定する。このモデルでは、図 5.10 に示すように入射窓と光電面の間で屈折が起こり、光電面内部を通過しつつ全反射を起すと考えることができる。従って全反射しながら遠くに伝搬しつつ、光電効果によりその一部を検出することが可能である。光電面の厚さは 1 nm 程度と非常に薄いため、エアロゲル由来の Cherenkov 光と同様の方法で検出する。

また HAPD に内蔵された APD の特性をシミュレーションに導入する。APD は同時に検出される光電子の数に従って、その APD Chip 全体の光電子検出効率が低下する。入射窓で放射される Cherenkov 光は多数の光電子に変換されることが予想されるため、この特性を考慮したシミュレーションを行う必要がある。

入射窓由来のバックグラウンド事象を検証する為、本シミュレーションではエアロゲルを設置せずに行ったビームテストの測定データを用いる。この測定のセットアップはエアロゲル設置時と同環境で、違いはエアロゲルの有無のみである。そのためシミュレーションもエアロゲルを取り除いて行う。図 5.11 にシミュレーションの可視化ツールによるセットアップのイメージ図を示す。

図 5.12 に測定データとシミュレーションで得られた Cherenkov 放射角分布を示す。これは電子ビームが HAPD3 に入射する範囲を要求しており、同図 (b) は光電面平面における電子ビームの y 座標が 195 mm 以上である分布を表している。両図ともシミュレーション結果は測定データと良く似た分布をとり、入射窓由来の Cherenkov 光がバックグラウンド事象になりうることを確認した。1

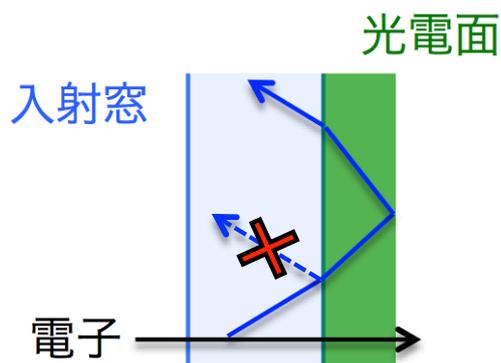


図 5.10: HAPD 光子入射窓における光子の全反射モデル。光電面物質に屈折率があるため、全反射時に光電面内部を通過する。

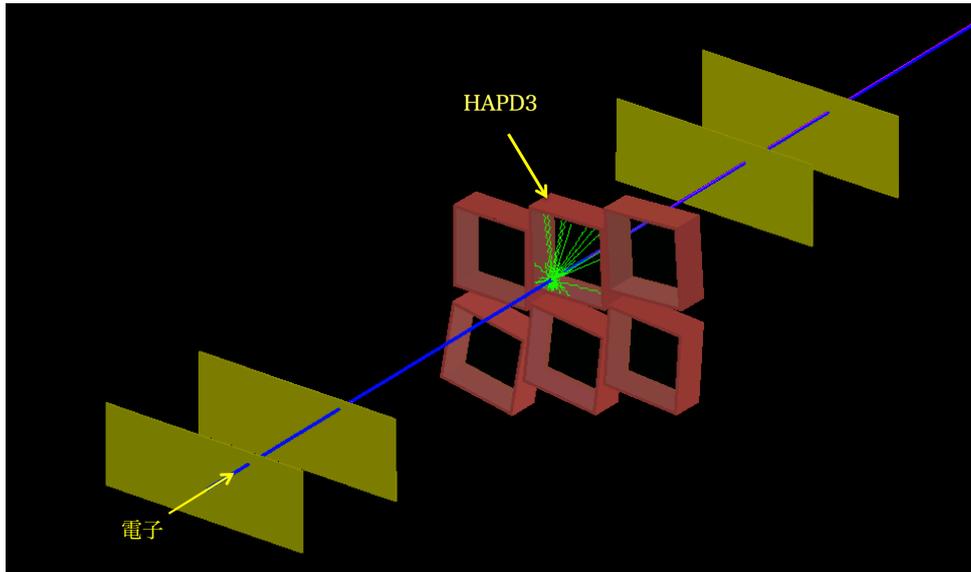
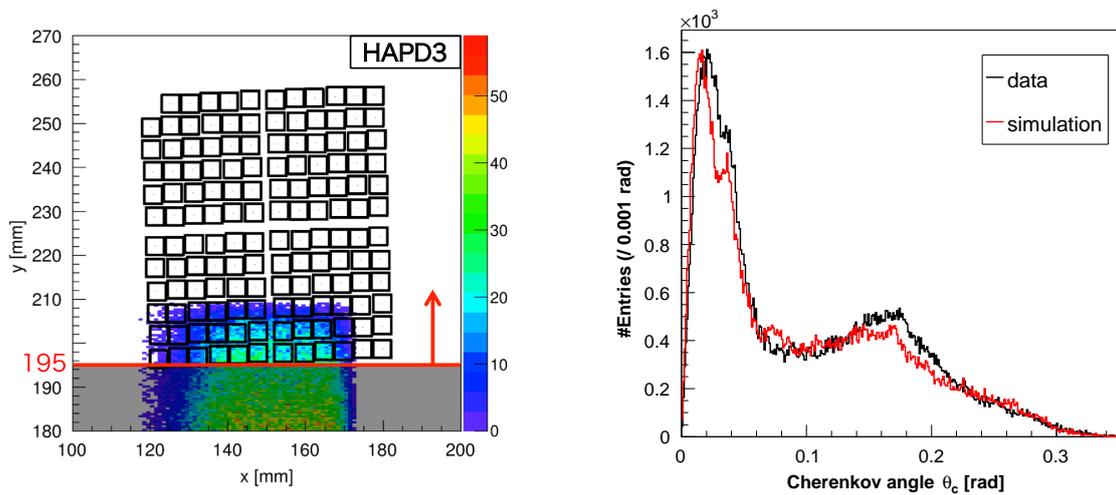


図 5.11: エアロゲルを設置しない場合におけるシミュレーションの可視化ツールによるセットアップのイメージ図



(a) 電子ビームの  $y$  座標に対する要求

(b) 電子ビームの  $y$  座標 195 mm 以上

図 5.12: エアロゲルなしの環境下におけるシミュレーション結果と測定データに対する要求条件とその条件下における Cherenkov 放射角分布

### 5.3.4 磁場なし環境下による影響

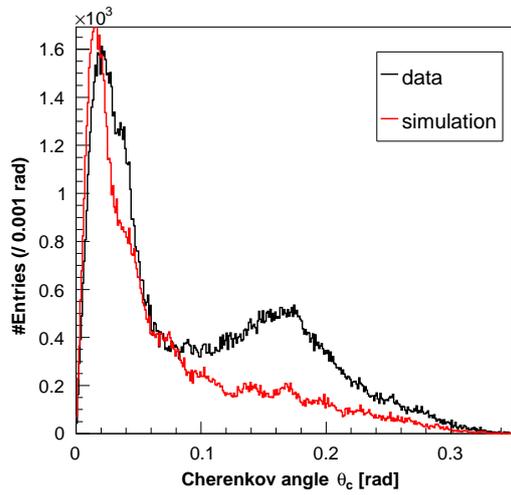
磁場なし環境下では HAPD の側管部における電場の歪みや光電子後方散乱によりバックグラウンド事象が発生する。ここでは、シミュレーションのセットアップで説明した磁場なし環境下における HAPD 特性を導入する場合、しない場合でシミュレーションを行い、それぞれ測定データと比較することでバックグラウンド事象を検証する。

