

TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN

Simulation der digitalen Ausleseelektronik des Flüssigargonkalorimeters des ATLAS Detektors bei HL-LHC

Diplomarbeit
zur Erlangung des wissenschaftlichen Grades
Diplom-Physiker

vorgelegt von

Tobias Peter Reinhardt
geboren am 21.02.1987 in Löbau

Institut für Kern- und Teilchenphysik
der Technischen Universität Dresden
2011

CERN-THESIS-2011-102
// 2011



Eingereicht am 02.05.2011

1. Gutachter: Junior-Professor Dr. Arno Straessner
2. Gutachter: Professor Dr. Thomas Cowan

Kurzdarstellung

Die zukünftige Ausbaustufe des Large Hadron Collider (LHC) erfordert ein neues Konzept für die Ausleseelektronik des Flüssigargonkalorimeters des ATLAS-Experiments.

Die Unterdrückung von elektronischem Rauschen und luminositätsabhängigem Pile-Up wird ein digitaler Filter verwendet. Zur Charakterisierung des Verhaltens des Algorithmus des Optimalen Filters in der Hochluminositätsphase des LHC (HL-LHC), wird eine Simulation des erwarteten Pile-Up vorgestellt. Weiterhin wird eine Implementation des Filters in FPGA-Technologie untersucht, um Effekte der Digitalisierung zu beschreiben. Eine Limitierung der Leistungsfähigkeit des Algorithmus wird mit einer angenommenen hohen Rate geladener Teilchen in der Kalorimeterzelle getestet.

Abstract

The prospective upgrade of the LHC requires a new concept of readout electronics for the electromagnetic liquid argon calorimeter of the ATLAS experiment.

For suppression of electronic noise and luminosity dependent pile up, a digital filter is used. In order to characterize the behaviour of the optimal filtering algorithm in the HL-LHC environment, a simulation of the expected pile up in one cell of the electromagnetic liquid argon calorimeter is presented. Moreover, an implementation of the filter in FPGA technology is investigated to characterize effects of digitization. A possible limitation of the performance of the algorithm is tested with an assumed high rate of charged particles in the calorimeter cell.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Das ATLAS-Experiment	3
2.1. Das Kalorimeter	5
2.1.1. Elektromagnetisches Barrel-Kalorimeter	6
2.2. Ausleseelektronik	6
2.2.1. Front End Board	7
2.2.2. Readout Driver Board	8
2.2.3. Level-1-Trigger	8
2.3. Hochluminositätsphase am LHC	9
2.3.1. Konzept der Ausleseelektronik	10
2.4. Minimum-Bias und Pile-Up	12
2.4.1. Minimum-Bias	12
2.4.2. Pile-Up	12
2.5. Optimaler Filter	14
3. Simulation	27
3.1. Hilfsmittel	27
3.1.1. ROOT	27
3.2. Signalerzeugung	27
3.2.1. Rauschen	28
3.2.2. Elektronisches Rauschen	28
3.2.3. Rauschen durch Pile-Up	29
3.2.4. Berechnung der Koeffizienten	32
3.3. Signalanalyse	33
3.3.1. Auswahl des Gain-Faktors	33
3.3.2. Berechnung von Energie und Zeit	34
4. Ergebnisse	37

4.1. Statistische Analyse	38
4.1.1. Energie	38
4.1.2. Zeit	45
4.2. Erhöhte Anzahl geladener Teilchen im Kalorimeter	49
4.2.1. Zeit	55
4.3. Analyse des erweiterten Energiebereichs	62
4.3.1. Energie	63
4.3.2. Zeit	68
4.4. Verschiebung des Startzeitpunkts des Signals	69
4.4.1. Konstante Koeffizienten	69
5. Zusammenfassung und Ausblick	73
A. Anhang	75
Literaturverzeichnis	79

1. Einleitung

Am Large Hadron Collider (LHC) in der Schweiz wird seit Beginn der Datennahme im Jahr 2010 nach Wechselwirkungsprozessen von Elementarteilchen gesucht, die von der aktuellen theoretischen Beschreibung durch das Standardmodell der Teilchenphysik nicht erfasst werden. Eine ausführliche Beschreibung des Standardmodells selbst sowie seiner Geschichte findet sich in [Gri08] und [Bet06].

Die Suche nach dem Higgsboson, dem letzten noch nicht entdeckten Teilchen des Standardmodells, ist dabei eines der Hauptziele des LHC. Weiterhin sollen bisher unbestätigte Theorien wie Supersymmetrie oder die Existenz neuer Teilchen wie die schweren Eichbosonen W' und Z' getestet werden.

Der LHC ist für die Beschleunigung von Protonen als auch von Schwerionen, speziell Atomkerne des Elements Blei, konstruiert. In dieser Arbeit steht der Betrieb des LHC mit Protonen bei einer Schwerpunktsenergie der Teilchenkollisionen von 14 TeV im Mittelpunkt. Die Untersuchung der auftretenden Wechselwirkungsprozesse wird hier am ATLAS-Experiment, eines der vier Hauptexperimente am LHC, studiert.

Das Ziel der Hochluminositätsphase ist eine Erhöhung der totalen Luminosität von etwa 300fb^{-1} (LHC) auf 3000fb^{-1} (HL-LHC). Dazu soll die Luminosität des LHC auf $(2 - 5) \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erhöht werden.

Die dabei steigende Ereignisrate im Detektor stellt neue Anforderungen an die Ausleseelektronik. Die Selektion seltener Prozesse stellt dabei eine besondere Herausforderung dar. Dazu ist es notwendig, den Untergrund aus bekannten Wechselwirkungen stark zu reduzieren. Die zu erwartenden höheren Ereigniszahlen für den Ausbau des LHC machen eine Neukonzeption der Ausleseelektronik notwendig.

Ausgehend vom gegenwärtigen Stand der Technik zur Unterdrückung eines speziellen Typs von Untergrund, des sogenannten Pile-Up, mithilfe eines Filteralgorithmus Optimalen Filters, wird ein mögliches Konzept der Elektronik, basierend auf der Technologie programmierbarer integrierter Schaltkreise (Field Programmable Gate Array, FPGA) untersucht. Dazu wird in dieser Studie eine erste Simulation vorgestellt, in welche der Filteralgorithmus den zu erwartenden Bedingungen während der Hochluminositätsphase des LHC (HL-LHC) ausgesetzt wird. Dabei wird parallel das Verhalten des Filters selbst als auch eine mögliche

technische Umsetzung desselben in einem FPGA simuliert.

2. Das ATLAS-Experiment

Als eines der vier Hauptexperimente am Large Hadron Collider (LHC) [LP08] ist ATLAS [A⁺08] ein Universaldetektor, der für die Suche nach bisher unbekannten Phänomenen der Hochenergiephysik konzipiert ist. Zu diesem Zweck besteht der gesamte Detektor aus mehreren

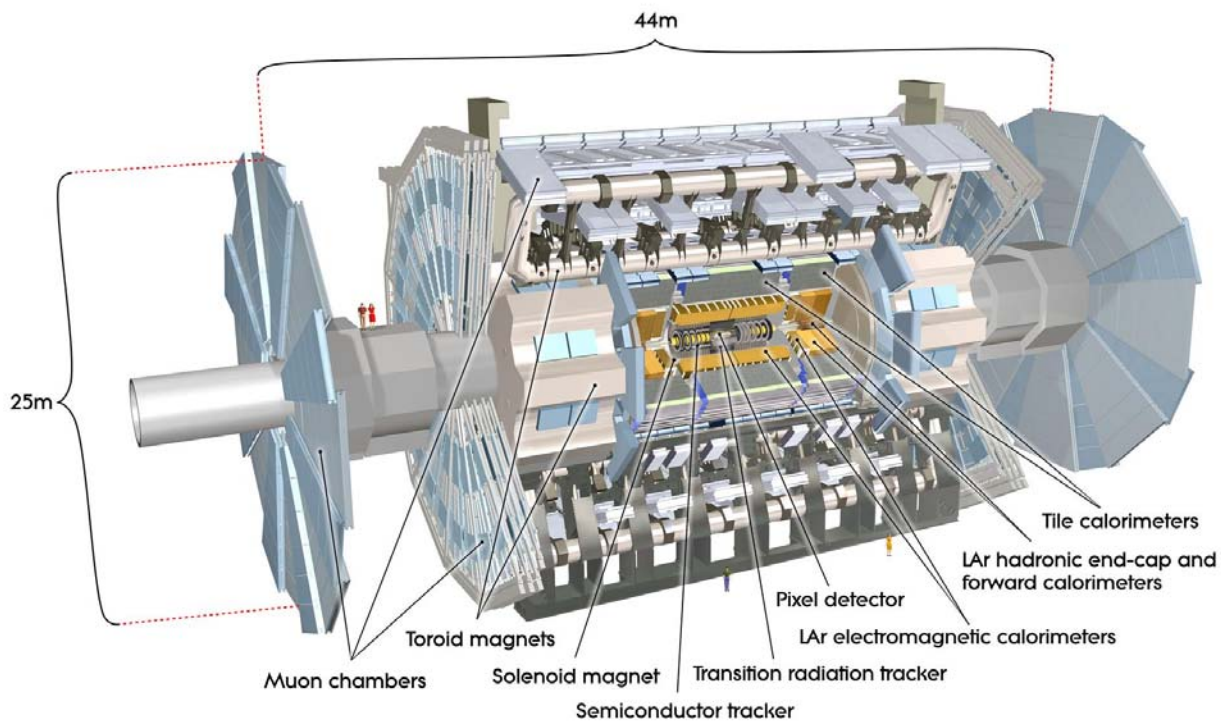


Abbildung 2.0.1.: Schematische Darstellung des Aufbaus des ATLAS Experiments [A⁺08]

Subkomponenten, die je nach radialem Abstand relativ zum Kollisionspunkt für verschiedene Messaufgaben optimiert sind.

Entsprechend ihres vorrangigen Messziels kann eine Einteilung in die drei Subsysteme Innerer Spurdetektor, Kalorimeter und Myonsystem vorgenommen werden.

Der innere Spurdetektor befindet sich am nächsten zum Kollisionspunkt der beiden Protonenstrahlen. Er ist dafür ausgelegt, in einzelnen Schichten verschiedener Subdetektorgrup-

pen elektrisch geladene Teilchen nachzuweisen. Dazu sind radial nach außen ein Silizium-Pixeldetektor, ein Silizium-Streifendetektor (Silicon Counter Tracker, SCT) sowie ein Übergangsstrahlungsdetektor (Transition Radiation Tracker, TRT) um den Kollisionspunkt angeordnet.

Der dreilagige Pixeldetektor mit insgesamt ca. 80,4 Millionen Kanälen sowie der vierlagige Streifendetektor mit etwa 6,3 Millionen Kanälen messen Ortsinformationen der Flugbahnen einzelner Teilchen.

Zur Aufnahme einer vergleichsweise großen Anzahl von Spurpunkten (ca. 30 – 36) pro Teilchenspur besteht der TRT aus parallel zur Strahlrichtung verlaufenden, gasgefüllten Driftröhren, die in drei Lagen modular angeordnet sind. Zusammen mit den Endkappen sind es insgesamt ca. 350.000 Kanäle.

Zusätzlich zur Ortsmessung für die Spurrekonstruktion ermöglicht dieser Subdetektor die Unterscheidung von Pionen und Elektronen aufgrund des unterschiedlichen Energieverlusts durch Übergangsstrahlung. Details hierzu finden sich in [A⁺08] und [Kle05]. Die Daten aller Kanäle des inneren Detektors werden erst bei einem Signal des Level-1-Triggers ausgelesen. (siehe Kapitel 2.2.3) Die Kombination der Daten einzelner Detektorlagen und die Ortsauflösung der Halbleiterdetektoren im Bereich von Mikrometern erlaubt unter Benutzung von Rekonstruktionsalgorithmen die Bestimmung des Ortes des Primärvertex der Teilchenkollision mit einer Standardabweichung $\sigma(z) < 1$ mm in Strahlrichtung.

Weiterhin können die beispielsweise Positionen von Sekundärzerfällen bestimmt werden, was vor allem für die Erkennung von B-Hadronen von Bedeutung ist. Der gesamte innere Detektor befindet sich in einem Solenoid-Magnetfeld einer Feldstärke von 2 T. Elektrisch geladene Teilchen werden aufgrund der Lorentzkraft auf gekrümmte Bahnen gezwungen, was eine Bestimmung ihres Transversalimpulses anhand der Messung des Krümmungsradius der Spuren ermöglicht.

Der äußerste Schale des Detektors nimmt das System zum Nachweis von Myonen ein. Mit Hilfe eines torroidalen Magnetfeldes einer Feldstärke von 0.5 T in der Zentralregion kann mit einer Rekonstruktion der Flugbahnen der Impuls der Myonen gemessen werden.

Eine genaue Beschreibung der verschiedenen Subdetektorsysteme für die Spurrekonstruktion sowie das Triggern von Myonen kann [A⁺08] entnommen werden.

Das Kalorimetersystem zur Energiemessung von Teilchen aus der Kollision sowie auftretender Zerfallsprodukte befindet sich zwischen dem inneren Solenoidmagneten, der ein axiales Magnetfeld von 2 T erzeugt, und dem außen liegenden Spulensystem für das toroidale Magnetfeld. Wie in Abbildung 2.3.1 dargestellt, kann das Kalorimeter sowohl hinsichtlich des Detektortyps als auch der Messaufgabe unterteilt werden.

Zur Messung von vorwiegend hadronisch wechselwirkenden Teilchen ist das außen liegen-

de Hadronkalorimeter vorgesehen. Hadronen, also aus Quarks zusammengesetzte Teilchen, erfahren im elektromagnetische Kalorimeter einen vergleichsweise geringen Energieverlust und deponieren den Hauptteil ihrer Energie erst in dem aus Stahl- und Szintillatorkacheln zusammengesetzten Tile-Kalorimeter (in Abbildung 2.3.1 blau dargestellt). Die hier vorliegenden Arbeit beschränkt sich auf das Flüssigargon-Kalorimeter, welches für die Messung der Energie von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen optimiert ist und im folgenden Kapitel näher beschrieben wird. Zur Kenntlichmachung von Positionen wird ein Koordinatensystem definiert, in dem der nominelle Kollisionspunkt, welcher gleichzeitig der Mittelpunkt des Detektors ist, als Koordinatenursprung festgelegt ist. Die x -Achse zeigt zum Mittelpunkt des Beschleunigerrings, die positive y -Achse nach oben und z -Achse ist entsprechend eines Rechtssystems festgelegt. Davon abgeleitet ist ein Zylinderkoordinatensystem mit dem Polarwinkel θ , der den Winkel von der Strahlachse beschreibt, sowie dem Azimutalwinkel ϕ . In der hier vorliegenden Arbeit wird insbesondere zur Beschreibung der Raumabdeckung einzelner Detektorbereiche zusätzlich die Pseudorapidität $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ benutzt.

2.1. Das Kalorimeter

Das ATLAS-Kalorimeter setzt sich aus mehreren Teilkalorimetersystemen zusammen. Die innere Lage nimmt das elektromagnetische Kalorimeter ein, welches mit zunehmender Pseudorapidität η in Barrel, Endkappen (electromagnetic end-cap calorimeter, EMEC) und Vorwärtskalorimeter (forward calorimeter, FCal) unterteilt ist. Dabei benutzen alle drei Teile Flüssigargon als aktives Nachweismaterial. Im zentral angeordneten, in Akkordeon-Schichtbauweise konstruierten Barrel und in den Endkappen wird Blei als Absorber verwendet, im Vorwärtskalorimeter Kupfer.

Die Endkappen des Hadronischen Kalorimeters (hadronic end-cap, HEC), die sich vom Strahlkreuzungspunkt aus hinter dem EMEC befinden, sind ebenfalls in Flüssigargon-Kupfer-Bauweise konstruiert. Im hadronischen Vorwärtskalorimeter hingegen wird Wolfram als Absorbermaterial benutzt. Der Aufbau des Kalorimetersystems des ATLAS-Detektors ist in Abbildung [?] dargestellt.

Das zentral angeordnete Barrel und die beiden Endkappen befinden sich jeweils in eigenen Kryostaten, die im Inneren während des Betriebs eine Temperatur von 87 K aufweisen. Dies ist notwendig, da als aktives Medium Flüssigargon eingesetzt wird, welches nur in einem Temperaturbereich von $\Delta T \approx 4$ K in flüssigem Aggregatzustand vorliegt. Dieses weist ein intrinsisch lineares Verhalten, eine ausreichende Stabilität der Pulsantwort als Funktion

der Zeit sowie eine große Strahlenhärte auf.

2.1.1. Elektromagnetisches Barrel-Kalorimeter

Der in dieser Arbeit untersuchte Teil des Kalorimeters ist das zentral um den Wechselwirkungspunkt liegende Barrel, welches einen η -Bereich in zwischen $-1,475$ und $1,475$ abdeckt. Dabei ist bei $\eta = z = 0$ das Kalorimeter aufgrund räumlicher Begrenzungen des Platzes für die Montage wiederum in zwei Hälften unterteilt. Jedes Halbstück weist einen Innen-, respektive Außendurchmesser von 2.8 m beziehungsweise 4.0 m sowie eine Länge von 3.2 m auf. Die Gesamtmasse eines einzelnen Zylinders beträgt 57 t .

Die Akkordeongeometrie ermöglicht einen Aufbau, der lückenlos eine vollständige Abdeckung von ϕ mit Detektionsmaterial sowie eine schnelle Signalauslese an der Vorder- und Rückseite der Elektroden gewährleistet. Die Winkel der Faltung, die sich in r und ϕ erstreckt, wächst mit dem Radius an, um einen konstanten Abstand zwischen den Absorberplatten und Elektroden sicher zu stellen. Dieser Zwischenraum ist mit Flüssigargon gefüllt.

In radialer Richtung zur Strahlachse ist das Barrel wie in Abbildung 2.1.2 zu sehen, in drei Schichten unterschiedlicher Dicke segmentiert. Diese Unterteilung ist wiederum für den Level-1-Trigger diese Subdetektorsystems von großer Wichtigkeit und wird in Kapitel 2.2.3 näher beschrieben.

Weiterhin existiert eine weitere Unterteilung des Kalorimeters in einzeln elektronisch auslesbare Zellen. Zu diesem Zweck befinden sich in den Lücken zwischen den Absorbern dreilagige Kupferelektroden [A⁺05], die von einzelnen Lagen Polyamid isoliert werden.

Für die durchgeführte Simulation wird eine Zelle der mittleren Schicht des Barrels nahe $\eta = 0$ ausgewählt. Dies ist eine Vereinfachung, da bei $\eta = 0$ beide Hälften des Barrels aneinanderstoßen und es damit keine Zelle gibt, deren Mittelachse mit $\eta = 0$ übereinstimmt.

2.2. Ausleseelektronik

Die Elektronik zur Auslese der Strompulse besteht im Wesentlichen aus zwei Teilen. Direkt auf dem Detektor befinden sich Komponenten zur Signalextraktion und -weiterleitung mittels optischer Links sowie zur Kalibrierung einzelner Detektorzellen. Des weiteren sind Teile des Level-1-Triggers in den sogenannten Front End Crates (FEC) zusammengefasst, die sich in z -Richtung etwa 3 m vom Kollisionspunkt entfernt befinden. Für die Synchronisation aller Komponenten werden von außen Kontroll- und Steuersignale wie das 40 MHz Clock-Signal des LHC bereitgestellt. Im Weiteren wird der direkt für die Signalauslese

konzipierte Teil beschrieben.

Außerhalb des Detektors, in der Kaverne USA15 befinden sich die Komponenten für die höheren Trigger-Level sowie die Datenübertragung auf externe Speichermedien für die weitere Datenanalyse, die über die oben angesprochenen optischen Kabelverbindungen mit den Front End Crates verbunden sind.

Abbildung 2.2.1 zeigt den Aufbau der Ausleseelektronik die gegenwärtig Verwendung findet. Die Front End Boards befinden sich zusammen mit der Elektronik zur Kalibration sowie Teilen der Hardware des Level-1-Triggers in den Einschüben, die direkt auf dem Detektor verbaut sind.

2.2.1. Front End Board

Die Aufgaben der insgesamt 1524 Front End Boards (FEB), davon 896 für das Barrel, sind die Auslese des Kalorimetersignals, dessen Verstärkung, Pulsumformung, Abtastung, Zwischenspeicherung sowie Digitalisierung und Weiterleitung an nachgeordnete Systeme. Jedes einzelne Board verarbeitet 128 Kanäle des Kalorimeters.

Abbildung 2.2.2 zeigt das Blockdiagramm des Aufbaus eines FEBs. Das vom Kalorimeter kommende Rohsignal ist ein Dreiecks-Strompuls mit einer Anstiegszeit von wenigen Nanosekunden sowie einer etwa 400 ns langen abfallenden Flanke, was der Driftzeit der Elektronen im Flüssigargon der Kalorimeterzelle entspricht. Der Bereich erwarteter Stromstärken eines Pulses reicht von Nanoampere bis zu einigen Milliampere, wobei ein Elektron im Kalorimeter typischerweise einen Signalpuls einer Stromstärke von $23 \mu\text{A}/\text{GeV}$ erzeugt. Die erste Komponente der Signalverarbeitung ist der Vorverstärker. Dieser liefert am Ausgang ein Spannungssignal, welches direkt proportional zur Stromstärke am Eingang ist. Je nach Lage der einzelnen Zellen im Kalorimeter in verschiedenen Lagen bzw. in η , ist eine von drei verschiedenen Konfigurationen des Vorverstärkers im Einsatz, die sich in Eingangsimpedanz, Ausbeute und Dynamikbereich unterscheiden und entsprechend der Charakteristik der Kalorimeterzelle angepasst sind.

Nach dem Vorverstärker findet eine Teilung und parallele Weiterführung des Signal statt, wobei das Signal entsprechend mit drei verschiedenen Faktoren (gain) 0, 8; 8, 4 und 82 [B⁺08b] verstärkt wird. Die Pulsformung einer Dreiecksform in eine bipolare Pulsform wird über ein elektronisches CR-(RC)²-Glied mit der Zeitkonstante $\tau = 13 \text{ ns}$ vorgenommen [B⁺08b]. Im nächsten Schritt wird das umgeformte Signal in allen drei Gain-Stufen mit 40 MHz abgetastet und in einem Chip mit 16 Schaltkondensatorbänken (SCA) aus jeweils 144 Zellen in analoger Form zwischengespeichert. Für jede Kalorimeterzelle gibt es 4 SCAs, 3 für die jeweiligen Gain-Stufen und ein Referenzkanal, so dass 4 Zellen pro Chip verarbeitet wer-

den. Dieser Zwischenspeicher ist für die Überbrückung der Latenzzeit der Level-1-Triggers notwendig.

Die Ausgänge des SCA sind an eine Analog-Digital-Konverter-Einheit angeschlossen, die einen 12-bit ADC enthält, der kontinuierlich mit einer Frequenz von 40 MHz die Analogsignale digitalisiert. Wie in Abbildung 2.2.3 sichtbar, enthält der bipolare Puls einen Anteil im negativen Bereich. Der ADC kann nur positive Spannungswerte verarbeiten, weshalb eine Addition eines sogenannten Pedestals vorgenommen wird. Dieses wird bei der Auswertung des Signals wieder subtrahiert. Dies wird eingehend in Kapitel 3.3 beschrieben. Die Auslese aller Kanäle erfordert insgesamt 1524 Front End Boards am Detektor.

2.2.2. Readout Driver Board

Acht FEBs sind über optische Datenkabel mit einem der insgesamt 192 Readout Driver Boards verbunden. Diese verarbeiten die ankommenden Signale weiter und benutzen den Optimalen Filter, der im gleichnamigen Kapitel beschrieben wird. Es bildet gleichzeitig die Verbindung zum Data Acquisition System (DAQ), welches für das endgültige Abspeichern ausgewählter Daten auf Massenspeicher verantwortlich sind.

2.2.3. Level-1-Trigger

Die Entscheidung, einen zu einer bestimmten Wechselwirkung der Protonenpakete zugehörigen Datensatz auszulesen und der nachfolgende Prozessierung zugänglich zu machen, wird von einem in Hardware implementierten Algorithmus getroffen, dem Level-1-Trigger. Für das Flüssigargonkalorimeter ist dabei das Ziel dieser Datenauswahl, Ereignisse aufzuzeichnen, die in definierten Volumina des Kalorimeters Energieeinträge von Photonen oder Elektronen oberhalb festgelegter Schwellwerte aufweisen. Weiterhin deponieren auch Bündel von geladenen Teilchen, die aus Prozessen stammen, bei denen Quarks entstehen (beispielsweise die Produktion von B-Hadronen oder τ -Leptonen), zusätzlich zur Energiemenge im hadronischen Kalorimeter ebenfalls einen signifikanten Anteil im elektromagnetischen Kalorimeter.

Daher werden für diesen Algorithmus auf niedrigster Ebene der Trigger-Hierarchie beide Kalorimeter betrachtet, wie in Abbildung 2.1.2 dargestellt. Einzelne Zellen des elektromagnetischen Kalorimeters werden lagenübergreifend zusammengefasst. Das gesamte Objekt wird als „Trigger-Tower“ bezeichnet.

Diesen umfassen jeweils einen Bereich $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,1 \times 0,1$. Alle Trigger-Tower sind in Größe und Position der Trigger-Tower sind unveränderlich in Hardware implementiert.

Die technische Umsetzung der Energieberechnung hat ihren Ausgang in der Teilung

eines Kalorimetersignals nach den Vorverstärkern auf einem FEB. Dabei wird vor der Pulsformung und Verstärkung mit den Gain-Faktoren die Summenbildung zur Berechnung der Energie analog vorgenommen und vom Tower-Builder-Board weiterprozessiert. Die Zeit, die das Triggersystem benötigt, um über eine Weitergabe der Daten an das ROD zu entscheiden, wird als Latenzzeit des Triggers bezeichnet. Während dieser Zeit müssen die Daten zwischengespeichert werden, was mithilfe von Schaltkondensatorbänken (siehe Abschnitt 2.2.1) auf dem FEB realisiert ist. Die Begrenzung von Speicherkapazität führt dazu, dass der Triggeralgorithmus einerseits möglichst schnell

2.3. Hochluminositätsphase am LHC

Das langfristige Ziel des ATLAS-Experiments ist die Aufnahme einer Datenmenge bei der Design-Schwerpunktsenergie von 14 TeV, die einer integrierten Luminosität von 3000 fb^{-1} entspricht. Wie in Tabelle 2.3.1 angeführt, ist bis 2021 mit einer integrierten Luminosität in der Größenordnung von etwa 350 fb^{-1} rechnen. Das Erreichen der angestrebten Datenmenge erfordert eine Anhebung der maximalen Luminosität des LHC. Dazu wird ein Konzept entwickelt, die Luminosität bei einem Wert von $2 - 5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ über den Zeitraum einer LHC-Füllung vergleichsweise stabil zu halten [Car11]. Konkrete technische Umsetzungen für den Beschleuniger sind Gegenstand aktuell nicht abgeschlossener Diskussionen. Nach der bis 2021 erfolgten Phase der Datennahme ist ein Austausch der Ausleseelektronik des Flüssigargonkalorimeters aus mehreren Gründen notwendig.

