

Belle II 実験のための光検出器 HAPD を用いた
ARICH 検出器の性能評価

東邦大学
素粒子物理学教室

北村 勇人

2020 年 3 月 12 日

概要

Belle II 実験は標準理論を越えた新物理探索を目的とする素粒子物理学実験である。高エネルギー加速器研究機構 KEK の SuperKEKB 加速器を用いて電子・陽電子対をそれぞれ $7\text{GeV}/c$ と $4\text{GeV}/c$ まで加速し、衝突により B ・反 B 中間子対を大量に生成する。それらが崩壊して出てくる素粒子を Belle II 検出器によって精密測定し、 B 中間子の崩壊過程や崩壊時間を測定する。崩壊過程の測定では崩壊後の粒子識別が非常に重要であり、特に荷電 K 中間子と荷電 π 中間子は様々な物理解析において精度の高い識別が要求されており、実験の精度に大きく影響する。

ARICH 検出器は Belle II 検出器エンドキャップ部において K/π 識別を担うリングイメージ型のチェレンコフ検出器である。ARICH 検出器は輻射体シリカエアロゲルと光検出器 HAPD の 2 層から構成されている。荷電粒子が輻射体を通過した際に粒子の種類ごとに定まった角度で放射されるチェレンコフ光を光検出器により精密に測定し、その位置情報からチェレンコフ光放射角度を算出し、粒子の種類を同定する。したがって、ARICH 検出器の粒子識別ではチェレンコフ角度分解能が識別性能を示す一つの指標となる。Belle II 実験からの要求は運動量 $0.5\sim 3.5\text{GeV}/c$ において 4σ の精度で K/π 識別をすることであり、これから要求される角度分解能は 7.5mrad 以上である。本研究では 2018 年度における検出器の調整などを目的として行われた Phase2 運転、および 2019 年度から開始された物理解析用データ取得を目的とした Phase3 運転で得られたビーム衝突データを用いて、チェレンコフ角度分解能の評価を行った。

Bhabha イベント ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) および μ 対生成イベント ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) によるチェレンコフ角度分布を作成し、分布からチェレンコフ角度分解能を算出する。Phase2 では検出器の温度上昇のために部分的にしか稼働していなかったが、Phase3 以降は全領域で稼働している。そのため、本研究が Belle II 実験本番のセットアップで行われた ARICH 検出器のはじめての性能評価である。Phase3 運転時現在の ARICH 検出器のチェレンコフ角度分解能は、Bhabha イベントにおいて $4.7\pm 0.1\text{mrad}$ 、 μ 対生成イベントにおいて $4.6\pm 0.1\text{mrad}$ であり、要求性能を満たしていることが確認された。

一方で Phase2 では検出光子数がシミュレーションと比較して $27.7\pm 2.7\%$ 少なかった。その要因に対して、量子効率の光検出器 HAPD 光電面に対する光子入射角度依存性と各チャンネルの 1 光子検出効率の 2 つの観点から評価を行った。評価結果から Phase2 における検出光子数の減少は後者が要因であり、Phase2 における 1 光子検出効率は $76.5\pm 4.6\%$ であった。Phase3 では閾値電圧の設定変更などにより最適化され、Phase2 よりも検出光子数が増えた。Phase3 運転時現在における 1 光子検出効率について再び評価を行い、検出効率 $91.6\pm 4.7\%$ を得た。

目次

はじめに	9
第1章 物理的背景	13
1.1 B中間子の物理概要	13
1.1.1 標準理論	13
1.1.2 ハドロニック崩壊	15
1.1.3 輻射崩壊	18
1.1.4 レプトニック崩壊・セミレプトニック崩壊	19
1.2 CP対称性の破れ	22
1.2.1 物質・反物質の非対称性	22
1.2.2 P変換	23
1.2.3 パリティ対称性の破れの検証 (Wuによる実験)	24
1.2.4 CP変換	25
1.2.5 K中間子におけるCP対称性の破れ	26
1.2.6 CKM行列	28
1.2.7 ユニタリ三角形	30
1.2.8 B中間子におけるCP対称性の破れ	31
1.2.9 ユニタリ三角形の角度測定	32
第2章 Belle・Belle II実験	36
2.1 Belle実験	36
2.1.1 加速器実験	36
2.1.2 Bファクトリー	37
2.1.3 時間依存性のあるCP対称性の破れの測定	38
2.2 Belle II実験	39
2.2.1 Belle実験からBelle II実験へ	39
2.2.2 Belle II実験の目指す物理	39
2.3 Belle II検出器	39
2.4 SuperKEKB加速器	41
2.4.1 ナノビーム衝突	42
2.4.2 ビームバックグラウンド	43

第3章	ARICH 検出器	44
3.1	ACC	44
3.2	エンドキャップ部粒子識別装置 ARICH	46
3.3	輻射体 Aerogel	49
3.4	光検出器 HAPD	51
3.5	Readout システム (ASIC・FPGA)	55
3.6	尤度関数 (Likelihood function)	57
第4章	チェレンコフ角度分解能評価	59
4.1	評価目的	59
4.2	評価手法	60
4.3	イベントセレクション	61
4.4	バックグラウンド	67
第5章	角度分解能評価・結果	68
5.1	Bhabha イベント	68
5.2	μ 対生成イベント	73
5.3	考察	78
5.3.1	1 光子あたりの角度分解能 σ_{photon}	78
5.3.2	検出光子数 N_{pe}	80
第6章	HAPD 光電面に対する量子効率の光子入射角度依存性評価	83
6.1	物理的背景	83
6.2	評価手法	85
6.3	Phase2 における評価結果	88
第7章	光検出器 HAPD 各チャンネルの 1 光子検出効率評価	91
7.1	スレッショルドスキャン	91
7.2	評価手法	96
7.3	Phase2 における評価結果	98
7.4	Phase3 における評価結果	98
	まとめ	102
	謝辞	105
付録 A	BelleII 検出器	106
A.1	崩壊点検出器 PXD/SVD	106
A.2	中央飛跡検出器 CDC	108
A.3	バレル部粒子識別装置 TOP	111
A.4	電磁カロリメーター ECL	115
A.5	K_L^0 中間子 μ 粒子識別装置 KLM	116

A.6 Belle II データ収集システム DAQ	117
A.7 Belle II トリガーシステム	118
A.8 Belle II ソフトウェアフレームワーク Basf2	119
付録 B $\mu^+\mu^-$ 対生成イベント /Bhabha イベント	121
B.1 微分断面積の計算 (QED による記述)	121
B.2 イベント運動量の見積もり	125
付録 C 検出光子数の見積もり	128
付録 D Phase2 運転時における ARICH 稼働状況と新冷却システム	131
付録 E フィッティング詳細	136
E.1 Phase3 Bhabha イベント	136
E.2 Phase2 Bhabha イベント	138
E.3 Phase3 μ 対生成イベント	139
E.4 Phase3 μ 対生成イベント (トラック入射角 $<0.55\text{rad}$)	141
E.5 Phase3 μ 対生成イベント (ダブルガウシアン)	142
参考文献	144

目次

1	高エネルギー加速器研究機構 KEK	10
1.1	素粒子標準模型	14
1.2	ツリーダイアグラム	16
1.3	Color-suppressed ダイアグラム	16
1.4	ペンギンダイアグラム	16
1.5	電弱ペンギンダイアグラム	16
1.6	External EW-Penguin ダイアグラム	17
1.7	$B \rightarrow K\pi, \pi\pi, KK$ 崩壊の崩壊分岐比	17
1.8	$B^0 \rightarrow J/\Phi K^0$ の崩壊モード	18
1.9	$b \rightarrow s\gamma$ 過程	19
1.10	ニュートリノを含む崩壊モードの解析	20
1.11	$b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ 過程	21
1.12	$b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ 過程	22
1.13	$B^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比	22
1.14	Wu による β 崩壊におけるパリティ対称性の破れの検証実験	24
1.15	CP 変換	26
1.16	中性 K 中間子から 2π 中間子への崩壊の観測実験	27
1.17	d-u クォーク間遷移のファインマン図	28
1.18	s-u クォーク間遷移のファインマン図	28
1.19	ユニタリ三角形	31
1.20	$B^0 - \bar{B}^0$ 混合	31
1.21	ユニタリ三角形の測定結果	33
1.22	崩壊時間 Δt 分布と CP 非対称度分布	34
1.23	崩壊時間 Δt 分布と CP 非対称度分布	35
2.1	世界の衝突型加速器	37
2.2	非対称エネルギーによる衝突	38
2.3	Belle II 検出器	40
2.4	断面図 (Belle/Belle II)	40
2.5	SuperKEKB 加速器	41
2.6	ナノビーム衝突	42
2.7	加速器のルミノシティ変遷の歴史	43

3.1	ARICH の位置	44
3.2	チェレンコフ光	45
3.3	ACC	46
3.4	構成要素	46
3.5	ARICH 設計図	47
3.6	ARICH の測定原理	48
3.7	輻射体 Aerogel	49
3.8	アルミニウム製円形支持体と Aerogel	50
3.9	デュアルレイヤー方式	51
3.10	光検出器 HAPD(Hybrid Avalanche Photo-Detector)	51
3.11	420 HAPDs	52
3.12	Quantum Efficiency of HAPD	53
3.13	光検出器 HAPD(Hybrid Avalanche Photo-Detector)	54
3.14	Front End Board	55
3.15	FEB の信号読み出し回路	55
3.16	Merger Board	56
3.17	期待されるチェレンコフリングに対するヒット (赤)	57
4.1	リングイメージ	59
4.2	トラック チェレンコフ光	60
4.3	光子の鏡による反射の概略図	61
4.4	ファインマンダイアグラム	62
4.5	チェレンコフ角の運動量依存性	63
4.6	トラックヒット位置分布	64
4.7	トラック入射角度分布	64
4.8	トラック運動量分布	64
4.9	ECL の隙間	65
4.10	解析の流れ	66
4.11	バックグラウンドの概略図	67
5.1	Phase2 非読出箇所分布	68
5.2	Phase3 非読出箇所分布	68
5.3	Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase3	69
5.4	Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC(全エリア)	69
5.5	Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase2	70
5.6	Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC(Phase2 解析エリア)	71
5.7	Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 (Phase3)	72
5.8	Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 (Phase2)	72
5.9	μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase3	73
5.10	μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC	74

5.11	μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布	75
5.12	μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase3'	76
5.13	μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC'	76
5.14	μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 (トラック入射角 $< 0.55\text{rad}$)	77
5.15	Phase3' 角度分布に対するダブルガウシアンフィッティング	79
5.16	MC' 角度分布に対するダブルガウシアンフィッティング	79
5.17	μ 対生成イベントに対する Bhabha イベントのレート (Phase3)	81
6.1	光電面層周辺モデル	83
6.2	光電面の吸収率の角度依存性	85
6.3	光電面の吸収率の角度依存性	86
6.4	HAPD ビームテスト時の様子	86
6.5	光子のヒット位置分布	87
6.6	チェレンコフ角度分布	87
6.7	トラック入射角度分布 (Phase2)	87
6.8	トラックと光子の位置関係の模式図	88
6.9	光子の光電面に対する入射角度分布	89
6.10	入射角度分布 (MC を規格化)	89
7.1	スレッシュホールドスキャンの概念図 (閾値電圧 \ll オフセット)	91
7.2	スレッシュホールドスキャンの概念図 (閾値電圧 \approx オフセット)	92
7.3	スレッシュホールドスキャンの概念図 (閾値電圧 \gg オフセット)	92
7.4	スレッシュホールドスキャンの概念図 (閾値電圧 ≈ 1 光子信号ピーク)	92
7.5	スレッシュホールドスキャンの概念図 (閾値電圧 $\gg 1$ 光子信号ピーク)	93
7.6	波高分布の例	94
7.7	LED の位置	95
7.8	スレッシュホールドスキャンの二次元ヒストグラム	95
7.9	1 光子信号波形再現までの解析の流れ	97
7.10	1 光子検出効率評価 (Phase2)	98
7.11	Phase3 非読出箇所分布	99
7.12	スレッシュホールドスキャン結果 (不具合箇所例)	100
7.13	スレッシュホールドスキャンヒストグラムの積分値	100
7.14	1 光子検出効率評価 (Phase3)	101
A.1	PXD/SVD	106
A.2	PXD/SVD の断面図	107
A.3	PXD	107
A.4	DEPFET	107
A.5	SVD(バレル部)	108
A.6	DSSD	108
A.7	CDC	109

A.8	荷電粒子のエネルギー損失	110
A.9	CDC 断面図	111
A.10	TOP	112
A.11	粒子識別原理の概念図	113
A.12	MCP-PMT	114
A.13	ECL	115
A.14	KLM	116
A.15	Belle II DAQ システム	117
A.16	Belle II トリガーシステム	118
A.17	Basf2	119
B.1	μ 対生成事象のファインマン図	121
B.2	重心系における $\mu^+ \mu^-$ 対事象 ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$)	123
B.3	重心系から実験室系への角度変換の概略図	124
B.4	重心系から実験室系への角度変換 ($\beta=0.28$)	124
B.5	μ 粒子の運動量の角度依存性	127
C.1	HAPD の量子効率 QE(シミュレーション値)	128
D.1	ASIC のコア部	132
D.2	Phase2 稼働状況	132
D.3	読み出し回路周辺部の概念図	133
D.4	MB 周辺部の実際の写真	133
D.5	信号読み出し回路用新冷却システム	134
D.6	新冷却システムの概念図	134
D.7	Phase2 運転時の信号読み出し回路不具合箇所一覧	135
E.1	Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase3	136
E.2	Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC(全エリア)	137
E.3	Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase2	138
E.4	Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC(Phase2 解析エリア)	138
E.5	μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase3	139
E.6	μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC	140
E.7	μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase3'	141
E.8	μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC'	141
E.9	Phase3' 角度分布に対するダブルガウシアンフィッティング	142
E.10	MC' 角度分布に対するダブルガウシアンフィッティング	143

表 目 次

1.1	B 中間子の質量と寿命	13
1.2	B 中間子のハドロニック崩壊と崩壊分岐比	15
1.3	輻射崩壊	19
1.4	レプトニック崩壊・セミレプトニック崩壊	20
3.1	物質の屈折率と密度	50
3.2	HAPD の各種パラメータ	53
4.1	スキム方法	62
5.1	Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分解能評価 (Phase3)	70
5.2	Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分解能評価 (Phase2)	71
5.3	μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分解能評価	74
5.4	μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分解能評価 (トラック入射角 $< 0.55\text{rad}$)	77
5.5	ダブルガウシアンフィッティングによる光子数の見積もり	80
5.6	Bhabha イベントにおける 1 トラックあたりの検出光子数 N_{pe}	80
5.7	μ 対生成イベントにおける 1 トラックあたりの検出光子数 N_{pe}	81
A.1	光検出器 MCP-PMT の仕様	114
E.1	フィッティング結果一覧 (Phase3 Bhabha イベント)	137
E.2	フィッティング結果一覧 (Phase2 Bhabha イベント)	139
E.3	フィッティング結果一覧 (μ 対生成イベント)	140
E.4	フィッティング結果一覧 (μ 対生成イベント, トラック入射角 $< 0.55\text{rad}$)	142
E.5	フィッティング結果一覧 (ダブルガウシアンフィッティング)	143

はじめに

現在の宇宙を構成する多種多様な物質は、すべて基本となる素粒子から成り、その素粒子のふるまいは素粒子標準理論によって記述される。これまでに様々な素粒子実験によって標準理論が確立されてきた。1974年 J/Ψ の発見 [1] [2] に始まり、1975年に τ 粒子 [3]、1995年にトップクォーク [4]、そして2012年にヒッグスボソン [5] が発見されたことは記憶に新しい。このように標準理論は、物質を構成するフェルミ粒子である3世代6種類のクォーク(アップ、ダウン、チャーム、ストレンジ、トップ、ボトム)と3世代6種類のレプトン(電子、 μ 粒子、 τ 粒子、電子ニュートリノ、 μ ニュートリノ、 τ ニュートリノ)、また、力を媒介するゲージ粒子である光子、グルーオン、 Z^0 ボソン、 W^+/W^- ボソン、そして最後に発見された粒子に質量を与えるヒッグスボソンの17種類の素粒子によって構築されている。標準理論は実験結果との整合性が非常に高い。それを示す一例として小林誠、益川敏英両博士によるCP対称性の破れに対して理論的説明を与える小林・益川理論 [7] が Belle 実験や BaBar 実験 [9] などの素粒子実験によって確認された事実が挙げられる。

すべての素粒子には反粒子が存在することがわかっている。反粒子は電荷の±が反対である以外は、粒子と同じ性質を持っている。そして、粒子と反粒子が出会うとエネルギーとなって消えてしまう。ビッグバン理論によると、宇宙誕生直後には粒子と反粒子が対生成され、同数個存在していたと考えられている。粒子が反粒子と共に消滅せずに生き残っているということは、反粒子は消滅するが、粒子は生き残るような仕組み、つまり粒子と反粒子の非対称性が存在しているはずである。この非対称度は約 10^{-10} である [11]。このほんのわずかな非対称性によって生き残った正粒子が宇宙に星々や銀河、地球や我々人間を構成しているということである。A・Sakharovはこの粒子・反粒子非対称性に関して、

- (1) 宇宙が非熱平衡状態にある
- (2) バリオン数・レプトン数が非保存¹
- (3) CP非保存 (CP対称性の破れ) の反応が起こる

という3つの条件 (Sakharovの3条件) を提示する。CP対称性とは粒子・反粒子における物理法則が変わらないことを示しており、それが破れるということは粒子・反粒子における物理法則が異なることを示している。1964年に初めて J.W.Cronin、Fitchらがストレンジクォークを含む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、益川両博士が、クォークが3世代6種類存在すると仮定すれば、標準理論の枠組

¹反応の前後でバリオン数またはレプトン数(粒子の性質を表す量子数)が変化する反応が存在すること、標準理論では変化しない(保存する)

みの中で CP 対称性の破れが理論的に説明できることを提唱した。²その後、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ことが予想された。[13]

1999 年に高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にて開始された Belle 実験では B 中間子における CP 対称性の破れを測定するために、電子・陽電子非対称エネルギー衝突型円形加速器 KEKB 加速器により B 中間子 / 反 B 中間子対を大量に生成し、Belle 検出器によってその崩壊過程を調べた。単位時間あたりに素粒子 (崩壊) 事象を生み出せる能力の指標としてルミノシティという量があり、KEKB 加速器では 2010 年当時世界最高の $L = 2 \times 10^{35} [cm^2/sec]$ を記録した。大量の B 中間子を生み出すため、B ファクトリーと呼ばれる。2001 年に $B^0 \rightarrow J/\Psi K_s$ の崩壊における CP 非対称度の測定値が標準理論で予想される値と極めて良く一致 [14] したため、小林・益川理論が正しいことが確認された。これにより、小林、益川両博士は 2008 年にノーベル物理学賞を受賞した。そして Belle 実験は 2010 年にデータ取得を終了した。



図 1: 高エネルギー加速器研究機構 KEK

現在、標準理論という非常に精密な宇宙の原則が確立されているかに思える³が、同時に標準理論とのわずかなズレや新物理の兆候も見つかってきている。素粒子実験では確率的な現象を観測しているため、見つかっている標準理論とのズレが偶然による可能性もある。そのため大量のデータを使っての検証が必要である。また、大量のデータを集めることで量子トンネル効果により現れる新物理を間接的に探ることもできる。そこで、Belle 実験を超えるデータ量を収集するために、Belle II 実験が開始された。Belle II

²発表当時にはアップ、ダウン、ストレンジの 3 種類のクォークしか発見されていなかった。先述した通り、翌 1974 年に J/Ψ (チャーム) が発見された。

³標準理論では説明できない問題は数々残されており、例えば暗黒物質や暗黒エネルギーに対しても説明ができ、重力を含めた 4 つの相互作用を統一できるような究極の理論の探求が行われるべきである。

実験ではアップグレードされた SuperKEKB 加速器により前身である Belle 実験 KEKB 加速器のルミノシティの約 40 倍の $L = 8 \times 10^{35} [cm^{-2}sec^{-1}]$ を目指している。⁴加速器のアップグレードと同時に検出器のアップグレードも行われ、Belle II 検出器として大量のデータ取得に備えている。2016 年に検出器なしで加速器の試験運転を目的とした Phase1 運転 (期間: 2016 年 2 月～6 月)、2017 年に Belle II 検出器をビームラインに設置し、Belle II システムを用いたビーム衝突データ取得の検証、およびサブディテクターのデバックを目的とした Phase2 運転 (期間: 2018 年 3 月 19 日～7 月 17 日)⁵、そして物理解析用データ取得のための Phase3 運転 (期間: 2019 年 3 月 11 日～春の運転、2019 年 10 月 15 日～秋の運転) が行われてきた。

東邦大学では Belle II 検出器エンドキャップ部における粒子識別を担う ARICH (Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter) 検出器のグループに参加している。ARICH 検出器は Belle II 検出器エンドキャップ部に位置し、輻射体のシリカエアロゲルと光検出器の HAPD から構成される。荷電粒子が輻射体を通過した際に生じるチェレンコフ光を、後段の光検出器を用いて精密に検出し、2次元リングイメージを再構成し、チェレンコフ角 (チェレンコフ光の放射角度) を精密に測定することで荷電 K 中間子と荷電 π 中間子を識別するリングイメージ型チェレンコフ検出器である。先述した通り、素粒子実験では確率的事象を観測するため、崩壊過程の同定は非常に重要である。特に K 中間子と π 中間子は中央飛跡検出器 CDC (Central Drift Chamber) では識別できず、物理解析においても崩壊後の粒子が K/π のどちらになるかによってシグナルとバックグラウンドを区別することもある。ARICH 検出器は運動量 $0.5 \sim 3.5 GeV/c$ において 4σ の精度での K/π 識別が目標である。運動量 $3.5 GeV/c$ において K/π リング半径差が約 6mm であり、チェレンコフ角度差にすると約 30mrad であるので、角度分解能 7.5mrad 以上が要求される。

本研究では、Phase2 運転、および Phase3 春の運転で取得されたビーム衝突データのうち、Bhabha 事象 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) および μ 対生成事象 ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) を選択し、それらによる ARICH 検出器の応答について評価を行った。チェレンコフ角度分布より 1 光子あたりの角度分解能および検出光子数を算出し、1トラックあたりの角度分解能を求め、MC シミュレーションと比較することによって ARICH 検出器の基本的な性能である「チェレンコフ角度分解能」および「検出光子数」を評価した。Phase2 運転では冷却能力の不足により温度上昇が確認されたため部分的に稼働⁶しており、また読み出し回路の不調により非読出部がいくつか存在していた。したがって、Phase2 における性能評価では稼働部分に限定して評価を行った。Phase3 運転では全領域において稼働しており、本研究がビーム衝突データを用いたはじめての性能評価である。検出光子数評価では Phase2 運転において MC シミュレーションと比較して光子数減少がみられたので、「QE の光検出器光電面に対する光子入射角依存性」と「光検出器各チャンネルの 1 光子検出効率」の 2 つの観点から評価、確認を行った。

⁴2019 年 12 月 7 日に瞬間ルミノシティ $L = 1.0 \times 10^{34} [cm^{-2}sec^{-1}]$ を達成。目標と比べるとまだ道のりは長い今後の長い運転期間によって目標達成を目指す。

⁵2018 年 4 月 26 日に初衝突成功

⁶セクター 1,4,5,6 & セクター 2,3,6

第1章 物理的背景

1.1 B中間子の物理概要

Belle/Belle II 実験では B 中間子・反 B 中間子対を大量に生成し、その崩壊過程を観測する。B 中間子はボトムクォーク (b クォーク) を含む中間子であり、様々な崩壊モードが存在する。そのため、CP 対称性の破れやレプトンユニバーサルティーの検証など様々な物理について探ることができる。ここでは、はじめに標準理論の素粒子を示し、次に B 中間子の様々な崩壊モードを通して、B 中間子に関する物理についての概要を記述する。なお、B 中間子の質量と寿命 [15] は以下の表 1.1 の通りである。

表 1.1: B 中間子の質量と寿命

	$B^0 = \bar{b}d$	$B^+ = \bar{b}u$	$B_s = \bar{b}s$
質量 [MeV/c^2]	5279.63 ± 0.15	5279.32 ± 0.14	5366.89 ± 0.19
寿命 [ps]	1.520 ± 0.004	1.638 ± 0.004	1.509 ± 0.004

1.1.1 標準理論

現在までに、加速器実験や宇宙線実験において発見されてきた素粒子や確認されてきたその性質などは標準理論と呼ばれる枠組みによってまとめられている。図 1.1 [6] に標準理論の枠組みによりまとめられた素粒子を示す。

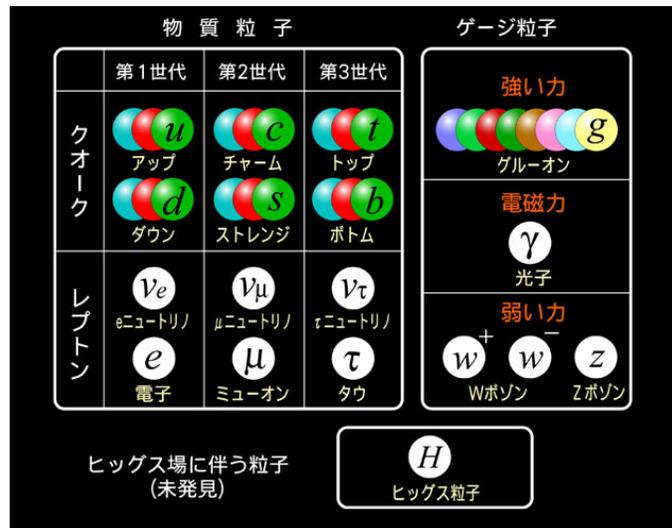


図 1.1: 素粒子標準模型

物質を構成するフェルミ粒子として、

(1) 3世代6種類のクォーク

アップ (u)、ダウン (d)

チャーム (c)、ストレンジ (s)

トップ (t)、ボトム (b)

(2) 3世代6種類のレプトン

電子 (e)、電子ニュートリノ (νe)

μ粒子 (μ)、μニュートリノ (νμ)

τ粒子 (τ)、τニュートリノ (ντ)

があり、

(3) 相互作用を媒介するゲージボソン

電磁相互作用を媒介する光子 (γ)

弱い相互作用を媒介するウィークボソン (W[±], Z⁰)

強い相互作用を媒介するグルーオン (g)

があり、そして最後に発見された

(4) 素粒子に質量を与えるヒッグスボソン (H)

の計4タイプ17種類の素粒子によって標準理論は構成されている。B中間子を構成するボトムクォークは第3世代のクォークであり、質量が大きく不安定なため、別の世代に崩壊(遷移)する。標準理論は非常に精度よく実験結果を説明する確立された原理ではあるが、標準理論では説明できない実験結果はいくつか見つかっており、例えば標準理論においてニュートリノの質量は0であるとされているが、東京大学宇宙線研究所長の梶田隆章博士らによってニュートリノ振動が発見され、ニュートリノはわずかに質量を持つことが示された。¹

¹梶田博士はニュートリノ振動の発見で2015年にノーベル物理学賞を受賞された

1.1.2 ハドロニック崩壊

軽い中間子2個への崩壊など、崩壊後の粒子がハドロンのみであるような崩壊モードはハドロニック崩壊と呼ばれている。軽い中間子とは $\pi, \eta, \rho, \omega, \phi, K$ など多数が考えられる。表 1.2 に B 中間子のハドロニック崩壊と崩壊分岐比 [15] をいくつか示す。

表 1.2: B 中間子のハドロニック崩壊と崩壊分岐比

ハドロニック崩壊モード	崩壊分岐比	備考
$B^0 \rightarrow K^+ K^-$	7.8×10^{-8}	Vub($b \rightarrow u$)
$B^0 \rightarrow D^+ \pi^-$	7.4×10^{-7}	Vcb($b \rightarrow u$)
$B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	1.1×10^{-6}	Vtd($b \rightarrow d$)
$B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	5.1×10^{-6}	Vcb($b \rightarrow u$)
$B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	6.5×10^{-6}	Vtd($b \rightarrow d$)
$B^0 \rightarrow K^0 \pi^0$	8.7×10^{-6}	Vub($b \rightarrow u$)
$B^+ \rightarrow K^+ \pi^0$	1.2×10^{-5}	Vub($b \rightarrow u$)
$B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	2.0×10^{-5}	Vcb($b \rightarrow u$), Vts($b \rightarrow s$)
$B^+ \rightarrow K^0 \pi^+$	2.3×10^{-5}	Vts($b \rightarrow s$)
$B^0 \rightarrow D^- K^+$	1.9×10^{-4}	Vcb($b \rightarrow c$)
$B^0 \rightarrow D^0 \pi^0$	2.6×10^{-4}	Vub($b \rightarrow u$)
$B^0 \rightarrow J/\Psi K^0$	8.7×10^{-4}	Vcb($b \rightarrow c$), Vts($b \rightarrow s$)
$B^0 \rightarrow D^- \pi^+$	2.5×10^{-3}	Vcb($b \rightarrow c$)

$B \rightarrow K\pi, \pi\pi, KK$ の崩壊モードは後述するユニタリ三角形の内角測定 ($B^0 - \bar{B}^0$ 混合による間接的 CP 対称性の破れの観測) や新物理探索の手段として観測されてきた。この崩壊モードには荷電 $K\pi$ 、中性 $K\pi$ の組み合わせにより 10 種類のモードがあり、ツリーダイアグラムとペンギンダイアグラム²(図 1.2~図 1.6) とが絡み合って寄与しており、これらの干渉によって B 中間子の崩壊による直接的 CP 対称性の破れの観測も可能である。以上のように、崩壊モードの同定において $K\pi$ の識別性能が実験の精度に大きく関わるため、精度の良い K/π 識別が重要である。図 1.7 に $B \rightarrow K\pi, \pi\pi, KK$ の崩壊モードの崩壊分岐比を示す。

²ダイアグラムにループを含むものをペンギンダイアグラムと呼び、それに対してループを含まないものをツリーダイアグラムと呼ぶ。ペンギンダイアグラムの崩壊は Rare Decay とされている。

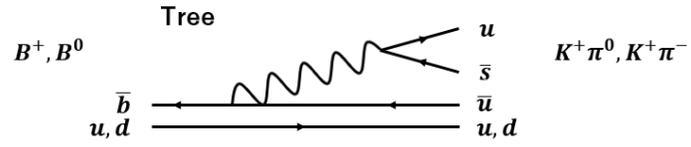


図 1.2: ツリーダイアグラム

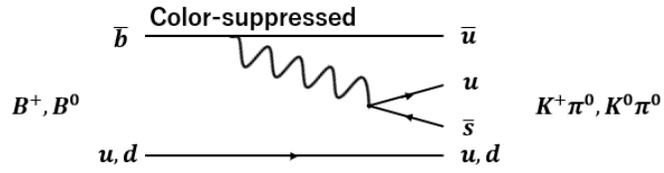


図 1.3: Color-suppressed ダイアグラム

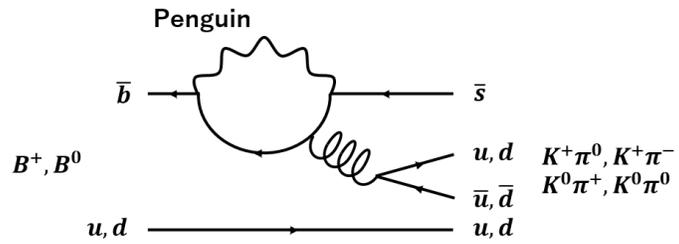


図 1.4: ペンギンダイアグラム

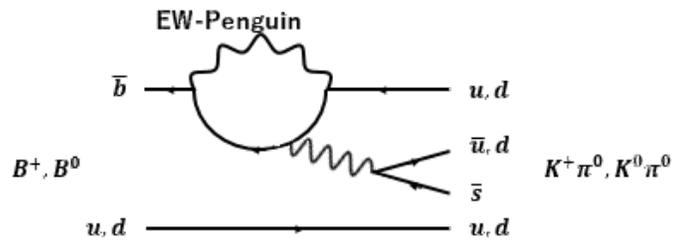


図 1.5: 電弱ペンギンダイアグラム

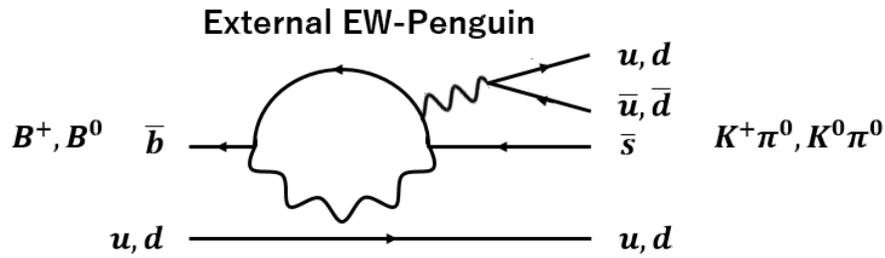


図 1.6: External EW-Penguin ダイアグラム

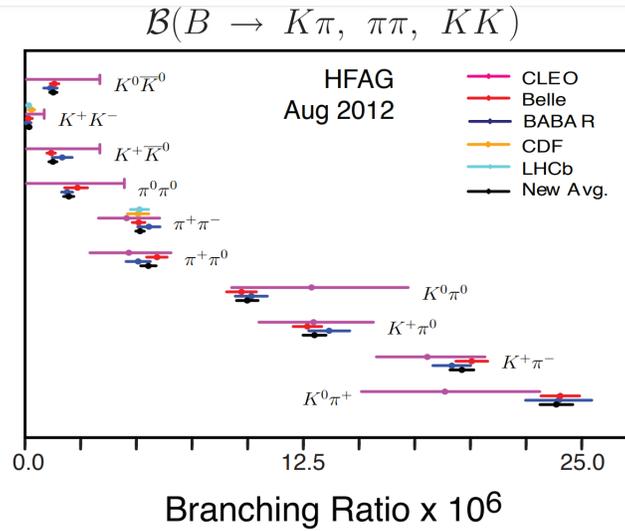


図 1.7: $B \rightarrow K\pi, \pi\pi, KK$ 崩壊の崩壊分岐比

$B^0 \rightarrow J/\Phi K^0$ の崩壊モードは崩壊分岐比が大きく、終状態の粒子が観測しやすいため大量のデータを集めることができるためゴールデンモードと呼ばれている。Belle 実験では優先的に解析が進められた結果、2001 年に CP 対称性の破れを最初に発見 [14] した。

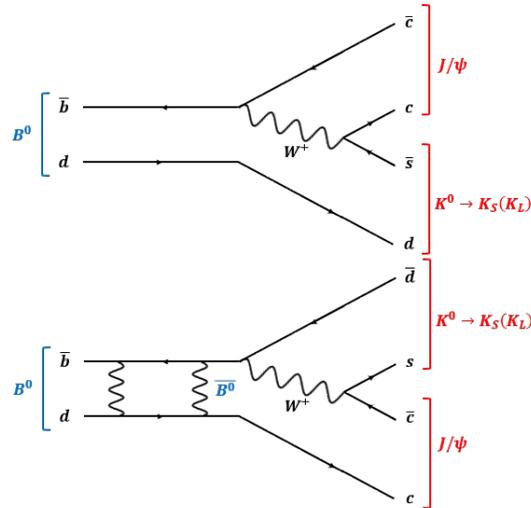


図 1.8: $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ の崩壊モード

$B \rightarrow D\pi$ の崩壊モードにおいても B 中間子崩壊による直接的 CP 対称性の破れの測定が可能である。しかし、ゴールドンモードと比べて新物理の寄与が小さいと考えられており、標準理論のより精密な検証を行う上で重要なモードであるといえる。³以上の他にも、興味深いハドロニック崩壊はいくつかあるがここでは割愛する。

1.1.3 輻射崩壊

B 中間子の崩壊において光子 γ が出るものを輻射崩壊と呼び、主に $b \rightarrow s\gamma, b \rightarrow d\gamma$ 過程の2つがある。また、 $b \rightarrow s, b \rightarrow d$ のように粒子の種類 (Flavor) を変えるが電荷を変えない反応のことを FCNC (Flavor Changing Neutral Current) 反応と呼び、標準理論ではツリーダイアグラムでは禁止され、ループを含むペンギンダイアグラムでのみ許されている。

³D 中間子はチャームクォークを含む最も軽い粒子である。Belle 実験において $D^0 - \bar{D}^0$ 混合が生じていることが示された。混合は電氣的に中性でかつダウン型のクォークを含む中間子でしか確認されていなかった。

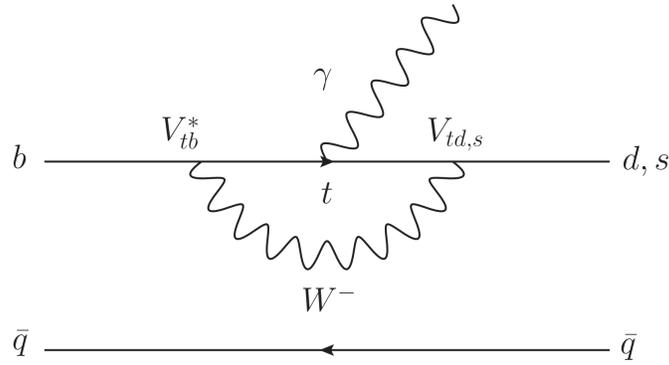


図 1.9: $b \rightarrow s\gamma$ 過程

ループ中にトップクォークなどの B 中間子よりも重い粒子が不確定性原理により現れるため、注目されている崩壊モードである。⁴ここで、ストレンジ s を一つ含む終状態は X_S というように表記される。 X_S は終状態として K/π に崩壊するため、ここにおいても K/π 識別性能が重要であることがわかる。表 1.3 に主な輻射崩壊 [15] を示す。

表 1.3: 輻射崩壊

輻射崩壊モード	崩壊分岐比
$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma$	3.9×10^{-5}
$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$	4.2×10^{-5}
$B^0 \rightarrow K^+\eta\gamma$	7.9×10^{-6}
$B^+ \rightarrow \rho^+\gamma$	9.8×10^{-7}
$B^0 \rightarrow \rho^0\gamma$	8.6×10^{-7}

1.1.4 レプトニック崩壊・セミレプトニック崩壊

$B \rightarrow l\nu_l$ (l はレプトン: e, μ, τ を示す) のように終状態の粒子がレプトンのみであるような崩壊モードをレプトニック崩壊と呼び、 $B \rightarrow K\ell^+\ell^-$ のようにハドロンを含むものをセミレプトニック崩壊と呼ぶ。表 1.4 に主なレプトニック・セミレプトニック崩壊を示す。

⁴解析には Exclusive 解析 (終状態の粒子を全て再構成する) と Inclusive 解析 (終状態の粒子のうち特徴的な粒子のみ同定する) の 2 つの方法がある。

表 1.4: レプトニック崩壊・セミレプトニック崩壊

レプトニック崩壊モード	備考
$B^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell$	$B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$
$B^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$	$B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 崩壊分岐比: $\sim 10^{-10}$
セミレプトニック崩壊モード	
$B^0 \rightarrow K^{*0} \ell^+ \ell^-$	$b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ 電弱ペンギン崩壊 Exclusive
$B^0 \rightarrow X_S \ell^+ \ell^-$	$b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ 電弱ペンギン崩壊 Inclusive
$B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$	崩壊分岐比: 1.7% Exclusive
$B^0 \rightarrow X \ell^+ \nu_\ell$	崩壊分岐比: 10.3% Inclusive

終状態の粒子にニュートリノを含む崩壊モードがあるが、これらは信号ではない相方の B 中間子⁵の再構成の精度を上げ⁶、残りの粒子の情報から失われた (missing) 量として測定する必要がある。図 1.10(The Physics of the B Factories [10] より引用) にニュートリノを含む崩壊モードの解析の概念図を示す。

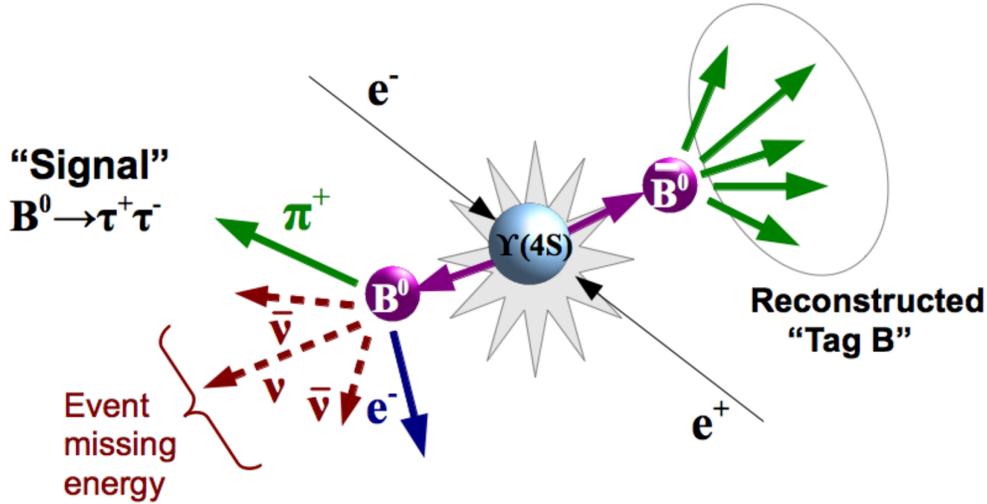


図 1.10: ニュートリノを含む崩壊モードの解析

$b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ は FCNC 反応であるためループを含むペンギンダイアグラムでのみ許され、電弱相互作用によりレプトン対が生成されるため、電弱ペンギン崩壊と呼ばれている。ループ中に B 中間子よりも重いトップクォークが生じ、新物理探索のために注目されている。

⁵これをタグ側 Btag と呼ぶ

⁶例えばハドロニック崩壊モードを用いる

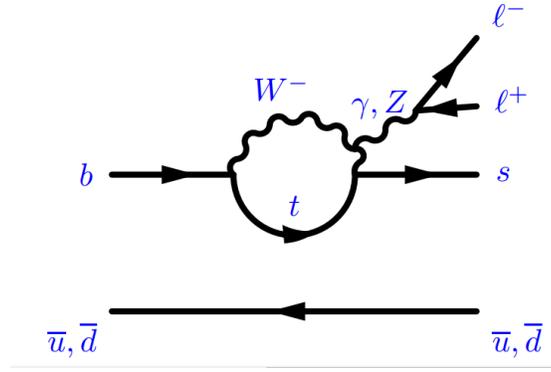


図 1.11: $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ 過程

$B_0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$ や $B \rightarrow K^* \ell^+ \ell^-$ などの崩壊ではレプトンフレーバーユニバーサリティーの検証が可能である。レプトンフレーバーユニバーサリティーとは標準理論においてはレプトンフレーバー (e, μ, τ) の違いによって相互作用に違いが生じないということであり、これについて精密に検証することは新物理の証拠を見つけだすことに繋がる。具体的には、

$$R(D^{*-}) = \frac{Br(B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau)}{Br(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell)} \quad (1.1)$$

$$R(K^{*}) = \frac{Br(B \rightarrow K^* e^+ e^-)}{Br(B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-)} \quad (1.2)$$

などを確認する。

$B^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell$ 崩壊ではボトムクォークとアップクォークの対消滅で W ボソンとなり、荷電レプトンとニュートリノ対が終状態として出てくる。しかし、新物理の寄与がある場合、荷電ヒッグスや SUSY 粒子などが飛ぶことが考えられ、崩壊分岐比は標準理論による値からずれた値が測定されるはずである。Belle 実験および Babar 実験でも $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比が測定され (図 1.13、The Physics of the B Factories [10] より引用)、その世界平均は標準理論の予想値よりも 1.6σ 程度ずれており、Belle II 実験における精密測定が求められている。

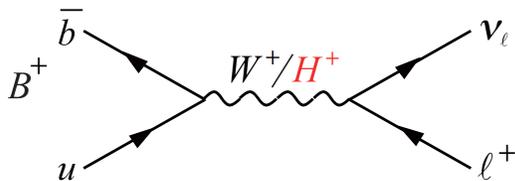


図 1.12: $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ 過程

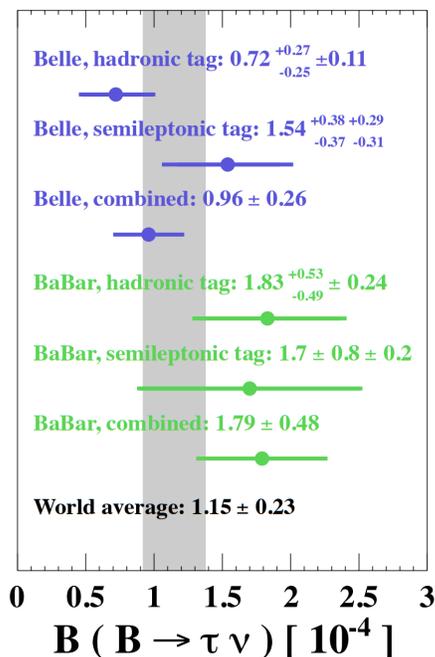


図 1.13: $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比

1.2 CP 対称性の破れ

1.2.1 物質・反物質の非対称性

素粒子標準理論において、粒子には同一の性質を持つ反粒子が対称的に存在する。粒子から物質が作られるのと同様にして、反粒子からは反物質が作られる。そして、物質と反物質も対称的であるはずである。宇宙論によるとビッグバン直後、粒子・反粒子は同数個生成され、粒子・反粒子が出会うと光子エネルギーとなり対消滅する。しかし、現在我々は物質だけで形作られた宇宙に存在しており、この宇宙に反物質が存在するような領域は無さそうである。⁷つまり、物質・反物質(粒子・反粒子)間の非対称性が確かに存在しているということである。物質・反物質の非対称度 A は、現在の宇宙のバリオン数密度 n_B と光子数密度 n_γ を用いて、

$$A \simeq \frac{n_B}{n_\gamma} \tag{1.3}$$

と近似的に表すことができ、 n_B と n_γ は WMAP などで測定されており、非対称度 $A \sim 10^{-10}$ である。[11] これはビッグバン直後 10 億個+1 個の物質(バリオン)と 10 億個の反物質(反バリオン)が存在していたことを示している。このわずかな非対称度が物質

⁷物質(バリオン)優性の宇宙ができる過程を Baryogenesis と呼び、同様にこの宇宙に存在するレプトンの起源について Leptogenesis と呼んでいる。

を生き残させ、星々や銀河を形成し、現在の物質だけの宇宙を形作ったということである。

1967年 A・Sakharov はこの物質・反物質の非対称性を生じさせる条件として、

- (1) 宇宙が非熱平衡状態にある
- (2) バリオン数・レプトン数が非保存
- (3) CP 非保存 (CP 対称性の破れ) の反応が起こる

という3つの条件を提示した。この章では Belle/Belle II 実験が解き明かす物理である、CP 対称性の破れについて詳しく説明する。

1.2.2 P 変換

パリティ変換 (P 変換) とは空間座標をすべて反転させる変換である。

$$\text{パリティ変換 } P : \vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} -x \\ -y \\ -z \end{pmatrix} = -\vec{r} \quad (1.4)$$