まず入射窓で放射される Cherenkov 光に対する影響を調査する。本調査はエアロゲルなしの環境下におけるシミュレーションを行い、図 5.12 と同様に電子ビームの  $y$  座標が 195 mm 以上であるイベントの Cherenkov 放射角分布を用いる。図 5.13 に測定データとシミュレーションで得られた放射角分布を示す。同図のシミュレーション結果はそれぞれ HAPD 特性を導入しない場合 (a)、電場の歪みのみ導入した場合 (b)、光電子後方散乱のみ導入した場合 (c)、両方の効果を導入した場合を表す。同図 (a)、(b) より電場の歪みにより 0.05 rad 付近の分布に影響を及ぼすと推測される。また同図 (a)、(c) より光電子後方散乱が 0.15 rad 付近の分布に影響を及ぼすと推測される。

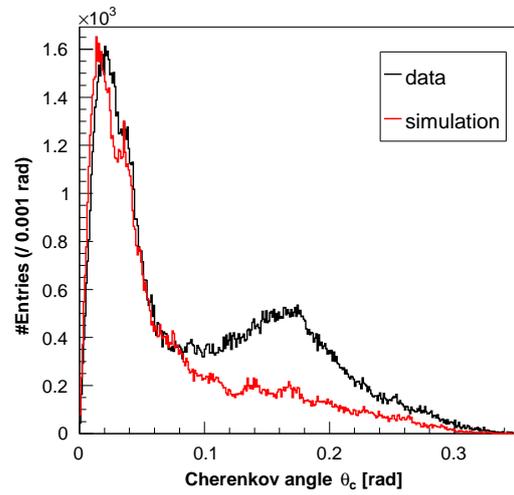
次にエアロゲルで放射される Cherenkov 光に対する影響を調査する。図 5.14 に測定データとシミュレーションで得られた Cherenkov 放射角分布を示す。また表 5.3 に図 5.14 に示したシミュレーション結果における Cherenkov ピークの角度分解能を示す。表 5.3 (a)、(b)、(c) の値より、電場の歪みの効果で Cherenkov ピークの角度分解能が大きく悪化していることが推測される。また図 5.14 (a)、(c) より光電子後方散乱の効果で Cherenkov ピークのエントリー数が減り、ピーク周辺に分散することが推測される。

表 5.3: 図 5.14 のシミュレーション結果における Cherenkov ピークの角度分解能

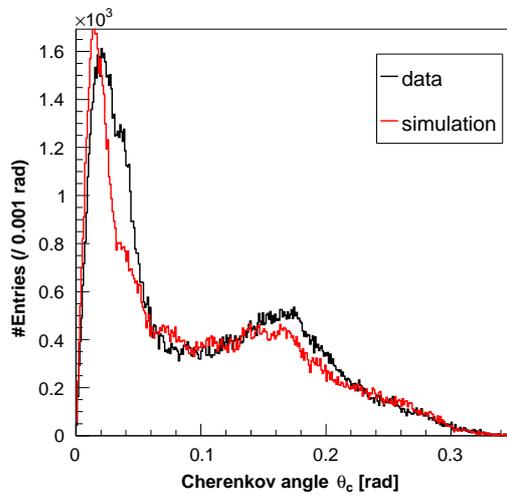
	(a)	(b)	(c)	(d)
角度分解能 [mrad]	13.94	15.27	14.10	15.50



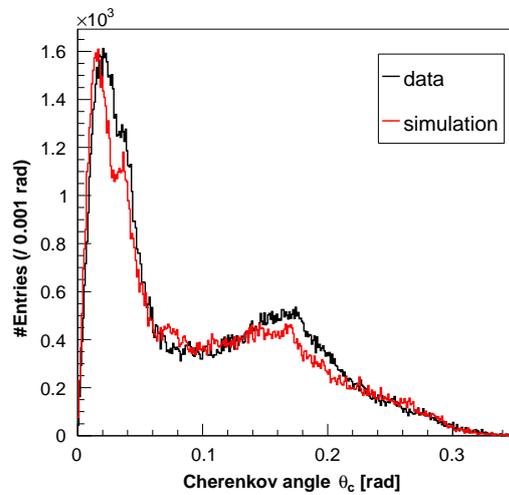
(a) 特性の導入なし



(b) 電場の歪みのみ導入

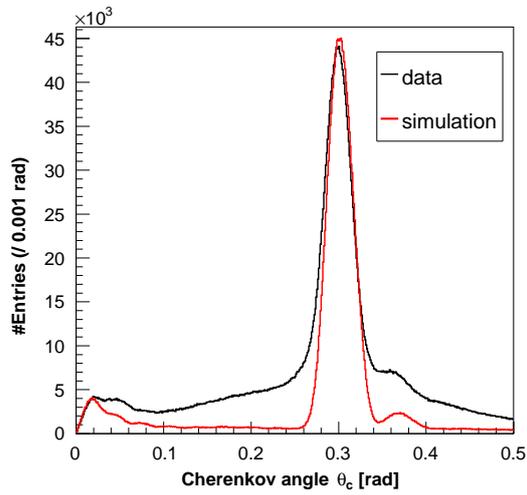


(c) 光電子後方散乱のみ導入

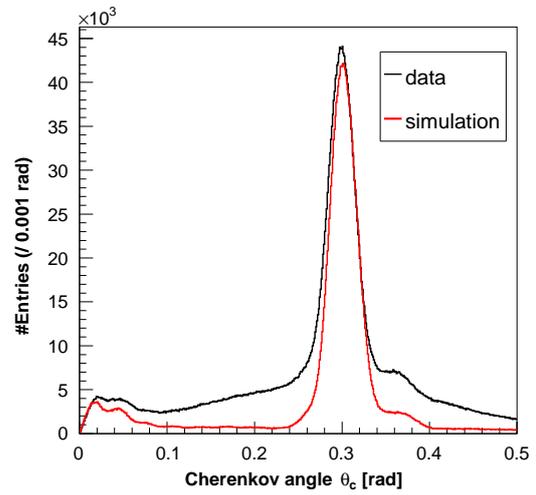


(d) 電場の歪みと光電子後方散乱を導入

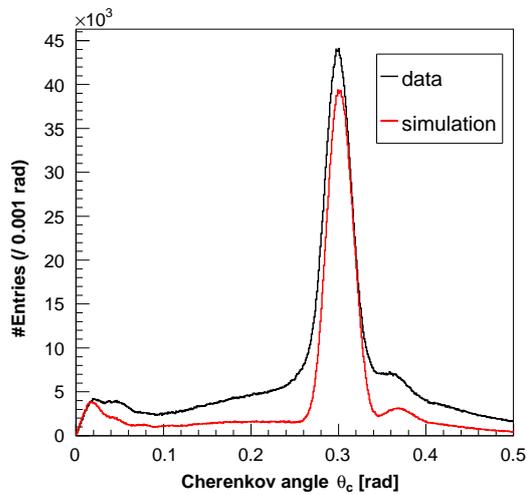
図 5.13: 磁場なし環境下における HAPD 特性を導入する場合、しない場合のエアロゲルなしシミュレーション結果と測定データの Cherenkov 放射角分布を示す。(y 座標が 195 mm 以上)。黒線は測定データ、赤線はそれぞれの状況に応じたシミュレーション結果を表す。



