

修 士 学 位 論 文

高輝度LHC-ATLAS実験に向けた
低速度粒子を捉える初段トリガーの改良と
検証手法の開発

令和8年2月6日

専攻名 物理学専攻

学籍番号 246S105S

氏名 佐倉 慶汰

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

欧州原子核研究機構 (CERN) では、素粒子物理学の発展のためにさまざまな研究が行われている。CERN に設置された Large Hadron Collider (LHC) と呼ばれる陽子陽子衝突型円形加速器では、重心系エネルギー 13.6 TeV で陽子同士を衝突させる。ATLAS 実験は陽子衝突から生成される粒子を観測する世界最高エネルギーの大型実験であり、標準模型の精密測定や標準模型を超える新物理の探索を目的とする。2030 年からの運転が予定されている高輝度 LHC-ATLAS 実験では、標準模型のさらなる精密測定や新物理探索感度の向上が見込まれる。

LHC ではバンチと呼ばれる陽子の塊を 25 ns 間隔で衝突させる。多数の陽子を高頻度で衝突させることから、データ量が 1 秒間でおおよそ 80 TB と膨大になる。そこで ATLAS 実験には、物理的に興味のある事象のみを選別して保存するトリガーシステムが導入されている。

超対称性理論が予言する超対称性粒子の探索は、ATLAS 実験における主要な物理目標の一つである。ヒッグス粒子の階層性問題など、標準模型では説明できないさまざまな問題を解決する糸口とされている。超対称性粒子であるスタウ粒子は理論モデルによっては長寿命となる。また、これまでの探索結果から質量が重く、速度が光速より遅くなると考えられている。さらに、このような粒子はカロリメーターで止まらずエネルギーを持ち去り、エネルギーや運動量の総和に不均衡が生じるため、消失横エネルギー (Missing Transverse Energy: MET) が検出される。現在 ATLAS 実験にはこのような低速度長寿命荷電粒子の取得に特化した新物理探査用のトリガーが導入されており、このトリガーには MET トリガーが併用されている。しかし MET トリガーのトリガー効率が高くなく、低速度粒子の取得効率が 30% から上がらないという問題を抱えている。

本研究では MET トリガーに代わり、タイルカロリメータートリガーを用いた、低速度粒子を捉えるためのトリガーの開発と性能評価を行う。荷電粒子が物質中を通過する際、MIP (Minimum Ionizing Particle) によるエネルギーを残す。ミュオンとスタウ粒子のタイルカロリメーターにおける MIP 信号の差異を、シミュレーションを用いて評価した。スタウ粒子はミュオンと比較し、検出信号が遅れることを確認した。またこの特徴を利用した新たなトリガーのトリガー効率は現行トリガーのおおよそ 3 倍になることを確認した。

また実データを用いたトリガー効率算出手法をこれまでにない新たな観点から検証した。低速度粒子用トリガーによる取得事象数は対象物理の生成断面積の算出に直結する。しかし超対称性粒子のように質量が重く、検出器を貫く長寿命な荷電粒子は実験において未観測であるため、直接的なトリガー効率の算出は不可能であり、これまでその手法は確立されていない。本研究ではサテライトバンチと呼ばれる、本来の陽子バンチとは異なる時間に分布する陽子バンチに焦点を当てる。サテライトバンチは本来のバンチ衝突とは異なる位置・時間で衝突するため、低速度粒子が残すような遅れた信号を再現できる可能性がある。サテライトバンチによる衝突から生成される粒子に対する、タイルカロリメーターやミュオン検出器、ミュオントリガーの性能を調査した。

本論文ではタイルカロリメーターを用いた低速度粒子用トリガーのアルゴリズムや性能評価を示し、実データを用いたトリガー効率算出におけるサテライトバンチの実用可能性について述べる。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	素粒子標準模型	1
1.2	標準模型を超える物理	1
1.3	超対称性理論	2
1.3.1	ATLAS 実験における超対称性粒子探索	4
1.3.2	超対称性長寿命荷電粒子	5
1.3.3	GMSB-スタウ粒子のイベントトポロジー	5
1.4	研究の目的と論文構成	6
第 2 章	LHC-ATLAS 実験	8
2.1	LHC 加速器	9
2.2	ATLAS 実験	10
2.2.1	ATLAS 検出器	10
2.2.2	座標系と変数	12
2.2.3	超伝導マグネットシステム	13
2.2.4	カロリメーター	13
2.2.5	ミューオン検出器	17
2.3	ATLAS トリガーシステム	22
2.3.1	Run3 におけるトリガーシステム	23
2.3.2	高輝度 LHC-ATLAS 実験におけるトリガーシステム	25
第 3 章	低速度粒子と初段トリガー	28
3.1	スタウ粒子サンプル	28
3.2	低速度粒子に対するシングルミューオントリガーの性能	28
3.3	低速度粒子を捉えるためのトリガーと問題点	30
3.3.1	トリガーアルゴリズム	30
3.3.2	トリガー性能	31
第 4 章	カロリメーターを用いた新たな低速度粒子用トリガー	33
4.1	カロリメーターでの荷電粒子の検出	33

4.1.1	電離損失	33
4.1.2	検出信号	34
4.2	カロリメーターにおける低速度粒子の検出	38
4.2.1	遅れた検出信号の判定	38
4.2.2	遅れた検出信号として判定される割合	38
4.3	新たな低速度粒子用初段トリガーシステム	39
4.3.1	トリガーアルゴリズム	41
4.3.2	トリガー効率	41
4.4	新たな低速度粒子用初段トリガーの実装可能性	45
4.4.1	時間に関する制限の有意性	45
4.4.2	トリガーレート	46
4.4.3	トリガーロジック案	48
第 5 章	実データを用いた低速度粒子用トリガーの検証	50
5.1	実データを用いたトリガー効率算出の重要性	50
5.2	サテライトバンチ	50
5.3	サテライト衝突事象の探索手法	52
5.4	ノミナル/サテライト衝突由来粒子の信号	54
5.4.1	タイルカロリメーターにおける信号	55
5.4.2	RPC における信号	56
5.5	初段ミュオントリガーの性能検証	61
第 6 章	結論と展望	64
付録 A	タイルカロリメーター D 層におけるスタウ粒子入射角度に対する検証結果	66
付録 B	タイルカロリメーター D 層における η 領域ごとのサテライト衝突の検証結果	70
	謝辞	75
	参考文献	77

第 1 章

序論

1.1 素粒子標準模型

素粒子の標準模型 (Standard Model: SM) とは物質を構成する粒子である素粒子とそれらの間に働く相互作用について、現在最も正確に記述する理論的枠組みである。標準模型の構成粒子を図 1.1 に示す。物質を構成する粒子であるフェルミオンは強い相互作用をするクォークと、強い相互作用をしないレプトンに大別され、クォークとレプトンはそれぞれ 6 種類の素粒子で構成される。ボソンは強い相互作用を媒介するグルーオン、電磁相互作用を媒介する光子、弱い相互作用を媒介する Z ボソンと W ボソンなどのゲージボソンと、質量の起源となるヒッグス粒子で構成される。

標準模型は多くの素粒子物理学を正確に記述する一方、多くの未解決問題を内包している。このような標準模型を超える物理 (Beyond the Standard Model: BSM) を探求するため、ATLAS 実験をはじめ各地でさまざまな研究活動が行われている。

1.2 標準模型を超える物理

標準模型では説明できない問題の一つとして、階層性問題が挙げられる。電磁相互作用と弱い相互作用を統一した電弱相互作用のエネルギースケールは 10^2 GeV である。一方、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用を統一する大統一理論 [2] が予言するエネルギースケールは 10^{16} GeV であり、電弱相互作用のエネルギースケールと大きな差異がある。また観測されるヒッグス粒子の質量の 2 乗 (m_H^2) は式 (1.1) のように表される。

$$m_H^2 = (m_H^2)_{\text{bare}} + \delta m_H^2 \quad (1.1)$$

ここで右辺は量子補正を伴わないヒッグス粒子の裸の質量の 2 乗 ($(m_H^2)_{\text{bare}}$) と、ループ効果を入れた量子補正項の 2 乗 (δm_H^2) の和である。量子補正に最も大きな寄与を与えるのはトップクォークのループであり、量子補正項は $\mathcal{O}(10^{34} \text{ GeV}^2)$ である。このとき裸の質量との打ち消し合い (fine-tuning) で、ヒッグス粒子の観測質量である 125 GeV の 2 乗を再現している。しかし

Standard Model of Elementary Particles

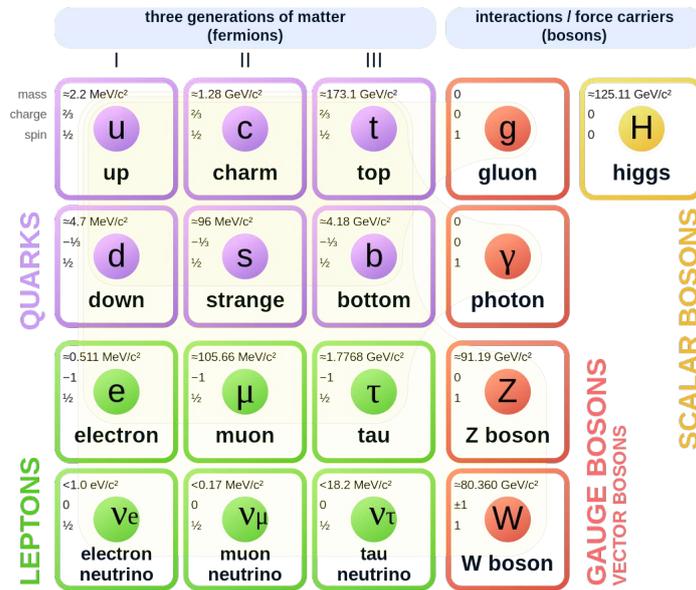


図 1.1: 標準模型を構成する素粒子の一覧 [1]

左辺と、右辺の各項とのエネルギースケールの差は大きく、不自然なほど高精度な fine-tuning が要求される。

このような標準模型では説明できない物理を解決するための有力な理論の一つが超対称性理論である。

1.3 超対称性理論

超対称性 (SUperSYmmetry: SUSY) とは物質を構成する粒子であるフェルミオンと力を媒介するボソンの対称性である [3, 4]。1.2 節で示した階層性問題など、標準模型におけるさまざまな未解決問題を説明することができる理論である。超対称性理論のモデルの中でも標準模型から最小限の拡張で説明されるものが、最小超対称標準模型 (Minimal Supersymmetric Standard Model: MSSM) である [5]。MSSM では図 1.1 で示される標準模型粒子それぞれに対してペアとなる超対称性粒子が存在する。表 1.1、表 1.2 に超対称性粒子の一例を示す。

超対称性粒子は標準模型粒子と比較し、電荷は等しいがスピンの $1/2$ だけ異なるという特徴を持つ。スフェルミオンはフェルミオンに対応する超対称性粒子である。クォークに対応するのはスクォーク、レプトンに対応するのはスレプトンである。スフェルミオンはいずれもスピン 0 である。またボシーノはボソンに対応する超対称性粒子である。ゲージボソンに対応するのはゲージーノ、ヒッグス粒子に対応するのはヒグシーノである。標準模型には含まれていない、重力相互作用を媒介するグラビトンにも対応する超対称性粒子があり、それがグラビティーノである。さらに

表 1.1: フェルミオンに対応する超対称性粒子 (スフェルミオン)

	世代			スピン	電荷
	I	II	III		
スクォーク	\tilde{u}	\tilde{c}	\tilde{t}	0	2/3
	\tilde{d}	\tilde{s}	\tilde{b}	0	-1/3
スレプトン	$\tilde{\nu}_e$	$\tilde{\nu}_\mu$	$\tilde{\nu}_\tau$	0	0
	\tilde{e}	$\tilde{\mu}$	$\tilde{\tau}$	0	-1

表 1.2: ボソンに対応する超対称性粒子 (ボシーノ)

分類	種類	分類	種類	混合する粒子
ゲージーノ	$\tilde{g}, \tilde{\gamma}, \tilde{Z}^0, \tilde{W}^\pm$	ニュートラリーノ	$\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$	$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}^0, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$
ヒグシーノ	$\tilde{H}^\pm, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$	チャージーノ	$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$	$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$
グラビティーノ	\tilde{G}			

ゲージーノとヒグシーノは混合し、ニュートラリーノとチャージーノという質量固有状態になる。ニュートラリーノには 4 種類の質量固有状態、チャージーノには 2 種類の質量固有状態が存在する。これらの超対称性粒子はこれまでの探索において未発見であるため、少なくとも現在実験的に到達可能なエネルギースケール (数 TeV) 以下では、超対称性が実現しないことを示唆している。すなわち、超対称性は低エネルギー領域では破れていると考えられており、その結果として超対称性粒子は標準模型粒子と比べ、質量が重くなると予測されている。

超対称性理論では式 (1.2) に示すような R -パリティと呼ばれる対称性を仮定している。

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (1.2)$$

ここで S はスピン、 B はバリオン数、 L はレプトン数を表し、 R -パリティは標準模型粒子では正、超対称性粒子では負となる。 R -パリティが保存する場合、超対称性粒子は自身より質量の軽い超対称性粒子と標準模型粒子に崩壊する。このとき、最も質量の軽い超対称性粒子 (Lightest Susy Particle: LSP) は安定粒子になる。どの超対称性粒子が LSP になるかはモデルによってさまざまである。また R -パリティが保存しない場合、超対称性粒子は標準模型粒子に崩壊する。このように R -パリティが破れることを、 R -Parity Violation (RPV) と呼ぶ [6]。

超対称性理論を導入することで、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用の結合定数がおおよそ 10^{16} GeV で一点に交わり、1.2 節で述べた大統一理論のエネルギースケールと一致するため、

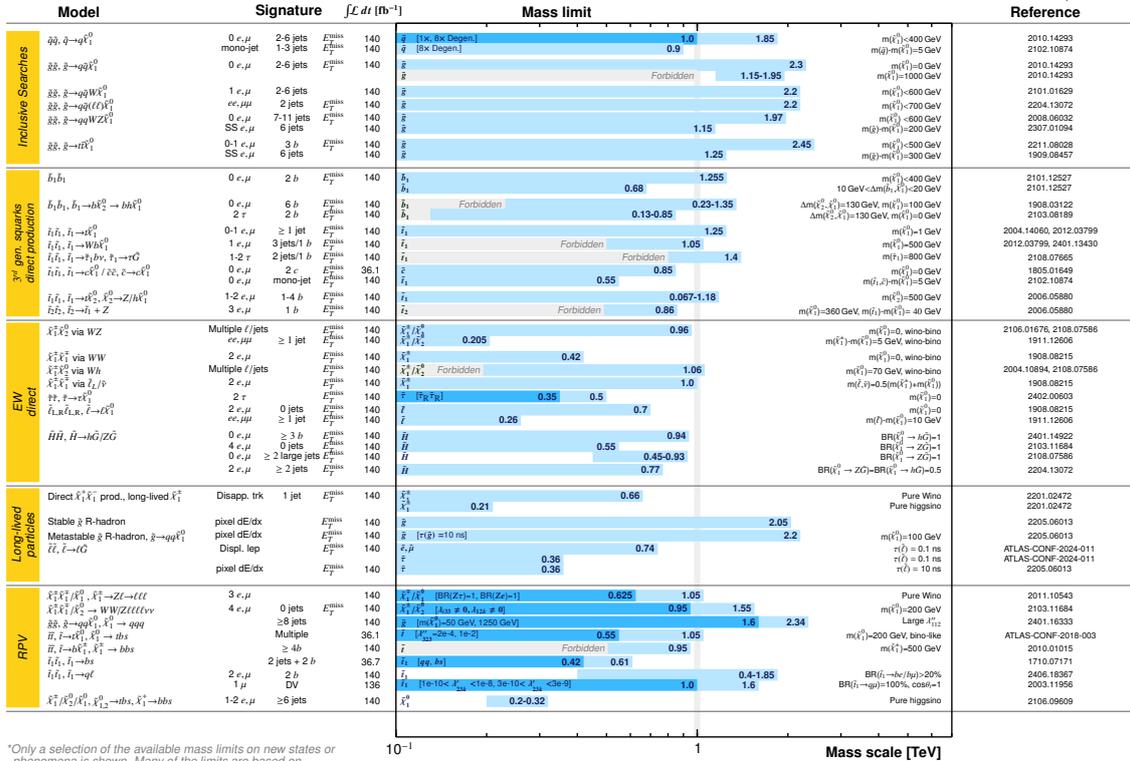


図 1.2: ATLAS 実験における 2024 年 7 月時点における SUSY 探索の概要 [7]。さまざまな超対称性粒子に対する除外質量制限を示す。

その礎になりうる。またヒッグス粒子におけるループ補正に、トップクォークに対応する超対称性粒子であるストップクォークのループ補正が導入され、トップクォークのループ補正と打ち消し合い、fine-tuning の問題が解決される。

1.3.1 ATLAS 実験における超対称性粒子探索

ATLAS 実験は、スイスジュネーブ郊外に設置された Large Hadron Collider (LHC) と呼ばれる陽子陽子衝突型円形加速器における陽子衝突を、大型汎用検出器である ATLAS 検出器で捉え、標準模型の精密測定および新物理探索を行う実験である。LHC は世界最高エネルギーで陽子加速を行い人類で唯一 TeV 領域に到達できるため、ATLAS 実験はそのエネルギーフロンティアにおいて、さまざまなアプローチで超対称性粒子を探索している。図 1.2 に ATLAS 実験におけるこれまでの超対称性粒子の探索結果を示す。あらゆる理論モデルに対して探索を進めているが、未だ新粒子発見の兆候を見つけておらず、質量制限を課すまでにとどまっている。

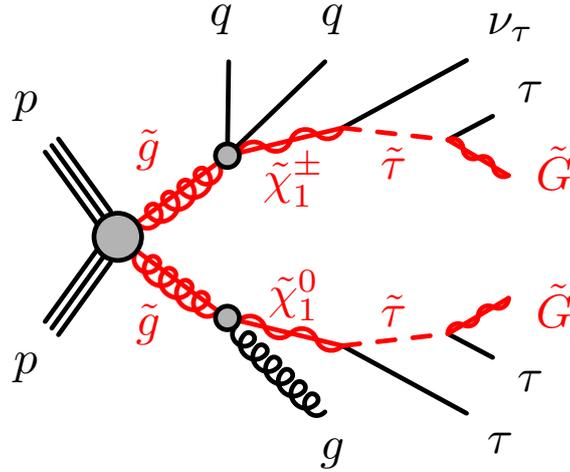


図 1.3: GMSB モデルにおける長寿命スタウ粒子のファインマンダイアグラム [10]

1.3.2 超対称性長寿命荷電粒子

超対称性理論のモデルの中には、崩壊先が抑制され長寿命となる粒子が存在する。例えば、Gauge Mediated Supersymmetry Breaking (GMSB) モデルでは、超対称性の破れのスケールを考慮して、グラビティーノが LSP になる [8]。この場合、LSP であるグラビティーノは SUSY 場との結合が著しく弱いため、LSP の次に軽い超対称性粒子 (Next to Lightest Supersymmetric Particle: NLSP) であるスタウ粒子 ($\tilde{\tau}$) は長寿命になると考えられている [9]。図 1.3 に長寿命スタウ粒子の生成過程を示すダイアグラムの一例を示す。スタウ粒子がタウ粒子とグラビティーノに崩壊する際、SUSY 場とグラビティーノの結合の弱さからスタウ粒子は長寿命になる。

図 1.4 に ATLAS 実験における GMSB モデルのスタウ粒子の探索結果を示す。さまざまな寿命や質量のスタウ粒子に対して除外領域が課されている。特に質量が 500 GeV 以上の領域や寿命が 10^2 ns より長い領域は探索が進んでいないことがわかる。未探索領域における解析感度を向上させるためには統計量を増やす必要がある。

1.3.3 GMSB-スタウ粒子のイベントトポロジー

本研究でターゲットとする粒子は、図 1.3 に示すような長寿命なスタウ粒子である。寿命はモデルによってさまざまだが、本研究では検出器中で崩壊しないような寿命のスタウ粒子に焦点を当てる。これまでの新物理探索の結果から、スタウ粒子を含む超対称性粒子の質量は標準模型粒子と比較し、質量が重くなると考えられている。よってスタウ粒子は、式 (1.3)、式 (1.4) に従い β が小さくなる。

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{pc}{E} \quad (1.3)$$

$$E = \sqrt{(mc^2)^2 + (pc)^2} \quad (1.4)$$

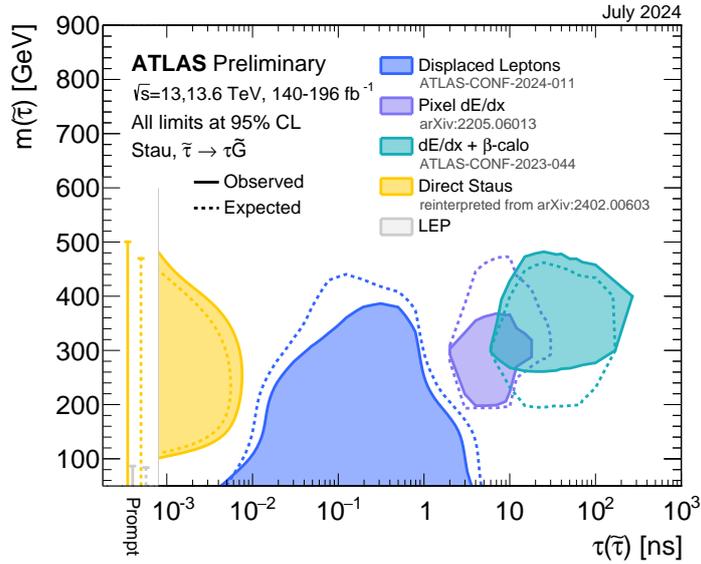


図 1.4: ATLAS 実験における重心系エネルギーが 13 TeV、13.6 TeV のデータを使用した GMSB モデルのスタウ粒子の探索結果 [7]。さまざまな寿命や質量のスタウ粒子に対して、95 % 信頼水準の除外領域を示す。

図 1.3 のダイアグラムに示すように、陽子衝突から対生成された、ゲージノであるグルイーノ (\tilde{g}) がチャージノやニュートラリーノに崩壊する過程を経てスタウ粒子が生成される。この過程において同時に生成されるクォーク (q) やグルーオン (g) は、カロリメーターにおいてジェットとして検出される。生成されたスタウ粒子はカロリメーターでエネルギーを落とし切らず、カロリメーターにおける運動量総和に不均衡が生じるため、消失横エネルギー (Missing Transverse Energy: MET) が検出される。陽子衝突実験ではビーム軸方向のエネルギーや運動量の不定性が大きいため、ビーム軸に対して垂直方向、つまり「横」方向に焦点を当てる。カロリメーターで止まり切らず、崩壊することなく検出器を通過するというスタウ粒子の特徴はミュオンと酷似する。そのためスタウ粒子はミュオンと同じくミュオン検出器で検出されると考えられる。

以上よりスタウ粒子が生成されたことを確認するための特徴として、粒子速度が遅いこと、ジェットが検出されること、MET が検出されること、ミュオンのようなものが検出されることが挙げられる。ATLAS 実験ではこれらの特徴を活かした解析が行われているが、新物理の兆候は未だ得られていない。

1.4 研究の目的と論文構成

ATLAS 実験ではスタウ粒子の速度が遅いことを考慮し、電離損失や飛行時間 (Time of Flight: ToF) を用いた物理解析が行われた [11]。物理解析に使用するデータを選ぶためにトリガーと呼ばれる、目的の物理事象を効率よく捉えるためのシステムが利用される。この物理解析では MET ト

リガーを用いて使用データの選別が行われたが、そのトリガー効率が 15% ~ 30% と他のトリガーと比較して非常に低いことが問題であった。この問題は、標準模型を超える質量が重く長寿命な、電荷を複数持つ粒子の解析でも確認された [12]。そこでスタウ粒子のような質量が重い長寿命荷電粒子を取得することに特化した新物理探査用のトリガーが、2018 年まで行われた ATLAS 実験第 2 期運転 (Run 2) の終盤に導入され、解析にも使用された [13]。しかしこのトリガーは 2 段階のトリガーのうち、特に 1 段目のトリガー (初段トリガー) における MET トリガーの効率が低いため、全体的なトリガー効率が 20% 程度に制限されることを確認した [14]。

そこで本研究では MET トリガーに代わり、タイルカロリメーターをトリガーに用いる、低速度粒子を捉えるためのトリガーを開発することで感度向上を目指す。また低速度粒子用トリガーのトリガー効率を実データから見積もる手法は未だ確立されていない。そこで「本来の陽子と異なる時間に分布する陽子」というこれまで利用されていない観点からトリガー効率算出を試みる。

本論文では新たなトリガーのアルゴリズムや性能、そして実データにおけるトリガー効率算出手法へのアプローチをまとめた。第 2 章では ATLAS 実験の詳細および検出器の役割やトリガーシステムについて記し、実験の概要を説明する。第 3 章では現行の MET トリガーを併用した低速度粒子用トリガーの必要性や問題点についての説明を行う。第 4 章ではタイルカロリメーターを用いた新たなトリガーのトリガーアルゴリズムおよびその性能を示す。第 5 章では実データにおけるトリガー効率算出手法へのアプローチについて述べる。第 6 章では結論および今後の展望についてまとめる。

第 2 章

LHC-ATLAS 実験

LHC-ATLAS 実験は、LHC 加速器における陽子陽子衝突から生成された粒子を ATLAS 検出器で観測し、標準模型の精密測定や標準模型を超える新物理の探索を目的とした実験である。2026 年時点における LHC の運転計画について図 2.1 に示す。現在第 3 期運転 (Run 3) が行われており、2026 年半ばまで稼働する。その後、アップグレード期間を挟み 2030 年から高輝度 LHC (High Luminosity LHC: HL-LHC) の運転が開始される予定である。本章では、LHC 加速器および ATLAS 検出器の概要と、ATLAS 実験に導入されているトリガーシステムについて述べる。



図 2.1: LHC の運転計画 [15]。2026 年半ばまで Run 3 が稼働する。その後、2030 年までのアップグレード期間 (Long Shutdown 3: LS3) を経て、高輝度 LHC の運転が開始される予定である。

表 2.1: LHC のこれまでとこれから予定されている運転状況。2010 年から第 1 期運転 (Run 1) が開始された。

	Run 1	Run 2	Run 3	Run 4 以降
運転期間	2010–2012	2015–2018	2022–2026	2030–
重心系エネルギー [TeV]	7–8	13	13.6	13.6–14
瞬間最高ルミノシティ [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	0.77×10^{34}	2.0×10^{34}	2.0×10^{34}	$5.0\text{--}7.5 \times 10^{34}$
ピークパイルアップ数	45	50–60	50–60	150–200

2.1 LHC 加速器

LHC は、スイスとフランスの国境にまたがる欧州原子核研究機構 (CERN) の地下約 100 m に設置された、周長約 27 km の陽子陽子衝突型円形加速器である。LHC 内の陽子ビームはバンチと呼ばれる、約 10^{11} 個の陽子がまとまった構造になっており、40 MHz の頻度でバンチ交差している。陽子ビームはバンチ構造を持つため、1 度の交差で複数の陽子衝突が起こる (パイルアップ)。現在行われている Run 3 ではバンチ衝突の重心系エネルギーは 13.6 TeV だが、設計上 14 TeV での運転が可能である。LHC の円周上には衝突点が 4 箇所あり、ATLAS 実験の他にも、ATLAS 実験と同様に標準模型の精密測定や新物理探索を行う CMS 実験 [16]、重イオン衝突を用いたクォーク・グルーオンプラズマの解明を目的とした ALICE 実験 [17]、 b クォークの物理に特化した LHCb 実験 [18] が行われている。図 2.2 に CERN の加速器システムを示す。LHC に入射する陽子ビームは複数の前段加速器によって加速されている。Linear accelerator 4 (Linac4) では負水素イオン (H^-) を 160 MeV まで加速し、Proton Synchrotron Booster (PSB) に入射するまでに電子を剥ぎ取り陽子だけの状態にする。次に PSB では陽子を 2 GeV まで加速し、Proton Synchrotron (PS) では 26 GeV まで加速する。最後に Super Proton Synchrotron (SPS) で 450 GeV まで加速したのち、LHC に入射する。

現在稼働中の Run 3 は 2026 年まで続き、その後アップグレード期間を経て 2030 年から HL-LHC の運転が予定されている。表 2.1 に LHC の稼働状況をまとめる。HL-LHC では重心系エネルギーを上昇させ、さらなる高エネルギー環境下での物理探索を試みる。また単位時間・単位断面積あたりの衝突頻度である瞬間ルミノシティを、現在のおおよそ 3–4 倍に引き上げることで統計量を大幅に増加させる。その一方でパイルアップ数上昇による背景事象の増加が懸念される。

The CERN accelerator complex Complexe des accélérateurs du CERN

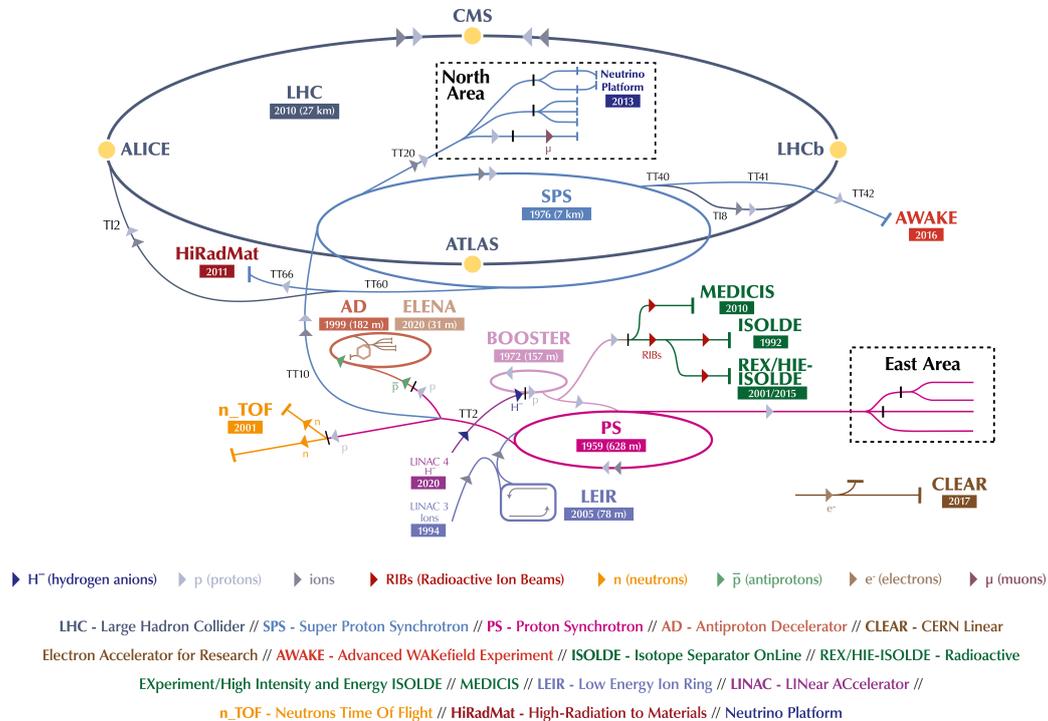


図 2.2: CERN の加速器システムの全体図 [19]。

2.2 ATLAS 実験

ATLAS 実験は LHC の衝突点の一つに設置された大型汎用検出器である ATLAS 検出器を用いて、陽子陽子衝突からの生成粒子を観測し、標準模型の精密測定や新物理探索を目的とした実験である。世界最高エネルギーでの陽子衝突を生かし、高エネルギー物理学の最前線を走る。

2.2.1 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は LHC の衝突点の一つに設置された、直径 25 m、長さ 44 m の円筒形を成す大型汎用検出器である。その全体図を図 2.3 に示す。ATLAS 検出器を構成する検出器群は 3 種類に大別され、内側から順に、内部飛跡検出器、電磁/ハドロンカロリメーター、ミュオン検出器が配置されている。各検出器が粒子の検出および識別の役割を担っている。また内部飛跡検出器とカロリメーターの間にはソレノイド磁石、カロリメーターの外側にはトロイド磁石が設置されている。それぞれの磁石が生成する磁場によって荷電粒子は曲げられ、その曲率から粒子の運動量を求めることができる。

