

2012年度 修士学位論文

結晶カロリメーターにおける
アバランシェフォトダイオード読み出しの特性の評価

奈良女子大学大学院人間文化研究科
物理科学専攻 高エネルギー物理学研究室
平山 明子

2013年2月8日

目次

第 1 章	はじめに	1
第 2 章	B ファクトリー実験の高度化	3
2.1	B ファクトリー実験高度化の動機	3
2.2	SuperKEKB 加速器	4
2.3	BelleII 検出器	6
第 3 章	カロリメーター	9
3.1	Belle 実験のカロリメーター	9
第 4 章	半導体検出器	13
4.1	半導体検出器の原理	13
4.1.1	不純物半導体	13
4.1.2	pn 接合または PIN 接合した半導体の光検出器への応用	13
4.2	アバランシェフォトダイオード (APD)	15
第 5 章	無機結晶シンチレーター	19
5.1	シンチレーター	19
5.2	無機結晶シンチレーター	19
第 6 章	宇宙線を用いたノイズレベルの測定	21
6.1	APD と無機結晶シンチレーターのオプション	21
6.2	シンチレーションカウンターと読み出しエレクトロニクスの構成	22
6.3	ノイズの測定	23
6.3.1	BSO シンチレーターの APD 読み出しにおける測定	24
6.3.2	純 CsI シンチレーターの APD 読み出しにおける測定結果	31
6.3.3	BGO シンチレーターの APD 読み出しにおける測定結果	33
第 7 章	Geant4 シミュレーション	37
7.1	Geant4	37
7.2	Belle のカロリメーターと BGO+APD カロリメーターのエネルギー分解能の比較	38
第 8 章	波長可変レーザーを用いた APD の感度測定	43
8.1	波長可変レーザーの原理	43
8.2	測定方法	43

8.3 測定結果	46
第9章 まとめ	51

目 次

2.1	SuperKEKB 加速器	5
2.2	BelleII 測定器の概観	7
3.1	現在の Belle の電磁カロリメーター	11
4.1	APD の 3 つの異なる内部構造。(左) ベベル・エッジ型 (中央) リーチ・ス ルー型 (右) リバース型。(J. Kataoka <i>et al.</i> , Nucl. Instrum. Meth. A 515 (2005)671-679 より抜粋)	16
4.2	APD (左) S8664-1010 型、(右) S8664-55 型	17
4.3	APD S8664-55 型、S8664-1010 型の仕様 (浜松ホトニクス社カタログより 抜粋)	17
4.4	APD の量子効率 (浜松ホトニクス社カタログより抜粋)	17
6.1	pureCsI と APD を内蔵したアルミボックスを接着した時の様子	22
6.2	測定の設定アップ	23
6.3	テストパルス 1 イベントのデータ	24
6.4	5mm × 5mm APD を用いて、 V_{50} の逆バイアスを印可した際のテストパ ルス 500 イベントの波高分布	25
6.5	ノイズレベル測定結果	26
6.6	宇宙線 1 イベントのデータ	27
6.7	5mm × 5mm APD を用いて、 V_{50} の逆バイアスを印可した際の宇宙線 500 イベントの波高分布	28
6.8	波高測定結果	30
6.9	(上段) カタログ品 APD、(下段) 変更品 APD の波高分布。(左) テストパル ス (右) 宇宙線の結果。印可電圧は V_{50} である。	32
6.10	純 CsI シンチレーターでの測定結果	33
6.11	BGO シンチレーターでの測定結果。(上段) 時定数 100ns、(下段) 時定数 30ns での波高分布。(左) テストパルス (右) 宇宙線の結果。印可電圧は V_{50} である。	34
7.1	5 × 5 マトリックスの BGO シンチレーターに 500MeV の γ を入射した事 象の例	37
7.2	γ 線を BGO シンチレーターに入射した際のエネルギー分布。(左) APD1 個 で読み出した場合、(右) APD4 個で読み出した場合。(上段) 100MeV の γ 入 射時、(中段) 500MeV の γ 線入射時、(下段) 2GeV の γ 入射時。	39

7.3	γ 線を既存の Belle の CsI(Tl) カウンターに入射した際のエネルギー分布。 (上段)100MeV の γ 入射時、(中段)500MeV の γ 線入射時、(下段)2GeV の γ 入射時。	40
7.4	$E_{\text{calor}}/E_\gamma$ を E_γ の関数で示す。ここで E_{calor} はカロリメーター中で検出し たエネルギー分布のピークに対応するエネルギー、 E_γ は入射 γ のエネル ギーである。	42
7.5	エネルギー分解能 (σ/E_γ) を E_γ の関数で示す。ここで σ とは E_γ は Loga- rithmic Gaussian でフィットした際の幅とピーク値、 E_γ は入射 γ のエネル ギーである。	42
8.1	波長変換の様子 ^[14]	43
8.2	APD 周辺の回路図	44
8.3	セットアップ	45
8.4	APD をステージに取り付けた様子	45
8.5	ペDESTAL	47
8.6	ADC 分布	47
8.7	レーザー 1 パルス当たりのエネルギーの分布	48
8.8	レーザー 1 パルス当たりのエネルギーの時間変化	48
8.9	イベント毎に ADC を power で割ったものの分布	49
8.10	1cm \times 1cmAPD の感度比。AA0707 を 1 とした。	49
8.11	5mm \times 5mmAPD の感度比。AA3253 を 1 とした。	50

表 目 次

2.1 SuperKEKB 加速器のパラメータ	5
4.1 光検出器の比較	15
5.1 各種シンチレーターのパラメーター	20
8.1 測定に用いたサンプル	46

第1章 はじめに

高エネルギー物理学とは、加速器で生成される高エネルギー粒子の衝突反応から、物質の究極の構成要素と、その間に働く相互作用を探求する学問である。そのため、生成される粒子のエネルギーや、運動量を高精度で計測し、その種類を識別できる検出器が必要となる。検出器には役割に応じて様々な種類があり、検出する粒子の種類やその実験目的によって複数種類の検出器を組み合わせる。

我が国における高エネルギー加速器研究機構 (KEK) における KEKB 加速器を使った Belle 実験は、 B 中間子系の CP 非保存を測定することを主目的としており、2008 年ノーベル物理学賞が小林誠・益川敏英に与えられる上で決定的な貢献を行った。KEKB 加速器はクラブ空洞の導入など新しい技術の導入や運転パラメーターを最適化する努力の結果、2009 年には $2.1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ におよぶ世界最高のルミノシティを達成した。しかし、小林・益川理論を越えた物理を探求するための CP 非保存現象の精密測定や、エキゾチックハドロンの探求といった研究テーマの推進には更なるルミノシティの向上が必要である。

これらの研究のうちいくつかは高効率かつ高分解能の γ 線検出器を必要とする。 B 中間子の崩壊モードのうち $1/3$ は π^0 を含むので、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 過程で生じる γ 線の検出は非常に重要である。また、 $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$ のように新物理に感度の高い非標準的な過程にも γ 線の放出を伴うものが少なくない。

γ 線の検出およびエネルギー測定を担っているのが電磁カロリメーターである。現在の Belle 検出器の電磁カロリメーターは PbI_2 添加 CsI シンチレーターと、光検出器として PIN フォトダイオードを用いている。このシンチレーターは発光量が多いが発光の減衰時間が長い。したがって加速器のルミノシティを上げた際には、ビームバックグラウンドによりパイルアップを起こしてエネルギー分解能が低下してしまうことが懸念される。これを回避するには、発光の減衰時間の短い新しいシンチレーターの導入が効果的である。

そこで新しいシンチレーターの候補として、純 CsI シンチレーター、BSO シンチレーター、BGO シンチレーターが挙げられる。しかしこれらのシンチレーターは発光量が少なく、さらに純 CsI シンチレーターの発光波長は PIN フォトダイオードの感度波長より短いため使用することができない。また電磁カロリメーターは磁場中で動作させる必要があるため、磁場の有無で増幅率が大きく変化する光電子増倍管よりも、半導体光検出器の方が適している。このような条件を考慮すると、信号を増幅する機能を持つアバランシェフォトダイオード (APD) は魅力的なデバイスと言える。

本研究では、APD を純 CsI、BSO、BGO といった高速の無機シンチレーターと組み合わせた電磁カロリメーターの性能評価を行った結果について報告する。

第2章 Bファクトリー実験の高度化

2.1 Bファクトリー実験高度化の動機

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の B ファクトリー実験は、競争相手である SLAC 国立加速器研究所の B ファクトリー実験と共に、B 中間子系を用いた系統的な研究を遂行し、2008 年にノーベル物理学賞が与えられた小林・益川理論が CP 非保存現象を記述する正しい描像であることを示した。この2つの B ファクトリー実験のうち、KEK において大量の B 中間子対の源となる電子・陽電子衝突をもたらしてきた KEKB 加速器では、2003 年 5 月に設計ルミノシティ $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を記録し、2010 年 6 月 30 日の運転終了までの最終的な積分ルミノシティは 1014fb^{-1} に達した。

こうして Belle 測定器にもたらされた大量のデータから得た成果として最大のものは、記述の通り小林・益川理論の予言である各種の CP 非保存を測定したことである [1]。これには B 中間子のモードのうち、ツリーダイアグラムと呼ばれる弱い相互作用の最低時の振幅が支配的に寄与するものが適しており、その典型が $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ 崩壊を用いた $\sin 2\phi_1$ なる CP 非保存パラメータの測定である [2][3]。これに対して、ペンギンダイアグラムと呼ばれる弱い相互作用の 1 ループの振幅が支配的な崩壊モードでは、標準理論の振幅が小さくなる。一方で、不確定性原理により高いエネルギースケールの物理が寄与しやすい。したがって、高いエネルギースケールでの新しい物理が小林・益川理論と異なる複素位相を持つ場合は、標準理論の振幅との量子力学的干渉効果により、 $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ 過程とは異なる CP 非保存として出現する可能性がある [4]。そのような研究に適した崩壊モードの代表的なものとして、 $B^0 \rightarrow \phi K^0$ 、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$ 、 $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0$ などが挙げられる [5][6]。これらはいずれも稀崩壊過程であるため、統計量の制限から CP 非保存の測定精度はいまだ $\mathcal{O}(0.1)$ にとどまっており、新しい物理の効果を探索する感度は十分でない。 $\mathcal{O}(0.01)$ の感度を得るには数十 ab^{-1} のデータの蓄積が必要であり、これには加速器、測定器とも相当の規模の性能改良工事を必要とする。

また $X(3872)$ [7]、 $Z(4430)^\pm$ [8] に代表される、既存のバリオンやメソンの範疇に入らない可能性の高いエキゾチックハドロンと総称される粒子についても、新しい崩壊モードの探索や崩壊生成物の角度分布の測定については、実験データの統計量が感度を制限しているものが多い。事実、スピンやパリティなどの量子数を決定することができた例は極めて限られている。したがってエキゾチックハドロンの研究もこれまでよりも一桁以上多い大量データの蓄積を必要とする。これを目的とした高度化工事は 2010 年度から開始されている。本章では $8 \times 10^{35} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を目標とする高度化後の SuperKEKB 加速器と、それに対応する BelleII 測定器について概観する。

2.2 SuperKEKB 加速器

KEKB 加速器は周長 3km のトンネルの中に電子を蓄積する高エネルギーリング (HER) と陽電子を蓄積する低エネルギーリング (LER) の 2 つのリングが横に並べられており、電子と陽電子は各々のリングの中を反対方向に周回し、筑波実験棟内に設けられた衝突点で衝突する。Belle 測定器はこの衝突点を囲んで設置されている。KEKB 加速器の性能向上は既存のトンネル中の加速器コンポーネントの置換により行う計画で、この加速器を SuperKEKB 加速器と呼ぶ。

SuperKEKB 加速器では KEBK 加速器の約 40 倍のルミノシティを目標に設計が進められている。ルミノシティ \mathcal{L} に対し、反応断面積 σ をもつ過程の場合、その反応の発生頻度は R で表され、 $R = \mathcal{L}\sigma$ となる。ルミノシティはビームの電流値やサイズから決まる量であり、衝突型加速器においては以下の式が成り立つ。

$$\mathcal{L} = 2.2 \times 10^{34} \xi(1+r) \left(\frac{E \cdot I}{\beta_y^*} \right) \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (2.1)$$

ここで E はビームのエネルギー (単位:GeV)、 I は蓄積電流 (単位:A) また、 ξ はビーム・ビームパラメーターと呼ばれる衝突の強さを表す無次元量である。また、 β_y^* は衝突点における垂直方向 (y 方向) のベータ関数値、 r は衝突点における垂直方向のビームサイズを水平方向のビームサイズで割った値である。したがって、ルミノシティを大きくするためには、蓄積電流 I とビーム・ビームパラメーター ξ を大きくし、 β_y^* を小さくする必要がある。

SuperKEKB 加速器の設計は、2009 年 2 月の KEBK 加速器レビュー委員会の勧告以降、ナノビーム方式と呼ばれる技術に基づいて進められている。これまでの KEBK 加速器では、ビーム・ビーム相互作用によるビーム粒子の理想的軌道近傍での運動を安定化させ、大きなビーム・ビームパラメーター ξ を実現するために、 $x-y$ 相関はベータatron チューンを半整数のすぐ上に設定して、 $x-z$ 相関はクラブ空洞の導入によってそれぞれ解消するという工夫がされてきた。これにより、互いに相関した 3次元のビーム粒子の運動を互いに独立な 1次元運動に転換して非線形力の影響を小さくすることにより、ビームを安定して貯蔵することが指導原理であった。これまでクラブ空洞導入後の KEBK 加速器では世界最高記録である $\xi = 0.09$ を達成している。

このビーム・ビームパラメーター ξ の値を基準に、SuperKEKB 加速器の目標ルミノシティを狙うべく他のパラメーターの値を考察すると、運転に用いる電力量の制限からビーム電流値は現状の約 2 倍の LER=3.6A、HER=2.6A となる。したがって衝突点での垂直ベータ関数、 β_y^* を LER で 0.27mm、HER で 0.42mm と KEBK 加速器の 20 倍も小さくしなくてはならない。ヘッドオン衝突またはクラブ衝突ではバンチ長をベータ関数以下にしなければならないが、そこまでバンチ長を縮めようとすると、コヒーレント放射光の影響でバンチ長がのびてしまい、結局は要求されたルミノシティを実現できない。そこで SuperKEKB 加速器では極低エミッタンスのビームを有限角度衝突させることとし、バンチ長を 5mm と KEBK 加速器と同等のまま、ビーム交差領域の長さをベータ関数以下に設定し、 β_y^* を小さくすることで、目標ルミノシティを狙う。これをナノビーム方式と呼ぶ。また、これまでの電子 8GeV・陽電子 3.5GeV の衝突ではビーム光学設計の力学口径が確

保できないので、ビームエネルギーは電子 7GeV・陽電子 4GeV に変更する。以上の設計パラメーターを表 2.1 に示す。

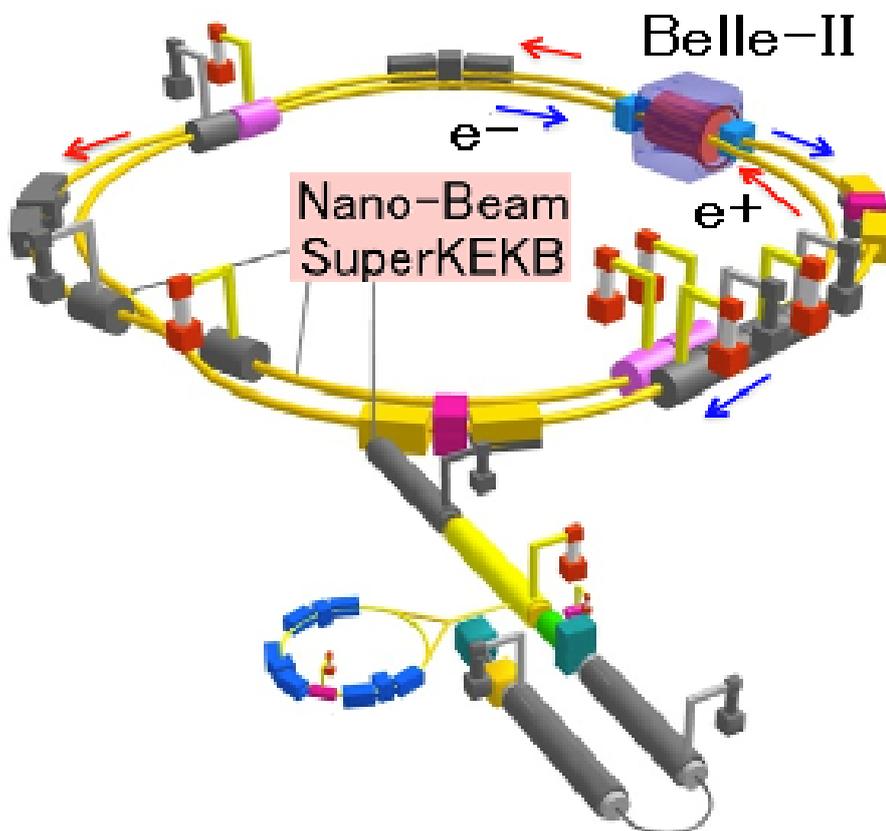


図 2.1: SuperKEKB 加速器

表 2.1: SuperKEKB 加速器のパラメータ

	LER	HER
Energy(GeV)	4.0	7.0
I(A)	3.6	2.6
β_y^*	0.27	0.30
ξ_y	0.0886	0.081
Bunches	2500	
Luminosity($10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	80	