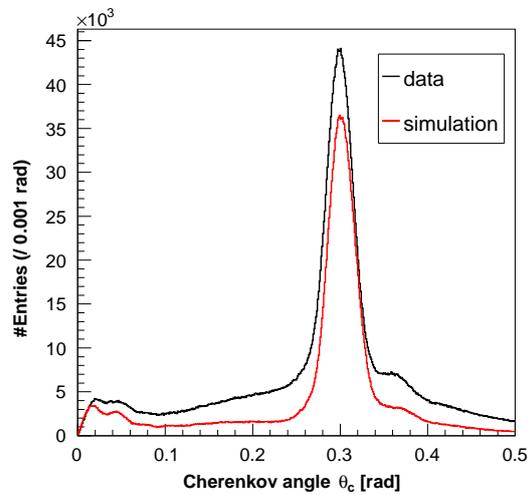
(a) 特性の導入なし



(b) 電場の歪みのみ導入



(c) 光電子後方散乱のみ導入



(d) 電場の歪みと光電子後方散乱を導入

図 5.14: 磁場なし環境下における HAPD 特性を導入する場合、しない場合のシミュレーション結果と測定データの Cherenkov 放射角分布を示す。黒線は測定データ、赤線はそれぞれの状況に応じたシミュレーション結果を表す。

### 5.3.5 HAPD 読み出し回路からの電気ノイズ

HAPD で観測される信号には Cherenkov 光の他に APD のリーク電流や読み出し回路からのノイズも混入すると予想される。本シミュレーションではこれらのノイズ（以後電気ノイズと呼ぶ）も検証する。

電気ノイズによるバックグラウンド事象を調査する為、5.3.3 項と同様に本シミュレーションもエアロゲルを設置せずに行われたビームテストの測定データを用いる。シミュレーションもエアロゲルを取り除いて行う。

図 5.15 にシミュレーションにおけるノイズ導入のフローチャートを示す。ノイズ量はそれぞれの HAPD と読み出し回路内の電子部品の個体差により異なることが予想されるため、1 イベント毎に各 HAPD に対して中央値の異なる Poisson 分布に従い導入する。同図の Poisson 分布の中心値は測定データと比較して得られた最適値である。エアロゲル無しテストの場合、電子ビームが当たらない領域に配置された HAPD 1, 2, 5, 6 の信号は電気ノイズの可能性が高いため、これらの HAPD は測定データと比較して最適値を得た。一方電子ビームが当たる領域に設置された HAPD3, 4 は 4.4.2 項で述べた HAPD 入射窓由来の Cherenkov 光が信号として観測される可能性があるため、調査対象の HAPD にビームが当たらない領域のデータを用いてチューニングを行う。光電面平面における電子ビームの y 座標が 180 mm 以下であるデータを用いて HAPD3、y 座標が 180 mm 以上であるデータを用いて HAPD4 のノイズ量の最適値を得た。

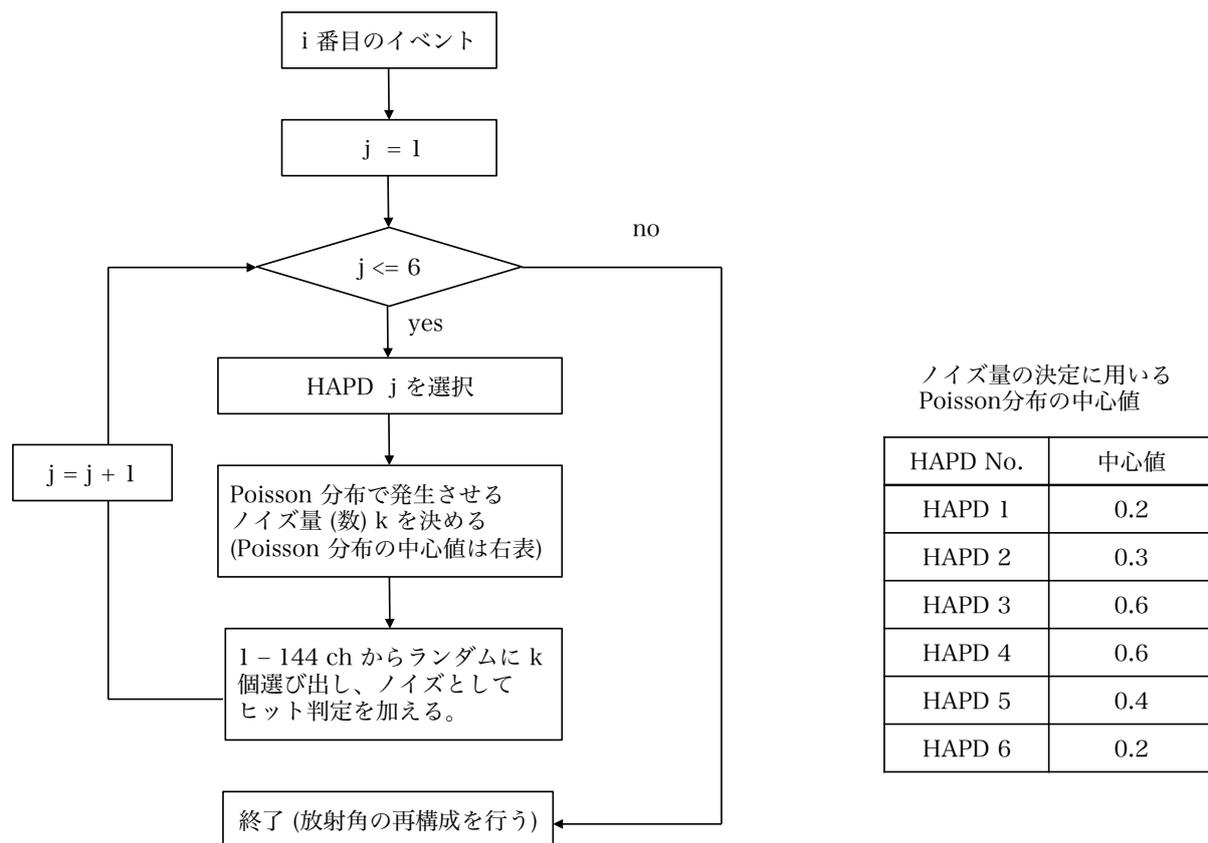
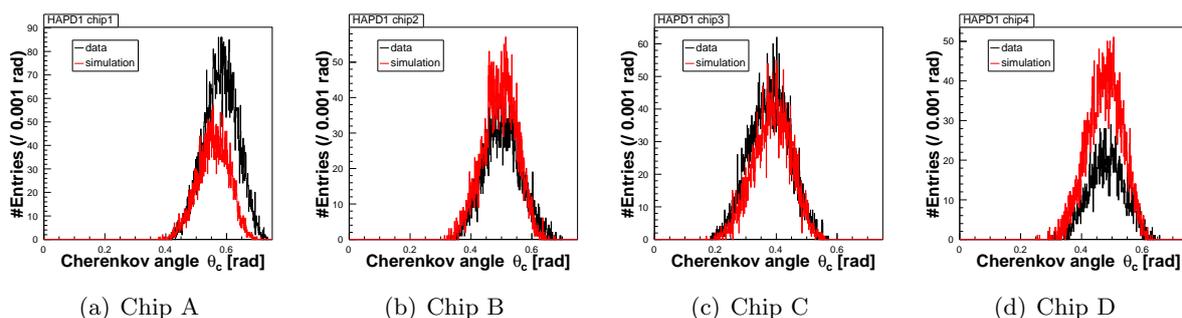
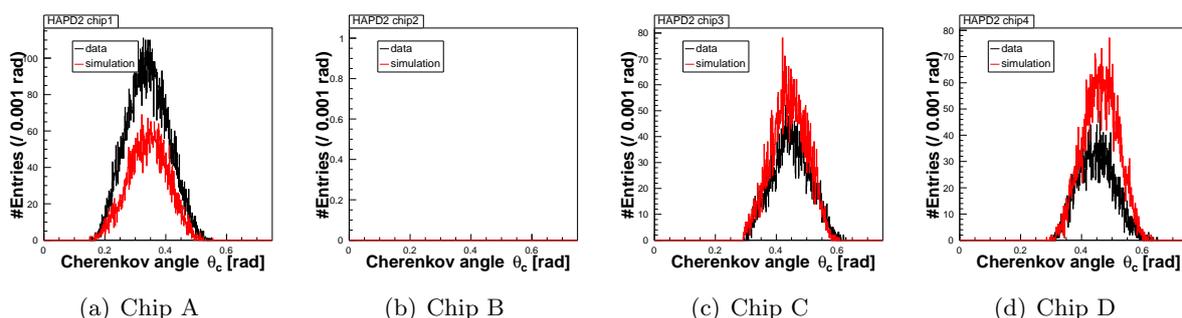


