2010年度 修士学位論文

Belle II実験用 新型粒子識別装置
Aerogel RICHの開発

首都大学東京大学院　理工学研究科
物理学専攻　博士前期課程2年
09879309　岩田 修一

2011年1月7日

概要

高エネルギー加速器研究機構で行われてきたBelle実験は，電子・陽電子非対称エネルギー衝突型加速器KEKBによって大量のB中間子対を生成し，その崩壊過程をBelle測定器によって精密に観測することにより，B中間子系でのCP対称性の破れの存在を証明することが主な目的であった。同実験は2010年6月をもって加速器と測定器の運転を終了し，約11年間の実験を終えた。そしてBelle実験の後継実験として，標準模型を超えた新しい物理の探索を最大の目的としたBelle II実験計画が，2014年開始を目標に進められている。

CP対称性の破れを説明するKobayashi-Maskawa模型の検証など，Belle実験によって標準模型の有効性は確かめられたが，ヒッグス粒子が未発見であることや階層性の問題，実験で決めなければならないパラメータが非常に多いなど，幾つかの問題を抱えている。これに答えるには，標準模型の枠組みだけでは難しく，超対称性理論や余剰次元など多くの模型が提唱されているが，どれも仮説の域を超えないのが現状である。

Belle II実験は，これらの模型に対し実験的制限を与えることにより，新しい物理を見つけ出すヒントを得ようとしている。新しい物理の効果は，B中間子系のような低エネルギーでの実験では標準模型からの“ ずれ ”として観測される。したがって新しい物理を明確に観測するには，標準模型によって十分理解できる物理過程をより精密に観測することや，非常に稀にしか起こらないような事象の観測が求められることになる。Belle実験よりさらに精密な測定かつ十分な統計量が得られるように，KEKB加速器/Belle測定器をSuper KEKB加速器/Belle II測定器へとアップグレードする計画が進められており，より高精度の測定器の開発が行われている。

Belle II測定器はBelle測定器と同様に，目的，用途別にいくつかの副検出器からなる複合体である。この中で生成荷電粒子 (主にπ中間子とK中間子) の識別を行う重要な副検出器として，我々のグループではAerogel Ring Imaging Cherenkov 検出器 (A-RICH) の開発を進めている。Belle測定器において同様の役割を担っていたAerogel Cherenkov Counterは，Endcap部と呼ばれる領域での識別可能運動量を，空間的制約のため2 GeV/cまでに限定していた。Belle II実験ではEndcap部でも稀崩壊の観測を可能とするため，これまで識別出来ていなかった高運動量領域でも識別可能な新型粒子識別装置として，A-RICHを開発することとなった。

A-RICHの目標性能は，4 GeV/cまでの運動量領域で4σ以上のK/π分離能力を達成することである。A-RICHの主要構成要素としては，半導体光測定器Hybrid Avalanche Photo-Detector (HAPD)，輻射体としてのシリカエアロゲル，そしてHAPD専用読み出し電子回路システムがある。読み出し電子回路システムはアナログ信号処理用としてASIC，デジタル信号処理用としてFPGAの2種類のICによって構成されている。本研究において，この読み出しシステムが最終版として十分な性能をほぼ達成できていることが検証された。

A-RICH が設置される Endcap 部では，測定器外部から飛来する中性子による放射線損傷が危惧されている。特に影響を受けると予想されているのは半導体素子からなる HAPD である。我々は現在中性子損傷によるノイズ増加を低減し，上記の要求性能を満足し得る新型 HAPD の開発を浜松ホトニクスと共同で行っている。中性子対策の一つとして HAPD に内蔵される Avalanche Photo Diode (APD) の P 層を薄くすることが考えられる。原子炉から発生する中性子を HAPD に照射する試験を行なった結果，従来品より P 層を薄くした APD が最も中性子損傷の影響を低減できることを確認した。

同時にノイズ増加の影響をさらに低減させることを目的とした新たな ASIC の開発も行っている。ASIC 内の増幅器の時定数を短縮することで中性子損傷により増加したノイズが低減できることを確認した。

本研究によって Belle II 測定器で実際に使用される HAPD や ASIC の仕様を決定することができ，A-RICH 開発を構成要素ごとの基礎研究から実機製作・試験の段階へと移行させる重要な指標を与えることができた。

本論文では，構成要素となる HAPD 専用読み出しシステムの開発と HAPD の中性子耐性の評価と対策品の開発を中心として，Aerogel RICH の開発状況を報告する。

第 1 章では序論として研究背景となる Belle II における K/π 識別の重要性について，Belle II の理論的基礎と合わせて解説する。第 2 章ではアップグレードが進んでいる Super KEKB 加速器，Belle II 測定器検出器の概要について解説する。A-RICH 以外の副検出器や加速器のアップグレード計画について簡単に紹介する。第 3 章では本題となる A-RICH の開発状況についてまとめる。基本構成要素の HAPD，シリカエアロゲル，読み出し電子回路システムについて解説し，プロトタイプ A-RICH の電子ビームテストによる性能評価について述べる。第 4 章では HAPD 専用読み出しシステムの性能評価についてまとめる。読み出しシステムの根本となる ASIC の開発，性能評価について報告する。第 5 章では HAPD の中性子耐性の評価についてまとめる。数回に渡り行われた中性子照射試験の結果から，HAPD 自身の中性子対策品の評価と読み出しシステムを用いた中性子損傷によるノイズ増加の低減効果の検証結果について報告する。最後の第 6 章では，Belle II アップグレード計画に沿った A-RICH 開発の今後の予定についてまとめる。

目 次

第1章
序論

これまでの素粒子物理学では，その根本をなす標準模型の実験的検証に関心が集められていた。様々な方法によって世界各地で実験が行われているが，B 中間子系での CP 対称性の破れを検証し，Kobayashi-Maskawa 模型の証明を主目的として行われていた Belle 実験もその一つである。Belle 実験は 1999 年より高エネルギー加速器研究機構 (KEK，図 1-1) で開始された実験で，電子・陽電子非対称エネルギー衝突型円型加速器 KEKB を用いて大量の $B^0 - \bar{B}^0$ 中間子対を生成し，その崩壊現象に含まれる稀有な事象を Belle 検出器によって観測することで，上記の目的を達成しようとするものである。その結果，主目的である CP 対称性の破れの検証だけでなく，新しいハドロン共鳴状態の発見など数々の成果を挙げてきた。

図 1-1: KEK の鳥瞰図。世界最高レベルでの実験を可能とした KEKB 加速器や Belle 検出器を有する，世界的にも有数の国際研究機関である。

標準模型では説明できないような新たな物理が存在するならば，その低エネルギー近似として標準模型が含まれると予想される。しかし，B 中間子系の実験では新たな物理の予言する現象を直接観測できるほどエネルギーが高くはないために，標準模型では説明できないわずかな “ずれ” として観測されるのだと期待されている。Belle 実験終了に伴いその後継実験として，新たな物理が関与することによって予言される稀有な崩壊事象を精密に観測し，標準模型からのわずかな “ずれ” を検証することを主目的とした Belle II 実験計画が進められている。

この章では，まず Belle II の理論的背景となる B 中間子系の物理 (B の物理) や B-Factory 実験

について解説し，現在までに行われてきた B-Factory 実験の結果をまとめる。そして Belle II で期待される標準模型を超える新たな物理の探索の可能性について述べ，その主な観測モードを挙げながら K/π 識別の重要性について解説する。

1.1 B の物理と B-Factory 実験

1.1.1 CP 対称性の破れの検証

1964 年に J. W. Cronin，V. L. Fitch らによって中性 K 中間子系[*1]における CP 対称性の破れが世界で初めて観測された [1]。彼らの実験では，中性 K 中間子の CP 固有状態の一つ K_{L} が CP 対称性のため通常は崩壊しないと思われていた 2π(CP even) への崩壊をわずかに含んでいることを示した。

一方で，宇宙論では現在の宇宙に “反粒子” が殆ど存在しない理由として，宇宙誕生初期における粒子-反粒子対消滅過程の非対称性が原因であると考えられている。この非対称を実現させるためには，生成時において “Sakharov の 3 条件” と呼ばれる次の条件が初期条件として必要であることが指摘されている [2]。

1. バリオン数が保存されていないこと
2. C 対称性と CP 対称性が同時に破れていること
3. 熱的非平衡状態が実現されていること (非可逆過程が存在すること)

この条件から宇宙論においても CP が破れているという可能性が非常に高いことが分かった。その理論的根拠を模索する期間が数年続くこととなり，電磁相互作用や強い相互作用によって CP 対称性を破ろうとする模型や，新たな相互作用として超弱相互作用を仮定し CP 対称性を破る模型など様々な模型が提案された。1973 年に小林誠と益川敏英によって提唱された **Kobayashi-Maskawa 模型**はそれまで (u, d, s クォークのみからなる系) の観測結果とは矛盾せず標準模型の範囲で説明

[*1] 中性 K 中間子の CP 固有状態は

$$\begin{aligned} K^0 &= (\bar{s}d), \\ \bar{K^0} &= (s\bar{d}) \end{aligned} \tag{1.1}$$

の線形結合

$$\begin{aligned} |K_{\mathrm{S}}\rangle &= \left(|K^0\rangle + |\bar{K^0}\rangle\right)/\sqrt{2}, \\ |K_{\mathrm{L}}\rangle &= \left(|K^0\rangle - |\bar{K^0}\rangle\right)/\sqrt{2} \end{aligned} \tag{1.2}$$

で表される。S(Short)，L(Long) は崩壊寿命が異なることを表している。また CP 変換に対し

$$\begin{aligned} CP|K_{\mathrm{S}}\rangle &= +|K_{\mathrm{S}}\rangle,\ (CP \text{ even}) \\ CP|K_{\mathrm{L}}\rangle &= -|K_{\mathrm{L}}\rangle\ (CP \text{ odd}) \end{aligned} \tag{1.3}$$

となる。

できたため，最も有力な模型であると考えられてきた[*2]。この模型ではクォークの CP 固有状態と質量固有状態の変換行列 (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa(CKM) 行列) の中に複素位相が 1 つ以上含まれていれば，CP 対称性が自発的に破れることが示された [3]。したがって，CKM 行列のパラメータとして有限の複素位相が存在することを実験的に確かめればよいことになる。

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 中間子系での発見の類推から，中性 B 中間子系[*3]でも同様に CP 対称性の破れが期待されたが，そ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 [4]。この事情は b クォーク自体が非常に重く ($m_b \simeq 4.2$ 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のではなく，別のアイデアによって CP 対称性の破れを観測する試みが考えられた。B^0 は量子力学的に $|B^0\rangle$ と $|\bar{B^0}\rangle$ の重ね合わせの状態として存在しているが[*4]，それは以下の時間発展の Schrödinger 方程式にしたがうことが知られている [5]。

$$i\frac{d}{dt}|B^0(t)\rangle = \left(M - i\frac{\Gamma}{2}\right)|B^0(t)\rangle \tag{1.4}$$

ここで，M，Γ は 2×2 の Hermite 行列で，それぞれ質量行列，崩壊行列と呼ばれるものである。$\bar{B^0}$ の時間発展も同様の式にしたがう。行列 $(M - i\frac{\Gamma}{2})$ のために B^0，$\bar{B^0}$ は，次式のような干渉状態 $|B_1\rangle$，$|B_2\rangle$ を形成する。

$$\begin{aligned} B_1 &= p|B^0\rangle + q|\bar{B^0}\rangle, \\ B_2 &= p|B^0\rangle - q|\bar{B^0}\rangle \end{aligned} \tag{1.5}$$

ここで，p と q は $|p|^2 + |q|^2 = 1$ を満たす定数である。B^0 と $\bar{B^0}$ は (1.5) により，始状態 ($t = 0$) のときに $B^0(\bar{B^0})$ であった状態から終状態へと向かう間に互いに B_1 と B_2 を通して遷移しあい，全く同じ CP 固有状態 f_{CP} に崩壊することが理論的に許される。このように B^0 と $\bar{B^0}$ が量子力学的に混じり合うことを $B^0 - \bar{B^0}$ **混合**(mixing)，あるいは $B^0 - \bar{B^0}$ 振動と呼んでいる (図 1-2)。Cronin，Fitch らによる K_{L} からの 2π 崩壊の観測は K^0 と $\bar{K^0}$ の混合による結果であった。

しかし終状態が同じ f_{CP} でも，(1.5) により $|B^0\rangle$ と $|\bar{B^0}\rangle$ の満たす Schrödinger 方程式が異なるため，f_{CP} への崩壊時間に差が生じると考えられる。その始状態が B^0 か $\bar{B^0}$ を同定することができれば，それぞれにおける f_{CP} への崩壊時間分布を比較することで B^0 と $\bar{B^0}$ の CP 非対称性を検証することが可能となる。

[*2] 詳しくは付録 A にて述べる。
[*3] 以下で扱う B 中間子は $B^0_{\mathrm{d}} = (\bar{b}d)$，$\bar{B^0_{\mathrm{d}}} = (b\bar{d})$ だが，特に断らない限り簡単に B^0，$\bar{B^0}$ と書く。
[*4] $|B^0\rangle$ と $|\bar{B^0}\rangle$ は粒子-反粒子の関係なので，$|\bar{B^0}\rangle = CP|B^0\rangle$ を満たす。

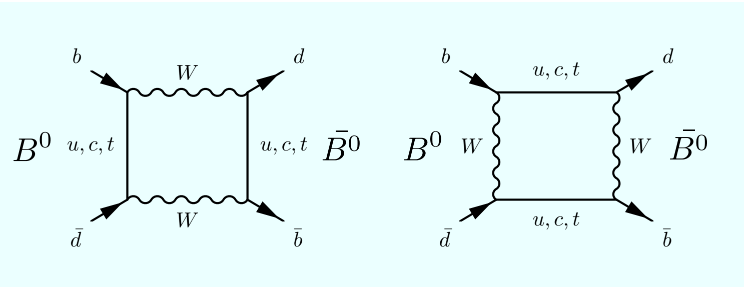


図 1-2: $B^0-\bar{B}^0$ 系における混合を表す Feynman diagram の例 [5]。このような過程を Box diagram と呼ぶ。この diagram の b クォークが関与する交点 (vertex) の大きさが $V_{tb}\simeq 1$ に比例するため，B 中間子系での大きな CP 対称性の破れが予想された。

上記のように mixing を通して系の時間発展を観測することで観測できる CP 対称性の破れを**間接的 CP の破れ**(Indirect CP Violation : ICPV) と呼ぶ[*5]。ICPV 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。

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，Kobayashi-Maskawa 模型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，Kobayashi-Maskawa 模型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 年前半の運転停止をもって実験終了となった。

[*5] $K^0\to 2\pi$ の終状態には $\pi^0\pi^0$ と $\pi^+\pi^-$ の 2 つのモードが考えられ，これらで CP 対称性の破れの大きさが異なることが kTeV 実験 (Fermilab) や NA48 実験 (CERN) によって確認されている。このような崩壊モードの違いから観測できる CP 対称性の破れを直接的 CP の破れ (Direct CP Violation : DCPV) と呼ぶ。

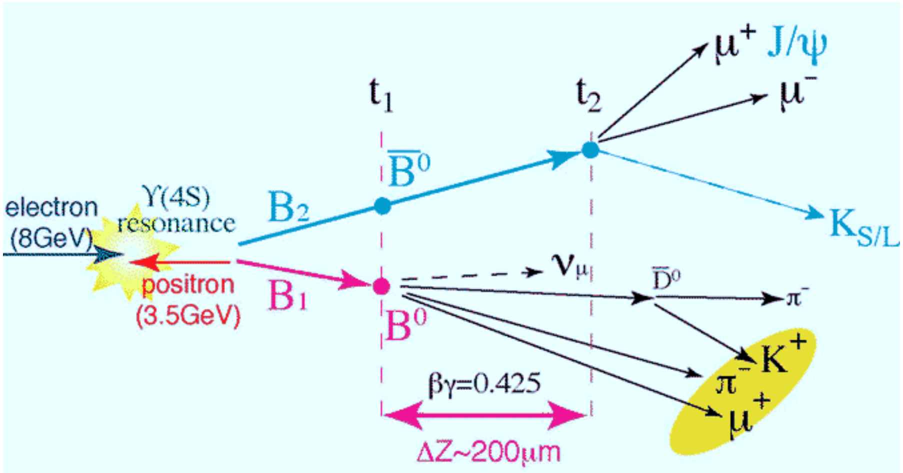


図 1-3: 非対称エネルギーでの $B^0-\bar{B}^0$ 生成とその後の崩壊の概念図。CP 固有状態 $J/\psi K_{\rm S}$ に崩壊した時刻 t_2 と tag side の B 中間子がその終状態へと崩壊した時刻 t_1 の差 Δt とし，CP side の親が B^0 と $\bar{B}^0$ で Δt が異なるかを測定することで CP 非対称を検証する。

1.1.2 B-Factory 実験

ここで，CP 対称性の破れ観測のメインとなる $B^0\to J/\psi K_{\rm S}$ という崩壊モード[*6]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 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 GeV/c，e^+ は 3.5 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 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 1-3 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 1-4 上図のような tree diagram を経て CP 固有状態である $J/\psi K_{\rm S}$ 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 1-4 下図のように B^0 から $\bar{B}^0$ に遷移して $J/\psi K_{\rm S}$ 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 $f_{CP}=J/\psi K_{\rm S}$ 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 1-3 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 $\bar{D}^0(\to K^+\pi^-)$，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。

[*6] 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。

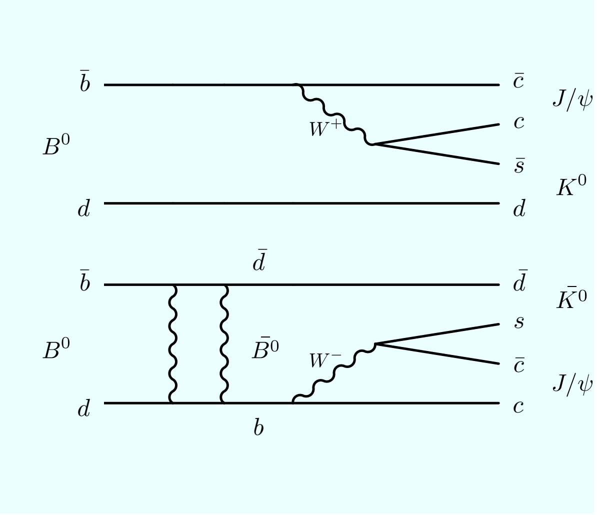


図 1-4: $B^0 \to J/\psi K_S$ を表す diagram。上図が B^0 から直接終状態へと崩壊するモード，下図が弱い相互作用による Box diagram を介して $\bar{B}^0$ へと遷移してから崩壊するモードを表す。

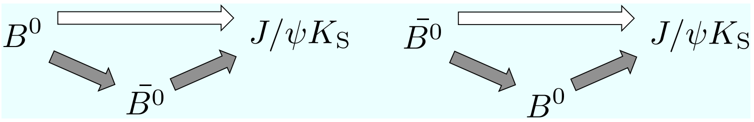


図 1-5: B^0 と $\bar{B}^0$ の崩壊の流れ。どちらも直接 $J/\psi K_S$ に崩壊するモード (白抜き矢印) と B 混合を経て崩壊するモード (色付き矢印) が存在する。最初の親が B^0 と $\bar{B}^0$ の場合でこれらの崩壊頻度に差が生じるかを検証する。

図 1-4 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 1-5 である。CP 非対称を観測するということは，図 1-5 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 1-6 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 $\bar{B}^0 \to J/\psi K^0$，$q = -1$ の青いプロットが $B^0 \to J/\psi K^0$ 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。

$$a_f(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})} \tag{1.6}$$

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

$$a_{J\psi K^0}(t) = \sin 2\phi_1 \sin(\Delta M \Delta t) \tag{1.7}$$

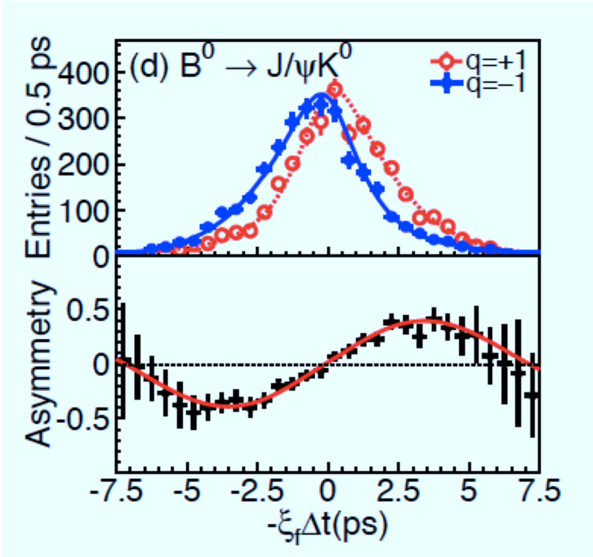


図 1-6: $B^0 \to J/\psi K^0$ における崩壊時間 Δt の分布 (上) と，その結果から得られた CP 非対称度 (下)。Δt は図 1-3 で定義した $t_2 - t_1$ である。下のプロットから (1.7) より $\sin 2\phi_1$ が求められる [5]。

と計算される [5]。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 1-6 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 1-8 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，$B^0 \to J/\psi K^0$ 以外のモードも利用することができる。$\bar{b} \to \bar{s}q\bar{q}$ 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 1-7 である[*7]。

$\sin 2\phi_1$ 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。

1.2 標準模型を超える新しい物理

標準模型および Kobayashi-Maskawa 模型によって CP 対称性の破れを説明することができたが，標準模型に含まれる Higgs 粒子の質量や重力，電弱相互作用の階層性問題は解決できていない。これは標準模型を低エネルギー極限として含む，標準模型を越えた新しい物理によって説明されると期待されている。LHC はこの新物理から予言される新粒子を直接観測すべく TeV オー

[*7] Belle 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。

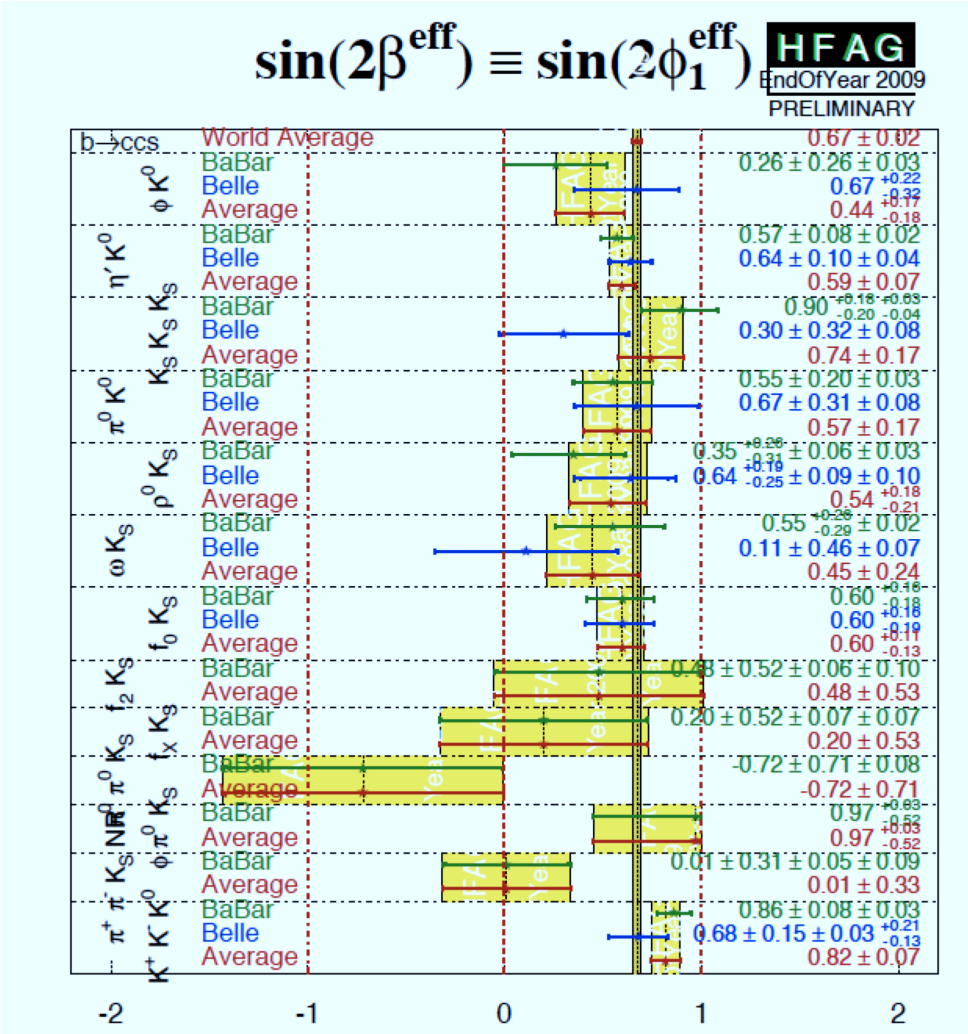


図 1-7: Belle と BaBar による $\sin 2\phi_1$ の値とその世界平均 [7]。

ダーでの衝突実験を行なっている。一方，Belle II 実験を始めとした Super Flavor Factory(SFF) と呼ばれる実験は B 中間子や D 中間子といった b，c を含むハドロン系，τ といった重いレプトンを大量に生成し，その崩壊過程に高次の loop として新物理が関与するような稀な事象を精密に観測することで新物理の間接的発見を目指している。

また，電子以外の μ，τ 粒子のレプトン族に関する diagram に注目して観測を行うことも行われている。μ，τ 粒子の関与した $\mu^- \to e^-\gamma$ や $\tau^- \to \mu^-\gamma$ という崩壊モードは，標準模型の範囲においては tree diagram では禁止されているために，その崩壊比がそれぞれ $\leqslant 10^{-13}$，$\leqslant 10^{-9}$ と上限値が与えられているだけである。このように崩壊の前後でレプトンのフレーバーが保存していない崩壊を Lepton Flavor Violation(LFV) と呼ぶ。これも中間状態に新粒子や新しい物理による

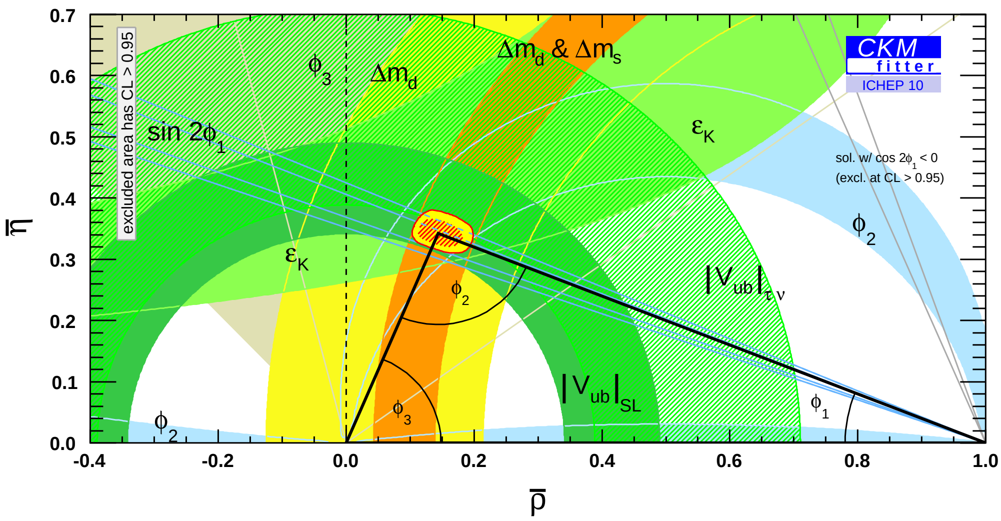


図 1-8: 数々の実験データより制限された CKM パラメータ $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ をフィットした図。この三角形を精度よく求めることが B-Factory 実験の目的の一つである。この図は CKMfitter グループが 2010 年夏に公表した最新のものである [8]。

相互作用を関与させることで観測可能だと予言されている。

新しい物理の候補となる模型はいくつか提案されているが，それらの理論を決定するための自由度が多すぎるために未だ仮説の域を出ないのが現状である。ここで代表的な新しい物理の候補である超対称性理論と余剰次元模型について簡単にまとめる。

超対称性理論

新しい物理の候補として一番有力視されているのは，**超対称性理論 (Super Symmetry theory : SUSY)** である。この理論は素粒子論だけでなくダークマター候補となる粒子を予言しているため宇宙論とも親和性が高いことから最も期待されており，多くのモデルが提唱されている。

フェルミオンとボゾンというスピン統計に対し新たな対称性として “超対称性 (super-symmetry)” を課すことで全てのフェルミオン，ボゾンに対し “super-partner” を予言することができる。半整数スピンをもつクォークやレプトンといった物質粒子には整数スピンをもったスクォーク (squarks:$\tilde{q}$)，スレプトン (sleptons:$\tilde{\ell}$) が，一方整数スピンをもつゲージボゾンや Higgs 粒子 (スピン 0) には半整数のゲージフェルミオン (gaugino) や Higgsino:$\tilde{h}$ が予言される。特に標準模型で問題となっていた Higgs 質量の量子補正による 2 次発散が，その super-partner である $\tilde{h}$ と相殺することで解決できると予想されている。

super-partner 粒子は LHC 実験での発見が期待されているが，SFF 実験ではこの super-partner 粒子が diagram に対し高次の loop として関与すると期待されている。例としては penguin diagram

によって引き起こされる Flavor Changing Neutral Current(FCNC) がある (図 1-9)。これは tree diagram(摂動の最低次) では起きないことが標準模型で保証されている。しかし新物理が高次の loop diagram を介して関与することで観測可能性があると予言されている。

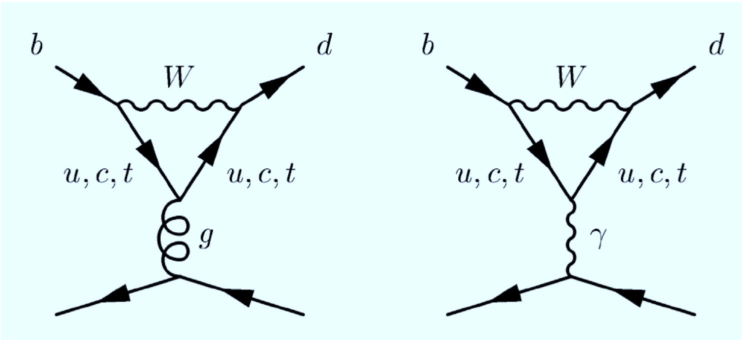


図 1-9: penguin diagram の例。左図は gluon を介する QCD penguin，右図は光子を介する EW(electroweak) penguin と呼ばれる。どちらも中性カレントによって $b \to d$ へとフレーバが変化しているため，FCNC 崩壊だと考えられる。W の代わりに荷電 Higgs や新物理で予言される粒子が関与すれば，その効果が崩壊比などに現れるはずである。

標準模型を最も最小限に超対称化した理論を Minimal Super symmetric Standerd Model(MSSM) と呼ぶ。表 1-1 に標準模型に含まれる粒子と MSSM で導入される新粒子からなる超対称場をまとめた。MSSM で導入される新粒子が図 1-10(a) のような高次の loop として関与することで，標準模型からのずれが生じると考えられる。SFF ではこの MSSM の検証が重要となる。また Higgs 粒子については Two-Higgs Doublet Model(2HDM) の一種を組み込んでいるため左手系と右手系それぞれが 2 重項を組んでいる。この荷電 Higgs が関与する図 1-10(b) のような tauonic 崩壊の観測も期待される。

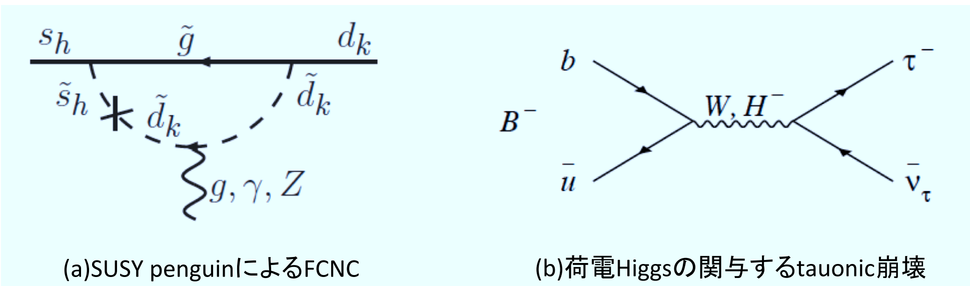


図 1-10: MSSM で導入される新粒子が関与するとされる例。(a) は squark-gluino loop による $\Delta S = 1$FCNC 過程。(b) は MSSM の 2HDM による荷電 Higgs が関与して起こる tauonic 崩壊。

表 1-1: MSSM に導入される超対称性場とそこに含まれる suoer-pertner と標準模型粒子。ゲージ群表現は $(SU(3)_C,\ SU(2)_L,\ U(1)_Y)$ である。さらにゲージボゾン $(g,\ W,\ B(\gamma,Z))$ に対応したゲージフェルミオン $(\tilde{g},\ \tilde{W},\ \tilde{B})$ も含まれる。[9]

超対称場		spin 0	spin 1/2	ゲージ群表現
squarks, quarks	$\mathcal{Q}$	$(\tilde{u_L}\ \tilde{d_L})$	$(u_L\ d_L)$	$(\mathbf{3},\ \mathbf{2},\ \frac{1}{6})$
(×3 世代)	$\bar{\mathcal{U}}$	$\tilde{u}^*_R$	$u^\dagger_R$	$(\bar{\mathbf{3}},\ \mathbf{1},\ -\frac{2}{3})$
	$\bar{\mathcal{D}}$	$\tilde{d}^*_R$	$d^\dagger_R$	$(\bar{\mathbf{3}},\ \mathbf{1},\ \frac{1}{3})$
sleptons, leptons	$\mathcal{L}$	$(\tilde{\nu}\ \tilde{e_L})$	$(\nu\ e_L)$	$(\mathbf{1},\ \mathbf{2},\ -\frac{1}{2})$
(×3 世代)	$\bar{\mathcal{E}}$	$\tilde{e}^*_R$	$e^\dagger_R$	$(\bar{\mathbf{1}},\ \mathbf{1},\ 1)$
Higgs, Higgsino	$\mathcal{H}_U$	$(H^+_u\ H^0_u)$	$(\tilde{h}^+_u\ \tilde{h}^0_u)$	$(\mathbf{1},\ \mathbf{2},\ \frac{1}{2})$
	$\mathcal{H}_D$	$(H^+_d\ H^0_d)$	$(\tilde{h}^+_d\ \tilde{h}^0_d)$	$(\mathbf{1},\ \mathbf{2},\ -\frac{1}{2})$

余剰次元模型

エネルギースケールの階層性問題などの解決方法として，近年注目を集めつつあるのが余剰次元模型 (Extra Dimention Model) である。通常の 4 次元時空以外に余剰次元を加えた高次元時空上の場の理論に相当する。現在注目されているものは円型の小さな余剰次元をもつ Randall-Sundrum 模型である [15]。Plank 長 $L_{pl} \sim 10^{-33}$ cm 程度の小さな余剰次元 (エネルギースケールが Plank 質量 $M_{pl} \sim 10^{19}$ GeV の逆数 $1/M_{pl}$ に等しい) では電弱相互作用のエネルギースケール $M_W \sim 100$ GeV より大きくなってしまい階層性問題は解決されないが，空間が曲がっていれば M_{pl} に指数関数的な “ワープ因子” と呼ばれる因子が掛かることで自然な形でエネルギースケールを揃えることができ，パラメータの正確な微調節なしで階層性問題が解決されると考えられている。

余剰次元は TeV オーダーで検証可能性があるため，LHC のような高エネルギー加速器での発見が期待されている。

1.3 Belle II の新しい物理への感度

理論を決定するために必要とされる自由度がそれぞれで異なるため様々な物理量を解析することになるが，Belle II における測定はその全てに有効なわけではない。つまり Belle II の新しい物理に対する感度はその理論が要求する観測量によって異なる。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 $B^0_S - \bar{B^0_S}$ 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く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	$B \to J\psi K^{0(*)},\ D^{(*)}h^0$
ϕ_2	$B \to \pi\pi,\ \rho\pi,\ \rho\rho$
ϕ_3	$B \to DK$
$\lvert V_{cb}\rvert$	$B \to D^{(*)}\ell\bar{\nu}_\ell$ (exclusive)
	$B \to X_s\ell\bar{\nu}_\ell$ (inclusive)
$\lvert V_{ub}\rvert$	$B \to \pi\ell\bar{\nu}_\ell,\ \rho\ell\bar{\nu}_\ell$ (exclusive)
	$B \to X_u\ell\bar{\nu}_\ell$ (inclusive)
$\left\lvert\frac{V_{td}}{V_{ts}}\right\rvert^2$	$\sim \frac{\mathcal{B}(B\to\rho\gamma)}{\mathcal{B}(B\to K^*\gamma)}$
	$(=\frac{\mathcal{B}(B\to X_d\nu\bar{\nu})}{\mathcal{B}(B\to X_s\nu\bar{\nu})}$: inclusive)
	$(h^0 = \pi^0,\ \eta,\ \omega,\cdots)$

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 $B^0 \to J/\psi K_S$ 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

$$B^0 \to \phi K_S$$
$$B^0 \to \eta' K_S$$

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。

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

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

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

$$\begin{aligned} &B \to K\ell^+\ell^-,\ \pi\ell^+\ell^- \\ &B \to K^*\ell^+\ell^-,\ \rho\ell^+\ell^- \\ &B^+ \to K^+\nu\bar{\nu} \end{aligned}$$

$\Upsilon(5S)$

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 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。したがって$b \to s$についての測定が可能となる。具体的には$B_s-\bar{B}_s$混合や$B_s \to \mu^+\mu^-$，$\gamma\gamma$といった稀崩壊の観測，$B_s \to K^{0*}\gamma$，$\phi\gamma$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

SFF 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。

$$\begin{aligned} &D^+ \to K^+\bar{K^0},\ \phi\pi^+ \\ &D_s \to \pi^+K^0,\ K^+\pi^0 \end{aligned}$$

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。

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

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

1.4 新しい物理への感度の向上

上記のように，SFF として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をその観測精度を 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$B \to \rho\gamma$は最終的に$\rho \to \pi^+\pi^-$へと崩壊するが，そのバックグラウンドモードとして$K^* \to K^+\pi^-$などが考えられる。つまり$K^\pm$と$\pi^\pm$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 [9]

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

第2章
Super KEKBとBelle II

この章では，Belle II 実験に向けて開発が進んでいる加速器と測定器について概説する。KEKB 加速器はより小さなビームサイズ実現し高いルミノシティを目標としたSuper KEKB 加速器へのアップグレード計画が進行している。同様に，Belle 測定器はより高精度な測定を可能とするために Belle II 測定器へのアップグレード計画が進行している。2014 年 (平成 26 年) 実験開始を目標にどちらも研究・開発が進められている。それぞれの概要について以下で簡単に解説する。

2.1 Super KEKB 加速器

KEKB 加速器は前述の通り，電子を 8.0 GeV/c，陽電子を 3.5 GeV/c に加速し一点で衝突させる非対称エネルギー衝突型加速器であった。図 2-1 に KEKB 加速器の概要を示す。

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

$$R = \mathcal{L}\sigma \tag{2.1}$$

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，σ [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 2-2 に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衝突エネルギーとルミノシティによって分類した図である。

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 8×10^{35} cm^{-2}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 2-3)。KEKB をアップグレードする上で重要となる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与するパラメータを

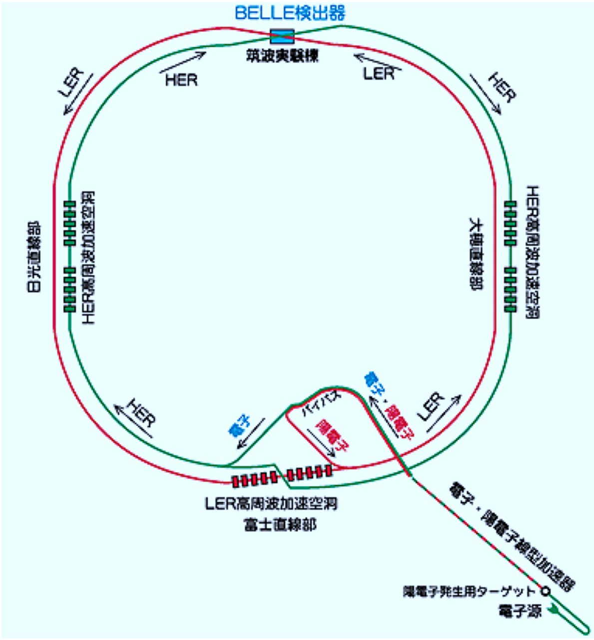


図 2-1: KEKB 加速器の概要図。全周 3 km で電子蓄積リング (HER: High Energy Ring) と陽電子蓄積リング (LER: Low Energy Ring) が同一のトンネル内に設置される。線形加速器 (LINAC) から入射された電子/陽電子はそれぞれ 8.0 GeV/c，3.5 GeV/c に加速される。衝突点 (Belle 測定器がある場所) は筑波実験棟にある。その他，日光，富士，大穂実験棟には高周波加速空洞が置かれている。Super KEKB 加速器は KEKB トンネルを使用する予定である。

使って以下のように書き直すことができる [10]。

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

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。(2.2) 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

