

2023 年度 修士論文

次世代カロリメータ技術のための  
高時間分解能チェレンコフ検出器の開発

(Development of Excellent Time Resolution Cherenkov Detector  
for Next-Generation Calorimetry)

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻  
素粒子物理国際研究センター 大谷研究室

修士 2 年  
学籍番号 35-226097

李 維遠

2024 年 1 月 24 日



## 概要

素粒子物理学では次なる大型実験としてヒッグスボソンを精密測定するための電子陽電子衝突型加速器実験が提案されている。このような実験はジェットのエネルギー分解能に厳しい要求が課せられる。ハドロニックカロリメータでは、平均的にジェットのエネルギーの70%以上が吸収され、その役割は非常に大きい。しかしながら、ハドロンの複雑なシャワー過程ゆえに飛跡検出器や電磁カロリメータと比べてエネルギー分解能が圧倒的に劣る。これに対し、大きく3つのアプローチでジェットのエネルギー分解能向上が研究されている。(1) ジェットを構成する粒子1つ1つを同定し、それぞれにとって最適な検出器でエネルギーを測定する。(2) ハドロニックシャワーの電磁成分とハドロン成分をそれぞれに対する応答が異なる2つの方法で測定する。(3) 粒子の時間情報を取り入れた解析を行う。これら3つのアプローチのためにはそれぞれ「高度にセグメント化された読み出し」「シンチレーション光とチェレンコフ光による二重読み出し」「高時間分解能な読み出し」が必要となる。

本研究ではこの3つ特徴を併せ持つ新しいカロリメータ技術に向けた要素技術の開発を行なった。具体的には、チェレンコフ光を高精細かつ高時間分解能で読み出すためのチェレンコフ検出器の開発である。チェレンコフ検出器はチェレンコフ光を光電面で電子に変換し、RPCで増幅して読み出す。RPCに関しては高いレート耐性を有するDLC-RPCの時間分解能を調べ、チェレンコフ検出器に導入した場合、20–30 psの高時間分解能を達成し得ることを示した。また、DLC-RPCを用いたチェレンコフ検出器の試作機を製作し、測定器原理実証に向けた動作試験を行なった。本研究の試作機では測定器原理実証に至らなかったが、今後の設計方針と動作に関する知見が得られた。



# 目次

第 1 章	序論	1
1.1	加速器実験	1
1.2	カロリメータ	3
1.3	エネルギー分解能向上のためのカロリメータ技術	7
1.4	次世代カロリメータ	10
第 2 章	高精細・高時間分解能チェレンコフ検出器のコンセプト	13
2.1	Resistive Plate Chamber	13
2.2	チェレンコフ放射	18
2.3	高精細・高時間分解能チェレンコフ検出器のコンセプト	20
2.4	関連する先行研究	21
第 3 章	DLC-RPC の時間分解能	25
3.1	測定のセットアップ	25
3.2	測定結果	27
3.3	チェレンコフ検出器で期待される時間分解能	33
3.4	まとめ	38
第 4 章	チェレンコフ検出器の開発	39
4.1	試作機の構造	39
4.2	試作機およびモックアップ検出器の動作試験の方針	44
4.3	動作試験のセットアップ	45
4.4	モックアップ検出器の動作試験	46
4.5	試作機の動作試験	49
4.6	まとめと展望	57
第 5 章	結論	59
	謝辞	61
	引用文献	63



# 目次

1.1	CMS の検出器システム	2
1.2	加速器実験に用いられる検出器の構成	3
1.3	ハドロニックシャワーの概念図	4
1.4	電磁シャワーとハドロニックシャワーで検出されるエネルギーの違い	5
1.5	物質ごとの放射長と核相互作用長	6
1.6	PFA の概念図	7
1.7	PFA で想定されうる粒子同定のミス	7
1.8	二重読み出しカロリメータで測定されたエネルギー分布	9
1.9	$dE/dx$ または TOF を用いた $\pi$ 中間子と $K$ 中間子, $K$ 中間子と陽子の識別能力	10
1.10	CLIC ILD 検出器において $e^+e^- \rightarrow H^+H^- \rightarrow t\bar{b}b\bar{t}$ のシミュレーションで再構成されたイベント	10
1.11	次世代カロリメータのコンセプト	11
2.1	RPC の模式図	13
2.2	RPC のアバランシェ増幅過程と電場変化の概念図	14
2.3	異なるガス混合比での Townsend 係数と吸着係数	15
2.4	Weighting field の概念図	16
2.5	(2.7) 式とシミュレーションから得られた時間分解能の比較	18
2.6	DLC-RPC の概念図	18
2.7	DLC-RPC の電極	19
2.8	DLC-RPC で取得された波形の一例	19
2.9	DLC-RPC の印加電圧に対する検出効率と波高分布	19
2.10	チェレンコフ放射の概念図	20
2.11	チェレンコフ検出器が信号を生成する概念図	21
2.12	PICOSEC MM 検出器の概念図	21
2.13	GasPM プロトタイプの構成	22
2.14	GasPM とレーザー光の時間差分布	23
3.1	DLC-RPC の時間分解能測定のセットアップ	25
3.2	DLC-RPC の内部の様子と外部から見た図	26
3.3	DLC-RPC の検出器構造	26
3.4	PSI アンプの回路図	27
3.5	取得した DLC-RPC およびタイムレファレンスカウンタの波形	28
3.6	DLC-RPC の波高分布と検出効率	29
3.7	異なる波形処理に対する CFT 差分布	31

3.8	異なる波形処理のノイズ RMS	31
3.9	異なる波形処理の立ち上がり	32
3.10	異なる CFT のフラクシオンに対する DLC-RPC の時間分解能	32
3.11	MA3 とその微分波形	33
3.12	DLC-RPC のタイムウォーク	33
3.13	印加電圧に対する DLC-RPC の時間分解能	34
3.14	DLC-RPC の両側の読み出しの平均とタイムレファレンスカウンタとの CFT 差分布	34
3.15	チェレンコフ検出器と DLC-RPC の信号生成過程の違い	35
3.16	DLC-RPC の波高ごとの時間分解能	35
3.17	DLC-RPC の波高でスライスした時間差分布	36
3.18	DLC-RPC で波高 95 mV 以上のイベントの時間差分布	37
3.19	RPC のギャップ内での荷電粒子の相互作用	37
3.20	$^{90}\text{Sr}$ 線源の $\beta$ 線エネルギースペクトラム	38
4.1	試作機検出器の断面図	39
4.2	CsI の QE	40
4.3	PCB と光電面のコンタクト方法	41
4.4	光電面付き輻射体	41
4.5	試作機に使用された DLC 電極	42
4.6	真空デジケータとグローブボックス	43
4.7	モックアップ検出器の構造	43
4.8	線源の位置をずらすことによる on-source,off-source の切り替え	44
4.9	宇宙線データのセットアップ	45
4.10	ピラー付き DLC 電極を用いたモックアップ検出器で取得した宇宙線データの波高分布	47
4.11	モックアップ検出器と DLC-RPC の検出効率の比較	47
4.12	ピラーなし DLC 電極モックアップ検出器の波高分布	48
4.13	損傷した光電面と放電を防ぐための対処	50
4.14	ピラー付き DLC 電極を用いた試作機のコンディショニング前後のトリガーレート推移	50
4.15	モックアップ検出器とピラー付き DLC 電極を用いた試作機の波形	51
4.16	ピラー付き DLC 電極を用いた試作機の波高とアンダーシュートの関係	52
4.17	ピラー付き DLC 電極と光電面付き輻射体 B を用いた試作機の波高分布	52
4.18	ピラーなし DLC 電極を用いた試作機の波高とアンダーシュートの関係	54
4.19	ピラーなし DLC 電極を用いた試作機の波形	54
4.20	コンディショニング後の試作機のトリガーレート	55
4.21	ピラーなし DLC 電極と光電面付き輻射体 B を用いた試作機の $\beta$ 線に対する波高分布	56



# 表目次

2.1	PICOSEC MM 検出器の構成 . . . . .	22
4.1	$\lambda = 0.2 \mu\text{m}$ での屈折率と透過波長の下端のまとめ . . . . .	40
4.2	光電面付き輻射体 A,B のジオメトリの違い . . . . .	41
4.3	モックアップ検出器と DLC-RPC の構造およびエレクトロニクスのパラメータ . . . . .	46



# 第 1 章

## 序論

### 1.1 加速器実験

素粒子物理学の理論を検証するためにはさまざまな素粒子を生成してその性質を調べる必要がある。我々が素粒子を得るにはおもに次の 3 つの方法がある [1].

1. 宇宙線: 地球に向かって宇宙空間から飛来する高エネルギー粒子は大気と相互作用して地表では  $\mu$  粒子やニュートリノとして降り注ぐ。これらは原子核反応や粒子加速器では得られないような非常に高いエネルギーをもつものもあり、かつ無料である。ただしフラックスが非常に低いことと飛来する粒子をコントロールすることが原理的に不可能であることが欠点である。
2. 原子核反応: 放射性原子が崩壊するときに  $\beta$  線や  $\gamma$  線, 中性子,  $\alpha$  線を放出する。
3. 粒子加速器: 電子や陽子を高エネルギーに加速して標的に衝突させることでさまざまな粒子が放出される。今日ではこのときに発生する粒子のうち興味があるものを抽出して陽電子,  $\mu$  粒子,  $\pi$  中間子,  $K$  中間子,  $B$  中間子, 反陽子, そしてニュートリノなどの二次ビームを生成することも可能である [2].

高いエネルギーとコントロール可能な実験環境を求めて、現代の実験の多くは粒子加速器で得られるビームを正面衝突させて使っている。衝突点の周りを検出器で取り囲み、衝突点で生成された粒子を再構成することでその性質を調べている。

#### 1.1.1 代表的な実験と検出器の構成

代表的な加速器施設として以下が挙げられる。

- 初の超伝導シンクロトロンであり、トップクォークの発見をした Tevatron[3]
- 初の電子-陽子加速器である Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA)[4]
- 世界最大の電子-陽電子円形加速器であり、 $W$  ボソンと  $Z$  ボソンの質量の精密測定をした Large Electron-Positron Storage Ring (LEP)[5]
- 唯一の電子-陽電子直線加速器である Stanford Linear Collider (SLC)[6]
- そして世界最高エネルギーの陽子-陽子円形加速器である Large Hadron Collider (LHC)[7]

これらの加速器実験に用いられるマイクロな検出器技術は異なるが、マクロな検出器の構成 (図 1.2) はほとんど変わらない。例として、図 1.1 は LHC の衝突点の 1 つで実験を行っている CMS 実験 [8] の検出器システムである。最内層の飛跡検出器では、磁場によって曲げられた荷電粒子の飛跡の曲率からその運動量を求める。次に粒子のエネルギーを測定するカロリメータが取り囲む。カロリメータは役割の異なる電磁カロリメータ (ECAL) とハドロニッ

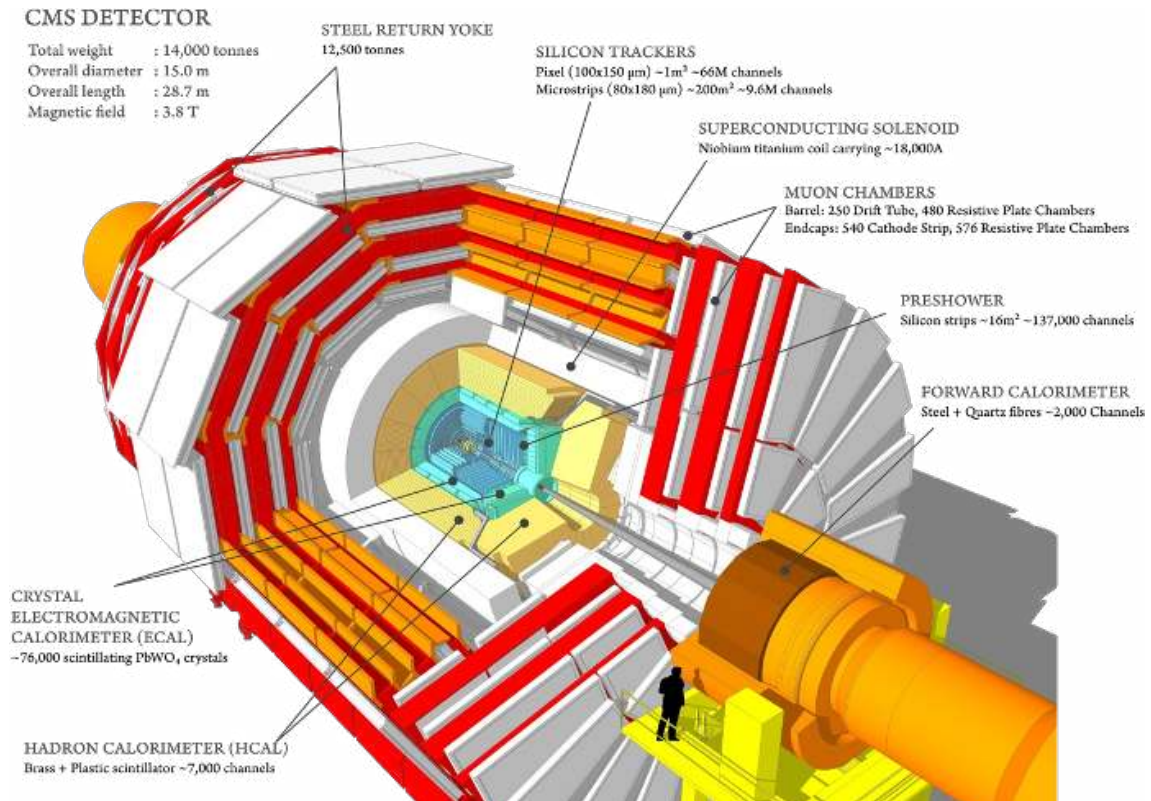


図 1.1 CMS の検出器システム [9]. 衝突点を取り囲むようにして飛跡検出器 (Tracker), ECAL, HCAL,  $\mu$  粒子検出器が配置されている。

クカロリメータ (HCAL) からなり、前者は電子と光子、後者は入射する  $\mu$  粒子とニュートリノを除くほとんどすべての粒子のエネルギーを測定することができる。カロリメータについては次節で詳しく述べる。最外層に、 $\mu$  粒子のための検出器が取り囲む。

### 1.1.2 将来実験

2012 年に ATLAS 実験と CMS 実験のグループが標準模型における最後の未発見粒子であったヒッグスボソンの発見をした [11,12] ことにより、素粒子物理学に金字塔が立てられた。一方で、このことは [13] で提起されているようなより根本的な問題へとつながった。

1. 自然界には未だ発見されていない原理が存在するのだろうか？
2. ダークエネルギーの謎を解明するためにはどうしたら良いのだろうか？
3. 空間には余剰次元が存在するのだろうか？
4. すべての力は統一されるのだろうか？
5. なぜこれほど多くの素粒子が存在するのか？
6. ダークマターとは何か？
7. ニュートリノから何が理解できるか？
8. 宇宙はどのようにして始まったのだろうか？
9. 反物質に何が起こったのか？

これらの問題へ取り組むため、高エネルギー物理学コミュニティ [14] では将来実験として次の 2 つの特に重きを置

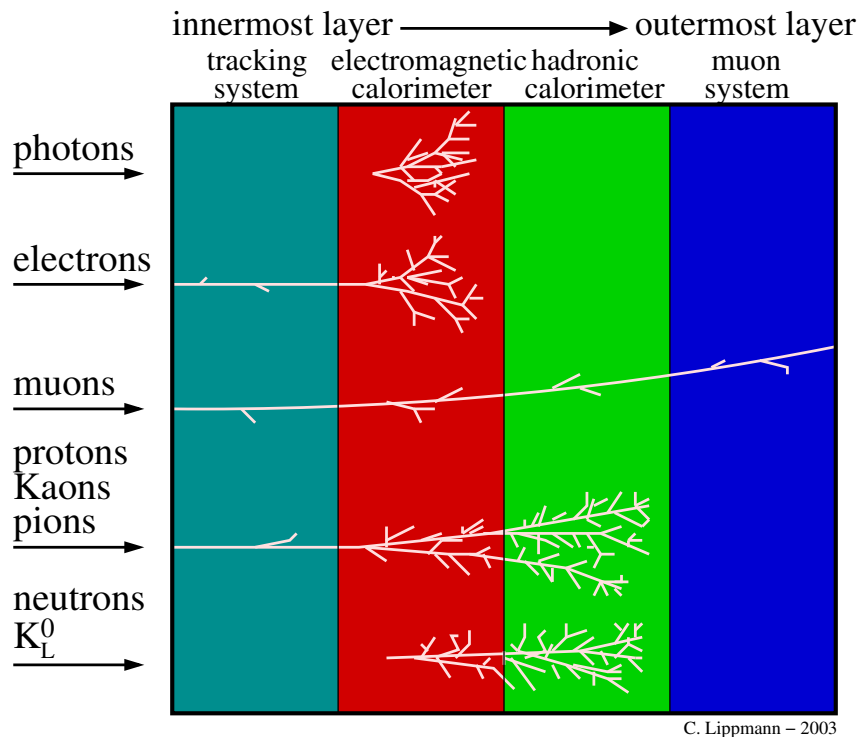


図 1.2 「伝統的」に加速器実験に用いられる検出器の構成 [10]. 粒子の種類によって各検出器での反応が異なる. たとえば, ある粒子が電磁カロリメータでのみ検出された場合, それは高い確率で光子である.

くべき方向性が示された.

1. 電子-陽電子衝突型加速器によるヒッグスファクトリー
2. LHC を超えた高エネルギー高輝度の衝突型実験

このうち, 前者についてはヒッグスボソン, トップクォーク,  $W$  ボソンと  $Z$  ボソンのカップリングをこれまでの 1 桁以上の精度で測定することを目指している. これを実現するために周長  $\sim 100$  km の円形加速器として Future Circular Collider (FCC-ee)[15] や Circular Electron-Positron Collider (CEPC)[16] が提案されている. また, 円形加速器でのシンクロトロン放射による制限を克服するために直線加速器として International Linear Collider (ILC)[17] や Compact Linear Collider (CLIC)[18] が提案されている.

これら実験ではジェットのエネルギ分解能が非常に重要である. 240 GeV の電子陽電子衝突の場合, 可能な終状態のうち 90% 以上が複数のジェットを含む [19]. たとえば ILC ではジェットのエネルギ分解能に関して,  $\sim 100$  GeV まで  $\sigma/E = 30\%/\sqrt{E}$  とし, それ以上のエネルギに対しては  $\sigma/E \leq 3\%$  という基準を設けている [17]. これは LEP や SLC での要求性能の 2 倍に相当する.

## 1.2 カロリメータ

カロリメータ [20,21, 22,23] は入射粒子がシャワー (詳しくは次節) を引き起こし, カロリメータ体積の中でエネルギーを吸収し, 記録された信号から入射粒子のエネルギーを求める測定器である. 飛跡検出器では荷電粒子のみ

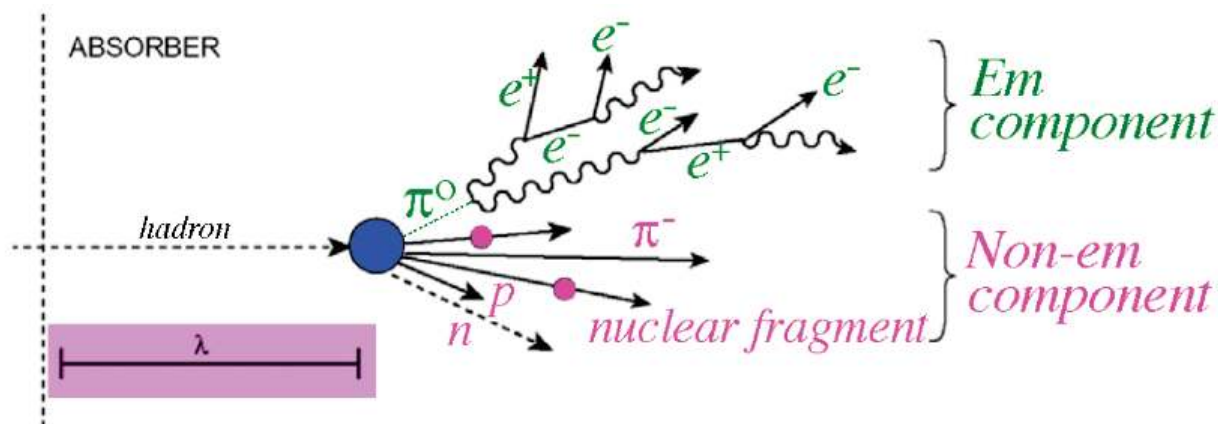


図 1.3 ハドロニックシャワーの概念図 [22]. ハドロンのエネルギーは電磁成分 (Em component) と非電磁成分 (Non-em component) の形でデポジットされる. 電磁成分は、核反応で生成された中性  $\pi$  中間子の崩壊によって発生する. 一方で非電磁成分は荷電ハドロンや核破砕生成物によって発生する. 後者のエネルギーの一部はカロリメータの信号に寄与しない. 図中の  $\lambda$  は核相互作用長.

が信号を残すが、カロリメータでは荷電粒子だけでなく\*1、光子や中性ハドロンのエネルギーを測定することができる. 現代の加速器実験においては高エネルギーな粒子が入射するためその役割は特に重要である. これは入射粒子のエネルギーが大きいと相対的なエネルギー分解能はおおよそエネルギーの平方根に比例して良くなるが、入射粒子のエネルギーがカロリメータ体積で完全に吸収されるために必要な深さはエネルギーに対して対数的にしか増加しないためである. 対比的に、飛跡検出器は入射粒子の運動量が増加するとその測定精度は悪化する.

### 1.2.1 電磁シャワーとハドロニックシャワー

物質中に高エネルギーな粒子が入射すると電磁シャワーやハドロニックシャワーを引き起こす.

電磁シャワーは荷電粒子と物質の電磁相互作用によって引き起こされる. 光子または電子がおもに対生成と制動放射によってその数を指数関数的に増加させ、やがて制動放射ができなくなるクリティカルエネルギー  $E_c$ \*2になるまで繰り返す. 電磁シャワーの特徴量は一般的に放射長  $X_0 \approx 716A/Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})$  [g/cm<sup>2</sup>] と、エネルギーの  $\sim 85 - 90\%$  が入るシャワーの半径 (Molière 半径)  $R_M = 21X_0/E_c$  [g/cm<sup>2</sup>] で表される. ここで  $Z$  は陽子数,  $A$  は質量数である. たとえば、銅では  $E_c = 19.63$  MeV,  $X_0 = 12.86$  g/cm<sup>2</sup>,  $R_M = 13.76$  g/cm<sup>2</sup> である.

ハドロニックシャワーはハドロンと原子核との強い相互作用によって引き起こされ、その発達過程はとても複雑である. 最初の強い相互作用によって中性子や陽子,  $\pi$  中間子などのさまざまな二次粒子が放出される. このうち、中性  $\pi$  中間子と  $\eta$  中間子は 2 つの  $\gamma$  線に崩壊してそれらは電磁シャワーを引き起こす. 残ったハドロンは十分なエネルギーをもつならば次の強い相互作用により新たな二次粒子が放出される. これを繰り返えし、やがて止まる. これから分かるように、ハドロニックシャワーは電磁成分とそれ以外の非電磁成分から成る. 非電磁成分の一部は、励起した核からおおよそ 1  $\mu$ s 遅れて放出されるために測定のタイムウィンドウに入らない光子や低運動量の中性子、原子核の束縛エネルギーであり、これらは原理的に検出が不可能である. また、全エネルギー  $E$  に対して、検出可能なエネルギーを  $E_{vis}$  とし、 $\eta_e$  を電磁成分の検出効率、 $\eta_h$  を非電磁成分の検出効率、 $f_{em}$  を全エネルギーに対

\*1  $\mu$  粒子はシャワーをほとんど起こさずにカロリメータを通過してしまうので例外である.

\*2 Rossi[24] による定義では電子のエネルギーが  $X_0$  進む間にイオン化によって失うエネルギーと等しくなったときとしている.

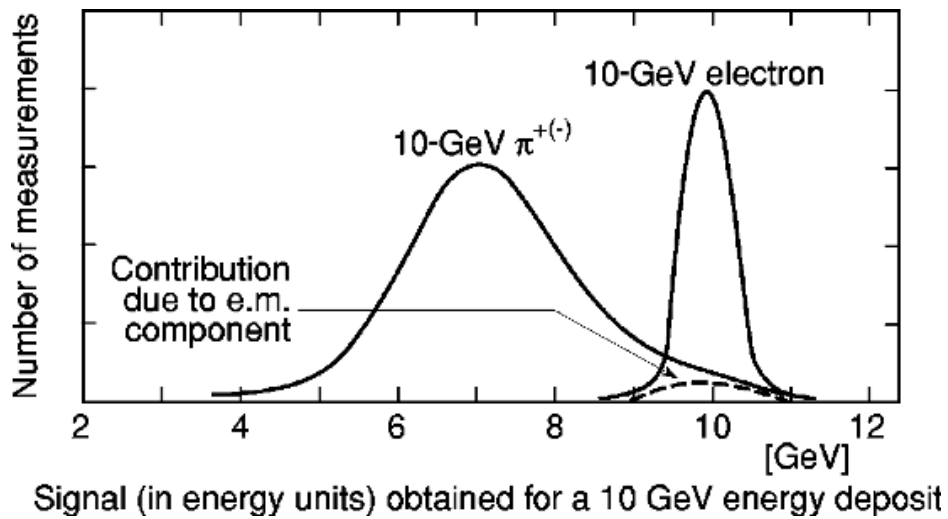


図 1.4 電磁シャワーとハドロニックシャワーで検出されるエネルギーの違い [21].

する電磁成分の割合とすると、以下のように表せる。

$$E_{\text{vis}} = \eta_e f_{\text{em}} E + \eta_h (1 - f_{\text{em}}) E. \quad (1.1)$$

ここから、同じエネルギーの電磁シャワーとハドロニックシャワーの検出可能なエネルギーの比は次のとおりである。

$$\frac{E_{\text{vis}}(\text{hadronic shower})}{E_{\text{vis}}(\text{EM shower})} = \frac{\eta_e f_{\text{em}} E + \eta_h (1 - f_{\text{em}}) E}{\eta_e E} = 1 - (1 - f_{\text{em}}) \left(1 - \frac{\eta_h}{\eta_e}\right). \quad (1.2)$$

一般的に  $\eta_e \neq \eta_h$  であり、 $f_{\text{em}}$  はエネルギー依存性とイベントごとのふらつきがある。これによって検出されるハドロニックシャワーも大きなふらつきをもつ (図 1.4)。ハドロニックシャワーの特徴量はハドロンと原子核による強い相互作用が起こる平均自由行程である核相互作用長  $\lambda_I \approx 35A^{1/3}$  で表される。図 1.5 のように、一般的に  $\lambda_I > X_0$  であり、電磁シャワーはエネルギー密度が高く、まとまって分布をするのに対して、ハドロニックシャワーは広くまばらに分布する。

### 1.2.2 エネルギー分解能

カロリメータのエネルギー分解能は、エネルギー依存性が異なるさまざまなプロセスが寄与するため、複雑な観測量である。しかしながら、実用上では次のように 3 つの項の二乗和による表現が十分に役立つことが知られている。

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{A}{\sqrt{E}} \oplus \frac{B}{E} \oplus C. \quad (1.3)$$

第 1 項は確率項と呼ばれ、シャワーによる寄与を表す。入射粒子のエネルギー  $E$  に比例してシャワーの粒子数や全飛跡距離が増加することによる統計的な効果である。第 2 項は、一般的にエネルギー依存性を持たないノイズによる寄与を表す。第 3 項は定数項と呼ばれ、検出器構造の非一様性や時間的変動、読み出しシステムの不完全性、チャンネルごとの較正ミス、カロリメータ体積からのシャワーの漏れなどが寄与する。

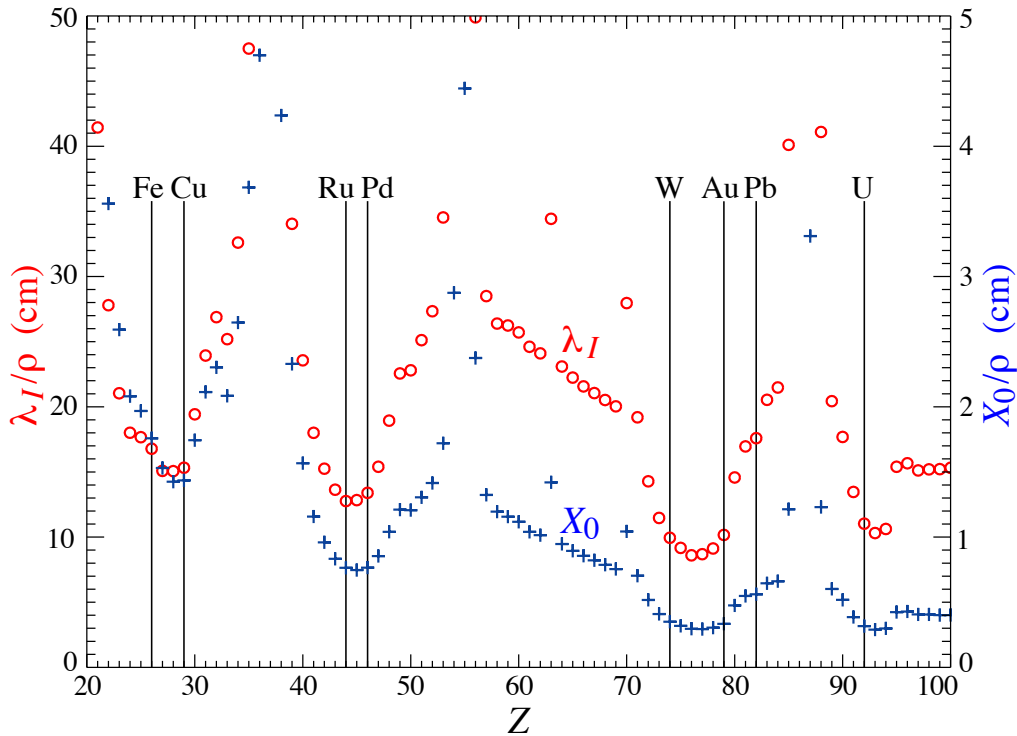


図 1.5 物質ごとの放射長と核相互作用長 [23]. 物質の密度  $\rho$  で規格化されている.

### 1.2.3 サンプリグカロリメータと全吸収カロリメータ

カロリメータはシャワーを引き起こす吸収層とシャワー粒子に反応して信号を発生させる検出層に分かれているサンプリグカロリメータ, そして検出層が吸収層を兼ねている全吸収カロリメータに分類できる.

サンプリグカロリメータは多くの場合, 吸収層と検出層をサンドイッチ型に交互に配置する. 検出層に用いられる物質は一般的に高価なため, 吸収層と検出層に分けることで比較的安価に大面積をカバーすることができる. また, セグメント化されていることにより三次元的なシャワーの観測が可能であることも利点である. そのため, 大面積をカバーする必要のある加速器実験ではサンプリグカロリメータが多く採用される. 一方で, 確率項の係数  $A$  は吸収層と検出層にデポジットされるエネルギーの割合  $f_{\text{samp}}$  によっておおよそ  $1/\sqrt{f_{\text{samp}}}$  になる. ゆえに全吸収カロリメータはより良いエネルギー分解能を示す<sup>\*3</sup>.

### 1.2.4 電磁カロリメータとハドロニックカロリメータ

電磁カロリメータ (ECAL) では光子と電子が電磁シャワーを起こし, そのエネルギーが測定される. ほとんどの電磁カロリメータは粒子の進行方向に対しておおよそ  $20X_0$  の深さで作られており, 光子と電子のエネルギーをほとんど全て吸収できるようになっている. 典型的なエネルギー分解能は全吸収型で  $2-3\%/\sqrt{E}$ , サンプリグ型で  $8-20\%/\sqrt{E}$  である.