図 5.15: シミュレーションにおける電気ノイズの導入フローチャート

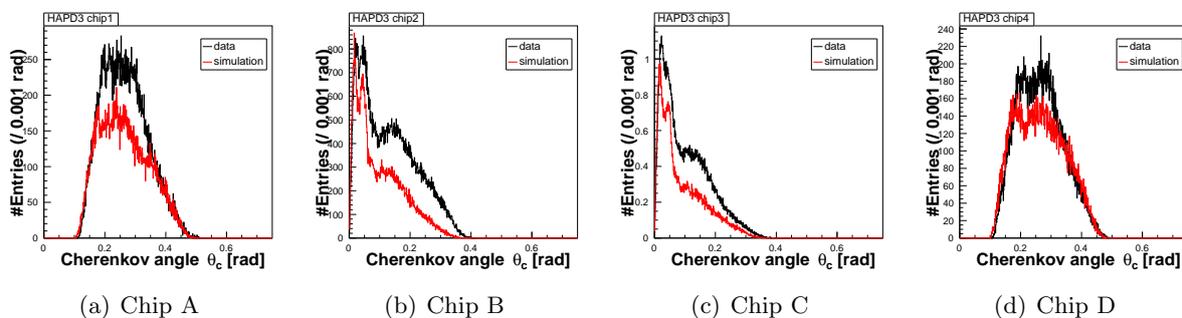
以上の導入方法で導入したシミュレーション結果と、測定データの比較を図 5.16 から図 5.21 に示す。全体的にシミュレーションと測定データを再現できているが、一部再現できていない部分もある。HAPD 1, 2, 5, 6 に関しては、HAPD、読み出しエレキの個体差による違いがみられていると予測する。HAPD 3, 4 は多重電子ビームを再現してないことによる HAPD 光子入射窓由来の Cherenkov 光の不足が原因と推測する。また HAPD3, 4 では光子入射窓由来の Cherenkov 光により大量の光電子が生成され APD で検出されるため、APD が不安定になりノイズ事象を生成すると考える。さらに HAPD4 は Belle II 実験 10 年間で予想される放射線量を照射した個体であることから、ノイズ量が多いと推測する。



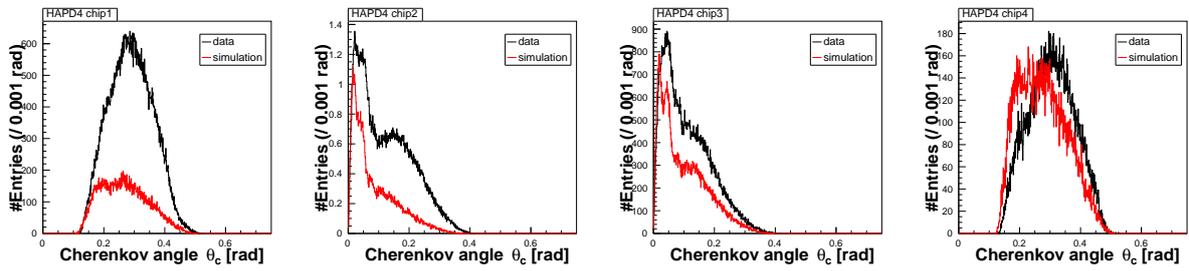
(a) Chip A (b) Chip B (c) Chip C (d) Chip D  
 図 5.16: 電気ノイズを導入後のシミュレーション結果と測定データの比較 (HAPD1)



(a) Chip A (b) Chip B (c) Chip C (d) Chip D  
 図 5.17: 電気ノイズを導入後のシミュレーション結果と測定データの比較 (HAPD2)



(a) Chip A (b) Chip B (c) Chip C (d) Chip D  
 図 5.18: 電気ノイズを導入後のシミュレーション結果と測定データの比較 (HAPD3)



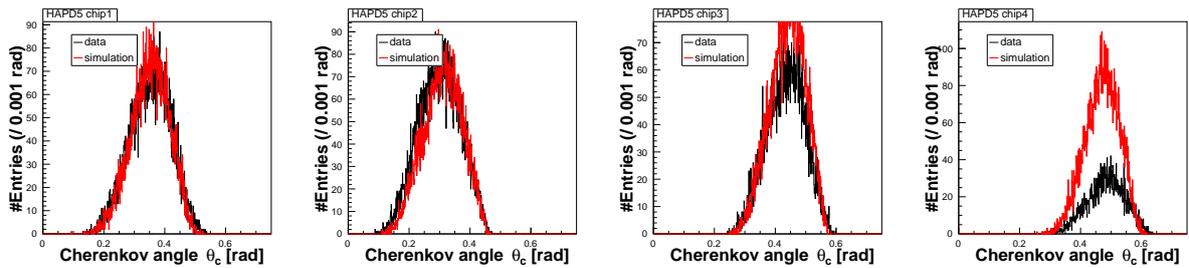
(a) Chip A

(b) Chip B

(c) Chip C

(d) Chip D

図 5.19: 電気ノイズを導入後のシミュレーション結果と測定データの比較 (HAPD4)