パリティ変換において物理法則が不変である場合、パリティ保存もしくはパリティ対称性があるという。以下にパリティ変換の例を2つ示す。例1) 点電荷 q がつくる電場のパリティ変換

$$\vec{E} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} \vec{r} \Rightarrow \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} (-\vec{r}) = -\vec{E} \quad (1.5)$$

例2) 角運動量・スピンのパリティ変換

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \Rightarrow (-\vec{r}) \times (-\vec{p}) = \vec{L} \quad (1.6)$$

つまり、パリティ変換によって、角運動量・スピンの向きは変化しない。

いま、パリティ変換に対する演算子 P を波動関数 $\psi(x)$ に作用させると、

$$P\psi(x) = \psi(-x) \quad (1.7)$$

この波動関数がハミルトニアン固有状態であり、固有値は縮退していないとすると、

$$\varphi(x) = \eta \cdot \varphi(-x) \quad (1.8)$$

η は本来複素数であるが、空間反転を二度行うと元の状態に戻るので $\eta^2=1$ で、 $\eta=\pm 1$ であることがわかる。 $\eta=1$ のとき、この波動関数のパリティは正 ($P=+1$)、 $\eta=-1$ のときパリティは負 ($P=-1$) であるという。

素粒子物理学では、粒子のヘリシティ (helicity) という物理量について考慮する。ヘリシティとは粒子のスピンの回転の方向を示す数値であり、スピンの運動量方向の成分である。値が-のものを左巻き、+のものを右巻きと呼んでいる。

$$h = \vec{S} \cdot \left(\frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \right) \quad \vec{S}: \text{スピン}, \vec{p}: \text{運動量} \quad (1.9)$$

スピンはパリティ変換で不変、運動量はパリティ変換で反転するため、ヘリシティーは、パリティ変換で反転する。ヘリシティー(粒子の右巻き・左巻き)に対して、偏った物理量が存在すれば、パリティ対称性が破れているということになる。

1956年 T.D.Lee と C.N.Yang によって β 崩壊でパリティ対称性が破れることが示された。[16]そして、翌年1957年 C.S.Wu らの実験によって β 崩壊でパリティ対称性が破れていることが示され、T.D.Lee と C.N.Yang はノーベル物理学賞を受賞した。次に Wu らの実験の概要について説明する。

1.2.3 パリティ対称性の破れの検証 (Wuによる実験)

Wuによる実験 [17] を図 1.16a に示す。

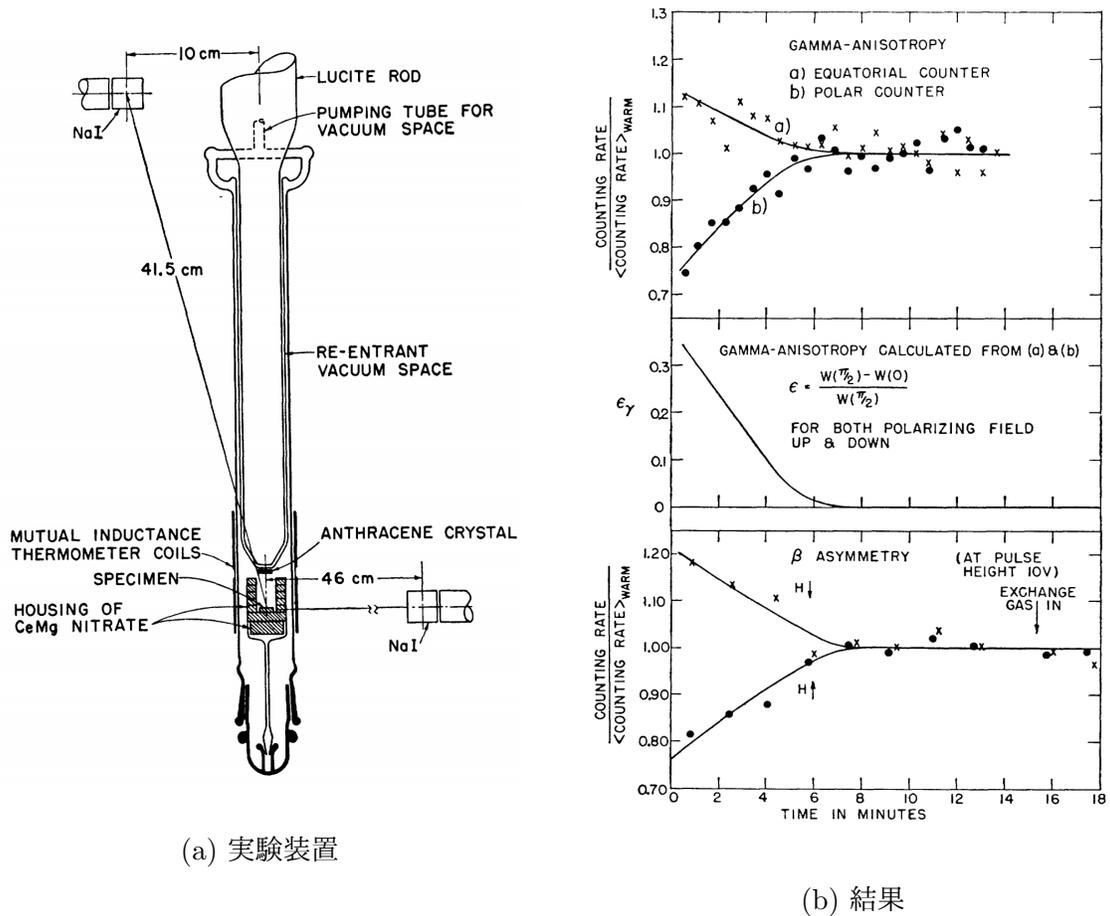
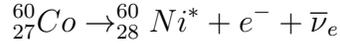


図 1.14: Wu による β 崩壊におけるパリティ対称性の破れの検証実験

コバルト 60 は窒化マグネシウム・セリウムの結晶に埋め込まれたうえで、熱運動を抑えるために断熱消磁を用いて 0.01K まで冷却される。そして、外部から磁場をかけ多数の原子のスピンの揃った状態で、コイルを外してアントラセン結晶を測定器として、コバルト 60 が β 崩壊して発生する電子の出る方向を調べたというものである。コバルト 60 は次のように β 崩壊する。



コバルト 60 のスピンと同じ方向に出るものと、反対方向に出るものとはパリティ反転の関係にあり、もしもパリティが保存されているのであれば、それぞれの方向に電子が出る確率は同じであるはずである。この実験結果は右図 1.14b となった。測定開始直後、つまりスピンの揃っている状態で最大の差を示し、時間が経って試料が温かくなるにつれ、スピンの揃わなくなるにつれて、差が無くなることが確認された。電子はコバルト 60 のスピンの向きと逆の方向に出やすいことがわかり、パリティ対称性が弱い相互作用において破れていることが示された。

また、 ${}_{27}^{60}\text{Co}$ のスピンは 5、 ${}_{28}^{60}\text{Ni}^*$ のスピンは 4 であり、角運動量保存則により電子と反電子ニュートリノのスピンがこれを持ち去っている。実験から、電子は ${}_{27}^{60}\text{Co}$ のスピンと逆方向に出ているため、電子のヘリシティはほとんど左巻きであり、反電子ニュートリノのヘリシティは右巻きでなければならないことが考えられる。

1.2.4 CP 変換

荷電共役変換 (C 変換) とは粒子を反粒子に変える変換である。(荷電共役変換 $C: e^- \rightarrow e^+$) 以下にその例を 1 つ示す。

例) 点電荷 q がつくる電場の荷電共役変換

$$\vec{E} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} \vec{r} \Rightarrow \frac{-e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} \vec{r} = -\vec{E} \quad (1.10)$$

荷電共役変換では運動量やスピンは変化しない。パリティ対称性と同様に荷電共役対称性は、弱い相互作用において破れている。

CP 対称性は、弱い相互作用におけるパリティ対称性の破れを回復するために A・Sakharov により提案された。CP 変換とは、C 変換と P 変換を同時に施すことであり、粒子を反粒子に変換し、さらにヘリシティを反転する変換である。

以下にその例を 1 つ示す。

例) 点電荷 q がつくる電場の CP 変換

$$\vec{E} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} \vec{r} \Rightarrow \frac{-e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} (-\vec{r}) = \vec{E} \quad (1.11)$$

弱い相互作用は P 対称性と C 対称性をそれぞれ破っているが、CP 対称性は弱い相互作用においても成り立つと考えられていた。例えば、左巻きニュートリノに C 変換を施

した左巻き反ニュートリノは存在しないが、CP変換を施した右巻き反ニュートリノは存在し、左巻きニュートリノと同じ物理法則に従うはずである。ところが、1964年にJ.CroninとV.Fitchらによって、CP対称性がK中間子の崩壊でわずかに破れていることが発見された。

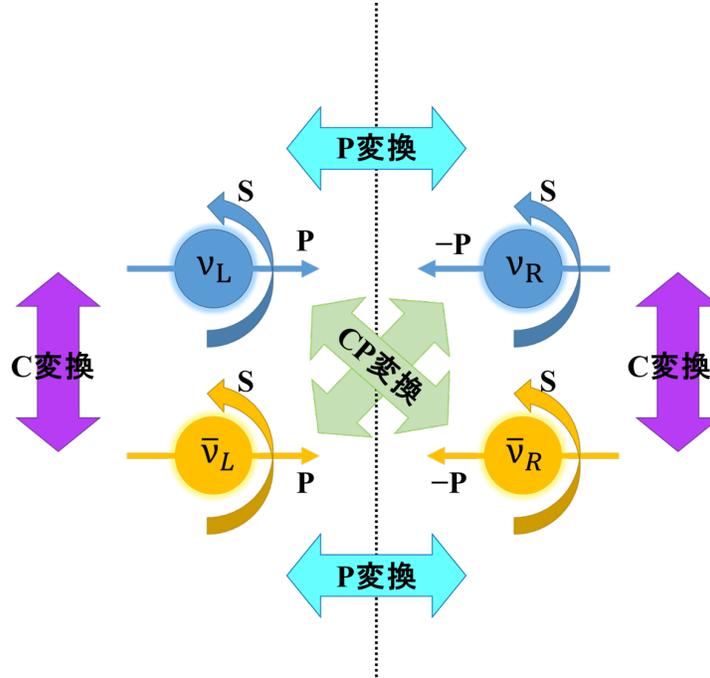


図 1.15: CP 変換

1.2.5 K 中間子における CP 対称性の破れ

中性 K 中間子における CP 変換は以下の通りである。

$$CP|K^0\rangle = -|\bar{K}_0\rangle \quad (1.12)$$

$$CP|\bar{K}_0\rangle = -|K^0\rangle \quad (1.13)$$

実験で観測される中性 K 中間子は混合 (mixing) 状態であり、短寿命の K_S^0 と長寿命の K_L^0 である。⁸

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}_0\rangle), CP|K_S^0\rangle = |K_S^0\rangle, CP = +1 \quad (1.14)$$

⁸Belle II 測定器の最外縁に KLM と呼ばれる検出器があるが、これにより透過力の高い長寿命 K_L^0 は強い相互作用により崩壊され、検出される。ちなみに K_S^0 の寿命: $8.9 \times 10^{-11} s$ 、 K_L^0 の寿命: $5.2 \times 10^{-8} s$ である。

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}_0\rangle), CP|K_L^0\rangle = K_S^0, CP = -1 \quad (1.15)$$

ここで、中性 K_L^0 中間子から荷電 π 中間子 ($CP=-1$) への崩壊について考える。
 $CP=-1$ が保存されるように崩壊すると次のような崩壊になる。

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+ \quad (1.16)$$

崩壊後の CP は $(-1) \times (-1) \times (-1) = -1$ となるので CP は保存されているが、電荷は保存されていないために、許されない崩壊である。一方で電荷が保存するような崩壊は以下である。

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \quad (1.17)$$

ただし、崩壊後 $CP=+1$ であるので CP 対称性は破れている。1964年に Cronin と Fitch らの実験 [12] により K_L^0 の 2π 崩壊が観測された。実験のセットアップを図 1.16a に示す。

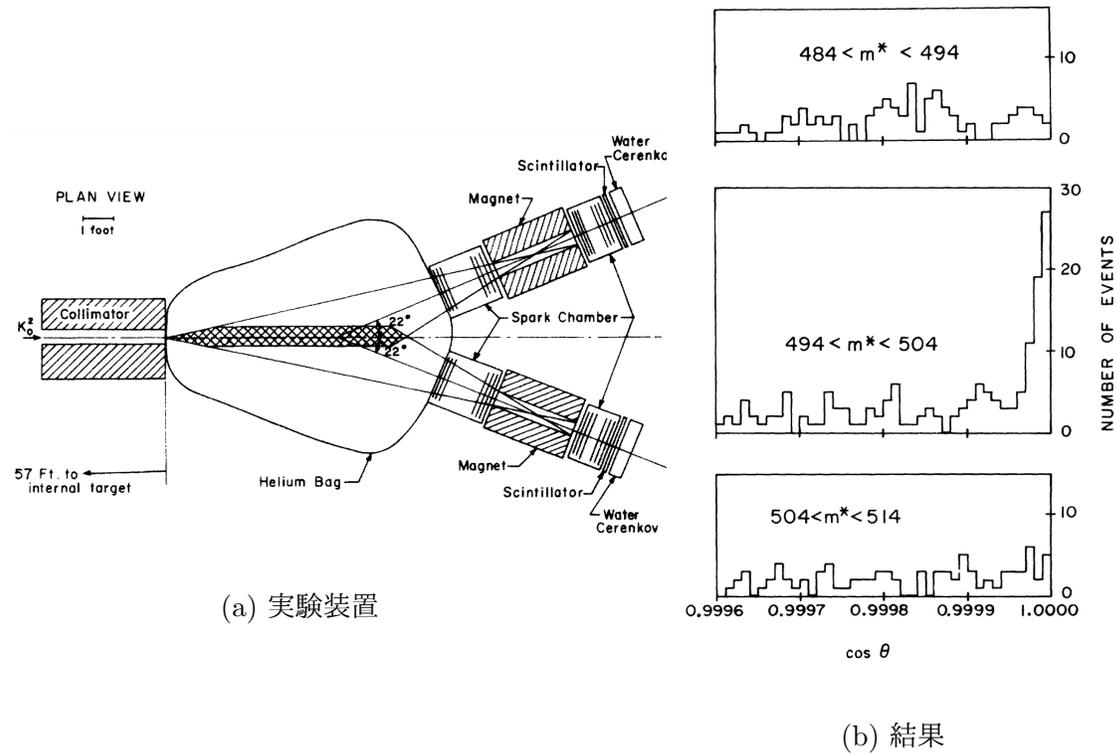


図 1.16: 中性 K 中間子から 2π 中間子への崩壊の観測実験

コリメータを通過した K_L^0 中間子は物質量の少ないヘリウムの充満した袋の中で崩壊する。崩壊で出てくる π 中間子はスパークチェンバー、マグネット、シンチレータを通過後、水チェレンコフ検出器にてそれぞれ検出される。検出された2つの π とと思われる信号の運動量の和を測定するとビーム方向にピークが現れ、確かに $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊が観測されたということがわかる。この結果により Cronin と Fitch は 1980 年にノーベル物理学賞を受賞した。しかし、観測された K 中間子における CP 対称性の破れは非常

に小さかった。

1.2.6 CKM 行列

1973 年、小林、益川両博士が、クォークが 3 世代 6 種類あれば、CP 対称性の破れを理論的に説明できることを示した。[7] これを小林・益川理論と呼ぶ。以下で詳しく説明する。クォークは弱い相互作用によって、世代を超えて異なるクォークに遷移する。⁹ ここでは例として d クォークと u クォーク間の遷移と、s クォークと u クォーク間の遷移について考える。d クォークは電荷 $-\frac{1}{3}e$ を持ち、 W^- を放出、あるいは W^+ を吸収すると、電荷 $\frac{2}{3}e$ を持つ u クォークに遷移する。このとき確率振幅 V_{ud} とすると図 1.17 のようなファインマン図で表される。s クォークと u クォーク間の遷移についても同様、確率振幅 V_{us} とすると図 1.18 のようなファインマン図で表される。

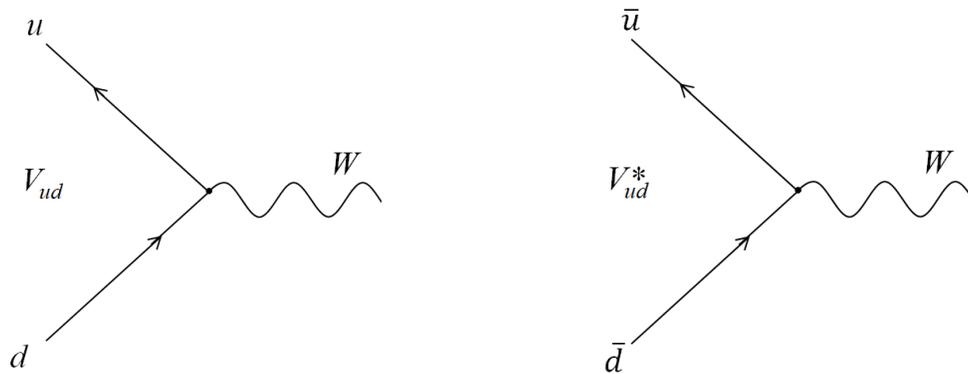


図 1.17: d-u クォーク間遷移のファインマン図

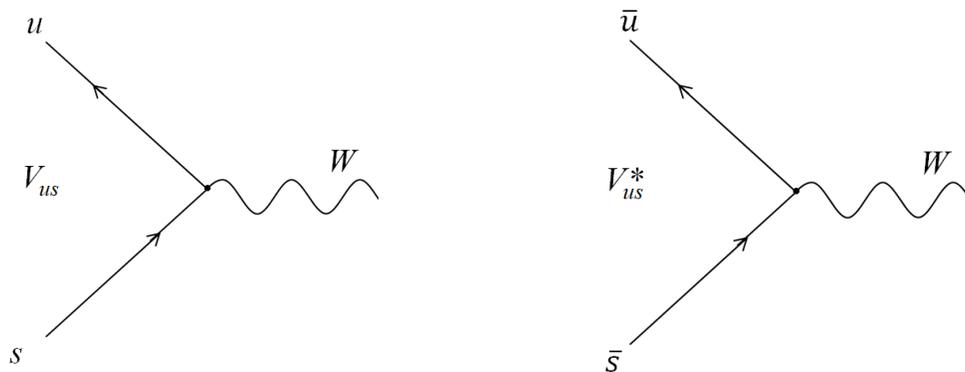


図 1.18: s-u クォーク間遷移のファインマン図

クォークにはフレーバーの固有状態 (弱い相互作用で現れる状態) と質量の固有状態 (強い相互作用で現れる状態) があり、あるクォークのフレーバー固有状態は、同じ電荷

⁹これを Flavor を変える (Flavor Change) とも言う

を持つクォークの質量固有状態の重ね合わせとして表現される。 d クォークの質量固有状態を d 、フレーバー固有状態を d' のようにダッシュを付けて表すと第2世代の場合、

$$d' = V_{du}d + V_{us}s \quad (1.18)$$

というように、質量固有状態の一次結合で表される。同様にして、

$$s' = V_{cd}d + V_{cs}s \quad (1.19)$$

である。上式より、

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} \\ V_{cd} & V_{cs} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_c d + \sin\theta_c s \\ -\sin\theta_c d + \cos\theta_c s \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

というように表される。ここで θ_c をカビボ角と呼ぶ。弱い相互作用によって世代混合があれば、 g_w を弱い相互作用の結合定数とすると (u, d) ペアとの結合の強さは $g_w \cos\theta_c$ 、 (u, s) ペアとの結合の強さは $g_w \sin\theta_c$ となり、その反応率は、

$$d \rightarrow u + W^- \text{の反応率} : |g_w \cos\theta_c|^2 \quad (1.21)$$

$$s \rightarrow u + W^- \text{の反応率} : |g_w \sin\theta_c|^2 \quad (1.22)$$

実験的には $\sin\theta_c = 0.22$ と測定されており、これにより $s \rightarrow u$ の遷移は、 $\sin^2\theta_c \sim 0.05$ に抑制されていることがわかる。ここまでの理論的説明はN.Cabibboにより提唱 [18]された。¹⁰そして、小林・益川理論はCabibboの理論を3世代に拡張したものである。先述した通りそれまで3種類しか発見されていなかったクォークが、3世代6種類存在すると仮定し、Cabibboの第2世代までの理論と同様に考える。これにより、次のように拡張される。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

この行列をCKM(Cabibbo・Kobayashi・Masukawa)行列と呼ぶ。

クォークの存在確率の保存より、CKM行列はユニタリ行列になり、一般に3個の角度 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ と1つの複素位相のパラメータ δ を用いて、次のように表現できる。

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

¹⁰ θ_c のことをCabibbo角と呼ぶ。

ここで、 $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ である。3世代以上のクォーク混合の場合、複素位相 δ が存在することにより CP 対称性の破れが生じる。また、 $s_{12} = \lambda$, $s_{23} = A\lambda^2$, $s_{13} = A\lambda^3(\rho + i\eta)$ と4つの実パラメータを導入すると

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.25)$$

と表される。これを Wolfenstein 表示といい、4つの実パラメータ (λ, A, ρ, η) を Wolfenstein パラメータという。CP 非保存の成分は η で表される 2018 年最新の結果 [19] では

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97446 \pm 0.00010 & 0.22452 \pm 0.00044 & 0.00365 \pm 0.00012 \\ 0.22438 \pm 0.00044 & 0.97359^{+0.00010}_{-0.00011} & 0.04214 \pm 0.00076 \\ 0.00896^{+0.00024}_{-0.00023} & 0.04133 \pm 0.00074 & 0.999105 \pm 0.000032 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.26)$$

$$\lambda = 0.22465 \pm 0.00039 \quad (1.27)$$

$$A = 0.832 \pm 0.009 \quad (1.28)$$

$$\bar{\rho} = 0.139 \pm 0.016 \quad (1.29)$$

$$\bar{\eta} = 0.346 \pm 0.010 \quad (1.30)$$

である。

1.2.7 ユニタリ三角形

CKM 行列のユニタリ性 $(VV^\dagger)_{ij} = (V^\dagger V)_{ij} = \delta_{ij}$ より、行列要素間に次のような関係性がある。

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.31)$$

この条件式から複素平面上には図 1.19 のような三角形が描かれ、この三角形をユニタリ三角形と呼び、内角の角度は次のように与えられる。

$$\phi_1 \equiv \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) \simeq \arg\left(-\frac{1}{1 - \rho - i\eta}\right) \quad (1.32)$$

$$\phi_2 \equiv \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) \simeq \arg\left(-\frac{1 - \rho - i\eta}{\rho + i\eta}\right) \quad (1.33)$$

$$\phi_3 \equiv \arg \left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right) \simeq \arg(\rho + i\eta) \quad (1.34)$$

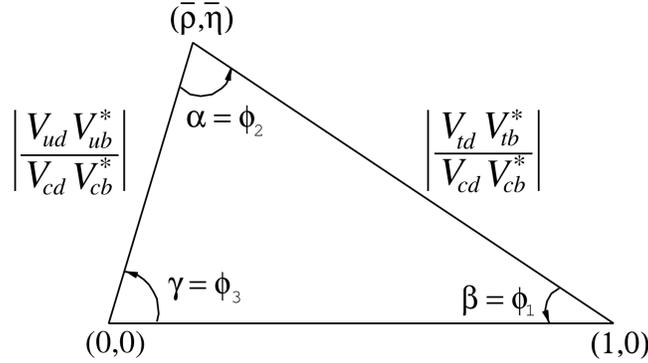


図 1.19: ユニタリ三角形

1.2.8 B 中間子における CP 対称性の破れ

1981 年、三田一郎らによって 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ことが予想された。[13] B^0 中間子も K^0 中間子同様、 $B^0 - \bar{B}^0$ の混合状態にある。

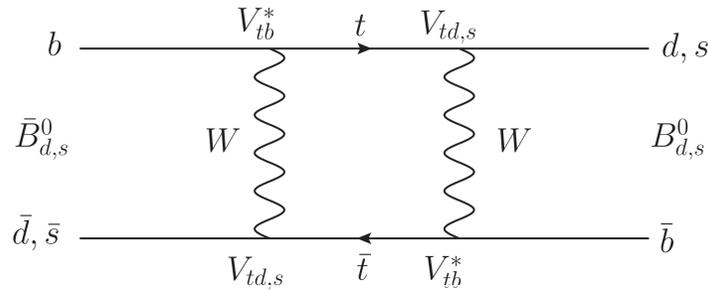


図 1.20: $B^0 - \bar{B}^0$ 混合

つまり、ある時刻 t における B^0 の状態 $|B^0(t)\rangle$ は $|B^0\rangle$ と $|\bar{B}^0\rangle$ の重ね合わせになる。混合してから CP 固有状態 f_{CP} に崩壊する振幅と混合しないで CP 固有状態 f_{CP} に崩壊する振幅との重ね合わせで干渉が生じる。つまり、 B^0 中間子と \bar{B}^0 中間子のそれぞれの崩壊分岐比が異なり、CP 対称性の破れが観測される。これを混合による CP 対称性の破れ (Mixing-included CP violation) と呼ぶ。

いま、B 中間子ペアのうち一方が CP 固有状態 f_{CP} に崩壊し、もう一方をタグ側として

f_{tag} に崩壊したとする。 $B \rightarrow f_{CP}$ の崩壊時刻を t_{CP} 、 $B \rightarrow f_{tag}$ の崩壊時刻を t_{tag} とし、崩壊時間差 $\Delta t \equiv t_{CP} - t_{tag}$ を用いて崩壊確率を表すと、

$$\Gamma(\Delta t) = \frac{e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_B}}}{4\tau_B} [1 + q \cdot S_f \sin(\Delta m \Delta t) + A_f \cos(\Delta m \Delta t)] \quad (1.35)$$

ここで、 q は B 中間子のフレーバーの情報で $B^0 \rightarrow f_{tag}$ のとき $q = +1$ 、 $\bar{B}^0 \rightarrow f_{tag}$ のとき $q = -1$ である。 τ_B は B 中間子の寿命、 $B^0 - \bar{B}^0$ の質量差 Δm は $B^0 - \bar{B}^0$ 混合の割合を表し、 $\Delta m \sim 0.5 ps^{-1}$ の頻度で混合が生じる。そして、 A_f は $B^0 \rightarrow f_{CP}$ と $\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}$ の崩壊分岐比の違いとして観測される CP 対称性の破れを表すパラメータであり、これを直接的 CP 対称性の破れと呼ぶ。一方で、 S_f は崩壊率の時間依存性として観測される CP 対称性の破れを表すパラメータであり、これを間接的 CP 対称性の破れ、もしくは時間依存性のある CP 対称性の破れと呼ぶ。

また、CP 対称性の非対称度 A_{CP} は、

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})} = S_f \sin(\Delta m t) + A_f \cos(\Delta m t) \quad (1.36)$$

と表される。

1.2.9 ユニタリ三角形の角度測定

2018 年のユニタリ三角形の測定結果 [19] を図 1.21 に示す。

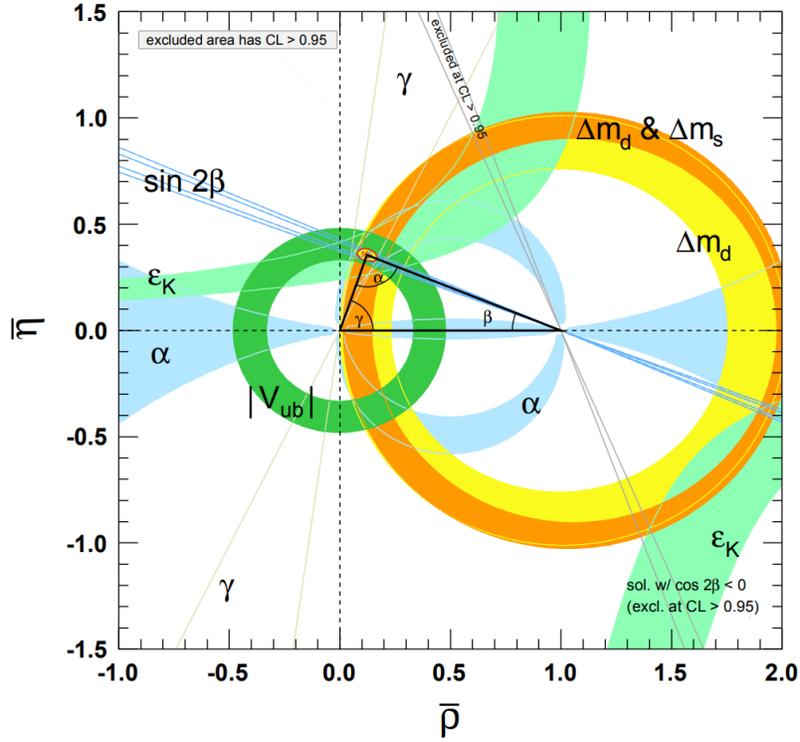


図 1.21: ユニタリ三角形の測定結果

この結果は Wolfenstein パラメータで示され、横軸 $\bar{\rho}$ 縦軸 $\bar{\eta}$ で表示されており、三角形は潰れていないので CP 対称性の破れが存在していることがわかる。Belle II におけるユニタリ三角形の各角度測定について以下で説明する。

まず、 $\phi_1(\beta)$ の測定¹¹では例えばゴールデンモードを考える。ゴールデンモードである $B^0 \rightarrow J/\Psi K^0$ 崩壊 ($b \rightarrow c\bar{c}s$) では、ダイアグラムに V_{ub} 、 V_{td} を含まないので、崩壊振幅に複素位相が含まれることがない。

そのため、

$$S_f = -\eta_f \sin 2\varphi_1 \quad (1.37)$$

$$A_f \sim 0 \quad (1.38)$$

となる。ここで、 η_f は f_{CP} における CP 固有状態により決まり、 $J/\Psi K_S^0$ のとき、 $\eta_f = -1$ 、 $J/\Psi K_L^0$ のとき $\eta_f = +1$ となる。したがって、ゴールデンモードの時間依存性のある CP 対称性の破れの測定により内角 $\varphi_1(\beta)$ を直接求めることができる。

ゴールデンモードにおける崩壊時間 Δt 依存の崩壊率分布と、CP 非対称度の結果を図 1.22 に示す。上の図が $\eta_f = -1$ 、 $\eta_f = +1$ における測定結果である。

¹¹ $V_{td}V_{tb}^*$ と $V_{cd}V_{cb}^*$ に着目

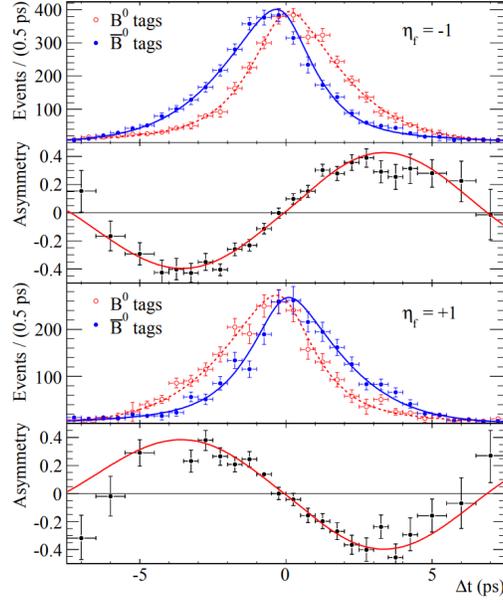


図 1.22: 崩壊時間 Δt 分布と CP 非対称度分布

$\sin 2\varphi_1$ の最新の測定値 [19] は、

$$\sin 2\varphi_1 = 0.691 \pm 0.017$$

である。

次は $\varphi_2(\alpha)$ の測定¹²である。例えば $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊 ($b \rightarrow u\bar{u}d$) を考える。この崩壊では $b \rightarrow u$ 遷移のツリーダイアグラムの他に $b \rightarrow d$ 遷移のペンギンダイアグラムも含まれことを考慮すると $A_f \sim 0$ ではなくなり、

$$S_f = \sqrt{1 - A_f^2} \sin 2\varphi_2^{eff} \quad (1.39)$$

となる。ここで、 $\varphi_2^{eff} = \varphi_2 - \Delta\varphi_2$ であり、ペンギンダイアグラムからの寄与が含まれている。 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊を精度よく観測し、 φ_1 同様時間依存性のある CP 対称性の破れの測定より非対称度を求める。ここで、バックグラウンドとなる崩壊モードは $B^0 \rightarrow \pi^+K^-$ 崩壊 ($B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ 崩壊) であり、いうまでもなく K/π 識別性能が重要であることがわかる。 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊における崩壊時間 Δt 依存の崩壊率分布と、CP 非対称度の結果を図 1.23 に示す。

¹² $V_{ud}V_{ub}^*$ と $V_{td}V_{tb}^*$ に着目

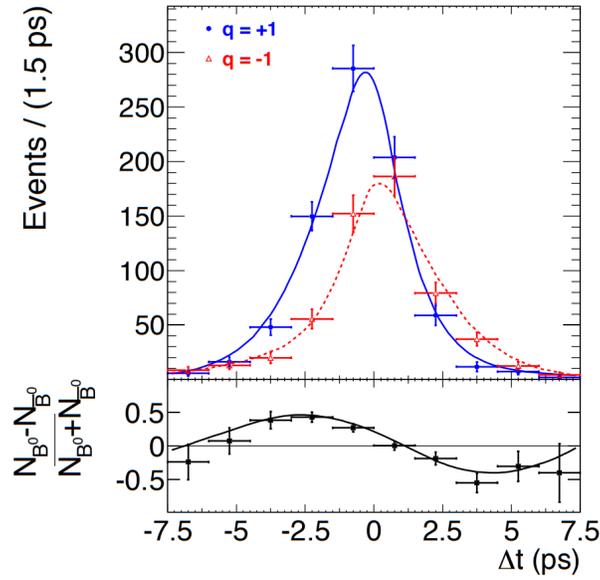


図 1.23: 崩壊時間 Δt 分布と CP 非対称度分布

最新の測定値 [19] は、

$$\varphi_2 = (84.5^{+5.9}_{-5.2})^\circ$$

である。

最後は $\varphi_3(\gamma)$ の測定¹³である。例えば、 $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ 崩壊 ($b \rightarrow u\bar{c}s$) を観測する。最も測定が難しく、解析手法がいくつかあるが詳細は割愛する。特定の終状態の崩壊分岐比における非対称度を測定する GLW 法 (Gronau-London-Wyler method)、ADS 法 (Atwood-Dunietz-Soni method)、D の 3 体崩壊に対する Dalitz 解析 GGSZ などである。最新の結果 [19] は、

$$\varphi_3 = (73.5^{+4.2}_{-5.1})^\circ$$

である。

¹³ $V_{cd}V_{cb}^*$ と $V_{ud}V_{ub}^*$ に着目

第2章 Belle・Belle II実験

2.1 Belle実験

Belle実験は、1999年から2010年まで高エネルギー加速器研究機構(KEK)にて行われていた素粒子物理学実験である。電子陽電子非対称エネルギー衝突型円形加速器KEKBによって生成された大量のB中間子の崩壊過程を、Belle検出器を用いて観測する。

2.1.1 加速器実験

電子や陽電子、もしくは陽子などを粒子加速器により加速させ、加速粒子同士の衝突¹もしくは加速粒子と固定標的との衝突²により生成された終状態の粒子を検出し、素粒子物理学的知見を得るような実験を一般に加速器実験と呼ぶ。Belle/Belle II実験もしくはATLAS実験で用いられる加速器は衝突型円形加速器である。衝突型の不変質量 s は、粒子1のエネルギーと運動量を E_1, p_1 、粒子2のエネルギーと運動量を E_2, p_2 とすると、

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (p_1 + p_2)^2} \cong 2\sqrt{E_1 E_2} \quad (2.1)$$

である。 $E_1 = E_2$ であるとき $2E$ となり、このエネルギー E を上げれば上げるほど重い粒子が生成し、観測することができる。このようにエネルギーを上げて未知の物理を直接的に探索することをエネルギーフロンティアと呼ぶ。陽子対を \sim TeVもの速度で加速、衝突させるLHC(大型ハドロン衝突型円形加速器)はエネルギーフロンティアであるといえる。ただし、加速器の設計エネルギーを超えた重い粒子を生成することはできない。一方で、不確定性原理 $\Delta t \Delta E > \frac{\hbar}{2}$ により量子トンネル効果の中に加速器の設定エネルギーを超えた重い粒子が現れる場合がある。これは非常に稀な現象であるので大量の衝突事象を観測する必要がある。単位時間あたりに事象を生み出せる能力のことをルミノシティ $L[\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}]$ ³と呼び、ルミノシティを上げれば事象数(統計数)を増やすことができる。このようにルミノシティを上げて、稀崩壊中の未知の物理を間接的に探索することをルミノシティフロンティアと呼ぶ。電子陽電子対を $E_{CMS} \sim 10\text{GeV}$ で加

¹衝突型(Collider)と呼ぶ

²固定標的型(Fixed target)と呼ぶ

³単位時間あたりの反応事象数 $Y[\text{sec}^{-1}]$ 、反応断面積 $\sigma[\text{cm}^2]$ 、ルミノシティ $L[\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}]$ は、 $Y = L\sigma$ の関係にある。

速、衝突させる KEKB および SuperKEKB はルミノシティブロンティアであるといえる。図 2.1 に衝突型加速器の一覧 [20] を示す。

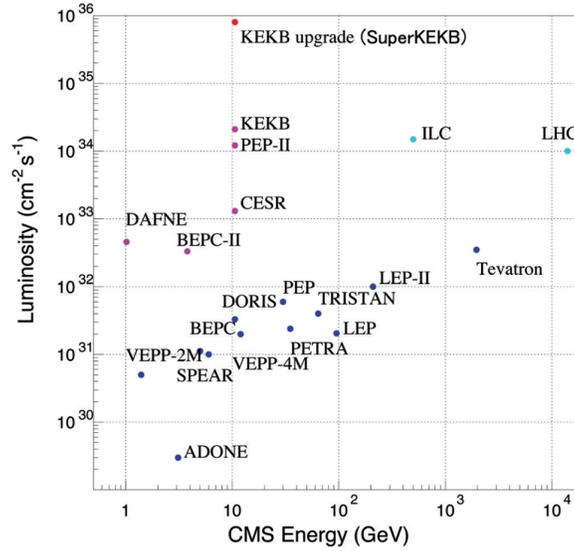


図 2.1: 世界の衝突型加速器

2.1.2 B ファクトリー

B^0 中間子における CP 対称性破れを測定するためには、 b クォークの寿命が $10^{-12}s$ と非常に短く、また質量が大きいため多くの崩壊モードが存在するなどの問題と向き合わなければならない。特に、CP 対称性の破れを測定するための崩壊モードへの分岐比は非常に小さいため、統計数を得るためには、膨大な数の崩壊をみなくてはならない。Belle 実験やアメリカのスタンフォード加速器センター (SLAC) で行われた Babar 実験では B 中間子における CP 対称性の破れを測定した。これらの実験では電子-陽電子衝突反応により、

$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0(\text{or } B^+B^-) \quad (2.2)$$

というように B 中間子が生成される。ここで、 $\Upsilon(4S)$ は、質量 10.579GeV なる b クォークと \bar{b} クォークが結合したメソンの 3 番目の励起状態⁴である。B 中間子の質量は、 5.28GeV であり、

$$|m_{\Upsilon(4S)} - 2m_B| = 19\text{MeV} < m_\pi (= 139\text{MeV}) \quad (2.3)$$

なので、その他のハドロンは生じない。

Belle・Babar 実験は大量に B 中間子を生成し統計数を稼ぐため、B ファクトリー⁵と呼

⁴ボトモニウム状態とも呼ばれている。

⁵B 中間子の製造工場という意味

ばれている。

2.1.3 時間依存性のある CP 対称性の破れの測定

B 中間子は、重心系でほとんど静止した状態で生成される。そのため Belle 実験では、時間依存性のある CP 対称性の破れを測定するために、図 2.2 のように、非対称なエネルギーを有する電子と陽子を衝突させて、実験室系において重心をブーストさせることによって、B 中間子に運動量を与えている。これによって、崩壊するまでの平均距離を確保することができ、時間依存性を測定することができる。

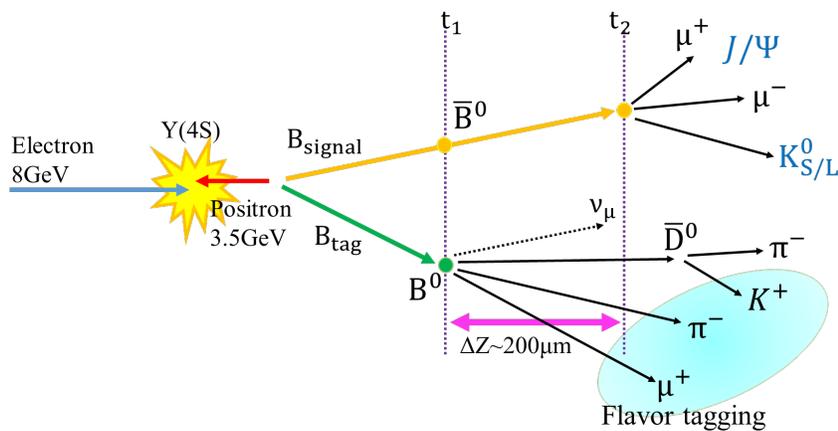


図 2.2: 非対称エネルギーによる衝突

図 2.2 のように生成された $B^0\bar{B}^0$ に対して B_{tag} (tag side)、 B_{signal} (signal side) と名前をつけ、 B_{tag} が崩壊した時間を t_1 、 B_{signal} が崩壊した時間を t_2 とする。時刻 t_1 で B_{tag} が B^0 の状態で崩壊した場合、時刻 t_1 においては B_{signal} は \bar{B}^0 の状態であったことがわかる。このとき、 $\Delta t \equiv t_2 - t_1$ を精密に測定することで始状態が B^0 か \bar{B}^0 かを識別することができ、同時に時間分布も得ることができる。例えば、 B_{tag} がどのような状態で崩壊したのかを知りたい場合、 B_{tag} の崩壊によって生成された粒子の種類や電荷を詳しく調べることで、親である B_{tag} の情報を得ることができる。このように tag side の崩壊で生成された粒子情報から、始状態が B^0 か \bar{B}^0 かを識別し、signal side での始状態を決定する方法をフレーバータギングという。Belle II でもフレーバータギングは行われており、ARICH はフレーバータギングにおいて K/π 識別を担っている。

2.2 Belle II 実験

2.2.1 Belle 実験から Belle II 実験へ

Belle 実験は B 中間子における CP 対称性の破れの測定及び小林・益川理論の正当性の証明という結果を残して幕を閉じた。しかし、Belle 実験で測定されたユニタリ三角形はどの程度 CP 対称性が破れているのかを検証するためには精度が足りない。また Belle 実験では、標準理論の枠組みを超えた FCNC 反応や、荷電ヒッグス、新ハドロンの存在を示唆するような新しい物理の兆候をつかんだ。そこで、ユニタリ三角形の角度の精密測定や新物理探索を目的として、Belle II 実験が計画された。これらの目的を達成するためには、Belle 実験を超える統計数と測定精度向上が必要であった。これまで、Belle II 実験へ向け、加速器および検出器のアップグレードの作業が行われてきた。各検出器については次の章で記述する。

2.2.2 Belle II 実験の目指す物理

以下に、Belle II 実験で目指す物理 [10] について列挙する。

- ・ (時間依存性のある) 間接的 CP 対称性の破れの測定
- ・ ユニタリ三角形内角 ϕ_3 の測定
- ・ B 中間子ハドロニック崩壊の物理
- ・ 電弱ペンギン崩壊の物理
- ・ チャームの物理
- ・ τ の物理
- ・ $\Upsilon(5S)$ 、 $\Upsilon(1S)$ 、 $\Upsilon(2S)$ 、 $\Upsilon(3S)$ の物理
- ・ ダークセクターの物理

etc.