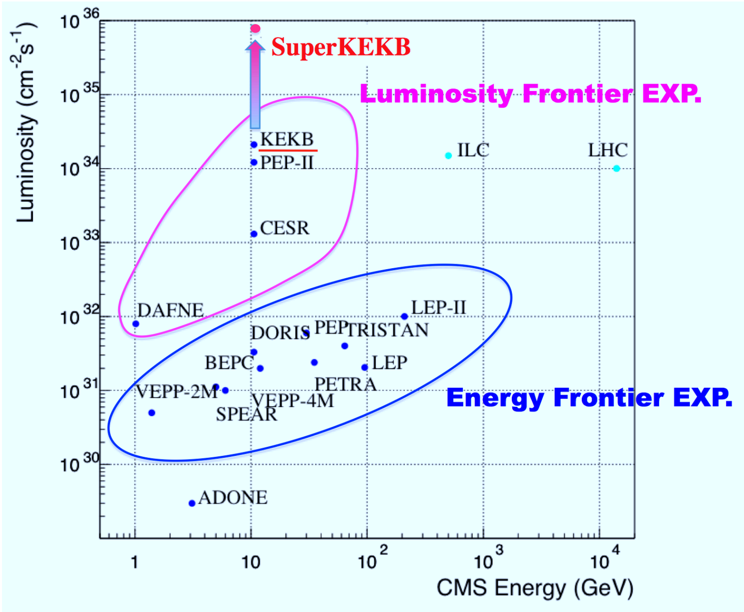


図 2-2: これまでに開発された，あるいは開発予定の加速器を重心系 (CMS) での衝突エネルギー (横軸) と到達ルミノシティ(縦軸) で分類したもの。青線で囲まれ横軸方向に広がる加速器がエネルギーフロンティア実験に属すし，紫線で囲まれた縦軸方向に広がる加速器がルミノシティフロンティア実験に属する。Super KEKB 加速器は世界最高のルミノシティを達成できる加速器として期待される。

顕著となるため，LER エネルギーを現行の 3.5 GeV/c から 4.0 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 GeV/c から 7.0 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 2-1 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 2-1: KEKB と Super KEKB の主なパラメータの比較 [10]

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}cm^{-2}s^{-1}]	2.11	80

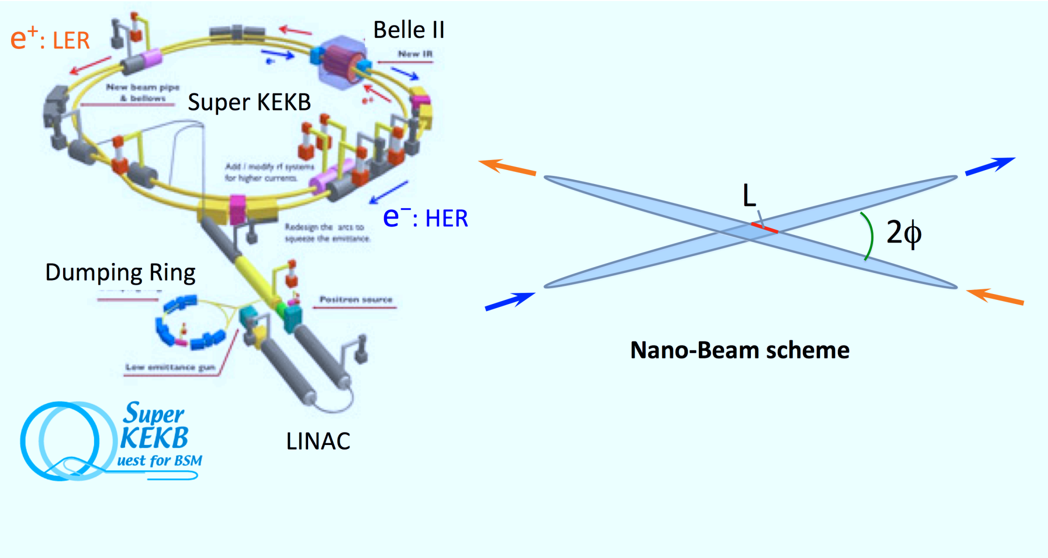


図 2-3: Super KEKB の完成イメージ。Nano-Beam 方式 (右図) を採用することでルミノシティ向上を目指す。L は (水平) ビームサイズと衝突角 ϕ の比から決まる長さでこの量を小さくすることで β 関数を小さくできる。その他にもビームパイプ，電磁石の変更，LINAC には電子/陽電子貯蓄リングの増設などがアップグレードの内容に含まれる。

(2.1) 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[*1]と呼ぶが，Belle II 実験開始後の Super KEKB による積分ルミノシティの推移予想図を図 2-4 に示す。KEKB は 2010 年 6 月の完全終了直前に積分ルミノシティ$\int \mathcal{L} = 1ab^{-1}$ を達成したが，Super KEKB は運転開始 7 年後の 2021 年にはその 50 倍となる 50 ab^{-1} 達成を目指している。

[*1]積分ルミノシティ$\int \mathcal{L}$ の次元は $[\mathrm{cm}^{-2}]$ となる。またルミノシティの単位は実用上大きすぎるため $[b] = 10^{-24}$ $[\mathrm{cm}^2]$ を用いて $\mathcal{L}$ $[\mathrm{b}^{-1}\mathrm{s}^{-1}]$($\int \mathcal{L}$ $[\mathrm{b}^{-1}]$) とすることが多い。

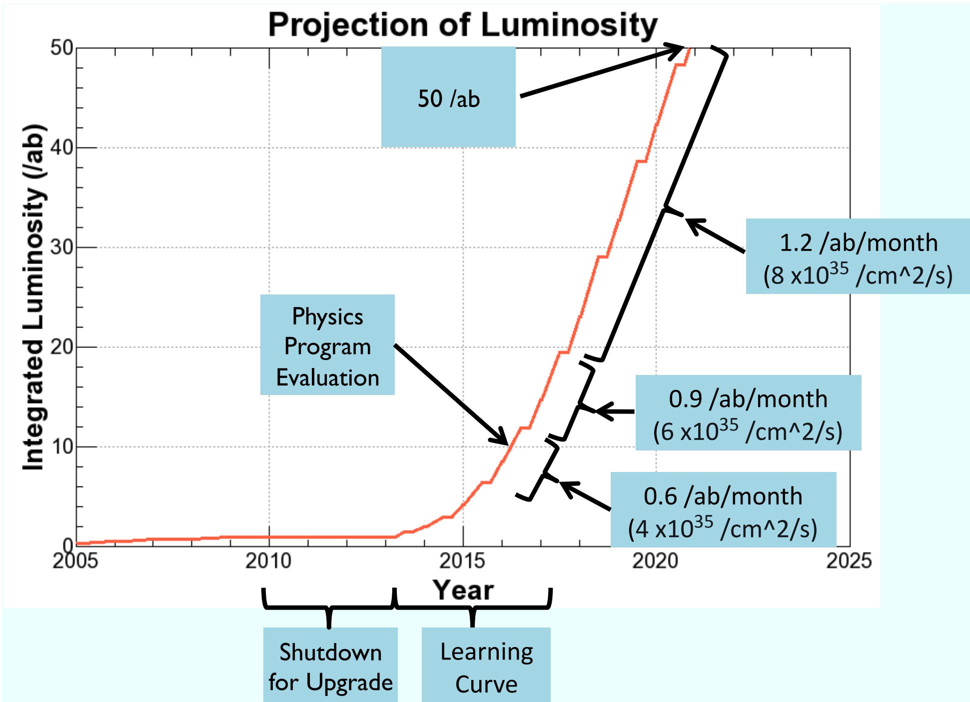


図 2-4: SuperKEKB 完成後の積分ルミノシティの推移予想図。

2.2 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 2-5 が完成イメージ図である。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。このうち SVD，CDC，ECL，KLM は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 2-6 に Belle 測定器との構造を比較した断面図を示す。

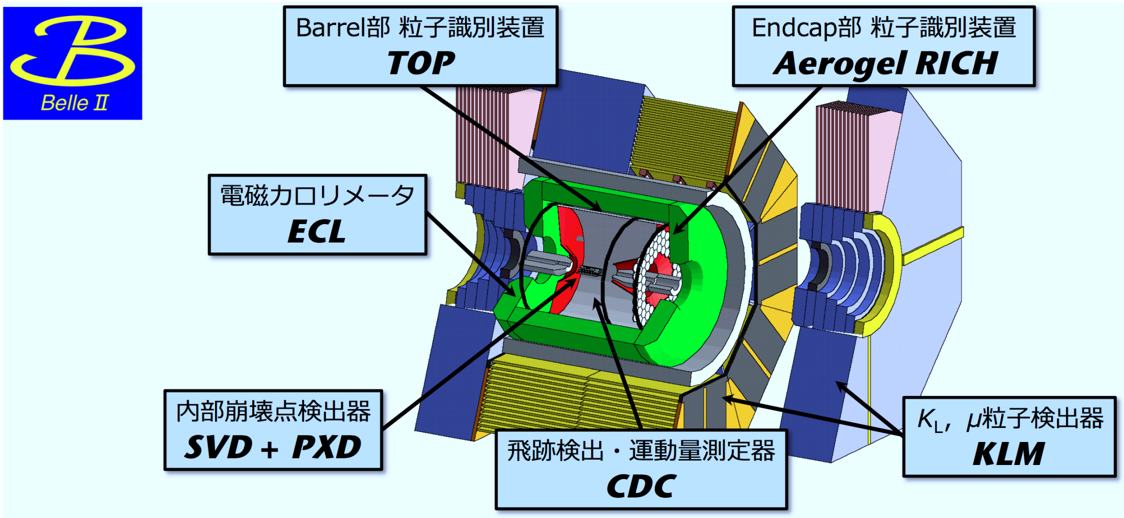


図 2-5: Belle II の完成イメージ。大まかな構造は Belle 測定器と同様だが各検出器をそれぞれアップグレードし，より高精度な測定を行うことができる。

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，Forward-Endcap 部にのみ Aerogel RICH が設置される。以降 Forward-Endcap 部を簡単に Endcap 部と呼ぶこととする。

以下に各検出器の概要を簡単に説明する。

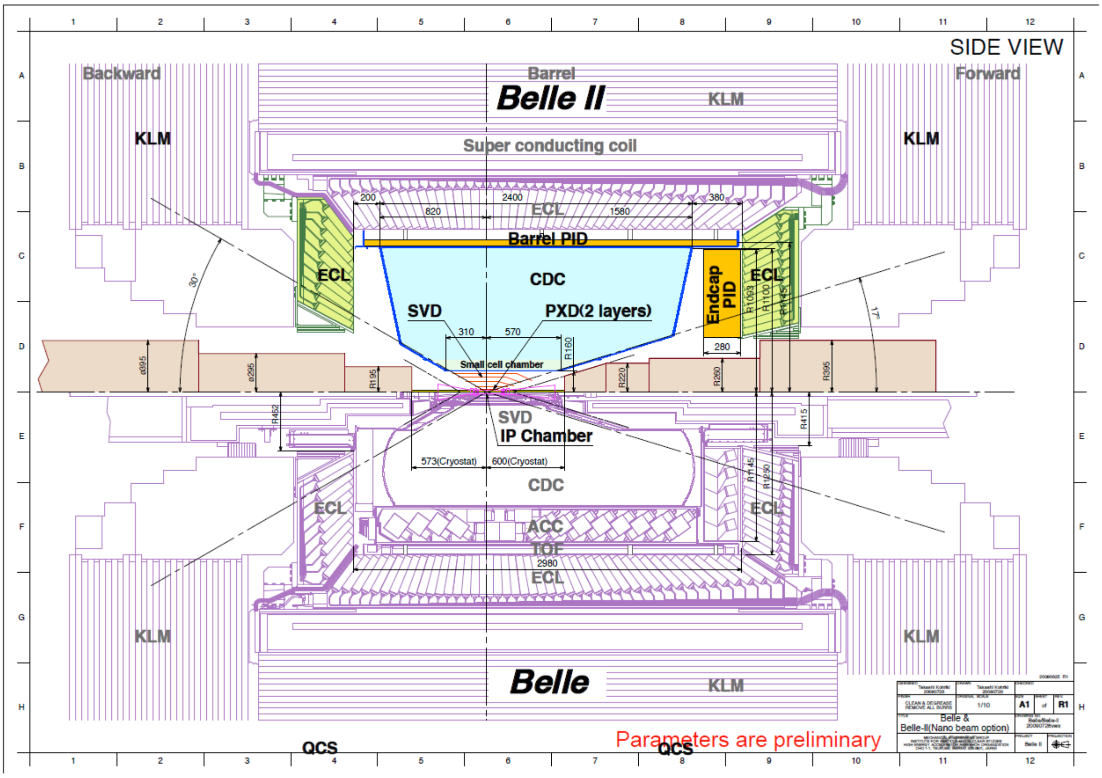


図 2-6: 下部が Belle，上部が Belle II の断面図。大まかな構造体は残したまま各検出器を入れ替えることになる。

2.2.1　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，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 2-7 に示す。

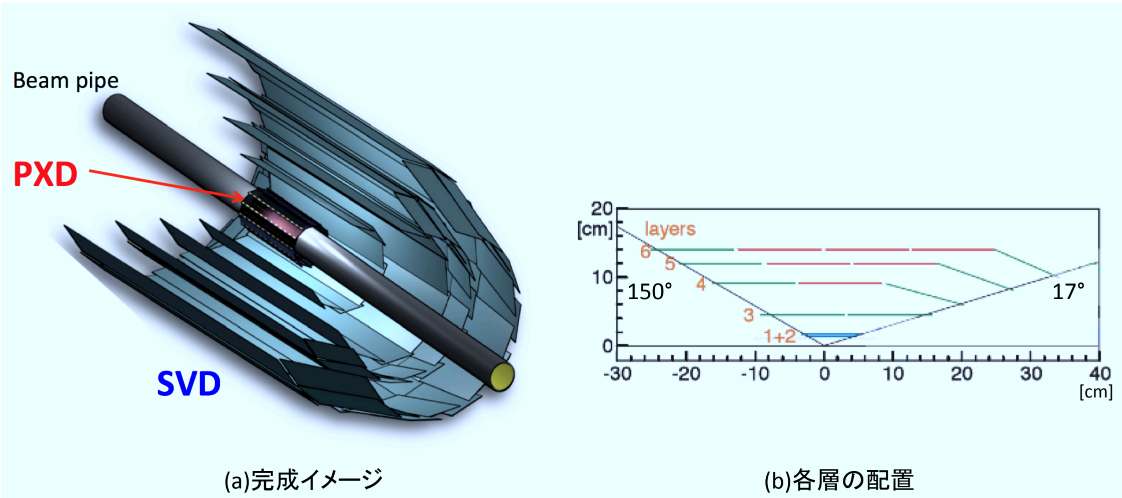


図 2-7: (a) は崩壊点検出器の完成イメージ図。内側に PXD2 層を配置し，その外側に 4 層の SVD を配置する。計 6 層のシリコン検出器によって B 中間子の崩壊点を検出する。(b) は PXD(1, 2)，SVD(3〜6) の配置図である。検出範囲 (アクセプタンス) は $17^\circ < \theta < 150^\circ$ となっている。

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 2-8 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 2-9 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。

PXD+SVD の構成によって約 20 μm の精度で崩壊点を検出できる予定である。

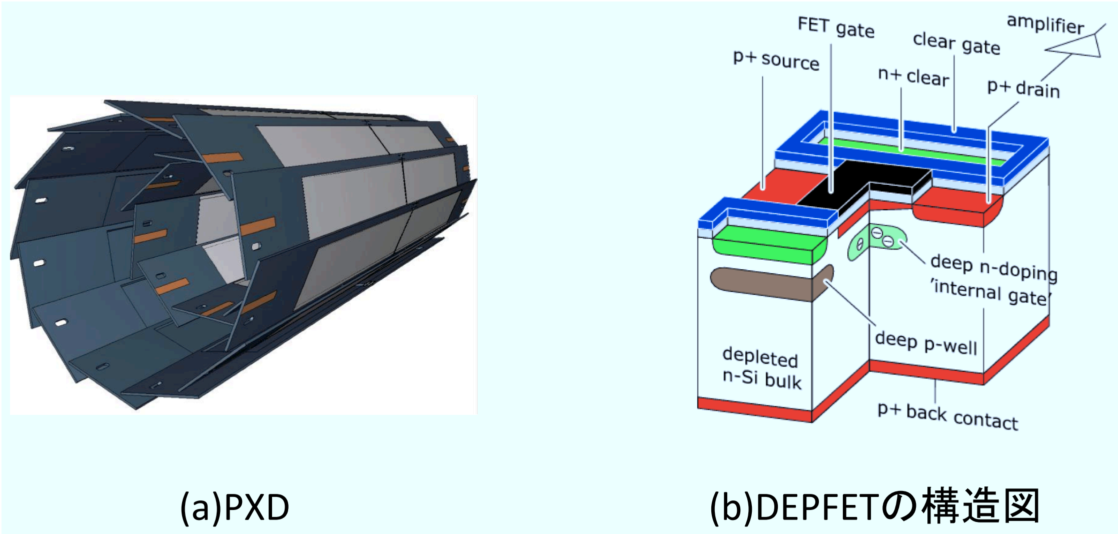


図 2-8: (a) は PXD の完成イメージ。(b) は DEPFET の検出原理を示した図である。完全空乏化させた FET が 1 つのピクセルとなる。

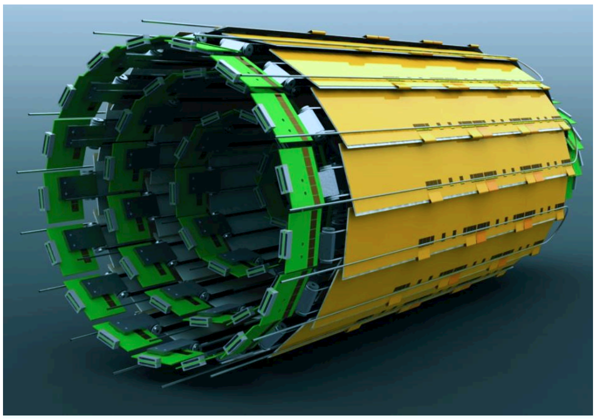


図 2-9: SVD の完成イメージ。各層 (ラダー) の両面で直行した方向に分割されたストリップになっている。

2.2.2 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

$$p\ [\mathrm{GeV}/c] = 0.3\rho\ [\mathrm{m}]B\ [\mathrm{T}] \tag{2.3}$$

から運動量 p を求めることができる。B は磁場の大きさである。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 2-10 に電子 e^-，陽子 p，K，π のもつ運動量と 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 の識別が可能なことが分かる。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。

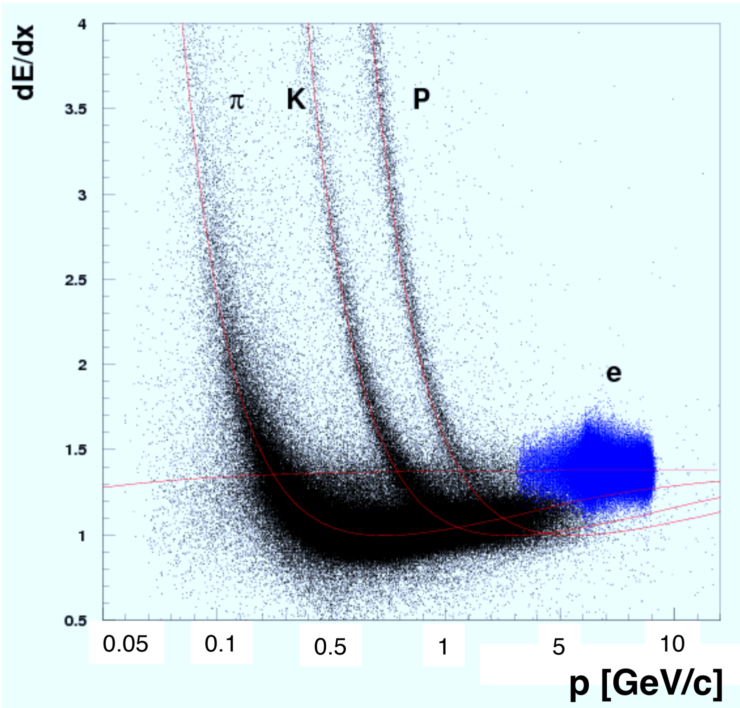


図 2-10: CDC を通過する荷電粒子別に見た運動量とエネルギー損失 dE/dx の関係。

図 2-11 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 2-2 にまとめる。

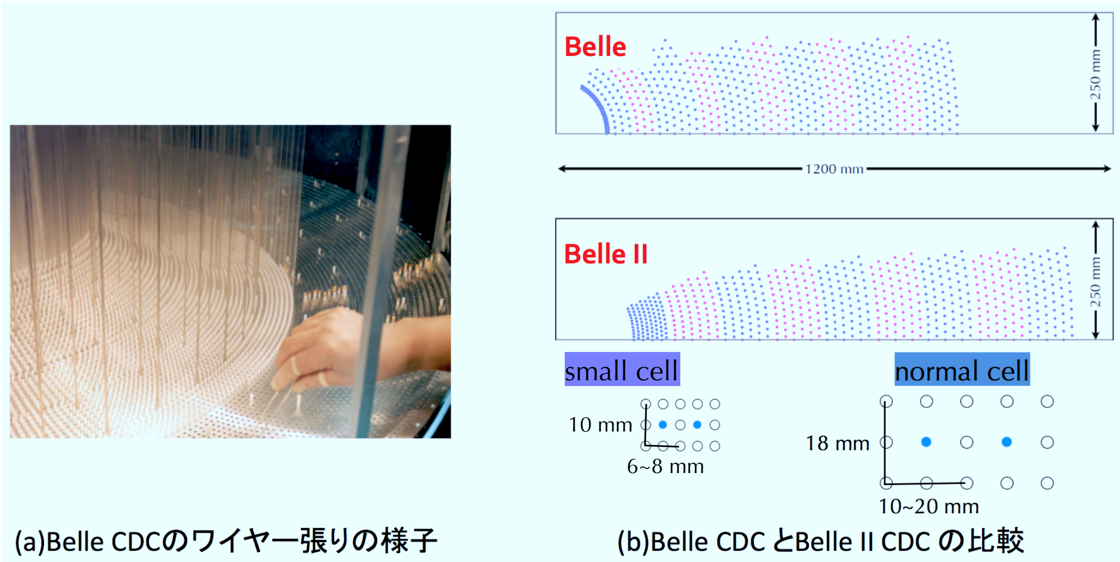


図 2-11: (a)Belle CDC のワイヤー張りの様子。全てのワイヤーが手作業で張られた。(b) は CDC アップグレードの比較。上部が Belle，下部が Belle II の CDC 断面図。レイヤー数が増え，中心部は small cell としてさらに細かいピッチで張られる計画になっている。

表 2-2: Belle/Belle II CDC の比較 [10]

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_2H_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 μm
- σ_z=2 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。

2.2.3 TOP

Barrel 部での $K^{\pm}$ と $\pi^{\pm}$ 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 2-12 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。

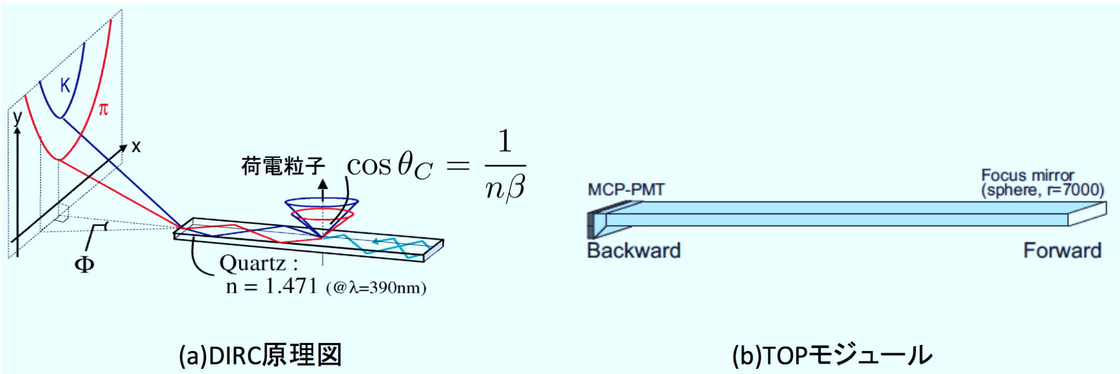


図 2-12: (a) は DIRC の測定原理である。Cherenkov 角度差 $\theta_{\rm C}$(n は屈折率，$\beta = v/c$) による粒子識別だけでなく，時間分解能もあるので TOF の機能も兼ねることが可能となった。(b) は TOP カウンターモジュールの概念図である。Backward 側にある光検出器 MCP-PMT で Cherenkov 光を検出する。その直前のガイドで像を拡大し，分解能を上げる。

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 2-12(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 $\theta_{\rm C}$ 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[*2]。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す光検出器として MCP-PMT(Micro-Channel Plate PMT) を採用した (図 2-13)。4×4 の 16ch のアノードプレートを内蔵し，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 $\times$ 45 cm $\times$ 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。

[*2]TOF については付録 B 参照

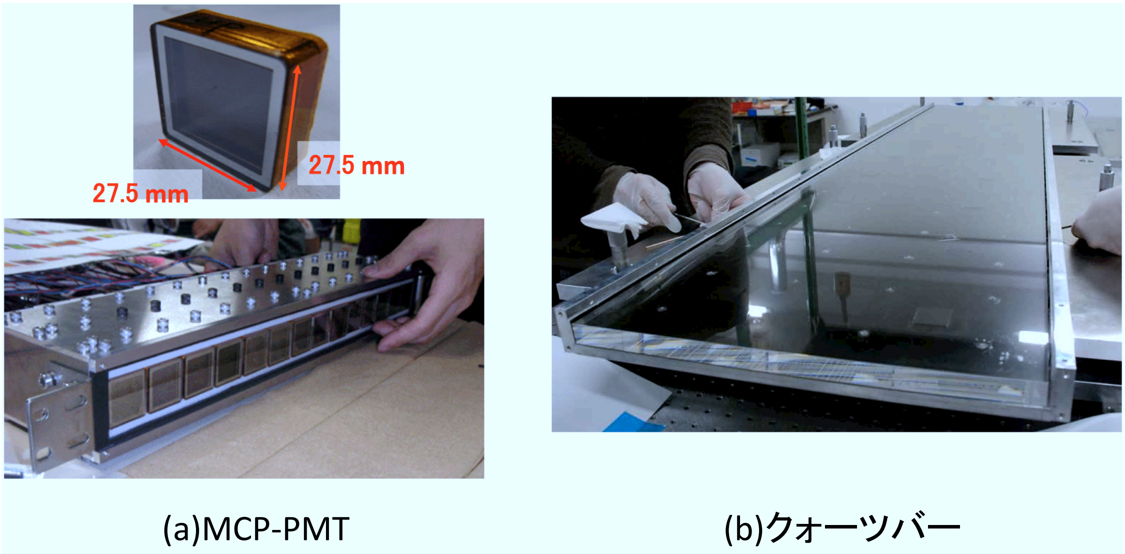


図 2-13: TOP の構成要素である光検出器 MCP-PMT と輻射体である石英クォーツバー。左下は MCP-PMT をクォーツバーに合わせて配列したモジュール。

2.2.4 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能を有する。また磁場中動作可能，1 光子検出性能などを備えている。

Aerogel RICH の詳しい動作原理，各構成要素については第 3 章，読み出し回路の開発状況については第 4 章，HAPD の中性子耐性については第 5 章で詳しく述べる。

図 2-14 は Aerogel RICH の設計図である。中心をビームパイプが通るため同心円状の構成となる。最終的な完成イメージを図 2-15 に示す。4 GeV/c までの K/π 粒子を 4σ 以上で識別できるように開発が進められている。

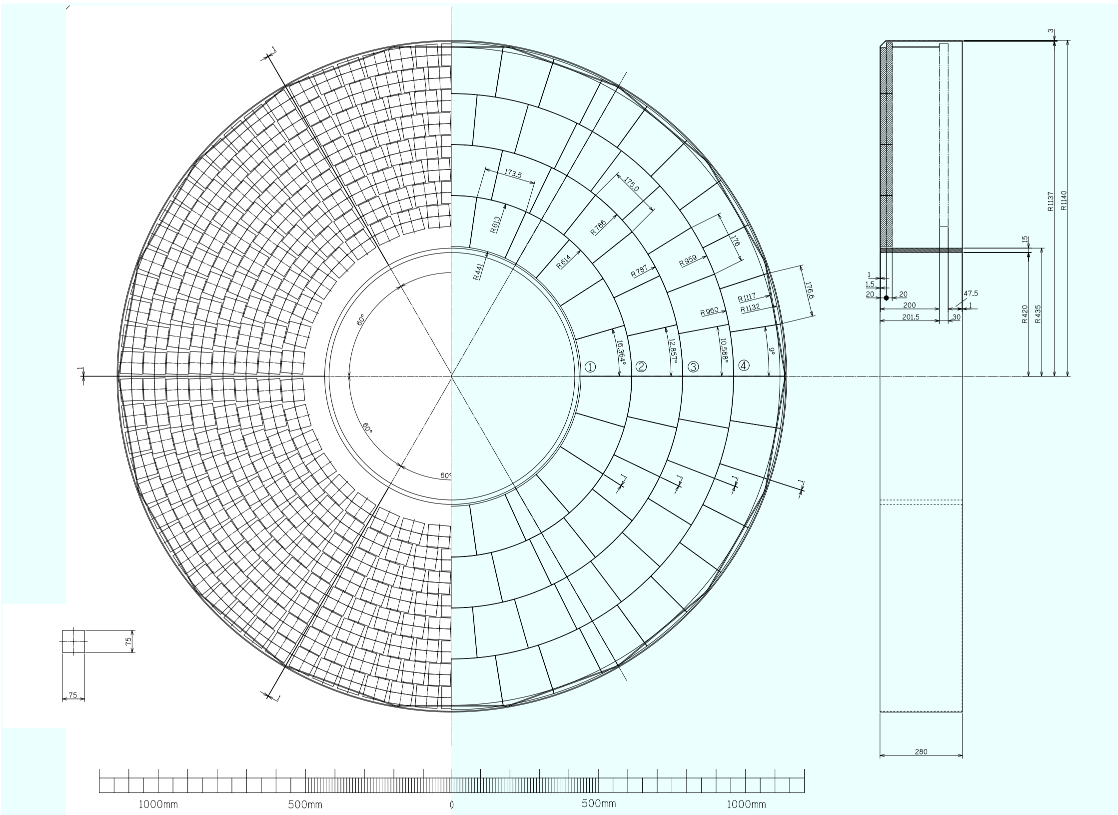


図 2-14: Aerogel RICH の設計図。左半分が HAPD 部分，右半分がエアロゲル部分となっている。エアロゲルは 1 辺 200 mm 前後のタイルを組み合わせる。また HAPD は全部で 500 個前後を使用する予定となっている。

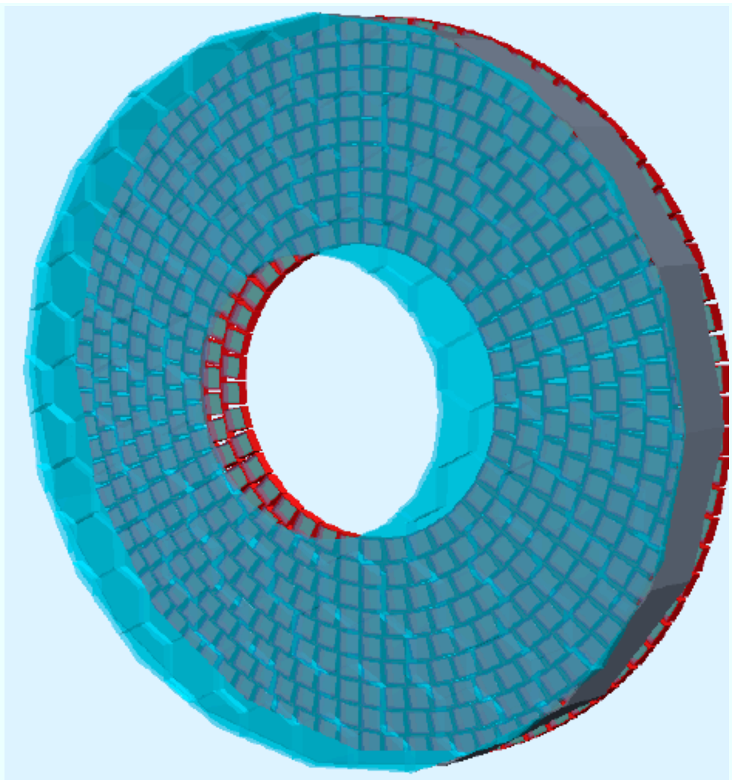
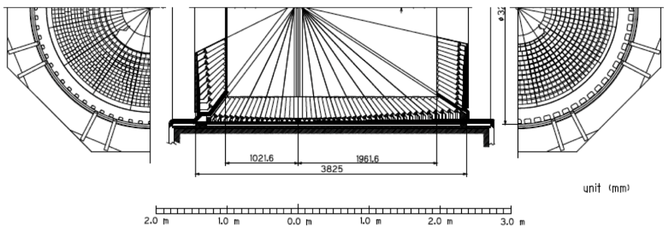


図 2-15: Aerogel RICH の完成イメージ。前面が輻射体のエアロゲル層，その背後に HAPD のフレームが配置される。

2.2.5 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 (2.1) よりルミノシティ $\mathcal{L}$ を求めることも可能である。図 2-16 に ECL の設計図と 1 モジュールの概念図を示す。表 2-3 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 $\sigma_{\rm pos}$ をまとめる。



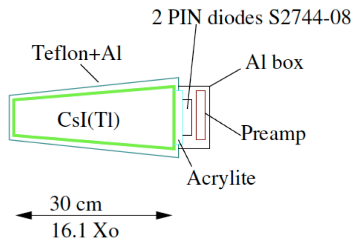


図 2-16: ECL の設計図 (左) と 1 モジュールの概念図 (右)[11]。

表 2-3: Belle II ECL の構成と性能 [10]

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)

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

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

†baseline option

ECL は Barrel 部，Forward/Backward-Endcap に配置され，Belle から引き続きクリスタルとして CsI(Tℓ)(シンチレーション時定数 $\sim 1\ \mu$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 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 μs 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。

2.2.6 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 $\mu^{\pm}$ と K_L が KLM まで到達することができる。そのうち $\mu^{\pm}$ 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 2-17 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。

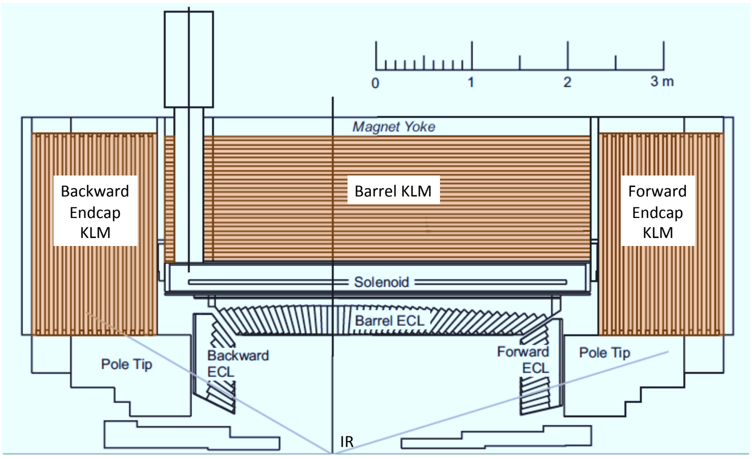


図 2-17: Belle(Belle II) 測定器断面図と KLM。Barrel 部，両 Endcap 部に配置される。

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 2-18 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[*3]を流しておく。荷電粒子 ($\mu^{\pm}$ 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 2-19 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。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信される。光検出器は磁場動作が可能なようにマルチピクセルタイプのものを Geiger モー

[*3] Ar : Butan : HFC134 : SF6 : He = (28 : 18 : 20 : 2 : 32)

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。

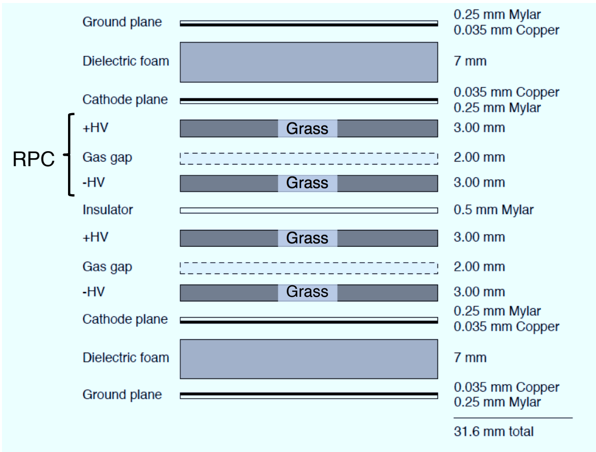


図 2-18: RPC を 2 層構造にした Super Layer。KLM はこの Super Layer と鉄板のサンドイッチ構造となっている。なおカソード面はストリップ状になっており，その向きが上下で 90° 違うため通過位置の検出が可能である。

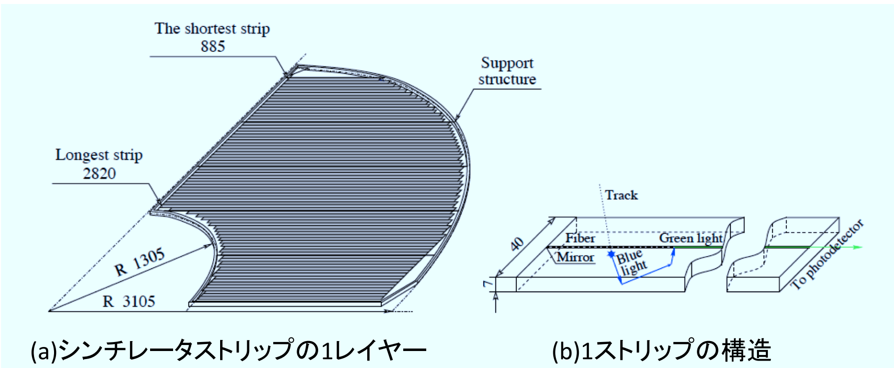


図 2-19: (a) 開発中のシンチレータストリップ。1 層あたりシンチレータを 75 本並べた構造となっている。RPC Super Layer と同様にストリップの向きを 90° 回転させて 2 層構造とすることで位置検出を可能とする。(b) シンチレータの構造と検出原理図。中央に内蔵された波長変換ファイバーがシンチレーション光を受け緑にシフトさせた光を端部に接続された PMT に送信する。

第3章
Aerogel RICH検出器の開発

この章では私が所属するA-RICHグループが担当して開発を行っている新型粒子識別装置，Aerogel RICH検出器(A-RICH)について解説する。Belle II測定器は前章で述べたとおり，目的・用途別に開発されるいくつかの副検出器からなる大型検出装置であるが，この中で荷電 K 中間子，π 中間子の識別を行う検出器としてA-RICHの開発が進められている。この検出器は後述するようにEndcap部とよばれる空間的に制限がある領域に設置されるものである。したがって，アップグレード計画としては単純な粒子識別能力向上だけでなくコンパクトな形状を維持することも要求される。

A-RICHの開発背景や動作原理について解説し，Belle IIで使用するうえでの要求性能をまとめる。そして，そのような要求を満たすために開発を行なっているA-RICHの主要構成要素，光検出器，輻射体，そして読み出し電子回路システムそれぞれについて概説する。そして，プロトタイプA-RICHの性能評価として，2009年に行われた電子ビームテストの結果を示す。

3.1 開発背景

Belle実験の粒子識別はCDC，Aerogel Cherenkov Counter(ACC)，Time of Flight(TOF)によって行われていた[*1](図3-1)。Belle実験最大の目的である B 中間子の崩壊現象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，Barrel部では主にTOFが担っていた。しかし空間的制約上，Endcap部にはTOFを設置することができずACCの測定可能運動量に制限が課せられることとなった。これをACCのみで行なうためにEndcap部での高運動量粒子識別を諦め，2.0 GeV/c までの低運動量粒子識別に特化したフレーバータグ専用として使用する方式をとった。

しかしながらB-Factory実験の特徴である非対称エネルギー衝突のため，Forward-Endcapには生成粒子が飛来しやすく2体崩壊による高運動量をもった粒子も当然Endcapにやってくる。Belle IIではこのような崩壊現象によって生じた高運動量 K/π 粒子も識別しつつ，従来のACCの担っていたフレーバータグも可能な新型粒子識別装置を開発する必要があり，空間的制約を満足しながら要求性能を満たすものとしてA-RICHを採用することとなった。

我々は現在，A-RICHによってEndcap部における識別可能運動量領域を

$$0.5\ \mathrm{GeV}/c < p < 4.0\ \mathrm{GeV}/c$$

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。

[*1]Belleでの粒子識別やACCについては付録Bにて述べる。

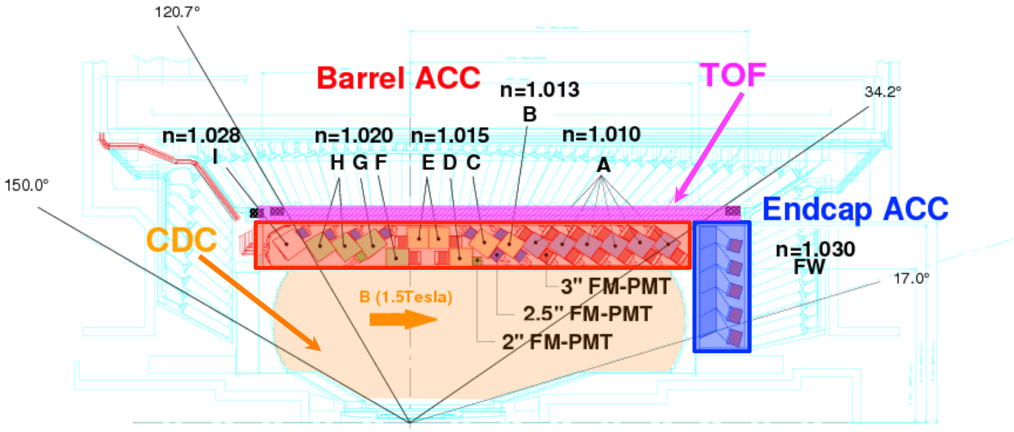


図 3-1: Belle 検出器と粒子識別装置を断面から見た図。衝突点側から CDC，ACC，TOF(Barrel のみ) という配置になっている。とくに ACC は Barrel ACC と Endcap ACC に分けて，エアロゲルの屈折率 n を調整することで識別可能運動量を変えている。

3.2 A-RICH の原理と構造

A-RICH は ACC と同じく，輻射体であるエアロゲルを荷電粒子が通過することで発生する Cherenkov 光を検出し粒子識別を行なうが，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。これ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[*2]。

$$m = \frac{p}{c}\sqrt{n^2\cos^2\theta_{\mathrm{C}} - 1} \tag{3.1}$$

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 (エアロゲル) 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 はエアロゲル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，ACC では Cherenkov 光発生の有無を知ることが重要であったのに対し，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 3-2 のようにエアロゲル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