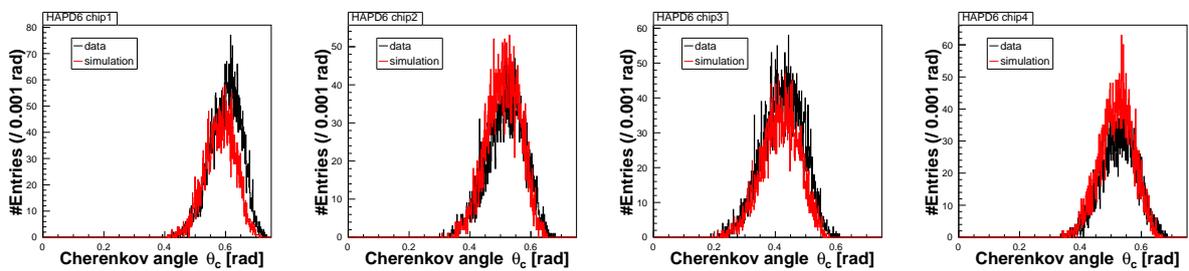
(a) Chip A

(b) Chip B

(c) Chip C

(d) Chip D

図 5.20: 電気ノイズを導入後のシミュレーション結果と測定データの比較 (HAPD5)



(a) Chip A

(b) Chip B

(c) Chip C

(d) Chip D

図 5.21: 電気ノイズを導入後のシミュレーション結果と測定データの比較 (HAPD6)

## 5.4 バックグラウンド事象の確率密度関数

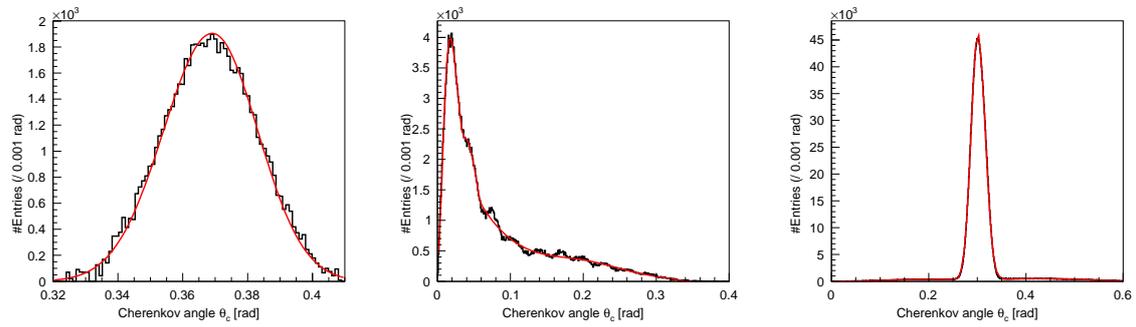
ARICH では尤度計算により粒子識別を行われるが、この計算にはバックグラウンド事象の確率密度関数分布の情報が必要となる。そのため、本研究により特定したバックグラウンド事象に対して関数化を行う。ただし ARICH は 1.5T の磁場環境下で使用するため、磁場なし環境下における HAPD 特性による影響を含まないモデルで考える。

バックグラウンド事象の関数化にあたり、Cherenkov ピークの確率密度関数を考えなおす。第 3 章で述べた通り、ARICH では屈折率の異なるエアロゲルを 2 枚組み合わせる「マルチレイヤー方式」によって Cherenkov 光をフォーカシングする。しかし粒子の種類や運動量、またエアロゲルの屈折率のばらつきによってフォーカシングに差が生じてしまう。そのため先行研究では Cherenkov ピークの確率密度関数として Gaus 関数を適応してきたが、ここでは非対称 Gaus 関数を採用する。これはフォーカシングの差により、実際にはピークが非対称の形をとるためである。

表 5.5 に各事象の確率密度関数の型とそのパラメータを示す。また図 5.22 から図 5.23 に各事象の Fitting 結果を示す。APD 表面反射による事象は Cherenkov ピークに依存するため非対称 Gaus 関数で表した。HAPD 光子入射窓で放射された Cherenkov 光による事象は、Cherenkov 光が入射窓内を全反射しながら伝搬するため一定距離ごとに構造をもつ。ここでは第 1 次ピーク ( $\theta_C < 0.035$  rad) を Landau 関数、第 2 ピーク ( $0.035 \text{ rad} < \theta_C < 0.06$  rad) を Gaus 関数、それ以外の領域を 8 次関数 (pol8) で表した。エアロゲル内部における Rayleigh 散乱は構造を持たないため 3 次関数 (pol3) で表した。電気ノイズも構造を持たないため、各 HAPD ごとに 8 次関数で表した。