2.3 BelleII 検出器

加速器のルミノシティを 40 倍に上げると、衝突点近傍におけるビームバックグラウンドも現在の 5 倍から 10 倍に増加することが予想される。この高いビームバックグラウンドに対処しつつ、高頻度の B 中間子対生成をはじめとした信号事象データを効率よく収集する必要がある。このため、現在 Belle 測定器の性能改良が進められている。これを BelleII 測定器と呼ぶ。BelleII 測定器は SuperKEKB 加速器によって作り出された e^+e^- 衝突のデータを効率よく収集するため、いくつかの検出器により構成される。以下にそれぞれの構造及び機能についてまとめる。

- ピクセル型シリコン半導体検出器 (PXD) 及び両面シリコンストリップ検出器 (SVD)
 BelleII で新たに導入される 2 層構造の PXD (Pixel Detector) と 4 層構造の SVD (Silicon Vertex Detector) を用いて B 中間子及びその他の粒子の崩壊点を測定する。粒子の崩壊点の測定は B 中間子のみでなく D 中間子や τ レプトンの物理の研究を行う上でも非常に重要である。また、これらの検出器はその外側にある CDC と共に粒子の飛跡を検出し、運動量を精度よく測定する。
- 中央飛跡検出器 (CDC: Central Drift Chamber)
 1.5 Tesla の磁場内に設置され、内部を 1 気圧の $\text{He}:\text{C}_2\text{H}_6=50:50$ の混合ガスで満たし、多数の電極ワイヤーが張られる。BelleII では、高バックグラウンド対策として、陽極ワイヤーを陰極ワイヤーで囲んだセルと呼ばれる単位を小型化する。荷電粒子が通過する際にガスを電離し、そこから生じた電子がワイヤーまで移動する時間から、粒子の通過位置までの距離を知ることができる。CDC は荷電粒子の飛跡を検出し、ローレンツ力により螺旋を描く軌道の曲率半径から運動量を測定する。さらに、ガス中の電離量 (dE/dx) を検出した荷電粒子ごとに測定して粒子識別の情報を与える。
- 粒子識別システム (PID: Particle Identification Detector)
 K 中間子と π 中間子を識別するため、既存の Belle では閾値型のチェレンコフカウンターを用いているが、BelleII では、バレル部の Time of Propagation カウンター (TOP)、エアロジェルの屈折率によるリングイメージの違いを用いたエンドキャップ部のリングイメージチェレンコフカウンター (A-RICH) を用いることで、識別の効率を高く保ったまま、誤認率を低減する。
- 電磁カロリメーター (ECL: Electromagnetic Calorimeter)
 高エネルギーの光子や電子は物質に入射すると、制動放射や電子対生成により、電磁シャワーを形成し、そのエネルギーのほとんどを物質中で失う。このエネルギー損失を電気信号に変換して、読み出し記録することにより、入射粒子のエネルギーを精度よく測定することが電磁カロリメーターの役割である。既存の Belle では、 TI 添加 $\text{CsI}(\text{CsI}(\text{TI}))$ シンチレーターと PIN フォトダイオード読み出しで構成されるカウンターを用いているが、発光時間が長いため、ビームバックグラウンドのピルアップによるエネルギー分解能の悪化が懸念される。この効果はビームパイプにより近いエンドキャップ部でより顕著である。BelleII の初期には既存の $\text{CsI}(\text{TI})$ カウンターを用い、エレクトロニクスの改良によりビームバックグラウンドの問題に対

処する。しかし、実験開始後数年以内にエンドキャップ部のシンチレーターを短い発光時間の素材に変更し、光検出器も新たなものに変更することが検討されている。本研究は ECL のアップグレードに関するものなので次節でさらに詳しく述べる。

- K_L^0 , μ 粒子検出器 (KLM)

測定器の最も外側に位置するのが K_L^0 及び μ 粒子検出器である。KLM は高抵抗平行板 (RPC) と厚さ 4.7cm の鉄を 11 層重ねた構造になっている。 μ 粒子は貫通力に優れているため鉄を突き抜け明確な信号を残す。したがって CDC で検出した荷電粒子の飛跡を外挿したところに KLM の信号があれば μ 粒子と同定できる。 K_L^0 は鉄と衝突し強い相互作用によるハドロンシャワーを形成するので、CDC に飛跡を残さず KLM でハドロンシャワーとして検出される。エンドキャップ部ではビームバックグラウンドの影響が大きくなると予想されるので、RPC に換えてプラスチックシンチレーターにファイバーを通し、高増幅率の半導体光検出器である PPD (Pixelated Photon Detector) で読み出す方式が検討されている。

図 2.2 に BelleII 測定器の概観を示す。

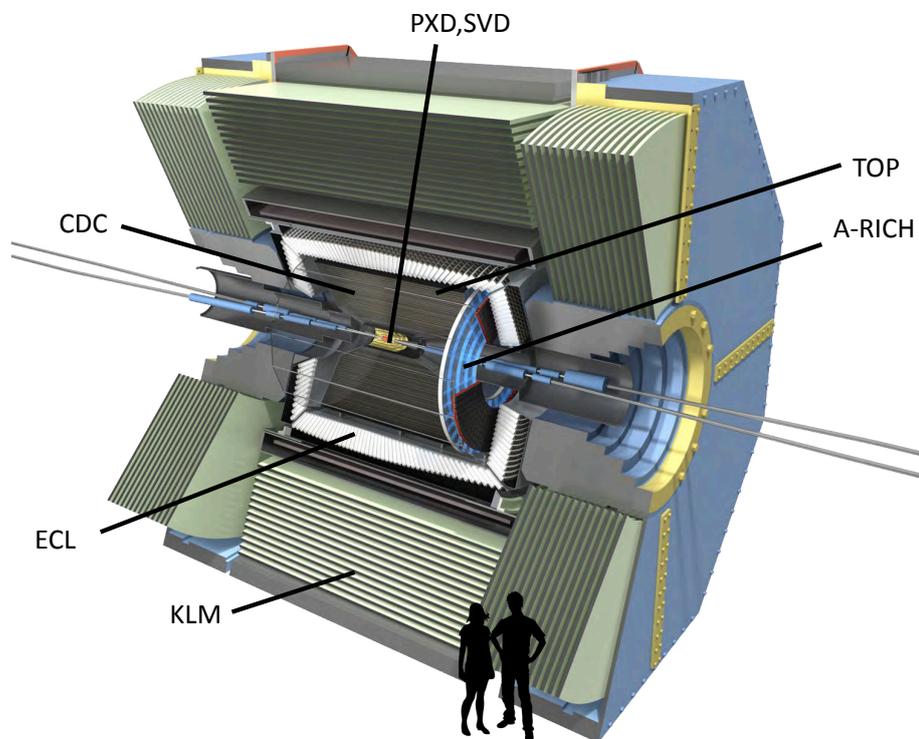


図 2.2: BelleII 測定器の概観

第3章 カロリメーター

3.1 Belle 実験のカロリメーター

Belle 実験のカロリメーターの全体像を図 3.1 に示す。6624 本の CsI(Tl) シンチレーターを持つバレル部と、前方および後方にそれぞれ 1152 本および 960 本の CsI(Tl) シンチレーターを持つエンドキャップ部からなる。現在の Belle 実験では発光量の豊富な CsI(Tl) シンチレーターと、光検出器として PIN フォトダイオードを組み合わせている。1 本の結晶のサイズは前面が約 55mm × 55mm、信号の読み出し面が約 65mm × 65mm、長さ 300mm となっている。集光効率を上げるため、結晶表面を反射材である厚さ 200 μm の白色ゴアテックスシートで覆い、その上を厚さ 50 μm のアルミナイズドマイラー (アルミ蒸着厚 25 μm 、PET 樹脂厚 25 μm) で包んで静電遮蔽した構成になっている。

この CsI(Tl) カロリメーターでは、1 本の結晶に 1cm × 2cm の受光面を持つ PIN フォトダイオード (浜松ホトニクス社製 S2744-08) を 2 つ取り付け、シンチレーター中のエネルギー損失 1MeV あたり 5000 個の電子-正孔対を得ている。一方、カウンター 1 本あたりのノイズは、前置増幅器 (PreAMP)、波形整形回路、QtoT コンバーター、FASTBUS TDC からなる読み出し回路の総合で約 1000 個の電子、すなわち約 0.2MeV に対応する。2006 年以降の実験の状況では、エンドキャップ部において、パイルアップに起因するノイズがこれに加わっている兆候があり、カウンター 1 本あたり 0.5MeV から 1MeV に達している。

BelleII 実験では、パイプライン方式で波形サンプリング読み出しを行うフラッシュ ADC (FADC) と、デジタル信号処理 (DSP) を組み合わせてパイルアップに対処する。しかし、SuperKEKB 加速器が $8 \times 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ のルミノシティを達成する時の条件では、エンドキャップ部においてパイルアップによるノイズの寄与が 1MeV から 2MeV に達する可能性がある。その場合、数百 MeV 程度までの比較的低いエネルギーの光子を検出した際のエネルギー分解能に影響があり、 $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ の検出のように、エネルギーや運動量の未検出分の正確な理解が必要な研究、 $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ 再構成のように低エネルギー光子の検出が重要な研究の感度が制限される懸念がある。

これには CsI(Tl) シンチレーターの特性である、発光量は豊富であるが発光が終了するまでの減衰時間が長いためにパイルアップを起こしやすい、という性質が大きく起因している。したがって、減衰時間が短いシンチレーターの導入が抜本的対策といえる。高エネルギー物理学実験の電磁カロリメーターに使用できる大型のブロックを中庸な価格で生産可能で、発光量が SuperKEKB 実験の仕様に耐える、という条件を満たす有力な選択肢の一つとして純 CsI シンチレーターが考えられている。CsI(Tl) と比較して、純 CsI シンチレーターは発光の減衰時間が短く、この点では高輝度化実験に向く。しかし、純 CsI シンチレーターは発光量が少ない上に、発光波長が PIN フォトダイオードの感度波長より短

い。そのため、これまでに試作された BelleII 用純 CsI カロリメーターのプロトタイプでは、発光量の不足を補うために数十倍程度のゲインを得られる小数段のファインメッシュ型ダイノードを有する光電子増倍管が用いられた。光電子増倍管の場合は、磁場の有無で特性が大きく異なるため、実機においては磁場の有無を検知するインターロック機能を持った高電圧供給システムを必要とする。また、直径が2インチと大きいので、一つの純 CsI シンチレーターに一つしか取り付けられず、複数個取り付けることによってハードウェアの冗長性を確保することはできない。

一方、APD を用いた場合は特性が磁場の有無に左右されず、数10倍から100倍のゲインが得られる。小型なので一つの CsI 結晶に複数個取り付けて冗長性を確保することも可能である。また、APD の感度が高い発光波長を持つシンチレーターと組み合わせることにより、さらに高性能な検出器を実現できる可能性がある。APD と組み合わせることで性能の向上が期待できるシンチレーターとして、BSO や BGO シンチレーターが挙げられる。BSO シンチレーター、BGO シンチレーターは、ともに発光波長が約 480nm で、APD の量子効率 は 80 % 以上ある。さらに、密度が高い、すなわち輻射長とモリエール半径が短いので、純 CsI シンチレーターよりシャワーの漏れが小さくなり、エネルギー分解能を向上させ、かつ近接した2つの γ 線の分離が良くなるので、 $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ の再構成、 $\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ の探索感度の改善を実現しうるオプションと言える。

そこで、本研究では APD を純 CsI や BSO、BGO といった高速の無機シンチレーターと組み合わせた電磁カロリメーター用カウンターのプロトタイプを製作し、主として宇宙線を用いてその性能評価を行った結果について報告する。

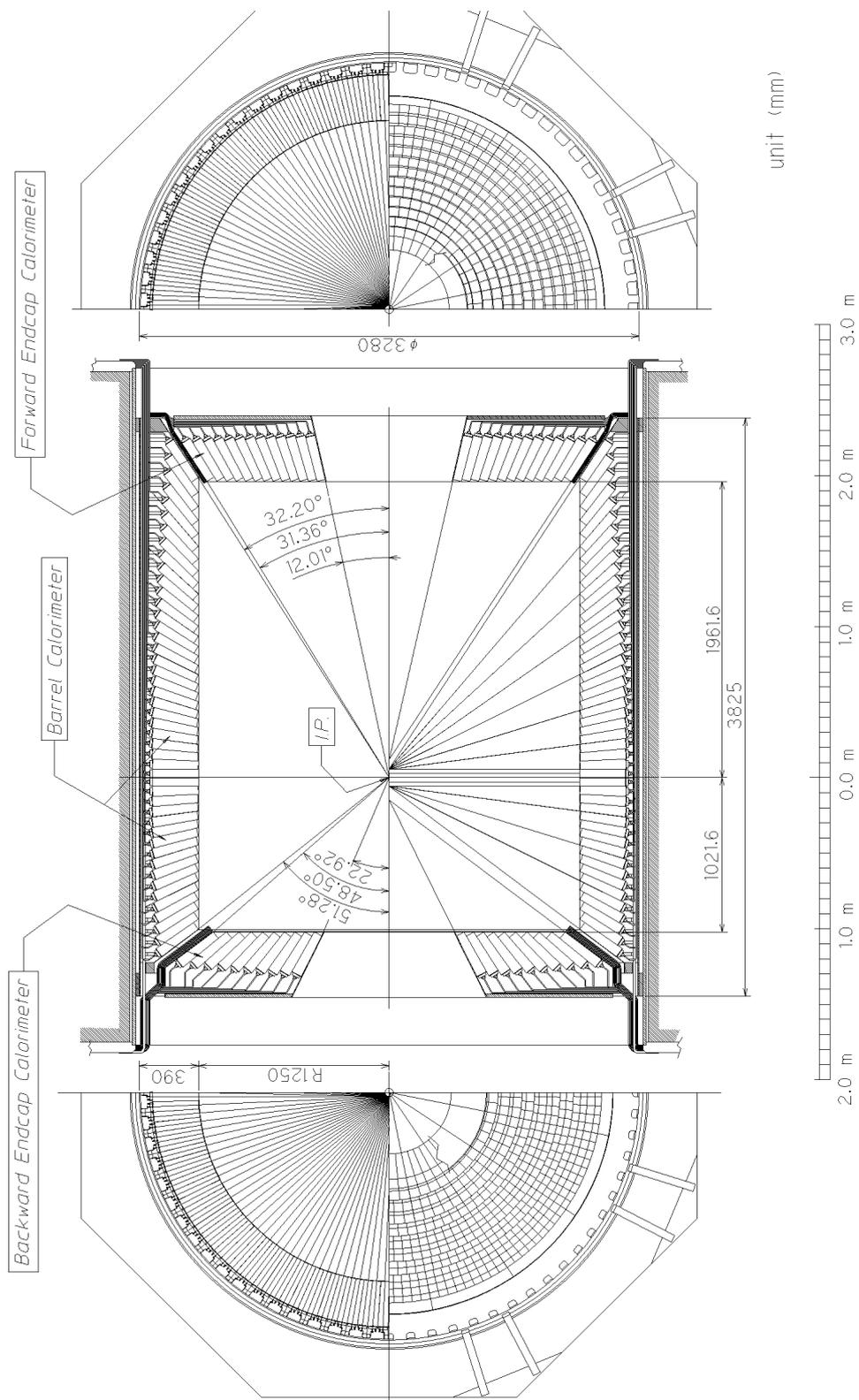


図 3.1: 現在の Belle の電磁カロリメーター

第4章 半導体検出器

本章では、まず半導体検出器の一般論について述べ、続いてアバランシェ半導体光検出器の構造や動作原理、諸特性について述べる。

4.1 半導体検出器の原理

結晶性の物質中における電子のエネルギー準位は、電子が束縛状態にある価電子帯と自由に動き回ることのできる伝導帯の2層構造を持ち、それらの間には電子が存在することの出来ない禁制帯が存在する。価電子帯の電子は、光や熱などにより禁制帯幅以上の大きさのエネルギーを受け取ると、禁制帯を越え伝導帯に励起される。励起された電子は外場に反応して運動し、電気伝導に寄与するキャリアとなる。

