

修士論文
エアロジェル RICH のためのマルチアノード型 HAPD
光検出器の開発研究

名古屋大学大学院理学研究科
素粒子宇宙物理学専攻 N 研究室
260801275 椎塚晋

2010 年 1 月 21 日

概要

高エネルギー加速器研究機構で行われている B ファクトリー実験では、加速器のビーム強度を現在の 40 倍に増加するアップグレードが計画されている。このアップグレードに伴い、高精度の K/π 粒子識別装置の改善を目指し、前方エンドキャップに設置された閾値型 Aerogel Cherenkov Counter を Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter (Aerogel RICH) にアップグレードすることが計画されている。これは Cherenkov 光を発生させる輻射体と、光検出器から構成される。Aerogel RICH は光の検出位置から Cherenkov 放出角度の再構成を行い、 K/π の識別を行う。Aerogel RICH を用いることで $4\text{GeV}/c$ までの高運動量領域で K/π 識別能力 4σ を目指す。光検出器には以下のような性能が必要とされる。

- ・ 1 光子検出能力
- ・ 5mm 位置分解能
- ・ 1.5T 磁場耐性
- ・ 広い有効面積
- ・ 放射線耐性

これらの要請を満たす光検出器として我々は Hybrid Avalanche Photo-Detector (HAPD) の開発研究を行っている。HAPD は真空管と半導体検出器 Avalanche Photo Diode (APD) を組み合わせた構造を有し、位置検出のために 144pixel の APD を使用している。しかし、5mm 位置分解能や磁場耐性、放射線耐性といった問題が未だに評価されていなかった。

私は HAPD の磁場耐性、位置分解能、放射線耐性の評価を行い、HAPD を用いた Aerogel RICH の Beam test による性能評価を実施した。

電磁石を用いた実験により HAPD の磁場耐性が確認された。さらに磁場下では全ての pixel で 5mm 位置分解能を達成した。

放射線耐性に関して、Belle II では 1 年間に $1 \times 10^{11} \text{ neutron}/\text{cm}^2$ の照射を想定しており、5 年分までの中性子量を原子炉を用いて照射した。その結果、2 年分の放射線耐性を確認した。しかし、5 年分では S/N の悪化から検出効率が 50% 以下に低下した。これらの結果から中性子による性能悪化が読み出し回路や APD の構造の最適化によって改善される方法を考案することができた。実際に S/N が 3 から 6 以上に改善することを確認した。

本研究により HAPD が Aerogel RICH counter に適した光検出器であると結論する。

目次

第 1 章	研究背景	7
1.1	KEKB-factory 実験	7
1.2	KEKB 加速器	7
1.3	Belle 検出器	9
1.4	K/ π 識別	12
1.5	Belle II 実験	13
1.5.1	新たな粒子識別装置の必要性	13
第 2 章	Aerogel RICH counter	14
2.1	Cherenkov counter	14
2.1.1	閾値型 Cherenkov counter	14
2.1.2	リングイメージ型 Cherenkov counter(RICH)	15
2.2	Aerogel RICH の性能	17
2.2.1	角度分解能	17
2.2.2	K/ π 識別能力	18
2.3	Aerogel RICH counter の構成	18
2.3.1	silica-Aerogel	19
2.3.2	光検出器	20
2.3.3	Front-end electronics	20
2.4	光検出器 HAPD	21
2.4.1	HAPD の原理	21
2.4.2	Aerogel RICH に用いる HAPD	23
2.5	これまでの開発経緯	26
2.6	研究の目的	28
第 3 章	位置分解能と量子効率評価試験	29
3.1	位置検出応答特性の評価	29
3.1.1	セットアップ	29
3.1.2	HAPD 専用 ASIC	30
3.1.3	2次元測定の結果	31
3.1.4	1次元測定の結果	32
3.1.5	側管による電場の歪み	38
3.1.6	光電子後方散乱	38
3.2	量子効率測定	41
3.2.1	スーパーバイアルカリ光電面	41
3.2.2	セットアップと測定方法	43

3.2.3	測定結果	44
3.3	まとめ	48
第4章	電磁石を用いた HAPD の磁場耐性評価	49
4.1	磁場耐性試験	49
4.1.1	電磁石	49
4.1.2	磁場内での光電子の運動	50
4.1.3	セットアップと測定方法	50
4.2	測定結果	51
4.2.1	1.5T 磁場下での動作確認	51
4.2.2	側管による電場の歪み検証	52
4.2.3	Photoelectron back scattering の検証	53
4.3	まとめ	56
第5章	原子炉を用いた HAPD の中性子耐性試験	57
5.1	中性子による影響	57
5.1.1	中性子損傷のメカニズム	57
5.1.2	Belle 実験における中性子の発生と発生数の見積もり	58
5.2	原子炉を用いた耐性評価	58
5.3	測定結果	61
5.3.1	波高分布測定	61
5.3.2	リークカレント	61
5.3.3	量子効率の測定	65
5.3.4	アニーリングの効果	66
5.3.5	ASIC を用いた検出効率の測定	67
5.4	まとめ	71
第6章	放射線損傷の改善	72
6.1	中性子損傷の改善	72
6.2	Peaking time の短縮の効果の確認	73
6.2.1	セットアップと測定結果	73
6.2.2	S/N と peaking time の関係	73
6.3	打込み Gain の増加に関する評価	75
6.4	Peaking time を短縮した ASIC : SA01 を用いての評価	76
6.5	薄い APD	78
6.6	改善策による耐性向上の評価	78
6.7	まとめ	79
第7章	結論	80

目次

1.1	KEKB 加速器	8
1.2	Belle 検出器	11
2.1	Cherenkov 光の放射	14
2.2	Cherenkov 放射の閾値曲線	15
2.3	Aerogel RICH の例。左が近接焦点型、右が mirror focusing 型	16
2.4	Aerogel RICH counter の構造	18
2.5	Aerogel の写真	19
2.6	Aerogel の構造	19
2.7	HAPD の構造模式図	21
2.8	APD の構造と電場配置	22
2.9	HAPD の構造図	24
2.10	HAPD の外観	24
2.11	HAPD の avalanche ゲインの例	25
2.12	HAPD の打込み ゲインの例	25
2.13	1 光子検出能力	27
2.14	ピクセル毎の S/N とゲイン	27
2.15	HAPD の量子効率	27
2.16	量子効率の変遷	27
2.17	HAPD のクロストーク	27
2.18	Cherenkov angle	27
3.1	ASIC を使用した測定のセットアップ	29
3.2	ASIC の信号処理の流れ	30
3.3	threshold の設定方法	31
3.4	HAPD のチャンネル配置	33
3.5	SHP70 の 2 次元測定	34
3.6	ch109 に着目した分布	34
3.7	ch37 に着目した分布	34
3.8	SHP74 の 2 次元測定	35
3.9	ch122 に着目した分布	35
3.10	ch123 に着目した分布	35
3.11	SHP77 の 2 次元測定	36
3.12	ch22 に着目した分布	36
3.13	ch24 に着目した分布	36
3.14	SHP70 の 1 次元測定	37

3.15	SHP74 の 1 次元測定	37
3.16	SHP77 の 1 次元測定	37
3.17	側管による電場の歪み	39
3.18	光電子後方散乱の原理	39
3.19	光電子後方散乱の広がり	40
3.20	後方散乱の散乱確率とエネルギー	40
3.21	光電面の比較	41
3.22	発生する Chrenkov 光分布、Aerogel の透過率 (30mm)、HAPD への到達光子数	42
3.23	HAPD での検出光子数	42
3.24	量子効率測定の設定アップ	43
3.25	量子効率の波長依存性分布	44
3.26	スーパーバイアルカリの量子効率の変遷	45
3.27	SHP117 の波長毎の面一様性	46
3.28	SHP77 の波長毎の面一様性	47
4.1	電磁石「牛若」	49
4.2	牛若の強度と一様性	49
4.3	電磁石「牛若」	51
4.4	1.5T 磁場下での 2 次元測定	51
4.5	1.5T 磁場下での 1 次元測定	51
4.6	SHP0070 の 1 次元測定の結果結果	52
4.7	SHP0077 の 1 次元測定の結果	52
4.8	2 次元測定による back scattering の比較	53
4.9	Back scattering と光の反射による分布の違い	53
4.10	1 次元測定による back scattering の比較	54
4.11	光電子後方散乱の見積もり方法	55
4.12	光電子後方散乱の距離による依存性	55
5.1	フレンケル欠陥	59
5.2	欠陥準位の形成	59
5.3	中性子の発生	59
5.4	原子炉「弥生」	60
5.5	弥生の中性子スペクトル	60
5.6	照射時のセットアップ	60
5.7	SHP94 $0.5 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$	62
5.8	SHP100 $1 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$	62
5.9	SHP112 $2 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$	62
5.10	SHP107 $5 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$	62
5.11	0.5×10^{11} でのカレント増加量	63
5.12	1×10^{11} でのカレント増加量	63
5.13	2×10^{11} でのカレント増加量	63
5.14	5×10^{11} でのカレント増加量	63
5.15	HAPD の回路図	64

5.16	リークカレントと中性子照射量	64
5.17	SHP107 の量子効率の照射前後での比較	65
5.18	アニーリングの時間・温度依存性	67
5.19	SHP112 照射前	68
5.20	SHP112 2×10^{11} 照射後	68
5.21	SHP112 照射前	68
5.22	SHP112 2×10^{11} 照射後	68
5.23	SHP112 のピクセルによるヒットカウントの変化	68
5.24	SHP112 before	69
5.25	SHP112 after	69
5.26	SHP107 before	70
5.27	SHP107 after	70
5.28	印加電圧を $-8,500V$ しての測定	70
5.29	SHP107 の pixel によるヒットカウントの変化 (印加電圧: $-8,500V$)	70
6.1	ADC 測定のセットアップ	74
6.2	peaking time= $1\mu sec$	74
6.3	peaking time= $20nsec$	74
6.4	HV= $7,000V$	75
6.5	HV= $8,500V$	75
6.6	threshold scan での信号の見え方	76
6.7	$1\mu sec$, $7,000V$	77
6.8	$1\mu sec$, $7,000V$ アナログ波形	77
6.9	$250nsec$, $7,000V$	77
6.10	$250nsec$, $7,000V$	77
6.11	$250nsec$, $8500V$	77
6.12	$250nsec$, $8,500V$	77
6.13	HAPD 用 APD の構造	78

表 目 次

1.1	Belle 実験における粒子識別に必要な崩壊モードと運動量領域	12
1.2	各識別装置の K/π 識別可能な運動量領域	12
2.1	物質の屈折率	19
2.2	144pixel HAPD の仕様	23
3.1	2次元測定の場合	31
3.2	1次元測定の場合	32
4.1	Hit count の増加率	55
5.1	使用した HAPD と照射量	58
5.2	Gain 変化	61
5.3	SHP112 leak current 増加量	62
5.4	SHP107 leak current 増加量	62
5.5	電圧低下と Gain の低下	63
5.6	SHP112、SHP107 のアニーリング	66
6.1	S/N の測定結果	74

第1章 研究背景

1.1 KEKB-factory 実験

我々は茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において、電子・陽電子非対称エネルギー衝突型円形加速器 KEKB を用いて B-factory 実験と呼ばれる、高エネルギー加速器実験を行っている。B-factory 実験は 1999 年から始まり、Cabibbo・小林・益川氏が提唱した CKM(cabibbo-小林-益川) 行列の行列要素の決定、及び CP 対称性の破れの起源を明らかにするということを目的としている。この検証には B 中間子のさまざまな崩壊モードの測定を高精度で行う必要がある。また、標準モデルによって物理が完全に記述されるとすると、CP 対称性の破れという事象は CKM 行列要素内の、無視できないほど大きい複素位相によるものとされている。したがって CKM 行列要素を測定すると同時に CP 対称性の破れの起源も検証することも重要である。このとき、B 中間子と反 B 中間子のある特定の崩壊過程を他の崩壊過程と区別することが CP 対称性の破れの検証において非常に重要である。したがって B-factory 実験では、崩壊過程に現れた粒子を効率よく検出し区別できる必要があり、衝突点におかれた Belle 検出器がその役割を担う。

1.2 KEKB 加速器

Belle 実験では KEKB 加速器を用い、陽電子、電子を 2 つのリングを用いてそれぞれ $3.5\text{GeV}/c$ 、 $8\text{GeV}/c$ に加速させている。つまり、KEKB 加速器は非対称エネルギー電子・陽電子衝突型円形加速器である。図 1.1 に KEKB 加速器を示す。電子、陽電子の衝突における重心系でのエネルギーを $\Upsilon(4S)$ の質量 ($10.58\text{GeV}/c$) にあわせており、 $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ により、大量の $B\bar{B}$ 対を作り出す。電子・陽電子のエネルギーを非対称にしているのは、 $\Upsilon(4S)$ に $4.5\text{GeV}/c$ の運動量を与え、生成された B 中間子に $2\text{GeV}/c$ 程度の運動量を持たせることにより、生成点から崩壊点までの飛行距離を測定可能な量 (約 $200\mu\text{m}$) まで延ばす為である。

上記以外にも、KEKB 加速器では、高いルミノシティを達成するために数多くの試みがなされている。

例えば、衝突点では電子と陽電子の正面衝突ではなく、クラブ空洞を用いてバンチに角度を持たせて衝突させることで衝突頻度を上げる方法を取り入れている。電子・陽電子のそれぞれのリングには約 1400 バンチが約 2m 間隔で並んでいる。1 バンチあたり約 10^{10} の電子もしくは陽電子が含まれ、衝突点付近でのバンチサイズは $L \times H \times W = 16 \times 0.008 \times 0.3 \text{ mm}^3$ になる。また先に上げたクラブ空洞によりルミノシティは $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ となり、年間 1 億対もの B 中間子を生成している。

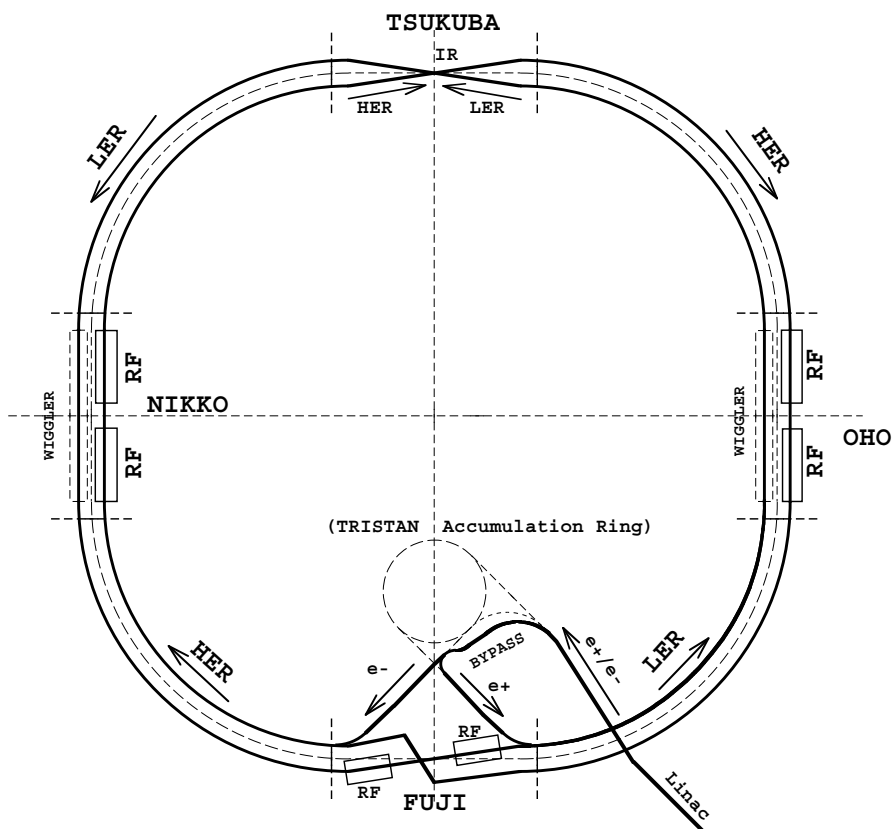


図 1.1: 周長約 3km のリングからなり HER と LER の 2 つで構成されている。TSUKUBA 実験棟に衝突点が位置し、Belle 検出器がおかれている。

1.3 Belle 検出器

B 中間子崩壊における CP の破れを観測するためには、生成した B 中間子の初期状態の決定と崩壊までの移動距離を精度よく測定する必要がある。そのために開発された検出器が Belle 検出器である。図 1.2 が Belle 検出器の全体図である。縦横高さが約 $7\text{m} \times 7\text{m} \times 7\text{m}$ 、重量は 2000t にも及ぶ。図 1.1 を見ると分かるように非対称エネルギーの加速器に対応させ、測定器も衝突点に対して前後方非対称に設計され、電子ビームの方向からの角度が 17 度から 150 度の領域をカバーしている。内側より SVD(Silicon Vertex Detector)、CDC(Central Drift Chamber)、ACC(Aerogel Cherenkov Counter)、TOF(Time Of Flight)、ECL(CsI Electromagnetic Calorimeter)、solenoid、KLM(K_L & μ detector) で構成されており、それぞれの機能別に記述したものが以下である。

Silicon Vertex Detector (SVD)

SVD はシリコンマイクロストリップ検出器と呼ばれる半導体検出器を複数層にわたって円筒状に設置したもので、Belle 検出器の中でビーム衝突点に最も近い最内層に位置し、粒子の崩壊点を高精度で測定している。荷電粒子が検出器内を通過すると、DSSD(Double Sided Strip Detector) 中で約 2 万の電子・ホール対が生成される。逆バイアス電圧をかけることによって電子・ホール対はドリフトし、粒子の通過位置に該当するシリコン・ストリップに信号が検出される。DSSD のサイズは長さ 57.7mm 、幅 33.5mm 、厚さ $300\mu\text{m}$ で、その両面に幅 $6\mu\text{m}$ の電極が $25\mu\text{m}$ 間隔で貼り付けてある。SVD の位置分解能は宇宙事象や 2 光子事象を用いた解析から求めることができ、約 $80\mu\text{m}$ という高い精度を実現している。

Central Drift Chamber (CDC)

CDC は SVD の外側に位置し、内径 102mm から外径 880mm までの領域を覆っている飛跡検出用のドリフトチェンバーである。センスワイヤに直径 $30\mu\text{m}$ の金メッキタングステンワイヤを、フィールドワイヤに直径 $126\mu\text{m}$ のアルミニウムワイヤを使用している。充填ガスには $\text{He} \dots \text{C}_2\text{H}_6(50/50)$ を使用することによって物質量を低下させ、クーロン多重散乱の効果を抑えている。半径 294mm より内側の inner part と呼ばれる部分は非対称な構造になっており、 $17^\circ < \theta < 150^\circ$ の領域を覆っている。さらに内側の $102\text{mm} < r < 128\text{mm}$ の領域には small cell drift chamber が設置されている。これは、2003 年夏にカソードストリップチェンバーに変わって導入されたもので $5.0\text{mm} \times 5.4\text{mm}$ という従来の $1/2$ サイズのセル構造をもっている。CDC はソレノイド電磁石によって作られた 1.5T の磁場中での荷電粒子の飛跡を 3 次元で検出し、その運動量を測定する。また、1 本の飛跡に対する総荷電量はチェンバー内の荷電粒子のエネルギー損失に比例している。エネルギー損失は粒子の速さによって決まっているので、運動量とエネルギー損失から粒子を同定することができる。

Aerogel Cherenkov Counter (ACC)

ACC はチェレンコフ光の発光体にシリカエアロジェルを用いた閾値型のチェレンコフ光検出器で、高運動量領域 ($1.2[\text{GeV}/c] \sim 3.5[\text{GeV}/c]$) での K/π 識別を行っている測定器である。チェレンコフ発光条件が $\beta > 1/n(\beta: \text{荷電粒子の速度}, n: \text{エアロジェルの屈折率})$ であることを利用して、適切にエアロジェルの屈折率を選択すれば K 中間子に対してチェレンコフ光を発光せず、 π 中間

子のみチェレンコフ光を発光する運動量領域を作ることができる。ACC は CDC の外側に位置しており、barrel 部と endcap 部の両方に設置されている。ビーム衝突点からの角度に応じてエアロジェルの屈折率を 1.010 ~ 1.028 の範囲で選択している。endcap 部の ACC は一様に屈折率 1.03 のエアロジェルを用いている。

Time of Flight Counter (TOF)

TOF は、barrel 部の ACC の外側に位置している $1.2[GeV/c]$ 以下の運動量領域で K/π を識別している測定器である。また、Belle 検出器全体の読み出しのためのトリガー信号も提供している。荷電粒子がビーム衝突点から TOF を通過するまでおよそ 1.2m の距離の飛行時間を $100[ps]$ の時間分解能で測定することによって K/π の識別を行う。TOF はプラスチックシンチレータを用いたシンチレーションカウンターである。128 本の両側読み出しのシンチレーションカウンター (TOF) と、64 本のトリガー信号生成用のシンチレーションカウンター (TSC) で構成されている。TOF は $40mm \times 60mm \times 2550mm$ の、TSC は $5mm \times 120mm \times 2630mm$ の直方体のシンチレータを用いており、 $34^\circ < \theta < 120^\circ$ の測定可能領域をもつ。

Electromagnetic Calorimeter (ECL)

ECL は電磁シャワーを利用して光子と電子の全エネルギーを検出する測定器である。輻射体に十分厚いシンチレータを使用すれば、光子、電子・陽電子は輻射体内で全エネルギーを損失するので、これを検出することによって粒子の全エネルギーを測定する。電磁シャワーの形状、飛跡の有無、検出エネルギーの比を調べることによって電子及び光子を同定することができる。この検出器では $30cm \times 5.5cm \times 5.5cm$ のタリウム活性化ヨウ化セシウム (CsI) をシンチレータとして使用する。電磁シャワーを起こす粒子は電子と光子のみである。CsI の結晶は barrel 部、endcap 部双方に設置されており、 $12^\circ < \theta < 155^\circ$ の測定可能領域をもつ。

K_L/μ Counter (KLM)

KLM は、Belle 検出器の最外部に位置する測定器で、 $0.6[GeV/c]$ 以上の K_L 粒子と μ 粒子の検出を行っている。高抵抗平行板 (RPC) と鉄板とのサンドイッチ構造になっており、鉄板を通り抜けた粒子の飛跡を RPC で検出する。KLM は barrel 部と endcap 部に分かれており、barrel 部で RPC と鉄板の 15 層 \times 14 層、endcap 部で 14 層 \times 14 層の構造になっている。barrel 部で $45^\circ < \theta < 125^\circ$ 、endcap 部で $20^\circ < \theta < 45^\circ$ 、 $125^\circ < \theta < 155^\circ$ の測定可能領域をもつ。鉄板の厚さ (4.7cm) は、ほぼ全てのハドロンがシャワーを起こすように設定されている。RPC にはアルゴン、ブタン、HFC-134a ガスが 30 : 8 : 62 の割合で充填されている。貫通力の強い μ 粒子のみが鉄板を突き抜けて RPC に飛跡信号を残す。CDC で測定した飛跡情報を外挿し、KLM に残した信号をマッチングを行うことによって μ 粒子を同定する。

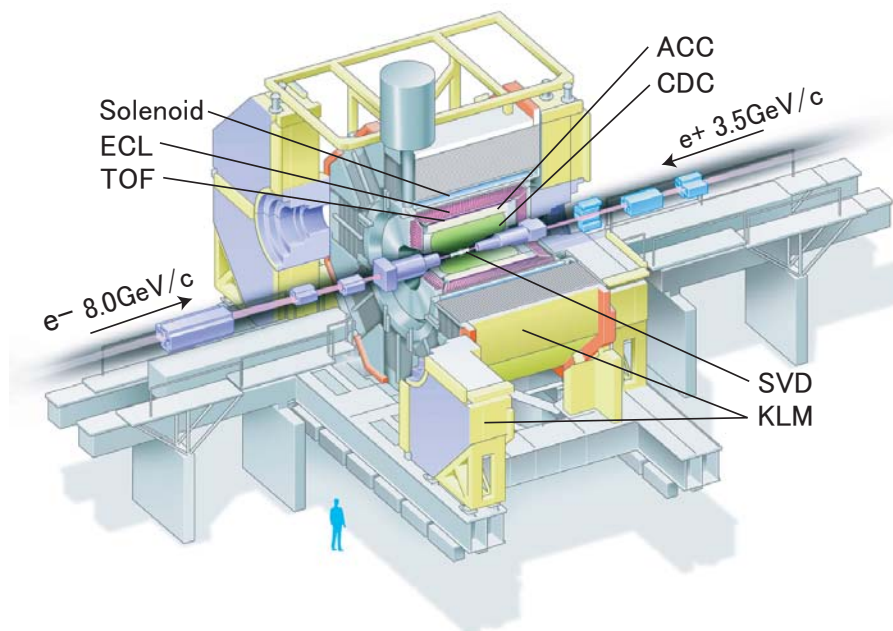


図 1.2: Belle 検出器の全体図内側より衝突点を取り囲むようにSVD、CDC、ACC、TOF、ECL、超電導ソレノイド、KLMの各検出器が設置されている。

1.4 K/ π 識別

高エネルギー物理学における粒子生成崩壊反応の解析は、検出可能な終状態粒子である光子、電子、ミュオン、陽子、ハドロン (π, K など) のデータから系統的に行なわれる。そのため明確に粒子同定されたデータを提供できる実験装置が非常に重要である。現在では上に示したような終状態のうち、 π/K の識別に焦点をあてた識別装置の研究が広く行なわれている。これは、 π と K は質量が比較的近く、また同じハドロン族であるため識別が難しく、現存する識別装置の性能で十分とは言えないためである。

Belle 実験では表 1.1 のような崩壊モードの解析を行なうため、明確に粒子識別された π/K のデータが欠かせない。

物理事象	崩壊モード	運動量 GeV/c	バックグラウンドモード
フレーバータギング	$b \rightarrow c \rightarrow s$	$0.2 < p < 1.5$	
ϕ_1 の測定	$B \rightarrow J/\psi K_s$	-	-
ϕ_2 の測定	$B \rightarrow \pi \pi$	$1.8 < p < 3.8$	$B \rightarrow K \pi$
ϕ_3 の測定	$B \rightarrow DK$	$1.5 < p < 3.3$	$B \rightarrow D \pi$

表 1.1: Belle 実験における粒子識別の必要な崩壊モードと運動量領域

K/π 粒子識別は、どのようにおこなわれるのか? その答えは粒子の質量 m である。粒子の質量 m は、その粒子の運動量 p と相対論的速度 $\beta(\beta=v/c, c$ は真空中での光速) から、式 1.1 で表せる。

$$m = p \sqrt{\left(\frac{1}{\beta}\right)^2 - 1} \quad (1.1)$$

この式からわかるように、速度 β と運動量 p を検出器群によって求めれば、式 (1.1) より質量 m が同定でき、 K/π 粒子の識別をができる。運動量 p は一般的に磁場中に設置された飛跡検出器 (ドリフトチェンバー等) で荷電粒子の軌跡の曲率半径 ρ を測定し、磁場の強さ B を用いて、

$$p[\text{GeV}/c] = 0.3\rho[m]B[T] \quad (1.2)$$

から求められる。

Belle 検出器における粒子の速度を求める方法にはドリフトチェンバーによる dE/dx 法、エアロジェルチェレンコフカウンターによる閾値法、TOF (Time-Of-Flight) カウンターによる飛行時間測定法が行われている。この3つの検出器はそれぞれに対応する運動量領域が異なっており、下記の表のとおりである。