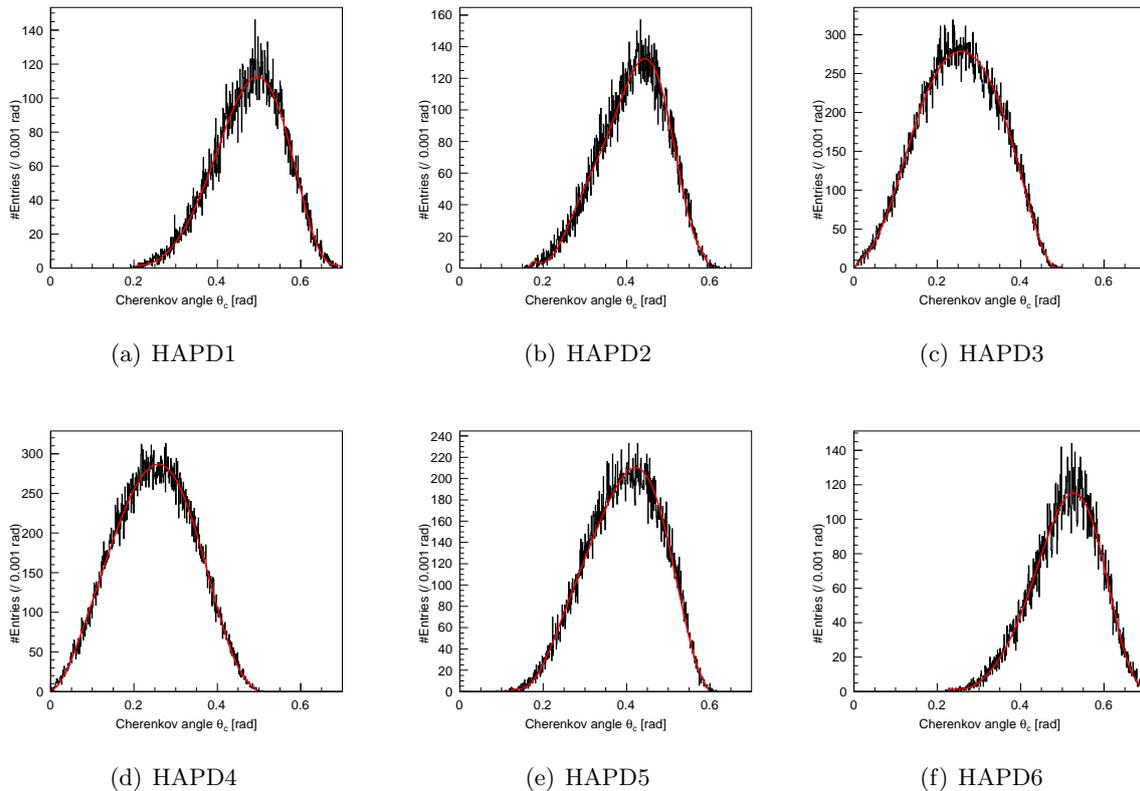
種類	成分	確率密度関数	パラメータ	値	誤差	値/誤差
Cherenkov ピーク		AGaus	$N$	$4.62 \times 10^4$	$4.35 \times 10^1$	0.001
			$\mu$	$3.01 \times 10^{-1}$	$3.03 \times 10^{-5}$	0.000
			$\sigma_L$	$1.52 \times 10^{-2}$	$1.93 \times 10^{-5}$	0.001
			$\sigma_R$	$1.38 \times 10^{-2}$	$1.94 \times 10^{-5}$	0.001
APD 表面反射		AGaus	$N$	$1.90 \times 10^3$	$8.89 \times 10^1$	0.005
			$\mu$	$3.69 \times 10^{-1}$	$2.00 \times 10^{-4}$	0.000
			$\sigma_L$	$1.42 \times 10^{-2}$	$1.00 \times 10^{-4}$	0.007
			$\sigma_R$	$1.51 \times 10^{-2}$	$1.00 \times 10^{-4}$	0.007
Window Cherenkov	$\theta_C < 0.035$	Landau	$N$	$2.22 \times 10^4$	$8.35 \times 10^1$	0.004
			$\mu$	$1.93 \times 10^{-2}$	$7.70 \times 10^{-5}$	0.004
			$\sigma$	$0.77 \times 10^{-2}$	$4.32 \times 10^{-5}$	0.006
	$0.035 < \theta_C < 0.06$	Gaus	$N$	$2.36 \times 10^3$	$2.12 \times 10^1$	0.009
			$\mu$	$3.71 \times 10^{-2}$	$8.09 \times 10^{-4}$	0.022
			$\sigma$	$1.96 \times 10^{-2}$	$7.59 \times 10^{-4}$	0.039
	$\theta_C > 0.06$	Pol8	$C_0$	$3.74 \times 10^3$	$5.04 \times 10^1$	0.013
			$C_1$	$-8.20 \times 10^4$	$1.07 \times 10^3$	-0.013
			$C_2$	$1.21 \times 10^6$	$6.54 \times 10^3$	0.005
			$C_3$	$-1.35 \times 10^7$	$4.80 \times 10^3$	0.000
			$C_4$	$1.04 \times 10^8$	$4.89 \times 10^4$	0.000
			$C_5$	$-4.94 \times 10^8$	$4.18 \times 10^4$	0.000
Rayleigh 散乱	$\theta_C < 0.26$	Pol3	$C_6$	$1.38 \times 10^9$	$3.46 \times 10^5$	0.000
			$C_7$	$-2.04 \times 10^9$	$1.14 \times 10^6$	-0.001
			$C_8$	$1.24 \times 10^9$	$3.23 \times 10^6$	0.003
	$\theta_C > 0.0345$	Pol3	$C_0$	$1.38 \times 10^1$	$1.06 \times 10^1$	0.077
			$C_1$	$-5.20 \times 10^2$	$3.97 \times 10^1$	-0.076
			$C_2$	$3.07 \times 10^4$	$4.11 \times 10^2$	0.013
	Pol3	$C_3$	$-9.42 \times 10^4$	$1.26 \times 10^3$	-0.013	
		$C_0$	$-1.08 \times 10^4$	$9.11 \times 10^1$	-0.001	
		$C_1$	$6.84 \times 10^4$	$2.89 \times 10^1$	0.000	
			$C_2$	$-1.34 \times 10^5$	$5.35 \times 10^1$	0.000

電子ノイズ	HAPD1	Pol8	$C_3$	$8.34 \times 10^4$	$7.16 \times 10^1$	0.001
			$C_0$	$3.643 \times 10^3$	$1.04 \times 10^1$	0.000
			$C_1$	$-5.91 \times 10^4$	$1.90 \times 10^1$	0.000
			$C_2$	$6.81 \times 10^5$	$2.87 \times 10^1$	0.000
			$C_3$	$-4.37 \times 10^6$	$4.24 \times 10^1$	0.000
			$C_4$	$1.69 \times 10^7$	$6.22 \times 10^1$	0.000
			$C_5$	$-4.10 \times 10^7$	$9.08 \times 10^1$	0.000
			$C_6$	$6.06 \times 10^7$	$1.32 \times 10^1$	0.000
			$C_7$	$-5.04 \times 10^7$	$1.91 \times 10^1$	0.000
	$C_8$	$1.81 \times 10^7$	$2.76 \times 10^1$	0.000		
	HAPD2	Pol8	$C_0$	$-1.71 \times 10^4$	$1.03 \times 10^1$	0.000
			$C_1$	$2.83 \times 10^5$	$1.90 \times 10^1$	0.000
			$C_2$	$-3.30 \times 10^6$	$2.87 \times 10^1$	0.000
			$C_3$	$2.08 \times 10^7$	$4.24 \times 10^1$	0.000
			$C_4$	$-7.87 \times 10^7$	$6.22 \times 10^1$	0.000
			$C_5$	$1.85 \times 10^8$	$9.08 \times 10^1$	0.000
			$C_6$	$-2.61 \times 10^8$	$1.32 \times 10^1$	0.000
			$C_7$	$2.05 \times 10^8$	$1.91 \times 10^1$	0.000
			$C_8$	$-6.80 \times 10^7$	$2.76 \times 10^1$	0.000
	HAPD3	Pol8	$C_0$	$5.84 \times 10^3$	$1.03 \times 10^1$	0.000
			$C_1$	$-1.33 \times 10^5$	$1.90 \times 10^1$	0.000
			$C_2$	$1.43 \times 10^6$	$2.87 \times 10^1$	0.000
			$C_3$	$-8.19 \times 10^6$	$4.24 \times 10^1$	0.000
			$C_4$	$2.80 \times 10^7$	$6.22 \times 10^1$	0.000
			$C_5$	$-5.84 \times 10^7$	$9.08 \times 10^1$	0.000
			$C_6$	$7.15 \times 10^7$	$1.32 \times 10^1$	0.000
			$C_7$	$-4.60 \times 10^7$	$1.91 \times 10^1$	0.000
			$C_8$	$1.15 \times 10^7$	$2.76 \times 10^1$	0.000
	HAPD4	Pol8	$C_0$	$6.64 \times 10^3$	$1.03 \times 10^1$	0.000
			$C_1$	$-1.35 \times 10^5$	$1.90 \times 10^1$	0.000
			$C_2$	$1.47 \times 10^6$	$2.87 \times 10^1$	0.000
			$C_3$	$-8.87 \times 10^6$	$4.24 \times 10^1$	0.000
			$C_4$	$3.28 \times 10^7$	$6.22 \times 10^1$	0.000
			$C_5$	$-7.67 \times 10^7$	$9.08 \times 10^1$	0.000
			$C_6$	$1.09 \times 10^8$	$1.32 \times 10^1$	0.000
			$C_7$	$-8.65 \times 10^7$	$1.91 \times 10^1$	0.000
			$C_8$	$2.88 \times 10^7$	$2.76 \times 10^1$	0.000
	HAPD5	Pol8	$C_0$	$4.70 \times 10^3$	$1.04 \times 10^1$	0.000
			$C_1$	$-5.93 \times 10^4$	$1.90 \times 10^1$	0.000
			$C_2$	$4.80 \times 10^5$	$2.87 \times 10^1$	0.000
			$C_3$	$-1.83 \times 10^6$	$4.24 \times 10^1$	0.000
			$C_4$	$3.22 \times 10^6$	$6.22 \times 10^1$	0.000
			$C_5$	$-2.90 \times 10^5$	$9.08 \times 10^1$	0.000
			$C_6$	$-8.01 \times 10^6$	$1.32 \times 10^1$	0.000
			$C_7$	$1.13 \times 10^7$	$1.91 \times 10^1$	0.000
			$C_8$	$-4.92 \times 10^6$	$2.76 \times 10^1$	0.000
	HAPD6	Pol8	$C_0$	$-3.69 \times 10^3$	$1.04 \times 10^1$	0.000
			$C_1$	$1.05 \times 10^5$	$1.90 \times 10^1$	0.000
$C_2$			$-7.66 \times 10^5$	$2.87 \times 10^1$	0.000	
$C_3$			$2.82 \times 10^6$	$4.24 \times 10^1$	0.000	
$C_4$			$-4.69 \times 10^6$	$6.22 \times 10^1$	0.000	
$C_5$			$-5.26 \times 10^5$	$9.08 \times 10^1$	0.000	
$C_6$			$1.49 \times 10^7$	$1.32 \times 10^1$	0.000	
$C_7$			$-2.19 \times 10^7$	$1.91 \times 10^1$	0.000	
$C_8$			$1.05 \times 10^7$	$2.76 \times 10^1$	0.000	