[*2](3.1) の導出は付録 B を参照。

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

$$\theta_{\mathrm{C}} = \tan^{-1}\left(\frac{r}{L}\right) \tag{3.2}$$

となる。L は発光点から検出点までの拡散距離である。

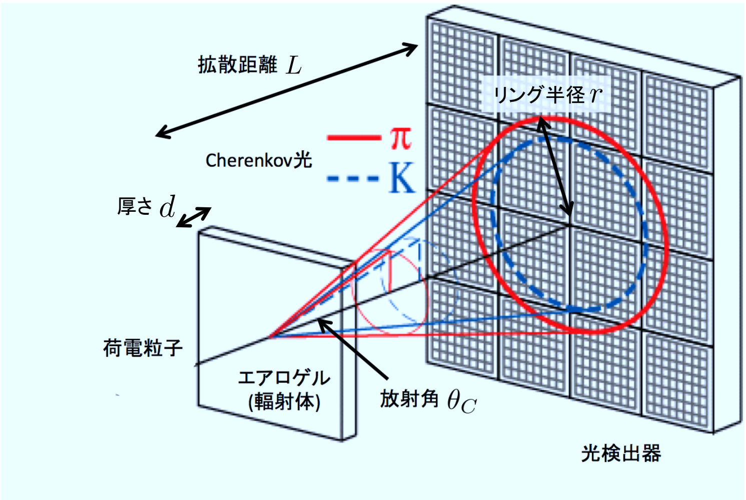


図 3-2: RICH の基本構成とリングイメージ検出の様子を示した図。放射角 θ_{C} が荷電粒子の運動量に依存することを利用して粒子識別を行なう。

次に，A-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 3-3(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かぎり光を絞れるため，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と，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。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

$$\sigma_{\mathrm{track}} = \frac{\sigma_{\mathrm{single}}}{\sqrt{N_{\mathrm{p.e.}}}} \propto \frac{1}{\sqrt{d}} \tag{3.3}$$

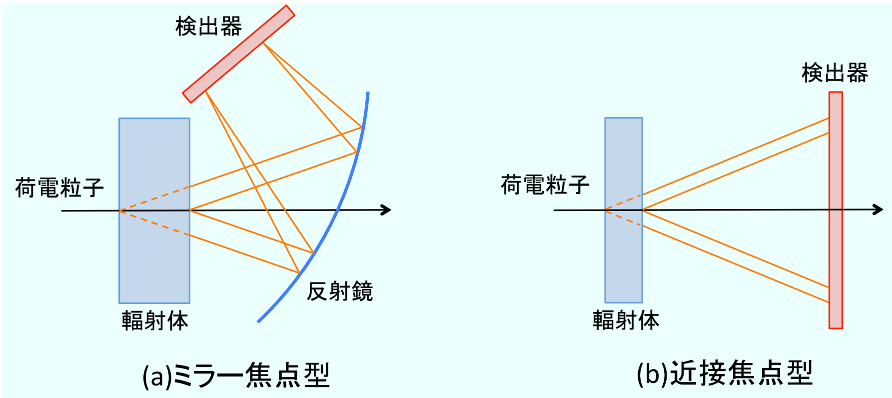


図 3-3: RICH の構成による分類。(a) ミラー焦点型は検出光子数を増やすことが容易である。一方，(b) 近接焦点型は設置空間を小さくでき，検出方法も分かりやすい。

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，$N_{\mathrm{p.e.}}$ 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 $N_{\mathrm{p.e.}}$ は多くなるが，(3.3) 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う方法を取り入れた。図 3-4 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。

3.3　A-RICH への要求性能

ここで，A-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が求められる。

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。拡散距離はエアロゲル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(@Belle) 以上の磁場中での動作が可能であることが

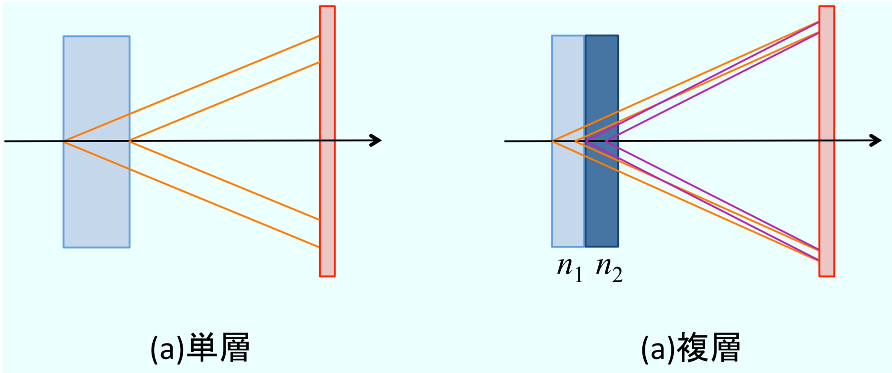


図 3-4: (a) が輻射体 1 枚，(b) が複層 (2 枚) での Cherenkov 放射を表した図。このとき屈折率は $n_1 < n_2$ と後段側の屈折率を高く設定することでリングイメージを絞っている。

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，輻射体としてシリカエアロゲル，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，読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「シリカエアロゲル」,「HAPD」,「読み出しシステム」について，現在までの開発状況と合わせてもう少し詳しく解説していく。

3.3.1 輻射体

シリカエアロゲル

シリカエアロゲルは Belle ACC でも使用された物質で，図 3-5 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。

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 ns) 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[*3]。表 3-1 に輻射体として使用される主な物質とその物性値を記した。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，エアロゲルの特徴の一つでもある。

[*3] 光学的な性質以外のエアロゲルの特徴としては，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。

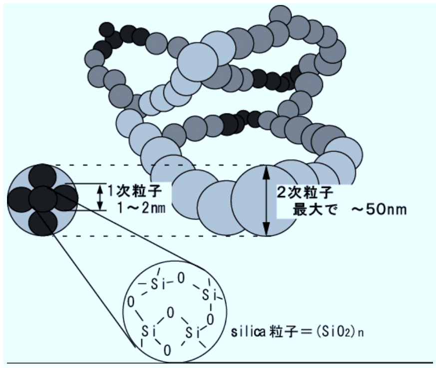


図 3-5: シリカエアロゲルの内部構造。SiO_2 のナノ構造が 3 次元的に配列することで，エアロゲルの特殊な性質が生み出される。

表 3-1: 代表的な輻射体物質とその物性値

物質	屈折率	密度	その他
シリカエアロゲル	1.007〜1.2	0.0281〜	
空気	1.00028	0.001293	25 °C, 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

開発状況

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，エアロゲル原料 (アルコゲル) 中の液体を高温高圧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。

実際のシリカエアロゲルを図 3-6 に示す。左図は ACC で実際に使用されたエアロゲル (超臨界乾燥法) と PD 法によるものを並べた図である。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エアロゲルの調合にも成功している。

現在は，高屈折率かつ高透過長をもったエアロゲルタイルの巨大化を可能とする製法や調合比

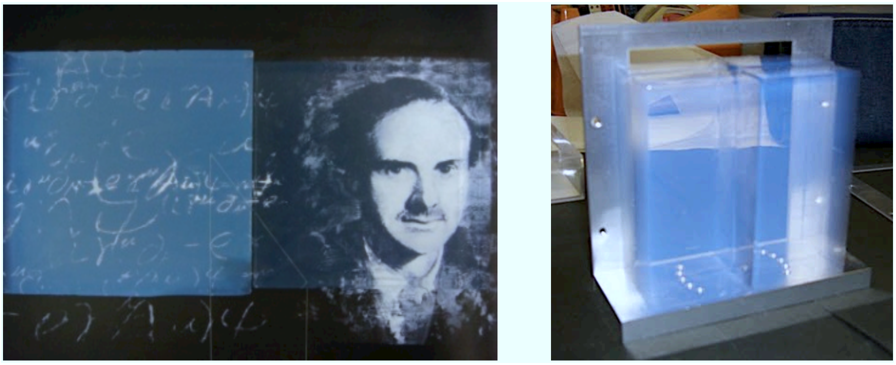


図 3-6: シリカエアロゲル。左図は従来の方法と PD 法のエアロゲルを並べて置いた図である。左側が従来品，右側 (下に人の顔が見えている) が PD 法で製作したものである。屈折率はほぼ変わらないが，PD 法では透明度が高いことが分かる。右図は PD 法によって製作されたエアロゲルを後述するビームテストで使用したときの図である。青みがかっているのは室内光がエアロゲル内部で Rayleigh 散乱しているためである。

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。

3.3.2 光検出器

HAPD

エアロゲルの屈折率を 1.05，荷電粒子運動量を 4 GeV/c とした場合，π 中間子と K 中間子の放射角度差は (3.1) より,$\theta_\pi - \theta_K \simeq 23$ 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 A-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 3-7 にその外観と寸法を示す。

HAPD の構造と動作原理を図 3-8 に示す。同図 (a) にあるように基本構造としては，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 3-8(b) に示す。しかしその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 $\mathcal{O}(10^6)$〜$\mathcal{O}(10^8)$ 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。

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

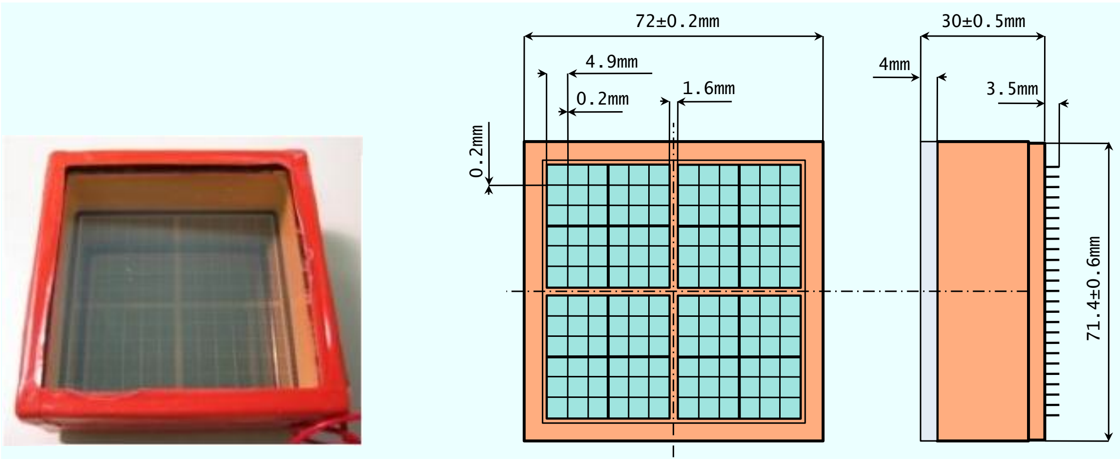


図 3-7: 現在開発を進めている 144ch マルチアノード型 HAPD。左図は実際の HAPD の外観図。右図は HAPD の基本設計図。

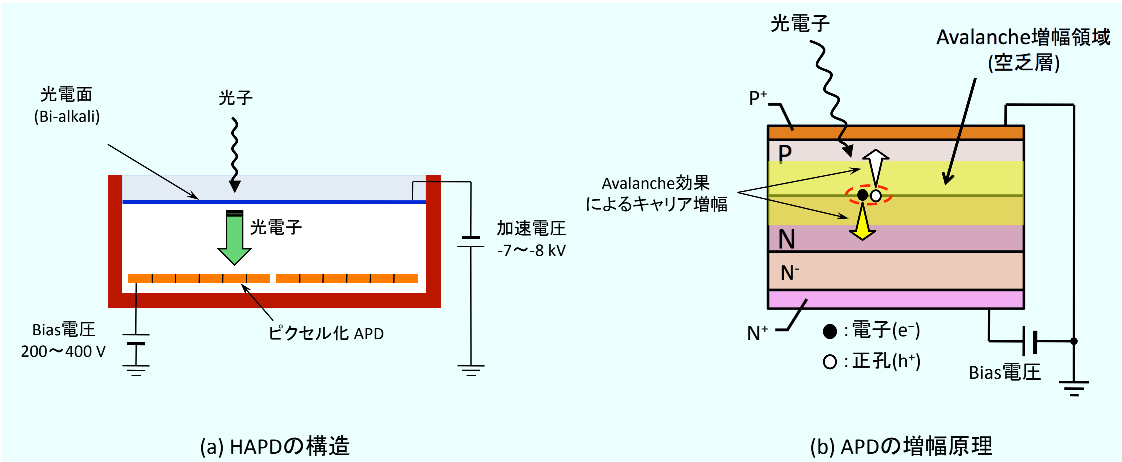


図 3-8: HAPD の動作原理。(a) は HAPD の構造図を表している。入射窓の内側にアルカリ金属を蒸着させ光電面とし，光電陰極としている。HAPD 内部は真空に引かれている。内部に内蔵された APD の一部を模式的に表したのが (b) である。逆 Bias 印加によって空乏層が形成された状態の APD に加速された光電子を打ち込むと電子-正孔対を生成する。それぞれが逆 Bias に引き寄せられドリフト運動しながら電極へと向かう。この途中空乏層内の格子原子や不純物原子などと衝突することで 2 次キャリアを励起させ，これらもまた別の 2 次キャリアを励起させていくという Avalanche(雪崩) 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。

るが，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 [30]。したがって HAPD は我々の要求する光検出器の性能を満足している。

開発状況

表 3-2 に我々が開発を進めている HAPD の仕様をまとめる。$6\times6=36$ 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 mm^2 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，ウルトラバイアルカリを使用して現在約 30%を達成している。

表 3-2: 144ch マルチアノード型 HAPD の仕様

外寸		73×73 mm^2
内蔵 APD	印加 (Bias) 電圧	~ 400 V
	Avalanche 増幅率	$G_{\rm Ava}\sim 50$
	チップ数	$2\times2=4$
	ピクセル数/チップ	$6\times6=36$
	ピクセルサイズ	4.9×4.9 mm^2
	有効面積	$\sim 65\%$
入射窓	材質	合成石英
	厚さ	$3\sim4$ mm
光電陰極面	印加 (電子打込み) 電圧	$\sim -8{,}500$ V
	打込み増幅率	$G_{\rm Bom}\sim 1700$
	材質	Bialkali(→Super-Bialkali,Ultra-Bialkali)
	最大 QE	$\sim 30\%$
最終増幅率		$G_{\rm Tot}=\mathcal{O}(4)$
総チャンネル数		144 ch
検出器容量		80 pF
S/N 比		~ 15

HAPD の放射線耐性

A-RICH の設置される Endcap 部は外部からの放射線，特に中性子線による影響を受けると考えられている。この影響を最も受けるのは，半導体素子である APD であり，現在 APD の中性子耐性について研究・開発を進めているところである。後述する A-RICH プロトタイプの電子ビー

ムテストでは中性子照射した HAPD を使用しその影響を検証した。HAPD の中性子対策については，第 5 章で詳しく述べる。

3.3.3 読み出しシステム

フロントエンド電子回路

A-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 3-9 に示したように，A-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。エアロゲルは 20 mm が 2 枚として 40 mm，拡散距離としてエアロゲル厚さを引いた 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。

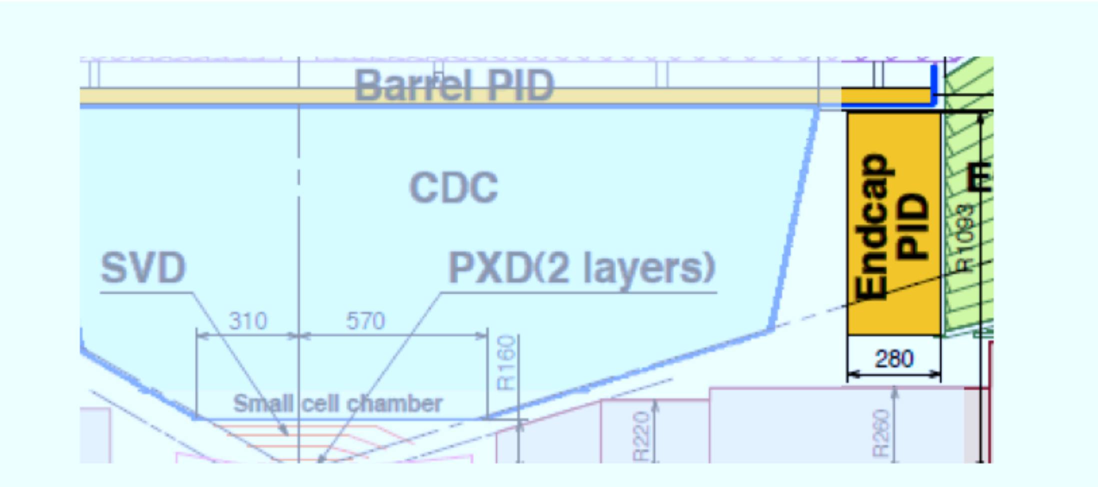


図 3-9: Belle II 測定器の衝突点付近の断面図。Endcap 粒子識別に許されている奥行きは 280 mm しかなく，空間的な制限が課せられる。

以上のことから，フロントエンド電子回路の構成を図 3-10 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 3-10 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。

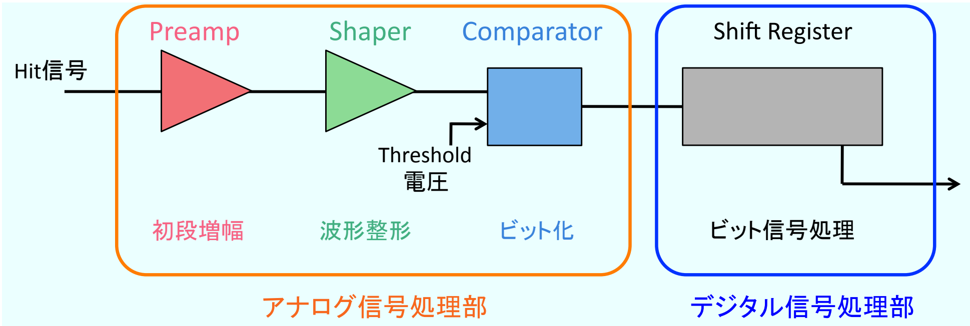


図 3-10: HAPD 専用読み出しシステムの構成。前半のアナログ信号処理部を ASIC，後半のデジタル信号処理部を FPGA によって構築する。

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。

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 ASIC[*4]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 3-10 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をある期間保持し，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 FPGA[*5]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。

[*4]Application Specific Integrated Circuit: 特定用途向け IC

[*5]Field 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。

開発状況

現在，ASIC については基礎研究を終え[*6]，最終版に向けた開発を行っている。図 3-10 前半の構成からなる ASIC を「SA シリーズ」と名付け，現在までに第 2 バージョンの試作，動作確認と第 3 バージョンの設計を行なっている。図 3-11 は第 1 バージョン「SA01」と FPGA を搭載した読み出しボードである。

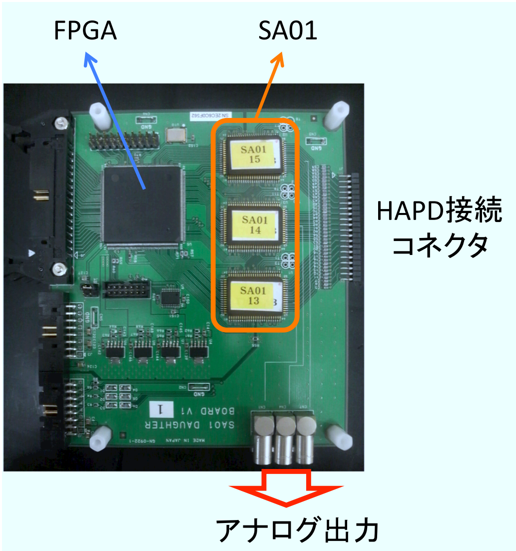


図 3-11: HAPD 専用読み出しボード。このボードで HAPD の 36ch，つまり全体の 1/4 を読み出せる。基板左上の黒い IC が FPGA，右上の黄色いラベルが貼られた 3 つの IC が SA01 である。また，アナログ外部出力端子 (基板右下の LEMO 端子) が 3 口あり，36ch のうち選択した 3ch を出力させることが可能となっている。

本論文では SA シリーズ第 2 バージョン「SA02」について報告し，その動作検証や性能評価について第 4 章で詳しく報告する。また現在設計を行なっている第 3 バージョン「SA03」は最終版となる予定である。SA02 で要求性能を満たすことを確認したので，基本仕様は SA02 と変わらないがいくつか追加修正を加えた設計になっている。また，読み出しシステム全体に関わる読み出しボードの開発も進んでいる。最終版のボードは 1 枚で全チャンネルを読み出せるようにし，さらに HAPD 数台分の読出しを一つにまとめるためのボードも開発する予定である。これにより，さらにケーブルの本数を減らすことが可能である。SA03 と読み出しボードについては今後の課題として第 6 章でその概要だけ述べる。

[*6] この時期に作られた ASIC は S シリーズとよばれるが，その開発を終了して SA シリーズ開発へと移行した。S シリーズについては付録 C で解説する。

3.4 電子ビームによるプロトタイプ A-RICH 検出器の性能評価

3.4.1 概要

我々は 2009 年 11 月に，プロトタイプ A-RICH 検出器の性能評価として，KEK の富士テストビームラインを利用して電子ビームテストを行なった。この試験では第 1 バージョンの SA シリーズ「SA01」を初めて使用し，SA シリーズの性能評価も兼ねている。その他，エアロゲルの屈折率の組み合わせ試験や有角度入射でのリングイメージ観測なども実施された。

図 3-12 がその実験施設の全景である。これは KEKB 加速器で周回している 8.0 GeV/c の電子ビームとビームパイプ内の残留ガスとの相互作用で生じた制動放射による γ 線をタングステンターゲットに照射することで，2.0 GeV/c の 2 次電子ビームを取り出し利用する施設である。トリガーレートは制動放射の発生量によるため KEKB ビームライン内の真空度によるが，数 Hz から百数 Hz 程度である。この 2 次電子ビームをプロトタイプ A-RICH 検出器に照射し，性能評価試験を行なった。

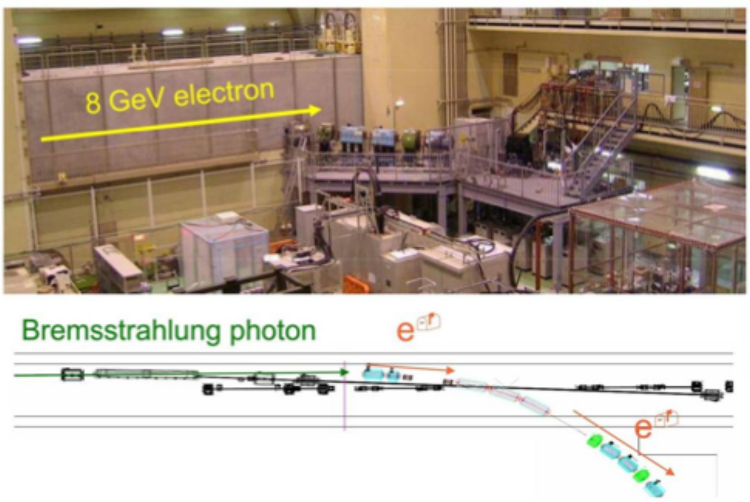


図 3-12: KEK 富士実験棟内にある富士テストビームラインの全景。

3.4.2 プロトタイプ A-RICH 検出器

HAPD6 台を用いて 2×3 の配列としたプロトタイプを作成し，ビームテストを行なった。まず図 3-13 に実験装置配置図を示す。セットアップの最上流と最下流にはトリガーカウンタとなるシンチレーションカウンタ (SC) を設置している。両方を通過した電子ビームトラックのみがトリガーを発行しイベントとして記録される。暗箱の前後の外壁に沿って配置された Multi Wire Proportional Chanber(MWPC) は位置分解能をもったガス検出器の一種で，電子ビームトラックの入射位置を

検出している。これも前後の MWPC を通過したトラックのみが記録され，その検出点を結んだ線分上と検出面が交わる点をビーム入射点として解析を行なった。暗箱の中は，上流側から輻射体のエアロゲルタイル，その最上流面から 200 mm 離れた位置に HAPD と読出しシステムからなるプロトタイプ A-RICH の順で配置された。ビームトラックはエアロゲルとプロトタイプ A-RICH のほぼ中央を通過するように水平方向と高さ方向を調整した。図 3-14 は実際の測定セットアップの写真である。

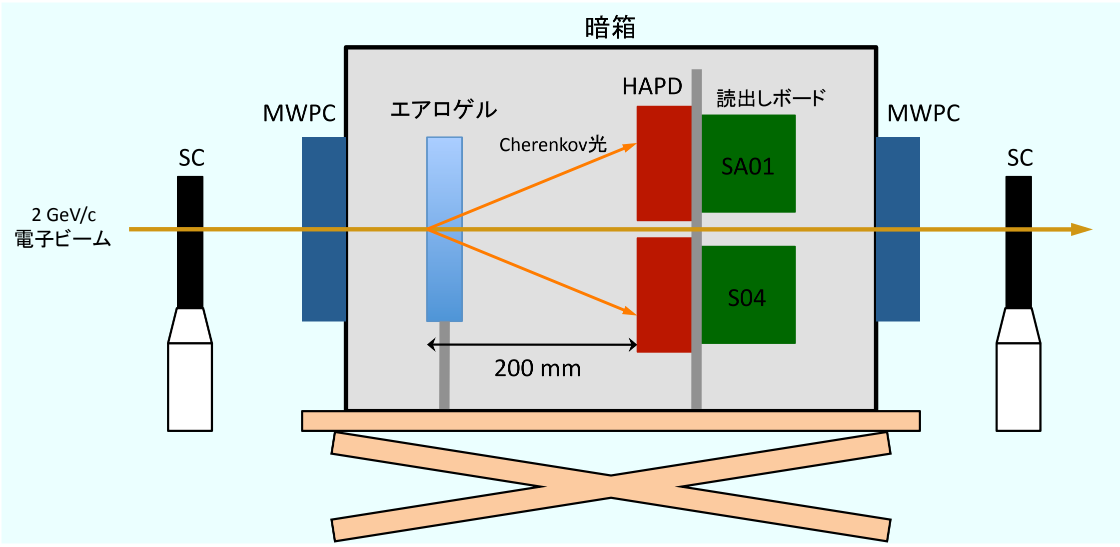


図 3-13: ビームテストにおけるプロトタイプ A-RICH の構成図。図の左側から電子ビームを入射させ，トリガーシンチレータ (SC)，MWPC を経由した後，暗箱へ入射させる。HAPD を固定するフレームを変えることで整列・扇型配置を切り替える。下流側にも MWPC，SC の順で配置し電子ビームのトラッキングを行なう。暗箱はビーム軸が HAPD フレームの中心を通るように高さを調整できるようになっている。

プロトタイプ A-RICH の基本構成は上 3 台の HAPD を SA01 システムで，下 3 台を旧バージョンの ASIC である S04 のシステムによって読みだした。これは，SA01 システムの数不足もあるが，S04 は以前にもプロトタイプ試験において正常に動作することが確認されており，SA01 の性能比較用として使用された。S04，SA01 による読み出しシステムの具体的な構成を図 3-15 に示す。

Belle II に実際に搭載する状況を想定して，HAPD の配置とビーム入射角度を変化させて測定を行なった。HAPD の配置は「整列配置」と「扇型配置」の 2 種類に変化させた (図 3-16)。扇型配置は，Belle II 搭載時は同心円状に HAPD を配置するため，この状況を想定したものである。ビーム入射角度変化についても同様で，Belle II において電子-陽電子衝突点から A-RICH 検出器までは 17.0°〜34.2° の開きがあり (図 3-1 参照)，HAPD の検出面にはこの間の入射角をもって Cherenkov 光が入射すると考えられる。そのため，図 3-17 のように比較用の 0°(垂直入射)，15°，30° の 3 段階で測定を行なった。

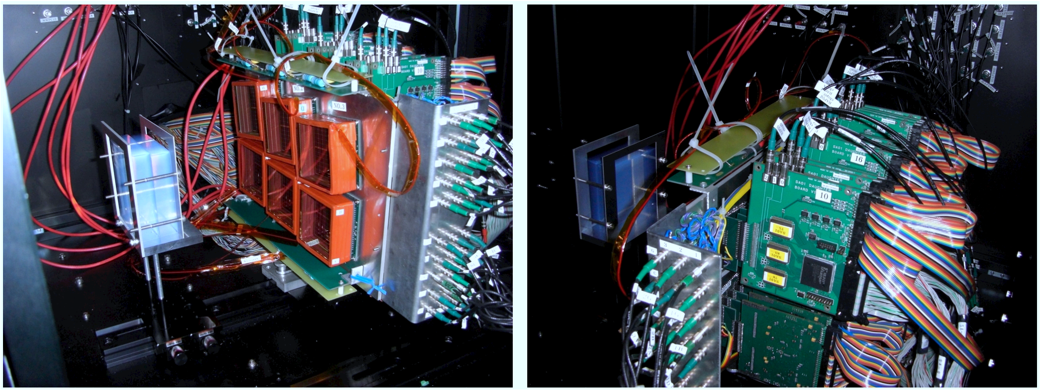


図 3-14: ビームテストの実際の状況。左図が上流側，右図が下流側から撮影したもの。このときはエアロゲルは 2 枚，HAPD は扇型配置，垂直入射時のものである。右図の上側の HAPD に装着されているのが SA01 読み出しボード，下のものが S04 読み出しボードである。

エアロゲルのテスト項目として，図 3-4(b) の複層方式による効果を評価するためにエアロゲルの屈折率を変化させるとともに，枚数も変更しながら測定を行なった。

また本試験において中性子照射した HAPD による影響がどの程度であるかを調べるために，中性子照射 HAPD を一部使用してリングイメージの観測を行なった。従来品に 0.5，1.0，2.0 $\times 10^{11}$ neutron/cm^2 の中性子[*7]を照射したサンプルを使用し正常な HAPD のみで測定した結果との比較を行った。前述した HAPD の配置変化などの結果については昨年の黒田氏の修士論文 [29] で報告されているので概要と結果を簡単に以下でまとめる。

3.4.3 結果

Cherenkov 角度分布の解析方法

実際の荷電粒子ビームから得られるリングイメージから Cherenkov 放射角分布を求めるための解析方法についてまとめる。

各 HAPD から得られるヒット分布と，MWPC から得られるビームトラックの通過位置からリングイメージの半径 r に相当する値が求められ，(3.2) より Cherenkov 放射角 θ_{C} を再構成することが出来る。輻射体から発生した Cherenkov 光が直接検出されたイベントならば，これによる角度分布はピークをもつが，それ以外の要因 (Knock-on 電子や HAPD 入射窓で発生した Cherenkov 光などが考えられる) によって発生したバックグラウンド (BG) 光子によるイベントの場合は，なだらかな分布となる。

図 3-18 は，上記の手順によってリング半径 r から求められる Cherenkov 放射角分布の例を示したものである。2.0 GeV/c 電子ビーム (電子質量 $m_e = 0.511$ MeV/c^2) の放射角 θ_e を (3.1) より具

[*7] Belle II 実験において予想される発生中性子量は，1 年間で 1×10^{11} neutron/cm^2 と見積もられている。

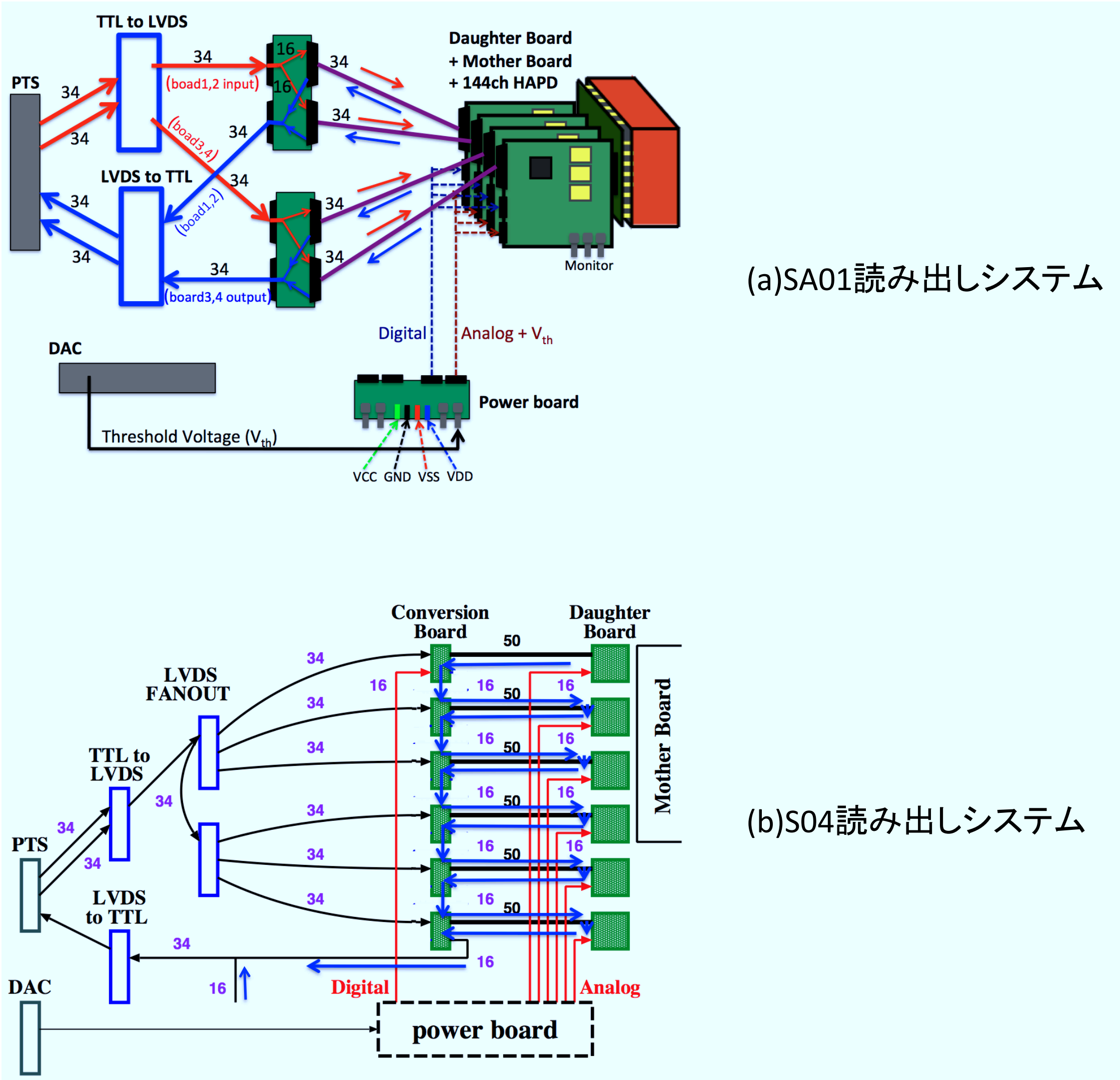


図 3-15: ビームテストにおける読み出しシステムの構成図。SA01 は各 HAPD ごとに独立にデータ通信を行なうが，S04 までのシステムではカスケード接続のように全ての HAPD を経由してデータ通信がなされる。

体的に求めると，輻射体屈折率 n を 1.05 とした場合，

$$\theta_e = \cos^{-1}\sqrt{\frac{\left(\frac{m_e c}{p}\right)^2 + 1}{n^2}}$$
$$\simeq 0.31 \text{ rad}$$

となる。実際，図 3-18 の 0.3 rad 付近に鋭いピークがあるが，これが電子ビームによる Cherenkov

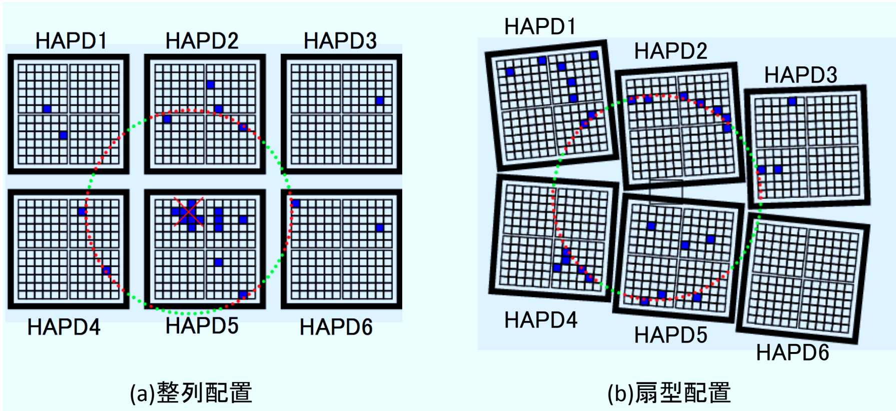


図 3-16: プロトタイプ A-RICH 検出器における HAPD の 2 種類の配置。上 3 台の HAPD(HAPD1〜3) は SA01 を，下 3 台 (HAPD4〜6) は S04 を使用して読み出した。

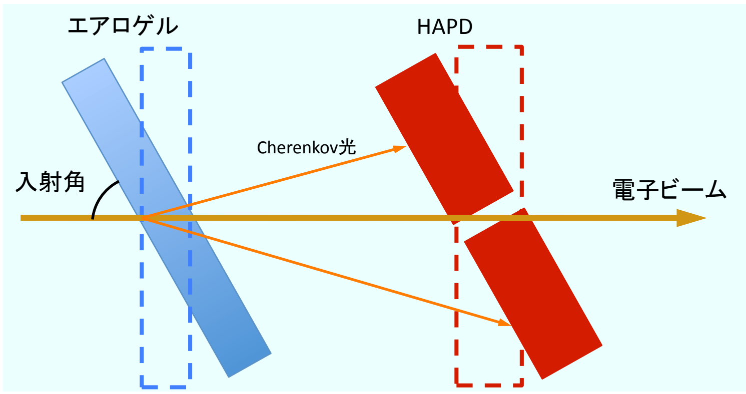


図 3-17: プロトタイプ A-RICH 検出器本体の有角度入射測定の配置。エアロゲルと HAPD フレームは並行にしたまま，ビーム軸に対し傾けていく。

放射角を示しているということが分かる。なお，0.1 rad 以下にあるピークはビーム電子が HAPD の入射窓であるガラス中で Cherenkov 光を発し検出されたものと考えられる。

次に，このビームによるピークを適当な関数で近似し，ピーク中心 (Cherenkov 放射角) と標準偏差 σ(角度分解能) を求める。このピークは Gauss 関数と一次関数を足し合わせた合成関数で近似できると予想される。エアロゲルから発生した Cherenkov 光によるピークは Gauss 分布にしたがうが，このピーク周辺に分布するバックグラウンド (BG) 光子数は単位面積当たりで一様に放射角に比例して増加すると考えられるため，一次関数でこれを近似する。図 3-18 の赤線が，この合成関数による近似曲線である。

この関数で得られた放射角分布を近似することにより σ が得られるが，$\pm 3\sigma$ までの範囲を

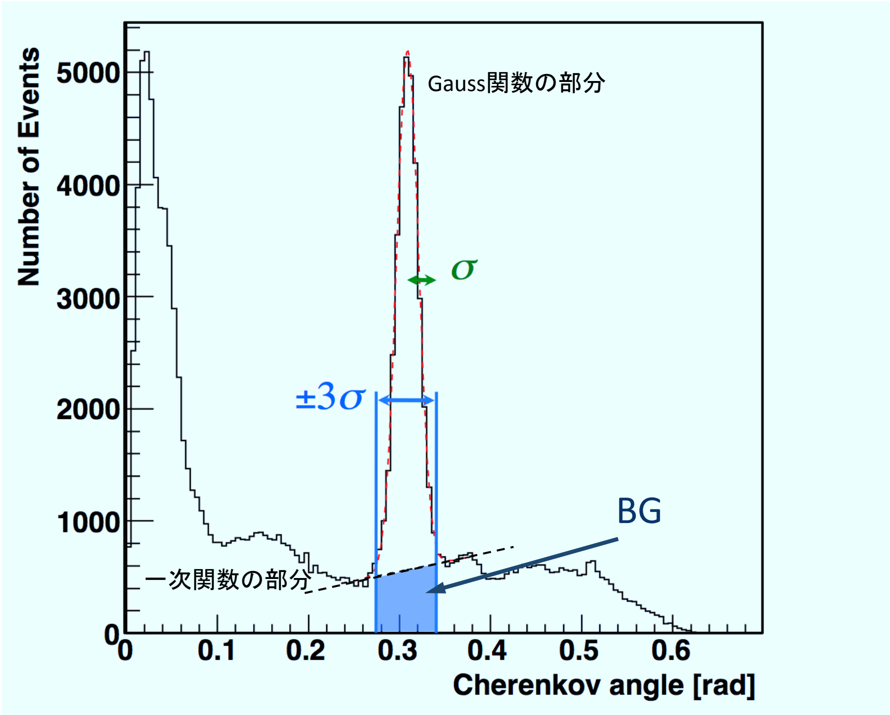


図 3-18: Cherenkov 放射角分布とその解析方法。Cherenkov 放射角ピークを，Gauss 関数 (赤点線) と (一次関数 (黒点線) の合成関数で近似させる。近似された一次関数より下の領域をバックグラウンド (BG) として扱い，それより上の領域を正しいイベントとする。

Cherenkov 光子数の見積もりに使用する。さらに図 3-18 の青く塗られた領域にある検出イベントは BG 光子によるものなので，これを差し引いたピーク面積が検出 Cherenkov 光子数 $N_{\mathrm{p.e.}}$ に相当する。また，検出光電子 1 個当たりの角度分解能 σ_θ は，上で求めた Gauss 関数の標準偏差 σ とする。

識別対象となる異なる 2 種の粒子の RICH による粒子識別能力 N_{SD} は以下の式で求められる [15]。

$$N_{\mathrm{SD}} = \frac{|\theta_1 - \theta_2|}{\sigma_{\mathrm{track}}} = \frac{|\theta_1 - \theta_2|}{\sigma_\theta}\sqrt{N_{\mathrm{track}}} \tag{3.4}$$

