## 修士学位論文

LHC-ATLAS 実験・

液体アルゴンカロリーメータのアップグレードに向けたトリガー におけるエネルギー再構成アルゴリズムの研究開発

> 東京大学大学院 理学系研究科物理学専攻 田中研究室 井口竜之介

> > 平成 29 年 1 月 31 日

#### 概 要

欧州原子核研究機構 (CERN) の LHC-ATLAS 実験では 2019 年から検出器のアップグレードが予定 されている。本研究は、そのアップグレードに向けて液体アルゴンカロリーメータのトリガーにおける エネルギー再構成をするためのフィルタリングアルゴリズムの研究開発および性能評価を行った。

新しいフィルタリングアルゴリズムは、消失横運動量の分解能の向上のため従来のフィルタリングア ルゴリズムでは不可能だったパイルアップの検出することを目標として開発した。今回開発したフィル タリングアルゴリズム Extended Optimal Filter と従来の Optimal Filter の性能の比較を行った。

単一セルでの性能評価においては、新しい Extended Optimal Filter はエネルギー分解能を保ちつつ 従来の Optimal Filter に比べてパイルアップの検出率が約 1.7 倍に向上した。

複数のセルで計算する消失横運動量トリガーのエネルギー閾値を約 10 GeV 下げることができた。 また、LHC の陽子ビームはトレイン構造を持ち、その先頭部分で従来の Optimal Filter ではパイル アップの効果が相殺できないため消失横運動量の値が大きくなってしまう現象がある。新しい Extended Optimal Filter では、パイルアップの有無を検出することでフィルタリングの段階でこの現象を回避す ることを確認した。

# 目 次

第1章	序論	3
1.1	省景	3
1.2	トリガーレートとエネルギー閾値	4
1.3	Super Cell の導入	4
1.0	パイルアップによろ弊害	6
1.1	木論文の日的 - 新しいフィルタリングアルゴリズムの導入 -	6
1.0		0
第2章	LHC-ATLAS 実験	8
2.1	LHC 加速器	8
2.2	ATLAS 検出器	9
	2.2.1 内部飛跡検出器	9
	2.2.2 カロリーメータ	12
	2.2.3 ミューオンスペクトロメータ	13
2.3	液体アルゴンカロリーメータ	15
-	2.3.1 構造	15
	2.3.2 読み出しシステム	18
	2.3.3 Level-1 $h U \pi -$	19
	2.0.0 Level 1 + / //	10
第3章	Phase-1 アップグレード	<b>22</b>
3.1	読み出し構造 Super Cell	22
3.2	トリガーの改善	23
3.3	読み出しシステム....................................	26
	3.3.1 トリガーにおけるエネルギー再構成	28
第4章	フィルタリングアルゴリズム	30
4.1	フィルタリングアルゴリズムの種類.................................	30
	4.1.1 Optimal Filter	30
	4.1.2 Multi-pulse Filter	34
	4.1.3 Extended Optimal Filter	34
4.2		38
4.3	Extended Optimal Filter の最適化	38
-	4.3.1 ノイズの最小化	38

	4.3.2 Extended Optimal Filter のサンプリング点数の削減	43
第 <b>5章</b> 5.1 5.2	性能評価         単ーセル検出精度の評価         5.1.1       セットアップ         5.1.2       性能評価         5.1.3       イレギュラーな信号に対する応答         EMB 及び EMEC における MET トリガーの評価         5.2.1       トレイン構造とベースライン         5.2.2       MET トリガー	<b>44</b> 44 45 55 60 60 63
生っキ	まとめと合後の展開	07
<b>弗</b> 6 早	よとめとう後の展望	67
弗 b 早 付 録 A	まてめとう後の展望 波形変換	67 68
弗 6 卓 付 録 A A.1	まとめとう後の展呈 波形変換 物理パルスの予測	67 68 68
弗 6 卓 付 録 A A.1	まとめと今後の展呈 波形変換 物理パルスの予測 A.1.1 読み出し回路の全体像	67 68 68 68
弗 6 卓 付 録 A A.1	<ul> <li> <b>波形変換</b> 物理パルスの予測</li></ul>	67 68 68 68 68
<b>市 6 早</b> 付 録 A A.1	よとのとう後の展呈     波形変換     物理パルスの予測	67 68 68 68 68 68 70
弗 6 早 付 録 A A.1 A.2	まとめとう後の展望         波形変換         物理パルスの予測         A.1.1         読み出し回路の全体像         A.1.2         パルスの記述         A.1.3         キャリブレーションパルスから物理パルスへの変換         Response Transformation Method (RTM)	67 68 68 68 68 68 70 71
<b>市 6 早</b> 付 録 A A.1 A.2	まとめと与後の展望         波形変換         物理パルスの予測         A.1.1         読み出し回路の全体像         A.1.2         パルスの記述         A.1.3         キャリブレーションパルスから物理パルスへの変換         Response Transformation Method (RTM)         A.2.1 $\tau_{cali}$ と $f_{step}$ の求め方	67 68 68 68 68 68 68 70 71 73
<b>市 6 早</b> 付 録 A A.1 A.2	まとめとう後の展量         波形変換         物理パルスの予測         A.1.1         読み出し回路の全体像         A.1.2         パルスの記述         A.1.3         キャリブレーションパルスから物理パルスへの変換         Response Transformation Method (RTM)         A.2.1 $\tau_{cali}$ $\tau_{cali}$ $\tau_{0}$ の求め方	67 68 68 68 68 68 68 70 71 73 74
<b>市 6 早</b> 付 録 <b>A</b> A.1 A.2	まとめとう後の展筆 波形変換 物理パルスの予測 A.1.1 読み出し回路の全体像 A.1.2 パルスの記述 A.1.3 キャリブレーションパルスから物理パルスへの変換 Response Transformation Method (RTM) A.2.1 $\tau_{cali} \ge f_{step}$ の求め方 A.2.2 $\tau_0$ の求め方 A.2.3 $\tau_r$ の求め方	67 68 68 68 68 68 70 71 73 74 75

## 第1章 序論

## 1.1 背景

LHC-ATLAS 実験は、超対称性粒子や余剰次元など素粒子の標準模型では説明できない新しい物理 現象の探索や Higgs 粒子の精密測定を行う世界最高エネルギーでの陽子陽子加速器実験である。LHC は陽子のバンチを 40 MHz で交差させることによって陽子陽子衝突を引き起こしている。重心系エネ ルギー 13 TeV (14 TeV) における非弾性散乱の断面積は約 80 mb であり、一回のバンチ交差における 陽子陽子衝突が生じる数の平均値 (平均相互作用数  $\mu$ ) はルミノシティに比例する。例えば、瞬間ルミ ノシティ 10<sup>34</sup> cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> のとき、  $\mu \sim 25$  である。

新しい物理現象の探索や精密測定を行うためにより多くのデータ量が必要である。そのため、表 1.1 が示すように、陽子衝突の数を増やすために段階的にルミノシティを強化するような計画がされてい て、特に 2019 年からの Long Shutdown の期間中には Phase-1 アップグレードが予定されている。

	Run2	Phase-1	Run3	Phase-2	HL-LHC Run
期間	2015-18	2019-20	2021-23	2024-26	2026-36
重心系エネルギー [TeV]	13 (14)		14		14
瞬間ルミノシティ[10 <sup>34</sup> cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	$\sim 1$		$\sim 3$		$\sim 5$
平均相互作用数 μ	$\sim 25$		$\sim 75$		$\sim 125$

表 1.1: LHC-ATLAS 実験計画

LHC は 40 MHz で衝突を起こすため、すべての事象を記録することは非常に困難である。そこで ATLAS 実験では興味のない事象 (非弾性散乱などの事象)を排除し、興味のある事象 (W/Z 粒子、Higgs 粒子、超対称性粒子などの事象)のみを記録するために大きく分けて2段階からなるトリガーシステム によって事象が取捨選択される。そのうち初めの Level-1 トリガーと呼ばれる部分で、横運動量に閾値 をかける等の方法によって 100 kHz 程度まで落とす。2段目の High Level トリガーで数 100 Hz まで 落としデータを記録する。

ルミノシティが強化されると、平均相互作用数も増加するためトリガー条件を通過する非弾性散乱事 象が増えてくる。そのため従来のトリガーのままでは横運動量の閾値を上げるなどしてトリガーレート を保つ必要がある。この場合、興味のある事象も排除してしまうことになる。そこで、Run3 以降の実 験においても興味のある事象を排除せずにトリガーレートを保つために Phase-1 アップグレードでト リガー読み出しが刷新される。

## 1.2 トリガーレートとエネルギー閾値

液体アルゴンカロリーメータは主に電磁カロリーメータの役割を担うので、本節では Level-1 トリ ガーのうちの ElectroMagnetic (EM) トリガーに着目する。EM トリガーにおいて目的事象は電子また は光子、背景事象は主に非弾性散乱 (80 mb) による multi jet である。つまり、電子や光子は取得され、 multi jet は落とされるようなトリガーが理想的である。また、陽子陽子衝突のうちほとんどは 80 mb の非弾性散乱による事象であるので、トリガーレートのほとんどが非弾性散乱によるものである。従っ て、トリガーレートを式 (1.1) のように表す。

ここで、31.6 [MHz] とは LHC で 1 秒あたりにバンチ交差が起こる平均数である (25 ns 毎にバンチ交 差が起こるが、ひっきりなしに起こるわけではないので実際には 40 MHz にはならない) 。

Run3 環境下でのトリガーレートのシミュレーション結果を図 1.1 に示す。非弾性散乱のサンプルを 用いてトリガー条件を満たす確率を調べ、式 (1.1) よりトリガーレートを算出した。まず、エネルギー 閾値をかけることによってトリガーレートを落とす場合、図 1.1 の黒点のようなグラフになる。この場 合、Level-1 EM トリガーレートの要請値である 20 kHz まで落とすためにエネルギー閾値を約 60 GeV まで引き上げなければならない。このエネルギー閾値を設定した場合、例えば Z ボソン由来の電子を ほとんど落としてしまうことが図 1.2 からわかる。

一方、図 1.1 の赤い点は目的事象と背景事象のシャワーの形状の違い識別する変数を用いた場合の 結果である。電磁シャワーの幅  $2 \cdot \Delta R = 2\sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2} \sim 0.08$  であり、multi jet のシャワー幅は ~0.8 であることの違いを用いている。この場合、トリガーレート 20 kHz を保つために必要なエネル ギー閾値は約 33 GeV である。したがって、エネルギー閾値だけでなくシャワーの形状の違いを識別す ることで、興味のある事象をより多く残してトリガーレートを保つことができる。

## 1.3 Super Cell の導入

トリガーにおいてシャワー形状を識別するためには細かいセグメントが必要である。Run2 までに用い られているトリガー読み出し構造の Trigger Tower (図 1.3) は一つのセグメントの大きさが  $\Delta \eta \times \Delta \phi =$  $0.1 \times 0.1$  である。これは電磁シャワーの幅 ~0.08 より大きいので、その形状を見ることはできない。 そこで新しいトリガー読み出し構造 Super Cell (図 1.4) を導入する。これは、液体アルゴンカロリメー

タが奥行き (動径方向) に4つのレイヤーに分かれていることをトリガーの読み出しにおいても利用して おり、なおかつ中2つの Front レイヤーと Middle レイヤーのセルの大きさは  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$ である。したがって、 Super Cell を導入することによってシャワーの形状の違いを識別することがで きる。



図 1.1: エネルギー閾値に対するトリガーレート



図 1.2: Z 由来の電子のエネルギーの分布



図 1.3: Trigger Tower [1]



 $\boxtimes$  1.4: Super Cell [1]

## 1.4 パイルアップによる弊害

液体アルゴンカロリーメータに粒子が入射すると、まず三角波として信号が得られる。その後、長さ ~ 600 ns のバイポーラ波形へと形成した信号を 25 ns ごとにサンプリングし、そのサンプリングした 値を用いてエネルギー再構成が行われる。エネルギー再構成は Super Cell ごとに行われ、そのエネル ギーの計算結果を用いてトリガーが行われる。このエネルギー再構成のときに弊害になるのがパイル アップである。瞬間ルミノシティが強化され、平均相互作用数が増加するとパイルアップが起こる確率 も上がる。ここで2種類のパイルアップについて説明する。

