

修士学位論文

LHC-ATLAS 実験 Phase-I アップグレードにおける  
液体アルゴンカロリメータトリガー読み出しの較正と性能評価

Calibration and performance evaluation  
of the liquid argon calorimeter trigger readout  
in the Phase-I upgrade of the LHC-ATLAS experiment

東京大学大学院  
理学系研究科 物理学専攻  
田中研究室  
館野 元

2020 年 1 月 31 日

## 概要

欧州原子核研究機構 (CERN) で行われている LHC-ATLAS 実験では円形加速器を用いた高エネルギーのハドロン同士の高頻度な衝突によって起こる事象を観測することにより高エネルギー・高統計の素粒子実験を実現しており、これによって素粒子の標準理論では説明できない現象を記述する新たな素粒子理論の検証を試みている。衝突により発生する事象は様々な終状態を持ち、ATLAS 検出器ではこのエネルギーやタイミング、位置などを捉えることによって事象の種類を識別する。高頻度の衝突によってデータは管理しきれないほど膨大になるため、エネルギーなどに閾値を設けて事象を選択する。これをトリガーという。LHC 実験で 2021 年から予定されている Run-3 やその数年後に予定されている High-Luminosity LHC と呼ばれる実験では衝突頻度が従来よりも高くなるため、従来のトリガーシステムではトリガー頻度の要求値を上回る。そこで 2019 年の始めから 2021 年の半ばまで LHC 加速器のアップグレードのために設けられたシャットダウン期間中に ATLAS 検出器では Phase-I アップグレードと称してトリガーシステムがアップグレードされる。

ATLAS 検出器に含まれる液体アルゴンカロリメータはエネルギーを測定する検出器であり、その信号はトリガーにも用いられる。従来の液体アルゴンカロリメータのトリガー読み出しシステムでは空間領域に対して粗く定義されたセルで高速なトリガー用の処理を実現していたが、Phase-I アップグレードではこのセル分割を 10 倍細かくすることによって事象に由来する信号のクラスタを識別して効率的にトリガーを行い、トリガー頻度を制御することを目指す。クラスタの識別を行うためには各セルでエネルギーを正確に計算する必要があり、これには Optimal filter と呼ばれるアルゴリズムを用いる。Optimal filter は複数の ADC 値の線形和をとって特定のタイミングにおけるエネルギーを計算するアルゴリズムであり、その係数の較正が必要となる。本研究では、ソフトウェア開発によってこの係数の較正を行うためのフレームワークを確立した。これによってデータをモニタリングしながらエネルギー計算を行う部分のファームウェアを開発できるようになったほか、次々と検出器上に新規インストールされるボードのデータのモニタリングと推定値との整合性の確認も迅速に行うことができるようになった。本論文では 2019 年に検出器上にインストールされたボードから得たデータを用いて較正の一連の流れを示し、較正フレームワークが機能していることを示す。

さらに、較正結果を用いて性能評価を行うためのシミュレータの開発も行った。このシミュレータは様々な条件を容易に指定して効率良く高速でシミュレーションを行うことを可能にする。本研究では実データを用いて較正した結果をシミュレータに入力し、性能評価を行った。特に、エネルギーと時間の分解能について多角的に評価し、信号が理想的なタイミングと大きくずれた場合にエネルギーやタイミングの計算値が系統的な誤差を持つことを明らかにした。また、LHC 加速器のビームの持つトレイン構造によって液体アルゴンカロリメータの信号がシフトする現象についてもこれまでにない精度でシミュレートした。本論文ではこれらの性能評価の他に、性能評価の結果をトリガー用エネルギー計算の出力に対する選択条件にフィードバックする例についても示す。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	8
1.1	理論的背景	8
1.2	LHC-ATLAS 実験	10
1.3	先行研究とアップグレード計画	15
1.4	本論文の内容・目的と構成	17
<b>第 2 章</b>	<b>液体アルゴンカロリメータのアップグレード計画</b>	19
2.1	セットアップと検出原理	19
2.1.1	バレル	19
2.1.2	エンドキャップ	20
2.1.3	読み出しエレクトロニクス	23
2.1.4	バイポーラパルスの性質	26
2.2	トリガー読み出しシステムのアップグレード計画	27
2.2.1	トリガー読み出しシステムのアップグレード	27
2.2.2	Run-3 からのエネルギーとタイミングの計算方法	29
2.2.3	Run-3 からのオブジェクト識別によるトリガー	32
2.3	較正の手法	34
2.3.1	エネルギーとタイミングの計算に用いるパラメータの較正	34
2.3.2	オブジェクト識別に用いるエネルギーの閾値の較正	39
<b>第 3 章</b>	<b>エネルギーとタイミングの計算に用いるパラメータの較正</b>	41
3.1	較正フレームワーク	41
3.1.1	背景	41
3.1.2	LATOME の較正フレームワーク	43
3.1.3	バイトストリームコンバータの開発	45
3.1.4	Athena 実行スクリプトの開発	47
3.2	実データを用いた較正の例	49
<b>第 4 章</b>	<b>実データとシミュレータを用いた性能評価</b>	55
4.1	シミュレータの作成	55
4.2	横エネルギーと時間の分解能	58
4.2.1	$E_T$ 入力値に対する依存性	60
4.2.2	$\eta$ 入力値に対する依存性	61
4.3	Optimal filter による計算値の関係	63

---

4.4	ベースライン . . . . .	68
<b>第 5 章</b>	<b>結論と展望</b>	<b>71</b>
5.1	結論 . . . . .	71
5.2	今後の展望 . . . . .	72
<b>参考文献</b>		<b>75</b>
<b>付録</b>		<b>77</b>
A	読み出しエレクトロニクスの配置とチャンネル配分 . . . . .	77
B	無次元の Optimal filter coefficient の計算方法 . . . . .	81
C	キャリブレーションラインあたりのテストパルスシステム . . . . .	83
D	較正パルスから物理パルスへの波形変換則 . . . . .	84

# 目次

1.1	LHC の概観	11
1.2	LHC のビームパイプの断面図	11
1.3	ATLAS 検出器の概観	12
1.4	ATLAS 検出器のバレル部における検出原理の模式図	13
1.5	Run-3 実験から用いられる ATLAS 実験のトリガーシステム	15
1.6	Run-2 までの陽子-陽子衝突の積算ルミノシティの推移	16
1.7	Run-2 までの陽子-陽子衝突のルミノシティの向上	17
2.1	液体アルゴンカロリメータの概観	20
2.2	液体アルゴンカロリメータの検出部分の構成	21
2.3	EMB のセル分割	22
2.4	液体アルゴンカロリメータのエンドキャップの断面図	22
2.5	HEC の楔形モジュール	23
2.6	FCal の構造	23
2.7	メイン読み出し用のセル分割とトリガー読み出し用のセル分割	24
2.8	液体アルゴンカロリメータの読み出しシステム	25
2.9	液体アルゴンカロリメータから読み出される三角パルスとバイポーラパルス	26
2.10	1つのトレインに対応するベースラインシフトの様子	27
2.11	Trigger Tower と Super Cell のシェイプ識別の様子	28
2.12	LATOME ボードの例	29
2.13	任意のパルスと理想的な波形の関係	31
2.14	eFEX における電子識別アルゴリズムに用いる Super Cell	33
2.15	各セルにおける較正スキーム	35
2.16	単純化したテストパルスシステムの等価回路	36
2.17	ABBA を用いた delay run の出力波形の一例	37
2.18	ABBA を用いた ramp run の結果の一例	38
2.19	較正パルスの理想的な波形と変換後の物理パルスの例	39
2.20	Run-3 における $\eta$ 毎の電子収集効率のシミュレーション結果	40
2.21	$1.1 <  \eta  < 1.3$ における $L1E_T$ とオフライン $E_T$ の差の分布	40
3.1	メイン読み出しとトリガー読み出しのデータ収集システム	42
3.2	LATOME におけるデータの流れ	44
3.3	Athena における較正フロー	48
3.4	Pedestal run によって取得された各 Super Cell のペDESTALとノイズ	49

3.5	Delay run によって取得された較正パルス	50
3.6	Ramp run によって取得されたサンプルの平均	51
3.7	波高の入力エネルギー依存性	52
3.8	Calibration run における 1 ビットあたりの横エネルギーの $\eta$ 依存性	53
3.9	較正パルスの理想的な波形と導出された物理パルス	53
3.10	パイルアップを考慮しない場合の physics run の無次元 OFC	54
4.1	シミュレータにおけるシーケンスの変化	56
4.2	シミュレータにおける Optimal filter と $\tau$ criteria の機能	57
4.3	シミュレーションの流れ	58
4.4	横エネルギー計算値分布の入力横エネルギー依存性	59
4.5	$\tau$ 計算値分布の入力横エネルギー依存性	60
4.6	$E_T\tau$ 計算値の入力横エネルギー依存性	61
4.7	R ハドロンの遅延の例	62
4.8	横エネルギー計算値分布の $\tau$ 入力値依存性	63
4.9	理想的なタイミングからのずれの影響の例	63
4.10	$\tau$ 計算値分布の $\tau$ 入力値依存性	64
4.11	$E_T\tau$ 計算値の $\tau$ 入力値依存性	64
4.12	Optimal filter で計算された $E_T\tau$ と $E_T$ の関係	65
4.13	Optimal filter で計算された $E_T\tau$ と $\tau$ の関係	65
4.14	各 $E_T$ 入力値に対して Optimal filter で計算された $E_T$ と $\tau$ の散布図	66
4.15	各 $\tau$ 入力値に対して Optimal filter で計算された $E_T$ と $\tau$ の散布図	67
4.16	Optimal filter と $\tau$ criteria の出力	68
4.17	ベースラインの平均	69
4.18	LATOME デモンストレータのデータを用いて計算されたベースライン	69
4.19	ベースラインの二乗平均平方根	70
A.1	液体アルゴンカロリメータのバレルのフロントエンドクレート	78
A.2	液体アルゴンカロリメータのエンドキャップの構造	79
C.1	キャリブレーションラインあたりのテストパルスシステムの等価回路	83
D.1	LAr cell あたりのテストパルスシステムの等価回路	84

# 表目次

1.1	ローレンツ群の表現による素粒子の分類 . . . . .	8
1.2	ゲージ変換群の表現による素粒子の分類 . . . . .	9
1.3	ゲージ変換群の相互作用とチャージ . . . . .	9
1.4	LHC-ATLAS 実験の先行研究と将来の計画 . . . . .	16
2.1	eFEX における電子識別によるトリガー頻度の見積もり . . . . .	34
3.1	LATOME データの構成 . . . . .	44
3.2	LATOME データの 1 イベント・1 LATOME あたりのペイロードの構成 . . . . .	45
3.3	バイトストリームコンバータの出力値のコンテナの構造 . . . . .	46
A.1	LTDB と LATOME のチャンネル数 . . . . .	80

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 理論的背景

2012 年のヒッグス粒子発見を以て素粒子の標準理論の予言する粒子は全て発見済みとなり、標準理論によるモデリングが高い精度で現実と一致していることが確認された [1, 2]。素粒子の標準理論は特殊相対性理論と矛盾のない量子論 (場の量子論) で記述された基本的な理論であり、重力以外の力や物質の質量獲得機構などに関する複数の理論の総称である。標準理論では、ミンコフスキー時空の各局所的な領域において状態と呼ばれる演算子を考え、質量などの物理量に関する固有状態を粒子と見なす。各状態はローレンツ群  $SO(3,1)$  の表現に属する既約テンソル演算子であり、表現空間を張る粒子は表 1.1 のように分類される。 $SO(3,1)$  を生成するクリフォード代数のディラック表

表 1.1 ローレンツ群の表現による素粒子の分類。スピノル場は通常 2 成分スピノル場とその複素反傾スピノル場の直和をとった 4 成分スピノル場で表される。標準理論において、フェルミ粒子はフェルミオン、ゲージ粒子はゲージボソン、スカラー粒子はヒッグスボソンとも呼ばれる。ゲージ粒子とスカラー粒子を合わせて単にボース粒子またはボソンとも呼ぶ。

表現の次元	場の種類	状態 (粒子) の名称
1	スカラー場	スカラー粒子
4	4 成分スピノル場	フェルミ粒子
4	ベクトル場	ゲージ粒子

現を用いたとき、フェルミ粒子の場をなす 2 成分スピノル場を粒子と呼ぶのに対し、複素反傾スピノルを反粒子と呼ぶ。表 1.1 に示した粒子はさらにゲージ変換群の直積群  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  の表現にも属し、表 1.2 のように分類される\*1。ゲージ変換群は時空を底空間とした主バンドルの局所切断の群であり、局所的に定義されるものである。この局所切断はゲージ、構造群はゲージ群と呼ばれ、各ファイバーに対応する状態へのゲージの作用は力または (ゲージ) 相互作用と呼ばれる。ゲージ粒子はゲージ変換群の随伴表現に属するため、同じ群の非自明な表現に属する粒子に力を及ぼすことができる。この相互作用の名称とともにチャージの名称を表 1.3 に示す。

場の量子論ではゲージ変換群におけるゲージの変換 (ゲージ変換) に対してラグランジアンが不変であり、これをゲージ変換群に関する対称性と呼ぶ。ヒッグス場が真空期待値を持つことによって、 $SU(2) \otimes U(1)$  対称性 (電弱対称性) が自発的に破れ、我々の世界の通常のエネルギーレベルでは  $U(1)$  対称性 (電磁対称性) のみが成り立つ。この  $U(1)$  は自発的対称性の破れの前の  $SU(2) \otimes U(1)$  のものとは異なり、 $B$  ボソンと  $W$  ボソンは混合して光子  $\gamma$  と質量を持つウィークボソン ( $W^\pm, Z^0$  粒子) として出現する。自発的対称性の破れの後の  $U(1)$  に対応する相互作用も電磁相互作用と呼ばれ、チャージは電荷と呼ばれる。クォークと、クォークでないフェルミ粒子 (レプトン) のうち

\*1 直積群  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  をゲージ変換群と呼ぶこともある。

表 1.2 ゲージ変換群の表現による素粒子の分類。各群の表現の次元として、SU(3), SU(2), U(1) の表現の次元を順に示す。ニュートリノ以外の各フェルミ粒子は同じ名称で SU(3)  $\otimes$  SU(2)  $\otimes$  U(1) の別の表現に属する粒子を持ち、それらは左巻き・右巻きと呼ばれ区別される。クォークの添字  $r, g, b$  は表 1.3 に示すカラーに対応する。 $u, d, e, \nu_e$  を第 1 世代、 $c, s, \mu, \nu_\mu$  を第 2 世代、 $t, b, \tau, \nu_\tau$  を第 3 世代と呼ぶ。標準理論ではフェルミ粒子は左巻きが 24 種類・右巻きが 21 種類であり、これらの反粒子も合わせると 90 種類に分類できる。フェルミ粒子とスカラー粒子があるゲージ変換群の基本表現に属するのに対し、ゲージ粒子は随伴表現に属する。これはゲージ粒子が同じゲージ変換群の任意の非自明な表現に属する粒子に作用することを意味する。

粒子の種類	各群の表現の次元		状態 (粒子) の名称	記号
	左巻き	右巻き		
フェルミ粒子	(3, 2, 1)	(3, 1, 1)	アップクォーク	$u_r, u_g, u_b$
		(3, 1, 1)	ダウンクォーク	$d_r, d_g, d_b$
	(3, 2, 1)	(3, 1, 1)	チャームクォーク	$c_r, c_g, c_b$
		(3, 1, 1)	ストレンジクォーク	$s_r, s_g, s_b$
	(3, 2, 1)	(3, 1, 1)	トップクォーク	$t_r, t_g, t_b$
		(3, 1, 1)	ボトムクォーク	$b_r, b_g, b_b$
	(1, 2, 1)	(1, 1, 1)	電子	$e$
			電子ニュートリノ	$\nu_e$
	(1, 2, 1)	(1, 1, 1)	ミュー粒子	$\mu$
			ミューニュートリノ	$\nu_\mu$
	(1, 2, 1)	(1, 1, 1)	タウ粒子	$\tau$
			タウニュートリノ	$\nu_\tau$
ゲージ粒子	(8, 1, 1)	グルーオン	$g_1 \sim g_8$	
	(1, 3, 1)	W ボソン	$W^\pm, W^0$	
	(1, 1, 1)	B ボソン	$B$	
スカラー粒子	(1, 2, 1)	ヒッグス粒子	$H$	

表 1.3 ゲージ変換群の相互作用とチャージ。チャージはゲージ変換群の生成子である。

ゲージ変換群	相互作用	チャージ
SU(3)	強い相互作用	カラー
SU(2)	弱い相互作用	弱アイソスピン
U(1)	電磁相互作用	弱ハイパーチャージ

右巻きが存在するもの (荷電レプトン) は電荷を持つ粒子、すなわち荷電粒子である。他に  $W^\pm$  ボソンや後述の一部のハドロンも電荷を持つ。反粒子の電荷は粒子の電荷の符号を反転させたものである。

SU(3) の 3 重項と反 3 重項の積表現は 1 重項と 8 重項に既約分解できる\*2。これをクォークと反クォークがグルーオンを介して近距離で結びついているという描像で捉え、1 重項をなす状態をメソンと呼ぶ。 $\pi^0$  粒子がその例である。同様にクォーク 3 個が結びつくと 1 重項が現れ、これはバリオンと呼ばれる。陽子や中性子がその例である (記号はそれぞれ  $p$  と  $n$  であり、陽子と中性子は合わせて核子と呼ばれる)。メソンやバリオンなどの SU(3) 1 重項をなす複合粒子はハドロンと総称される。これをなすクォークが高いエネルギーによって引き離されようとすると、新しいクォークが生成されて複数のハドロンに分裂する。このようにクォークは大局的に SU(3) 1 重項となる

\*2 群の  $n$  重項とは  $n$  次元表現を意味し、反  $n$  重項とは  $n$  次元表現の複素共役表現を意味する。

粒子の構成要素としてしか存在できない。これをカラーの閉じ込めもしくはクォークの閉じ込めと呼ぶ。ハドロンの構成要素としてのクォークやグルーオンはパートンと総称される。

標準理論は上記に述べたゲージ理論、電弱統一理論、ヒッグス機構のほかに、クォークや CP 対称性の破れに関する小林・益川理論などを含んでおり、現実とよく一致したモデルとなっている。しかし、標準理論はゲージ理論で重力に関して何も記述していないほか、フェルミ粒子の世代数が3である理由も説明しておらず、宇宙を記述する究極理論とするには説明の不足や仮定の多さが問題となる。さらに、ダークマターの存在やニュートリノ振動など標準理論では説明できない現象が数多く発見されている。これらの問題を解決するために、超対称性理論や余剰次元理論など、標準理論を包含する新しい理論が数多く考案されてきた。これらの理論の多くは高い質量領域に未発見粒子の存在を予言しており、その未発見粒子の生成頻度は極めて低いと見られる<sup>\*3</sup>。これを発見するために、高エネルギーかつ高頻度で粒子を反応させ、膨大なデータから統計処理により新粒子の有無を調べることが求められる。

## 1.2 LHC-ATLAS 実験

欧州原子核研究機構 (CERN) で行われている LHC-ATLAS 実験では、高エネルギー・高統計の素粒子実験を実現している。LHC (Large Hadron Collider) は周長 27 km の円形粒子加速器であり、図 1.1 に示すようにスイスとフランスの地下 100 m の位置に設置されている。電場をかけて陽子または重イオン (鉛イオン) を図 1.2 に示すような2つのパイプ内で互いに逆方向に加速し、円形に進むように磁場もかける。本論文では加速対象を主に陽子として記述するが、以下の議論は定性的には重イオンにも当てはまる。陽子は  $10^{11}$  個程度が束になって、ビームバンチを構成する。そして互いに逆向きに加速されたビームバンチは、各陽子が予め決められた数 TeV のエネルギーを持つようになると、40 MHz の頻度で、すなわち 25 ns おきに (2018 年時点) 衝突し、衝突の度にビームバンチを構成する陽子内の幾つものパートンが反応を起こす。この反応をイベントと呼び、このバンチ衝突のタイミングもしくはバンチ衝突そのものを BC (bunch crossing) と呼ぶ。ただし、恒常的に 25 ns おきにビームバンチを生成することはできず、幾つかのバンチが衝突すると幾つかのバンチ分だけ空白が入る。これをトレイン構造と呼び、空白と空白の間のバンチのシークエンスをトレインと呼ぶ。

稀に高いエネルギーを担ったパートン同士の反応が、1.1 節で述べた新物理探索等に有用な反応となることがある。そのため ATLAS 実験では、衝突点を囲う ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) 検出器 (図 1.3) を用いて、生成された素粒子の性質の精密測定や新粒子の探索などを行う。この興味のある事象またはその信号に対して、興味のない低エネルギーの衝突またはその信号をパイルアップと呼ぶ。ATLAS 実験では高頻度のデータ取得で膨大なデータを得ることが重要であるため、ルミノシティと呼ばれる指標が存在する。ビームの単位断面積あたりのパートン衝突頻度を表す量を瞬間ルミノシティまたは単にルミノシティと呼び、ある期間において単位断面積あたりにパートンが衝突した回数をその期間における積算ルミノシティまたは積分ルミノシティと呼ぶ。陽子ビームの瞬間ルミノシティは時々刻々と変化するため、ある短い時間内での平均瞬間ルミノシティや最大瞬間ルミノシティ (ピークルミノシティ)、そして1回の BC で起こるパートン衝突の数の平均である平均相互作用数と呼ばれる指標が検出器開発や物理解析における指標として使われることが多い。瞬間ルミノシティが大きいほどパイルアップは多くなる。ある BC において、パイルアップの信号は同じ BC におけるパイルアップ衝突に起因する in-time pileup と別の BC におけるパイルアップ衝突に起因する out-of-time pileup に分類できる。パイルアップの信号を可能な限り除外し、目的事象を含むと見られる BC の信号を選択することをトリガーという。

ここで ATLAS 実験において用いられる座標系と横運動量・横エネルギーについて述べるが、以下では自然単位系を用いる。ATLAS 実験では位置や角度を記述するために、検出器中央部から LHC の中心への向きを正とした  $x$

\*3 高い質量領域の新粒子探索には高エネルギーの衝突が必要であるが、加速された陽子のうち衝突するパートンが大きなエネルギーを担う確率は低い [3]。さらに予言されている未発見粒子が多くは特定の種類の相互作用しか起こさないことも生成頻度の低さの理由である。

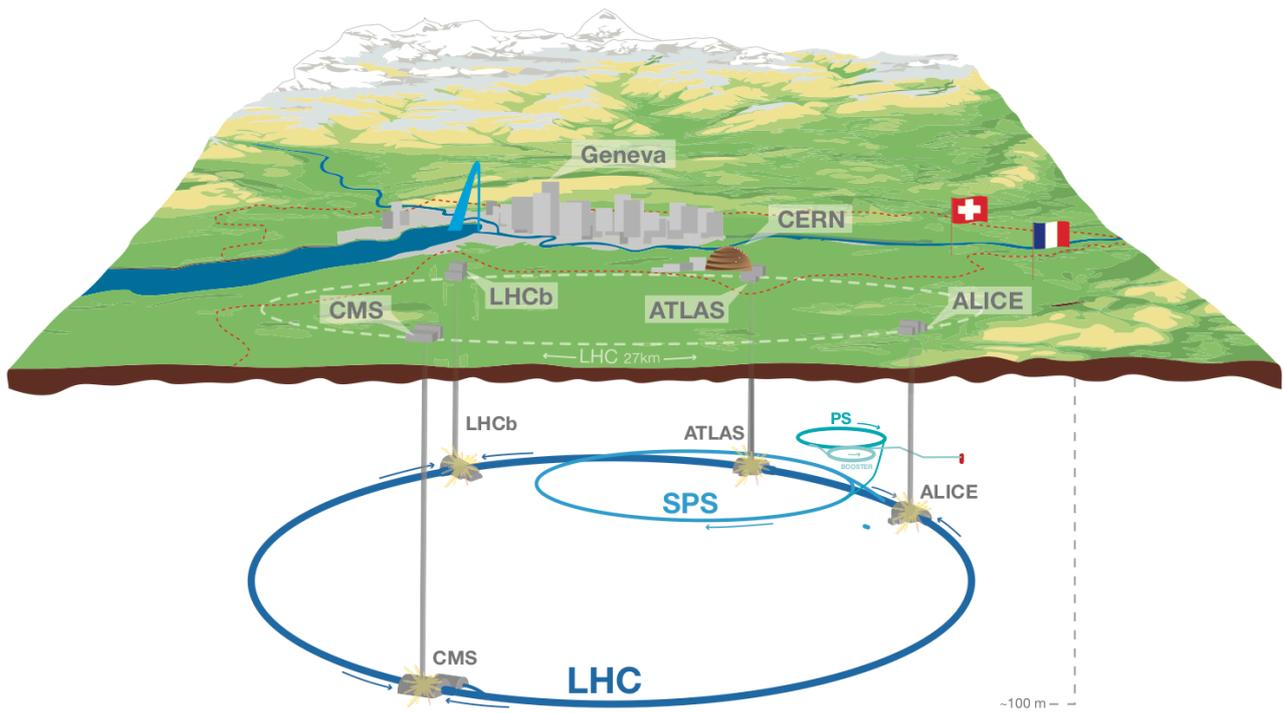


図 1.1 LHC の概観 [4]。周長 27 km の円形加速器がスイスとフランスの国境を跨いで地下 100 m の深さに設置されている。

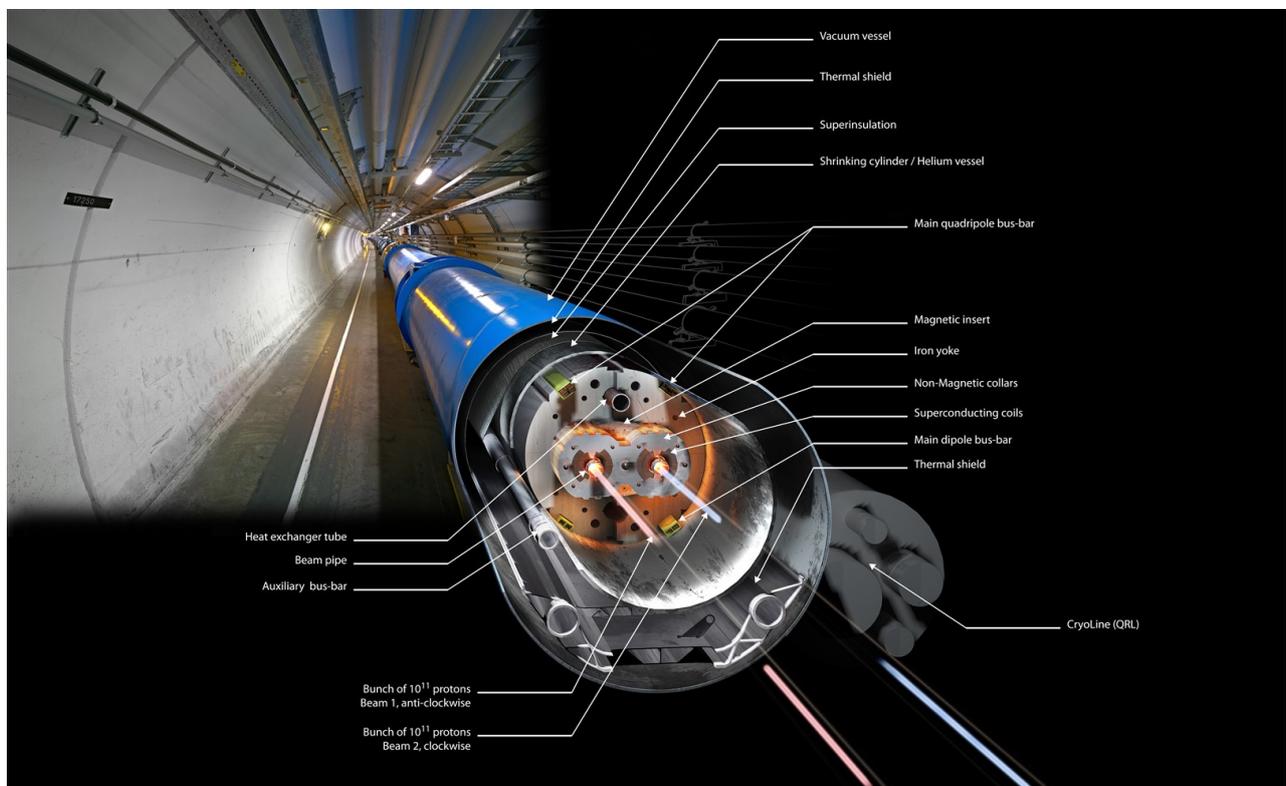


図 1.2 LHC のビームパイプの断面図 [5]。ハドロンビームバンチは互いに逆方向に加速され、ATLAS 検出器の中央で衝突するようになっている。

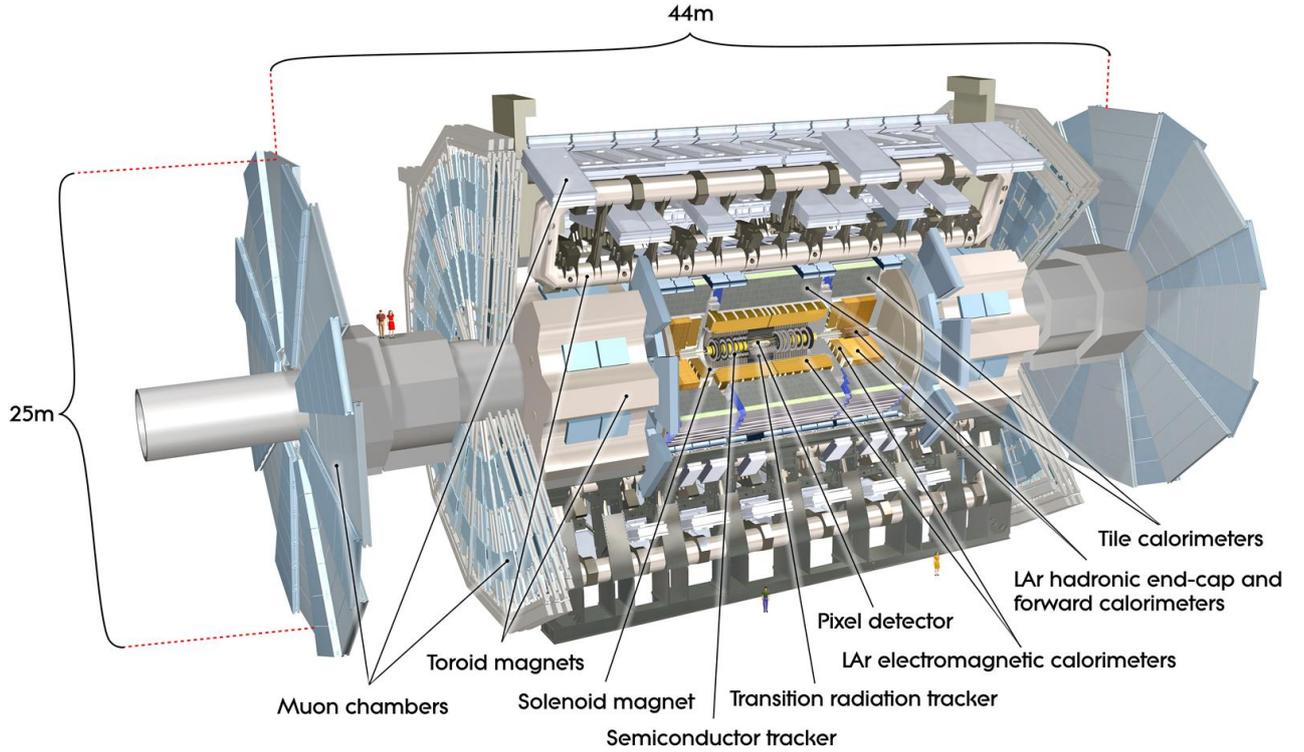


図 1.3 ATLAS 検出器の概観 [6]。中央でハドロンビームバンチを衝突させ、生成される粒子をピクセル検出器から順に捉えて解析する。

軸、上向きを正とした  $y$  軸、ビーム軸に沿った  $z$  軸からなる直交座標系 (右手系)  $(x, y, z)$  を採用している。これを球座標系  $(r, \theta, \phi)$  に変換して用いることも多い。ただし

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \sin \theta \cos \phi \\ r \sin \theta \sin \phi \\ r \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

$z > 0$  の領域は A サイド、 $z < 0$  の領域は C サイドと呼ばれる。陽子のエネルギーが決まっても、その中の異なる運動量のパートン同士が衝突するため、事象毎に重心系が  $z$  方向に異なる運動をする。そこで  $y-z$  平面においてはローレンツ変換を扱いやすい量を用いて角度を表現するのが望ましい。検出器から見た静止系との相対速度がビーム軸方向であるような慣性系において、速度  $\beta = (\beta_x, \beta_y, \beta_z)$  に対し、 $z$  方向のローレンツブーストに関する加法性をもつ量としてラピディティ

$$y := \operatorname{arctanh} \beta_z = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (1.2)$$

が定義される\*4。ここで 4 元運動量を  $p = (E, p_x, p_y, p_z)$  としている。しかしこれは質量に依存する量であり、粒子の運動方向を記述するには便利であるが ATLAS 検出器における位置を統一的に表現するには向かない。そこでラピディティの相対論的極限 (不変質量  $m \rightarrow 0$ ) をとった擬ラピディティ

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{E + E \cos \theta}{E - E \cos \theta} = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (1.3)$$

\*4 特殊相対性理論において一般にラピディティは  $\varphi := \operatorname{arctanh} |\beta|$  と定義されるが、加速器実験においては速度がビーム軸方向になるようにローレンツブーストした系でラピディティ  $y$  を定義することが多い。 $y$  の加法性とは速さ  $\beta'_z$  でローレンツブーストした場合  $y + \operatorname{arctanh} \beta'_z$  となることを意味する。

が検出器内の位置を特定するためのパラメータの1つとして $\theta$ の代わりに頻繁に用いられている。検出器上の2点間の $(\eta, \phi)$ 方向の距離を表すのに $\eta$ の差 $\Delta\eta$ と $\phi$ の差 $\Delta\phi$ を使って定義した $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ を単位として用いることが多い。先述した通り ATLAS 実験における陽子衝突では事象の重心系は $z$ 方向にランダムな運動量を持つため、検出器のデータを用いて終状態粒子の4元運動量を再構成しても事象そのものを運動学的に完全に再構成することは不可能である。そこで横運動量 $\mathbf{p}_T = (p_x, p_y)$ や横エネルギー $E_T = E \sin \theta p_T / p_T$ を用いて解析を行う。それぞれの大きさ $p_T, E_T$ を横運動量、横エネルギーと呼ぶこともある。

ATLAS 検出器は図 1.4 に示すように内側(衝突点側)から順に飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミューオン検出器で構成され、これらサブ検出器を組み合わせることで粒子の性質を解析する\*5。図 1.3 に示す ATLAS 検出器の構造上の理由で各サブ検出器は $|\eta|$ の小さい筒型のバレルと $|\eta|$ の大きい円型のエンドキャップに分かれる。飛跡検出器ではその周囲のソレノイド磁石により $z$ 方向に磁場がかかり、荷電粒子の飛跡が $\phi$ 方向に曲

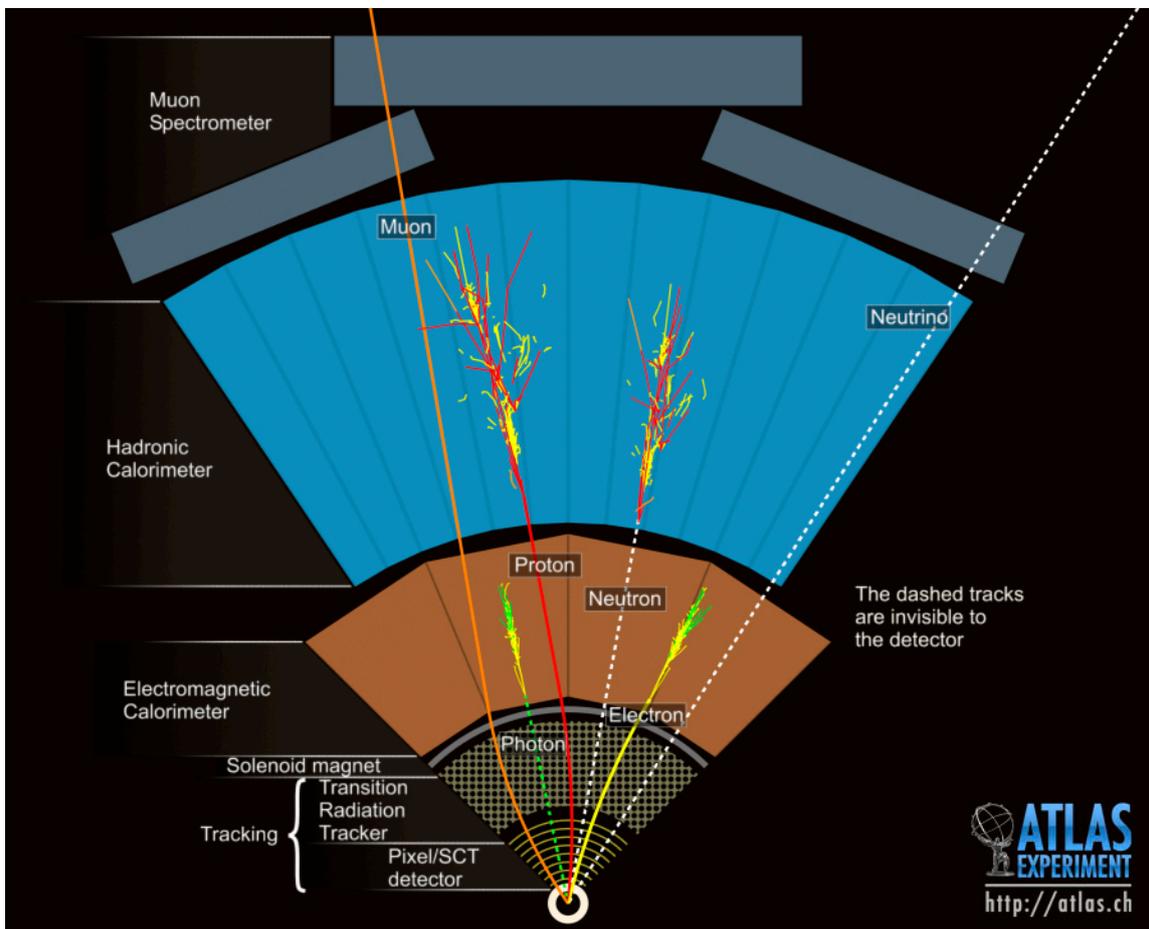


図 1.4 ATLAS 検出器のバレル部における検出原理の模式図 [7]。ハドロンビームバンチの衝突によって生成された粒子を飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミューオン検出器の順に捉えて解析する。検出されない飛跡は破線で示されている。

がる。磁場  $B$  [T] (ATLAS 検出器のソレノイドでは 2 T)、飛跡の曲率半径  $\rho$  [m]、荷電粒子の運動量の磁場と垂直な成分の大きさ  $p_{\perp}$  [GeV] は

$$p_{\perp} = 0.3B\rho \quad (1.4)$$

\*5 他にも衝突点から 100 m 以上離れた  $|\eta|$  の大きい領域 (ビーム軸付近) に設置された検出器のデータを用いることもあるが、本論文では割愛する。

なる関係を持ち、 $z$  方向の磁場に対して  $p_{\perp}$  は横運動量  $p_T$  と等価であるため、飛跡検出器では荷電粒子の飛跡を測定することにより運動量を再構成する。また、荷電粒子の識別も行う。飛跡検出器は内側からピクセル検出器、半導体ストリップ検出器 (Semiconductor tracker, SCT)、遷移輻射検出器 (Transition radiation tracker, TRT) の3種類のサブ検出器で成り立っている。電磁カロリメータでは電磁シャワーを起こすことによって電子や光子のエネルギーを吸収・測定する<sup>\*6</sup>(この機構の詳細は次章で詳しく述べる)。電磁カロリメータとエンドキャップ部分のハドロンカロリメータは液体アルゴン (liquid argon, LAr) カロリメータと呼ばれるサブ検出器としてクライオスタットの中に設置されている。液体アルゴンカロリメータとしてのハドロンカロリメータは電磁カロリメータと同じ検出原理を持つが、バレル部分のハドロンカロリメータはタイルカロリメータと呼ばれる別種のカロリメータであり、鉄でハドロンシャワーを起こしてプラスチックシンチレータを用いてエネルギー測定を行う<sup>\*7</sup>。電磁カロリメータの厚さが  $20X_0$  を超えるため、電磁シャワーの測定対象である粒子の殆どは電磁カロリメータで全てのエネルギーを失い、ハドロンカロリメータには到達しない<sup>\*8</sup>。ミュオン検出器はミュオン粒子、すなわちミュオンの性質を測るための検出器であり、運動量測定を行うための MDT (Monitored Drift Tube) と CSC (Cathode Strip Chamber)、トリガーを行うための RPC (Resistive Plate Chamber) と TGC (Thin Gap Chamber) で構成される。ミュオン粒子は質量が大きいため制動放射を起こしにくく、電磁カロリメータ内で電磁シャワーによるエネルギー損失を受けにくい。また、SU(3) の自明な表現であるため強い相互作用は起こらず、ハドロンカロリメータでも検出されない。運動量測定では、トロイド磁石で  $\phi$  方向に磁場をかけることによって  $r$  方向に飛跡を曲げ、この飛跡を測定することで式 (1.4) の関係を用いて運動量の再構成を行う。ニュートリノは全ての検出器で観測されないため、運動量保存則を用いて横運動量を計算する。検出器で測定された終状態粒子の横運動量のベクトル和の符号を反転したものを消失横エネルギー (missing transverse energy, missing  $E_T$ , MET) と呼ぶ。これがニュートリノのように観測されない粒子の横運動量のベクトル和である。先述した通り、LHC-ATLAS 実験では事象毎に重心系が  $z$  方向に異なる運動をするため、始状態の運動量の  $z$  成分は殆どの場合未知である。よって最終的な物理解析の段階では測定した粒子の運動量の  $z$  成分を無視した横運動量が重要視されることが多い<sup>\*9</sup>。ビーム衝突やテストパルスなどによって以上に示したような検出器から信号を得ることをランと呼ぶ。

LHC のビームバンチの衝突頻度は極めて高いため、全ての BC における事象を解析のために記録しておくことはできない。そこで、ATLAS 実験において記録する BC を取捨選択するのが図 1.5 に示すようなトリガーシステムである。ATLAS 検出器のサブ検出器は、ATLAS 検出器上に設置されたフロントエンド (front end, FE) と呼ばれるエレクトロニクスを持つ。ここで処理された信号のうち、L1 (Level-1) トリガーを通った BC による信号のみが 100 m 程度離れたバックエンド (back end, BE) と呼ばれるエレクトロニクスに送られ、ROD (Read Out Driver) にて処理される。L1 トリガーを行うために、全てのカロリメータおよび RPC と TGC のフロントエンドの信号は L1 トリガーシステムにも送られる。L1 トリガーシステムではこれらの信号を用いて  $2.5 \mu\text{s}$  以内に BC の取捨選択を行い、L1A (Level-1 Accept) と呼ばれる信号を発行することでトリガーを行う。ROD ではデータを ATLAS 共通のフォーマットに変換し、ROS (Read Out System) 内の ROB (Read Out Buffer) に渡す。HL トリガー (High Level Trigger, HLT) では、L1 トリガーシステムからの重要と判断されたオブジェクトの座標等に関する情報を含む信号 ROI (Region of Interest) と飛跡検出器の情報を用いて取捨選択を行うことで更にトリガーをかけ、ROB 内

