

BelleII 実験用 Aerogel RICH 検出器の粒子識別性能 評価

庵 翔太

2016 年 3 月 17 日

目次

1	イントロダクション	9
1.1	物理的背景	9
1.2	CP 対称性の破れ	10
1.2.1	CP 対称性	10
1.2.2	クォークと弱い相互作用	10
1.3	Belle 実験	13
1.3.1	実験で現れる CP 対称性の破れ	13
1.3.2	B^0 中間子の混合	14
1.3.3	フレーバータキング	15
1.3.4	ϕ_1 の測定	17
1.3.5	CKM 行列のパラメータ測定の現状	18
1.4	BelleII で目指す物理	19
2	BelleII 実験	21
2.1	BelleII 検出器	21
2.1.1	PXD/SVD	23
2.1.2	CDC	25
2.1.3	TOP	27
2.1.4	ECL	29
2.1.5	KLM	31
2.2	basf2	32
3	A-RICH 検出器	33
3.1	ACC 検出器	33
3.2	A-RICH 検出器	35
4	HAPD の性能評価	41
4.1	暗電流測定	42
4.2	bias scan	44
4.3	2D scan	46
4.4	S/N 測定	49

目次	2
4.5 QE 測定	51
4.6 magnet test	52
5 Aerogel タイルの gap に対するシミュレーション	53
5.1 対数尤度	54
5.1.1 対数尤度の算出方法	54
5.1.2 予想される光子数	54
5.2 識別性能の評価方法	56
5.3 simulation setup I	58
5.4 gap サイズと検出光子数	60
5.4.1 Path Length - detected photons	61
5.5 各運動量領域における識別性能	65
5.6 BelleII 実験における測定への影響	71
5.6.1 simulation setup II	71
5.6.2 $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ の再構成	73
5.6.3 結果	75
6 まとめ	76
謝辞	78
参考文献	79
付録 A CKM 行列の自由度	80
A.1 ユニタリ-行列の自由度	80
A.2 クォーク場の再定義	81
付録 B 空洞のシミュレーション	83
付録 C Likelihood 算出プログラムの見直し	85
C.1 算出プログラムのアップデート	85
C.2 新しい算出プログラムの検証	86

図目次

1	Charge Conjugation	10
2	Parity Conjugation	10
3	1つの振幅が寄与する過程	13
4	異なる2つの位相を持つ振幅が寄与する過程	13
5	B^0 中間子の混合	14
6	$B^0 \rightarrow J/\Psi K_s$	14
7	$B^0 \rightarrow$ Final state and $\bar{B}^0 \rightarrow$ Final state	15
8	フレーバータギング	16
9	CKM 行列のパラメータの実験からの制限 [4]	18
10	Flavor Changing Neutral Current	19
11	$b \rightarrow s\gamma$	20
12	BelleII Detector	22
13	Detector upgrade	22
14	崩壊点検出	23
15	PXD の構造	24
16	SVD の構造	24
17	CDC における荷電粒子の飛跡検出	25
18	CDC における荷電粒子のエネルギー損失	26
19	CDC のアップグレード	26
20	TOP における粒子識別の概略図	28
21	TOP における粒子識別の方法	28
22	ECL の概略図	30
23	Resistive Plate Chambers	31
24	シンチレータストリップ	31
25	basf2 におけるデータ処理の概略図	32
26	チェレンコフ光	33
27	π 、 K 中間子における運動量の閾値と屈折率の関係	34
28	Aerogel の構造	36
29	Aerogel のタイル	36
30	Aerogel を2層構造にした輻射体	36
31	HAPD の表面	37

32	HAPD の裏面	37
33	HAPD の動作原理	37
34	A-RICH の読み出し回路	40
35	暗電流測定の設定アップ図 (Chip 単位)	43
36	暗電流測定の設定アップ図 (Channel 単位)	43
37	暗電流測定の結果一例 (正常な Chip)	43
38	暗電流測定の結果一例 (異常な Chip)	43
39	bias scan の設定アップ図	44
40	HAPD[ZJ7465] の bias scan 結果	45
41	2D scan の設定アップ概要図	46
42	HAPD(KA0840) の 2D scan 結果	48
43	HAPD(KA0869) の 2D scan 結果	48
44	threshold scan	49
45	S/N 測定概要	49
46	S/N 測定の結果	50
47	QE 測定の設定アップ	51
48	magnet test の設定アップ	52
49	large pulse	52
50	threshold scan 結果	52
51	Aerogel タイルを設定するアルミニウムフレーム	53
52	識別性能の評価方法	56
53	シミュレーションの設定アップ概要図 1	58
54	シミュレーションのイメージ図	59
55	Event Display	59
56	Event Display 拡大図	59
57	Path-Length の算出方法	60
58	gap サイズと Path-Length	60
59	Path-Length と検出光子数の関係	61
60	輻射体における π 、K の hit 分布 (a)	62
61	輻射体における π 、K の hit 分布 (b)	62
62	Path-Length と検出光子数の関係 (拡大)	63
63	検出光子数 5 未満のイベントにおける hit 分布	64

64	各 gap サイズにおける運動量と efficiency の関係	65
65	検出光子数と運動量の関係 [gap サイズ 0 mm]	66
66	各 gap サイズにおける運動量と efficiency の関係 [運動量領域付き]	67
67	$\Delta N_{\text{exp}} \cdot \Delta N_{\text{det}}$ と運動量の関係	69
68	シミュレーションのセットアップ概要図 2	72
69	$B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ を仮定したときの ΔE 分布	74
70	$B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ を仮定したときの S/N	75
71	Path-Length と検出光子数の関係 (空洞の場合)	83
72	各 gap サイズにおける運動量と efficiency の関係 (空洞の場合)	84
73	算出プログラムのアップデートの概要図	85
74	gap サイズ 3 mm における π の場合の $ N_{\text{exp}} - N_{\text{det}} $	86
75	gap サイズ 3 mm における K の場合の $ N_{\text{exp}} - N_{\text{det}} $	86
76	対数尤度の差の比較	87

表目次

1	HAPD の各種パラメータ	38
2	イベント生成のパラメータ	58
3	各運動量におけるチェレンコフ角の角度差	68

序論

現在の宇宙がなぜ物質で満ちているのか、反物質はどこへ行ったのか。この謎を解く鍵の一つとして CP 対称性の破れがある。Belle 実験は B 中間子の崩壊を用いることでクォークセクターの CP 対称性の破れの観測を目指した。結果、CP 対称性は確かに破れていることが Belle 実験によって確認された。しかし CP 対称性がどの程度破れているのか、それは標準理論から予想される範囲内なのかを議論するには測定精度が低い。また Belle 実験で観測されたイベントには標準理論の予想を外れた新物理の兆候をみせるものもあった。そのため標準理論の検証、新物理の探究を目指し BelleII 実験がスタートする。

Belle 実験から BelleII 実験への主なアップグレード内容としては、新物理に感度を持つ高運動量領域の測定が可能になること、ルミノシティと測定精度の向上である。それに伴い検出器のアップグレードも行われる。A-RICH 検出器はアップグレードされる検出器の一つで、BelleII 検出器のなかでエンドキャップ部における K/π 識別を担う。

K 中間子と π 中間子はどちらもハドロンであり、質量が非常に近いため識別が困難である。しかし K/π 識別が必要な崩壊モードは多数存在し、崩壊元の B 中間子のフレーバーを決定するフレーバータギングや、シグナルとバックグラウンドの区別など重要な役割を担う。そのため Belle 実験・BelleII 実験の測定精度に大きく関与する。

A-RICH 検出器は荷電粒子が検出器に入射した際に発生するチェレンコフ光のリングイメージをもとに K/π 識別を行う。チェレンコフ光を発生させるための輻射体として光透過性があり、屈折率の調節が可能な Aerogel という物質をタイル状にして敷き詰めたものを利用する。Aerogel のタイルはアルミニウムのフレームにセットされるのだが、そのフレームのごく僅かな壁の歪みから位置のずれなどが発生してしまう。それに加え、フレームの表面におけるチェレンコフ光の反射を防ぐためにブラックシートをタイルとフレームの間に挟むことになる。その結果、Aerogel のタイル間の gap の大きさが設計値の 1 mm よりも大きくなってしまう可能性がでてきた。

本研究では、gap の大きさが大きくなることによる識別性能の変化を見積もり、gap の大きさをどの程度に抑えるべきなのかを見積もった。識別方法としては K 中間子と π 中間子の対数尤度の差を用い、その差が設定した閾値よりも大きい場合を π 中間子とする。つまり設定する閾値の大きさを大きくすれば K 中間子と誤識別される割合 (fake rate) を低くすることができる。しかし閾値を大きくしてしまうと本物の π 中間子を落としてしまうことになり、efficiency が下がってしまう。そのため識別性能は efficiency と fake rate を比較することで評価することができる。

また、発生したチェレンコフ光を検出するために光検出器である HAPD を 420 台使用する。現在 HAPD は浜松ホトニクスで大量生産され、それが高エネルギー加速器研究機構に送られてきている。その送られてきた HAPD の一つ一つに対して BelleII 実験で使用するための要求をクリアしているのかを確認するために性能試験を行っている。

1 イントロダクション

1.1 物理的背景

現在の宇宙はほとんどの物が物質から成り、反物質は極端に少ない。しかし宇宙誕生時には物質と反物質は同程度存在していた。この謎を解く鍵の一つとして物質・反物質間の CP 対称性の破れがある。1964 年に初めて J.W.Cronin、Fitch が K 中間子において CP 対称性の破れを発見した。

1973 年に小林、益川がクォークが 6 種類あると仮定すれば標準理論の枠組みの中で CP 対称性の破れを説明できると提唱した^{*1}。また、三田一郎らによってボトムクォークを含む B 中間子では K 中間子よりも大きく CP 対称性が破れていると予想された。このため CP 対称性の破れの測定として B 中間子を大量に生成し、その崩壊過程を調べるために Belle 実験がスタートした。

Belle 実験では電子・陽電子非対称エネルギー衝突型円形加速器 KEKB で大量の B 中間子・反 B 中間子を生成し、Belle 検出器でその崩壊過程を測定した。具体的には CP 対称性が破れている場合にできるユニタリー三角形の辺や角度の大きさを測定することで CP 非対称度を測定する。2001 年に $B^0 \rightarrow J/\psi K_s$ 崩壊過程において測定されたユニタリー三角形の角度の一つが標準理論から予想される値と極めて良く一致し、小林益川理論の正当性が証明された。また残りのユニタリー三角形のパラメータも Belle 実験の測定から決定することができ、2010 年に Belle 実験でのデータの収集を終了した。しかし、どの程度 CP 対称性が破れているのかを検証するためにはユニタリー三角形の各パラメータの測定値の精度が足りない。また Belle 実験の測定結果から標準理論では説明が出来ない、新物理を示唆する現象が発見された。そこで CP 非対称度の精密測定と新物理の探索を目的とした BelleII 実験が計画されている。現在、統計数や測定精度の向上と新物理に感度がある高エネルギー領域にも対応した測定を可能とするために加速器と検出器のアップグレードが行われている。

^{*1} 発表当時、クォークはアップ、ダウン、ストレンジの 3 種類しか見つかっていなかった。

1.2 CP 対称性の破れ

1.2.1 CP 対称性

C は「荷電共役」、P は「パリティ」を表し、それぞれの変換の積に対する不変性のことを CP 不変性という。C 変換とは粒子の電荷を反転させる変換であり、

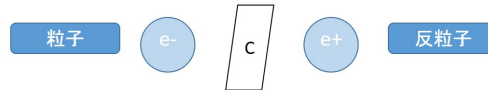


図 1 Charge Conjugation

P 変換とは粒子が存在する空間を反転させる変換である。

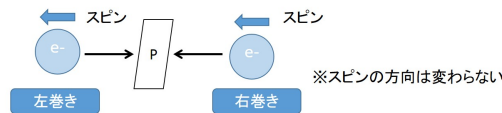


図 2 Parity Conjugation

CP 変換は複素変換を伴う変換であるため、虚数が含まれているものに対しては CP 不変性が現れる。この虚数が含まれる位相はクォークが 3 世代以上存在しなければ現れない*2。そのため小林、益川は当時 K 中間子において CP 対称性が破れていることが発見されていたため、三世代のクォークの存在を予言することができたのである。

1.2.2 クォークと弱い相互作用

クォークは弱い相互作用により、別のクォークへと変化する。例えば u クォークが W^- を吸収、または W^+ を放出し d クォークに変化する。しかし、このとき世代を超えたクォークの転化が起こることがある。

ここでは、なぜクォークは弱い相互作用によって異なる世代のクォークに変化するのから始まり、なぜクォークが 3 世代以上存在していると CP 対称性が破れるのかを中心に述べる。

クォークは質量の固有状態と弱い相互作用の固有状態があり、それぞれの固有状態は一対一に対応していない。ある任意のクォークの弱い相互作用の固有状態を考えると、その固有状態は同じ電荷のクォークの質量の固有状態を重ね合わせることで表現される。

*2 1.2.2 を参照。

先ほど述べた u クォークが弱い相互作用によって d クォークに変化する場合を例にして考える。まず反応は弱い相互作用によるものであるので、 u クォークの弱い相互作用の固有状態を u' 、同様に d クォークの弱い相互作用の固有状態を d' とすると、この反応は u' から d' に変化することを示している。しかし d' は同じ電荷を持つクォークの質量の固有状態 d 、 s 、 b の一次結合で表される。

$$d' = V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b$$

そのため実際に観測されるのは d クォーク、 s クォーク、 b クォークのいずれかとなる。ここで V は混合の程度を表すパラメータとなっており、 u クォークからそれぞれのクォークに変化する確率は $|V_{ud}|^2$ 、 $|V_{us}|^2$ 、 $|V_{ub}|^2$ となる。

つまり弱い相互作用ではクォークの質量の固有状態が混合しており、異なる世代のクォークに変化する場合がある。また、混合の程度を表すパラメータ V を並べた行列を **CKM 行列** (カビボ・小林・益川行列) という。従って、クォークの弱い相互作用の固有状態と質量の固有状態の関係は **CKM 行列** を用いて以下のように表すことができる。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

この **CKM 行列** はユニタリー行列^{*3}であるため以下の関係が成り立つ。

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0$$

そのため **CKM 行列** の行列要素に複素位相が含まれていれば複素空間上に三角形 (ユニタリー三角形と呼ばれる) を描くことが可能であるとわかる。つまり、このユニタリー三角形が実験結果より描くことができれば **CKM 行列** の行列要素に複素位相を持ち、**CP 対称性** が破れていることが証明できる。

小林益川理論によるとクォークの世代が3世代以上 (つまり **CKM 行列** が 3×3 以上の大きな行列) であると複素位相が現れる。そこで $N \times N$ の **CKM 行列** の自由度を考えてみる^{*4}。

まず **CKM 行列** はユニタリー行列であるため、自由度は N^2 となる。次に独立な位相の数を数え上げると、 N^2 次元空間における回転の自由度は ${}_N C_2 = N(N-1)/2$ となる。また、場の数 ($= 2N$) は位相の再定義で $(2N-1)$ 個は吸収できるため複素位相の自由度は $N^2 - N(N-1)/2 - (2N-1) = (N-1)(N-2)/2$ となる。そのためクォークが3世代以上ないと複素位相が現れず、**CP 対称性** は破れない。さらに、クォークの世代が3世代であるとすると **CKM 行列** のパラメータとして3つの回転角と1つの複素位相があることがわかる。つまり理論的には複素位相を1つ持つため **CP 対称性** が破れることがわかる。ま

^{*3} ユニタリー行列の性質より $V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = E$ E は単位行列

^{*4} 詳細は付録を参考

た、3つの回転角はCKM行列の行列要素を用いて以下のように表すことができる。

$$\phi_1 \equiv \pi - \arg\left(\frac{-V_{td}V_{tb}^*}{-V_{cd}V_{cb}^*}\right)$$

$$\phi_2 \equiv \arg\left(\frac{V_{td}V_{tb}^*}{-V_{ud}V_{ub}^*}\right)$$

$$\phi_3 \equiv \arg\left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{-V_{cd}V_{cb}^*}\right)$$

この3つの回転角がユニタリー三角形の内角にあたる。

1.3 Belle 実験

1.3.1 実験で現れる CP 対称性の破れ

前節でクォークの世代が3世代以上あると CP 対称性の破れが現れることがわかった。では実際の観測ではどのようなかたちで CP 対称性の破れが現れるのか、どのようにすれば CKM 行列のパラメータを実験的に決定することが可能なのかを、Belle 実験における CKM 行列のパラメータである ϕ_1 の決定方法を例にして述べる。

CP 対称性の破れに関わる現象の確率振幅は以下のように表すことができる。

$$Amplitude \equiv A \cdot \exp(i\theta^{CP})$$

その現象が起こる確率は確率振幅の絶対値の2乗となるため、一つの振幅のみ寄与する過程では CP 対称性の破れは観測されない。

$$|Amplitude|^2 = A^* \cdot \exp(-i\theta^{CP}) \cdot A \cdot \exp(i\theta^{CP}) = |A|^2$$

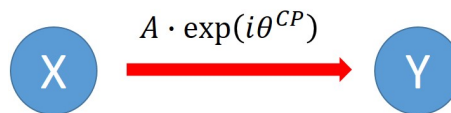


図3 一つの振幅が寄与する過程

しかし、異なる CP の位相を持つ振幅が過程に寄与した場合以下のようなになる。

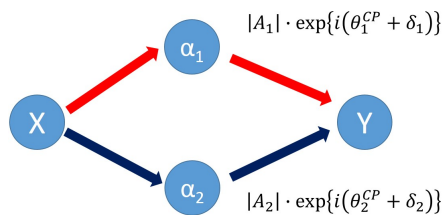


図4 異なる2つの位相を持つ振幅が寄与する過程

$$\begin{aligned} Amplitude &= |A_1| \cdot \exp(i(\theta_1^{CP} + \delta_1)) + |A_2| \cdot \exp(i(\theta_2^{CP} + \delta_2)) \\ |Amplitude|^2 &= |A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_1 A_2| \left(e^{-i(\theta_1^{CP} - \theta_2^{CP})} e^{-i(\delta_1 - \delta_2)} + e^{i(\theta_1^{CP} - \theta_2^{CP})} e^{i(\delta_1 - \delta_2)} \right) \\ &= |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1 A_2| \cos(\theta_1^{CP} - \theta_2^{CP} + \delta_1 - \delta_2) \end{aligned}$$

※ δ_1 、 δ_2 は散乱過程における phase shift(CP 位相とは独立)

ここで CP 反転した過程の振幅では CP の位相は反転し、phase shift は反転しない。

$$\theta_i \rightarrow -\theta_i \quad \delta_i \rightarrow \delta_i$$

そのため CP 対称性の破れは干渉部分として現れる。したがって、CP 対称性の破れを見るためには2つの振幅の CP 位相と phase shift の両方が異なる必要がある。Belle 実験で

の ϕ_1 の測定には B^0 中間子の混合を利用することで異なる位相を持つ振幅が寄与する過程を実現していた*5。

1.3.2 B^0 中間子の混合

B^0 は中間子であるので1つのクォークと1つの反クォークでできている。

$$B^0 \rightarrow \bar{b}d, \bar{B}^0 \rightarrow b\bar{d}$$

B^0 中間子の混合とは t クォークを介して $\bar{b}d$ が $b\bar{d}$ に変化したり、反対に $b\bar{d}$ が $\bar{b}d$ と変化し、 B^0 と \bar{B}^0 の状態が混合していることを意味する*6。

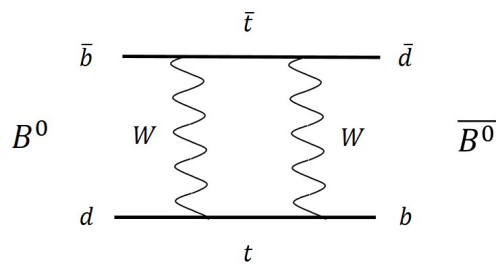


図5 B^0 中間子の混合

この B^0 中間子の混合を反応の経路に入れることにより前項で述べた異なる2つの位相を持つ振幅が寄与する過程を実現する。例として $B^0 \rightarrow J/\Psi K_s$ のファインマンダイアグラムを図6に示す。

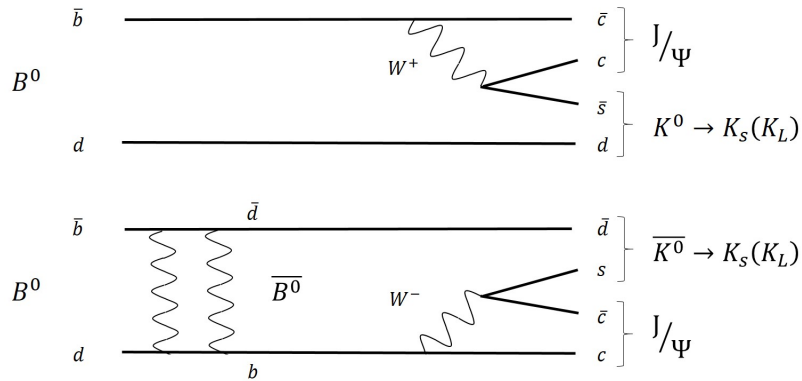


図6 $B^0 \rightarrow J/\Psi K_s$

*5 B^0 中間子の混合があることで起こる CP 対称性の破れを混合による CP 対称性の破れ (mixing-induced CP violation) と呼ぶ。それに対して、 B^0 と \bar{B}^0 で崩壊率が異なる崩壊が過程の中にあることによって起こる CP 対称性の破れを直接的な CP 対称性の破れ (direct CP violation) と呼ぶ。

*6 この反応が起こる頻度は t クォークの質量に依存する。

このように始状態と終状態が同じでも、CP 位相が異なる振幅が寄与する過程があるために干渉が起こる。この干渉の効果によって同一の終状態に崩壊する際に B^0 が崩壊する場合と \bar{B}^0 が崩壊する場合で崩壊率が異なる。

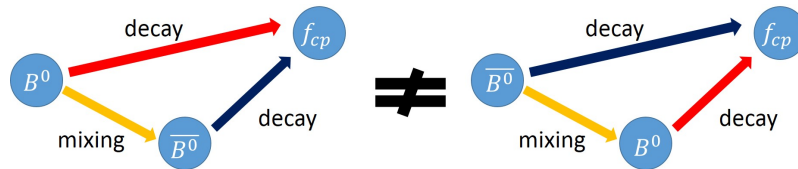


図7 $B^0 \rightarrow \text{Final state}$ and $\bar{B}^0 \rightarrow \text{Final state}$

これらを実験的に観測する場合には始状態が B^0 であったのか、 \bar{B}^0 であったのかを知る必要がある*7。

1.3.3 フレーバータギング

混合による CP 対称性の破れを実験で観測するには始状態が B^0 であったのか、 \bar{B}^0 であったのかを知る必要がある。しかし B^0 中間子の混合により、最初 B^0 であったものが時間によって B^0 であったり、 \bar{B}^0 であったりとは変化してしまう。そのため時間分布を測定しなければ CP 対称性の破れを測定することができない。

そこで B 中間子が生成され、崩壊するまでの時間分布を測定することを考える。 B 中間子の平均寿命が約 1.5 ps であるため、とても小さな時間スケールでの時間分布を測定しなければならないことがわかる。そのため Belle 実験では B 中間子を生成する加速器を非対称衝突型加速器にすることで B 中間子に運動量を与え、その飛程から時間分布を測定している。具体的には非対称衝突型加速器を用いて 8.0 GeV の電子と 3.5 GeV の陽電子を衝突させ、 $\Upsilon(4S)$ を生成する。 $\Upsilon(4S)$ は約 100 % の確率で B 中間子・反 B 中間子のペアに崩壊する。このように生成された B 中間子と反 B 中間子は電子の入射方向に走るようになる。