まず、in-time パイルアップを 図 1.5 に示す。これは同時刻のバンチ交差によって2つの信号が1つ の信号として認識されてしまうことを表している。in-time パイルアップは解くことのできない効果で あるためトリガーでは考慮しない。

次に、out-of-time パイルアップを図 1.6 に示す。これは信号の波形が ~600 ns とバンチ交差の頻度 (/ 25 ns) に比べて長いことにより、異なる時間に入射した信号の波形が重なり合って信号を歪めてい ることを表している。信号を歪めてしまうとエネルギー再構成をすることが困難になる。



図 1.5: in-time パイルアップの例



図 1.6: out-of-time パイルアップの例

## 1.5 本論文の目的 - 新しいフィルタリングアルゴリズムの導入 -

本研究では目的事象 (大きな信号、 $E_T \ge \sim 10 \text{ GeV}$ ) とパイルアップ (小さな信号、 $E_T \le \sim 5 \text{ GeV}$ ) の両方を精度よく検出することを目指す。目的事象の検出精度を向上させる理由は、興味のある事象の エネルギーを正確に計算することを目指すためである。一方、パイルアップの検出精度を向上させる理 由は消失横運動量などのエネルギー分解能を目指すためである。

したがって、本研究の目的は入射信号から高精度でエネルギー再構成することができ、なおかつ outof-time パイルアップも検出することのできるフィルタリングアルゴリズムを開発することである。 本論文では、第2章では LHC-ATLAS 実験の加速器と検出器の概要、また主題である液体アルゴン カロリーメータについて述べる。第3章では、Phase-1 アップグレードで導入される、トリガーの方法 や読み出しシステムについて記述する。第4章では、従来のフィルタリングアルゴリズムと今回新しく 開発したもの、また選択条件について述べる。第5章では、それらのフィルタリングアルゴリズムの性 能評価・比較の結果を示す。第6章では、まとめと今後の展望を述べる。

## 第2章 LHC-ATLAS 実験

## 2.1 LHC 加速器

LHC (Large Hadron Collider) は CERN (欧州原子核研究機構) が保有するジュネーブ近郊の地下に ある周囲約 27 km、最高重心系エネルギー 14 TeV の陽子-陽子衝突型加速器である。

陽子ビームは LHC に入る前に、複数の加速器を用いて段階的にエネルギーを上げられていく。図 2.1 が示すように、陽子イオン源から出た陽子イオンは Linac2 [50 MeV] → Proton Synchrotron Booster (BOOSTER) [1.4 GeV] → Proton Synchrotron (PS) [25 GeV] → Super Proton Synchrotron (SPS) [450 GeV] → LHC という順番で陽子ビームが入射される。



図 2.1: LHC 加速器 [2]

## 2.2. ATLAS 検出器

## 2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は図 2.2 が示すように大きさ 44 m × 25 m 、重さ 7000 ton の複数の検出器集合 体である。ATLAS 検出器は内側から内部飛跡検出器、電磁カロリーメータ、ハドロンカロリーメータ、 ミューオンスペクトロメータで構成されている。

ATLAS では次のようなパラメータで位置情報を表す。デカルト座標で表示する場合、衝突点を原点 とし、LHC リングの中心方向に正の軸が x 軸、上空方向が y 軸、 ビーム軸方向が z 軸とする。また、 3次元球座標に変換した場合は、天頂角を $\theta$ 、方位角を $\phi$ と定義する。また、ATLAS では $\theta$ の代わ りに擬ラピディティ $\eta$ を用いて表現する。

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{2.1}$$



図 2.2: ATLAS 検出器 [3]

## 2.2.1 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は、荷電粒子の飛跡を再構成する役割を担っており、粒子の運動量の測定、衝突点の 再構成などを行う。図 2.3 が示すように、内側からピクセル検出器、シリコンマイクロストリップ検出 器 (Silicon Microstrip Tracker : SCT) 、遷移放射検出器 (Transition Radiation Tracker : TRT) の3 つ検出器で構成されている。

#### ピクセル検出器

ピクセル検出器は半導体検出器であり、バレルが 4 層構造、エンドキャップ部が 3×2 層構造になっている。バレル部の最内層は 2013-14 年のアップグレードにおいて導入された Insertable B-Layer と呼ばれるものであり、ピクセルの寸法が 50  $\mu$ m × 250  $\mu$ m となっている。その他の層は、ピクセルの寸法が 50  $\mu$ m × 400  $\mu$ m となっている。

## $\mathbf{SCT}$

SCT はストリップ型の半導体検出器であり、バレル部は 4 層構造、エンドキャップ部は 9 × 2 層構 造になっている。また 80 µm 間隔のシリコンマイクロストリップが 40 mrad ずらして 2 層に重なった 構造であるため、2 次元的な読み出しが可能になっている。

## $\mathbf{TRT}$

TRT はストロー型のドリフトチューブを並べたガス検出器である。連続的な飛跡の測定を行うことができ、さらに遷移輻射を引き起こすことによって粒子の識別もすることができる。



図 2.3: 内部飛跡検出器 [3]

#### 2.2.2 カロリーメータ

### 電磁カロリーメータ

ATLAS 検出器には、電磁カロリーメータとして液体アルゴンカロリーメータが用いられている。これは、吸収層が鉛、検出層が液体アルゴン (Liquid Argon : LAr) のサンプリングカロリーメータである。このカロリーメータの特徴としてアコーディオン構造が挙げられる。この構造によって、動径によらず φ 方向の不感領域をなくすことができる。本研究の主題になる検出器なので詳しく後述する。

#### ハドロンカロリーメータ

バレル部には吸収体である鉄と検出層のタイル状のプラスチックシンチレータが交互に重ねられてい る、タイルカロリーメータが搭載されている。エンドキャップ部は銅を吸収体とした液体アルゴンカロ リーメータとなっている。図 2.4 が示すように、ハドロンカロリメータは電磁カロリーメータの外側に 位置している。また、フォワードカロリーメータには 2,3 層目にタングステンを吸収体とした液体アル ゴンカロリーメータが設置されている。ここでは、アコーディオン構造ではなくストロー構造が採用さ れている。



図 2.4: カロリーメータ [3]

## 2.2.3 ミューオンスペクトロメータ

ミューオンを測定するための検出器であり、物質との相互作用が小さいために最も外側に設置されてい る。図 2.5 が示すように Monitored Drift Tube (MDT)、Cathode-Strip Chamber (CSC)、Radiative Plate Chamber (RPC)、Thin Gap Chamber (TGC)から構成されている。MDT と CSC で運動量を 測定し、 RPC と TGC でトリガーを行う。



図 2.5: ミューオンスペクトロメータ [3]

#### Monitored Drift Tube (MDT)

MDT は |η| < 2.7 の領域に設置されており、カソードチューブは直径 29.970 mm で中にはアルゴ ンと二酸化炭素を 93:7 で混合したガスで満たされている。電離した電子がアノードワイヤに集められ、 そのときのドリフト時間によってミューオンの通過した r 座標を測定する。最大ドリフト時間は約 700 ns であり、各チューブの分解能は 80 μm である。

#### Cathode-Strip Chamber (CSC)

CSC は 2.0 <  $|\eta|$  < 2.7 の領域に設置されているアルゴンと二酸化炭素を 80:20 で混合したガスを用 いた MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber) である。MDT よりビーム軸に近いので応答がより 早く、ドリフト時間が約 40 ns で、分解能が 60  $\mu$ m となっている。

### Radiative Plate Chamber (RPC)

 $|\eta| < 1.05$ の領域に設置されており、高抵抗板が電極として使われるガス検出器である。ガスは C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>F<sub>4</sub> / Iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> / SF<sub>6</sub> (94.5 / 5 / 0.3)の混合ガスを用いている。トリガー用の検出器であり、時間分解能は 1.5 ns である。また、 $\eta$ 方向と $\phi$ 方向の直交するストリップによって2次元読み出しが可能となっている。

## Thin Gap Chamber (TGC)

 $1.0 < |\eta| < 2.4$ の領域に設置されてある二酸化炭素と n-ペンタンを 55:45 で混合したガスを用いた MWPC である。トリガー用の検出器であり、時間分解能は ~4 ns である。直径 50  $\mu$ m の各アノー ドワイヤが 1.8 mm 間隔で配置され、それらをカソードが 2.8 mm の間隔で挟んでいる。つまり、ア ノードとカソードの距離は 1.4 mm であるので、ワイヤー間隔より小さい。この特徴により、短いドリ フト時間と良い分解能が実現している。また、 $r - \phi$ 方向の2次元読み出しが可能となっている。

## 2.3 液体アルゴンカロリーメータ

## 2.3.1 構造

液体アルゴンの特徴として、低コストでエネルギー分解能が良いこと、応答の線形性と安定性が優れ ていること、放射線耐性が強いことなどがあげられる。図 2.6 が示すように、検出層として液体アルゴ ンが用いられているカロリーメータは以下の4つに大きく分けられる。

- ElectroMagnetic Barrel (EMB)  $[|\eta| < 1.475]$
- ElectroMagnetic End-Cap (EMEC)  $[1.375 < |\eta| < 3.2]$
- Hadron End-Cap (HEC)  $[1.5 < |\eta| < 3.2]$
- Forward Calorimeter (FCal)  $[3.1 < |\eta| < 4.9]$



図 2.6: 液体アルゴンカロリーメータの全体図 [2]

#### EMB と EMEC

EMB と EMEC は吸収層に鉛、検出層に液体アルゴンのカロリーメータであり、電極には銅が用いられている。また図 2.7 が示すように、動径方向に 4 層の構造になっている。以下に、それぞれのレイヤーの特徴を記述する。また、各層の放射長を表 2.1 に示す。

- Presampler (Layer 0) :  $|\eta| < 1.8$  の領域に設置され、1つのセルの大きさはおよそ  $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.025 \times 0.1$  となっている。カロリーメータより内側で失われたエネルギーをより精密に見積もることができる。
- Front Layer (Layer 1): 1つのセルの大きさはおよそ  $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.003 \times 0.1$  となっている。 $\eta$ 方向のセグメントが非常に細かいことにより、 $\gamma \ge \pi^0$ を識別することができる。
- Middle Layer (Layer 2): 1つのセルの大きさはおよそ  $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.025 \times 0.025$  となっている。4つのレイヤーの中で動径方向に最も長く、電磁シャワーのエネルギーのほとんどがこのレイヤーで落とされる。
- Back Layer (Layer 3): 1つのセルの大きさはおよそ  $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.05 \times 0.025$  となっている。電磁シャワーとハドロニックシャワーを区別することができる。

表 2.1: 各層の放射長									
Layer0	Layer1	Layer2	Layer3	全長					
$1.7 X_0$	$4.3 X_0$	$16 X_0$	$2.0 X_0$	$24 X_0$					

#### HEC

HEC は吸収層に銅が用いられている平板状に構成されたハドロンカロリーメータである。前方の HEC1 と後方の HEC2 のホイールにそれぞれ 2 つの縦断面を持っており、図 2.8 のようなくさび型モ ジュール 32 個から構成されている。

## FCal

図 2.9 が示すように、FCal は3層構造になっており、1層目は銅が吸収層の電磁カロリーメータ、2,3 層目はタングステンが吸収層のハドロンカロリーメータとなっている。



図 2.7: レイヤー構造 [4]



図 2.8: HEC のモジュール [3]



図 2.9: カロリーメータの配置図 [3]

## 2.3.2 読み出しシステム

読み出しシステムはフロントエンドとバックエンドに分かれて構成されている。フロントエンドは検 出器の近くに、バックエンドは約 70m 離れたところに設置されている。また、読み出し経路は最終的 にストレージに送られる情報を扱う Read Out Driver (ROD) 経由とトリガー用の情報を扱う Level-1 Calorimeter (L1Calo) 経由の2つがある。

### フロントエンド

フロントエンドは液体アルゴンカロリーメータのバレル部とエンドキャップ部の間およびエンドキャッ プクライオスタットの外面に直接取り付けられている。液体アルゴンカロリーメータでエネルギー再構 成するために、まずセルごとに検出器から受け取った三角波の信号を preamplifier によって増幅させ、 さらに shaper によって時定数およそ 13 ns のバイポーラ波形に成形する (図 2.10) 。 液体アルゴンカ ロリーメータにおける電子のドリフト時間はおよそ 450ns 程度に対して、LHC は 25ns 毎にバンチ衝突 をするのでパイルアップすることが予想される。バイポーラ波形は時間積分すると 0 になる波形なの で、パイルアップによるサチュレーションやバックグラウンドによるベースラインの上昇を防ぐことが できる。形成後、信号は衝突頻度と同じ 40 MHz、すなわち 25 ns 毎にサンプリングされる。また、1 BC (Bunch Creossing) = 25 ns という時間を示す単位が用いられる。