Die Elektronik, die zur Auslese des Detektors verwendet wird, ist bezüglich ihrer Zuverlässigkeit unter der Einwirkung direkt und indirekt ionisierender Strahlung für eine Laufzeit von 10 Jahren ausgelegt. Alle direkt am Flüssigargonkalorimeter verwendeten elektronischen Bauteile erfüllen diese Anforderung, wie Tests an verschiedenen Strahlungsquellen zeigen [B⁺08c].

Für die Abschätzung der Lebensdauer ist die Testphase einzelner Detektorsysteme und ihrer Elektronikkomponenten mit zu berücksichtigen. Aufgrund der Benutzung von integrierten Schaltkreisen, die nicht mehr dem aktuellen Stand der Technik entsprechen und deshalb nicht mehr industriell produziert werden, wäre ein Austausch von defekten Baugruppen nur in sehr begrenztem Umfang möglich. Ein kompletter Austausch der Front-End-Elektronik ist damit unumgänglich.

Weiterhin ist eine Überarbeitung des Triggersystems vorgesehen, dessen Ziel eine verbesserte Unterdrückung von Pile-Up ist. Dazu sollen möglichst alle Detektorkanäle als Information im Triggeralgorithmus benutzt werden. Für das elektromagnetische Kalorimeter bedeutet dies, dass der Algorithmus Energieeinträge in einem Trigger-Tower hinsichtlich

ihrer Position in den drei radialen Kalorimeter-Lagen unterscheiden kann. Als Folge dieser verfeinerten Methoden wird eine Verbesserung der Unterscheidung von Elektronen, Photonen und hadronischer Jets aufgrund ihrer charakteristischen räumlichen Verteilung der Energiedepositionen sowie der Trigger-Schwellen für eine effizientere Datennahme angestrebt.

Tabelle 2.3.1.: Das geplante Programm des LHC, (Stand: April 2011) [Car11]

Zeitraum	$\sqrt{s}$ [TeV]	$\mathcal{L}_{\max}$ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	$\int \mathcal{L} dt$ [fb^{-1}]
2010 - 2011	7	10^{32}	≈ 5
2012 - 2013		Abschaltung	
2013 - 2017	13 – 14	10^{34}	$\approx 40 - 100$
2018		Abschaltung	
2019 - 2021	13 – 14	$(2 - 5) \times 10^{34}$	350
2022 - 2023		Abschaltung	
ab 2023	13 – 14	$(2 - 5) \times 10^{34}$	3000

2.3.1. Konzept der Ausleseelektronik

Der Kerngedanke des hier vorgestellten Konzepts der Auslese für HL-LHC ist die Prozessierung aller Daten außerhalb des Detektors. Dazu wird in den FEB im Gegensatz zum gegenwärtigen Design (siehe 2.2.1) nur die Digitalisierung des verstärkten und bipolar umgeformten Signal mit einem ADC vorgenommen. Dabei wird entsprechend dem aktuellen Stand der Technik von einem 12-bit ADC ausgegangen, der die Anforderungen bezüglich der Toleranzen gegenüber Strahlungseinflüssen am HL-LHC erfüllt. Ein Buffer in Form einer Pipeline aus Schaltkondensatorbänken ist nicht vorgesehen; die gesamte Datenmenge wird mit einer Frequenz von 40 MHz mittels einer optischen Schnittstelle zu den ROD gesendet.

Die Datenrate des elektromagnetischen Kalorimeters, die von den ROD prozessiert werden muss, kann mit 1150 Gbit/s abgeschätzt werden. Dabei werden 14 FEB mit jeweils 128 Kanälen berücksichtigt, die im Takt von 25 ns eine Datenmenge von 16 bit verschicken.

Die extern in Kaverne USA15 (siehe Abbildung 2.3.2) befindlichen ROD empfangen die Daten der FEB, wenden Filteralgorithmen an, die in Kapitel 2.5 eingehend beschrieben sind und bieten Zugang für Triggeralgorithmen unterer Level (L0/L1). Ein ROD ist dabei für die Verarbeitung der Daten von jeweils 14 FEBs vorgesehen, wobei für eine Datenrate von ca. 1,4 Tbit/s Dabei ist eine Entscheidung des konkreten Triggerkonzepts bisher nicht gefallen. Das Ziel ist jedoch eine hohe Flexibilität zu erreichen. Dies kann eine jederzeit

umprogrammierbare, digitale Datenverarbeitung erreichen.

Angeschlossen an die ROD sind die Read Out Buffer (ROB), die vom Hardware-Triggersystem akzeptierte Daten zwischenspeichern und den Softwaretriggern bereitstellen. Das Data Acquisition System (DAQ), welches die Daten für die späteren Analysen auf Rechnerfarmen bzw. Magnetspeichersystemen speichert.

Gegenwärtiger Stand der Entwicklung

Die Komponenten zukünftige Ausleseelektronik basieren auf der Technologie programmierbarer integrierter Schaltkreise (field programmable gate array, FPGA). Diese enthalten Grundbausteine für Logikschaltungen, deren konkret an die Anwendung angepasste Schaltungsstruktur mithilfe einer Hardwarebeschreibungssprache konfigurierbar ist. Die Benutzung von programmierbaren Logikschaltungen ermöglicht mögliche Anpassungen der Auslese an sich verschiebende Anforderungen ohne den Austausch von Hardwarekomponenten. Für den Praxiseinsatz relevanter ist die Fähigkeit, während der Laufzeit durch Laden eines neuen Satzes Kalibrationskonstanten diese der langsam abnehmenden Luminosität anzupassen. Diese müssen dazu in einer Datenbank für verschiedene Luminositäten bereitgestellt werden. In der Anfangsphase sollen diese anhand einer Kalibration basierend auf Simulationen gewonnen werden. Im weiteren Verlauf der Datennahme sollen diese durch datenbasierte Kalibrationskonstanten ersetzt werden. Die Auslagerung der Komponenten in die benachbarte Kaverne erfordert keine Datenspeicherung im strahlungsbelasteten Detektorbereich.

Der Algorithmus des Optimalen Filters unter der Maßgabe einer minimalen Anzahl von Takt-Zyklen ist bereits in einem Xilinx Virtex 3 FX FPGA implementiert [Stä10] und Hauptgegenstand dieser Arbeit.

Da zukünftig auch die Trigger der unteren Level die digital gefilterten Daten benutzen sollen, ist die Minimierung der Anzahl der Taktzyklen zur Einsparung von Zwischenspeicher notwendig.

Jedes ROD-Board verarbeitet dabei eine Daten von 14 FEBs mit einer Rate von bis zu 1,4 Tbps. [KJS10] Bis zu einer Entscheidung des Triggersystems und der damit verbundenen Weitergabe an den Readout Buffer müssen die Daten zwischengespeichert werden.

2.4. Minimum-Bias und Pile-Up

2.4.1. Minimum-Bias

Zur Abschätzung der zu erwartenden Teilchenzahlen in einer Detektorzelle werden Simulationen sogenannter Minimum-Bias-Ereignisse benutzt.

Die Aufzeichnung aller im Detektor stattfindenden Ereignisse mit allen Informationen wird als Zero-Bias bezeichnet. Dies setzt einen idealen Detektor voraus und ist damit real nicht umsetzbar.

Einerseits können nicht alle Teilchen eines Ereignisses gemessen werden, da Konstruktion, Produktion und Montage eines Detektors dieser Größe immer Lücken nach sich ziehen, in denen keine Messung stattfinden kann. Energiedepositionen in Kabelschächten oder Stahlträgern zur Befestigung einzelner Detektorkomponenten können messtechnisch nicht erfasst werden. Weiterhin können auch Kollisionsfragmente, die sich fast parallel zur Strahlrichtung bewegen und im Strahlrohr verbleiben, nicht nachgewiesen werden.

Andererseits setzen die Bandbreite der Datenübertragung und die Kapazität der Speichermedien Grenzen, welche Datenmenge ausgelesen werden kann.

Alle Ereignisse, die ausgelesen werden können, werden als Minimum-Bias-Ereignisse bezeichnet. Diese sind Ereignisse, denen als Primärwechselwirkung eine Streuung von Quarks und Gluonen mit vergleichsweise geringen Impulsüberträgen zugrunde liegt. Die Fragmente dieser inelastischen Proton-Proton-Streuung unterliegen dem Phänomen des Confinements. Das hat zur Folge, dass einzelne Partonen in einem als Hadronisierung bezeichneten Vorgang Mesonen und Baryonen bilden, die aufgrund weiterer Zerfälle dieser meist instabilen Sekundärteilchen ganze Teilchenbündel bilden. Das Auftreten von Wechselwirkungen höherer Ordnung bei der Hadronisierung trägt ebenfalls zur Bildung dieser Bündel bei, die als „Jets“ bezeichnet werden. Auch wenn diese Ereignisse zur Suche nach bisher unbekannten Prozessen nicht wichtig erscheinen, werden sie zur Optimierung bestehender Monte-Carlo-Generatoren für Prozesse der Starken Wechselwirkung benutzt [A⁺10b]. Dies trägt zum genaueren Verständnis der Untergrundereignisse bei und ist damit für alle Analysen von Bedeutung. Wie im Punkt 3.2.3 ausgeführt wird, beruht die Modellierung der Signalstruktur des Pile-Up-Rauschen auf bisherigen Analysen von Minimum-Bias-Ereignissen in Monte-Carlo-Studien.

2.4.2. Pile-Up

Mit einem Wirkungsquerschnitt der inelastischen Proton-Proton-Streuung von $(102 - 119) \text{ mb}$ [Ley09] bei einer Luminosität von $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ finden im Mittel ca. 23 Minimum-Bias-Ereignisse

gleichzeitig statt.

Da in diesem Fall im Detektorvolumen eine große Anzahl Ereignisse in geringem zeitlichen Abstand verglichen mit der zeitlichen Auflösung des Detektors statt, so kann man den Effekt des Pile-Up beobachten, der bei ATLAS aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts von Minimum-Bias-Ereignisse herrührt. Weiterhin werden für das ATLAS-Experiment zwei Arten unterschieden.

In-Time-Pile-Up

Diese Art des Pile-Up hat ihre Ursache in der Kollision mehrerer Protonen in einem Teilchenpaket. Für die Betrachtung der elektronischen Signale bedeutet dies, dass ein Puls eines Pile-Up-Ereignisses zum gleichen Zeitpunkt auftritt wie das Signal eines Ereignisses, das von der Messung eigentlich erfasst werden soll.

Out-of-Time-Pile-Up

Für die vorliegende Studie liegt das Hauptaugenmerk vor allem auf Out-of-Time-Pile-Up. Wie in Abbildung 2.2.3 sichtbar, beträgt die Dauer des Dreiecks-Strompulses eines Signals im Kalorimeter etwa 450 ns. Da die Kollisionen verschiedener Teilchenpakete einen zeitliche Abstand von nur 25 ns besitzen, können in einer Kalorimeterzelle nacheinander verschiedene Energiedepositionen stattfinden. Da Minimum-Bias-Ereignisse den höchsten Wirkungsquerschnitt aufweisen, ist ein vergleichsweise konstanter Untergrund aus Signalen dieser Ereignisse im Detektor zu erwarten.

Um die Anfälligkeit der Energiemessung für Ungenauigkeiten durch Pile-Up zu reduzieren, wird der Dreieckspuls in ein bipolares Signal umgeformt, da der für die Prozessierung wichtige Teil des Signals nur noch eine Dauer von etwa 150 ns besitzt. Die technische Umsetzung der Umformung wird in Kapitel 2.2.1 beschrieben.

Dieser Untergrund aus Pile-Up-Ereignissen wird aus Sicht der Signalprozessierung als konstantes Rauschen aufgefasst. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, dass die Struktur der Teilchenpakete im Beschleuniger nicht konstant ist. Der LHC besitzt 3564 Plätze für Protonenpakete, dabei werden aber in einer Füllung während des Betriebs bei den Designparametern nur 2808 besetzt. Weiterhin ist die zeitliche Struktur nicht konstant, einzelne Pakete werden in sogenannten „bunch trains“ zusammengefasst. Details zur genauen zeitlichen Struktur der Teilchenpakete finden sich in [LP08].

Die Annahme eines konstanten Rauschens durch Pile-Up ist damit nur innerhalb einzelner „bunch trains“ gerechtfertigt. Zusätzlich ist für die Hochluminositätsphase eine Änderung dieser Strukturen in Diskussion, eine genaue Anpassung der Modellierung an das zukünftige

Design ist also noch nicht möglich. Die Vorgehensweise, Pile-Up als Rauschen aufzufassen, kann anhand Abbildung 2.4.1 nachvollzogen werden. Ein Puls des zu messenden Ereignisses, wenn es auch in diesem Fall von In-Time-Pile-Up überlagert ist, wird nachfolgend von einem relativ konstanten Rauschen aus weiteren Pulsen begleitet.

2.5. Optimaler Filter

Als Methode zur Unterdrückung des Pile-Up-Rauschen kommt der Optimale Filter nach [CS94] bei ATLAS zur Anwendung.

Ausgehend von der gerechtfertigten Annahme, dass die Signalform g bekannt ist, kann man das Signal einer Detektorzelle beschreiben als

$$S_i = Ag(t_i - \tau), \quad (2.5.1)$$

wobei die Amplitude A und der Ursprung des Signals zur Zeit τ zu bestimmen sind. Die Abtastung der Signalform stellt eine Reihe von Messungen $S_1, \dots, S_n$ dar. Das Hauptziel dabei ist die Bestimmung der Parameter A und τ unter Benutzung des Datensatzes S_i . Dazu wird ein Ansatz über eine χ^2 -Funktion gewählt, welche die Korrelation zwischen zwei Datensätzen S_i und S_j in mithilfe der Matrix V_{ij} betrachtet. Angestrebt wird die Minimierung der χ^2 -Funktion zur Bestimmung der Werte A und τ welche mit der höchsten Wahrscheinlichkeit den ursprünglichen Parametern des abgetasteten Signals entsprechen.

$$\chi^2(A, \tau) = \sum_{ij} (S_i - Ag(t_i - \tau))V_{ij}(S_j - Ag(t_j - \tau)) \quad (2.5.2)$$

Unter Zuhilfenahme einer Taylor-Entwicklung kann die Abhängigkeit von τ linearisiert werden:

$$g(t_i - \tau) = g(t_i) - \tau \frac{d}{dt_i} g(t_i) = g(t_i) - \tau g'(t_i), \quad (2.5.3)$$

Für die weitere Rechnung wird die naheliegende Notationskonvention $g(t_i) = g_i$ and $g'(t_i) = g'_i$ eingeführt. Das Einsetzen des linearisierten Terms in den χ^2 -Ansatz führt auf:

$$\begin{aligned} \chi^2(A, \tau) &= \sum_{ij} (S_i - Ag(t_i) + A\tau g'(t_i))V_{ij}(S_j - Ag(t_j) + A\tau g'(t_j)) \\ &= \sum_{ij} (S_i - Ag_i + A\tau g'_i)V_{ij}(S_j - Ag_j + A\tau g'_j) \end{aligned} \quad (2.5.4)$$

Nun werden die folgenden Summen definiert und in Matrixschreibweise dargestellt:

$$\begin{aligned}
Q_1 &= \sum_{ij} g_i V_{ij} g_j = \mathbf{g}^\dagger \mathbf{V} \mathbf{g} \\
Q_2 &= \sum_{ij} g'_i V_{ij} g'_j = \mathbf{g}'^\dagger \mathbf{V} \mathbf{g}' \\
Q_3 &= \sum_{ij} g'_i V_{ij} g_j = \mathbf{g}'^\dagger \mathbf{V} \mathbf{g} \\
Q_4 &= \sum_{ij} g_i V_{ij} S_j = \mathbf{g}^\dagger \mathbf{V} \mathbf{S} \\
Q_5 &= \sum_{ij} g'_i V_{ij} S_j = \mathbf{g}'^\dagger \mathbf{V} \mathbf{S}
\end{aligned} \tag{2.5.5}$$

Der Satz der gemessenen Datenpunkte wird durch den Vektor $\mathbf{S}$ repräsentiert. $\mathbf{g}^\dagger$ ist dabei der transponierte Vektor von $\mathbf{g}$, dem Zeilenvektor der abgetasteten Punkte der auf 1 normierten Standard-Signalfunktion. Um χ^2 zu minimieren werden die ersten Ableitungen bezüglich A und $A\tau$ Null gesetzt. Daraus folgt:

$$A = \frac{1}{\Delta} (Q_2 Q_4 - Q_5 Q_3) \tag{2.5.6}$$

$$A\tau = -\frac{1}{\Delta} (Q_1 Q_5 - Q_3 Q_4) \tag{2.5.7}$$

mit

$$\Delta = Q_1 Q_2 - Q_3^2. \tag{2.5.8}$$

Das Hauptziel der Methode des Optimalen Filters ist die Rekonstruktion der Amplitude A und des Ursprungs des Signals in der Zeit τ unter Benutzung einer Linearkombination des digitalisierten Signals S . Für das Aufstellen der linearen Summen werden die Koeffizienten a und b definiert.

$$u = \sum_i a_i S_i \qquad v = \sum_i b_i S_i \tag{2.5.9}$$

Die Wahl der Koeffizienten wird in einer Weise vorgenommen, dass u und v equivalent zur Amplitude A respektive zu $A\tau$ sind.

Da die Signalform als bekannt vorausgesetzt wird, kann S_i wie folgt ausgedrückt werden:

$$S_i = Ag(t_i - \tau) = Ag_i - A\tau g'_i + n_i \quad (2.5.10)$$

wobei n_i auf das elektronische Rauschen des Signals Bezug nimmt. Wie schon oben gezeigt, wird auch hier eine Entwicklung nach Taylor angewandt. Die Forderung, dass der Erwartungswert von u gleich A und der Erwartungswert von v gleich $A\tau$ ist, führt auf folgendes Gleichungssystem:

$$A = \langle u \rangle = \sum_i (Aa_i g_i - A\tau a_i g'_i + \langle n_i \rangle) \quad (2.5.11)$$

$$A\tau = \langle v \rangle = \sum_i (Ab_i g_i - A\tau b_i g'_i + \langle n_i \rangle) \quad (2.5.12)$$

Hierbei ist anzumerken, dass das elektronische Rauschen im Mittel verschwindet. Daraus folgen für a_i und b_i die Bedingungen:

$$\sum_i a_i g_i = 1, \quad \sum_i a_i g'_i = 0, \quad (2.5.13)$$

$$\sum_i b_i g_i = 0, \quad \sum_i b_i g'_i = -1. \quad (2.5.14)$$

Des weiteren werden die Varianzen von u und v betrachtet:

$$\text{Var}(u) = \sum_{ij} a_i a_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{ij} a_i a_j R_{ij}, \quad (2.5.15)$$

$$\text{Var}(v) = \sum_{ij} b_i b_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{ij} b_i b_j R_{ij}, \quad (2.5.16)$$

$R_{ij} = \langle n_i n_j \rangle$ ist hier die Autokorrelationsfunktion des Rauschen zur Zeit $t_i - t_j$. Dabei wird Rauschen hier als Kombination von elektronischem Rauschen und Pile-Up betrachtet (wie in Abschnitt 2.4.1 beschrieben).

Diese Als nächstes werden die Varianzen von u und v unter der Berücksichtigung der Bedingungen aus den Gleichungen (2.5.13) minimiert.

$$I_u = \sum_{ij} R_{ij} a_i a_j - \lambda \left(\sum_i a_i g_i - 1 \right) - \kappa \sum_i a_i g'_i \quad (2.5.17)$$

$$I_v = \sum_{ij} R_{ij} b_i b_j - \mu \sum_i b_i g_i - \rho \left(\sum_i b_i g'_i + 1 \right) \quad (2.5.18)$$

Dabei bezeichnen λ , κ , μ und ρ Lagrangsche Multiplikatoren. Die partiellen Ableitung nach a_i und b_i werden Null gesetzt, woraus folgt:

$$\frac{\partial I_u}{\partial a_i} = \sum_j R_{ij} a_j - \lambda g_i - \kappa g'_i = 0 \quad (2.5.19)$$

$$\frac{\partial I_v}{\partial b_i} = \sum_j R_{ij} b_j - \mu g_i - \rho g'_i = 0 \quad (2.5.20)$$

Dieses lineare Gleichungssystem kann wiederum in Matrixschreibweise dargestellt werden, wobei $\mathbf{a}$ und $\mathbf{b}$ den Vektoren der jeweiligen Elemente a_i und b_i entsprechen. Dabei entspricht die schon aus Gleichung (2.5.2) bekannte Matrix $\mathbf{V}$ der Gewichte der Signale dem Inversen der Autokorrelationsmatrix $\mathbf{R} \equiv R_{ij}$.

$$\mathbf{a} = \lambda \mathbf{V} \mathbf{g} + \kappa \mathbf{V} \mathbf{g}' \quad (2.5.21)$$

$$\mathbf{b} = \mu \mathbf{V} \mathbf{g} + \rho \mathbf{V} \mathbf{g}' \quad (2.5.22)$$

Die Bestimmung der Lagrangschen Multiplikatoren erfolgt unter Zuhilfenahme der Bedingungen aus den Gleichungen (2.5.13).

$$\mathbf{g} \cdot \mathbf{a} = \lambda \mathbf{g}^\dagger \mathbf{V} \mathbf{g} + \kappa \mathbf{g}^\dagger \mathbf{V} \mathbf{g}' = 1 \quad \mathbf{g}' \cdot \mathbf{a} = \lambda \mathbf{g}'^\dagger \mathbf{V} \mathbf{g} + \kappa \mathbf{g}'^\dagger \mathbf{V} \mathbf{g}' = 0 \quad (2.5.23)$$

$$\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = \mu \mathbf{g}^\dagger \mathbf{V} \mathbf{g} + \rho \mathbf{g}^\dagger \mathbf{V} \mathbf{g}' = 0 \quad \mathbf{g}' \cdot \mathbf{b} = \mu \mathbf{g}'^\dagger \mathbf{V} \mathbf{g} + \rho \mathbf{g}'^\dagger \mathbf{V} \mathbf{g}' = -1 \quad (2.5.24)$$

Die Lösungen können ebenfalls ähnlich wie in Gleichungen (2.5.5) geschrieben werden als:

$$\lambda = \frac{Q_2}{\Delta} \qquad \kappa = -\frac{Q_3}{\Delta} \qquad (2.5.25)$$

$$\mu = \frac{Q_3}{\Delta} \qquad \rho = -\frac{Q_1}{\Delta} \qquad (2.5.26)$$

Die Autokorrelationsfunktion R_{ij} wird mittels eines simulierten Rauschens bestimmt, welches aus Pile-Up und elektronischem Rauschen besteht. Die Matrix ergibt sich aus

$$R_{ij} = \langle S_i S_j \rangle - \langle S_i \rangle \langle S_j \rangle \qquad (2.5.27)$$

wobei S_i im Folgenden als Sample bezeichnet wird und in der hier vorliegende Anwendung fünf aufeinanderfolgende Punkte, die vom Signal abgetastet werden, enthält. Die praktische Umsetzung und die Berechnung der Linearkoeffizienten des Optimalen Filters wird in Kapitel 3.2.4 beschrieben.