ハドロニックカロリメータ (HCAL) は電磁カロリメータの下流に配置され, 電磁カロリメータで吸収できなかったほぼ全ての粒子のエネルギーを測定する. ハドロニックカロリメータはすべてサンプリグ型であり, 典型的な

\*3 ただし信号を出すアクティブな材料はコストがかかる



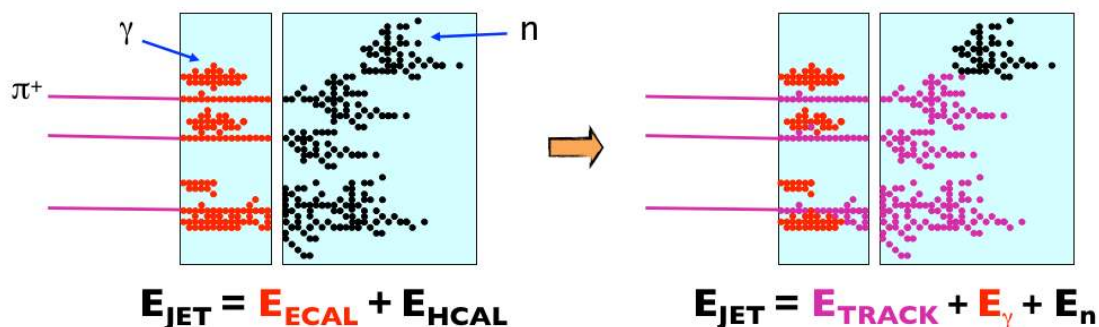


図 1.6 PFA の概念図 [25]. 従来の再構成ではカロリメータにデポジットしたエネルギーの足し合わせだったが、PFA では粒子を同定し、最適な検出器で測ったエネルギーを用いる。

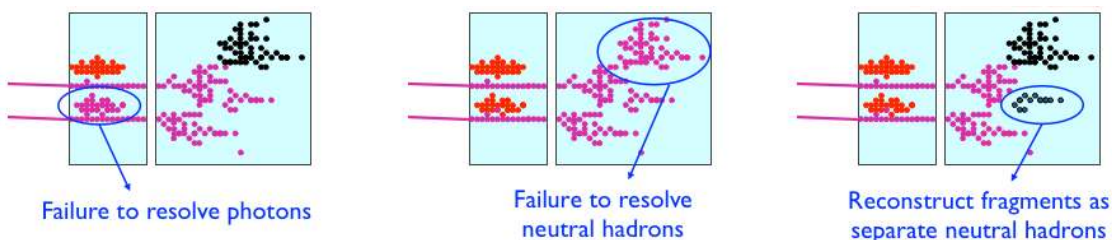


図 1.7 PFA で想定される粒子同定のミス [25]. (左)  $\gamma$  線によるシャワーが荷電粒子の飛跡の一部と認識してしまっている。荷電粒子は飛跡検出器での信号からエネルギーが計算されるので、このミスが起こるとジェットのエネルギーを過小評価することになる。(中央) 中性ハドロンによるシャワーを近くの荷電ハドロンシャワーの一部と認識してしまっている。左図同様、ジェットのエネルギーを過小評価することになる。(右) 荷電ハドロンによるシャワーの一部を中性ハドロンシャワーと認識してしまっている。この場合は飛跡検出器で求めたエネルギーに加えてカロリメータで求めたエネルギーが足されるため、ジェットのエネルギーを過大評価することになる。

エネルギー分解能は  $50 - 100\%/\sqrt{E}$  である。

近年では次節で紹介するような技術により、より良いエネルギー分解能のカロリメータ技術が開発されている。

## 1.3 エネルギー分解能向上のためのカロリメータ技術

従来の衝突型加速器実験において、エネルギー再構成はカロリメータにデポジットされたエネルギーを足し合わせることで行っていた。一般的にジェットのエネルギーはおおよそ 60% が荷電粒子、30% が光子、そして残りの 10% が中性ハドロンによって構成されている。荷電粒子のエネルギーはほとんどがハドロンによって運ばれるため、ジェットのエネルギーのうちおおよそ 70% が分解能の悪い HCAL によって測定される。つまり、HCAL の性能向上は実験全体にとって非常に重要である。

### 1.3.1 Particle Flow

荷電粒子は飛跡検出器でその運動量が測定され、カロリメータよりもはるかに優れたエネルギー分解能で再構成できる。このため、入射粒子の種類を同定し、荷電粒子のエネルギーは飛跡検出器で測定された運動量から再構成することが望ましい。そして、ECAL は  $\gamma$  線のエネルギー、HCAL は中性ハドロンエネルギーのみを再構成する(図 1.6)。このように、粒子ごとに最適な検出器を選んでエネルギーの再構成を行う手法が Particle Flow Algorithm

(PFA)であり、ジェットのエネルギ分解能を大幅に向上させることができる。PFAを可能にするためには、検出器でデポジットされたエネルギーを正確に粒子ごとに分別しなければならない。図 1.7 は想定される粒子同定のミスである。このようなミスを最小限にするためには高度にセグメント化された読み出しが不可欠である\*4。たとえば、ILC で要求されている読み出しセルのサイズは ECAL が  $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ 、HCAL が  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  である。このような高精細な"イメージング"カロリメータは CALICE コラボレーション [26] によって先駆的な研究を進めている。

### 1.3.2 補償カロリメータ

ハドロニックカロリメータのエネルギ分解能は (1.2) 式の  $f_{\text{em}}$  がイベントごとに大きくふらつくことが寄与している [27]。よって、 $\eta_h = \eta_e$  として  $f_{\text{em}}$  依存性をなくすことでエネルギ分解能の改善が望める。このようなコンセプトで作られたカロリメータは補償カロリメータと呼ばれている。

補償カロリメータを実現する一つの方法は、吸収層と検出層に用いる物質や各層の厚みを調整して  $\eta_h = \eta_e$  に近い構成とすることである。[28] では吸収層に  $^{238}\text{U}$ 、鉛、鉄などの質量数の大きい物質を、検出層に有機シンチレータなどの水素を含有する物質を使うことでエネルギ分解能の改善を報告している。ただし、設計にかかる制限ゆえに近年の衝突型加速器実験には採用されていない。

もう一つの方法は、ハドロニックシャワーの電磁成分と非電磁成分を両者のエネルギ密度の違いによって識別し、エネルギーを再構成する際に重み付けをして調整することである。この方法はソフトウェア補償と呼ばれており、PFA と同様に高精細な読み出しによる改善が望める。CALICE は AHCAL を用いて 10 GeV から 80 GeV の  $\pi$  中間子に対して 12% – 25% のエネルギ分解能の改善を報告している [29]。

### 1.3.3 二重読み出しカロリメータ

二重読み出し (dual-readout) カロリメータはイベントごとに  $f_{\text{em}}$  を測定することでこれに依存しないエネルギーの再構成を可能とする。 $f_{\text{em}}$  を測定するためには異なる 2 つの信号生成過程を用いる。一般的に、シンチレーション光とチェレンコフ光である。それぞれで測定された信号の大きさ  $S$  と  $C$  は次のように表せる。

$$\begin{aligned} S &= E \left[ f_{\text{em}} + \left( \frac{\eta_h}{\eta_e} \right)_S (1 - f_{\text{em}}) \right], \\ C &= E \left[ f_{\text{em}} + \left( \frac{\eta_h}{\eta_e} \right)_C (1 - f_{\text{em}}) \right]. \end{aligned} \quad (1.4)$$

ここで  $S, C$  は電磁シャワーを測定したエネルギーで校正し、 $\langle S \rangle = \langle C \rangle = E$  とした値である (図 1.8 黒点)。 $(\eta_h/\eta_e)$  はハドロニックシャワーの電磁成分と非電磁成分のエネルギ検出効率比であり、ほとんどの場合 1 より小さい。下付き文字を用いて  $S$  と  $C$  の場合を分けている。加えて  $f_{\text{em}} < 1$  であるため、ハドロニックシャワーに対しては  $S, C < E$  である (図 1.8 赤点)。二重読み出しカロリメータは  $(\eta_h/\eta_e)_S \neq (\eta_h/\eta_e)_C$  であるという事実を利用する。 $S, C$  を測定量、 $(\eta_h/\eta_e)_S, (\eta_h/\eta_e)_C$  を既知のパラメータとして (1.4) 式を解くことで  $f_{\text{em}}$  に依存しないシャワーのエネルギー  $E$  を得ることができる。

$$f_{\text{em}} = \frac{(\eta_h/\eta_e)_C - (C/S)(\eta_h/\eta_e)_S}{(C/S)[1 - (\eta_h/\eta_e)_S] - [1 - (\eta_h/\eta_e)_C]}. \quad (1.5)$$

$$E = \frac{S - \chi C}{1 - \chi}, \quad \chi = \frac{1 - (\eta_h/\eta_e)_S}{1 - (\eta_h/\eta_e)_C}. \quad (1.6)$$

\*4 もちろん、粒子を識別するためのソフトウェアも重要である。

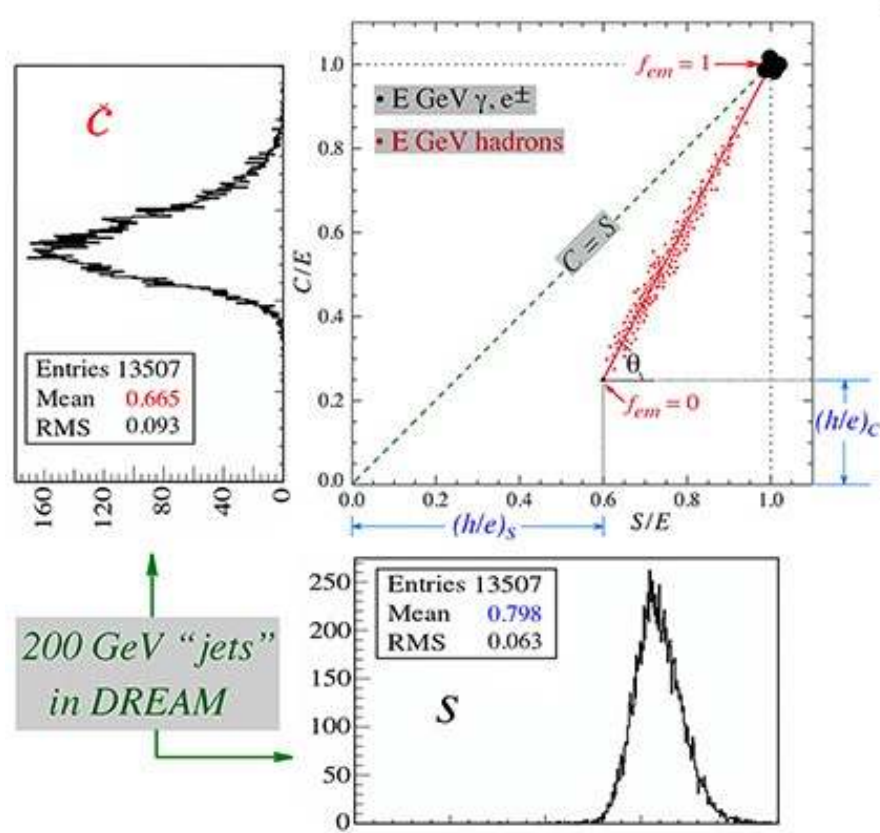


図 1.8 二重読み出しカロリメータ (DREAM) で測定されたエネルギー分布 [30]. (中央) S-C ダイアグラム. 両軸とも  $E$  で規格化している. 黒点が電磁シャワー, 赤点がハドロニックシャワーに対応する. (左) チェレンコフ光のみから得られる分布. (下) シンチレーション光のみから得られる分布.

ハドロニックシャワーのイベント ( $S, C$ ) は図 1.8 で  $(1, 1)$  と  $((\eta_h/\eta_e)_S, (\eta_h/\eta_e)_C)$  を結ぶ直線上に分布する. この直線の角度  $\theta$  を用いて  $\chi$  は  $\cos \theta / \sin \theta$  と表すことができ, (1.6) 式は

$$E = \frac{1}{\sin \theta - \cos \theta} \begin{pmatrix} S \\ C \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sin \theta \\ -\cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

と書ける. これは幾何的には  $(S, C)$  を  $(1, 1)$  と  $((\eta_h/\eta_e)_S, (\eta_h/\eta_e)_C)$  を結ぶ直線と垂直な軸に射影していると理解できる. こうすることで,  $f_{em}$  のふらつきの影響を受けないでエネルギーを求めることができる.

二重読み出しカロリメータは DREAM/RD52 コラボレーション [30] や IDEA コラボレーション [31] でのプロトタイプを用いたスタディがされている. DREAM カロリメータではジェットに対して  $64\%/\sqrt{E} + 0.6\%$  のエネルギー分解能を実現した. このプロトタイプでは体積が小さかったためにシャワーの漏れがあり, 二重読み出しの完全な性能を示しているわけではない. しかし, チェレンコフ光のみを用いた場合は  $94\%/\sqrt{E} + 7\%$ , シンチレーション光のみを用いた場合は  $81\%/\sqrt{E} + 2.2\%$  であり, 二重読み出しによる性能向上が認められる. IDEA カロリメータでは  $38\%/\sqrt{E}$  が報告されており, W ボソンと Z ボソンの 2-ジェット崩壊を区別できることを示した.

### 1.3.4 時間性能の向上

時間情報の取扱いはシンプルであるが, その応用範囲は広い. たとえば, 2 地点以上での時間情報を用いることで, Time-Of-Flight (TOF) 分析により粒子同定に貢献できる (図 1.9). また, 高輝度な実験環境では, 時間情報を利用することで, パイルアップやオフタイミングのバックグラウンドイベントを減らすことができる (図 1.10). 4

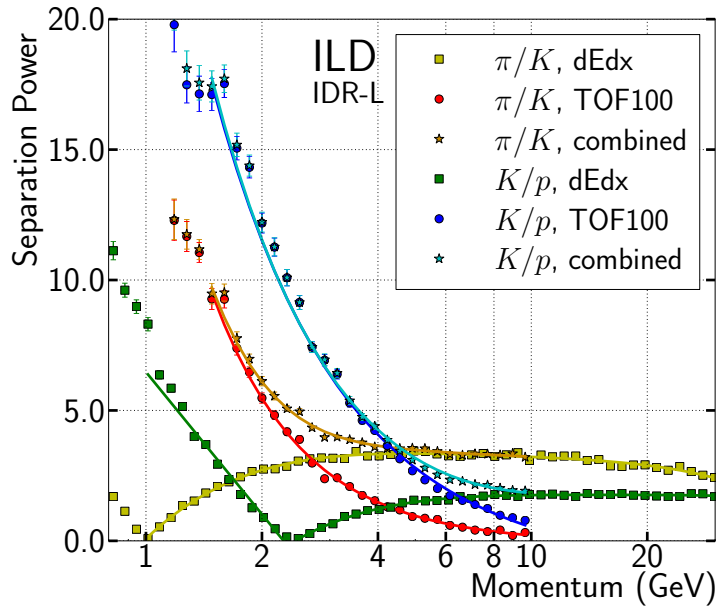


図 1.9  $dE/dx$  または TOF を用いた  $\pi$  中間子と  $K$  中間子,  $K$  中間子と陽子の識別能力 [32]. TOF は 100 ns の時間分解能を仮定.

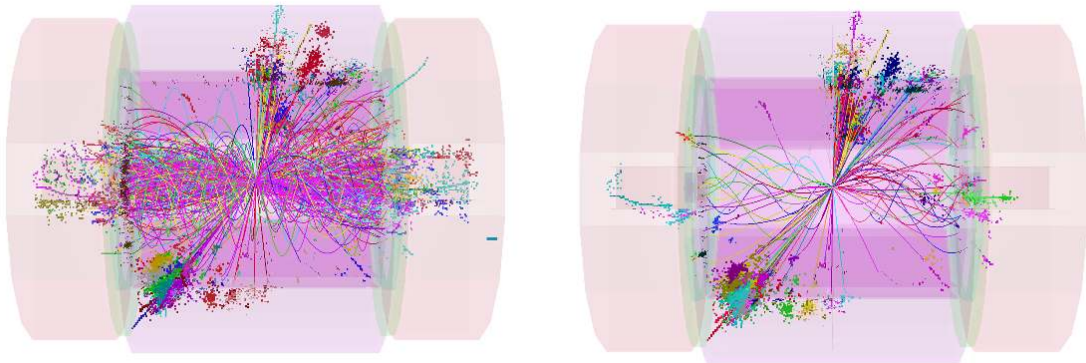


図 1.10 CLIC ILD 検出器において  $e^+e^- \rightarrow H^+H^- \rightarrow t\bar{b}b\bar{t}$  のシミュレーションで再構成されたイベント [33] (左)  $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$  のバックグラウンドを重ねた場合. (右) 右図のバックグラウンドに対し, カロリメータで再構成されたクラスタによるタイミングのカットを取り入れた場合.

次元  $(x, y, z, t)$  のデータを活用することにより, シャワーのより高度な飛跡解析<sup>\*5</sup>をすることや, PFA へ取り入れることでの性能向上も検討されており, その典型的な目標時間分解能は 30 – 50 ps とされている [34].

## 1.4 次世代カロリメータ

前節ではエネルギー分解能向上のためのカロリメータ技術を概観した. 本研究では「高精細読み出し」「二重読み出し」「高時間分解能」のカロリメータ技術を融合させたこれまでにないエネルギー分解能を実現する次世代のカロリメータ技術の開発に取り組む. エネルギーだけでなく, 位置と時間を含めた 5 次元  $(x, y, z, t, E)$  情報を取得する

<sup>\*5</sup> 3次元のデータでは静止画であったところが, 時間情報を加えることで動画を用いた解析が可能になるというイメージ.

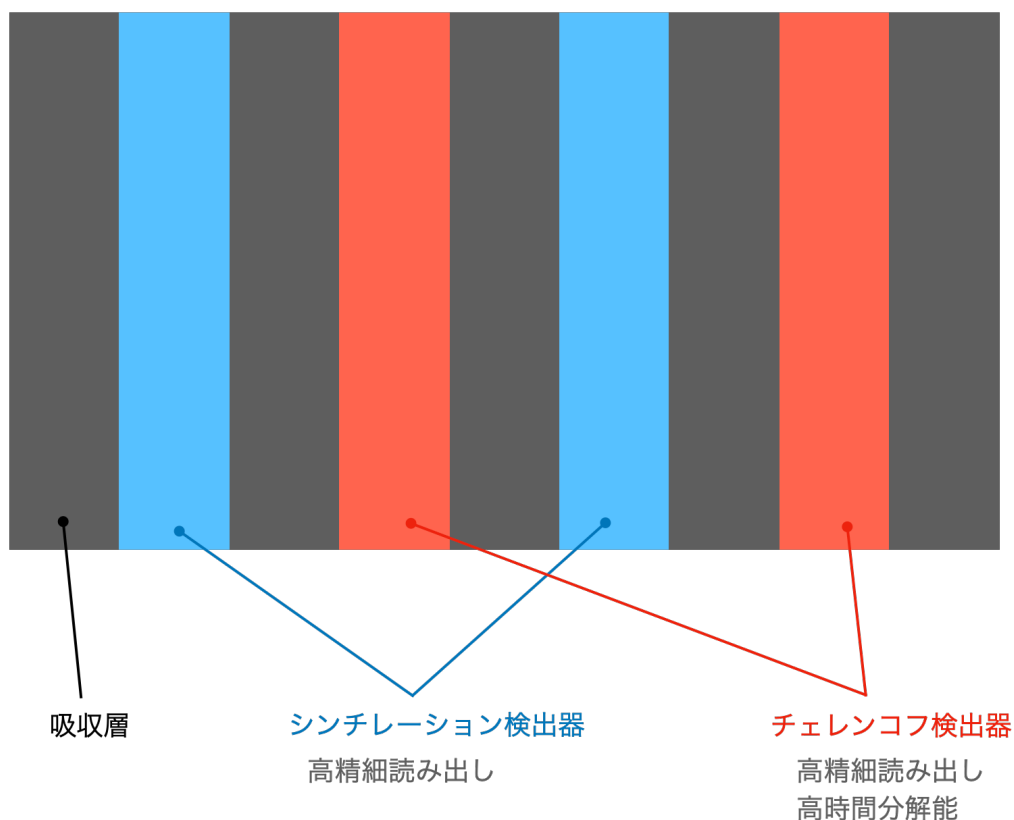


図 1.11 次世代カロリメータのコンセプト

5D カロリメータという革新的なカロリメータ技術となる。このカロリメータ技術は 1.1.2 節で紹介したヒッグスファクトリーだけでなく、エネルギーの精密な測定が必要となる実験一般に応用することで、"Precision Physics" をドライブする可能性を有する。たとえば、量子色力学に基づく核子・原子核の究極的な内部構造を測定し、その基本的な性質の起源を追求することを目的とする電子-イオン衝突型加速器 (EIC)[35] や、 $\eta$  中間子を精密測定し、標準模型を超える物理の探索を目指す REDTOP 実験 [36] などへの応用が期待できる。

本研究では「高精細読み出し」「二重読み出し」「高時間分解能」のカロリメータ技術の融合を図 1.11 のようにして実現する。まず、二重読み出しのためにシンチレーション検出器とチェレンコフ検出器を検出層として用いる。シンチレーション検出器は有機シンチレータを SiPM で読み出し、チェレンコフ検出器はチェレンコフ輻射体をガス検出器で読み出す。そして、高精細な読み出しを両者に実装する。さらに、チェレンコフ検出器で  $\lesssim 30$  ps の時間分解能を目指す。本稿では次世代カロリメータの要素技術となる高精細・高時間分解能チェレンコフ検出器の開発に注目する。チェレンコフ検出器については次章で詳しく説明する。



## 第 2 章

# 高精細・高時間分解能チェレンコフ検出器のコンセプト

本研究では、二重読み出し・高精細読み出し・高時間分解能カロリメータの要素技術として高精細な読み出しかつ高時間分解能な、チェレンコフ検出器の開発に取り組んだ。本章では、チェレンコフ検出器を構成するチェレンコフ輻射体、光電面、Resistive Plate Chamber (RPC) について紹介し、チェレンコフ検出器のコンセプトを説明する。加えて、関連する先行研究について述べる。

### 2.1 Resistive Plate Chamber

Resistive Plate Chamber (RPC) は高抵抗な平板電極を平行コンデンサのように配置し、アノード・カソードのギャップ間にガスを充填したガス検出器の一種である。図 2.1 は典型的な RPC の模式図である。RPC はアノードとカソードの間に電圧を印加し、 $10 - 100 \text{ kV/mm}$  の一様な電場を発生させて運転する。荷電粒子が RPC のガスギャップを通過するとガスが電離し、電子と正イオンがキャリアとなる。電場によって電子はアバランシェ (電子雪崩) を起こし、観測可能な大きさまで増幅された信号を読み出し電極に誘起する。

#### 2.1.1 ストリーマーモードとアバランシェモード

RPC は電場による増幅率の違いによってストリーマーモードとアバランシェモードに分けられる。ストリーマーは電子に加えて励起したガス分子から放出される紫外線が増幅に関与し、やがてアノードからカソードにまたがるプラズマのフィラメントが形成された状態と定義されている [37]。ストリーマーモードでは  $10^8$  を超える増幅率で

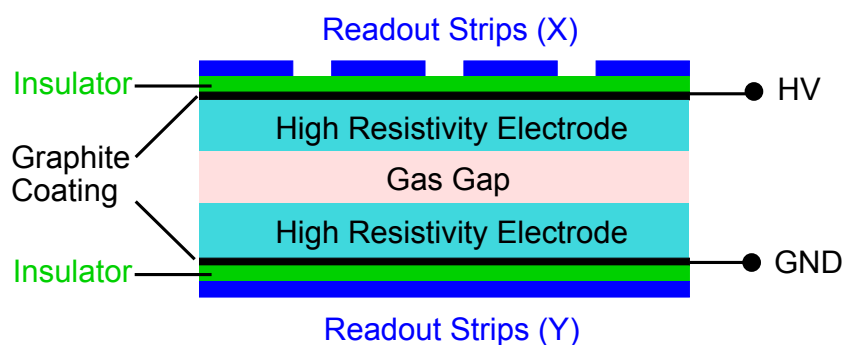


図 2.1 典型的な RPC の模式図 [37]

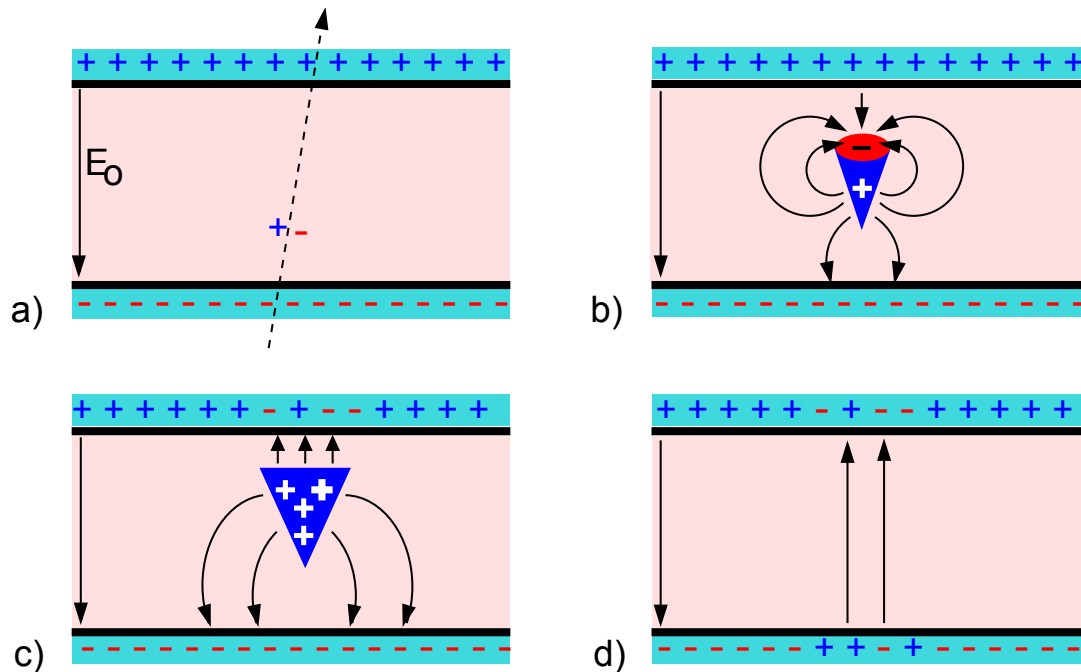


図 2.2 RPC のアバランシェ増幅過程と電場変化の概念図 [37].  $E_0$  は印加電圧による電場. (a) ガス分子が荷電粒子によって電離され, 初期電子と正イオンに分かれてそれぞれアノードとカソードに向かってドリフトする. (b) アバランシェ増幅によってギャップ内部の電場に変化が生じる. この段階では空間電荷効果によってクラスタの中心部では電場が弱まり, 増幅が制限される. (c) 電子がアノードに到達する. 一方で速度の遅いイオンはゆっくりカソードに向かってドリフトする. (d) イオンがカソードに到達する. 高抵抗電極の電荷はアバランシェ増幅が発生した局所的な領域で電場に影響を与える.

ストリーマーを積極的に発生させる. このとき発生する信号は  $50 \text{ pC}$  [38]-数  $\text{nC}$  [39] の大きなものとなる. アバランシェモードではストリーマーを抑制し,  $10^6 - 10^8$  の増幅率で動作させる. したがって, 信号は  $\mathcal{O}(10) \text{ pC}$  の小さいものとなり, 低ノイズの増幅器が必要となる. 一方でアバランシェモードは時間分解能やレート耐性において優れており, 近年多く用いられている<sup>\*1</sup>. 本稿で扱うのもアバランシェモードの RPC である. アバランシェモードの RPC はその目的に応じてトリガー RPC とタイミング RPC に分類される. 前者は  $1 - 2 \text{ mm}$  のギャップ厚でトリガー検出器として用いられる. 後者は  $200 - 300 \text{ mm}$  のギャップ厚を積層して  $50 \text{ ps}$  の時間分解能を有し, TOF 検出器として用いられる. 本稿ではアバランシェモードの RPC, 特にタイミング RPC に注目していく.

### 2.1.2 ガス増幅過程

荷電粒子がガスギャップを通過すると, その飛跡に沿ってガス分子を電離させる (図 2.2(a)). 電離で発生した電子と正イオンはキャリアとなり, それぞれ電場によってアノードとカソードに向かって加速してドリフトする. 電子は十分に加速されると, ガス分子を電離することができるだけのエネルギーを得る. そうすると, 電子はある確率でガス分子を電離し, 2次電子が生じる. 2次電子は加速され, 電離を引き起こす. この繰り返しによって電子は増幅される. 増幅と並行して, 電子はある確率でガス分子に吸着される. 吸着される確率は電気陰性度の大きいガスほど高い. ガス増幅過程は電子クラスタの成長を表す Townsend 係数と減衰を表す吸着係数によって記述され

<sup>\*1</sup> ストリーマーモードの RPC はエコフレンドリーなガスを用いる研究が進んだことやエレクトロニクスへの要求が易しいことから, 主に低レート実験において活用されるケースもある [40][41]



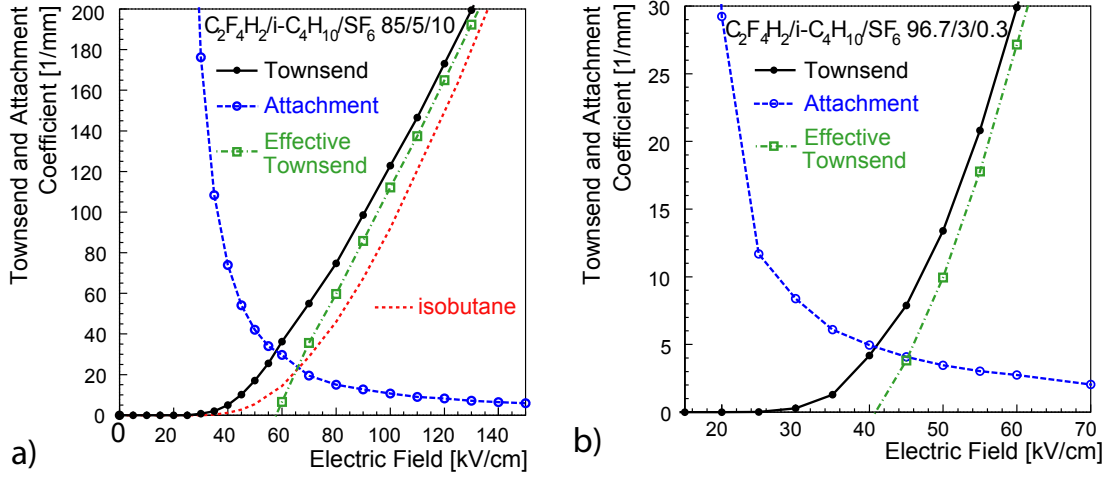


図 2.3 異なるガス混合比での Townsend 係数と吸着係数 [37]. 気温 296.15 K, 気圧 1013 mbar での値.

る [42]. Townsend 係数  $\alpha$  は位置  $z$  において  $n$  電子のクラスターが存在して,  $z + \delta z$  においてクラスターが  $n + 1$  電子に成長する確率  $n\alpha\delta z$  で定義される. 同様にして, 吸着係数  $\eta$  は電子が 1 つ吸着される確率  $n\eta\delta z$  で定義される. これらの係数はガスの種類, 電場の大きさ, 気圧に依存する (図 2.3). Townsend 係数と吸着係数の定義から, クラスター中の平均電子数  $\bar{n}$  は次のように表せる.

$$\frac{d\bar{n}}{dz} = (\alpha - \eta)n. \quad (2.1)$$

つまりクラスター内の電子数は指数関数的に振る舞う. しかしながら, この指数関数的な振る舞いは増幅の初期段階に限定される. クラスターが十分な大きさに成長すると, その電荷が電場を歪める効果は無視できなくなり,  $\alpha$  や  $\eta$  も影響を受けてクラスターは指数関数的な振る舞いから外れていく. この間, 正イオンはその大きな質量ゆえに新たな電離を引き起こすことはなく, 電子の増幅時間スケールではほとんどその場に滞留している (図 2.2(b)).