表 1.2: 各識別装置の K/π 識別可能な運動量領域

識別装置	識別可能な運動量 $p(\text{GeV}/c)$	
	バレルサイド	エンドキャップサイド
CDC(dE/dx)	$p < 0.8, 2.5 < p < 5.0$	-
ACC	$0.6 < p < 3.5$	$0.5 < p < 2.0$
TOF	$p < 1.2$	-

1.5 Belle II 実験

これまで Belle 実験では高ルミノシティを有する加速器と精度のよい検出器によって、CP 対称性の破れを筆頭に多くの成果が得られてきた。さらに今後、標準理論のより精密な検証、及び標準理論では説明できない新たな物理現象の探索が求められている。そのためにアップグレードを目指した Belle II 実験に着手した。Belle II 実験では、上記の目標を達成するため、稀崩壊事象に対する検証が重要視される。加速器に対してはルミノシティを行い現在の 40 倍の $8 \times 10^{35}/\text{cm}^2 \times \text{sec}$ まで向上を目指す。検出器に対してはルミノシティの増強に伴い、粒子の識別精度のさらなる向上が要求される。そこで我々は Belle 検出器から Belle II 検出器へのアップグレードを目指している。

1.5.1 新たな粒子識別装置の必要性

現在の Belle 検出器において、上記の識別装置群による K 中間子の識別能力は、K 中間子の識別効率が約 87% で、 π 中間子の混合割合は約 10% となっている。Belle II 実験で精密測定を行うためには、この混合割合を 5% 程度まで減少させる必要がある。ここで、性能改善の余地があると考えられる識別装置のひとつにエンドキャップ部分の ACC がある。現在の Belle 検出器は CP の破れの測定に必要な、K 中間子の電荷によって親粒子が B^0 か \bar{B}^0 かを区別するフレーバータギングに重点をおいている。フレーバータギングにおいて重要となるのは、多体崩壊した比較的運動量の低い粒子の識別である。そこで、現在のエンドキャップ ACC では識別範囲は狭いが比較的運動量領域まで識別可能な屈折率 1.03 を使用している。しかし実際は、エンドキャップ部分に飛来する粒子は低運動量のものから 2 体崩壊で生成された $4\text{GeV}/c$ 程度の比較的運動量の高いものまで存在する。このエンドキャップ部分で識別可能な範囲を高い運動量領域まで向上させることが Belle II 検出器の性能向上のカギとなる。

そこで、エンドキャップ部分で広い識別可能範囲を持つ粒子識別装置として Aerogel RICH Counter の開発研究を行っている。我々はこの新たな粒子識別装置によって $4\text{GeV}/c$ の運動量で K/π 識別能力 4σ 以上の性能を目指す。

第2章 Aerogel RICH counter

2.1 Cherenkov counter

Cherenkov counter とは、荷電粒子が輻射体中を、その物質での光速よりも速い速度 ($n \geq 1$) で通過するときに放射される Cherenkov 光を光検出器で読み取る測定器である。Cherenkov 効果を簡単に説明しておく。まず、荷電粒子が誘電体中を進むと行路周辺の媒質が分極する。粒子の速度が遅い時には分極は粒子を中心とする対称の分布をする。しかし粒子の速度が大きい時には分極は非対称になり、粒子の進行方向に電気双極子とみなせるようになる。粒子が進むにつれて分極は戻って行くが、分極が電気双極子とみなせる場合には、分極が一斉に戻るため放射される電磁波の位相が揃い観測可能な光となる。これが Cherenkov 光である。Cherenkov 光は図?? のように放射される。粒子識別のためには2つのタイプの Cherenkov counter があり、閾値型と呼ばれるものと、リングイメージ型 (RICH) と呼ばれるものがある。それぞれについては次に述べる。

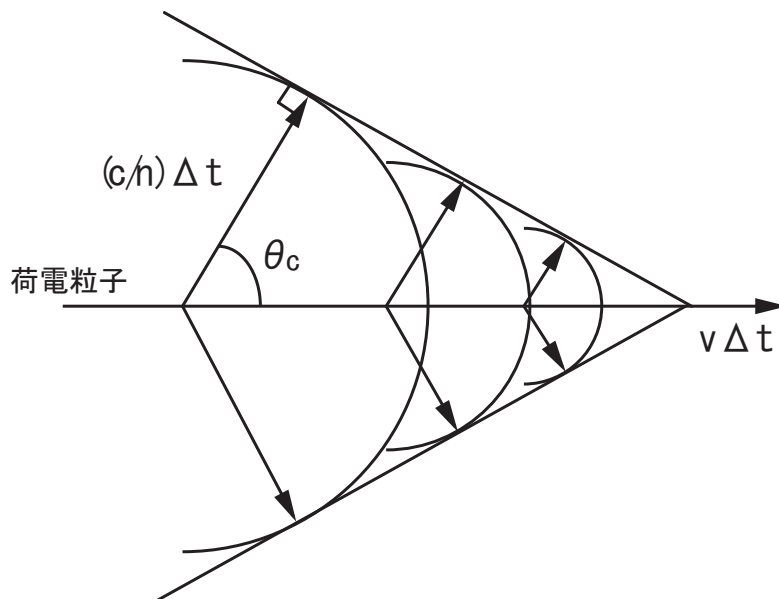


図 2.1: Cherenkov 光の放射

2.1.1 閾値型 Cherenkov counter

閾値型 Cherenkov counter は、輻射体の屈折率 n と粒子の運動量 P によって Cherenkov 光が放射されるか否かが決まっていることを利用したものである。それは粒子の質量 m と光速 c を用いて次のように表される。

$$P \geq \frac{mc}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (2.1)$$

またこの関係をグラフにすると図 2.2 のようになる。図 2.2 で曲線よりも上側の領域では Cherenkov 光が放射される。したがって、ある運動量領域において識別したい 2 種の粒子に合わせて輻射体の屈折率を調節すれば、質量の大きい粒子からは Cherenkov 光は放射されず、他方の質量の小さい粒子だけから放射される。例えば輻射体の屈折率が 1.02 の時、運動量 $2.0\text{GeV}/c$ の中間子と K 中間子が輻射体中を通過すると、中間子からは Cherenkov 光が放射され、 K 中間子からは放射されない。このように、閾値型 Cherenkov counter は、Cherenkov 光が放射されたか否かで粒子識別を可能にする測定器である。

図 2.2 を見てもわかるように、高運動量の粒子識別をするためには屈折率を低く、低運動量の時には屈折率を高く設定する必要がある。見たい運動量領域に合わせて、屈折率を設定することが重要である。実際には、輻射体の屈折率を低くするとその扱いが簡単ではなくなるため、閾値型 Cherenkov counter は低運動量 ($\sim 1\text{GeV}/c$) での粒子識別に適していると言える。

輻射体に Aerogel を用いた閾値型 Cherenkov counter は現在 Belle 検出器で K/π 中間子の識別に用いられている。

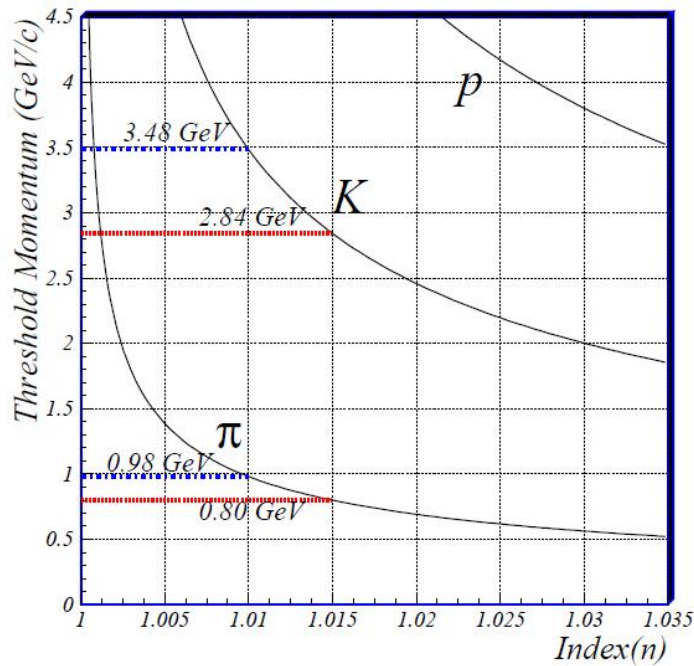


図 2.2: Cherenkov 放射の閾値曲線

2.1.2 リングイメージ型 Cherenkov counter(RICH)

荷電粒子が輻射体となる媒質中を通過する際発生する Cherenkov 光は、媒質中での進行方向に対して、Cherenkov 角 θ_c を持って放出される。速度 β は屈折率 n と Cherenkov 角 θ_c によって以下のように表される。

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

さらに、このとき求まる荷電粒子の速度 β と、他の方法により求めた運動量 p (Belle 検出器はソレノイド電磁石により曲げられた荷電粒子の飛跡を CDC 検出器で検出することにより運動量 p が $p = 0.3\rho B$ によって精度よく求まる) より、式 3.4、3.5 を使って、

$$m = p\sqrt{(n \cos \theta_c)^2 - 1} \quad (2.3)$$

と表され、この式から通過荷電粒子の質量 m が決定され、通過した粒子の同定が可能となる。

Ring Imaging Cherenkov Counter (RICH) では、この通過粒子に対する Cherenkov 角の決定により行われる粒子同定が粒子識別の原理となる。輻射体により円錐状に放出されたチェレンコフ光を高い位置分解能を持った光検出器でリングイメージ (Cherenkov リング) で捉え、その半径より Cherenkov 角を求めるのである。RICH 検出器による粒子識別では、通過する粒子に対し直接 Cherenkov 角を算出し、粒子同定を行うものであるため、閾値型の担っていた低運動量領域もカバーしつつ、高い運動量領域でも粒子識別を可能することができる。

RICH 検出器は大きく分けて、放出された Cherenkov 光をミラーで集光し、それを光検出器で捉える "Mirror focusing RICH" と、放出された Cherenkov 光をそのまま捉える "Proximity focusing RICH" の 2 タイプがある。図 2.3 に各タイプの RICH の構造を挙げる。Mirror focusing 型では集光ミラーにより輻射体内での Cherenkov 光放出点の不定性による Cherenkov リングのぼやけを抑えることができ、そのため Cherenkov 角の決定精度が上がる。また、厚い輻射体を用いて容易に多光量を得ることが可能である。しかし、集光ミラーを用いるため検出器の規模が大きくなってしまふ。一方、Proximity focusing 型では集光ミラーを用いないため、決定精度は Mirror focusing 型より劣るものの、検出器自体がコンパクトに構成できる利点がある。しかし、光検出器には高い位置分解能が必要となってくる。我々が開発している A-RICH 検出器は Belle 検出器の endcap 部での使用を想定している。endcap 部では空間的制約が厳しい (奥行き約 30cm)。そのため我々は A-RICH 検出器のジオメトリーに Proximity focusing 型を採用した。

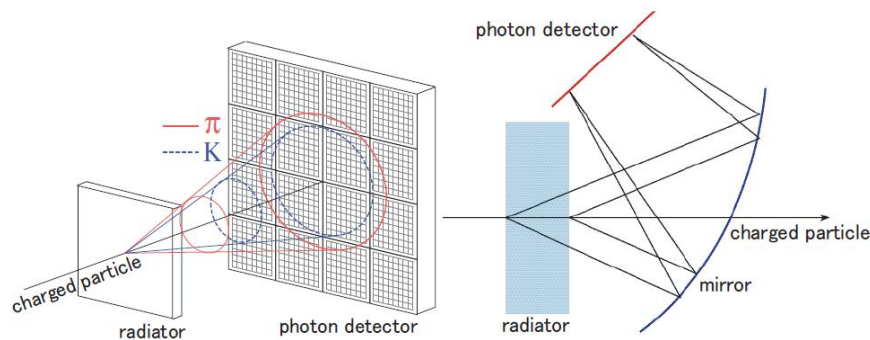


図 2.3: Aerogel RICH の例。左が近接焦点型、右が mirror focusing 型

2.2 Aerogel RICH の性能

2.2.1 角度分解能

Aerogel RICH の特徴は、識別したい粒子が通過した時にそれぞれの Cherenkov 光のリングイメージを見ることで粒子識別できることである。つまり閾値型の on/off の情報よりも、粒子それぞれの Cherenkov 角という多くの情報でもって積極的に識別が可能である。そこで重要になってくるのが角度分解能である。リングイメージを捉えるためリングのぼやけが少ないほど粒子識別に適している。例えば、 $4\text{GeV}/c$ の K/π 中間子の Cherenkov 角の角度差は、屈折率が 1.05 の輻射体を用いた場合約 23mrad であり、角度分解能はそれよりも高精度でなければならない。Aerogel RICH の角度分解能に寄与する要素として、我々の研究では次の 3 点がわかっている。

- 光検出器のピクセルサイズ (σ_{pixel})
- Aerogel 中でのエミッションポイントの不定性 (σ_{emit})
- Cherenkov 光の波長の違いによる屈折率の揺らぎ (σ_{chrom})

また実際はこれら以外の未知の要素の寄与もあるため、その寄与を σ_{etc} とする。以上の 4 つの要素から、Aerogel RICH の角度分解能 σ は次の式で表される。

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{emit}^2 + \sigma_{pixel}^2 + \sigma_{chrom}^2 + \sigma_{etc}^2} \quad (2.4)$$

この内、角度分解能への寄与が大きいのは σ_{emit} と σ_{pixel} である。Cherenkov 放出角は式によって直接計算される。Cherenkov 光発生点の不定性、光検出器のピクセルサイズによる不定性はそれぞれ式の L 、および r の誤差であると考えると

$$\sigma_{emit}^2 + \sigma_{pixel}^2 = \left| \frac{\partial \theta_c}{\partial L} \right| \Delta L^2 + \left| \frac{\partial \theta_c}{\partial r} \right| \Delta r^2 \quad (2.5)$$

$$\sigma_{emit} = \frac{d \sin \theta_c \cos \theta_c}{l \sqrt{12}} \quad (2.6)$$

$$\sigma_{pixel} = \frac{A \cos^2 \theta_c}{l \sqrt{12}} \quad (2.7)$$

となる。ここでの d は Aerogel の厚み、 A は光検出器の pixel サイズ、 l は Aerogel の中心から光検出器までの距離、

$$l = L - \frac{d}{2} \quad (2.8)$$

である。

Belle 検出器内では、 $L = 200\text{mm}$ に制限されており、我々が開発研究中所ある輻射体の厚さは、角度分解能や検出光子数から $d = 20 \sim 40\text{mm}$ を想定している。 $d = 20\text{mm}$ の時に $\sigma_{emit} = 8 \times 10^{-3}$ となる。このとき $\sigma_{pixel} = \sigma_{emit}$ とすると 2.7 から $A = 6\text{mm}$ となる。よってピクセルサイズは約 5mm 以下の値が望まれる。

2.2.2 K/π 識別能力

Aerogel RICH の粒子識別能力を S として、1トラック当たりの角度分解能 σ_π, σ_K を用いて以下のように S を定義する。

$$S = \frac{\theta_\pi - \theta_K}{(\sigma_\pi + \sigma_K)/2} \quad (2.9)$$

θ_K および θ_π は K および π 中間子による Cherenkov 角である。1トラック当たりの角度分解能は、1光子あたりの角度分解能 $\sigma_K^{1pe}, \sigma_\pi^{1pe}$ と検出光子数 N_{pe} を用いて近似的に

$$\sigma_K = \frac{\sigma_K^{1pe}}{\sqrt{N_{pe}}}, \sigma_\pi = \frac{\sigma_\pi^{1pe}}{\sqrt{N_{pe}}} \quad (2.10)$$

のように表される。Aerogel RICH の性能を向上させるには1光子あたりの角度分解能と、検出光子数から決定される1トラック当たりの角度分解能の改善を行う必要がある。

2.3 Aerogel RICH counter の構成

Aerogel RICH を構成するにあたり、放射体である silica-Aerogel、位置分解能を持った光検出器、光検出器全チャンネルからの信号処理が可能な front-end electronics の3要素が必要となる。以下にそれぞれに対する要請を述べる。また、endcap 部における Aerogel と光検出器の配置イメージを図 2.4 に示す

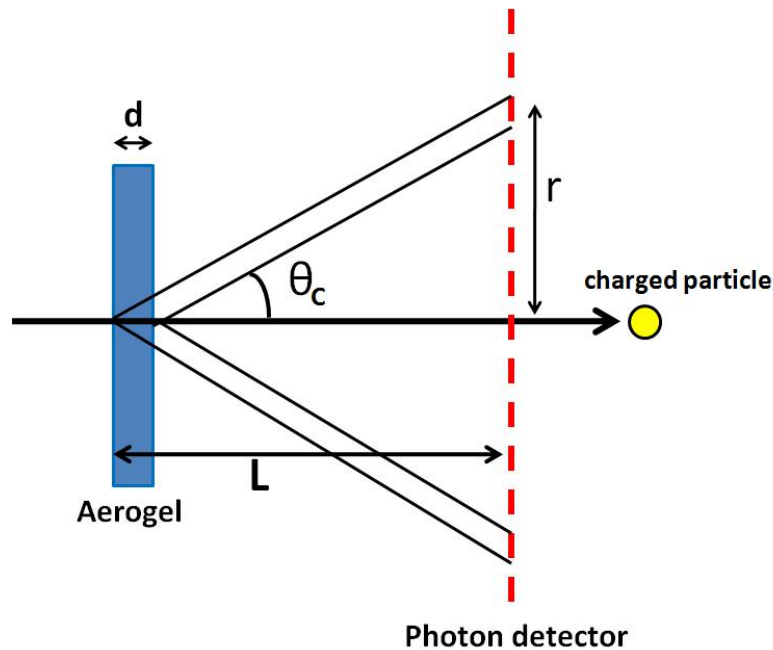


図 2.4: Aerogel RICH counter の構成

2.3.1 silica-Aerogel

シリカエアロゲルは体積の90%以上を空隙が占める透明な発泡スチロール状の外観を持つ固体物質である。図 2.5 は実際のシリカエアロゲルの外観の写真、図 2.6 は構造を示したものである。このように、シリカエアロゲルは粒子径が光の波長より充分小さく、光の透過性に優れているという特徴を持つ。その構造は、 SiO_2 を主成分とし、直径数 nm の 1 次粒子 (SiO_2)_n が樹枝状に凝集して数十 nm の 2 次粒子を形成している。更にこの 2 次粒子が集まり図 2.6 に見られるような形状となって 3 次元構造を成している。Aerogel の密度は $0.0281 \sim 0.281 \text{ g/cm}^3$ で固体の中でも最も軽い物質である。さらに $n = 1.006 \sim 1.12$ と、低屈折率から高屈折率まで可変である。表 2.1 に様々な物質の屈折率を挙げる。表からわかるように、Aerogel RICH から要求されている輻射体の屈折率 ($n = 1.05$ 程度) を通常の固体や気体で用意することが困難である。このため、広い範囲で屈折率を変えることができるシリカエアロゲルは要求を満たす輻射体であると言える。



図 2.5: Aerogel の写真

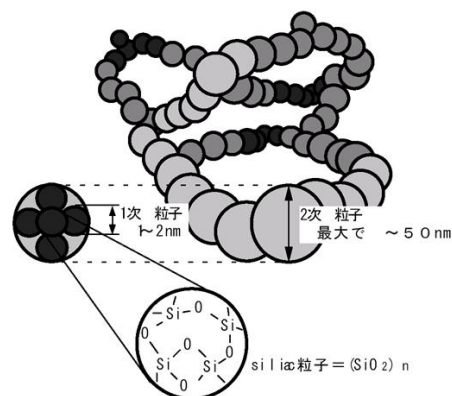


図 2.6: Aerogel の構造

	物質	屈折率
固体	Aerogel	1.006 ~ 1.12
	石英ガラス	1.47
	ポリエチレン	1.58
液体	水	1.33
	液体水素	1.112
	液体ヘリウム	1.024
気体	二酸化炭素	1.000450
	イソブタン	1.001900
	空気	1.000292

表 2.1: 物質の屈折率

2.3.2 光検出器

光検出器には Aerogel RICH counter から以下のような性能が要求される。

- 1 光子検出能力
- 5mm 位置分解能
- 広い有効面積
- 1.5T の磁場耐性
- 放射線耐性

1 つ目の理由として、Cherenkov 光が非常に微弱な光でありその光をノイズと区別できる感度が必要とされる。5mm 位置分解能の理由として前述した通り、角度分解能の立場から 5mm 以下であることが望ましい。広い有効面積に関して、検出光子数が限られているということとも関連しているが、Cherenkov リングが再構成できるような、リングの欠ける箇所が可能な限り小さい必要があるためである。1.5T 磁場耐性という要請は、Belle 検出器の説明の際に述べたとおり、超伝導ソレノイドによって Belle 検出器内には 1.5T の磁場が常にかかっているためである。これは Belle に導入される光検出器の絶対条件であるが、一般的な光電子増倍管は磁場中で使用できないものがほとんどである。放射線耐性に関して、半導体検出器は中性子や陽子といった放射線に脆弱であることが知られている。Belle エンドキャップで特に中性子によるダメージの影響が大きくなってくる。そのために、光検出器の中でも半導体光検出器に関しては放射線耐性が必要となる。

2.3.3 Front-end electronics

Front-end electronics について光検出器として今回評価を行った HAPD を想定して考えると、マルチアノード構造に伴い多チャンネルからの信号を同時に処理するためには汎用の回路系では対応できない。また、多チャンネルを同時に読み出せること、endcap 部の設置空間の制約からコンパクトな読み出しシステムであることが要求される。さらに HAPD は通常の光検出器に比べてゲインが低いので、低雑音・高利得な増幅が必要である。ASIC も HAPD と並行して開発が進められている。[4]

2.4 光検出器 HAPD

Aerogel RICH に要求される性能を満たす光検出器として Hybrid Avalanche Photo Detector(HAPD) に着目し、浜松ホトニクス社と共同開発を行っている。ここでは HAPD の構造や動作原理について説明を行う。

2.4.1 HAPD の原理

HAPD は図 2.7 に示すように真空管と半導体検出器 Avalanche Photo Diode(APD) を組み合わせたハイブリッド構造となっている。HAPD で信号が得られるまでの過程を以下に示す。

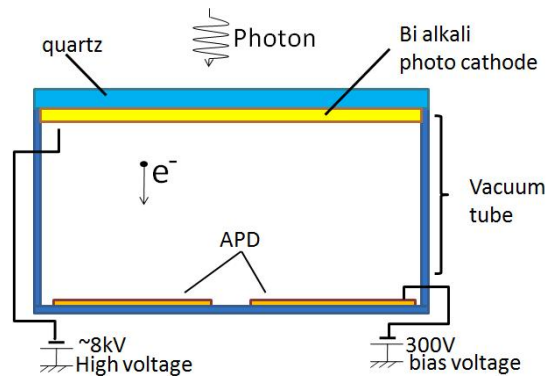


図 2.7: HAPD の構造模式図

- 光子が光電面に入射し、光電効果によって光電子を放出する。
- 光電面に印加された高電圧 (約 8,000V) によって光電子が加速され APD に入射する。
- APD に入射した光電子はエネルギーを落として停止する。この時、エネルギーによって平均 $3.6eV$ 当たり 1 対の電子-正孔対を生成する。約 1,500 の電子-正孔対が生成され、これを打込みゲインと呼ぶ。
- APD 内部で生成された電子-正孔対は APD に印加された逆バイアス電圧によってそれぞれ逆向きに移動する。その過程でアバランシェ領域を通過した際に、Si 原子の価電子帯から電子を励起させ、新たな電子-正孔対を生成していく。この時、1 つの電子によって生成される電子-正孔対の数をアバランシェゲインと呼ぶ。

HAPD の特徴として高いエネルギー分解能がある。通常の光電子増倍管を考えた場合、光電子は複数段にわたって設置されているダイノードに到達し 2 次電子の放出により 5~6 倍に増幅され、最終的に $10^6 \sim 10^7$ のゲインに到達する。1 段での 2 次電子の数が少ないので 1 光電子に対して得られる信号の統計的揺らぎは大きくなってしまふ。一方、HAPD は約 1500 という高い打込みゲインによって初段増幅の統計的揺らぎを通常の光電子増倍管によりも格段に抑えることができる。このためエネルギー分解能が良く、高い S/N で 1 光子検出が可能である。

磁場耐性も HAPD の特徴である。光電面に印加される電圧が作る電場と磁場が並行であれば、光電子が磁場から受ける影響がないので磁場中でも使用可能である。

APD の構造と原理

ここで APD の構造と原理について説明を行う。HAPD に使用している APD はシリコンで構成されてるシリコン APD である。典型的な APD の構造を図 2.8 に示す。層構造は P^+ 層、P 層、N 層、 N^- 層となっていて、P 層と N 層の間の接合面とその周辺に空乏層が広がっている。さらに逆バイアス電圧を印加することで接合面附近に強い電場が形成され Avalanche 増幅領域を形成する。

アバランシェ・フォトダイオード (APD) の動作機構を理解する上で基本となる物理過程は電荷キャリアの衝突電離によるなだれ増幅機構である。光電子が入射して励起した電子あるいは正孔は電場に引かれてドリフト運動をして電極へと向かってゆく。これらの電荷キャリアの大半は格子原子や不純物原子との衝突によってその運動エネルギーの失いながら運動するので大きな運動エネルギーを得るには至らないが電場が十分強いと一部の電荷キャリアは衝突して価電帯 (伝導帯) に束縛されている電子 (正孔) を伝導帯 (価電帯) に励起させるのに十分なエネルギーを得ることができる。衝突電離で生成された 2 次の電子・正孔がさらに電場によって加速されてエネルギー・ギャップよりも大きな運動エネルギーを持ってば次の衝突電離を引き起こすことになる。このような衝突電離の連鎖反応がアバランシェ増幅 (雪崩増幅) である

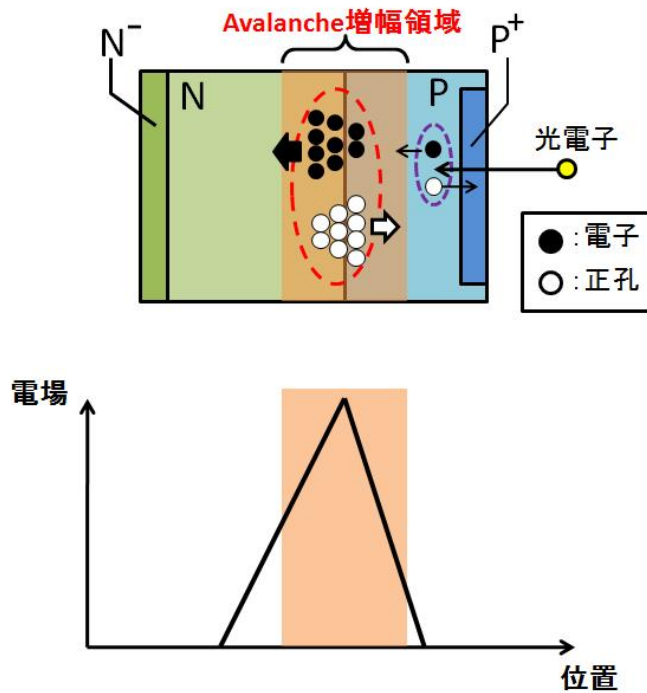


図 2.8: APD の構造と電場配置

2.4.2 Aerogel RICH に用いる HAPD

これまでは HAPD の一般的な原理と構造について説明をしてきた。前述した HAPD の特徴を活かし、浜松ホトニクス社と協力して Aerogel RICH 用マルチアノード型 HAPD の開発研究を行っている。表 2.2 に仕様を、図 2.9 に構造図を、図 2.10 に HAPD の外観を示す。