したがって、半導体を光検出器として使用する上では高い効率で入射した光子を伝導帯に励起した電子に変換し、電流や電荷を効果的に収集することが重要である。そのため、次節に述べるように微量の不純物を添加(ドーピング)して、その特性を制御することが広く行われる。

4.1.1 不純物半導体

シリコンやゲルマニウムのような半導体結晶は、個々の原子が規則的に結合して結晶構造を作っている。結合は価電子が担っており、価電子が隣の原子の価電子と対を作り、共有結合を形成している。これらの物質はすべて4価であり、各々の原子は4つの価電子を持ち、すべて結晶の結合に使われる。3価あるいは5価の原子を真性半導体に加えると、3価の原子は半導体の価電子で満たされない結合を形成し、5価の原子は余分な電子、つまり自由電子を作る。電気的には3価の不純物は正孔を加え、5価の不純物は電子を加える。これらの不純物は、それぞれアクセプター不純物、ドナー不純物と呼ばれる。アクセプター不純物をドーピングした半導体をp型半導体と呼び、ドナー不純物をドーピングした半導体をn型半導体と呼ぶ。導入された正孔は正(positive)の電荷を運び、電子は負(negative)のキャリアとなる。

4.1.2 pn接合またはPIN接合した半導体の光検出器への応用

p型半導体とn型半導体を接合した半導体は、一般にはダイオードとして知られている。交流を直流に変換(整流)する目的でダイオードを使用する場合は、p側を高電位、n側を低電位にすると、p側の正孔とn側の電子がともに接合部に向かって移動し、正孔と電子の再結合により電流が流れ続ける。この向きに電圧を印加することを順バイアスを印加す

るという。光検出器としてダイオードを用いる場合は、それとは逆に p 側を低電位、n 側を高電位にするように直流電源をつなぐ。これを逆バイアスを印加するという。すると正孔が p 側、電子が n 側に引き寄せられて、接合部近傍にはキャリアがほとんどなくなる。この領域を空乏層と呼ぶ。この状態で光子が入射し空乏層で光電効果により電子を伝導帯に励起すると、対になって生成された電子および正孔がそれぞれ n 側と p 側に移動し、電気信号パルスが生じる。また、逆バイアス電圧を印加すると、印加電圧の変化に伴い一定の電流が流れる。これは半導体検出器で一般的に漏れ電流と呼ばれ、空乏層中で熱励起により発生した電子-正孔対の移動によるものである。

PIN 接合とは、p 型半導体と n 型半導体の間に高抵抗の真性半導体 (i 型半導体) を挟んだ構造をしている。i 層をもうけることで p 層および n 層にかかる電場が少なくなり、漏れ電流を小さくすることができる。また、i 層はもともとキャリア密度が小さいため、空乏層としてはたらく領域を pn 接合のものより大きくすることができる。そのため PIN 接合で作られた PIN フォトダイオードは印可電圧に応じて高い出力電流まで直線性をもち、低漏れ電流で高耐圧、という特性を実現できる。

PIN フォトダイオード等では、得られる電子-正孔対の数は、入射して光電効果を起こした光子の数と同じであり、光電子増倍管のように、信号を増幅する機能はない。したがってチェレンコフ放射のように微弱な光を検出することは不可能であり、光量の多いシンチレータでないと信号とノイズの分離が十分にできない。このような弱点を克服するため、近年は固体内で電子なだれ (アバランシェ) を形成させることにより信号を増幅できる、アバランシェ半導体光検出器が開発・使用されるようになってきた。次節以降に、その代表例であるアバランシェフォトダイオード (APD) についてさらに詳しく述べる。

4.2 アバランシェフォトダイオード (APD)

APD は、シリコン半導体の内部に強い電場勾配を作ることで、増幅機能を持たせた半導体素子である。光や放射線によって生成された電子あるいは正孔が、APD 内部で電場の強い領域に達すると加速され、アバランシェ(電子なだれ)を形成することにより信号を増幅する。信号を検出器内部で増幅させると回路内で発生するノイズが相対的に小さくなるため、通常の写真ダイオードよりもはるかに優れたシグナル・ノイズ比 (S/N 比: ノイズに対する信号の比) が得られる。APD は高い増幅率を持つ光電子増倍管 (PMT) と、量子効率が高いフォトダイオード (PD) の両方の長所を兼ね備えたデバイスと言える (表 4.1)。

表 4.1: 光検出器の比較

	PMT	PD	APD
量子効率	~40 %	≥ 80 %	≥ 80 %
増幅機能	~10 ⁶ 倍	なし	~100 倍
印可電圧	~1000V	≤ 100V	~400V
容量	大	小	小
磁場の影響	大	無し	無し
構造	複雑	単純	単純
消費電力	大	小	小

本研究で使用する APD は、プロポーショナルモードで動作するものである。プロポーショナルモードでは、電子なだれ降伏が起きるブレイクダウン電圧以下の電圧でアバランシェを作るので、増幅率は数 10~100 倍程度となり、APD へ入射した光量に比例した電荷量の出力を示す。

APD にはその内部構造の違いからいくつかの種類が存在し、代表的なものとしてはベベルエッジ型、リーチスルー型、リバース型の 3 種類が挙げられる^[9]。その中でもここでは特にリバース型について取り上げる。

リバース型 APD はシンチレーション光の検出用に特化して開発されたもので、表面から 5 μm 程度の深さに狭い増幅領域を持つ。一般的なシンチレーターの出力波長は 550nm よりも短く、この波長領域の光子は表面から 1~3 μm の領域で光電効果を起こすため、ほぼ全ての光が増幅領域の手前で電子に変換されて増幅される。増幅領域を表面側に配置することにより、デバイス内部で熱励起が起きると、増幅領域に向かってドリフトするのは正孔となる。正孔は電子よりも易動度が小さいため、増幅領域で作られるアバランシェは小さい。したがって、他のタイプの APD に比べて漏れ電流を低く抑えることができる。また空乏層の厚さが 40 μm 程度と薄く、400V 程度の低い電圧で十分な増幅率が得られる。

本実験で用いた APD は浜松ホトニクス社製の S8664-1010 型、S8664-55 型、S8664-1189(X) 型で、プロポーショナルモードで動作するリバース型 APD である。S8664-1010 型 APD と S8664-55 型 APD は、純 CsI シンチレーターの発光波長である 300nm 付近では約 50 %、BSO、BGO シンチレーターの発光波長である 480nm では約 80 % の量子効率

を示す。S8664-1010 型と S8664-55 型の仕様を図 4.3 にまとめ、量子効率の波長依存性を図 4.4 に示す。S8664-1189(X) 型 APD は、既存の S8664 型に比べて、310nm 付近の量子効率の改善を図った APD である。受光面の面積は $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ と $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ の 2 種類がある。

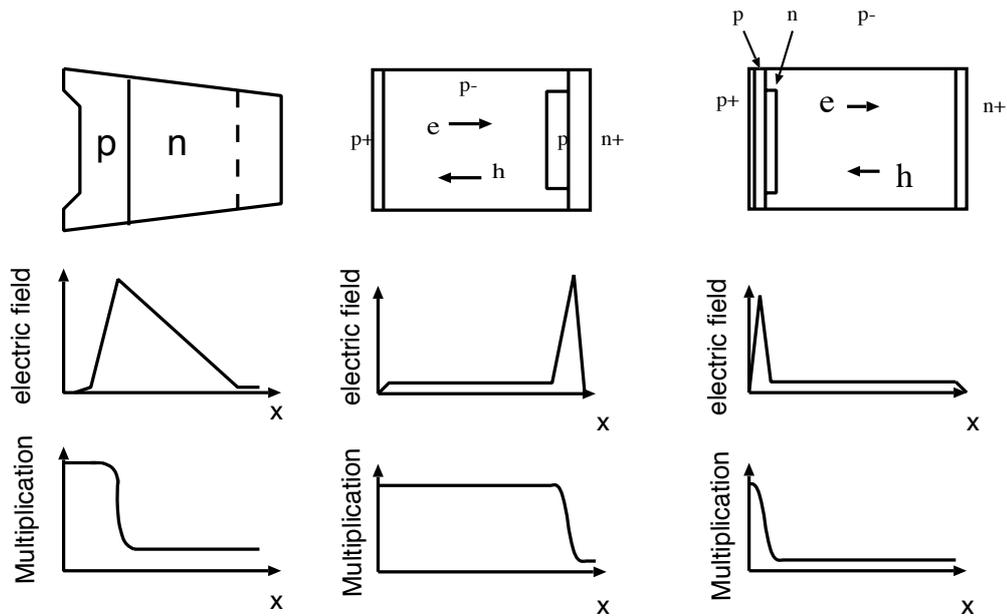


図 4.1: APD の 3 つの異なる内部構造。(左) ベベル・エッジ型 (中央) リーチ・スルー型 (右) リバース型。(J. Kataoka *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **515** (2005)671-679 より抜粋)



図 4.2: APD (左) S8664-1010 型、(右) S8664-55 型

■ 電気的および光学的特性 (指定のない場合は Typ. Ta=25 °C)

型名	感度 波長 範囲 λ (nm)	最大 ^{*3} 感度 波長 λ _p (nm)	受光感度		量子効率		降伏電圧 V _{BR} I _D =100 μA		降伏 電圧の 温度 係数 (V/°C)	暗電流 ^{*3} I _D		遮断 周波数 f _c (MHz)	端子間 容量 C _t (pF)	過剰 ^{*3} 雑音 指数 λ=420 nm	増倍率 M λ=420 nm
			S	QE	Typ.	Max.	Typ.	Max.							
			M=1 λ=420 nm (A/W)	M=1 λ=420 nm (%)	(V)	(V)	(nA)	(nA)							
S8664-55	320 ~	600	0.24	70	400	500	0.78	5	50	40	80	0.2	50		
S8664-1010	1000							10	100	11	270				

*3: 特性表に記載された増倍率での値

図 4.3: APD S8664-55 型、S8664-1010 型の仕様 (浜松ホトニクス社カタログより抜粋)

■ 量子効率—波長

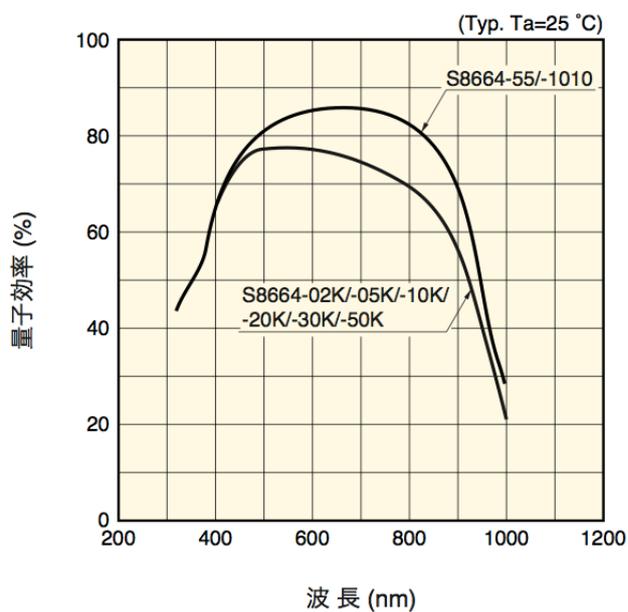


図 4.4: APD の量子効率 (浜松ホトニクス社カタログより抜粋)

第5章 無機結晶シンチレーター

5.1 シンチレーター

シンチレーターとは、荷電粒子が通過したときに蛍光を発する物質のことで、このとき発生する光をシンチレーション光とよぶ。BelleII 実験のようなルミノシティフロンティアの電子・陽電子衝突実験における電磁カロリメーターでは、高いエネルギー分解能を達成するために無機結晶シンチレーターを用いた全吸収型とする必要がある。シンチレーターに課される条件として、発光の減衰時間が短く、かつそのシンチレーション光の波長が光検出器の感度波長領域であることが求められる。シンチレーターの材料は、無機結晶、有機固体などがある。また液体、気体のものが存在する。

5.2 無機結晶シンチレーター

無機結晶シンチレーターは、荷電粒子が通過すると電子をイオン化し、価電子帯から伝導帯へと励起させる。その励起された電子が伝導帯から価電子帯へと戻るときに、シンチレーション光として光を発する。ただし、純結晶中で電子が光子を放出して価電子帯へ戻る確率は低い。そのため不純物を加えることで、エネルギー順位の構造を少し変化させ、発光効率を高める場合が多い。無機結晶シンチレーターは原子番号の大きい元素で製作することが可能なので、放射長が短く、 γ 線検出に適している。また、無機結晶シンチレーターは有機シンチレーターに比べ発光量が多く、エネルギー分解能が優れている。一方で発光の減衰時間が有機シンチレーターより長く、時間応答性が悪い。

本研究では、純 CsI シンチレーター、BGO シンチレーター、BSO シンチレーターを用いた。以下に各シンチレーターの特徴をまとめる。

- 純 CsI シンチレーター

CsI (ヨウ化セシウム) 結晶は無色透明な結晶で、添加する材料により、CsI(Tl)、CsI(Na)、純 CsI の三種類に分類される。純 CsI シンチレーターは、他の CsI シンチレーターと比べて潮解性が低く、310nm 付近を発光波長のピークとする早い成分 (10ns) と、発光波長が 350~600nm 近辺の遅い成分 (100~4000ns) により発光する。

- BGO シンチレーター

BGO シンチレーターは、 $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ の組成をもつ立方晶である。発光量は NaI(Tl) の約 15~20%、発光時間は約 300ns、発光波長は 480nm がピークである。強度があり加工しやすく、また潮解性が無いので扱いやすい。

- BSO シンチレーター

BSO シンチレーターは $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$ の組成を持つ立方晶である。BGO の、Ge(ゲルマニウム) を同じ 4 価の元素である Si(シリコン) に置換したものである。そのため、基本的な性質は BGO とよく似ている。発光量は純 CsI と同程度で、発光時間は約 100ns、発光波長のピークが 480nm である。BGO と同じく、潮解性がなく扱いやすい。

表 5.1 にこれらのシンチレーターのパラメーターを示す。

表 5.1: 各種シンチレーターのパラメーター

	CsI(Tl)	pureCsI	BGO	BSO
密度 (g/cm^3)	4.51	4.51	7.13	6.80
発光量 (NaI(Tl)=100)	165	4.7	21	3~4
減衰時間 (nsec)	1300	10	300	100
発光波長 (nm)	560	310	480	480
輻射長 (cm)	1.86	1.86	1.12	1.15
モリエール半径 (cm)	3.57	3.57	2.23	2.63
潮解性	若干有	若干有	無	無

第6章 宇宙線を用いたノイズレベルの測定

この章では、APD とシンチレーターを用いて装置を制作し、カロリメーター 1 本分のノイズテストを行った結果について述べる。

6.1 APD と無機結晶シンチレーターのオプション

BelleII 測定器のエンドキャップカロリメーターをアップグレードする際に使用する無機シンチレーターとしては、純 CsI を中心に検討が進められてきた。純 CsI シンチレーターは、発光の減衰時間が 10nsec と、CsI(Tl) シンチレーターの 1300nsec に比べて格段に短く、SuperKEKB 加速器のビームバックグラウンドによるパイルアップの影響は無視できる。また、チョコレルスキー法による大型結晶の生産技術が確立しており、無機結晶シンチレーターの中では、大型実験でも調達可能な価格である。しかし、純 CsI シンチレーターは発光量が少ない上、発光波長も 300nm 程度と CsI(Tl) シンチレーターよりも短い。そのため、信号増幅機能がなく発光波長が 400nm 以下の光に対して感度がない PIN フォトダイオードは使用できない。この欠点を信号増幅機能のある APD が克服可能であるか試験した。