電子のクラスターと滞留する正イオンの間では RPC の一様電場とは逆の電場が形成される. これによってクラスターの成長が抑制される効果を空間電荷効果と呼ぶ. RPC のガス増幅過程においてはこの空間電荷効果が重要な役割を果たしていることが [43] でのシミュレーションスタディで明らかになっている. クラスターの大部分が占める中心部では, 空間電荷効果によって  $\alpha - \eta$  が負となり, 吸着が優勢となる. これによって増幅率の実験値を一定の精度で説明することができる.

ストリーマーを抑えた  $10^6 - 10^8$  のガスゲインにして安定した動作を確保するためには  $\eta$  が大きなガス, 言い換えると電気陰性度の大きいガスが適切となる. 一般的にはフロン系の電気陰性度の大きいガスをベースにストリーマーの原因となる紫外線を吸収する炭化水素系のガスを混合させる [23].

### 2.1.3 高抵抗電極

高抵抗電極は体積抵抗率  $\rho$  が  $10^9 - 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$  の材料が用いられる. 代表的なものはガラスとベークライトであり, それぞれ  $\approx 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$  と  $10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$  である [37]. ガスギャップで増幅された電荷が高抵抗電極に到達するとその高い抵抗率ゆえに電荷が移動して再充電されるまで回復時間を要する. 高抵抗電極上の電荷  $Q$  は,

$$Q(t) = Q_0 e^{-t/\rho\epsilon_0\epsilon_r}, \quad (2.2)$$

で表される.  $Q_0$  は高抵抗電極に到達した電荷量,  $\epsilon_0$  は真空中の誘電率,  $\epsilon_r$  は比誘電率である. このとき  $\tau = \rho\epsilon_0\epsilon_r$  が回復時間であり, ガラスの場合は  $\tau \approx 1 \text{ s}$ , ベークライトの場合は  $\tau \approx 10 \text{ ms}$  である. 電荷が到達してから回復

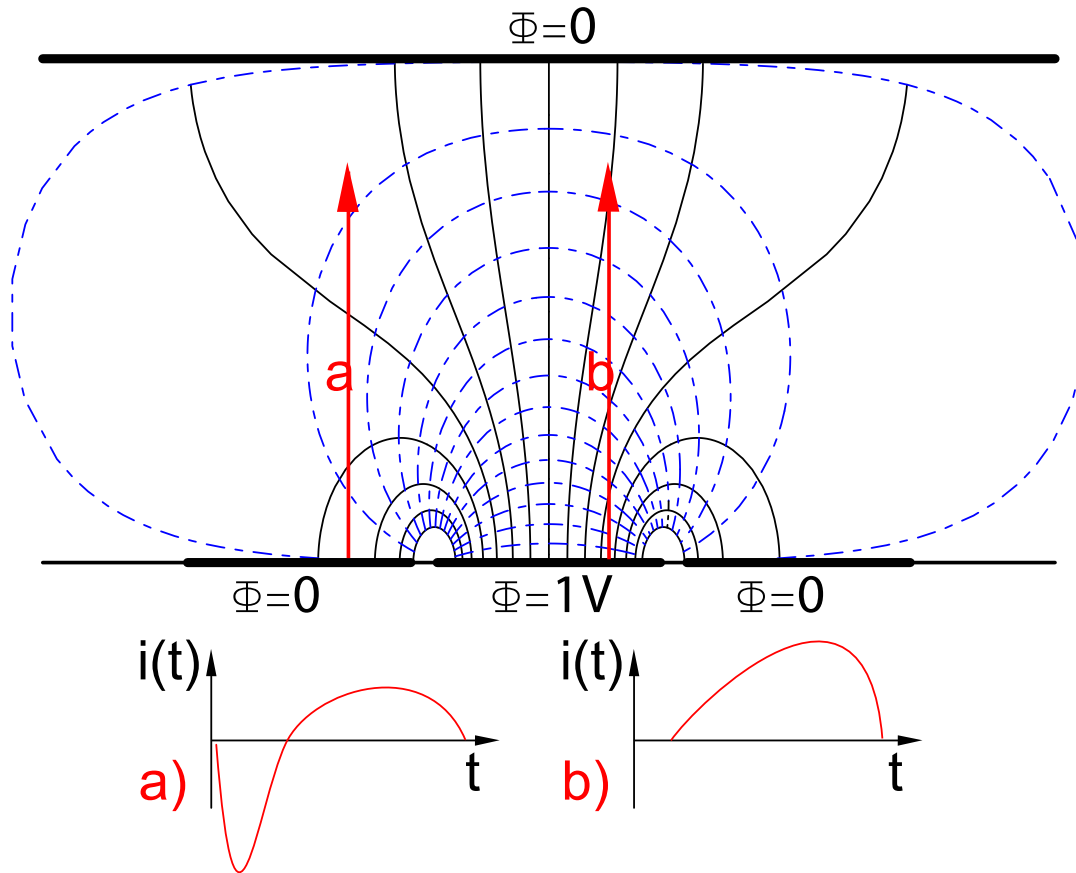


図 2.4 Weighting field の概念図 [37]. 青点線は  $E_w$  の等高線. 黒直線は電気力線. 図下部のグラフ a), b) は図中部 a, b に沿ってドリフトするクラスターによって下部中央のストリップに誘起される電流の時間変化を表している.

時間が経つまでの間はガスギャップの電場は弱められ、不感となる (図 2.2(d)). ただしこれはアバランシェ増幅が発生した局所的な領域に限られており、その他の検出器領域は有感なままである. 単位面積あたりのレート耐性は一般的な大面積の RPC に用いられるソーダ石灰ガラス ( $> 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ ) の場合で  $500 \text{ Hz/cm}^2$  [44], レート耐性の良い比較的低抵抗値のガラス ( $10^9 \Omega \cdot \text{cm}$ ) で  $90 \text{ kHz/cm}^2$  [45] が報告されている.

高抵抗電極への電圧供給は通常、ガスギャップとは逆の面に塗られた表面抵抗率  $200 - 300 \text{ k}\Omega/\square$  のグラファイトコーティングによってなされる. グラファイトコーティングは十分に抵抗が大きいため、読み出し電極への電流誘起を阻害することはないが、電圧勾配が発生しないほど小さい抵抗となっている.

近年ではレート耐性に特化した RPC の開発も進んでおり、表面抵抗率  $\mathcal{O}(10) \text{ M}\Omega/\square$  の炭素薄膜 (Diamond-Like Carbon, DLC) を高抵抗電極とした DLC-RPC が  $1 \text{ MHz/cm}^2$  のレート耐性を達成している [46]. DLC-RPC については 2.1.6 節で詳しく述べる.

#### 2.1.4 信号誘起

検出器内部で  $N(t)$  個の電子のクラスターが速度  $\vec{v}(t) = \dot{\vec{x}}(t)$  で移動したときに読み出し電極に誘起される瞬時的な電流  $i(t)$  は以下のように表すことができる [47,48].

$$i(t) = \vec{E}_w(\vec{x}(t)) \cdot \vec{v}(t) e_0 N(t). \quad (2.3)$$

ここで  $e_0$  は素電荷,  $\vec{E}_w$  は weighting field である. Weighting field は定性的には複数の読み出し電極あるとき, それぞれの読み出し電極に誘起される電流の分配のされ方を決めるものと理解できる. 注目する読み出し電極が 1 V, それ以外は 0 V の電位にあるときの電場を考えることで計算できる. 図 2.4 では読み出しストリップが RPC の上下に直交する方向で配置され, 下側中央の読み出しストリップに注目した時の weighting field が青点線で描かれている.

読み出される信号電圧については, 誘起電流と読み出し電極の特性インピーダンスの積で求められる. 特性インピーダンスはインダクタンス  $L$  とキャパシタンス  $C$  を用いて一般的に  $\sqrt{L/C}$  と表される. たとえば距離  $d$  でアノード側とカソード側に 1 つずつ幅  $W$  の読み出し電極が配置されている場合, インダクタンスは

$$L = \frac{\mu d}{W}, \quad (2.4)$$

と表される. ただし  $\mu$  は透磁率. キャパシタンスは厚み  $d_i$ , 誘電率  $\epsilon_i$  の各物質層のキャパシタンス

$$C_i = \frac{\epsilon_i W}{d_i} \quad (2.5)$$

から,

$$\frac{1}{C} = \sum_{\text{layers}} \frac{1}{C_i} \quad (2.6)$$

によって求めることができる. アノード側とカソード側の読み出し電極では weighting field が反転するが, それ以外は同一であるため, 同じタイミングに同じ大きさの信号が異なる極性で誘起される.

### 2.1.5 時間分解能

RPC の時間分解能は電離や増幅率の統計的なふらつきや信号の S/N 比によって決定される. 一般的にはより大きな電場で運転が可能な狭いギャップ厚の RPC は時間分解能が良い. さらに, 狭いギャップを積層することによっても時間分解能を向上させることができる. 典型的なタイミング性能は, 2 mm のガスギャップで 1 ns, 数層の 100  $\mu\text{m}$  ガスギャップを積層して 20 ps となっている [49].

RPC 固有の時間分解能  $\sigma_{\text{RPC}}$  は [50] で以下の式により一定の精度で表すことができることが示されている (図 2.5).

$$\sigma_{\text{RPC}} \sim \frac{1.28}{(\alpha - \eta)v} \quad (2.7)$$

### 2.1.6 DLC-RPC

近年, 1 MHz/cm<sup>2</sup> の高レート耐性をもつ非常に低物質質な RPC (DLC-RPC) が登場した [46,51,52,53,54]. DLC-RPC は, Diamond-Like Carbon (DLC) の薄膜を高抵抗電極に用いる. DLC は導体であるグラファイトを構成する sp<sup>2</sup> 結合と絶縁体であるダイヤモンドを構成する sp<sup>3</sup> 結合が混在した状態で構成されている. 図 2.6 は DLC-RPC の概念図である. DLC-RPC の高抵抗電極は 50  $\mu\text{m}$  のポリイミドフィルムに 100 nm 程度の DLC をスパッタリングすることによって作製する. RPC はアノードとカソードの電極間に形成する高電場の一様性が動作の安定に重要である. 一様な電場をつくるには電極が平坦かつ電極間のギャップ厚が一様であることが求められる. DLC-RPC のギャップ厚を確保するスペーサーはフォトリソグラフィ技術で電極上につくったピラーによって実現している (図 2.7 中ドット). ピラーは 2.5 mm 間隔の格子状に配置しており, その直径は 400  $\mu\text{m}$  である. 先行研究で開発された電極は検出効率の要請からピラーの厚みが 384  $\mu\text{m}$  となっている. DLC-RPC に使用するガスは R134a (C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>H<sub>2</sub>) と SF<sub>6</sub> とイソブタン (i-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>) を 94:1:5 で混合したものである. 電圧は図 2.7 のように DLC に接着された導電テープから供給されており, 高抵抗電極の裏から供給する従来の RPC (図 2.1) とは異なる. 図 2.8

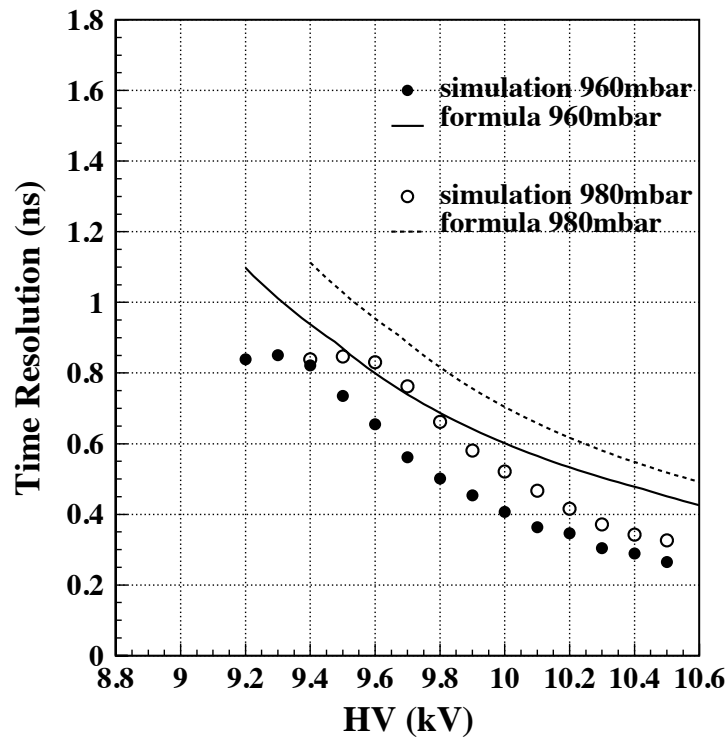


図 2.5 (2.7) 式とシミュレーションから得られた時間分解能の比較 [49]

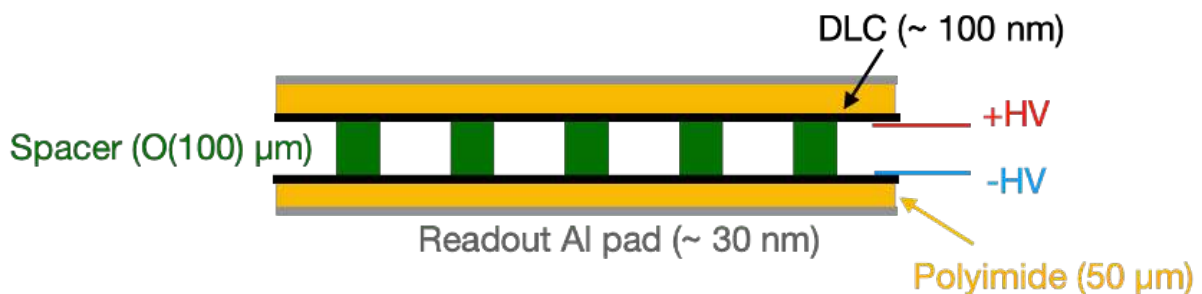


図 2.6 DLC-RPC の概念図

は  $\beta$  線の照射に対して取得された信号波形である。動作電圧は最大で 3100 V であり、検出効率は 60%(図 2.9(a)), 波高分布 (図 2.9(b)) は従来の RPC と同じような振る舞いである。[52] では DLC-RPC の  $\beta$  線に対しての時間分解能として 171 ps を報告している。ただし、この測定は時間分解能の最適化を行なったものではないことに注意する必要がある。

## 2.2 チェレンコフ放射

荷電粒子が媒質中を進むと、媒質中の分子は局所的に偏極される。偏極された状態からもとの状態に戻る際、媒質中の光の位相速度  $v_c$  で電磁波が放出される。荷電粒子の速度  $\beta$  が  $v_c$  以下の場合、この電磁波が互いに干渉する

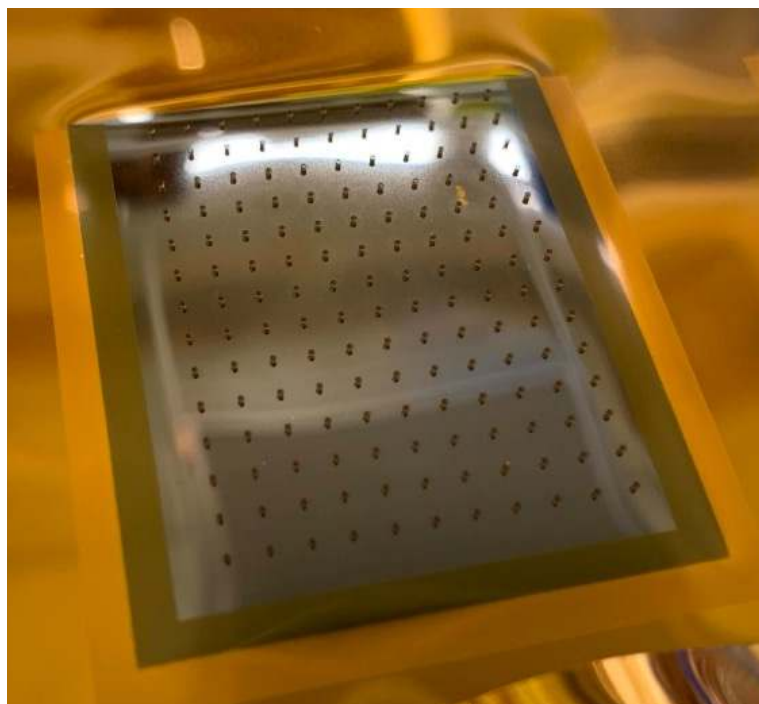


図 2.7 DLC-RPC の電極 [51]. ポリイミドフィルムに DLC がスパッタされており，中央に見えるドットがピラー.

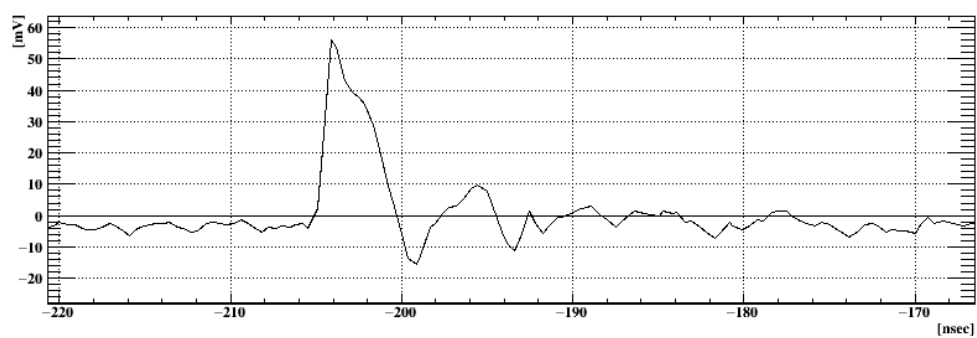


図 2.8 DLC-RPC で取得された波形の一例 [52]

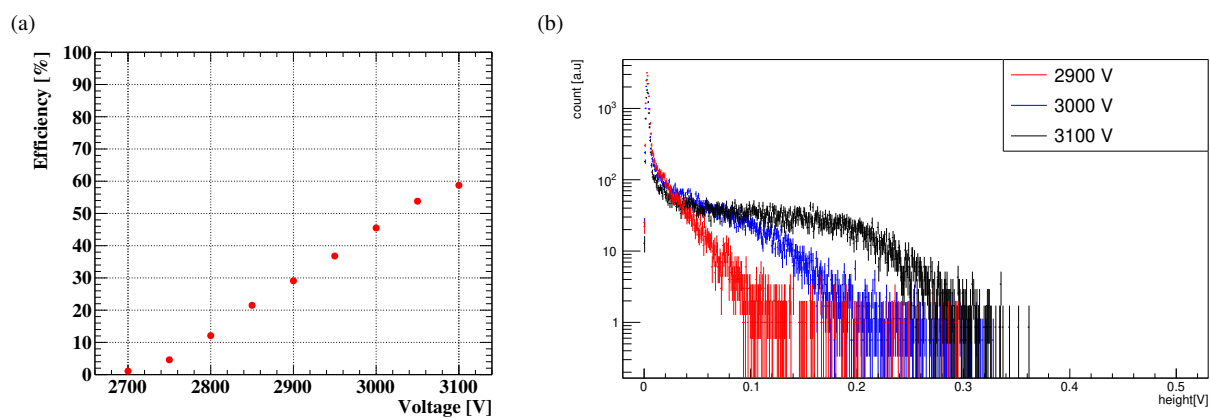


図 2.9 DLC-RPC の印加電圧に対する検出効率 (a) と波高分布 (b)[51]

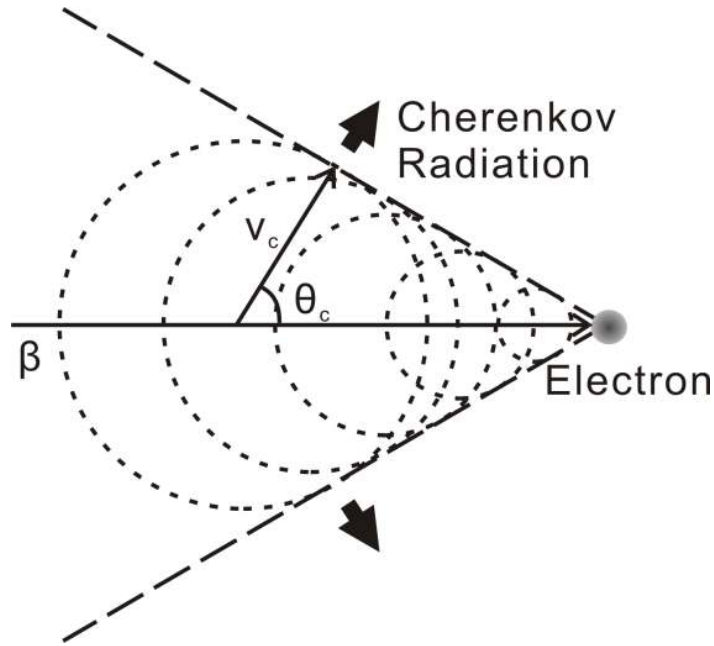


図 2.10 チェレンコフ放射の概念図 [55].

ことはないが,  $v_c$  を上回る場合は波面が干渉しあい, 放出角  $\theta_c$  でチェレンコフ放射<sup>\*2</sup>が発生する<sup>\*3</sup>.  $\beta$  と  $\theta_c$  は,

$$\cos \theta_c = 1/n\beta, \quad (2.8)$$

で関係付けられる. ここで  $n$  は媒質の屈折率である. また, 放出されるチェレンコフ光子数  $N$  は次のように表せる [23].

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi Q^2 \alpha}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c. \quad (2.9)$$

ここで  $x$  は荷電粒子が進む経路長,  $\lambda$  はチェレンコフ光の波長,  $Q$  は荷電粒子の電荷,  $\alpha$  は微細構造定数である.  $N$  は  $\lambda$  と反比例の関係にあり, 短波長の光子が多く発生することが分かる. ただし, X線領域以下の波長では一般的に  $n < 1$  であり, (2.8) 式を満たすような  $\theta_c$  は存在しないためチェレンコフ光は発生しない.

## 2.3 高精細・高時間分解能チェレンコフ検出器のコンセプト

チェレンコフ検出器は荷電粒子がチェレンコフ輻射体を進行する際に発生するチェレンコフ光を検出する検出器である. チェレンコフ光を輻射体に蒸着された光電面で電子に変換し, DLC-RPC で読み出す (図 2.11). この構造が高時間分解能かつ高精細読み出しを実現することが可能な理由を以下に述べる.

そもそも RPC は時間分解能が良いことが特徴で,  $\mathcal{O}(10)$  ps の時間分解能<sup>\*4</sup>を実現している. RPC の時間分解能は, アノードとカソードのギャップで荷電粒子がガス分子と相互作用する位置のばらつきが一因となっている.

<sup>\*2</sup> "チェレンコフ放射"の英語学術表記には4通りもの表記揺れが存在する. (1) Čerenkov radiation. (2) Vavilov-Čerenkov radiation. (3) Cherenkov radiation. (4) Cerenkov radiation. いずれも文献で広く見受けられるものであるが, 本稿の英語表記では(3)の表記を採用する. なぜならば, この表記は現象を発見したロシア人物理学者の Pavel Čerenkov が自身の論文で使用したことがあり, かつノーベル財団や *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* で認められた表記であるからだ. ただし, 引用先の表記に関してはもとの表記を遵守している.

<sup>\*3</sup> しばしば飛行機が音速を超えて飛行した時に発生するソニックブームに例えられる

<sup>\*4</sup> ギャップ厚  $\mathcal{O}(100)$   $\mu\text{m}$  で積層したアバランシェモードの RPC の場合. タイミング RPC と呼ばれている.

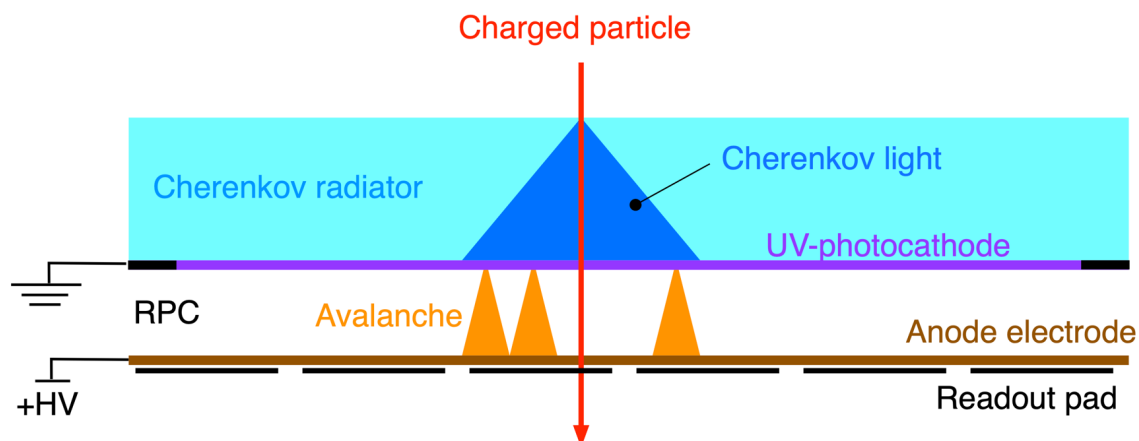


図 2.11 チェレンコフ検出器が信号を生成する概念図

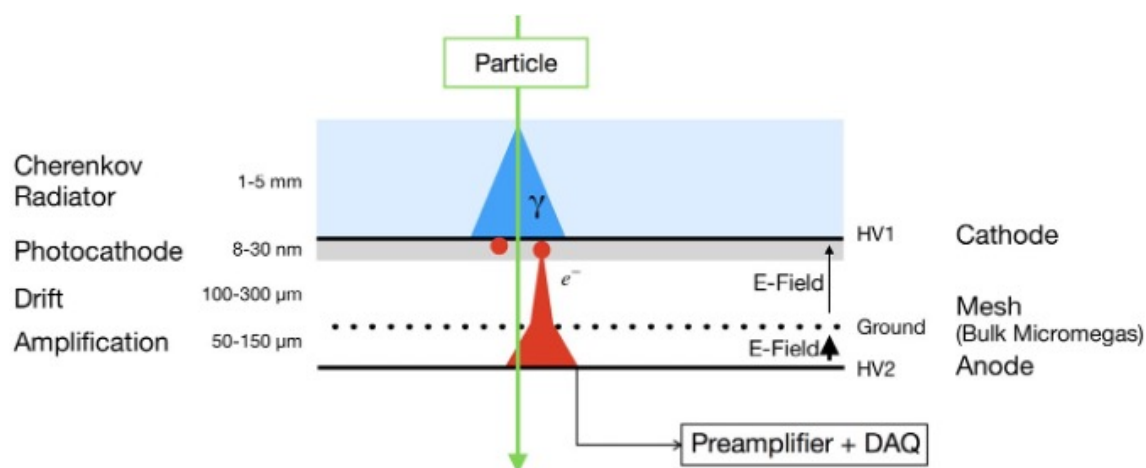


図 2.12 PICOSEC MM 検出器の概念図 [56]. 増幅層として Micromegas を使用している.

チェレンコフ検出器では光電面でチェレンコフ光から変換された電子は一律にカソードの表面からアバランシェ増幅を引き起こすためそのようなばらつきはほとんどないと期待できる。また、カソードの表面から増幅がはじまった信号は波高の大きいものとなるためアバランシェの統計的精度や S/N の観点からも有利である。さらに、チェレンコフ検出器を通過するひとつの荷電粒子から発生した複数のチェレンコフ光は RPC で複数の増幅を引き起こすため、それらが独立な増幅である場合に時間分解能は光電子数の  $1/\sqrt{n}$  で向上する。

RPC で増幅した信号はアノードの外側に取り付けられた読み出し電極から取得する。高精細化するにはこの読み出し電極をストリップ状に分割すれば良い。

## 2.4 関連する先行研究

### 2.4.1 PICOSEC Micromegas (MM) 検出器

PICOSEC MM 検出器 [57] はチェレンコフ輻射体に光電面をとりつけ、Micromegas (Micro Mesh Gas Detector) をカップリングさせて増幅層とした高時間分解能ガス検出器である (図 2.12)。Micromegas は RPC のギャップ間に数 10  $\mu\text{m}$  ピッチの細かい金属メッシュを配置した構造になっており、カソードとメッシュの間をドリフト層、

表 2.1 PICOSEC MM 検出器の構成

	物質	厚み
輻射体	MgF <sub>2</sub>	3 mm
光電面	CsI	18 nm
ドリフト層	-	180 μm
増幅層	-	128 μm

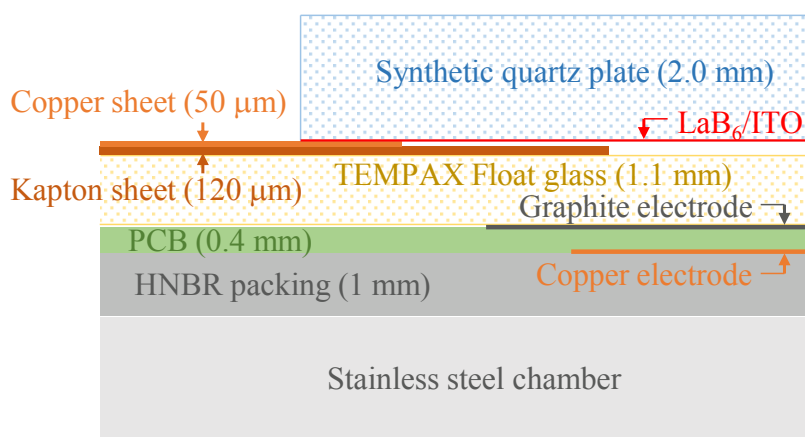


図 2.13 GasPM プロトタイプの構成 [60].

メッシュとアノードの間を増幅層としたガス検出器である [58]。ただし、PICOSEC MM 検出器では、時間分解能を良くするためにドリフト層の厚みを一般的な Micromegas よりも大幅に狭くしている。PICOSEC MM 検出器は 80 GeV/c のミューオンビームに対して、時間分解能 18 ps [59] を報告している。このときの平均光電子数は 10 である。チェレンコフ光をガス検出器で読み出すというコンセプトは本研究のチェレンコフ検出器と共通しており、その違いはガス増幅において、ドリフト層を有するかという点である。

チェレンコフ検出器では光電面表面の電場が大きいため光電面の量子効率 (Quantum Efficiency, QE) が向上し、さらにドリフト層がないことにより PICOSEC MM 検出器よりも良い時間分解能が期待できる\*<sup>5</sup>。一方でガス増幅で発生したイオンがカソード側へドリフトし、光電面に直接当たることで光電面の損傷が起こるリスクもある。PICOSEC MM 検出器の構成は表 2.1 のようになっており、本研究のチェレンコフ検出器もこれに近い構成で組み立てることになる。

## 2.4.2 Gaseous photomultipliers

Gaseous photomultipliers は光電面とガス検出器を用いた光検出器である [60]。従来の PMT では真空中にダイノードを 10 個程度配置して電子の増幅を行っていたのに対し、Gaseous photomultipliers はガス増幅を用いる。その強みは非常に広い面積を適度な位置分解能および時間分解能でカバーできることである。一方で、ガス増幅過程で発生するイオンや紫外線が光電面を劣化させる影響が開発課題とされている\*<sup>6</sup>。[61] では LaB<sub>6</sub> を光電面として合成石英ガラスに蒸着し、アノード電極としてテンパックスフロートガラスを使用している。この構成は光電面が

\*<sup>5</sup> RPC は Micromegas よりもシンプルな構造なので安価に作ることもできることもメリットである。

\*<sup>6</sup> GEM や Micromegas を用いた対策が 61 で紹介されている



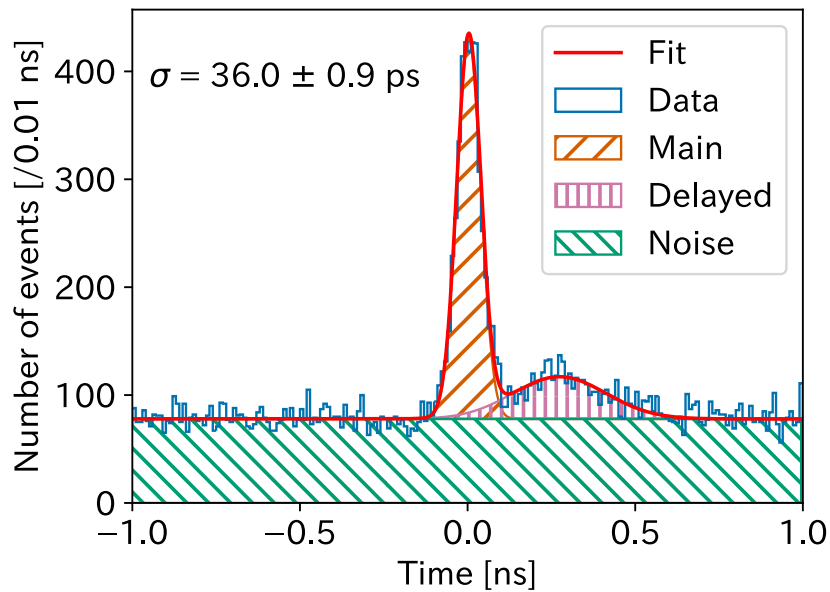


図 2.14 GasPM とレーザー光の時間差分布 [60]. "Main"の標準偏差からレーザー光の寄与 22.3 ps を差し引いて 25.0 ps の時間分解能が得られる. "Delayed"はフォトンフィードバックによる信号.

