

修士論文

Bファクトリー実験で使用する
新型光検出器の放射線耐性

東邦大学大学院 理学研究科 基礎物理学教室

6410019 森 和香奈

平成 24 年 3 月 23 日

目次

序論	1
第1章 物理学的背景	3
1.1 CP 対称性	3
1.1.1 小林・益川理論と Unitarity Triangle	4
1.1.2 B 中間子系における CP 対称性の破れ	7
1.2 B-Factory 実験	10
1.2.1 Belle 実験とその成果	11
1.3 Belle II 実験	14
1.3.1 Belle II 実験の目指す物理	14
1.3.2 Super KEKB	18
1.3.3 Belle II 測定器	22
第2章 Aerogel RICH 検出器	24
2.1 検出原理	25
2.2 要求と構成	30
2.2.1 輻射体 Silica-Aerogel	31
2.2.2 光検出器 HAPD	33
2.2.3 読み出しシステム ASIC&FPGA	35
2.3 Aerogel RICH と放射線	38
2.3.1 Aerogel RICH と中性子線	38
2.3.2 Aerogel RICH とガンマ線	40
第3章 ガンマ線耐性試験	44
3.1 照射装置	44

3.2	試験サンプル	45
3.3	照射試験方法	47
3.4	測定方法	48
3.5	過去のガンマ線照射試験結果	50
3.6	ガンマ線耐性調査照射試験	50
3.7	ガンマ線耐性調査照射試験後測定	58
3.8	ガンマ線耐性調査照射試験まとめ	62
第 4 章	ガンマ線対策試験	64
4.1	ガンマ線損傷対策サンプル照射試験	65
4.2	ガンマ線損傷対策サンプル照射試験まとめと考察	72
第 5 章	結論	74
	謝辞	76
	付 録 A Belle 実験における CP 対称性の破れの検証方法	80
	付 録 B Belle II 測定器の副検出器	85

目 次

1.1	パリティ対称性の破れの実験	4
1.2	Unitarity Triangle	7
1.3	$B^\pm \rightarrow \pi^0 K^\pm$ 崩壊	8
1.4	$B^0 \bar{B}^0$ mixing	9
1.5	非対称エネルギーでの $B^0 - \bar{B}^0$ 生成とその後の崩壊の概念図	11
1.6	Belle 測定器概略図	12
1.7	KEKB 加速器概要図	18
1.8	主要な加速器の衝突エネルギーとルミノシティでの分類図	19
1.9	Super KEKB の完成イメージ	21
1.10	Belle II の完成イメージ	22
1.11	Belle 測定器・Belle II 測定器の断面図	23
2.1	Belle 検出器の粒子識別装置	24
2.2	チェレンコフ光の発生	25
2.3	Aerogel の屈折率と閾値運動量の関係	26
2.4	RICH の基本構成とリングイメージ検出の様子	28
2.5	RICH の構成による分類	29
2.6	輻射体の枚数と Cherenkov 放射	30
2.7	Silica-Aerogel 内部構造	31
2.8	Silica-Aerogel	32
2.9	HAPD の外観と寸法	33
2.10	HAPD の動作原理	34
2.11	Belle II 測定器の衝突点付近の断面図	36
2.12	HAPD 専用読み出しシステムの構成	37
2.13	中性子発生イメージ	38

2.14	中性子による Frenke 欠損	39
2.15	ガンマ線量の見積もり	41
3.1	名古屋大学 ^{60}Co 照射室	45
3.2	HAPD・角型 APD・1chAPD	46
3.3	角型 APD 断面図	46
3.4	ガンマ線強度変化試験結果	53
3.5	線量積算試験結果	54
3.6	Gain で割った P+薄膜 B タイプの照射中上昇電流	54
3.7	P+層薄型の受光面膜による照射中上昇電流の違い (1chAPD)	55
3.8	1chAPD 線量積算試験中の照射中電流	56
3.9	線量積算試験中に行った Bias スキャン結果	56
3.10	積算線量と急激な電流上昇	57
3.11	高積算線量での電流上昇	58
3.12	ガンマ線照射前後の Gain 変化	59
3.13	ガンマ線照射後の Bias スキャン結果	59
3.14	ガンマ線照射前後の Noise 変化	60
3.15	急激な電流上昇時の信号	61
3.16	ガンマ線照射前後の発光検査結果	62
4.1	周辺部ブレイクダウン発生原理の仮説	64
4.2	ブレイクダウン電圧の低下と積算線量	67
4.3	ガンマ線照射後時間経過とブレイクダウン電圧の回復	67
4.4	HAPD 化用膜に関する線量積算試験結果	68
4.5	HAPD 化用膜に関する線量積算試験結果 (拡大図)	69
4.6	アルカリコーティングによる個体差の例	69
4.7	アルカリコーティング付きサンプル照射前後測定	70
4.8	角型 APD ガード電極無の ch 分離不良	71
4.9	角型 APD ガード電極無のガンマ線照射前後 Noise 測定結果	72
A.1	$B^\pm \rightarrow \pi^0 K^\pm$ 崩壊	81

A.2	B^0 と \bar{B}^0 の崩壊の流れ	81
A.3	Belle 実験で得られた CP 非対称度	82
A.4	Belle と BaBar による $\sin 2\phi_1$ の値とその世界平均	83
A.5	実験データより制限された CKM パラメータ $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ のフィット図	84
B.1	Belle II の完成イメージ	85
B.2	PXD・SVD イメージ図	86
B.3	PXD イメージ図・DEPFET 構造図	87
B.4	SVD 完成イメージ	87
B.5	CDC を通過する荷電粒子別の運動量とエネルギー損失 dE/dx の関係	88
B.6	アップグレード前後の CDC 断面図	89
B.7	DRIC 原理図・TOP 概念図	90
B.8	TOP モジュール	91
B.9	Aerogel RICH 設計図	92
B.10	Aerogel RICH 完成イメージ	93
B.11	ECL 設計図・概念図	94
B.12	Belle II) 測定器断面図と KLM	95
B.13	RPC2 層構造の Super Layer	96
B.14	KLM 構造図	96

表目次

1.1	Unitarity Triangle のパラメータと観測事象	7
1.2	Unitarity Triangle の角度、辺の観測モード	14
1.3	Belle II の主な観測量に対する Belle II と Belle の感度の比較 [8]	17
1.4	KEKB と Super KEKB の主なパラメータの比較	21
2.1	カウンターモジュールごとの Aerogel 屈折率	27
2.2	代表的な輻射体物質とその物性値	32
2.3	144ch マルチアノード型 HAPD の仕様	35
3.1	線源からの距離と照射レート	44
3.2	照射 1chAPD サンプル一覧	51
3.3	照射角型 APD・HAPD サンプル一覧	51
4.1	照射 1chAPD サンプル一覧	65
4.2	照射角型 APD サンプル一覧	65
B.1	Belle/Belle II CDC の比較	89
B.2	Belle II ECL の構成と性能	94

序論

今日、高エネルギー物理学では標準理論のより詳細な検証、標準理論を超える物理事象の観測を目標に数多くの実験が行われている。その中で、小林・益川モデルの検証、CP 対称性の破れの起源の探索を目標に 1998 年に Belle 実験が開始された。CP 対称性の破れとは、C(Charge) 変換と P(Parity) 変換を行った際に、その前後で物理法則が変わってしまうことを示す言葉である。鏡に映すような変換の仕方を P 変換、電荷が反転するような変換を C 変換といい、C 変換を行うと粒子と反粒子が変換される。実験的に CP 対称性の破れが最初に観測されたのは、1964 年にクローニン、フィッチらによって行われた、K 中間子の弱い相互作用による崩壊過程の実験においてである。この CP 対称性の破れを標準理論の範囲で説明に成功したのが小林誠と益川敏英の 2 人である。二人が発表した小林・益川理論では、当時 3 種類しか知られていなかったクォークが少なくとも 6 種類あれば対称性の破れを説明できると示した。小林・益川理論によると、CP 対称性の破れは B 中間子で K 中間子よりさらに大きく発現すると予測される。そこで Belle 実験は、電子・陽電子衝突型加速器 (KEKB) を用いて、B 中間子・反 B 中間子を大量に生成し、それらの崩壊現象を詳細に観測することから CP 対称性の破れの観測を目指した。Belle 実験は 2001 年夏に $B^0 \rightarrow J/\Psi K_s$ への崩壊過程において CP 対称性の破れを発見し、現在までの解析の結果からその CP 非対称精度は標準理論から予測される値ときわめてよく一致した。標準理論において小林・益川理論の導入による CP 対称性の破れの説明の正しさが示されたといえる。また、Belle 実験では $B \rightarrow \pi\pi$ やペンギン崩壊などの稀有な崩壊事象も観測された。しかし、Belle 実験の加速器・測定器の統計精度では、稀崩壊の精密な測定が困難だった。そこで 2010 年の Belle 実験終了後、後継実験として Belle II 実験が計画されている。小林・益川理論の詳細な検証や、稀崩壊の精密測定、標準理論を超える新しい物理の探索を展望に Belle 実験では加速器及び検出器のアップグレードが行われる。

B 中間子の稀崩壊事象や崩壊前の B 中間子のフレーバーの同定のためには、K 中間子と π 中間子の粒子識別が非常に重要である。Belle 検出器の Aerogel Cherenkov Counter(ACC)

検出器は輻射体の Aerogel から放出されるチェレンコフ光の有無で K 中間子と π 中間子の粒子識別を行っていたが、測定器前方 ACC の識別運動量領域は 0.5 ~2.0 GeV/c となっていて高運動量領域の識別が不可能となっていた。Belle II 実験では、高運動領域の識別を可能にするため、ACC に代わる新しい K/ π 粒子識別検出器として Aerogel-Ring Imaging Cherenkov Counter(A-RICH) 検出器の開発を進められている。A-RICH 検出器へアップグレードすることによって識別運動量領域を 4.0 GeV/c まで上げることができる。A-RICH 検出器は粒子が輻射体を通過した時に発生するチェレンコフ光をリングイメージで検出し、リングイメージの大きさから粒子識別を行う検出器で、輻射体に Aerogel、リングイメージを観測する光検出器には Hybrid Avalanche Photo Detector(HAPD)、読み出し回路には ASIC と FPGA を併用している。HAPD は「十分な有感面積」「位置分解能」「単光子検出」「1.5 T の磁場で動作」「放射線耐性」などの要求を満たすデバイスとして浜松ホトニクス (株) と共同開発を行っている、真空管と 4.9 mm×4.9 mm の APD ピクセルを 144 ch 持つ新型のマルチアノード型の光検出器である。

本研究では、HAPD のガンマ線耐性について調査を行った。A-RICH 検出器が影響を受けると予想される放射線はガンマ線と中性子線があるが、中性子線については研究が進んでいる。まだ未検証の部分の多い、ガンマ線について、 ^{60}Co 照射施設にてガンマ線照射試験を行い、HAPD への影響を調べた。Aerogel RICH 検出器は Belle II 実験 10 年間の稼働予定期間中に最大で 1000Gy 程度の積算ガンマ線量を受けると予想されている。本研究では 10 年間使用しても S/N \sim 7 以上での一光子検出能力を保持できるガンマ線耐性を持った HAPD 開発を目標に HAPD で特にガンマ線の影響を受けると考えられている APD 部についてガンマ線耐性の評価を行った。半導体がガンマ線によって受ける影響は、表面的で余り問題にならないといわれていた。しかし本照射実験により HAPD はガンマ線によって強く影響を受けた。これは半導体そのものではなく、HAPD を作成するために APD 表面に形成された保護膜に原因があることが分かった。そこで複数種類の表面膜を調べることで、影響の主原因となる膜を特定した。影響の少ない膜を用いることで、Belle II 実験で 10 年間使用可能なガンマ線耐性を持った HAPD の作成が期待できる。

第1章 物理学背景

1.1 CP 対称性

1956 年までパリティ保存はエネルギー保存の法則や運動量保存の法則とともに、いかなる反応においても破れないと信じられていた。しかし、1956 年に李 (リー) 政道と楊 (ヤン) 振寧は分光学的な研究から、原子・分子のエネルギー準位にはパリティの異なる状態が振幅に 10^{-5} 程度までなら混ざっている可能性があることを示した。彼らは弱い相互作用は空間反転で不変でないと主張し、検証できる可能性のある幾つかの実験を提案した。1957 年には呉 (ウー) 健雄らが李と楊による提案を実験的に検証した。この実験は極低温に冷却した放射性同位体 ${}^{60}_{27}\text{Co}$ を磁場の中に置き、コバルト原子核の磁気モーメント、つまり、スピンを整列させ、 β 崩壊



で出てくる電子の数を測定する。この状態にパリティ変換を及ぼすと、スピンは方向を変えずに運動量のみが方向を変える。したがって、スピンと反対の方向に出てくる電子の数を測定し、先の測定と比較する。この 2 つの測定が一致していればパリティが保存されていることになる。 ${}^{60}\text{Co}$ 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。そこに外部から磁場をかけて ${}^{60}\text{Co}$ のスピンを揃える。十分に冷却したのち、コイルを外してアントラセン結晶を測定器として電子の頻度を測定する。次にスピンの向きを反転させて同じ測定をする。この実験結果は図 1.1 となった。測定開始直後で最大の差を示し、時間が経って試料が温かくなるにつれて差がなくなることが確認された。これによって弱い相互作用がパリティ対称性を破ることを明確に証明した [1]。

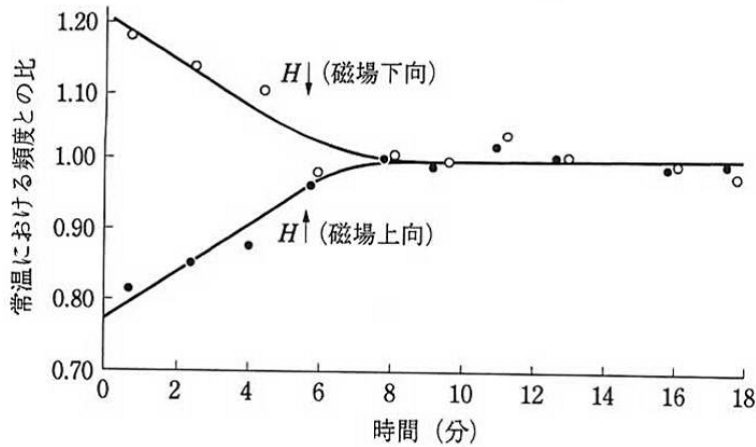


図 1.1: 偏極 ^{60}Co における放出電子の頻度

CP 対称性はパリティ対称性の破れを受け、1957年に Lev Davidovich Landau によって提唱された。しかし 1964年に James Watson Cronin, Val Logsdon Fitch らによって行われた、K 中間子の弱い相互作用による崩壊過程の実験において CP 対称性の破れが観測された。中性 K 中間子 (K^0) には K_L と K_S が存在し、それぞれ $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ($CP = -1$ の固有状態)、 $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ ($CP = +1$ の固有状態) に崩壊することが当時知られていたが、新たに $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ という $CP = +1$ の固有状態への崩壊が確認され、CP 対称性が破れていることが発見された [2]。CP 対称性の破れを説明するためにさまざまな模型が提案され、1973年にそれまでの観測結果とは矛盾せず標準理論の範囲で CP 対称性の破れの理論的な説明に成功したのが小林誠と益川敏英の 2 人である。小林・益川理論では、当時 3 種類しか知られていなかったクォークが少なくとも 6 種類あれば対称性の破れを説明できるとした [3]。

1.1.1 小林・益川理論と Unitarity Triangle

小林・益川理論は、u,s,d の 3 種類のクォークしか存在せず、世代の概念も無かった時代に 3 世代 6 種類以上のクォークの存在を予言し、クォークが 6 種類以上あれば自然に CP 対称性の破れが導出できることを指摘した。小林・益川理論では世代数が 3 以上であることを要求しているが、3 でなければならぬという制限はない。しかし、現在確認されているクォークの世代数が 3 までであることから、世代数は 3 であるとして話を進める。

小林・益川理論によると電荷 $+2/3$ を持つアップ (u)、チャーム (c)、トップ (t) の3つのアップ型クォークと、電荷 $-1/3$ を持つダウン (d)、ストレンジ (s)、ボトム (b) の3つのダウン型クォークの合計6個のクォークが存在する。アップ型クォークとダウン型クォークを対として (u,d) を第1世代、(c,s) を第2世代、(t,b) を第3世代と呼ぶ。弱い相互作用を通して世代を超えて異なるクォークに遷移する。この世代間混合を表す行列は式 1.2 のように示される。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

d', s', b' は弱い相互作用の固有状態であり、 d, s, b は質量の固有状態である。そしてこの2つの固有状態を結び付けている 3×3 の行列 V_{CKM} は Cabibbo-Kobayashi-Masukawa (CKM) 行列と呼ばれる。例えば V_{ub} は b クォークから u クォーク (または \bar{u} クォークから \bar{b} クォーク) への遷移振幅、複素共役 V_{ub}^* は逆過程の遷移振幅にかかる係数となり、CKM 行列の各成分が世代間遷移の遷移振幅の係数に対応している。小林・益川理論において CP 対称性の破れは CKM 行列が位相因子を持つことにより説明される。

ここで、クォークが3世代存在すると位相因子が導入される理由を述べることにする。世代間の混合はユニタリ行列として表現でき、 $N \times N$ ユニタリ行列は一般に N^2 個の独立な行列要素を持つ。このうち $N C_2 = N(N-1)/2$ 個は実数空間の回転角で表すことができ、残りが位相角となる。しかし、 $2N$ 個のクォーク場には位相変換の自由度があり、全体に共通な1個の位相を除いた $(2N-1)$ 個の位相はクォーク場に吸収できる。この結果、残る位相の数は

$$(N-1)^2 - \frac{N(N-1)}{2} = \frac{(N-1)(N-2)}{2} \quad (1.3)$$

となる。したがって、 $N \leq 2$ の場合は混合ユニタリ行列は全て実数で書き直せるので CP 非保存効果は現れず、 $N \geq 3$ 、つまり3世代以上の場合に位相因子が存在し、CP の破れが起こり得ることになる。歴史的にはチャーム、ボトム、トップの3世代クォークが予言どおりに発見され、小林・益川モデルは検証される以前に標準理論に組み込まれるようになった。CKM 行列は3つの混合角と CP 対称性の破れを表す1つの位相角で表されるが、混合角は小さく、行列はほぼ対称的であるので、4つのパラメータ (A, λ, ρ, η) を用いる Wolfenstein

表示が使われることが多い。CKM 行列を Wolfenstein 表示で表すと、式 1.4 になる。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

各行列要素を $\lambda = \sin \theta_c$ (Cabbibo 角: θ_c) で展開している。最外非対角要素である V_{ub} と V_{td} にある複素位相が小林・益川理論による CP 対称性の破れの源である。これまでの実験によって、 $A=0.832 \pm 0.017$, $\lambda=0.2246 \pm 0.0011$, $\rho=0.130 \pm 0.018$, $\eta=0.350 \pm 0.013$ と求まっていて、CKM 行列の絶対値 $|V_{KM}|$ の各要素の値は以下のとおりである [4]。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97428 \pm 0.00015 & 0.2253 \pm 0.0007 & 0.00389^{+0.00016}_{-0.00012} \\ 0.2252 \pm 0.0007 & 0.97345^{+0.00015}_{-0.00016} & 0.0410^{+0.0011}_{-0.0007} \\ 0.00862^{+0.00026}_{-0.00020} & 0.0403^{+0.0011}_{-0.0007} & 0.999152^{+0.000030}_{-0.000045} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

本当に小林・益川理論が正しいかを確認するためには、CKM 行列の unitarity を使用する。CKM 行列からは、3 本の非斉次方程式 (対角成分同士の積を含むもの) と 6 本の斉次方程式からなる計 9 本の独立な恒等式を得ることができる。本質的にはどの unitarity 恒等式も同等であるが、物理的な目的から複素位相 δ_{13} を有する要素を含みつつ、CP 対称性の破れが大きく観測されることが予想できる B 中間子系での観測を前提としているので、 b を含んで大きな値をとる要素の組み合わせを選ぶと以下の恒等式が適切であることが分かる。

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0 \quad (1.6)$$

左辺のそれぞれの項 V^*V は、Wolfenstein パラメータ (ρ, η) による複素平面上のベクトルとして表現することができ、3 個のベクトル和を表す式と同値である。したがって、ベクトル式 (1.6) どおりに三角形を描いてみると図 1.2 のようになる。このような三角形は Unitarity Triangle と呼ばれ、各辺・角度の大きさを精密に測定することで小林・益川理論における CP 対称性の破れを検証することになる。

この Unitarity Triangle は B 中間子の測定から得られる物理量を表現するのにとても便利なものであり、B 中間子の寿命、 B^0 - \bar{B}^0 混合、B 中間子崩壊の分岐比、そして CP 非保存の測定から 3 辺の長さとして 3 つの角度を決めることができる。3 つの内角は CKM 行列の各要素を用いて

$$\phi_1 \equiv \arg \left(-\frac{V_{cd} V_{cb}^*}{V_{td} V_{tb}^*} \right), \quad \phi_2 \equiv \arg \left(-\frac{V_{td} V_{tb}^*}{V_{ud} V_{ub}^*} \right), \quad \phi_3 \equiv \arg \left(-\frac{V_{ud} V_{ub}^*}{V_{cd} V_{cb}^*} \right) \quad (1.7)$$

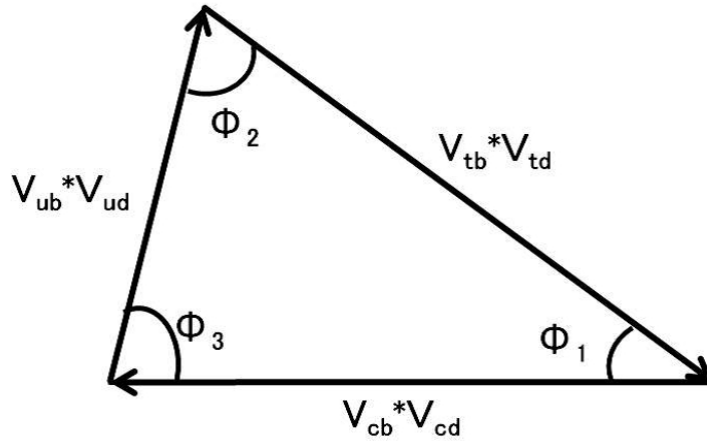


図 1.2: (1.6) より描かれる Unitarity Triangle

と表わされ、この三角形がつぶれてなく、閉じていれば小林・益川理論が正しい事が証明できる。以下の表 1.1 に Unitarity Triangle の精密測定に重要である B 中間子の崩壊モードを示す [5]。

表 1.1: Unitarity Triangle のパラメータと観測事象 [6]

パラメータ	観測事象
$V_{ub}^* V_{ud}$	$ V_{ud} $:known, $ V_{ub} $: $b \rightarrow u l \nu_l$
$V_{cb}^* V_{cd}$	$ V_{cd} $:known, $ V_{cb} $: $b \rightarrow c l \nu_l$
$V_{tb}^* V_{td}$	B^0 - \bar{B}^0 mixing
ϕ_1	ICPV: $B^0(t) \rightarrow J/\Psi K_S$ and $\bar{B}^0(t) \rightarrow J/\Psi K_S$
ϕ_2	ICPV: $B^0(t) \rightarrow \pi^0 \pi^0$ or $\pi^+ \pi^-$ and $\bar{B}^0(t) \rightarrow \pi^0 \pi^0$ or $\pi^+ \pi^-$
ϕ_3	DCPV: $B^\pm \rightarrow (D^0, D^0, D_{CP}) K^\pm$ or $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow (D^0, D^0, D_{CP}) K_s$

ICPV : Indirect CP Violation

DCPV : Direct CP Violation

1.1.2 B 中間子系における CP 対称性の破れ

ここで B 中間子系に注目した CP 対称性の破れについてももう少し詳しく説明する。

CP 対称性の破れには直接的 CP 対称性の破れと B^0 - \bar{B}^0 混合によって生じる間接的 CP 対称性の破れが観測される。以下にこの2つの CP 対称性の破れについて記述する。

- 直接的 CP 対称性の破れ (DCPV : Direct CP Violation)

直接的 CP 対称性の破れは、粒子 A において事象がおこる確率を $\Gamma(A)$ 、この事象を CP 変換して得られる事象がおこる確率を $\Gamma(\bar{A})$ と表す時、

$$\Gamma(A) \neq \Gamma(\bar{A}) \tag{1.8}$$

となる事象を観測することで確認される。

具体的な例として、 $B^\pm \rightarrow \pi^0 K^\pm$ を考える。この反応は図 1.3 のようなツリー及びペンギンダイアグラムと呼ばれる2つの崩壊モードを持つ。

このツリー及びペンギンダイアグラムの間の位相差によって B 中間子と反 B 中間子の崩壊の崩壊振幅に差が生じる。このように直接的 CP 対称性の破れでは崩壊振幅そのものが B 中間子と反 B 中間子で変化し、CP 対称性の破れが生じる。

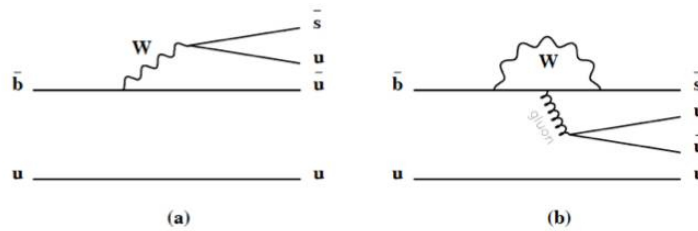


図 1.3: $B^\pm \rightarrow \pi^0 K^\pm$ 崩壊,(a)tree diagram,(b)penguin diagram

- 間接的 CP 対称性の破れ (ICPV : Indirect CP Violation)

間接的 CP 対称性の破れは B^0 と \bar{B}^0 の状態の混合によって CP 対称性の破れが生じる。この場合では図 1.4 のように B^0 中間子が \bar{B}^0 中間子に変化し、逆に \bar{B}^0 中間子が B^0 中間子に変化する $B^0 - \bar{B}^0$ 混合過程が関わっている。

この間接的 CP 対称性の破れでは直接的 CP 対称性の破れの時と異なり、崩壊振幅は粒子・反粒子では変化がなく、観測される CP 対称性の破れは時間発展として測定される。なお、粒子・反粒子の混合は $K^0 - \bar{K}^0$ 、 $D^0 - \bar{D}^0$ においても確認されており、現在観測されている K 中間子での CP 対称性の破れはこの粒子・反粒子混合によるものと考えられている。

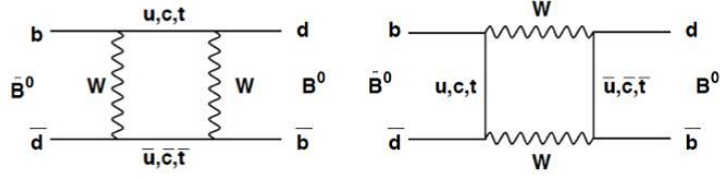


図 1.4: $B^0\bar{B}^0$ mixing

小林・益川理論によれば、 $t=0$ に純粋に B^0 , \bar{B}^0 であったものが、CP 対称性が破れているために $t=t$ にそれぞれ同じ固有状態 f_{cp} に崩壊する頻度 $\Gamma(t)$ の間に違いが生じると予想される。例えば $f_{cp} = J/\Psi K_S$ の場合、 $B^0 \rightarrow f_{cp}$ の頻度 $\Gamma(t)$ と、 $\bar{B}^0 \rightarrow f_{cp}$ の頻度 $\bar{\Gamma}(t)$ の非対称パラメータ $A(t)$ は、

$$A(t) = \frac{\bar{\Gamma} - \Gamma}{\bar{\Gamma} + \Gamma} \quad (1.9)$$

$$= -\xi_f \sin(2\phi_1) \sin(\Delta m_d)t \quad (1.10)$$

と得られる。ここで、 ξ_f は CP の固有値、 Δm_d は二つの B^0 の質量固有状態の差、 ϕ_1 は Unitarity Triangle の内角のうちの一つにあたる。

1.2 B-Factory 実験

CKM 行列において、特に b クォークに関する行列要素 (V_{tb}) が比較的大きな値になることが分かったため、 b クォークを含む B 中間子系における CP 非対称性は K 中間子系におけるそれよりも大きく破れていることが期待された。しかし中性 K 中間子系での DCPV 発見の類推から、同様に期待された中性 B 中間子系¹での DCPV は、中性 K 中間子系と同じ測定方法での実験的観測は困難であることが分かった。 K 中間子の 2 つの CP 固有状態 K_S と K_L の寿命差は 500 倍程度も違ったため正確に識別できたのに対し、B 中間子の対応する 2 つの固有状態 B_1 と B_2 はどちらもピコ秒オーダー ($\sim 10^{-12}$ s) 程度で崩壊してしまい時間差を正確に測れるほど長く存在できないため、識別することが不可能であった [7]。この事情は b クォーク自体が非常に重く ($m_b \simeq 4.2 \text{ GeV}/c^2$)、B 中間子の質量もそれに伴って重くなるため、質量幅 $\Delta\Gamma$ が大きくなることに起因している。

そこで、B 中間子系での CP 対称性の破れを観測するためには CP 固有状態 B_1 と B_2 を直接観測し比較する DCPV ではなく、mixing を通して系の時間発展を観測することで観測できる IDCPV を用いて CP 対称性の破れを検証するというアイデアが考えられた。