発光の減衰時間が短いシンチレーターとして、他に BGO シンチレーターや BSO シンチレーターが挙げられる。BGO シンチレーターは発光の減衰時間が 300ns、BSO シンチレーターは 100ns と純 CsI ほど短くないが、純 CsI シンチレーターにはない特徴をもつ。波長はいずれも 480nm と APD が高い量子効率を持つ領域にある。また、密度が高く、輻射長 (X_0) とモリエール半径 (R_m) が短い。CsI シンチレーターは $X_0 = 1.86\text{cm}$ 、 $R_m = 3.57\text{cm}$ であるのに対し、BSO シンチレーターは $X_0 = 1.15\text{cm}$ 、 $R_m = 2.63\text{cm}$ 、BGO シンチレーターは $X_0 = 1.12\text{cm}$ 、 $R_m = 2.23\text{cm}$ である。したがって、BGO シンチレーターや BSO シンチレーターでは、電磁シャワーが形成される領域の大きさが狭くなる。小さなモリエール半径は、数 GeV の高エネルギーの π^0 の崩壊で生じる近接した 2 つの γ の分離を向上する。特に BGO シンチレーターは $20X_0$ に対応する長さ 22.5cm に及ぶ大型結晶を製造する技術が確立されているので、既存の CsI(Tl) シンチレーターの長さ $16X_0$ に対し、シャワー漏れを 1/2 近く低減し、その統計的ふらつきを抑制してエネルギー分解能で優位にたつことが期待できる。BGO シンチレーターの発光量は CsI(Tl) シンチレーターの約 1/8 であり、APD の増幅率で補いうることを期待できるので、ノイズレベルを低く抑えて、低エネルギーの γ に対するエネルギー分解能も改善できる可能性がある。

APD を純 CsI シンチレーター、BSO シンチレーター、BGO シンチレーターの読み出しに用いた場合の宇宙線テストの測定方法を述べ、ノイズレベルを測定した結果について述べる。既存の CsI(Tl) シンチレーターの PIN フォトダイオード読み出しを行うカウンターでは、ノイズレベルをエネルギーに換算した値 (Equivalent noise energy, 以下 E.N.E. と

略す) は 0.2MeV であり、これと同程度、またはより低いノイズレベルを実現する解の有無を調べた。

6.2 シンチレーションカウンターと読み出しエレクトロニクスの構成

純 CsI シンチレーターは、既存の Belle 検出器の電磁カロリメーターに使用されている CsI(Tl) と同じ、断面が約 5.5cm × 5.5cm、長さ 30cm のサイズのものを使用した。また、BSO シンチレーターは、断面が 2.2cm × 2.2cm、長さ 18cm のサイズのもの、BGO シンチレーターは断面が 4.0cm × 4.0cm、長さ 22.5cm のサイズのものを用いた。いずれも読み出す光量を増やすために 200 μ m 厚の白色ゴアテックスシートで包んだ。さらに、その上からアルミナイズドマイラーまたはアルミホイルで覆って、これを接地することにより静電遮蔽してノイズの混入を防止している。APD、バイアス電圧の保護抵抗、バイパスコンデンサーと結合コンデンサーはアルミボックス内に固定し、このアルミボックスを結晶シンチレーターに取りつける。この APD とプリアンプを取めたアルミボックスを純 CsI シンチレーターに取りつけた様子を図 6.1 に示す。測定のセットアップ全体図を図 6.2 に示す。結晶シンチレーターとアルミボックスは 25 ° C に保った恒温槽中に設置し、APD に gain=50 となる電圧 (以下 V_{50} とする) を印加する。試験対象とする結晶のシンチレーターの上にトリガーカウンターを配置して、コインシデンスをとることにより、天地方向に宇宙線が通過した事象のデータを収集する。トリガーカウンターの有感部分は幅 2cm、長さ 3cm と比較的小さいので、トリガーされた宇宙線は試験対象の結晶シンチレーターを横方向に通過する。シンチレーターを通過する際のエネルギー損失から、測定したノイズレベルをエネルギー換算して E.N.E とするための係数が得られる。

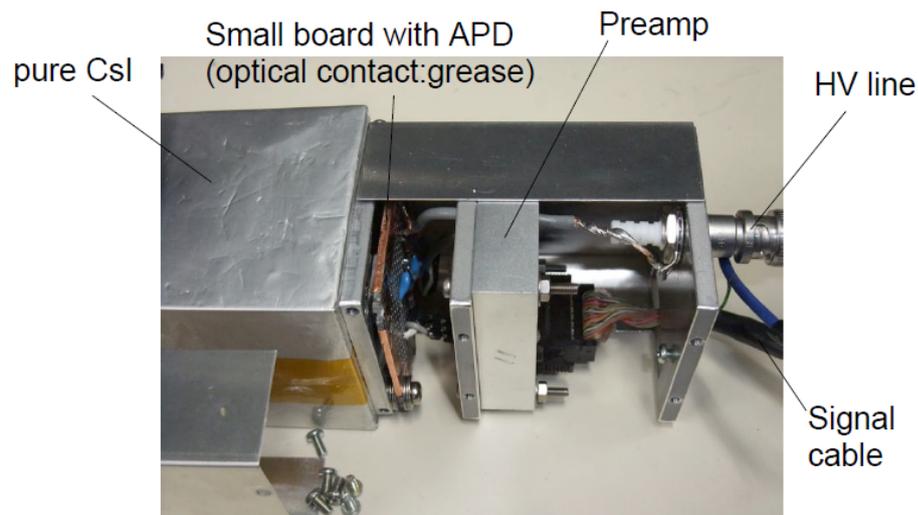


図 6.1: pureCsI と APD を内蔵したアルミボックスを接着した時の様子

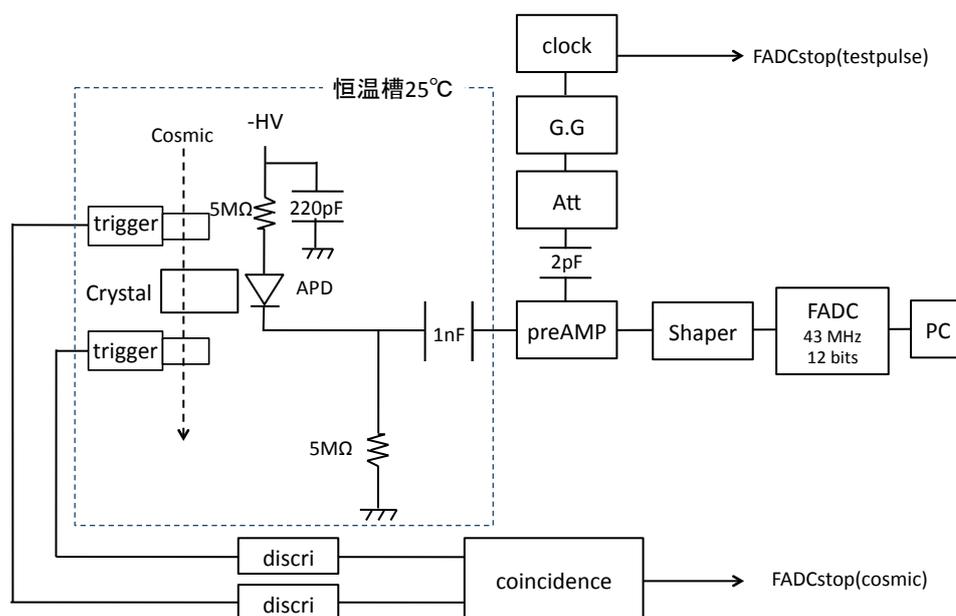


図 6.2: 測定のセットアップ

プリアンプは 1nF の結合コンデンサーを介して APD の信号を入力端子に受ける。また、テストパルスを入力コンデンサーとして 2pF を装備する。プリアンプが出力した信号は、シェーパーとフラッシュADC(FADC)を内蔵した CAMAC 規格のシェーパー FADC モジュールで受けて数値化される。

プリアンプからの信号を受けるシェーパーは、純 CsI シンチレーターおよび BSO シンチレーターに APD を取りつけた測定では、これらのシンチレーターの発光時間が短いことから、 30ns の時定数を持ったものを使用した。また BGO シンチレーターと APD を組み合わせた場合は、BGO シンチレーターの発光減衰時間を考慮して、時定数を純 CsI シンチレーターの時と同じ 30ns の場合に加えて 100ns にした場合について測定を行う。

テストパルス入力で得られた波高分布の幅をノイズレベルの絶対値とし、宇宙線データで得られた波高分布と比較することにより、ノイズがエネルギー換算でいくらになるか求めることができる。前述の通り、その値が E.N.E.(Equivalent Noise Energy) である。

6.3 ノイズの測定

まず、BSO シンチレーターに APD をつけた時の測定を例に挙げ、測定方法を述べる。その後、純 CsI シンチレーターおよび BGO シンチレーターを用いた場合の結果について述べる。

6.3.1 BSO シンチレーターの APD 読み出しにおける測定

本実験では、1cm × 1cm APD、5mm × 5mm APD それぞれ 5 個のサンプルを用いて測定した。BSO シンチレーターに APD とプリアンプを取り付けた状態でノイズレベルを測定するため、テストパルスを送ってデータを収集した。テストパルスを用いて得られた波形 1 イベントのデータの例を図 6.3 に示す。

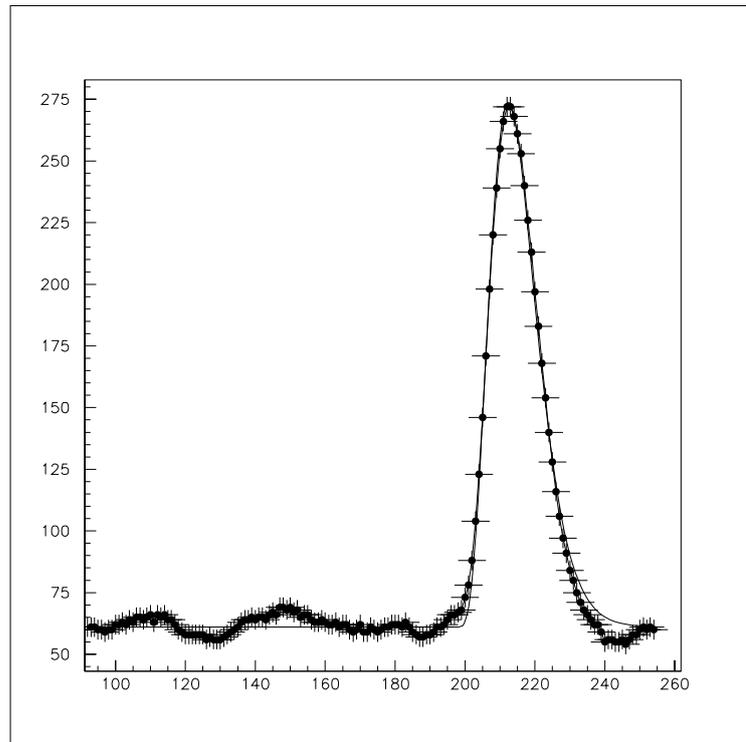


図 6.3: テストパルス 1 イベントのデータ

図中に示した線はこの波形から波高を得るためにフィットを行ったものである。波形を時間 t の関数で表すには式 6.1 の $f(t)$ を用いた。ここで n はシェーパーの回路構成で決まり、 $n = 5$ に固定した。 a 、 t_0 、 τ はそれぞれ波高、パルスのスタート時刻、時定数を表し、この 3 つがフィットで得るパラメーターである。なお、FADC のペDESTAL はゼロではないため、フィットの際はペDESTAL を定数のパラメーターとして $f(t)$ に加えた関数を用いた。

$$f(t) = \frac{a}{n^n e^{-n}} \left(\frac{t - t_0}{\tau} \right)^n \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau} \right) \quad (6.1)$$

1cm × 1cm APD1 個を用いて収集した 500 イベントの波高 a の分布を図 6.4 に示す。波高分布はガウス分布に従っており、この分布をフィットした結果、ノイズレベル σ は 4.722 FADC カウントとなった。このようにして 5mm × 5mm APD と 1cm × 1cm APD の複数の個体について測定を繰り返した結果を図 6.5 に示す。

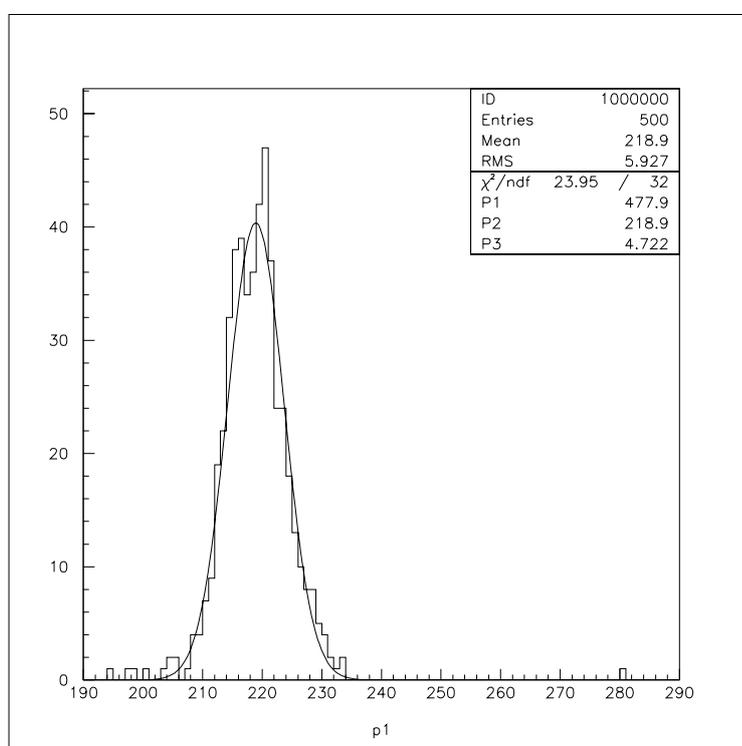


図 6.4: 5mm × 5mm APD を用いて、 V_{50} の逆バイアスを印可した際のテストパルス 500 イベントの波高分布

測定の結果、5mm × 5mm APD のノイズレベルは 4.7 FADC カウント、1cm × 1cm APD のノイズレベルは 8.1 FADC カウントで、試験した APD のサンプル間で顕著な個体差は認められなかった。