非常に低い QE であるものの、扱いやすさと動作の安定性に重きを置いている。増幅層のギャップ厚は 170  $\mu\text{m}$  であり、R134a と SF6 を 9:1 で混合したガスを封入している。レーザー光の照射により、1 光子あたり 25 ps の時間分解能が得られたと報告されている (図 2.14)。この測定ではガス増幅過程で発生する紫外線がカソードで新しい増幅を引き起こすフォトンフィードバックによってレーザー信号から遅れた信号がピークを作っている。このフォトンフィードバックは 2.1.2 節で述べたようにイソブタンを混合することで抑制することができる可能性がある。



## 第 3 章

# DLC-RPC の時間分解能

チェレンコフ検出器の増幅層として DLC-RPC が候補として挙げられる。この章では、DLC-RPC の時間分解能に着目して測定した性能を述べる。2.1.6 節の先行研究では検出効率の要請から  $384\ \mu\text{m}$  のギャップ厚であったが、本研究では時間分解能の観点でより有利な狭いギャップ厚 ( $192\ \mu\text{m}$ ) の DLC 電極を用いた結果である。さらにその結果からチェレンコフ検出器に応用した場合の時間分解能を推定する。

### 3.1 測定のセットアップ

DLC-RPC の時間分解能測定のセットアップを図 3.1 に示した。DLC-RPC の有感領域に  $\beta$  線を照射し、下流側配置したタイムレファレンスカウンタによってイベントをトリガーした。

#### DLC-RPC

DLC-RPC の高抵抗電極の表面抵抗率はアノードが  $\sim 10\ \text{M}\Omega/\square$ 、カソードが  $40 - 50\ \text{M}\Omega/\square$  のものを使用した。アノードとカソードの電極間ギャップは前述したように  $192\ \mu\text{m}$  のピラーにより厚みが定義される。アノードは銅テープを通して正極の HV モジュールから電圧供給されており、カソードは銅テープを通してグラウンドに落とされている。アノードの銅テープからカソードの銅テープまでは  $1.5\ \text{cm}$ 、これに対して垂直な方向は  $2\ \text{cm}$  の有感領域となっている (図 3.2(a), 図 3.3)。

信号は  $7\ \text{mm}$  幅のアルミストリップを有感領域に対応する位置でカソード側のポリイミドに密着させて両端から読み出した (図 3.2(b))。測定の際にはノイズ低減のために全体をアルミで覆い、ピークピーク値でおよそ  $5\ \text{mV}$  以下の環境で測定を行った。

本稿を通して、DLC-RPC の運転に用いたガスは先行研究と同様に  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ ,  $\text{SF}_6$ ,  $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$  を体積比 94:1:5

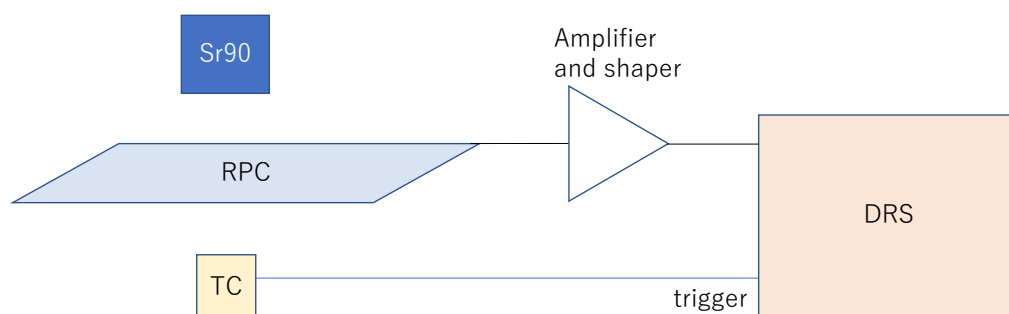


図 3.1 DLC-RPC の時間分解能測定のセットアップ ([51] をもとに改変).

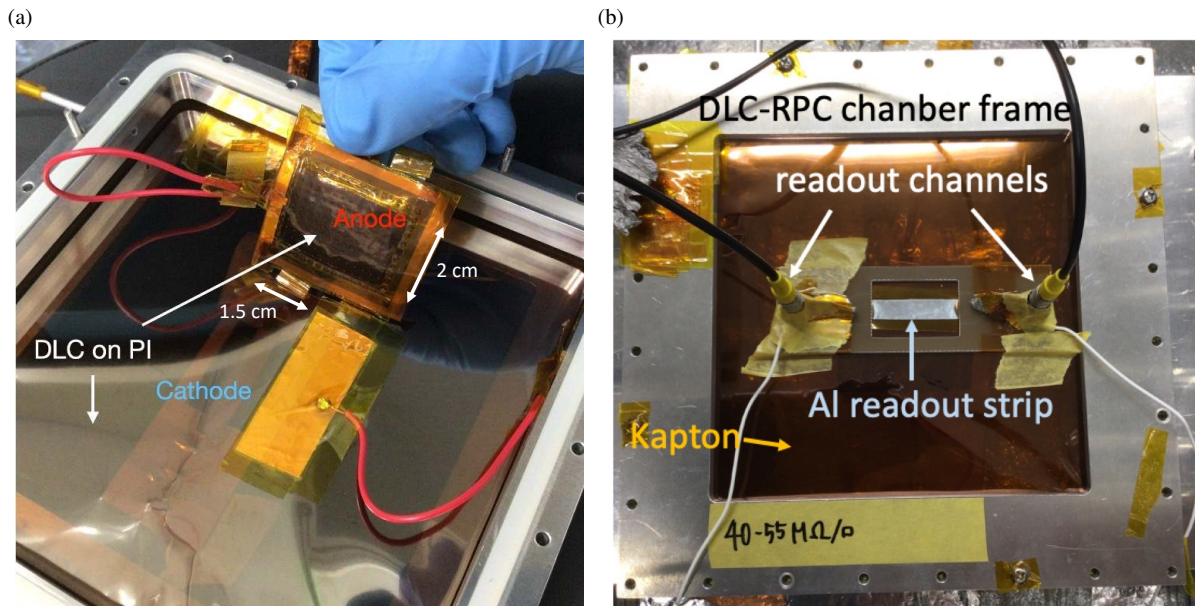


図 3.2 (a) DLC-RPC チェンバー内部の様子. チェンバーの窓として DLC を蒸着したポリイミドフィルムを張っており, カソードとなっている. これにピラーがついたアノードの DLC 電極を貼り合わせた. (b) 時間分解能測定に用いた DLC-RPC を上から見た図. アルミのチェンバーにカプトンの窓が開けられており, 中央に読み出しアルミストリップが配置されており, その両端から信号を読み出す.

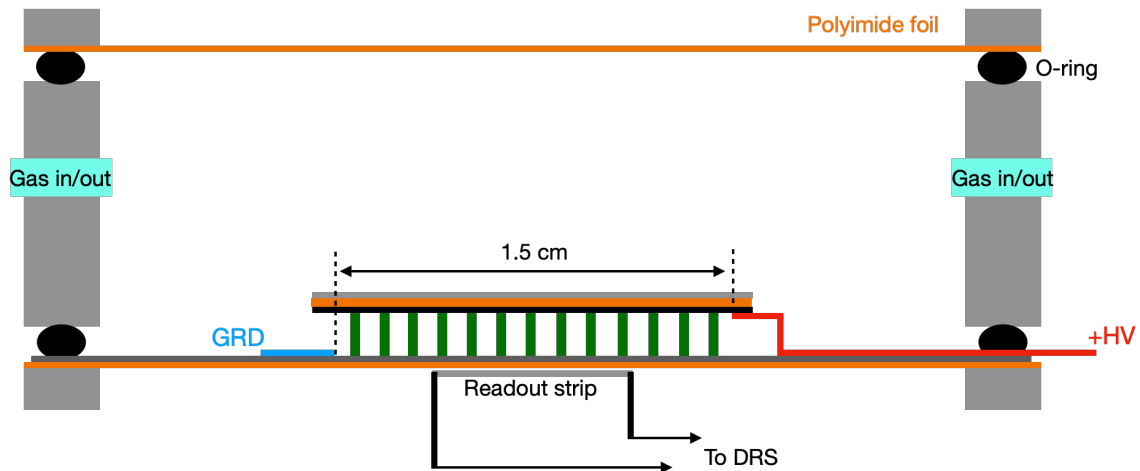


図 3.3 DLC-RPC の検出器構造. 図 3.2(a) とは上下が一致しているが, 図 3.2(b) とは上下が逆になっている.

で混合したものである. ガスは 50 mL/min. で導入した. チェンバー内が混合ガスに置換されるまで 30 分ほど必要であり, その後印加電圧を数時間かけて少しずつ大きくした. このようないわゆるコンディショニングをすることで安定した動作が得られることが経験的に知られている.

## 線源

線源は  $^{90}\text{Sr}$  を使用した. 線源は穴径 2 mm のコリメータを通して, DLC-RPC の有感領域に照射した.

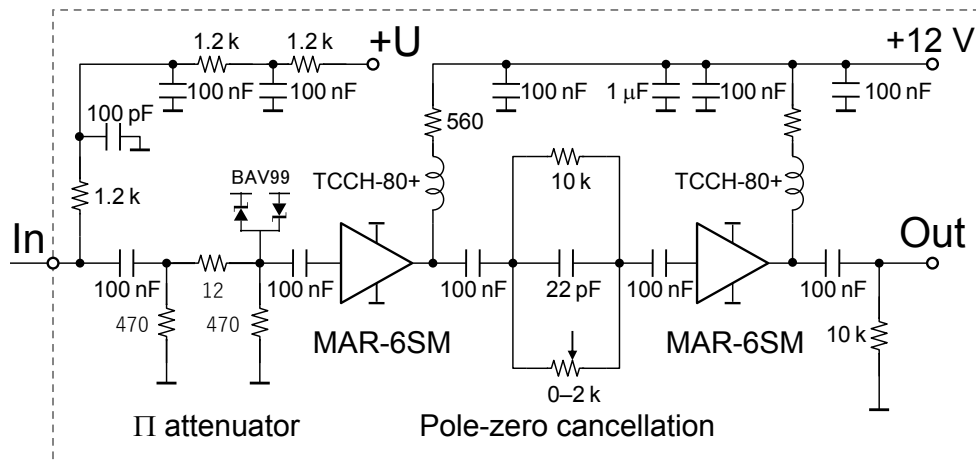


図 3.4 PSI アンプの回路図 [51]

## タイムレファレンスカウンタ

タイムレファレンスカウンタは 1 辺 5 mm の立方体のプラスチックシンチレータを SiPM で読み出している。タイムレファレンスカウンタの時間分解能は  $32.7 \pm 0.7$  ps で、DLC-RPC のそれに対して十分に小さい値である。タイムレファレンスカウンタは DLC-RPC の有感領域を通過したベータ線のみをトリガーするためにコリメータの直線上に配置した。

## データ取得

DLC-RPC とタイムレファレンスカウンタから読み出した信号はポール・シェラー研究所 (Paul Scherrer Institut, PSI) で開発されたパルス増幅器 (以後 PSI アンプ, 図 3.4) を用いて 38dB の増幅と  $1.7 \text{ k}\Omega$  の Pole-zero cancellation (PZC) による波形整形を行った。波形デジタイザ DRS4 Evaluation Board[62] でデータ取得した。サンプリング速度は 2.5 GSPS とした。本測定はチェンバーを開けることなく連続した 3 日間で行ったものである。

## 3.2 測定結果

### 3.2.1 解析手法

図 3.5(a) は取得した DLC-RPC の波形の一例であり、図 3.5(b) はその拡大図である。また、図 3.5(c) はタイムレファレンスカウンタの波形である。トリガーしたタイムレファレンスカウンタの波形が  $-220 \text{ ns}$  から  $-190 \text{ ns}$  にピークが来るようにセットアップしたため、この範囲でタイムレファレンスカウンタの検出時間  $t_{\text{TRG}}$  を求めた。DLC-RPC からの波形に対しては  $t_{\text{TRG}} - 10 \text{ ns}$  から  $t_{\text{TRG}} + 20 \text{ ns}$  の範囲でパルスのピークを求めた。取得した波形に対してソフトウェア上で次の処理を行なった整形波形に対して解析を行なった。

1. 生波形 (Raw)
2. 生波形の各サンプリング点に対し、連続する 3 点の移動平均を取った波形 (MA3)
3. 生波形の各サンプリング点に対し、連続する 5 点の移動平均を取った波形 (MA5)
4. 2 からハイパスフィルタとして各点直前の 31 点の平均を引いた波形 (Shaped)

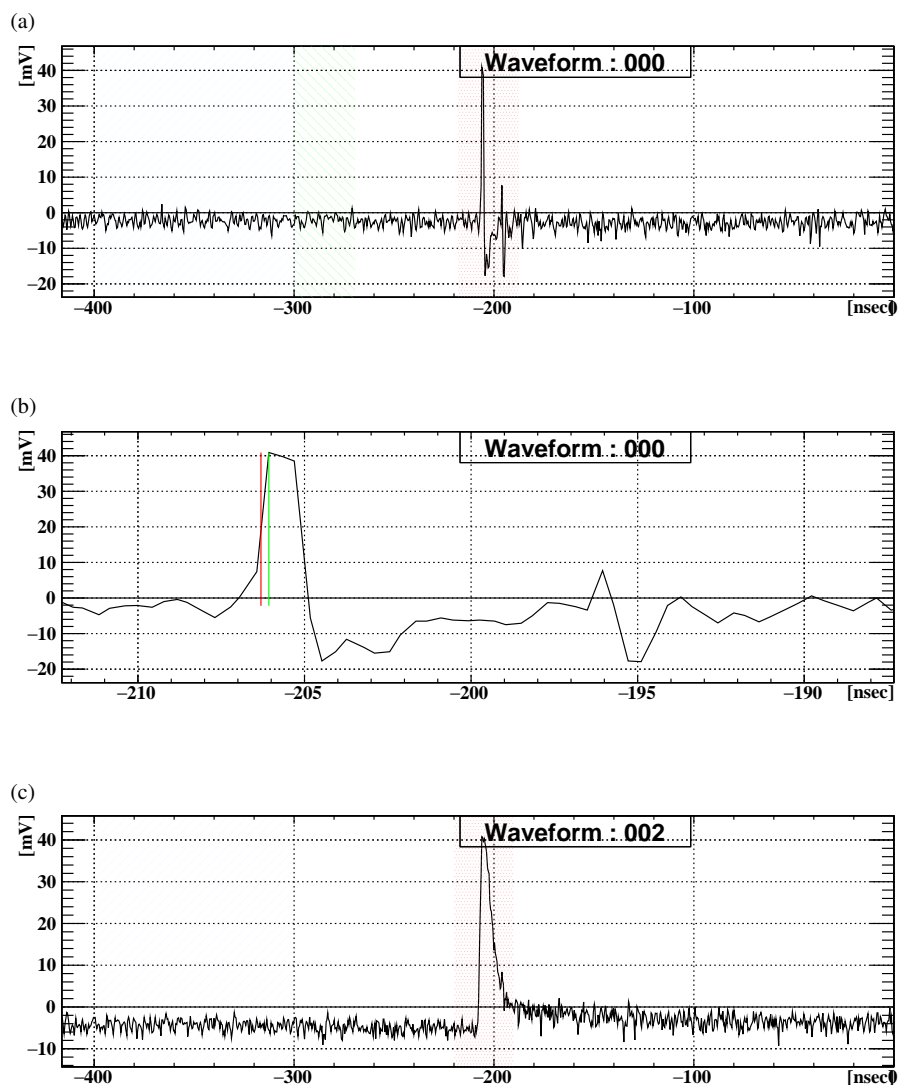


図 3.5 取得した DLC-RPC およびタイムレファレンスカウンタの波形の一例。赤の領域はパルスに対する解析、青の領域はベースラインの決定、緑の領域はノイズ状況の調査を行った。(a) DLC-RPC の波形。(b) (a) のパルス近傍の拡大図。緑線はピーク時間、赤線はピーク波高に対して 50% の高さで求めた CFT の位置を示す。(c) タイムレファレンスカウンタの波形。

波高は  $-400$  ns から  $-300$  ns の範囲で定めたベースラインをピークの高さから差し引くことで求めた。ノイズレベルについては  $-300$  ns から  $-270$  ns の範囲で高さの最も大きい値を調べた。同じ範囲でノイズの二乗平均平方根 (RMS) についても調べた。

パルスの検出時間は、コンスタントフラクション法 (Constant Fraction Method) によって求めた。これは波高に対して一定の割合 (フラクション) の高さを与える位置を検出時間として採用する手法であり、検出時間の波高依存性を抑制することができる。この手法によって求めた検出時間を Constant Fraction Time (CFT) とする。CFT を求めるにあたって、サンプリングポイント間は 3 次式で補間している。例えば、図 3.5(b) では、緑線で示したピーク波高  $40$  mV に対して 50% の高さである  $20$  mV における CFT の位置を赤線で示している。

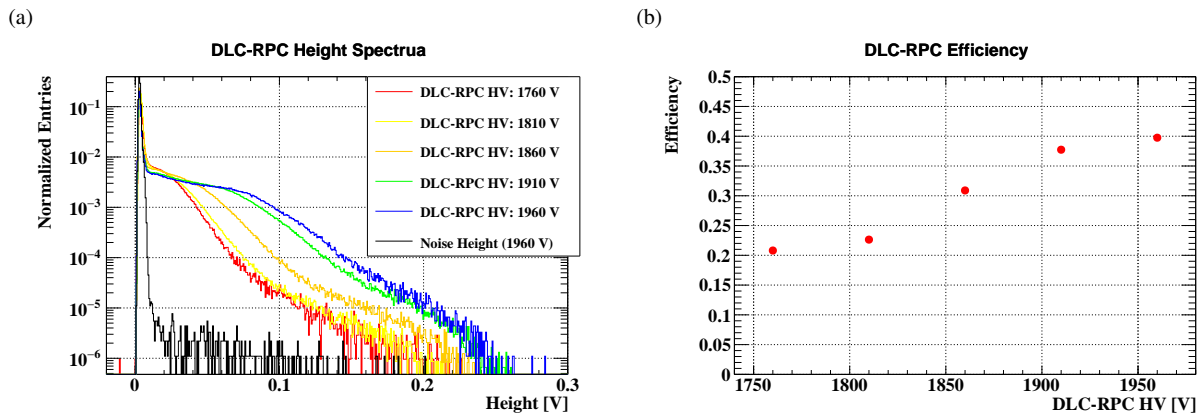


図 3.6 (a) DLC-RPC の印加電圧ごとの信号とノイズの波高分布。縦軸はエントリー数をタイムレファレンスカウンタのトリガー数で規格している。(b) DLC-RPC の印加電圧ごとの検出効率

### 3.2.2 信号の波高分布とノイズレベル

DLC-RPC の電極間ギャップに 1760 V から 1960 V の電圧を 50 V ごとに印加したときの信号とノイズの波高分布を図 3.6(a) に示した。1960 V よりも大きい電圧を印加するとガスギャップ間で放電してしまい、安定した運転は不可能であった。印加電圧を大きくするごとに波高分布のプラトー領域が増えている。これは DLC-RPC を含むアバランシェモードの RPC の特徴であり、期待した動作が確認できた。ノイズ分布から、信号のスレッシュホールドは 10 mV とした。ノイズ分布でスレッシュホールドを超えるイベントは 0.1% 未満であり、そのほとんどは RPC にはヒットしたがタイムレファレンスカウンタにはヒットしていないイベントであったと考えられる。トリガーされた全イベントのうち、DLC-RPC でスレッシュホールドをこえるヒットがあった割合を図 3.6(b) に示した。印加電圧を大きくすることで検出効率が増加し、やがて頭打ちになる振る舞いは先行研究 [51] と一致している。このデータセットでは 1810 V での検出効率が全体的な傾向に対して小さい<sup>\*1</sup>。これは印加電圧にして 5% 以内のずれであり、気圧やギャップ厚の変動、HV モジュールの操作のずれによって電場が小さくなったと考えられるがその原因を特定することは難しい。これによって 1810 V については後述するように時間分解能にもその影響が見られる。しかしながら DLC-RPC の最も良い時間分解能は最大印加電圧である 1960 V で達成されるためこの結果に与える影響は限定的である。

### 3.2.3 時間分解能

DLC-RPC の時間分解能は DLC-RPC とタイムレファレンスカウンタの CFT 差の分布をガウス分布でフィッティングして標準偏差を求め、そこからタイムレファレンスカウンタの寄与を差し引いた。

時間分解能はおもに次ような寄与に分けることができる [23]。

$$\sigma_t^2 = \left( \frac{\sigma_S}{(dS/dt)_{\text{trig}}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_n}{(dS/dt)_{\text{trig}}} \right)^2 + \sigma_{\text{arrival}}^2 + \sigma_{\text{dist}}^2 + \sigma_{\text{digit}}^2. \quad (3.1)$$

$\sigma_S$  は波高のばらつき、 $(dS/dt)_{\text{trig}}$  はトリガーされた時点でのパルスの立ち上がりの速さ、 $\sigma_n$  はノイズの RMS である。第一項は一般的にタイムウォークと呼ばれ、波高のばらつきによってトリガーされるタイミングがずれる

<sup>\*1</sup> 1760 V での検出器効率を過大評価している可能性もあるが、次節の (2.7) 式との比較からずれているのは 1810 V のデータ点であると判断した。

効果を表す。これは波高情報を活用することによって最小限に抑えることができ、前述したコンスタントフラクション法が有効である。第二項はノイズのジッターである。第一項と第二項はともにパルスの立ち上がりを急峻にすることで抑制できる。第三項は入射粒子が検出器内で相互作用する位置の違いによる効果であり、第四項は Weighting Field の非一様性によって生じる波形の歪みや電子のドリフト速度のずれに起因する。最後の項は波形のデジタル化によって発生するふらつきである。解析の最適化によって小さくすることができるのははじめの二項である。つまり、

- 波高のばらつきが最小であり、
- ノイズ RMS が抑えられ、
- 信号の立ち上がりが最も急峻な

解析パラメータを求めることが方針となる。

ここではソフトウェアによる波形整形、CFT の最適化、そして波高に対するタイムウォークの補正について検討した。それぞれ最も良い時間分解能を与える印加電圧 1960 V のデータに注目する。

### 波形整形

図 3.7 は生波形または波形整形後の DLC-RPC とタイムレファレンスカウンタの時間差分布である。最も良い時間分解能が得られたのは連続する 3 点の移動平均を取った波形であった。移動平均を取ると、パルスの立ち上がりは鈍る(図 3.9)。一方で、ノイズ RMS は抑えられる(図 3.8)。3 点の移動平均ではパルスの立ち上がりは生波形に対して 61% になり、ノイズ RMS は 76% となった。この場合、 $\sigma_n/(dS/dt)_{\text{trig}}$  が生波形よりも大きくなってしまいが、波形が平均化されたことにより、 $\sigma_S$  が小さくなる効果があったのだと考えられる\*2。また、ハイパスフィルタを加えることはパルスの立ち上がりやノイズ RMS に与える影響は小さく、時間分解能の改善にはならなかった。

### CFT のフラクション

0.1 間隔で 0.1 から 0.9 まで CFT のフラクションを変えて DLC-RPC の時間分解能を求め(図 3.10)、フラクションが 0.5 のときの最も良い時間分解能を与えることが分かった。一方でパルスの立ち上がりが最も急峻な位置はフラクションが 0.5 のときであり、 $\sigma_n/(dS/dt)_{\text{trig}}$  を大きくすることによって良い時間分解能が得られたのだと理解できる。

### タイムウォークの補正

Constant Fraction 法を用いることで波高に対するタイムウォークは一般的に抑制されるが、依然として DLC-RPC の波高が大きいイベントは遅れる傾向が確認できる(図 3.12(a))。波高でスライスした CFT 差分布の中心を  $\text{time} = a(\text{height})^b + c$  の形でフィット\*3し、これを揃えるように補正をかけることでタイムウォークの効果はさらに抑制することができた。

### 時間分解能のまとめ

図 3.13 では印加した電圧に対する時間分解能をプロットしている。ここではソフトウェアで整形した波形を用いて解析を行った。CFT のフラクションは 0.6 を採用し、さらに波高に対するタイムウォークを補正している。赤点は DLC-RPC の読み出しストリップの両端にあるチャンネルのうちの一方のみから、黄点は両端の平均から求めた時間分解能である。印加電圧 1810 V での結果は全体的な傾向や式 (2.7) から計算した RPC の時間分解能からずれ

\*2 波高はガウス分布しないので  $\sigma_S$  を評価することは難しい

\*3 一般的には  $\text{time} = a\sqrt{\text{height} - b} + c$  の形でフィットするが、今回はこれでうまくフィットすることができなかったため、平方根の部分を拡張した。



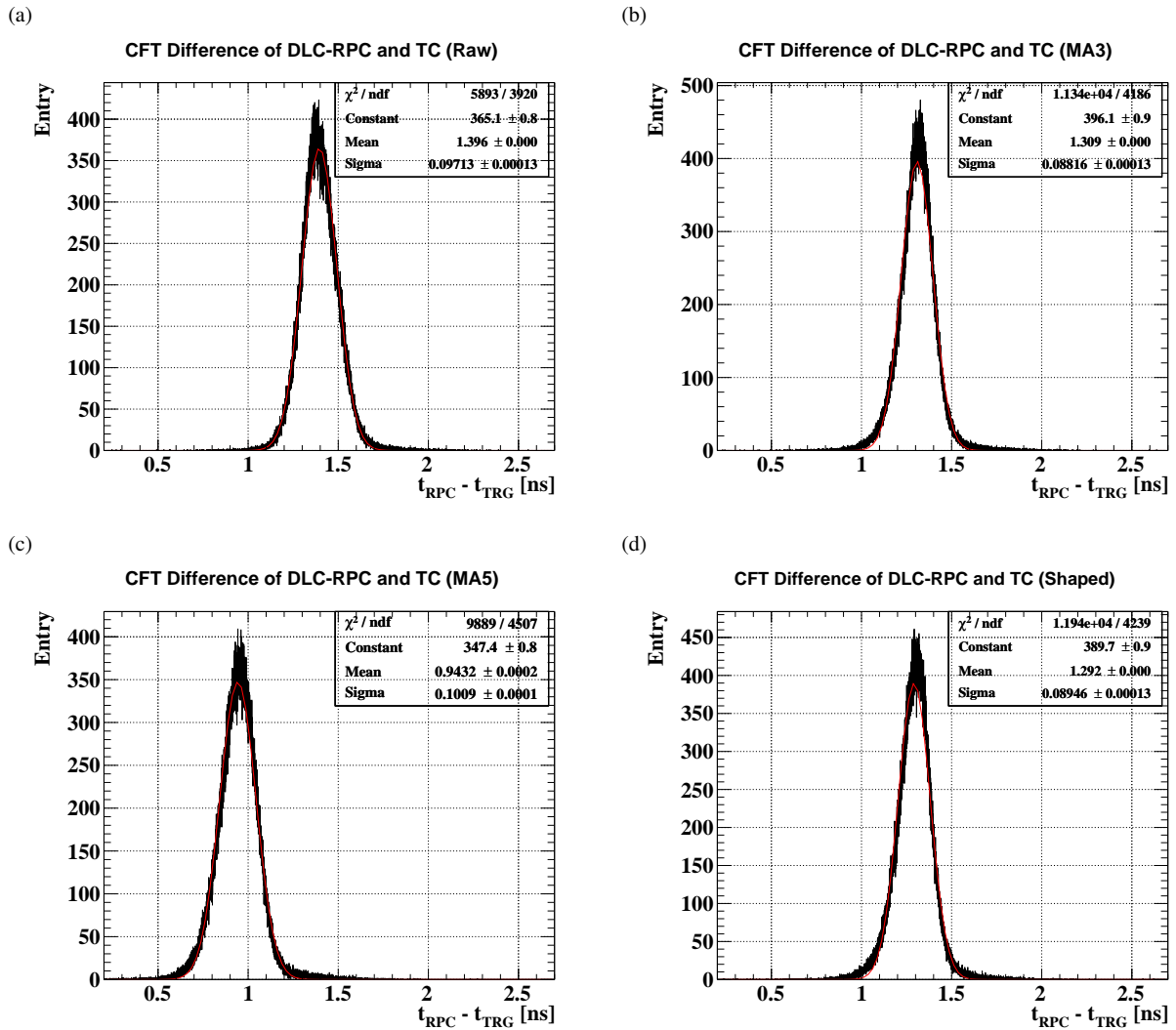


図 3.7 印加電圧 1960 V, CFT のフラクション 0.5 で比較した DLC-RPC とタイムレファレンスカウンタの CFT 差分布. タイムウォークの補正はしていない. (a) 生波形 (Raw). (b) 連続する 3 点の移動平均 (MA3). (c) 連続する 5 点の移動平均 (MA5). (d) 連続する 3 点の移動平均とハイパスフィルタ (Shaped).

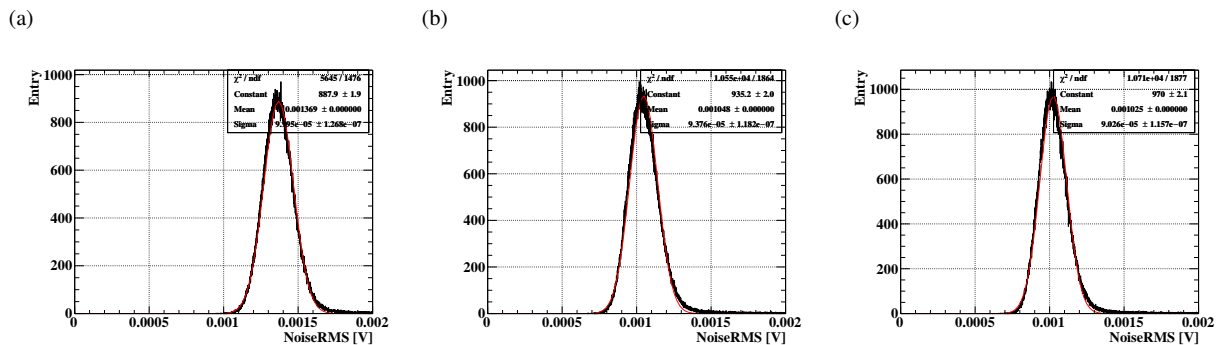


図 3.8 ノイズ RMS. (a) 生波形: 1.37 mV. (b) 連続する 3 点の移動平均: 1.05 mV. (c) 連続する 3 点の移動平均とハイパスフィルタ: 1.03 mV.