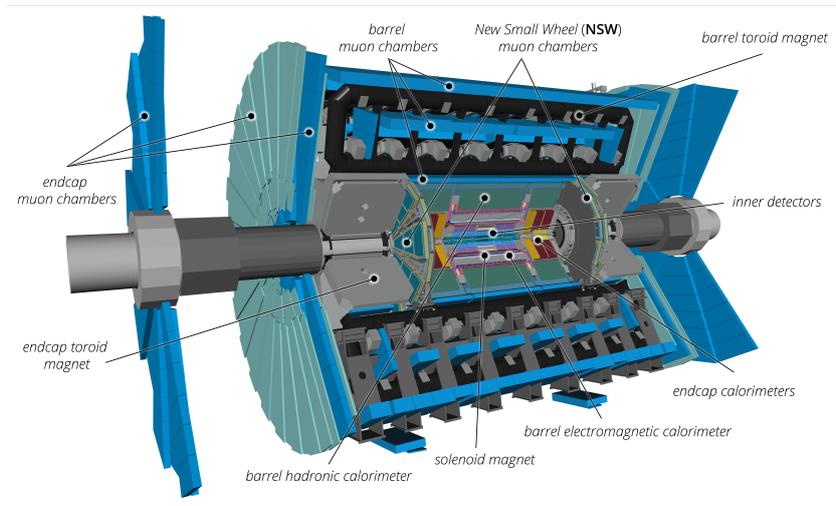


図 2.3: ATLAS 検出器の全体図 [20]

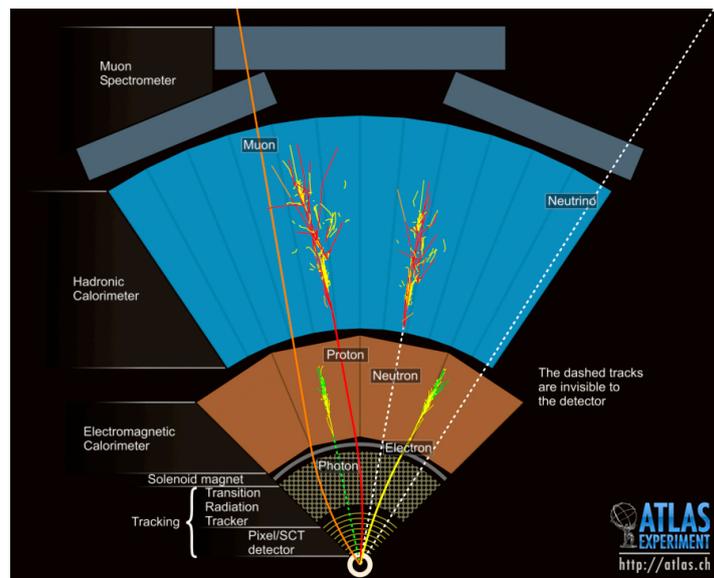


図 2.4: ATLAS 検出器の $x - y$ 平面断面図と通過粒子のふるまい [21]。内側から順に、内部飛跡検出器、電磁カロリメーター、ハドロンカロリメーター、ミューオン検出器を示す。

粒子に対する各検出器の反応の一例を図 2.4 に示す。内部飛跡検出器ではソレノイド磁石の磁場で曲げられた荷電粒子を捉え、飛跡再構成や運動量測定を行う。電磁カロリメーターでは電子と光子、ハドロンカロリメーターはハドロンを検出し、エネルギー測定を行う。透過率の高いミューオンはカロリメーターではエネルギーを落としきらない。そこで最外層に設置されているミューオン検出器で、トロイド磁石の磁場で曲げられたミューオンを捉え、飛跡再構成や運動量測定を行う。またニュートリノはどの検出器とも反応を起こさないことが特徴である。

本研究で扱うカロリメーターとミューオン検出器についてはそれぞれ 2.2.4 節、2.2.5 節で詳しく

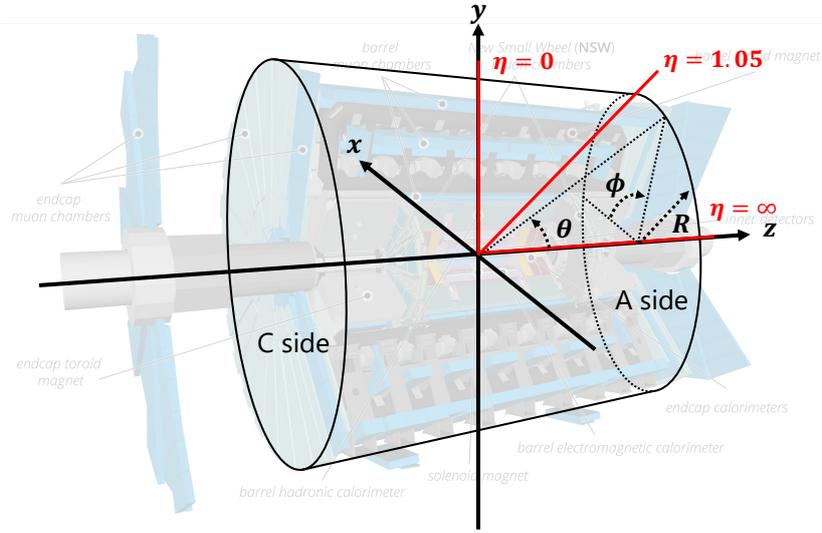


図 2.5: ATLAS 実験で用いられる座標系 [20]。直交座標系および円筒座標系が用いられる。極角 θ の代わりに擬ラピディティ η が用いられる。

述べる。

2.2.2 座標系と変数

ATLAS 実験では、図 2.5 に示す直交座標系および円筒座標系が用いられる。直交座標系には、原点を ATLAS 検出器の中心にとり、ビーム軸方向を z 軸、LHC の中心方向を x 軸とする右手系を採用する。円筒座標系では、ビーム軸周りの角度を方位角 ϕ 、 z 軸正方向からの角度を極角 θ 、動系方向を R と定義する。また ATLAS 実験などの陽子衝突実験では、極角 θ の代わりに式 (2.1) で定義される擬ラピディティ η が用いられる場合が多い。

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

θ 方向に関する 2 粒子間の差を示す $\Delta\theta$ は、ビーム軸方向のブーストに対して変化するのに対し、 $\Delta\eta$ はローレンツ不変である。高エネルギーの陽子衝突において実際に衝突しているのは陽子内部のクォークやグルーオンなどのパートンである。パートンの運動量は不定性が大きく、ビーム軸方向へのブーストのされ方が事象ごとに変化することを考えると、 η が有用な量であることが分かる。ATLAS 実験では $|\eta| < 1.05$ の円筒側面部をバレル領域、 $|\eta| > 1.05$ をエンドキャップ領域と呼ぶ。また $\eta > 0$ の領域を A-side、 $\eta < 0$ の領域を C-side と呼ぶ。

衝突するパートンは、ビーム軸方向における運動量の不定性が大きい一方、ビーム軸に垂直な方向における運動量の和がほとんど 0 である。そこで粒子のエネルギーと運動量を表す際、ビーム軸に対して垂直方向の成分である横エネルギー (E_T) と横運動量 (p_T) を利用する。またニュートリノなどの検出できない粒子が持ち去るエネルギーにより、ビーム軸垂直方向のエネルギーや運動量

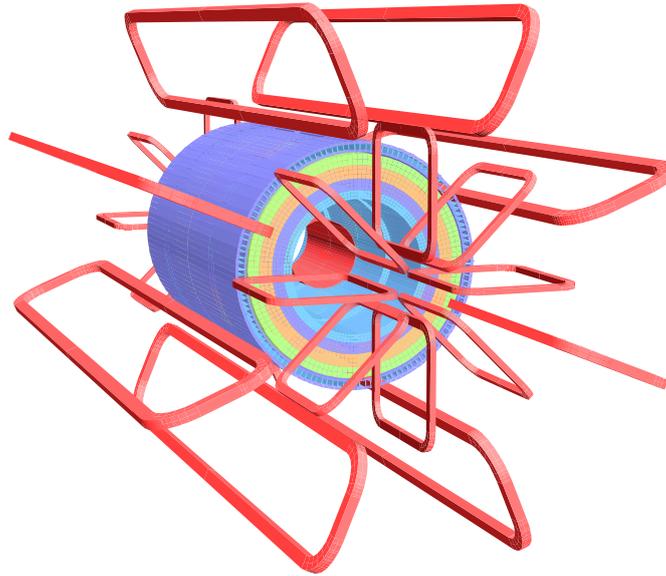


図 2.6: ATLAS 検出器における超伝導磁石の配置 [20]。青色で示される円筒型のものがソレノイド磁石、円筒の周囲に配置される赤色のリング状のものがトロイド磁石を示す。

の保存則が成立しない場合、MET が検出される。

2.2.3 超伝導マグネットシステム

ATLAS 実験では、荷電粒子の運動量を測定するために超伝導磁石が作り出す磁場を利用している。ATLAS 検出器における磁石の配置を図 2.6 に示す。陽子衝突点付近における荷電粒子の運動量を測定するためのソレノイド磁石と、カロリメーターの外側に位置しミューオンの運動量を測定するためのトロイド磁石が設置されている。ソレノイド磁石は z 軸方向に 2 T の磁場を供給している。トロイド磁石はバレル領域とエンドキャップ領域に分かれており、バレル領域に 0.5 T、エンドキャップ領域に 1 T の磁場を供給している。お互いの干渉を避けるため $\pi/8$ だけ回転して設置されている。 ϕ 方向に 8 回対称性を持って設置されているが、その設置位置の影響により磁場は η 方向、 ϕ 方向それぞれで不均一である。磁場の η 分布、 $x-y$ 平面分布を図 2.7 に示す。 $|\eta| = 1.5$ 付近は、バレル領域とエンドキャップ領域のトロイド磁石の境界になるため磁場が極端に低くなる。この領域では、ミューオンは運動量によらずあまり曲がらなくなるため、運動量測定が困難になる。

2.2.4 カロリメーター

ATLAS 実験におけるカロリメーターはサンプリング型カロリメーターである。電子や光子のエネルギーを測定するための電磁カロリメーターと、ハドロンのエネルギーを測定するためのハドロンカロリメーターから構成されている。その全体像を図 2.8 に示す。カロリメーターに入射する電

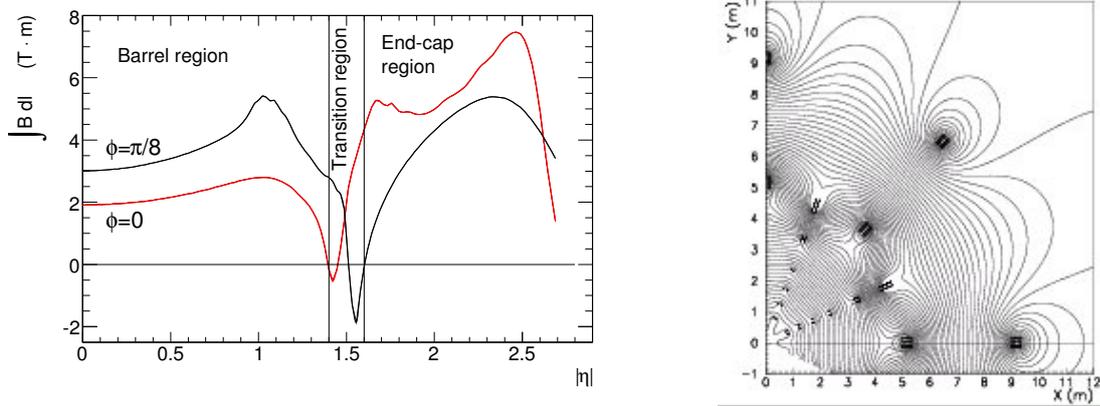


図 2.7: トロイド磁石による磁場分布。左図は磁場の η 分布を示す [22]。赤線は $\phi = 0$ 、黒線は $\phi = \pi/8$ の領域における η 分布を示す。右図はエンドキャップ領域における磁場の $x - y$ 平面分布を示す [23]。

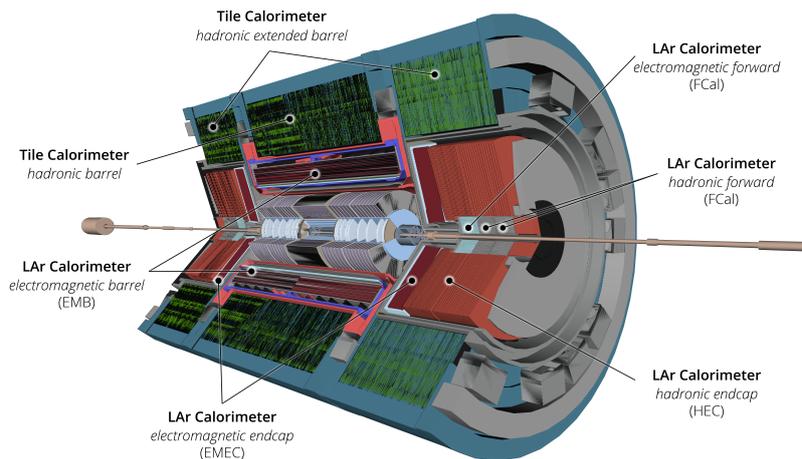


図 2.8: カロリメーターの全体像 [20]。緑色で表されているのがタイルカロリメーターで、その内側にある赤色などで表されているのが LAr カロリメーターである。

子や光子、ハドロンは物質と相互作用することでシャワーとなり、エネルギーを失う。そのエネルギーを吸収し、電気信号に変換してエネルギーを測定する。

ATLAS 実験では検出層に液体アルゴン (Liquid Argon: LAr) を用いる LAr カロリメーターと、タイル状のプラスチックシンチレーターを用いるタイルカロリメーターが導入されている。LAr カロリメーターは電磁カロリメーターおよびハドロンカロリメーターのどちらの機能も備えている。電磁カロリメーターには、 $|\eta| < 1.475$ の領域をカバーする ElectroMagnetic Barrel (EMB) と $1.375 < |\eta| < 3.2$ の領域をカバーする ElectroMagnetic EndCap (EMEC) がある。両者とも吸収層には鉛が用いられている。ハドロンカロリメーターには $1.5 < |\eta| < 3.2$ の

領域をカバーする Hadronic EndCap (HEC) があり、吸収層には銅が用いられている。また前方領域 ($3.1 < |\eta| < 4.9$) には Forward Calorimeter (FCal) が設置されており、電磁カロリメーターとハドロンカロリメーターのどちらの役割も持つ。電磁カロリメーターでは銅を、ハドロンカロリメーターではタングステンを吸収層に用いる。タイルカロリメーターはハドロンカロリメーターの機能のみを持つ。 $|\eta| < 1.0$ の領域をカバーする Long Barrels (LBA (A-side)、LBC (C-side)) と $0.8 < |\eta| < 1.7$ の領域をカバーする Extended Barrels (EBA (A-side)、EBC (C-side)) で構成され、全て吸収層には鉄が用いられている。

液体アルゴン (Liquid Argon: LAr) カロリメーター

本研究では電磁カロリメーターである EMB と EMEC に焦点を当てる。EMB と EMEC は図 2.9 で示すように、 ϕ 方向に沿って電極が折れ曲がるようなアコーディオン構造をしている。これにより ϕ 方向に隙間なく検出器を配置でき、検出器境界の不感領域がなくなる。電子や光子が入射したとき、鉛吸収層で電磁シャワーを起こす。電磁シャワーは電子や陽電子による制動放射と、光子の電子陽電子対生成によって臨界エネルギーに達するまで広がる。電磁シャワーが LAr 吸収層に入射すると荷電粒子がアルゴン原子を電離させ、その電離電子が銅電極に収集され、最終的に電圧変化として信号が読み出される。このとき LAr 吸収層は約 2 mm の厚みを持ち、約 2000 V の高電圧がかけられている。

ほとんどの EMB、EMEC は高精度なエネルギー測定を行うため、図 2.10 で示すような細分化された構造を持つ。 R 方向には 4 層の構造を持つ。内側から順に、Presampler、Front、Middle、Back と呼ばれ、各層の厚さを放射長 X_0 を用いて表すと、 $1.7 X_0$ 、 $4.3 X_0$ 、 $16 X_0$ 、 $2 X_0$ となる。このうち Presampler は $|\eta| < 1.8$ の領域にのみ設置され、カロリメーターに入射する前に粒子が落としたエネルギーを見積もる役割を果たす。各層には最小の読み出し単位であるセルが設定されており、その大きさはそれぞれ $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$ 、 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.003125 \times 0.1$ 、 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ 、 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.025$ である。トリガーシステムに情報伝達を行う際、複数のセルをまとめたトリガー読み出し単位である Trigger Tower ごとに処理が行われる。Run 2 までは各層 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ 単位の Trigger Tower であった。しかし Run 3 からはこれを細分化した Super Cell をトリガー読み出しの最小単位として用いている。セルの大きさ、Trigger Tower、Super Cell について表 2.2 にまとめる。Super Cell は Trigger Tower の 10 倍の粒度のトリガー読み出しとなる。

LAr カロリメーターからの読み出しは設計上、全部で 182,468 個のチャンネルでおおよそ 50 MeV から 3 TeV のエネルギー測定を行える。 $|\eta| < 3.2$ の領域で $\sigma_E/E = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$ のエネルギー分解能が要求される。

タイルカロリメーター

タイルカロリメーターの構造を図 2.11 に示す。鉄とタイル状のシンチレーターが ϕ 方向には並行に、 R 方向、 η 方向には交互に重ねられている。ハドロンが鉄吸収層に入射した際、ハドロンシャワーを起こす。入射ハドロンと鉄原子核が強い相互作用を起こしパイオンなどの 2 次ハドロン

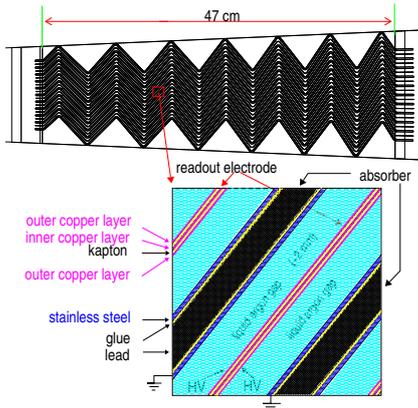


図 2.9: LAr カロリメーターの検出層および吸収層のアーコーディオン構造 [24]。上はビーム軸方向からみた断面図を示す。下はその拡大図で、鉛吸収層や LAr 検出層、銅電極を示す。

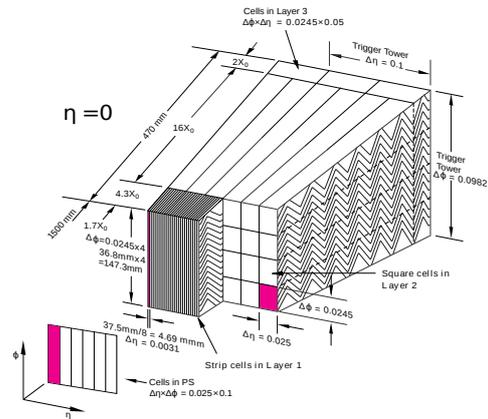


図 2.10: LAr カロリメーターの 4 層構造 [24]。EMB における各層の η 方向と ϕ 方向の粒度や Trigger Tower を示す。

表 2.2: 各層のセルの大きさ、Trigger Tower、Super Cell の大きさとトリガー読み出し単位内に対応するセルの数を示す。

Layer	セルの大きさ	Trigger Tower		Super Cell	
	$\Delta\eta \times \Delta\phi$	$n_\eta \times n_\phi$	$\Delta\eta \times \Delta\phi$	$n_\eta \times n_\phi$	$\Delta\eta \times \Delta\phi$
Presampler	0.025×0.1	4×1	0.1×0.1	4×1	0.1×0.1
Front	0.003125×0.1	32×1		8×1	0.025×0.1
Middle	0.025×0.025	4×4		1×4	0.025×0.1
Back	0.05×0.025	2×4		2×4	0.1×0.1

が生成され、その 2 次ハドロンがさらに鉄原子核と反応を起こすことでシャワーが広がる。またハドロンシャワー内部には π^0 由来の光子から生成される電磁シャワー成分も含まれる。核反応を繰り返し、生成ハドロンエネルギーが低くなることで、核反応より電離損失が支配的になりシャワーの広がりが止まっていく。ハドロンシャワー中の荷電粒子がプラスチックシンチレーター中で電子を電離・励起させ、そこからシンチレーション光が発生する。シンチレーション光は波長変換ファイバーで集光され、光電子増倍管 (PhotoMultiplier Tube: PMT) で電気信号として読み出される。

タイルカロリメーターは図 2.12 に示すような 3 層構造を持つ。 ϕ 方向へ 64 分割、 R 方向へ A 層、 B/C 層、 D 層の 3 分割した単位をセルと呼び、セルごとに PMT による読み出しが行われる。各層の厚さを相互作用長 λ を用いて表すと、 1.4λ 、 3.9λ 、 1.8λ となる。トリガーシステムに情報伝達をする際、 $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.1 \times 0.1$ の粒度をもつ読み出し単位である Trigger Tower ごとに処

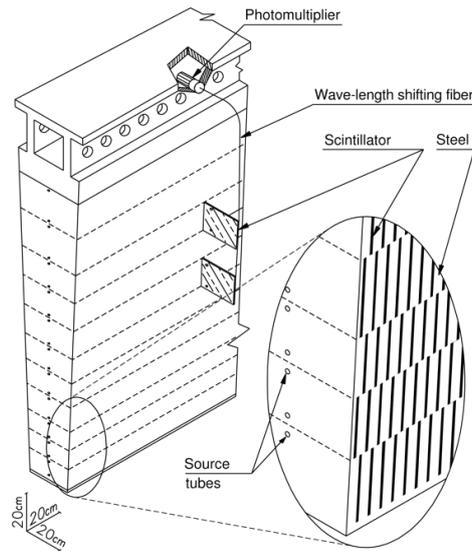


図 2.11: タイルカロリメーターの構造図 [25]。鉄とタイル状のシンチレーターが交互に配置される。2本の波長変換ファイバー、2本のPMTを用いて読み出される。

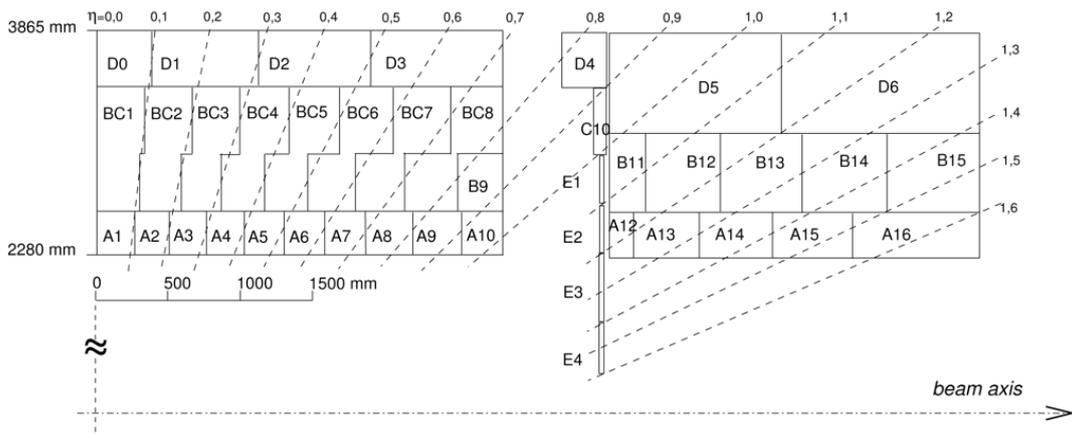


図 2.12: タイルカロリメーターの3層構造 [25]。

理される。

2.2.5 ミューオン検出器

ミューオンは寿命が $2.2 \mu\text{s}$ と比較的長く、また物質に対する透過力が高いためカロリメーターを突き抜ける。そこでミューオンを捉えるため、ミューオン検出器は他の粒子が到達しない ATLAS 検出器最外層に設置されている。ミューオン検出器の全体像を図 2.13 に示す。精密測定用の Monitored Drift Tube (MDT)、New Small Wheel (NSW) と、トリガー用の Thin Gap Chamber (TGC)、Resistive Plate Chamber (RPC) で構成されている。

ミューオン検出器はトロイド磁石による磁場に合わせて、 ϕ 方向に 8 回対称性をもつように配置

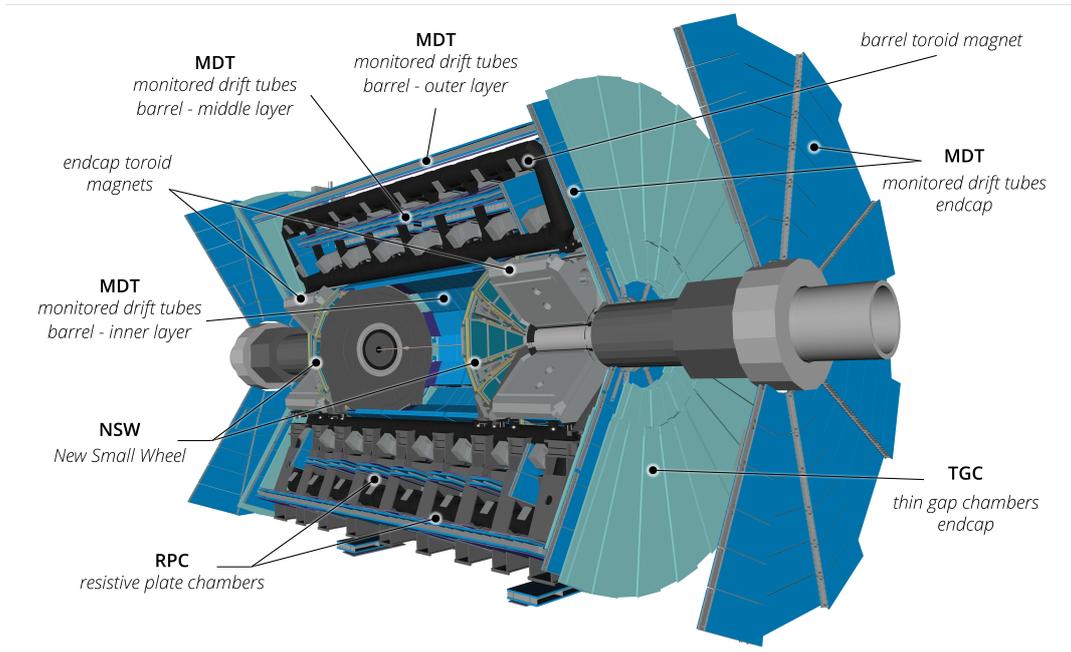


図 2.13: ミューオン検出器の全体図 [20]。バレル領域に RPC、MDT、エンドキャップ領域に TGC、MDT、NSW を設置している。

されており、その様子を図 2.14 に示す。トロイド磁石が位置する領域には Small Sector、トロイド磁石間に位置する領域には Large Sector が設置されている。Small Sector と Large Sector におけるミューオン検出器の配置を図 2.15、図 2.16 に示す。図中に赤字で示されるものは、高輝度 LHC-ATLAS 実験で新たに追加予定の検出器である。バレル領域は 3 ステーション構成で、内側から Barrel Inner (BI) ステーション、Barrel Middle (BM) ステーション、Barrel Outer (BO) ステーションと呼ばれる。現在、MDT は全てのステーション、RPC は BM の両面と BO の片面に設置されている。エンドキャップ領域もバレル領域同様 3 ステーション構成で、内側から Endcap Inner (EI) ステーション、Endcap Middle (EM) ステーション、Endcap Outer (EO) ステーションと呼ばれる。現在、NSW は EI、MDT は EM と EO、TGC は EM の内側に 1 層、外側に 2 層設置されている。

これらの検出器のうち本研究に特に関わる TGC と RPC について以下に詳細を示す。

Thin Gap Chamber (TGC)

TGC はエンドキャップ領域である $1.05 < |\eta| < 2.4$ において、トリガーのために用いられる検出器である。TGC は Multi Wired Proportional Chamber (MWPC) の一種で、直径 $50 \mu\text{m}$ のワイヤーが 1.8 mm 間隔で張られており、それと直交するようにストリップが配置されている。TGC の構造を図 2.17 に示す。ワイヤーでは $R(\eta)$ 方向、ストリップでは ϕ 方向の位置情報が読み出され、これにより飛来粒子の 2 次元位置情報を取得できる。ワイヤーにかけられた約 2900 V の高電圧とガスギャップが約 2.8 mm と短いことに加え、ワイヤー同士の間隔が短いことから非常に

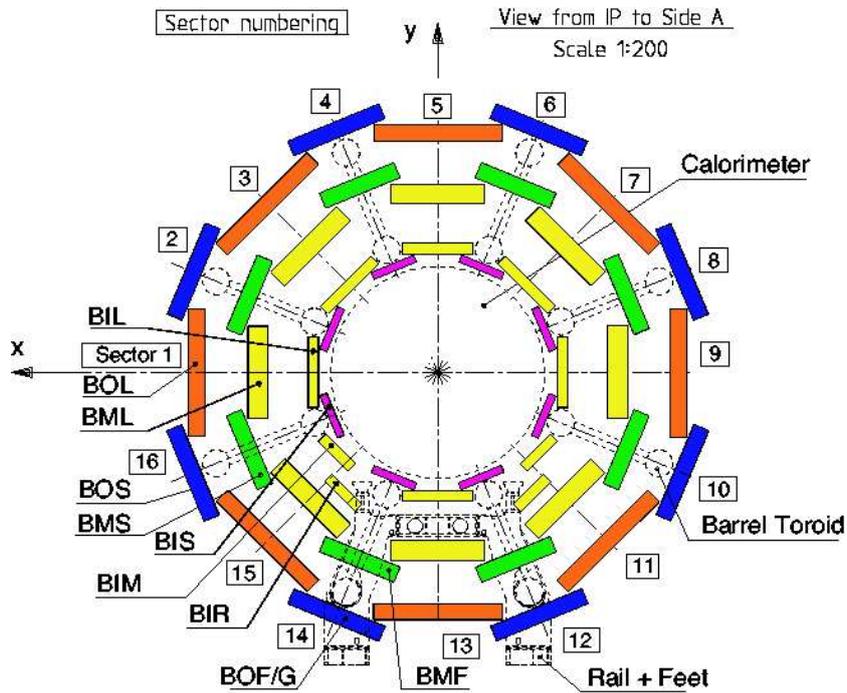


図 2.14: ビーム軸方向から見たミュオン検出器の断面図 [22]。Small Sector には末尾に'S', Large Sector には末尾に'L' がつけられている。

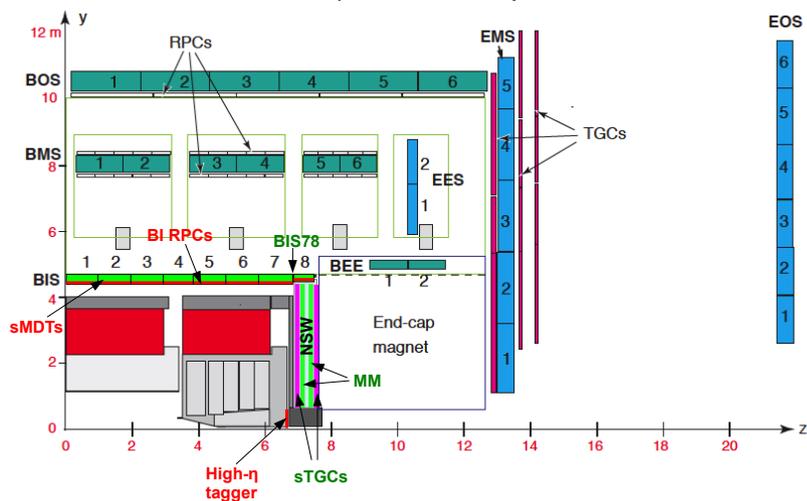


図 2.15: $y-z$ 平面から見た Small Sector のミュオン検出器の配置図 [26]。黒色の文字は Run 1 から変更のない検出器、緑色の文字は LS2 中に設置された検出器、赤色の文字は LS3 で設置予定の検出器を示す。

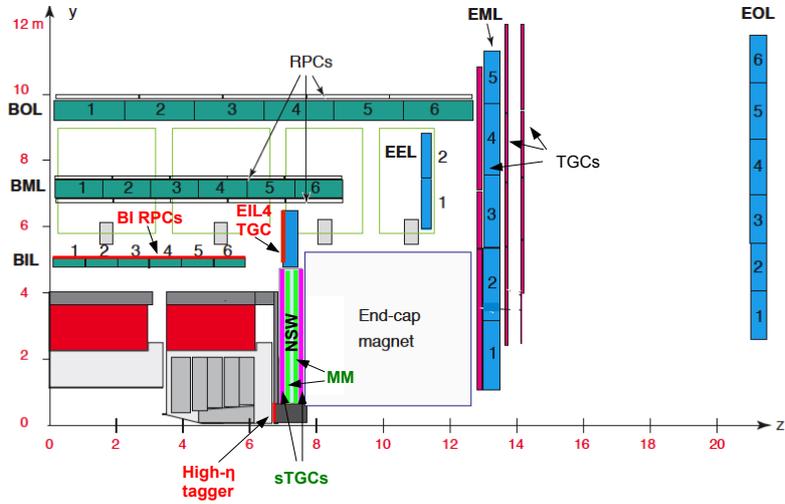


図 2.16: $y-z$ 平面から見た Large Sector のミュオン検出器の配置図 [26]。黒色の文字は Run 1 から変更のない検出器、緑色の文字は LS2 中に設置された検出器、赤色の文字は LS3 で設置予定の検出器を示す。