しかし、これだけだと B^0 や \bar{B}^0 の生成点がわからないため時間分布を測定することが出来ない*8。そこで $\Upsilon(4S)$ の崩壊により生成された B^0 - \bar{B}^0 は同時に B^0 - B^0 (又は \bar{B}^0 - \bar{B}^0) の状態をとることが出来ないということを利用する。

*7 始状態が B^0 であったのか、 \bar{B}^0 であったのかを知る方法としてフレーバータギングというものがある。詳細は次項で述べる。

*8 $\Upsilon(4S)$ が B^0 - \bar{B}^0 のペアに崩壊するとき、 B^0 - \bar{B}^0 以外の粒子は生成されないため、とてもクリーンな崩壊である。そのため測定にとってノイズとなる粒子はないが、 B^0 の生成点を決定する情報も得ることが出来ない。また相方である \bar{B}^0 も運動量を持ち、移動しているため生成点の決定は困難である。

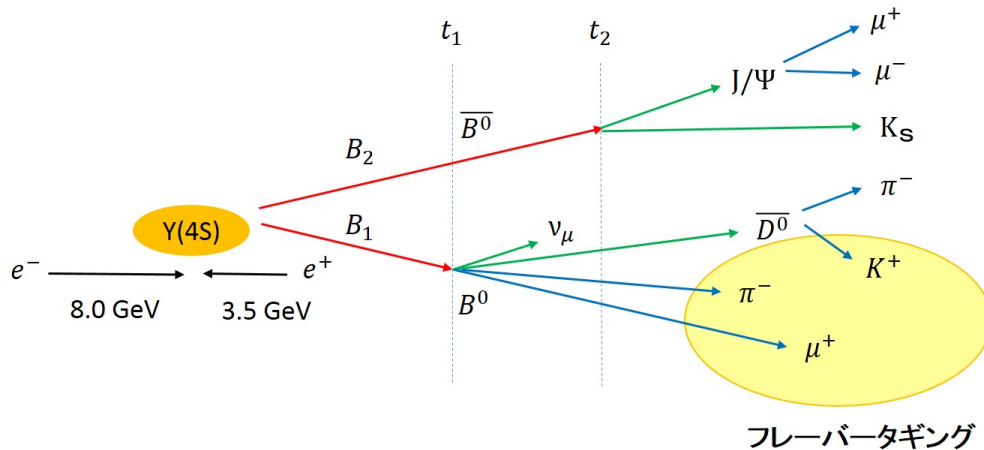


図8 フレーバータギング

いま生成された B^0 - \bar{B}^0 に仮に B_1 (tag side)、 B_2 (signal side)^{*9} という名前をつけ、 B_1 が崩壊した時間を t_1 、 B_2 が崩壊した時間を t_2 とする。すると時刻 t_1 で B_1 が B^0 の状態で崩壊した場合、時刻 t_1 においては B_2 は \bar{B}^0 の状態であったことがわかる。つまり $\Delta t (\equiv t_2 - t_1)$ を見ることで、始状態が B^0 であったのか、 \bar{B}^0 であったのかがわかったうえで時間分布を測定することができる。

次に今回の例のように、時刻 t_1 で B_1 が B^0 の状態で崩壊したと決定する方法を述べる。 B^0 や \bar{B}^0 が崩壊することで生成される粒子の電荷には以下のような特徴がある。

- セミレプトニック崩壊によって生成される高運動量レプトンの電荷

$$B^0 \rightarrow X l^+ \nu \quad \bar{B}^0 \rightarrow X l^- \bar{\nu}$$

- 終状態の K 中間子の電荷

$$B^0 \rightarrow X K^+ (\bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow \bar{s}) \quad \bar{B}^0 \rightarrow X K^- (b \rightarrow c \rightarrow s)$$

など

したがって B_1 がどのような状態で崩壊したのかを知りたい場合、 B_1 が崩壊して生成された粒子の電荷を調べることでその情報を得ることが出来る。このように tag side の崩壊で生成された粒子の電荷から B^0 であったのか、 \bar{B}^0 であったのかを決定し、signal side の始状態を決定する方法をフレーバータギングという。

^{*9} パラメータ測定のシグナルモードに崩壊する方を signal side としている。そのため、signal side の娘粒子は B^0 と \bar{B}^0 で同じであり、フレーバータギングを適用することができない。

1.3.4 ϕ_1 の測定

$\Delta t (\equiv t_2 - t_1)$ の時間分布、 $\Upsilon(4S)$ の崩壊、フレーバータギングを利用することで B^0 が崩壊する場合と \bar{B}^0 が崩壊する場合で崩壊率が異なる (CP 対称性の破れ) ことを実験的に観測することが可能となった。

B^0 中間子が、ある CP 固有状態 f_{CP} に崩壊するときの崩壊率 R を Δt の関数として以下のように表すことができる。

$$R(B^0 \rightarrow f_{CP}; \Delta t) = \frac{1}{2\tau_{B^0}} e^{-|\Delta t|/\tau_{B^0}} (1 + \xi_f \sin 2\phi_{CP} \sin(\Delta m_d \Delta t))$$

$$R(\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}; \Delta t) = \frac{1}{2\tau_{B^0}} e^{-|\Delta t|/\tau_{B^0}} (1 - \xi_f \sin 2\phi_{CP} \sin(\Delta m_d \Delta t)) \quad *10$$

また崩壊率 R を用いて *Asymmetry* という量を以下のように定義すると CKM 行列のパラメータである回転角 ϕ_{CP} が現れる。

$$\begin{aligned} \text{Asymmetry}(\Delta t) &\equiv \frac{R(\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}; \Delta t) - R(B^0 \rightarrow f_{CP}; \Delta t)}{R(\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}; \Delta t) + R(B^0 \rightarrow f_{CP}; \Delta t)} \\ &= -\xi_f \sin 2\phi_{CP} \sin(\Delta m_d \Delta t) \end{aligned}$$

ϕ_1 は以下のように表されるため、CP 固有状態 f_{CP} としては $b(\bar{b}) \rightarrow c\bar{c}s(\bar{s})$ という遷移を含む $J/\psi K_s$ などを選び*11、*Asymmetry* を求めることで $\sin 2\phi_1$ の値を決定することができる。

$$\phi_1 \equiv \pi - \arg\left(\frac{-V_{td}V_{tb}^*}{-V_{cd}V_{cb}^*}\right)$$

Belle 実験では $\sin 2\phi_1 = 0.99 \pm 0.14(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst})$ と得られた [3]。

*10 Δm_d は 2 つの B^0 中間子の質量固有状態における質量の差、 ξ_f は CP 固有状態 f_{CP} の CP 固有値、 τ_{B^0} は B^0 中間子の平均寿命を意味している。

*11 図 6 参照

1.3.5 CKM 行列のパラメータ測定の現状

CKM 行列のパラメータの測定は Belle 実験以外でも行われており、図 9 がその現状を表している。

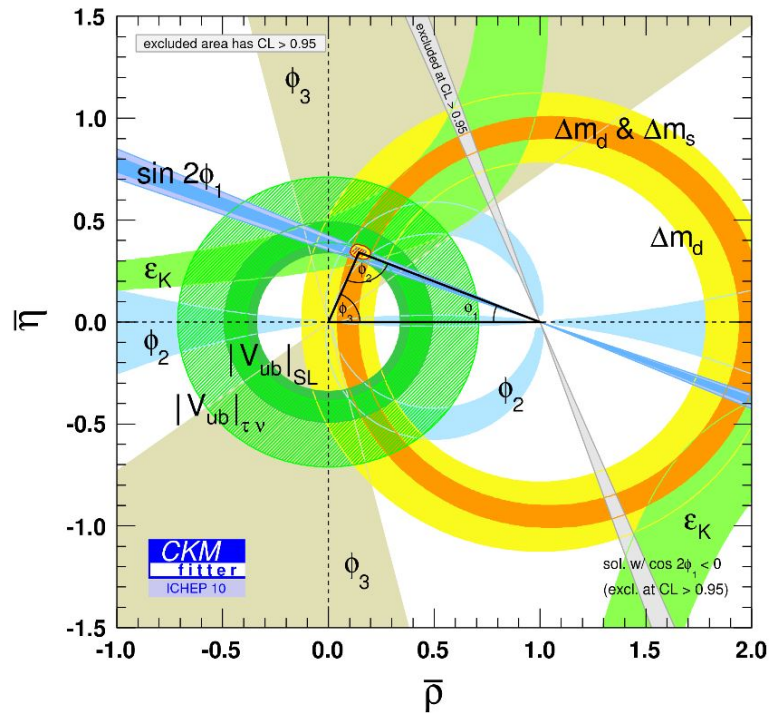


図 9 CKM 行列のパラメータの実験からの制限 [4]

図 9 を見てみるとユニタリー三角形が描け、CP 対称性が破れていることが確認できる。図の帯のようなラインが各パラメータの制限である。つまりラインの幅が太いほど誤差が大きいことを意味する。

1.4 BelleII で目指す物理

前節でも述べたが CKM 行列のパラメータ測定の結果から CP 対称性が破れていることが確認できた。しかし図 9 を見てみると各パラメータの誤差が大きいことがわかる。そのため CP 対称性がどの程度破れていて、それは標準理論から予想される結果と同じなのかという議論はできない。もしユニタリー三角形の内角の和が 180° を超えることがわかった場合、三角形ではないことがわかり CKM 行列の回転角のパラメータが 4 つ以上あることになる。これはクォークの世代数が 3 世代よりも大きいことの証明になる。この検証を行うために、CKM 行列の各パラメータについて精密測定をする必要がある。

また B 中間子はループダイアグラムの寄与が大きく、質量が大きいため新物理に感度を持っている。そのため Belle 実験において標準理論を超えた新物理の兆候を見せるイベントが発見された。その一例として $b \rightarrow s\gamma$ と遷移するイベントが挙げられる。

$b \rightarrow s\gamma$ は電荷を変えずにクォークのフレーバーが変わる反応 FCNC (= Flavor Changing Neutral Current) である。

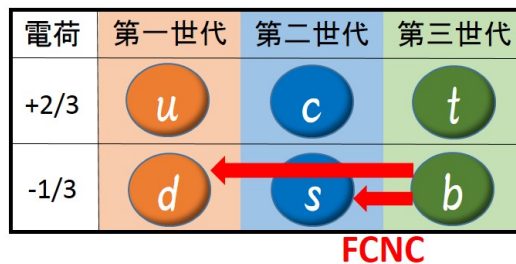
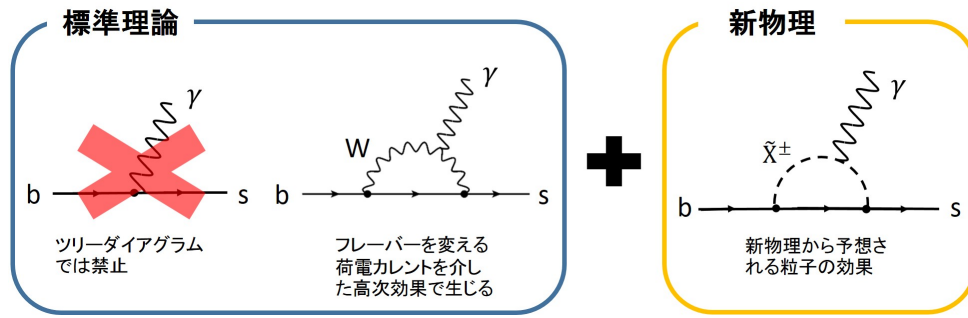


図 10 Flavor Changing Neutral Current

標準理論によると FCNC はツリーダイアグラムでは禁止されており、ループダイアグラムでのみ起こるとされている。このループダイアグラムのループを回る粒子として新物理で予想される粒子が現れる可能性がある。そのため $b \rightarrow s\gamma$ と遷移するイベントの崩壊分岐比を測定し、標準理論で予想される値と比較する。Belle 実験では誤差の範囲内で標準理論で予想される値と一致する。しかし誤差が大きいため標準理論の予想が正しいとは言いきれない。そこで Belle 実験よりもルミノシティと測定精度が向上した BelleII 実験で精密測定をすることで、新物理で予想される粒子が介したループダイアグラムがあるかどうかを検証する。

図 11 $b \rightarrow s\gamma$

この他にも Belle 実験では荷電ヒッグス粒子、新ハドロンの存在を予感させるイベントなどが見つかった。また、BelleII 実験でルミノシティを上げることができれば新物理の関与する稀崩壊モードでの CP 対称性の破れの測定が可能となる。

2 BelleII 実験

前章で Belle 実験での測定とその結果を論じた。そこから標準理論の検証、新物理の探究を行うには Belle 実験以上のルミノシティ (統計数) と測定精度の向上が必要であることがわかった。

まずルミノシティを向上させるために実験で使用する加速器を KEKB 加速器から SuperKEKB 加速器にアップグレードさせる。目標値としては KEKB 加速器のルミノシティ $2.11 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ の約 40 倍である $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を目指す。そのため SuperKEKB 加速器ではビーム電流を 2 倍に増やし、ビームサイズを 1/20 に絞ることを予定している。

しかしルミノシティが増加することはビームバックグラウンドの増加にもつながる。主な要因としてはビームのバンチ内の電子同士、または陽電子同士の散乱であるタウシェック散乱によって加速粒子が安定加速位相から外れることがあげられる。タウシェック散乱の散乱率には以下の関係がある。

$$(\text{散乱率}) \propto (\text{電流}) \times (\text{密度}) \div (\text{エネルギー})^3 \text{ *12}$$

そのため、この影響はエネルギーの低い陽電子が通過するビームパイプである LER(Low Energy Ring)^{*13}で顕著である。このバックグラウンドの対処法として陽電子のエネルギーを 3.5 GeV から 4.0 GeV に増加させ、 $\Upsilon(4S)$ を作るために電子のエネルギーは 7.0 GeV に変更する。

測定精度を向上させるには検出器の方を改良する必要がある。また、アップグレードした加速器ではビームバックグラウンドが増えるため検出器側でもその対処をしなければならない。

2.1 BelleII 検出器

この節では BelleII 実験で使用する検出器について簡単に述べる。また本研究においてメインとなる A-RICH 検出器、そのアップグレード前の ACC 検出器については次章で詳しく述べるため、ここでは割愛させていただく。

*12 (電流) \times (密度)はビームサイズに置き換えることができる。

*13 電子が通過するビームパイプは HER(High Energy Ring)である。

2.1.1 PXD/SVD

BelleII 実験において VXD(Vertex Detector) を担っているのが PXD(Pixel Detector) と SVD(Si-Strip Vertex Detector) である。先述した通り、CP 対称性の破れの測定には高い時間分解能を必要とする。その高い時間分解能を得るためには高い位置分解能がなければならない。また CP 対称性の破れの測定にかかわらず、Belle・BelleII 実験では粒子を再構成していくことでイベント全体を把握する。そのため崩壊点の検出は重要である。

VXD は層状の構造となっており、1 層と 2 層は PXD が、3 層から 6 層までは SVD が設置される。PXD と SVD はどちらも半導体を用いて荷電粒子が通過した位置を二次元の情報として検出する。各層で得られた二次元の情報を統合することで三次元の飛跡を再構成し、飛跡の(もっともらしい)交点が崩壊点となる。

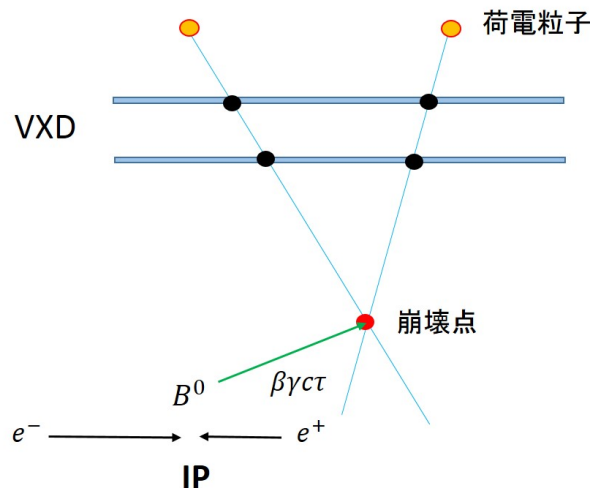


図 14 崩壊点検出

まず PXD について述べる。PXD は DEPFET(Depleted P-channel Field Effect Transistor) ピクセル半導体検出器である。BelleII 検出器の中で一番ビームパイプの近くに設置され、その距離は IP(interaction point) から 14 mm、22 mm である。この距離に設置することで寿命が 100 ps 以下の粒子の崩壊点の位置を検出することが可能となる^{*14}。しかし得られるデータ量が多く、読み出しに時間がかかってしまう。この短所をカバーするために SVD がある。

SVD は DSSD(double sided Si-strip detector) であり、PXD に比べると位置分解能は僅かに劣るが高速動作が可能であり、時間分解能が良い。検出方法としてはストリップ状の n 型と p 型の半導体をそれぞれ垂直に交差させた pin 接合の半導体を用い、n 型と p 型

*14 長寿命の粒子 (K_L , K^\pm , π^\pm , μ) 以外の Vertexing は基本的に PXD で行う。

それぞれのどのストリップで反応したのかで荷電粒子の通過位置を二次元的に測定している。

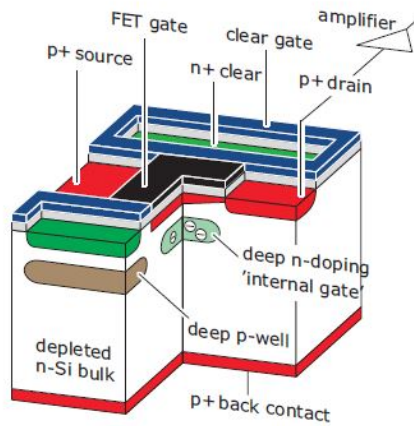


図 15 PXD の構造

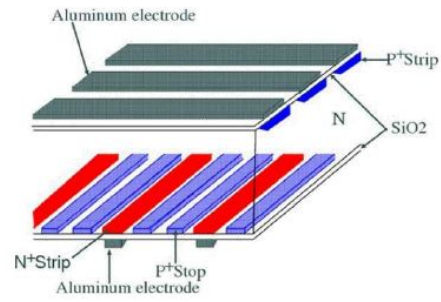


図 16 SVD の構造

この PXD と SVD の長所を合わせることで高い位置分解能と時間分解能を得る。位置分解能に関しては $10\ \mu\text{m}$ オーダーの精度を目指している。

2.1.2 CDC

CDC(Central Drift Chamber) は BelleII 実験において以下の役割を担う Wire Chamber^{*15}である。

- 荷電粒子の飛跡検出^{*16}

荷電粒子がガス中を通過することで生成される電子のドリフト時間から各センスワイヤーと荷電粒子の飛跡の距離を測定する。それぞれのセンスワイヤーからの距離を用いて飛跡の再構成を行う。

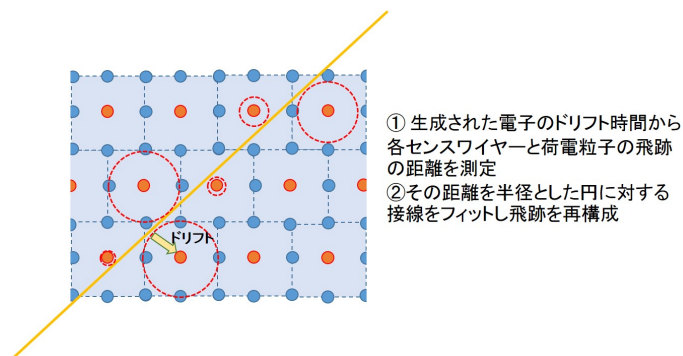


図 17 CDC における荷電粒子の飛跡検出

- 荷電粒子の運動量測定

Belle・BelleII 実験ではビーム軸方向に 1.5 T の磁場がかかっているため、その磁場の影響で荷電粒子の飛跡は曲げられる。CDC では荷電粒子の飛跡を再構成するため曲率半径 ρ を得ることができ、運動量 p を以下の式から算出することができる。

$$p[\text{GeV}/c] = 0.3 \times 1.5[\text{T}] \times \rho[\text{m}]$$

- 荷電粒子の粒子識別

CDC は入射した荷電粒子のガス中でのエネルギー損失によって生成される電子とガスイオンを増幅することでパルス信号として読み出している。そのため、そのパルス信号から通過した荷電粒子のエネルギー損失 $\frac{dE}{dx}$ を求めることができる。また各粒子のエネルギー損失には図 18 のような関係があるため、1 GeV/c 以下の低運動量の荷電粒子に対して粒子識別が可能である。

^{*15} BelleII 検出器の内側に設置するため、物質量の小さい He-C₂H₆ の混合ガスを使用する。

^{*16} SVD より位置分解能は劣るが、広い領域をカバーしている。

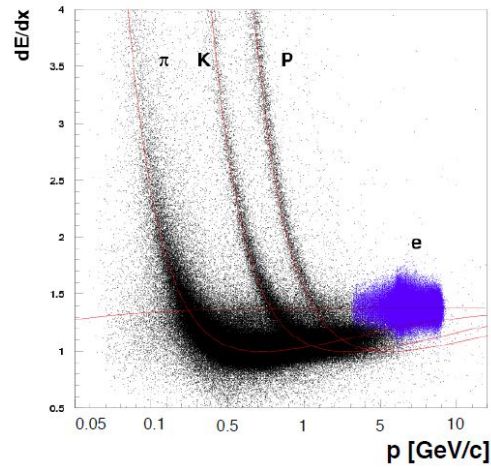


図 18 CDC における荷電粒子のエネルギー損失

Belle 実験では CDC に 8400 本のワイヤーを張っていたが、BelleII 実験では 14336 本に増加する。また BelleII 実験にアップグレードするにあたって増加するビームバックグラウンドによる tracking efficiency の低下への対策として、CDC の内側の層を small cell 化し飛跡位置分解能の向上を目指している。

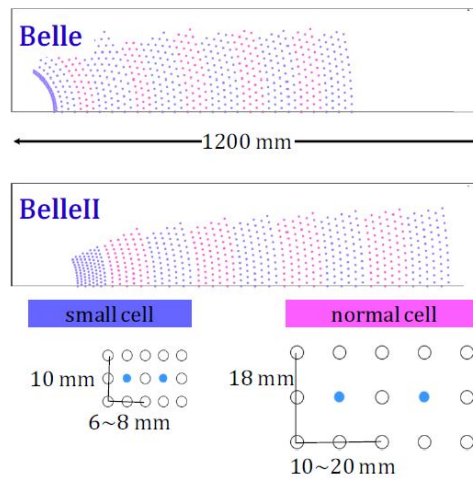


図 19 CDC のアップグレード

2.1.3 TOP

TOP(Time Of Propagation) はバレル部での K/π 識別を行う。Belle・BelleII 実験において K 中間子と π 中間子の電荷はフレーバータギングを行うときに用いる重要な情報である。また B 中間子の崩壊モードには K 中間子と π 中間子を含んだものが多く、 K/π 識別はシグナルモードとバックグラウンドモードの区別に密接に関わっている。そのため K/π 識別は Belle・BelleII 実験の測定精度に関与する重要なファクターである。

TOP はリングイメージ型チェレンコフカウンターであり、時間と 1 次元の位置情報をもとにリングイメージを再構成し K/π 識別を行う^{*17}。そのため、輻射体はリングイメージを歪めず、多くの光子を検出するために高い内部透過率と表面反射率が要求される。TOP では屈折率 $n = 1.47$ の石英を用いる。