ここで，θ_1，θ_2 は対応する粒子の輻射体による Cherenkov 放射角，N_{track} は検出光子数 $N_{\mathrm{p.e.}}$ を全トラック数で割ったものである。σ_{track} は 1 トラックあたりの角度分解能で $\sigma_\theta/N_{\mathrm{track}}$ である。我々の興味ある識別対象粒子は 4.0 GeV/c の運動量をもった π 中間子と K 中間子であるので，放射角度差 $\theta_1 - \theta_2$ としては $\theta_\pi - \theta_K \simeq 23$ mrad を代入すればよい。例えば簡単に角度分解能 σ_θ が 23 mrad となった場合は，1 トラック当たり 16 個の光電子を検出できれば 4σ の K/π 分離能力があると言える。

以上の解析により，ビームテストの各セットアップごとに検出光子数や角度分解能を算出した。

最高性能時の結果

中性子照射 HAPD の測定結果の前に Belle II 実験での使用を想定したセットアップでの測定結果をまとめておく。まずその HAPD の配置を図 3-19 に，その他のセットアップ状況を表 3-3 に示す。

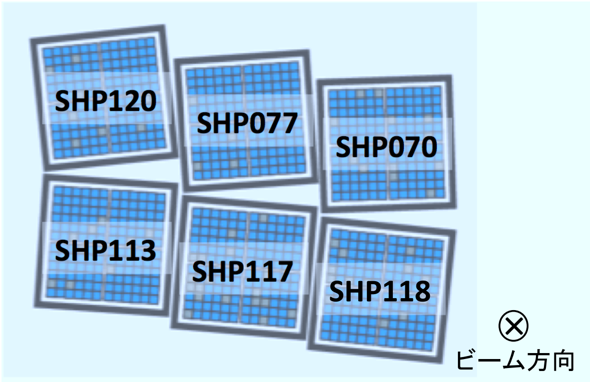


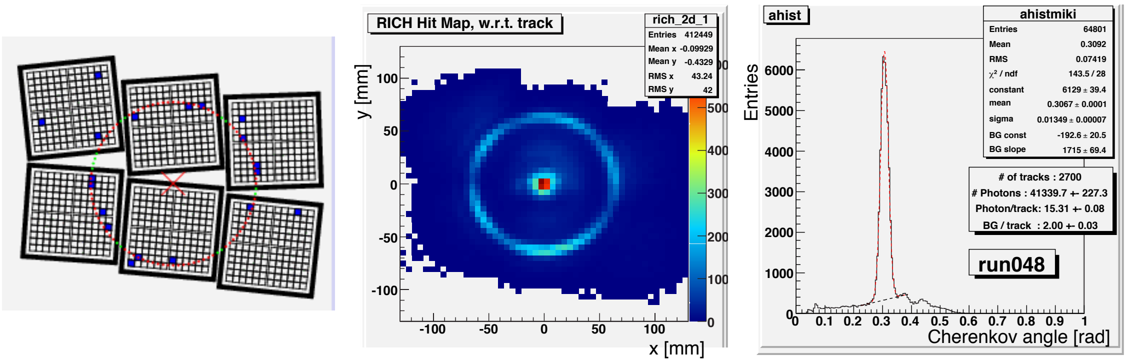
図 3-19: 最高性能を示したプロトタイプ A-RICH における HAPD の配置図。

表 3-3: 最高性能を示したプロトタイプ A-RICH のセットアップ

HAPD 配置	扇型		QE(400 ns)	
		SHP070	25%	
		SHP077	22%	
		SHP113	21.1%(高 QE 対策品)	
		SHP117	30.1%(高 QE 対策品)	
		SHP118	27.4%(高 QE 対策品)	
		SHP120	20.5%(高 QE 対策品)	
入射角度	0°			
エアロゲル	U: PDR20-3a	$n = 1.0536$	$\Lambda = 47.8$	$d = 20.0$
	D: PDR11-4a	$n = 1.0646$	$\Lambda = 55.4$	$d = 19.9$

表 3-3 中のエアロゲルの項目は，上段 (U) が上流側に配置したもの，下段 (D) は下流側に配置したのもの (フォーカシング用) についてで，それぞれ左から製作番号，屈折率 n，透過長 Λ [mm]，厚さ d [mm] を示している。このセットアップにおけるリングイメージと Cherenkov 角度分布の観測結果を図 3-20 に示す。このリングイメージを解析した結果，1 ビームトラック当たりに検出された光子数 N_{track} は 15.31 となり，Cherenkov ピークの σ より角度分解能は 13.49 mrad となった。これらの値と目標である K/π 放射角度差 $\Delta\theta = 23$ mrad を (3.4) に代入し，このセットアッ

プによる K/π 識別能力は 6.67σ となった。これらの解析結果を表 3-4 にまとめる。



(a)1トラックでのヒット分布　(b)全トラック積算のヒット分布　(c)1光子当たりのCherenkov角度分布

図 3-20: 最高性能時のプロトタイプ A-RICH のリングイメージ観測結果。(a) は 1 トラックごとにヒット分布を表示させるイベントディスプレイの一例。1 トラックでもリングイメージを観測するのに十分な光子数を検出できていることが分かる。なお，赤線で描かれた円は，このセットアップのもとで電子トラックの通過位置 (同図×印) が得られたときに計算される推定リングイメージである。(b) は全トラックのヒット分布を積算して得られるリングイメージである。(c) は全 HAPD から得られたデータを元に計算された Cherenkov 放射角分布である。

表 3-4: 最高性能時のプロトタイプ A-RICH の主要性能

1 トラック当たりの検出光子数 N_{track}	15.31
1 トラック当たりの BG 光子数 N_{BG}	2.00
角度分解能 σ_θ	13.49 mrad
K/π 識別能力 (@ 4 GeV/c)	6.67σ

エアロゲルの高透過長化や HAPD の QE 改善，SA01 による読出しなど各構成要素を改良したプロトタイプ A-RICH によって，K/π 識別能力の目標値 4σ 以上の性能を達成できることが分かった。

第4章
読み出しシステムの性能評価

この章ではA-RICHを構成する要素の一つである読み出しシステムのフロントエンド電子回路の性能評価について報告する。開発しているシステムは前章で述べたように前半のアナログ信号処理をASICで，後半のデジタル信号処理をFPGAで行なう構成となっている。とくにASICはHAPDの特性に合わせて回路設計から開発を行なっており，A-RICHプロトタイプ試験においても十分な性能を達成している。

読み出しシステムの構成を改めて解説した後，専用ASIC「SAシリーズ」の基本設計についてまとめる。そして性能評価を行なったSAシリーズ第2バージョン「SA02」について報告する。最後に現在設計中のSA03の概要について述べる。

4.1 読み出しシステムの概要

まずHAPD専用の読み出しシステムとして要求される性能をまとめる。

(a) 高増幅率，低雑音の増幅機能を有すること

(b) 多チャンネルの一括読み出しが可能であること

(c) 小型化のため電子回路が高集積化されていること

(d) Belle IIのDAQやトリガーシステムに対応可能であること

以上の要求を満たすフロントエンド電子回路として我々は「SAシリーズ」の開発を2007年より行なっている。以下でSAシリーズの基本構成と動作を解説していく。図3-10の前半部分がSAシリーズに対応するが，これをもう少し正確に書き直した構成図を図4-1に示す。

増幅器

SAシリーズのASICに内蔵される増幅器 (Amp.) は電荷積分型で上に挙げた要求性能 (a) を満たすものである。内部スイッチにより帰還容量を変更することで4段階の増幅率に変更可能となっている (図4-2)。一番増幅率の高い設定 (Gain0) を基準 ($= 1$) として $1/2, 1/3, 1/4$ となるように設計されている。

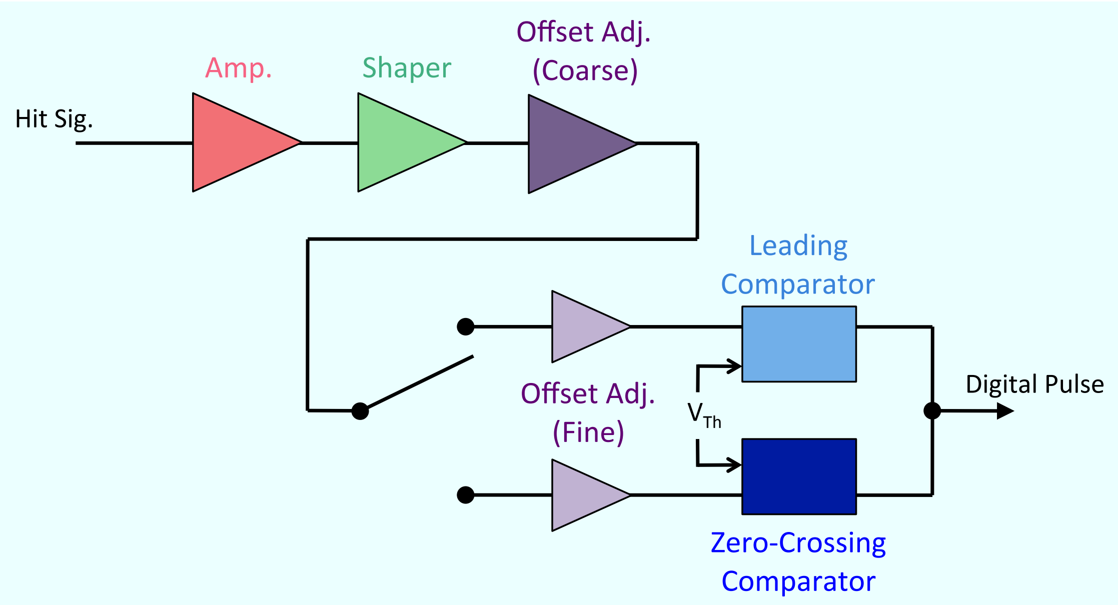


図 4-1: SA シリーズの基本回路構成図。増幅器 (Amp.)，波形整形器 (Shaper)，2 種類のオフセット調節回路の後，リーディング型，ゼロクロス型どちらかの比較器 (Comparator) により検出判定を行なう。スイッチにより使用する比較器が選択可能である。

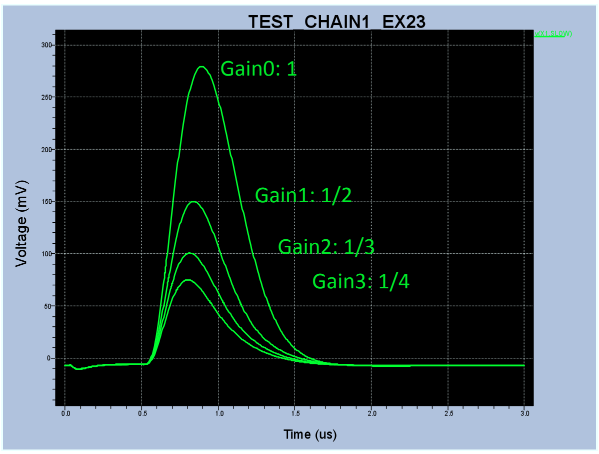


図 4-2: 増幅器の増幅率の設定 (シミュレーション)。ただし出力波形は波形整形器によって波形整形を施した直後である。後述するように SA02 では増幅率が SA01 より低く修正された。

波形整形器

波形整形器 (Shaper) はパルス幅を調整する非反転増幅器と Pole-Zero 補償回路から構成されている。増幅器からの出力は数 μs 程度の長いパルスなのでこれを数百 ns オーダーまで短縮させる

とともに，その際のアンダーシュートを生じさせないための Pole-Zero 補償を行なう。図 4-3 に Shaping time の調節をシミュレーションで確認した図を示す。波形整形時間 (Shaping time) の調整は一番短い設定 (Shpt0) を 250 ns として 500, 750, 1,000 ns の 4 段階に変更可能となっている。

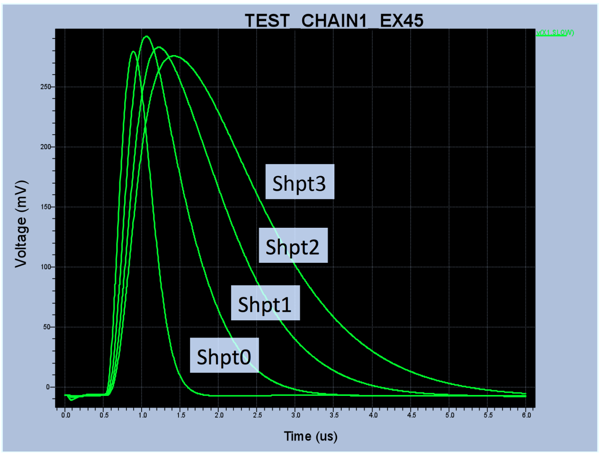


図 4-3: 波形整形器による Shaping time の変化 (シミュレーション)。Shaping time はパルスの立上り時間 (Peaking time) と定義する。

オフセット調節回路

SA シリーズでは (波高) 比較器 (Comparator) の閾値電圧の設定は全チャンネル共通となっているため，チャンネル毎にオフセット調節を行なうことで閾値設定を行なっている。計 256 段階で調節ができるよう粗調整 16 段階，微調節 16 段階の 2 段構成となっている。オフセット調節機能による比較器の閾値設定方法は，オフセット調節機能の性能評価の項で述べる。

比較器

比較器は入力パルスと閾値電圧 (Threshold Voltage: V_{Th}) を比較し，閾値電圧以上の入力がある間だけ矩形パルスを出力する回路である。この出力は入力に関係ない定電圧で出力されるためデジタル信号入力としてそのまま利用できる。SA シリーズでは 2 種類の比較器を選択できるようになっている。一つはリーディング型と呼ばれるもので一般的な比較器である。動作原理を図 4-5(a) に示す。図の閾値電圧 V_{Th}(図 (a) 赤線) を入力信号 (図 (a) 緑線) が越えた時に比較器出力 (図 (a) 青線) が立ち上がり，入力信号電圧が閾値電圧を下回った時に出力が終了している。入力信号が V_{Th} を越えたときにだけ出力動作を開始するため，ベースライン電圧が既に閾値電圧を上回っている状態では出力は行なわれない。これにより定常ノイズを排除できる。

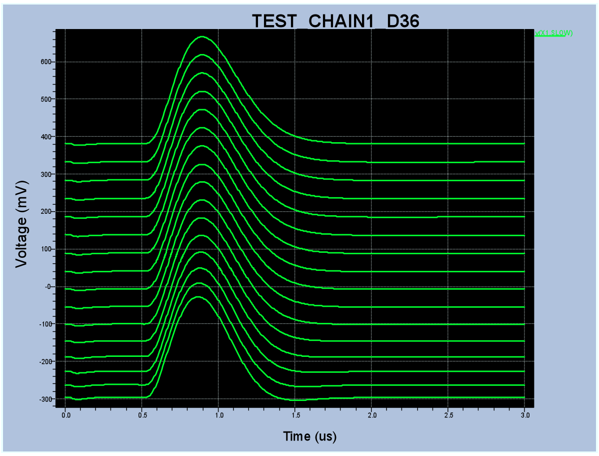


図 4-4: オフセット調節回路による粗調整 (シミュレーション)。16 段階に調節でき，微調整もこの各段階ごとに 16 段階で調整できるので計 256 段階での調整が可能となっている，

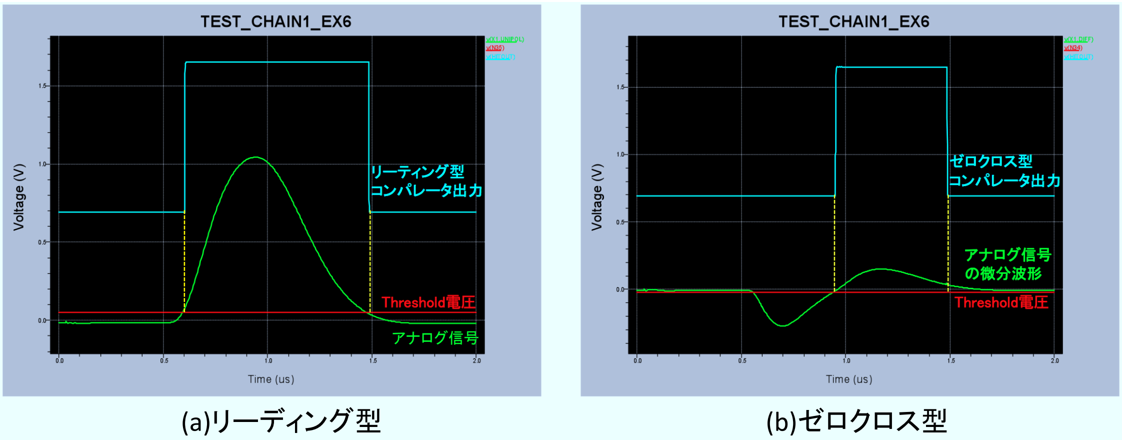


図 4-5: 比較器の動作シミュレーション。同図 (a) はリーディング型比較器の動作。入力されたパルスをそのまま扱い，閾値電圧以上の時のみ出力する。通常はこの比較器を使用している。同図 (b) がゼロクロス型の動作。入力パルスを微分回路で微分し電圧変化の情報だけを取り出す。その後微分波形をリーディング型に通し出力判定を行なう。

もう一つはゼロクロス型と呼ばれるもので，入力信号のピークの検出の有無によりデジタル出力を行なう比較器である。その動作原理を図 4-5(b) に示す。入力信号のピークのタイミングを得るために，微分回路によって微分処理を行なう (図 (b) 緑線)。その微分波形 (を反転させた信号) と微分波形のベース電圧 (これを V_{Th} とする) をリーディング型比較器で比較することで，同図 (b) のように元の入力信号がピークに達したタイミングからデジタル出力を出力することができる。

リーディング型だけを使用した場合に比べ回路が複雑になるがデジタル出力のタイミングが入力信号の波高値に依存しない (time walk の影響を防げる) という特徴がある。

パラメータ設定回路

SA シリーズにはアナログ処理回路に加え，増幅率や Shaping time などの回路パラメータを設定するデジタルスイッチング回路が備わっている。設定パラメータは大きく分けて 2 種類あり，全チャンネル共通に設定される「global パラメータ」と，各チャンネル毎に設定される「channel パラメータ」がある。この 2 種類を設定するために 2 種類の設定回路が存在し，global パラメータ設定回路は 1 基，channel パラメータ設定回路は全チャンネル数分だけ搭載される。

表 4-1 に設定可能なパラメータをまとめる。パラメータの略称，機能，設定スイッチ (SW) のビット数を表している。

表 4-1: SA シリーズの設定可能なパラメータ一覧

global parameter

parameter	機能	SW
PHASECMPS	位相補償用帰還容量の設定	2bit
GAIN	増幅率の設定	2bit
SHAPINGTIME	波形整形器の時定数 (=Shaping time) 設定	2bit
COMPARATOR	比較器の選択	1bit
VRDRIVE	比較器出力回路の調整	8bit
MONITOR	アナログ出力位置の変更	2bit
ID	チップ識別子 (設定不可，読出し専用)	9bit

channel parameter

parameter	機能	SW
DECAYTIME	増幅器出力信号の減衰時間の設定	3bit
OFFSET	オフセット粗調節	4bit
FINEADJ_UNIPOL	UNIPOL 出力 † のオフセット微調節	4bit
FINEADJ_DIFF	DIFF 出力 ‡ のオフセット微調節	4bit
TPENB	テストパルス入力許可選択	1bit
KILL	チャンネル使用許可選択	1bit

†UNIPOL 出力はリーディング型への入力に対応

‡DIFF 出力はゼロクロス型への入力に対応

4.2 SA02 の性能評価

次に SA02 の性能評価の結果についてまとめる。まず SA02 の概要を解説し，SA シリーズの性能評価方法である Threshold scan と評価に使用したテストボードについて解説する。そして，SA02 の性能評価として増幅器の線形性，雑音レベル，オフセット調節機能，HAPD 出力信号の検出について報告する。

4.2.1 SA02 の概要

前バージョンである SA01 では HAPD 専用読み出し電子回路としての基本性能をほぼ満たしていることを確認した [29]。しかし SA01 は SA シリーズのプロトタイプであるため読み出しチャンネル数が 12 と少ないこと (HAPD 全 144ch を読み出すには 12 個必要となる)，実際の HAPD の増幅率が想定より高く SA01 での増幅によって出力信号が飽和してしまうことなどの課題も残していた。これらを踏まえ SA02 では以下のような設計改良を行なった。

- チャンネル数を 12 → 36 に増加させた
- 増幅器の増幅率を全体的に 1/4 に減少した
- ゼロクロス型比較器の閾値電圧を調整可能にした
- 位相補償用 MOS 容量を増加させた

チャンネル数の増加は読み出し回路への要求である多チャンネル読み出しと高集積化を実現するためのものである。この変更により HAPD1 台につき使用チップ数は 4 個となりシステム規模の縮小につながった。増幅率の減少は信号飽和防止である。特に 1 光電子相当の入力に対して線形性が保たれた十分なダイナミックレンジを確保できるように設計されている。ゼロクロス型比較器の閾値電圧調整は SA01 では固定値であったのをリーディング型と同様調節可能とした。位相補償 MOS 容量の変更は SA01 において位相差による増幅波形の発振を抑制するための位相補償機能を強化するためのものである。

表 4-2 に SA02 の基本仕様をまとめる。

SA02 チップは「QFP」と「LTCC」という 2 種類のパッケージで試作した。図 4-6 に本体 IC と QFP，LTCC パッケージの写真を載せる。QFP(Quad Flat Package) は一般的な表面実装型 IC パッケージの一種で矩形外装の 4 辺から端子が出ている形となる。4 辺への配線のためパッケージサイズが大きくなってしまう。ASIC の動作試験用としてこの QFP で試作を行なったが，小型化に向けて LTCC(Low Tmperature Co-fired Ceramics[*1]) パッケージでの試作も行なった。LTCC パッケージは配線パターンを表層・内層に形成できるので多層化も可能なこと，ボールグリッド実装により周囲にリードが張り出さず実装面積を小さくできること，外部基板に実装されていたコンデンサ等もパッケージ内に実装出来ることからシステム全体の集積化が可能であり，より良いノイズ耐性も得ることができる [16]。図 4-7 に一般的な LTCC パッケージの構造図を示す。

表 4-2: SA02 の基本仕様

プロセス	TSMC CMOS 0.35μm
PolySi 層	2 層
Metal 層	3 層
電源電圧	±1.65 V
パッド数	128
チャンネル数	36
ベアチップサイズ	6.5×3.0 mm^2
設計雑音レベル	$< 3{,}000$ e$^-$(@80 pF)

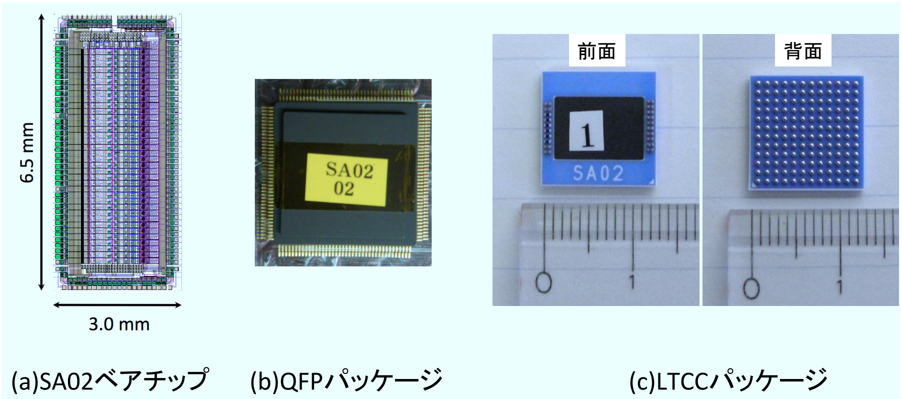


図 4-6: 試作した SA02 のベアチップ (a) と各パッケージの写真。(b) が QFP のもの，(c) が LTCC パッケージのものである。QFP は側面端子の表面実装，LTCC は裏面のボールグリッドによる実装となる。

内蔵される SA02 ベアチップは QFP と LTCC で同一なので基本性能は変わらないと期待されるが，両パッケージで SA02 の基本性能を確認した。

4.2.2　評価方法

SA02 の評価を行なうための「Threshold scan」という測定とその解析方法について解説する。SA シリーズの出力は 2 値のデジタル信号であるため，直接アナログ波高値などの情報を得ることができない。そこで測定値ではなく測定方法を工夫することでそれらの情報を得ることになる。こ

[*1] 低温焼成積層セラミックス基板の略であり，配線導体とセラミックス基材を約 900 °C 以下で低温焼成したものである。基材がセラミックスであるため耐熱性・耐湿性に優れ，高周波回路において良好な周波数特性が得られるなど優れた点を多くもつ。

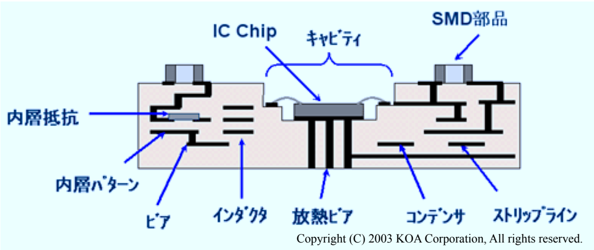


図 4-7: LTCC 基板の断面図 [16]。中央の窪み (キャビティ) にベアチップを実装する。周囲の基板の表層・内層に配線パターンを形成できるため高集積化が容易である。

の方法が Threshold scan である。具体的には比較器の閾値電圧 V_{Th} を変化させて測定し検出イベント数のヒストグラムを得る。具体的な測定方法を以下に示す。

(1) 閾値電圧 V_{Th} を初期値 `th0` に SA02 に設定する

(2) `nevent` 回トリガーを受け，入力が V_{Th} を越えたイベント数を記録する

(3) V_{Th} を `dth` 刻みで更新し SA02 に設定する

(4) (2)，(3) を `nth` 回繰り返す

この測定は全て制御用 PC により自動で行われる。測定用プログラムには上で出できたパラメータ `nevent`，`nth`，`th0`，`dth` などを入力する。

次に Threshold scan の解析方法について解説する。図 4-8 にその概念図を示す。左側の波形は比較器に入力される直前のアナログ信号を表し，右側の分布は入力信号を比較判定した結果の V_{Th} を (90 度反転しているが) 横軸に取ったヒストグラムである。

同図 (a) は何も入力がなくノイズのみを測定したときの結果である。ノイズの波高分布は Gauss 分布にしたがうため，ヒストグラムのピークは Gauss 関数で近似することができる。このピークの標準偏差 σ をノイズの波高値と定義し，等価電圧を得る。また，この中心値 μ からそのチャンネルのオフセットが分かる。オフセット調節はこの σ と μ により計算する。

同図 (b) はテストパルス入力時のような理想的な状態での Threshold scan の結果である。ノイズがほとんど無く理想的なパルスが入力された場合，Threshold scan 分布は図のように矩形様分布となる。V_{Th} の低い方の縁がオフセット電圧に，高い方の縁がパルスの最大値に対応している。つまり 2 つの縁の差を求めることでアナログ信号の波高値を得ることができる。この矩形を近似するには (相補) 誤差関数 $\mathrm{erfc}(x)$ と呼ばれる次の関数を使用する (図 4-9)。

$$\mathrm{erfc}(x) = 1 - \mathrm{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \mathrm{e}^{-t^2} dt \tag{4.1}$$

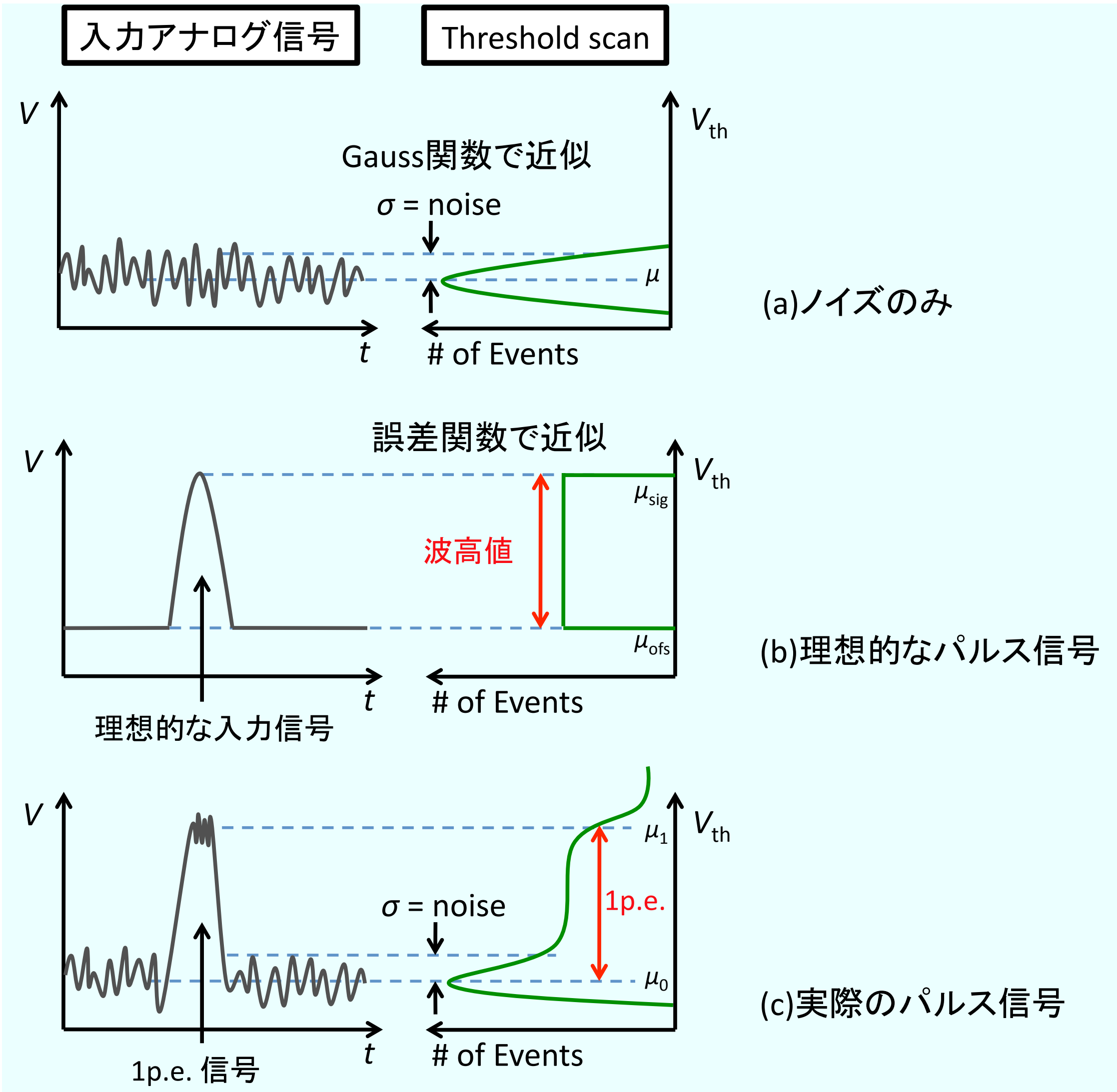


図 4-8: 比較器に入力されるアナログ信号とその際の Threshold scan の結果。(a) がノイズのみを測定したときの結果。ヒストグラムを Gauss 関数で近似し標準偏差 σ より等価ノイズ電圧を算出する。(b) が理想的な入力を与えたときに予想される結果。テストパルス入力時がこの状態に近く，Threshold scan の両側を誤差関数で近似する。幅が波高値となる。(c) がノイズが混入した実際の入力時の結果。HAPD を接続し 1 光電子以上の光子を入射させたときの結果はこのようになる。

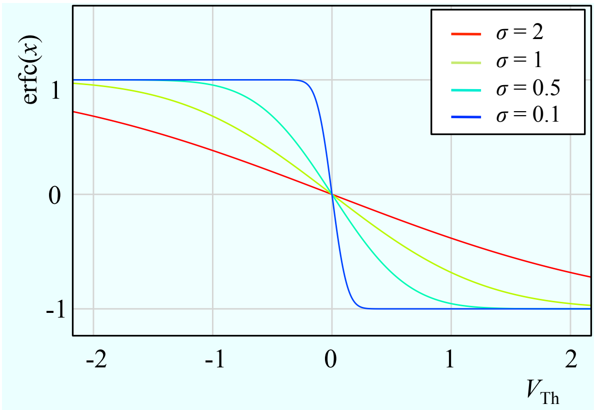


図 4-9: 相補誤差関数 $\mathrm{erfc}(\frac{V_{\mathrm{Th}}-\mu}{\sqrt{2}\sigma})$ のグラフ (定義式 (4.2) の係数 1/2 は省略)。中心値 μ は 0 として，標準偏差 σ を 2〜0.1 で変化させたときのグラフの変化を示している。σ が小さいほど μ での傾きが垂直に近づいていくことが分かる。

(4.1) は近似させる縁によって以下のように使い分ける必要がある。

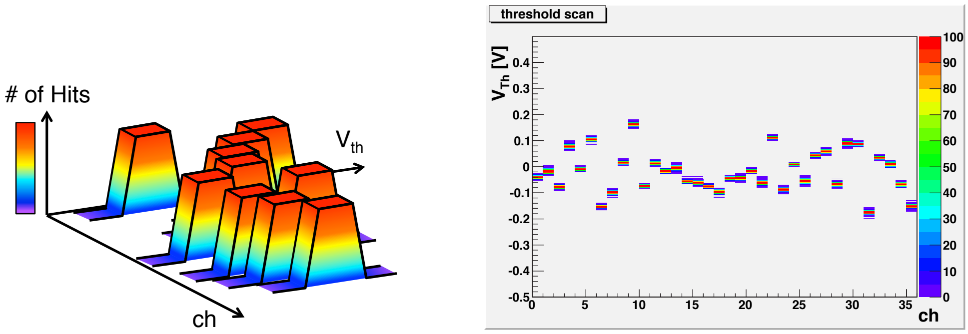
$$
\begin{aligned}
\frac{1}{2}\mathrm{erfc}\left(\frac{V_{\mathrm{Th}}-\mu_{\mathrm{sig}}}{\sqrt{2}\sigma}\right) &: \text{(upper side)} \\
\frac{1}{2}\mathrm{erfc}\left(-\frac{V_{\mathrm{Th}}-\mu_{\mathrm{ofs}}}{\sqrt{2}\sigma}\right) &: \text{(lower side)}
\end{aligned}
\tag{4.2}
$$

このとき V_{Th} は誤差関数の変数としての閾値電圧である。ここでも (a) で定義した σ と μ が出てくるが，2 つの誤差関数の傾斜部分の中心値 (μ_{sig} が入力信号の波高値，μ_{ofs} がオフセットの位置に対応) とその標準偏差に対応している。σ が 0 の極限でこの傾斜は垂直となり，その位置が μ となって波高値そのものとなることから，直感的にはよく近似できていると考えられる。この両縁の中心値の差 $\mu_{\mathrm{sig}}-\mu_{\mathrm{ofs}}$ が増幅器出力信号の波高値に相当する。

図 4-8(c) は HAPD を接続し平均 1 光電子程度の光を入射させたときの信号入力時の Threshold scan の結果である。HAPD の光子検出は Poisson 分布にしたがう確率現象であること，光電子検出時以外でも暗電流によるノイズが ASIC に入力されることを反映してこのような分布となる。Threshold scan 分布の一番高いピークが “0 光電子ピーク” である。また，その上にある広い階段状分布が 1 光電子パルスに相当するので，(b) と同様に解析をして $\mu_1-\mu_0$ が 1 光電子信号によるアナログ信号波高値となる。1 光電子パルスより高い領域に分布が続いているのは，1 光電子パルスにのっているノイズによる傾斜と 2 光電子パルスが検出されることによる。

これまで述べてきた Threshold scan 分布は 1ch だけを考えていたが，実際の測定は (SA02 では) 全 36ch の分布を同時に得ることができる。図 4-10(b) のような ch 数を横軸に，比較器に設定する V_{Th} を縦軸にとり検出イベント数を 2 次元ヒストグラムに表した図となる。

このようにして Threshold scan からデジタル化前のアナログ信号の情報を取り出すことにより，SA02 の性能評価を行なう。



(a)3次元的に表したThreshold scan分布　　(b)実際に得られる2次元ヒストグラムの例

図 4-10: 全 36ch を同時に表した Threshold scan 分布。(a) は 3 次元的にヒストグラムを表現した図で検出イベント数は色密度によって表現される。(b) が (a) を 2 次元に射影した実際のヒストグラムの例である。比較器に設定される閾値電圧 V_{Th} を順次変化させたときの検出イベント数の変化を全チャンネルで見たものである。

4.2.3 結果

測定装置

SA02 の性能評価項目は増幅器の線形性，雑音性能，オフセット調節機能の確認，HAPD 信号の読み出しの 4 項目からなるが，前者 3 つは ASIC 単体の試験となる。ASIC 単体の試験では図 4-11 に示す専用テストボードを用いた。テストボードには SA02 が脱着可能なソケットが 1 基搭載されるほか，デジタル信号処理用の FPGA が 1 個搭載されている。事前にこの FPGA には制御回路をダウンロードしておく。SA02 と FPGA の必要な動作電圧が異なるので 2 種類の電圧を供給する必要がある。右端上のフラットケーブル端子から SA02 用の電源電圧 (±1.65 V)，閾値電圧，テストパルス，そして中央の端子から FPGA 用の電源電圧 (+3.3 V) が供給される。下の端子はデジタル信号の入出力である。計算機からの制御信号を受信し HAPD からのヒット信号をデジタル信号化したデータを計算機に送信している。デジタル信号のノイズ対策などから電圧レベルを LVDS[*2]としている。このテストボードを用いた SA02 性能評価用測定回路を図 4-12 に示す。

増幅器の線形性

電荷積分型増幅器であるため，増幅率は (出力電圧 V_{out})/(入力電荷量 Q_{in}) で与えられる。V_{out} は Threshold scan で求められ，Q_{in} はパルス発生器 (FG) からのテストパルスから作られる擬似信号によって決まる。擬似信号はテストパルスをテストボード上にある 0.1 pF の入力容量により微分して発生させるため，$Q = CV$ の関係式より擬似信号による入力電荷量は $Q_{\mathrm{in}} = 0.1V_{\mathrm{TP}}$ [fC]

[*2]Low Voltage Differential Signaling: 低電圧差動伝送方式，デジタル信号伝送方式の一種で動作電圧，導通電流が比較的低く消費電力を低く抑えられるのが特徴である。

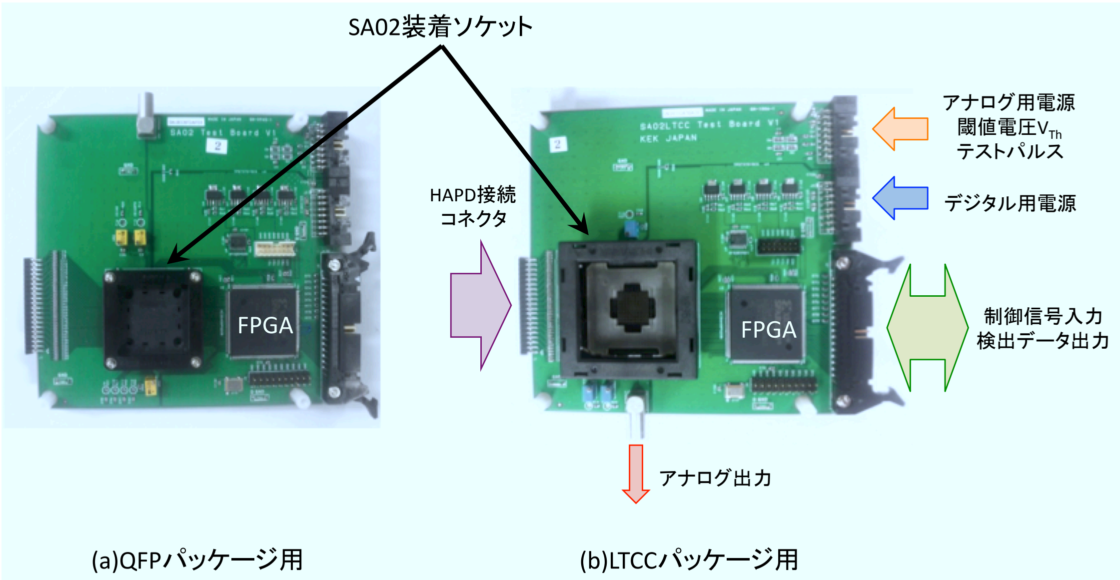


図 4-11: SA02 専用テストボード。(a) が QFP パッケージ用のものでソケットは外枠固定式となっている。(b) が LTCC パッケージ用のものでオープントップ型と呼ばれるソケットを使用している。どちらも IC の脱着可能な試験用ソケットなので物理接触のみとなり外来ノイズの影響を受けやすい。

で求められる。ここで $V_{\rm TP}$ はテストパルスの波高値 (mV) である。したがって出力電圧の単位を [mV] とすると増幅率の単位は無次元とならず [mV/fC] となる。

入力電荷量 $Q_{\rm in}$ を変化させていったときの出力電圧 $V_{\rm out}$ の変化をある 1ch 分だけプロットしたものを以下に示す。図 4-13(a) が QFP パッケージのもの，同図 (b) が LTCC パッケージのものである。同時に増幅率の設定を Gain0〜3 まで 4 段階変えている。このプロットの線形領域を直線近似した傾きが増幅率の実測値となる。

HAPD からの 1 光電子相当信号は 8 fC 程度となる[*3]が SA01 ではこの入力に対してどの増幅率に設定しても出力が飽和してしまっていた (図 4-14)。これを改善するために SA02 では増幅率を下げたため図から分かるように想定入力電荷 8 fC 前後での線形性が保たれている。一番高い増幅率 (Gain0) ではやや飽和し始めているが，Belle II での動作を Gain1〜Gain3 とすれば問題ない。また Gain0 では 10 mV/fC 程の差があったものの，これはチャンネルの個体差だと考えられ QFP と LTCC の違いは見られなかった。

[*3] HAPD の最終増幅率を 50,000 とすると 1 光電子による出力電荷数 $Q_{\rm out}$ は

$$\begin{aligned} Q_{\rm out} &\simeq 1.60 \times 10^{-19}\ {\rm C/e^-} \times 50{,}000\ {\rm e^-} \\ &= 8.0\ {\rm fC} \end{aligned}$$