2.3 Belle II 検出器

Belle II 検出器はビーム衝突点から、崩壊点検出器 PXD、SVD、中央飛跡検出器 CDC、バレル部粒子識別装置 TOP、エンドキャップ部粒子識別装置 ARICH、電磁カロリメータ ECL、 K_L^0 中間子 μ 粒子識別装置 KLM の 7 つのサブディテクターから構成される。Belle II 検出器を図 2.3 に、断面図を図 2.4 に示す。

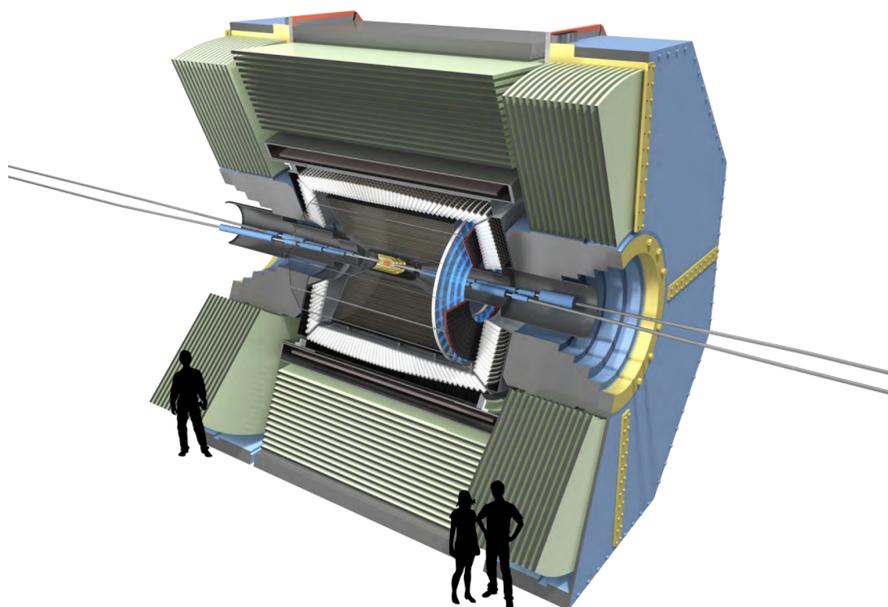


图 2.3: Belle II 検出器

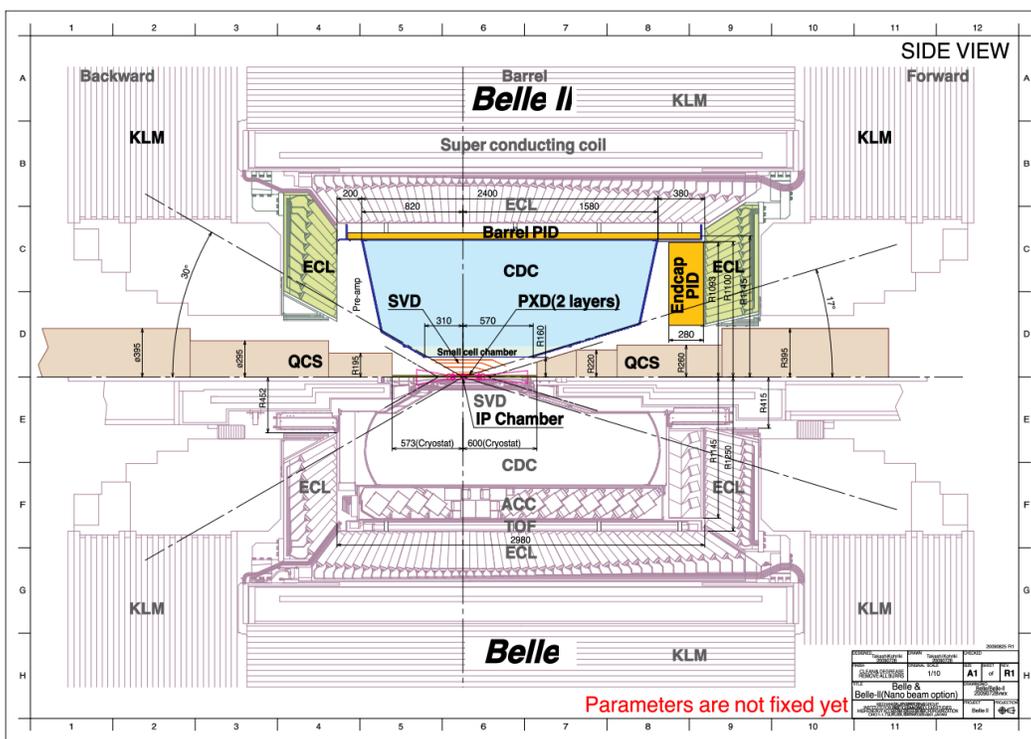


图 2.4: 断面図 (Belle/Belle II)

2.4 SuperKEKB 加速器

Belle 実験で用いられた KEKB 加速器は、ビームの強度を2倍に、ビームの絞り込みを20倍に改良することでルミノシティ(ピークルミノシティ)をかつての $2 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ から、約40倍である $8 \times 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 、10年間の運用で約50倍の積分ルミノシティを目標とする SuperKEKB 加速器へのアップグレード [30] を行った。

SuperKEKB 加速器は高エネルギー加速器研究機構 KEK つくばキャンパス内にある周長約3kmの日本最大の電子・陽電子衝突型円形粒子加速器である。図2.5に SuperKEKB 加速器の全体図を示す。



図 2.5: SuperKEKB 加速器

主に3つの部分から成る。長さが約700mあり電子・陽電子を生成する入射器(Linac)、周長約130mで陽電子を1.1GeV/cまで加速、ダンプさせる陽電子ダンピングリング(DR)、そしてメインリング(MR)である。メインリングには7GeV/cの電子リングHER(High Energy Ring)と4GeV/cの陽電子リングLER(Low Energy Ring)がある。電子源としてはLER用の熱電子銃⁶を用いている。一方、陽電子源としては熱電子銃により取り出された高エネルギー電子を金属ターゲットに照射し、電磁シャワーを生成させ、陽電子のみを選択的に取り出す。その後、高周波加速空洞を通り、ここでは数百MHz~数GHzの高周波で電場により粒子を加速させる。ちなみに粒子は数十~数百億個の粒子の集まりであるバンチ⁷と呼ばれる単位で加速される。メインリングではビー

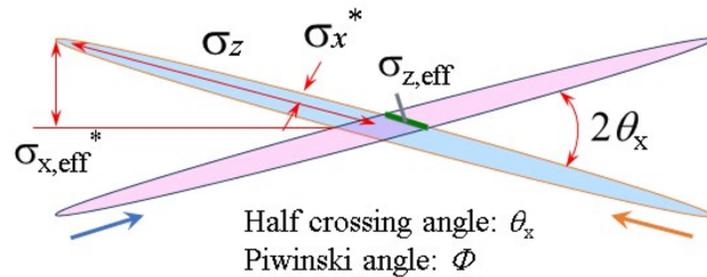
⁶真空中でファイラメントを加熱することにより電子を取り出す

⁷バンチ長5~6mm、各リングに約2500バンチずつ

ムが蓄積されており、蓄積ビームに合わせるように入射ビームをリングに入射する。メインリングにはビームを曲げる偏向電磁石、ビームを絞る4極電磁石、運動量の差異による集束力の違いを補正する6極電磁石など、2600台以上の電磁石が置かれている。また、ビームパイプ内は超高真空状態に保つようにしており、長いビーム寿命を保ち、ビームバックグラウンド削減にも繋がる。

2.4.1 ナノビーム衝突

SuperKEKB 加速器の大きな特徴の一つがナノビーム衝突である。図 2.6 にナノビーム衝突の概念図を示す。



$$\beta_y^* \geq \sigma_{z,eff} = \frac{\sigma_x^*}{\theta_x} = \frac{\sigma_z}{\Phi}$$

$$\Phi \equiv \frac{\sigma_{x,eff}^*}{\sigma_x^*} \equiv \frac{\sigma_z \theta_x}{\sigma_x^*}$$

図 2.6: ナノビーム衝突

設計ではバンチ長 $\sigma_z = 5 \sim 6 \text{mm}$ 、バンチの細さ $\sigma_x \sim 10 \mu\text{m}$ 、 $\sigma_y \sim 60 \mu\text{m}$ までビームを絞り、 $2\theta_x \sim 4.8$ 度の大きな交差角で衝突させる。ビームの広がり⁸がKEKBと比べて1/20倍になり、限定された狭い領域で粒子が衝突されることによりルミノシティが20倍になる。衝突点でビームを絞るため、最終ビーム集束超伝導四極電磁石 QCS が置かれている。加えてビーム電流を2倍⁸にすることにより、さらにルミノシティを2倍にし、合計40倍のルミノシティを目指している。ルミノシティ変遷の歴史を図 2.7 に示す。

⁸電子全電流：約 2.6A、陽電子全電流：約 3.6A

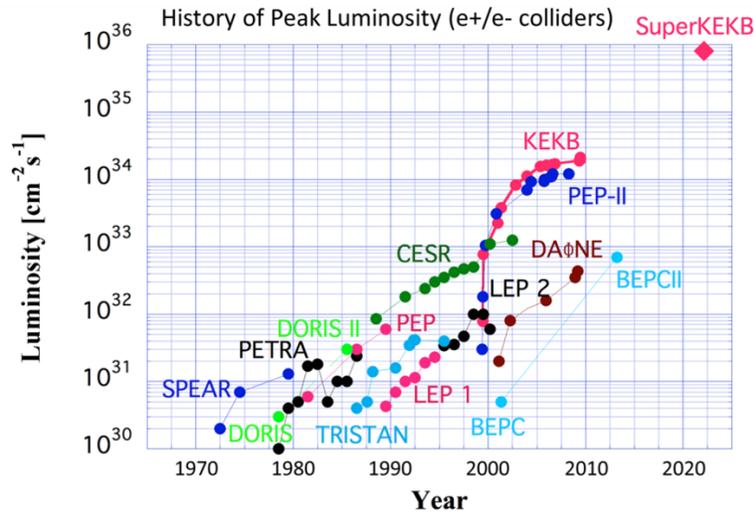


図 2.7: 加速器のルミノシティ変遷の歴史

SuperKEKB 加速器は他の加速器と比べても飛びぬけて高いルミノシティを目指していることがわかる。

2.4.2 ビームバックグラウンド

ルミノシティを増やすため、ビーム電流を増やすに伴い、ビームバックグラウンドも増加する。ビームバックグラウンドによる影響は様々であり、例えば Belle II 検出器の S/N 比が悪くなってしまう。ビームバックグラウンドの要因としては蓄積ビーム粒子の散乱、ビームパイプ内壁への衝突、シンクロトロン放射などである。蓄積ビーム粒子の散乱には、残留ガスによる散乱 (Beam-gas 散乱) とバンチ内粒子同士における散乱 (Touschek 散乱) が存在する。真空度を高めたり、コリメータ⁹を調整したりして、改善していく。

⁹ビームを細く絞り、ビームの経路を調整する

第3章 ARICH検出器

ARICH(Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter)は Belle 実験における ACC (Aerogel Cherenkov Counter) をアップグレードした検出器であり、Belle II 検出器においてエンドキャップ部(図 3.1)における荷電 K 中間子、荷電 π 中間子の識別を担う。Belle・Belle II 実験では観測された終状態の粒子を再構成することによって、親である B 中間子の状態、もしくは崩壊過程を求めていくため、粒子の識別精度はそのまま全体の実験精度に効いてくる。特に前述したように荷電 K 中間子と荷電 π 中間子の識別は親の状態を決める上で大変重要である。次に ACC と ARICH それぞれの粒子識別原理について述べる。

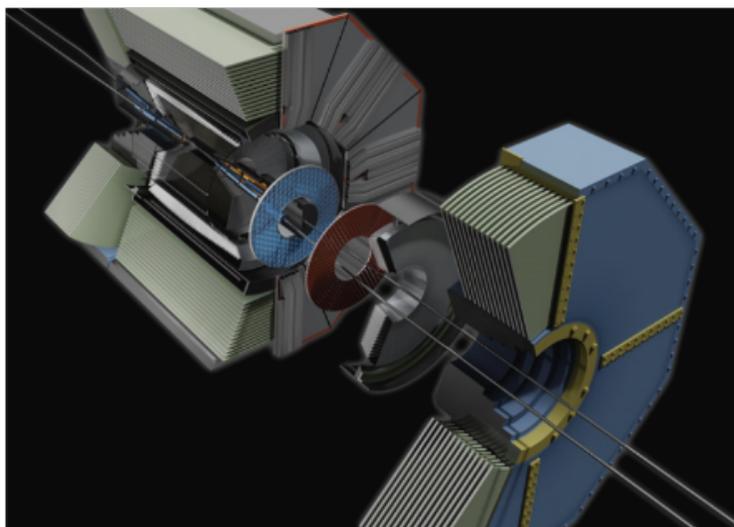


図 3.1: ARICH の位置

3.1 ACC

ACC・ARICHはチェレンコフ光を用いた検出器であるため、まずはチェレンコフ光の発生原理 [32] について述べる。荷電粒子が屈折率 n の物質中を通過したとき、荷電粒子がつくる電場によって物質中の電磁場が局所的に乱され、物質中の電子が偏極する。この電子が元の平衡状態に戻るときに光子が放出される。荷電粒子の速度が物質中での光の速度 c/n よりも遅い場合は、光子は互いに打ち消し合うように干渉するため光子は放射されないが、 c/n よりも速い場合は、光子は互いに強め合うように干渉するた

め光子が放射される。この光子をチェレンコフ光という。

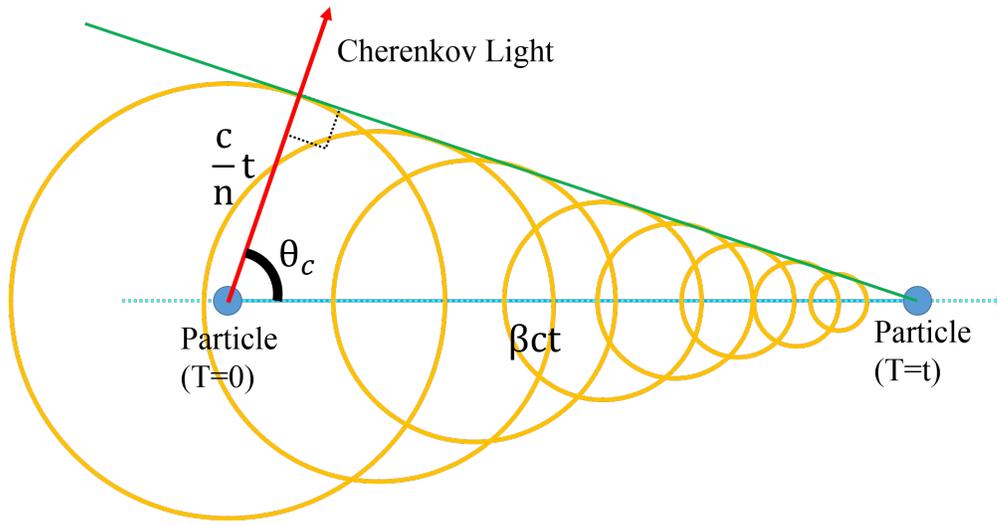


図 3.2: チェレンコフ光

光子が物質中を t 秒間に進む距離は ct/n であり、速度 $\beta(=v/c)$ の荷電粒子が物質中を t 秒間に進む距離は βct である。図 3.2 で示されるように、荷電粒子から見たチェレンコフ光の放射角度 (チェレンコフ角) θ_c は、

$$\cos\theta_c = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{n\beta} \quad (3.1)$$

の関係式に従う。また、 $0 < \cos\theta_c < 1$ であるため、チェレンコフ光が発生する閾値は $1/n < \beta$ である。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、

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (3.2)$$

であり、 β にチェレンコフ光の放射角度 θ_c の関係式を代入すると、

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{n^2 \cos^2\theta_c - 1} \quad (3.3)$$

を得る。いま、この関係式の未知数は荷電粒子の運動量 p とチェレンコフ角 θ_c である。これらの物理量を測定することによって、荷電粒子の質量を求めることができる。ACC はチェレンコフ光を用いた閾値型の検出器である。図 3.3 に K/π におけるチェレンコフ光発生条件を示す。粒子識別が可能な範囲は図の B 領域である。ACC ではエンドキャップ部は屈折率 1.03 の Aerogel が輻射体として使用されているため、図で示された運動量領域において、チェレンコフ光が発生した場合は π であり、発生しない場合は K であるというように識別を行うことができる。しかし、2GeV を超えるような高運動量領域においては、どちらもチェレンコフ光が発生してしまうため、識別が不可能となる。

Belle II 実験では閾値型の ACC ではなく、リングイメージ型の ARICH を採用し、高運動量領域においても K/π の識別を行えるようアップグレードを行った。

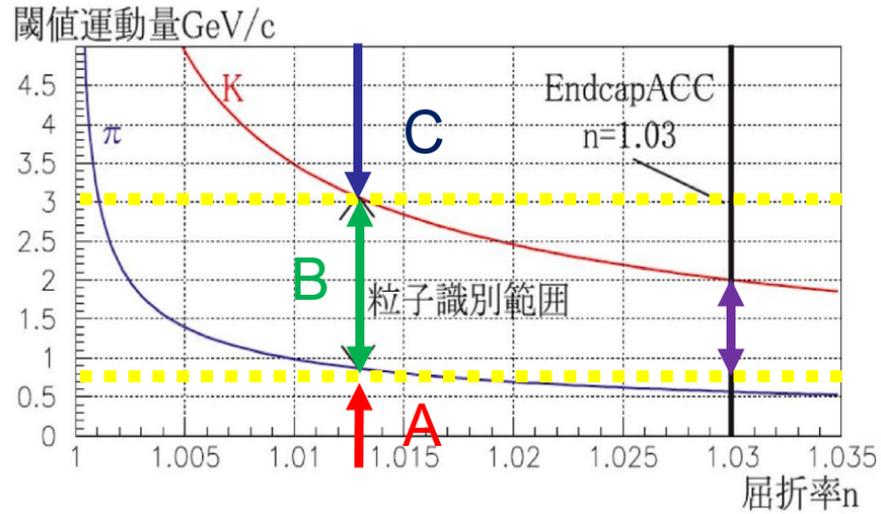


図 3.3: ACC

3.2 エンドキャップ部粒子識別装置 ARICH

図 3.4 に ARICH の構成要素を、図 3.5 に構造の概略図を示す。

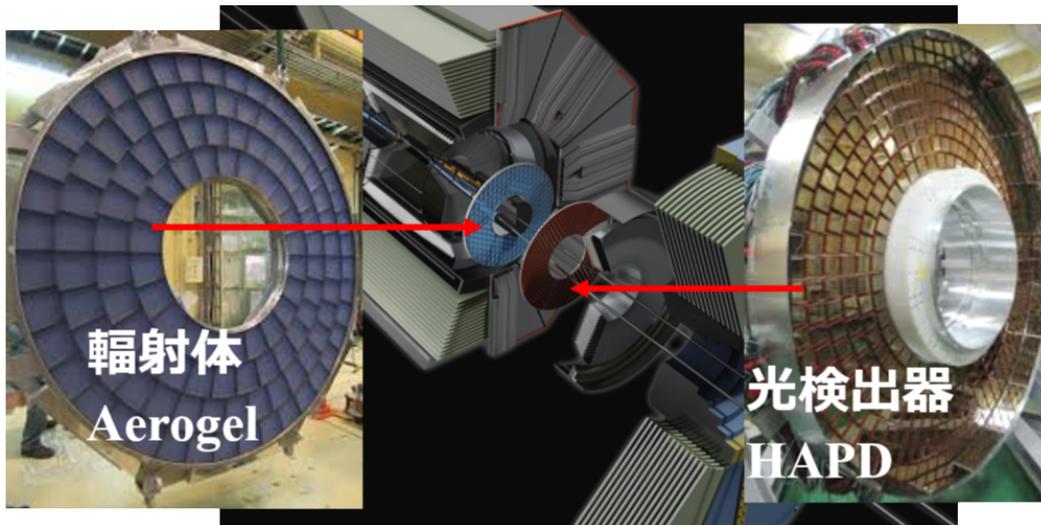


図 3.4: 構成要素

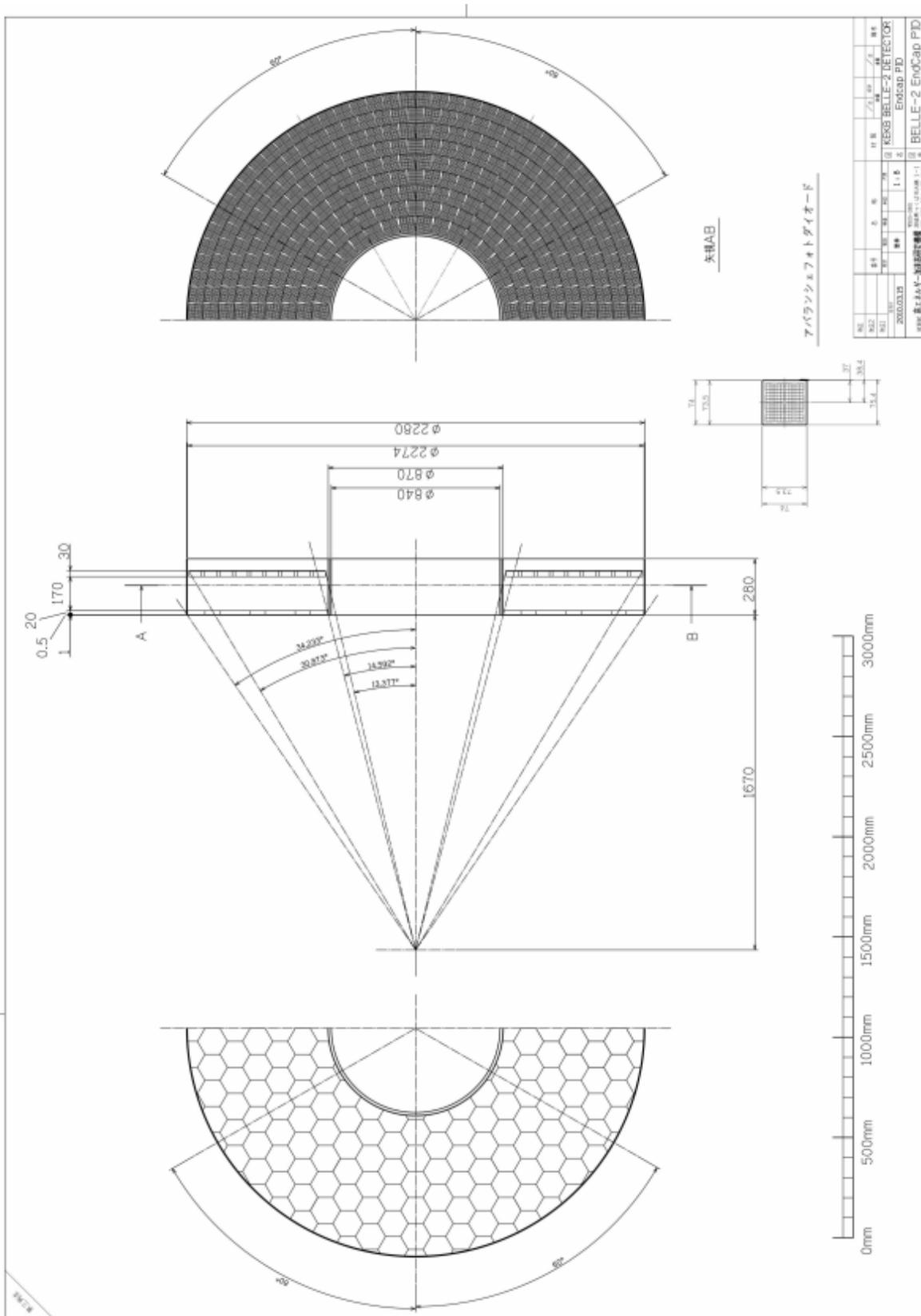


図 3.5: ARICH 設計図

ARICHはチェレンコフ光がつくるリングイメージを検出し、2次元リングイメージからチェレンコフ角を求めることによって、ACCでは不可能だった高運動領域における K/π 識別を可能にした検出器である。ARICHは輻射体としてAerogel(シリカエアロゲル)を使用し、Aerogelで発生したチェレンコフ光を光検出器であるHAPD(Hybrid Avalanche Photo Detector)で検出する。HAPDで検出され、電気信号となったものを信号読み出し回路(ASIC,FPGA)で読み出す。図3.2にARICHの測定原理を示す。

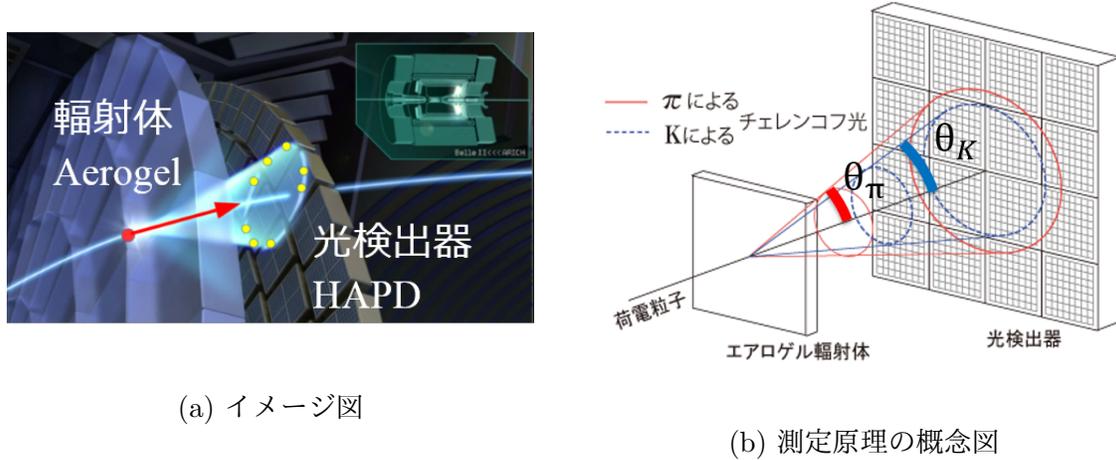


図 3.6: ARICH の測定原理

ARICHは荷電粒子によって発生したチェレンコフ光をHAPD上でリングイメージとして捉える。このとき、リング半径を r 、輻射体Aerogelから光検出器HAPDまでの距離を $L(=16\text{cm})$ とすると、チェレンコフ角 θ_c は、

$$\theta_c = \arctan \frac{r}{L} \quad (3.4)$$

という関係式により求めることができる。一方で、輻射体の屈折率を n 、荷電粒子の静止質量 m 、運動量 p であるとき、

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n} \sqrt{\left(\frac{m}{p}\right)^2 + 1} \quad (3.5)$$

に従うのでチェレンコフ角 θ_c を求めることができれば、CDCにより得られた運動量の情報と合わせることで、粒子識別が可能となる。Belle実験で、エンドキャップ部に設置されていたACCの識別可能な運動量領域は $0.5\sim 2.0\text{GeV}/c$ であった。Belle II実験ではB中間子の2体崩壊($B \rightarrow KK/K\pi/\pi\pi$ や $B \rightarrow D\pi/DK$)により生成された高運動量の K/π の識別が要求される。そのため、ARICHでは運動量領域 $0.5\sim 3.5\text{GeV}/c^1$ において K/π 識別を 4σ の精度で行うことが要求されている。運動量 $3.5\text{GeV}/c$ におい

¹ARICHに到達する π/K の運動量の最大が $3.5\text{GeV}/c$ 、ただし設計段階での目標は $0.5\sim 4.0\text{GeV}/c$ だった

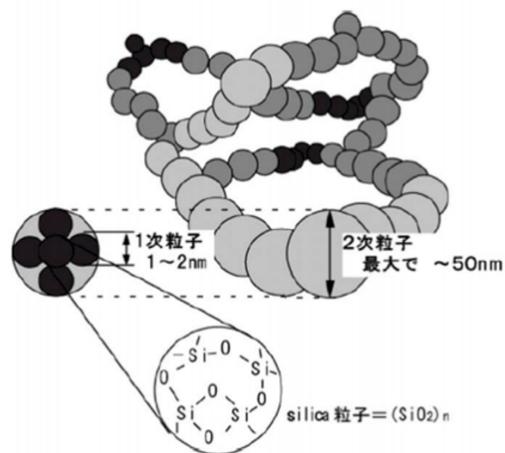
て K/π リング半径差は約 6mm であり、チェレンコフ角度差にすると約 30mrad^2 である。そのため角度分解能 7.5mrad 以上が要求されるチェレンコフ角度分解能である。次に輻射体 Aerogel、光検出器 HAPD、信号読み出し回路 ASIC および FPGA についてそれぞれ述べる。

3.3 輻射体 Aerogel

Aerogel(図 3.3) は図 3.8 に示すように、アルミニウムの円形支持体に 248 枚敷き詰められている。



(a) Silica Aerogel



(b) Silica 粒子

図 3.7: 輻射体 Aerogel

$^2\theta_\pi=307\text{mrad}$ 、 $\theta_K=277\text{mrad}$



図 3.8: アルミニウム製円形支持体と Aerogel

Aerogel はシリカ (SiO_2) 粒子を 3 次元的に配列した多孔構造をしており、体積のうち約 90% 以上が空気であるため低屈折率を有する。3.1 にいくつかの物質の屈折率と密度を示しておく。

表 3.1: 物質の屈折率と密度

物質	屈折率	密度 [g/cm^3]
シリカエアロゲル	1.007~1.2	0.0281~
空気	1.00028	0.001293
水	1.3428	0.99984
ガラス	1.48~2.00	2.4~2.6

また、粒子径約 10[nm] と可視光波長 400~700nm と比べて小さく、高い透過性を持つ。故に、運動量領域 0.5~3.5GeV/c における K/π 識別に求められる輻射体の屈折率の要求 ($n=1.04\sim 1.06$) を満たし、かつ発生したチェレンコフ光の光量をなるべくロスせずに検出器に伝搬させることができるため、大変優れた輻射体であるといえる。製造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ことも特徴の一つである。図 3.9 のように輻射体を厚くすることによって発生する光子数を増やすことができるが、輻射体が厚くなるほど形成されるリングは太くなってしまいうため、角度分解能が悪くなってしまいう。光子数を減らさずに、角度分解能を上げるために ARICH では屈折率の異なる Aerogel を 2 層重ねたものを使用している。³これはデュアルレイヤー方式と呼ばれる。

³上流側の屈折率が 1.045、下流側の屈折率が 1.055、それぞれの厚みは 20mm である

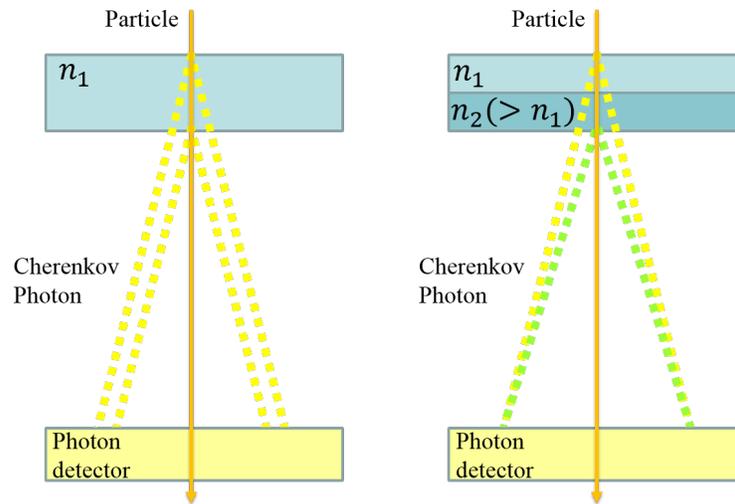
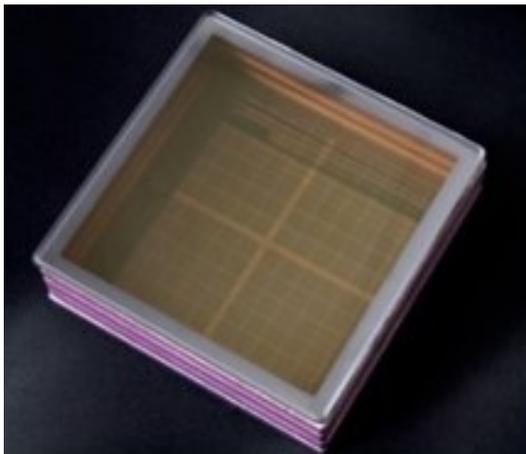


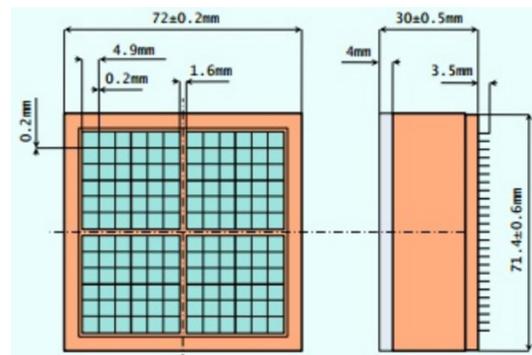
図 3.9: デュアルレイヤー方式

3.4 光検出器 HAPD

輻射体 Aerogel から約 160mm 離れた位置に設置されているのが光検出器 HAPD(図 3.4) であり、Aerogel より発生したチェレンコフ光を検出する。HAPD は 2002 年から浜松ホトニクス (株) と共同で開発が進められ、ARICH には 420 台設置されている。



(a) HAPD



(b) HAPD のサイズ

図 3.10: 光検出器 HAPD(Hybrid Avalanche Photo-Detector)

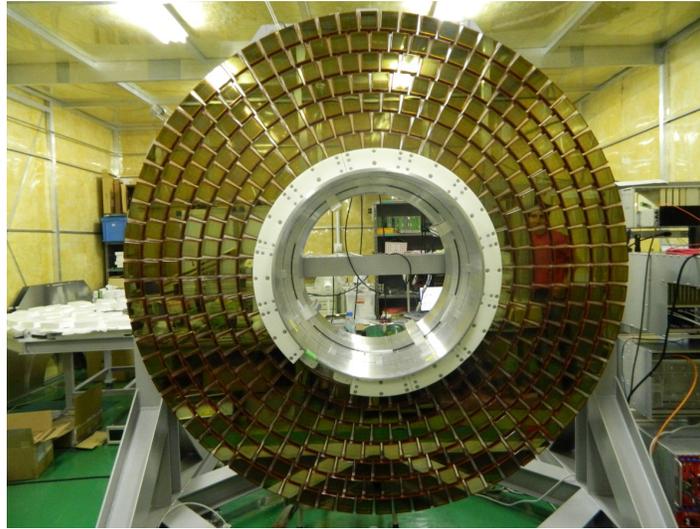


図 3.11: 420 HAPDs

運動量最大の $3.5\text{GeV}/c$ における K/π を識別するために、HAPD では 5mm 以下の位置分解能が要求される。HAPD は 6×6 チャンネルでピクセル化された APD (Avalanch Photo Diode) チップ 4 枚で構成され、合計 144 チャンネルの読み出しが可能である。各ピクセルの面積が $4.9\times 4.9[\text{mm}^2]$ であるために、位置分解能 5mm 以下の要求を満たしている。また、HAPD は、

- ・ 高い量子効率 (QE)
- ・ 1 光子検出能力
- ・ 広い有効面積
- ・ $1.5[\text{T}]$ 以上の磁場中における正常な動作
- ・ 放射性耐性

などの要求性能を満たしている。大量生産された HAPD の一つ一つに対して性能試験が実施され、要求をクリアしたものが ARICH にインストールされている。表 3.2 に HAPD の各種パラメータを、図 3.12 に光子垂直入射に対する QE 分布を示す。

表 3.2: HAPD の各種パラメータ

HAPD	
外寸	73×73mm ²
入射面	合成石英
Total Gain	~10 ⁵
S/N	~15
光電面	
材質	スーパーバイアルカリ
感度波長領域	160~650nm
最大感度波長	400nm
有効面積	63×63mm ²
印加電圧	~8000V
電子打ち込み増幅 (Bombardment Gain)	1400~2000
量子効率	~30%
APD	
1チャンネルあたりの面積	4.9×4.9mm ²
耐電圧	250~500V
電子雪崩増幅 (Avalanche Gain)	~40
チップ数	4
1APDあたりのチャンネル数	36

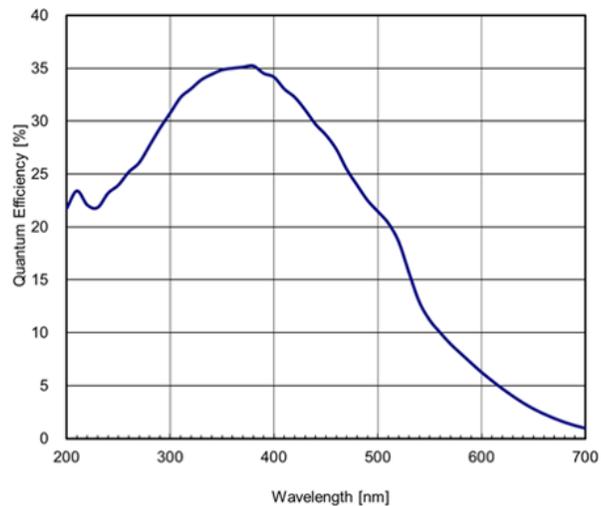


図 3.12: Quantum Efficiency of HAPD

次に、HAPD の動作原理について説明する。

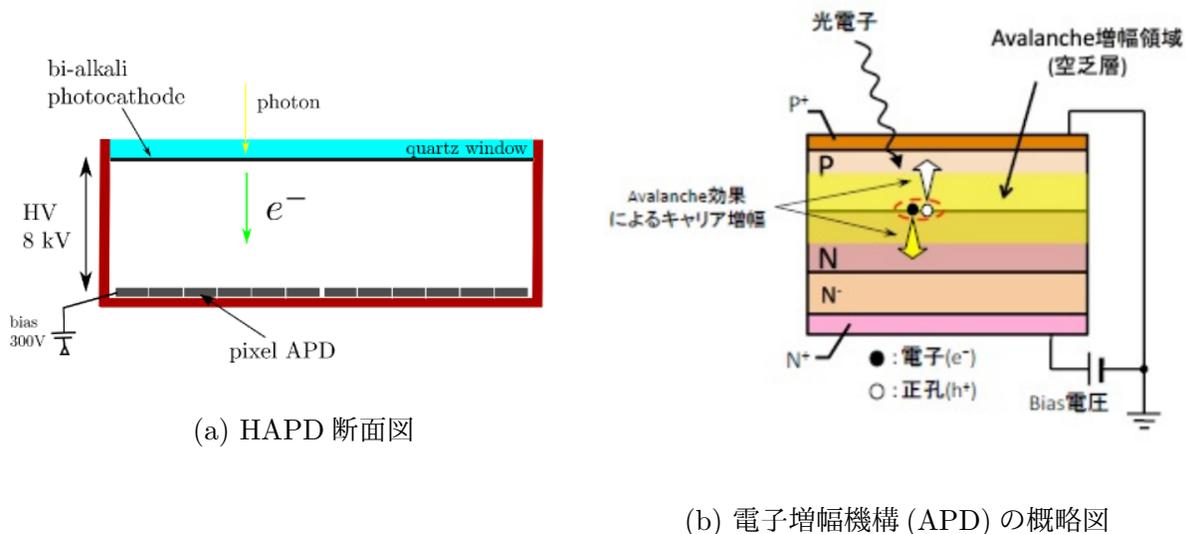


図 3.13: 光検出器 HAPD(Hybrid Avalanche Photo-Detector)

HAPDの電子増幅機構を図3.4に示す。HAPDは3つの部分から成り立っている。光電子を発生させる光電面、光電子を加速させる真空領域、そして光電子を増幅、検出するAPDである。HAPDには3種類計6チャンネルの高電圧が印加されている。光電子加速用の電圧(HV)：-8000V、ガード電極用電圧(Guard)：175V、APDの各チップにそれぞれ逆バイアス電圧(Bias)：～350Vである。光電面に輻射体で発生した光子が入射すると、光電効果により光電子が生成される。生成された光電子は真空領域に印加された電場によって、加速される。このとき、電場による加速で約1400～2000倍のGainを得る。これを電子打ち込み増幅(Bombardment Gain)と呼ぶ。加速された光電子はAPDに入射する。APDに入射した光電子は電子正孔対を生成する。APDには逆バイアス電圧が印加されており、電子正孔対は逆バイアス電圧により電極に向かって運動を始める。このとき、APD内の電子が励起され、さらに励起された電子は新たな電子正孔対を生成する。このような過程が連鎖的に起こり、雪崩のように電子が生成され、信号が増幅する。これを電子雪崩増幅(Avalanche Gain)と呼ぶ。Avalanche Gainでは約40倍のGainを得ることができる。そのため、HAPD全体としては約 10^5 倍のGainを得ることができる。HAPDには光電面にHV、APDに逆バイアス電圧がかけられているが、これに加えてガード電圧を印加することで $1\mu A$ 以上のリーク電流が流れないようにして、逆バイアス電圧を安定化させている。また、Bombardment GainがAvalanche Gainよりも大きいため、光電子数の不安定性を抑えることができ、HAPDは1光子検出能力を有す。

3.5 Readout システム (ASIC・FPGA)

HAPD で得られたアナログ信号は Front End Board(以下、FEB)⁴に送られ、デジタル信号に変換される。図 3.15 に FEB 内の電子回路の構成を示す。

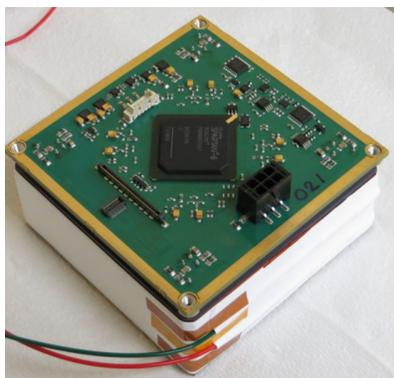


図 3.14: Front End Board

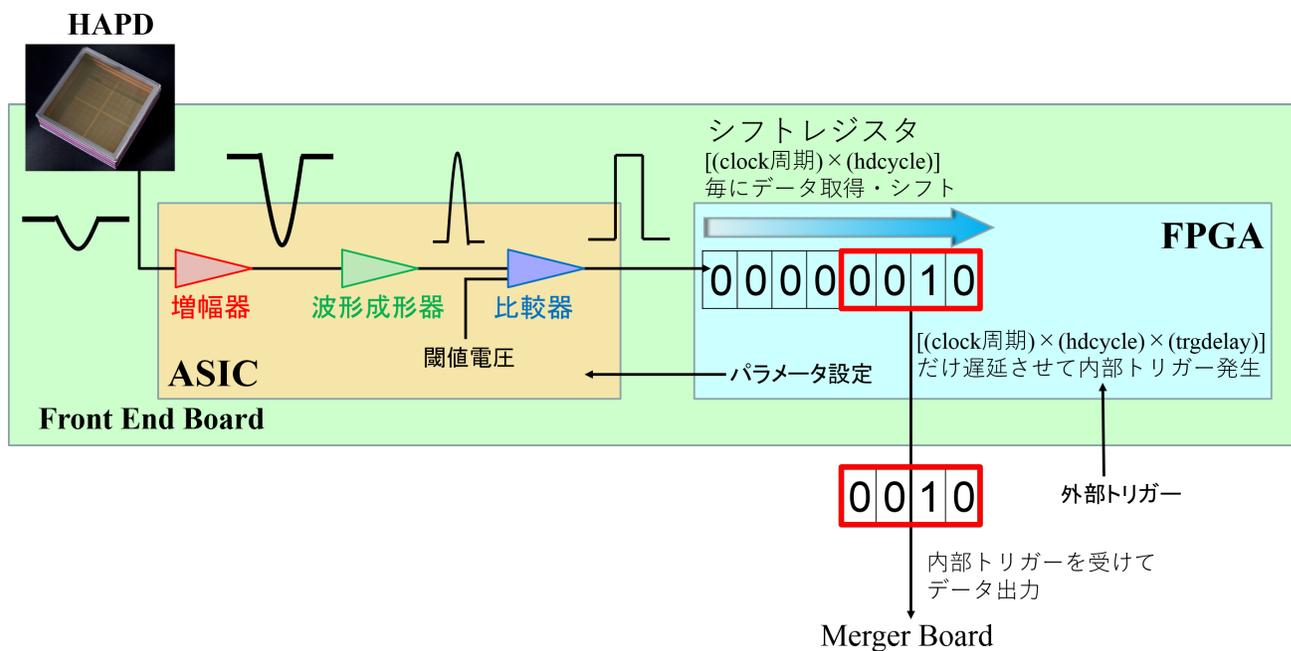


図 3.15: FEB の信号読み出し回路

FEB には信号を読み出す回路として、ASIC⁵と FPGA⁶がある。ASIC は「増幅器」、

⁴全 420 枚

⁵SA03 と呼ばれるものが 4 チップ

⁶1 チップ

「波形整形器」、「比較器」から成り HAPD の各チャンネルから送られてくるアナログ信号を読み出し、増幅、波形を整形し、1 光子以上の信号の有無 (ヒット情報) を定められた閾値 (Threshold) を用いて判別する。閾値を超えた信号が得られた場合、ヒット信号としてデジタル信号を出力する。ASIC から出力されたデジタル信号は、FPGA に入力される。FPGA は内部のシフトレジスタ⁷に hdcycle と呼ばれるパラメータで設定されたクロックのタイミングでヒット情報を記録し、トリガー⁸が入力されたときに記録した情報を出力する。⁹FEB から出力された情報は、Merger Board(以下、MB)¹⁰(図 3.16) に集められる。

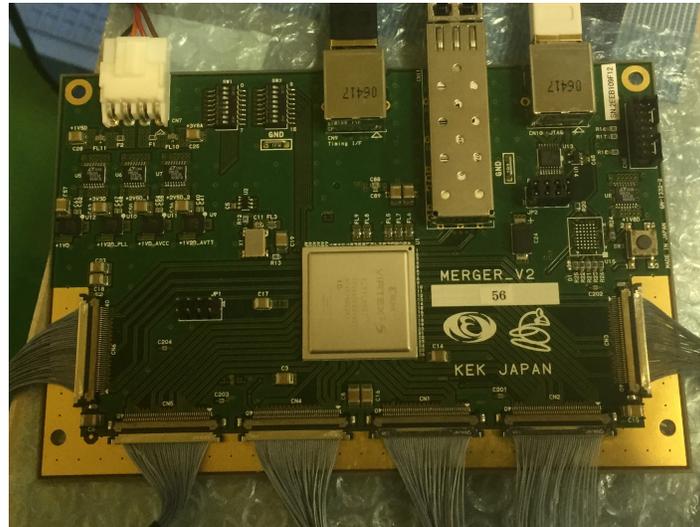


図 3.16: Merger Board

MB は 1 台で HAPD 最大 6 台分の情報をまとめることができる。また、LAN ケーブルを用いることでトリガーを受け取り、接続されている FEB に伝えることができる。MB に集められた情報は COPPER¹¹で MB4 つ分のデータが統合され、Belle2Link を通じて Belle II DAQ システムに送られる。

また、ASIC において Offset 調節機能も有しており、閾値電圧が全チャンネルで共通のものを設定する代わりに、チャンネル単位での Offset 電圧の調整が可能となっている。したがって、Offset 調節をすることによって検出効率を調整することが可能である。Offset 調整では 16 段階の粗調整 (Coarse) と 16 段階の微調整 (Fine)、計 216 段階の調節が可能である。それぞれ 16 進数で Offset 値を入れて設定する。Phase2 では将来的にはチャ

⁷レジスタとはデータを一時的に記憶するもの、シフトレジスタとは記憶しているデータの桁を左右にシフトできるレジスタ

⁸トリガーは CDC から得る

⁹データ取得の Time-window はクロック周期 \times hdcycle であり、トリガー入力からデータ送信までの遅延時間を trgdelay と呼ばれるパラメータで設定している

¹⁰全 72 枚

¹¹18 基

ネルごとの性格に合わせた Offset 調節¹²を行うと良いだろう。Phase2 運転時には Offset ~80mV、閾値電圧=120mV、Phase3 運転以降 Offset~0mV、閾値電圧=50mV に設定をしている。スレッショルドスキャンについては改めて後述する。

3.6 尤度関数 (Likelihood function)

尤度関数とは、実験やシミュレーションによって得られた粒子による反応の、 μ 粒子らしさ、 π 中間子らしさ、K 中間子らしさなどというように、その粒子による反応だとする可能性を数値化したものであり、ARICH では尤度関数の数値によって K/ π 識別を実行する。尤度関数は、トラックパターン (荷電粒子の位置・方向・運動量) と粒子の種類を仮定して、観測された光子の検出パターンと予想される光子の検出パターンとの比較に基づいている。

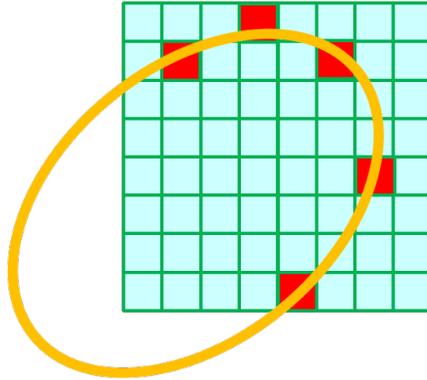


図 3.17: 期待されるチェレンコフリングに対するヒット (赤)