IDCPV では崩壊振幅そのものではなく、その時間発展 (始状態からの崩壊時間) を捉えることが重要となってくるが、そのためには B^0 と \bar{B}^0 両方の崩壊事象を精度よく観測する必要がある。そのために大量の中性 B 中間子を生成することができ、かつ B^0 と \bar{B}^0 が何らかの方法で正確に識別される必要があった。しかし前述のように、 B^0 の崩壊時間は 10^{-12} s 程度なので、静止状態で生成された B 中間子の崩壊時間を正確に測定することは不可能であった。

その困難を克服するために「非対称エネルギー衝突」という手法が考案された。それまでの衝突型加速器実験では、等しい (4 元) 運動量同士で衝突させ、衝突後の系全体がもつ総運動量を 0 の状態にする手法が一般的であったが、異なる運動量に設定して衝突させることで衝突後の系に Lorentz boost を生じさせ、観測可能なオーダーまで相対論的に崩壊時間を延ばすというものである。このような手法により非対称のエネルギーで衝突させ B 中間子系での CP 対称性の破れを観測することを目的とした電子・陽電子衝突型加速器実験を B-Factory 実験と総称している。

¹以下で扱う B 中間子は $B_d^0 = (\bar{b}d)$, $\bar{B}_d^0 = (b\bar{d})$ だが、特に断らない限り簡単に $B^0 \cdot \bar{B}^0$ と書く。

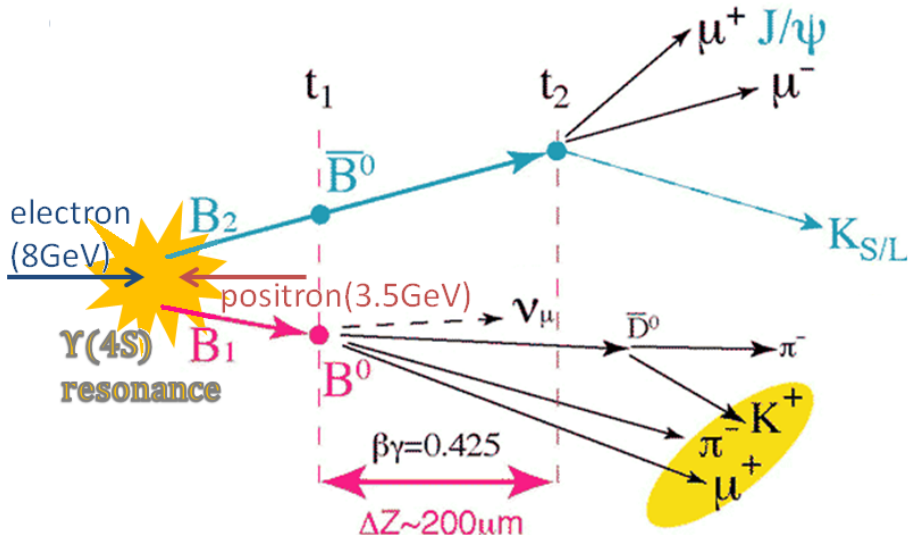


図 1.5: 非対称エネルギーでの $B^0 - \bar{B}^0$ 生成とその後の崩壊の概念図

この B-Factory 実験として計画されたのが、Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) の PEP-II 加速器による BaBar 実験と、KEK の KEKB 加速器による Belle 実験である。1990 年代後半より建設が開始され、共に 1999 年より実験を開始した。どちらもほぼ同じ原理・構造で設計され、実験開始も同時期となったことから、互いにライバルとして競争し合い実験精度を高めていった。その結果、両グループは 2001 年のほぼ同時期に CP 対称性の破れの観測を公表し、小林・益川理論の正しさを世界で初めて実験的に証明することに成功した。その成果を受け、小林・益川理論の提唱者である小林、益川両氏は 2008 年のノーベル物理学賞を授与されることとなった。BaBar 実験は先に 2008 年に実験終了となり、Belle 実験も 2010 年 6 月 30 日をもって実験終了となった。

1.2.1 Belle 実験とその成果

Belle 実験は茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において 1999 年から 2010 年までの間行われていた実験である。電子陽電子衝突型加速器である KEKB 加速器を用いて B 中間子を大量に生成し、KEKB 加速器上の衝突点に設置された Belle 検出器を用いて B 中間子の崩壊過程を精密に測定する。

KEKB 加速器は、2 つのリングを用いて電子・陽電子をそれぞれ $8.0 \text{ GeV}/c$ 、と $3.5 \text{ GeV}/c$

に加速し一点で衝突させることで、生成された B 中間子に $2.0 \text{ GeV}/c$ 程度の運動量を持たせ、生成から崩壊点を測定可能な量 (約 $200 \mu\text{m}$) にまで延ばしている。また KEKB 加速器はルミノシティ \mathcal{L} の高さを追求した加速器であり、有限交差角衝突や 3 種類 1400 台に上るリング電磁石、世界で初めて導入されたクラブ空洞等によって $\mathcal{L} = 2.1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ をというピークルミノシティ世界記録を記録した²。 $\Upsilon(4S)$ による B 中間子対の生成断面積が $\sigma_{B\bar{B}} \simeq 1 \times 10^{-33} \text{ cm}^2$ なので、1 秒間に B 中間子対を 20 程度生成できることを意味する。ルミノシティ については 1.3 章で詳しく説明する。

Belle 検出器は KEKB 加速器で生成された年間 1 億個以上の B 中間子の崩壊を精密に観測する。崩壊で放出されるすべての素粒子の情報を最大限に生かすために、異なる機能を持った複数の測定器が組み合わされ、高い分析力を実現している。電子・陽電子の衝突点を中心に SVD (Silicon Vertex Detector)、CDC (Central Drift Chamber)、ACC (Aerogel Cherenkov Counter)、TOF (Time Of Flight)、ECL (CsI) (CsI Electronic Calorimeter)、KLM (K_L / muon Detector) と層をなすように配置され、円筒形ソレノイド磁石で作られる 1.5T の磁場中で動作している。検出器の概略図を図 1.6 に示す。

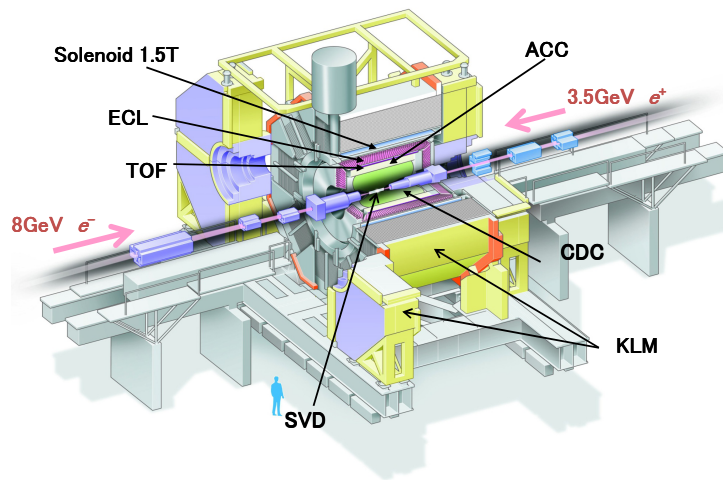


図 1.6: Belle 測定器概略図

Belle 実験は 2001 年に主目的でもあった B 中間子における CP 対称性の破れの観測に成功し、小林・益川理論の正しさを実験的に証明することに成功した³。また、そのほかに

²これは設計ルミノシティの約 2 倍に当たる。

³Belle 実験における CP 対称性の破れの検証方法については付録 A で述べる。

も X(3872) や Y(3940)、Z_b(10610)、Z_b(10650) などの従来の理論では説明できないエキゾチックハドロンと呼ばれる 10 種類以上の粒子群を発見や、D 中間子と反 D 中間子の混合の発見など多くの成果を残している。

1.3 Belle II 実験

Belle II 実験は Belle 実験の後継として計画されている B-Factory 実験である。Belle II 実験では Belle 実験からの精度向上を目指し加速器・測定器のアップグレードが行われている。ここでは Belle II 実験で期待される測定量とその理論を説明した後、Belle II 実験に向けての加速器・測定器のアップグレード内容について説明する。

1.3.1 Belle II 実験の目指す物理

Belle II で測定可能とされる観測量として代表的なものを以下で解説し、どのような理論に有効かをまとめる。Belle 実験で行われてきた Unitarity Triangle の各角度、辺の精密測定、時間依存の CP 対称性の破れの観測の更なる精密測定、これまでの精度では観測できなかった稀有な B 中間子系の崩壊事象の測定、 $\Upsilon(5S)$ モードでの $B_S^0 - \bar{B}_S^0$ 崩壊事象の観測、 c クォークや τ 粒子を含んだ崩壊事象の観測が Belle II の新たなターゲットとなる観測量である。

Unitarity Triangle の精密測定

Unitarity Triangle の角度、辺を決定するのに使用される観測モードを表 1.2 に示す。角度に関する観測モードは tree diagram が支配的であるため、新物理の関与が少ないと予想されているので標準模型の範囲内で精密測定が可能である。

表 1.2: Unitarity Triangle の角度、辺の観測モード

ϕ_1	$B \rightarrow J/\psi K^{0(*)}, D^{(*)}h^0$
ϕ_2	$B \rightarrow \pi\pi, \rho\pi, \rho\rho$
ϕ_3	$B \rightarrow DK$
$ V_{cb} $	$B \rightarrow D^{(*)}l\bar{\nu}_l$ (exclusive) $B \rightarrow X_sl\bar{\nu}_l$ (inclusive)
$ V_{ub} $	$B \rightarrow \pi l\bar{\nu}_l, \rho l\bar{\nu}_l$ (exclusive) $B \rightarrow X_ul\bar{\nu}_l$ (inclusive)
$\left \frac{V_{td}}{V_{ts}}\right ^2$	$\sim \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow \rho\gamma)}{\mathcal{B}(B \rightarrow K^*\gamma)}$ ($= \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow X_d\nu\bar{\nu})}{\mathcal{B}(B \rightarrow X_s\nu\bar{\nu})}$): inclusive)
	$(h^0 = \pi^0, \eta, \omega, \dots)$

時間依存の CP 対称性の破れ

時間依存の CP 対称性の破れに新物理が関与する場合は penguin diagram として入るため、Belle において Golden mode とされた $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ は tree diagram が支配的モードであるため、あまり有効ではない。その代わりに

$$B^0 \rightarrow \phi K_S$$

$$B^0 \rightarrow \eta' K_S$$

が loop diagram を含むため新物理に感度がある。

B 中間子の稀崩壊

上記以外の loop が関与するモードで崩壊率が非常に小さい稀なモードを観測することで、以下のような loop を介した新物理の効果を見ることができると予想される。

$$[B \rightarrow X_{s/d}\gamma]$$

$$B \rightarrow K^*\gamma, \rho\gamma, K\pi\gamma, K\pi\pi\gamma$$

$$[B \rightarrow X_{s/d}\ell^+\ell^-, B \rightarrow X_{s/d}\nu\bar{\nu}]$$

$$B \rightarrow K\ell^+\ell^-, \pi\ell^+\ell^-$$

$$B \rightarrow K^*\ell^+\ell^-, \rho\ell^+\ell^-$$

$$B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu}$$

$\Upsilon(5S)$ モードからの崩壊の測定

Belle でのメインモードであった $\Upsilon(4S)$ からは $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ までが崩壊できるが、 $\Upsilon(5S)$ ($=10.87 \text{ GeV}/c^2$) では $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ へも崩壊することが可能となる。それによって $B_s - \bar{B}_s$ 混合や $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\gamma\gamma$ といった稀崩壊の観測、 $B_s \rightarrow K^{0*}\gamma$, $\phi\gamma$ による V_{td}/V_{ts} の精度向上などが可能となる。

charm、 τ の物理

Belle II 実験では b クォーク以外のフレーバーや重レプトンの大量生成も計画している。 c クォークを含んだ D 中間子系では CP 対称性の破れの直接観測を以下のモードで観測で

きると考えられている。

$$D^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0, \phi \pi^+$$

$$D_s \rightarrow \pi^+ K^0, K^+ \pi^0$$

あるいは τ からの以下のようなモードを通して LFV の検証も期待されている。

$$\tau \rightarrow \ell \gamma, \ell_1 \ell_2 \ell_3, \ell h$$

ℓ_i は e か μ であり、 $h = \pi^0, \eta^{(\prime)}, K_S, \dots$ などである。

新しい物理への感度の向上

アップグレードを行なっている Belle II は新しい物理に対する感度の向上が期待されている。表 1.3 は Belle II 実験での主要な観測量の観測精度を Belle 実験と比較したものである。Belle II で重要となるモードの多くは B 中間子からの 2 体崩壊である。そこで重要となるのが粒子識別である。例えば B_d^0 の稀崩壊過程である $B \rightarrow \rho \gamma$ は最終的に $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$ へと崩壊するが、そのバックグラウンドモードとして $K^* \rightarrow K^+ \pi^-$ などが考えられる。つまり K^\pm と π^\pm の正確な識別が要求される。Belle II 測定器では TOP と Aerogel RICH という 2 種類の検出器によって K/π 識別を行なう予定である。本論文の主題である Aerogel RICH は Belle II 実験において非常に重要な役割を果たし、高い精度での識別が求められている。

表 1.3: Belle II の主な観測量に対する Belle II と Belle の感度の比較 [8]

観測量	Belle II	Belle
$\sin(2\phi_1)$ ($J/\psi K^0$)	0.005 – 0.012	0.025
ϕ_3 (DK)	1 – 2°	~ 31°(CKMfitter)
ϕ_2 ($\pi\pi$, $\rho\pi$, $\rho\rho$)	1 – 2°	~ 15°(CKMfitter)
$ V_{ub} $ (exclusive)	3 – 5%	~ 18%(PDG review)
$ V_{ub} $ (inclusive)	3 – 5%	~ 8%(PDG review)
$\bar{\rho}$	1.7 – 3.4%	+20% -12%
$\bar{\eta}$	0.7 – 1.7%	4.6%
$S(\phi K^0)$	0.02 – 0.03	0.17
$S(\eta' K^0)$	0.01 – 0.02	0.07
$S(K_S K_S K^0)$	0.02 – 0.03	0.20
$\mathcal{B}(B \rightarrow \tau\nu)$	3 – 4%	30%
$\mathcal{B}(B \rightarrow \mu\nu)$	5 – 6%	未測定
$\mathcal{B}(B \rightarrow D\tau\nu)$	2 – 2.5%	31%
$A_{CP}(b \rightarrow s\gamma)$	0.004 – 0.005	0.037
$A_{CP}(b \rightarrow s\gamma + d\gamma)$	0.01	0.12
$\mathcal{B}(B \rightarrow X_d\gamma)$	5 – 10%	~ 40%
$\mathcal{B}(B \rightarrow \rho\gamma)/\mathcal{B}(B \rightarrow K^*\gamma)$	3 – 4%	16%
$S(K_S\pi^0\gamma)$	0.02 – 0.03	0.24
$S(\rho^0\gamma)$	0.08 – 0.12	0.67
$\mathcal{B}(B \rightarrow X_s\ell^+\ell^-)$	4 – 6%	23%
$A^{FB}(B \rightarrow X_s\ell^+\ell^-)_{s0}$	4 – 6%	未測定
$\mathcal{B}(B \rightarrow K\nu\bar{\nu})$	16 – 20%	未測定
ϕ_D	1 – 2°	~ 20°
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\gamma)$	$2 - 8 \times 10^{-9}$	未観測, $< 5.0 \times 10^{-8}$
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\mu\mu)$	$0.2 - 1 \times 10^{-9}$	未観測, $< (2 - 4) \times 10^{-8}$
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\eta)$	$0.4 - 4 \times 10^{-9}$	未観測, $< 5.1 \times 10^{-8}$

1.3.2 Super KEKB

Belle II 実験の加速器である Super KEKB 加速器は Belle 実験と同じ KEKB トンネルを使用する予定である。図 1.7 に KEKB 加速器の概要を示す。

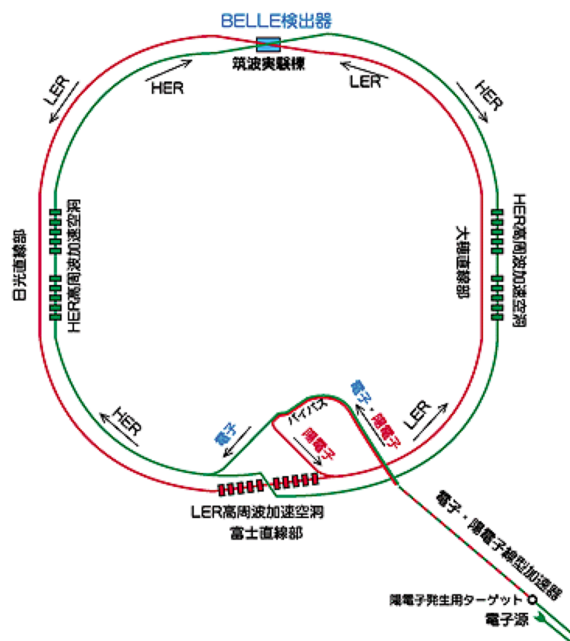


図 1.7: KEKB 加速器概要図

KEKB トンネルはリングは全周 3 km で電子蓄積リング (HER: High Energy Ring) と陽電子蓄積リング (LER: Low Energy Ring) が同一のトンネル内に設置される。線形加速器 (LINAC) から入射された電子/陽電子の衝突点 (Belle 測定器がある場所) は筑波実験棟にある。その他、日光、富士、大穂実験棟には高周波加速空洞が置かれている。加速器を特徴付ける主なパラメータは「衝突エネルギー」と「ルミノシティ」である。ルミノシティ (Luminosity: \mathcal{L}) とは、ビーム衝突型加速器において単位面積単位時間当たりの衝突頻度を示す量で以下の式

$$R = \mathcal{L}\sigma \tag{1.11}$$

で定義される“(ビーム)輝度”とも呼ばれる量である。

$R [s^{-1}]$ は対象となる事象の発生頻度、 $\sigma [cm^2]$ は反応断面積である。したがってルミノシティは $[cm^{-2}s^{-1}]$ という次元をもつ。KEKB 加速器は最終的に設計ルミノシティの約 2 倍に当たる $\mathcal{L} = 2.1 \times 10^{34} cm^{-2}s^{-1}$ を達成することができた。 $\Upsilon(4S)$ による B 中間子対の生成断面積が $\sigma_{B\bar{B}} \simeq 1 \times 10^{-33} cm^2$ なので、1 秒間に B 中間子対を 20 程度生成できることを意味する。

高エネルギー物理実験における粒子衝突型実験は、未発見の重い質量の粒子を直接生成するために衝突エネルギーをできるだけ高めて行なう「エネルギーフロンティア実験」と、エネルギー的には低いながらも崩壊事象をより多く観測し統計量を高めることで稀崩壊事象を精度よく検証しようとする「ルミノシティフロンティア実験」に大別される。前者に含まれる実験としては LHC 実験が挙げられ、Belle 実験は後者に含まれる。Belle II はこれまで以上に稀崩壊事象の統計をためることが可能なルミノシティフロンティア実験として計画されている。図 1.8 はこれまで使用されてきたものや現在開発中なども含めた主要な加速器を重心系 (CMS) での衝突エネルギー (横軸) と到達ルミノシティ (縦軸) で分類した図である。

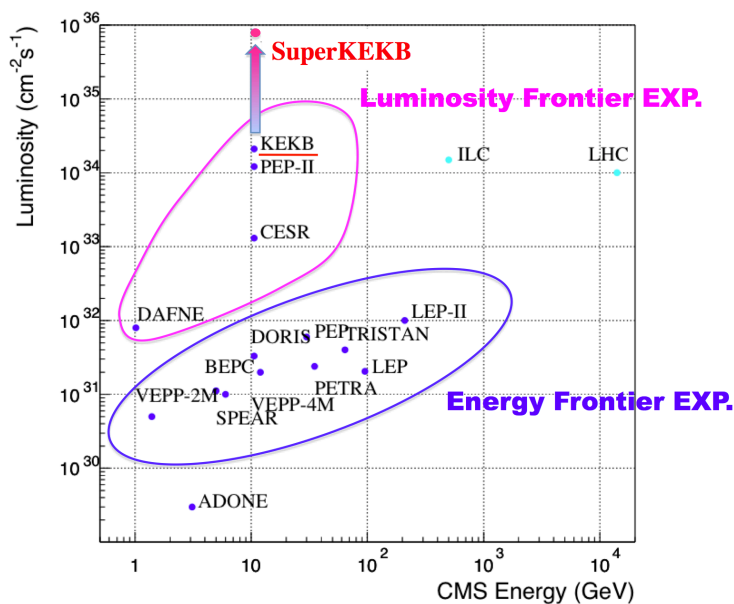


図 1.8: 主要な加速器の衝突エネルギーとルミノシティでの分類図

図 1.8 で青線で囲まれ横軸方向に広がる加速器がエネルギーフロンティア実験に属し、紫

線で囲まれた縦軸方向に広がる加速器がルミノシティフロンティア実験に属する。Super KEKB 加速器は世界最高のルミノシティを達成できる加速器として期待される。

最先端のルミノシティフロンティア実験を実現するためのアップグレードとして Super KEKB 加速器では KEKB の 40 倍となる $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ のルミノシティ達成を目指してアップグレードが進められている (図 1.9)。KEKB をアップグレードする上で重要なパラメータを明らかにするためにルミノシティ \mathcal{L} を書き直す。実際の電子・陽電子ビーム衝突に関するパラメータを使って以下のように書き直すことができる [9]。

$$\mathcal{L} \simeq \frac{\gamma_{\pm}}{2qr_e} \left(\frac{I_{\pm}\xi_{y\pm}}{\beta_{y\pm}^*} \right) \quad (1.12)$$

γ は Lorentz 因子、 q は素電荷、 r_e は古典電子半径、 I はビーム電流、 \mathcal{L} はルミノシティである。 ξ_y は Beam-beam parameter と呼ばれる量で、衝突点でビームが互いに及ぼし合う力の大きさを表す。 β_y^* はビームサイズを決める絞り込みの大きさに対応する量である。また添字にある \pm は電子 $-$ 、陽電子 $+$ を表し、それらの積であることを示す。式 1.12 よりルミノシティを向上させるには、ビーム電流 I を上げるか、 β_y^* を小さくするかなどの選択肢があることが分かる。Super KEKB では β_y^* を小さくすることに対応する「Nano-Beam 方式」を採用した。これは衝突点におけるビームサイズを小さく絞り電子・陽電子衝突を高い頻度で起こさせることでルミノシティを向上させる方式である。

Nano-Beam 方式を採用するにあたり、Touschek 効果と呼ばれるビーム中の (陽) 電子同士の衝突散乱により (陽) 電子が失われる現象の増大が見込まれている。とくにその効果は陽電子において顕著となるため、LER(陽電子ビーム) エネルギーを現行の $3.5 \text{ GeV}/c$ から $4.0 \text{ GeV}/c$ に増強することで低減する。これに伴い衝突エネルギーを保つため HER(電子ビーム) エネルギーを $8.0 \text{ GeV}/c$ から $7.0 \text{ GeV}/c$ にする。ビームエネルギーの変化による測定への影響はほぼないと考えられている。

表 1.4 に Super KEKB への主な変更点をまとめる。Nano-Beam 方式のために Super KEKB ではこれらの量を KEKB より小さくできるよう開発を行なっている。

表 1.4: KEKB と Super KEKB の主なパラメータの比較 [9]

パラメータ	KEKB	SuperKEKB
Energy [GeV/c] (LER/HER)	3.5/8.0	4.0/7.0
ξ_y	0.129/0.090	0.090/0.088
β_y^* [mm]	5.9/5.9	0.27/0.41
I [A]	1.64/1.19	3.60/2.62
\mathcal{L} [$10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	2.11	80

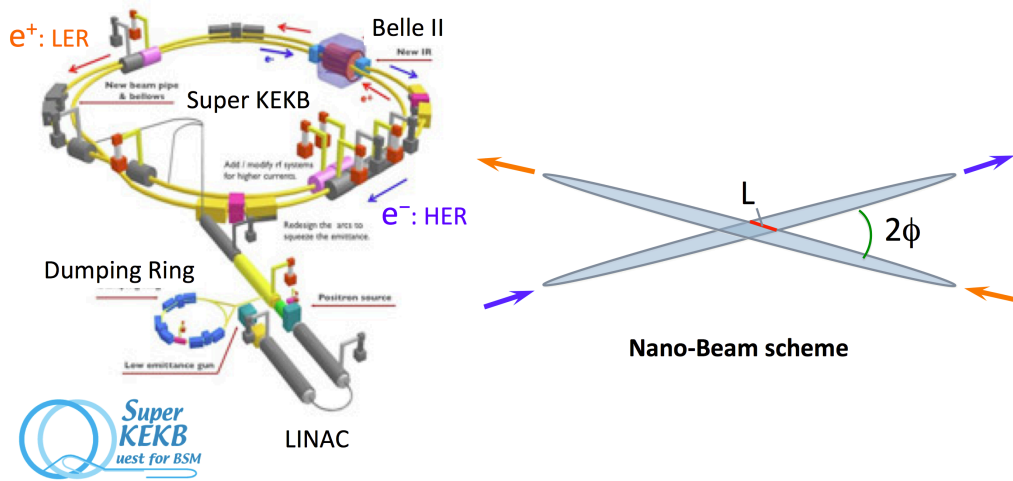


図 1.9: Super KEKB の完成イメージ

式 1.11 のルミノシティ \mathcal{L} を実験経過時間で積分した量を積分ルミノシティと呼ぶ。KEKB は 2010 年 6 月の完全終了直前に積分ルミノシティ $\int \mathcal{L} = 1\text{ab}^{-1}$ を達成したが、Super KEKB は運転開始 7 年後にはその 50 倍となる 50ab^{-1} 達成を目指している。

1.3.3 Belle II 測定器

次に Belle 測定器をアップグレードさせた Belle II 測定器について解説する。図 1.10 が完成イメージ図である。Belle II 測定器全体の大きさは $8m \times 8m \times 8m$ である。主な検出器は衝突点に近いところから PXD、SVD、CDC、TOP、Aerogel RICH、ECL、KLM である⁴。このうち SVD、CDC、ECL、KLM は Belle 測定器からさらなる性能向上を行なっている。PXD、TOP、Aerogel RICH は Belle II より採用された新型の装置となる。図 1.11 に Belle 測定器との構造を比較した断面図を示す。

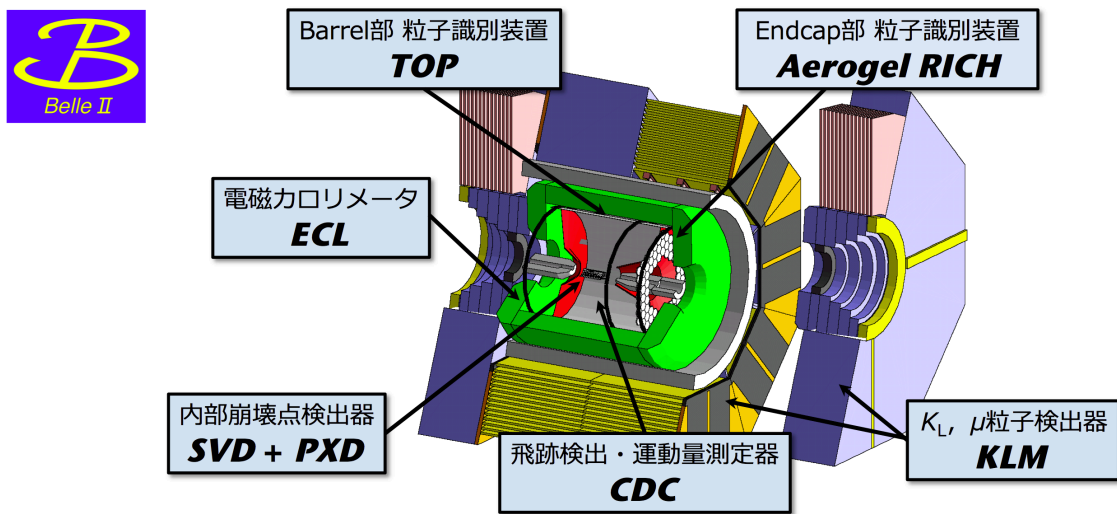


図 1.10: Belle II の完成イメージ

Belle II 測定器は大きく 2 つの領域に分けることができる。ビーム軸の同心円に沿った円筒状の領域を“Barrel 部”、その Barrel 部円筒の底面に対応する領域を“Endcap 部”と呼んでいる。とくに非対称エネルギー衝突という性質上、Endcap 部は陽電子入射側を“Forward-Endcap”、電子入射側を“Backward-Endcap”と呼び区別している。これは非対称エネルギーによって衝突後の系が Forward-Endcap 側に Lorentz boost されることに所以する。ECL、KLM などは両 Endcap 部に設置されるが、Aerogel RICH は Forward-Endcap 部にのみ設置される。以降 Forward-Endcap 部を簡単に Endcap 部と呼ぶこととする。