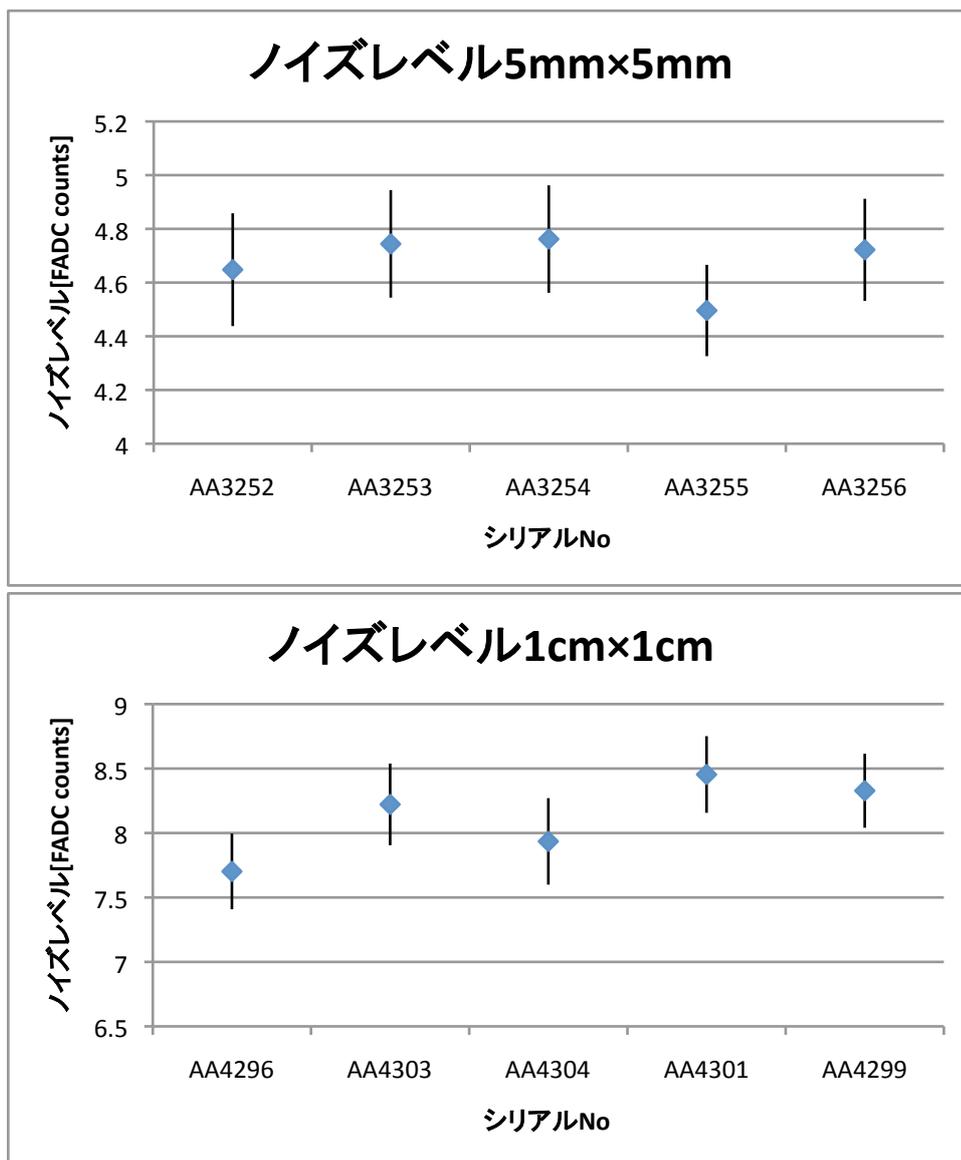


図 6.5: ノイズレベル測定結果

次に宇宙線を用いて得られた結果を示す。波形 1 イベントのデータの例は図 6.8 である。テストパルスを用いた測定と同様に、FADC のペDESTAL を定数として信号波形を式 (6.1) でフィットした。波高 a の 500 イベント分の分布を図 6.7 に示す。

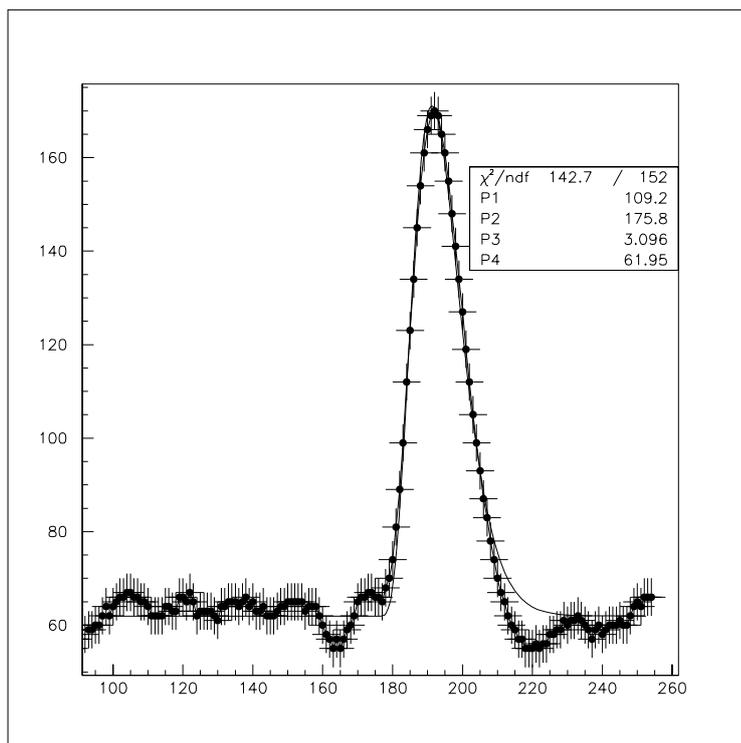


図 6.6: 宇宙線 1 イベントのデータ

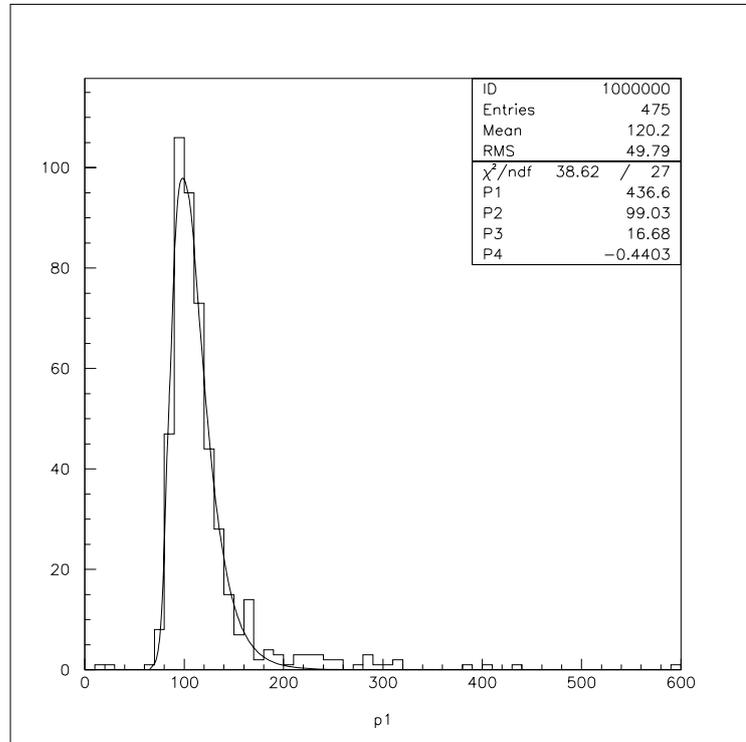


図 6.7: 5mm × 5mm APD を用いて、 V_{50} の逆バイアスを印可した際の宇宙線 500 イベントの波高分布

一般的に、物質中の荷電粒子が通過する際のエネルギー分布は高い方にテールを持つランダウ分布になるため、それに対応して Logarithmic Gaussian(式 6.2) で波高分布をフィットした。

$$f(t) = \frac{N}{(\epsilon - x)\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{1}{\sigma_0} \ln\left(\frac{\epsilon - x}{\epsilon - \mu e^{\sigma_0^2}}\right)\right) \quad (6.2)$$

ここで

$$\epsilon = \frac{\sigma}{a} + \mu, y = a\sqrt{2 \ln 2}, \sigma_0 = \frac{\ln(y + \sqrt{1 + y^2})}{2 \ln 2} \quad (6.3)$$

また、フィッティングパラメーターは次の 4 つである。

N :規格化定数

μ :平均値

σ :標準偏差

a :非対称度

ここで、パラメーター μ の値が BSO シンチレーターの波高 h となり、図 6.7 に示した測定では 99.03 FADC カウントとなった。

この測定を 5mm \times 5mm APD と 1cm \times 1cm APD について繰り返した結果を図 6.8 に示す。

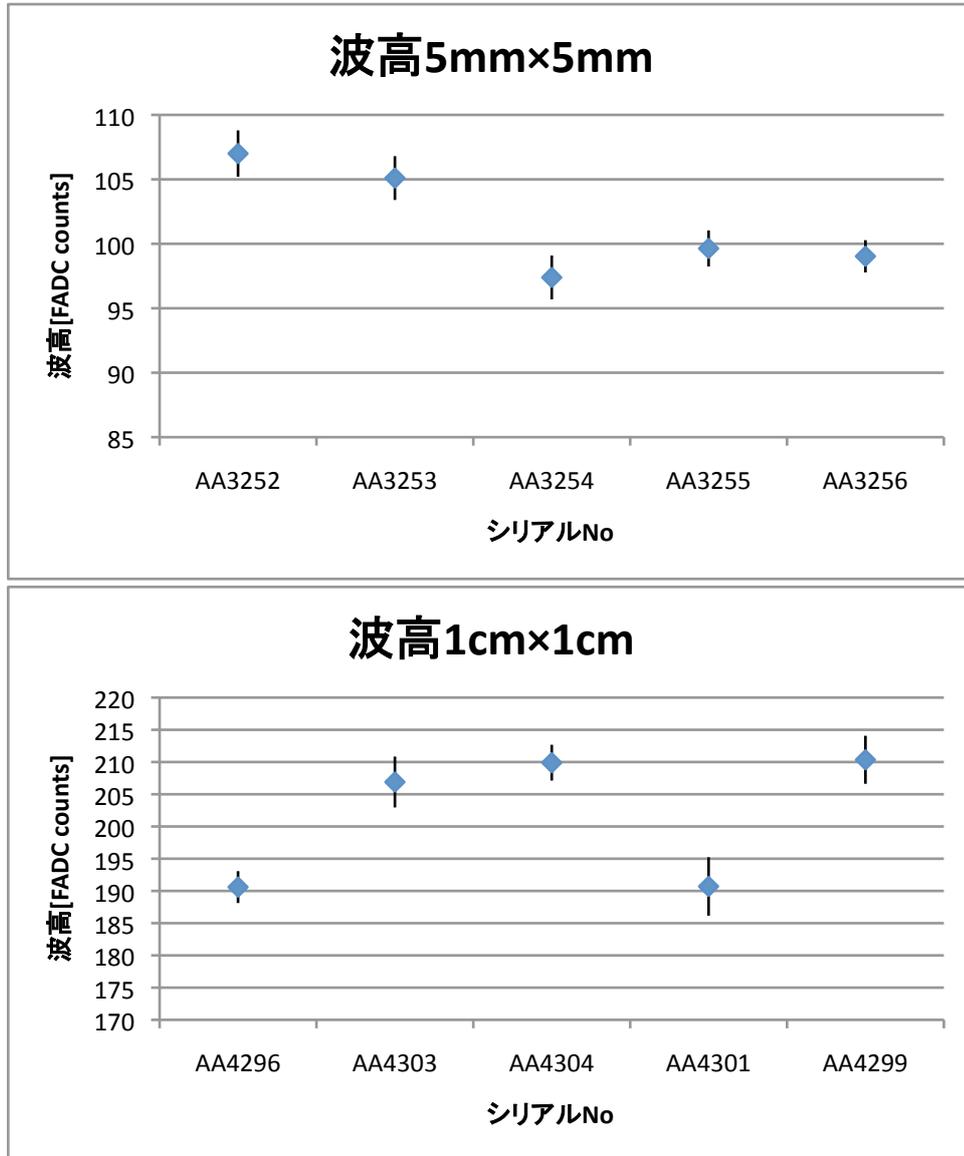


図 6.8: 波高測定結果

測定の結果、5mm × 5mm APD の波高は 100 FADC カウント、1cm × 1cm APD の波高は 200 FADC カウントとなった。ノイズレベルと波高の測定結果を見ると、主にデバイスの静電容量によって決まるノイズレベルよりも、量子効率および増幅率が寄与する波高の方が APD の各サンプルごとの個体差は大きめにでているが、5 個の平均値を基準として ± 5 % 以内に分布している。

E.N.E. は、 σ と h を用いて式 (6.4) で求めることができる。ここで ΔE は宇宙線の μ 粒子が結中を通過する際のエネルギー損失である。

$$E.N.E = \Delta E \times \frac{\sigma}{h} \quad (6.4)$$

本実験では、断面が $2.2\text{cm} \times 2.2\text{cm}$ 、長さ 18cm の BSO シンチレーターを用いたので、エネルギー損失 ΔE は 19MeV である。よって APD を BSO シンチレーターの読み出しに用いた場合、E.N.E. は $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ APD では 0.89MeV 、 $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ APD では 0.77MeV となった。ここで $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ APD は $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ APD と比べ、受光部の面積が約 $1/4$ であるにも関わらず、結果として得られる E.N.E. の差が比較的小さいのは、デバイスの端子間容量が $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ APD は約 80pF であるのに対して $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ APD は約 270pF と大きいため、シェーパーの時定数を 30ns と短くしていることと関連して、容量に比例してノイズが大きくなることに原因がある。

等しい受光面積で比較するため、 $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ APD を 4 個つけた場合、得られる波高は 4 倍、ノイズレベルは 2 倍になると考えると、 $E.N.E=0.45\text{MeV}$ と見積もることができる。したがってコストの増加が許容される範囲ならば、受光面の合計が同じ $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ APD 1 個を $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ APD 4 個のアレイで置換し、それらの信号出力を独立に読み出せる複数のプリアンプを内蔵したカスタム集積回路 (ASIC) と組み合わせることが性能改善をもたらすことを示唆している。

6.3.2 純 CsI シンチレーターの APD 読み出しにおける測定結果

純 CsI シンチレーターは、発光波長が 310nm と短いため、APD を含む半導体光検出器の量子効率是一般的に高くない。このことは、降伏電圧から 15V 低いところまで印可電圧上げて $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ サイズの S8664-1010 型 APD で読み出しても E.N.E. が 2MeV に達するという報告^[10]に現れている。

一方、次世代 PET の γ 線検出器向けに開発された Pr:LuAG と呼ばれる結晶シンチレーター^[11]を APD で読み出す場合の S/N 比を企図して仕様を変更した APD が作られた記録がある^[12]。Pr:LuAG の発光量は純 CsI の 10 倍と格段に多いが、発光波長は同じ 310nm である。そこで、浜松ホトニクス社に 310nm の領域での量子効率の改善を図った変更品の作成を依頼した。これを S8664-1189(X) 型と称する。カタログ品の S8664 型からの変更点は、

1. 受光面の窓材をエポキシ樹脂によるモールドからシリコンレジンに変更
2. シリコンウエハーのプロセス時にデバイス表面の保護膜の厚みを調節し、 310nm の反射を防止

の 2 点である。そこで、カタログ品 $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ の S8664-1010 型 APD と、 $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ の S8664-1189(X) 型 APD のうち No.2 と称するものを用いて宇宙線による評価試験を行った。

印可電圧は、 $V_{50} - 5$ 、 V_{50} 、 $V_{50} + 5$ 、 $V_{50} + 10$ 、 $V_{50} + 15$ 、 $V_{50} + 20$ の計 6 点で測定を行った。