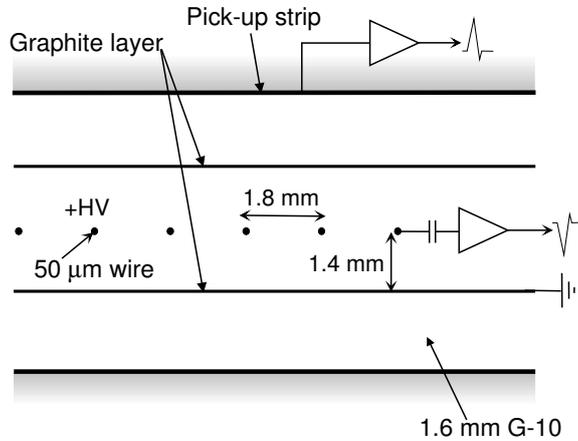


図 2.17: TGC の構造 [22]。アノードワイヤーで $R(\eta)$ 方向、カソードストリップで ϕ 方向の位置情報を測定する。

高い時間分解能を持つ。

TGC のガスギャップには CO_2 と $\text{n-C}_5\text{H}_{12}$ の混合ガスが 55 : 45 の体積比で充填されている。荷電粒子が通過する際、この混合ガスを電離させ電子と正イオンを生成する。このとき電子はワイヤー、正イオンはストリップで検出される。また電子はワイヤー付近の強電場により雪崩増幅を起こす。このときの増幅率は $\sim 3.0 \times 10^5$ である。

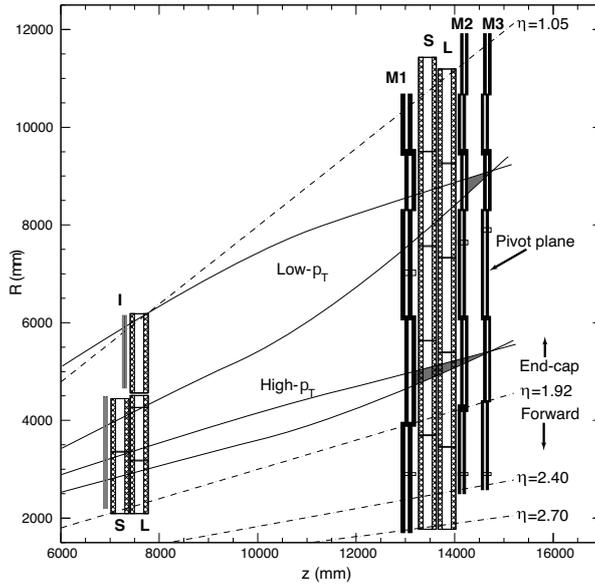


図 2.18: $r-z$ 平面から見た TGC の配置 [22]。エンドキャップミドルステーションの内側に M1、外側に M2、M3 が設置されている。

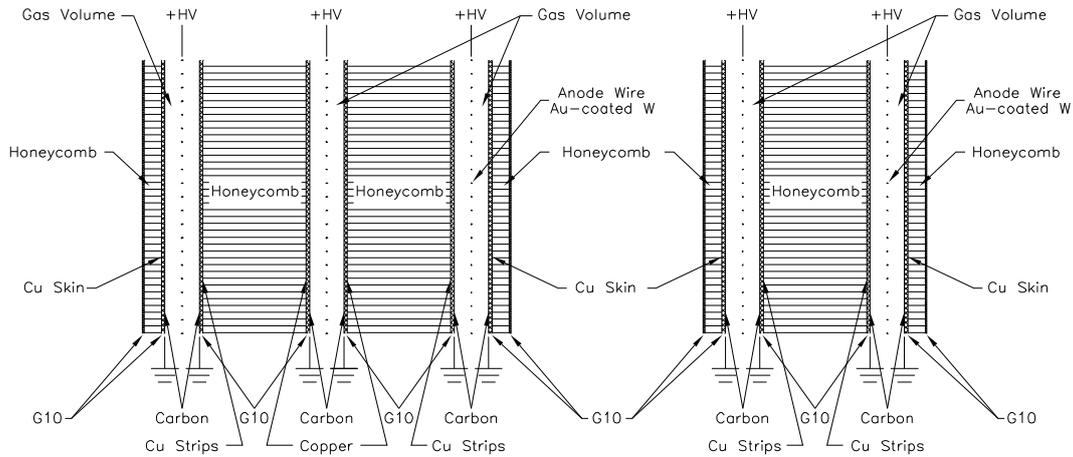


図 2.19: TGC の 3 層構造と 2 層構造 [22]。3 層構造ではワイヤー面が 3 層、ストリップ面が 2 層である。2 層構造ではワイヤー面が 2 層、ストリップ面が 2 層である。

TGC は図 2.18 に示すように 3 ステーション構成で、内側から M1、M2、M3 と呼ばれる。また 3 ステーション合わせて TGC Big Wheel (TGC BW) と呼ばれる。TGC のステーションには 3 層構造 (Triplet) と 2 層構造 (Doublet) の 2 種類がある。それぞれの構造を図 2.19 に示す。M1 は Triplet、M2、M3 は Doublet である。Triplet では 3 層のうち中央層にストリップがないため、3 層のワイヤーと 2 層のストリップで信号を読み出し、Doublet では 2 層のワイヤーと 2 層のストリップで信号を読み出す。運動量測定の際、M3 を基準に飛跡の曲率を計算する。

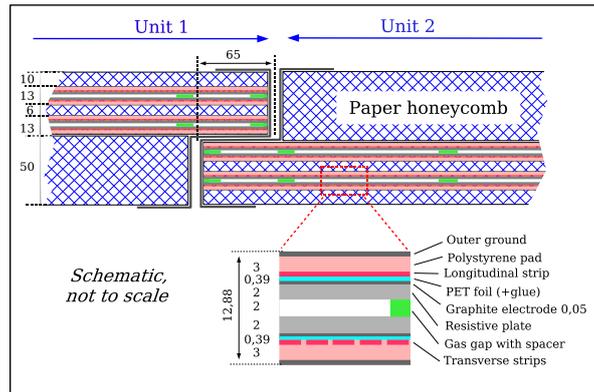


図 2.20: RPC の構造 [22]。各 Unit は 2 層構造を持つ。

Resistive Plate Chamber (RPC)

RPC はバレル領域である $|\eta| < 1.05$ において、トリガーのために用いられる検出器である。RPC は図 2.20 に示すように、2 枚の高抵抗のプレートが厚さ 2 mm のガスギャップを挟みこむような構造を持つ。それぞれの高抵抗プレートに 23 mm ~ 35 mm の幅でストリップが配置されている。ストリップが η 方向と ϕ 方向に配置されているため、飛来粒子の 2 次元位置情報を取得できる。

RPC のガスギャップには CO_2 、 $\text{Iso-C}_4\text{H}_{10}$ 、 SF_6 の混合ガスが 94.7 : 5 : 0.3 の体積比で充填されている。荷電粒子が通過する際、混合ガスを電離させ電子と正イオンを生成する。ガスギャップには 4.9 kV/mm の強電場が印加されており、これにより電子は雪崩増幅を起こす。これらが直行するように配置されたストリップにより検出される。

RPC は図 2.21 に示すように 3 ステーション構成で、内側から RPC1、RPC2、RPC3 と呼ばれる。RPC の各ステーションは全て 2 層構造であり、2 層の η ストリップ、2 層の ϕ ストリップで読み出しを行う。運動量測定の際、RPC2 を基準に飛跡の曲率を計算する。低運動量粒子のトリガーのためには RPC2 と RPC1、高運動量粒子のトリガーのためには RPC2 と RPC3 のコインシデンスを要求する。

2.3 ATLAS トリガーシステム

LHC では 40MHz という高頻度で陽子バンチが衝突し、多くの陽子衝突が同時に起きるため、生成粒子に関するデータ量は膨大になる (1 秒間で約 80 TB)。全データを保存することは記録速度、記録媒体のコストなどの観点から非常に困難である。そこでトリガーシステムと呼ばれる物理的に興味のある事象を効率よく選別するアルゴリズムを用いて、データ保存頻度であるトリガーレートを数 kHz 程度まで削減する。ATLAS 実験では初段トリガー、後段トリガーからなる 2 段階トリガーを採用している。初段トリガーではハードウェアベースの高速な事象選別、後段トリガーでは

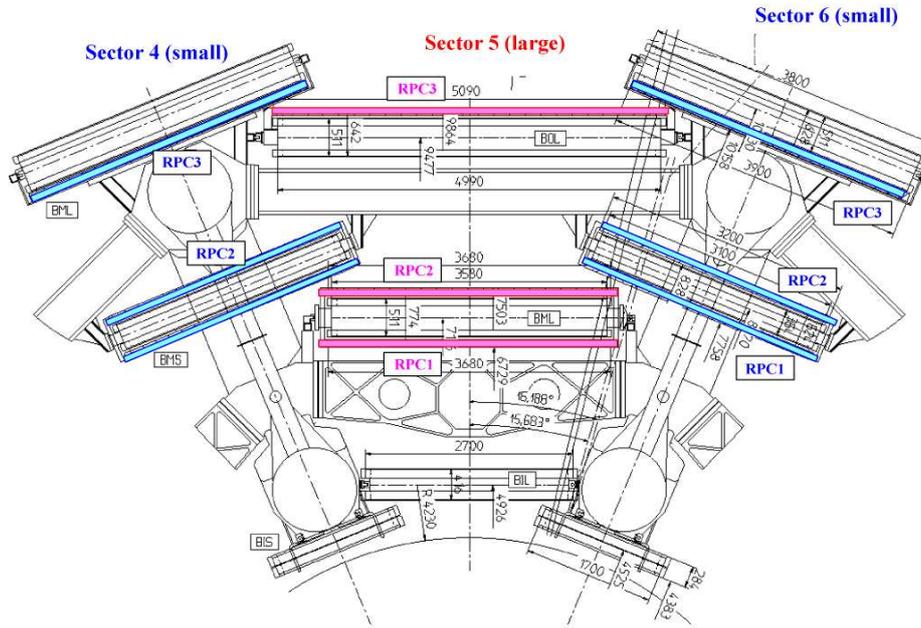


図 2.21: ビーム軸方向から見た RPC の配置 [22]。バレルミドルステーションの両面に RPC1、RPC2、バレルアウトーステーションに RPC3 が設置されている。

全検出器情報を用いたより精密な事象選別が行われる。

2030 年から運転開始が予定されている高輝度 LHC-ATLAS 実験では、より効率的に統計量を稼げる一方、パイラップ数上昇に伴い背景事象が大きく増加すると予想されている。これまでのトリガーシステムでは背景事象によるトリガーレートの上昇を抑制するため、 p_T などに対する閾値を上げることは避けられない。しかし閾値上昇に伴い、物理的に興味のある事象のアクセプタンスを大幅に落としてしまう。そこで高輝度 LHC-ATLAS 実験に向けてトリガーシステムのアップグレードが行われる。

本節では現在行われている Run 3 と高輝度 LHC-ATLAS 実験におけるトリガーシステムそれぞれの概要を示す。

2.3.1 Run3 におけるトリガーシステム

トリガーシステムの概要を図 2.22 に示す。Run 3 における初段トリガーは Level-1 (L1) Trigger と呼ばれ、後段トリガーは High-Level Trigger (HLT) と呼ばれる。

Level-1 Trigger

L1 Trigger では ATLAS 検出器から 40 MHz で送られてくるデータに対して $2.5 \mu s$ 以内にトリガー判定を行い、トリガーレートを 100 kHz まで下げる。高速なトリガー判定を行うため、Application Specific Integrated Circuit (ASIC) や Field Programmable Gate Array (FPGA)

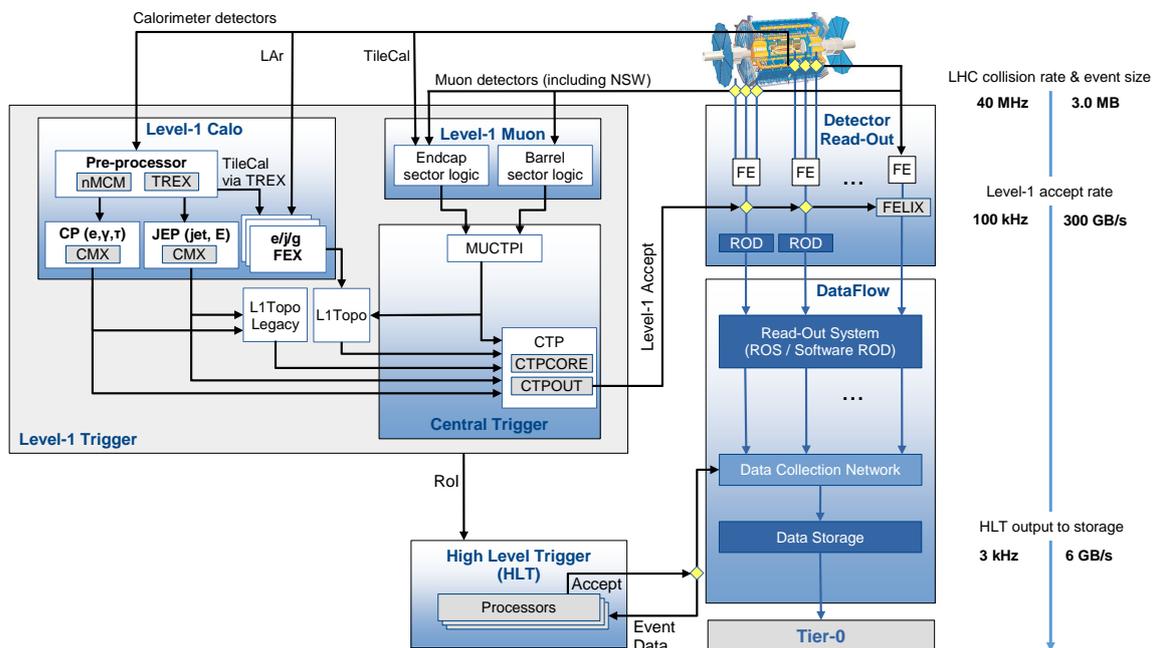


図 2.22: Run 3 におけるトリガーシステムの概要 [27]。Level-1 Trigger と High-Level Trigger の 2 段階のトリガーで構成されている。Level-1 Trigger および High-Level Trigger の選別条件を満たした事象のみが保存される。

などの論理回路で構成されるハードウェアを用いる。ASIC は特定の用途向けに複数の回路を一つにまとめたもので、処理速度が高速で消費電力も低い回路の変更ができないという性質を持つ。FPGA は ASIC に比べ処理速度が遅いが何度でも書き換えが可能という性質を持つ。

L1 Trigger は図 2.22 に示すように Level-1 Muon (L1Muon) と Level-1 Calo (L1Calo) に大別される。L1Muon ではトリガー用ミューオン検出器である RPC と TGC からの情報をもとに、それぞれ独立にミューオン候補の判定を行う。それぞれの判定結果は MUon-to-CTP Interface (MUCTPI) で統合され、Topological Trigger (L1Topo) と Central Trigger Processor (CTP) に送られる。L1Calo では電磁カロリメーターとハドロンカロリメーターから得られるエネルギーやシャワー形状をもとに、電子や光子、 τ 粒子、ジェットの候補や MET に関する判定を行う。その判定結果が L1Topo と CTP に送られる。MUCTPI と L1Calo の情報が集まる L1Topo では複合的なトリガー判定が可能である。CTP は MUCTPI、L1Calo、L1Topo の情報から L1 Trigger の最終的な判定を行う。トリガーを発行する際、トリガーレートの制限である 100 kHz に収まるように、高レートのトリガーに対してはレートを下げるためのプリスケールファクターをかけてからトリガー発行を行う。

L1 Trigger では検出器からの情報を、陽子バンチ周期に対応するように 25 ns おきに一時

的にバッファに保存し、保持中にトリガー判定を行う。バッファでは 100 回の陽子バンチ衝突分 ($25 \text{ ns} \times 100 = 2.5 \mu\text{s}$) のデータを保持できる。そして一定時間 (レイテンシー) を経たデータに対して、同一の陽子バンチ衝突に対応したトリガー判定を受信し、情報の読み出しが行われる。このようなトリガーシステムをパイプライントリガーと呼ぶ。

パイプライントリガーでは、異なる検出器の情報を同一の陽子バンチ衝突ごとに対応させ正しく一致させる必要があり、そのためには全ての検出器、全てのチャンネルで検出タイミングの調整を行うことが非常に重要である。例えば $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象におけるほぼ光速のミュオンなどが検出器に残す信号をもとにタイミング調整が行われる。それぞれの検出器における、同一の陽子バンチ衝突から生成された粒子が残す信号に対してトリガー判定を行う。トリガーが発行された陽子バンチ衝突に対応するデータが読み出され、そのときにこの前後の陽子バンチ衝突に対応するデータも読み出される。本論文では、トリガーが発行された陽子バンチ衝突のことを基準バンチ (Current Bunch) と呼ぶ。また基準バンチの次の陽子バンチ衝突のことを次バンチ (Next Bunch)、基準バンチの前の陽子バンチ衝突のことを前バンチ (Previous Bunch) と呼ぶ。

High-Level Trigger

HLT では L1 Trigger から 100 kHz で送られてくるデータに対して、より精密なトリガー判定を行い最終的にトリガーレートを 1 kHz まで削減する。L1 Trigger では用いられていない内部飛跡検出器や精密測定用のミュオン検出器の情報、より詳細なカロリメーターの情報を用いて、ミュオンや電子、光子などをオフライン解析に近いアルゴリズムで再構成する。飛跡や陽子衝突点、崩壊点、より高精度に決定された p_T や E_T を用いてトリガー判定を行う。またミュオンの飛跡再構成などに利用する検出器を、L1 Trigger においてトリガーオブジェクトが特定された領域 (RoI) に絞ることでトリガー判定時間やリソースを削減している。

2.3.2 高輝度 LHC-ATLAS 実験におけるトリガーシステム

トリガーシステムの概要を図 2.23 に示す。高輝度 LHC-ATLAS 実験における初段トリガーは Level-0 (L0) Trigger と呼ばれ、後段トリガーは Event Filter (EF) と呼ばれる。

Level-0 Trigger

L0 Trigger は L1 Trigger と比べて、レイテンシーが $2.5 \mu\text{s}$ から $10 \mu\text{s}$ 、許容トリガーレートが 100 kHz から 1 MHz に増加する。トリガー判定に利用できる時間が増加することで Run 3 では用いられていない情報を利用でき、より高精度なトリガー判定を行える。また許容トリガーレートの増強により興味のある物理事象へのアクセプタンスを失いづらくなる。

L0 Trigger は図 2.23 に示すように Level-0 Muon (L0Muon) と Level-0 Calo (L0Calo) に大別される。L0Muon では L1Muon と同様に、RPC と TGC からの情報をもとにそれぞれ独立にミュオン候補の判定を行うのに加え、精密測定用ミュオン検出器である MDT と NSW からの情報も使用し、より高精度なトリガー判定を行うことができる。L0Calo では L1Calo の Feature

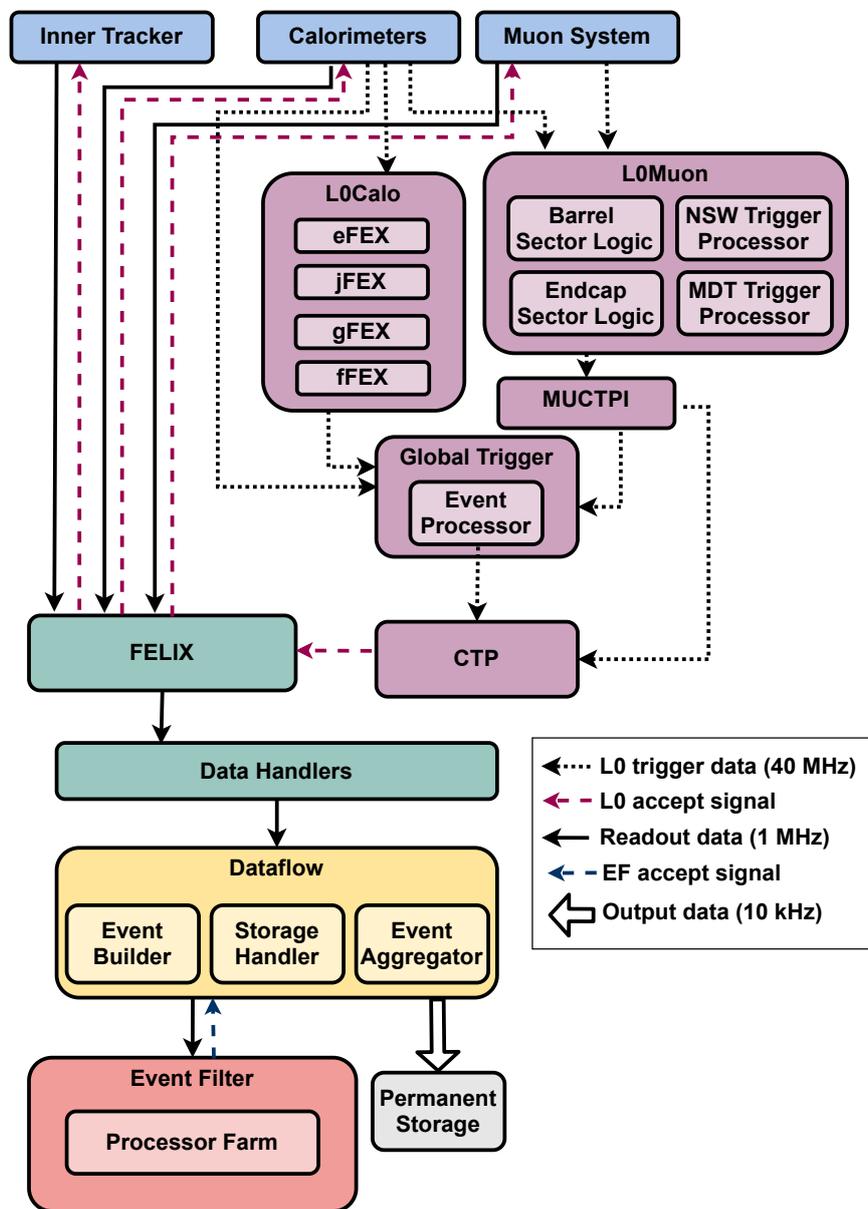


図 2.23: 高輝度 LHC-ATLAS 実験におけるトリガーシステム [28]。Level-0 Trigger と Event Filter の 2 段階トリガーで構成されている。Level-0 Trigger および Event Filter の選別条件を満たした事象のみが保存される。

Extractor (FEX) の機能を引き継ぎ、電子や光子、 τ 粒子、ジェット候補や MET に関する判定を行うのに加え、 $2.5 < |\eta| < 4.9$ の領域における全てのカロリメーターの情報をもとにした電子や光子、ジェット候補に関する判定を行えるようになる。Level-0 Global Trigger (L0Global) では MUCTPI と L0Calo の情報をもとに複合的なトリガー判定を行うことができ、これは L1Topo の機能を引き継いでいる。また L0Calo の情報に加え、細分化されたカロリメーターからのより正確なエネルギーの情報を利用できるようになり、オフラインアルゴリズムに近い形での電子や光子、 τ 粒子の特定などからトリガー判定が行えるようになる。

Event Filter

EF は初段トリガーでの許容トリガーレートが Run 3 から変更されたことに伴い、入力レートの増加に対応できるように改良されている。また EF の出力レートの上限が HLT の 1 kHz から 10 kHz に増強されている。HLT と同様に初段トリガーでは用いられていない内部飛跡検出器も加えた全検出器の情報をもとに、主にソフトウェアを用いたオフライン解析に近いアルゴリズムで再構成を行う。また飛跡再構成に大きな変更があり、内部飛跡検出器における飛跡再構成に特化したファームが追加される。これにより HLT ではミューオン飛跡再構成に利用する内部飛跡検出器の領域に制限を設けていたが、これが不必要になり、より高精度な飛跡の取得が可能になる。

第 3 章

低速度粒子と初段トリガー

本研究のターゲットは標準模型を超える質力が重く、ATLAS 検出器の外層にあるミュオン検出器まで崩壊せずに到達するほど長寿命な準安定荷電粒子である。このような性質からミュオン検出器において直接観測することが可能であるため、ATLAS 実験 Run 2 終盤まではミュオンを含む事象を選別するためのミュオントリガーを解析に使用していた。また ATLAS 実験 Run 2 終盤にはさらなる感度向上を目指し、このような粒子を捉えることに特化した低速度粒子用トリガーが導入された。このトリガーも 2 段階トリガーであるが、特に初段トリガーが原因で全体のトリガー効率が上昇しないことが確認された [14]。本章では低速度粒子用トリガーの必要性和トリガーロジックおよび問題点について述べる。

3.1 スタウ粒子サンプル

本研究では 1.3.2 節で述べた長寿命スタウ粒子のシミュレーションサンプルを用いて、トリガーの検証を行う。シミュレーションには、Geant4 [29] を用いて粒子と検出器の相互作用をシミュレートするフルシミュレーションを使用する。スタウ粒子の質量を 600 GeV、寿命を 1000 ns と長く設定しているため、ATLAS 検出器の外層にあるミュオン検出器まで崩壊せずに到達する可能性が高い。したがって低速度粒子に対するトリガー検証に適している。

図 3.1 にスタウ粒子の運動学的変数として、横運動量 p_T 、角度 η 、 ϕ 、粒子速度 β に関する分布を示す。 η 分布においてはパートン分布関数の観点から、 $|\eta|$ が大きくなるにつれて事象が減少することが表れている。また β 分布においては、式 (1.3)、式 (1.4) に従いスタウ粒子の質量が非常に大きいため粒子速度が遅い領域まで広がることがわかる。

3.2 低速度粒子に対するシングルミュオントリガーの性能

トリガーシステムの中で、ミュオンが含まれる事象の選別を行うトリガーをミュオントリガーといい、その中でも単一のミュオンを捉えるためのトリガーをシングルミュオントリガーという。ミュオントリガーはほぼ光速 ($\beta \simeq 1$) で検出器に飛来する粒子 (ミュオン) の検出を

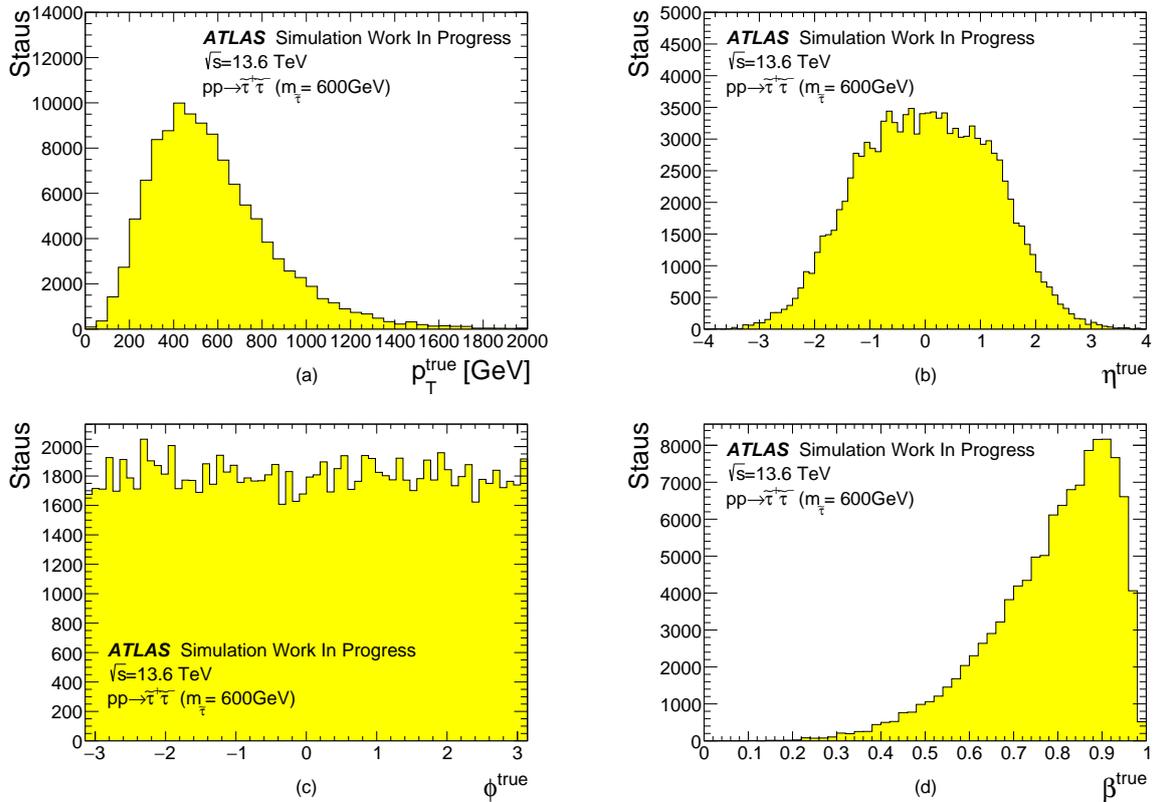


図 3.1: スタウ粒子の運動学的変数

(a) p_T 分布 (b) η 分布 (c) ϕ 分布 (d) β 分布

用いたトリガーである。Run 3 における初段シングルミュオントリガーのトリガー効率を図 3.2 に示す。検出された粒子の p_T に対してさまざまな閾値が設けられており、そのうち p_T 閾値が 14 GeV の場合のトリガー効率はバレル領域では約 65%、エンドキャップ領域では約 90% と、特にエンドキャップ領域で非常に高い効率となっている。

本研究で対象としている長寿命スタウ粒子はミュオンと同じく、ATLAS 検出器最外層のミュオン検出器で検出可能なため、Run 2 終盤まではシングルミュオントリガーが解析に使用されていた。そこで図 3.3 にスタウ粒子に対する初段シングルミュオントリガーのトリガー効率を示す。バレル領域とエンドキャップ領域はともに $\beta = 0.8 \sim 0.9$ 付近でトリガー効率が低くなるのがわかる。これはミュオントリガーが光速の粒子をトリガーすることに焦点を当てているためである。ミュオントリガーは 2 段階トリガーであるため、初段トリガーの時点で取得できる速度領域に限界があるとミュオントリガー全体では低速度粒子に対する感度が低くなる。すなわち長寿命な低速度粒子を捉えるためにはミュオントリガーだけでは不十分であることがわかる。

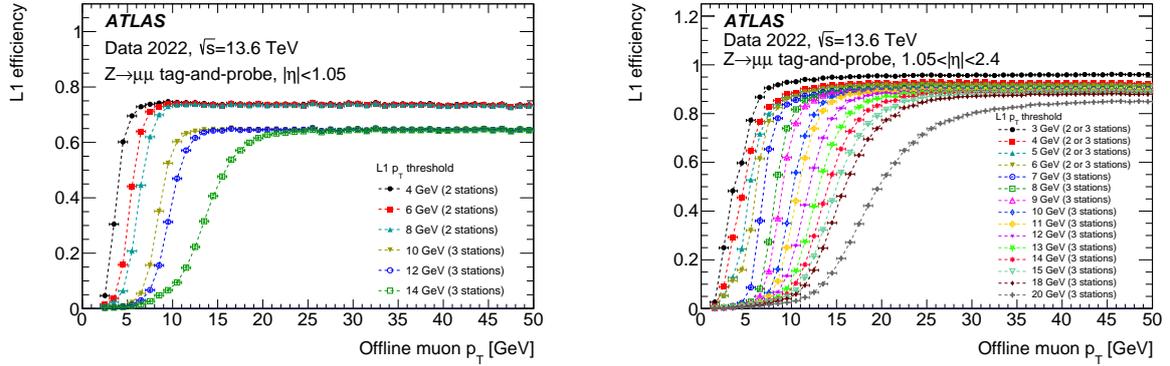


図 3.2: Run 3 における初段シングルミュオントリガーのトリガー効率 [27]。左図がバレル領域、右図がエンドキャップ領域を示す。

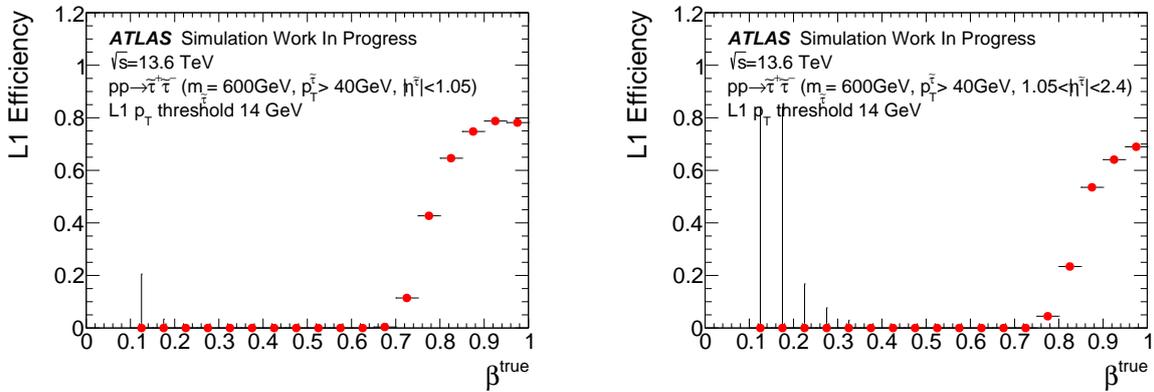


図 3.3: p_T 閾値 14 GeV の初段シングルミュオントリガーにおける粒子速度 β に対するスタウ粒子のトリガー効率。左図がバレル領域 ($|\eta| < 1.05$)、右図がエンドキャップ領域 ($1.05 < |\eta| < 2.4$) を示す。