フロントエンドクレートを含む液体アルゴンカロリーメータ読み出しのブロック図を図 2.11 に示す。

- Calibraion Board: 読み出しのキャリブレーションを行うためのボードである。ここで発生させたキャリブレーションパルスを用いて、物理パルスに変換させる。(付録 A)
- Front End Board:液体アルゴンカロリーメータの読み出し、デジタル化を行う。L1トリガーのためのアナログ信号は Layer Sum Board (LSB) においてレイヤーレベルで足し合わせられ、1 つあたり 128 チャンネルの信号を処理する。



図 2.10: 三角波とバイポーラ波形 [1]

- Tower Board Builder : Front End Board から送られてきたアナログ信号を  $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.1 \times 0.1$  の大きさで全レイヤーを足し合わせて Trigger Tower を形成し、L1 Calo へと送る。
- Controller Board: 40 MHz のクロックやその他のコントロール信号を受信、分配を行う。

## バックエンド

主な役割はフロントエンドからのデータの受信とその処理を行うことである。特に ROD ではエネル ギーや時間位相のような物理量が計算される。各 ROD は8個の Front End Board からデジタル化され たデータを受け取り、4個の FPGA で並列処理を行う。ROD では FPGA 内の Digtal Signal Processor (DSP) においてエネルギー再構成計算が行われる。信号のサンプリング値とフィルタリングアルゴリ ズムによって用意された係数の積和計算によって物理量を算出する。

## 2.3.3 Level-1 トリガー

Level-1 トリガーのうち、カロリーメータから送られてきた信号を処理する部分を、Level-1 カロリー メータ (L1Calo) と呼ぶ。L1Calo はフロントエンドの Tower Builder Board から送られてくる Trigger Tower に足し合わされたアナログ信号とタイルカロリーメータの読み出し系から同様の信号を受ける。 L1Calo の構成を図 2.12 に示す。

• Pre-Precessor Module (PPM)

アナログ信号を 40MHz でサンプリングし、パルスの波形から Bunch Crossing を同定する。また ルックアップテーブルを用いて横エネルギーを計算する。



図 2.11: 現在の液体アルゴンカロリーメータ読み出しのブロック図 [1]



図 2.12: L1Calo の構成 [1]

- Cluster Precessor Module (CPM)  $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.1 \times 0.1$ の領域に落としたエネルギーから、電子、光子、 $\tau$  粒子の候補を絞り込む。
- Jet Energy Module (JEM)  $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.2 \times 0.2$ の領域に落としたエネルギーから、ジェット候補を絞り込む。また、横エ ネルギーの和 ( $\sum E_T$ ) と消失横エネルギー (Missing  $E_T$ : MET) が計算される。
- Common Merger Module (CMM)
   CPM と JEM の情報をまとめて L1 Central Trigger Processor へと送られる。

## 第3章 Phase-1 アップグレード

## 3.1 読み出し構造 Super Cell

Run2 におけるカロリーメータトリガーの情報は  $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.1 \times 0.1$  の領域にわたって落としたエ ネルギーを重なるレイヤー全て足し合わせ、その和を Trigger Tower として読み出している。Phase-1 アップグレードではより細かいセグメントで信号を読み出すために、L1 Trigger に Super Cell という 読み出し構造を導入する。Trigger Tower と異なる点は、各レイヤーの情報を個別に読み出すこと、さ らに  $|\eta| < 2.5$  の領域では Front レイヤーと Middle レイヤーでは  $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.025 \times 0.1$  を1つのセ ルとして読み出すことである (図 3.1)。

電磁シャワーの広がりは 2 ·  $\Delta R \simeq 0.08$ 、QCD ジェットの広がりは 2 ·  $\Delta R \simeq 0.8$  程度であるので、 Super Cell の細かいセグメントであれば 2 つのシャワーを識別することができ EM トリガーにおいて効率良くバックグラウンドを落とすことができる。ただし、 $\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2}$ である。

また、Super Cell は新しい読み出し構造のため、Super Cell ごとの波形も新たに取得する必要がある。その波形の求め方を付録.A に記述する。



図 3.1: Trigger Tower と Super Cell (Front レイヤー, Middle レイヤー) のセグメントの違い

## 3.2 トリガーの改善

LHC のルミノシティが高くなると 1BC あたりの平均相互作用数が増加し、それに伴いトリガー条件 を通過する事象も増加する。Phase-1 アップグレードの目的の一つは、Run3 の環境下でも横運動量の 閾値を上げずにトリガーレートを維持することである。研究グループでは以下のことを検討・研究を進 めている。

- EMトリガーにおいて、QCDジェットのシャワーと電磁シャワーの形状が異なることを利用しバッ クグラウンドの QCD ジェットを効率良く落とす
- MET トリガーにおいて、消失横運動量の分解能を改善する

具体的に EM トリガーの方法を紹介する。以下の結果はモンテカルロシミュレーションによって生成された  $Z \rightarrow e^+e^-$ 事象由来の電子を用いたシミュレーションである。 $\mu = 80$ の環境下で、 $E_T > 25$  GeV,  $|\eta| < 2.5$  の電子で Optimal Filter でのシミュレーションを行った。

## 変数 (1) $R_{\eta}$

前述の通り、 Super Cell を導入することによって、Front レイヤー と Middle レイヤーにおいて  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$  のセグメントで検出される。まず最も高いエネルギーを落とすセルを seed とす る。seed を中心として  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.175 \times 0.2$  の範囲に落としたエネルギーを分母、 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.2$  の範囲に落としたエネルギーを分子とする変数を  $R_{\eta}$  と定義する。このとき、  $\phi$  方向には 2 通り取り 得るが、seed に隣り合うセルのうち大きいエネルギーを落とした方を選択する。

$$R_{\eta} = \frac{E_{T,\Delta\eta\times\Delta\phi=0.075\times0.2}}{E_{T,\Delta\eta\times\Delta\phi=0.175\times0.2}}$$
(3.1)

図 3.3 に電子とジェットのそれぞれの  $R_\eta$  の分布を示す。電子は 1 付近に集中して分布していること がわかる。 $R_\eta > 0.91$  と制限をかけると、電子の検出効率を 90 % に保ちながらジェットを大幅に落と すことができる。

### 変数 (2) $\omega_n$

これも Middle レイヤーのみにおけるシャワーの広がりついての変数である。 $R_{\eta}$  と同様に seed を設定し、 $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.125 \times 0.2$  の範囲で  $\eta$  方向のエネルギーの分散を見る。以下のように定義される。

$$\omega_{\eta} = \sqrt{\frac{\sum (E_T \times \eta^2)_{\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.2}}{\sum E_{T,\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.2}} - \left(\frac{\sum (E_T \times \eta)_{\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.2}}{\sum E_{T,\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.2}}\right)^2$$
(3.2)

 $\omega_{\eta}$ の分布図を図 3.4 に示す。 $\omega_{\eta} < 0.018$  で電子の検出効率を 90 % に保ちながら、ジェットを落とす ことができる。



図 3.2: R<sub>n</sub>の図

図 3.3: R<sub>n</sub> の分布

## 変数 (3) $E_T^{\text{HadCore}}$

これは EM パートで落とすエネルギーとハドロンパートで落とすエネルギーの比を表す。分母は seed を中心に  $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.2 \times 0.2$  の範囲で落とす全エネルギーを表し、分子はハドロンパートのみで落 とすエネルギーを表す。カロリーメータは EM パートの方がハドロンパートより前段にあるため、電子が入射した場合は 0 に近い値になることが予想される。

$$E_T^{\text{HadCore}} = \frac{E_{T,\Delta\eta\times\Delta\phi=0.2\times0.2}^{\text{Had}}}{E_{T,\Delta\eta\times\Delta\phi=0.2\times0.2}^{\text{All}}}$$
(3.3)

 $E_T^{\text{HadCore}}$ の分布図を図 3.5 に示す。 $E_T^{\text{HadCore}} < 0.022$  で電子の検出効率を 90 % に保ちながら、ジェットを落とすことができる。

## トリガーレートの比較

以上の 3 つの変数を組み合わせてトリガーをする。 Threshold に対する EM トリガーレートのグ ラフを図 3.6 に示す。黒点は変数を用いなかった場合、赤点は変数を用いた場合を示す。EM トリガー レートの要請である 20 kHz まで抑えるために、変数なしであるとエネルギー閾値が約 60 GeV にする 必要があることに対して、変数ありの場合は約 33 GeV まで下げることができた。ただし、変数を用い た場合の efficiecy は 90 % である。



図 3.6: EM トリガーレート

## 3.3 読み出しシステム

Super Cell を導入することにより読み出しが増大し、さらに L1Calo の前段階でエネルギー再構成が 必要になる。そこで、フロントエンドとバックエンドにおいて新たなエレクトロニクスの実装が計画さ れている。Phase-1 アップグレード後のトリガー読み出し回路図を図 3.7 に示す。

フロントエンド

現在の読み出しシステムの多くをそのまま使う予定だが、バックエンドの拡張の対応などが必要なた め幾つかのエレクトロニクスのアップグレード及び導入が予定されている。

- Layer Sum Board (LSB) のアップグレード Super Cell の front レイヤーと middle レイヤーの  $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.025 \times 0.1$  のように現行より細 かいセグメントの信号を生成が可能になる。
- ベースプレーンのアップグレード 後述の LTDB のために新たなスロットを割り当てるために改良される。また、Super Cell の導 入によって LSB から TBB に送られていた信号よりも多くの信号を扱う。
- LAr Trigger Digitizer Board (LTDB)の導入
   Super Cell の信号を受信およびデジタル化し、バックエンドへと送る役割を担う。また、現行の アナログトリガーを保つためにレイヤーの信号を足し合わせて TBB へと送る。

バックエンド

バックエンドに LAr Digital Processing System (LDPS) が導入されることによって、大容量のデー タを効率的に扱うことができる。LDPS は 124 枚の LTDB から 34000 個の Super Cell のデータを約 25 Tbps で受け取り、25 ns 毎にそれぞれの Super Cell の横方向エネルギーを計算し、その結果を約 41 Tbps で L1Calo へと送る。LDPS は 31 個の LAr Digital Processing Brade (LDPB) を含んでおり、 その LDPB にはそれぞれ 4 枚の Advanced Mezzanine Card (AMC) が搭載されている。 AMC には FPGA が搭載されており、1 つの AMC につき最大 320 個の Super Cell の エネルギー再構成のため の計算を行うことができる。 また、以下にその他の主な機能を示す。

- LTDB と LDPB に対して ATLAS の TTC (Trigger Time Control) 信号を分配する。
- LDPS の中の各ボードを configuration する。
- TDAQ やその他のデータをモニタリングする。



図 3.7: Phase-1 アップグレード後の液体アルゴンカロリーメータのトリガー読み出し回路図 [1]



図 3.8: LDPS のブロック図 [1]

#### 3.3.1 トリガーにおけるエネルギー再構成

Phase-1 アップグレード後はトリガーにおいても現行の ROD と同様なフィルタリングアルゴリズム を用いたエネルギー再構成が行われる。この節では、エネルギー再構成の流れを説明する。

入射信号  $S_i$  はセルごとに決まった波形  $g_i$  を波高(エネルギー)A でスケール倍したものとして表 すことができ、次のようになる。

$$S_i = Ag_i \tag{3.4}$$

この場合一般に波高 A は入力信号 S<sub>i</sub> とある係数 a<sub>i</sub> の線形和で表すことが可能で次のようになる。

$$A = \sum_{i=1}^{N} a_i S_i \tag{3.5}$$

この係数 *a<sub>i</sub>* をフィルタリングアルゴリズムを用いて決定する。

図 3.9 に一例を示す。黒点が入射信号  $S_i$  で、緑点があるフィルタリングアルゴリズムで求めた係数  $a_i$ を用いた場合の計算結果、つまり式 (3.5)の A である。ここで N = 4として、パルスが入射して から 3 BC (t = 75 ns)後までの 4 点の入射信号のサンプリング値を用いて計算している。つまり、入 射してから 3 BC 後にエネルギーの計算結果が出力される。図 3.9 においては、0 BC に単一信号が入 射したので、3 BC のみにエネルギーが出力され、それ以外の時間では0が出力されることが理想的で ある。しかし、式 (3.5)の A (緑点)はそれ以外の時間にも0以外の値を出力してしまっている。そ こで、出力するかどうかを判断する選択条件を用いる。選択条件を満たす場合のみ最終的に出力され、 図 3.9 においてその結果を赤点が示しており、理想的な出力結果を示している。



