

**Department of Physics and Astronomy  
Heidelberg University**

Bachelor Thesis in Physics  
submitted by

**Rune Rost**

born in Heidelberg (Germany)

**2023**

# **Kalibration der Finite-Impulse-Response-Filter im PreProcessor des ATLAS Level-1 Kalorimeter Triggers für den LHC Run-3**

This Bachelor Thesis has been carried out by Rune Rost at the  
Kirchhoff-Institute for Physics in Heidelberg  
under the supervision of  
Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon

## **Kurzfassung:**

Der ATLAS-Detektor am LHC besitzt ein leistungsfähiges Triggersystem, welches unter den Milliarden von Teilchenkollisionen, die von dem Detektor in jeder Sekunde beobachtet werden, jene Kollisionen identifiziert, die für physikalische Analysen interessant sind. Teil dieses Triggersystems ist der Level-1 Kalorimeter Trigger. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Finite-Impulse-Response-Filter und zusätzlich auch die Look-Up-Tables im PreProcessor des Level-1 Kalorimeter Triggers für den Run-3 des LHC neu kalibriert.

Da der für die Kalibration benötigte Programmcode aus softwaretechnischen Gründen zu Beginn des Run-3 im Juli 2022 nicht ausführbar war, wurde der Code im Rahmen dieser Arbeit korrigiert und angepasst. Durch eine anschließende Kalibration für das ursprünglich verwendete Standard-Füllschema und eine zusätzliche Leistungsfähigkeitsanalyse konnte quantitativ nachgewiesen werden, dass die Verwendung der bis zu diesem Zeitpunkt nicht an die veränderten Bedingungen in Run-3 angepassten Finite-Impulse-Response-Filter für die meisten Kalorimeterregionen zu keinen signifikanten Leistungseinbußen geführt hatte.

Zudem konnte durch eine Kalibration für das Mixed-Filling-Füllschema die Grundlage zukünftiger Datenaufnahmen für physikalische Analysen mit dem ATLAS-Detektor gelegt werden. Durch diese Anpassungen konnte insbesondere verhindert werden, dass die Anzahl der falschen  $E_T$ -Zuordnungen zu hohe Werte annimmt. Darüber hinaus zeigten zusätzliche Analysen der Leistungsfähigkeit, dass mit den neu kalibrierten Finite-Impulse-Response-Filtern auch bei Verwendung des Mixed-Filling-Füllschemas für jeden digitalen Puls eine effiziente Identifikation des zugehörigen Bunch-Crossings möglich ist.

## **Abstract:**

The ATLAS detector at the LHC has a powerful trigger system which identifies among the billions of collisions observed by the detector every second, these collisions that are of interest for physical analyses. One part of this trigger system is the Level-1 Calorimeter Trigger. In the scope of this work, the finite-impulse-response filters and, in addition, the look-up tables in the PreProcessor of the Level-1 Calorimeter Trigger were calibrated for the Run-3 of the LHC.

Since the program code required for the calibration was not executable for software related reasons at the beginning of Run-3 in July 2022, it was corrected and adapted within the scope of this work. Through a subsequent calibration for the standard filling scheme originally used and an additional performance analysis, it could be quantitatively proven that the use of the finite-impulse-response filters which had not been adapted to the changed conditions in Run-3 up to that point, had not led to any significant loss of performance for most of the calorimeter regions.

In addition, a calibration for the mixed-filling scheme laid the foundation for future data recordings for physical analyses with the ATLAS detector. In particular, these adjustments prevented the number of false  $E_T$  assignments from being too high. Furthermore, additional performance analyses showed that with the newly calibrated finite-impulse-response filters an efficient identification of the associated bunch crossing for each digital pulse is possible, even when the mixed-filling scheme is used.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Der Level-1 Kalorimeter Trigger im ATLAS-Detektor</b>	<b>3</b>
2.1 Der Large Hadron Collider . . . . .	3
2.2 Der ATLAS-Detektor . . . . .	5
2.3 Das ATLAS-Triggersystem . . . . .	8
2.4 Der Level-1 Kalorimeter Trigger . . . . .	9
<b>3 FIR-Filter</b>	<b>13</b>
3.1 Pile-Up . . . . .	13
3.2 BCID und Energiekalibration in den nMCMs des PreProcessors . . . . .	15
3.3 Kalibration der FIR-Filter . . . . .	17
3.4 Kalibration der Look-Up-Tables . . . . .	22
<b>4 Filterkalibration</b>	<b>25</b>
4.1 Kalibration der FIR-Filter . . . . .	27
4.2 Kalibration der Look-Up-Tables . . . . .	32
<b>5 Leistungsfähigkeitsanalyse</b>	<b>37</b>
5.1 BCID-Effizienz . . . . .	37
5.2 Genauigkeit der Energiekalibration . . . . .	43
<b>6 Kalibration für das Mixed-Filling-Füllschema</b>	<b>49</b>
6.1 Filterkoeffizienten und LUT-Parameter . . . . .	50
6.2 Leistungsfähigkeitsanalyse . . . . .	54
6.3 Ausblick . . . . .	57
<b>7 Zusammenfassung</b>	<b>59</b>
<b>A Typische Kalorimeterpulsformen</b>	<b>63</b>
<b>B Filterkoeffizienten, LUT-Parameter sowie weitere Ergebnisse der Leistungsfähigkeitsanalyse aus der Kalibration zur Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema</b>	<b>65</b>
<b>C Filterkoeffizienten, LUT-Parameter sowie weitere Ergebnisse der Leistungsfähigkeitsanalyse aus der Kalibration zur Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema</b>	<b>71</b>



# Kapitel 1: Einleitung

Am 4. Juli 2012 wurde durch die Experimente ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) und CMS (*Compact Muon Solenoid*) unabhängig voneinander das Higgs-Boson entdeckt [1]. Weltweit wurde über die Entdeckung des bereits vor mehreren Jahrzehnten vorhergesagten Teilchens berichtet.

Bis zum Zeitpunkt seiner Entdeckung stellte das Higgs-Boson das letzte vom Standardmodell der Teilchenphysik postulierten Elementarteilchen dar, welches noch nicht nachgewiesen werden konnte. Als Standardmodell der Teilchenphysik wird eine in den 1970er Jahren entwickelte Theorie bezeichnet, welche die sichtbare Materie des gesamten Universums auf wenige unteilbare Grundbausteine, genannt Elementarteilchen, zurückführt. Diese Theorie beschreibt das Verhalten der insgesamt 61 Arten von Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen untereinander und ist seit mehreren Jahrzehnten in der Lage, nicht nur viele Beobachtungen und Phänomene zu erklären, sondern auch vorherzusagen [2]. Dementsprechend war die Entdeckung des Higgs-Bosons von bahnbrechender Bedeutung und gilt bis heute als eine der größten Errungenschaften auf dem Gebiet der Teilchenphysik.

Dennoch steht der *Large Hadron Collider* (LHC), der große Beschleunigerring, an dem die beiden Experimente durchgeführt werden, seitdem nicht still. Grund hierfür ist die Unvollständigkeit des Standardmodells. Dieses beschreibt weder die gravitative Wechselwirkung, noch kann es weitere physikalische Phänomene, wie etwa die Baryonenasymmetrie oder auch die beschleunigte Expansion des Universums erklären. Auch auf Fragen zu Dunkler Materie oder zu Dunkler Energie liefert es keine Antworten. Folglich soll das Standardmodell erweitert werden, oder durch eine noch umfassendere Theorie ersetzt werden.

Daher wird am LHC neben präzisen Vermessungen des Standardmodells auch immer weiter nach neuen Teilchen und physikalischen Prozessen gesucht, die nicht vom Standardmodell beschrieben werden. Für diese Untersuchungen wurde im Laufe der Jahre die Anzahl und die Energie der am LHC kollidierenden Teilchen immer weiter erhöht. Nach zahlreichen Wartungen und Verbesserungen startete der LHC am 5. Juli 2022 in seine dritte Laufzeit, bezeichnet als *Run-3*.

Eine wichtige Rolle bei der Untersuchung der am LHC stattfindenden Proton-Proton-Kollisionen spielt der ATLAS-Detektor. Als Universaldetektor ist er in der Lage eine Vielzahl der in diesen Kollisionen entstehenden Teilchen hocheffizient nachzuweisen und bietet dadurch, neben der Möglichkeit für präzise Vermessungen, auch ein hohes Entdeckungspotenzial bei der Suche nach neuen Teilchen und physikalischen Prozessen. Aufgrund des enormen Umfangs an Kollisionsdaten, die durch den ATLAS-Detektor entstehen, benötigt dieser ein leistungsfähiges Triggersystem. Durch unmittelbar nach den Kollisionen durchgeführte Untersuchungen entscheidet dieses, welche Daten für spätere Analysen abgespeichert werden.

Damit das Triggersystem effizient und exakt arbeitet, muss es präzise an die am LHC herrschenden Bedingungen angepasst werden und wird daher in regelmäßigen Abständen kalibriert. Teil dieses Triggersystems ist der Level-1 Kalorimeter Trigger (L1Calo). Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Kalibration der sogenannten *Finite-Impulse-Response* (FIR)-Filter im PreProcessor des Level-1 Kalorimeter Triggers für den angesprochenen Run-3 des LHC. In dem auf diese Einleitung folgenden Kapitel 2 findet zunächst eine Einordnung des Level-1 Kalorimeter Triggers statt. Dafür werden der

LHC und der ATLAS-Detektor vorgestellt, sowie das zugehörige Triggersystem, welches den Level-1 Kalorimeter Trigger enthält. Zusätzlich wird der Aufbau des Level-1 Kalorimeter Triggers beschrieben und die Funktion des PreProcessors erklärt. Anschließend werden in Kapitel 3 die im PreProcessor verwendeten FIR-Filter vorgestellt. In diesem Rahmen wird die Notwendigkeit der FIR-Filter für die im PreProcessor ablaufenden Prozesse erläutert sowie deren Funktionsprinzip und die für die Kalibration notwendigen Grundlagen. Außerdem werden die im PreProcessor verwendeten *Look-Up-Tables* (LUTs) vorgestellt, welche ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit kalibriert werden. Auch die für diese Kalibration nötigen Grundlagen werden in Kapitel 3 erklärt. Auf Basis dieser Theorie wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei Kalibrationen der FIR-Filter und LUTs für die Aufnahme von Daten für physikalische Analysen in Run-3 durchgeführt. In Kapitel 4 werden die Resultate aus der ersten Kalibration der FIR-Filter und der LUTs präsentiert und anhand dieser das Vorgehen bei der Kalibration beschrieben. Darauf folgend werden in Kapitel 5 die theoretischen Grundlagen zur Untersuchung der Leistungsfähigkeit der FIR-Filter erläutert und die neu kalibrierten FIR-Filter hinsichtlich ihrer Leistungsfähigkeit untersucht. Da sich während dieser Arbeit das sogenannte Füllschema des LHCs änderte, wurde eine weitere Kalibration der FIR-Filter und LUTs durchgeführt. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse dieser Kalibration vorgestellt und zusätzlich auch wieder die neu kalibrierten FIR-Filter hinsichtlich ihrer Leistungsfähigkeit untersucht. Die Ergebnisse dieser Kalibration sind von zentraler Bedeutung für zukünftige mit dem ATLAS-Detektor durchgeführte Datenaufnahmen für physikalische Analysen und werden daher ausführlich diskutiert. Abschließend bietet Kapitel 7 eine Zusammenfassung der im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse.

# Kapitel 2: Der Level-1 Kalorimeter Trigger im ATLAS-Detektor

Seit vielen Jahrzehnten spielen Teilchenbeschleuniger eine große Rolle in der Teilchenphysik. In ihnen werden Teilchen auf extrem hohe Geschwindigkeiten beschleunigt und anschließend zur Kollision gebracht. Bei diesen Kollisionen kann eine Vielzahl von Teilchen entstehen. Untersuchungen der in den Kollisionen erzeugten Teilchen ermöglichen es, fundamentalen Fragen der Physik auf den Grund zu gehen. Im Fokus stehen dabei häufig die Eigenschaften und Wechselwirkungen bereits bekannter Teilchen, oft aber auch die Suche nach gänzlich neuen Teilchen.

Der weltweit größte Teilchenbeschleuniger ist der LHC. Die Milliarden von Teilchenkollisionen, die sekündlich am LHC stattfinden, werden unter anderem mit dem ATLAS-Detektor untersucht. Eine wichtige Rolle bei der Auswahl der Kollisionen, deren Daten für spätere Analysen abgespeichert werden, spielt der Level-1 Kalorimeter Trigger. Zur Einordnung des Level-1 Kalorimeter Triggers in den ATLAS-Detektor werden in diesem Kapitel zunächst der LHC und der ATLAS-Detektor vorgestellt. Anschließend wird erklärt, welche Funktion der Level-1 Kalorimeter Trigger im ATLAS-Detektor erfüllt.

## 2.1 Der Large Hadron Collider

Der LHC [3] ist ein Teilchenbeschleuniger am europäischen Kernforschungszentrum CERN<sup>1</sup>. Er ist mit einem Umfang von etwa 26.7 km nicht nur der größte, sondern in Bezug auf die Energie der in ihm stattfindenden Teilchenkollisionen auch der leistungsstärkste Beschleuniger der Welt. Für den Bau des LHC wurde der unterirdischen Tunnel genutzt, der bereits für seinen Vorläufer, den *Large Electron-Positron Collider*, ausgehoben wurde.

Am LHC werden Colliding-Beam-Experimente durchgeführt. In diesen treffen zwei gegenläufige Strahlen beschleunigter Teilchen aufeinander, um Stoßprozesse zwischen den einzelnen Teilchen zu beobachten. In der Regel werden dabei die Kollisionen von Protonen betrachtet. Die Kollisionsexperimente können jedoch auch mit Blei-Ionen durchgeführt werden. Für die Kollisionen werden die Teilchen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Dafür ist das Durchlaufen eines mehrstufigen Beschleunigungsprozesses notwendig.

Um Kollisionen von Protonen zu betrachten, werden zunächst negativ geladene Wasserstoffionen in einem Linearbeschleuniger auf eine Energie von 160 GeV beschleunigt. Im Anschluss werden von jedem Wasserstoffion zwei Elektronen abgetrennt. Durch diesen Prozess verbleiben nur die Atomkerne, welche jeweils aus einem Proton bestehen. Diese Protonen werden durch ein System aus Ringbeschleunigern, bestehend aus dem *Proton Synchrotron Booster*, dem *Proton Synchrotron* und dem *Super Proton*

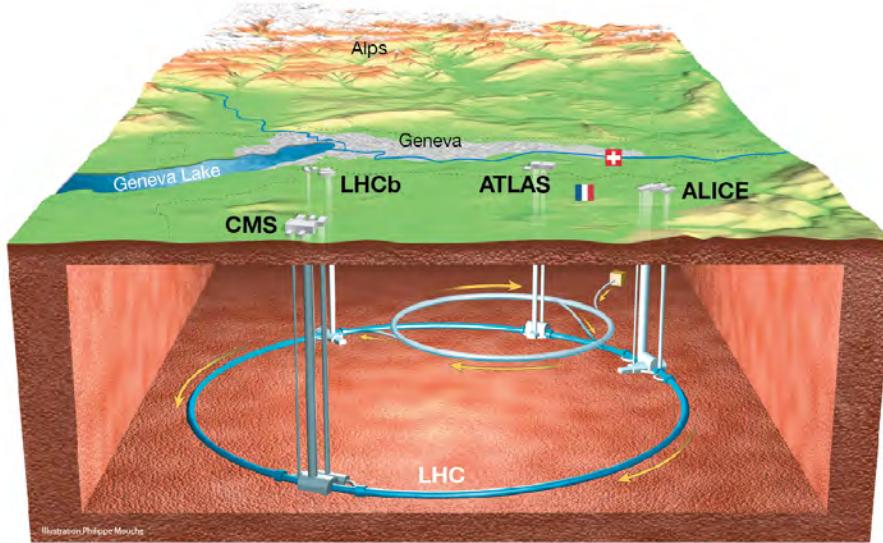
<sup>1</sup> Europäische Organisation für Kernforschung. Das Akronym CERN leitet sich von *Conseil européen pour la recherche nucléaire* ab. Das ist der Name des Rates, der mit der Gründung der Organisation beauftragt war [4].

*Synchrotron* auf eine Energie von 450 GeV beschleunigt und darauf folgend in den Hauptring des LHC eingefädelt. Diesen durchlaufen die Protonen gegensätzlich in zwei getrennten Strahlrohren und werden dabei mithilfe eines hochfrequenten elektrischen Wechselfeldes auf die für die Kollision geplante Energie beschleunigt. Das angestrebte Ziel für den LHC sind Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie<sup>2</sup> von 14 TeV. Tatsächlich erreicht wurden bisher Schwerpunktsenergien von 13.6 TeV.

In den Strahlrohren werden die Protonen zu Paketen gebündelt. Beide Strahlrohre können mit bis zu 2808 Paketen gefüllt werden, welche wiederum jeweils über 100 Milliarden Protonen enthalten. Diese Pakete werden als *Bunches* bezeichnet und werden im Allgemeinen in Abständen von 25 ns gebildet. Die Umlauffrequenz der Bunches beträgt in etwa 11 kHz.

An vier Punkten im Hauptring kreuzen sich die beiden Strahlrohre. Das Aufeinandertreffen zweier gegenläufiger Bunches an einem solchen Punkt wird als *Bunch-Crossing* (BC) bezeichnet und führt zu einer Vielzahl von Proton-Proton-Kollisionen. Um die Anzahl der Kollisionen pro Bunch-Crossing zu erhöhen, werden die Bunches an diesen Punkten stark komprimiert. Der LHC ist so in der Lage eine Luminosität<sup>3</sup> von mehr als  $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  zu erreichen und hält somit den Weltrekord für Proton-Proton-Beschleuniger.

Lokalisiert an den Punkten, an denen die Kreuzung der Strahlrohre stattfindet, befinden sich die vier großen Teilchendetektoren ATLAS, CMS, ALICE und LHCb. Abbildung 2.1 gibt einen Überblick über die Anordnung der Detektoren.



**Abbildung 2.1:** Überblick über den LHC und seine vier großen Teilchendetektoren. Entnommen aus [7].

ATLAS und CMS sind Universaldetektoren, jedoch mit unterschiedlichem Aufbau. Beide sind in der Lage, die wesentlichen Signaturen einer Vielzahl an in Proton-Proton-Kollisionen entstehenden Teilchen hocheffizient nachzuweisen. Dazu zählen Elektronen, Myonen, Tauonen und Jets. Aus diesem Grund werden mit den beiden Detektoren präzise Vermessungen der Eigenschaften und Wechselwir-

<sup>2</sup> Als Schwerpunktsenergie wird die Summe der Ruheenergien und der kinetischen Energien der kollidierenden Teilchen bezüglich ihres gemeinsamen Schwerpunktsystems bezeichnet [5]. Um eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV zu erreichen, müssten die kollidierenden Teilchen jeweils auf 7 TeV beschleunigt werden.

<sup>3</sup> Die Luminosität  $\mathcal{L}$  beschreibt die Leistungsfähigkeit eines Detektors. Durch  $\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot \mathcal{L}$  bestimmt diese die Zahl der Teilchenbegegnungen pro Zeit  $\frac{dN}{dt}$  bei einem Wirkungsquerschnitt von  $\sigma$  [6]. Eine hohe Luminosität erhöht das Entdeckungspotenzial, da sich so auch seltene Prozesse beobachten lassen.

kungen von Teilchen aus dem Standardmodell der Teilchenphysik durchgeführt. Gleichzeitig findet durch das hohe Entdeckungspotenzial der Detektoren auch die Suche nach neuen Teilchen und Prozessen statt, welche nicht vom Standardmodell beschrieben werden. Dazu zählt beispielsweise die Suche nach supersymmetrischen Teilchen.

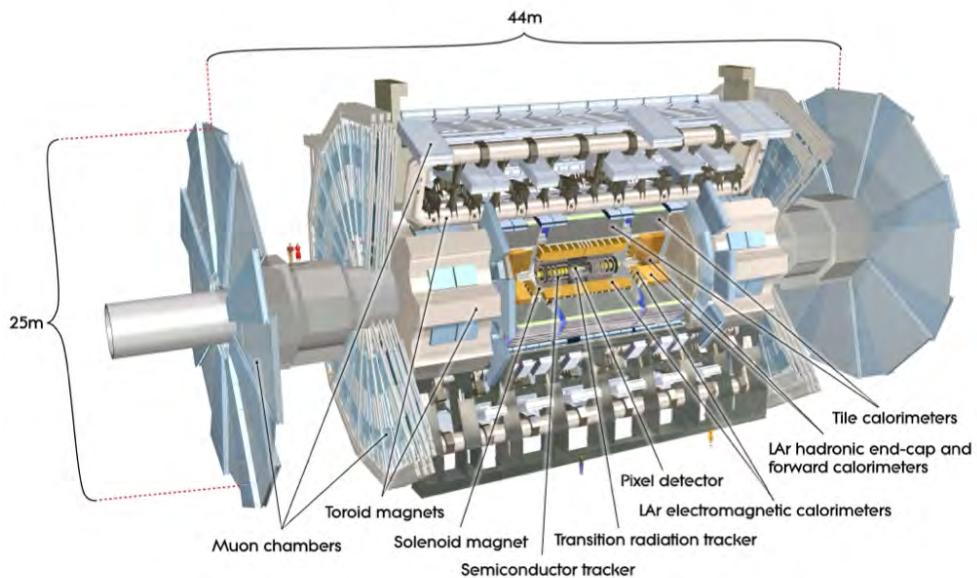
Mit ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) werden Kollisionen von Blei-Ionen betrachtet. Ziel der Untersuchung ist die kurzzeitige Erzeugung und Vermessung eines Quark-Gluon-Plasmas, um den Zustand der Materie kurz nach dem Urknall nachzustellen [8].

Mit LHCb (*Large Hadron Collider beauty*) werden primär die Zerfälle von Hadronen untersucht, die ein bottom-Quark enthalten, um anhand dieser Zerfälle die sogenannte CP-Verletzung präzise zu vermessen. Die Vermessung der CP-Verletzung soll Erkenntnisse über das im Universum herrschende Ungleichgewicht zwischen Materie und Antimaterie liefern [9].

## 2.2 Der ATLAS-Detektor

Mit einer Länge von 44 m und einem Durchmesser von 25 m ist der ATLAS-Detektor [10] der größte Detektor, der jemals für einen Teilchenbeschleuniger gebaut wurde. Der 7000 Tonnen schwere zylindrische Detektor ist symmetrisch zum Kollisionspunkt der Teilchen aufgebaut und deckt nahezu den gesamten Raumwinkel um diesen herum ab.

Um möglichst präzise Ort, Impuls und Energie der in den Kollisionen erzeugten Teilchen zu vermessen, besteht der ATLAS-Detektor aus verschiedenen Subdetektoren. Diese sind in konzentrischen Schichten um den Kollisionspunkt herum angeordnet. Abbildung 2.2 zeigt ein Schnittbild dieser Anordnung. Die spezifischen Spuren, welche ein Teilchen in den verschiedenen Subdetektoren hinterlässt, erlauben eine Identifikation des Teilchens, sowie eine präzise Vermessung seiner Energie und seines Impulses. Positionen im Detektor werden dabei in den Koordinaten  $\eta$  und  $\phi$  angegeben.  $\eta$  beschreibt die Pseudorapidität<sup>4</sup> und  $\phi$  den Azimutwinkel relativ zur Strahlachse.



**Abbildung 2.2:** Schnittbild des ATLAS-Detektors. Entnommen aus [10].

<sup>4</sup> Die Pseudorapidität  $\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]$  gibt den Winkel eines Vektors relativ zu einer Strahlachse an [11]. Dabei entspricht  $\theta$  dem Polarwinkel in Kugelkoordinaten.

Im Inneren des ATLAS-Detektors befindet sich der Innere Detektor. Mit dem Inneren Detektor werden die Bahnkurven elektrisch geladener Teilchen präzise aufgezeichnet. Dies ermöglicht es durch Extrapolation den Entstehungspunkt dieser Teilchen zu bestimmen. Zusätzlich erzeugt ein supraleitender Solenoid-Magnet ein etwa 2 T starkes Magnetfeld im Inneren Detektor. Dieses sorgt für eine Krümmung der Bahnkurven von elektrisch geladenen Teilchen. Aus der Krümmung können Impuls und Ladung dieser Teilchen bestimmt werden. Die präzise Aufzeichnung der Bahnkurven im Inneren Detektor wird durch die Kombination von drei Subdetektoren ermöglicht. Den Kollisionspunkt umschließend befindet sich der sehr hochauflösende *Pixel Detector*. Umgeben wird dieser vom *Semi-Conductor Tracker*, welcher mit einer niedrigeren Auflösung misst, dafür aber einen deutlich größeren Bereich abdeckt. Den äußersten Abschnitt bildet der *Transition Radiation Tracker*. Dieser misst zusätzlich zur Bahnkurve auch die Übergangsstrahlung<sup>5</sup> der Teilchen, wodurch diese identifiziert werden können. Der Solenoid-Magnet und der Innere Detektor werden vom Kalorimetersystem umgeben. Dieses ist zusätzlich in Abbildung 2.3 separat vom restlichen Detektor zu sehen.

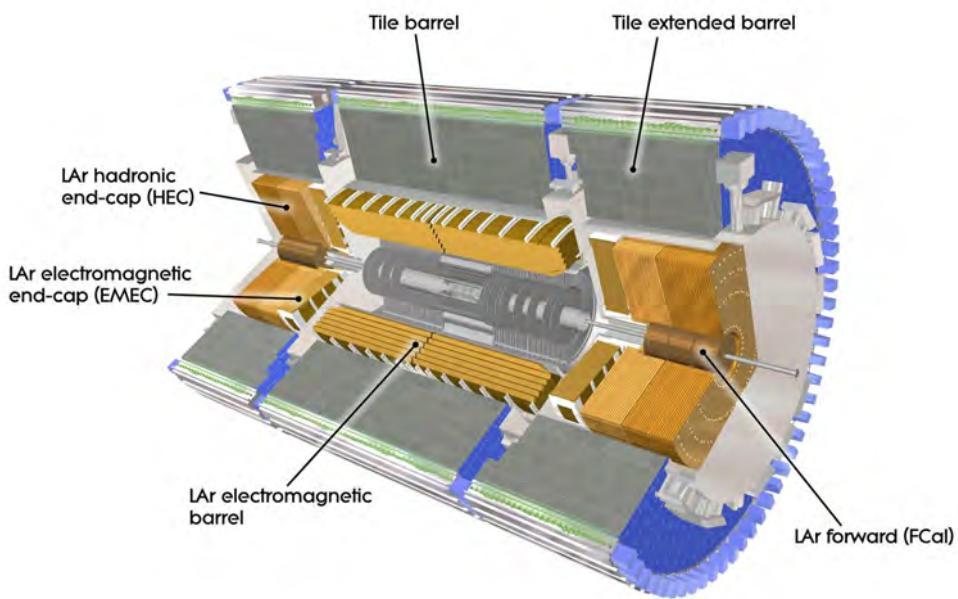


Abbildung 2.3: Kalorimeterregionen im ATLAS Kalorimetersystem. Entnommen aus [10].

Mit dem Kalorimetersystem wird die Energie von geladenen und neutralen Teilchen gemessen. Zu diesem Zweck besteht das Kalorimetersystem aus mehreren Schichten von Kalorimeterzellen. Die inneren Schichten werden zusammenfassend als elektromagnetisches Kalorimeter bezeichnet und werden hauptsächlich für die Bestimmung der Energie von Teilchen genutzt, welche über die elektromagnetische Kraft wechselwirken. Dazu zählen Elektronen, Positronen und Photonen. Im elektromagnetischen Kalorimeter bestehen die Kalorimeterzellen aus einer akkordeonartigen Abfolge aus Blei-Absorberplatten. Zwischen diesen befindet sich flüssiges Argon als aktives Nachweismedium. Bei Einfall eines der eben genannten Teilchen in das Kalorimeter bildet sich durch eine Abfolge von Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozessen in den Absorberschichten ein sogenannter elektromagnetischer Schauer bestehend aus einer Vielzahl an Elektronen und Photonen. Die Elektronen geben

<sup>5</sup> Beim Durchgang eines geladenen, hochrelativistischen Teilchens durch die Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten entsteht elektromagnetische Strahlung. Durch die Intensität dieser Übergangsstrahlung lässt sich bei bekannter Teilchenenergie die Masse des Teilchens bestimmen. So kann dieses identifiziert werden [12].

einen Teil ihrer Energie ab, indem sie das flüssige Argon ionisieren und werden so zusätzlich abgebremst. Kupferelektroden in den Kalorimeterzellen detektieren diese Ionisation und ermöglichen so eine Rekonstruktion der ursprünglichen Energie des einfallenden Teilchens. Das elektromagnetische Kalorimeter wird in verschiedene Regionen unterteilt. Diese sind das *Barrel* (EMB), die *End-Cap* (EMEC), welche aus dem *Outer Wheel* (OW) und dem *Inner Wheel* (IW) besteht, sowie das *Forward Calorimeter* (FCAL1).

Auch Hadronen sorgen beim Einfall in das Kalorimeter für die Entstehung einer Teilchenkaskade. Diese wird als hadronischer Schauer bezeichnet. Die Schauerentwicklung wird dabei im Gegensatz zum elektromagnetischen Schauer durch die starke Wechselwirkung bestimmt. Durch diese entstehen in der Teilchenkaskade unter anderem weitere Hadronen. Während die Teilchen aus den elektromagnetischen Schauern im Allgemeinen im elektromagnetischen Kalorimeter vollständig abgebremst werden, verlieren die Hadronen beim Durchqueren des elektromagnetischen Kalorimeters nur einen geringen Anteil ihrer Energie. Grund dafür ist, dass die Energieverluste der Hadronen, welche primär aus den starken Wechselwirkungen mit dem Absorbermaterial resultieren, sehr gering sind. Um die gesamte Energie einfallender Hadronen zu messen, wird das elektromagnetische Kalorimeter daher von einem weitaus größeren hadronischen Kalorimeter umgeben. Dieses enthält deutlich mehr Absorbermaterial und ist dadurch meistens in der Lage auch Hadronen vollständig abzubremsen. Auch das hadronische Kalorimeter wird in verschiedene Regionen unterteilt. Unterschieden wird zwischen dem *Tile Long Barrel* (Tile LB), dem *Tile Extended Barrel* (Tile EB), dem *End-Cap Outer Wheel* (HEC OW) und dem *End-Cap Inner Wheel* (HEC IW) sowie dem *Forward Calorimeter* (FCAL2,3). Im Bereich des Barrels bestehen die Kalorimeterzellen des hadronischen Kalorimeters aus einer Abfolge von Bleiabsorbern und Plastiksintillatoren. Im restlichen Bereich hingegen wird, wie im elektromagnetischen Kalorimeter, flüssiges Argon als aktives Nachweismedium verwendet, in Kombination mit Kupfer und Wolfram als Absorbermaterial.

Die Bereiche des Kalorimetersystems, die flüssiges Argon als aktives Nachweismedium verwenden, werden zusammengefasst als Liquid Argon (LAr) Kalorimeter bezeichnet. Die restlichen Bereiche werden als Tile Kalorimeter bezeichnet. Tabelle 2.1 zeigt, welche  $\eta$ -Bereiche von den genannten Kalorimeterregionen abgedeckt werden.

Elektromagnetisches Kalorimeter	EMB	$ \eta  < 1.475$
	EMEC OW	$1.375 <  \eta  < 2.5$
	EMEC IW	$2.5 <  \eta  < 3.2$
	FCAL1	$3.1 <  \eta  < 4.9$
Hadronisches Kalorimeter	Tile LB	$ \eta  < 1.0$
	Tile EB	$0.8 <  \eta  < 1.7$
	HEC OW	$1.5 <  \eta  < 2.5$
	HEC IW	$2.5 <  \eta  < 3.2$
	FCAL2,3	$3.1 <  \eta  < 4.9$

**Tabelle 2.1:**  $\eta$ -Abdeckung der Kalorimeterregionen. Entnommen aus [10].

Die Masse von Myonen beträgt in etwa das 200-fache der Elektronenmasse. Da der Energieverlust durch Bremsstrahlung umgekehrt proportional zur Masse eines Teilchens ist, erfahren Myonen durch diese keinen signifikanten Energieverlust und erzeugen somit keinen elektromagnetischen Schauer, obwohl sie elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen sind [13]. Da sie nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, erzeugen sie auch keinen hadronischen Schauer. Zudem verlieren Myonen beim Durchlaufen des Kalorimetersystems kaum Energie durch Ionisation und durchqueren dieses somit praktisch ungestört.

Aus diesem Grund wird die äußerste Schicht des ATLAS-Detektors vom Myon-Spektrometer gebildet,

einem sehr großen Tracking-System, welches Myonen identifiziert, ihre Bahnkurven aufzeichnet und zusätzlich ihren Impuls misst. Analog zum Inneren Detektor wird für die Impulsbestimmung ein Magnetfeld benötigt. Dieses wird von drei supraleitenden Toroid-Magneten erzeugt.

## 2.3 Das ATLAS-Triggersystem

Pro Sekunde kommt es im ATLAS-Detektor zu etwa 40 Millionen Bunch-Crossings. Im Mittel finden bei jedem dieser Bunch-Crossings über 50 Proton-Proton-Kollisionen statt. Das Aufzeichnen aller Daten, die durch diese Kollisionen entstehen, würde zu Datenmengen von mehr als 60 TeraByte pro Sekunde führen. Da diese enormen Datenmengen die verfügbaren Speicherkapazitäten bei weitem überschreiten, ist es nicht möglich die Daten aller Kollisionen für spätere physikalische Analysen aufzuzeichnen. Aus diesem Grund besitzt der ATLAS-Detektor ein sogenanntes Triggersystem [14]. Das Triggersystem führt unmittelbar nach jedem Bunch-Crossing eine Untersuchung der vom ATLAS-Detektor aufgenommenen Daten durch. Die physikalischen Prozesse, die als Folge der Teilchenkollisionen während eines Bunch-Crossings auftreten, werden im Folgenden als Ereignis bezeichnet. Die Untersuchung durch das Triggersystem dient der Identifikation von Ereignissen, welche besondere Merkmale erfüllen. Nur die Daten dieser sogenannten *getriggerten* Ereignisse werden für spätere physikalische Analysen abgespeichert. Der Aufbau des ATLAS-Triggersystems ist in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt. Rot umkreist sind die Komponenten des Triggersystems, die für die dritte Laufzeit des LHC verändert oder neu eingebaut wurden. In Abschnitt 2.4 wird der Hintergrund dieser Modifikationen erläutert.

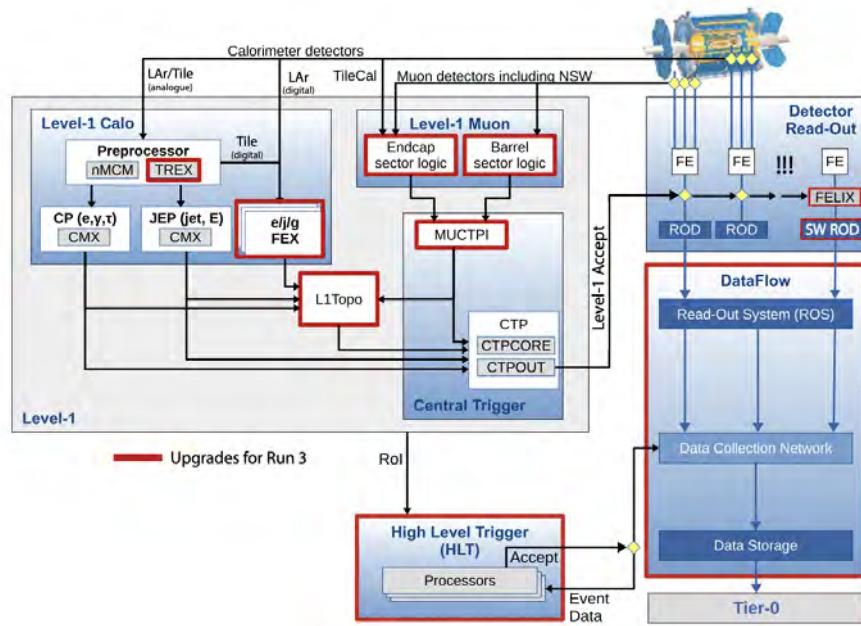


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau des ATLAS-Triggersystems. Entnommen aus [15].

Der Selektionsprozess der Ereignisse wird im ATLAS-Triggersystem in zwei Stufen durchgeführt. Die erste Stufe dieser Selektion stellt der Level-1 Trigger dar. Um die Zeit für die Übertragung der aufgenommenen Daten zum Level-1 Trigger möglichst gering zu halten, wurde dieser in unmittelbarer Nähe des Detektors konstruiert. Da bis zur Trigger-Entscheidung auch die Daten aller folgenden Ereignisse zwischengespeichert werden müssen, stehen dem Level-1 Trigger bei der Selektion nur weniger als 2.5  $\mu$ s pro Ereignis zur Verfügung. Der Großteil dieser Zeit wird bereits für die Übertragung der Signa-

le vom Detektor zur Elektronik des Triggers benötigt. Dadurch verbleiben im Allgemeinen nur etwa  $0.5\text{ }\mu\text{s}$  für die Verarbeitung der Signale durch die Elektronik [16]. Aus diesem Grund wird beispielsweise nicht das Signal jeder Kalorimeterzelle einzeln, sondern die Signale mehrerer Kalorimeterzellen zusammengefasst betrachtet. Im folgenden Abschnitt wird dies genauer erläutert.

Der Level-1 Trigger besteht aus drei Subsystemen, welche durch spezialangefertigte Elektronik viele Detektorbereiche gleichzeitig untersuchen können. Der Level-1 Kalorimeter Trigger untersucht die Informationen aus den Kalorimetern, während der *Level-1 Myon Trigger* (L1Muon) die Daten betrachtet, die das Myon-Spektrometer liefert. Beide suchen nach den charakteristischen Signaturen bestimmter Teilchen. Die Ergebnisse der beiden Subsysteme werden anschließend im *Level-1 Central Trigger Processor* (CTP) zusammengeführt, um eine Triggerentscheidung zu fällen. Damit ein Ereignis akzeptiert wird, müssen die von den Subsystemen identifizierten Teilchensignaturen bestimmte Kriterien erfüllen. Oftmals wird überprüft, ob vorgegebene Energie- oder Impulsschwellenwerte überschritten werden. Sind die Kriterien für ein Ereignis erfüllt, wird ein *Level-1 Accept* erteilt und die Ereignisdaten werden an den *High-Level-Trigger* (HLT) weitergeleitet. Ist dies hingegen nicht der Fall, werden alle für das Ereignis aufgenommenen Daten verworfen. Dadurch reduziert der Level-1 Trigger die Rate, mit der Daten von Ereignissen aufgezeichnet werden, von den anfänglichen 40 MHz auf etwa 100 kHz. Der High-Level-Trigger stellt die zweite Stufe der Selektion dar [17]. Er ist ein Software-Trigger und operiert von einem großen Rechner-Cluster aus, welches aus etwa 60 000 CPU-Kernen besteht. Innerhalb von  $200\text{ }\mu\text{s}$  führt der High-Level-Trigger eine sehr detaillierte Analyse der vom Level-1 Trigger akzeptierten Ereignisse durch und entscheidet, ob diese für physikalische Analysen interessant sind oder verworfen werden. Dabei werden nur die Daten aus bestimmten, vom Level-1 Trigger gekennzeichneten Detektorbereichen untersucht. Wird ein Ereignis als physikalisch interessant eingestuft, werden die Ereignisdaten an das Datenspeichersystem weitergeleitet, um sie für spätere Analysen zu sichern. Die Rate, mit der Daten von Ereignissen aufgezeichnet werden, wird somit durch den High-Level-Trigger auf etwa 3 kHz reduziert.

Um den verfügbaren Speicherplatz nicht zu überschreiten, dürfen die angegebenen Raten, mit denen der Level-1 Trigger und der High-Level-Trigger Ereignisse akzeptieren, nicht überschritten werden.

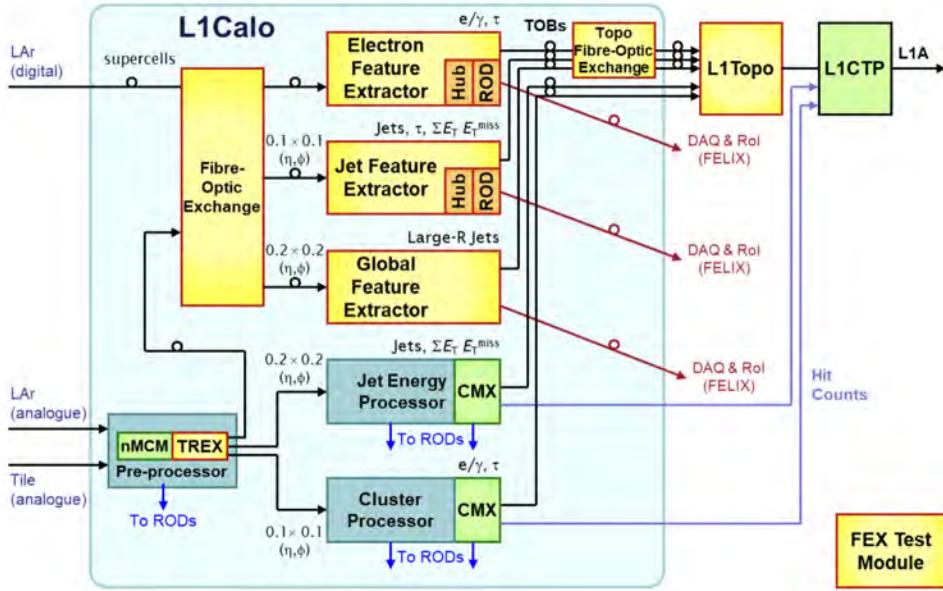
## 2.4 Der Level-1 Kalorimeter Trigger

Der Level-1 Kalorimeter Trigger untersucht die Signale aus den Kalorimetern. Dadurch ist dieser in der Lage Ereignisse zu identifizieren, in denen Elektronen, Photonen, Tauonen oder Jets entstehen. Zusätzlich berechnet der Level-1 Kalorimeter Trigger für jedes Ereignis die totale und die fehlende transversale Energie<sup>6</sup>. Während sich der LHC von Anfang 2019 bis Mitte 2022 in einer Betriebspause befand, wurden im sogenannten *Phase-1-Upgrade* sowohl Komponenten des Beschleunigers selbst, als auch Komponenten der Teilchendetektoren gewartet, verbessert oder ausgetauscht. Dies geschah in Vorbereitung auf die neue Laufzeit, den sogenannten Run-3, welcher am 5. Juli 2022 startete [19].