このマルチアノード型 HAPD は位置検出を可能にするために 6×6 に 36 分割された APD chip を 4 つ配置し、合計で 144 channel の読み出しを持っている。各ピクセルは Aerogel RICH の性能を満たすために $4.9\text{mm} \times 4.9\text{mm}$ のサイズとなっている。外形は $73\text{mm} \times 73\text{mm}$ のセラミック容器を用いており、入射窓は合成石英を使用している。入射窓にはバイアルカリ光電面が蒸着されており、現在は現在はより高い量子効率を持つスーパーバイアルカリへの変更が進められている。有効面積について、HAPD の大きさが $73\text{mm} \times 73\text{mm}$ であり実際に光電子を検出できる APD の面積が $4.9\text{mm} \times 4.9\text{mm} \times 144\text{pixel}$ となっているので、有効面積は 65% である。HAPD は 65% という広い有効面積を持っている。図 2.11、2.12 に HAPD の avalanche ゲインと打込みゲインの代表的な分布を示す。

項目	仕様
大きさ	$73\text{mm} \times 73\text{mm}$
有効面積比	65%
入射窓	材質 合成石英
	厚み $4\text{mm} \rightarrow 3\text{mm}$
光電面	材質 バイアルカリ \rightarrow スーパーバイアルカリ
	ピーク QE $\sim 25\% \rightarrow \sim 35\%$
	最大印加電圧 8,500V
打込みゲイン	~ 1700
APD	chip 数 2×2
	逆 bias 電圧 $300 \sim 400\text{V}$
	Avalanche ゲイン ~ 50
	1pixel サイズ $4.9\text{mm} \times 4.9\text{mm}$
	pixel 数/chip 6×6
トータルゲイン	$10^4 \sim 10^5$
読み出し数	144 channel

表 2.2: 144pixel HAPD の仕様

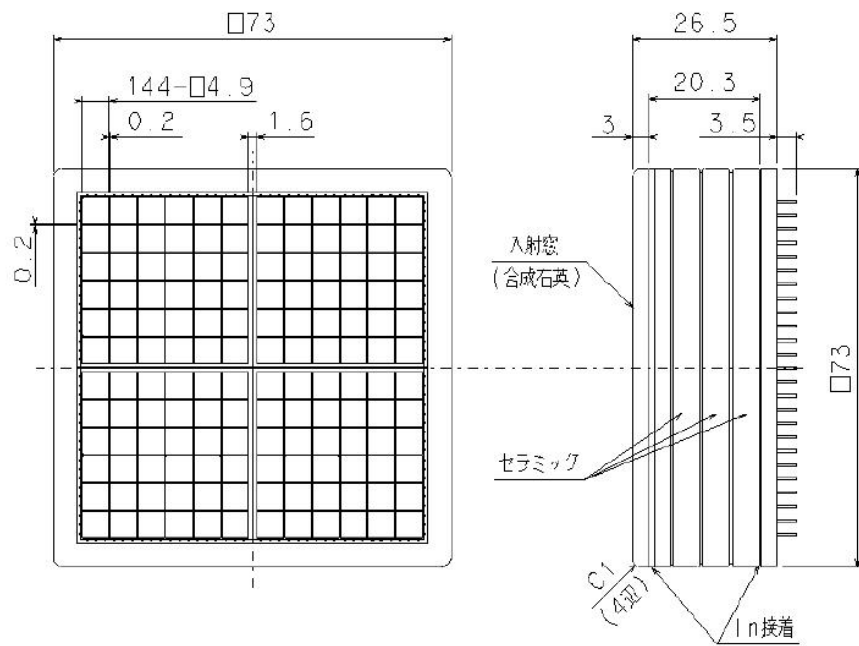


図 2.9: HAPD の構造図

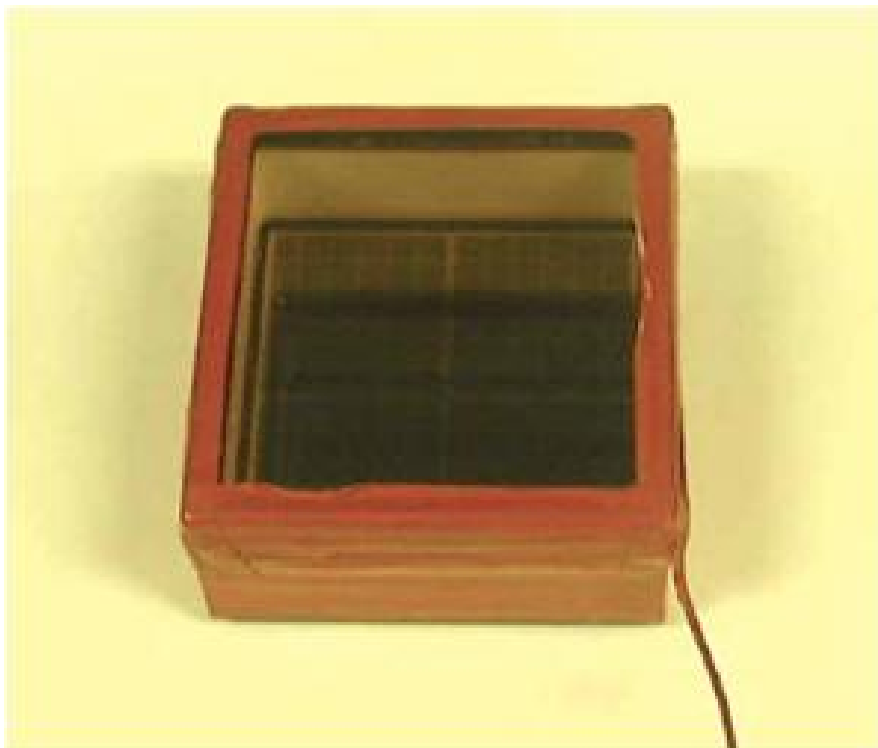


図 2.10: HAPD の外観

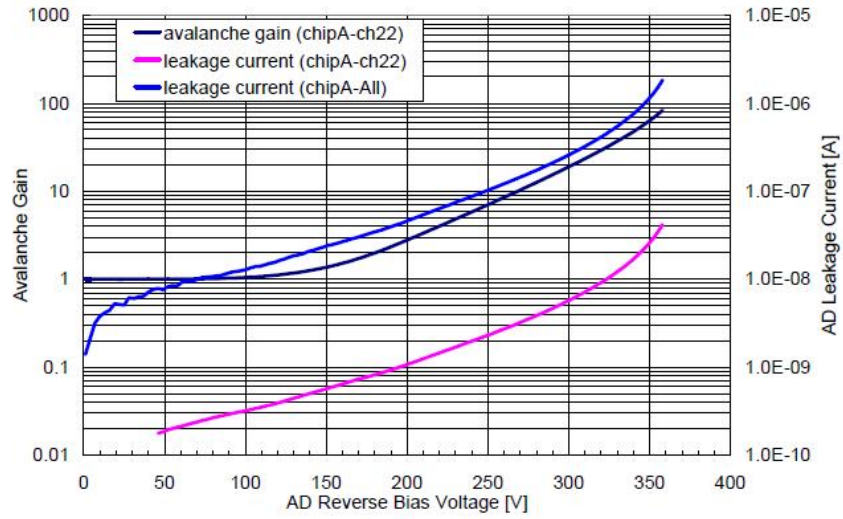


図 2.11: HAPD の avalanche ゲインの例

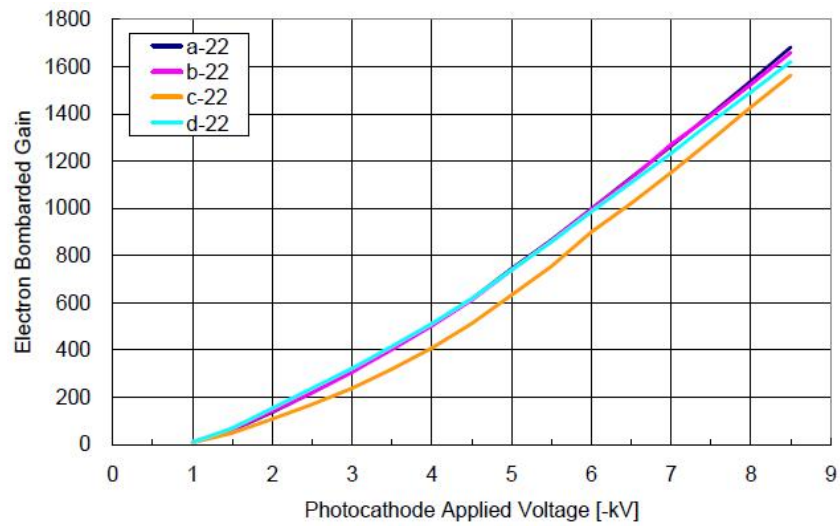


図 2.12: HAPD の打込み ゲインの例

2.5 これまでの開発経緯

マルチアノード HAPD は 2002 年より開発がスタートし、これまでの試作を通じて以下の性能が確認されている。[1] [2]

1 光子検出能力

まず HAPD の 1 光子検出能力について記述する。図 2.13 に HAPD の波高分布を示す。この分布からわかるように、HAPD はノイズと信号が非常によく分離されているのがわかる。図 2.14 にピクセル毎の S/N とゲインを示す。各ピクセルで 10 以上の高い S/N を実現出来ている。HAPD は十分な 1 光子検出能力を持つことがわかる。

量子効率

次に HAPD の量子効率について述べる。図 2.15 に HAPD の量子効率の波長依存性について示す。HAPD は光電面にバイアルカリを用いており、バイアルカリの典型的なピーク値は 25% 程度である。HAPD は 360nm 程度の波長に対して 25% の量子効率を持っており、バイアルカリの性能を引き出していることが確認できる。図 2.16 にこれまで製作されてきた HAPD に量子効率 (ピーク値) の推移を示す。この分布から HAPD は 25% 前後の量子効率を備えた検出器であるといえる。

クロストーク

HAPD のクロストークについて議論する。図 2.17 に 1 つのピクセルにレーザを入射させた時の hit count を 1 とし、周りのピクセルがどれだけ hit count をだしているかを表している。この結果から着目したピクセルに隣接したピクセルでもクロストークが 1% 以下に抑えられていることがわかる。

Beam test

我々はこれまで HAPD を用いた Aerogel RICH counter のビームテストを KEK の富士ビームラインで実施している。ビームテストで得られた Cherenkov 角度分布を図 2.18 に示す。この結果は屈折率 $n = 1.0462, 1.0501, 1.0560$ の 3 枚の Aerogel を使用した、マルチラディエーターで測定を行っている。[3] $2\text{GeV}/c$ の電子ビーム、 $n = 1.05$ 程度のエアロジェルを用いているので、式 2.2 から Cherenkov angle は約 310mrad となり、図のピークが Cherenkov 光を表していることがわかる。この結果から検出光子数 6.6 個、角度分解能 4.9mrad が得られ、運動量 $4\text{GeV}/c$ での K/π 識別能力は 4.7σ を達成している。

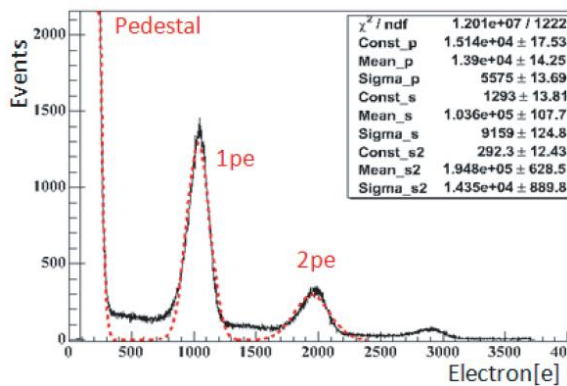


図 2.13: 1 光子検出能力

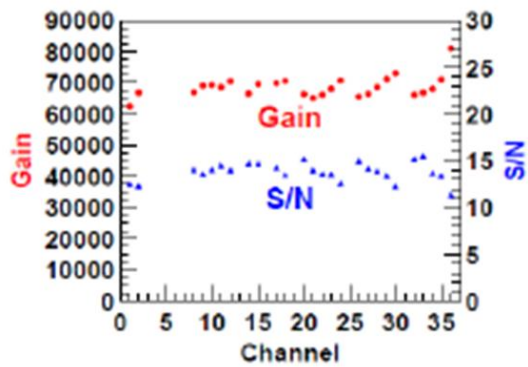


図 2.14: ピクセル毎の S/N とゲイン

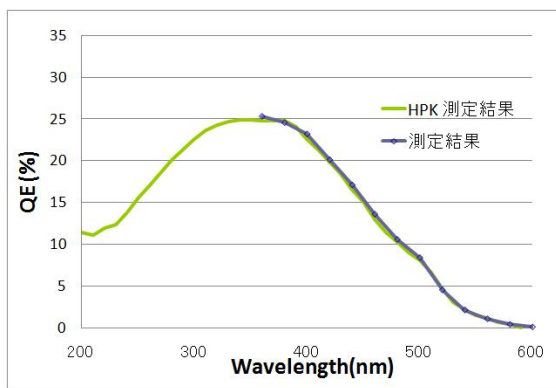


図 2.15: HAPD の量子効率

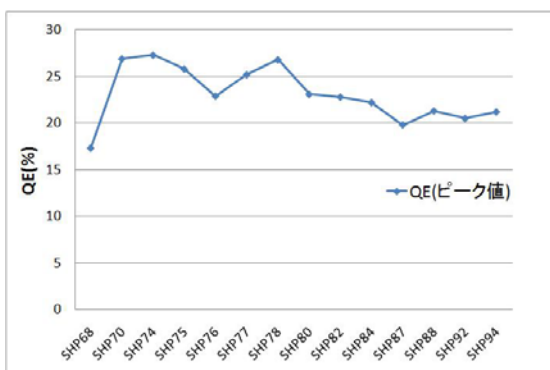


図 2.16: 量子効率の変遷

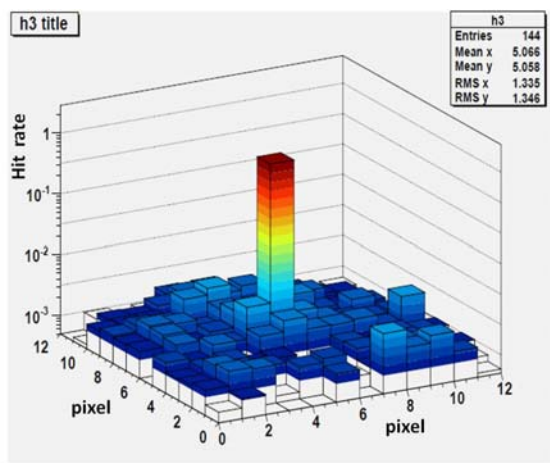


図 2.17: HAPD のクロストーク

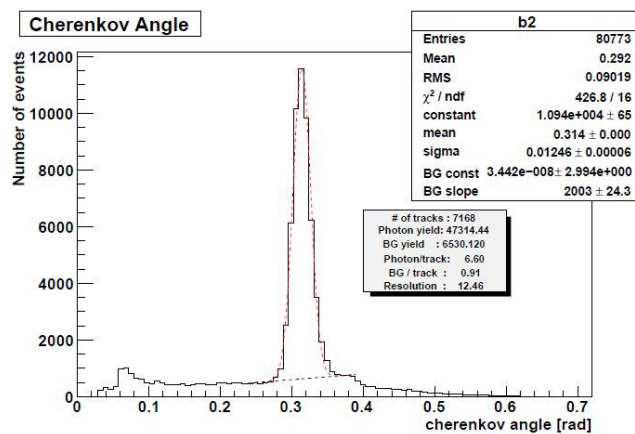


図 2.18: Cherenkov angle

2.6 研究の目的

Aerogel RICH に適した光検出器として HAPD の性能を評価している。現在までの測定で、高い 1 光子検出能力が確認されてきた。しかし、位置分解能、磁場耐性、放射線耐性といった性能の確認が行われていない。本研究では以下に挙げる 4 つの内容について評価を行い、HAPD が Aerogel RICH での使用に最適な光検出器であるか議論する。また、Aerogel RICH での検出光子数向上を目的として光電面の材質をパイアルカリからスーパーパイアルカリへの変更を進めており、量子効率の 30% 以上の達成や光電面の一様性を確かめる。

- 位置分解能に関しては、HAPD の中心付近では 5mm 位置分解能を達成しているが、端に近いチャンネルでは位置分解能の悪化が見られる。これは側管による電場の歪みが原因である。しかし、この問題は磁場内では磁場への巻き付きによって緩和されるものと考えられており、磁場耐性同様に電磁石を用いた測定を行い位置分解能について評価を行う。第 3 章と第 4 章で詳しく述べていく。
- HAPD は Belle II 内部で 1.5T の状況下で使用されることになる。そこで HAPD の磁場耐性を評価する必要がある。HAPD の原理として光電子の加速電場と磁場が並行な状態であれば使用できることになる。しかし、その確認は未だに行われていない。本研究では電磁石を用いて 1.5T 磁場下での安定動作を確認する。第 4 章で詳しく述べていく。
- 半導体検出器は放射線の影響を受けやすい。HAPD で使用されている APD も放射線の影響が懸念されている。Belle II 内部では 1 年間に $1 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ の中性子照射が見込まれている。今回の実験では原子炉を用いた中性子照射試験を行い、HAPD の放射線耐性を確認を行う。第 5 章で詳しく述べていく。
- HAPD の性能向上を目指し、光電面をパイアルカリからスーパーパイアルカリへの変更を進めている。今回はスーパーパイアルカリが 30% 以上の量子効率を持っているか測定を行う。また、これまでに光電面の一様性について測定がなされていなかった。今回は HAPD に関して初めて一様性の評価をする。第 3 章でくわしく述べていく。

第3章 位置分解能と量子効率評価試験

磁場無しでの測定を行いHAPDの振る舞いと問題点について調査を行った。さらにHAPDの性能向上を見込んでスーパーバイアルカリ光電面を採用したが、その改善の効果について評価した。HAPDの基本測定について評価する。本測定での項目は以下のとおりである。

- 2次元測定
- 1次元測定
- 量子効率の波長依存性
- 量子効率の面一様性

3.1 位置検出応答特性の評価

3.1.1 セットアップ

ASICを用いた基本測定のセットアップを図3.1に示す。測定はレーザ光を3次元に可動できるステージで移動させることで光を入射させた位置でのhit countをプロットする方法をとっている。

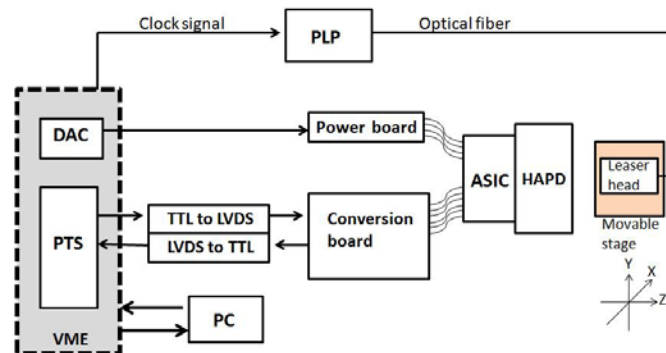


図 3.1: ASIC を使用した測定のセットアップ

3.1.2 HAPD 専用 ASIC

ASIC の構造について説明する。我々は前章で述べたような性能を持つ front-end electronics として HAPD 専用多チャンネル信号処理用 ASIC(Application Specific Integrated Circuit) を開発している。ASIC の信号処理の模式図を図 3.2 に示す。[4]

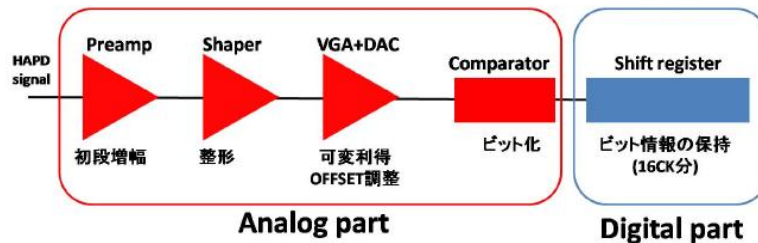


図 3.2: ASIC の信号処理の流れ

ASIC を用いての測定の流れは以下のようにになっている。

- Aerogel で発生した Cherenkov 光を HAPD が検出し、発生した光電子の増幅が行われ ASIC に出力される。
- preamp において入力された電荷信号を電圧に変換し増幅を行い、shaper で信号の整形をする。
- 更に variable gain amplifier(VGA) を用いて利得の調節を行う。offset 調節が可能である。
- comparater では threshold 電圧が設定されており、ビット信号として出力を行う。
- shift register で信号の保持を行い、信号が出力される。

重要となってくるのは HAPD での十分な増幅と、ASIC でのアナログ処理を高い S/N を保ったまま行い、Cherenkov 光による信号とノイズとを threshold によって効率よく分離することである。

Threshold の設定方法

ここで ASIC での threshold の設定の仕方について説明をする。図 3.3 にノイズとシングルフォトンの波高分布の一例を示す。threshold を決める方法として、まずは fitting によってノイズの標準偏差 (σ_{noise}) と中心値 (μ_{noise}) を求める。今回の測定では、 μ_{noise} から $4\sigma_{noise}$ の位置を threshold に設定している。HAPD は S/N が 10 以上あるので、 $4\sigma_{noise}$ にすることでノイズの 99.9%以上をカットでき、シングルフォトンの信号だけを検出することができる。。

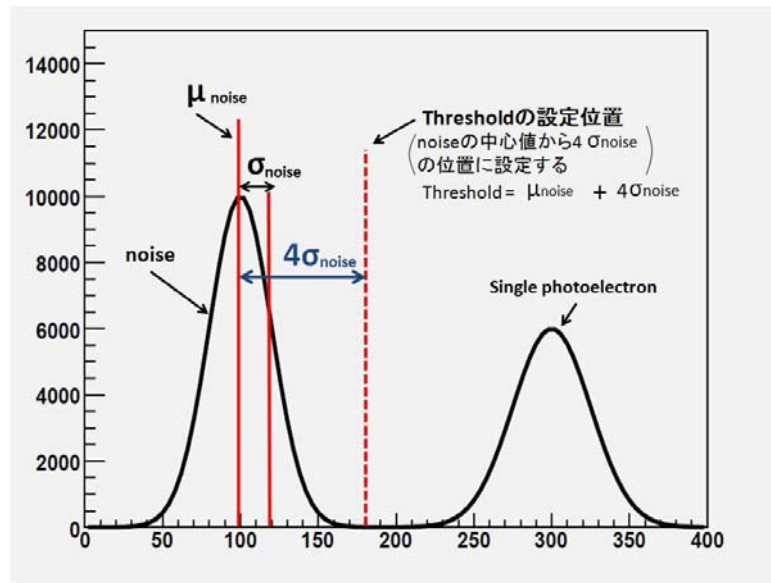


図 3.3: threshold の設定方法

3.1.3 2次元測定の結果

ここで HAPD の 2 次元測定について評価を行う。この測定では HAPD の位置検出応答性について評価を行う。図 3.5、3.8、3.11 に HAPD の 2 次元測定の結果を示す。表に 3.1 に測定条件を記載する。

可動ステージ移動間隔	0.5mm
測定点	130 × 130point
印加電圧	-6,000V
Avalanche gain	×40

表 3.1: 2次元測定条件

可動ステージの移動間隔は 0.5mm で 130 × 130 点を測定している。各点では 5,000 パルスで発光させている。この図の X 軸、Y 軸はレーザの照射位置を表しており、色合いはレーザの照射位置での HAPD のヒットカウントを表している。図 3.5、3.8、3.11 でプロットされているのは全ピクセルでのヒットカウントの重ね合わせである。各図でヒットカウントがないピクセルは HAPD の dead channel が ASIC の dead channel である。各 HAPD の結果をみると HAPD の位置検出応答の一様性が確認できる。中心付近のヒットカウントが高くなっているのは後述する光電子後方散乱の効果によるものである。4.9mm × 4.9mm のピクセルもよく分離されていることが確認できる。

しかし、各図に共通に見られるのは、側管に近い外側のピクセルで分布に歪みが見られることである。それぞれの特徴的な分布を図 3.5~6、3.8~9、3.11~12 に示す。この分布は特定のピクセルにのみ着目して hit count をレーザの入射位置に対してプロットしている。白や赤いラインはピクセル間の境界を表しておりラインに囲まれた四角部分が正しいピクセルサイズとなっている。側管

附近のピクセルでは光電子が正しい位置に入射せずに1つ内側のピクセルに入射してしまっている。その結果、本来のピクセルサイズと異なった分布をとっていることがわかり、5mm位置分解能が達成されていない。特にSHP70の結果では、本来はch37、ch41、ch111に入射する光電子が全て内側にあるch109で測定されている。この原因として、HAPD内の電場の歪みが考えられている。さらに詳しく分布をみるために、1次元測定を行った。

3.1.4 1次元測定の結果

1次元測定の結果を図3.14~3.16に示す。可動ステージの移動間隔は $40\mu\text{m}$ で測定点は2000点である。X軸はレーザを入射させた位置であり、Y軸はその位置でhit countである。1列分の12ピクセルの結果を重ねて表示させている。図中の赤いラインはピクセル境界である5.1mmを表している。

可動ステージ移動間隔	$40\mu\text{m}$
測定点	2000point
印加電圧	-6,000V
Avalanche gain	$\times 40$

表 3.2: 1次元測定の実験条件

各結果から、中心付近のピクセルは他のピクセルとの分離ができており5mm位置分解能が達成されていることがわかる。しかし、端のピクセルでは2次元測定でも確認されたように分布の歪みが確認された。SHP70に関して、端のピクセルの有効範囲が10mmあるように見えるが、この分布は端から2番目のピクセルに入射した分布を表しており、最も端のピクセルにはhitがない状態である。これは本来最も端のピクセルに入射する光電子が電場の歪みによって隣のピクセルに入射してしまったためだと考えられる。SHP74や77では最も端から2番目のピクセルの分布が最も端のピクセルよりも外側に観測されている。これは側管に近いほど電場の歪み影響が強く、より中心に向かって光電子が移動するためである。

chipB						chipA					
36	104	98	92	97	99	82	80	73	79	85	89
34	108	102	96	93	103	86	76	77	83	17	15
32	33	35	100	91	95	78	74	81	87	16	13
27	29	31	106	94	101	84	75	18	14	12	10
26	25	28	30	21	105	90	88	11	9	8	7
24	22	23	19	20	107	1	4	2	6	3	5
122	123	121	125	124	126	55	143	144	140	142	139
120	119	118	116	40	38	57	141	133	135	138	137
117	115	113	110	53	44	61	72	58	132	134	136
114	112	39	43	52	50	67	69	62	127	129	131
111	109	45	47	54	42	59	71	66	64	56	130
37	41	49	51	48	46	63	65	70	68	60	128
chipC						chipD					