図 3.9: エネルギー再構成の方法

## 第4章 フィルタリングアルゴリズム

粒子がカロリーメータに落としたエネルギーなどの物理量は、バックエンドにおいて信号のサンプリ ング値とフィルタリングアルゴリズムによって用意された係数の積和計算によって算出される。本章で は計算に必要な係数の求め方について記述する。バックエンドで物理量を計算するパートで許容されて いる計算時間は125ns (=5BC)である。ハードウェア上での計算時間を考慮すると、用いることのでき るサンプリング値は入射してから 3BC 後までである。この条件を満たしながら効果的な係数を求める 方法を示す。

また、この積和計算のみで出力結果を導くのでは不十分である。そこで出力するかどうかを判断する 選択条件を用いる。その候補も本章で示す。

## 4.1 フィルタリングアルゴリズムの種類

本節では3つのフィルタリングアルゴリズムについて説明する。

- Optimal Filter:現在読み出しで使われているフィルタリングアルゴリズムであり、これを Phase-1 アップグレード後のトリガーにおいても使われる第一候補である。(現行のトリガーでは、Optimal Filter は用いられておらず、ルックアップテーブルによって計算されている。)
- Multi-pulse Filter は、Optimal Filter では不可能なパイルアップ検出を目的として過去に液体ア ルゴン東京グループが開発したフィルタリングアルゴリズムである。[5]
- Extended Optimal Filter は、Multi-pulse Filter はノイズの影響を大きく受けてしまうことから その改善を目的として今回新しく開発したフィルタリングアルゴリズムである。

## 4.1.1 Optimal Filter

カロリーメータで検出されたサンプリング値を $S(t_i)$ と表記する。規格化された波形 $g(t_i)$ を用いる と次のように表すことができる。

$$S(t_i) = Ag(t_i - \tau) \tag{4.1}$$

ここで、A は信号の波高、 $\tau$  は理想的な入射信号  $g_i$  との時間のズレを表す。例えば、期待通りの時間 に入射されれば  $\tau = 0$  ns であり、期待より 3 ns 遅れて入射されると  $\tau = 3$  ns である。LHC におい て、時間位相は小さい値であるとみなすことができるので、1 次までテイラー展開すると次のように表 すことができる。

$$S(t_i) \simeq Ag(t_i) - A\tau g'(t_i), \tag{4.2}$$

第4. フィルタリングアルゴリズム

単純化のため、以下のように書き換える。

$$S_i \simeq Ag_i - A\tau g'_i, \tag{4.3}$$

また、ノイズを考慮して n<sub>i</sub> の項を加える。

$$S_i \simeq Ag_i - A\tau g'_i + n_i, \tag{4.4}$$

ただし、 $\langle n_i \rangle = 0$ とする。まず、右辺の第1項に注目して、パラメータ*u*を用いて*A*を表す。

$$A = \langle u \rangle = \left\langle \sum_{i=1}^{N} a_i S_i \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} \left( A a_i g_i - A \tau a_i g_i' \right)$$
(4.5)

式 (4.4) を 式 (4.5) に代入することで、式 (4.6) のような恒等式が求まる。

$$A = \sum_{i=1}^{N} \left( A a_i g_i - A \tau a_i g_i' \right) \tag{4.6}$$

式 (4.6) より、条件式が得られる。

$$\sum_{i=1}^{N} a_i g_i = 1, (4.7)$$

$$\sum_{i=1}^{N} a_i g'_i = 0. (4.8)$$

また、ノイズの影響を最小に抑えるために u の分散を求める。

$$\operatorname{Var}(u) = \langle u^2 \rangle - \langle u \rangle^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N a_i a_j \langle n_i n_j \rangle$$
(4.9)

Lagrange の未定乗数を用いると、

$$I = \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} a_i a_j R_{ij} - \lambda \left( \sum_{i=1}^{N} a_i g_i - 1 \right) - \kappa \sum_{i=1}^{N} a_i g'_i.$$
(4.10)

ここで、 $\lambda, \kappa$  は Lagrange 乗数であり、ノイズの自己相関関数は  $R_{ij} \equiv \langle n_i n_j \rangle$  と表し、式 (4.11) のように表すことができる。

$$R_{ij} = \frac{\sum (n_i - \langle n_i \rangle)(n_j - \langle n_j \rangle)}{\sqrt{\sum (n_i - \langle n_i \rangle)^2 \sum (n_j - \langle n_j \rangle)^2}}$$
(4.11)

式 (4.10) を *a<sub>i</sub>* で偏微分すると、

$$\frac{\partial I}{\partial a_i} = \sum_{j=1}^N a_i R_{ij} - \lambda g_i - \kappa g'_i = 0.$$
(4.12)

式 (4.12) より、係数 a<sub>i</sub> を求めることができ、その解を行列表記で式 (4.13) に示す。

$$\boldsymbol{a} = \lambda \boldsymbol{R}^{-1} \boldsymbol{g} + \kappa \boldsymbol{R}^{-1} \boldsymbol{g'}$$
(4.13)

ここで、式 (4.13) を 式 (4.7)、式 (4.8) に代入すると2つの方程式が求まる。

$$\boldsymbol{g} \cdot \boldsymbol{a} = \lambda \boldsymbol{g}^{\mathrm{T}} \boldsymbol{R}^{-1} \boldsymbol{g} + \kappa \boldsymbol{g}^{\mathrm{T}} \boldsymbol{R}^{-1} \boldsymbol{g}' = 1, \qquad (4.14)$$

$$\boldsymbol{g'} \cdot \boldsymbol{a} = \lambda \boldsymbol{g'}^{\mathrm{T}} \boldsymbol{R}^{-1} \boldsymbol{g} + \kappa \boldsymbol{g'}^{\mathrm{T}} \boldsymbol{R}^{-1} \boldsymbol{g'} = 0.$$
(4.15)

連立方程式を解くと、

$$\lambda = \frac{\boldsymbol{g'}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{R}^{-1}\boldsymbol{g'}}{\left(\boldsymbol{g}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{R}^{-1}\boldsymbol{g}\right)\left(\boldsymbol{g'}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{R}^{-1}\boldsymbol{g'}\right) - \left(\boldsymbol{g}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{R}^{-1}\boldsymbol{g'}\right)^{2}},\tag{4.16}$$

$$\kappa = -\frac{\boldsymbol{g}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{R}^{-1}\boldsymbol{g}'}{\left(\boldsymbol{g}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{R}^{-1}\boldsymbol{g}\right)\left(\boldsymbol{g}'^{\mathrm{T}}\boldsymbol{R}^{-1}\boldsymbol{g}'\right) - \left(\boldsymbol{g}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{R}^{-1}\boldsymbol{g}'\right)^{2}}.$$
(4.17)

求めた $\lambda$ ,  $\kappa$ を式 (4.13) に代入すると、係数 $a_i$ が求まる。

同様に、式 (4.4) の右辺の第2項に注目して

$$A\tau = \langle v \rangle = \left\langle \sum_{i=1}^{N} b_i S_i \right\rangle \tag{4.18}$$

と定義することで係数  $b_i$ を求めることができ、 $A\tau$ も算出することができる。求められた  $\tau$  は選択条件で用いる。

また、本研究ではレイテンシ 3 BC の条件があるため、 N = 4 として用いる。

- メリット ノイズ最小化の処理が行われているため、ノイズ耐性がある。
- デメリット パイルアップに対応することができない。
- 単一信号に対する Optimal Filter の計算結果を表すグラフを図 4.1 に示す。



図 4.1: Optimal Filter における出力結果の図

黒点はサンプリングされた入射信号を表す。0 ns で入射し、その 75 ns (= 3 BC) 後に計算値が出力される。緑 点が積和計算による算出値を表している。

#### 4.1.2 Multi-pulse Filter

Multi-pulse Filter では out-of-time パイルアップを検出するために、入射点より前のサンプリング値 を考慮する。*i* BC でのサンプリング値を以下のように表すことできる。

$$S_i = A_i g_0 + A_{i-1} g_1 + \dots + A_{i-(N-1)} g_{N-1}.$$
(4.19)

式 (4.19) を N 組を用いて、行列で表すと、

$$\begin{pmatrix} S_{i+1} \\ S_i \\ S_{i-1} \\ \vdots \\ S_{i-(N-2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g_1 & g_2 & g_3 & \cdots & g_N \\ g_0 & g_1 & g_2 & \cdots & g_{N-1} \\ 0 & g_0 & g_1 & \cdots & g_{N-2} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & 0 & g_0 & g_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_i \\ A_{i-1} \\ A_{i-2} \\ \vdots \\ A_{i-(N-1)} \end{pmatrix}.$$
(4.20)

この重み行列を G とすると、その逆行列  $G^{-1}$  を求めることによってサンプリング値から信号の波高 を求めることができる。また、波の長さが約 600 ns (= 24 BC) であるため、 N = 24 で用いる。

• メリット

過去の情報を考慮しているため、パイルアップの検出をすることができる。また、ノイズがない 理想的な環境下ではパイルアップがあってもそれを認識することができるので目的事象に対する エネルギー分解能も良い。

 デメリット ノイズ対策をしていないため、ノイズの影響を大きく受ける。入射信号サンプリングの数を多く 必要とする。

単一信号に対する Multi-pulse Filter の計算結果を表すグラフを図 4.2 に示す。

## 4.1.3 Extended Optimal Filter

この Extended Optimal Filter は前の2つのフィルタリングアルゴリズムの原理を組み合わせて、新 しく開発したフィルタリングアルゴリズムである。原理を以下に示す。

式 (4.3) と式 (4.19) を組み合わせ、さらにペデスタルの項 (*ped*) を加えると次のように表すことが できる。

$$S_i = A_0 g_i - A_0 \tau + ped + A_{-1} g_{i+1} + A_{-2} g_{i+2} + \dots + A_{-(N'-1)} g_{i+(N'-1)}$$
(4.21)

式 (4.5) と式 (4.21) を組み合わせると、恒等式 (4.22) が得られる。

$$A_{0} = \sum_{i=1}^{N} \left( A_{0}a_{i}g_{i} - A_{0}\tau a_{i}g_{i}' + ped \ a_{i} + A_{-1}a_{i}g_{i+1} + A_{-2}a_{i}g_{i+2} + \dots + A_{-(N'-1)}a_{i}g_{i+(N'-1)} \right)$$
(4.22)


図 4.2: Multi-pulse Filter における出力結果の図

黒点はサンプリングされた入射信号を表す。0 ns で入射し、その 75 ns (= 3 BC) 後に計算値が出力される。緑 点が積和計算による算出値を表している。 恒等式 (4.22) より条件式 (4.23) ~ (4.26) が得られる。

$$\sum_{i=1}^{N} a_i g_i = 1, (4.23)$$

$$\sum_{i=1}^{N} a_i g'_i = 0, (4.24)$$

$$\sum_{i=1}^{N} a_i = 0, (4.25)$$

$$\sum_{i=1}^{N} a_i g_{i+k} = 0, \text{ for } k = 1...N'$$
(4.26)

ここで式 (4.26) は検出してから 1~N' BC 後まで出力値 (エネルギーの計算結果) が0 になることを表 している。

また、Optimal Filter と同様に v の分散を計算し、Lagrange 未定乗数法を用いることで、式 (4.27) が得られる。

$$\sum_{i=1}^{N} a_i R_{ij} - \lambda_0 g_i - \kappa g'_i - \rho - \lambda_1 g_{i+1} - \dots - \lambda_{N'} g_{i+N'} = 0, \text{ for } i = 1...N.$$
(4.27)