In diesem Rahmen wurde auch der Level-1 Kalorimeter Trigger stark modifiziert. Grund für diese Modifikation war die für Run-3 geplante Erhöhung der Luminosität des LHC, welche eine große Her-

<sup>6</sup> Die transversale Energie eines Teilchens ist definiert als  $E_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ . Dabei bezeichnet  $m$  die Masse und  $p_T$  den Impuls des Teilchens transversal zum ursprünglichen Protonenstrahl. Die totale transversale Energie bezeichnet die Summe der transversalen Energien aller detektierten Teilchen. Da die Protonen im LHC frontal kollidieren, beträgt aufgrund der Impulserhaltung die Summe der transversalen Impulse aller entstehenden Teilchen Null. Die fehlende transversale Energie  $E_T^{\text{miss}}$  wird berechnet indem die transversalen Impulse aller detektierten Teilchen aufsummiert und anschließend negiert werden. Dieser Wert gibt an, wie viel Energie in Form von nicht detektierten Teilchen oder nicht-detektierbaren Teilchen wie Neutrinos vorhanden ist [18].

ausforderung für die Leistungsfähigkeit des Level-1 Kalorimeter Triggers darstellte. Um unter den erschwerten Bedingungen und auch in Zukunft bei weiteren Erhöhungen der Luminosität effizient zu arbeiten, wurde am Level-1 Kalorimeter Trigger ein aufwendiges Upgrade-Programm durchgeführt. Dadurch verrichten aktuell zwei verschiedene Systeme parallel ihre Arbeit im Level-1 Kalorimeter Trigger. Diese sind das sogenannte *Legacy-System*, welches bereits aus den vorherigen Laufzeiten stammt und das *Phase-1-System*, das für den Run-3 neu eingebaut wurde [20]. Geplant ist, das Legacy-System zu deaktivieren, sobald das neue Phase-1-System vollständig validiert ist. Der Aufbau des Level-1 Kalorimeter Triggers ist in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt.

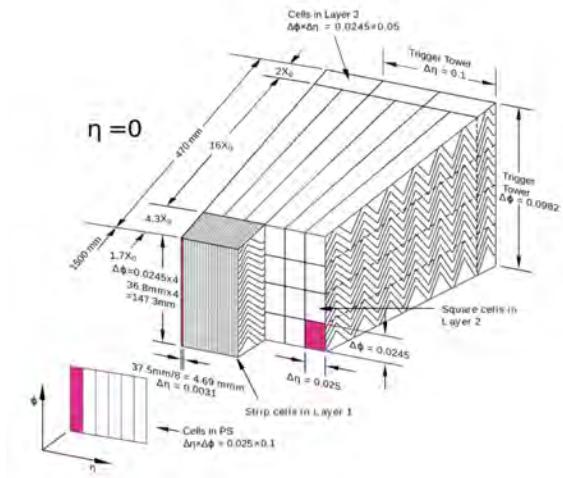


**Abbildung 2.5:** Schematischer Aufbau des Level-1 Kalorimeter Triggers in Run-3. In grün und türkis sind die Komponenten eingezeichnet, die bereits in vorigen Laufzeiten Teil des Level-1 Kalorimeter Triggers waren. Die gelben und orangen Komponenten wurden im Phase-1-Upgrade eingebaut. Entnommen aus [21].

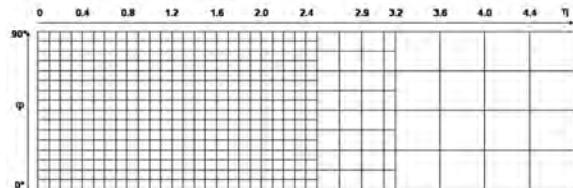
Die Signale für das Legacy-System werden in analoger Form von 7168 *Trigger-Towers* (TT) geliefert [22]. Als Trigger-Tower wird die Zusammenfassung von Kalorimeterzellen in einem definierten  $\eta$ - $\phi$ -Bereich innerhalb eines Kalorimeters bezeichnet. Das Signal, welches ein Trigger-Tower liefert, entspricht der Summe der Signale dieser Kalorimeterzellen. Die Amplitude eines Pulses im Signal eines Trigger-Towers stellt somit die Energie dar, die in allen Kalorimeterzellen des Trigger-Towers deponiert wurde. Die Form des sogenannten Kalorimeterpulses hängt dabei stark von der Kalorimeterregion ab. Je nach Bereich im Kalorimeter ist die Granularität der von den Kalorimeterzellen gebildeten Trigger-Tower sehr unterschiedlich. Wie Abbildung 2.6 zeigt, werden im EMB beispielsweise Kalorimeterzellen zu Trigger-Towern mit einer Granularität von  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  zusammengefasst. Auch im Tile EB und LB haben Trigger-Tower eine Granularität von  $0.1 \times 0.1$ . Im EMEC IW und im HEC IW haben die meisten Trigger-Tower hingegen eine Granularität von  $0.2 \times 0.2$  und im FCAL beträgt die Granularität der Trigger-Tower sogar  $0.4 \times 0.4$ .

Durch ihre regelmäßige Anordnung können die Trigger-Tower in jedem Kalorimeter in 66 verschiedene  $\eta$ - und 64 verschiedene  $\phi$ -Streifen unterteilt werden. Abbildung 2.7 veranschaulicht diese Unterteilung, indem sie einen Ausschnitt der Granularität der Trigger-Tower zeigt. Zu sehen sind 33 der insgesamt 66  $\eta$ -Streifen und 16 der insgesamt 64  $\phi$ -Streifen eines Kalorimeters. Für das hadronische Kalorimeter ist die in der Abbildung gezeigte Anordnung für  $|\eta| > 3.2$  jedoch nicht exakt. Tatsächlich besitzen die

Trigger-Tower des FCALs hat eine Breite von  $\Delta\eta=0.8$  und sind in zwei Schichten hintereinander angeordnet. Diese Schichten werden als FCAL2 und FCAL3 bezeichnet. In der zweidimensionalen Darstellung gilt für die  $\eta$ -Streifen von innen nach außen die Zuordnung FCAL2-1, 3-1, 2-2 und 3-2.



**Abbildung 2.6:** Schematische Darstellung eines Trigger-Towers im EMB. Entnommen aus [10].



**Abbildung 2.7:** Granularitat der Trigger-Tower in einem  $\phi$ -Quadranten. Entnommen aus [10].

Die analogen Signale der Trigger-Tower werden durch Twisted-Pair Kabel zum Level-1 Kalorimeter Trigger transportiert. Abhängig von der Kalorimeterregion sind diese 30–70 m lang. Vor dem Level-1 Kalorimeter Trigger erreichen die analogen Signale zunächst die *Receiver*-Module. In diesen werden die Signale aller Trigger-Tower durch variable Verstärkungsfaktoren auf eine einheitliche Skala der transversalen Energie kalibriert. Während die Signale aus dem EMB, dem EMEC IW und OW und dem gesamten FCAL bereits die in den Trigger-Towers deponierte transversale Energie darstellen, müssen die Signale aus den restlichen Kalorimeterregionen zur Umrechnung mit dem Faktor  $\frac{1}{\cosh(\eta)}$  skaliert werden. Zusätzlich werden durch die Verstärkungsfaktoren weitere Faktoren berücksichtigt, wie beispielsweise Signalabschwächungen, die durch unterschiedliche Kabellängen verursacht werden. Von den Receiver-Modulen werden die Signale an den *PreProcessor* weitergeleitet. Dieser stellt die erste Stufe der Signalanalyse im Level-1 Kalorimeter Trigger dar. Er besteht aus 124 *PreProcessor-Modules* (PPMs), welche jeweils die Signale von 64 Trigger-Towers verarbeiten. In einem PPM wird zunächst zu dem Signal jedes Trigger-Towers ein Offset addiert. Dieser Offset ist spezifisch für jeden Trigger-Tower und führt zu einer einheitlichen Grundlinie in allen Signalen. Zusätzlich wird auf das Signal jedes Trigger-Towers eine spezifische Verzögerung angewendet, um die durch die verschiedenen Kabellängen verursachte Zeitverschiebung zwischen den Signalen unterschiedlicher Trigger-Tower auszugleichen. Im Anschluss werden die modifizierten Signale von 16 *new Multi-Chip Modules*<sup>7</sup> (nMCMs) verarbeitet. In den nMCMs werden die analogen Signale mittels eines *Flash Analog to Digital Converters* (FADC) mit einer 80 MHz Frequenz digitalisiert. Die Einheit der dabei erzeugten ADC-Samples wird als ADC-Count bezeichnet. Die Verstärkungsfaktoren in den Receiver-Modulen werden so gewählt, dass ein ADC-Count 250 MeV entspricht. Durch den vorab addierten Offset liegt die Grundlinie im digitalen Signal jedes Trigger-Towers bei 32 ADC-Counts. Dadurch ist es möglich auch negative Ausschläge darzustellen. Zudem führt die Verzögerung dazu, dass bei der Digitalisierung möglichst genau die Maxima der Kalorimeterpulse abgetastet werden [23].

Auf die Digitalisierung folgend wird für jeden digitalen Puls das Bunch-Crossing des Ereignisses er-

<sup>7</sup> Der Name nMCM röhrt draus, dass die nMCMs der Nachfolger der ursprünglichen *Multi Chip Modules* (MCMs) sind. Bereits für die vorige Laufzeit wurden die MCMs durch die optimierten nMCMs ersetzt.

mittelt, welches für die zugehörige Energiedeposition verantwortlich ist und die Größe der im Trigger-Tower deponierten transversalen Energie bestimmt. Das Vorgehen bei dieser sogenannten *Bunch-Crossing Identification* (BCID) und der anschließenden Energiekalibration wird im folgenden Kapitel ausführlich erläutert.

Die ermittelten Informationen werden an den *Cluster Processor* (CP) und den *JetEnergy Processor* (JEP) weitergeleitet. Anhand der Informationen über die Energiedepositionen in den Trigger-Towern sind diese in der Lage, elektromagnetische und hadronische Schauer zu erkennen und so die in einem Ereignis entstehenden Teilchen zu identifizieren. Bezeichnet werden diese als *Trigger Objects* (TOBs). Beide Prozessoren definieren dabei sogenannte *Regions of Interest* (RoIs). Dies sind Kalorimeterbereiche, die potenziell interessant für die Analyse eines Ereignisses sind, beispielsweise weil sich dort signifikante Energiedepositionen befinden. Im Falle eines Level-1 Accepts werden die Regions of Interest vom High-Level-Trigger genauer untersucht.

Die identifizierten Trigger Objects werden in den *Common Merger Modules* (CMXs) gesammelt und an den *Level-1 Topological Processor* (L1Topo) weitergeleitet. Der Level-1 Topological Processor sammelt Informationen über die Topologie eines Ereignisses und leitet diese an den Level-1 Central Trigger Processor weiter. Zusätzlich leiten die Common Merger Modules Informationen über die Anzahl der Trigger Objects, die bestimmte Energieschwellenwerte überschreiten, an den Level-1 Central Trigger Processor weiter. Dieser nutzt die Informationen, um zusammen mit den Daten, die der Level-1 Myon Trigger liefert, eine Entscheidung zu treffen, ob ein Ereignis akzeptiert wird. Wird das Level-1 Accept erteilt, werden die Koordinaten der vom Cluster Processor und JetEnergy Processor für das Ereignis definierten Regions of Interest an den High-Level-Trigger weitergeleitet.

Durch die im Phase-1-Upgrade durchgeführten Änderungen am Liquid-Argon Kalorimeter erreichen Signale aus diesem das Phase-1-System in digitaler Form. Geliefert werden diese Signale von sogenannten *Supercells*. Auch Supercells werden wie Trigger-Tower durch das Zusammenfassen mehrerer Kalorimeterzellen gebildet, bestehen jedoch aus deutlich weniger Kalorimeterzellen. Insgesamt ermöglichen die Supercells so eine etwa zehnmal höhere Auflösung. Um die Informationen, welche die Supercells liefern, mit neuen, ausgefilterten Algorithmen zu analysieren, besitzt das Phase-1-System drei neue *Feature Extraction* (FEX) Subsysteme. Diese werden als *Electron Feature Extractor* (eFEX), *Jet Feature Extractor* (jFEX) und *Global Feature Extractor* (gFEX) bezeichnet und ersetzen den Cluster Processor und den JetEnergy Processor. Auch die Informationen aus den FEX Subsystemen werden vom Level-1 Topological Processor und anschließend vom Level-1 Central Trigger Processor verarbeitet.

Trotz der Einführung des neuen Phase-1-Systems ist das Legacy-System und insbesondere der PreProcessor aktuell noch von großer Bedeutung. Hauptgrund hierfür ist, dass das Tile Kalorimeter erst in der nächsten Betriebspause ein Upgrade erhalten wird. Signale aus dem Tile Kalorimeter werden den Level-1 Kalorimeter Trigger somit für den gesamten Run-3 weiterhin in analoger Form erreichen. Für die Digitalisierung der Signale, sowie für die anschließende BCID und Energiekalibration wird weiterhin der PreProcessor benötigt. Die ermittelten Informationen können anschließend durch das neue Tile Rear Extension Modul (TREX) an die Feature Extraction Subsysteme weitergeleitet werden. Hinzu kommt, dass das Phase-1-System noch weitere Anpassungen und Kalibrationen benötigt, um seine volle Funktionalität zu erreichen. Die Triggerentscheidungen zur Datenaufnahme für physikalische Analysen basierten daher in den ersten Monaten des Run-3 ausschließlich auf dem Legacy-System. Erst seit Mai 2023 werden für Triggerentscheidungen auch Teile des Phase-1-Systems genutzt. Zur Datenaufnahme sowie für die Validierung des Phase-1-Systems wird daher weiterhin das vollständige Legacy-System benötigt.

Von entscheidender Bedeutung für ein möglichst optimal arbeitendes Legacy-System ist eine effiziente BCID und präzise Energiekalibration in den nMCMs des PreProcessors. Die der BCID und anschließenden Energiekalibration zugrunde liegende Theorie wird im folgenden Kapitel vorgestellt.

# Kapitel 3: FIR-Filter

Wie bereits im vorigen Kapitel erläutert, findet im PreProcessor des Level-1 Kalorimeter Triggers die BCID und die anschließende Energiekalibration statt. Ein Problem stellt dabei der sogenannte Untergrund dar. Als Untergrund werden die unerwünschten Beiträge zum Signal eines Trigger-Towers bezeichnet, welche die Identifikation und Untersuchung einzelner Kalorimeterpulse erschweren. Ein wesentlicher Bestandteil des Untergrunds ist das sogenannte Rauschen. Rauschen bezeichnet die Beiträge zum Untergrund, die nicht durch direkte Produkte von Teilchenkollisionen verursacht werden. So verursacht beispielsweise die thermische Bewegung der Ladungsträger in der Elektronik des Detektors ein Störsignal. Ein weiterer signifikanter Beitrag zum Untergrund kommt dadurch zustande, dass sich durch die hohe Kollisionsfrequenz und Luminosität die Signale einzelner zu untersuchender Kollisionen mit den Signalen zahlreicher weiterer Kollisionen überlagern. Diese zusätzlichen Kollisionen werden als Pile-Up bezeichnet.

Um trotz der Herausforderung, welche der Untergrund darstellt, die Signale einzelner Kollisionen präzise zu untersuchen, nutzt der Hauptalgorithmus für die BCID sogenannte FIR-Filter<sup>1</sup>. Durch die Anwendung der FIR-Filter kann das Verhältnis der zugehörigen Kalorimeterpulse zum Untergrund signifikant verbessert werden. Da die FIR-Filter präzise an den Untergrund angepasst werden müssen, muss dieser vorab analysiert werden. Dafür muss insbesondere der Pile-Up betrachtet werden.

## 3.1 Pile-Up

Im ATLAS-Detektor finden in Run-3 die Bunch-Crossings in Abständen von 25 ns statt. Aufgrund der hohen Luminosität des LHC kommt es dabei zu über 50 Proton-Proton-Kollisionen innerhalb jedes dieser Bunch-Crossings. Von diesen Kollisionen sind jedoch nur sehr wenige, in den meisten Fällen maximal eine, potenziell interessant für physikalische Analysen. Diese sogenannten *Collisions of Interest* müssen untersucht werden, um zu entscheiden, für welche Ereignisse das Level-1 Accept erteilt wird. Die weiteren Kollisionen, die im gleichen Bunch-Crossing wie eine Collision of Interest stattfinden, werden als *In-time Pile-Up* bezeichnet und führen typischerweise zu einer hohen Anzahl geringer Energiedepositionen in den Trigger-Towern. Hinzu kommt, dass sich die Kalorimeterpulse zeitlich über mehrere Bunch-Crossings erstrecken. Somit tragen zum Signal, welches für ein Bunch-Crossing gemessen wird, auch die Kollisionen aus vorigen und nachfolgenden Bunch-Crossings bei. Die Kollisionen, die in anderen Bunch-Crossings stattfinden, als eine Collision of Interest, werden als *Out-of-time Pile-Up* bezeichnet [22].

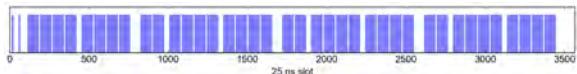
Die stetige Überlagerung der durch den Pile-Up verursachten Kalorimeterpulse führt in Kombination mit dem Rauschen zu einem omnipräsenten Untergrund im Signal jedes Trigger-Towers. Dieser Untergrund überlagert sich mit den Kalorimeterpulsen, die durch die Produkte der einzelnen Collisions

<sup>1</sup> FIR-Filter sind Signalfilter, die eine endliche Impulsantwort erzeugen, da sie ohne interne Rückkopplung realisiert werden. Für ein Eingangssignal endlicher Länge fällt die Impulsantwort des Filters nach einer festgelegten Zeit wieder auf Null ab [24].

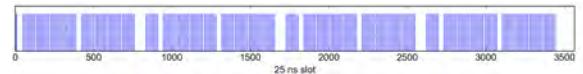
of Interest verursacht werden und erschwert so deren Untersuchung.

Der durch den Pile-Up verursachte Untergrund im Signal eines Trigger-Towers wird maßgeblich durch die Rate der Teilchen bestimmt, die auf den Trigger-Tower auftreffen. Allgemein gilt, je größer die mittlere Anzahl der sichtbaren Proton-Proton-Kollisionen pro Bunch-Crossing  $\langle\mu\rangle^2$ , desto höher die Rate der auftreffenden Teilchen. Zusätzlich steigt die Rate auch mit zunehmender Größe des Trigger-Towers. Aufgrund des größeren  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ -Bereichs, den sie abdecken, treffen beispielsweise im EMEC IW und insbesondere im FCAL deutlich mehr Teilchen auf die Trigger-Tower als im EMB. Hinzu kommt, dass die Trigger-Tower im FCAL nicht, wie in Abbildung 2.7 vereinfachend dargestellt, alle die gleiche Form und Größe besitzen. Stattdessen unterscheiden sich die Trigger-Tower verschiedener  $\eta$ -Streifen dort deutlich in der Größe des  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ -Bereichs, den sie abdecken. Aus diesem Grund kommt es auch innerhalb des FCALs zwischen den Trigger-Towers verschiedener  $\eta$ -Streifen zu wesentlichen Unterschieden im Untergrund, den der Pile-Up verursacht. Darüber hinaus wird ein großer Anteil der niederenergetischen Teilchen, aus denen der Pile-Up hauptsächlich besteht, bereits im elektromagnetischen Kalorimeter abgebremst. Aus diesem Grund verursacht der Pile-Up im hadronischen Kalorimeter weniger Untergrund. Analog dazu ist die dritte Schicht des FCALs (FCAL3) deutlich weniger vom Pile-Up betroffen als die zweite Schicht (FCAL2).

Die Struktur des durch den Pile-Up verursachten Untergrunds wird hauptsächlich durch die Form der Kalorimeterpulse in Kombination mit dem sogenannten Füllschema des LHC bestimmt. In der Laufzeit des LHC von 2015 bis 2018, welche als *Run-2* bezeichnet wird, wurde für eine Vielzahl von Trigger-Towers die typische Form der Kalorimeterpulse mit einem Oszilloskop gemessen. Die so bestimmten Pulsformen werden in Abbildung A.1 veranschaulicht. Zu erkennen ist, dass die Kalorimeterpulse typischerweise eine bipolare Form annehmen. Auf einen positiven Ausschlag folgt ein negativer *Undershoot*. Das Füllschema definiert die Anordnung der Bunches im LHC. Tatsächlich werden die Bunches nicht kontinuierlich in Abständen von 25 ns über den gesamten Ring verteilt. Stattdessen wird zwischen verschiedenen Füllschemata unterschieden. Abbildung 3.1 zeigt die Anordnung der Bunches im Standard-Füllschema und im 8b4e-Füllschema. In der Vergangenheit wurde für die Datenaufnahme für physikalische Analysen in den meisten Fällen eine Variante des Standard-Füllschemas genutzt.



(a) Standard-Füllschema mit Bunch-Trains bestehend aus jeweils 72 Bunches



(b) 8b4e-Füllschema mit Bunch-Trains bestehend aus jeweils 8 Bunches

Abbildung 3.1: Füllschemata am LHC. Entnommen aus [26].

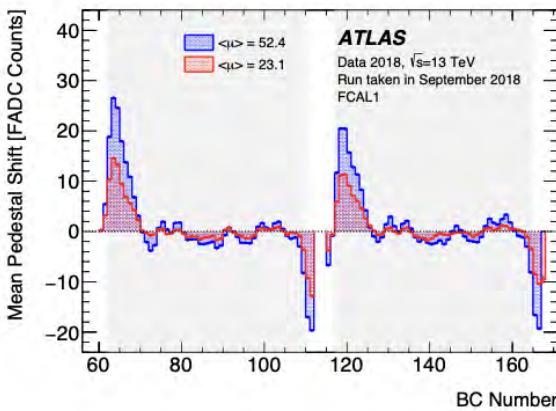
Das Standard-Füllschema basiert auf langen *Bunch-Trains*. Als Bunch-Train werden mehrere im Abstand von 25 ns aufeinanderfolgende Bunches bezeichnet. In der Abbildung sind die Bunch-Trains als blaue Balken dargestellt und bestehen aus 72 Bunches. In der Regel kann die Anzahl der Bunches pro Bunch-Train jedoch auch andere Werte annehmen. Unterbrochen werden die Bunch-Trains von *Gaps*, die ein Vielfaches des üblichen Bunch-Abstandes betragen.

Für das 8b4e-Füllschema werden die langen Bunch-Trains des Standard-Füllschemas in wesentlich kürzere Bunch-Trains, bestehend aus 8 Bunches, unterteilt. Die Abstände zwischen diesen kurzen Bunch-Trains betragen lediglich das Vierfache des üblichen Bunch-Abstandes. Dabei bleiben die großen Gaps weiterhin bestehen. Das Standard-Füllschema und das 8b4e-Füllschema können zum

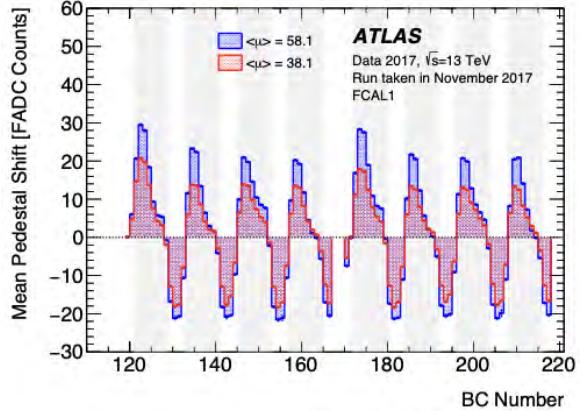
<sup>2</sup> Die mittlere Anzahl der sichtbaren Proton-Proton-Kollisionen  $\langle\mu\rangle$  ergibt sich durch  $\langle\mu\rangle = \langle\mathcal{L}\rangle \sigma_{inel} \epsilon (n_b f_r)^{-1}$ . Dabei bezeichnet  $\sigma_{inel}$  den totalen Wirkungsquerschnitt für inelastische Proton-Proton-Kollisionen,  $\epsilon$  die Nachweiseffizienz,  $f_r$  die Umlauffrequenz des Bunches und  $n_b$  die Anzahl der Bunches im Ring des LHC.  $\langle\mathcal{L}\rangle$  bezeichnet dabei den Mittelwert der Luminosität über den betrachteten Zeitraum [25].

sogenannten *Mixed-Filling*-Füllschemata kombiniert werden. Dieses enthält sowohl die längeren Bunch-Trains des Standard-Füllschemas als auch die kürzeren 8b4e-Bunch-Trains, welche sich in regelmäßigen Abständen abwechseln.

Bedingt durch die Anordnung der Bunches in Bunch-Trains kommt es durch den Pile-Up zu Verformungen der Grundlinie des Signals. Da die Grundlinie des Signals *Pedestal* genannt wird, werden die Pile-Up-bedingten Verformungen als *Pedestal Shifts* bezeichnet. Durch die unterschiedliche Anzahl und Länge der Bunch-Trains in den vorgestellten Füllschemata kommt es zu großen Unterschieden im Out-of-time Pile-Up. Dadurch entstehen deutliche Abweichungen in der Anzahl der Pedestal Shifts. Abbildung 3.2 stellt den durchschnittlichen Pedestal Shift im FCAL abhängig vom Füllschema dar.



(a) Standard-Füllschema



(b) 8b4e-Füllschema

Abbildung 3.2: Durchschnittlicher Pedestal Shift im FCAL1. Entnommen aus [22].

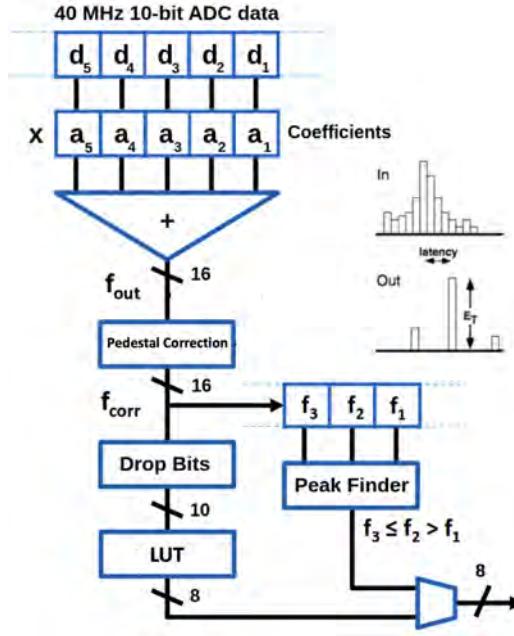
Da sich die Kalorimeterpulse zeitlich über mehrere Bunch-Crossings erstrecken, tragen zu Beginn eines Bunch-Train nur die positiven Ausschläge der in den ersten Bunch-Crossings durch den Pile-Up entstehenden Kalorimeterpulse zum gemessenen Signal bei. Das Pedestal steigt dadurch signifikant an. Für spätere Bunch-Crossings überlagern sich die positiven Ausschläge von Kalorimeterpulsen mit den negativen Undershoots von Kalorimeterpulsen, die in vorigen Bunch-Crossings entstehen. Da der Undershoot eines Kalorimeterpulses flächenmäßig genauso groß wie der vorangehende Ausschlag ist, heben sich positive Ausschläge und negative Undershoots daher im Durchschnitt gegenseitig auf. Zum Ende eines Bunch-Trains überwiegen die negativen Undershoots. Daraus resultiert ein negativer Pedestal Shift. Aufgrund der kürzeren Bunch-Trains treten für das 8b4e-Füllschema deutlich mehr Pedestal Shifts auf als für das Standard-Füllschema. Im Mixed-Filling-Füllschema treten aufgrund der Kombination von kurzen und langen Bunch-Trains abwechselnd eine höhere und eine geringere Anzahl an Pedestal Shifts auf.

Um die durch Collisions of Interest verursachten Kalorimeterpulse bestmöglich vom Untergrund zu trennen, werden im PreProcessor Noise-Filter in Kombination mit einem Algorithmus verwendet, der die Pedestal Shifts weitestgehend ausgleicht. Die Noise-Filter sind als FIR-Filter implementiert und für diese Arbeit von zentraler Bedeutung.

## 3.2 BCID und Energiekalibration in den nMCMs des PreProcessors

Die in Kapitel 2 angesprochene BCID und die anschließende Energiekalibration finden individuell für die Signale jedes Trigger-Towers in den nMCMs des PreProcessors statt. Wie bereits erklärt, wird bei der BCID für jeden digitalen Puls das Bunch-Crossing des Ereignisses ermittelt, welches für die zugehörige Energiedeposition im Trigger-Tower verantwortlich ist, und die Größe der deponierten

transversalen Energie bestimmt. Grundsätzlich gibt es für die BCID zwei verschiedene Methoden. Einen *Peak-Finder* für niederenergetische Signale und einen schwellenwert-basierten Algorithmus für Kalorimeterpulse, welche die FADCs saturieren. Der Begriff Saturation bezeichnet hierbei den Zustand, dass Pulse nicht mehr mit dem für die ADC-Samples verfügbaren Bit-Bereich dargestellt werden können. In dieser Arbeit wird ausschließlich der Peak-Finder betrachtet. Die Logik zur BCID mit dem Peak Finder und zur anschließenden Energiekalibration ist in Abbildung 3.3 veranschaulicht.



**Abbildung 3.3:** Blockdiagramm für die BCID und anschließende Energiekalibration in den nMCMs des PreProcessors. Entnommen aus [27].

Der Peak-Finder nutzt für die BCID einen FIR-Filter. Dieser berechnet alle 25 ns, das bedeutet für jedes Bunch-Crossing  $i$ , einen 16-Bit-Filterwert  $f_i$ . Für diese Berechnung werden jeweils die fünf aufeinanderfolgenden 10-Bit-Samples des auf 40 MHz reduzierten FADC-Outputs<sup>3</sup> genutzt, welche das Signal des Trigger-Towers im Anschluss an das Bunch-Crossing  $i$  darstellen, für das der FIR-Filter-Output berechnet wird. Diese fünf ADC-Samples  $d_k$  werden mit fünf vorab festgelegten Koeffizienten  $a_k$  multipliziert und anschließend wird die Summe über diese fünf Produkte gebildet.

$$f_i = \sum_{k=1}^5 a_k d_k \quad (3.1)$$

Aufgrund der durch den Pile-Up verursachten Pedestal Shifts wird auf den FIR-Filter-Output zusätzlich eine *Pedestal Correction* angewendet. Dafür wird regelmäßig über ein Intervall von  $2^{16}$  Umläufen für jedes Bunch-Crossing der durchschnittlichen FIR-Filter-Output  $\bar{f}_i$  berechnet. Darauf basierend wird der korrigierte FIR-Filter-Output  $f_i^{\text{corr}}$  dann wie folgt berechnet:

$$f_i^{\text{corr}} = f_i - (\bar{f}_i - f_i^{\text{ped}}) \quad (3.2)$$

Dabei stellt  $f_i^{\text{ped}}$  den FIR-Filter-Output für das flache Pedestal dar, welcher sich in Abwesenheit von Teilchenkollisionen ergeben würde.  $f_i^{\text{corr}}$  entspricht somit dem FIR-Filter-Output, welcher sich in etwa ohne die vom Pile-Up verursachten Pedestal Shifts ergeben würde. Der Wert  $\bar{f}_i - f_i^{\text{ped}}$  wird im

<sup>3</sup> Für den Peak-Finder wird jeder zweite 80 MHz FADC-Output verworfen, um bei 40 MHz zu operieren. Die verwendeten ADC-Samples werden daher wie die FIR-Filter-Outputs in Abständen von 25 ns erzeugt.

Folgenden durch  $f_{PedCorr}$  abgekürzt. Für drei aufeinanderfolgende korrigierte FIR-Filter-Ouputs wird vom Peak-Finder die *Peak-Condition* überprüft:

$$f_{i-1}^{\text{corr}} < f_i^{\text{corr}} \geq f_{i+1}^{\text{corr}} \quad (3.3)$$

Zusätzlich wird aus dem korrigierten FIR-Filter-Output jedes Bunch-Crossings mit einer Look-Up-Table die im Trigger-Tower deponierte transversale Energie bestimmt. Da zur Darstellung des LUT-Inputs nur zehn Bits zur Verfügung stehen, wird dafür zunächst eine vorgegebene Anzahl an Bits vom korrigierten FIR-Filter-Output abgeschnitten. Die Zahl der abgeschnittenen Bits ist vorab für jeden Trigger-Tower spezifisch definiert und stellt sicher, dass der mit zehn Bits darstellbare Bereich nicht überschritten wird. Anschließend wird aus diesem reduzierten FIR-Filter-Output ein 8-Bit-Wert bestimmt, der die transversale Energiedeposition darstellt. Dabei wird FIR-Filter-Outputs, die unterhalb eines konfigurierbaren Schwellenwerts (*Noise-Cut*) liegen, eine Energie von Null zugewiesen.

Ist die Peak-Condition für ein Bunch-Crossing erfüllt, gibt der Peak-Finder eine Eins aus und dem Bunch-Crossing wird der mit der LUT bestimmte Energiewert zugeschrieben. Ist die Peak-Condition nicht erfüllt, gibt der Peak-Finder eine Null aus. In diesem Fall wird der mit der LUT bestimmte Wert auf Null gesetzt. Dies stellt sicher, dass nur für Bunch-Crossings, in denen ein Ereignis stattfindet, welches eine Energiedeposition verursacht, auch ein Energiewert ungleich Null ausgegeben wird.

Ziel der Verwendung der FIR-Filter ist es, die Peaks im gemessenen Signal zu "verschärfen". Die zu messenden Pulse sollen verstärkt werden, während der Einfluss des Untergrunds minimiert werden soll. Um Unterschiede in den typischen Pulsformen und im Untergrund in den verschiedenen Regionen des Kalorimeters optimal zu berücksichtigen, können die Koeffizienten der FIR-Filter für jeden Trigger-Tower individuell definiert werden. Im folgenden Abschnitt wird erläutert, wie die optimalen Werte für die Filterkoeffizienten bestimmt werden können.

### 3.3 Kalibration der FIR-Filter

Die Effizienz der BCID hängt stark von der Wahl der Filterkoeffizienten  $a_k$  ab. Um diese bestmöglich bestimmen zu können, ist eine genaue Untersuchung des Eingangssignals nötig. Die folgende Herleitung zur Bestimmung der optimalen Filterkoeffizienten basiert auf dem Buch *Signal Analysis* von A. Papoulis [28], welches die der Signalanalyse zugrunde liegenden mathematischen Konzepte vorstellt.

#### Optimale Wahl der Filterkoeffizienten

Die Schwierigkeit in der Signalverarbeitung liegt darin, dass die digitalen ADC-Samples nicht direkt die Signale widerspiegeln, die durch die Collisions of Interest verursacht werden und die es zu messen gilt. Stattdessen überlagern sich diese mit dem Untergrund. Hinzu kommt, dass sich Kalorimeterpulse, wie in Abschnitt 3.1 erläutert, zeitlich über mehrere Bunch-Crossings erstrecken. Wird das zu messende Signal ausgedrückt als ein Vektor  $\mathbf{s}$ , welcher die typische normierte Pulsform beschreibt, multipliziert mit einer unbekannten Amplitude  $A$  und wird der Untergrund durch den Vektor  $\mathbf{n}$  dargestellt, so lässt sich die Überlagerung in den ADC-Samples  $d_k$  wie folgt beschreiben:

$$d_k = As_k + n_k \quad (3.4)$$

Da der Index  $k$  jeweils das betrachtete ADC-Sample bezeichnet, bezeichnen  $s_k$  und  $n_k$  den Wert der normierten Pulsform  $\mathbf{s}$  und des Untergrunds  $\mathbf{n}$  in diesem ADC-Sample.

Kommt es bei einem Ereignis durch eine Collision of Interest zu einer Energiedeposition in einem Trigger-Tower, verursacht diese ein Signal mit der typischen Pulsform. Der FIR-Filter-Output  $f_i$  für

das Bunch-Crossing  $i$ , in dem das Ereignis stattfindet, ergibt sich daher wie folgt:

$$f_i = \sum_{k=1}^5 a_k d_k = \sum_{k=1}^5 a_k A s_k + \sum_{k=1}^5 a_k n_k = A f_i^s + f_i^n \quad (3.5)$$

Dabei bezeichnet  $A f_i^s$  den Anteil des FIR-Filter-Outputs, der durch das Signal verursacht wird, welches gemessen werden soll, und  $f_i^n$  den Anteil, der durch den Untergrund verursacht wird.

Damit das Signal auch tatsächlich dem Bunch-Crossing  $i$  zugeordnet wird, muss der in Gleichung 3.5 berechnete FIR-Filter-Output größer sein, als der FIR-Filter-Output für das vorige und nachfolgende Bunch-Crossing. Zur Bestimmung der dafür benötigten Filterkoeffizienten wird in [28] das Verhältnis

$$\frac{S}{N} = \frac{f_i^s}{\sqrt{\langle |f_i^n|^2 \rangle}} \quad (3.6)$$

maximiert. Für eine bekannte Pulsform kann so gezeigt werden, dass der Vektor  $\mathbf{a}$ , welcher die optimalen Filterkoeffizienten für solch eine Maximierung darstellt, bestimmt werden kann, indem die Inverse der Autokorrelationsmatrix des Untergrunds  $\mathbf{R}$  mit  $\mathbf{s}$  multipliziert wird:

$$\mathbf{a} = \mathbf{R}^{-1} \cdot \mathbf{s} \quad (3.7)$$

Die Einträge  $R_{ij}$  von  $\mathbf{R}$  beschreiben die Korrelation, das bedeutet die Stärke und Richtung des Zusammenhangs, zwischen dem Untergrund in den ADC-Samples, die für die Berechnung des FIR-Filter-Outputs genutzt werden. Definiert sind die Matrixeinträge durch die Autokorrelationsfunktion  $R(\tau)$ . Diese gibt die Korrelation eines Signals, in diesem Fall des Untergrunds, mit sich selbst, als Funktion der Zeitverschiebung  $\tau$  an. Da die ADC-Samples des betrachteten ADC-Outputs in regelmäßigen Abständen  $T$  durch Abtasten des analogen Signals erzeugt werden, entspricht der zeitliche Abstand zweier ADC-Samples immer einem Vielfachen dieses sogenannten Sampling-Intervalls  $T$ . Unter Kenntnis der funktionalen Beschreibung des Untergrunds  $n(t)$  ließen sich die Matrixeinträge  $R_{ij}$  daher durch  $R(\tau)$  wie folgt berechnen:

$$R_{ij} = R(t_i - t_j) = R((i - j)T) = \int_{-\infty}^{\infty} n^*(t) n(t + (i - j)T) dt \quad (3.8)$$

Dabei entspricht  $n^*(t)$  der komplex konjugierten Form von  $n(t)$ .

Besteht kein Zusammenhang zwischen dem Untergrund in den ADC-Samples nimmt  $\mathbf{R}$  die Form einer Einheitsmatrix an. Dies wäre beispielsweise der Fall, wenn der Untergrund ausschließlich durch das anfangs angesprochene thermische Rauschen verursacht werden würde, da dessen Stärke rein statistisch fluktuiert. Der Pile-Up hingegen sorgt für eine zeitliche Korrelation im Untergrund. Tritt beispielsweise in einem Bunch-Crossing hoher Pile-Up auf, steigt nicht nur der Untergrund in einem ADC-Sample an. Da sich die Kalorimeterpulse über mehrere Bunch-Crossings erstrecken, wird auch der Untergrund in benachbarten ADC-Samples beeinflusst. Die Nebendiagonalelemente von  $\mathbf{R}$  weichen daher deutlich von Null ab. Im Allgemeinen können diese Werte zwischen  $-1$  und  $1$  annehmen. Je stärker die Korrelation zwischen dem Untergrund in zwei ADC-Samples ist, desto größer ist der Betrag des entsprechenden Matrixeintrags. Negative Matrixeinträge drücken aus, dass der Untergrund in einem ADC-Sample abfällt, während er im anderen ADC-Sample ansteigt. Positive Matrixeinträge drücken eine Veränderung in die gleiche Richtung aus.

### Bestimmung der Filterkoeffizienten

Die Korrelation zwischen dem Untergrund in benachbarten ADC-Samples wird hauptsächlich durch den Pile-Up bestimmt. Wie in Abschnitt 3.1 erläutert, hängt der Pile-Up stark von den Betriebsbedin-

gungen des LHC ab, insbesondere von der mittleren Anzahl der sichtbaren Proton-Proton-Kollisionen pro Bunch-Crossing und dem Füllschema. Aus diesem Grund werden regelmäßig spezielle Kalibrationsläufe durchgeführt, die eine Untersuchung der zeitlichen Korrelation im Untergrund, abhängig von der mittleren Anzahl der sichtbaren Proton-Proton-Kollisionen pro Bunch-Crossing und dem Füllschema, ermöglichen. In diesen wird eine große Anzahl an Proton-Proton-Kollisionen betrachtet, wodurch es möglich ist die Einträge der Autokorrelationsmatrix des Untergrunds  $R_{ij}$  zu bestimmen. Dabei ist es von großer Bedeutung, dass die LHC-Betriebsbedingungen während dieser sogenannten *Calibration-Runs* den Bedingungen möglichst nahe kommen, die bei der tatsächlichen Aufzeichnung von Daten für physikalische Analysen herrschen, um die Unterschiede in der zeitlichen Korrelation im Untergrund zu minimieren.

Da keine funktionale Beschreibung des Untergrunds vorliegt, wird zur Berechnung der Autokorrelationsmatrix des Untergrunds deren statistische Beschreibung genutzt. Betrachtet wird dafür eine große Stichprobe sogenannter ADC-Windows. Als ADC-Window wird eine bestimmte Anzahl aufeinanderfolgender ADC-Samples bezeichnet. In Calibration-Runs werden zu jedem getriggerten Ereignis für jeden Trigger-Tower ADC-Windows bestehend aus sieben aufeinanderfolgenden ADC-Samples aufgezeichnet. Die fünf mittleren dieser ADC-Samples dienten jeweils der Bestimmung des FIR-Filter-Outputs für das Bunch-Crossing des Ereignisses. Die zusätzlichen zwei ADC-Samples werden aufgezeichnet, um in späteren Analysen den Output des Peak-Finders für dieses Bunch-Crossing simulieren zu können. Anhand der mittleren fünf ADC-Samples der aufgezeichneten ADC-Windows können spezifisch für jeden Trigger Tower die Einträge der Autokorrelationsmatrix des Untergrunds  $R_{ij}$  berechnet werden.

$$R_{ij} = \frac{\langle n_i n_j \rangle - \langle n_i \rangle \langle n_j \rangle}{\sqrt{\langle n_i^2 \rangle - \langle n_i \rangle^2} \sqrt{\langle n_j^2 \rangle - \langle n_j \rangle^2}} = \frac{N \sum n_i n_j - \sum n_i - \sum n_j}{(\sqrt{N \sum n_i^2 - (\sum n_i)^2})(\sqrt{N \sum n_j^2 - (\sum n_j)^2})} \quad (3.9)$$

Dabei bezeichnen  $i$  und  $j$  die Position eines Samples im ADC-Window und  $n_i$  und  $n_j$  den Untergrund in diesen Samples.  $N$  bezeichnet die Gesamtzahl der ADC-Windows, die für die statistische Analyse des Untergrunds genutzt werden.