<sup>\*6</sup> 電磁シャワーとは物質中において電子の制動放射と光子の電子・陽電子対生成が繰り返し起こることにより無数の電子と光子が生み出される現象である。

<sup>\*7</sup> ハドロンシャワーとはハドロンと物質との強い相互作用の繰り返しによってハドロンが増殖する現象である。強い相互作用では主にパイ中間子と核子が生成され、それらは光子、ミュオン粒子、ニュートリノなどに崩壊する。このように検出器を透過する粒子が生成されるため、ハドロンシャワーのエネルギー分解能は電磁シャワーよりも悪い。

<sup>\*8</sup>  $X_0$  は放射長であり、電磁シャワーを起こす元となる電子のエネルギーが  $1/e$  になるまでの距離を示す。電磁シャワーを起こす物質のみに依存する量であり、ATLAS 検出器の電磁カロリメータでは数 mm 程度である。

<sup>\*9</sup> 一部、重心系を実験室系と等しく保つ事象もあり、この事象の解析には検出された粒子の 4 元運動量が重要である。光子-光子散乱はその例であり、物理解析において設定される始状態と終状態にビームバンチ内の陽子を含む。この場合、始状態の陽子は共に予め決められたエネルギーまで加速されているため、4 元運動量が既知である。

のデータのうち HL トリガーを通ったもののみが更に後段の事象選択を受ける。最終的に、全ての事象選択を通った BC のデータのみが大容量ストレージに保存される。ここまでのシステムをオンラインと呼び、ストレージ内のデータを使用して解析を行うシステムをオフラインと呼ぶ。

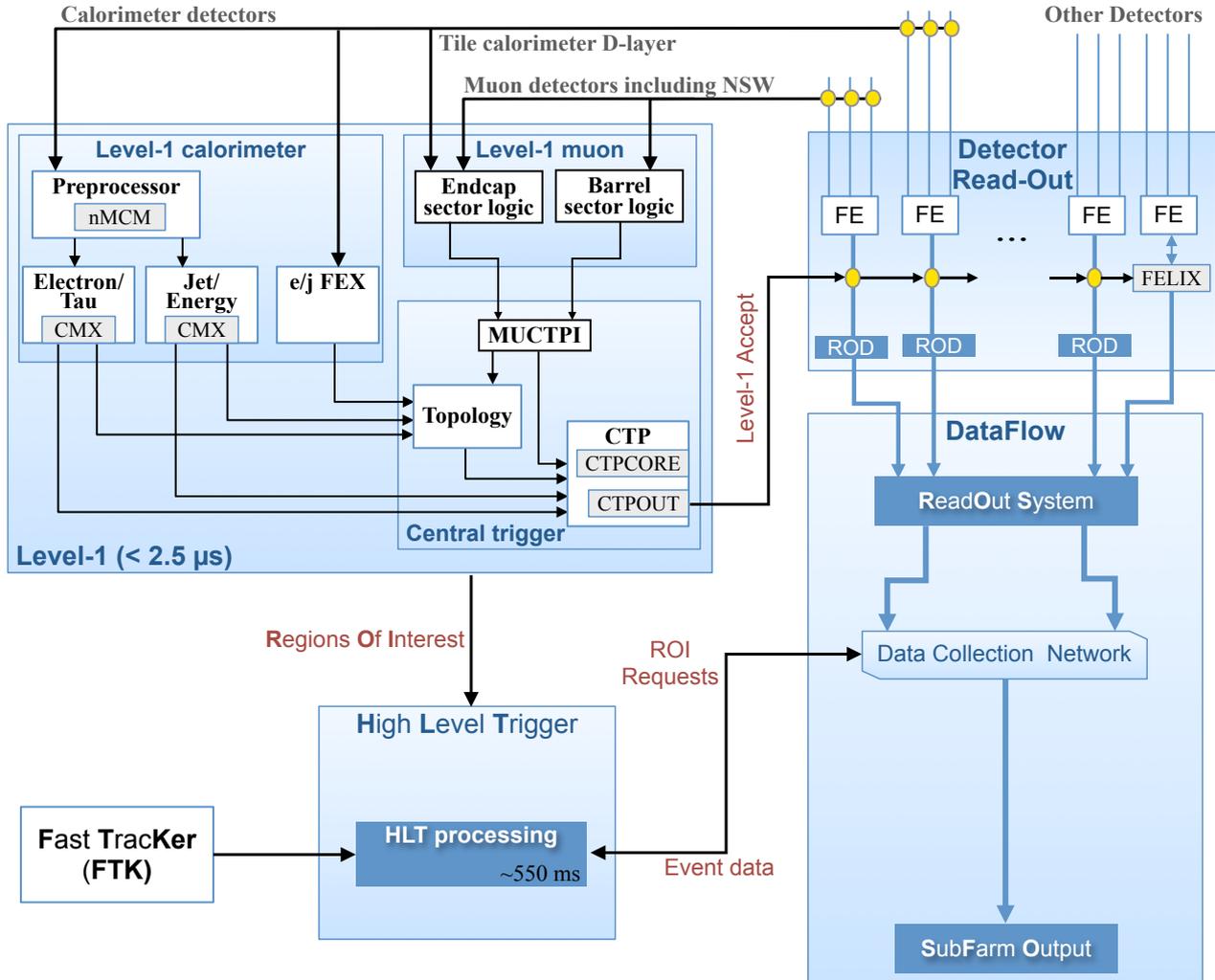


図 1.5 Run-3 実験から用いられる ATLAS 実験のトリガーシステム [8](一部改変)。各サブ検出器のフロントエンド (FE) の信号のうち L1 トリガーを通った BC における信号のみが ROD と ROS にて既定のフォーマットでまとめられ、その中で HL トリガーを通ったものが更に後段で処理されてストレージに保存される。トリガーを行うためには一部の検出器の信号を別の経路から読み出して用いる。

### 1.3 先行研究とアップグレード計画

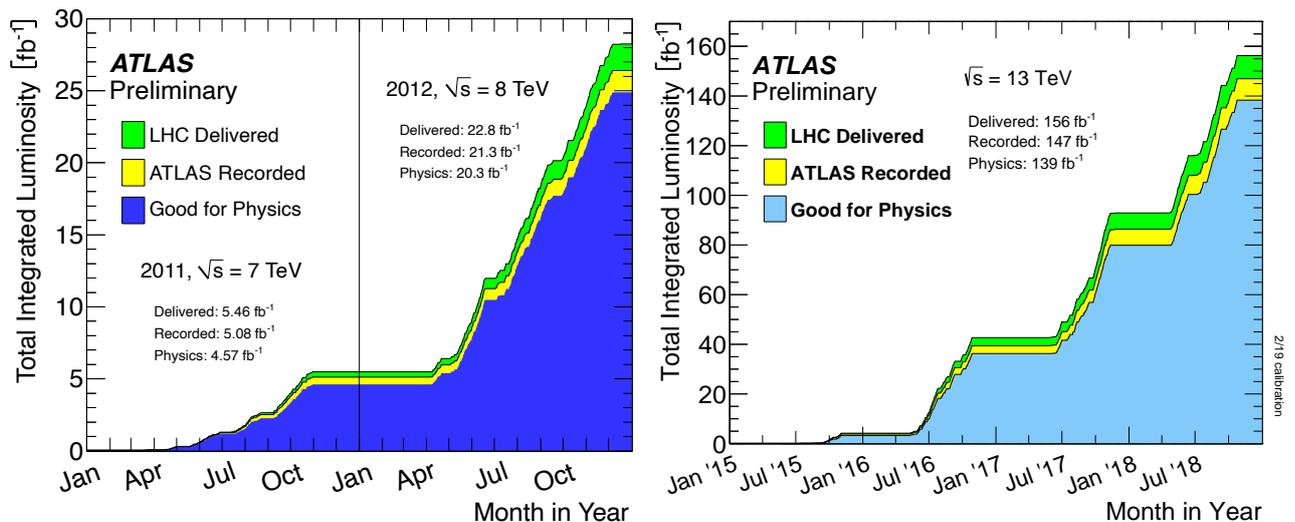
LHC と ATLAS 検出器は技術的な発展に伴って段階的に性能を向上してきた。2020 年 1 月時点における過去のフェーズと将来の計画の名称を表 1.4 にまとめる。LHC の最初のランは 2010 年から 2012 年までの Run-1 であり、これによって ATLAS 実験と CMS 実験でヒッグス粒子が発見された [1, 2]。そして最終的に 8 TeV の重心系エネルギーを達成し、図 1.6 (a) に示すように  $25 \text{ fb}^{-1}$  ほどの物理解析に有用なデータを取得した\*10。その後、2015 年

\*10 b は  $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$  で定義される断面積の単位であり、その逆数は積算ルミノシティの単位を持つ。  $1 \text{ fb}^{-1} = 10^{39} \text{ cm}^{-2}$  が成り立つ。

表 1.4 LHC-ATLAS 実験の先行研究と将来の計画。2020 年 1 月現在、ATLAS 実験は Phase-I アップグレードの最中である。

期間 (年)	LHC のフェーズ	ATLAS 実験のフェーズ
2010 - 2012		Run-1
2013 - 2015	Long Shutdown 1	Phase-0 アップグレード
2015 - 2018		Run-2
2019 - 2020	Long Shutdown 2	Phase-I アップグレード
2021 - 2023		Run-3
2024 - 2026	Long Shutdown 3	Phase-II アップグレード
2026 -	High-Luminosity LHC	

までの Long Shutdown 1 (LS1) において LHC はアップグレードされ、これに合わせて ATLAS 実験でも Phase-0 アップグレードが行われた。2015 年からは Run-2 実験が始まり、図 1.6 (b) に示すように 2018 年末までに重心系エネルギー 13 TeV を達成し  $139 \text{ fb}^{-1}$  ほどの良質なデータを取得した。積算ルミノシティは Run-1 と合わせて  $150 \text{ fb}^{-1}$  を超える。図 1.7 に示すように、過去のランではルミノシティや相互作用数が年々向上している。Run-2 のピークルミノシティは  $1.9 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  であった [9]。しかし、未だ標準理論を超える物理の予言する新粒子の発見には至っていない。



(a) Run-1 における積算ルミノシティの推移 [10]

(b) Run-2 における積算ルミノシティの推移 [11]

図 1.6 Run-2 までの陽子-陽子衝突の積算ルミノシティの推移。横軸は時間、縦軸は ATLAS 実験における陽子ビーム同士の衝突実験の積算ルミノシティであり、緑色が全ての積算ルミノシティ、黄色がその内検出・処理されたデータ量に相当する積算ルミノシティ、青色が物理解析に使用できる良質なデータの量に相当する積算ルミノシティを表す。(a) は Run-1 における積算ルミノシティの推移であり、物理解析に有用なデータは  $25 \text{ fb}^{-1}$  ほど取得された。2010 年におけるルミノシティは無視できるほど小さい。(b) は Run-2 における積算ルミノシティであり、こちらは  $139 \text{ fb}^{-1}$  ほど有用なデータが取得された。

将来的にはさらに高い積算ルミノシティを目指しているが、Run-3 ではピークルミノシティは Run-2 とほぼ同等の  $2.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  程度になる予定である。一方重心系エネルギーに関しては、2021 年は 13.5 TeV で衝突実験を行い 2022 年には 14 TeV に到達することを視野に入れて、2020 年 1 月現在主に加速器開発では LHC へのビームのインジェクターのアップグレードに注力している。また、2026 年から予定されている HL-LHC ではピークル

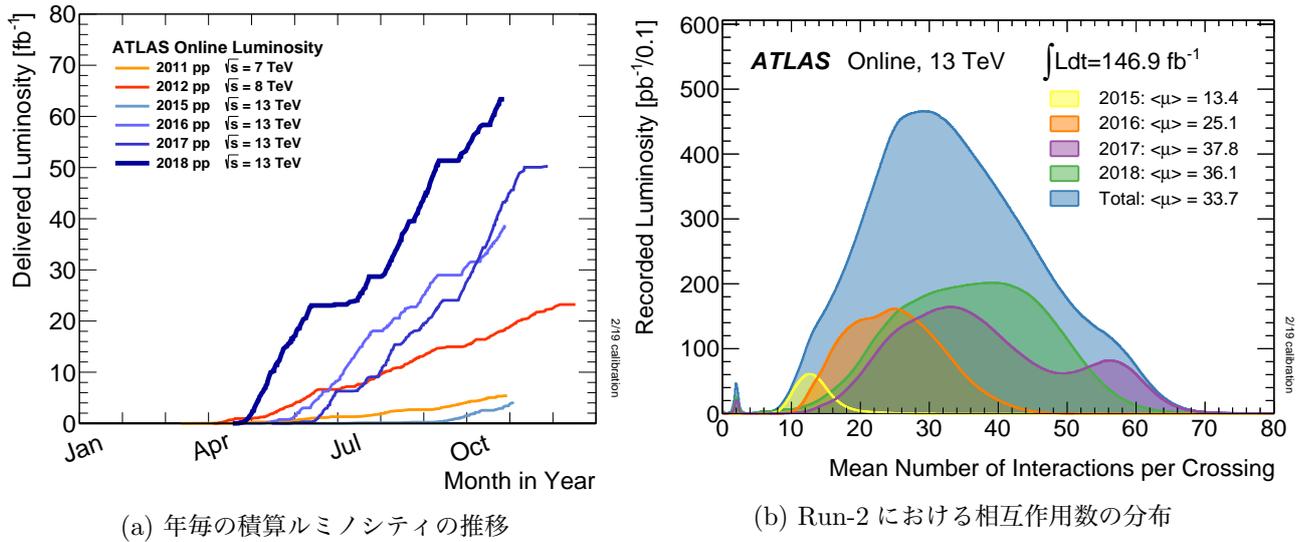


図 1.7 Run-2 までの陽子-陽子衝突のルミノシティの向上 [11]。(a) は年毎の積算ルミノシティであり、横軸は時間、縦軸は ATLAS 実験における陽子ビーム同士の衝突実験の積算ルミノシティを表す。ルミノシティが年々向上していることを示している。(b) は年毎の分布と Run-2 全体の分布を示しており、平均相互作用数が年々向上している様子が表れている。Run-2 の平均相互作用数は 33.7 である。

ミノシティ  $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  以上の衝突実験を予定しているため、ATLAS 実験では 2020 年 1 月現在の Phase-I アップグレードの段階で高いルミノシティに対応するように検出器の改良が行われている。ルミノシティが上がることは従来のトリガーシステムにおいてトリガー頻度が増加することを意味するため、最重要事項はストレージに多大な負荷をかけないようにトリガーシステムのアップグレードを行ってトリガー頻度を制御することである。

## 1.4 本論文の内容・目的と構成

本研究では、LHC の Run-3 に向けた ATLAS 実験の Phase-I アップグレードに伴う液体アルゴンカロリメータのトリガー用読み出しシステムのアップグレードとして、トリガー用エネルギー計算に用いるパラメータを較正するためのソフトウェアの開発および性能評価のためのシミュレータの開発を行った。その目的は、較正フレームワークの確立と性能評価によるフィードバックである。本論文では主に、2019 年に検出器上にインストールされたボードから得た最新のデータを用いて較正フレームワークの確立を達成したことを確認できたこと、そしてそのデータを用いて性能評価を行い、バックエンドエレクトロニクスにおける計算方法にフィードバックできるようになったことを述べる。

第 2 章では、液体アルゴンカロリメータのセットアップと検出原理を述べた後、トリガー用読み出しシステムのアップグレード計画とこれに伴って必要とされるトリガー用のパラメータの較正手法について述べる。較正を行う必要のある箇所は複数あるが、特にトリガー用エネルギー計算のパラメータ較正が本研究の主題であるため、これについて詳細に述べる。また、L1 トリガーにおける較正についても簡単に記す。

第 3 章では、Run-2 においてデモンストレータのデータを用いて開発されてきたトリガー用エネルギー計算のパラメータ較正フレームワークの更新内容を述べ、本研究でフレームワークの一部としてソフトウェアを行った結果 Phase-I アップグレードにおいて検出器上の全領域に対する較正が可能になったことを示す。また、2019 年 11 月に取得した検出器上のボードからの実データを用いて実際に較正を行った例を示す。

第 4 章では、その較正結果を用いて性能評価を行った例を示す。性能評価にあたってはシミュレータを作成し、これまでできなかった高い精度のシミュレーションを実現した。その結果によりバックエンドエレクトロニクスにお

ける BC の選択方法などに対して適切な解を考案できるようになったことを示す。

最後に第 5 章で結論と今後の展望を述べる。

## 第 2 章

# 液体アルゴンカロリメータのアップグレード計画

ATLAS 実験の Phase-I アップグレードにおいて、液体アルゴンカロリメータではトリガー用読み出しシステムを更新する。本章では、液体アルゴンカロリメータのセットアップと検出原理について述べた後、アップグレードの計画・手法とアップグレード後の性能の見積もりについて述べる。

### 2.1 セットアップと検出原理

液体アルゴンカロリメータは原則として液体アルゴンを検出層としたサンプリング型のカロリメータであり、14 ページでも述べたように電磁シャワーを起こして光子または光子のエネルギーを測定する\*1。液体アルゴンカロリメータは主に図 2.1 に示すように 4 つの領域に分類される。EMB はバレル、EMEC, HEC, FCal は合わせてエンドキャップとも呼ばれ、バレルは電磁カロリメータのみを、エンドキャップは電磁カロリメータとハドロンカロリメータの両方を包含する。電磁カロリメータにとっては後段のハドロンカロリメータでエネルギーが測定されるべき粒子によるジェットなどは背景事象となる\*2。そこで、電磁カロリメータでエネルギーを測定する対象による電磁シャワーを背景事象と区別して EM オブジェクトと呼ぶ。EM オブジェクトの情報を用いて目的事象に由来する信号を解析するにあたって、ジェットの存在がそれを困難にする。そこで EM オブジェクトとジェットとの区別をつけることが重要になる。

#### 2.1.1 バレル

バレルを構成するカロリメータは EMB と呼ばれる  $\phi$  方向に対称な電磁カロリメータである。

##### EMB

EMB (EM Barrel) は  $0 < |\eta| < 1.5$  を対象とする電磁カロリメータであり、図 2.2 下部に示すように鉛、銅、液体アルゴン等が層をなす。鉛で発生した電磁シャワーが液体アルゴンを電離し、電離電子の移動により発生する電圧を電気信号として検出する。すなわち、鉛を吸収層、液体アルゴンを検出層としている。4 つの領域の中で唯一、 $\phi$  方向の不感領域を作らないことを目的として、図 2.2 上部に示すように  $z$  方向に折り線を持つアコーディオン構造

\*1 サンプリング型のカロリメータとは、吸収層と検出層が複数存在し、吸収層で起こった電磁シャワーが検出層を電離することによって発生した電離電子の移動を、電気信号として捉えるカロリメータである。

\*2 ジェットとはハドロンの増殖によってできたクラスターであり、ハドロンジェットとも呼ばれる。1.1 節で述べたように、高いエネルギーを持つハドロンはクォークの閉じ込めにより複数のハドロンに分裂する。ハドロン加速器を用いた衝突実験では、これの繰り返しによってハドロンが増殖する。高い運動量を持ったハドロンほど細いジェットを形成する。

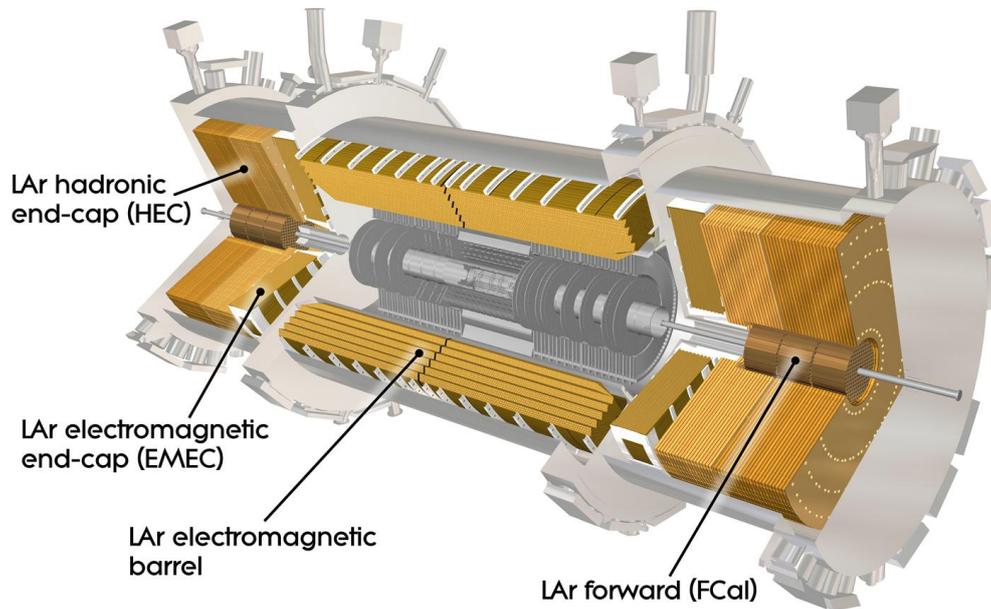


図 2.1 液体アルゴンカロリメータの概観 [12]。シルバーで示された容器 (クライオスタット) の中に黄土色で示されたのが液体アルゴンカロリメータであり、 $|\eta|$  によって大きくバレル (EMB) とエンドキャップ (EMEC, HEC, FCal) に分けられる。A サイドと C サイドそれぞれで、HEC は  $z$  方向に HEC1 と HEC2 に分かれ、FCal は  $z$  方向に FCal1 と FCal2 と FCal3 に分かれている。バレルとエンドキャップの端の外周にはフィードスルーを通して直方形で示されたフロントエンドクレートが設置されている。

を形成している。液体アルゴンの層 (LAr gap) における電子の移動は、接地されたステンレス鋼の層と銅の層の間にかげられた 2 kV 程度の電圧により引き起こされ、2 枚の銅の陽極の間にカプトンによって絶縁された状態で設置された銅の読み出し電極によって検知される。取得される信号はエネルギーに比例する波高を持つ立ち上がり時間  $O(1)$  ns の三角パルス型の電流信号である。一方で陽イオンは易動度が電子と比べて無視できるほど低いため、移動により発生する電圧は無視される。LAr gap が約 2 mm と薄いため、電離電子 1 個の移動により得られる電流は、ドリフト時間を長さにもつ矩形波に近似できる。矩形波の波高は電離電子に依らず、ドリフト時間は LAr gap における電離電子の様な発生位置に線形に依存するため、LAr gap で得られた矩形波を重ね合わせると三角パルスが得られる。

信号が得られた位置を特定するために、読み出しエレクトロニクスの観点からは EMB は図 2.3 に示すように  $r$ ,  $\eta$ ,  $\phi$  方向にセル分割されている。 $r$  方向のセル分割によって分類されたセルの集合はそれぞれ層 (layer) と呼ばれ、典型的には  $r$  の小さい順に第 0 層 (presampler)、第 1 層 (front layer)、第 2 層 (middle layer)、第 3 層 (back layer) が揃っている。第 2 層は厚い層であり、EM オブジェクトはここで大方のエネルギーを落とす。

### 2.1.2 エンドキャップ

エンドキャップは EMEC, HEC, FCal の 3 つに分類され、A サイドと C サイドそれぞれで、HEC は 2 種類、FCal は 3 種類に分けられる。エンドキャップの断面図は図 2.4 に示す通りであり、EMB と同様  $\phi$  方向には対称である。信号を得る機構は原理的にバレルと同様であり、三角パルスが得られる。EMB と同様のセル分割がなされているが、第 0 層から第 3 層までの全ての層が揃っていない領域が多い。

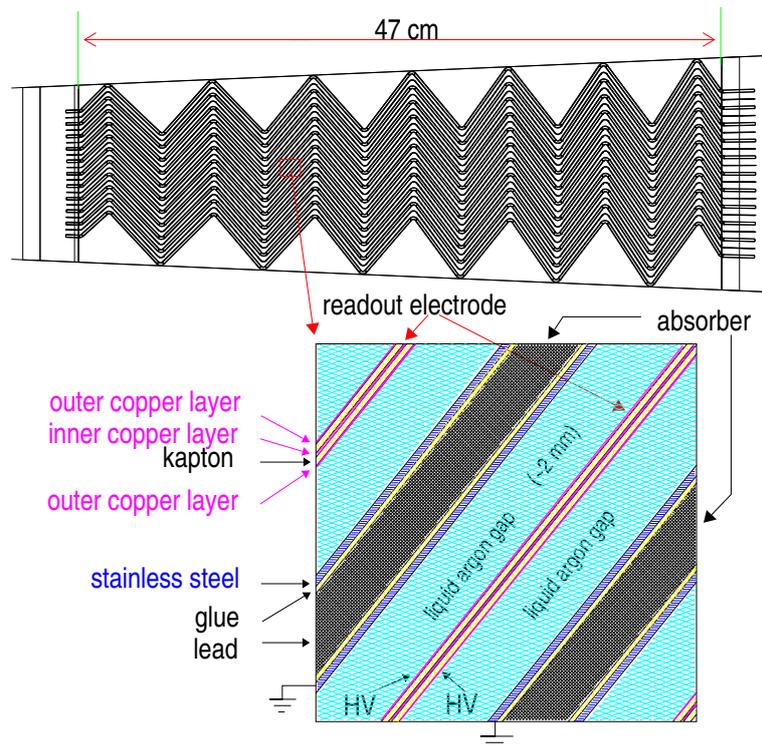


図 2.2 液体アルゴンカロリメータの検出部分の構成 [13]。上部は液体アルゴンカロリメータの一部を切り取った図で、水平方向が  $r$  方向を、垂直方向が  $\phi$  方向を示す。下部は更にその一部を拡大した図である。鉛で発生した電磁シャワーが液体アルゴンを電離し、電離電子が電圧によって速度をもつことで三角パルス型の電流が検出される。

## EMEC

EMEC (EM Endcap) は  $1.4 < |\eta| < 3.2$  を対象とする電磁カロリメータであり、EMB と同じく図 2.2 下部に示すような層構造を持っている。大局的にもアコーディオン構造を持つが、折り線の向きは EMB とは異なり  $r$  方向である。

## HEC

HEC (Hadronic Endcap) は  $1.5 < |\eta| < 3.2$  を対象とするハドロンカロリメータであり、A サイドと C サイドのそれぞれで  $z$  の小さい方から順に HEC1 と HEC2 と呼ばれる 2 つのホイールに分かれている。各ホイールは図 2.5 に示すような楔形のモジュール 32 個で成り立つ。

## Fcal

Fcal (Forward Calorimeter) は  $z$  の小さい方から順に  $3.1 < |\eta| < 4.9$  を対象とする電磁カロリメータ (Fcal1) と  $3.2 < |\eta| < 4.9$  を対象とするハドロンカロリメータ (Fcal2, Fcal3) に分かれており、Fcal1 は銅、Fcal2 と Fcal3 はタングステンを検出層としている。いずれも図 2.6 に示すようにストロー構造を持っている。

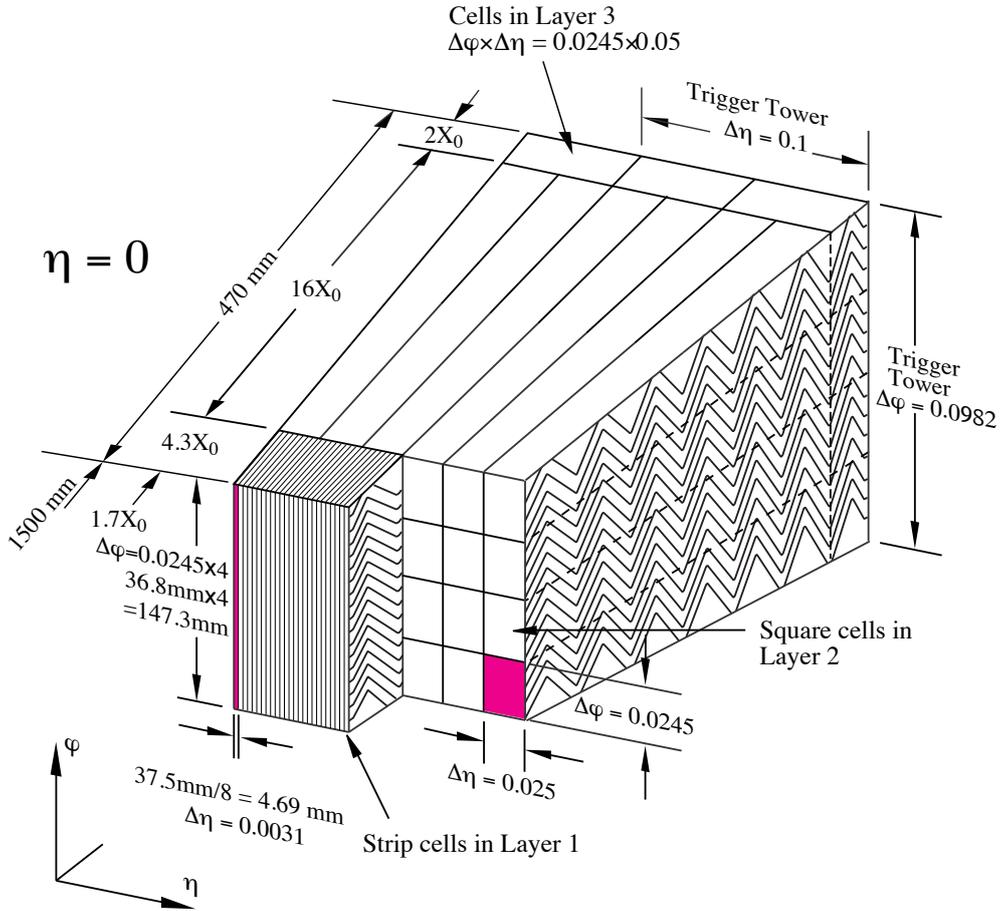


図 2.3 EMB のセル分割 [14]。LAr cell の分割を表しており、奥行きは  $r$  方向である。ただし第 0 層は描かれていない。 $X_0$  は放射長を示す。

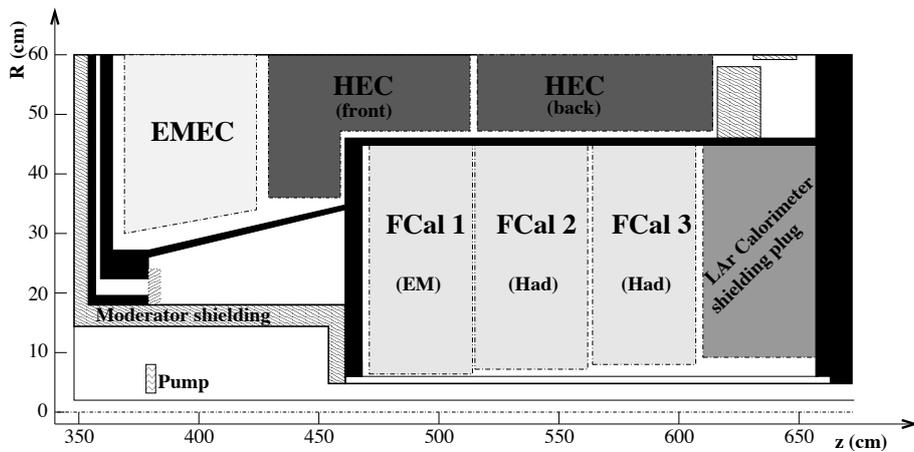


図 2.4 液体アルゴンカロリメータのエンドキャップの断面図 [14]。A サイド (または C サイド) のみ表示しており、上方向は  $r$  方向、右方向は  $z$  方向である。EMEC, HEC, FCal の 3 つに分類され、HEC は 2 種類、FCal は 3 種類に分けられる。

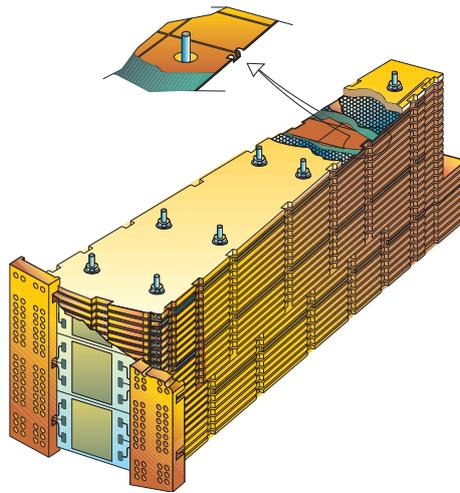


図 2.5 HEC の楔形モジュール [14]。32 個合わせて HEC の 1 つのホイールをなす。

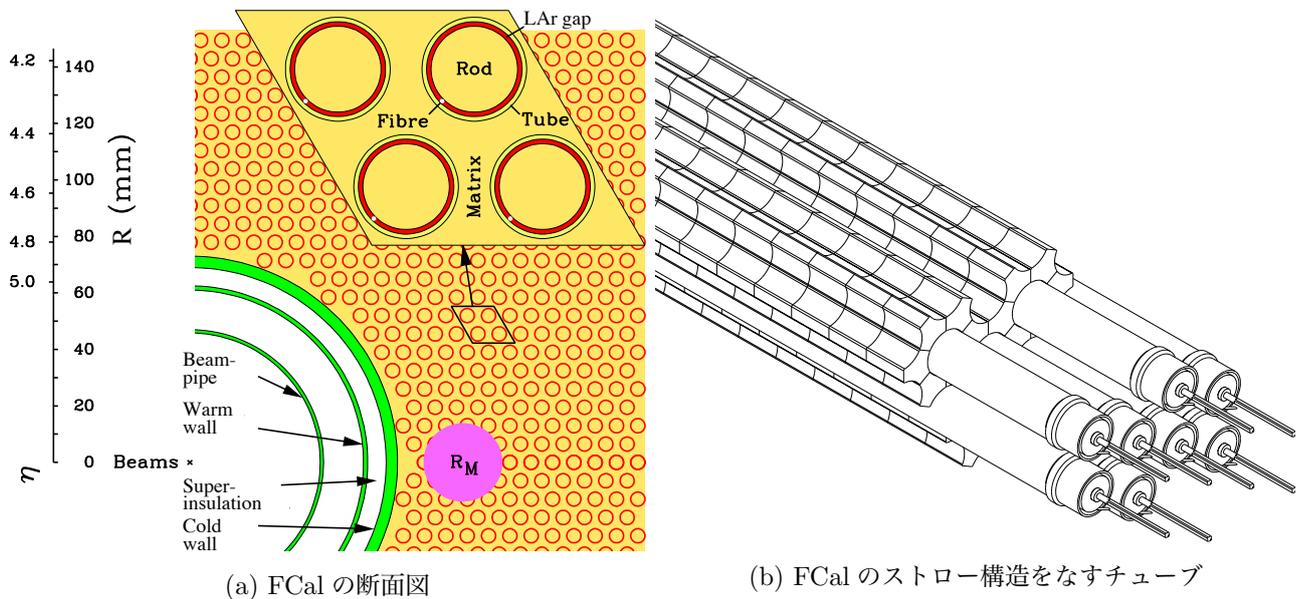


図 2.6 FCal の構造 [14]。(a) は紙面垂直方向が  $z$  方向であり、(b) に示すようなストロー構造をなすチューブが伸びる方向である。

### 2.1.3 読み出しエレクトロニクス

LAr カロリメータの機能は、エネルギー精密計算用の信号の取得と L1A 信号発行用の信号の取得に大別される。LAr カロリメータは高い位置分解能を実現するために図 2.3 や図 2.7 左側に示すように細かくセル分割されており、各セルから得られる信号を手がかりに位置・エネルギー・タイミングの情報を以って事象再構成に寄与することを目的としている。このセルの最小単位を LAr cell と呼ぶ。14 ページでも述べた通り、LHC の BC の頻度は極めて高いため、すべての BC において事象再構成のためにエネルギーの精密計算を行うことは計算機のリソース等の観点から現実的ではない。そこで BC 毎に複数の LAr cell の信号を粗く足し合わせて (図 2.7 中央または右) エネルギーやタイミングなどに選択条件をかけることで重要と判断される事象のみを選択 (トリガー) し、トリガーを通った事象を含む BC 由来の信号のみを用いてエネルギーの精密計算を行う。よってエネルギーの精密計算と事象選択の両

方の機能においてそれぞれ一定の精度を保ってエネルギーの評価を行うことは必須であり、検出器から得た信号を用いてこれを行う。

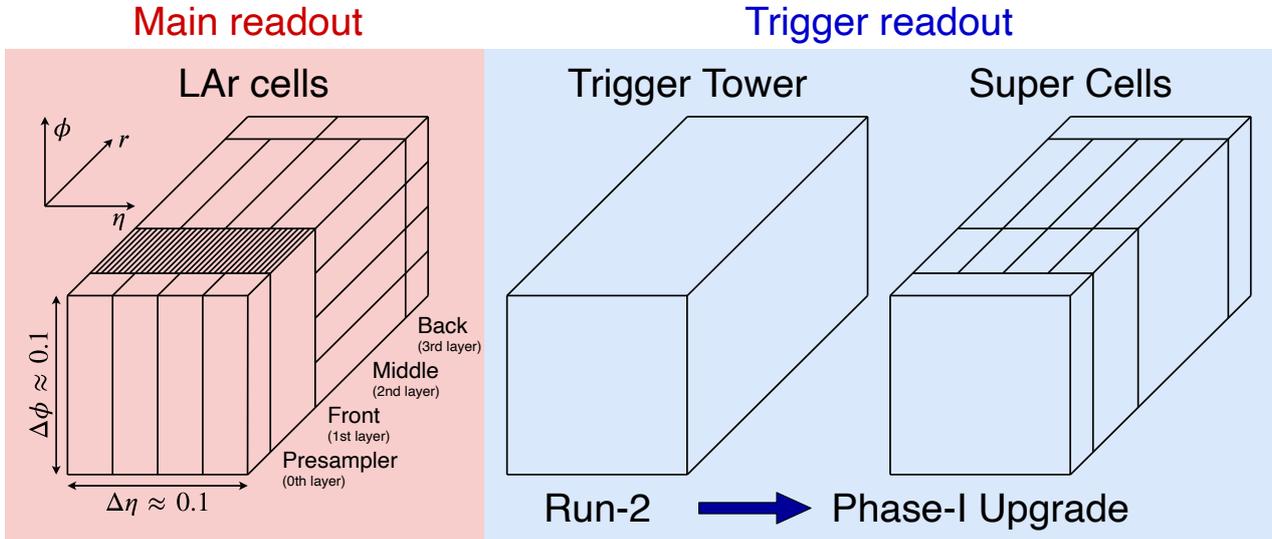


図 2.7 メイン読み出し用のセル分割とトリガー読み出し用のセル分割。バレルの典型的な  $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.1 \times 0.1$  の領域を表しており、左に示すメイン読み出しでは  $4 + 32 + 16 + 8 = 60$  個の LAr cell の信号を使う。中央に示すのは Run-2 の時点でのトリガー読み出し用のセル (Trigger Tower) であり、 $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.1 \times 0.1$  の 60 個全ての LAr cell の信号をアナログで足し合わせていた。Run-3 からは右に示すように  $1 + 4 + 4 + 1 = 10$  倍細かいトリガー読み出し (Super Cell) を実現する予定である。

液体アルゴンカロリメータの信号読み出しシステムの概略を図 2.8 に示す。フロントエンドボード (Front-End Board, FEB) や LTDB (LAr Trigger Digitizer Board) 等はフロントエンドエレクトロニクスとしてフロントエンドクレートに挿入されており、バックエンドには LDPS (LAr Digital Processing System) などが設置されている。フロントエンドクレートの配置については付録 A に述べた。三角パルスは読み出しラインとフィードスルーを通過して左上のフロントエンドボードへ送られ、プリアンプで増幅された後シェイパー内でメイン読み出しとトリガー読み出しの両方に伝達される。メイン読み出しはエネルギー精密計算用の読み出しシステムであり、LAr cell からの三角パルス信号を直接  $CR - (RC)^2$  回路によるシェイパーでバイポーラ波形へと整形した後 SCA (Switched Capacitor Array) にて 40 MHz でサンプリングを行って一時的に保管する。一方、トリガー読み出しはトリガーを行うための読み出しシステムであり、複数の LAr cell の信号をシェイパー内で足し合わせてからメイン読み出しと同様にバイポーラパルスへの変換を行い、専用のボードにおける処理を経た後図 2.8 右下のピンクで示された L1Calo システムへ信号を送る。L1Calo システムは事象識別を行うことでトリガー (L1 トリガー) をかけ、TTC システムを介して、興味のある事象の由来する BC による信号のみに対して L1A を発行する。L1A はメイン読み出しにおける ADC を動作させるためのスイッチとしてフィードバックされ、SCA に保存された信号のうち L1A が発行されたバンチ衝突による信号のみが ADC でデジタイズされて図 2.8 右上のバックエンドの ROD へと送信される。

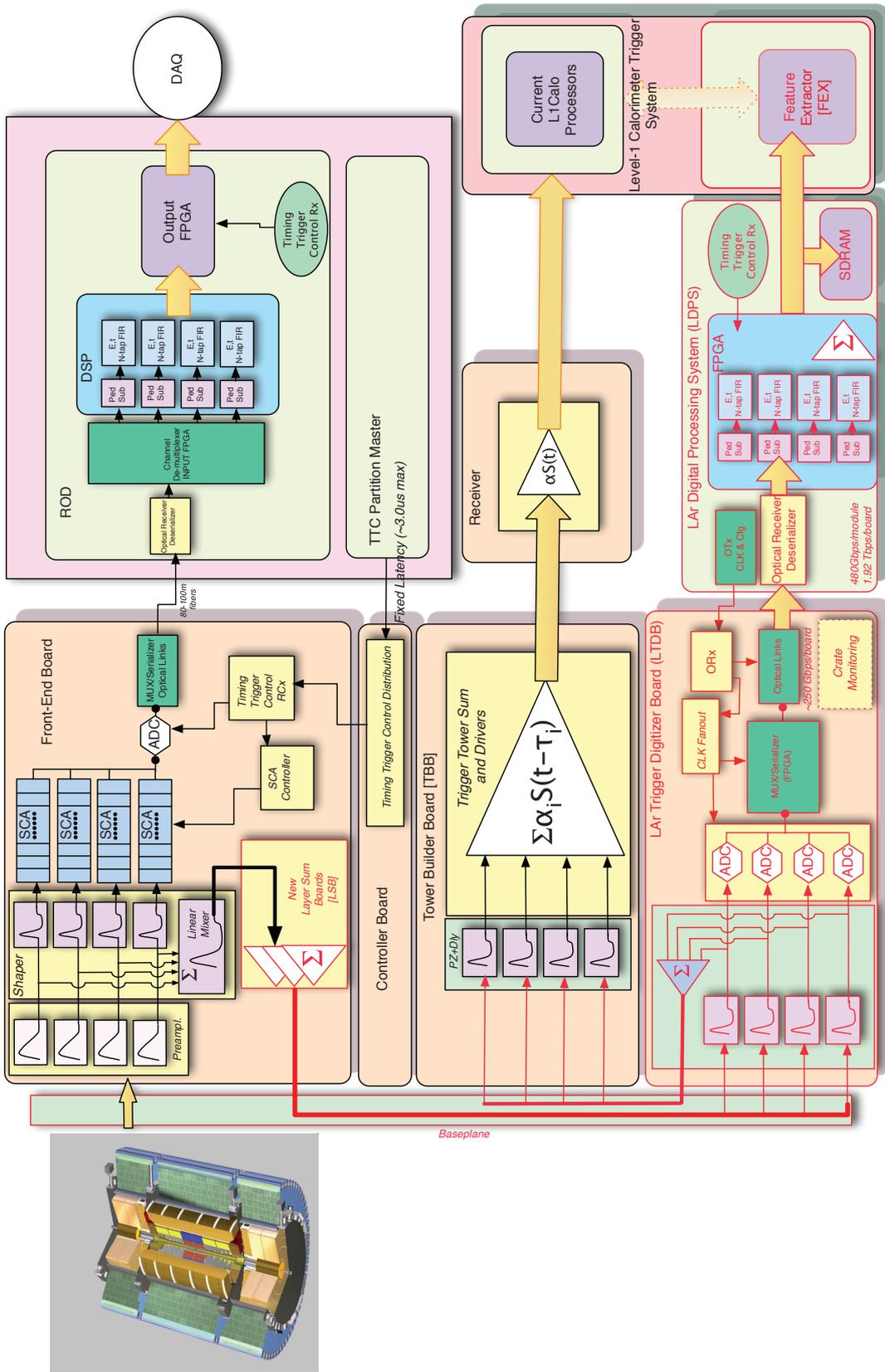


図 2.8 液体アルゴンカロリメータの読み出しシステム [15]。左側のフロントエンドボード (Front-End Board, FEB)、コントローラボード (Controller Board)、TBB (Tower Builder Board)、LTDB (LAr Trigger Digitizer Board) は全てフロントエンドクレート内に存在し、その左側に示されているクレート背面に設置されたベースプレートを介して検出器からの信号を受け取り処理する。フロントエンドクレートよりも右側に示されているのはバックエンドエレクトロニクスである。メイン読み出しではフロントエンドボードから ROD へ信号を送ってエネルギーの精密計算を行う一方、トリガー読み出しでは複数の LAr cell の信号を足し合わせてバックエンドへ送り、L1Calo にてオブジェクト識別によるトリガーを行う。Phase-I アップグレードで更新される部分は赤色で示される。