まず、発生したチェレンコフ光子が HAPD の i 番目のピクセルに入ることを考える。このとき光子数はポアソン分布に従い、実際に i 番目のピクセルに入った光子数が m_i となる確率 $p_i(m_i)$ は、

$$p_i(m_i) = \frac{e^{-n_i} \cdot n_i^{m_i}}{m_i!} \quad (3.6)$$

と表される。ここで、 n_i は i 番目のピクセルに入ると予想された光子数である。この確率 $p_i(m_i)$ を用いると、尤度関数 L^h および尤度関数に対数を付けた $\ln L^h$ は、

$$L^h = \prod_i^{pixels} p_i^h \quad (3.7)$$

$$\ln L^h = -N^h + \sum_{hit} p_i \left[n_i^h + \ln \left(1 - e^{-n_i^h} \right) \right] \quad (3.8)$$

¹²設定する共通閾値電圧に対して 4σ 程度離れた位置に Offset を設定な

というように記述される。ここで、 h は仮定した粒子の種類、 N^h はトラック¹³周辺領域における予想されるヒットの総数、 n_i^h は i 番目のピクセル上における期待されるヒット数であり、

$$n_i^h = n_i^1 + n_i^2 + n_i^b \quad (3.9)$$

$$n_i^r = \varepsilon_{det} N^r \int_{\Omega_i} \frac{1}{2\pi} G(\theta, \theta_h^r, \sigma_h^r) d\theta d\varphi \quad (3.10)$$

である。

式 (3.9) の上付き添え字 1, 2 は光子が放出された Aerogel の層を表し、 b が background を表している。式 (3.10) の ε_{det} は検出効率、 N^r は予想される Aerogel の r 番目の層で放出された光子の数、 Ω_i は i 番目のピクセルによってカバーされた立体角、 $G(\theta, \theta_h^r, \sigma_h^r)$ はトラック座標の位置 θ においての、仮定した粒子¹⁴ h によるチェレンコフ角 θ_h^r とその分散 σ_h^r に関する物理量である。仮定した粒子ごとに、チェレンコフ角やその分散が異なるため、ヒットするピクセル位置が異なる。 K と仮定した場合と、 π と仮定した場合のそれぞれにおいて尤度関数を算出でき、比較することで K/π 識別を行うことができる。

¹³トラック情報は CDC より取得

¹⁴ARICH では $\pi, K, \mu, e, p, deuteron$ について計算している

第4章 チェレンコフ角度分解能評価

4.1 評価目的

ARICHによる K/π 識別は最終的にはLikelihoodの計算に委ねられるが、そのLikelihoodの算出はチェレンコフ角度分解能やトラック周辺領域における検出光子数に依存している。そのためチェレンコフ角度分解能や検出光子数はARICHの基本的な性能¹であるといえる。Phase2およびPhase3運転ではビーム衝突データ由来のチェレンコフ光(チェレンコフリング)の観測にはじめて成功した。そのため本研究がビーム衝突データを用いたはじめての性能評価となる。

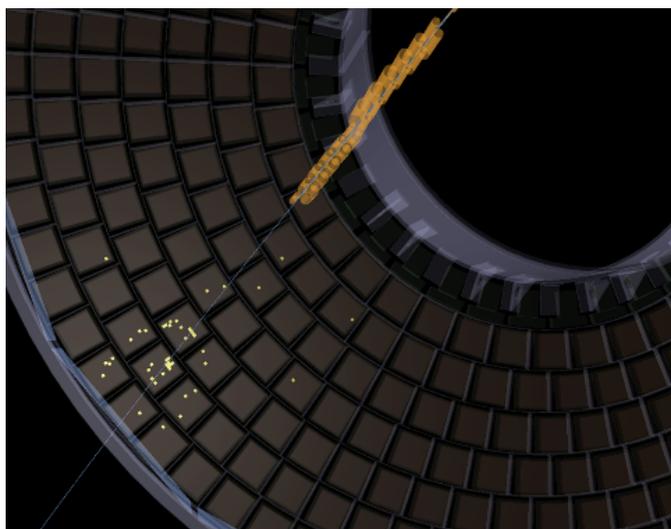


図 4.1: リングイメージ

1トラックあたりのチェレンコフ角度分解能(以下、省略して、 σ_{track} (角度分解能/トラック)とする。同様に1光子あたりの σ_{photon} (角度分解能は角度分解能/光子)として区別する)としては前述の通り、7.5mrad以上が要求される。 σ_{track} は σ_{photon} の $1/\sqrt{N_{pe}}$ 倍であり検出光子数 N_{pe} が悪くなると角度分解能も同様に悪くなってしまう。²HAPDの電子ビームテストによると $N_{pe} \sim 9$ 程度を記録している。

¹ただし、1トラックあたりのチェレンコフ角度分解能には検出光子数が含まれているため、両者と同格には扱えない

²例えば $\sigma_{photon} = 20\text{mrad}$ の場合、 N_{pe} が7~8を下回ると角度分解能が要求を満たさなくなる程度に悪くなる

4.2 評価手法

図 4.2 にトラックとチェレンコフ光子の簡単な関係図を示す。

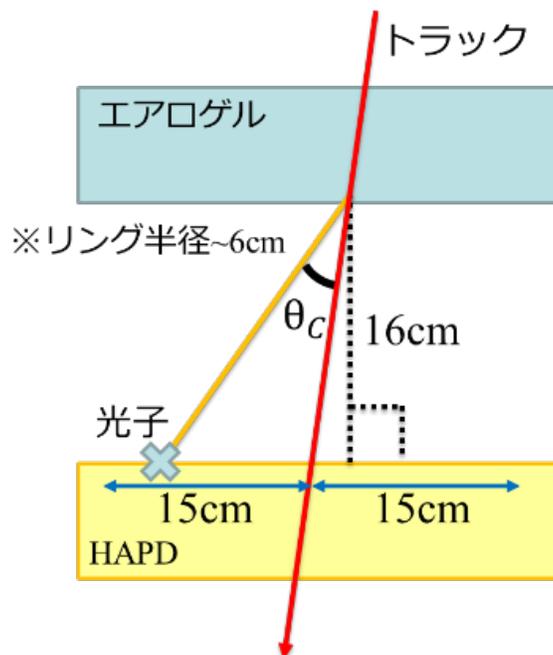


図 4.2: トラック チェレンコフ光

トラック情報は CDC より取得する。ARICH ではトラッキングを行っていないため、CDC から外挿したトラックが ARICH にきたトラック³に対して解析を行う。CDC トラックの位置精度は、数百 μm 程度である。Aerogel と HAPD の間は約 16cm であり、チェレンコフ光子は 2 層目の Aerogel ($n=1.055$) から発生したと仮定して再構成を行っている。トラックを外挿し、HAPD 面上のヒットポイントから半径 15cm 以内の領域におけるヒット信号を検出光子とみなす。このときヒットを出したチャンネルの位置とチェレンコフ光子発生位置の関係からチェレンコフ角度 θ_c を算出する。これを検出光子全てにおいて行う。⁴

チェレンコフ角度 θ_c をヒストグラムに詰めていき、チェレンコフ角度分布を作成する。チェレンコフ角度分布に対して、シグナルをガウス関数、バックグラウンドを 1 次関数と仮定してフィッティングを行う。フィッティング結果から σ_{photon} を得る。そして、 $\text{mean} \pm 3\sigma_{\text{photon}}$ におけるエントリー数をトラック数で割ることにより 1 トラックあたりの検出光子数 N_{pe} を求める。そして、最後に σ_{photon} と N_{pe} から 1 トラックあたりの角度分解能 σ_{track} を算出し、評価する。

³これを ARICHTrack と呼んでいる

⁴ARICH はほとんど 1 イベントあたりに 1 トラックしかやっけてこないため、イベント数=トラック数と考えても差し支えない

4.3 イベントセレクション

ARICH を円筒とみなしたときの側面部には図 4.3 で示されるように鏡が配置されており、ARICH の淵に近い光子に関しては鏡⁵に反射してからヒットした場合のものとそうでない場合のものと 2 つ再構成される。

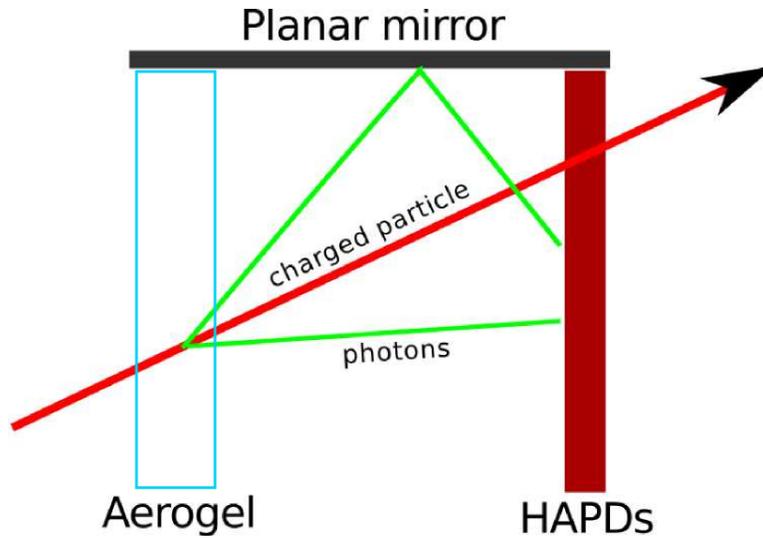


図 4.3: 光子の鏡による反射の概略図

今回の解析では鏡に反射したとされるヒットは全て無視することにした。使用データは Phase2⁶および Phase3 春の運転⁷におけるビーム衝突データのうち Bhabha イベントのスキムデータと $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントのスキムデータの ROOT ファイルである。具体的なスキム方法について表 4.1 に示す。

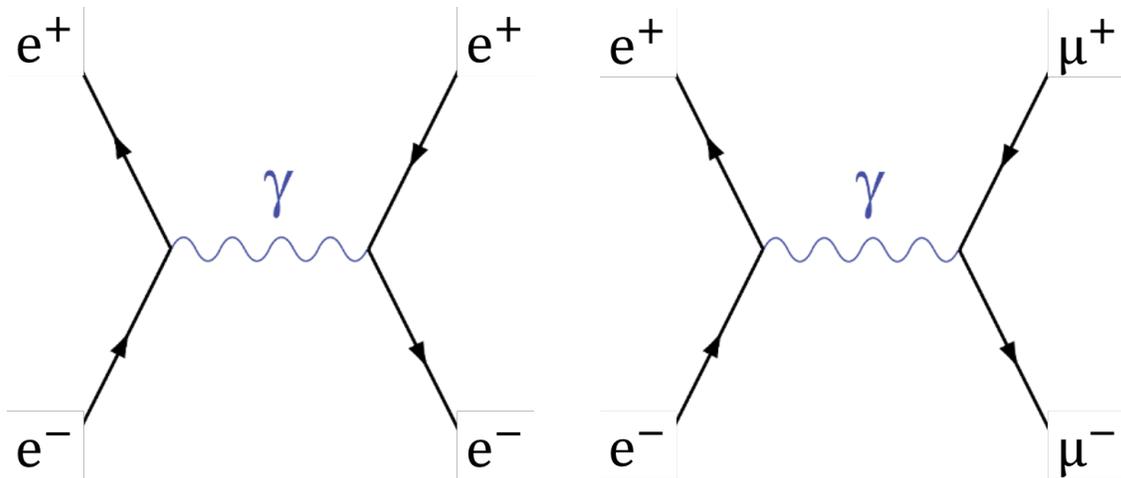
⁵ARICH のアライメントを取る際にも用いられる

⁶exp3

⁷exp7 & exp8 のうち exp8 を使用

表 4.1: スキム方法

	Selection
Bhabha イベントスキム $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	衝突点から 2 トラック以上 重心系 (以下、CMS と表記する) における 2 トラックの開き角 $>2.88\text{rad}$ 1 トラックが電子と同定 ($P_{CMS} >5.0\text{GeV}, E/p >0.8$) ビームエネルギー (CMS) に対する トラック 1 の運動量の割合 >0.35 ビームエネルギー (CMS) に対する トラック 2 の運動量の割合 >0.35 ECL クラスター ⁸ の総エネルギー $>4.0\text{GeV}$
μ 対生成イベントスキム $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	衝突点から 2 トラック以上 トラックが電子と同定されない ビームエネルギー (CMS) に対する トラック 1 の運動量の割合 >0.35 ビームエネルギー (CMS) に対する トラック 2 の運動量の割合 >0.20 ECL 中クラスターの総エネルギー $<7.0\text{GeV}$ CMS における 2 番目にエネルギーの高い ECL クラスターの数 <1 CMS における 2 荷電トラックの 最大開き角 $>0.785\text{rad}$



(a) Bhabha イベントダイアグラム

(b) μ 対生成イベントダイアグラム

図 4.4: ファインマンダイアグラム

Bhabha イベント ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) と $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントを用いた理由を以下に列挙する。

- ・大量のイベントデータが取得可能である
- ・電子・陽電子、 μ 粒子は ARICH 以外で同定可能である
- ・ARICH が捉える運動量領域において、チェレンコフ角度の運動量依存性が小さい (図 4.5 参照)
- ・ π 中間子による応答とほとんど同等に扱える⁹

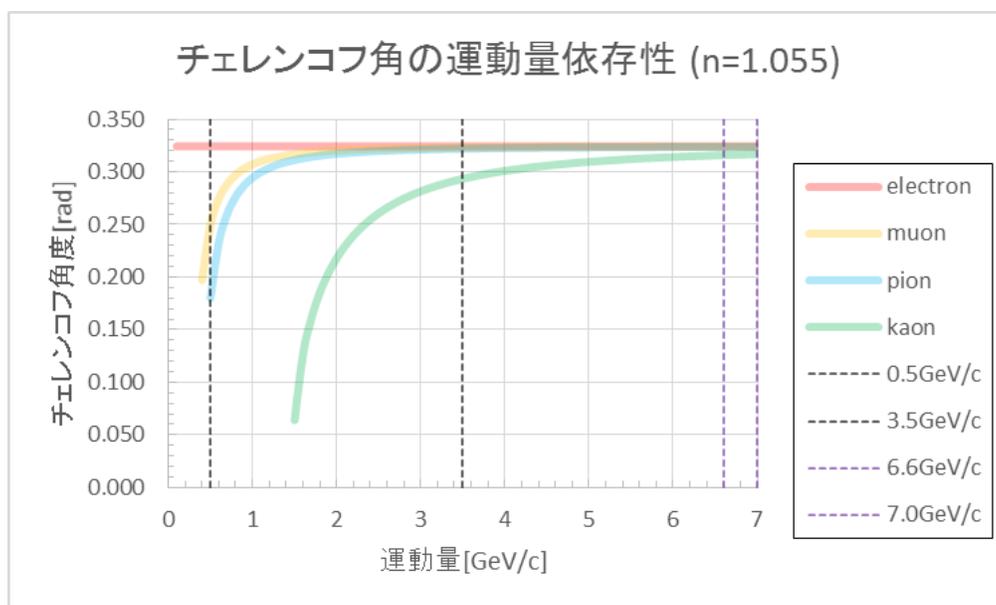


図 4.5: チェレンコフ角の運動量依存性

ここで、ARICH における粒子識別の運動量領域を黒破線で示した。 π 中間子は $0.5\text{GeV}/c$ を超えてからチェレンコフ光を放射することが確認できる。要求はこの運動量領域において青で示される π 中間子と緑で示される K 中間子を識別することである。紫破線で示される運動量領域は本解析で用いた運動量領域である。

また、図 4.6a と図 4.6b に Phase3 運転時の Bhabha イベント ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) と μ 対生成イベント ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) におけるトラックのヒット位置分布、図 4.7 に入射角度分布、図 4.8 に運動量分布を示す。ただし、入射角度分布、運動量分布はトラック数で規格化している。

⁹ $6.8\text{GeV}/c$ において、 π と電子の角度差: 約 0.6mrad 、 π と μ 粒子の角度差: 約 0.3mrad となり ARICH での識別は困難である。一方、 π と K の角度差: 約 7.3mrad である。

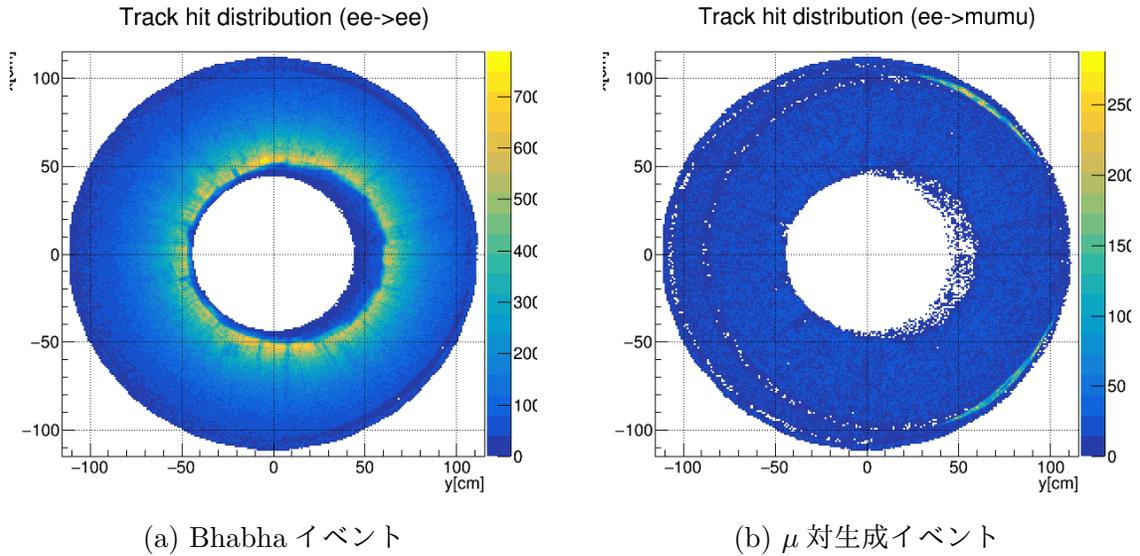


図 4.6: トラックヒット位置分布

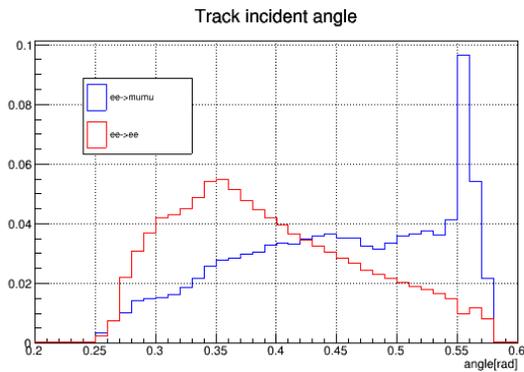


図 4.7: トラック入射角度分布

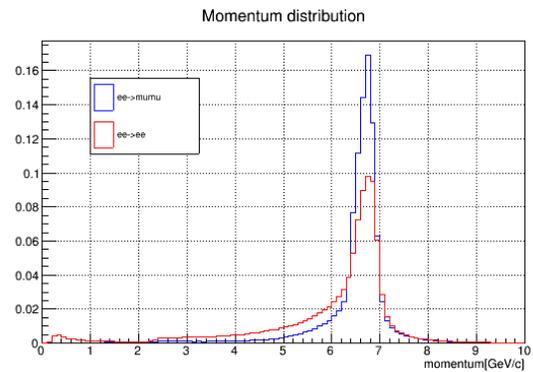


図 4.8: トラック運動量分布

ヒット分布をみると2重のリングになっている箇所があるが、これはECLの隙間(図4.9参照)である。BhabhaスキムではECLを通してエネルギーを測定したうえで電子・陽電子を同定している。そのため、Bhabhaスキムではどちらか一方のトラックがこの隙間に入ったイベントは取り除かれてしまう。一方、 μ 対生成イベントスキムで2トラックの両方がこの隙間に入ってしまった場合は電子・陽電子の同定がされないで、Bhabhaイベントが混入してしまっている可能性がある。また、全体的にイベントが $X>0$ 方向(SuperKEKB加速器の円周の外側方向)に偏っているのは、ビーム衝突の際の運動量の偏りのためである。運動量分布6.8GeV/c付近に大きいピークが見られ、解析では6.6GeV/c~7.0GeV/cのカットをかける。ARICHに到達するトラックの運動量算出については後述する。

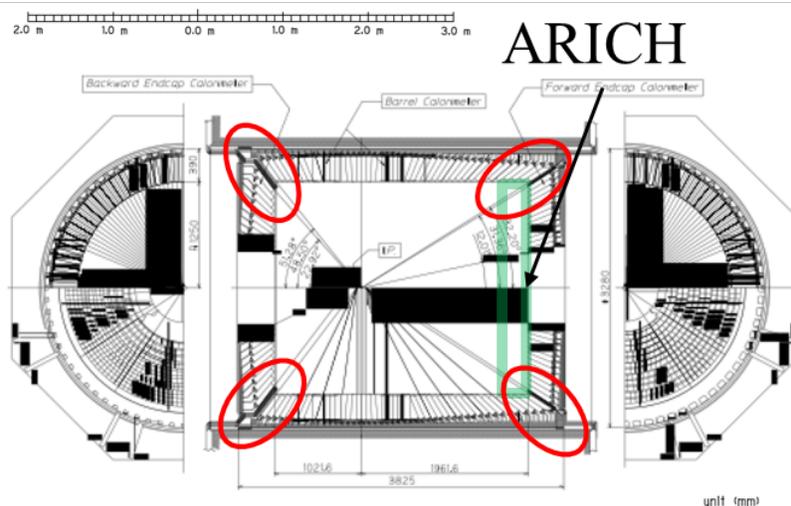


図 4.9: ECL の隙間

また、比較のために用いたシミュレーションは物理解析においても使用されている MC12¹⁰である。イベントスキムデータ¹¹に対して、Baf2によりイベント再構成を行い、解析用 ROOT ファイルを出力し、解析を自作プログラムにて行っていく。¹²

¹⁰Bhabha イベントと μ 対生成イベントによるデータの cDST 形式の ROOT ファイルであり、本来、物理解析用シミュレーション MC12 はグリッド上に分散配置されているため、グリッド環境を用いて手元に持ってくる必要があるが、いくつかは KEKCC にも置いてあるため、今回は KEKCC に置いてあるものを使用した

¹¹KEKCC 上の cDST 形式 ROOT ファイル

¹²シミュレーションデータの解析も同様である

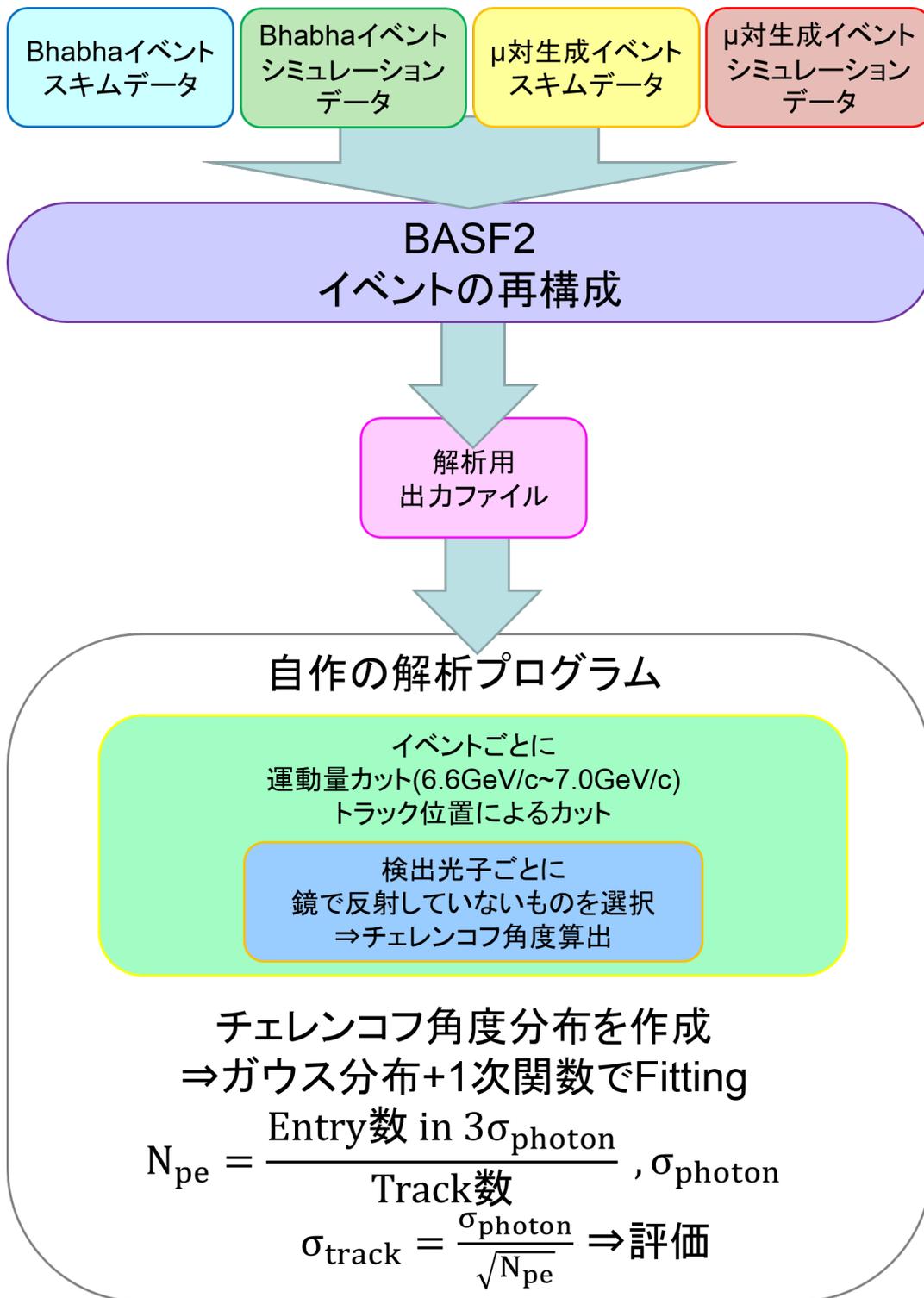


図 4.10: 解析の流れ

4.4 バックグラウンド

バックグラウンドの要因としては以下の6つが挙げられる。図 4.11 にバックグラウンドの概念図も示す。

1. レイリー散乱されたチェレンコフ光子¹³
2. APD 上で後方散乱されたチェレンコフ光子
3. 光検出器の入射窓で発生するチェレンコフ光子 (入射窓内で全反射したものも含む)¹⁴
4. APD 表面によって反射されたチェレンコフ光子¹⁵
5. エレクトロニクスによるノイズ¹⁶
6. イベント中の他のトラックから発生したチェレンコフ光子¹⁷

解析では1および2を考慮したうえで1次関数と仮定することにより Fit する。

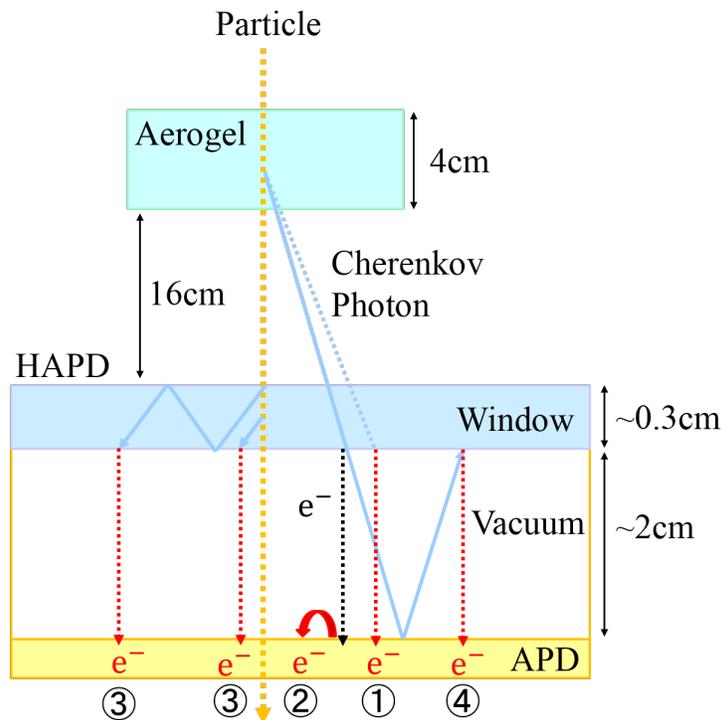


図 4.11: バックグラウンドの概略図

¹³解析ではバックグラウンドというよりはシグナルとして考慮 (無視) する

¹⁴トラック本体によるピークであると考えられることができる。このピークについて理解を深めることで識別精度が向上する可能性がある。

¹⁵HAPD ビーム試験による結果で顕著にみられた。HAPD に対して角度を持って入射すると見えにくくなる傾向にある。

¹⁶イベント再構成の前段のデジタイザーモジュールには、BackgroundHit=0.066 という値が入っており、これはビーム試験に合わせた値である。

¹⁷前述したように1イベントで ARICH にやってくるのは1トラックであるのでほとんど考慮しない

第5章 角度分解能評価・結果

5.1 Bhabha イベント

Phase2 運転では KLM が稼働していなかったために μ 粒子の同定ができなかった。そのため、Phase2 運転では μ 対生成イベントの代わりに Bhabha イベントを用いてチェレンコフ角度分解能の評価を行った。また、Phase2 運転では前述したように全6セクターのうち部分的に稼働し、読み出し回路等の不具合も見られたのでデータを取得できる領域が制限されていた。したがって、Phase2 においては図 5.1 の赤く囲んだ領域(動径方向: 55cm~90cm、方位角: 1.88rad~2.51rad)に到来したトラックにのみ解析を行った。Phase3 運転以降では新冷却システム導入により全セクターによりデータ取得を行うことができた。Phase3 運転時における非読出箇所を分布を図 7.11 に赤色で示す。

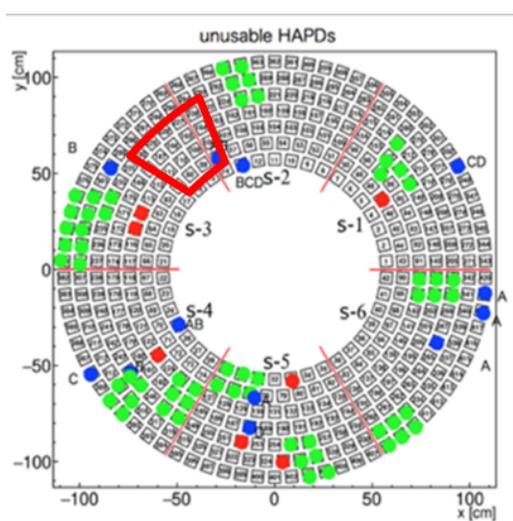


図 5.1: Phase2 非読出箇所分布

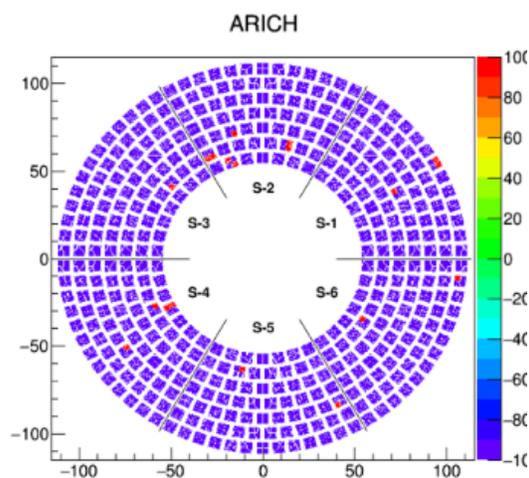


図 5.2: Phase3 非読出箇所分布

Phase2 運転時と比べて明らかにデータ取得可能領域が増えていることがわかる。そのため Phase3 では全セクターで解析を行った。以下に、Phase3、Phase2 および MC シミュレーションにおける Bhabha イベントによるチェレンコフ角度分布および各評価結果を示す。

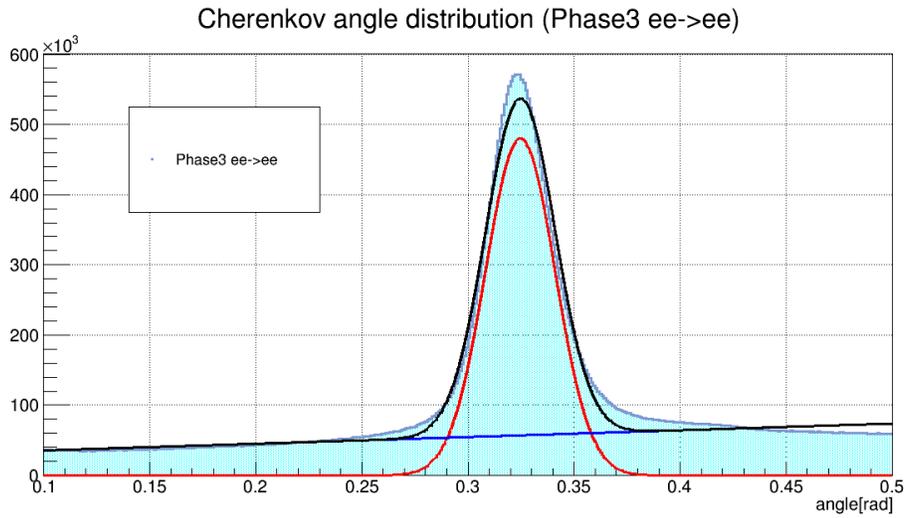


図 5.3: Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase3

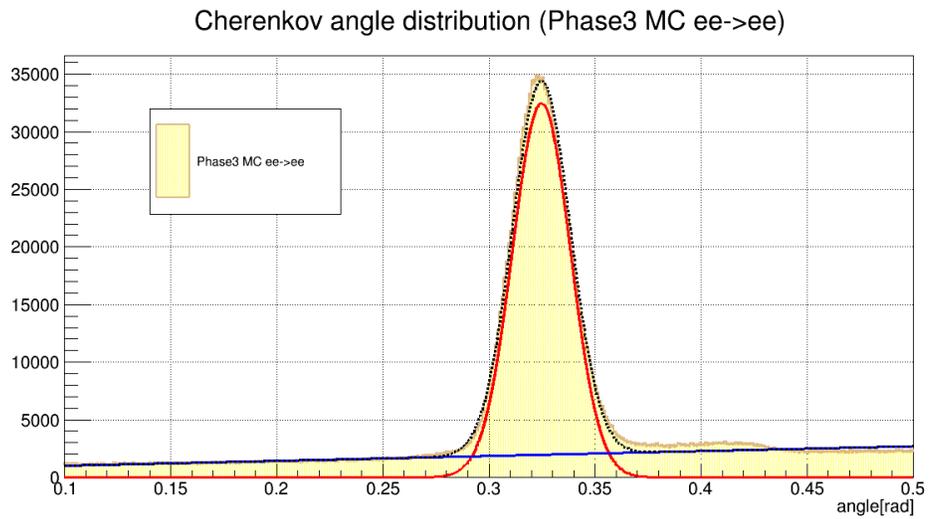


図 5.4: Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC(全エリア)

表 5.1: Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分解能評価 (Phase3)

	Phase3	MC(Phase3)
μ [rad] mean of signal gauss	0.3247	0.3247
σ_{photon} [rad] sigma of signal gauss	0.0164	0.0136
N_{pe} # of photons per track (3σ)	12.1 ± 0.3	9.7 ± 0.1
N_{BG} # of BG photons per track (3σ)	3.5 ± 0.1	1.4 ± 0.1
σ_{track} [mrad] Angle resolution per track	4.7 ± 0.1	4.4 ± 0.1

Cherenkov angle distribution (Phase2 ee->ee)

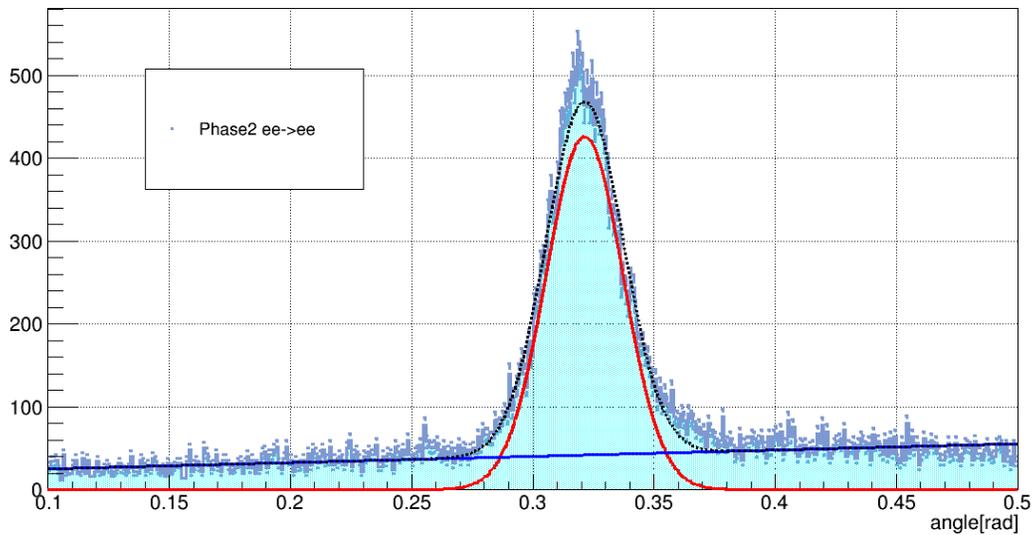


図 5.5: Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase2

Cherenkov angle distribution (Phase2 MC ee->ee)

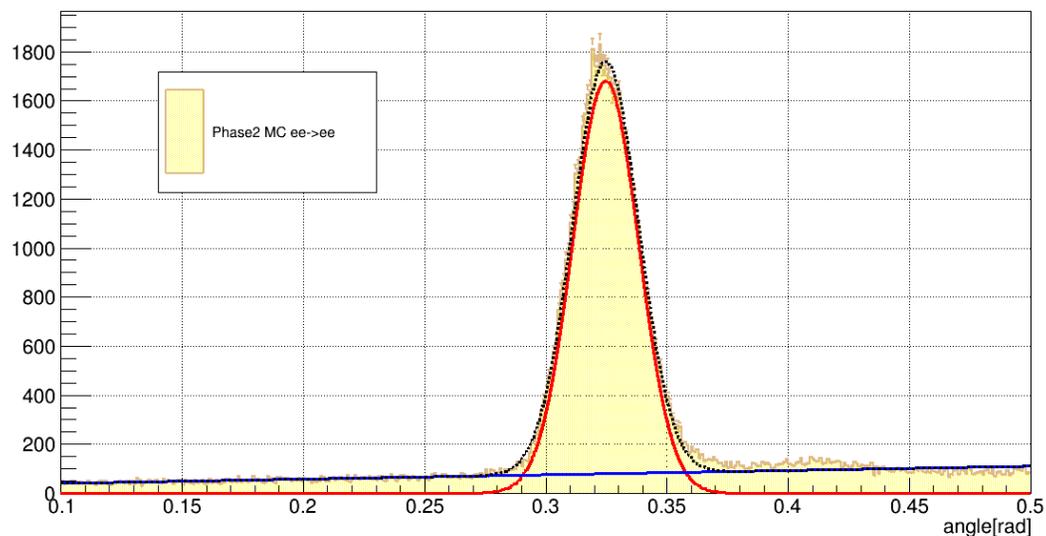


図 5.6: Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC(Phase2 解析エリア)

表 5.2: Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分解能評価 (Phase2)

	Phase2	MC(Phase2)
μ [rad] mean of signal gauss	0.3213	0.3246
σ_{photon} [rad] sigma of signal gauss	0.0159	0.0136
N_{pe} # of photons per track (3σ)	8.1 ± 0.2	11.2 ± 0.2
N_{BG} # of BG photons per track (3σ)	1.9 ± 0.1	1.3 ± 0.1
σ_{track} [mrad] Angle resolution per track	5.6 ± 0.1	4.1 ± 0.1

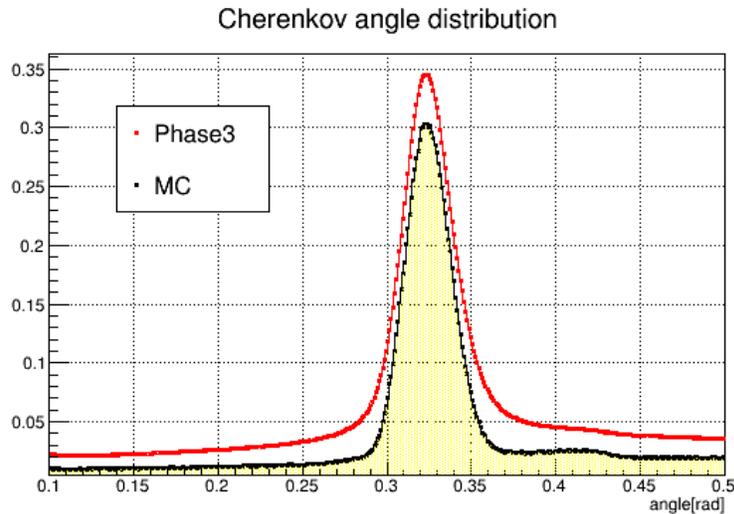


図 5.7: Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 (Phase3)

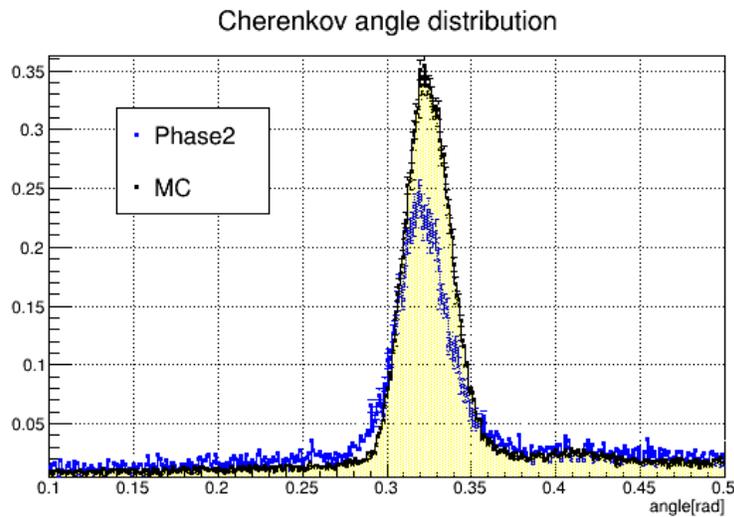


図 5.8: Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 (Phase2)

チェレンコフ角度分布に対して、ガウス関数(赤)+1次関数(青)でフィッティングしている。フィッティング結果は黒で示している。一方、図5.7および図5.8はトラック数で規格化したヒストグラムを同時に描画したものであり、Phase3を赤、Phase2を青、MCを黄色で示してある。表5.1および表5.2に、フィッティングによるガウス関数のmean値、sigma値(1光子あたりの角度分解能)、および1トラックあたりの検出光子数 N_{pe} 、1トラックあたりのバックグラウンド光子数 N_{BG} 、そして1トラックあたりの角度分解能 σ_{track} を示す。要求される σ_{track} は7.5mrad以上であるのでPhase3およびPhase2運転において要求を満たしていることが確認された。

しかし、Phase2ではMCよりも約28%少ない結果が得られた。こちらの要因については後の章で詳しく言及する。一方で、Phase3ではMCよりも約+20%多い結果が得られ、こちらについては μ 対生成イベントとの比較の後に考察する。

5.2 μ 対生成イベント

Phase3 運転ではKLMが稼働していたので μ 対生成イベントの同定が可能であった。以下に、Phase3およびMCシミュレーションにおける μ 対生成イベントによるチェレンコフ角度分布および各評価結果を示す。

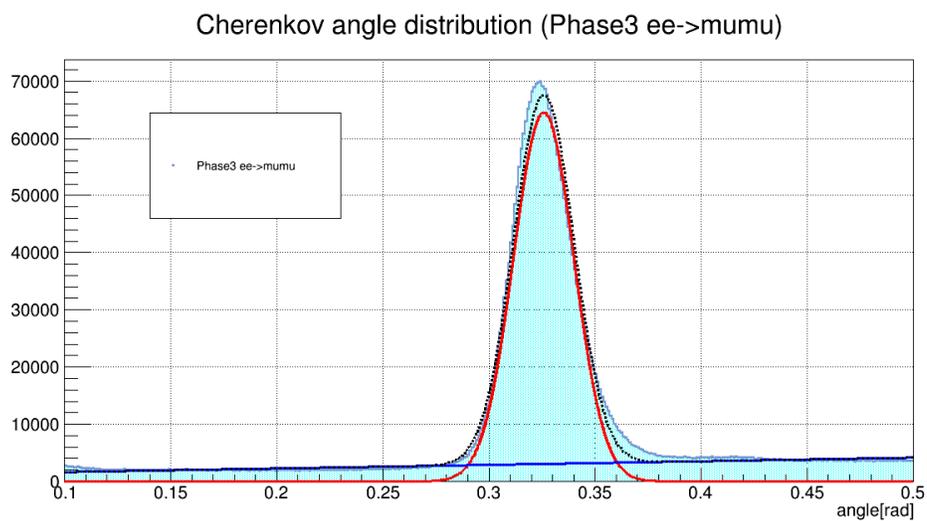


図 5.9: μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase3

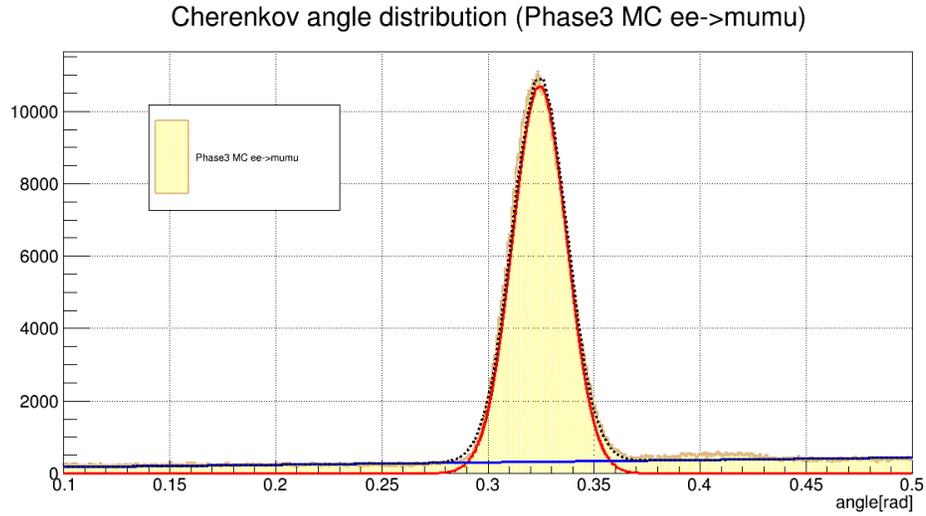


図 5.10: μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC

表 5.3: μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分解能評価

	Phase3	MC
μ [rad]		
mean of signal gauss	0.3258	0.3243
σ_{photon} [rad]		
sigma of signal gauss	0.0143	0.0128
N_{pe}		
# of photons per track (3σ)	9.5 ± 0.1	9.8 ± 0.1
N_{BG}		
# of BG photons per track (3σ)	1.1 ± 0.1	0.7 ± 0.1
σ_{track} [mrad]		
Angle resolution per track	4.6 ± 0.1	4.1 ± 0.1