(a) APD 表面反射 (b) HAPD 入射窓で放射される Cherenkov (c) Cherenkov ピークと Rayleigh 散乱

図 5.22: シミュレーションにおける各事象の Cherenkov 放射角分布 (黒線) と Fitting 結果 (赤線)



(a) HAPD1

(b) HAPD2

(c) HAPD3

(d) HAPD4

(e) HAPD5

(f) HAPD6

図 5.23: シミュレーションにおける HAPD 毎の電気ノイズ事象の Cherenkov 放射角分布 (黒線) と Fitting 結果 (赤線)

表 5.5: 各事象に対する確率密度関数とそのパラメータ。Gaus、AGaus、Landau、及び Polx はそれぞれ、Gaus 関数、非対称 Gaus 関数、Landau 関数、 $x$  次の線形関数を表す。

## 5.5 導出した確率密度関数によるビームテストの評価

求めた確率密度関数を用いてビームテストの評価を行い、以前の評価方法との性能差を確認する。この確率密度関数は磁場なし環境下における HAPD 特性が導入されていないため、新たに関数を導入する。評価にあたり、磁場なし環境下における HAPD 特性が作るバックグラウンド事象、未特定のバックグラウンド事象を 8 次関数で近似する。

図 5.24 に新しく導出した確率密度関数を用いて Fitting した結果を示す。同図から得られる  $\sigma_\theta = \sqrt{(\sigma_L^2 + \sigma_R^2)}/2 = 14.60 \pm 0.061$  mrad と  $N_{p.e.} = 9.93 \pm 0.09$  を式 (4.7) に代入すると、 $S = 5.11 \pm 0.05$  を得る。以前の評価方法では有意度  $4.82\sigma$  の  $K/\pi$  識別能力であったが、導出した確率密度関数を用いることで  $5.11\sigma$  となり、 $+0.29\sigma$  の向上が見られた。

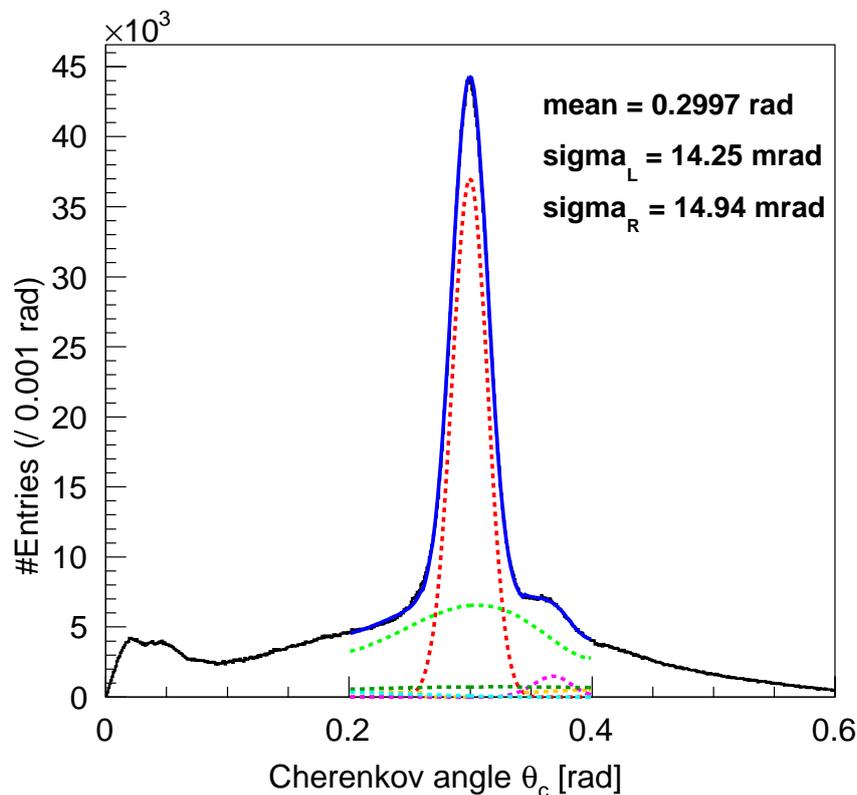


図 5.24: 新型確率密度関数を用いた Cherenkov 放射角分布への Fitting 結果

## 第6章 まとめ

Belle 実験は茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われていた電子・陽電子非対称エネルギー衝突型加速器実験で、 $B$  中間子の崩壊過程から標準理論の精密測定を行った。この測定により小林・益川模型の証明に成功し、また新たなハドロン共鳴状態の発見など新物理の兆候も観測した。一方で、未新物理の寄与を示す標準理論からのずれは有意な信号で観測されておらず、さらなる検証のためには統計量を増やす必要がある。そこで加速器を SuperKEKB、検出器を Belle II 検出器へ高度化を行い、標準理論を超える新物理の探索を行う Belle II 実験が、2018 年 開始に向け準備が進められている。