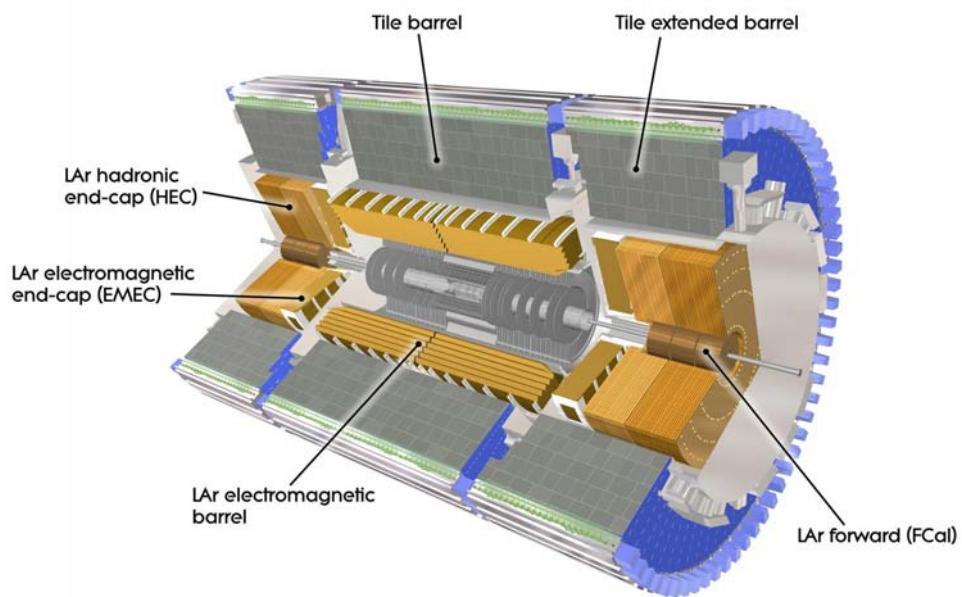


Abbildung 2.1.1.: Schematische Darstellung des Aufbaus des Kalorimetersystems mit Flüssigargonkalorimeter (gelb) und Tile-Kalorimeter (blau) [A⁺08]

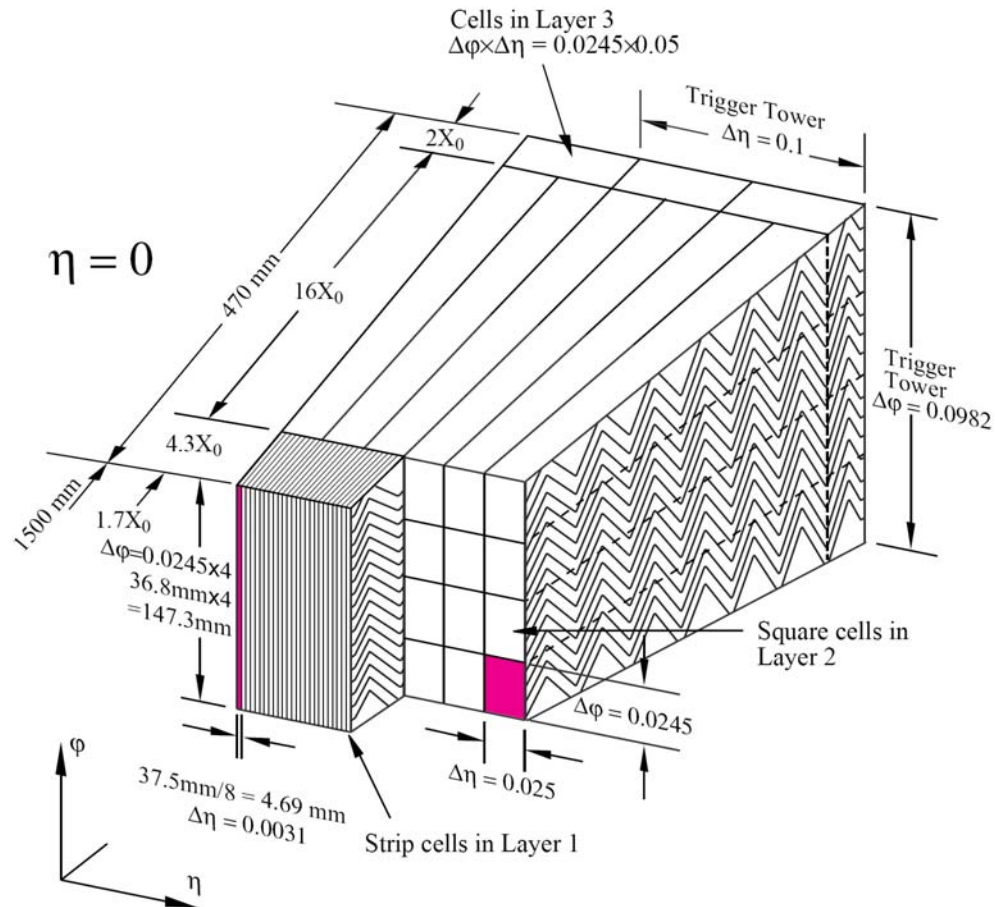


Abbildung 2.1.2.: Ausschnitt des Barrels bei $\eta = 0$ mit Segmentierung in allen drei Raumrichtungen und Akkordeonstruktur von Absorber und aktiven Material in einzelnen Zellen [A⁺08]

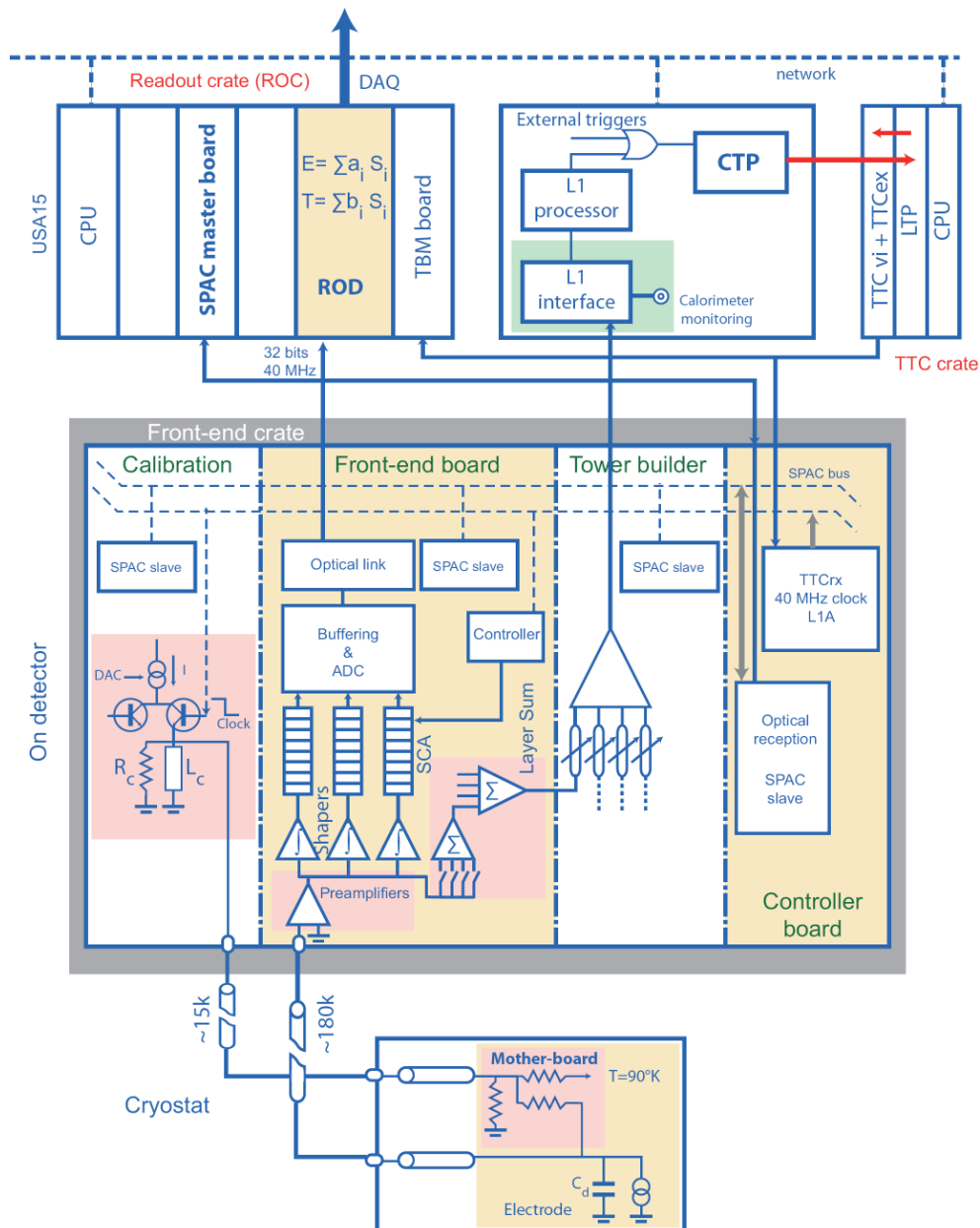


Abbildung 2.2.1.: Schematische Darstellung des Aufbaus der Ausleselektronik des ATLAS-Flüssigargonkalorimeters [B⁺08b]

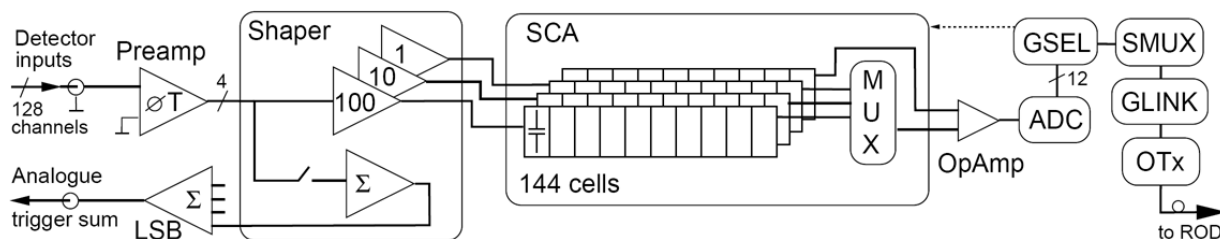


Abbildung 2.2.2.: Schematische Darstellung des Aufbaus des Front End Boards [B⁺08b]

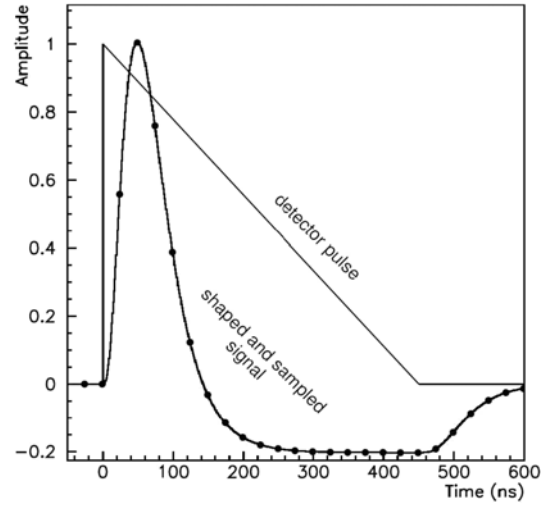


Abbildung 2.2.3.: Darstellung des Dreieckstimpulses sowie das in einen bipolaren Spannungspuls umgeformte Signal auf dem Front End Board [B⁺08b]

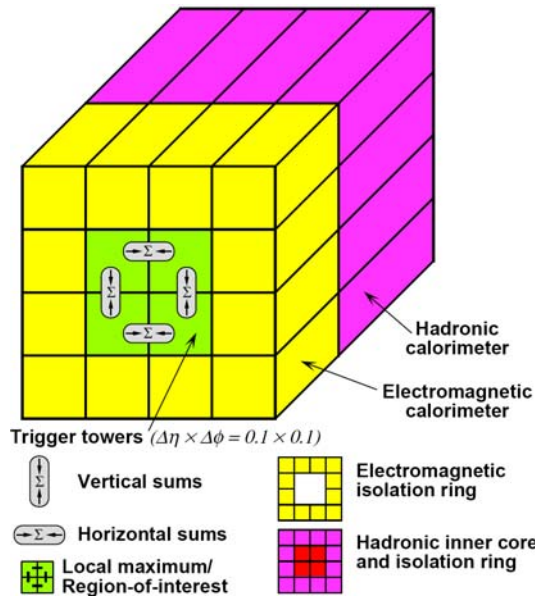


Abbildung 2.2.4.: Schematische Darstellung des Level-1-Kalorimetertriggers. Ein Trigger-Tower besteht im Bereich des Barrels aus 16 Zellen der zweiten Lage des Kalorimeters. [A⁺08]

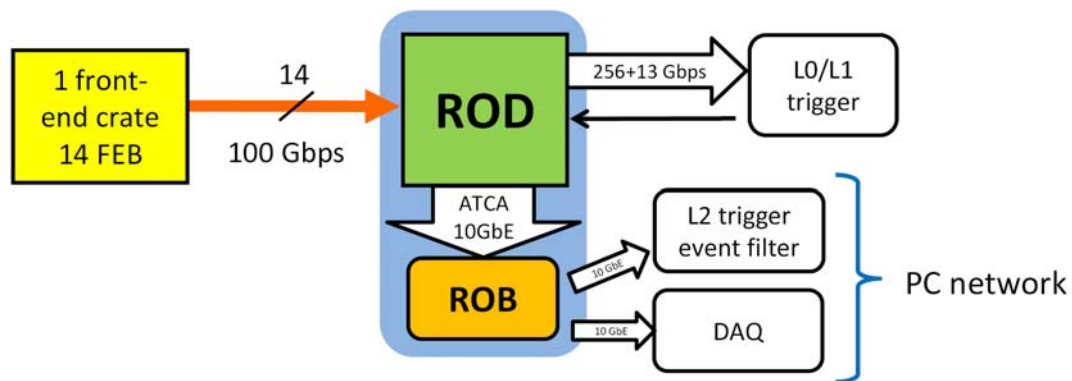


Abbildung 2.3.1.: Schematische Darstellung eines möglichen Konzepts der Auslese des Flüssigargonkalorimeter für HL-LHC [KJS10]

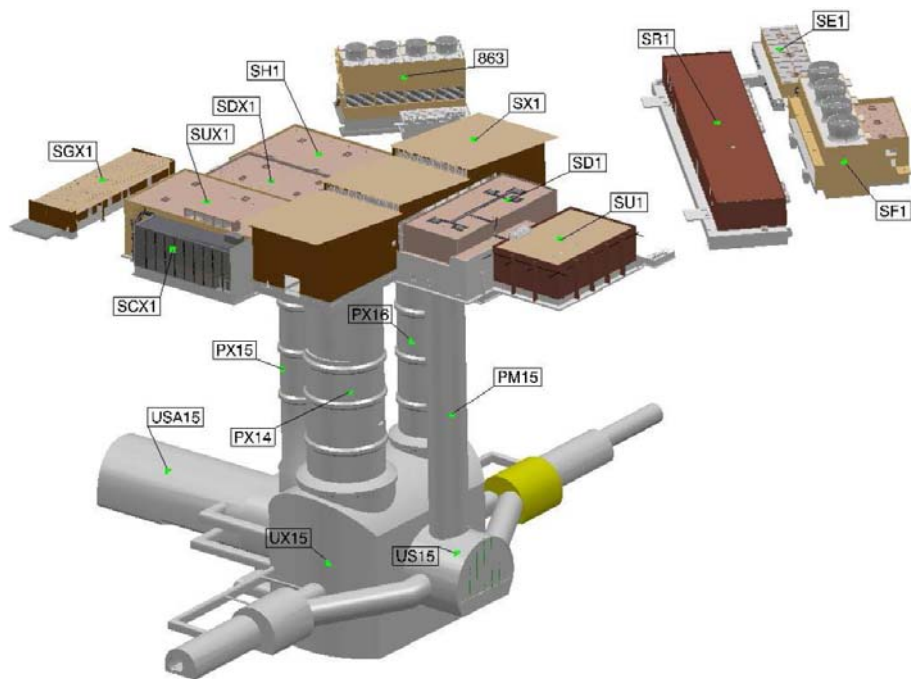


Abbildung 2.3.2.: Bauliche Infrastruktur des ATLAS-Experiments. Im oberirdischen Gebäude SCX1 befindet sich der Kontrollraum des Experiments, welches in der Hauptkaverne UX15 untergebracht ist. [A⁺08]

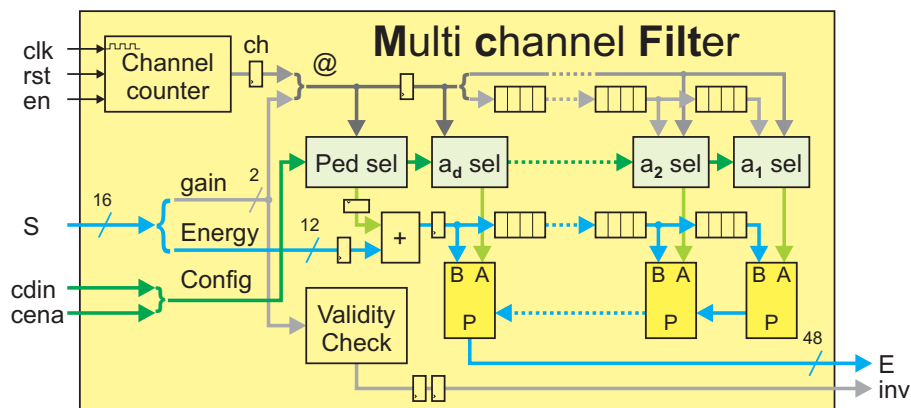


Abbildung 2.3.3.: Blockdiagramm der Implementation des Optimalen Filters in FPGA-Technologie. Dargestellt ist ausschließlich das Modul zur Berechnung der Energie und Zeitinformation, welches selbst in Module zur Verwaltung der Datenströme eingebettet ist. [Stä10]

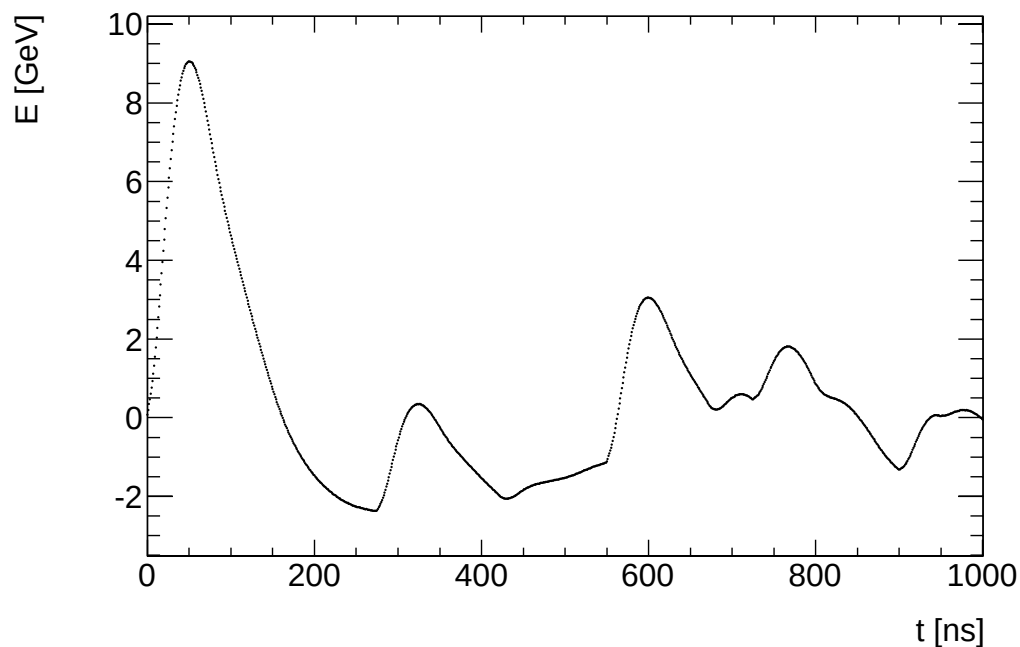


Abbildung 2.4.1.: Ein simuliertes Ereignis einer Energie von 6 GeV wird von einem Pile-Up-Ereignis so überlagert, das die Gesamtamplitude des Pulses ca. 9 GeV entspricht.

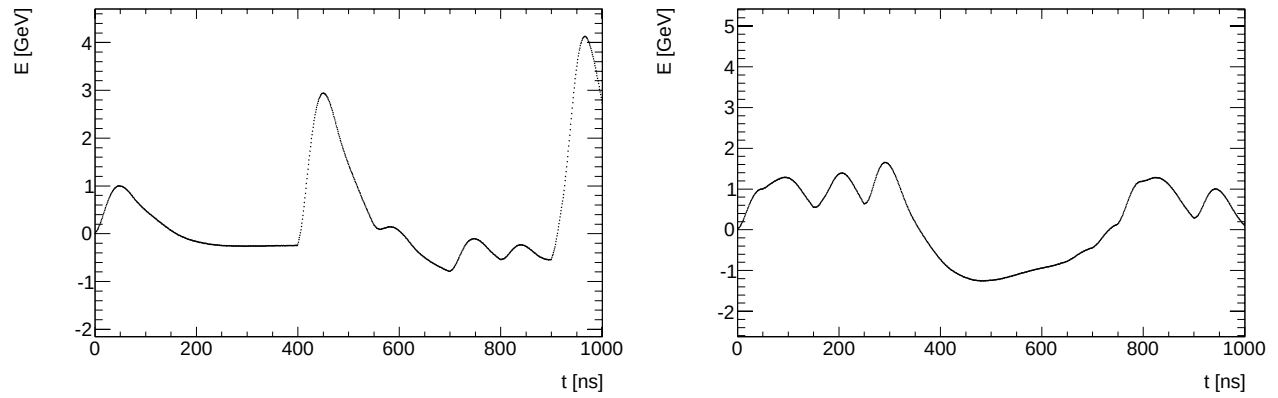


Abbildung 2.4.2.: Zwei Beispiele für Out-of-Time-Pile-Up. In der Abbildung links ist das einzeln simulierte Ereignis mit der Energie von 1 GeV zeitlich isoliert, in der Abbildung rechts fast vollständig von Pile-Up überlagert.

3. Simulation

In diesem Kapitel wird die Implementation verschiedener Aspekte der Simulation der Ausleseelektronik des Kalorimeters beschrieben. Zuerst wird dabei auf die benutzten Hilfsmittel eingegangen. Danach folgt die Beschreibung des ersten Teils der Simulation, des Monte-Carlo-Generators und der Komponenten zur Erzeugung des Signals. Den letzten Teil bildet die Beschreibung des Programms zur Analyse der vorher erzeugten Signale. Dabei wird insbesondere die Nachbildung des bisher schon in einem FPGA implementierten Algorithmus vor allem hinsichtlich der Einflüsse begrenzter Bitbreite auf die Berechnung der Energie und der Zeit untersucht.

3.1. Hilfsmittel

3.1.1. ROOT

Die in der Hochenergiephysik etablierte Analysesoftware ist ROOT, ein C++ basiertes Softwarepaket, welches eine Vielzahl Algorithmen und Lösungen für den Umgang mit einer großen Menge Daten bereitstellt. Des weiteren finden sich Strukturen zur Erzeugung von Diagrammen, Routinen zur Anpassung von Funktionen an Histogramme als auch zur vorgefertigte Werkzeuge für statistische Analysen. In dieser Arbeit wird ROOT vorrangig als Hilfsmittel zur Darstellung von Diagrammen benutzt. Das Management der Datenmengen wird mithilfe des von ROOT bereitgestellten Dateiformats vorgenommen, während hingegen die Analyse in C++ geschrieben ist, um größtmögliche Unabhängigkeit der Software zu erreichen. Eine Ausnahme bildet der Zufallszahlengenerator, der eine von ROOT bereitgestellte Implementation des Mersenne-Twister Pseudozufallszahlengenerators [MT98] ist.

3.2. Signalerzeugung

Grundlage der Simulation ist eine Standardsignalform [B⁺08b], welche mit einer auf 1 normierten, einheitenlosen Amplitude als Datei bereitgestellt wird. Dieses Standardsignal, aus

einer Simulation der einzelnen Komponenten des Pulsformers gewonnen, ist in Abbildung **fig:shaping** sichtbar. Die numerische Darstellung erfolgt in diskreten Schritten von 1 ns, was somit in der Simulation den kleinstmöglichen Zeitabstand darstellt.

3.2.1. Rauschen

Die Erzeugung des Rauschens, welches sich hier aus zwei Komponenten zusammensetzt, wird mithilfe von Monte-Carlo-Methoden vorgenommen. Die Simulation bestimmt für jedes neu betrachtetes Signalereignis zuerst das Rauschen und addiert dann eine Standardsignalspulsform entsprechender Amplitude. Die Erzeugung der einzelnen beiden Bestandteile des Rauschens wird im Folgenden beschrieben.

3.2.2. Elektronisches Rauschen

Ein nicht zu vernachlässigender Aspekt der elektronischen Signalverarbeitung ist das Rauschen, dessen größter Anteil thermisch bedingt ist und auch in der Simulation berücksichtigt werden muss.

Dies wird durch eine gaußverteilte Zufallsvariable realisiert, wobei der Erwartungswert gleich Null gesetzt wird, um die Fluktuation ohne Verschiebung auf das Signal aufaddieren zu können. Die Varianz wird anhand Abbildung 3.2.1 abgeschätzt.

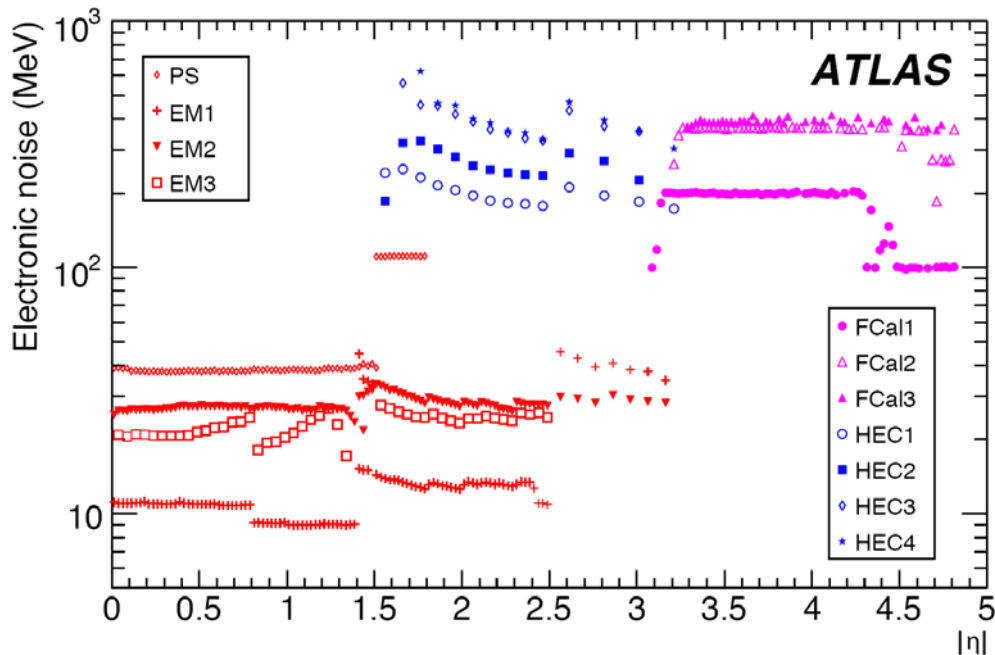


Abbildung 3.2.1.: Gemessenes elektronisches Rauschen im gesamten Flüssigargonkalorimeter in Abhängigkeit von $|\eta|$, gemittelt über ϕ und $\pm\eta [A^{+10c}]$

Als Standardwert für die Modellierung werden 20 MeV benutzt, was eine obere Grenze des Rauschens für die mittlere Detektorlage des Barrels (EM2) für $|\eta| < 1,475$ darstellt [A⁺10c].

3.2.3. Rauschen durch Pile-Up

Wie in Kapitel 2.4.1 beschrieben, ist das Phänomen des Pile-Up aufgrund der zeitlichen Länge der elektronischen Signalpulse ein Hauptproblem für den Hochluminositätsbetrieb des LHC. Diese Signalstruktur muss entsprechend nachgebildet werden.

In der Simulation wird eine ideale Kalorimeterzelle bei $\eta = 0$ betrachtet. Auf Betrachtung von Detektorcharakteristika wie Nachweiseffizienzen wird damit verzichtet.

Die Wahrscheinlichkeit, das in einer Zelle ein Ereignis auftritt, wird durch eine Poisson-Verteilung beschrieben.