図 3.4: HAPD のチャンネル配置

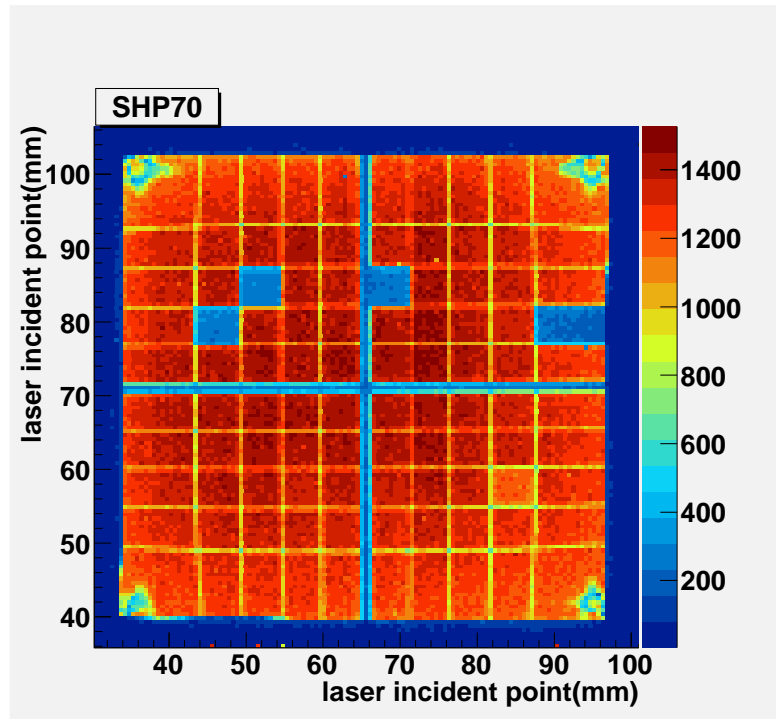


図 3.5: SHP70 の 2 次元測定

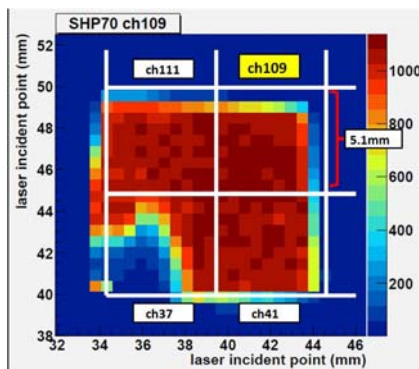


図 3.6: ch109 に着目した分布

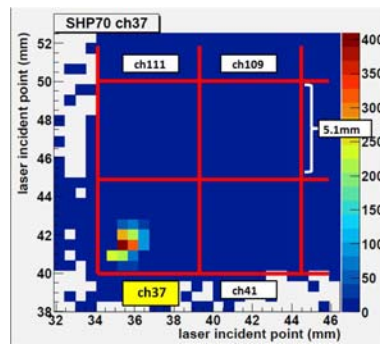


図 3.7: ch37 に着目した分布

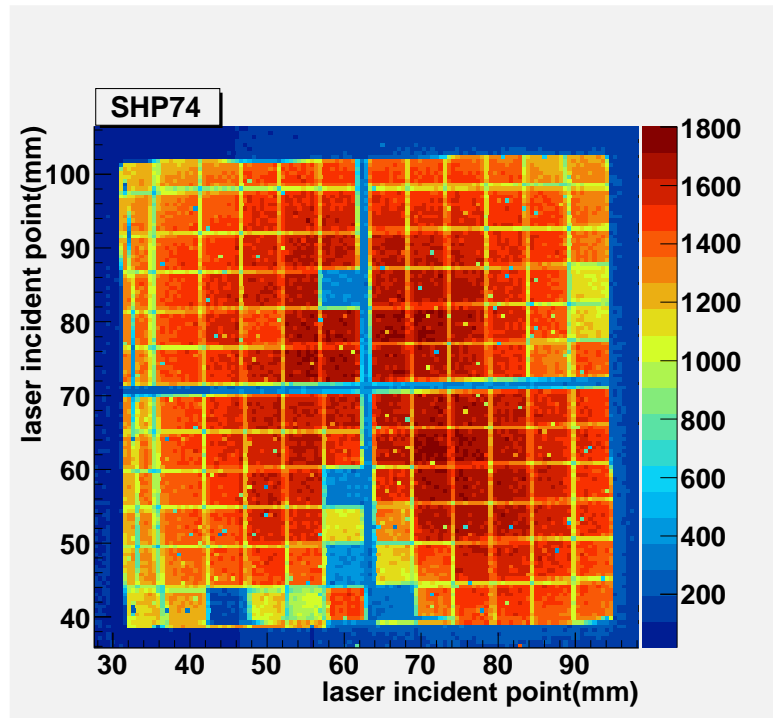


図 3.8: SHP74 の 2 次元測定

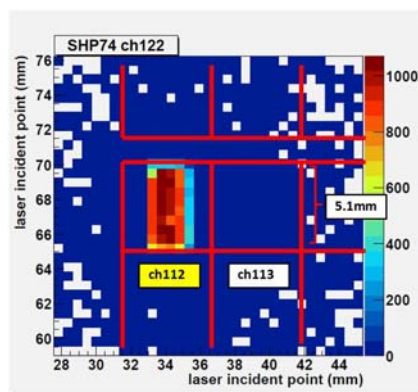


図 3.9: ch122 に着目した分布

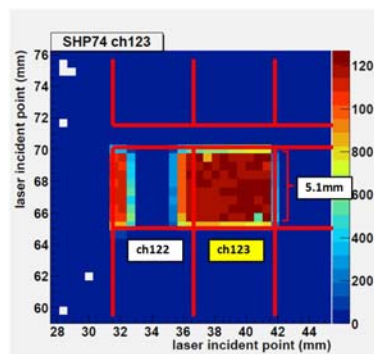


図 3.10: ch123 に着目した分布

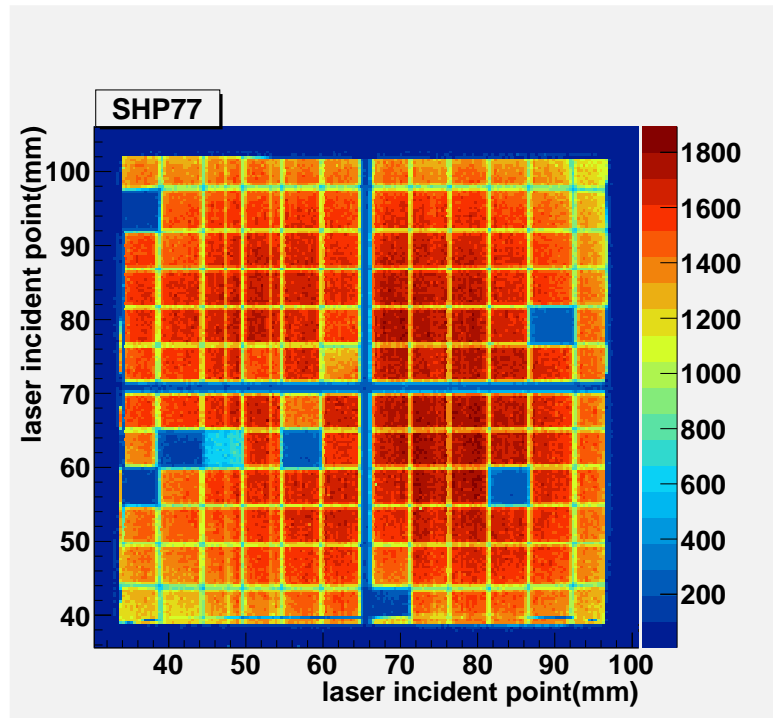


図 3.11: SHP77 の 2 次元測定

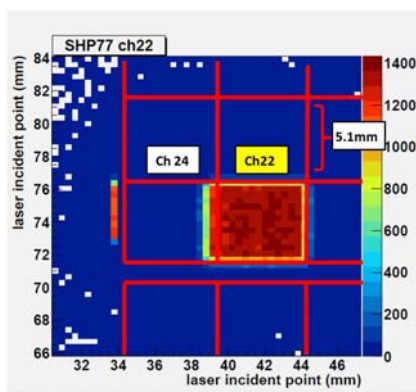


図 3.12: ch22 に着目した分布

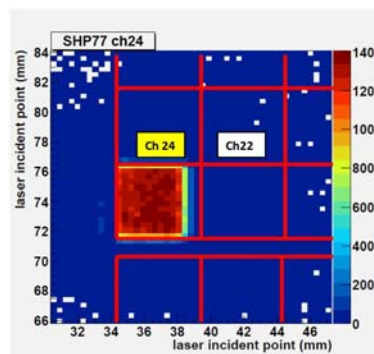


図 3.13: ch24 に着目した分布

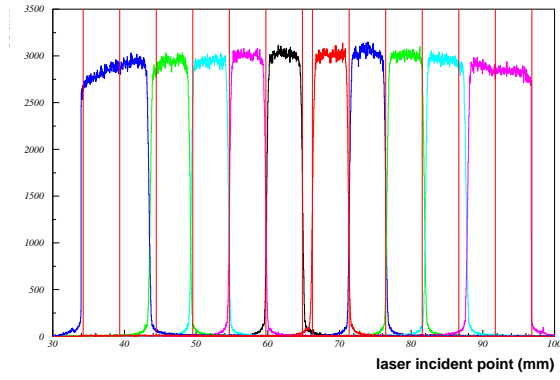


図 3.14: SHP70 の 1 次元測定

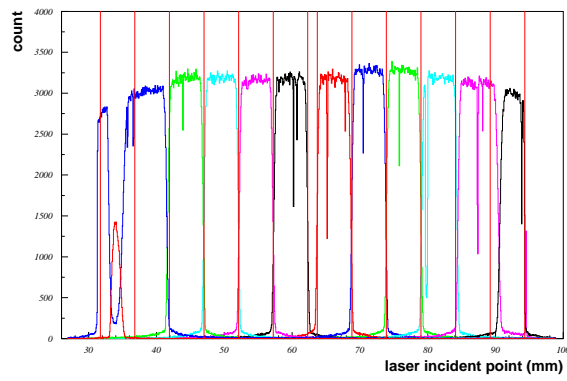


図 3.15: SHP74 の 1 次元測定

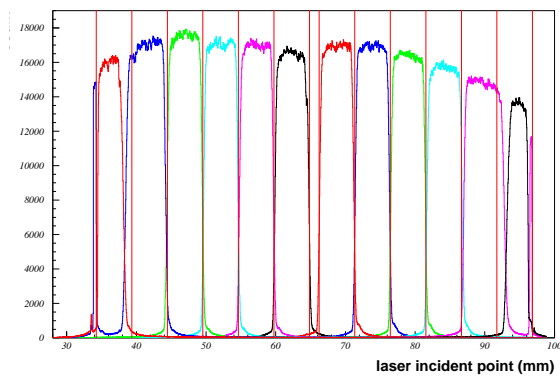


図 3.16: SHP77 の 1 次元測定

3.1.5 側管による電場の歪み

図 3.17 に側管による電場の歪みについて模式図を示す。HAPD は入射窓であるガラスと側管に用いられているセラミックを接合するために金属を挟んでいる。しかし、この構造では光電面に高電圧を印加したときに金属部分にも同じ高電圧が印加されてしまうことになる。この結果、真空管内部の等電位面は光電面に平行ではなく、端では側管に沿って歪むことになる。その結果、測定結果にあるように側管付近では光電子が HAPD 中心に向かって加速され、本来とは異なるピクセルに入射することになる。

この問題は磁場内で改善されることが期待される。HPAD を使用する環境では、磁場は電場に対して垂直にかかることになる。その結果、側管付近で曲げられた光電子は磁場に巻き付き、本来のピクセルに入射すると考えられる。詳しくは、次章で述べることにする。

3.1.6 光電子後方散乱

光電子後方散乱とは、光電子が APD に入射する際に APD 表面で光電子が散乱される現象を指す。模式図を図 3.18 に示す。後方散乱によって HAPD の検出効率の低下やバックグランドの増加が引き起こされる。測定によって確認された分布を図 3.19 に示す。この測定は後方散乱の確認のためにマルチフォトンを用いて散乱を起こりやすくしている。ch113 のピクセルに着目して 2 次元測定を行い、各レーザー入射位置での ch113 のヒットカウントをプロットしている。図 3.18 の円状の分布は ch113 のピクセルにレーザーが入射していないにも関わらず ch113 にヒットがある状態を示している。このヒットの原因を光電子後方散乱と考えた。遠方で APD に入射した光電子が散乱され ch113 で検出されている。後方散乱の拡がりは、散乱後の放射角が 45° で弾性散乱をした場合に最大となり光電面 APD 間距離 20mm の 2 倍である 40mm と考えられ、この値は測定結果と等しくなっている。光電子後方散乱のシミュレーションによる結果を図 3.20 に示す。[5] このシミュレーションは PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons(PENELOPE) と呼ばれる、モンテカルロシミュレーションを用いて計算されている。この結果から今回の測定で設定している $-6,000\text{V}$ の印加電圧では、平均 70% のエネルギーをもって約 20% が散乱されることになる。

この問題も側管による電場の歪みと同様に磁場下で改善が期待される。散乱された磁場へ巻き付き広がりが抑えられ、同じピクセルで検出されるヒットカウントが増加すると考えられる。磁場内での振る舞いを次章でのべることにする。

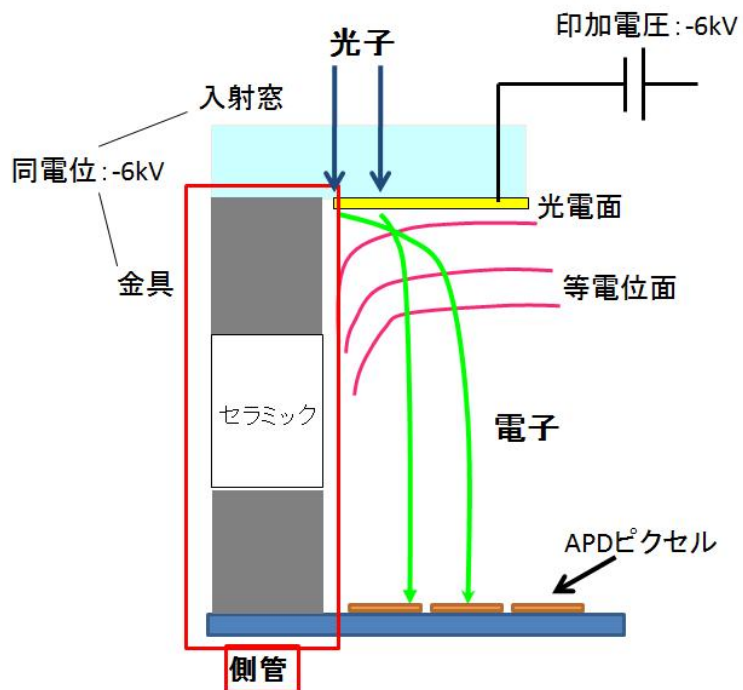


図 3.17: 側管による電場の歪み

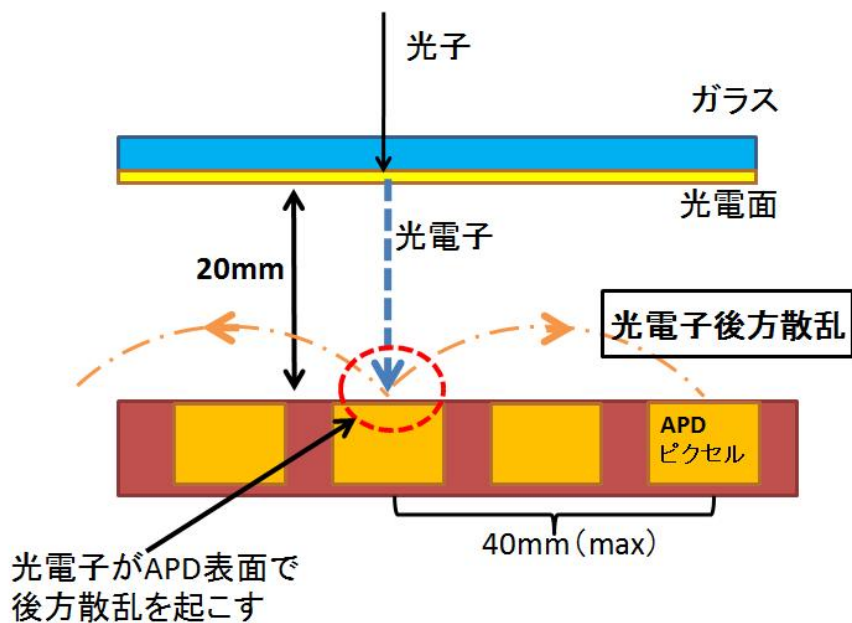


図 3.18: 光電子後方散乱の原理

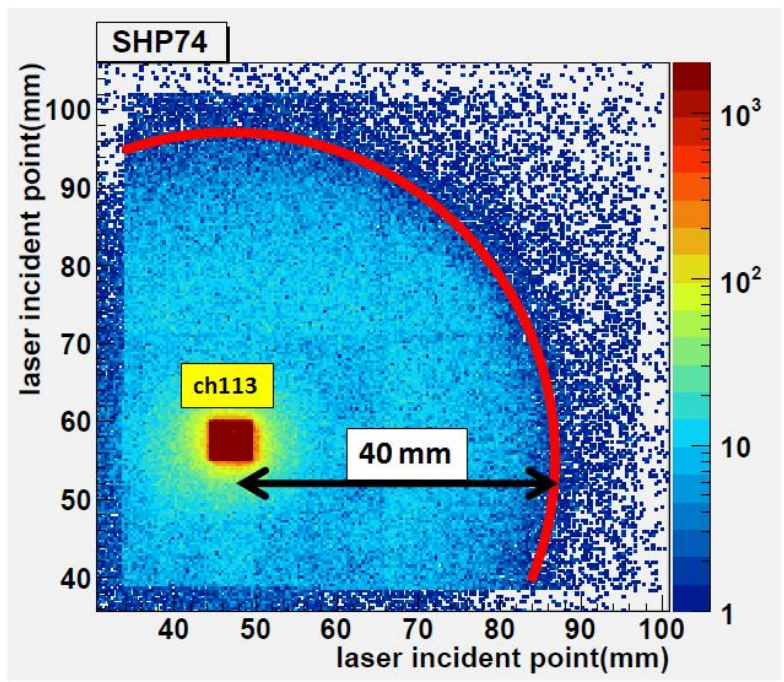


図 3.19: 光電子後方散乱の広がり
ch113 を中心に半径 40mm の後方散乱の分布を確認

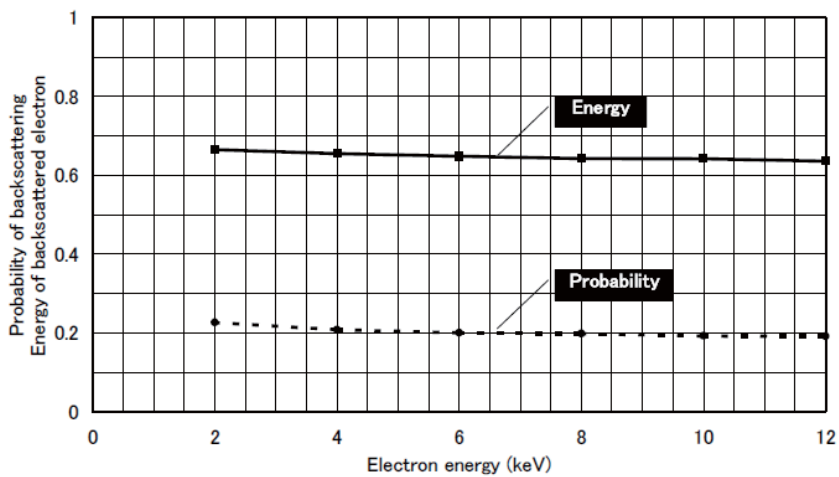


図 3.20: 後方散乱の散乱確率とエネルギー
-6,000V で散乱確率 20%、65%の散乱エネルギーを持つ

3.2 量子効率測定

3.2.1 スーパーバイアルカリ光電面

HAPD の性能向上を考えた場合に重要になってくるのが光電面の量子効率 (Quantum efficiency: QE) である。現状の HAPD は先に述べたようにバイアルカリ光電面を用いてその量子効率は平均 24% 程度となっている。しかし、ビームテストの結果にあるように現在の Aerogel RICH の検出光子数は 6.6 個であり、まだ改善の余地がある。そこで我々は検出光子数の向上のために新しい光電面であるスーパーバイアルカリを用いた HAPD の製作を進めている。スーパーバイアルカリは 30% を超える高い量子効率を実現できる。最近の技術の向上からスーパーバイアルカリを HAPD に使用することができるようになり、新しいサンプルを手に入れることができた。そこで、従来の HAPD と比較をするために量子効率の測定と、これまで確認されてこなかった量子効率の一様性を確認した。

ここでは、まずスーパーバイアルカリの効果について見積もった。図 3.21 に一般的な HAPD の従来の HAPD の量子効率とスーパーバイアルカリの量子効率を示す。この図からスーパーバイアルカリは SHP77 に比べて全波長にわたって量子効率が改善され、ピーク値では約 40% の向上が見込まれる。

次に Aerogel RICH で使用した際の向上について議論していく。Aerogel の厚みを 30mm とした場合の透過率、発生光子数、HAPD に到達する光子分布を図 3.22 に示す。結果から発生する Cherenkov 光は短波長側が支配的であり、発生光子数は $1/\lambda^2$ に比例する。しかし、Cherenkov 光は輻射体である Aerogel 内部でレイリー散乱によって短波長側の光が減衰され、HAPD に到達する光子のピークは長波長側にシフトする。HAPD に到達する光子は 350nm 付近にピークを持ち、バイアルカリやスーパーバイアルカリは同じように 350nm 付近に量子効率のピークを持ち Aerogel RICH に適した光電面である。各光電面の量子効率と到達光子数を用いた HAPD での検出光子数を図 3.23 に示す。この分布から検出光子数を比較した場合、スーパーバイアルカリは従来の HAPD に比べて約 1.8 倍の光子を得ることができる。

以上の考察からスーパーバイアルカリを使用することは Aerogel RICH の性能向上に繋げることができる。以上の結果を受けてスーパーバイアルカリの採用を進めている。

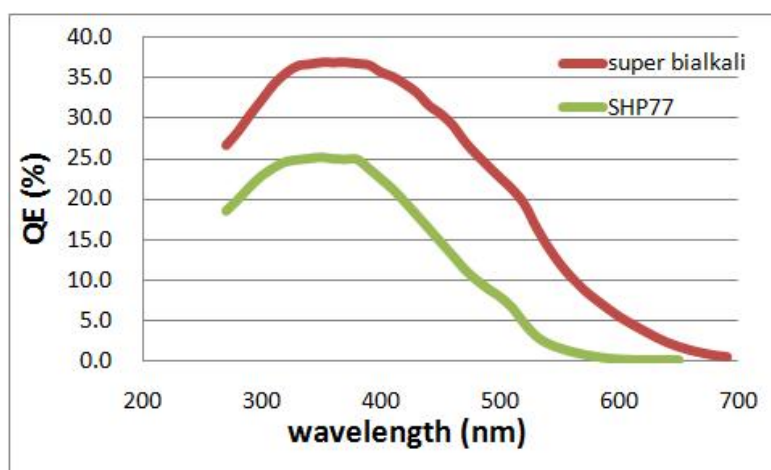


図 3.21: 光電面の比較

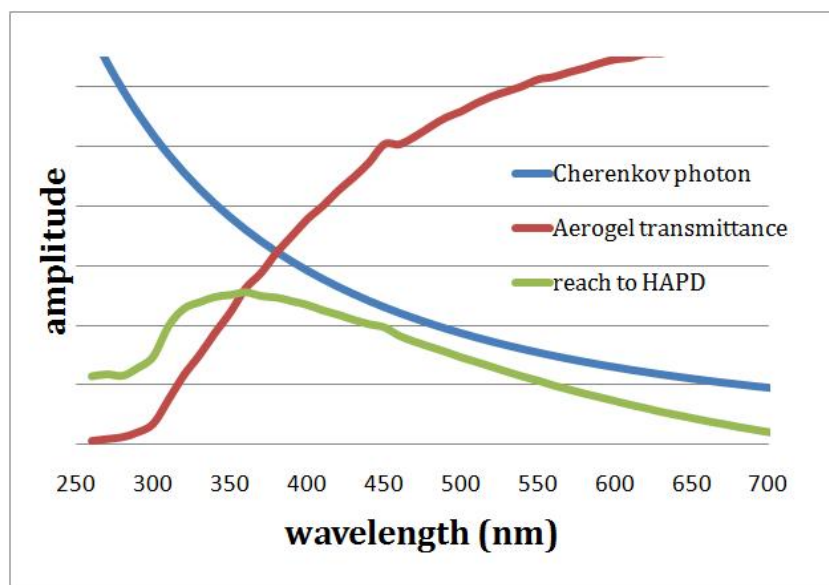


図 3.22: 発生する Chrenkov 光分布、Aerogel の透過率 (30mm)、HAPD への到達光子数

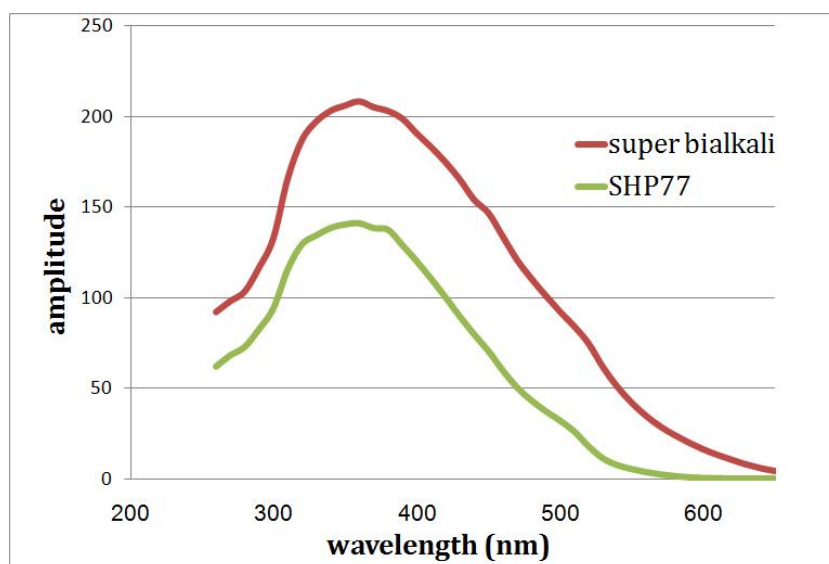


図 3.23: HAPD での検出光子数
30mm のジェルを用いて $\lambda = 200\text{nm}$ の光子を 100 とした時の結果

3.2.2 セットアップと測定方法

量子効率測定のセットアップを図 3.24 に示す。光源としてハロゲンランプを使用し、特定の波長を取り出すためにモノクロメータを通してある。リファレンスとして QE が既知の Photo Diode(PD) を用いている。照射光は $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ のサイズまで絞ってある。測定点の間隔を 5mm として $12 \times 12 = 144$ 点で量子効率を測定している。ハロゲンランプの光量に関して 350nm 以下の波長では光量が不足してしまい測定する光電流が不安定になるため、今回の測定では安定な 360nm から 600nm の波長を用いた。以下に入射光の各波長における量子効率の算出方法を示す。ここで、 QE_{PD} は既知の値、 I_{HAPD} 及び I_{PD} は測定値である。

$$QE_{HAPD}(\lambda) = \frac{I_{HAPD}(\lambda)}{I_{PD}(\lambda)} \times QE_{PD}(\lambda) \quad (3.1)$$