識別方法としては粒子のエネルギー E と運動量 p 、不変質量 m の関係を用いる。

$$E^2 = p^2 + m^2$$

$$m = \frac{p\sqrt{1-\beta^2}}{\beta}$$

運動量の情報は CDC から得られるため、粒子の速度 $\beta (= v/c)$ を求めることが出来れば不変質量がわかり、粒子の識別が可能となる。チェレンコフ光の発生原理より粒子の速度とチェレンコフ角 θ_c には以下の関係がある。

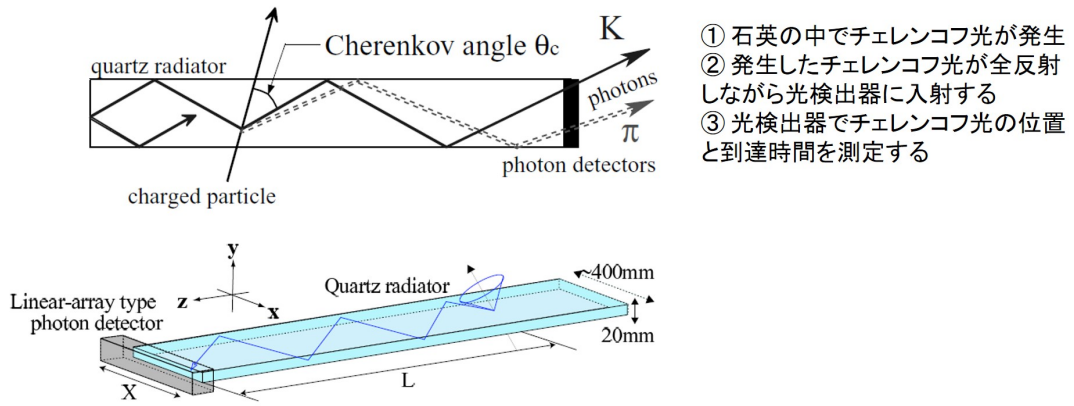
$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta}$$

そのため、チェレンコフ光のリングイメージから粒子の速度を求めることができ、そこから K/π 識別を行う^{*18}。

BelleII 実験ではバレル部に TOP カウンターを 16 基設置することで、約 $3 \text{ GeV}/c$ の π 中間子に対して π 識別効率 95 %、 K 誤識別率 5 % を目指す。

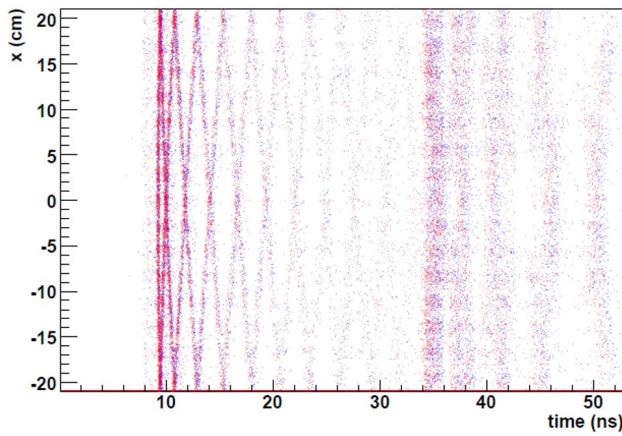
*17 チェレンコフ光については次章を参照。

*18 実際には測定で得られた時間-位置のデータとシミュレーション結果とを比較することで識別を行う (図 21 参照)。



- ① 石英の中でチェレンコフ光が発生
- ② 発生したチェレンコフ光が全反射しながら光検出器に入射する
- ③ 光検出器でチェレンコフ光の位置と到達時間を測定する

図 20 TOP における粒子識別の概略図



シミュレーションで得られたPDFを使用して得られた時間と位置の分布

- ・ $3\text{GeV}/c$ の π 中間子 (red)
- ・ $3\text{GeV}/c$ の K 中間子 (blue)

測定で得られるデータがどちらの分布に近いことによって、粒子の識別を行っている。

図 21 TOP における粒子識別の方法

2.1.4 ECL

ECL(Electromagnetic Calorimeter) は BelleII 実験において光子と電子の全エネルギーを測定する役割を担っている。ECL で得られる情報は BelleII 実験の測定において様々な用途で用いられるためとても重要である。以下にその具体例を示す。

- π^0 の再構成
 π^0 は $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ と崩壊するため、ECL で得られる γ の全エネルギーを用いることで π^0 を再構成することができる。

- ルミノシティの測定

ルミノシティ \mathcal{L} の測定はイベント数 N_{ev} と反応断面積 σ の関係式を用いる。

$$N_{ev} = \mathcal{L} \times \sigma$$

イベントとしては反応断面積が大きい Bhabha 散乱 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$) を利用する。Bhabha 散乱の反応断面積はわかっているので、ECL で得られる情報をもとに Bhabha 散乱であるかどうかを判断し、イベント数を求めることでルミノシティを算出することができる*19。

BelleII 実験で使用するにあたって広いエネルギー領域をカバーすることが要求される。B 中間子の崩壊モードの約 1/3 は $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ を含む。 γ の典型的なエネルギーは数十 MeV オーダーから数百 MeV オーダーである。しかし、 $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ のような 2 体崩壊では π^0 のエネルギーは大きくなり、 γ のエネルギーは 4 GeV にまで達する。そのため、広いエネルギー領域をカバーすることが必要となる。

測定原理としては電子対生成と制動放射の連鎖反応で発生する電磁シャワーを利用する。シンチレータに光子や電子が入射することで電磁シャワーを形成する。シャワーの全エネルギーをシンチレータ内で失わせ、そのエネルギーをシンチレーション光にする。そのシンチレーション光の光量を測定することで光子や電子のエネルギーがわかる*20。

バレル部に使用されるシンチレータは Belle 実験でも使用された CsI(Tl) 結晶を使用する予定である。しかし Belle 実験から BelleII 実験へのアップグレードに伴いルミノシティが大きくなり、ビームパイプに近いエンドキャップ部に関してはビームバックグラウ

*19 Bhabha 散乱には以下の特徴があるため ECL でシグナルのイベントであるのかが判断できる。

- 大きなエネルギーの cluster が 2 つある
- CDC に対応する track がある
- 全エネルギーがビームエネルギーにほぼ等しい
- x-y 平面において back to back である

*20 シンチレータに入射した粒子が光子なのか電子なのかは他の検出器で飛跡を残したのかなどで判断する。

ンドが増えるため、より時定数の小さいシンチレータを使用しなければならない。そのためエンドキャップに使用されるシンチレータは時定数が約 $1 \mu\text{s}$ の CsI(Tl) 結晶から時定数が約 30 ns の pure CsI 結晶に変更する予定である。

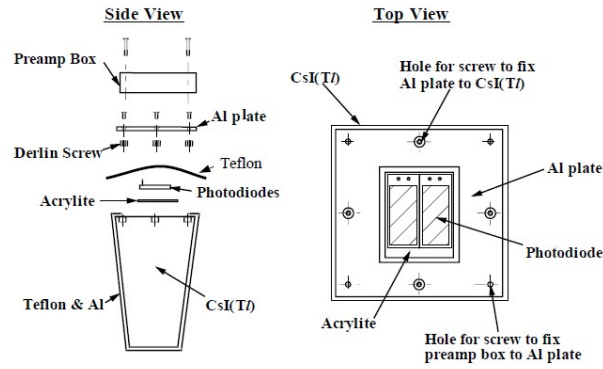


図 22 ECL の概略図

2.1.5 KLM

KLM($K_L^0\mu$ Detector) は BelleII 検出器の最外層に設置され、比較的寿命の長い K_L^0 と μ の識別を担う。また KLM には鉄が使われており、その鉄のおかげで CDC 内の磁場を一定に保つことができる。

KLM は RPC(Resistive Plate Chambers) というガスチェンバーと鉄のサンドウィッチ構造になっていて、KLM 内での K_L^0 と μ の相互作用の違いで識別を行う。

- μ

μ は高い透過性を持つため、KLM を通過できる。また荷電粒子であるため、CDC においても飛跡を残す。そのため CDC にヒット情報を残し、KLM で広範囲でヒット情報を残した場合は μ と判断できる。

- K_L^0

K_L^0 は電荷を持たない中性の粒子であるため CDC で飛跡を捉えることができない。また KLM のガスチェンバーでも捉えることは不可能である。この問題を解決するために K_L^0 を重い物質(鉄)と強い相互作用をさせて荷電粒子に崩壊させる。その崩壊で生成されるシャワーをガスチェンバーで捉えることで検出が可能となる。そのため CDC にヒット情報を残さず、KLM で独立なヒット情報を残した場合は K_L^0 と判断できる。

Belle 実験から BelleII 実験にアップグレードするにあたって増加するビームバックグラウンドについて KLM でも対策をしなければならない。KLM で使用される RPC は一度放電が起こると再充電するために約 2 s の dead time がある。そのため、特にバックグラウンドが上昇するエンドキャップ部には dead time を短くするために、RPC の代わりにシンチレータストリップと光検出器として MPPC(Multi Pixel Photon Counter) を使用する予定である。

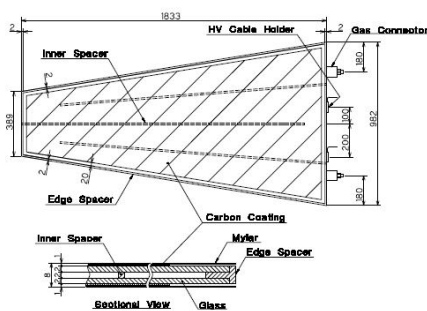


図 23 Resistive Plate Chambers

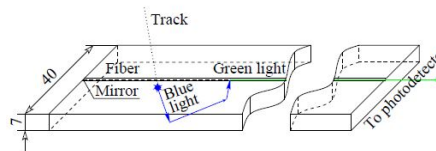


図 24 シンチレータストリップ

2.2 basf2

BelleII 実験のすべてのソフトウェアは basf2 と呼ばれるフレームワークの上で動作する。本研究のシミュレーションも basf2 上で行われている。

basf2 は online、並びに offline でのデータ処理で用いられる。offline での使用は検出器シミュレーションから物理解析まで幅広く適応している。

basf2 における一連のデータ処理は複数のモジュールと呼ばれる小さな処理から成っている。このようなシステムにすることにより、モジュールというデータの読み書きのようなシンプルなタスクが全体で見ると検出器の full simulation や tracking などの複合的なタスクとなる。basf2 のすべての処理はモジュールの中で行われる。これはディスクのデータを読み込むことや、ディスクにデータを書き込むこともモジュール内で行うことを意味する。

このモジュールは path と呼ばれる入れ物の中に配置される。データを処理するときは path の中に並べられたモジュールを配置された順番に実行する。そのため、ユーザーは実行したいタスクに応じてモジュールを選択し、path に配置する順番を決める。また Data Store と呼ばれる共通のストレージがあり、各モジュールで処理されたデータはすべてそこに保存される。そのため Data Store にアクセスすることで、モジュール間のデータのやり取りを実現している。

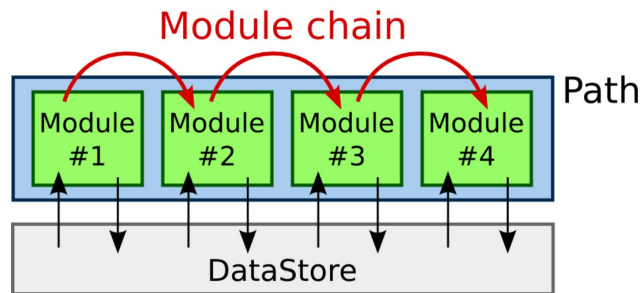


図 25 basf2 におけるデータ処理の概略図

3 A-RICH 検出器

Belle・BelleII 実験では観測可能な粒子として、 e^\pm 、 μ^\pm 、 p 、 π^\pm 、 K 、 γ がある。解析においてはこれらの粒子からイベント全体を再構成することになるため、これらの粒子の識別は実験結果の精度にかかわる重要なファクターであるといえる。

Belle 実験では TOF(Time Of Flight)、ACC(Aerogel Cherenkov Counter)、CDC(Central Drift Chamber) が π^\pm と K^\pm の識別を担っていた。BelleII 実験でのエンドキャップ部は ACC をアップグレードした A-RICH 検出器が担うことになる^{*21}。まずは ACC の粒子識別原理を述べる。

3.1 ACC 検出器

ACC はチェレンコフ光を用いた閾値型の検出器である。チェレンコフ光は速度 v を持つ荷電粒子が屈折率 n の媒質中を通過する際に、媒質中での光の速度 c/n を超えていた場合に荷電粒子の進路上より円錐状に放出される光のことである。

荷電粒子が媒質中を通過するときに、荷電粒子がつくる電場によって媒質中の電磁場が局所的に乱され、媒質の原子中の電子が動かされる。そのため荷電粒子の進路付近の媒質が偏極を起す。この動かされた電子が再び平衡状態に戻るときに光を放出する。この光は荷電粒子の速度が c/n よりも遅い場合は互いに弱め合うため放射は検出されない。しかし c/n よりも速い速度で荷電粒子が媒質中を移動する場合は、ホイヘンスの原理より図 26 のように強め合い放射光が検出される。この検出される光をチェレンコフ光と呼ぶ。

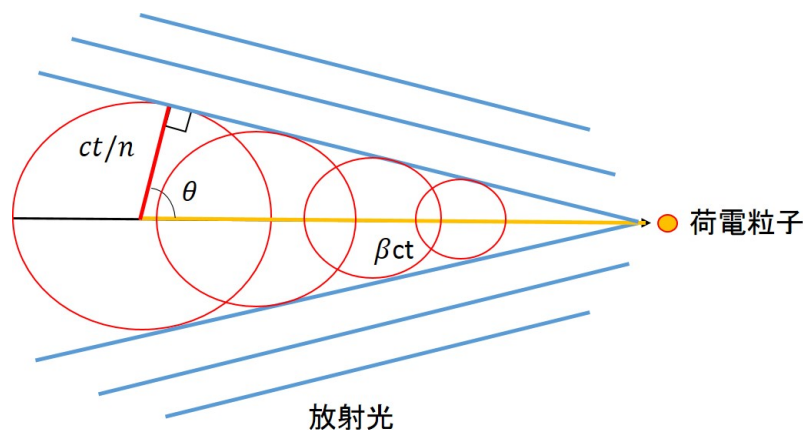


図 26 チェレンコフ光

*21 低運動量領域では CDC においても識別を行う。

荷電粒子からみたチェレンコフ光の放射角度 θ (チェレンコフ角) は図 26 より、

$$\cos\theta = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{n\beta}$$

となる。また $0 < \cos\theta < 1$ よりチェレンコフ光が発生する閾値は $\frac{1}{n} < \beta$ となり、ここからも荷電粒子の速度が媒質中の光の速度を超えなければチェレンコフ光が発生しないことがわかる。

いま荷電粒子の質量を m 、運動量を p とすると相対論的運動量は以下のように表される。

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

ここで先に述べたチェレンコフ角と荷電粒子の速度の関係式より

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{n^2 \cos^2\theta - 1}$$

となり、運動量*22とチェレンコフ角を測定すれば荷電粒子の質量を求めることができる。

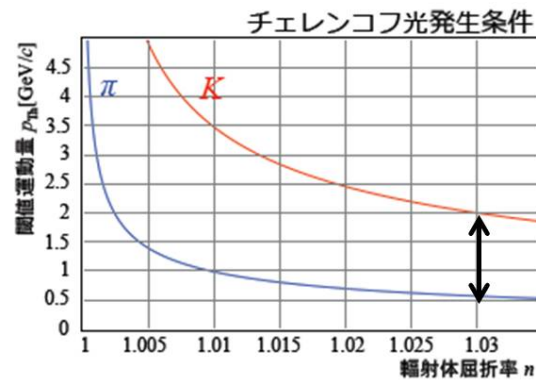


図 27 π 、 K 中間子における運動量の閾値と屈折率の関係

ACC ではエンドキャップ部は屈折率 1.03、バレル部は屈折率 1.01 から 1.028 の Aerogel を輻射体として使用し、チェレンコフ光が発生するか、しないかで K と π の識別を行っていた。しかし、この識別方法では高運動量の領域ではどちらもチェレンコフ光が発生してしまうため識別不可能となってしまう。そのため BelleII 実験で使われる A-RICH 検出器では高運動量にも感度を持たせるためにチェレンコフ角を測定して K と π の識別を行う。*23

*22 運動量の情報は CDC から得る。

*23 詳細は 3.2 を参照。

3.2 A-RICH 検出器

A-RICH 検出器とは Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter の略であり、その名の如くチェレンコフ光がつくるリングのイメージから K と π の識別を行う。A-RICH は輻射体として Aerogel という物質を用い、そこで発生したチェレンコフ光を HAPD(Hybrid Avalanche Photo Detector) という光検出器で検出する。HAPD で検出され、電気信号となったものを ASIC と FPGA で読み出す。

π^\pm または K^\pm が Aerogel に入射し、そこで発生するチェレンコフ光はチェレンコフ角を放射角度として放出される。つまり荷電粒子の入射方向から見た場合、チェレンコフ光は円形に放出されることがわかる。この円形の光が A-RICH の粒子識別の要であるリングイメージである。このリングイメージは観測位置を固定した場合、チェレンコフ角の大きさに依存した半径を持つ。言い換えると荷電粒子の質量に依存してリングイメージの半径が決定し、その半径から粒子の識別が可能となる。

A-RICH の構成要素である Aerogel、HAPD、ASIC、FPGA について以下で述べる。

- Aerogel

運動量が $0.5 \text{ GeV}/c$ から $4.0 \text{ GeV}/c$ の領域において K/π 識別を行うためには輻射体の屈折率は 1.04 から 1.06 である必要がある。また輻射体で発生したチェレンコフ光の光量をなるべくロスしないように光検出器へ伝搬しなければならない。そのため A-RICH の輻射体は低屈折率と高透過率が要求される。

A-RICH で使用される Aerogel という物質はシリカ (SiO_2) 粒子で 3 次元ネットワークを形成し、構造間に含まれる物質 (アルコール等) を超臨界乾燥により空気に置き換えることで作られる。そのため体積のうち約 90% 以上は空気であり低密度である。ここで密度 ρ と屈折率 n には以下の関係があるため Aerogel は要求の一つである低屈折率をクリアしている。

$$n = 1 + \alpha\rho^{*24}$$

また Aerogel は製造の過程で密度を変えることができるため任意の屈折率に調整することが可能である。

Aerogel を構成しているシリカ粒子の粒子径は数十 nm で可視光の波長よりも短いため透過性を有す。また真空中や磁場中でも安定な状態を保つことができ、放射線耐性もあるため BelleII 実験の使用にも適している。

BelleII 実験で使用する際は Aerogel をタイル状にし、敷き詰めたものを輻射体と

*24 $\alpha = 0.25 \sim 0.30 \text{ cm}^3/\text{g}$

する。

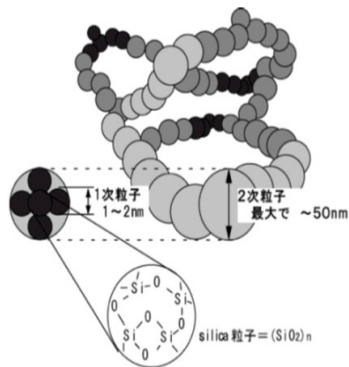


図 28 Aerogel の構造



図 29 Aerogel のタイル

また発生した光の集光を考えた場合、なるべく光子数をロスせず、リングイメージがぼやけないようにする必要がある。そのため一般的な RICH 検出器ではミラーを用いて集光するものもある。しかし A-RICH で使用できるスペースはとて小さいため、ミラーを置くことができない。そのため A-RICH では屈折率が異なる Aerogel を 2 層重ねたものを使用する^{*25}。

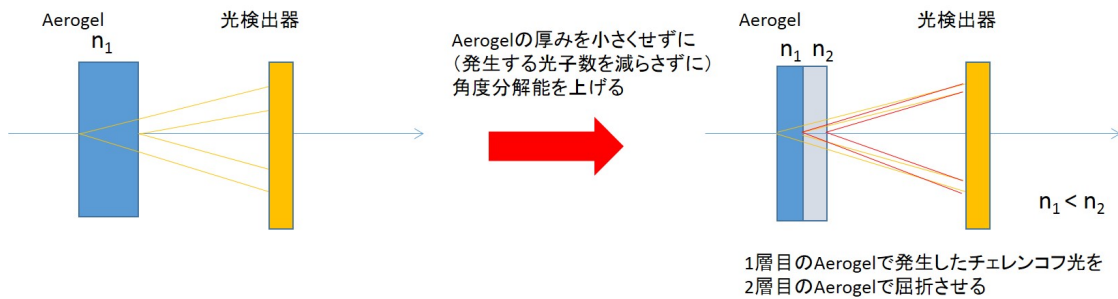


図 30 Aerogel を 2 層構造にした輻射体

^{*25} 1 層目 (上流側) の屈折率が 1.045、2 層目 (下流側) の屈折率が 1.055 である。

- HAPD

光検出器である HAPD^{*26}は輻射体である Aerogel から約 160 mm 離れたところでチェレンコフ光のリングイメージを捉える。いま Aerogel の屈折率を 1.05、荷電粒子の運動量を 4.0 GeV/c と仮定した場合、K 中間子がつくるリングイメージと π 中間子がつくるリングイメージは半径差が 5 mm 程度^{*27}で HAPD において検出されることになる。即ち HAPD の位置分解能は 5 mm 以下でなくてはならないことを示唆している。そのため HAPD は 6×6 チャンネルでピクセル化された APD チップ 4 枚で構成され、一つのピクセルの大きさが 4.9 mm×4.9 mm になっている。図 31、32 に BelleII 実験で実際に使用される HAPD を示す^{*28}。

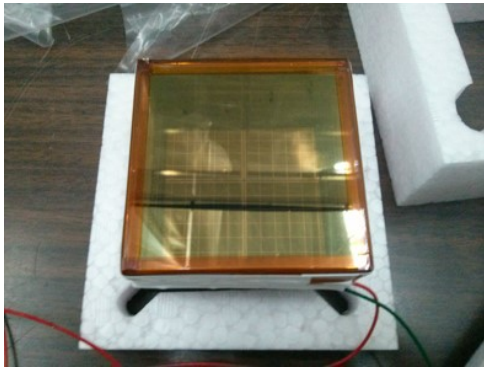


図 31 HAPD の表面



図 32 HAPD の裏面

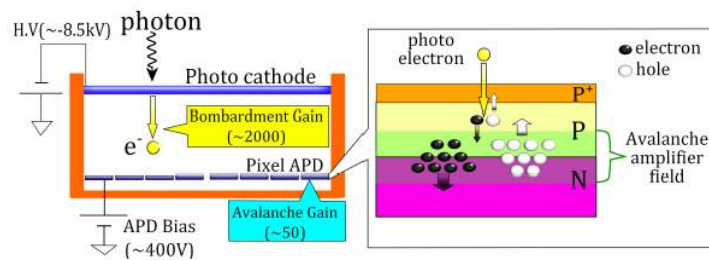


図 33 HAPD の動作原理

また非常に微弱な光であるチェレンコフ光を検出し、リングイメージを再構成する必要がある。そのため HAPD の性能としては、高い量子効率 (QE)^{*29}、1 光子検出

*26 2002 年より浜松ホトニクス (株) と共同開発している。

*27 チェレンコフ光の放出角度差としては約 23 mrad

*28 HAPD の裏面には、各チャンネルからの信号を出力するためのピンが並んでいるのがわかる。

*29 非常に微弱な光であるチェレンコフ光とノイズを区別するため。

能力^{*30}、広い有効面積^{*31}が要求される。それに加え BelleII 実験で使用するため、1.5 T 以上の磁場中で正常に動作し、放射性耐性がある必要がある。