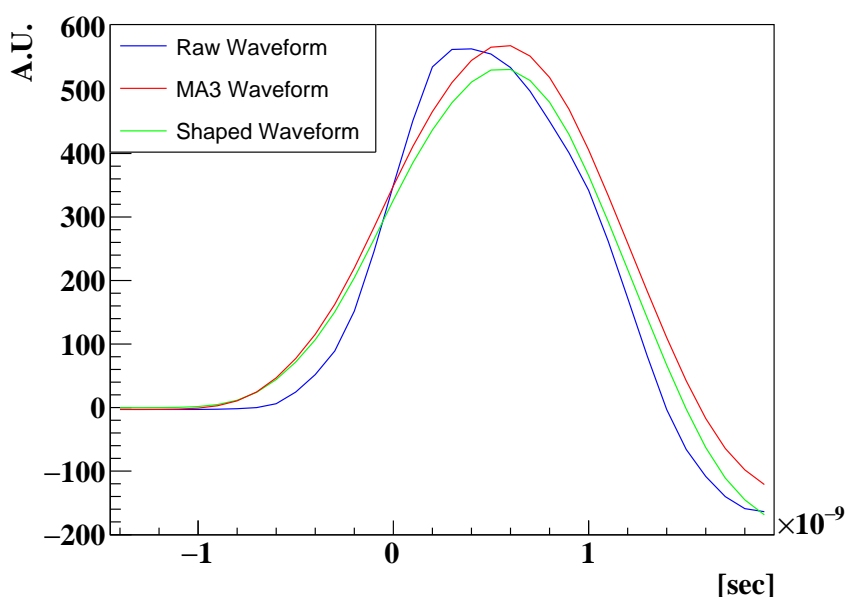


図 3.9 異なる波形処理の立ち上がり．ピークに対して 50% の高さでの立ち上がりの速さは Raw に対して MA3 が 0.61, Shaped が 0.58 であった．

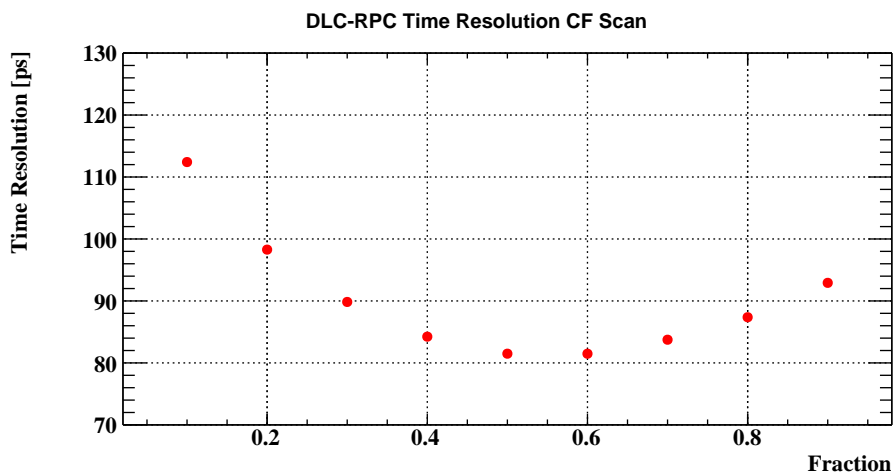


図 3.10 異なる CFT のフラクションに対する DLC-RPC の時間分解能．印加電圧 1960 V, 3 点の移動平均を取った波形を用いて比較している．タイムウォークの補正はしていない．

ているが、これは波高分布や検出効率からも見受けられるように DLC-RPC の実効的な電場が小さくなった影響によるものと理解している。

図 3.13 の青点は (2.7) 式から求めた RPC の時間分解能を示している．1810 V の点を除いて、印加電圧に対する DLC-RPC の時間分解能の振る舞いは式 (2.7) から計算した値と良く一致していることが確認できた。

1960 V では図 3.14 で示したような結果となり、ギャップ厚 192  $\mu\text{m}$  の DLC-RPC で得られた時間分解能以下の値である。

$$\sigma_{\text{RPC}} = 75.2 \pm 0.1\text{ps}.$$

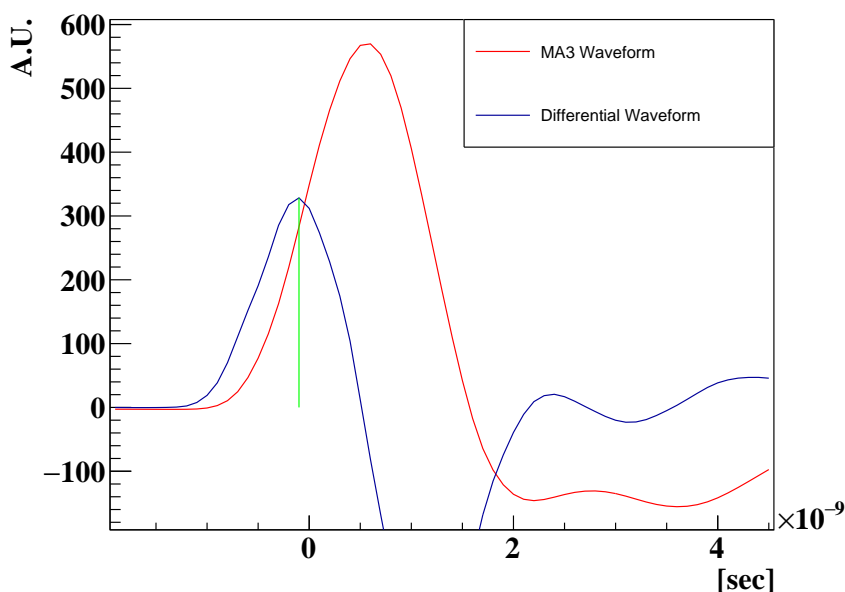


図 3.11 3 点の移動平均を取った波形 (赤) とその微分波形 (青). 緑線は微分波形のピークを示し, MA3 のピークに対して 50.0% の位置に当たる.

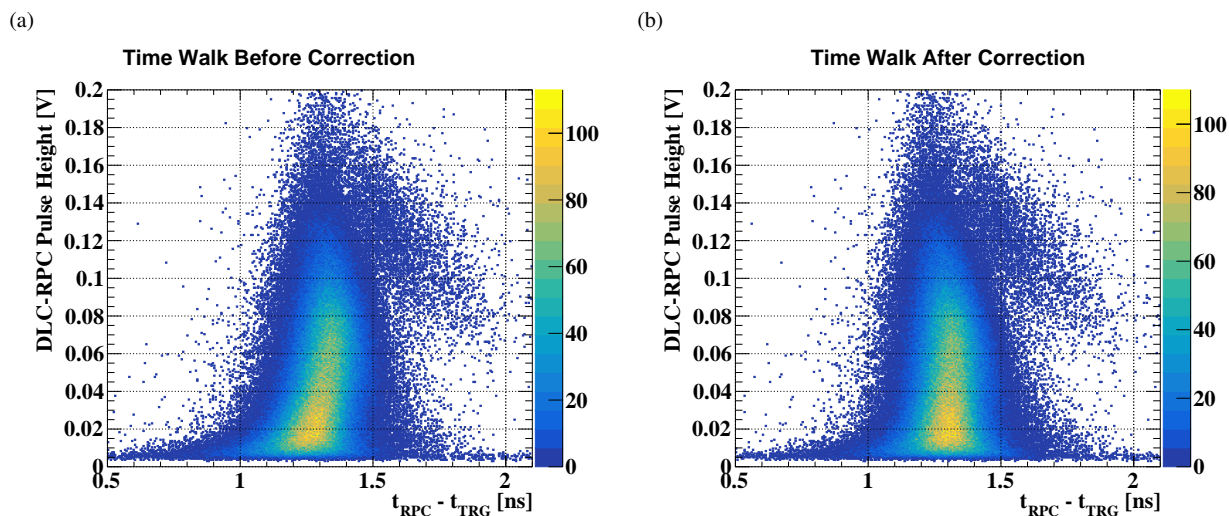


図 3.12 DLC-RPC とタイムレファレンスカウンタの CFT 差と DLC-RPC 波高の 2 次元分布. (a) タイムウォーク補正する前. (b) タイムウォーク補正した後

### 3.3 チェレンコフ検出器で期待される時間分解能

増幅層として DLC-RPC を用いたチェレンコフ検出器の時間分解能を考察する. ここでは本測定とチェレンコフ検出器の信号生成過程の違いに注意しなければならない (図 3.15). 本測定のように DLC-RPC 単体で運転する場合は, 荷電粒子がギャップ中でガス分子と相互作用した位置から初期電子がアバランシェ増幅を起こして信号をつくる. 一方で, チェレンコフ検出器の増幅層として用いる場合は, 光電面から出た光電子がカソードの表面からアバランシェ増幅を起こして信号をつくる. よって, 本測定でカソードの表面近くからアバランシェ増幅が始

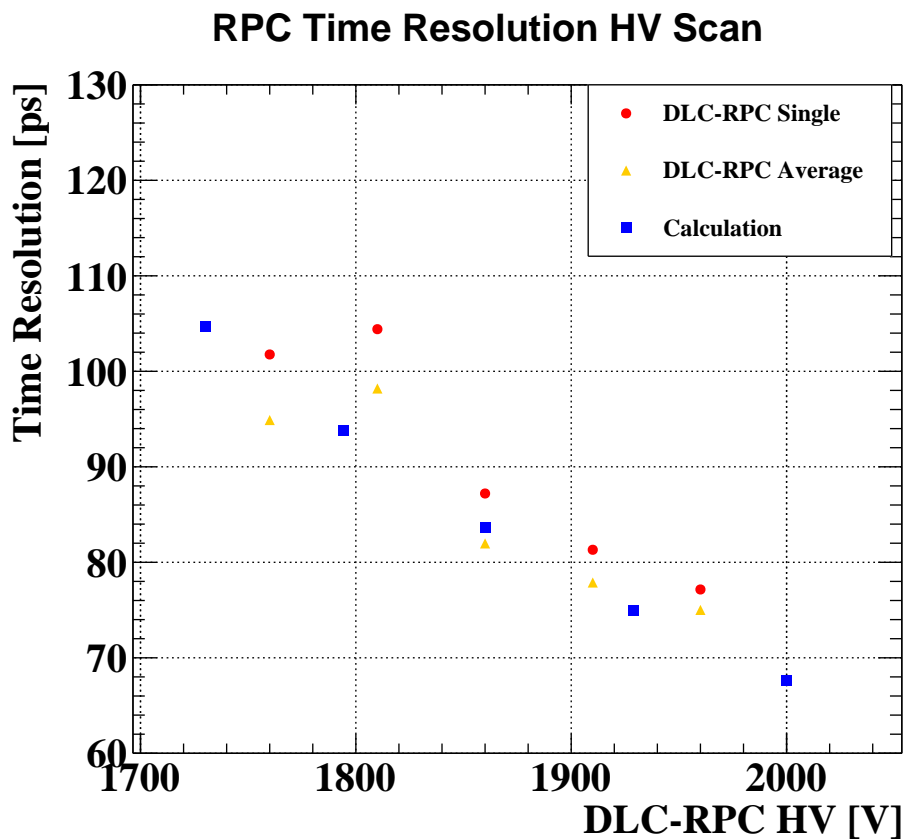


図 3.13 印加電圧に対する DLC-RPC の時間分解能. (赤) 片側読み出し. (黄) 両側の平均. (c) 式 (2.7) から計算した RPC の時間分解能.

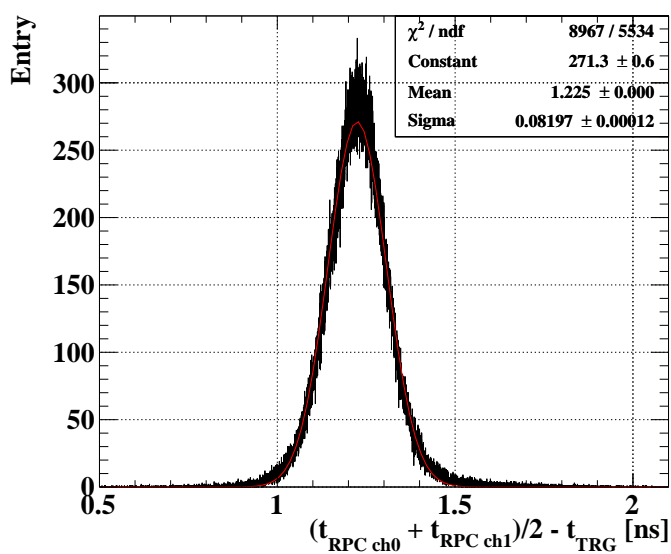


図 3.14 印加電圧 1960 V における DLC-RPC の両側の読み出しの平均とタイムレファレンスカウンタとの CFT 差分布. MA3 の整形波形を用いており, CFT のフラクシオンは 0.5 を採用した. タイムワークの補正済み. 標準偏差 82.0 ps からタイムレファレンスカウンタの寄与を差し引いて, DLC-RPC の時間分解能は 75.2 ps

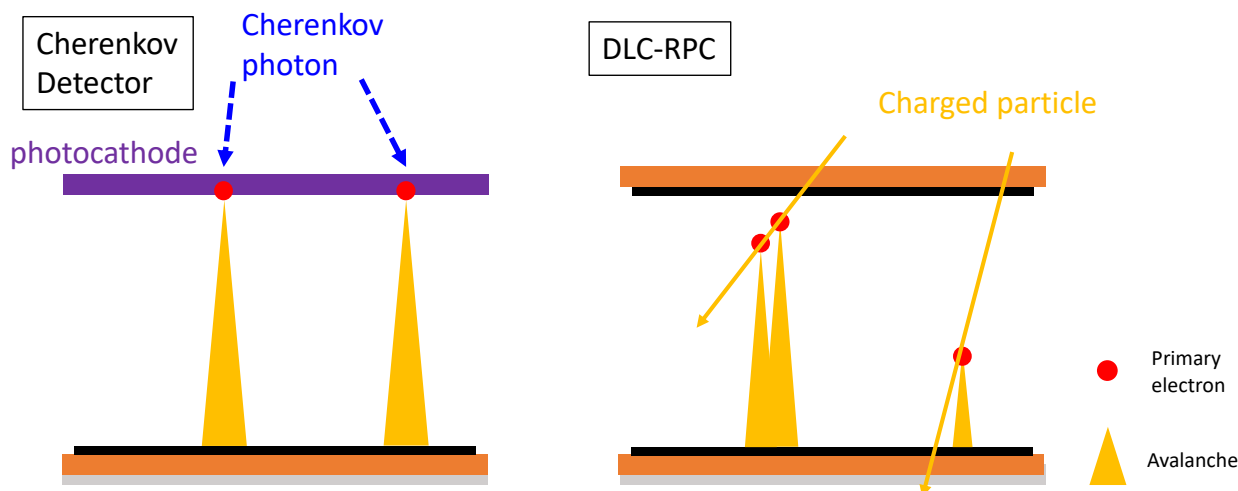


図 3.15 チェレンコフ検出器の増幅層として DLC-RPC を用いる場合と DLC-RPC 単体 (本測定) の場合の信号生成過程の違い. (左) チェレンコフ検出器. 光電子が光電面の表面から飛び出し, 増幅される. (右) DLC-RPC. ガスギャップ中で電離電子が発生して増幅される.

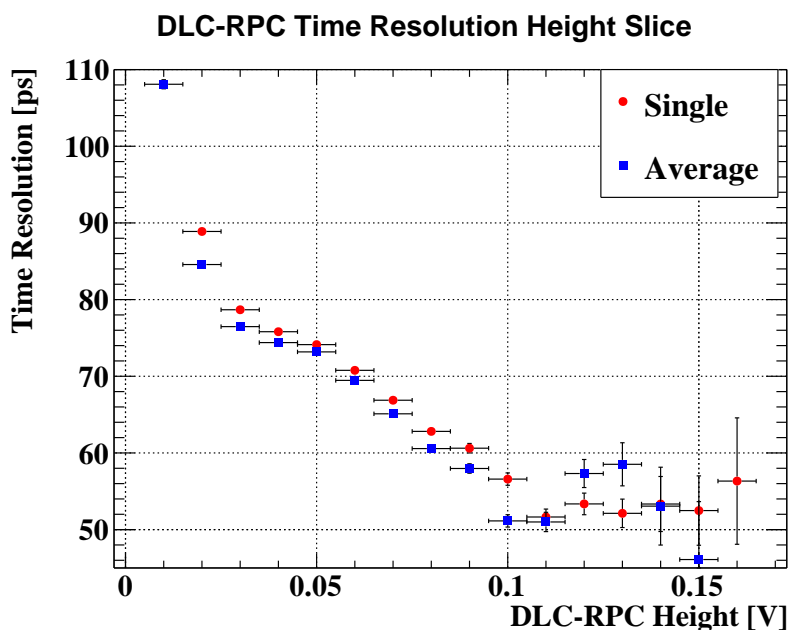


図 3.16 DLC-RPC の波高ごとの時間分解能. 片側読み出し (赤) と両側読み出しの平均 (青)

まったイベント, すなわち波高の大きいイベントに注目する. 図 3.16 の波高が大きい領域の時間分解能  $\sigma_{\text{large}}$  は  $\sigma_{\text{large}} \leq 60 \text{ ps}$  となっている. なお, 図 3.17 で確認できるように, 95 mV よりも波高が大きい領域では CFT 差分分布の遅れたピークが無視できなくなったため, ダブルガウシアンでフィットしたコアを示している. このような高い波高イベントでの CFT 差分分布の遅れたピークは印加電圧 1860 V 以上のデータにはっきりと見られる. その原因として, フォトンフィードバック (2.4.2 節) である可能性が考えられるが, この測定でははっきりとした結論が出せていない. DLC-RPC の波高が 95 mV よりも大きいイベントのうち, 遅れたピークはメインピークに対して 10% ほどである (図 3.18).

チェレンコフ検出器の時間分解能は 2.3 節で述べたように光電子 1 個あたりの時間分解能  $\sigma_1$  を光電子数  $n_{\text{p.e.}}$  の

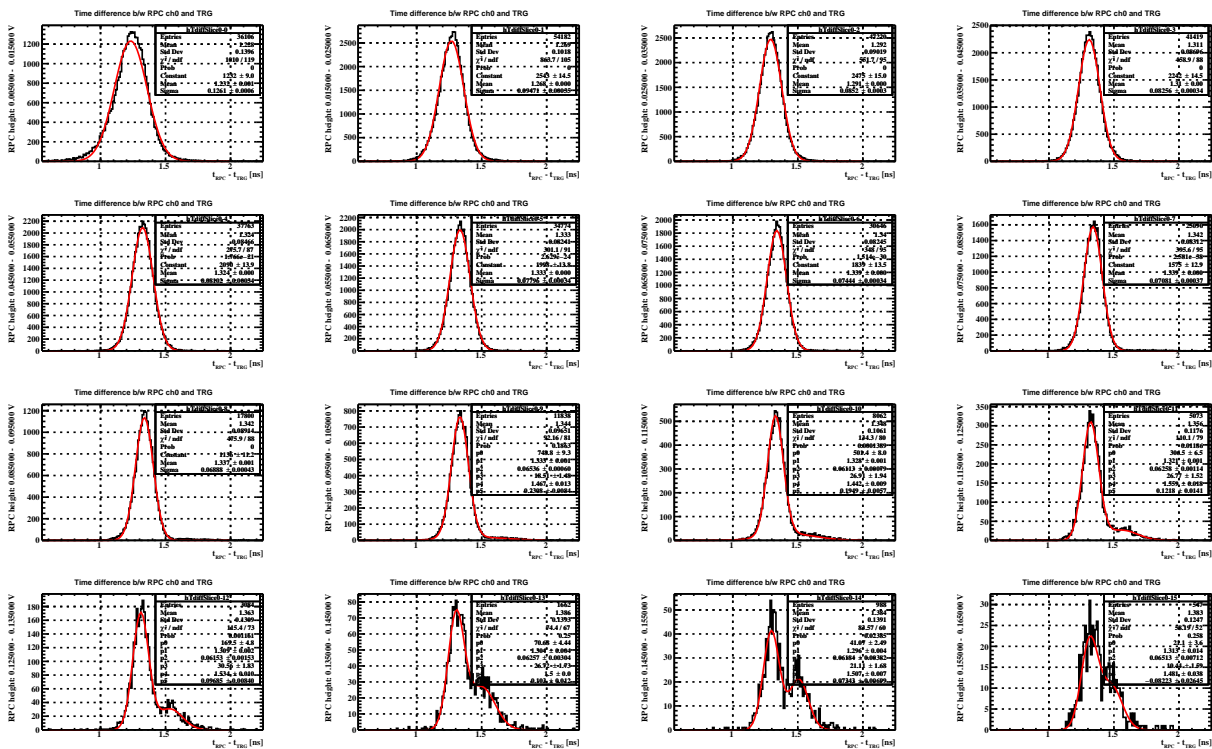


図 3.17 DLC-RPC の波高でスライスした DLC-RPC(片側読み出し) とタイムレファレンスカウンタの時間差分布. 左上のヒストグラムは DLC-RPC の波高が 5 mV から 15 mV のイベントを選んだものである. 1 つ右が 15 mV から 25 mV であり, この小さい順にこのように並んでいる. 波高が 95 mV 以上 (11 番目以降) のヒストグラムはダブルガウシアンでフィッティングしている.

平方根で除算することで得られる.  $\sigma_{\text{large}}$  は  $^{90}\text{Sr}$  の  $\beta$  線を照射した結果であるため, 単一クラスターあたりの初期電子の個数とクラスター数で規格する必要がある. [49] より, 単一クラスターあたりの初期電子の期待値は  $\sim 2.8$  である (図 3.19(a)).  $^{90}\text{Sr}$  線源から放出される  $\beta$  線のエネルギースペクトラムは図 3.20 のようになっており, 最頻値は  $\sim 500$  keV, 平均値は  $\sim 800$  keV である. よって,  $\beta$  線の相対論的運動エネルギー  $\gamma - 1$  は 1 以上であるため, 図 3.19(b) より, 平均クラスター数は  $\lesssim 10/\text{mm}$  である. RPC でスレッシュホールドを超える大きさの信号となるのは初期電子がギャップのカソード側数 10% の領域で発生したもの [51] であることを考慮すると, 本測定ギャップ厚  $192 \mu\text{m}$  では信号に寄与する平均クラスター数は 1 として良い\*4. ここから  $\sigma_1 \sim \sqrt{2.8 \times 1} \cdot \sigma_{\text{large}}$  である. PICOSEC MM 検出器で報告されている  $n_{p.e.} = 10$  を仮定すると, 2.3 節よりチェレンコフ検出器の時間分解能は  $\sim 30$  ps と推定される. この計算は単一クラスター内の初期電子は独立なアバランシェを生成した場合と同じ寄与としているが, クラスターが成長した際の空間電化効果の存在を考慮するとその限りではない可能性がある. 単一クラスター内の初期電子数に依存しない場合のチェレンコフ検出器の時間分解能は  $\sim 20$  ps と推定される. 一連の計算は  $\sigma_{\text{large}} = 60$  ps を仮定しているが, 図 3.18 のテール成分がチェレンコフ検出器で実際にどの程度寄与するかは現時点では不明であり, 注意が必要である.

\*4 実際, [23] においても  $500 \mu\text{m}$  以下のギャップ厚において平均クラスター数は 1 としている.

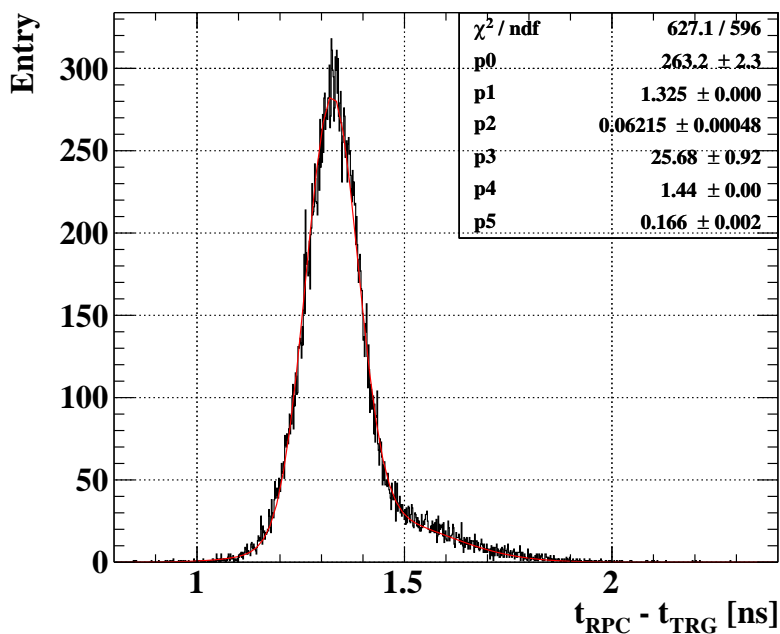


図 3.18 波高 95 mV 以上のイベントの DLC-RPC(片側読み出し) とタイムリファレンスカウンタの時間差分布. ダブルガウシアンでフィッティングしている. コアの標準偏差は 62.2 ps であり, タイムリファレンスカウンタの寄与を差し引いた時間分解能は 52.9 ps である. テール成分はコアの 10% ほどである.

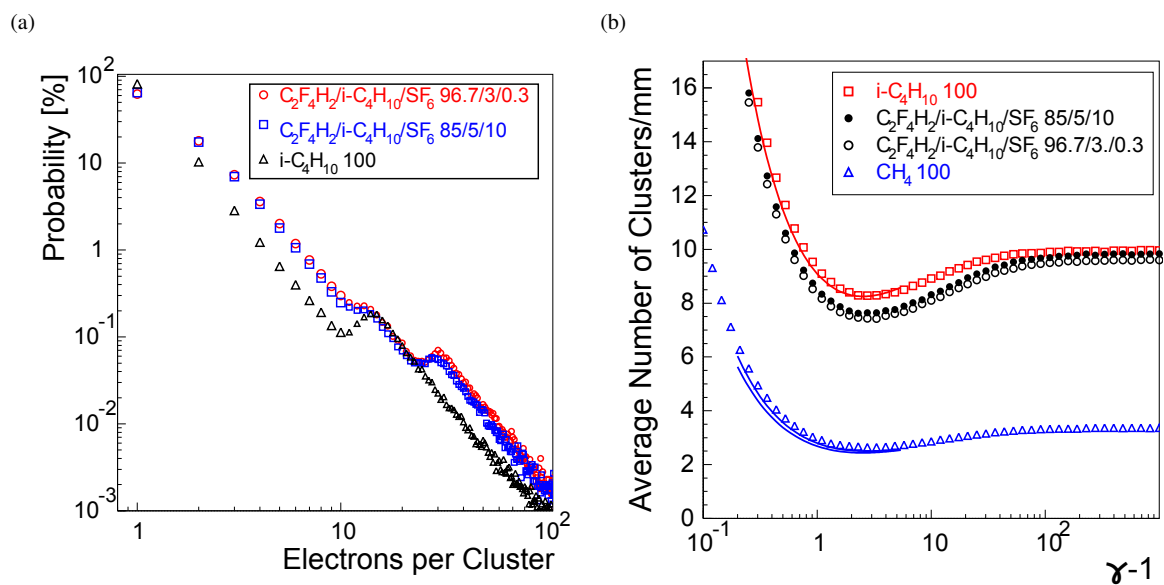


図 3.19 RPC のギャップ内での荷電粒子の相互作用 [49]. (a) 単一クラスター内の初期電子数の確率分布. 本測定用のガス混合比は赤丸のデータセットと最も近く, 平均して 2.8 電子/クラスターである. (b) 単位長さあたりの平均クラスター数. 横軸は荷電粒子の相対論的運動エネルギー  $\gamma - 1$

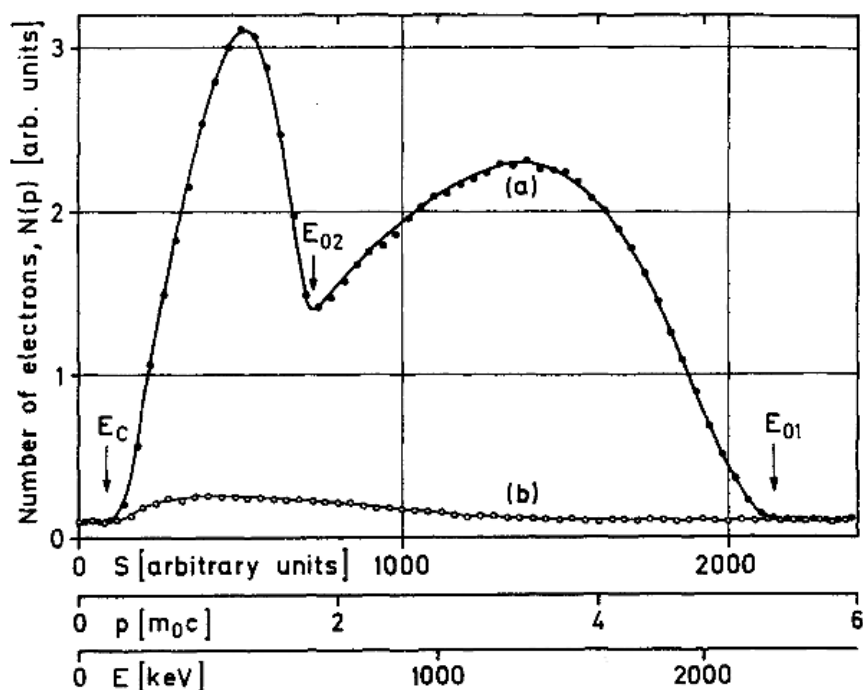


図 3.20  $^{90}\text{Sr}$  線源の  $\beta$  線エネルギースペクトラム [63]. (a) のデータ点が  $\beta$  線の分布であり, (b) のデータ点はバックグラウンドの分布である.  $^{90}\text{Sr}$  線源は  $^{90}\text{Sr}$  が崩壊した  $^{90}\text{Y}$  も崩壊してエネルギースペクトラムは両者の重ね合わせとなる.

### 3.4 まとめ

本章ではギャップ厚  $192\ \mu\text{m}$  の DLC-RPC の時間分解能を調べ, その結果からチェレンコフ検出器で期待される時間分解能を推定した. DLC-RPC の時間分解能は安定動作する上限である印加電圧  $1960\ \text{V}$  で  $73\ \text{ps}$  であった. 本測定で波高の大きいイベントに注目して推定したチェレンコフ検出器の時間分解能は  $20 - 30\ \text{ps}$  であり, PICOSEC MM 検出器と同程度が少々悪い性能である. ただし, 本測定からさらに良い時間分解能を得るための余地は以下に挙げられるように依然として多分にある.