3.3 低速度粒子を捉えるためのトリガーと問題点

3.2 節では標準模型を超える低速度長寿命荷電粒子を捉えるためには、ミュオントリガーだけでは感度を持つ粒子速度に限界があるため、不十分であることを示した。そこで低速度粒子が光速粒子に比べ遅れて検出器に到達することを利用した低速度粒子用トリガーが Run 2 終盤から導入された。本節ではこの低速度粒子用トリガーのトリガーアルゴリズムとその性能を紹介する。

3.3.1 トリガーアルゴリズム

初段ミュオントリガーが $\beta < 0.8$ において感度が低いのは、基準バンチの情報のみをトリガー判定に用いているためである。2.3.1 節で示した通り、光速粒子は基準バンチのタイミングで

ミュオン検出器で検出されるが、低速度粒子は光速粒子より飛行時間 (Time of Flight: ToF) が長いので、次バンチのタイミングでミュオン検出器で検出されると考えられる。そこで次バンチのミュオントリガーを用いることで感度上昇が見込まれる。しかしミュオントリガーだけではそのトリガー判定が次バンチであることの保証ができない。そのためミュオン検出器より衝突点に近い位置にあるカロリメーターの信号を利用して基準バンチを決定する。

本研究でターゲットとするような低速度粒子はカロリメーターで止められずエネルギーを持ち去るため、カロリメーターのエネルギーを用いて再構成した運動量総和に不均衡が生じ、消失横エネルギー (Missing Transverse Energy: MET) として検出される。よって低速度粒子用初段トリガーでは基準バンチに MET トリガーを要求し、次バンチにミュオントリガーを要求することで、初段シングルミュオントリガーのみでは感度がなかった β 領域でも、トリガー判定を行うことができる。このようなカロリメーターとミュオン検出器の情報を組み合わせるようなトリガー判定は、L1Calo と L1Muon の情報を組み合わせた処理が可能な L1Topo において実装されている。

低速度粒子用トリガーの後段トリガーは、低速度粒子が光速粒子に比べ、検出器到達までに時間を有することを考慮して飛跡再構成を行う。飛跡再構成には精密測定用ミュオン検出器である MDT が用いられる。MDT では荷電粒子の飛跡を決定するために、荷電粒子通過時の電離電子が信号として読み出されるまでの時間、衝突点から検出器までの ToF、検出時間の以上 3 要素が利用される。このとき標準的なアルゴリズムでは ToF を算出する際、粒子速度が光速であることを仮定しており、低速度粒子の ToF は考慮されていない。そこで低速度粒子用後段トリガーでは粒子速度に応じて ToF を変化させながらミュオン検出器における飛跡再構成を行い、内部飛跡検出器から外装された飛跡とマッチングを取ることで飛跡を一意に決定し、トリガー判定を行う。

3.3.2 トリガー性能

Run 2 における低速度粒子用初段トリガーの、粒子速度 β に対するスタウ粒子のトリガー効率を図 3.4 の左図に示す。低速度粒子用初段トリガーはシングルミュオントリガーのみでは取得できない粒子速度領域に感度を持つことがわかる。しかしトリガー効率は 20% 程度と高くない。これは MET トリガーのトリガー効率が粒子速度 β に依らず、30% 程度であるためである。MET トリガーの効率が低いのは、MET が検出される要因のスタウ粒子が対生成されており、検出される MET が小さくなるためだと考えられる。LHC の高輝度化に伴い背景事象が増加するため、MET トリガーの閾値を上げることは避けられない。しかし MET トリガーの閾値が上がることでトリガー効率が低下し、全体のトリガー効率がさらに低下すると考えられる。

また、初段トリガーで取得されるイベントのうち後段トリガーでも取得できる効率を図 3.4 の右図に示す。粒子速度 β に依らず大変良い効率を達成している。つまり、初段トリガーで取得できるイベントのほとんどが後段トリガーでも取得できることが分かる。

現行の低速度粒子用初段トリガーのトリガー効率は高くなく、また初段トリガーで取得されるイベントのほとんどが後段トリガーでも取得できるため、初段トリガーの改良が急務である。初段ト

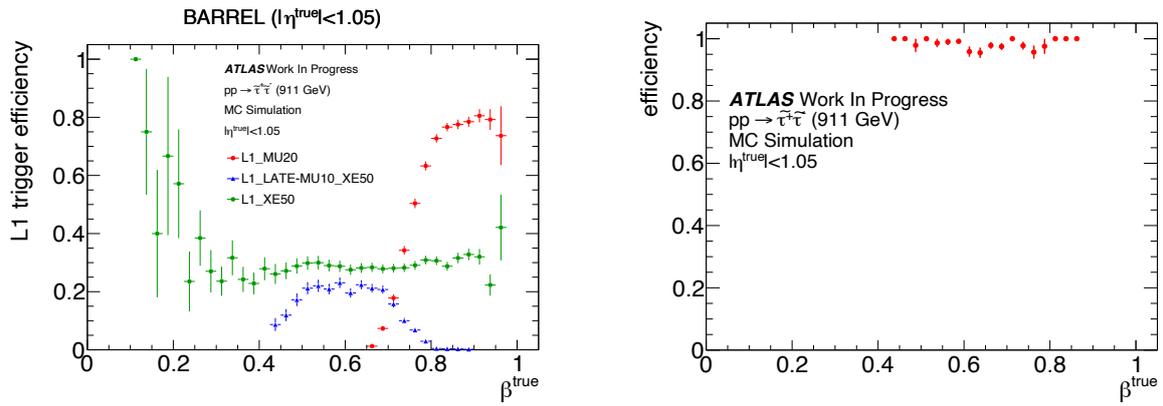


図 3.4: Run 2 における低速度粒子用トリガーの、バレル領域における粒子速度 β に対するスタウ粒子のトリガー効率 [14]。左図は初段トリガーのトリガー効率を示しており、シングルミュオントリガー、MET トリガー、低速度粒子用初段トリガーのトリガー効率を示す。右図は低速度粒子用後段トリガーにおいて初段トリガーで取得したイベントのうち後段トリガーでも取得できる効率を示す。

リガーは MET トリガーの性能に依存しトリガー効率が低いいため、MET トリガーを利用しない新たな低速度粒子用トリガーの開発が必要である。

第 4 章

カロリメーターを用いた新たな低速度粒子用トリガー

3.3 節では、現行の低速度粒子用トリガーは初段トリガーが原因で性能が高くなく、また初段トリガーのトリガー効率が低い原因が MET トリガーであるという問題点を述べた。現行のトリガーアルゴリズムでは、基準バンチに MET トリガー、次バンチにミュオントリガーを要求しており、次バンチにトリガーを要求するためには基準バンチの保証が必須である。そこで MET トリガーに代わり、LAr カロリメーターにおける MIP (Minimum Ionizing Particle) による信号を、トリガーに要求するトリガーアルゴリズムの検証が行われた [30]。LAr カロリメータートリガーのトリガー効率は、限られた β 範囲において MET トリガーの効率を上回ることが確認された [30]。本研究では先行研究では行われていない LAr カロリメータートリガーと次バンチミュオントリガーのコインシデンスを行い、LAr カロリメーターを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーのトリガー効率を見積もる。また、さらなる性能改善を目指し LAr カロリメーターではなくタイルカロリメーターを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーの開発を行う。

4.1 カロリメーターでの荷電粒子の検出

カロリメーターは通常、吸収層で起きたシャワーを検出層で捉えることで粒子の特定やエネルギー測定を行う。電磁カロリメーターである LAr カロリメーターでは電子や光子、ハドロンカロリメーターであるタイルカロリメーターではハドロンの検出やエネルギー測定を行う。しかしミュオンや本研究で注目している低速度長寿命荷電粒子は物質と相互作用しづらいため、シャワーとしてではなく MIP として検出される。

4.1.1 電離損失

荷電粒子が物質中を通過するとき、エネルギー損失の平均割合は式 (4.1) に示す Bethe の式に従い、これは $0.1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$ の範囲をよく説明する [31]。

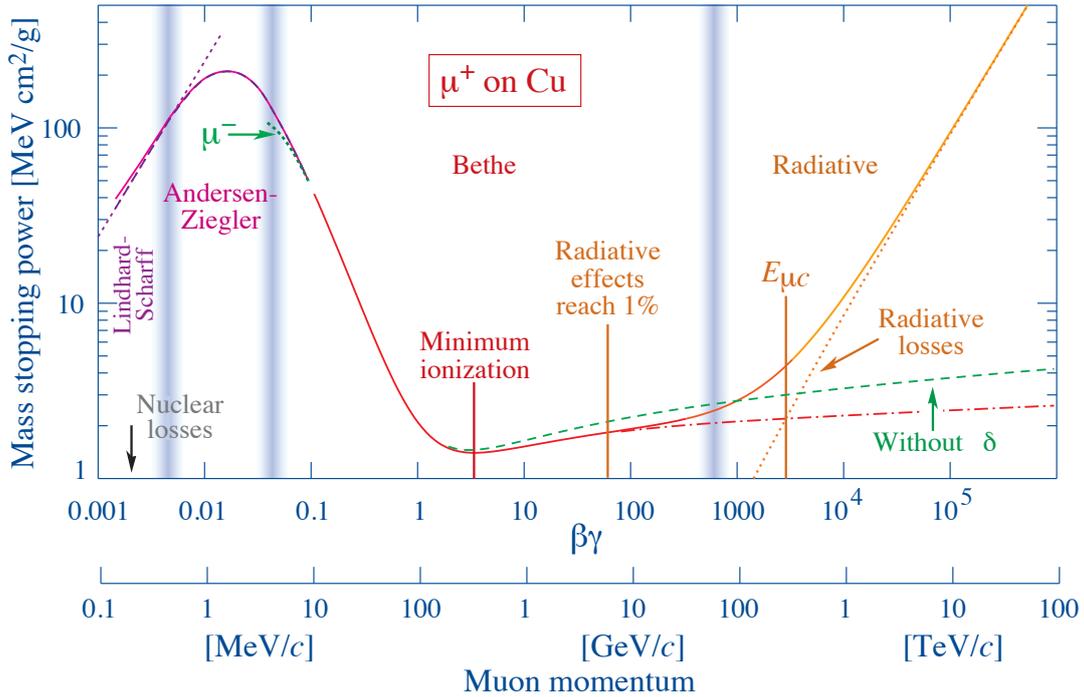


図 4.1: 銅におけるミューオンの運動量に対する質量阻止能 [31]

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (4.1)$$

荷電粒子が物質中を通過する距離を L 、その物質の密度を ρ をすると、式 (4.1) からエネルギー損失量は $dE/dx \cdot L \cdot \rho$ と表せる。このときエネルギー損失量は入射粒子の種類によらず、 β に大きく依存している。

図 4.1 にミューオンの $\beta\gamma$ に対する典型的な質量阻止能を示す [31]。Bethe の式で説明できる範囲の質量阻止能は、 $\beta\gamma = 0.1 \sim 1$ では大きく減少していき、そこから $\beta\gamma = 1000$ 付近までは緩やかに増加する。この漸増領域の中でとくに $\beta\gamma \approx 3 \sim 4$ が MIP 領域である。

スタウ粒子は図 3.1 (d) に示すように β は 1 より小さくなり、また図 4.2 に示すように $\beta\gamma$ はほとんど 3 を下回る。すなわちスタウ粒子が残すエネルギーは Bethe の式を考えるとミューオンより大きくなると考えられる。

4.1.2 検出信号

フルシミュレーションを用いて、LAr カロリメーターとタイルカロリメーターのそれぞれにおける MIP による信号を検証する。検証に利用する粒子サンプルはミューオンとスタウ粒子である。磁場によってほとんど曲げられず、粒子の生成方向とカロリメーターへの入射方向がほとんど変化しないような $p_T > 40$ GeV のサンプルを使用する。

検証では LAr カロリメーターの Middle 層、タイルカロリメーターの D 層の信号に注目する。

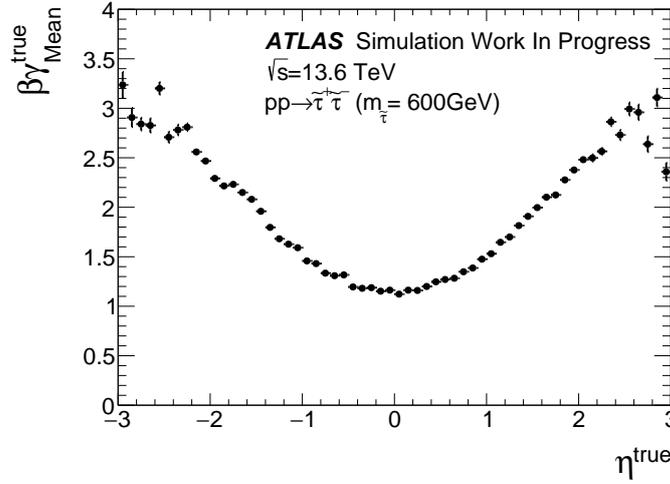


図 4.2: スタウ粒子の η に対する $\beta\gamma$ の分布。

Middle 層は他の LAr 検出層に比べ厚いため信号が大きく、D 層は他のタイルシンチレーター検出層に比べ外側に位置するため MIP によるピュアな信号を見やすいという特徴がある。粒子の飛来位置周辺のセルの信号に注目する。注目する具体的な範囲はセルの大きさを考慮し、LAr カロリメーターでは飛来位置に対して $\Delta\eta < 0.0125$ 、 $\Delta\phi < 0.05$ を満たすセルの信号を検証する [30]。タイルカロリメーターでは少し複雑な選択条件を課す。 η 方向に関しては、粒子の飛来位置について η 方向を 0.0–0.1、0.1–0.2 などの区間に分割し、各 η 区間に対応して覆われるセルを対象とする。また ϕ 方向に関しては、モジュール間の不感領域を考慮し粒子の飛来位置に対して $\Delta\phi < 0.06$ を満たすセルを対象とする。

LAr カロリメーターとタイルカロリメーターのそれぞれにおける再構成されたエネルギーの分布を調べる。LAr カロリメーターでは式 (4.2) に示すように、選択条件を満たしたセル中のエネルギーを足し合わせ、セルの角度情報からエネルギーの横方向成分を取り出したものを再構成されたエネルギーとして定義する [30]。またタイルカロリメーターでは式 (4.3) に示すように、選択条件を満たしたセル中のエネルギーを足し合わせたものを再構成されたエネルギーと定義する。

$$E_{\text{LAr}} = \sum E_{\text{cell}} \cdot \sin\theta \quad (4.2)$$

$$E_{\text{Tile}} = \sum E_{\text{cell}} \quad (4.3)$$

図 4.3、図 4.4 に LAr カロリメーターとタイルカロリメーターのそれぞれにおける、式 (4.2)、式 (4.3) に示した再構成エネルギーの分布を示す。LAr カロリメーターの Middle 層におけるミューオン、スタウ粒子による MIP のエネルギーデポジットはともに 300 MeV 程度となることが分かる。タイルカロリメーターの D 層におけるミューオン、スタウ粒子による MIP のエネルギーデポジットはともに 500 ~ 700 MeV 程度となることが分かる。LAr カロリメーターとタイルカロリメーターのどちらにおいてもミューオンとスタウ粒子のエネルギー分布は大きく変わらな

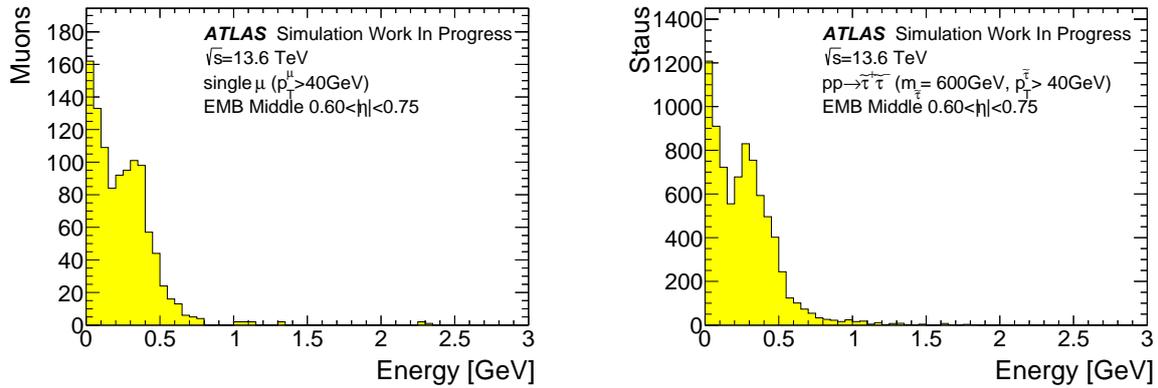


図 4.3: $0.60 < |\eta| < 0.75$ の範囲に飛来した粒子が LAr カロリメーターの Middle 層に残すエネルギーデポジットの分布。左図はミュオン、右図はスタウ粒子を示す。粒子の飛来位置に対して選択条件を満たしたセルのエネルギーデポジットを足し合わせている。

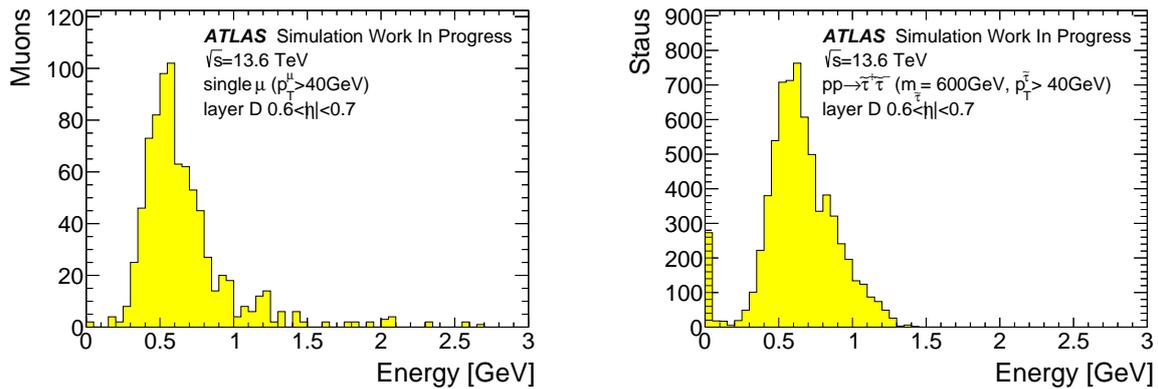


図 4.4: $0.6 < |\eta| < 0.7$ の範囲に飛来した粒子がタイルカロリメーターの D 層に残すエネルギーデポジットの分布。左図はミュオン、右図はスタウ粒子を示す。粒子の飛来位置に対して選択条件を満たしたセルのエネルギーデポジットを足し合わせている。

いが、ランダウ分布の様相を示していることから正しい検証をできていることが分かる。またエネルギーデポジットは LAr カロリメーターと比較してタイルカロリメーターの方が大きいことが分かる。

タイルカロリメーター D 層におけるスタウ粒子の他の角度領域でのエネルギー分布を付録 A の図 A.1 に示す。

図 4.5、図 4.6 に LAr カロリメーターとタイルカロリメーターにおける再構成されたエネルギーと検出時間の分布を示す。再構成されたエネルギーは、式 (4.2)、式 (4.3) で定義されているものを用いる。ここでの検出時間には式 (4.4) に示すように、セルごとの検出時間をエネルギーで重み付けした入射タイミング τ を用いる [30]。

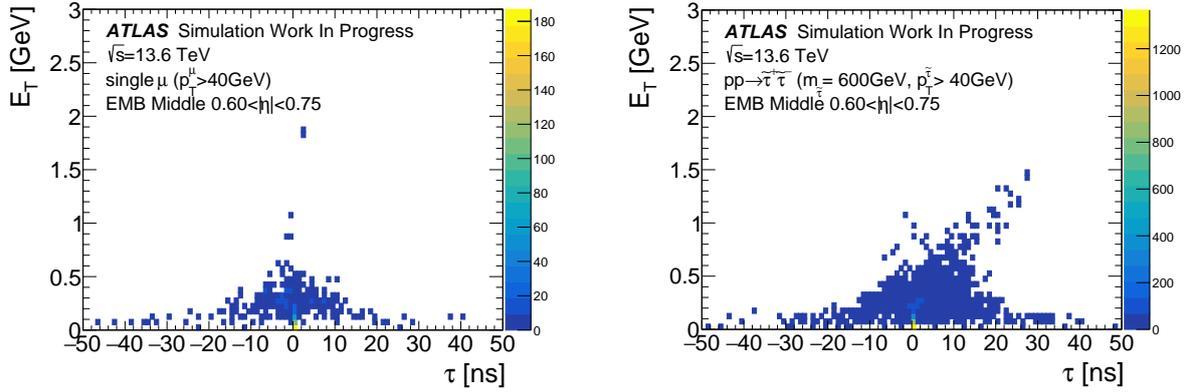


図 4.5: $0.60 < |\eta| < 0.75$ の範囲に粒子が飛来するとき、LAr カロリメーターの情報から算出した横エネルギーと入射タイミング。左図はミュオン、右図はスタウ粒子を示す。

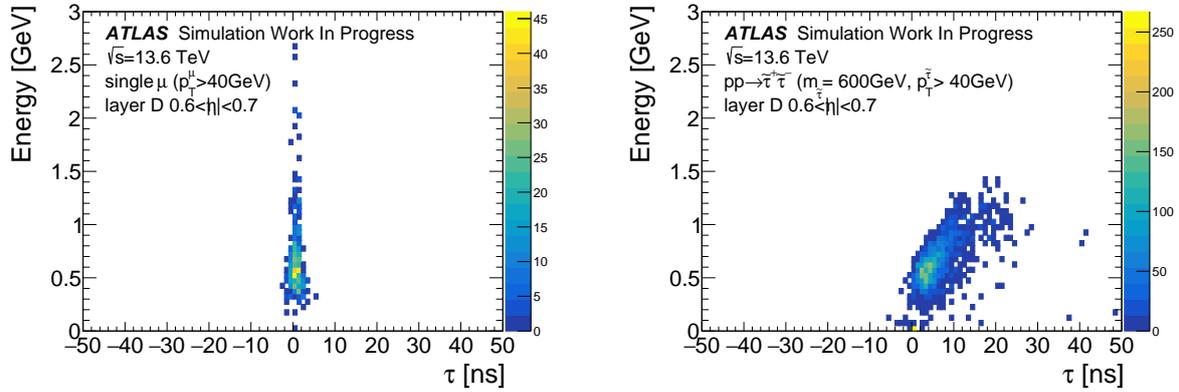


図 4.6: $0.6 < |\eta| < 0.7$ の範囲に粒子が飛来するとき、タイルカロリメーターの情報から算出したエネルギーと入射タイミング。左図はミュオン、右図はスタウ粒子を示す。

$$\tau = \frac{\sum(E_{\text{cell}} \cdot \tau_{\text{cell}})}{\sum E_{\text{cell}}} \quad (4.4)$$

スタウ粒子の入射タイミング τ はミュオンの入射タイミング τ と比較し、遅れた時間範囲に多く分布することが、LAr カロリメーターとタイルカロリメーターのそれぞれで確認できる。また LAr カロリメーターではミュオンとスタウ粒子の、特に低エネルギー領域における入射タイミング τ が広く分布するのに比べ、タイルカロリメーターでは低エネルギー領域での入射タイミング τ の分布が広がらないことがわかる。これはタイルカロリメーターにおけるエネルギーデポジションの方が大きく、エネルギーが大きいほど信号の立ち上がりが明確で時間分解能が良いことに起因している。

タイルカロリメーターの D 層におけるスタウ粒子の他の角度領域の分布を付録 A の図 A.2 に示す。

表 4.1: LAr カロリメータにおけるバンチ衝突を正しく判定するための時間範囲、および信号が遅れて来たと判断できる時間範囲 [32]。この範囲はシミュレーションにて検証されており、14 ns 以上遅れた信号は次のバンチの信号が混入する。

入射タイミング	通常	遅い
時間範囲 [ns]	-5 - 4	4 - 14

4.2 カロリメータにおける低速度粒子の検出

4.1 節では LAr カロリメータとタイルカロリメータのそれぞれにおけるスタウ粒子が残す MIP 信号は、ミューオンが残す MIP 信号に比べ検出時間が遅れることを示した。この特徴をトリガーアルゴリズムに利用するためには信号が遅れていることを判定する基準が必要である。

4.2.1 遅れた検出信号の判定

LAr カロリメータの検出時間を利用した、ミューオンとスタウ粒子の識別性能の検証がシミュレーションによって行われた [30]。現行の初段トリガーでは E_T のみが伝達されており、時間情報は伝達されていない。またエネルギーの積算に使われている時間範囲では、同一の陽子バンチ衝突のタイミングの中でも、検出タイミングが通常より早いのか遅いのかを判定できない。そこで正しく陽子バンチ衝突のタイミングを決定し、かつ遅い検出タイミングを逃さないような時間範囲の検証がシミュレーションによって行われた [32]。表 4.1 に示す時間範囲は、通常の検出タイミングで信号を残す 5 GeV のパルスを 95% 正しく選択し、前バンチや次バンチの信号を選択しないように設定されている [32]。この時間範囲は $-3 \text{ ns} \sim 13 \text{ ns}$ ($E_T = 10 \text{ GeV}$) の信号に対して、100% 正しく陽子バンチ衝突のタイミング決定が行われ、 $6 \text{ ns} \sim 18 \text{ ns}$ ($E_T = 10 \text{ GeV}$) の信号に対して、遅い検出タイミングの識別が 100% 可能である [32]。さらに余剰ビットを利用しこの時間情報をフラグとして後続へ伝達することでトリガーシステムへの利用が可能である [32]。

本研究ではタイルカロリメータにおいても表 4.1 に示す時間範囲をそのまま利用することでトリガーシステムへの有用性を確かめる。

4.2.2 遅れた検出信号として判定される割合

LAr カロリメータとタイルカロリメータのそれぞれにおいて、表 4.1 に示す時間範囲におけるミューオンとスタウ粒子の識別性能を評価する。LAr カロリメータにおける入射タイミング判定には式 (4.4) に示すエネルギーで重み付けした入射タイミング η を使用する。またタイルカロリメータにおいてはトリガーシステムに実装された際、ハードウェアベースで入射タイミング判定を行うために利用する情報を単純化したい。そこで粒子の飛来位置に対して選択条件を満たすセルのうち最もエネルギーデポジットの高いセルを選び、そのセルのエネルギーデポジットと検出時

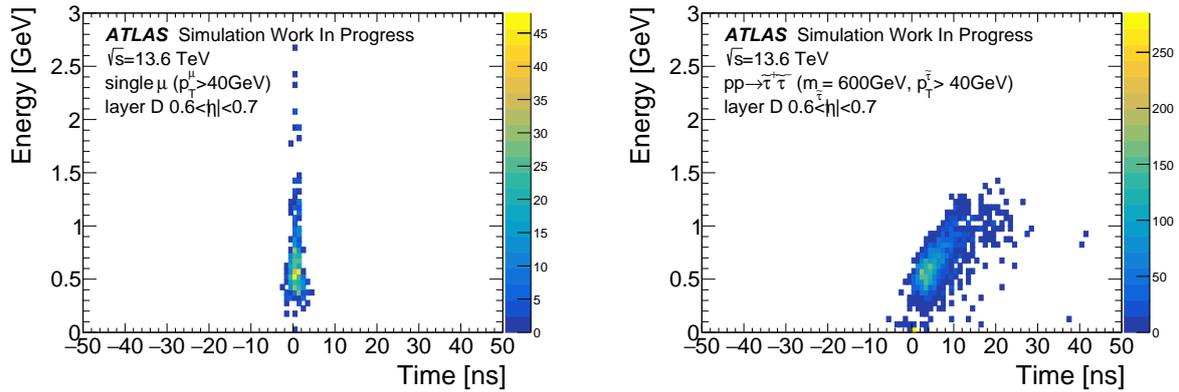


図 4.7: $0.6 < |\eta| < 0.7$ の範囲に粒子が飛来するときの、タイルカロリメーターにおける最もエネルギーデポジットの高いセルのエネルギーデポジットと検出時間。左図はミュオン、右図はスタウ粒子を示す。

間を代表値として扱う。図 4.7 に最もエネルギーデポジットの高いセルを選び、そのセルのエネルギーデポジットと検出時間を代表値とした場合の、タイルカロリメーターにおける再構成されたエネルギーと検出時間の分布を示す。図 4.6 に示すセルをまとめた場合と比較し、分布は大きく変化せず、ミュオンはほとんど 0 ns 付近に分布しスタウ粒子は遅れた時間に分布するという特徴は保たれたままである。スタウ粒子の他の角度領域での分布を付録 A の図 A.3 に示す。

図 4.8、図 4.9 に LAr カロリメーターとタイルカロリメーターのそれぞれにおける、表 4.1 に示す時間範囲を用いた、ミュオンとスタウ粒子の選択割合を示す。まず LAr カロリメーターにおいてはミュオンとスタウ粒子はともに、通常の入射タイミングと判定されることが最も多い。一方でスタウ粒子はミュオンと比べ、通常の入射タイミングと判定される割合が減少し、遅い入射タイミングと判定される割合がわずかに上昇していることが分かる。次にタイルカロリメーターにおけるミュオンは通常の入射タイミングと判定されることがほとんどで、遅い入射タイミングとして選択されることはほとんど 0% であることが分かる。一方でスタウ粒子はミュオンと比べ、通常の入射タイミングと判定される割合が減少し、遅い入射タイミングと判定される割合が大幅に上昇する。これらの性質よりカロリメーターでの検出時間に着目することで、標準模型粒子と標準模型を超える低速度粒子の識別が可能であると考えられる。さらにタイルカロリメーターの識別性能は LAr カロリメーターを上回ることが期待される。

4.3 新たな低速度粒子用初段トリガーシステム

現行の低速度粒子用初段トリガーは基準バンチを保証するために MET トリガーを利用しているため、トリガー効率が上がらないという問題がある。4.2 節ではカロリメーターの検出時間を利用することで、標準模型に従う光速粒子と標準模型を超える低速度粒子の識別が可能であることを示した。そこで基準バンチの保証に MET トリガーを要求する代わりに、カロリメーターの検出時間

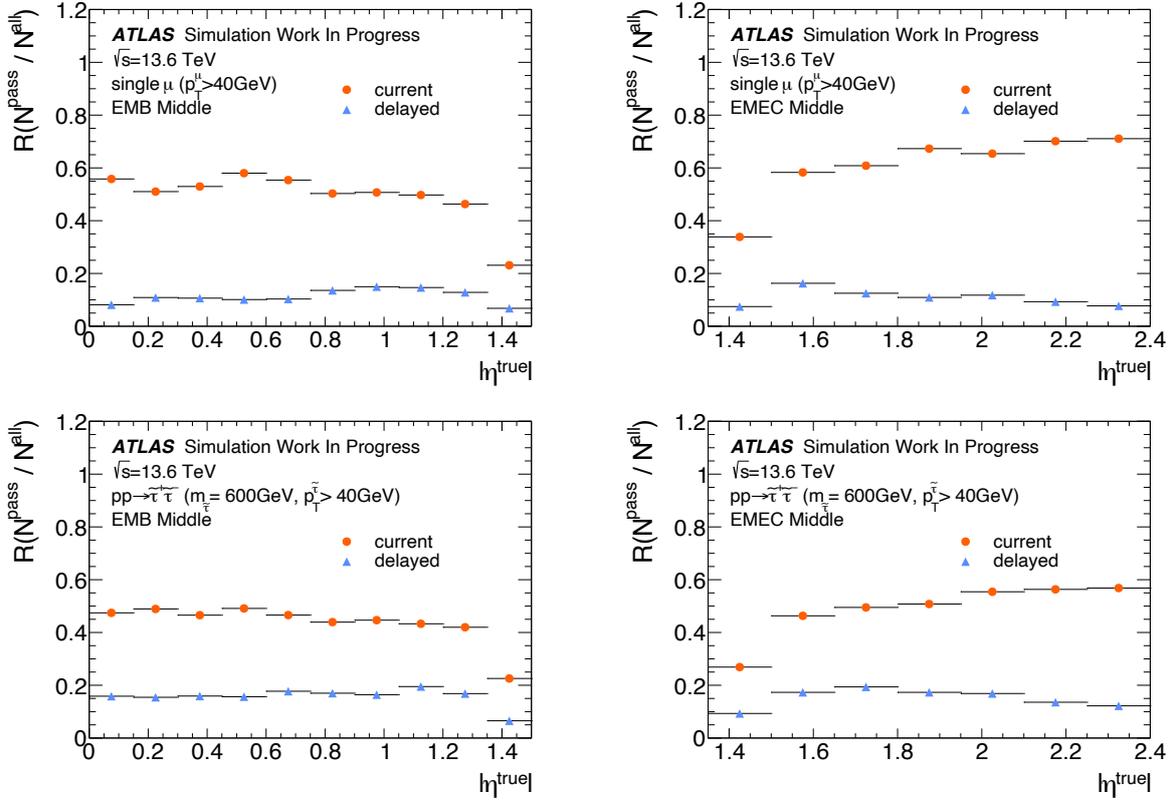


図 4.8: LAr カロリメーターの Middle 層における入射タイミング τ が表 4.1 に示す時間範囲に属する割合。通常の入射タイミング、遅い入射タイミングの検出割合を示す。上段の図がミュオン、下段の図がスタウ粒子、左側の図が LAr カロリメーターのバレル領域、右側の図が LAr カロリメーターのエンドキャップ領域を示す。