となる。

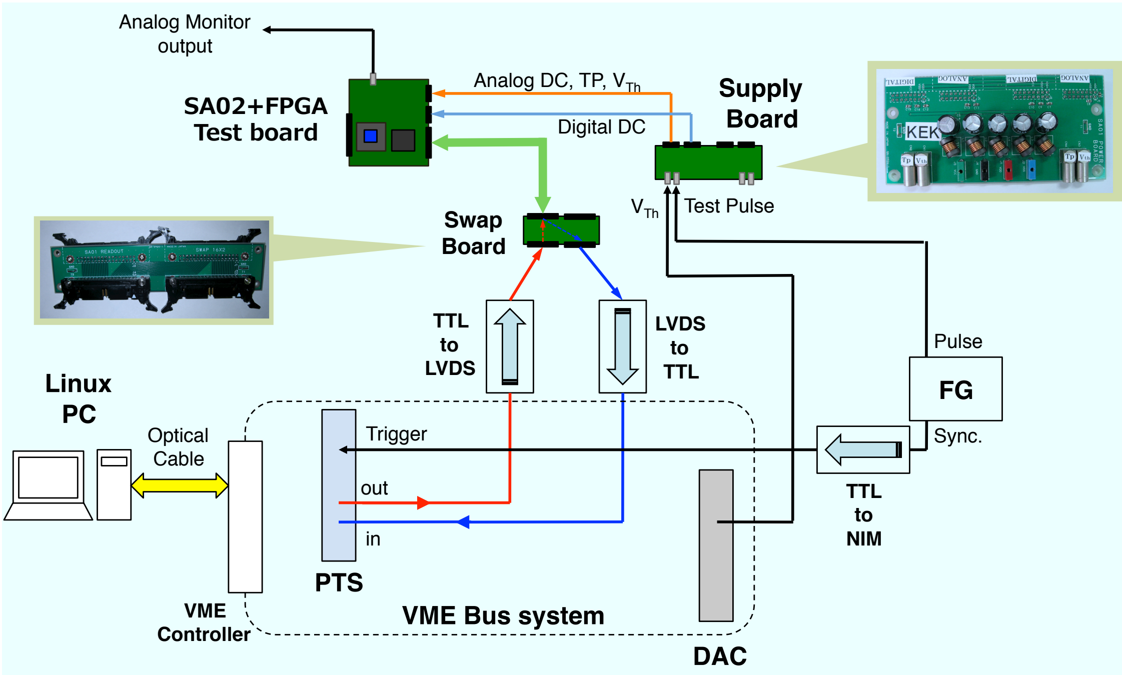
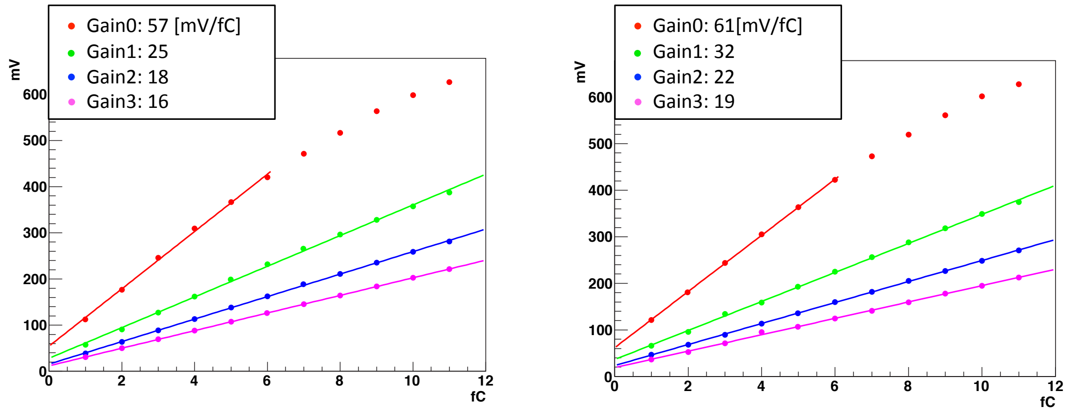


図 4-12: SA02 単体での性能評価用測定回路図。テストボードからの出力は LVDS なので測定機器の基本入力である TTL に変換するモジュールを必要とする。また計算機とのデータ通信には PTS と呼ばれる専用の VME モジュールを使用している。PTS からは入出力ポートが独立であるのに対し，テストボードの入出力ポートは同一になっているため，変換ボードを仲介してデータ通信を行なっている。測定システムの同期信号はパルス発生器 (FG) により与えられテストパルス入力時はこれと同期する。

また LTCC パッケージでの全チャンネル実測増幅率の分布を図 4-15 に示す。増幅率が低い設定ではばらつきが少ないが，増幅率を上げるとばらついてしまう傾向が見られた。高い増幅率ではチャンネルによっては線形性が小さい入力に対しても出力が飽和し始めていることもあり，正しい増幅率が求められなかったためと考えられる。この結果から SA02 は低い増幅率での動作が安定していることが分かった。

雑音性能

想定される HAPD の Bias 印加時の検出器容量 80 pF でのペデスタルノイズ量を見積もり SA02 のノイズレベルを評価する。測定方法はテストボードの HAPD 接続コネクタに擬似容量を接続した状態かつ無入力状態で Threshold scan を行なう。また検出器容量の依存性を確認するために数種類の擬似容量を接続しノイズ量の変化を測定した。



(a)QFP (b)LTCC

図 4-13: SA02 の増幅機能線形性。(a) が QFP パッケージ，(b) が LTCC パッケージの測定結果。それぞれ設定増幅率を Gain0〜3 まで変化させている。設定増幅率の横に書かれた数値が増幅率の実測値。

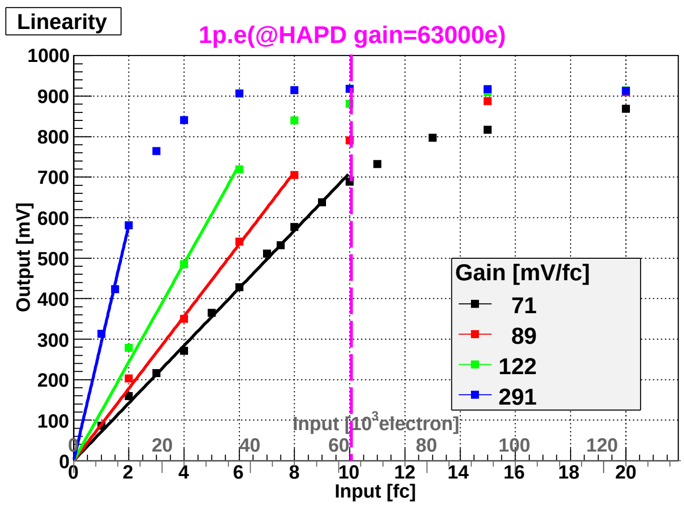


図 4-14: SA01 の増幅機能線形性 [29]。どの増幅率に対しても 8 fC の入力では出力が飽和してしまい線形性を保てなかった。当初の HAPD 増幅率に合わせて設計されたが予想より高かったため線形領域以上での動作となってしまった。

図 4-16 に検出器容量 80 pF でのノイズ分布を示す。ノイズは上の線形性測定から得られた増幅率により等価電荷量に変換してある。

どちらのパッケージも設計ノイズレベル 3,000 e^- とほぼ同程度のノイズレベルが確認できた。

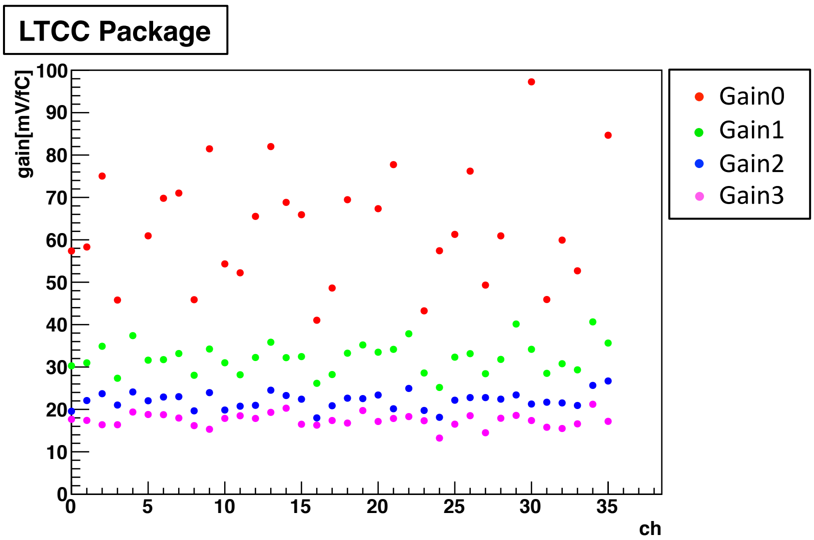


図 4-15: LTCC パッケージの SA02 全チャンネルの実測増幅率の分布。増幅率が低い設定ではばらつきもなく安定していることが分かる。

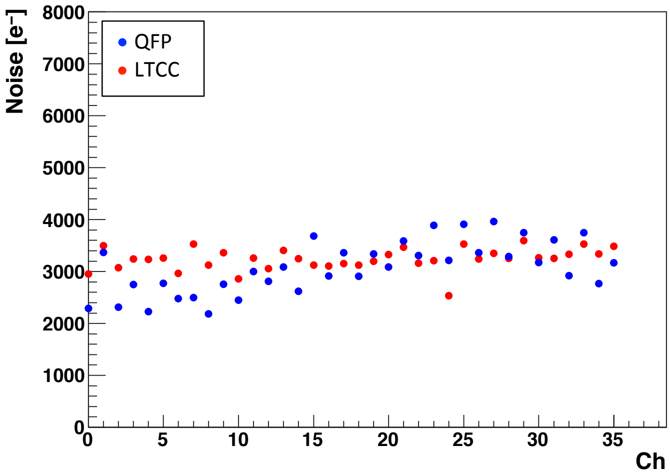


図 4-16: HAPDBias 印加時の検出器容量 80 pF 相当での SA02 ノイズレベル。増幅率は Gain3(約 17 mV/fC) に設定した。

雑音測定は ASIC が脱着可能なソケットを使用しているため，SA02 を読み出しボードに直接はんだ付けした場合 1,000 e^- 程度まで減少することが見込まれる。

図 4-17 は接続する擬似容量を変化させたときの LTCC パッケージでのノイズ量の変化を示したプロットである。この結果から HAPD の検出器容量 80 pF だけでなく広い検出器容量範囲で線形性が保たれていることが分かる。

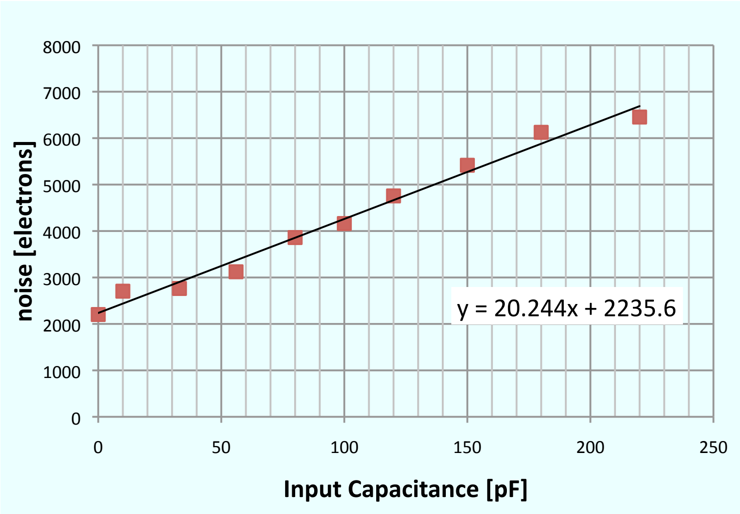


図 4-17: LTCC パッケージにおけるノイズ量の検出器容量依存性。増幅率は Gain3 に設定してある。

オフセット調節機能

オフセット調節は SA シリーズにおいて適切な閾値電圧を適用するために必要な機能である。前述のようにオフセット調節はオフセットのノイズから計算される。この計算方法の概念図を図 4-18 に示す。

図 4-18 はノイズの 4σ に相当する電圧値に閾値電圧 V_{Th} が設定されるようにオフセットの位置を調整する例の概念図である。上で確認したように各チャンネルごとにノイズ量が変わるため，Threshold scan により全チャンネルのノイズ量を求めチャンネルごとにオフセットの位置を調整する。

オフセット調節機能は粗調節，微調節各 16 段階で設定可能となっている。それぞれの設定オフセット電圧ステップを確認した。測定方法は 16 段階のオフセットごとに Threshold scan を行ない，得られた波高値をプロットしていく。入力するテストパルス，増幅率などオフセット設定値以外のパラメータは固定値とする。LTCC パッケージにおける測定結果を図 4-19 にに示す。

測定結果の変化率より求められた設定ステップを表 4-3 にまとめる。微調節の設定可能範囲が粗調節の 1 ステップのギャップ以上でないと設定可能な全範囲で正しくオフセット調節できないが，この結果よりおよそ 10 段階の微調節で粗調節の 1 ステップをカバーできることが分かるのでその問題はないことを確認できた。

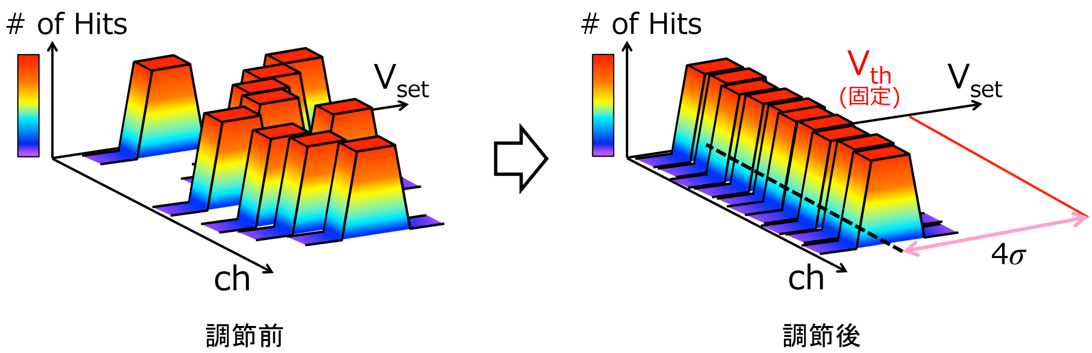


図 4-18: SA シリーズにおけるオフセット調節方法の概念図。ペデスタルノイズの標準偏差 σ を求め，ノイズのベース電圧に 4σ 分の電圧値を加えた値が V_{Th} に設定されるようにオフセットを移動する。そのように全チャンネルのオフセット調節を行なった後が右図である。

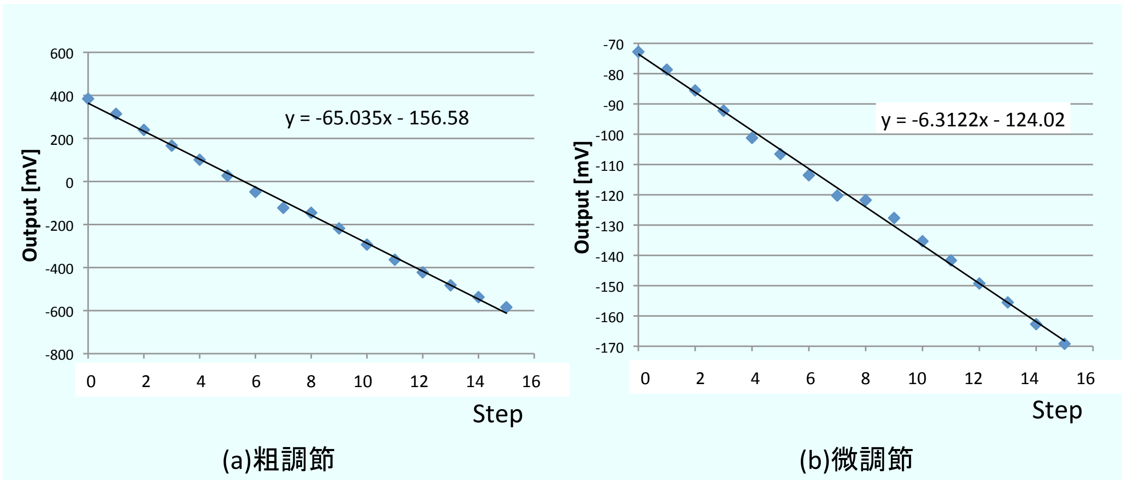


図 4-19: LTCC パッケージのオフセット調節範囲の実測値。(a) が粗調節，(b) が微調節のもの。

表 4-3: SA02(LTCC) のオフセット調節ステップの実測値

粗調節	微調節
65.0 mV/DAC	6.3 mV/DAC

HAPD 信号の読み出し

実際に HAPD 出力信号を SA02 に入力させて測定を行なった結果を以下で報告する。まず実際の測定系の構成図を図 4-20 に示す。SA02 テストボードは脱着可能ソケットが大きいために HAPD

に同時に 4 枚接続することはできない。1 枚ずつなら接続できるためこのテストボードを使用した HAPD 動作試験は 36ch(APD パッド 1 枚分) のみの読み出しとなっている。使用した SA02 は LTCC パッケージのものである。HAPD には LED からの光を入射して光量調節をパルス発生器 (FG) で行なっている。実際のセットアップの様子を図 4-21 に示す。

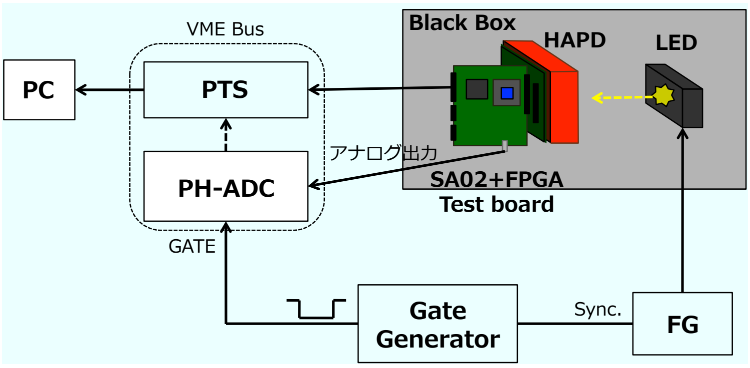


図 4-20: SA02 テストボードによる HAPD 接続試験の測定回路図。LED の位置は手動で配置する。モニター用のアナログ出力を ADC に入力し波高値の ADC 分布を測定した。

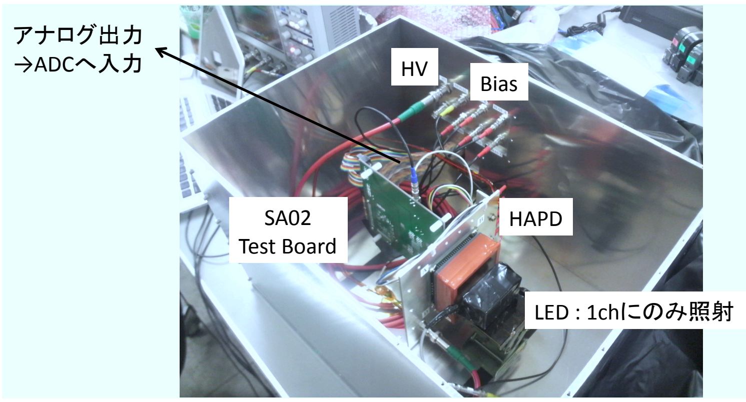


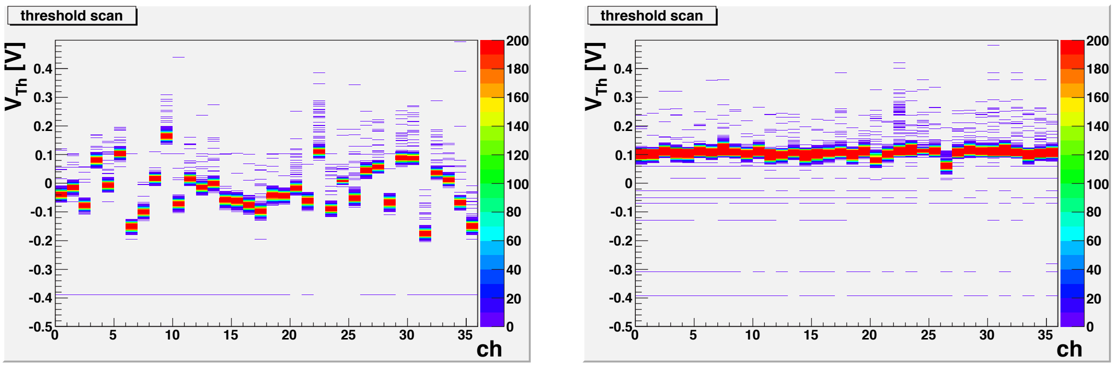
図 4-21: HAPD 接続試験用暗箱の写真。

この測定回路を用いての性能評価としては，オフセット調節とアナログ信号の波高分布である。波高分布測定用に VME バス用 8ch Peakhold-ADC を用いた。

まずオフセット調節の結果を図 4-22 に示す。HAPD には Bias 電圧，HV ともに印加した状態でオフセット調節を行なった。HAPD の動作条件を表 4-4 にまとめる。この状況において閾値電圧 V_{Th} を 150 mV に設定し，この値がペデスタルノイズのベース電圧からその 4σ 分高い電圧値となるようにオフセット調節を行なった。図 4-4 から全チャンネルで正しくオフセット調節機能が動作していることを確認できる。

表 4-4: HAPD 動作試験時の HAPD 動作条件

HAPD #	SHP113	
Guard 電圧	200 V	
Bias 電圧	400 V	(chipA のみ使用)
	Avalanche Gain	$G_{\mathrm{Ava}} = 40$
HV	-7 kV	
	Bombarded Gain	$G_{\mathrm{Bom}} = 1{,}300$
	Total Gain	$G_{\mathrm{Tot}} = 52{,}000$



(a)調節前 (b)調節後

図 4-22: HAPD を動作させた状態でのオフセット調節した前後での Threshold scan。(a) はオフセット調節前，(b) はノイズのベース電圧の 4σ 分だけ高い値に閾値 V_{Th}=150 mV となるようオフセット調節を行なった状態で比較器に設定する閾値電圧 V_{Th} を変化させたときの検出イベント数の全チャンネル分布。

上記の状態で HAPD に LED より光を照射した。光量は発光トリガー数の 10%程度が HAPD に検出される強度とし，平均 1 光子が照射されている強度に調整した。また HAPD の 1 チャンネルのみに照射されるように LED を設置した。そのときのテストボードからのアナログ出力波形をオシロスコープで観測した結果を図 4-23 に示す。青線 (ch3) がアナログ出力であり，低い方のピークから 1 光電子，2 光電子と積み重なって見える。ADC 測定用ゲート信号の時間幅が正しく設定できていることも確認できる。

このような状況で測定した Threshold scan を図 4-24 に示す。最左端の一番高いピークがペデスタル，その次にある階段状の分布が 1 光電子，さらにその下の階段分布が 2 光電子に相当している。ここで 1 光電子信号の等価電子数を算出する。1 光電子の波高値をこの分布より読み取ればよいのでペデスタルピークの中心がオフセット μ_0 であるとし，1 光電子の階段分布の傾斜部分を誤差関数 (4.2) で近似しその中心値 μ_1 を得る。その差 $V_1 = \mu_1 - \mu_0$ が 1 光電子相当の波高値とな

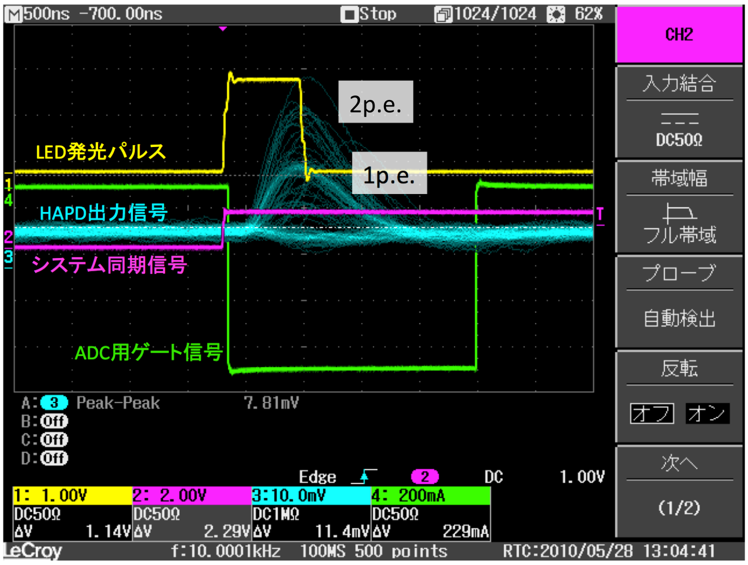


図 4-23: 2 光電子相当の光を HAPD に照射した際の HAPD 出力信号と測定用信号の関係。Function Generator の設定は出力 +1.166 V，15 kHz，Duty 比 1%の矩形波出力である。

る。図 4-24 より V_1 は約 140 mV と求められ，増幅率を Gain3=17 mV/fC として Threshold scan による 1 光電子相当電子数 Q_1^{Th} は

$$
\begin{aligned}
Q_1^{Th} &= \frac{V_1}{\mathrm{Gain3}} \\
&= \frac{140\ \mathrm{mV}}{17\ \mathrm{mV/fC}} \times \frac{1}{1.6 \times 10^{-4}\ \mathrm{fC/e^-}} \\
&\simeq 51{,}500\ \mathrm{e}^-
\end{aligned}
$$

となる。HAPD の最終増幅率 $G_{\mathrm{Tot}} = 52{,}000$ とよく一致していることから，Threshold scan による測定と HAPD の出力が矛盾しないことを確認できた。

また同時に測定していた PH-ADC の結果を図 4-25 に示す。本質的には波高値分布を V_{Th} について積分することで Threshold scan 分布図 4-24 が得られる。ADC による波高値分布図 4-25 を見ても 2 光電子相当のピークまではっきりと観測できていることが分かる。この ADC チャンネルから波高値等価電子数への変換係数を求めており，およそ 303 e$^-$/ADC である。この図からペデスタルピークの中心値 A_0 と 1 光電子相当のピーク中心値 A_1 を求めるとそれぞれ約 480，651 となる。よって 1 光電子相当電子数 Q_1^{ADC} はペデスタル A_0 を差し引いた上で変換係数を掛けて得られる。

$$
\begin{aligned}
Q_1^{ADC} &= (A_1 - A_0) \times 303\ \mathrm{e^-/ADC} \\
&= (651 - 480)\ \mathrm{ADC} \times 303\ \mathrm{e^-/ADC} \\
&\simeq 51{,}800\ \mathrm{e}^-
\end{aligned}
$$

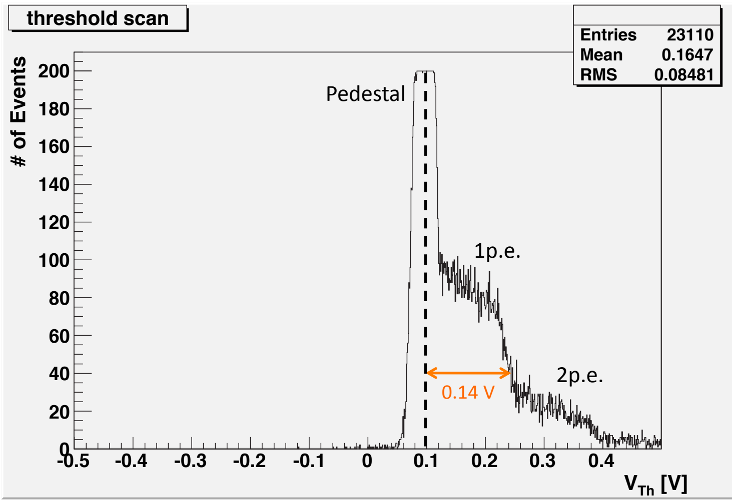


図 4-24: HAPD に光を照射した状態で測定した Threshold scan 分布。図 4-8(c) のような分布が得られている。

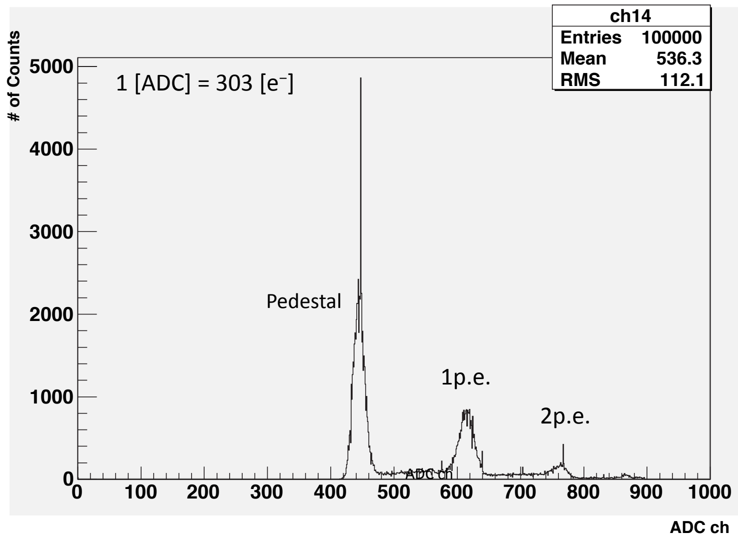


図 4-25: テストボードのアナログ出力より得られた波高分布。ペデスタルと 1 光電子の分離がはっきりできていることが分かる。分布中の鋭いピークは対応する ADC チャンネルの故障 (波高値に関係なく該当の ADC チャンネルにイベントが溜まってしまう) だと思われる。

となる。ADC で求めた電子数もよく一致していることが分かった。これにより SA02 のアナログ信号出力も HAPD の出力と矛盾しないことを確認できた。また ADC より求められるペデスタル

ピークを Gauss 関数で近似した得られる標準偏差 σ をもってノイズ量と定義すると，上記と同様の計算によりノイズ相当電子数は $Q_{\text{noise}} \simeq 2{,}700\ \mathrm{e}^-$ となる。先に求めた Q_1^{ADC} と Q_{noise} の比を S/N 比とすれば

$$\begin{aligned} S/N &= \frac{\text{(Signal)}}{\text{(Noise)}} \\ &= \frac{51{,}800}{2{,}700} \\ &\simeq 19 \end{aligned}$$

となる。A-RICH における HAPD の読み出しに期待される S/N 比は最低 7 以上が必要であるとされている。したがって S/N 比 19 はその最低値の 2 倍以上の性能を達成できたことになる。さらに脱着可能ソケットを使用せずボード直付の読み出し回路を使用すれば読み出し回路起因のノイズを排除できると思われるため，さらに S/N 比を改善できることが予想される。

以上の結果より SA02 は HAPD の読み出し電子回路として十分な基本性能を達成できたことを確認した。この結果を受け我々は Belle II で使用をするための最終版として「SA03」の設計を行なっている。基本性能は SA02 から変更はないが Shaping time を短縮する修正を加えた。これは次章で報告する中性子対策のためである。

第5章 HAPDの中性子耐性の評価

この章ではBelle IIで予想されるHAPDへの中性子損傷の対策について報告する。中性子耐性を向上させるために我々はHAPDに内蔵されるAPDの改良を検討し試作と中性子照射試験を行なった。この結果，APDの構造としてP層が薄いものが効果的であると結論づけることができた。また読み出しシステムの波形整形機能によってShaping timeを短縮することで，中性子損傷によるノイズ増加を減少させることも確認した。

Belle IIにおける中性子発生のメカニズムを解説した後，中性子がHPAD(とくにAPD)に与える影響について解説する。次にHAPDの中性子対策としてAPDの改良とその中性子照射試験の結果をまとめる。並行して行なわれたShaping time短縮の効果も中性子試験の際測定しているのでこれについても報告する。

5.1 中性子損傷の影響と対策

5.1.1 中性子の発生とその被害

Belle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，ビーム衝突以外の過程で発生した光子や電子などの放射線は適切に防がねばならない。この事情はBelle II実験になっても変わらず，ルミノシティが高くなることからむしろ悪化すると予想される。したがって各検出器はBelle実験時以上の放射線対策をとる必要がある。

検出器内の半導体に物理的ダメージを与える放射線として中性子が挙げられる。これは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$\Upsilon(4S)$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。図5-1にRadiative Babar散乱による中性子発生イメージを示す。この過程で発生したγは衝突点外部へ抜けていく。これがビームパイプや電磁石などの構造物内の原子核と相互作用を起こすことで，原子核内の中性子を叩き出す。この中性子が測定器へと飛来すると悪影響を及ぼすことになる。

Belle測定器ではEndcap ECLで使用されているPhoto Diodeを用いて飛来中性子量を見積もっており，その結果Endcap部における年間飛来中性子量は，後述する原子炉「弥生」からの高速中性子1×10^{10} neutrons/cm^{2}分の損傷に相当すると分かっている。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1×10^{11} n/cm^{2}相当となると予想されている。したがってEndcap部に設置される我々のA-RICHにはこの量の中性子耐性が必要となってくる。

A-RICHにおいて最も中性子による損傷が危惧されているのは半導体素子(APD)から構成されるHAPDである。以下にAPDにおける中性子損傷について解説する。放射線損傷は主にFrenkel

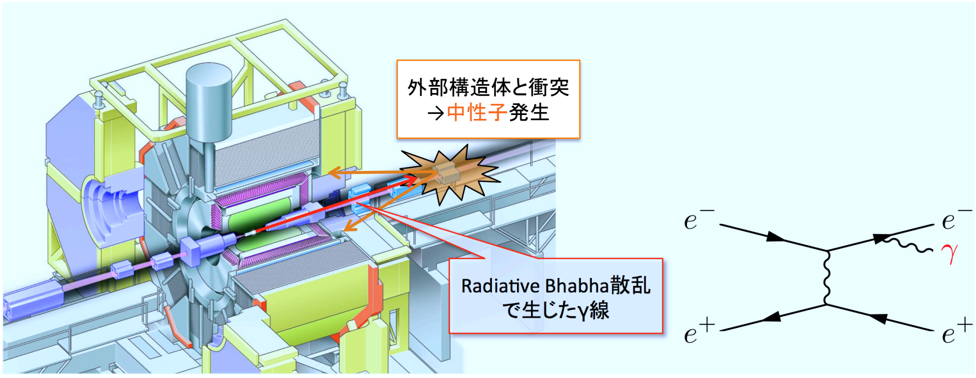


図 5-1: Belle での中性子発生メカニズム。電子-陽電子の Radiative Bhabha 散乱により生じた γ 線が測定器外部の構造体と衝突し，中性子を叩き出す。Belle II でも同様にして発生が予想されている。右図は最低次の Radiative Bhabha 散乱のダイアグラムの例である。

欠陥とよばれる格子欠陥に支配される。APD は Si 原子 (と微量の不純物原子) が規則正しく配列した半導体でできている。ここに中性子が飛来し格子原子を叩き出し正の電荷を帯びた格子空孔を生み出す (図 5-2(a))。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。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この欠陥原子による中間準位を利用して伝導帯へと励起しやすくなってしまう (図 5-2(b)(c))。このようにして通常は流れないはずの電流 (リーク電流) が測定回路系のノイズとして観測され性能悪化を招くことになる。

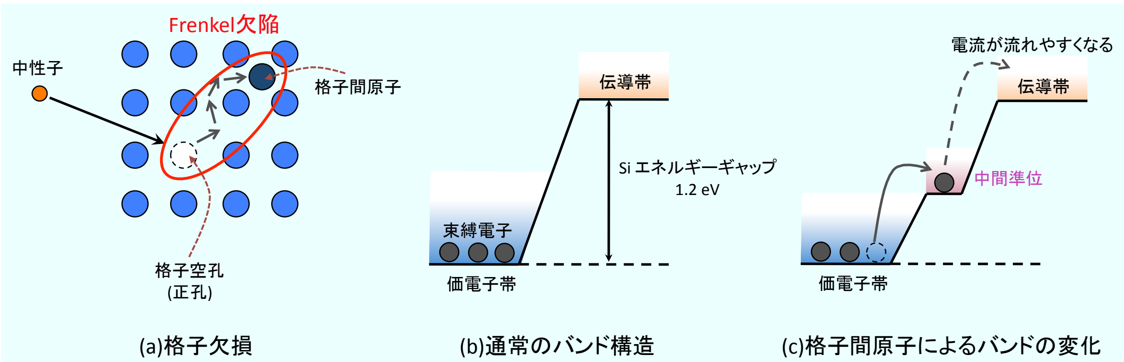


図 5-2: 中性子による放射線損傷の仕組み。(a) 規則正しく整列した半導体内の原子を中性子が叩き出し格子間原子を生じさせる。これを Frenkel 欠陥という。(b) 通常の Si 半導体バンド構造が格子間原子の発生により (c) のように中間準位を生成し伝導電子を増やしてしまう。

5.1.2 HAPD の中性子対策

リーク電流増加によって HAPD のペデスタルノイズが増大するため S/N 比を悪化させる。これは K/π 識別能力に直接影響するためリーク電流増加を抑制する対策が必要となる。我々は HAPD の中性子対策として 2 種類の手法を試みた。

1 つ目は HAPD 自身の改良である。具体的には内蔵する APD の構造を現行品から改良を加えることである。中性子損傷の主な要因が格子欠陥にあることから，これに強い APD の構造を決定するため浜松ホトニクスに依頼し数種類のサンプルを製作した。特に耐性効果が期待されるのは P 層が薄い APD である。図 5-3 に内蔵される APD の断面図を示す。上部から入射する光電子は P 層と N 層の境界に形成される空乏領域で電子-正孔対を生成する。両キャリアは APD に印加されている逆 Bias に引かれ両端の電極へ移動していく。このときリーク電流となる励起キャリアも同様に引かれていくが，P 層で励起された電子は N 層で励起された正孔と比較して 100 倍ほど強く Avalanche 増幅に寄与することが分かっている。したがって P 層を薄くすることでこの領域でのリーク電流発生を抑え，全体のリーク電流増加を防ぐ狙いがある。光電子を電子-正孔対に変換するためには APD 内で運動エネルギーを十分に落とし静止状態にさせることが重要であるが，10 keV まで加速された電子を完全に制止させるのに必要な距離は 2 μm で十分であることも分かっている [17] ため，従来品では図 5-3 のように増幅領域を含む PN 層の厚さが約 10 μm であるのを，特に P 層を 2 μm 程度まで薄くできる。浜松ホトニクスからは APD の正確な仕様は公開されて

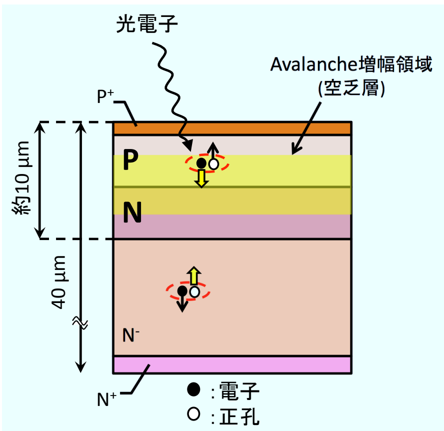


図 5-3: APD の断面図と Avalanche 増幅の原理。

いないが，現在約 10 μm ある P 層をさらに薄くする改良を行なった。まず既に浜松ホトニクスから市販されている 1ch APD にこの改良を施して中性子耐性が見られるかを中性子照射試験によって検証した。その後 HAPD 用 144ch APD とそれを HAPD に加工したサンプルで照射試験を行なった。

2 つ目の中性子対策は Shaping time の短縮である。中性子損傷により増加するノイズは主にショットノイズと呼ばれる量子雑音であると考えられる。ショットノイズはリーク電流に依存し，

そのゆらぎ (ノイズ) は以下の式にしたがう [30]。

$$\sigma_{\mathrm{shot}}(\tau) \sim \sqrt{\frac{1}{e} I_{\mathrm{leak}} \tau F G} \tag{5.1}$$

ここで e は素電荷，I_{leak} はリーク電流，τ は Shaping time，F はノイズ因子と呼ばれる量で $F \sim 2$，G は Avalanche 増幅率である。さらに増幅器から生じるノイズを考慮した最終的なノイズは

$$(\sigma_{\mathrm{noise}}(\tau))^2 = \frac{(AC_{\mathrm{det}})^2}{\tau} + (\sigma_{\mathrm{shot}}(\tau))^2 \tag{5.2}$$

で与えられる。A は増幅器雑音の検出器容量依存性から決まる定数[*1]，C_{det} は検出器容量でここでは APD の 1ch 当たりの容量となる。この式よりリーク電流起因のノイズには Shaping time 短縮は効果があることが分かる。そこで，中性子照射試験では HAPD を測定する際 Shaping time が調整できる増幅器を使って測定を行なった。

5.2 中性子照射試験による対策品の性能評価

5.2.1 原子炉 弥生

今回の中性子照射は茨城県東海村にある東京大学の実験原子炉「弥生」で行なわれた。照射施設の様子と中性子出力分布を図 5-4 に示す。弥生は世界でも唯一の大学所有の高速中性子炉である。炉心燃料は高濃縮ウランで減速材を用いないために熱中性子や γ 線などの混入がほとんどない高純度の高速中性子を得られるのが最大の特徴である。1972 年に最大出力 2 kW に到達して以来中性子研究だけでなく原子炉開発や生物・医療用にも活用されており世界的にも重要な中性子源施設となっているが 2011 年に運転を終了する予定である。

原子炉の運転の関係上出力は頻繁に変えられないので，照射量は一定量の照射量を維持しその時間積算量で見積もる。基本の出力は 2×10^8 n/cm^{2}s で 500 W とし，必要な照射量となるように照射時間を調節した。

図 5-5 に弥生の構造図を示す。照射方法は図 5-6 のように 2 種類あり，原子炉上の吊り下げ孔から照射試料を吊り下げる方法と，原子炉の横のコラムと呼ばれる側室を開けて台に置いた状態で照射する方法である。比較的少量時や小型のものを照射するときは前者の方法で，照射サンプルが大量にあるときや大型のものを照射しようとするときはこのコラムを開けて行なう。