表 1 HAPD の各種パラメータ

外寸	75 × 75 mm ²	
入射面	合成石英	
光電面	材質	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 × 63 mm ²
	印加電圧	～8500 V
	Electron Bombarded Gain	～1800
	QE	～28 %
APD	寸法	4.9 × 4.9 mm ²
	耐電圧	250～500 V
	Avalanche Gain	～50
	チップ数	4
	チャンネル数	36 ch/chip
	総チャンネル数	144 ch
Total Gain	～10 ⁵	
S/N	～15	

HAPD の動作原理としては、異なる 2 つの方式でチェレンコフ光の微弱な光を 2 段増幅する。まず HAPD に光子が入射すると表面の光電面で光電効果を起こし、光電子が放出される。その光電子を真空管中に電場を印加することで加速させる。この加速によって 1500～2000 倍の Gain を得ることができる (Electron Bombarded Gain)。加速された光電子は APD に入射し、電子正孔対を生成する。その生成された電子正孔対は逆バイアスによって電極に向かってドリフト運動し、その移動中に材質内の電子を励起させる。励起された電子は新たに電子正孔対を生成し、信号が増幅される (Avalanche Gain)。Avalanche Gain では約 50 倍の Gain を得ることができるため、HAPD 全体としては約 10⁵ 倍の Gain を得ることができる。そのため光電効果を起こすために光電面に HV と Avalanche Gain を起こすために APD に Bias 電圧を印加することになる。それに加え Guard 電圧を印加すること

*30 発生する光子数が少なく、一つのピクセルに入射する光子は 1、2 個であるため。

*31 リングイメージを再構成するため。

で、リーク電流を減らし、Bias 電圧を安定化させている。また最初の Gain が 2 段目の Gain よりも十分大きいため、光電子数の不定性を抑えることができる。そのため HAPD は 1 光子検出能力を有す。

現在は量産された HAPD 一つ一つに対して BelleII 実験で要求される性能を満たしているのかを評価している*³²。

*³² 性能評価については次章で詳しく述べる。

- ASIC・FPGA

HAPD の信号を読み出す回路として ASIC と FPGA がある。まず ASIC が HAPD のチャンネルから信号を読み出し、1 光子以上の信号の有無 (ヒット情報) を決められた閾値をもとに判別する。閾値を超えた場合はヒット信号としてデジタル信号を出力し、その信号は FPGA に入力される。FPGA は内部のシフトレジスタにクロックのタイミングでヒット情報を記録していき、トリガーが入力されたときにその記録した情報を出力する。その出力された情報は BelleII 実験共通の転送方法である Belle2Link によって DAQ システムに送られる。

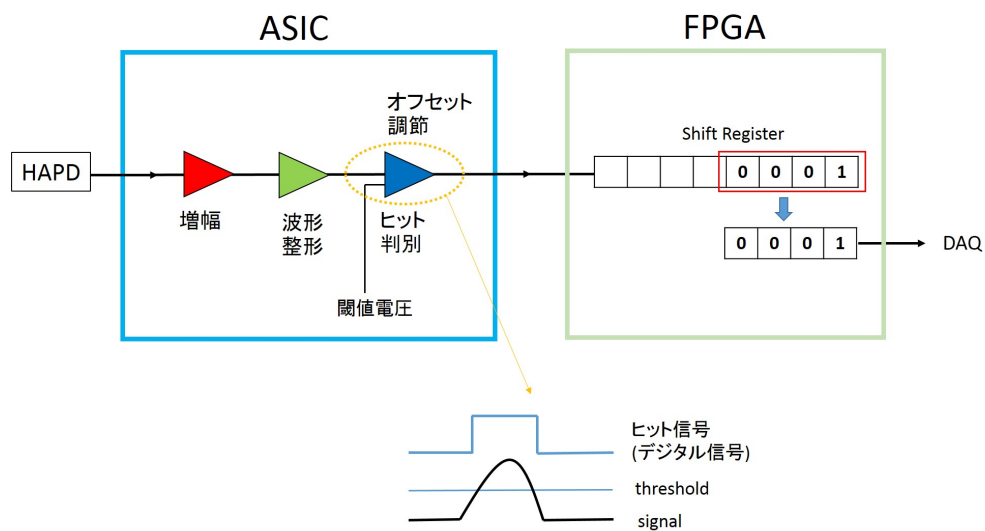


図 34 A-RICH の読み出し回路

HAPD は約 10^5 倍の Gain を得ることができるのだが、これは PMT(photomultiplier tube) などの一般的な光検出器と比べると低い値である。また BelleII 検出器の要請として、A-RICH 全体が占めることができる領域はビーム軸方向に 280 mm と決められており、Aerogel、リングイメージの半径を大きくするための空間、HAPD を置くと残り約 50 mm となる。この 50 mm の範囲で読み出し回路を置く必要がある。そのため読み出し回路に求められる要求は高利得、低雑音の増幅機能とコンパクトであることである。

また A-RICH 全体で HAPD を 420 台使用し、1 台あたり 144 のチャンネル数があることを考えると、約 60000 のチャンネルを同時に読み出すことが可能であることも要求される。

4 HAPD の性能評価

前章で A-RICH 検出器における光検出器である HAPD には以下の要求があることが分かった。

- 位置分解能が 5 mm 以下
- 放射線耐性
- 高い量子効率
- 1 光子検出能力
- 広い有効面積
- 1.5 T 以上の磁場中で問題なく動作する

位置分解能は HAPD のデザインによって解決している。放射線耐性は放射線試験を幾度も行い、要求をクリアできる HAPD の仕様を決定している。現在は位置分解能、放射線耐性についてクリアしたデザインで浜松ホトニクス (HPK) において HAPD を大量生産している。

残りの 4 つの要求は大量生産された HAPD 一つ一つに対して、クリアしているのかを試験しなければならないため、HPK から送られてくる HAPD に対して高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で性能試験を行う^{*33}。

性能試験の内容は以下の 6 つである。

- 暗電流測定 (chip/channel)
- bias scan
- 2D scan
- S/N 測定
- QE 測定
- magnet test

以降ではそれぞれの性能試験について詳しく述べる。

^{*33} HPK でも暗電流、波高分布、増幅率が測定されている。その結果はデータシートにまとめられ、HAPD 本体とともに KEK に送られてくる。

4.1 暗電流測定

HAPD は 1 光子レベルの非常に小さな光を検出するため、ノイズとなる暗電流 (リーク電流) をなるべく抑える必要がある。現在は $1 \mu\text{A}$ 未満の暗電流であれば BelleII 実験において使用可能であると判断している^{*34}。暗電流測定では HAPD に印加する Bias の大きさを徐々に上げていき、そのときの暗電流の値を測定する^{*35}。印加する Bias の上限値は HPK から送られてきたデータシートに記載してある最大 Bias 電圧の値に設定する^{*36}。暗電流を測定したいため、この測定では光源を使用せず、光電面に HV を印加しないで測定を行う。

この暗電流測定はチップ単位の測定と、チャンネル単位の測定を行うことができる。測定の手順として、まず HAPD の 4 つのチップについて測定を行う。その結果、 $1 \mu\text{A}$ 以上の暗電流が発生するチップなどがあった際はチャンネル単位での測定を行う必要がある。チャンネル単位の測定では全てのチャンネルについて測定するわけではなく、bias scan の結果や HAPD のデータシートを基にして、 $1 \mu\text{A}$ 以上の暗電流が発生させる原因となっているチャンネルの候補を決め、その候補に対して測定を行う。その測定で $1 \mu\text{A}$ 以上の暗電流が発生するチャンネルがあった場合、そのチャンネルを dead channel^{*37}にすることでチップ全体の暗電流を抑える処置を行う。

*34 HAPD の仕様書によると正常値が $0.1 \mu\text{A}$ であり、それ以上のオーダーの暗電流は異常値であるため $1 \mu\text{A}$ 未満と定めている。

*35 Guard 電圧の値は 175V に固定する。

*36 HAPD のチップに $10 \mu\text{A}$ の電流が流れたときの電圧値をブレイクダウン電圧 (V_b) とし、 $V_b - 10 \text{V}$ の電圧を最大 Bias 電圧としている。

*37 そのチャンネルの接続ピンを切断することで、信号が出力されないようにする。

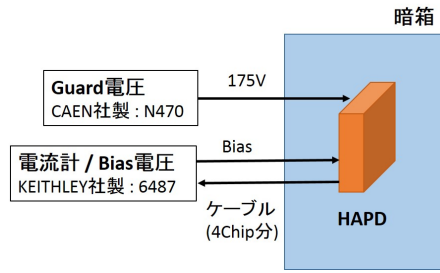
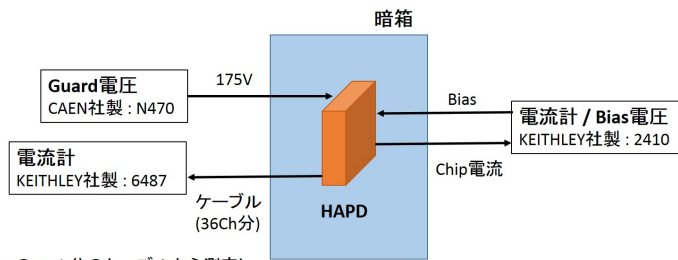


図 35 暗電流測定の設定アップ図 (Chip 単位)



1Chipの36Ch分のケーブルから測定したいChannelを電流計(6487)につなぐ。測定しないChannelは50Ωで短絡する。

図 36 暗電流測定の設定アップ図 (Channel 単位)

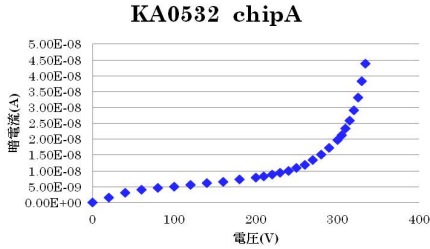


図 37 暗電流測定の結果一例 (正常な Chip)

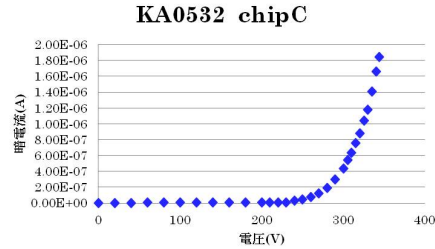


図 38 暗電流測定の結果一例 (異常な Chip)

4.2 bias scan

HAPD のノイズ量を測定するために bias scan を行う。測定方法としては Bias 電圧を 0 V から最大 Bias 電圧値 ($V_b - 10$ V) まで徐々に変化させ、それぞれでの出力信号の波高値を測定する。このとき光源を使用せず、HV も印加せずに測定を行うため、出力信号はノイズにあたる。ノイズ量はエレクトロン数で評価しており、bias scan で得られたノイズの波高値と信号の読み出しに使用した ASIC の増幅率 (既知)、素電荷の値から算出される。

測定結果はチャンネル単位で得られる。正常なチャンネルは Bias 電圧が大きくなるにつれ、APD の空乏層が形成されるためノイズが減少していく。最大値あたりでノイズが急激に増加するのだが、これはリーク電流が増大するためである。異常なチャンネル (noisy channel) は Bias 電圧が最大値に至る前にノイズが上昇する。この bias scan で異常なチャンネルとなったものは、 $1 \mu\text{A}$ 以上の暗電流を発生させる原因となる。図 40 に bias scan の結果の一例として型番が ZJ7465 の HAPD に対する測定結果を示す^{*38}。

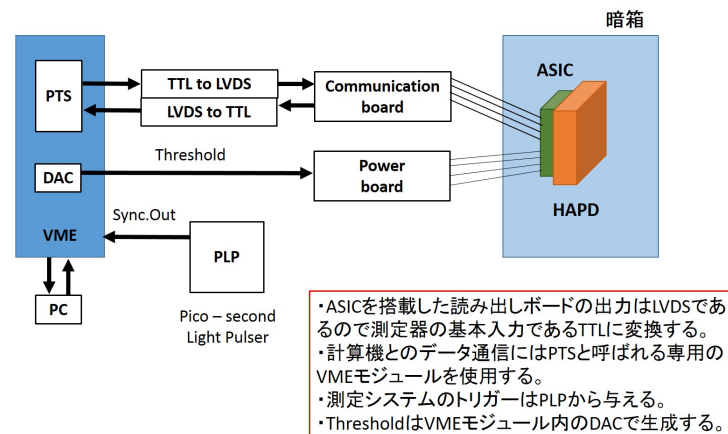


図 39 bias scan のセットアップ図

*38 この HAPD は C11 が noisy channel とわかる。

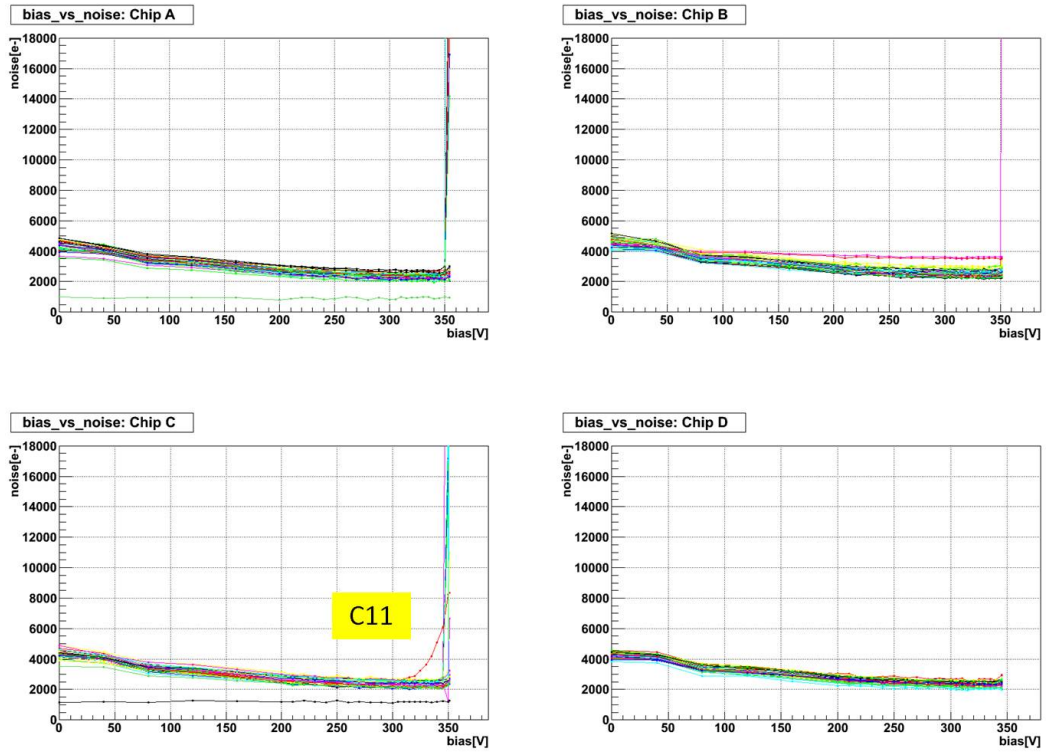


図 40 HAPD[ZJ7465] の bias scan 結果

4.3 2D scan

HAPD の光検出効率分布を 2 次元的に得るために 2D scan を行う。測定方法としては、1 光子レベルの光を HAPD に当てた状態でステージを移動することで、HAPD の各地点に光を当て、それに対するヒット分布を測定する。具体的にはステージの移動間隔を 0.5 mm とし、HAPD の 144 × 144 地点を測定する。測定する各地点には 1 光子レベルの光を 5000 回照射させ、得られるヒット分布を測定する。

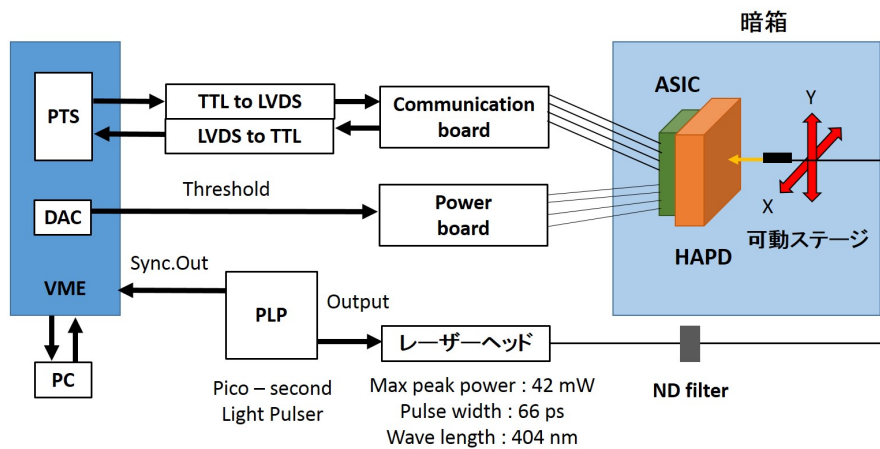


図 41 2D scan のセットアップ概要図

セットアップとしては HAPD を入れる暗箱内にレーザー光を 2 次元的に移動させる可動ステージと、ヒット信号を得るために ASIC を 4 枚使用した読み出しシステムを配置する。HAPD への電源 (Guard、Bias、HV) の供給や可動ステージの制御、データ取得などは暗箱に隣接したサーバーから行う。

測定結果から以下のような不良チャンネルがないかを確認する*³⁹。

- dead channel

HPK で行われる納入前の検査や暗電流測定の結果から異常とみなされ、HAPD のピンを切断されたチャンネル。そのため信号出力はなく、threshold scan などでも出力が得られない。

*³⁹ dead channel は HPK のデータシートやピン切断履歴などで、該当するピンが切断されているのが確認できれば異常ではない。

- hot channel

リーク電流が高いためノイズレベルが高く、HAPD からの信号の有無に関わらず常に出力状態となるチャンネル。2D scan で得られる画像からでは該当チャンネルのある場所以外でも高いヒット率になるため、該当チャンネルの位置が判別できない。

- noisy channel

hot channel ではないが、近隣のチャンネルに比べて高いノイズレベルであるため、測定範囲全体にかけてヒット率を上げているチャンネル。該当チャンネルだけを表示するようにすると、一応チャンネルの識別が可能である。そのため ASIC の channel オフセットを下げるなどの個別の対処を行うことで使用できる可能性がある。

scan 結果の例を図 42、43 に示す*40。図を見てみると dead channel に対しては出力がないことが確認できる。また KA0869 は HAPD の左側が全体的に noisy(左 noisy) であることがわかる。これは HAPD の光電面が安定していないために発生するものである。HAPD の光電面は光を当てていない状態でも光にさらされた直後は安定せず、光電面が安定するまでにある程度の時間を要す。そのため HAPD を暗箱に入れた直後に測定を行うと、光電面が安定していないためにノイズが発生する*41。また scan は HAPD の左側から行うため、右側を scan するときには光電面が安定し、noisy ではなくなる。そのため、光電面が安定していないために発生するノイズは左側のみに現れる。このノイズは HAPD の性能によるものではない。また、このノイズのせいで HAPD の性能によるノイズが見えなくなる可能性があるため、この左 noisy を起こさないように scan する必要がある。そのため、左 noisy が測定結果で見られた場合は HAPD に電圧をかけ 60 分ほど経過してから再測定を行う。

それらに加え、全ての結果に共通してヒット数が少ないチャンネルがある。これは HAPD に依存していないことを考えると、読み出し回路である ASIC の影響であると考えられる。このように 2D scan の測定結果には ASIC の影響も現れる。

*40 型番横の括弧内の数字は scan 前に切断されたピンのチャンネルである。

*41 BelleII 実験の測定中に光が当たることはないため、実際の使用では問題にならない。

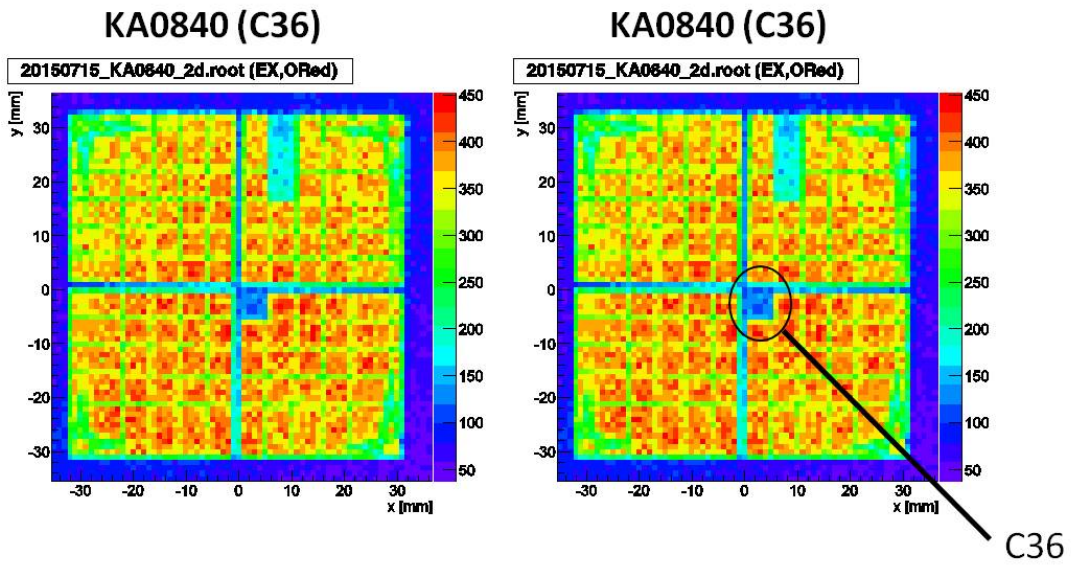


図 42 HAPD(KA0840) の 2D scan 結果

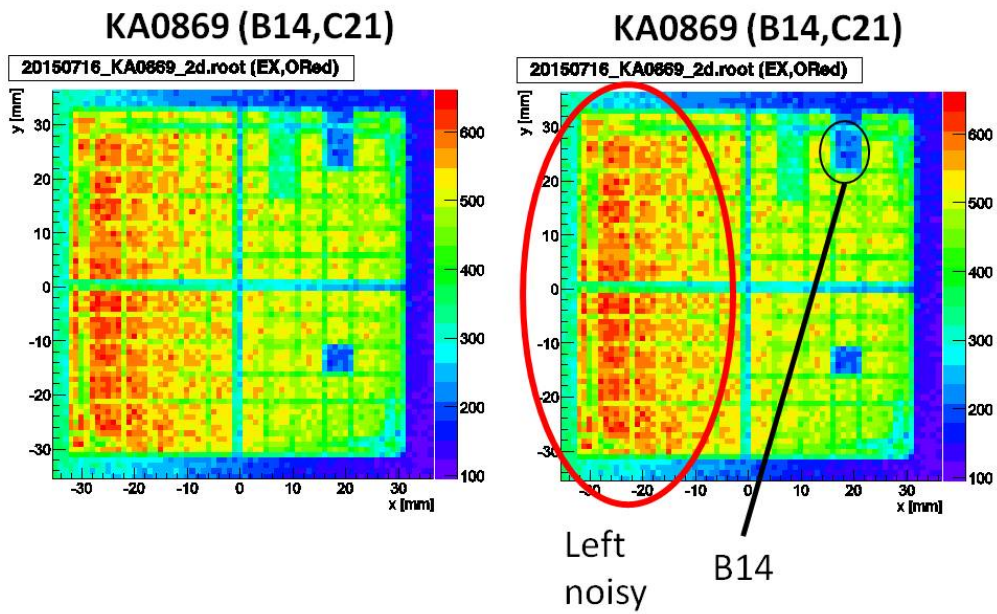


図 43 HAPD(KA0869) の 2D scan 結果

4.4 S/N 測定

HAPD の S/N を求めるために、特定のチャンネル*42 に数光子レベルの光を当て threshold scan を行う。測定のセットアップは 2D scan の場合と同様であり、光源の光子レベルを変化させただけである。

threshold scan とは読み出し回路である ASIC の閾値 (threshold) を徐々に変化させ、その時の出力信号に対して ADC count を行う測定である。