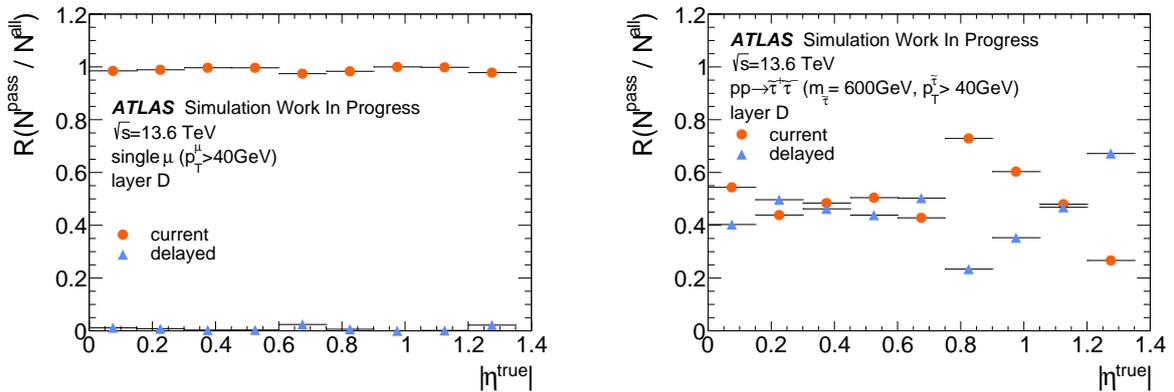


図 4.9: タイルカロリメーターの D 層における、最もエネルギーデポジットが高いセルの検出時間が表 4.1 に示す時間範囲に属する割合。通常の入射タイミング、遅い入射タイミングの検出割合を示す。左図がミュオン、右図がスタウ粒子を示す。

をトリガーとして要求することで性能向上を目指す。

4.3.1 トリガーアルゴリズム

基準バンチを保証するために MET トリガーではなく、カロリメーターでのエネルギーと検出時間をトリガーに要求する新たなトリガーアルゴリズムを開発する。LAr カロリメーターをトリガーとして要求する場合と、タイルカロリメーターをトリガーとして要求する場合のそれぞれにおけるトリガーアルゴリズムを検証する。

エネルギーに対する要求値は LAr カロリメータートリガーでは式 (4.2) で示す E_{LAr} に対して $E_{\text{LAr}} > 100 \text{ MeV}$ を要求し [30]、タイルカロリメータートリガーでは最もエネルギーデポジットが大きいセルのエネルギーデポジット ($E_{\text{Tile-Max}}$) に対して $E_{\text{Tile-Max}} > 500 \text{ MeV}$ を要求する。また検出時間に対する要求は LAr カロリメータートリガーでは Middle 層における式 (4.4) で示す τ 、タイルカロリメータートリガーでは D 層におけるエネルギーデポジットが最も大きいセルの検出時間が、表 4.1 に示す時間範囲の「遅い」領域に分布することである。

エネルギーと検出時間の条件を満たした LAr カロリメーター/タイルカロリメーターにおけるセルの検出位置と、次バンチミュオントリガーのトリガーオブジェクトが特定された領域 (RoI) とのマッチングを取る。RoI マッチングの際、距離の相関 ($\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$) が 0.08 より小さいことを要求する。図 4.10 にスタウ粒子の飛来位置と次バンチミュオントリガーの RoI との ΔR の分布を示す。本研究では高運動量のスタウ粒子を用いるため、粒子の飛来位置はカロリメーターの MIP 検出位置とほとんど同じであると考えられる。また現行のトリガーアルゴリズムでは、基準バンチの保証に MET トリガーを要求するため、低速度粒子に関する飛来方向の情報が失われ、RoI マッチングを行うことができない。よって次バンチミュオントリガーが RoI を発行したイベントを全て取得し、トリガーレートが上昇する。新たなトリガーアルゴリズムでは RoI マッチングによりトリガーレートの抑制が見込まれる。

4.3.2 トリガー効率

4.3.1 節に示す新たなトリガーアルゴリズムをもとに、スタウ粒子のトリガー効率を見積もる。トリガー効率は式 (4.5) に従い算出する。

$$\text{Trigger Efficiency} = \frac{N_{\text{delayed} \cap \text{next RoI}}}{N_{\text{all}}} \quad (4.5)$$

トリガー効率の見積もりは、それぞれのカロリメーターとトリガー用ミュオン検出器の検出可能 η 領域を考慮し、LAr カロリメーターを用いる場合は $|\eta| < 2.4$ 、タイルカロリメーターを用いる場合は $|\eta| < 1.4$ で行う。図 4.11、図 4.12 にはそれぞれ、LAr カロリメータートリガー/タイルカロリメータートリガーを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーにおける、トリガー効率の β 分布を示す。まず LAr カロリメーターを用いたトリガーアルゴリズムでは、LAr カロリメータートリガーのトリガー効率が高くないため、コインシデンス後のトリガー効率も高くない。また LAr カ

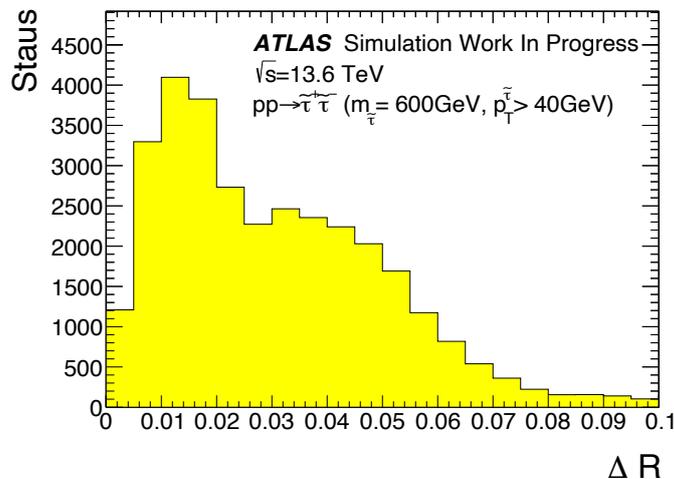


図 4.10: スタウ粒子と次バンチミュオントリガーにおける RoI との ΔR の分布。閾値を $\Delta R = 0.08$ とする。

ロリメータートリガーの感度が高い β 領域が $\beta = 0.4 \sim 0.5$ である一方で、次バンチミュオントリガーの感度が高い β 領域が $\beta = 0.6 \sim 0.7$ とずれているのも起因し、コインシデンス後のトリガー効率が 20% 程度である。次にタイルカロリメーターを用いたトリガーアルゴリズムでは、タイルカロリメータートリガーは $\beta = 0.6 \sim 0.7$ で感度が高く、トリガー効率が 70% を超える。タイルカロリメーターは陽子衝突点から見て、LAr カロリメーターの外側に設置されているため、LAr カロリメータートリガーと比較し、より大きい β 領域で感度が高くなる。これにより、タイルカロリメータートリガーの感度が高い β 領域が次バンチミュオントリガーの感度が高い β 領域とほとんど一致し、コインシデンス後のトリガー効率が 60% 近くなる。また $\beta = 0.3$ あたりは、次バンチミュオントリガーではなく、次バンチの次の陽子バンチ衝突におけるミュオントリガーを用いることで効率を上げることも可能である。しかし、この β 領域における LAr カロリメータートリガー/タイルカロリメータートリガーのトリガー効率を考慮すると、コインシデンス後のトリガー効率へのインパクトがあまり大きくないと考えられる。

図 4.13、図 4.14 に MET トリガーを用いた現行低速度粒子用初段トリガーと、LAr カロリメーター/タイルカロリメーターを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーにおける、トリガー効率の β 分布の比較を示す。まず LAr カロリメーターを用いた新たなトリガーアルゴリズムは現行トリガーアルゴリズムと比較し、同程度のトリガー効率であることが分かる。MET トリガーのトリガー効率は β に依存しない。一方で LAr カロリメータートリガーのトリガー効率は β に依存し、 $\beta = 0.4 \sim 0.5$ の領域で MET トリガーを超えるトリガー効率となる。しかし次バンチミュオントリガーは $\beta = 0.6 \sim 0.7$ の領域に感度をもち、その β 領域では LAr カロリメータートリガーは MET トリガーのトリガー効率と同程度、もしくは少し低い。よって LAr カロリメーターを用いた新たなトリガーアルゴリズムでは現行トリガーアルゴリズムからの大きな改善が見られない。次にタイルカロリメーターを用いた新たなトリガーアルゴリズムは現行トリガーアルゴリズムのトリ

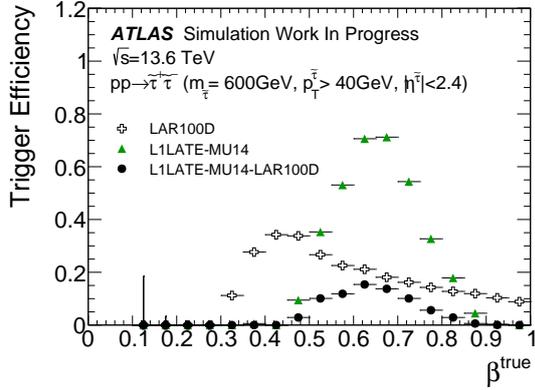


図 4.11: $|\eta| < 2.4$ における LAr カロリメーターを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーのトリガー効率の β 分布。LAr カロリメータートリガー、 p_T 閾値 14 GeV の次バンチミュオントリガーおよびこれらのコインシデンスのトリガー効率を示す。

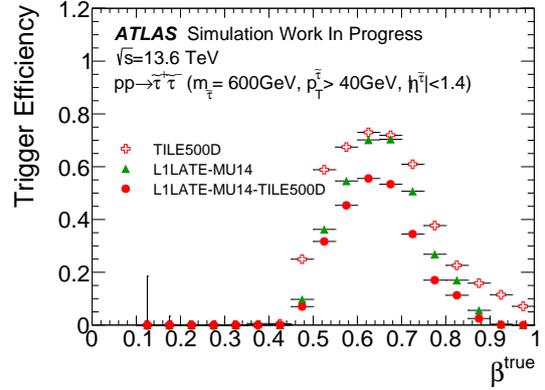


図 4.12: $|\eta| < 1.4$ におけるタイルカロリメーターを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーのトリガー効率の β 分布。タイルカロリメータートリガー、 p_T 閾値 14 GeV の次バンチミュオントリガーおよびこれらのコインシデンスのトリガー効率を示す。

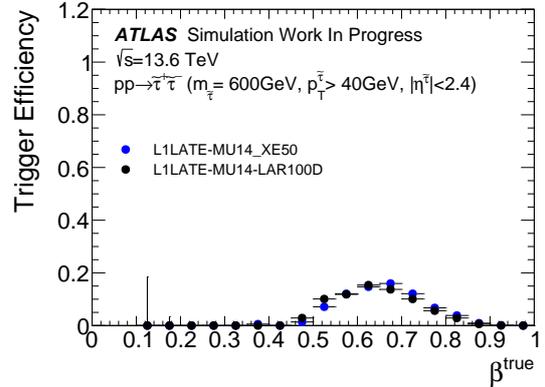
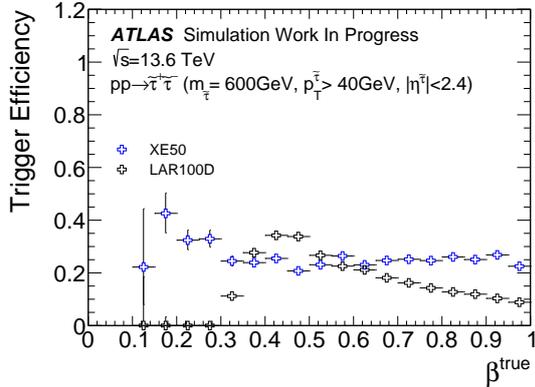


図 4.13: $|\eta| < 2.4$ における、MET トリガーを用いた現行低速度粒子用初段トリガーおよび、LAr カロリメータートリガーを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーのトリガー効率の β 分布。左図は MET トリガーと LAr カロリメータートリガーのトリガー効率、右図は現行低速度粒子用初段トリガーと新たな低速度粒子用初段トリガーのトリガー効率を示す。

ガー効率を大きく上回っていることが分かる。タイルカロリメータートリガーのトリガー効率は β に依存し、 $\beta = 0.55 \sim 0.75$ の領域で MET トリガーのトリガー効率を大きく上回る。またこの領域は次バンチミュオントリガーが感度を持つ $\beta = 0.6 \sim 0.7$ の領域と一致する。よってタイルカロリメーターを用いた新たなトリガーアルゴリズムは現行トリガーアルゴリズムと比較し、標準模型を超える低速度粒子に対する感度が非常に高いことが分かる。

図 4.15 に、MET トリガーを用いた現行低速度粒子用初段トリガーと、LAr カロリメーター

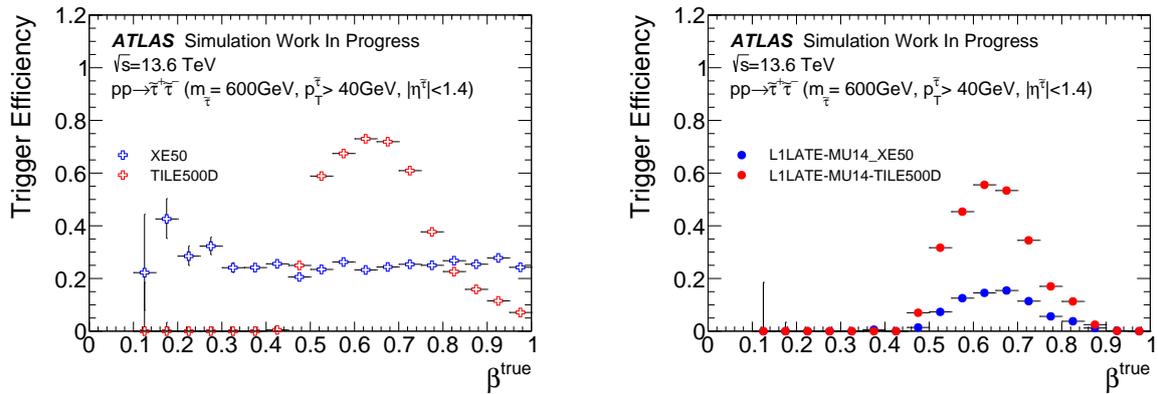


図 4.14: $|\eta| < 1.4$ における、MET トリガーを用いた現行低速度粒子用初段トリガーおよび、タイルカロリメータートリガーを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーのトリガー効率の β 分布。左図は MET トリガーとタイルカロリメータートリガーのトリガー効率、右図は現行低速度粒子用初段トリガーと新たな低速度粒子用初段トリガーのトリガー効率を示す。

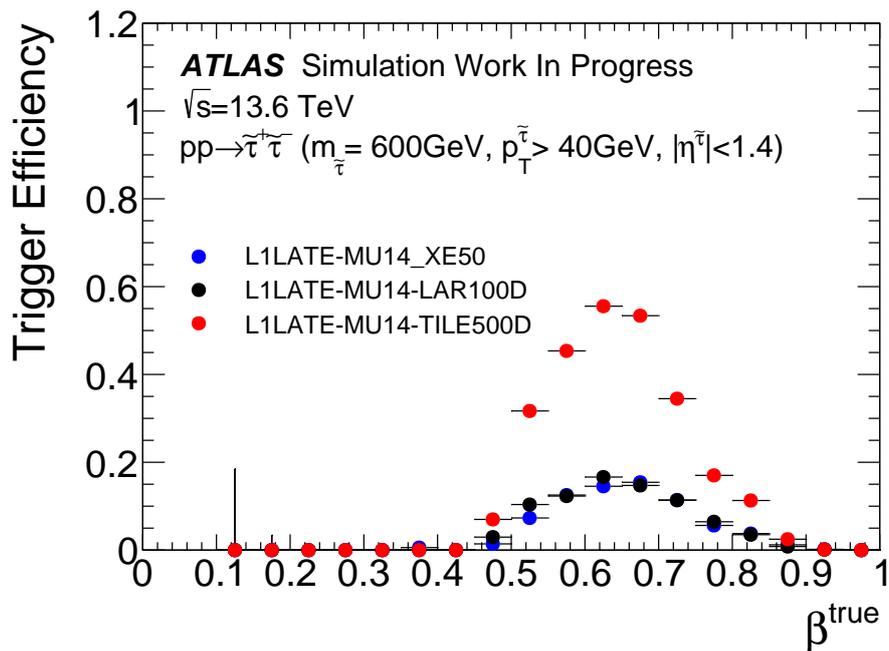


図 4.15: 現行低速度粒子用初段トリガーおよび、新たな低速度粒子用初段トリガーにおけるトリガー効率の β 分布。MET トリガーを用いた現行低速度粒子用初段トリガー、LAr カロリメータートリガーを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーおよび、タイルカロリメータートリガーを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーのトリガー効率を示す。また LAr カロリメータートリガーとタイルカロリメータートリガーの性能を同じアクセプタンスで比較するため、 $|\eta| < 1.4$ に焦点を当てる

リガーを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーおよび、タイルカロリメータートリガーを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーにおける、トリガー効率の β 分布の比較を示す。LAr カロリメータートリガーとタイルカロリメータートリガーの性能を同じ η 領域で比較するため、 $|\eta| < 1.4$ に焦点を当てる。LAr カロリメータートリガーを用いた新たなトリガーは、MET トリガーを用いた現行トリガーのトリガー効率から大きく変化しない。一方で、タイルカロリメータートリガーを用いた新たなトリガーは両者と比較し、トリガー効率がおおよそ 3 倍上昇することがわかる。

4.4 新たな低速度粒子用初段トリガーの実装可能性

4.3 節では、現行の低速度粒子用初段トリガーで用いられる MET トリガーの代わりにタイルカロリメータートリガーに用いた場合、トリガー効率が大きく上昇することを確認した。本節では実装に向けた検討点について説明する。

4.4.1 時間に関する制限の有意性

タイルカロリメーターを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーにおけるタイルカロリメータートリガーには、MIP による信号の検出時間が表 4.1 に示す遅い入射タイミングに属することを要求していた。この検出時間に対する要求により特定の β 領域にのみ感度を持つと考えられる。

ここで時間要求の効果を検証するためタイルカロリメータートリガーにおいて、エネルギーに対してのみ要求を行い ($E_{\text{Tile-Max}} > 500$ MeV)、検出時間に対しては何も要求しない場合のトリガー効率を見積もる。図 4.16 にそのトリガー効率を示す。時間要求を行わない場合のタイルカロリメ

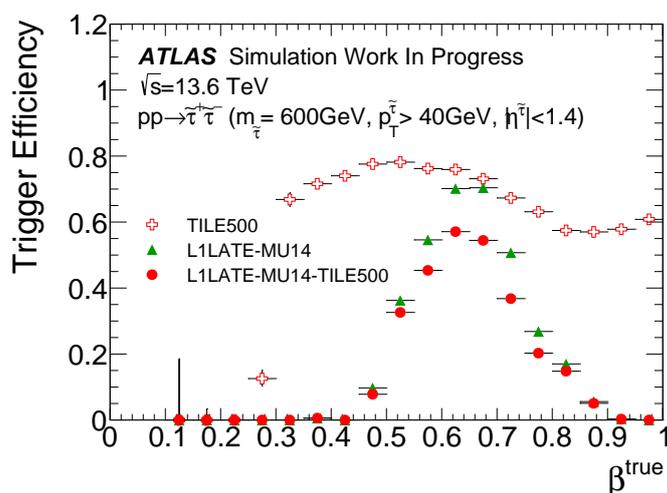


図 4.16: 検出時間に対する要求をしない、新たな低速度粒子用初段トリガーにおけるトリガー効率の β 分布。時間要求をしないタイルカロリメータートリガー、 p_T 閾値 14 GeV の次バンチミュオントリガーおよびこれらのコインシデンスのトリガー効率を示す。

ータトリガーのトリガー効率は β に依らず 60% を超えるのが分かる。一方で次バンチミュオントリガーは特定の β 領域にのみ感度を持つため、コインシデンスを取るとそのトリガー効率は $\beta = 0.6 \sim 0.7$ 付近の領域にのみ感度を持つことが分かる。これは図 4.12 に示す、タイルカロリメータトリガーに時間要求を行う場合のトリガー効率から大きく変化しないことが分かる。さらに時間要求を行わない場合のトリガー効率の方がわずかに高くなる。

実装の際、タイルカロリメータトリガーにおける時間要求の有無は 4.4.2 節で示すトリガーレート、4.4.3 節で示すトリガーロジックなどとの兼ね合いから決定される。

4.4.2 トリガーレート

タイルカロリメータを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーのトリガーレートを実データから見積もる。2.3 節で説明したように、ATLAS 実験における初段トリガーには Run 3 では 100 kHz、高輝度 LHC-ATLAS 実験では 1 MHz とトリガーレートに上限が定められている。本トリガーを実装する際このレート上限を超えるわけにはいかない。またミュオントリガーなどの他のトリガーのトリガーレートとの兼ね合いから、本トリガーはできるだけ低いトリガーレートが望まれる。

実データを用いてトリガーレートを見積もるために、HLT_noalg_L1MU14FCH が発行されたイベントを用いる。このトリガーは L1MU14FCH (p_T 閾値が 14 GeV 以上のミュオントリガー) が発行されているイベントに対して、トリガーレートが 1 Hz になるようにプリスケールをかけたものである。HLT_noalg_L1MU14FCH が発行されているイベントの総数を N 、HLT_noalg_L1MU14FCH が発行されているイベントのうち本トリガーのトリガー条件を満たすイベントの数を n 、L1MU14FCH の実際のトリガーレートを R [Hz] とすると、式 (4.6) に従いトリガーレートを算出することができる。

$$\text{Trigger Rate [Hz]} = \frac{n}{N} \times R \quad (4.6)$$

本研究に関わるトリガーやその名称を以下に示す。

- 14 GeV 以上の p_T 閾値を満たす基準バンチのミュオントリガー：L1MU14
 - バレル領域で発行：L1MU14BO (Barrel Only)
 - エンドキャップ領域で発行：L1MU14EO (Endcap Only)
- 14 GeV 以上の p_T 閾値を満たす次バンチのミュオントリガー：L1LATE-MU14
 - バレル領域で発行：L1LATE-MU14BO (Barrel Only)
 - エンドキャップ領域で発行：L1LATE-MU14EO (Endcap Only)
- タイルカロリメータにおけるエネルギーデポジットが 500 MeV 以上：TILE500
 - 検出時間範囲が遅い場合は D (Delayed) を末尾に追加

タイルカロリメータの検出可能領域 ($|\eta| < 1.4$) とトリガー用ミュオン検出器の検出可能領域 (バレル領域: $|\eta| < 1.05$ 、エンドキャップ領域: $1.05 < |\eta| < 2.4$) を考慮して、タイル

表 4.2: 瞬間ルミノシティが $2.2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ における、各 L1 アイテムのトリガーレート。L1LATE-MU14BO-TILE500D をタイルカロリメーターを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーとする。

トリガー名	トリガーレート [Hz]
L1MU14BO	4780 ± 50
L1MU14EO	6950 ± 60
L1MU14BO-TILE500	1900 ± 30
L1MU14BO-TILE100	3650 ± 40
L1LATE-MU14BO-TILE500D	≤ 1.56 (68% C.L.)
L1LATE-MU14BO-TILE100D	≤ 7.25 (68% C.L.)
L1LATE-MU14BO-TILE500	22 ± 3
L1LATE-MU14BO-TILE100	45 ± 5

カロリメーターを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーのトリガーレートとして L1LATE-MU14BO-TILE500D のトリガーレートを見積もる。検証に使用するデータは 2025 年に取得した、Run504373 と Run504392 である。このデータのうち、HLT_noalg_L1MU14FCH が発行されている総イベント数は $N = 13278 + 11408 = 24886$ である。また L1MU14FCH の実際のトリガーレートは瞬間ルミノシティが $2.2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ のもとで $R = 11.8 \times 10^3 \text{ Hz}$ である。それぞれのトリガーにおけるレートを表 4.2 に示す。

L1MU14BO と L1MU14EO のトリガーレートは、それぞれ L1MU14FCH のトリガーレート R の半分前後であり、これはバレル領域とエンドキャップ領域の検出可能領域の大きさにおおよそ対応しており、正しい検証ができていることが分かる。L1MU14BO と L1MU14BO-TILE500 のトリガーレートを比較すると、タイルカロリメーターにおいて 500 MeV 以上のエネルギーデポジットがあることを要求すると、レートが大きく減少していることが分かる。タイルカロリメーターにおける MIP によるエネルギーデポジットを考慮すると、500 MeV という閾値が高すぎる可能性があるため、閾値を 100 MeV にした場合の検証も行う。

新たな低速度粒子用初段トリガーのトリガーレートは 1.56 Hz 以下 (L1LATE-MU14BO-TILE500D)、7.25 Hz 以下 (L1LATE-MU14BO-TILE100D) と見積もることができる。これはミューオントリガーのトリガーレート ($\mathcal{O}(\text{kHz})$) と比較すると、非常に低レートであることが分かる。またタイルカロリメーターを用いたトリガーにおける時間への要求を行わず、アクセプタンスを拡張したとしてもトリガーレートが $22 \pm 3 \text{ Hz}$ (L1LATE-MU14BO-TILE500)、 $45 \pm 5 \text{ Hz}$ (L1LATE-MU14BO-TILE100) と見積もられ、依然として低レートであることが分

かる。

4.4.3 トリガーロジック案

タイルカロリメーターを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーを、2030年から開始される高輝度 LHC-ATLAS 実験において実装するために、現在考えられるトリガーロジックについてまとめる。

Run 3 における現行の低速度粒子用初段トリガーは、カロリメーターを用いてトリガー判定を行う L1Calo と、ミュオン検出器を用いてトリガー判定を行う L1Muon との結果を合わせて、トリガー判定を行える L1Topo において実装されている。新たな低速度粒子用初段トリガーは L1Topo と同様の機能を持つ L0Global ではなく L0Muon 内に実装できると考えられる。

タイルカロリメーターからのデータフローを図 4.17 に示す。タイルカロリメーターの情報は Compact Processing Module (CPM)、Tile Trigger and Data Acquisition interface (Tile TDAQi) で読み出され L0Calo や L0Muon に送られる。タイルカロリメーターは 2.2.4 節で述べた通り LBA、LBC、EBA、EBC の 4 種類に大別される。それぞれ ϕ 方向に 64 分割され、そのうちの 1 領域が構成単位としてモジュールと呼ばれる。つまりタイルカロリメーターは計 256 モジュール (64 モジュール \times 4) で構成される。1 個の CPM で 2 モジュール (LB と EB のセット) をまとめて読み出し、1 個の Tile TDAQi で 4 個の CPM、つまり 8 モジュールをまとめて読み出す。CPM ではタイルカロリメーターのセルごとにエネルギーや検出時間の再構成を行い、Tile TDAQi ではミュオン周辺に他の粒子が存在しているか判定し、フラグを立て、そのフラグをバレル領域 ($|\eta| < 1$) とエンドキャップ領域 ($|\eta| > 1$) に分けて L0Muon に送る。

現在の設計上、CPM は再構成されたエネルギーと検出時間の情報を保持しているものの、エネルギーの情報のみ Tile TDAQi に送信している。新たな低速度粒子用初段トリガーを実装するためには検出時間情報を送信する手段が必要だが、空きビットには限りがあるため、検出時間情報をそのまま送信することは不可能である。そこで CPM 内で検出時間が遅れているかどうかを D 層のセル (D0、D1、...、D6) ごとにフラグとして 1 ビットで表現し、空きビットに入れて TDAQi に送信する必要がある。TDAQi から L0Muon への送信の際にも、D 層におけるセルごとの検出時間に対するフラグを、空きビットを利用して送信する必要がある。

現在の設計上、L0Muon 内で対応するバンチ衝突における、タイルカロリメーターの情報とミュオン検出器の情報とのコインシデンスを取ることが可能である。そこで現状のシステムを利用し、タイルカロリメーターからの情報を、1 バンチ衝突分遅らせてコインシデンスを取る機構を追加することで、新たな低速度粒子用初段トリガーの実装が可能である。RPC や TGC の情報から決定されたミュオン候補に対して、MDT の情報から運動量が再計算される。MDT の処理が行われている間に新たなロジックは処理可能だと考えられる。つまり、高輝度 LHC-ATLAS 実験におけるレイテンシーの要件である $10 \mu\text{s}$ には一切影響しない処理が可能である。

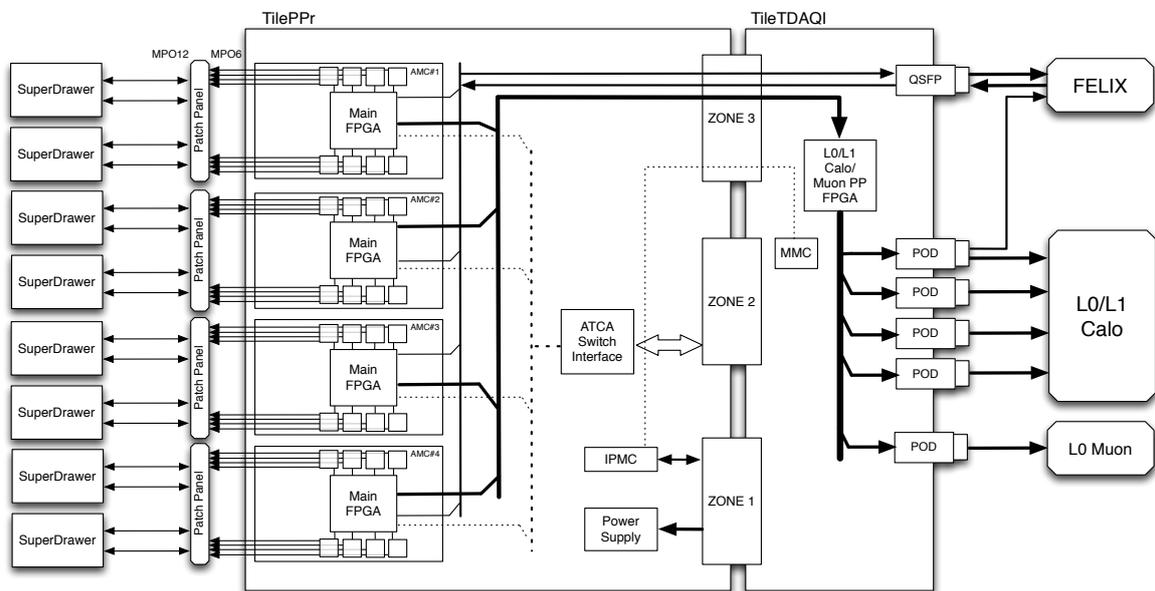


図 4.17: タイルカロリメーターからのデータフロー [25]。タイルカロリメーターの 8 個のモジュールを 4 個の CPM と 1 個の TDAQi で読み出す。

第 5 章

実データを用いた低速度粒子用トリガーの検証

第 4 章では、現行の低速度粒子用初段トリガーに用いられる MET トリガーの代わりに、タイルカロリメーターをトリガーに用いることで、標準模型を超える低速度粒子に対する感度が大幅に上昇することをシミュレーションにおいて確認した。また実装に向けて検討すべき議題について述べた。しかし残された検討課題は少なくなく、その一つが実データを用いたトリガー効率の見積もりである。本章では、実データを用いたトリガー効率算出手法の検証を行う。