Abschätzung des Erwartungswerts der Poisson-Verteilung

Der Erwartungswert der Verteilung entspricht der mittleren Teilchenzahl pro Protonenpaketwechselwirkung und Detektorzelle bei gegebener Granularität des Kalorimeters.

Als Wirkungsquerschnitt der Ereignisse, die Pile-Up-Rauschen verursachen, wird der totale Wirkungsquerschnitt von Minimum-Bias-Ereignissen herangezogen [Ley09].

$$\sigma_{\text{tot}} = (102 - 119) \text{ mb} \quad (3.2.1)$$

Die Ereignisrate ist über die Luminosität mit dem Wirkungsquerschnitt verknüpft.

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{\text{tot}} \quad (3.2.2)$$

Bei der Designluminosität des LHC von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ beträgt die Anzahl geladener Teilchen pro Pseudorapidität und Proton-Proton-Wechselwirkungsereignis [Ley09]:

$$\frac{dN_{\text{ch}}}{d\eta} \approx 5 \quad (3.2.3)$$

Dies wird auch als Standardwert für die Simulation beibehalten. Für eine Abschätzung des Verhaltens bei einer höheren Luminosität wird dieser Wert um eine Größenordnung auf 50 gesetzt. (siehe Kapitel 4.2)

Wie in Abbildung 2.1.2 sichtbar, beträgt die Ausdehnung einer Zelle des elektromagneti-

schen Kalorimeters:

$$\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,0245 \quad (3.2.4)$$

In bisher betrachteten Upgrade-Szenarios werden etwa als obere Grenze $N = 400$ Ereignisse pro Teilchenpaket-Wechselwirkung angenommen, was einer Luminosität von $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ entspricht.

Damit kann die Anzahl Ereignisse in einer Detektorzelle wie folgt abgeschätzt werden:

$$N_{\text{cell}} = \frac{dN_{\text{ch}}}{d\eta} \cdot \Delta\eta \cdot N \cdot \frac{\Delta\phi}{2\pi} \quad (3.2.5)$$

Auswahl des Transversalimpuls eines Pile-Up-Ereignisses

Um die Amplitude eines einzelnen Pile-Up-Signals im Detektor festzulegen, wird die Standardpulsform mit dem Transversalimpuls multipliziert. Dazu ist es sinnvoll, die Verteilung der Teilchenzahlen entsprechend ihrer Impulsrichtungen zu betrachten. Ausgehend von der Energie

$$E = m_{\text{T}} \cosh y = \frac{d}{dy} m_{\text{T}} \sinh y = \frac{dp_{\text{L}}}{dy} \quad (3.2.6)$$

und der „transversalen“ Masse m_{T} mit geeigneter Wahl des Koordinatensystems, sodass $p_z = p_L$ gesetzt werden kann,

$$m_{\text{T}} = m^2 + p_x^2 + p_y^2 \quad (3.2.7)$$

lässt sich die Teilchenzahlverteilung wie folgt darstellen:

$$\frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{d^3 N}{d\phi dp_{\text{T}} p_{\text{T}} dy} \quad (3.2.8)$$

Die Multiplikation mit E ergibt:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{d^3 N}{2\pi dp_{\text{T}} p_{\text{T}} dy} \quad (3.2.9)$$

Diese Verteilung wird in [Col08] in parametrisierter Form beschrieben.

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{dN}{dy} \frac{(n-1)(n-2)}{2\pi n T (nT + (n-2)m)} \left(1 + \frac{E_{\text{T}}(p_{\text{T}})}{nT} \right)^{-n} \quad (3.2.10)$$

$$\text{mit } E_{\text{T}} = \sqrt{m^2 + p_{\text{T}}^2} - m \quad (3.2.11)$$

Dabei ist T der inverse Anstiegsparemeter für die Exponentialfunktion, die im Bereich niedriger Transversalimpulse dominiert. Für große Beträge von p_{T} dominiert eine Potenz-

funktion mit dem Exponenten n . Für m wird die Pionmasse von $0,139 \text{ GeV}$ eingesetzt. Wie in [Col08] beschrieben, wird $T = 0,2 \text{ GeV}^{-1}$ und $n = 7,2$ gesetzt.

Mit Gleichung 3.2.9 ergibt sich:

$$\frac{dN}{dp_T} = \frac{p_T(n-1)(n-2)}{2\pi nT(nT + (n-2)m)} \left(1 + \frac{E_T(p_T)}{nT}\right)^{-n} \quad (3.2.12)$$

Diese Funktion ist in Abbildung 3.2.2 dargestellt. Die Auswahl eines zufälligen Wertes für

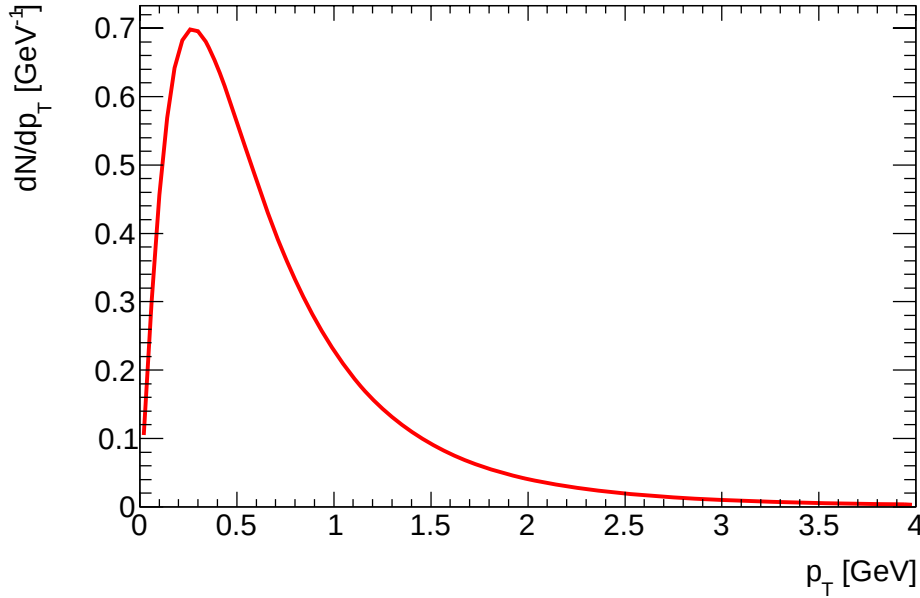


Abbildung 3.2.2.: Parametrisiertes p_T -Spektrum mit den Parametern $n = 7,2$ und $T = 0,2 \text{ GeV}^{-1}$ nach [Col08]

den Transversalimpuls lässt sich dadurch erreichen, dass ein Zufallszahlenpaar a_1 und a_2 generiert wird. Diese Zahlenpaar entspricht einem Punkt von dN/dp_T und p_T im oben dargestellten Diagramm. Die Grenzen sind dabei so festgelegt, dass a_1 einen Wert zwischen 0 und dem Maximum des Transversalimpulsspektrums annimmt. Die untere Grenze von a_2 ist ebenfalls Null, als obere Grenze wird ein Maximalwert p_T^{max} mit der Eigenschaft $dN/dp_T \cdot p_T^{max} \approx 0$ festgelegt. Für die hier vorliegende Simulation wird $p_T^{max} = 14 \text{ GeV}$ gesetzt.

Befindet sich der Punkt im Bereich, der von der Kurve in Abbildung 3.2.2 begrenzt wird, das heißt $a_1 < dN/dp_T(a_2)$, wird der Wert von a_2 als generierter Wert für p_T benutzt und mit der normierten Standard-Signalspulsform multipliziert.

Ein Vergleich für verschiedene Signalstrukturen für zwei Werte von $dN/d\eta$ findet sich

im Anhang A.0.1.

3.2.4. Berechnung der Koeffizienten

Die in Kapitel 2.5 beschriebenen Koeffizienten zur Berechnung von E und τ werden mithilfe einer generierten Signalstruktur, die nur Pile-Up und elektronischen Rauschen enthält, gewonnen. In der Simulation besteht diese Struktur aus 25000 Zeitschritten mit einer Länge von einer Nanosekunde.

Diese wird ähnlich wie in Beispiel 3.2.4 abgetastet und aus einzelnen Punkte die Korrelationsmatrix R_{ij} berechnet. Eine Invertierung dieser führt auf die Matrix V_{ij} , aus der sich dann mit den Gleichungen 2.5.22 die Koeffizienten a_i und b_i ergeben.

Dazu ist auch die Kenntnis der Pulsform g_i sowie die erste Ableitung dieser nach der Zeit g'_i notwendig. In der Simulation wird g'_i durch eine numerische Ableitung bereitgestellt.

Die Berechnung der Koeffizienten einschließlich der dafür notwendigen Zwischenschritten ist in der Simulation automatisiert.

Zur Nachbildung des Verstärkungsfaktors Gain, der in die Koeffizienten mit einfließt, werden diese durch die Gain-Faktoren geteilt und dann als Fließkommazahl abgespeichert und für den zweiten Teil der Simulation zur Verfügung gestellt.

Die einfache Division führt später dazu, dass bei der Berechnung mit Fließkommazahlen dieser Verstärkungsfaktor gekürzt werden kann. Bei der Nachbildung des FPGA-Algorithmus werden die Koeffizienten in Form einer ganzen Zahl abgespeichert. Die zur Erhaltung einer gewissen Genauigkeit notwendigen Nachkommastellen werden im Algorithmus durch eine Multiplikation mit einer der beabsichtigten Genauigkeit entsprechenden Potenz von 2 multipliziert, um mit dem Algorithmus mit ganzen Zahlen betreiben zu können.

Die dabei auftretenden Ungenauigkeiten und ihr Einfluss auf das Ergebnis sind für diese Studie von zentraler Bedeutung. Für die hier vorgestellten Ergebnisse werden den Nachkommastellen 4 bit bereitgestellt, was einer Auflösungsgrenze von 1/16 entspricht.

Die Abhängigkeit vom Gain-Faktor wird im einfachsten Fall durch Division durch den jeweiligen Verstärkungsfaktor beschrieben. Deshalb ist bei der Berechnung mit Fließkommazahlen zu erwarten, dass kein Unterschied zwischen beiden Szenarien auftritt.

Bei der Betrachtung der Berechnungen mit endlicher Genauigkeit ist der Gain-Faktor am Digitalisierungsfehler beteiligt. Die Multiplikation mit einem Faktor vergrößert den Koeffizienten. Die Digitalisierung nach der Multiplikation scheidet im einfachsten Fall die Nachkommastellen ab. Damit hat sich auch die Unsicherheit an den letzten Stellen um diesen Faktor erhöht. Bei einer nun folgenden Division mit dem ursprünglichen Faktor wird der Informationsverlust bei größerer Verstärkung spürbar.

Tabelle 3.3.1.: Die Gain-Faktor und ihrer zugehörigen Schwellwerte

Bezeichnung	Faktor	Bit-Codierung	Gültigkeitsbereich [GeV]
High	01	82	$< 36,59$
Medium	10	8,4	$36,59 \dots 357,14$
Low	11	0,8	$> 357,14$

Die Gewinnung eines Bits in der Genauigkeit kann durch das Runden vor dem Abschneiden erreicht werden. Dies bedeutet aber für die Implementation im FPGA einen erhöhten Zeitaufwand, der durch den möglichen Gewinn an Präzision nicht kompensiert wird. Gleichzeitig ist das Abschneiden eine bei ADCs häufig verwendete Methode der Konvertierung analoger Signale.

3.3. Signalanalyse

Die Signale, wie sie nach der Verstärkung und Umformung auf dem FEB vorliegen, sind Spannungspulse, denen wiederum im ADC in ein digitaler Wert zugeordnet wird. Diese können mit entsprechenden Umrechnungsfaktoren in die Energiedeposition umgerechnet werden, welche die Ionisation im Flüssigargon und damit den ursprünglichen Strompuls verursacht hat.

In dieser Betrachtung wird auf eine Modellierung dieser Umrechnungsfaktoren verzichtet und ein effektiver, gainabhängiger Umrechnungsfaktor in der Weise eingeführt, dass der Wert der Energie nach dem kompletten Algorithmus in Einheiten von MeV angegeben werden. Das vereinfacht die Einhaltung des Ziels, dass das Kalorimeter im niederenergetischen Bereich 1 MeV auflösen können soll. Die Benutzung von digitaler Signalverarbeitung darf dies nicht beeinträchtigen.

3.3.1. Auswahl des Gain-Faktors

Die Abtastung des Signals beginnt in der Simulation immer zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ ns}$. Die Auswahl des Verstärkungsfaktors wird analog dem Vorbild des Front End Boards vorgenommen. Auf den abgetasteten Wert S_i wird zuerst ein Pedestal addiert, da der negative Anteil der Standardsignalform nicht vom ADC verarbeitet werden kann.

Dieser Wert S_i mit Pedestal wird analog, d.h. mit Fließkommazahlen, parallel mit allen drei Faktoren 0,8 8,4 und 82 multipliziert. Danach findet die Digitalisierung statt, was in der Simulation mit Hilfe einer cast-Funktion realisiert wird. Es wird der Wert mit der größten

Verstärkung ausgewählt, der kein Überschreiten des Bereichs des „virtuellen“ 12-bit-ADCs bedeutet.

Dabei werden hier zwei Szenarien miteinander verglichen. Aktuell wird allen fünf abgetasteten Punkten der gleiche Gain-Faktor zugeordnet, sobald auch nur einer der Punkte über der zugehörigen Schwelle liegt.

Als zweites Szenario wird jedem Punkt individuell ein Gain-Faktor zugeordnet, unabhängig von den anderen.

Der jeweilige Gain-Faktor dieses Werts wird in einem 2-bit-Wort am Anfang der zur Verfügung stehenden 16 bit codiert [Stä10]. Symbolisch kann dies wie folgt dargestellt werden:

$$S_i = \text{ggxx SSSS SSSS SSSS} \quad (3.3.1)$$

Dabei stellen die ersten beiden Buchstaben den codierten Gain-Faktor (g) da, die darauf folgenden beiden Plätze (x) sind unbelegt und können für Steueranweisungen oder Gültigkeitskontrollen der Wert benutzt werden. Die 12 übrigen Platzhalter stellen den 12-bit-Wert des ADCs dar.

3.3.2. Berechnung von Energie und Zeit

Die Linearkombination der Signal-Sample mit den Koeffizienten stellen die Hauptkomponente des Optimalen Filters dar. Vorher wird das künstlich hinzugefügte, als negative Zahl definierte Pedestal wieder subtrahiert. Vor der eigentlichen Berechnung ist es notwendig, die Codierung des Verstärkungsfaktors, anhand dessen die korrekten Koeffizienten ausgewählt werden zu entfernen.

$$E = \sum_{i=1}^5 a_i^{(\text{Gain})} (S_i^{(\text{Gain})} + Ped_i^{(\text{Gain})}) \quad (3.3.2)$$

$$E\tau = \sum_{i=1}^5 b_i^{(\text{Gain})} (S_i^{(\text{Gain})} + Ped_i^{(\text{Gain})}) \quad (3.3.3)$$

Dabei sind bei der Betrachtung des gesamten Kalorimeters die Koeffizienten sowie die Pedestals vom jeweiligen Kanal sowie seine Eigenschaften hinsichtlich der Stärke des elektronischen Rauschens als auch dem zu erwartenden Pil-Up abhängig. Die Implementation im FPGA stellt intern 48 bit für die Berechnung zur Verfügung. Zum Packen des Ergebnisses in einen 16-bit-Wert zur werden Skalierungsfaktoren eingeführt [Stä10]. Diese werden als bitweises Verschieben im Speicherregister realisiert, was eine schnelle Methode ist, Gan-

ze Zahlen ein- oder mehrmals mit einem Faktor 2 zu multiplizieren.

Tabelle 3.3.2.: Bereiche der Skalierungsfaktoren

Bit-Codierung	repräsentierte Werte	Granularität [MeV]
00 1	$-8192 \dots -1$	1
00 1	$0 \dots 8191$	1
01 0	$8192 \dots 65535$	8
10 0	$65536 \dots 542287$	64
11 0	$542288 \dots 4193792$	512
01 1	< -8192	
10 0	> 4193792	
11 0	ungültiges Signal	

Die Werte, die repräsentiert werden, gelten sowohl für E als auch für $E\tau$. Für E selbst entsprechen die Werte in der Tabelle der Energie in MeV mit der rechts angegebenen Granularität. Das 16-bit-Wort der Ausgabe lässt sich darstellen als:

$$S_i = \text{rreE EEEE EEEE EEEE} \quad (3.3.4)$$

Dabei sind die mit Kleinbuchstaben markierte Platzhalter für die Skalierungsfaktoren beziehungsweise für die Kennzeichnung von Berechnungen, kein Ergebnis im Bereich der gültigen Ausgabe liefern.

Die Auswirkungen sowohl der Auswahl des Gains als auch der nachträglichen Skalierung auf das Ergebnis wird auf den folgenden Seiten vorgestellt und diskutiert. Zur Berechnung von τ werden die erhaltenen Werte in Fließkommazahlen umgewandelt und eine Division durchgeführt. In einer anwendungsbereiten Implementierung in Hardware wird dies aus Gründen der Zeitoptimierung mit einer Nachschlage-Tabelle realisiert. Dies ist in der bisherigen Entwicklung der Hardwareimplementation noch nicht berücksichtigt worden.

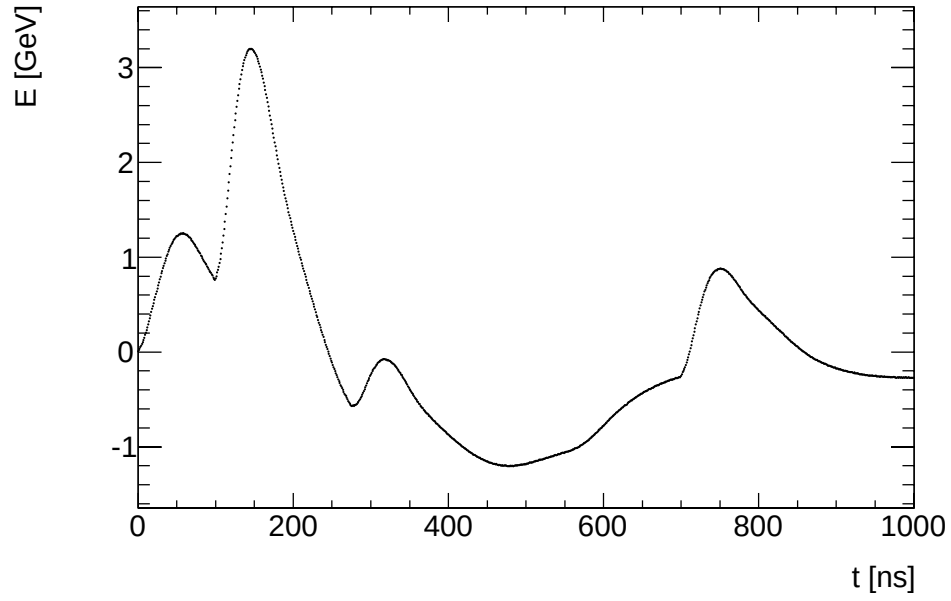


Abbildung 3.2.3.: Beispiel einer zeitlichen Abfolge von Ereignissen, die zusammen das Pile-Up bilden. ($dN/d\eta = 5$)

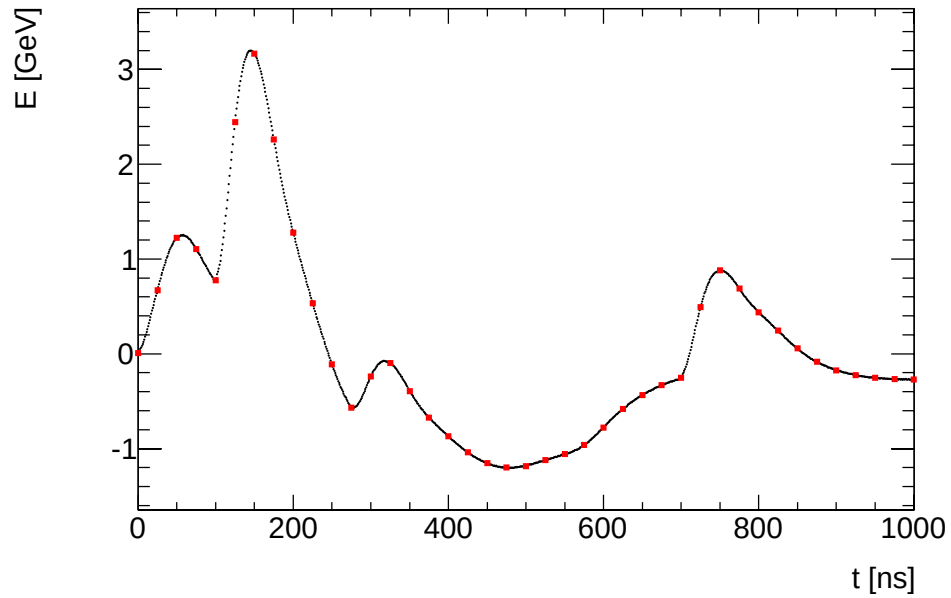


Abbildung 3.2.4.: In 25 ns-Schritten abgetastete Pile-Up-Signalstruktur, wie sie in ref-fig:PileUpExample dargestellt ist.

4. Ergebnisse

In diesem Kapitel werden verschiedene simulierte Szenarien mit den jeweils verwendeten Parametern sowie die Ergebnisse vorgestellt. Dabei wird insbesondere auf den Unterschied zwischen der Anwendung des Optimalen Filters mit Fließkommagenauigkeit und der durch Benutzung des Filters mit begrenzten Bitbreiten auftretenden Ungenauigkeiten eingegangen.

Die Berechnung mit Fließkommazahlen dient dabei der Charakterisierung der Güte des Filteralgorithmus selbst um anschließend den Einfluss der technischen Umsetzung in FPGA-Technologie abschätzen zu können.

Des weiteren werden die beiden in Kapitel 3.3 beschriebenen Szenarien der Auswahl des Verstärkungs-Faktors (Gain) untersucht.

Für die Frage nach möglichen Verteilungen der berechneten Größen wird eine statistische Form der Auswertung gewählt. Dabei wird auch das Verhalten des Filters bei einer sehr hohen angenommenen Anzahl geladener Teilchen untersucht.

Für die Ausdehnung der Studie auf den Bereich bis 3 TeV, die Energie, für die eine Kalorimeterzelle ausgelegt ist, wird aus rechentechnischen Gründen jeweils nur ein Ereignis bei einer Energie betrachtet. Zusammen mit der vorhergehenden statistischen Untersuchung erlaubt dies dennoch Aussagen über den Filteralgorithmus.

Hierbei wird noch die Frage der zeitlichen Variation des Startpunkts der Pulsform zwischen 0 ns und 24 ns in Schritten von einer Nanosekunde studiert.

In den folgenden Abbildungen wird als $E_{\text{reference}}$ die Energie bezeichnet, die das mit Pile-Up behaftete Signal welches den Startzeitpunkt $\tau = 0$ ns besitzt. Dabei ist zu beachten, dass nur eine Kalorimeterzelle in dieser Untersuchung betrachtet wird. E_{double} weist auf die Berechnung mit Fließkommazahlen hin. Im Gegensatz dazu wird die Benutzung des FPGA-Algorithmus zur Berechnung der Energie mit E_{bit} kenntlich gemacht. Welches Szenario bei der Auswahl des Gain-Faktors benutzt wird, ist ebenso mit einem hochgestellten Index oder einem nachfolgenden Ausdruck in Klammern gekennzeichnet. Analog wird diese Konvention für die Zeiten τ benutzt.

4.1. Statistische Analyse

Die statistische Analyse wird aufgrund der Rechnerkapazitäten nur im Bereich niedriger Energien bis 300 GeV durchgeführt. Für jeden Punkt im Parameterraum der Eingangsvariablen werden 100 Ereignisse mit jeweils neuem Pile-up-Spektrum und Spektrum des elektronischen Rauschens generiert. Dabei werden die Verteilung der berechneten Werte bei den Energien 10, 100 und 200 GeV getrennt untersucht. Der Ergebnisse für den gesamten Energiebereich wird in zweidimensionalen Histogrammen dargestellt. $E_{\text{reference}}$ bezeichnet dabei stets die Energie des Signals mit dem Startzeitpunkt $\tau = 0$ ns, welches zusammen mit dem Pile-Up generiert wird und dessen Energie durch die Algorithmen rekonstruiert wird.