5.2.2 1ch APD での照射試験

2010 年 1 月，6 月に行なった照射試験では 1ch のみの APD に中性子を照射した。1ch APD を図 5-7 に示す。この段階では比較のために P 薄タイプ以外の APD についても測定を行なった。表 **??**に 1 月照射試験におけるサンプルをまとめる。比較用の従来品と，N 厚，N 薄，N 薄 P 厚，P 薄の 5 タイプで行なった。また APD チップ形状が角型と円型とあった。各種類ごとに 3 個あるの

[*1] SA02 の場合は第 4 章図 4-17 から得られる傾きとほぼ等しい値になる。

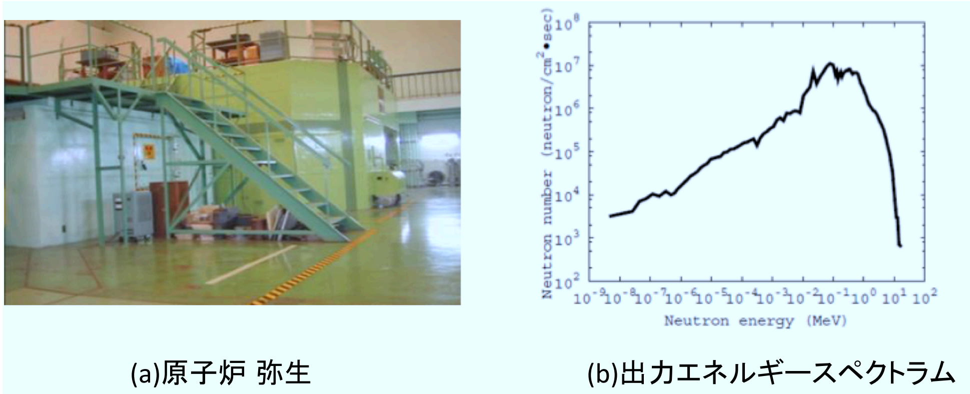


図 5-4: 原子炉 弥生の本体部 (a) と出力エネルギー分布 (b)。

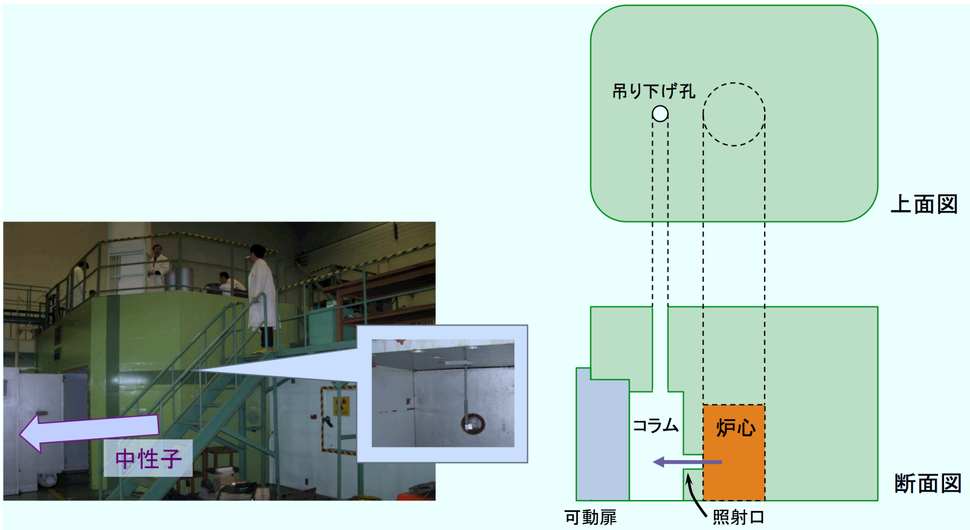


図 5-5: 弥生の上面図と断面図。炉心からの照射口，吊り下げ孔の直径はともに 10 cm となっている。

で全ての APD タイプにおいて 3×10^{11}，5×10^{11}，10×10^{11} n/cm^2 の 3 パターンを照射した。これは Belle II 実験 3，5，10 年分の運転で発生する中性子量に相当する。特に 10 年分の耐性があるかを確認したいので照射量 10×10^{11} n/cm^2 の結果は重要である。

測定項目はリーク電流の照射前後での増加量 ΔI_{leak}，ADC 分布から得られるノイズの増加量 $\Delta\sigma_{\mathrm{noise}}$ である。ノイズの評価については単位面積当たりの電子数に換算して規格化している。またそれぞれ Avalanche 増幅率を変化させながら測定を行なった。特に着目するのは増幅率が 40 付近での増加量である。通常の動作増幅率として想定しているのが増幅率 40 なので，この付近での

図 5-6: 弥生での照射方法。(a) が炉心上部からの吊り下げによるもの。T 字型の器具を使って上で固定する。(b) がコラムに試料を配置して行なうもの。しかし照射口径が 10 cm しかないので配置を工夫する必要がある。

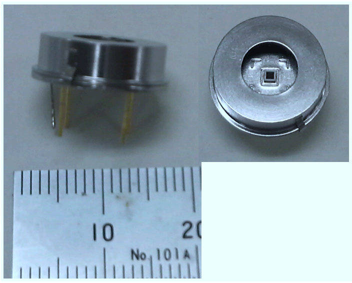


図 5-7: 1ch APD。すでに浜松ホトニクスから商品として販売されているパッケージに N，P 層の厚さを変えた APD を搭載した。

中性子耐性を確認することも重要である。

測定は KEK 実験室 (照射前後)，弥生短寿命測定室 (照射直前直後) で行なったが，測定回路，装置は出来る限り同一のものを使用した。図 5-8 に中性子照射試験での測定回路図を示す。1 月の試験では HAPD は使用していないが，ほとんど同じであるため併記した。

2010 年 1 月照射試験結果

以下に 1 月の照射試験のまとめを示す。図 5-9 がリーク電流増加量の結果，図 5-10 がノイズの増加量の結果 (10×10^{11} n/cm^2 のみを示す) である。リーク電流電流については予想通り P 薄タイプがもっとも増加量が少なく逆に P 厚がもっとも増加することを確認した。N 層の厚さに対する変化はあまりなく従来品と同程度という結果となった。この結果から中性子耐性への寄与は P

表 5-1: 1 月照射試験用 APD サンプル一覧

試験サンプル内容

型名	サイズ（mm）	タイプ	静電容量（pF）	ナンバー	最大印加電圧（V）
S8664	φ5	通常（現行）	55	5260	+470
				5263	+467
				5280	+463
S8664LC	□5.6	N 層厚い	55	5264	+563
				5265	+563
				5266	+549
S5345	φ5	N 層薄い	330	5249	+151
				5250	+151
				5252	+157
S5345LC	φ5	N 層薄い P 層厚い	83	5254	+383
				5255	+381
				5256	+381
S5345(X)	□1	P 層薄い	20	5276	+68
				5277	+68
				5278	+69

層が一番大きいことが分かった。

また 10×10^{11} n/cm^2 におけるノイズの増加量について結果に明らかな差は見られないが，予想に反し P 薄のノイズが異常に増加してしまっている。測定点が不足しているためにこれ以上の評価は難しい。6 月の照射試験は 1 月の結果を補足するために行なった。

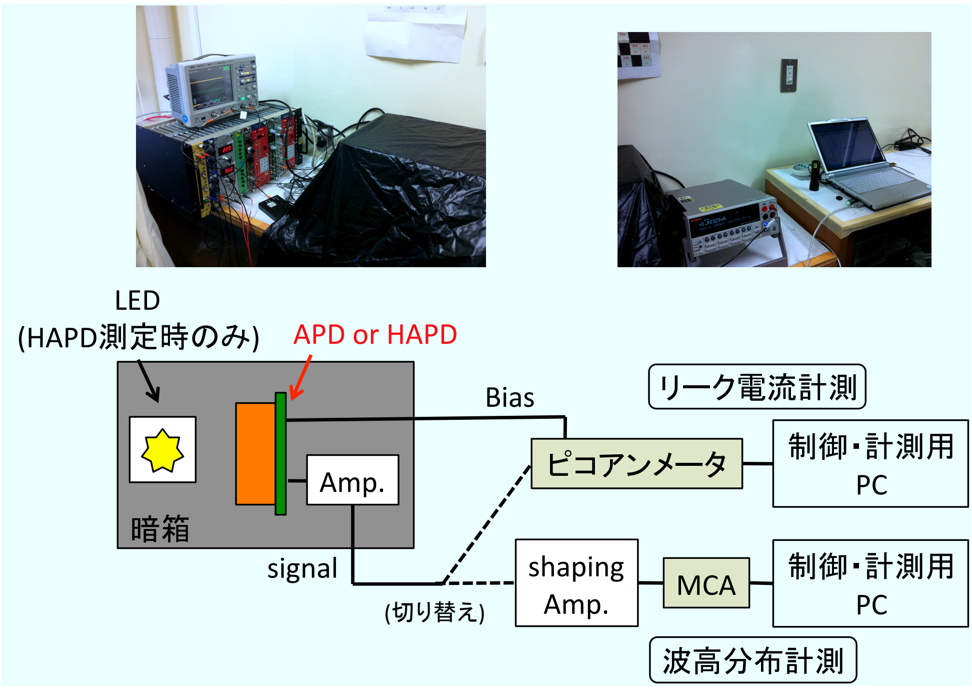


図 5-8: 中性子照射試験における APD 及び HAPD 測定回路。LED 照射は HAPD 測定時のみである。また 1ch APD もこの測定回路で測定を行なうが，暗箱内の接続部だけ多少異なる。

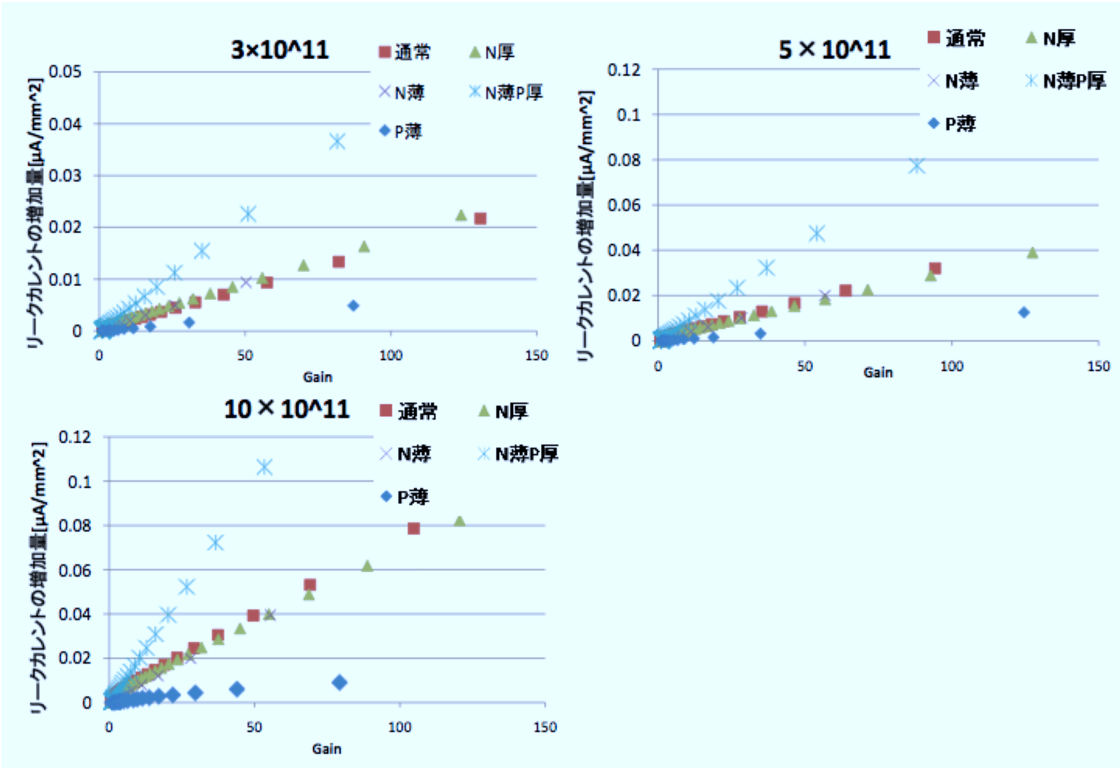


図 5-9: 1 月照射試験リーク電流増加量の APD タイプによる比較。

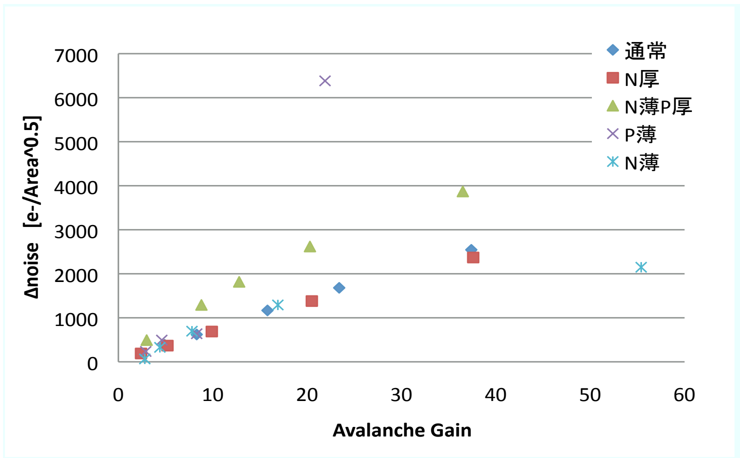


図 5-10: 1 月照射試験ノイズ増加量の APD タイプによる比較。照射量は 10×10^{11} n/cm^2 のみ。

2010 年 6 月照射試験結果

まず 6 月に測定したサンプルを表 5-2 に示す。1 月の結果を補足し P 薄の効果をはっきりと表すために，P 層のバリエーションだけを変えて測定を行なった。照射量もなるべく Belle II 実験 10 年相当を重点的に照射した。

この 6 月の結果に 1 月の結果を加えた図を図 5-11 と図 5-12 に示す。

表 5-2: 6 月照射試験用 APD サンプル一覧

No.	Type	容量(pF)	Size(mm)	照射量 (10^{11}neutron/cm^2)
5286	N薄	330	Φ5 (s=19.6mm^2)	5
5288				10
5289				10
5257	N薄P厚	83		10
5258				10
5739	N薄P薄	44	□1 (s=1mm^2)	10
5740				5
5741				10

1ch APD の照射試験の結果，全体の傾向として照射量が多くなるにつれ P 厚を除いた各 APD タイプの差が顕著となった。P 厚はリーク電流，ノイズ量どちらも増加量が多かった。逆に P 薄の増加量が最も少ないという当初の予想通りの結果を得ることができた。P 薄の中性損傷低減効果を見るために従来品と比較をしてみる。10×10^{11} n/cm^2 における増幅率 40 でのそれぞれの増加量を表 5-3 にまとめる。リーク電流に関しては P 薄で従来品の 30〜60%程度に増加が抑えられている。またノイズ増加量に関しては 40〜60%程度に抑えられている。しかし増幅率 40 以上では P 薄のノイズ増加量にばらつきが見られた。測定精度のためか個体値によるものかは不明であるが，高増幅率領域での振る舞いをさらに調査する必要があると思われる。

N 層の変化による低減効果はあまり見られなかった。ノイズ増加量では従来品より若干の低減が見られるが，N 薄は検出器容量が 1 桁大きいことから我々の目的としては相応しくないと考える。よって P 薄以外の候補として N 厚も対象としておくことにする。

5.2.3　144ch APD，HAPD での照射試験

1 月，6 月に行われた照射試験の結果，P 薄が中性子耐性が高い傾向が見られることを確認した。また別の候補として N 厚も考えられるとして 2010 年 11 月には 144ch HAPD 用 APD サンプルを試作し照射試験を行なった (図 5-13)。同時に HAPD も製作し照射前後での光子検出も行なった。その際 Shaping time による損傷の低減効果を確認するため Shaping time を変えて測定を行なった。

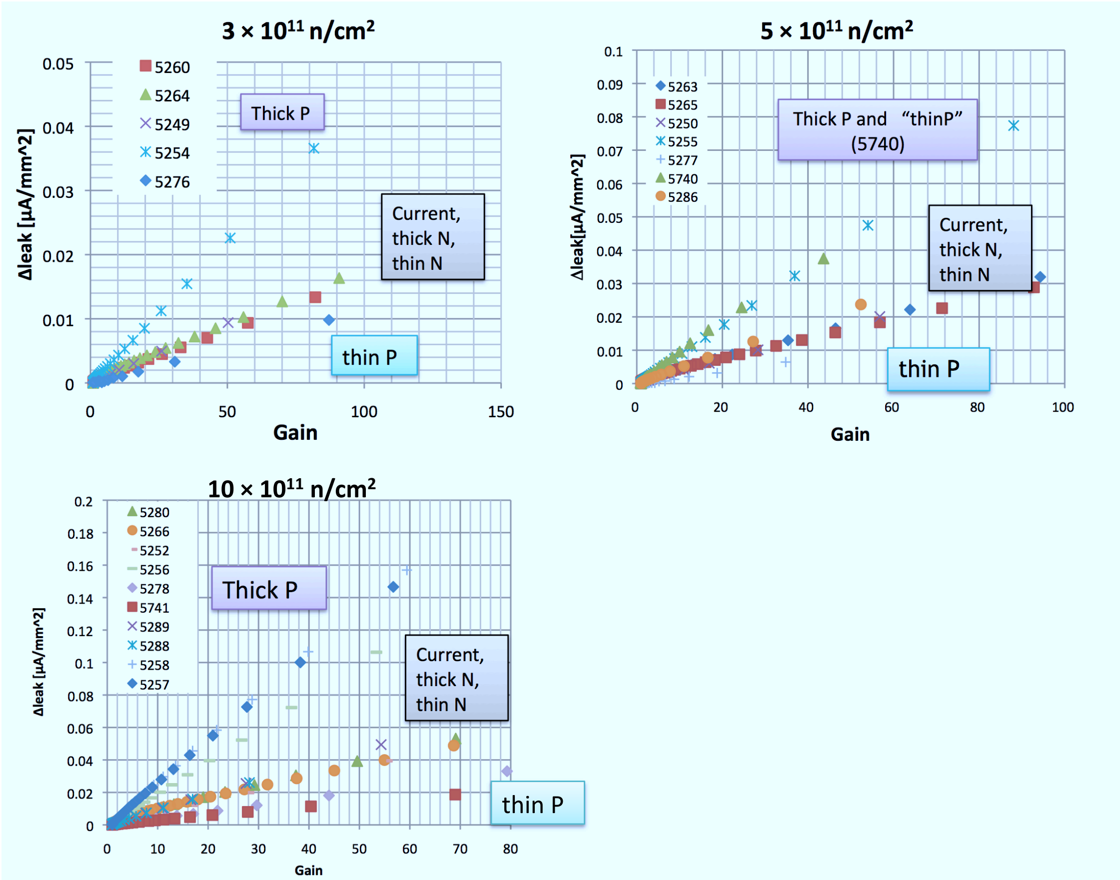


図 5-11: 1，6 月照射試験リーク電流増加量の APD タイプによる比較のまとめ。

表 5-3: 1，6 月照射試験の 10×10^{11} n/cm^2，増幅率 40 における各 APD の増加量

	リーク電流増加量 $[\mu A/mm^2]$	ノイズ増加量 $[e^-/\sqrt{mm^2}]$
P 厚 (5257)	0.11	3,600
従来品 (5280)	0.03	2,700
N 厚 (5266)	0.03	2,650
N 薄 (5289)	0.03	1,800
P 薄 (5741)	0.01	1,600
P 薄 (5278)	0.02	1,200

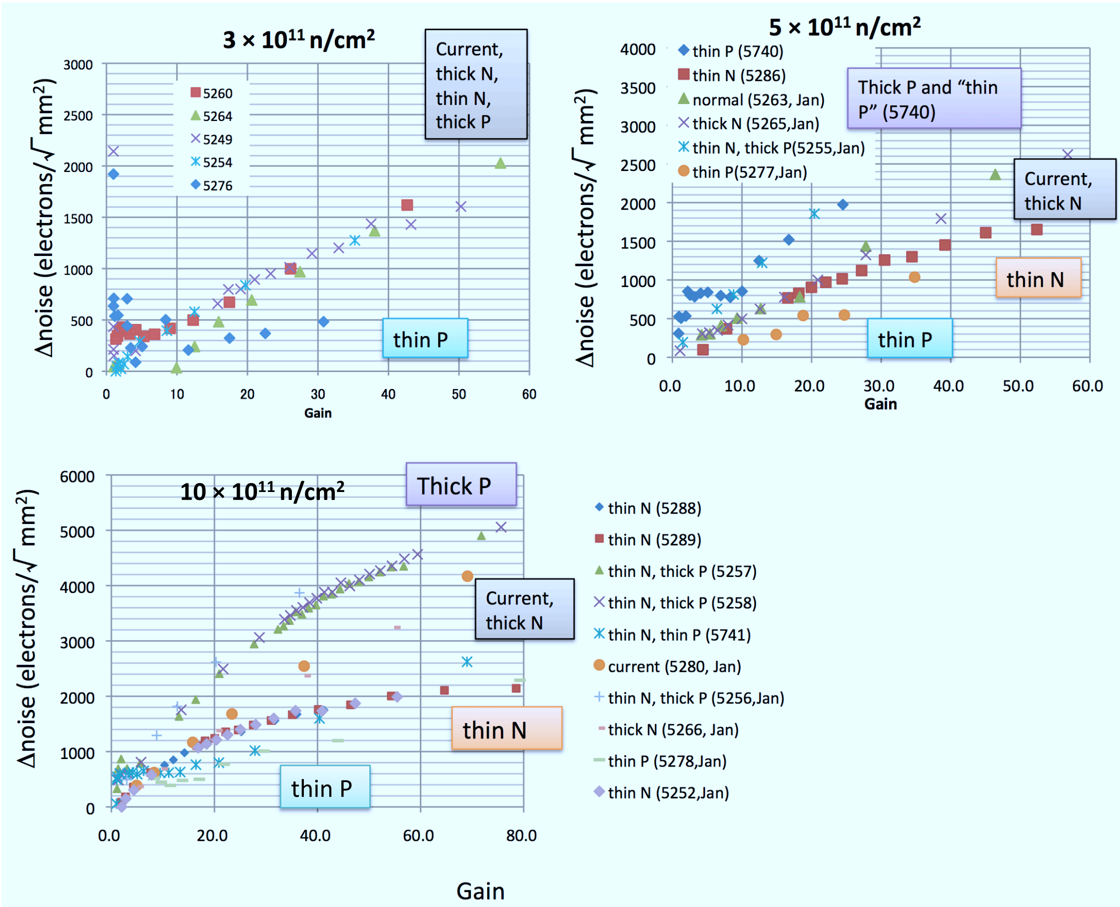


図 5-12: 1，6 月照射試験ノイズ増加量の APD タイプによる比較のまとめ。

ここで APD の構造の違いによる Shaping time の低減効果の差について考える。ショットノイズは Shaping time τ に関して (5.2) より $f(\tau) = \alpha\tau + \beta/\tau$ という関数形であることから，ある 1 つの極値をもつことが分かる。これが最適な Shaping time であると考えられる。これまでの照射試験の結果から得られた測定値など具体的な値を各 APD ごとに (5.2) に代入し変化曲線を求める。増幅器ノイズに関与する定数として増幅器定数 A は SA02 での使用を想定して 15 e$^-$/pF(4.2 章参照)，検出器容量 C_{det} は浜松ホトニクスの想定値から P 薄では 100 pF となる。比較として従来品と N 薄についても挙げておくとそれぞれ 430，90 pF となる。ショットノイズに関しては照射試験より想定されるノイズ増加量を使用する。したがって $\sigma_{\mathrm{shot}} = \Delta\mathrm{noise} \times \sqrt{\tau}$ となる。ただし照射試験から得られた結果は面積で規格化しているので，HAPD1 チャンネル当たりの面積 4.9×4.9 mm^2(の 1/2 乗) をかけて 1 チャンネル当たりの電子数に換算する。また P 薄に関しては得られた 2 種類両方のノイズ量について求めた。以上の計算より Shaping time に対するノイズの変化曲線として以

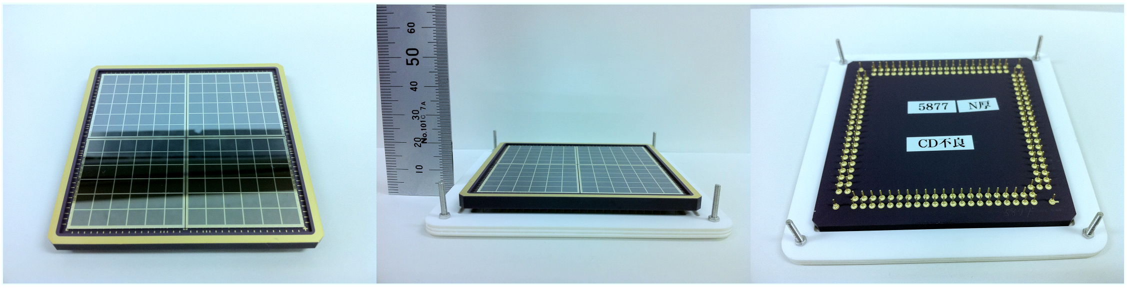


図 5-13: 144ch HAPD 用 APD の外観。本来はこのままで使用することはないが照射試験用に用意した。裏面の端子は HAPD と全く同じ形状となっているほか，入射窓と真空管部分がない HAPD そのものである。

下の式を得る。

$$
\begin{aligned}
\Delta\mathrm{noise_P} &= (1{,}500)^2/\tau + (8{,}000)^2\tau &&: \text{P 薄 (5741)} \quad (5.3)\\
\Delta\mathrm{noise_{P2}} &= (1{,}500)^2/\tau + (6{,}000)^2\tau &&: \text{P 薄 (5278)} \quad (5.4)\\
\Delta\mathrm{noise_N} &= (6{,}500)^2/\tau + (8{,}500)^2\tau &&: \text{N 薄} \quad (5.5)\\
\Delta\mathrm{noise_C} &= (1{,}350)^2/\tau + (13{,}000)^2\tau &&: \text{従来品} \quad (5.6)
\end{aligned}
$$

これをプロットした図を図 5-14 に示す。このプロットより Shaping time の最適値としては 100 ～ 250 ns であることが分かる。また N 薄に関してはやはり容量が大きいためにノイズ低減効果が低いことも分かる。

11 月照射試験用のサンプルを表 5-4 に示す。この表で初めから書かれていない APD チップ (APD5958 の chip C など) は浜松ホトニクス側で既に使用不可と判明していたチップであることを意味する。薄く灰色の字で書かれたサンプルは浜松ホトニクスから届けられた後，何らかの理由 (動作不良，電圧印加ミスによる破損など) により照射試験で使用されなかったものを示す。今回はサンプル数が少ないことから，APD チップごとに測定を行ない測定サンプル数を増やしている。結果として今回の試験では従来品と P 薄との比較のみを行なうこととなった。

2010 年 11 月照射試験での照射量は全てのサンプルで 10×10^{11} n/cm^2 を照射している。試験は 2 日間にかけて行ない，1 日目に P 薄 HAPD(KA0003) だけを吊り下げで照射した。2 日目に残りのサンプル (APD3 個，HAPD2 個) を同時に照射した。このときの配置を図 5-15 に示す。図のようにコラムを開け照射口の前に縦列に配置した。

APD の結果

まず APD の結果についてまとめる。APD についてのリーク電流の増加量の結果を図 5-16 に示す。照射物が放射化しているため原子炉外部に持ち出せない (2010 年 12 月時点) ので，照射直後に弥生測定室にてリーク電流測定のみを行なった。図 5-16 から分かるように，同タイプのサンプル

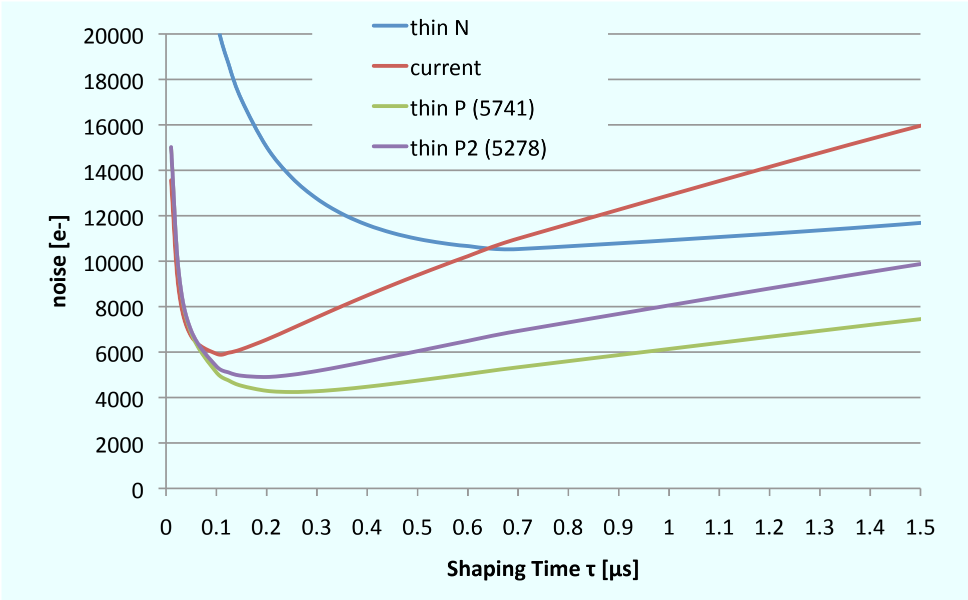


図 5-14: Shaping time をパラメータとしたノイズ量の変化。

表 5-4: 11 月照射試験用 APD(上段)，HAPD(下段) 一覧

APD

type	S/N	available chip
N厚	5877	A,B
P薄	5973	A,B,C,D
	5977	A,B,C,D
通常品(gain改良)	5958	A,B,D
	5959	C,D

HAPD

type	S/N	available chip
N厚	KA0002	A,B
	KA0006	A,C,D
P薄	KA0003	B, D
	KA0005	D

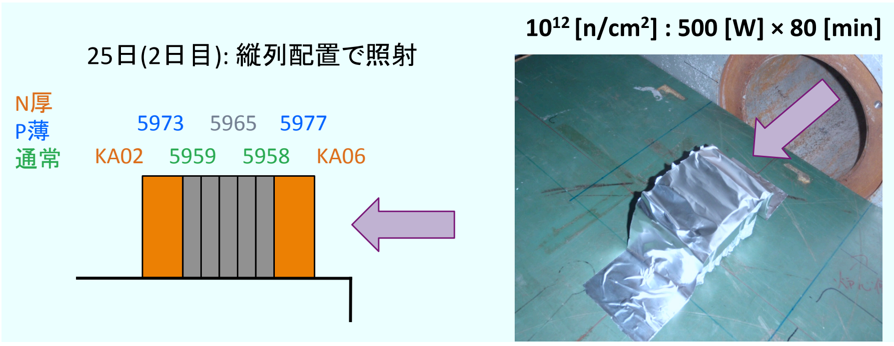


図 5-15: 11 月照射試験 2 日目のサンプル配置図。HAPD(KA0002,KA0006) で APD を挟み，一様に照射されるように照射口に向かって縦列に配置した。(APD5965 は今回の照射試験では使用予定でなかったサンプルを誤って照射してしまった。)

でも 2 つの傾向に分かれている。これは図 5-15 のように配置した結果，照射量に差が出てしまい，後方に置いたサンプルほど照射量が少なくなってしまったためだと考えられる。そこで APD5965 より前方に置いたサンプル (5977: P 薄，5958: 通常品) と 1 日目に照射した KA0003(P 薄) については 10×10^{11} n/cm^2 が当てられているものとし，それ以外のサンプル (5973: P 薄，5959: 通常品) と別にして比較する。設置位置 (照射量) ごとに分けた APD のリーク電流増加量の測定結果を図 5-17 に示す。

照射量ごとに分けてみるとタイプの違いが明らかである。どちらも P 薄がリーク電流の増加が少ないことが分かる。これまで照射試験から予想される増加量は，図 5-11 の結果より増幅率 40 では P 薄が 0.01 μA/mm^2 であったことから APD1 チップの有効面積 $(4.9\ \mathrm{mm})^2 \times 36\mathrm{ch} \sim 900\ \mathrm{mm}^2$ をかけて，10 μA ほどであると見積もられる。

実際の結果図 5-17 では P 薄は約 13 μA と高めになってしまったが，通常品 (約 17 μA) と比較して 24%リーク電流の発生を低減できていることから，P 薄 APD がリーク電流低減に効果があると確認できた。照射量 10×10^{11} n/cm^2 未満のサンプルでも同様のことが言える。なお図 5-17 より通常品が約 13 μA であることから，照射量とリーク電流増加量が比例すると仮定すれば，遠くに設置したサンプルは最低でもおよそ 8×10^{11} n/cm^2(Belle II 実験 8 年相当) を照射されたと見積もることができる。

HAPD の結果

HAPD についてはリーク電流の増加量と Bias 電圧，電子打ち込み電圧 (HV) を印加しての光入射測定を行なっている。まずリーク電流の結果を図 5-18 に示す。10×10^{11} n/cm^2 照射した KA0003(P 薄) と KA0006(N 厚) についてのみプロットする。

P 薄がもっとも増加量が少ないというこれまでの照射試験と矛盾しない結果が HAPD においても得られた。増幅率 40 での増加量は P 薄が約 14 μA(chipB)，N 厚が約 21 μA なので，N 厚に対

して約 33% も P 薄はリーク電流増加を抑制できていることが分かる。

次に光入射測定の結果についてまとめる。測定方法は Avalanche 増幅率が 40 となるように Bias 電圧を印加し HV は –8.5 kV と設定した状態で，1 光子以上の複光子レベルの光を入射させたとき

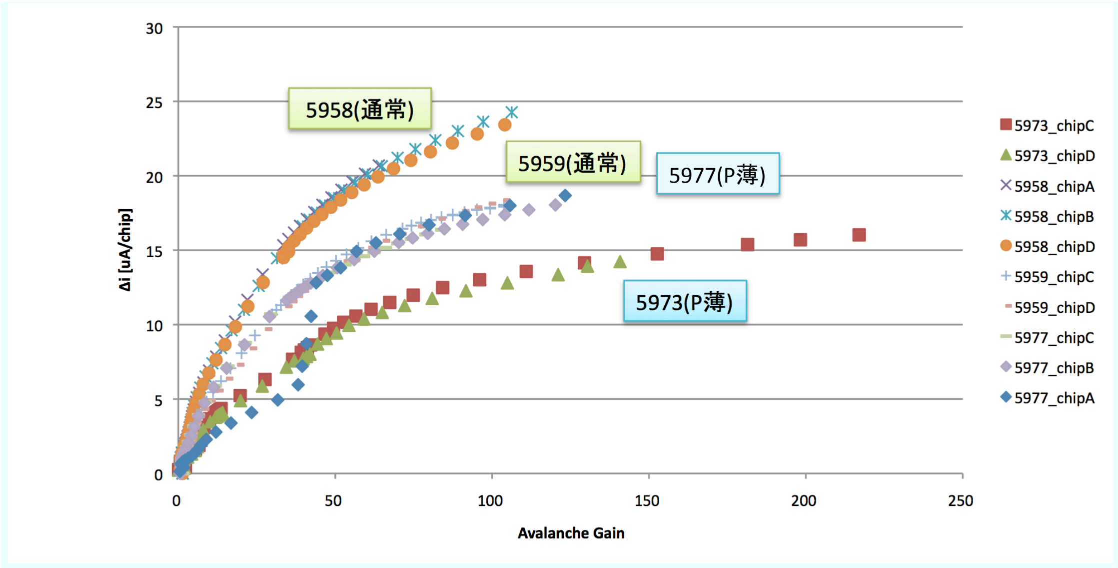


図 5-16: 11 月試験リーク電流増加量の APD タイプによる比較。同タイプ間で傾向が 2 つに分かれてしまったのは設置場所によって照射量が変わってしまったためと考えられる。

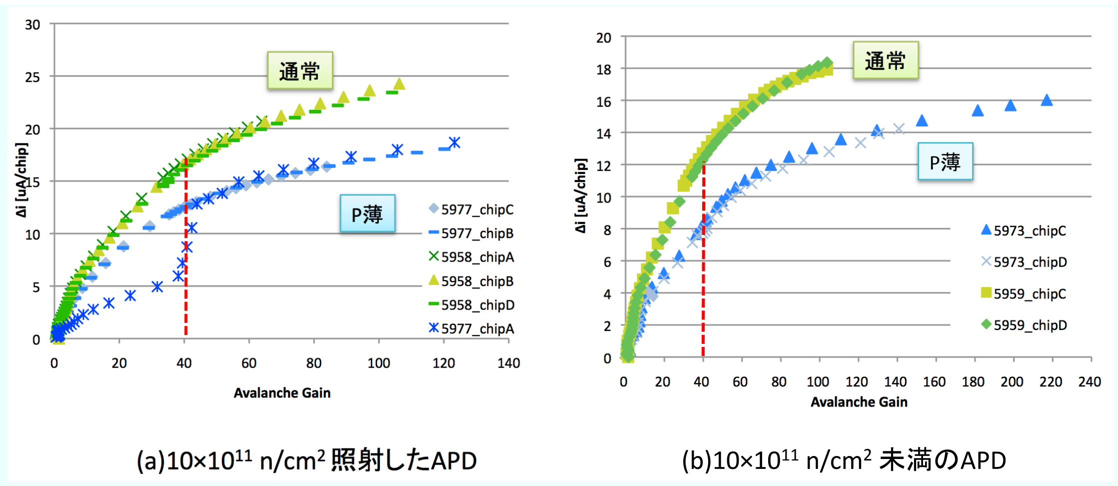


図 5-17: 11 月試験リーク電流増加量の APD タイプによる比較。図 5-16 を設置場所 (照射量) で (a)10×10^{11} n/cm^2 相当と (b)10×10^{11} n/cm^2 未満に分けた。

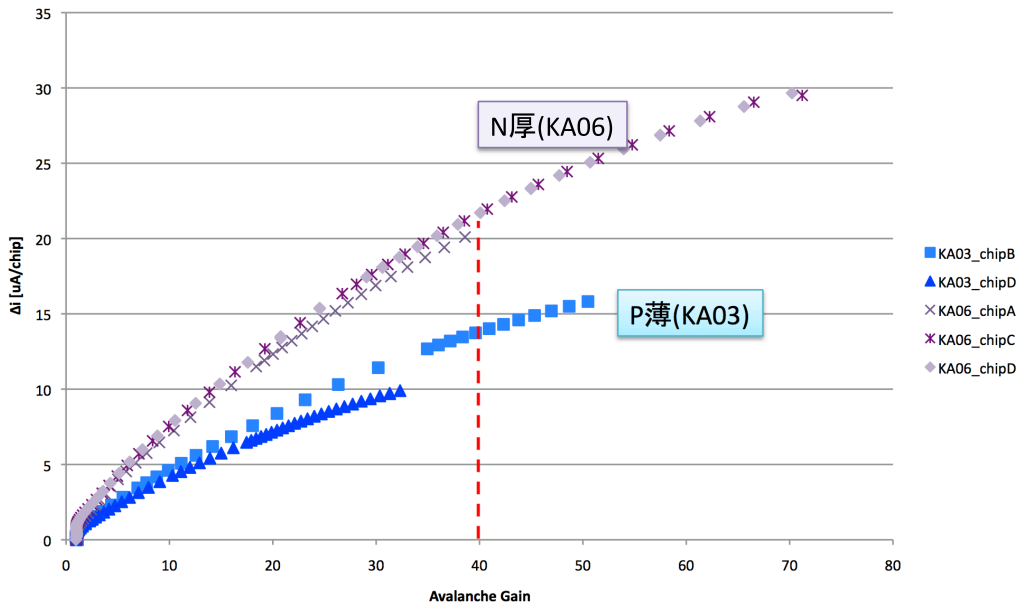


図 5-18: 11 月試験リーク電流増加量の HAPD タイプによる比較。10×10^{11} n/cm^2 照射したサンプルのみをプロットしてある。

の HAPD 出力波高分布を ADC で測定するものである。この際読み出し用の増幅器として Shaping time を調整できるもの (高速波形整形増幅器 (クリアパルス 4467A)) を使用し，100，200，500 ns と変化させて測定を行なった。照射前も同様の測定を行なっており，Shaping time の中性子損傷低減効果を検証する。

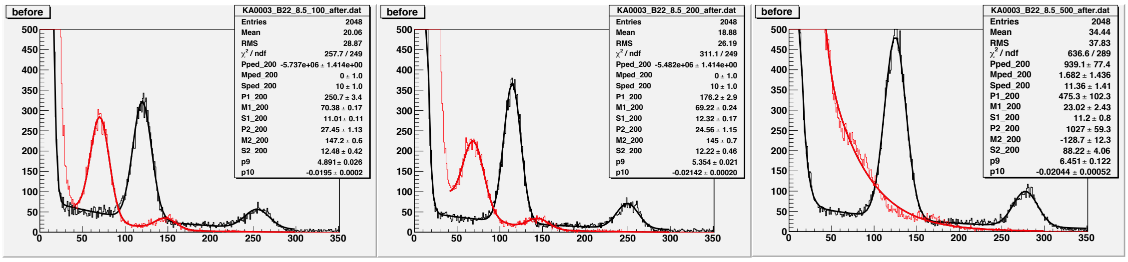
ここでも照射量 $10{\times}10^{11}$ n/cm^2 のサンプルのみ比較を行なう。以下に KA0003(P 薄)，KA0006(N 厚) の ADC 測定結果を示す。各 HAPD の使用可能なチップごとに信号を読み出し，照射前 (黒線) と照射直後 (赤線) と比較をしている。一番左のピークがペデスタル (0 光電子に相当)，その隣りのピークが 1 光電子，2 光電子と続いている。