Um für die Untergrundanalyse eine möglichst unbeeinflusste repräsentative Auswahl aller vom Level-1 Kalorimeter Trigger untersuchten Ereignisse zu erhalten, werden spezielle Triggeralgorithmen verwendet. Während für die üblichen Triggeralgorithmen in den meisten Fällen höherenergetischen Energiedepositionen in den Trigger-Towern ausschlaggebend sind, um Ereignisse als physikalisch interessant einzustufen, werden die Ereignisse in den Calibration-Runs rein zufällig ausgewählt. Die Daten dieser getriggerten Ereignisse werden in sogenannten *Streams* abgespeichert. In dieser Arbeit werden Daten aus dem *L1CaloCalib-Stream* und dem *ZeroBias-Stream* verwendet. Der L1CaloCalib-Stream enthält die Daten einer Vielzahl an Ereignissen. Jedoch enthält er nur die Informationen, die der Level-1 Kalorimeter Trigger und der Level-1 Central Trigger Processor liefern können. In dem dazu unabhängigen Datensatz des ZeroBias-Streams sind zusätzlich die sehr präzise rekonstruierten Werte für die Energiedepositionen in allen Kalorimeterzellen enthalten. Aufgrund der höheren Menge an Informationen, die somit im ZeroBias-Stream für ein Ereignis abgespeichert werden, enthält dieser die Daten von deutlich weniger Ereignissen.

Da in den Kollisionsdaten nicht festgestellt werden kann, welcher Anteil eines ADC-Samples  $d_k$  dem Untergrund  $n_k$  entspricht, wird die Näherung  $d_k \approx n_k$  verwendet. Grund für diese Näherung ist, dass die getriggerten Ereignisse zufällig ausgewählt werden und die Triggerentscheidung somit nicht darauf basiert, ob die durch das Ereignis verursachten Energiedepositionen bestimmte Schwellenwerte überschreiten. Verdeutlicht wird dies beispielsweise durch die in Abbildung 4.6 dargestellte Energieverteilung, welche sich aus allen getriggerten Ereignissen ergibt. Diese zeigt einen steilen Abfall zu höheren Energien. Aufgrund der zufälligen Auswahl der Ereignisse stellt ein Großteil der aufgezeich-

neten ADC-Samples tatsächlich ausschließlich den Untergrund dar. Die Einträge der Autokorrelationsmatrix des Untergrunds lassen sich somit für jeden Trigger-Tower wie folgt bestimmen [29]:

$$R_{ij} = \frac{N \sum d_i d_j - \sum d_i - \sum d_j}{(\sqrt{N \sum d_i^2 - (\sum d_i)^2})(\sqrt{N \sum d_j^2 - (\sum d_j)^2})} \quad (3.10)$$

Unter der Annahme, dass die in Abbildung A.1 dargestellten normierten Pulsformen der typischen normierten Pulsform  $\mathbf{s}$  entsprechen, können die Filterkoeffizienten für jeden Trigger-Tower wie folgt berechnet werden:

$$a_k = \sum_{j=1}^5 (R^{-1})_{kj} g_j \quad (3.11)$$

Dabei entsprechen die  $g_j$  jeweils den Werten, die sich beim Abtasten der normierten analogen typischen Pulsform eines Trigger-Towers in Abständen von 25 ns ergeben und somit die Form der Kalorimeterpulse im digitalen Signal darstellen. Auch diese werden in Abbildung A.1 für jede Kalorimeterregion gezeigt.  $(R^{-1})_{kj}$  sind die Einträge der Inversen der Autokorrelationsmatrix des Untergrunds.

## Ganzzahlige Filterkoeffizienten

Die im vorigen Abschnitt vorgestellte Berechnung liefert die optimalen Filterkoeffizienten. Allerdings stehen in den nMCMs des PreProcessors neben einem Bit für das Vorzeichen nur noch vier Bits für den Betrag eines Filterkoeffizienten zur Verfügung. Daher müssen für die Implementierung ganzzahlige Filterkoeffizienten  $a_k$  mit absoluten Werten zwischen 0 und 15 bestimmt werden. Zusätzlich muss beachtet werden, dass für den LUT-Input lediglich zehn Bits zur Verfügung stehen. Aus diesem Grund muss, abhängig von der Größe der ganzzahligen Filterkoeffizienten, eine bestimmte Anzahl niedrigstwertiger Bits  $dB$  vom FIR-Filter-Output abgeschnitten werden.

Wie Gleichung 3.1 und Gleichung 3.3 zeigen, sind für die Überprüfung der Peak-Condition nur die Verhältnisse zwischen den Filterkoeffizienten relevant. Daher werden für die Bestimmung der ganzzahligen Filterkoeffizienten alle Kombinationen des mittleren ganzzahligen Filterkoeffizienten  $a_3$  zwischen 0 und 15 mit der Anzahl abgeschnittener Bits  $dB$  zwischen 0 und 6 betrachtet. Für jede betrachtete Kombination  $(a_3, dB)$  werden zunächst die restlichen ganzzahligen Filterkoeffizienten ermittelt. Die Werte  $a_k$  werden so gewählt, dass das Verhältnis von  $a_k$  zu  $a_3$  bestmöglich dem Verhältnis des k-ten optimalen Filterkoeffizienten zum 3. optimalen Filterkoeffizienten entspricht. Anschließend werden die ganzzahligen Filterkoeffizienten mit den fünf Werten  $g_k$ , die sich beim Abtasten der normierten analogen typischen Pulsform in Abständen von 25 ns ergeben, multipliziert, die Summe über diese fünf Produkte gebildet und anschließend durch  $2^{dB}$  geteilt. Der so berechnete Wert gibt die Änderung des LUT-Inputs LutIn bei einer Veränderung der in Gleichung 3.4 eingeführten Signalamplitude  $A$  an.

$$\frac{d(\text{LutIn})}{dA} = \frac{\sum_{k=1}^5 a_k g_k}{2^{dB}} \quad (3.12)$$

Dieser Zusammenhang lässt sich wie folgt herleiten: Der FIR-Filter-Output ergibt sich nach Gleichung 3.1. Die ADC-Samples, aus denen dieser bestimmt wird, ergeben sich nach Gleichung 3.4 aus der Summe des zu messenden Signals und des Untergrunds, wobei das zu messende Signal im Allgemeinen ausgedrückt wird als Amplitude  $A$ , multipliziert mit einer normierte Pulsform. Als normierte Pulsform dienen die Werte  $g_k$ . Auf den FIR-Filter-Output wird die Pedestal Correction angewendet. Für die Berechnung der Änderungsrate kann das anschließende Abschneiden von  $dB$  Bits vom FIR-Filter-Output durch die Division durch  $2^{dB}$  dargestellt werden. Der Wert, der sich nach dem Abschneiden der

Bits ergibt, dient als LUT-Input. Wird der sich daraus ergebende Ausdruck  $\text{LutIn} = (\sum_{k=1}^5 a_k A g_k + a_k n_k - f_{\text{PedCorr}})/2^{dB}$  nach  $A$  abgeleitet, ergibt sich der in Gleichung 3.12 dargestellte Zusammenhang.

Gewählt wird die Kombination aus mittlerem ganzzahligem Filterkoeffizienten  $a_3$  und der Anzahl abgeschnittener Bits  $dB$ , für die  $d(\text{LutIn})/dA$  maximal wird. Außerdem darf bei der Berechnung des LUT-Inputs für einen maximal unsaturierten Puls<sup>4</sup> der zur Verfügung stehende 10-Bit-Bereich nicht überschritten werden. Dies stellt sicher, dass Signale, welche die FADCs nicht saturieren, auch nicht die LUT saturieren. Die Erfüllung dieser beiden Kriterien führt zu einer maximalen Ausnutzung des verfügbaren 10-Bit-Bereichs für den LUT-Input und ermöglicht so eine präzise Energiekalibration durch die LUT. Hinzu kommt, dass das erläuterte Vorgehen zu einer annähernd einheitlichen Normierung der Signale führt. Maximal unsaturierte Pulse erzeugen einen annähernd maximalen LUT-Input, unabhängig von der Wahl der ganzzahligen Filterkoeffizienten. Für analoge Pulse, die höhere Amplituden besitzen und entsprechend einen Anteil der fünf zur Berechnung des FIR-Filter-Outputs verwendeten ADC-Samples saturieren, liegt der berechnete FIR-Filter-Output auch nach Abschneiden der Bits noch oberhalb des mit 10 Bits darstellbaren Bereichs. Dementsprechend saturieren Pulse, welche die ADC-Samples saturieren, auch die LUT.

Darüber hinaus existieren weitere Nebenbedingungen, die berücksichtigt werden müssen. So muss  $a_5$  Null betragen, falls  $g_5$  negativ ist. Dies ist der Fall, wenn für  $g_5$  aufgrund der geringen Pulsbreite der typischen Pulsform bereits der Undershoot des analogen Pulses abgetastet wird. Andernfalls können als Folge einer Sättigung des Undershoots Nichtlinearitäten in der LUT auftreten. Da im 10-Bit-ADC-Output die unverschobene Grundlinie des digitalen Signals bei 32 ADC-Counts liegt, stehen für die Darstellung eines Pulses 991 ADC-Counts nach oben, jedoch nur 32 ADC-Counts nach unten zur Verfügung. Dementsprechend kann der Undershoot bereits bei schwachen Pulsen eine Saturation erreichen. Für alle Pulse, deren Undershoot eine Saturation erreicht, hat das 5. ADC-Sample, welches zur Berechnung des FIR-Filter-Outputs verwendet wird, einen Wert von Null, unabhängig vom tatsächlichen Wert des analogen Signals und trägt somit nicht mehr zum FIR-Filter-Output bei. Daher beträgt in diesen Fällen die Änderung des LUT-Inputs in Abhängigkeit der Signalamplitude  $\sum_{k=1}^4 a_k g_k / 2^{dB}$ , während sie für Pulse, deren Undershoot nicht saturiert,  $\sum_{k=1}^5 a_k g_k / 2^{dB}$  beträgt. Indem  $a_5$  auf Null gesetzt wird, wird diese Nichtlinearität umgangen. Um die zu messenden Signale dennoch bestmöglich zu verstärken, müssen dabei auch die restlichen  $a_k$  angepasst werden. Daher werden in der für den Trigger-Tower berechneten Autokorrelationsmatrix alle Einträge der 5. Zeile und der 5. Spalte auf Null gesetzt und die optimalen Filterkoeffizienten nach Gleichung 3.11 neu bestimmt. Dadurch ergibt sich für  $a_5$  ein Wert von Null und die restlichen Filterkoeffizienten sind unabhängig vom Untergrund im 5. ADC-Sample. Die ganzzahligen Filterkoeffizienten können anschließend nach dem bereits beschriebenen Verfahren bestimmt werden.

Zudem ist es aufgrund der Pedestal Correction erforderlich, dass die Summe der ganzzahligen Koeffizienten größer Null ist. Ist dies nicht der Fall, ist eine manuelle Nachjustierung notwendig.

Mit den bestimmten ganzzahligen Filterkoeffizienten  $a_k$  und der Anzahl abgeschnittener Bits  $dB$  ergibt sich der LUT-Input  $\text{LutIn}$  wie folgt:

$$\text{LutIn} = \left( \sum_{k=1}^5 a_k d_k - f_{\text{PedCorr}} \right) \gg dB \quad (3.13)$$

Dabei entspricht  $\gg$  dem bitweisen Verschiebungsoperator.

<sup>4</sup> Zur Berechnung der ADC-Samples für einen maximal unsaturierten Puls werden die  $g_k$  mit einer Amplitude von 990 multipliziert und zusätzlich jeweils 32 ADC-Counts zur Berücksichtigung des Pedestals addiert. Dies entspricht einem maximalen Puls im digitalen Signal, der die 10-Bit-ADC-Samples nicht saturiert.

### 3.4 Kalibration der Look-Up-Tables

Im Anschluss an den FIR-Filter wird die im Trigger-Tower deponierte transversale Energie  $E_T$  mit einer LUT bestimmt. Zu diesem Zweck kann durch die LUT für jeden aus 10 Bits bestehenden Input ein 8-Bit-Output bestimmt werden. Zeitaufwendige Berechnungen werden dabei durch eine schnelle Wertesuche ersetzt, indem für jeden möglichen LUT-Input bereits der zugehörige LUT-Output definiert ist. Da der für einen digitalen Puls berechnete LUT-Input abhängig von der Wahl der Filterkoeffizienten ist, werden die Parameter, mit denen vorab der zu einem Input zugehörige Output definiert wird, maßgeblich durch die Filterkoeffizienten bestimmt. Werden die Filterkoeffizienten für einen Trigger-Tower angepasst, muss folglich auch die LUT neu kalibriert werden.

Um für jeden der zwischen 0 und 1023 liegenden Input-Werte den zugehörigen zwischen 0 und 255 liegenden Output-Wert zu bestimmen, wird eine lineare Funktion genutzt. Zur Berechnung des Outputs LutOut wird der Input LutIn zunächst mit einem ganzzahligen Wert (*Slope*) multipliziert und darauf folgend ein weiterer ganzzahliger Wert subtrahiert (*Offset*). Damit der Output im Bereich zwischen 0 und 255 liegt, findet anschließend eine Division durch 4096 statt. Durch diese Division kann die tatsächliche Steigung der linearen Funktion  $\frac{\text{Slope}}{4096}$  durch die ganzzahligen Werte der Slope auf etwa  $2.4 \times 10^{-4}$  genau angepasst werden. Diese hohe Präzision erlaubt es, abhängig von der Wahl der Filterkoeffizienten, jedem LUT-Input den korrekten LUT-Output zuzuordnen. Andernfalls könnten die LUT-Outputs für höhere LUT-Inputs nicht mit der nötigen Genauigkeit bestimmt werden. Damit nach der Division Werte, deren erste Nachkommastelle kleiner 5 ist, abgerundet werden und Werte, deren erste Nachkommastelle größer gleich 5 ist, aufgerundet werden, wird die Division durch eine Addition von 2048 und anschließendes Abschneiden von 12 Bits umgesetzt.

Um zu verhindern, dass die LUT, bedingt durch statistische Fluktuationen im Rauschen und im Pile-Up, dauerhaft kleine Energiewerte ausgibt, wird zusätzlich ein Noise-Cut angewendet. Das bedeutet nur Inputs, die oberhalb eines spezifischen Werts liegen, wird ein Output ungleich Null zugewiesen.

$$\text{LutOut} = \begin{cases} \frac{\text{LutIn} \cdot \text{Slope} - \text{Offset}}{4096} & , \text{falls LutIn} \cdot \text{Slope} - \text{Offset} > \text{Noise-Cut} \\ 0 & , \text{sonst} \end{cases} \quad (3.14)$$

Der mit der LUT bestimmte Energiewert wird sowohl an den Cluster Processor als auch an den JetEnergy Processor übermittelt. Tatsächlich existieren aus diesem Grund in den nMCMs für jeden Trigger-Tower zwei unabhängig voneinander konfigurierbare LUTs. So kann der LUT-Output separat für die beiden Prozessoren kalibriert werden. In der LUT für den JetEnergy Processor (JEP-LUT) entspricht das niedrigstwertiges Bit 1 GeV. Daher saturiert diese bei transversalen Energien von 255 GeV. In der LUT für den Cluster Processor (CP-LUT) entspricht das niedrigstwertiges Bit hingegen 0.5 GeV. Dadurch wird beispielsweise die Genauigkeit von Elektron-Isolationskriterien verbessert. Die CP-LUT saturiert deswegen bereits bei 127.5 GeV [22].

Um die beiden LUTs zu kalibrieren, müssen zunächst Slope und Offset für beide bestimmt werden. Bei der im folgenden erläuterten Berechnung von Slope und Offset wird zunächst angenommen, dass das niedrigstwertige Bit im LUT-Output einer transversalen Energie von 1 GeV entspricht. Die Verdopplung der Skala auf eine Auflösung von 0.5 GeV für die CP-LUT wird anschließend berücksichtigt.

#### Berechnung von Slope und Offset

Wie in Abschnitt 3.3 bereits gezeigt wurde, bestimmen die ganzzahligen Filterkoeffizienten, wie sich der LUT-Input abhängig von der Signalamplitude verändert. Für die Bestimmung des LUT-Outputs müssen Slope und Offset daher spezifisch für die gewählten Filterkoeffizienten berechnet werden.

In Abschnitt 2.4 wurde erwähnt, dass in der initialen Energiekalibration durch die Receiver-Module

die Verstärkungsfaktoren so gewählt werden, dass ein ADC-Count in der Amplitude des digitalen Signals 0.25 GeV entspricht. Da hier angenommen wird, dass das niedrigstwertige Bit des LUT-Outputs 1 GeV entspricht, muss sich dieser, bei Erhöhung der Signalamplitude um 1 um 0.25 erhöhen. Unter Berücksichtigung von Gleichung 3.12 lässt sich somit aus Gleichung 3.14 die Slope wie folgt berechnen:

$$\text{Slope} = 4096 \cdot \frac{d(\text{LutOut})}{d(\text{LutIn})} \quad (3.15)$$

$$= 4096 \cdot \underbrace{\frac{d(\text{LutOut})}{dA}}_{0.25} \left( \underbrace{\frac{d(\text{LutIn})}{dA}}_{(\sum_k a_k g_k)/2^{dB}} \right)^{-1} \quad (3.16)$$

$$= \frac{1024 \cdot 2^{dB}}{\sum_k a_k g_k} \quad (3.17)$$

In der Kalibration wird für die Slope der ganzzahlige Wert verwendet, der sich durch Abrunden des mit Gleichung 3.17 berechneten Werts ergibt. Zur Berechnung des Offsets muss zusätzlich das Pedestal des digitalen Signals berücksichtigt werden. Entspricht das analoge Signal nur der unverschobenen Grundlinie, betragen alle ADC-Samples 32 ADC-Counts. Für den entsprechenden FIR-Filter-Output muss sich daher ein LUT-Output von Null ergeben:

$$\left[ \left( \left( 32 \cdot \sum_{k=1}^5 a_k \right) \gg dB \right) \cdot \text{Slope} - \text{Offset} \right] / 4096 \stackrel{!}{=} 0 \quad (3.18)$$

Da Pedestal Shifts durch die Pedestal Correction korrigiert werden, müssen diese hierbei nicht berücksichtigt werden. Durch Umformung lässt sich aus dieser Bedingung der Offset berechnen. Dabei muss beachtet werden, dass im Gegensatz zu Gleichung 3.12 keine Änderungsrate, sondern ein absoluter Wert bestimmt wird. Das Abschneiden von  $dB$  Bits kann daher nicht durch eine reine Division durch  $2^{dB}$  dargestellt werden, da es äquivalent ist zu einer Division durch  $2^{dB}$  mit anschließender Abrundung. Der Offset ergibt sich daher durch:

$$\text{Offset} = \left( \frac{32 \cdot \sum_{k=1}^5 a_k}{2^{dB}} - 0.5 \right) \cdot \text{Slope} \quad (3.19)$$

Dabei werden Werte, deren erste Nachkommastelle kleiner 5 ist, abgerundet und Werte, deren erste Nachkommastelle größer gleich 5 ist, aufgerundet.

Die nach Gleichung 3.17 und Gleichung 3.19 berechneten Werte für Slope und Offset können zum Füllen der JEP-LUT genutzt werden. Für die CP-LUT müssen aufgrund der verdoppelten Skala auch die Werte für Slope und Offset verdoppelt werden. Dies wird mit Hilfe eines separaten, konfigurierbaren Skalenfaktors berücksichtigt. Zum Füllen der beiden LUTs mit den zu allen Inputs nach Gleichung 3.14 zugehörigen Outputs, müssen zusätzlich die Noise-Cuts bestimmt werden.

## Bestimmung der Noise-Cuts

Noise-Cuts stellen den Schwellenwert dar, bis zu welchen niederenergetische Signale ignoriert werden, indem der entsprechende LUT-Output auf Null gesetzt wird. Dadurch können ständige Ausgaben geringer Energiewerte durch die LUTs, bedingt durch statistische Fluktuationen im Rauschen und im Pile-Up (falsche  $E_T$ -Zuordnungen) verhindert werden [30].

Der Cluster Processor sucht nach Kandidaten für Elektronen und Tauonen. Dafür werden in der Regel die mit den LUTs bestimmten Energiedepositionen in zwei nebeneinanderliegenden Trigger-

Towern zusammengefasst. Die Wahrscheinlichkeit, dass in diesen Trigger-Towern eine falsche  $E_T$ -Zuordnung auftritt (insbesondere gleichzeitig) und die Gesamtenergie so einen Schwellenwert für die Identifikation von Teilchenkandidaten übersteigt, ist sehr gering. Zusätzlich untersucht der Cluster Processor nur den Bereich bis  $|\eta| = 2.5$ . Wie in Abschnitt 3.1 erläutert, sind die Beiträge des Pile-Ups zum Untergrund in diesem Bereich am geringsten. Daher haben falsche  $E_T$ -Zuordnungen kaum Einfluss auf die Leistungsfähigkeit des Cluster Processors. Aus diesem Grund werden bei der Kalibration der CP-LUTs für alle Trigger-Tower niedrige Noise-Cuts von etwa 1 GeV genutzt. Dieser Wert entspricht in etwa dem Zwei- bis Dreifachen des Rauschens in Abwesenheit eines Eingangssignals.

Der JetEnergy Processor sucht nach Jets und berechnet die fehlende transversale Energie. Für Jets werden die Energiedepositionen aus 64, für die fehlende transversale Energie die Energiedepositionen aus allen Trigger-Towern zusammengefasst. In der Summe führen die falschen  $E_T$ -Zuordnungen daher zu größeren Ungenauigkeiten, insbesondere für die fehlende transversale Energie. Um die Anzahl der falschen  $E_T$ -Zuordnungen für den JetEnergy Processor zu minimieren, werden die Noise-Cuts der JEP-LUTs spezifisch für jeden Trigger-Tower anhand der Daten von Calibration-Runs bestimmt. Die Noise-Cuts werden dabei jeweils so hoch gewählt, dass für 0.5 % der im Calibration-Run aufgezeichneten Ereignisse eine Energie ungleich Null ausgegeben wird. Diese 0.5 % werden auch als *Goal-Occupancy* bezeichnet.

Würden die Noise-Cuts deutlich niedriger gewählt werden, käme es zu einer hohen Anzahl falscher  $E_T$ -Zuordnungen. Die Genauigkeit der bestimmten Energiewerte für Jets und die fehlende transversale Energie würde erheblich abnehmen. Außerdem würden, bedingt durch die höhere Anzahl der falschen  $E_T$ -Zuordnungen, bei der Zusammenfassung der Energiedepositionen aus Trigger-Towern deutlich häufiger die Schwellenwerte für die Identifikation von Jet-Kandidaten überschritten werden, ohne dass tatsächlich ein Jet vorliegt. Darüber hinaus würde die höhere Anzahl falscher  $E_T$ -Zuordnungen auch zu größeren Ungenauigkeiten bei der Berechnung der fehlenden transversalen Energie führen, wodurch wesentlich öfter zu hohe Werte für diese berechnet werden würden. Als Folge würden wesentlich mehr Ereignisse vom Level-1 Trigger als physikalisch interessant eingestuft werden und die maximale Akzeptanzrate von 100 kHz würde weit überschritten werden. Höhere Noise-Cuts hingegen würden dazu führen, dass auch größere Energiedepositionen nicht registriert werden würden. Dies würde die Identifikation physikalisch interessanter Ereignisse deutlich erschweren. Empirische Untersuchungen in der Vergangenheit haben gezeigt, dass eine Goal-Occupancy von 0.5 % einen geeigneten Kompromiss darstellt, um die Anzahl der falschen  $E_T$ -Zuordnungen zu reduzieren, ohne die Identifikation physikalisch interessanter Ereignisse übermäßig zu beeinträchtigen.

Wie bereits erklärt wurde, stehen für den LUT-Input 10 Bits zur Verfügung, für den Output jedoch nur 8. Um die somit höhere Auflösung des LUT-Inputs auszunutzen, werden die Noise-Cuts daher vor der Division durch 4096 angewendet.

Für die Berechnung der Noise-Cuts wird für jedes im Calibration-Run getriggerte Ereignis ein Energiewert berechnet. In einem Histogramm wird die Anzahl der Ereignisse als Funktion der bestimmten Energiewerte abgespeichert. Darauf aufbauend wird das sogenannte *Occupancy*-Histogramm bestimmt. In diesem stellt ein Bin nicht die Ereignisse mit genau einem bestimmten Energiewert, sondern die Ereignisse mit mindestens einem bestimmten Energiewert dar. Eine Normierung dieses Histogramms auf Eins im ersten Bin, ergibt das sogenannte *Integrated-Occupancy*-Histogramm. Das Integrated-Occupancy-Histogramm beschreibt den Anteil der Ereignisse, deren Energiewerte einen bestimmten Noise-Cut überschreiten. Durch lineare Interpolation zwischen dem letzten Bin, in dem die Integrated-Occupancy oberhalb von 0.5 % liegt und dem ersten Bin, in dem sie unterhalb von 0.5 % liegt, wird der benötigte Noise-Cut bestimmt. Die genaue Umsetzung dieses Vorgehens wird in Kapitel 4 nochmals ausführlich erläutert und an den Ergebnissen dieser Arbeit veranschaulicht.

## Kapitel 4: Filterkalibration

Am 5. Juli 2022 begann mit dem Start des Run-3 eine neue Periode der Datenaufnahme. Damit verbunden sollte auch eine neue Kalibration der FIR-Filter und der LUTs in den nMCMs des PreProcessors durchgeführt werden. Die für diese Kalibration notwendige Untergrundanalyse war jedoch aus softwaretechnischen Gründen nicht möglich. Ursprünglich war geplant die Daten aus neuen Calibration-Runs mit dem Programmcode zu analysieren, der bereits für vorherige Filterkalibrationen in Run-2 genutzt worden war. Doch durch Änderungen in *Athena*, dem Software Framework, welches für die Analyse der Daten des ATLAS-Detektors genutzt wird, konnte dieser Programmcode nicht mehr ausgeführt werden. Zudem stellte sich heraus, dass die zur Verfügung stehende Version des Programmcodes Fehler unbekannten Ursprungs<sup>1</sup> enthielt. Die letzten auf der Analyse von Calibration-Runs basierenden Kalibrationsdaten stammten daher bis zu Beginn dieser Arbeit von einer Kalibration aus dem Jahr 2018.

Da zur Datenaufnahme für physikalische Analysen zunächst das Standard-Füllschema genutzt werden sollte, wurde zum Start des Run-3 vorerst entschieden, die bei der Kalibration aus dem Jahr 2018 für die Datenaufnahme mit diesem Füllschema bestimmten Filterkoeffizienten und LUTs zu nutzen. Für das FCAL wurden die LUTs jedoch leicht angepasst, da zu Beginn des Run-3 feststellte wurde, dass, verglichen zu Run-2, für Ereignisse deutlich häufiger eine fehlende transversale Energie  $E_T^{\text{miss}}$  ungleich Null vom Level-1 Kalorimeter Trigger ausgegeben wurde. Zurückführen ließ sich dies auf einen signifikanten Anstieg der falschen  $E_T$ -Zuordnungen im FCAL. Um die Anzahl dieser falschen  $E_T$ -Zuordnungen zu reduzieren, mussten die JEP-LUTs im FCAL mit erhöhten Noise-Cuts neu kalibriert werden. Damit die notwendige Erhöhung für die Noise-Cuts auch ohne den angesprochenen Programmcode grob abgeschätzt werden konnte, wurde dafür die Anzahl der im FCAL auftreffenden Teilchen für mehrere Calibration-Runs aus Run-2 und Run-3 verglichen.

Wie in Kapitel 3 erläutert, wird der Pile-Up und somit der Untergrund in den Signalen der Trigger-Tower maßgeblich durch die Betriebsbedingungen des LHC bestimmt. Obwohl die Kalibration aus dem Jahr 2018 für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema durchgeführt wurde, bestanden dennoch Unterschiede zwischen den Betriebsbedingungen des LHC zum Zeitpunkt der Kalibration und zum Start des Run-3. So war die mittlere Luminosität während der Datenaufnahme zu Beginn des Run-3 etwas höher als in den Calibration-Runs, die für die Kalibration aus dem Jahr 2018 verwendet wurden, wodurch im Mittel mehr Proton-Proton-Kollisionen pro Bunch-Crossing stattgefunden haben. In Kombination damit, dass auch die Schwerpunktsenergie der Kollisionen in Run-3 geringfügig höher war, kam es so zu stärkerem Pile-Up. Daher war davon auszugehen, dass auch die zeitliche Korrelation im Untergrund Unterschiede aufwies. Da die optimalen Filterkoeffizienten, wie in Abschnitt 3.3 erläutert, in Abhängigkeit von der zeitlichen Korrelation im Untergrund gewählt werden müssen, ergab sich bereits zum Start des Run-3 die Frage, ob die Verwendung der unveränderten FIR-Filter zu signifikanten Leistungseinbußen führen würde. Um diese Frage beantworten zu können, musste un-

---

<sup>1</sup> Über den Ursprung der Fehler kann lediglich gemutmaßt werden, dass diese sich im Rahmen von Tests und möglichen Erweiterungen des Programmcodes ergeben haben.

tersucht werden, ob und wie stark sich die im Jahr 2018 berechneten Filterkoeffizienten von neuen, an den veränderten Untergrund in Run-3 angepassten, Filterkoeffizienten unterscheiden und wie sich diese Unterschiede auf die BCID auswirken. Für die Berechnung dieser neuen Filterkoeffizienten sollte daher der zu Beginn dieses Kapitels angesprochene Programmcode korrigiert und wieder in eine ausführbare Form gebracht werden.

Die ursprüngliche Hauptmotivation für diese Arbeit war jedoch der Plan im Laufe des Jahres 2023 am LHC ein neues Füllschema einzuführen. Da das sogenannte Mixed-Filling-Füllschema, welches in Abschnitt 3.1 beschrieben wurde, zu deutlich größeren Veränderungen im Pile-Up führen würde, wäre spätestens für dessen Einführung eine neue Untergrundanalyse zur Kalibration der FIR-Filter und der LUTs erforderlich gewesen. Aus diesem Grund war es von großer Bedeutung, dass der für die Untergrundanalyse notwendige Programmcode wieder ausgeführt werden konnte und dazu korrekte Ergebnisse lieferte.

Wesentliches Ziel dieser Arbeit war es daher, den Programmcode so zu modifizieren, dass mit diesem wieder Kalibrationen für FIR-Filter und LUTs durchgeführt werden konnten. Dabei sollte die grundlegende Funktionsweise nicht verändert werden. Der Programmcode<sup>2</sup> enthält vier Hauptalgorithmen, die speziell für die Analyse von Daten zur Kalibration von FIR-Filtern und LUTs entwickelt wurden. Diese sind der *Coefficient*-Algorithmus, der *Occupancy*-Algorithmus, der *BCID*-Algorithmus und der *BCIDSim*-Algorithmus. Zu jedem Algorithmus ist zusätzlich ein weiteres Postskript enthalten, welches aus den Daten, die der Algorithmus liefert, die finalen Ergebnisse für die Kalibration berechnet. Die Funktionsweise der Algorithmen und zugehörigen Postskripte, sowie die Ergebnisse, welche diese liefern, werden in diesem und im nächsten Kapitel beschrieben.

Hauptursache dafür, dass der Programmcode vor Beginn dieser Arbeit nicht mehr ausgeführt werden konnte, war, dass dieser nicht mehr den spezifischen Anforderungen entsprach, die Athena an die Formulierung von Analyse-Algorithmen stellte. So muss bei der Definition von Algorithmen ein fest definierter Rahmen eingehalten werden. Funktionen, die bestimmte Aufgaben erfüllen, müssen vorgegebene Namen, Parameter und Rückgabewerte besitzen. Beispielsweise muss die Funktion, mit der die Pfade zu bestimmten Dateien eingelesen werden und in der die durch den Algorithmus erzeugten Histogramme initialisiert werden, den Namen *initialize* besitzen und einen Statuscode zurückgeben. Da die Anforderungen, die Athena an die Definition von Algorithmen stellt, über die letzten Jahre verändert wurden, erfüllten die Algorithmen des Programmcodes diese zum Start des Run-3 in vielen Fällen nicht mehr. Um dies zu beheben, wurden im Rahmen dieser Arbeit im Code der vier Hauptalgorithmen und der zugehörigen Postskripte, aber auch in einer Vielzahl weiterer Algorithmen, zahlreiche Funktionen modifiziert oder durch neuen Code ersetzt. Bei den durchgeföhrten Anpassungen zeigte sich, dass der Programmcode in der zu Beginn dieser Arbeit zur Verfügung stehenden Version zusätzlich an mehreren Stellen fehlerhaft war. So lieferte die Berechnung der Filterkoeffizienten, auch als die Algorithmen wieder ausgeführt werden konnte, zunächst keine Werte, da die Inversen der Autokorrelationsmatrizen des Untergrunds nicht als  $5 \times 5$ -Matrizen initialisiert wurden, sondern stattdessen mit den Dimensionen  $0 \times 0$ . Dadurch war eine Berechnung der Filterkoeffizienten nach Gleichung 3.11 nicht möglich. Zusätzlich wurde bei der Bestimmung der Noise-Cuts für die JEP-LUTs ein Wert von 5 % für die Goal-Occupancy genutzt, anstatt der eigentlich notwendigen 0.5 %. Die Noise-Cuts wurden so deutlich zu niedrig berechnet. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeföhrten Modifikationen wurden daher auch diese Fehler behoben. Außerdem wurde in der vorliegenden Version des Programmcodes die neue LUT-Strategie<sup>3</sup> nicht beachtet. Dadurch wurden auch nach Korrektur des Werts für

<sup>2</sup> Link zum modifizierten Programmcode:

<https://gitlab.cern.ch/atlas-l1calo/firfilteranalysisrun3/-/tree/master/>.

<sup>3</sup> In Run-3 müssen für das FCAL die für Slope und Offset berechneten Werte zusätzlich mit dem Faktor zwei multipliziert werden. Grund hierfür ist, dass die Signale aus dem FCAL in den Receiver-Modulen nicht wie

die Goal-Occupancy die Noise-Cuts im FCAL zunächst noch zu niedrig berechnet. Auch dies wurde korrigiert.

Durch die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Modifikationen im Programmcode wurde das erste wesentliche Ziel dieser Arbeit erreicht: Erstmals in Run-3 konnten wieder Filterkoeffizienten und LUT-Parameter anhand der Daten von Calibration-Runs bestimmt und somit Kalibrationen für verschiedene LHC-Betriebsbedingungen durchgeführt werden. Mit dem modifizierten Programmcode wurde zunächst eine Kalibration für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema in Run-3 durchgeführt. Dadurch konnte überprüft werden, inwieweit die Funktionalität des Programmcodes wiederhergestellt werden konnte. Außerdem ließ sich durch die Ergebnisse dieser Kalibration beantworten, ob es durch die Verwendung der unveränderten FIR-Filter in Run-3 zu signifikanten Leistungseinbußen gekommen war. Zusätzlich zu den Ergebnissen wird in den folgenden Abschnitten auch das Vorgehen bei dieser Kalibration ausführlich beschrieben. Da das Mixed-Filling-Füllschema im April 2023 eingeführt wurde, wurde auch die für dieses Füllschema erforderliche Kalibration bereits im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Die Ergebnisse der Kalibration für das Mixed-Filling-Füllschema sind von zentraler Bedeutung für zukünftige Datenaufnahmen und werden daher gesondert in Kapitel 6 vorgestellt.

Zur Kalibration der FIR-Filter und der LUTs für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema in Run-3 wurde der Calibration-Run 437522 aus dem Oktober 2022 genutzt. In diesem Calibration-Run wurde das Standard-Füllschema verwendet. Im Zeitraum der getriggerten Ereignisse nahm die mittlere Anzahl der sichtbaren Proton-Proton-Kollisionen pro Bunch-Crossing  $\langle \mu \rangle$  einen Wert von etwa 60 an. Diese Betriebsbedingungen ähnelten stark den Betriebsbedingungen während der Datenaufnahme zu Beginn des Run-3, wodurch der Calibration-Run sich für die Kalibration eignete.

## 4.1 Kalibration der FIR-Filter

Die Filterkoeffizienten für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema in Run-3 wurden unter Verwendung des Coefficient-Algorithmus und des zugehörigen Postskripts aus den ADC-Windows berechnet, die durch den L1CaloCalib-Stream des Calibration-Runs 437522 bereitgestellt wurden.

### Optimale Filterkoeffizienten

Wie in Abschnitt 3.1 erklärt, hängt der durch den Pile-Up verursachte Untergrund im Signal eines Trigger-Towers von der Rate der auf den Trigger-Tower auftreffenden Teilchen ab sowie von der Form der Kalorimeterpulse, die diese erzeugen. Darüber hinaus wurde erläutert, dass sowohl die Rate der auftreffenden Teilchen, als auch die Form der Kalorimeterpulse unterschiedlich für die verschiedenen Kalorimeterregionen ist. Da die zeitliche Korrelation im Untergrund hauptsächlich durch den Pile-Up verursacht wird, variiert diese somit in Abhängigkeit von  $\eta$ . Aufgrund der Tatsache, dass der durch den Pile-Up verursachte Untergrund durch die Rotationssymmetrie des Detektors um die Strahlachse nahezu unabhängig von  $\phi$  ist, existieren jedoch, mit wenigen Ausnahmen, keine signifikanten Unterschiede in der zeitlichen Korrelation im Untergrund zwischen Trigger-Towern mit der gleichen  $\eta$ -Koordinate. Daher werden zur Erhöhung der Statistik die Filterkoeffizienten nicht für jeden Trigger-Tower individuell berechnet. Die Berechnung erfolgt stattdessen für jeden  $\eta$ -Streifen, indem die ADC-Windows aller zu einem  $\eta$ -Streifen zugehörigen Trigger-Tower für die Berechnung der Autokorrelationsmatrix des Untergrunds zusammengefasst werden. Aufgrund der Symmetrie des Detektors

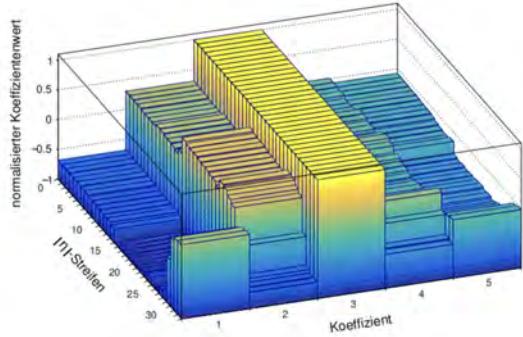
---

gewollt skaliert werden können, da die maximal möglichen Werte für die Verstärkungsfaktoren unterhalb der theoretisch benötigten Werte liegen. Die Kalibration der LUT wird dementsprechend angepasst.

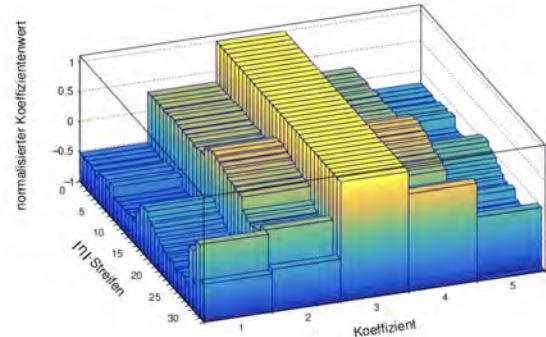
zum Kollisionspunkt können analog dazu  $\eta$ -Streifen mit der gleichen absoluten  $\eta$ -Koordinate zusammengefasst werden, um die Statistik noch einmal zu verdoppeln. Die Filterkoeffizienten werden somit für 33  $|\eta|$ -Streifen berechnet. Diese werden im Folgenden von niedrigem  $|\eta|$  zu hohem  $|\eta|$  von 0 bis 32 nummeriert.

Unter Verwendung der mittleren fünf ADC-Samples aller ADC-Windows, die der L1CaloCalib-Stream für einen  $|\eta|$ -Streifen lieferte und in denen kein saturierter Puls auftrat, wurden durch den Coefficient-Algorithmus zunächst alle in Gleichung 3.10 auftretenden Summen berechnet. Mit diesen wurde durch das zugehörige Postskript nach Gleichung 3.10 die Autokorrelationsmatrix des Untergrunds und daran anschließend nach Gleichung 3.11 die optimalen Filterkoeffizienten berechnet. Die Werte der  $g_j$  wurden dabei jeweils aus der mittleren typischen Pulsform aller zum  $|\eta|$ -Streifen zugehörigen Trigger-Tower ermittelt. Da die Ungenauigkeiten bei der Berechnung der Autokorrelationsmatrizen aufgrund des großen Stichprobenumfangs sehr gering waren, wurde der Fehler der optimalen Filterkoeffizienten nahezu ausschließlich durch die Ungenauigkeit der Pulsformen bestimmt. Dadurch ergaben sich für die berechneten optimalen Filterkoeffizienten Fehler in der Größenordnung von 5 %.

Infolge der großen Unterschiede des durch den Pile-Up verursachten Untergrunds wurden Trigger-Tower aus dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter nicht zusammengefasst und die optimalen Filterkoeffizienten unabhängig voneinander für beide Kalorimeter berechnet. Abbildung 4.1 zeigt die berechneten optimalen Filterkoeffizienten. Um dabei den Vergleich zwischen unterschiedlichen  $|\eta|$ -Streifen zu erleichtern, wurden die optimalen Filterkoeffizienten in den Histogrammen auf Eins in den zentralen Bins normiert. Dies ist insbesondere deswegen sinnvoll, da, wie bereits in Abschnitt 3.3 erklärt wurde, für die BCID anhand der Peak-Condition nur die Verhältnisse der Filterkoeffizienten untereinander von Bedeutung sind.



(a) Elektromagnetisches Kalorimeter



(b) Hadronisches Kalorimeter

Abbildung 4.1: Optimale Filterkoeffizienten zur Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema bei  $\langle \mu \rangle \approx 60$ .