- λ : 入射光の波長
- $QE_{HAPD}(\lambda)$: HAPD の量子効率
- $QE_{PD}(\lambda)$: リファレンス PD の量子効率
- $I_{HAPD}(\lambda)$: HAPD の光電流量
- $I_{PD}(\lambda)$: リファレンス PD の光電流量

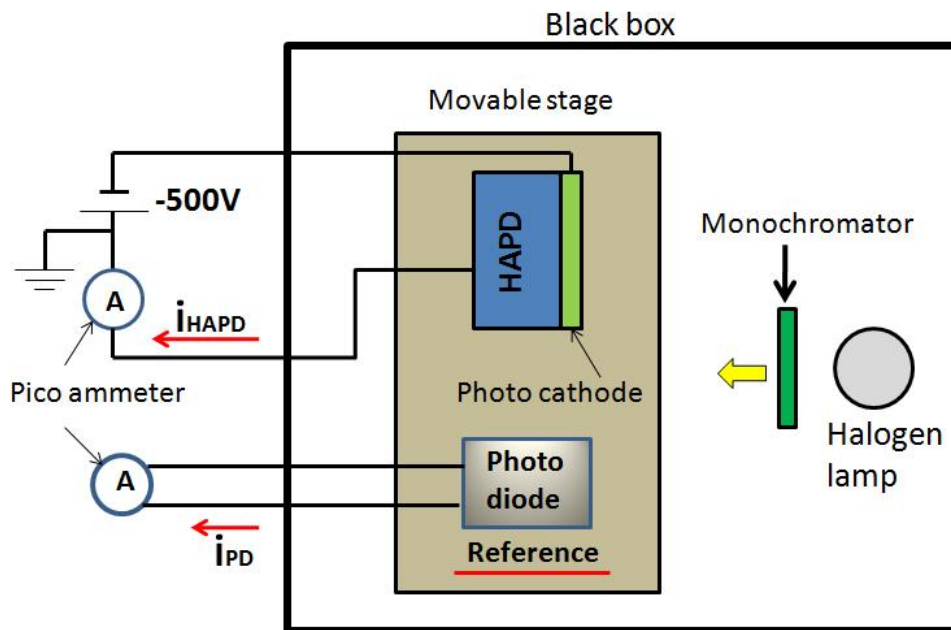


図 3.24: 量子効率測定のセットアップ

3.2.3 測定結果

SHP77とSHP117に関する量子効率と面一様性の測定結果について述べていく。SHP117はスーパーバイアルカリを使用したHAPDであり、SHP77は従来のHAPDの中で量子効率の高いサンプルである。

量子効率の波長依存性

図 3.25 に SHP117 と SHP77 の量子効率の波長依存性の測定結果と浜松ホトニクスによる測定結果を示す。SHP117 は 360nm 付近で QE が 30 長波長側でも改善がみられ、500nm 以上の波長領域でも有意な QE を保持している。浜松ホトニクスとの差異がみられるが、今回の測定では 1mm × 1mm のスポット光を使用しているが、浜松ホトニクスは 30mm × 30mm の広範囲な照射光を用いていることが考えられる。SHP77 と比較した場合、ピーク値で 25% から 33% まで向上している。SHP107 と SHP77 を比較した場合、検出光子数では 1.5 倍の光子が期待できる。

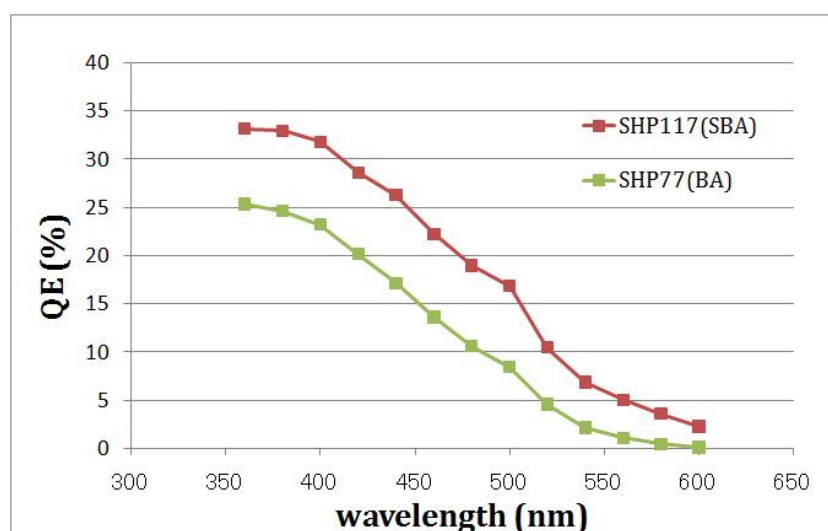


図 3.25: 量子効率の波長依存性分布
SHP117 でピーク値 32%の量子効率を確認

量子効率の一様性

次に光電面の面一様性について議論する。これまでに HAPD の光電面の一様性は確認されてこなかった。今回は HAPD の一様性を初めて測定を行った。図 3.27 に SHP117 に関する、図 3.28 に SHP77 に関する 360nm ~ 580nm までの各波長における面一様性を示す。この測定では 5mm 間隔で 15 × 15 点を測定している。SHP117、SHP77 共に短波長側では高い一様性が確認できる。特に SHP117 は 360 ~ 440nm の範囲で、全ての面で 25% を超える QE を保持している。長波長側では SHP77 について量子効率が数%まで低下してしまい全面で光子の検出が難しくなっている。しかし、スーパーバイアルカリを用いている SHP117 は長波長でも十分な量子効率を持ち、光子を検出できると判断できる。

以上の結果から、スーパーバイアルカリ光電面を使用した HAPD は、高い量子効率と一様性を持っていることが確認できた。

スーパーバイアルカリの試作の量子効率の変遷を図 3.26 に示す。これまでにスーパーバイアルカリを用いた HAPD は 10 個作られてきた。しかしスーパーバイアルカリの特徴である 30% を超える量子効率を持った HAPD は SHP117 のみである。現在は歩留まりが悪い状態であり、スーパーバイアルカリを用いた量子効率 30% を超えるような HAPD の安定した供給が改善すべき問題である。

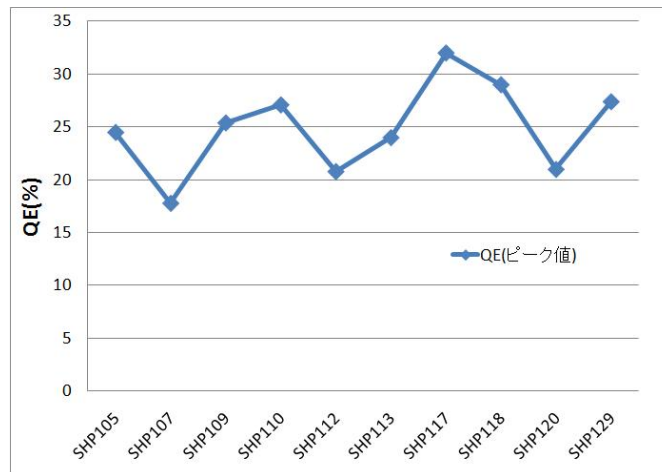


図 3.26: スーパーバイアルカリの量子効率の変遷

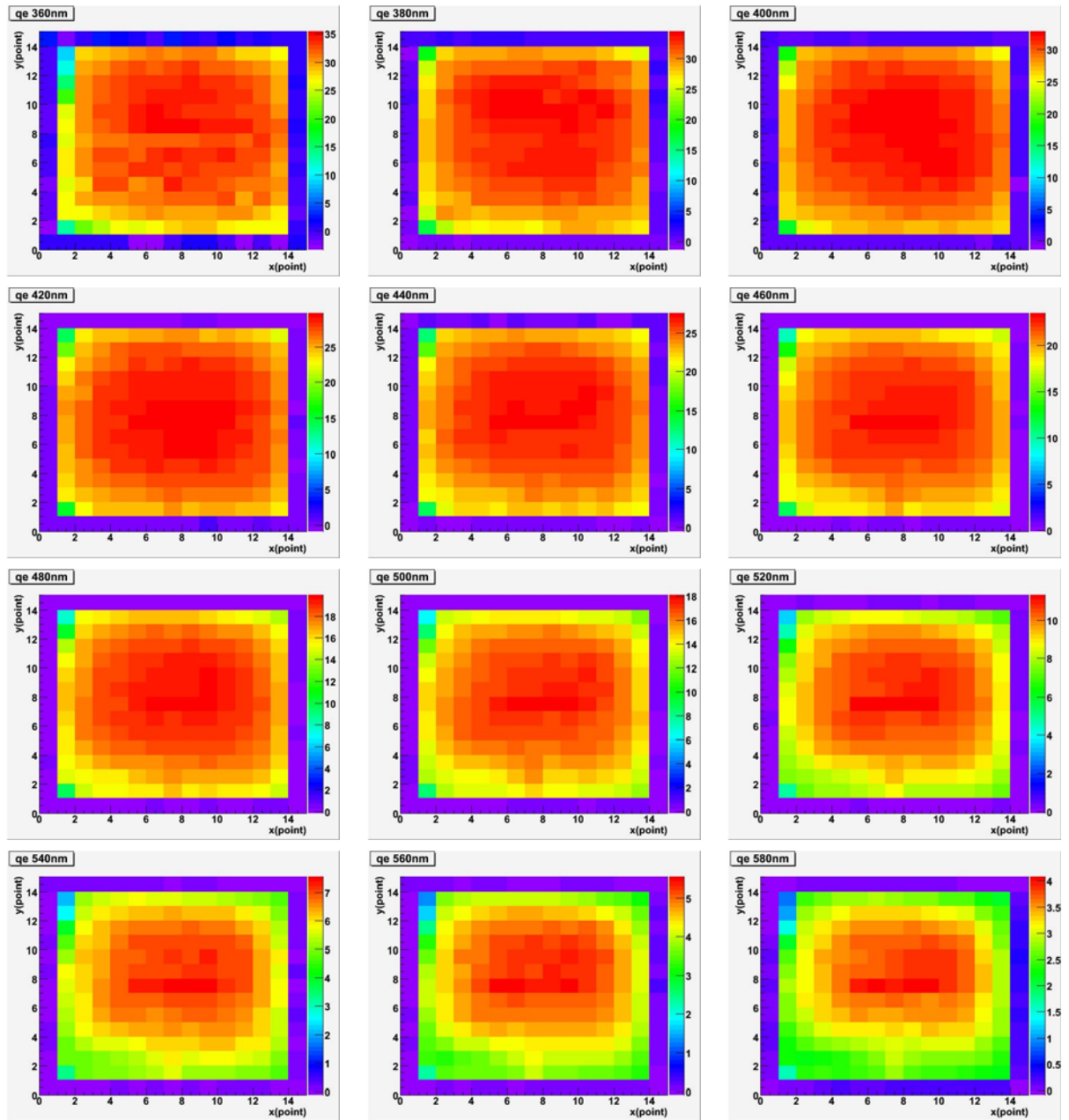


図 3.27: SHP117 の波長毎の面一様性

間隔 5mm で 15×15 点を測定した結果。各軸で $1\text{point} = 5\text{mm}$ となっている。

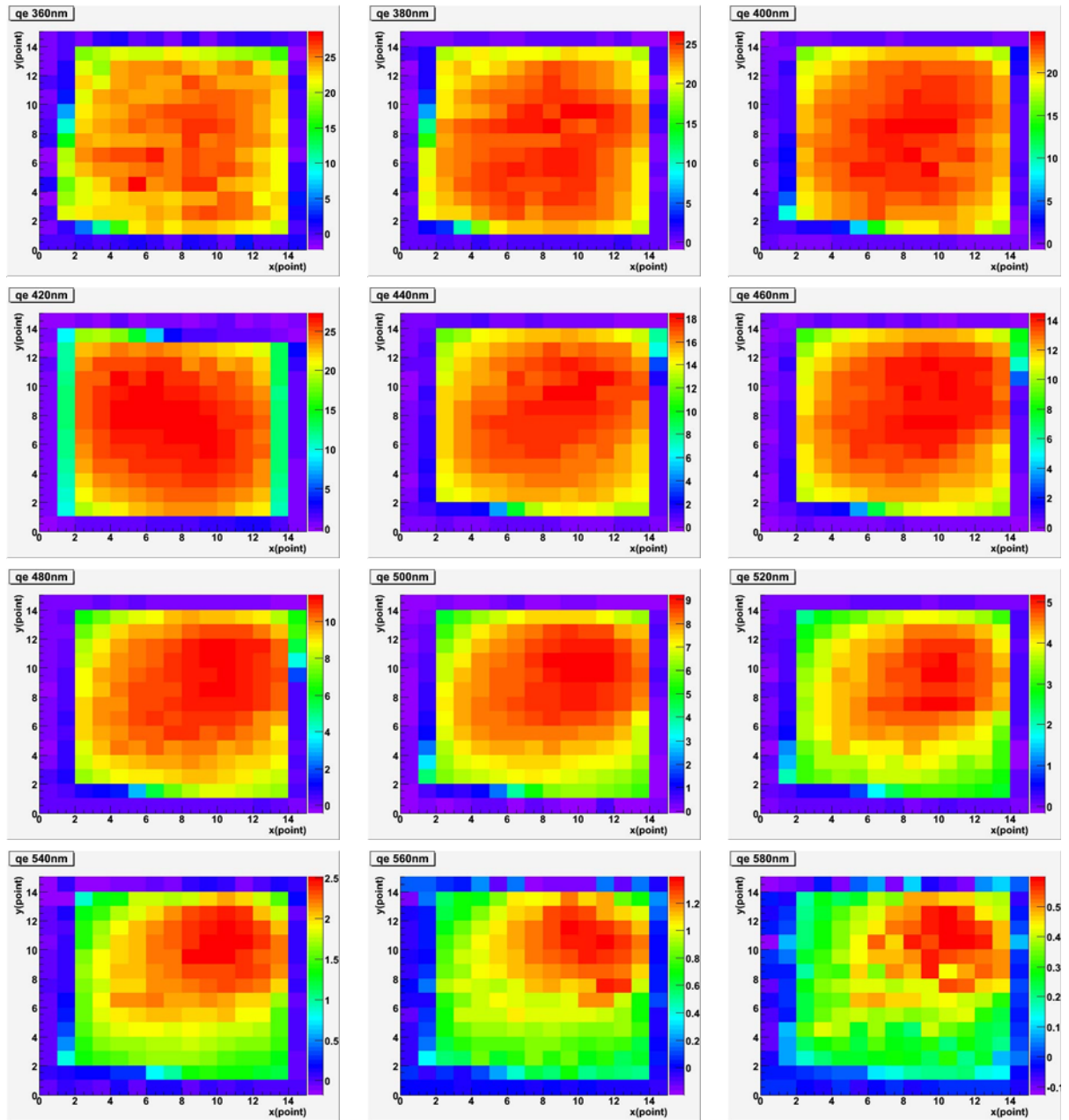


図 3.28: SHP77 の波長毎の面一様性

3.3 まとめ

HAPD の位置分解能

本測定によって HAPD の中心付近で 5mm 位置分解能が達成されていることを確認した。しかし端のピクセルで、位置分解能は悪化していた。本来の入射すべきピクセルに光電子が入射せずに、別のピクセルに入射していることがわかった。この悪化によって有効面積の減少や、Aerogel RICH での角度分解能の悪化を引き起こしてしまう。その原因として、側管による電場の歪みが考えられる。この問題は磁場によって改善されることが予想されており、次章で 1.5T 磁場下での測定結果で詳細を議論する。

また、光電子後方散乱が確認された。半径約 40mm の円状に渡って後方散乱によるものと考えられる分布が広がっていた。後方散乱によって HAPD の efficiency の低下やバックグラウンドの増加といった問題が引き起こされる。この問題も 1.5T 磁場下で改善されることが期待される。側管による影響と共に次章で議論する。

スーパーバイアルカリ光電面

HAPD の性能向上として新たにスーパーバイアルカリ光電面の使用を試みた。従来のバイアルカリからスーパーバイアルカリの変更することで、量子効率が 350nm から 600nm の波長領域で改善され、ピーク値も 25% から 32% への向上を達成した。また今回初めて HAPD の光電面一様性についての測定を実施をした。その結果、スーパーバイアルカリ光電面で十分な一様性を確認した。しかし、まだ試作段階であり歩留まりの悪さが問題となっている。今後は測定結果をフィードバックすることで製造技術の向上を図り、安定して良質なスーパーバイアルカリの供給が必要となる。

第4章 電磁石を用いたHAPDの磁場耐性評価

4.1 磁場耐性試験

この章では電磁石を用いて1.5Tの磁場下でのHAPDの振る舞いについて述べる。以下のような測定を行った。

- 1.5T 磁場下での測定
- 側管による影響の評価
- マルチフォトンを用いての後方散乱の評価
- シングルフォトンを用いての後方散乱の評価

この測定を通して、1.5T 磁場耐性、側管による影響と光電子後方散乱の磁場下での改善を確認する。

4.1.1 電磁石

この実験ではKEKの電磁石「牛若」(図4.1)を用いて1.5Tの磁場を発生させた。図4.2に磁場強度の電圧依存性と位置依存性を調べた結果を示している。ガウスメータを使用して、各電圧での開口部の磁場を測定した。磁場の強度、一様性から1.5Tの発生を確認し、その後の測定を行った。

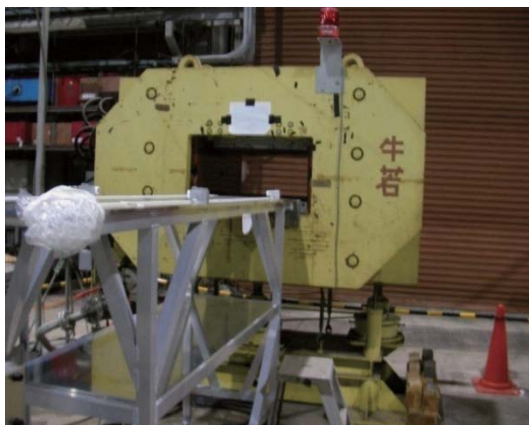


図 4.1: 電磁石「牛若」

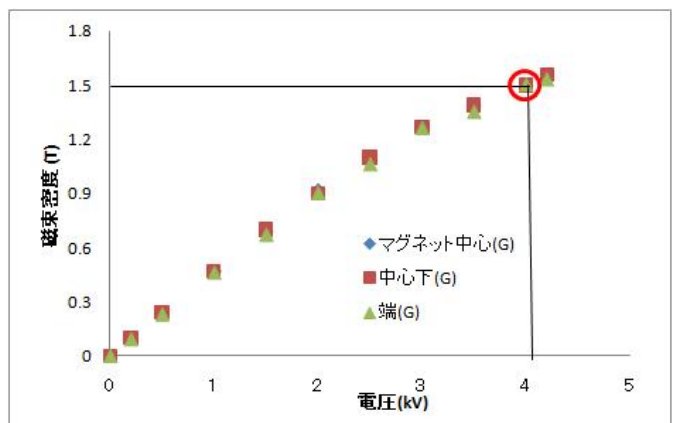


図 4.2: 牛若の強度と一様性

4.1.2 磁場内での光電子の運動

基本測定で確認されたように、HAPD は側管が形成する電場によって光電子が HAPD の中心に向かって軌道が曲げられてしまう。この問題によって HAPD の端で像の歪みや hit count の減少が引き起こされる。この問題は磁場内で改善されると考えられている。以下にこのことについて議論をする。磁場内 (\vec{B}) での光電子 (電荷 e , 質量 m_e) の運動を考えた場合、光電子は磁場からローレンツ力 \vec{F} を受ける。

$$\vec{F} = e \cdot \vec{v}_e \times \vec{B} \quad (4.1)$$

光電子はローレンツ力によって螺旋運動をする。この時半径 R において光電子に働く遠心力 \vec{F}_R は

$$\vec{F}_R = m_e \times \frac{v_e^2}{R} \quad (4.2)$$

となり、螺旋運動の半径 R は光電子に働く遠心力とローレンツ力のつり合いから、

$$R = \frac{m_e v_e}{eB} \quad (4.3)$$

と表せる。 e は素電荷、 m_e は電子の質量、 v_m は光電子の速さである。さらに光電子の磁場に垂直な運動エネルギー E_{\perp} を用いて表すと、

$$R = \frac{1}{eB} \cdot \sqrt{2m_e E_{\perp}} \quad (4.4)$$

となる。ここで E_{\perp} を eV に換算し直して、既知の値を代入すると、

$$R(\mu m) = 3.37 \times \frac{\sqrt{E_{\perp}(eV)}}{B(T)} \quad (4.5)$$

と表される。磁場内で光電子は上式のようなラーモア半径で螺旋運動をすることになる。

ここで側管による影響と後方散乱が磁場中でどのようになるか計算を行った。側管の影響を考えた場合、電場の歪みで光電子はガラス面と平行に最大 5mm 程度移動することになる。この時磁場に垂直な運動は最大で 100eV となるので、式 4.5 に代入して 30 μm 程度となりピクセルサイズの 5mm に比べて十分小さな値である。後方散乱を考えた時に放出角 45° で弾性散乱された時に半径が最大となるので、式 4.5 から、ラーモア半径は 180 μm となりピクセルサイズに比べて十分に小さな半径となる。このように側管による影響や光電子の後方散乱は磁場によって十分に抑えることができると思込まれる。

4.1.3 セットアップと測定方法

磁場評価測定のセットアップを図 4.3 に示す。磁場に対して垂直に HAPD を設置して測定を行った。磁場中では可動ステージを使用することができないので、磁場の影響を考慮して十分離れた位置にステージを設置して 3m の長さを持つ G-10 の棒を利用して光源の移動を行っている。読み出しは基本測定と同じセットアップを用いている。

今回の測定では、測定条件として HV=6,000V, avalanche gain=40 で測定を行った。光源として、マルチフォトンの測定では LED(波長: 400nm), シングルフォトンの測定では PLP(波長: 420nm) を使用した。

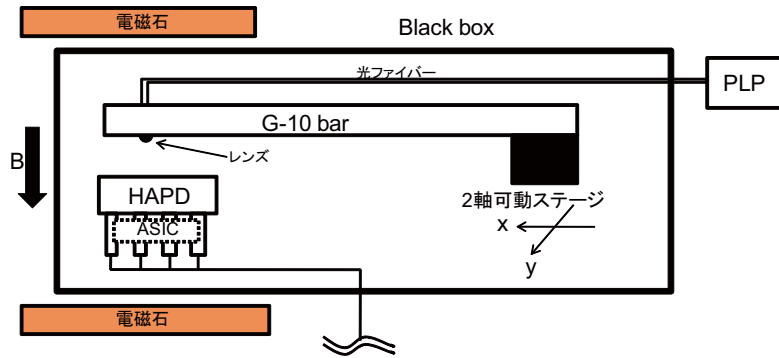


図 4.3: 電磁石「牛若」

4.2 測定結果

4.2.1 1.5T 磁場下での動作確認

まずは 1.5T の磁場下での HAPD (SHP0070) の動作確認を行った。この測定では光源として LED を使用している。その結果を図 4.4 に示す。基本測定の結果に比べて像が荒くなっているのは集光を行っていない為である。この結果から 2 次元測定によって各 pixel の分離が確認できた。尚、pixel 間のギャップの hit count が多いのはマルチフォトンを用いているためである。図 4.5 に 1 次元測定の結果を示す。2 次元測定と同様に各 pixel の分離が確認できる。以上から HAPD は 1.5T の磁場下でも動作可能であることが確認できた。

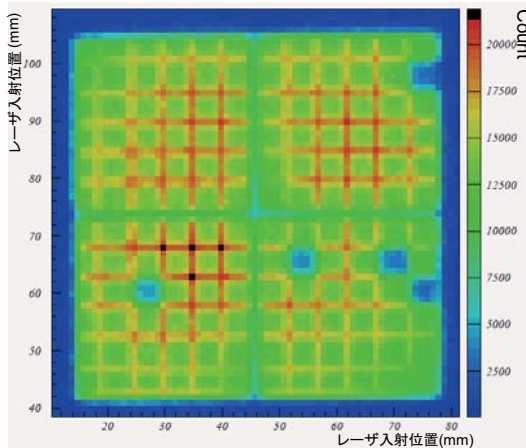


図 4.4: 1.5T 磁場下での 2 次元測定

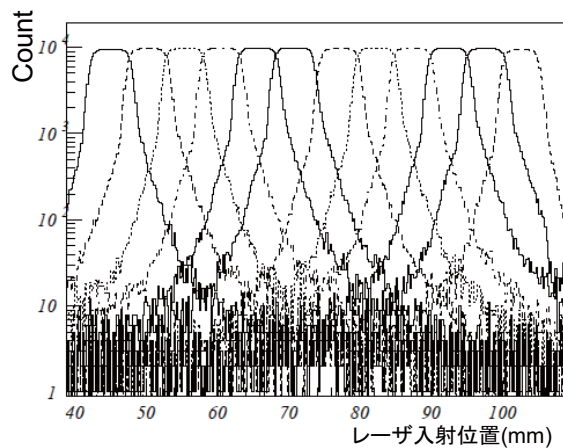


図 4.5: 1.5T 磁場下での 1 次元測定

4.2.2 側管による電場の歪み検証

図 4.6、4.7 に SHP70 と 77 の測定結果を示す。今回の測定では側管による影響を評価した。尚この測定では光源として PLP を使用しており、レンズを用いて $100\mu\text{m}$ の点光源まで絞ってある。測定結果から端の分布が改善されているのがわかる。さらに、磁場への巻き付きによって生じる螺旋運動の半径も計算していたようにピクセルサイズに比べて十分に小さくなるため影響は確認されなかった。よって、HAPD は磁場内で使用することで螺旋運動による悪化を気にすることなく、側管による影響が改善できると言える。また、図中の青い縦線は 5mm のピクセル境界を表しており、HAPD は 1.5T の磁場の下で端のピクセルも含めて全てのピクセルで必要とされる 5mm の位置分解能を有していることが確認できた。