5.1 実データを用いたトリガー効率算出の重要性

ATLAS 実験で導入されているトリガーのうち、本研究で開発に取り組んだ、低速度粒子用トリガーのような対象物理事象の取得に特化したトリガーを物理トリガーと呼ぶ。物理解析の際、物理トリガーによる取得事象数はそのトリガーの対象物理における生成断面積の算出に直結するため、実データを用いたトリガー効率の算出は必須事項である。しかし超対称性粒子は実験において未観測であるため直接的なトリガー効率の算出は不可能である。光速粒子による信号から低速度粒子の信号を再現し、トリガー効率を見積もる手法 [33] など、低速度粒子用トリガーの実データにおけるトリガー効率の算出がこれまでに試みられているが、未だその手法は確立されていない。本研究では実データの中で低速度粒子と同様に検出器に遅れて到達すると考えられる現象に注目し、トリガー効率の算出を試みる。

5.2 サテライトバンチ

LHC では陽子を 400 MHz の高周波 (Radio Frequency: RF) で加速している。一方で ATLAS 実験などの陽子陽子衝突で用いられる陽子バンチは 40 MHz 周期で構成されている。2.1 節で示したように、陽子は前段加速器で加速とバンチ構造の形成が行われた後に LHC に入射される。LHC 入射時点で陽子は 40 MHz のバンチ構造を持つ。しかし陽子バンチは時間的な広がりを持つため

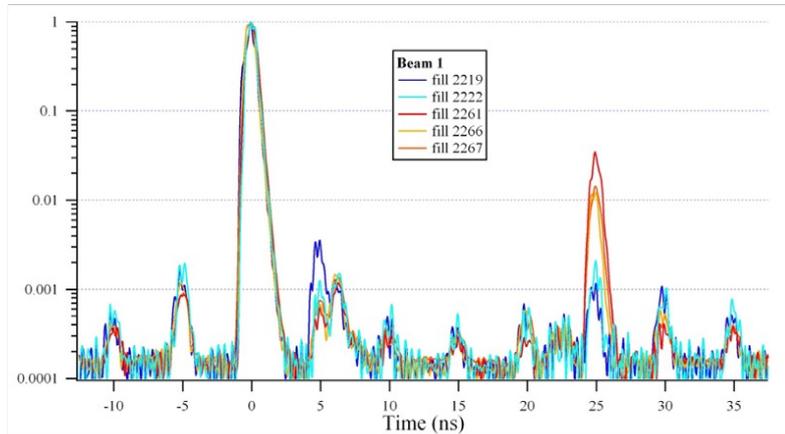


図 5.1: Run 1 における LHC で加速される陽子の時間分布 [34]。分布割合が最も高い陽子バンチを本論文ではノミナルバンチと呼ぶ。ATLAS 実験では 2 本の陽子ビームのノミナルバンチ同士が 25 ns に 1 回、 $z = 0$ で衝突することに注目している。ノミナルバンチから ± 5 ns ずれた時間に分布する陽子バンチを本論文ではサテライトバンチと呼ぶ。

RF で加速する際に、多くの陽子は LHC 入射時点のバンチ構造を保てるが、ずれた時間に染み出す陽子がわずかに存在する。

LHC における陽子の時間分布を図 5.1 に示す。0 ns にピークを持つ、最も陽子の分布割合が高い陽子バンチを本論文では「ノミナルバンチ」と呼ぶ。ATLAS 実験では、ノミナルバンチ同士が 25 ns 間隔で、 $z = 0$ において衝突することにより生成される粒子を観測対象とする。陽子分布割合はノミナルバンチに遠く及ばないものの、ノミナルバンチとは異なる時間に陽子バンチが分布することが図 5.1 から分かる。これらのうち本研究ではノミナルバンチから ± 5 ns ずれた時間にある陽子バンチに注目し、本論文ではこの陽子バンチのことを「サテライトバンチ」と呼ぶ。

ノミナルバンチ同士の衝突における位置と時間を基準とする。このときノミナルバンチ同士の衝突と同じ軌道上で、ノミナルバンチとサテライトバンチが基準からずれた位置と時間で衝突することが考えられる。本論文ではノミナルバンチ同士の衝突を「ノミナル衝突」、ノミナルバンチとサテライトバンチの衝突を「サテライト衝突」と呼ぶ。ノミナル衝突とサテライト衝突の様子を図 5.2 に示す。ノミナル衝突は $z = 0$ m 付近で起き、その衝突時間を 0 ns とし基準とする。このとき基準位置から z 軸方向に ± 0.75 m だけずれて、基準時間から ± 2.5 ns だけずれたサテライト衝突が起きることが分かる。すなわちサテライト衝突によるノミナル衝突からのずれ方は計 4 パターンあることが分かる。また各検出器における検出タイミングの基準は、ノミナル衝突から飛来する光速粒子の飛行時間 (Time of Flight: ToF) を考慮して決定される。サテライト衝突由来の光速粒子は、その衝突位置が基準衝突位置からずれていることに起因する飛行経路の違いや、その衝突時間が基準衝突時間からずれていることを考慮すると、本来から時間がずれて検出されることが考えられる。検出時間にずれが起きる様子を図 5.3 に示す。バレル領域において経路差が最も大き

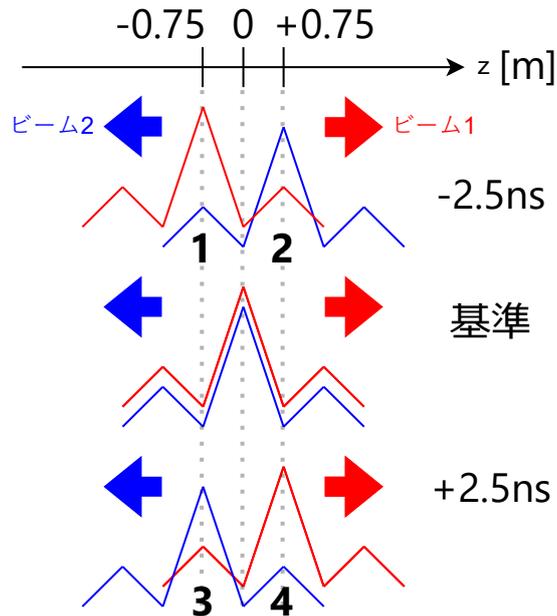


図 5.2: ノミナル衝突とサテライト衝突の様子。一方の陽子ビームが z 軸正方向に進み、もう一方が反対方向に進む。ATLAS 実験では図の中段で示すノミナル衝突の衝突位置と衝突時間を基準とする一方で、図の上段と下段に示すサテライト衝突が基準から位置と時間がずれて起こる。

くなるように、ミュオン検出器である RPC3 の $\eta = 1.05$ を検出位置と仮定する。このときに考えられる、サテライト衝突由来の粒子が残す検出時間の基準からのずれを表 5.1 にまとめる。表中に示す番号 1-4 は図 5.2 に示す番号と対応する。衝突時間のずれによる寄与は、経路差に起因する ToF のずれによる寄与よりも大きいことが分かる。つまり、ノミナル衝突より 2.5 ns だけ早く衝突するサテライト衝突由来の粒子は、基準より早く検出され、ノミナル衝突より 2.5 ns だけ遅れて衝突するサテライト衝突由来の粒子は、基準より遅れて検出される。これらのうち遅れて検出されるものが、低速度粒子が残す信号を再現できる可能性があるため、本研究ではサテライト衝突由来の粒子を利用したトリガー効率算出手法の可能性について検証する。

5.3 サテライト衝突事象の探索手法

5.2 節に示したように、ATLAS 実験において焦点を当てているノミナル衝突に比べ、サテライト衝突は衝突点が z 軸方向に ± 0.75 m 程度ずれている。この性質を活かしてサテライト衝突の事象を探索する。

ATLAS 実験では、トリガーが発行された事象の情報を、まず RAW ファイルと呼ばれる形式で保存する。RAW ファイルには検出器の読み出し信号やトリガー判定などの情報が含まれており、発行されたトリガーをもとにさまざまなストリームに振り分けられて保存されている。RAW ファ

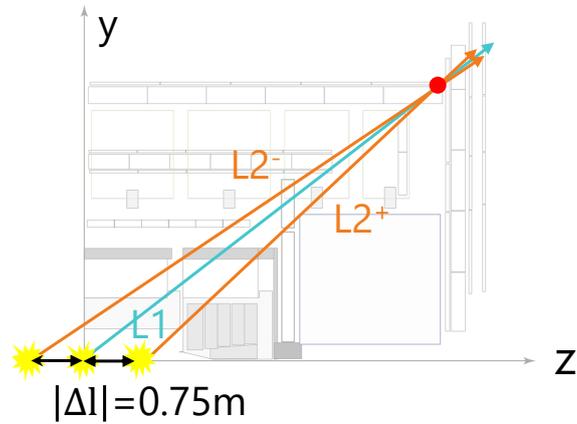


図 5.3: $y - z$ 平面から見た ATLAS 検出器におけるノミナル衝突とサテライト衝突の様子。水色の矢印はノミナル衝突由来の粒子の経路、オレンジ色の矢印はサテライト衝突由来の粒子の経路を示す。検出位置はバレル領域のミュオン検出器である RPC3 の最も η が大きい位置 ($\eta = 1.05$) を仮定している。

表 5.1: サテライト衝突由来の粒子による検出時間のずれ。表中の番号 1-4 は図 5.2 に示す番号と対応する。

	衝突時間 [ns]	経路長 [m]	ToF [ns]	検出時間のずれ [ns]
基準 (ノミナル衝突)	0	L1 = 16.5	55	0
サテライト衝突 1	-2.5	L2 ⁻ = 17.1	57	-0.5 (= -2.5 + (57 - 55))
サテライト衝突 2	-2.5	L2 ⁺ = 15.9	53	-4.5 (= -2.5 + (53 - 55))
サテライト衝突 3	+2.5	L2 ⁻ = 17.1	57	+4.5 (= +2.5 + (57 - 55))
サテライト衝突 4	+2.5	L2 ⁺ = 15.9	53	+0.5 (= +2.5 + (53 - 55))

イルから衝突点や飛跡、粒子特定などを行う再構成を行い、Event Summary Data (ESD) が作成される。ESD は POOL ROOT ファイルとして保存される。また ESD から物理オブジェクトなどを絞り、物理解析に適した Analysis Object Data (AOD) が作成され、POOL ROOT ファイルとして保存される。このデータフォーマットの詳細は [35] に記述されている。

標準の再構成では、衝突点再構成に利用する飛跡の z 軸方向に関するパラメーターに制限がかけられているため、 $z = 0$ から離れた衝突点を再構成できないという問題がある。そこで本検証を行うためには RAW ファイルから再構成をし直す必要がある。しかし再構成に使用される計算資源を考慮すると、大量のデータを再構成し直し、サテライト衝突の事象を探索するのは現実的ではない。そこで、標準の再構成後のデータからサテライト衝突から生成される粒子の情報を持つ事象を

絞り込み、その事象に対応する RAW ファイルのみを再構成し直し検証を行う。本研究では特定の RAW ファイルのみを抽出するために ATLAS Event Picking Service [36] を利用する。これにより指定したラン番号、イベント番号に対応する RAW ファイルのみを取得することができる。

粒子飛跡に関する z 軸方向のパラメーターに z_0 と呼ばれる、粒子飛跡がビーム軸と再近接した点の z 座標を表すものがある。 z_0 パラメーターが 0 から大きく離れているということは、その粒子がビーム軸周辺で $z = 0$ から離れた位置に存在する。つまり、 z 軸方向にずれた衝突点由来の粒子である可能性がある。また本研究で対象とする粒子は、ATLAS 検出器最外層のミュオン検出器まで衝突点から崩壊せずに到達するような粒子であるため、検証にはミュオンを用いる。このミュオンが磁場により大きく曲がることを避けるために、高い運動量を持つことを要求する。ミュオンが陽子陽子衝突点由来で高い運動量を持つという条件は、 Z ボソン由来のミュオンに注目することで満たされる。ここでミュオンの z_0 に関して一つ注意点がある。 z_0 を決定するためにはさまざまな手法があり、例えば内部飛跡検出器とミュオン検出器とでマッチングの取れた飛跡に関して z_0 が決定される。しかし本研究で焦点を当てる、離れた z_0 を持つ粒子の場合、内部飛跡検出器の検出可能領域を超えたり、うまくミュオン検出器の飛跡が内部飛跡検出器とマッチングが取れない場合があるため、ミュオン検出器の飛跡情報のみで決定された z_0 パラメーターを使用する。以上の条件を考慮した、標準の再構成後のデータからサテライト衝突由来の粒子がありそうな事象を選別する条件を以下に示す。ミュオン検出器の飛跡情報のみから決定された、ミュオン飛跡の z_0 パラメーターを式 (5.1) のように定義する。

$$z_0^{\mu, \text{MS}} \quad (5.1)$$

- $-0.90 \text{ m} < z_0^{\mu, \text{MS}} < -0.60 \text{ m}$ の異符号のミュオンがそれぞれ 1 個以上、
または $0.60 \text{ m} < z_0^{\mu, \text{MS}} < 0.90 \text{ m}$ の異符号のミュオンがそれぞれ 1 個以上ある
- 異符号のミュオンが Z ボソンの質量を組める ($70 \text{ GeV} < m_{\mu^+\mu^-} < 110 \text{ GeV}$)

5.4 ノミナル/サテライト衝突由来粒子の信号

5.3 節に示した手法で取得したデータを利用して、サテライト衝突由来の粒子の信号に関する検証を行う。また比較対象としてノミナル衝突由来の粒子の信号も調査する。ノミナル衝突の検証には、 $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象のみが集められた RAW ファイルから作成したデータを利用する。

ノミナル衝突とサテライト衝突のどちらの検証にも Z ボソン由来のミュオンを利用する。そこで高精度なミュオンをトリガーなどのバイアスを受けずに検証に用いるため tag-and-probe 法を用いる。tag-and-probe とは今回のような二つのミュオンが同時に生成される物理過程などにおいて、一方のミュオン (tag) に厳しい条件をかけ、それを満たした場合に、もう一方のミュオン (probe) を検証に利用することである。具体的には tag 側のミュオンに HLT_mu24_ivarmedium_L1MU14FCH というトリガーが発行されていることを要求する。本検証では二つのミュオンがどちらも tag の条件を満たした場合、二つのミュオンをどちらもとも

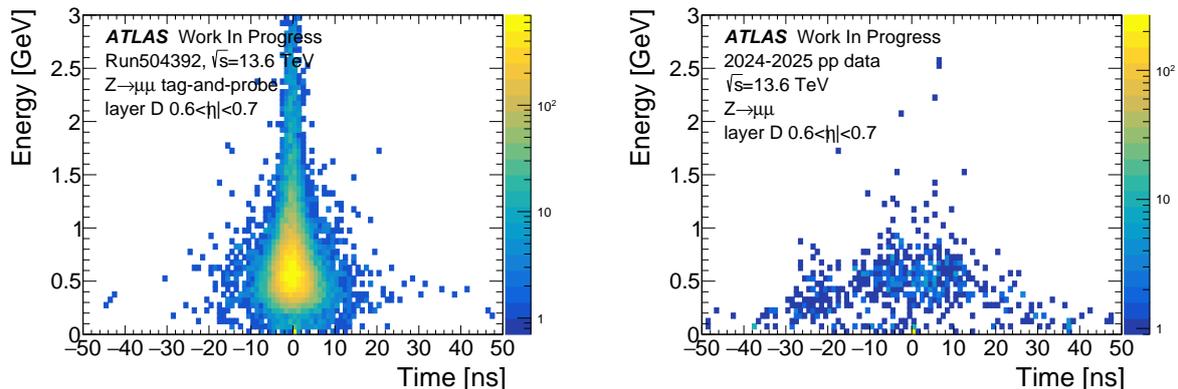


図 5.4: $0.6 < |\eta| < 0.7$ の範囲に飛来するミュオンがタイルカロリメーター D 層に残すエネルギーデポジットの検出時間分布。左図がノミナル衝突、右図がサテライト衝突から生成されるミュオンが残す信号を示す。

probe として利用する。また本研究ではノミナル衝突の検証には tag-and-probe を用いるが、サテライト衝突の検証には統計量的な観点から tag-and-probe は行わない。

本節ではノミナル衝突、サテライト衝突から生成された Z ボソン由来のミュオンがタイルカロリメーターとバレル領域のミュオン検出器である RPC に残す信号について検証を行う。

5.4.1 タイルカロリメーターにおける信号

ノミナル衝突、サテライト衝突から生成された Z ボソン由来のミュオンが、タイルカロリメーターの D 層に残す信号に関して検証を行う。信号の検証を行う D セルは、D 層におけるミュオンの飛来位置周辺のセルのうち、最もエネルギーデポジットが高いセルである。この飛来位置とは、ミュオンの生成位置や初期運動量などから磁場を考慮して D 層へ外挿した位置である。D 層への外挿を行うのは、特にサテライト衝突の検証を行う際、生成位置が通常と大きく離れていることから、初期射出方向が実際の検出位置と大きく異なる可能性があるためである。

ノミナル衝突とサテライト衝突から生成されるミュオンが、 $0.6 < |\eta| < 0.7$ におけるタイルカロリメーターの D 層に残す信号を図 5.4 に示す。サテライト衝突に関する事象は統計量が少なく十分な比較ができないが、現時点では検出時間のずれは確認できない。一方でノミナル衝突に関する信号は図 4.7 に示すシミュレーションにおけるミュオンの信号と比較して、検出時間が幅広く分布していることが分かる。

サテライト衝突が z 軸方向どちらにずれて起きるかを場合分けし、そこから生成されるミュオンが特定の η 領域 ($-0.7 < \eta < -0.6$ と $0.6 < \eta < 0.7$) に残す信号の比較を行う。図 5.5 にその比較を示す。 z 軸正方向にずれて衝突が起き、 $0.6 < \eta < 0.7$ 領域で検出される場合 (図 5.5 右上) と、 z 軸負方向にずれて衝突が起き、 $-0.7 < \eta < -0.6$ 領域で検出される場合 (図 5.5 左下) は同じような分布を持つことが分かる。これは衝突から検出までの距離が同程度であるためだと考えられ

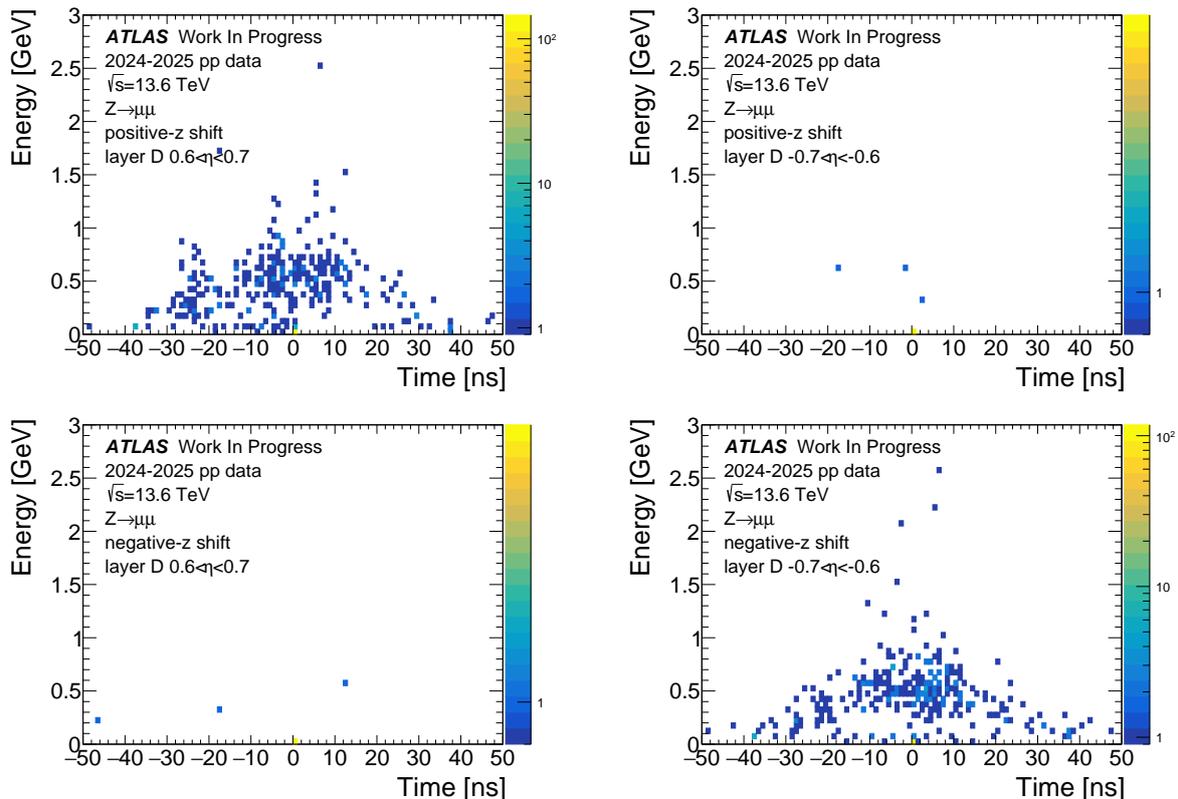


図 5.5: サテライト衝突から生成されるミュオンが特定の η 領域のタイルカロリメーター D 層に残すエネルギーデポジットの検出時間分布。左側が $0.6 < \eta < 0.7$ 、右側が $-0.7 < \eta < -0.6$ 、上段が z 軸正方向にずれた衝突、下段が z 軸負方向にずれた衝突における信号を示す。

る。また衝突から遠い領域で検出されることが極端に少ないことが、図 5.5 左下 (z 軸負方向にずれて衝突し $0.6 < \eta < 0.7$ 領域で検出) と図 5.5 右上 (z 軸正方向にずれて衝突し $-0.7 < \eta < -0.6$ 領域で検出) から分かる。この η 領域での検証ではサテライト衝突由来のミュオンの生成方向に一定の偏りがあることが示唆されるが、別の η 領域では全く逆の偏り、つまり衝突から遠い領域にミュオンが生成されやすいという特徴が確認できる。すなわちサテライト衝突由来のミュオンの生成方向に偏りがあるのは、統計量が十分でない可能性が高く、タイルカロリメーターの D 層におけるサテライト衝突の検証にはさらなる統計量の確保が必須である。

タイルカロリメーター D 層の他の角度領域におけるサテライト衝突の検証結果を付録 B に示す。

5.4.2 RPC における信号

ノミナル衝突、サテライト衝突から生成された Z ボソン由来のミュオンが、バレル領域のミュオン検出器である RPC に残す信号に関して検証を行う。

RPC は 2.2.5 節で示したように Middle ステーションの内側に RPC1、外側に RPC2、Outer

ステーションに RPC3 が設置されている。それぞれ 2 層構造を持つため RPC 全体では計 6 層あり、各層ごとに η 方向と ϕ 方向にストリップが張られ、2 次元的な位置情報と検出時間の情報を取得している。それぞれの層は内側から順に layer1、layer2、...、layer6 と呼ばれる。ミュオンが RPC に飛来した際、理想的には 6 本の η ストリップと 6 本の ϕ ストリップに信号を残すはずである。本研究における RPC の有効ヒット判定の条件は次に示す通りである。Middle ステーションに外挿した粒子の飛来位置と layer1-4 の $\eta(\phi)$ ストリップのヒット位置とのマッチングをとる。また Outer ステーションに外挿した粒子の飛来位置と layer5、6 の $\eta(\phi)$ ストリップのヒット位置とのマッチングをとる。各層で粒子飛来位置とマッチングの取れた、 η ストリップと ϕ ストリップのヒット位置に関してマッチングをとり、各層のヒット点を決定する。このヒット点が layer1-4 の 4 層のうち 3 層以上、かつ layer5、6 の 2 層のうち 1 層以上ある場合有効なヒットとして扱う。本研究では粒子飛来位置とヒット位置のマッチング条件は $\Delta R < 0.03$ 、ヒット位置同士のマッチング条件は $\Delta R < 0.02$ としている。

ノミナル衝突から生成されるミュオンの、Large Sector および Small Sector における RPC1、2、3 での検出時間を図 5.6 に示す。それぞれの RPC の検出時間は RPC2 を基準に決定されるため、ノミナル衝突由来のミュオン (光速粒子) は RPC2 では Large Sector と Small Sector ともに 0 ns (を含む bin) で検出されていることがわかる。また RPC1 と RPC3 は、RPC2 を基準にした補正が行われているが、わずかに 0 ns (を含む bin) からずれていることが分かる。また Large Sector と Small Sector の RPC2 の検出時間の η 分布を図 5.7 に示す。Large Sector と Small Sector の RPC2 における検出時間はともに η 依存性がないことが分かる。本研究では RPC2 の検出時間を RPC 全体の検出時間として扱う。またこれ以降 Large Sector と Small Sector を統合して検証を行う。

ノミナル衝突とサテライト衝突から生成されるミュオンの、RPC における検出時間の比較を図 5.8 に示す。ノミナル衝突と比較して、サテライト衝突由来のミュオンが ± 数 ns ずれて検出されることが多いという特徴は確認できない。

サテライト衝突の統計量がある程度確保できる η 領域 ($-0.7 < \eta < -0.4$ 、 $0.4 < \eta < 0.7$) について検証を行う。ノミナル衝突から生成されるミュオンの、この η 領域における RPC での検出時間を図 5.9 に示す。ノミナル衝突由来のミュオンはこれらの η 領域においても 0 ns (を含む bin) にピークを持つことが分かる。またどちらの η 領域で検出される場合も検出時間に大きな差異はないことが分かる。

サテライト衝突から生成されるミュオンの、この η 領域における RPC での検出時間を図 5.10 に示す。このときサテライト衝突が z 方向のどちらにずれたかも場合分けしている。まずサテライト衝突が z 軸正方向にずれた場合の議論を行う。 $-0.7 < \eta < -0.4$ 領域 (図 5.10 右上) では、 $0.4 < \eta < 0.7$ 領域 (図 5.10 左上) と比較すると、その飛行距離から遅れて検出されるはずである。検出時間の平均値を比較すると、確かに $-0.7 < \eta < -0.4$ 領域では遅れて検出されていることが分かる。またサテライト衝突が z 軸負方向にずれた場合も同様に考えられる。この場合は $0.4 < \eta < 0.7$ 領域 (図 5.10 右下) では、 $-0.7 < \eta < -0.4$ 領域 (図 5.10 左下) と比較して遅れて検出されるはずである。このときも検出時間の平均値を比較すると、確かに遅れて検出されている

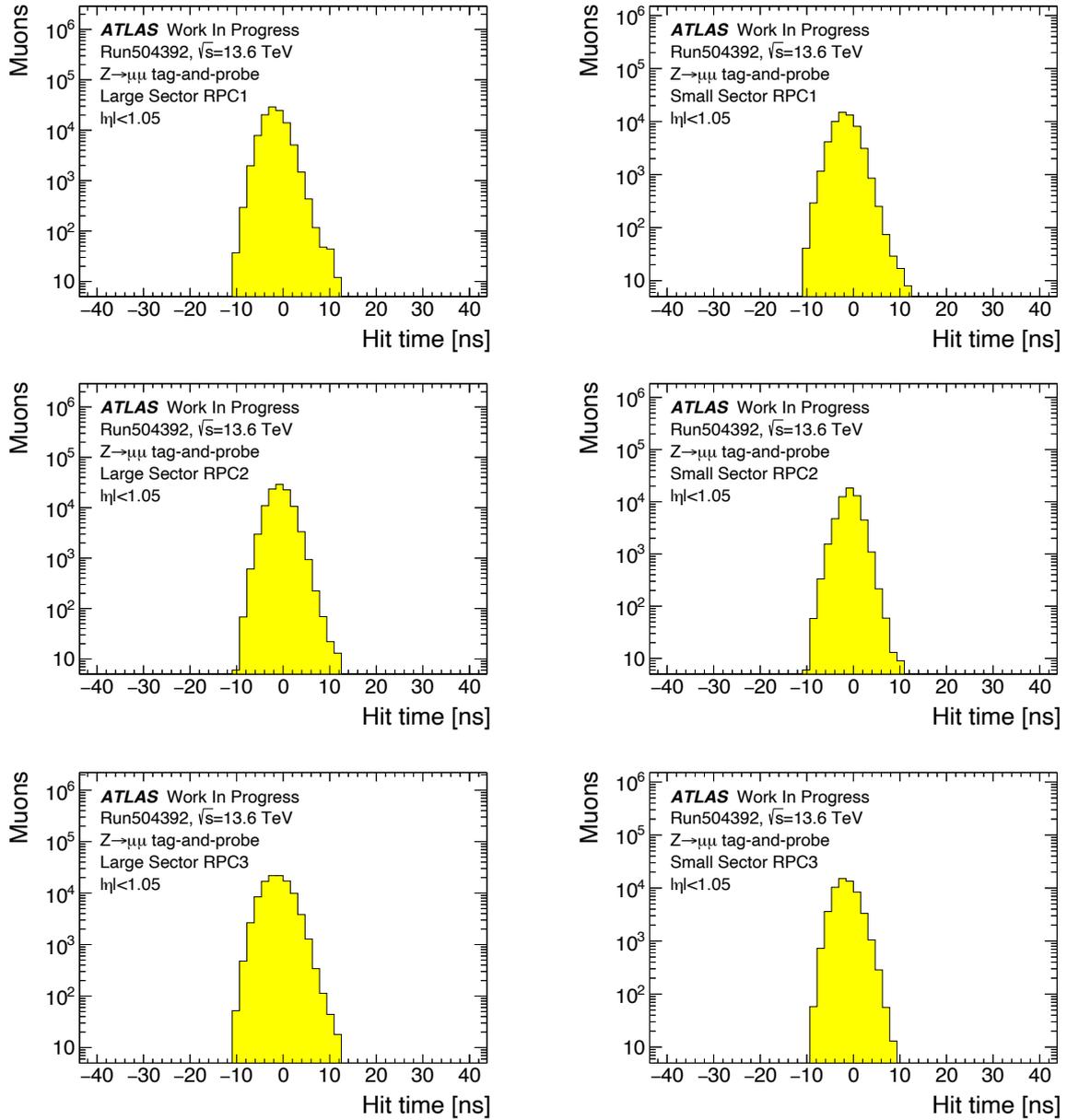


図 5.6: ノミナル衝突由来のミュオンに対する RPC での検出時間。左列は Large Sector、右列が Small Sector の検出時間を示し、上段が RPC1、中段が RPC2、下段が RPC3 の検出時間を示す。

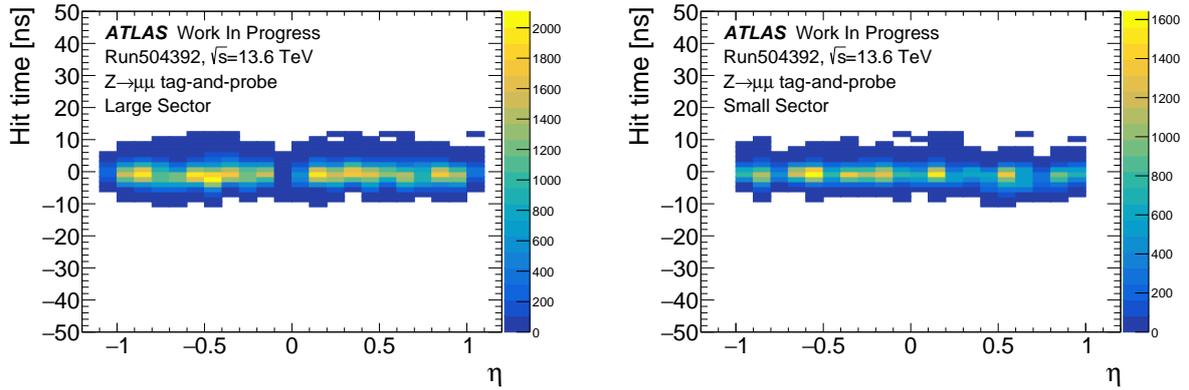


図 5.7: ノミナル衝突由来のミュオンに対する RPC2 の検出時間の η 分布。左図は Large Sector、右図は Small Sector を示す。

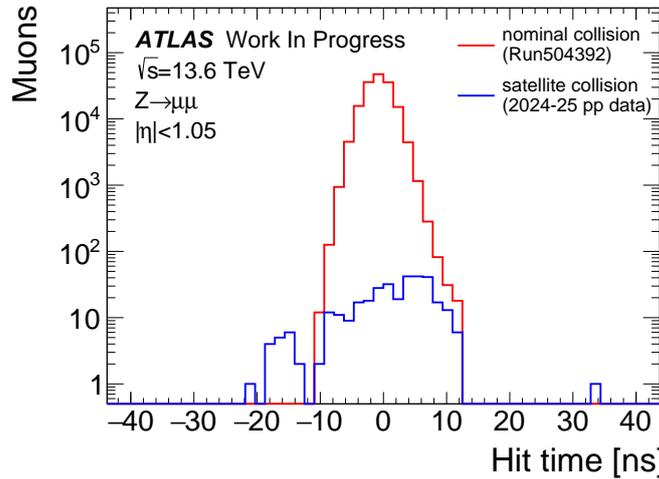


図 5.8: ノミナル衝突とサテライト衝突から生成されるミュオンに対する $|\eta| < 1.05$ における RPC の検出時間。

ことが確認できる。次にサテライト衝突由来のミュオンが $0.4 < \eta < 0.7$ 領域で検出される場合の議論を行う。サテライト衝突が z 軸負方向にずれた場合 (図 5.10 左下) は、正方向にずれた場合 (図 5.10 左上) と比較して遅れて検出されるはずであり、この特徴は検出時間の平均値を比較することで確認できる。また $-0.7 < \eta < -0.4$ 領域で検出される場合も同様に、衝突が z 軸正方向にずれた場合 (図 5.10 右上) は、負方向にずれた場合 (図 5.10 右下) と比較して遅く検出されるはずであり、その特徴が平均値の比較により確認できる。