Deutlich zu erkennen ist, dass, bis auf wenige Ausnahmen, die Form der berechneten Filterkoeffizienten für gleiche  $|\eta|$ -Streifen im elektromagnetischen und im hadronischen Kalorimeter sehr ähnlich ist. Dies lässt erwarten, dass die Stärke und insbesondere die Struktur der zeitlichen Korrelation im Untergrund für gleiche  $|\eta|$ -Streifen in den beiden Kalorimetern nur wenig voneinander abweicht. Grund für diese Annahme ist, dass sich die typischen Formen der Kalorimeterpulse in den meisten  $|\eta|$ -Regionen nur geringfügig zwischen den beiden Kalorimetern unterscheiden. Da sich nach Gleichung 3.11 die Werte für die optimalen Filterkoeffizienten durch eine Multiplikation der Inversen der Autokorrelationsmatrix des Untergrunds mit der typischen normierten Pulsform ergeben, ist es sehr wahrscheinlich, dass auch die berechneten Autokorrelationsmatrizen für gleiche  $|\eta|$ -Streifen sehr ähnlich sind. Eine Betrachtung der berechneten Autokorrelationsmatrizen bestätigt diese Annahme. Abbildung 4.2 zeigt hierzu beispielhaft die berechnete Autokorrelationsmatrix für den 2.  $|\eta|$ -Streifen der beiden Kalorimeter.

$$\begin{bmatrix} 1 & 0.745 & 0.512 & 0.359 & 0.264 \\ 0.745 & 1 & 0.749 & 0.519 & 0.370 \\ 0.512 & 0.749 & 1 & 0.754 & 0.529 \\ 0.359 & 0.519 & 0.754 & 1 & 0.760 \\ 0.264 & 0.370 & 0.529 & 0.760 & 1 \end{bmatrix}$$

(a) Elektromagnetisches Kalorimeter

$$\begin{bmatrix} 1 & 0.671 & 0.400 & 0.245 & 0.175 \\ 0.671 & 1 & 0.673 & 0.402 & 0.246 \\ 0.400 & 0.673 & 1 & 0.674 & 0.402 \\ 0.245 & 0.401 & 0.674 & 1 & 0.673 \\ 0.175 & 0.246 & 0.402 & 0.673 & 1 \end{bmatrix}$$

(b) Hadronisches Kalorimeter

**Abbildung 4.2:** Vergleich der berechneten Autokorrelationsmatrizen für den 2.  $|\eta|$ -Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters und des hadronischen Kalorimeters

Wie in Abschnitt 3.3 erläutert, drücken die Einträge der Autokorrelationsmatrizen die Korrelation zwischen dem Untergrund in den ADC-Samples der aufgezeichneten ADC-Windows aus. Wie erwartet, sind die Matrixeinträge für den 2.  $|\eta|$ -Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters, aufgrund des stärkere Untergrunds, den der Pile-Up dort verursacht, etwas größer. Dennoch sind die Unterschiede in der zeitlichen Korrelation im Untergrund relativ gering. Im Allgemeinen ist die Korrelation zwischen dem Untergrund in den ADC-Samples im 2.  $|\eta|$ -Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters in etwa um 0.1 höher als im 2.  $|\eta|$ -Streifen des hadronischen Kalorimeters. Darüber hinaus ist die Struktur der Matrizen sehr ähnlich. In beiden Matrizen nehmen Einträge, die auf einer Diagonalen liegen, annähernd die gleichen Werte an, wodurch gezeigt wird, dass die Korrelation zwischen dem Untergrund in zwei ADC-Samples nur vom Abstand, nicht aber von der Position der ADC-Samples im ADC-Window abhängt. Außerdem kann in den beiden Matrizen beobachtet werden, dass die Korrelation zwischen dem Untergrund in zwei ADC-Samples mit steigendem Abstand abnimmt. Dass die Verhältnisse benachbarter Matrixeinträge in den beiden Matrizen sehr ähnlich sind, zeigt zusätzlich, dass diese Abnahme in etwa gleich schnell verläuft. Aufgrund der Ähnlichkeit der beiden Autokorrelationsmatrizen ergeben sich auch ähnliche Werte für die berechneten optimalen Filterkoeffizienten. Auch für die meisten anderen  $|\eta|$ -Streifen ist dies der Fall. Die exakten Werte der berechneten optimalen Filterkoeffizienten für alle  $|\eta|$ -Streifen werden in Tabelle B.2 dargestellt.

Wie stark der Einfluss des Pile-Ups auf die optimalen Filterkoeffizienten ist, lässt sich an deren Formverlauf in beiden Kalorimetern beobachten. Für niedrige  $|\eta|$ -Werte entspricht die Form der Filterkoeffizienten in etwa einer typischen Pulsform. Wie in Abschnitt 3.1 erklärt wurde, nimmt jedoch der durch den Pile-Up verursachte Untergrund für höhere  $|\eta|$ -Werte deutlich zu. Als Folge der daraus resultierenden Unterschiede in der zeitlichen Korrelation im Untergrund verändert sich die Form der Filterkoeffizienten. Dies ist insbesondere im FCAL sehr deutlich zu beobachten.

Trotz der Ähnlichkeit zwischen den Histogrammen in Abbildung 4.1 lassen sich in bestimmten Bereichen auch Unterschiede in der Form der Filterkoeffizienten erkennen. Während beispielsweise das Verhältnis vom fünften zum dritten optimalen Filterkoeffizienten im elektromagnetischen Kalorimeter vom 15. bis zum 20.  $|\eta|$ -Streifen annähernd konstant ist, steigt dieses im gleichen Bereich im hadronischen Kalorimeter zunächst an und fällt dann wieder ab. Eine Betrachtung der Autokorrelationsmatrizen für diese  $|\eta|$ -Streifen erklärt die beobachteten Unterschiede. Abbildung 4.3 zeigt hierzu beispielhaft die Autokorrelationsmatrizen für den 17.  $|\eta|$ -Streifen.

Während die Korrelation zwischen dem Untergrund in aufeinanderfolgender ADC-Samples für den 17.  $|\eta|$ -Streifen im elektromagnetischen Kalorimeter annähernd 0.9 beträgt, liegt sie für den 17.  $|\eta|$ -Streifen im hadronischen Kalorimeter nur bei etwas mehr als 0.3. Auch die Unterschiede in der Struktur der zeitlichen Korrelation im Untergrund sind in den Matrizen deutlich zu erkennen. So ist beispielsweise im elektromagnetischen Kalorimeter die Korrelation zwischen dem Untergrund im ersten und im dritten ADC-Sample in den aufgezeichneten ADC-Windows wesentlich größer als zwischen dem

$$\begin{bmatrix} 1 & 0.873 & 0.706 & 0.558 & 0.445 \\ 0.873 & 1 & 0.874 & 0.712 & 0.571 \\ 0.706 & 0.874 & 1 & 0.878 & 0.723 \\ 0.558 & 0.712 & 0.878 & 1 & 0.885 \\ 0.445 & 0.571 & 0.723 & 0.885 & 1 \end{bmatrix}$$

(a) Elektromagnetisches Kalorimeter

$$\begin{bmatrix} 1 & 0.331 & 0.085 & 0.137 & 0.156 \\ 0.331 & 1 & 0.335 & 0.089 & 0.139 \\ 0.085 & 0.335 & 1 & 0.339 & 0.092 \\ 0.137 & 0.089 & 0.339 & 1 & 0.340 \\ 0.156 & 0.139 & 0.092 & 0.340 & 1 \end{bmatrix}$$

(b) Hadronisches Kalorimeter

**Abbildung 4.3:** Vergleich der berechneten Autokorrelationsmatrizen für den 17.  $|\eta|$ -Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters und des hadronischen Kalorimeters

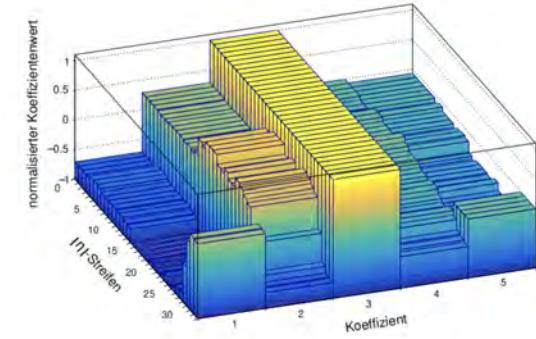
Untergrund im ersten und im vierten ADC-Sample. Im hadronischen Kalorimeter hingegen ist dies genau umgekehrt. In den zum 17.  $|\eta|$ -Streifen benachbarten  $|\eta|$ -Streifen ergibt sich ein ähnliches Bild. Als Folge der Unterschiede in den Autokorrelationsmatrizen unterscheidet sich in diesen  $|\eta|$ -Streifen auch die Form der berechneten optimalen Filterkoeffizienten zwischen den beiden Kalorimetern.

### Ganzzahlige Filterkoeffizienten

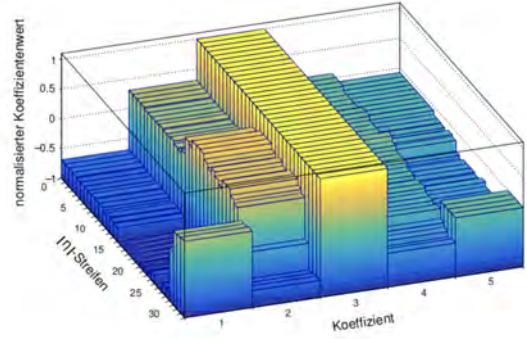
In Abschnitt 3.3 wurde erklärt, dass für die Implementierung in den nMCMs ganzzahlige Filterkoeffizienten benötigt werden. Diese wurden durch das zum Coefficient-Algorithmus zugehörige Postskript, wie in diesem Abschnitt beschrieben, für jeden  $|\eta|$ -Streifen aus den neu berechneten optimalen Filterkoeffizienten bestimmt. Wie erläutert wurde, ist es erforderlich, dass die Summe der ganzzahligen Filterkoeffizienten größer als Null ist. Im 26. und 27.  $|\eta|$ -Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters war das Postskript jedoch nicht in der Lage ganzzahlige Filterkoeffizienten zu ermitteln, die diese Bedingung erfüllten. In diesen  $|\eta|$ -Streifen lag die Summe der optimalen Filterkoeffizienten nur geringfügig über Null. Da, dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen Vorgehen folgend, die ganzzahligen Filterkoeffizienten so bestimmt wurden, dass ihre Verhältnisse untereinander bestmöglich den Verhältnissen der optimalen Filterkoeffizienten entsprachen, führte die Rundung auf ganze Zahlen dazu, dass keine ganzzahligen Filterkoeffizienten ermittelt werden konnten, deren Summe größer als Null war. Für die beiden  $|\eta|$ -Streifen wurden daher alle optimalen Filterkoeffizienten manuell um 0.02 erhöht. Dieser Wert stellte die kleinstmögliche Erhöhung dar, durch die das Postskript aus den modifizierten optimalen Filterkoeffizienten wieder ganzzahlige Filterkoeffizienten bestimmen konnte. Dadurch wurde sichergestellt, dass die Form der Filterkoeffizienten möglichst geringfügig verändert wurde. Die Erhöhung um 0.02 entsprach einer Änderung von weniger als 2 % für alle optimalen Filterkoeffizienten.

Die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten ganzzahligen Filterkoeffizienten sind in Tabelle B.2 dargestellt. Diese sind die ersten, für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema bestimmten, Filterkoeffizienten, die tatsächlich anhand der Daten eines Calibration-Runs aus Run-3 bestimmt wurden. Daher ließ sich durch diese neu bestimmten Filterkoeffizienten ermitteln, ob die Verwendung der unveränderten FIR-Filter für die Datenaufnahme in Run-3 zu signifikanten Leistungseinbußen geführt hatte. Dafür wurde zunächst untersucht, ob und wie stark sich die bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten Filterkoeffizienten von den neuen, an den veränderten Untergrund angepassten Filterkoeffizienten unterscheiden. Abbildung 4.4 zeigt hierzu die im Rahmen dieser Arbeit neu bestimmten sowie auch die bis zu Beginn dieser Arbeit in den nMCMs des PreProcessors genutzten ganzzahligen Filterkoeffizienten. Auch hier wurden diese in den Histogrammen zur besseren Vergleichbarkeit auf Eins in den zentralen Bins normiert. Im Folgenden werden die bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten Filterkoeffizienten als ursprüngliche Filterkoeffizienten bezeichnet. Die neu bestimmten Filterkoeffizienten werden als neue Filterkoeffizienten benannt.

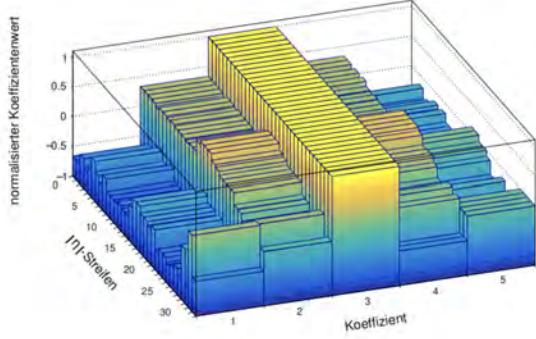
Wie die Abbildung zeigt, ist die Form der neuen Filterkoeffizienten in jedem Bereich der Kalorimeter



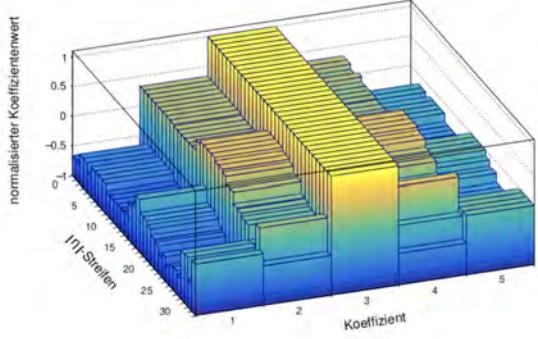
(a) Elektromagnetisches Kalorimeter, neue Filterkoeffizienten für  $\langle \mu \rangle \approx 60$ .



(b) Elektromagnetisches Kalorimeter, ursprüngliche Filterkoeffizienten für  $\langle \mu \rangle \approx 60$ .



(c) Hadronisches Kalorimeter, neue Filterkoeffizienten für  $\langle \mu \rangle \approx 60$ .



(d) Hadronisches Kalorimeter, ursprüngliche Filterkoeffizienten für  $\langle \mu \rangle \approx 60$ .

**Abbildung 4.4:** Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten ganzzahligen Filterkoeffizienten mit den bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten ganzzahligen Filterkoeffizienten.

nahezu identisch zur Form der ursprünglichen Filterkoeffizienten. Zur besseren Vergleichbarkeit sind letztere in Tabelle B.1 aufgeführt. Ein Vergleich mit Tabelle B.2 zeigt, dass sich bis auf wenige Ausnahmen für gleiche  $|\eta|$ -Streifen lediglich einzelne Filterkoeffizienten um den Wert Eins unterscheiden. Vereinzelt tritt in  $|\eta|$ -Streifen auch der Fall auf, dass ursprüngliche und neue Filterkoeffizienten in ihren absoluten Werten stärker voneinander abweichen, dennoch aber von den Verhältnissen untereinander sehr ähnlich sind. Dies resultiert jeweils daraus, dass sich nach Gleichung 3.12 für höhere bzw. niedrigere ganzzahlige Filterkoeffizienten eine bessere Ausnutzung des verfügbaren Bit-Bereichs für die LUT-Inputs ergibt. Ein Beispiel hierfür ist der 31.  $|\eta|$ -Streifen, in welchem die neuen Filterkoeffizienten alle in etwa doppelt so groß sind wie die ursprünglichen Filterkoeffizienten.

Die einzige Region, in der vereinzelt größere Unterschiede auftreten, ist das FCAL. Dort befinden sich mehrere  $|\eta|$ -Streifen, in denen sich die ursprünglichen und die neuen Filterkoeffizienten sowohl in ihren absoluten Werten als auch in ihren Verhältnissen untereinander signifikant unterscheiden.

Die Ähnlichkeit der ursprünglichen und der neuen Filterkoeffizienten in den restlichen Kalorimeterregionen entspricht den Erwartungen. Wie zu Beginn des Kapitels erklärt wurde, unterschieden sich die Betriebsbedingungen des LHC zum Start des Run-3 und bei der Kalibration von 2018 nur wenig. Da somit der Pile-Up kaum Unterschiede aufwies, war auch die zeitliche Korrelation im Untergrund nahezu identisch. Daher ergaben sich bei der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Kalibration für die meisten  $|\eta|$ -Streifen sehr ähnliche Autokorrelationsmatrizen wie bei der Kalibration aus dem Jahr 2018, wodurch nach Gleichung 3.11 auch für die optimalen Filterkoeffizienten annähernd die

gleichen Werte berechnet wurden. Folglich unterschieden sich auch die ursprünglichen und die neuen ganzzahligen Filterkoeffizienten in ihren Verhältnissen untereinander nur geringfügig. Die deutlicheren Unterschiede im FCAL lassen darauf schließen, dass die zeitliche Korrelation im Untergrund sich dort, verglichen zur Kalibration aus dem Jahr 2018, am stärksten verändert hat.

Wie in Abschnitt 3.3 erläutert, sind für die BCID nur die Verhältnisse zwischen den Filterkoeffizienten relevant. Daher war davon auszugehen, dass die Verwendung der neuen anstatt der ursprünglichen Filterkoeffizienten für die FIR-Filter nur zu geringfügigen Unterschieden für die BCID bei der Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema in Run-3 führen würde. Dies hätte bedeutet, dass sich durch die Verwendung der unveränderten FIR-Filter keine signifikanten Leistungseinbußen ergeben hatten. Um dies zu belegen, wurde für jeden Trigger-Tower die Leistungsfähigkeit der FIR-Filter, abhängig von den verwendeten Filterkoeffizienten, anhand der sogenannten BCID-Effizienz quantitativ analysiert. Die Ergebnisse dieser Untersuchung werden in Kapitel 5 präsentiert.

## 4.2 Kalibration der Look-Up-Tables

Im Anschluss an die FIR-Filter wurden die LUTs neu kalibriert. Wie die Filterkoeffizienten wurden auch die dafür nötigen LUT-Parameter für jeden  $|\eta|$ -Streifen im elektromagnetischen und im hadronischen Kalorimeter bestimmt.

### Berechnung von Slope und Offset

Wie in Abschnitt 3.4 erklärt, werden die Werte der Slopes und Offsets durch die ganzzahligen Filterkoeffizienten bestimmt. Berechnet wurden auch diese durch das zum Coefficient-Algorithmus zugehörige Postskript. Die Berechnung wird im Folgenden beispielhaft für den 2.  $|\eta|$ -Streifen dargestellt. Für diesen betrugen die ganzzahligen Filterkoeffizienten  $a_k$  und die Anzahl der abzuschneidenden Bits  $dB$ :

$$a_1 = -10, a_2 = 4, a_3 = 14, a_4 = 0, a_5 = -1, dB = 4. \quad (4.1)$$

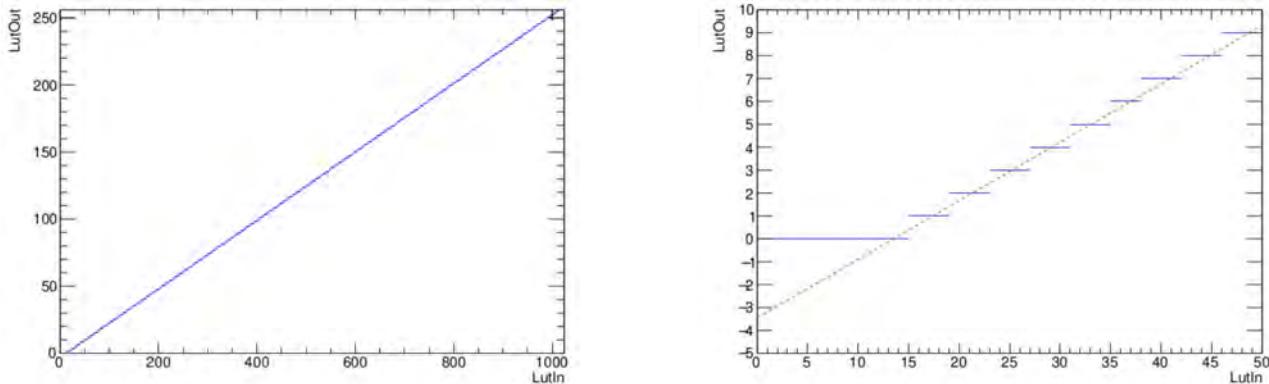
Nach Gleichung 3.17 ergab sich somit für die Slope:

$$\text{Slope} = \frac{1024 \cdot 2^{dB}}{(-10) \cdot 0.03302 + 4 \cdot 0.6107 + 14 \cdot 1.0 + 0 \cdot 0.7227 + (-1) \cdot 0.4545} = 1046. \quad (4.2)$$

Dabei wurden für die  $g_i$  die Werte verwendet, die bereits bei der Berechnung der optimalen Filterkoeffizienten für den  $|\eta|$ -Streifen bestimmt wurden. Für den Offset ergab sich folglich:

$$\text{Offset} = \left( \frac{32 \cdot (-10 + 4 + 14 + 0 - 1)}{2^4} - 0.5 \right) \cdot 1046 = 14121 \quad (4.3)$$

In Abbildung 4.5 wird für den 2.  $|\eta|$ -Streifen der zu jedem LUT-Input anhand der berechneten Werte für Slope und Offset mit Gleichung 3.14 bestimmte LUT-Output dargestellt. Es gilt zu beachten, dass dabei noch kein Noise-Cut angewendet wurde. Lediglich für LUT-Inputs, für die sich nach der linearen Funktion in Gleichung 3.14 ein negativer Wert ergeben würde, wurde der LUT-Output auf Null gesetzt, da negative Ausgaben durch die LUT nicht möglich sind. Durch die Anwendung eines Noise-Cuts würde für weitere niedrige LUT-Inputs der LUT-Output auf Null gesetzt werden. Zur Veranschaulichung des Offsets ist der Bereich für kleine LUT-Inputs in der Abbildung zusätzlich vergrößert dargestellt. Dabei ist eine gestrichelte Gerade eingezeichnet, welche die mit der linearen Funktion aus Gleichung 3.14 berechneten Werte für die LUT-Outputs darstellt, ohne dass auf ganze Zahlen gerundet wurde und ohne dass negative Werte auf Null gesetzt wurden.



**Abbildung 4.5:** Darstellung des zu jedem LUT-Input zugehörigen LUT-Outputs für den 2.  $|\eta|$ -Streifen. Zur Visualisierung des Offsets ist der Bereich für kleine LUT-Inputs im rechten Histogramm vergrößert dargestellt.

Wie in Abschnitt 3.4 erklärt, wurde für die Herleitung der Berechnung von Slope und Offset angenommen, dass das niedrigstwertige Bit im LUT-Output einer transversalen Energie von 1 GeV entspricht. Für die Kalibration der CP-LUT, in der das niedrigstwertige Bit nur 0.5 GeV entspricht, werden die Werte für Slope und Offset daher verdoppelt. Die lineare Funktion aus Gleichung 3.14 zur Bestimmung der LUT-Outputs für die CP-LUT des 2.  $|\eta|$ -Streifens hatte dementsprechend einen Wert von 2092 für die Slope und einen Wert von 28 242 für den Offset.

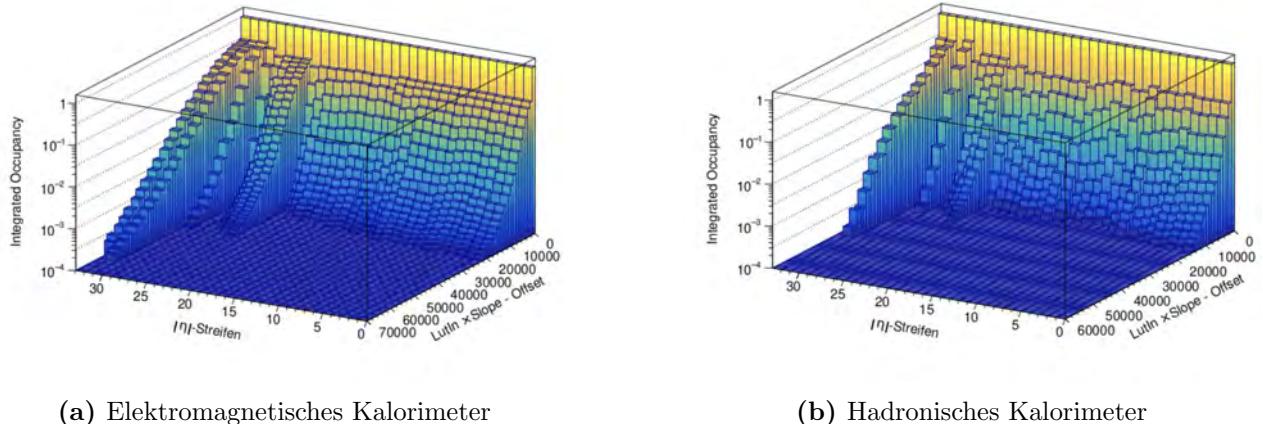
Die für die Kalibration der JEP-LUTs aller weiteren  $|\eta|$ -Streifen berechneten Slopes und Offsets sind in Tabelle B.2 aufgelistet. Für die Berechnung der zu den LUT-Inputs zugehörigen LUT-Outputs, mit denen die LUTs schließlich gefüllt werden, werden zusätzlich noch die Noise-Cuts benötigt.

### Bestimmung der Noise-Cuts

Wie in Abschnitt 3.4 erläutert, haben falsche  $E_T$ -Zuordnungen kaum einen Einfluss auf die Leistungsfähigkeit des Cluster Processors, weswegen bei den Kalibrationen der CP-LUTs für alle Trigger-Tower niedrige Noise-Cuts von etwa 1 GeV genutzt werden können. Im Rahmen dieser Kalibration wurden die Noise-Cuts für die CP-LUTs daher nicht neu bestimmt. Die Noise-Cuts für die JEP-LUTs hingegen wurden basierend auf den Daten bestimmt, die durch den L1CaloCalib-Stream des Calibration-Runs 437522 bereitgestellt wurde. Dafür wurde zunächst anhand der mittleren fünf ADC-Samples aller aufgezeichneten ADC-Windows durch den Occupancy-Algorithmus für alle Trigger-Tower der LUT-Input für das Bunch-Crossing jedes getriggerten Ereignisses nach Gleichung 3.13 berechnet. Verwendet wurden dabei die neu bestimmten Werte für die ganzzahligen Filterkoeffizienten und die Anzahl der abgeschnittenen Bits. Da in den Daten des L1CaloCalib-Streams keine Informationen über den durchschnittlichen FIR-Filter-Output in einem Bunch-Crossing enthalten waren, wurde die Pedestal Correction dabei vernachlässigt. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass sich positive und negative Pedestal Shifts bei der Bestimmung der Noise-Cuts im Mittel in etwa ausgeglichen haben. Anschließend wurde durch den Occupancy-Algorithmus mit den neuen Werten für Slope und Offset für jeden LUT-Input ein Energiewert bestimmt. Berechnet wurde dieser Energiewert nach Gleichung 3.14, jedoch ohne die Anwendung eines Noise-Cuts. Lediglich negative Werte wurden auf Null gesetzt. Da anhand der bestimmten Energiewerte im Anschluss für jeden  $|\eta|$ -Streifen der nötige Noise-Cut bestimmt werden sollte, musste dabei zusätzlich auch auf die Division durch 4096 verzichtet werden. Grund hierfür ist, dass, wie in Abschnitt 3.4 erläutert, bei der Bestimmung des zu einem LUT-Input gehörigen LUT-Outputs nach Gleichung 3.14 der Noise-Cut zur Ausnutzung der höheren Auflösung der LUT-Inputs vor der Division durch 4096 angewendet wird. Der durch den Occupancy-Algorithmus

für einen LUT-Input bestimmte Energiewert entspricht daher dem 4096-fachen des Werts, den die LUT ohne Anwendung eines Noise-Cuts ausgeben würde.

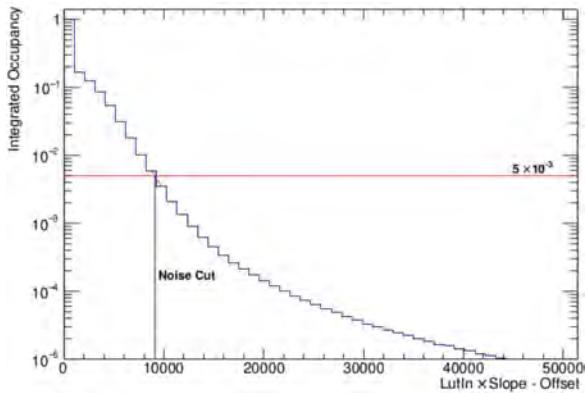
Im Anschluss an diese Berechnung wurde durch den Occupancy-Algorithmus für jeden Trigger-Tower ein sogenanntes  $E_T$ -Histogramm erzeugt, durch welches jeweils angegeben wird, wie oft für die im Calibration-Run getriggerten Ereignisse ein bestimmter Energiewert berechnet wurde. Wie bei der Berechnung der Filterkoeffizienten wurden zur Erhöhung der Statistik die Daten aller Trigger-Tower eines  $|\eta|$ -Streifens zusammengefasst. Das sich somit für einen  $|\eta|$ -Streifen ergebende  $E_T$ -Histogramm gibt an, wie oft für die im Calibration-Run getriggerten Ereignisse in allen Trigger-Towern des  $|\eta|$ -Streifens ein bestimmter Energiewert berechnet wurde. Basierend darauf wurde für jeden  $|\eta|$ -Streifen ein Occupancy-Histogramm bestimmt. In diesem gibt ein Bin an, wie oft für die im Calibration-Run getriggerten Ereignisse in allen Trigger-Towern eines  $|\eta|$ -Streifens mindestens ein bestimmter Energiewert berechnet wurde. So stellt beispielsweise der Wert des 0. Bins dar, wie oft ein Energiewert größer oder gleich Null berechnet wurde. Da keine Energiewerte kleiner als Null berechnet werden können, entspricht dies der Gesamtzahl der Energiewerte, die berechnet wurden. Um den Wert des n-ten Bins im Occupancy-Histogramm eines  $|\eta|$ -Streifens zu berechnen, wurde daher die Summe über die Werte des n-ten und allen darüber liegenden Bins im  $E_T$ -Histogramm des  $|\eta|$ -Streifens gebildet. Im Anschluss wurden durch das zum Occupancy-Algorithmus zugehörige Postskript die Integrated-Occupancy-Histogramme erzeugt. Erzeugt wurde das Integrated-Occupancy-Histogramm für einen  $|\eta|$ -Streifen indem im Occupancy-Histogramm des  $|\eta|$ -Streifens der Wert jedes Bins durch den Wert des 0. Bins dividiert wurde. Da der 0. Bin die Gesamtzahl der von allen Trigger-Towern des  $|\eta|$ -Streifens berechneten Energiewerte angibt, stellen die Werte der Bins im Integrated-Occupancy-Histogramm den Anteil der in allen Trigger-Towern des  $|\eta|$ -Streifens berechneten Energiewerte dar, die oberhalb eines bestimmten Noise-Cut lagen. In Abbildung 4.6 sind die Integrated-Occupancy-Histogramme aller  $|\eta|$ -Streifen des elektromagnetischen und des hadronischen Kalorimeters zusammengefasst dargestellt.



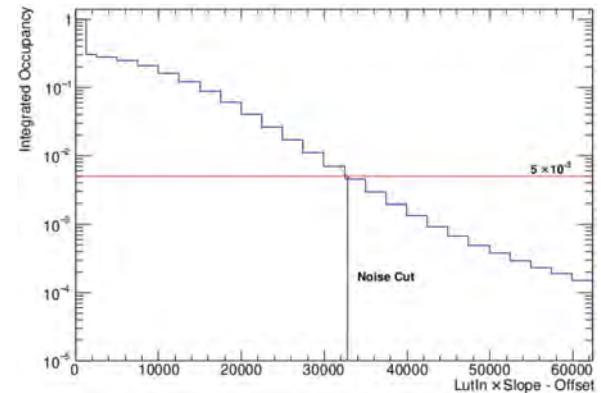
**Abbildung 4.6:** Integrated-Occupancy für alle  $|\eta|$ -Streifen der beiden Kalorimeter

Die Abbildung zeigt, dass der Abfall der Integrated-Occupancy in jedem  $|\eta|$ -Streifen exponentiell verläuft. Zusätzlich ist auch zu erkennen, dass der Abfall für größere  $|\eta|$ -Werte im Allgemeinen deutlich schwächer ist als für niedrige  $|\eta|$ -Werte. Grund hierfür ist der wesentlich stärkere Untergrund in den Signalen der Trigger-Tower, der durch den Pile-Up für höhere  $|\eta|$ -Werte auftritt. Dadurch wurde für die Trigger-Tower dieser  $|\eta|$ -Streifen durch den Occupancy-Algorithmus für deutlich weniger Ereignisse ein Energiewert von Null berechnet. Zudem stieg so der Anteil der Ereignisse, für die höhere Energiewerte berechnet wurden. Aus gleichen Grund ist der Abfall der Integrated-Occupancy in den  $|\eta|$ -Streifen des hadronischen Kalorimeters wesentlich steiler als in den entsprechenden  $|\eta|$ -Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters.

Anhand der Integrated-Occupancy-Histogramme wurden die Noise-Cuts für die JEP-LUTs bestimmt. Ziel war es, den Noise-Cut für jeden  $|\eta|$ -Streifen so zu bestimmen, dass die JEP-LUTs in den Trigger-Towers nach der Kalibration jeweils für 0.5 % der Ereignisse des Calibration-Runs eine Energie ungleich Null ausgegeben würden. Dafür wurde durch das Postskript im Integrated-Occupancy-Histogramm jedes  $|\eta|$ -Streifens eine lineare Interpolation durchgeführt. Interpoliert wurde zwischen dem letzten Bin, in dem die Integrated-Occupancy noch oberhalb von 0.5 % lag und dem ersten Bin, in dem sie unterhalb von 0.5 % lag. Diese Interpolation wird in Abbildung 4.7 am Beispiel des 4. und des 31.  $|\eta|$ -Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters gezeigt.



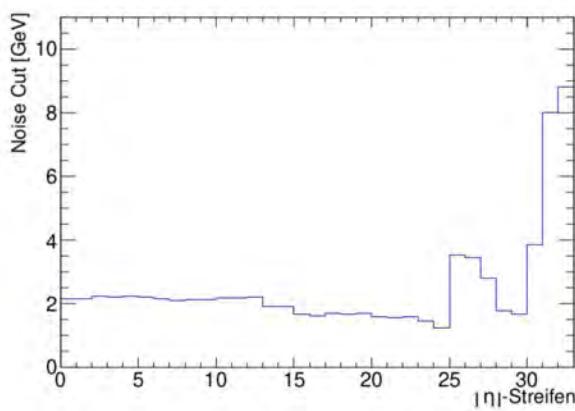
(a) 4.  $|\eta|$ -Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters



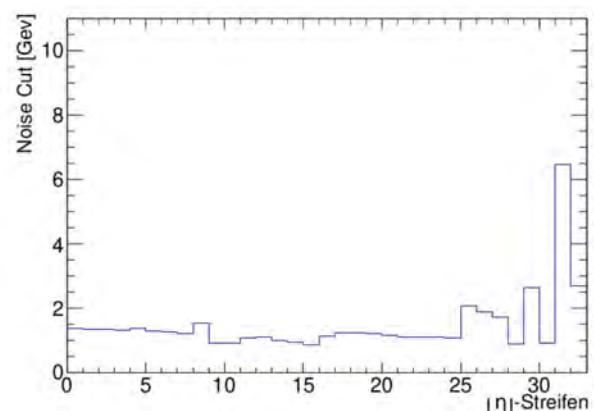
(b) 31.  $|\eta|$ -Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters

**Abbildung 4.7:** Bestimmung der JEP-LUT Noise-Cuts durch lineare Interpolation.

Durch den Schnittpunkt der pinken Interpolationsgeraden mit der roten Horizontalen bei  $5 \times 10^{-3}$  ergibt sich der benötigte Noise-Cut. Dabei ist deutlich zu erkennen, wie der langsamere Abfall der Integrated-Occupancy im 31.  $|\eta|$ -Streifen dazu führt, dass der bestimmte Noise-Cut höher ist als im 4.  $|\eta|$ -Streifen. Die JEP-LUT Noise-Cuts aller weiteren  $|\eta|$ -Streifen im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter wurden auf die gleiche Art und Weise bestimmt und sind in Tabelle B.2 angegeben. Abbildung 4.8 zeigt die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Noise-Cuts der JEP-LUTs für das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter. Zur Verdeutlichung der Größenordnung werden die Noise-Cuts in dieser Abbildung in GeV angegeben. Dafür wurden die mit dem beschriebenen Vorgehen ermittelten Werte durch 4096 dividiert.



(a) Elektromagnetisches Kalorimeter

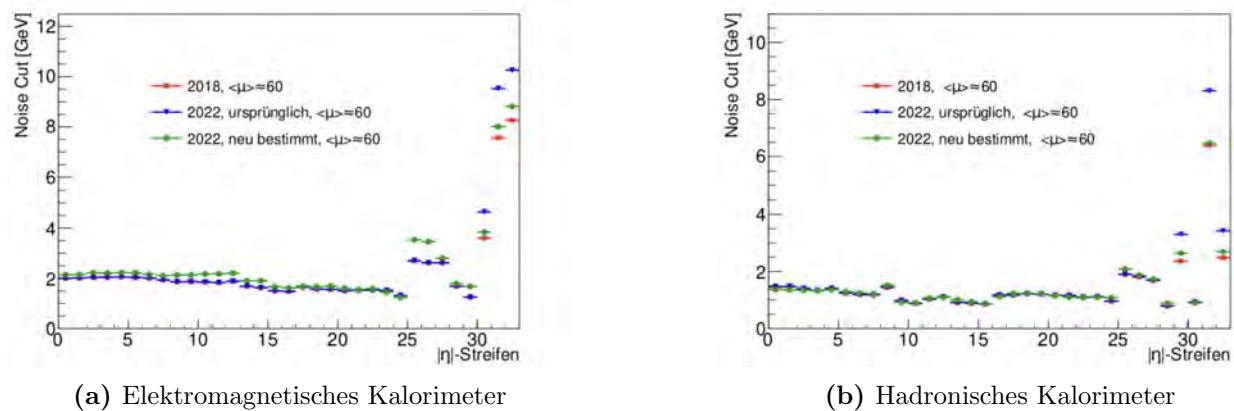


(b) Hadronisches Kalorimeter

**Abbildung 4.8:** JEP-LUT Noise-Cuts für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema bei  $\langle \mu \rangle \approx 60$ .

Wie erwartet sind die Noise-Cuts für gleiche  $|\eta|$ -Streifen im hadronischen Kalorimeter deutlich niedriger als im elektromagnetischen Kalorimeter, da der Pile-Up im hadronischen Kalorimeter weniger Untergrund verursacht. Beispielsweise liegen die Noise-Cuts für niedrige  $|\eta|$ -Werte im elektromagnetischen Kalorimeter bei oberhalb von 2 GeV, während sie im hadronischen Kalorimeter nur bei etwa 1.5 GeV liegen. Innerhalb der Kalorimeter zeigen die Noise-Cuts jeweils auf, in welchen Regionen der Untergrund stärker bzw. schwächer ist. Da im EMEC IW, hauptsächlich bedingt durch die größeren Trigger-Tower, der Pile-Up mehr Untergrund verursacht als im EMB und EMEC OW, sind die Noise-Cuts dort deutlich höher. Aus dem gleichen Grund sind auch die Noise-Cuts im HEC IW wesentlich höher als im Tile LB, Tile EB und HEC OW. Da der durch den Pile-Up verursachte Untergrund jeweils im FCAL am größten ist, nehmen die Noise-Cuts dort die höchsten Werte an. Im hadronischen Kalorimeter steigen die Noise-Cuts im FCAL bis auf etwa 6.5 GeV an. Erkennbar ist, dass die Noise-Cuts in den Streifen des FCAL3 niedriger sind als im FCAL2, da der durch den Pile-Up verursachte Untergrund aufgrund der in Abschnitt 2.4 beschriebenen Anordnung dort deutlich geringer ist. Im elektromagnetischen Kalorimeter betragen im FCAL1 die Werte der Noise-Cuts sogar annähernd 9 GeV.

In Abbildung 4.9 werden die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten JEP-LUT Noise-Cuts in Kombination mit den JEP-LUT Noise-Cuts gezeigt, die in vorangegangenen Kalibrationen bestimmt wurden.



**Abbildung 4.9:** Vergleich der neu bestimmten (grün), der bis zu Beginn dieser Arbeit in Run-3 verwendeten (blau) und der in der Kalibration von 2018 bestimmen (rot) JEP-LUT Noise-Cuts.

Die im Rahmen dieser Arbeit für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema in Run-3 bestimmten Noise-Cuts sind grün und die bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten Noise-Cuts blau eingezeichnet. In der zentralen  $\eta$ -Region sind diese nahezu identisch. Die Übereinstimmung zeigt, dass die Entscheidung, die Noise-Cuts in diesen Bereichen beizubehalten, sinnvoll war.

Auch im EMEC IW wurden die Noise-Cuts nicht erhöht. Dort zeigen sich jedoch stärkere Abweichungen. Dort wäre eine Erhöhung der Noise-Cuts ratsam gewesen, um eine zu hohe Anzahl falscher  $E_T$ -Zuordnungen zu vermeiden. Im FCAL sind die Abweichungen zwischen den im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Noise-Cuts und den bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten Noise-Cuts am größten. Im Gegensatz zu den anderen Kalorimeterregionen sind dort die bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten Noise-Cuts jedoch deutlich höher als die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Noise-Cuts. Ein Vergleich mit den rot eingezeichneten Noise-Cuts, welche aus der Kalibration für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema aus dem Jahr 2018 stammen, zeigt, dass die notwendige Erhöhung der Noise-Cuts im FCAL zu hoch abgeschätzt wurde. Wie die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Noise-Cuts zeigen, wird die angestrebte Goal-Occupancy von 0.5 % trotz des stärkeren Untergrund bereits für deutlich niedrigere Noise-Cuts erreicht. Durch die Verwendung niedrigerer Noise-Cuts hätte im FCAL eine wesentlich höhere Anzahl an Energiedepositionen registriert werden können.

# Kapitel 5: Leistungsfähigkeitsanalyse

Wie in Kapitel 4 erklärt, wurden die FIR-Filter für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema zu Beginn des Run-3 nicht neu kalibriert, sondern unverändert aus Run-2 übernommen. Obwohl sich die Betriebsbedingungen des LHC nur wenig von den Betriebsbedingungen bei der bis dahin letzten für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema durchgeführten Filterkalibration aus dem Jahr 2018 unterschieden, war unklar, ob die Verwendung der unveränderten FIR-Filter zu signifikanten Leistungseinbußen geführt hatte.

Im Rahmen dieser Arbeit fand die erste Kalibration der FIR-Filter für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema in Run-3 statt. Die im vorigen Kapitel präsentierten Ergebnisse zeigen, dass sich die neuen, an die leicht veränderten Betriebsbedingungen angepassten Filterkoeffizienten nur wenig von den bis zu Beginn dieser Arbeit genutzten Filterkoeffizienten unterscheiden. Aus diesem Grund ließ sich erwarten, dass sich durch die Verwendung der neu bestimmten Filterkoeffizienten für die FIR-Filter anstatt der bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten Filterkoeffizienten nur geringfügige Unterschiede für die BCID bei der Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema in Run-3 ergeben würden. Dies hätte bedeutet, dass die Verwendung der unveränderten FIR-Filter in Run-3 zu keinen signifikanten Leistungseinbußen geführt hatte. Um dies quantitativ zu überprüfen, wurde die sogenannte BCID-Effizienz mit den verschiedenen Filterkoeffizienten für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema in Run-3 untersucht.

Hinzu kam, dass in Analysen, die zu Beginn des Run-3 durchgeführt wurden, systematische Ungenauigkeiten bei der Energiekalibration durch die LUTs entdeckt wurden. Um zu untersuchen, ob diese auf einen Fehler bei der im Jahr 2018 durchgeführten Kalibration zurückzuführen waren, wurde die Genauigkeit der Energiekalibration für die bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten und die im Rahmen dieser Arbeit neu kalibrierten FIR-Filter und LUTs verglichen.

Das Vorgehen bei der Untersuchung der BCID-Effizienz und der Genauigkeit der Energiekalibration sowie die daraus hervorgegangenen Ergebnisse werden in diesem Kapitel beschrieben.