⁴各副検出器については付録 B で詳しく述べる

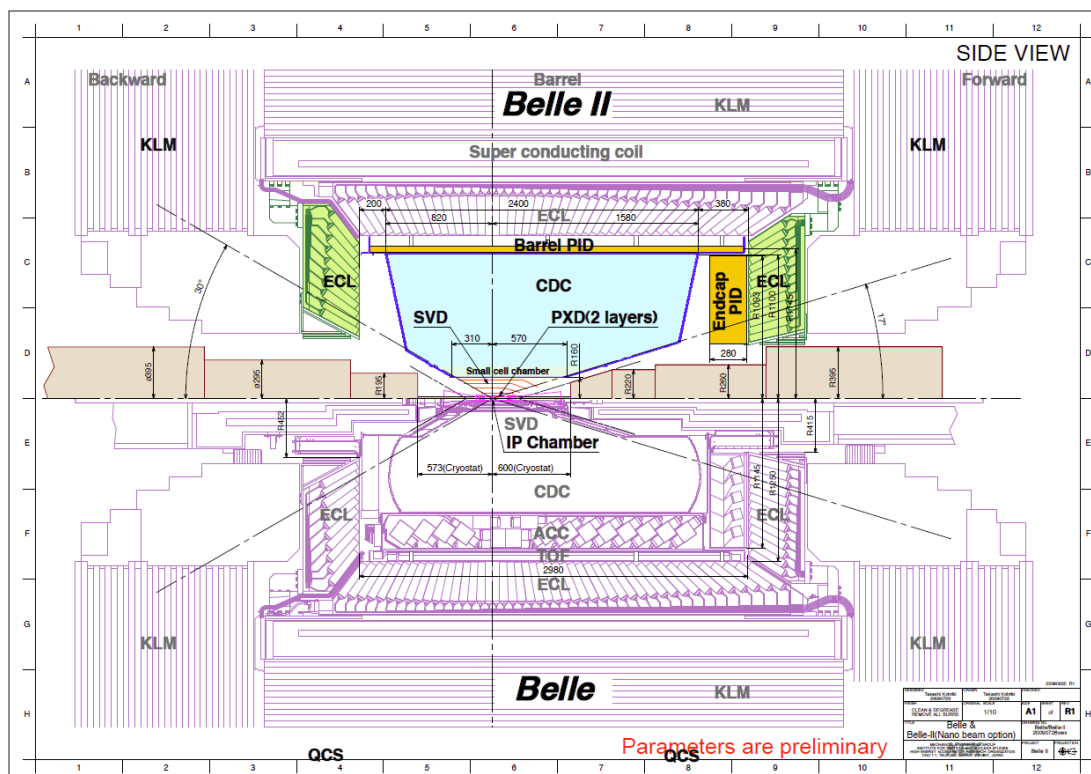


図 1.11: 下部が Belle 測定器、上部が Belle II 測定器の断面図

第2章 Aerogel RICH 検出器

Belle 測定器の K/π 粒子識別は、CDC、TOF、ACC の 3 つの副検出器によって行い、(図 2.1) 全データ量に対して 90% の K 中間子は正しく同定できたが、10% の K 中間子は誤って π 中間子と同定 (fake rate) されてしまっていた。Belle II 測定器では高精度の検出器を用いて、より高統計な測定で稀な事象の物理を捉えることを計画しており、全データ量に対して 95% の効率で K と π 粒子を検出し、fake rate を 1% 程度で K/π 粒子識別を行うことを目指している。また、Belle 測定器 endcap 部の ACC は K/π 粒子識別運動量領域が $0.5 < p < 2.0$ [GeV/c] と低運動量粒子識別に特化していた。これは、Belle 実験最大の目的である B 中間子系における ICPV 観測のためには低運動量領域でのフレーバータグが必要であり、空間的制約上 endcap 部のフレーバータグが ACC に任されていた為である。しかし Belle II では、2 体崩壊で生成された高運動量 K/π 粒子も識別が必要となる。Belle 測定器で ACC の担っていたフレーバータグの機能を保ちつつ、endcap 部の高運動量領域粒子識別が可能で空間的制約を満足できる新型粒子識別装置として Aerogel RICH を採用することとなった。我々は現在、Aerogel RICH によって Endcap 部における識別可能運動量領域を $0.5 < p < 4.0$ [GeV/c] とした上で、 4σ 以上の K/π 識別能力を達成できるように開発を進めている。

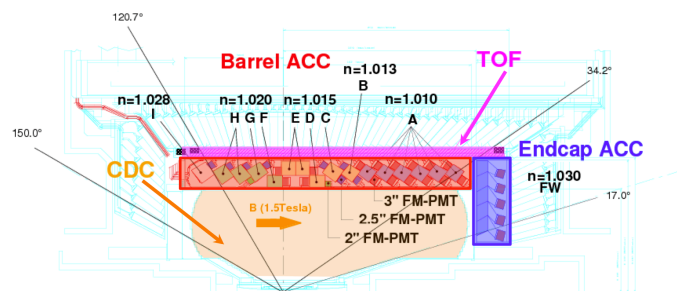


図 2.1: Belle 検出器の粒子識別装置

2.1 検出原理

Belle 実験の ACC は Aerogel を輻射体とする閾値型チェレンコフカウンターであった。物質を通過する荷電粒子の速度 v が屈折率 n の物質中での光の速度 c/n より速い場合に、粒子のエネルギーの一部がチェレンコフ光として輻射される。その原理を利用して粒子識別を行うのがチェレンコフカウンターである。図 2.2 はその様子を表したもので βc ($\beta = v/c$) は荷電粒子の速度、 n は屈折率、 θ_c は荷電粒子が通過した飛跡を軸とした時のチェレンコフ輻射の角度である。チェレンコフ光が放出される条件は

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (2.1)$$

のときで、放出角度 θ_c は

$$\theta_c = \cos^{-1} \frac{1}{n\beta} \quad (2.2)$$

となり、粒子の進行方向を軸にして円錐状に放射される。また、発生するチェレンコフ光の光子数 N はフランク・タムの式で表わされる。

$$N = 2\pi\alpha L \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\sin^2 \theta_c}{\lambda^2} d\lambda \quad (2.3)$$

ここで、 α は微細構造定数、 L は粒子が物質中を通過した距離、 λ は発生した光子の波長 [mm] である。

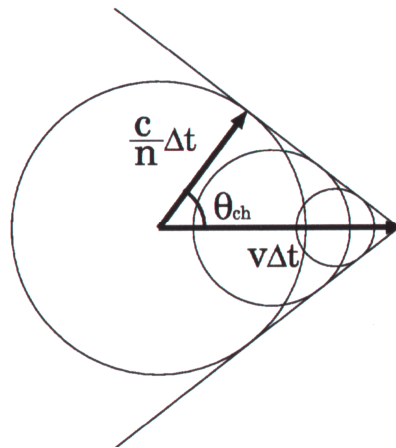


図 2.2: チェレンコフ光の発生 [10]

チェレンコフ放射が起こりえる最小の粒子速度を閾値速度 β_{th} とすると式 2.1 から

$$\beta_{th} = \frac{1}{n} \quad (2.4)$$

となり、閾値運動量 p_{th} は相対性理論における運動量 p から

$$p_{th} = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (2.5)$$

と決まる。 π 中間子、 K 中間子、陽子について閾値運動量 p_{th} と屈折率 n の関係を図 2.3 に示す。

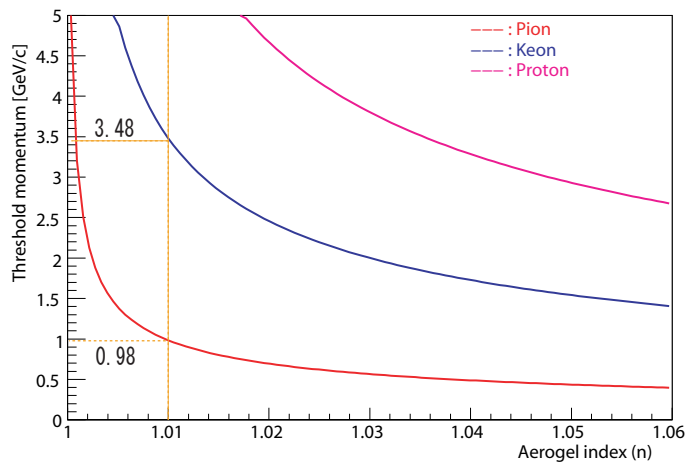


図 2.3: Aerogel の屈折率と閾値運動量の関係

たとえば屈折率 1.01 の Aerogel を輻射体とした場合、運動量 0.98 GeV/c~3.48 GeV/c の入射粒子に対しチェレンコフ光が放出された場合は π 、その逆は K というように粒子識別が可能である。Aerogel の屈折率を変えることによりチェレンコフ放射を起こす閾値運動量を決めてやることができ、粒子識別の運動量領域を決定することができる [10]。

Belle 実験の ACC は設置部等から 9 つのカウンターに分類され、それぞれのカウンターごとに Aerogel の屈折率を調整している。(表 2.1)

表 2.1: カウンターモジュールごとの Aerogel 屈折率 [11]

カウンター名称	数量	屈折率
BACC - A	360	1.010
BACC - B	60	1.013
BACC - C	60	1.013
BACC - D	60	1.015
BACC - E	120	1.015
BACC - F	60	1.020
BACC - H	120	1.020
BACC - I	60	1.028
EACC	228	1.030

これに対して Aerogel RICH は、輻射体である Aerogel を荷電粒子が通過することで発生する Cherenkov 光がつくるリングイメージからの情報によって識別を行なう。このような検出器をリングイメージング型 Cherenkov 光検出器 (Ring Imaging Cherenkov counter: RICH) という。リングイメージによって粒子識別をおこなう原理を以下に示す。Cherenkov 光放射角 θ_C と荷電粒子の質量 m の間で成り立つ以下の関係式を利用する。

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{n^2 \cos^2 \theta_C - 1} \quad (2.6)$$

ここで、 p は荷電粒子の運動量、 c は真空中の光速、 n は輻射体 (Aerogel) の屈折率である。未知数は p 、 n 、 θ_C であるが、 p は CDC から知ることができ、 n は Aerogel で調節できるため既知なので、粒子質量 m (つまり粒子の種類) は θ_C を測定すれば求められることが分かる。

したがって、RICH では積極的に Cherenkov 光を発生させ、正確に放射角を求めることが重要となってくる。ただし、リングイメージから直接放射角が得られるのではなく、リング半径と放射角の幾何学関係から求めることになるので、RICH における実際の観測量はリング半径となる。図 2.4 のように Aerogel を荷電粒子が通過する際、Cherenkov 効果により円錐形の Cherenkov 光を前方方向に放出させ、後段の光検出器でそれを 2 次元的に検出する。そこから得られたリングイメージを解析することでリング半径を求めることができる。放射角 θ_C とリング半径 r の関係は

$$\theta_C = \tan^{-1} \left(\frac{r}{L} \right) \quad (2.7)$$

となる。 L は発光点から検出点までの拡散距離である。

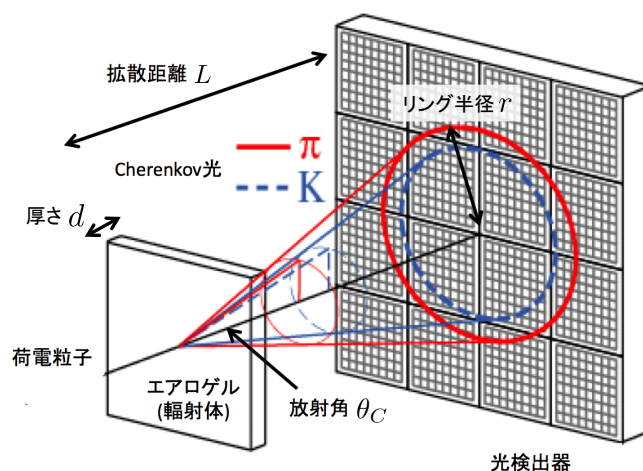


図 2.4: RICH の基本構成とリングイメージ検出の様子

次に、Aerogel RICH の構成について解説する。一般に RICH は Cherenkov 光の焦点方式によって 2 種類に分類される。図 2.5(a) はミラー焦点型といって、発生した Cherenkov 光を図のように鏡で反射させ検出面に焦点を合わせる構成である。一般に輻射体を厚くすることで発生光子量は増加するが、得られるリングイメージは太くなり正確なリング半径が得られないために角度分解能の悪化につながってしまう。ミラー焦点型では鏡の曲率を調整することで可能な限り光を絞るため、角度分解能を落とすことなく検出光子量を増やすことができる。これがミラー焦点型 RICH の長所である。しかし、構造は大きくなるため、十分な設置空間が必要である。

一方、同図 (b) は近接焦点型といって、輻射体の正面に検出器を配置し、正面でリングイメージを捉える構成となっている。鏡がなく Cherenkov 光の光路も直線であるため、ミラー焦点型とは逆に設置空間を小さく抑えることができる。しかし、角度分解能を悪化させずにリングイメージを捉えようとする、どうしても輻射体を薄くしなければならず検出光子数を低下させてしまう。

我々は設置空間を小さくしたいということから近接焦点型 RICH を採用したが、性能向上を目指すために角度分解能を落とすことなく検出光子数を増加することも必要であった。

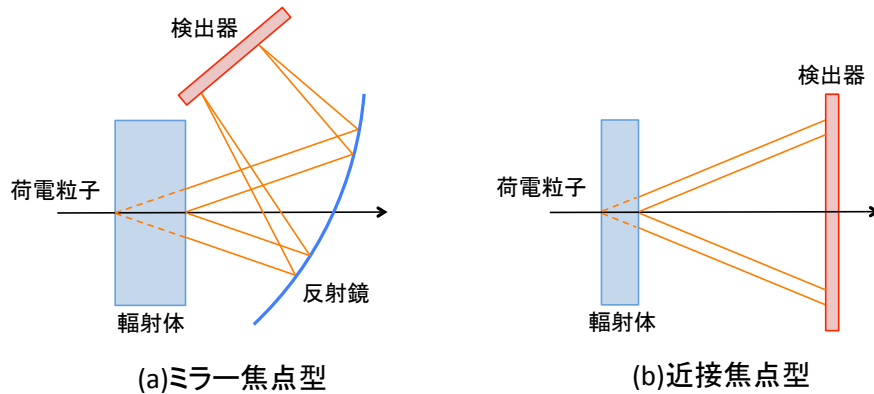


図 2.5: RICH の構成による分類 (a) ミラー焦点型 (b) 近接焦点型

1トラック (1回の荷電粒子通過) 当たりの角度分解能 σ_{track} は

$$\sigma_{\text{track}} = \frac{\sigma_{\text{single}}}{\sqrt{N_{\text{p.e.}}}} \propto \frac{1}{\sqrt{d}} \quad (2.8)$$

という関係式にしたがう。 σ_{single} は1光子当たりの角度分解能、 $N_{\text{p.e.}}$ は平均の検出光子数、 d は輻射体厚さである。厚い輻射体のほうが $N_{\text{p.e.}}$ は多くなるが、式 2.8 より1光子角度分解能自身も大きくなり悪化してしまう。これは厚くなることで輻射体内の光子放出点の不定性が大きくなるためである。輻射体の厚さは 20 mm 前後に最適値があると分かっている [12]。

厚さに制限があるなかで、検出光子数も上げるために、屈折率の異なる輻射体を複数枚組み合わせるといった方法を取り入れた。図 2.6 がその概念図である。同図 (a) が同一の屈折率をもった輻射体が1枚のとき、(b) が異なる屈折率 n_1 、 n_2 をもった2枚の輻射体のときの様子である。とくに、屈折率は $n_1 < n_2$ と設定することで、前段で発生した Cherenkov 光よりもさらに屈折させリングイメージの幅を絞ることで、角度分解能を小さくしている。また1枚の厚さを厚くしなくても枚数を重ねることで検出光子数を増やしているので、角度分解能に影響させることもない。この複層方式を用いることで、十分な K/π 識別能力を達成できるようになる。

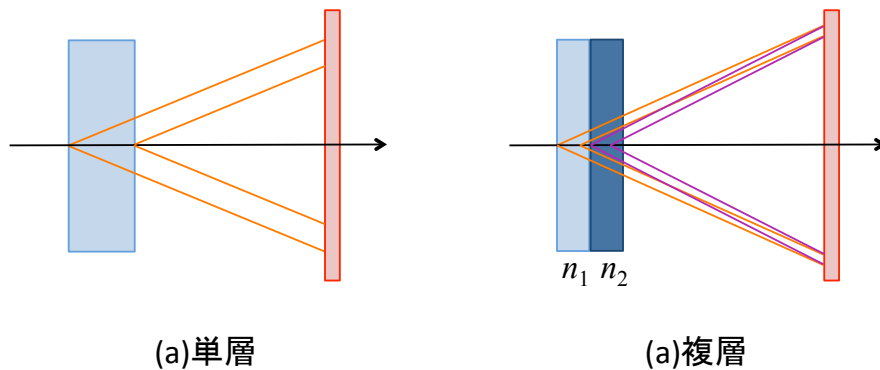


図 2.6: (a) 輻射体 1 枚での Cherenkov 放射 (b) 複層 (2 枚) での Cherenkov 放射

2.2 要求と構成

ここで、Aerogel RICH の基本構成要素とそれに要求される性能などをまとめておく。

輻射体 低運動量の粒子でも Cherenkov 発光させるために高屈折率 (> 1.05) であるとともに、検出光子数を上げるために透過長ができるだけ大きい物質であること。

拡散領域 発生した Cherenkov 光を十分な大きさのリングイメージとして検出器面に投影させるために、拡散領域を設ける。拡散距離は Aerogel 層の最背面から光検出器の検出面までを 200 mm とする。

光検出器 2 次元的にリングイメージを検出するために、光検出器は位置分解能を有し (ピクセル化)、1 光子の検出が可能、さらに 1.5 T 以上の磁場中での動作が可能であることが求められる。

読み出しシステム 高利得・低雑音の増幅機能を有すること、設置空間が非常に限られていることためコンパクトな設計であること、光検出器の多チャンネル読出しが可能なこと、Belle II のデータ収集システム (DAQ) やトリガーシステムに対応可能なことなどが求められる。

各構成要素ごとにこのような性能が求められる。我々はこの要求を満たすものとして、輻射体として Silica-Aerogel、光検出器として Hybrid Avalanche Photo Detector (HAPD)

を採用し、開発を進めている。また、ASIC と FPGA を利用した読み出しシステムも独自に開発を行なっている。以下で、これら「Silica-Aerogel」、「HAPD」、「読み出しシステム」について、少し詳しく解説していく。

2.2.1 輻射体 Silica-Aerogel

Silica-Aerogel は Belle 実験 ACC でも使用された物質で、図 2.7 のように SiO_2 のナノサイズシリカ粒子からなる物質である。

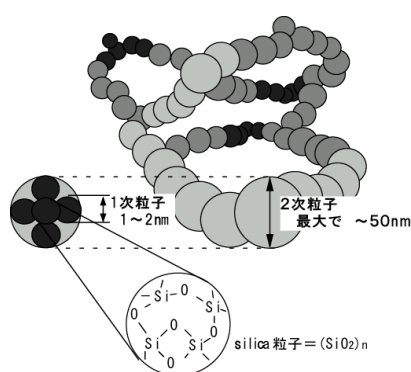


図 2.7: Silica-Aerogel 内部構造

SiO_2 が 3 次元的に配列した多孔物質で、体積の約 98% を空気が占めているような状態になっている。図にあるように粒子径が数十 nm 程度と可視光の波長 (400 ~ 700 nm) に比べ小さいため光透過性をもつ。その特殊な構造から固体でありながら低屈折率、低密度、高透明度 (高透過長) を実現することが可能となる。光学的な性質以外の Aerogel の特徴としては、 SiO_2 の 3 次元構造により低密度ながら強力な荷重特性、構造が細かく空気の対流が抑えられ (調合物質にも依るが) 高い断熱性をもつ、などが挙げられる。表 2.2 に輻射体として使用される主な物質とその物性値を記した。密度を調節することで幅広い屈折率から任意に得られることも、Aerogel の特徴の一つでもある。

高屈折率かつ高透過長というのはこれまでの製法では困難であったが「ピンホール乾燥 (Pinhole drying: PD) 法」という乾燥法を用いることで可能となった [13][14]。従来の乾燥法は「超臨界乾燥法」と呼ばれるもので、Aerogel 原料 (アルコゲル) 中の液体を高温高压下の超臨界状態の液体と置換し、常圧に戻して乾燥させる方法である。この方法により、大

表 2.2: 代表的な輻射体物質とその物性値

物質	屈折率	密度 g/cm^3	その他
Silica-Aerogel	1.007 ~ 1.2	0.0281 ~	
空気	1.00028	0.001293	25 °C, 1 atm
水	1.3428	0.99984	20 °C
ガラス	1.48 ~ 2.00	2.4 ~ 2.6	光学ガラスなど

きな収縮や変形を伴わずに乾燥させることができる。一方、PD 乾燥法とは、アルコゲルを小さな穴 (ピンホール) だけを開けた容器に封入し、ゆっくりと乾燥させる方法である。超臨界乾燥法では、アルコゲル調合時に密度 (つまり屈折率) がほぼ決定してしまうのに対し、PD 法では時間をかけて液体を蒸発させることで内部構造を破壊せずに体積を縮小させて密度を高めることで、これまで以上に屈折率を高くすることが可能となった。

実際の Silica-Aerogel を図 2.8 に示す。図 2.8 の左図は ACC で実際に使用された Aerogel (超臨界乾燥法) と PD 法によるものを並べた図である。左側が従来品、右側 (下に人の顔が見えている) が PD 法で製作したものである。右図は PD 法によって製作された Aerogel で、青みがかっているのは室内光が Aerogel 内部で Rayleigh 散乱しているためである。超臨界乾燥法では、 $n = 1.05$ 付近では透過長は 50 mm 程度が限界であったが、PD 法により $n = 1.06$ 付近で 60 mm 程度まで向上させることに成功した [13]。また、PD 法により 1.10 以上の屈折率をもった Aerogel の調合にも成功している。

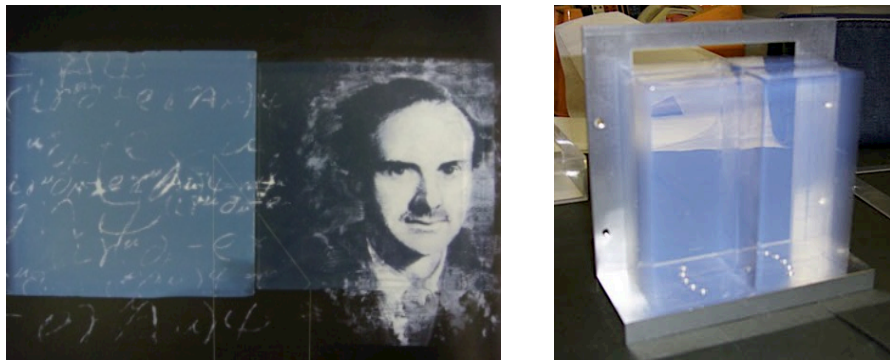


図 2.8: Silica-Aerogel

現在は、高屈折率かつ高透過長をもった Aerogel タイルの巨大化を可能とする製法や調

合比を確立するために、千葉大を中心として試作を行なっている。

2.2.2 光検出器 HAPD

Aerogel の屈折率を 1.05、荷電粒子運動量を $4 \text{ GeV}/c$ とした場合、 π 中間子と K 中間子の放射角度差は式 2.6 より、 $\theta_{\pi} - \theta_K \simeq 23 \text{ mrad}$ と計算される。この角度差による検出面上でのリング半径の差は約 5 mm となる。したがって光検出器の位置分解能は 5 mm 程度以下とすることが求められる。また前述の通り、1 光子検出が可能なこと、磁場中での動作が可能なことといった要件を満たす Aerogel RICH 用の光検出器として、我々は 144ch マルチアノード型 HAPD を採用し、浜松ホトニクス (株) と共同で開発を行なってきた。図 2.9 にその外観と寸法を示す。

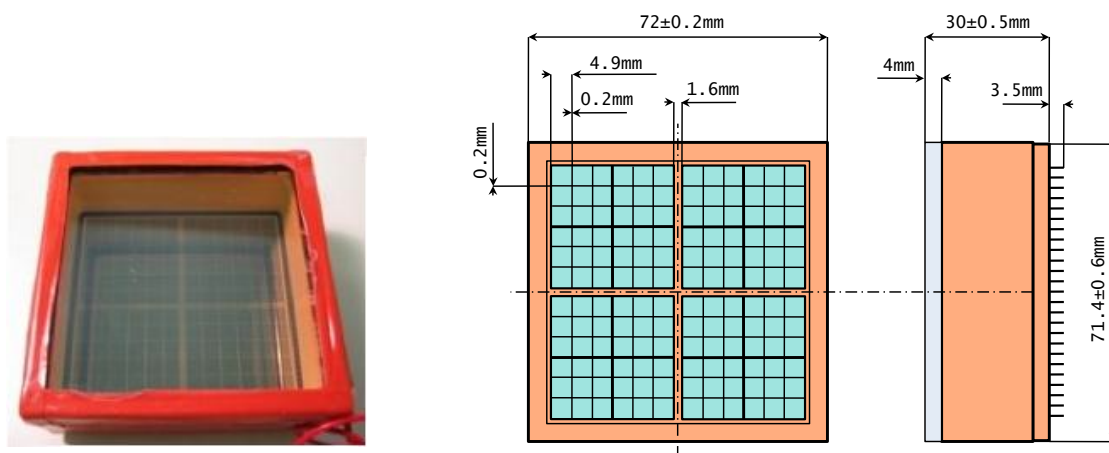


図 2.9: 左図は実際の HAPD の外観図 右図は HAPD の基本設計図

HAPD の構造と動作原理を図 2.10 に示す。同図 (a) にあるように基本構造としては、内側にアルカリ金属を蒸着させ光電面とした入射窓をもち高電圧が印加できる真空管内部にピクセル化 (多チャンネル構造) された APD (Avalanche photo diode: Avalanche (雪崩) 増幅を利用した受光ダイオードの一種) が内蔵されている形となる。APD の動作原理を図 2.10 (b) に示す。逆 Bias 電圧印加によって空乏層が形成された状態の APD に加速された光電子を打ち込むと電子-正孔対を生成する。それぞれが逆 Bias 電圧に引き寄せられドリフト運動しながら電極へと向かう。この途中空乏層内の格子原子や不純物原子などと衝突することで 2 次キャリアを励起させ、これらもまた別の 2 次キャリアを励起させていくとい

う Avalanche 増幅を起こし、最終的に入射電子数に比例した電圧パルスとして検出される。APD は Avalanche 増幅を利用した光検出器であるが、Avalanche 増幅率を上げすぎると増幅されすぎたキャリアが放電を起こす Avalanche ブレイクダウンが発生する。Avalanche ブレイクダウンによる放電は半導体に破壊的なダメージを与える¹。そのため APD で得られる増幅率は比較的低く、一般的な光電子増倍管 (PMT) の増幅率が $\mathcal{O}(10^6) \sim \mathcal{O}(10^8)$ であるのに対し、APD の増幅率は $\mathcal{O}(10)$ 程度である。これを補うために光電子を APD に入射させる際、高電圧により電場加速させることで入射エネルギーを上げ、空乏層での電子-正孔対生成を多く生じさせている。この電場加速による電子打ち込みで $\mathcal{O}(10^3)$ 程度の増幅率が稼げるため、最終的な HAPD の増幅率としては $\mathcal{O}(10^4)$ を得ることが可能である。

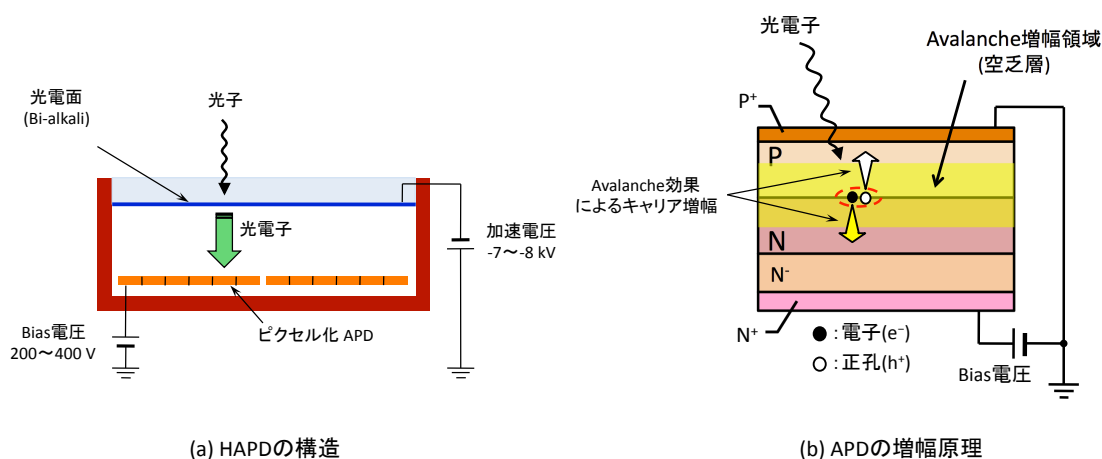


図 2.10: (a)HAPD 構造図 (b)APD 動作原理

増幅過程の初段にあたる電場加速による電子打ち込み増幅率が高いことから、HAPD は 1 光子検出性能に優れているといえる。また APD はその動作原理から磁場の影響は受けないと考えられ、光電子の電場加速効果も磁場と電場が平行な場合、影響を受けないことが確かめられている [15]。

表 2.3 に我々が開発を進めている HAPD の仕様をまとめる。6 × 6 = 36 にピクセル化された APD チップが 4 枚内蔵されており、計 144ch となっている。1ch あたりのピクセルサイズは約 4.9 × 4.9 mm² と要求性能である位置分解能 5 mm 以下を満たしている。光電面の量子効率 (Quantum Efficiency: QE) は光電面として蒸着されるアルカリ金属の組成などで