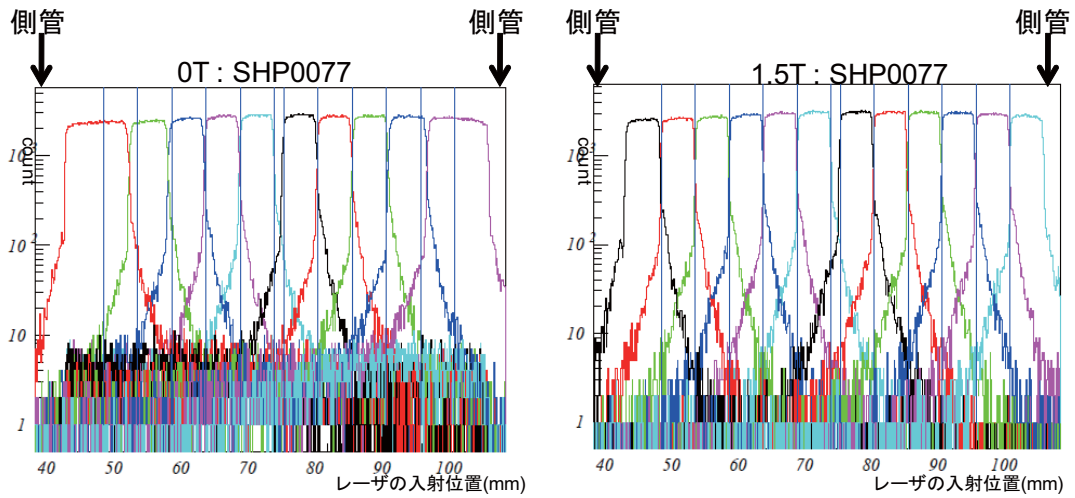


図 4.6: SHP0070 の 1 次元測定の結果結果

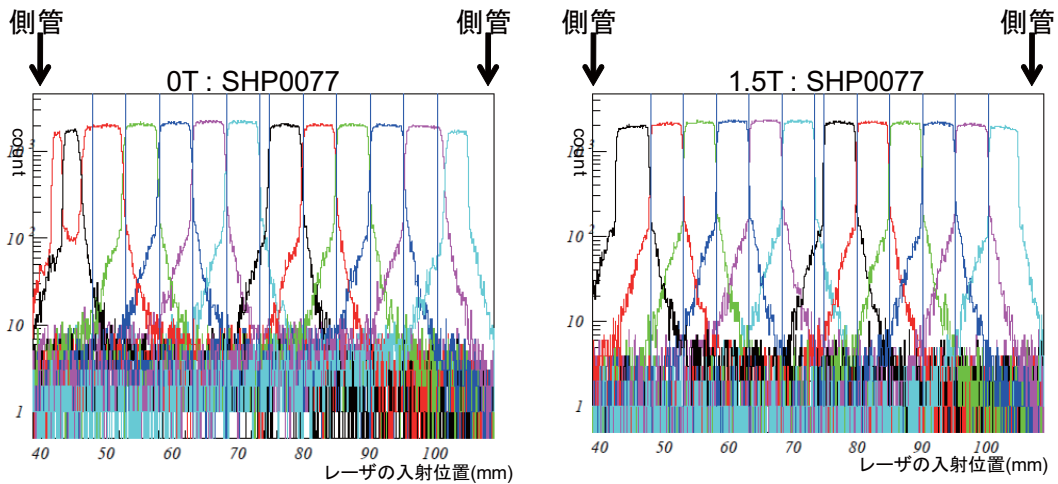


図 4.7: SHP0077 の 1 次元測定の結果

4.2.3 Photoelectron back scattering の検証

マルチフォトンを用いた評価

ここでは磁場の有無での振る舞いを明確に比較するためにマルチフォトンを用いて評価を行っている。2次元測定による結果を図4.8に示す。この図はch113に着目した結果を表している。この結果から後方散乱の最大飛距離である40mmの分布が減少していることが確認できる。1.5Tで確認できるch113の周りの分布はAPD表面での光の反射によるものであると考えられる。

そこで、後方散乱と光の反射を区別するために1次元測定を行い評価を行った。その結果を図4.9に示す。図4.9から磁場の有無を考慮した場合、緑の線から分布に差が生じている。これは、緑の線までは分布が一致するので磁場の影響を受けない光の反射によるものであり、緑の線から外側では1.5Tの磁場下ではヒットカウントが無くなっていることから後方散乱が抑えられていることがわかる。よって磁場下では後方散乱が改善され、磁場の影響を受けないAPDでの光の反射の影響が測定されることになる。

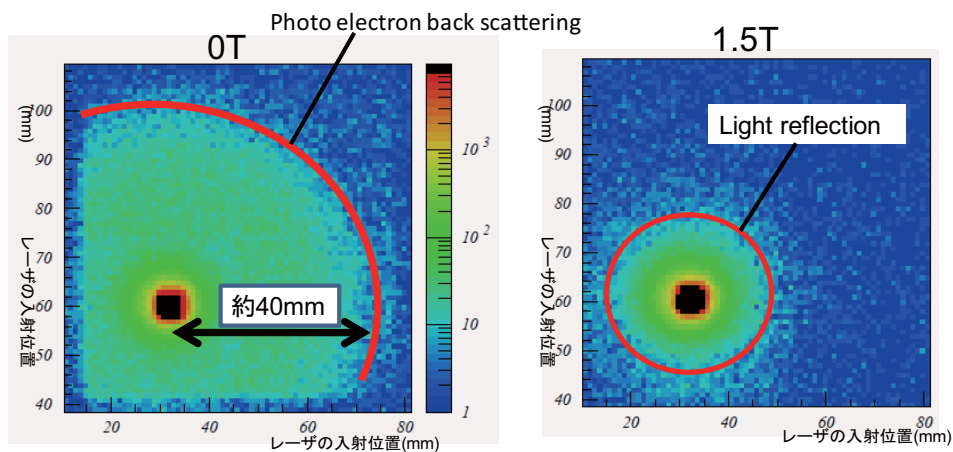


図 4.8: 2次元測定による back scattering の比較

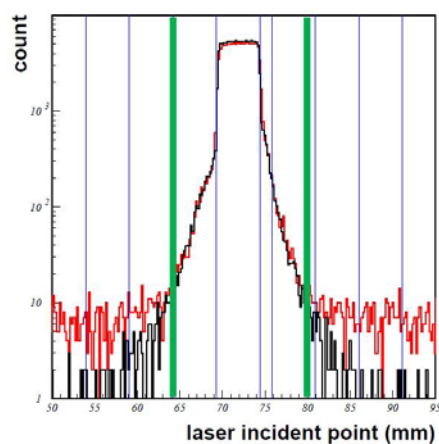


図 4.9: Back scattering と光の反射による分布の違い

シングルフォトンを用いた評価

次にシングルフォトンレベルの光源を用いて測定を行った。結果を図 4.10 に示す。図 4.10 から測定を行った 12 個全ての pixel で efficiency の向上が確認された。これは back scattering された光電子が磁場への巻き付きによって散乱が抑えられた結果と理解できる。側管の影響が小さい中心付近の 6 つの pixel に関して hit count の変化を求めた。表 4.1 に結果を示す。各 pixel で 10% 前後の増加を確認した。シミュレーション (図 3.20) の結果では 20% が back scattering を起こす結果となっているが測定結果からはその半分程度しか検出されていないことになる。原因の 1 つとして、散乱する際にエネルギーを失うことで十分な打込みゲインが得られずに threshold で切られてしまうことが考えられる。この差異については今後さらに電磁石を用いての測定を行い考察を深めていく必要がある。

次に後方散乱の量と距離依存性について考察を行った。図 4.11 に示すように ch143 のピクセルに着目し、ch143 を中心とした半径 40mm の円の内、1/4 の範囲で 0T と 1.5T での count の減少分と ch143 での増加分を求めた。減少分に関しては求めた 4 倍の数が後方散乱した光電子の量とした。このとき、後方散乱する光電子は 360 度に等方的に散乱すると考えている。その結果、以下のような量となった。

後方散乱した光電子数 : 10000 ± 130
ch143 での増加量 : 9600 ± 100
後方散乱の内、増加量が占める割合 : $96\% \pm 2$

この結果から後方散乱された光電子はほとんどが磁場への巻き付きによって本来のピクセルに検出されたと考えられる。後方散乱の距離による依存性について評価を行った。図 4.12 にその結果を示す。X 軸は ch143 からの距離を表しており、Y 軸はその距離での後方散乱の count 数である。この結果から距離 22mm の位置が最も後方散乱が飛来する位置であることがわかる。

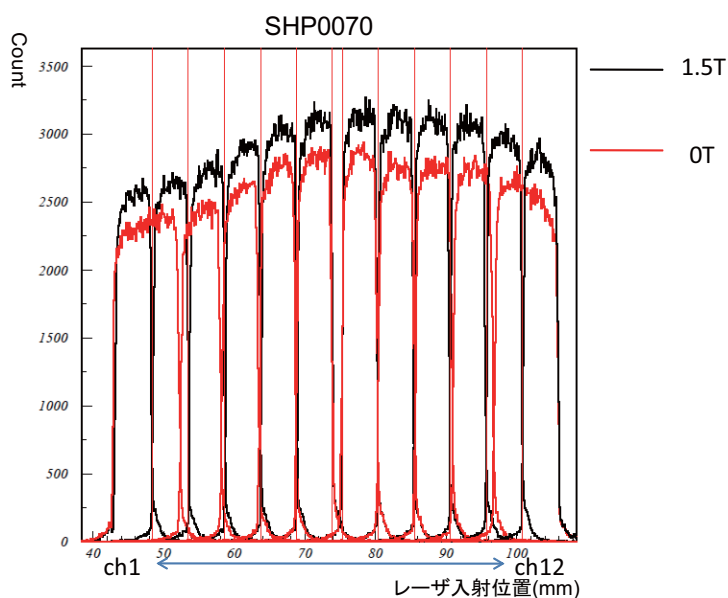


図 4.10: 1次元測定による back scattering の比較

	ch4	ch5	ch6	ch7	ch8	ch9
増加率 (%)	10.2	9.30	9.22	10.0	12.7	12.7

表 4.1: Hit count の増加率

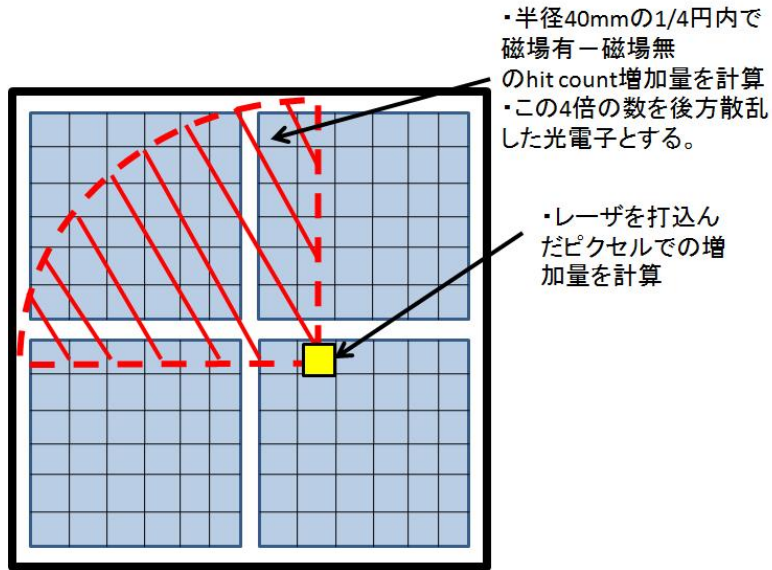


図 4.11: 光電子後方散乱の見積もり方法

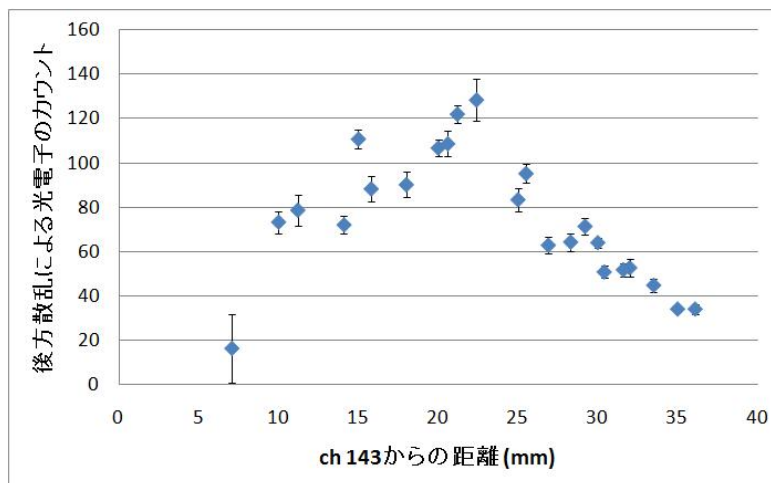


図 4.12: 光電子後方散乱の距離による依存性

4.3 まとめ

本測定を通して 1.5T 磁場下での HAPD の振る舞いについて議論してきた。

1.5T 磁場下での動作

HAPD は 1.5T 磁場下でも性能の劣化なく使用できることが判明した。この結果から HAPD は要請される 1.5T の磁場耐性の要求を満たすことを初めて示すことができた。

側管による影響

側管による影響によって光電子の軌道が曲げられ、位置分解能が悪化する問題が挙げられていた。しかし、磁場下では光電子の磁場への巻き付きによってこの問題が改善されることを証明できた。この結果全てのピクセルで 5mm 位置分解能を達成することができた。HAPD は磁場下で使用することで要求される 5mm 位置分解能を満たすことが確かめられた。

光電子後方散乱

光電子の後方散乱に関して、磁場下での改善が確認された。また、磁場への巻き付きによって散乱された光電子を同じピクセルで検出することになるので HAPD の検出効率の改善がみられ、約 10% の向上となった。

以上の結果から Aerogel RICH から要請される 1.5T 磁場耐性と 5mm 位置分解能を、HAPD が有していることを初めて示すことができた。さらに、磁場中での使用により検出効率の向上やバックグラウンドの低下と性能が向上することも確認した。

第5章 原子炉を用いたHAPDの中性子耐性試験

今回の研究ではHAPDの放射線耐性について測定を行った。Belle IIでは、放射線の中でも特に中性子の与える影響が懸念されている。1年間に $1 \times 10^{11}(\text{neutron}/\text{cm}^2)$ の中性子耐性が必要とされている。

放射線耐性の評価として以下の測定を行った。

- S/N
- ゲイン
- リークカレント
- ASICを用いた2次元測定と1次元測定

HAPDへの影響として、APDの劣化が考えられる。この問題はHAPDだけではなく他の半導体検出器でも憂慮されている。原因として、Non Ionization Energy Loss(NILE)による損傷が考えられている。その損傷は中性子とSi原子との弾性散乱によって生じる格子欠陥から引き起こされる。損傷によりSiのバンドギャップ中に中間準位が形成され、熱励起されるキャリアが増加する。結果として漏れ電流の増大が起こる。漏れ電流の増加はノイズの増加に繋がり、1光子検出能力の悪化を引き起こしてしまう。

本研究では中性子がどの程度HAPDの性能悪化を引き起こすのかについて評価を行った。

5.1 中性子による影響

5.1.1 中性子損傷のメカニズム

中性子がHAPDに与える影響について説明する。中性子は半導体内部の構造に欠陥を生じさせる。これをバルク損傷と読んでいる。この他に荷電粒子が半導体表面に欠陥を生じさせる表面損傷がある。今回の測定ではバルク損傷だけに着目して評価を行う。物質内部で起こるバルク損傷をフレンケル欠陥(図5.1)と呼ぶ。フレンケル欠陥とは、中性子によって原子が弾き出され、格子点を抜けた原子は格子間原子となって格子点ではない部分に入り込み空孔と格子間原子とが対を作ることができる欠陥である。多くの空孔、格子間原子は短時間で再結合を起こすが、一部は安定な欠陥となる。この安定した欠陥が半導体のバンドギャップ中に新しいエネルギー準位(欠陥準位)(図5.2)を作る。この結果、励起される電子が増加され、リークカレントが増大することになる。

5.1.2 Belle 実験における中性子の発生と発生数の見積もり

Belle 検出器エンドキャップ部分では中性子の発生源として Belle 検出器外部のビームパイプやマグネットに γ 線が衝突することで発生していると予想される。原理として radiative bhabha 散乱によって生じた γ 線が検出器外部にある磁石やビームパイプに衝突して中性子を発生させエンドキャップまで飛来することが考えられている。(図 5.3)

Belle 検出器ではエンドキャップで 1 年間に $1 \times 10^{10}(\text{neutron}/\text{cm}^2)$ の中性子の照射を見積もっている。Belle エンドキャップでの中性子量はエンドキャップ ECL で使用されている Photo Diode(PD) を用いて見積もられている。まず、実際の実験で使用されている PD のリークカレントを測定する。次に同タイプの PD に対して弥生を用いて中性子を照射する。照射することでリークカレントが増加していくが、Belle の PD と同じリークカレントになった時の中性子量を Belle エンドキャップの中性子量としている。この結果を用いて Belle 実験で 1 年間に $1 \times 10^{10}(\text{neutron}/\text{cm}^2)$ と見積もった。

5.2 原子炉を用いた耐性評価

原子炉「弥生」

中性子耐性評価を行うために東京大学の原子炉「弥生」(図 5.4) を用いて実験を行った。この原子炉の特徴は高速中性子と呼ばれる 0.1MeV 以上のエネルギーを持つ中性子を照射することができることである。弥生から発生する中性子のエネルギー分布を図 5.5 に記す。今回は出力 500W、 $2 \times 10^8(\text{neutron}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$ の照射量で測定を行った。

セットアップと測定項目

弥生での照射時のセットアップを図 5.6 に示す。今回の実験で使用した HAPD と照射量を表 5.1 に記す。HAPD の中性子耐性評価のために、波高分布測定、リークカレント、ASIC を用いての測定を行った。弥生での照射直後の測定と、1 ヶ月から 2 ヶ月の期間を開けて放射化が治まった状態での測定と 2 通りの測定がある。前者の測定では HAPD が放射化しており測定結果に影響を与えている可能性がある。

HAPD	照射量 $\text{neutron}/\text{cm}^2$	Avalanche ゲイン
SHP94	0.5×10^{11} (6 ヶ月)	$\times 40$
SHP100	1×10^{11} (1 年)	$\times 40$
SHP112	2×10^{11} (2 年)	$\times 40$
SHP107	5×10^{11} (5 年)	$\times 30$

表 5.1: 使用した HAPD と照射量

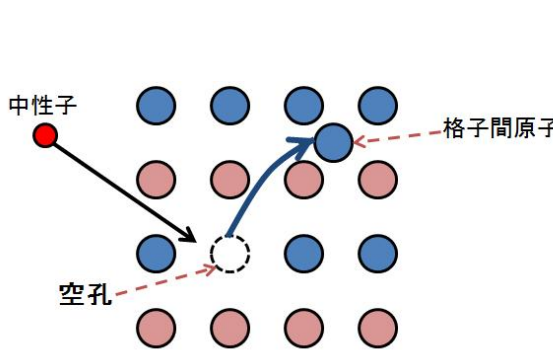


図 5.1: フレンケル欠陥

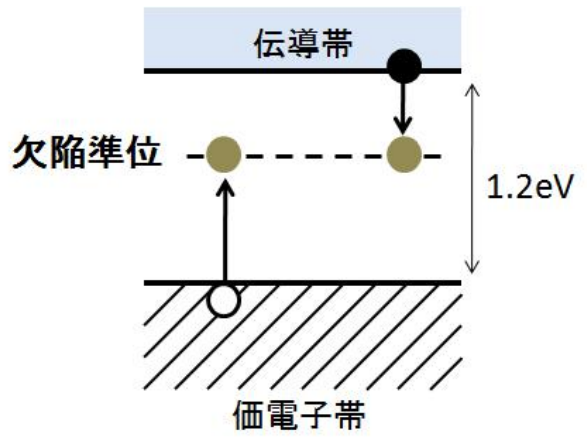


図 5.2: 欠陥準位の形成

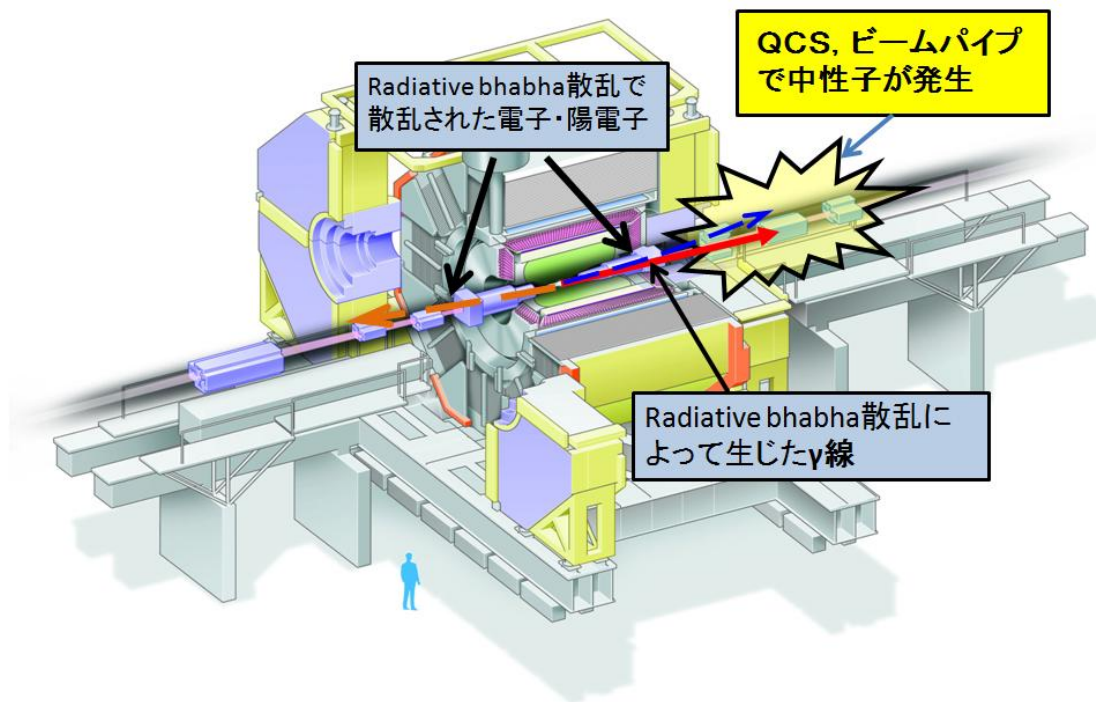


図 5.3: 中性子の発生



図 5.4: 原子炉「弥生」

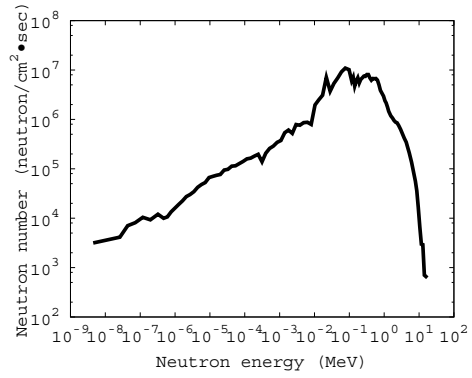


図 5.5: 弥生の中性子スペクトル

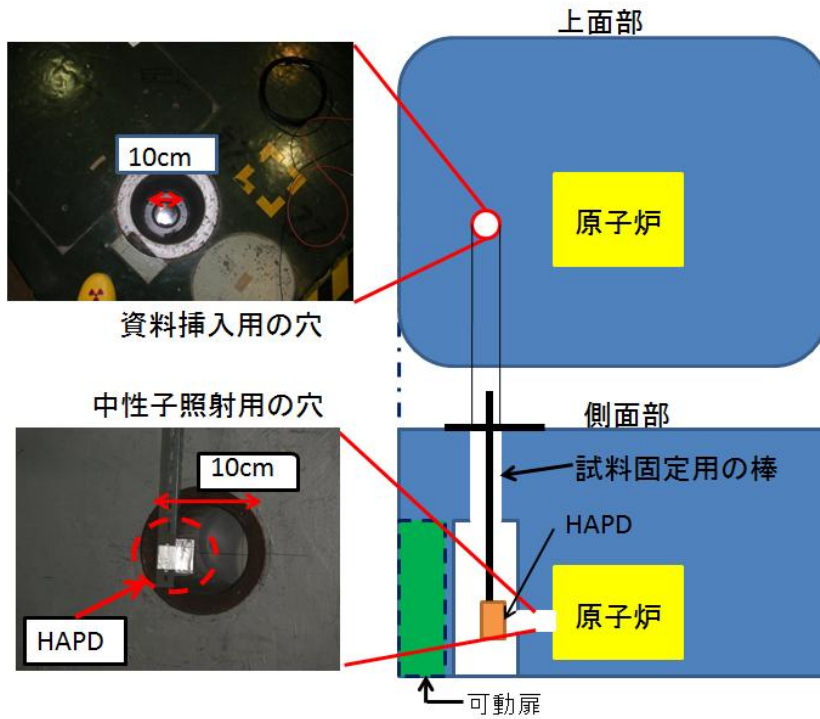


図 5.6: 照射時のセットアップ

5.3 測定結果

5.3.1 波高分布測定

中性子照射直後の波高分布を図 5.7~5.10 に示す。各 HAPD で 4 つのピクセルについて波高分布測定を行った、その中の 1 つのピクセルについて分布を載せてある。この結果から全ての照射量においてノイズの増加が確認された。 $0.5 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ 、 $1 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ ではペDESTAL と single photon の分離は可能であるが、 $2 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ では測定した半分のピクセルで、 $5 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ では測定した全てのピクセルで single photon とノイズの分離が出来ない状態となっていた。

次にゲインの変化について評価した。ここではゲインを以下の式を用いて求める。

$$\text{Gain} = \text{mean}(\text{one photon}) - \text{mean}(\text{two photon}) \quad (5.1)$$

$$\text{Gain 低下率 (\%)} = 100 - \frac{\text{Gain}(\text{after})}{\text{Gain}(\text{before})} \times 100 \quad (5.2)$$

その結果を表 5.2 に表す。中性子照射により Gain の低下も確認された。 $5 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ で最大 20% 程度の減少であった。しかし、少ない照射量でも chip によっては大きなゲインの低下が確認されている。chip やピクセル間で影響への個体差があることが考えられる。

照射量 neutron/cm^2	0.5×10^{11}	1×10^{11}	2×10^{11}	5×10^{11}
Gain 低下率 (%) chipA	11±7	1±1	10±1	19±11
chipB	0±1	2±2	13±1	18±11
chipC	0±1	1±2	16±3	23±10
chipD	0±1	8±2	17±5	25±4

表 5.2: Gain 変化

5.3.2 リークカレント

リークカレントの増加量の結果を図 5.11~5.14 に示す。リークカレントの測定では各 HAPD で 4chip ずつ測定を行っている。この結果は chip 毎の結果であり、36 ピクセルを束ねたリークカレントの結果を表している。図の X 軸は chip に印加するバイアス電圧を表しており、Y 軸はバイアス電圧での中性子照射前後のリークカレントの増加量を表している。この結果から、 1×10^{11} の 1 つの chip を除いて、同じ照射量なら chip によらず、増加量が一定であると確認できる。