1. 検出器ハードウェア
  - ギャップ厚をさらに狭くする (PICOSEC MM 検出器の増幅層は  $128\ \mu\text{m}$  であった)
  - 時間分解能に最適な混合ガスの選択 (PICOSEC MM 検出器ではネオンガスを用いている)
2. 読み出しエレクトロニクス
  - 波形のサンプリング速度を最大化 (DRS4 の場合  $5\ \text{GSPS}$ )
  - ノイズ低減のためのグラウンド層を有する読み出し基板
3. 検出時間の解析方法
  - 波形のフィッティングを行って検出時間を求める (PICOSEC MM 検出器の場合は一般化ロジスティック関数を用いている [64]. テンプレート波形によるフィッティングを行う手法も存在する.)
  - タイムウォーク補正の最適化



## 第 4 章

# チェレンコフ検出器の開発

本章では、DLC 電極を採用したチェレンコフ検出器の試作機の開発過程について詳述する。この試作機による動作試験は、チェレンコフ検出器の測定器原理の実証を目指してチェレンコフ光由来の信号の存在を証明することを目的に行われた。本稿では、原理実証には至らなかったものの、試験を通じて得られた運用上の知見と今後測定器原理実証のための必要事項をまとめる。

### 4.1 試作機の構造

図 4.1 は試作機の断面図である。試作機は DLC-RPC と同様、チェンバーで気密になっており、DLC-RPC を運転させるための混合ガスが導入される。チェレンコフ輻射体には光電面が蒸着されており、光電面付き輻射体として一体になっている。光電面と輻射体の間には光電面の電位を定義するために非常に薄い導電層が下地として蒸着されており、基板(図中 PCB)を通して接地したチェンバー枠に接続されている。光電面付き輻射体は基板と機械的にも固定されており、光電面と DLC が向かい合うようにして配置されている。光電面付き輻射体の機械的な安定性のために基板はチェンバーにネジで固定した。一方で、DLC 電極は電圧供給ラインや読み出しラインが組み立ての邪魔にならないようにリジッドな台のうえに載せている。信号は DLC 電極の背面に蒸着したアルミ箔電極を同軸ケーブルに接続して読み出した。

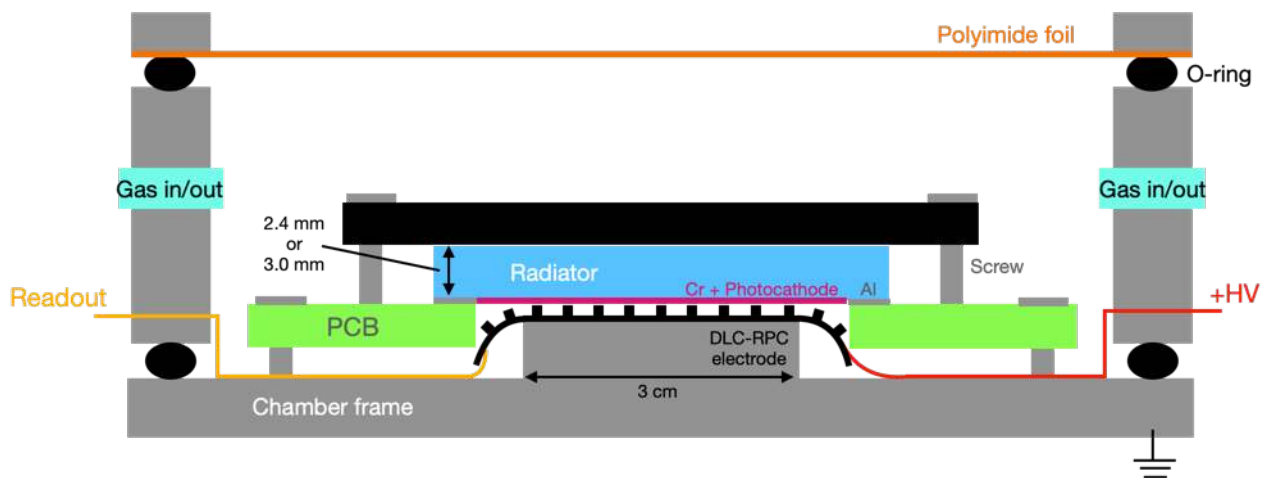


図 4.1 試作機検出器の断面図。光電面付き輻射体 B(4.1.3 節参照) を用いた構成。

表 4.1  $\lambda = 0.2 \mu\text{m}$  での屈折率と透過波長の下端のまとめ

	屈折率 [65]	透過波長の下端
MgF <sub>2</sub>	1.42	0.11 $\mu\text{m}$ [66]
石英 (SiO <sub>2</sub> )	1.54	0.17 $\mu\text{m}$ [67]
サファイア (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	1.91	0.15 $\mu\text{m}$ [68]

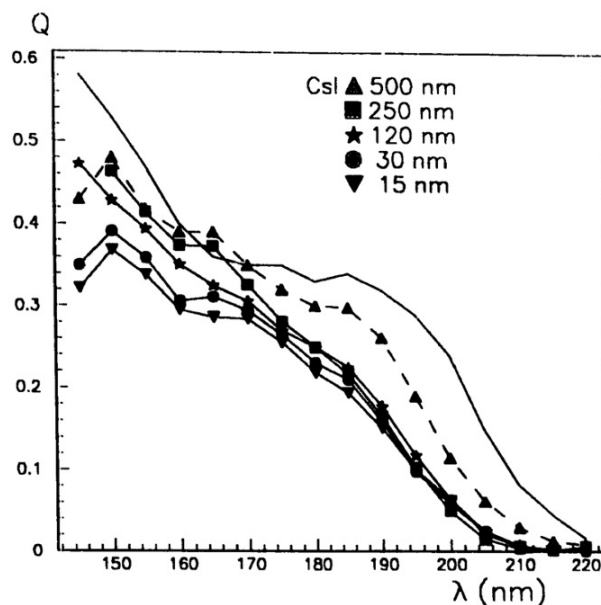


図 4.2 CsI の QE [69]

#### 4.1.1 チェレンコフ輻射体

時間分解能の良いチェレンコフ検出器をつくるためには荷電粒子が通過した際に放出されるチェレンコフ光子数が多い輻射体が有利である。(2.9)式から,  $\sin^2 \theta_c$  が大きい, つまり屈折率が高い媒質で, なおかつ短波長の光に対して高い透過性を示す物質が良い候補となる. 表 4.1 では石英, フッ化マグネシウム, サファイアの  $0.2 \mu\text{m}$  での屈折率と透過波長の下端をまとめた. MgF<sub>2</sub> とサファイアでは屈折率の違いは光子数にしておよそ 30% の違いであるのに対して, 透過波長の違いは (2.9) 式で積分範囲の違いであるため, 4.1.2 項で積分範囲の上端が 200 nm であることを考慮するとファクターレベルの違いとなる.

#### 4.1.2 光電面

輻射体で発生したチェレンコフ光を電子に変換するため, 光電面の素材は紫外領域においても有感であることが求められる. ヨウ化セシウム (CsI) は, 200 nm 以下の波長に対して QE が大きく (図 4.2), チェレンコフ光のための光電面素材として広く使われている. また, CsI は潮解性を示すが緩やかなため, 光電面素材としては取り扱いが比較的簡単であることもメリットである.

表 4.2 光電面付き輻射体 A,B のジオメトリの違い

	輻射体の寸法 [mm]	CsI の厚み [nm]	Cr の厚み [nm]
A	$\phi 25 \times 3-t$	10	3
B	$\square 30 \times 2.4-t$	18	18

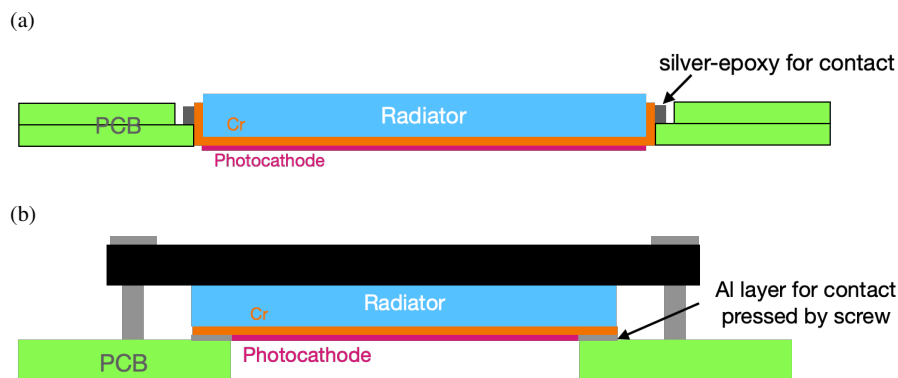


図 4.3 PCB と光電面のコンタクト方法. (a) 下地の Cr を輻射体の側面まで伸ばし、側面で PCB と銀エポキシ接着剤で機械的および電気的に接続する. (b) 光電面のある面の端に電気的コンタクト用の Al 層を用意し、輻射体の上からネジで締めて PCB に押し当てる.

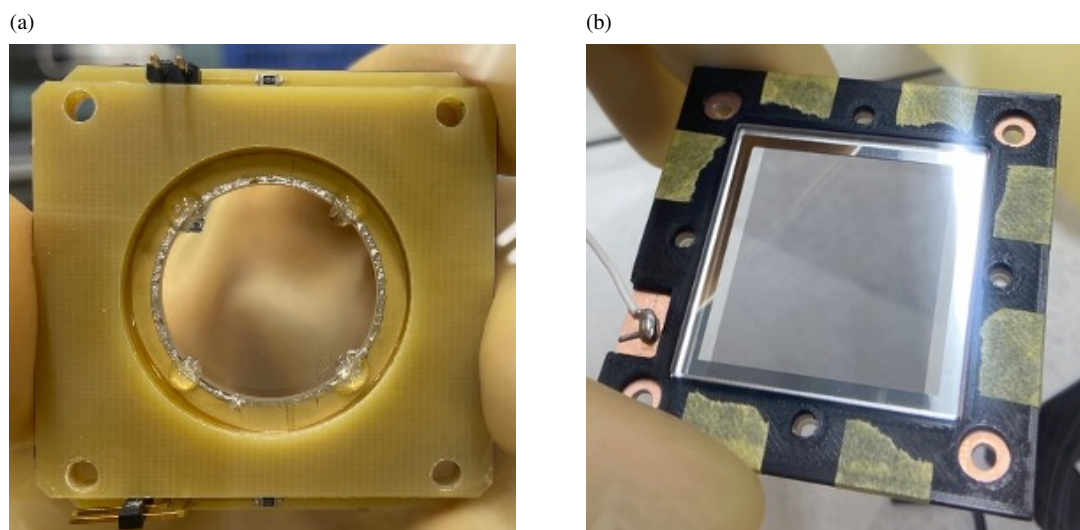


図 4.4 (a) 光電面付き輻射体 A. (b) 光電面付き輻射体 B. 透明な  $\text{MgF}_2$  の端にコンタクト用の Al 層が確認できる. これが基板と接触して導電性を確保する. 実際には光電面付き輻射体を基板に押しつけるための板が輻射体の上にあてがわれる.

#### 4.1.3 カソード基板と光電面とのコンタクト

2つの光電面付き輻射体がそれぞれフェルミ国立加速器研究所 (Fermi National Accelerator Laboratory, Fermilab) と浜松ホトニクス株式会社 [70] で製作された\*1. 以降前者を光電面付き輻射体 A, 後者を光電面付き輻射体 B と

\*1 両者のジオメトリの違いはテクニカルな問題によるものであるため、機能面の違いは想定していない. サンプルを複数用意して試行回数を増やすという意味合いが強い.

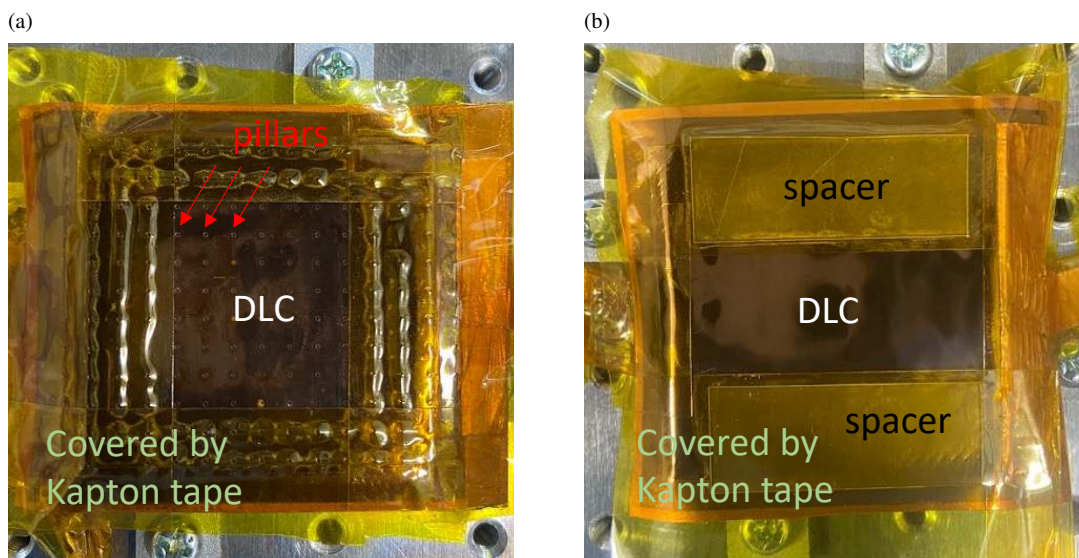


図 4.5 試作機に使用された DLC 電極. (a) 放電を防ぐために DLC の端に近い領域をカプトンテープで覆ったピラー付き DLC 電極. カプトンテープはピラーの上から被せている. ただし, モックアップ検出器の試験ではカプトンテープによる保護はない. (b) ポリプロピレンファイルをスペーサーに用いたピラーなし DLC 電極. スペーサーはカプトンテープで固定している.

する. 両者のジオメトリの違いは表 4.2 にまとめた. 光電面付き輻射体 A は円柱形の輻射体の側面で基板と接続しており, 光電面付き輻射体 B は直方体の輻射体の光電面の端にある Al 層が基板と接触している (図 4.3,4.4).

#### 4.1.4 DLC 電極

DLC-RPC は先行研究において低物質質量という開発要請があったためにフィルムの電極を用いていた. これは  $\beta$  線を DLC-RPC の下流に配置したカウンタでトリガーしてデータ取得ができるというメリットがあり, 第 3 章の時間分解能測定ではフィルムの電極同士を向かい合わせてギャップをつくった. ギャップ厚は有感領域にピラーを立てることで担保したが, この方法は, 先行研究含めた動作実績がある一方で, ピラーの頭と DLC が接触する付近の電場が局部的に歪められやすく, 放電の原因になった. チェレンコフ検出器ではリジッドな面を向かい合わせるため, 必ずしもピラーを用いる必要はない. よって有感領域外にスペーサーを配置することによってギャップをより安定した状態で担保することが可能である. 本測定ではピラー付き DLC 電極およびピラーなし DLC 電極の双方を用いて動作試験を行った. ピラー付き DLC 電極は第 3 章と同じ 192  $\mu\text{m}$  厚のピラーがついた DLC 電極を用いた (図 4.5(a)). ピラーなし DLC 電極では 200  $\mu\text{m}$  厚のポリプロピレンファイルを 50  $\mu\text{m}$  厚のカプトンテープで固定することで 250  $\mu\text{m}$  厚のスペーサーとした (図 4.5(b)).

DLC の表面抵抗率については抵抗率 50  $\text{M}\Omega/\square$  のものを使用することで, 放電のリスクを減らし, 動作の安定性を優先した.

#### 4.1.5 光電面付き輻射体の取扱い

CsI の潮解性は緩やかではあるが, 光電面に用いる CsI 層は非常に薄いため, 光電面付き輻射体を保管する場所から試作機の組み立て, 試験のセットアップを組み上げるまでの間で空気に触れないように細心の注意を払って取り扱った. 光電面付き輻射体は窒素を封入した真空容器もしくは真空デジケータで保管し, 真空引きしたのちに窒素充填したグローブボックス内で試作機の組み立てを行った (図 4.6).

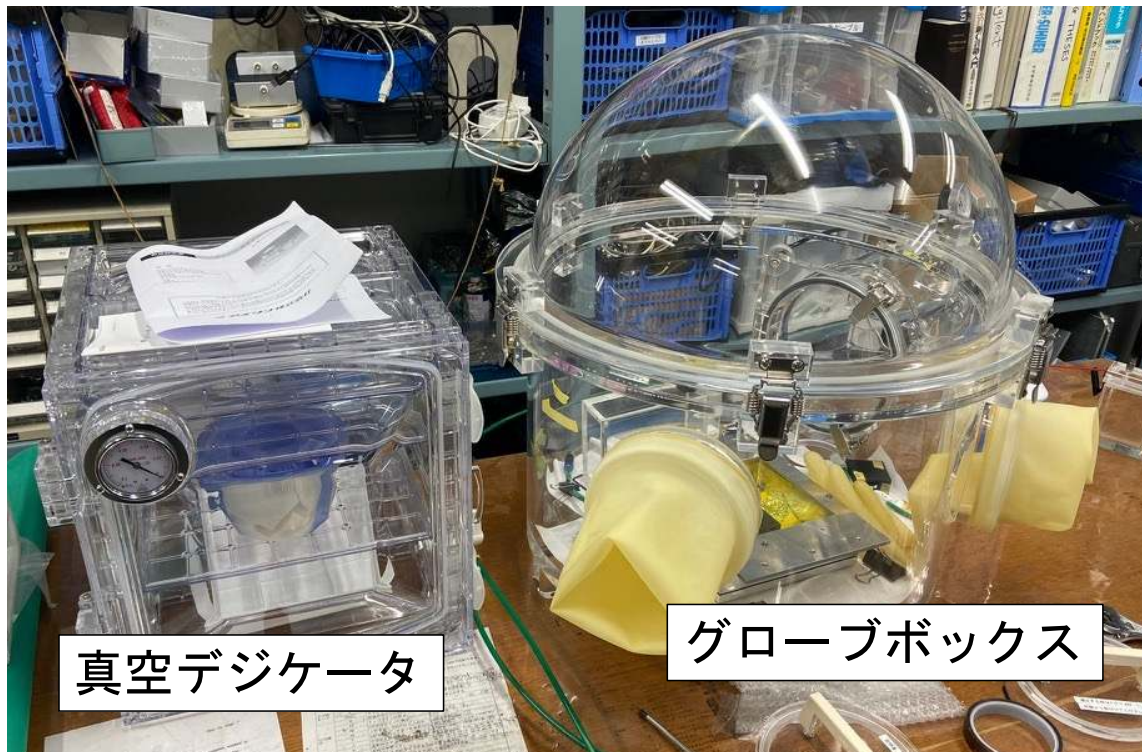


図 4.6 真空デジケータとグローブボックス

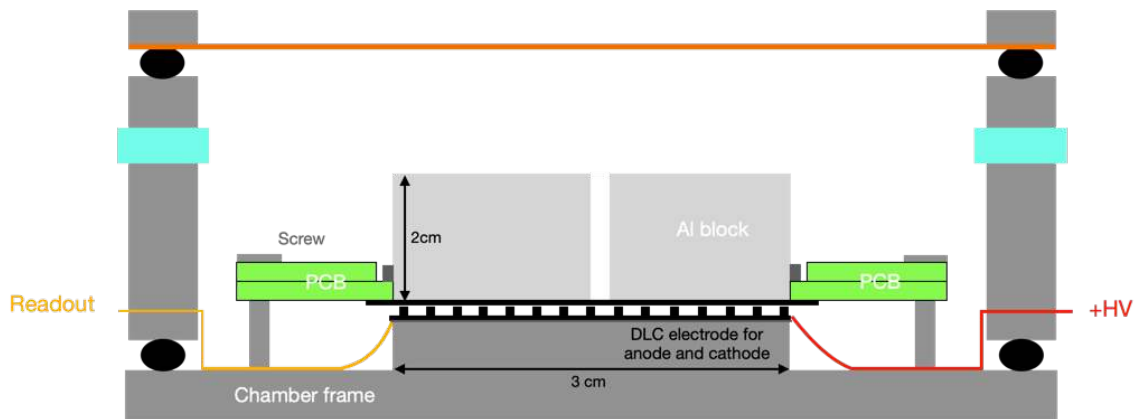


図 4.7 モックアップ検出器の構造

#### 4.1.6 モックアップ検出器

試作機の機械的な構造の試験と試作機から得られる信号との比較のために、試作機の構造を模し、DLC電極を向かい合わせに配置するモックアップ検出器を作製した。図 4.7 はモックアップ検出器の構造である。放射体はアルミニウムブロックで模し、ブロックの底面には DLC 電極を貼り付けた。アルミブロックの中央には DLC-RPC の有感領域に  $\beta$  線を照射して動作試験を行うため、直径 1.1 mm の穴を開けた。穴の径は十分に小さく、カソードの DLC 電極の平坦性を損なうことはない。

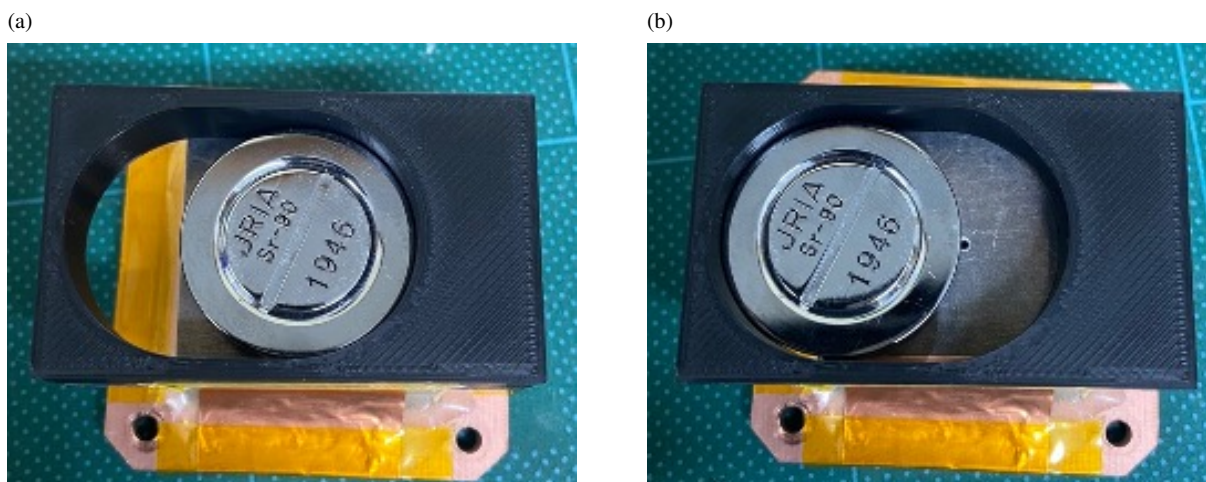


図 4.8 線源の位置をずらすことによる on-source/off-source の切り替え。黒枠内にあるのが  $^{90}\text{Sr}$  線源。(a) on-source. (b) off-source. アルミブロックに空けられた直径 1.1 mm の穴が確認できる。

## 4.2 試作機およびモックアップ検出器の動作試験の方針

チェレンコフ検出器は荷電粒子が輻射体を通過する際に発生するチェレンコフ光を光電面で電子に変換し、電子を RPC で増幅して読み出すことがコンセプトとなっていることは 2.3 節で述べたとおりである。一方で、RPC はチェレンコフ光由来であるかに関係なく入射する荷電粒子を一定の効率で検出する。そのため、チェレンコフ光由来の信号と RPC で検出した信号の区別はできない。このことに注意して動作試験を行う必要がある。たとえば、光電面の QE が不十分であることや輻射体と光電面の間の光学的な接続不良によって光電子が RPC のギャップ間に到達しない場合は信号が観測されたとしてもそれは RPC からの信号であって、チェレンコフ検出器としての動作は失敗している。ゆえに本研究では荷電粒子が試作機に入射した際に得られる信号がチェレンコフ光由来の信号か RPC のみの信号かを切り分けることが重要となる。そのため次のような方法を検討した。

1. 光電面付き輻射体と光電面を取り除いた輻射体で対照実験
2. 荷電粒子が輻射体のみに入射するようなセットアップでの動作試験
  - (a) 輻射体に十分な厚みを持たせ、荷電粒子がほとんど完全に輻射体で止まるようなセットアップ
  - (b) 荷電粒子が光電面と並行な方向に飛行するようにコリメートしたセットアップ

本稿では材料調達のみで上記の方法のいずれについても完全に満たすセットアップを実現することはできなかったが、モックアップ検出器の結果と試作機の結果を比較することで方法 1 に近い考察を行う方針を取る。なお、試作機の動作までのチェックポイントとしては次の点が挙げられる。

1. 過剰な電流なしに DLC-RPC の動作試験から予想される動作電圧の印加ができる
2.  $\beta$  線の照射に対してなんらかの信号が確認される
3. 波形やレートが妥当である
4. 時間経過によって目に見える損傷や明らかな波形・レートの変化が確認されない

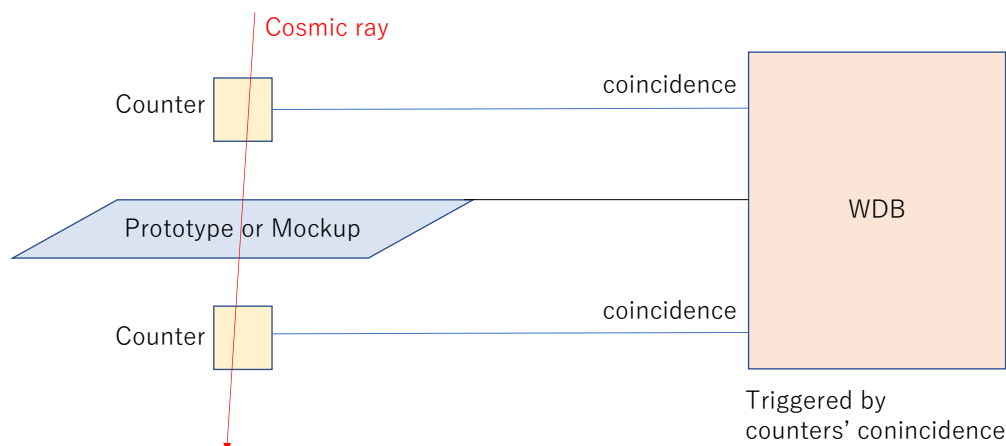


図 4.9 宇宙線データのセットアップ

### 4.3 動作試験のセットアップ

試作機およびモックアップ検出器では  $\beta$  線がアルミニウムのチェンバー枠によって遮蔽されてしまうため、検出器よりも下流側に配置するカウンタでトリガーしてデータを取得することが難しい。よって、基本的には  $\beta$  線を照射して試作機またはモックアップ検出器のセルフトリガーでデータ取得を行った。モックアップ検出器の場合は  $\beta$  線を通させるアルミブロックの穴が小さいため、図 4.8 のように線源をアルミブロックの上面に直接置き、 $\beta$  線を照射する際は線源の中心をアルミブロックの穴に合わせ (on-source)、バックグラウンドのデータを取る際は線源が完全にアルミブロックで遮蔽される位置に滑らせた (off-source)。線源の移動は検出器全体を傾けることによって行った。試作機の場合は  $\beta$  線をチェンバー窓のポリイミドフィルムの上に載せ、トリガーレートが高くなかったためコリメートせずに照射した。チェンバー窓から  $\text{MgF}_2$  の上面までの距離はおよそ 35 mm であり、この距離離して  $\beta$  線を  $\text{MgF}_2$  に向かって照射し、 $\text{MgF}_2$  を通過して下流の 15 mm 角カウンタにヒットしたレートは  $\sim 300$  Hz であった。この値は後述する DLC-RPC の予想信号レートを求めるために使う。

図 4.9 の宇宙線をカウンタでトリガーするセットアップでのデータ取得も行ったが、カウンタとの立体角による宇宙線フラックスの制限により非常に低いトリガーレート<sup>\*2</sup>となったため、このセットアップで取得したデータセットは限られている。

検出器から読み出された波形は WaveDREAM Board (WDB)[71] で取得した。WDB には DRS4 Evaluation Board のチップと PSI アンプ<sup>\*3</sup>が内蔵されており、3 章と同様なセットアップを簡単に実現することができる。トリガーロジックも WDB の中で組むことができ、ディスクリミネーターやコインシデンスモジュールを必要とない。波形取得のサンプリング周波数は WDB の上限である 5 GSPS とし、波形増幅は 50 倍とした。また、まずは DLC-RPC として正しい波形が取得できているかを確認する必要があるため、PZC による波形整形はオフにした。セルフトリガーで波形を取得する際はノイズレベルを考慮して 50 mV をトリガースレッシュホールドとした。

<sup>\*2</sup> た例えば DLC-RPC の信号を数 100 イベント取得する場合は宇宙線をトリガーする立体角の制限に加えて DLC-RPC の検出効率が制限して数週間にわたってデータ取得を続けなければならなかった。

<sup>\*3</sup> DRS4 Evaluation Board, PSI アンプ, そしてこの直後に述べる PZC については 3.1 節参照。

表 4.3 モックアップ検出器と DLC-RPC の構造およびエレクトロニクスのパラメータ. DLC-RPC の読み出し電極とチェンバー窓との隙間に発生する空気層は手作業であったために幅を持たせた.

	モックアップ	DLC-RPC
ガスギャップ	192 $\mu\text{m}$	192 $\mu\text{m}$
ポリイミドフォイル	100 $\mu\text{m}$	150 $\mu\text{m}$
空気層	0 – 0.1 mm	0
読み出し電極幅	38.5 mm	7 mm
増幅率	50 倍	80 倍

## 4.4 モックアップ検出器の動作試験

### 4.4.1 ピラー付き DLC 電極

#### ギャップの制御

ピラー付きの電極はギャップの制御が重要である。なぜならば、4.1.4 節で述べたようにピラーと DLC が接触する付近で電場の歪みが発生しやすいからである。ギャップの制御不良は放電のみならず、不安定な動作を引き起こす原因となりうる。ここでの不安定な動作とは、荷電粒子の入射なしに検出器がストリーマーモードやアバランシェモードの RPC で見られる信号のような波形のイベントが発生することである。このようなイベントをそれぞれ"ダークストリーマー", "ダークパルス"と呼ぶことにする。DLC は表面系において負の電子親和力を有するため電場を加えると電子を外部へ放出しやすいことが知られており [72], ダークストリーマーやダークパルスはカソードから放出されたこの電子によって発生すると考えられる。

ピラー付き DLC 電極を用いたモックアップ検出器においてもダークストリーマー、ダークパルスが観測された。光電面付き輻射体を DLC 電極に押し付けるネジ (図 4.7 中"Screw") を締めると 1/8 回転、厚みにして  $\sim 60 \mu\text{m}$  の範囲で一致する位置で止まる。この状態でセルフトリガーのセットアップを組んだ。動作電圧は第 3 章での結果からおよそ 1900 V であると推定されるが、モックアップ検出器の DLC 電極に電圧を印加すると 1400 V 付近からダークストリーマーが発生した。これに対し、モックアップ検出器においてネジによる電極の固定は、これまでの DLC-RPC においてカプトンテープによる電極の固定と比較すると、圧力が大きくピラー付近の電場がより歪められやすいと考え、ネジを緩める処置を行った。ネジを締めて止まる位置から半周戻した状態で再びセットアップを組むとダークストリーマーを抑制した状態で印加電圧 2000 V まで放電を起こさずに運転することができた。この他のセットアップでも同様の処置を行っている。この処置によってネジは  $\sim 250 \mu\text{m}$  上方向に移動するが、基板は通し穴になっているため電極の自重により電極間ギャップ厚は変化しない可能性がある。ギャップ厚に関しては印加電圧や波高分布による考察が必要である。

#### 宇宙線データ

セルフトリガーでは依然としてダークパルスが高頻度でトリガーされた。ダークパルスの影響を低減するため、 $\beta$  のセルフトリガーではなく宇宙線をカウンタでトリガーしたデータに注目する。図 4.10 は印加電圧 1800 V から 2000 V での波高分布である。印加電圧が大きいほど波高が大きい傾向は確認できるが、2000 V においてもプラトーな領域は確認できなかった。これは誘起電流の大きさや増幅器のゲイン、ノイズレベルの違いによってノイズに埋もれてしまったものと考えられる。これらの違いを考慮したスレッシュホールドを用いて 3.2.2 節の検出効率を再度計算し、モックアップの検出効率と比較した。取得される信号の大きさの比は表 4.3 のパラメータと 2.1.4 節の方法を用いて計算することができる。モックアップ検出器に対して DLC-RPC の波高の比  $r_{\text{height}}$  は 1.6 – 1.7 と



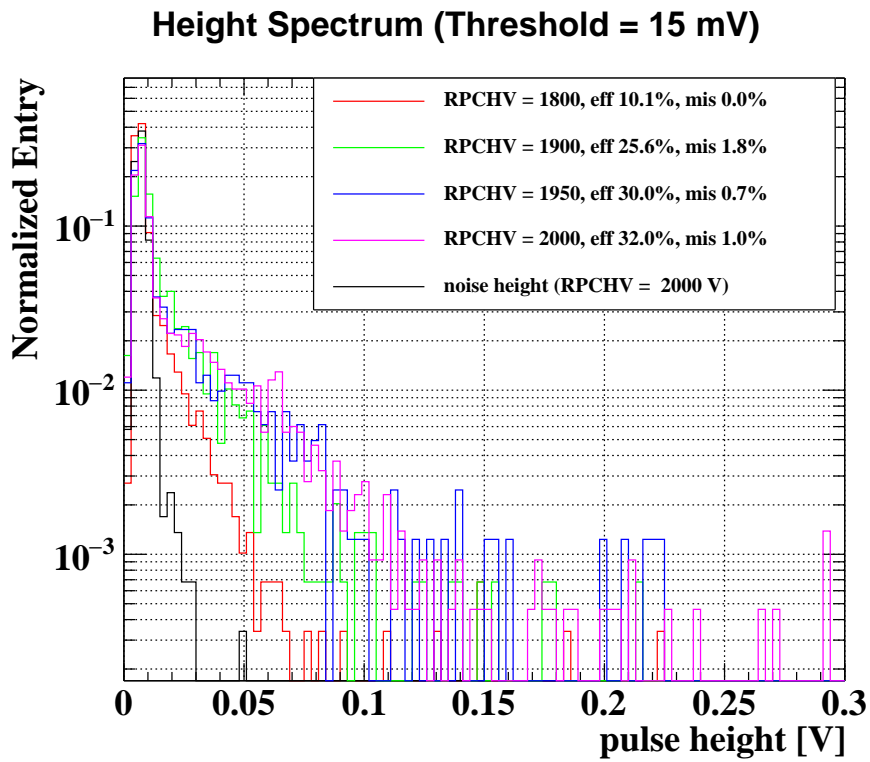


図 4.10 ピラー付き DLC 電極を用いたモックアップ検出器で取得した宇宙線データの波高分布

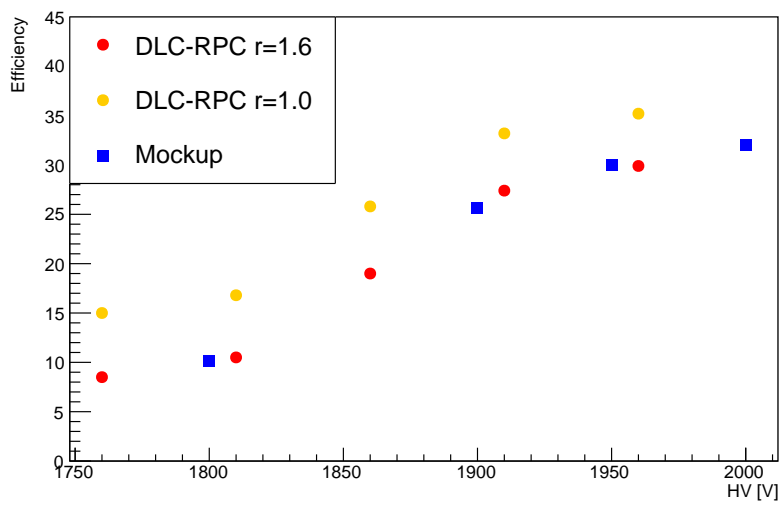


図 4.11 モックアップ検出器と DLC-RPC の検出効率の比較. DLC-RPC の検出効率は図 3.6(b) のスレッシュヨ  
ルドを  $15 \text{ mV} \times r_{\text{height}}$  にしたときの検出効率.