Cherenkov angle distribution

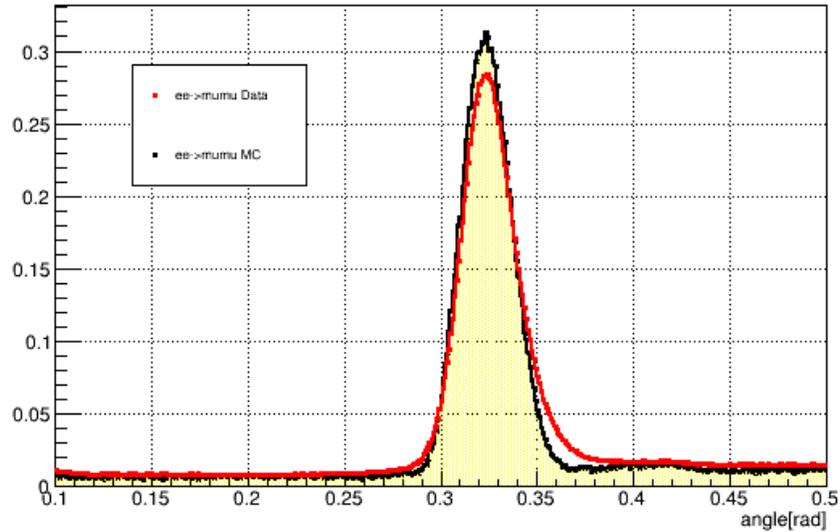


図 5.11: μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布

σ_{track} は要求性能を満たし、 N_{pe} も MC と比較して約 3% の差異に収まっている。図?? は、赤色のヒストグラムで Phase3 を黄色のヒストグラムで MC を示している。Bhabha イベントのもの比べると MC との差が小さくなっているのがわかる。前述したように、今回の解析で使用した μ 対生成イベントスキムでは ECL の隙間が存在する関係からトラック入射角 0.55rad 以上において Bhabha イベントの混入が考えられる。そこで、トラック入射角 0.55rad 以下を要求し、ミュー対生成イベントの純度を高め たうえで同様の解析を行った。その結果を以下に示す。ただし、区別のために Phase3'、MC' と呼称する。

Cherenkov angle distribution (Phase3' ee->mumu)

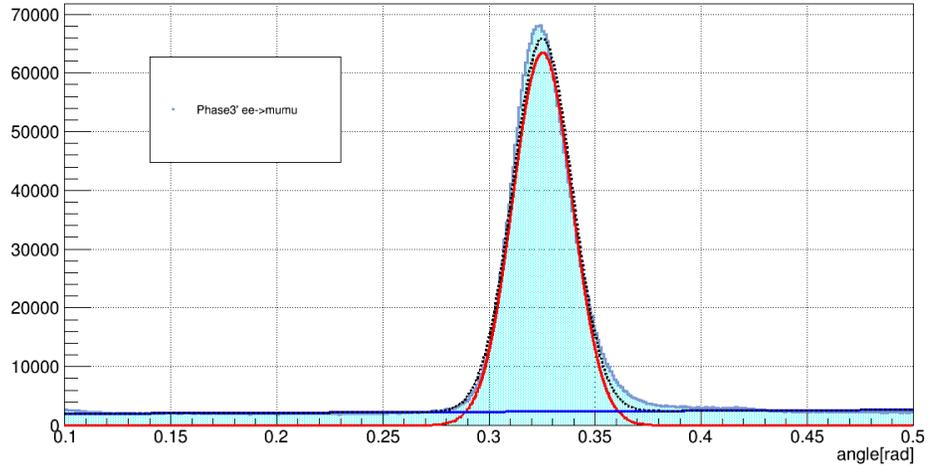


図 5.12: μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase3'

Cherenkov angle distribution (Phase3 MC' ee->mumu)

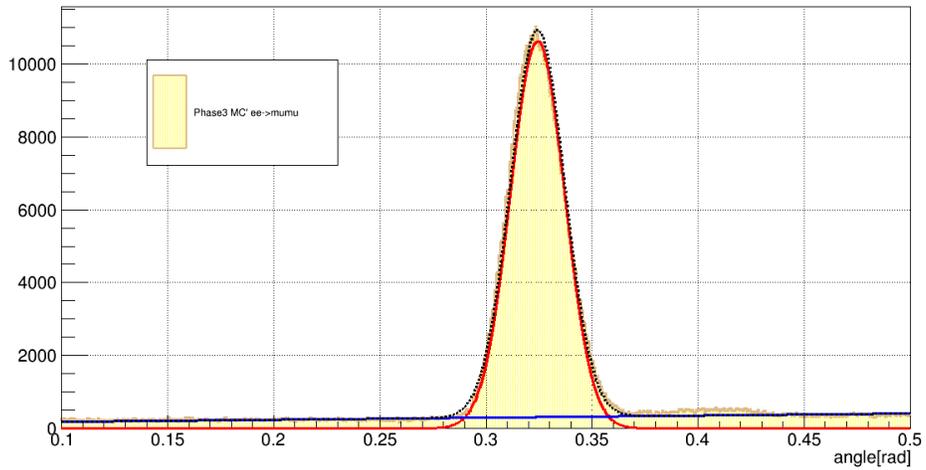


図 5.13: μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC'

表 5.4: μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分解能評価 (トラック入射角 $<0.55\text{rad}$)

	Phase3'	MC'
$\mu[\text{rad}]$ mean of signal gauss	0.3251	0.3243
$\sigma_{\text{photon}}[\text{rad}]$ sigma of signal gauss	0.0140	0.0128
N_{pe} # of photons per track (3σ)	10.9 ± 0.1	10.4 ± 0.1
N_{BG} # of BG photons per track (3σ)	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1
$\sigma_{\text{track}}[\text{mrad}]$ Angle resolution per track	4.2 ± 0.1	4.0 ± 0.1

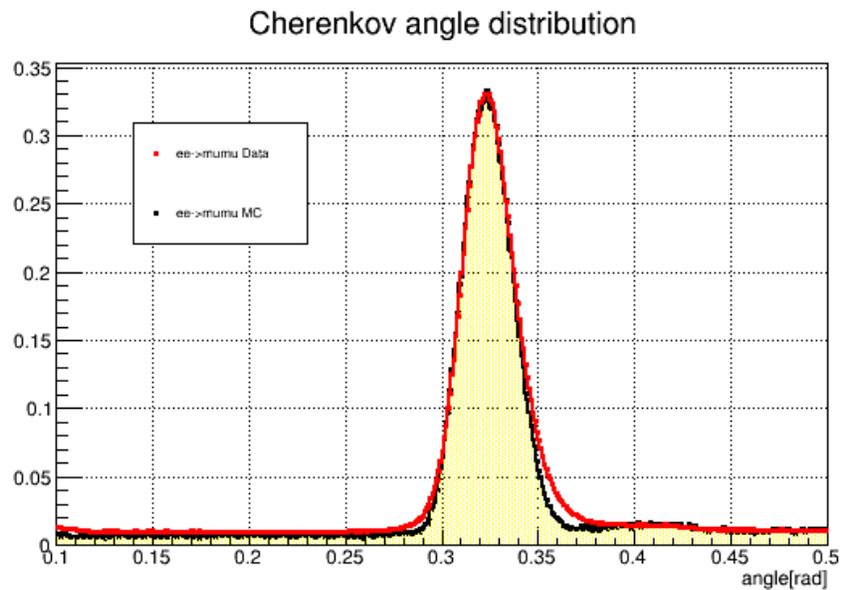


図 5.14: μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 (トラック入射角 $<0.55\text{rad}$)

こちらは N_{pe} の差異は約 5% になっているが、トラック数で規格化したヒストグラムの形がより合致している様子がわかる。しかし、 σ_{photon} を比較すると $8.6 \pm 0.1\%$ の差異

があり、ビーム衝突データは分布が太っていることがわかる。これに関しては後に考察する。また、MCには0.40~0.45rad付近にHAPDに対してトラックが垂直入射した際に顕著に表れるAPD表面反射のピークが存在するが、Phase3ではほとんどみられない。これはビーム衝突データではトラックはHAPDに対してほとんど角度を持って入射しているため、ピークが小さくなってしまっており、一方MCではAPD表面反射の反射率等の設定がHAPDビームテストの結果を反映したままであるから顕著に表れている。したがって、ビーム衝突データを用いたMCのチューニングが必要となる。

5.3 考察

5.3.1 1光子あたりの角度分解能 σ_{photon}

MCシミュレーションとの差異が最も小さくなるPhase3'において、 σ_{photon} を比較すると $8.6 \pm 1.0\%$ の差異があることがわかった。これは直接 σ_{track} に影響するため、詳細に確認する必要がある。チェレンコフ角度分布に対して、ピークとその付近の分布は以下の4つの要素で構成されると考えられている。

1. HAPDに直接到来したチェレンコフ光子による信号
2. Aerogel内でのレイリー散乱を経た上でHAPDに到来したチェレンコフ光子による信号
3. HAPD入射窓で発生したチェレンコフ光子が光電面で光電子に変換されずに、全反射を繰り返したのちに光電子に変換され、これによる信号
4. エレクトロニクスによるランダムノイズ

1および2はガウス関数に従い分布する。2による分布を詳細に評価するのであれば、ダブルガウシアン(ガウス関数2つ)でフィットするべきであるが、本研究では2も1と同様に取り扱っているためシングルガウシアンでフィットした。一方で、3および4は1次関数に従い分布する。¹これら構成要素のうち、2による分布がMCで考慮されている値と差異があるため、 σ_{photon} の差異が現れていると考えた。そこで、Phase3'およびMC'のチェレンコフ角度分布に対して、ガウス関数2つと1次関数でフィッティングを行い、2が原因と考えられる光子数の割合を比較した。図E.9と図E.10にダブルガウシアン+1次関数による角度分布のフィッティングを示す。

¹4は非常に小さな値であるため無視できるが、本研究では4も3と同様に取り扱い1次関数でフィットした

Cherenkov angle distribution (Phase3' ee->mumu)

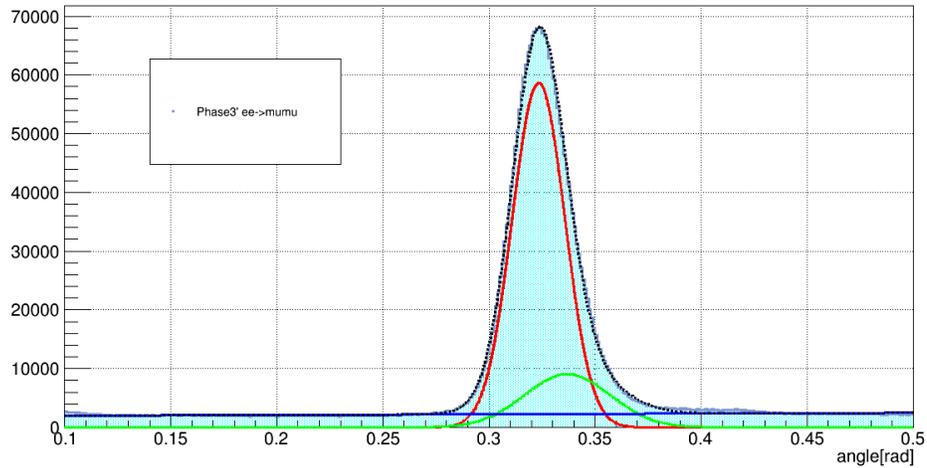


図 5.15: Phase3' 角度分布に対するダブルガウシアンフィッティング

Cherenkov angle distribution (Phase3 MC' ee->mumu)

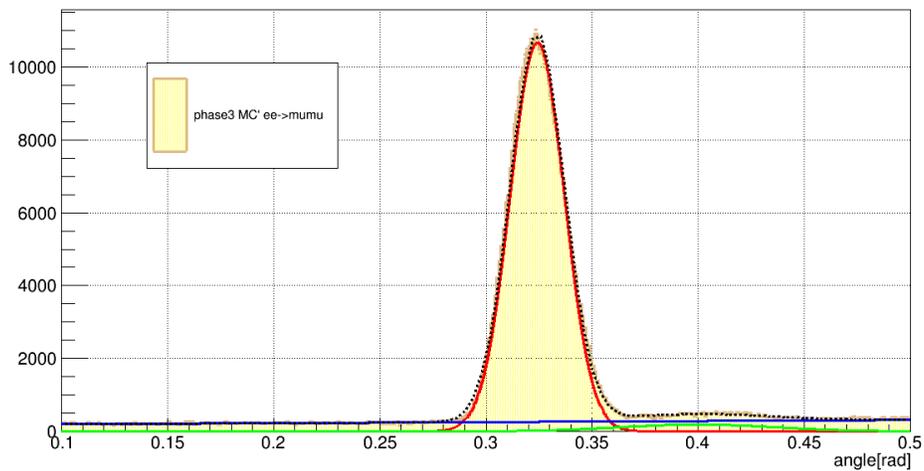


図 5.16: MC' 角度分布に対するダブルガウシアンフィッティング

ガウス関数 (赤)+1 次関数 (青) に加えて、2 による分布をガウス関数 (緑) で示している。これらから N_{pe} や N_{BG} と併せて、Aerogel 内でレイリー散乱を起こした光子数 N_{scat} を見積もった。その結果を表 5.5 にまとめる。

表 5.5: ダブルガウシアンフィッティングによる光子数の見積もり

	Phase3'	MC'
N_{pe}	8.9 ± 0.1	10.4 ± 0.1
N_{scat}	2.0 ± 0.1	0.1 ± 0.1
N_{BG}	0.8 ± 0.1	0.6 ± 0.1

また、 N_{pe} による分布 (赤のガウス分布) のみから算出される σ_{photon} は

Phase3': $\sigma_{\text{photon}} = 12.4 \pm 0.1 \text{ mrad}$

MC': $\sigma_{\text{photon}} = 12.8 \pm 0.1 \text{ mrad}$

となっていることがわかり、差異は $2.8 \pm 0.3\%$ である。したがって、Aerogel 内でレイリー散乱を起こした光子数はビーム衝突データからは全体の約 17% 存在していることがわかった。これが原因でビーム衝突データにおける分布が MC よりも太ってしまっている可能性を指摘する。

5.3.2 検出光子数 N_{pe}

チェレンコフ角度分解能の評価では、いずれの結果も目標とする $\sigma_{\text{track}} > 7.5 \text{ mrad}$ 以上の角度分解能を有していることがわかり、要求性能を満たしていることがビーム衝突データを用いてはじめて確認された。一方で、検出光子数 N_{pe} において注目すべき差異が確認されたのでここで言及する。Phase2Bhabha イベント、Phase3Bhabha イベント、Phase3 μ 対生成イベント、Phase3' μ 対生成イベント ($\theta_{\text{track}} < 0.55 \text{ rad}$) のそれぞれにおける N_{pe} 、 N_{BG} および MC に対する N_{pe} の差 ΔN_{pe} および増減率をまとめると表 5.6, 5.7 のようになる。

表 5.6: Bhabha イベントにおける 1 トラックあたりの検出光子数 N_{pe}

	Bhabha イベント ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$)			
	Phase3	Phase3MC	Phase2	Phase2MC
N_{pe}	12.1 ± 0.3	9.7 ± 0.1	8.1 ± 0.2	11.2 ± 0.2
N_{BG}	3.5 ± 0.1	1.4 ± 0.1	1.9 ± 0.1	1.3 ± 0.1
ΔN_{pe}	$+2.4 \pm 0.3$		-3.1 ± 0.3	
Rate	$+19.8 \pm 2.5\%$		$-27.7 \pm 2.7\%$	

表 5.7: μ 対生成イベントにおける 1 トラックあたりの検出光子数 N_{pe}

μ 対生成イベント ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$)				
	Phase3	Phase3MC	Phase3'	Phase3'MC
N_{pe}	9.5 ± 0.1	9.8 ± 0.1	10.9 ± 0.1	10.4 ± 0.1
N_{BG}	1.1 ± 0.1	0.7 ± 0.1	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1
ΔN_{pe}	-0.3 ± 0.1		$+0.5 \pm 0.1$	
Rate	$-3.1 \pm 1.4\%$		$+4.8 \pm 1.4\%$	

μ 対生成イベントでは MC との増減率が 5% 未満であることから、MC とほとんど等しいと結論付けた。

一方、Phase3 において、Bhabha イベントと μ 対生成イベントを比較すると、Bhabha イベントでは全体的に検出光子数が MC よりも増えている。図 5.17 に Phase3 における μ 対生成イベントに対する Bhabha イベントのレートを示す。ただし、赤色ヒストグラムで Bhabha イベントの、青色で μ 対生成イベントの (トラック数で規格化された) チェレンコフ角度分布を併せて示す。

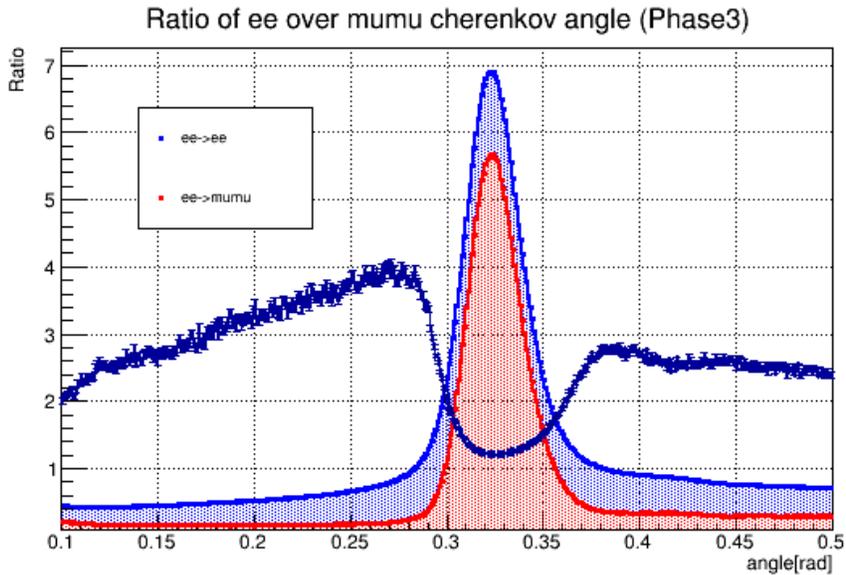


図 5.17: μ 対生成イベントに対する Bhabha イベントのレート (Phase3)

ピーク部分を除いて、ほとんどの角度領域で 2 倍以上 Bhabha イベントの方が多いたことがわかる。ペDESTAL部分が増える要因としては、

3. HAPD 入射窓で発生したチェレンコフ光子が光電面で光電子に変換されずに、全反射を繰り返したのちに光電子に変換され、これによる信号

4. エレクトロニクスによるランダムノイズ

の増加が考えられるが、 μ 対生成イベントではみられないため棄却される。したがって、電子 (陽電子) と μ 粒子との検出器応答の違いが見えていることが考えられる。可能性としては電子 (陽電子) トラックの通過による制動放射および電磁カスケードシャワーの発生が挙げられる。制動放射の割合は

$$\sigma \propto \frac{Z^2 \alpha^2}{(mc^2)^2} \quad (5.1)$$

に従うため、 μ 粒子よりも電子 (陽電子) で制動放射が起こりやすいことがわかる。つまり、CDC 内、Aerogel 内、Aerogel-HAPD 間の空気内、HAPD 入射窓ガラス内のいずれかで電子 (陽電子) による制動放射が生じ、HAPD で検出される光子が増加した可能性がある。電子 (陽電子) の制動放射による影響度の詳細については今後の課題の一つである。

次の章から Phase2 において N_{pe} が MC よりも約 28% 少ない要因について、

1. 光検出器 HAPD 光電面に対する量子効率の光子入射角度依存性評価
2. 光検出器 HAPD 各チャンネルの 1 光子検出効率評価

の 2 つの観点から評価を行ったので述べていく。2 に関しては Phase3 春の運転時における詳細な評価も行い、Belle II 実験が本格的に開始された 2019 年現段階における ARICH 検出器の 1 光子検出効率を算出した。

第6章 HAPD 光電面に対する量子効率の光子入射角度依存性評価

ARICH では全 HAPD の量子効率 QE を測定し、QE の位置分布として MC シミュレーションに反映させている。しかし、QE は光子の入射角度に依存し、光子入射角依存性に関しては考慮していないために検出光子数 N_{pe} の減少が起きていることが示唆された。そこで、HAPD における QE の角度依存性の有無について、Phase2 ビーム衝突データ (Bhabha イベント) を用いて確認を行った。

6.1 物理的背景

量子効率 QE は波長だけでなく、光子の入射角と偏光にも依存する。ここでは QE の光子入射角度依存性の物理的背景について簡単に説明 [37] する。QE は、光電面の吸収率 A_{pc} 、光電子が真空層表面に到達する確率 $P_{transport}$ 、真空層へ逃げる確率 P_{escape} の 3 つの因子に分けて考えることができ、ここでは主に光電面の吸収率 A_{pc} について考える。吸収率 A_{pc} は光学系によって記述される。今、図 6.1 のような屈折率が異なる物質の層を考える。

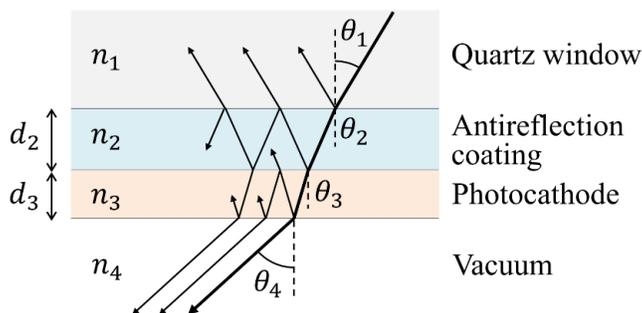


図 6.1: 光電面層周辺のモデル

このモデルは TOP で使用されている MCP-PMT の入射窓 (屈折率 n_1 、入射角 θ_1)、反射防止コーティング層 (屈折率 n_2 、屈折角 θ_2)、光電面 (屈折率 n_3 、屈折角 θ_3) および真空層 (屈折率 n_4 、屈折角 θ_4) を仮定しているが、ARICH の HAPD でも同様の議論は成り立つ。層 i から層 $j(=i+1)$ の境界面における光の反射係数と透過係数はフレネル

の方程式によって記述され、
S 偏光

$$r_{ij} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_j \cos \theta_j}{n_i \cos \theta_i + n_j \cos \theta_j} \quad (6.1)$$

$$t_{ij} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_j \cos \theta_j} \quad (6.2)$$

P 偏光

$$r_{ij} = \frac{n_j \cos \theta_i - n_i \cos \theta_j}{n_j \cos \theta_i + n_i \cos \theta_j} \quad (6.3)$$

$$t_{ij} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_j \cos \theta_i + n_i \cos \theta_j} \quad (6.4)$$

を得る。ここで、 θ は入射および屈折光と境界面の法線とのなす角であり、スネルの法則

$$n_i \sin \theta_i = n_j \sin \theta_j \quad (6.5)$$

に従う。また境界面に対して垂直に入射光、反射光を含む入射面を考えたときに、入射面内で電場が振動する偏光を P 偏光¹、入射面に垂直に電場が振動する偏光を S 偏光²と呼ぶ。チェレンコフ光は入射面内で電場が振動 [38] する P 偏光が主成分である。光電面の両面での多重反射を考慮すると、光電面層の反射係数 r_3 と透過係数 t_3 の大きさは式 (B.2) により、

$$\hat{r}_3 = r_{23} + t_{23} r_{34} t_{32} e^{i\delta_3} \sum_{m=0}^{\infty} (r_{32} r_{34} e^{i\delta_3})^m = \frac{r_{23} + r_{34} e^{i\delta_3}}{1 + r_{34} r_{23} e^{i\delta_3}} \quad (6.6)$$

$$\hat{t}_3 = t_{23} t_{34} e^{i\delta_3/2} \sum_{m=0}^{\infty} (r_{34} r_{32} e^{i\delta_3})^m = \frac{t_{23} t_{34} e^{i\delta_3/2}}{1 + r_{34} r_{23} e^{i\delta_3}} \quad (6.7)$$

2層の場合も同様にして、

$$\hat{r}_{2+3} = \frac{r_{12} + \hat{r}_3 e^{i\delta_2}}{1 + \hat{r}_3 r_{12} e^{i\delta_2}} \quad (6.8)$$

$$\hat{t}_{2+3} = \frac{t_{12} + \hat{t}_3 e^{i\delta_2}}{1 + \hat{t}_3 r_{12} e^{i\delta_2}} \quad (6.9)$$

ここで、

$$\delta_l = \frac{4\pi d_l n_l}{\lambda_0} \cos \theta_l \quad (l = 2, 3) \quad (6.10)$$

は位相差、 d_l は層1の厚さ、 λ_0 は真空中における光の波長である。以上の反射係数および透過係数から光電面の吸収率 A_{2+3} と関係する反射率 R_{2+3} および透過率 T_{2+3} を求めることができ、

$$R_{2+3} = |\hat{r}_{2+3}|^2 \quad (6.11)$$

¹Parallel の P

²ドイツ語で垂直を表す Senkrecht の S

S 偏光

$$T_{2+3} = \frac{Re(n_4 \cos \theta_4)}{Re(n_1 \cos \theta_1)} |\hat{t}_{2+3}|^2 \quad (6.12)$$

P 偏光

$$T_{2+3} = \frac{Re(n_4 \cos \theta_4^*)}{Re(n_1 \cos \theta_1^*)} |\hat{t}_{2+3}|^2 \quad (6.13)$$

$$R_{2+3} + T_{2+3} + A_{2+3} = 1 \quad (6.14)$$

の関係を得る。ただし、 $Re(k)$ は k の実数部を表し、 θ^* は θ の複素共役を表す。例として、入射窓 ($n_1 = 1.475$)、反射防止コーティング層 ($n_2=2.1, d_2=30$ nm)、光電面層 ($n_3=2.3+3.3i, d_3=10$ nm)、真空層 ($n_4=1$) に対して、波長 $\lambda_0=360$ nm の光を入射したときの A_{2+3} 、 R_{2+3} 、 T_{2+3} を図 6.2 に示す。

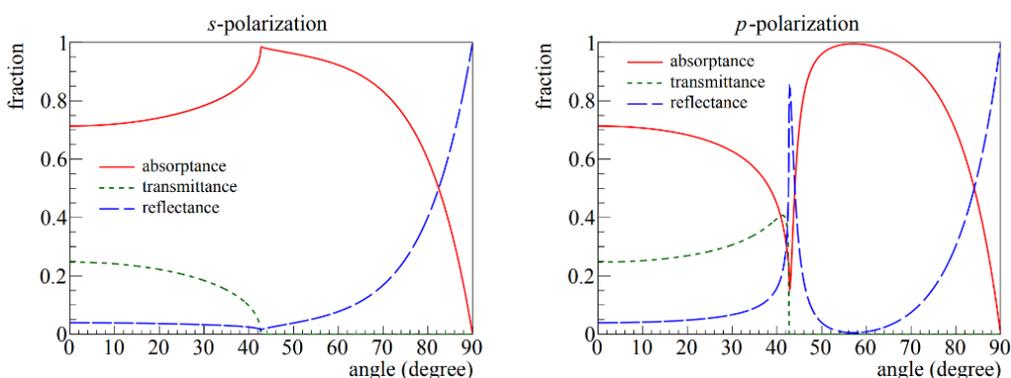


図 6.2: 光電面の吸収率の角度依存性

A_{2+3} が QE に効いてくる因子であり、P 偏光の場合、光子の入射角 42~43 度付近で落ち込んでいるのがわかる。これが QE の光電面に対する光子入射角度依存性である。

6.2 評価手法

MC シミュレーションには HAPD の電子ビームテスト時の結果が反映されている。つまり、MC には概念図 6.3 の左のような設定で求められた QE が反映されている。しかし、ビーム衝突データでは図 6.3 の右のようにほぼ全てのトラックが角度を持って入射しているため光子は光電面に対してさらに大きな角度で入射していることが考えられる。

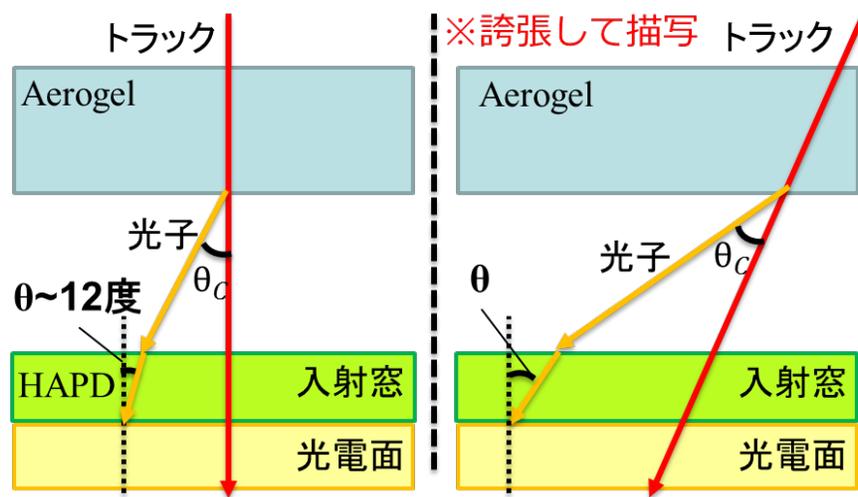


図 6.3: 光電面の吸収率の角度依存性

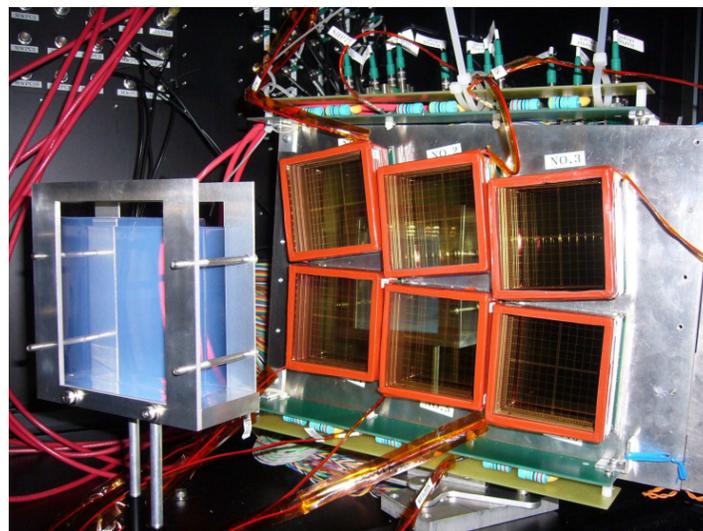


図 6.4: HAPD ビームテスト時の様子

θ_c はチェレンコフ角であり、 θ が今回注目している光子の光電面に対する入射角度である。したがって、光子の光電面に対する入射角度分布をビーム衝突データ (Phase2) と MC (今回は Particle gun を用いた) からそれぞれ算出し、比較することで依存性の有無を確かめることができるはずである。

解析に用いるのは Phase2 運転で得られた Bhabha イベントであり、角度分解能評価と同様に図 5.1 の赤で示される領域 (動径方向: 55cm~90cm、方位角: 1.88rad~2.51rad) に到来したトラックである。また、図 6.5 で示すようにトラック中心座標系に対して、中心からの位置が 5~15cm 以内のヒット情報を扱い、さらに図 6.6 (赤: Phase2、青:

MC) で示すようにチェレンコフ角度分布から APD 表面反射のピークを除くようにイベントセレクションを行った。

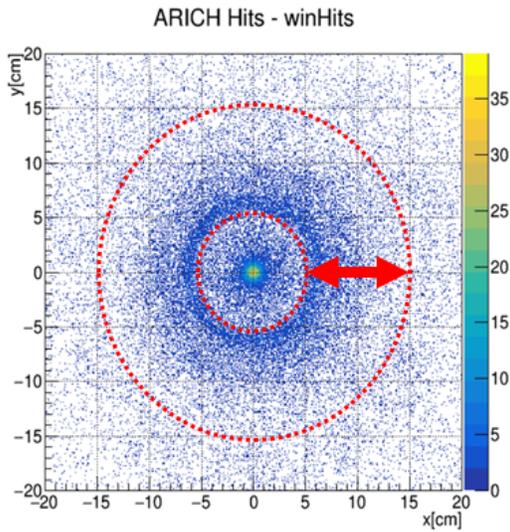


図 6.5: 光子のヒット位置分布

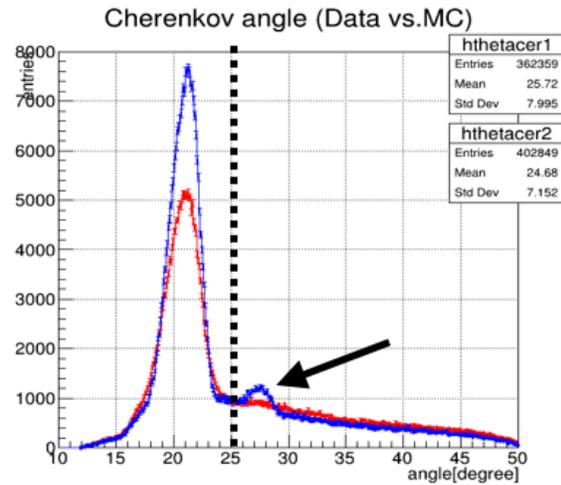


図 6.6: チェレンコフ角度分布

ここで、MCにおいてトラックの入射角度分布をPhase2のものと同じになるように生成させる。その様子を図6.7(赤：Phase2、青：MC)に示す。

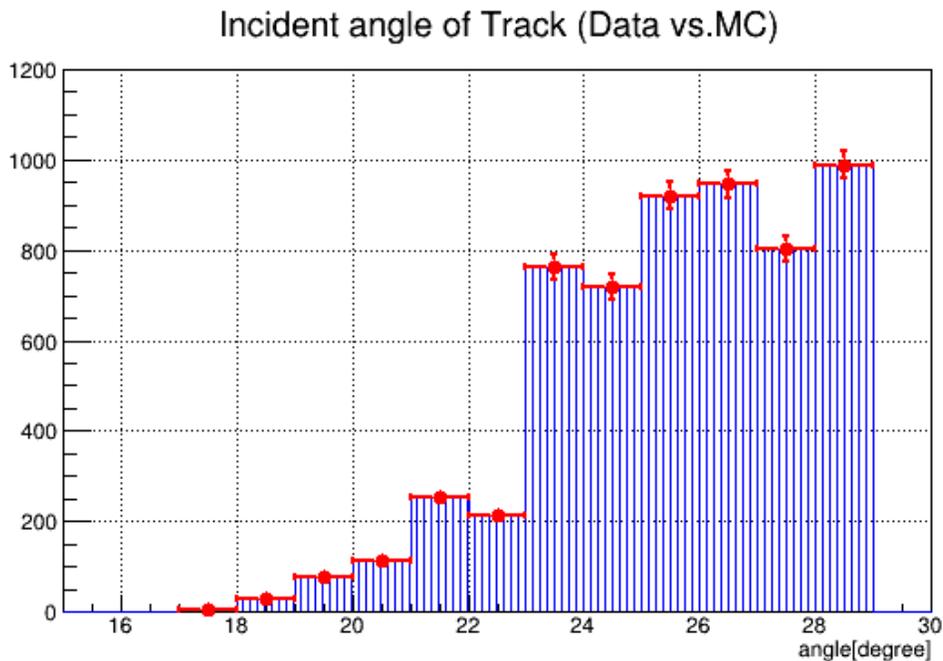


図 6.7: トラック入射角度分布 (Phase2)

ここまでの時点で手元にある情報は以下の4つである。

- 1トラックの Aerogel 面ヒット位置情報
- 2トラックの HAPD 面ヒット位置情報
- 3光子の HAPD ヒット位置情報
- 4チェレンコフ角度 θ_C

この4つの情報を模式図で表したのが図6.8である。

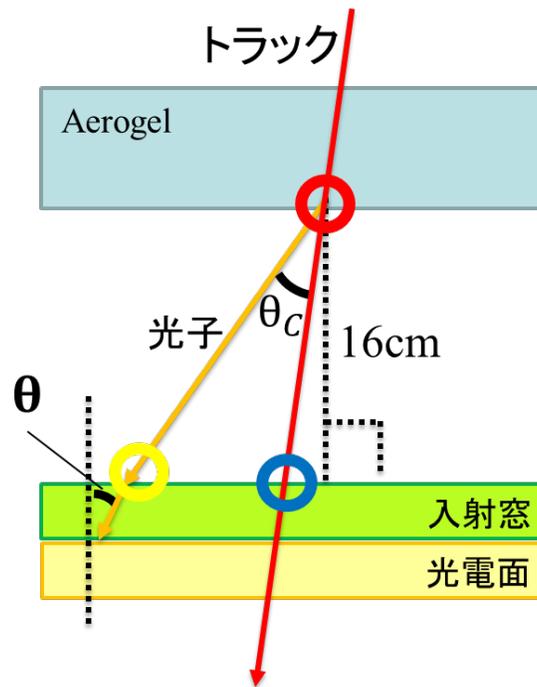


図 6.8: トラックと光子の位置関係の模式図

1を赤丸印、2を青丸印、3を黄丸印で示している。Aerogel-HAPD間の距離は約16cmであり、これらの位置関係から入射窓平面の法線に対する光子の入射角を算出した。さらに入射窓層を石英と仮定して屈折率 $n=1.5$ を採用し、光電面の法線に対する光子の入射角を求めた。

6.3 Phase2における評価結果

光電面の法線に対する光子の入射角度分布を図6.9に示す。

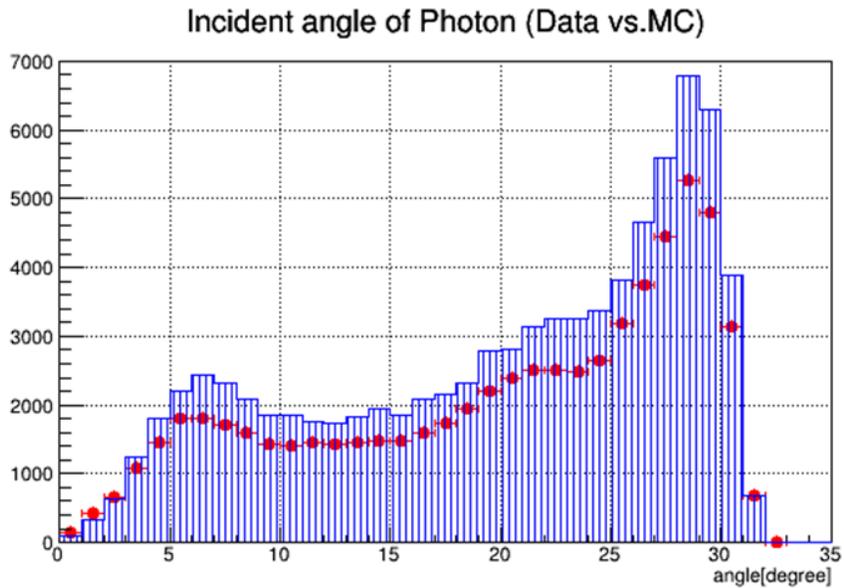


図 6.9: 光子の光電面に対する入射角度分布

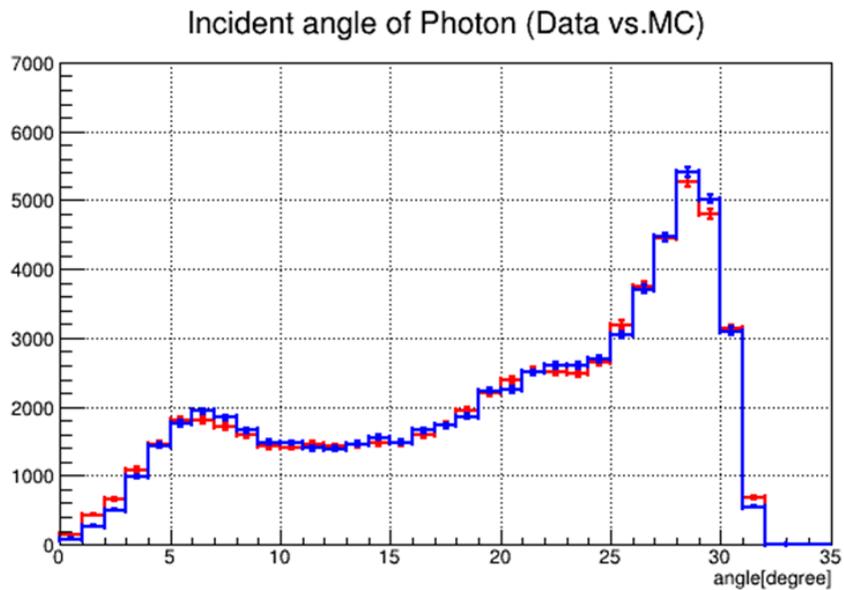


図 6.10: 入射角度分布 (MC を規格化)

赤がPhase2、青がMCを示している。分布の形はチェレンコフ角度(約15~20度)とトラック入射角度(図6.7)に依存している。ほとんどの範囲に渡ってPhase2よりもMCの方が、ヒット信号が多いことがわかる。図6.10にMCをPhase2に対して規格化したものを示す。ただし、誤差は統計誤差である。大きな影響が現れると考えられる20度~30度において、統計誤差を考慮して分布の形

を比較したときの p 値を算出すると 0.5 程度になり、角度分布に顕著な差がみられないため、Phase2 における検出光子数の減少は QE の光電面に対する入射角度依存性によるものではないと結論付けた。

本研究では定量的な議論は行っていないが、さらに詳細に確かめるためには、光電面の屈折率などを入れたシミュレーションを行ったり、HAPD に対して角度を持たせて光子を入射した際の QE を精度よく計測できるような実験を計画する必要がある。ただし、HAPD は浜松ホトニクス (株) による生産が終了してしまっているため、現状 ARICH にインストールされている HAPD 以外に代替品がない。ARICH のアップグレードとして考えられている MPPC に対して、QE の光子入射角度依存性が測定されるべきである。なお、TOP に用いられている MPPC に対しては先行研究があり、その知見を受けて、この評価を行った。

第7章 光検出器HAPD各チャネルの1光子検出効率評価

Phase2における検出光子数 N_{pe} の減少はQEの光子入射角度依存性以外の要因があることが考えられた。データ取得の際にはHAPD1台に対して共通の閾値電圧を設定し、ノイズと1光子信号を弁別している。このとき閾値電圧の設定が最適でない場合、例えば1光子検出効率が100%出ない場合、検出光子数の減少の要因となってしまう。そこで、HAPD各チャネル全60480chにおける1光子検出効率を調べ、1光子がどの程度の割合で検出できているのかを確認した。1光子検出効率はスレッシュホールドスキャンと呼ばれる方法で1光子の波形情報を取得し、設定された閾値電圧(スレッシュホールド電圧)と比較して求める。はじめにスレッシュホールドスキャンについて述べる。

7.1 スレッシュホールドスキャン

ARICHのReadoutシステムでは、ASICからの出力信号がすでにデジタル信号に変換されてしまっているため、アナログ波形を直接取得することはできない。その代わりにアナログ波形を間接的に取得する方法としてスレッシュホールドスキャンがある。スレッシュホールドスキャンの概念図を図7.1～図7.5に示す。

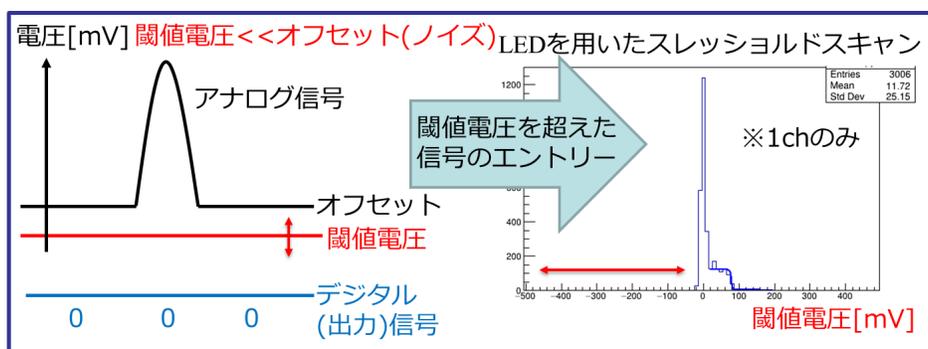


図 7.1: スレッシュホールドスキャンの概念図 (閾値電圧 \ll オフセット)

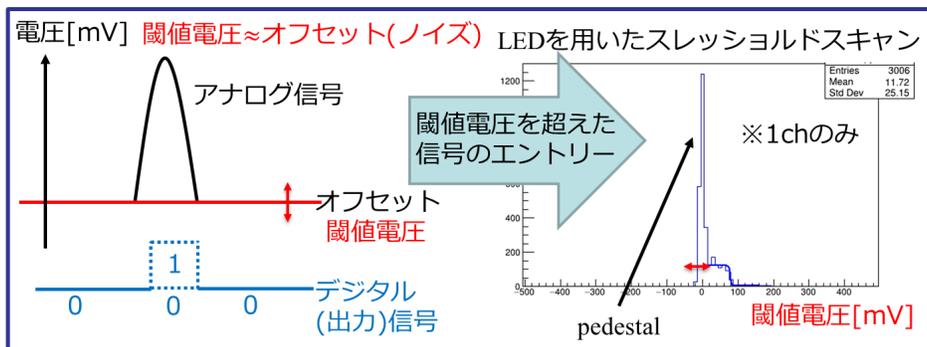


図 7.2: スレッシュホルドスキャンの概念図 (閾値電圧 \approx オフセット)

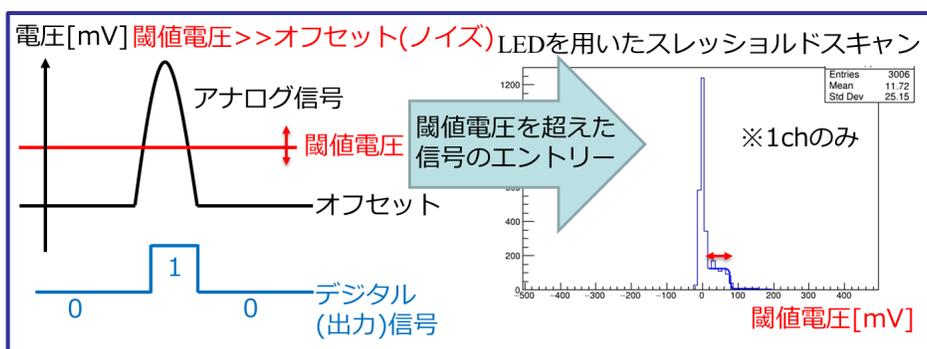


図 7.3: スレッシュホルドスキャンの概念図 (閾値電圧 \gg オフセット)