得られた波高分布を図 6.9 に示す。

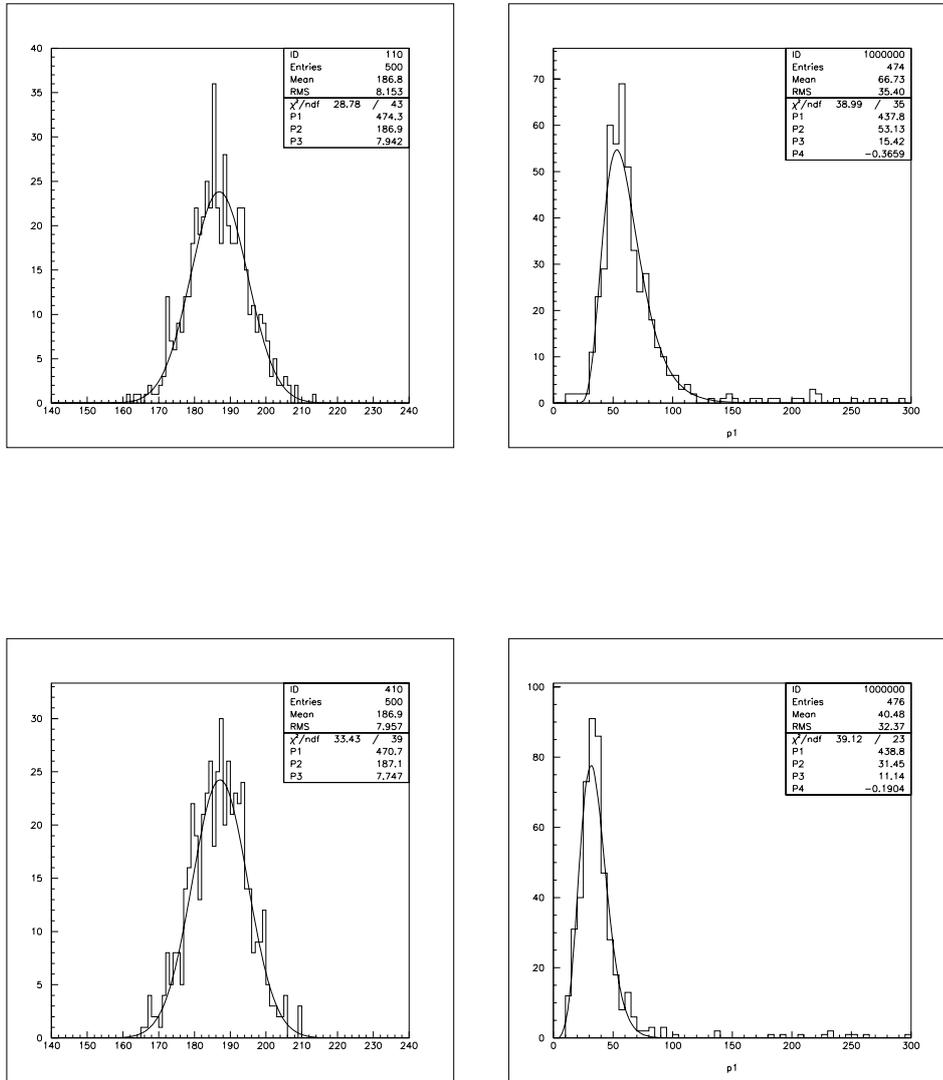


図 6.9: (上段) カタログ品 APD、(下段) 変更品 APD の波高分布。(左) テストパルス (右) 宇宙線の結果。印可電圧は V_{50} である。

測定結果を図 6.10 にまとめる。

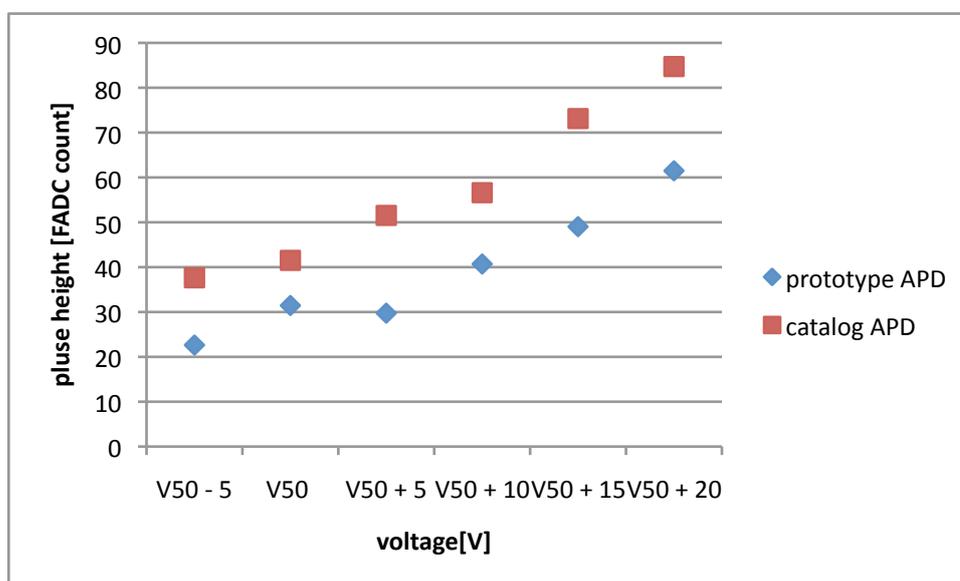


図 6.10: 純 CsI シンチレーターでの測定結果

測定の結果、変更品である S8664-1189(X) 型 APD による改善は見られず、カタログ品 S8664-1010 型 APD の 60 %～75 % 程度の波高となった。変更品 S8664-1189(X) 型と、カタログ品 S8664-1010 型 APD との比較については第 8 章でも述べる。

6.3.3 BGO シンチレーターの APD 読み出しにおける測定結果

BGO シンチレーターは、長さ $20X_0$ (22.5cm) に達する大型結晶の技術が確立されており、発光波長が 480nm と APD との相性がよく、純 CsI シンチレーターや BSO シンチレーターの約 5 倍の量の光を発するという特徴をもつ。しかし発光減衰時間が 300ns と BSO シンチレーターに対して 3 倍長いこと、BelleII 実験のエンドキャップカロリメーターに用いる素材として顧みられることがなかった。

これまでのところ、素粒子・原子核実験で BGO シンチレーターの APD 読み出しを採用した例はない。その理由は BGO シンチレーターが 1970 年代に開発されて 1980 年代に L3 実験のバレル部電磁カロリメーター、TOPAZ 実験の前方カロリメーターとコライダー実験での採用が相次いだ後、大光量を求めた CsI(Tl) シンチレーターや、高密度かつ数 ns と短い発光減衰時間を特徴とする PWO シンチレーターなどに開発・採用の力点が移ったことに加えて、この時期になってようやく S8664 型に代表される大面積のリバース型 APD の供給が始まり、BGO シンチレーターと APD 双方の開発のタイミングが合っていない、という歴史的な事情によっている。

300ns という発光減衰時間は CsI(Tl) の 1/4 であり、この減衰時間が不可避の強い性能上の制限とならない限り、BGO シンチレーターの APD 読み出しは高分解能カロリメーターを実現する解になり得る。そこで本実験では 1cm × 1cm のカタログ品 S8664-1010 型

APD を用いて宇宙線による評価試験を行った。シェーパーの時定数は、BGO シンチレーターの発光減衰時間を考慮し 30ns と 100ns の 2 通りで測定を行った。APD の印可電圧は V_{50} とした。得られた波高分布を図 6.11 に示す。

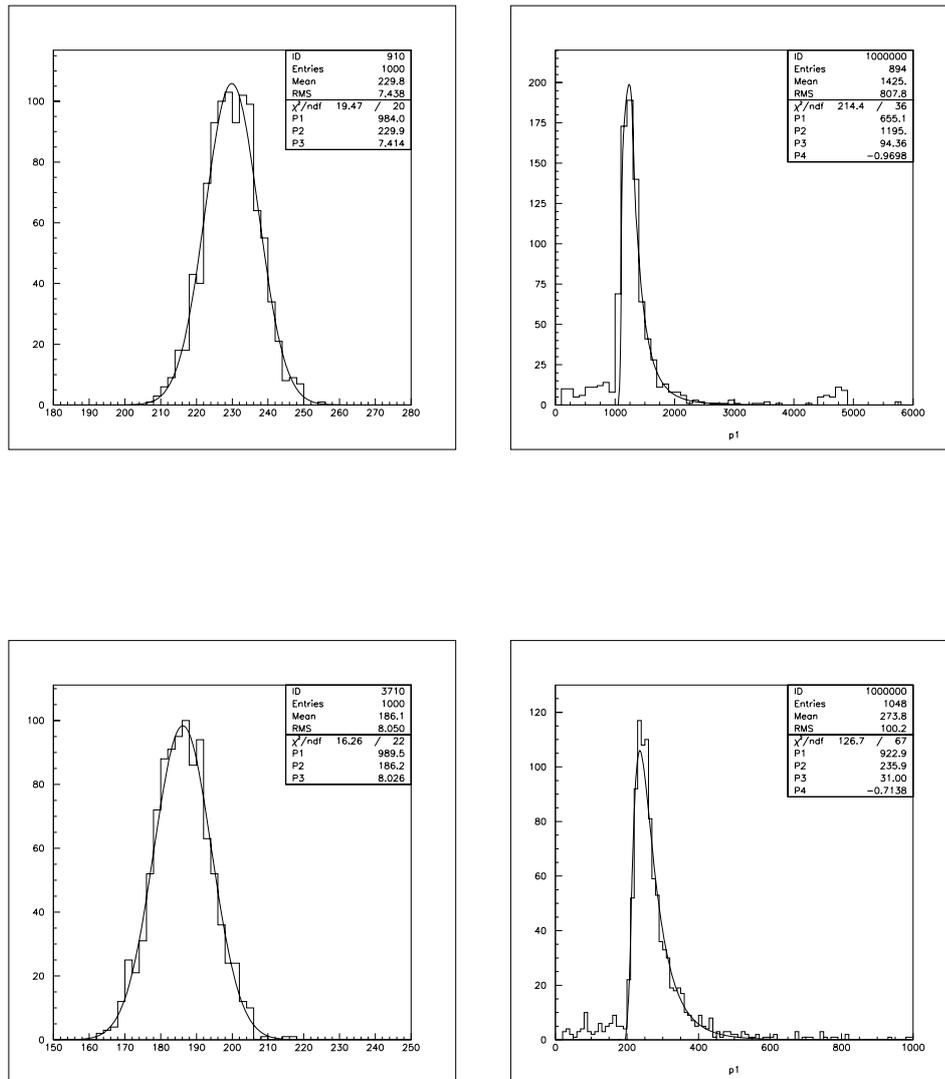


図 6.11: BGO シンチレーターでの測定結果。(上段) 時定数 100ns、(下段) 時定数 30ns での波高分布。(左) テストパルス (右) 宇宙線の結果。印可電圧は V_{50} である。

時定数が 30ns では波高が 256 FADC カウントとそれほど大きくないことに対し、時定数が 100ns では 1195FADC カウントと BGO シンチレーター本来の豊富な発光量に対応

した大きな波高が得られた。このことから、読み出し回路設計上の常識とされていたことではあるが、シンチレーターの発光減衰時間に合致する範囲のシェーパー時定数を選択することが重要であることを確認した。時定数 100ns で収集したテストパルスの波高分布の幅 $\sigma=7.4$ FADC カウントであり、宇宙線が 4cm の厚さの BGO シンチレーターを通過する時のエネルギー損失は 36MeV であることから E.N.E.=0.22MeV と得た。既存の Belle 実験の CsI(Tl) カウンターの E.N.E. は 0.2MeV であることから、遜色ない結果といえる。この値を元に、BGO シンチレーターを APD 読み出しした場合に期待されるエネルギー分解能を見積もるために、Geant4 ソフトウェアを用いたモンテカルロシミュレーション研究を行うことにした。

第7章 Geant4 シミュレーション

前章までで記述したように、BGO シンチレーターの APD 読み出しは、既存の Belle の CsI(Tl) シンチレーターの PIN フォトダイオード読み出しに比肩する低ノイズのカウンターを実現することができる。この知見に基づき、長さ $20X_0$ の大型結晶が入手可能という BGO シンチレーターの特徴を活かした電磁カロリメーターがどれだけの性能を発揮するのかを Geant4 シミュレーションで評価した。

7.1 Geant4

Geant4^[13] とは CERN を中心とした国際共同チームによって開発されたソフトウェアツールキットで、陽子や電子などの粒子が物質中でおこす反応を正確にシミュレートすることを企図している。C++ 言語で作成されており、電磁相互作用と強い相互作用の過程計算に加え、測定器を構成する物質やその形状を記述するための様々なクラスを含む。高エネルギー物理学や原子核実験などをはじめ放射線医学、宇宙工学などの分野のシミュレーションにも応用されている。

図 7.1 は、 $40\text{mm} \times 40\text{mm} \times 230\text{mm}$ の BGO シンチレーターを 5×5 のマトリックスに積んだものに 500MeV の γ 線を入射した事象を視覚化したものである。電磁シャワー中の電子・陽電子および γ 線が示されている。

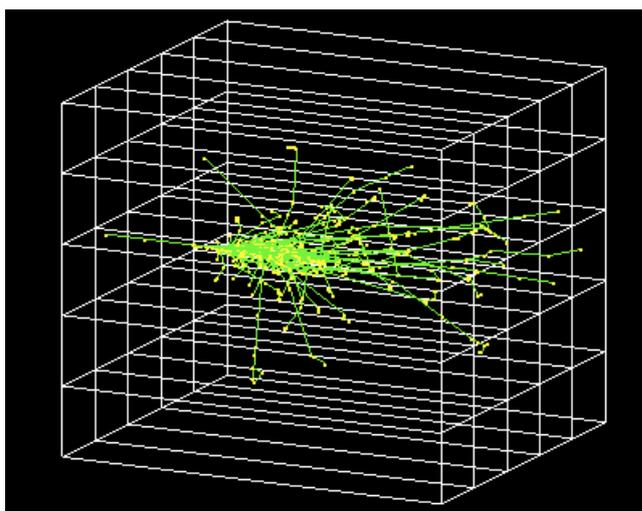


図 7.1: 5×5 マトリックスの BGO シンチレーターに 500MeV の γ を入射した事象の例

7.2 Belle のカロリメーターと BGO+APD カロリメーターのエネルギー分解能の比較

BGO シンチレーターの導入により、CsI(Tl) シンチレーターに対するエネルギー分解能の改善を見積もるため、Geant4 を用いてシミュレーションを行った。本シミュレーションでは、BGO シンチレーターは $40\text{mm} \times 40\text{mm} \times 230\text{mm}$ とした。このブロック 25 本を 5×5 のマトリックスに積み重ねたカロリメーターを定義し、その中心にシンチレーターの軸と平行に γ 線を 1000 事象入射させるシミュレーションを、100MeV、200MeV、500MeV、1GeV、2GeV の 5 つのエネルギーで行った。これによりシンチレーターのブロックごとのエネルギー損失を求めた。

エネルギー損失を求めた上でノイズを加え、25本のシンチレーターで検出したエネルギーの総和を取るにより再構成した入射 γ 線のエネルギー分布を図 7.2 に示す。このとき、ノイズは $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ APD の宇宙線テストで得た E.N.E. を用いた。APD1 個で読み出しを行う場合は 0.22MeV、4 個で読み出しを行う場合は 0.11MeV と見積もった。エネルギー分布のフィットは宇宙線テストの時と同様に、Logarithmic Gaussian (式 6.2) を用いて行った。

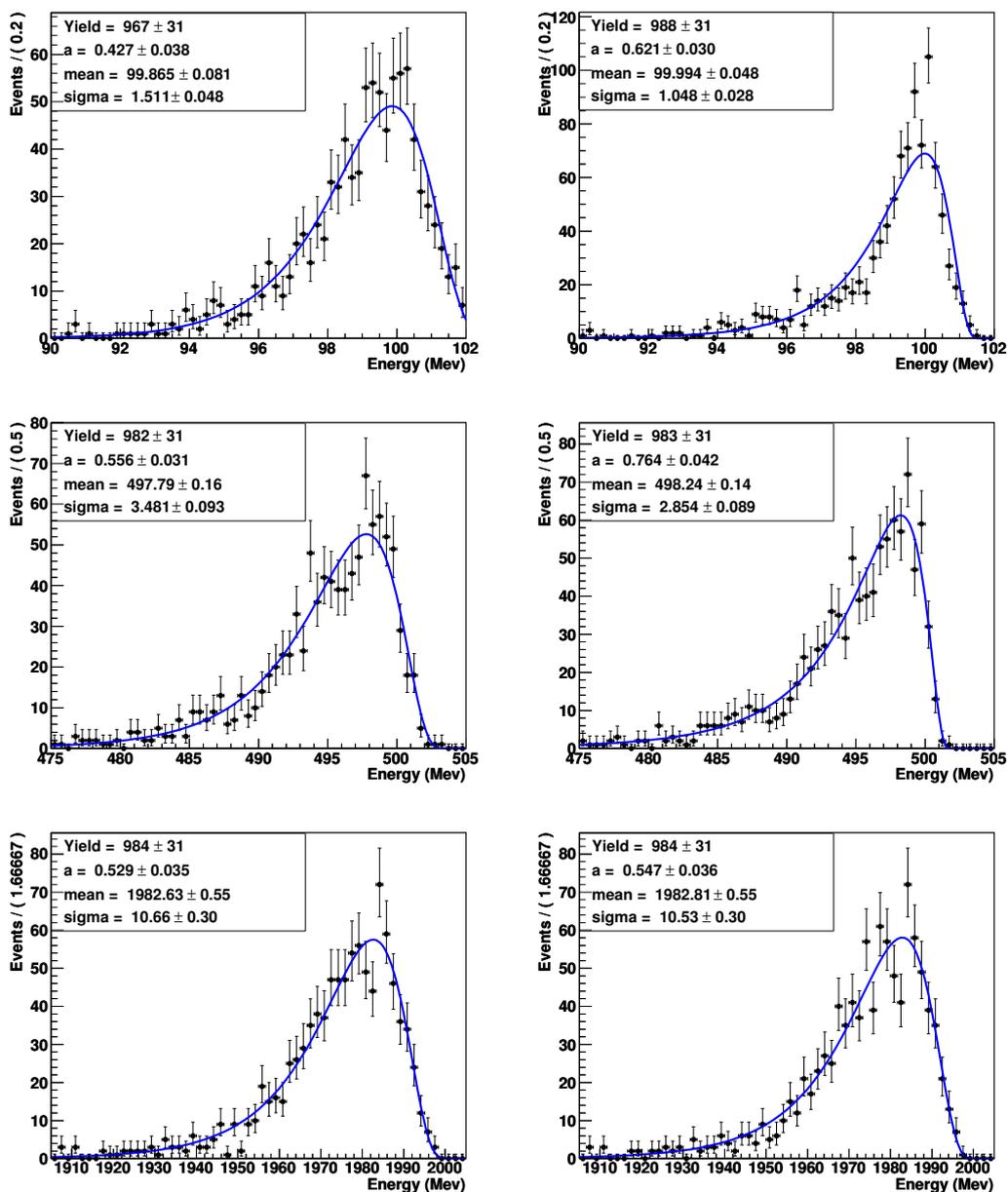


図 7.2: γ 線をBGOシンチレーターに入射した際のエネルギー分布。(左)APD1個で読み出した場合、(右)APD4個で読み出した場合。(上段)100MeVの γ 入射時、(中段)500MeVの γ 線入射時、(下段)2GeVの γ 入射時。