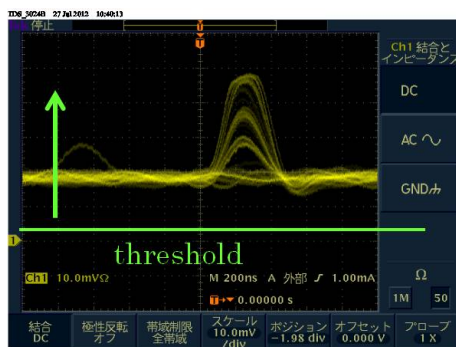


図 44 threshold scan

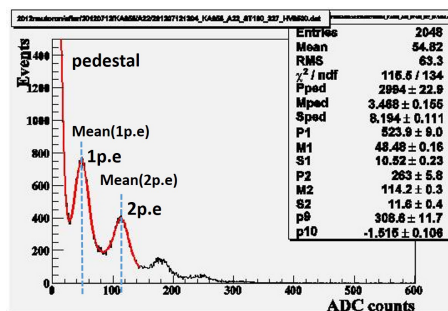


図 45 S/N 測定概要

図 44 は HAPD からの出力信号であり、複数のピークが重なっているように見える。これは HAPD に数光子レベルの光を当てているため、1 光子レベルの光、2 光子レベルの光など、それぞれの光子レベルの光を検出したときの信号が見えている。そのため ADC count を行った場合の波高分布は図 45 のようになる。この波高分布には pedestal、1 光子 (1p.e)、2 光子 (2p.e) のピークがあることがわかる。HAPD の Gain は 1 光子と 2 光子のピークに対する 平均値の差をとることで算出することができる。

$$\text{Gain} = \text{Mean}(2\text{p.e}) - \text{Mean}(1\text{p.e})$$

この Gain に対して pedestal のピークの標準偏差 σ_{pedestal} で割ることで HAPD の S/N を測定することができる。

$$\text{S/N} = \frac{\text{Gain}}{\sigma_{\text{pedestal}}} = \frac{\text{Mean}(2\text{p.e}) - \text{Mean}(1\text{p.e})}{\sigma_{\text{pedestal}}}$$

しかし、実際の測定では図 46 のような波高分布の積分形が得られる。そのため得られた分布の pedestal 部分に対してはガウス関数でフィットし (青い線)、光子の部分には誤差関数でフィットする (赤い線)。それぞれのフィットの結果から Gain や S/N を算出する。

*42 各チップに対して 5 チャンネルずつ測定する。

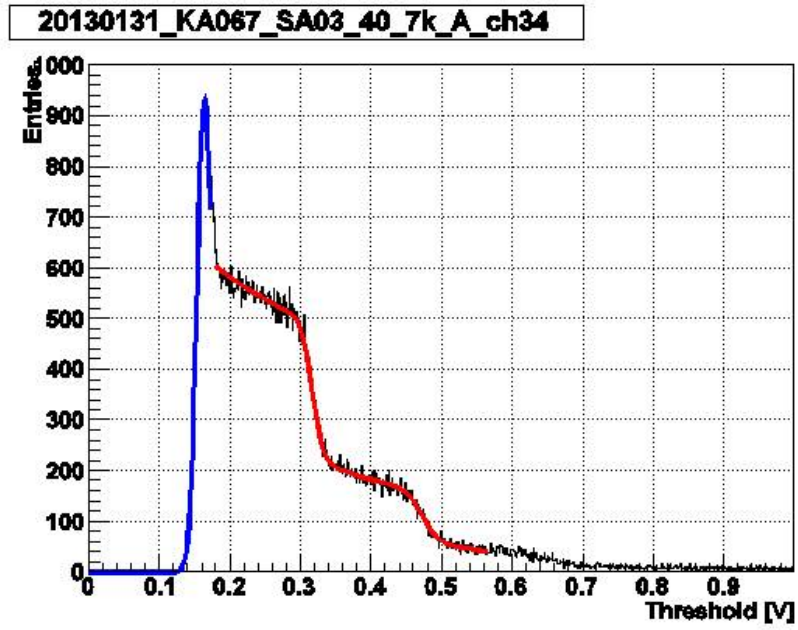


図 46 S/N 測定の結果

4.5 QE 測定

HAPD の各ピクセルの量子効率 (QE) を測定し、その平均値を基にして HAPD の QE に対する性能評価を行う。測定方法としては HAPD の光電面を 5 mm 以下の間隔で 2D scan を行う。

具体的な測定方法としては、光源としてゼノンランプ (HPK 製:L2195) を使用し、特定の波長 (400 nm) を取り出すためにモノクロメータを通す。その光をピンホールで 1 mm × 1 mm に絞り、2 mm 間隔で HAPD の有効面積 (64 mm × 64 mm) を 2D scan する。各測定点において 50 回光を照射し、その 2D scan の結果から HAPD の QE を算出する。

QE は光電効果によって流れる電流と比例関係である。そのため QE が既知であるフォトダイオードと測定したい HAPD に同じ光をあて、それぞれの電流を測定する。するとフォトダイオードからの電流 I_{PD} 、HAPD からの電流 I_{HAPD} 、フォトダイオードの量子効率 QE_{PD} (既知) の関係

$$QE_{HAPD} = QE_{PD} \times \frac{I_{HAPD}}{I_{PD}}$$

から HAPD の QE を算出することができる。

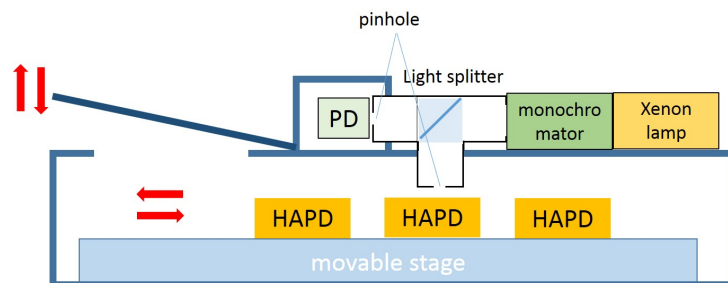


図 47 QE 測定のセットアップ

セットアップは図 47 のようになっており、それが暗幕で覆われている。現状のシステムでは可動ステージ上に最大 3 つの HAPD を設置することが可能である。

4.6 magnet test

1.5 T の磁場中で HAPD が正常に動作するのかを使用予定の HAPD すべてに対して確認を行う。測定方法としては電磁石を用いて 1.5 T の磁場を発生させ、その磁場中に置かれた HAPD に対して threshold scan を行う。それにより HAPD の光検出に対して邪魔になるような大きなパルスの発生の有無と信号読み出しの dead time を測定し、1.5 T の磁場中で使用可能かどうかを判断する。

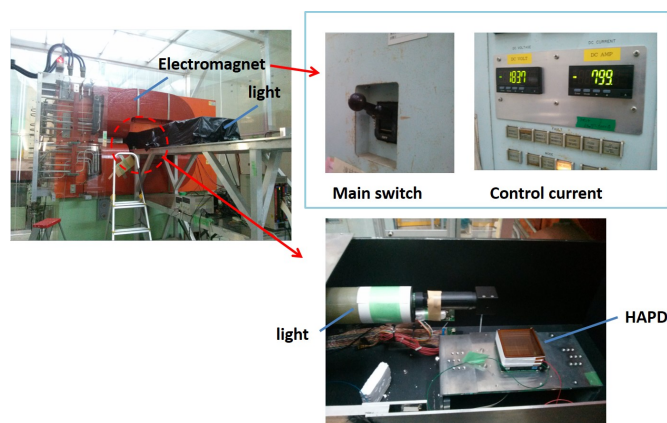


図 48 magnet test のセットアップ

大きなパルスの有無に関しては threshold scan の際にオシロスコープで出力波形を見ることで確認する (図 49 参考)。dead time に関しては threshold scan の結果を見ることで測定できる。図 50 がその結果となるが横軸は HAPD のチャンネル、縦軸は threshold の値を表している。threshold の値は時間によって変化させて測定しているため縦軸は間接的には時間情報を表している。図 50 の縦の線 (白の線) は時間に依らず、あるチャンネルで信号がないことを意味しているため dead channel を表していることがわかる。また横の線 (黄色の線) は、ある threshold の値 (時間) でチャンネルに依存せずに信号がないことを意味しており、これは dead time を表していることがわかる。

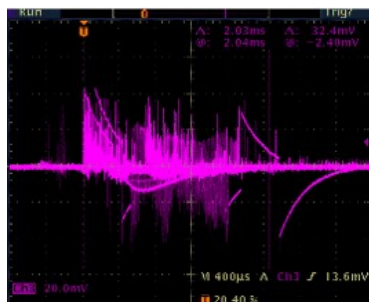


図 49 large pulse

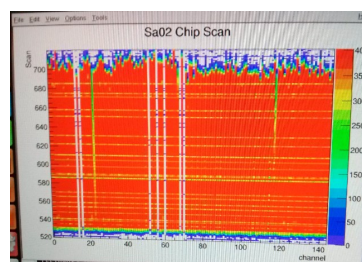


図 50 threshold scan 結果

5 Aerogel タイルの gap に対するシミュレーション

A-RICH 検出器の輻射体として Aerogel を使用するのだが、1枚の大きな Aerogel を輻射体として用いるのは製造や設計の面で不可能である。そのため実際はアルミニウム製のフレームを用意し、そこにタイル状にカットされた Aerogel をセットすることで輻射体とする。当然のことなのだが、Aerogel のタイルとタイルの間 (gap) はアルミニウムになるためその部分に荷電粒子が通過してもチェレンコフ光は発生しない。そのため gap をなるべく小さくする必要があり、設計値は 1 mm となっている。

現在アルミニウムのフレームを製作しているのだが、そのフレームのごく僅かな壁の歪みから位置のずれなどが発生している。それに加え、フレームの表面におけるチェレンコフ光の反射を防ぐためにブラックシートをタイルとフレームの間に挟むことになる。その結果、Aerogel のタイル間の gap の大きさが設計値の 1 mm よりも大きくなってしまいう可能性がでてきた。そのため、gap の大きさと K/π の識別性能の関係を詳しく調べる必要がある。本研究では Monte Carlo simulation により、gap サイズが識別性能にどのように影響を与え、それはどの程度であるのか。また、BelleII 実験の測定にはどの程度影響するのかなどを見積もった。

今回のセットアップでは gap 部分は全てフレーム (アルミニウム) であるとしてシミュレーションを行う。つまり、gap に入射したチェレンコフ光の光子はロスすることになる。そのため、歪みでフレームとタイルの距離が小さくなっている部分や、ブラックシートなどの物質の影響に関しては今回のシミュレーションで調べることができる。しかし、フレームの歪みの影響で gap 部分の全てが光透過性がない物質になるわけではなく、光透過性のある空気の部分も発生する。そのため今回のシミュレーションでは主にフレームに関する影響を調べることになる*43。



図 51 Aerogel タイルをセットするアルミニウムフレーム

*43 空気の部分のシミュレーションは付録 B を参照。

5.1 対数尤度

A-RICH の K/π 識別の方法は第 3 章で述べたが、厳密には A-RICH に入射した荷電粒子に対して対数尤度を算出し、その対数尤度の値によって K なのか π なのかを決定する。

5.1.1 対数尤度の算出方法

まず Aerogel で発生したチェレンコフ光が HAPD の 1 つのピクセルに当たることを考える。i 番目のピクセルに当たるチェレンコフ光の光子数はポアソン分布に従うため、i 番目のピクセルに当たると予想される光子数 n_i と実際に i 番目のピクセルに当たった光子数 m_i を用いて以下のように表すことができる。

$$p_i = \frac{e^{-n_i} \cdot n_i^{m_i}}{m_i!}$$

この確率 p_i を全ピクセルに対して掛け合わせることで尤度 (Likelihood) L を求めることができる。

$$\begin{aligned} L &= \prod_{AllPixel} p_i \\ &= \prod_{NotHit} e^{-n_i} \cdot \prod_{Hit} (1 - e^{-n_i}) \end{aligned}$$

ここで粒子 (質量) によってチェレンコフ光のリングイメージの半径が異なることを考えると、粒子によって各ピクセルに当たると予想される光子数が変化することがわかる。つまり入射粒子を K と仮定したときと、 π と仮定したときのそれぞれで尤度を算出できることがわかる。また計算や取り扱う数値を簡単にするために尤度の対数をとった対数尤度を使用する。

$$\log L = -N + \sum_{Hit} n_i + \sum_{Hit} \log(1 - e^{-n_i})$$

ここで N は全ピクセルにおいて当たると予想される光子数である。つまり対数尤度は実際に光子が当たったピクセルと、そのピクセルで当たると予想される光子数に依存することがわかる。

5.1.2 予想される光子数

A-RICH の Aerogel は 2 層構造にして使用される。まず各層に荷電粒子が入射した場合を考える。荷電粒子が Aerogel を通過した際に発生すると予想される光子数 $N_{pe}[layer]$ は以下のように算出できる。

$$N_{pe}[layer] \approx C \sin^2 \theta_c \cdot \Lambda \cos \theta_c (1 - \exp(-d/\Lambda \cos \theta_c))$$

ここで C は定数、 Λ は Aerogel の伝達長、 d は荷電粒子が Aerogel 中を通過した距離 (Path-Length) を示す。これが 2 層分あるため、光検出器に入射すると (全ピクセルにおいて当たると) 予想される光子数 N は以下のように表すことができる。

$$N \approx N_{pe}[\text{layer1}] \exp(-d/\Lambda \cos \theta_c) + N_{pe}[\text{layer2}]$$

ここで、1 層目で発生した光は 2 層目の Aerogel 中を通過するため右辺の第一項のようになる。

各ピクセルで当たると予想される光子数はチェレンコフ光のリングイメージの大きさ、 $N_{pe}[\text{layer}]$ 、ピクセルのサイズをもとに配分される。そのため各ピクセルで当たると予想される光子数はプログラム上では自然数とは限らない。

5.2 識別性能の評価方法

各 gap サイズにおける識別性能は荷電粒子を K と仮定したときの対数尤度 $\log L_K$ と、 π と仮定したときの対数尤度 $\log L_\pi$ の差を用いて評価する。図 52 に gap サイズを 1 mm にしたときに、A-RICH に入射してきた K と π の対数尤度の差をヒストグラムにしたものを示す。

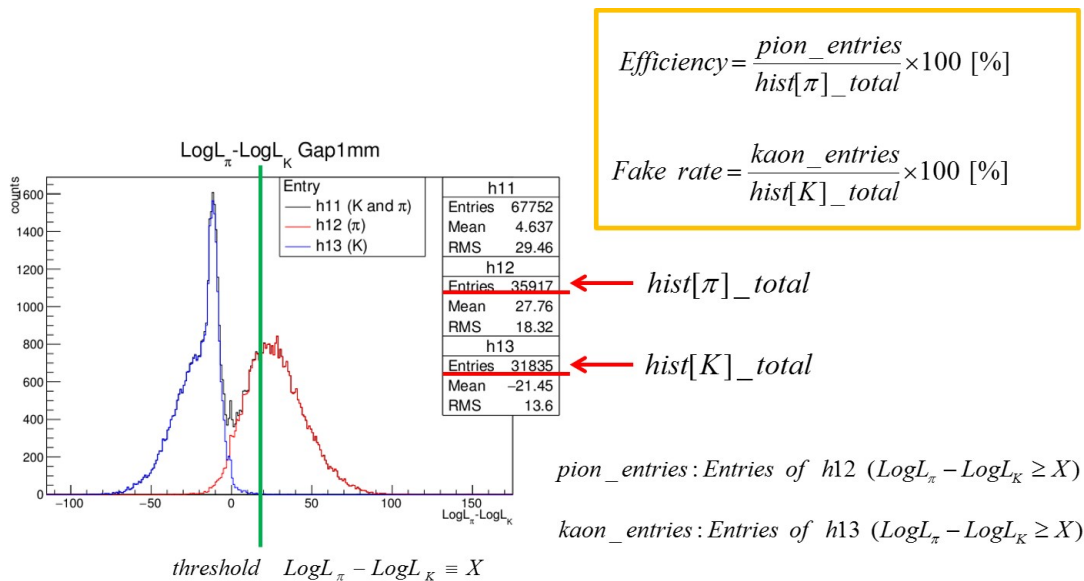


図 52 識別性能の評価方法

シミュレーションで得られるデータには $\log L_K$ や $\log L_\pi$ 以外に粒子の pdg コードの情報もあるため、粒子ごとにヒストグラムを得ることができる。図では赤いヒストグラムが π 、青いヒストグラムが K の情報である。いま $\log L_\pi - \log L_K$ という値でヒストグラムを作成したため、正の方に赤いヒストグラム (π) のピーク、負の方に青いヒストグラム (K) のピークがみられる。そのため適当な $\log L_\pi - \log L_K$ の値で $threshold$ を決め、それよりも高い値が算出された粒子を π 、低い値が算出された粒子を K として判断することができる。

しかし 2 つのヒストグラムが重なっている領域があり、どんなに最適な $threshold$ を用いても誤識別が発生する。例えば $threshold$ の値よりも高い値が算出され π と判断されたが、実際は K である場合が 2 つのヒストグラムが重なっているため起こり得る。

実際の解析では粒子を K と決定する際に使用する $threshold$ と、 π と決定する際に使用する $threshold$ を別々に設定し、あいまいな判断が下された粒子は使用しない。しかしながら、完全に誤識別を防ぐことができない。また $threshold$ を厳しく設定してしまうと本物の K または π を落としてしまうため、 $efficiency$ が下がってしまう。

本研究では π をシグナルとして扱う場合を想定し、gap サイズごとに threshold と efficiency、K と誤識別される割合 (fake rate) を見積もる。それぞれの求め方は図 52 を参照。

5.3 simulation setup I

シミュレーションのセットアップは図 53 のようにする。

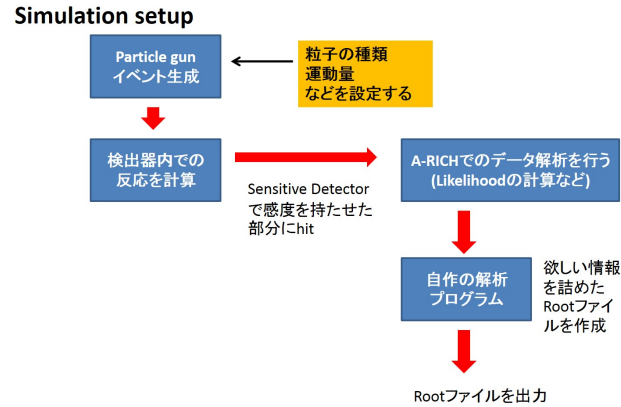


図 53 シミュレーションのセットアップ概要図 1

イベント生成時の粒子情報の設定は A-RICH の識別性能を評価するため、原点から輻射体である Aerogel に入射するような角度で π^\pm と K^\pm を一様に生成するようにする。また、運動量は A-RICH の識別可能領域である 0.5 GeV/c から 4.0 GeV/c の範囲で一様乱数を発生させることで決定する。イベント生成の各パラメータは表 2 を参照。

表 2 イベント生成のパラメータ

Generated particles	π^\pm 、 K^\pm	
Momentum	0.5 GeV/c ~ 4.0 GeV/c	
Particle gun position	(0,0,0)	
Particle gun direction	θ	17.0 deg ~ 35.0 deg
	ϕ	0.0 deg ~ 360 deg

BelleII 検出器内での粒子の反応なども考慮するために A-RICH 以外の検出器も設置する。また、BelleII 実験のシミュレーションは Geant4 ベースで行われる。そのため Sensitive Detector に設定した部分に粒子の hit があったときに情報を残す。今回は Aerogel の手前にある Support plate を Sensitive Detector にすることでタイルの gap に入射した場合も考慮できるようにした。このようなセットアップで gap サイズの影響を調べる。それに加え、シミュレーションで使用する A-RICH のデータ解析を行うプログラムは実際の実験時にも使用するため、そちらの評価にもつながる。

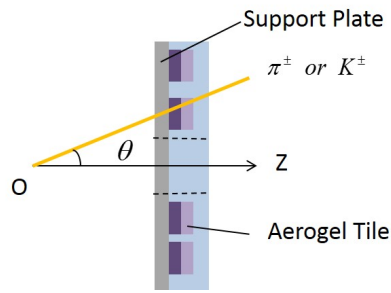


図 54 シミュレーションのイメージ図

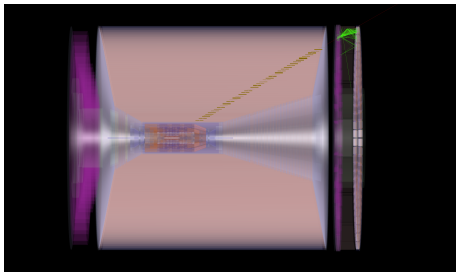


図 55 Event Display

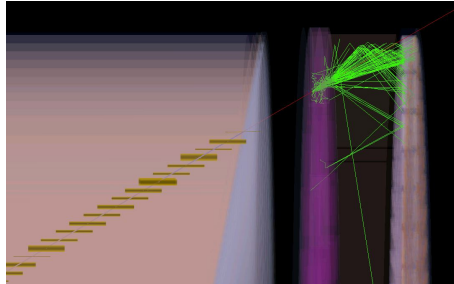


図 56 Event Display 拡大図

5.4 gap サイズと検出光子数

輻射体はアルミニウムのフレームに Aerogel のタイルを敷き詰めるため、タイルとタイルの間の物質はアルミニウムということになる。当然のことながらアルミニウムは光の透過性がないため、タイルとタイルの間に荷電粒子が入射してもチェレンコフ光は放出されない。また Aerogel 中で発生したチェレンコフ光の光子もアルミニウムのフレームで遮られ、HAPD までたどり着く光子の数が減少する場合もある。

そのため、各 Aerogel のタイル間の距離 (gap サイズ) は検出される光子数に影響をもち、識別性能を落としてしまう。また現状の対数尤度を算出するプログラムは、予想される光子数 N_{exp} を計算するときに使う Path-Length を粒子の運動量の方向と Aerogel のタイルの厚みから算出している (図 57 参照)。そのため現状のプログラムでは gap サイズを考慮せずに N_{exp} を算出していることになり、gap サイズの影響はこの時点にも効いてくる (図 58 参照)。この N_{exp} を gap サイズを考慮し、正しく見積もることで gap サイズの影響を軽減できる可能性がある。

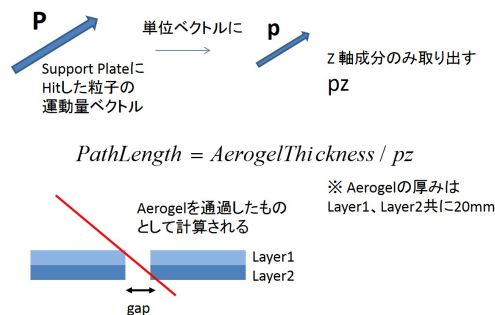


図 57 Path-Length の算出方法

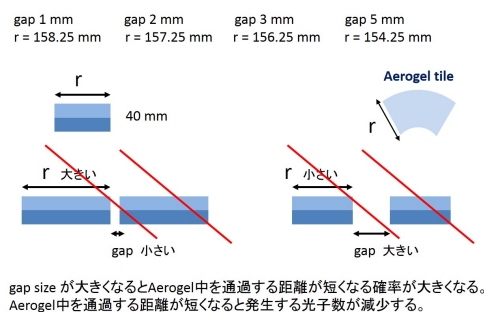


図 58 gap サイズと Path-Length

5.4.1 Path Length - detected photons

識別性能と gap サイズの関係を調べるには、まず検出光子数と gap サイズの関係性を理解することが重要になってくる。そのため、各 gap サイズにおける Path-Length と検出光子数の二次元ヒストグラムを以下に示す*44。ここでの Path-Length は対数尤度を算出するプログラムと同じ方法で求めた値となっているため、gap を通過した分も Path-Length として加えられている。