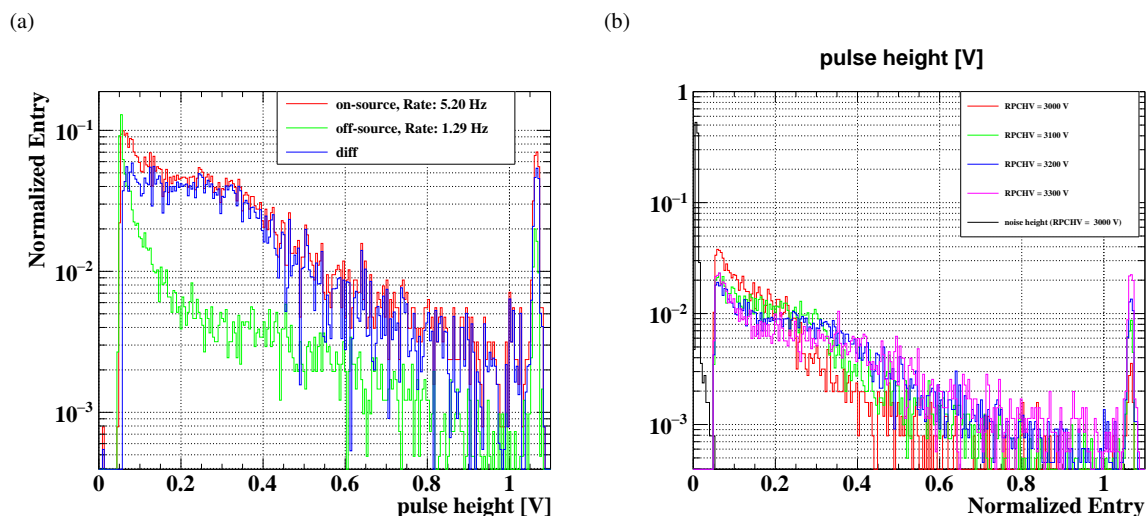


図 4.12 モックアップ検出器の波高分布. (a) 3200 V での on-source と off-source の波高分布差. それぞれ全イベント数でヒストグラムを規格化し, トリガーレートでスケールした単位時間あたりに得られる波高分布となっている. (b) 印加電圧ごとの on-source 波高分布. 全イベント数で規格化している.

なった. DLC-RPC は PZC を有効にした状態で測定をしており, 低周波成分がカットされるため波高に関しても 80 倍の増幅率が得られていなかった可能性がある. ここではその正確な値を測定することができていないがパルスの立ち下がりが数 10 ns ある SiP の信号では 1.7 k $\Omega$  の PZC による増幅の抑制はおよそ 40% である. DLC-RPC の立ち下がりには図 2.8 のように数 ns 程度であり, PZC による増幅の抑制は低周波成分が少ない分 SiPM よりは効かないと考えられる. 図 4.11 では DLC-RPC のスレッシュホールドをモックアップに対して  $r_{\text{height}} = 1.0, 1.6$  倍したときの検出効率をプロットしている. モックアップの検出効率は  $r_{\text{height}} = 1.0$  の場合と比較すると印加電圧にして 2–3% のずれとなっている. よってモックアップの検出効率は概ね DLC-RPC と一致していると言える.

ダークパルスの影響に関してはカソードに DLC 電極を用いていることやピラーを用いてギャップを制御していることが発生の原因として考えられ, 試作機およびピラーなし電極によって緩和される可能性がある. 動作面は動作電圧, 波形, 検出効率について DLC-RPC と概ね一貫性があり, この試験ではモックアップ検出器の機械的な構造は問題ないと言える.

#### 4.4.2 ピラーなし DLC 電極

ピラーなし DLC 電極を用いた構成では, ダークパルスが少なかったため, モックアップ検出器のセルフトリガーでデータ取得をした. 電圧は 3300 V まで放電することなく印加することが可能であった. これはギャップ厚 384  $\mu\text{m}$  での動作電圧 2750 V をも大幅に上回っている. 図 4.12(a) は印加電圧 3200 V での単位時間あたりの on-source, off-source, そしてその差分の波高分布である. 差分の波高分布から  $\beta$  線の信号がトリガーされていることは認められる. また, 図 4.12(b) では印加電圧を大きくすると波高分布にプラトーな領域が現れている. 動作電圧が大きい点に関しては以下が原因として考えられる.

- ギャップ厚がスペーサーとして配置した 250  $\mu\text{m}$  の厚みよりも大幅に広がった. スペーサーとして釣り糸を用いた先行研究 [51] では 435  $\mu\text{m}$  厚のときに 3400 V まで電圧を印加することができている. ネジを緩めたことによって 250  $\mu\text{m}$  までの増加が想定され, 435  $\mu\text{m}$  はこの範囲内である.
- ピラーがなくなったことによりウィークポイントが解消され, 放電が起きにくくなった.

ピラーなし電極を用いた動作試験はこれまでの経験が浅く、正確な理解のためには今後より丁寧な調査が必要である。ただしどちらの場合でも  $\beta$  線照射に対して信号が得られることから DLC-RPC としては動作しているため、チェレンコフ検出器の増幅層としては成立するはずである。

## 4.5 試作機の動作試験

### 4.5.1 光電面付き輻射体 A

光電面付き輻射体 A については印加電圧 4000 V 以上まで試作機からの応答がなかった\*4。DLC 電極と光電面のギャップ間に電圧を印加することができなかつた可能性が高い。このサンプルは製造過程で空気に晒されており、Cr 層が酸化されて  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  になっていることが確認されている。通常、Cr は空気中では表面に  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  の不動態皮膜を形成するが、光電面付き輻射体の Cr 層は非常に薄いためほとんどが絶縁体となってしまった可能性がある。光電面付き輻射体の製造・運搬の過程は真空中または窒素などの不活性ガス中で行う必要があり、今後気をつけなければならない。また、Cr の代わりに銅を用いることで絶縁体となることを防ぐことも検討している。以後の試作機に関する内容は光電面付き輻射体 B を用いたものとなっている。

### 4.5.2 ピラー付き DLC 電極を用いた光電面付き輻射体 B

光電面付き輻射体 B は DLC 電極との間で放電を起こしやすかつたため、後述する電極の保護をして動作試験を行った。この対処により、DLC 電極と光電面の間の有感領域ではギャップがピラーによって支持されないという機械的な構造においてはピラーなし DLC 電極を用いた場合と変わらない。しかし、本節とピラーなし DLC 電極を用いて動作試験を行った次節では試作機の振る舞いに違いがあるため両者の結果を示す。本節の動作試験は 10 日間のコンディショニング\*5の前後で  $^{90}\text{Sr}$  線源を用いて実施した。

#### 電極の保護

CsI 光電面とコンタクト用 Al 層の間は Cr が幅 2 mm 剥き出しになっている。はじめの動作試験でアノードの DLC 電極とカソードの剥き出し Cr 面の間で放電が起こり、剥き出し Cr 面に近い CsI 光電面を損傷してしまった(図 4.13(a))ため、暫定的な処置として図 4.5(a) のように対応するアノードの領域をカプトンテープで覆うことで放電から保護した。カプトンテープはピラーの上から貼ったため、ギャップ厚は 192  $\mu\text{m}$  からカプトンテープ 2 層分の厚みが加わり 292  $\mu\text{m}$  に変化する。この対応により有感領域は  $14 \times 14 \text{ mm}^2$  となった。動作電圧については先行研究で 384  $\mu\text{m}$  のギャップ厚が 2800 V で運転していたことを考慮すると、2350 V 付近であると予想される。また、ピラー上面とカソードとの間に隙間が生じるため電場構造が歪み、この部分でストリーマーや放電などの予期しない動作となるリスクを負うことを念頭におかなければならない。

#### 運転電圧

DLC-RPC と同様に 1 時間以上かけてゆっくりと印加電圧を大きくすると、予想運転電圧である 2350 V まで安定して電圧印加が可能であった、このとき電圧供給モジュールの電流値は 0.01  $\mu\text{A}$  以下であった。2400 V では突発的な電流が流れた。印加電圧 2350 V の状態で 10 日間のコンディショニングを経たのち、3000 V まで安定して電圧を印加することが可能であった。3050 V では突発的な電流が流れ始め、ギャップ間で小さな放電が確認され

\*4 DLC 電極はピラーなしのサンプルを用いた。

\*5 実際には宇宙線データの取得を試みていた期間であったが、WDB においてカウンタ信号のクロストークに対して適切な対処ができなかつたため結果が得られなかつた。しかしながら、試作機は印加電圧 2350 V で運転させ続けていたのでコンディショニングと捉えることができる。

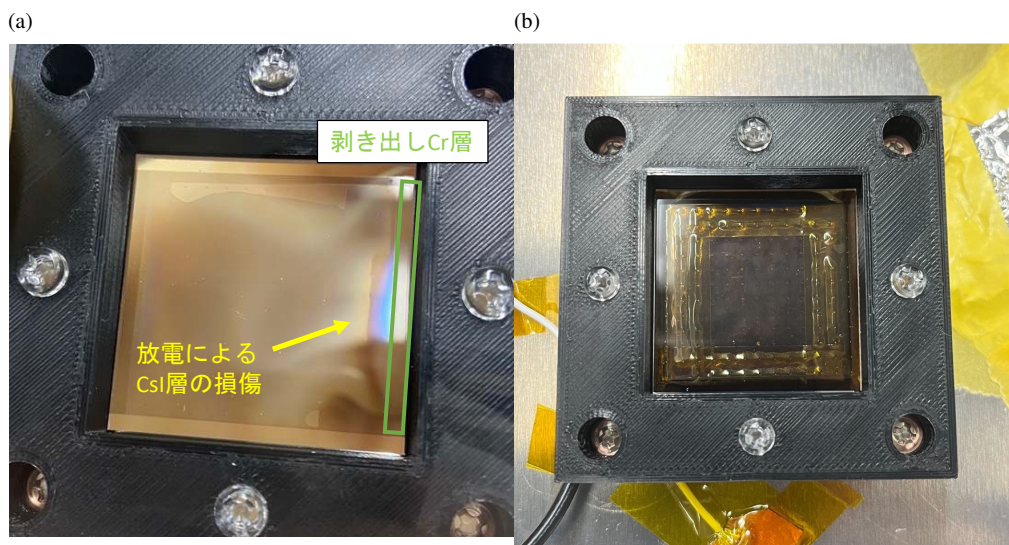


図 4.13 (a) 放電により損傷した光電面. (b) 光電面付き輻射体 B をロの字にカプトンテープでカバーを掛けたピラー付き DLC 電極に組み合わせた様子. 黒枠は輻射体のコンタクト用 Al 層を基板に押しつけるための固定具の役割を果たす.  $\text{MgF}_2$  結晶は透明なため, その先にある DLC 電極やカプトンテープが見えている.

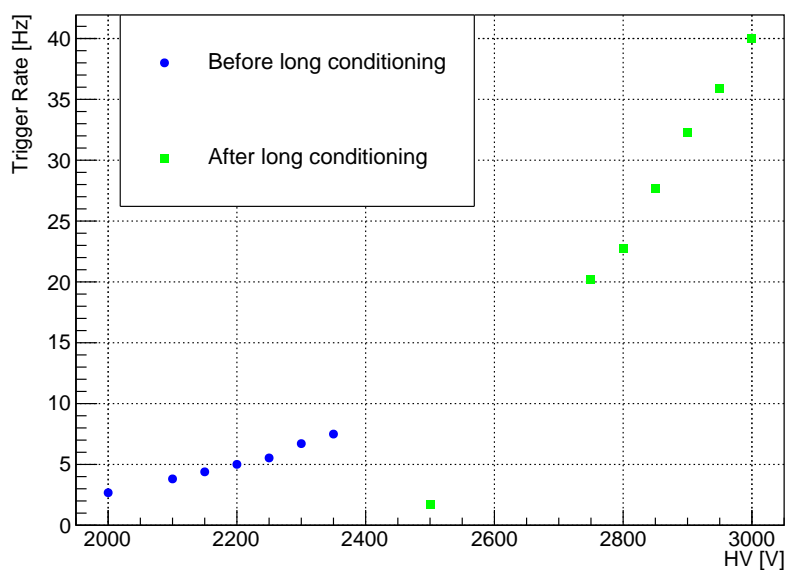


図 4.14 ピラー付き DLC 電極を用いた試作機のコンディショニング前後のトリガーレート推移

た. 3050 V は予想運転電圧を 700 V 超えており, 384  $\mu\text{m}$  ギャップ厚の DLC-RPC の運転電圧よりも大きい. 一方で, コンディショニング前後のどちらの場合も  $\beta$  線照射に呼応してパルスがトリガーされているため, DLC 電極と光電面の間で初期電子が増幅されていることは確かめられた. イベントがトリガーされ始められる電圧と印加可能な最大電圧はコンディショニング前と後でそれぞれ先行研究 [51] の DLC-RPC でギャップ厚 284  $\mu\text{m}$  と 384  $\mu\text{m}$  に近く, コンディショニング期間でのギャップ厚の変化が示唆される\*6.

\*6 これはネジを緩めた副作用と言える.

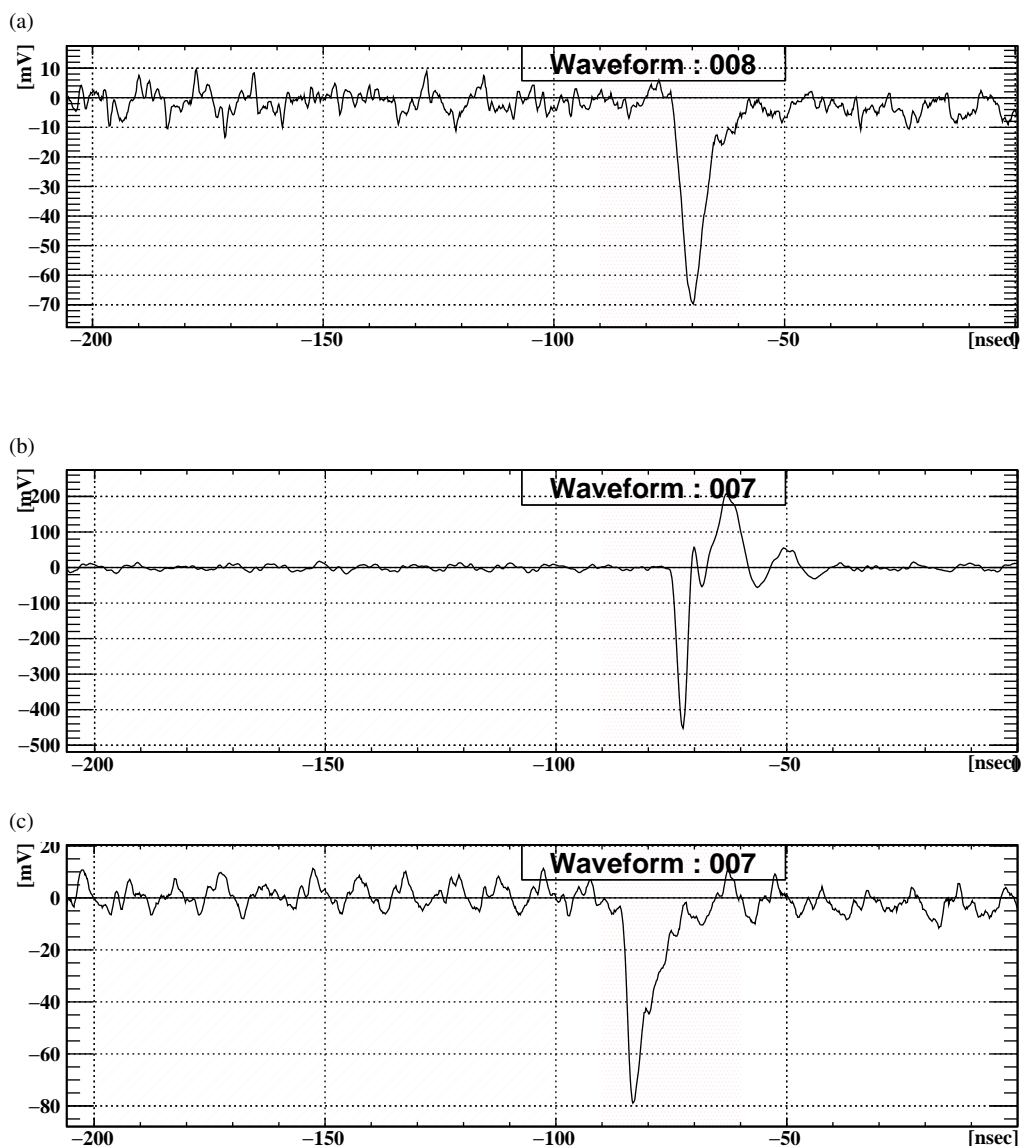


図 4.15 モックアップ検出器とピラー付き DLC 電極を用いた試作機の波形. (a) モックアップ検出器. (b) コンディショニング前の試作機. (c) コンディショニング後の試作機.

#### トリガーレート

図 4.14 は印加電圧に対するトリガーレートの推移を表している. 2000 V でダークパルスが  $\sim 0.08$  Hz 以下の状態で  $\beta$  線の照射に対して信号が確認でき, 印加電圧の上昇に応じてトリガーレートも増加した. コンディショニング後は 2450 V まで信号はほとんどトリガーされず, 2500 V からトリガーされはじめた. コンディショニングの前後ともに印加電圧に対するトリガーレートはほとんど比例する形で増加しており, DLC-RPC で見られる最大印加電圧付近の検出効率が頭打ちになる様子は確認されなかった. 頭打ちになる前に動作が不安定になった可能性がある.

$^{90}\text{Sr}$  線源の  $\beta$  線エネルギースペクトル (図 3.20) と (2.9) 式から, 期待されるチェレンコフ光子数を見積もることができる. 波長が  $\text{MgF}_2$  を透過する 110 nm 以上 (表 4.1) から CsI で光電子に変換され得る 210 nm (図 4.2) までのチェレンコフ光子数は,  $^{90}\text{Sr}$  線源由来の電子 1 個あたり 43 個である. CsI 光電面の QE は PICOSEC MM 検

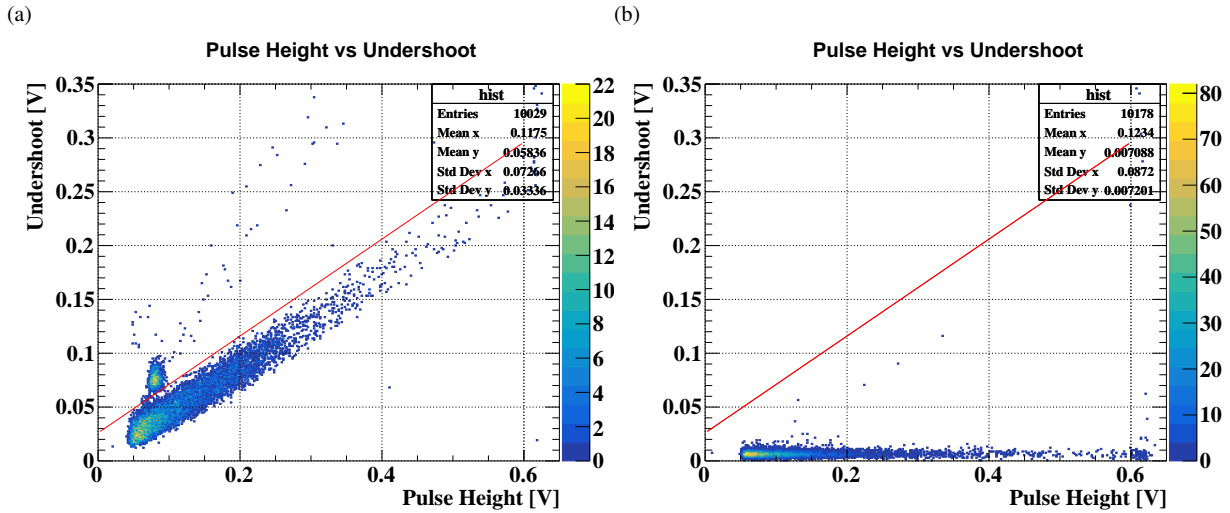


図 4.16 ピラー付き DLC 電極を用いた試作機の波高とアンダーシュートの関係. 赤線はカット条件である ( $\text{Pulse Height} = 0.45 \times \text{Undershoot} + 0.026$ ). (a) コンディショニング前. 赤線より上側にあるピークはバーストノイズ. (b) コンディショニング後.

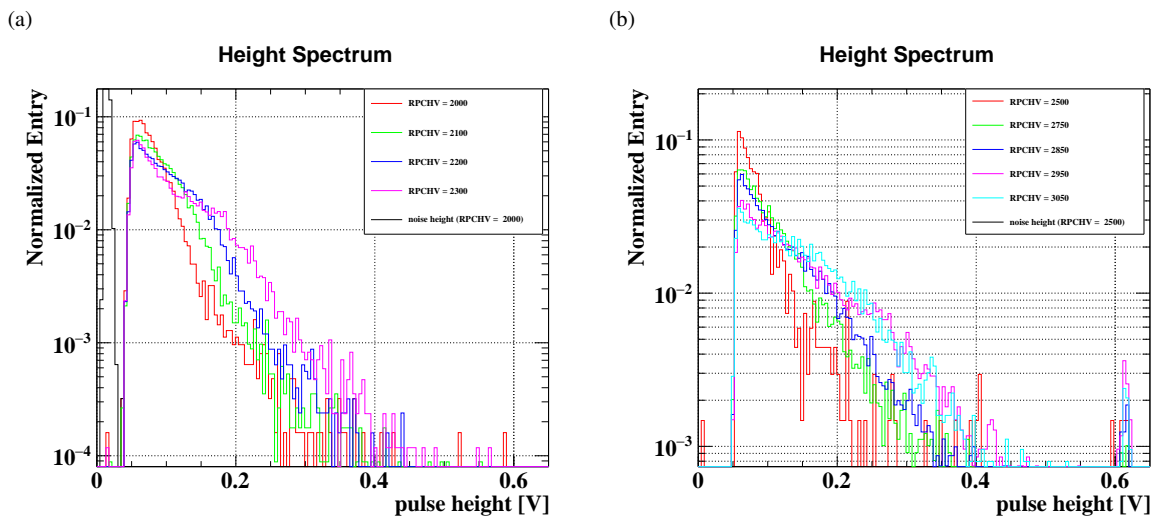


図 4.17 ピラー付き DLC 電極と光電面付き輻射体 B を用いた試作機の波高分布. (a) コンディショニング前. (b) コンディショニング後.

出器と同じ値 9% [64] を仮定すると, 平均光電子数は 3.9 個となる\*7. この光電子は増幅層の初期電子となりほとんど 100% 信号として得られると考えられるため, 試作機で期待されるトリガーレートは入射する  $\beta$  線のレート, 本測定では  $\mathcal{O}(100)$  kHz である.

本測定で得られたトリガーレートは上記の計算から得られたトリガーレートとオーダーレベル大きく乖離しており, 期待する動作が得られていない. この原因として QE が想定しているよりも小さいことや輻射体と光電面の間で光学的な接続不良が発生していること, なんらかの原因で初期電子がガス分子に吸着される効果が非常に大きいことなどが考えられる. 期待されるトリガーレートは得られなかったが, 一方でチェレンコフ光由来の信号が存

\*7 10 GeV の  $\mu$  粒子に対して同様の計算をすると平均 39 個の光電子が得られる. この値は PICOSEC MM 検出器の実測値である平均 10 個とファクターレベルで一致する.

在する否定にもならないことには注意したい。

### 波形

図 4.15(b) はコンディショニング前、2350 V での信号波形の一例である。図 4.15(a) のモックアップ検出器の波形と比較すると、前者では見られないアンダーシュートが後者でははっきりと確認でき、アンダーシュートはパルス波高に比例した大きさとなっている(図 4.16(a))。一方でコンディショニング後で得られた波形はアンダーシュートがなくなり、モックアップ検出器の波形に近い波形であった(図 4.15(c),4.16(b))。図 4.15(b) のようなアンダーシュートを含む波形は先行研究においても経験がなく、原因の特定は難しいが、得られている信号が  $\beta$  線の照射に呼応するものであること、ギャップの構成方法が新しいことを考慮すると電場構造の歪みによって生じた可能性がある。一般的にガス検出器はコンディショニングによって動作が安定することが経験的に知られており、本測定でもそのような効果が現れていると理解している。

### 波高分布

図 4.17 はコンディショニング前後での  $\beta$  線照射で得られた波高分布である。コンディショニング前の波高分布はその印加電圧に 400 – 500 V 加えた印加電圧のコンディショニング後の波高分布に近い振る舞いをする\*<sup>8</sup>。コンディショニング前後ではギャップ厚と入射する荷電粒子は変わっていないが、同等の波高分布になる印加電圧が変化ということは、同じ印加電圧に対する実行的な電場が小さくなっていることを示唆する。これはギャップ厚の変化に起因すると考えられる。

### 考察

本測定からは、ネジ固定を緩める方法ではギャップ厚のコントロールが不十分となることが示唆される。よって、ダークパルスやダークストリーマーの発生を抑制した状態でより適切なスペーサーの配置方法が必要となる。たとえば、本測定ではフィルムの DLC 電極を用いたが、平坦かつリジッドなバルク素材に DLC を蒸着することが考えられる。

モックアップ検出器の波高分布と試作機の波高分布についてはギャップ厚、トリガー方法、 $\beta$  線の荷電粒子のエネルギーが異なる\*<sup>9</sup>ため、比較をすることが難しい。

## 4.5.3 ピラーなし DLC 電極を用いた光電面付き輻射体 B

### 運転電圧

ピラーなしの DLC 電極を用いた試作機では動作立ち上げ段階の数時間の短いコンディショニングで 3600 V まで電圧を印加することが可能であった。ピラーなし DLC 電極での試験と同様により長期のコンディショニング\*<sup>10</sup>を行い、その前後で  $\beta$  線照射のデータを取得した。

### トリガーレート

コンディショニング後のトリガーレートは図 4.20(a) にまとめられている。本測定においても 4.5.2 節の計算から期待されるトリガーレートからはオーダーレベルで大きく異なる結果となった。

$\beta$  線を照射するとその直後にオシロスコープのハードウェアスケーラーでは 40 – 50 Hz のトリガーレートを示

\*<sup>8</sup> 波形が変わっているのだから実際にかかっている電場の大きさの違いを推定することはできない

\*<sup>9</sup> 試作機では  $\beta$  線は  $\text{MgF}_2$  で多くのエネルギーを落とすため、エネルギースペクトルが変化する。低エネルギーの荷電粒子ではガス分子を電離するときに発生する初期電子数が増加する(図 3.19(b)) ため、より大きな信号になりやすい。

\*<sup>10</sup> 時間的な制約によりピラー付き DLC 電極では 10 日間だったがピラーなし DLC 電極では 4 日間である。

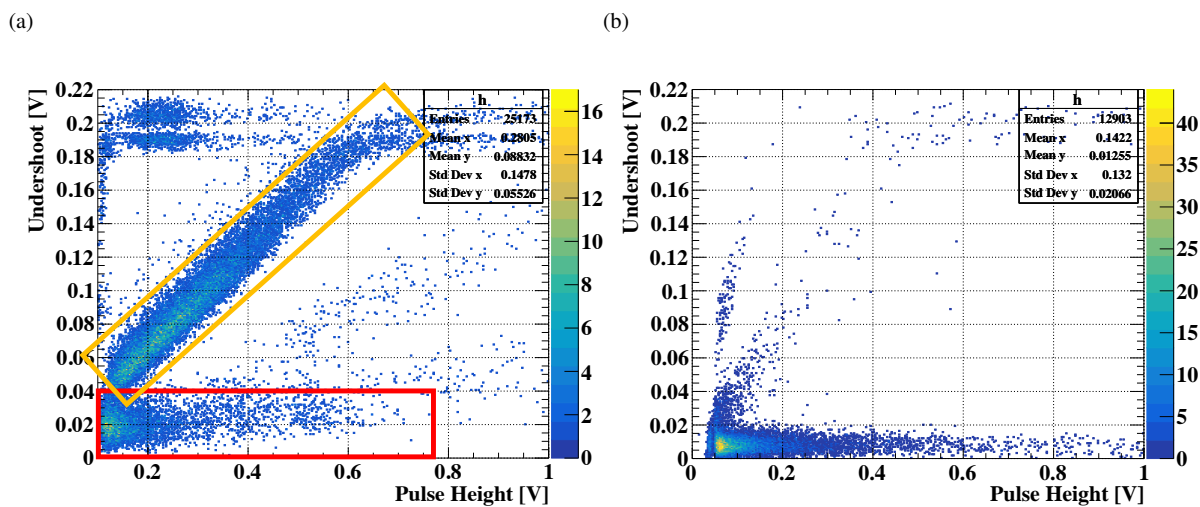


図 4.18 ピラーなし DLC 電極を用いた試作機の波高とアンダーシュートの関係. (a) コンディショニング前. 赤枠内のイベントはアンダーシュートなし. 黄枠内のイベントはアンダーシュートあり. (b) コンディショニング後.