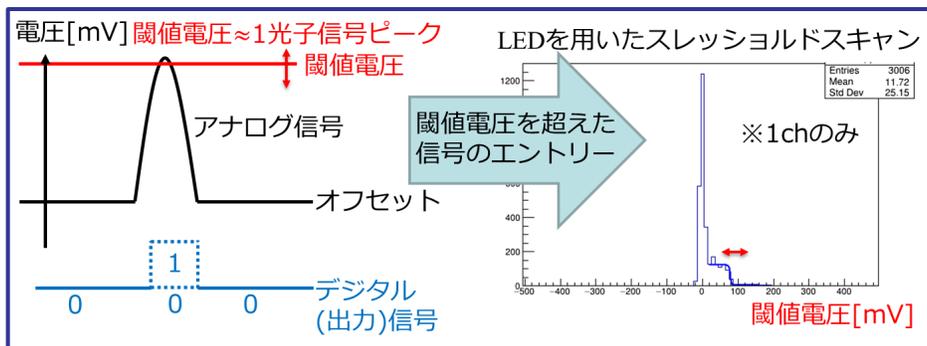


図 7.4: スレッシュホルドスキャンの概念図 (閾値電圧 \approx 1 光子信号ピーク)

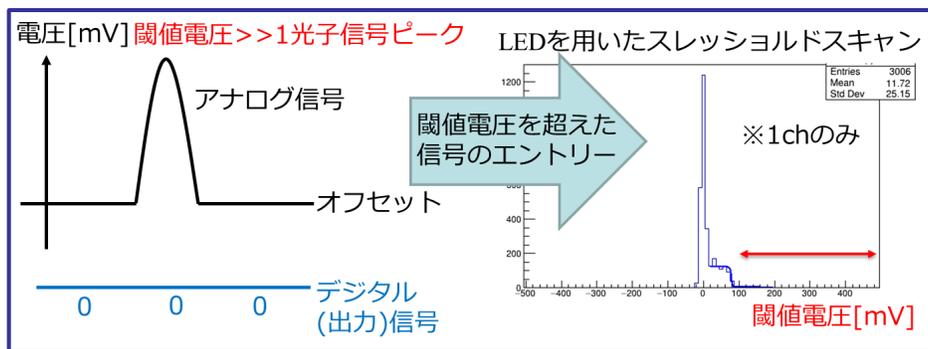


図 7.5: スレッシュホルドスキャンの概念図 (閾値電圧 \gg 1 光子信号ピーク)

アナログ信号は ASIC によって、増幅、波形調整、閾値電圧との比較の後、閾値電圧を超えた場合にデジタル信号に変換され、出力される。このとき、閾値電圧を変化させるとアナログ信号の波形によって出力信号の数 (検出されるイベント数) も変化することがわかる。概念図 7.1~図 7.5 はあるアナログ信号に対して、閾値電圧を変化させた様子を示しており、これがスレッシュホルドスキャンである。閾値電圧は 10mV 単位で変えている。スレッシュホルドスキャンでは閾値電圧を超えた信号の数をカウントし、右のヒストグラムが得られる。このヒストグラムを解析することによって、間接的にアナログ信号の波形情報を得ることができる。図 7.1 はオフセット電圧に対して閾値電圧が低い場合、このときアナログ信号は閾値電圧を超えてはいるが、出力信号はでない設定となっているためエントリー数は 0 である。図 7.2 はオフセット電圧付近に閾値電圧がくる場合でありエントリーが現れ始める。オフセット電圧の位置で最大のエントリー数となる。ここから閾値電圧を上げるにつれて、閾値電圧を超える信号の数が減ってくるので、基本的にはエントリー数は減っていく。図 7.3 ではノイズは閾値電圧を超えられなくなってくるため、ノイズの無いパルス信号に対してスレッシュホルドスキャンを行っていることになる。このときヒストグラムは矩形状になる。図 7.4, 図 7.5 以降では 1 光子、2 光子信号に相当するエントリーが現れ、やがてエントリー数が再び 0 となる。つまり、スレッシュホルドスキャンとは図 7.6 で示すような波高分布に対して、ある地点 V_{th} から無限大までの積分を行っていることに相当している。

Example

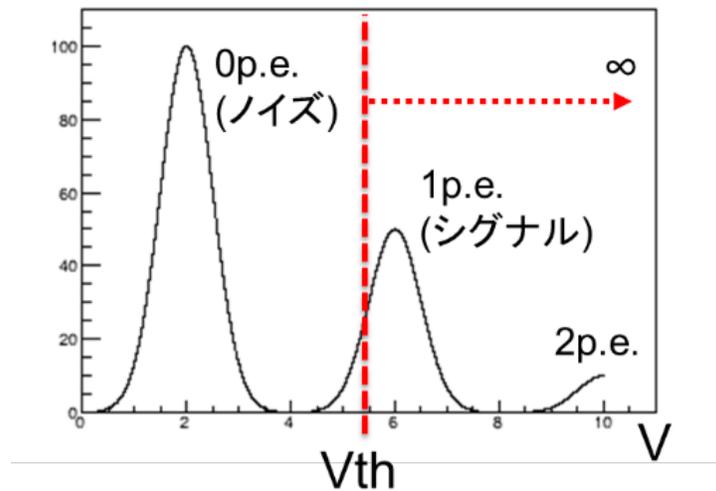


図 7.6: 波高分布の例

スレッシュホールドスキンのヒストグラムからこの波高分布を求めることができれば、閾値電圧との関係から1光子検出効率を算出することができる。なお、図7.7に示すHAPDの隙間に設置されているLEDからAerogelに光を照射し、散乱させて光をARICH全体に伝えている。このLEDを光らせてスレッシュホールドスキャンを行うと1光子信号を捉えることができる。スレッシュホールドスキャンを複数チャンネル(6×144ch)で行った結果の2次元ヒストグラムを図7.8に示しておく。

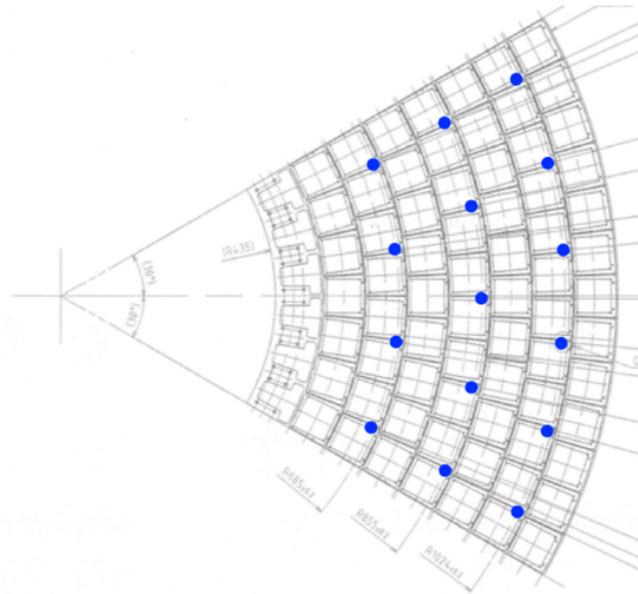


図 7.7: LED の位置

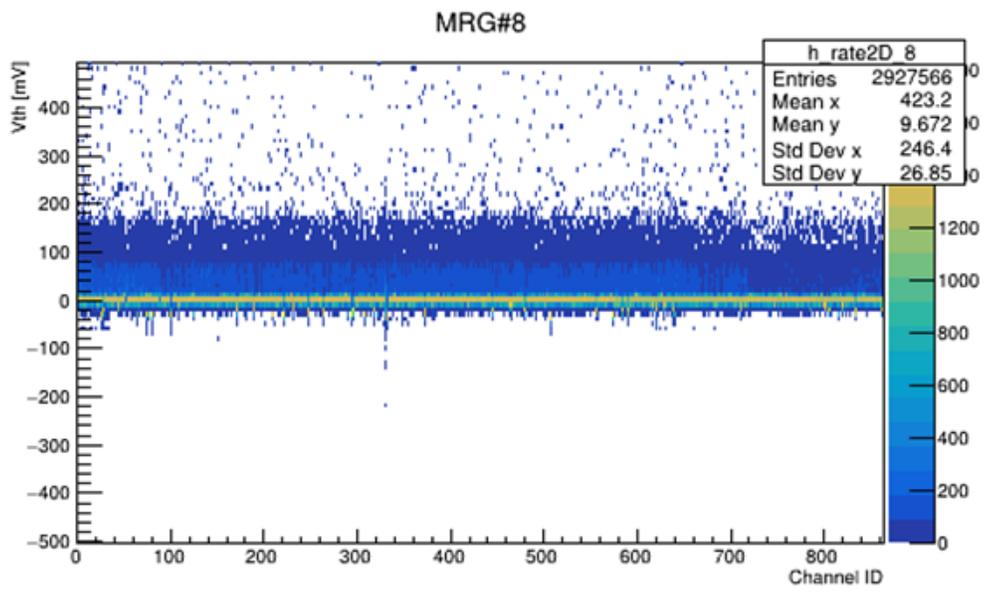


図 7.8: スレッシュホールドスキンの二次元ヒストグラム

7.2 評価手法

さて、スレッショルドスキャンのヒストグラムからノイズ (0 光子信号) と 1 光子信号の波形を求める。ノイズはガウス分布に従うと仮定し、

$$f(V) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma_{offset}} \exp\left\{-\frac{(V - \mu_{offset})^2}{2\sigma_{offset}^2}\right\} \quad (7.1)$$

でフィッティングする。ここで、 μ_{offset} はオフセット電圧値、 σ_{offset} は 0 光子信号の波高値を表す。一方で、1 光子信号は矩形から求める。そのため、1 光子信号は誤差関数 (error function) $\text{erf}(x)$ および相補誤差関数 (complementary error function) $\text{erfc}(x)$ に従うと仮定する。

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \quad (-\infty < x < \infty) \quad (7.2)$$

$$\text{erfc}(x) = 1 - \text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty \exp(-t^2) dt \quad (-\infty < x < \infty) \quad (7.3)$$

そして、これらを用いたガウス分布の累積密度関数 (cumulative distribution function, CDF)

$$F_X(V) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^V \exp\left\{-\frac{(t - \mu)^2}{2\sigma^2}\right\} dt \quad (7.4)$$

$$= \frac{1}{2} \left\{ 1 + \text{erf}\left(\frac{V - \mu}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right\} \quad (7.5)$$

$$= \frac{1}{2} \text{erfc}\left(-\frac{V - \mu}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (7.6)$$

$$(7.7)$$

を用いてフィッティングする。このフィッティングから 1 光子信号をガウス分布と仮定したときの mean 値 μ と sigma 値 σ を求めることができればガウス分布で 1 光子信号のアナログ波形を再現することができる。1 光子信号波形再現までの解析の流れを図 7.9 に示す。

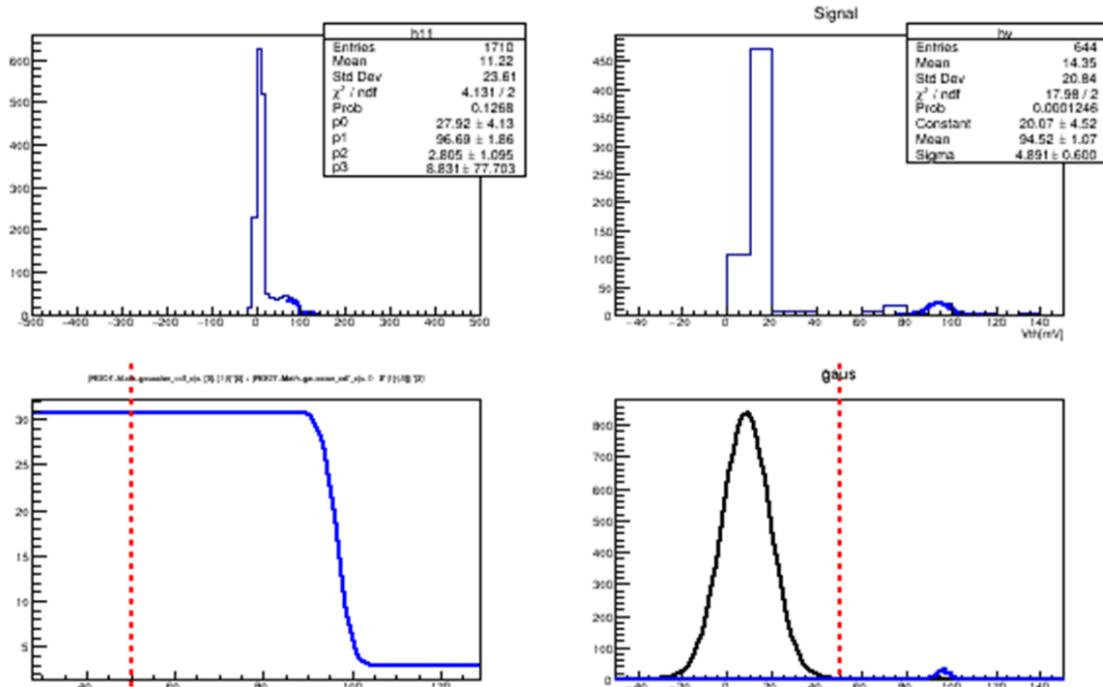


図 7.9: 1 光子信号波形再現までの解析の流れ

図 7.9 の左上のヒストグラムが 1ch におけるスレッシュホールドスキャンのヒストグラムである。¹まずは、このヒストグラムに対して 10mV 単位で隣のビン同士の差分を取り、擬似波高分布 (図 7.9 の右上) を作る。擬似波高分布の 1 光子信号に相当する部分に対してガウス分布でフィッティングし、mean 値 μ と sigma 値 σ を得る。再びスレッシュホールドスキャンのヒストグラムに戻り、 μ と σ を初期値としてガウス分布の累積密度関数 CDF によりフィッティング² (図 7.9 の左下ではフィッティングの確認を行っている) し、改めて μ と σ を得る。これより 1 光子信号波形をガウス分布により再現したものが図 7.9 の右下である。ノイズ (0 光子信号) と閾値電圧も併せて描いている。ここで、1 光子信号波形の全面積に対する閾値電圧以上の面積の割合を 1 光子検出効率と定義し、1 光子検出効率を求める。以上を全チャンネルに対して行い、ARICH 全体における 1 光子検出効率を得る。

¹ただし、これは生の形ではない。スレッシュホールドスキャンでは 10mV 単位でデータを取得しているが、実際の DAC(AD5232) の設定値の 1 単位は 10mV ちょうどではなく、10mV とのずれがある。そのため、ヒストグラムには 50mV 付近に偽物のピークが立ってしまい、これが解析の障壁になるため、50mV 付近のピークは半分に減らしてから解析を行う。スレッシュホールドスキャンのデータ取得の今後の課題である

²具体的には 2 光子信号も考慮に入れて $\{(ROOT::Math::gaussian_cdf_c(x, [2], [1]))*[0] + (ROOT::Math::gaussian_cdf_c(x, 0, 2*[1]-[3]))*[2]\}$ でフィッティングを行っている。[1] が μ 、[2] が σ である。ノイズはガウス分布でフィッティングしている。

7.3 Phase2における評価結果

Phase2ではオフセット電圧を約80mV、閾値電圧を120mVに設定してデータ取得がなされた。Phase2では非読出箇所が多く見られたので、全てのチャンネルについて詳細に調査を行うことができなかった。調査を行ったチャンネルのみで出した結果を図7.10に示す。

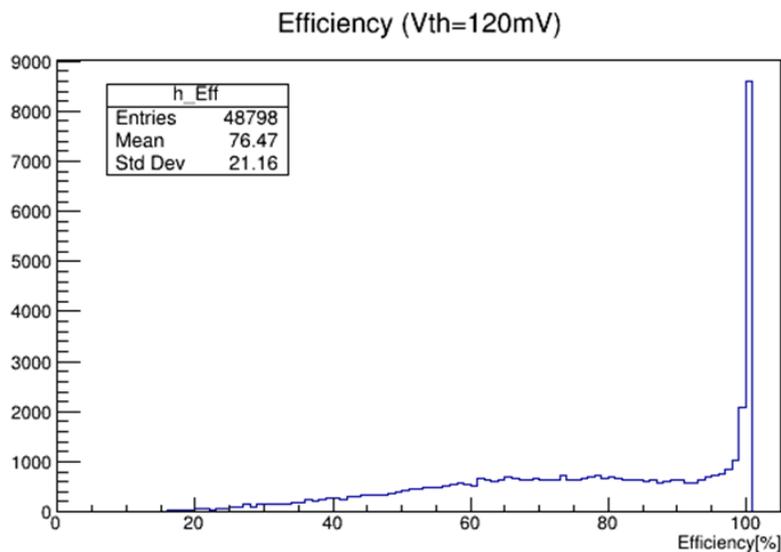


図 7.10: 1光子検出効率評価 (Phase2)

これによると1光子検出効率が $76.5 \pm 4.6\%$ であることがわかる。したがって、 $-23.5 \pm 4.6\%$ の検出光子数の減少が考えられる。Phase2における検出光子数の減少はMCと比べて $-27.7 \pm 2.7\%$ であったため、約 $4.2 \pm 5.3\%$ の差分が存在するが、検出光子数減少の要因としては濃厚である。Phase3ではオフセット電圧および閾値電圧の設定の見直しが行われた。同様にPhase3においても1光子検出効率の評価を行った。Phase3では全セクターを用いて物理解析用データを取得していることもあり、さらに詳細に調べてARICH全体における1光子検出効率を求めた。したがって、本研究がPhase3運転におけるはじめての1光子検出効率評価である。

7.4 Phase3における評価結果

Phase3ではオフセット電圧を約0mV、閾値電圧を50mVに設定してデータ取得がなされた。Phase3における非読出箇所を図7.11に示す。

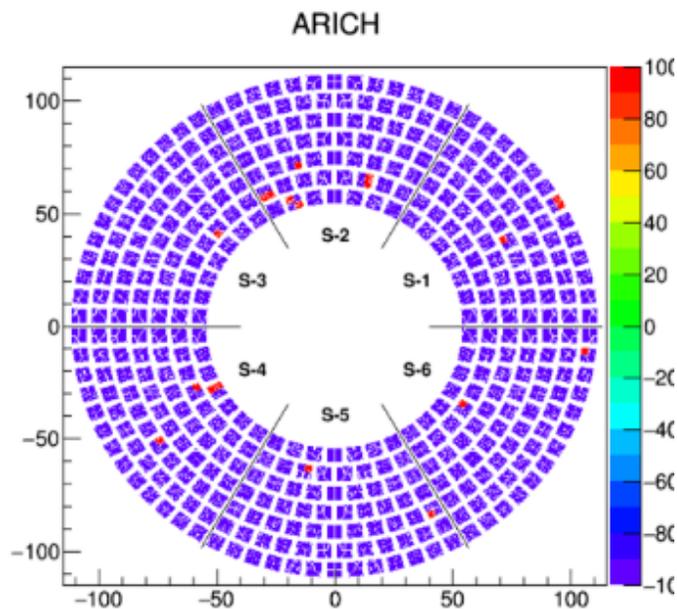


図 7.11: Phase3 非読出箇所分布

たとえ、現在では読出可能箇所であっても Phase3 において非読出箇所であったために、解析の母数には含まないとする。また、スレッシュホールドスキャンデータ取得当時 (2019 年 10 月 11 日、10 月 31 日)、Merger Board5-5(HAPD:129,187,188,189,251) は非読出であったため、これも Phase3 非読出箇所と同様解析の母数に含まないものとする。さらに図 7.12 のスレッシュホールドスキャン結果の赤で囲んだ領域のように APD チップ単位 (36ch) で 1 光子信号が確認できない不具合チャンネルが存在³するため、これらの 1 光子検出効率は 0% として計上する。

³この例では HV の trip による不具合である。今回の解析で確認された不具合チャンネルは 1800ch=50chip=12.5HAPD であり、全体の 3% を占める。このような不具合は逐一チェックされている

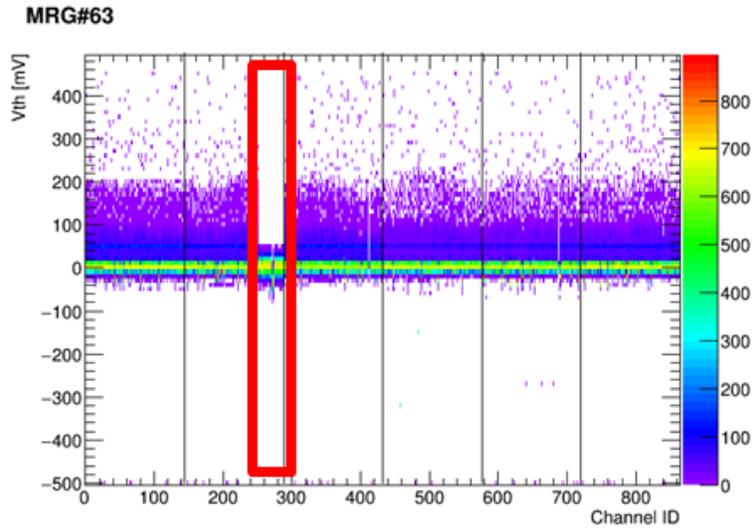


図 7.12: スレッシュホールドスキャン結果 (不具合箇所例)

また、チャンネル単位で確認するとヒット数が極端に少ないものも存在する。図 7.13 に解析した全チャンネルにおけるスレッシュホールドスキャンのヒストグラムの積分値の分布を示す。

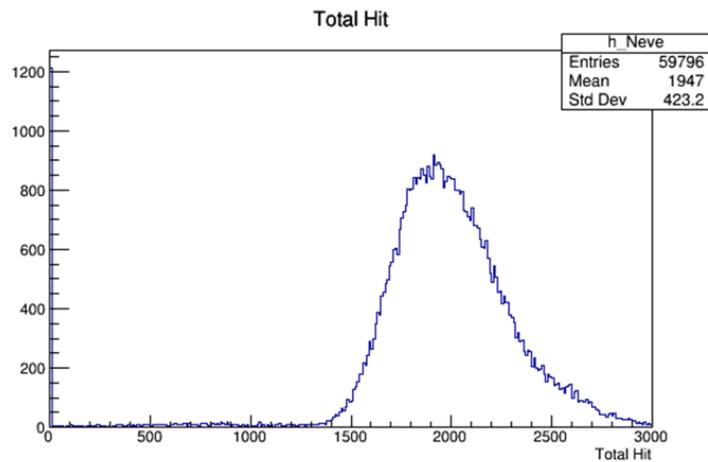


図 7.13: スレッシュホールドスキャンヒストグラムの積分値

ここでは大雑把に 1000 以下のチャンネルはヒット数が極端に少ないと判断し、1 光子検出効率は 0% として計上した。最終的な 1 光子検出効率の結果を図 7.14 に示す。

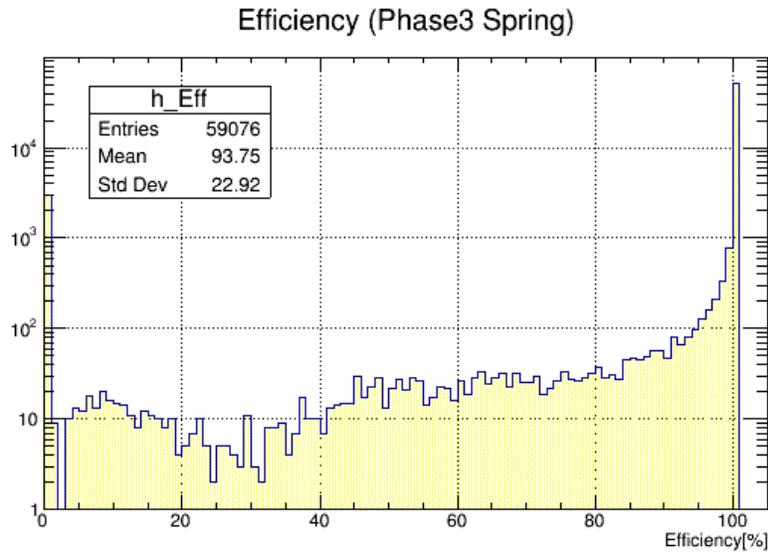


図 7.14: 1 光子検出効率評価 (Phase3)

なお、縦軸は LOG 表示にしてある。解析の母数は ARICH 全体のうちの 97.7% であり、結果から 1 光子検出効率が $93.8 \pm 4.8\%$ であるとわかり、ARICH 全体では $91.6 \pm 4.7\%$ であることがわかった。Phase2 と比較して大幅に改善していることがわかる。また、Phase3 では検出光子数が Phase2 よりも増えており、これは 1 光子検出効率の改善が 1 つの要因であったと考えている。チェレンコフ角度分解能評価結果と併せて、ARICH の現状性能としては要求を満たす十分なものであるといえる。

さらなる改善に向けて、オフセット電圧の最適化が考えられる。先述の通り、閾値電圧は HAPD 単位で設定されるのに対して、オフセット電圧はチャンネル単位での設定が可能である。現在は全てのチャンネルで一律のオフセット電圧を設定してあるが、それぞれのチャンネルに併せて最適な設定が行われるべきである。

まとめ

Belle II 実験は前身である Belle 実験で得られた統計数を大きく上回る統計数を稼ぐことにより、極めて稀に現れる標準理論を越えた新物理を捉え、その詳細研究を目的とする素粒子物理学実験である。高エネルギー加速器研究機構 KEK の SuperKEKB 加速器を用いて電子・陽電子対をそれぞれ $7\text{GeV}/c$ と $4\text{GeV}/c$ まで加速し、衝突により B・反 B 中間子対を大量に生成する。それらが崩壊して出てくる素粒子を Belle II 検出器によって精密測定することで、B 中間子の崩壊過程や崩壊時間を測定する。B 中間子の崩壊過程のうち荷電 K 中間子・ π 中間子を含むモードは様々な物理を解明する上で重要であるため、高い精度の粒子識別が要求されている。

ARICH 検出器は Belle II 検出器エンドキャップ部において荷電 K 中間子・ π 中間子の粒子識別を担うリングイメージ型のチェレンコフ検出器である。ARICH 検出器の粒子識別ではチェレンコフ角度分解能が識別精度に大きく影響し、要求される角度分解能は 7.5mrad 以上である。そのため、本研究では 2018 年度の検出器調整を目的として行われた Phase2 運転、および 2019 年度から開始された物理解析用データ取得を目的として行われた Phase3 運転で得られたビーム衝突データを用いて、チェレンコフ角度分解能の評価を行った。ビーム衝突データを用いて ARICH の性能評価を行ったのは本研究がはじめてである。

角度分解能の評価に最適な Bhabha イベント ($e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$) および μ 対生成イベント ($e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$) を選び、イベントごとのチェレンコフ光子に対してチェレンコフ角度を算出し、チェレンコフ角度分布を作成した。チェレンコフ角度分布に対して、シグナルをガウス分布、バックグラウンドを 1 次関数と仮定してフィッティングを行い、1 光子あたりの角度分解能 σ_{photon} および 1 トラックあたりの検出光子数 N_{pe} を求め、最終的に 1 トラックあたりの角度分解能 σ_{track} を評価した。ただし、Phase2 運転では ARICH の稼働領域が制限されていたので、ARICH の 1 部分に対してのみ解析を行い、さらに μ 粒子の同定に使われる KLM も稼働していなかったため Bhabha イベントのみで評価を行った。また、MC シミュレーションとの比較も行った。

Bhabha イベント ($e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$) を用いたとき、角度分解能

Phase3 : $4.7 \pm 0.1\text{mrad}$

(MC : $4.4 \pm 0.1\text{mrad}$)

Phase2 : $5.6 \pm 0.1\text{mrad}$

(MC : $4.1 \pm 0.1\text{mrad}$)

を得た。

μ 対生成イベント ($e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$) を用いたとき、角度分解能

Phase3 : $4.6 \pm 0.1 \text{ mrad}$

(MC : $4.1 \pm 0.1 \text{ mrad}$)

を得た。

この μ 対生成イベントには電子を同定する ECL の隙間の存在により、Bhabha イベントが混入している可能性があった。そのためトラック入射角として 0.55 rad 以下を要求することにより、 μ 対生成イベントの純度を高めた。このとき、

Phase3' : $4.2 \pm 0.1 \text{ mrad}$

(MC' : $4.0 \pm 0.1 \text{ mrad}$)

を得た。ただし、ARICH 全領域での評価にはなっていない。

以上の評価結果より、要求性能である角度分解能 7.5 mrad 以上を満たしていることが確認された。また、Phase2 で角度分解能が 1 mrad 程度大きい理由としては検出光子数 N_{pe} が Phase3 と比べて少なかったことが挙げられた。検出光子数 N_{pe} は、

Bhabha イベント ($e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$)

Phase3 : 12.1 ± 0.3

(MC : 9.7 ± 0.1)

Phase2 : 8.1 ± 0.2

(MC : 11.2 ± 0.2)

μ 対生成イベント ($e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$)

Phase3 : 9.5 ± 0.1

(MC : 9.8 ± 0.1)

Phase3' : 10.9 ± 0.1

(MC' : 10.4 ± 0.1)

を得た。

μ 対生成イベントにおいて、MC との検出光子数の差異は約 5% 未満であることから、両者はほとんど一致していると結論付けた。

Phase3 で Bhabha イベントと μ 対生成イベントを比較したときに、分布のペDESTAL 部分が全体的に増加していることが確認された。これは電子と μ 粒子による ARICH の応答の違いであり、電子では制動放射が発生して、光子数が増えた可能性が考えられた。このことについて、さらなる定量的な理解が今後の課題である。

一方で Phase2 において検出光子数が MC と比較して $27.7 \pm 2.7\%$ 少ないことが確認された。この要因として、

- ・量子効率の光検出器 HAPD 光電面に対する光子入射角度依存性

・光検出器 HAPD 各チャンネルの 1 光子検出効率
の 2 つの観点から評価を行った。

光検出器の量子効率 QE は光子の光電面に対する入射角度によって大きく変化してしまうことが指摘された。ARICH の解析に用いている MC シミュレーションにはトラックが垂直に入射した場合の結果が反映されている。つまり、光電面に対してチェレンコフ角度で光子が入射した場合の QE が測定、反映されている。一方で、ビーム衝突データではトラックはほとんど角度を持って入射しているため、光電面に対する光子の入射角度はさらに大きくなることが考えられる。この場合、QE に光子入射角度の依存性があると検出光子数減少に繋がるたことが予想された。そこで、Phase3 Bhabha イベントと MC において、トラックの入射角度分布を揃えた上で光電面に対する光子入射角分布をそれぞれ作成し、依存性の有無を確認した。結果としては、依存性は確認できなかったため、検出光子数減少の要因ではないと結論付けた。

後者について、ARICH では得られたアナログ信号に対して閾値電圧を用いてノイズとシグナルを弁別したうえで 1 光子信号を検出している。このとき閾値電圧の設定が最適でない場合、1 光子の検出効率が悪くなり、検出光子数減少に繋がることを予想された。そこで、Phase2 および Phase3 における 1 光子検出効率についての評価を行った。評価するためには閾値電圧を設定するうえでの指標となるスレッシュホールドスキャンデータから波高分布を再現し、実際にかけている閾値電圧との位置関係から 1 光子検出効率を求める。

Phase2 では稼働領域が限られていたため、全面での評価は行えなかったが、

Phase2 1 光子検出効率： $76.5 \pm 4.6\%$

を得た。したがって、検出光子数減少の要因は光検出器 HAPD 各チャンネルの 1 光子検出効率が低いためであったと結論付けた。Phase3 では閾値電圧などの設定変更が行われたため、検出光子数が増えている。Phase3 での ARICH の全領域における 1 光子検出効率をさらに詳細に評価し、

Phase3 1 光子検出効率： $91.6 \pm 4.7\%$

を得た。Phase2 と比較して大幅に改善していることが示された。

本研究において、ARICH 検出器全領域に対しての物理解析用データ取得開始時におけるチェレンコフ角度分解能および 1 光子検出効率をはじめて評価され、要求を満たすことが確認された。

今後の課題としては、「光検出器 HAPD のチャンネル単位での閾値電圧設定の最適化」が挙げられ、この課題解決により物理解析用データ取得のさらなる効率向上に繋がると期待している。

謝辞

本研究を進めるにあたり、研究の進捗と一緒に議論する時間を週に一度割いてくださったことをはじめ、私が学部生の頃から様々な場面で全面的にサポートして下さった高エネルギー加速器研究機構の西田昌平さんに深く感謝いたします。学会の向けての準備では、何度も発表スライドを添削して下さい、大変助かりました。

解析手法の検討やプログラミングの見直しなど、研究の細部にわたり様々な助言をして下さった高エネルギー加速器研究機構の西村美紀さんに感謝いたします。OPEN-IT 若手の会での発表機会を作ってく下さりと、私の研究が大変充実したものになりました。

スレッシュホールドスキンの取得方法や ARICH expert shift について詳しく教えて下さった高エネルギー加速器研究機構の Yun-Tsung Lai さんに感謝いたします。些細な質問に対しても優しく応えて下さいました。

ARICH の解析の全般に関して詳しく教えて下さったスロベニアリュブリャナ大学の Luka Sentelj さんに感謝いたします。B2GM の ARICH セッションの際にも様々なアドバイスをして下さり、私の研究の幅が広がりました。

スレッシュホールドスキンの解析手法やオフセット調整に関して詳しく教えて下さった北里大学の今野智之さんに感謝いたします。私が北里大学にお伺いした際も、何時間もかけて丁寧にご教授下さいました。また、学会のときにも優しく声を掛けて下さり、大変ありがたかったです。

私が学部4年生の頃から様々な事に対して親身にに応じてくれた首都大学東京の米永匡伸さんに感謝いたします。研究の場面だけではなく、Belle II Japan 学生勉強会や B2GM 懇親会など様々な場面でも大変お世話になりました。

私が研究を始めるにあたって解析のノウハウや KEKCC、basf2 について一から丁寧に教えて下さった総合研究大学院大学の金道玄樹さんに感謝いたします。修士1年の頃に毎週 KEK の自室にて少しずつレクチャーして下さったおかげで、研究の基礎を身に付けることができましたと感じています。

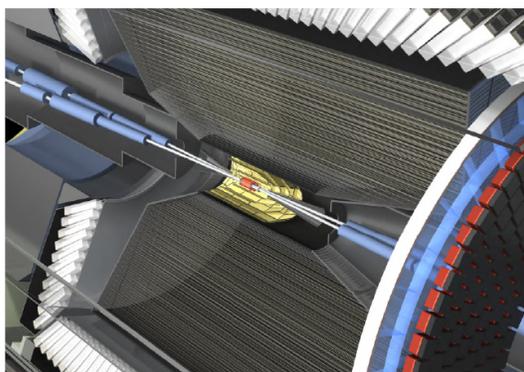
他にも、Belle II Japan Student の同期の皆さんとは共に物理学会や Flavor Physics Workshop などに参加することができ、大変充実した研究生生活を送ることができました。

最後に、私の大学院生活を支えて下さった全ての皆さまに感謝いたします。ありがとうございました。

付録A Belle II検出器

A.1 崩壊点検出器PXD/SVD

Belle II 実験では B 中間子の崩壊位置から崩壊時間を求めるため、位置の精度がそのまま時間の精度になるので、実験結果に大きな影響を及ぼしてしまう。Belle II 実験で崩壊点検出を担うのが PXD (Pixel Detecotr) および SVD (Silicon-Strip Vertex Detector) [21] [22] である。PXD/SVD の位置を図 2.3 に、配置の断面図を図 A.2 に示す。また、図 A.1b に実際の検出器の写真を示す。



(a) 位置



(b) 実際の写真

図 A.1: PXD/SVD

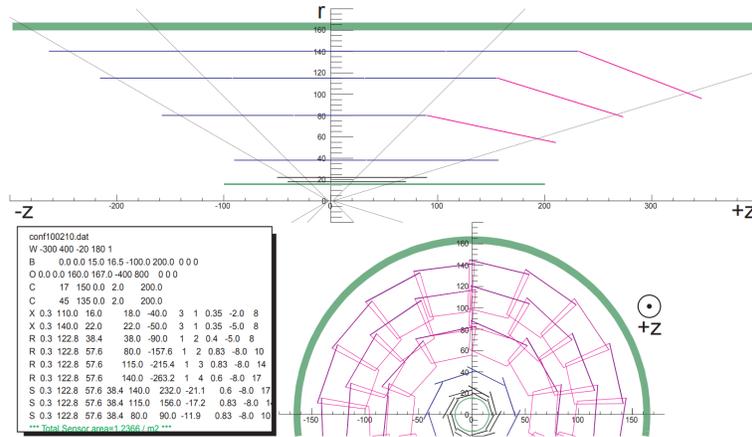


図 A.2: PXD/SVD の断面図

ビームパイプを囲うように2層のPXDと4層のSVDが配置されている。ビーム衝突点に一番近い位置に配置されており、粒子の崩壊点を精密に測定する。PXDはDEPFET(Depleted P-channel Field Effect Transistor)ピクセル半導体検出器である。Belle II検出器の中で最もビームパイプに近いところに位置しており、interaction pointからの距離は、1層目は14mm、2層目は22mmである。Belle実験においてはPXDは使われていなかった。PXDにより寿命が100ps以下の粒子の崩壊点の位置が検出可能となる。

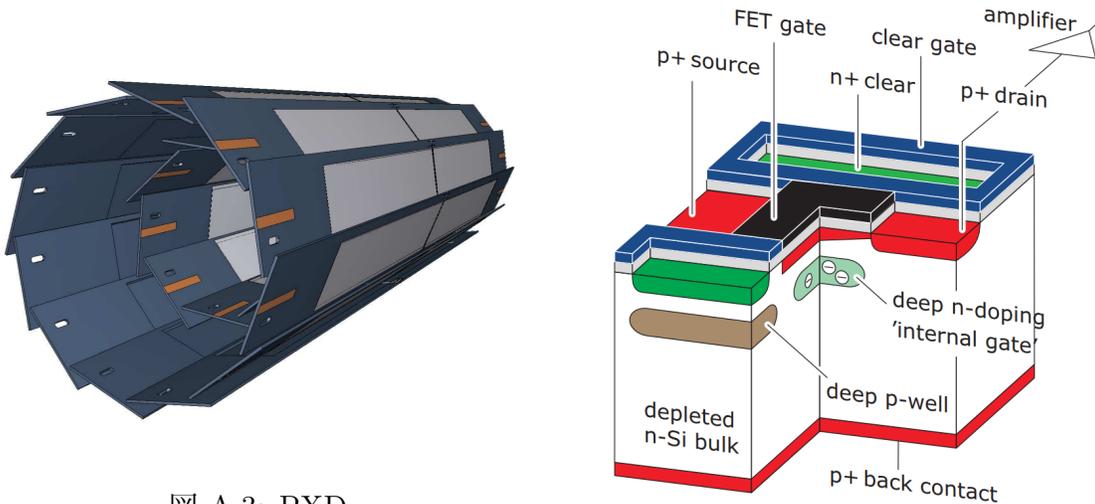


図 A.3: PXD

図 A.4: DEPFET

一方でSVDはBelle実験で用いられたSVDに対してアップグレードがなされた。SVDではDSSD(Double-Sided Silicon Detector)と呼ばれるシリコンセンサーが用いられて

いる。

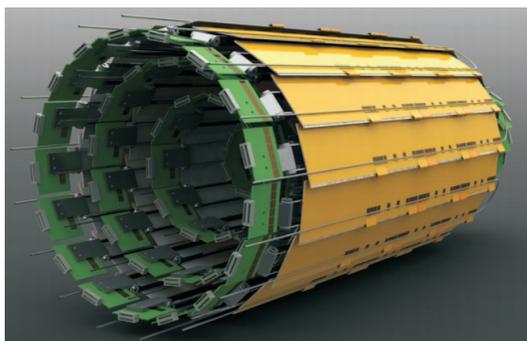


図 A.5: SVD(バレル部)

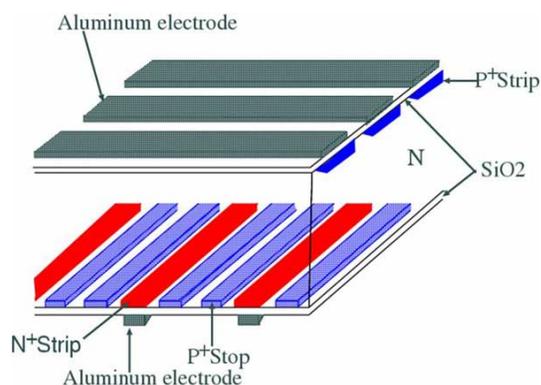


図 A.6: DSSD

Belle II 検出器の ϕ 方向に n 型半導体のストリップ、z 方向に p 型半導体のストリップが存在し、この 2 層が中央の n 型半導体を挟み込んだ構造をしている。また、ストリップ間の電気的接合を防ぐために間に p 型半導体が入っている。どのストリップに荷電粒子が反応したのかを検出するため、ストリップの間隔がそのまま位置分解能になる。SVD では各層の配置位置によって形状を変えており、SVD 最内層では小型長方形 (Small rectangular)、バレル部では大型長方形 (Large rectangular)、フォワード部では台形 (Trapezoidal) である。SVD はアップグレードにより衝突点からの距離が短くなり、最外層はより外側になった。¹また、有効検出角も拡張²されている。このアップグレードにより位置分解能が 20% 程度向上している。

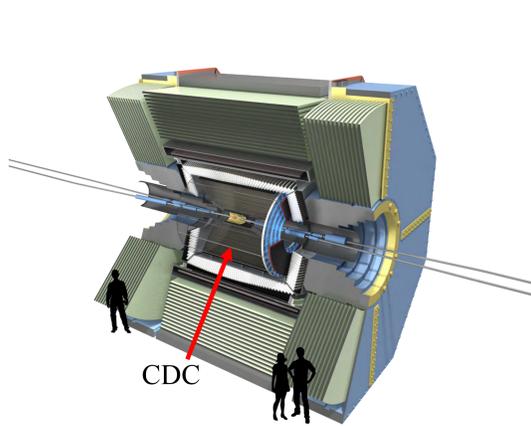
B 中間子崩壊により生成された荷電粒子は各シリコンセンサー層を通過し、通過位置の 2 次元情報が得られる。この 2 次元通過位置情報と SVD の外層にある CDC を用いて粒子の飛跡を測定する。モンテカルロシミュレーションによると運動量 $3\text{GeV}/c$ の荷電粒子に対してインパクトパラメータの分解能は $15\mu\text{m}$ 程度になることが見積もられている。

A.2 中央飛跡検出器 CDC

CDC (Central Drift Chamber) [21] [23] は荷電粒子の飛跡 (運動量)、エネルギー損失 dE/dx を測定するワイヤーチェンバーである。CDC の位置を図 A.7a に、配置の断面図を図 A.7b に示す。

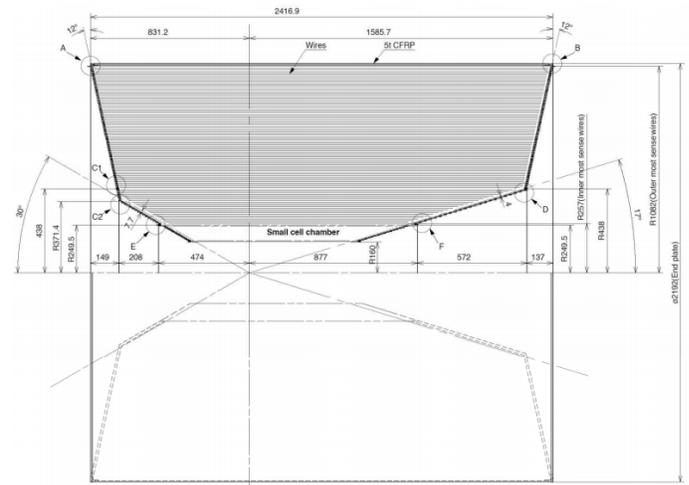
¹衝突点から最外層までの距離 $60.5\text{mm} \Rightarrow 88.0\text{mm}$ 、検出器の長さの最大 $365\text{mm} \Rightarrow 662\text{mm}$

² $23^\circ < \theta < 139^\circ \Rightarrow 17^\circ < \theta < 150^\circ$



CDC

(a) 位置



(b) Main structure

図 A.7: CDC

その測定原理を簡単に述べる。ワイヤーチェンバー内部にはガスが充填されており、その中を荷電粒子が通過するとガスがイオン化し、電子が生じる。この電子が電場によってワイヤーに向かって移動 (Drift)、検出される。このとき、Drift 時間から電子の発生位置とワイヤーの距離がわかるため、荷電粒子の飛跡を再構成できる。荷電粒子の運動量は粒子の飛跡から求めることができる。Belle II 実験ではビーム方向に 1.5T の磁場がかけられている。荷電粒子の運動量を $p[\text{GeV}/c]$ 、曲率半径を $\rho[\text{m}]$ 、磁場を $B[\text{T}]$ とすると、荷電粒子は次の式に従って運動する。

$$p = 0.3\rho B \quad (\text{A.1})$$

測定された飛跡から曲率半径 ρ が求まるため、上式に代入することにより運動量を得ることができる。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だしている。この信号電圧から荷電粒子のエネルギー損失を求めることができる。図 A.8 に荷電粒子のエネルギー損失を示す。

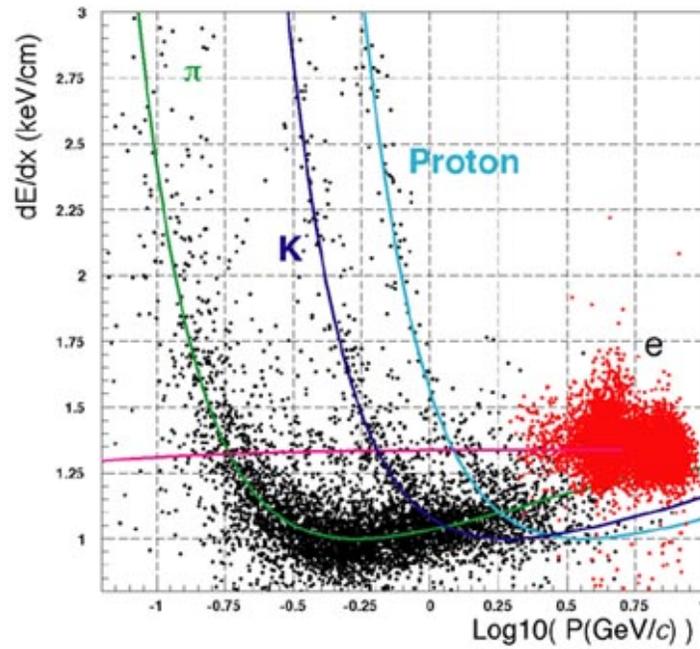


図 A.8: 荷電粒子のエネルギー損失

これによると $1\text{GeV}/c$ 以下の低運動量領域に対しては粒子識別が可能であるが、高運動量領域に対しては他の検出器による粒子識別と組み合わせる必要がある。