### 2.1.4 バイポーラパルスの性質

図 2.9 に検出器から送られる三角パルスとそれをシェイパーによってバイポーラパルスに変換したものの一例を示す。三角パルスは電子の最大ドリフト時間  $t_d$  だけの幅 (図の場合 450 ns 程度) を持ち、立ち上がり時間は 1 ns 程度である。これがバイポーラパルスに変換され、黒点で示されるように BC 間隔 25 ns おきにサンプリングされる。パイルアップを考慮しない場合、図中で波高が 0 と示されているレベルはペDESTAL と呼ばれる。バイポーラパルスはサチュレーションが起こらない範囲 (ダイナミックレンジ) でエネルギーに比例する波高を持つ一方、時間的な幅は変わらない。各セルにおいてこの範囲ではバイポーラ波形の自由度は波高のみであるため、波高を規格化すればセル毎にそれぞれ固有のバイポーラ波形を持つことになる。2.2.2 項で述べるように、これらは理想的な波形と呼ばれる。図ではピークでサンプリングが行われるようにタイミングが調節されている (ピークサンプリングという) が、ピークでサンプリングされないようなタイミングで 25 ns おきにサンプリングすることもある。このように各 BC において BC 間隔 25 ns のうちのどのタイミングでサンプリングを行うかを示す量をサンプリングの位相と呼ぶ。

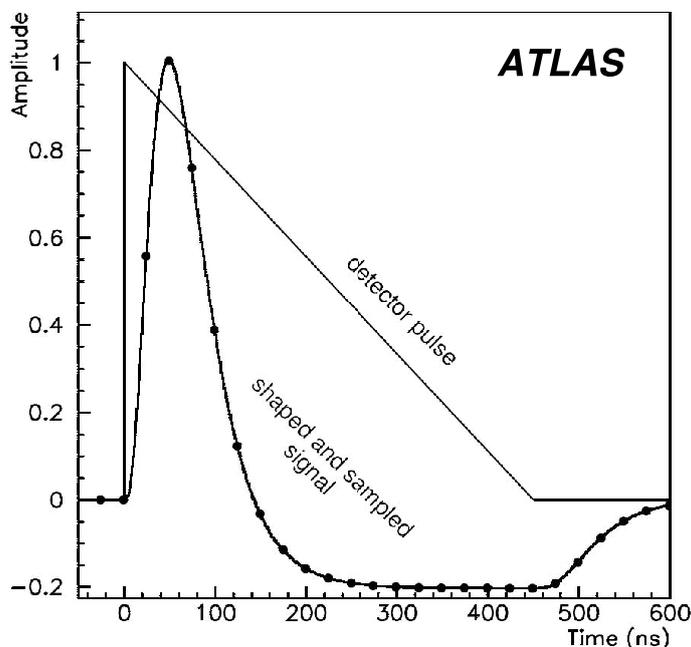


図 2.9 液体アルゴンカロリメータから読み出される三角パルスとバイポーラパルス [13]。波高は規格化されている。検出器から送られる三角パルスはフロントエンドボードにてプリアンプを経た後 CR - (RC)<sup>2</sup> 回路によるシェイパーでバイポーラパルスに変換される。黒点はこれを BC 間隔 25 ns おきにサンプリングした様子を示す。

バイポーラ波形は BC 間隔 25 ns の 10 倍以上の幅 (図の場合 600 ns 程度) を持つため in-time pileup だけでなく out-of-time pileup も免れないが、バイポーラ波形は時間による積分値が 0 となる特性を持つため、LHC ビームのルミノシティにおいては低いエネルギーのパイルアップは十分な数だけ重なって互いのピークとアンダーシュートが相殺し、ペDESTAL レベルに落ち着いて測定結果に影響を及ぼしにくくなる\*3。ただしパイルアップはランダムな事象であるため完全にペDESTAL レベルに落ち着くことはなく、ばらつきが生じる。このばらつきは熱ノイズや電気ノイズなどパイルアップが無くても存在するノイズと区別してパイルアップノイズと呼ばれる。しかし、図 2.10

\*3 バイポーラ波形の幅に相当する時間内に目的事象に近いオーダーのエネルギーを持った粒子が複数個同じセルにエネルギーを落とす可能性があるが、その場合は複数個の粒子が入射するタイミングが同じ少しでも異なるとバイポーラパルスが理想的な波形を保たなくなるため、正しいエネルギー計算ができなくなる。しかしこれは極めて稀に起こりうる事象であるため深刻な問題にはならない。

に示すように LHC ビームのトレインの始めと終わりの部分ではそれぞれピークを打ち消すアンダーシュートとアンダーシュートを打ち消すピークが不足するため、パイルアップのみでもペDESTALレベルには落ち着かない。このレベルとペDESTALレベルの差をベースラインと呼ぶ。シフトは大きいもので数百 MeV から数 GeV である。ベースラインシフトはトレイン構造や陽子ビームのルミノシティに依存するため、補正を行う際はこれらを考慮しなければならない。また、エネルギー計算を行うためのパラメータの最適な較正を行うためにはルミノシティやトレイン構造などの条件を複数通り設定してセル毎の波形を用いてシミュレーションを行う必要がある。

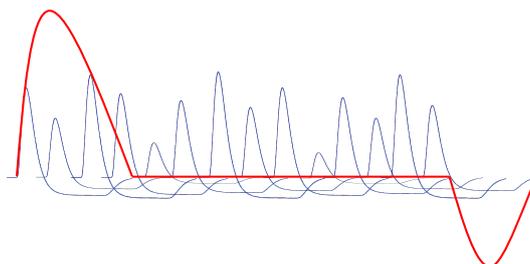


図 2.10 1つのトレインに対応するベースラインシフトの様子。トレイン中央部ではパイルアップした大量のバイポーラパルス (青色) のピークとアンダーシュートが相殺してベースライン (赤色) はペDESTALレベルに落ち着くが、トレインの両端ではピークとアンダーシュートが十分に相殺せずにベースラインがシフトする。トレインの始めの部分では正のシフトが起これ、終わりの部分では負のシフトが起これる。

## 2.2 トリガー読み出しシステムのアップグレード計画

ATLAS 実験において、LAr カロリメータによるトリガー (EM トリガー) ではエネルギーの精密計算を行う BC の頻度 (トリガー頻度) を 20 kHz 以下にするという要請があり、これを達成するようにトリガー条件を設定する必要がある。Run-2 のトリガー用読み出しシステムでは  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  の範囲の信号を全て足し合わせて用いていたが、このシステムでは Run-2 の時点で既にトリガー頻度の要求値に達していた。1.3 節でも述べたように 2018 年の Run-2 において陽子ビームの最大瞬間ルミノシティが  $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  程度、平均相互作用数が 36 程度であったのに対し、HL-LHC (High-Luminosity LHC) プロジェクトでは陽子ビームの最大瞬間ルミノシティは  $7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  程度、平均相互作用数は 200 程度まで向上する予定であるため、LAr カロリメータのトリガー読み出しの事象識別能力を高めることによりトリガー頻度を制御する必要がある。19 ページでも述べたように、電子や光子といった EM オブジェクトを対象とした電磁カロリメータにとって、主要な背景事象はハドロジェットである。よって、トリガー頻度の制御のためには EM オブジェクトとハドロジェットを識別することが重要である。

### 2.2.1 トリガー読み出しシステムのアップグレード

Run-2 までのトリガー読み出しでは図 2.7 中央に示すように  $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.1 \times 0.1$  の領域内の全ての層・全てのセルの信号を足し合わせていた。Run-3 からはオブジェクトの識別能力を高めることを目的として図 2.7 右に示すようにこの領域を 10 分割する。Run-2 における足し合わせの領域を Trigger Tower と呼び、Run-3 からの 10 倍細かい足し合わせの領域を Super Cell と呼ぶ。LAr カロリメータにおいてはハドロジェットの半径が  $\Delta R = 0.4$  程度であるのに対し電磁シャワーのモリエール半径が 0.04 程度であるため、この程度の細かいセル分割が妥当である<sup>\*4</sup>。図 2.11 に Super Cell によってシェイプを識別できる様子を示す。

<sup>\*4</sup> モリエール半径とは、電磁シャワーの  $1X_0$  (1 放射長) の深さにおける横方向の広がりを示す指標である。エネルギーに依らず、物質のみに依存する。

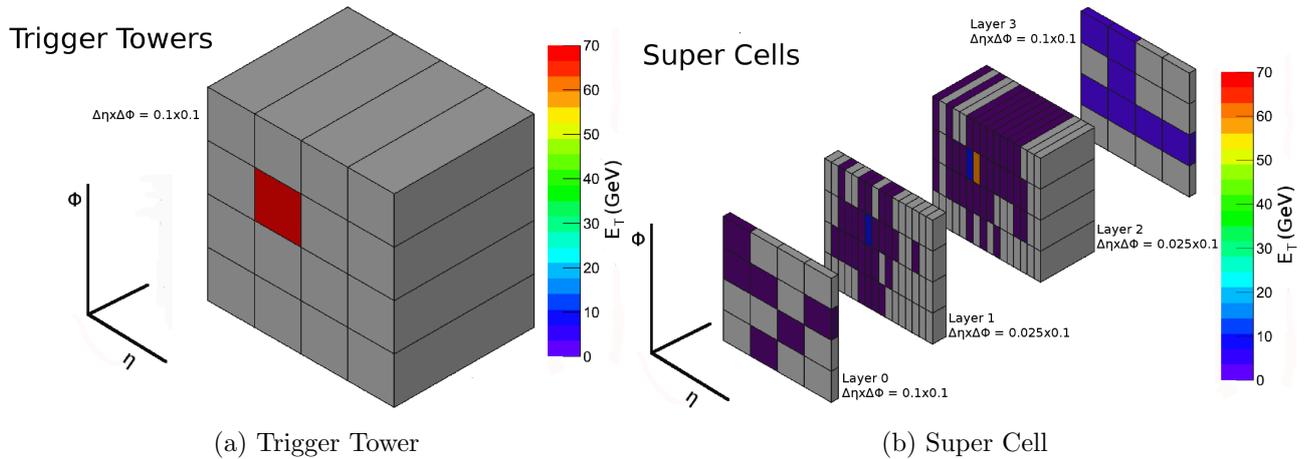


図 2.11 Trigger Tower と Super Cell のシェイプ識別の様子 [15]。70 GeV の電子に対する応答の一例を示すイベントディスプレイである。(a) は 16 個の Trigger Tower を示しており、(b) は 160 個の Super Cell を示している (各 Trigger Tower が 10 個の Super Cell に分割される)。Super Cell は分割が細かいため、ハドロンジェットと電磁シャワーの識別が可能となる。

このセル分割の更新に伴ってトリガー読み出しシステムは図 2.8 内の赤色で示した部分に変更を受ける。Run-2 までは Trigger Tower の信号を TBB (Tower Builder Board) から L1Calo システムにアナログ信号のまま送っていたが、Run-3 からの 10 倍のセル細分化に伴ってフロントエンドからバックエンドへのケーブルを 10 倍に増やそうとすると、アナログ用の太いケーブルではスペースが足りない。そこで Run-3 からは、Super Cell の信号をフロントエンドの LTDB (LAr Trigger Digitizer Board) で 12 ビットのデジタル信号に変換し、アナログのケーブルよりも細い光ファイバーを用いてバックエンドの LDPS (LAr Digital Processing System) をなす LDPB (LAr Digital Processing Board) に送信する。フロントエンドの出力信号としてデジタル信号を用いることにより、長距離の伝送による信号の劣化を防ぐこともできる。LDPB は 1 枚あたり LATOME (LAr Trigger prOcessing MEzzanine) ファームウェアを内蔵した 4 枚の LATOME ボードを有し、各 LATOME は受信したデジタル信号を用いてエネルギー・タイミング計算を行い、L1Calo システムに 18 ビットで横エネルギーを出力する。LTDB と LATOME の分類やそれぞれが計算対象として担う Super Cell の数などは付録 A にまとめた。6 ビット分精度を上げるのは、2.2.2 項に後述するように、各 BC におけるエネルギー計算はサンプリングと ADC によって得た ADC 値を複数 BC 分用いて行うためである。また、LTDB は Run-2 まで Trigger Tower 用の信号の足し合わせに用いていた TBB にバックアップとしてアナログ信号を送る役割も持つ。

LTDB で ADC を行う際は波高が 0 のレベルを 0 ビット目にせず、 $2^{12} \approx 4000$  ビットのうちの数十 % 分をアンダーシュート用に確保する。典型的には 20 % であるが、サブ検出器の領域によって大きく異なる。フロントエンドボードの典型的なダイナミックレンジは 4.0 V であり、LTDB の ADC のダイナミックレンジは 2.4 V である。2.2.2 項で述べるようにサチュレーションが起こらない範囲ではエネルギー計算において理想的な波形が既知である必要がある一方、サチュレーションが起こったとしてもそれが ADC でなくフロントエンドボードにおけるサチュレーションであった場合は、エネルギーの由来する BC を特定できるため、その BC を選択すればトリガーの本来の役割を果たせる [16]。しかし ADC でサチュレーションが起こってピークがフラットになるとエネルギー計算もタイミング計算もできなくなる。そこで ADC のダイナミックレンジをフロントエンドボードのダイナミックレンジに合わせるように、フロントエンドボードのアナログ回路と LTDB の ADC との間に  $2.4/4.0 = 0.6$  程度のゲインを設定する。これにより、フロントエンドボードでサチュレーションが起こっても ADC ではサチュレーションが起こり得なくなり、トリガーの要である BC の特定に支障をきたさなくなる。この手法は 1 ビットに  $4.0/4000 = 0.001$  V = 1 mV 程度を割り当てることに相当するため、mV スキームと呼ばれる。このようにして 1 ビットあたりのエ

エネルギーが決まるように読み出しエレクトロニクスの設計が行われたが、誤差が大きいため 2.2.2 項に後述するように 1 ビットあたりのエネルギーはテストパルスを用いて求める。

### 2.2.2 Run-3 からのエネルギーとタイミングの計算方法

トリガーを効率良く行うためにオブジェクトのシェイプで事象を識別するという目的を果たすには、各 Super Cell のエネルギーに閾値を設けるだけでは不十分であり、それぞれの Super Cell でエネルギーとタイミングをある程度正確に計算する必要がある。そのために Run-3 からは LDPB において Optimal filter と呼ばれるフィルタリングアルゴリズムを用いてエネルギーとタイミングを再構成し、再構成されたエネルギーの由来する BC を  $\tau$  criteria と呼ばれる選択条件を用いて一意に同定もしくは棄却する。このエネルギー・タイミング計算と BC の選択は LDPB 内の図 2.12 に示す LATOME (LAr Trigger prOcessing MEzzanine) と呼ばれるボードにおいて FPGA (Field Programmable Gate Array) を用いて行われる。

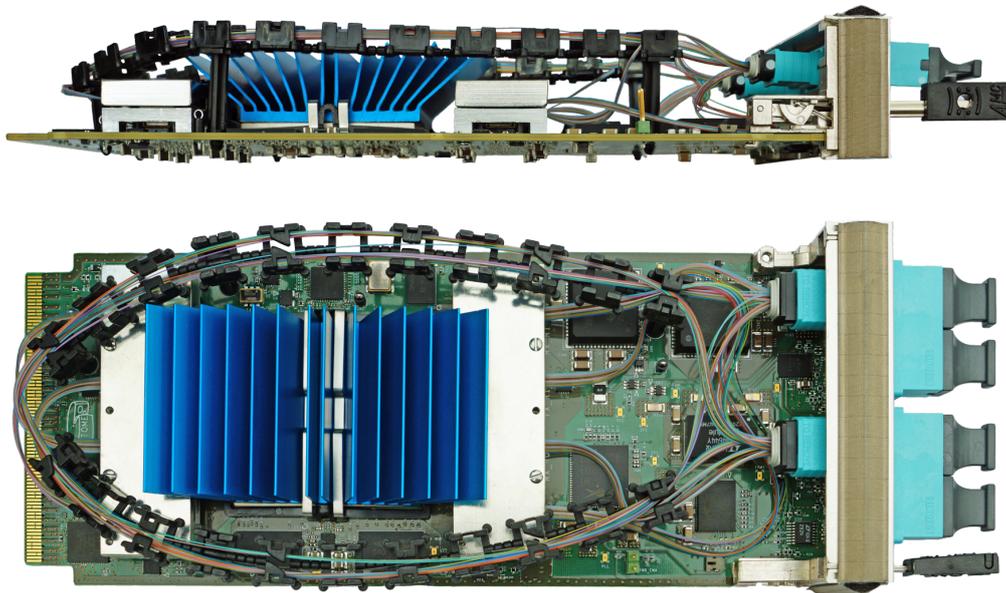


図 2.12 LATOME ボードの例 [17]。上が横から見た図で、下が上から見た図である。左側の青いヒートシンクの下にエネルギー・タイミング計算を行うための FPGA が搭載されており、送受信用に計 96 本の光ファイバーが接続できる右端の 4 つのコネクタによって LTDB と後段のエレクトロニクスとの通信を行う。実際に用いられるのは送受信ともに 48 本のうち 40 本であり、LTDB からの受信は 5.12 Gbps、後段への送信は 11.2 Gbps で行われるため、LATOME 1 枚あたりでは 204.8 Gbps での受信、448 Gbps での送信が実現する [16]。LATOME は全部で 116 枚存在するため、液体アルゴンカロリメータのトリガー読み出し全体では 50 Tbps 程度の性能を発揮する。

#### Optimal filter

液体アルゴンカロリメータのトリガー読み出しへ送られた連続的な信号は各 BC において ADC 値として取得 (サンプリング) される。これらの ADC 値 (サンプル) を通してエネルギーに変換するのが Optimal filter である。Optimal filter は一般に、信号の復調の際に信号対雑音比を最大にすることを目的としたフィルタであり、本研究における横エネルギーとタイミングの再構成はこの復調に相当する。液体アルゴンカロリメータにおける横エネルギーとタイミングの再構成において、このアルゴリズムは  $k$  番目の BC に由来する横エネルギー・タイミングを計算するために一般に  $k$  番目から  $(k + N - 1)$  番目までの  $N$  点のサンプルを使用する線形時不変な FIR フィルタと

して機能し、これによって各 Super Cell において予め決められた  $2N$  個の定数 (Optimal filter coefficient, OFC)  $a_i, b_i$  ( $i = 0, \dots, N-1$ ) とペDESTAL  $p$ 、BC 毎に計算されるベースライン  $b_i^k$  を使って横エネルギーおよびタイミングが再構成される。

図 2.13 に示すように、液体アルゴンカロリメータの ADC 単位のバイポーラ出力信号  $S$  は、サチュレーションの起こらない範囲でいずれも各 Super Cell で決められた波形  $g$  が時間  $\tau$  だけ平行移動されて波高が定数  $A$  (ADC 単位) 倍されたものと見なすことができる。ただしペDESTAL とベースラインの分だけシフトするものとする。

$$S(t) - p - b(t) = Ag(t - \tau) \quad (2.1)$$

ここで  $g$  は波高  $A$  が  $S - p - b$  のピークの高さと一致するように規格化されるものであり、理想的な波形と呼ばれる。  $\tau$  は理想的なタイミングからのずれ (遅延) を意味する。信号は 1 BC 毎に ADC 値として取得されるため、 $k$  番目の BC における ADC 値を  $S_k$  と書いて離散化すると、 $k$  番目の BC によるバイポーラパルス  $N$  点でサンプリングした際の  $i$  番目のサンプルは、

$$S_{k+i} =: S_i^k \quad (2.2)$$

$$= A^k g(t_i^k - \tau^k) + p + b_i^k \quad (2.3)$$

となる。2.1.4 項で述べた通り、ペDESTAL  $p$  は Super Cell のみに依存する定数であるが、ベースライン  $b_i^k$  は Super Cell と BC に依存する。  $\tau$  は 1 回の相互作用に由来する単一のバイポーラパルスに関して見れば BC には依存しないが、この Optimal filter の対象は毎 BC 異なる相互作用によるバイポーラパルスが重なってできた ADC 値のシーケンスであるため、 $\tau$  も BC に依存する。Optimal filter は各 Super Cell において複数の連続する  $S_i^k$  の線形結合を以て  $A^k$  と  $A^k \tau^k$  を計算するアルゴリズムである。

$$A^k = \sum_{i=0}^{N-1} \tilde{a}_i^p (S_i^k - p - b_i^k) \quad (2.4)$$

$$A^k \tau^k = \sum_{i=0}^{N-1} \tilde{b}_i^p (S_i^k - p - b_i^k) \quad (2.5)$$

ここで  $A^k$  と  $\tau^k$  はそれぞれ ADC 単位と BC 単位である。係数  $\tilde{a}_i^p, \tilde{b}_i^p$  は無次元の OFC であり、この等式が成り立つようにこれらを較正するが、ここで信号対雑音比が最大になるようにする。付録 B には波形とノイズの自己相関関数の情報から無次元 OFC を較正する計算方法を記した。

LHC ビームを用いた実際の実験においてはファームウェア上で横エネルギー  $E_T$  を MeV 単位で、時間  $\tau$  を ns 単位で得るために

$$a_i^p = F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} \frac{1}{M_{\text{phys}}} R \sin \theta \times \tilde{a}_i^p \quad (2.6)$$

$$b_i^p = F_{\text{BC} \rightarrow \text{ns}} F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} \frac{1}{M_{\text{phys}}} R \sin \theta \times \tilde{b}_i^p \quad (2.7)$$

という単位変換を較正の段階で予め行い、OFC  $a_i^p, b_i^p$  を用いて  $E_T^k$  と  $E_T^k \tau^k$  を Optimal filter で

$$E_T^k = \sum_{i=0}^{N-1} a_i^p (S_i^k - p - b_i^k) \quad (2.8)$$

$$E_T^k \tau^k = \sum_{i=0}^{N-1} b_i^p (S_i^k - p - b_i^k) \quad (2.9)$$

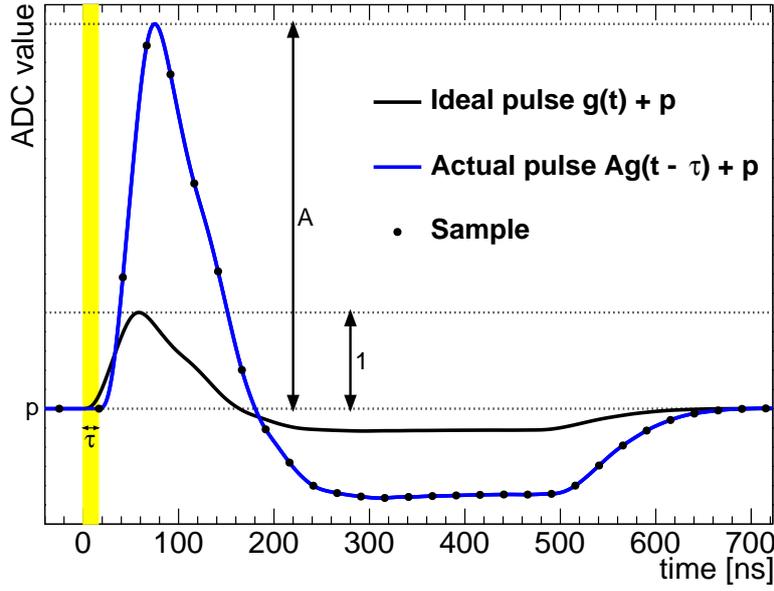


図 2.13 任意のパルスと理想的な波形の関係。黒線が理想的な波形  $g(t)$  にペDESTAL  $p$  を足した理想的なパルスを示しており、青線で示した任意のパルスの上にはサンプリングを行うタイミングの例を黒点で示している。ただしここではベースラインシフトを考慮していない。黄色の領域で示すのは  $\tau$  に相当する時間幅である。任意のパルスは理想的なパルスの定数倍の波高  $A$  を持ち、時間  $\tau$  だけ遅れる。LATOME ではピーク付近の 4 サンプルを用いて Optimal filter によってエネルギーとタイミングの計算を行う。

と計算する\*5。  $E_T^k$  と  $E_T^k \tau^k$  が求まることにより  $\tau^k$  も求まり、注目している Super Cell において任意の BC  $k$  における横エネルギーとタイミングが MeV 単位と ns 単位で共に再構成されたことになる。  $R$  と  $F$  で表された因子は全て単位と次元を付加する因子である。  $R$  は DAC と呼ばれる単位で表した 1 ビットあたりのエネルギーであり、理想的には回路定数で決まるが、28 ページで述べたようにその計算値は誤差が大きいため較正によって決定する。  $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A}$  は DAC から MeV への変換因子であり、テストビームによって決定された Super Cell 毎の定数である\*6[19]。  $F_{\text{BC} \rightarrow \text{ns}}$  は ns 単位で表した BC 間隔であり、  $\sin \theta$  はエネルギーを横エネルギーに変換する因子である。  $M_{\text{phys}}/M_{\text{cali}}$  については 2.3.1 項で詳しく述べる。 Phase-I アップグレードにおいては、  $R$ ,  $\tilde{a}_i^p$ ,  $\tilde{b}_i^p$  をテストパルスを用いた較正によって決定する必要がある。複数のサンプルを用いてエネルギーを計算することから自明ではあるが、これらを正確に較正するためにはセル毎に波形が既知である必要がある。

まとめると、Run-3 からの Optimal filter によるトリガー用の横エネルギー・タイミング計算を可能にするためには、各 Super Cell に対してペDESTAL  $p$  と OFC  $a_i^p$ ,  $b_i^p$ 、すなわち  $p$ ,  $R$ ,  $\tilde{a}_i^p$ ,  $\tilde{b}_i^p$  の較正が必要である。その手法については 2.3.1 項に詳しく記す。 Phase-I アップグレードで予定されている Optimal filter のサンプル数は 4 点で

\*5 より正確には

$$E_T^k = F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} \frac{1}{\frac{M_{\text{phys}}}{M_{\text{cali}}}} \sin \theta \times \sum_{j=1}^{M_{\text{ramps}}} R_j \left[ \sum_{i=0}^{N-1} \tilde{a}_i^p (S_i^k - p - b_i^k) \right]^j$$

$$E_T^k \tau^k = F_{\text{BC} \rightarrow \text{ns}} F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} \frac{1}{\frac{M_{\text{phys}}}{M_{\text{cali}}}} \sin \theta \times \sum_{j=1}^{M_{\text{ramps}}} R_j \left[ \sum_{i=0}^{N-1} \tilde{b}_i^p (S_i^k - p - b_i^k) \right]^j$$

であるが、トリガー用の Optimal filter では  $M_{\text{ramps}} = 1$  として  $R := R_1$  とする。

\*6 正確には、  $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}}$  はテストビームで決まる  $\mu A$  から MeV への変換因子であり、  $F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A}$  は  $50 \Omega$  の抵抗に対して 0 から 100 mA までの電流を 16 ビットで離散化して表した DAC 値から  $\mu A$  への変換因子である [18]。

あるため、 $k$  番目の BC における  $E_T$  と  $E_T\tau$  は

$$E_T^k = \sum_{i=0}^3 a_i^p (S_i^k - p - b_i^k) \quad (2.10)$$

$$E_T^k \tau^k = \sum_{i=0}^3 b_i^p (S_i^k - p - b_i^k) \quad (2.11)$$

と計算される。ベースラインは、 $k$  番目の BC がトレイン構造の周期内における  $m$  番目の BC であるとして例えば直近 1000 周期分の  $m$  番目の BC における ADC 値の平均として計算するが、アルゴリズムの詳細については本論文では割愛する。

### $\tau$ criteria

各 Super Cell においてバイポーラパルスから取得したサンプルを Optimal Filter に通した段階で、全 BC の横エネルギーが各 Super Cell で計算された状態となる。しかし各 BC におけるエネルギー計算値は別の BC における事象に由来し得るため、1つの事象を別々の BC に由来する複数の事象として重複して観測することを避けるために、各 BC においてタイミングに関する制約 (選択条件) を設ける必要がある。選択条件を通った横エネルギー計算値はそのままの値で、通らなかった横エネルギー計算値は 0 として出力することになる。重複を避けるには Optimal filter の出力値から得られる  $\tau$  の範囲を BC 間隔 25 ns 以内に制限するような選択条件を設定すれば十分であるが、実際は  $|\tau|$  がより小さいもののみを抽出することが適切である。 $\tau$  は目的事象に由来するようなある程度大きなエネルギーが入射されなければパイルアップやノイズの影響で絶対値が大きくなってしまうため、このような選択条件を設けることで、エネルギーの低いパイルアップやノイズの除外を兼ねてこの目的を果たすことができる。Phase-I アップグレードで導入する選択条件の候補としては

$$\begin{cases} -8 \text{ ns} < \tau < 16 \text{ ns} & \text{for } E_T \geq 10 \text{ GeV} \\ |\tau| < 8 \text{ ns} & \text{for } E_T < 10 \text{ GeV} \end{cases} \quad (2.12)$$

などが挙げられる。この選択条件では、低エネルギーの信号に対して  $\tau$  の選択条件を厳しくすることで、より効率良くパイルアップやノイズを除外することができる。一方、高いエネルギーのオブジェクトに対しては  $\tau$  が大きくても積極的に計算値を残すため、長寿命新粒子等の探索手法の可能性を広げる。長寿命新粒子については 4.2.2 項で議論する。

以上で述べた Optimal filter と  $\tau$  criteria が正常に機能するのはサチュレーションが起こっていない場合である。サチュレーションが起こっている場合はそれを検出し、サチュレーションパルス用の手法でエネルギーの由来する BC を特定する。詳細は [16] で述べられている。

### 2.2.3 Run-3 からのオブジェクト識別によるトリガー

バックエンドの LDPB において選択された横エネルギー計算値とタイミング (BC) の情報は、L1Calo へと送信されて FEX (Feature Extractor) と呼ばれるモジュールにおいてオブジェクトのシェイプによる識別に使用される。FEX は電子、光子、タウ粒子を同定する eFEX、ジェットおよび消失横エネルギーを同定する jFEX、半径の大きい ( $\Delta R > 1.0$ ) ジェットを同定する gFEX に分かれており、それぞれの FEX モジュールで同定する対象となるオブジェクト別に識別アルゴリズムが考案されている。

例えば、eFEX におけるアルゴリズムとしては以下に示す 3 段階のプロセスによって電子の同定を行うことが提案されている。

**Seeding** 第 2 層の中で局所的に最大のエネルギーが入った Super Cell をシードとする。図 2.14 に赤色で示す。

**Clustering** シードと  $\phi$  方向に隣り合う Super Cell のうちエネルギーが最大の Super Cell を選び、このセルとシードを  $\eta$  方向の中心とする第 1 層と第 2 層の  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.2$  の領域および同じ Trigger Tower 内にある第 0 層と第 3 層の Super Cell をまとめてクラスターとする。図 2.14 に紫色で囲まれた領域として示す。

**Isolation** シャワーシェイプ変数に閾値を設けることで電子らしい信号のみを選択する。現在は 3 つのシャワーシェイプ変数を用いて

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{\text{Had}} := \frac{E_{\text{T}}^{\text{Had}(3 \times 3)}}{E_{\text{T}}^{\text{Had}(3 \times 3)} + E_{\text{T}}^{\text{EM}(3 \times 3)}} < 0.16 \\ w_{\text{stot}} := \sqrt{\frac{\sum_{i \in (5 \times 3)\text{L1}} E_{\text{T}i} (\eta_i - \eta_{\text{max}})^2}{\sum_{i \in (5 \times 3)\text{L1}} E_{\text{T}i}}} < 0.02 \\ R_{\eta} := 1 - \frac{E_{\text{T}}^{(3 \times 2)\text{L2}}}{E_{\text{T}}^{(7 \times 3)\text{L2}}} < 0.12 \end{array} \right. \quad (2.13a)$$

$$(2.13b)$$

$$(2.13c)$$

とすることが提案されている\*7。  $R_{\text{Had}}$  はシードの周りの 9 つの Trigger Tower に相当する  $\eta, \phi$  の領域  $(3 \times 3)$  におけるカロリメータ全てのエネルギー (図 2.14 に示す全ての Super Cell のエネルギー  $E_{\text{T}}^{\text{EM}(3 \times 3)}$  と同じ  $\eta, \phi$  の領域におけるハドロンカロリメータのエネルギー  $E_{\text{T}}^{\text{Had}(3 \times 3)}$  との和) に対するハドロンカロリメータのみのエネルギー  $E_{\text{T}}^{\text{Had}(3 \times 3)}$  の比、  $w_{\text{stot}}$  は第 1 層の黄色で囲まれた領域  $(5 \times 3)\text{L1}$  においてシードとの  $\eta$  の距離で重み付けしたエネルギーの総和の割合、  $R_{\eta}$  は第 2 層でシードを中心とした緑色で囲まれた領域  $(7 \times 3)\text{L2}$  のエネルギーに対するクラスターのエネルギーとの差の割合を表す。より定性的には、  $R_{\text{Had}}$  は全カロリメータに対してハドロンカロリメータで落としたエネルギーの割合、  $w_{\text{stot}}$  と  $R_{\eta}$  はシード付近で落としたエネルギーの割合、すなわちオブジェクトの横方向の広がりを表す。

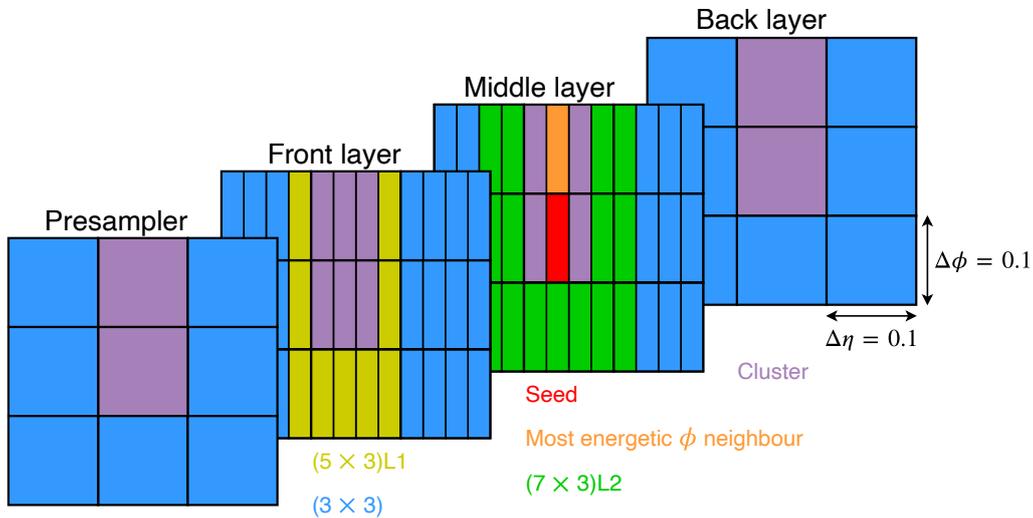


図 2.14 eFEX における電子識別アルゴリズムに用いる Super Cell。第 2 層の局所的に最大のエネルギーを持つ Super Cell をシード (赤) と定め、その周囲にクラスター (紫) を定義し、さらにその周囲の Super Cell の信号も用いて isolation を行うことで電子を同定する。

以上に示した手法を用いた場合、平均相互作用数 80 の環境下で電子のトリガー頻度はオブジェクトの横エネルギー

\*7 式 (2.13c) の代わりに

$$R_{\eta 12} := 1 - \frac{E_{\text{T}}^{(3 \times 2)\text{L12}}}{E_{\text{T}}^{(7 \times 3)\text{L12}}} < 0.12$$

を用いることも検討されている。  $R_{\eta 12}$  では第 2 層だけでなく第 1 層の同じ  $\eta, \phi$  の領域にある Super Cell も計算に含める。

表 2.1 eFEX における電子識別によるトリガー頻度の見積もり [20, 21]。陽子ビームの重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 14$  TeV と平均相互作用数  $\mu = 80$  を仮定し、電子の各横エネルギー閾値に対してアルゴリズムによる電子収集効率 95 % の場合のトリガー頻度を表す。ただし  $|\eta| < 1.37$ ,  $1.52 < |\eta| < 2.5$  のみを考慮している。Run-2 で用いていたアルゴリズムと Run-3 から用いることが提案されている  $R_{\text{Had}}$ ,  $w_{\text{stot}}$ ,  $R_{\eta}$  を使ったアルゴリズムを比較している。

		Run-2 におけるアルゴリズム	eFEX のアルゴリズム
電子の横エネルギー閾値	20 GeV		29.6 kHz
	22 GeV	28.4 kHz	25.8 kHz
	24 GeV	21.6 kHz	17.3 kHz
	28 GeV		10.9 kHz

の各閾値に対して表 2.1 のようになることがモンテカルロシミュレーションによって見積もられている。この表から、同じ閾値に対して、Run-2 よりも Run-3 におけるトリガー頻度の方が低いことがわかる。これは Super Cell の導入によって  $\eta$  方向の分割が細くなることでオブジェクト識別能力が向上し、より低い横エネルギー閾値を用いながらも無駄の少ないデータ取得ができるようになることを意味する。

しかし、電子収集効率の推定には  $\eta$  依存性が考慮されておらず、第 1 層の Super Cell の情報をオブジェクトの横方向の広がり指標に使う研究や EMB と EMEC が重なる領域  $1.37 < |\eta| < 1.52$  における振る舞いに関する研究も進行中である。また、現在の液体アルゴンカロリメータでは、横エネルギー計算値の  $\eta$  に依存するシフトが確認されている。これは Run-2 以前に考慮されなかった検出器内の物質による影響と考えられる。LDPB における横エネルギー計算ではこのシフトは考慮されないため、その後段である L1Calo において修正を行う必要がある。Run-2 においては、オブジェクト識別に使われる横エネルギーの閾値は、電子の場合 22 GeV になるように調節されていた。Run-3 ではルミノシティの変化やトリガー読み出しシステムの更新に伴って調節の仕方を変える必要がある可能性があるため、モンテカルロシミュレーションの結果を用いて確認を行い、適切な較正を行う必要がある。これについては 2.3.2 項で簡単に述べる。

## 2.3 較正の手法

### 2.3.1 エネルギーとタイミングの計算に用いるパラメータの較正

2.2.2 項で述べたように、LHC ビームの衝突実験でエネルギー計算を行うためには各 Super Cell においてペDESTAL  $p$  と OFC  $a_i^p$ ,  $b_i^p$  の較正が必要である。これらはフロントエンドクレート内のキャリブレーションボードから出力されるテストパルスを用いて較正される。図 2.15 にテストパルスを用いて LATOME におけるエネルギー計算に必要な定数を較正する手順を示す。2.2.1 項でも述べた通り LATOME においては 18 ビットの精度でエネルギー計算を行うため、較正されるパラメータや較正の途中段階で使用するパラメータは全て小数として求められる。図の流れに従い、以下ではテストパルスシステムと物理パルス・較正パルスの違いについて述べた後、較正の手法について詳しく述べる。

#### テストパルスシステム

図 2.16 に単純化したテストパルスシステムの等価回路を示す。LHC ビームを用いた実験では、クライオスタット内の検出器に電子や光子が入射すると、検出器内にかげられた 2 kV 電圧によって例えばバレルの場合は銅とステンレス鋼の間に電圧が生じる。等価回路ではこれをキャパシタと見なす。生じた電圧は理想的には三角パルスとして読み出しラインとフィードスルーを経てフロントエンドボードへと送られ、バイポーラパルスに変換されて処理

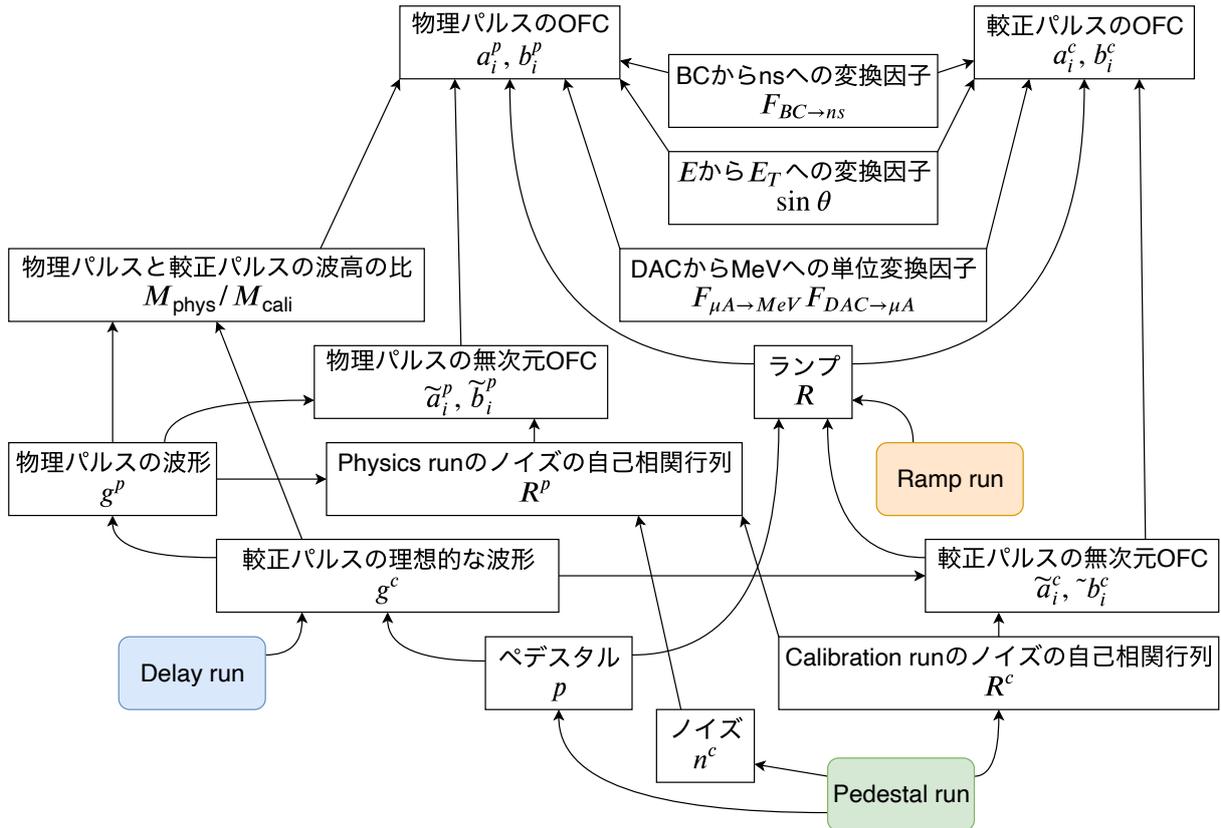


図 2.15 各セルにおける較正スキーム。エネルギー計算に必要なペDESTAL  $p$  と OFC  $a_i, b_i$  の較正を行うために、テストパルスシステムを用いて pedestal run, delay run, ramp run という 3 種類の calibration run を行う。