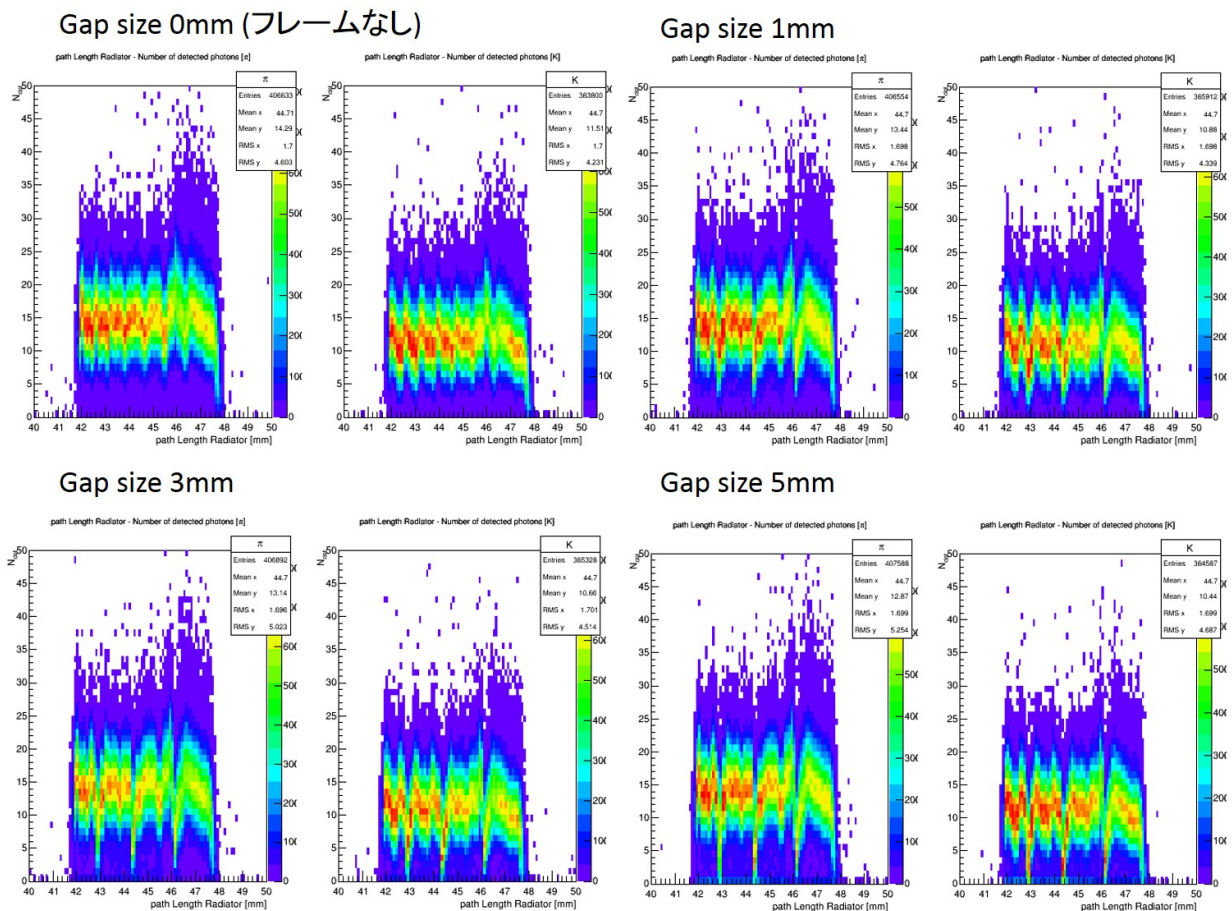


図 59 Path-Length と検出光子数の関係

まずフレームがあることで検出光子数がどのように変化するかを見るために、gap サ

*44 検出光子数をシミュレーションで算出する場合は粒子の種類と運動量から各粒子におけるリングイメージを算出し、そのリング上にある HAPD のピクセルのみを対象としている。対象のピクセルにチェレンコフ光やバックグラウンドの光子が入射し QE 等も考慮した結果、検出されたと判定された光子の数を検出光子数としているため、各粒子における検出光子数のデータがある。シミュレーションにおける QE の値は HAPD の場所に応じて 0% から 35% の範囲で与えている。

イズ 0 mm と gap サイズ 1 mm における検出光子数を比較する。運動量領域は検出光子数に対する gap サイズの影響のみを見るため、 π 、K 共に発生光子数が運動量に依存しなくなる 2.5 GeV/c 以上とした。図 59 を見てみると Path-Length が 47 mm 以降で検出光子数が減少していることが確認できる。これは Path-Length が先述した方法で算出されている関係で、荷電粒子が Aerogel タイルを少し通過し、A-RICH の外を通るイベントが Path-Length が 47 mm 以降で現れているためである。これはどの gap サイズにも見られる現象である。またフレームがあることで検出光子数が 5 以下のエントリーが Path-Length に依存せずに増加していることがわかる。

次に gap サイズを増加していくと検出光子数はどのように変化していくのかを見る。フレームが占める面積が大きくなるために検出光子数が Path-Length に依らずに徐々に減少していくことがわかる。それに加え、検出光子数の減少が顕著に現れる Path-Length 依存の部分が 3 箇所あることが確認できる。この 3 箇所 (Path-Length = 42.9、44.4、46.1 mm) について詳細に調べるために、Path-Length の値がこれらの ± 1.0 mm の場合の輻射体における hit 分布を見てみる (図 60、図 61)。

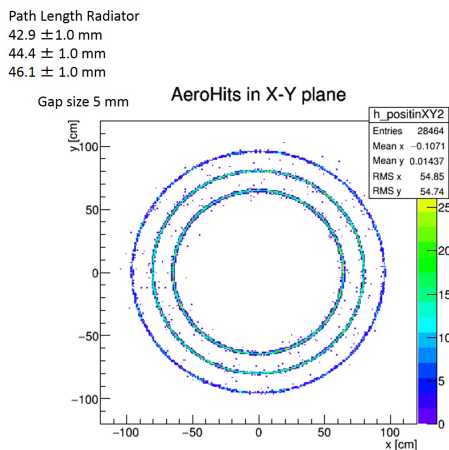


図 60 輻射体における π 、K の hit 分布 (a)

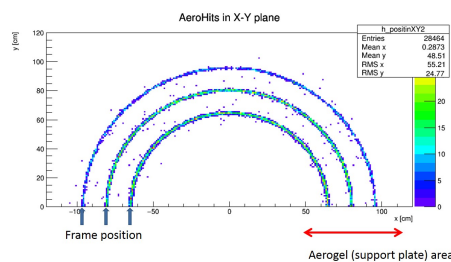


図 61 輻射体における π 、K の hit 分布 (b)

hit 分布を見てみると、特定の半径の位置に hit が集中していることがわかる。これは Path-Length の算出の性質上、Path-Length と原点からの距離に相関があるためである。また図 61 を見てみると 3 つの Path-Length の値は、ちょうどフレーム位置付近での hit に対応していることがわかる。より詳細に調べるために図 59 の gap サイズ 1 mm、5 mm に関して、Path-Length = 42.9 mm 付近を拡大してみる。

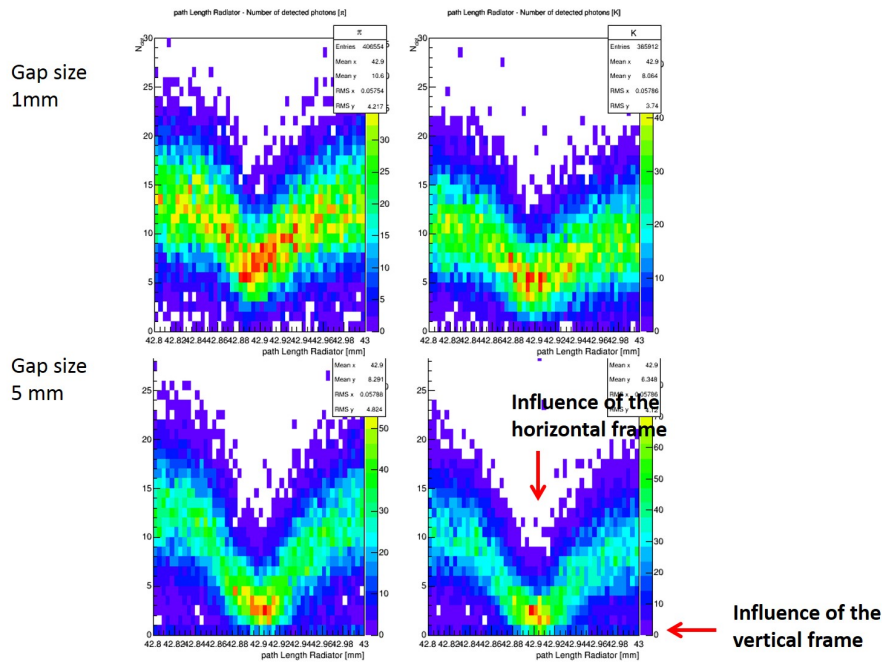


図 62 Path-Length と検出光子数の関係 (拡大)

図 62 より、gap サイズの増加はフレームの影響範囲を拡大することにつながり、検出光子数の減少範囲が大きくなっていることがわかる。以上のことから、検出光子数の減少が顕著に現れる部分はアルミニウムのフレームの影響であることがわかる。これが gap サイズが増加することで識別性能が減少する仕組みである。現在のシミュレーションではフレームの影響を見ているため、gap に入射した光子は全てロスしてしまうが、実際の gap には空気の部分も存在する。空気の部分はフレームとは異なり光透過性があるため、既に発生している光子が空気の影響で著しくロスすることはない。しかし空気ではチェレンコフ光が発生しないため、フレームの影響ほどではないが多少の影響があると考えられる。

次に横のフレームと縦のフレームの影響の違いを調べてみる^{*45}。前述の特定の Path-Length における検出光子数の減少は主に横フレームの影響である。それに対して、Path-Length に依存しない検出光子数の減少は縦フレームの影響であると考えられる。BelleII 検出器の原点付近で生成された B 中間子が短寿命で崩壊し、その娘粒子として生成された π や K が BelleII 検出器の外側に向かって放出されることを考えると横フレームの影響が大きいと感じられる。しかし BelleII 検出器には 1.5T の磁場が印加されており、荷電粒子が曲げられることを考慮すると縦フレームの影響も大きいと感じられる。そのため縦と横のフレームで識別性能への影響は異なるのかを調べる。調べる方法としては縦ま

*45 横フレームとは設置場所が角度 θ に依存するフレーム、縦フレームとは設置場所が角度 ϕ に依存したフレームを指す。

たは横フレームの影響でどの程度検出光子数が少ないイベントが存在するのかを見ることになる。横フレームの位置は原点を中心として同心円状にあるためプログラムの Cut しやすい。しかし縦フレームは配置場所が多いことや単純に角度 ϕ で Cut することが難しい。そのため検出光子数が少ないイベントを検出光子数で Cut をかけることでセレクトし検出光子数が少ない全体のイベント数 N'_{total} を算出し、それに加えて荷電粒子の輻射体での hit 位置と原点の間の距離で Cut をかけることで横フレームの影響で検出光子数が減少したイベントの数 N'_h を算出することができる。縦フレームの影響で検出光子数が減少したイベントの数 N'_v は $N'_{total} - N'_h$ で見積もることができる。しかし、この算出方法で求めた N'_v には縦フレームの影響に加え、HAPD の QE による影響などが含まれてしまう。そこで gap サイズに依存した N'_h や N'_v の変化量を評価することにする^{*46}。

$$\Delta R_h = \frac{1}{\Delta x_{gap}} \left(\frac{N'_{h;gap5mm}}{N_{\pi K;gap5mm}} - \frac{N'_{h;gap1mm}}{N_{\pi K;gap1mm}} \right) *47$$

$$\Delta R_v = \frac{1}{\Delta x_{gap}} \left(\frac{N'_{v;gap5mm}}{N_{\pi K;gap5mm}} - \frac{N'_{v;gap1mm}}{N_{\pi K;gap1mm}} \right)$$

運動量が 2.5GeV/c 以上、検出光子数が 5 未満のイベントの変化量を求めた結果

$$\Delta R_h = 4.381 \times 10^{-3} \pm 0.07792 \times 10^{-3}$$

$$\Delta R_v = 4.634 \times 10^{-3} \pm 0.1148 \times 10^{-3}$$

となり、縦フレームと横フレームの識別性能への影響は同程度であると考えられる。また、このことは図の hit 分布の縦フレームと横フレームにおけるエントリーの密度 (色) が同じであることからわかる。

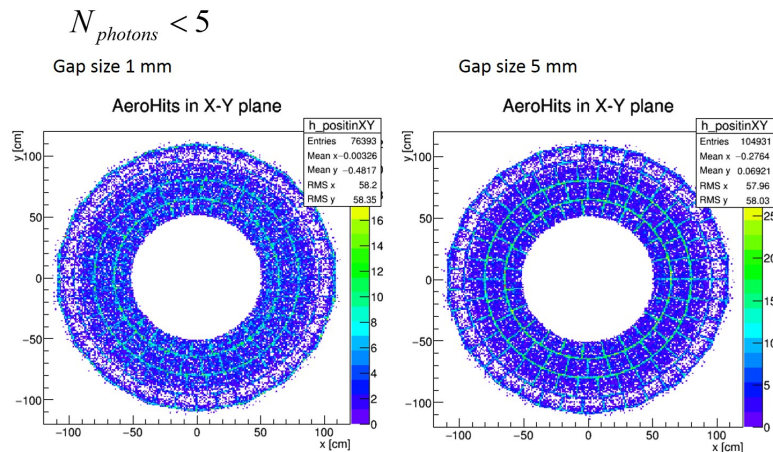


図 63 検出光子数 5 未満のイベントにおける hit 分布

^{*46} HAPD の QE などは gap サイズ (フレームの厚さ) に依存しない値であるため、gap サイズに依存した変化量を評価することで、それらの影響をキャンセルすることができる。

^{*47} イベント生成の関係上、各 gap サイズにおける総イベント数が異なるため、A-RICH に入射した K、 π の数で割る。

5.5 各運動量領域における識別性能

粒子や輻射体の屈折率、運動量によって発生するチェレンコフ光の数が増えることや、リングイメージの半径が運動量に依存していることを考えると、識別性能は運動量によって変化すると考えられる。そのため、各運動量における識別性能と gap サイズの関係を調べる必要がある。運動量を A-RICH の識別可能範囲である 0.5 GeV/c から 4.0 GeV/c までを 0.5 GeV/c 毎に区切り、各 gap サイズでの識別性能を評価する。識別性能のパラメータである fake rate と efficiency は threshold の変化に伴い連動し変化する。そのため各 gap サイズにおける識別性能を比較するために fake rate を 2% と固定したときの efficiency の値を評価する。

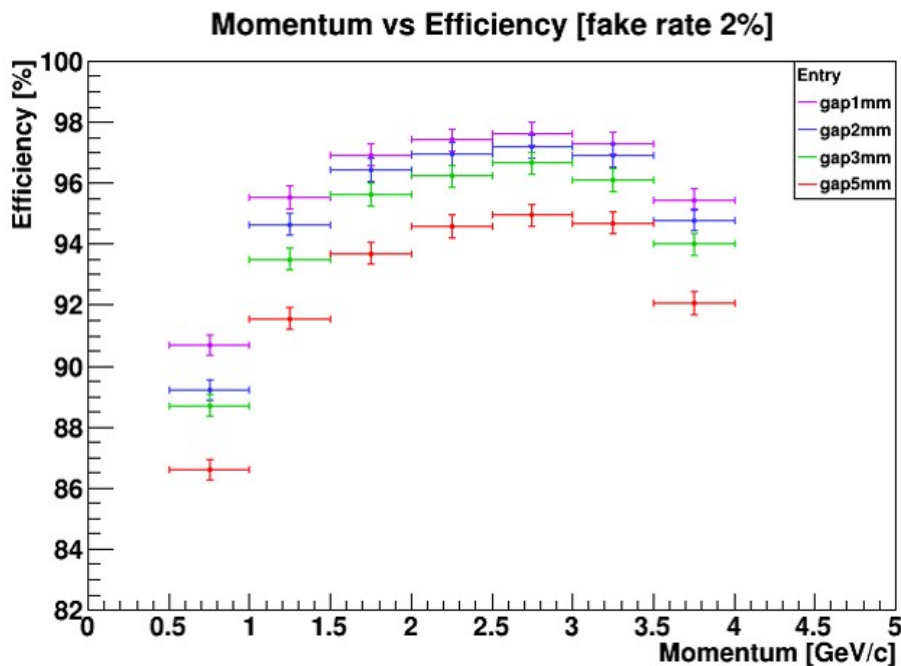


図 64 各 gap サイズにおける運動量と efficiency の関係

結果を見てみると前節で確認した、gap サイズ (フレームの厚み) と検出光子数の関係から予想されるように、全ての運動量範囲で gap サイズが大きくなると efficiency が減少することが確認できる。

まず gap サイズの影響をより詳細に調べる前に、運動量と efficiency について考える。図 64 を見てわかるように、運動量と efficiency の関係性は gap サイズに依らず、3.0 GeV/c までは運動量の増加とともに efficiency が増加し、3.0 GeV/c 以降は運動量が増加すると efficiency が減少することが確認できる。検出光子数は識別性能に対して重要

なファクターであるため、運動量と検出光子数の関係を入射粒子が π 、K それぞれの場合で見てみる。また gap サイズに依存しない関係を見るために Detector のセットアップは gap サイズが 0 mm(アルミフレームがない) としている。

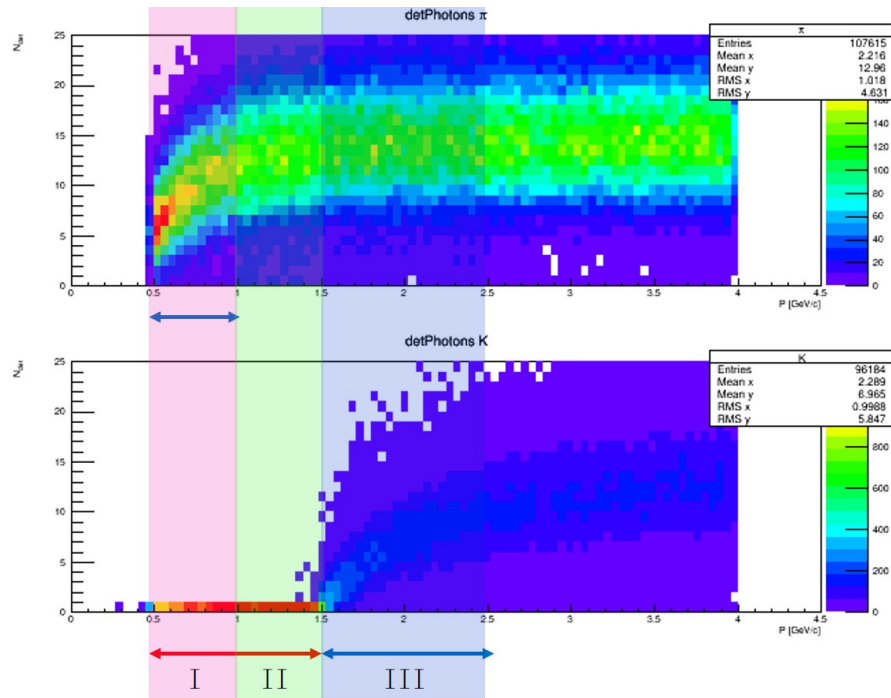


図 65 検出光子数と運動量の関係 [gap サイズ 0 mm]

結果は図 65 の様になり、運動量がある程度大きくなると検出光子数は運動量に依らず一定になることがわかる。 π 、K の検出光子数と運動量の関係から、検出光子数が一定になるまでの運動量の領域を 3 パターンに分類することができる。

- エリア I 0.5 GeV/c ~ 1.0 GeV/c
K におけるチェレンコフ光が発生する運動量の閾値以下の領域であるため、K での検出光子数は 0 である。 π においては検出光子数が徐々に増加している領域。
- エリア II 1.0 GeV/c ~ 1.5 GeV/c
依然 K においては検出光子数が 0 であるが、 π における検出光子数が運動量に依らず一定になる領域。
- エリア III 1.5 GeV/c ~ 2.5 GeV/c
K においてチェレンコフ光が発生する閾値運動量よりも大きな領域であるため、検出光子数が増加している領域。

そのため 3.0 GeV/c までの efficiency の増加は運動量の増加に伴い、検出光子数 (発生光子数) が増加し、識別性能が上昇したためであるとわかる。

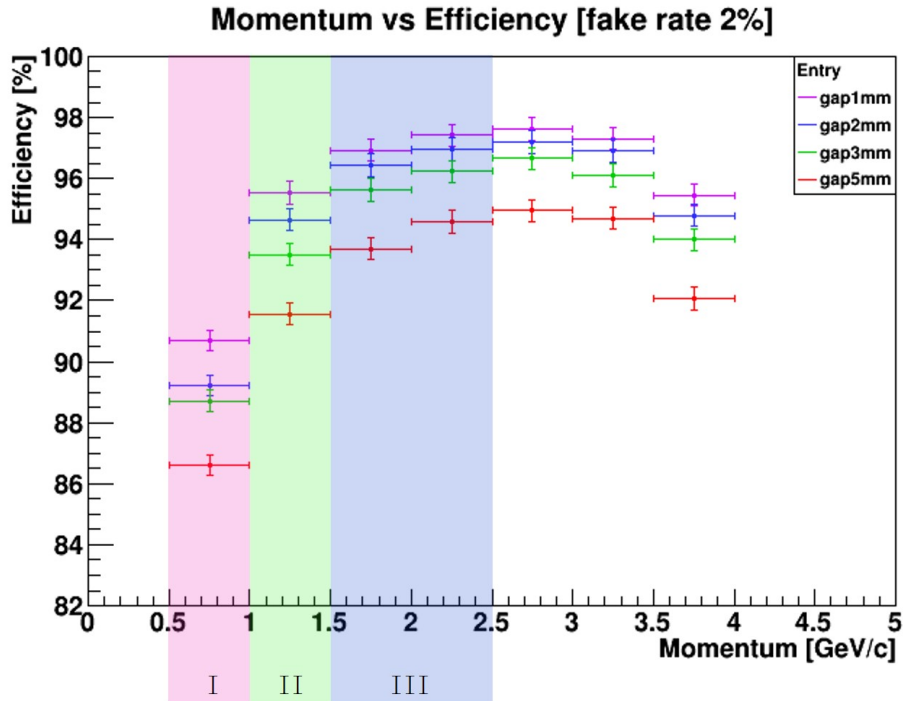


図 66 各 gap サイズにおける運動量と efficiency の関係 [運動量領域付き]

次は運動量が 3.0 GeV/c 以降の efficiency の減少について考える。これは検出光子数に並んで識別性能の重要なファクターとなってくるチェレンコフ角について調べることによって解決できる。識別性能とチェレンコフ角の関係は、 π におけるチェレンコフ角 θ_π (リングイメージ) と K におけるチェレンコフ角 θ_K (リングイメージ) の差が小さいと識別が困難になるところに通じている。チェレンコフ光のリングイメージを投影する部分である HAPD の位置分解能を 5 mm 以下にしたいのもこのような事情があるためであった。表 3 に輻射体の屈折率を 1.05 としてチェレンコフ角の角度差 $\Delta\theta_c = \theta_\pi - \theta_K$ を、各運動量で算出した結果を示す。