図 A.9 に CDC のワイヤー位置 (Belle/Belle II) を示す。青色点は z 軸に平行なワイヤーを、ピンク点はステレオワイヤー³を示している。

³通常はワイヤーの張る位置に対して垂直に張り、3次元的な粒子の飛跡を再構成するのに使用されるが、円筒形の場合交差角が小さい状態でワイヤーを張る

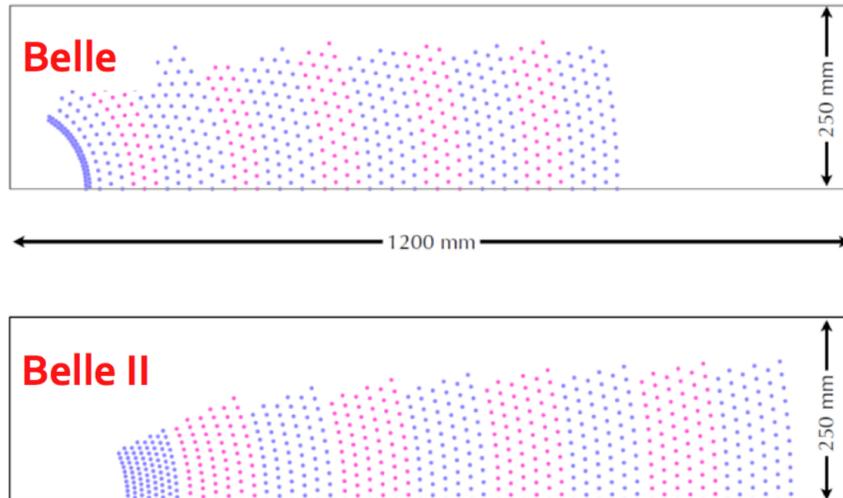


図 A.9: CDC 断面図

Belle II 実験に向けたアップグレードでは、ルミノシティ向上によるバックグラウンドの増加に耐えること、またが要求される。そのためヘリウムベースガス、クエンチガス⁴にエタンを用いている。信号読み出し用センスワイヤーには直径 $30\mu\text{m}$ の金メッキタングステン製のものを 14336 本、電場形成のためのフィールドワイヤーには直径 $126\mu\text{m}$ のアルミニウム製のものを 42240 本使用している。ワイヤーは重力によりたわむ⁵ため、ワイヤーの半径方向の位置は z 軸方向依存性をもつ。重力サグを小さくするためにワイヤーに対する張力を上げると今度は構造体に対して負荷がかかってしまう。そこで、センスワイヤーとフィールドワイヤーで重力サグの量を同じにすれば相対的な距離は位置に依存しないため、位置分解能への影響を小さくすることができる。重力サグによる位置分解能への影響をシミュレーションにより求めて張力を決定している。また、高いヒットレートが予想される CDC の最内層 8 本を small cell 化⁶することで飛跡位置分解能の向上を目指している。基本的な性能としてドリフト時間の幅は 100nsec 程度、 dE/dx の分解能は 11.9%⁷である。また、飛跡位置分解能は $\sigma_{r\phi}=100\mu\text{m}$ 、 $\sigma_z=2\text{mm}$ 程度 (設計値) である。

A.3 バレル部粒子識別装置 TOP

TOP (Time Of Propagation) [21] [24] はバレル部における K/π 識別を行う。前述した通り、Belle・Belle II 実験におけるフレーバータギングでは、 K/π 識別は測定精度に

⁴放電状態を停止させるガスであり、この現象をクエンチング (放電消失技術) と呼ぶ

⁵重力サグと呼ばれる

⁶Nominal cell : $18\text{mm}\times 10\sim 18\text{mm}\Rightarrow$ Small cell : $10\text{mm}\times 6\sim 8\text{mm}$

⁷@90 度の入射に対する 9 番目の層

直結する重要な要素である。TOP は ARICH と同様リングイメージ型チェレンコフカウンタであり、時間と 1 次元の位置情報によりチェレンコフリングイメージを再構成し、 K/π 識別を行う。図 A.10 に TOP の配置を示す。

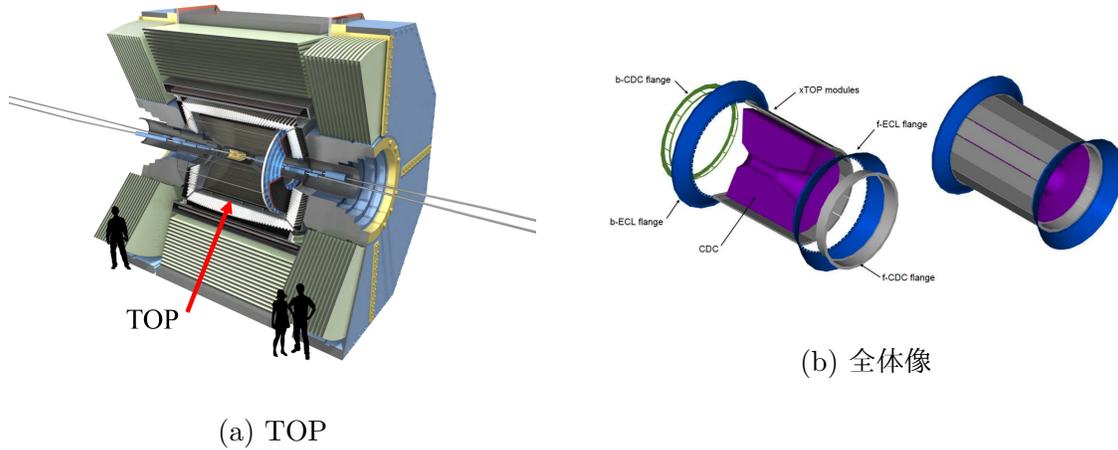


図 A.10: TOP

内側に CDC、外側に電磁カロリメータ ECL があり、その間の動径方向約 12cm に配置している。TOP は輻射体および伝搬体である合成石英板⁸と光検出器 MCP-PMT(Micro-Channel Plate Photomultiplier Tube)、⁹信号読み出し回路より構成されている。Belle 実験では ACC(Aerogel Cherenkov Counter) と TOF(Time-of-Flight) を組み合わせて用いていたが、大幅なサイズ削減に成功した。これにより ECL 入射面付近の物質量の低減や CDC 外径の拡大が可能になった。図 A.11 に TOP の粒子識別原理の概念図を示す。

⁸高い内部透過率と表面反射率を有する。屈折率 $n=1.47$

⁹浜松ホトニクスと名古屋大学の共同開発

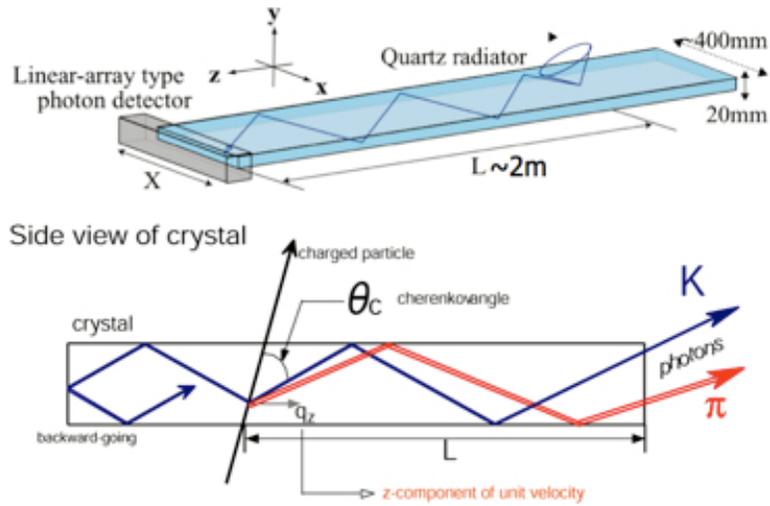


図 A.11: 粒子識別原理の概念図

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 の関係から、

$$E^2 = p^2 + m^2 \quad (\text{A.2})$$

$$m = \frac{p\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \quad (\text{A.3})$$

運動量の情報は CDC から得ることができる。一方、粒子の速度 β を TOP により求める。ARICH の項目で詳しく述べるが、チェレンコフ角 θ_c と粒子の速度 β には以下の関係がある。

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\eta\beta} \quad (\text{A.4})$$

つまり、チェレンコフリングイメージからチェレンコフ角 θ_c を求め、上式より粒子の速度 β を得ることができ、粒子識別を行うことができる。

チェレンコフ光は輻射体内で全反射をくり返しながら、チェレンコフ角によって決まった経路を伝搬する。したがって、伝搬時間と検出位置によりチェレンコフ角を測定することができる。これに併せて、電子・陽電子衝突から TOP までの飛行時間情報を用いて粒子識別を行っている。ある 2 つの粒子の識別能力 S は 2 粒子の飛行時間差 ΔTOF とそれらによるチェレンコフ光の伝搬時間差 ΔTOP 、輻射体の屈折率の波長依存性に伴う伝搬時間のばらつき $\sigma_\lambda\sigma_t$ ¹⁰、検出光子数 N を用いると次のように表される。

$$S = \frac{\Delta\text{TOP} + \Delta\text{TOF}}{\sqrt{\sigma_\lambda^2 + \sigma_t^2}} \sqrt{N} \quad (\text{A.5})$$

¹⁰波長分散効果

したがって、分母をより小さくしたうえで、高い時間分解能を有し、十分な検出光子数を確保することが重要である。この要求を満たすべく用いている光検出器 MCP-PMT は 1 光子検出に対して 40ps 以下の高い時間分解能と 28% の高い量子効率¹¹を有している。もちろん Belle II の 1.5T という環境にあっても動作可能である。光検出器 MCP-PMT の仕様を以下の表に載せておく。

表 A.1: 光検出器 MCP-PMT の仕様

項目	
外形、寸法	角形、□ 27.6mm×13.1mm
入射窓素材	合成石英 (厚さ : 1.5mm)
有感領域	□ 23mm (外形面積比 : 69%)
光電面	マルチアルカリ
量子効率	28% (典型値、 $\lambda=360\text{nm}$)
MCP 厚さ、段数	400 μm 、2 段
MCP チャンネル	$\phi 10\mu\text{m}$ (バイアス角 : 13°)
増幅率	2×10^6 (典型値、推奨電圧印加時)
収集効率	60%
時間分解能	<40ps (電子走行時間分布)
ピクセル数	16(=4×4 行列)
ピクセルサイズ	□ 5.275mm (0.3mm 間隔)

[浜松ホトニクス MCP-PMT R10754-07-M16]

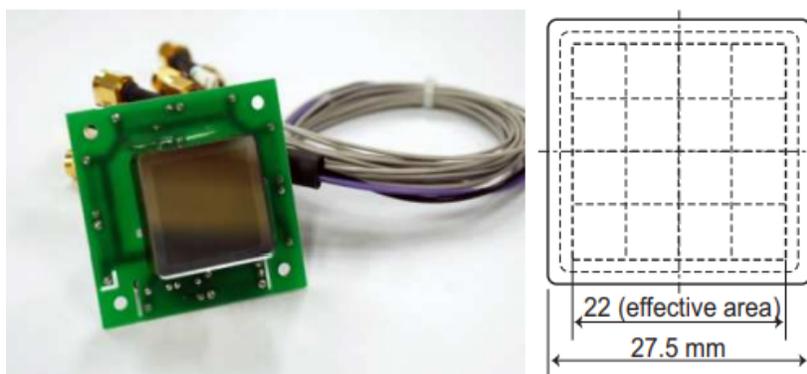


図 A.12: MCP-PMT

Belle II 実験では、バレル部に TOP を 16 基設置することで、Efficiency99% 以上、Fake rate0.5% 以下の性能 (設計値) を目指す。

¹¹@ $\lambda=360\text{nm}$

A.4 電磁カロリメーター ECL

Belle II 実験において目指す新物理探索にはニュートリノを含む崩壊の観測が必要である。したがって、失われたエネルギーを制限し信号を取り出すため、エネルギー測定精度が重要になってくる。ECL (Electromagnetic CaLorimeter) [21] [26] は Belle II 検出器バレル部およびエンドキャップ部において電子や光子のエネルギー測定を担う検出器である。

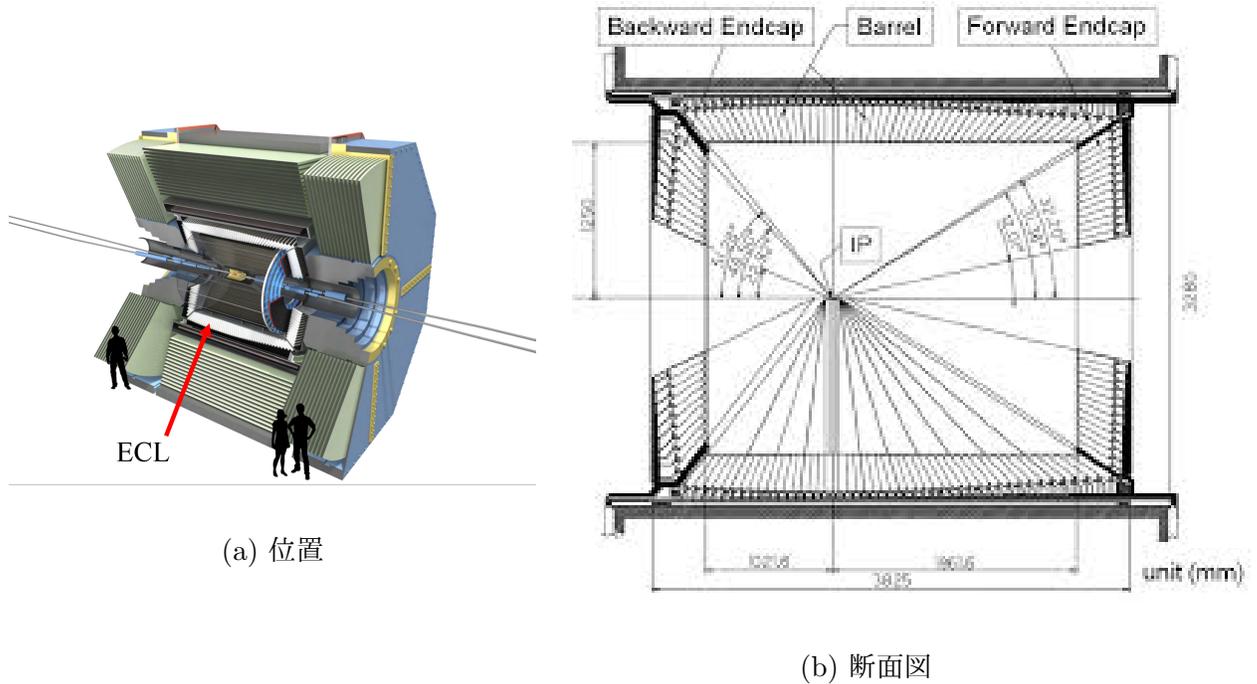


図 A.13: ECL

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領域は数十 MeV から数百 MeV 程度であるが、 $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ のような二体崩壊では、 π^0 が持ち去るエネルギーが大きくなり、それに伴って γ のエネルギーは 4GeV にまで及ぶ。さらに、輻射崩壊により出てくる γ のエネルギーも数 MeV から数 GeV/c まで広範囲にわたっている。以上のことから Belle II 実験で使用する ECL には幅広いエネルギー領域をカバーし、かつ数 MeV 程度のエネルギーをノイズから分離することが必要となる。ECL には光量が多く、エネルギー分解能が良いタリウムをドープした CsI(Tl) 結晶シンチレータがバレル部 6624 個、フォワードエンドキャップ部 1152 個、バックワードエンドキャップ部 960 個取り付けられている。そこに入射した電子や光子は、制動放射および電子対生成を連鎖的に起こし、全エネルギーを落とす。最終的にはエネルギーはシンチレーション光となり、シンチレーション光の光量は落とした全エネルギーに比例している。そのため、光量を測定することによって、入射してきた電子や光子が有してい

た全エネルギーを測定することができる。しかし、CsIは時定数が長い¹²。ため、ビームバックグラウンド増加に耐えるために読み出しエレクトロニクスが改良されている。ルミノシティの測定においてもECLで得られたエネルギー情報が用いられる。ルミノシティ L はイベント数 R と反応断面積 σ を用いると、

$$R = L\sigma \quad (\text{A.6})$$

の関係式に従う。ここで、ルミノシティ L の測定に使われる反応は、反応断面積が大きいBhabha散乱($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$)であり、ECLで得られたエネルギー情報からBhabha散乱のイベント数を求め、あらかじめ知られているBhabha散乱の反応断面積を上式に入れることによってルミノシティ L を測定する。

A.5 K_L^0 中間子 μ 粒子識別装置 KLM

KLM ($K_L^0\mu$ Detector) [21] [27] は Belle II 検出器の最外層のバレル部、エンドキャップ部に設置され、比較的寿命の長い K_L^0 と μ の識別を担う検出器である。

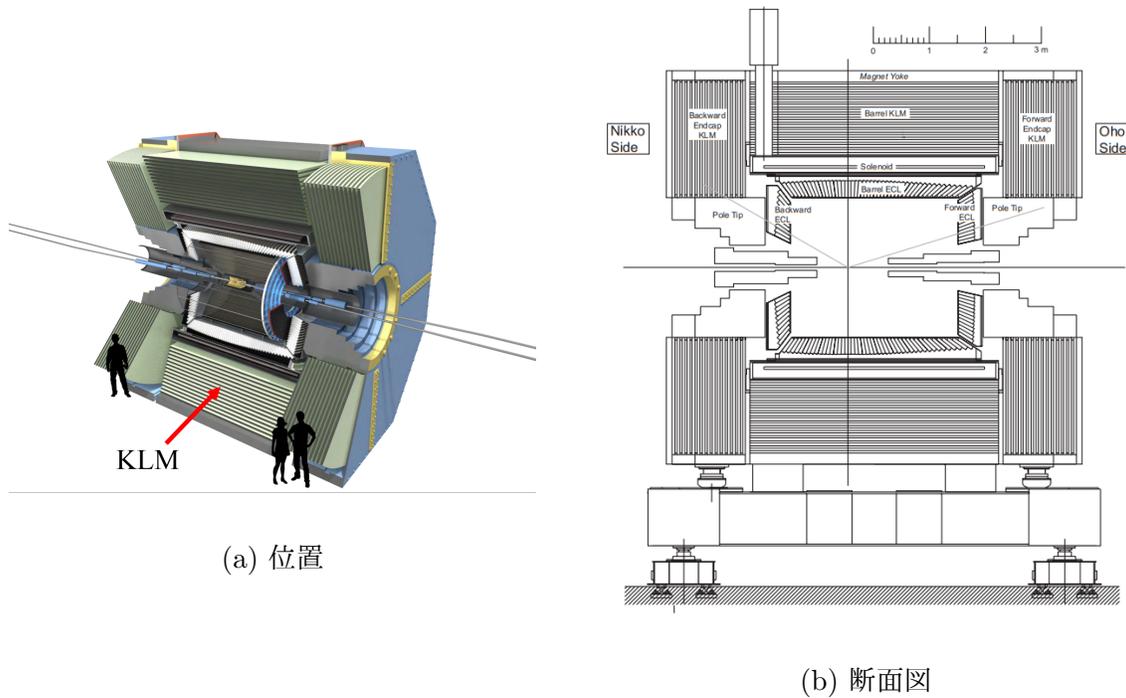


図 A.14: KLM

KLM は Resistive Plate Chambers(RPC) というガスチェンバー¹³と鉄の積層構造になっており、バレル部で54層+14層、エンドキャップ部で14層+14層配置されている。

¹² $\tau \sim 1\mu\text{sec}$

¹³Ar30%、C4H10、HFC134a 62%

KLMは K_L^0 と μ の相互作用の違いで粒子識別を行う。 K_L^0 は電荷を持たない中性粒子であるため、CDCに飛跡を残すことはなく捉えることができない。そこでKLMに含まれる鉄との強い相互作用を利用する。 K_L^0 は鉄と強い相互作用を起こし、荷電粒子に崩壊する。その崩壊によって生成されるシャワーはガスチェンバーで検出される。つまり、 K_L^0 はKLMを通過することができない。そのため、CDCにヒット情報が無く、かつKLMを通過していないとわかる場合は K_L^0 と識別することができる。一方 μ は高い透過性を持ち、KLMを通過できるため、通過によりヒット情報を残す。これによりKLMとCDC等の飛跡検出器と合わせることで μ の識別が可能となる。また、KLMに含まれる鉄によって、CDC内の磁場を一定に保つことができる。後述するが、Belle II実験Phase2運転においてはKLMが運用されておらず、 μ 粒子の識別を行うことができなかった。

A.6 Belle II データ収集システム DAQ

Belle II 実験では検出器から最大で毎秒 30GB という膨大なデータが得られる。このようなデータに対してデータ収集システム DAQ(Data Acquisition) [21] [28] システムを用いてリアルタイムで処理を行っている。図 A.15 に Belle II DAQ システムを示す。

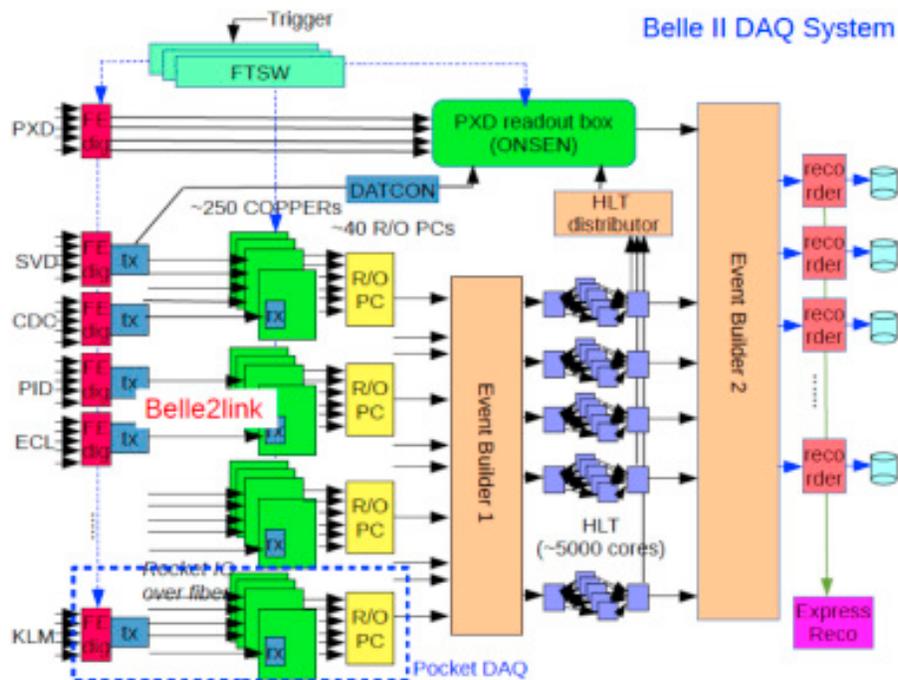


図 A.15: Belle II DAQ システム

各検出器からのデジタル化された信号は Belle2link と呼ばれる高速光データ転送システムを用いて共通読み出しモジュール COPPER(Common Platform of Pipe-line Elec-

tronics Readout) に送られる。データはさらに Readout PC に集められてイベントビルディングが行われる。そして、HLT(High Level Trigger) に送られ、物理イベントの取捨選択が行われる。PXD はデータ量が膨大であるために ONSEN(Online Select Node) モジュールを用いて別に読み出しが行われている。HLT と ONSEN からのデータにより二段目のイベントビルダーで結合され、最終的にストレージに保存される。

A.7 Belle II トリガーシステム

図 A.16 に Belle II トリガーシステム [21] [29] の概略を示す。

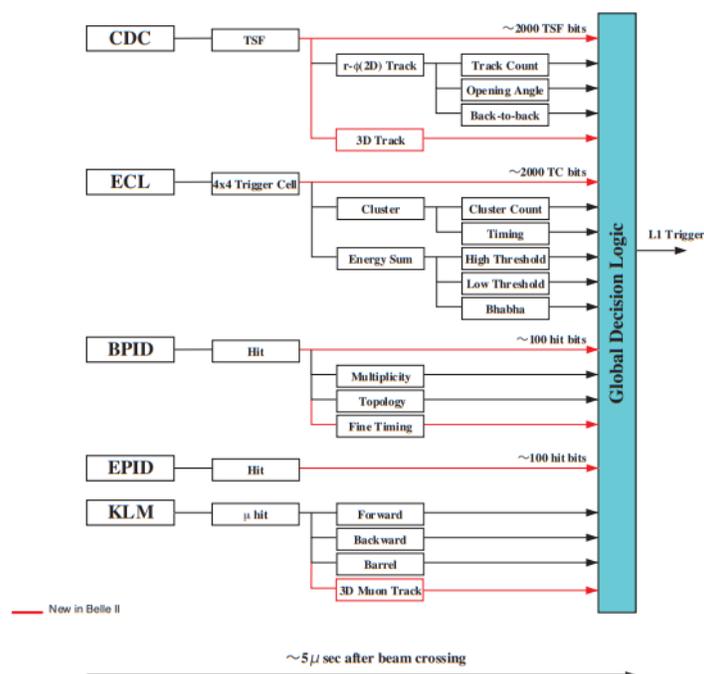


図 A.16: Belle II トリガーシステム

サブトリガーとして、CDC、ECL、TOP、KLM の4つがある。各サブトリガーで処理された情報は GDL(Global Decision Logic)、および DAQ に送られイベントの読み出しが開始される。各トリガーシステムで共通利用されるシステムクロックは 127MHz である。これは SuperKEKB 加速器の RF クロック 509MHz の 4 周分である。物理事象に対するトリガーは CDC と ECL を用いて行われ、TOP は主に事象の発生時間を精密に求めるために、KLM は μ 粒子の同定のために用いられる。Belle II では各サブトリガーからのサマリー情報に加えて CDC からの荷電粒子の電荷や運動量情報、ECL によるクラスターの位置とエネルギー情報なども考慮され、最終判断がなされる。

A.8 Belle IIソフトウェアフレームワーク Basf2

Belle II実験における全てのソフトウェアの動作は Belle Analysis Software Framework 2 (Baf2) [33] を用いて行う。Baf2における一連の動作は、モジュールと呼ばれる一つ一つは小さく単純な処理を複数組み合わせることによって実行される。Baf2を用いた解析の流れを図 A.17 に示す。

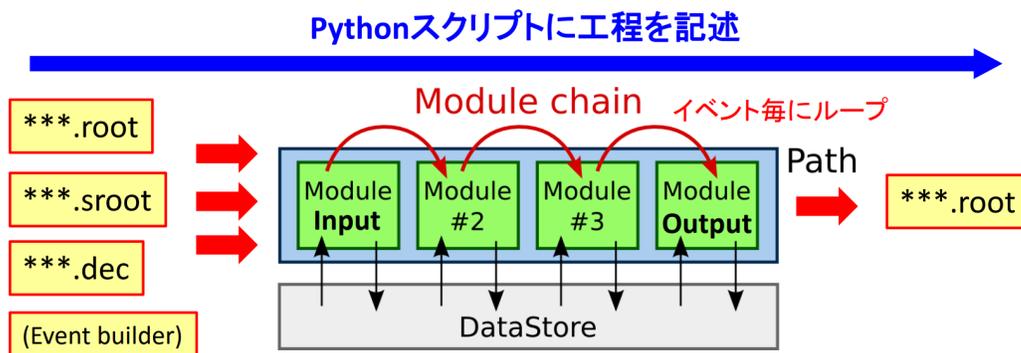


図 A.17: Basf2

実行スクリプトにモジュールを実行順に組み合わせたパスと呼ばれるものイベントごとの1ループの単位をPythonで記述する。このときモジュール単位でパラメータを設定することもできる。インプットファイルとしてROOTファイルもしくはSROOTファイルを指定して読み込み、パスの処理がなされた後に、アウトプットファイルとしてのROOTファイルが出力される。以下に具体例を挙げる。

例1) Threshold scan データの入ったSROOTファイルを読み込み、解析できる形まで処理したのち、解析用ROOTファイルを出力する。

例2) Physics run データの入ったROOTファイルを読み込み、ARICHの解析に必要な情報だけを抜き出し処理したうえで、解析用ROOTファイルを出力する。

例3) モンテカルロ・シミュレーションデータMC12のROOTファイルを読み込み、物理解析を行ったうえで、結果のROOTファイルを出力する。

Physics run や GEANT4 シミュレーションからのRAWデータ¹⁴はいくつかの処理を経て、以下のような4種類に分類される。

(1) DST(Data Summary Table) ファイル

全てのデータオブジェクトを含むファイルであり、大容量であるため、基本的には直接扱わない。KEKCCに保存されている。

(2) mDST(mini Data Summary Table) ファイル

物理解析に必要なデータオブジェクトのみを含むファイルであり、例えばARICHの得

¹⁴GRID上でKEKとBNLにコピーされて永久保存されるもの

るチェレンコフ角の情報などは含まれていないため、検出器キャリブレーション用には扱わない。

(3)cDST(calibration Data Summary Table) ファイル

物理解析に必要なデータオブジェクト+検出器のオフラインキャリブレーションの評価に必要なデータオブジェクトを含むファイルであり、検出器キャリブレーション用である。

(4)uDST(user Data Summary Table) ファイル

mDST ファイルをさらにスキムしたもので、ユーザー独自に欲しい情報だけを抽出したものである。容量が小さいため、計算時間が少なく済むメリットがある。

なお、Bast2 を利用するためには DESY アカウントおよび KEKCC のアカウントが必要であり、グリッド¹⁵環境を使用するためにはさらに以下が必要となる。

- ・グリッドユーザー証明書
- ・ Belle VO メンバーシップへの登録
- ・ Belle DIRAC への登録

¹⁵世界規模で計算機資源が分散配置された計算環境

付録B $\mu^+ \mu^-$ 対生成イベント /Bhabha イベント

B.1 微分断面積の計算 (QED による記述)

μ 対生成事象 ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) のファインマンダイアグラムを図 B.1 に示す。

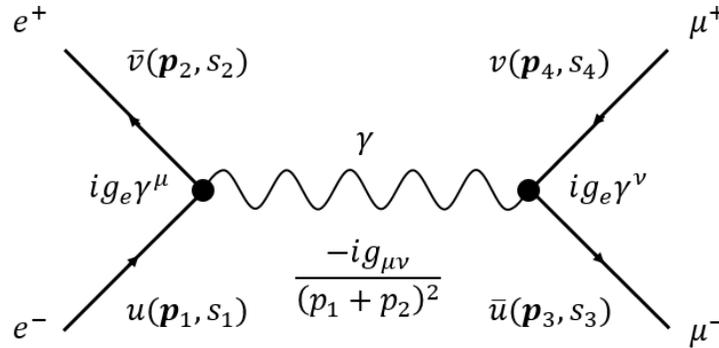


図 B.1: μ 対生成事象のファインマン図

ここで、 u/v は Dirac 方程式の positive/negative energy solution¹ p は 4 元運動量、 s はスピン、 γ^μ はガンマ行列、 g_e は結合定数と呼ばれる量であり、電磁相互作用の結合定数は $g_e = e\sqrt{\frac{4\pi}{\hbar c}} = \sqrt{4\pi\alpha}$ である (α は微細構造定数 $\alpha = \frac{1}{137}$)。ファインマンのルールに従って、Amplitude \mathcal{M} を計算 [34] する。それぞれのバーテックスに対するエネルギー・運動量保存則より、

$$\bar{v}(p_2, s_2) i g_e \gamma^\mu u(p_1, s_1) 2\pi^4 \delta^4(p_1 + p_2 - q) \quad (\text{B.1})$$

$$\bar{u}(p_3, s_3) i g_e \gamma^\nu v(p_4, s_4) 2\pi^4 \delta^4(q - p_3 - p_4) \quad (\text{B.2})$$

式 (B.1) および式 (B.2) に光子の伝播関数 $\frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2}$ 、さらに $\frac{d^4q}{(2\pi)^4}$ をかけたものを内線に対

¹ディラック方程式の平面波解の振幅値であり、positive energy solution がスピン 1/2 の粒子の振舞を表し、negative energy solution がスピン 1/2 の反粒子の振舞を表す

して積分する。

$$\begin{aligned}
& (2\pi)^4 \int [\bar{u}(p_3, s_3) i g_e \gamma^\nu v(p_4, s_4) \frac{-i g_{\mu\nu}}{q^2} [\bar{v}(p_2, s_2) i g_e \gamma^\mu (p_1, s_1)] \\
& \quad \times \delta^4(p_1 + p_2 - q) \delta^4(q - p_3 - p_4) d^4q \\
& = (2\pi)^4 [\bar{u}(p_3, s_3) i g_e \gamma^\nu v(p_4, s_4)] \frac{-i g_{\mu\nu}}{(p_1 + p_2)^2} [\bar{v}(p_2, s_2) i g_e \gamma^\mu u(p_1, s_1)] \times \delta^4(q - p_3 - p_4) \quad (\text{B.3})
\end{aligned}$$

式 B.3 からデルタ関数 $(2\pi)^4 \delta^4(q - p_3 - p_4)$ をキャンセルしたものが $-i \mathcal{M}$ に等しい。つまり、

$$-i \mathcal{M} = [\bar{u}(p_3, s_3) i g_e \gamma^\nu v(p_4, s_4)] \frac{-i g_{\mu\nu}}{(p_1 + p_2)^2} [\bar{v}(p_2, s_2) i g_e \gamma^\mu u(p_1, s_1)] \quad (\text{B.4})$$

$u_1 \equiv u(p_1, s_1)$ というように表すと、Amplitude \mathcal{M} は

$$\mathcal{M} = \frac{g_e^2}{(p_1 + p_2)^2} [\bar{u}_3 \gamma_\mu v_4] [\bar{v}_2 \gamma^\mu u_1] \quad (\text{B.5})$$

と表すことができる。もしも、全粒子の運動量やスピンの情報を得ることができたならば、Amplitude \mathcal{M} を明確に記述することができる。しかし、現実の実験においてはスピンの情報はわからない。そこで、終状態の粒子のスピンの和をとり、始状態の粒子のスピンの和をとる。

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{2} \sum_{s_1 s_2} \sum_{s_3 s_4} |\mathcal{M}|^2 \quad (\text{B.6})$$

ここで、 $\frac{1}{2}$ の因子はそれぞれの粒子 (フェルミ粒子) の始状態が 2 つのスピン状態を有していることに由来するものである。

ここから $|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \mathcal{M}^* \mathcal{M}$ の計算を行う。まず、

$$[\bar{u} \gamma_\mu v]^* = [u^\dagger \gamma^0 \gamma^\mu v]^\dagger = v^\dagger \gamma^{\mu\dagger} \gamma^0 u = [\bar{v} \gamma^\mu u] \quad (\text{B.7})$$

の関係を用いて、

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{g_e^4}{4(p_1 + p_2)^4} \sum_{s_1 s_2 s_3 s_4} [\bar{v}_4 \gamma_\mu u_3] [\bar{u}_1 \gamma^\mu v_2] [\bar{u}_3 \gamma^\nu v_4] [\bar{v}_2 \gamma^\nu u_1] \quad (\text{B.8})$$

となる。さらに、Casimir trick

$$\sum_{\text{all spins}} \left[\overline{u(a)} \Gamma_1 u(b) \right] \left[\overline{u(a)} \Gamma_2 u(b) \right]^* = \text{Tr}[\Gamma_1 (p_{b\mu} \gamma^\mu + m_b) \overline{\Gamma}_2 (p_{a\mu} \gamma^\mu + m_a)] \quad (\text{B.9})$$

を使うと、簡単にスピンの和の計算を実行することができ、

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{g_e^4}{4(p_1 + p_2)^4} \text{Tr}[(p_1 \gamma^\mu + m_1) \gamma^\mu (p_2 \gamma^\nu - m_2) \gamma^\nu] \text{Tr}(p_4 \gamma^\mu - m_4) \gamma^\mu (p_3 \gamma^\nu + m_3) \gamma^\nu \quad (\text{B.10})$$

となる。式 (B.10) を、ガンマ行列を含む諸公式に従って計算していくと、最終的に、

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{8g_e^4}{(p_1 + p_2)^4} [(p_1 \cdot p_3)(p_2 \cdot p_4) + (p_1 \cdot p_4)(p_2 \cdot p_3)] \quad (\text{B.11})$$

を得る。

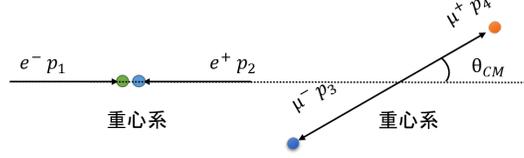


図 B.2: 重心系における $\mu^+ \mu^-$ 対事象 ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$)

いま $p_1 = (E, E\vec{e}_e)$, $p_2 = (E, -E\vec{e}_e)$, $p_3 = (E, E\vec{e}_\mu)$, $p_4 = (E, -E\vec{e}_\mu)$ とおく。 \vec{e}_e/\vec{e}_μ は e/μ の 3次元単位ベクトルであり、 $\vec{e}_e \cdot \vec{e}_\mu = \cos\theta_{CM}$ とすると、

$$(p_1 \cdot p_3) = (p_2 \cdot p_4) = E^2(1 - \cos\theta_{CM}) \quad (\text{B.12})$$

$$(p_1 \cdot p_4) = (p_2 \cdot p_3) = E^2(1 + \cos\theta_{CM}) \quad (\text{B.13})$$

$$p_1 + p_2 = 2E \quad (\text{B.14})$$

となるので、

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = g_e^4(1 + \cos^2\theta_{CM}) \quad (\text{B.15})$$

を得る。

重心系における微分断面積 [35] は、Amplitude \mathcal{M} を用いて表すと

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar c}{8\pi(E_1 + E_2)} \right)^2 \frac{|p_3|}{|p_1|} \overline{|\mathcal{M}|^2} \quad (\text{B.16})$$

であるので、式 (B.15) および $g_e = e\sqrt{\frac{4\pi}{\hbar c}} = \sqrt{4\pi\alpha}$ を代入すると、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{16E^2}(1 + \cos^2\theta_{CM}) \quad (\text{B.17})$$

を得る。

式 B.17 を全ての角度で積分することによって全断面積を求めることができる。全断面積を σ_{all} とすると、 $\alpha = \frac{1}{137}$, $E = \frac{10.58[\text{GeV}]}{2} = 5.29\text{GeV}$ より、

$$\sigma_{all} = \frac{\alpha^2}{16E^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 (1 + \cos^2\theta_{CM}) d(\cos\theta_{CM}) = \frac{\alpha^2}{16E^2} \cdot 2\pi \cdot \frac{8}{3} = 1.2 \times 10^{-7} [\text{GeV}^{-2}] \quad (\text{B.18})$$

ここで、

$$1\text{GeV}^{-2} = 0.389\text{mb}$$

の変換を用いる。衝突断面積の単位 [b] はバーンと読み、 $10^{-28}\text{m}^2 = 1\text{b}$ である。したがって、 $\sigma_{all} = 7.8 \times 10^{-34}\text{cm}^2$ を得る。

次に粒子が ARICH に到達するときの衝突断面積 σ_{arich} を求める。ARICH に粒子が到達するときの粒子の放出角度は実験室系において $\theta_L = 17 \sim 35$ 度である。 σ_{arich} を求めるためには、実験室系における角度 θ_L を重心系における角度 θ_{CM} に変換する必要がある。

図 B.3 で示すように、重心系が速度 β で boost する。

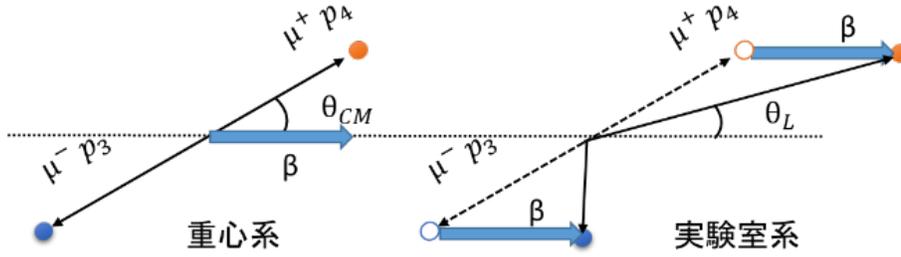


図 B.3: 重心系から実験室系への角度変換の概略図

これにより重心系における角度 θ_{CM} は次の式によって変換される。

$$\cos\theta_L = \frac{\beta + \cos\theta_{CM}}{\beta\cos\theta_{CM} + 1} \quad (\text{B.19})$$

図 B.4 に $\beta = \frac{7.0\text{GeV} - 4.0\text{GeV}}{M\text{GeV}} = 0.28$ における重心系から実験系への変換を示す。

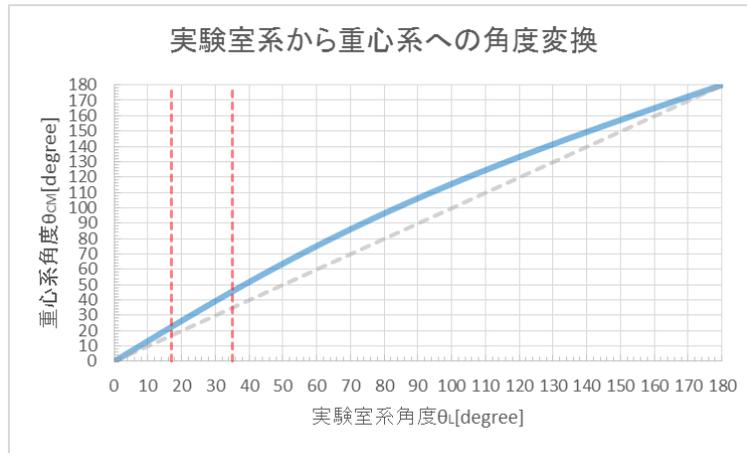


図 B.4: 重心系から実験室系への角度変換 ($\beta=0.28$)

なお、 $\beta=0$ の場合を黒破線で示し、実験室系における $\theta_L = 17 \sim 35$ 度を赤破線で示している。このとき、重心系では、 $\theta_{CM} = 22.3 \sim 45.2$ 度に変換される。式 (B.17) を $\theta_{CM} =$

22.3~45.2度に渡って積分すると、 σ_{arich} が得られる。これより $\sigma_{arich} = 9.9 \times 10^{-35} \text{cm}^2$ を得る。したがって、 $\sigma_{arich} = 9.9 \times 10^{-35} \text{cm}^2$ を得る。 μ 対生成事象のうち、粒子が ARICH に到達するレートは、

$$\frac{\sigma_{arich}}{\sigma_{all}} \cong 0.13 \quad (\text{B.20})$$

である。また、SuperKEKB のルミノシティを $L = 8.0 \times 10^{35} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ とすると、単位時間あたりの Event 発生回数 R_{all} 、 R_{arich} は、 $R = L\sigma$ より $R_{all} = 624 \text{s}^{-1}$ 、 $R_{arich} = 79 \text{s}^{-1}$ である。このルミノシティ $L = 8.0 \times 10^{35} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ はあくまでも目標としている値である。ルミノシティ $L = 1.0 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ を用いて同様の計算を行うと、 $R_{all} = 7.8 \text{s}^{-1}$ 、 $R_{arich} = 0.99 \text{s}^{-1}$ を得る。また、Bhabha イベントに対しては2つの散乱の方法が考えられるため、計算に考慮しなければならない。Bhabha イベントにおける微分断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{8E^2} \left[\frac{1 + \cos^4(\theta_{CM}/2)}{\sin^4(\theta_{CM}/2)} - \frac{2\cos^4(\theta_{CM}/2)}{\sin^2(\theta_{CM}/2)} + \frac{1 + \cos^2\theta_{CM}}{2} \right] \quad (\text{B.21})$$

となる

B.2 イベント運動量の見積もり

自然単位系 ($c=1$) を用いて計算を行う。実験室系における μ^\pm の四元運動量を $P_\pm = (E_\pm, \vec{P}_\pm)$ 、重心系における μ^\pm の四元運動量を $P'_\pm = (E'_\pm, \vec{P}'_\pm)$ とおく。重心系においては運動量の和は0であるので、

$$\vec{P}'_+ + \vec{P}'_- = \vec{0} \quad (\text{B.22})$$

$$M = \sqrt{m_{\mu^+}^2 + |\vec{P}'_+|^2} + \sqrt{m_{\mu^-}^2 + |\vec{P}'_-|^2} \quad (\text{B.23})$$

以下、 $M=10.58 \text{GeV}$ を用いる。(B.22) 式と (B.23) 式より、 \vec{P}'_+ と \vec{P}'_- について計算すると、

$$|\vec{P}'_+| = \sqrt{\frac{M^2 + m_{h^+}^2 - m_{h^-}^2}{2M}} = \sqrt{\left(\frac{M}{2}\right)^2 - m_{h^+}^2} \quad (\text{B.24})$$

$$|\vec{P}'_-| = \sqrt{\frac{M^2 + m_{h^-}^2 - m_{h^+}^2}{2M}} = \sqrt{\left(\frac{M}{2}\right)^2 - m_{h^-}^2} \quad (\text{B.25})$$

である。² エネルギーは、 $E^2 = m^2 + |\vec{P}|^2$ であるので、

$$E'_+ = \sqrt{m_{h^+}^2 + \left\{ \left(\frac{M}{2} \right)^2 - m_{h^+}^2 \right\}} = \frac{M}{2} \quad (\text{B.26})$$

$$E'_- = \sqrt{m_{h^-}^2 + \left\{ \left(\frac{M}{2} \right)^2 - m_{h^-}^2 \right\}} = \frac{M}{2} \quad (\text{B.27})$$

ここで、衝突前の運動の方向を z 軸にとり、衝突後の運動量の各成分は

$$\begin{pmatrix} P'_{xy} \\ P'_z \end{pmatrix} = |\vec{P}'| \begin{pmatrix} \sin\theta \\ \cos\theta \end{pmatrix} \quad (\text{B.28})$$

であるとする。

次に、重心系の速度を β として、重心系の 4 元運動量を実験室系へとローレンツ変換を行うと次の式のように変換される。

$$\begin{pmatrix} E \\ P_z \\ P_{xy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \beta\gamma & 0 \\ \beta\gamma & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E' \\ P'_z \\ P'_{xy} \end{pmatrix} \quad (\text{B.29})$$

これより、

$$|\vec{P}|^2 = P_z^2 + P_{xy}^2 = \gamma^2 \left(\beta \frac{M}{2} + |\vec{P}'| \cos\theta \right)^2 + \left(|\vec{P}'| \sin\theta \right)^2 \quad (\text{B.30})$$

$$|\vec{P}|(\theta) = \sqrt{\gamma^2 \left(\beta \frac{M}{2} + |\vec{P}'| \cos\theta \right)^2 + \left(|\vec{P}'| \sin\theta \right)^2} \quad (\text{B.31})$$