4.1.1. Energie

Berechnung mit Fließkommazahlen

Für die Auswertung der Berechnung der Energie wird die Differenz zwischen der für die Simulation des Signals vorgegebene Energiewert $E_{\text{reference}}$ sowie dem jeweils berechneten Energiewert in Abhängigkeit von $E_{\text{reference}}$ dargestellt. Dabei variiert $E_{\text{reference}}$ zwischen 1 und 300 GeV in Schritten von 1 GeV. Nachfolgend sind drei Histogramme dargestellt

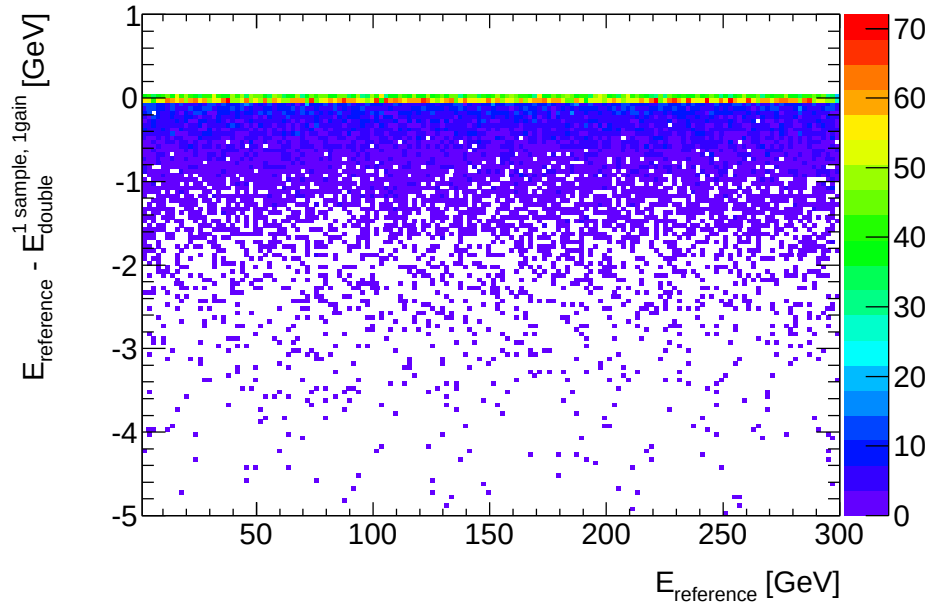


Abbildung 4.1.1.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

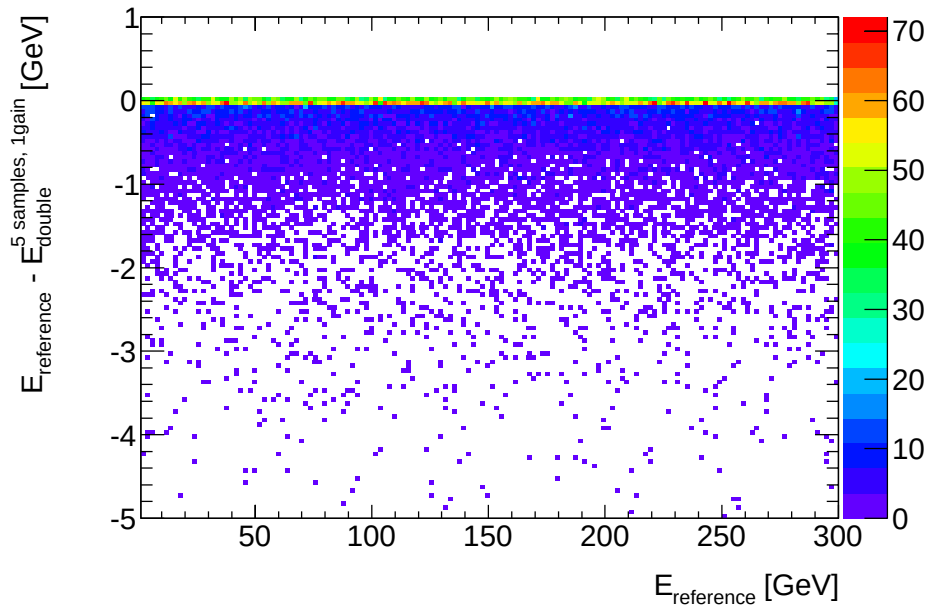


Abbildung 4.1.2.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

Die Abbildungen 4.1.1 und 4.1.2 unterscheiden sich voneinander nicht. Die Berechnung mit Fließkommazahlen liefert wie erwartet das gleiche Ergebnis unabhängig vom verwendeten Modus der Benutzung der Verstärkungsfaktoren. Weiterhin ist eine tendenzielle Überschätzung der Energie bei wenigen Ereignissen zu beobachten. Grund dafür sind Signale von Pile-Up-Ereignissen, die direkt „auf“ dem Puls des eigentlichen Signals liegen. Der Startzeitpunkt der Pile-Up-Signal fällt dabei mit dem des Signals zusammen oder liegt zeitlich nah daneben, was bei genügend hoher Energie des Pile-Up-Ereignisses einen signifikanten Einfluss auf das Maximum des Signalpulses hat.

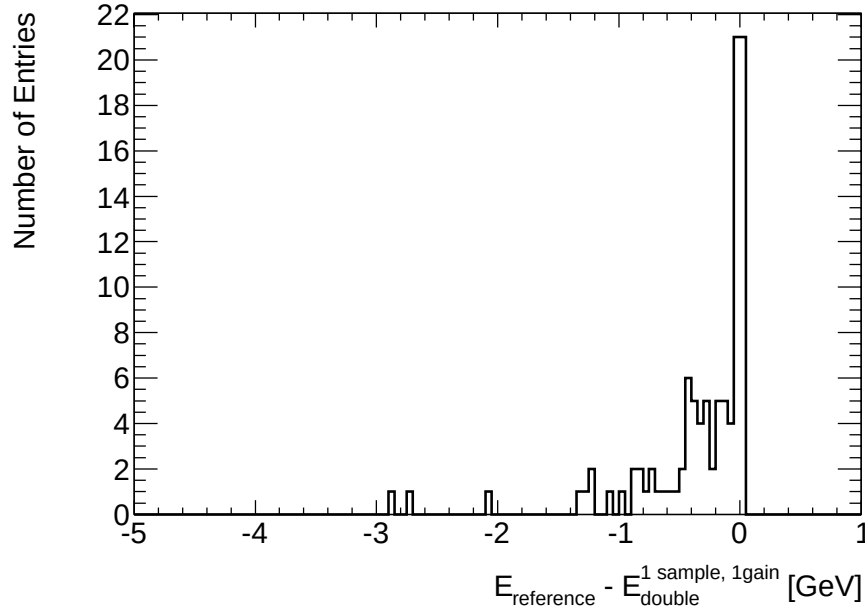


Abbildung 4.1.3.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

Berechnung mit Ganzen Zahlen

Für die Auswertung der Berechnung der Energie wird die Differenz zwischen der für die Simulation des Signals vorgegebene Energiewert $E_{\text{reference}}$ sowie dem jeweils berechneten Energiewert in Abhängigkeit von $E_{\text{reference}}$ dargestellt. Dabei variiert $E_{\text{reference}}$ zwischen 1 und 300 GeV in Schritten von 1 GeV.

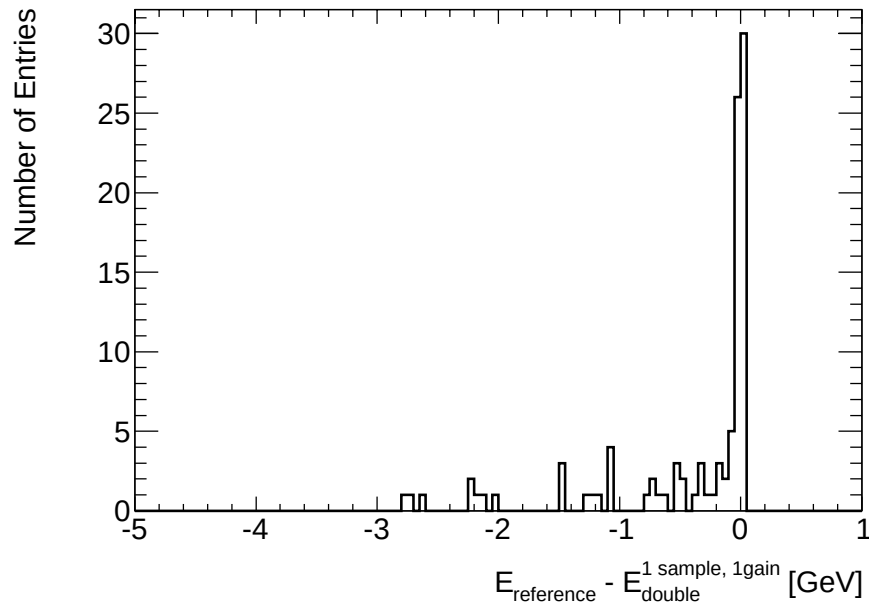


Abbildung 4.1.4.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

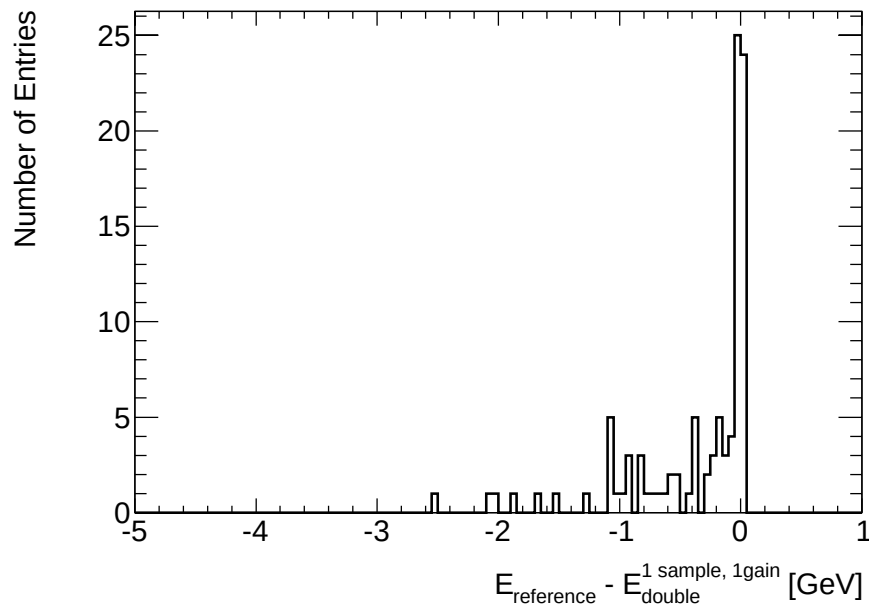


Abbildung 4.1.5.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

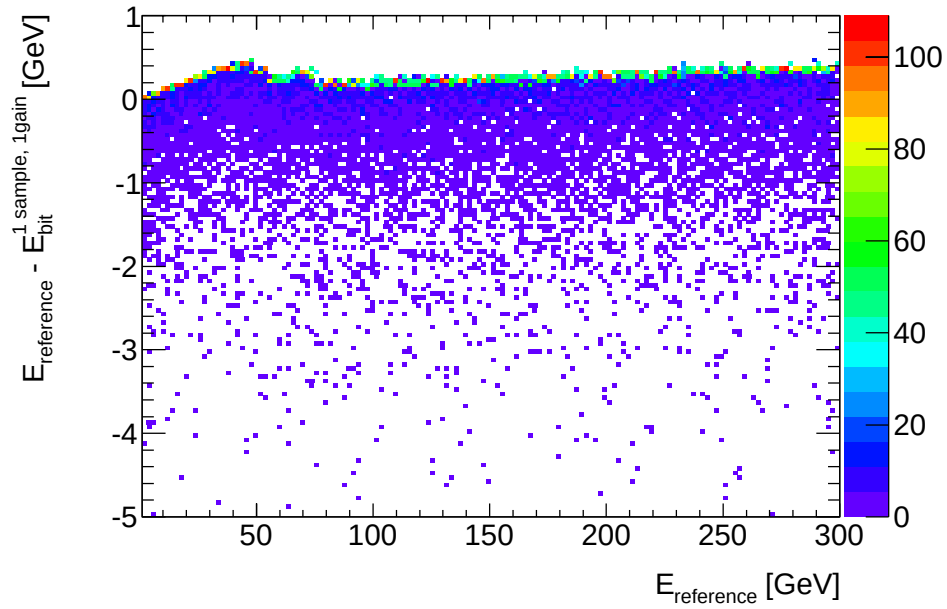


Abbildung 4.1.6.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Ganzen Zahlen und einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

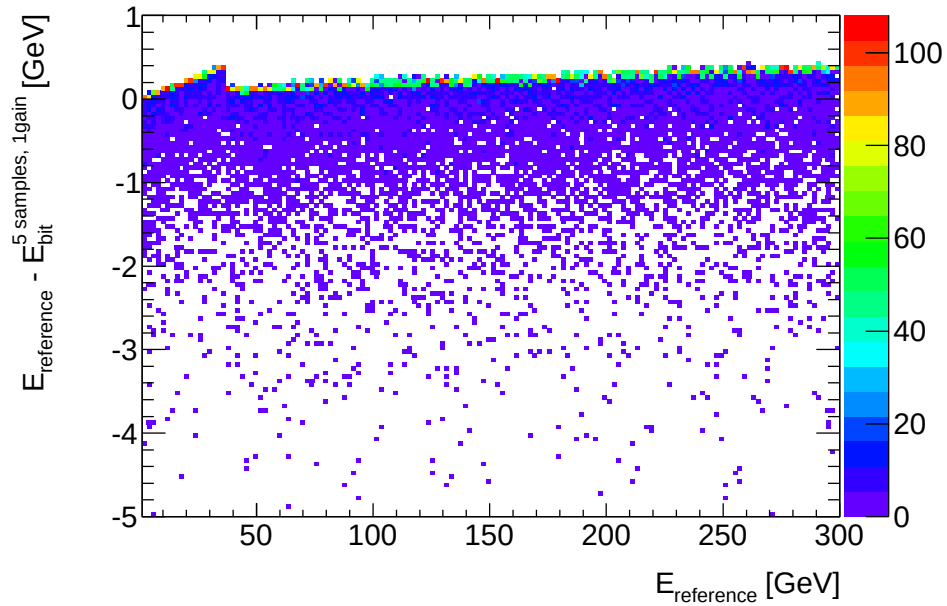


Abbildung 4.1.7.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Ganzen Zahlen und einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

In den Abbildungen 4.1.6 und 4.1.7 kann bei $E_{\text{reference}} = 50 \text{ GeV}$ ein Unterschied zwischen den verschiedenen Szenarien der Auswahl des Gains getroffen werden. Der Bruch findet bei der Schwellenenergie von etwa 37 GeV statt. Das In-Time-Pile-Up ist wieder deutlich sichtbar.

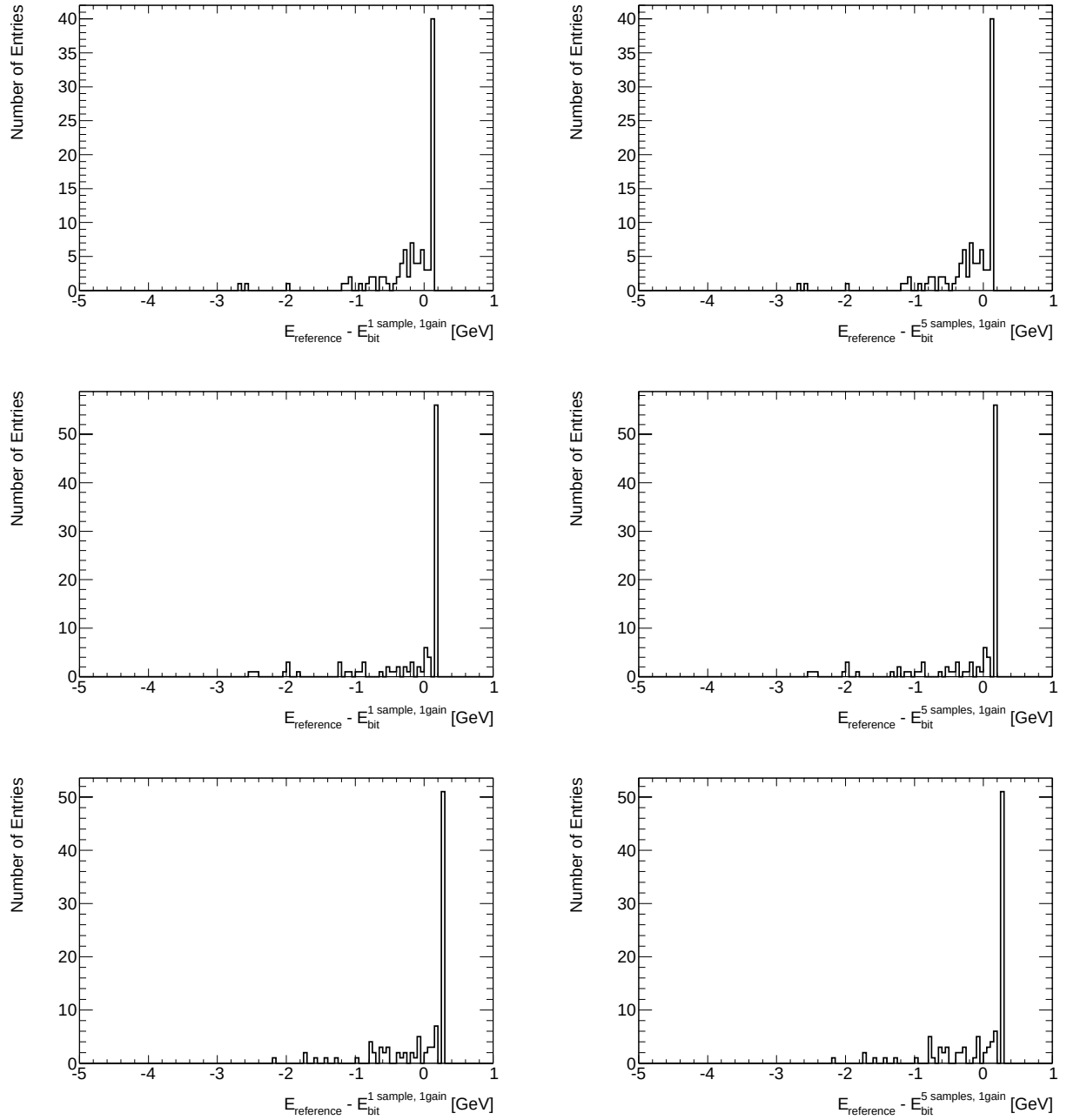


Abbildung 4.1.8.: Verteilungen von $E_{\text{reference}} - E_{\text{bit}}$ für $E_{\text{reference}} = 10$, 100 und 200 GeV (von oben nach unten) und Vergleich der beiden Szenarien der Auswahl des Gain-Faktors

4.1.2. Zeit

Die Berechnung der Startzeit des Signals zeigt unabhängig von der Art und Weise der Berechnung sehr ähnliches Verhalten. Größtenteils wird τ korrekt berechnet. Die Ausläufer mit wenigen Ereigniszahlen stammen wieder vom In-Time-Pile-Up. Mit selten vorkommenden Ereignissen, die eine Abweichung von 1 ns oder mehr ist trotzdem eine Zuordnung zu einer Bunch-Wechselwirkung im Zeitabstand von 25 ns möglich.

Die bei Referenzenergien zwischen 50 und 100 GeV auftretenden leichten Schwankungen bei der Berechnung mit Ganzen Zahlen sind für den vorhin genannten Zweck vernachlässigbar.

Berechnung mit Fließkommazahlen

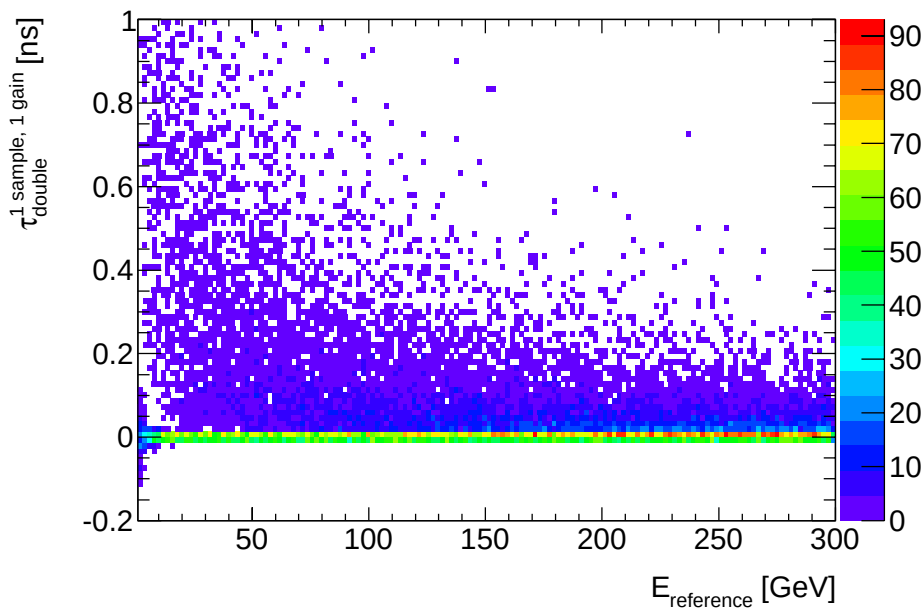


Abbildung 4.1.9.: Mit Fließkommazahlen berechneter Wert von τ bei einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

Berechnung mit Ganzen Zahlen

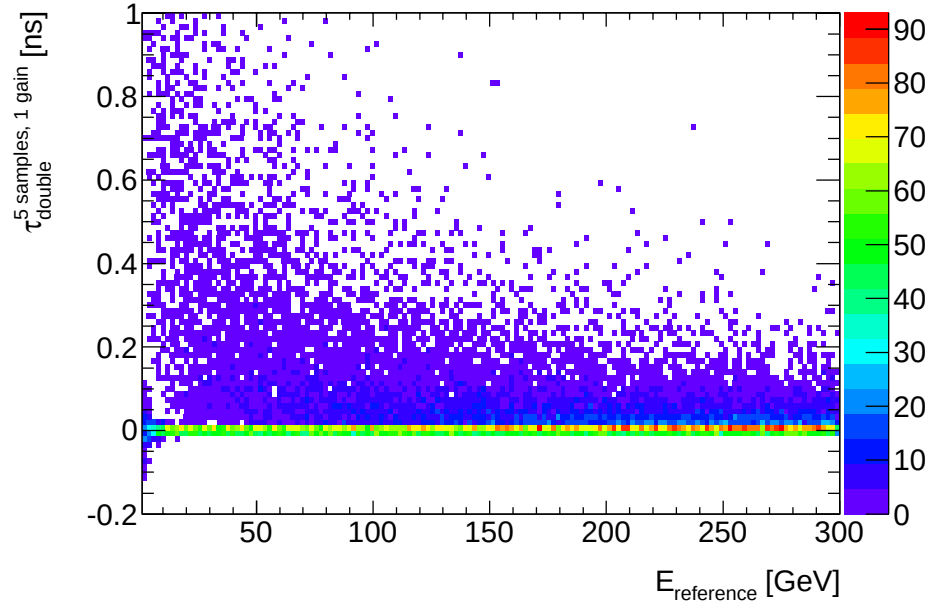


Abbildung 4.1.10.: Mit Fließkommazahlen berechneter Wert von τ bei einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

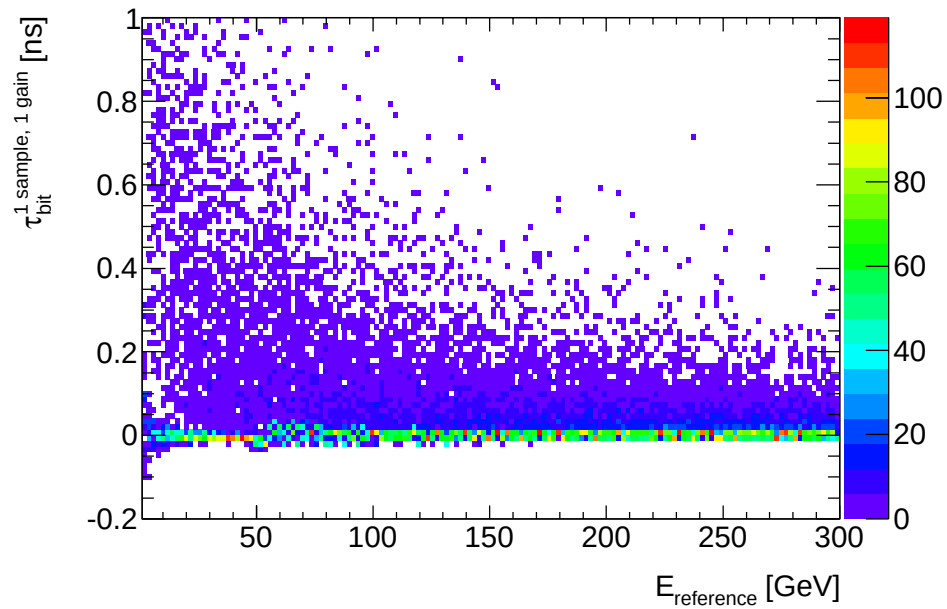


Abbildung 4.1.11.: Berechnung von τ mit Ganzen Zahlen bei einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

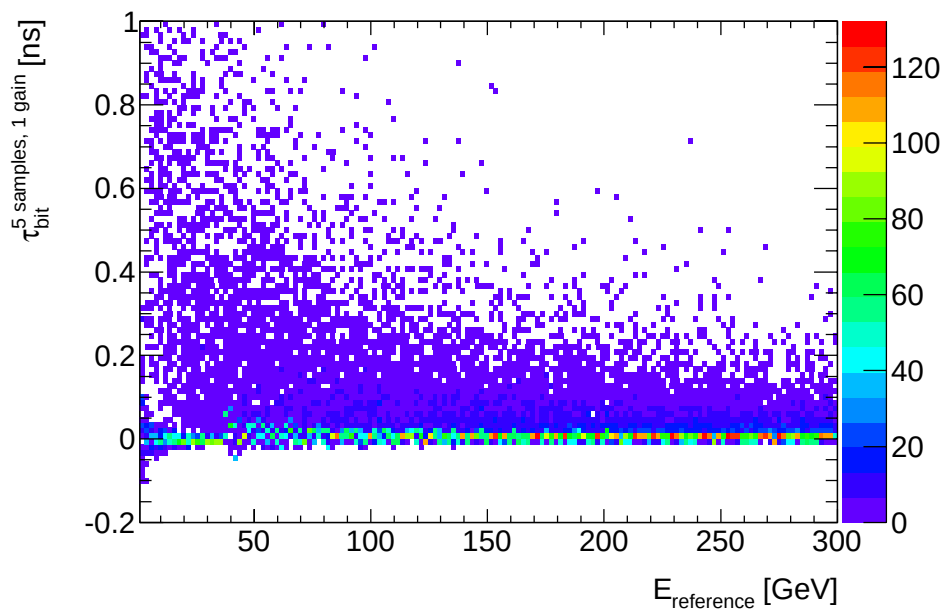


Abbildung 4.1.12.: Berechnung von τ mit Ganzen Zahlen bei einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

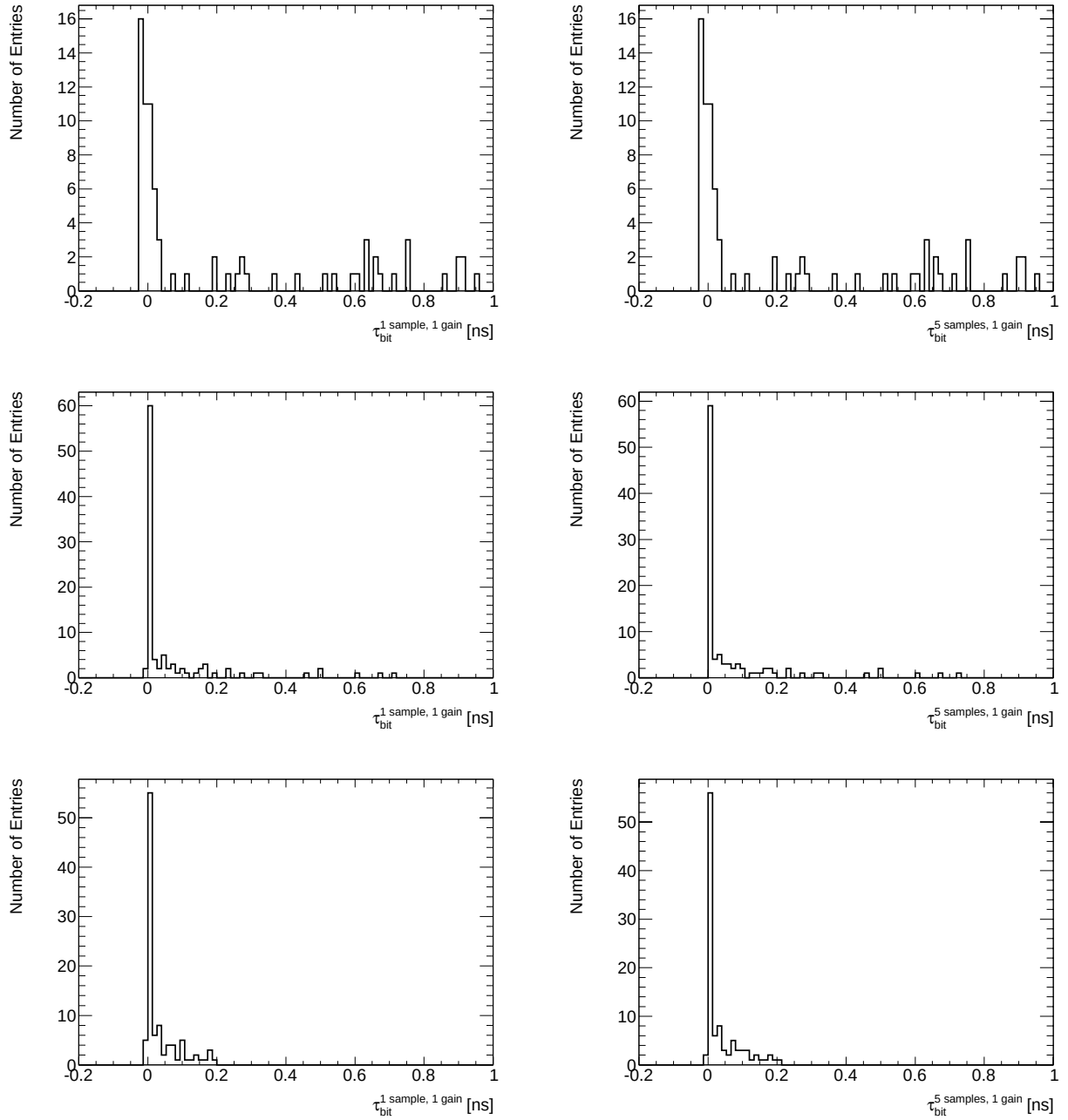


Abbildung 4.1.13.: Verteilungen von τ_{bit} für $E_{\text{reference}} = 10$, 100 und 200 GeV (von oben nach unten) und Vergleich der beiden Szenarien der Auswahl des Gain-Faktors

4.2. Erhöhte Anzahl geladener Teilchen im Kalorimeter

Zur Untersuchung des Verhaltens des Filters im Falle großer Teilchenzahlen in der betrachteten Kalorimeterzelle wird die Anzahl geladener Teilchen pro Pseudorapidität und Proton-Proton-Wechselwirkung wie in Kapitel 3.2.3 beschrieben um eine Größenordnung auf 50 erhöht.