される。このように LHC ビームの衝突により信号を得ることを physics run と呼ぶ。一方、較正を行う際はフロントエンドクレート内のキャリブレーションボードから指数関数型のパルスを検出器に送ることでキャパシタに電荷を付与する。その後は physics run の場合と同様にフロントエンドボードにパルスが送られる。送られるパルスはここでも三角パルスでなく指数関数型パルスであるが、シェイパーによりバイポーラパルスへと変換され、処理される。このようにキャリブレーションボードからのテストパルスを用いて信号を得ることを calibration run と呼ぶ。三角パルスと指数関数型パルスの違いにより、physics run で得るバイポーラパルスと calibration run で得るバイポーラパルスの理想的な波形は異なる。前者のバイポーラパルスを物理パルス、後者のバイポーラパルスを較正パルスと呼ぶ。較正を行う際はこれらの違いを考慮しなければならないが、これについては後述する。

Calibration run においては、DAC 値と呼ばれる予め (テストビームによって) エネルギーに対応づけられた量に相当する高さを持つ階段状パルスをキャリブレーションボードに入力し、スイッチを以て予め決められた BC を選択して微分回路へパルスを送り、物理パルスに似せるように崩壊定数を定めた較正パルスに変換する (変換の詳細は付録 D 参照)。どの BC とサンプリング位相でどの LAr cell にどれだけの大きさの DAC 値を入力するかを定めるものをパルスパターンと呼び、予め決められたパルスパターンに従ってテストパルスを送る。そして 2.2.2 項でも述べた通り、エネルギー・タイミングの計算と BC の同定は LATOME で行われる。Physics run では選択された BC において横エネルギーが LATOME から出力されるが、calibration run では較正を行うために、横エネルギーの他に  $\tau$  criteria 適用前の横エネルギー計算値や ADC サンプルなども出力する。この出力値と入力した DAC 値およびタイミングを比較することで LATOME における OFC の較正を行う。

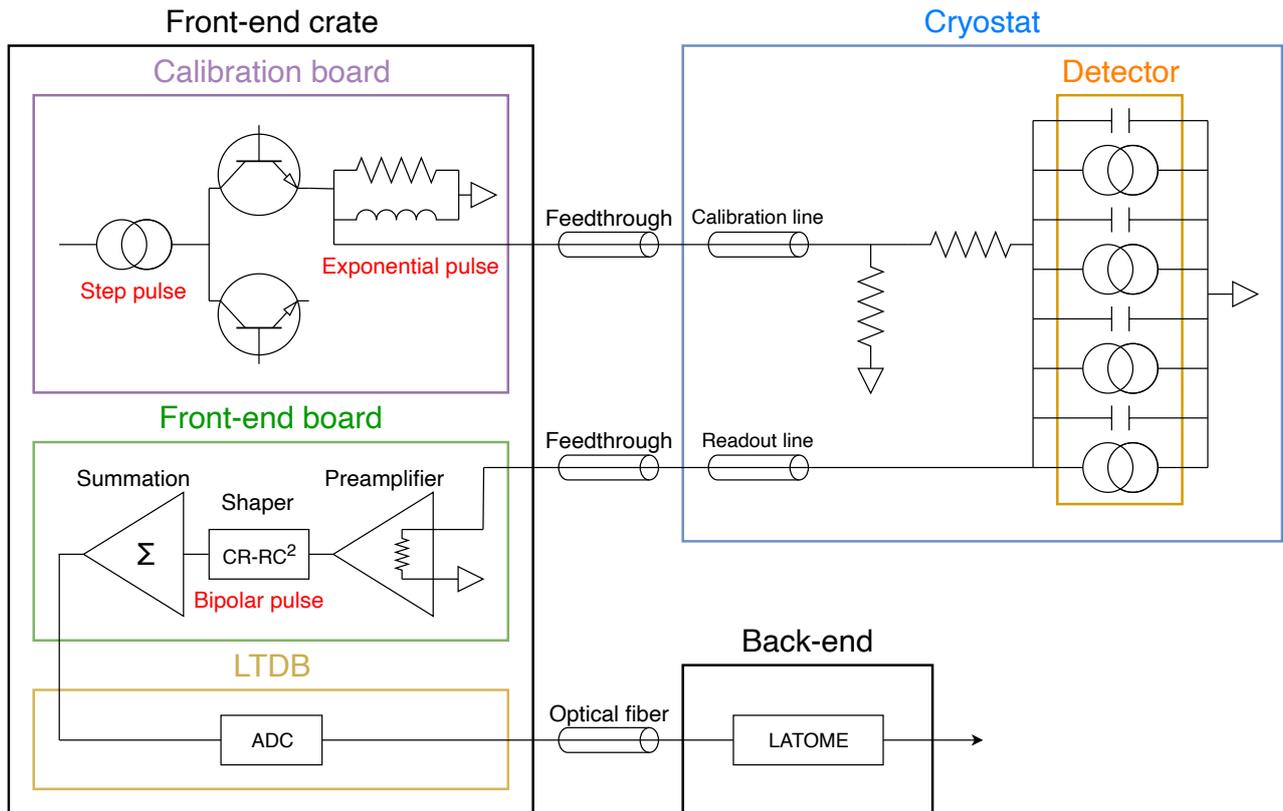


図 2.16 単純化したテストパルスシステムの等価回路。Detector として示す部分は 1 つの LAr cell を表すが、実際は 1 つのキャリブレーションラインが終端抵抗の後段で分かれ、複数の LAr cell に接続される。詳細は付録 C に記す。検出器内で電子の移動を電位差として検知する部分をキャパシタと見なし、それを三角パルスとして出力する部分を三角パルス発生器と見なしている。

### Pedestal run による較正

パルスを入射せずに電気信号を取得する calibration run を pedestal run という。これによって各セルのペダスタル  $p$ 、ノイズ  $n^c$ 、自己相関行列  $R^c$  などの情報が得られる。Calibration run で得られるノイズはパイルアップノイズを含んでいないため、ここで得られるノイズは熱ノイズや電気ノイズである。1000 回から 10000 回ほど得られた ADC 値の平均をとってペダスタルとし、標準偏差をノイズとする。自己相関行列の定義、すなわち求め方は付録 B に記した。パルスを入射しないため、パルスパターンは存在しない。

### Delay run による較正

Delay run はテストパルスの遅延を操作しながら一定の DAC 値でテストパルスを繰り返し入射して 24 通りのサンプリング位相で較正パルスを得る calibration run である。遅延を大きくするほど図 2.9 に示したようなバイポーラパルスは左にシフトする。それぞれのサンプリング位相で 100 回ほど取得した ADC 値の平均をとり、24 種類全てのサンプリング位相における情報を合わせると、あたかも  $25/24 \simeq 1.04$  ns おきにサンプリングを行ったかのような滑らかな較正パルスが得られる。得られた滑らかな較正パルスからペダスタル  $p$  を差し引いて波高を規格化したものを較正パルスの理想的な波形  $g^c$  とする。図 2.17 は Run-2 の期間中に新しいトリガー読み出しシステムのデモンストレータとして稼働していた ABBA (ATCA test Boards for Baseline Acquisition) と呼ばれるボードを用いて delay run によって求めた波形の例である。ABBA についての詳細は 3.1.1 項で述べる。

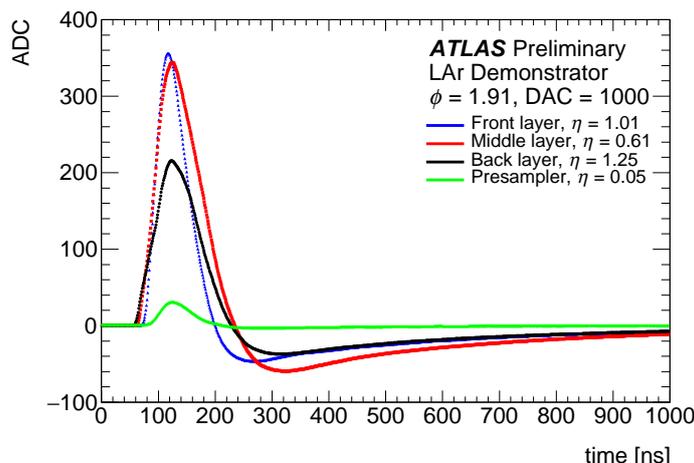


図 2.17 ABBA を用いた delay run の出力波形の一例 [22]。DAC 値 1000 で各層のセルに delay run のテストパルスを入射して得た波形を色分けして表示している。規格化はされていない。これらの波形は別々のサンプリング位相で 25 ns おきにサンプリングを行って得た波形を  $25/24 \approx 1.04$  ns ずつずらして重ねたものである。

Delay run によって求めた較正パルスの理想的な波形  $g^c$  と pedestal run によって求めたノイズの自己相関行列  $R^c$  を用いると、calibration run における無次元の OFC  $\tilde{a}_i^c, \tilde{b}_i^c$  が求まる。求め方の詳細は付録 B に記した。

### Ramp run による較正

Ramp run は遅延を固定した上で DAC 値を変えながら繰り返しテストパルスを入射する calibration run である。典型的には、遅延 0 で行うためサンプリング位相は 23 番目、すなわち  $(25/24) \times 23$  ns となる。Delay run によって求めた calibration run の無次元 OFC を用いて Optimal filter により ADC 単位でエネルギー計算を行い、入射した DAC 値と計算された ADC 単位のエネルギーを比較することで、線形性が保たれている (サチュレーションが起こっていない) 範囲で 1 ビットあたりの DAC 値を求める\*8。これをランプと呼び、 $R$  で表す。ここで Optimal filter の計算式は

$$E^k [\text{ADC value}] = \sum_{i=0}^{N-1} \tilde{a}_i^c (S_i^k - p) \quad (2.14)$$

である。Physics run の場合は  $N = 4$  であるが、これは calibration run であるため計算時間の制約はなく、 $N$  は任意である。 $N$  が大きいほど分解能は良くなる。図 2.18 は ABBA を用いた ramp run の結果の例である。

較正スキームの目的は physics run の OFC  $a_i^p, b_i^p$  の較正であるが、較正ソフトやシミュレータの動作確認などを目的として、較正パルスと calibration run の OFC  $a_i^c, b_i^c$  を用いてエネルギー計算の確認やシミュレーションなどを行うことがある。その際は、 $\tilde{a}_i^c, \tilde{b}_i^c$  にランプ  $R$  と予めテストビームによって求まっている DAC から MeV への変換因子  $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A}$  と当該セルの  $\sin \theta$  を (さらに  $\tilde{b}_i^c$  には  $F_{\text{BC} \rightarrow \text{ns}}$  も) 掛けて  $a_i^c, b_i^c$  とする。

$$a_i^c = F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} R \sin \theta \times \tilde{a}_i^c \quad (2.15)$$

$$b_i^c = F_{\text{BC} \rightarrow \text{ns}} F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} R \sin \theta \times \tilde{b}_i^c \quad (2.16)$$

$F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} R \sin \theta$  は calibration run における ADC 1 ビットあたりの横エネルギーに相当する。

\*8 Optimal filter を用いるのは信号対雑音比を最大にするためである。Calibration run であるためベースラインは 0 である。

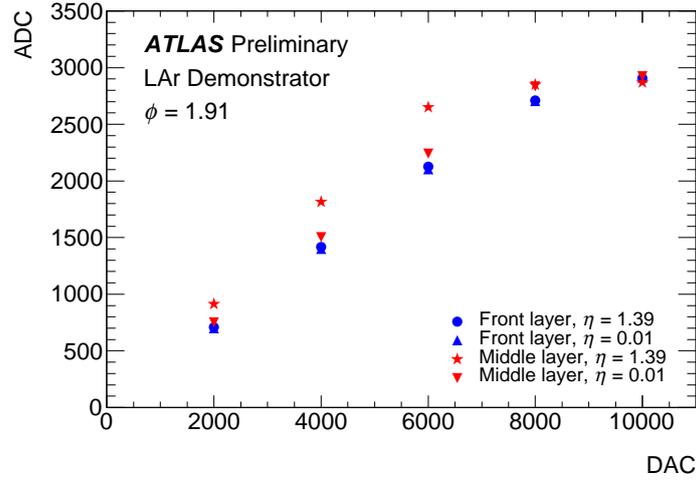


図 2.18 ABBA を用いた ramp run の結果の一例 [22]。第 1 層と第 2 層のセルに ramp run のテストパルスを入射して得た DAC 値と ADC 値の関係を示している。第 2 層の  $\eta = 1.39$  のセルなどは DAC 値 6000 あたりでサチュレーションを起こしている。線形性が認められる DAC 値の範囲において、グラフの傾きの逆数 DAC/ADC がランプ  $R$  として決まる。

### 物理パルスの波形と physics run における OFC の導出

35 ページでも述べたように、物理パルスは較正パルスと波形が異なるため、calibration run の OFC をそのまま physics run におけるエネルギー計算に用いる事はできない。そこで、delay run で得られた較正パルスの理想的な波形  $g^c$  を用いて付録 D に記した手法により物理パルスの波形  $g^p$  を導出する。この波形  $g^p$  を用いて physics run における無次元の OFC  $\tilde{a}_i^p, \tilde{b}_i^p$  を求めるために、physics run の自己相関行列  $R^p$  の導出が必要である。Physics run ではパイルアップノイズが存在するため、ノイズは pedestal run で求めたものとは異なる。しかし Phase-I アップグレードの期間中は physics run を行って新しい読み出しエレクトロニクス of データを得ることは不可能であるため、physics run が開始されるまでは想定されるパイルアップ等をもとにシミュレーションによって自己相関行列  $R^p$  を求める。

この  $R^p$  と物理パルスの波形  $g^p$  を用いて付録 B に述べた手法により physics run における無次元の OFC  $\tilde{a}_i^p, \tilde{b}_i^p$  を求める。ただし、付録 D に示した波形の変換則を用いると、導出された物理パルスの波形は元の較正パルスの理想的な波形とは異なり規格化された波高を持たず、セル毎に異なる波高を持つ。ここで物理パルス  $g^p$  と較正パルス  $g^c$  の波高の比を  $M_{\text{phys}}/M_{\text{cali}}$  と書く。物理パルスを観測することを想定すると、ある DAC 値に対する ADC 値は較正パルスの場合よりも  $M_{\text{phys}}/M_{\text{cali}}$  倍高くなる。これはランプが  $1/(M_{\text{phys}}/M_{\text{cali}})$  倍になることを意味するため、physics run の無次元 OFC から次元付きの OFC に変換する際のランプ  $R$  には補正因子  $1/(M_{\text{phys}}/M_{\text{cali}})$  が付く。したがって、式 (2.8), (2.9) の計算が成り立つような OFC  $a_i^p, b_i^p$  は式 (2.6), (2.7) で決まる。 $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} R \sin \theta / (M_{\text{phys}}/M_{\text{cali}})$  は physics run における ADC 1 ビットあたりの横エネルギーに相当する。

自己相関行列  $R^p$  と無次元 OFC  $\tilde{a}_i^p, \tilde{b}_i^p$  をシミュレーションによって求める際は、条件設定とシミュレーション結果の分析方法を熟慮する必要がある。10 ページでも述べたように physics run においてルミノシティは時々刻々と変化し、トレイン構造もラン毎に変わる予定であるため、ノイズはセル毎に一定には決まらない。一方で OFC はラン中に変更せず長期的に同じものを用いる予定であるため、physics run が開始されるまではパイルアップの変化を考慮した上でシミュレーションによって最適な OFC  $\tilde{a}_i^p, \tilde{b}_i^p$  を決定する必要がある。

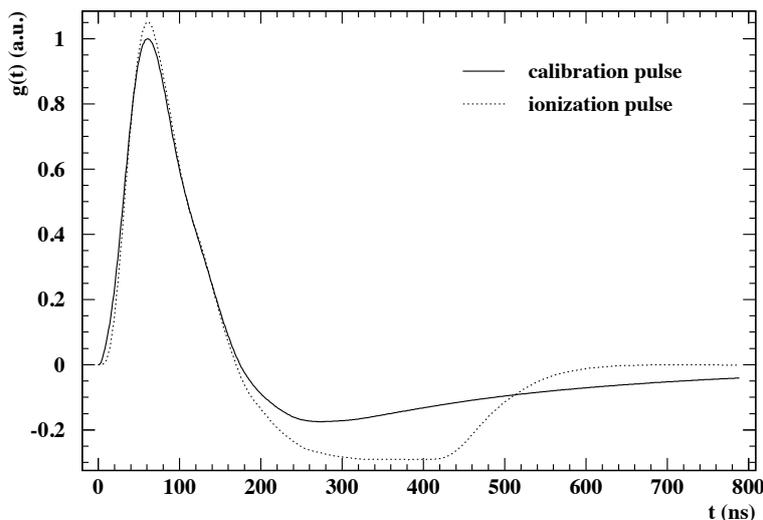


図 2.19 較正パルスの理想的な波形と変換後の物理パルスの例 [23]。実践が較正パルスの理想的な波形  $g^c$  であり、これを付録 D に示した手法で変換したものが波線で示された物理パルス  $g^p$  である。 $g^c$  は規格化されているため、 $g^p$  の波高は  $M_{\text{phys}}/M_{\text{cali}}$  である。

### 2.3.2 オブジェクト識別に用いるエネルギーの閾値の較正

L1Calo においては、2.2.3 項で述べたように  $\eta$  毎にオブジェクトの横エネルギー計算値のシフトを考慮する必要がある。そのための補正は横エネルギー閾値をシフトすることによって行う方針であり、physics run を利用した試運転が始まるまではモンテカルロシミュレーションの結果を用いて閾値補正の較正を行う。

ここで用いるのは 2 種類の横エネルギーである。1 つはオフライン  $E_T$  であり、これはメイン読み出しから記録されたと想定される電子 (オフライン電子) の横エネルギーである\*9。もう 1 つは  $L1E_T$  であり、これはトリガー読み出しで LDPB において算出された横エネルギーを元に計算した電子 (L1 電子) の横エネルギーである。LHC の衝突実験のエネルギースケールに対して電子は十分に軽いものと見なせるため、どちらに対しても横エネルギー  $E_T$  と横運動量  $p_T$  を同一視する。モンテカルロシミュレーションの結果から  $Z$  ボソンの崩壊によって生成した電子と考えられるもののみをオフライン電子として扱うが、フェイク事象を削減するために 15 GeV 以下の  $E_T$  を持つオフライン電子は除外する。また、オフライン電子と比較する L1 電子は 2.2.3 項で述べたアルゴリズムで電子と見なされたもののうちオフライン電子との距離  $\Delta R$  が  $\Delta R < 0.2$  の範囲内で最も小さいものとする。Run-2 における電子の横エネルギーの理想的な (補正前の) 閾値が 22 GeV であったのに対して Run-3 における閾値は未定であるが、22 GeV と仮定して、L1 電子のうち  $L1E_T > 22$  GeV であるものの割合を電子収集効率として図 2.20 のように各オフライン  $E_T$  に対してプロットした。全体的に電子収集効率が上がり始めるのがオフライン電子が 22 GeV よりも大きな横エネルギーを持つときであることから、L1Calo で観測した電子のエネルギーは実際よりも小さな値にシフトすることがわかる。また、同じ横エネルギー閾値 ( $L1E_T > 22$  GeV) を用いているのにも関わらず曲線が重ならないことから、シフトの大きさが  $\eta$  によって異なることもわかる。

電子の横エネルギーの補正は、シフトの平均もしくは最頻値を以て行うのが最も簡単である。ここでシフトとは  $L1E_T$  とオフライン  $E_T$  の差を意味する。図 2.21 (a) に  $1.1 < |\eta| < 1.3$  における各オフライン  $E_T$  に対するシフトの大きさの分布を示す。全体的に  $L1E_T$  とオフライン  $E_T$  の差が負であることが、図 2.20 で確認した L1Calo に

\*9 後々の研究ではモンテカルロシミュレーションにおける真の横エネルギーを用いるべきである。今回はモンテカルロシミュレーションの結果から適切な条件で選択されたデータが存在しなかったためオフライン電子を用いた。

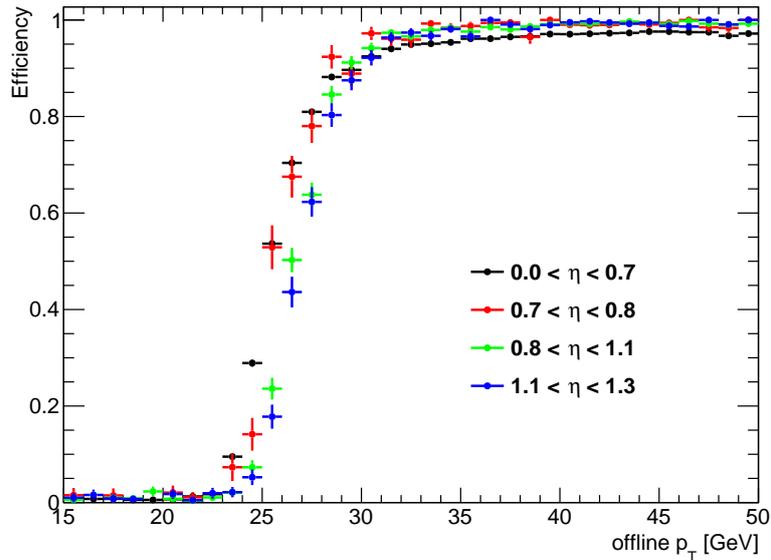
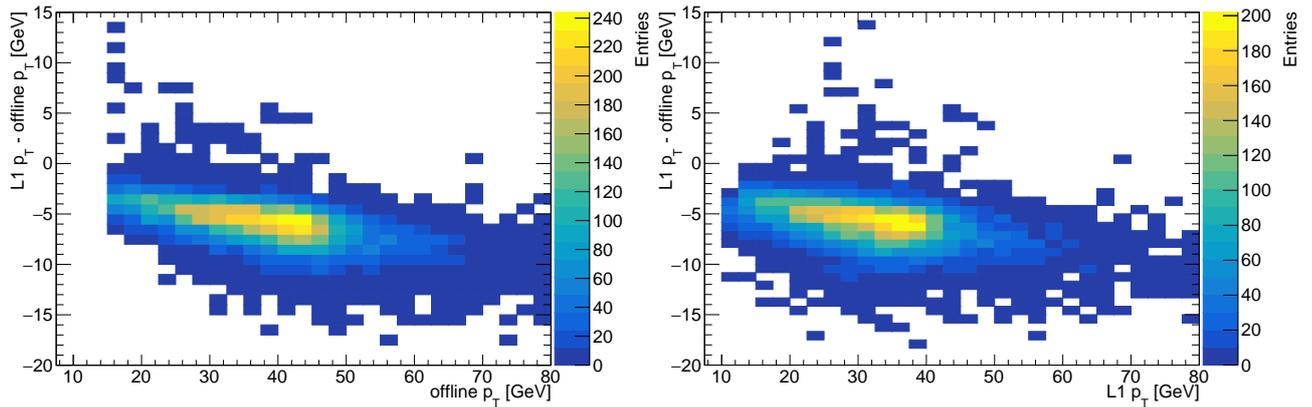


図 2.20 Run-3 における  $\eta$  毎の電子収集効率のシミュレーション結果。L1 電子のうち  $L1E_T > 22$  GeV であるものの割合を電子収集効率として各オフライン  $E_T$  に対して示している。電子の質量を無視して横エネルギー  $E_T$  と横運動量  $p_T$  を同一視している。

おける実際よりも低いエネルギーの観測を裏付けている。また、この 2 次元分布はシフトの大きさが電子のエネルギーにも依存することを示している。そこで、(b) に示すように同じ領域で各  $L1E_T$  に対するシフトの大きさの分布を作り、それぞれ平均または最頻値などを以て閾値の補正を決定し、 $\eta$  毎にエネルギー依存する補正の関数を仮定して較正するという方法が、より高効率のオブジェクト識別の実現のために有効な方法であると予想される。これについての研究は始まって間もなく、モンテカルロシミュレーションの出力やオブジェクトの選択条件等にも改善の余地があるため、本論文では L1Calo におけるオブジェクト識別のための較正についてはこれ以上述べない。



(a) オフライン  $E_T$  依存性

(b)  $L1E_T$  依存性

図 2.21  $1.1 < |\eta| < 1.3$  における  $L1E_T$  とオフライン  $E_T$  の差の分布。(a) は各オフライン  $E_T$  に対する分布を、(b) は各  $L1E_T$  に対する分布を示す。電子のエネルギーが高いほど L1Calo で観測するエネルギーのシフトが大きくなる傾向がある。

## 第3章

# エネルギーとタイミングの計算に用いる パラメータの較正

### 3.1 較正フレームワーク

LATOME におけるエネルギー・タイミング計算のパラメータの較正には、ATLAS 実験の公式ソフトウェアフレームワーク Athena を用いる。Athena は液体アルゴンカロリメータを含む各サブ検出器のデータ解析ソフトウェアフレームワークを包含し、ユーザーはそれぞれのフレームワークに基づいてデコード、解釈しやすい形式への変換、解析など目的別のパッケージが作られるように具体的なコードを作成する。トリガー用エネルギー・タイミング計算に用いるパラメータの較正フレームワークは、2.3.1 項に述べたテストパルスシステムと較正スキーム、そして LATOME を含むトリガー読み出しのモニタリング用データ収集システムと Athena を用いたソフトウェアからなる。以下では、この較正フレームワークについて本研究の背景とアップグレード内容を記す。

#### 3.1.1 背景

ATLAS 実験ではトリガーシステムとデータ収集システムを合わせて TDAQ (Trigger and Data Acquisition) と呼ぶ。液体アルゴンカロリメータの読み出しシステムもその一部であり、メイン読み出しでは Run-2 の時点で ROD にてエネルギー計算用に Optimal filter が用いられていた。この出力データは ROD とその後段の ROB にて ATLAS 共通のフォーマットに変換され、TDAQ の EventStorage と呼ばれるライブラリがこのデータから最終的なフォーマット (TDAQ フォーマット) を有したファイルを生成し、これがストレージに保存される。Athena の一部として、このデータファイルを入力してメイン読み出しにおけるエネルギー計算の較正を行うためのソフトウェアが存在する。図 3.1 は読み出しシステムにおけるデータの流れを単純化して示したものであり、上段の FEB から storage までの流れがメイン読み出しを表す。

トリガー読み出しに関しては、Run-2 において、液体アルゴンカロリメータのバレル A サイドの  $1.8 < \phi < 2.2$  の領域に LTDB デモンストレータが設置され、Super Cell の信号が試験的に読み出されていた。この信号は、光ファイバーを介して ABBA (ATCA test Boards for Baseline Acquisition) と呼ばれるバックエンドの LDPB デモンストレータに読み出され、ABBA からは ADC 値が出力されていた。このデモンストレータプロジェクトの目的は、開始時点で未知であった Super Cell の信号の解析や、アップグレードに対応して新規導入するフィルタリングアルゴリズムの評価であり、L1Calo には関わらず Run-2 におけるデータ収集システムからは独立して運用されていた。トリガー用エネルギー計算のパラメータを較正するフレームワークの開発はこの ABBA のデータを用いて行われ、その主要な作業の 1 つとして Athena のメイン読み出し較正用のソフトウェアが ABBA データ用にアップデートされた。Athena が TDAQ フォーマット以外を持たないデータを読み込むことができないため、ここでのアップ

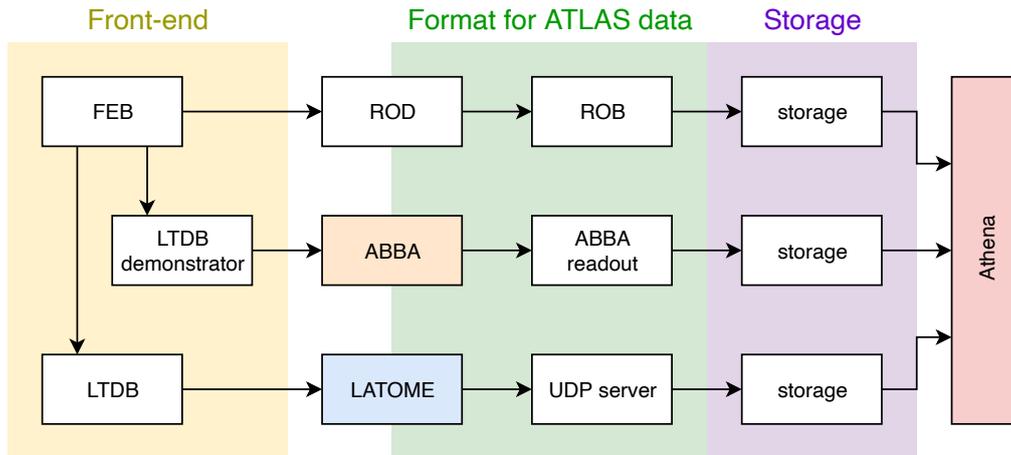


図 3.1 メイン読み出しとトリガー読み出しのデータ収集システム。メイン読み出しでは ROD と ROB で、デモンストレータプロジェクトにおける読み出しでは ABBA と後段の読み出しで、Phase-I アップグレードからのトリガー読み出しでは LATOME と UDP サーバーで TDAQ フォーマットが形成される。

データはペイロードの読み込みと Super Cell のデータ処理・解析のためのコード開発である。実際にソフトウェアが機能することを確認するために、calibration run および physics run によって ABBA を通じて較正用に信号が取得され、Athena を用いて較正のデモンストレーションが行われた。この結果を以て、2.3.1 項に記した手法に基づいてトリガー読み出しにおける physics run の OFC を導出するまでの一連のコードを含むソフトウェアの成立が確認され、較正結果の評価も行われた [24]。図 3.1 中段の LTDB demonstrator から storage までの経路が ABBA を用いた較正用のデータ収集システムを表す。

ABBA は元々 LATOME が製造されるまで一時的に用いるために製作されたボードである。液体アルゴンカロリメータ全領域の 34048 チャンネル分の Super Cell の信号を同時に処理するにあたって、複数の LDPB を格納する ATCA shelf を 3 台に抑えるために 31 枚の LDPB を用いることがスペース等の都合上最良の選択とされ、最大 320 チャンネルを扱うことができる LATOME が開発されてきたが、多数のチャンネルの信号を処理して 10 Gbps 単位で通信を行うこの集積回路の開発は技術的に難しかったため、Run-2 の始めには ABBA を用いて ADC 値のみを取得していた。2017 年末に初めて LATOME が製造されたため、2018 年末の Run-2 終了時までは LTDB デモンストレータのデータは ABBA に取って代わって LATOME が取得した。

LATOME の導入によってデータフォーマットに大きな変更が生じるため、較正フレームワークを更新して新しいフォーマットに対応させる必要がある。本研究では 2018 年の秋からこれを開始した。LATOME の較正にはモニタリング用の出力データを用いる。図 3.1 下段に示すように LATOME と後段の UDP サーバーにて Athena で処理できるような TDAQ フォーマットを持つデータを構成するために、LATOME と UDP サーバーと Athena ソフトウェアの開発が同時に行われてきた。本研究開始時には、LATOME の出力データを確認するために Athena とは独立して簡易的に LATOME データのデコーディングを行うコードが存在していた。本研究の課題の 1 つは Athena において LATOME データのデコーディングとトリガー用エネルギー計算のパラメータの較正を行えるように Athena ソフトウェアの開発を行うことである。

2019 年からは Phase-I アップグレードが始まり、2020 年 1 月現在までバレル A・C サイドとエンドキャップ A サイドのフロントエンドエレクトロニクスが次々と更新されてきた。フロントエンドボードと LTDB の設置が完了した領域から順次データ取得を行うが、デモンストレータではなく Run-3 から実際に使うエレクトロニクスを用いて Super Cell の信号を取得するのは初めてである。デモンストレータではバレルのデータしか取得していなかったため、エンドキャップの Super Cell の波形は特に未知であり、ある程度デモンストレータプロジェクトの時

点でフィルタリングアルゴリズムの評価などが進められていたバレルと比較して重要視される。詳細は付録 A にあるが、LTDB の数は液体アルゴンカロリメータ全体で 124 個あり、LATOME ボードは 116 個あるため、LTDB と LATOME を 2 個ずつしか使用していなかったデモンストラータプロジェクトと比較して Phase-I アップグレードではより効率的に較正を進める必要がある。そこで、領域を指定して LATOME のチャンネルと Super Cell とのマッピング情報を取得し、高速でデータ解析を行うことができるようにするのも本研究の課題である。これは Athena におけるデコーダの開発に含まれる。

### 3.1.2 LATOME の較正フレームワーク

メイン読み出しでは ROD や ROB において TDAQ フォーマットの形成が行われる。このフォーマットではペイロードの他に ROD ヘッダ/フッタ、ROB ヘッダ/フッタ、ATLAS ヘッダ、TDAQ ヘッダ/フッタ/セパレータが付加され、それぞれのヘッダ、フッタ、セパレータにはデータのサイズや時刻、サブ検出器内のチャンネル (位置) などの情報が予め決められたフォーマットに従って格納される。Athena フレームワークを用いたソフトウェアはこのフォーマットに従ってデータをデコードし、解析を行う。一方、トリガー読み出しには ROD や ROB が無いため、LATOME と UDP サーバーにて TDAQ フォーマットに則したデータの構成が行われる。図 3.2 に LATOME ファームウェアのモジュールとその間のデータの大きな流れを示す。LATOME ファームウェアは User Code と呼ばれるモジュールで Optimal filter によるエネルギー計算を行い、OSUM (Output summing) と MON (Monitoring) という 2 種類のモジュールへ共に 18 ビットを単位として信号を送る。OSUM はトリガー用に  $E_T$  の情報を FEX に送り、MON はモニタリング用に ADC 値や  $E_T$ 、ADC からベデスタルを引いた値など 4 種類のデータの中から最大 2 種類を選択してコンピュータに送る。較正フレームワークで用いるのは MON データである。MON データは Athena で読み込むために、TDAQ フォーマットに変換される必要がある。このため、MON ではバイナリ形式のペイロードに MON ヘッダ/フッタと呼ばれる LATOME の MON 独自のヘッダ/フッタを適切な位置に付加した上で、ROB ヘッダ/フッタと ROD ヘッダ/フッタをイベント (定義は後述) 毎に付加し、XAUI と呼ばれるインターフェースを介して UDP サーバーに送信する<sup>\*1</sup>。UDP サーバーは複数の LATOME のデータを受信し、イベント毎に複数の LATOME のデータをまとめ、各イベントに対して ATLAS ヘッダと TDAQ セパレータを付加する。そしてデータ全体に対して TDAQ ヘッダ/フッタを付加してストレージに保存する。

LATOME データの大きな構成を表 3.1 に示す。各イベント・LATOME のペイロードは本来、表 3.2 に示すようにある BC に対して ADC 値や横エネルギーなど特定の種類の値が 320 チャンネル分<sup>\*2</sup>並んだものが典型的には 32 BC (800 ns) 分並べられたデータである。32 BC はバイポーラ波形のおおよその幅に対応しており、モニタリングや較正の際はこれを 1 イベントとする (32 BC 以外の時間幅を 1 イベントとすることもある)。しかし、UDP サーバーの制約により LATOME から 1 イベント分のデータをまとめて送信することはできないため、典型的には 3 つのパケットに分割し、それぞれに MON ヘッダ/フッタを付加して送信する。このデータにさらに適切なヘッダ/フッタ/セパレータを付加しながら全イベントの全 LATOME のデータが組み合わされて 1 つのデータファイルとして保存される。

保存されたデータは、Athena を実行することにより 3.1.3 項に述べるバイトストリームコンバータによって直接解釈可能な形式に変換される。ABBA ボードを用いていた時に作成された Athena のコードは、これを calibration run の種類に応じて適切に処理し、較正に必要なパラメータの計算結果を出力する。これを必要な全ての種類の

<sup>\*1</sup> 2019 年の秋までは、LATOME データは独自のヘッダ/フッタ/セパレータ以外には TDAQ フォーマットのペイロードのみを含んでいたため、Athena でデータを読み込むためにストレージ上のデータに TDAQ フォーマットのヘッダ/フッタ/セパレータを付加する必要があり、本研究ではこのためのコード開発も行った。

<sup>\*2</sup> 出力チャンネル数 320 は LATOME が担うことのできる最多チャンネル数である。液体アルゴンカロリメータの領域に対応する LATOME のタイプによっては全 320 チャンネルを使用しない場合もあり (詳細は付録 A 参照)、この場合は使用されないチャンネルの出力値は 0 となる。

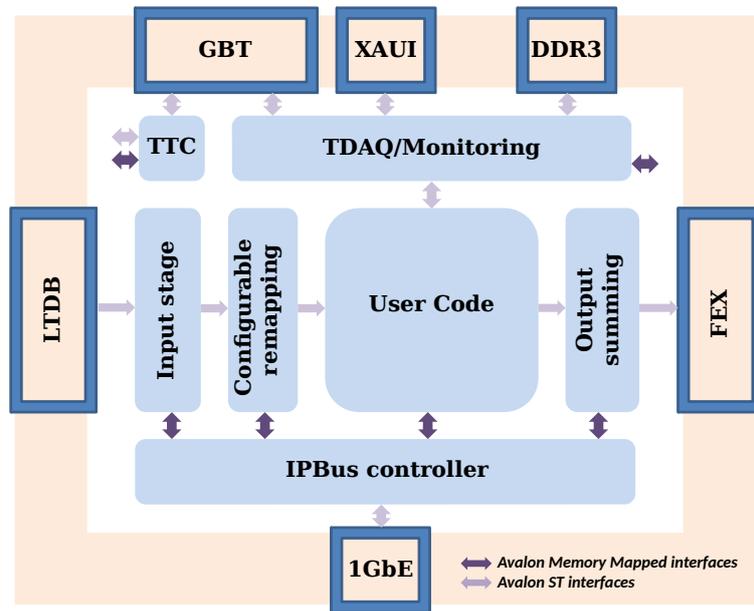


図 3.2 LATOME におけるデータの流れ [25]。LTDB から受信したデータは Input Stage にてデシリアライズされ、Configurable remapping によって 6 チャンネル × 62 ストリームに並び替えられる。このデータを用いて User Code はエネルギー・タイミング計算を行い、計算された横エネルギーのデータは OSUM (Output summing) によってエンコードされて FEX へと送られる。同時に、User Code は計算に使う ADC 値や計算途中で表れる値を TDAQ/Monitoring と呼ばれるモジュールにも送信する。このモジュールは ADC 値やエネルギーの計算結果などを PC に送ってモニターするためにデータを適切なフォーマットに変換する。

表 3.1 LATOME データの構成。ペイロードは典型的に 3 つのパケットに分割され、各パケットには MON ヘッダ/フッタが付く。これらの MON ヘッダ/フッタとペイロードに ROD ヘッダ/フッタと ROB ヘッダ/フッタが付加されたものが、データの由来する LATOME の数だけ存在し、この纏まりに ATLAS ヘッダと TDAQ セパレータを付加したものがイベントの数だけ存在する。このデータ全体は TDAQ ヘッダ/フッタが付加されることにより Athena で読み込むことができる。

TDAQ ヘッダ				
TDAQ セパレータ				
ATLAS ヘッダ				
イベント毎	LATOME 毎	パケット毎	ROB ヘッダ	
			ROD ヘッダ	
			MON ヘッダ	
				ペイロード
				MON フッタ
				ROD フッタ
				ROB フッタ
TDAQ フッタ				

表 3.2 LATOME データの 1 イベント・1 LATOME あたりのペイロードの構成。各サンプル (BC) に対して LATOME の 320 チャンネル分の ADC 値または横エネルギーなどその他の出力値がチャンネル 0 のものから順に並ぶ。サンプル数は 32 とは限らない。

サンプル 0	チャンネル 0 の 0 サンプル目の出力値
	チャンネル 1 の 0 サンプル目の出力値
	⋮
	チャンネル 319 の 0 サンプル目の出力値
サンプル 1	チャンネル 0 の 1 サンプル目の出力値
	チャンネル 1 の 1 サンプル目の出力値
	⋮
	チャンネル 319 の 1 サンプル目の出力値
⋮	
サンプル 31	チャンネル 0 の 31 サンプル目の出力値
	チャンネル 1 の 31 サンプル目の出力値
	⋮
	チャンネル 319 の 31 サンプル目の出力値

calibration run のデータに対して行い、出力されたパラメータを組み合わせることで 2.3.1 項に述べたスキームに従って計算を行うと、物理パルスの波形と physics run の OFC の較正が達成される。この一連の過程を効率的に行うためのスクリプトの開発については 3.1.4 項で述べる。

### 3.1.3 バイトストリームコンバータの開発

保存されたデータを Athena で解析する際は、まずデコードする必要がある。本研究では最初に、LATOME によるエネルギー・タイミング計算のパラメータの較正に ADC 値を用いる目的で、ADC 値が格納されたデータをデコードするバイトストリームコンバータと呼ばれるデコーダを Athena 内のコードとして開発した。LATOME の較正を行う際は、calibration run の種類に関わらず、まずこのバイトストリームコンバータを用いて Super Cell, BC, ADC 値等の情報を得る。バイトストリームコンバータは Athena を実行する過程で 1 度だけインスタンス化されるクラスである。Athena 実行開始からバイトストリームコンバータのインスタンス化までで入力するデータは主に以下の 4 点である。

- 表 3.1, 3.2 に示す構造を持つデータ。1 つのデータファイルは 1 回の calibration run に対応する。
- LATOME ボードの位置情報と使用するマッピングファイルとの対応表。マッピングファイルとは、特定の LATOME ボードに関して表 3.2 の全 320 チャンネルと実際の Super Cell との対応関係を記述したファイルを意味する。LATOME が担える全 320 チャンネルを用いない場合は、Super Cell との対応がないチャンネルをバイトストリームコンバータが無視するように設定しておく。
- レイテンシ調節のための時間シフト (BC 単位)。レイテンシが大きすぎると calibration run の Optimal filter に用いるサンプリング点がピークを越えず、OFC が正しく較正されない。このような場合は最初の数サンプルをカットすることによりレイテンシの調節を行う。
- キャリブレーションボード ID とテストパルスパターン。これはバイトストリームコンバータがチャンネルと ADC 値のベクトルを出力した後に較正のために用いる。

表 3.3 バイトストリームコンバータの出力値のコンテナの構造。バイトストリームコンバータのデコードメソッドはイベント・LATOME 毎に呼ばれ、各チャンネルの出力値をベクトルにして Super Cell の ID とペアにしてコンテナに格納する。Calibration run において、パルスが入射したイベント・チャンネルではこのベクトルはバイポーラ波形を描く。入力データのサンプル数は 32 とは限らず、また、レイテンシの調節のために最初の数サンプルをカットすることもあるため、出力されるベクトルのサンプル数は 32 とは限らないが、全ての出力ベクトルは同じサンプル数を持つ。