## 5.1 BCID-Effizienz

Ein Hauptkriterium für die Leistungsfähigkeit der FIR-Filter ist die BCID-Effizienz. Wie in Abschnitt 3.2 erklärt, werden bei der BCID die durch die Energiedepositionen eines Ereignisses verursachten Signale in den Trigger-Towern identifiziert und einem Bunch-Crossing zugeordnet. Für diese Zuordnung wird mit dem Peak-Finder die Peak-Condition für die FIR-Filter-Outputs aufeinanderfolgender Bunch-Crossings überprüft. Die BCID-Effizienz beschreibt den Anteil der Signale, die anhand des Peak-Finders dem richtigen Bunch-Crossing zugeordnet werden.

$$\text{BCID-Effizienz} = \frac{\#\text{Signale im richtigen BC}}{\#\text{Signale insgesamt}} \quad (5.1)$$

Da die Signale niederenergetischer Energiedepositionen deutlich schwerer vom Untergrund zu unterscheiden sind als die Signale höherenergetischer Energiedepositionen, wird die BCID-Effizienz als

Funktion der im Trigger-Tower deponierten transversalen Energie betrachtet.

Um die BCID-Effizienz mit den bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten und den neu bestimmten Filterkoeffizienten für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema in Run-3 zu bestimmen, wurden, wie schon für die Kalibration der FIR-Filter, die Daten des Calibration-Runs 437522 genutzt. Wie auch im vorigen Kapitel werden die bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten Filterkoeffizienten im Folgenden als ursprüngliche Filterkoeffizienten und die neu bestimmten Filterkoeffizienten als neue Filterkoeffizienten bezeichnet. Gleiches gilt für die LUTs bzw. für die zur LUT-Kalibration verwendeten Parameter.

Um die BCID-Effizienz bei Verwendung der ursprünglichen Filterkoeffizienten zu bestimmen, wurde der BCID-Algorithmus und das zu diesem zugehörige Postskript genutzt. Mit dem BCID-Algorithmus wurden zur Bestimmung der BCID-Effizienz die FIR-Filter-Outputs für die Bunch-Crossings der im Calibration-Run getriggerten Ereignisse untersucht. Das Vorgehen war dabei wie folgt: Für jeden Trigger-Tower wurde die Anzahl der Bunch-Crossings gezählt, für deren FIR-Filter-Output die Peak-Condition erfüllt war. Ob die Peak-Condition für einen FIR-Filter-Output erfüllt war, war in den Daten des verwendeten Calibration-Runs gespeichert und basierte daher auf den ursprünglichen Filterkoeffizienten, da diese zum Zeitpunkt des Calibration-Runs in den nMCMs des PreProcessors verwendet wurden. Zusätzlich wurde für jedes Bunch-Crossing möglichst genau der Wert, der tatsächlich im Trigger-Tower deponierten transversalen Energie  $E_T^{\text{truth}}$  bestimmt. Für diese Bestimmung wurden die für die einzelnen Kalorimeterzellen des Trigger-Towers rekonstruierten Energiedepositionen aufsummiert. Zur Umrechnung auf eine transversale Energie wurden diese dabei zusätzlich mit dem Faktor  $\frac{1}{\cosh(\eta)}$  skaliert. Aufgrund der somit deutlich höheren Auflösung waren die durch Rauschen und Pile-Up verursachten Ungenauigkeiten bei dieser Energiebestimmung wesentlich geringer als bei der Energiekalibration im Level-1 Kalorimeter Trigger.

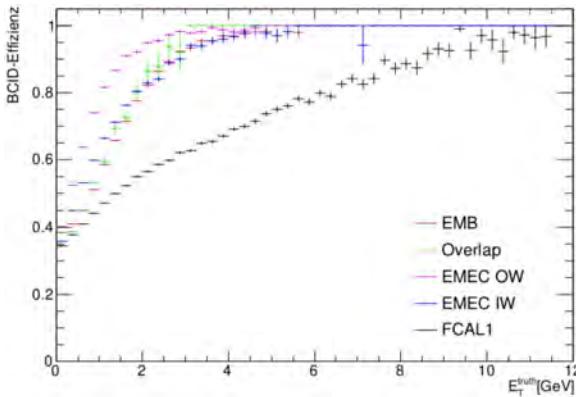
Basierend auf den gesammelten Informationen erzeugte das zum Algorithmus zugehörige Postskript zwei Histogramme. Das erste Histogramm enthielt die Anzahl der Bunch-Crossings, für deren FIR-Filter-Output die Peak-Condition erfüllt war, als Funktion von  $E_T^{\text{truth}}$ . Es gab daher an, wie oft durch den Peak-Finder eine Energiedeposition mit einer bestimmten Energie identifiziert wurde. Das zweite Histogramm enthielt die Gesamtzahl an Bunch-Crossings als Funktion von  $E_T^{\text{truth}}$  und gab somit an, wie oft tatsächlich eine Energiedeposition mit einer bestimmten Energie vorlag. Indem der Wert jedes Bins im ersten Histogramm durch den Wert des vom Energiewert entsprechenden Bins im zweiten Histogramm dividiert wurde, ergab sich folglich die BCID-Effizienz als Funktion von  $E_T^{\text{truth}}$ .

Die BCID-Effizienz bei Verwendung der neuen Filterkoeffizienten wurde mit dem BCIDSim-Algorithmus und dem zu diesem zugehörigen Postskript bestimmt. Das Vorgehen des BCIDSim-Algorithmus und des zugehörigen Postskripts erfolgte analog zum Vorgehen des BCID-Algorithmus und des dazu zugehörigen Postskripts bei der Bestimmung der BCID-Effizienz für die ursprünglichen Filterkoeffizienten. Die einzige Abweichung bestand darin, dass der BCIDSim-Algorithmus im Gegensatz zum BCID-Algorithmus einen simulierten Peak-Finder nutzte, um die Anzahl der Bunch-Crossings zu bestimmen, für deren FIR-Filter-Output die Peak-Condition erfüllt war. Dafür wurde aus den in den Daten des Calibration-Runs zu dem Ereignis aufgezeichneten ADC-Samples nach Gleichung 3.1 der FIR-Filter-Output für das Bunch-Crossing jedes im Calibration-Run getriggerten Ereignisses, sowie der FIR-Filter-Output für das jeweils vorige und nachfolgende Bunch-Crossing berechnet.

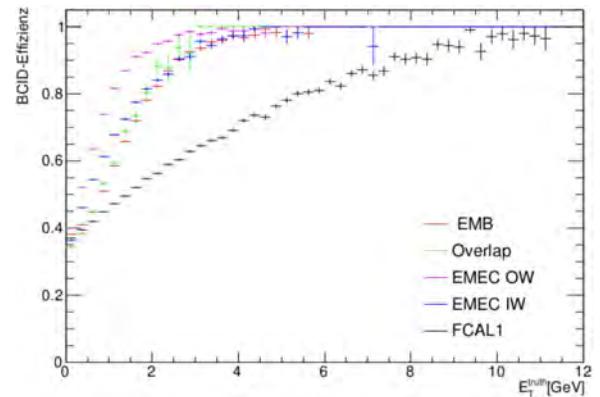
Da nur der ZeroBias-Stream die zur Berechnung des  $E_T^{\text{truth}}$ -Werts notwendigen Informationen über die für die einzelnen Kalorimeterzellen der Trigger-Tower rekonstruierten Energiedepositionen enthielt, wurden für die Bestimmung der BCID-Effizienz dessen Daten verwendet. Wie der L1CaloCalib-Stream stellte auch der ZeroBias-Stream keine Informationen über den mittleren FIR-Filter-Output für ein Bunch-Crossing bereit. Daher konnte auf die nach Gleichung 3.1 berechneten FIR-Filter-Outputs keine Pedestal Correction angewendet werden. Zudem stellte der ZeroBias-Stream mit 22700 getriggerten

Ereignissen nur sehr wenig Statistik zur Verfügung. Daher wurden für jede Kalorimeterregion die Daten aller zugehörigen Trigger-Tower zusammengefasst, um eine ausreichend hohe Statistik für die Berechnung der BCID-Effizienz zu erreichen. Das bedeutet, die für die einzelnen Trigger-Tower einer Kalorimeterregion erzeugten Histogramme wurden vor der Division zusammengefasst.

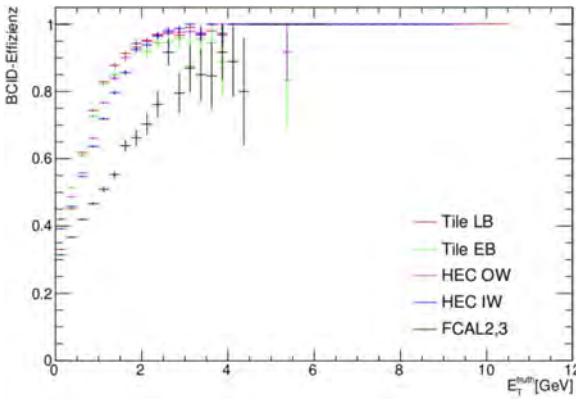
Abbildung 5.1 stellt die berechnete BCID-Effizienz mit den ursprünglichen und den neuen Filterkoeffizienten in den verschiedenen Kalorimeterregionen als Funktion von  $E_T^{\text{truth}}$  dar und ermöglicht so einen quantitativen Vergleich der Leistungsfähigkeit der FIR-Filter bei Verwendung der verschiedenen Filterkoeffizienten für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema in Run-3. Als Overlap wird hierbei der Bereich bezeichnet, in dem sich EMB und EMEC OW überlappen. Die eingezeichneten Fehler geben die statistische Abweichung der BCID-Effizienz der einzelnen Trigger-Tower von dem für die Kalorimeterregion gebildeten Mittelwert an.



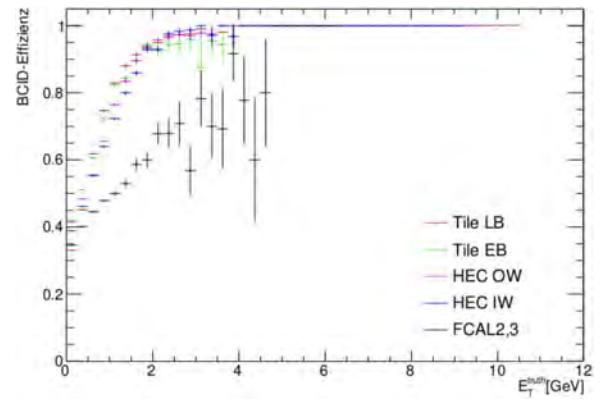
(a) Elektromagnetisches Kalorimeter, neue Filterkoeffizienten



(b) Elektromagnetisches Kalorimeter, ursprüngliche Filterkoeffizienten



(c) Hadronisches Kalorimeter, neue Filterkoeffizienten



(d) Hadronisches Kalorimeter, ursprüngliche Filterkoeffizienten

Abbildung 5.1: BCID-Effizienz in den verschiedenen Kalorimeterregionen bei Verwendung der ursprünglichen und der neuen Filterkoeffizienten.

Im Folgenden wird zunächst die BCID-Effizienz mit den neuen Filterkoeffizienten beschrieben. Anschließend wird diese mit der BCID-Effizienz mit den ursprünglichen Filterkoeffizienten verglichen.

Wie erwartet, nimmt die BCID-Effizienz in jeder Kalorimeterregion für steigende transversale Energien deutlich zu. Im elektromagnetischen Kalorimeter wird unter 3 GeV die höchste BCID-Effizienz für Signale aus dem EMEC OW erreicht. Die BCID-Effizienz für Signale aus dem EMB, Overlap und EMEC IW ist in diesem Energiebereich etwas niedriger. Als einzige Region mit deutlich niedrigerer BCID-Effizienz sticht das FCAL1 heraus. Während für Signale aus den restlichen Regionen ab etwa 5 GeV die BCID-Effizienz Werte von etwa Eins annimmt, nähert sich für Signale aus dem FCAL1

die BCID-Effizienz erst bei transversalen Energien von mehr als 10 GeV an Eins an. Im hadronischen Kalorimeter ist die BCID-Effizienz für Signale aus dem Tile LB, Tile EB, HEC OW und HEC IW nahezu identisch. In diesen Regionen wird ab 4 GeV eine BCID-Effizienz von etwa Eins erreicht. Für Signale aus dem FCAL2 und dem FCAL3, die aufgrund der niedrigen Statistik, die für beide vorliegt, zusammengefasst wurden, ist die BCID-Effizienz hingegen wesentlich geringer. Zudem zeigen die für die BCID-Effizienz berechneten Werte dort, aufgrund der niedrigen Statistik, deutliche Schwankungen sowie hohe Ungenauigkeiten.

Eine mögliche Ursache der niedrigen BCID-Effizienz für Signale aus dem FCAL ist der starke Untergrund der dort aufgrund des Pile-Ups vorliegt und die Identifikation der zu messenden Signale erschwert. Die Tatsache, dass die BCID-Effizienz für höhere Energien deutlich weniger von der BCID-Effizienz in den restlichen Kalorimeterregionen abweicht, unterstützt diese Vermutung. Niederenergetische Signale sind aufgrund des stärkeren Untergrunds wesentlich schwerer zu identifizieren, auf die BCID-Effizienz für höherenergetische Signale hat der stärkere Untergrund hingegen einen geringeren Einfluss. Die im vorigen Kapitel dargestellten Noise-Cuts haben jedoch auch gezeigt, dass beispielsweise im EMEC IW der Untergrund deutlich stärker ist als im EMB. Dennoch unterscheidet sich die BCID-Effizienz in diesen beiden Kalorimeterregionen nur sehr wenig. Daher ist zu vermuten, dass der Untergrund nicht die einzige Ursache für die niedrige BCID-Effizienz im FCAL ist.

Eine weitere Ursache könnte sein, dass die Formen der Kalorimeterpulse im FCAL nicht mehr den typischen Pulzformen entsprechen, die in den Oszilloskopmessungen in Run-2 gemessen wurde. Da die Werte der optimalen Filterkoeffizienten maßgeblich durch die typische Kalorimeterpulsform beeinflusst werden, führen Veränderungen dieser ohne eine Anpassung der Filterkoeffizienten dazu, dass die zu messenden Signale durch den FIR-Filter deutlich weniger verstärkt werden. Zusätzlich führt eine veränderte Form der Kalorimeterpulse dazu, dass Signale dem falschen Bunch-Crossing zugeordnet werden. Denn wie in Abschnitt 3.3 erklärt wurde, werden die optimalen Filterkoeffizienten so bestimmt, dass das Verhältnis der Beiträge von zu messendem Signal und Untergrund zum FIR-Filter-Output maximal wird für das Bunch-Crossing des Ereignisses, welches das Signal verursacht. Durch die veränderte Kalorimeterpulsform sind die berechneten Filterkoeffizienten für diese Maximierung jedoch nicht optimal. Dadurch nehmen FIR-Filter-Outputs für benachbarte Bunch-Crossings höhere Werte an als der FIR-Filter-Output für das Bunch-Crossings des Ereignisses und bei der Überprüfung der Peak-Condition wird dem Signal das falsche Bunch-Crossing zugeordnet.

Bereits im Run-2 trat im FCAL der Fall auf, dass durch kleine Veränderungen der Zeit für die Signalübertragung zum PreProcessor, die Form der bei der Digitalisierung der Kalorimeterpulse entstehenden ADC-Samples deutliche Unterschiede zur Form der in Abbildung A.1 dargestellten  $g_j$  aufwies [27]. Da die Verzögerung, die in den nMCMs auf die Signale der Trigger-Tower angewendet wurde, nicht an diese Veränderungen angepasst war, wurde beispielsweise bei der Digitalisierung nicht mehr präzise das Maximum der analogen Kalorimeterpulse abgetastet. Die Form der Pulse im digitalen Signal entsprach somit nicht mehr der Form, die für die Berechnung der Filterkoeffizienten verwendet wurde, wodurch es zu einem signifikanten Abfall der BCID-Effizienz kam. Dieser Fall könnte erneut im FCAL aufgetreten sein.

In der Zukunft sollten daher die typischen Formen der analogen Kalorimeterpulse, insbesondere im FCAL, neu gemessen werden und überprüft werden, ob die Verzögerung, die in den nMCMs auf die Signale aus den Trigger-Towern angewendet wird, korrekt an die Zeit für die Übertragung der Signale zum PreProcessor angepasst ist. Unterscheiden sich die Formen der analogen Kalorimeterpulse von den in den Oszilloskopmessungen in Run-2 gemessenen Pulzformen ist eine Anpassung der Filterkoeffizienten notwendig, um die BCID-Effizienz zu verbessern.

In Abbildung 5.1 ist zu erkennen, dass die BCID-Effizienz bei Verwendung der ursprünglichen Filterkoeffizienten sehr ähnlich zur BCID-Effizienz bei Verwendung der neuen Filterkoeffizienten ist. Um

den Vergleich zu erleichtern, wird in Abbildung B.1 die BCID-Effizienz mit den verschiedenen Filterkoeffizienten spezifisch für jede Kalorimeterregion in einem gemeinsamen Diagramm dargestellt. Diese Darstellung verdeutlicht noch einmal, dass die BCID-Effizienz, bis auf wenige Ausnahmen, für jede Kalorimeterregion nahezu identisch ist. Abweichungen sind lediglich im EMEC IW und im HEC OW sowie im FCAL1, FCAL2 und FCAL3 zu erkennen.

Für Signale aus dem EMEC IW ist die BCID-Effizienz mit den neuen Filterkoeffizienten für jeden  $E_T^{\text{truth}}$ -Wert etwa 0.01–0.02 niedriger. Die Hauptursache für die etwas geringere BCID-Effizienz mit den neuen Filterkoeffizienten ist vermutlich, dass sich im EMEC IW die  $|\eta|$ -Streifen befinden, in welchen bei der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Kalibration die Werte der optimalen Filterkoeffizienten leicht erhöht werden mussten, um ganzzahlige Filterkoeffizienten zu berechnen. Die ganzzahligen Filterkoeffizienten basierten somit nicht auf den tatsächlichen optimalen Filterkoeffizienten. Bei zukünftigen Berechnungen sollten die optimalen Filterkoeffizienten daher nicht alle um den gleichen Betrag, sondern abhängig von ihrer Größe um einen unterschiedlichen Betrag erhöht werden, um ihre Form weniger zu verändern. Im HEC OW ist die BCID-Effizienz mit den neuen Filterkoeffizienten für jeden  $E_T^{\text{truth}}$ -Wert etwa 0.01 höher. Die Abweichungen sind jedoch nicht signifikant, sondern stellen lediglich eine Tendenz dar. Die für die BCID-Effizienz bestimmten Werte für die verschiedenen Filterkoeffizienten stimmen in ihren Fehlergrenzen überein.

Für Signale aus dem FCAL1 sind die Unterschiede deutlicher. Für transversale Energien oberhalb von etwa 4 GeV ist die BCID-Effizienz mit den ursprünglichen Filterkoeffizienten für jeden  $E_T^{\text{truth}}$ -Wert etwa 0.03–0.05 höher als mit den neuen Filterkoeffizienten. Um auzuschließen, dass diese Abweichungen durch große Unterschiede in der BCID-Effizienz in einem einzelnen  $|\eta|$ -Streifen verursacht werden, wurde die BCID-Effizienz zusätzlich für die einzelnen  $|\eta|$ -Streifen des FCAL1 betrachtet und verglichen. Der Vergleich zeigte, dass die Abweichungen der BCID-Effizienz in allen  $|\eta|$ -Streifen annähernd gleich waren und sich die Unterschiede für das FCAL1 daher nicht auf einen einzelnen falsch kalibrierten  $|\eta|$ -Streifen zurückführen lassen. Mögliche Ursachen für die niedrigere BCID-Effizienz mit den neuen Filterkoeffizienten werden am Ende dieses Abschnitts diskutiert.

Im Gegensatz zum FCAL1 zeigen sich im FCAL2 und im FCAL3 mit den neuen Filterkoeffizienten deutliche Verbesserungen für die BCID-Effizienz. Für Signale mit transversalen Energien oberhalb von 2 GeV ist diese für jeden  $E_T^{\text{truth}}$ -Wert um etwa 0.1 höher. Für Signale mit transversalen Energien ab 4 GeV steigt der Unterschied sogar auf über 0.15 an. Aufgrund der niedrigen Statistik ist jedoch auch der Fehler für die berechnete BCID-Effizienz sehr hoch, wodurch die mit den verschiedenen Filterkoeffizienten berechneten Werte trotz starker Abweichungen in ihren Fehlergrenzen übereinstimmen. Hierbei zeigte eine Betrachtung der einzelnen  $|\eta|$ -Streifen, dass sich insbesondere für Signale aus den  $|\eta|$ -Streifen des FCAL3 mit den neuen Filterkoeffizienten eine deutliche Erhöhung der BCID-Effizienz ergeben hatte. Im FCAL2 ergaben sich geringere Unterschiede.

Für die Analyse und den Vergleich der BCID-Effizienz sollten zusätzlich die Noise-Cuts mit einbezogen werden. Da diese dafür sorgen, dass niederenergetische Signale ignoriert werden, ist die geringe BCID-Effizienz für niedrige transversale Energien für die Leistungsfähigkeit der FIR-Filter kaum von Relevanz. Um dies zu veranschaulichen, ist in Abbildung B.1 zusätzlich zur BCID-Effizienz auch der Mittelwert der Noise-Cuts eingezeichnet, welche für die jeweilige Kalorimeterregion berechnet wurden. Zu erkennen ist, dass die Energiebereiche mit niedriger BCID-Effizienz größtenteils unterhalb der angewendeten Noise-Cuts liegen. Für transversale Energien, die oberhalb der Noise-Cuts liegen, wird in allen Kalorimeterregionen eine BCID-Effizienz von mindestens 0.75 erreicht. Dennoch ist auch die BCID-Effizienz unterhalb des Noise-Cuts nicht gänzlich irrelevant. Die BCID-Effizienz in den Diagrammen wird als Funktion von  $E_T^{\text{truth}}$  angegeben. Noise-Cuts werden jedoch auf den mit der LUT bestimmten Energiewert angewendet. Insbesondere bei niedrigen transversalen Energiewerten ist die relative Abweichung vom  $E_T^{\text{truth}}$ -Wert sehr stark. Grund hierfür ist, dass für kleine Energiedepositionen

der Beitrag des Untergrunds zum gemessenen Signal wesentlich höher ist. Durch die statistischen Fluktuationen des Rauschens und des Pile-Ups weichen die durch die LUT bestimmten Energiewerte daher relativ gesehen deutlich stärker vom  $E_T^{\text{truth}}$ -Wert ab. Die eingezeichneten Noise-Cuts sind dementsprechend nur als Richtwerte zu interpretieren. Auch unterhalb dieser Schwelle sollte die BCID-Effizienz möglichst hohe Werte annehmen. Da die Unterschiede der BCID-Effizienz in FCAL1, FCAL2 und FCAL3 speziell im Bereich um und oberhalb der angewendeten Noise-Cuts auftreten, kommt es in diesen Kalorimeterregionen zu signifikanten Unterschieden für die Leistungsfähigkeit der FIR-Filter mit den verschiedenen Filterkoeffizienten.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Analyse der BCID-Effizienz die erwarteten Ergebnisse hervorbrachte. Bereits im vorigen Kapitel wurde gezeigt, dass sich die ursprünglichen Filterkoeffizienten in allen Kalorimeterregionen, mit Ausnahme des FCALs, nur geringfügig von den neuen Filterkoeffizienten unterscheiden. Die Berechnung der BCID-Effizienz belegt nun quantitativ, dass die FIR-Filter mit den ursprünglichen Filterkoeffizienten eine nahezu identische Leistungsfähigkeit für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema in Run-3 aufweisen. Lediglich im FCAL bestehen, wie aufgrund der stärkeren Abweichungen der Filterkoeffizienten dort erwartet werden konnte, signifikante Unterschiede. Dabei zeigt sich, dass für Signale aus dem FCAL1 mit den ursprünglichen Filterkoeffizienten sogar eine höhere BCID-Effizienz erreicht wird.

Beachtet werden sollte dabei, dass bei der Simulation des Peak-Finders mit dem BCIDSim-Algorithmus die Pedestal Correction nicht angewendet werden konnte. Bei der BCID mit dem simulierten Peak-Finder kommt es dadurch zu höheren Ungenauigkeiten, da die Beiträge der Pedestal-Shifts zu den FIR-Filter-Outputs nicht korrigiert werden können. Werden die neu bestimmten Filterkoeffizienten tatsächlich in den nMCMs des PreProcessors verwendet, ist daher für Signale aus allen Kalorimeterregionen eine etwas höhere BCID-Effizienz als die hier mit dem simulierten Peak-Finder berechnete BCID-Effizienz zu erwarten. Da insbesondere im FCAL1 der durch den Pile-Up verursachte Untergrund sehr stark ist, ist zu erwarten, dass bei zusätzlicher Anwendung der Pedestal Correction mit den neuen Filterkoeffizienten für Signale aus dem FCAL1 eine etwa gleich hohe BCID-Effizienz erreicht wird wie mit den ursprünglichen Filterkoeffizienten. In den restlichen Kalorimeterregionen, in denen die BCID-Effizienz mit den ursprünglichen und den neuen Filterkoeffizienten bereits jetzt nahezu identische Werte annimmt, sollte die zusätzliche Anwendung der Pedestal Correction dazu führen, dass die BCID-Effizienz mit den neuen Filterkoeffizienten sogar etwas höhere Werte annimmt. Die größeren Unterschiede im FCAL2 und im FCAL3 deuten darauf hin, dass sich die zeitliche Korrelation im Untergrund seit der Kalibration im Jahr 2018 in dieser Region am stärksten verändert hat. Hier wird bereits ohne eine Anwendung der Pedestal Correction mit den neu bestimmten Filterkoeffizienten eine deutlich höhere BCID-Effizienz erreicht. Nach der Implementierung der neuen Filterkoeffizienten in den nMCMs sollte dieser Unterschied noch größer werden.

Darüber hinaus könnte in Zukunft eine Trigger-Tower-spezifische Rekalibration der FIR-Filter zu einer höheren BCID-Effizienz führen. Unterscheidet sich für einzelne Trigger-Tower der Untergrund im Signal oder die typische Form der Kalorimeterpulse sehr deutlich von den restlichen Trigger-Towern des  $|\eta|$ -Streifens könnten diesen Trigger-Towern andere, an die veränderten Bedingungen angepasste Filterkoeffizienten zugewiesen werden. Dies würde zu einer erheblichen Verbesserung der BCID-Effizienz für diese Trigger-Tower führen.

Zusätzlich zu einer Trigger-Tower-spezifischen Rekalibration der FIR-Filter sollten auch die typischen analogen Kalorimeterpulsformen, insbesondere im FCAL, neu gemessen werden. Werden dabei Abweichungen von den in den Oszilloskopmessungen in Run-2 bestimmten analogen Pulsformen festgestellt, sollte eine Neuberechnung der Filterkoeffizienten, basierend auf diesen neuen Pulsformen, zu einer deutlichen Verbesserung der BCID-Effizienz führen. Dabei bestünde die Möglichkeit zu untersuchen, wie groß der Einfluss der veränderten Kalorimeterpulsformen auf die Filterkoeffizienten ist und wie

sich dies auf die BCID-Effizienz auswirkt. Zudem besteht auch die Möglichkeit, dass die Verzögerung, die in den nMCMs auf die Signale der Trigger-Tower angewendet wird, nicht korrekt an die Zeit für die Übertragung der Signale zum PreProcessor angepasst ist. Auch dies muss überprüft und gegebenenfalls korrigiert werden.

Während die zur Verfügung stehende Statistik in den meisten Kalorimeterregionen einen präzisen quantitativen Vergleich der BCID-Effizienz mit den verschiedenen Filterkoeffizienten erlaubt, ist diese im FCAL2 und im FCAL3 nicht ausreichend. Die aus der unzureichenden Statistik resultierenden großen statistischen Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der BCID-Effizienz führen in diesen Bereichen dazu, dass die berechneten Werte für die BCID-Effizienz mit den ursprünglichen und den neuen Filterkoeffizienten trotz stärkerer Abweichungen innerhalb ihrer Fehlergrenzen übereinstimmen. In dieser Hinsicht stellt besonders die Tatsache, dass der nur wenig Statistik liefernde ZeroBias-Stream verwendet werden musste, ein Problem dar. Für eine präzisere Bestimmung der BCID-Effizienz sollten in Zukunft die Daten der ZeroBias-Streams aus mehreren Runs kombiniert oder der Datenumfang der ZeroBias-Streams erhöht werden.

Die durchgeführte Analyse ist dennoch ausreichend, um eine Antwort auf die Frage zu liefern, ob die Verwendung der unveränderten FIR-Filter in Run-3 zu signifikanten Leistungseinbußen geführt hat. So konnte gezeigt werden, dass in allen Kalorimeterregionen, mit Ausnahme des FCAL2 und des FCAL3, mit den ursprünglichen Filterkoeffizienten annähernd die gleiche BCID-Effizienz wie mit den neuen, an den veränderten Untergrund angepassten Filterkoeffizienten erreicht wird. Die Verwendung der unveränderten FIR-Filter hat daher in diesen Regionen zu keinen signifikanten Leistungseinbußen geführt. Dennoch sollten für Datenaufnahmen mit dem Standard-Füllschema, die im Rahmen dieser Arbeit neu bestimmten Filterkoeffizienten genutzt werden, da zu erwarten ist, dass mit diesen nach Trigger-Tower-spezifischen Rekalibrationen und mit Anwendung der Pedestal Correction eine höhere BCID-Effizienz erreicht werden kann. Insbesondere für das FCAL2 und das FCAL3 sollten in jedem Fall die neu bestimmten Filterkoeffizienten genutzt werden. Für das FCAL1 wäre es sinnvoll nach Implementierung der neu bestimmten Filterkoeffizienten zu untersuchen, ob tatsächlich eine ähnliche BCID-Effizienz wie mit den ursprünglich verwendeten Filterkoeffizienten erreicht wird.

## 5.2 Genauigkeit der Energiekalibration

Neben einer effizienten BCID ist auch eine präzise Energiekalibration durch die LUTs von hoher Bedeutung. Bereits in Analysen, die zu Beginn des Run-3 durchgeführt wurden, zeigten sich jedoch systematische Ungenauigkeiten bei der Energiekalibration. Für die mit den CP-LUTs und den JEP-LUTs bestimmten Energiewerte ergaben sich signifikante systematische Abweichungen von den Energiewerten, welche die Amplituden der zugehörigen Pulse im digitalisierten Signal der Trigger-Tower darstellten. Da die LUTs so kalibriert werden, dass sie möglichst präzise den Energiewert ausgeben, welchen die Amplitude eines digitalen Pulses darstellt, sollten jedoch keine größeren systematischen Abweichungen vorliegen. Unklar war, ob sich die systematischen Abweichungen darauf zurückführen ließen, dass in der Kalibration aus dem Jahr 2018 bei der Berechnung der LUT-Slopes und LUT-Offsets ein Fehler aufgetreten war oder ob andere Ursachen für die systematischen Abweichungen verantwortlich waren. So ist es möglich, dass die für die Berechnung der LUT-Slopes und LUT-Offsets verwendeten Filterkoeffizienten nicht den Filterkoeffizienten entsprochen haben, die tatsächlich in den nMCMs des PreProcessors verwendet wurden.

Durch einen Vergleich mit der Genauigkeit der Energiekalibration für die im Rahmen dieser Arbeit neu kalibrierten FIR-Filter und LUTs wurde dies untersucht. Wenn mit den neu kalibrierten FIR-Filtern und LUTs die systematischen Ungenauigkeiten bei der Energiekalibration deutlich geringer ausfallen, weist dies darauf hin, dass bei der Berechnung der LUT-Slopes und LUT-Offsets in der Kalibration aus

dem Jahr 2018 ein Fehler aufgetreten ist. Liegen die systematischen Abweichungen hingegen weiterhin vor, müssen weitere Ursachen untersucht werden.

Im Gegensatz zur Betrachtung der BCID-Effizienz wurden für die Untersuchung der Genauigkeit der Energiekalibration nicht die Daten aus dem L1CaloCalib-Stream oder dem ZeroBias-Stream des Calibration-Runs 437522 verwendet. Da für diese die getriggerten Ereignisse rein zufällig ausgewählt wurden, stellten die zu den getriggerten Ereignissen aufgezeichneten ADC-Windows in den meisten Fällen nur den Untergrund dar und nur wenige höherenergetische Signale wurden aufgezeichnet. So lag beispielsweise in dem für die Berechnung der BCID-Effizienz verwendeten ZeroBias-Stream kein Signal mit einer transversalen Energie über 30 GeV vor. Da für die Untersuchung der Genauigkeit der Energiekalibration Signale aller Energien betrachtet werden sollten, wurden stattdessen die EGZ-Daten des Physics-Runs 440543 aus dem November 2022 verwendet, in welchem Ereignisse für physikalische Analysen aufgezeichnet wurden. Der Grund hierfür war, dass die EGZ-Daten keine zufällig ausgewählten Ereignisse darstellten. Stattdessen wurden speziell Ereignisse ausgewählt, in welchen ein Z-Boson in ein Elektron-Positron-Paar zerfiel. Für die ausgewählten Ereignisse lag daher im Normalfall in mehreren Trigger-Towern neben dem Untergrund auch tatsächlich ein durch eine Energiedeposition verursachtes Signal vor. Dadurch stellten die EGZ-Daten des Physics-Runs deutlich mehr und insbesondere höherenergetische Signale für die Untersuchung der Genauigkeit der Energiekalibration zur Verfügung. Zusätzlich zu den Informationen, welche der Level-1 Kalorimeter Trigger für ein Ereignis lieferte, waren in den EGZ-Daten auch die für die Berechnung des  $E_T^{\text{truth}}$ -Werts benötigten Energien für alle Kalorimeterzellen enthalten.

Zur Untersuchung der Genauigkeit der Energiekalibration wurde ein Programmcode genutzt, der bereits für frühere Energiekalibrationsanalysen im Level-1 Kalorimeter Trigger verwendet wurde. Dieser durchlief für jedes getriggerte Ereignis die Daten aller Trigger-Tower. Dabei wurde für jeden Trigger-Tower zunächst durch eine Berechnung des  $E_T^{\text{truth}}$ -Werts überprüft, ob eine Energiedeposition vorlag. Zusätzlich wurde geprüft, ob die Outputs der CP-LUT und der JEP-LUT mindestens 5, bzw. 10 betrugen. So wurden Signale mit transversalen Energien unterhalb von etwa 5 GeV ausgeschlossen. Für diese führen die Beiträge des Untergrunds im Allgemeinen zu verhältnismäßig hohen Ungenauigkeiten bei der Energiekalibration. Dies erschwert die Feststellung der systematischen Abweichungen der mit den LUTs bestimmten Energiewerte von den Energiewerten, welche die Amplituden der zugehörigen digitalen Pulse darstellen. Zudem stellte dies sicher, dass das durch die vorliegende Energiedeposition im Trigger-Tower verursachte Signal anhand des Peak-Finders detektiert wurde und energetisch nicht unterhalb des angewendeten Noise-Cuts lag.

Darüber hinaus überprüfte der Programmcode, dass die ADC-Samples, die zur Bestimmung der LUT-Outputs genutzt wurden, nicht mehr als 1022 ADC-Counts betrugen und auch der Output der JEP-LUT unterhalb von 255 lag. Dies stellte sicher, dass die zur Untersuchung der Energiekalibration betrachteten Signale weder ADC-Samples noch LUTs satten. Der Grund für diese Überprüfung ist, dass die Energien solcher Signale nicht mit den LUTs bestimmt werden können. Stattdessen wird für diese der sogenannte *Sat80BCID*-Algorithmus zur Energiebestimmung genutzt [22]. Für die Untersuchung der Genauigkeit der Energiekalibration durch die LUTs wurden diese Signale folglich ausgeschlossen.

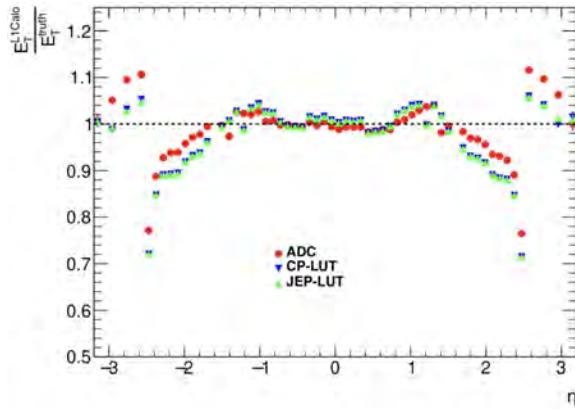
Waren für einen Trigger-Tower alle überprüften Bedingungen erfüllt, wurde das Verhältnis des mit der CP-LUT bestimmten Energiewerts zum  $E_T^{\text{truth}}$ -Wert und das Verhältnis des mit der JEP-LUT bestimmten Energiewerts zum  $E_T^{\text{truth}}$ -Wert als Funktion der  $\eta$ -Koordinate des Trigger-Towers abgespeichert. Diese Verhältnisse werden im Folgenden als ursprüngliche CP- bzw. JEP-LUT- $E_T^{\text{truth}}$ -Verhältnisse bezeichnet. Die in den Daten des Runs gespeicherten Outputs der CP-LUT und der JEP-LUT basierten dabei auf den ursprünglichen Filterkoeffizienten und LUTs, da diese zum Zeitpunkt des Calibration-Runs in den nMCMs des PreProcessors verwendet wurden.

Wie in Abschnitt 3.3 erklärt, wurden die Outputs der CP-LUT und der JEP-LUT aus den fünf mittleren ADC-Samples des zu einem getriggerten Ereignis für den Trigger-Tower aufgezeichneten ADC-Windows bestimmt. Daher konnte mit dem Programmcode anhand dieser ADC-Samples zusätzlich untersucht werden, wie sich die Outputs von CP-LUT und JEP-LUT veränderten, wenn die neuen Filterkoeffizienten verwendet und die LUTs basierend auf den neuen Slopes und Offsets angepasst werden. Dafür wurde mit den neuen Filterkoeffizienten zunächst aus den fünf mittleren ADC-Samples nach Gleichung 3.13 der LUT-Input berechnet und anschließend mit den neu bestimmten Werten für die Slope und den Offset der Output der CP-LUT und der JEP-LUT nach Gleichung 3.14 bestimmt. Da in den EGZ-Daten keine Informationen über den mittleren FIR-Filter-Output für ein Bunch-Crossing enthalten waren, konnte dabei keine Pedestal Correction angewendet werden. Dies sollte jedoch zu keinen größeren Ungenauigkeiten geführt haben, da sich bei der im Folgenden noch beschriebenen Mittelung negative und positive Pedestal Shifts in etwa ausgeglichen haben sollten. Da lediglich überprüft werden musste, ob die neu bestimmten Energiewerte näher an den Energiewerten lagen, welche die Amplitude der digitalen Pulse darstellten, wurde dabei kein Noise-Cut angewendet. Aus dem gleichen Grund war es auch nicht nötig die Peak-Condition zu überprüfen. Auch für die somit neu bestimmten Energiewerte für CP-LUT und JEP-LUT wurde das Verhältnis zum  $E_T^{\text{truth}}$ -Wert gebildet und als Funktion der  $\eta$ -Koordinate des Trigger-Towers abgespeichert. Diese Verhältnisse werden im Folgenden als neue CP- bzw. JEP-LUT- $E_T^{\text{truth}}$ -Verhältnisse bezeichnet.

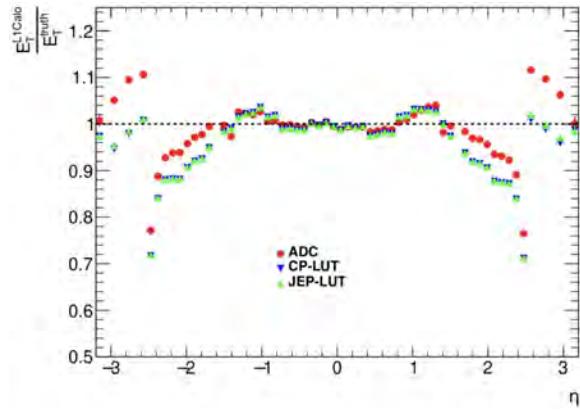
Schließlich wurde der Energiewert berechnet, welchen die Amplitude des zugehörigen digitalen Pulses darstellte. Dafür wurde der maximale Wert der fünf ADC-Samples bestimmt, aus denen der FIR-Filter-Output für das Ereignis berechnet wurde. Zur Berücksichtigung des unverschobenen Pedestals wurden von diesem 32 ADC-Counts abgezogen. Auch dabei wurden Pedestal Shifts nicht beachtet. Da ein ADC-Count 250 MeV darstellt, entsprach der nach Abzug der 32 ADC-Counts verbleibende Wert einem Viertel des Energiewerts in GeV, welchen die Amplitude des digitalen Pulses darstellte. Auch das Verhältnis dieses Energiewerts zum  $E_T^{\text{truth}}$ -Wert, welches im Folgenden als ADC- $E_T^{\text{truth}}$ -Verhältnis bezeichnet wird, wurde als Funktion der  $\eta$ -Koordinate des Trigger-Towers abgespeichert.

Nachdem alle Ereignisse betrachtet wurden, berechnet der Programmcode für jede  $\eta$ -Koordinate den Mittelwert der abgespeicherten ursprünglichen CP- und JEP-LUT- $E_T^{\text{truth}}$ -Verhältnisse, neuen CP- und JEP-LUT- $E_T^{\text{truth}}$ -Verhältnisse und ADC- $E_T^{\text{truth}}$ -Verhältnisse.