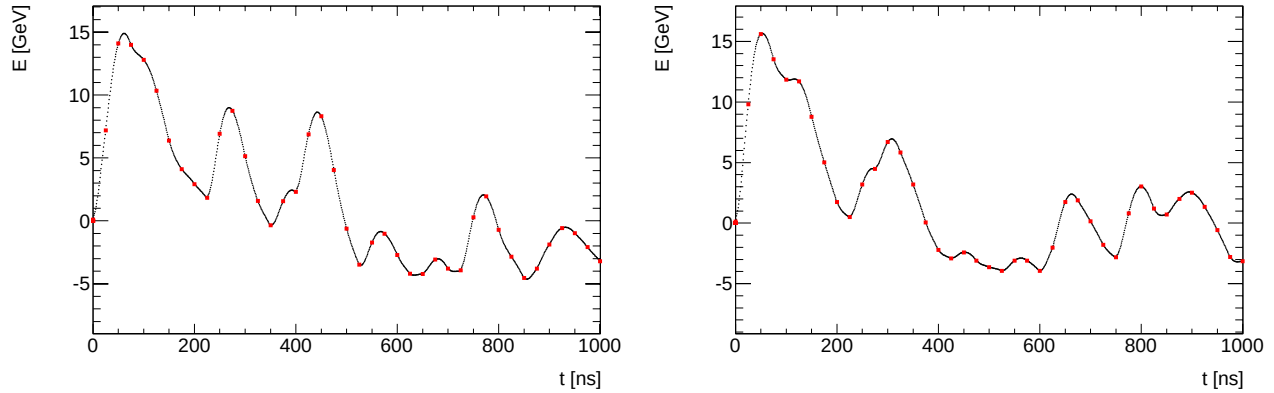


Abbildung 4.2.1.: Beispiele für die Überlagerung eines Signalereignisses mit $E = 10$ GeV mit Pile-Up im Fall großer Teilchenzahlen. Pulshöhen von Pile-Up-Ereignissen sind mit denen des Signals vergleichbar.

Wie in Abbildung 4.2.1 sichtbar, sind Ereignisse mit einer Energie von 10 GeV nicht mehr vom Pile-Up zu trennen. Ein Vergleich ausgewählter Beispiele für 10 und 100 GeV findet sich im Anhang.

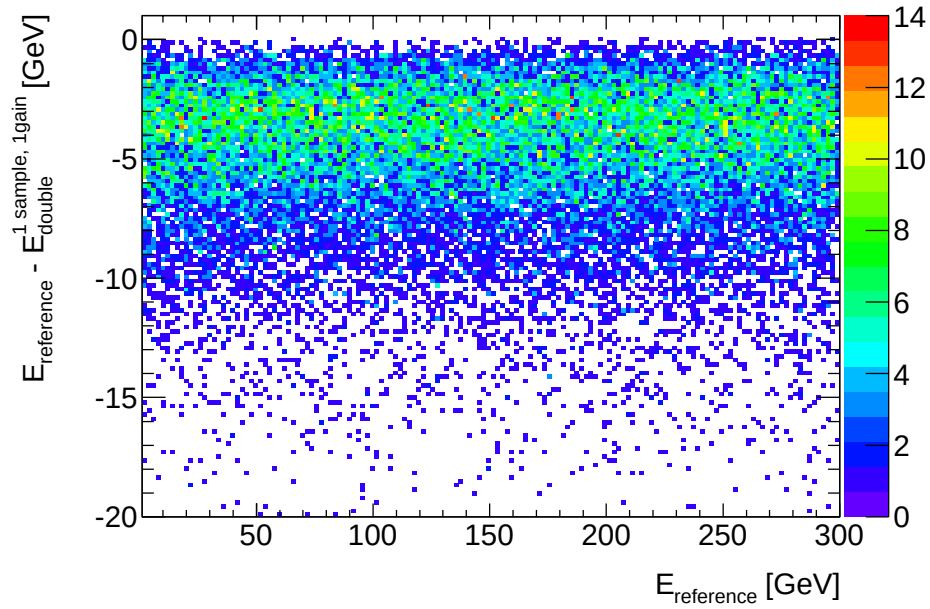


Abbildung 4.2.2.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

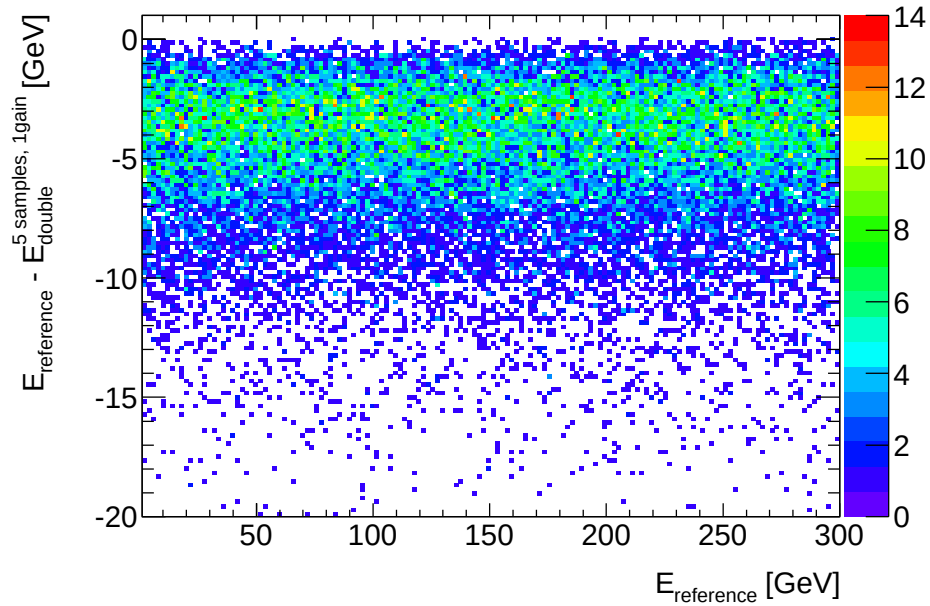


Abbildung 4.2.3.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

Im Gegensatz zu Abbildungen im vorigen Abschnitt ist hier die Streuung der Differenzen der Energien größer. Die Trennkraft des Optimalen Filters hat durch die hohen Teilchenzahlen abgenommen. Dies kann auch in den Histogrammen bei den Referenzenergien von 10, 100 und 200 GeV. Vergleicht man dazu noch die Berechnung der Energie mit begrenzter Genauigkeit (Abbildungen 4.2.7 und 4.2.8), so hat die Digitalisierung keinen sichtbaren Effekt mehr. Die Unterschiede bezüglich der Auswahl des Gain-Faktors werden ebenfalls von den Effekten der verschlechterten Auflösung des Filters überlagert.

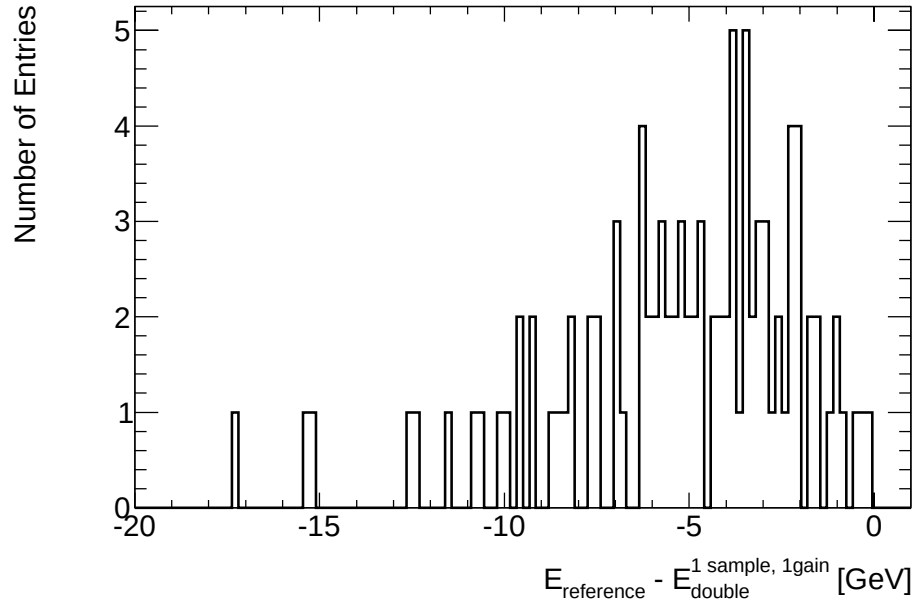


Abbildung 4.2.4.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

Berechnung mit Ganzen Zahlen

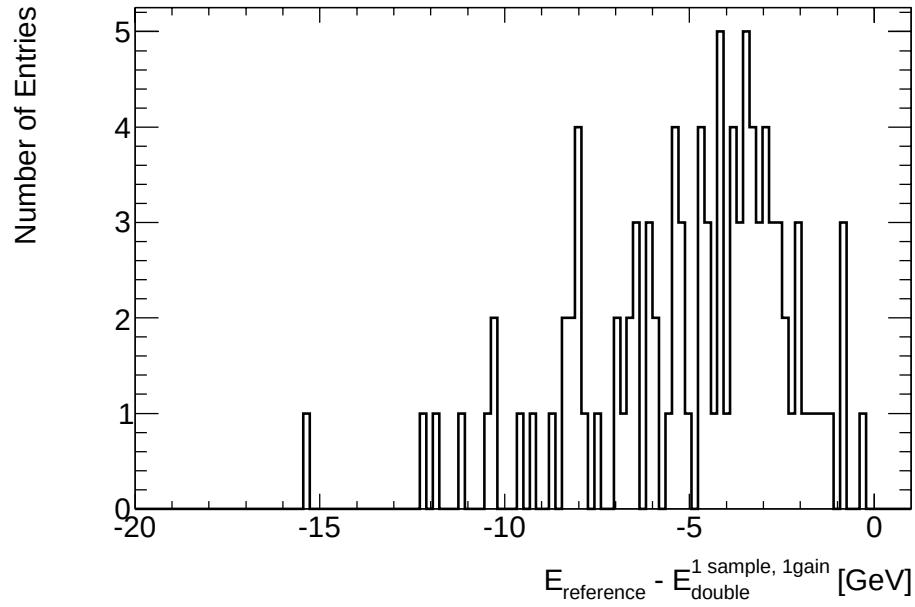


Abbildung 4.2.5.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

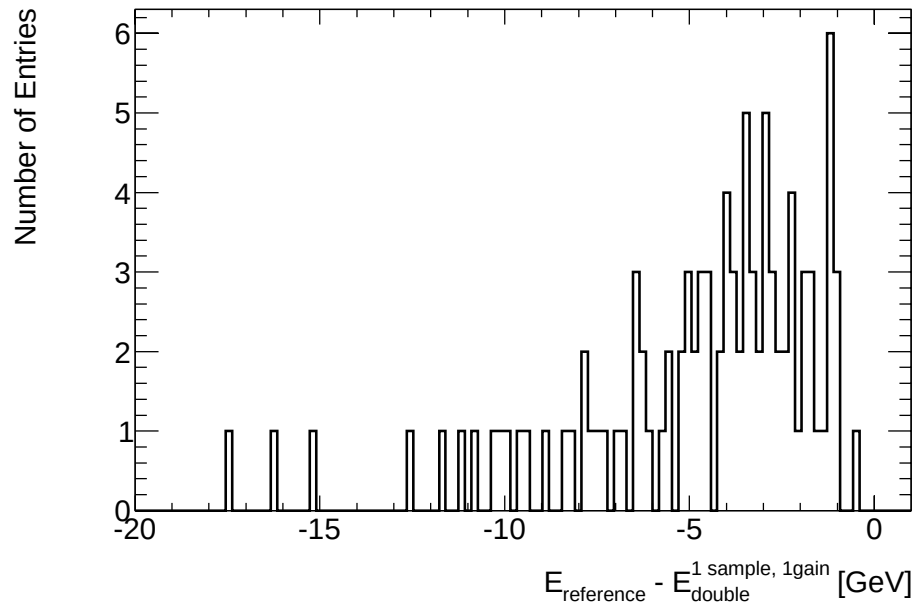


Abbildung 4.2.6.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

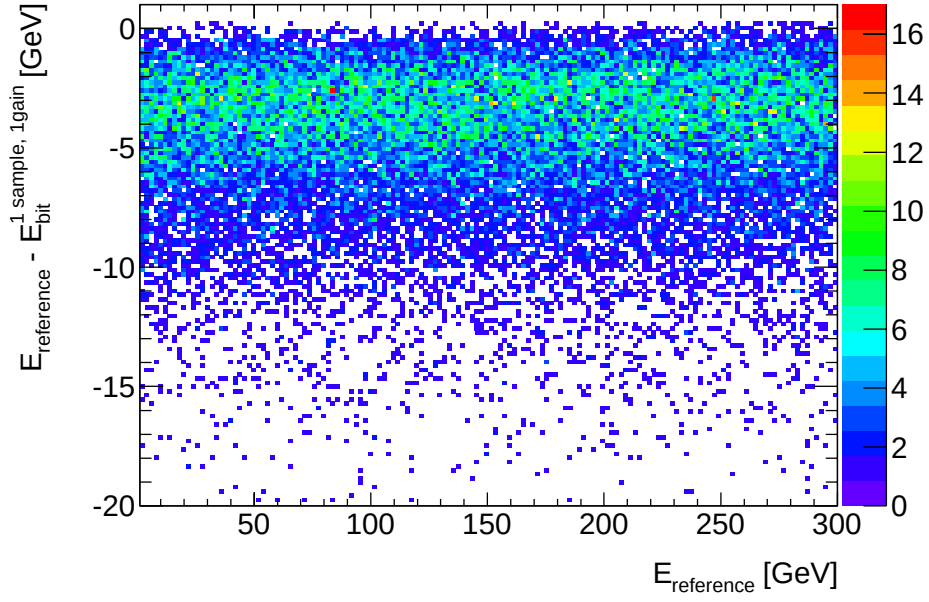


Abbildung 4.2.7.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

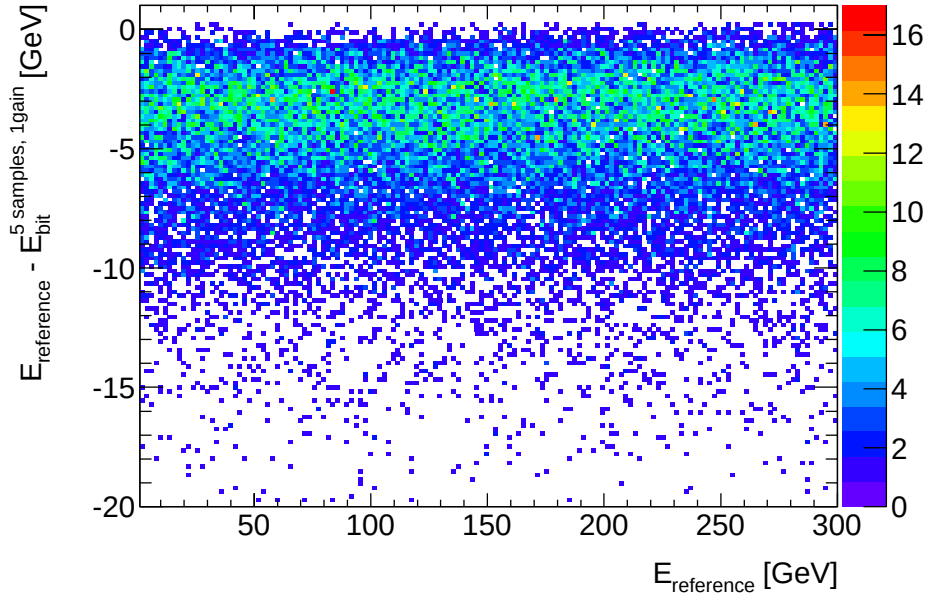


Abbildung 4.2.8.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

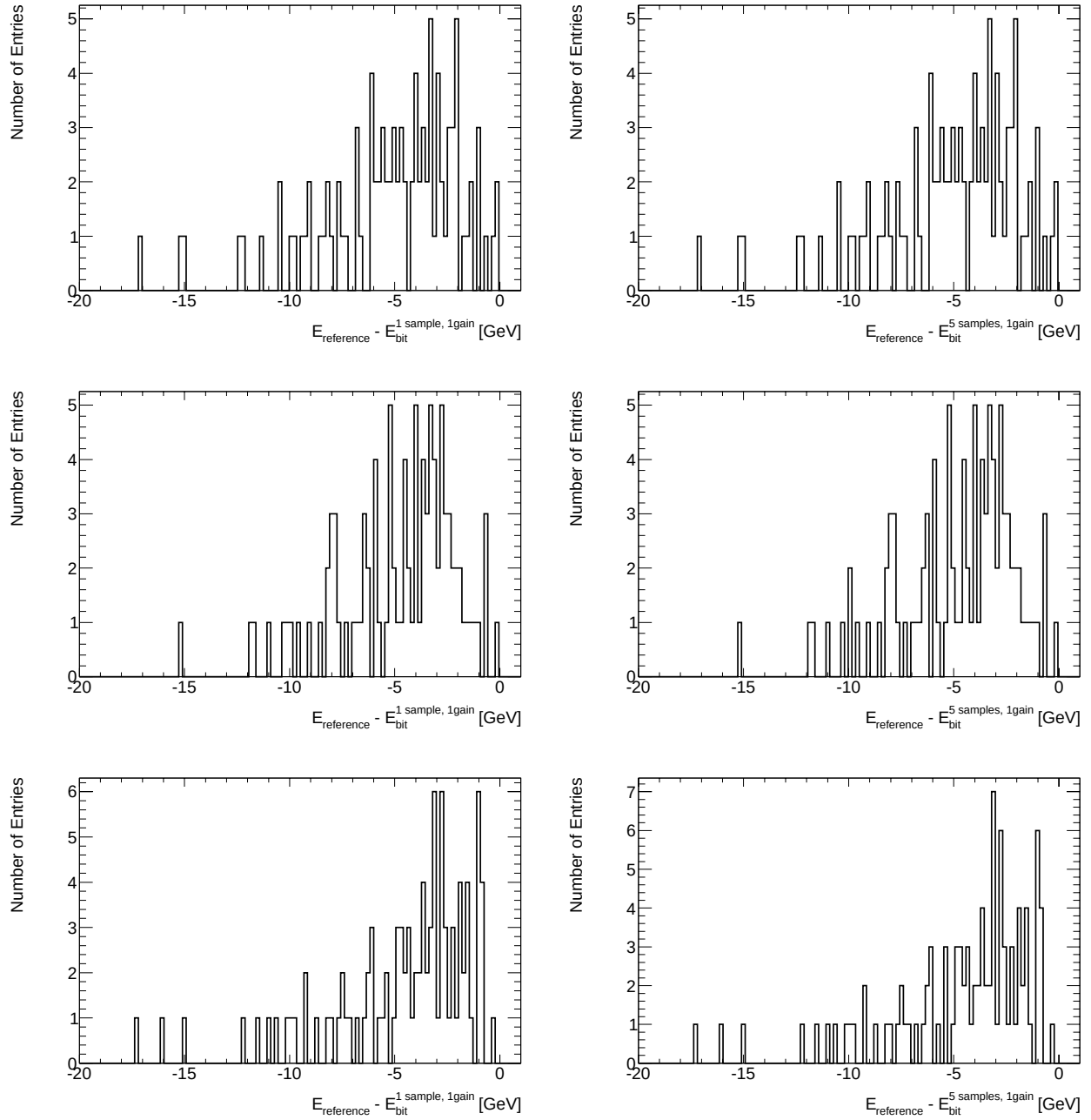


Abbildung 4.2.9.: Verteilungen von $E_{\text{reference}} - E_{\text{bit}}$ für $E_{\text{reference}} = 10$, 100 und 200 GeV (von oben nach unten) und Vergleich der beiden Szenarien der Auswahl des Gain-Faktors.

4.2.1. Zeit

Berechnung mit Fließkommazahlen

Die Abbildungen 4.2.10 und 4.2.11 zeigen im Vergleich zu den entsprechenden Diagrammen in Kapitel 4.1.2 eine deutlich größere Streuung in τ . Gleichzeitig verschwindet der Bereich einer Häufung der Werte für τ für Energien kleiner als 150 GeV. Die Rekonstruktion des Startzeitpunkts wird für kleinere Energien aufgrund des immer größeren Einflusses des Pile-Up immer schlechter. Dennoch ist eine Zuordnung eines Ereignisses zum Protonpaket möglich, da der Abstand von 25 ns eine Unsicherheit von 3 ns durchaus toleriert.

Eon Vergleich mit der Berechnung mit Ganzen Zahlen zeigt (Abbildungen 4.2.12 und 4.2.13, dass das Pile-Up die hohe Anzahl geladener Teilchen Effekte der Digitalisierung überdeckt.