を得る。

ここでの θ は重心系における角度である。区別のため重心系における角度を θ_{CM} 、実験室系における角度を θ_L とする。重心系における角度 θ_{CM} と実験室系における角度 θ_L との変換式

$$\cos\theta_{CM} = \frac{\beta - \cos\theta_L}{\beta \cos\theta_L - 1} \quad (\text{B.32})$$

を用いると

$$|\vec{P}|(\theta_L) = \sqrt{\gamma^2 \left(\beta \frac{M}{2} + |\vec{P}'| \frac{\beta - \cos\theta_L}{\beta \cos\theta_L - 1} \right)^2 + \left(|\vec{P}'| \sqrt{1 - \left(\frac{\beta - \cos\theta_L}{\beta \cos\theta_L - 1} \right)^2} \right)^2} \quad (\text{B.33})$$

² $|\vec{P}'_e| = |\vec{P}'_{e^+}| = |\vec{P}'_{e^-}| \approx 5.29, |\vec{P}'_\mu| = |\vec{P}'_{\mu^+}| = |\vec{P}'_{\mu^-}| \approx 5.29$

を得る。

ここで、 $\beta = \frac{7.0\text{GeV} - 4.0\text{GeV}}{M[\text{GeV}]} = 0.28, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = 1.04$ を用いて μ 粒子の運動量の角度依存性を求めると図 B.5 のようになった。なお、 $m_{e\pm} = 0.51\text{MeV}$ を用いて、電子の運動量の角度依存性を求めた場合も図 B.5 と同様な角度依存性を得る。

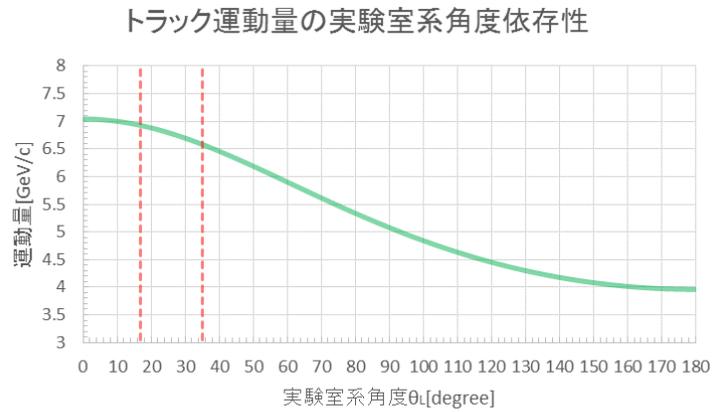


図 B.5: μ 粒子の運動量の角度依存性

$\theta_L = 17 \sim 35$ [度] の範囲で放射された粒子が ARICH に到達する。このときの運動量領域は図 B.5 より、約 6.5 ~ 6.9 GeV となる。

付録C 検出光子数の見積もり

チェレンコフ光子発生方程式 [36] は

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

である。ここで、 λ は光子の波長、 x は荷電粒子が輻射体中を進んだ距離、 z は荷電粒子の電荷、 α は微細構造定数 (=1/137)、 β は荷電粒子の相対論的速度、 $n(\lambda)$ は輻射体の屈折率である。式 (C.1) を x および λ で積分することにより、発生するチェレンコフ光子数 N を得る。まず μ 粒子を考えるため $z=1$ とし、輻射体の屈折率 $n(\lambda)$ が光子の波長 λ に依らないとする。このとき、

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (\text{C.2})$$

であるため式 (C.1) は、

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha \sin^2\theta_c \times \frac{1}{\lambda^2} \quad (\text{C.3})$$

となる。

式 (C.3) に図 3.12 から得られる $QE(\lambda)$ をを掛け合わせてから λ で積分を実行する。シミュレーション上では $QE(\lambda)$ は図 C.1 のように組み込まれている。

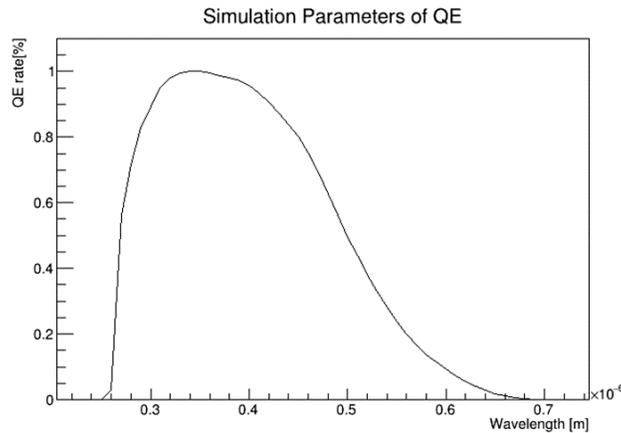


図 C.1: HAPD の量子効率 QE(シミュレーション値)

図 C.1 に Peak における QE 値をかけることになるが今回は簡単のため $QE(\lambda)=0.2$ とする。さて波長 λ についての積分であるが、今回の計算では、積分の終端を 600nm で固定し、始端が 300nm であるとする。

ARICH は内径約 420mm、外径約 1118mm の円筒形をしており、円筒の底面積は約 3370000mm^2 である。一方で、光検出器 HAPD の面積 (光電面の面積) は $63 \times 63 = 3936\text{mm}^2$ であり、420 台設置されているため、その総面積は約 1670000mm^2 である。したがって、輻射体で発生した光子が全て HAPD で検出できるというわけではなく、

$$\frac{1670000\text{mm}^2}{3370000\text{mm}^2} \approx 0.50 \quad (\text{C.4})$$

約 50% の光子が HAPD に検出されると考えられる。

また、HAPD 内においても有感面積というものがあり、HAPD 内の 144ch 全てが感度を持つというわけではなく、感度がある部分が限られている。これは HAPD 内の有効ピクセル (面積: $4.9 \times 4.9\text{mm}^2$) の割合であり、有感面積は約 65% である。

以上の情報から、

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha\sin^2\theta_c \times \int_{300 \times 10^{-9}}^{600 \times 10^{-9}} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \times 0.2 \times 0.50 \times 0.65 \quad (\text{C.5})$$

となる。式 (C.5) を荷電粒子が輻射体中を進んだ距離で積分する。ここで、輻射体の透過長について考慮する。輻射体中で発生した光子が透過長 Λ だけ進むとその強度は $1/e$ 倍となる。すなわち、

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{x}{\Lambda}\right) \quad (\text{C.6})$$

の関係がある。式 (C.6) を式 (C.5) にかけて合わせたうえで積分を実行する。

$$\begin{aligned} N_i &= N_0 \times \int_0^{\frac{d}{\cos\theta}} \exp\left(-\frac{x}{\Lambda}\right) dx \\ &= N_0 \times \left[-\Lambda \exp\left(-\frac{x}{\Lambda}\right)\right]_0^{\frac{d}{\cos\theta}} \\ &= 2\pi\alpha\sin^2\theta_c \times \int_{300 \times 10^{-9}}^{600 \times 10^{-9}} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \times 0.2 \times 0.50 \times 0.65 \times \Lambda \times \left\{1 - \exp\left(-\frac{d}{\Lambda\cos\theta}\right)\right\} \\ &\approx 5000 \times \sin^2\theta_c \times \Lambda \times \left\{1 - \exp\left(-\frac{d}{\Lambda\cos\theta}\right)\right\} \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

ここで、 $\frac{d}{\cos\theta}$ の θ は輻射体に対するトラックの入射角度である。いま、上流 Aerogel を屈折率 $n_1=1.045$ 、透過長 $\Lambda_1=45\text{mm}$ 、厚さ $d_1=20\text{mm}$ 、下流 Aerogel を屈折率 $n_2=1.055$ 、透過長 $\Lambda_2=35\text{mm}$ 、厚さ $d_2=20\text{mm}$ 、トラック入射角 $\theta=0.4\text{rad}$ 、上流チェレンコフ角 $\theta_{C1}=0.294\text{rad}$ 、下流チェレンコフ角 $\theta_{C2}=0.324\text{rad}$ (トラック運動量 $6.8\text{GeV}/c$) として考える。すると、

$$N_1 = 7.2$$

$$N_2 = 8.2$$

ただし、上流 Aerogel から放出された光子は、下流 Aerogel も通過するので、 $N = N_0 \exp\left(-\frac{x}{\Lambda}\right)$ に従って減少する。すなわち、上流 + 下流の光子数 N は、

$$N = N_1 \exp\left(-\frac{d_2[\text{mm}]}{\Lambda_2 \cos\theta[\text{mm}]}\right) + N_2 \quad (\text{C.8})$$

したがって、予想される検出光子数の概算値 $N_{exp} = 12.1 \pm 3.5$ を得た。¹電子の場合も $6.8 \text{ GeV}/c$ においてはチェレンコフ角が μ 粒子のものとほとんど等しくなるため、同様の結果を得る。

¹誤差は統計誤差

付録D Phase2運転時における ARICH稼働状況と新冷却シ ステム

以下に簡単な ARICH 検出器の略歴を示す。

2017年9月 Belle II 検出器へ ARICH 検出器 インストール

2018年2月 宇宙線データ取得 開始

2018年3月 Belle II Phase2 運転 開始

2018年7月 Belle II Phase2 運転 終了

2018年9月 ARICH 検出器 アンインストール (Phase3 へ向けた改善)

2018年12月 Belle II 検出器へ ARICH 検出器 再インストール

2019年3月 Belle II Phase3 運転 開始

2019年7月 Belle II Phase3 春の運転 終了

2019年10月 Belle II Phase3 秋の運転 開始

2019年12月 Belle II Phase3 秋の運転 終了

2020年2月 Belle II Phase3 運転再開

2018年に行われた Phase2 運転では、ARICH に元々備え付けられていた冷却能力¹が不足していたことにより、図 D.1 の丸印で示す Merger Board(以下 MB) および Front End Board(以下 FEB) のコア部 (FPGA) が非常に高温²となってしまう、このまま稼働を続けると読み出し回路が壊れてしまうことが予測された。

¹パイプに冷却水を流す方法と空気(窒素)の対流による方法がある

²FEB : 40~60 °C、MB : 50~70 °Cであり、60 °Cを超えると危険レベル

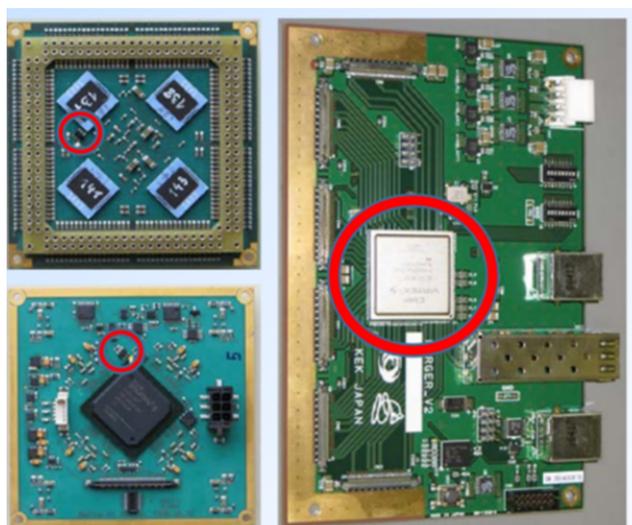


図 D.1: ASIC のコア部

そのため、図D.2に示すように部分的 (セクター 1,4,5,6 & セクター 2,3,6) に稼働していた。

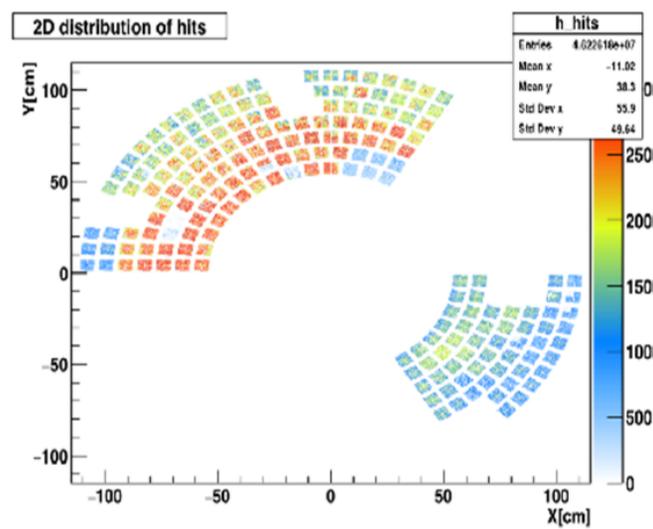


図 D.2: Phase2 稼働状況

図 D.2 はセクター 2,3,6 を稼働させたときのヒット数分布である。Phase2 運転後に ARICH をアンインストールし、新しい冷却システムを導入することによって改善が行われた。以下にその詳細を示す。図 D に ARICH の読み出し回路周辺の様子の概念図を示す。

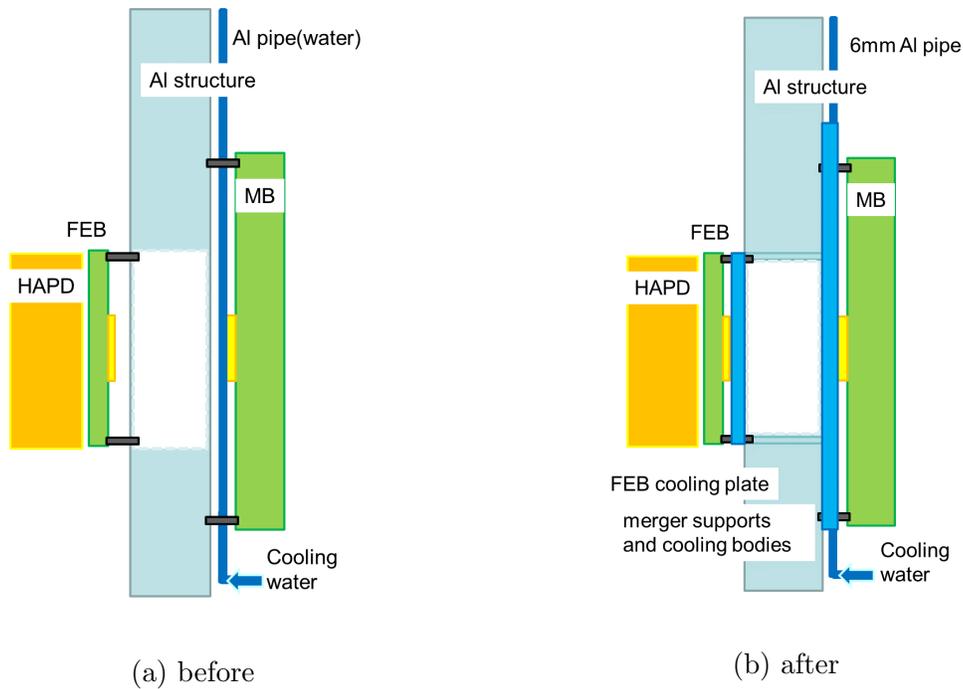
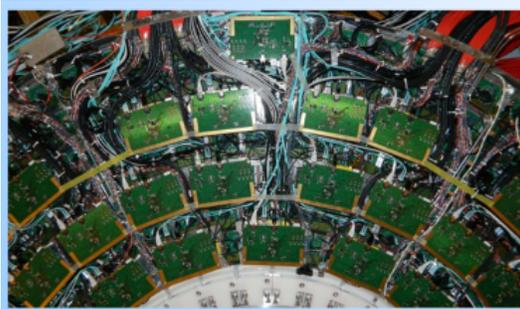


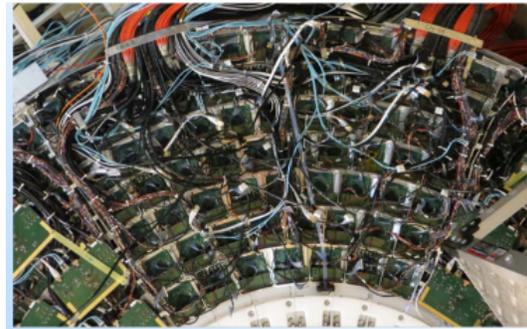
図 D.3: 読み出し回路周辺部の概念図

FEB と MB に付いている黄色の部分は冷却が必要なコア部である。HAPD の裏には 1 台 1 台に FEB が接続され、アルミニウム製の構造体に取り付けられている。一方で 5 ～6 つの FEB は MB に接続され、MB も構造体に接続されている。また、アルミニウム製の水冷パイプは MB と構造体の間にある。FEB から MB までは約 50mm である。この距離は変えることができないので、この間に新冷却システムを導入する必要がある。

まずは MB と水冷パイプを取り除く。



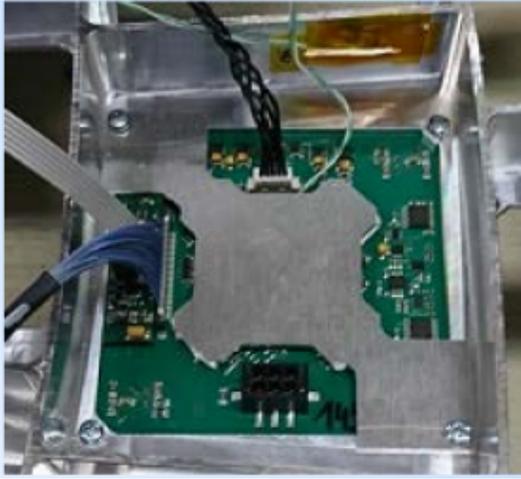
(a) MB 取り外し前



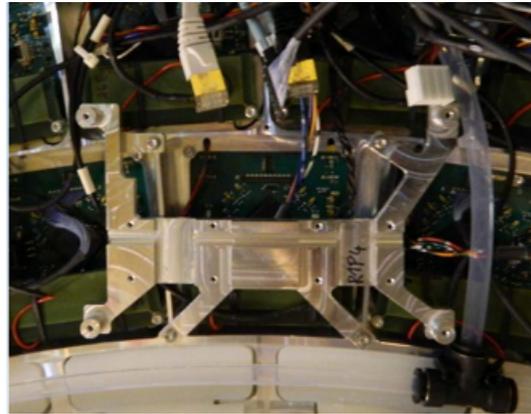
(b) MB 取り外し後

図 D.4: MB 周辺部の実際の写真

そして、FEB用冷却プレート(図D.5a)とMB用冷却サポーター(図D.5b)をそれぞれ取り付け、水冷パイプと共に構造体に取り付ける。



(a) FEB用冷却プレート



(b) MB用冷却サポーター

図 D.5: 信号読み出し回路用新冷却システム

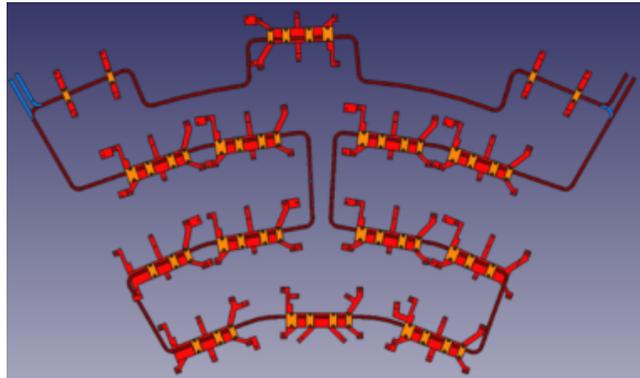


図 D.6: 新冷却システムの概念図

最後にMBを取り付ける。改修後の概念図を図D.3bに示す。導入された新冷却システムは青で示された部分である。水冷パイプと繋がっており、読み出し回路のコア部を直接冷やせる仕組みになっている。新冷却システム導入により効果的な冷却³が得られることが確認され、Phase3 運転以降では全セクターを同時に稼働できている。しかし、Phase2 運転におけるARICHの問題点は他にもあり、MBの不調とHAPDのNoisyチャンネルの存在である。図D.7にPhase2 運転時におけるMBおよびHAPDの不具合

³FEB : ~30 °C、MB : 30~50 °C

箇所を示す。緑がMBであり10/72個、赤がHAPDであり7/420台、青がAPD単位で17/1480チップ⁴である。Phase2終了後にそれぞれ調整作業が行われた。

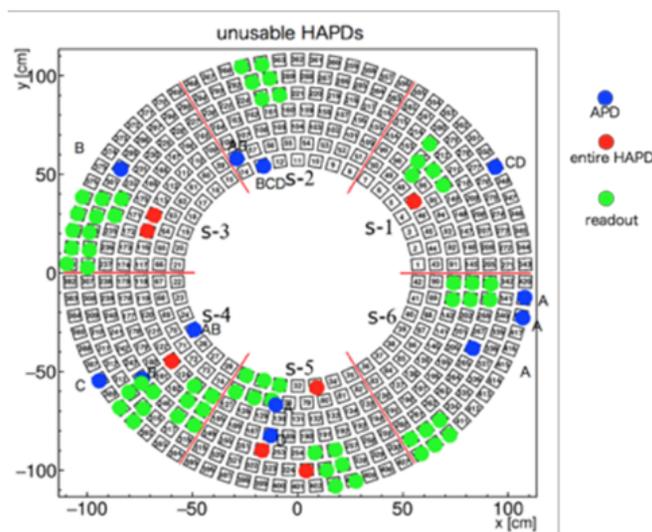


図 D.7: Phase2 運転時の信号読み出し回路不具合箇所一覧

⁴HAPD には 4 チップあり、順番に ABDC と名前が付けられている

付録E フィッティング詳細

E.1 Phase3 Bhabha イベント

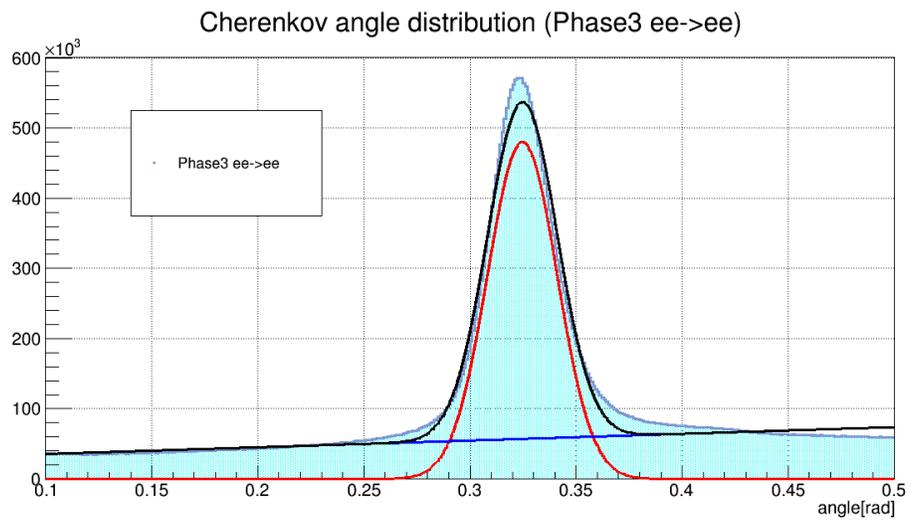


図 E.1: Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase3

Cherenkov angle distribution (Phase3 MC ee->ee)

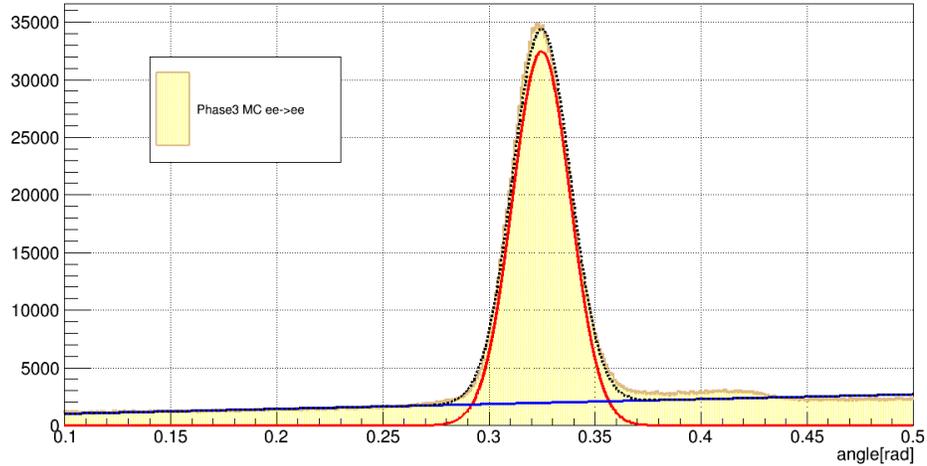


図 E.2: Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC(全エリア)

表 E.1: フィッティング結果一覧 (Phase3 Bhabha イベント)

	Phase3	MC
Tracks	1654862	114490
Entries	54149580	2354020
χ^2/ndf	4.551e+05 / 395	1.371e+04 / 395
P0	4.79628e+05±1.60520e+02	3.24547e+04±4.13496e+01
P1	3.24662e-01±4.63729e-06	3.24703e-01±1.50565e-05
P2	1.64102e-02±4.75643e-06	1.36465e-02±1.29162e-05
P3	2.59262e+04±2.91795e+01	5.84236e+02±5.24626e+00
P4	9.59018e+04±1.00234e+02	4.23627e+03±1.85026e+01

ここで、 $p_0 \sim p_2$ はガウス関数のパラメータであり、 p_3 および p_4 は一次関数のパラメータである。したがって、 $f(x) = p_0 \times \exp\left(-\frac{(x-p_1)^2}{2(p_2)^2}\right) + p_4x + p_3$

E.2 Phase2 Bhabha イベント

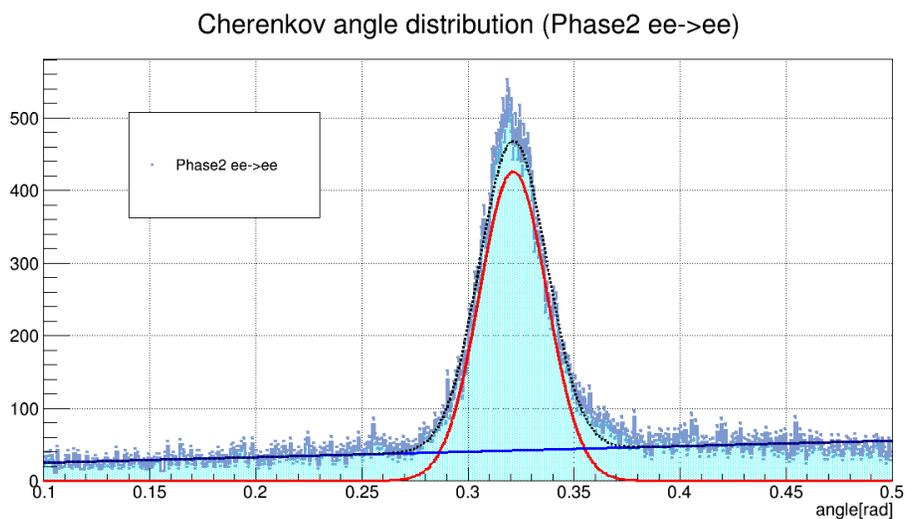


図 E.3: Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase2

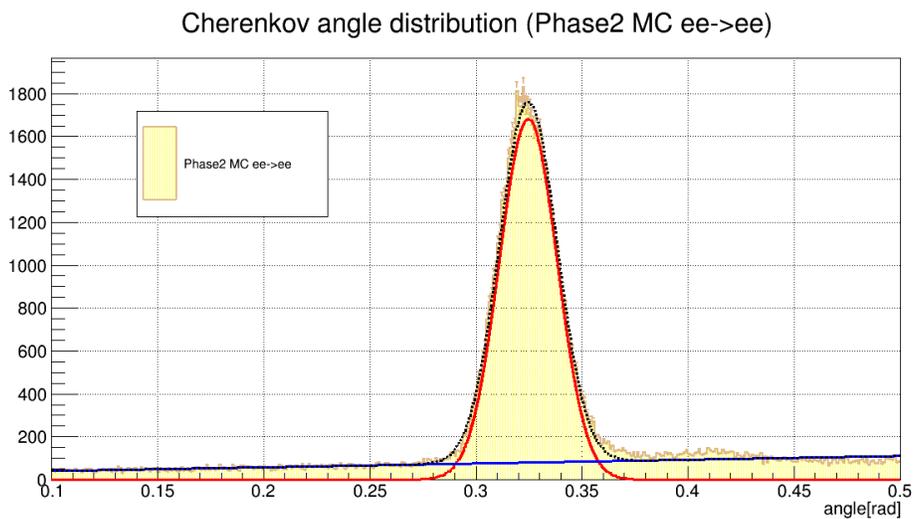


図 E.4: Bhabha イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC(Phase2 解析エリア)

表 E.2: フィッティング結果一覧 (Phase2 Bhabha イベント)

	Phase2	MC
Tracks	2146	5164
Entries	45982	110444
χ^2/ndf	1175 / 395	1203 / 395
P0	$4.25817\text{e}+02 \pm 4.80083\text{e}+00$	$1.68157\text{e}+03 \pm 9.33011\text{e}+00$
P1	$3.21299\text{e}-01 \pm 1.48216\text{e}-04$	$3.24626\text{e}-01 \pm 6.47374\text{e}-05$
P2	$1.58790\text{e}-02 \pm 1.50744\text{e}-04$	$1.36091\text{e}-02 \pm 5.47680\text{e}-05$
P3	$1.73268\text{e}+01 \pm 7.71348\text{e}-01$	$2.30812\text{e}+01 \pm 1.04866\text{e}+00$
P4	$7.60111\text{e}+01 \pm 2.66080\text{e}+00$	$1.75609\text{e}+02 \pm 3.70832\text{e}+00$

E.3 Phase3 μ 対生成イベント

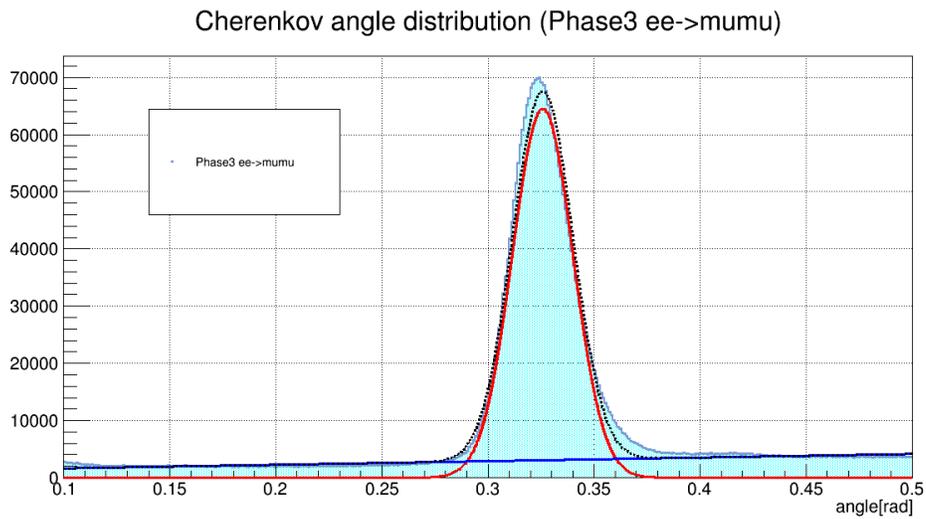


図 E.5: μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase3

Cherenkov angle distribution (Phase3 MC ee->mumu)

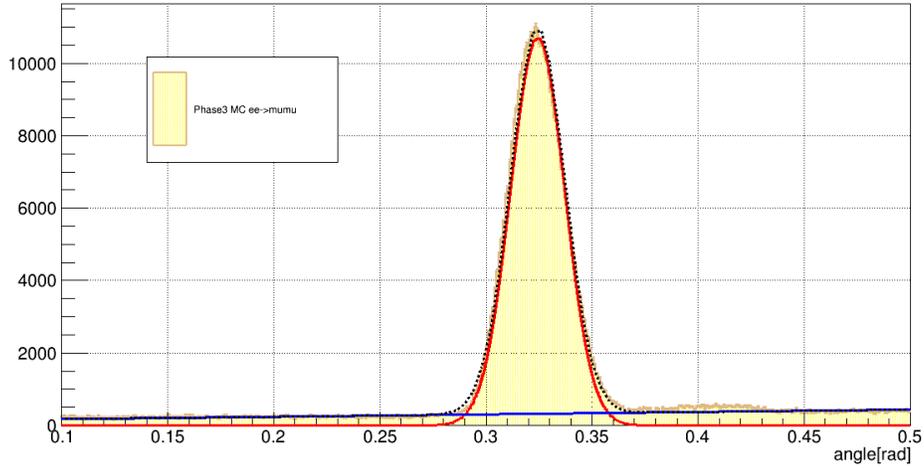


図 E.6: μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC

表 E.3: フィッティング結果一覧 (μ 対生成イベント)

	Phase3	MC
Tracks	246402	35104
Entries	4642882	586954
χ^2/ndf	4.889e+04/395	4805/395
P0	6.44663e+04±5.76530e+01	1.06901e+04±2.32725e+01
P1	3.25770e-01±1.09815e-05	3.24326e-01±2.43564e-05
P2	1.42574e-02±9.51954e-06	1.27663e-02±1.87009e-05
P3	1.00635e+03±6.85151e+00	1.06157e+02±2.21427e+00
P4	6.29452e+03±2.39863e+01	6.63093e+02±7.73077e+00

E.4 Phase3 μ 対生成イベント (トラック入射角 $< 0.55\text{rad}$)

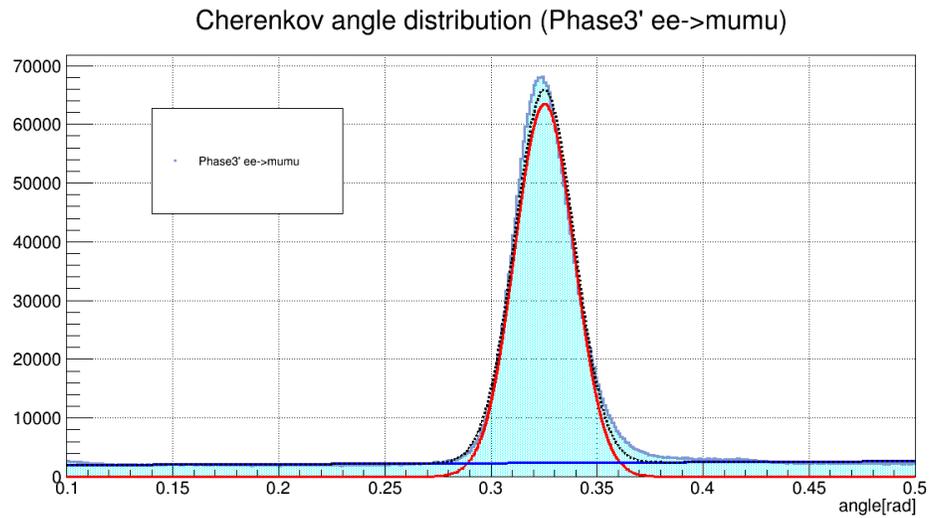


図 E.7: μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 Phase3'

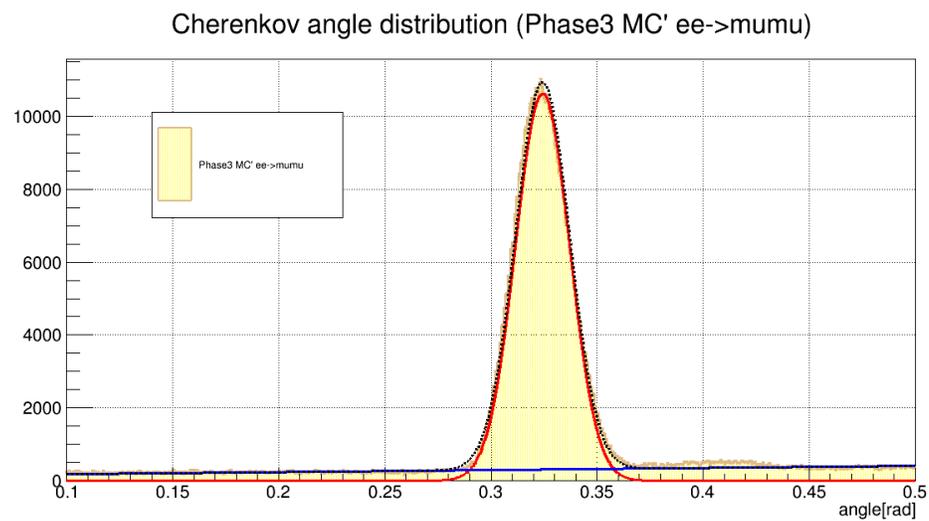


図 E.8: μ 対生成イベントにおけるチェレンコフ角度分布 MC'

表 E.4: フィッティング結果一覧 (μ 対生成イベント, トラック入射角 $< 0.55\text{rad}$)

	Phase3'	MC'
Tracks	205630	32776
Entries	4178097	576940
χ^2/ndf	3.572e+04/395	4703/395
P0	6.34515e+04 \pm 5.72347e+01	1.06262e+04 \pm 2.32032e+01
P1	3.25147e-01 \pm 1.06375e-05	3.24284e-01 \pm 2.43583e-05
P2	1.40020e-02 \pm 9.21418e-06	1.27677e-02 \pm 1.87299e-05
P3	1.80977e+03 \pm 6.48968e+00	1.22096e+02 \pm 2.19402e+00
P4	1.69180e+03 \pm 2.09655e+01	5.73910e+02 \pm 7.56396e+00

E.5 Phase3 μ 対生成イベント (ダブルガウシアン)

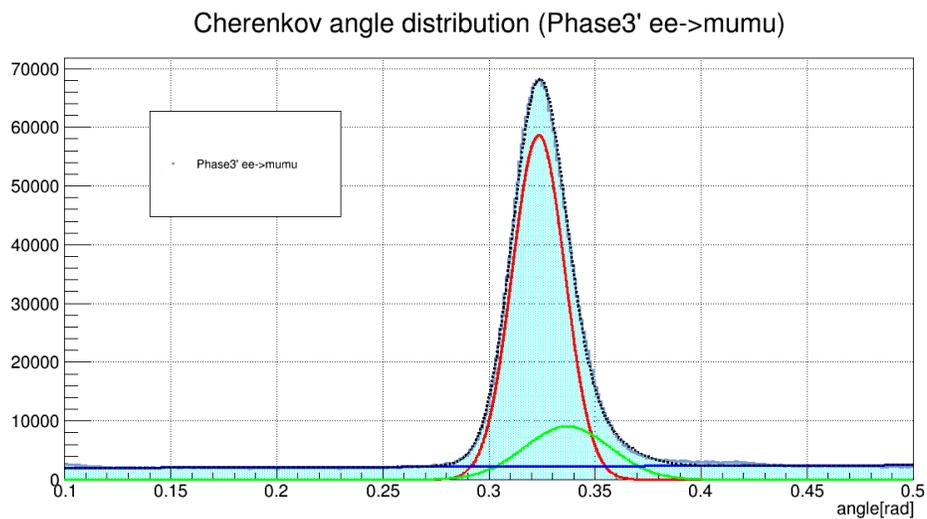


図 E.9: Phase3' 角度分布に対するダブルガウシアンフィッティング

Cherenkov angle distribution (Phase3 MC' ee->mumu)

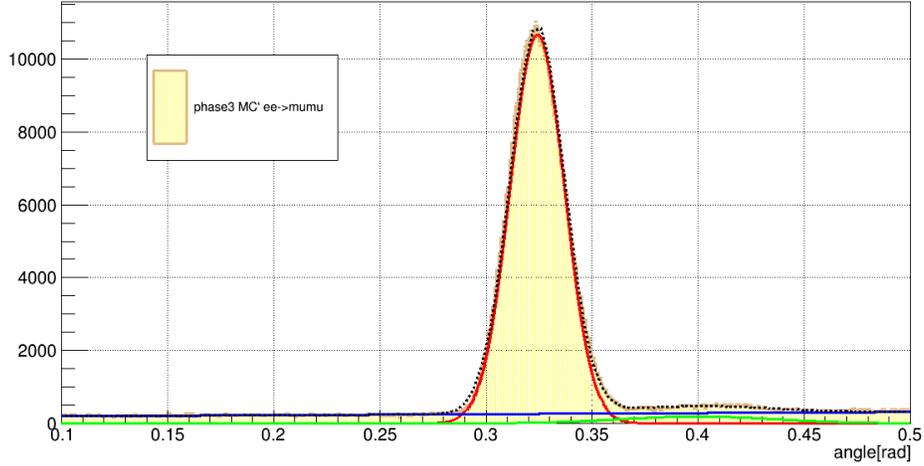


図 E.10: MC' 角度分布に対するダブルガウシアンフィッティング

表 E.5: フィッティング結果一覧 (ダブルガウシアンフィッティング)

	Phase3'	MC'
Tracks	205630	32776
Entries	4178097	576940
χ^2/ndf	9153/392	2334/392
P0	$5.86222\text{e}+04 \pm 2.50184\text{e}+02$	$1.06601\text{e}+04 \pm 2.32939\text{e}+01$
P1	$3.23357\text{e}-01 \pm 3.41909\text{e}-05$	$3.24173\text{e}-01 \pm 2.61245\text{e}-05$
P2	$1.24091\text{e}-02 \pm 3.09728\text{e}-05$	$1.27712\text{e}-02 \pm 2.02816\text{e}-05$
P3	$1.86746\text{e}+03 \pm 6.42428\text{e}+00$	$1.68852\text{e}+02 \pm 3.25566\text{e}+00$
P4	$1.24226\text{e}+03 \pm 2.15657\text{e}+01$	$2.86829\text{e}+02 \pm 1.56227\text{e}+01$
P5	$9.07466\text{e}+03 \pm 2.64481\text{e}+02$	$1.87885\text{e}+02 \pm 3.99724\text{e}+00$
P6	$3.37004\text{e}-01 \pm 2.97559\text{e}-04$	$4.00029\text{e}-01 \pm 9.21340\text{e}-04$
P7	$2.02670\text{e}-02 \pm 1.27688\text{e}-04$	$3.60651\text{e}-02 \pm 1.62156\text{e}-03$

参考文献

- [1] J. J. Aubert et al, "*Experimental Observation of a Heavy Particle J*", *Phys.Rev.Lett.* **33** (1974) 1404-.
- [2] J. -E. Augustin et al, "*Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation* ", *Phys.Rev.Lett.* **33** (1974) 1406-.
- [3] M. L. Perl et al, "*Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+e^- Annihilation*", *Phys.Rev.Lett.* **35** (1975) 1489-.
- [4] F. Abe et al. (CDF Collaboration), "*Observation of Top Quark Production in $\bar{p} p$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab*", *Phys.Rev.Lett.* **74** (1995) 2626-.
- [5] ATLAS Collaboration , "*Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*", *Phys.Rev.Lett.B* **716** (2012) 1-29.
- [6] KEKnews , "世界を変えた一つの論文", (2003).
- [7] K.Kobayashi and T.Maskawa , "*CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*", *Prog.Theor.Phys.* **46** (1973) 652.
- [8] K. Abe et al.(Belle Collaboration), "*Improved measurement of CP-violation parameters $\sin 2\phi_1$ and $-\lambda$, B meson lifetimes, and $B_0 - \bar{B}_0$ mixing parameter Δm_d* ", *Phys.Rev.D* **71** (2005) 072003.
- [9] The BABAR Collaboration, "*The BABAR Detector*", *Nucl.Instr.Meth.A* **479** (2002) 1.
- [10] Belle Collaboration and BABAR Collaboration, "*The Physics of the B Factories*", (2015).
- [11] Leon M.Lederman and Devid N.Schramm 著 平田光司 清水韶光 訳, "*SCIENTIFIC AMERICAN LIBRARY 11 クォークから宇宙へ*", 株式会社 東京化学同人 (1993).
- [12] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, "*Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson*", *Phys.Rev.Lett.* **13** (1964) 138.

- [13] Ashton B. Carter and A. I. Sanda, "CP violation in B-meson decays", *Phys. Rev. D* **23** (1981) 1567.
- [14] K. Abe et al. (Belle Collaboration), "Observation of Large CP Violation in the Neutral B Meson System", *Phys.Rev.Lett.* **87** (2001) 091802.
- [15] Citation: M. Tanabashi et al, "Particle Data Group", *Phys. Rev. D* **98** (2018) 030001.
- [16] T.D.Lee and C.N.Yang, "Question of Parity Conservation in Weak Interactions", *Phys. Rev.* **104** (1956) 254.
- [17] C.S.Wu et al., "Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay", *Phys. Rev.***105** (1957) 1413.
- [18] Nicola Cabibbo, "Unitary Symmetry and Leptonic Decays", *Phys. Rev. Lett.***10** (1963) 531.
- [19] Revised by A.Ceccucci(CERN) Z.Ligeti(LBNL) and Y.Sakai(KEK), "Particle Data Group", *Phys. Rev. D* (2018).
- [20] Tetsuo Abe et al., "Achievements of KEKB", *Prog.Theor.Exp.Phys.* **3** (2013) 03A001.
- [21] T.Abe et al.(Belle II Collaboration), "Belle II Technical Design Report", *KEK Report* **1** (2010).
- [22] 森井友子 樋口岳雄, "Belle II シリコン崩壊点検出器 (SVD)", (2016).
- [23] 谷口七重, "Belle II CDC", (2014).
- [24] 鈴木一仁 居波賢二 松岡広大, "Belle II 実験 TOP カウンターのインストール完了報告", (2016).
- [25] 西田昌平, "Belle II Aerogel RICH 検出器の建設と運転", (2019).
- [26] 宮林謙吉, "Belle II 電磁カロリメータ (ECL)", (2014).
- [27] 住澤一高, "Belle II KLM", (2014).
- [28] 伊藤領介 中尾幹彦 山田悟 鈴木聡 今野智之 樋口岳雄, "Belle II 実験のデータ収集システム", (2014).
- [29] 海野裕士 岩崎義仁 中澤秀介, "Belle II 実験 トリガーシステム", (2014).
- [30] 赤井和憲 小磯晴代, "SuperKEKB 加速器", *加速器* **Vol.15 No.4** (2018) 213-220.

- [31] 飯嶋徹, "SuperKEKB/Belle II実験の物理", 加速器 **Vol.15 No.4** (2018) 221-228.
- [32] シュポルスキー著 玉木英彦 他訳, "原子物理学 I", (1966) 239-247.
- [33] 今野智之, "python steering file と解析用ファイルの出力", (2017).
- [34] K Kumericki, "Feynman Diagrams for Beginners", *physics.ed-ph* **8** (2016).
- [35] David Griffiths, "Introduction to Elementary Particles", *PHYSICS TEXTBOOK Second, Revised Edition* (2016) 200-245.
- [36] D.E.Groom(LBNL) and S.R.Klein(NSD LBNL), "Passage of Particle Through Matter", (2019) 30-31.
- [37] K.Matsuoka, "Expression of the angular dependence of the quantum efficiency for a thin multi-alkali photocathode and its optical properties", *Prog.Theor.Exp.Phys.* **12** (2018) 123H01.
- [38] A. ゾンマーフェルト著 瀬谷正男 波岡武訳, "光学", ゾンマーフェルト理論物理学講座 第4巻 (1969) 351-359.