イベント 0	1 番目の LATOME	チャンネル 0 に対応する Super Cell の ID	(サンプル 0, 1, ..., 31)
		チャンネル 1 に対応する Super Cell の ID	(サンプル 0, 1, ..., 31)
		⋮	
		チャンネル 319 に対応する Super Cell の ID	(サンプル 0, 1, ..., 31)
	2 番目の LATOME	チャンネル 0 に対応する Super Cell の ID	(サンプル 0, 1, ..., 31)
		チャンネル 1 に対応する Super Cell の ID	(サンプル 0, 1, ..., 31)
		⋮	
		チャンネル 319 に対応する Super Cell の ID	(サンプル 0, 1, ..., 31)
⋮			
イベント 1	1 番目の LATOME	⋮	
	2 番目の LATOME	⋮	
	⋮		
⋮			

これらの入力データを用いて、バイトストリームコンバータは表 3.3 に示すような順序で各イベント・各チャンネルの ADC 値のベクトルをそのチャンネルに対応する Super Cell の ID とペアにして Athena 独自のコンテナに格納する。そして Athena はこのコンテナを用いて、最終的に calibration run の種類に応じて 2.3.1 項に示したパラメータを計算し、結果を出力する。

入力データは 4 バイトを 1 ワードとしてリトルエンディアンでエンコードされている。Athena は LATOME データを入力すると、1 イベント毎にこれに従って自動的にデータを読み込み、データサイズ、BC、LATOME ボードの位置、ラン番号などに関する情報と共にペイロードを取得する。これらは各ヘッダのオブジェクトのメンバとして格納され、バイトストリームコンバータからは適宜そのメソッドを用いて参照することができる。Athena は最初にバイトストリームコンバータのオブジェクトを生成し、LATOME の位置とマッピングファイルとの対応表を参照し、マップとして格納する。そしてイベント・LATOME 毎にバイトストリームコンバータの内部クラスであるプロセスクラスをインスタンス化し、その主要なメソッドであるデコーディングメソッドを呼ぶ。内部クラスを用いるのは、イベント・LATOME 毎に別の意味を持つ変数とそうでない変数を明確に分けることと、内部クラスの各メソッドの引数の数を減らして高速なプロセスを実現することが目的である。

デコーディングメソッドではデコードを開始する前に ROD ヘッダのメソッドを用いてその LATOME の位置情報を示すメンバを参照し、バイトストリームコンバータのインスタンス化の際に作成したマップを用いてハッシュ探索によりその位置情報に対応するマッピングファイルを取得する。このマッピングファイルはバイトストリームコンバータがコンテナに Super Cell の ID を出力する際に使われる。デコードは MON ヘッダ/フッタとペイロードを 4 バイトずつ順番に参照して行うが、LATOME で生成される MON ヘッダ/フッタは 4 バイトを、ペイロードは 2 バイト程度を 1 ワードとしてビッグエンディアンで格納される<sup>\*3</sup>ため、バイトストリームコンバータはワード

\*3 ペイロードは ADC 値のデータの場合は 2 バイトが単位であるが、横エネルギーなど他のデータの場合は 2 バイトずつとは限らない。

を取得する度にエンディアンの変換とワードの分割を行う。これによって取得された LATOME のワードを繰り返し読み取り、MON ヘッダ/フッタ内のワードを読む際はヘッダ/フッタのエラーチェックやデータサイズの確認、メタデータの取得などを行い、ペイロード内のワードを読む際はタイミングの ID (BCID) の整合性の確認や BCID、チャンネル、ADC 値の組み合わせの記録を行う MON ヘッダには LATOME の出力値の種類 (ADC 値、横エネルギーなど) に関する情報が格納されており、これに応じてワードとして読み取るバイト列の幅の設定やタイミングの調節、出力先の変更などを行う必要があるが、本研究では 2.3.1 項に基づく LATOME の較正が主題であり、ADC 値以外の種類の値を含むデータのフォーマットはまだ確立していないため、これについては割愛する。メソッド内でワードの読み取りが完了したら、表 3.3 の順序に従って出力を行う。

3.1.1 項でも述べた通り、本研究開始時には Athena とは独立して LATOME データ用の簡易的なバイトストリームコンバータが運用されていた。この単独のバイトストリームコンバータが 1 つの LATOME デモンストレータからの 14400 イベントのデータのデコードに 20 分以上かけていたのに対し、本研究における Athena のバイトストリームコンバータの開発においては、クラス構成の改善や不要なキャストの制限、C++11 のムーブセマンティクスの活用など細かいアップグレードの積み重ねにより、2 分以内で同じデータをデコードすることに成功した。さらに、MON ヘッダ/フッタなどバイトストリームコンバータが処理する部分の中でもバージョン依存しやすい部分をクラスにまとめることによってバージョンアップデートに素早く対応できるようになった。LATOME の開発を進めるには LATOME の各バージョンに対してバイトストリームコンバータによるデコーディングで LATOME データのモニタリングをできるようにすることが必須であり、逐一新しいバージョンに対応できるように汎用化を行ったことでこれがスムーズにできるようになった。また、本研究で開発したバイトストリームコンバータは、LATOME データを Athena で処理するという目的に際しては較正フレームワーク以外にも使用できるため、最終版が完成し次第、入出力データのモニタリングのほか、HL トリガーや物理解析の入口となるデコーダ開発の基礎として使われる。

### 3.1.4 Athena 実行スクリプトの開発

ABBA データを用いて作成された較正フレームワークのうち、calibration run のデータを入力して Athena を実行しバイトストリームコンバータの出力を用いて各種 calibration run の解析を行うためのインターフェースは多くの手動操作を必要とした。これは、デモンストレータプロジェクトにおいては 3.1.1 項に述べた通り非常に限られた領域からのデータしかプロセスの対象が存在しなかったためである。しかし Phase-I アップグレードにおいてはその数十倍の領域のデータを扱うため、

- マッピングファイルの自動生成
- Calibration run の選択と 2.3.1 項に述べた一連のスキームに従った較正の自動化
- テストパルスパターンの設定の自動化

を中心にインターフェースのアップグレードを行った。図 3.3 に Athena における較正の流れの一部を簡単に示す。赤の矢印で示す箇所が本研究で開発または更新した機能である。本研究で開発したマッピングファイルの自動生成スクリプトはセルの位置と ID を対応づけるリスト (LAr ID translator) およびセルの位置と LATOME チャンネルのリストを対応づけて LATOME チャンネルとセル ID のマッピングファイルを予め各 LATOME に対して作成する。これを用いてバイトストリームコンバータの出力結果に Super Cell の ID を含めることでセルの座標や DAC から MeV への変換因子などと照らし合わせて較正を行うことができる。この準備をした上で、例えば delay run のデータを解析する際は、LATOME データ、マッピングファイルのパスのリスト、レイテンシ調節のための時間シフトの情報等を入力して delay run 用のスクリプトを実行する。このスクリプトは入力した情報を用いて delay run 用の Athena ソフトウェアを実行する。このソフトウェアはまず入力情報を以てバイトストリームコンバータを実行する。バイトストリームコンバータは LATOME データに格納されている LATOME の情報を以て逐一对応する

マップをマップメーカーを通して取得し、デコーディングを行って終わり次第 delay run のデータを詰めたコンテナを出力する。Delay run 用ソフトウェアは次にこれを読み取り、理想的な波形などの情報が入った delay run データ解析用のファイルを生成する。ここで、正しい情報をファイルに入力するためには、パルスパターン情報の情報が必要となる。そのため、パルスパターン情報の情報が入ったファイルを適切な形式のスクリプトに自動で変換し、delay run 用スクリプトに入力しておく。Delay run 用スクリプトはこの情報も併せてソフトウェアに入力することで正しい解析用ファイルの生成を可能にする。本研究で開発した Athena 実行スクリプトは、任意の LATOME データに対して対応するパルスパターンスクリプトの生成と calibration run 用スクリプトの実行を自動で行うようにするものであり、複数の LATOME データに対して連続的に実行することができる。これを pedestal run, delay run, ramp run のそれぞれの LATOME データに対して行うようにすることで、OFC の一連の較正フローを 1 回の実行で実現できる。

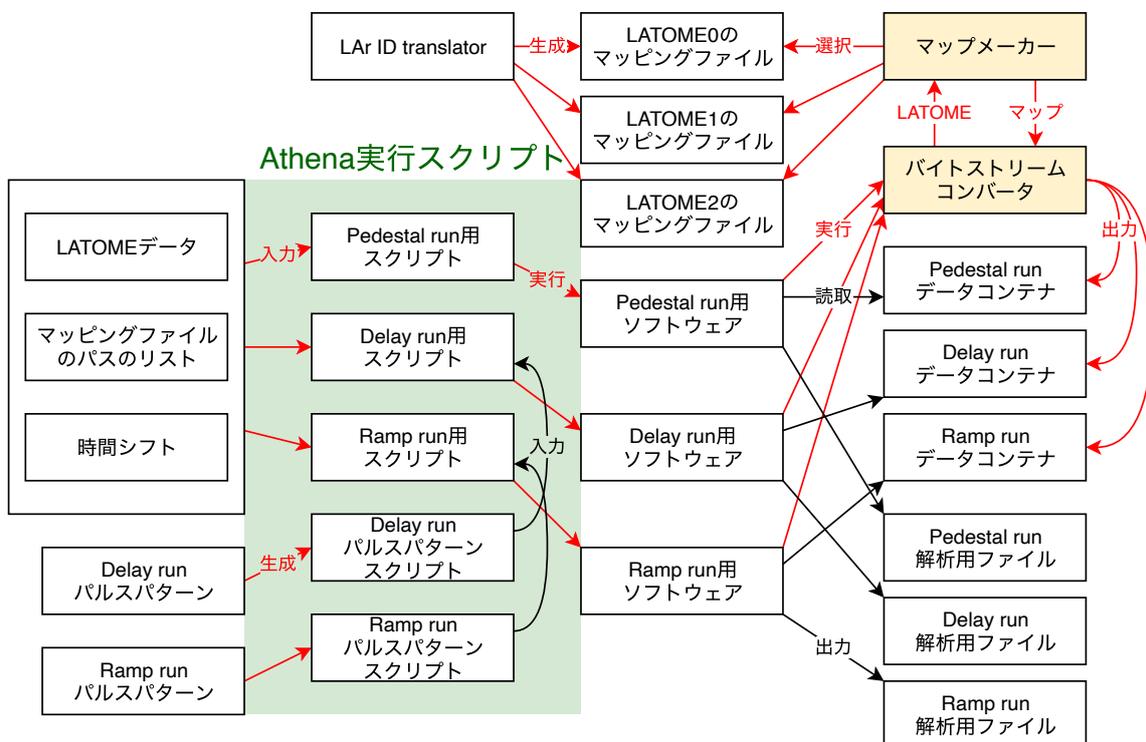


図 3.3 Athena における較正フロー。各 calibration run 用のスクリプトはその calibration run に対応する LATOME データや別のスクリプトで生成されたパルスパターンスクリプトを Athena ソフトウェアに入力し、実行する。ソフトウェアはバイトストリームコンバータを用いて入力された LATOME データをデコードし、生成されたデータコンテナを取得して解析用のファイルを出力する。Athena 実行スクリプトでは各種 calibration run のデータやパルスパターンの入力、そして calibration run 用スクリプトの実行を全て自動で行い、一連の較正フローを実現する。

以上に述べた開発が完了したことにより、Phase-I アップグレードにおける較正フレームワークは確立し、液体アルゴンカロリメータのどの領域から取得されたデータもすぐに解析して較正を行うことができるようになった。2020 年現在は、フロントエンドエレクトロニクスの更新は進んでいるものの、ATCA クレートは未だデモンストラプロジェクトと同じものを使用しており、2 月頃に更新する予定である。また、LATOME はバレル用とエンドキャップ用のものが存在するが、現在は EMB のデータもエンドキャップ用の LATOME で取得しており、今後更新する。また、LTDB をインストールしたのはバレルの全領域とエンドキャップ A サイドの一部だけであり、今後数ヶ月で全領域のインストールを完了する予定である。2021 年からは Run-3 が始まり、physics run による試運

転を行う。この試運転では、Z ボソンから電子・陽電子対への崩壊を用いるかメイン読み出しの出力と比較するなどしてトリガー読み出し全体のより詳細な較正を行う。

## 3.2 実データを用いた較正の例

以下では検出器上にインストールされた LTDB の実データを用いた LATOME におけるエネルギー・タイミング計算のパラメータの較正の例として、バレル A サイドの  $-1.7579 < \phi < -1.5861$  の領域にある Super Cell を担う LTDB から取得したデータを用いて 2.3.1 節に示したスキームに従って較正を行った結果を示す。この領域は EMBI13R と呼ばれ、Super Cell の  $\phi$  方向の位置は 2 通り存在するが、 $\eta$  依存性の図を示す際は  $\phi$  の小さい方 ( $\phi = -1.7211$ ) を選んだ。ここで示す calibration run は全て 1 Super Cell・1 イベントあたりのサンプル数が 32 であるが、最初の 3 サンプルをカットすることによりレイテンシの調節を粗く調節して解析を行った。

まず 2019 年 11 月 15 日 18 時 35 分に取得された pedestal run のデータの処理を行い、各セルのペDESTAL、calibration run のノイズと自己相関行列を得た。図 3.4 に EMBI13R の  $\phi = -1.7211$  の領域で計算された各 Super Cell のペDESTALとノイズを示す。例えば第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell ではペDESTALが 915.190、ノイズが 0.635758 となった。

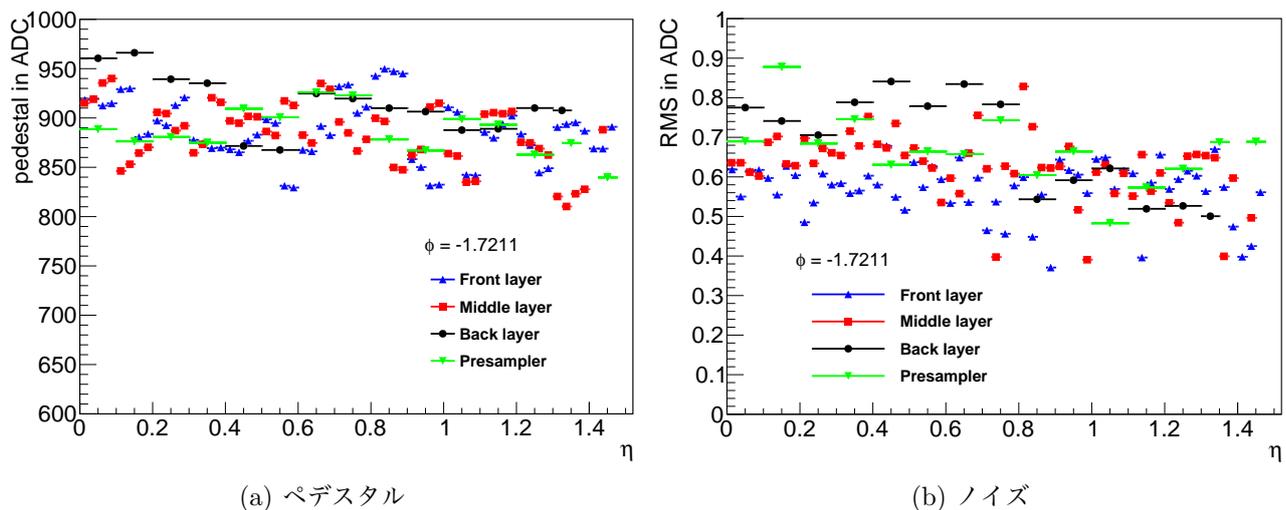


図 3.4 Pedestal run によって取得された各 Super Cell のペDESTALとノイズ。2019 年 11 月 15 日 18 時 35 分に pedestal run によって取得されたバレル A サイドの  $\phi = -1.7211$  における Super Cell のペDESTALとノイズを層毎に色分けして示している。(a) は各 Super Cell の 1000 イベント分の平均を取って求めたペDESTALを表し、(b) は二乗平均平方根をノイズとして表す。

次に、2019 年 11 月 15 日 18 時 1 分に取得された delay run のデータの処理を行い、各セルの理想的な波形と calibration run の無次元 OFC を求めた。EMBI13R の中でも第 1, 2 層の  $\eta < 1.4$  の領域と第 3 層の  $\eta > 0.8$  の領域を FMhighEtaBack と呼び、この領域においては以下のパルスパターンを採用した\*4。

LAr cell あたりの DAC 値 4400

遅延 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23 [(25/24) ns]

パルスは 24 通りの遅延に対して 6 通りの LAr cell の組合せのそれぞれに、平均をとるために 100 回ずつ送る\*5。図 3.5 に 2019 年 10 月 31 日 18 時 17 分に同じパルスパターンで取得された第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  にお

\*4 パルスパターンはパルスを送る LAr cell の組合せとタイミングについての情報も含むが、情報量が多いためここでは省略する。

\*5 実際にパルスパターンで LAr cell の組合せとして指定されるのは図 2.16 に示したキャリブレーションラインの組み合わせである。

けるレイテンシの調節と規格化を行う前の波形を示す。これらの calibration run のパルスパターンでは、この Super Cell 内の LAr cell にテストパルスを送る際は常に4つの LAr cell に同時に送るため、Super Cell に対する DAC 値は必ず  $4400 \times 4 = 17600$  となる。テストビームによって、この Super Cell においては  $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} = 27.6845$  であることがわかっている<sup>\*6</sup>ため、DAC 値から MeV 単位の横エネルギーへの変換因子は式 (1.3) から求まる

$$\sin \theta = \sin(2 \arctan e^{-\eta}) \quad (3.1)$$

を用いてまとめると

$$F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} \sin \theta = 27.6823 \quad (3.2)$$

となる。よって delay run によってこの Super Cell に入射したパルスは

$$17600 \times 27.6823 \simeq 487208 \text{ MeV} \simeq 487 \text{ GeV}$$

の横エネルギーに相当する波高を持つ。ピークの ADC 値は 1779 程度であるため、calibration run における 1 ビットあたりの横エネルギーは  $487000/1779 \simeq 274 \text{ MeV}$  程度であると予想される。較正パルスの理想的な波形は、

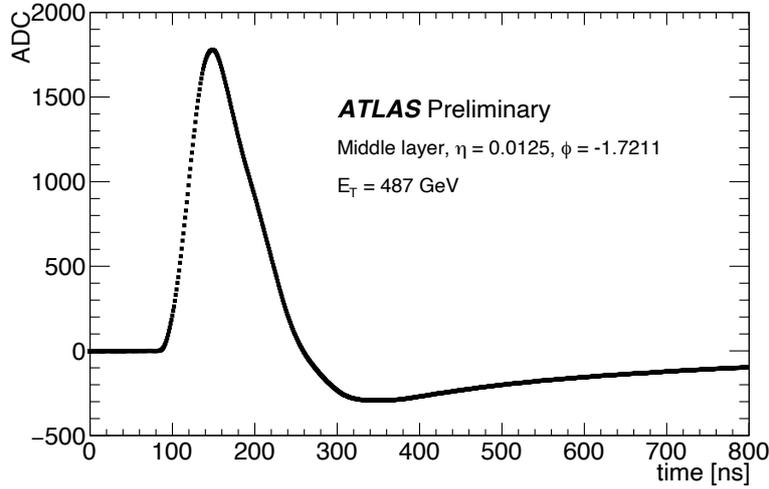


図 3.5 Delay run によって取得された較正パルス。2019 年 10 月 31 日 18 時 17 分に取得されたバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell におけるものであり、各位相の各サンプルに対して 100 回分の平均をとっている。レイテンシの調節や規格化はまだ行っていない。

delay run で得た波形から pedestal run で得たペDESTALを差し引いてレイテンシの調節と波高の規格化を行うことで得られる。そして calibration run の無次元 OFC は理想的な波形から 0 番目 (0 ns) から 23 番目 (24.950099 ns) までの 24 種類のサンプリング位相について別々に計算する。今回は 4 サンプルの OFC を作ることにした。例えば 23 番目の位相の OFC は

$$\tilde{a}_0^c = 0.1173892, \tilde{a}_1^c = 0.4319404, \tilde{a}_2^c = 0.4034775, \tilde{a}_3^c = 0.2880419 \quad (3.3a)$$

$$\tilde{b}_0^c = -27.47007, \tilde{b}_1^c = -8.520082, \tilde{b}_2^c = 14.66611, \tilde{b}_3^c = 10.292992 \quad (3.3b)$$

である。

次に、2019 年 11 月 15 日 18 時 5 分に取得された遅延 0 の ramp run のデータのプロセスを行い、ランプを計算した。FMhighEtaBack におけるパルスパターンは以下の通りである。

<sup>\*6</sup> テストビームによって求まるのは各 LAr cell の  $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A}$  であり、本研究では Super Cell 内でこれらの平均をとって Super Cell の  $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A}$  としている。本文の Super Cell の場合はその中の全ての LAr cell で  $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} = 27.6845$  であった。

## LAr cell あたりの DAC 値

100, 1000, 1900, 2800, 3700, 4600, 5500, 6400, 7900, 9400, 10900, 12400, 13900, 15400, 16900

遅延 0

パルスは 15 通りの DAC 値に対して 6 通りの LAr cell の組合せのそれぞれに、平均をとるために 100 回ずつ送る。図 3.6 は、第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell において各 DAC 値に対して 100 回取得された波形の平均をとったものである。遅延が 0 であるため、サンプリング位相は 23 番目 (24.950099 ns) である。DAC 値が 25600 以上の波形はそれ以下の DAC 値の波形と比較して歪みがあり、サチュレーションが起こっていることがわかる。図 3.6 の各 DAC 値に対して最初の 4 サンプルと式 (3.3a)、(3.3b) を用いて Optimal filter により波高を ADC

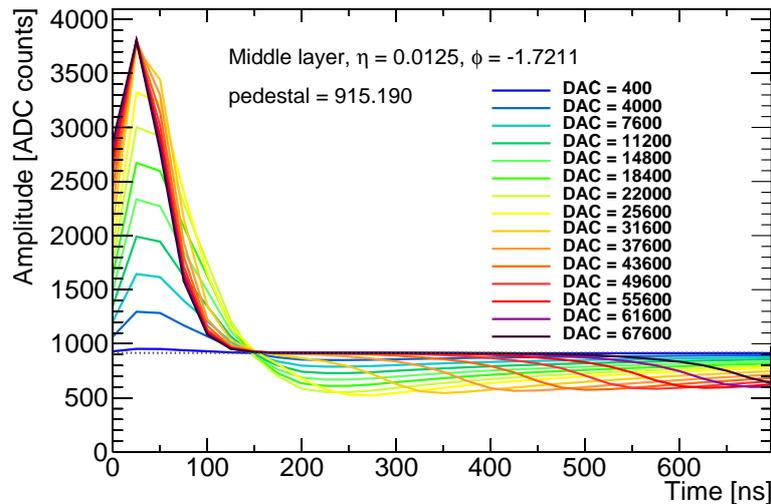


図 3.6 Ramp run において取得されたサンプルの平均。2019 年 11 月 15 日 18 時 5 分に取得されたバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell におけるものであり、各 DAC 値とサンプルに対して 100 回分の平均をとって同じ DAC 値のものを直線で結んでいる。1 つの LAr cell に入力した DAC 値を 4 倍して Super Cell あたりの DAC 値としており、DAC 値毎に波形を色分けしている。DAC 値が 25600 以降の波形はサチュレーションによって歪んでおり、より大きな DAC 値を入力するほどアンダーシュートが小さくなる傾向を持つ。

の単位で再構成した結果を図 3.7 (a) に示す。赤の破線は DAC 値が 400 の場合と 4000 の場合の 2 点を結んだ直線であり、DAC 値 18400 まではこの線に沿って線形性が見られるが、DAC 値 25600 からはサチュレーションの影響が現れて赤線から逸れている。サチュレーションが起こると図 3.6 で説明したように波形が歪み、Optimal filter の計算結果は正しくなくなるため、図 3.7 の最大値がサチュレーションレベルであるということにはならない。31600 よりも大きな DAC 値の領域で再構成された波高が下降していくのも波形の歪みにより Optimal filter の計算結果が狂うためである。<sup>\*7</sup>

図 3.7 (b) は、(a) の横軸を横エネルギーになるように式 (3.2) に従ってスケール倍したものである。この線形な部分の 1 次の係数の逆数をとると calibration run における ADC 1 ビットあたりの横エネルギーとなる。これは式 (2.15)、(2.16) における  $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} R \sin \theta$  に他ならない。EMBI13R の FMhighEtaBack の  $\phi = -1.7211$  の各 Super Cell において DAC 値 400 から 18400 までの最初の 6 点を使って 1 次関数でフィッティングを行い、calibration run における 1 ビットあたりの横エネルギーを計算した結果を図 3.8 に示す。各  $\eta$  に対して、計算された 1 ビットあたりの横エネルギーはフロントエンドボードにおけるサチュレーションレベルから推定された値と整

<sup>\*7</sup> 図 2.18 のようにサチュレーション後に緩やかに上昇して見える場合もある。

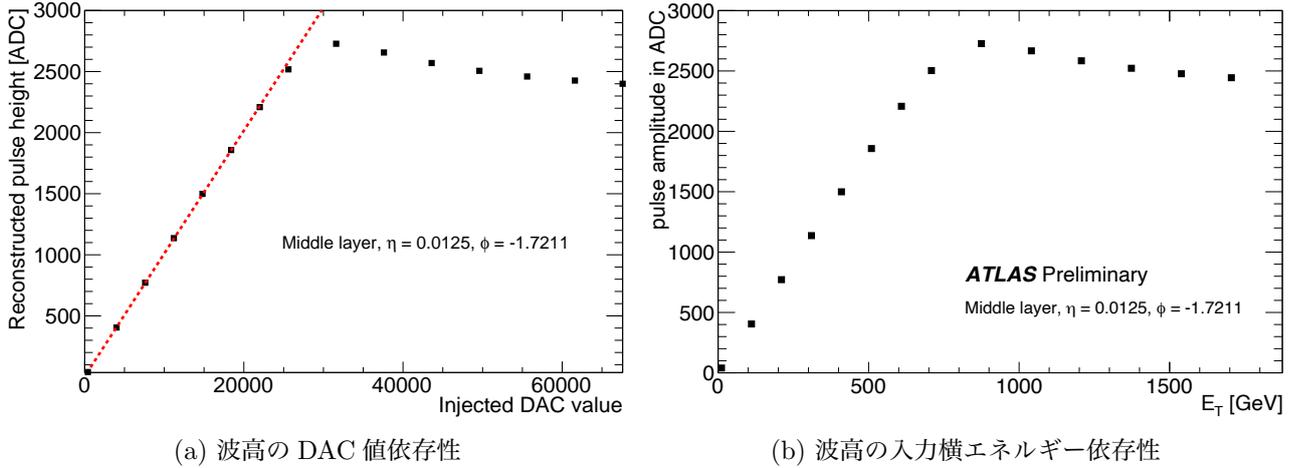


図 3.7 波高の入力エネルギー依存性。2019 年 11 月 15 日 18 時 5 分に取得されたバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell におけるものであり、各点はそれぞれの DAC 値を入力して 23 番目のサンプリング位相で取得した最初の 4 サンプルの 100 回分の平均を用いて Optimal filter によって再構成した ADC 単位の波高を表す。(a) の横軸は DAC 入力値であり、赤の破線は DAC 値が 400 と 4000 の場合を結んだ直線である。DAC 値が 25600 になるとサチュレーションによって波線から点が逸れ始めている。(b) の横軸は DAC 値を横エネルギーに変換したものである。この線形な部分の傾きの逆数が ADC 1 ビットあたりの横エネルギーとなる。

合している\*8[26]。また、第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell では 273.859 MeV であり、delay run で得た波形のピークと DAC 値から予想した 274 MeV と整合している。全体的に右下がりなのは式 (3.1) の影響であり、 $\eta = 0.8$  における不連続な振る舞いは鉛吸収層の厚さの変化 [14] といくつかの回路定数の変化 [24] によるものである。また、横エネルギー単位のノイズが

$$0.635758 \times 273.859 \simeq 174.1 \text{ MeV} \quad (3.4)$$

であることもわかった。

次に、pedestal run と delay run のデータから得た較正パルスの理想的な波形を用いて物理パルスを推定した。図 3.9 に第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  における較正パルスの理想的な波形  $g^c(t)$  とそれを用いて導出した物理パルスの波形  $g^p(t)$  を示す。 $g^c(t)$  は波高が規格化されているため、較正パルスと物理パルスの波高の比  $M_{\text{phys}}/M_{\text{cali}}$  は  $g^p(t)$  の波高そのものとなり、この Super Cell の場合は 1.0523 であった。よって、このセルにおいて physics run における ADC 1 ビットあたりの横エネルギーは

$$F_{\mu\text{A} \rightarrow \text{MeV}} F_{\text{DAC} \rightarrow \mu\text{A}} \frac{1}{M_{\text{phys}}/M_{\text{cali}}} R \sin \theta = 273.859 \div 1.0523 \simeq 260.2 \text{ MeV} \quad (3.5)$$

となる。

実際の physics run ではパイルアップがあるため、OFC を計算するにあたっては電気ノイズや熱ノイズに加えてパイルアップノイズを考慮したノイズの自己相関行列  $R^p$  を用いるべきである。Athena では、まず物理パルスの波形とモンテカルロシミュレーションの結果を使って全 BC において相互作用数 1 を仮定して各エネルギー・タイミングに応じて生成したパルスをパイルアップさせることによりパイルアップノイズを生み出し、電気ノイズや熱ノイ

\*8 ADC の理想的なダイナミックレンジ 4096 に対して実際のダイナミックレンジが 3650 であり、ピークとアンダーシュートの波高の比が 7:3 であることを仮定している。このとき、パルスの正の部分に割り当てられるのは  $3650 \times 7/(7+3) = 2555$  ビットであり、横エネルギー単位のサチュレーションレベルを 2555 で割った値が 1 ビットあたりの横エネルギーの推定値となる。推定値は、第 1 層では  $\eta = 0$  で 200 MeV,  $\eta = 1.4$  で 100 MeV, 第 2 層では  $\eta = 0$  で 310 MeV,  $\eta = 1.4$  で 200 MeV, 第 3 層では  $\eta = 1.3$  で 310 MeV である。

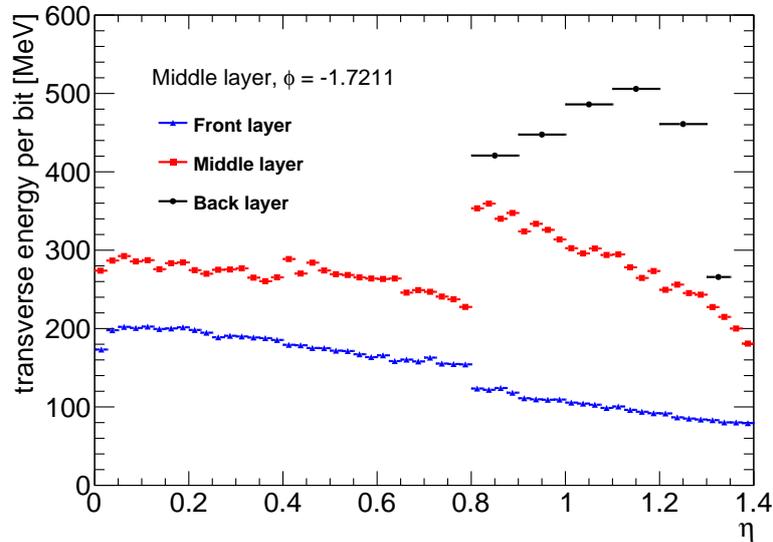


図 3.8 Calibration run における 1 ビットあたりの横エネルギーの  $\eta$  依存性。2019 年 11 月 15 日 18 時台に行われた calibration run の結果のうちバレル A サイドの  $\phi = -1.7211$  における第 1, 2 層の  $\eta < 1.4$  と第 3 層の  $\eta > 0.8$  の領域にある Super Cell におけるものであり、層毎に色分けして示している。横エネルギーの定義により、大きな  $\eta$  に対しては 1 ビットあたりの横エネルギーが小さくなる傾向がある。 $\eta = 0.8$  における不連続な振る舞いは鉛吸収層の厚さの変化 [14] といくつかの回路定数の変化 [24] によるものである。

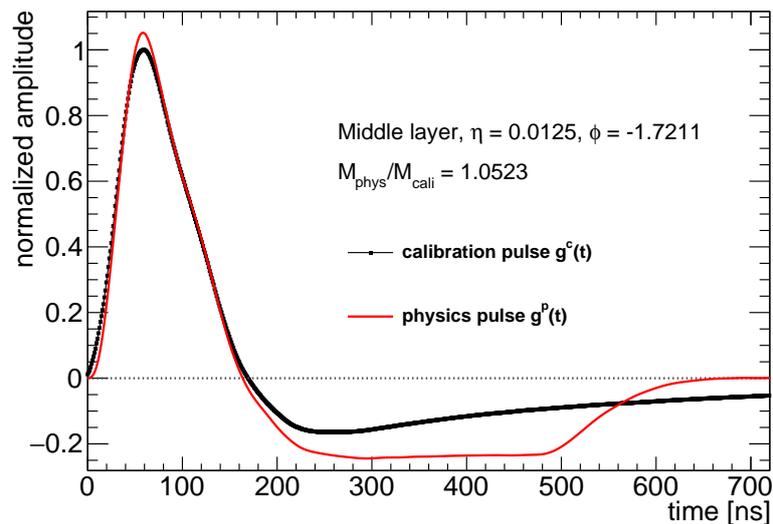
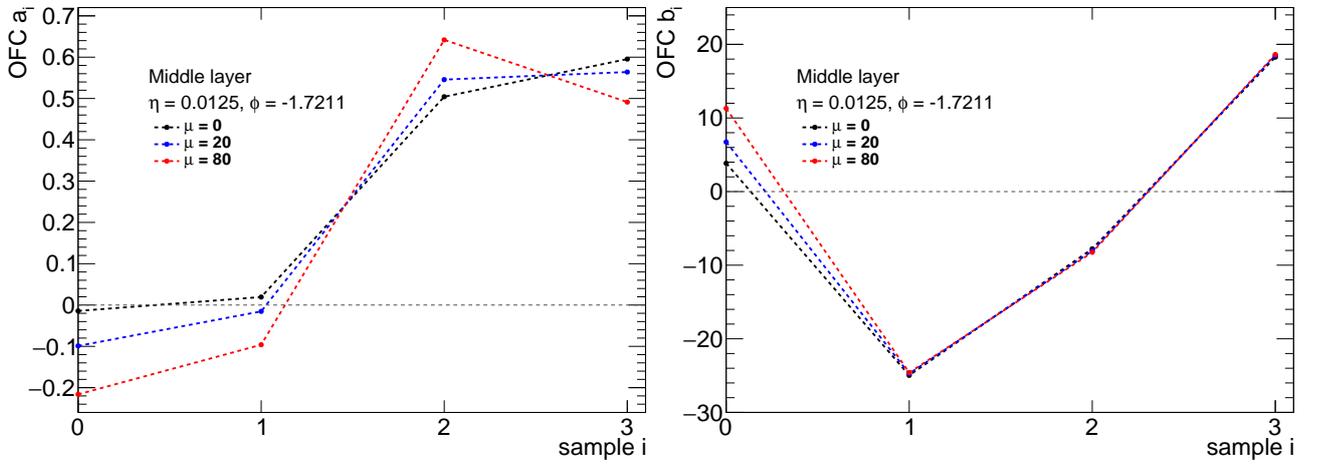


図 3.9 較正パルスの理想的な波形と導出された物理パルス。2019 年 11 月 15 日 18 時台に行われた calibration run によって求めたバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell におけるものであり、黒線が較正パルスの理想的な波形  $g^c$  を、赤線が  $g^c$  から求めた物理パルスの波形  $g^p$  を表す。一般に較正パルスのアンダーシュートは 0 に収束しない。較正パルスと物理パルスの波高の比  $M_{\text{phys}}/M_{\text{cali}}$  は 1.0523 である。

ズを無視したパイルアップノイズのみの自己相関行列  $R_{\text{normalized}}^{\text{pileup}}$  を計算する。そして仮定した平均相互作用数  $\mu$  を乗ずることで physics run のパイルアップの自己相関行列  $R^{\text{pileup}}$  とし、電気ノイズや熱ノイズの自己相関行列  $R^c$  と足し合わせて physics run の自己相関行列  $R^p$  とする。

$$R^p = R^c + R^{\text{pileup}} = R^c + \mu R_{\text{normalized}}^{\text{pileup}} \quad (3.6)$$

図 3.9 の物理パルスの波形  $g^p(t)$  と pedestal run で求めた calibration run の自己相関行列  $R^c$  を用いると、各平均相互作用数  $\mu$  の設定に対して physics run の無次元 OFC が図 3.10 のように計算される。ピークは 2 サンプル目と 3 サンプル目の間にあるため、(a) の波高再構成用の OFC はこれらのサンプルの寄与が大きくなるように  $\tilde{a}_2^p$  と  $\tilde{a}_3^p$  が  $\tilde{a}_0^p$  と  $\tilde{a}_1^p$  に比べて大きな値を持ち、(b) の波高  $\times$  時間再構成用の OFC は  $\tau = 0$  のパルスに対して  $E_{T\tau} = 0$  となるように  $\tilde{a}_2^p$  と  $\tilde{a}_3^p$  が互いに逆の符号を持っている。



(a)  $E_T$  計算用の無次元 OFC

(b)  $E_{T\tau}$  計算用の無次元 OFC

図 3.10 パイルアップを考慮しない場合の physics run の無次元 OFC。2019 年 11 月 15 日 18 時台に行われた calibration run によって求めたバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell におけるものであり、物理パルスの波形  $g^p$  に対して 0 番目のサンプリング位相を採用している。(a) の縦軸は  $E_T$  を計算するのに用いる無次元 OFC  $\tilde{a}_i^p$ 、(b) の縦軸は  $E_{T\tau}$  を計算するのに用いる無次元 OFC  $\tilde{b}_i^p$  を表す。ただし  $\tilde{b}_i^p$  には  $F_{\text{BC} \rightarrow \text{ns}}$  の因子が既に掛かっている。横軸はそれぞれサンプリングを行う BC  $i$  を表し、平均相互作用数  $\mu$  の設定は色分けして示している。

## 第 4 章

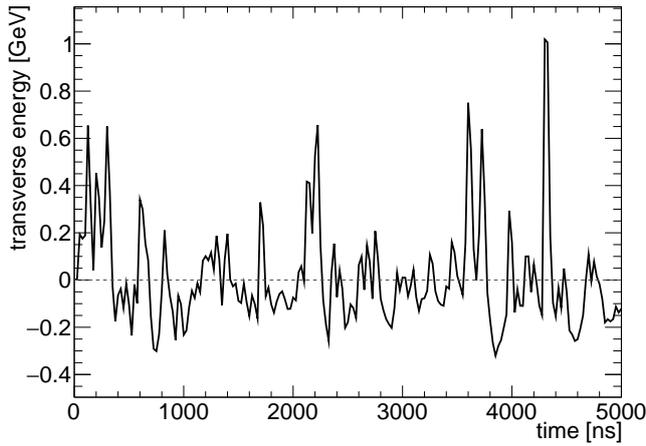
# 実データとシミュレータを用いた性能評価

本章では、3.2 節で校正したバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell の波形、OFC、1 ビットあたりの横エネルギーを用いて性能評価を行った結果を示す。性能評価にあたって、シミュレータを自作してモンテカルロシミュレーションの結果を用いてパイルアップを含めたノイズのある環境を作り出した。4.1 節でシミュレータのアルゴリズムについて簡単に述べてから 4.2 節以降で性能評価の結果を示す。

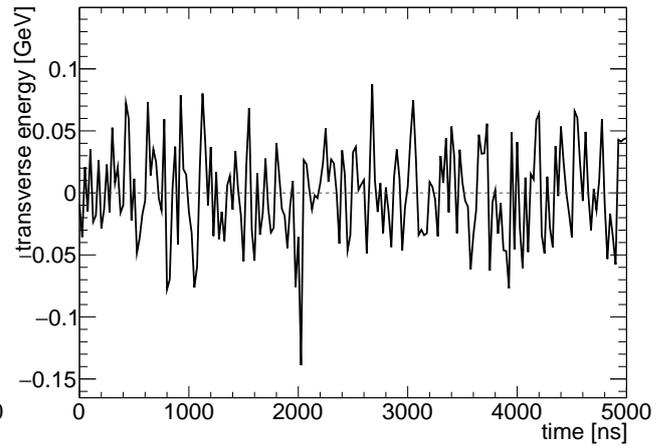
### 4.1 シミュレータの作成

本研究では LATOME の性能評価のためにシミュレータの開発を行った。開発したシミュレータはまず、セル毎に位置座標、理想的な波形、ノイズ、1 ビットあたりの横エネルギー等の情報を取得する。そして各セルでヒットサンプル内の各ヒットのエネルギーと時間の情報を用いて、記録されている理想的な波形と同じ時間幅で横エネルギーのシークエンスを作成する。ヒットサンプルはパートン同士の衝突(ヒット)によって得られる各セルでのエネルギーとタイミングをモンテカルロシミュレーション等で何万通りも得て記録したものである。モンテカルロシミュレーションの結果ではなく意図的に作成した一定のエネルギーや時間を記録したヒットサンプルを用いることもある。各セルの各ヒットにおいて理想的な波形をその横エネルギーの分だけスケール倍し、タイミングの情報を以て理想的なタイミング (true  $\tau$ ) からのずれの分だけシフトする。一般には各 BC で何ヒットもあるため、BC で生じた各ヒットに由来したパルス全てを足し合わせて BC のパルスとし、これを全ての BC で作成して BC 間隔分だけタイミングをずらしながらさらに足し合わせて横エネルギーのシークエンスとする。ここで各パルスの値は両端キュー(大域的にはリングバッファ)に保持され、パルスの先頭の追加・削除による時間シフトやパルスの足し合わせにおける末尾の追加等の処理が高速で行えるようになっている。実際の実験では信号は予め決められた位相でサンプリングされて離散的なタイミングで記録されるため、これを再現するためにシークエンスの値を 25 ns おきに取得してそれ以外の値は削除し、サンプルされたシークエンスとする。これを作成するまでのアルゴリズムの概要は以上に述べた通りであるが、実際は横エネルギーのシークエンスを作成した後にそれをまとめてサンプリングするのではなく、各ヒットに対するパルスを適切な時間だけシフトしてサンプリングを行ってから BC 内で足し合わせるのと、BC 毎にサンプルされたパルスを順次 1 BC ずつずらして足し合わせることを交互に行うことによって、サンプルされたシークエンスを徐々に更新していく。これによってパルス同士・シークエンス同時を足し合わせる際にかかる時間を大幅に削減している。これ以降シークエンスと呼ぶものはサンプルされたシークエンスを意味する。