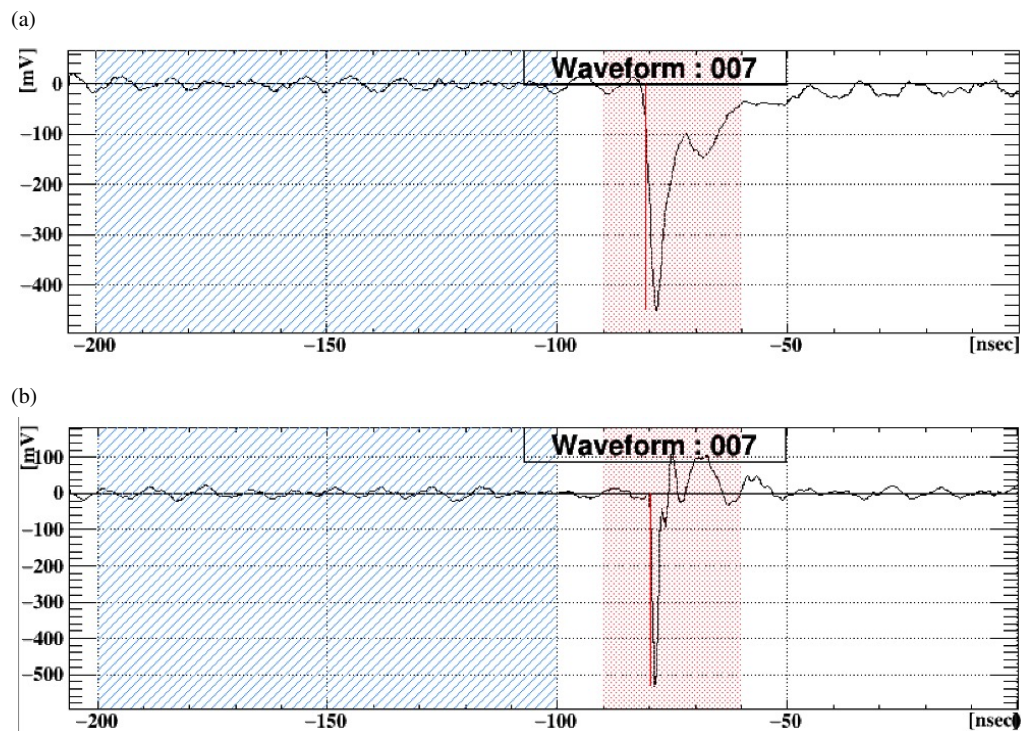
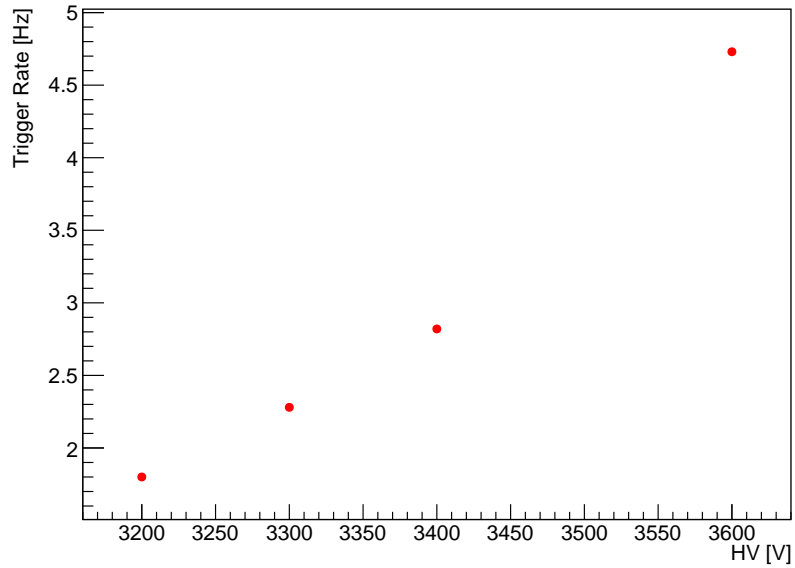


図 4.19 ピラーなし DLC 電極を用いた試作機の波形. (a) 図 4.18(a) の黄枠内のイベント. (b) 図 4.18(a) の赤枠内のイベント.



(a)



(b)

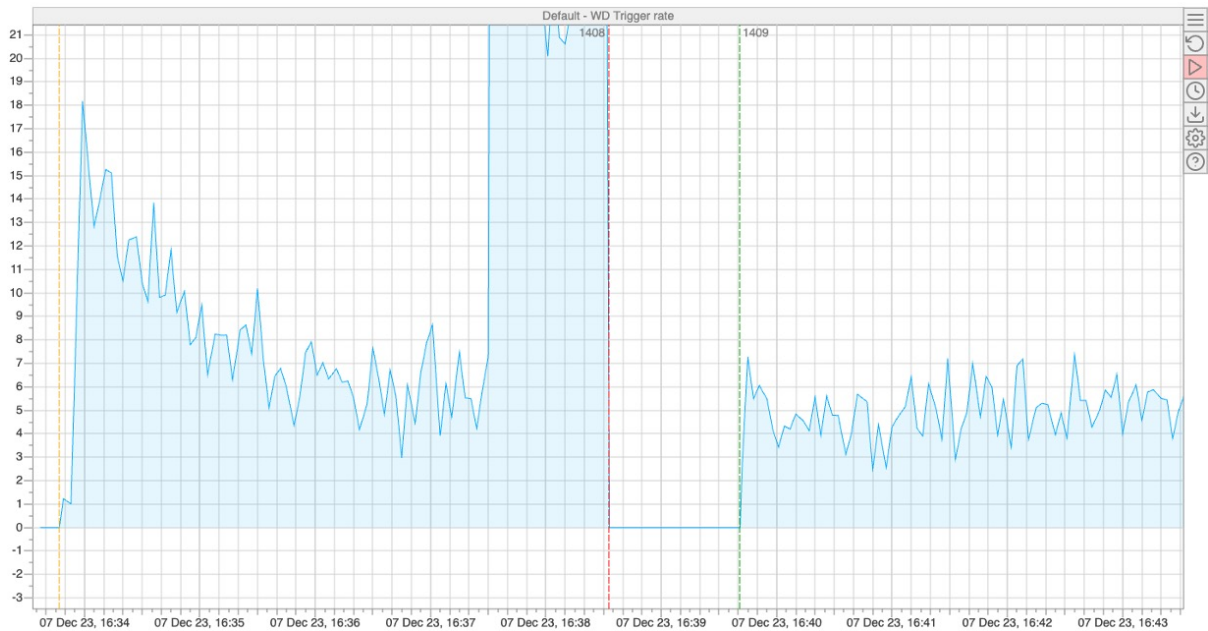


図 4.20 コンディショニング後の試作機のトリガーレート。縦軸の単位は Hz. (a) 印加電圧に対するトリガーレートの推移。(b) 印加電圧 3600 V でのトリガーレートの時間推移。縦軸の単位は Hz. 16:38 付近でレートが急激に増加するのはノイズ状況が悪化したためである。緑線以降 (run 1409) が (a) の印加電圧 3600 V のデータ取得期間である。

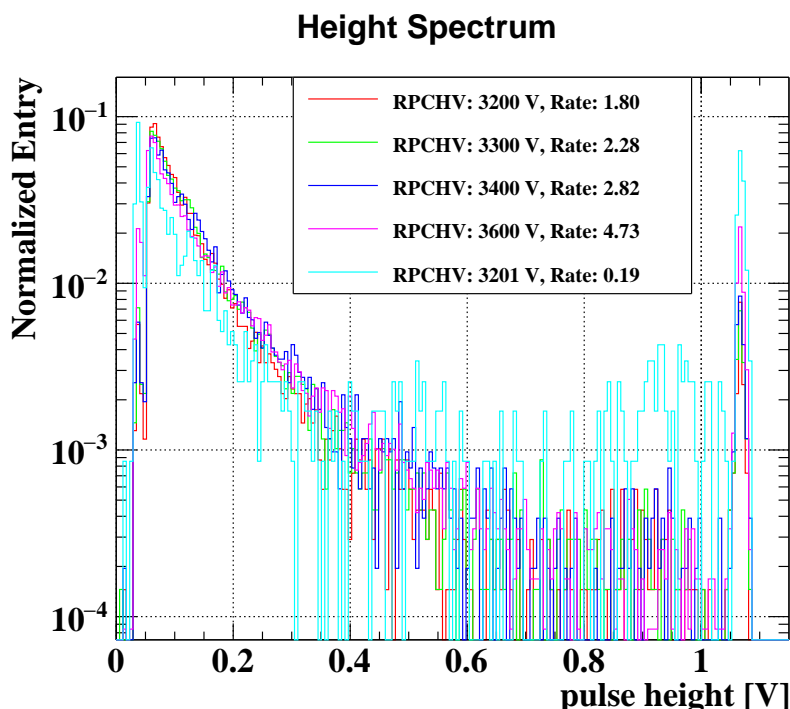


図 4.21 ピラーなし DLC 電極と光電面付き輻射体 B を用いた試作機の  $\beta$  線に対する波高分布. 全イベント数で規格化している. RPCHV:3201 V の波高分布は印加電圧 3200 V で  $\beta$  線の照射をしなかったデータである.

していた. 図 4.20(b) ではオシロスコープからデータ取得のセットアップに切り替えてからのトリガーレートが記録されている. 数分間のタイムスケールでトリガーレートが  $\mathcal{O}(10)$  Hz から  $\mathcal{O}(1)$  Hz に減少していることが分かる.  $\beta$  線照射を止めてしばらくしたのちに再度照射するとトリガーレートは回復した状態から再び減少する傾向が見られる. このような現象が起こる原因としては, 光電面に電荷が溜まり, 電場が弱まることで増幅層の検出効率が低下すること, ガス増幅過程で発生するフッ素が光電面の劣化を引き起こすことが考えられる. しかし前者はトリガーレートの減少が分単位のタイムスケールで起きているため, 2.1.3 節で見たような高抵抗電極上での電荷移動のタイムスケールと比較しても長すぎるため不相当である. 後者についても  $\beta$  線の照射を止めた際にトリガーレートが回復することを説明できない. これまでの DLC-RPC の先行研究においてはこのような検出効率の減少は経験がない. したがってチェレンコフ光由来のイベントが隠れている可能性があり, 今後の試験においてもこのような現象については注意していく必要がある.

### 波形

コンディショニング前ではアンダーシュートなしの波形 (図 4.19(a)) とアンダーシュートあり (図 4.19(b)) の波形の両方ともが観測された. このことは図 4.18(a) でも確認できる. ただし, この測定では 1 日かけてゆっくり電圧を印加した. コンディショニング後でアンダーシュートありの波形が大幅に抑制されるという傾向はピラー付き DLC 電極を用いた試験と一致している. ピラーなし DLC 電極を用いた試験ではコンディショニング後でもアンダーシュートありの波形が一定割合残っているが, これはコンディショニング時間の差によるものと考えられる. コンディショニングはピラー付き DLC 電極の試験では 10 日間であったのに対し, ピラーなし DLC 電極では 5 日間であった. よって検出器が完全に安定な動作に至るまで 10 日近いコンディショニングが必要であることに注意しなければならない. また, 図 4.18(a) から図 4.18(b) の構造の変化に注目すると, コンディショニングを通してパルスのアンダーシュートが緩和されていくのではなく, 2 つの異なる要因で発生する信号であると考えられる. ア

ンダーシュートが発生させるような原理は不明であるが、DLC-RPCの波形として不適當であるため、今後の試験ではコンディショニングを経てアンダーシュートのイベントが十分に抑制されるのを待つべきである。

#### 波高分布

図 4.21 はコンディショニング後の波高分布である。印加電圧の違いや  $\beta$  線照射の有無にかかわらずほとんど同じような分布となっている。

#### 考察

ピラーなし DLC 電極を用いた試作機の試験では印加電圧の上昇に対してトリガーレートは増加するが波高分布は変化しなかった。これはこれまでの DLC-RPC で全く経験のない挙動であり、どのような解釈をすれば良いかわからない状態である。これはそもそもピラーなし DLC 電極を用いた DLC-RPC やトリガー方法の違いに対する理解が十分でないことに起因しており、より基本的な試験に立ち返る必要がある。

## 4.6 まとめと展望

本研究ではチェレンコフ検出器の測定器原理実証を目指して進められ、ここまでの測定結果から原理実証に至ることはできなかったが、検出器の振る舞いについての理解や運転の知見、今後の方針に関わる考察が得られた。

DLC 電極と光電面を組み合わせるに当たって、最大のポイントはダークパルスやダークストリーマーを抑制した状態でいかにしてギャップ厚をコントロールするかであった。本測定ではネジを緩めてしまったがためにギャップ厚のコントロールができなかった。また、現在の DLC 電極はフィルム状であるがゆえに変形しやすく、電場を歪めてしまう。これに対しては一般的な RPC と同様なバルク状の材料に DLC をスパッタした電極を用いることで対応が可能である。また、ピラーはダークパルスやダークストリーマーを生じさせやすいため、ピラーなしで有感領域外に安定な形状のスペーサーを配置する形でのギャップ厚コントロールが望ましい。光電面付き輻射体の固定方法も工夫が必要である。ネジを手で締める行為はどうしても人間の手による系統誤差ついてしまうため、クリップなどの決まった力で構造を保持するものが良い。

また、モックアップ検出器は測定器原理を実証をするためには不十分な構造であった。モックアップ検出器のアルミブロックは実際の輻射体 ( $\text{MgF}_2$ ) で置き換える必要がある。その上でセルフトリガーでデータ取得した際の DLC-RPC の振る舞い、特にトリガーレート、波形、波高分布についてよく理解する必要がある。DLC-RPC はこれまで下流に配置したカウンタでトリガーしてデータ取得していたためトリガー方法の違いによりバイアスを生まないようにするためである。

このほか、今後の試験で注意しなければならない点として以下が挙げられる。

- カソードの Cr 層とアノード電極の間で放電を起こしやすいため、あらかじめカプトンテープなどで保護しておく必要がある。
- コンディショニングを通して検出器が完全に安定するまで 10 日ほど必要となる。パルスにアンダーシュートがある波形の有無で判断する。
- $\beta$  線照射によってトリガーレートが減少する挙動が確認されており、照射時間依存性に注目する必要がある。
- 試作機で得られたトリガーレートはいずれも期待されるトリガーレートに対して大幅に小さいため、光電面や輻射体の品質、使用するガスに注意を払う必要がある。



## 第 5 章

### 結論

本稿では、「高精細読み出し」「二重読み出し」「高時間分解能」のカロリメータ技術を融合させた次世代のカロリメータ技術に向けて、チェレンコフ光を光電面で電子に変換し、RPC で増幅して読み出すチェレンコフ検出器の開発について記述した。チェレンコフ検出器の増幅層として用いる DLC-RPC の時間分解能はギャップ厚 192  $\mu\text{m}$  で 73 ps であった。このうち波高の大きいイベントに注目して、チェレンコフ検出器の時間分解能は 20 – 30 ps と推定される (第 3 章)。ただし、ギャップ厚をより狭くすることや、波形取得のサンプリング周波数を大きくすることなどでさらに時間分解能を良くすることも期待できる。第 4 章では光電面付き輻射体と DLC 電極を組み合わせるチェレンコフ検出器の試作機をつくった。動作試験では  $\beta$  線照射に呼応した信号が確認されたが、チェレンコフ光由来の信号であることの証明には至らなかった。チェレンコフ検出器の動作に関しては、ダークパルスやダークストリーマーを抑制した状態でギャップ厚をコントロールすることがポイントとなる。今後はより機械的に安定な電極とスペーサーを用いた試験を行う予定である。



# 謝辞

本稿の作成にあたり、多くの方々にご指導ご鞭撻を賜りました。

まず、本研究を行う機会を与えてくださった森俊則教授、大谷航准教授に心よりお礼申し上げます。本研究室での恵まれた環境において、不自由なく研究生活を送ることができ、修士課程においてたくさんの学びがありました。

研究活動において、指導教員である大谷航准教授には研究方針や学会発表に関して熱心にご指導くださり、日夜親身に相談に乗ってをいただきました。チェレンコフ検出器のガス検出器としての側面について、神戸大学の越智敦彦准教授にさまざまな助言をいただきました。また、光検出器としての側面からは信州大学の竹下徹教授、高エネルギー加速器研究機構の松岡広大准教授にこれまでの開発に基づいたアドバイスをいただきました。日米科学技術協力事業のプログラムとして、フェルミ国立加速器研究所の James Freeman 氏、ノーザン・イリノイ大学の Corrado Gatto 氏ともミーティングで議論させていただきました。大矢淳史氏、山本健介氏、高橋真斗氏には DLC-RPC の開発の経験からの確なご指摘やアイデアをいただきました。小川拓泰氏と神山大樹氏には本プログラムに共同で研究に取り組んでくださっています。

その他研究室の皆様にもお世話になりました。PSI に渡航した際は岩本敏幸助教に研究面に加え、生活面においても多大なるサポートをしてくださいました。内山祐介助教には現地での測定に協力してくださいました。潘晟特任助教、Gerritzen Lukas Gerhard 特任助教にはミーティング等でコメントをいただきました。また、PSI での滞在では米本拓氏、松下彩華氏に現地での生活の勝手を教えていただきました。ILC の研究に携わる増田隆之介氏、村田樹氏、上田裕介氏にはカロリメータについて教えていただきました。池田史氏には実験室での作業でたびたびお世話になりました。馬越隆成氏、高津大誠氏には研究に励む姿から刺激を受けました。そして唯一の同期である横田凜太郎氏とは研究だけでなくその合間の時間においてもとても楽しい時間を過ごさせていただきました。素粒子物理国際研究センターの秘書の方々には出張申請や物品購入などの事務手続きで大いに助けていただき、研究に集中することができました。心よりお礼申し上げます。

最後に、ここまで支えてくれた両親と弟にこの場を借りて感謝申し上げます。





## 引用文献

- [1] Griffiths, D. J. 2008 *Introduction to elementary particles; 2nd rev. version*, Physics textbook, New York, NY: Wiley, URL: <https://cds.cern.ch/record/111880>.
- [2] Chao, A. W. 2006 “Resource Letter PBA-1: Particle beams and accelerators,” *American Journal of Physics* **855**, No. 74, URL: <https://pubs.aip.org/aapt/ajp/article/74/10/855/925709/Resource-Letter-PBA-1-Particle-beams-and>.
- [3] Edwards, H. T. 1985 “The Tevatron Energy Doubler: A Superconducting Accelerator,” *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **35**, No. 1, 605-660, DOI: [10.1146/annurev.ns.35.120185.003133](https://doi.org/10.1146/annurev.ns.35.120185.003133).
- [4] Voss, G. A. and Wiik, B. H. 1994 “The Electron-Proton Collider Hera,” *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **44**, No. 1, 413-452, DOI: [10.1146/annurev.ns.44.120194.002213](https://doi.org/10.1146/annurev.ns.44.120194.002213).
- [5] Brandt, D., Burkhardt, H., Lamont, M., Myers, S., and Wenninger, J. 2000 “Accelerator physics at LEP,” *Reports on Progress in Physics* **63**, No. 6, 939, DOI: [10.1088/0034-4885/63/6/203](https://doi.org/10.1088/0034-4885/63/6/203).
- [6] Phinney, N. 2000 “SLC Final Performance and Lessons.”
- [7] Evans, L. 2011 “The Large Hadron Collider,” *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **61**, No. 1, 435-466, DOI: [10.1146/annurev-nucl-102010-130438](https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102010-130438).
- [8] Chatrchyan, S., Hmayakyan, G., and Khachatryan, V. e. a. 2008 “The CMS experiment at the CERN LHC. The Compact Muon Solenoid experiment,” *JINST* **3**, S08004, DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004), Also published by CERN Geneva in 2010.
- [9] “CMS,” URL: <https://cms.cern/book/export/html/1618>.
- [10] ——— 2012 “Particle identification,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **666**, 148–172, DOI: [10.1016/j.nima.2011.03.009](https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.03.009).
- [11] Aad, G., Abajyan, T., and et al., B. A. 2012 “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” *Physics Letters B* **716**, No. 1, 1-29, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>.
- [12] Chatrchyan, S., Khachatryan, V., and et al., A. S. 2012 “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,” *Physics Letters B* **716**, No. 1, 30-61, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>.
- [13] et al., A. 2004 “Report of the DOE/NSF High Energy Physics Advisory Panel.”
- [14] Group, E. S. 2020 “2020 Update of the European Strategy for Particle Physics,” Technical report, Geneva, DOI: [10.17181/ESU2020](https://doi.org/10.17181/ESU2020).
- [15] Abada, A. M. A. S. e. a., A. 2019 “FCC-hh: The Hadron Collider,” *Eur. Phys. J.* **288**, DOI: <https://doi.org/10.1140/epjst/e2019-900087-0>.
- [16] Group, T. C. S. 2018 “CEPC Conceptual Design Report: Volume 1 - Accelerator,” URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:119522607>.

- [17] 2013 “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary.”
- [18] Brunner, O., Burrows, P., Calatroni, S. et al. 2022 “The CLIC project.”
- [19] Pezzotti, I. et al. 2022 “Dual-Readout Calorimetry for Future Experiments Probing Fundamental Physics.”
- [20] Fabjan, C. W. 1985 “Calorimetry in High-Energy Physics,” *NATO Sci. Ser. B* **128**, 281–336, DOI: [10.1007/978-1-4684-5018-7\\_5](https://doi.org/10.1007/978-1-4684-5018-7_5).
- [21] Fabjan, C. W. and Gianotti, F. 2003 “Calorimetry for particle physics,” *Rev. Mod. Phys.* **75**, 1243–1286, DOI: [10.1103/RevModPhys.75.1243](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.75.1243).
- [22] ——— 2017 “The Physics of Shower Development, Calorimetry: Energy Measurement in Particle Physics,” *Oxford, 2017* **2**, URL: <https://doi.org/10.1093/oso/9780198786351.003.0002>.
- [23] Workman, R. L. and Others 2022 “Review of Particle Physics,” *PTEP* **2022**, 083C01, DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [24] Rossi, B. B. 1952 *High-energy particles*, Prentice-Hall physics series, New York, NY: Prentice-Hall, URL: <https://cds.cern.ch/record/99081>.
- [25] Marshall, J. and Thomson, M. 2013 “Pandora Particle Flow Algorithm,” URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:118636685>.
- [26] “CALICE,” URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CALICE/CaliceDetectors>.
- [27] Gabriel, T., Groom, D., Job, P., Mokhov, N., and Stevenson, G. 1994 “Energy dependence of hadronic activity,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **338**, No. 2, 336-347, DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)91317-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)91317-X).
- [28] Wigmans, R. 1987 “On the energy resolution of uranium and other hadron calorimeters,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **259**, No. 3, 389-429, DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(87\)90823-0](https://doi.org/10.1016/0168-9002(87)90823-0).
- [29] Adloff, C., Blaha, J., Blaising, J. J. et al. 2012 “Hadronic energy resolution of a highly granular scintillator-steel hadron calorimeter using software compensation techniques,” *Journal of Instrumentation* **7**, No. 09, P09017, DOI: [10.1088/1748-0221/7/09/P09017](https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/09/P09017).
- [30] Lee, S., Livan, M., and Wigmans, R. 2018 “Dual-readout calorimetry,” *Rev. Mod. Phys.* **90**, 025002, DOI: [10.1103/RevModPhys.90.025002](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.025002).
- [31] Bedeschi, F. 2021 “A detector concept proposal for a circular  $e^+e^-$  collider,” *PoS ICHEP2020*, 819, DOI: [10.22323/1.390.0819](https://doi.org/10.22323/1.390.0819).
- [32] Collaboration, T. I. 2020 “International Large Detector: Interim Design Report,” Technical report, CERN, Geneva, URL: <https://cds.cern.ch/record/2717327>.
- [33] 2012 “Physics and Detectors at CLIC: CLIC Conceptual Design Report,” DOI: [10.5170/CERN-2012-003](https://doi.org/10.5170/CERN-2012-003).
- [34] Forty, R. 2021 “Time-of-flight technologies,” *ECFA R&D Roadmap symposium, TF4 Particle Identification and Photon Detectors*, URL: <https://indico.cern.ch/event/999817/contributions/4253048/attachments/2240084/3797788/TOF%20technologies.pdf>.
- [35] Abdul Khalek, R. et al. 2022 “Snowmass 2021 White Paper: Electron Ion Collider for High Energy Physics.”
- [36] Gatto, C. 2019 “The REDTOP experiment.”
- [37] Lippmann, C. 2003 “Detector Physics of Resistive Plate Chambers,” URL: <https://cds.cern.ch/record/1303626/files/CERN-THESIS-2003-035.pdf>.
- [38] Arnaldi, R. et al. 2000 “Study of the resistive plate chambers for the ALICE dimuon arm,” *Nucl. Instrum.*

- Meth. A* **456**, 73–76, DOI: [10.1016/S0168-9002\(00\)00965-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00965-7).
- [39] Collaboration, T. A.-Y. 1999 “High Altitude test of RPCs for the ARGO-YBJ experiment,” URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:119039359>.
- [40] Denni, U., Felici, G., Frani, M., Mengucci, A., Papalino, G., Spinetti, M., and Paoloni, A. 2011 “Streamer studies in Resistive Plate Chambers,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **640**, No. 1, 76-84, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.03.008>.
- [41] Paoloni, A., Mengucci, A., Spinetti, M., Ventura, M., and Votano, L. 2019 “Streamer studies in Resistive Plate Chambers,” *Journal of Instrumentation* **14**, No. 08, C08007, DOI: [10.1088/1748-0221/14/08/C08007](https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/08/C08007).
- [42] Knoll, G. F. 2003 “Nuclear Radiation Detection Devices,” in Meyers, R. A. ed. *Encyclopedia of Physical Science and Technology (Third Edition)*, third edition edition, 763-773, New York: Academic Press, DOI: <https://doi.org/10.1016/B0-12-227410-5/00497-X>.
- [43] Lippmann, C. and Riegler, W. 2004 “Space charge effects in Resistive Plate Chambers,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **517**, No. 1, 54-76, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.08.174>.
- [44] Fonte, P. 2018 “Validation of new resistive materials for RPCs,” URL: <http://cds.cern.ch/record/2319919>.
- [45] Liu, Z., Beyer, R., Dreyer, J. et al. 2020 “Novel low resistivity glass: MRPC detectors for ultra high rate applications,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **959**, 163483, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163483>.
- [46] Yamamoto, K., Ban, S., Ieki, K., Ochi, A., Onda, R., Ootani, W., Oya, A., and Takahashi, M. 2023 “Development of ultra-low mass and high-rate capable RPC based on Diamond-Like Carbon electrodes for MEG II experiment,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **1054**, 168450, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168450>.
- [47] Riegler, W. 2004 “Extended theorems for signal induction in particle detectors VCI 2004,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **535**, No. 1, 287-293, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.07.129>, Proceedings of the 10th International Vienna Conference on Instrumentation.
- [48] ——— 2002 “Induced signals in resistive plate chambers,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **491**, No. 1, 258-271, DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01169-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01169-5).
- [49] Riegler, W., Lippmann, C., and Veenhof, R. 2003 “Detector physics and simulation of resistive plate chambers,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **500**, No. 1, 144-162, DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)00337-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00337-1), NIMA Vol 500.
- [50] An, S., Jo, Y., Kim, J., Kim, M., Hatzifotiadou, D., Williams, M., Zichichi, A., and Zuyeuski, R. 2008 「A 20ps timing device—A Multigap Resistive Plate Chamber with 24 gas gaps」, 『Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment』, 第 594 卷, 第 1 号, 39-43 頁, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.06.013>.
- [51] Oya, A. 2020 “Development of ultra-low material RPC detector for further sensitivity improvement of

- MEG II experiment,” Master’s thesis, The University of Tokyo.
- [52] Kensuke, Y. 2022 “Development of ultra-low mass and high-rate capable resistive plate chamber for background reduction in the MEG II experiment,” Master’s thesis, The University of Tokyo.
- [53] 小川圭将 2017 「炭素スパッタを用いた積層型 Fast Timing RPC の開発」, 修士論文, 神戸大学.
- [54] Masato, T. 2023 「MEG II 実験背景事象抑制に向けた DLC-RPC 検出器の開発」, 修士論文, Kobe University.
- [55] Sakaue, K., Brameld, M., Kuroda, R. et al. 2017 “Investigation of the Coherent Cherenkov Radiation Using Tilted Electron Bunch,” URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:126229512>.
- [56] Bortfeldt, J., Brunbauer, F., David, C. et al. 2018 “PICOSEC: Charged particle timing at sub-25 picosecond precision with a Micromegas based detector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **903**, 317-325, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.04.033>.
- [57] “PICOSEC,” URL: <https://picosec-mm.web.cern.ch/>.
- [58] Charpak, G., Derré, J., Giomataris, Y., and Rebourgeard, P. 2002 “Micromegas, a multipurpose gaseous detector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **478**, No. 1, 26-36, DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01713-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01713-2), Proceedings of the ninth Int.Conf. on Instrumentation.
- [59] Lisowska, M., Bortfeldt, J., Brunbauer, F. et al. 2023 「Sub-25 ps timing measurements with 10 × 10 cm<sup>2</sup> PICOSEC Micromegas detectors」, 『Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment』, 第 1046 巻, 167687 頁, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.167687>.
- [60] Matsuoka, K., Okubo, R., and Adachi, Y. 2023 “Demonstration of a 25-picosecond single-photon time resolution with gaseous photomultiplication,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **1053**, 168378, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168378>.
- [61] Chechik, R. and Breskin, A. 2008 “Advances in gaseous photomultipliers,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **595**, No. 1, 116-127, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.07.035>, RICH 2007.
- [62] Ritt, S., Dinapoli, R., and Hartmann, U. 2010 “Application of the DRS chip for fast waveform digitizing,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **623**, No. 1, 486-488, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.045>, 1st International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics.
- [63] Hansen, H. 1983 “Measurement of the beta-ray spectra of 90Sr-90Y,” *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes* **34**, No. 8, 1241-1247, DOI: [https://doi.org/10.1016/0020-708X\(83\)90193-X](https://doi.org/10.1016/0020-708X(83)90193-X).
- [64] Sohl, L. 2020 “Development of PICOSEC-Micromegas for fast timing in high rate environments,” Ph.D. dissertation.
- [65] “RefractiveIndex.INFO,” URL: <https://refractiveindex.info/>.
- [66] 「株式会社アストロン」, URL : [https://www.astron-japan.co.jp/IROptics\\_Material\\_MgF2.html](https://www.astron-japan.co.jp/IROptics_Material_MgF2.html).
- [67] 「シグマ光機株式会社」, URL : [https://jp.optosigma.com/ja\\_jp/category\\_\\_opt\\_d\\_\\_opt\\_d01](https://jp.optosigma.com/ja_jp/category__opt_d__opt_d01).
- [68] 「ニ光光学株式会社」, URL : <https://niko-optical.com/about-sapphire/optical-transparency/>.

- [69] Séguinot, J., Charpak, G., Giomataris, Y., Peskov, V., Tischhauser, J., and Ypsilantis, T. 1990 “Reflective UV photocathodes with gas-phase electron extraction: solid, liquid, and adsorbed thin films,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **297**, No. 1, 133-147, DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(90\)91359-J](https://doi.org/10.1016/0168-9002(90)91359-J).
- [70] 「浜松ホトニクス株式会社」, URL : <https://www.hamamatsu.com/jp/ja.html>.
- [71] Galli, L., Baldini, A., Cei, F. et al. 2019 “WaveDAQ: An highly integrated trigger and data acquisition system,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **936**, 399-400, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.07.067>, Frontier Detectors for Frontier Physics: 14th Pisa Meeting on Advanced Detectors.
- [72] Paik, N. 2005 “Field emission characteristics of Diamond-like Carbon (DLC) films prepared using a Magnetron Sputter-type Negative Ion Source (MSNIS),” *Diamond and Related Materials* **14**, No. 9, 1556-1561, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.diamond.2005.04.009>.