サテライト衝突同士の比較では飛行距離に起因する検出時間の遅れは確認できたが、さらなる検証やノミナル衝突との比較を十分に行うためには統計量の確保が必須である。

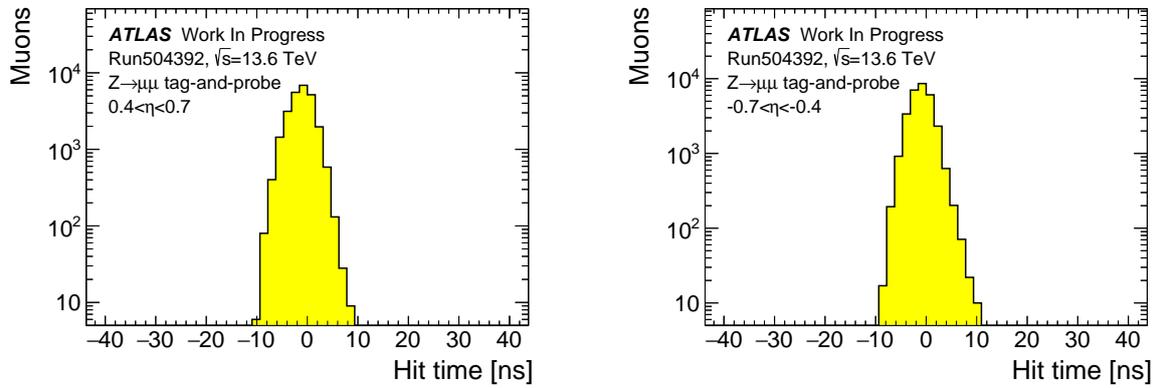


図 5.9: ノミナル衝突から生成されるミュオンに対する特定の η 領域における RPC の検出時間。左図が $0.4 < \eta < 0.7$ 、右図が $-0.7 < \eta < -0.4$ の領域に対する検出時間を示す。

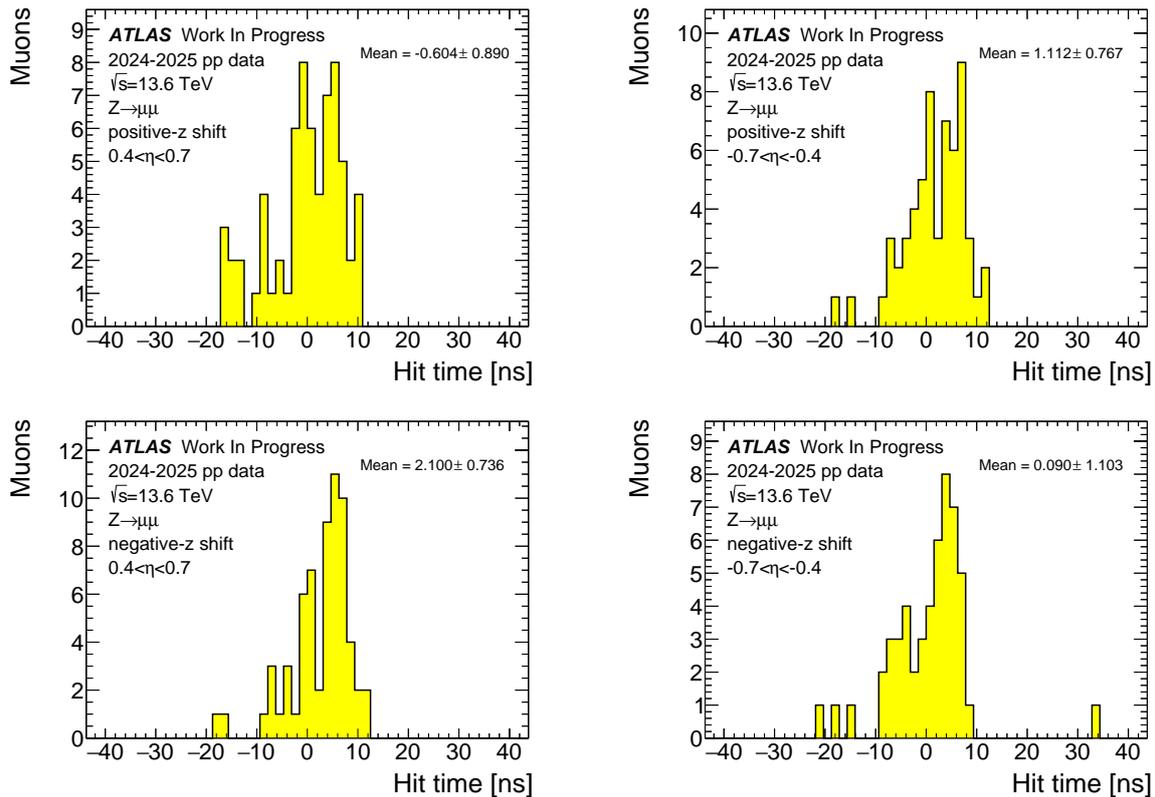


図 5.10: サテライト衝突から生成されるミュオンに対する特定の η 領域における RPC の検出時間。左側が $0.4 < \eta < 0.7$ 、右側が $-0.7 < \eta < -0.4$ 、上段が z 軸正方向にずれた衝突、下段が z 軸負方向にずれた衝突における検出時間を示す。

5.5 初段ミュオントリガーの性能検証

ノミナル衝突およびサテライト衝突から生成されるミュオンに対する、初段ミュオントリガー性能の検出時間依存性を検証する。本研究では RPC におけるミュオンのヒット位置と、ミュオントリガーの発行位置が $\Delta R < 0.08$ を満たす場合、そのミュオントリガーがノミナル衝突、サテライト衝突から生成されるミュオンにより発行されたものと判定する。陽子バンチ衝突と RPC の検出時間の関係性は、基準バンチの範囲を $-12.5 \text{ ns} \sim 12.5 \text{ ns}$ とするとき、 $-37.5 \text{ ns} \sim -12.5 \text{ ns}$ が前バンチの範囲、 $12.5 \text{ ns} \sim 37.5 \text{ ns}$ が次バンチの範囲のように考える。ATLAS 実験では、基準バンチに対して次バンチに染み出すような信号には多少の余裕を持たせているが、前バンチへの染み出しはなるべく起きないように設計されている。また初段ミュオントリガーの性能を測るための指標となる効率には以下の様に算出する:

$$\text{Efficiency} = \frac{N_{\text{matched}}}{N_{\text{all}}}$$

ここで N_{matched} は RPC のヒット位置とマッチングの取れるミュオンの数、 N_{all} は RPC のヒット位置とマッチングが取れ、そのヒット位置がミュオントリガーとマッチングが取れるミュオンの数である。

ノミナル衝突由来のミュオンに対する、初段ミュオントリガー発行効率の検出時間分布を図 5.11 に示す。前バンチ、基準バンチ、次バンチのミュオントリガーの発行パターンを比較する。 $-12.5 \text{ ns} \sim 12.5 \text{ ns}$ を基準バンチの検出時間範囲とすると、ノミナル衝突由来のミュオンに対して、基準バンチミュオントリガーがほとんど 100 % の効率で発行されていることが分かる。また検出時間が前バンチ、次バンチの時間範囲に近づくにつれて基準バンチミュオントリガーの発行効率が減少しているのが分かる。前バンチミュオントリガーの効率はほとんど 0 % で、基準バンチに対して前バンチへの染み出しが抑制されていることが分かる。また次バンチミュオントリガーは -12.5 ns 付近と 12.5 ns 付近で効率がわずかに上がることが分かる。 -12.5 ns 付近の効率上昇は説明がつき、 $-12.5 \text{ ns} \sim 12.5 \text{ ns}$ を次バンチの範囲とした場合、 -12.5 ns 付近は基準バンチ ($-37.5 \text{ ns} \sim -12.5 \text{ ns}$) からの染み出しがあり、次バンチミュオントリガーが発行される。しかし 12.5 ns 付近の上昇は現時点ではうまく説明がつかず、統計量が少ない領域のため効率が高く見積もられている可能性がある。

サテライト衝突由来のミュオンに対する、初段ミュオントリガー発行効率の検出時間分布を図 5.12 に示す。ノミナル衝突での検証と同様に前バンチ、基準バンチ、次バンチのミュオントリガーの発行パターンを比較する。統計量の少なさゆえに十分な議論ができないが、基準バンチミュオントリガーは高い効率で発行されており、前バンチ/次バンチミュオントリガーの効率は非常に低いことが分かる。

基準バンチの時間範囲を $-12.5 \text{ ns} \sim 12.5 \text{ ns}$ とするとき、この時間範囲における前バンチミュオントリガーの性能は、前バンチ時間範囲 ($-37.5 \text{ ns} \sim -12.5 \text{ ns}$) における基準バンチミュオ

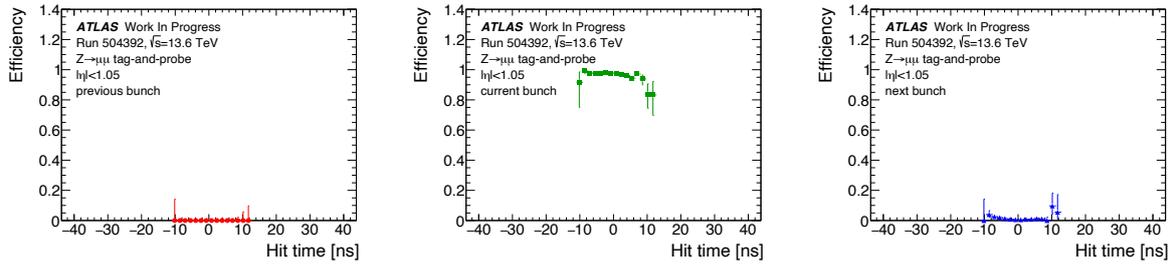


図 5.11: ノミナル衝突由来のミュオンに対する初段ミュオントリガーの発行効率。左図が前バンチミュオントリガー、中図が基準バンチミュオントリガー、右図が次バンチミュオントリガーの発行効率を示す。

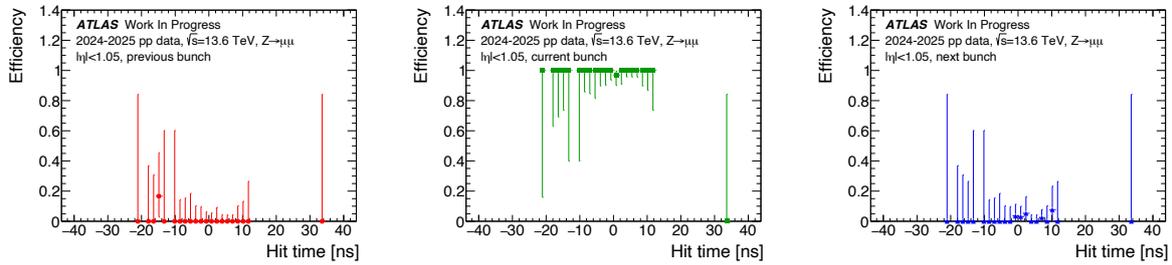


図 5.12: サテライト衝突由来のミュオンに対する初段ミュオントリガーの発行効率。左図が前バンチミュオントリガー、中図が基準バンチミュオントリガー、右図が次バンチミュオントリガーの発行効率を示す。

ントリガーの性能と置き換えることができ、同様に次バンチミュオントリガーの性能は、次バンチ時間範囲 (12.5 ns ~ 37.5 ns) における基準バンチミュオントリガーの性能と置き換えることができる。ノミナル衝突とサテライト衝突のそれぞれにおいてミュオントリガーの性能をシフトさせた、全時間範囲における基準ミュオントリガーの性能を図 5.13 に示す。ノミナル衝突に関するミュオントリガーの発行効率は、検出時間が基準バンチ時間範囲と次バンチ時間範囲の境界である 12.5 ns にかけて効率が減少していき、また次バンチ時間範囲に少し染み出してトリガーが発行されていることが分かる。しかし基準からずれたこの検出時間の統計量は多くなく、大きなギャップが生まれている。

このギャップを解決するためにサテライト衝突の事象を利用できるか検証する。ノミナル衝突の事象にサテライト衝突の事象を追加して、ミュオントリガーの性能を評価する。その性能を図 5.14 に示す。12.5 ns 付近のギャップを、図 5.13 の右図に示すノミナル衝突のみでの評価と比較すると、大きな改善は見られないことが分かる。

サテライト衝突はその統計量の少なさゆえに十分な議論が行えないが、ノミナル衝突由来のミュオンに対するミュオントリガーの発行パターンと同様に、基準バンチミュオントリガーの発行効率が高い一方、前バンチ/次バンチミュオントリガーの発行効率は低いことが分かる。またノミナル衝突の事象だけでは統計量が足りず、大きなギャップがある領域を、サテライト衝突

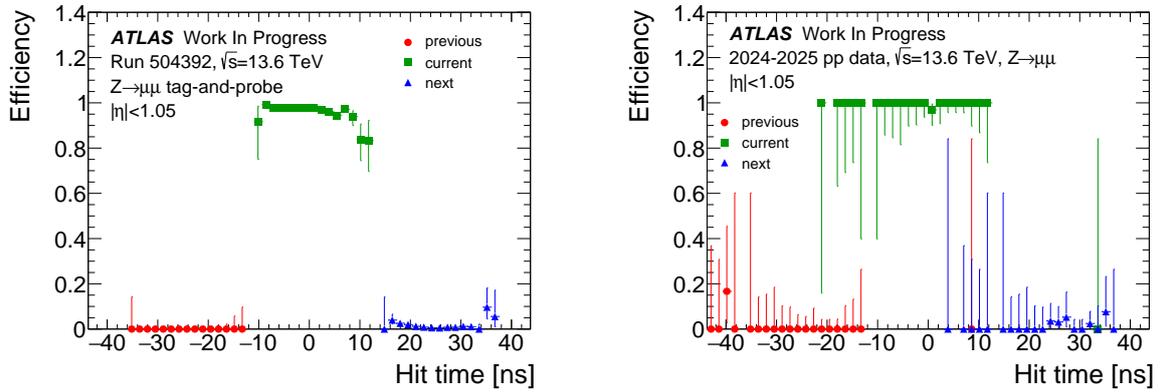


図 5.13: ノミナル衝突とサテライト衝突から生成されるミュオンに対する全時間範囲における基準バンチミュオントリガーの発行効率。左図がノミナル衝突、右図がサテライト衝突を示す。

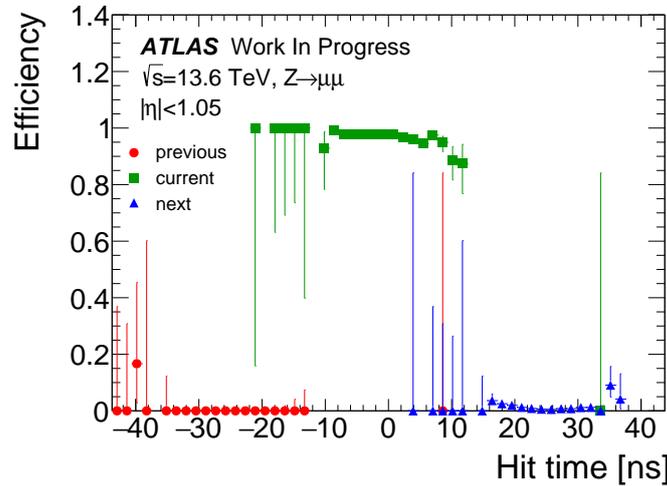


図 5.14: ノミナル衝突イベントとサテライト衝突イベントを足し合わせた場合の全時間範囲における基準バンチミュオントリガーの発行効率。

の事象を利用して埋めることは困難である。これらはサテライト衝突の検証に $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象だけを用いており、統計量が十分でないためである。

第 6 章

結論と展望

LHC-ATLAS 実験で Run 2 から運用されている低速度粒子用トリガーは、超対称性粒子などの標準模型を超える物理として予言される、質量が重いため速度が遅くなる長寿命荷電粒子に対して、感度を持つ。このトリガーの初段トリガー部分では、低速度粒子がカロリメーターでエネルギーを落とし切らないことから生じる、消失横エネルギー (Missing Transverse Energy: MET) を利用したトリガーを使用している。しかし MET トリガーはトリガー効率が 30% 程度と高くなく、全体のトリガー効率に制限をかけている。また 2030 年から運転開始予定の高輝度 LHC-ATLAS 実験においては、効率的に統計量を増加させる一方で背景事象の増加が予想されており、それに伴い MET トリガーのエネルギー閾値が引き上げられ、トリガー効率はさらに減少すると考えられる。高輝度 LHC-ATLAS 実験に向けたアップグレードにおいて、トリガーロジックが刷新されるこの機会に、MET トリガーを利用しない新たな低速度粒子用トリガーの開発が重要である。またトリガーを実際に物理解析で使用するにあたり、これまでに残されている大きな課題の一つが実データを用いたトリガー効率算出手法が確立されていないことである。超対称性粒子のように質量が重く、検出器を貫く長寿命な荷電粒子は実験において未観測であるため直接的にトリガー効率を見積もることはできない。また低速度粒子が遅れて検出器に到達することにより、光速の粒子に比べて遅れる信号を残すことを、実データで再現することが非常に困難である。

以上の課題を踏まえ、まず MET トリガーを利用しない新たな低速度粒子用初段トリガーの開発に取り組む必要がある。先行研究では液体アルゴン電磁カロリメーターに焦点を当てたトリガー開発を行った [30]。液体アルゴン電磁カロリメーターの検出時間とエネルギーに閾値を設けたトリガーは、特定の β 領域で MET トリガーを上回る 40% のトリガー効率を得られた [30]。本研究では、先行研究において未着手であった液体アルゴン電磁カロリメータートリガーと次バンチミュオントリガーのコインシデンスを要求したところ、それぞれのトリガーにおける高感度 β 領域に違いがあり、全体のトリガー効率が現行から改善しないことを確認した。液体アルゴン電磁カロリメーターは衝突点からの距離が近く、感度をもつ β 領域が次バンチミュオントリガーが感度をもつ β 領域と異なるためである。そこで液体アルゴン電磁カロリメーターの外層に設置されているタイルカロリメーターに焦点を当てた。液体アルゴン電磁カロリメーターと違い、タイルカロリメーターは現行のトリガーシステムにおいてもミュオン検出器とコインシデンスを取る実績がある。

タイルカロリメーターにおける検出時間とエネルギーに閾値を設けたトリガーは、 $\beta = 0.6 \sim 0.7$ の領域で先行研究を上回る 70% のトリガー効率を得られた。またタイルカロリメータートリガーが感度を持つ β 領域は、次バンチミュオントリガーが感度をもつ β 領域と一致するため、全体のトリガー効率が 60% と現行トリガーを大きく上回る。加えて、タイルカロリメーターを用いた新たな低速度粒子用初段トリガーのトリガーレートを実データから見積もり、現時点でのトリガーロジック案を検討した。算出されたトリガーレートは、ミュオントリガーなどのレートと比較し非常に低レートであり、実装に向けて前向きな結果が得られた。トリガーロジックにおける最大の利点は L0Muon でトリガー判定を行えることであり、これは液体アルゴン電磁カロリメーターでは不可能である。またこのロジックの処理は MDT の処理の待ち時間で可能であり、レイテンシーを変化させずに実装できる。

また実データを用いた低速度粒子用トリガーのトリガー効率算出のため、これまでにない画期的な観点からその実用可能性について検証した。LHC 内の陽子加速 RF が 400 MHz である一方、ATLAS 実験などで陽子同士の衝突を行うための陽子バンチの周期は 40 MHz である。この差異からサテライトバンチと呼ばれる、本来の陽子バンチの周期とは異なる時間の陽子バンチが存在する。サテライトバンチは本来と異なる位置や時間で衝突するため、低速度粒子が検出器に残すような遅れた信号を再現できる可能性がある。標準的な再構成では、サテライトバンチによる衝突の衝突点を再構成することは不可能である。自分の手で生データから再構成をし直そうにも、計算資源などを考慮すると全く現実的では無い。そこで既存のデータからサテライトバンチによる衝突から生成されていそうな粒子の情報を取得し、その事象を含む生データのみを再構成する方法を確立した。ミュオンの z_0 が $z = 0$ から離れている $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象を、ATLAS Event Picking Service を用いて抽出した。得られたデータを用い、サテライトバンチによる衝突から生成されるミュオンに対する、タイルカロリメーター、バレル領域のミュオン検出器である RPC、さらにバレル領域での初段ミュオントリガーの性能を検証した。本来からずれた時間で検出される兆候を RPC において確認することができ、発見に至るにはさらなる統計量が必要である。

今後は開発したトリガーの閾値やロジックの最適化が必要である。加えて、本研究では質量が 600 GeV のスタウ粒子に対してのみ性能評価を行なったため、異なる質量を持つスタウ粒子に対する性能も評価する必要がある。また $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象だけではサテライトバンチによる衝突の統計量を増やすことは困難であるため、 $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ 事象など、他の物理事象を用いる必要がある。さらにサテライトバンチによる衝突の衝突点再構成に関する評価は行っていない。そこでサテライトバンチによる衝突をシミュレーションで再現し、離れた衝突点の再構成効率を見積もる必要がある。

本研究を通じて、標準模型を超える質量が重い長寿命荷電粒子の観測に特化した新たなトリガーを開発し、トリガー効率を引き上げられる可能性を見出した。またこれまで未確立である実データを用いた低速度粒子用トリガーのトリガー効率算出手法への新たな切り口を検証した。標準模型を超える質量が重い長寿命荷電粒子の探索は、ATLAS 実験をはじめとする多くの研究機関で行われている。本研究がそこに新たな道を拓く礎になることを期待する。

付録 A

タイルカロリメーター D 層におけるスタウ粒子入射角度に対する検証結果

タイルカロリメーター D 層におけるスタウ粒子の信号を粒子入射角度ごとに示す。図 A.1 はスタウ粒子のエネルギーデポジットの分布、図 A.2 は式 (4.3) に従う再構成エネルギーの式 (4.4) に従う検出時間分布、図 A.3 はスタウ粒子の飛来位置に対して同じ η 領域かつ $\Delta\phi < 0.06$ を満たすセルのうち、最も高いエネルギーデポジットを持つセルのエネルギーデポジットの検出時間分布を示す。

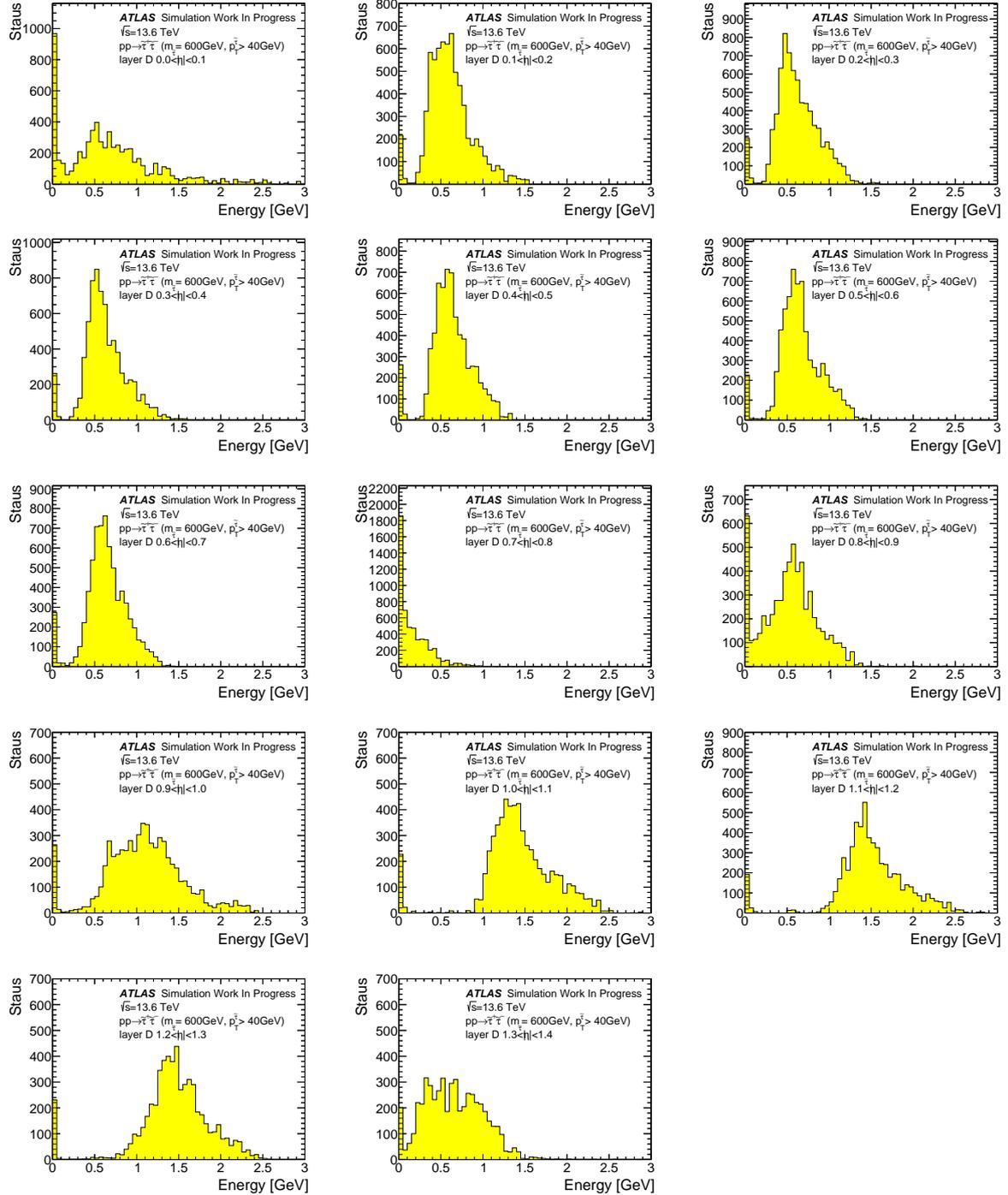


図 A.1: スタウ粒子がタイルカロリメーター D 層に残す MIP によるエネルギーデポジット。

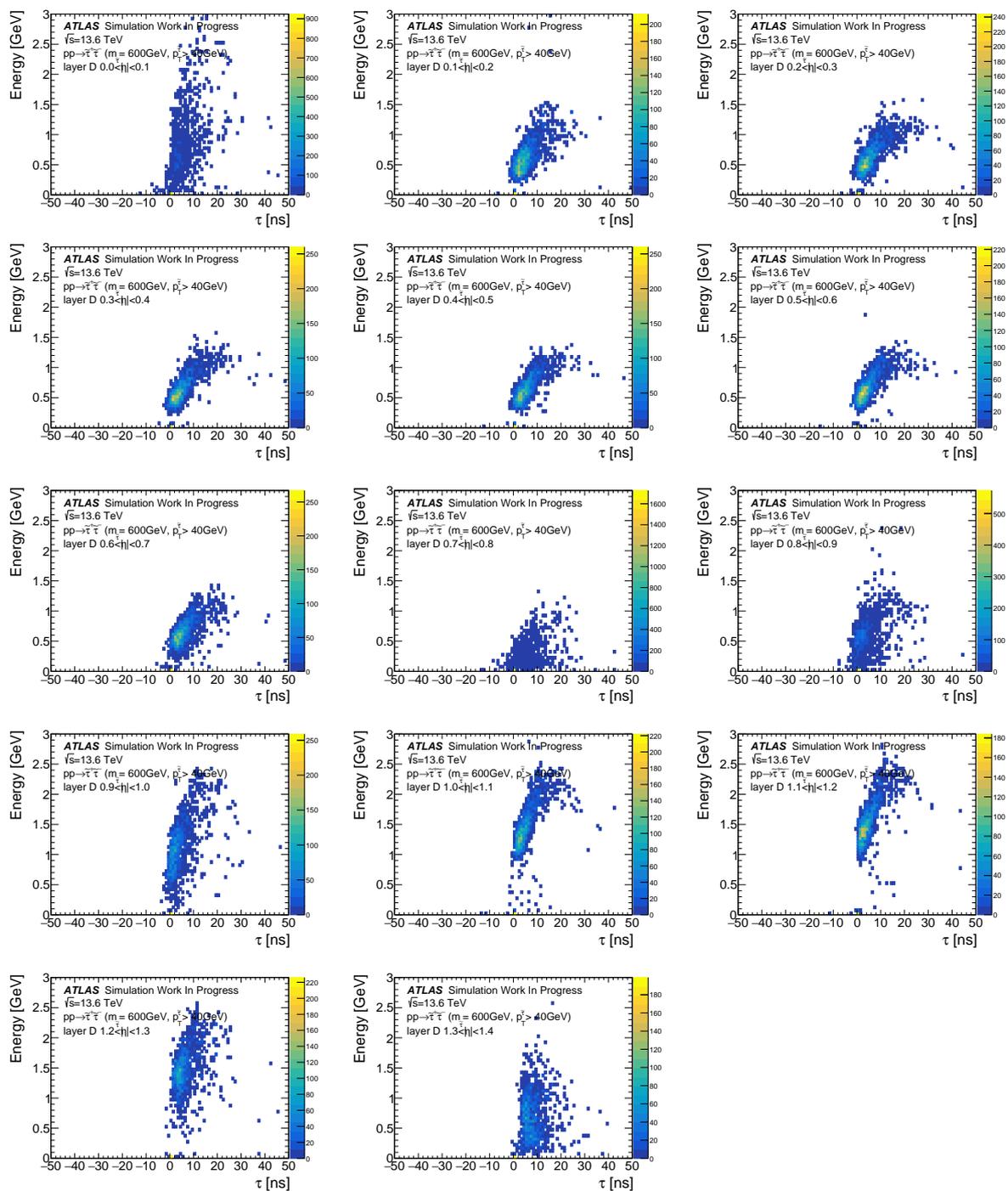


図 A.2: スタウ粒子がタイルカロリメーター D 層に残すエネルギーデポジットの検出時間分布。エネルギーデポジットは式 (4.3) に従い算出し、検出時間は式 (4.4) に従い算出する。