前述の通り Shaping time の最適値は 100 ～ 200 ns だと予想しているが，概ね 100 ns 設定時がペデスタルピークと 1 光電子ピークの分離が最も良くできている。これを定量的に表すために以下の式で定義する S/N 比を全ての結果について求める。その結果を表 5-5 に示す。

$$S/N = \frac{M_2 - M_1}{\sigma_1} \tag{5.7}$$

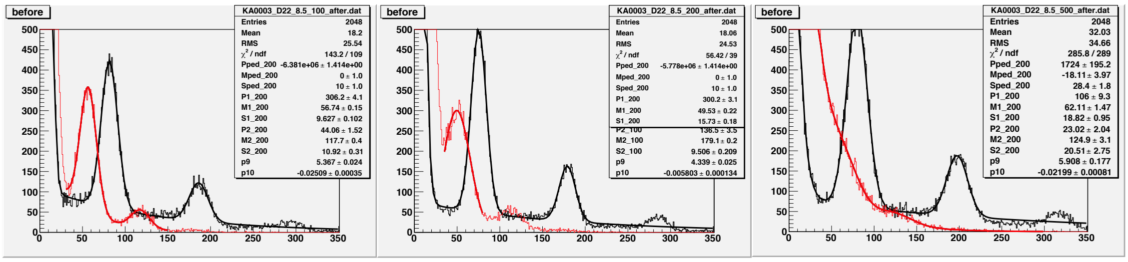
ここで，M_1，M_2 は 1 光電子，2 光電子のピーク中心値でその差が 1 光電子の波高値に相当する。σ_1 は 1 光電子を Gauss 分布で近似したときの偏差でこれをノイズと定義する。

ADC 分布を見ても分かるとおり，照射後はほとんどのチップで 100 ns において最も S/N 比低下が少ないことが分かる。また 500 ns では 1 光電子の分離ができていない。したがって中性子損



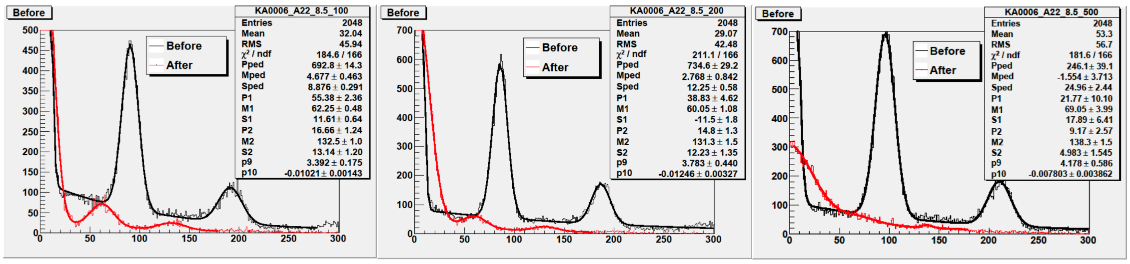
(a) 100 ns (b) 200 ns (c) 500 ns

図 5-19: KA0003 chipB の ADC 測定結果。照射前が黒線，照射後が赤線で示されている。



(a) 100 ns (b) 200 ns (c) 500 ns

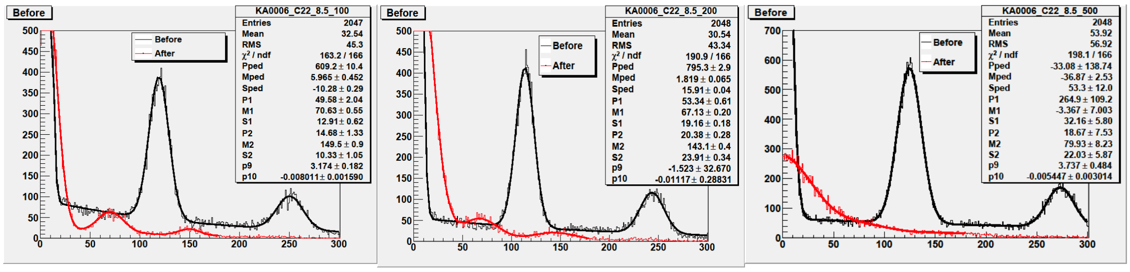
図 5-20: KA0003 chipD の ADC 測定結果。照射前が黒線，照射後が赤線で示されている。



(a) 100 ns (b) 200 ns (c) 500 ns

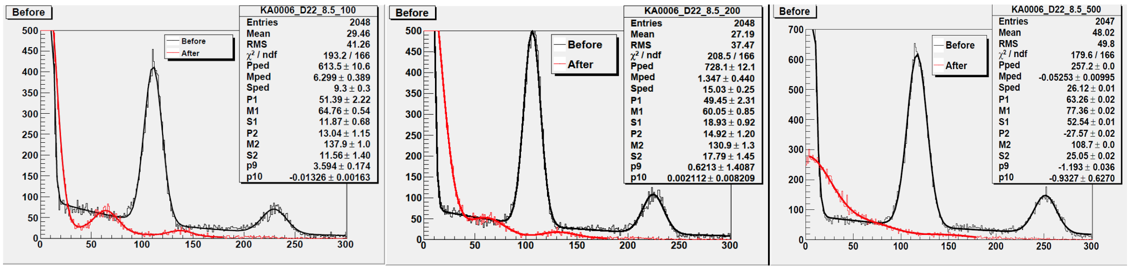
図 5-21: KA0006 chipA の ADC 測定結果。照射前が黒線，照射後が赤線で示されている。

傷が生じている HAPD では最高でも 200 ns の Shaping time で読み出す必要があることが理解できた。このように Shaping time 短縮によって A-RICH として十分な性能を発揮するために必要とされる S/N 比 7 に近い結果を得ることができた。さらなる S/N 比向上の対策として，より高い HV が印加できるように HAPD を改良し最終増幅率を高めることなどが考えられる。



(a) 100 ns　(b) 200 ns　(c) 500 ns

図 5-22: KA0006 chipC の ADC 測定結果。照射前が黒線，照射後が赤線で示されている。



(a) 100 ns　(b) 200 ns　(c) 500 ns

図 5-23: KA0006 chipD の ADC 測定結果。照射前が黒線，照射後が赤線で示されている。

5.3 中性子照射 HAPD によるビームテスト

第 3 章で報告した A-RICH のプロトタイプによる電子ビームテストにおいて中性子照射した HAPD を実際に使用して測定を行ない，Shaping time によるノイズ低減効果がリングイメージ観測にどれだけ効果があるかを検証した。図 5-24 に中性子照射した HAPD 使用時の配置と，比較用の正常な HAPD 使用時の配置を示す。それ以外のセットアップ状況は表 5-6 に示す。

表 5-6 のエアロゲルの項目についてはそれぞれ左から製作番号，屈折率 n，透過長 Λ [mm]，厚さ d [mm] を示している。中性子照射量が大きい HAPD(SHP112) を中央に配置した。これは中央が最もリングイメージの検出面積が大きくなるので，中性子照射によりノイズが増加すると思われる HAPD の検出光子数を増やそうとしたためである。また，SA01 の Shaping time 調節機能を使用して中性子による影響を低減できるかを確認するために，中性子照射した HAPD の読出しは SA01 のみを用いた。

まず，図 5-25 にリングイメージと Cherenkov 放射角分布の測定結果を示す。同図 (a) は全トラック積算でのリングイメージだが，中性子照射した HAPD の上段でも正しくリングを観測できていることが分かる。また，同図 (b) は中性子照射 HAPD3 台のみによる Cherenkov 放射角分布であるが，この結果からも正しくピークが得られることが分かる。

SA01 における比較器の閾値電圧設定は 4.2 節で述べたように，各チャンネルのオフセット調節

表 5-5: 中性子照射前後での HAPD の S/N 比の変化

KA0003: P 薄

	Shaping time (ns)	照射前 S/N	照射後 S/N
chip B	500	12.2	-
	200	13.5	6.2
	100	12.2	6.3
chip D	500	9.8	-
	200	11.7	3.9
	100	10.8	6.3

KA0006: N 厚

	Shaping time (ns)	照射前 S/N	照射後 S/N
chip A	500	14.2	-
	200	13.5	6.2
	100	12.1	6.1
chip C	500	12.6	-
	200	13.9	4.0
	100	13.2	6.1
chip D	500	13.8	-
	200	14.6	3.7
	100	13.5	6.2

表 5-6: 中性子照射 HAPD 使用時のプロトタイプ A-RICH のセットアップ

HAPD 配置	整列		QE(400 ns)	照射中性子量
		SHP087	20%	
		SHP094	21%	0.5×10^{11} (n/cm^2)
		SHP100	19%	1.0×10^{11}
		SHP112	21%	2.0×10^{11}
入射角度	$0°$			
エアロゲル	KMD4-1	$n = 1.0455$	$\Lambda = 40.5$	$d = 19.6$

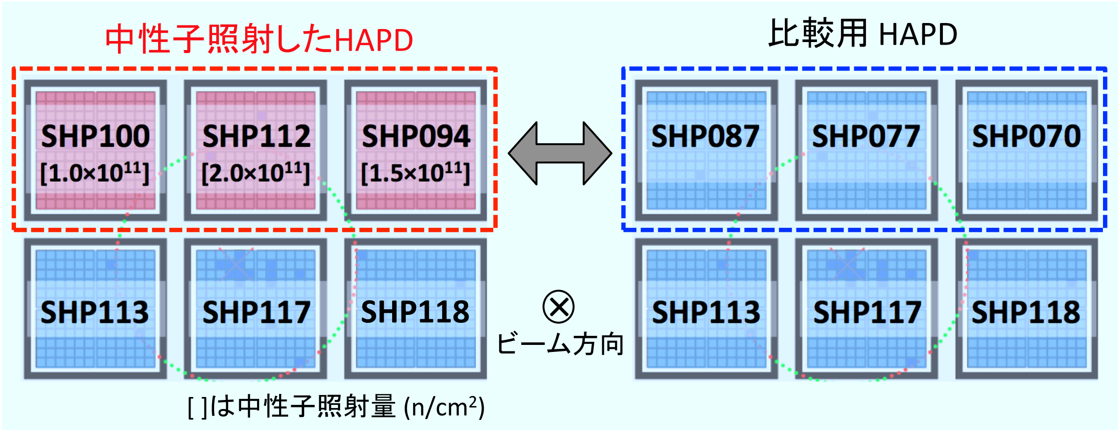


図 5-24: 中性子照射 HAPD 使用時の配置図。右図は比較用として照射していない HAPD 使用時の配置を示している。上段の 3 台のみ入れ替えて比較を行なった。どの配置も上段は SA01 で読み出している。

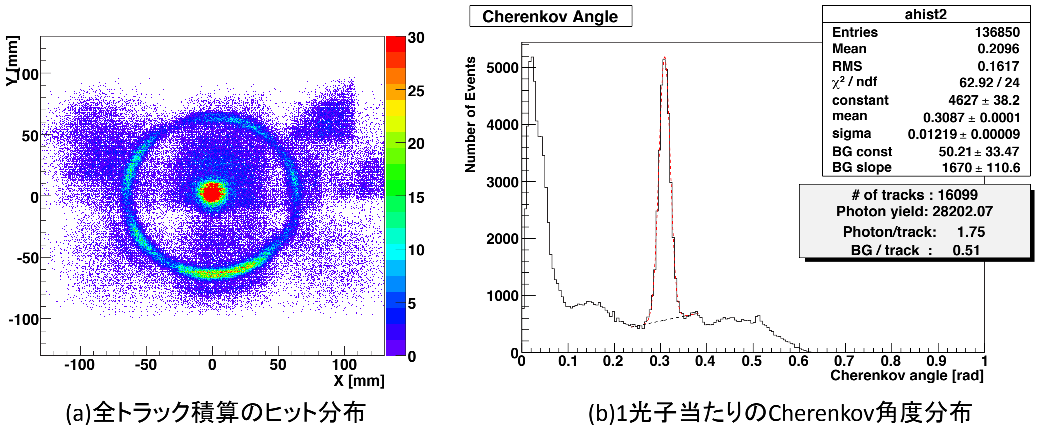


図 5-25: 中性子照射 HAPD 使用時のリングイメージ観測結果。(a) は全トラック積算によるリングイメージ。ただし，下段は正常な HAPD を使用している。(b) が中性子照射した HAPD3 台のデータを積算した Cherenkov 放射角分布。

によって行なっている。(ペデスタル) ノイズの σ を単位にした電圧値分だけベース電圧から高い電圧に閾値が設定されるようにオフセット調節を行なうため，ノイズ増加によって相対的に閾値電圧が上昇することになる。これにより 1 光電子と判別される回数が減り検出光電子数が低下してしまう。ノイズ信号の検出については変化するわけではないので，結果 S/N 比の低下を招くことになる。この効果を確かめるために中性子照射 HAPD と比較用 HAPD を入れ替えた測定を行

い，それぞれの検出光子数とノイズを含めたバックグラウンド (BG) 光子数を比較した。

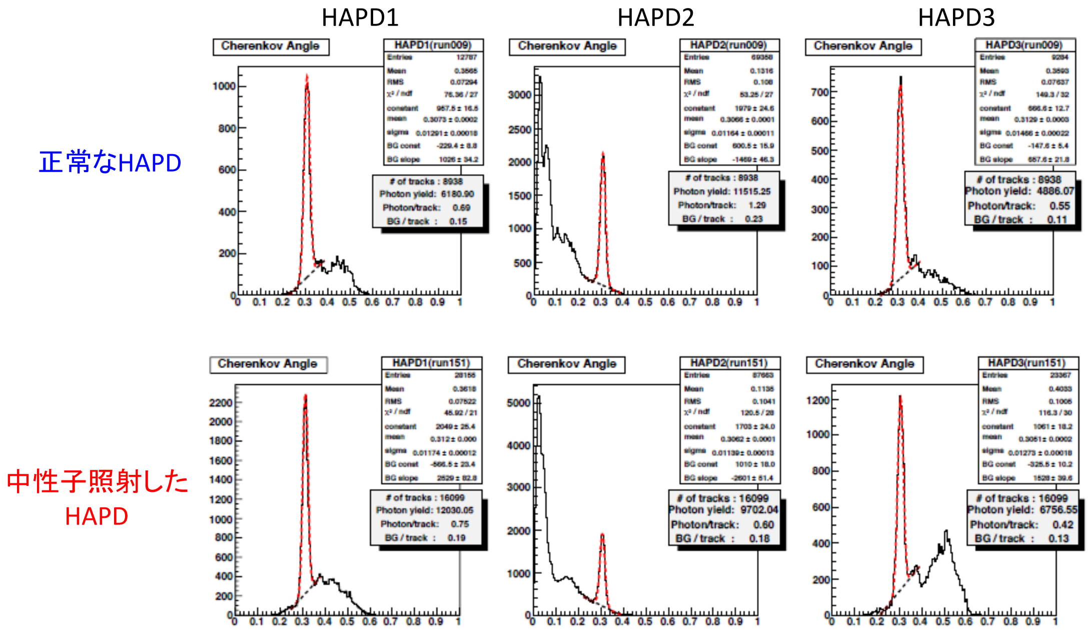


図 5-26: 中性子損傷による Cherenkov 放射角分布の変化。上段が比較用の中性子照射していないもの，下段が中性子照射したものを使用して得られた角度分布である。縦の関係は同じ位置で使用したことを表している。

図 5-26 の角度分布の結果から 1 トラック当たりの検出光子数 N_{track}，BG 光子数 N_{BG} を求めた結果を表 5-7 にまとめる。

表 5-7: HAPD の中性子損傷による検出光子数と BG 光子数の変化 [29]

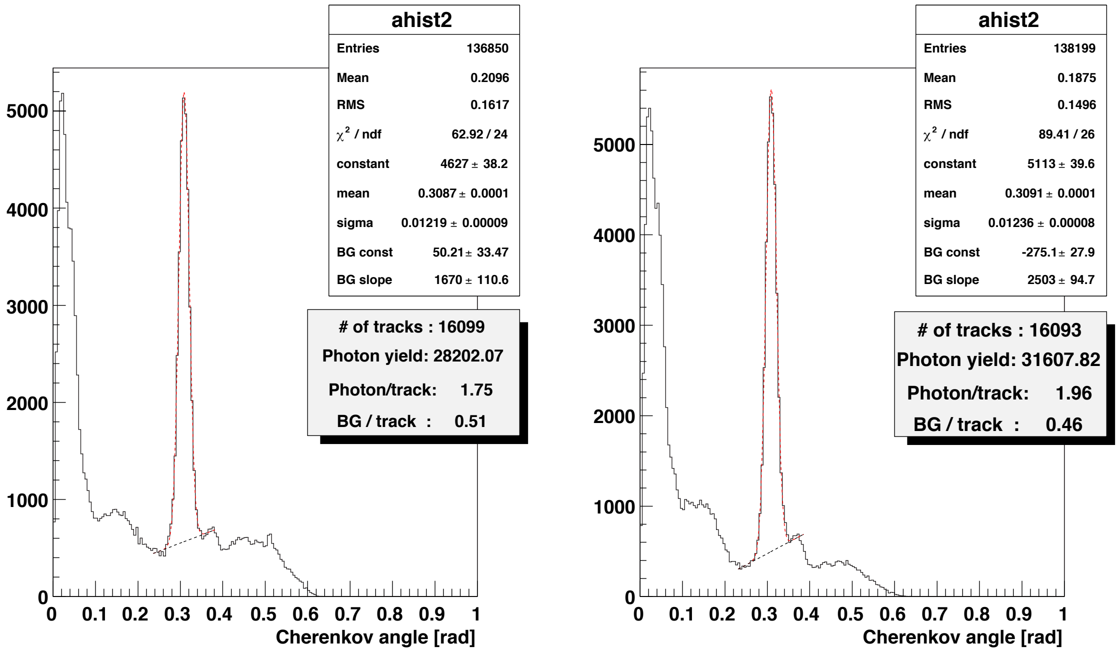
HAPD#	中性子照射量 [n/cm^2]	N_{track}	N_{BG}
SHP100	1.0×10^{11}	0.75(0.69)	0.19(0.15)
SHP112	2.0×10^{11}	0.60(1.29)	0.18(0.23)
SHP094	0.5×10^{11}	0.42(0.55)	0.13(0.11)
合計*2		1.75(2.51)	0.53(0.51)

() 内は基準用 HAPD の値

正常な HAPD と比べ中性子照射した HAPD では検出光電子数が約 30%減少している。特に 2.0×10^{11} n/cm^2 照射した SHP112 では約 53%減少している。BG 光子数がほとんど変化してい

ないことから，ノイズ増加後のオフセット調節による検出光電子数の低下の影響であると判断できる。

次に SA01 の Shaping time 調整機能を使用してノイズ増加を低減できるかを検証した。図 5-27 に Shaping time を短縮して観測した Cherenkov 放射角分布を示し，この結果を表 5-8 にまとめる。



(a)Shaping time = 1,000 ns　　(b)Shaping time = 250 ns

図 5-27: 中性子照射した HAPD の Shaping time を変えての観測結果。データは中性子照射した HAPD3 台の積算で (a) が短縮前 (1,000 ns)，(b) が短縮後 (250 ns) の Cherenkov 放射角度分布である。(b) の BG 領域が減少していることがはっきりと分かる。

測定の結果，予想通り Shaping time を短縮した方が BG として検出されるノイズ量を減らすことができ，検出 Cherenkov 光子数を増やすことに成功した。SA01 では Shaping time を 250 ns までしか短縮できなかったので，さらに短縮できるように最新版の SA シリーズの開発を行なっている。

*2 検出光子数表 5-7 の各値はそれぞれの角度分布から算出したため，合計値と 3 つの合計値は一致しない。

表 5-8: Shaping time 短縮による検出光子数と BG 光子数の変化 [29]

HAPD# (中性子照射量 [n/cm^2])	Shaping time [ns]	N_{track}	N_{BG}
SHP100	1,000	0.75	0.19
(1.0×10^{11})	250	0.84(+12%)	0.19(±0%)
SHP112	1,000	0.60	0.17
(2.0×10^{11})	250	0.68(+13%)	0.14(−18%)
SHP094	1,000	0.42	0.13
(0.5×10^{11})	250	0.44(+5%)	0.12(−8%)
合計	1,000	1.75	0.51
	250	1.96(+12%)	0.46(−12%)

() 内は 1,000 ns からの変化率

第6章
A-RICH開発の今後の予定

最後の章として A-RICH の完成に向けての今後の開発予定についてまとめる。A-RICH の構成要素，シリカエアロゲル，HAPD，読み出しシステムはそれぞれ単体での動作確認や基本性能の検証などを終え，Belle II 測定器に搭載するための大量生産を行なう準備をしている段階である。また第 5 章で報告した中性子対策のための HAPD，ASIC の改良も現在進めているところである。以下では現在行なっている読み出しシステムの開発状況に触れ，A-RICH 完成に向けたスケジュールと合わせて解説していく。

6.1 読み出しシステムの改良

読み出しシステムとしては SA シリーズの新バージョンとなる「SA03」の設計を進めている。また SA02 を直付けした HAPD 全チャンネルが読み出し可能なボードの開発を Ljubljana 大学とともに開発を行なっている。ここでは SA03 と新読み出しボードの設計概要についてまとめる。

6.1.1 SA03

SA02 では第 4 章で報告したとおり，A-RICH で要求される性能を十分に満たすことが確認された。しかし中性子対策を考慮すると現在は 250 ns までしか短縮できない Shaping time を 100 ns 付近まで短縮させることが求められる。SA03 での大きな改良点は Shaping time の短縮である。

SA03 のその他の変更点としては「設定パラメータの非破壊読み出し」機能の付加が挙げられる。これは，従来 SA シリーズで増幅率やオフセット調節などの回路パラメータ (表 4-1 参照) の制御を行なってきたシフトレジスタ (SR) に設定データ保持用の予備 SR を追加するものである。SA02 までと SA03 の SR の構成を図 6-1 に示す。

SA02 の構成に「データ保持用 SR」を追加したことが変更点である。図 6-2 に非破壊読み出しの流れを示す。SA02 までは書き込んだパラメータを確認するためには再度 “同一の” データ列を書込み，SR から押し出す必要があった。これでは実際の実験中でパラメータを読むたびに書込みを行うので測定が不安定になる原因となってしまう。これを防ぐために書込みを伴わない「非破壊読み出し方式」を SA03 では採用する。図 6-2 下図のように，パラメータ書込み時は用途を「読み出し用」と「データ保持用」に分けた 2 つの SR に同時に書き込む。読み出し用 SR は外部にデータをシフトさせる従来までの SR と基本的には同等の役割を果す。新しく追加した保持用 SR は次の書込みがあるまでデータ列を保持し続けている。読み出し要求があったときは，保持用 SR から読み出し用 SR へデータ列をコピーし出力させることで，余計な書き込み動作をなくすことができた。書き込まれたパラメータを保持し続けることから非破壊読み出しと呼ばれる。

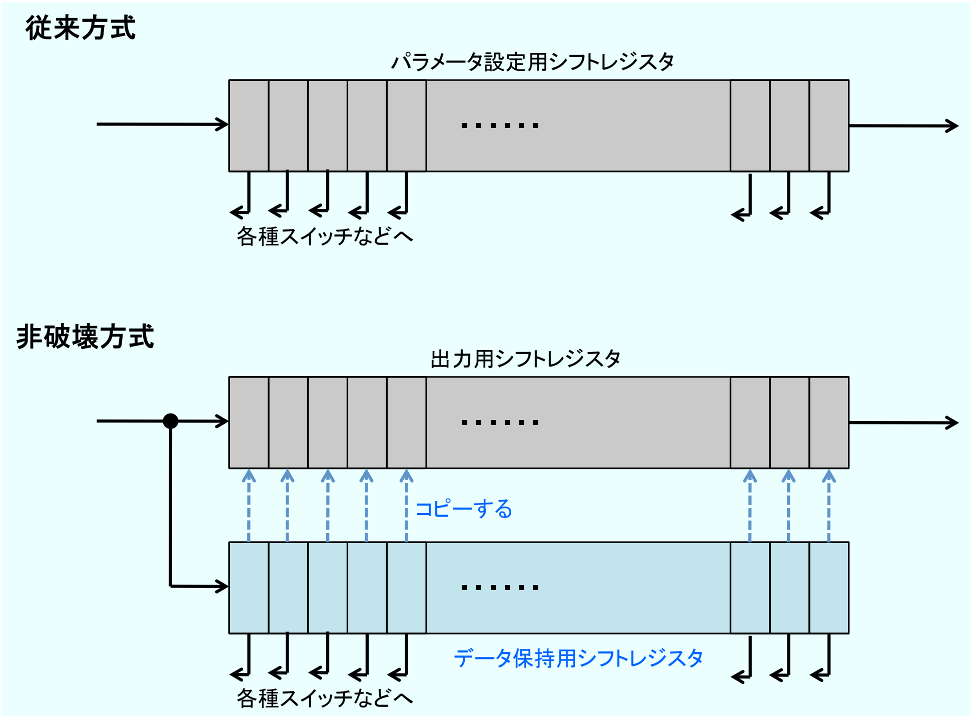


図 6-1: SA02 と SA03 のシフトレジスタの構成の比較。データ保持用シフトレジスタを追加することで非破壊読み出しを可能とする。

SA03 の開発状況は現在 Spice シミュレータを用いた動作検証を行ない Shaping time の変更機能の検証を行なっている。設計上は 100 ∼ 200 ns までで調節ができることを確認している。非破壊読み出し機能についてもデジタル回路シミュレータによって動作検証を終えており，2011 年 3 月ごろよりレイアウトの発注を経て同年 6 月頃を目処に SA03 第 1 試作品を完成できる予定である。

6.1.2 読み出しシステム

Belle II のデータ収集 (DAQ) システムでは，Belle2Link とよばれる専用の DAQ ラインが採用される予定である。具体的には測定された各検出器のデータをアナログ信号のまま収集せず，検出器側でアナログ-デジタル変換したデジタル信号のみを収集する方式で，光ケーブルを使用する予定となっている。A-RICH も Belle2Link によってデータ収集されることになる。しかし，今のところその形式に対応した読み出しシステムは完成しておらず，4.2 節で述べたような我々独自の読み出しシステムによって実現している。そこで Belle II DAQ に柔軟に対応できるように HAPD からの信号読み出し用 ASIC(SA シリーズ) とデジタル処理・制御用 FPGA のみで処理できる読み出しシステムの開発を行っている。現在，1 枚で HAPD1 台 (144ch) が読み出せるシステムの開発を Ljubljana 大学と共同で行っている。この開発中のシステムでは，Belle2Link への移行段階と

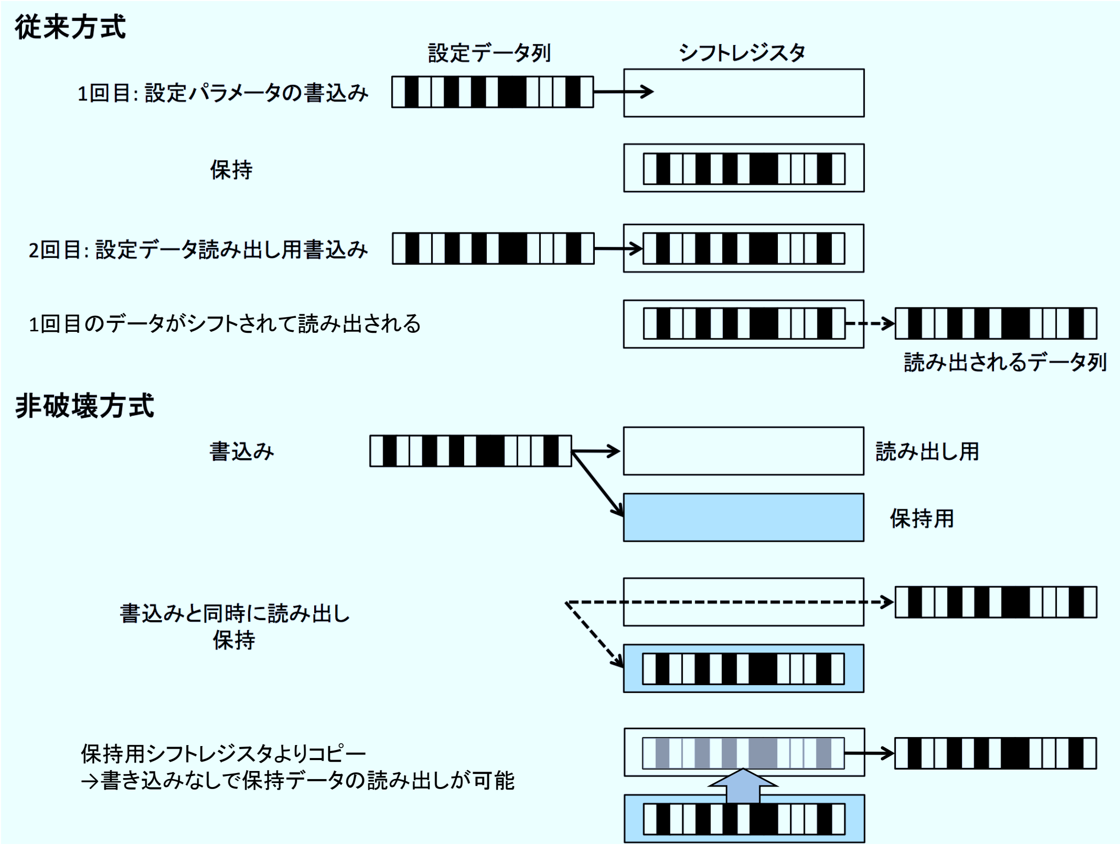


図 6-2: SA02 と SA03 のシフトレジスタの動作の比較。SA02 までは設定されているパラメータを読み出すためには同一のデータ列を書き込む必要があったが，非破壊方式によって書き込みなしで設定パラメータの読み出しが可能となった。

して制御・解析用 PC との通信を Ethernet で行ない，SiTCP と呼ばれる技術によって実現することになっている。SiTCP は HAPD のような検出器のすぐ後段に接続されるフロントエンドエレクトロニクスと PC などを Ethernet ケーブルで直接接続し通信できることを目的としたものである。特別な装置は不要で，その機能をフロントエンドエレクトロニクスに搭載する FPGA に書き込むだけで使うことができることが特徴である。すでに，Super Kamiokande グループや Belle 実験でも CDC グループなどで採用実績もあるため，移行期間用の通信方式として採用を決めた。図 6-3 に現在開発を行なっているシステムに使用する読み出しボードの設計図を示す。このシステムでは ASIC(SA02) と FPGA を搭載したフロントエンド (FE) ボードと “Piggy ボード” と呼ばれる仲介ボードによって構成される。

2011 年度半ばでビームテスト実施を予定しているが，その際に使用できるように現在開発を進めている。この新型システムは Belle II 用システムのプロトタイプとなるものであるが，500 台近くの HAPD の読み出しを行なうためにさらに幾つかの HAPD 読み出しシステムをまとめるため

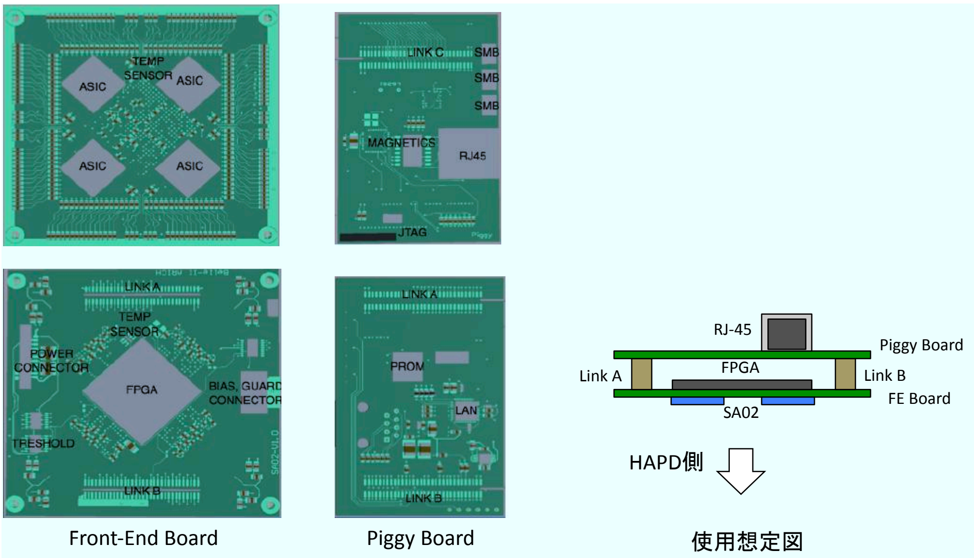


図 6-3: SiTCP による Ethernet 通信システムを採用した読み出しボードの設計図。左のメインボードと Piggy ボードを接続した状態で使用する。HAPD の Bias 供給などもこのボードで行なう。

の “Merger ボード” と呼ばれる接続ボードの設計も並行して行なっている。Merger ボードを用いた HAPD 読み出しシステムの構成図を図 6-4 に示す。Merger ボードが Belle2Link との接続を行なうとともに，A-RICH からの最終的なデータ出力数を減らす役割を果たす。図 6-4 のシステムでは HAPD(正確には FE ボード) と Merger ボード間の通信は SiTCP ではなくフレキシブルケーブルによるデジタル通信になる予定である。

6.2 HAPD の生産

第 5 章で報告したとおり，HAPD の中性子対策として P 層が薄い APD が最も効果的であると分かった。この結果より P 薄タイプの HAPD の製作を 2011 年より開始する予定である。これまでは試験用に少数生産されてきた APD や HAPD であったが，量産化 APD の手配を早ければ 2011 年初めから開始し，順次 HAPD の生産を行なう予定である。半年間に 80〜160 台のペースで浜松ホトニクスより納入してもらい，2013 年初旬の完納を目指す。その間，完成品 1 台 1 台の性能評価を行なう必要があり，その検査項目 (初期不良・動作確認，QE 一様性測定，Bias 測定など) や手段などを検討中である。

また第 5 章では触れなかったが，HAPD で懸念されている放射線損傷の一つに γ 線損傷も考えられている。これについては現在名古屋大学にある ^{60}Co γ 線照射施設にて検証を行なっている。この結果も最終的な HAPD の仕様に反映できるようにする。

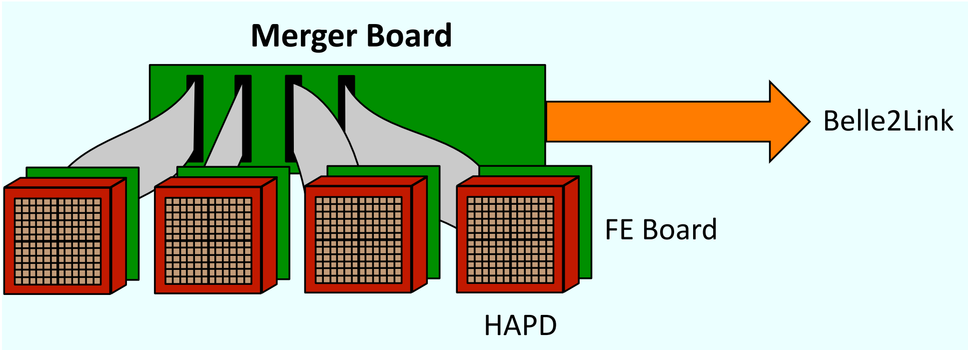


図 6-4: HAPD とフロントエンドボードを束ねる Merger board の構成図。Merger board 上にも FPGA が搭載され，各 HAPD からの Hit 情報を統合するとともに Belle2Link インターフェースも担うことになる。

6.3 A-RICH 全体について

Belle II 実験は 2014 年開始を目標に各検出器や加速器の開発が進められている。我々の A-RICH も Belle II 開始に合わせて測定が開始できるように図 6-5 のスケジュールに沿って開発を進めている。2011 年からは HAPD の検証段階を終え，Belle II 測定器用に大量生産を開始する予定となっている。前述したように順次納入される HAPD の性能評価が重要な仕事となってくる。読み出しシステムでは核となる SA03 の試作を開始し，プロトタイプテストなどを経て問題がなければ最終版として量産を行なうこととなっている。並行して FE ボード，Merger ボードなどのモジュールの開発，性能評価を 2012 年までに完了させる。エアロゲルも含めた全ての構成要素の量産を 2013 年初旬までに完了し，A-RICH の組み立てを行ない，2014 年の Belle II 測定器へのインストールを行なう予定である。この間，まず HAPD を 3×3 に配置したプロトタイプ試験や 1/6 サイズのモックアップを製作しての構造試験なども行っていく予定である。

全てのスケジュールは HAPD の構造が決定してから本格的に動き始めるため，本研究によって中性子対策として P 薄タイプの APD を搭載すると確定できたことは A-RICH 開発において重要な指針となったといえる。

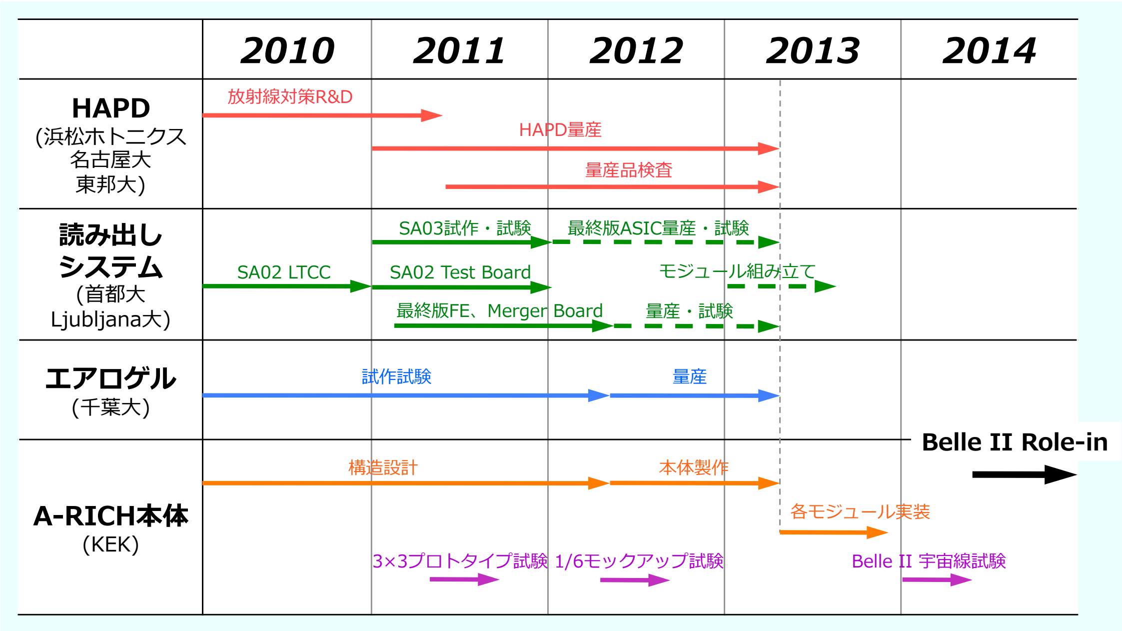


図 6-5: A-RICH 開発のスケジュール [10]。各要素の下に書かれた大学などによって中心的に開発が進められている。

第7章 まとめ

CP 対称性の破れを検証する目的で行なわれてきたBelle実験は当初の目的を無事に果たし，2008年の小林，益川両氏のNovel賞受賞という素晴らしい成果とともに大成功を収めた。より高精度な測定を行なうためBelle実験は2010年に測定器の運転を終了しBelle II実験に向けてアップグレードが進んでいる。Belle実験の K/π 識別装置ACCは，Endcap部では2 GeV/c までのフレーバータギング専用として運用された。Endcap部に到達する高運動量粒子は $B \to \rho\gamma$ といった稀な2体崩壊などを含む新しい物理の探索に欠かせない崩壊モードに関与していると期待されている。Belle II実験ではこのような崩壊モードも精度良く観測するため，Endcap部でも2 GeV/c 以上の高運動量領域で動作可能な粒子識別装置として新型粒子識別装置A-RICHの開発を進めている。4 GeV/c までの運動量領域で 4σ 以上の K/π 分離を目指している。

A-RICHは荷電粒子が物質中を通過する際に発するCherenkov光を積極的に検出し，円型のリングイメージとして観測するRing Imaging型Cherenkov検出器である。したがってCherenkov光を捉える光検出器の性能はA-RICH全体の性能を左右するものとなる。我々が光検出器として採用したHAPDは5 mm以下の位置分解能を有し，1.5 Tの磁場中でも動作可能，単光子検出性能が高い，といったA-RICHとして優れた特徴をもっている。

このHAPD専用の信号読み出しを行なうフロントエンド電子回路システムもまたA-RICHの重要な構成要素となる。現在読み出しシステム用ASICはSA02の性能評価を行なっているところである。SA02の前バージョンであるSA01では電子ビームを使ったプロトタイプ試験で最高で 6.7σ の K/π 分離能力という目標性能以上の性能を確認しており，SA02はSA01の基本性能を引き継ぎつつさらに高集積化を目指したバージョンである。SA02ではLTCCという小型パッケージを採用したサンプルを試作した。このLTCCパッケージSA02では，HAPD1光電子相当信号での増幅器の線形性確保，SA02単体でS/N比20に相当する雑音性能，十分なダイナミックレンジを有したオフセット調節機能などASICの要求性能を十分満たしていることが確認された。

Belle II実験では測定器外部より中性子などの放射線損傷が危惧されている。特にHAPDの中性子耐性について評価を行なうため，原子炉「弥生」で中性子照射試験を実施しBelle II実験10年分の発生量に相当する中性子を照射し前後でのリーク電流，ノイズ量の変化を測定した。耐中性子対策としてHAPDに内蔵されるAPDの構造を変えたサンプルを試作し中性子照射を行なった結果，P層が薄いタイプが最もリーク電流の増加を抑えS/N比の悪化を防ぐことが分かった。よって我々はHAPDの構造としてP層が薄いタイプのAPDの使用を決定しており，その量産に向けて準備を進めているところである。

中性子対策として読み出し電子回路に含まれる増幅器の時定数を変更しShaping timeを調整することで，中性子損傷により増加したノイズの影響を低減することも検討した。100 ns付近にShaping timeが最適値であると予想され，実際中性子照射試験において100 ∼ 200 nsで最もS/N比が高いという測定結果を得た。これを受けてSA02の次期バージョンとなるSA03ではさらに

Shaping time を短縮し 100 ns まで設定できるように設計している。

本研究は A-RICH 開発において非常に重要となる「光検出器専用読み出しシステムの開発」と「HAPD の中性子耐性の評価」という 2 点に重点を置いて進めてきた。本研究により HAPD の中性子対策を考慮した仕様決定や，読み出しシステム用 ASIC についても Belle II での使用を想定した SA03 の仕様決定に重要な指針を与えることができた。