ここで、式 (4.27) の  $\lambda_0$ ,  $\kappa$ ,  $\rho$ ,  $\lambda_i$  (i = 1...N') はラグランジュ定数である。式 (4.27) より、係数  $a_i$  を求めることができ、その解を行列表示で式 (4.28) に表す。

$$\boldsymbol{a} = \lambda_0 \boldsymbol{R}^{-1} \boldsymbol{g}_{\boldsymbol{i}} + \kappa \boldsymbol{R}^{-1} \boldsymbol{g}_{\boldsymbol{i}}' + \rho \boldsymbol{R}^{-1} + \lambda_1 \boldsymbol{R}^{-1} \boldsymbol{g}_{\boldsymbol{i+1}} + \dots + \lambda_N \boldsymbol{R}^{-1} \boldsymbol{g}_{\boldsymbol{i+N'}}$$
(4.28)

Optimal Filter と同様に式 (4.28) を式 (4.23) ~ (4.26) に代入すると、  $\lambda_0$ ,  $\kappa$ ,  $\rho$ ,  $\lambda_i$  (i = 1...N') の方程式が (N' + 3) 個でき、その連立方程式からそれぞれのラグランジュ定数の値を求めることがで きる。

また、Multi-pulse Filter と同様に Extended Optimal Filter では N = 24 を基本として用いる。また、条件式の数が係数の数を超えてはいけないので N = N' + 3 となるように N' を設定する。よって、本論文では N' = 21 を基本とする。

• メリット

過去の情報を考慮しているため、パイルアップに対応することができる。ノイズ最小化の処理が 行われているため、ノイズ耐性がある。

デメリット
 サンプリングの点数を多く必要とする。

単一信号に対する Extended Optimal Filter の計算結果を表すグラフを図 4.3 に示す。



図 4.3: Extended Optimal Filter における出力結果の図

黒点はサンプリングされた入射信号を表す。0 ns で入射し、その 75 ns (= 3 BC) 後に計算値が出力される。緑 点が積和計算による算出値を表している。

# **4.2** 選択条件の種類

# Thresholder

最もシンプルな選択条件で決められた閾値より大きければ出力する。

$$A_i > A_{\text{threshold}} \tag{4.29}$$

#### Maximum finder

前後の BC で計算されたエネルギー値と比較し3つの計算値の中で最大ならば出力する。ただし、レ イテンシが 1 BC 増加してしまうため、本論文では取り扱わない。

$$A_{i-1} < A_i \quad \land \quad A_i < A_{i+1} \tag{4.30}$$

#### Tau method

Optimal Filter および Extended Optimal Filter において求められる時間位相  $\tau$  が決められた範囲 内であれば出力する。

$$\tau_{\min} < \tau_i \quad \land \quad \tau_i < \tau_{\max} \tag{4.31}$$

1BC = 25 ns であるため、理論的に時間位相は -12.5ns <  $\tau$  < 12.5ns である。従って、本論文では  $\tau_{\min} = -12.5$ ns,  $\tau_{\max} = 12.5$ ns とする。

# 4.3 Extended Optimal Filter の最適化

### 4.3.1 ノイズの最小化

5章の性能評価の前に結論から述べると Extended Optimal Filter はこのまま利用すると、Multi-pulse Filter と同様にノイズの影響を大きく受けてしまう。以下にノイズによるエネルギー計算結果の誤差の 式を示す。

$$(\Delta A)^2 = \sum_{i=1}^{N} (a_i \sigma)^2$$
(4.32)

ここで、  $\Delta A$  はエネルギー計算結果の誤差、  $\sigma$  はノイズによる入射信号の誤差を示している。式 (4.28) より、係数の絶対値  $|a_i|$  が大きいとエネルギー計算の誤差を増幅させてしまうことがわかる。式 (4.26) の条件をすべて満たす係数を求めようとすると、係数の絶対値の和 ( $\sum |a_i|$ ) が大きくなってしま う (表 4.2) 。それを緩和させるために、式 (4.26) のすべての式を用いるのではなく、部分的に削減す る。



図 4.4: Extended Optimal Filter における計算後選択条件を通した出力結果の図

黒点はサンプリングされた入射信号を表す。0 ns で入射し、その 75 ns (= 3 BC) 後に計算値が出力される。緑 点が積和計算による算出値を表している。緑点は入射した 3 BC 後以外にも値を持っているので、このままだと 余計なものを出力してしまう。パルスが入射した 3 BC 後のみに出力されるように、選択条件の Thresholder と tau method を用いることで 3BC 以外は出力値 0 となっている (赤点)。

	Optimal Filter	Extended Optimal Filter	
$a_1$	-0.0270	-1.54	
$a_2$	0.889	2.55	
$a_3$	0.209	-0.115	
$a_4$	-0.727	-2.07	
$a_5$		1.95	
$a_6$		-1.30	
$a_7$		0.959	
$a_8$		-0.700	
$a_9$		0.426	
$a_{10}$		-0.157	
$a_{11}$		-0.0795	
$a_{12}$		0.251	
$a_{13}$		-0.342	
$a_{14}$		0.363	
$a_{15}$		-0.339	
$a_{16}$		0.280	
$a_{17}$		-0.200	
$a_{18}$		0.111	
$a_{19}$		-0.0364	
$a_{20}$		0.0150	
$a_{21}$		0.975	
$a_{22}$		-0.155	
$a_{23}$		0.101	
$a_{24}$		-0.0473	
$\sum  a_i $	1.85	14.1	

表 4.1: Optimal Filter と Extended Optimal Filter の係数の一例

図 4.5 は式 (4.26) の条件を削減して行ったときのグラフの推移を示している。 (a) は式 (4.26) をそ のままの Extended Optimal Filter で求めた係数を用いた出力結果を示している。したがって、入射信 号のエネルギーの計算結果が出力されてから、21 BC 後まで、積和計算の結果 (緑点) が 0 となる。

(b) は式 (4.26) の k = 1 の式を除外して、Extended Optimal Filter で求めた係数を用いた出力結果 である。したがって、入射信号のエネルギーの計算結果が出力されてから 1 BC 後は積和計算の結果は 0 とならず、2 ~ 21 BC 後までの積和計算は 0 となる。

(c) は式 (4.26) の k = 1, 2 の式を除外、 (d) は式 (4.26) の k = 1, 2, 3 の式を除外した場合の結果 である。 (c) は入射信号のエネルギーの計算結果が出力されてから 1~2 BC 後は積和計算の結果は 0 とならず、3 ~ 21 BC 後までの積和計算は 0 となり、 (d) は入射信号のエネルギーの計算結果が出力



されてから 1~3 BC 後は積和計算の結果は 0 とならず、4 ~ 21 BC 後までの積和計算は 0 となる。

図 4.5: 条件削減による Extended Optimal Filter

条件削減数に対する係数の絶対値の和のグラフを図 4.6 に示す。条件削減数に対する目的事象の RMS (図 4.7)、パイルアップの検出率 (図 4.8) および RMS (図 4.9)、を以下に示す。ただし、これは 5.1 節のパターン1のシミュレーションによるものである。この結果より、本論文ではパイルアップ検出率 の最も高い条件削減数が3の場合を採用した。





図 4.6: 条件削減の数に対する係数の絶対値の和

図 4.7: 条件削減の数に対する目的事象の RMS



図 4.8: 条件削減の数に対するパイルアップ検出率 図 4.9: 条件削減の数に対するパイルアップの RMS

# 4.3.2 Extended Optimal Filter のサンプリング点数の削減

Extended Optimal Filter は 1 つのパルスの長さが約 24 BC であることから、 サンプリング値を 24 点用いて積和計算を実行している。 $A, \tau$  それぞれ 24 点ずつ用いるため、合計 48 点必要となる。これ は FPGA のリソースの観点から不可能であるため用いる点数の削減が必要である。そこで、A を求め るための  $a_i$  は、24 点から 16 点へ、 $\tau$  を求めるための  $b_i$  は、24 点から 8 点へ削減する。

 $a_i$  は、表 4.2 が示すように、24 個の係数のうち絶対値が小さいものを 8 個 を取り除くことによって 積和計算の数を削減する。また、 $b_i$  は単純に N = 8 として計算して求める。

	削減前	削減後
$a_1$	-0.579	-0.579
$a_2$	1.31	1.31
$a_3$	0.420	0.420
$a_4$	-1.73	-1.73
$a_5$	0.0268	0.0268
$a_6$	0.655	0.655
$a_7$	0.181	0.181
$a_8$	-0.429	-0.429
$a_9$	0.228	0.228
$a_{10}$	-0.107	-0.107
$a_{11}$	0.0438	
$a_{12}$	0.0533	
$a_{13}$	-0.0320	
$a_{14}$	0.0513	0.0513
$a_{15}$	-0.0640	-0.0640
$a_{16}$	0.0701	0.0701
$a_{17}$	-0.0575	-0.0575
$a_{18}$	0.0431	0.0431
$a_{19}$	-0.0277	
$a_{20}$	0.0324	
$a_{21}$	0.0254	
$a_{22}$	-0.0663	-0.0663
$a_{23}$	-0.00827	
$a_{24}$	0.0294	

表 4.2: Extended Optimal Filter の削減前後の係数の一例

# 第5章 性能評価

# 5.1 単一セル検出精度の評価

新しく開発したフィルタリングアルゴリズムの基本性能を評価するため単一セルでの検出精度の評価 を行った。また、イレギュラーな信号に対してそれぞれのフィルタリングアルゴリズムがどのように応 答するのかを比較した。

5.1.1 セットアップ

このシミュレーションでは目的事象とパイルアップの入力波形は、液体アルゴンカロリーメータの デモンストレータから入手したキャリブレーションパルスから物理パルスに変換したものを用いた (付 録.A)。今回の評価では η ~ 1.4, φ ~ 1.8 の Middle レイヤーにおける Supre Cell のパルスを用いた。

今回はそれぞれの事象が相互に及ぼす影響を簡潔に把握するために、エネルギー値を目的事象は 16 GeV、パイルアップは 625 MeV と固定している。これは Z ボソン由来の電子が 1 つの Super Cell に 落とす平均エネルギーと、パイルアップが落とす平均エネルギーを用いている。また、パイルアップの 入射確率は 0.21 (パターン 1,  $\mu = 40$ ) と 0.42 (パターン 2,  $\mu = 80$ )の2パターンでシミュレーショ ンする。

また、熱ノイズは図 5.1 の EM2 で示された EMB の middle レイヤーにおいては 25~30 MeV 程度 となっている。Super Cell は 4 つのセルを足し合わせて構成されており、また誤差伝搬を考慮した上で 大きめに見積もって、今回のシミュレーションでは 160 MeV と設定する。

さらに、入射信号に 1 ADC = 125 MeV の digitization を施した後、エネルギー再構成の計算を行う。

- 目的事象 16 GeV
- パイルアップ 625 MeV 確率 0.21 (µ = 40), 0.42 (µ = 80)
- ノイズ (Gaussian, mean = 0 MeV,  $\sigma = 160$  MeV)
- digitization 1 ADC = 125 MeV

以上の条件で、1 個あたり1つの目的事象が入射する長さ 256 BC の入射信号シークエンスを 10000 個生成し、それをフィルタリングアルゴリズムにかけることで性能を評価した。

#### 自己相関関数

Optimal Filter もしくは Extended Optimal Filter を用いる場合、係数を算出するために自己相関関数 *R<sub>ij</sub>* を求める必要がある。このシミュレーションにおいては、シークエンスのパイルアップおよび熱 ノイズの成分を用いて自己相関関数を導き、係数を算出する。これを初めの 10 個のシークエンスで行い、10 回求めた係数の平均値をシミュレーションで用いる。

# Threshold の設定

粒子が入射していないにも関わらず、選択条件を満たしてしまい出力値してしまうことを本論文では フェイクと呼ぶ。フェイクの平均値は0であることが好ましいので、フェイクの平均値が0となるよ うに Threshold を設定する。

図 5.2 は、パターン1のシミュレーションによる Threshold に対するフェイクの平均値を示している。 この図から、Optimal Filter は -500 MeV、Multi-pulse Filter は -1000 MeV、Extended Optimal Filter は -800 MeV と Threshold を設定する。



図 5.1: 液体アルゴンカロリーメータのレイヤーごとの熱ノイズ [6]

## 5.1.2 性能評価

まず、あるシークエンスの結果のグラフを図 5.3 に示す。Optimal Filter はパイルアップが検出でき ていないことがわかる。一方、Extended Optiml Filter は検出できていることがわかる。