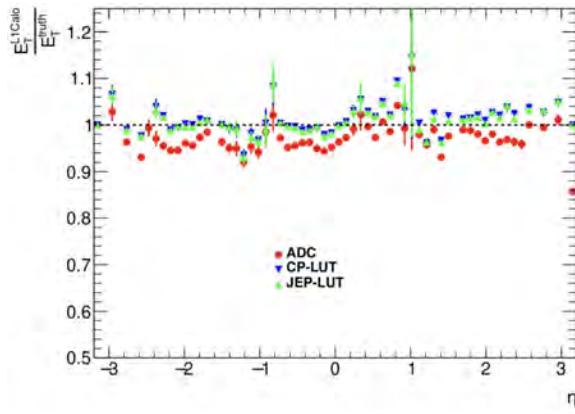
Abbildung 5.2 zeigt die Ergebnisse, die sich aus der Untersuchung der Genauigkeit der Energiekalibration ergeben haben. Für jeden  $\eta$ -Streifen ist der Mittelwert der ursprünglichen und der neuen CP- und JEP-LUT- $E_T^{\text{truth}}$ -Verhältnisse und der ADC- $E_T^{\text{truth}}$ -Verhältnisse dargestellt. Wie zu erkennen ist, wurde das FCAL dabei nicht betrachtet. In der folgenden Beschreibung werden die anhand der ursprünglichen Filterkoeffizienten und LUTs bestimmten Energiewerte als ursprüngliche LUT-Energiewerte bezeichnet, die mit den neuen Filterkoeffizienten, Slopes und Offsets nach Gleichung 3.13 und 3.14 berechneten Energiewerte als neue LUT-Energiewerte. Aufgrund der hohen Ähnlichkeit der jeweiligen Energiewerte wird dabei nicht zwischen CP- und JEP-LUT unterschieden. Zudem wird der Energiewert, den die Amplitude eines digitalen Pulses darstellt, als ADC-Energiewert bezeichnet. Im Folgenden wird zunächst die Genauigkeit der neuen LUT-Energiewerte untersucht und anschließend mit der Genauigkeit der ursprünglichen LUT-Energiewerte verglichen. Zu erkennen ist, dass die Abweichung der neuen LUT-Energiewerte von den ADC-Energiewerten stark abhängig von der Kalorimeterregion ist. In den meisten  $\eta$ -Streifen des EMB sind beispielsweise die neuen LUT-Energiewerte geringfügig höher als die ADC-Energiewerte. Der Unterschied in der jeweiligen mittleren relativen Abweichung zu den  $E_T^{\text{truth}}$ -Werten beträgt dort etwa 1–3 %. Im EMEC OW und IW ist für einen Großteil der  $\eta$ -Streifen die Abweichung zwischen den neuen LUT-Energiewerten und den ADC-Energiewerten jedoch wesentlich größer. Die neuen LUT-Energiewerte sind im Mittel geringer als die ADC-Energiewerte und der Unterschied in der mittleren relativen Abweichung zu den  $E_T^{\text{truth}}$ -Werten steigt auf bis zu 7 %



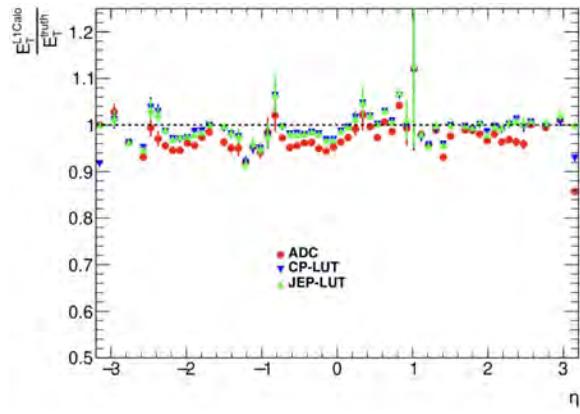
(a) Elektromagnetisches Kalorimeter, neue FIR-Filter und LUTs



(b) Elektromagnetisches Kalorimeter, ursprüngliche FIR-Filter und LUTs



(c) Hadronisches Kalorimeter, neue FIR-Filter und LUTs



(d) Hadronisches Kalorimeter, ursprüngliche FIR-Filter und LUTs

**Abbildung 5.2:** Genauigkeit der Energiekalibration bei Verwendung der ursprünglichen und der neu kalibrierten FIR-Filter und LUTs.

an. Im Gegensatz dazu sind die neuen LUT-Energiewerte im hadronischen Kalorimeter wesentlich höher als die ADC-Energiewerte. Die Unterschiede in der mittleren relativen Abweichung zu den  $E_T^{\text{truth}}$ -Werten betragen dort etwa 5–7 %. Auffällig ist dabei, dass sich die Genauigkeit der Energiekalibration zwischen benachbarten  $\eta$ -Streifen teilweise deutlich unterscheidet.

An dieser Stelle sollte betont werden, dass bereits die ADC-Energiewerte systematische Abweichungen von den  $E_T^{\text{truth}}$ -Werten aufweisen. Das bedeutet, die tatsächlich in den Trigger-Towern deponierte Energie wird durch die digitalen Pulse nicht korrekt dargestellt. In der zentralen  $\eta$ -Region des elektromagnetischen Kalorimeters liegt die mittlere relative Abweichung nur bei etwa 1–2 %. Im EMEC OW und IW steigt diese hingegen auf bis zu 10 % an. Für zwei  $\eta$ -Streifen liegt die mittlere relative Abweichung sogar bei mehr als 20 %. Im gesamten hadronischen Kalorimeter weichen die ADC-Energiewerte im Mittel bis zu 7 % von den  $E_T^{\text{truth}}$ -Werten ab. Dies führt im hadronischen Kalorimeter sogar dazu, dass in den meisten  $\eta$ -Streifen die mit den LUTs bestimmten Energiewerte näher an den  $E_T^{\text{truth}}$ -Werten liegen als die ADC-Energiewerte.

Ziel bei der Energiekalibration durch den Level-1 Kalorimeter Trigger ist es, dass die mit den LUTs bestimmten Energiewerte möglichst nahe am  $E_T^{\text{truth}}$ -Wert liegen. Für eine hohe Genauigkeit bei der Energiekalibration, müssen daher nicht nur die systematischen Abweichungen der LUT-Energiewerte von den ADC-Energiewerten behoben werden, sondern auch die initiale Energiekalibration durch die Receiver-Module so angepasst werden, dass bereits die ADC-Energiewerte möglichst präzise die  $E_T^{\text{truth}}$ -Werte wiedergeben.

Durch einen Vergleich der Histogramme in Abbildung 5.2 ist zu erkennen, dass die neuen LUT-Energiewerte im Mittel nicht signifikant weniger von den ADC-Energiewerten abweichen als die ursprünglichen LUT-Energiewerte. Tendenziell sind die Abweichungen in den meisten Regionen sogar etwas größer. Um den Vergleich der Unterschiede in den Abweichungen zu den ADC-Energiewerten zu ermöglichen, ist in Abbildung B.2 die mittlere relative Abweichung der ursprünglichen und der neuen LUT-Energiewerte von den ADC-Energiewerten aufgetragen. Diese Abbildung zeigt, dass die neuen LUT-Energiewerte sowohl im elektromagnetischen als auch im hadronischen Kalorimeter geringfügig höher sind als die ursprünglichen LUT-Energiewerte. Bis auf wenige Ausnahmen liegt der Unterschied in der mittleren relativen Abweichung von den ADC-Energiewerten im Bereich von 1–3 %. Im EMEC OW und IW, in denen die ursprünglichen LUT-Energiewerte im Mittel zu gering waren, führt dies zu geringfügig niedrigeren Abweichungen von den ADC-Energiewerten. Da die ursprünglichen LUT-Energiewerte im zentralen Bereich des EMB und im gesamten hadronischen Kalorimeter im Mittel bereits zu hoch waren, ist dort die Abweichung der neuen LUT-Energiewerte noch etwas größer.

Die Untersuchung der Genauigkeit der Energiekalibration zeigt somit, dass auch für FIR-Filter und LUTs, die mit den im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Filterkoeffizienten und LUT-Parametern kalibriert werden, weiterhin gleich hohe systematische Ungenauigkeiten bei der Energiekalibration vorliegen. Da im Rahmen dieser Arbeit die LUT-Slopes und LUT-Offsets spezifisch für die Filterkoeffizienten bestimmt wurden, lässt sich somit ausschließen, dass die systematischen Abweichungen zwischen LUT-Energiewerten und ADC-Energiewerten auf einen Fehler bei der Durchführung der Berechnung der ursprünglichen LUT-Slopes und LUT-Offsets zurückzuführen sind. Die vor Beginn dieser Arbeit aufgekommene Vermutung, dass für die Berechnung der LUT-Slopes und der LUT-Offsets nicht die Filterkoeffizienten verwendet wurden, die tatsächlich in den nMCMs des PreProcessors verwendet wurden, kann daher ausgeschlossen werden.

Die wahrscheinlichste Ursache für die systematischen Abweichungen ist, dass die typische Form der digitalen Pulse nicht mehr der Form der in Abbildung A.1 dargestellten  $g_j$  entspricht. Der in Gleichung 3.17 für die Berechnung der LUT-Slopes auftretende Faktor  $\frac{d(LutIn)}{dA} = \sum_{k=1}^5 a_k g_k / 2^{dB}$ , welcher die Änderung des LUT-Inputs abhängig von der Signalamplitude angibt, wird daher nicht korrekt berechnet. Abhängig von den Abweichungen der tatsächlichen Kalorimeterpulsformen von den in Run-2 gemessenen Pulsformen wird  $\frac{d(LutIn)}{dA}$  als zu groß oder zu klein bestimmt. Folglich ergeben sich zu hohe bzw. zu niedrige Werte für die LUT-Slopes und damit auch für die LUT-Offsets. Dadurch werden LUT-Inputs nicht die korrekten Energiewerte zugeordnet, wodurch sich die beobachteten systematischen Abweichungen ergeben. Je größer die Abweichung der tatsächlichen Form der digitalen Pulse von der Form der verwendeten  $g_j$  in einer Kalorimeterregion ist, desto höher ist auch die Ungenauigkeit bei der Energiekalibration.

Daher sollte in Zukunft für alle Kalorimeterregionen, insbesondere für die Bereiche, in denen die größten Ungenauigkeiten bei der Energiekalibration vorliegen, eine neue Messung der typischen Kalorimeterpulsformen durchgeführt werden. Wird eine veränderte Form der analogen Kalorimeterpulse festgestellt, müssen FIR-Filter und LUTs noch einmal neu kalibriert werden, um die systematischen Abweichungen bei der Energiekalibration zu beheben. Wie bereits bei der Analyse der BCID-Effizienz in Abschnitt 5.1 erläutert, sollte dabei auch überprüft werden, ob die Verzögerung, die in den nMCMs auf die Signale aus den Trigger-Towern angewendet wird, korrekt an die Zeit für die Übertragung der Signale zum PreProcessor angepasst ist.

Eine Möglichkeit, die systematischen Abweichungen zwischen den LUT-Energiewerten und den ADC-Energiewerten ohne aufwendige Neukalibrationen zu reduzieren, besteht darin, die Slopes und Offsets für jeden  $\eta$ -Streifen mit einem Faktor zu skalieren und darauf basierend die LUTs anzupassen. Das hierzu nötige Vorgehen wird im Folgenden beispielhaft für die im Rahmen dieser Arbeit neu bestimmten JEP-LUT-Slopes und JEP-LUT-Offsets beschrieben. Für die neuen CP-LUT-Slopes und CP-LUT-

Offsets sowie für die ursprünglichen CP- und JEP-LUT-Slopes und CP- und JEP-LUT-Offsets kann dies auf die gleiche Weise durchgeführt werden.

Für die Skalierung wird für jeden  $\eta$ -Streifen das mittlere Verhältnis der neuen JEP-LUT-Energiewerte zu den zugehörigen ADC-Energiewerten bestimmt. Dafür wird für jedes Ereignis, in welchem dem  $E_T^{\text{truth}}$ -Wert nach eine Energiedeposition vorliegt und in welchem das betrachtete Signal weder LUTs noch ADC-Samples saturiert, das Verhältnis des neuen JEP-LUT-Energiewerts zum ADC-Energiewert berechnet. Anschließend wird für jeden  $\eta$ -Streifen der Mittelwert der berechneten Verhältnisse gebildet und die neuen JEP-LUT-Slopes und JEP-LUT-Offsets mit dessen Kehrwert multipliziert. Dies führt nach Gleichung 3.14 zu einer Skalierung der mit den neuen JEP-LUTs bestimmten Energiewerte um diesen Faktor. Die systematischen Abweichungen werden somit ausgeglichen. Wird zusätzlich die initiale Energiekalibration in den Receiver-Modulen angepasst, so dass die ADC-Energiewerte präzise den  $E_T^{\text{truth}}$ -Werten entsprechen, liegen auch die neuen JEP-LUT-Energiewerte nahe am  $E_T^{\text{truth}}$ -Wert. Alternativ können die neuen JEP-LUT-Slopes und JEP-LUT-Offsets auch direkt mit dem Kehrwert des neuen JEP-LUT-  $E_T^{\text{truth}}$ -Verhältnis skaliert werden. Dadurch liegen die neuen JEP-LUT-Energiewerte nach der Skalierung auch ohne eine Anpassung der initialen Energiekalibration in den Receiver-Modulen nahe am  $E_T^{\text{truth}}$ -Wert.

Es muss jedoch beachtet werden, dass der für jeden  $\eta$ -Streifen bestimmte Faktor für die Skalierung abhängig von der Energieverteilung der Signale ist, die zur Berechnung verwendet wurden. Ohne die Rundung auf ganzzahlige 8-Bit-Werte würde die relative Abweichung der nach Gleichung 3.14 bestimmten JEP-LUT-Energiewerte von den ADC-Energiewerten bzw. von den  $E_T^{\text{truth}}$ -Werten für alle Signalenergien in etwa gleich sein. Da die absoluten Abweichungen für niedrige Signalenergien jedoch sehr gering sind, verändert die Rundung auf ganzzahlige 8-Bit-Werte für die JEP-LUT-Outputs oftmals die berechneten relative Abweichung sehr stark. Für höhere Signalenergien sind die absoluten Abweichungen wesentlich höher, wodurch die berechnete relative Abweichung durch die Rundung kaum verändert wird. Die für den  $\eta$ -Streifen berechnete mittlere relative Abweichung wird daher durch die Energieverteilung der betrachteten Signale beeinflusst.

Der tatsächlich für die Skalierung benötigte Wert kann dementsprechend nicht exakt bestimmt werden. Mit den in einem unterschiedlichen Run getriggerten Ereignissen würden sich bei einer Untersuchung der Genauigkeit der Energiekalibration auch mit den anhand der skalierten Slopes und Offsets angepassten neuen JEP-LUTs geringe systematische Unsicherheiten ergeben. In Zukunft sollte daher die Ursache für die systematischen Abweichungen der LUT-Energiewerte von den ADC-Energiewerten ermittelt und behoben sowie die initiale Energiekalibration in den Receiver-Modulen angepasst werden. Dass die systematischen Ungenauigkeiten bei der Energiekalibration auch mit den neu bestimmten Filterkoeffizienten und LUTs weiterhin gleich hoch sind, bedeutet, dass die Verwendung der ursprünglichen FIR-Filter und LUTs zu keinen Leistungseinbußen verglichen mit den neu kalibrierten FIR-Filter und LUTs geführt hat. In vielen Kalormeterregionen liegen die ursprünglichen LUT-Energiewerte im Mittel sogar geringfügig näher an den ADC-Energiewerten.

Auch hierbei sollte nochmals betont werden, dass zukünftige Trigger-Tower-spezifischen Rekalibrationen die Genauigkeit der mit den LUTs bestimmten Energiewerte leicht verbessern sollten, da auf diese Weise für einzelne Trigger-Tower die Filterkoeffizienten angepasst werden können, um den für den LUT-Input verfügbaren Bit-Bereich besser auszunutzen. Zudem wurde bei der Bestimmung der neuen LUT-Energiewerte noch keine Pedestal Correction angewendet. Werden die FIR-Filter und LUTs in den nMCMs basierend auf den im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Parametern angepasst, ist daher bei der Datenaufnahme noch eine etwas höhere Genauigkeit bei der Energiekalibration zu erwarten.

# Kapitel 6: Kalibration für das Mixed-Filling-Füllschema

Wie in Kapitel 4 erklärt, bestand ein wesentliches Ziel dieser Arbeit darin, den ursprünglich in Run-2 für die Kalibration der FIR-Filter und der LUTs verwendeten Programmcode zu modifizieren, so dass mit diesem auch in Run-3 Kalibrationen durchgeführt werden konnten. Hauptmotivation hinter diesem Ziel war der Plan, im Laufe des Jahres 2023 am LHC das Mixed-Filling-Füllschema einzuführen, wofür spätestens eine neue Untergrundanalyse zur Kalibration der FIR-Filter und der LUTs erforderlich gewesen wäre.

Eingeführt wurde das Mixed-Filling-Füllschema letztendlich bereits im April 2023. Dabei kam es in ersten Runs, in welchen zunächst noch die ursprünglich für das Standard-Füllschema genutzten FIR-Filter und LUTs verwendet wurden, zu einem erheblichen Anstieg der Akzeptanzrate des Level-1 Triggers verglichen zu den Datenaufnahmen mit dem Standard-Füllschema. Zurückführen ließ sich dies unter anderem auf eine deutlich gestiegene Anzahl falscher  $E_T$ -Zuordnungen in den JEP-LUTs, die sich als Folge der Veränderungen im Untergrund verglichen mit der Verwendung des Standard-Füllschemas ergaben. Wie in Abschnitt 3.1 erklärt wurde, kommt es bei Verwendung des Mixed-Filling-Füllschemas durch die Unterschiede im Out-of-time Pile-Up beispielsweise zu deutlich mehr Pedestal Shifts. Zusätzlich führen die Unterschiede im Out-of-time Pile-Up auch zu Veränderungen in der zeitlichen Korrelation im Untergrund. Durch den erheblichen Anstieg der falschen  $E_T$ -Zuordnungen wurden häufiger die Schwellenwerte für die Identifikation von Jet-Kandidaten überschritten und zudem wesentlich öfter höhere Werte für die fehlende transversale Energie berechnet. Dadurch wurden deutlich mehr Ereignisse als physikalisch interessant eingestuft. Ohne eine Drosselung wäre es in Datenaufnahmen für physikalische Analysen zu einem Anstieg der Akzeptanzrate des Level-1 Triggers weit über die in Abschnitt 2.3 angesprochenen, maximal zulässigen 100 kHz gekommen.

Dies zeigte somit, dass eine sofortige Neukalibration der FIR-Filter und LUTs von großer Dringlichkeit war. Dabei war insbesondere die Bestimmung neuer Noise Cuts für die Kalibration der JEP-LUTs von hoher Bedeutung, um die falschen  $E_T$ -Zuordnungen zu reduzieren. Da der für die Kalibration notwendige Programmcode zum Zeitpunkt der Einführung des Mixed-Filling-Füllschemas im Rahmen dieser Arbeit bereits vollständig überarbeitet worden war und die Kalibration für das Standard-Füllschema zeigte, dass dieser sinnvolle Ergebnisse hervorbrachte, konnte die für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema nötige Kalibration unmittelbar durchgeführt werden. Die FIR-Filter und LUTs in den nMCMs des PreProcessors konnten somit durch die im Rahmen dieser Kalibration neu bestimmten Filterkoeffizienten und LUT-Parameter unverzüglich angepasst werden. Aufgrund des Plans, das Mixed-Filling-Füllschema in Zukunft weiterhin beizubehalten, sind die Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Kalibration von zentraler Bedeutung für die Datenaufnahmen der kommenden Jahre.

## 6.1 Filterkoeffizienten und LUT-Parameter

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Kalibration von FIR-Filtern und LUTs für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema vorgestellt. Verwendet wurden für diese Kalibration die Daten aus dem ZeroBias-Streams des Runs 451022 vom 29. April 2023, in welchem das Mixed-Filling-Füllschema verwendet wurde. Im Zeitraum der getriggerten Ereignisse nahm die mittlere Anzahl der sichtbaren Proton-Proton-Kollisionen pro Bunch-Crossing  $\langle \mu \rangle$  einen Wert von etwa 60 an. Da dies den geplanten Bedingungen für zukünftige Datenaufnahmen entsprach, eignete sich der Run 451022 für die Kalibration. Das Vorgehen bei der Kalibration entsprach der in Kapitel 4 beschriebenen Vorgehensweise bei der Kalibration für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema.

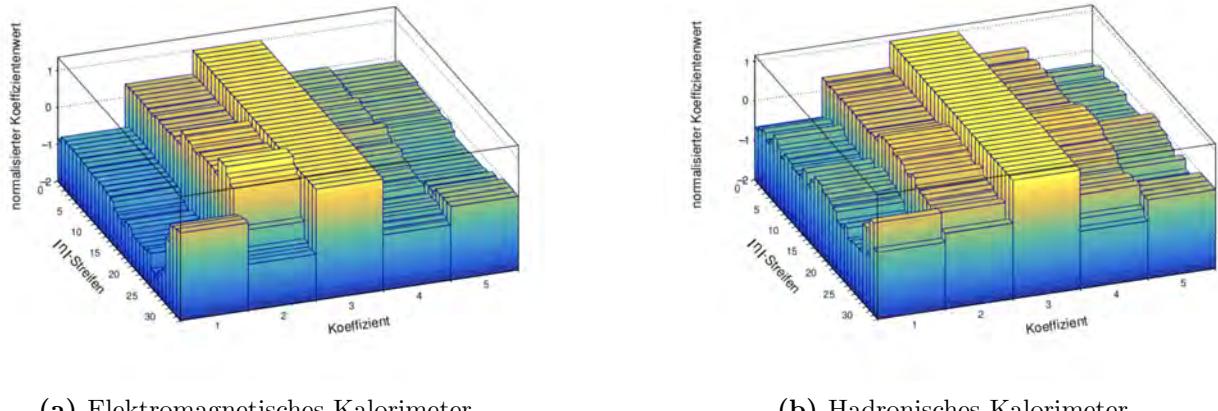
### Kalibration der FIR-Filter

Die Filterkoeffizienten wurden durch den Coefficient-Algorithmus und das zugehörige Postskript, wie in dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen Vorgehen ermittelt. Anhand der ADC-Windows, die der ZeroBias-Stream des Runs 451022 bereitstellte, wurden zunächst die optimalen Filterkoeffizienten für die 33  $|\eta|$ -Streifen des elektromagnetischen und des hadronischen Kalorimeters berechnet. Die für die optimalen Filterkoeffizienten ermittelten Werte sind in Tabelle C.1 aufgeführt. Wie auch bei der Kalibration für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema wurden die Fehler für die optimalen Filterkoeffizienten nahezu ausschließlich durch die Ungenauigkeiten der in den Oszilloskopmessungen in Run-2 gemessenen typischen Pulsformen bestimmt und lagen folglich auch bei dieser Kalibration in der Größenordnung von etwa 5 %.

Im Anschluss wurden die ganzzahligen Filterkoeffizienten und die Anzahl der abzuschneidenden Bits für die Implementierung in den nMCMs bestimmt. Wie bei der Kalibration für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema trat der Fall auf, dass das zum Coefficient-Algorithmus zugehörige Postskript nicht in der Lage war, für jeden  $|\eta|$ -Streifen ganzzahligen Filterkoeffizienten mit einer Summe größer als Null zu bestimmen. Tatsächlich trat dieser Fall in der Kalibration für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema sogar für drei  $|\eta|$ -Streifen auf. Betroffen waren der 26., der 27. und der 28.  $|\eta|$ -Streifen. Aus den in Abschnitt 4.1 beschriebenen Gründen war daher für diese  $|\eta|$ -Streifen eine manuelle Erhöhung der optimalen Filterkoeffizienten notwendig. Im 26. und 27.  $|\eta|$ -Streifen wurden die berechneten optimalen Filterkoeffizienten um 0.03 erhöht, im 28.  $|\eta|$ -Streifen um 0.055. Für diese minimal modifizierten optimalen Filterkoeffizienten war das Postskript in der Lage ganzzahlige Filterkoeffizienten mit einer Summe größer als Null zu bestimmen. Diese Erhöhungen entsprachen einer Änderung von weniger als 8 % für alle optimalen Filterkoeffizienten in den drei  $|\eta|$ -Streifen und lagen damit in der Größenordnung des Fehlers.

Die zur Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema bestimmten Werte für die ganzzahligen Filterkoeffizienten und die Anzahl abzuschneidender Bits werden auch in Tabelle C.1 gezeigt. Zusätzlich sind die ganzzahligen Filterkoeffizienten in Abbildung 6.1 dargestellt. Um den Vergleich mit den für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema bestimmten Filterkoeffizienten zu erleichtern, wurden die Filterkoeffizienten in den Histogrammen auf Eins in den zentralen Bins normiert.

Ein Vergleich mit den Histogrammen in Abbildung 4.4 zeigt, dass die Form der für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema bestimmten ganzzahligen Filterkoeffizienten für viele  $|\eta|$ -Streifen der Form der ganzzahligen Filterkoeffizienten ähnelt, die zur Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema bestimmt wurden. Insbesondere für niedrige  $|\eta|$ -Werte ist die Form der Filterkoeffizienten nahezu identisch. Ein zusätzlicher Vergleich der Tabellen C.1 und B.2 belegt diese in den Histogrammen beobachtete Ähnlichkeit quantitativ, zeigt jedoch auch, dass durchaus Unterschiede bestehen. Repräsentativ für diese Unterschiede ist beispielsweise der 0.  $|\eta|$ -Streifen. In beiden Kalibrationen



**Abbildung 6.1:** Ganzzahlige Filterkoeffizienten für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema bei  $\langle \mu \rangle \approx 60$ .

wurde für den dritten ganzzahligen Filterkoeffizienten ein Wert von 14 bestimmt und für den vierten ganzzahligen Filterkoeffizienten ein Wert von 0. Für den fünften Filterkoeffizienten ergab sich jedoch bei der Kalibration für das Standard-Füllschema ein Wert von  $-1$  und bei der Kalibration zur Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema ein Wert von  $-3$ . Das Verhältnis zwischen dem dritten und dem fünften ganzzahligen Filterkoeffizienten unterschied sich daher um einen Faktor von 3.

Zudem treten vereinzelt in einigen wenigen  $|\eta|$ -Streifen sehr deutliche Unterschiede auf. Während beispielsweise bei den für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema bestimmten ganzzahligen Filterkoeffizienten der dritte Filterkoeffizient betragsmäßig immer den höchsten Wert annimmt, ist dies bei den für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema bestimmten ganzzahligen Filterkoeffizienten nicht immer der Fall. Ein Beispiel hierfür ist der 25.  $|\eta|$ -Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters, in welchem der zweite Filterkoeffizient einen höheren Wert als der dritte Filterkoeffizient annimmt.

Die Betrachtung der bei der Untergrundanalyse für das Mixed-Filling-Füllschema berechneten Autokorrelationsmatrizen bestätigte, was die Unterschiede in der Form der Filterkoeffizienten bereits erwarten ließen. Verglichen mit dem Standard-Füllschema, führte die Verwendung des Mixed-Filling-Füllschemas in vielen  $|\eta|$ -Streifen zu Unterschieden in der zeitlichen Korrelation im Untergrund. Wie erwartet, waren diese Unterschiede für höhere  $|\eta|$ -Werte aufgrund des höheren Einflusses vom Pile-Up auf den Untergrund wesentlich größer. Dabei zeigte sich, dass Abweichungen hauptsächlich bei der Korrelation zwischen dem Untergrund in weiter voneinander entfernten ADC-Samples auftraten. Dies wird im Folgenden veranschaulicht. Für die meisten  $|\eta|$ -Streifen ergaben sich dadurch zwar Abweichungen zwischen den berechneten Filterkoeffizienten, die allgemeine Form der für die Datenaufnahme mit dem Standard- und dem Mixed-Filling-Füllschema berechneten Filterkoeffizienten war dennoch sehr ähnlich. Für einzelne  $|\eta|$ -Streifen waren die Unterschiede in der zeitlichen Korrelation im Untergrund jedoch so groß, dass es auch zu wesentlichen Abweichungen in der Form der Filterkoeffizienten kam. Hierzu ist in Abbildung 6.2 beispielhaft die in den beiden Kalibrationen für den 25.  $|\eta|$ -Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters berechnete Autokorrelationsmatrix dargestellt.

Wie die Matrizen zeigen, ist die Korrelation zwischen dem Untergrund in nebeneinanderliegenden ADC-Samples für die beiden Füllschemata in etwa gleich stark. Doch je weiter ADC-Samples auseinanderliegen, desto größer werden die Unterschiede in der Korrelation zwischen ihrem Untergrund. So beträgt beispielsweise die Korrelation zwischen dem Untergrund im ersten und im vierten ADC-Sample in den für die Kalibration zur Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema aufgezeichneten ADC-Windows weniger als halb so viel wie die Korrelation zwischen dem Untergrund im ersten und

$$\begin{bmatrix} 1 & 0.935 & 0.772 & 0.527 & 0.278 \\ 0.935 & 1 & 0.913 & 0.686 & 0.433 \\ 0.772 & 0.913 & 1 & 0.886 & 0.659 \\ 0.527 & 0.686 & 0.886 & 1 & 0.899 \\ 0.278 & 0.433 & 0.659 & 0.899 & 1 \end{bmatrix}$$

(a) Mixed-Filling-Füllschema

$$\begin{bmatrix} 1 & 0.951 & 0.855 & 0.758 & 0.675 \\ 0.951 & 1 & 0.951 & 0.858 & 0.770 \\ 0.856 & 0.951 & 1 & 0.953 & 0.870 \\ 0.758 & 0.858 & 0.953 & 1 & 0.958 \\ 0.675 & 0.770 & 0.870 & 0.958 & 1 \end{bmatrix}$$

(b) Standard-Füllschema

**Abbildung 6.2:** Vergleich der berechneten Autokorrelationsmatrizen für den 25.  $|\eta|$ -Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters in den Kalibrationen für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema und dem Standard-Füllschema

im vierten ADC-Sample in den für die Kalibration zur Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema aufgezeichneten ADC-Windows. Dadurch ergeben sich nach Gleichung 3.11 sehr unterschiedliche Werte für die optimalen und folglich auch für die ganzzahligen Filterkoeffizienten in den beiden Kalibrationen. In Zukunft sollte untersucht werden, wieso die zeitliche Korrelation im Untergrund sich durch die Einführung des Mixed-Filling-Füllschemas in einigen wenigen  $|\eta|$ -Streifen deutlich stärker verändert als in den meisten anderen.

## Kalibration der LUTs

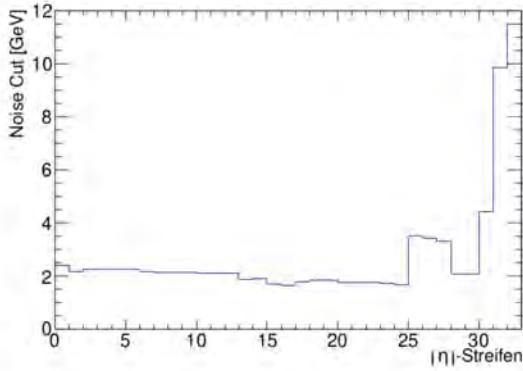
Wie zu Beginn dieses Kapitels erwähnt, wurden für die ersten Runs mit dem Mixed-Filling-Füllschema die ursprünglich für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema verwendeten FIR-Filter und LUTs genutzt. Wie bereits erklärt, ließ sich der deutliche Anstieg der Akzeptanzrate des Level-1 Triggers verglichen zu Datenaufnahmen mit dem Standard-Füllschema auf eine zu hohe Anzahl falscher  $E_T$ -Zuordnungen durch die JEP-LUTs zurückführen. Wie in Abschnitt 3.4 erläutert, kann daraus abgeleitet werden, dass die für die Kalibration der JEP-LUTs verwendeten Noise-Cuts in einigen Bereichen des Kalorimeters für den vorliegenden Untergrund zu niedrig waren. Daher war insbesondere eine Neukalibration der JEP-LUTs mit Noise-Cuts, die an den veränderten Untergrund angepasst waren, von hoher Dringlichkeit.

Die für die LUT-Kalibration benötigten Parameter wurden mit der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Vorgehensweise bestimmt. Zunächst wurden anhand der neu berechneten Filterkoeffizienten, mit dem zum Coefficient-Algorithmus zugehörigen Postskript, für alle 33  $|\eta|$ -Streifen des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters die Slopes und die Offsets sowohl für die CP- als auch für die JEP-LUTs berechnet.

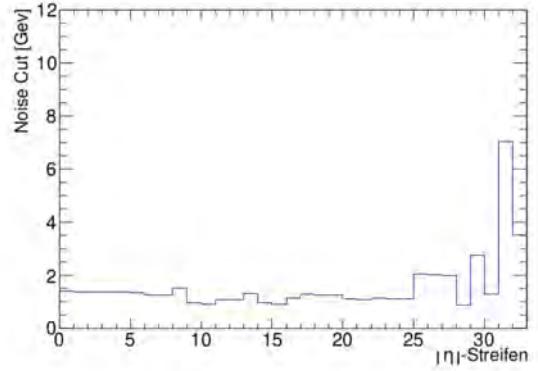
Aufgrund des geringen Einflusses falscher  $E_T$ -Zuordnungen auf die Leistungsfähigkeit des Cluster Processors wurden, wie auch schon bei der Kalibration für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema, für die CP-LUTs keine neuen Noise-Cuts bestimmt. Die Noise-Cuts für die JEP-LUTs wurden hingegen mit dem Occupancy-Algorithmus und dem zugehörigen Postskript aus den Daten des ZeroBias-Streams von Run 451022 neu bestimmt. Die für die Kalibration der JEP-LUTs bestimmten Slopes, Offsets und Noise-Cuts werden in Tabelle C.1 gezeigt.

Bei der Bestimmung der Noise-Cuts für die JEP-LUTs zeigte sich, dass es insbesondere für höhere  $|\eta|$ -Werte zu deutlich mehr Untergrund kam als im Calibration-Run, der bei der Kalibration für das Standard-Füllschema verwendet wurde. Die Energiewerte, die der Occupancy-Algorithmus zur Bestimmung der Noise-Cuts für jedes getriggerte Ereignis berechnete, waren daher im Mittel wesentlich höher. Daher ergab sich bei Verwendung des Mixed-Filling-Füllschemas in diesen  $|\eta|$ -Streifen ein deutlich geringerer Abfall für die Integrated-Occupancy und somit höhere Noise-Cuts. Die für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema bestimmten Noise-Cuts für die JEP-LUTs sind in Abbildung 6.3

dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit mit den Noise-Cuts für die JEP-LUTs, die ursprünglich bei der Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema verwendet wurden, werden die Noise-Cuts auch in dieser Abbildung in GeV angegeben.



(a) Elektromagnetisches Kalorimeter



(b) Hadronisches Kalorimeter

Abbildung 6.3: JEP-LUT Noise-Cuts für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema für  $\langle \mu \rangle \approx 60$ .

Für niedrige  $|\eta|$ -Werte unterscheiden sich die neu für das Mixed-Filling-Füllschema bestimmten Noise-Cuts sowohl im elektromagnetischen als auch im hadronischen Kalorimeter nur geringfügig von den ursprünglich für das Standard-Füllschema verwendeten Noise-Cuts. Im Allgemeinen sind die Noise-Cuts für das Mixed-Filling-Füllschema dort in etwa 0.1–0.2 GeV höher. Dass die Unterschiede in dieser Region geringer ausfallen, entsprach den Erwartungen. Wie in Abschnitt 3.1 erklärt, ist der durch den Pile-Up verursachte Untergrund für niedrige  $|\eta|$ -Werte deutlich geringer als für höhere  $|\eta|$ -Werte. Daher führen auch die Veränderungen des Pile-Ups nur zu geringen Unterschieden im Untergrund und folglich unterscheiden sich die Noise-Cuts nur wenig. Vereinzelt treten sogar  $|\eta|$ -Streifen auf, in denen die für das Standard-Füllschema verwendeten Noise-Cuts etwas höher als die neu für das Mixed-Filling-Füllschema bestimmten Noise-Cuts sind.

Im EMEC IW sind die Unterschiede etwas größer. Dort werden für das Mixed-Filling-Füllschema in etwa 0.5–1.0 GeV höhere Noise-Cuts benötigt als ursprünglich für das Standard-Füllschema verwendet wurden. Im HEC IW sind die Unterschiede etwas geringer, doch auch hier wurden die Noise-Cuts für das Mixed-Filling-Füllschema erhöht.

Am deutlichsten werden die Unterschiede im FCAL. Obwohl die ursprünglich für das Standard-Füllschema verwendeten Noise-Cuts im FCAL deutlich zu hoch gewählt wurden, sind die für das Mixed-Filling-Füllschema notwendigen Noise-Cuts in den meisten  $|\eta|$ -Streifen noch wesentlich höher. So erreichen die für das Mixed-Filling-Füllschema bestimmten Noise-Cuts im FCAL1 Werte von bis zu 11.5 GeV, während dort für das Standard-Füllschema die maximalen verwendeten Noise-Cuts nur etwa 10 GeV betragen. Im FCAL3 sind die Unterschiede in den Noise-Cuts geringer, doch auch hier sind die für das Mixed-Filling-Füllschema bestimmten Noise-Cuts wesentlich höher. Lediglich im FCAL2 sind die für das Mixed-Filling-Füllschema bestimmten Noise-Cuts etwas niedriger.

Durch die wesentliche Erhöhung der Noise-Cuts (insbesondere im FCAL1) war davon auszugehen, dass die Anzahl der falschen  $E_T$ -Zuordnungen wieder deutlich abnehmen würde. Die auf die Neukalibration der FIR-Filter und LUTs folgenden Runs bestätigten diese Erwartungen. In Ereignissen werden die Schwellenwerte für die Identifikation von Jet-Kandidaten seit der Neukalibration nicht mehr so oft überschritten und auch für die fehlende transversale Energie werden seltener hohe Werte ausgegeben. Die Akzeptanzrate des Level-1 Triggers nahm dadurch ab und liegt seit der Neukalibration auch ohne eine Drosselung unterhalb der maximal zulässigen 100 kHz.

Durch die neu kalibrierten FIR-Filter und LUTs werden die Trigger-Entscheidungen in Zukunft nicht

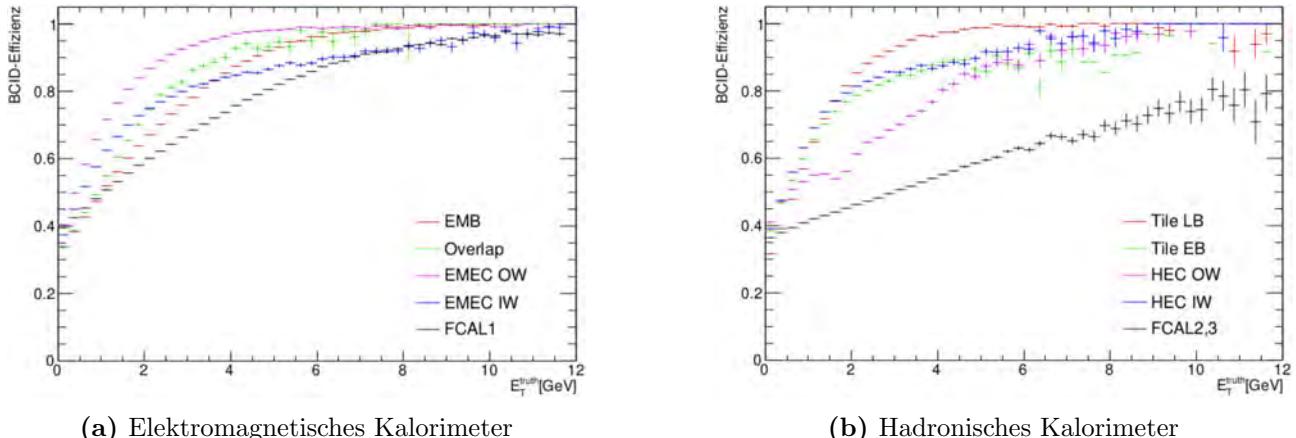
mehr durch eine hohe Anzahl falscher  $E_T$ -Zuordnungen verfälscht. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Kalibration für das Mixed-Filling-Füllschema war daher von zentraler Bedeutung für die Funktionalität und Leistungsfähigkeit des PreProcessors und damit für den gesamten Level-1 Kalorimeter Trigger bei zukünftigen Datenaufnahmen.

## 6.2 Leistungsfähigkeitsanalyse

Wie schon bei der vorigen Kalibration wurde auch im Anschluss an die für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema durchgeführte Kalibration die BCID-Effizienz und die Genauigkeit der Energiekalibration analysiert. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden im Folgenden vorgestellt.

### BCID-Effizienz

Um sicherzustellen, dass auch mit den neu für das Mixed-Filling-Füllschema bestimmten Filterkoefizienten eine effiziente BCID möglich ist, wurde anhand der Daten des ZeroBias-Streams des Runs 451022 die BCID-Effizienz bei Verwendung dieser neu bestimmten Filterkoeffizienten berechnet. Ge nutzt wurden dafür der BCIDSim-Algorithmus und das zugehörige Postskript. Das Vorgehen entsprach dabei der in Abschnitt 5.1 beschriebenen Vorgehensweise. In Abbildung 6.4 ist die berechnete BCID-Effizienz in den verschiedenen Kalorimeterregionen mit den neu bestimmten Filterkoeffizienten für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema dargestellt.



**Abbildung 6.4:** BCID-Effizienz in den verschiedenen Kalorimeterregionen für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema

Zu erkennen ist, dass sich für die die BCID-Effizienz bei der Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema ein ähnliches Bild ergibt wie bei Verwendung des Standard-Füllschemas. Für steigende transversale Energien nimmt die BCID-Effizienz in jeder Kalorimeterregion deutlich zu. Bei transversalen Energien unterhalb von 6 GeV wird im elektromagnetischen Kalorimeter weiterhin die höchste BCID-Effizienz für Signale aus dem EMEC OW erreicht, im hadronischen Kalorimeter für Signale aus dem Tile LB. Nach wie vor ist die BCID-Effizienz für Signale aus dem FCAL am niedrigsten. Auch hier ist vermutlich eine der Ursachen, der deutlich stärkere Untergrund, welcher bedingt durch den Pile-Up im FCAL vorliegt. Darüber hinaus ist nach wie vor sehr wahrscheinlich, dass die typischen Formen der analogen Kalorimeterpulse im FCAL von den Pulsformen abweichen, die in den Oszilloskopmessungen in Run-2 gemessen wurden bzw. die Verzögerung, die in den nMCMs auf die Signale aus den Trigger-Towern angewendet wird, nicht korrekt an die Zeit für die Übertragung der Signale zum PreProcessor angepasst ist.

Beachtet werden sollte hier zusätzlich, dass, wie in Abschnitt 5.1 erläutert, bei der Berechnung der BCID-Effizienz mit dem BCIDSim-Algorithmus keine Pedestal Correction angewendet werden kann. Daher sollte die tatsächliche BCID-Effizienz etwas höhere Werte als die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Werte annehmen. Zusätzlich kann in Zukunft bei Durchführung einer, wie in Abschnitt 5.1 beschriebenen, Trigger-Tower-spezifischen Rekalibrationen der FIR-Filter die BCID-Effizienz zusätzlich verbessert werden. Weiterhin gilt, dass eine neue Messung der Kalorimeterpulsformen, insbesondere für das FCAL, ratsam wäre. Liegen Unterschiede zwischen den tatsächlichen Formen der analogen Kalorimeterpulse und den in Run-2 gemessenen Pulsformen vor, sollten die verwendeten Filterkoeffizienten an die neu bestimmten Pulsformen angepasst werden, um eine höhere BCID-Effizienz zu erreichen. Wie in Abschnitt 5.1 erläutert, sollte dabei auch überprüft werden, ob die Verzögerung, die in den nMCMs auf die Signale aus den Trigger-Towern angewendet wird, korrekt an die Zeit für die Übertragung der Signale zum PreProcessor angepasst ist.