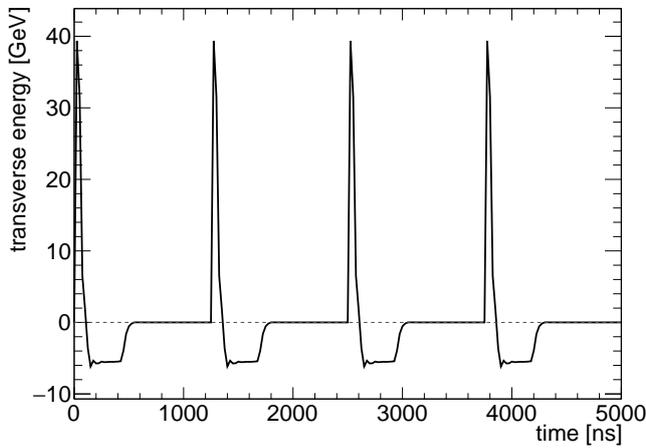
その後の処理は図 4.1 に SPICE (Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis) で生成された理想的な波形を用いて例示する。通常ヒットサンプルはイベントのものとパイルアップのものに分かれている。ここで本シミュレータにおいてイベントとはパイルアップではなく目的事象に由来するものと考えられる信号を意味する。シミュレータではイベントのヒットサンプルを用いて生成したシークエンスとパイルアップのヒットサンプルを用いて生成したシークエンスを足し合わせ、さらにセル毎に取得したノイズの値を標準偏差として正規分布に従って生



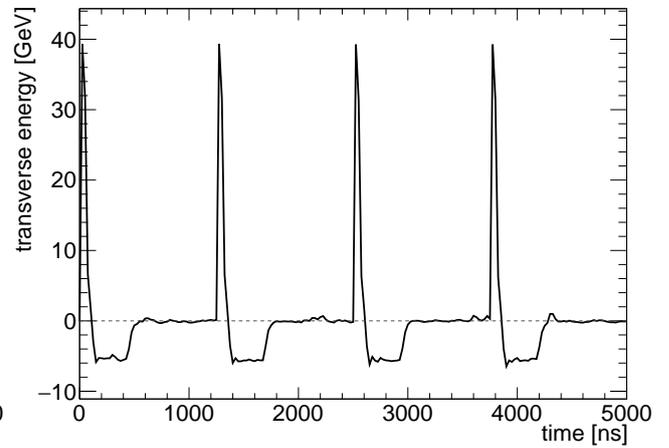
(a) パイルアップのシーケンス



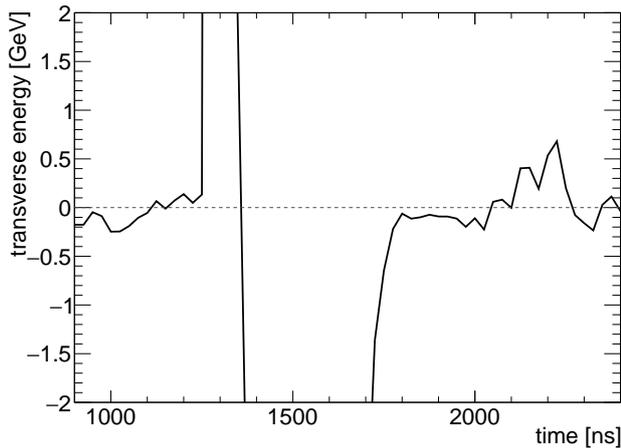
(b) パイルアップ以外のノイズのシーケンス



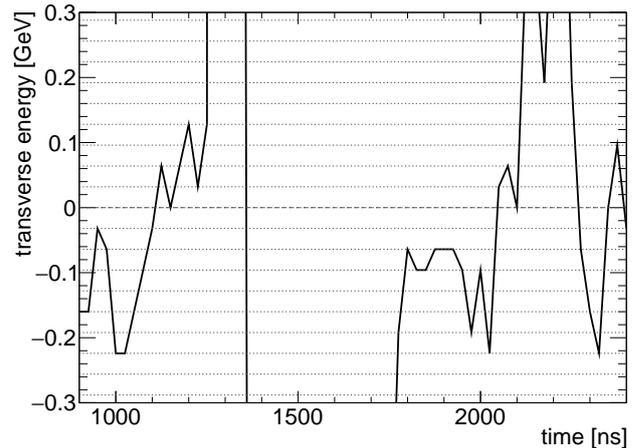
(c) イベントのシーケンス



(d) 足し合わせ後



(e) 足し合わせ後 (拡大)



(f) デジタイゼーション後

図 4.1 シミュレータにおけるシーケンスの変化。SPICE によって生成されたパルスを用いている。パイルアップと電気ノイズ・熱ノイズとイベントのシーケンス (a), (b), (c) を別々に生成し、足し合わせると (d) のようになる。ここで足し合わせるシーケンスは既にサンプリングされている。足し合わせたものを拡大したのが (e) であり、元々のイベントのシーケンス (c) に (a) と (b) の効果が加わっている様子がわかる。足し合わせ後のシーケンスをデジタイズして 1 ビットあたりの横エネルギーを掛けたのが (f) であり、全てのサンプルは各 ADC 値に対応する横エネルギーを示す点線上に値を持っている。

成したノイズのシーケンスも足し合わせる。図において (a), (b), (c) はそれぞれパイルアップ、正規分布に従ったノイズ、イベントのシーケンスであり、これらを足し合わせて (d) のようなシーケンスを作る。これを拡大したのが (e) であり、バイポーラパルスの両端で横エネルギーが 0 に落ち着いていないことからイベントのシーケンスにパイルアップとノイズの効果が入ったことがわかる。最終的に、1 ビットあたりのエネルギーでシーケンスの各値を割ることでデジタル化する。図では床関数を用いてデジタル化しているが、設定の変更は容易にできる。ADC 値のシーケンスにまた 1 ビットあたりの横エネルギーを掛けたものを (f) に示す。点線で示すのは各 ADC 値に対応する横エネルギーであり、(f) の全ての横エネルギーはこの点線上にある。

セル毎に ADC 値のシーケンスを得たら、別途セル毎の OFC を取得して Optimal filter と  $\tau$  criteria をシミュレートする。Optimal filter は各 ADC 値と OFC を用いて式 (2.8), (2.9) に従って積和計算を行うのみであり、 $\tau$  criteria ではその出力のうちユーザーが決めた条件を満たすもののみを選択して他の値は 0 に直して出力する。図 4.2 にその様子を示す。黒の点はイベントヒットサンプルとして入力した横エネルギー 45 GeV を示し、青の点はパイルアップとノイズの足し合わせ後のシーケンスをデジタル化して 1 ビットあたりの横エネルギーを掛けたものである。ただしこのイベントヒットの理想的なタイミングからのずれは 0 である。各 BC でこの ADC 値から 4 点を用いて Optimal filter によって計算した横エネルギーが緑の点であり、その中から  $\tau$  criteria ( $E_T > 1$  GeV,  $|\tau| < 8$  ns) で選択されたものが赤点で示されている。

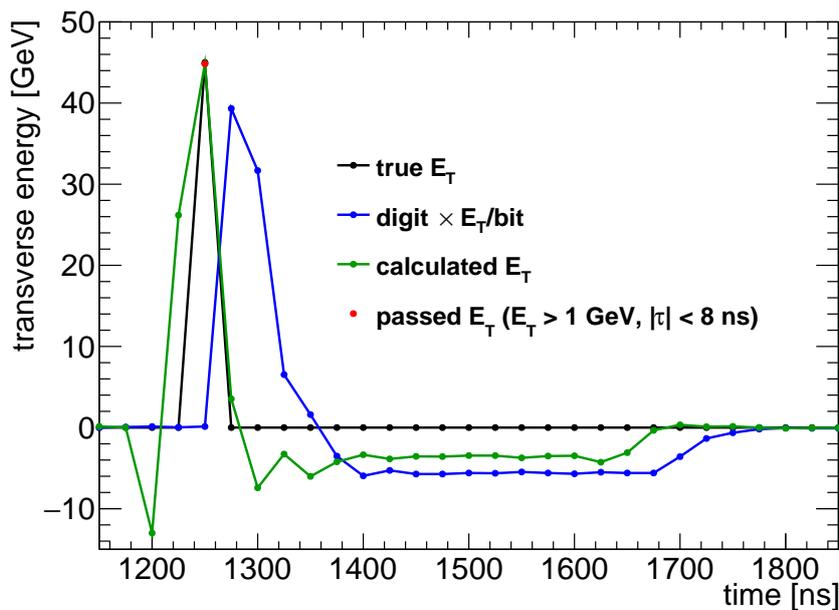


図 4.2 シミュレータにおける Optimal filter と  $\tau$  criteria の機能。横エネルギーの入力値 45 GeV に対する ADC 値に 1 ビットあたりの横エネルギー 32 MeV をかけたもの (青)、Optimal filter の応答 (緑)、 $\tau$  criteria ( $E_T > 1$  GeV,  $|\tau| < 8$  ns) で選択された横エネルギー (赤) を示す。ただし  $\tau$  criteria で選択されずに 0 として出力されたものは赤点で表示していない。

以上に示したシミュレーションの流れを図 4.3 に示す。このシミュレータは、サンプリング位相、トレイン構造、ルミノシティなどの条件を変えてシミュレーションを行うことが極めて容易にでき、他にはない機能性を持っている。さらに

1. ADC 値のシーケンスの生成
2. Optimal filter による  $E_T$ ,  $\tau$  計算値のシーケンスの生成
3. シーケンスの解析

の3段階にプロセスを分けていることが最大の特徴であり、これがシミュレーション全体の速さ・効率に非常に大きく寄与している。これはヒットサンプル、トレイン構造、ルミノシティ、サンプリング位相などの条件を指定して作る ADC 値のシーケンスと、同じくルミノシティなどの条件を指定して作る OFC との組み合わせを、一般に複数通り想定してそれぞれシミュレーションを行うためである\*1。また、長時間遅れて影響を及ぼす out-of-time pileup も考慮しながら高速でシミュレーションを行うのも特徴の一つであり、計算速度そのものも速い。加えて、各セルにおけるシミュレーションを並列に行えば、個々のセルにおける計算速度も相まって、従来のシミュレータで決められた領域毎に4時間以上かけて計算していた消失横エネルギーによるトリガー頻度などの計算も数分から数十分でできる見通しである(複数個のセルで高速な計算を確認したが全セルではまだ確認していない)\*2。このシミュレータは Super Cell だけでなく LAr cell の信号も同様に扱えるため、Phase-I アップグレードのみならず Phase-II アップグレードでも使用されることが期待される。

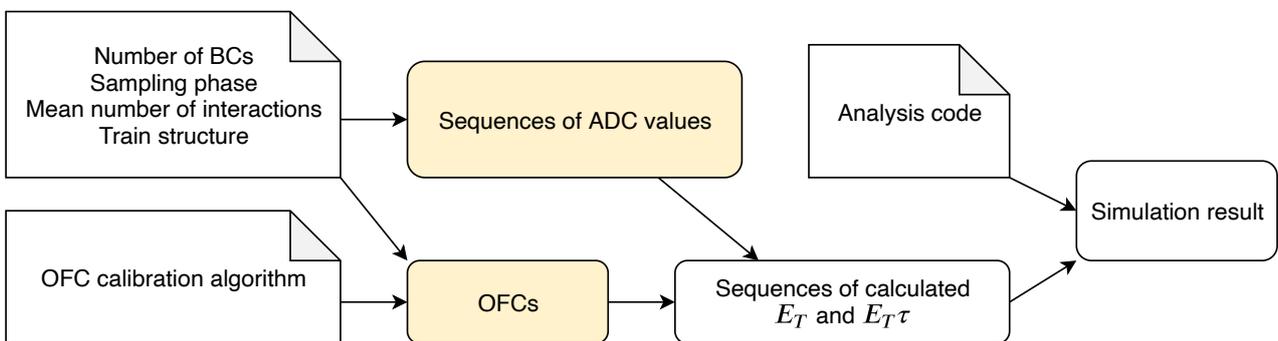


図 4.3 シミュレーションの流れ。ADC 値のシーケンスと OFC はそれぞれ全 BC 数、サンプリング位相、平均相互作用、トレイン構造などを仮定して生成される。生成されたシーケンスと OFC の組み合わせを選んで横エネルギーと時間の計算値のシーケンスを生成し、解析コードを以てシミュレーション結果を出力する。ここで最終的に生成されるシーケンスは  $E_T$  と  $E_T\tau$  の計算値に限らず  $\tau$  計算値や  $E_T$ ,  $\tau$  入力値、そして ADC 値も含む。ADC 値のシーケンスと OFC を別々に生成して保存することで様々な条件を効率的に試することができる。

## 4.2 横エネルギーと時間の分解能

本節以降では、2015 年に行われた 13 TeV の陽子・陽子衝突のモンテカルロシミュレーションの結果を用いて作成されたヒットサンプルと 3.2 節で較正したバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell の波形、平均相互作用数 80 に対する 0 番目のサンプリング位相の OFC、1 ビットあたりの横エネルギーを用いて 1 つの Super Cell に対して性能評価を行った結果を示す。ここで用いる波形は規格化された物理パルスの理想的な波形であり、ノイズは 174.1081 MeV、1 ビットあたりの横エネルギーは 260.26039 MeV である。デジタイゼーションは四捨五入によって行った。本節では横エネルギーと時間の分解能の  $E_T$ ,  $\tau$  入力値に対する依存性を調べた結果を示す。

\*1 このシミュレータは Athena によって較正された OFC を入力することができるが、ルミノシティ、トレイン構造、サンプリング位相などの条件を設定してシミュレータ内で OFC を較正して Athena の出力と同様に保存する機能も持ち合わせている。将来的にはこの機能を用いて OFC の最適な決定方法について研究を行うことが望まれる。

\*2 この数万個のセルの情報の処理を二分木探索とハッシュ探索のマップの入れ子構造を用いて高速に実現しているが、本論文では複数のセルを同時に扱うシミュレーションについては述べないため、割愛する。

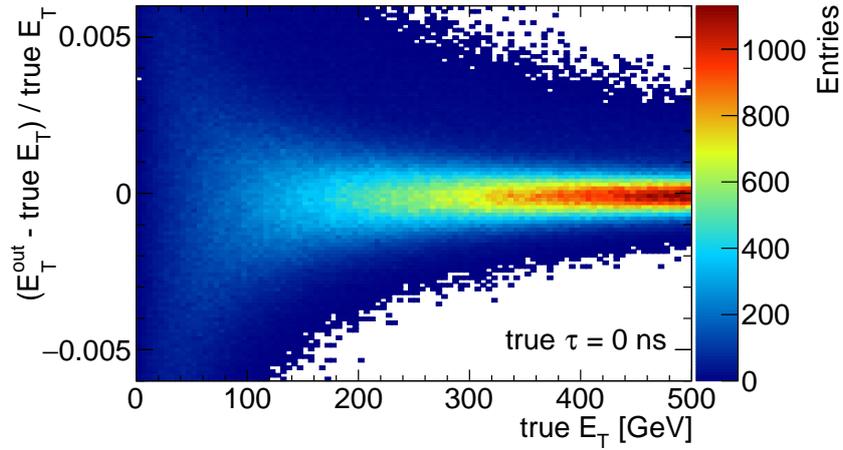
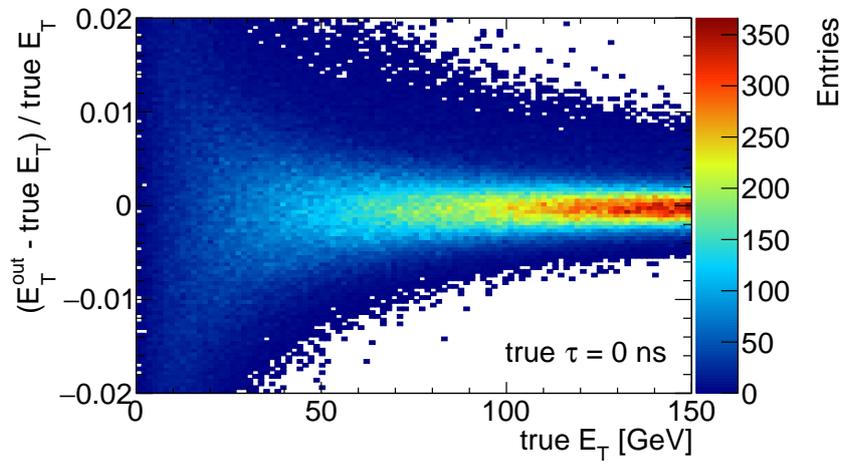
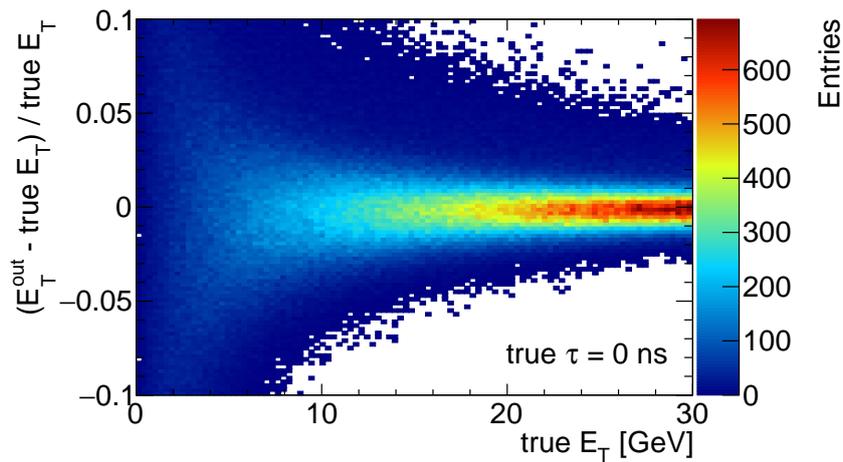
(a)  $0 \leq E_T \leq 500$  GeV(b)  $0 \leq E_T \leq 150$  GeV(c)  $0 \leq E_T \leq 30$  GeV

図 4.4 横エネルギー計算値分布の入力横エネルギー依存性。2019 年 11 月 15 日 18 時台に行われた calibration run によって求めたバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell における波形を用いて平均相互作用数 80 の環境下でシミュレートした。(a) と (b) は  $[0, 500]$  GeV の範囲の、(C) は  $[0, 50]$  GeV の範囲の一樣分布に従ってそれぞれ 100 万回入力した横エネルギー (横軸) に対して、Athena によって較正した OFC を用いて Optimal filter で計算した横エネルギーと入力横エネルギーとの差を入力横エネルギーで割ったものの分布を縦軸に示す。ただし  $\tau$  の入力値 (true  $\tau$ ) は全て 0 である。(a), (b), (c) は同じ分布を異なる入力横エネルギーの範囲で表示している。

### 4.2.1 $E_T$ 入力値に対する依存性

図 4.4 は平均相互作用数 80 の環境下でシミュレーションを行って得た横エネルギー計算値と入力横エネルギーの差の分布を示す。縦軸がその分布であり、横軸は入力エネルギーである。入力横エネルギーは  $[0, 50]$  GeV の範囲の一様分布に従って生成しており、 $\tau$  の入力値は全て 0 である。(a), (b), (c) は異なる入力エネルギーの範囲を表しており、3 つを比べると分布の広がりには入力エネルギーに対して反比例に似た構造が認められる<sup>\*3</sup>。入力エネルギーが高いほど分解能が良くなるのは相対的にパイルアップとガウスノイズの影響が小さくなるためである。20 GeV の入力横エネルギーに対しては縦軸の二乗平均平方根は 1.26 % である<sup>\*4</sup>。わずかに負の系統的なシフトが見られるが、これは較正された OFC の誤差によるものである。

図 4.5 には同じ環境下でシミュレーションを行って得た  $\tau$  計算値の分布の入力横エネルギー依存性を示す。横エネルギー分解能の場合と同様、入力エネルギーが大きいほど  $\tau$  の計算値は真の値に近い値を出しやすくなる傾向がある。20 GeV の入力横エネルギーに対しては縦軸の二乗平均平方根は 0.35 ns である<sup>\*4</sup>。

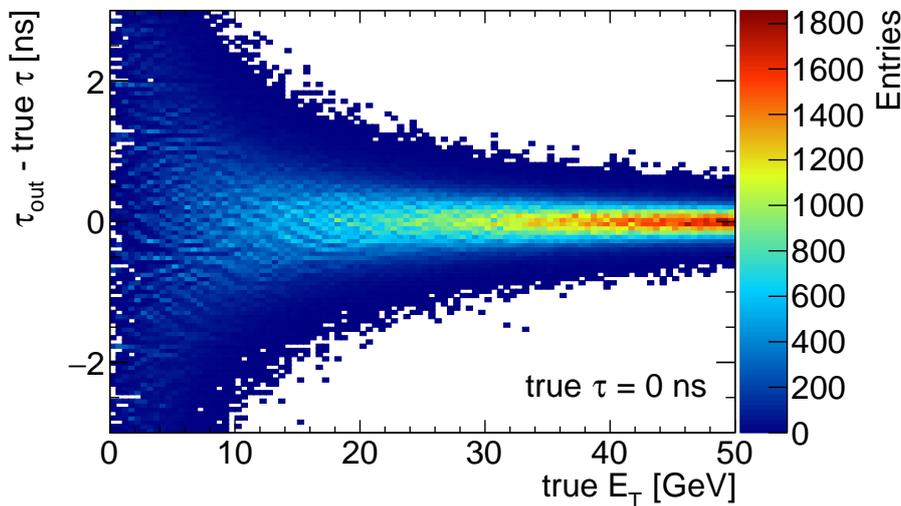


図 4.5  $\tau$  計算値分布の入力横エネルギー依存性。2019 年 11 月 15 日 18 時台に行われた calibration run によって求めたバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell における波形を用いて平均相互作用数 80 の環境下でシミュレートした。 $[0, 50]$  GeV の範囲の一様分布に従って 100 万回入力した横エネルギー (横軸) に対して、Athena によって較正した OFC を用いて Optimal filter で計算した  $\tau$  の分布を縦軸に示す。ただし  $\tau$  の入力値 (true  $\tau$ ) は全て 0 である。

図 4.6 には同じ環境下で  $\tau$  入力値のみを 4 ns に変えてシミュレーションを行うことにより得た  $E_T$  計算値の分布の入力横エネルギー依存性を示す。ピーク位置のエネルギー入力値に対する線形性が確認できる。50 GeV の入力に対して  $E_T \tau$  計算値が 200 GeV $\cdot$ ns から僅かにずれているのは、較正された OFC が  $\tau \approx 0$  を仮定しているのに対して  $\tau$  入力値が 4 ns であることに起因する。入射タイミングのずれに対する応答については 4.2.2 項に詳述する。

<sup>\*3</sup> ATLAS 検出器の液体アルゴンカロリメータの分解能はどの程度サンプリングできるかを表す

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

で表される。第 1 項は検出器のサンプル比 (どの程度エネルギーをサンプリングできるかを表す量) を表す項であり、 $a = 0.1$  程度である。第 2 項は電気ノイズやパイルアップノイズの寄与を表す。第 3 項は検出器が持つ本来の分解能であり、設計値では  $c = 0.7\%$  程度である [16]。

<sup>\*4</sup> 別途  $E_T = 20$  GeV,  $\tau = 0$  ns を 1 万回入力して計算した。

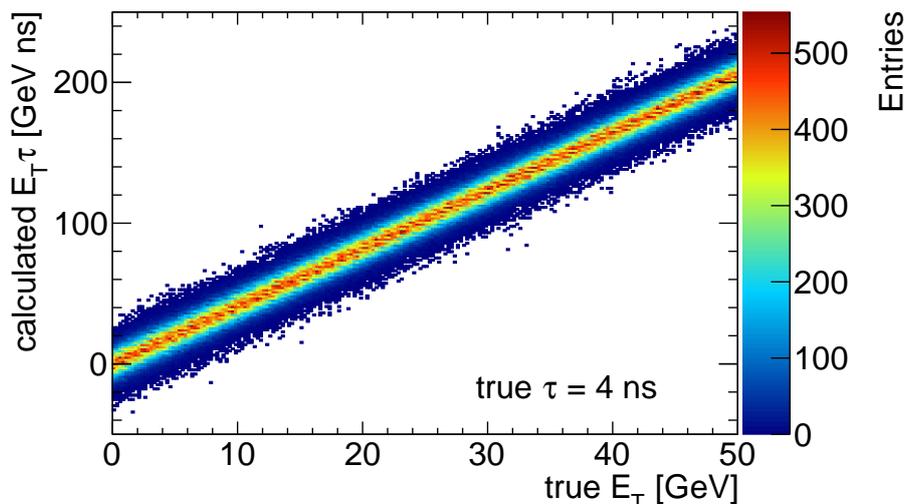


図 4.6  $E_T\tau$  計算値の入力横エネルギー依存性。2019 年 11 月 15 日 18 時台に行われた calibration run によって求めたバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell における波形を用いて平均相互作用数 80 の環境下でシミュレートした。[0, 50] GeV の範囲の一様分布に従って横エネルギーを 100 万回入力し、Athena によって校正した OFC を用いて Optimal filter で計算した  $E_T\tau$  の分布を縦軸に、入力横エネルギーを横軸に示す。ただし  $\tau$  の入力値は全て 4 ns である。

#### 4.2.2 $\tau$ 入力値に対する依存性

本項では Optimal filter の計算値の  $\tau$  入力値に対する依存性について調べた結果を示す。このシミュレーションは長寿命新粒子を逃さずにトリガーできる可能性を評価するために行った。長寿命粒子の例は超対称性理論で予言されている R ハドロンを構成するグルイーノである。超対称性理論は標準理論を超える素粒子理論の一つであり、フェルミオンとボソンを同一視してこれらの超対称性パートナーの存在を仮定することで階層性問題<sup>\*5</sup>を解決する。フェルミオンの超対称性パートナーはスカラー粒子であり、スフェルミオンと呼ばれる一方、ボソンの超対称性パートナーはフェルミ粒子であり、ボシーノと呼ばれる。超対称性理論のうち、スプリット超対称性理論は全てのスフェルミオンが極めて高い質量にありボシーノが TeV 領域にあることを予言している。グルイーノ (グルーオンの超対称性パートナー) は SU(3) の非自明な表現である上に R パリティ保存則<sup>\*6</sup>によりクォークとグルーオンには崩壊できないため、スクォーク (クォークの超対称性パートナー) を介して崩壊するしかない。しかしスプリット超対称性理論ではスクォークがグルイーノと比べて非常に高い質量を持つため、仮想スクォークとして崩壊に寄与する<sup>\*7</sup>。この質量差のためグルイーノの崩壊率は著しく低くなり、ハドロン化の時間スケールよりも長い寿命を持ち強い相互作用によって R ハドロン<sup>\*8</sup>を形成することが予測される。R ハドロンはその高い質量により速度が落ち、飛行時間が長くなるため、スプリット超対称性理論が正しい場合は終状態粒子が液体アルゴンカロリメータに到達するタイミングが通常の粒子よりも 2 ns 以上遅れる可能性がある。図 4.7(a) はこの例を示したファインマン図であり、(b) はオブジェクトの入射タイミングの分布を示す。Z  $\rightarrow ee$  事象など通常の標準理論の事象に由来するオブジェクトが 2 ns 以上遅れる事はほぼ無いが、R ハドロンは 10 ns 以上遅れて入射する可能性がある。Optimal filter は  $\tau \approx 0$

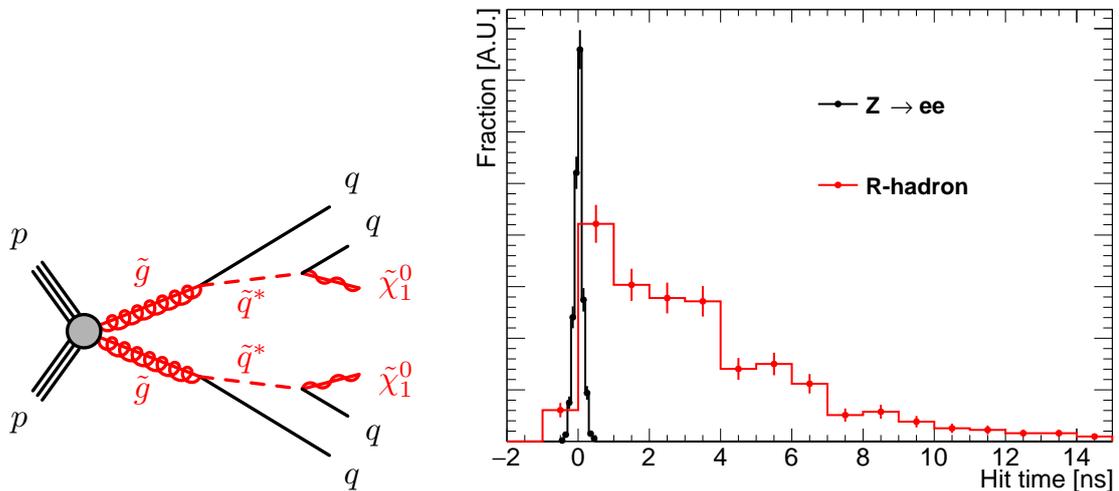
<sup>\*5</sup> ヒッグス粒子がプランクスケールや大統一スケールと比べて遥かに低い質量を持つ不自然さ。

<sup>\*6</sup> 超対称性理論で定義された R パリティ対称性と呼ばれる  $\mathbb{Z}_2$  (位数 2 の巡回群) 対称性に対応する保存則。相互作用の前後で R パリティ  $(-1)^{3(B-L)+2S}$  が保存するとしている。ただし B はバリオン数、L はレプトン数、S はスピンである。

<sup>\*7</sup> 仮想粒子とは反応の中間過程で発生する分散関係  $m^2 = E^2 - p^2$  を満たさない状態であり、不変質量が大きい粒子の場合エネルギーと時間の不確定性原理によって短い時間だけ存在する。

<sup>\*8</sup> カラーを持つ超対称性粒子と超対称性粒子でないパートンとが強い相互作用によって結合した SU(3) 1 重項。

を仮定しているため、入射タイミングが遅い粒子は横エネルギーと時間の計算値が狂うことが予想される。しかし上に述べた R ハドロンなどの長寿命新粒子の信号は ATLAS 実験の目的からして逃さずトリガーしなければならないものである。本項では計算値の入射タイミング依存性に関するシミュレーション結果を示し、4.3 節では  $E_T$ ,  $\tau$  計算値同士の関係を調べて適切な  $\tau$  criteria を決める試験を行った結果を示す。



(a) グルイーノ崩壊事象のファインマン図 [27]

(b) オブジェクトの入射タイミングの分布

図 4.7 R ハドロンの遅延の例。(a) はグルイーノ  $\tilde{g}$  が仮想スクォーク  $\tilde{q}^*$  とクォーク  $q$  に崩壊し、仮想スクォークがニュートラリーノ  $\tilde{\chi}_1^0$  とクォークに崩壊する事象を示すファインマン図である。(b) は  $Z$  ボソンから電子・陽電子対への崩壊事象 (黒) と (a) の事象 (赤) に由来するオブジェクトが液体アルゴンカロリメータに入射するタイミングのヒストグラムである。モンテカルロシミュレーションの結果を用いて作成したものであり、後者はグルイーノの質量を 1700 GeV、寿命を 10 ns と仮定している。それぞれのヒストグラムは累積度数を規格化した。

図 4.8 には平均相互作用数 80 の環境下でシミュレーションを行って得た横エネルギー計算値と入力横エネルギーの差の  $\tau$  入力値に対する比の分布を示す。ここで  $\tau$  入力値とは理想的なタイミングからのずれとして入力した値で  $[-24, 24]$  ns の範囲の一様分布に従って生成しているのに対し、入力横エネルギーは全て 25 GeV である。理想的なタイミングからずれると Optimal filter は実際よりも低いエネルギー計算値を出すことがわかるが、分布の広がりにはタイミングのずれに大きく依存していない。入射タイミングが 20 ns ずれていても横エネルギー計算値は 20 % 程度に留まっている。分布のピークが横軸方向に離散的になっているのはシミュレータに入力した理想的な波形が  $(25/24)$  ns 間隔で値を持つことに起因する。この図の大域的な振る舞いは、ABBA デモンストレータのデータを使って較正された別の Super Cell の OFC を使って作成された図 4.9 の左のグラフと定性的によく一致している。

図 4.10 には同じ環境下でシミュレーションを行って得た  $\tau$  計算値の分布の  $\tau$  入力値依存性を示す。理想的なタイミングから大きく遅れると  $\tau$  は実際よりも小さく計算されて、逆に大きく早まると実際よりも大きく計算される傾向があるが、計算値のずれの平均は入射タイミングが 20 ns ずれても 2 ns 程度に留まっている。しかし、大きなタイミングシフトに対しては  $\tau$  計算値の分散が大きくなる様子も現れている。分布のピークがビン毎に離散的にずれているのは、 $\tau$  入力値の乱数を考慮して時間シフトした入力波形が  $(25/24)$  ns 間隔で値を持つ入力波形のシーケンスのどのタイミングに属するかを判断する際に最も近いタイミングに丸めることに起因する。この図は図 4.9 の右のグラフと少なくとも大域的には定性的に一致している。

図 4.11 には同じ環境下でシミュレーションを行って得た  $E_T\tau$  計算値の分布の  $\tau$  入力値依存性を示す。理想的なタイミングから大きく遅れると  $E_T\tau$  は実際よりも小さく計算されて、逆に大きく早まると実際よりも大きく計算される傾向がある。これが直接図 4.10 の振る舞いに寄与している。図 4.11 は図 4.9 の中央のグラフと定性的によく一

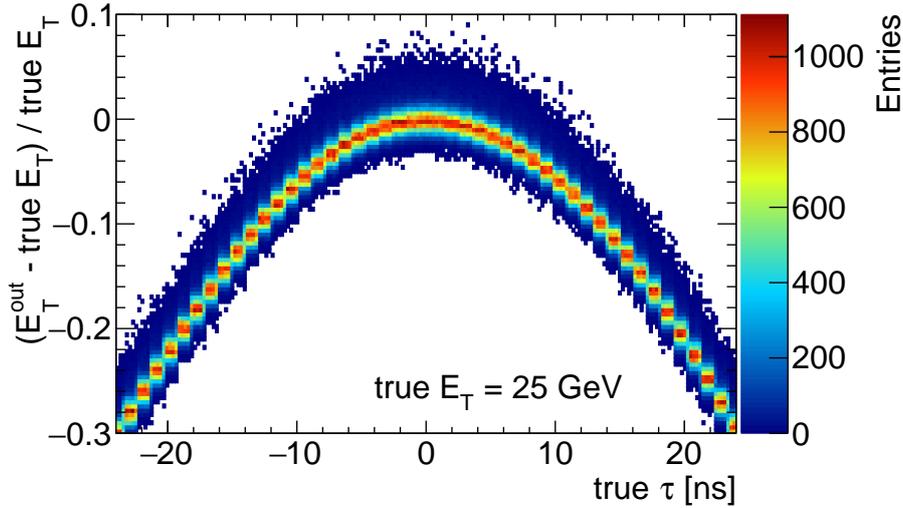


図 4.8 横エネルギー計算値分布の  $\tau$  入力値依存性。2019 年 11 月 15 日 18 時台に行われた calibration run によって求めたパレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell における波形を用いて平均相互作用数 80 の環境下でシミュレートした。[-24, 24] ns の範囲の一様分布に従って 100 万回入力した  $\tau$  (横軸) に対して、Athena によって較正された OFC を用いて Optimal filter で計算した横エネルギーと入力横エネルギーとの差を入力横エネルギーで割ったものの分布を縦軸に示す。ただし横エネルギーの入力値 ( $\text{true } E_T$ ) は全て 25 GeV である。分布のピークが横軸方向に離散的になっているのはシミュレータに入力した波形が (25/24) ns 間隔で値を持つことに起因する。

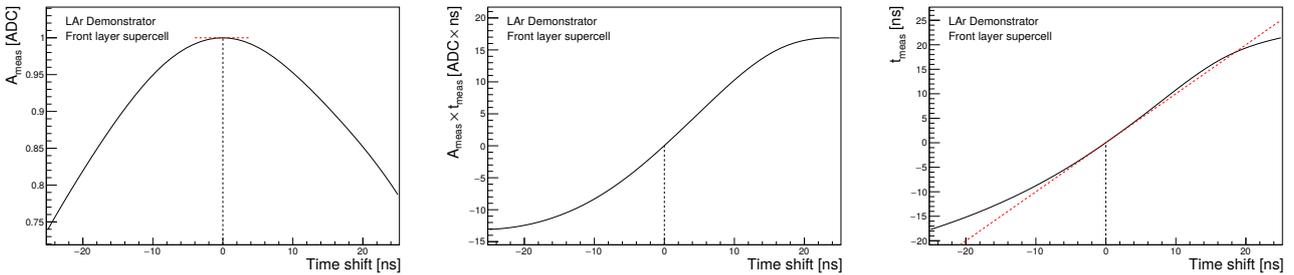


図 4.9 理想的なタイミングからのずれの影響の例 [24]。ABBA デモンストレータの第 1 層データを用いて得た波形とそれをを用いて較正された OFC から作成されたものであり、左が波高、中央が波高  $\times \tau$ 、右が  $\tau$  を示す。

致している。

### 4.3 Optimal filter による計算値の関係

次に Optimal filter によって計算された値同士の比較を行う。図 4.12 には平均相互作用数 80 の環境下で [0, 50] GeV の範囲の一様分布に従う横エネルギー入力値と 4 ns の  $\tau$  入力値を 100 万回ずつ用いてシミュレーションを行うことにより得た  $E_T \tau$  の計算値と  $E_T$  の計算値の関係を示す。図 4.6 と同様の線形性が確認できるが、 $\tau$  入力値が 4 ns であるため、図 4.8 の振る舞いにより 50 GeV 付近に出力される横エネルギー計算値は少ない。また、図 4.13 には平均相互作用数 80 の環境下で [-24, 24] ns の範囲の  $\tau$  入力値と 25 GeV の横エネルギー入力値を 100 万回ずつ用いてシミュレーションを行うことにより得た  $E_T \tau$  の計算値と  $\tau$  の計算値の関係を示す。大域的には図 4.13 と同様に振る舞いが、 $E_T \tau$  の計算値が小さいときは  $E_T$  で割って得られる  $\tau$  計算値もまた小さい。図 4.8 の振る舞いにより  $\pm 24$  ns の付近では計算値が少ない。

図 4.14 は、平均相互作用数 80 の環境下で各入力横エネルギーに対し図 4.1 (d) のように 50 BC 間隔で 2000 個

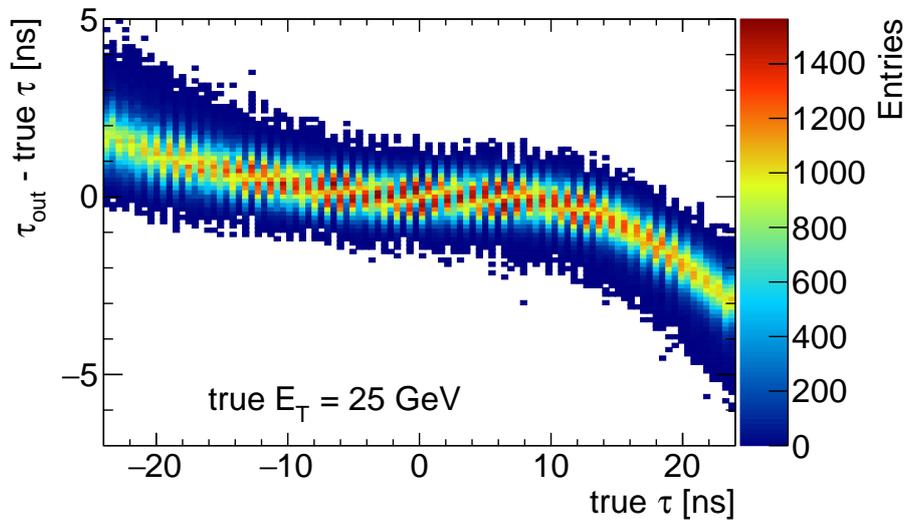


図 4.10  $\tau$  計算値分布の  $\tau$  入力値依存性。2019 年 11 月 15 日 18 時台に行われた calibration run によって求めたバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell における波形を用いて平均相互作用数 80 の環境下でシミュレートした。[-24, 24] ns の範囲の一様分布に従って 100 万回入力した  $\tau$  (横軸) に対して、Athena によって校正した OFC を用いて Optimal filter で計算した  $\tau$  の分布を縦軸に示す。ただし横エネルギーの入力値 ( $\text{true } E_T$ ) は全て 25 GeV である。分布のピークがビン毎に離散的にずれているのは、 $\tau$  入力値の乱数を考慮して時間シフトした入力波形が  $(25/24)$  ns 間隔で値を持つ入力波形のシーケンスのどのタイミングに属するかを判断する際に最も近いタイミングに丸めることに起因する。

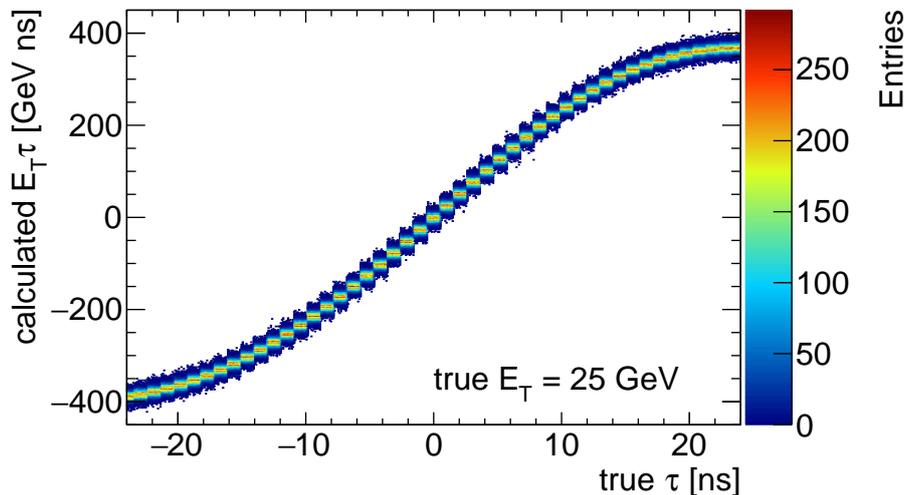


図 4.11  $E_T \tau$  計算値の  $\tau$  入力値依存性。2019 年 11 月 15 日 18 時台に行われた calibration run によって求めたバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell における波形を用いて平均相互作用数 80 の環境下でシミュレートした。[-24, 24] GeV の範囲の一様分布に従って横エネルギーを 100 万回入力し、Athena によって校正した OFC を用いて Optimal filter で計算した  $E_T \tau$  の分布を縦軸に、 $\tau$  入力値を横軸に示す。ただし横エネルギーの入力値は全て 25 GeV である。分布のピークが横軸方向に離散的になっているのはシミュレータに入力した波形が  $(25/24)$  ns 間隔で値を持つことに起因する。