表 3 各運動量におけるチェレンコフ角の角度差

Momentum [GeV/c]	$\Delta\theta_c$ [mrad]
2.0	106.73
2.5	62.57
3.0	41.82
3.5	30.09
4.0	22.74

表 3 を見ると運動量が大きくなるにつれてチェレンコフ角の角度差が小さくなり、識別が困難になることが確認できる。その結果、識別性能が落ちると予想される。

以上のことから運動量と efficiency の関係性は検出光子数 (発生光子数) とチェレンコフ角の角度差から決まることがわかる。

次に gap サイズの影響について調べる。図 64 を改めて見てみると、運動量の範囲によって各 gap サイズ間の efficiency の差が異なるように見える。また、その gap サイズ間の差は efficiency が低い運動量の範囲では大きくなっている。この gap サイズの影響の変化をより詳細に調べるために gap サイズを 3 mm とし、 π が入射したときの予想される光子数の差 ΔN_{exp} と検出光子数の差 ΔN_{det} を見てみる^{*48}。 ΔN_{exp} と ΔN_{det} は以下のように定義した。

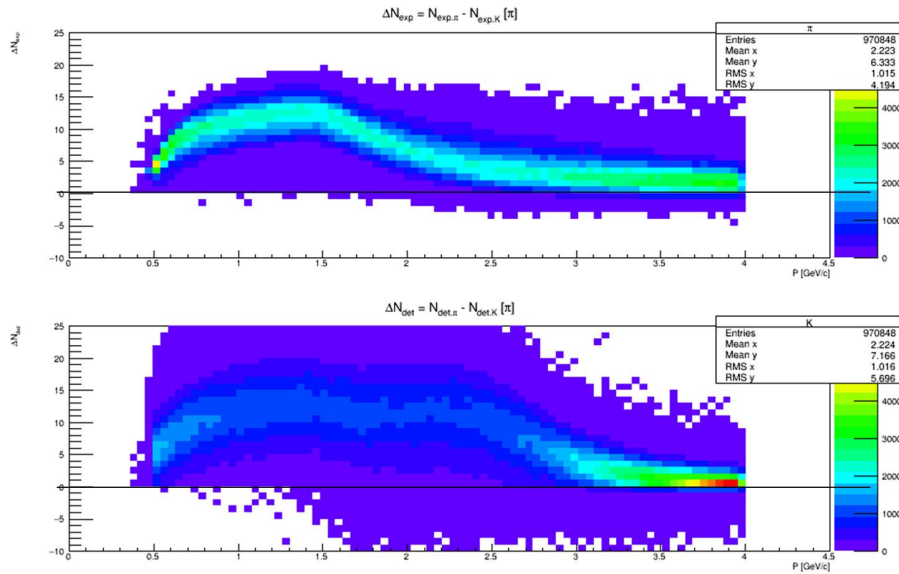
$$\Delta N_{\text{exp}} = N_{\text{exp.}\pi} - N_{\text{exp.K}}$$

$$\Delta N_{\text{det}} = N_{\text{det.}\pi} - N_{\text{det.K}} \quad *49$$

結果は図 67 の様になり、上が ΔN_{exp} と運動量の二次元ヒストグラム、下が ΔN_{det} と運動量の二次元ヒストグラムになっている。

^{*48} 今回のシミュレーションでは π をシグナルとし、そのときの efficiency を見ている。そのため π が入射したときのイベントのみとした。

^{*49} N_{det} はシミュレーションで算出された任意の粒子における検出光子数である。そのため入射粒子が π の場合でも $N_{\text{det.K}}$ は値を持つ (詳細は 5.4.1 の脚注を参照)。

図 67 $\Delta N_{\text{exp}} \cdot \Delta N_{\text{det}}$ と運動量の関係

先述の運動量と efficiency の関係から、efficiency が低くなる要因は発生光子数の少なさ (低運動量) と、チェレンコフ角の角度差の小ささ (高運動量) であった。そのことを踏まえたうえで efficiency と gap サイズの関係を調べる。

まず低運動量においては発生光子数、検出光子数の少なさ efficiency の低下の主要因であった。低運動量領域の ΔN_{exp} と ΔN_{det} の二次元ヒストグラムを比較すると、フレームの影響で検出可能光子数が減少するため、 ΔN_{det} の方が光子数の差が小さいエントリーが多い。またフレームの影響がでない ΔN_{exp} の段階で光子数の差が小さいため、光子数の小さなロスが efficiency に大きく影響することがわかる。そのため、gap サイズが大きいとフレームの影響範囲が大きくなり*50、多くのイベントの efficiency が低下する。また運動量が大きくなっていくと発生光子数が多くなり*51、光子数の小さなロスの影響が弱まる。その結果、gap サイズの影響が efficiency の増加に伴い小さくなる。

次にチェレンコフ角の角度差の影響で efficiency が減少している高運動量領域を考える。図 67 を見てみるとチェレンコフ角の角度差が小さい (リングイメージの半径差が小さい) ため、 ΔN_{exp} の段階で光子数の差が小さく、光子数の小さなロスが efficiency に大きく影響することが予想できる。このことは ΔN_{det} の二次元ヒストグラムを見てみると、フレームの影響で検出光子数がロスし、光子数の差が 0 のところにピークがあることから確認できる。

*50 gap サイズとフレームの影響範囲については 5.4.1 を参照。

*51 図 67 は光子数の差を見ている。それに加え、入射粒子を K と仮定した場合の発生光子数も増加していくため、運動量が 1.5 GeV/c 以降で光子数の差が減少していく。

以上のことから efficiency が小さい運動量の範囲は、 \mathbf{K}/π の識別が難しい領域であることを意味し、識別が難しいということは \mathbf{K} 、 π における光子数の差が小さいということの意味する。その結果、識別が難しい領域においては少しの光子のロスも efficiency に大きく影響し、フレームの影響範囲の関係から gap サイズと efficiency に相関が生じていることがわかる。

5.6 BelleII 実験における測定への影響

前節で gap サイズが大きくなると K/π の識別性能が下がることがわかった。この識別性能の低下が許容されるかどうかを判断するには、BelleII 実験の測定 (物理の結果) に影響を与えるかどうかを検証する必要がある。

検証の方法としては、BelleII 実験での CKM 行列のパラメータである ϕ_2 の測定を想定し、gap サイズを変化させたときの S/N の変化を調べる。 ϕ_2 の測定における主なシグナルモードとバックグラウンドモードは以下の様になる。

$$\text{シグナルモード} \quad B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad \mathcal{B} = (5.15 \pm 0.22) \times 10^{-6}$$

$$\text{バックグラウンドモード} \quad B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \quad \mathcal{B} = (1.94 \pm 0.06) \times 10^{-5}$$

これらのモードには π と K しか含まれず、 K/π 識別の影響を直接的に受けるため、今回の検証には最適である。

またバックグラウンドモードにのみ K が含まれているため、シグナルモードとバックグラウンドモードの区別も簡単なロジックで行うことができる。そのためシミュレーションの解析プログラムがとてもシンプルなものにすることが可能である。

5.6.1 simulation setup II

BelleII 実験における測定への影響をシミュレーションするため、セットアップは図 68 の様にする。今回は前節までのシミュレーションとは異なり、イベントの生成には EvtGen というジェネレータを用いる。EvtGen は電子陽電子衝突から $Y(4S)$ の生成と崩壊を計算し、 $B\bar{B}$ ペアの生成を行う。このときに崩壊の仕方を設定したファイルを与えておくと、ユーザーが決めた崩壊モード、崩壊分岐比で $B\bar{B}$ ペアを崩壊させることができる。そのため今回は崩壊モードを ϕ_2 のシグナルモードとバックグラウンドモードのみにし、崩壊分岐比はそれらの実際の崩壊分岐比が設定されている。

発生させるイベント数も、BelleII 実験の 10 年間の測定で発生すると予想される数に合わせる。それにより gap サイズの影響は統計誤差内で収まるのか、それとも無視できない影響なのかを知ることができる。また統計誤差内に収まる場合でも、A-RICH 検出器をつくるうえで gap サイズは、どの程度考慮すべきなのかを考察することができる。具体的なイベント数の計算は以下のようなになる。

SuperKEKB 加速器のルミノシティを $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} = 800 \text{ nb}^{-1}\text{s}^{-1}$ とし、 $\Upsilon(4S)$ が生成される反応断面積が約 1 nb であることを考慮する。また $\Upsilon(4S)$ が 96 % 以上で $B\bar{B}$ に崩壊することを考えると、BelleII 実験の 10 年間の測定で約 2.4×10^{11} 個の $B\bar{B}$ ^{*52} が生成されることになる。そこからシグナルモードとバックグラウンドモードの崩壊分岐比などを考慮すると、約 2.9×10^6 イベントが BelleII 実験において発生すると予想される。

以上のように ϕ_2 の測定における主なシグナルモードとバックグラウンドモードを生成し、終状態の粒子から K/π 識別の結果を基に π を選び出し、シグナルモードである $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の再構成を行う。シミュレーションでは終状態の粒子の (真の) 種類がわかっているため、再構成されたイベントがシグナルモードなのか、バックグラウンドモードなのかを知ることができ、その情報を基に S/N を算出する。このように算出された S/N は K/π 識別の性能に依存するため、gap サイズによって値が変化する。その変化量から BelleII 実験の測定における gap サイズの影響を調べることができる。

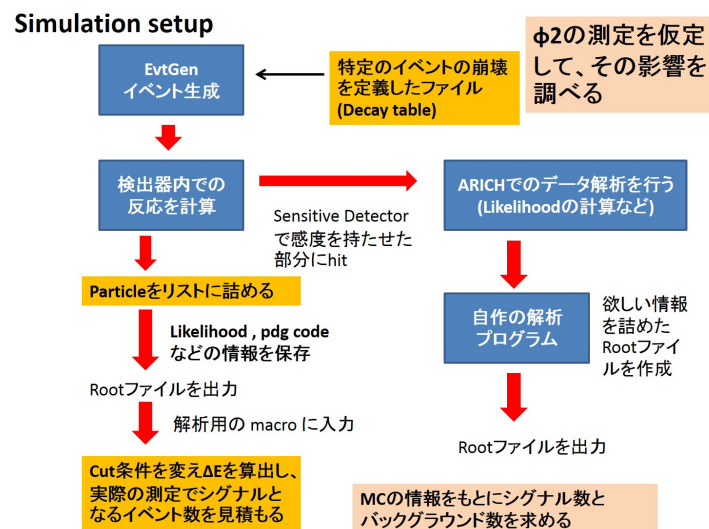


図 68 シミュレーションのセットアップ概要図 2

*52 $\Upsilon(4S)$ の崩壊分岐比より
 B^+B^- 51.4 ± 0.6 %
 $B^0\bar{B}^0$ 48.6 ± 0.6 %
 という内訳になる。

5.6.2 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の再構成

シグナルモードの再構成にあたり、Likelihood ratio (LR) と ΔE という情報を基にバックグラウンドモードのイベントを排除している。

- Likelihood ratio (LR)

Belle 実験・BelleII 実験の解析において、終状態の粒子の中から任意の粒子を選び出す際に LR という値を用いる。この値は粒子識別を担う各検出器から得ることができる値であり、以下のように定義される。

$$LR(i:j) = \frac{L_i}{L_i + L_j}$$

ここで L_i は選び出したい粒子の Likelihood、 L_j はバックグラウンドとなる粒子の Likelihood を意味している^{*53}。この $LR(i:j)$ は 0 から 1 までの値を持ち、1 に近いほど候補の粒子が選び出したい粒子らしいということになる。

今回のシミュレーションでは $LR(\pi:K)$ という値を用いる。一般的な解析では K/π 識別を担う CDC、TOP、A-RICH で得られた Likelihood の積である

$$L_i = L_i^{\text{CDC}} \times L_i^{\text{TOP}} \quad (\text{荷電粒子がバレル部に入射した場合})$$

$$L_i = L_i^{\text{CDC}} \times L_i^{\text{ARICH}} \quad (\text{荷電粒子がエンドキャップ部に入射した場合})$$

を用いた LR で評価するのだが、今回は A-RICH 検出器の識別性能の評価を行うため L_i^{ARICH} のみを用いる。しかし運動量保存の関係から $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の 2 つの π が両方とも A-RICH 検出器に入射するイベントはほとんどない。そのため性能評価で用いるイベントは片方の π 候補が A-RICH に入射したイベントとし、A-RICH に入射した粒子は L_i^{ARICH} のみを用い、もう片方の粒子に関しては各検出器から得られた Likelihood の積を用いることとする。

- ΔE

一般にイベントの再構成をする場合は、複数の終状態の粒子から不変質量を組み、その不変質量の値で Cut をかけることでシグナルの再構成を行う。Belle 実験・BelleII 実験の測定では、終状態の粒子の情報以外にもビームの情報も得ることができる。また、ビームエネルギーは粒子のエネルギーよりも測定精度が良いため、複数の終状態の粒子から不変質量を組むよりもビームエネルギーを用いた方が精度が良くなる。そのため B の再構成を行う際はビームエネルギー E_{beam} ^{*54} を用いて

^{*53} A-RICH 検出器での Likelihood の求め方は 5.1.1 を参照。

^{*54} $Y(4S)$ の重心系エネルギーの $\frac{1}{2}$ に相当する。そのため、 M_{bc} と ΔE の算出で使用する物理量はすべて $Y(4S)$ の重心系での値である。

算出される M_{bc} を不変質量とし、同じく E_{beam} を用いて算出される ΔE を Cut 条件に使用する。それぞれの値の算出方法は以下のようになる。

$$M_{bc} = \sqrt{(E_{beam})^2 - P_{Bcan}^2}$$

$$\Delta E = E_{Bcan} - E_{beam}$$

ここで E_{Bcan} と P_{Bcan} は、それぞれ B を再構成する粒子のエネルギーと運動量の和を意味している。このようにして不変質量を算出することで検出器の運動量やエネルギーの測定誤差を排除することができる^{*55}。

ΔE はビームエネルギーから算出された本来 B が持っているべきエネルギーと、終状態の粒子の組み合わせで得られたエネルギーの総和 (再構成された B のエネルギーに相当) との差である。再構成には LR の情報を基に選び出された粒子を用いるため、その粒子のエネルギーは LR においてシグナルとした粒子の質量と測定値である運動量から算出される。そのためシグナルモードの場合は ΔE の値は 0 になり^{*56}、バックグラウンドモードの場合には ΔE の値は 0 から外れていることが確認できる。

今回のシミュレーションでは、この ΔE で Cut をかけて得られるシグナルモードのイベント数とバックグラウンドモードのイベント数から S/N を算出する。Cut 条件は Belle 実験における ϕ_2 の解析を参考にし、 $|\Delta E| < 0.067 \text{ GeV}$ とした。

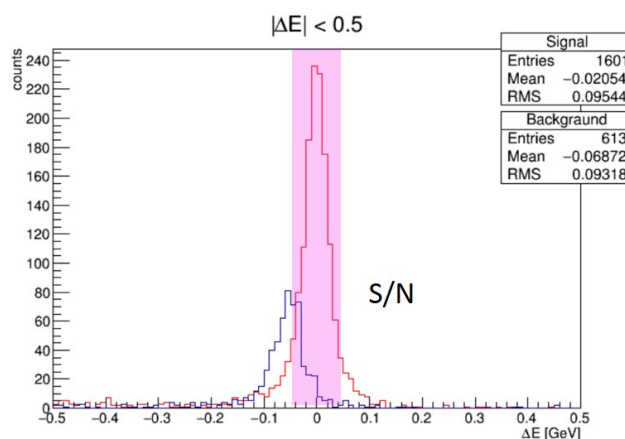


図 69 $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ を仮定したときの ΔE 分布

*55 ビームエネルギーを用いることで、加速器のビームエネルギーの広がりによる不変性の寄与が残るため多少の誤差は生じるが、検出器のエネルギー分解能に比べると非常に小さい。

*56 測定誤差やビームエネルギーの不変性のため、多少のずれは生じる。

5.6.3 結果

$|\Delta E| < 0.067 \text{ GeV}$ で Cut した場合、S/N は図 70 のようになった。

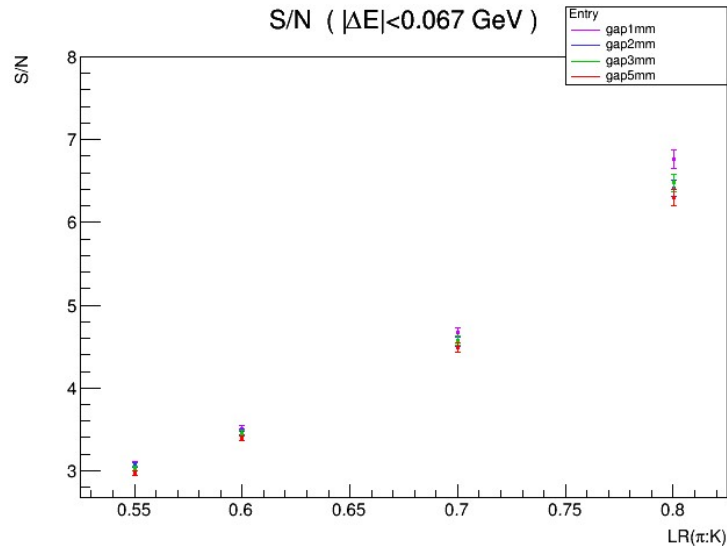


図 70 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ を仮定したときの S/N

この結果から多少だが gap サイズの影響が確認でき、 $LR(\pi:K)$ の Cut を厳しくすると S/N が増加し、gap サイズの影響も大きくなることがわかる。 $LR(\pi:K) > 0.8$ においては、gap サイズの大きさが 1 mm の S/N と他のサイズの S/N の差は統計誤差内に収まらず、解析結果に確実に影響をもたらすと予想される。別の $LR(\pi:K)$ の Cut 条件においては統計誤差内に収まっているが、gap サイズ 1 mm は他のサイズよりも高い S/N が得られることがわかる。また gap サイズ 2 mm と 3 mm は今回の統計数においては違いがあまりないことがわかる。

以上のことを踏まえると gap サイズはなるべく 1 mm にし、識別性能が高い状態で BelleII 実験を行うべきである。また gap サイズ 2 mm と 3 mm はあまり差が見られないため、gap サイズを 1 mm に抑えることができない場合は 3 mm 以下に抑えれば良いといえる。

6 まとめ

Belle 実験における CKM 行列の各パラメータの測定結果からクォークセクターの CP 対称性が破れていることがわかった。しかし得られた CKM 行列の各パラメータは標準理論の検証を行うには誤差が大きい。この CKM 行列のパラメータをより高い精度で測定することができればクォークセクターの世代数の問題等に決着をつけることができる。それに加え Belle 実験で得られたイベントの中には新物理の兆候がみられるものが多数存在した。これらのことを受けてクォークセクターの CP 対称性の破れの精密測定、新物理探索を目的として BelleII 実験を開始しようとしている。Belle 実験からの主な変更点としては統計数の増加と新物理に感度を持つ高運動量領域の精密測定が可能であることである。統計数の増加に関しては加速器のルミノシティを約 40 倍にすることでイベント数を増加させる。しかし加速器のルミノシティの増加に伴い、バックグラウンドの増加、ビーム強度の増加が発生するため、検出器のアップグレードも必要である。それに加え検出器側は高運動量領域における精密測定を行えるようにする必要もある。

BelleII 実験に向けてアップグレード中である検出器の中でエンドキャップ部の K/π 識別を担うのが A-RICH 検出器である。Belle 実験においてはエンドキャップ部の K/π 識別可能領域が約 $0.5 \text{ GeV}/c \sim 2.5 \text{ GeV}/c$ であり、高運動量領域の精密測定には対応していなかった。今回の A-RICH 検出器ではチェレンコフ光のリングイメージを用いることで約 $0.5 \text{ GeV}/c \sim 4.0 \text{ GeV}/c$ の範囲で識別が可能となる。現在 A-RICH グループではチェレンコフ光を発生させるための輻射体、発生したチェレンコフ光を検出する光検出器、光検出器の信号を読み出す回路の開発、量産等を行っている。本研究では輻射体の構造に関するシミュレーションと光検出器の性能測定を行った。

輻射体の構造に関するシミュレーション

A-RICH 検出器の輻射体は透過性があり、屈折率の調節が容易にできる Aerogel という物質をタイル状にカットし、それをアルミニウムのフレームにセットしたものである。そのため輻射体全体として Aerogel が占める割合が多い方が良く、Aerogel のタイルとタイルの間の距離 (gap サイズ) の設計値は 1 mm となっている。しかしフレームの僅かな歪みや、アルミニウムの表面におけるチェレンコフ光の反射を防ぐためのブラックシートの厚みの関係で gap サイズが設計値よりも大きくなる可能性がでてきた。そのため gap サイズ (フレーム) が識別性能にどの程度影響するのかをシミュレーションから見積もることにした。その結果、 K/π の識別性能と運動量の関係には gap サイズに依存しない傾向がみられ、その傾向は「運動量と発生光子数の関係」と「運動量とチェレンコフ角の角度差

の関係」に依存していることがわかった。また gap サイズを大きくしていくと、この傾向を崩さずに識別性能が低下していくことが確認できた。この gap サイズが大きくなることによる識別性能の低下は 0.5 GeV/c~1.0 GeV/c、3.5 GeV/c~4.0 GeV/c の運動量領域で顕著にみられ、3.5 GeV/c~4.0 GeV/c の運動量領域において gap サイズが 1 mm から 5 mm の変化で Efficiency が約 3 % 減少する。そのため、高運動量領域における精密測定が鍵となる新物理探索という目的を考えると gap サイズは小さくしなければならない。

次に BelleII 実験で CKM 行列の回転角 ϕ_2 を測定した場合を想定し、gap サイズの変化は実際の測定でどの程度影響するのかを見積もった。その結果 gap サイズの影響が確認でき、解析における Cut 条件を厳しくすると S/N が増加し、gap サイズの影響も大きくなることがわかった。また各 gap サイズの関係から、なるべく gap サイズは 1 mm よりも大きくならないようにし、大きくなる場合でも 3 mm 以下に抑えるべきという結論が得られた。しかし、Likelihood の算出プログラムを改良することで gap サイズの影響は軽減できる可能性がある*⁵⁷。

今回は gap の部分は全てアルミニウムのフレームであるとしてシミュレーションをしたが、実際には空気の部分が存在している。その部分では光透過性があるため、既に発生している光子が大きくロスするようなことはないが、チェレンコフ光は発生しないため、全体の検出光子数は減少する。しかし空洞部分のシミュレーションより、アルミニウムのフレームほどの影響はないことがわかった*⁵⁸。そのため、フレームやブラックシートなどの影響が主要であると考えられる。

光検出器の性能測定

A-RICH 検出器の光検出器として HAPD を用いる。その HAPD は 2002 年より HPK と共同開発を行い、現在は HPK で大量生産された HAPD を KEK で性能評価している。性能評価は送られてきた HAPD 一つ一つに対して、BelleII 実験での使用における要求をクリアしているのかを確認する。評価試験項目として暗電流測定、bias scan、2D scan、S/N 測定、QE 測定、magnet test がある。私自身は 2014 年 3 月から 2 ヶ月に 1 週間のペースで性能測定のシフトに参加し、148 台の HAPD に対して性能評価を行った。グループ全体では 2015 年 12 月時点で BelleII 実験で使用する 510 個の HAPD に対して magnet test 以外の測定を終え、性能評価で不合格となったものをリストアップしている。そのリストを基に HPK から代替りの HAPD が送られてくる予定である。2016 年 4 月上旬には性能試験を終わらせ、使用する全ての HAPD が確保できる予定である。

*⁵⁷ 改良された算出プログラムの検証は付録 C を参照

*⁵⁸ 付録 B を参照

謝辞

多くの方々の協力、助言があり、この論文を書き上げることができました。この場を借りてお礼申し上げます。

本研究にあたり様々な助言をいただき、また基盤となる物理学を学部生時代から大学院生時までご指導いただいた基礎物理学教室の小川了教授、渋谷寛教授に深く感謝いたします。

高エネルギー加速器研究機構の足立一郎さん、西田昌平さん、Luka Santelj さん、首都大学東京の角野秀一さん、新潟大学の遊佐洋右さんには、A-RICH のグループミーティング等でたくさんのアドバイスやご指導をしていただき、ありがとうございました。

BelleII Japan Student の皆さんには、Belle・BelleII の研究をするうえで必要になる物理や各検出器について学べる勉強会などを運営していただきありがとうございました。また同じ A-RICH グループに所属していた皆さんには勉強会以外に、HAPD の性能測定などを協力して行い、ほとんどの性能測定を終わらせることができ本当に良かったです。特に新潟大学の片浦くんには A-RICH のシミュレーションで助けていただき、本当に助かりました。

基礎物理学教室の皆さんには、研究の面はもちろんのこと、研究以外の面で楽しい時間を過ごすことができたことに感謝いたします。特に黒尾さんには、この論文の校正をしていただき感謝しています。また、シミュレーション関係で一緒に研究できてとても楽しかったです。

この論文に関わったすべての皆さま、本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] M. Kobayashi and T. Maskawa: Prog. Theor. Phys. Vol. **49**, No. 2 (1973), pp.652-657 .
- [2] T. Abe et al.: "BelleII Technical Design Report", arXiv:1011.0352vlphysics.ins-det .
- [3] K. Abe et al.: (Belle Collab.), Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001);
hep-ex/0202027,submitted to Phys. Rev. D .
- [4] CKMfitter group homepage;
http://ckmfitter.in2p3.fr/www/results/plots_ichep10/ckm_res_ichep10.html .
- [5] E. J. Weinberg, D. L. Nordstrom: Phys. Rev. D. **86** (2012) .
- [6] S. Iwata, et al.: Prog. Theor. Exp. Phys. 033H01 (2016) .