図 5.2: Threshold とフェイクの平均値



図 5.3: フィルタリングアルゴリズムによる出力結果

目的事象以外で赤い矢印があるところで、5 ADC が出力されることが理想的である。この図の場合、Optimal Filter ではパイルアップが検出することができず、Extended Optimal Filter では部分的に検出することができていることがわかる。

次に具体的な評価項目を記述する。

- 目的事象の(出力値 入力値)/(入力値) … 検出率、平均値、RMS
- パイルアップの (出力値 入力値) / (入力値) … 検出率、平均値、RMS
- フェイク [ADC] … 発生率、平均値、RMS ただし、フェイクの発生率は (フェイク発生回数) / (何も入射していない時の全 BC) で計算する。

また、Extended Optimal Filter は条件削減数が3、さらに点数削減をしたものを用いた (4.3 節を参照)。フェイクの平均値は0であることが理想的なので、Thresholder の閾値を段階的に変化させ、フェ イク平均値が0に近いものを採用した。

パターン1 ( $\mu = 40$ )

$(\mu - 40)$							
	Optimal Filter	Multi-pulse Filter	Extended Optimal Filter				
Threshold [MeV]	-500	-1000	-800				
目的事象 [ratio] 検出率	100 %	$100 \ \%$	100%				
平均值	-0.009	-0.011	-0.008				
RMS	0.020	0.057	0.029				
パイルアップ [ratio] 検出率	25.6~%	86.1 %	41.2%				
平均值	0.072	-0.235	0.215				
RMS	0.56	1.30	0.77				
フェイク [ADC] 発生率	11.1 %	72.2~%	24.1%				
平均值	-0.30	0.50	0.12				
RMS	3.25	5.66	4.47				

表 5.1: パターン 1 ( $\mu = 40$ )



(ii) Extended Optimal Filter





(ii) Extended Optimal Filter

図 5.5: パターン1 (μ = 40) におけるパイルアップ 横軸: (出力値 – 入力値) / (入力値) 、縦軸: イベント数



図 5.6: パターン 1 ( $\mu = 40$ ) におけるフェイク 横軸 : ADC、縦軸 : イベント数

# パターン2 ( $\mu = 80$ )

$(\mu = 00)$							
	Optimal Filter	Multi-pulse Filter	Extended Optimal Filter				
Threshold [MeV]	-400	-1000	-600				
目的事象 [ratio] 検出率	100 %	100%	100%				
平均值	-0.018	-0.017	-0.016				
RMS	0.023	0.057	0.031				
パイルアップ [ratio] 検出率	19.5~%	85.5~%	32.4%				
平均值	-0.040	-0.425	0.050				
RMS	0.63	1.28	0.78				
フェイク [ADC] 発生率	6.5%	67.9~%	16.4%				
平均值	0.277	0.008	-0.090				
RMS	2.95	5.45	3.91				

表 5.2: パターン 2  $(\mu = 80)$ 



(ii) Extended Optimal Filter





(ii) Extended Optimal Filter

図 5.8: パターン2 (μ = 80) におけるパイルアップ 横軸:(出力値 – 入力値)/(入力値)、縦軸:イベント数





#### 5.1.3 イレギュラーな信号に対する応答

バックエンドに送られる信号がバイポーラ波形だけでなく、エレクトロニクスの影響などによりイレ ギュラーな信号が混ざってしまうことがある。フィルタリングアルゴリズムはその影響はできるだけ小 さく抑えられることが望ましい。各フィルタリングアルゴリズムがどのような応答をするかを図 5.10 ~ 5.12 に示す。

• スパイク

- Optimal Filter はフェイクは一つしか観測されず、その大きさは他のフィルタリングアルゴリズムに比べて小さい。

- Multi-pulse Filter はフェイクが多く、大きさは Optimal Filter の 2 倍以上のものもある。

- Extednd Optimal Filter はフェイクが多く、大きさは Optimal Filter の 2 倍以上のものもあ

る。Multi-pulse Filter に比べると、300 ns 以降はフェイクの大きさが小さい。

• 矩形波

- Optimal Filter はフェイクの大きさが小さい。200 ns の矩形波に対して、 300ns 以降は矩形波 の影響は全く受けない。

- Multi-pulse Filter はフェイクも多く、大きさも大きい。200 ns の矩形波に対して、800 ns まで フェイクを発生している。

- Extednd Optimal Filter はときどき大きいフェイクを起こしてしまう。200 ns の矩形波に対し て、500 ns 以降は矩形波の影響をほとんど受けない。

• 三角波

- Optimal Filter はフェイクの大きさが小さい。600 ns の三角波に対して、600 ns 以降は三角波 の影響をほとんど受けない。

- Multi-pulse Filter はフェイクも多く、大きさも大きい。600 ns の三角波に対して、1000 ns ま で三角波の影響を受ける。

- Extednd Optimal Filter は比較的フェイクを起こす回数が少ない。600 ns の三角波に対して、 200 ns 以降は三角波の影響を受けにくい。



図 5.10: スパイクに対する応答



図 5.11: 矩形波に対する応答



図 5.12: 三角波に対する応答

以上の結果を以下にまとめる。

- Optimal Filter
   エネルギー分解能は良いが、パイルアップ検出率が悪い。
- Multi-pulse Filter エネルギー分解能が悪い。パイルアップ検出率が良いように見えるが、フェイクも多いため何で も検出してしまっている傾向があると言える。イレギュラーな信号に対する応答が悪い。
- Extended Optimal Filter
   エネルギー分解能は Optimal Filter には劣るが、ある程度の分解能を保っている。μ = 80 で、パ イルアップ検出率は Optimal Filter の 1.7 倍ほどあるが、フェイクは 2.5 倍ある。

以上より、Multi-pulse Filter にはあまりメリットが見られないため、以後のシミュレーションでは Optimal Filter と Extended Optimal Filter のみで行う。

# 5.2 EMB 及び EMEC における MET トリガーの評価

単一セルでのシミュレーションでは Optimal Filter と Extended Optimal Filter に大きな違いが見 られなかった。そこで液体アルゴンの EM Barrel と EM End Cap の全体を用いたシミュレーション での性能評価を行った。このシミュレーションでは、AREUS (ATLAS Readout Electronics Upgrade Simulation) [7] を用いた。AREUS はカロリーメータのマップ情報や、 Super Cell の波形の情報など を持っており、実践的にトリガーの評価を行うことができる。

本節では、LHC のトレイン構造に着目しながら  $\sum p_{T}$ 、消失横運動量 (Missing Transverse Energy : MET) の計算を Optimal Filter と Extended Optimal Filter で行い、性能の比較をした。ただし、簡 易的なシミュレーションのため、Extended Optimal Filter の点数削減はされていない。

## 5.2.1 トレイン構造とベースライン

液体アルゴンカロリーメータの波形は積分値が 0 になるようにバイポーラ波形に形成されているため、パイルアップが一定に入り続けていればパイルアップの影響を受けないように設計されている。図 5.13 は、ある特定のセルに t = -800 ns からバンチごとにガウス分布 ( $\mu = 625$  MeV,  $\sigma = 100$  MeV) のエネルギーを入射した場合の信号を示す。入射し始めではベースラインが上がり、入射し始めてから約 500 ns でベースラインが安定することを示している。



図 5.13: ベースラインの様子

一方、LHC 加速器の陽子バンチの構造を図 5.14 に示す。LHC 一周 3564 BC の間連続的に衝突を起

こしているわけではなく、空白になっている部分がある。バンチ衝突が続いている部分のことをバンチ トレインと呼び、長さは 72 BC である。

また、 BCID 0 - 400 に対する 0 <  $\eta$  < 0.1 に落とした横運動量の和を Optimal Filter と Extended Optimal Filter で計算した結果を図 5.15 に示す。ただし、 $\mu = 80$  で非弾性散乱 (gg  $\rightarrow$  gg, gq  $\rightarrow$  gq など) のみが発生している場合を想定している。図 5.15 (a) より、Optimal Filter によって計算した場合はトレインの初めの約 20 BC ではベースラインが上がっていることがわかる。一方、図 5.15 (b) より Extended Optimal Filter によって計算した場合はベースラインが上がらない。これは、 Extended Optimal Filter が過去のパルスの影響を認識することができるフィルタリングアルゴリズムであること に起因している。



図 5.14: LHC の各バンチ (0 - 3563) における 0 < η < 0.1 に落とした横運動量の和





#### 5.2.2 MET トリガー

消失横エネルギー (Missing Transverse Energy: MET) について評価した。ここでも、 $\mu = 80$ で非 弾性散乱のみが発生している場合を想定してシミュレーションを行った。したがって、MET の理想値 は 0 である。また MET を計算するためには、1つ1つのセルで横エネルギーを正確に再構成すること が重要である。

#### ベースラインシフト

Train BC に対する MET 分布の平均値を Optimal Filter で計算した場合と Extended Optimal Filter で計算した場合で比較した (図 5.16)。Train BC とは、バンチトレインの初めの BC を 1 とした時間 を表す。Optimal Filter はパイルアップを認識することができないためベースラインが上がってしまっ ている。一方、Extended Optimal Filter はベースラインが上がることを抑えることができている。こ れは、Extended Optimal Filter がパイルアップの有無を認識することができるフィルタリングアルゴ リズムであることに起因している。つまり、Extended Optimal Filter は積和計算 ( $A = \sum a_i S_i$ ) する だけでベースラインシフトを防ぐことができる。

#### MET の分布

それぞれのフィルタリングアルゴリズムにおける MET の分布を図 5.17 に示す。ただし、ベースライ ンシフトが起こっていないところで評価するために Train BC > 20 の場合のみの結果を示す。Extended Optimal Filter の方が Optimal Filter に比べて 10 % 程度分解能よく MET を計算していることがわ かる。これは、 5.1 節 から Extended Optimal Filter の方がパイルアップ検出率が高いことが MET の分解能を向上させていると考えられる。

#### トリガーレート

次にトリガーレートを比較する (図 5.18)。このときも Train BC > 20 の場合のみを見ている。Level-1 トリガーにおける MET トリガーに要請されているトリガーレートは 25 kHz である。図を見ると、 Optimal Filter がその要請を満たすためにはおよそ 80 GeV のエネルギー閾値が必要となる。一方、 Extended Opitmal Filter がその要請を満たすために必要なエネルギー閾値はおよそ 70 GeV である。



図 5.16: TrainBC に対する MET の平均値 黒: Optimal Filter 赤: Extended Optimal Filter



図 5.17: MET の分布 黒:Optimal Filter 赤:Extended Optimal Filter



図 5.18: MET 閾値に対するトリガーレート 黒: Optimal Filter 赤: Extended Optimal Filter

#### まとめ

本節で得られた結果から、Optimal Filter と Extended Optimal Filter の特徴を述べる。

- Optimal Filter の特徴
   パイルアップを認識することができないため、ベースラインシフトを引き起こしてしまう。
   パイルアップを検出できないために、MET の分解能が悪い。
- Extended Optimal Filter の特徴 - パイルアップを認識できるので、積和計算  $(A = \sum a_i S_i)$  の段階でベースラインシフトを抑える ことができる。
  - パイルアップを検出できるので、MET の分解能が Optimal Filter に比べて約 10 % 良い。

# 第6章 まとめと今後の展望

本研究は、2019 年の ATLAS Phase-1 アップグレードに向けて、液体アルゴンカロリーメータのト リガー読み出しにおいて入射信号から粒子が落としたエネルギーを再構成するためのフィルタリングア ルゴリズムの研究開発と性能評価を行った。主な成果は以下である。

- 新しいフィルタリングアルゴリズム Extended Optimal Filter を開発した。 (第4章)
- キャリブレーションパルスから物理パルスに変換し、その波形を用いてシミュレーションを行った。(付録 A、5.1 節)
- Optimal Filter はエネルギー分解能が良いが、パイルアップ検出が不可能である。Multi-pulse Filter はパイルアップ検出が可能であるが、エネルギー分解能が悪い。Extended Optimal Filter はそれぞれの長所を取り入れて、エネルギー分解能も高くパイルアップ検出も可能である。(5.1 節)
- Extended Optimal Filter はエネルギー分解能を保ちながら、パイルアップを Optimal Filter に 比べて 1.7 倍検出することできた。 (5.1 節)
- イレギュラーな信号に対する応答が、Multi-pulse Filter は極端に悪く、それに比べると Optimal Filter と Extended Optimal Filter は影響を受けにくい。 (5.1 節)
- Extended Optimal Filter は MET のベースラインシフトを抑えている。 (5.2 節)
- Extended Optimal Filter は Optimal Filter に比べて、MET の分解能が約 10 % 良い。 (5.2 節)
- 要請されている MET トリガーレートに対して、 MET のエネルギー閾値が Optimal Filter で 80 GeV に対して、Extended Optimal Filter は 70 GeV まで抑えることができた。 (5.2 節)