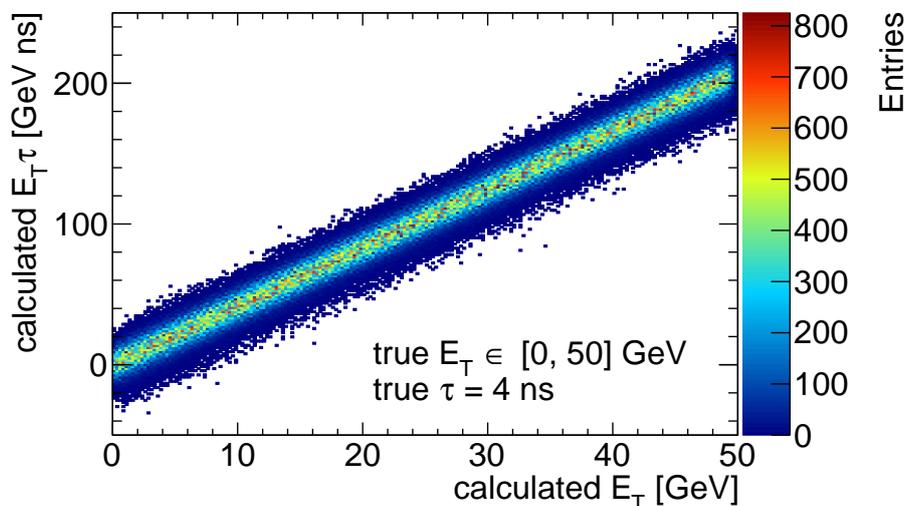


図 4.12 Optimal filter で計算された  $E_{T\tau}$  と  $E_T$  の関係。2019 年 11 月 15 日 18 時台に行われた calibration run によって求めたバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell における波形を用いて平均相互作用数 80 の環境下でシミュレートした。[0, 50] GeV の範囲の一様分布に従って横エネルギーを 100 万回入力し、Athena によって較正した OFC を用いて Optimal filter で計算した  $E_{T\tau}$  と  $E_T$  の分布を縦軸に示す。ただし  $\tau$  の入力値は全て 4 ns である。

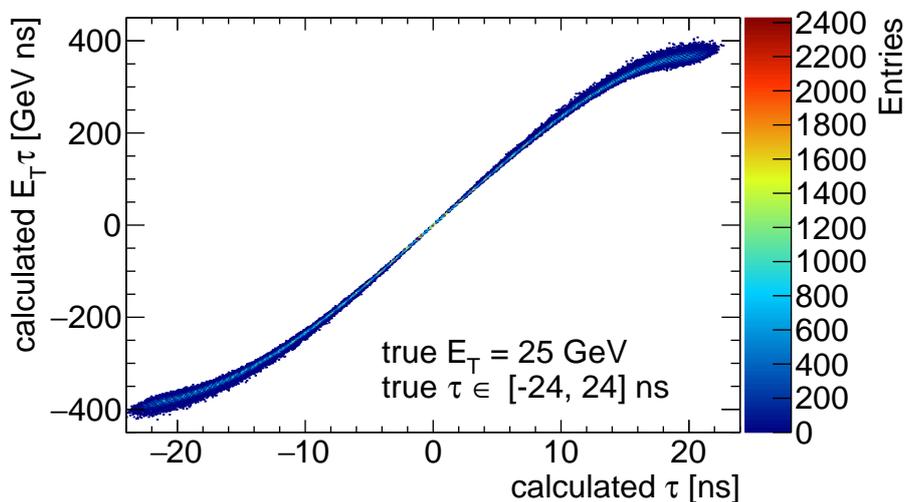


図 4.13 Optimal filter で計算された  $E_{T\tau}$  と  $\tau$  の関係。2019 年 11 月 15 日 18 時台に行われた calibration run によって求めたバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell における波形を用いて平均相互作用数 80 の環境下でシミュレートした。[-24, 24] GeV の範囲の一様分布に従って横エネルギーを 100 万回入力し、Athena によって較正した OFC を用いて Optimal filter で計算した  $E_{T\tau}$  と  $\tau$  の分布を縦軸に示す。ただし横エネルギーの入力値は全て 25 GeV である。分布のピークが横軸方向に離散的になっているのはシミュレータに入力した波形が  $(25/24)$  ns 間隔で値を持つことに起因する。

のパルスを生成してシーケンスを作り、約10万個全ての  $E_T$  と  $\tau$  の計算値を散布図としてプロットしたものである\*9。ただし  $\tau$  の入力値は全て0である。 $E_T$  の大きなクラスタはピーク周辺のBCにおける計算値であり、負の  $E_T$  はアンダーシュートにおける計算値である。 $|E_T| < 1$  GeV 程度の領域にはノイズに由来する計算値が大量に含まれており、これは  $\tau$  の小さな領域にも及ぶ。この横エネルギー領域を  $\tau$  criteria で除外することによってトリガー頻度が大きく削減できることが見込まれる。それに対し、図4.15では入力横エネルギーを50 GeVに固定して各  $\tau$

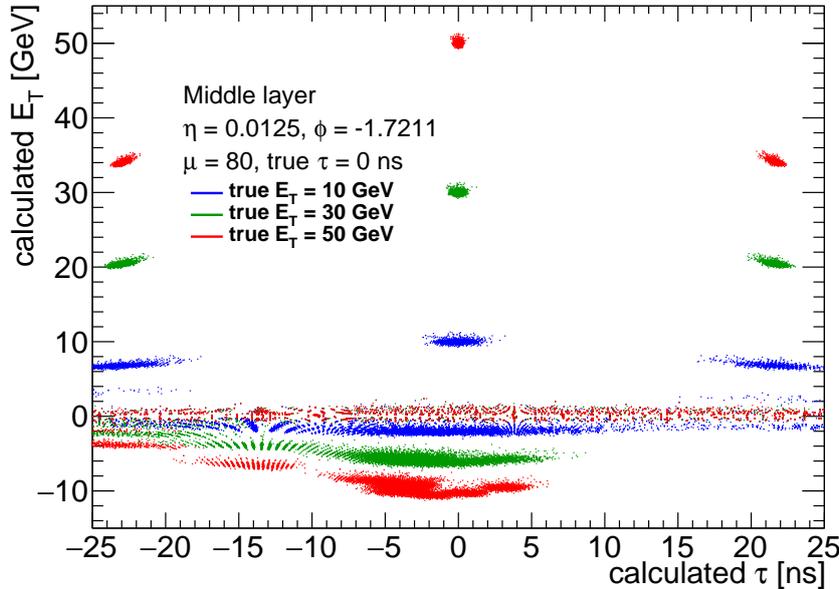


図4.14 各  $E_T$  入力値に対して Optimal filter で計算された  $E_T$  と  $\tau$  の散布図。2019年11月15日18時台に行われた calibration run によって求めたバレル A サイド第2層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell における波形を用いて平均相互作用数80の環境下でシミュレートした。色分けして示す各横エネルギーをそれぞれ50 BC 間隔で2000回入力し、Athena によって較正した OFC を用いて Optimal filter で計算した  $E_T$  と  $\tau$  の分布を縦軸に示す。ただし  $\tau$  の入力値は全て0である。

入力値に対して作った同様の散布図を示す。タイミングのシフトが大きくなるにつれて  $\tau$  の計算値もシフトし、横エネルギーは小さく計算される。図4.16にはこの Super Cell における  $\tau$  入力値0 ns と12 ns それぞれの場合に対して Optimal filter と式(2.12)の  $\tau$  criteria による選択の出力の例を示す。ただし  $\tau$  criteria で選択されずに0として出力されたものは赤点で表示していない。(a)では50 GeVの入力に対する横エネルギー計算値が入力値とおおよそ等しく、図4.15(a)中央の青のクラスタに対応している。これは式(2.12)の条件に当てはまるため、計算値は選択されて出力される。(b)では50 GeVの入力に対して(a)と同じく0番目の位相でサンプリングを行っても別の波形のパルスを取得したかのようなADC値のシーケンスが得られ、エネルギー計算値は50 GeVに及ばない。このような信号はスプリット超対称性理論におけるグルイーノのような高エネルギーの長寿命新粒子が生成された場合に想定される。図4.15(a)によると従来提案されていた  $|\tau| < 2$  ns や  $|\tau| < 8$  ns といった選択条件では目的事象由来の信号として選択できないが、式(2.12)の  $\tau$  criteria では選択できている。その次のBCでもエネルギー計算値は大きい、時間の正負に関して非対称な  $\tau$  criteria によってフェイクとして選択することなく除外できている。

\*9 4点サンプリングの Optimal filter は計算対象のBCとその後に続く3BC分のサンプルを使用するため、最後の3BC分の  $E_T$  と  $\tau$  は計算できない。よってプロットされるのは99997点である。

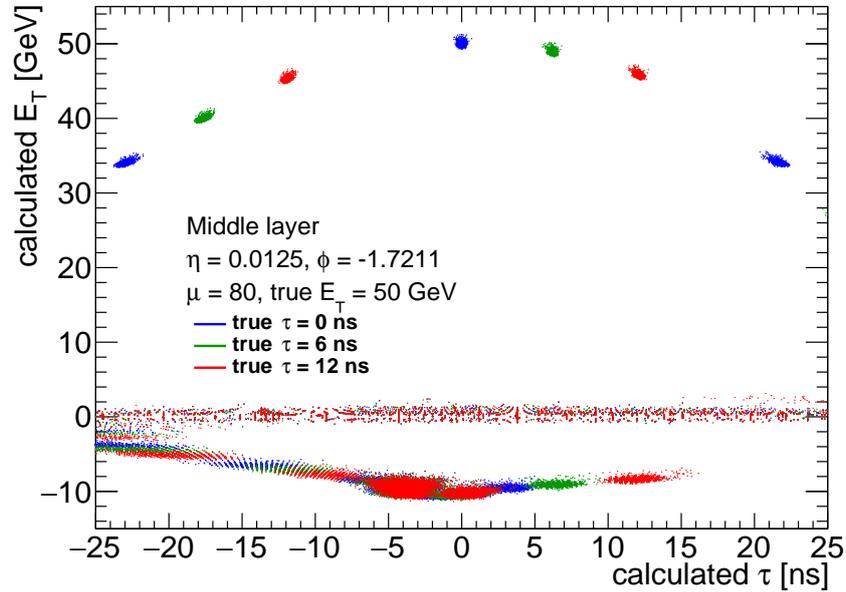
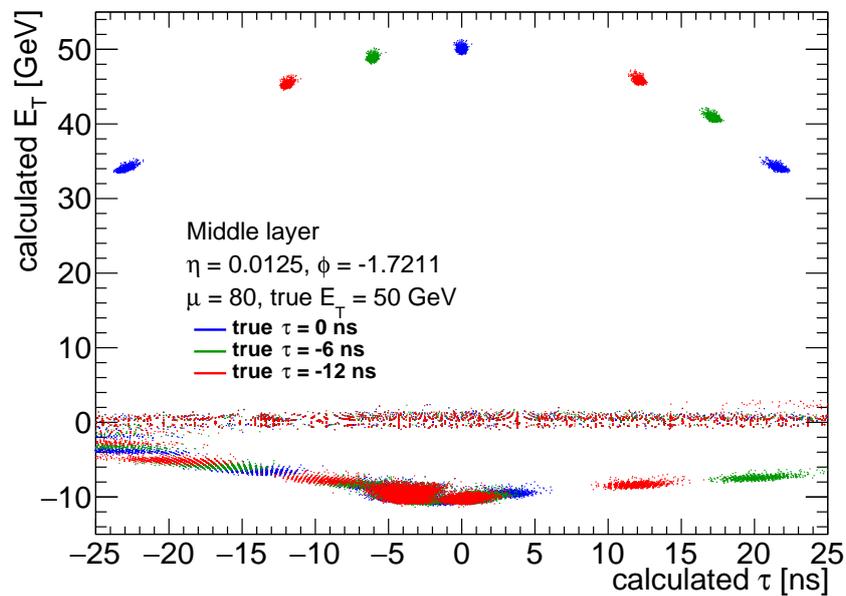
(a) 正の  $\tau$  入力値に対する応答(b) 負の  $\tau$  入力値に対する応答

図 4.15 各  $\tau$  入力値に対して Optimal filter で計算された  $E_T$  と  $\tau$  の散布図。2019 年 11 月 15 日 18 時台に行われた calibration run によって求めたバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell における波形を用いて平均相互作用数 80 の環境下でシミュレートした。色分けして示す各  $\tau$  をそれぞれ 50 BC 間隔で 2000 回入力し、Athena によって較正した OFC を用いて Optimal filter で計算した  $E_T$  と  $\tau$  の分布を縦軸に示す。ただし横エネルギーの入力値は全て 50 GeV である。

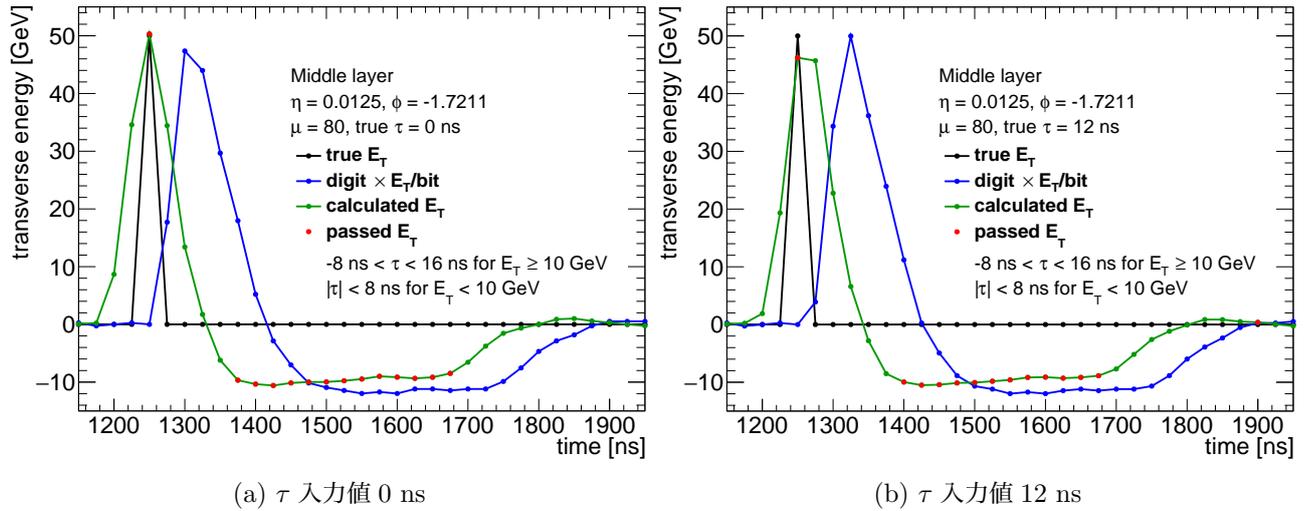


図 4.16 Optimal filter と  $\tau$  criteria の出力。2019 年 11 月 15 日 18 時台に行われた calibration run によって求めたパレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell における波形を用いて平均相互作用数 80 の環境下でシミュレートした。横エネルギーの入力値 50 GeV に対する ADC 値に 1 ビットあたりの横エネルギーをかけたもの (青)、Optimal filter の応答 (緑)、式 (2.12) の  $\tau$  criteria で選択された横エネルギー (赤) を示す。ただし  $\tau$  criteria で選択されずに 0 として出力されたものは赤点で表示していない。(a) と (b) は異なる  $\tau$  入力値に対する応答を示す。

## 4.4 ベースライン

以下ではトレイン構造を導入して平均相互作用数が 20, 50, 80 の場合に分けてパイルアップと他のノイズのみを入力してシミュレーションを行った。ここで考えたトレイン構造は次の 2 種類である。

- 48b8e

48 回のバンチと 8 回の空白が 2 セット続いた後に 48 回のバンチと 32 回の空白がある。1 周期は

$$(48 + 8) \times 2 + 48 + 32 = 192 \text{ BC}$$

- 8b4e

8 回のバンチと 4 回の空白が 3 セット続いた後に 8 回のバンチと 8 回の空白があり、その後さらに 8 回のバンチと 4 回の空白が 3 セット続いた後に 8 回のバンチと 32 回の空白がある。1 周期は

$$(8 + 4) \times 3 + 8 + 8 + (8 + 4) \times 3 + 8 + 32 = 128 \text{ BC}$$

図 4.17 は各トレイン構造に対して 1 周期分のベースラインの平均を平均相互作用数に関して色分けして示したものである。ただし 1 ビットあたりの横エネルギー 260.26039 MeV を掛けて横エネルギーの単位に変換した。周期内の各 BC において、(a) は約 20 万回分の平均を、(b) は約 40 万回分の平均をとっている。実際のランでは各 BC においてベースラインを求めるのに例えば直近 1000 BC 分の ADC 値を計算するが、ここではそれよりも遥かに多くの ADC 値の平均を取っているため、ベースラインの平均と言える。平均相互作用数 80 の環境下においてもベースラインは ADC 1 ビットあたりのエネルギーより小さな値をとる。(a) では各トレインの後に続く空白が短くアンダershootの効果が残っているため中央と右の正のシフトは左のシフトよりも小さい。(b) も同様に正のシフトの大きさが異なる上に、各トレインが短いためピークの影響もまた空白において残っており、負のシフトの大きさまでもが空白毎に異なる。(a) の定性的な振る舞いやベースラインシフトの大きさのオーダーは図 4.18 に示す LATOME デ

モンストレータで取得された Run-2 の同じトレイン構造のランのデータから得たベースラインのものと一致している。平均相互作用数が多いほどベースラインシフトは大きくなり、図 4.17 の範囲ではおよそ平均相互作用数とベースラインには比例関係が認められる。

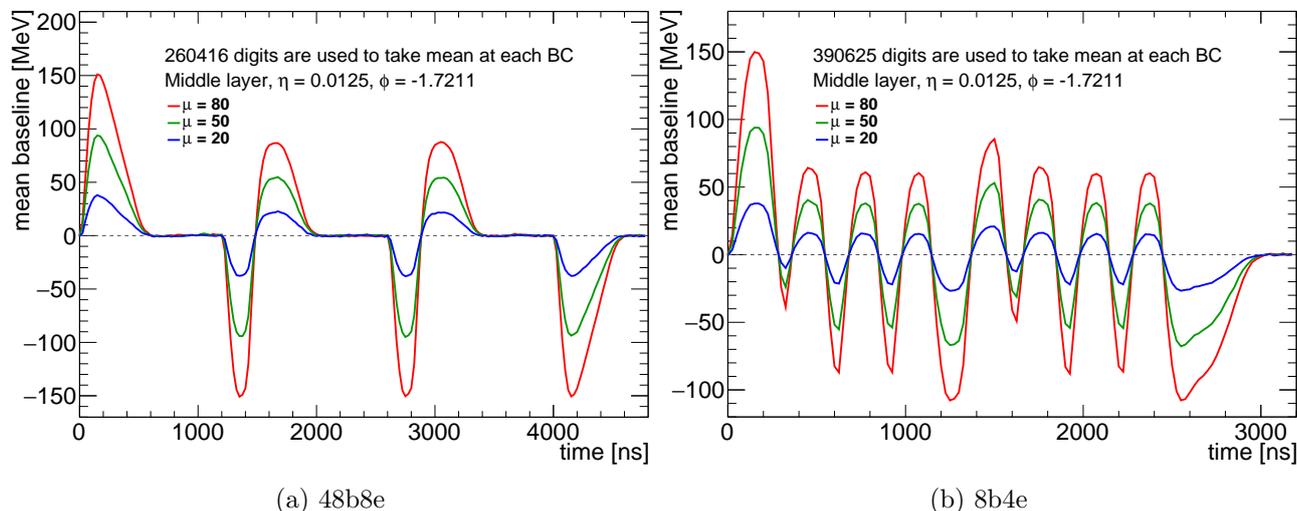


図 4.17 ベースラインの平均。2019 年 11 月 15 日 18 時台に行われた calibration run によって求めたパレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell における波形を用いて色分けして示す平均相互作用数の環境下でシミュレートした。(a) と (b) は異なるトレイン構造に対するベースラインの平均を示す。実際のランではベースラインを求めるのにトレイン構造の周期内の各 BC に対して 1000 回程度の平均をとるが、ここでは数十万回の平均をとっているため、ベースラインの平均と言える。

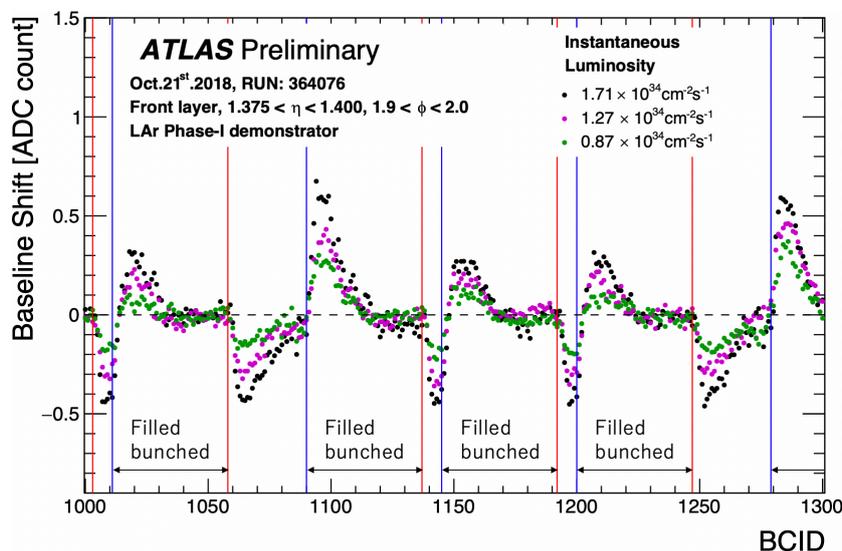


図 4.18 LATOME デモンストレータのデータを用いて計算されたベースライン [28]。48b8e のトレイン構造を持つ 2018 年 10 月 21 日のランで取得されたパレル A サイド第 1 層の  $\eta = 1.4$  付近の Super Cell のデータを用いている。トレイン構造周期内の各 BC において 500 サンプル分の平均をとって計算されたものであり、瞬間ルミノシティによって色分けされている。

図 4.19 は各トレイン構造に対して 1 周期分のベースラインの二乗平均平方根を平均相互作用数に関して色分けして示したものである。トレインの部分では総じてベースラインの分散が大きくなる。平均相互作用数が多いほど二乗平均平方根は大きくなり、平均相互作用数 80 の環境では 1 ビットあたりの横エネルギーに匹敵する値を

持つ。(a)では正のシフトが起きている間だけトレインの中でもわずかに分散が小さい様子も見られる。両端ではパイルアップの影響がほぼ完全に消えてベースラインシフトは起こっていないが、シミュレータにおける ADC による量子化の影響によりノイズレベル 174.1 MeV までには落ち着いていない\*10。

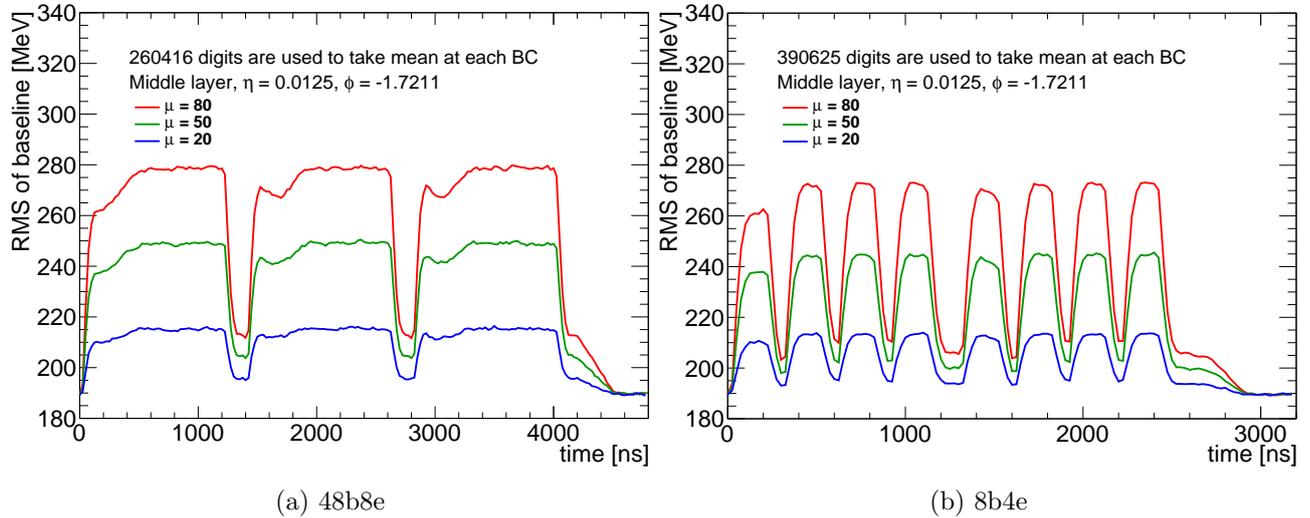


図 4.19 ベースラインの二乗平均平方根。2019 年 11 月 15 日 18 時台に行われた calibration run によって求めたバレル A サイド第 2 層の  $(\eta, \phi) = (0.0125, -1.7211)$  の Super Cell における波形を用いて色分けして示す平均相互作用数の環境下でシミュレートした。(a) と (b) は異なるトレイン構造に対するベースラインの二乗平均平方根を示す。パイルアップの影響がほぼ完全に消えている両端の部分で較正によって求めたノイズレベルが 174.1 GeV に落ち着いていないのは、シミュレータにおける ADC による量子化の影響である。

\*10 この場合、量子化誤差は 1 ビットあたりのエネルギーの範囲内での一様分布の標準偏差  $(260.26039/\sqrt{12})$  MeV である。これとノイズレベル 174.1081 MeV の二乗和の平方根を計算すると 189.627 MeV となり図 4.19 と一致する。

## 第 5 章

# 結論と展望

### 5.1 結論

本研究では、CERN における ATLAS 実験の Phase-I アップグレードに際して液体アルゴンカロリメータのトリガー用エネルギー計算のための較正と性能評価を行った。Phase-I アップグレードでは LHC の Run-3 と High-Luminosity LHC におけるルミノシティに合わせてトリガー頻度を制御することが主要な課題と言える。効率的なオブジェクト識別を実現するために、液体アルゴンカロリメータのトリガー読み出しでは従来より 10 倍細かいトリガー用セル分割 (Super Cell) を採用する。Super Cell の信号はフロントエンドの LTDB でデジタル化を経てバックエンドの LATOME へと送られる。LATOME におけるエネルギー計算では Optimal filter を以てパイルアップを含めたノイズの影響を減らした上で横エネルギーとタイミングを算出し、これらの情報を用いて  $\tau$  criteria で目的事象に由来すると見られる信号が得られた BC のみを選択し、オブジェクト識別を行う L1Calo に横エネルギー計算値を送る。Optimal filter は計算対象の BC の周りの複数の ADC 値の線形和を計算値として出力するアルゴリズムであり、これが正常に横エネルギーとタイミングの情報を計算するように係数 (OFC) を較正する必要がある。そこで本研究では、従来のメイン読み出し用の較正フレームワークを引き継いだ新たなトリガー用の較正フレームワークのうち、バックエンドエレクトロニクスから最終的に取得されたデータを高速でデコードして較正を実行するまでのソフトウェアを開発した。これによって較正フレームワークが完成し、検出器上に新規インストールされた LTDB からのデータを取得して実際に較正を始めることができるようになった。この較正ソフトウェアを用いて LTDB が正常に機能していることを定量的に確認することもできる。また、本研究で開発したデコーダ (バイトストリームコンバータ) は LATOME のファームウェア開発のためのモニタリングにも多用されている。将来的には後段のトリガーや物理解析において Super Cell の情報を使う際にも用いられる可能性が高い。本論文ではバレル領域から取得したデータを較正ソフトウェアに入力して各 Super Cell の OFC を較正する試験を行った例を示し、特定の領域で 1 ビットあたりの横エネルギーを推定値と比較することにより LTDB の応答が想定通りであることを確認した。

また、同じデータによる較正結果を用いて性能評価を行った例も示した。性能評価にあたっては、較正結果を入力して高速でシミュレーションができるように新たにシミュレータを作成した。このシミュレータは LHC ビームのトレイン構造やルミノシティ、位相などの条件と OFC との組み合わせを容易に設定して実行することができる汎用性の高いものであり、高速計算を兼ね備えている点も併せて他では実現できない効率的なシミュレーションを行うことができる。Super Cell だけでなく LAr cell も同様に扱えるため、Phase-I アップグレードのみならず Phase-II アップグレードでも用いられることが期待される。このシミュレータに較正結果を入力して横エネルギーと時間の分解能を多角的に調べ、信号の理想的なタイミングからのずれが大きくなると Optimal filter による横エネルギーや時間の計算値が狂うことを確認した。また、横エネルギーと時間の計算値を比較することで  $\tau$  criteria による BC の選択の様子を可視化した。これを用いればデータに基づいて適切な  $\tau$  criteria を考案できる。±1 GeV 未満のエ

エネルギー計算値はノイズによる影響を多く含むため、このエネルギー領域を除外することでトリガー頻度が大きく削減されることが期待できる。また、シミュレータの特性を活かして2通りのトレイン構造と3通りの平均相互作用数に対するベースラインの平均と二乗平均平方根の計算を行い、平均相互作用数とベースラインシフトのおおよその比例関係を確認した。本論文で行ったシミュレーションは5000万BC分のADC値のシーケンスをいくつも生成して行った。このような規模のトリガー読み出しの計算は従来のシミュレータで行うことができず、本研究で初めて実現した。

## 5.2 今後の展望

本研究において開発したバイトストリームコンバータはLATOMEボードから出力されたADC値のデータをデコードするが、今後はLATOMEからは横エネルギー計算値やADC値からペDESTALを引いた値などもモニタリング用に出力される。モニタリング用データはそのヘッダにどの種類のデータを含むか示す情報を含み、1つのデータ内に複数の種類のデータとそれに対応したヘッダが組み込まれる。これを適切にデコードできるようにすることが直近の課題である。それと並行して、2020年1月現在も次々と検出器上にインストールされているボードからのデータを用いて各領域のSuper Cellに対して較正の試験を進めていく。特にエンドキャップの波形はRun-2におけるデモンストラータでも測定していなかったため、早い段階で分析を行うことが望ましい。2021年の6月頃にはphysics runによる試運転が開始される予定であり、シミュレーションではなく実際のパイルアップ環境下においてOFCが較正できる。また、各Super Cellにおけるサンプリング位相はこの段階で初めて決定できる。

シミュレータにおいては消失横エネルギーを高速で計算するためのプログラムを作成することが直近の課題である。ここではいかにSuper Cell毎の並列計算を効率的に行うかが重要な要素となる。まだ全領域の較正結果は存在しないためSPICEなどのシミュレータで生成されたデータを用いて開発を進め、全領域のデータ取得が終わり次第実際の検出器上のデータを用いて消失横エネルギーのシミュレーションを行う。この目的は消失横エネルギーによるトリガーの頻度を見積もることである。また、シミュレータ内でのサンプリングやADCのアルゴリズムをより現実に近いものに更新することも重要である。さらに4.2節と4.3節で述べた類のシミュレーション結果や消失横エネルギー分布のトレイン構造依存性についての研究も進める。この際は例えば1000個分のADC値の平均を取ってベースライン補正を行った上で性能評価を行う。また、OFCの最適な決定方法についても調べる。これまではOFCを決定する際に式(3.6)で計算した自己相関行列を用いており、トレイン構造は全く考慮していなかった。しかし、4.4節で示したようにルミノシティが大きいほどトレイン構造に伴うベースラインシフトは大きくなり、トレイン構造を無視できなくなる可能性があるため、シミュレーションによって自己相関行列の計算方法を洗練する。

## 謝辞

まず、主査の田中純一教授、副査の石野雅也教授と澤田龍准教授には、お忙しい中本論文の審査を行っていただくことに感謝申し上げます。

そして本研究の遂行にあたっては、多くの方々にお力添えをいただきました。指導教員の田中純一教授と同研究室の江成祐二助教には本研究のおおよそ全ての段階において有益な助言をいただきました。逐一研究方針を明確にする手助けをしてくださったお陰で、ATLAS 実験という巨大な実験の中でも自分の役割を認識して適切に他の研究者たちとコミュニケーションをとって研究を進めることができました。また、同研究室の皆様、特に井口竜之介氏、宇野健太氏、松澤暢生氏、大石玲誉氏にも多くの助言をいただいたことにより、良いアイデアを以て研究に取り組むことができました。さらに、CERN やその他の機関への出張等に関わる手助けをしてくださった東京大学素粒子物理国際研究センター (ICEPP) の秘書室の皆様や、自分自身の研究を俯瞰したり新しい技術を身に付けたりするきっかけをくださった同センターの研究者の皆様、そして CERN と ATLAS 実験に関する多くの知識を与えてくださった京都大学、名古屋大学、神戸大学の皆様にも多大なるお力添えをいただきました。

Athena のバイトストリームコンバータの開発にあたっては、液体アルゴンカロリメータ Phase-I アップグレードグループの皆様にも多くの助言とお力添えをいただきました。LATOME と UDP サーバーが TDAQ フォーマットに則したデータを出力するようになる前は、CERN の Anna Zaborowska 博士に作成していただいたコードに LATOME の種類に対する汎用性を持たせる変更を加えて Athena で読み込めるようにヘッダ/フッタ/セパレータを付加していました。LATOME データ用のバイトストリームコンバータは元々 Athena と独立して田中研究室の松澤暢生氏が作成したものを参考にして開発したものです。Athena の取扱いとバイトストリームコンバータの汎用化と高速化のヒントはスロバキア科学アカデミーの Pavol Strizenec 博士からいただきました。また、各 LAr cell における DAC から MeV への変換因子のリストもいただきました。2019 年 11 月には LATOME の更新が行われ、新しいフォーマットの LATOME データ (バージョン 3.0) に対応するようにバイトストリームコンバータの更新を行う必要がありました。その際は、マルセイユ粒子物理センター (CPPM) の Georges Aad 博士が強リーダーシップを以てグループ全体に方針を与えてくださったお陰で較正フレームワークの素早いアップデートができました。トロント大学の Adriana Milic 博士には LATOME の位置の取得方法をはじめ Athena の取扱いについて多くの助言をいただきました。ヴィクトリア大学の Ellis Kay 博士にはバイトストリームコンバータを含む私の開発した Athena バージョン 21 の全てのコードを新しい Athena バージョン 22 に統合していただいたほか、バージョン 22 における実行方法をご教示いただきました。さらにバイトストリームコンバータの出力を直接確認しやすい形でコンテナに格納するコードを導入していただいたお陰でデータの整合性の簡易的な確認を行うことができるようになりました。CERN の Nordin Aranzabal Barrio 博士とは LATOME と UDP サーバーのエラーチェックをハードウェア担当の彼とソフトウェア担当の私とで Skype を利用して繰り返し行い、その際に LATOME データの新しいフォーマットと TDAQ EventStorage ライブラリのデータフォーマットをわかりやすくご教示いただいたお陰で、短期間で新しいフォーマットの LATOME データを Athena でプロセスできるようにすることができました。中国科学技術大学の Heling Zhu 氏にはマッピングファイルの自動生成を行うスクリプトの最終版を作ってください、これにより液体アルゴンカロリメータの任意の領域の LTDB のデータが処理できるようになりました。

Athena においてバイトストリームコンバータの出力を用いて LATOME の較正を行う手法については、ボン大学の Peter Johannes Falke 博士に電子メールを介して多大なる助言をいただきました。Run-2 において較正フレームワークと ABBA ボードのデータを用いてデモンストレータの Super Cell の較正を実現したのが彼であり、その経験に基づいて、一連の較正手順に加え、テストパルスパターンの設定方法や、ランプを求める際に必要となり得るレイテンシの調節を行うためのプロパティ機能の扱い方など多くのノウハウをいただきました。また、彼は較正結果をより詳しく解析するためのソフトウェア開発も行っており、本論文のプロット作成にあたってはその一部を利用させていただきました。

新しいトリガー用読み出しエレクトロニクスの性能評価や OFC の最適な決定方法の研究を行うために作成したシミュレータの開発にあたっては、元々性能評価用ソフトウェアとして存在していた ATLAS Readout Electronics Upgrade Simulation (AREUS) というソフトウェアフレームワークを参考にさせていただきました。私もシミュレータを開発する前は性能評価を行うために AREUS を多用していました。その管理者であるドレスデン大学の Nico Madysa 氏と Anne-sophie Berthold 氏には、電子メールを通して AREUS の使用方法やアルゴリズムなどについて詳しくご教授いただき、シミュレータ開発にあたって有益なヒントをいただきました。また、田中研究室の井口竜之介氏にも多くの時間を使って AREUS の使用方法をご教示いただき、新しいシミュレータの開発に際してはファイル依存関係など基礎的な構成を考える際に助言をいただきました。シミュレータの試験で用いたパイルアップのヒットサンプルと図 4.7 (b) の作成に用いたヒストグラムのデータもいただきました。

L1Calo における電子の横エネルギー閾値の研究においては、アヌシー粒子物理研究所 (LAPP) の Tetiana Hryn'ova 博士に電子メールを通して研究方針から結果の解釈まで様々な助言をいただきました。また、同研究所の Marco Delmastro 博士には液体アルゴンカロリメータのテストパルスシステムについて詳しくご教授いただきました。

以上に述べた他にも、多くの方々のお世話になりました。皆様のお力添え無くしては本研究の目的は達成できなかったでしょう。組織の壁を越えて何度も質問等の形でお力添えをお願いしましたが、その度に親切にご協力いただいたことに深く感謝申し上げます。そして最後に、研究生活を支えてくれた家族と親戚に感謝します。

## 参考文献

- [1] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, Vol. 716, No. 1, pp. 1–29, Sep 2012.
- [2] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, Vol. 716, No. 1, pp. 30–61, Sep 2012.
- [3] D. S. Armstrong and R. D. McKeown. Parity-Violating Electron Scattering and the Electric and Magnetic Strange Form Factors of the Nucleon. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, Vol. 62, pp. 337–359, 2012.
- [4] CERN Service graphique. Overall view of the LHC. Vue d’ensemble du LHC. Jun 2014. General Photo.
- [5] Maximilien Brice. Cross section of an LHC dipole in the tunnel. Jul 2011.
- [6] Joao Pequeno. Computer generated image of the whole ATLAS detector. Mar 2008.
- [7] Joao Pequeno. Event Cross Section in a computer generated image of the ATLAS detector. Mar 2008.
- [8] ATLAS Collaboration. Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System. Technical Report CERN-LHCC-2013-018. ATLAS-TDR-023, Sep 2013. Final version presented to December 2013 LHCC.
- [9] ATLAS Collaboration. Luminosity determination in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV using the ATLAS detector at the LHC. Technical Report ATLAS-CONF-2019-021, CERN, Geneva, Jun 2019.
- [10] Beate Heinemann, Guillaume Unal, and Luca Fiorini. LuminosityPublicResults. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>.
- [11] Eric Torrence. LuminosityPublicResultsRun2. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>.
- [12] Joao Pequeno. Computer generated image of the ATLAS Liquid Argon. Mar 2008.
- [13] ATLAS Collaboration. Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS LAr Calorimeter. Technical Report CERN-LHCC-2017-018. ATLAS-TDR-027, CERN, Geneva, Sep 2017.
- [14] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, Vol. 3, p. S08003. 437 p, 2008. Also published by CERN Geneva in 2010.
- [15] M Aleksa, W Cleland, Y Enari, M Fincke-Keeler, L Hervas, F Lanni, S Majewski, C Marino, and I Wingerter-Seez. ATLAS Liquid Argon Calorimeter Phase-I Upgrade Technical Design Report. Technical Report CERN-LHCC-2013-017. ATLAS-TDR-022, Sep 2013. Final version presented to December 2013 LHCC.
- [16] 宇野健太. LHC-ATLAS 実験における液体アルゴンカロリメータのアップグレードに向けたファームウェアの研究開発. Master’s thesis, 東京大学理学系研究科, 2017.
- [17] Nicolas Dumont Dayot. LATOME design @ LAPP. <https://indico.cern.ch/event/470196/>, Mar 2016.
- [18] J. Colas, et al. Electronics calibration board for the ATLAS liquid argon calorimeters. *Nuclear Instru-*

- ments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 593, pp. 269–291, 2008.
- [19] Martin Aleksa, et al. ATLAS Combined Testbeam: Computation and Validation of the Electronic Calibration Constants for the Electromagnetic Calorimeter. Technical Report ATL-LARG-PUB-2006-003. ATL-COM-LARG-2006-003, CERN, Geneva, Apr 2006.
- [20] Ben Carlson, Pier-Olivier Deviveiros, et al. Run-3 L1Calo: Algorithms and Trigger Performance. Presented 30 Apr 2019.
- [21] Benjamin Taylor Carlson, Tae Min Hong, Chiao-ying Lin, Sophio Patarraia, and James Andrew Kendrick. Performance studies of the ATLAS L1Calorimeter trigger upgrade for run 3. Technical Report ATL-COM-DAQ-2018-019, CERN, Geneva, Mar 2018.
- [22] Martin Aleksa. Public Liquid-Argon Calorimeter Plots on Upgrade. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LArCaloPublicResultsUpgrade>.
- [23] D. Banfi, M. Delmastro, and M. Fanti. Cell response equalisation of the ATLAS electromagnetic calorimeter without the direct knowledge of the ionisation signals. *JINST*, Vol. 1, p. P08001, 2006.
- [24] Peter Johannes Falke. Search for new heavy resonances in the dilepton final state and calibration of the LAr Phase-1 Upgrade demonstrator at the ATLAS experiment., Oct 2019. Presented 20 Sep 2019.
- [25] Georges Aad, et al. ATLAS LAr Calorimeter trigger electronics phase I upgrade: LATOME Firmware Specification. Dec 2019.
- [26] Philippe Schwemling. LTDB gain setting and LSB. Unpublished presentation slides, Aug 2019.
- [27] Morad Aaboud, et al. Search for long-lived, massive particles in events with displaced vertices and missing transverse momentum in  $\sqrt{s} = 13$  TeV  $pp$  collisions with the ATLAS detector. *Phys. Rev.*, Vol. D97, No. 5, p. 052012, 2018.
- [28] Reiyo Oishi. LHC-ATLAS Phase-1 upgrade Firmware validation for real time digital processing for new trigger readout system of the Liquid Argon calorimeter. Nov 2019.
- [29] Norman Buchanan, et al. ATLAS liquid argon calorimeter front end electronics. 2008.
- [30] Georges Aad, Michael Begel, Hucheng Chen, Bill Cleland, Daniel Hayden, Luis Hervas, Murrough Landon, Stefan Rave, Stefan Simion, and Vladimir Zhulanov. Optical Fibers Cabling of the LAr Calorimeter Trigger Path for the ATLAS Phase One Upgrade. Technical Report ATL-COM-LARG-2017-053, CERN, Geneva, Nov 2017.
- [31] 久島真悟. ATLAS 実験液体アルゴンカロリ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. Master's thesis, 東京大学理学系研究科, 2015.