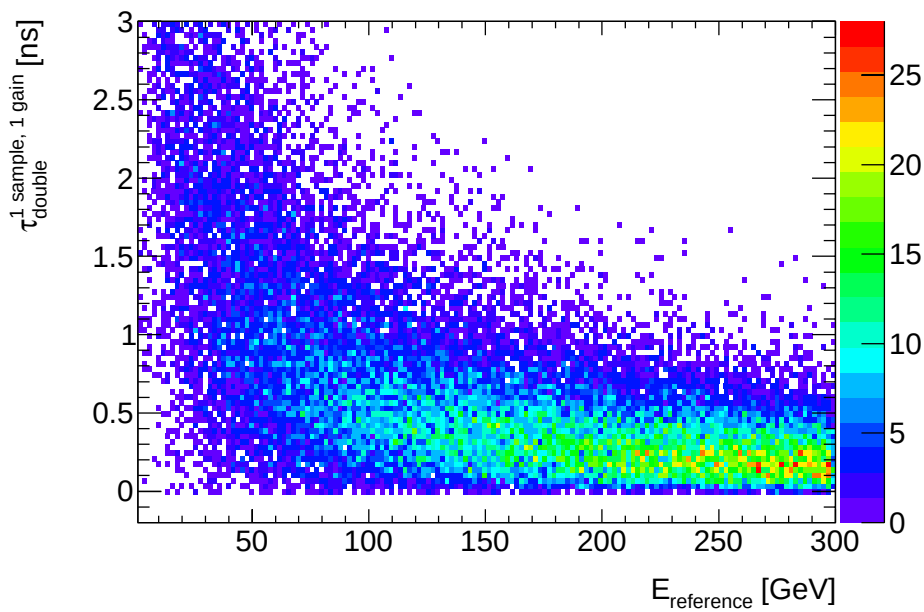


Abbildung 4.2.10.: Mit Fließkommazahlen berechneter Wert von τ bei einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

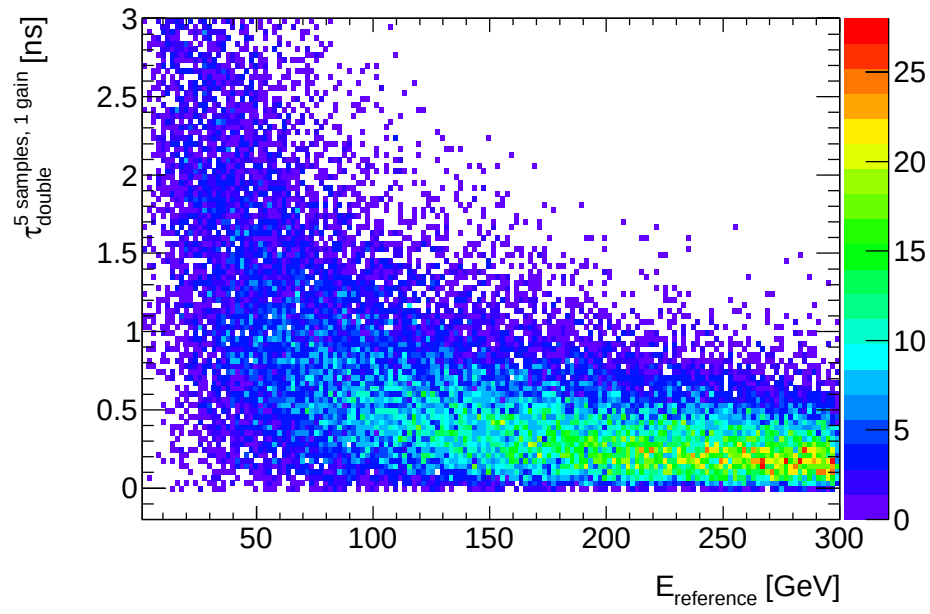


Abbildung 4.2.11.: Mit Fließkommazahlen berechneter Wert von τ bei einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

Berechnung mit Ganzen Zahlen

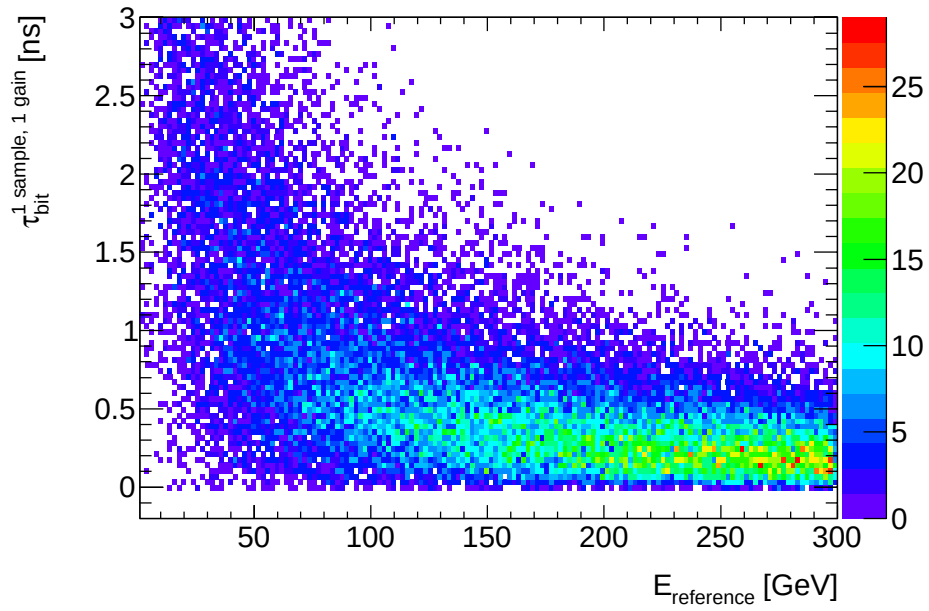


Abbildung 4.2.12.: Berechnung von τ mit Ganzen Zahlen bei einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

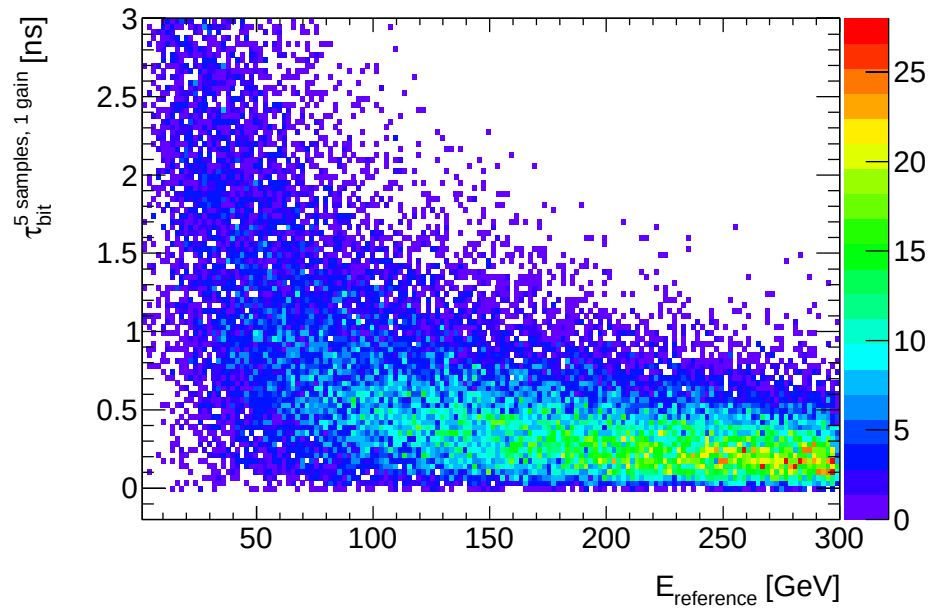


Abbildung 4.2.13.: Berechnung von τ mit Ganzen Zahlen bei einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

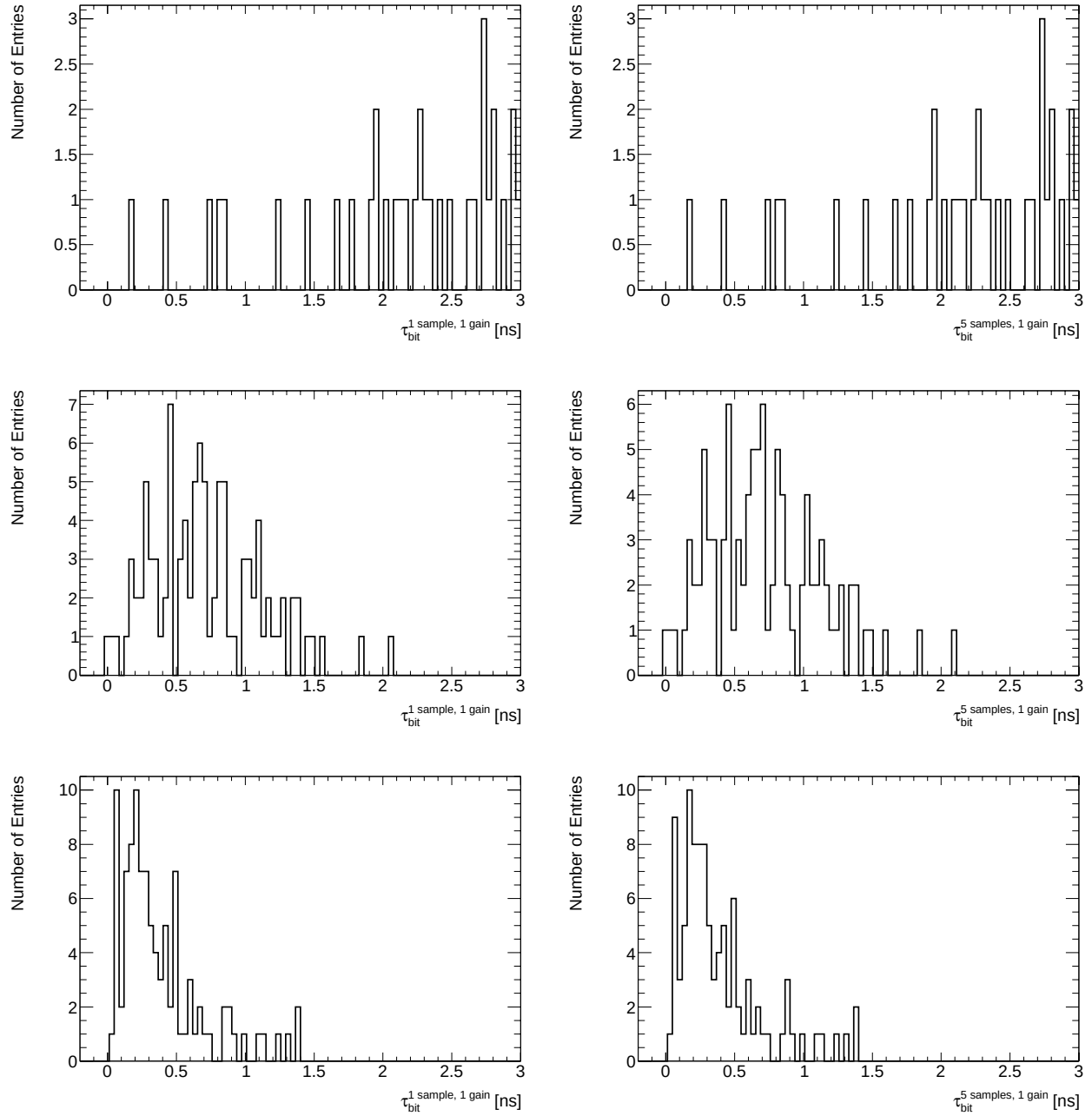


Abbildung 4.2.14.: Verteilungen von τ_{bit} für $E_{\text{reference}} = 10$, 100 und 200 GeV (von oben nach unten) und Vergleich der beiden Szenarien der Auswahl des Gain-Faktors bei erhöhtem Pile-Up.

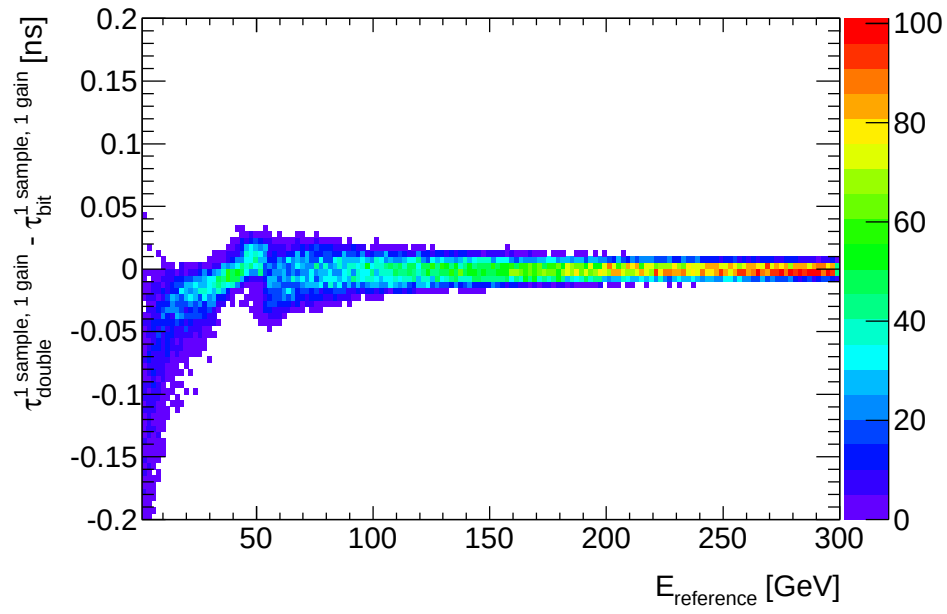


Abbildung 4.2.15.: Differenz der Berechnung Startzeitpunkt des Signal mit Fließkommazahlen und Ganzen Zahlen bei einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

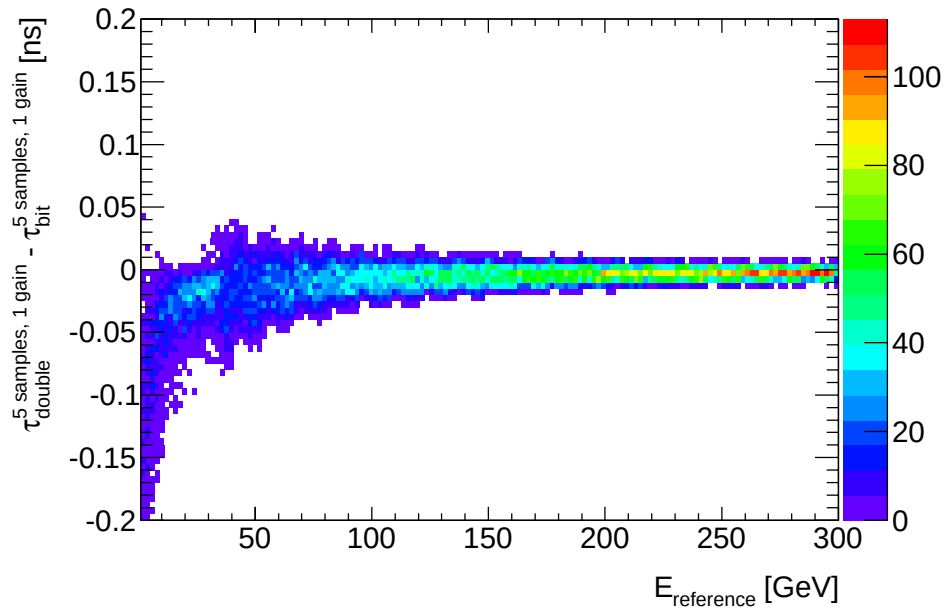


Abbildung 4.2.16.: Differenz der Berechnung Startzeitpunkt des Signal mit Fließkommazahlen und Ganzen Zahlen bei einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

Ein Vergleich der Abbildungen 4.2.15 und 4.2.16 zeigt, dass im Bereich bis etwa 100 GeV die Differenz von τ in der Berechnung mit Fließkommazahlen und Ganzen Zahlen bei einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt eine geringer Streuung liefert. Besonders stark spiegelt sich dieses Verhalten zwischen 30 und 50 GeV in den Histogrammen wider. Da die aber die Berechnung von τ mit Fließkommazahlen, wie in Abbildung 4.2.10 sichtbar, stark streut, bedeutet dieses Verhalten keine Verbesserung der Leistungsfähigkeit des Optimalen Filters bei hohen Teilchenzahlen. Weiterhin ist zur Identifikation der richtigen Protonpaketswechselwirkung eine Abweichung von 3 ns bei einem zeitlichen Abstand von 25 ns der Protonenpakete akzeptabel. Die Grenze, bei welcher Energie eine zeitliche Zuordnung nicht mehr möglich ist, sowie das Verhalten der Abhängigkeit dieser Grenze von erwarteten Ereigniszahlen in der Kalorimeterzelle sind zur genaueren Charakterisierung der Leistungsfähigkeit des Optimalen Filters gesondert zu untersuchen.

4.3. Analyse des erweiterten Energiebereichs

Ziel dieser Simulation ist die Abdeckung des gesamten Energiebereichs bis 3 TeV, für den eine einzelne Zelle des elektromagnetischen Kalorimeters ausgelegt ist. Aufgrund der begrenzten Kapazitäten der Datenverarbeitung wird dabei pro Energie im Gegensatz zur Analyse bis 300 GeV nur ein Ereignis anstatt 100 betrachtet. Mit den Ergebnissen aus dem vorigen Kapitel lassen sich dennoch verschiedene auftretende Effekte verstehen.

Am Ende des Kapitels wird eine Analyse einer möglichen Verschiebung des Startzeitpunkts des Signals vorgestellt. Die verschiedenfarbigen Linien in den Diagrammen entsprechen den beiden Schwellen, welche die digitale Datenverarbeitung notwendig macht.

Tabelle 4.3.1.: Die durch den Gain-Faktor festgelegte Schwellwerte, im Diagramm als lila Linien dargestellt.

Bezeichnung	Bit-Codierung	Gültigkeitsbereich [GeV]
High	01	bis 36,59
Medium	10	bis 357,14
Low	11	bis 3000

Anhand der Linienmarkierungen sind Unterschiede im Verhalten bei beiden Auswahlzenarien für den Gain-Faktor gut zu unterscheiden. Der wichtigste Punkt dabei ist, dass unabhängig von der Art und Weise der Berechnung die relative Abweichungen der Energien vom wahren Wert sehr klein sind.

Tabelle 4.3.2.: Bereiche der Skalierungsfaktoren, im Diagramm als grüne Linien dargestellt.

Bezeichnung	Bit-Codierung	Gültigkeitsbereich [GeV]	Granularität [MeV]
Range	00	0 - 8,191	1
Range	01	8,192 - 65,535	8
Range	10	65,536 - 542,287	64
Range	11	542,288 - 4193,792	512

4.3.1. Energie

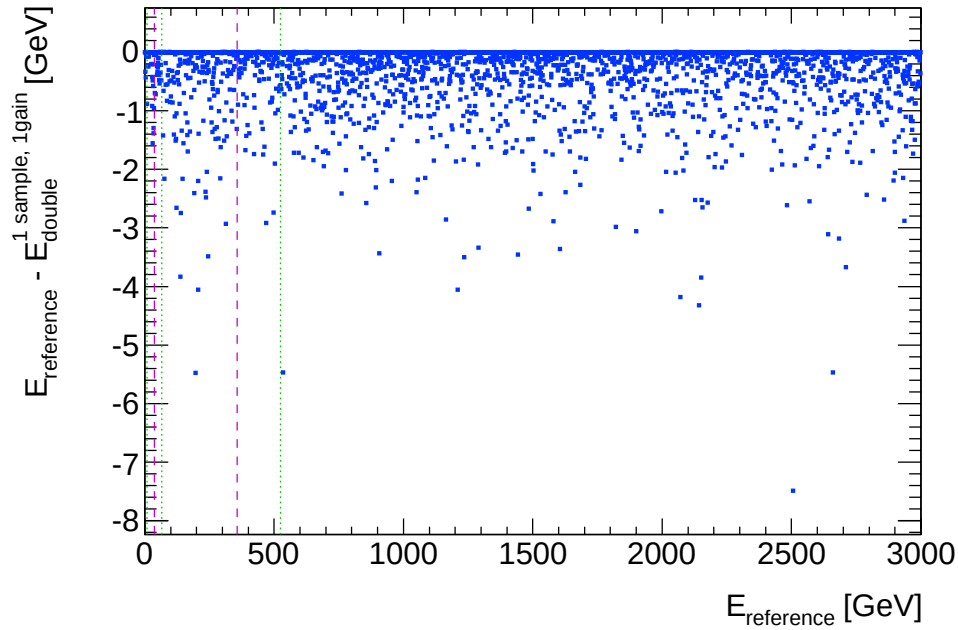


Abbildung 4.3.1.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

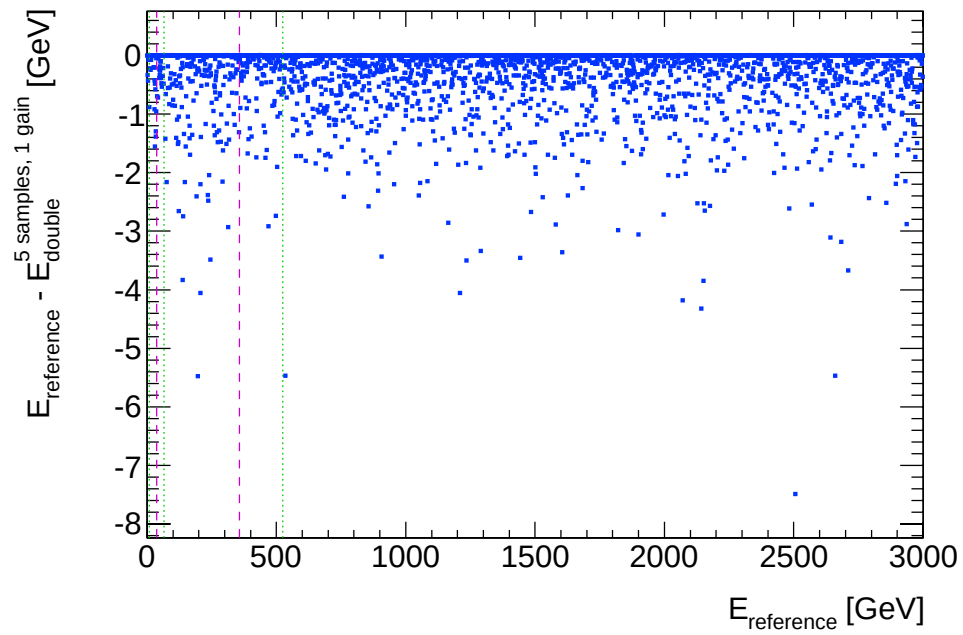


Abbildung 4.3.2.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

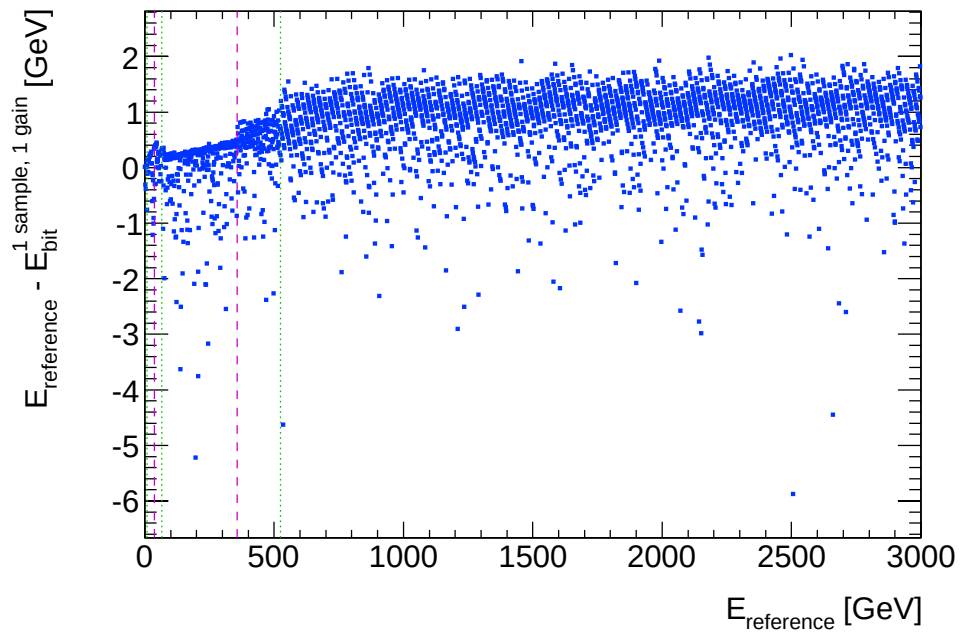


Abbildung 4.3.3.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

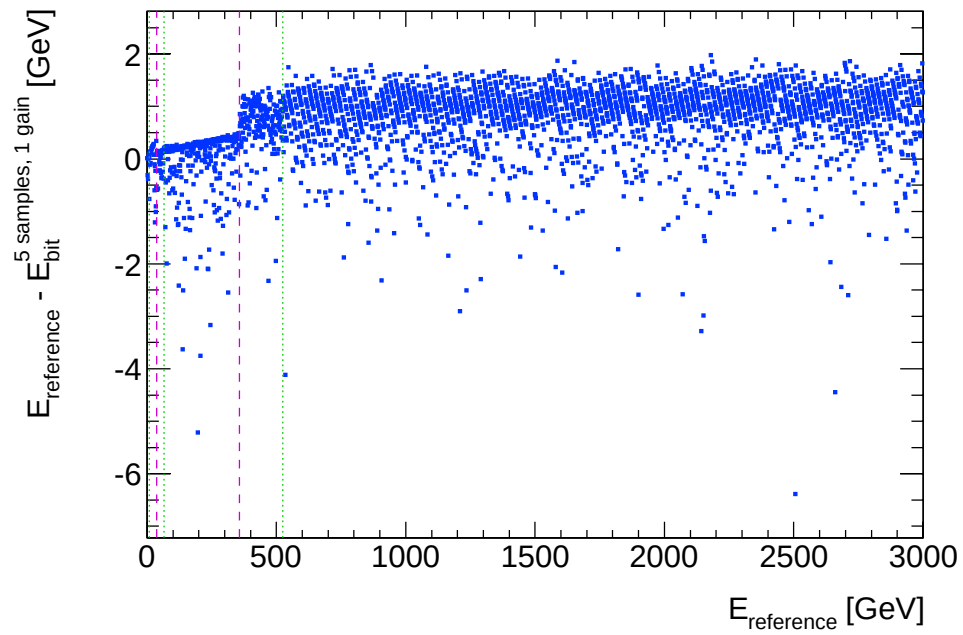


Abbildung 4.3.4.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

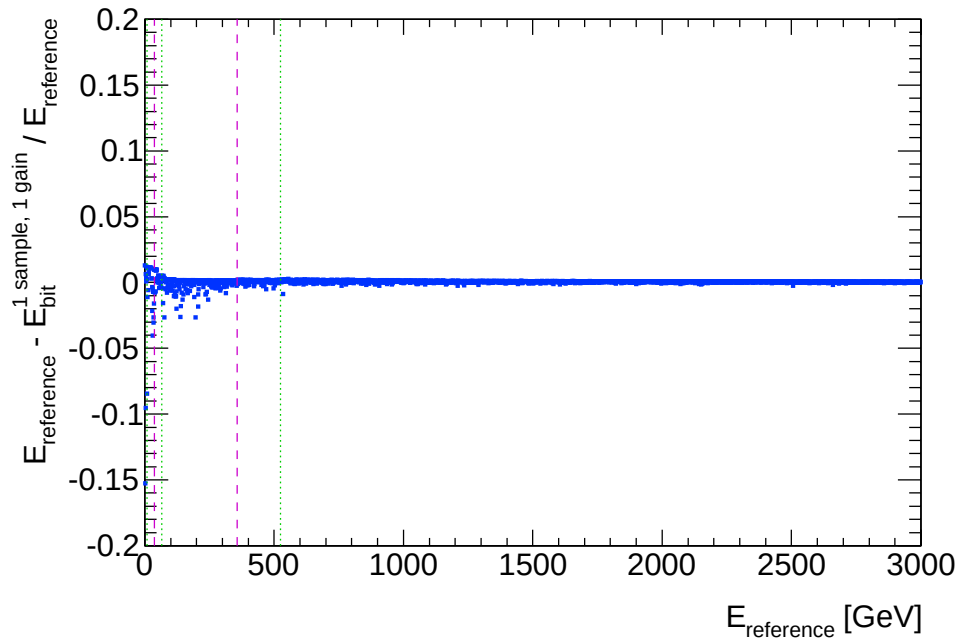


Abbildung 4.3.5.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor pro Sample-Punkt