Beim Vergleich mit den Histogrammen aus Abbildung 5.1 ist auffällig, dass sich bei Verwendung des Mixed-Filling-Füllschemas die BCID-Effizienz für Signale aus verschiedenen Kalorimeterregionen deutlich stärker unterscheidet. Zudem zeigt sich, dass der bei Verwendung des Mixed-Filling-Füllschemas entstehende Untergrund eine größere Herausforderung für die BCID darstellt als der Untergrund bei Verwendung des Standard-Füllschemas. Für gleiche  $E_T^{\text{truth}}$ -Werte ist die BCID-Effizienz für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema etwas geringer als die BCID-Effizienz für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema. Diese Beobachtung entspricht den Erwartungen. Wie in Abschnitt 3.1 erläutert, führt das Mixed-Filling-Füllschema zu deutlichen Veränderungen im Untergrund und dabei insbesondere zu mehr Pedestal Shifts. Dadurch sind vor allem die durch niederenergetische Energiedepositionen verursachten Signale schwerer vom Untergrund zu unterscheiden. Die Unterschiede sind daher am größten für niedrige  $E_T^{\text{truth}}$ -Werte. Aufgrund der Noise Cuts sind diese Abweichungen jedoch größtenteils kaum von Relevanz. Beispielsweise liegen für Signale mit transversalen Energien oberhalb von 4 GeV die Unterschiede in der BCID-Effizienz, mit Ausnahme des EMEC IW, nur bei etwa 0.01–0.03. Daher zeigt die berechnete BCID-Effizienz, dass mit den neuen Filterkoeffizienten die Identifikation der durch Energiedepositionen verursachten Signale und deren Zuordnung zu einem Bunch-Crossing auch bei Verwendung des Mixed-Filling-Füllschemas weiterhin effizient abläuft.

Das EMEC IW stellt die einzige Region dar, in der auch für höhere  $E_T^{\text{truth}}$ -Werte die BCID-Effizienz deutlich niedrigere Werte annimmt. Zurückführen lässt sich dies zumindest teilweise darauf, dass, wie in Abschnitt 6.1 erläutert wurde, für drei  $|\eta|$ -Streifen die Form der optimalen Filterkoeffizienten verändert werden musste, um ganzzahlige Filterkoeffizienten berechnen zu können. Dennoch sollte die BCID-Effizienz im EMEC IW in Zukunft untersucht werden und geprüft werden, wie sich diese eventuell verbessern lässt. Beispielsweise könnten in den drei angesprochenen  $|\eta|$ -Streifen die optimalen Filterkoeffizienten nicht alle um den gleichen Betrag, sondern abhängig von ihrer Größe um einen unterschiedlichen Betrag erhöht werden, um ihre Form weniger zu verändern.

Die Analyse zeigt somit, dass die BCID bei der Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema trotz der Herausforderungen, die der veränderte Untergrund darstellt, mit den neu berechneten Filterkoeffizienten annähernd so effizient ist wie bei vorigen Datenaufnahmen mit dem Standard-Füllschema. Um zusätzlich zu analysieren, wie sich die Veränderungen der Filterkoeffizienten auf die BCID-Effizienz auswirken, wurde zusätzlich die BCID-Effizienz für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema bei Verwendung der für das Standard-Füllschema berechneten Filterkoeffizienten bestimmt. In Abbildung C.1 ist die BCID-Effizienz für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema mit den verschiedenen Filterkoeffizienten spezifisch für jede Kalorimeterregion in einem gemeinsamen Diagramm dargestellt. Zu erkennen ist, dass sich in jeder Kalorimeterregion die BCID-Effizienz bei Verwendung der verschiedenen Filterkoeffizien-

ten nur geringfügig unterscheidet. Obwohl, wie in Abschnitt 6.1 gezeigt wurde, in beiden Kalorimetern Bereiche existieren, in denen sich die Filterkoeffizienten deutlich in ihrer Form unterscheiden, ergeben sich für die berechnete BCID-Effizienz nur leichte Abweichungen. Nur in einigen Kalorimeterbereichen sind geringfügige Verbesserungen der BCID-Effizienz mit den für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema bestimmten Filterkoeffizienten zu erkennen. In Zukunft wäre es daher interessant, den Einfluss von Veränderungen der Filterkoeffizienten auf die BCID-Effizienz genauer zu untersuchen. Hinzu kommt, dass Abbildung C.1 zeigt, dass im Tile EB, im EMEC IW sowie im FCAL2 und FCAL3, mit den für das Standard-Füllschema berechneten Filterkoeffizienten eine höhere BCID-Effizienz erreicht wird. Dies wirft die Frage auf, ob das in Abschnitt 3.3 beschriebene Vorgehen zur Kalibration der FIR-Filter, tatsächlich die bestmöglichen Filterkoeffizienten liefert und sollte daher in Zukunft untersucht werden.

## Genauigkeit der Energiekalibration

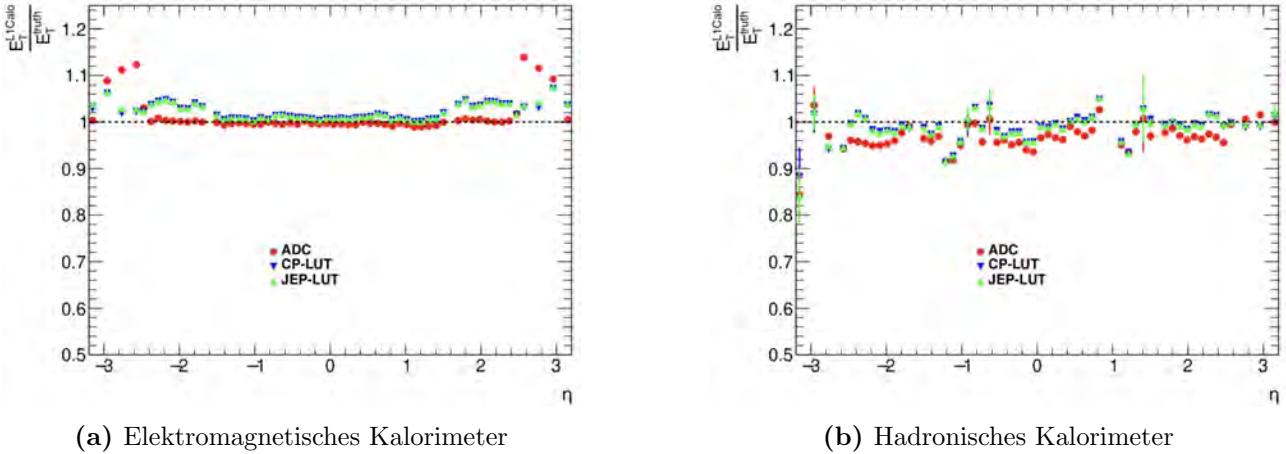
Erste Untersuchungen der Genauigkeit der Energiekalibration zeigten, dass mit den für das Mixed-Filling-Füllschema neu kalibrierten FIR-Filtern und LUTs weiterhin deutliche Ungenauigkeiten bei der Energiekalibration vorlagen. Nach wie vor wiesen die mit den LUTs bestimmten Energiewerte systematische Abweichungen von den Energiewerten auf, welche die Amplituden der zugehörigen digitalen Pulse darstellten. Dies entsprach den Erwartungen, da anhand der für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema durchgeführten Kalibration gezeigt werden konnte, dass sich diese Abweichungen nicht auf einen Fehler im Vorgehen zur Berechnung der LUT-Parameter zurückzuführen ließen, sondern stattdessen vermutlich dadurch verursacht wurden, dass die typische Form, der digitalen Pulse nicht mehr der Form der in Abbildung A.1 dargestellten  $g_j$  entspricht. Obwohl die initiale Energiekalibration in den Receiver-Modulen für das elektromagnetische Kalorimeter angepasst wurde, wichen die LUT-Energiewerte aufgrund ihrer systematischen Abweichungen von den ADC-Energiewerten somit immer noch deutlich von den  $E_T^{\text{truth}}$ -Werten ab.

Um die Genauigkeit der Energiekalibration im Level-1 Kalorimeter Trigger zu verbessern, wurde in Abschnitt 5.2 bereits die Möglichkeit vorgestellt, die Slopes und Offsets für die LUTs in jedem  $\eta$ -Streifen zu skalieren. Ein Vorschlag war dabei, die Slopes und Offsets mit dem Kehrwert des mittleren Verhältnisses von den durch die LUTs bestimmten Energiewerten zu den  $E_T^{\text{truth}}$ -Werten zu skalieren. Dies wurde mittlerweile so umgesetzt [27].

Nachdem die LUTs in den nMCMs angepasst waren, wurde im Rahmen dieser Arbeit mit dem Programmcode, der bereits für die Untersuchung der Energiekalibration im Anschluss an die Kalibration für das Standard-Füllschema verwendet wurde, erneut die Genauigkeit der Energiekalibration, wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, bestimmt. Verwendet wurden dafür die EGZ-Daten des Physics-Runs 437756.

Abbildung 6.5 zeigt die Genauigkeit der Energiekalibration mit den durch die skalierten Slopes und Offsets angepassten LUTs. Für jeden  $\eta$ -Streifen ist das mittlere Verhältnis der mit JEP-LUT, CP-LUT und anhand der ADC-Samples bestimmten Energiewerte zu den zugehörigen  $E_T^{\text{truth}}$ -Werten dargestellt. Wie in Kapitel 5 werden im Folgenden die Energiewerte, welche die Amplituden der digitalen Pulse darstellen, als ADC-Energiewerte bezeichnet.

Die Abbildung zeigt, dass die Genauigkeit der Energiekalibration durch die Anpassung der LUTs basierend auf den skalierten Werten für Slopes und Offsets wesentlich verbessert wurde. Ein Vergleich mit Abbildung 5.2 zeigt, dass die mit den LUTs bestimmten Energiewerte durch die angepassten Slopes und Offsets bei der Kalibration der LUTs deutlich näher an den  $E_T^{\text{truth}}$ -Werten liegen. Zu erkennen ist auch, dass, wie bereits angesprochen, im elektromagnetischen Kalorimeter die von den Receiver-Modulen durchgeführte initiale Energiekalibration mittlerweile angepasst wurde. So liegen die



**Abbildung 6.5:** Genauigkeit der Energiekalibration bei Verwendung der skalierten Slopes und Offsets für die Kalibration der LUTs.

ADC-Energiewerte dort wesentlich näher am tatsächlichen  $E_T^{\text{truth}}$ -Wert als noch bei der Untersuchung der Energiekalibration im Anschluss an die Kalibration für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema.

Darüber hinaus zeigt die Untersuchung der Genauigkeit der Energiekalibration auch, dass die Skalierung der LUT-Slopes und LUT-Offsets, wie erwartet, nur zu einer Reduzierung, jedoch nicht zu einem vollständigen Verschwinden der Abweichungen führt. Der Grund hierfür ist, dass, wie in Abschnitt 5.2 erklärt, die für die Skalierung bestimmten Faktoren von der Energieverteilung der für die Untersuchung betrachteten Signale beeinflusst werden. Für eine noch präzisere Energiekalibration sollte daher die Ursache der systematischen Ungenauigkeiten für die mit den LUTs bestimmten Energiewerte ermittelt werden. Wie bereits erläutert, ist die wahrscheinlichste Ursache, dass die typische Form der digitalen Pulse nicht mehr der Form der in Abbildung A.1 dargestellten  $g_j$  entspricht. Eine neue Messung der analogen Pulsformen und eine daran anschließende Neukalibration der FIR-Filter und LUTs oder gegebenenfalls eine Anpassung der Verzögerung, welche in den nMCMs auf die Signale der Trigger-Tower angewendet wird, sollte daher die Genauigkeit der Energiekalibration noch weiter verbessern.

## 6.3 Ausblick

Für zukünftige Datenaufnahmen ist am LHC weiterhin der Einsatz des Mixed-Filling-Füllschemas geplant. Der Grund hierfür ist, dass mit diesem auch höhere Luminositäten erreicht werden können, ohne dass die durch die Kollisionen entstehende Wärmelast für die supraleitenden Magnete zu groß wird. Durch die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Kalibration wurden die FIR-Filter und die LUTs an den Untergrund angepasst, der sich bei Verwendung dieses Füllschemas ergibt. Durch die zusätzlich durchgeführte Leistungsfähigkeitsanalyse wurde nachgewiesen, dass bei Verwendung der neu bestimmten Filterkoeffizienten auch bei zukünftigen Datenaufnahmen mit dem Mixed-Filling-Füllschema weiterhin eine effiziente BCID möglich ist. Zudem zeigte eine Untersuchung der Genauigkeit der Energiekalibration, dass diese durch die durchgeführte Skalierung der LUT-Slopes und der LUT-Offsets erheblich verbessert werden konnte. Die Genauigkeit der Energiekalibration durch die LUTs ist somit in Zukunft deutlich höher als noch bis zu Beginn dieser Arbeit in Run-3.

Dennoch warf die durchgeführte Leistungsfähigkeitsanalyse auch Fragen auf. So zeigte sich, dass in einigen Kalorimeterregionen für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema bei Verwendung, der für das Standard-Füllschema bestimmten Filterkoeffizienten

eine höhere BCID-Effizienz erreicht wird als bei Verwendung der für das Mixed-Filling-Füllschema bestimmten Filterkoeffizienten. Diese sollte in Zukunft genauer untersucht werden und zudem geprüft werden, ob das für die Berechnung der Filterkoeffizienten verwendete Verfahren tatsächlich die bestmöglichen Filterkoeffizienten liefert.

Zudem stehen auch für die Kalibration der LUTs in Zukunft weitere Herausforderungen an. Im Rahmen dieser Kalibration ergaben sich, insbesondere im FCAL, aber auch in den meisten anderen Regionen der Kalorimeter, höhere Noise-Cuts als bei der Kalibration für das Standard-Füllschema. Bereits in der Vergangenheit haben Untersuchungen jedoch gezeigt, dass für Noise-Cuts in dieser Höhe unter anderem die Effizienz für die Detektion von Multijet-Ereignissen<sup>1</sup> deutlich abnimmt. Dementsprechend stellt sich die Frage, ob die Anwendung dieser oder noch höherer Noise-Cuts in Zukunft tatsächlich sinnvoll ist. Im Rahmen dieser Diskussion kommt auch die Frage auf, ob es sinnvoll ist, die Goal-Occupancy Trigger-Tower-spezifisch variieren zu lassen, um beispielsweise in einigen Regionen 1 %, anstatt der aktuell verwendeten 0.5 %, zu wählen.

Aus diesen Gründen wird es in Zukunft zu weiteren Anpassungen der FIR-Filter und LUTs kommen. Für diese wird der im Rahmen dieser Arbeit modifizierte Programmcode von zentraler Bedeutung sein. Der Programmcode erlaubt es bereits jetzt Noise-Cuts für verschiedene Werte der Goal-Occupancy zu berechnen. Zudem erlaubt die Bestimmungen der BCID-Effizienz durch einen simulierten Peak-Finder mit dem BICDSim-Algorithmus auch in Zukunft die Effizienz für verschiedene Filterkoeffizienten zu testen und somit zu überprüfen, ob Filterkoeffizienten wirklich optimal gewählt wurden. Dadurch kann sichergestellt werden, dass das Legacy-System und insbesondere der PreProcessor für den gesamten Run-3 effizient seine Arbeit verrichten wird.

---

<sup>1</sup> Als Multijet-Ereignisse werden Ereignisse bezeichnet, in welchen zwei oder mehr Jets entstehen.

## Kapitel 7: Zusammenfassung

Um unter den Millionen von Ereignissen, die der ATLAS-Detektor in jeder Sekunde beobachtet, die Ereignisse zu identifizieren, die für physikalische Analysen interessant sind, besitzt der ATLAS-Detektor ein Triggersystem. Teil dieses Triggersystems ist der Level-1 Kalorimeter Trigger, welcher die Signale aus den Kalorimetern untersucht. Wichtiger Bestandteil des Level-1 Kalorimeter Triggers ist dabei der PreProcessor, in welchem für die Signale aus den Trigger-Towern der Kalorimeter die BCID und anschließend eine Energiekalibration stattfindet. Von zentraler Bedeutung dafür sind die FIR-Filter und die LUTs. Die FIR-Filter sind Noise-Filter, welche die zu messenden Kalorimeterpulse verstärken und dabei den Einfluss des Untergrunds minimieren. Die LUTs bestimmen aus den Outputs der FIR-Filter die in den Trigger Towern deponierte transversale Energie.

Da ein großer Anteil des Untergrunds in den Signalen der Trigger-Tower durch den Pile-Up verursacht wird, ist der Untergrund stark abhängig von den Betriebsbedingungen des LHC. Für veränderte Betriebsbedingungen müssen daher FIR-Filter und LUTs zur Anpassung an die Unterschiede im Untergrund neu kalibriert werden. Als der LHC am 5. Juli 2022 in den Run-3 startete, konnte die eigentlich vorgesehene Kalibration von FIR-Filtern und LUTs jedoch aus softwaretechnischen Gründen nicht durchgeführt werden. Der Programmcode, welcher verwendet werden sollte, ließ sich aufgrund von Änderungen in Athena, dem Softwareframework für die Analyse der Daten des ATLAS-Detektors, nicht mehr ausführen.

Da zu Beginn des Run-3 für die Datenaufnahme zunächst das Standard-Füllschema genutzt werden sollte, wurde vorerst entschieden, die bei der Kalibration aus dem Jahr 2018 für dieses Füllschema bestimmten Filterkoeffizienten für die FIR-Filter zu nutzen. Auch die LUTs wurden mit Ausnahme des FCALs unverändert übernommen. Im FCAL wurden die LUTs mit deutlich höheren Noise-Cuts neu kalibriert. Bereits zu diesem Zeitpunkt kam jedoch die Frage auf, ob die Verwendung der unveränderten FIR-Filter zu signifikanten Leistungseinbußen führen würde. Um dies beantworten zu können, musste untersucht werden, ob und wie stark sich die Filterkoeffizienten aus der Kalibration von 2018 von neuen, an den veränderten Untergrund in Run-3 angepassten Filterkoeffizienten unterscheiden und wie sich diese Unterschiede auf die BCID auswirken. Zudem war geplant, im Laufe des Jahres 2023 das Mixed-Filling-Füllschema am LHC einzuführen, wofür spätestens eine Neukalibration von FIR-Filtern und LUTs erforderlich gewesen wäre.

Wesentliches Ziel dieser Arbeit war es daher den angesprochenen Programmcode zu modifizieren, so dass mit diesem auch in Run-3 wieder Kalibrationen für FIR-Filter und LUTs durchgeführt werden konnten. Dafür wurde der Code für zahlreiche Funktionen angepasst oder durch neuen Code ersetzt, ohne dabei die grundlegende Funktionsweise zu verändern. Außerdem wurden Fehler korrigiert, die in der zur Verfügung stehenden Version des Programmcodes enthalten waren. Mit dem modifizierten Programmcode wurde anschließend eine Kalibration der FIR-Filter und LUTs für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema durchgeführt. Dadurch konnte überprüft werden, inwieweit die Funktionalität des Programmcodes wiederhergestellt werden konnte. Zudem ließ sich durch diese Kalibration die Frage beantworten, ob die Verwendung der FIR-Filter aus der Kalibration von 2018 zu signifikanten Leistungseinbußen in Run-3 geführt hatte. Da das Mixed-Filling-Füllschema bereits im April 2023

eingeführt wurde, wurde auch für dieses eine Kalibration der FIR-Filter und LUTs durchgeführt. Die Kalibration für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema, war die erste Kalibration in Run-3, die tatsächlich anhand von Daten aus Calibration-Runs durchgeführt werden konnte. Die Resultate zeigten, dass sich die neuen, an den veränderten Untergrund in Run-3 angepassten Filterkoeffizienten, mit Ausnahme des FCALs, nur geringfügig von den Filterkoeffizienten unterschieden, die bis zu Beginn dieser Arbeit verwendet wurden. Dies war erwartbar, da sich die Betriebsbedingungen des LHC zum Start des Run-3 nur wenig von den Betriebsbedingungen bei der Kalibration von 2018 unterschieden. Daher war davon auszugehen, dass sich auch für die BCID bei Verwendung der verschiedenen Filterkoeffizienten keine signifikanten Unterschiede ergeben würden. Eine Berechnung der BCID-Effizienz bei Verwendung der verschiedenen Filterkoeffizienten konnte dies quantitativ belegen. Lediglich im FCAL, in welchem sich die zeitliche Korrelation im Untergrund verglichen zur Kalibration von 2018 am stärksten verändert hatte, konnten signifikante Unterschiede für die BCID-Effizienz festgestellt werden. So ergab sich für Signale aus dem FCAL1 eine etwas niedrigere BCID-Effizienz mit den neu bestimmten Filterkoeffizienten. Dies ließ sich darauf zurückführen, dass bei der Simulation des Peak-Finders durch den BCIDSim-Algorithmus keine Pedestal Correction angewendet werden kann. Insbesondere im FCAL1, in welchem der durch den Pile-Up verursachte Untergrund sehr stark ist, sollte die zusätzliche Anwendung der Pedestal Correction daher zu deutlich höheren Werten für die BCID-Effizienz führen. Daher ist zu erwarten, dass bei Implementierung der neu bestimmten Filterkoeffizienten in den nMCMs in etwa die gleiche BCID-Effizienz für Signale aus dem FCAL1 erreicht wird, wie mit den bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten Filterkoeffizienten. Für Signale aus dem FCAL2 und dem FCAL3 hingegen ergab sich mit den neu im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Filterkoeffizienten eine deutlich höhere BCID-Effizienz. Die Berechnung der BCID-Effizienz zeigte somit, dass die Verwendung der unveränderten FIR-Filter für alle Kalorimeterregionen, mit Ausnahme des FCAL2 und des FCAL3 zu keinen signifikanten Leistungseinbußen geführt hatte.

Außerdem zeigte die Kalibration der LUTs, dass die Noise-Cuts im FCAL zu Beginn des Run-3 zu stark erhöht wurden. Die Goal-Occupancy von 0.5 % wurde bereits für deutlich niedrigere Noise-Cuts erreicht. Außerdem wäre im EMEC IW eine Erhöhung der Noise-Cuts sinnvoll gewesen, um eine zu hohe Anzahl falscher  $E_T$ -Zuordnungen zu vermeiden.

Darüber hinaus zeigte eine Untersuchung der Genauigkeit der Energiekalibration, dass sich systematische Abweichungen der mit den LUTs bestimmten Energiewerte von den Energiewerten, welche durch die zugehörigen Pulse im digitalen Signal dargestellt wurden, nicht auf eine fehlerhafte Anpassung der LUTs an die Filterkoeffizienten in der Kalibration von 2018 zurückführen ließen.

Bei ersten Runs mit dem Mixed-Filling-Füllschema im April 2023 wurden noch die für das Standard-Füllschema verwendeten FIR-Filter und LUTs genutzt. Dadurch kam es zu einem deutlichen Anstieg der Anzahl falscher  $E_T$ -Zuordnungen, wodurch in Ereignissen häufiger die Schwellenwerte für die Identifikation von Jet-Kandidaten überschritten wurden und zudem wesentlich öfter hohe Werte für die fehlende transversale Energie berechnet wurden. Dies hätte ohne eine Drosselung zu einem Anstieg der Akzeptanzrate des Level-1 Triggers weit über die maximal zulässigen 100 kHz geführt. Daher war eine sofortige Neukalibration der FIR-Filter und insbesondere der JEP-LUTs von hoher Dringlichkeit. Die für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema bestimmten Filterkoeffizienten nahmen in vielen Bereichen eine sehr ähnliche Form wie die für das Standard-Füllschema bestimmten Filterkoeffizienten an. Vereinzelt traten in einigen wenigen  $|\eta|$ -Streifen jedoch auch sehr deutliche Unterschiede auf, welche durch signifikante Unterschiede in der zeitlichen Korrelation im Untergrund verursacht wurden. In Zukunft sollte untersucht werden, wieso die zeitliche Korrelation im Untergrund sich durch die Einführung des Mixed-Filling-Füllschemas in einigen wenigen  $|\eta|$ -Streifen wesentlich stärker veränderte als in den meisten anderen.

Die anschließende Leistungsfähigkeitsanalyse zeigte, dass durch die neu kalibrierten FIR-Filter auch

bei Verwendung des Mixed-Filling-Füllschemas eine effiziente BCID möglich ist. Erkennbar war dabei jedoch auch, dass der bei Verwendung des Mixed-Filling-Füllschemas entstehende Untergrund eine größere Herausforderung für die BCID darstellt als der Untergrund bei Verwendung des Standard-Füllschemas. Auffällig war dabei zudem, dass mit den für das Standard-Füllschema bestimmten Filterkoeffizienten für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema in einigen Kalorimeterregionen eine höhere BICD-Effizienz erreicht wird als mit den neu für das Mixed-Filling-Füllschema bestimmten Filterkoeffizienten. Daher kam die Frage auf, ob das in Abschnitt 3.3 beschriebene Verfahren tatsächlich die bestmöglichen Filterkoeffizienten liefert.

Bei der Berechnung der für die Kalibration der JEP-LUTs benötigten Parameter ergaben sich, aufgrund des stärkeren Untergrunds bei Verwendung des Mixed-Filling-Füllschemas, für die meisten Kalorimeterregionen höhere Noise-Cuts als ursprünglich für das Standard-Füllschema verwendet wurden. Insbesondere im FCAL waren die Noise-Cuts deutlich höher. Durch die neu kalibrierten JEP-LUTs konnte daher die Anzahl der falschen  $E_T$ -Zuordnungen deutlich reduziert werden. Dies führt dazu, dass in Ereignissen die Schwellenwerte für die Identifikation von Jet-Kandidaten nicht mehr so oft überschritten und auch für die fehlende transversale Energie seltener hohe Werte ausgegeben werden. Daher liegt die Akzeptanzrate des Level-1 Triggers seit der Neukalibration auch ohne eine Drosselung unterhalb der maximal zulässigen 100 kHz. In zukünftigen Datenaufnahmen werden Trigger-Entscheidungen somit auch bei Verwendung des Mixed-Filling-Füllschemas nicht mehr durch eine zu hohe Anzahl falscher  $E_T$ -Zuordnungen verfälscht.

Zudem zeigte eine Untersuchung der Genauigkeit der Energiekalibration, dass eine Reskalierung der neu für die Kalibration der LUTs bestimmten Slopes und Offsets zu einer deutlich höheren Genauigkeit bei der Energiekalibration durch die LUTs führte.

Um die BCID-Effizienz und Genauigkeit der Energiekalibration in Zukunft zu verbessern, wären neben Trigger-Tower-spezifischen Rekalibrationen der FIR-Filter und LUTs auch neue Messungen der typischen Pulzformen für die verschiedenen Regionen der Kalorimeter ratsam. Die im Rahmen beider Kalibrationen durchgeführten Untersuchungen der BCID-Effizienz und der Genauigkeit der Energiekalibration zeigten, dass sehr wahrscheinlich die Form der digitalen Pulse nicht mehr der Form der in Abbildung A.1 dargestellten  $g_j$  entspricht. Dies kann dadurch verursacht werden, dass die Form der analogen Kalorimeterpulse nicht mehr der ursprünglich in den Oszilloskopmessungen in Run-2 gemessenen typischen Form entspricht oder dadurch, dass die Verzögerung, die in den nMCMs auf die Signale aus den Trigger-Towern angewendet wird, nicht korrekt an die Zeit für die Übertragung der Signale zum PreProcessor angepasst ist.

Daher sollte für zukünftige Analysen die typischen Form der analogen Kalorimeterpulse und zusätzlich die Zeit für deren Übertragung zum PreProcessor neu gemessen werden. Eine Neukalibration der FIR-Filter und der LUTs, basierend auf neu gemessenen Pulzformen, sowie gegebenenfalls eine Anpassung der Verzögerung, die auf die Signale in den nMCMs angewendet wird, könnte, insbesondere für Signale aus dem FCAL, zu erheblichen Verbesserungen der BCID-Effizienz und der Genauigkeit der Energiekalibration führen.

Zudem stehen in Zukunft weitere Herausforderungen an. Da zu hohe Noise-Cuts unter anderem die Detektion von Multijets verhindern, müssen in zukünftigen Kalibrationen möglicherweise die Werte für die Goal-Occupancy abhängig von der Kalorimeterregion angepasst werden. Zudem sollte auch untersucht werden, ob das in Abschnitt 3.3 beschriebene Verfahren tatsächlich die bestmöglichen Filterkoeffizienten für das Mixed-Filling-Füllschema hervorbringt. Der im Rahmen dieser Arbeit modifizierte Programmcode wird daher auch in Zukunft noch von zentraler Bedeutung sein.



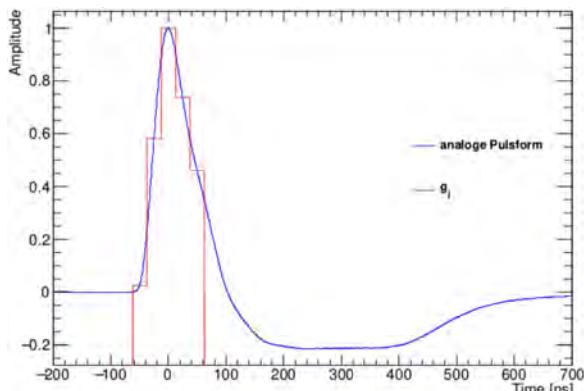
## Anhang A: Typische Kalorimeterpulsformen

Die typische Form der analogen Kalorimeterpulse unterscheidet sich sehr deutlich zwischen den verschiedenen Regionen der Kalorimeter. Daher wurden in Run-2 während Proton-Proton-Kollisionen die typische Kalorimeterpulsform für eine Vielzahl von Trigger-Towern mit einem Oszilloskop an den Receiver-Modulen aufgezeichnet.

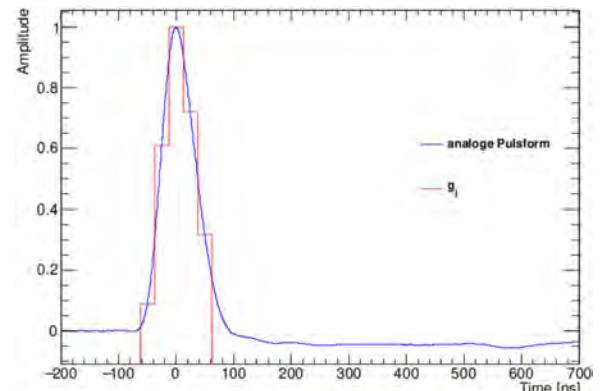
Abbildung A.1 zeigt die gemessenen typischen Pulsformen. Zur Darstellung werden dafür die Trigger-Tower mit ähnlichen Pulsformen zusammengefasst. Die für eine Kalorimeterregion dargestellte typische Pulsform entspricht jeweils dem Mittel der typischen Pulsformen aller Trigger Tower, die der Kalorimeterregion angehören. Dafür wurden die Pulsformen vorab einheitlich auf eine Amplitude von Eins normiert. Deutlich zu erkennen ist dabei die bipolare Form der Kalorimeterpulse, welche die Struktur des durch den Pile-Up verursachten Untergrunds maßgeblich beeinflusst.

Zusätzlich sind die  $g_j$  dargestellt, welche bei der Berechnung der optimalen Filterkoeffizienten nach Gleichung 3.11 als typische digitale Pulsform verwendet werden. Diese ergeben sich durch Abtasten der normierten typischen analogen Kalorimeterpulsform in Abständen von 25 ns, wobei für  $g_3$  exakt das Maximum des analogen Pulses abgetastet wird.

Die in Abschnitt 2.4 angesprochene Verzögerung, welche auf die einkommenden Signale der Trigger-Tower angewendet wird, wird spezifisch für jeden Trigger-Tower so gewählt, dass bei der Digitalisierung der analogen Kalorimeterpulse möglichst genau das Maximum abgetastet wird. Dadurch stellen die  $g_j$  präzise die Form der Pulse im digitalen Signal dar.

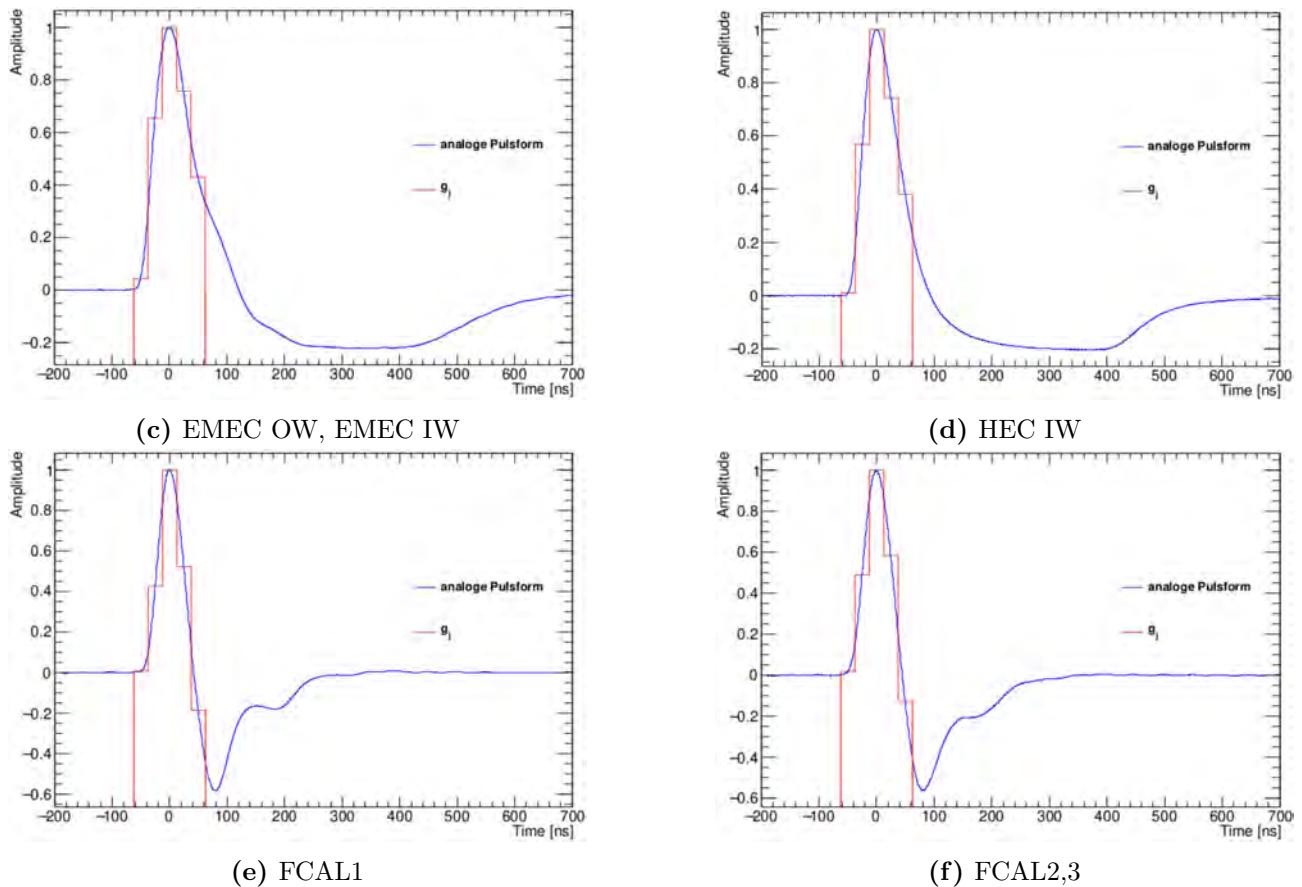


(a) EMB, Overlap



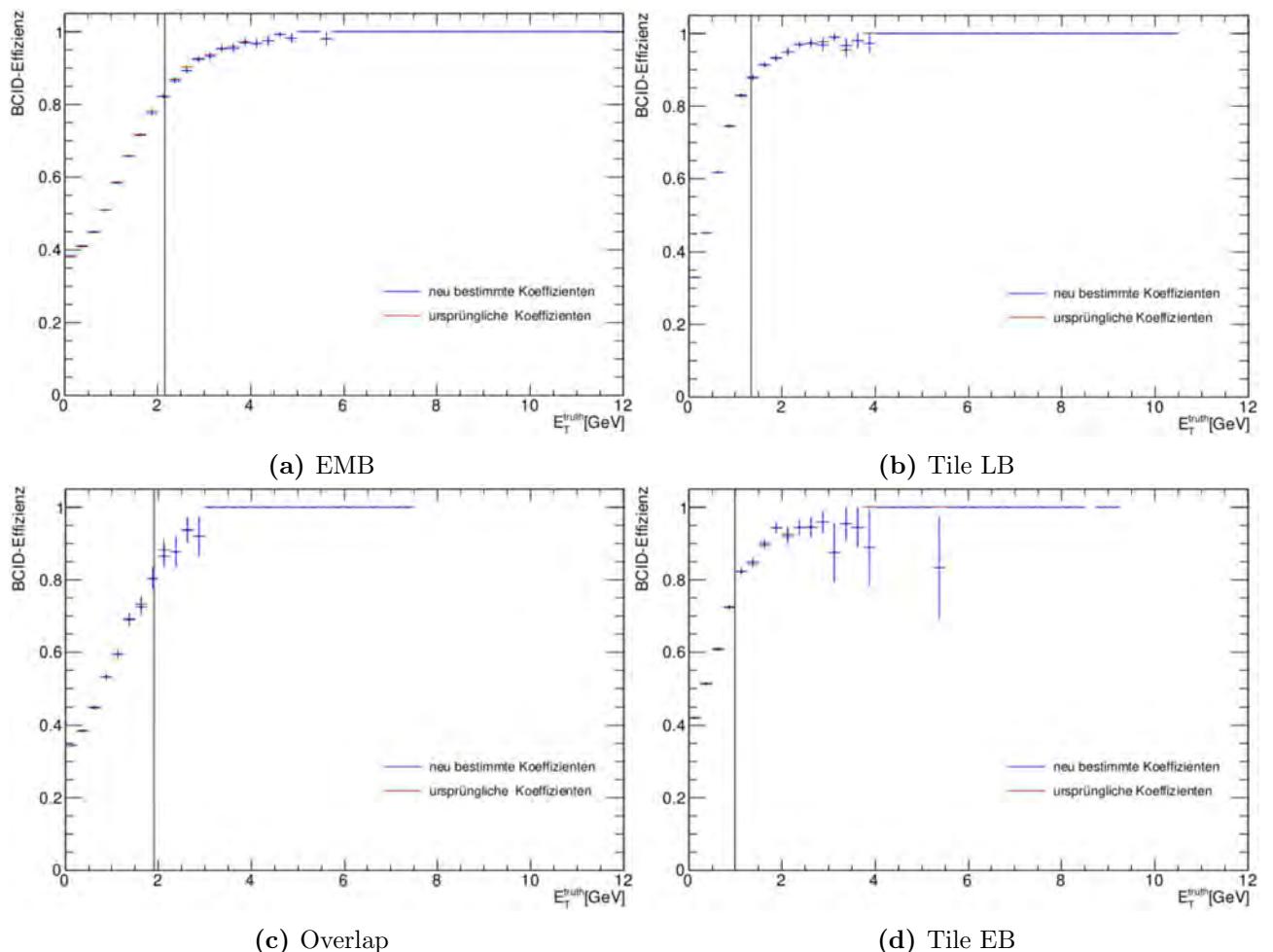
(b) Tile LB, Tile EB, HEC OW

**Abbildung A.1:** Typische Form der analogen Kalorimeterpulse für die verschiedenen Bereiche der Kalorimeter. Zusätzlich sind die  $g_j$  dargestellt, welche sich beim Abtasten der analogen Kalorimeterpulsform in Abständen von 25 ns ergeben.

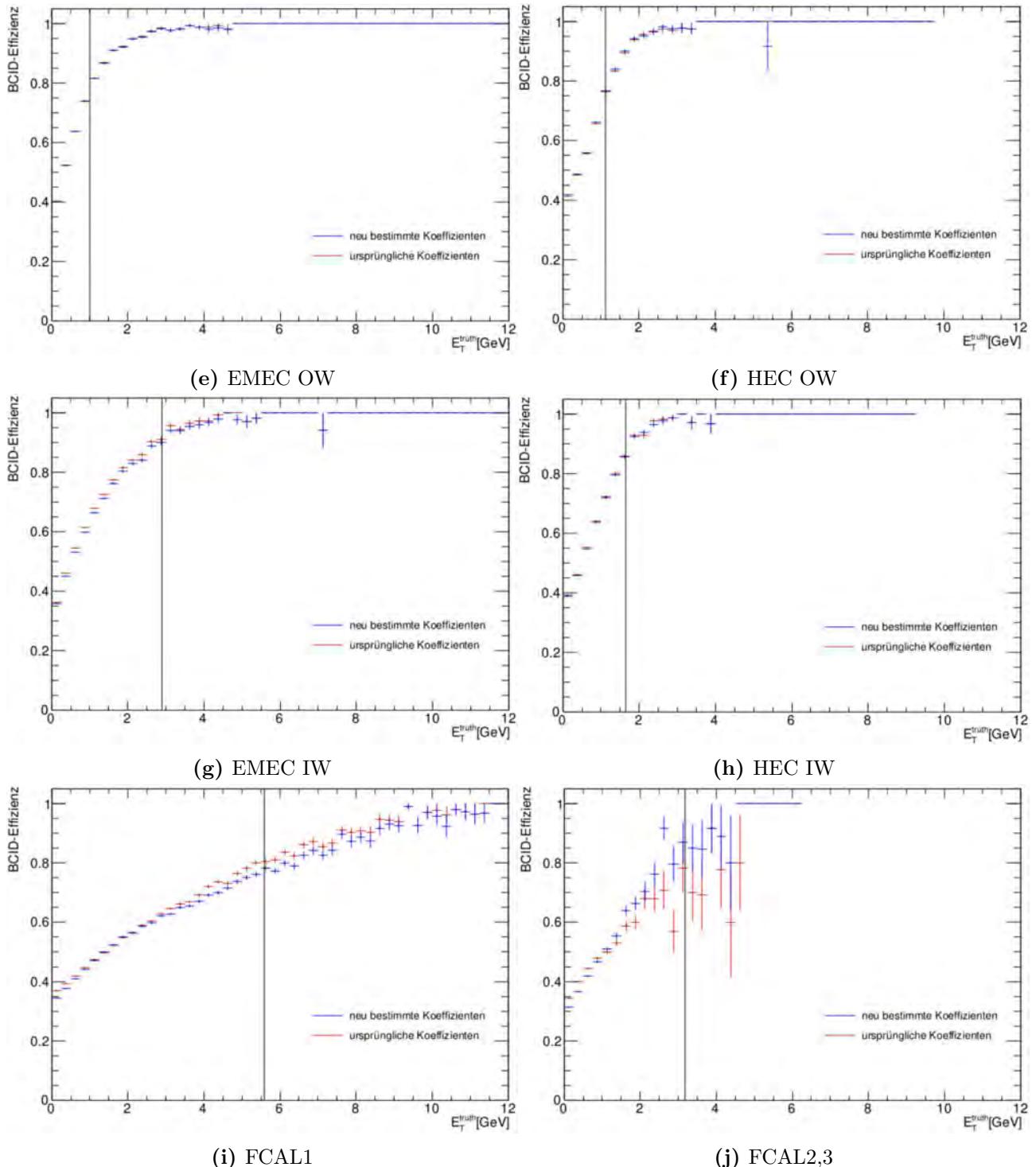


**Abbildung A.1:** Typische Form der analogen Kalorimeterpulse für die verschiedenen Bereiche der Kalorimeter. Zusätzlich sind die  $g_j$  dargestellt, welche sich beim Abtasten der analogen Kalorimeterpulsform in Abständen von 25 ns ergeben.