¹ Avalanche ブレイクダウンによる APD の破壊を防ぐ為、我々が照射に使用している APD サンプルは浜松ホトニクスによって最大印加電圧が決められている。

決まり、 $Sb-K-Cs$ からなるバイアルカリやそれを改良したスーパーバイアルカリを使用して現在約 30% を達成している。光電面は APD 封入後に付けられる。そのため HAPD 内の APD 表面には光電面を付ける際の APD 損傷を防ぐための表面膜が形成されている。

表 2.3: 144ch マルチアノード型 HAPD の仕様

外寸		$73 \times 73 \text{ mm}^2$
内蔵 APD	印加 (Bias) 電圧	$\sim 400 \text{ V}$
	Avalanche 増幅率	$G_{\text{Ava}} \sim 50$
	チップ数	$2 \times 2 = 4$
	ピクセル数/チップ	$6 \times 6 = 36$
	ピクセルサイズ	$4.9 \times 4.9 \text{ mm}^2$
	有効面積	$\sim 65\%$
入射窓	材質	合成石英
	厚さ	$3 \sim 4 \text{ mm}$
光電陰極面	印加 (電子打ち込み) 電圧	$\sim -8,500 \text{ V}$
	打ち込み増幅率	$G_{\text{Bom}} \sim 1700$
	材質	Bialkali(\rightarrow Super-Bialkali, Ultra-Bialkali)
	最大 QE	$\sim 30\%$
最終増幅率		$G_{\text{Tot}} = \mathcal{O}(10^4)$
総チャンネル数		144 ch
検出器容量		80 pF
S/N 比		~ 15

2.2.3 読み出しシステム ASIC&FPGA

Aerogel RICH の読み出しシステムへの要求性能として、まず高利得・低雑音の増幅機能を有することが挙げられる。これは HAPD の最終増幅率が $\mathcal{O}(10^4)$ と、光検出器としては比較的低いことと 1 光子検出性能を向上させるためである。

また、図 2.11 に示したように、Aerogel RICH に許された領域は限られており、とくに奥行き方向には今のところ 280 mm とされている。Aerogel は 20 mm が 2 枚として 40 mm、拡散距離として Aerogel 厚さを引いた 160 mm、HAPD のサイズ (接続ピン高さを除く) を 30 mm とすると、残された領域は奥行き 50 mm である。この中で読み出しシステムを構築するためには、フロントエンド電子回路から Belle II の DAQ へ送るモジュールまでを一体的に設計する必要がある。

他にも HAPD は 144ch にピクセル化されているため、多チャンネルの同時読出しも必要となってくる。HAPD は 500 台近く使用する予定であるため、合計で 7 万チャンネル近くになる。これを 1ch ずつ並列に信号線を出すと物理的に相当な体積を占め、許容領域内に収まらない。また計算機に取り込む際は高イベントレート動作で不向きになる。限られた領域で多チャンネル読出しを実現するには、電子回路の構成の簡素化と高集積化が求められる。

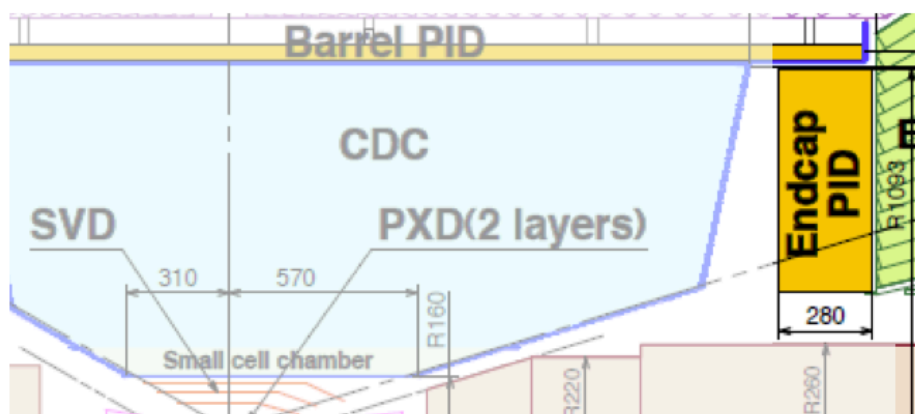


図 2.11: Belle II 測定器の衝突点付近の断面図

以上のことから、フロントエンド電子回路の構成を図 2.12 のようにすることとした。RICH に重要なのはリングイメージを得るための 1 光子検出であり、HAPD 各チャンネルの光子検出有無が重要である。つまり、読み出し回路の動作としては波高値の測定といったアナログ処理は必要なく、光子検出の有無というビット情報の処理だけで十分である。したがって図 2.12 の主要部は比較器 (Comparator) であり、それより前段の増幅器 (Amp.) では増幅率の調整、波形整形器 (Shaper) では波形立ち上がり時間である Shaping time の調整など、HAPD からの微弱な光子検出信号を判別しやすいように調整するものである。

これ以外の重要な機能としてはオフセット調節機能が挙げられる。比較器に与える閾値電圧 V_{Th} が全チャンネル共通であるために、各チャンネルのオフセット電圧を調整することで比較器の閾値設定を行なっている。正確な識別のためオフセット調節は各 16 段階の粗調整と微調整によって計 256 段階で調整できるようになっている。

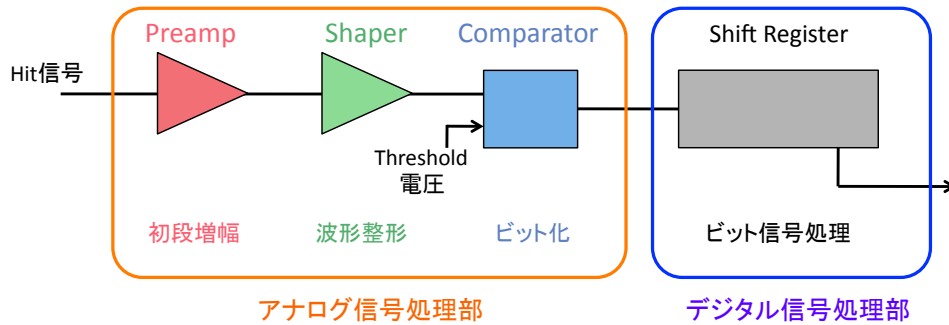


図 2.12: HAPD 専用読み出しシステムの構成

増幅器や整形器、比較器まではアナログ信号を扱うが、ここまでの回路を ASIC²によって開発している。ASIC は汎用 IC を組み合わせたような回路と異なり、個別に設計を行ない 1 つの IC とすることで高集積化が可能で高速動作に適している。

図 2.12 の後半にある、シフトレジスタは光子検出有無の判別から得られたビット情報がある期間保持し、外部トリガーによって読み出せるようになっている。このデジタル信号処理を行なう回路を FPGA³によって構築するよう開発を進めている。FPGA はプログラムによって回路構成を変更可能な論理回路素子群からなる特殊な IC であるので、Belle II の DAQ システムにも柔軟に対応できるようにデジタル信号処理部を FPGA によって構築している。また、AISC への制御信号生成などもこの FPGA 上で構成している。

²Application Specific Integrated Circuit: 特定用途向け IC

³Field Programmable Gate Array: プログラム可能な論理回路デバイス IC の一種で、ASIC と異なりハードウェア記述言語 (HDL) によって自由に回路を書き換え可能な IC である。

2.3 Aerogel RICH と放射線

Belle II 実験は 2015 年開始から、10 年間の稼働を予定している。Belle II 実験では電子-陽電子衝突により高エネルギーの粒子を発生させるが、同時にビーム衝突以外の過程で光子や電子などの放射線も発生する。このような放射線はバックグラウンドとして検出効率に影響してくるのみでなく、測定器に破壊的な影響を与える可能性がある。Belle II 測定器の Forward-Endcap 部で使用する Aerogel RICH 検出器は、Belle II 実験稼働中厳しい放射線環境下におかれることになる。したがって、Belle II 実験で使用するためには十分な放射線耐性を持つことを実証できなければならない。HAPD には半導体である APD を用いているため、放射線による性能の悪化が予想される。そこで Aerogel RICH グループでは現行の APD がどの程度の放射線耐性を有するかの評価をし、Belle II 実験で 10 年間使用しても $S/N \sim 7$ 以上の一光子検出性能の保持を目標に放射線耐性の改良を進めている。

Aerogel RICH 検出器で主に問題視されているのは、中性子線とガンマ線の二つの放射線である。この節では Belle II 実験で予想される中性子線とガンマ線の由来・量とそれぞれ考えられる影響、現在の開発状況について説明する。

2.3.1 Aerogel RICH と中性子線

中性子は Belle II 測定器内部より外部のビームパイプなどから飛来する。衝突点では

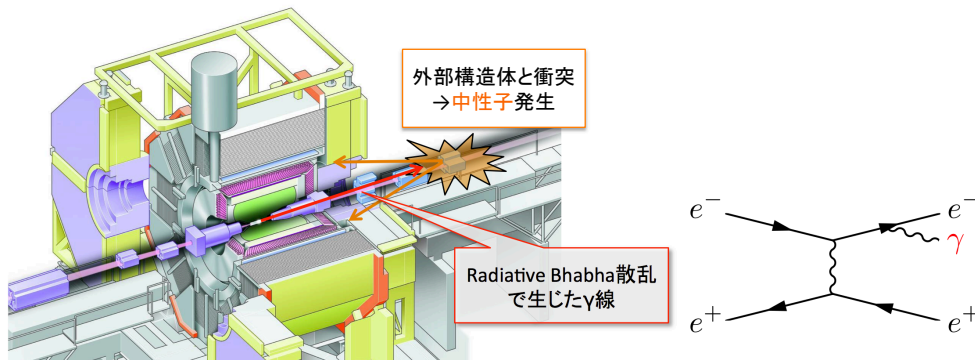


図 2.13: 中性子発生イメージ

$\Upsilon(4S)$ 生成反応以外に γ 線放射を伴う Radiative Bhabha 散乱という衝突反応も起きている。生じた γ 線が図 2.13 の左図のように測定器外部の構造体と衝突して中性子を叩き出し、

これが Endcap 部まで飛来すると考えられる。図 2.13 の右図は最低次の Radiative Bhabha 散乱のダイアグラムの例である。飛来する中性子には、高速中性子と呼ばれる $0.1 \text{ MeV}/c$ 以上の高いエネルギーをもつ中性子も含まれている。また Belle II 実験では Touschek 効果が検出器付近で起きることによって検出器内部からの中性子線の飛来も予想されている。

その放射線量は、Belle 実験稼働時で一年間で $1 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ と見積もられている。この見積もりは Belle 測定器の Forward-Endcap 部に取り付けた PhotoDiode(PD) の漏れ電流の増加量に対して、原子炉で中性子を照射したときの PD の漏れ電流の増加量をリファレンスとして用いている。両者の漏れ電流の増加量が一致した時の原子炉の積算線量を Forward-Endcap 部の中性子線量とした。Belle II へとアップグレードした場合、ルミノシティ向上に伴い発生する中性子量も増加することが見込まれ、Belle II では年間 $1 \times 10^{11} \text{ n/cm}^2$ 相当となると予想されている。よって、Belle II 10 年間の稼働時に HAPD に必要な放射線耐性は $1 \times 10^{12} \text{ n/cm}^2$ である。

中性子線が APD に与える影響

放射線が半導体に与える影響は、「劣化量が積算線量に依存する効果」と、「高エネルギー粒子の単発的な事象によって引き起こされるシングルイベント効果 (SEE: Single Event Effect)」の二種類がある。中性子線による影響は、劣化量が積算線量に依存する効果についての実考えれば良い。⁴

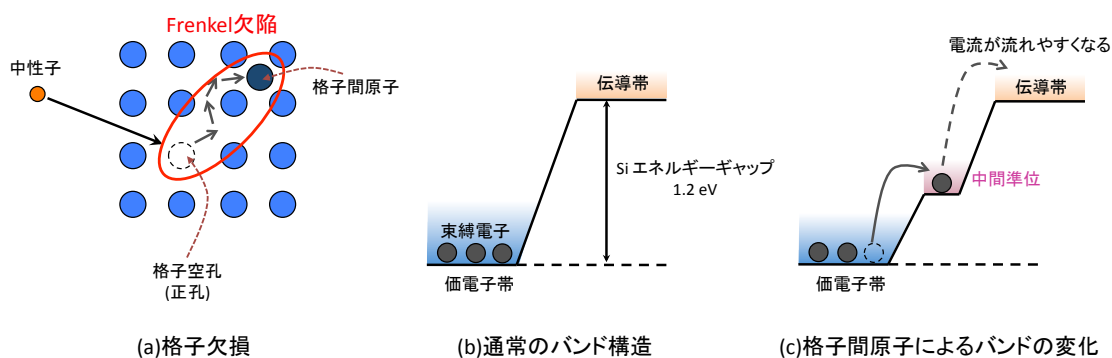


図 2.14: 中性子による放射線損傷の仕組み。

⁴ これまでの HAPD への中性子照射試験で、中性子損傷により増加する漏れ電流の量は照射量に比例することが分かっている。

積算線量による効果は中性子線の場合、非電離的エネルギーによるもの (Non Ionising Loss) が考えられる。入射する中性子のエネルギーが十分大きいとき結晶を構成する原子が弾き飛ばされて格子間に欠陥が生じる、このような格子欠陥をバルク損傷と呼びバルク損傷は非電離的相互作用により生じる。また、叩き出された格子原子はその付近の間隙に入り込み“格子間原子”という配置につく。この格子空孔と格子間原子の対状態を Frenkel 欠陥という。(図 2.14(a)) Frenkel 欠陥の多くは、短時間で空孔と格子間原子が再結合をおこすことで消滅するが、一部は安定な欠陥となり半導体のバンドキャップ中に新しいエネルギー準位 (中間準位、欠陥準位) を生成する。この中間準位を利用して、通常は高いエネルギーギャップにより伝導帯に励起できなかった束縛電子が伝導帯へと励起しやすくなってしまう (図 2.14(b)(c))。結果、熱励起される電子が増加し漏れ電流が増加する。漏れ電流の増加はノイズ増大につながり、一光子検出能力の悪化を引き起こす。

開発状況

HAPD の中性子線耐性については 2010 年に東京大学の「弥生」原子炉で検証が行われている。その結果中性子損傷による漏れ電流の増大は、半導体の N 層の厚さには関係なく P 層の厚さのみに関係することが分かった。これに基づいて Avalanche 増幅領域における P 層のみを薄くすることで、Belle II10 年間の使用しても S/N~7 以上での一光子検出性能を保てるような HAPD の開発に成功している [16][17]。

2.3.2 Aerogel RICH とガンマ線

ガンマ線は前項で説明したように Radiative Bhabha 散乱によって発生する。Belle 実験稼働時に Belle II 測定器での Aerogel RICH の設置位置に近い ECL と SVD の Dock でそれぞれガンマ線の見積もりを行っている。Belle 検出器に実装された ECL、SVD の設置場所は図 2.15 に示す。この結果から Belle II10 年間稼働時の HAPD に対するガンマ線の放射線量を見積もる。

ECL で使用している CsI(Tl) の蓄積エネルギーから、ECL 内部でのガンマ線の放射線量は $(2.36 \pm 0.21) \text{ Gy}$ と見積もっている。これは積分ルミノシティが 766 fb^{-1} の時のガンマ線量である。Belle II 実験での積分ルミノシティは 50 ab^{-1} を予定しているため、ガンマ線の放射線量は 150 Gy 程度と見積もることができる。またルミノシティの増強による別の見積もり [9] から、ガンマ線の放射線量を換算すると、 60 Gy 程度と見積もることができる。

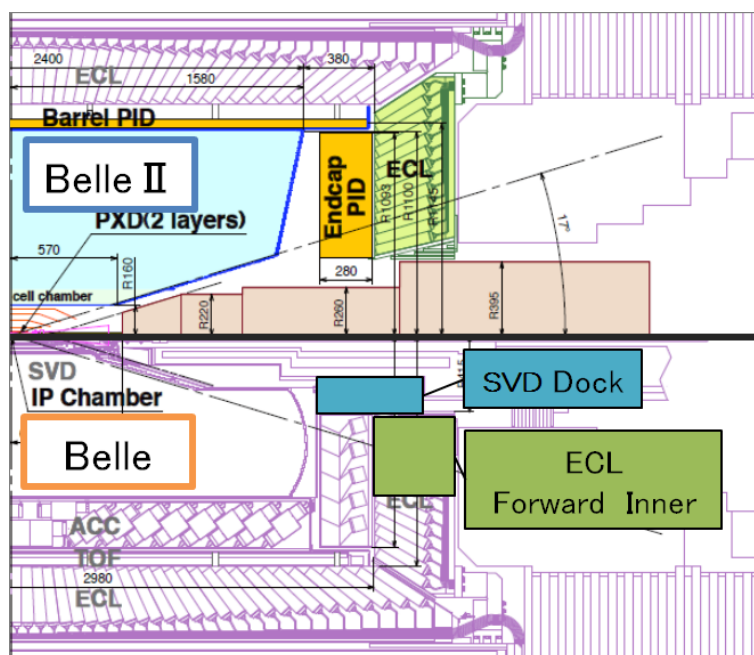


図 2.15: Belle 実験 ECL・SVD Dock と Belle II 実験 Aerogel RICH の位置

さらに、衝突点に近いSVDのDockでアミノグレイを用いて測定した Belle 実験時のガンマ線放射線量は 3.6 Gy であった。この結果から Belle II 実験の衝突点付近でのガンマ線放射線量は 1000 Gy~2500 Gy と見積もることができる。したがって Aerogel RICH 検出器に飛来するガンマ線量は数十 Gy~衝突点に近い位置では数千 Gy と見積もることができる [16]。

ガンマ線が APD に与える影響

ガンマ線が半導体に与える影響は中性子線と同じように、劣化量が積算線量に依存する効果が支配的であると考えられる。ガンマ線の場合の積算線量に依存する効果は電離的エネルギーによるもの (Total Ionising Dose : TID) が考えられる。TID は入射粒子の積算的な電離エネルギー損失を評価した量を表し、放射線の効果を吸収線量で測定して評価する。また吸収線量は単位時間あたりに吸収される放射線のエネルギーで定義して用いる。以下に具体的にガンマ線損傷によって APD 内で引き起こされる現象と、それに伴い APD の性能に与える影響について記述する。

1. 正電荷捕獲

ガンマ線は主に表面にある酸化膜に影響を及ぼす。入射したガンマ線によって酸化膜中の電子がはじき出され、電子と正孔のペアを生成する。このうち正孔は移動速度が遅いため取り残され、これが酸化膜中の欠陥に捕獲されるとこれ以上移動しなくなる。このように正電荷捕獲が生じた結果電場に変化が生じ、印加電圧に対する Avalanche 増幅率 (Gain) 低下が考えられる。

2. 界面準位生成

シリコン基盤と酸化膜 (SiO₂) という異なる物質が接触している面 (Si - SiO₂ 界面) に本来ある準位とは異なる準位が生成されてしまう現象を界面準位生成と言う。またその結果、励起される電子が増大され漏れ電流の増大につながると考えられる。更に増大した漏れ電流によってノイズが増大し、一光子検出能力の悪化が予測できる。

HAPD の性能悪化を引き起こす原因となるノイズの増大について定量的な理解を以下に述べる。HAPD の信号の処理回路で生じるノイズは、主に熱雑音とショットノイズの二種類のノイズが考えられる。熱雑音 σ_{thermal} は電子の熱運動により生じる電流が原因となり抵抗で生じるノイズである。熱雑音はキャリアの熱運動による速度の揺らぎを表すのに対して、ショットノイズ σ_{shot} はキャリア数の揺らぎに起因するものである。これらを合わせてトータルノイズ σ_{total} として式

$$\sigma_{\text{total}} \sim \sqrt{\sigma_{\text{shot}}^2 + \sigma_{\text{thermal}}^2} \quad (2.9)$$

また、 σ_{shot} と σ_{thermal} はそれぞれ

$$\sigma_{\text{shot}} \sim \sqrt{\frac{(I_{\text{ds}} + I_{\text{db}}MF)\tau}{q}} \quad (2.10)$$

$$\sigma_{\text{thermal}} \simeq \sqrt{\frac{A^2 C_{\text{det}}^2}{\tau}} \quad (2.11)$$

このように表すことができる。式 2.10 で用いた I_{ds} は表面電流 (the dark surface current) を表し、 I_{db} はバルク電流 (the dark bulk current) を表す。また M は Avalanche 増幅率、F は Avalanche 増幅率の揺らぎを表すノイズ因子であり、HAPD の場合 $F \sim 2$ となる。 τ は shapingtime、 q は素電荷である。式 2.11 における A は増幅器雑音の検出器容量から決まるノイズ量を表し、また C_{det} はここでは APD1ch あたりの検出器容量を表す。

ガンマ線損傷によりノイズの増大を引き起こす原因は、APD 表面の pn 接合部分をショートして流れるような表面電流によるものが支配的であると考えられる。したがって、ガンマ線を照射したあとのノイズは次のように書ける。

$$\sigma_{\text{total}} \sim \sqrt{\frac{I_{\text{ds}}\tau}{q}} \quad (2.12)$$

中性子損傷により増大するバルク電流と比較すると、表面電流は増幅領域を通らないことが特徴的である。一光子検出能力を $S/N \sim 7$ を保つためには、1ch あたりのノイズは 7000e 以下程度でなければならない。式 2.12 でガンマ線損傷により増大するノイズを表す事ができると仮定すると、1ch あたりの漏れ電流を $31\mu\text{A}$ に抑える必要がある。

開発状況

本研究以前に 2010 年に名古屋大学 ^{60}Co 照射室で HAPD へのガンマ線耐性試験が行われている。2010 年の照射試験では 50~300Gy のガンマ線が照射された。その結果ガンマ線損傷による Gain の低下は見られなかったが、漏れ電流の増大は予想より大きく現行の HAPD では $S/N \sim 7$ 以上を達成できないことがわかった。漏れ電流の増加とノイズの関係は式 2.12 での予想値よりも大きく、増加した漏れ電流がバルク電流だった場合に近い値を示した。また、ch 毎に漏れ電流・ノイズの大きさでばらつきが見られた。漏れ電流とノイズの大きさに相関は見られたが、積算線量と漏れ電流の関係は確認できなかった [16]。

この結果を受けて本研究では再度ガンマ線照射試験を行い、HAPD のガンマ線損傷の原因究明と対策を行った。3 章では 2011 年に行われたガンマ線照射試験の方法と、現在までに得られた結果を報告する。

第3章 ガンマ線耐性試験

2010年に行われた最初のガンマ線照射試験では3つのサンプルにそれぞれ50Gy・100Gy・300Gyが照射された。いずれのサンプルでも照射開始直後に暗電流の急上昇がおき、照射後測定ではAvalancheブレイクダウンを起こしているような振る舞いが見られた。またch間・サンプル間での電流増加などにばらつきが見られ、積算照射線量と電流上昇は比例しなかった。これらの問題点を詳しく調べ原因を究明する為の追照射試験を2011年3月と6月に行ったのちガンマ線対策を施したサンプルを用いた照射試験を2011年10月に行った。本研究では1000 Gyの積算ガンマ線量を受けた後でもS/N~7以上の一光子検出可能なガンマ線耐性を持った光検出器HAPD(Hybrid Avalanche Photo Detector)の開発を目標にしている。

3.1 照射装置

ガンマ線照射試験は全て名古屋大学⁶⁰Co照射室で行った。名古屋大学⁶⁰Co照射室では照射台の上にある筒の中に、地下からガンマ線源である⁶⁰Coを上昇させガンマ線照射を行う。(図3.1)照射台の上には線源からの距離を示す溝が刻まれており、線源からの距離を調整することで単位時間当たりの放射線量(照射レート)を調整できる。表3.1は、2011年10月14日のSi換算での照射レートである。

表 3.1: 名古屋大学⁶⁰Co照射室での線源からの距離とガンマ線照射レート

線源からの距離 [cm]	10	15	20	25	30	40	50	70	100
照射レート [Gy/h]	1090	483	272	174	121	67.9	43.5	22.2	10.9

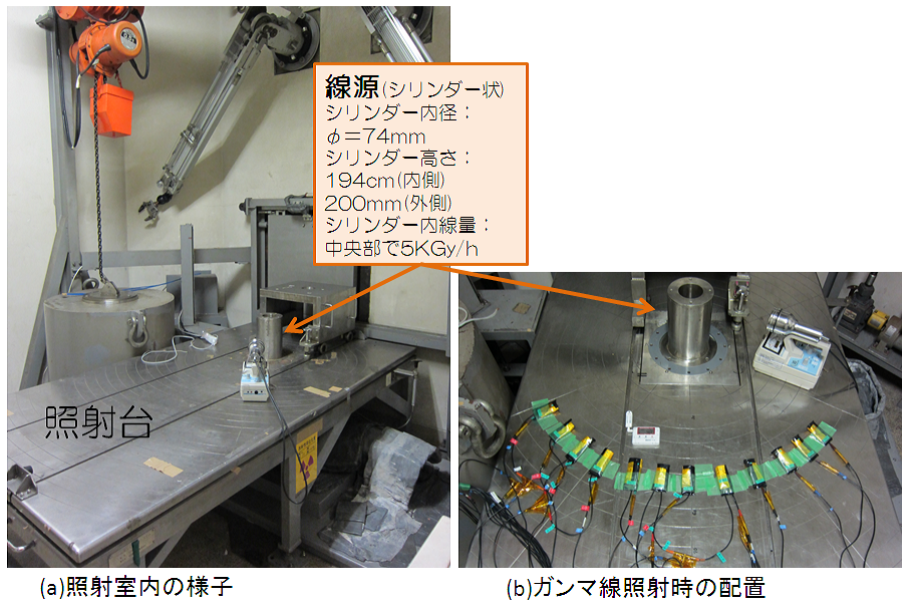


図 3.1: 名古屋大学 ^{60}Co 照射室

3.2 試験サンプル

ガンマ線照射には HAPD と角型 APD、1chAPD の 3 種類の形状のサンプルを使用した。角型 APD は HAPD に封入する APD (Avalanche photo diode) 部分を抜き出した多 ch の APD である。HAPD と同様に、 $6 \times 6 = 36$ にピクセル化された APD チップが 4 枚内蔵され全 144ch を持つ。角型 APD を用いることで HAPD の集積構造とガンマ線ダメージの関係の確認を行える。1chAPD は角型 APD の 1ch 分を抜き出した APD で APD 構造とガンマ線損傷の関係を調べるのに適している。

図 3.3 に HAPD 用の角型 APD サンプルの断面模式図の一部を示す。HAPD 用の APD は約 $10 \mu\text{m}$ の P 層を持ち、APD の半導体部全体では $40 \mu\text{m}$ の厚みを持っている¹。また APD への電子入射面である P+層上部には受光面保護膜と呼ばれる膜が形成されている。図 3.3 の上部点線で囲まれているアルカリ保護膜・層間絶縁膜は HAPD 化に必要な APD 表面の膜質 (HAPD 化用膜) である。アルカリ保護膜は、APD を真空管底部に封入後真空管上部にある入射窓に光電面を形成する工程でアルカリ金属による APD の破損を防ぐ効果がある。層間絶縁膜は、アルカリ保護膜と半導体表面の間に位置し ch 毎の配線等の Al