本研究で残された課題としては

- P 薄 HAPD の S/N 比向上
- SiTCP 読み出しシステムの開発とその性能評価

などが挙げられる。P 薄 HAPD が最も中性子耐性があることを確認したが，Belle II 実験 10 年相当の 10 neutron/cm^2 照射においてさらなる S/N 比向上を目指したいと考えている。これは HAPD の電子打ち込み高電圧 (HV) を高くすることで解決できると予想している。早期に高 HV 対策品を試作しその中性子耐性を評価したい。

SA02 単体での性能評価では十分な結果を得られたが，脱着ソケットを用いたテストボードを使用しているため外来ノイズの影響を防ぎきれていない。現在開発中の読み出しシステム用ボードには ASIC が直接半田付けされるので雑音性能は向上すると思われる。その読み出しシステムを使用した A-RICH プロトタイプ試験を行ない，SA01 で達成した結果以上の性能が得られることを期待している。

謝辞

本研究はたくさんの方の多大なるご支援によって進めることができました。まずBelle II実験に参加させていただき，本研究を行なう機会を与えて下さった住吉孝行教授，汲田哲郎助教には大変感謝いたします。特に住吉教授にはBelle II実験に参加するにあたり実験的・理論的知識を非常に幅広く教授していただきました。国際会議への出席など素晴らしい経験もさせていただき，Belle II実験に参加する研究者見習いとして活躍の場を与えて下さった住吉教授には心から感謝いたします。汲田助教には日頃の研究活動において数多くの有益な意見をいただきました。とくに英語の苦手な私には丁寧に英語指導もしていただきました。海外の共同研究者や国際会議に本研究を報告することができたのは汲田助教の強力なお力添えによるものであり，本当に感謝いたします。

Belle II A-RICHグループの共同研究者の皆様には実際の測定や解析手法などの指導をしていただきました。高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の足立一郎准教授，西田昌平助教にはKEKでの研究活動においてご指導，ご支援をいただきました。足立准教授にはA-RICH全体やHAPDの測定について，西田助教には読み出しシステムの開発について指導していただきました。西田助教は昨年ご結婚されご多忙の中，非常に長い時間を私への指導に費やしていただいた事に大変感謝しています。遅くなってしまいましたがこの場をお借りしてお祝い申し上げたいと思います。名古屋大学の飯島徹教授，原康二特任助教にも大変お世話になりました。原助教からはHAPDの測定技術や解析手法について丁寧に指導していただき感謝しております。

本研究において最も苦楽を共にしてきた仲間である名古屋大学の今村美貴氏，東邦大学の多賀井里枝氏には感謝を伝えるとともにお互いのこの2年間の研究生活を労いたいと思います。そして高垣英幸君には“測定の修行”と称して数多くの測定や解析を協力してもらいました。本論文の多くの測定結果も彼の支援によるものであり感謝いたします。彼の今後のA-RICHでの活躍を心より期待しています。

高エネルギー実験研究室での活動において同期の五十嵐春紀氏，棚田祐介氏とは共に支え合い研究活動を進めることができました。五十嵐春紀氏にはネットワーク環境を整えてもらったり，共にアメリカへの学会発表に出席したりと非常に多くの協力をしていただきました。改めて感謝いたします。千葉雅美助教，前田順平特別研究員にはBelle実験とは異なる立場から非常に有益な意見を頂きました。そして同研究室の学生には，KEK出張で不在がちな私を様々な形で支援していただきとても充実した2年間を過ごすことができました。

最後になりましたが，本研究に専念し完遂できるよう支援し応援してくれた母親と親族に感謝を伝えさせていただき，謝辞とさせていただきます。

2011年1月7日

岩田　修一

付 録A Kobayashi-Maskawa理論と Unitarity Triangle

A.1 Kobayashi-Maskawa 理論

クォークは，質量固有状態と弱い相互作用における固有状態 (つまり CP の固有状態) が異なるために，弱い相互作用による反応の前後でクォーク間に混合が生じる。その様子を行列式を用いて表すと以下のようになる。

$$d'_i = \sum_j U_{ij} d_j \tag{A.1}$$

このとき，d は質量固有状態，d' は CP 固有状態のクォーク場を表し，その添字 i，j が世代数 (フレーバー) を表す ($i, j = 1, 2, \cdots$)。(A.1) において，混合行列である U_{ij} はクォーク場が現実に観測できることから，unitary 行列であることが要求される。つまり確率振幅の保存により

$$\sum_i U^\dagger_{ij} U_{ik} = \delta_{jk} \tag{A.2}$$

である。

U_{ij} が $i = j = 2$ の 2×2 行列であるときは，各要素を具体的に書くことができて，

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} \tag{A.3}$$

である。回転角 θ_{C} は提案した N. Cabibbo にちなんで Cabibbo 角と呼ばれている[*1]。1970 年に S. L. Glashow，J. Ilipoulos，L. Maiani らは Z^0 ボゾンを交換するような中性カレント反応の分岐比が，とくにストレンジネス S を変える遷移 ($\Delta S = 1$) がストレンジネスを保存する遷移よりも非常に小さく観測されることの原因として，第 1 世代と第 2 世代のクォーク 2 重項がこの Cabibbo 行列によって混合していると考えた。その結果，第 1，第 2 世代による中性カレントによる寄与のうちフレーバーを変えるような寄与は互いにキャンセルすることが示せる。つまりフレーバーを変えるような遷移が抑制されることになり，観測結果と矛盾しない。一般にフレーバーを変えるような中性カレントを Flavor Changing Neutral Current(FCNC) と呼ぶが上記のような FCNC の抑制機構を提案した 3 人の頭文字をとって GIM 機構と呼んでいる[*2]。(A.3) には 1 つの実パラ

[*1] Cabibbo は弱い相互作用において (当時の) クォーク 2 重項 (u, d) と (u, s) では反応の強さが異なるという事実に対し，d の CP 固有状態 d' は $d' = d\cos\theta_{\mathrm{C}} + s\sin\theta_{\mathrm{C}}(\sin\theta_{\mathrm{C}} \simeq 0.224)$ のように混合していると考え，(u, d') が弱い相互作用を起こしていると提案した。

[*2] Glashow らは，その結果，当時 3 種類 (u，d，s) しか知られていなかったクォーク模型に対して適用することで，第 2 世代 2 重項の s のペアとして第 4 のクォーク (c) の存在とその質量も正確に予言することに成功した。厳密に u と c の質量が等しい場合，両者による寄与が正確に打ち消しあい FCNC 反応は起こらないと考えられる。

メータ θ_C(Cabibbo 角) が含まれているが，この行列による全ての結合は相対的に実数ととることができる。したがってこのときの結合 (混合) は CP 変換に対し不変となる。

もっと一般的に，$n\times n$ 行列の unitary 行列には n^2 個の自由度が存在している。このとき，$2n-1$ 個の自由度は混合に関する全てのクォーク場の複素位相を再定義することで除去することができる。したがって，残った物理的に独立な自由度の数は

$$\begin{aligned} n^2-(2n-1) &= (n-1)^2 \\ &= \frac{n(n-1)}{2}+\frac{(n-1)(n-2)}{2} \end{aligned}$$

となる。最後の式の右辺第 1 項は物理的な回転角の自由度に対応し，第 2 項は残った複素位相に対応している。第 1 項 (回転角) は CP 変換に無関係なので，CP 変換に対し混合状態のクォーク場 (A.1) が符号を変え対称性を破るためには第 2 項の**複素位相が存在しなければならない**ことが分かる。世代数 n に 2 を代入すればこの第 2 項は消えてしまうため，上述のように世代数 2 のクォーク模型においては CP 対称性が破られることはないのである。

以上の考察から，1973 年に小林誠と益川敏英は，CP を破るメカニズムを説明するためには 3×3 の unitary 行列 V_{KM}[*3]を導入するとともに，クォークの世代数が 3 以上 (つまりクォークの総数が 6 以上) であることを提唱した。実際，1978 年に b クォーク，1994 年には t クォークが確認され，クォークの 3 世代模型は確実視されることとなった。この模型によって CP 対称性の破れを記述する理論を現在では **Kobayashi-Maskawa 理論**と呼んでいる。

A.2 Kobayashi-Maskawa 行列の表示

Kobayashi-Maskawa 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 でなければならないという制限はない。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。

ここでは具体的に Kobayashi-Maskawa(KM) 行列 $V_{\rm KM}$ の表示を書き下す。最も一般的には

$$V_{\rm KM}=\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{A.4}$$

と書き表される。各要素 V_{ij} がその添字に記されたクォーク間の混合の大きさに比例し，且つ，そのクォーク間の遷移振幅にも比例している。この表示は，各要素が遷移振幅などを表すことから理論においてよく使用される。

また，複素位相以外に残された自由度として，物理的回転角が 3 個あるので，そのパラメータを明示的にした表示法もよく使用される。標準的なものとしては以下がある。

$$V_{KM}=\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23}-c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23}-s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23}-c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23}-s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \tag{A.5}$$

[*3] あるいは Cabibbo 行列の拡張であることから V_{CKM} とも書く。

ここで $c_{ij} \equiv \cos\theta_{ij}$，$s_{ij} \equiv \sin\theta_{ij}$ で $ij = 12, 13, 23$ となる (θ_{12} は先に出てきた θ_C と一致する)。δ_{13} が CP を破る複素位相である[*4]。つまり，CP を破る振幅は $e^{i\delta_{13}}$ の虚数成分，$\sin\delta_{13}$ に比例していることが分かる。(A.5) の表示は，CP 非保存パラメータが明示的になっているので，CP 対称性の破れの大きさを直接議論するのに適している。

実際の実験データを解析するために次のパラメータ表示もまたよく使用される。(A.5) において，$s_{12} \equiv \lambda \ll 1$，$s_{23} \equiv A\lambda^2$，$s_{13}e^{-i\delta 13} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta)$ と新たに 4 つの実数パラメータ (λ, A, ρ, η) を導入すると，

$$V_{KM} = \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{A.6}$$

と表される。この表示を Wolfenstein 表示と呼んでいる。このとき，$\mathcal{O}(\lambda^4)$ 以上の項は無視しており，K 中間子や Λ 粒子の semi-leptonic 崩壊実験より，$\lambda \simeq 0.22$ などと求められている。この表示における複素位相は，η に置き換えられることになる。

どの表示を用いても，本質的な物理は変わらない。また，(A.4) の表示から，対角成分が同世代間の遷移や混合に関するもので，非対角成分が異世代間のものであることが分かる。そして，Wolfenstein 表示のパラメータから，対角成分が最も大きな値 ($\simeq 1$) となり，対角成分から離れるにつれて要素 (V_{td} や V_{ub}) の大きさが小さくなることも分かる。したがって 3 世代まで拡張されても GIM 機構は有効であるが，各クォーク (とくに t クォーク) の質量差があるので，実際には小さいながらも観測することが可能である。

現在までの実験から得られた KM 行列の絶対値 $|V_{\mathrm{KM}}|$ の各要素の値は以下のとおりである [19]。

$$\begin{pmatrix} 0.97425 & 0.2252 & 0.00389 \\ 0.230 & 1.023 & 0.0406 \\ 0.0084 & 0.0387 & 0.88 \end{pmatrix} \tag{A.7}$$

A.3 Unitarity Triangle

本当に Kobayashi-Maskawa 理論が正しいかを確認するために，KM 行列の unitarity を使用する。(A.2) より，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，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。

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0 \tag{A.8}$$

左辺のそれぞれの項 $V^\dagger V$ 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 (A.8) どおりに三角形を描いてみると図 A-1(a) のようになる。また，底辺を規格化して長さ 1 にした同図 (b)

[*4] (A.2) に出てきた Kronecker のデルタ記号ではない。

も使用することができる[*5]。いずれも，各辺，角度の大きさを精密に測定することで Kobayashi-

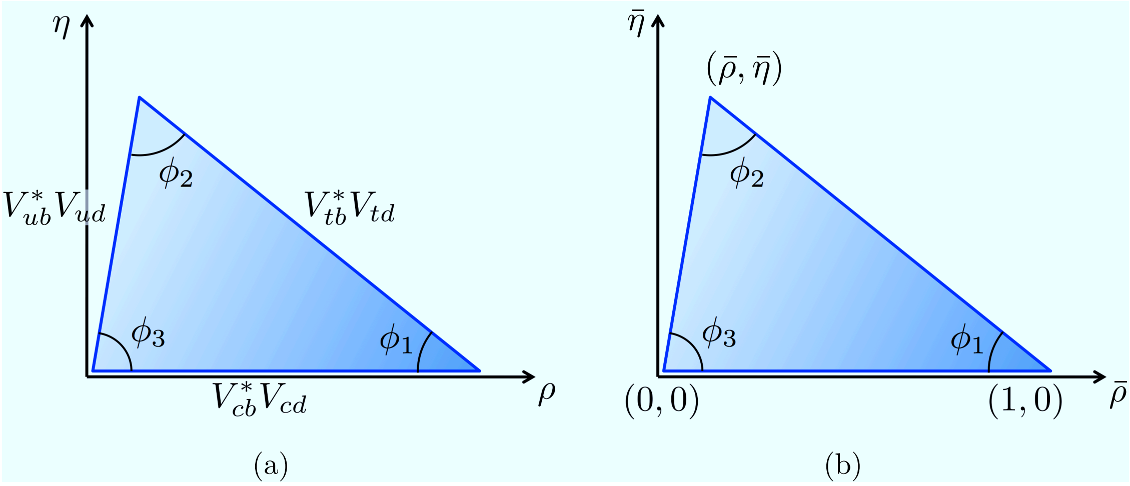


図 A-1: (a) は (A.8) より描かれる Unitarity Triangle。各辺が KM 行列の要素の大きさに対応し，各角度は要素同士の比に比例する。(b) は (a) の各辺を底辺にあたる $V_{cb}^* V_{cd}$ で割って規格化し，底辺の長さを 1 としたもの。このとき，ちょうど角度 ϕ_2 の座標が $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ の値となる。

Maskawa 理論における CP 対称性の破れを検証することになる。まず辺については，$V_{ud} = \cos\theta_C$，$V_{cd} = -\sin\theta_C$，$V_{tb} \simeq 1$ であることがよく知られているので，

$$V_{ub}^* - \lambda V_{cb}^* + V_{td} \simeq 0 \tag{A.9}$$

と近似することができる。つまり V_{ub}，V_{cb}，V_{td} の 3 要素について測定すれば 3 辺を決定することが可能である。前者 2 つについては単純に，$b \to u$，$b \to c$ の崩壊過程を観測すればよい。V_{td} については，t クォークが桁外れに大きい質量をもつことから，その寄与は仮想状態 (diagram の内線過程) において大きくなることがある。そこで，$B^0 - \bar{B}^0$ 混合過程，とくに d クォークを含んだ $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ 混合過程を観測することで決定することができる。

角度については，辺とは独立に決定されるが，これらは B^0，$\bar{B}^0$ それぞれの崩壊における CP 非対称度の測定から求めることができる。どのような観測結果が $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ 平面上の各辺，角度に対して制限を与えられるのかを示したものが図 A-2 である。線の範囲内が観測結果から得られる制限

[*5] 規格化されたパラメータは $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ と書き，

$$\begin{aligned}
\bar{\rho} &= \rho - \frac{1}{2}\rho\lambda^2 + \left(\frac{1}{2}A^2\rho - \frac{1}{8}\rho - A^2\left(\rho^2 - \eta^2\right)\right)\lambda^4 + \mathcal{O}(\lambda^6), \\
\bar{\eta} &= \eta - \frac{1}{2}\eta\lambda^2 + \left(\frac{1}{2}A^2\eta - \frac{1}{8}\eta - 2A^2\rho\eta\right)\lambda^4 + \mathcal{O}(\lambda^6)
\end{aligned}$$

と変換される。

なので，領域が重複している部分が最もらしい値を示していることになる。実際の観測データによってこの図を描いたものが本文中の図 1-8 である。

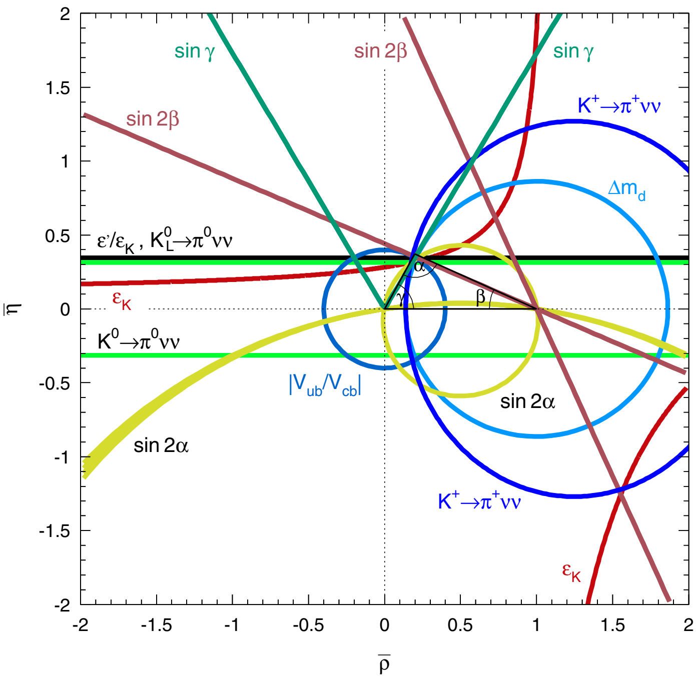


図 A-2: 主な観測結果による $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ 平面への制限を表した図 [8]。各実験結果の不定性が，線の幅となる。

付 録B
Belleにおける粒子識別

Belle 測定器において最終的に観測される主な粒子を表 2-1 にまとめる。これらの粒子を識別する検出器として CDC，ACC，TOF，ECL，KLM が図 B-1 のように配置される。

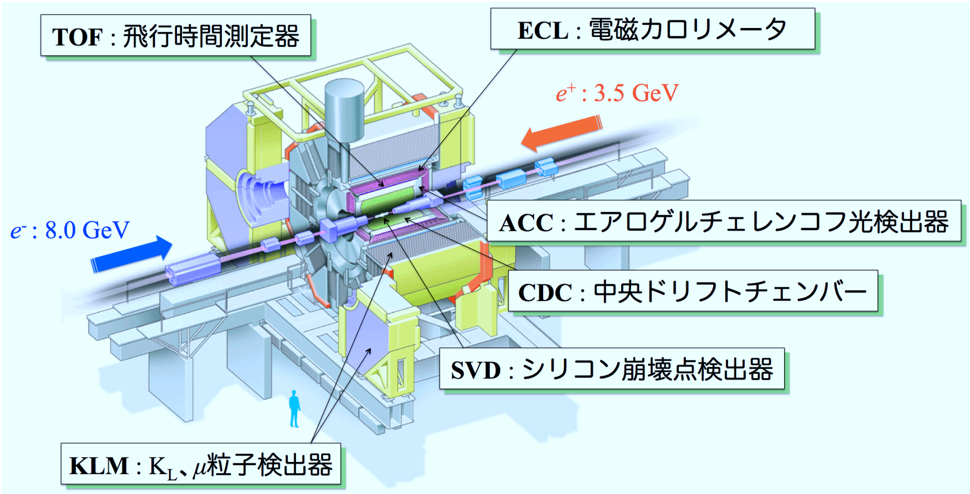


図 B-1: Belle 測定器の構造図。Belle II 測定器でもその基本構成は変わらない。

表 2-1: Belle 測定器で最終的に観測される粒子

荷電粒子	$e^{\pm}$, $\mu^{\pm}$, $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, p
中性粒子	γ, K_{L}^{0}

CDC，ECL，KLM については Belle II でも基本原理は同じであるので割愛し，K/π 識別に関わる ACC(エアロゲルチェレンコフ光検出器) について解説し，補足として TOF(飛行時間測定器) について簡単に紹介する。

B.1 ACC

ACC は荷電粒子が輻射体を通過した際に Cherenkov 光が発生したかどうかを観測することで粒子識別を行なう検出器である。まず輻射体での Cherenkov 光発生条件について解説する。屈折率

n の (絶縁的な) 物質中を荷電粒子が通過すると，物質内部の電場分布が乱され局所的な偏極状態となる。この偏極が元の平衡状態へと戻るときに電場の変化分が光子として放出される。これを Cherenkov 効果という。Cherenkov 効果によって生じた光子は通常，その原因である荷電粒子の運動方向に対し角度 $\theta_{\mathrm{C}}(<\pi/2)$ に放出される。速度 v で移動する荷電粒子，それによって放射角 θ_{C} で放射される Cherenkov 光の関係を図 B-2 に示す。

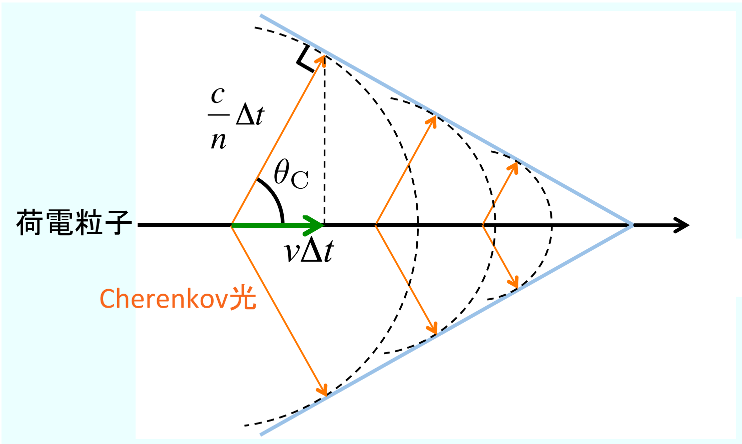


図 B-2: 速度 v の荷電粒子 (緑矢印) が屈折率 n の物質中を通過した際に発生する Cherenkov 光 (橙矢印) とその放射角 θ_{C} の関係。時間 Δt 後には荷電粒子は $v\Delta t$，Cherenkov 光は $\frac{c}{n}\Delta t$ だけ進んでいる。

屈折率 n の物質中では光速は c/n となるため，荷電粒子が時間 Δt の間に $v\Delta t$ だけ移動すると Cherenkov 光は $\frac{c}{n}\Delta t$ だけ進むことになる。この関係から θ_{C} は

$$\cos\theta_{\mathrm{C}} = \frac{c/n}{v} \tag{B.1}$$

$$= \frac{1}{n\beta} \tag{B.2}$$

を満たすことが示せる。なお $\beta \equiv v/c$ である。Cherenkov 光は後方 $(>\pi/2)$ に放出されないとすると，$0 < \cos\theta_{\mathrm{C}} < 1$ より

$$\frac{1}{n\beta} < 1 \tag{B.3}$$

という Cherenkov 光放射条件が得られる。この式より β(つまり荷電粒子速度) によって Cherenkov 光が発生する場合とそうでない場合があることが分かる。また単位長さの輻射体から生じる Cherenkov 光子数のうち，生じた Cherenkov 光の波長が λ と $\lambda + d\lambda$ である光子数 dN は以下の式で与えられる [15]。

$$\frac{dN}{d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2}\sin^2\theta_{\mathrm{C}} \tag{B.4}$$

ここで α は微細構造定数，z は荷電粒子の電荷量である。波長 λ は実際には屈折率に依存するため $\lambda(n)$ として計算する必要がある。対象とする波長領域 λ_1〜λ_2 に対して (B.4) を積分し，輻射体厚さ d を掛けた

$$N = 2\pi\alpha z^2 d\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\sin^2\theta_{\mathrm{C}} \tag{B.5}$$

によって実際に得られる Cherenkov 光子数 N を見積もることができる。

Belle 実験において観測されるのは高速に近い速度をもった粒子であるため，(B.3) を相対論的に拡張する。この場合，速度 v は運動量 p として考える必要がある。相対論的運動量 (の 3 次元成分) は β を用いて

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{B.6}$$

と表される。m は粒子質量である。(B.6) に (B.2) を代入し β を消去すると

$$p = \frac{m}{\sqrt{n^2\cos^2\theta_{\mathrm{C}} - 1}} \tag{B.7}$$

という運動量 p に対する Cherenkov 光発生条件が得られる[*1]。なお自然単位系 $c = 1$ によって質量と運動量の次元をエネルギー次元に揃えた。さらに (B.2) の関係から

$$p > \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} \tag{B.8}$$

を得る。この式は質量 m によって Cherenkov 光が発生する運動量 p が異なることを示している。ACC はこの発生条件を利用して $\pi^\pm$ と $K^\pm$ の識別を行なう。実際に $\pi^\pm$，$K^\pm$(それぞれの質量は $m_\pi = 139.6$ MeV/c，$m_K = 493.7$ MeV/c) に対して (B.8) のグラフを描いたものが図 B-3 である。横軸に輻射体の屈折率 n，縦軸にそれぞれの質量における運動量 p をとり，Cherenkov 光発生の閾値となる運動量 p_{Th} の変化を表している。屈折率 $n = 1.03$ の場合，$\pi^\pm$ は $p = 0.5$ GeV/c 以上で Cherenkov 光を発生させるが，$K^\pm$ は 2.0 GeV/c 以上でないと発生しないことが分かる。$n = 1.03$ の輻射体を用いた場合の識別可能運動量領域は 0.5 GeV/$c < p <$ 2.0 GeV/c ということになる。この設定は Endcap 部 ACC で使用されたものである。Barrel 部 ACC では 3.1 節図 3-1 にあるように屈折率を場所によって変え，様々な運動量領域に対応できるようになっている。図 B-4 に Barrel 部，Endcap 部の ACC モジュールの構成図を示す。

Barrel 部では後述する TOF によって低運動量領域の K/π 識別が行なわれていたので Barrel-ACC には高運動領域で識別可能な屈折率 (1.010〜1.028) を用いることができたが，Endcap 部には空間的制約により TOF を設置できなかったため B フレーバタギングに必要な 2 GeV/c までの低運動量での K/π 識別用に Endcap-ACC の屈折率を 1.03 に設定した。

[*1] (B.7) を質量 m について変形すると 3.2 節 (3.1) が得られる。

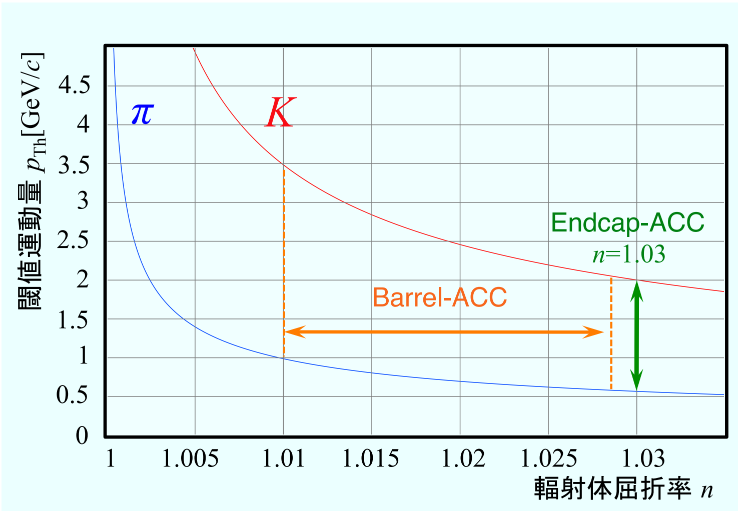


図 B-3: 屈折率 n に対する Cherenkov 光発生閾値運動量 p_{Th} のグラフ。質量の軽い粒子ほど p_{Th} が低くなる。π(青線) と K(赤線) の曲線に囲まれた領域においてのみ両者の識別が可能となる。BelleACC における設定屈折率 (識別可能領域) を一緒に示した。

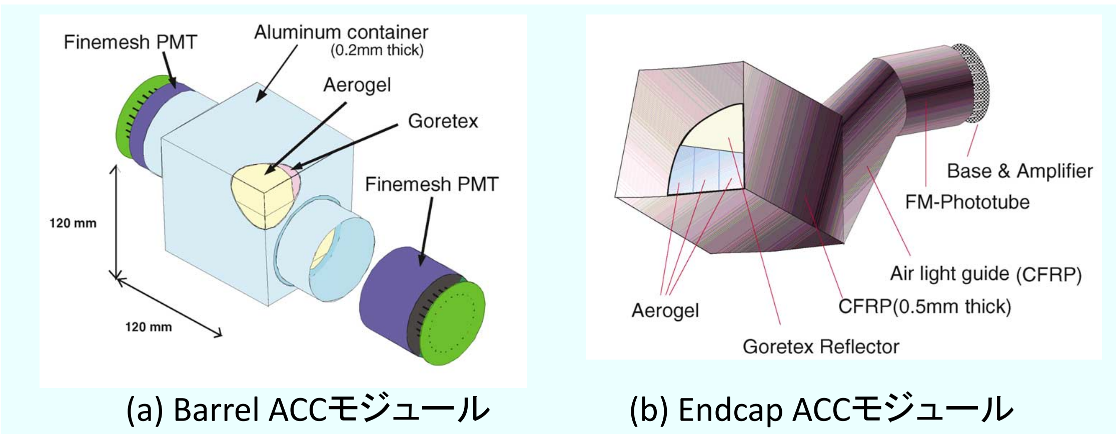


図 B-4: Belle での粒子識別を担った ACC モジュール。(a) が Barrel 部用，(b) が Endcap 部用のモジュール。エアロゲル中で発生した Cherenkov 光をその横にある Finemesh PMT によって検出する。Barrel 用と Endcap 用で形状の違いはあるが，基本的な検出原理は同じである。

B.2　TOF

TOF は粒子の飛行時間から速度を求める検出器である。具体的には衝突点より (垂直距離で)1.2 m の Barrel 部に置かれたプラスチックシンチレータによって表 2-1 に挙げた荷電粒子によるシンチレー

ション光を検出する。プラスチックシンチレータの直前にトリガーカウンター (Trigger Scintillation Counter: TSC) を配置しており，この TSC と TOF を通過するのに要した時間によって速度を算出する [24]。TOF だけでは通過地点を特定することはできないので，CDC で観測した飛跡を TOF まで外挿することで発光点を求め時間を算出する。

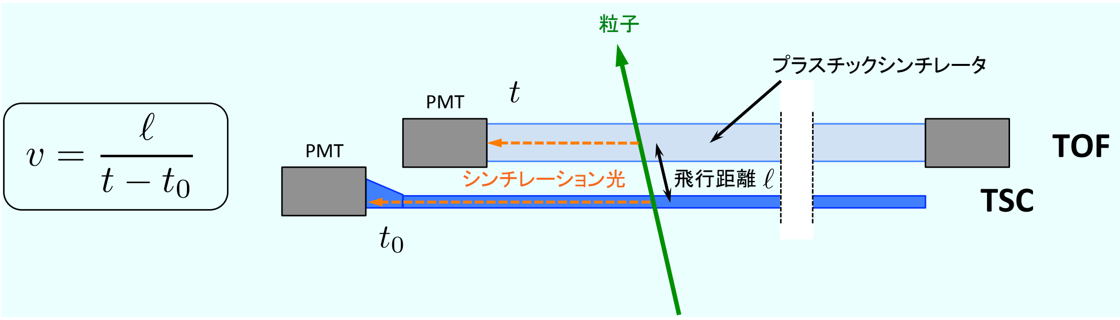


図 B-5: Belle 測定器用 TOF の測定原理図。約 260 cm のプラスチックシンチレータの両端に PMT を置き，シンチレーション光を検出する。直前に置かれた TSC との距離 ℓ と通過時間差 $t - t_0$ によって通過速度 v を求める。PMT の時間分解能は 100 ps である [24]。

TOF で得られた速度情報と CDC からの運動量情報から対応する粒子の質量を求め，識別を行なう。したがって，速度が高くなる高運動量粒子に対しては識別不可能となる。Belle 測定器用 TOF の識別可能運動量は 1.2 GeVc 程度までである。

B.3 Belle ACC の限界

最後に K/π に関連する CDC，ACC，TOF の識別可能運動領域についてまとめる。Belle 実験における主要な観測モードが関与する運動量領域と CDC，ACC，TOF の識別可能運動量領域を示したものが図 B-6 である。Barrel 部においては TOF+ACC によって主要な物理モードの観測が可能な領域で粒子識別が出来ているが，Endcap 部では TOF が担うべき低運動量識別を ACC で行なうために高運動量識別が出来ていないことが分かる。

Endcap 部新型粒子識別装置である A-RICH は，フレーバータギング用の低運動量識別と同時に Endcap 部においても十分に物理モードの観測が可能となるよう 4.0 GeV/c までの高運動量識別が可能となるよう設計されている。

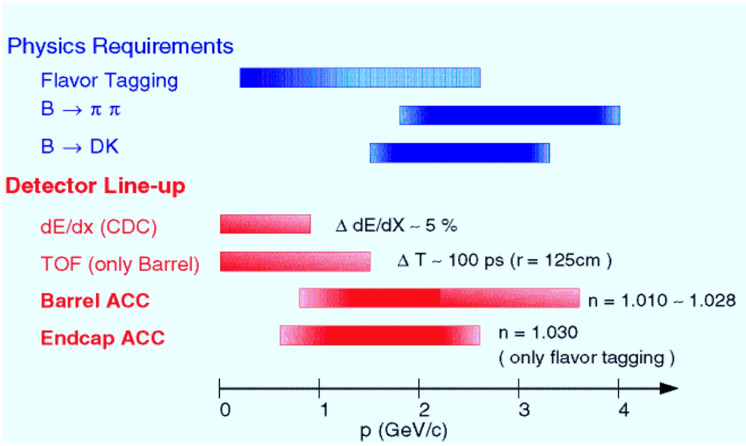


図 B-6: Belle 実験における主な観測モードから要求される運動量領域 (上段の青帯) と CDC，ACC，TOF の識別可能運動量領域 (下段の赤帯)。フレーバータギングには 2.5 GeV/c 程度までに対応していればよいが，興味ある物理モードの観測にはそれ以上の運動量をもった粒子の識別が求められる。

付 録C
Sシリーズ ASIC

A-RICH グループでは 144ch HAPD 専用の読み出し回路として性能評価用「S シリーズ」ASIC を 2003 年より計 4 バージョン試作してきた。この S シリーズの基本構成を図 C-1 に示す。

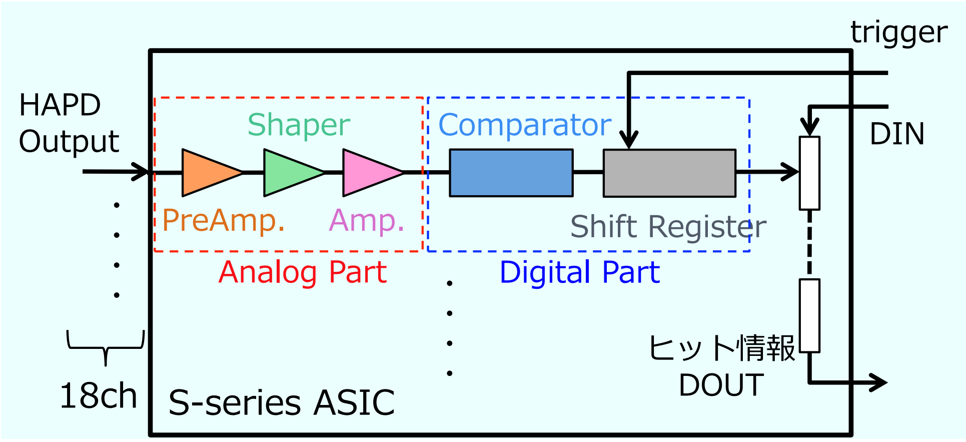


図 C-1: S シリーズ ASIC の基本回路構成。HAPD 出力信号の読み出しに必要とされる機能全てを備えた設計となっている。最終的な読み出しは全チャンネルをシリアル出力としてまとめて出力している。

S シリーズは，前半のアナログ処理回路として前置増幅器 (PreAmp.)，波形整形器 (Shaper)，可変増幅器 (VGA) があり，ヒット判定を行なう比較器 (Comparator) とデジタルデータ保持を行なうシフトレジスタが後半にある構成となる。この構成を 1 チャンネルとし，計 18 チャンネル内蔵している。18 チャンネル分のデジタルデータは 1 本のシリアル出力にまとめられて PC に取り込まれる。

前置増幅器で 2 段階の増幅率が設定でき，可変増幅器でさらに 1.25〜20 倍の増幅率調整が可能となっている。比較器に与える閾値電圧は全チャンネル共通となるため，可変増幅器においてオフセット調節がチャンネル毎に行なわれる。

以下に開発された 4 バージョンについて簡単にまとめる。

S01

S01 は 2003 年に開発が行われた第 1 バージョンとなる ASIC である。この時評価を行なっていた光検出器は HPD(Hybrid Photo-Detector: 通常の photo-diode と真空管によるハイブリッド構造) で，この HPD 読み出し用 ASIC として設計された。

S01 の性能評価についての報告は [25] でされている。S01 は前述の回路構成の動作検証が主な目的であった。その結果，各チャンネル間のオフセットが調節範囲を超えてしまったこと，アナログ-デジタル間の信号干渉が課題として残された。

S02

続く 2004 年に第 2 バージョンとなる S02 が開発された。この頃より光検出器として HAPD を評価していたので，HAPD の読み出し ASIC として初の試作品となった。

S01 での問題点を改善するよう再設計され，その確認も行なわれた。しかし雑音レベルが設計値より大きくなること，オフセット調節機能の動作不良などの新たな問題が判明した。

S03

第 3 バージョンとなる S03 は 2005 年に開発が行なわれた。S03 の性能評価についての報告は [26] でされている。

S01，S02 での問題を改善するよう設計され，HAPD 読み出し用 ASIC としてほぼ十分な性能を確認することができた。S03 で新たに判明した課題としては，前置増幅器での発振現象，安定に動作するまで時間がかかってしまうことである。

S04

第 4 バージョンとなる S04 は 2006 年に開発が行われ，S03 までの問題をほぼ改善することができた。S04 の性能評価についての報告は [27]，[28] でされている。

2008 年に S04 を用いたプロトタイプ A-RICH ビームテストが行なわれた。ビームテストの結果，Cherenkov 光リングイメージの観測に成功し，S04 が HAPD 読み出し用 ASIC の要求性能をほぼ満足することを確認できた。なおこのビームテストにおいて S04 を用いたプロトタイプ A-RICH の K/π 識別能力は 4.1σ を達成している [28],[29]。

以上の結果により，S04 が HAPD 読み出し ASIC として十分な基本性能を有することを確認できた。S シリーズは性能評価用として開発を行なってきたため，S04 をもって開発を終了した。これに伴い，Belle II 使用を想定した次期シリーズとして SA シリーズの開発が 2008 年より行なわれることとなった。

参考文献

[1] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, “Evidence for the 2πDecay of the K_2^0 Meson”, Phys. Rev. Lett. **13**, pp.138-140 (1964).

[2] A. D. Sakharov, “Quark-Muonic Currents and Violation of CP Invariance”, JETP Lett. **5**, pp.27-30 (1967)

[3] M. Kobayashi and T. Maskawa, “CP-Violation in the Renormalization Theory of Weak Interaction”, Prog. Theor. Phys. **49**, pp.552-657 (1973)

[4] A. I. Sanda and S. Suzuki, “B PHYSICS: Physics Beyond the Standard Model at the B Factory”, (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1995), [ISBN 981-02-2224-6]

[5] A. G. Akkeroyd, *et al.* [BELLE collaboration], “Physics at Super B Factory”, arXiv:1002.5012v1 [hep-ex].

[6] [CKMfitter Group], “Preliminary results as of ICHEP 2010”, http://ckmfitter.in2p3.fr//plots_ICHEP10/

[7] D. Asner *et al.* [HFAG Group], “Averages of b-hadron, c-hadron, and τ -lepton Properties”, arXiv:1010.1589v2 [hep-ex].

[8] 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**, 1 (2005)

[9] T. E. Browder, *et al.* , “New Physics at a Super Flavor Factory”, arXiv:0802.3201v2 [hep-ex].

[10] T. Abe *et al.* “Belle II Technical Design Report”, arXiv:1011.0352v1 [physics.ins-det]

[11] [BELLE collaboration], “Letter of Intent for KEK Super *B* factory”, KEK-Report 94-2, April (1994)

[12] T. Iijima *et al.* “A novel type of proximity focusing RICH counter with multiple refractive index aerogel radiator”, Nucl. Inst. Meth. A548 (2005) pp.383-390

[13] I. Adachi *et al.* “Study of transparent silica aerogel with high refractive index”, doi:10.1016/j.nima.2010.08.125

[14] M. Tabata *et al.* “Development of transparent silica aerogel over a wide range of densities”, Nucl. Inst. Meth. A623 (2010) pp.339-341

[15] 山田作衛他編, “素粒子物理学ハンドブック”, 朝倉書店 (2010), [ISBN 978-4-254-13100-0 C 3042]

[16] KOA 株式会社 HP, http://www.koaproducts.com/topics/ltcc.php

[17] C. Feldman, “Range of 1-10 kev Electrons in Solid”, Phys. Rev. Lett. **117**, 455 (1960).

[18] 原子力百科事典 ATOMICA, “東京大炉 (弥生)”, (03-04-03-06)

[19] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group) “PARTICLE PHYSICS BOOKLET”, JP G Phys. Rev. Lett. **37**, 075021 (2010).

[20] 南部陽一郎他, “大学院素粒子物理 1”, 講談社 (1997), [ISBN 4-06-153224-3]

[21] 長島順清, “朝倉物理学大系 素粒子物理学の基礎 I, II”, 朝倉書店 (1998), [ISBN 978-4-254-13673-9(978-4-254-13674-6) C 3342]

[22] 真木晶弘, “パリティ物理学コース 高エネルギー物理学実験”, 丸善 (1997), [ISBN 4-621-04303-X]

[23] 川村嘉春, “例題形式で学ぶ 現代素粒子物理学”, サイエンス社 (2006), [ISSN 0386-8257]

[24] A. Abashian *et al.*, “The Belle Detector”, Nucl. Inst. Meth. A 479 (2002) 117

[25] 関貴之 都立大学大学院 理学研究科 修士論文 (2004)

[26] 中川尊 都立大学大学院 理学研究科 修士論文 (2006)

[27] 西澤勲 首都大学東京大学院 理工学研究科 修士論文 (2008)

[28] 植木泰生 首都大学東京大学院 理工学研究科 修士論文 (2009)

[29] 黒田英諒 首都大学東京大学院 理工学研究科 修士論文 (2010)

[30] 椎塚晋 名古屋大学大学院 理学研究科 修士論文 (2010)