このように、本研究では高いエネルギー分解能を保ちながら、パイルアップが検出することのできる フィルタリングアルゴリズム Extended Optimal Filter を開発することができた。しかし、EM トリ ガーなどに対して Extended Optimal Filter を用いた評価を行うことができていない。今後の目標は、 3.2 節で行った変数の評価等を Extended Optimal Filter で行うことである。

また、デモンストレータ(Run2 の実データ)を用いたテストや様々な条件でのテストを行い、実用 に耐えられるかどうかを検証することが必要である。

# 付 録 A 波形変換

フィルタリングアルゴリズムのパラメータを求めるためには、実際に検出器から出てくる波形の情報 が必要である。この波形を「物理パルス」という。一方、キャリブレーションを行うためにテストして 入力する信号から得られる波形を「キャリブレーションパルス」という。キャリブレーションパルスが 得られる回路と物理パルスが得られる回路は異なるので波形も異なる。したがって、キャリブレーショ ンパルスから物理パルスに変換する必要がある。ここでは、キャリブレーションパルスから 5.1 節のシ ミュレーションで用いた波形に変換した方法を述べる。

# A.1 物理パルスの予測

### A.1.1 読み出し回路の全体像

電磁カロリーメータの読み出しは非常に複雑な構造になっているが、ここではシンプルなモデルを示 す。液体アルゴンのギャップ (LAr gap) は 電気容量 C として表される。電磁シャワーによって三角波 として信号が生成され、この信号は電極を通って Summing Board と Mother Board へと送られる。こ のとき LAr gap と読み出しライン間にはインダクタンス L 抵抗 r があるものとする。またキャリブ レーションパルスは Mother Board 上で入射する三角波電流源によって作られる。

読み出しラインは preamplifier ( $R_{pre}$ ) とバイポーラ形成フィルタ (CR – RC<sup>2</sup>) に接続している。読み出しシステムの伝搬関数は以下のように記述される.

$$H^{\text{readout}}(s) = H^{\text{readout}}_{\text{line}}(s) \alpha \frac{s\tau_{\text{sh}}}{(1+s\tau_{\text{sh}})^3}$$
(A.1)

ここで、 $H_{\text{line}}^{\text{readout}}(s)$ は読み出しラインの伝搬関数である。

#### A.1.2 パルスの記述

#### 物理パルス

電離した電子は落としたエネルギーに比例した大きさの電流信号を生成する。この電流が最大ドリフト時間 *T<sub>d</sub>* の三角波であるとすると、時間領域とラプラス領域の関数として以下のように表すことができる。



図 A.1: 簡易的な読み出し回路図 [8]

$$I_{\rm inj}^{\rm phys}(t) = I_0^{\rm phys}\left(1 - \frac{t}{T_d}\right) \,\theta(t) \,\theta(T_d - t) \tag{A.2}$$

$$I_{\rm inj}^{\rm phys}(s) = I_0^{\rm phys} \left[ \frac{1}{s} - \frac{1 - e^{-sT_d}}{s^2 T_d} \right]$$
(A.3)

ここで、 $I_0^{\text{phys}}$ はt=0のときの電流の値である。

# キャリブレーションパルス

物理パルスと似た振る舞いのパルスを得るために、LAr gap のできるだけ近くでキャリブレーション パルスを入射させている。RL 回路を基盤とした波源のある caribration board によって崩壊定数  $\tau_{cali}$ の指数信号が生成される。インダクタンス L と抵抗 R の並列回路を通ったステップ電流はキャリブ レーションラインを通って Mother Board へと送られる。送られてきた指数電圧波形は Mother Board 上の抵抗によって電流信号に変換される。インダンクタンス L には抵抗 r を含むことを考慮すると、 出力波は振動数領域で以下のように表される。

$$I_{\rm inj}^{\rm cali}(s) = I_0^{\rm cali} \left[ \frac{\left(\frac{r}{r+\frac{R}{2}}\right) + s\left(\frac{r}{L+\frac{R}{2}}\right)}{s\left(1 + s\left(\frac{L}{r+\frac{R}{2}}\right)\right)} \right]$$
(A.4)

$$= I_0^{\text{cali}} \left[ \frac{f_{\text{step}} + s\tau_{\text{cali}}}{s\left(1 + s\tau_{\text{cali}}\right)} \right] = I_0^{\text{cali}} \left[ \frac{(1 - f_{\text{step}})\tau_{\text{cali}}}{1 + s\tau_{\text{cali}}} + \frac{f_{\text{step}}}{s} \right]$$
(A.5)

ここで、 $f_{\text{step}} = r/(r + \frac{R}{2})$ は全抵抗に対するインダクタンスに含まれる抵抗 r の割合を表し、  $\tau_{\text{cali}} = L/(r + \frac{R}{2})$ は崩壊定数を表す。



図 A.2: 簡易的な calibration board の回路図 [8]

### A.1.3 キャリブレーションパルスから物理パルスへの変換

前述した通り、物理パルスとキャリブレーションパルスの生成過程が異なるのでこの違いを考慮して キャリブレーションパルスから物理パルスへと変換していく。

まず、図 A.1 より、読み出しの初めの電流は以下のように表される。

$$I_{\text{line}}^{\text{phys}}(s) = I_{\text{inj}}^{\text{phys}}(s) \frac{1/sC}{r+1/sC+sL+Z_{\text{line}}}$$
(A.6)

$$I_{\text{line}}^{\text{cali}}(s) = I_{\text{inj}}^{\text{cali}}(s) \frac{r+1/sC+sL}{r+1/sC+sL+Z_{\text{line}}}$$
(A.7)

式 (A.6), 式 (A.7) より、物理パルスをキャリブレーションパルスを用いて表すことができる。ただし、g<sup>cali</sup> は、最大値 1 で規格化されている。

$$g^{\text{phys}}(s) = g^{\text{cali}}(s) \times \underbrace{\frac{(1+s\tau_{\text{cali}})\left(sT_d - 1 + e^{-sT_d}\right)}{sT_d\left(f_{\text{step}} + s\tau_{\text{cali}}\right)}}_{g^{\exp\to\text{tri}}(s) = \frac{I_{\text{inj}}^{\text{phys}}(s)}{I_{\text{cali}}^{\text{cali}}(s)}} \times \underbrace{\frac{1}{1+s\tau_r + s^2\tau_0^2}}_{g^{\text{MB}\to\text{det}}(s)} \tag{A.8}$$

ここで、  $\tau_r = rC, \ \tau_0 = \sqrt{LC}$  である。また、時間領域で表す。
$$g^{\text{phys}}(t) = g^{\text{cali}}(t) * \underbrace{\mathscr{L}^{-1}\left\{\frac{I^{\text{phys}}_{\text{inj}}(s)}{I^{\text{cali}}_{\text{inj}}(s)}\right\}}_{g^{\text{exp}\to\text{tri}}(t)} * \underbrace{\mathscr{L}^{-1}\left\{\frac{1}{1+s\tau_r+s^2\tau_0^2}\right\}}_{g^{\text{MB}\to\text{det}}(t)}$$
(A.9)

ここで、

$$g^{\exp\to tri}(t) = \delta(t) + \left[\frac{1 - f_{\text{step}}}{\tau_{\text{cali}}} e^{-f_{\text{step}}\frac{t}{\tau_{\text{cali}}}} + \frac{1}{f_{\text{stepT}_d}} \left( (1 - f_{\text{step}}) e^{-f_{\text{step}}\frac{t}{\tau_{\text{cali}}}} - 1 \right) \right] \theta(t) - \frac{1}{f_{\text{stepT}_d}} \left( (1 - f_{\text{step}}) e^{-f_{\text{step}}\frac{t - T_d}{\tau_{\text{cali}}}} - 1 \right) \theta(t - T_d)$$
(A.10)

$$g^{\text{MB}\to\text{det}}(t) = \frac{2}{\tau_a} e^{-\frac{\tau_r}{2\tau_0^2} t} \sin\left(\frac{\tau_a}{2\tau_0^2} t\right) \theta(t) \qquad \left(\tau_a = \sqrt{4\tau_0^2 - \tau_r^2}\right) \tag{A.11}$$

である。

式 (A.8),式 (A.9) において、g<sup>phys</sup> と g<sup>cali</sup> は同じ規格化が施されているが、 図 A.3 が示す2つの ピークの高さは異なっている。これは2つの入射点の間のインダクタンス L の存在が大きな原因であ る。式 (A.9) ではそれが考慮されているので、より正確な変換を行うことができる。

式 (A.9) を用いるためには、それぞれのパラメータの値を設定する必要がある。ドリフト時間  $T_d$  は セルごとの LAr gap に依存する。一方、  $\tau_r$ ,  $\tau_0$  はエレクトロニクスに依存し、  $f_{\text{step}}$ ,  $\tau_{\text{cali}}$  はキャリブ レーションのチャンネルに依存する。これらのパラメータをキャリブレーションパルスから求める方法 を次の節で説明する。

#### convolution

2つの関数 f(t), g(t) の時間領域での convolution は以下のように定義される。

$$f(t) * g(t) = \int f(t - t')g(t')\theta(t - t')dt' = \int_0^t f(t - t')g(t')dt'$$
(A.12)

実際は以下の式を用いる。

$$\{f(t) * g(t)\}_i = \left(\sum_{j=1}^i f(t_i - t_j) \times g_j\right) \times \Delta t \tag{A.13}$$

今回は  $\Delta t = 25/24BC = 1.04ns$  となっている。

## A.2 Response Transformation Method (RTM)

 $\tau_r$ ,  $\tau_0$ ,  $f_{\text{step}}$ ,  $\tau_{\text{cali}}$  はキャリブレーションパルスを解析することによってそれぞれ直接求めることができる。まず、読み出しで出力されるキャリブレーションパルスはラプラス領域で以下のように書き表される。



図 A.3: パルスの変換例 [8]

$$V_{\rm out}^{\rm cali} = I_{\rm inj}^{\rm cali}(s) \times H^{\rm det}(s) \times H^{\rm readout}(s)$$
(A.14)

関数  $H^{\text{det}}(s)$  は入射されたキャリブレーションパルス  $I_{\text{inj}}^{\text{cali}}(s)$  における検出器が及ぼす影響を表しており、  $H^{\text{readout}}(s)$  は (line + preamplifier + shaper) の伝搬関数を表している。任意の電流波形  $Y_{\text{inj}}(s)$ が Mother Board に入射した場合、出力応答  $W_{\text{out}}(s)$  は以下のように表すことができる。

$$W_{\text{out}}(s) = Y_{\text{inj}}(s) \times H^{\text{det}}(s) \times H^{\text{readout}}(s)$$
  
$$= \frac{Y_{\text{inj}}(s)}{I_{\text{inj}}^{\text{cali}}(s)} \times I_{\text{inj}}^{\text{cali}}(s) \times H^{\text{det}}(s) \times H^{\text{readout}}(s)$$
  
$$= \frac{Y_{\text{inj}}(s)}{I_{\text{ini}}^{\text{cali}}(s)} \times V_{\text{out}}^{\text{cali}}(s)$$
(A.15)

また、時間領域で表したものが以下である。

$$W_{\text{out}} = \mathscr{L}^{-1} \left\{ \frac{Y_{\text{inj}(s)}}{I_{\text{inj}}^{\text{cali}}(s)} \right\} * V_{\text{out}}^{\text{cali}}(t) = f_{\text{tran}}^{Y}(t) * V_{\text{out}}^{\text{cali}}(t)$$
(A.16)