¹ 浜松ホトニクスからは正確な仕様は公開されていない。

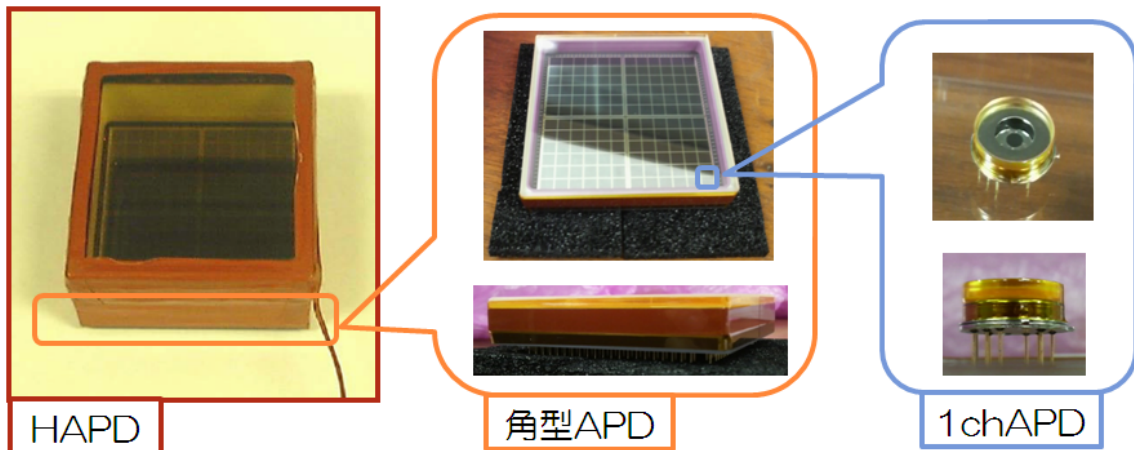


図 3.2: HAPD・角型 APD・1chAPD

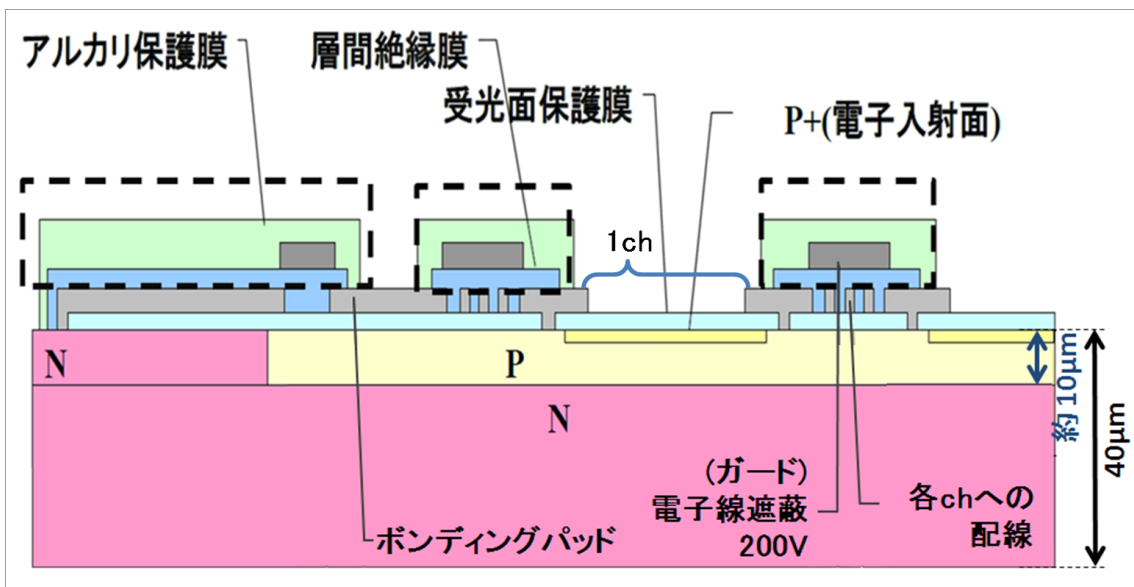


図 3.3: HAPD 用の角型 APD 断面模式図

パッド同士を絶縁している。これらの HAPD 化用膜は HAPD 用の APD に特有のものである。本論文では HAPD 化用膜がいずれかでも付いた APD を HAPD 用 APD、どの膜も付いていない APD を光用 APD と表記する。また HAPD や角型 APD で使用する多 ch の APD を集積する際には各 ch の間にある配線上部に 200V 程度の電子線遮蔽用電極 (ガード電極) を設置している。ガード電極は層間絶縁膜が無いサンプルでは設置が難しい。

3.3 照射試験方法

本研究では APD のガンマ線損傷が、ガンマ線の強度や積算量とどのように関係するかを調べるために以下のような二種類の照射方法で試験を行った。いずれの照射方法でも、照射中の APD は基本的に Avalanche 増幅率 40 を得られる電圧を印加している。これは、Belle II 実験時に HAPD は Avalanche 増幅率 40 での動作が予定されているためである。

ガンマ線強度変化試験

ガンマ線強度変化試験は、サンプルに照射するガンマ線強度 (照射レート) を変えながら短時間の照射を繰り返し行う照射方法である。この試験では照射レートによってガンマ線損傷の受け方に違いがあるかを確認できる。照射レートによって APD が受ける影響に違いがあるとすれば、高照射レートでガンマ線照射を行い APD が受ける積算線量を上げたとしても、照射レートによる影響が強くなり積算線量の影響が正しく調査できない可能性がある。そのような事態を避けるためこの試験によって照射レートによってガンマ線損傷の受け方に違いがあるかを確認してから、次に説明する長時間のガンマ線照射を行い積算線量とガンマ線損傷の関係を調べた。またサンプルの種類毎に大まかなガンマ線耐性をあらかじめ予想し、どの程度の照射レートでガンマ線を積算させるかを判断するための予備照射という側面も持っている。

線量積算試験

線量積算試験は、サンプルに一定の照射レートでガンマ線の長時間照射を行う照射方法である。この試験では積算線量とガンマ線損傷の関係を確認することができる。本研究では最大で 1000 Gy の積算線量を APD サンプルに照射した。線量積算を増やす方法としては、照射時間を伸ばすほか照射レートを上昇させての加速試験を行う。

3.4 測定方法

本研究では APD がガンマ線によってどのように影響を受けるかを詳しく調べるために、以下のような測定を行った。

積算線量と暗電流の関係

ガンマ線照射中、印加電圧が一定の状態では暗電流の大きな変化が起きるとすれば、それはガンマ線による影響である。本研究では、ガンマ線照射中に暗電流の測定を数秒ごとに行い照射時間と暗電流の関係を調べた。以降照射中電流測定と呼ぶ。照射時間と積算線量は比例関係にあるので、照射中電流測定を行うことで積算線量と暗電流の変化を求めることができる。したがって照射中電流測定の結果から、積算線量とガンマ線による損傷の関係を知ることができる。

印加電圧と暗電流の関係

ガンマ線照射によって APD の漏れ電流がどのような影響を受けたかを調べるために、照射前後で印加電圧と暗電流の関係を調べた。APD への印加電圧を変化させながら暗電流の測定を行った。以降 Bias スキャン測定と呼ぶ。Bias スキャン測定を行うことでガンマ線照射によって APD がどのように影響を受けているかを知る手掛かりを得られる。たとえば、Avalanche 増幅率と暗電流の増加が関係していれば、増加した電流はバルク電流であると考えられる。逆に Avalanche 増幅率と電流増加に関係がなければ増加した電流は表面電流であると考えられる。Bias スキャン測定は照射前と照射後の複数回と、6 月・10 月の照射試験ではさらに照射中にも行っている。照射後に複数回の Bias スキャン測定を行うことで照射後時間経過によるガンマ線損傷の回復の有無・度合いを知ることができる。また照射中に Bias スキャン測定を行うことで、積算線量とガンマ線損傷の関係を知ることができる。角型 APD や HAPD の場合は chip 毎の暗電流 (chip 電流) と ch 毎の暗電流 (ch 電流) の 2 種類を測定することができる。本研究では HAPD や角型 APD は照射を行う全ての chip 電流と任意の ch の ch 電流の測定を行っている。

印加電圧と Noise の関係

Noise の測定には MCA(Multi Channel Analyzer) を用いる方法 (MCANoise 測定) と Aerogel RICH の読み出し回路として開発した ASIC を用いる方法 (ASICNoise 測定) がある。どちらも光を当てない状態での出力信号 (暗電流) をガウスフィットした時の σ を Noise としている。ASICNoise 測定は 1chAPD に対して行う事は不可能であるが、HAPD・角型 APD に対しては一度に全 144ch の測定が可能で有用である。

印加電圧と Avalanche 増幅率の関係

照射前後での Gain 測定を比較することによってガンマ線による正電荷捕獲の影響を評価できる。また照射後の Gain を正確に知ることは、照射後の暗電流や Noise と Gain の関係を評価する意味でも重要である。Gain は Bias スキャン測定を APD に光をあてた状態で行い、増幅が起こらない低印加電圧時の光電流値に対する増倍値を求める。

浜松ホトニクスによる発光検査

ガンマ線照射を行った APD サンプルは KEK での事後測定の後、製造元である浜松ホトニクスによる検査も行っている。浜松ホトニクスでは Bias スキャン測定や Gain の測定のほか特殊な装置が必要な APD 表面の発光検査も行う。発光検査では印加電圧を上昇させながら APD 表面の発光を観察する事で、APD 内で放電が起きた印加電圧と部位を知ることができる。たとえばガンマ線照射前に発光検査を行うと、受光面で Avalanche ブレイクダウンによる放電が輝点として観測できる。ガンマ線照射後の発光検査で別の部位で発光が観察されたとすれば、その部位はガンマ線による影響を強く受けた部位と推測することができる。

3.5 過去のガンマ線照射試験結果

ここで改めて 2010 年に行われた最初のガンマ線照射試験の照射条件と照射結果を簡単に示す。照射試験は 2010 年 12 月 13 日に名古屋大学 ^{60}Co 照射室で行われ、使用したサンプルは P+薄型で P 層 N 層は現行品厚の角型 APD が 3 サンプルであった。照射レートは 350Gy/h で、サンプルごとに 50Gy・100Gy・300Gy が照射された。この照射試験の結果 HAPD 用 APD にガンマ線を照射することで

1. ガンマ線照射開始直後の急激な暗電流の上昇
2. ガンマ線照射後のブレイクダウンのような振る舞い

という 2 つの問題が起こることが分かった。また ch 間・サンプル間での電流増加などにばらつきが見られ、積算照射線量と電流上昇は比例しなかった。この照射試験では、同一タイプ (P+薄型) のサンプルのみに対して 350Gy/h という Belle II 実験で予想される照射レートより非常に大きな照射レートで照射を行っている。よって問題の原因を究明するためには、他の構造の APD サンプルを用いた追試験や照射レートを変えての追試験が必要である。

3.6 ガンマ線耐性調査照射試験

2010 年 12 月照射で判明した HAPD 用 APD のガンマ線損傷の原因究明を目標に 2011 年 3 月と 6 月にガンマ線照射試験を行った。以下、本照射試験を 3 月・6 月照射試験と呼ぶ。3 月の照射試験では試験サンプルを 1chAPD に絞り、12 月より多くのタイプの APD サンプルについてより多い積算線量までのガンマ線照射を行った。(～800Gy) 6 月の照射試験では 3 月の結果をもとに試験サンプルを選び照射レートによる影響や積算線量と APD が受ける影響の関係を調べた。表 3.2 と表 3.3 に 3 月・6 月照射試験に用いたサンプル一覧を示す。以降、各要素について放射線耐性試験を行う前に製造していた APD と同様の形状を現行型と呼ぶこととする。

3 月・6 月照射試験に用いた APD サンプルの半導体構造は、現行型の他に P 層と P+層の厚みを変化させたものがある。P 層薄型は中性子線耐性を得るために P 層を現行型より薄くしたタイプ、P+層薄型は中性子損傷による S/N 悪化を改善するため P+層厚を薄くし打ち込み増幅率増加を狙ったタイプの APD である。溝は、表面電流の流出を抑制するため

表 3.2: ガンマ線照射に用いた 1chAPD サンプルタイプ一覧

No	半導体構造		溝	HAPD 化用膜	受光面 サイズ [mm]	受光面膜	ガード
	本体構造	P+層厚					
1	現行	極厚	有	無	四角 5	A	無
2	現行	厚	無	無	四角 5	A	無
3	現行	極厚	有	無	四角 5	B	無
4	現行	厚	有	無	四角 10	B	無
5	現行	現行	無	無	四角 5	B	無
6	現行	現行	無	無	φ 3	B	無
7	現行	薄	無	有	φ 3	B	無
8	現行	現行	無	有	φ 3	C	無
9	現行	薄	無	有	φ 3	C	無
10	現行	現行	無	有	φ 3	B	無
11	現行	現行	無	有	φ 3	B	有
12	現行	薄	無	有	φ 3	B	有
13	P 薄	現行	無	有	φ 3	B	無
14	P 薄	現行	無	有	φ 3	C	無
15	P 薄	現行	無	有	φ 3	B	有

表 3.3: ガンマ線照射に用いた角型 APD・HAPD サンプルタイプ一覧

No	半導体構造		溝	HAPD 化用膜	受光面 サイズ [mm]	受光面膜	ガード	タイプ
	本体構造	P+層厚						
1	現行	薄	無	有	四角 5/ch	B	有	角型
2	P 薄	現行	無	有	四角 5/ch	B	有	角型
3	現行	現行	無	有	四角 5/ch	B	有	HAPD
4	P 薄	現行	無	有	四角 5/ch	B	有	HAPD

の溝が APD 表面に掘られているか否かを示す。ガンマ線耐性の為に APD 表面に V 字の溝を掘るという手法は浜松ホトニクス製の他の APD で実用化されている。[18] 受光面サイズの四角は受光面が四角形 (正方形) であることを示し、続く数字は 1 辺の長さである。同様に φ は受光面が円形で、続く数字が直径を示す。受光面膜は、電子入射面上の膜質の種類の違いを示す。浜松ホトニクスからは詳細な材質等は伝えられていないが受光面膜には ABC の三種類が存在し、現行型は膜 B が使用されている。HAPD 化用膜は 2 種類あるが、3 月・6 月照射試験では 2 種類の HAPD 化用膜の両方が有る、又は無いタイプのみと

なっている。

照射レート依存性

まず照射レートについては、P+層薄型 APD サンプルでのみ照射レートへの依存性がみられた。図 3.4 に 1chAPD の照射レート試験中の照射中電流測定の結果を示す。上段は現行型の半導体構造をもつ APD サンプルの結果である。現行型サンプルでは照射レートが変化しても傾き (照射中電流の上昇率) の変化は見られない。しかし、下段の P+層薄型サンプルでは照射レートが高くなると、傾きも大きくなった。図 3.4 では横軸に線量をとっているため、この傾きの増加は積算線量ではなく照射レートに関係していることが分かる。また、下段左の P+層薄型で受光面膜 B のタイプでは傾きが特に顕著だが右の P+層薄型で受光面膜 C のタイプでは傾きは抑えられている。さらに、P+層薄型受光面膜 B タイプのサンプルは他のタイプのサンプルに比べ、電流値が桁違いに大きく急激な電流上昇がおきていることが分かった。この結果からガンマ線損傷度合いの照射レートによる違いは P+層の薄いタイプのみで顕著でそのレート依存性は受光面保護膜に受光面膜 C を使用することによって抑制することが可能であることも分かった。

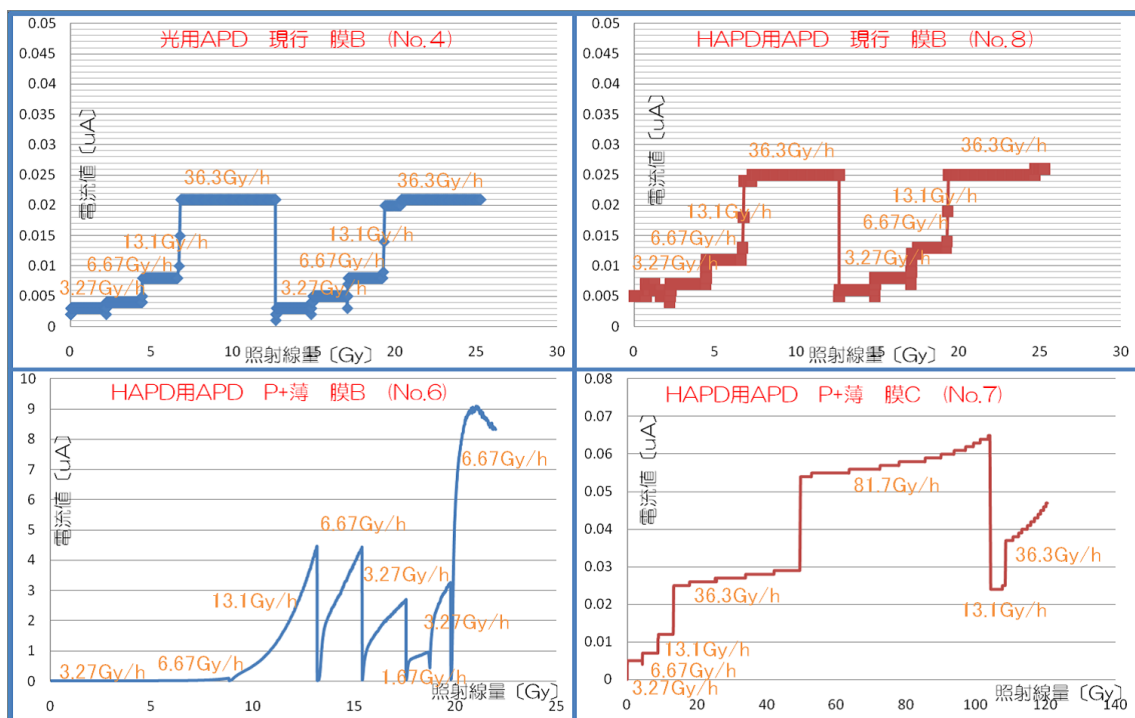


図 3.4: ガンマ線強度変化試験結果結果

積算線量との関係 (P+層薄型サンプル)

次に線量積算試験を行い照射中電流測定を行ったところ、P+層薄型受光面膜 B タイプの1chAPD で積算線量 5Gy 程度から同じタイプの角型 APD で 0.5Gy 程度から、急激な暗電流の上昇が発生した。図 3.5 に角型 APD での照射中電流を示す。この時の照射レートは 3.3Gy/h である。

Avalanche 増幅率で割ったものは図 3.6 の青い丸で示した範囲のように、どの chip も同じラインに乗っている。このことから増加した電流は Avalanche 増幅率に比例することが分かった。また、図 3.6 でオレンジの丸で示した範囲のように Avalanche 増幅率 2 程度となる 200V 付近まで印加電圧を下げると、電流値が急激に減少した。このことから、この電流上昇には電流上昇の始まる閾値のようなものがあると考えられる。これらの結果から P+層薄型受光面膜 B タイプは低積分線量で Avalanche 増幅域への電流の流れこみが発生し Belle II 実験での使用は難しい事が分かった。しかし、この Avalanche 増幅域への電流の流れこみは P+層薄型タイプでも受光面膜 C タイプであれば発生しない事が分かったため図 3.7、Belle II 実験で P+層薄型 APD を使用するときには受光面膜を膜 C タイプにすればよい。

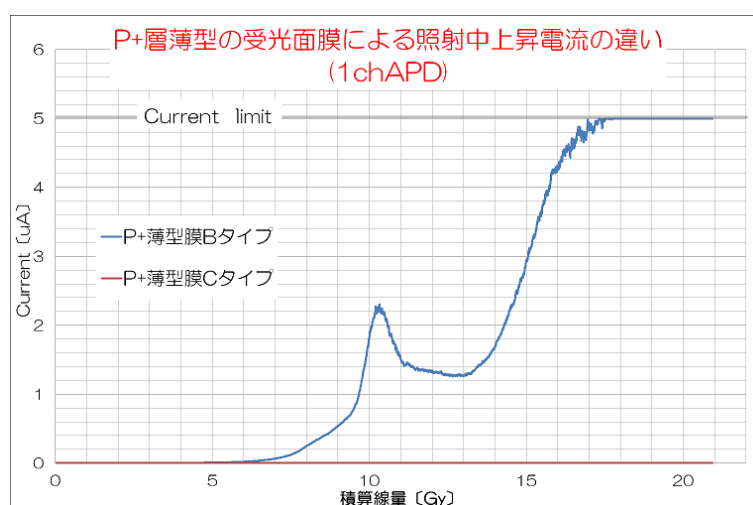


図 3.7: P+層薄型の受光面膜による照射中上昇電流の違い (1chAPD)

積算線量との関係 (P+層薄型以外のサンプル)

P+層薄型以外のサンプルについて線量積算試験中の照射中電流を調べた結果、HAPD 用 APD では半導体構造や受光面膜質にかかわらずある積算線量で急激な電流上昇が発生することが分かった。図 3.8 に 6 月に行った 1chAPD 線量積算試験中の照射中電流を示す。この急激な電流上昇は光用 APD では積算線量 1000Gy まで照射しても発生しないが、HAPD 用 APD では図 3.8 に示した以外のすべてのタイプでも同様に発生した。急激な電流上昇の原因を調べるため、またガンマ線照射中の APD の変化を調べるために、ガンマ線照射中に

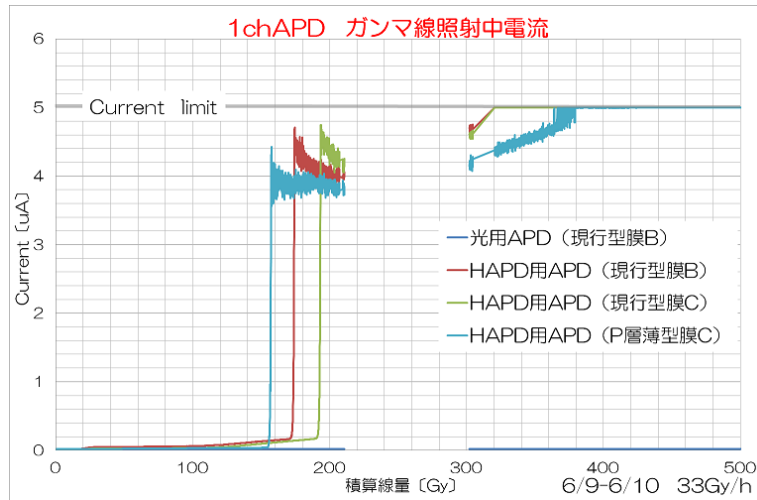


図 3.8: 1chAPD 線量積算試験中の照射中電流

複数回の Bias スキャンを行ってみたところ、HAPD 用 APD サンプルではわずかな印加電圧の変化で APD が短絡を起こしたように急激に暗電流が上昇する Avalanche ブレイクダウンのような現象が起きていることが分かった。さらに、この Avalanche ブレイクダウンのような現象が発生する電圧はガンマ線照射中に徐々に低下しており、線量積算試験中に見られた急激な電流上昇は照射中の印加電圧までこの Avalanche ブレイクダウンのような現象の発生電圧が下がったことが原因であった。図 3.9 は現行型膜 B の HAPD 用 1chAPD のガンマ線照射中 Bias スキャン結果である。

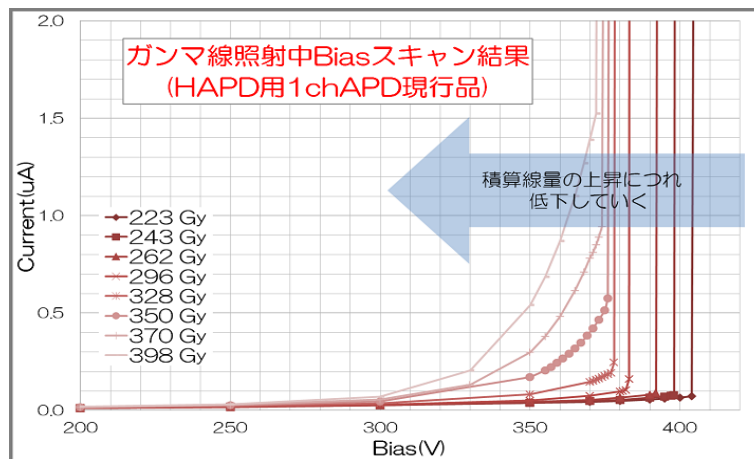


図 3.9: 線量積算試験中に行った Bias スキャン結果 (1chAPD 現行型膜 B)

また、この Avalanche ブレイクダウンのような現象が発生する電圧と積算線量の関係を調べると図 3.10 のようになった。Avalanche ブレイクダウンのような現象は、膜質や半導体構造によらず全ての HAPD 用 APD で同様に発生することが分かった。なお、ガンマ線照射中の印加電圧まで急激な電流上昇の発生電圧が下がったサンプルについては、電流上昇が発生しない程度まで印加電圧を下げてガンマ線照射を続けている。

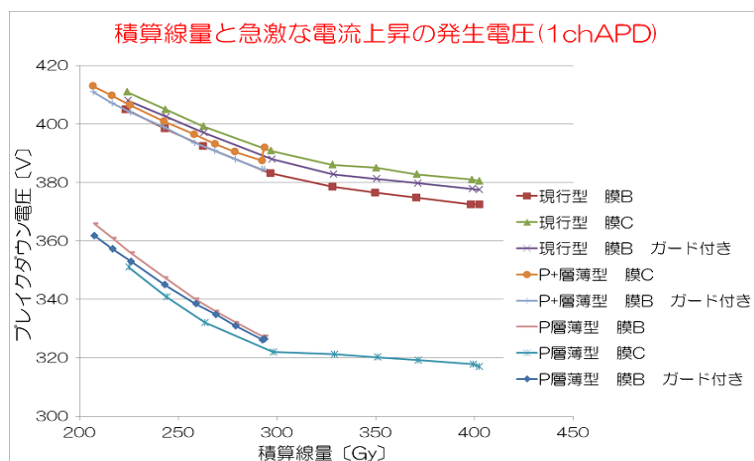


図 3.10: 積算線量と急激な電流上昇が発生する電圧 (1chAPD)

また、Avalanche ブレイクダウンのような急激な電流上昇とは別に積算線量 300Gy 程度から、緩やかな電流上昇も発生した。図 3.11 は図 3.10 と同じサンプルの照射中電流測定結果である。図 3.10 で積算線量 300Gy 以上で行った Bias スキャン結果には Avalanche ブレイクダウンのような急激な電流上昇前に緩やかな電流上昇がみられるが、この緩やかな電流上昇と図 3.11 で見られるような緩やかな電流上昇は同じものと考えられる。このような電流上昇も Avalanche ブレイクダウンのような急激な電流上昇と同様に HAPD 用 APD でのみ発生した。なお、図 3.11 のサンプルへのガンマ線照射は 2 回に分けて行われ、1 回目照射の最後に当初設定していた印加電圧まで Avalanche ブレイクダウンのような急激な電流上昇の発生電圧が低下している。Bias スキャンを行ったのは 2 回目のガンマ線照射試験中である。

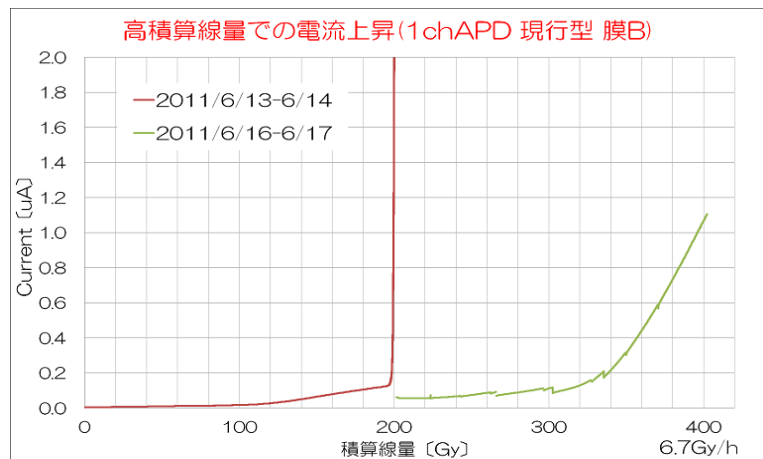


図 3.11: 高積算線量での電流上昇 (1chAPD)

3.7 ガンマ線耐性調査照射試験後測定

ガンマ線照射終了後に名古屋大学と高エネルギー加速器研究機構、浜松ホトニクスにてガンマ線照射後測定が行われた。特に HAPD 用 APD で発生した Avalanche ブレイクダウンのような急激な電流上昇をについて Avalanche ブレイクダウンのような現象がおきているサンプルの振る舞いや Avalanche 増幅率に照射前後で変化がみられるか、また照射後時間経過によって増加した電流が減少するかなどの調査を行った。ガンマ線照射試験後測定によって分かった以下のようなことが分かった。

Avalanche 増幅率について

HAPD 用 APD のガンマ線照射前後の Avalanche 増幅率測定結果を図 3.12 に示す。ガンマ線照射後の Avalanche 増幅率測定は、急激な電流上昇を起こす直前の印加電圧までを行っている。その結果、照射前後の Avalanche 増幅率に変化は見られなかった。

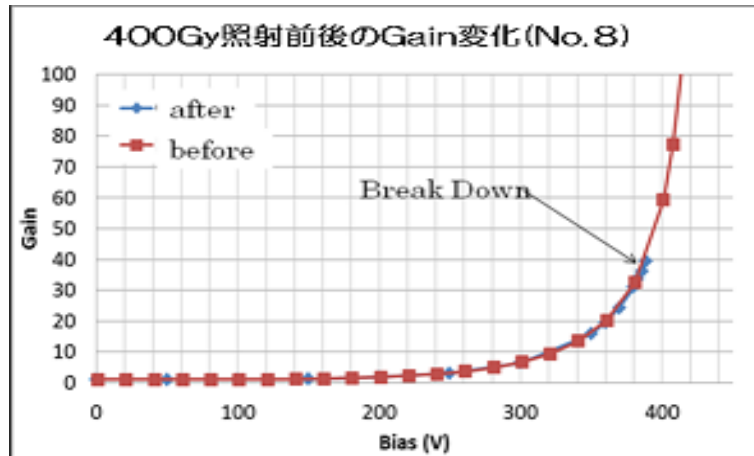


図 3.12: ガンマ線照射前後の Gain 変化

照射後の変化

ガンマ線照射後に複数回の Bias スキャンを行った結果、急激な電流上昇が起きる電圧は照射終了後時間経過によって回復していくことが分かった。図 3.13 はガンマ線照射中に急激な電流上昇が発生したサンプルの 770Gy 照射後の Bias スキャン結果である。また照射中高積算線量 (300~) で発生していた Avalanche ブレイクダウンのような現象発生以下の印加電圧での緩やかな電流上昇成分は、照射終了後は速やかに減少した。