この結果から SHP112 と 107 について leak current の増加量を表 5.3 と 5.4 に記す。このときの印加バイアス電圧は照射前後で同じ値を使用している。リークカレントに関して chip 間での増加量の差は無く、中性子の照射量によって増加していることがわかる。

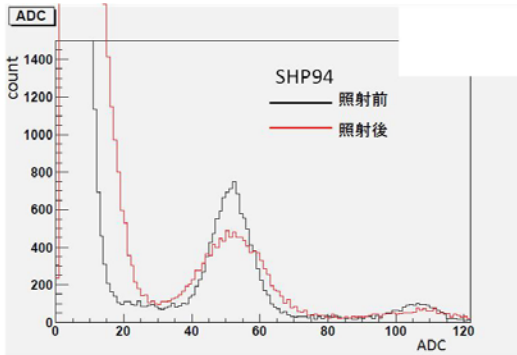


图 5.7: SHP94 $0.5 \times 10^{11} \text{neutron}/\text{cm}^2$

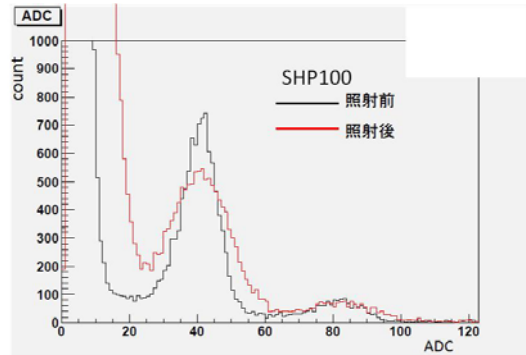


图 5.8: SHP100 $1 \times 10^{11} \text{neutron}/\text{cm}^2$

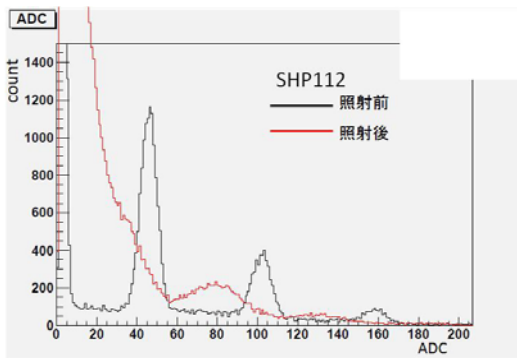


图 5.9: SHP112 $2 \times 10^{11} \text{neutron}/\text{cm}^2$

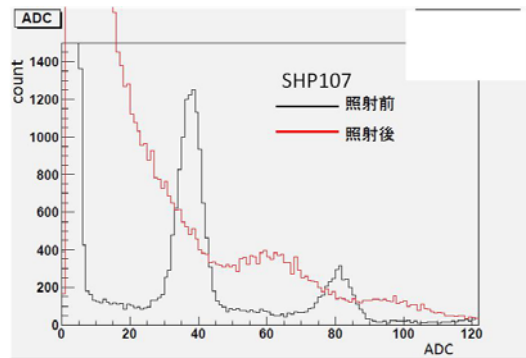


图 5.10: SHP107 $5 \times 10^{11} \text{neutron}/\text{cm}^2$

SHP112	chipA(390V)	B(380V)	C(390(390V))	D(390V)
leak current	$5.2 \mu\text{A}$	4.9	5.3	4.9

表 5.3: SHP112 leak current 增加量

SHP107	chipA(390V)	B(390V)	C(390V)	D(390V)
leak current	$8.9 \mu\text{A}$	9.0	9.8	10.5

表 5.4: SHP107 leak current 增加量

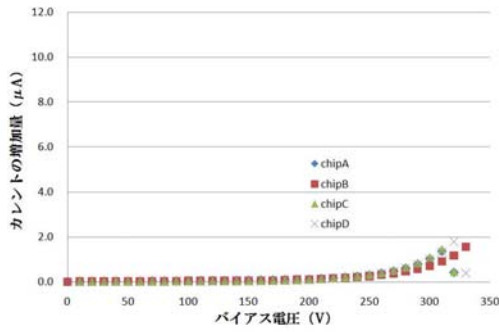


図 5.11: 0.5×10^{11} でのカレント増加量

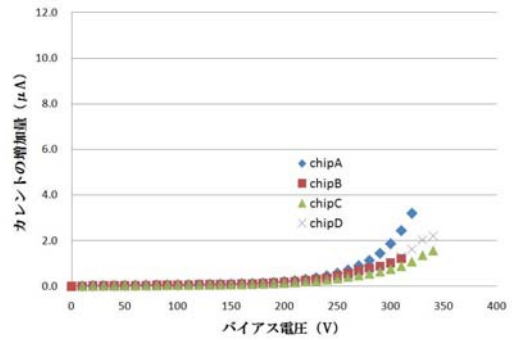


図 5.12: 1×10^{11} でのカレント増加量

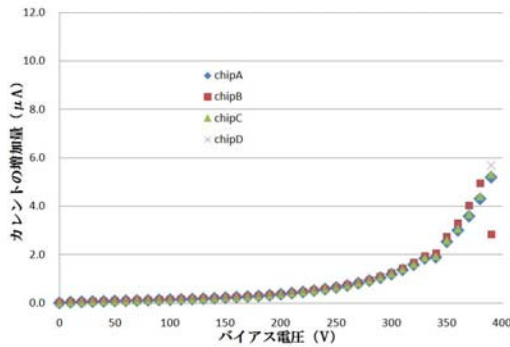


図 5.13: 2×10^{11} でのカレント増加量

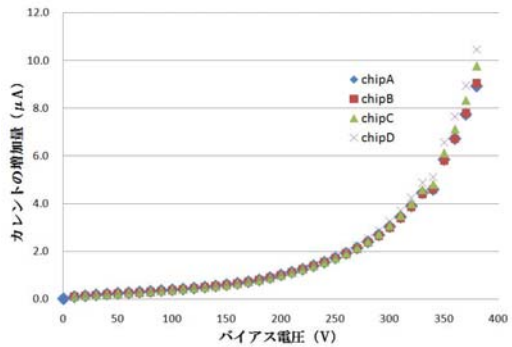


図 5.14: 5×10^{11} でのカレント増加量

図 5.15 に示すように、Bias 電源と APD の中間に用いられている抵抗 $1M\Omega$ を考慮した場合に各 HAPD での電圧効果は、

$$\text{電圧降下} = \text{leak current} \times 1M\Omega$$

と表すことができる。電圧降下により印加される bias 電圧が低下することで Gain の低下が起こると考えられる。表 5.5 で電圧降下とそれに伴う Avalanche Gain の低下率を表す。

HAPD	SHP94	100	112	107
電圧降下 (V)	1	1.4	5	10
電圧降下による Gain の低下 (%)	0	0	12	20

表 5.5: 電圧降下と Gain の低下

表 5.2 と比較すると、波高分布から求めた Gain の低下が leak current の増加によって生じた電圧降下によるものと理解できる。

次にリークカレントと中性子照射量の間を関係を図 5.16 に示す。この図から、リークカレントが中性子照射量に比例して増加していることが分かる。Belle II 10 年間の $1 \times 10^{12} \text{neutron}/\text{cm}^2$ では $20\mu A$ 程度のリークカレントが予想される。

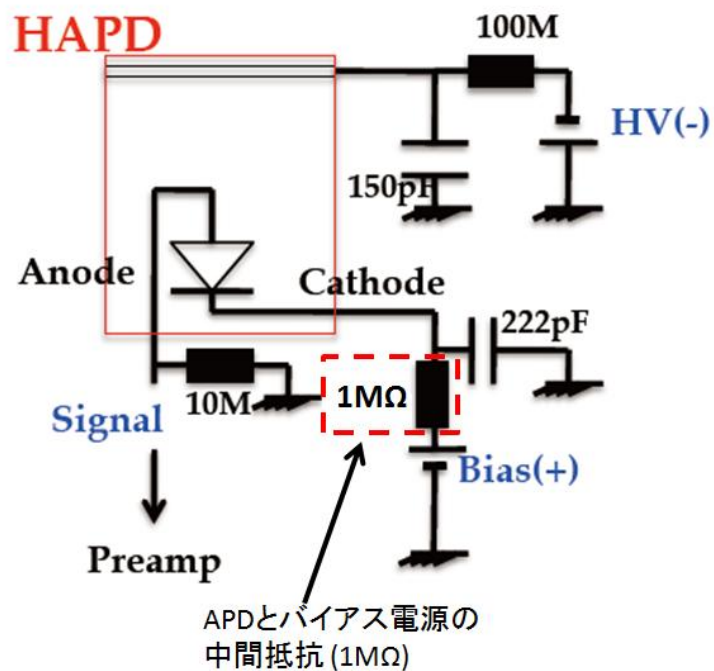


図 5.15: HAPD の回路図

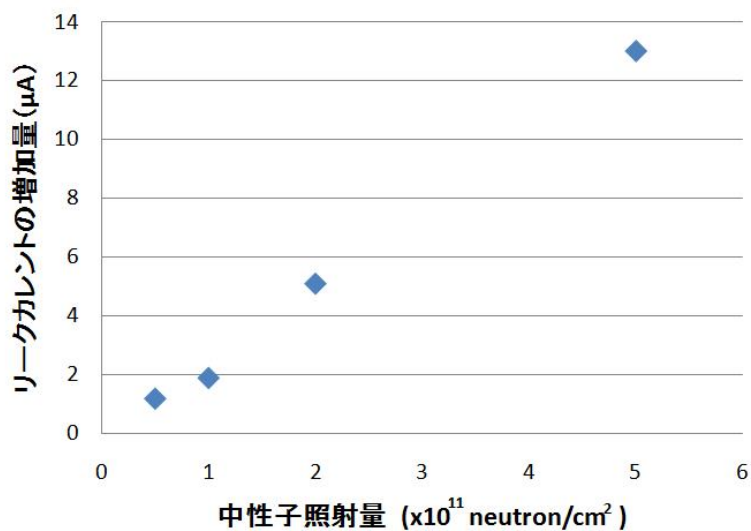


図 5.16: リークカレントと中性子照射量
リークカレントの増加が中性子照射量に比例していることがわかる

5.3.3 量子効率の測定

$5 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ を照射した SHP107 に関して照射の前後で量子効率の波長依存性の測定を行ったのでその結果を図 5.17 に示す。その結果、量子効率は中性子の照射前後で変化がないことが確認できた。

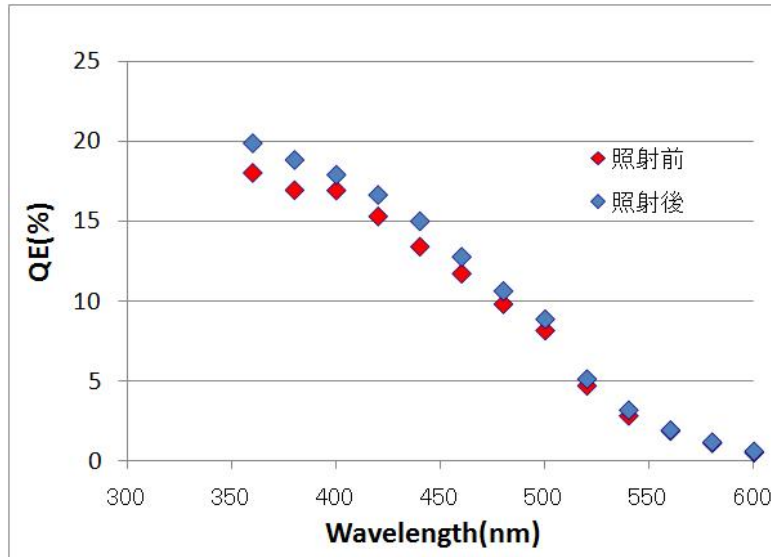


図 5.17: SHP107 の量子効率の照射前後での比較

5.3.4 アニールングの効果

ここでアニールングの効果を評価するために照射から日数を置いて leak current の測定を行った。アニールングとは放射線によって生じた格子欠陥が熱的な運動で攪拌され、格子間原子が空孔に戻るなどして格子欠陥が減少していくことを指す。温度を上げるほど運動が活発になるのでアニールングが進むことになる。格子欠陥が減少するので、リークカレントが低下しノイズの改善につながると考えられる。その結果を表 5.6 に示す。SHP112 では照射直後に比べて 40 日後には約 50%まで低下していた。しかし、SHP107 では 60 日後の結果で 10%程度しか低下していなかった。図 5.18 に PD に関するアニールングの時間・温度依存性を載せる。[6][7] この図は APD ではなく PD に関する結果である。

ダメージパラメータ α

ここでダメージパラメータ α について説明を行う。 α は以下のように定義される。

$$\alpha = \frac{\Delta I}{V \cdot \Phi} \cdot \frac{1}{G \cdot N} \quad (5.3)$$

- ΔI : leak current の増加量
- V : APD の体積
- Φ : 照射した中性子量
- G : Avalanche Gain
- N : 1chip 当たりの pixel 数 = 36

HAPD にこの式を当てはめた場合に、 $\Delta I = 10 \mu A$ 、 $V = 2.5 \times 10^{-4} cm^3$ (空乏層の厚みを $10 \mu m$ として計算)、 $\Phi = 5 \times 10^{11} neutron/cm^2$ 、 $G = 30$ を代入して α を求めると、 $\alpha = 7 \times 10^{-17}$ となる。

図 5.18 から α は 1ヶ月程度経過したときに照射直後の半分程度まで減少している。 α に代入する値の中で時間変化をするものは ΔI である。つまり、 α の低下は leak current の低下を表している。SHP112 では 40 日後に leak current が半分に減っていることが確認されダメージパラメータも $\alpha = 4.2 \times 10^{-17}$ となり半分程度まで減少している。しかし、SHP107 では $\alpha = 6.3 \times 10^{-17}$ となりダメージパラメータ、リークカレント共に 10%程度の減少しか確認されなかった。以上の結果から照射量によってアニールングの効果が異なっている可能性が考えられる。

SHP112 (2×10^{11} 照射)	chipA	B	C	D
leak current 照射 80 分後	5.2 μA	4.9	5.3	4.9
leak current 照射 40 日後	2.8	3.0	3.2	2.8

SHP107 (2×10^{11} 照射)	chipA	B	C	D
leak current 照射 100 分後	8.9 μA	9.0	9.8	10.5
leak current 照射 60 日後	7.7	8.3	8.8	9.4

表 5.6: SHP112、SHP107 のアニールング
照射量によって改善の進み具合に差が生じており、照射量が少ない方が改善が早い

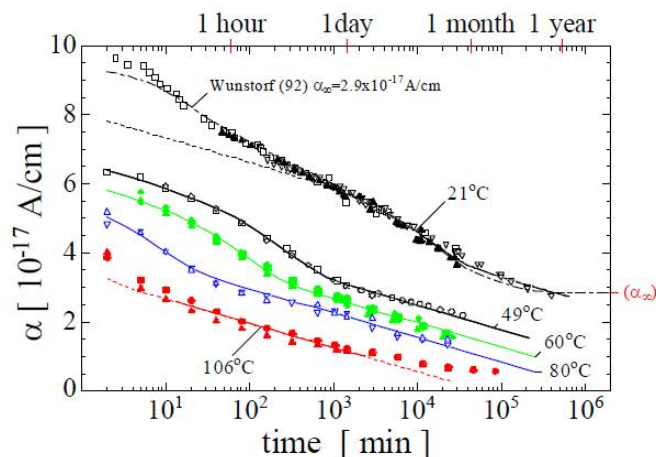


図 5.18: アニールングの時間・温度依存性

5.3.5 ASIC を用いた検出効率の測定

次に ASIC を用いた測定結果について述べる。ここでの測定は照射直後ではなく 1ヶ月程度経過した状況で行っている。今回の測定では、基本測定と同じように 2次元測定、1次元測定を行って照射前後でのヒットカウントを比較する。シングルフォトン相当のレーザ光を用いており、正常な HPAD を用いて光量のキャリブレーションを行っている。

$2 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ (SHP112) の結果

まず $2 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ を照射した SHP112 について評価を行う。図 5.19 に照射前の、図 5.20 に照射後について 2次元測定の結果を示す。

この測定は可動ステージの移動間隔 1mm 、 70×70 点で測定を行っている。著しいヒットカウントの低下は確認されなかった。

次により詳しい比較を行うために 1次元測定を行った。図 5.21 に照射前の、図 5.22 に照射後の結果を記す。この測定では可動ステージの移動間隔 0.3mm 、260 点で測定している。

左から 3 番目と 4 番目のピクセルは他に比べて低下が大きくなっている。以上の結果から悪化にはピクセル間で差があることが確認された。

各ピクセルごとの比較を図 5.23 に記す。

$$\text{hit count 変化 (\%)} = \frac{\text{hit count(after)}}{\text{hit count(before)}} \times 100$$

と計算した。

$2 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ の照射では全体の傾向として 20% のヒットカウントの低下となった。いくつかの点では 50% 以下であった。以上の測定から Belle II で 2 年間に相当する $2 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ の照射後では 80% 以上の性能を保持していることが確認され、Belle II 2 年間の放射線照射に耐えられるといえる。

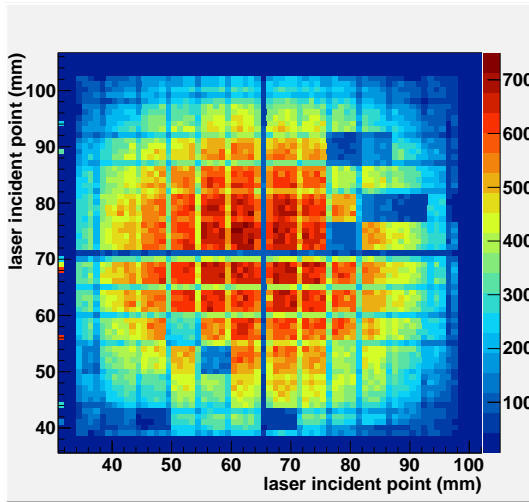


図 5.19: SHP112 照射前

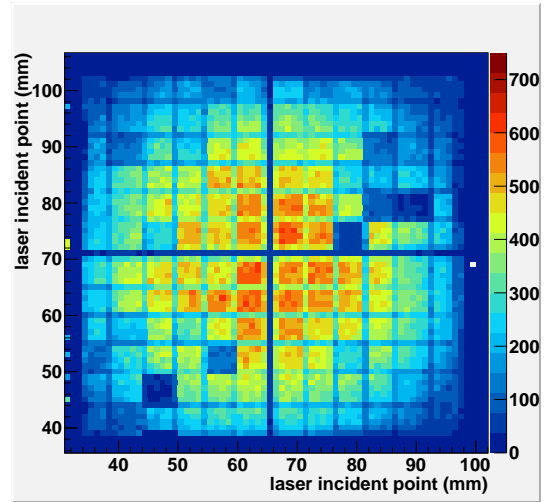


図 5.20: SHP112 2×10^{11} 照射後

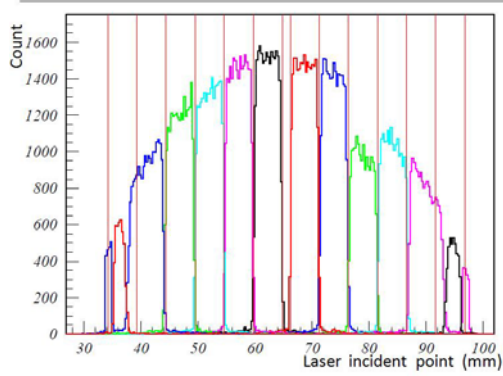


図 5.21: SHP112 照射前

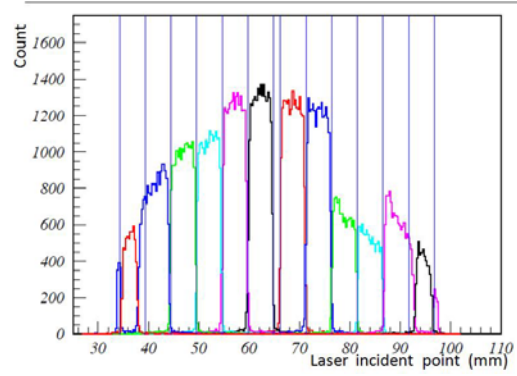


図 5.22: SHP112 2×10^{11} 照射後

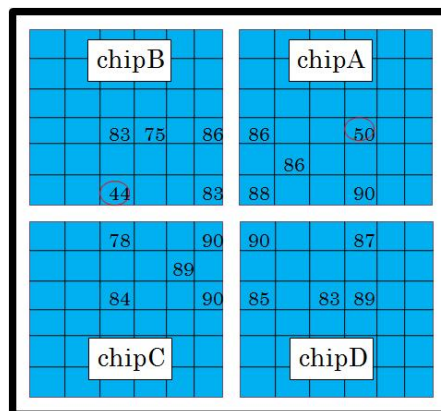


図 5.23: SHP112 のピクセルによるヒットカウントの変化

$5 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ (SHP107) の結果

次に $5 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ を照射した SHP107 について測定を行った。その結果を図 5.24、5.25 に示す。 $2 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ とは異なり、大幅なヒットカウントの低下がみられた。右下の chipD だけ他の chip に比べて悪化が抑えられている。

1次元測定について図 5.26、5.27 に示す。結果から全てのピクセルでヒットカウントが 40%以下まで低下していることがわかった。照射前はピクセル間でのヒットカウントの差異は見られなかったが、照射後ではピクセルによってヒットカウントに差がみられた。ピクセル間での悪化に差が生じていることになる。

次に打込みゲインを向上させて S/N の改善を試みた。その結果を図 5.28 に示す。今回の測定では印加電圧を $-7,000\text{V}$ から $-8,500\text{V}$ に変更して測定している。 $-8,500\text{V}$ は HAPD の最大印加電圧であり、打込みゲインは $1300 \rightarrow 1700$ に増加している。印加電圧を上げることでヒットカウントの向上がみられた。ピクセル間での違いがあり、低下が 20%に抑えられているピクセルから 70%以上低下している pixel も確認された。

各ピクセルごとの比較を図 5.29 に示す。この結果は印加電圧 $-8,500\text{V}$ を用いて測定してある。SHP107 では、印加電圧を最大にして S/N を向上させた状態で測定を行っても、多くのピクセルでヒットカウントが 50%以下まで低下してしまっている。chip 間での傾向をみると chipD が他に比べて影響が少なくヒットカウントも照射前に比べて 60%以上を保っていた。

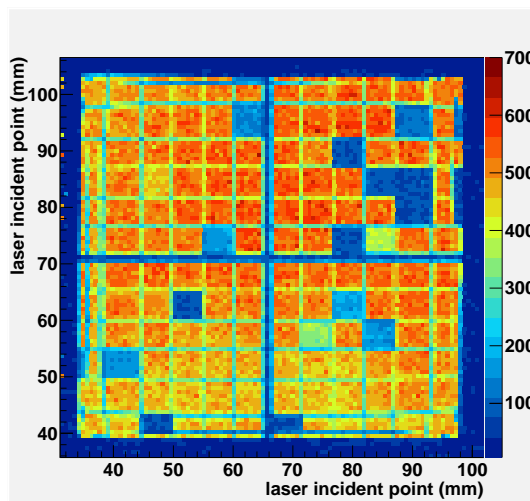


図 5.24: SHP112 before

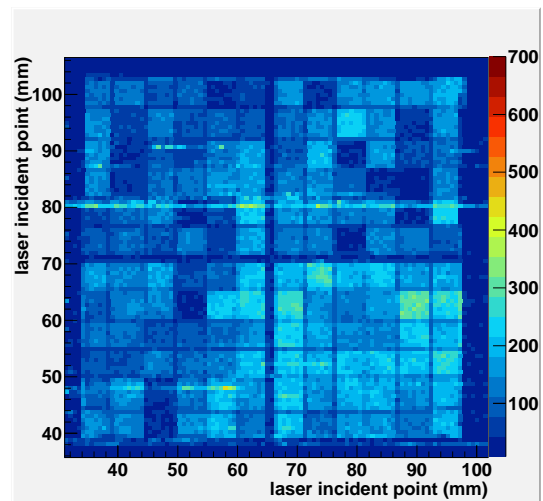


図 5.25: SHP112 after

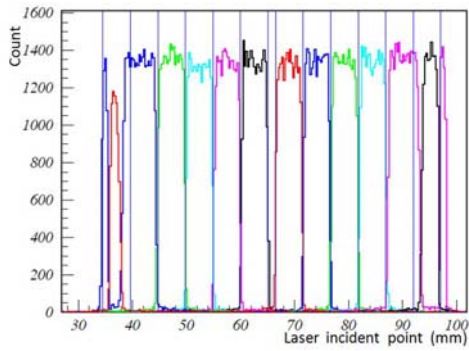


図 5.26: SHP107 before

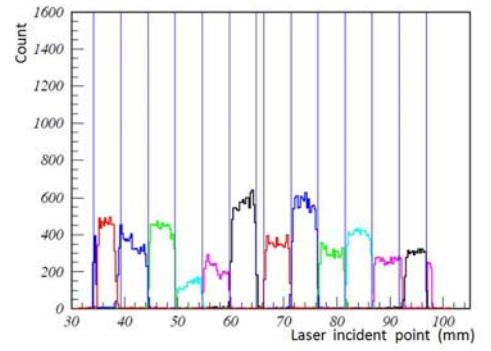


図 5.27: SHP107 after

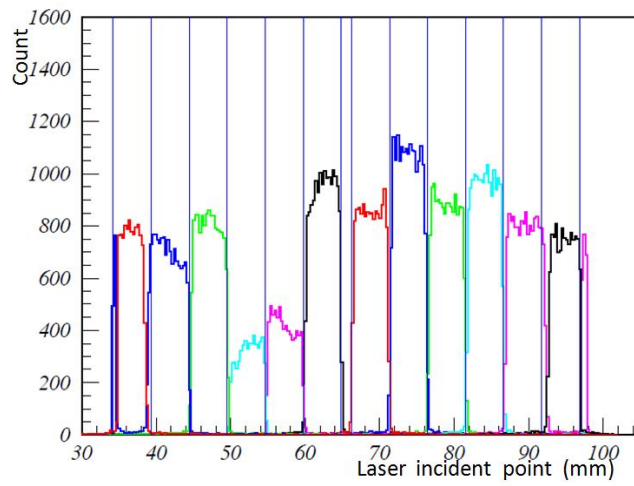


図 5.28: 印加電圧を $-8,500V$ しての測定

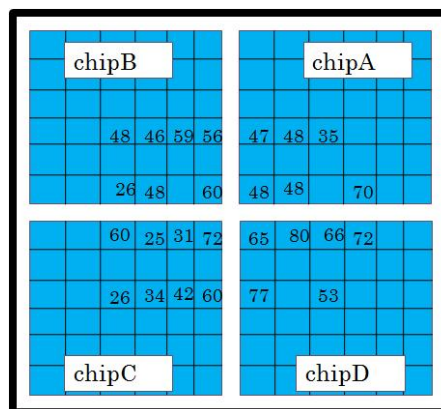


図 5.29: SHP107 の pixel によるヒットカウントの変化 (印加電圧: $-8,500V$)