上式より、出力されたキャリブレーションパルス  $V_{\text{out}}^{\text{cali}}$  と変換関数  $f_{\text{tran}}^{Y}(t)$  の時間領域での convolution することによって、変換後の出力応答  $W_{\text{out}}$  から任意の電流波形  $Y_{\text{inj}}(t)$  を求めることができる。これ が式 (A.9) を用いるために必要なパラメータを求める方法を一般化したものである。次のステップで  $W_{\text{out}}(t)$  の信号のテールを最小化した波形を求める。そのために、テールに沿った  $W_{\text{out}}(t)$  の2 乗を足 しあげることによって  $\chi^2$ -like の値を計算する。

$$Q^2 = \sum_{t>t_{\text{tail}}} W_{\text{out}}^2(t) \tag{A.17}$$

### A.2.1 $au_{cali}$ と $f_{step}$ の求め方

 $\tau_{\text{cali}}$  と  $f_{\text{step}}$  はステップ関数  $S_{\text{inj}}(s) = \frac{1}{s}$  によって計算することができる。振動数領域における相対的な変換関数は以下のように表される。

$$f_{\text{tran}}^{\text{step}}(s;\tau_{\text{cali}}',f_{\text{step}}') = \frac{S_{\text{inj}(s)}}{I_{\text{tran}}^{\text{cali}}(s;\tau_{\text{cali}}',f_{\text{step}}')} = \frac{1+s\tau_{\text{cali}}'}{s\tau_{\text{cali}}'+f_{\text{step}}'}$$
(A.18)

ここで、  $au'_{cali}$ ,  $f'_{step}$  はパラメータの入力値を表している。つまり、 $au'_{cali} = au_{cali}$ ,  $f'_{step} = f_{step}$  のとき出 力関数は以下のように表すことができる。

$$U_{\rm out}(s) = \frac{1}{s} \times H^{\rm det}(s) \times H^{\rm readout}(s)$$
(A.19)

 $H^{\text{det}}(s), H^{\text{readout}}(s)$ が短い時定数から構成されていて波形の中で長いテールを持ち上げることがないので、関数  $U_{\text{out}}(t)$  波形のテールが急速に 0 に向かう特徴を持っている。ステップ応答のこの特徴が確認できるのは、 $\tau'_{\text{cali}} = \tau_{\text{cali}}, f'_{\text{step}} = f_{\text{step}}$ のときである。 $Q^2$  関数を以下のように表す。

$$Q^{2}(\tau'_{\text{cali}}, f'_{\text{step}}) = \sum_{t > t_{\text{tail}}} U^{2}_{\text{out}}(t; \tau'_{\text{cali}}, f'_{\text{step}})$$
(A.20)

 $au_{
m cali}, f_{
m step}$ の値はこの関数の最小値を見つけることで求められる。式 (A.18) より時間領域での変換 関数は以下のようになる。

$$f_{\rm tran}^{\rm step}(t;\tau_{\rm cali}',f_{\rm step}') = \mathscr{L}^{-1}\left\{\frac{1+s\tau_{\rm cali}'}{s\tau_{\rm cali}'+f_{\rm step}'}\right\}$$
(A.21)

$$= \delta(t) + \left(\frac{1 - f'_{\text{step}}}{\tau'_{\text{cali}}}\right) e^{-\frac{f'_{\text{step}}t}{\tau'_{\text{cali}}}}$$
(A.22)

この過程において、 $Q^2$  はテールが始まる点  $\tau_{\text{tail}}$  に依存する。この点は波形によって異なる値なので  $t_{\text{tail}} = t_{\min}^{\text{neg.lobe}} + 100$ ns とする。ただし、 $t_{\min}^{\text{neg.lobe}}$  はパルスが最小値であるときの時間である。

#### A.2.2 <sub>70</sub> の求め方

detector 変換関数の絶対値は、  $\omega_0 = \frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  で最小値が存在する。振動数  $\omega$  の波が入射した場合、 $\omega = \omega_0$  でシステム応答は最小値を取る。角振動数  $\omega$  のコサイン波  $C_{inj}(r;\omega) = \theta(t) \cos(\omega t)$  に対するシステム応答は RTM によって計算すると、変換関数は以下のようになる。

$$f_{\rm tran}^{\rm cos}(s;\omega,\tau_{\rm cali}',f_{\rm step}') = \frac{C_{\rm inj}(s;\omega)}{I_{\rm inj}(s,\tau_{\rm cali}',f_{\rm step}')} = \frac{s}{s^2 + \omega^2} \frac{s(1 + s\tau_{\rm cali}')}{s\tau_{\rm cali}' + f_{\rm step}'}$$
(A.23)

このとき、前述した方法で求めたパラメータを代入して  $au'_{cali} = au_{cali}, f'_{cali} = f_{cali}$  とする。出力関数は 以下のように表される。

$$X_{\text{out}}(s;\omega) = C_{\text{inj}}(s;\omega) \times H^{\text{det}}(s) \times H^{\text{readout}}(s)$$
(A.24)

関数  $X_{\text{out}}(t;\omega)$  は、  $\omega = \omega_0$  のとき最小値を取る。したがって、

$$Q^{2}(\omega) = \sum_{t>t_{\text{cali}}} X_{\text{out}}^{2}(t;\omega)$$
(A.25)

 $\omega_0$ の値は  $Q^2(\omega)$ の最小値を見つけることによって求まる。時間領域の変換関数は以下のように表される。

$$\begin{aligned} f_{\text{tran}}^{\cos}(t;\omega,\tau_{\text{cali}}',f_{\text{step}}') &= \mathscr{L}^{-1} \left\{ \frac{s}{s^2 + \omega^2} \times \frac{s(1 + s\tau_{\text{cali}}')}{s\tau_{\text{cali}}' + f_{\text{step}}'} \right\} \\ &= \delta(t) + \frac{1}{f_{\text{step}}'^2 + \omega^2 \tau_{\text{cali}}'^2} \left\{ e^{-\frac{f_{\text{step}}'t}{\tau_{\text{cali}}'}} (f_{\text{step}}'^2 - f_{\text{step}}'^3) \right. \\ &- \omega \Big[ (f_{\text{step}}' + \omega^2 \tau_{\text{cali}}'^2) \sin(\omega t) + (\omega \tau_{\text{cali}}'(f_{\text{step}}' - 1)) \cos(\omega t) \Big] \right\} \quad (A.26) \end{aligned}$$

元のキャリブレーションパルスは読み出し変換関数  $H_{\text{readout}}(s)$  の寄与があるため、より正確に最小値 を求めるために補正が必要である。shaper は高振動数を抑える band-pass フィルターとして振る舞う ため、 $Q^2(\omega)$  が高振動数になることを防ぐ。 shaper の変換関数は変換後の出力波を deconvolution し たものであり、コサイン出力関数  $X_{\text{out}}(t,\omega)$  が単振動  $\omega$  のみに依存しているという利点がある。shaper 変換関数の寄与は1つの補正する要素によって打ち消すことができる。

$$X'_{\rm out}(t;\omega,\tau_{\rm sh}) = X_{\rm out}(t;\omega) \sqrt{\frac{\left(1+(\omega\tau_{\rm sh})^2\right)^3}{(\omega\tau_{\rm sh})^2}} \tag{A.27}$$

したがって、補正後は

$$Q^{\prime 2}(\omega) = \sum_{t > t_{\rm cali}} X^{\prime 2}_{\rm out}(t;\omega,\tau_{\rm sh}) = Q^2(\omega) \left(\frac{\left(1 + (\omega\tau_{\rm sh})^2\right)^3}{(\omega\tau_{\rm sh})^2}\right)$$
(A.28)

となる。

 $\omega_0$ の揺らぎは 13ns <  $\tau_{\rm sh}$  < 17ns の変化に対して影響はない。また、 $t_{\rm tail}$ も影響はない。

#### A.2.3 $au_r$ の求め方

 $\tau_r = rC$  はキャリブレーションパルスにおける detector 変換関数  $H^{\text{det}}(s)$  による "injection-point" のための補正がなされるときに打ち消しが起こる。

$$V_{\text{out}}^{\text{cali}}(t;\tau_0',\tau_r')|^{\text{corr}} = f_{\text{tran}}^{\text{i.p.}}(t;\tau_0',\tau_r') * V_{\text{out}}^{\text{cali}}(t)$$
  
$$= \mathscr{L}^{-1}\left\{\frac{1}{1+s\tau_r'+s^2\tau_0'}\right\} * V_{\text{out}}^{\text{cali}}(t)$$
  
$$= e^{-\frac{t}{\tau_1}}\sin\left(\frac{t}{\tau_2}\right) * V_{\text{out}}^{\text{cali}}(t)$$
(A.29)

ここで、  $au_1 = rac{2 au_0'^2}{ au_r'}, \ au_2 = rac{2 au_0'^2}{\sqrt{4 au_0'^2 - au_r'^2}}$ である。

 $\tau'_0 = \tau_0, \ \tau'_r = \tau_r$ のとき、detector 変換関数  $H^{det}(s)$  が打ち消されるので、元のキャリブレーション パルスの中に  $(1 + srC + s^2LC)$ の要素が存在する。そうでないと、打ち消しが不完全で、 角振動数

 $\omega_{\text{res}} = \frac{1}{\tau_0}$ の変換後の波形  $V_{\text{out}}^{\text{cali}}(t)|^{\text{corr}}$  に揺らぎが生まれる。コサイン応答解析により  $\tau_0' = \frac{1}{\omega_0}$  が設定されると、残った揺らぎを消すことにより、パラメータ  $\tau_r$  を見つけることができる。よって今回は、 $Q^2$ -function は元のキャリブレーションパルスと補正をかけたものの差の 2 乗を用いている。

$$Q^{2}(\tau_{r}') = \sum_{t>t_{\text{tail}}} \left( V_{\text{out}}^{\text{cali}}(t) - V_{\text{out}}^{\text{cali}}\left(t; \tau_{0}' = \frac{1}{\omega_{0}}, \tau_{r}\right) \Big|^{\text{corr}} \right)^{2}$$
(A.30)

この最小値を求めることによって、 *τ<sub>r</sub>*の値が求まる。

### A.3 変換を実践

実際にデモンストレータから得たキャリブレーションパルスから物理パルスに変換した。 $\eta \simeq 1.4, \phi \simeq 1.8$ の Middle レイヤーのパルスを用いた。その結果を図 A.4 に、またそのときのパラメータを以下に示す。

このパルスを単一セルでのシミュレーションで用いた。



図 A.4: 変換を実践した結果 黒:キャリブレーションパルス、赤:物理パルス

 $f_{\rm step} = 0.0685, \ \tau_{\rm cali} = 398 {\rm ns}, \ \tau_0 = 8.79 {\rm ns}, \ \tau_r = 2.71 {\rm ns}, \ T_d = 475 {\rm ns}$ 

## 謝辞

田中純一准教授には指導教官として日頃から多くの助言とご指導により研究生活を助けていただい たことに深く感謝申し上げます。また、江成祐二助教授にも研究のアドバイスをたくさんいただいたお かげで研究を進めることができたことにも深く感謝申し上げます。その他にも ICEPP の先生・学生の 方々(特に同研究室の同期の宇野健太くん)、事務室の秘書の方々など様々なサポートをしてくださっ た方々にも深く御礼申し上げます。

本研究の支援をしてくださった全ての方々に感謝したします。ありがとうございました。

# 参考文献

- ATLAS Collaboration, ATLAS Liquid Argon Calorimeter Phase-I Upgrade Technical Design Report, ATLAS-TDR-022-2013, 2013.
- [2] CERN Document Server / Photos http://cds.cern.ch/collection/Photos.
- [3] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, 2008
- [4] CERN TWiki/ATLAS EXPERIMENT-Public Results https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic
- [5] 久島真悟, ATLAS 実験液体アルゴンカロリーメータのデジタル信号処理におけるエネルギー再構成アルゴリズムの研究開発, 2015
- [6] ATLAS Collaboration, Performance of the electronic readout of the ATLAS liquid argon calorimeters, JINST 5 P09003, 2010.
- [7] J. P. Grohs and S. Starz, ATLAS Readout Electronics Upgrade Simulation Release 2.0.9, 2014.
- [8] D.Banfi, M.Dilmastro and M.Fanti, Cell response equalisation of the ATLAS electromagnetic calorimeter without the direct knowledge of the ionisation signals, 2006.
- [9] ATLAS Collaboration, ATLAS Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report, 1996.
- [10] Fullana.E, Castelo.J, Castillo.V, etc, Optimal Filtering in the ATLAS Hadronic Tile Calorimeter, 2005