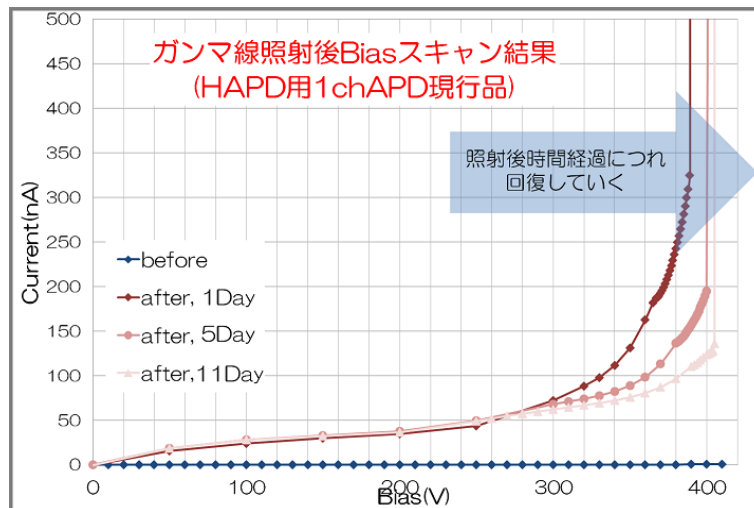


図 3.13: ガンマ線照射後の Bias スキャン結果

Noise について

ガンマ線照射後の Noise は急激な電流上昇の直前までは十分低く Belle II 実験での目標性能を達成できる値であったが、急激な電流上昇が起きるとそれに伴って Noise も大きく上昇し Belle II 実験での目標性能を達成できない事が分かった。

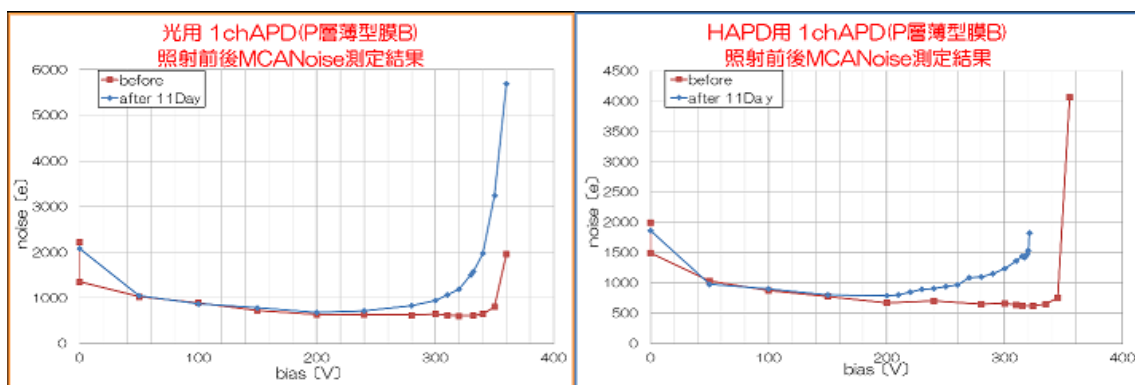


図 3.14: ガンマ線照射前後の Noise 変化

急激な電流上昇時の信号

ガンマ線照射後の HAPD 用 APD の暗電流の信号を確認すると Avalanche ブレイクダウンのような現象が発生する電圧付近で単発の大パルスが観測された。大パルスは印加電圧の上昇に伴い出現頻度が増えてくる。図 3.15 は 394V 程度で Avalanche ブレイクダウンのような現象を起こす 1chAPD に 392V 印加時観察された大パルスなのである。このことから APD 内部で局所的な放電のほうな現象が起きていると考えられる。

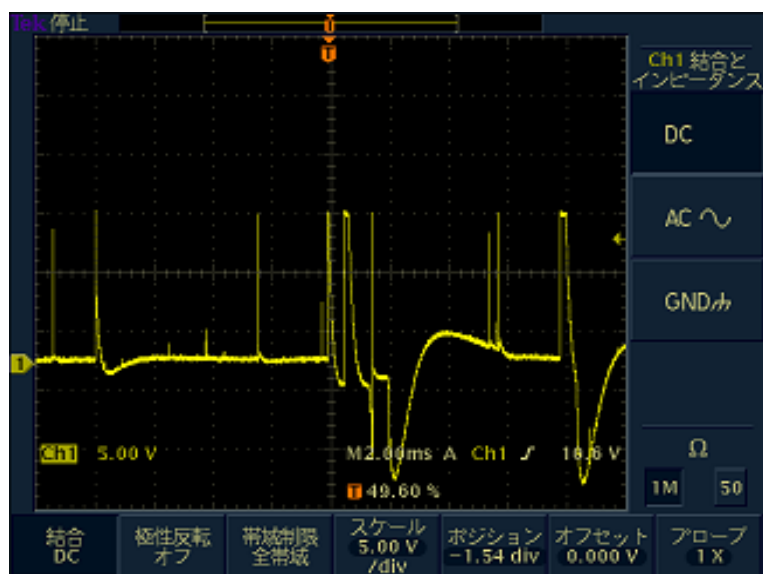


図 3.15: 急激な電流上昇が発生したサンプルの信号

発光試験の結果

照射後サンプルを浜松ホトニクスで発光検査した結果、Avalanche ブレイクダウンのような現象が起きているサンプルでは受光面周辺に配置されている Al パッドの下からの発光が確認された。それに対して、Avalanche ブレイクダウンのような現象がガンマ線照射中に発生しなかったサンプルやガンマ線照射中 Avalanche ブレイクダウンのような現象が発生したが照射後時間経過によって発生しなくなったサンプルでは、ガンマ線照射前と同様に受光面部で発光が観測された。このことから HAPD 用 APD で見られた Avalanche ブレイクダウンのような現象は通常の Avalanche ブレイクダウンとは違い、受光面周辺に配置されている Al パッドの下で発生していることが分かった。

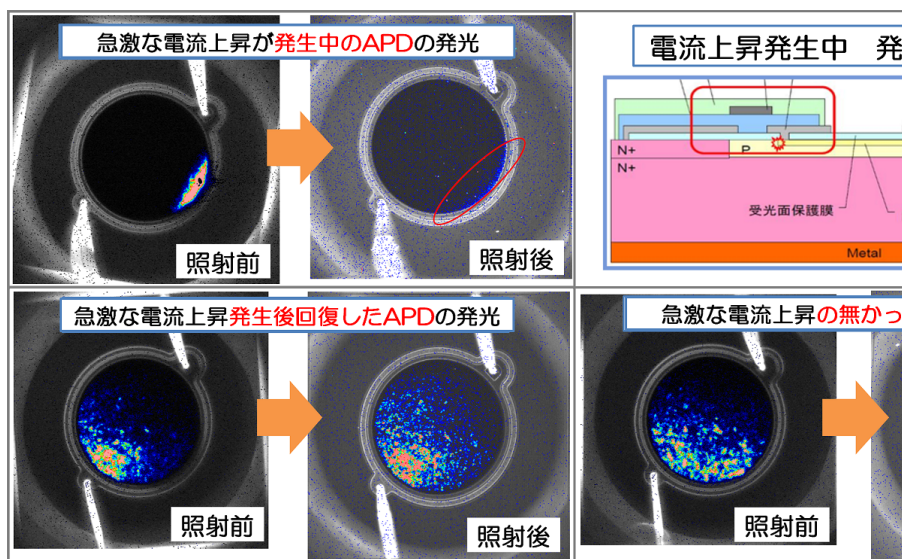


図 3.16: ガンマ線照射前後の発光検査結果

3.8 ガンマ線耐性調査照射試験まとめ

2011年3月と6月に行われたガンマ線損傷調査照射試験から、HAPD用APDがガンマ線によって受ける影響について大きく三つの事が分かった。

1. P+層薄型APDでの電流上昇

P+層が薄く受光面保護膜BタイプAPDでは低積算線量でAvalanche増幅域に電流が流れこむことによる急激な暗電流の上昇が起きる。この現象の抑制には受光面保護膜をCタイプにすることが有用であることが分かった。

2. HAPD用APDでのAvalancheブレイクダウンのような現象

HAPD用APDではわずかな印加電圧の変化で急激に暗電流が増加するAvalancheブレイクダウンのような現象が起きている。この現象発生時はAvalancheブレイクダウンと同様にAPD内で放電的のような現象が起きているが、その発生場所はAvalancheブレイクダウンとは違い受光面膜周辺のAlパッドの下付近である。発生する印加電圧はガンマ線照射中に低下し、照射後には回復する。また、発生の直前まで暗電流値・Noise値ともに低い値を保てGainも照射前後で変化は見られない。これらの傾向から、この現象はAvalanche増幅域には関係しないと考えられる。

3. 高積算線量での暗電流上昇

HAPD 用 APD では積算線量 300Gy 程度から、緩やかな暗電流の増加が発生することが分かった。この電流上昇は Avalanche ブレイクダウンのような現象がある印加電圧で急激な電流上昇を起こすまでは低い暗電流を保つのに対し、低い印加電圧から印加電圧に関係しなだらかに暗電流の増加が発生する。

3月・6月照射試験により2010年12月照射で発生した問題点についてその原因を知ることができた。2.の現象について本論文では Avalanche ブレイクダウンと区別するため、以降は周辺部ブレイクダウンと呼ぶことにする。周辺部ブレイクダウンは全ての HAPD 用 APD で発生し、発生すると APD が使用不可能になってしまうので、Belle II 実験での要求性能を満たすような HAPD、HAPD 用 APD 制作の為に周辺部ブレイクダウンの防止・抑制が必要である。

第4章 ガンマ線対策試験

Belle II 実験での要求性能を満たす HAPD 用 APD を制作するためには 1000Gy 照射後で Noise が 7000e 以下である必要があるが、前章で示したように周辺部ブレイクダウンが発生してしまった場合にはその達成は不可能となる。Belle II 実験での要求性能を満たす HAPD 用 APD は積算線量 1000Gy までに周辺部ブレイクダウンが発生しない、又は発生しても Belle II 実験で印加予定の Avalanche 増幅率 40 を得られる印加バイアスまで低下しないことが要求される。周辺部ブレイクダウンについて、得られた特徴から発生原理として以下のような発生モデルを考察した。

周辺部ブレイクダウンモデルの考察

1. ガンマ線が APD 最表面にある HAPD 化用膜を電離し、表面膜が + に帯電。
2. 表面膜の + 電荷に P 層上部に - 電荷が引き寄せられ、P 層上部が N 層化。
3. N 層化した P 層によって N 層と P+層間距離が縮まり耐圧が低下。
4. 放電を起こしながら N 層化した P 層と P+層の間で電流が流れる。

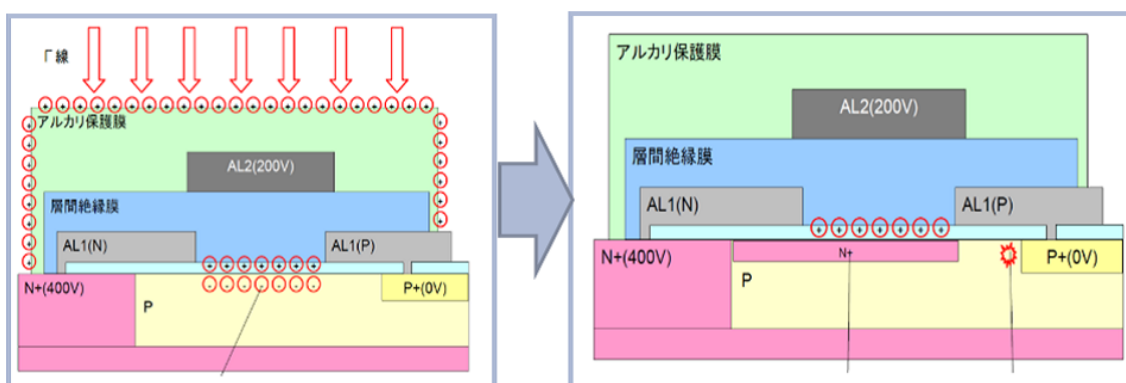


図 4.1: 周辺部ブレイクダウン発生原理仮説

しかし、3月・6月照射試験で使用した HAPD 用 APD はアルカリ保護膜と層間絶縁膜両方があるもののみであり、電荷が蓄積される膜がアルカリ保護膜であるか層間絶縁膜であるかは確認できていない。そのため、アルカリ保護膜と層間絶縁膜いずれかの無いサンプルを用いての追試験が必要である。また、HAPD 化用膜が原因であるならばこれまでとは違う膜質を用いて電荷がたまらないようにする、又はたまった電荷を流し出すための電極を設置するなどの対策が考えられる。

4.1 ガンマ線損傷対策サンプル照射試験

2011年10月に主に周辺部ブレイクダウンモデルの検証と、周辺部ブレイクダウンの原因となる膜質の特定を目的としたガンマ線照射試験を行った。以下、本照射試験を10月照射試験と呼ぶ。表4.1と表4.2に10月照射試験で使用したサンプル一覧を示す。

表 4.1: ガンマ線照射に用いた 1chAPD サンプルタイプ一覧

No	半導体構造		アルカリ保護膜	層間絶縁膜	アルカリコーティング	受光面膜	ガード
	本体構造	P+層厚					
1	P 薄	現行	有	有	有	B	有
2	P 薄	現行	有	有	無	B	有
3	P 薄	現行	無	有	有	B	有
4	P 薄	現行	無	有	無	B	有
5	P 薄	現行	無	無	有	B	無
6	P 薄	現行	無	無	無	B	無

表 4.2: ガンマ線照射に用いた角型 APD サンプルタイプ一覧

No	半導体構造		アルカリ保護膜	層間絶縁膜	アルカリコーティング	受光面膜	ガード
	本体構造	P+層厚					
1	P 薄	現行	有	有	無	B	有
2	P 薄	現行	無	有	有	B	有
3	P 薄	現行	無	有	無	B	有
4	P 薄	現行	無	無	有	B	無
5	P 薄	現行	無	無	無	B	無

10月照射試験にはP層薄型受光面膜Bタイプのサンプルについて、アルカリ保護膜と層間絶縁膜があるタイプ・層間絶縁膜のみのタイプ・アルカリ保護膜も層間絶縁膜も無いタイプの3種類のHAPD化用膜を用意し、周辺部ブレイクダウンモデルの検証と原因となる膜質の調査を行った。層間絶縁膜のないタイプのサンプルは角型であってもガード電極を作成することが出来ない。そのため層間絶縁膜の無いタイプの角型APDでは各chの分離がその他の角型APDに比べ不十分となっている。またそれ以外に、周辺部ブレイクダウン対策の一つとして新たな素材のアルカリ耐性膜(アルカリコーティング)を作成しその効果を調べた。アルカリコーティングはそれまでのHAPD化用膜のさらに上部に形成される。照射方法はすべてのサンプルで共通に、6.4Gy/h、15.5Gy/h、50.1Gy/h¹と徐々に照射レートを上げながら積算線量1000Gyまでガンマ線照射を行った。ガンマ線照射中はまずはAvalanche増幅率40となる電圧を印加し、周辺部ブレイクダウンの発生電圧が印加電圧に近づいた場合は印加電圧を下げ、周辺部ブレイクダウンが発生しないようにしながら照射を行った。以下に10月照射試験で得られた結果を示す。

周辺部ブレイクダウンの発生と回復

照射試験から得られた、積算線量と周辺部ブレイクダウン発生電圧の関係を図4.2に、照射後時間経過と周辺部ブレイクダウンが発生する電圧の関係を図4.3に示す。図4.2・図4.3はともに1chAPDの測定結果である。図4.2・図4.3に記述のないアルカリ保護膜・層間絶縁膜・アルカリコーティングの付いていないサンプルと層間絶縁膜のみのサンプルでは周辺部ブレイクダウンは1000Gyまで発生しなかった。それまでに検証を行っていた光用APDはすべてP層現行型であったが、P層薄型であって光用APDで有れば周辺部ブレイクダウンが発生しないことが分かった。図4.2からアルカリ保護膜のあるサンプルではブレイクダウンが最も強く発生することが分かる。対して、層間絶縁膜のみの場合は積算線量1000Gyまでブレイクダウンは発生しないことが分かった。したがって6月照射までで発生した周辺部ブレイクダウンの原因はアルカリ保護膜であると確かめられた。さらに図4.3からアルカリ保護膜のあるサンプルでは照射後回復も十分得られないことが分かる。よってBelle II実験での要求性能を満たすHAPD用APDを製造するためには、このままのアルカリ保護膜の使用は難しいといえる。また、新たに導入したアルカリコーティングはアルカリ保護膜同様ブレイクダウンが発生したが、アルカリ保護膜に比べその程度

¹1chAPDの場合。角型の場合は6.38Gy/h、15.4Gy/h、49.9Gy/hである。

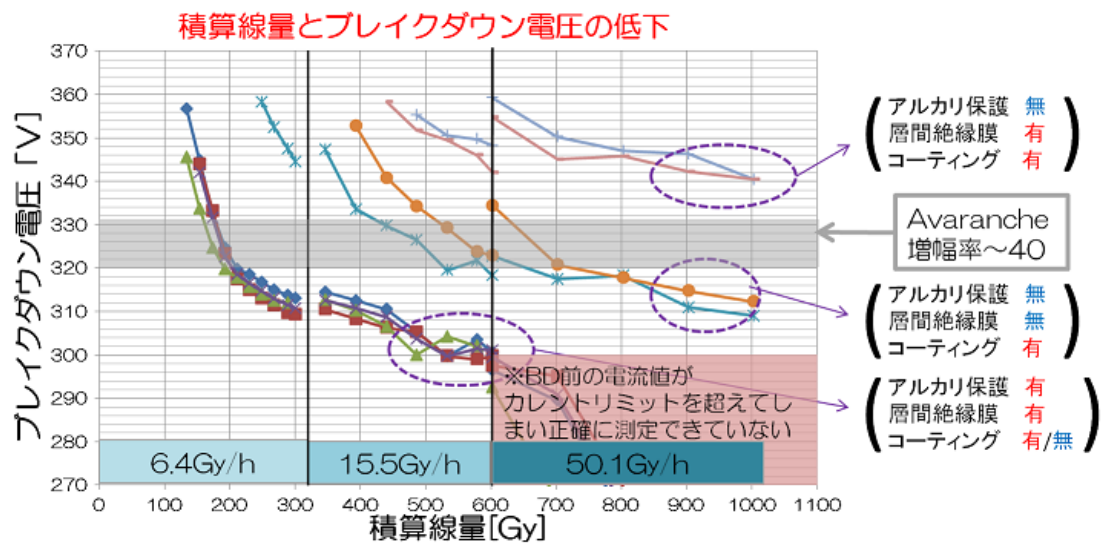


図 4.2: ブレイクダウン電圧の低下と積算線量の関係

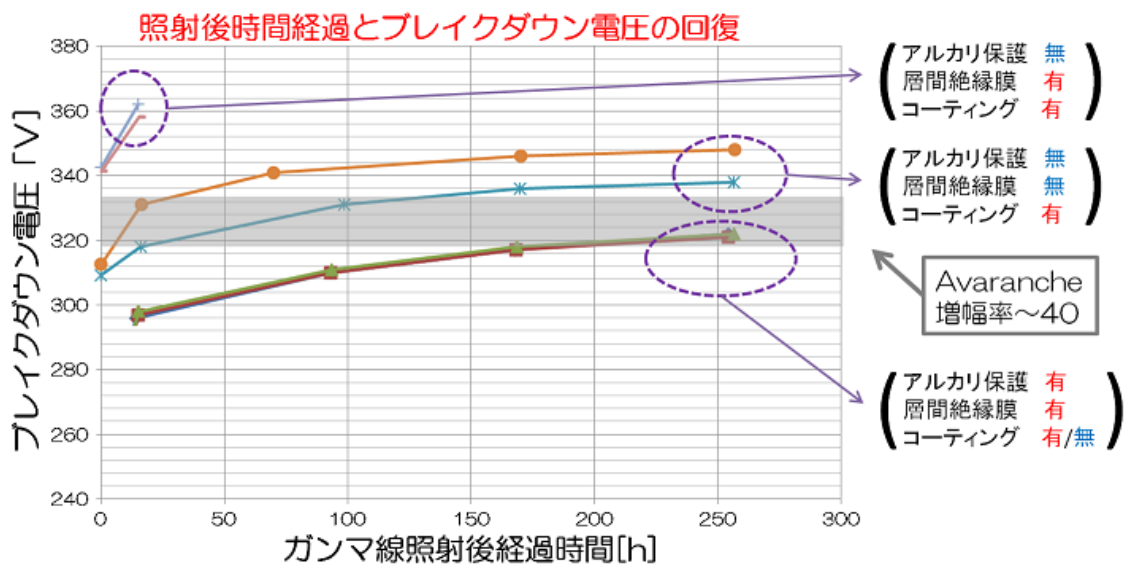


図 4.3: ガンマ線照射後時間経過とブレイクダウン電圧の回復

は軽減されていた。特に、層間絶縁膜の上にアルカリコーティングを形成したサンプルでは、アルカリコーティングのみのサンプルに比べさらに周辺部ブレイクダウンの発生が軽減され、ガンマ線照射後の時間経過による回復を含めると 1000Gy 照射後でも目標性能の

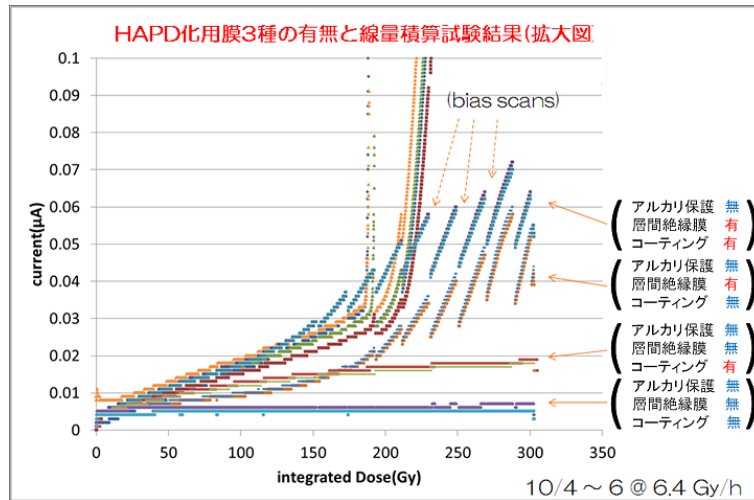


図 4.5: HAPD 化用膜 3 種の有無と線量積算試験結果 (拡大図)

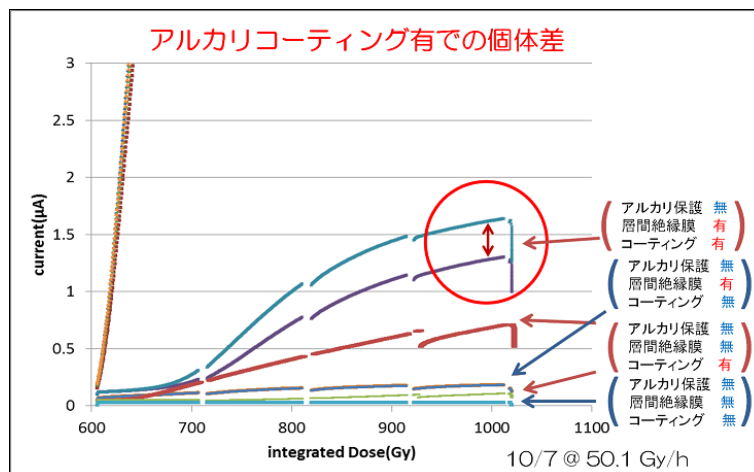


図 4.6: アルカリコーティングによる個体差の例

1000Gy 照射後のサンプルの振る舞い

アルカリコーティングを形成したサンプルを含め、ガンマ線照射後の振る舞いに 3 月・6 月照射試験と大きな違いは見られなかった。どのサンプルもこれまで同様、周辺部ブレイクダウン発生前までは電流値・ノイズともに十分に低い値を保っている。図 4.7 に層間絶縁膜とアルカリコーティングのあるサンプルの照射前後の電流測定と Noise 測定の結果を

示す。

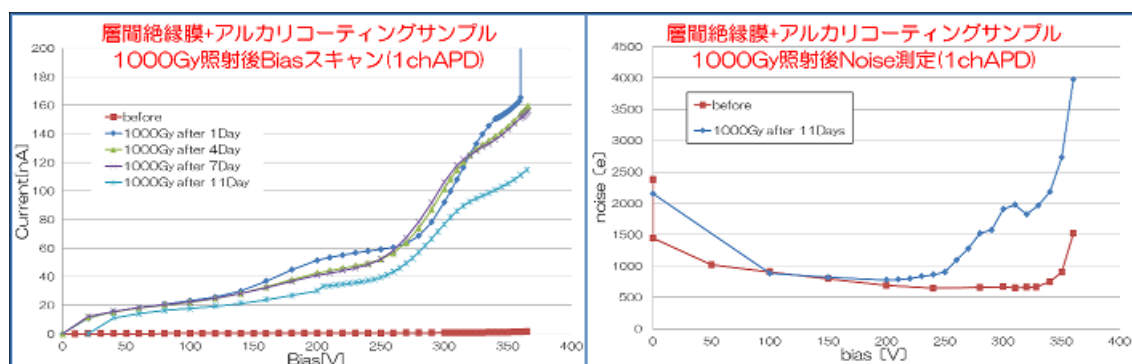


図 4.7: アルカリコーティング付きサンプル照射前後測定 (1chAPD)

周辺部ブレイクダウンモデルと一致する測定結果

10月照射試験では、HAPD 化用膜の有無による周辺部ブレイクダウンモデルの検証以外にも、ブレイクダウンモデルで矛盾無く説明できる測定結果が得られた。10月照射試験のサンプルには、ガード電極がないためにch分離が不十分な角型APDサンプルがある。図4.8にガードの有無以外の違いのない角型APDと1chAPDのそれぞれについてガンマ線照射前のNoise測定結果を示す。角型APDの構造は各chが独立したAPDで構成されているのではなく各chのP層がつながった状態となっており、ガード電極下部にあるch間領域に空乏層が形成されることによってch間でのキャリア移動が遮断されそれぞれのchが分離されるようになっている。chが分離されるとそれまで半導体内を移動していたキャリアの移動が制限されることでNoise量が低下するが、図4.8右下にあるガード無角型APDサンプルでは印加電圧50Vを超えてもNoise量が低下することはなく、印加電圧300V程度まで似通ったNoise値となっている。これは通常50V付近で出来るch間空乏層が300V前後まで出来ず、ch分離ができなかったため角型APD全体のNoiseが各chで検出された為と考えられる。

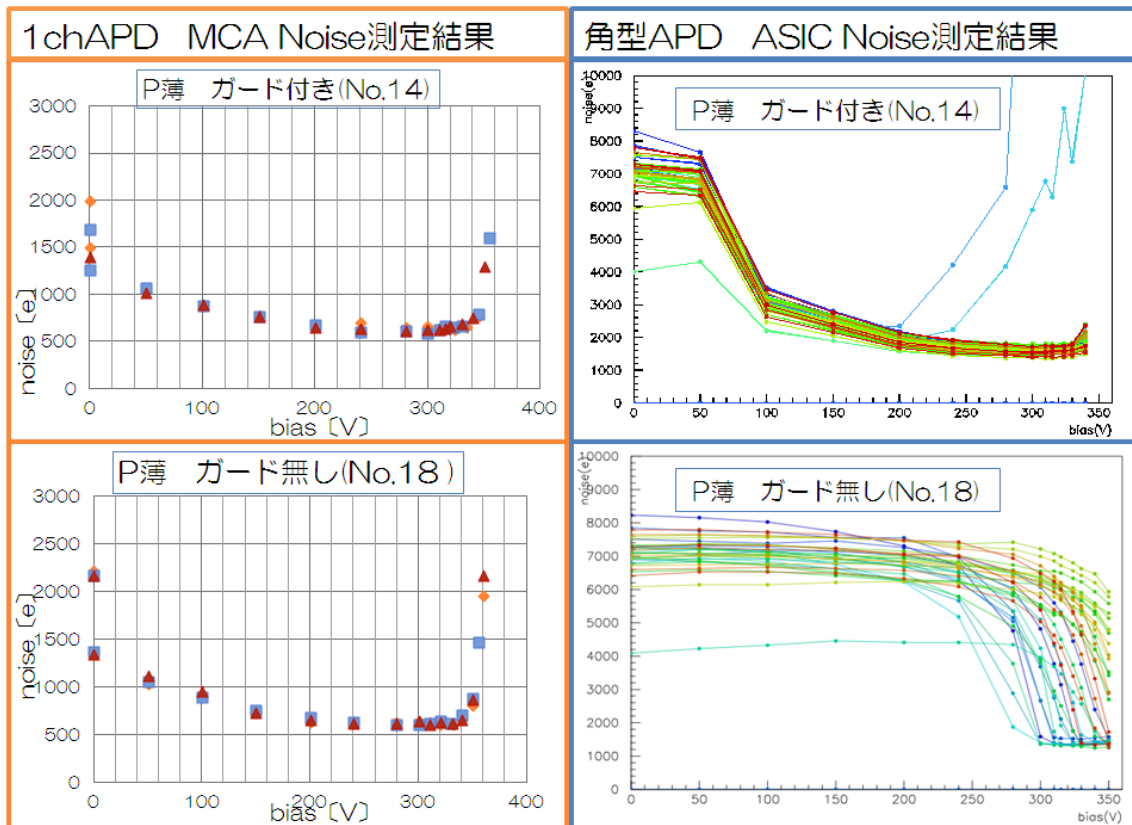


図 4.8: 角型 APD ガード電極無の ch 分離不良

この ch 分離不良の角型 APD にガンマ線を照射したところ、ch 分離が向上するという結果が得られた。図 4.9 にガンマ線照射前後のガード無角型 APD(ch 分離不良) の Noise 測定結果を示す。ガンマ線照射後ではガンマ線照射前に比べ低い印加電圧で ch 分離がおきることが分かる。この結果はブレイクダウン仮説を用いて説明することができる。ガンマ線を照射することによって ch 分離が向上したということはガンマ線照射によって ch 間空乏層が成長したと考えることができる。現在考えられているブレイクダウン仮説ではガンマ線を照射することによって、P 層上部が N 層化する。P 層の一部が N 層化したことで ch 間空乏層の成長が助けられ ch 分離の向上が起きたと説明できる。