次に、既存の Belle の CsI(Tl) カウンターを使用する BelleII 検出器でシミュレーションを行った。BelleII 検出器に γ 線を 10000 事象入射させるシミュレーションを、100MeV、200MeV、500MeV、1GeV、2GeV の 5 つのエネルギーで行った。得られたエネルギー分布を図 7.3 に示す。

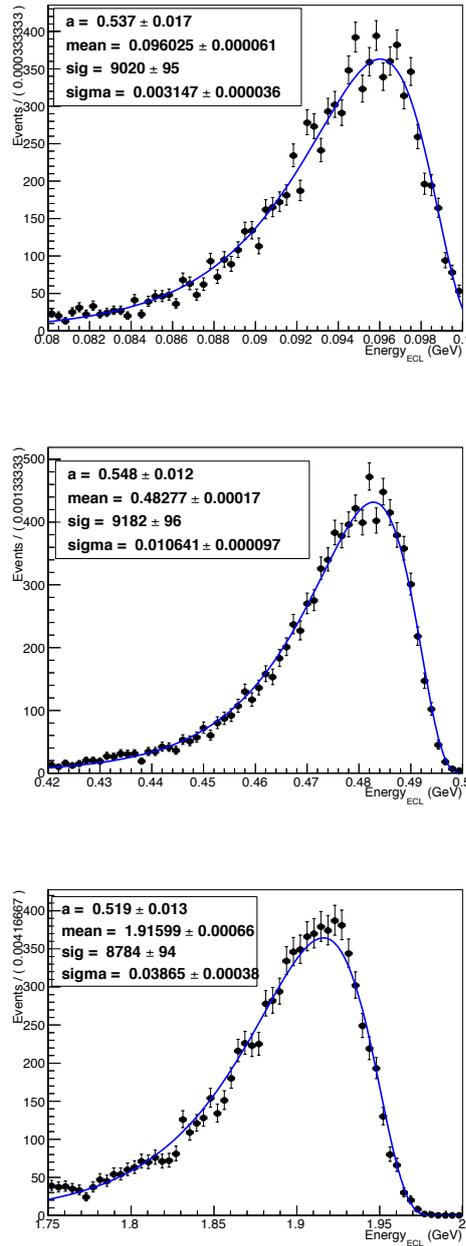


図 7.3: γ 線を既存の Belle の CsI(Tl) カウンターに入射した際のエネルギー分布。(上段)100MeV の γ 入射時、(中段)500MeV の γ 線入射時、(下段)2GeV の γ 入射時。

シミュレーションの結果を図7.4と図7.5にまとめる。図7.4はカロリメーターで検出したエネルギーと入射 γ 線のエネルギーの比をとり、その分布のピークを入射 γ 線のエネルギーの関数として示したものである。長さ30cmのCsI(Tl)シンチレーターは $16X_0$ に対応するのに対し、長さ23cmのBGOシンチレーターは $20X_0$ なので、シャワーの漏れがBGOシンチレーターの場合では1/3以下となっている。図7.5はエネルギー分解能を入射 γ のエネルギーの関数として示したものである。エネルギー分解能はLogarithmic Gaussianでフィットした際の σ とピークの値の比で求めた。BGOシンチレーターをAPDで読み出した場合、APD1個で読み出すよりも4個で読み出す方がノイズを小さく抑えられるので、チャンネル当たりのノイズの寄与が大きい数100MeVの γ 線検出に対してエネルギー分解能の改善が期待できることが分かった。また既存のBelleのCsI(Tl)カウンターと比較すると、BGOシンチレーターをAPDで読み出した場合はエネルギー分解能が3~4倍改善することが分かった。

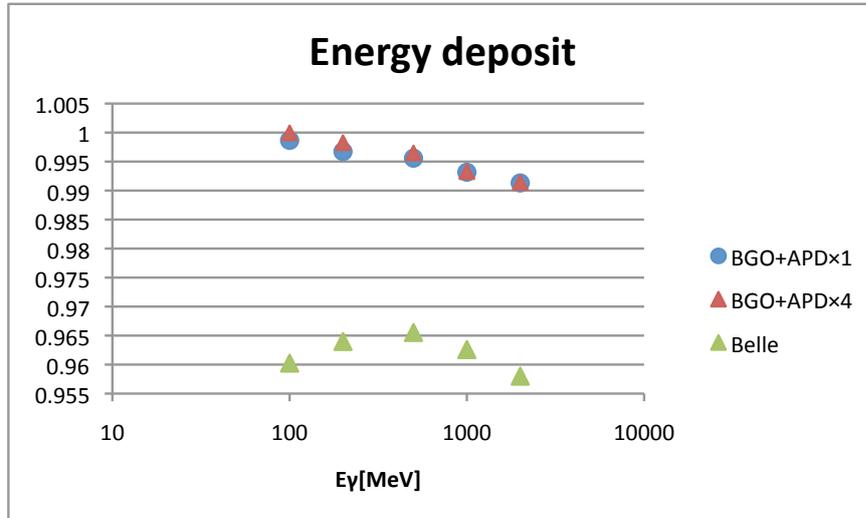


図 7.4: $E_{\text{calor}}/E_{\gamma}$ を E_{γ} の関数で示す。ここで E_{calor} はカロリメーター中で検出したエネルギー分布のピークに対応するエネルギー、 E_{γ} は入射 γ のエネルギーである。

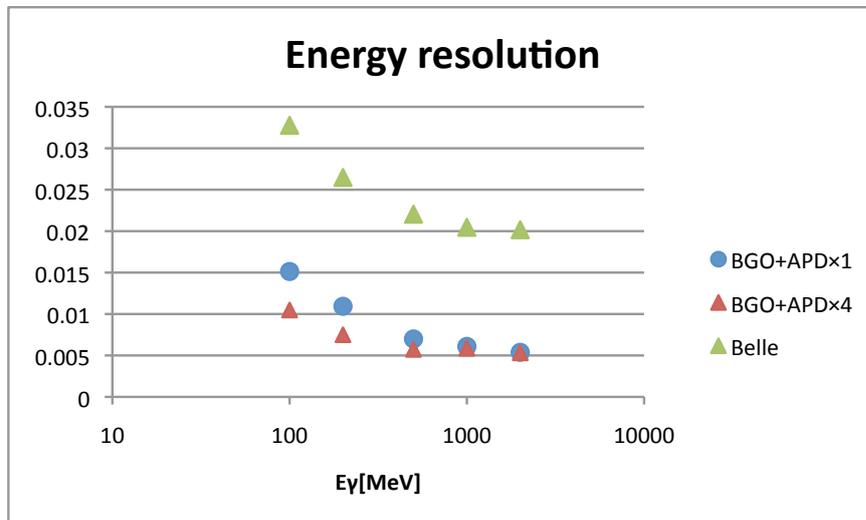


図 7.5: エネルギー分解能 (σ/E_{γ}) を E_{γ} の関数で示す。ここで σ とは E_{γ} は Logarithmic Gaussian でフィットした際の幅とピーク値、 E_{γ} は入射 γ のエネルギーである。

第8章 波長可変レーザーを用いたAPDの感度測定

純CsIシンチレーターにAPDを取り付けた宇宙線テストでは、変更品のS8664-1189(X)型APDはカタログ品S8664-1010型APDと比較して感度が低いという評価結果となったため、波長を制御可能な光源として、高エネルギー加速器研究機構の測定器開発室が有する波長可変レーザーを用いて、APDの感度の波長依存の測定をした結果を示す。

8.1 波長可変レーザーの原理

波長可変レーザーの一種であるOPOレーザーは、光パラメトリック発振(Optical Parametric Oscillation)によるコヒーレント光源である。一般的に、可視光領域から赤外領域まで、広い波長領域で連続波長可変の光源として実用化されている。

光パラメトリック発振とは、非線形結晶の非線形効果を利用し、入力レーザー光の周波数 ω_p を分割し、2周波数 $\omega_s, \omega_l(\omega_p = \omega_s + \omega_l)$ のコヒーレント光を発生させる波長変換法である。2枚のミラー間に非線形結晶を配置し、レーザー光を入射すると結晶からはパラメトリック効果で発生した2つの波長の光が放出され、この2波長のうち1波長または2波長に対して共振器ミラーに適切な反射率を持たせると、それぞれの波長で発振する。このとき同時に放出される短波長および長波長の光をそれぞれシグナル光、アイドラ光と呼ぶ。波長変換の様子を図8.1に示す。これらの光の波長は結晶角度を変えることにより、発振する波長を制御することができる。

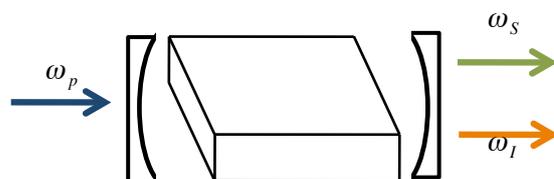


図 8.1: 波長変換の様子 [14]

8.2 測定方法

APD周辺の回路図を図8.2に、セットアップを図8.3に示す。APDをステージに取り付けた様子を図8.4に示す。アウトプットレジスターからレーザーにトリガーを送り、レー

レーザーのトリガーアウトプット信号でゲート信号を作り、ADC のゲートへ入れる。APD の信号は 1nF の結合コンデンサーを通してプリアンプの入力端子に入る。プリアンプが出力した信号は CAMAC モジュール内の電荷積分型 ADC で受けて数値化し、収集した。プリアンプは浜松ホトニクス社製の H3753 型を用いた。レーザーの光量は ND フィルターで適当な量に調節した。同時に、レーザー 1 パルス毎のエネルギーをパワーメーターで測定した。

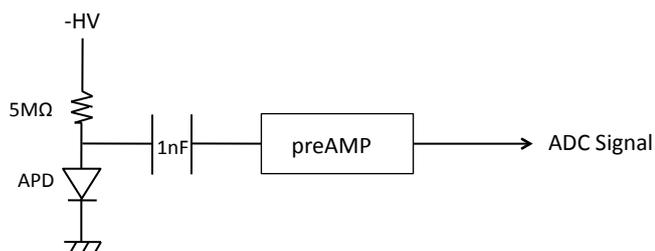


図 8.2: APD 周辺の回路図

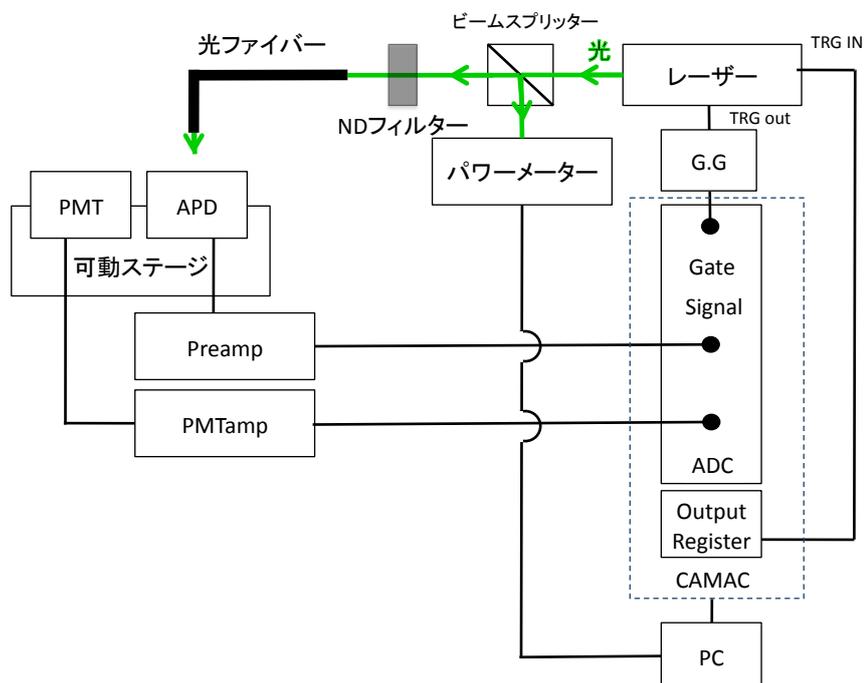


図 8.3: セットアップ

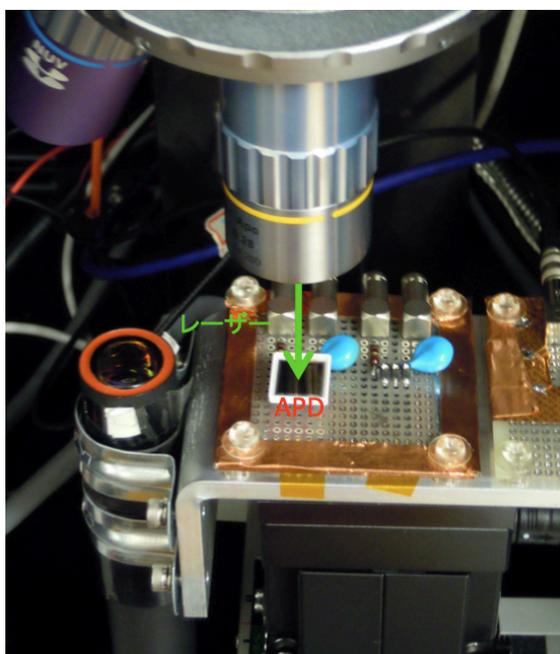


図 8.4: APD をステージに取り付けた様子

測定は、1cm × 1cm のカタログ品 APD(S8664-1010)2 個、5mm × 5mm のカタログ品 APD(S8664-55)2 個、1cm × 1cm の変更品 APD2 個、5mm × 5mm の変更品 APD2 個の計 8 個のサンプルを用いた。測定に用いた APD の型、受光面の面積、シリアル番号を表 8.1 に示す。APD の印可電圧は V_{50} 、波長は 310nm、355nm、410nm、460nm、510nm、560nm の計 6 点で測定を行った。

表 8.1: 測定に用いたサンプル

型番号	受光面の面積	シリアル No
S8664-1010	1cm × 1cm	AA0707
S8664-1010	1cm × 1cm	AA4304
S8664-1189(X)	1cm × 1cm	No1
S8664-1189(X)	1cm × 1cm	No2
S8664-55	5mm × 5mm	AA3253
S8664-55	5mm × 5mm	AA3248
S8664-1189(X)	5mm × 5mm	No1
S8664-1189(X)	5mm × 5mm	No2

8.3 測定結果

カタログ品の 1cm × 1cm APD AA0707 のペDESTAL の分布を図 8.5 に、波長 510nm のレーザーを当てて得られた ADC 値からペDESTAL を引いたものの分布を図 8.6 に、エネルギーの分布を図 8.7 に、エネルギーの時間変化を図 8.8 に示す。