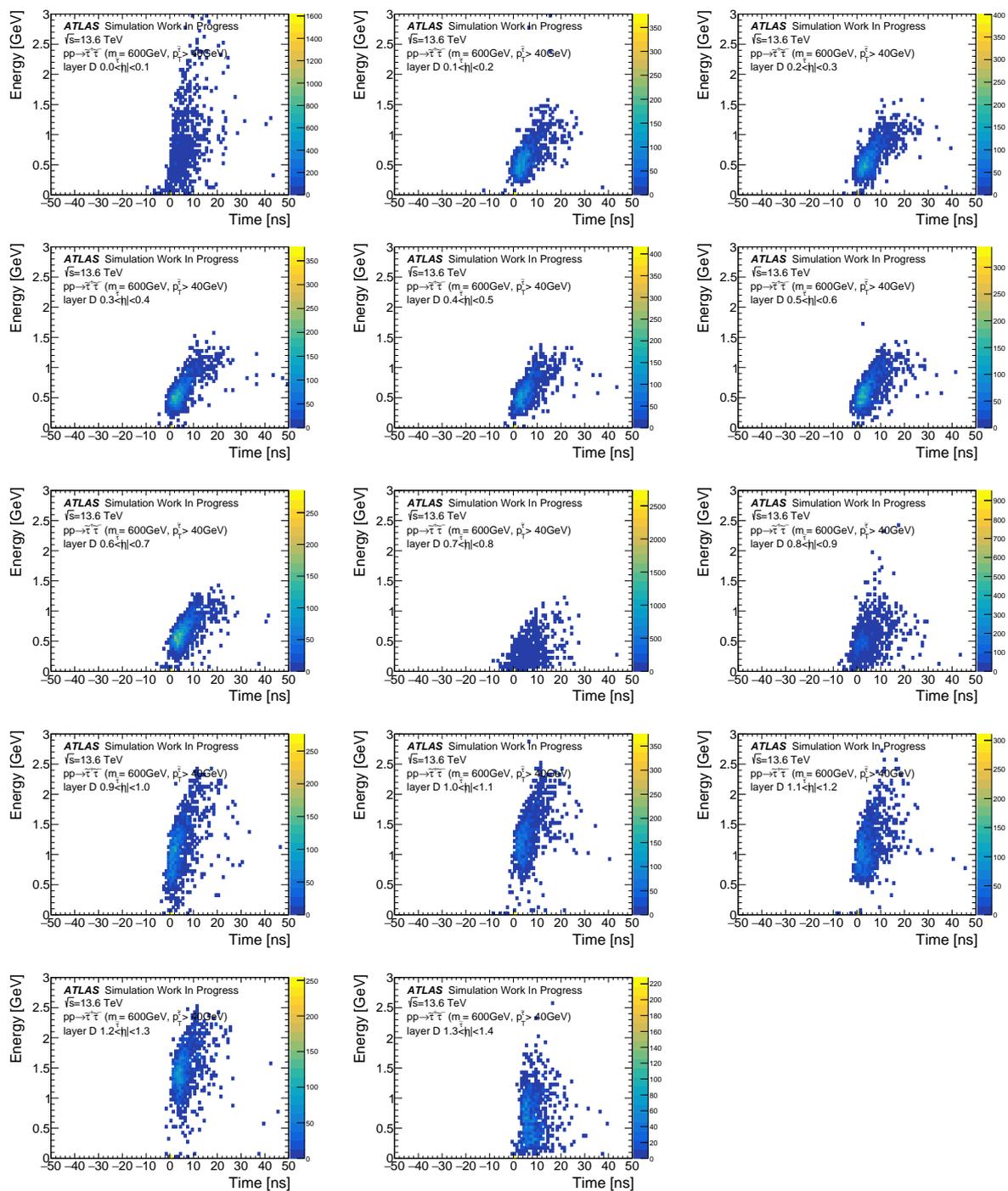


図 A.3: スタウ粒子がタイルカロリメーター D 層に残すエネルギーデポジットが最も大きいセルのエネルギーデポジットの検出時間分布。

付録 B

タイルカロリメーター D 層における η 領域ごとのサテライト衝突の検証結果

タイルカロリメーター D 層におけるサテライト衝突の検証結果を統計量の確保できている η 領域ごとに示す。各図は左側に A-side の η 領域、右側に C-side の η 領域、上段に z 軸正方向にずれた衝突、下段に z 軸負方向にずれた衝突を示す。

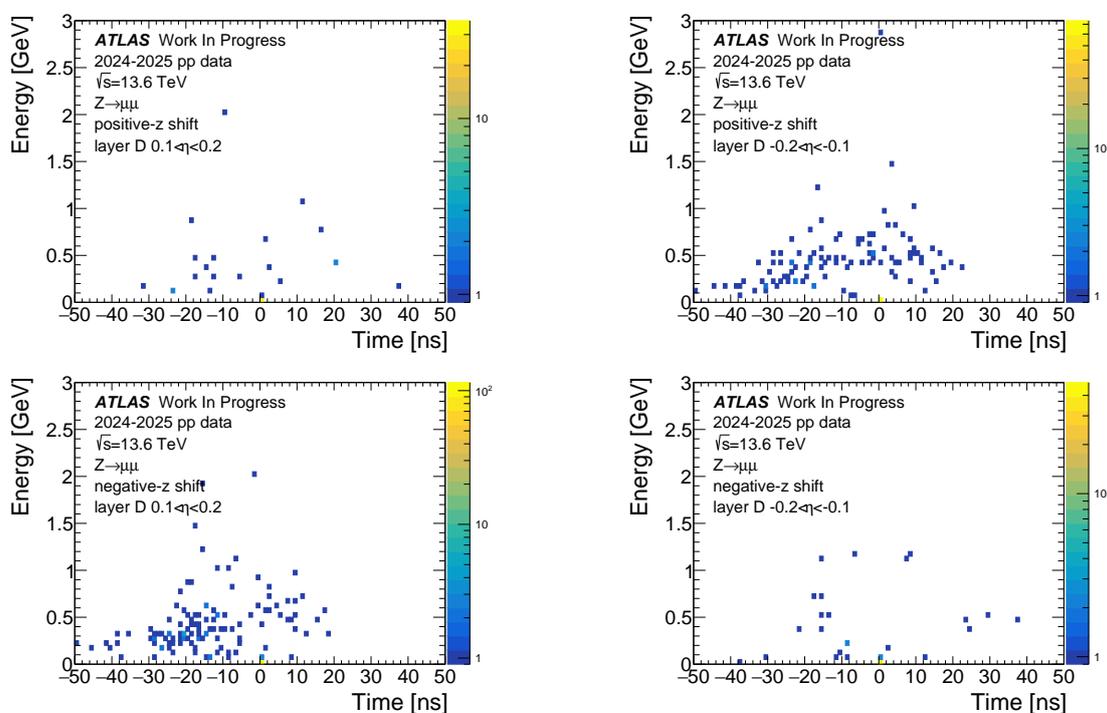


図 B.1: $0.1 < |\eta| < 0.2$ の領域におけるサテライト衝突の信号。

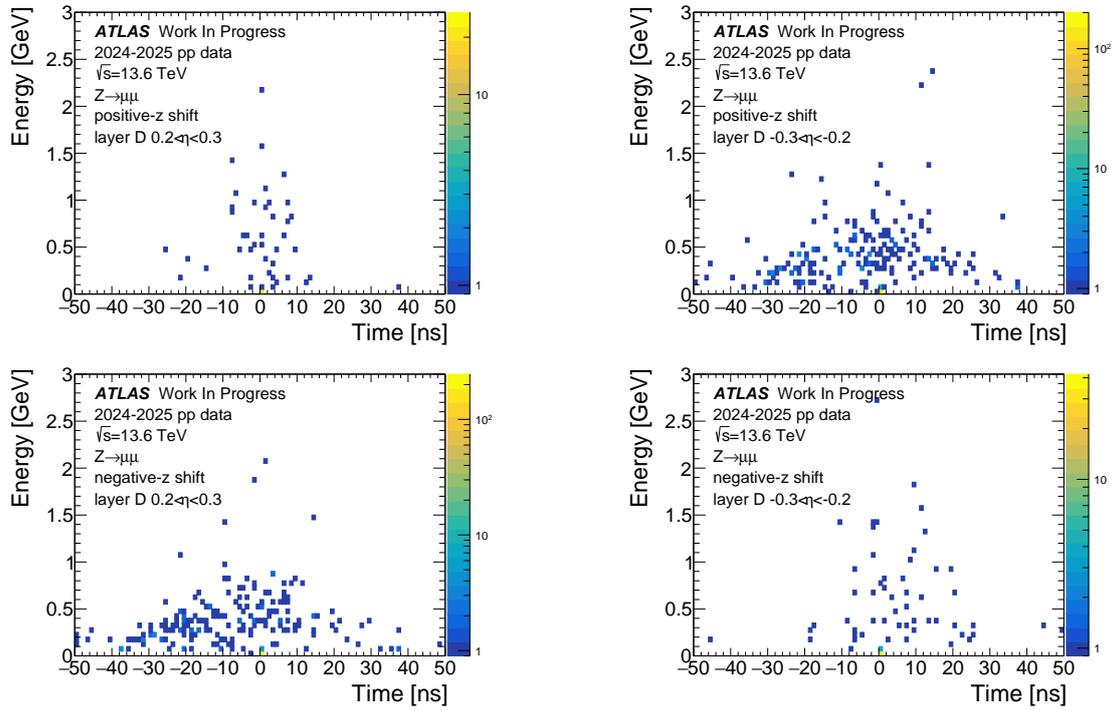


図 B.2: $0.2 < |\eta| < 0.3$ の領域におけるサテライト衝突の信号。

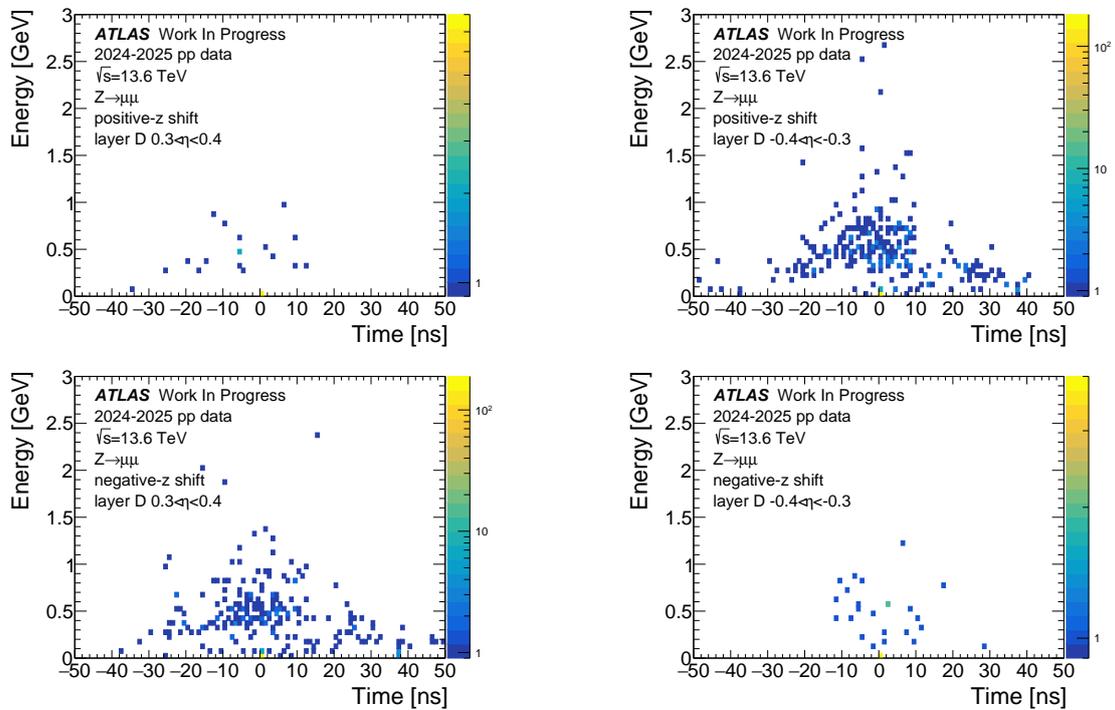


図 B.3: $0.3 < |\eta| < 0.4$ の領域におけるサテライト衝突の信号。

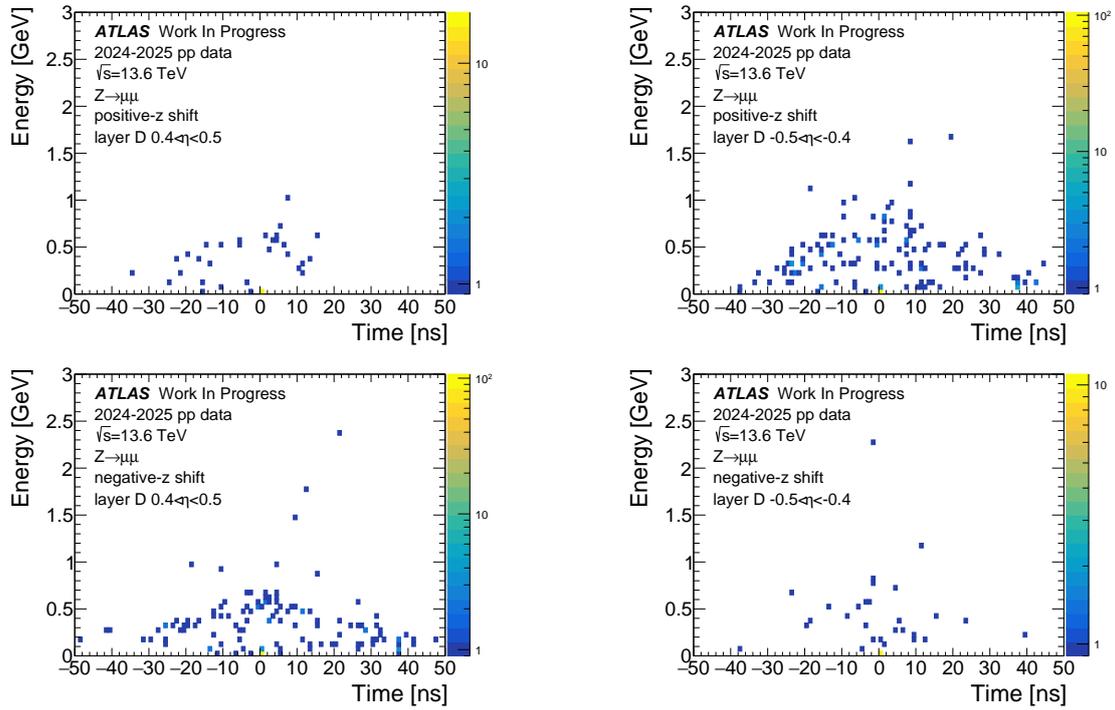


図 B.4: $0.4 < |\eta| < 0.5$ の領域におけるサテライト衝突の信号。

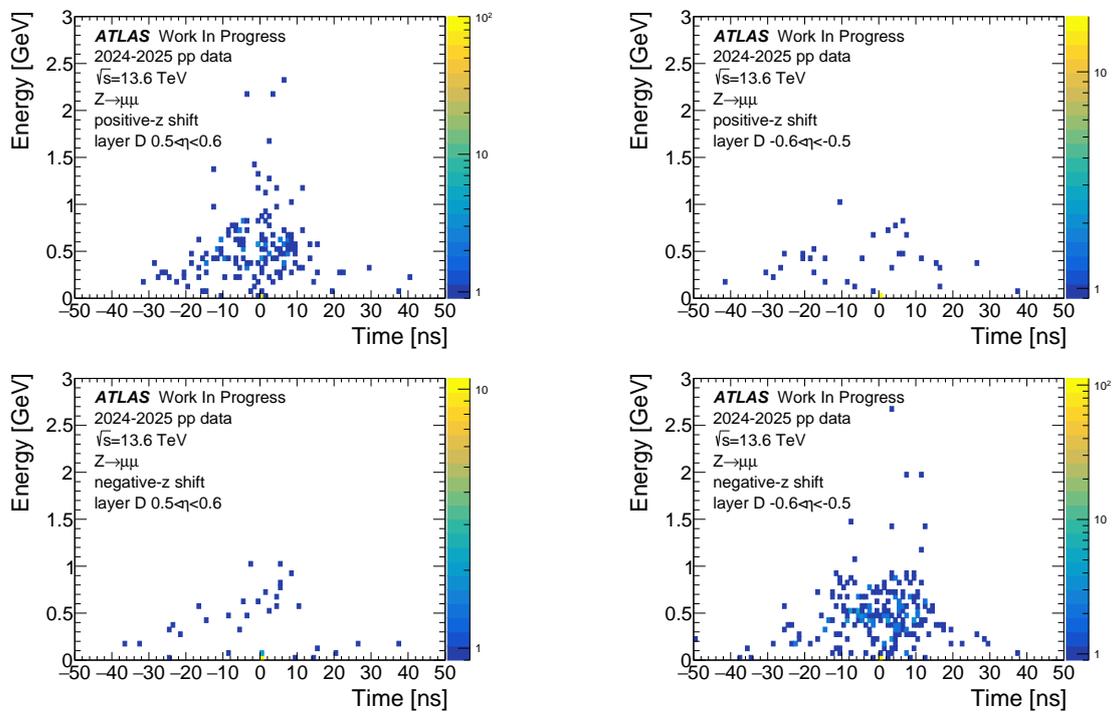


図 B.5: $0.5 < |\eta| < 0.6$ の領域におけるサテライト衝突の信号。

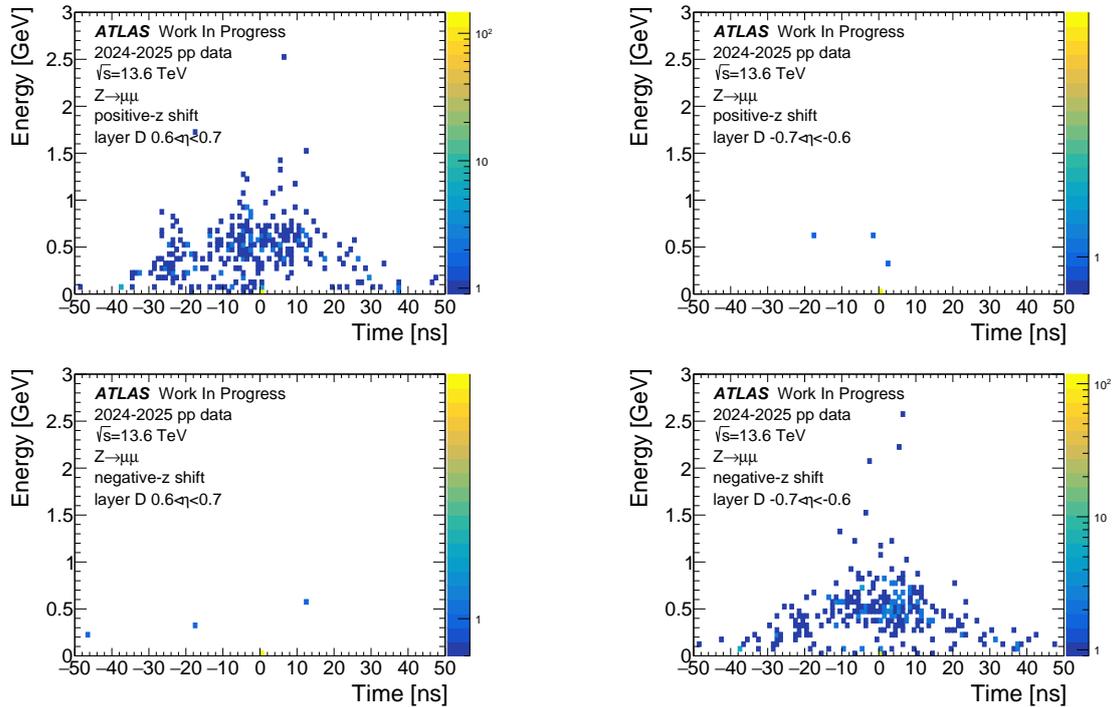


図 B.6: $0.6 < |\eta| < 0.7$ の領域におけるサテライト衝突の信号。

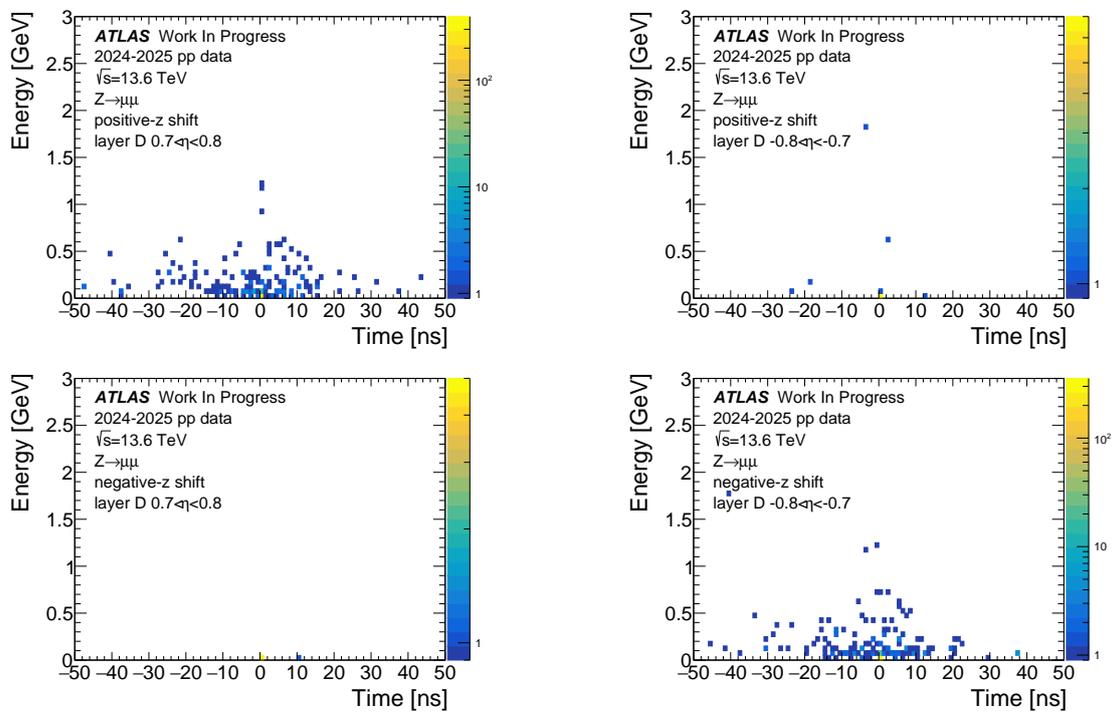


図 B.7: $0.7 < |\eta| < 0.8$ の領域におけるサテライト衝突の信号。

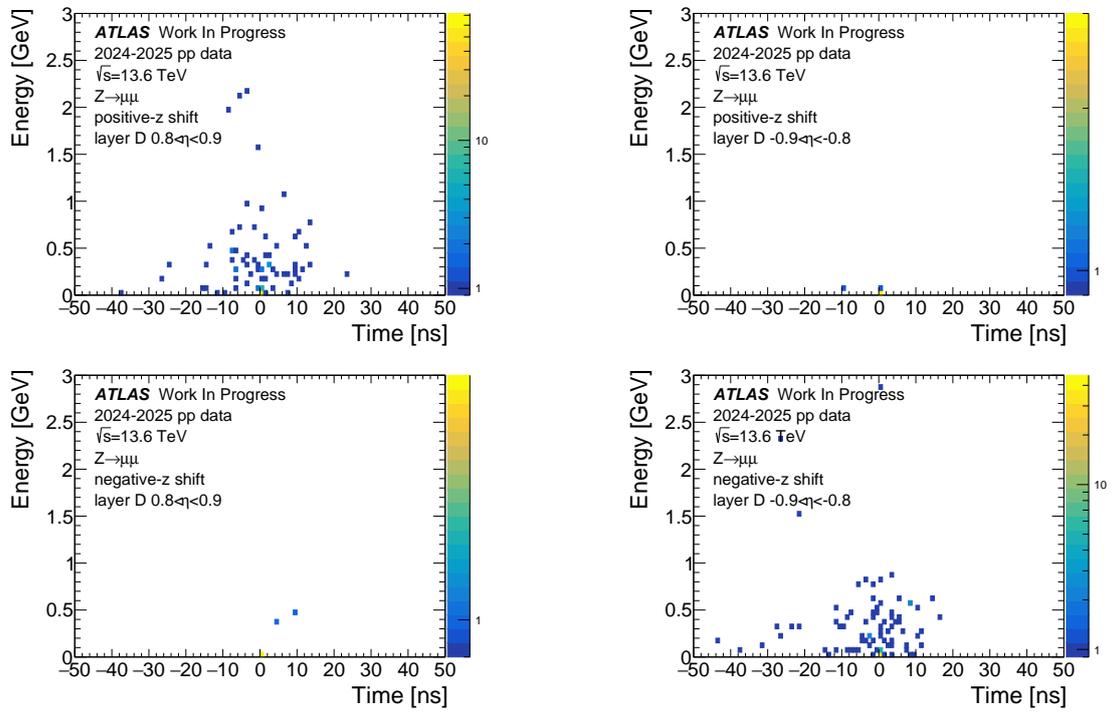


図 B.8: $0.8 < |\eta| < 0.9$ の領域におけるサテライト衝突の信号。

謝辞

本修士論文の作成にあたり、多くの方々より多大なるご指導とご支援を賜りました。ここに深く感謝の意を表します。

特に、本研究を進めるにあたり終始懇切丁寧なご指導と多くの有益なご助言を賜りました、前田順平准教授に心より感謝申し上げます。研究活動全般に関する助言をはじめ、ミーティングや学会発表資料の添削など、多岐にわたるご指導をいただき、最後まで研究を支えていただきましたことに深く感謝いたします。研究会などのたびに、休日や寝る時間を割いてご指導いただきました。また固定 IP の設定を間違え、出張中どこの Wi-Fi にも接続できなかった際に、ビームテストの隙間時間で問題解決していただきありがとうございました。文面上に怒りがこもっているように見えても、直接質問すればそれが嘘のように、優しく丁寧に應對していただきました。期待に添える活躍はできなかったと思いますが研究生生活お世話になりました。ありがとうございました。

神戸 ATLAS グループの藏重久弥教授、山崎祐司教授には、日頃のミーティングを通じて多くのご指導と有益なご助言をいただき、多角的な視点から研究を進めることができました。藏重教授は学部 4 年次の卒業研究にてシミュレーションにおけるアドバイスをいただき、また Geant4 に関する質問にも快く答えていただきました。山崎教授には「ワードセンスがある」というおそらくお褒めの言葉をいただきました。ありがとうございました。

また、粒子物理学研究室の竹内康雄教授、身内賢太郎教授、鈴木州准教授、伊藤博士講師、東野聡特命助教には、コロキウム等においてさまざまな貴重なご意見を賜りました。ここに深く感謝の意を表します。竹内教授には全学 TA にて安全靴を貸していただきました。身内教授にはすれ違うたびに「ヤベー奴じゃん」とお褒めの言葉をいただきました。鈴木准教授には TA のお願いの際に「佐野くん」と呼ばれていたのを覚えています。また「血の労働と知能労働」という格言は忘れられません。伊藤講師には就任早々に副査を担当していただきました。東野特命助教にはソフトボールやフットサルで共に汗を流し、リフレッシュさせていただきました。ありがとうございました。研究室は異なりますが、低温物性研究室の藤秀樹教授には体育会剣道部時代からお世話になり、また今回副査を担当していただきました。心から感謝します。

さらに、研究室同期の張力くん、佐野友麻くん、和田伸一郎くん、山口凜太郎くん、曾根貴将くん、浅見優輝さん、笹田真宏くん、谷口紘大くん、鈴木啓司くん、田中亮祐くんには、日々の刺激的な意見交換により研究を進める支えになっていただきました。心より感謝します。張くんにはいつも多様な中国語を教えていただくなど見聞を広げる機会を提供していただきました。佐野くん

はいつもラインギリギリの発言で楽しませていただきました。和田くんには大学に来るたびに焼きそばテロをしていただきました。山口くんには学部4年次の卒業研究を先導していただき、またトイレで離席したときやjob中に私の席に来ていつも楽しく会話させていただきました。曾根くんの後輩にいくら馬鹿にされてもめげない精神力を学ばせていただきました。浅見さんには会話が成立しないというボケでいつも楽しませてもらいました。笹田くんはいつもAIの最前線を走り、有用な情報を提供していただきました。谷口くんの発言にはいつもヒヤヒヤさせていただきました。鈴木くんの明らかにこっち側なのにそっち側のふりをするうまさを学ばせていただきました。田中くんは外部生でありながら一気に和に溶け込み順応する力を学ばせていただき、最後には仲間になれたと思います。みなさんと共に研究ができたから今の自分があると思います。ありがとうございました。

研究室1学年下の青山真也くん、稲葉有哉くん、門田佳吾くん、神吉陽介くん、遠山和佳子さん、西上真央さん、西田汐里さん、野村脩貴くん、番原大登くん、橋本真理子さんには楽しい研究室生活を過ごさせていただきました。ありがとうございました。

ATLAS JAPAN グループの皆様にも大変お世話になりました。slow-particle trigger グループの生田秀行准教授、音野瑛俊准教授、田中純一教授、江成祐二准教授、古川真林さんには研究のご助言を賜りました。また、高エネルギー加速器研究機構の長野邦浩准教授、清水志真助教、山口洋平助教、名古屋大学の堀井泰之准教授には定例ミーティングでの多くのご指導、学会発表に際しては発表資料の添削や発表方法のご助言をいただきました。心より感謝申し上げます。

最後に、25年間私を支えてくれた家族に心より感謝いたします。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] ATLAS Open Data, The Standard Model of Particle Physics and Beyond, https://opendata.atlas.cern/docs/documentation/introduction/SM_and_beyond. Accessed: 2025-11-15.
- [2] E. Witten, Neutrino masses in the minimal O(10) theory, *Physics Letters B* **91** (1980) 81–84.
- [3] H.P. Nilles, Supersymmetry, supergravity and particle physics, *Physics Reports* **110** (1984) 1–162.
- [4] R. Haag and J.T. Łopuszański and M. Sohnius, All possible generators of supersymmetries of the S-matrix, *Nuclear Physics B* **88** (1975) 257–274.
- [5] H.E. Haber and G.L. Kane, The search for supersymmetry: Probing physics beyond the standard model, *Physics Reports* **117** (1985) 75–263.
- [6] R. Barbier and C. Bérat and M. Besançon and M. Chemtob and A. Deandrea and E. Dudas and P. Fayet and S. Lavignac and G. Moreau and E. Perez and Y. Sirois, R-Parity-violating supersymmetry, *Physics Reports* **420** (2005) 1–195.
- [7] ATLAS Collaboration, SUSY July 2024 Summary Plot Update, ATL-PHYS-PUB-2024-014, 2024.
- [8] G.F. Giudice and R. Rattazzi, Theories with gauge-mediated supersymmetry breaking, *Physics Reports* **322** (1999) 419–499.
- [9] M. Dine and W. Fischler and M. Srednicki, Supersymmetric technicolor, *Nuclear Physics B* **189** (1981) 575–593.
- [10] Feynman Docs: Feynman Diagram Tools by CERN, <https://feynman.docs.cern.ch>. Accessed: 2025-11-26.
- [11] ATLAS Collaboration, Search for heavy charged long-lived particles in the ATLAS detector in 36.1 fb⁻¹ of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV, *Phys. Rev. D* **99** (2019) 092007.
- [12] ATLAS Collaboration, Search for heavy long-lived multi-charged particles in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector, *Phys. Rev. D* **99** (2019) 052003.

- [13] ATLAS Collaboration, Search for heavy long-lived multi-charged particles in the full LHC Run 2 pp collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector, Phys. Lett. B **847** (2023) 138316.
- [14] 角 源一郎, LHC-ATLAS 実験における新物理探索のための重い長寿命荷電粒子トリガーの性能評価, 修士学位論文, 神戸大学, 2021.
- [15] CERN, High Luminosity LHC Project,
<https://hilumilhc.web.cern.ch/content/hl-lhc-project>. Accessed: 2026-1-12.
- [16] CMS Collaboration, The CMS experiment at the CERN LHC, JINST **3** (2008) S08004.
- [17] ALICE Collaboration, The ALICE experiment at the CERN LHC, JINST **3** (2008) S08002.
- [18] LHCb Collaboration, The LHCb Detector at the LHC, JINST **3** (2008) S08005.
- [19] E. Lopienska, The CERN accelerator complex, layout in 2022,
<https://cds.cern.ch/record/2800984>, 2022.
- [20] ATLAS Collaboration, The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider: a description of the detector configuration for Run 3, JINST **19** (2024) P05063.
- [21] J. Pequeno, Event Cross Section in a computer generated image of the ATLAS detector 2008.
- [22] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST **3** (2008) S08003.
- [23] ATLAS Collaboration, ATLAS MAGNETIC FIELD,
<https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/MUON/magfield/>. Accessed: 2025-11-22.
- [24] ATLAS Collaboration, ATLAS Liquid Argon Calorimeter Phase-II Upgrade, CERN-LHCC-2017-018, ATLAS-TDR-027, 2017.
- [25] ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Tile Calorimeter, CERN-LHCC-2017-019, ATLAS-TDR-028, 2017.
- [26] ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Muon Spectrometer, CERN-LHCC-2017-017, ATLAS-TDR-026, 2017.
- [27] ATLAS Collaboration, The ATLAS Trigger System for LHC Run 3 and Trigger performance in 2022, JINST **19** (2024) P06029.
- [28] ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Trigger and Data Acquisition System - Event Filter Tracking Amendment, CERN-LHCC-2022-004, ATLAS-TDR-029-ADD-1, 2022.
- [29] S. Agostinelli et al., Geant4—a simulation toolkit, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **506** (2003) 250–303.
- [30] 田路 航也, LHC-ATLAS 実験における速度の遅い粒子用トリガー改良に向けた LAr カロリメータの検証, 修士学位論文, 神戸大学, 2024.

- [31] S. Navas and others, Review of particle physics, *Phys. Rev. D* **110** (2024) 030001.
- [32] 古川 真林, ATLAS LAr カロリメータ Phase-I アップグレード：長寿命で重い粒子のためのトリガーの研究, 日本物理学会 2021 秋季大会, 2021. 講演番号 16pT4-03.
- [33] 寺村 七都, LHC-ATLAS 実験におけるトリガー用前後方ミューオン検出器の詳細なタイミング較正による性能改善, 修士学位論文, 神戸大学, 2022.
- [34] A. Jeff, *A Longitudinal Density Monitor for the LHC*. PhD thesis, Liverpool U., 12 2012.
- [35] P.V. Gemmeren and D. Malon, The event data store and I/O framework for the ATLAS experiment at the Large Hadron Collider, 2009.
- [36] ATLAS Collaboration, The ATLAS Event Picking Service and its evolution, *Phys. Part. Nuclei* **55** (2024) 437–440.