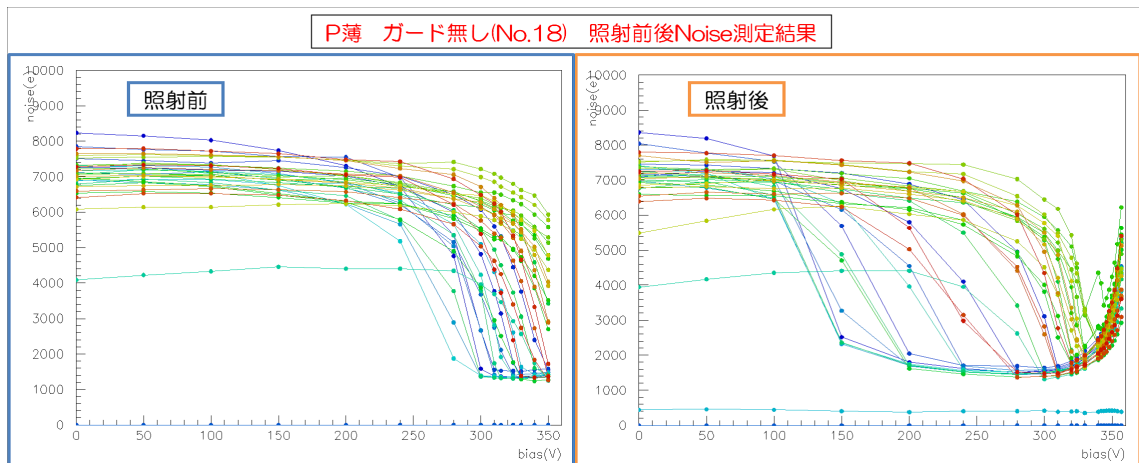


図 4.9: 角型 APD ガード電極無のガンマ線照射前後 Noise 測定結果

4.2 ガンマ線損傷対策サンプル照射試験まとめと考察

10月照射試験の結果、周辺部ブレイクダウンの原因はアルカリ保護膜であり層間絶縁膜は周辺部ブレイクダウンに影響しないことが分かった。また、ch分離不良の角型 APD にガンマ線照射後 ch 分離が向上するという、ブレイクダウン仮説で矛盾なく説明できる結果も得られた。アルカリ保護膜は周辺部ブレイクダウンのほか積算線量が増えた時に発生する電流上昇も大きく、そのままでは Belle II 実験での利用が難しいと分かった。周辺部ブレイクダウン対策として新たなアルカリ耐性膜のアルカリコーティングを調査したところ、アルカリコーティングを使用したサンプルでも周辺部ブレイクダウンは発生するがアルカリ保護膜に比べその程度は軽減されることが分かった。とくに層間絶縁膜の上にアルカリコーティングを形成したサンプルはアルカリ耐性膜のあるサンプルの中で最も周辺部ブレイクダウンが起こりにくく、ガンマ線照射後の時間経過による回復を含めると 1000Gy 照射後でも目標性能の達成が期待できる。

今後のガンマ線損傷対策の為に、10月測定で周辺部ブレイクダウンの原因となることが分かったアルカリ保護膜とアルカリコーティングの共通点と相違点について考察する。まず、周辺部ブレイクダウンが発生した膜質にのみ共通な点については、サンプル表面の非連続性が上げられる。APD サンプルを製造した浜松ホトニクスによると、アルカリ保護膜とアルカリコーティングには素材・形成方法ともに共通点はないが、これら二つの膜質は

どちらも半導体表面の膜質とは異なるためサンプル表面が非連続になる。これに対し周辺部ブレイクダウンの発生しない光用 APD や層間絶縁膜の表面は半導体表面の膜質と同等でありサンプル表面の連続性が高くなる。この表面の連続性の違いと周辺部ブレイクダウンの発生の有無がこれまでの測定結果では対応している。また、周辺部ブレイクダウンの程度に違いを与えた 2 種類の膜の相違点としては膜厚の違いが考えられる。周辺部ブレイクダウンの程度が軽かったアルカリコーティングは、アルカリ保護膜より膜厚が 2 ケタ程度薄い。しかし膜厚については、アルカリ保護膜・アルカリコーティングそれぞれ 1 種類の厚さの試験しか行っていないので、膜厚が周辺部ブレイクダウンの程度に影響するかを調べるためには、複数種類の膜厚のサンプルを制作し追試験を行う必要がある。

これら以外にもアルカリコーティングについては、今後 HAPD を製造するために必要なアルカリ耐性をきちんと持っているのか、照射後でも一光子を測定できるのかなどの検証が必要である。またこれまでの試験では主に 1chAPD を用いて考察を進めているため、これを集積し角型 APD・HAPD を製造した時のガンマ線耐性の評価も必要である。さらに、Belle II 実験で受ける放射線は中性子線とガンマ線それぞれを単独で受けるのではなく中性子線とガンマ線を同時に受けるが、中性子線・ガンマ線を同時に受けた場合の放射線損傷の評価はまだ行われていない。

第5章 結論

高エネルギー加速器研究機構で行われていた B 中間子ファクトリー Belle 実験の後継である Belle II 実験では検出器のアップグレードが行われている。Belle II 測定器では測定器前方での K/π 粒子識別可能運動領域向上をめざし新型粒子識別装置である Aerogel を輻射体に用いたリングイメージング型 Cherenkov 光検出器 (Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter: Aerogel RICH) の開発が行われている。Belle II 実験では測定器外部より飛来する中性子線やガンマ線などによる測定器の放射線損傷が危惧されており、Aerogel RICH で採用された複合型光検出器 HAPD (Hybrid Avalanche Photo Detector) は半導体を電子検出部に用いた検出器であるため、放射線損傷の評価が必要である。

本研究では 1000 Gy の積算ガンマ線量を受けても $S/N \sim 7$ 以上での一光子検出能力を保持できるガンマ線耐性を持った HAPD 開発を目標に HAPD で特にガンマ線の影響を受けると考えられている APD (Avalanche photo diode) 部についてガンマ線耐性の評価を行った。HAPD 用に製造した APD ではこれまでにガンマ線照射開始直後に暗電流の急上昇や、照射後サンプルで Avalanche ブレイクダウンのような現象が起きることが分かっており、積算線量 1000 Gy で目標性能を維持できなくなっていた。

これら 2 つの問題の原因究明のため、浜松ホトニクスにおいて複数の APD 構造や表面膜等を変更した APD サンプルを作成し、名古屋大学 ^{60}Co 照射室で 2010 年 3 月と 6 月にガンマ線照射試験を行った。HAPD 用 APD の暗電流上昇の原因を探るため、照射中電流のモニターや照射前後での電流・ノイズ等の測定を行った結果、ガンマ線照射直後に発生する暗電流の急上昇は打ち込み増倍率向上のため電子入射面である P+層の厚みを薄くしたサンプルのみで発生することが分かった。さらにこの現象は受光面の表面膜質を従来の膜質から新たな膜質に変更することで抑制が可能であることも分かった。もうひとつの問題であった、照射後サンプルで発生する Avalanche ブレイクダウンのような現象は通常の Avalanche ブレイクダウンのように Avalanche 増幅域で発生するのではなく、APD 周辺部に設置されたアルミニウムパッド下で発生していることが分かった。また、この現象は HAPD を製造す

るために必要な HAPD 用の APD 固有の表面膜がある APD サンプルでのみ発生しており、これから HAPD 用の APD に固有の表面膜によって、APD 周辺部でのブレイクダウンが発生していると分かった。この照射試験では 1000Gy 照射までに全ての HAPD 用の APD で周辺部のブレイクダウンが発生し Belle II 実験で使用予定の印加電圧を保て無かったが、ガンマ線照射後測定を行った結果周辺部でのブレイクダウン発生直前までは電流・ノイズの増加はともに小さく、周辺部ブレイクダウンの発生電圧を Belle II 実験で使用予定の印加電圧以上に保つことが出来れば、十分 Belle II 実験での目標性能を達成できることが分かった。

そのため周辺部でのブレイクダウン発生モデルを考察し、その検証の為に照射試験を 2010 年 10 月に行った。アルカリ保護膜と層間絶縁膜という 2 種類の HAPD 用の APD 固有の表面膜に対して検証を行った結果、周辺部でのブレイクダウンの原因はアルカリ保護膜であることが分かり、予想したブレイクダウン発生モデルで矛盾せずに説明できる測定結果を得た。また周辺部でのブレイクダウン対策として新たな素材のアルカリ耐性膜 (アルカリコーティング) を作成し、検証を行ったところアルカリコーティングはアルカリ保護膜同様ブレイクダウンが発生したが、アルカリ保護膜に比べその程度は軽減されていた。特に、層間絶縁膜の上にアルカリコーティングを形成したサンプルでは、アルカリコーティングのみのサンプルに比べさらにブレイクダウンの発生が軽減され、ガンマ線照射後の時間経過による回復を含めると 1000Gy 照射後でも目標性能の達成が期待できることを本研究により示すことが出来た。

今後は周辺部ブレイクダウンが発生する膜と発生しない膜の相違点などを手掛かりに、HAPD 用 APD の表面膜厚とブレイクダウンの関係を調べ膜厚を最適化を行いたい。またアルカリコーティングについては実際に HAPD 製造に使用できるかの調査も残されている。これまでは HAPD 用の APD のガンマ線耐性を調べてきたが、APD ではなく HAPD でのガンマ線耐性も検証行う必要がある。さらに Belle II 実験ではガンマ線単独ではなく、同時に中性子線による損傷も受けることが予想される。しかし HAPD ではガンマ線と中性子線の両方の損傷を受けた場合の性能評価はいまだ行われていない。ガンマ線と中性子線の両方を受けた場合の放射線損傷の評価も HAPD の今後の課題である。

残された課題を克服し十分な放射線耐性を持った HAPD を制作することにより Aerogel RICH 検出器は Belle II 実験の K/π 粒子識別装置として $0.5\sim 4\text{GeV}/c$ の運動量領域で 4σ 以上の K/π 粒子識別を 10 年の Belle II 実験稼働期間中継続することが可能となる。

謝辞

本研究を進めるにあたり、たくさんの助言やご指導下さった小川了教授、渋谷寛教授には心より感謝を申し上げます。Belle II 実験に参加する機会を与えてくださり深く感謝いたします。

高エネルギー加速器研究機構の足立一郎准教授、西田昌平助教、原康二助教からは、多くのご助言・ご指導をいただいたおかげで研究を進めることができました。特に原助教には名古屋大学でガンマ線照射試験を行うにあたり、測定方法など多くの事を教授して頂きました。心から感謝いたします。また、首都大学東京の岩田修一さん、高垣英幸さん、坂下嘉徳さん、山見仁美さん、東京理科大学の樋口雅弘さん、昨年卒業なさった多賀井里枝さんと名古屋大学の今村美貴さんには多くの面で助けていただきました。岩田さん、多賀井さん、今村さん、高垣さんからは測定について Aerogel RICH についていろいろなことを教えていただきました。中途半端な時期からの参加でご迷惑おかけしました。坂下さん、樋口さんは共にガンマ線照射試験に参加して頂き感謝しています。山見さんは学部生のうちからガンマ線照射の事前事後測定に参加して頂き、とても助かりました。来年度以降の皆様のご活躍をお祈りします。皆さんとともに Aerogel RICH グループで研究できたことを嬉しく思います。

名古屋大学 N 研究室の飯嶋徹教授にはガンマ線照射試験に際して多くの助力をいただき感謝しています。N 研の皆様には照射試験中の見回りなどにお時間を割いていただいたほか、名古屋大学で試験期間中場所・実験装置を融通していただいたり大変お世話になりました。N 研の皆様のおかげで無事に照射試験を終えることができました。深くお礼申し上げます。また名古屋大学 ^{60}Co 照射室の今井さんには照射期間中の急な予定変更にも対応していただき深く感謝しております。

浜松ホトニクス株式会社の深澤宏仁さん、影山明広さんをはじめ浜松ホトニクス株式会社電子管事業部・固体事業部の皆様にも大変感謝しています。サンプルに問題が発生した際には実験施設まで足を運んでいただいたり、多くの種類の HAPD・APD サンプルを製

造していただいたりと照射試験を行う上で大変お世話になりました。議論の場にも参加させていただき貴重な体験をすることができました。本当にありがとうございました。また、JAXA の池田さんをはじめ研究に意見を下さり議論して下さった皆様に深くお礼申し上げます。

普段の研究生活においては、基礎物理学研究室のみなさんに大変お世話になりました。博士課程の松尾友和さん、石田拓運さん、修士課程の小暮大輔さん、辻川弘規さん、土田勇介さん、梶原崇史さん、小関真悟さん、鈴木平さん、須藤純さん、4年生の安彦ちほさん、上園広晃さん、大島仁さん、鹿子畑千也子さん、川合歩さん、鬼頭升さん、鈴木渚沙さん、高田巧磨さん、浜田尚さん、福永匠吾さん、牧野隆起さん、みなさんのおかげで楽しく過ごすことができました。ありがとうございます。松尾さん、石田さんには多くの事を教えていただきました。小暮さん、辻川さん、土田さんには3年間同じ研究室でお世話になりました。鬼頭さんにはASICの研究で、浜田さんにはドリフトチェンバーの研究でとてもお世話になりました。余り先輩らしく役に立てなかったことを反省しています。

基礎物理学研究室の皆様、KEK・Aerogel RICHグループの皆様、名古屋大学N研の皆様、浜松ホトニクス株式会社の皆様、意見を下さった皆様、それに友人やサークルの仲間、たくさんのががまを聞いてくれた家族、多くの皆様のおかげで本研究に取り組むことができました。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] C.S.Wu, Phys.Rev. **105** (1957) 1413-1415.
- [2] J.H.Christenson J.W.Cronin V.L.Fitch and R.Turlay, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138-140.
- [3] M.Kobayashi and T.Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 552-657.
- [4] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), J. Phys. G Phys. Rev. Lett. **37**, 075021 (2010).
- [5] 山田作衛他編, 素粒子物理学ハンドブック, 朝倉書店 (2010).
- [6] 黒田英諒 首都大学東京理工学研究科 修士論文 (2009).
- [7] A. I. Sanda and S. Suzuki, (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1995), [ISBN 981-02-2224-6].
- [8] T. E. Browder, et al., “New Physics at a Super Flavor Factory”, arXiv:0802.3201v2.
- [9] T. Abe et al., arXiv:1011.0352v1 [physics.ins-det].
- [10] 宮沢優一 東京理科大学理工学研究科 修士論文 (2007).
- [11] 海野祐士 千葉大学自然科学研究科 修士論文 (1999).
- [12] T. Iijima et al., Nucl. Inst. Meth. A548 (2005) 383-390.
- [13] I. Adachi et al., doi:10.1016/j.nima.2010.08.125.
- [14] M. Tabata et al., Nucl. Inst. Meth. A623 (2010) 339-341.
- [15] 椎塚晋 名古屋大学大学院理学研究科 修士論文 (2009).

- [16] 今村美貴 名古屋大学大学院理学研究科 修士論文 (2010).
- [17] 岩田修一 首都大学東京理工学研究科 修士論文 (2010).
- [18] 浅野哲也 広島大学理学部物理科学科 卒業論文 (2004).
- [19] A. G. Akkeroyd, et al. [BELLE collaboration], arXiv:1002.5012v1 [hep-ex].
- [20] D. Asner et al., [HFAG Group], arXiv:1010.1589v2.
- [21] J. Charles et al. [CKMfitter Group], “CP violation and the CKM matrix: Assessing the impact of the asymmetric B factories” Eur. Phys. J. C 41(2005) 1.
- [22] [BELLE collaboration], “Letter of Intent for KEK Super *B* factory”, KEK-Report 94-2, April (1994).

付録A Belle実験におけるCP対称性の破れの検証方法

Belle 実験における CP 対称性の破れ観測のメインとなる $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ という崩壊モード¹について解説する。まず B 中間子の生成方法だが、 e^-e^+ 対消滅によって生じる $\Upsilon(4S) = (b\bar{b})$ という bottomonium 共鳴状態が $B^0 - \bar{B}^0$ を生成することを利用する。 $\Upsilon(4S)$ の質量は $m \simeq 10.58 \text{ GeV}/c^2$ なので、衝突エネルギーは重心系でこのエネルギーとなるように設定される。KEKB 加速器では B-Factory 実験の特徴である非対称エネルギー衝突のため、 e^- は $8.0 \text{ GeV}/c$ 、 e^+ は $3.5 \text{ GeV}/c$ という運動量に加速している。この非対称エネルギーによって衝突後の系に $4.5 \text{ GeV}/c$ 程度の運動量を与えることができる。この運動量を得た $B^0 - \bar{B}^0$ 対は図 1.5 のように終状態へと崩壊していく。そのうち例えば B^0 が図 A.1 上図のような tree diagram を経て CP 固有状態である $J/\psi K_S$ へと崩壊するモードが興味のあるものである。この途中、図 A.1 下図のように B^0 から \bar{B}^0 に遷移して $J/\psi K_S$ に崩壊するモードもある確率で発生し、これもまた CP 固有状態である。見かけ上終状態が同じなので、親となる B 中間子が B^0 か \bar{B}^0 かを同定することは、その終状態だけでは不可能である。そこで親粒子を同定するために、注目している CP 固有状態 $f_{CP} = J/\psi K_S$ に崩壊する方 (これを CP side と呼ぶ) ではなく、その反対側が完全に同定可能であるときのモード (これを tag side と呼ぶ) を正確に観測することで CP side の親粒子を同定する方法を用いている。図 1.5 では B^0 側を tag side として確定することで反対側を \bar{B}^0 と同定することを示している。tag side の B^0 から崩壊した荷電粒子 $\bar{D}^0 (\rightarrow K^+\pi^-)$ 、 π^- 、 μ^+ は CP 固有状態ではないので、それ以外の量子数から B^0 と同定することが可能であり、したがって CP side の親粒子は確実に \bar{B}^0 だと同定できる。

図 A.1 は親が B^0 であったが、同様に \bar{B}^0 の場合も考えられる。この関係を模式的に表した図が図 A.2 である。CP 非対称を観測するということは、図 A.2 の 2 つの崩壊現象の差を観測するということになる。 B^0 が $J/\psi K^0$ (K^0 は実験的には K_S または K_L として観測され

¹このモードは後述するように Unitarity Triangle の角 ϕ_1 の観測に用いられ、“Golden mode” などと呼ばれている。

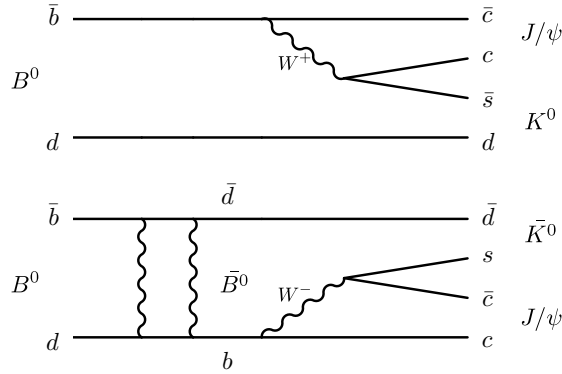


図 A.1: $B^\pm \rightarrow \pi^0 K^\pm$ 崩壊,(a)tree diagram,(b)penguin diagram

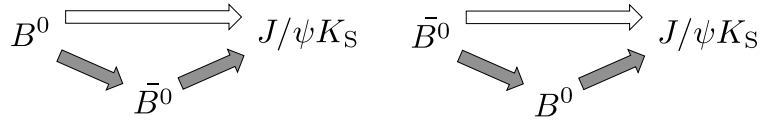


図 A.2: B^0 と \bar{B}^0 の崩壊 どちらも直接 $J/\psi K_S$ に崩壊するモード (白抜き矢印) と B 混合を経て崩壊するモード (色付き矢印) が存在する

る)へと崩壊したと同定された事象についての崩壊時間分布と、 \bar{B}^0 のそれを比較したものが図 A.3 である。終状態が CP 固有状態 (f_{CP}) のとき ξ_f は $CP|f_{CP}\rangle = \xi|f_{CP}\rangle$ で定義され、 $\xi = \pm 1$ をとる CP の固有値である。したがって $q = +1$ の赤いプロットが $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^0$ 、 $q = -1$ の青いプロットが $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ と同定されたデータによるものである。一般に時間依存の CP 非対称度 $a_f(t)$ は以下の式で定義される。

$$a_f(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})} \quad (\text{A.1})$$

今、注目する終状態 $J/\psi K^0$ についての CP 非対称度は特に

$$a_{J\psi K^0}(t) = \sin 2\phi_1 \sin(\Delta M \Delta t) \quad (\text{A.2})$$

と計算される [19]。 ΔM は B^0 の CP 固有状態である B_1 、 B_2 の質量差 $M_2 - M_1$ である。図 A.3 よりこの ΔM を求めれば、測定した CP 非対称度 $a_f(t)$ を用いて $\sin 2\phi_1$ を計算す

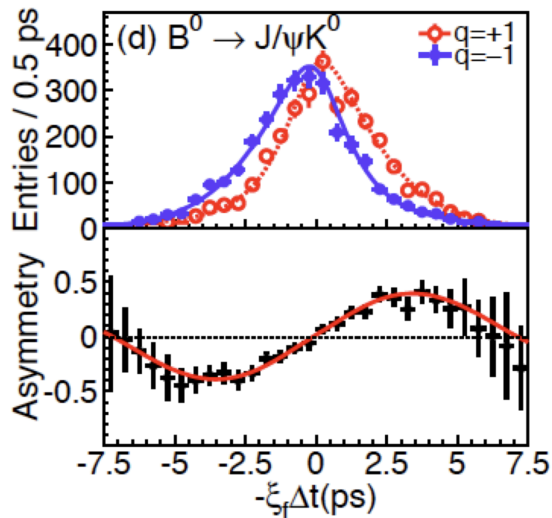


図 A.3: (上) $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ における崩壊時間 Δt の分布 (下) その結果から得られた CP 非対称度 [19]。

ることが可能である。このようにして求めた $\sin 2\phi_1$ に対する制限を CKM 行列の CP 位相パラメータ $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ 平面上に示すと、図 A.5 のように Unitarity Triangle の角 ϕ_1 を決定することができる。 $\sin 2\phi_1$ の決定には、 $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ 以外のモードも利用することができる。 $\bar{b} \rightarrow \bar{s} q \bar{q}$ モード全体を Belle 実験と BaBar 実験が観測して得られた $\sin 2\phi_1$ の値をまとめたものが図 A.4 である²。

$\sin 2\phi_1$ の他にも、様々な観測モードや他の実験から得られた結果を組み合わせることで Unitarity Triangle の全ての角、辺の大きさの決定を目指すことが現在の素粒子実験の一つの主目的となっている。図 A.5 は CKMfitter グループが数々の実験データより制限された CKM パラメータ $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ をフィットした図で、2010 年夏に公表したものである

²Belle 実験では Unitarity Triangle の角度の表記として ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 を採用したが、BaBar 実験では $\beta(= \phi_1), \alpha(= \phi_2), \delta(= \phi_3)$ を採用した。どちらの表記もよく使用される。

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

HFAG
 EndOfYear 2009
 PRELIMINARY

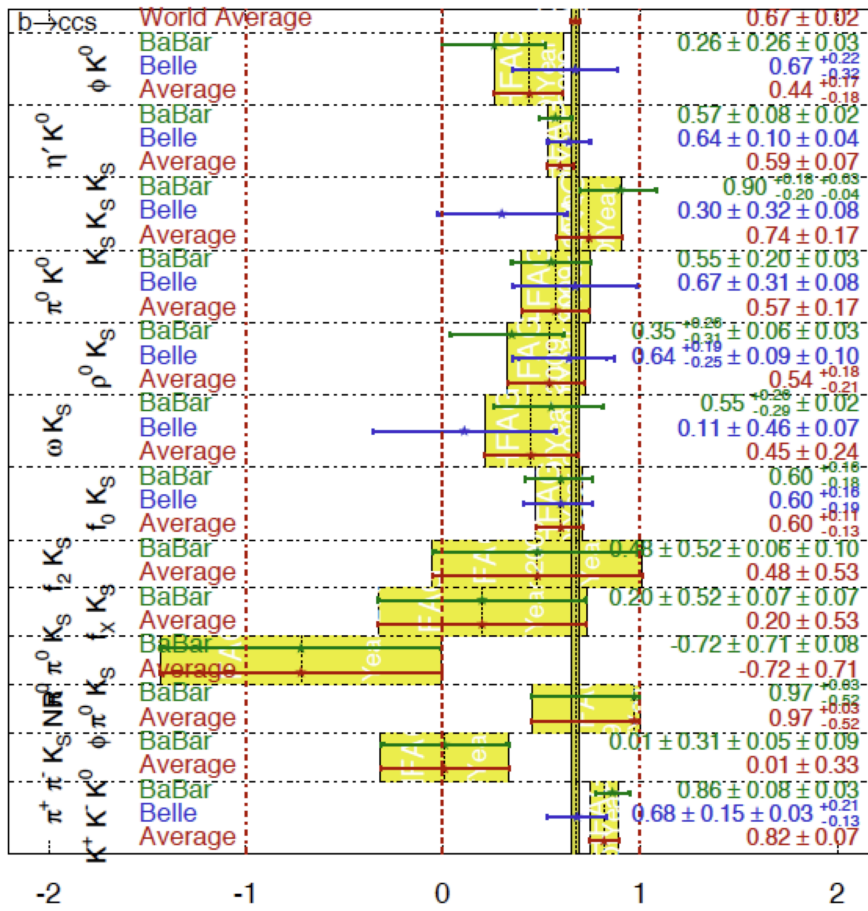


図 A.4: Belle と BaBar による $\sin 2\phi_1$ の値とその世界平均 [20]。

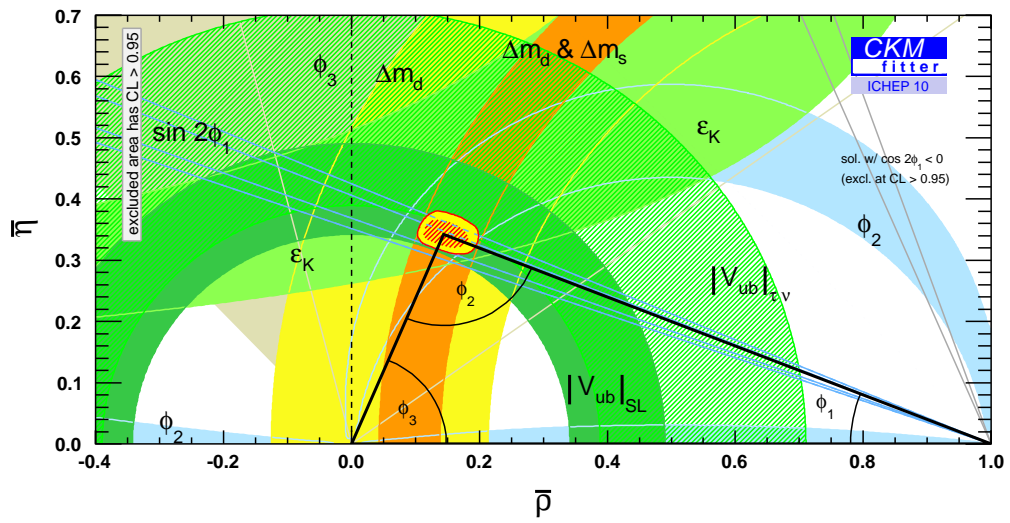


図 A.5: 数々の実験データより制限された CKM パラメータ $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ をフィットした図 [21]。

付録B Belle II測定器の副検出器

1.3.3節で説明したように Belle II 測定器は PXD、SVD、CDC、TOP、Aerogel-RICH、ECL、KLM といった複数の副検出器から成っている。(図 B.1) この章では Belle II 測定器の各副検出器の概要を簡単に説明する。

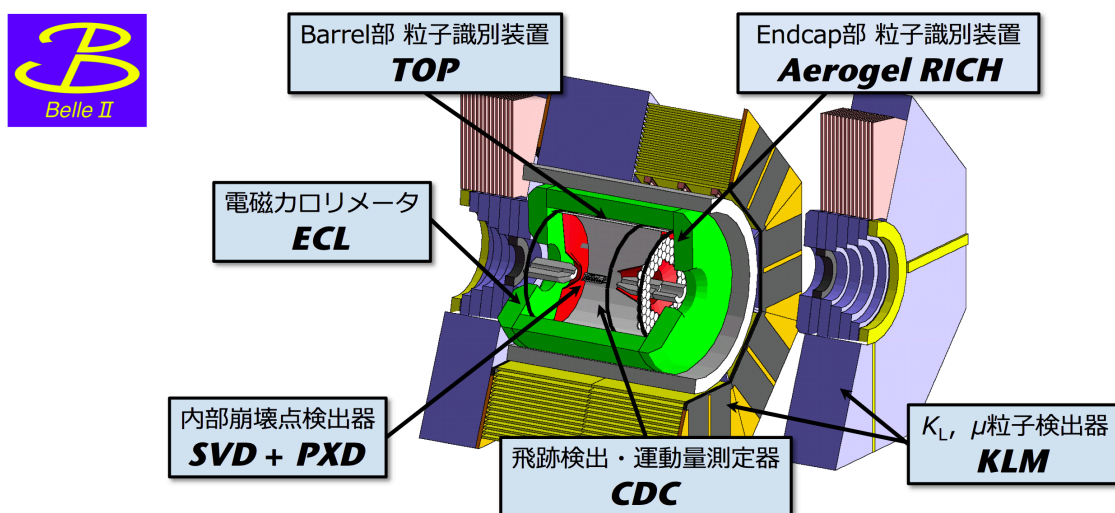


図 B.1: Belle II の完成イメージ

PXD、SVD

Belle II 測定器の最内層に配置されるのは B 中間子の崩壊点を検出する崩壊点検出器である。 B 中間子そのものを検出することはできないが、その崩壊後にできる荷電粒子の飛跡を数十 μm の精度で検出し内挿することで崩壊点を再構成する。Belle では SVD(Silicon Vertex Detector) が使用されていたが、Belle II では崩壊点検出器のアップグレードとしてさらに内側に PXD(Pixel Detector) を配置することになっている。PXD と SVD を合わせた崩壊点検出器のイメージ図を図 B.2 に示す。