5.4 まとめ

HAPD の放射線耐性評価として、中性子の照射試験を行った。照射直後の測定から中性子照射による影響でノイズの増加とゲインの低下が確認された。このため、HAPD に 1 光子検出能力の悪化が引き起こされることになる。リークカレントと波高分布から、ノイズの増加はリークカレントの増加によって引き起こされると予想される。また、ゲインの低下はリークカレントの増加に伴う印加バイアス電圧の低下が原因であると考えられる。リークカレントの増加と中性子照射量は比例関係にあり $1 \times 10^{12} \text{neutron/cm}^2$ で約 $20 \mu\text{A}$ のリークカレントが予想出来る。

時間をおいた後での測定から HAPD は 2 年分に相当する $2 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ までは耐性を持っていることを示すことができた。しかし、 $5 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ の照射に対して十分な耐性をもっていないことが判明した。 $5 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ の照射後は S/N の悪化が著しく、ゲインを限界まで上げた測定でも 50% 以上のヒットカウントの低下がみられた。アニーリングの効果を評価したが、照射量が $5 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ では予想とは合わずに、リークカレントの改善がされていなかった。このことも $5 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ を照射した HAPD の性能悪化に関係していると考えられる。

以上の結果から、現状の HAPD と ASIC では Belle II での使用は不可能である。そこで、HAPD と ASIC の改良を行い、 $1 \times 10^{12} \text{neutron/cm}^2$ の照射への耐性を向上させる方法を考えていく必要がある。次章で中性子損傷への改善策とその評価について述べていく。

第6章 放射線損傷の改善

6.1 中性子損傷の改善

前章では HAPD へ中性子を照射し、HAPD の放射線耐性評価を行った。評価結果から、 $5 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ の中性子照射に対して HAPD の検出効率が悪化する結果となった。光電面の量子効率の変化は見られなかったが、ゲインの減少とノイズの増加が確認された。つまり、HAPD の検出効率の悪化はゲインの減少とノイズの増加によって S/N が低下し、1 光子検出能力が悪化したためであると考えられる。前章でゲインの減少は、リークカレントの増加による印加バイアス電圧の低下が原因であると見積もった。ここで、ノイズの増加について議論する。

中性子損傷によって増加するノイズはショットノイズと呼ばれるものである。ショットノイズとは APD を流れる電流の時間的なゆらぎである。つまり、リークカレントの増加がノイズの増加の原因となっている。

ショットノイズの σ_{shot} は以下のような式で評価できる。

$$\sigma_{shot} \simeq \sqrt{\frac{I}{e} \times \frac{1}{G} \times \frac{1}{36} \times \Delta t \times F \times G} \quad (6.1)$$

- I : leak current
- G : avalanche gain
- Δt : peaking time
- F : excess noise factor 2

式 6.1 に $5 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ での結果 ($I = 9 \mu\text{A}$, $G = 25$, $\Delta t = 10^{-6} \text{sec}$) を代入して、 $\sigma_{noise} = 8,800 \text{electron}$ となる。前章での波高分布からノイズの $\sigma_{測定}$ を求めると、 $\sigma_{測定} = 7,900 \text{electron} \pm 2000$ となり、誤差の範囲で理論値と一致した結果となっている。よって式 6.1 から放射線損傷を改善させる方法を考えることができる。式 6.1 の中でリークカレントと peaking time を減少させることがノイズの低下につながる事がわかる。リークカレントを減少させるには格子欠陥の総数を減らすことが重要であるため、APD そのものを薄くすることが必要である。Peaking time に関しては ASIC の仕様を変更することで可能となる。また前章で試みた打込みゲインを上げて S/N を向上させる方法も有効な手段である。以上の考察から以下の改善策を考案した

- peaking time の短縮
- 薄い APD の使用
- 打込みゲインの増加

この章では peaking time と打込みゲインの改善策の効果を確認するために波高分布を測定し、S/N を求めることで評価する。また、薄い APD を用いる改善について APD の構造の観点から議論をする。

6.2 Peaking time の短縮の効果の確認

まず、peaking time の短縮による効果を確認するために、 $20nsec$ の短い peaking time を持つプリアンブで波高分布測定を行い、S/N を評価した。

6.2.1 セットアップと測定結果

peakin time の短縮の効果について評価する。今回の測定では peaking time が $20nsec$ のプリアンブと $1\mu sec$ の ASIC の 2 つを用いて測定を行った。peaking time を $1\mu sec$ から $20nsec$ に変更した場合、式 6.1 からノイズが $1/7$ 程度まで減少すると求められる。この評価では ASIC での threshold の設定方法を考慮して S/N を以下の式で定義した。

$$S/N = \frac{\text{mean}(single\ photon) - \text{mean}(noise)}{\text{sigma}(noise)} \quad (6.2)$$

セットアップを図 6.1 に示す。

ASIC を用いた測定では threshold を 4σ の位置に設定しているため、S/N が 7 以上であれば信号とノイズが十分に分離ができることになる。

この測定結果を図 6.2、6.3 に示す。この結果から peaking time が $20nsec$ で $S/N = 5.7$ 、 $1\mu sec$ で $S/N = 3$ となった。この結果から peaking time の短縮は S/N の向上に有効であることを実証することができた。 $20nsec$ の peaking time を用いて合計で 32 ピクセルについて測定を行い、その結果を表に示す。 $1/3$ 程度のピクセルで S/N が 6 以下であることを確認した。これらのピクセルは Gain が低いために信号とノイズの分離が悪い状態だと考えられる。

6.2.2 S/N と peaking time の関係

ここで、測定された S/N と peaking time の関係について議論する。 $20nsec$ の peaking time を使用することでリークカレントによるショットノイズが $1/7$ まで減少するので S/N は本来の HAPD が持つ $S/N = 10$ 程度まで改善すると考えられるが結果は $S/N = 5.7$ となっていた。予想よりも改善されない結果となったが、その原因について考える。

HAPD の信号読み出しでのノイズについて考えた場合、先に述べたショットノイズの他に、回路に使用されている抵抗からくる熱雑音が挙げられる。熱雑音は電子の熱運動によって生じる電流が原因となって抵抗で生じるノイズである。この 2 つのノイズと実際に検出されるトータルノイズは以下のような関係式で表される。

$$\sigma_{total}^2 = \sigma_{shot}^2 + \sigma_{thermal}^2 \quad (6.3)$$

$$\sigma_{thermal}^2 \propto T \left(\frac{C^2}{G^2} \right) \left(\frac{1}{\Delta t} \right) \quad (6.4)$$

T : 温度 (K) C : 検出器容量
G : Avalanche ゲイン Δt : peaking time

リークカレントが増加した状態では σ_{shot} が支配的となる。peaking time を短くすることで σ_{shot} は減少するが、式 6.4 から $\sigma_{thermal}$ は増加してしまう。今回使ったプリアンプは Δt が非常に小さいため、熱雑音 $\sigma_{thermal}$ の効果が支配的になり S/N の改善を妨げたと考えられる。このことを踏まえて peaking time の設定は 2 つのノイズに関係して考慮して決定しなければならない。

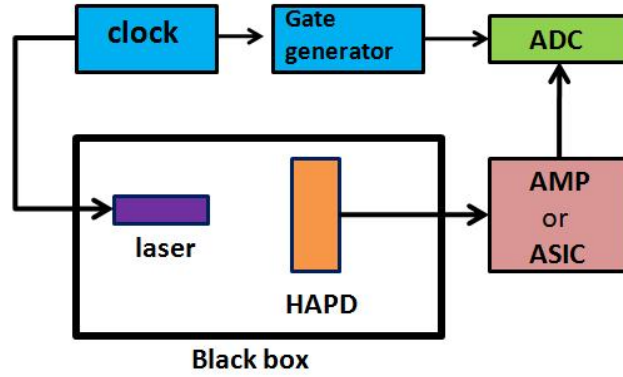


図 6.1: ADC 測定のセットアップ

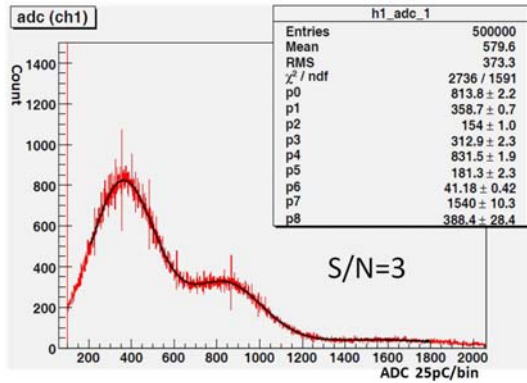


図 6.2: peaking time = 1 μsec

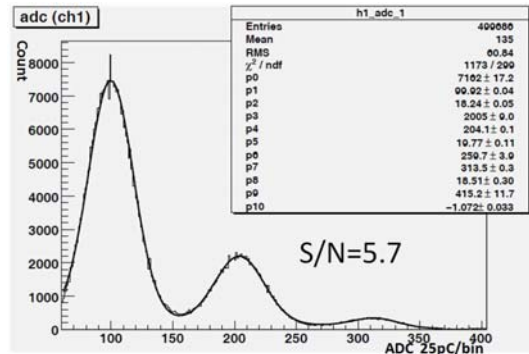


図 6.3: peaking time = 20 nsec

S/N	該当する ch 数
< 5	3
5 ~ 6	10
> 7	19

表 6.1: S/N の測定結果

6.3 打込み Gain の増加に関する評価

HAPD の打込み Gain を増加させることで S/N の変化を評価した。この測定では HV を限界である $-8,500V$ まで印加して測定を行った。HAPD の打込み Gian は 2 章の図 2.12 のように示される。このグラフから HV を $-7,000V$ から $-8,500V$ することで打込みゲインが $1300 \rightarrow 1700$ に向し、30% の Gain の増加が見込まれる。測定結果を図 6.4、6.5 に示す。結果から S/N が 5.2 から 6.6 に改善され、向上は 27% となり打込みゲインの増加と一致していることが確認出来た。このことから打込み Gain の増加が S/N の改善に繋がることを確認された。

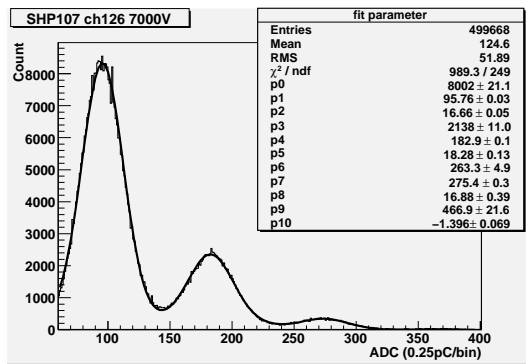


図 6.4: HV=7,000V

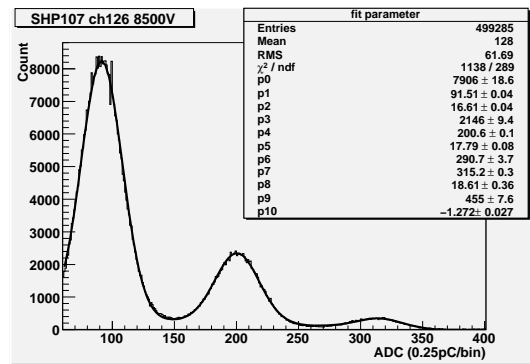


図 6.5: HV=8,500V

6.4 Peaking time を短縮した ASIC : SA01 を用いての評価

6.2 節では、 $20nsec$ のプリアンプを使用することで peaking time の効果を確認することができた。この測定では、HAPD 専用にデザインされた ASIC を用いて peaking time の影響を評価した。

SA01 はこれまで使用してきた S04 と異なり peaking time の変更ができる仕様になっている。範囲として、 $1\mu sec$ 、 $750nsec$ 、 $500nsec$ 、 $250nsec$ である。SA01 のノイズレベルは、peaking time によらず $1,000electron$ 程度である。この測定では、 $1\mu sec$ と $250nsec$ を用いて比較を行っている。threshold scan を行うことで S/N を評価した。threshold scan とは threshold 電圧を変化させていった時の、各電圧でのトリガー出力頻度をプロットしたものである。図 6.6 に threshold scan の模式的な分布を示す。X 軸が threshold 電圧を表しており、Y 軸はその電圧でのカウント数を表している。ノイズと信号が良く分離されているなら図のように階段状に信号が分布することになる。この分布を fit することで S/N を求めた。図に threshold scan の結果とその時のオシロスコープでのアナログ出力波形を示す。

図より、peaking time が $1\mu sec$ では階段状の分布が確認できず、オシロスコープの波形もノイズとシングルフォトンの区別が出来ない状態である。しかし、 $250nsec$ に変更することで階段状のシングルフォトンの信号が確認され、オシロスコープでもシングルフォトンとノイズの分離ができるまでに改善されていた。その時の S/N は 6 であった。 $1\mu sec$ の結果からは fit を行うことができなかったが、6.2 節での波高分布から $1\mu sec$ での S/N は 3 と見積もられている。式 6.1 から、peaking time を $1/4$ にすることで σ_{shot} は半分になる。よって S/N は 2 倍になることが予測され、測定結果の $S/N = 3 \rightarrow 6$ と一致している。以上のことから、HAPD に適切な回路を用いることで S/N を予想通りに改善することができると判明した。さらに印加電圧を $-7,000V$ から $-8,500V$ まで増加させることでノイズと信号の分離が上がり、S/N は 7 まで改善されていた。

以上の結果から、ASIC を使用した測定でも peaking time を短縮した効果と、打込み Gain の増加による効果を確認することができ、 $S/N = 7$ を達成した。よって ASIC を用いても 5×10^{11} の照射に耐えられる性能を得られることを示すことができた。

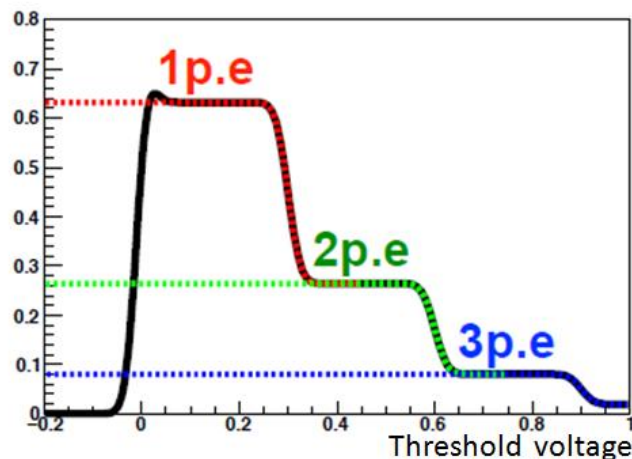


図 6.6: threshold scan での信号の見え方

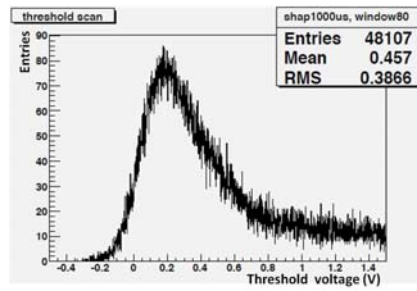


図 6.7: 1 μ sec、7,000V

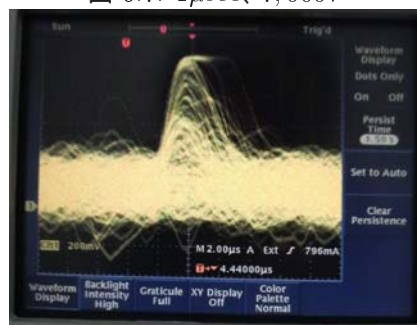


図 6.8: 1 μ sec、7,000V アナログ波形

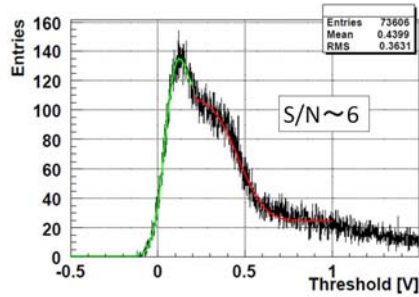


図 6.9: 250nsec、7,000V

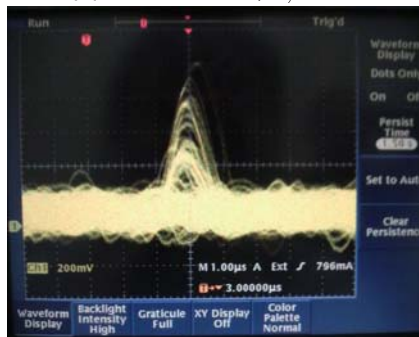


図 6.10: 250nsec、7,000V

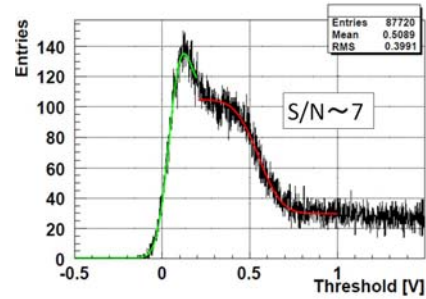


図 6.11: 250nsec、8,500V



図 6.12: 250nsec、8,500V

6.5 薄いAPD

S/N 向上のためにリークカレントを抑えることが効果的であると式 6.1 から導くことができる。5 章で述べたようにリークカレントは APD 内に生じる格子欠陥の量に比例すると考えられる。よって APD を薄くすることで格子欠陥の総量が減少し、リークカレントの低下が見込める。図 6.13 に HAPD 用 APD の構造を示す。今後の方針として P 層を薄くする方法がある。理由として以下の事が挙げられる。空乏層での増幅過程を考えたときに、P 層で発生した電子による増幅、N、N⁻ 層で発生した正孔による増幅の 2 通りが挙げられる。SiAPD では電子による増幅は正孔による増幅より 100 倍程影響が大きいものとなっている。このことからリークカレントに寄与する増幅を起こすのは P 層に生じる格子欠陥が大部分を占める。つまり P 層を半分にすれば、leak current も半分になると予想される。現在 APD の厚みは全体で 40 μm 程度であり、そのうち空乏層を形成する P 層と N 層の厚みは約 10 μm であると前章のダメージパラメータの式 5.3 から見積もった。7,000V の光電子を受け止めるためには P 層は 2 μm の厚みがあれば十分であるので、現在の半分まで薄くすることが可能であると考えている。[8] この APD を採用することでリークカレントを半分まで減らすことを目指す。

今後は P 層が薄い APD を作成して中性子照射試験を行い、薄くした効果を確認する必要がある。

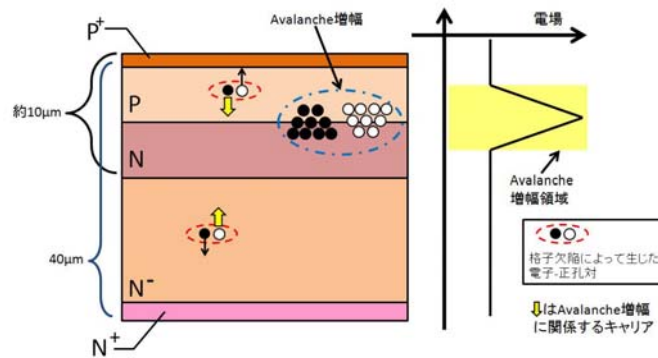


図 6.13: HAPD 用 APD の構造

6.6 改善策による耐性向上の評価

以上の改善策が Belle II 10 年間の中性子に耐えられるか評価を行う。放射線損傷の影響を考えたとき式 6.1 からリークカレントの増加が性能悪化に影響を与えることがわかる。前章でリークカレントの増加量と中性子照射量が比例していることを示し、Belle II 10 年間で 20 μA と予想される。本章の測定により、現状で 10 μA ($5 \times 10^{11} \text{neutron}/\text{cm}^2$) のリークカレントにおいて $S/N = 7$ を達成し、Belle II で 5 年間の使用が可能であることを示した。リークカレントが 20 μA になった場合は S/N は 7 以下になると考えられるが、薄い APD の採用でリークカレントが半分になることが期待されている。このことから Belle II 10 年間のリークカレントは現在と同じ 10 μA 程度になることが見込まれ、現在の peaking time と打込みゲインでも $S/N = 7$ を達成することができる。さらに、peaking time の最適化と打込みゲインの増加を行えば、十分に Belle II 10 年間の使用に耐えられる性能を発揮できると考えられる。

6.7 まとめ

前章の測定結果から、HAPDの放射線損傷によって S/N が低下し、検出効率が悪化することが判明した。本章ではその改善策について議論してきた。ノイズの増加が S/N 低下の原因であると考え、以下の3つの改善案を考えた。

- Peaking time の短縮
- 薄い APD の使用
- 打込みゲインの増加

この3つの改善案について評価を行い、その効果を確認した。

Peaking time の短縮

今回の実験で peaking time の短縮が有効であることを実証した。まずは $20nsec$ のプリアンプを用いた測定を行い、 $1\mu sec$ で $S/N = 3$ が $S/N = 5.7$ まで改善することを確認した。さらに新型 ASIC : SA01 を用いた測定を行い、peaking time $250nsec$ で測定をして $S/N = 6$ を得ることができた。しかし、プリアンプでの結果から、単純に peaking time を短くするだけでは、回路起源のノイズが増加してしまう可能性がある。今後は ASIC の仕様を変更して、適切な peaking time を決定する必要がある。

薄い APD の使用

この案は現在浜松ホトニクス社と共同で進行中である。現在、P 層が薄い APD や N 層の薄い APD を用いて放射線試験を行い、最適な構造を見つけ、その APD を HAPD に採用し製造する、といった流れが必要となってくる。特に P 層の薄い APD の使用によってリークカレントが半分にまで減らすことができる予想である。

打込みゲインの増加

この案については今回の実験で有効性を実証できた。SA01 を用いた測定で、peaking time の改善と併せて $S/N = 7$ を達成した。今後は HAPD に使用されているセラミックなどの耐電圧を向上させて最大印加電圧を向上させる必要がある。しかし、印加電圧の増加は HAPD の動作を不安定なものにしてしまう可能性がある。印加電圧の増加に伴い、長期間の安定動作の確認も必要となってくる。

以上のような改善を施すことで、HAPD は Belle II で 10 年間の中性子照射に耐えられるだけの性能を得られると見積もることができる。

第7章 結論

本研究では HAPD の Aerogel RICH での有用性について議論を進めてきた。結果として HAPD は Aerogel RICH に適した光検出器であると結論づけることができる。HAPD は高い 1 光子検出能力や広い有効面積に加え、1.5T 磁場耐性、5mm 位置分解能を持つことが分かった。HAPD は側管による電場の歪みによる位置分解能の悪化や、光電子後方散乱による efficiency の低下といった問題が確認された。しかし、この問題は磁場内で使用することで、磁場への巻き付きによって改善することを明らかにした。その結果、全ピクセルでの 5mm 位分解能の達成や 10% の efficiency の向上がみられた。HAPD は磁場内で使用することで性能を改善することができる。

光電面の評価では、光電面の一様性を測定を行い高い一様性を持つことを確認した。また、光電面をバイアルカリからスーパーバイアルカリにすることで量子効率の向上が図られた。今回の測定ではピーク値で 32% の高い量子効率を持つ HAPD が出来てきた。この Aerogel RICH での使用を想定した場合に、従来の 1.5 倍の検出光子数の増加が見込まれる結果となった。

そして HAPD の放射線耐性評価を行い、その影響を確認した。結果として、Belle II 2 年分に相当する $2 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ の中性子に対する耐性を確認した。しかし、5 年分である $5 \times 10^{11} \text{neutron/cm}^2$ の中性子に対しては性能の悪化が確認された。照射の結果、efficiency が 50% 以下まで低下してしまった。この問題を解決するために、「peaking time の短縮」、「打込みゲインの増加」、「薄い APD の使用」といった改善案を考案し、その効果を確認した。peaking time の短縮により、 $S/N = 3$ から $S/N = 6$ へ改善改善することを示すことができた。さらに、打込みゲインの増加によりその S/N を 7 まで改善させることができた。最終的には新型 ASIC を用いることでも $S/N=7$ を達成する事ができた。薄い APD に関しては、APD を構成する P 層や N 層の薄い ADP を用いることで中性子による影響を減らすことができると見積もっている。これらの改善案を適用することで HAPD は Belle II での放射線に対して耐性を十分に持つことができると期待される。

今後

今後の方針としては HAPD の放射線耐性を明確にする必要がある。薄い APD の構造の決定、またそれを用いた HAPD の試作と放射線試験を行い効果を確認していかなければならない。打込みゲインの増加のために HAPD の耐電圧を向上させる必要がある。また、HAPD だけでなく ASIC も新たに仕様を変更する必要もあり、peaking time の短縮を行っていかなければならない。

スーパーバイアルカリの光電面に関して、30% を超える HAPD が製作可能になってきたが、依然として歩留まりの問題が残されており、安定して良質は HAPD を作り出すことが必要である。

謝辞

本研究を進めるにあたり、数多くの方々にご協力をいただきました。本研究を行う機会を与えて下さった大島隆義教授、飯嶋徹准教授、原康二助教に感謝致します。特に飯嶋徹准教授には HAPD の開発研究から始まり、Aerogel RICH countre の開発研究、Belle 実験など数多くの事を教えていただきました。このような素晴らしい環境の中で研究を進めることできたのも飯嶋徹准教授のお力添えのおかげであり、心から感謝の意を表明します。原康二助教には実験の要所要所での確なアドバイスをいただきスムーズに実験を進めることができました。本研究も原康二助教のご協力によって無事成し遂げることが出来き、心から感謝いたします。

Belle Aerogel RICH グループの共同研究者である、高エネルギー加速器研究機構の足立一郎助手、西田昌平助手には本研究のについて協力や助言をいただき深く感謝を致します、特に足立一郎助手には HAPD に関して実験や解析手法に関して数多くの助言をいただき感謝いたします。

Jozef Stefan Institute の Samo Koper 氏には HAPD の研究の基礎から測定技術の確立まで幅広く教えていただき心から感謝しています。

N 研での研究を共にすごしてきた、伊藤悠貴氏、岸木俊一氏、神野高幸氏、鈴木康文氏、綱田啓氏には自分の至らない点を数多くの場面で助けていただきありがとうございました。

最後に研究に専念できるよう生活を支えてくれた家族に感謝の念を抱きつつ、謝辞とさせていただきます。

関連図書

- [1] 藤田恭一 名古屋大学大学院理学研究科 修士論文 『位置検出可能な大型 Hybrid Avalanche Photo Detector の開発研究』 (2007)
- [2] 澤藤奈津子 東邦大学大学院理学研究科 修士論文 『Belle 実験における Aerogel Chrenkov Counter アップグレードのための検出器開発』 (2009)
- [3] 小酒井良延 名古屋大学大学院理学研究科 修士論文 『新型 K/π 識別装置 Proximity focusing 型エアロジェル RICH の研究開発』 (2005)
- [4] 植木泰生 首都大学東京大学院理工学研究科 修士論文 『リングイメージ型チェレンコフ検出器のための電子回路の開発とその性能評価』 (2009)
- [5] 須山本比呂 総合研究大学院大学素粒子原子核専攻 博士論文 『Development of a multi-pixel photo sensor with single-photon sensitivity』 (2002)
- [6] Michael Moll, University of Hamburg, Ph.D thesis DESY-THESIS-1999-040 (1999)
- [7] Michael Moll *Radiation Damage in Silicon Detectors - An introduction for non-specialists-* (2001)
- [8] Physical Review, 117, 455, (1960)