付録 A CKM 行列の自由度

CKM 行列の回転角の数と複素位相の数を求めるには、 $N \times N$ のユニタリ行列の自由度やユニタリ性から得られる条件式が重要となる。またクォーク場の再定義を行うことで $N \times N$ のユニタリ行列の自由度から自由度の数を減らすことができる。最終的に残った自由度 (パラメータ) が回転角や複素位相となる。

A.1 ユニタリ行列の自由度

CKM 行列はユニタリ行列であるため、 $N \times N$ のユニタリ行列の自由度を考える。

ユニタリ行列は正方行列であるため、 N^2 個の行列成分がある。その成分がすべて複素数だとすると、 $2N^2$ 個の実数の組み合わせで行列が作られていることになる。ここでユニタリ行列を列ごとに分割すると N 組みの複素ベクトルができる。ここでユニタリ行列の性質である

$$V^\dagger V = E \quad E \text{ は単位行列}$$

を考慮すると、これらの複素ベクトルはそれぞれのノルムが 1 であり、直行することがわかる。

N 個の複素ベクトルから 2 つを選び出す組み合わせは

$${}_N C_2 = \frac{N \cdot (N-1)}{2}$$

となり、その選び出された 2 つの複素ベクトルの内積が 0 になるためには実数部分と虚数部分が 0 にならなければならない。即ち、 $N(N-1)$ 個の式で制約を受けることになる。またノルムが 1 になる条件は 1 つの複素ベクトルにつき 1 つの式で制約されることを意味するため、全体として N 個の式で制約を受けることとなる。合計すると N^2 個の式によって制約されている。

従って、 $2N^2$ 個の自由度から N^2 個の束縛条件を引くことになるので自由度は N^2 個となる。

A.2 クォーク場の再定義

クォーク場の再定義、ユニタリー性から得られる条件式を用いることで $N=3$ における CKM 行列の行列要素を考える。

クォークの質量を m_q ($q = u, d, c, s, t, b$) とすると、質量項 $\mathcal{L}_{\text{mass}}$ は以下のように表される。

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = -\sum_q m_q \bar{q}q$$

質量項 $\mathcal{L}_{\text{mass}}$ において m_q を実数に保ったまま、クォーク q の位相を次のように再定義できる。

$$q \rightarrow qe^{-i\theta_q}$$

クォーク場を再定義すると、CKM 行列の行列要素 V_{ij} は大きさは不変で、位相が変化する。

$$V_{ij} \rightarrow V_{ij}e^{i(\theta_i+\theta_j)}$$

ここでユニタリー性を利用するために、CKM 行列を 3 つの複素ベクトル \mathbf{V}_1 、 \mathbf{V}_2 、 \mathbf{V}_3 を用いて表す。

$$\mathbf{V}_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = (\mathbf{V}_1 \ \mathbf{V}_2 \ \mathbf{V}_3)$$

まず \mathbf{V}_1 をクォーク場の再定義をすることで実数にとる。次にユニタリー性より $|\mathbf{V}_1| = 1$ という条件を課すと \mathbf{V}_1 は以下のように表すことができる。

$$\mathbf{V}_1 = \begin{pmatrix} \cos\phi_1 \\ \sin\phi_1 \cos\phi_2 \\ \sin\phi_1 \sin\phi_2 \end{pmatrix}$$

またユニタリー性より \mathbf{V}_2 、 \mathbf{V}_3 は、それぞれ \mathbf{V}_1 に直交していなければならない。そこで \mathbf{V}_1 に直交する 2 つの単位ベクトル \mathbf{e}_2 、 \mathbf{e}_3 を定義する。

$$\mathbf{e}_2 = \begin{pmatrix} -\sin\phi_1 \\ \cos\phi_1 \cos\phi_2 \\ \cos\phi_1 \sin\phi_2 \end{pmatrix} \quad \mathbf{e}_3 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin\phi_2 \\ \cos\phi_2 \end{pmatrix} \quad \mathbf{e}_i^T \cdot \mathbf{e}_j = \delta_{ij}$$

この 2 つの単位ベクトルと任意の複素位相 U_{ij} ($i = 2, 3 \ j = 2, 3$) を用いて \mathbf{V}_2 、 \mathbf{V}_3 を表す。

$$\mathbf{V}_2 = U_{22}\mathbf{e}_2 + U_{32}\mathbf{e}_3 \quad \mathbf{V}_3 = U_{23}\mathbf{e}_2 + U_{33}\mathbf{e}_3$$

ユニタリー性より $|\mathbf{V}_2| = 1$ 、 $|\mathbf{V}_3| = 1$ 、 $\mathbf{V}_2^\dagger \cdot \mathbf{V}_3 = 0$ という条件を課すと

$$|U_{22}|^2 + |U_{32}|^2 = 1 \quad |U_{23}|^2 + |U_{33}|^2 = 1 \quad U_{22}^* U_{23} + U_{32}^* U_{33} = 0$$

となり、4 つの複素数 U_{ij} を行列要素に持つ 2×2 行列

$$U_{2 \times 2} = \begin{pmatrix} U_{22} & U_{23} \\ U_{32} & U_{33} \end{pmatrix}$$

はユニタリー性を持つことがわかる。 $U_{2 \times 2}$ に対してもユニタリー性から得られる条件式を用いると以下のように表すことができる。

$$U_{2 \times 2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\phi_3 & \sin\phi_3 \\ \sin\phi_3 & -\cos\phi_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & e^{i\beta} \end{pmatrix}$$

よって CKM 行列は

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} \cos\phi_1 & -\sin\phi_1 & 0 \\ \sin\phi_1 \cos\phi_2 & \cos\phi_1 \cos\phi_2 & -\sin\phi_2 \\ \sin\phi_1 \sin\phi_2 & \cos\phi_1 \sin\phi_2 & \cos\phi_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\phi_3 & \sin\phi_3 \\ 0 & \sin\phi_3 & -\cos\phi_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\beta} \end{pmatrix}$$

となり、これらの積を計算することで

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} \cos\phi_1 & -\sin\phi_1 \cos\phi_3 e^{i\alpha} & -\sin\phi_1 \sin\phi_3 e^{i\beta} \\ \sin\phi_1 \cos\phi_2 & (\cos\phi_1 \cos\phi_2 \cos\phi_3 - \sin\phi_2 \sin\phi_3 e^{i\delta}) e^{i\alpha} & (\cos\phi_1 \cos\phi_2 \sin\phi_3 + \sin\phi_2 \cos\phi_3 e^{i\delta}) e^{i\beta} \\ \sin\phi_1 \sin\phi_2 & (\cos\phi_1 \sin\phi_2 \cos\phi_3 + \cos\phi_2 \sin\phi_3 e^{i\delta}) e^{i\alpha} & (\cos\phi_1 \sin\phi_2 \sin\phi_3 - \cos\phi_2 \cos\phi_3 e^{i\delta}) e^{i\beta} \end{pmatrix}$$

となる。また、s クォークと b クォークの位相の再定義をすることで V_{CKM} 中の位相 α 、 β をすべて消すことができる。

結果 CKM 行列は以下のように表され、自由度 (パラメータ) は 3 つの回転角と 1 つの複素位相であることがわかる。

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} \cos\phi_1 & -\sin\phi_1 \cos\phi_3 & -\sin\phi_1 \sin\phi_3 \\ \sin\phi_1 \cos\phi_2 & \cos\phi_1 \cos\phi_2 \cos\phi_3 - \sin\phi_2 \sin\phi_3 e^{i\delta} & \cos\phi_1 \cos\phi_2 \sin\phi_3 + \sin\phi_2 \cos\phi_3 e^{i\delta} \\ \sin\phi_1 \sin\phi_2 & \cos\phi_1 \sin\phi_2 \cos\phi_3 + \cos\phi_2 \sin\phi_3 e^{i\delta} & \cos\phi_1 \sin\phi_2 \sin\phi_3 - \cos\phi_2 \cos\phi_3 e^{i\delta} \end{pmatrix}$$

付録 B 空洞のシミュレーション

5章では gap 部分の物質をアルミニウムにすることで、識別性能に対するフレームの影響をシミュレーションした。その結果は、タイルの間に光透過性がない物質がある場合に適用することができる。しかし実際のセットアップでは gap 部分には空洞部分が存在するはずである。その空洞部分は物質としては空気ということになり、輻射体としては作用しないが光透過性があることになる。この影響を調べるために gap 部分の物質をアルミニウムから空気に変更し、空洞のシミュレーションを行う。

まず Path-Length と検出光子数の関係を確認し、空洞の影響で光子がどの程度ロスするのかを調べる。図 71 には gap 部分に拡大した Path-Length と検出光子数の関係を示す。

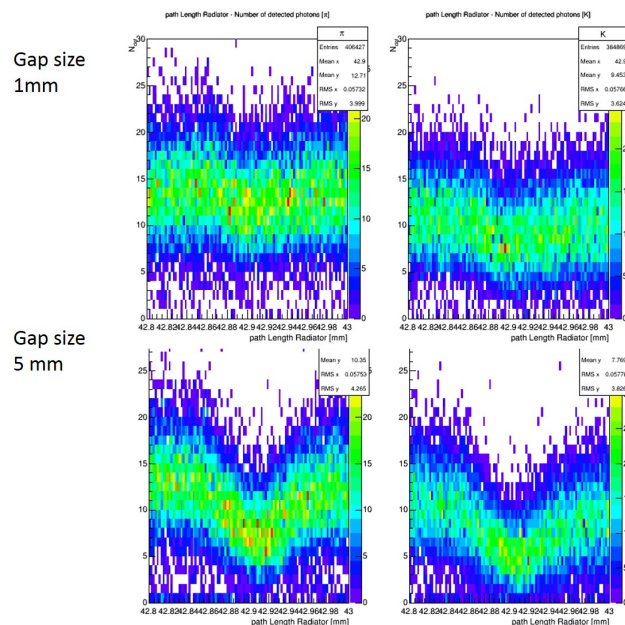


図 71 Path-Length と検出光子数の関係 (空洞の場合)

これを図 62 と比較すると光透過性の違いにより、空洞の方がロスする光子数が少ないことが確認できる。しかし空洞は輻射体として作用しないため、発生する光子の数が減少するという事はフレームの場合と同様である。そのため、空洞の場合でも gap 部分で検出光子数が減少することが図 71 からわかる。

次に、空洞部分における光子のロスは識別性能に影響するのかを確認する。5章と同様にして求めた、各運動量領域における efficiency を図 72 に示す。

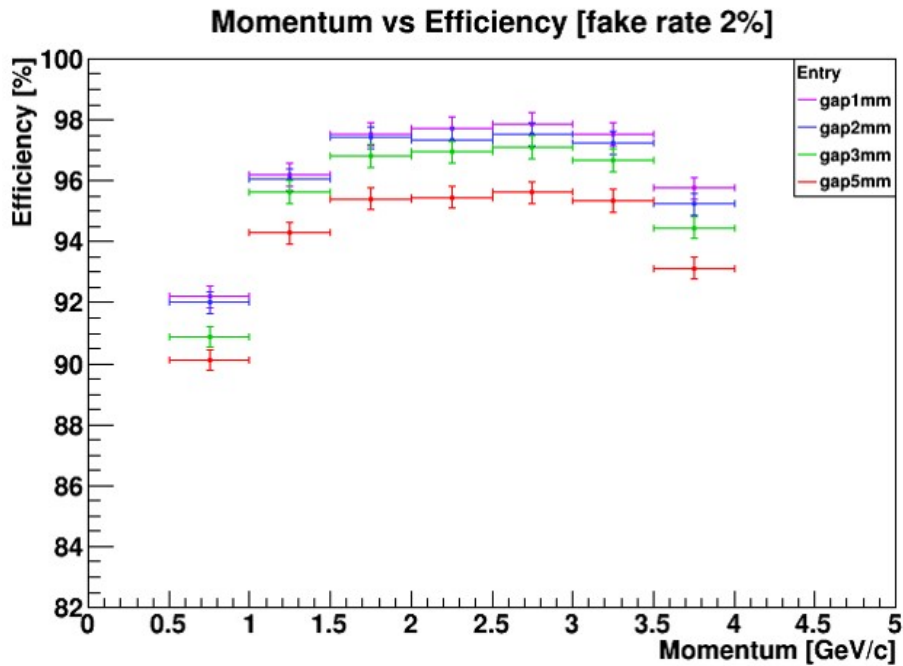


図 72 各 gap サイズにおける運動量と efficiency の関係 (空洞の場合)

結果を見ると、空洞の場合でも gap サイズの影響が確認できる。また、図 64 と比較すると、先ほどの議論から予想できるようにフレームの場合の方が gap サイズの影響が大きいことがわかる。

以上の結果から、空洞部分は輻射体がないことによる発生光子数の減少が gap サイズの影響に参与していることがわかる。それに対してフレームの場合は発生光子数の減少に加え、光透過性がないことによる光子のロスがあるため、空洞の場合よりも gap サイズの影響が大きいことが確認できた。

付録 C Likelihood 算出プログラムの見直し

Likelihood を算出する際に重要になってくるパラメータに、予想される光子数 N_{exp} があり、それは荷電粒子の Path-Length に依存している。5.4 でも述べたが Path-Length は gap サイズを考慮せずに算出されているため、gap サイズの影響が Likelihood を算出する過程にも効いてくる。そのため、この算出プログラムを gap サイズを考慮するように改良することで、gap サイズの影響を小さくすることができると予想される。

これを受けて現在、算出プログラムの改良が成され、公式にリリースされている。ここでは、改良された算出プログラムの検証を行った結果を述べる。

C.1 算出プログラムのアップデート

今までのプログラムでは荷電粒子の運動量の方向のみで Path-Length を算出し、その値を用いて N_{exp} を求めていた。そのため、輻射体でない部分ではチェレンコフ光が発生しないこと、フレームによって光子がロスすることが考慮されていなかった。新しいプログラムでは荷電粒子が Aerogel に入射した位置を再構成し、それを基にフレームの影響を考慮するようになっている。それに加え荷電粒子が通過した飛跡を 5 つのステップで刻み、そのステップごとに発生する光子の数やフレームによってロスする光子の数を算出している。

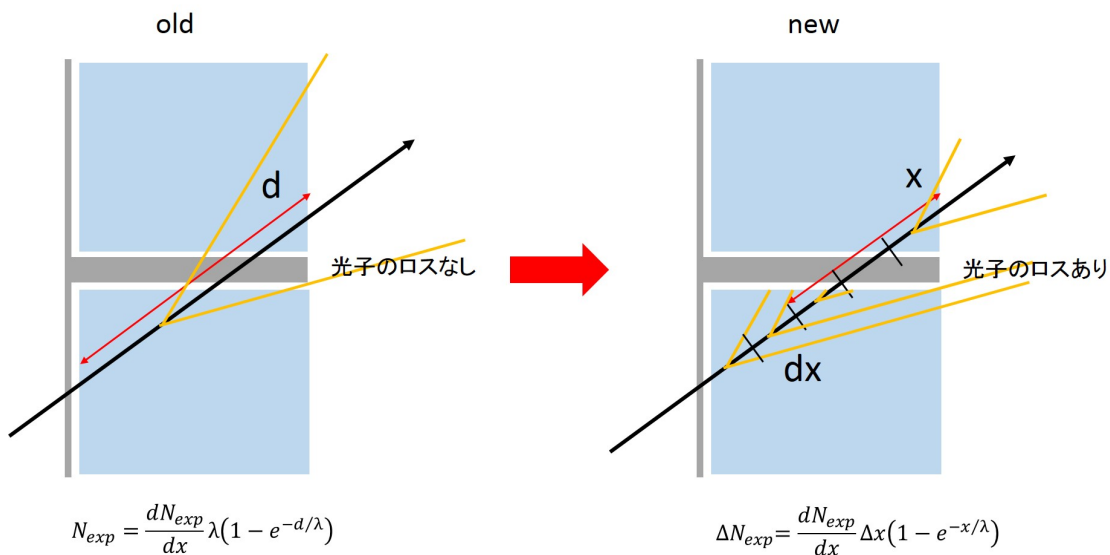


図 73 算出プログラムのアップデートの概要図

C.2 新しい算出プログラムの検証

新しい算出プログラムは N_{exp} を求める際に gap の影響を考慮することで、より真の値に近い N_{exp} から Likelihood を算出するように改良された。そこで、 N_{exp} と検出光子数 N_{det} の差を改良の前後で比較してみる。改良されたプログラムでは荷電粒子の入射位置の情報を用いているため、飛跡の再構成の精度も関与してくる。飛跡の再構成は A-RICH 以外の検出器で行われており、今回のシミュレーションでは A-RICH の性能評価が目的であるため、荷電粒子の入射位置に関しては真の値を用いることとする。

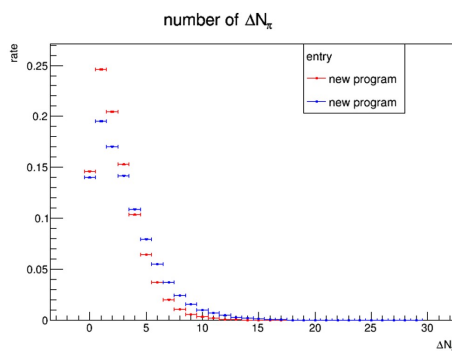


図 74 gap サイズ 3 mm における π の場合の $|N_{\text{exp}} - N_{\text{det}}|$

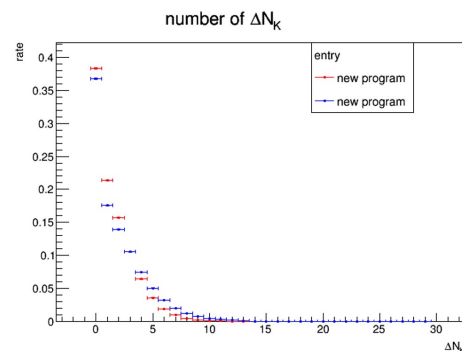


図 75 gap サイズ 3 mm における K の場合の $|N_{\text{exp}} - N_{\text{det}}|$

図 74、75 を見てみると改良されたプログラムにすることで、全体的に N_{exp} と N_{det} の差が小さくなっていることが確認できる。これは改良されたプログラムの方が、より真の値に近い N_{exp} を算出できていることを意味している。

N_{exp} をより正しく見積もることができるようになったことにより、誤識別を抑えることができる。これは対数尤度の差 ($\log L_{\pi} - \log L_K$) を見ることにより確認できる。例として荷電粒子の運動量が 0.5 GeV/c から 1.0 GeV/c の範囲における対数尤度の差を図 76 に示す。これを見ると、改良前のプログラムでは π の対数尤度の差が -5 以下のイベントが π 全体のイベントの 0.942% だったのに対して、改良後のプログラムでは 0.495% と減少することがわかる。また K についても対数尤度の差が 10 以上のイベントが全体の 0.518% から 0.470% に減少している。これは誤識別につながる π の対数尤度が小さいイベントと K の対数尤度が大きいイベントの割合が減少することを意味している。そのため改良したプログラムを使用することで誤識別を抑える効果が期待できる。しかし、改良したプログラムは考慮する光子数を減少させる働きがあるため^{*59}、 π と K の違いが小

*59 gap は光子をロスする効果しかないため、gap を考慮すると予想される光子数は全体的に減少する。

さくなり識別が困難になる。これは π 、 K それぞれの対数尤度の差の分布が全体的に 0 に近づいていることから考えられる。

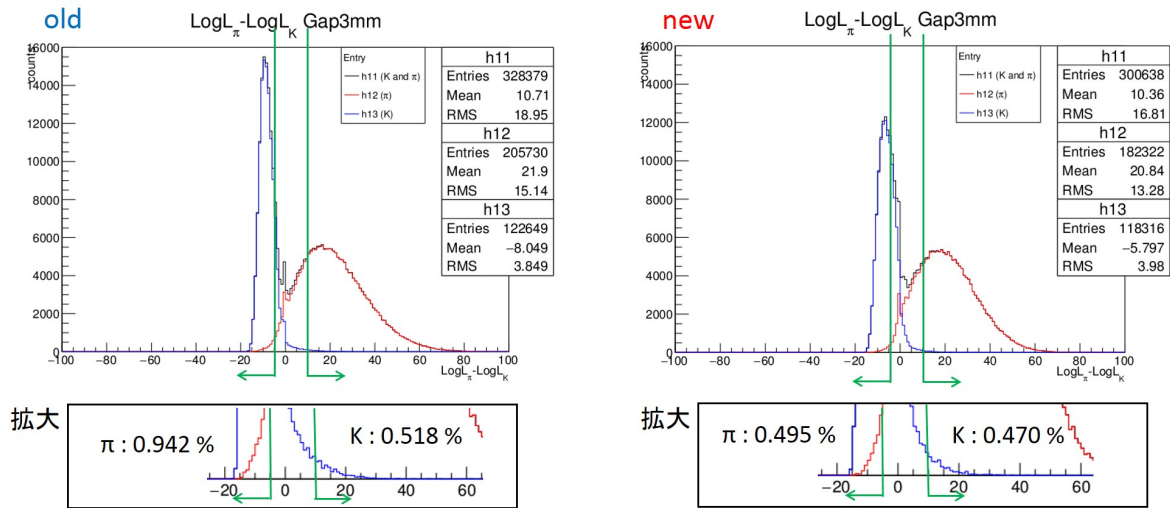


図 76 対数尤度の差の比較

今回の検証の結果、算出プログラムの変化は識別性能に大きく影響をもたらすことが確認できた。しかし算出プログラムの変化は識別性能の向上だけでなく、低下にもつながる。そのため算出プログラムの改良により gap サイズの影響の軽減、識別性能の向上を実現させるには、より詳細な算出プログラムの検証が必要である。