ARICH は荷電粒子が輻射体を通過することで放射される Cherenkov 光を光検出器 HAPD を用いてリングイメージとして観測し、その情報から粒子識別を行うリングイメージ型 Cherenkov 検出器である。主に荷電  $K/\pi$  の識別を行い、 $0.5 \text{ GeV}/c < p < 4.0 \text{ GeV}/c$  の運動量領域に対して  $4\sigma$  以上の識別精度を目標としている。ARICH に使用する各構成要素はほぼ開発が終了しており、2013 年にプロトタイプ ARICH を用いた電子ビームテストを実施した。試験の結果、有意度  $4.82\sigma$  の粒子識別能力を持ち、要求する性能を満たすことを確認した。

一方でテストにより得られた Cherenkov 放射角分布にはバックグラウンド事象が含まれていた。バックグラウンド事象の一部は先行研究により調査されており発生原因も予測されているが、正確な理解はされていない。バックグラウンドの正確な理解は識別能力向上に繋がると期待されるため、本研究では 2013 年のビーム照射を Monte Carlo シミュレーションで再現し、測定データとの差異を観測することで Cherenkov 放射角のバックグラウンド事象の検証を行った。

先行研究で予測されるバックグラウンド事象について調査した結果、予測される事象の「Cherenkov 光の APD 表面反射」、「HAPD 光子入射窓で放射される Cherenkov 光」、「磁場無し環境下における HAPD 特性」はバックグラウンド事象になりうることを確認した。また「エアロゲル内部における光子のレイリー散乱」、「読み出しエレキからのノイズ」によるバックグラウンド事象とその影響を受ける領域の確認も行った。本研究によりバックグラウンド事象の正確な理解が進んだが、一部理解できなかった事象もある。この要因は、入射窓 Cherenkov 光が作る大量の光電子のヒットにより APD の不安定化、放射線照射 APD によるノイズと考えている。

またシミュレーションで得られた Cherenkov 放射角分布のバックグラウンド事象について粒子識別尤度計算に用いるための確率密度関数を求めた。この導出した関数を用いてビームテストの性能評価を行った結果、有意度  $5.11 \pm 0.05\sigma$  の粒子識別能力を持つことを確認し、 $+0.29\sigma$  の向上が見られた。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方にご指導、ご協力いただきました。まず新潟大学の宮田等教授、遊佐洋右助教、及び北里大学の川崎健夫教授には Belle II 実験に参加させていただき、本研究を行う機会を与えて下さったことに大変感謝いたします。特に指導教官である遊佐助教には日頃から多くの助言をいただき、また学会発表や国際会議等へ参加する機会を与えて下さったこと心から感謝いたします。

高エネルギー加速器機構の足立一郎准教授、西田昌平准教授には Aerogel RICH 検出器開発グループに所属させていただいたことに感謝いたします。特に西田准教授には研究への助言に限らず、KEK での HAPD 測定など多くのことをご指導頂きました。

本研究では様々な共同研究者の方々に助けていただきました。高エネルギー加速器機構の Luka antelj さん、千葉大学の田端誠さん、首都大学東京の岩田修一さん、吉田圭佑さん、幡谷航暉君、米永匡伸君、東邦大学の浜田尚さん、庵翔太君にはお世話になりました。特に Luka antelj さんには本研究のシミュレーションに関して何度も力を貸していただきました。また岩田修一さんには非常に多くの事で助けていただきました。研究に対するアドバイスやスライドの添削、またプライベートな悩みに対しても親身に相談に乗って頂きました。

同研究室の方々にも大変お世話になりました。まず同研究室グループの渡辺みのりさん、佐藤駿さん、清野義敬さん、小林哲也君、小川和也君には研究へのアドバイスを数多く頂きました。特に佐藤駿さん、清野義敬さんには研究の基礎や進め方を数多く教えていただきました。同期の小林哲也君とは共に支えあい研究活動を進めることができました。後輩の小川和也君には様々な芸を披露して頂き、メンタルの強い人間になることができました。また同期の松井達滉君、上埜貴裕君とも研究生生活の苦楽を共に過ごしました。特に松井達滉君には様々な観点で研究、私生活共にご指摘頂き大変成長することができました。また後輩の皆様にも様々なサポートいただきました。

最後に私が本研究に携われるよう経済面に加え精神面でも支えとなっていたいただいた両親、親族の皆様には感謝の意を述べさせていただき、謝辞とさせていただきます。

## 参考文献

- [1] U. Amaldi, W. de Boer, and H. Furstenau, Phys. Lett. 260B (1991) 447
- [2] M. Kobayashi and T. Maskawa, “CP-Violation in the Renormalization Theory of Weak Interaction”, Prog. Theor. Phys. 49, pp.552-657 (1973)
- [3] A. I. Sanda and S. Suzuki, “B PHYSICS: Physics Beyond the Standard Model at the B Factory”, (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1995), [ISBN 981-02-2224-6]
- [4] A. J. Bevan, *et al.*, [Belle collaboration], The Physics of the B Factories, arXiv:1406.6311 [hep-ex].
- [5] [CKMfitter Group], [http://ckmfitter.in2p3.fr/www/results/plots\\_eps15/ckm\\_res\\_eps15.html](http://ckmfitter.in2p3.fr/www/results/plots_eps15/ckm_res_eps15.html)
- [6] [HFAG Group], <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/triangle/summer2015/index.shtml>
- [7] U. Amaldi, W. de Boer and H. Furstenau, Phys. Lett. 260B (1991) 447
- [8] S.K., *et al.*, [Belle collaboration], Phys. Rev. Lett. 91, 262001 (2003).
- [9] Belle Collaboration, S.K. Choi, S. L. Olsen *et al.*, Phys. Rev. Lett, 100 142001 (2008).
- [10] LHCb Collaboration, R. Aaij *et al.*, Phys. Rev. Lett. 112, 222002 (2014).
- [11] 飯島徹 中山浩幸 後田裕, 高エネルギーニューズ, 29-4, 201 (2011), <http://www.jahep.org/hepnews/2010/113Belle-02.pdf>
- [12] T .Abe, *et al.*, arXiv:1011.0352v1 [physics.ins-det]
- [13] <http://www-superkekb.kek.jp/index.html>
- [14] 岩田修一 首都大学東京理工学研究物理学専攻 修士論文 (2010)
- [15] 物理学辞典編集委員会編, ”物理学辞典”, 培風館 (1996)
- [16] T. Iijima *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A548 (2005) pp.383-390
- [17] M. Tabata *et al.*, PoS(TIPP2014)327.
- [18] 吉田圭佑 首都大学東京理工学研究物理学専攻 修士論文 (2014)
- [19] 小林哲也 新潟大学大学院自然科学研究科数理物質科学専攻 修士論文 (2015)
- [20] <http://particle-physics.desy.de/e252106/e252106/e252211>

- [21] S.Iwata, Particle Identification Performance of the Prototype Aerogel RICH Counter for the Belle II Experiment (2015)
- [22] 植木泰生 首都大学東京理工学研究物理学専攻 修士論文 (2008)
- [23] 椎塚晋 名古屋大学大学院理学研究科素粒子宇宙物理学専攻 修士論文 (2009)
- [24] 須山本比呂 総合研究大学院大学素粒子原子核専攻 博士論文 (2002)
- [25] 小川和也 新潟大学大学院自然科学研究科数理物質科学専攻 第44回日本物理学会新潟支部例会 (2015)