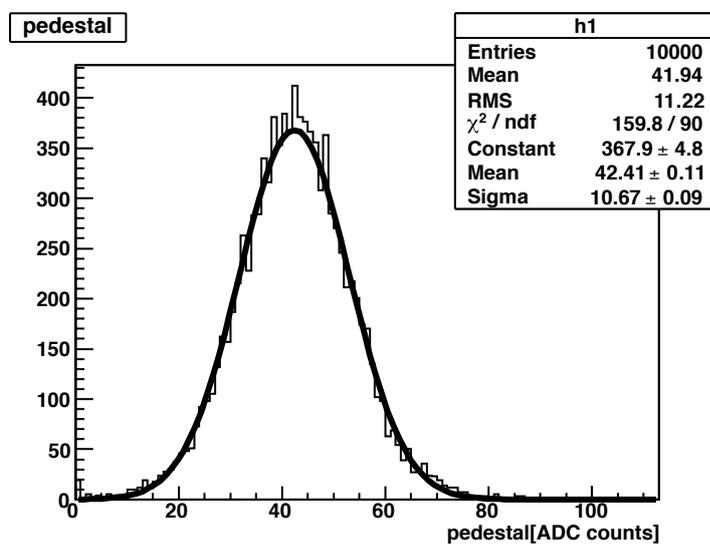


図 8.5: ペDESTAL

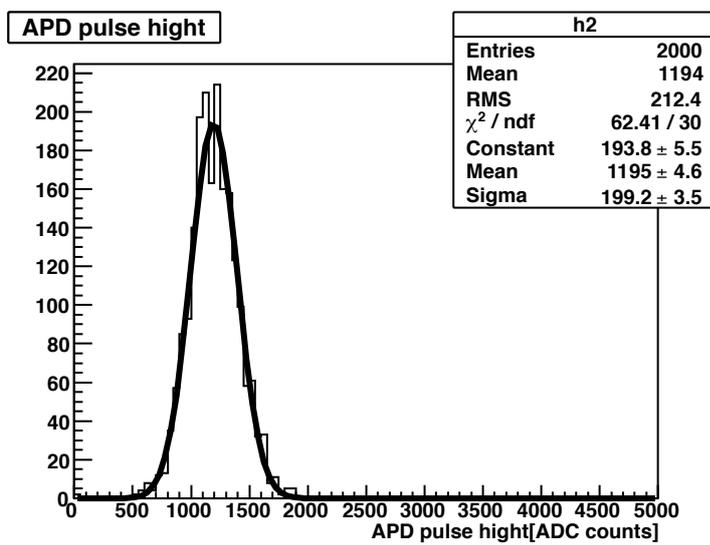


図 8.6: ADC 分布

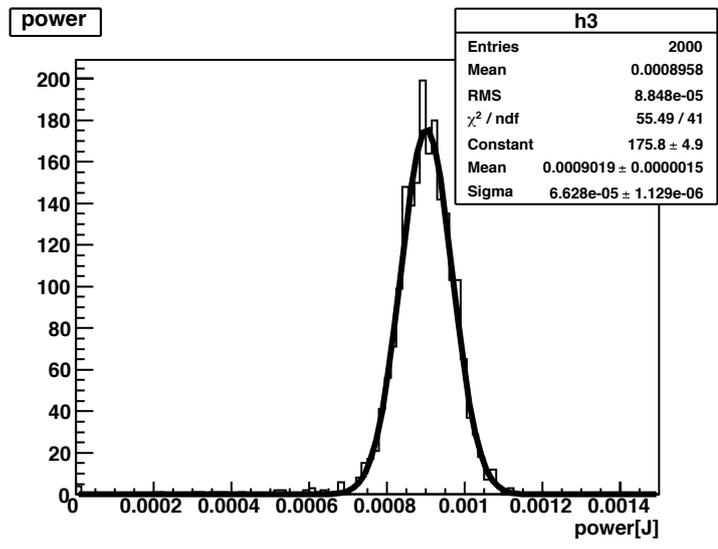


図 8.7: レーザー 1 パルス当たりのエネルギーの分布

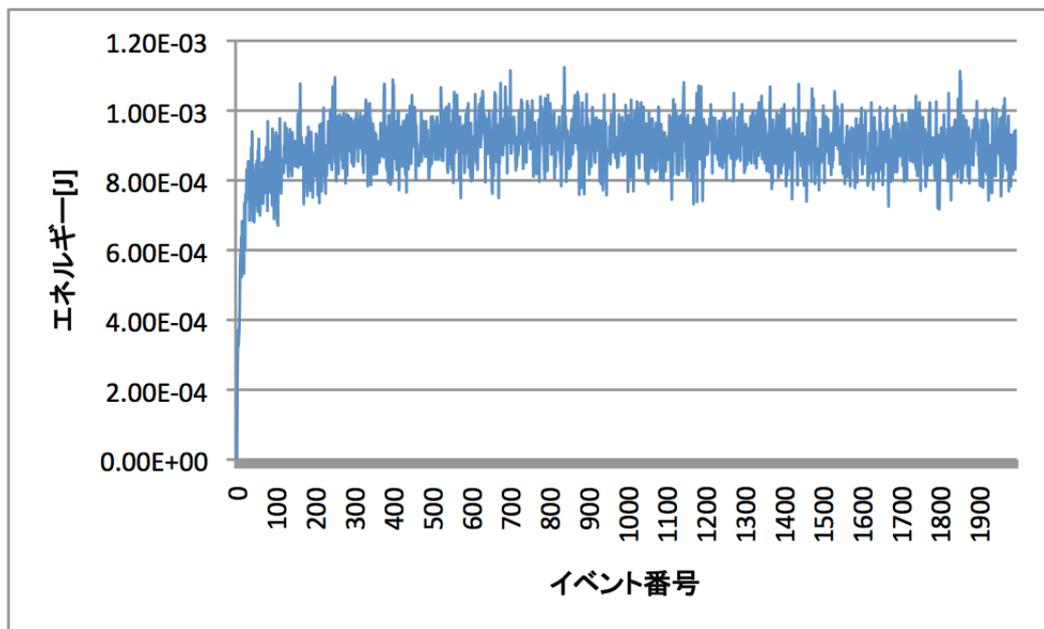


図 8.8: レーザー 1 パルス当たりのエネルギーの時間変化

図 8.8 を見ると、レーザー 1 パルス当たりのエネルギーにばらつきがあることがわかる。そこでイベント毎に ADC をレーザーのエネルギーで割り、補正した分布を図 8.9 に示す。この分布から得られた中心値を APD の感度とする。各 APD の感度を、1cm × 1cm APD は AA0707 で規格化、5mm × 5mm APD は AA3253 で規格化して得られた感度比を図 8.10、図 8.11 にまとめる。

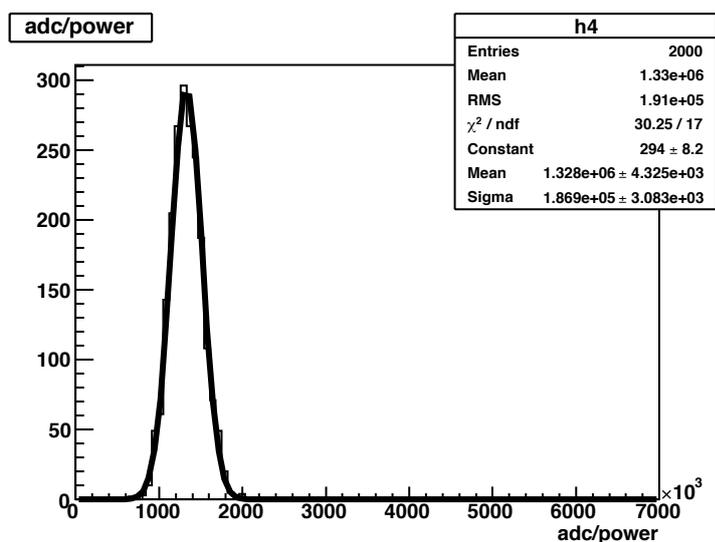


図 8.9: イベント毎に ADC を power で割ったものの分布

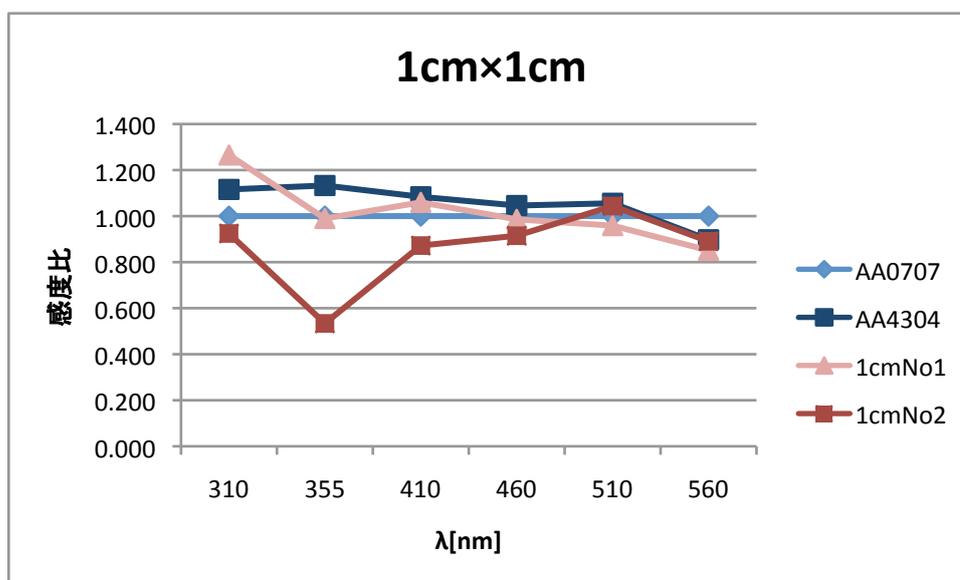


図 8.10: 1cm × 1cmAPD の感度比。AA0707 を 1 とした。

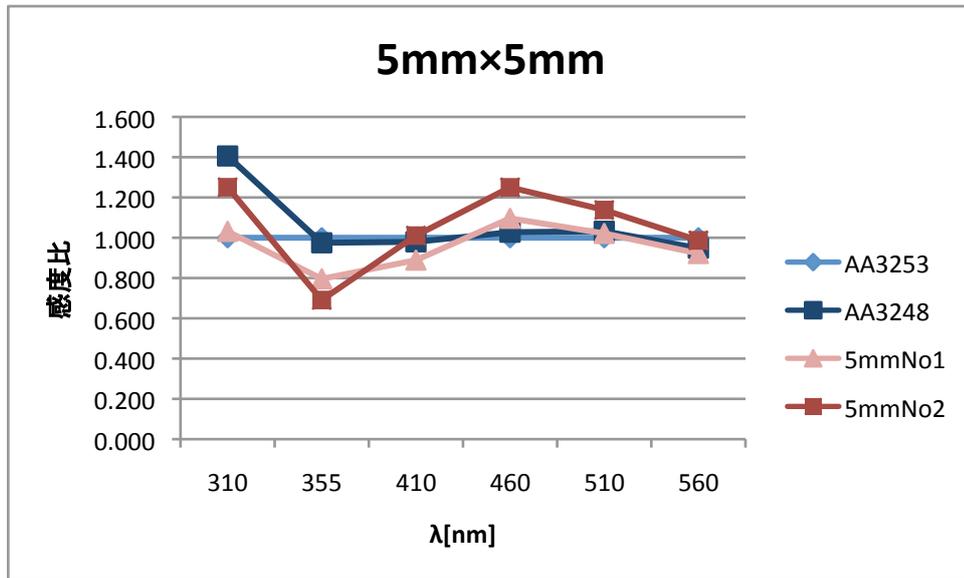


図 8.11: 5mm × 5mmAPD の感度比。AA3253 を 1 とした。

測定結果より、6 章の純 CsI シンチレーターの宇宙線テストに用いた S8664-1189(X) 型の 1cm × 1cm APD No2 は、比較した APD の中でも感度が低い個体である可能性がある。またカタログ品 APD と変更品 APD との間には、全波長にわたり感度に顕著な差は見られなかった。

第9章 まとめ

本研究では、APD を純 CsI シンチレーター、BSO シンチレーター、BGO シンチレーターと組み合わせた電磁カロリメーター用シンチレーションカウンターのプロトタイプの性能テストを行った。

BSO シンチレーターを用いた測定では、光検出器として浜松ホトニクス社製 S8664-55 型 APD を 1 個用いた場合、 $E.N.E=0.89\text{MeV}$ という結果を得た。S8664-1010 型 APD を 1 個用いた場合は、 $E.N.E=0.77\text{MeV}$ という結果を得た。同じ受光面積で S8664-55 型 APD と S8664-1010 型 APD を比べるために、S8664-55 型 APD を 4 個用いた場合の $E.N.E.$ を見積もると、 $E.N.E=0.45\text{MeV}$ となり S8664-1010 型 APD 1 個で読み出す場合よりも $E.N.E.$ を小さくできる可能性があることがわかった。

純 CsI シンチレーターを用いた測定では、カタログ品 S8664-1010 型 APD と変更品 S8664-1189(X) 型 APD の比較を行った。1cm × 1cm 変更品 S8664-1189(X) No2 に関しては、波高の値はカタログ品と比べて 60～75 % 程度であった。

BGO シンチレーターを用いた測定では、S8664-1010 型 APD で読み出しを行った場合、波形整形時定数を 100ns とすると $E.N.E=0.22\text{MeV}$ となり、既存の Belle の CsI(Tl) カウンターと遜色ないという結果がえられた。

Geant4 によるシミュレーションから、長さ 23cm の BGO シンチレーターを APD で読み出すと、既存の Belle の CsI(Tl) カウンターと比べエネルギー分解能を著しく改善できる可能性があることが分かった。

波長可変レーザーを用いた APD の感度測定では、カタログ品 S8664-1010 型 APD と S8664-55 型 APD、変更品 S8664-1189(X) 型 APD の比較を行った。その結果、カタログ品と変更品の間では、感度に顕著な違いは見られなかった。また純 CsI シンチレーターで用いた変更品 S8664-1189(X) No2 は、感度の低い個体である可能性があるということが分かった。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々に助けていただきました。この場を借りてお礼申し上げます。

まず、このような国際的な実験に参加する機会を与えて下さった奈良女子大学高エネルギー物理学研究室の林井久樹教授、宮林謙吉准教授に深く感謝いたします。指導教官の宮林先生には分かりやすく丁寧なご指導をしていただきました。林井先生には、たくさんの有用な助言をいただきました。本当にありがとうございます。

レーザーによる測定では KEK の吉村浩司准教授、中村勇助教には丁寧な説明や実験の手助けをしていただきました。

D3 の岩下先輩には、本当にたくさんの助言をいただきました。また、日頃の疑問や質問に丁寧に答えて下さり、感謝いたします。

同期の磯村さん、近藤さん、木原さん、脇田さん、M1 の峰村さんには実験のお手伝いなどをしてもらいました。この研究を行うにあたって支えて下さった皆様に心から感謝いたします。

参考文献

- [1] <http://www.slac.stanford.edu/xorg/ckmfitter/>
- [2] B. Aubert *et al.* (BaBar Collab.), Phys. Rev. Lett. **89**, 201802 (2002).
- [3] K. Abe *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. D **66**, 071102 (2002).
- [4] Y. Grossman and M. P. Worah, Phys. Lett. B **395**, 241 (1997); D. London and A. Soni, Phys. Lett. B **407**, 61 (1997); T. Moroi, Phys. Lett. B **493**, 366 (2000); D. Chang, A. Masiero and H. Murayama, Phys. Rev. D **67**, 075013 (2003); S. Baek, T. Goto, Y. Okada and K. Okumura, Phys. Rev. D **64**, 095001 (2001).
- [5] K. F. Chen *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. Lett. **98**, 031802 (2007).
- [6] B. Aubert *et al.* (BaBar Collab.), Phys. Rev. Lett. **99**, 161802 (2007); B. Aubert *et al.* (BaBar Collab.), Phys. Rev. D **76**, 091101 (2007).
- [7] S. K. Choi, S. L. Olsen *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. Lett **91**, 262001 (2003).
- [8] S. K. Choi, S. L. Olsen *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. Lett **100**, 112001 (2008).
- [9] J. Kataoka *et al.* , Nucl. Instrum. Meth. A **515** (2005)671-679
- [10] 前田奈津子, 結晶カロリメーターにおける大面積アバランシェフォトダイオード読み出しの研究, 修士論文 (2010)
- [11] K. Kamada *et al.* , "Gamma-ray response properties of Pr:Lu₃Al₅O₁₂(LuAG) scintillating crystal with avalanche photodiode", PoS(PD07)040, proceedings of International Workshop on new photon detectors(PD07)
- [12] K. Kamada *et al.* , "Pr:Lu₃Al₅O₁₂(LuAG) scintillator read-out using UV-enhanced avalanche photodiode", Conference record of IEEE NSS/MIC 2009.
- [13] Nucl.Instrum.Meth.A506(2003)250-303; IEEE Trans. on Nucl.Sci.53(2006)270-278.
- [14] <http://www.hcphotonics.com/ppxx.htm>