# 付録

## A 読み出しエレクトロニクスの配置とチャンネル配分

液体アルゴンカロリメータは 2.1 節に示したように複数のサブ検出器に分類され、それぞれの領域に対するフロントエンドエレクトロニクスは複数のフロントエンドクレート (front-end crate, FEC) に格納されている。各フロントエンドクレートはキャリブレーションボード、LTDB、TBB 等と、セル分割における層等に対応して複数のフロントエンドボードを格納している。

EMB のフロントエンドクレートは全て同じ構成の 2 つの HFEC (half FEC) からなり、A サイドと C サイドそれぞれで  $\phi$  対称に 16 個存在する。各 HFEC は 1 つの LTDB を格納しているため、EMB の信号をデジタイズする LTDB の総数は 64 枚である。図 A.1 に EMB の 1 つのフロントエンドクレートとその周辺機器の様子を示す。EMEC のフロントエンドクレートは、EMEC standard と呼ばれる  $1.6 < |\eta| < 2.4$  の領域のセルの信号を担うものと、EMEC special と呼ばれるそれ以外の領域を担うものの 2 種類に分けられる。EMEC standard のフロントエンドクレートは EMB と同様、1 つの LTDB を格納する HFEC 2 つからなり、A サイドと C サイドそれぞれで 8 個ずつ設置されている。EMEC special は HEC とフロントエンドクレートを共有しており、これらの領域のフロントエンドクレートは 3 枚の LTDB (EMEC special 2 枚と HEC 1 枚) を格納する。この種類のフロントエンドクレートは A サイドと C サイドにそれぞれ 4 個ずつ設置されている。FCal のフロントエンドクレートは A サイドと C サイドに 1 つずつ存在し、それぞれ LTDB を 2 枚ずつ格納している。この 2 枚のうち片方は FCal1 を、もう片方は FCal2 と FCal3 を担っている。図 A.2 は液体アルゴンカロリメータのエンドキャップの構造を表しており、フロントエンドクレートの一部の配置も示されている。

まとめると、A サイドと C サイドそれぞれで、バレルには 16 個、エンドキャップには  $8 + 4 + 1 = 13$  個のフロントエンドクレートが設置されている。各種フロントエンドクレートに格納された LTDB と LATOME の担う Super Cell の数 (チャンネル数) を表 A.1 にまとめた。各領域の特徴、フロントエンドクレートに格納されるボードの種類・配置、フロントエンドボードにおいて Duper Cell 用の信号を作り出す LSB (Layer Sum Board) 等に関しては [15] の 4.2 節に詳述されている。

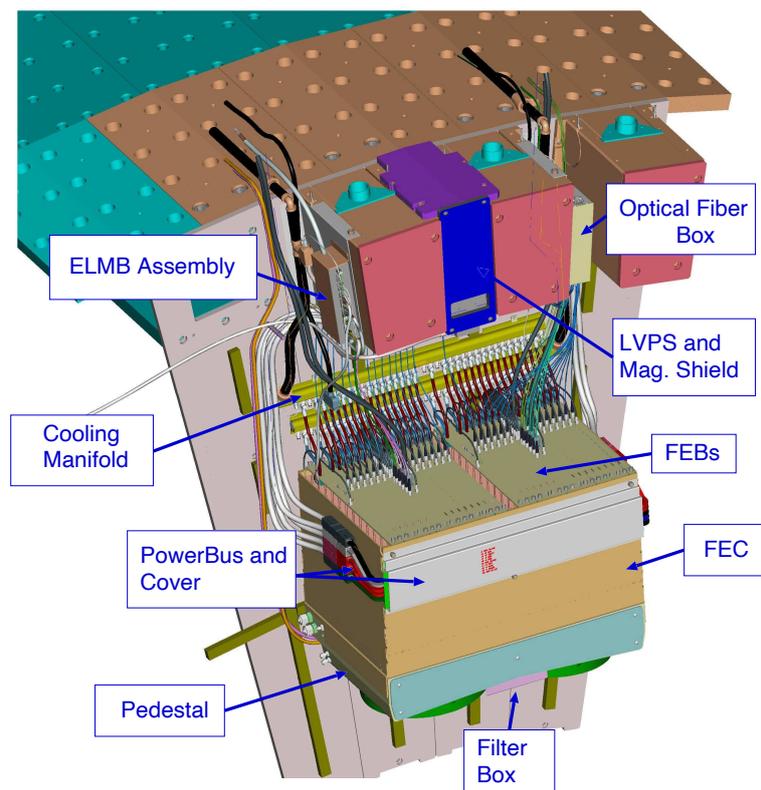


図 A.1 液体アルゴンカロリメータのバレルのフロントエンドクレート [29]。フロントエンドクレート (front-end crate, FEC) にはいくつものフロントエンドボード (front-end board, FEB) やキャリブレーションボードなどが挿入されており、冷却パイプによって温度が保たれている。1つの FEC は2つの HFEC (half FEC) からなり、それぞれが液体アルゴンカロリメータの別々の領域に対して FEB、LTDB、キャリブレーションボードなどフロントエンドエレクトロニクスとして必要なボードを揃えている。背後にあるのはタイルカロリメータであり、液体アルゴンカロリメータ本体はフロントエンドクレートよりも  $r$  の小さい領域 (図より下部) に存在する。

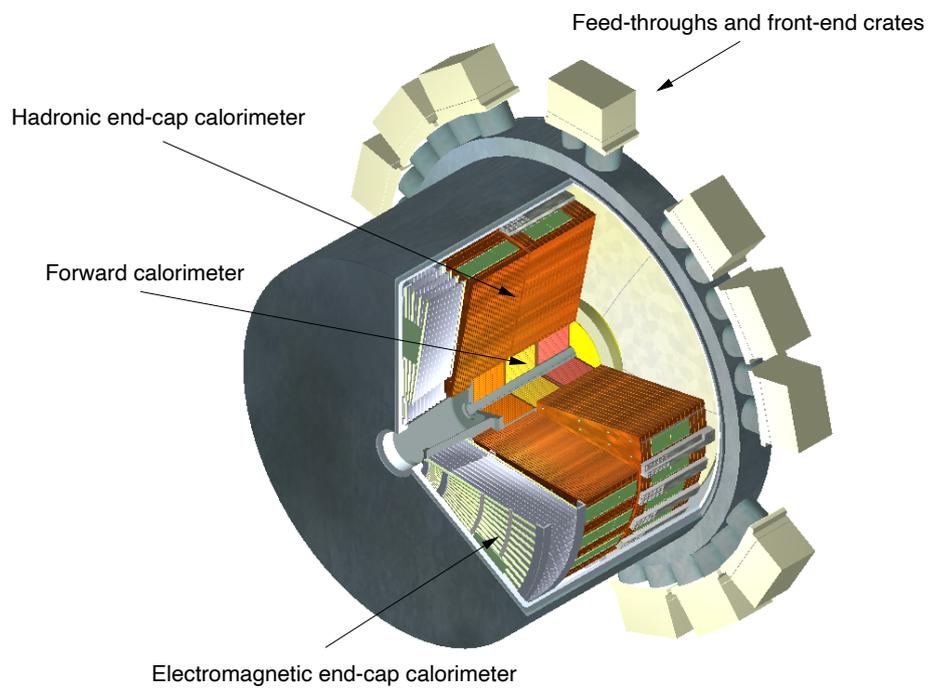


図 A.2 液体アルゴンカロリメータのエンドキャップの構造 [14]。手前から奥にかけて  $|z|$  は大きくなる。 $|z|$  の小さい領域には EMEC が、大きな領域には HEC と FCal があり、 $|z|$  によって HEC は 2 種類、FCal は 3 種類の領域に分けられる。外周にはフィードスルーを介してフロントエンドクレートが設置されている。

表 A.1 LTDB と LATOME のチャンネル数 [15, 30]。1 チャンネルは 1 つの Super Cell に対応している。例えばおおよそ  $0 < |\eta| < 1.5$  の領域にある EMB は、A サイドと C サイドそれぞれで 16 個のフロントエンドクレート、すなわち 32 個の HFEC で処理される。これは EMB を  $\phi$  方向に 32 分割して信号を読み出すことに相当し、各 HFEC に 1 つずつ LTDB が挿入されているため EMB の信号をデジタイズする LTDB の総数は A サイドと C サイド合わせて 64 枚となる。EMB タイプの LTDB は 1 枚あたり 290 個の Super Cell、すなわち 290 チャンネルを担うため、EMB のチャンネル総数は  $290 \times 64 = 18560$  チャンネルとなる。LTDB 1 枚の担う 290 チャンネルのうち 160 チャンネルは EMB タイプの、130 チャンネルは EMB/EMEC タイプの LATOME が担う。EMB タイプの LATOME は 1 枚あたり 2 枚の LTDB からの信号を受け取り、全部で 32 枚あるため、このタイプの LATOME の総チャンネル数は  $160 \times 2 \times 32 = 10240$  チャンネルである。LTDB 1 枚からは 20 本のファイバーを通して信号が送られるため、EMB タイプの LATOME は 1 枚あたり 40 本のファイバーからデータを受信する。1 つの LATOME は 320 チャンネルを担うため、EMB タイプの LATOME に接続されるファイバーは 1 本あたり  $320/40 = 8$  チャンネルを担う。LATOME のタイプによっては総チャンネル数に対してファイバーの担い得るチャンネル数の合計が余る場合もある。

Sub-detector		EMB		EMEC		HEC		FCal1		FCal2, 3	
$\eta$		0 - 1.5	1.4 - 1.6	1.6 - 2.4	2.4 - 3.2	1.5 - 3.2	3.1 - 4.9	3.2 - 4.9			
LTDB	type	EMB	EMEC Spec0	EMEC	EMEC Spec1	HEC	FCal1	FCal2			
	$\phi$ division	32	4	16	4	4	1	1			
	#channel per LTDB	290	240	312	160	192	192	192			
	#LTDB	64	8	32	8	8	2	2			
	#channel	18560	1920	9984	1280	1536	384	384			
LATOME	type	EMB	EMB/EMEC	EMEC	EMEC/HEC	FCal1	FCal2				
	$\phi$ division	16	16	16	8	1	1				
	#channel per LTDB	160	60	312	80	96	192	192			
	#LTDB	2	1	1	1	1	1	1			
	#channel	320	60	312	80	96	192	192			
	#fiber per LTDB	20	8	40	10	12	24	24			
	#LATOME	32	32	32	16	2	2	2			
#channel	10240	10240	9984	2816	384	384	384				

## B 無次元の Optimal filter coefficient の計算方法

以下では  $N$  点サンプリングでエネルギーとタイミングを計算することを考え、理想的な波形  $g$  とノイズの自己相関関数  $R_{ij}$  が較正によって決定されたことを仮定して無次元の OFC (Optimal filter coefficient)  $\tilde{a}_i, \tilde{b}_i$  の導出過程を示す [31, 16]。本文ではエネルギーの単位を MeV、時間の単位を ns などとしたが、ここではエネルギーの次元を持つ全ての量の単位を ADC 1 ビット、時間の次元を持つ全ての量の単位を 1 BC に統一する。また、サンプルからは予めペDESTALとベースラインが差し引かれているものとする。

式 (2.2) からペDESTALとベースラインを除いてノイズの影響を表す項  $n_i^k$  を付加すると、 $k$  番目の BC によるバイポーラパルス  $N$  点でサンプリングした際の  $i$  番目のサンプルは

$$\begin{aligned} S_{k+i} &= S_i^k \\ &= A^k g(t_i^k - \tau^k) \\ &\simeq A^k g(t_i^k) - A^k \tau^k \dot{g}(t_i^k) + n_i^k \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

となる。ただし  $\tau^k$  が小さいと仮定した。ここでサンプリング値  $S_i^k (i = 0, \dots, N-1)$  の 2 通りの線形結合を考える。

$$u^k = \sum_{i=0}^{N-1} \tilde{a}_i S_i^k = \sum_{i=0}^{N-1} [A^k \tilde{a}_i g(t_i^k) - A^k \tau^k \tilde{a}_i \dot{g}(t_i^k) + \tilde{a}_i n_i^k] \quad (\text{B.2a})$$

$$v^k = \sum_{i=0}^{N-1} \tilde{b}_i S_i^k = \sum_{i=0}^{N-1} [A^k \tilde{b}_i g(t_i^k) - A^k \tau^k \tilde{b}_i \dot{g}(t_i^k) + \tilde{b}_i n_i^k] \quad (\text{B.2b})$$

これらはバイポーラパルスが発生する BC の番号  $k$  に依らない各 Super Cell 固有の値であることに注意した上で、以下では添字  $k$  を省略する。

$$u = \sum_{i=0}^{N-1} \tilde{a}_i S_i = \sum_{i=0}^{N-1} [A \tilde{a}_i g(t_i) - A \tau \tilde{a}_i \dot{g}(t_i) + \tilde{a}_i n_i] = A \mathbf{g}^T \tilde{\mathbf{a}} - A \tau \dot{\mathbf{g}}^T \tilde{\mathbf{a}} + \mathbf{n}^T \tilde{\mathbf{a}} \quad (\text{B.3a})$$

$$v = \sum_{i=0}^{N-1} \tilde{b}_i S_i = \sum_{i=0}^{N-1} [A \tilde{b}_i g(t_i) - A \tau \tilde{b}_i \dot{g}(t_i) + \tilde{b}_i n_i] = A \mathbf{g}^T \tilde{\mathbf{b}} - A \tau \dot{\mathbf{g}}^T \tilde{\mathbf{b}} + \mathbf{n}^T \tilde{\mathbf{b}} \quad (\text{B.3b})$$

最後の変形でベクトルの形に書き換えた。 $\langle n_i \rangle = 0$  を仮定すると  $\mathbf{n}^T \tilde{\mathbf{a}} = \mathbf{n}^T \tilde{\mathbf{b}} = 0$  が成り立ち、 $u, v$  の期待値は

$$\langle u \rangle = A \mathbf{g}^T \tilde{\mathbf{a}} - A \tau \dot{\mathbf{g}}^T \tilde{\mathbf{a}} \quad (\text{B.4a})$$

$$\langle v \rangle = A \mathbf{g}^T \tilde{\mathbf{b}} - A \tau \dot{\mathbf{g}}^T \tilde{\mathbf{b}} \quad (\text{B.4b})$$

となる。ただし  $\langle \cdot \rangle$  は多数回試行における期待値の記号である。これらがそれぞれ  $A$  と  $A\tau$  に等しいと仮定すると、予め理想的な波形  $g$  と係数  $\tilde{a}_i, \tilde{b}_i$  を全て決めておけば、 $S_i$  を Optimal filter の入力信号として式 (B.2a), (B.2b) の最初の等式より  $A$  と  $A\tau$  の算出ができることになる。まず、この仮定により以下の条件が発生する。

$$\mathbf{g}^T \tilde{\mathbf{a}} = 1, \quad \dot{\mathbf{g}}^T \tilde{\mathbf{a}} = 0 \quad (\text{B.5a})$$

$$\mathbf{g}^T \tilde{\mathbf{b}} = 0, \quad \dot{\mathbf{g}}^T \tilde{\mathbf{b}} = -1 \quad (\text{B.5b})$$

この条件を用いると、 $u$  と  $v$  の分散が時間  $t_i - t_j$  におけるノイズの自己相関行列  $R_{ij}$  を用いた簡単な式で表され

る\*1。

$$\begin{aligned}
\text{Var}(u) &= \langle u^2 \rangle - \langle u \rangle^2 \\
&= \langle (A + \mathbf{n}^T \tilde{\mathbf{a}})^2 \rangle - A^2 \\
&= \langle 2A\mathbf{n}^T \tilde{\mathbf{a}} + (\mathbf{n}^T \tilde{\mathbf{a}})^2 \rangle \\
&= \left\langle \left( \sum_{i=0}^{N-1} \tilde{a}_i n_i \right)^2 \right\rangle \\
&= \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} \tilde{a}_i \tilde{a}_j \langle n_i n_j \rangle \\
&= \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} \tilde{a}_i \tilde{a}_j R_{ij} = \tilde{\mathbf{a}}^T R \tilde{\mathbf{a}}
\end{aligned} \tag{B.6}$$

同様に、 $\text{Var}(v) = \tilde{\mathbf{b}}^T R \tilde{\mathbf{b}}$  が成り立つ。Optimal filter はノイズの影響を最小限に抑えることを目的としたフィルタであるため、 $\text{Var}(u)$ ,  $\text{Var}(v)$  をそれぞれ最小にするように  $\tilde{a}_i$ ,  $\tilde{b}_i$  を較正する。式 (B.5a), (B.5b) が拘束条件と見なせるため、このような  $\tilde{a}_i$ ,  $\tilde{b}_i$  は Lagrange 未定乗数法により求まる。Lagrange 未定乗数を  $\lambda, \kappa, \mu, \rho$  とすると、これらについての方程式は

$$\nabla(\tilde{\mathbf{a}}^T R \tilde{\mathbf{a}}) = \lambda \nabla(\mathbf{g}^T \tilde{\mathbf{a}} - 1) + \kappa \nabla(\dot{\mathbf{g}}^T \tilde{\mathbf{a}}) \tag{B.7a}$$

$$\nabla(\tilde{\mathbf{b}}^T R \tilde{\mathbf{b}}) = \mu \nabla(\mathbf{g}^T \tilde{\mathbf{b}}) + \rho \nabla(\dot{\mathbf{g}}^T \tilde{\mathbf{b}} + 1) \tag{B.7b}$$

となる。ここで式 (B.7a) における  $\nabla$  は  $\tilde{a}_0, \tilde{a}_1, \dots, \tilde{a}_{N-1}$  についての、式 (B.7b) における  $\nabla$  は  $\tilde{b}_0, \tilde{b}_1, \dots, \tilde{b}_{N-1}$  についてのナブラ演算子である。これを変形すると

$$2R\tilde{\mathbf{a}} = \lambda \mathbf{g} + \kappa \dot{\mathbf{g}} \tag{B.8a}$$

$$2R\tilde{\mathbf{b}} = \mu \mathbf{g} + \rho \dot{\mathbf{g}} \tag{B.8b}$$

OFC を求める際は自己相関行列  $R$  のスケールは任意であるため、以下では  $2R$  を  $R$  として扱うことにすると、

$$\tilde{\mathbf{a}} = \lambda R^{-1} \mathbf{g} + \kappa R^{-1} \dot{\mathbf{g}} \tag{B.9a}$$

$$\tilde{\mathbf{b}} = \mu R^{-1} \mathbf{g} + \rho R^{-1} \dot{\mathbf{g}} \tag{B.9b}$$

それぞれの OFC ベクトルに左から  $\mathbf{g}^T, \dot{\mathbf{g}}^T$  を掛けて式 (B.5a), (B.5b) を利用すると、4 つの Lagrange 未定乗数が決まる。すなわち、

$$Q = \begin{pmatrix} \mathbf{g}^T \\ \dot{\mathbf{g}}^T \end{pmatrix} R^{-1} \begin{pmatrix} \mathbf{g} & \dot{\mathbf{g}} \end{pmatrix} \tag{B.10}$$

とおくと

$$Q \begin{pmatrix} \lambda \\ \kappa \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{g}^T \tilde{\mathbf{a}} \\ \dot{\mathbf{g}}^T \tilde{\mathbf{a}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{B.11a}$$

$$Q \begin{pmatrix} \mu \\ \rho \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{g}^T \tilde{\mathbf{b}} \\ \dot{\mathbf{g}}^T \tilde{\mathbf{b}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix} \tag{B.11b}$$

\*1 ノイズを定常過程と考えると、その自己相関関数はノイズの平均を  $\mu$  として

$$R_i = \langle (n_j - \mu)(n_{j+i} - \mu) \rangle \quad (i = 0, 1, \dots, N-1)$$

と定義される。これをノイズの分散で割って正規化したものを自己相関関数と定義することもあるが、OFC を求める際は自己相関関数のスケールはセル毎に任意である (スケール倍しても OFC を表す段階で相殺される) ため、どちらの定義を採用しても結果は変わらない。OFC を求める際は  $\mu = 0$  を仮定しているため  $R_i = \langle n_j n_{j+i} \rangle$  となる。自己共分散行列  $R_{ij}$  は、 $(R_0, R_1, \dots, R_{N-1})$  を最初の行もしくは列とした実対称なテプリッツ行列として定義される。すなわち、 $R_{ij} = \langle n_i n_j \rangle$  である。これは先に述べたスケールの任意性により自己相関行列とも見なせるため、ここではこの  $R_{ij}$  を自己相関行列と定義する。

となり、これらを解くと Lagrange 未定乗数は

$$\lambda = Q_{11}/|Q|, \quad \kappa = -Q_{10}/|Q| \tag{B.12a}$$

$$\mu = Q_{01}/|Q|, \quad \rho = -Q_{00}/|Q| \tag{B.12b}$$

と決まる。これを OFC ベクトルの表式 (B.9a), (B.9b) に代入することで係数  $\tilde{a}_i, \tilde{b}_i$  が決まる。ここで決めた  $\tilde{a}_i, \tilde{b}_i$  は  $N$  個のサンプルからそれぞれビットを単位とした  $A$  とビット  $\times BC$  を単位とした  $A_T$  を計算するための係数である。

### C キャリブレーションラインあたりのテストパルスシステム

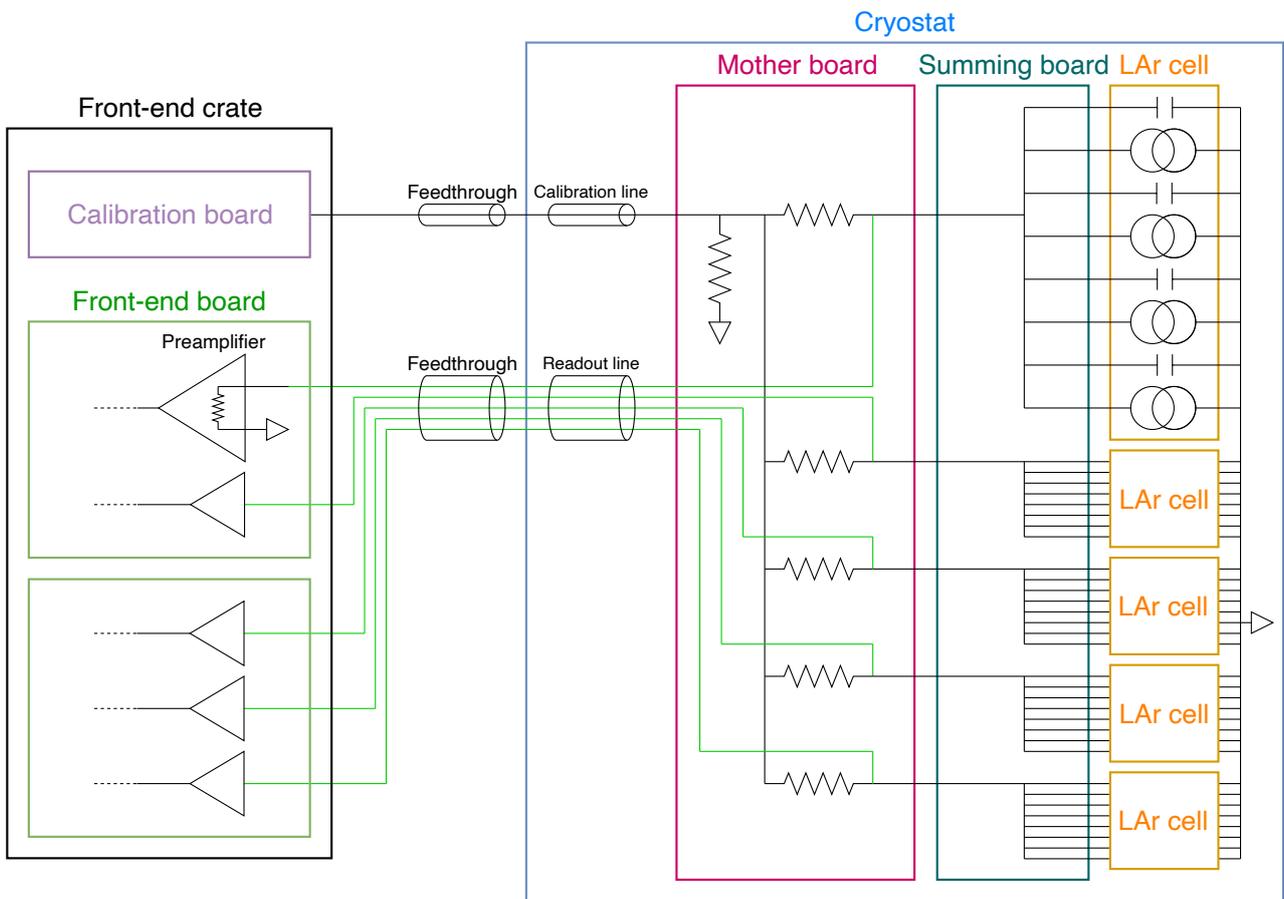


図 C.1 キャリブレーションラインあたりのテストパルスシステムの等価回路。1つのキャリブレーションラインはマザーボードにて分かれ、各 LAr cell に接続される。等価回路として各 LAr cell は複数のキャパシタを含んでおり、それらの信号は summing board にて足し合わされる。LAr cell 内で足し合わされるキャパシタの数は4つとは限らない。第2層であれば4つが典型的であるが、第1層などはさらに多い。また、1つのキャリブレーションラインに接続される LAr cell の数が5つとも限らない。そして1つのキャリブレーションラインに接続された LAr cell は複数のフロントエンドボードに対応し得る。

キャリブレーションラインは複数の LAr cell に接続されており、テストパルスは同時に複数の LAr cell に送られる。その様子を図 C.1 に示す。1つのキャリブレーションラインはマザーボードにて分かれ、各 LAr cell に接続される。等価回路として各 LAr cell は複数のキャパシタを含んでおり、それらの信号は summing board にて足し合わされ、マザーボードを経て読み出しラインとフィードスルーを通る。1つのキャリブレーションラインからの信号

は複数のフロントエンドボードに到達し得る。2.1.3 項で述べたように、フロントエンドボードにおいてプリアンプを経た後、トリガー読み出しでは複数の LAr cell の信号を足し合わせて用いる。

## D 較正パルスから物理パルスへの波形変換則

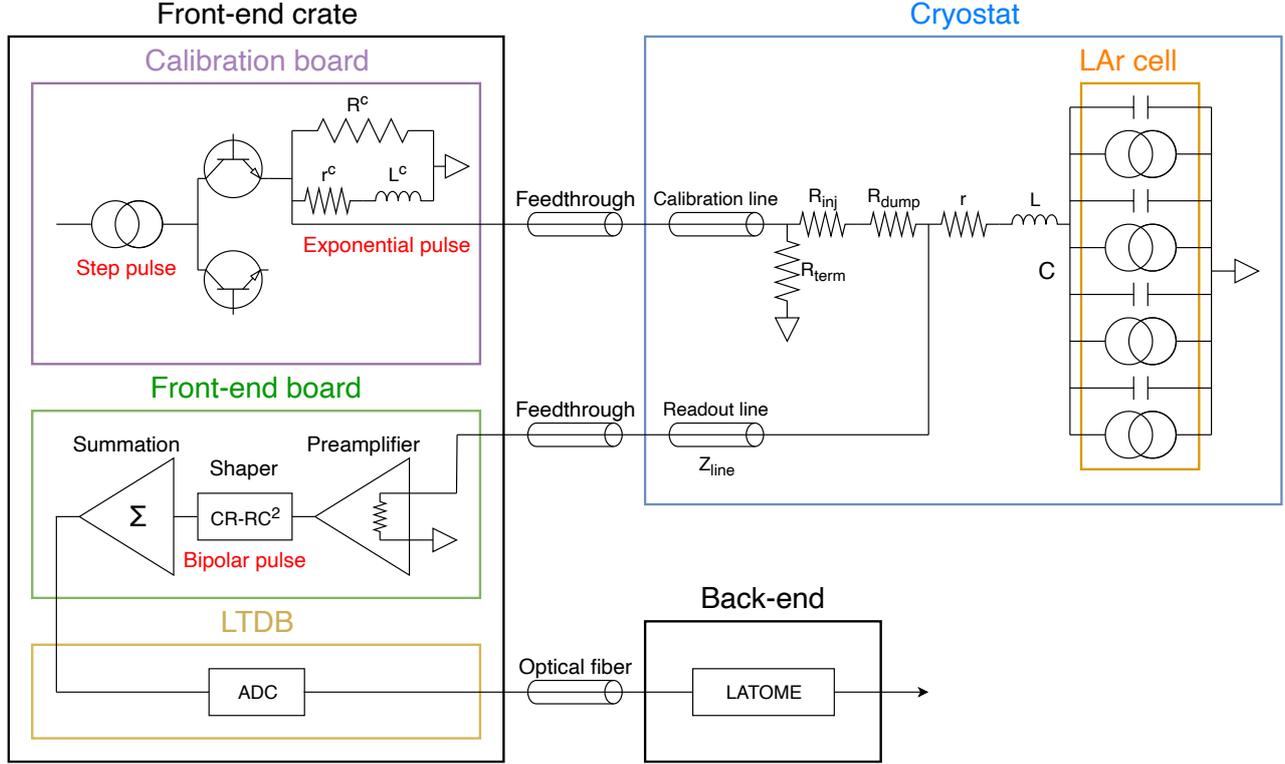


図 D.1 LAr cell あたりのテストパルスシステムの等価回路。 $C$  は 1 つの LAr cell 内の合成キャパシタンス、 $L$  はマザーボードと summing board を含む信号収集回路の総インダクタンス、 $Z_{\text{line}}$  は読み出しラインのインダクタンスである。 $L$  と読み出しラインとの間にある小さな抵抗  $r$  は共に意図して導入されたものではなく、測定により存在が確認されたものである。実際は 1 つのキャリブレーションラインは抵抗  $R_{\text{inj}}$  の直前で一般に  $n$  本に分かれ、それぞれ別々の LAr cell に接続される。詳細は付録 C に記した。LAr cell あたりのキャパシタと三角パルス発生器の数は 4 つずつとは限らない。終端抵抗  $R_{\text{term}}$  は  $1/R_{\text{term}} + n/(R_{\text{inj}} + R_{\text{dump}}) = 1/R_{\text{cali}}$  が成り立つように設定される。

1 つの LAr cell に対するテストパルスシステムの等価回路を図 D.1 に示す。これに則り、以下では較正パルスから物理パルスへの波形変換則を [23] にしたがって導出過程とともに述べる。Physics run において発生する最大ドリフト時間  $t_d$  の三角パルスの電流は時間領域とラプラス領域においてそれぞれ

$$i_{\text{in}}^{\text{p}}(t) = i_{\text{in}}^{\text{p}}(0) \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) \theta(t)\theta(t_d - t) \quad (\text{D.1})$$

$$I_{\text{in}}^{\text{p}}(s) = i_{\text{in}}^{\text{p}}(0) \left(\frac{1}{s} - \frac{1 - e^{-st_d}}{s^2 t_d}\right) \quad (\text{D.2})$$

と表される。ここで  $\theta$  は単位ステップ関数である。一方、calibration run においてはキャリブレーションボードから時定数  $\tau^c$  の指数関数型パルスが入射される。これは電圧パルスであり、physics run の三角パルスに似せて  $\tau^c = 2L^c/R^c$  となるように選択された抵抗  $R^c$  とインダクタンス  $L^c$  から成る  $RL$  回路にステップ電流を通すことで

得られる。これはマザーボードにおける抵抗 ( $R_{\text{inj}} + R_{\text{term}}$ ) によって電流パルス

$$i_{\text{in}}^c(t) = i_{\text{in}}^c(0) \left[ (1 - f_{\text{step}}^c) e^{-\frac{t}{\tau^c}} + f_{\text{step}}^c \right] \quad (\text{D.3})$$

$$I_{\text{in}}^c(s) = i_{\text{in}}^c(0) \frac{f_{\text{step}}^c + s\tau^c}{s(1 + s\tau^c)} = i_{\text{in}}^c(0) \left[ \frac{(1 - f_{\text{step}}^c)\tau^c}{1 + s\tau^c} + \frac{f_{\text{step}}^c}{s} \right] \quad (\text{D.4})$$

に変換される。ただし  $L^c$  が理想的でなく抵抗  $r^c$  を含んでいるものとし、 $\tau^c = L^c / (r^c + \frac{R^c}{2})$ ,  $f_{\text{step}}^c = r^c / (r^c + \frac{R^c}{2})$  とする。これらは共に較正対象の Super Cell に依存する定数である。 $r^c$  の効果により、指数関数型パルスのテールは 0 でないレベル  $f_{\text{step}}^c$  に収束する。

指数関数型パルス  $I_{\text{in}}^c(s)$  は検出器 (LAr cell) の伝達関数  $H_{\text{det}}(s)$  と読み出しシステムの伝達関数  $H_{\text{readout}}(s)$  によって較正パルス (バイポーラパルス)  $V_{\text{out}}^c(s)$  に変換される。

$$V_{\text{out}}^c(s) = I_{\text{in}}^c(s) H_{\text{det}}(s) H_{\text{readout}}(s) \quad (\text{D.5})$$

ただし  $\tau_r := rC$ ,  $\tau_0 := \sqrt{LC}$ ,  $\tau_Z := CZ_{\text{line}}(s)$  として

$$H_{\text{det}}(s) = \frac{1 + s\tau_r + s^2\tau_0^2}{1 + s(\tau_r + \tau_Z) + s^2\tau_0^2} \quad (\text{D.6})$$

$$H_{\text{readout}}(s) = H_{\text{line}}(s) H_{\text{pre+sh}}(s) \quad (\text{D.7})$$

$$H_{\text{pre+sh}}(s) = \alpha \frac{s\tau_{\text{sh}}}{(1 + s\tau_{\text{sh}})^3}. \quad (\text{D.8})$$

ここで読み出しシステムは読み出しラインとプリアンプ、CR - (RC)<sup>2</sup> シェイパーを合わせたものであり、読み出しラインの伝達関数が  $H_{\text{line}}(s)$ 、プリアンプとシェイパーの伝達関数が  $H_{\text{pre+sh}}(s)$  である。 $\alpha$  はプリアンプのゲインであり、 $\tau_{\text{sh}} = 15$  ns はシェイパーの時定数である。

三角パルス  $I_{\text{in}}^p(s)$  と指数関数型パルス  $I_{\text{in}}^c(s)$  は共に読み出しラインを通してフロントエンドボードへと進む。 $Z_C := 1/sC$ ,  $Z_L := sL$  を用いると、三角パルスと指数関数型パルスの読み出しラインにおける電流はラプラス領域にてそれぞれ

$$I_{\text{line}}^p(s) = I_{\text{in}}^p(s) \frac{Z_C}{r + Z_C + Z_L + Z_{\text{line}}} \quad (\text{D.9})$$

$$I_{\text{line}}^c(s) = I_{\text{in}}^c(s) \frac{r + Z_C + Z_L}{r + Z_C + Z_L + Z_{\text{line}}} \quad (\text{D.10})$$

と表される。これらを用いると、物理パルス (バイポーラパルス) は  $V_{\text{out}}^c(s)$  の波高を規格化した  $G^c(s)$  を用いて

$$G^p(s) = G^c(s) \frac{I_{\text{in}}^p(s)}{I_{\text{in}}^c(s)} \frac{1}{1 + s\tau_r + s^2\tau_0^2} \quad (\text{D.11})$$

と表される。ただし  $i_{\text{in}}^p(0) = i_{\text{in}}^c(0)$  が成り立つようにしている。これを逆ラプラス変換することにより、較正パルスから物理パルスへの変換則が導かれる\*2。

$$g^p(t) = g^c(t) * \mathcal{L}^{-1} \left[ \frac{I_{\text{in}}^p(s)}{I_{\text{in}}^c(s)} \right] * \mathcal{L}^{-1} \left[ \frac{1}{1 + s\tau_r + s^2\tau_0^2} \right] \quad (\text{D.12})$$

\*2 コンボリューションは通常

$$f(t) * g(t) = \int_0^t f(t-t')g(t')dt'$$

と定義されるが、較正パルスは離散化されているため、ここでは物理パルスの (0 から数えて)  $i$  番目のサンプルを

$$f(t_i) * g(t_i) = \sum_{j=0}^i f(t_i - t_j)g(t_j)\Delta t$$

としている。ただし  $\Delta t$  は delay run のサンプリング間隔  $25/24 \simeq 1.04$  ns である。

ただし  $e_{\text{eff}}(t) := (1 - f_{\text{step}}^c) e^{-f_{\text{step}}^c \frac{t}{\tau^c}}$ ,  $\tau_a := \sqrt{4\tau_0^2 - \tau_r^2}$  として

$$\mathcal{L}^{-1} \left[ \frac{I_{\text{in}}^p(s)}{I_{\text{in}}^c(s)} \right] = \delta(t) + \left[ \frac{e_{\text{eff}}(t)}{\tau^c} + \frac{e_{\text{eff}}(t) - 1}{f_{\text{step}}^c t_d} \right] \theta(t) - \frac{e_{\text{eff}}(t - t_d) - 1}{f_{\text{step}}^c t_d} \theta(t - t_d) \quad (\text{D.13})$$

$$\mathcal{L}^{-1} \left[ \frac{1}{1 + s\tau_r + s^2\tau_0^2} \right] = \frac{2}{\tau_a} e^{-\frac{\tau_r}{2\tau_0^2} t} \sin \left( \frac{\tau_a}{2\tau_0^2} t \right) \theta(t). \quad (\text{D.14})$$

ここで  $\tau_a^2 < 0$  が必要であるが、液体アルゴンカロリメータでは全ての  $r, L, C$  がこれを満たす。 $g^p(t)$  と  $g^c(t)$  の波高は主にインダクタンス  $L$  の影響により一般に異なる。 $t_d$  は LAr gap の厚さと電子の易動度と印加電圧から推定できるが、セル毎に異なる  $\tau_r, \tau_0$  とキャリブレーションライン毎に異なる  $f_{\text{step}}^c, \tau^c$  は得られた較正パルスから求める必要がある。以下では RT メソッド (Response Transformation Method, RTM) と呼ばれる方法で較正パルスの理想的な波形のみを用いてこれらのパラメータを計算する方法について簡単に述べる。詳細は [23] にある。

### RT メソッド

指数関数型パルス  $I_{\text{in}}^c(s)$  と同様に、任意のパルス  $Y_{\text{in}}(s)$  を入射することを仮定する。このとき、システム全体の出力は式 (D.5) を用いると

$$W_{\text{out}}(s) = Y_{\text{in}}(s) H_{\text{det}}(s) H_{\text{readout}}(s) = \frac{Y_{\text{in}}(s)}{I_{\text{in}}^c(s)} V_{\text{out}}^c(s) := F_{\text{tran}}(s) V_{\text{out}}^c(s) \quad (\text{D.15})$$

となる。時間領域では

$$w_{\text{out}}(t) = \mathcal{L}^{-1} [F_{\text{tran}}(s)] * v_{\text{out}}^c(t) = f_{\text{tran}}(t) * v_{\text{out}}^c(t) \quad (\text{D.16})$$

である。これは任意の入力に対してその出力が較正パルスとある適切な関数とのコンボリューションとして計算できることを意味する。RT メソッドではこれらを用いて、 $w_{\text{out}}(t)$  のテール ( $t > t_{\text{tail}}$ ) を最小にすることを目的として  $\chi^2$  に似た量

$$Q^2 = \sum_{t > t_{\text{tail}}} w_{\text{out}}^2(t) \quad (\text{D.17})$$

を計算する。

ステップ関数  $Y_{\text{in}}(s) = 1/s$  に対する応答を用いて  $\tau^c$  と  $f_{\text{step}}^c$  を計算することができる。式 (D.4), (D.15) を用いると

$$F_{\text{tran}}(s; \hat{\tau}^c, \hat{f}_{\text{step}}^c) = \frac{1 + s\hat{\tau}^c}{\hat{f}_{\text{step}}^c + s\hat{\tau}^c}. \quad (\text{D.18})$$

時間領域では

$$f_{\text{tran}}(t; \hat{\tau}^c, \hat{f}_{\text{step}}^c) = \delta(t) + \frac{1 - \hat{f}_{\text{step}}^c}{\hat{\tau}^c} e^{-\frac{\hat{f}_{\text{step}}^c}{\hat{\tau}^c} t}. \quad (\text{D.19})$$

これを式 (D.16) に代入し、

$$Q^2(\hat{\tau}^c, \hat{f}_{\text{step}}^c) = \sum_{t > t_{\text{tail}}} w_{\text{out}}^2(t; \hat{\tau}^c, \hat{f}_{\text{step}}^c) \quad (\text{D.20})$$

を最小にする  $\hat{\tau}^c, \hat{f}_{\text{step}}^c$  を計算した結果が求める  $\tau^c, f_{\text{step}}^c$  である。

$\tau_0$  は余弦波  $y_{\text{in}}(t) = \theta(t) \cos \omega t$  に対応する応答を計算することで得られる。式 (D.4), (D.15) を用いると

$$F_{\text{tran}}(s; \omega, \hat{\tau}^c, \hat{f}_{\text{step}}^c) = \frac{s}{s^2 + \omega^2} \frac{s(1 + s\hat{\tau}^c)}{\hat{f}_{\text{step}}^c + s\hat{\tau}^c}. \quad (\text{D.21})$$

時間領域では

$$f_{\text{tran}}(t; \omega, \hat{\tau}^c, \hat{f}_{\text{step}}^c) = \delta(t) + \frac{e^{-\frac{\hat{f}_{\text{step}}^c}{\hat{\tau}^c} t} \left[ (\hat{f}_{\text{step}}^c)^2 - (\hat{f}_{\text{step}}^c)^3 \right] - \omega \left[ \hat{f}_{\text{step}}^c + \omega^2 (\hat{\tau}^c)^2 \right] \sin \omega t + \omega^2 \hat{\tau}^c (\hat{f}_{\text{step}}^c - 1) \cos \omega t}{(\hat{f}_{\text{step}}^c)^2 + \omega^2 (\hat{\tau}^c)^2}. \quad (\text{D.22})$$

これを式 (D.16) に代入して

$$Q^2(\omega) = \sum_{t>t_{\text{tail}}} w_{\text{out}}^2(t; \omega) \quad (\text{D.23})$$

を得るが、シェイパーが高周波数を抑えるバンドパスフィルタとして振る舞うことを考慮して補正を行う。

$$\tilde{w}_{\text{out}}(t; \omega, \tau_{\text{sh}}) = w_{\text{out}}(t; \omega) \sqrt{\frac{[1 + (\omega\tau_{\text{sh}})^2]^3}{(\omega\tau_{\text{sh}})^2}} \quad (\text{D.24})$$

補正後の

$$\tilde{Q}^2(\omega) = \sum_{t>t_{\text{tail}}} \tilde{w}_{\text{out}}^2(t; \omega, \tau_{\text{sh}}) = Q^2(\omega) \frac{[1 + (\omega\tau_{\text{sh}})^2]^3}{(\omega\tau_{\text{sh}})^2} \quad (\text{D.25})$$

を最小にする  $\omega = \omega_0$  の逆数が求める  $\tau_0$  である。

$\tau_r$  を求めるには  $H_{\text{det}}(s)$  由来の振動を打ち消す補正

$$\tilde{V}_{\text{out}}^c(s; \hat{\tau}_0, \hat{\tau}_r) = F_{\text{tran}}(s; \hat{\tau}_0, \hat{\tau}_r) V_{\text{out}}^c(s) \quad (\text{D.26})$$

$$F_{\text{tran}}(s; \hat{\tau}_0, \hat{\tau}_r) = \frac{1}{1 + s\hat{\tau}_r + s^2\hat{\tau}_0^2} \quad (\text{D.27})$$

を考える。時間領域では  $\hat{\tau}_a := \sqrt{4\hat{\tau}_0^2 - \hat{\tau}_r^2}$  として

$$\tilde{v}_{\text{out}}^c(t; \hat{\tau}_0, \hat{\tau}_r) = f_{\text{tran}}(t; \hat{\tau}_0, \hat{\tau}_r) * v_{\text{out}}^c(t) \quad (\text{D.28})$$

$$f_{\text{tran}}(t; \hat{\tau}_0, \hat{\tau}_r) = e^{-\frac{\hat{\tau}_r}{2\hat{\tau}_0^2}t} \sin\left(\frac{\hat{\tau}_a}{2\hat{\tau}_0^2}t\right) \quad (\text{D.29})$$

となる。  $\tilde{v}_{\text{out}}^c(t; \hat{\tau}_r) := \tilde{v}_{\text{out}}^c(t; \hat{\tau}_0, \hat{\tau}_r)|_{\hat{\tau}_0=\tau_0}$  として

$$Q^2(\hat{\tau}_r) = \sum_{t>t_{\text{tail}}} [v_{\text{out}}^c(t) - \tilde{v}_{\text{out}}^c(t; \hat{\tau}_r)]^2 \quad (\text{D.30})$$

を最小にする  $\hat{\tau}_r$  を計算した結果が求める  $\tau_r$  である。