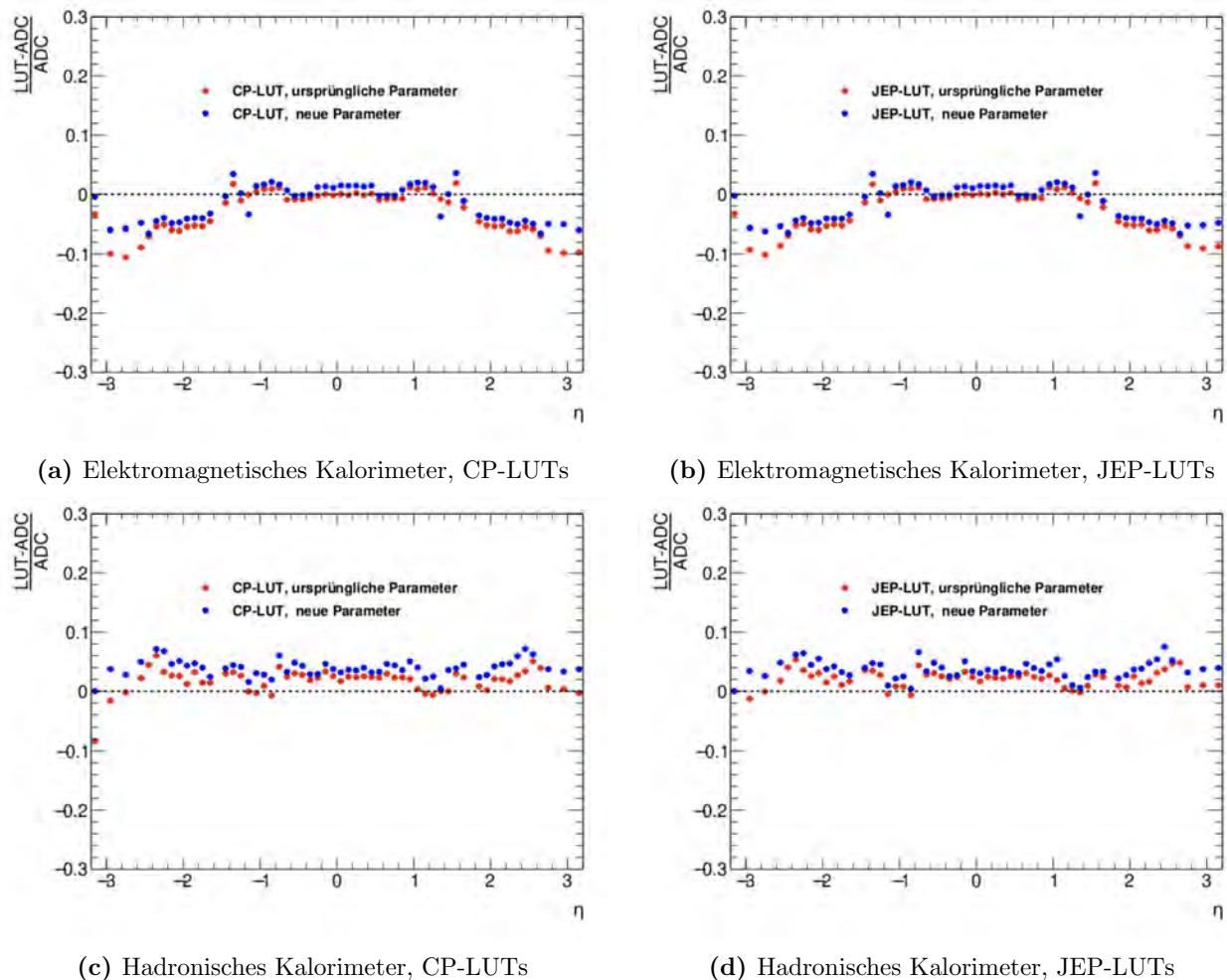
## Anhang B: Filterkoeffizienten und LUT-Parameter sowie weitere Ergebnisse der Leistungsfähigkeitsanalyse aus der Kalibration zur Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema



**Abbildung B.1:** Vergleich der BCID-Effizienz unter Verwendung der im Rahmen dieser Arbeit neu für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema bestimmten und der bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten Filterkoeffizienten für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema.



**Abbildung B.1:** Vergleich der BCID-Effizienz unter Verwendung der im Rahmen dieser Arbeit neu für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema bestimmten und der bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten Filterkoeffizienten für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema.



**Abbildung B.2:** Mittlere relative Abweichung der mit den LUTs bestimmten Energiewerte von den Energiewerten, welche die zugehörigen digitalen Pulse darstellen.

Filterkoeffizienten								
Region	$ \eta $ -Streifen	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	Noise-Cut	
EMB	0	-9	4	13	1	-1	8187	
	1	-9	4	13	1	-1	8253	
	2	-9	4	13	1	-1	8347	
	3	-9	4	13	0	-1	8372	
	4	-10	4	14	0	-1	8393	
	5	-10	4	14	0	-1	8349	
	6	-10	4	14	0	-1	8227	
	7	-10	4	14	0	-1	7924	
	8	-9	4	13	1	-1	7630	
	9	-10	4	14	1	-2	7658	
	10	-10	4	14	0	-2	7571	
	11	-10	4	13	0	-2	7497	
	12	-11	4	15	0	-3	7716	
	13	-6	2	8	-11	-1	6893	
EMEC OW	Overlap	14	-10	4	13	1	-2	6668
		15	-12	7	12	2	-4	6157
		16	-13	7	13	1	-5	6065
		17	-3	2	3	0	-1	6786
		18	-3	2	3	0	-1	
		19	-3	2	3	0	-1	6397
		20	-14	8	14	-1	-5	6179
		21	-13	7	14	-1	-5	6243
		22	-7	4	7	-1	-2	6285
		23	-13	7	14	-1	-5	6217
EMEC IW		24	-12	6	14	-1	-5	5388
		25	-14	8	14	-2	-5	11057
		26	-14	8	14	-2	-5	10727
		27	-11	6	13	-3	-4	10719
		28	-13	6	15	-2	-5	6887
		30	-1	-3	10	-3	0	5127
	FCAL1	30	2	-6	8	-3	0	19000
		31	4	-11	15	-7	0	39000
		32	2	-5	7	-3	0	42000
Tile LB		0	-2	1	3	1	-1	6013
		1	-2	1	3	1	-1	6032
		2	-6	4	12	3	-2	5763
		3	-6	4	12	3	-2	5487
		4	-2	1	3	1	-1	5771
		5	-6	4	12	3	-2	5104
		6	-6	4	12	3	-2	4890
		7	-6	4	12	3	-2	4847
		8	-6	4	12	3	-2	5908
		9	-8	4	13	3	-4	4029
Tile EB		10	-8	4	13	3	-4	3614
		11	-8	4	13	3	-4	4227
		12	-8	4	13	3	-4	4536
		13	-8	4	13	3	-4	3747
		14	-7	4	12	4	-3	3643
		15	-4	5	10	5	-1	3526
		16	-3	5	9	5	0	805
HEC OW		17	-1	5	9	5	0	4816
		18	-3	5	9	5	0	5015
		19	-3	5	9	5	0	4940
		20	-4	5	10	5	-1	4780
		21	-5	5	10	5	-2	4752
		22	-6	5	11	4	-2	4506
		23	-4	2	6	2	-2	4554
HEC IW		24	-7	4	12	4	-4	3946
		25	-5	1	7	1	-3	7792
		26	-5	1	8	0	-3	7441
		27	-9	1	15	0	-6	6923
		28	-10	1	15	3	-6	3245
FCAL2-1		29	-2	-2	11	-4	0	13500
FCAL3-1		30	-2	-7	12	-6	0	3786
FCAL2-2		31	-7	3	13	1	0	34000
FCAL3-2		32	-2	-5	15	-7	0	14000

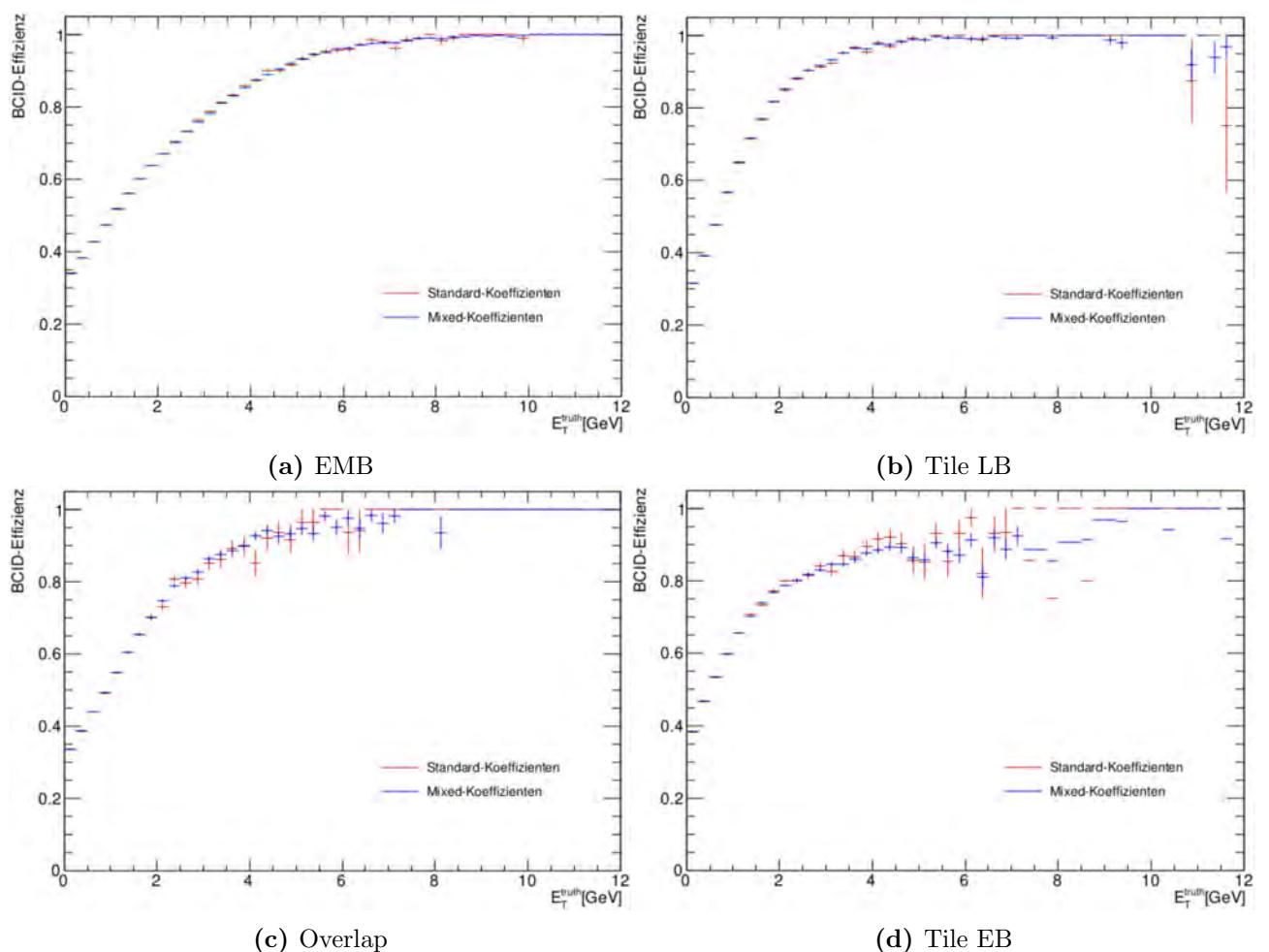
**Tabelle B.1:** Bis zu Beginn dieser Arbeit verwendete Filterkoeffizienten und LUT-Parameter für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema in Run-3.

Region	$\eta$  -Streifen	optimale Filterkoeffizienten					ganzzahlige Filterkoeffizienten					LUT-Parameter			
		$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$dB$	Offset	Slope	Noise-Cut
EMB	0	-0.799	0.358	1.17	0.015	-0.089	-10	4	14	0	-1	4	14108	1045	8787
	1	-0.809	0.36	1.18	0.0097	-0.093	-10	4	14	0	-1	4	14108	1045	8794
	2	-0.827	0.362	1.21	-0.003	-0.973	-10	4	14	0	-1	4	14108	1045	9106
	3	-0.837	0.367	1.21	0.009	-0.108	-10	4	14	0	-1	4	14108	1045	9018
	4	-0.887	0.37	1.29	-0.057	-0.108	-10	4	15	-1	-1	4	13865	1027	9109
	5	-0.915	0.376	1.33	-0.066	-0.12	-10	4	15	-1	-1	4	13865	1027	9080
	6	-0.929	0.381	1.33	-0.0493	-0.137	-10	4	15	-1	-2	4	12167	1058	8850
	7	-0.935	0.383	1.34	-0.046	-0.142	-10	4	14	0	-1	4	14121	1046	8617
	8	-0.852	0.377	1.18	0.069	-0.13	-10	4	14	1	-2	4	13865	1027	8742
	9	-0.899	0.385	1.24	0.059	-0.158	-10	4	14	1	-2	4	13865	1027	8752
	10	-1.02	0.41	1.39	0.0151	-0.218	-10	4	14	0	-2	4	12386	1077	8893
	11	-1.07	0.424	1.45	0.016	-0.254	-11	4	15	0	-3	4	9890	1041	8924
Overlap	12	-1.22	0.454	1.64	-0.0578	-0.311	-5	2	7	0	-1	3	12386	1077	9037
	13	-1.36	0.477	1.87	-0.176	-0.347	-6	2	8	-1	-1	3	7823	1043	7778
EMEC OW	14	-2.06	1.13	2.14	-0.087	-0.817	-13	7	14	-1	-5	4	3766	1076	7800
	15	-1.36	0.809	1.35	0.195	-0.488	-12	7	12	2	-4	4	9776	1029	6807
	16	-1.58	0.905	1.59	0.137	-0.603	-13	7	13	1	-5	4	5742	1044	6659
	17	-1.97	1.12	2.00	-0.053	-0.737	-3	2	3	0	-1	2	8123	1083	6913
	18	-1.85	1.05	1.87	0.038	-0.723	-3	2	3	0	-1	2	8115	1082	6811
	19	-1.96	1.09	2.02	-0.063	-0.752	-3	2	3	0	-1	2	8123	1083	6917
	20	-2.06	1.13	2.14	-0.088	-0.817	-13	7	14	-1	-5	4	3766	1076	6547
	21	-2.13	1.17	2.24	-0.183	-0.814	-13	7	14	-1	-5	4	3766	1076	6359
	22	-2.12	1.15	2.28	-0.244	-0.81	-7	4	7	-1	-2	3	3693	1055	6483
	23	-2.04	1.09	2.2	-0.153	-0.837	-14	7	15	-1	-6	4	1560	1040	5951
	24	-1.86	0.928	2.14	-0.121	-0.789	-13	7	15	-1	-6	4	3630	1037	5073
EMEC IW	25	-5.34	3.15	5.33	-0.936	-2.14	-13	8	13	-2	-5	4	1734	1156	14483
	26	-5.45	3.2	5.67	-1.14	-2.11	-13	8	14	-3	-5	4	1703	1135	14165
	27	-5.06	2.8	5.78	-1.38	-1.88	-12	7	14	-3	-5	4	1782	1188	11487
	28	-3.86	1.87	4.5	-0.767	-1.67	-12	6	14	-2	-5	4	1772	1181	7323
FCAL1	29	-0.355	-0.268	1.57	-0.362	-0.993	-3	-1	9	-2	0	3	12455	1083	6883
	30	0.463	-1.85	2.83	-0.197	-0.958	2	-9	15	-6	0	3	7815	1042	15734
	31	1.28	-3.94	5.52	-2.24	-0.267	2	-5	7	-3	0	2	9420	1256	32822
	32	1.36	-3.99	5.52	-2.37	-0.105	4	-11	15	-7	0	3	4102	1172	36102
Tile LB	0	-0.495	0.301	0.942	0.204	-0.197	-2	1	3	1	-1	2	16570	1069	5633
	1	-0.499	0.301	0.945	0.2	-0.199	-2	1	3	1	-1	2	16570	1069	5558
	2	-0.491	0.391	0.937	0.2	-0.193	-6	4	12	3	-2	4	22833	1062	5522
	3	-0.515	0.312	0.943	0.221	-0.213	-2	1	3	1	-1	2	16570	1069	5437
	4	-0.665	0.336	1.08	0.22	-0.316	-4	2	7	1	-2	3	15950	1029	5576
	5	-0.449	0.297	0.9	0.196	-0.153	-1	1	3	1	-1	2	24487	1042	5285
	6	-0.419	0.301	0.865	0.218	-0.136	-6	4	12	3	-2	4	22833	1062	5147
	7	-0.575	0.328	0.984	0.231	-0.247	-8	4	13	3	-3	4	18008	1029	4962
Tile EB	8	-0.394	0.29	0.863	0.193	-0.111	-5	4	12	3	-2	4	24793	1055	6232
	9	-0.683	0.349	1.09	0.275	-0.342	-8	4	13	3	-4	4	16260	1049	3771
	10	-0.697	0.347	1.11	0.272	-0.359	-8	4	13	3	-4	4	16260	1049	3707
	11	-0.641	0.342	1.04	0.267	-0.311	-8	4	13	3	-4	4	16260	1049	4385
	12	-0.725	0.341	1.16	0.227	-0.37	-4	2	7	1	-2	3	15950	1029	4482
HEC OW	13	-0.618	0.331	1.04	0.257	-0.298	-8	4	13	3	-4	4	16260	1049	4119
	14	-0.639	0.344	1.03	0.275	-0.302	-8	4	13	3	-4	4	16260	1049	3832
	15	-0.321	0.362	0.766	0.387	-0.058	-4	5	10	5	-1	4	30238	1025	3563
	16	-0.178	0.383	0.73	0.4	0.051	-2	5	9	5	1	4	36849	1038	4579
	17	-0.16	0.395	0.734	0.417	0.066	-2	5	9	5	1	4	36849	1038	5034
HEC IW	18	-0.231	0.368	0.728	0.382	0.0019	-3	5	9	5	0	4	33548	1065	5019
	19	-0.267	0.363	0.75	0.382	-0.028	-3	4	9	5	0	4	32775	1111	4985
	20	-0.344	0.345	0.783	0.353	-0.092	-4	4	10	5	-1	4	29370	1068	4726
	21	-0.429	0.329	0.859	0.321	-0.162	-1	1	3	1	-1	2	24487	1042	4501
	22	-0.486	0.338	0.882	0.321	-0.216	-2	1	3	1	-1	2	16570	1069	4463
FCAL2-1	23	-0.564	0.343	0.951	0.321	-0.266	-7	4	12	4	-3	4	20300	1041	4472
	24	-0.519	0.326	0.918	0.266	-0.183	-7	4	12	3	-2	4	20826	1068	4450
	25	-1.31	0.261	1.98	0.131	-0.66	-10	2	15	1	-5	4	6056	1101	8529
	26	-1.8	0.202	2.94	-0.015	-1.04	-5	1	8	0	-3	3	3882	1109	7663
FCAL3-1	27	-2.26	0.19	3.77	-0.037	-1.45	-5	0	9	0	-3	3	3672	1049	7092
	28	-1.57	0.221	2.33	0.416	-0.905	-10	1	15	3	-6	4	5841	1062	3643
	29	-0.021	-1.04	2.17	0.056	-0.958	-1	-5	12	-4	0	3	7680	1024	10826
	30	-0.622	0.272	1.2	0.599	-0.87	-9	3	13	2	0	4	18148	1037	3696
FCAL2-2	31	2.43	-7.94	10.6	-4.78	-0.052	2	-5	7	-3	0	2	8693	1159	26477
	32	-1.02	-0.797	2.79	1.77	-2.85	-5	-1	12	-5	0	3	3623	1035	11040

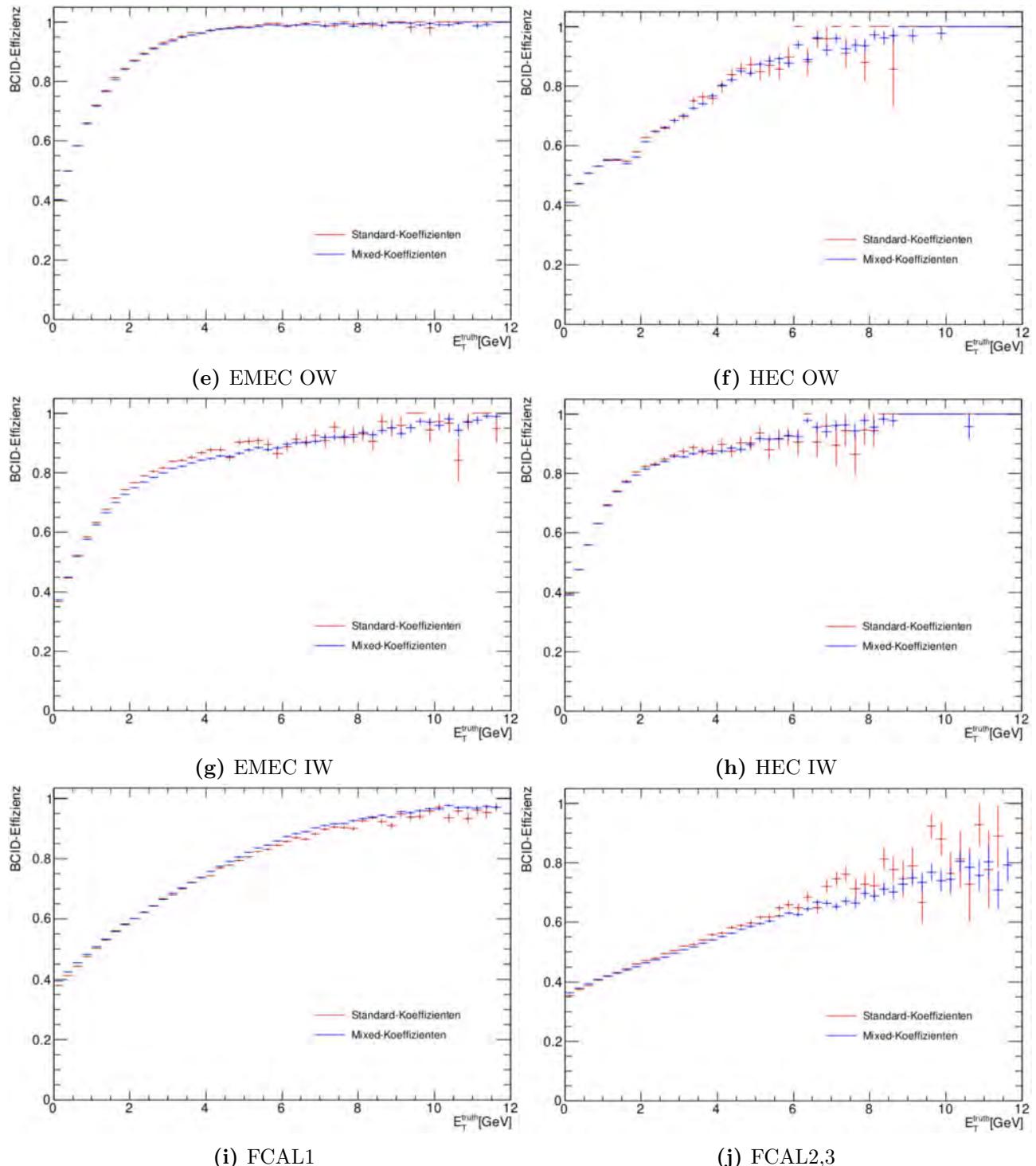
**Tabelle B.2:** Im Rahmen dieser Arbeit bestimmte Filterkoeffizienten und LUT-Parameter für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema in Run-3.



## Anhang C: Filterkoeffizienten und LUT-Parameter sowie weitere Ergebnisse der Leistungsfähigkeitsanalyse aus der Kalibration zur Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschemata



**Abbildung C.1:** Vergleich der BCID-Effizienz unter Verwendung der für das Mixed-Filling-Füllschemata und der für das Mixed-Filling-Füllschemata bestimmten Filterkoeffizienten für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschemata.



**Abbildung C.1:** Vergleich der BCID-Effizienz unter Verwendung der für das Mixed-Filling-Füllschema und der für das Mixed-Filling-Füllschema bestimmten Filterkoeffizienten für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema.

Region	$\eta$  -Streifen	optimale Filterkoeffizienten					ganzzahlige Filterkoeffizienten					LUT-Parameter			
		$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$dB$	Offset	Slope	Noise-Cut
EMB	0	-1.96	0.73	2.23	-0.047	-0.479	-12	5	14	0	-3	4	8025	1070	9840
	1	-0.731	0.38	1.07	0.004	-0.029	-9	5	13	0	0	4	18183	1039	8858
	2	-0.744	0.388	1.08	-0.006	-0.031	-9	5	13	0	0	4	18183	1039	9175
	3	-0.759	0.389	1.09	-0.002	-0.04	-9	5	13	0	0	4	18165	1038	9193
	4	-0.805	0.405	1.15	-0.064	-0.036	-9	5	13	-1	0	4	16864	1088	9213
	5	-0.825	0.408	1.18	-0.076	-0.040	-9	5	13	-1	0	4	16880	1089	9186
	6	-0.84	0.419	1.17	-0.057	-0.053	-10	5	14	-1	-1	4	14216	1053	8912
	7	-0.85	0.424	1.18	-0.057	-0.053	-10	5	14	-1	-1	4	14216	1053	8747
	8	-0.757	0.404	1.05	0.051	-0.046	-9	5	12	1	-1	4	16880	1089	8730
	9	-0.793	0.419	1.08	0.036	-0.065	-10	5	13	0	-1	4	14459	1071	8683
	10	-0.91	0.46	1.19	-0.011	-0.115	-10	5	13	0	-1	4	14472	1072	8620
	11	-0.957	0.48	1.21	-0.009	-0.131	-10	5	13	0	-1	4	14472	1072	8587
	12	-1.07	0.53	1.33	-0.089	-0.17	-11	6	14	-1	-2	4	12018	1045	8610
	13	-1.2	0.583	1.46	-0.188	-0.187	-12	6	15	-2	-2	4	9766	1028	7664
Overlap	14	-0.83	0.471	1.03	0.09	-0.062	-10	5	12	1	-1	4	14742	1092	7775
EMEC OW	15	-1.25	0.817	1.16	0.128	-0.331	-5	4	5	1	-1	3	16322	1053	6898
	16	-1.45	0.938	1.3	0.038	-0.385	-13	9	12	0	-4	4	7808	1041	6720
	17	-1.81	1.2	1.54	-0.15	-0.461	-14	9	12	-1	-4	4	3833	1095	7247
	18	-1.72	1.12	1.47	-0.069	-0.463	-3	2	3	0	-1	2	8115	1082	7481
	19	-1.83	1.19	1.58	-0.153	-0.492	-3	2	3	0	-1	2	8123	1083	7572
	20	-1.99	1.28	1.72	-0.225	-0.537	-15	10	13	-2	-4	4	3619	1034	7186
	21	-2.09	1.35	1.81	-0.333	-0.52	-15	10	13	-2	-4	4	3619	1034	7126
	22	-2.21	1.43	1.92	-0.463	-0.517	-15	10	13	-3	-4	4	1628	1085	7206
	23	-2.19	1.4	1.89	-0.423	-0.545	-15	10	13	-3	-4	4	1628	1085	7005
	24	-2.22	1.38	1.97	-0.498	-0.536	-12	8	11	-3	-3	4	1995	1330	6782
	25	-4.48	3.45	2.76	-1.03	-0.621	-6	5	4	-1	-1	3	4841	1383	14429
	26	-4.65	3.57	2.9	-1.23	-0.618	-11	9	7	-3	-1	4	2483	1655	14087
	27	-4.37	3.21	3.16	-1.32	-0.633	-8	6	6	-2	-1	3	3700	1057	13508
FCAL1	28	-3.56	2.25	2.92	-1	-0.727	-7	5	6	-2	-1	3	3700	1057	8519
	29	-0.204	-0.299	1.46	0.471	-1.14	-2	-2	10	-3	0	3	12305	1070	8522
	30	0.758	-1.68	2.24	0.515	-1.4	4	-10	15	-6	0	3	12650	1100	18132
	31	1.58	-3.37	4.33	-1.08	-0.874	3	-7	9	-4	0	2	7935	1058	40414
Tile LB	32	1.89	-3.91	4.99	1.69	-0.548	3	-6	8	-4	0	2	8663	1155	47071
	0	-0.508	0.3	0.959	0.21	-0.219	-2	1	3	1	-1	2	16570	1069	5755
	1	-0.494	0.294	0.951	0.202	-0.208	-4	2	7	1	-2	2	15950	1029	5596
	2	-0.472	0.29	0.933	0.198	-0.187	-6	4	12	3	-2	4	22833	1062	5600
	3	-0.485	0.297	0.936	0.217	-0.206	-2	1	3	1	-1	2	16570	1069	5570
	4	-0.626	0.314	1.07	0.209	-0.3	-4	2	7	1	-2	3	15950	1029	5561
	5	-0.446	0.286	0.913	0.194	-0.163	-1	1	3	1	-1	2	24487	1042	5445
	6	-0.415	0.292	0.873	0.216	-0.142	-6	4	12	3	-2	4	22833	1062	5147
	7	-0.563	0.321	0.981	0.231	-0.245	-2	1	3	1	-1	4	16570	1069	5085
Tile EB	8	-0.405	0.283	0.882	0.189	-0.127	-6	4	12	3	-2	4	22833	1062	6244
	9	-0.586	0.297	1.07	0.255	-0.344	-7	4	13	3	-4	4	18235	1042	3919
	10	-0.677	0.325	1.12	0.268	-0.372	-8	4	13	3	-4	4	16260	1049	3653
	11	-0.65	0.333	1.07	0.261	-0.333	-8	4	13	3	-4	4	16260	1049	4366
	12	-0.747	0.332	1.2	0.226	-0.396	-4	2	7	1	-2	3	15950	1029	4428
	13	-0.44	0.286	0.922	0.308	-0.323	-1	1	3	1	-1	2	24487	1042	5334
HEC OW	14	-0.617	0.339	1.03	0.267	-0.297	-8	4	13	3	-4	4	16260	1049	3979
	15	-0.333	0.357	0.775	0.386	-0.067	-4	5	10	5	-1	4	30238	1025	3735
	16	-0.169	0.386	0.731	0.402	0.059	-2	5	9	5	1	4	36849	1038	4646
	17	-0.157	0.397	0.736	0.418	0.073	-2	5	9	5	1	4	36849	1038	5300
	18	-0.211	0.37	0.728	0.383	0.021	-3	5	9	5	0	4	33548	1065	5158
	19	-0.244	0.364	0.743	0.377	-0.013	-3	4	9	5	0	4	32775	1111	5182
	20	-0.318	0.354	0.764	0.359	-0.067	-4	5	10	5	-1	4	30238	1025	4572
	21	-0.406	0.341	0.826	0.331	-0.139	-5	5	11	4	-2	2	26316	1032	4457
HEC IW	22	-0.46	0.344	0.853	0.318	-0.186	-2	1	3	1	-1	2	16570	1069	4648
	23	-0.533	0.351	0.91	0.314	-0.23	-4	2	6	2	-2	3	16570	1069	4573
	24	-0.435	0.338	0.823	0.242	-0.072	-6	5	11	3	-1	4	25051	1066	4580
	25	-1.14	0.425	1.48	0.075	-0.451	-12	4	15	1	-5	4	5632	1024	8415
	26	-1.54	0.528	1.94	-0.075	-0.642	-6	2	8	0	-3	3	3612	1032	8286
FCAL2-1	27	-1.82	0.595	2.25	-0.0127	-0.82	-6	2	8	0	-3	3	5698	1036	8192
	28	-1.36	0.356	1.87	0.289	-0.724	-11	3	15	2	-6	4	8070	1076	3552
	29	-0.032	-0.882	1.85	0.223	-1.01	0	-3	6	-2	0	2	8070	1076	11246
FCAL3-1	30	-0.617	0.269	1.17	0.581	-0.822	-8	3	13	2	0	4	20183	1035	5242
FCAL2-2	31	0.675	-1.725	2.09	-0.835	-0.146	1	-2	3	-1	0	1	18476	1192	28772
FCAL3-2	32	-0.802	-0.56	1.66	0.42	-3.24	-4	-1	13	-7	0	3	3791	1083	14415

**Tabelle C.1:** Im Rahmen dieser Arbeit bestimmte Filterkoeffizienten und LUT-Parameter für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema in Run-3.



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Überblick über den LHC und seine vier großen Teilchendetektoren. Entnommen aus [7].	4
2.2	Schnittbild des ATLAS-Detektors. Entnommen aus [10].	5
2.3	Kalorimeterregionen im ATLAS Kalorimetersystem. Entnommen aus [10].	6
2.4	Schematischer Aufbau des ATLAS-Triggersystems. Entnommen aus [15].	8
2.5	Schematischer Aufbau des Level-1 Kalorimeter Triggers in Run-3. In grün und türkis sind die Komponenten eingezeichnet, die bereits in vorigen Laufzeiten Teil des Level-1 Kalorimeter Triggers waren. Die gelben und orangen Komponenten wurden im Phase-1-Upgrade eingebaut. Entnommen aus [21].	10
2.6	Schematische Darstellung eines Trigger-Towers im EMB. Entnommen aus [10].	11
2.7	Granularität der Trigger-Tower in einem $\phi$ -Quadranten. Entnommen aus [10].	11
3.1	Füllschemata am LHC. Entnommen aus [26].	14
3.2	Durchschnittlicher Pedestal Shift im FCAL1. Entnommen aus [22].	15
3.3	Blockdiagramm für die BCID und anschließende Energiekalibration in den nMCMs des PreProcessors. Entnommen aus [27].	16
4.1	Optimale Filterkoeffizienten zur Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema bei $\langle\mu\rangle \approx 60$ .	28
4.2	Vergleich der berechneten Autokorrelationsmatrizen für den 2. $ \eta $ -Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters und des hadronischen Kalorimeters	29
4.3	Vergleich der berechneten Autokorrelationsmatrizen für den 17. $ \eta $ -Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters und des hadronischen Kalorimeters	30
4.4	Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten ganzzahligen Filterkoeffizienten mit den bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten ganzzahligen Filterkoeffizienten.	31
4.5	Darstellung des zu jedem LUT-Input zugehörigen LUT-Outputs für den 2. $ \eta $ -Streifen. Zur Visualisierung des Offsets ist der Bereich für kleine LUT-Inputs im rechten Histogramm vergrößert dargestellt.	33
4.6	Integrated-Occupancy für alle $ \eta $ -Streifen der beiden Kalorimeter	34
4.7	Bestimmung der JEP-LUT Noise-Cuts durch lineare Interpolation.	35
4.8	JEP-LUT Noise-Cuts für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema bei $\langle\mu\rangle \approx 60$ .	35
4.9	Vergleich der neu bestimmten (grün), der bis zu Beginn dieser Arbeit in Run-3 verwendeten (blau) und der in der Kalibration von 2018 bestimmten (rot) JEP-LUT Noise-Cuts.	36
5.1	BCID-Effizienz in den verschiedenen Kalorimeterregionen bei Verwendung der ursprünglichen und der neuen Filterkoeffizienten.	39

5.2	Genauigkeit der Energiekalibration bei Verwendung der ursprünglichen und der neu kalibrierten FIR-Filter und LUTs. . . . .	46
6.1	Ganzzahlige Filterkoeffizienten für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema bei $\langle \mu \rangle \approx 60$ . . . . .	51
6.2	Vergleich der berechneten Autokorrelationsmatrizen für den 25. $ \eta $ -Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters in den Kalibrationen für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema und dem Standard-Füllschema . . . . .	52
6.3	JEP-LUT Noise-Cuts für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema für $\langle \mu \rangle \approx 60$ . . . . .	53
6.4	BCID-Effizienz in den verschiedenen Kalorimeterregionen für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema . . . . .	54
6.5	Genauigkeit der Energiekalibration bei Verwendung der skalierten Slopes und Offsets für die Kalibration der LUTs. . . . .	57
A.1	Typische Form der analogen Kalorimeterpulse für die verschiedenen Bereiche der Kalorimeter. Zusätzlich sind die $g_j$ dargestellt, welche sich beim Abtasten der analogen Kalorimeterpulsform in Abständen von 25 ns ergeben. . . . .	63
A.1	Typische Form der analogen Kalorimeterpulse für die verschiedenen Bereiche der Kalorimeter. Zusätzlich sind die $g_j$ dargestellt, welche sich beim Abtasten der analogen Kalorimeterpulsform in Abständen von 25 ns ergeben. . . . .	64
B.1	Vergleich der BCID-Effizienz unter Verwendung der im Rahmen dieser Arbeit neu für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema bestimmten und der bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten Filterkoeffizienten für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema. . . . .	65
B.1	Vergleich der BCID-Effizienz unter Verwendung der im Rahmen dieser Arbeit neu für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema bestimmten und der bis zu Beginn dieser Arbeit verwendeten Filterkoeffizienten für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema. . . . .	66
B.2	Mittlere relative Abweichung der mit den LUTs bestimmten Energiewerte von den Energiewerten, welche die zugehörigen digitalen Pulse darstellen. . . . .	67
C.1	Vergleich der BCID-Effizienz unter Verwendung der für das Mixed-Filling-Füllschema und der für das Mixed-Filling-Füllschema bestimmten Filterkoeffizienten für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema. . . . .	71
C.1	Vergleich der BCID-Effizienz unter Verwendung der für das Mixed-Filling-Füllschema und der für das Mixed-Filling-Füllschema bestimmten Filterkoeffizienten für den typischen Untergrund bei der Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema. . . . .	72

# Tabellenverzeichnis

2.1	$\eta$ -Abdeckung der Kalorimeterregionen. Entnommen aus [10].	7
B.1	Bis zu Beginn dieser Arbeit verwendete Filterkoeffizienten und LUT-Parameter für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema in Run-3.	68
B.2	Im Rahmen dieser Arbeit bestimmte Filterkoeffizienten und LUT-Parameter für die Datenaufnahme mit dem Standard-Füllschema in Run-3.	69
C.1	Im Rahmen dieser Arbeit bestimmte Filterkoeffizienten und LUT-Parameter für die Datenaufnahme mit dem Mixed-Filling-Füllschema in Run-3.	73

# Literaturverzeichnis

- [1] CERN Press Office. CERN Experiments Observe Particle Consistent with Long-Sought Higgs Boson. <https://home.web.cern.ch/news/press-release/cern/cern-experiments-observe-particle-consistent-long-sought-higgs-boson>, 2012. (abgerufen am 28.06.2023).
- [2] Welt der Physik. Standardmodell der Teilchenphysik. <https://www.weltderphysik.de/gebiet/teilchen/bausteine/elementarteilchen-standardmodell-der-teilchenphysik/>. (abgerufen am 27.06.2023).
- [3] Oliver Sim Brüning, Paul Collier, P Lebrun, Stephen Myers, Ranko Ostojic, John Poole, and Paul Proudlock. *LHC Design Report*. CERN Yellow Reports: Monographs. CERN, Geneva, 2004.
- [4] CERN. CERN-Our History. <https://home.cern/about/who-we-are/our-history>. (abgerufen am 19.06.2023).
- [5] Johanna Stachel. Vorlesung Teilchenphysik, Universität Heidelberg, 2021.
- [6] Wille, Klaus. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen: Eine Einführung*, pages 231–247. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 1992.
- [7] Philippe Mouche. Overall view of the LHC. Vue d'ensemble du LHC. 2014. General Photo.
- [8] Michael Büker. Quark-Gluon-Plasma im LHC-Beschleuniger. <https://www.weltderphysik.de/thema/bmbf/physik-der-kleinsten-teilchen/quark-gluon-plasma-im-lhc-beschleuniger/>. (abgerufen am 22.06.2023).
- [9] Stephanie Hansmann-Menzemer. LHCb – Materie, Antimaterie und der kleine Unterschied. <https://www.weltderphysik.de/gebiet/teilchen/experimente/teilchenbeschleuniger/cern-lhc/lhc-experimente/lhcb/>. (abgerufen am 22.06.2023).
- [10] The ATLAS Collaboration et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 3(8):S08003, 2008.
- [11] Wikipedia. Pseudorapidität. <https://de.wikipedia.org/wiki/Pseudorapidit%C3%A4t>. (abgerufen am 24.06.2023).
- [12] Lexikon der Physik. Übergangsstrahlung. <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/uebergangsstrahlung/14843>. (abgerufen am 23.06.2023).
- [13] Silvia Masciocchi. Vorlesung Detektorphysik, Universität Heidelberg, 2022.
- [14] ATLAS Collaboration. ATLAS Fact Sheets. <https://atlas.cern/Resources/Fact-sheets>. (abgerufen am 25.06.2023).

- [15] Tigran Mkrtchyan. *Extension of the L1Calo PreProcessor System for the ATLAS Phase-I Calorimeter Trigger Upgrade*. PhD thesis, University of Heidelberg, 2023.
- [16] Will Buttinger. The ATLAS Level-1 Trigger System. *Journal of Physics: Conference Series*, 396(012010), 2012.
- [17] Poreba, Aleksandra. Operational experience with the new ATLAS HLT framework for LHC Run 3, 2023.
- [18] Physics Stack Exchange - What is Transverse Energy? <https://physics.stackexchange.com/questions/61194/what-is-transverse-energy>. (abgerufen am 04.07.2023).
- [19] Silvia Franchino. The phase-I upgrade of the ATLAS level-1 calorimeter trigger. *PoS*, LHCP2020:253, 2020.
- [20] The ATLAS Collaboration and et al. *Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System*. 2013.
- [21] The ATLAS Collaboration. L1calouupgrade - atlas wiki. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/L1CaloUpgrade>. (abgerufen am 05.07.2023).
- [22] The ATLAS Collaboration and et al. Performance of the upgraded PreProcessor of the ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger. *Journal of Instrumentation*, 15(11):P11016, 2020.
- [23] R Achenbach et al. The atlas level-1 calorimeter trigger. *Journal of Instrumentation*, 3(03):P03001, mar 2008.
- [24] Wikipedia. Filter mit endlicher Impulsantwort. [https://de.wikipedia.org/wiki/Filter\\_mit\\_endlicher\\_Impulsantwort](https://de.wikipedia.org/wiki/Filter_mit_endlicher_Impulsantwort). (abgerufen am 12.07.2023).
- [25] G. Aad et al. Luminosity determination in pp collisions at  $\text{srqts} = 7 \text{ TeV}$  using the ATLAS detector at the LHC. *The European Physical Journal C*, 2011.
- [26] Galina Skripka and Giovanni Iadarola. Beam-induced heat loads on the beam screens of the HL-LHC arcs. 2019.
- [27] Martin Wessels. private communication.
- [28] Athanasios Papoulis. *Signal Analysis*. McGraw-Hill, 1977.
- [29] Andrew Christopher Daniells. *Pile-Up Suppression in the ATLAS Level 1 Calorimeter Trigger and Searches for Higgs Boson Pair Production*. PhD thesis, University of Birmingham, 2016.
- [30] Falk Bartels. Kalibration des Finite-Impulse-Response-Filters im PreProcessor des ATLAS Level-1 Kalorimeter Triggers für den LHC Run-3, 2015.



## Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 7.9.2023,

A handwritten signature in black ink, appearing to read "Wolfgang" or a similar name.