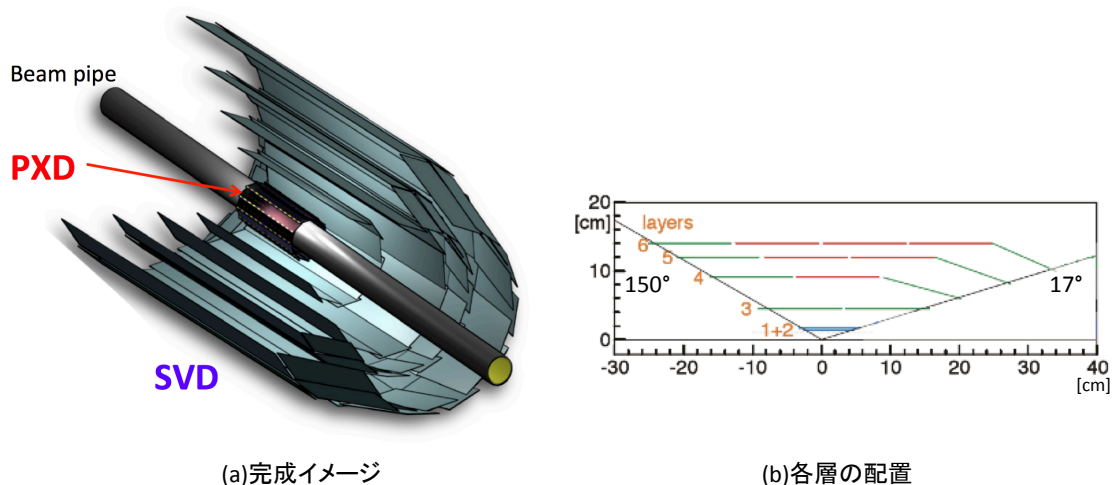


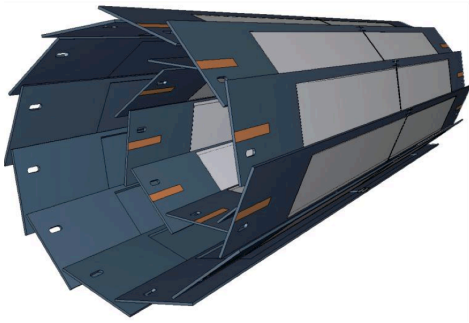
図 B.2: (a) は崩壊点検出器の完成イメージ図 (b) は PXD(1、2)、SVD(3 ~ 6) の配置図

内側に PXD2 層を配置し、その外側に 4 層の SVD を配置する。計 6 層のシリコン検出器によって B 中間子の崩壊点を検出する。検出範囲 (アクセプタンス) は $17^\circ < \theta < 150^\circ$ となっている。

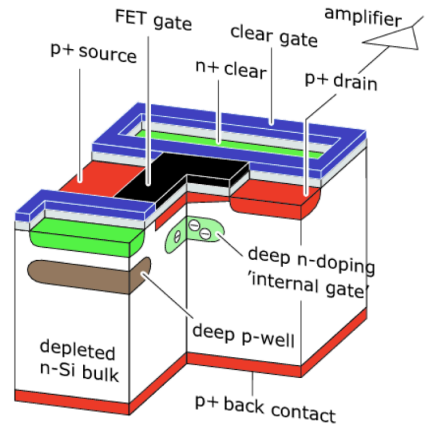
PXD は FET(Field Effect Transistor: 電界効果トランジスタ) を応用した DEPFET(DEPleted FET) と呼ばれるピクセル化された半導体検出器から構成される。図 B.3 に PXD イメージ図と DEPFET の概念図を示す。

SVD は Double-sided Silicon Strip Detector(DSSD) と呼ばれる半導体検出器を層の両面にストリップ状に貼りつけた装置を、図 B.4 のように筒状に重ねた構造となっている。両面の半導体検出器の向きが直交するようになっており、このために位置分解能を有する。

各層 (ラダー) の両面で直行した方向に分割されたストリップになっている。PXD+SVD



(a)PX D



(b)DEPFETの構造図

図 B.3: PXD 完成イメージ図・DEPFET 構造図

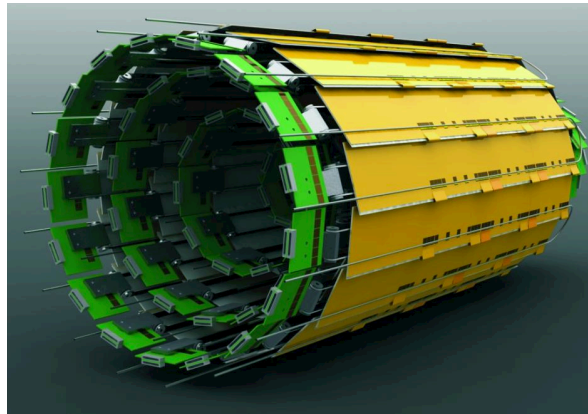


図 B.4: SVD の完成イメージ

の構成によって約 $20 \mu\text{m}$ の精度で崩壊点を検出できる予定である。

CDC

CDC(Central Drift Chamber) は Belle 測定器にも使用されている飛跡検出器である。CDC はビーム軸方向にかけられた 1.5 T の磁場によって湾曲する荷電粒子の飛跡情報から曲率半径 ρ を求めることで、加速器実験では一般的な以下の式

$$p [\text{GeV}/c] = 0.3\rho [\text{m}]B [\text{T}] \quad (\text{B.1})$$

から運動量 p を求めることができる。 B は磁場の大きさである。この運動量の情報から後述する TOP や Aerogel RICH は粒子識別を行なっている。また、センスワイヤーに検出される信号電圧より荷電粒子が CDC を通過中に落としたエネルギー dE/dx を求めることができる。図 B.5 に電子 e^- 、陽子 p 、 K 、 π の持つ運動量と CDC で (単位距離あたりに) 落とすエネルギー dE/dx の関係を示す。1 GeV/c 以下の運動量領域では CDC でも p 、 K 、 π の識別が可能なが分かる。ただしこの運動量領域だけでは当然足りないので、後述する粒子識別装置と組み合わせて Belle II の粒子識別を行なうことになる。

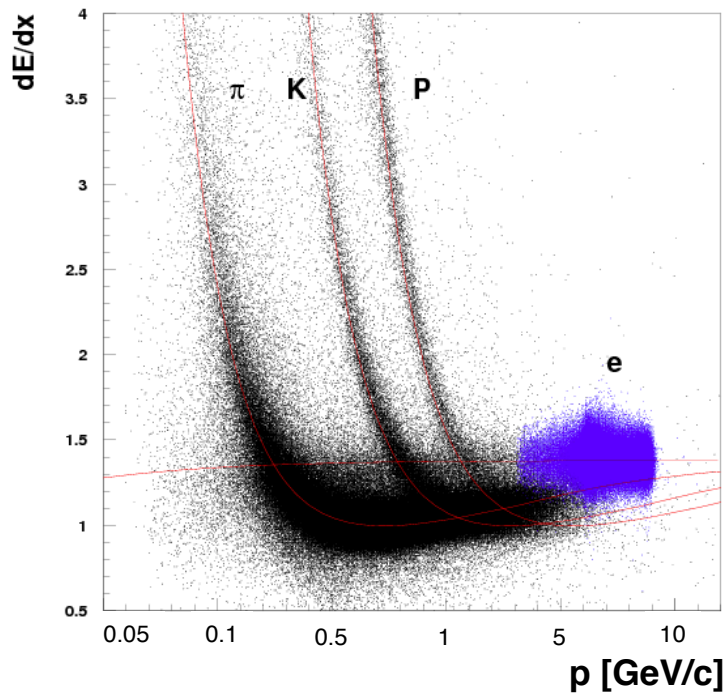


図 B.5: CDC を通過する荷電粒子別に見た運動量とエネルギー損失 dE/dx の関係

図 B.6 に実際の CDC のワイヤー張り (Belle) の様子とアップグレード前後で比較した CDC 断面図を示す。Belle II CDC では陰極ワイヤー数を 8,400 から約 14,300 に増加させセルサイズを小さくすることで位置分解能を向上させる計画である。CDC のアップグレードの概要を表 B.1 にまとめる。

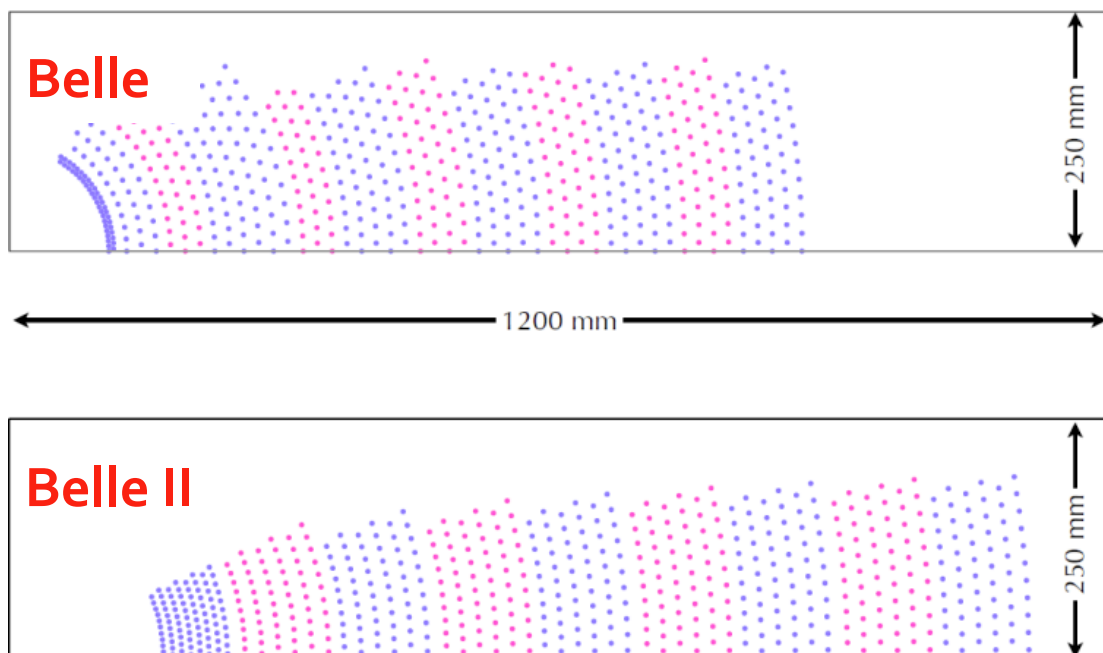


図 B.6: CDC アップグレードの比較 (上部が Belle、下部が Belle II の CDC 断面図)

表 B.1: Belle/Belle II CDC の比較 [9]

パラメータ	Belle	Belle II
最内層ワイヤー軸半径	88 mm	168 mm
最外層ワイヤー軸半径	863 mm	1,111.4 mm
ワイヤー数	8,400	14,336
充填ガス	He : C ₂ H ₆ (50:50)	

アップグレードによって以下のような分解能 σ が得られる予定である。

- $\sigma_{r\phi} = 100 \mu\text{m}$
- $\sigma_z = 2 \text{ mm}$
- $\sigma_{p_t}/p_t = \sqrt{(0.2\%p_t)^2 + (0.3\%/\beta)^2}$
- $\sigma_{dE/dx} = 5\%$

$\sigma_{r\phi}$ 、 σ_z はビーム軸を z とした円柱座標表示で表した位置分解能、 σ_{p_t} は (縦) 運動量分解能、 $\sigma_{dE/dx}$ はエネルギー損失分解能である。

TOP

Barrel 部での K^\pm と π^\pm の識別を担う装置として TOP (Time-of-Propagation counter) を新たに開発している。TOP は荷電粒子が物質を通過することで生じる Cherenkov 光より粒子識別を行なう装置である。TOP は Detection of Internally Reflected Cherenkov light (DIRC) と呼ばれる Cherenkov 光検出器の一種である。図 B.7 にその原理図を示す。同図 (a) に TOP の基本原理となる DIRC の原理図を示す。また同図 (b) は実際の TOP モジュールの概念図である。

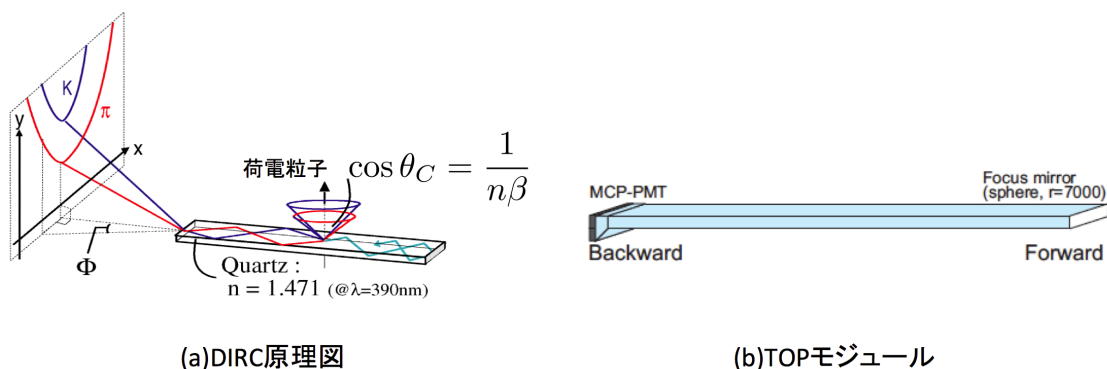


図 B.7: (a) は DIRC の測定原理 (b) は TOP カウンターモジュールの概念図である

屈折率 n の輻射体として石英ガラスからなるクォーツバーを荷電粒子が通過すると Cherenkov 光を図 B.7(a) のように発生させる。このうち、クォーツ内を全反射して端部に達した Cherenkov 光は適当な距離に (位置検出可能な) 光検出器を置くことで半円形の形に投影することができる。荷電粒子の種類が異なると Cherenkov 光の放射角 θ_C が異なるので、 π と K の場合は図のようにリング半径の差から識別することができる。さらに、 K/π のクォーツ内での光路差が異なるため検出時間にも差が生じる。光検出器に時間分解能をもたせることで TOF (Time-of-Flight) 機能も果たすことができる。TOP の時間測定は DIRC による Cherenkov 放射角度差による時間差と、TOF による飛行時間差を合わせたものになる。DIRC のための位置分解能、TOF のための時間分解能、磁場中動作が可能などの要求を満

たず光検出器として MCP-PMT(Micro-Channel Plate PMT) を採用した (図 B.8)。4 × 4 の 16ch のアノードプレートの内蔵し、1ch のサイズは 1 辺約 5 mm である。最終増幅率は $\mathcal{O}(10^6)$ 、時間分解能は 40 ps 以下である。また石英クォーツバーは 2.6 m × 45 cm × 2 cm 程度のサイズ、屈折率は ~ 1.47 となる予定で、このクォーツバーを 18 枚筒状に構成し Barrel 部の粒子識別を行なう。

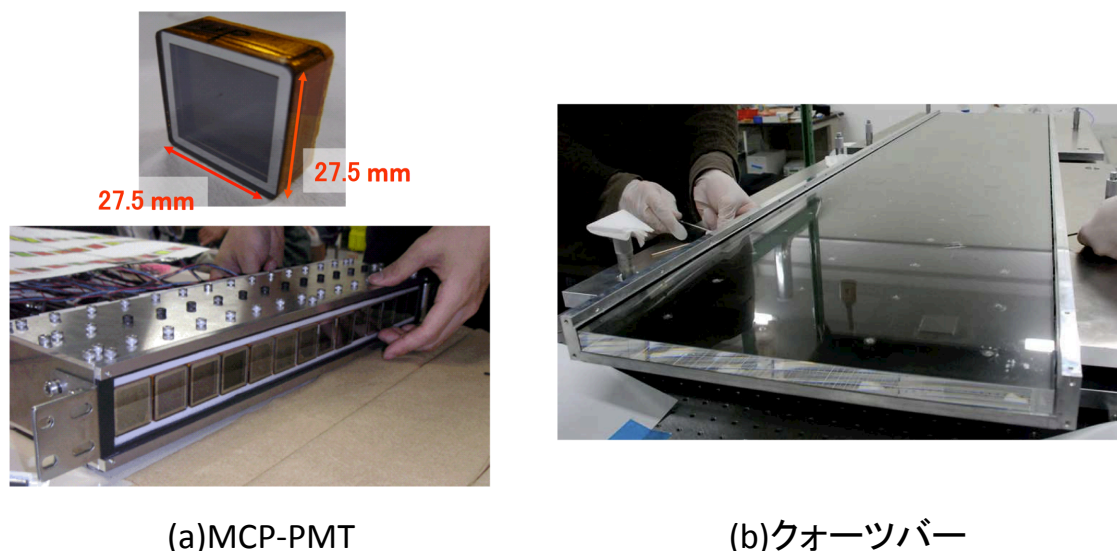


図 B.8: TOP の構成要素である光検出器 MCP-PMT と輻射体である石英クォーツバー。左下は MCP-PMT をクォーツバーに合わせて配列したモジュール。

Aerogel RICH

Endcap 部の PID は Aerogel RICH(Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter) を新たに開発している。RICH は TOP と同じく Cherenkov 光検出器の一種で、放出された Cherenkov 光を直接検出するタイプのものである。輻射体としてシリカエアロゲル(屈折率 ~ 1.05) を使用し、その中を通過した荷電粒子によって生じた Cherenkov 光を位置分解能をもった光検出器によって検出することで円型のリングイメージとして観測する。このリングの半径は Cherenkov 放射角に依存するのでその半径から K/π 識別が可能となる。光検出器として 144ch のマルチアノード型 Hybrid Avalanche Photo-Detector(HAPD) を採用し、専用の読み出し回路を開発している。HAPD は約 5 mm 平方にピクセル化されており位置分解

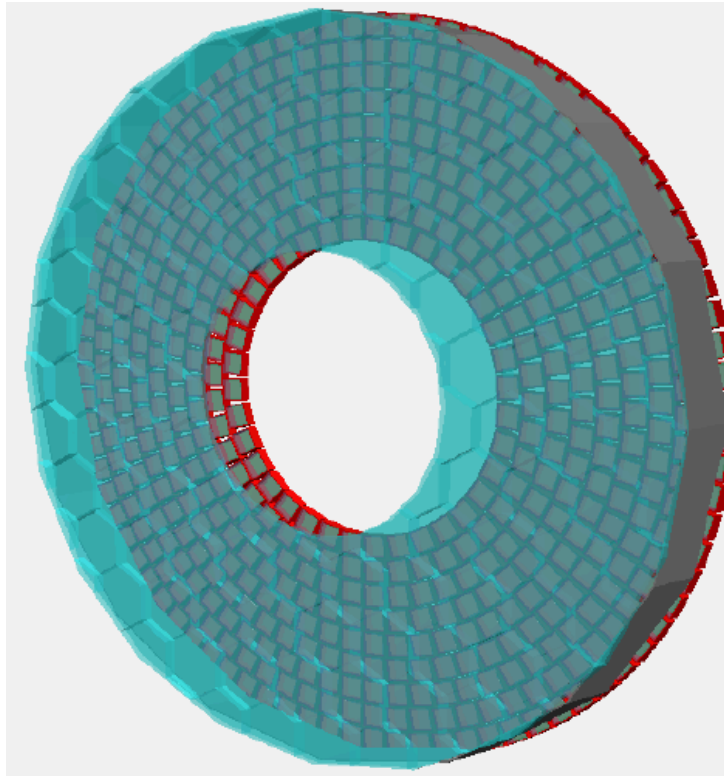


図 B.10: Aerogel RICH 完成イメージ

ECL

ECL(Electromagnetic Calorimeter) は主に電子や光子のエネルギーを測定する装置である。クリスタルシンチレータに入射する粒子の全エネルギーを電磁シャワーに変換し、電磁シャワーの光量を測定することで落とした全エネルギーを見積もることができる。また、電子・陽電子散乱である Bhabha 散乱を検出することでその頻度を見積もることが可能である。その結果、電子・陽電子ビームの衝突頻度 R を算出できるので、QED によって精密に計算された Bhabha 散乱の反応断面積 σ から式 1.11 よりルミノシティ \mathcal{L} を求めることも可能である。図 B.11 に ECL の設計図と 1 モジュールの概念図を示す。表 B.2 に Belle II ECL として使用されるクリスタル数とそのエネルギー分解能 σ_E 、位置分解能 σ_{pos} をまとめる。

ECL は Barrel 部、Forward/Backward-Endcap に配置され、Belle から引き続きクリスタ

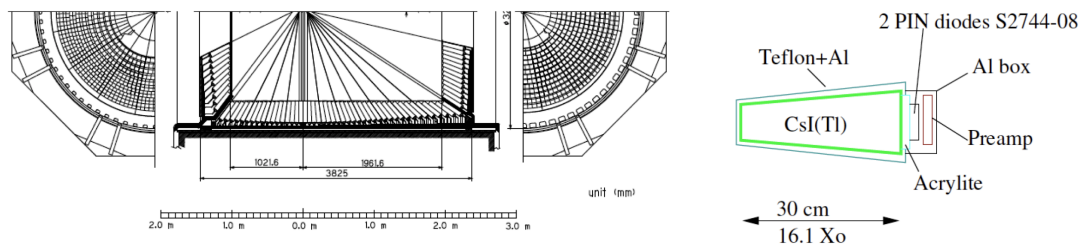


図 B.11: ECL の設計図 (左) と 1 モジュールの概念図 (右)[22]

表 B.2: Belle II ECL の構成と性能 [9]

Barrel クリスタル	CsI(Tl)	6,624 本
Endcap クリスタル	CsI(Tl)	1,152 本 (Forward)
	pure CsI [†]	960 本 (Backward)

$$\sigma_E/E = \sqrt{\left(\frac{0.066\%}{E}\right)^2 + \left(\frac{0.81\%}{4\sqrt{E}}\right)^2 + (1.34\%)^2}$$

$$\sigma_{\text{pos}} = \frac{0.5 \text{ cm}}{\sqrt{E} [\text{GeV}]}$$

[†]baseline option

ルとして CsI(Tl) (シンチレーション時定数 $\sim 1 \mu\text{s}$) を使用する予定である。ただし、Endcap 部ではクリスタルの放射化によるバックグラウンドがルミノシティ増加によって悪化することを踏まえ、Tl ドープから pure CsI に置き換えることでシンチレーション時定数を短縮し ($\sim 30 \text{ ns}$) Belle の 100 倍程度のバックグラウンド分離を目指す。同時に波形サンプリング法を使用した $0.5 \mu\text{s}$ 程度で動作する読み出し回路への改良も行ない更なる S/N 比向上を目指している。

KLM

KLM (K_L/μ detector) はその名の通り K_L と μ の識別を行なう装置である。特殊なチェンバーと鉄板のサンドイッチ構造となっており、Belle II 測定器の最外層に配置される。比較的寿命が長く貫通力の高い μ^\pm と K_L が KLM まで到達することができる。そのうち μ^\pm のみが KLM を通過していくが、 K_L は中性粒子であるが KLM 内の鉄 (あるいは ECL クリスタル) とハドロン相互作用を起こしてしまうため通過すること無くエネルギーを落とし崩

壊してしまう。したがって CDC などの飛跡情報と合わせることで K_L/μ 識別が可能となる。図 B.12 に Belle 測定器の断面図と KLM の位置を示す。チェンバーと鉄板は Barrel 部では 15 層+14 層、Endcap 部では 14 層+14 層で構成されている。

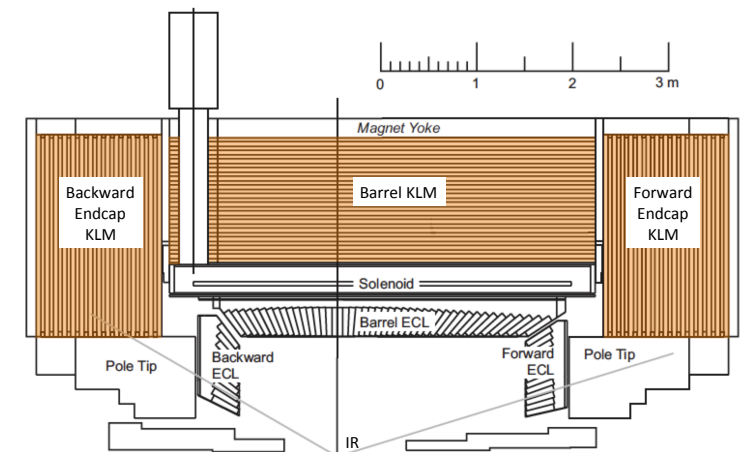


図 B.12: Belle(Belle II) 測定器断面図と KLM

Belle KLM で使用されたチェンバーは Resistive Plate Chambers(RPC) と呼ばれるもので、高電圧を表面に印加した絶縁性ガラスでガスチェンバーを挟んだ構造となっている。図 B.13 に RPC を 2 層含んだモジュール (Super Layer) の構成を示す。高電圧を印加し表面電荷を充電されたガラス間にガス¹を流しておく。荷電粒子 (μ^\pm や K_L の崩壊粒子) が通過するとガラス間のストリーム放電が起きるので、その信号電圧を検出することで荷電粒子の通過を観測する。しかし一旦放電してしまうと再充電までに 2 s ほどかかっていた。

Belle II では特に Endcap 部でのバックグラウンドレートも高まると予想されるため、Endcap KLM では新たなシンチレータの採用を計画している。図 B.14 にその概要を示す。同図 (a) が Super Layer に対応する 1 レイヤーの構成である。75 本のシンチレータによって荷電粒子によるシンチレーション光を捉える。Belle II 測定器の KLM はこの Super Layer と鉄板のサンドイッチ構造となっている。なおカソード面はストリップ状になっており、その向きが上下で 90° 違うため通過位置の検出が可能である。

シンチレーション光はシンチレータ中心部に内蔵された波長変換光ファイバーによって検出されるとともに (青色領域から) 緑色領域に波長変換され端部に接続された光検出器に送

¹Ar : Butan : HFC134 : SF6 : He = (28 : 18 : 20 : 2 : 32)

信される。光検出器は磁場動作が可能のようにマルチピクセルタイプのものを Geiger モードで使用する。予定している光検出器は Silicon PhotoMultiplier(SiPM) である (MPPC、MAPD などとも呼ばれる)。この改良により Endcap KLM のバックグラウンドレートは2桁程度低減できる見込みである。

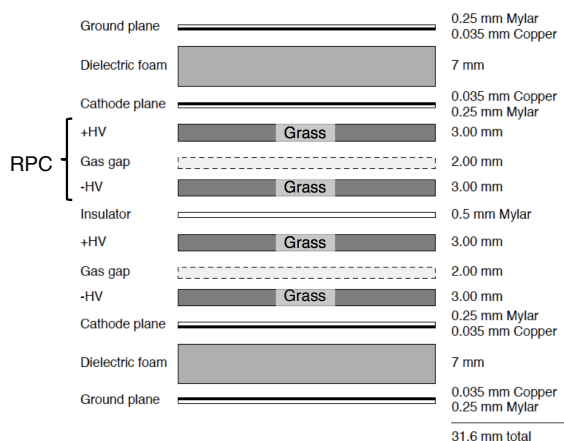
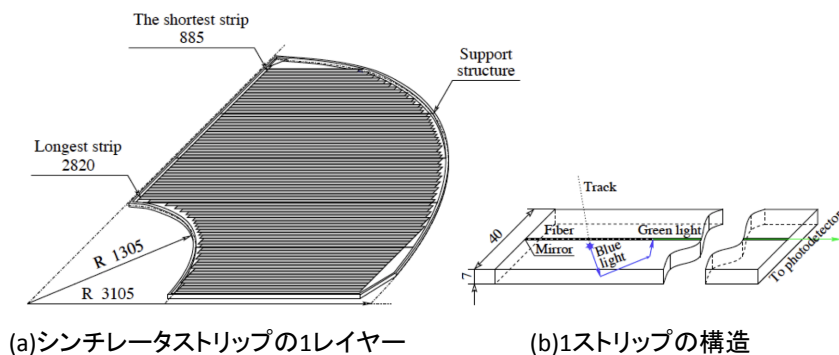


図 B.13: RPC を2層構造にした Super Layer



(a)シンチレータストリップの1レイヤー

(b)1ストリップの構造

図 B.14: (a) 開発中のシンチレータストリップ (b) シンチレータの構造と検出原理図