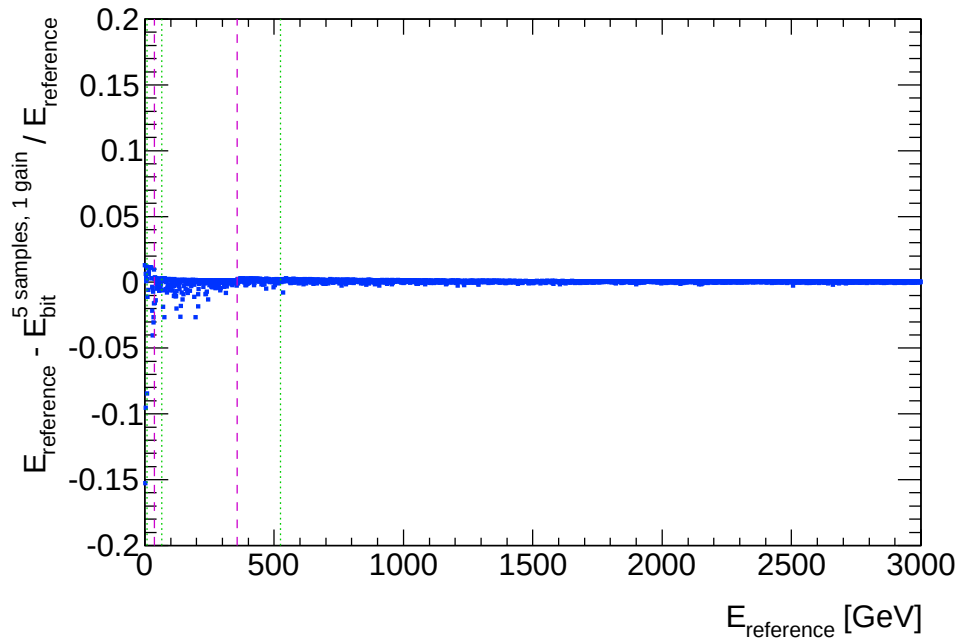


Abbildung 4.3.6.: Differenz der Energie des Signal und dem berechneten Wert der Energie mit Fließkommazahlen und einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

4.3.2. Zeit

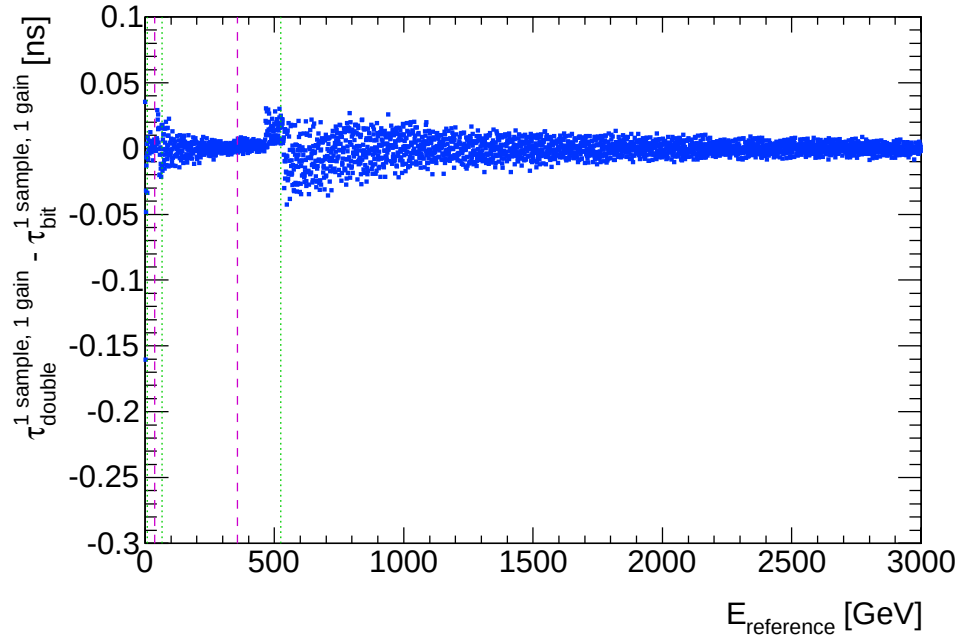


Abbildung 4.3.7.: Berechnung von τ mit Ganzen Zahlen bei einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

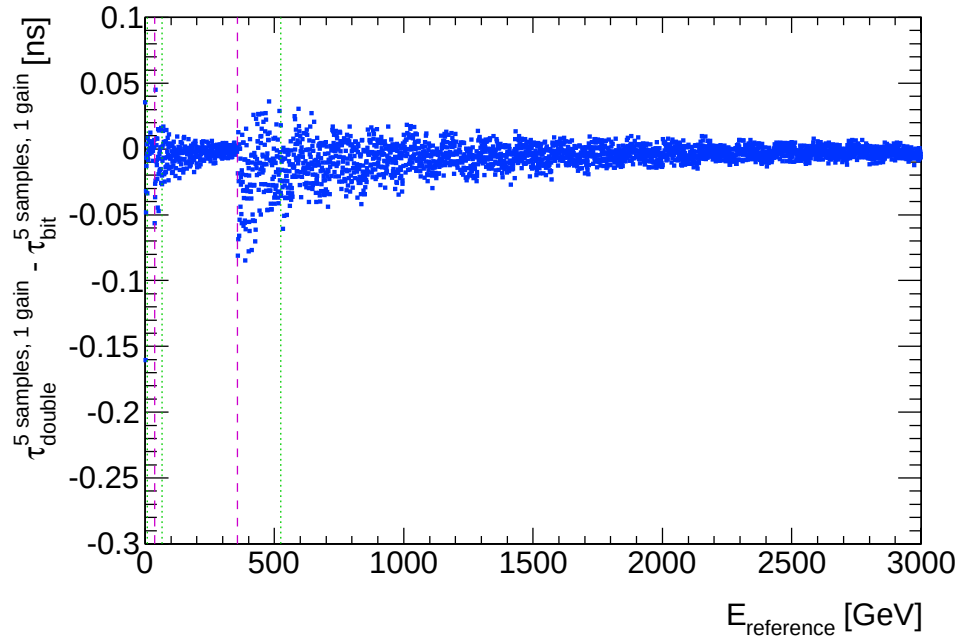


Abbildung 4.3.8.: Berechnung von τ mit Ganzen Zahlen bei einem Gain-Faktor für alle fünf Punkte eines Samples

4.4. Verschiebung des Startzeitpunkts des Signals

Das Abtasten der verstärkten und umgeformten Signale einer Kalorimeterzelle findet im zeitlichen Abstand von 25 ns statt. Die Koeffizienten werden an diese Abtastrate entsprechend angepasst. Dabei wird davon ausgegangen, dass sich ein Sample-Punkt nahe dem Pulsmaximum befindet. Aufgrund der vergleichsweise steilen Flanke des Standardpulses können kleine Variationen des Startzeitpunkts Δt eine nicht zu vernachlässigende Abweichung der Amplitude des Samples verursachen. Dazu wird zwischen 0 und 24 ns die Standardsignalform in Schritten von 1 ns verschoben. Eine Verschiebung um 25 ns hat aufgrund der Periodizität der Abtastung keine Auswirkungen. Dabei wird die Verschiebung des Startzeitpunkts des Pulses im betrachteten Bereich durchgeführt, zur Berechnung der wichtigen Größen aus den abgetasteten Punkten werden allerdings nur die Koeffizienten verwendet, die für den Fall $\Delta t = 0$ bestimmt werden.

Dabei ist zu erwarten, dass τ dem jeweiligen Δt entspricht.

4.4.1. Konstante Koeffizienten

Berechnung der Energie

Für die Darstellung des Einflusses einer Verschiebung der Standardsignalform auf den Filter wird die Betrachtung exemplarisch für das Szenario eines individuellen Verstärkungsfaktors für jeden Sample-Punkt gewählt.

Wie in Abbildung 4.4.1 sichtbar, weicht die berechnete Energie zunehmend mit der Energie und der Größe der zeitlichen Verschiebung ab. Die berechnete Energie ist dabei stets kleiner als die $E_{reference}$. Da die Bestimmung der Koeffizienten in einem Szenario vorgenommen wird, in dem ein Sample-Punkt sehr nah, wenn nicht sogar auf dem Maximum des Pulses liegt, wird der Algorithmus darauf „trainiert“, dass das Sample mit der höchsten Amplitude immer in etwa das Maximum selbst repräsentiert. Da aber die Pulse verschoben sind, liegt dieser Wert weit weg vom Maximum des Signalepulses, wird aber als dieses rekonstruiert. Bei einer Verschiebung um $\Delta t = 20$ ns beträgt die Abweichung konstant 7%. Die Betrachtung der Berechnung mit dem technischen Algorithmus liefert lediglich zusätzlich die bekannten Muster, das prinzipielle Verhalten ist identisch.

Berechnung der Zeit

Wie in den Darstellungen 4.4.2 sichtbar, wird der Zeitpunkt des Beginns des Signalepulses von der Berechnung bestimmt. Dabei ist zu beobachten, dass mit zunehmenden Δt die

Abweichung vom tatsächlichen Zeitpunkt steigt.

Wie schon im obigen Abschnitt beschrieben, besitzt der Sample-Punkt am Maximum bei der Berechnung das höchste Gewicht. Somit fällt bei der Berechnung der Energie eine kleine Variation in der Zeit aufgrund der steilen Flanken des Signalpulses stark ins Gewicht. Umgekehrt bedeutet dies, dass trotz einer relativ großen Variation in der Amplitude die resultierende Abweichung auf der Zeitachse aufgrund der steilen Pulsflanken vergleichsweise gering ist.

Das Ziel, die Bestimmung der zu einem Signal zugehörigen Protonpaketswechselwirkung selbst bei einer maximalen Verschiebung des Pulses mit einer Abweichung von etwa 2 ns vom wahren Wert realisierbar.

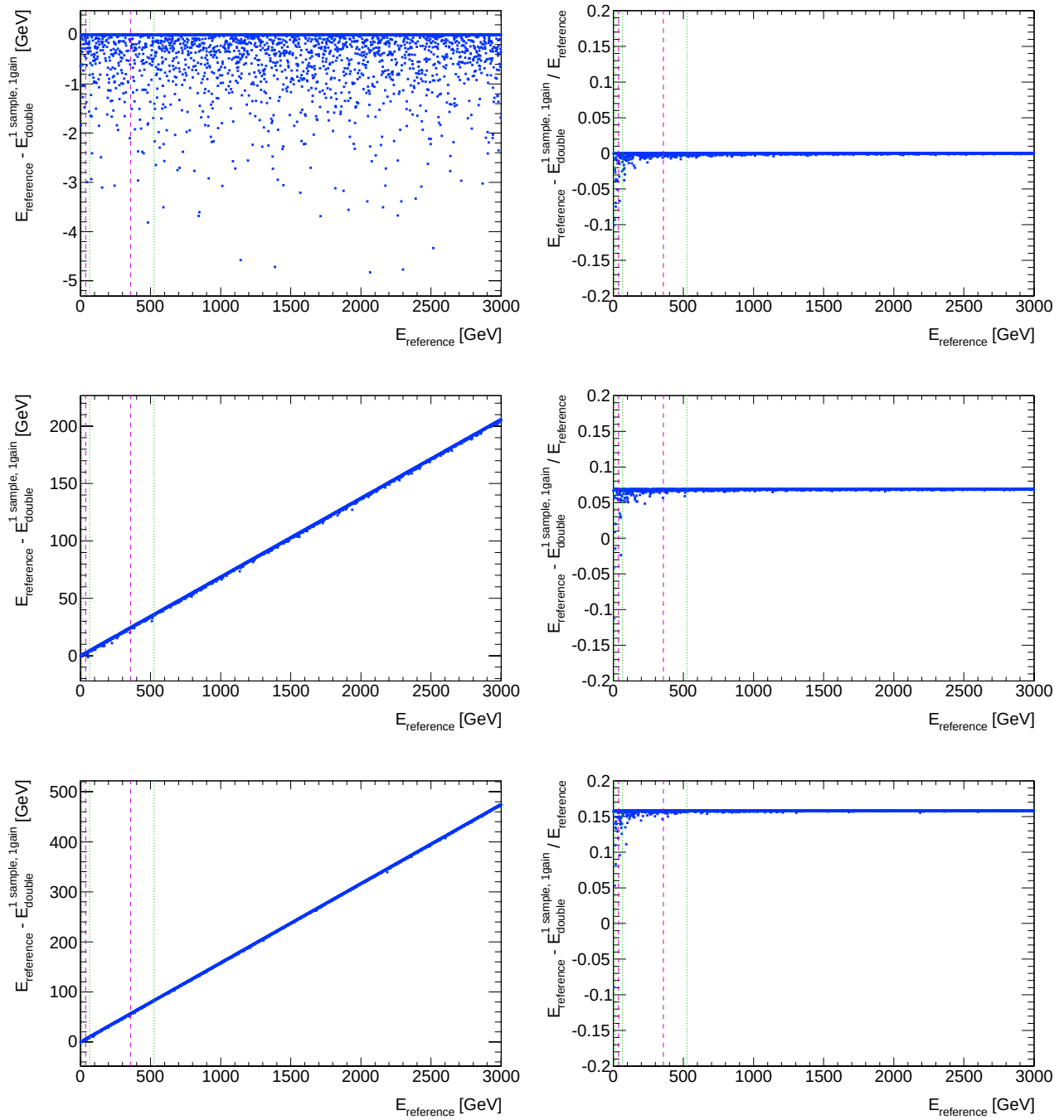


Abbildung 4.4.1.: $E_{\text{reference}} - E_{\text{double}}$ für $\Delta = 0$ ns (oben), 15 ns (mitte) und 24 ns (unten). In der rechten Spalte ist die relative Abweichung sichtbar.

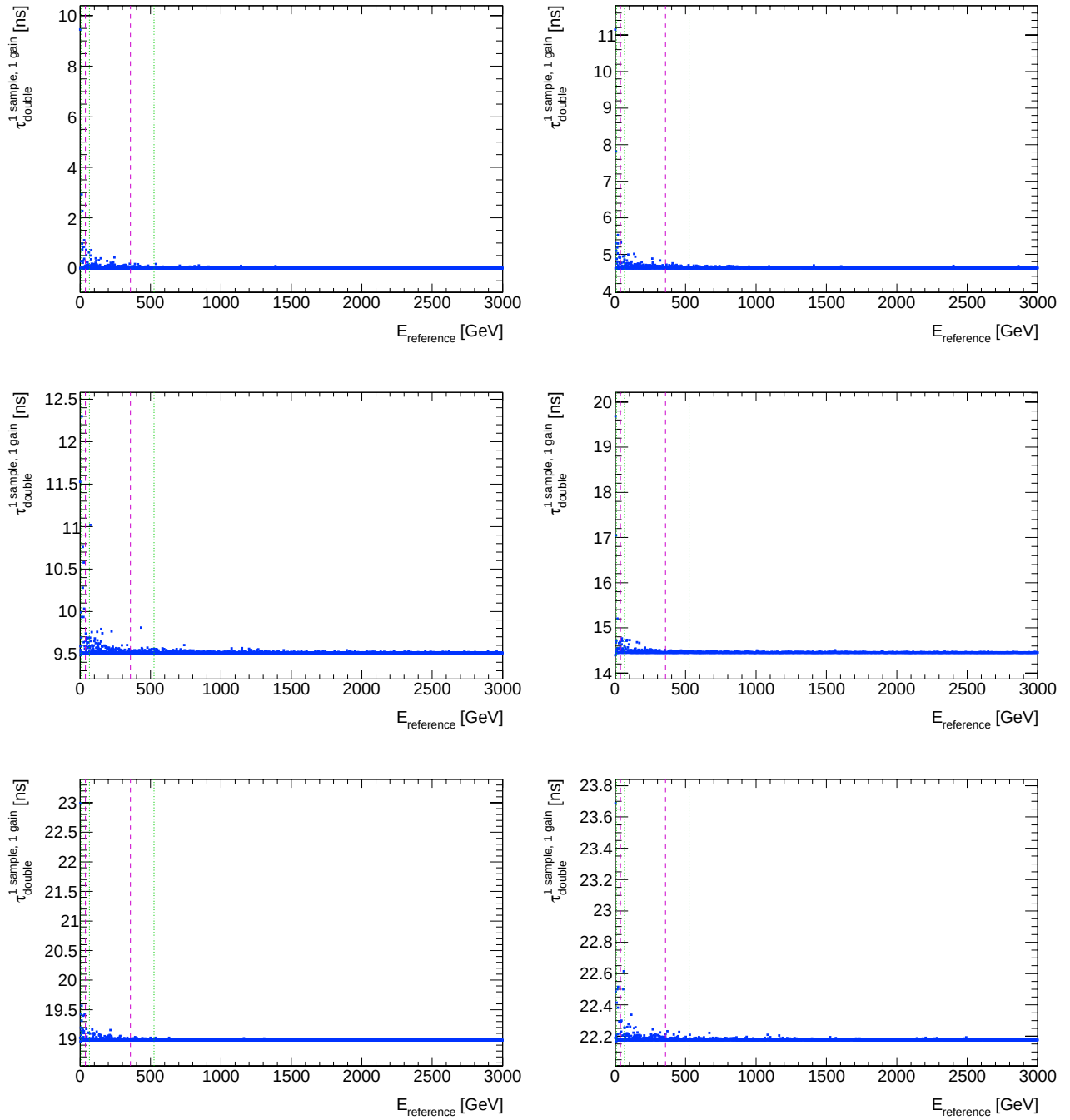


Abbildung 4.4.2.: 0 ns (oben links) 5 ns (oben rechts), 10 ns (mitte links) 15 ns (mitte rechts) 20 ns (unten links) 24 ns (unten rechts)

5. Zusammenfassung und Ausblick

Ausgehend von den aktuellen Parametern der Ausleseelektronik des Flüssigargonkalorimeters des ATLAS-Detektors wie Signal-Pulsform, Gain-Faktoren und Auflösung des ADC des FEB zeigt diese Studie die Auswirkungen von Pile-Up auf die Signalverarbeitung in einem möglichen Szenario der zukünftigen Ausleseelektronik des ATLAS-Flüssigargonkalorimeters. Die dazu verwendete Simulation von Pile-Up liefert erste Erkenntnisse über das Verhalten des Optimalen Filters in der Hochluminositätsphase des LHC.

Dabei wird die Berechnung der Energie E in einer Kalorimeterzelle und des Startzeitpunkts des Signals τ mithilfe einer optimalen Implementation in FPGA-Technologie sowie die Auswirkungen begrenzter Genauigkeiten aufgrund der Digitalisierung der Signale untersucht. Die Einführung des neuen Ansatzes, jedem digitalisierten Wert individuell einen gesonderten Verstärkungsfaktor zuzuweisen, zeigt keine problematischen Veränderungen des Ergebnisses.

Hinsichtlich der Simulation des Pile-Up ist es fuer eine genauere Abschätzung des tatsächlichen Verhaltens des Algorithmus bei HL-LHC notwendig, die aktuell laufende Datennahme bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV und deren Ergebnisse für Minimum-Bias-Ereignissen mit einzubeziehen. Die in Kapitel ?? angesprochenen Anpassungen der Monte-Carlo-Simulationen werden sich auch auf die bisherig benutzten Simulationen dieser Ereignisse bei 14 TeV auswirken und damit die einer genauere Abschätzung des tatsächlich zu erwartenden Pile-Ups zulassen. Die große Unsicherheit auf zu erwartende Ereignisraten in einer Kalorimeterzelle bei η nahe 0 lässt im Moment nur eine vergleichsweise grobe Abschätzung zu.

Weiterhin ist die zeitliche Struktur der Protonenpakete nicht berücksichtigt. Eine Studie zur der Bestimmung der Koeffizienten a und b unter Zuhilfenahme der aktuellen Strahlstruktur sowie Auswirkungen diskutierter Änderungen dieser auf die Berechnungen von E und τ ist notwendig, um für die ersten Messungen angepasste Koeffizienten bereitzustellen. Die Lagen-Struktur des Kalorimeters in radialer Richtung und in η ist ein weiterer Punkt für die Erweiterung der Simulation.

Mögliche Optimierungen der Standard-Pulsform und der Verstärkungsfaktoren zur Unter-

drückung von Pile-Up können schon mit der hier entwickelten Software getestet werden. Dazu ist auch der Einsatz einer analytischen Beschreibung der Pulsform im Gegensatz zur hier benutzten numerischen Beschreibung dieser sinnvoll.

Das Setzen von Grenzen auf die Energie-Auflösung des Kalorimeter bedingt durch die Signalverarbeitung macht ebenfalls eine Verfeinerung der Pile-Up-Simulation erforderlich. Dazu müssen auch Szenarien betrachtet, in denen Pile-Up und elektronisches Rauschen größtmögliche Unsicherheiten verursachen.

Für die Festlegung von Triggerschwellen ist die Bestimmung der Grenzen der Unterscheidung von Signal und Pile-Up-Untergrund im niedrigen Energiebereich bis etwa 20 GeV (abhängig von der betrachteten Ereignisrate) mit einer höheren Auflösung der Simulation zu untersuchen.

Die Berechnung von τ ist auch noch mit einer geeigneten Implementierung von Tabellen zur Vermeidung einer zeitaufwändigen Division im FPGA zu erweitern. Auf Seiten der Berechnung mit Hilfe FPGAs ist entsprechend dem aktuellen Stand der Technik das Optimum erreicht. Verbesserungen sind hier von externen Entwicklungen abhängig, wie beispielsweise möglichen strahlungsresistenten ADCs für das FEB mit einem Auflösungsvermögen von 14 bit.

Für eine Optimierung der Trigger für Physik in der Hochluminositätsphase liefert diese Simulation wichtige Erkenntnisse über das Verhalten des Filter-Algorithmus bei hohen Eventraten. Die Messung von Endzuständen mit Photonen, Elektronen und Jets bei hohem Pile-Up-Untergrund, die von seltenen Zerfällen wie eines Higgsbosons in Z und γ oder longitudinaler W-Boson-Streuung herrühren, wird erst durch eine Überarbeitung der Trigger möglich sein.

A. Anhang

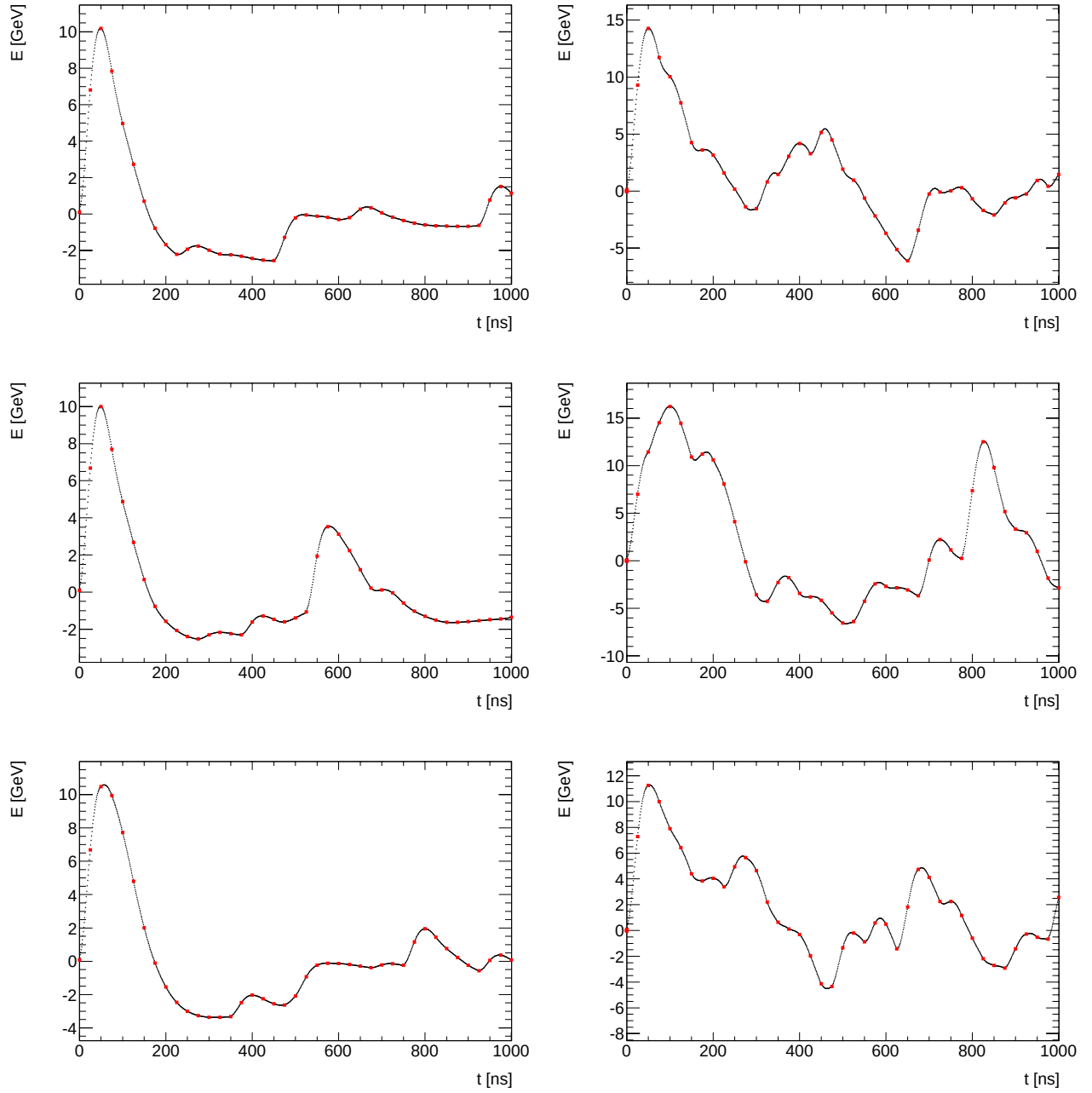


Abbildung A.0.1.: Vergleich der Pulsstruktur des Pile-Up für ein Signal einer Energie von 10 GeV für zwei verschiedene Anzahlen geladener Teilchen $\frac{dN}{d\eta} = 5$ (links) und $\frac{dN}{d\eta} = 50$ (rechts) bei $\eta = 0$. Die Unterscheidung von Signal und Pile-Up ist bei hohen Teilchenzahlen nicht möglich.

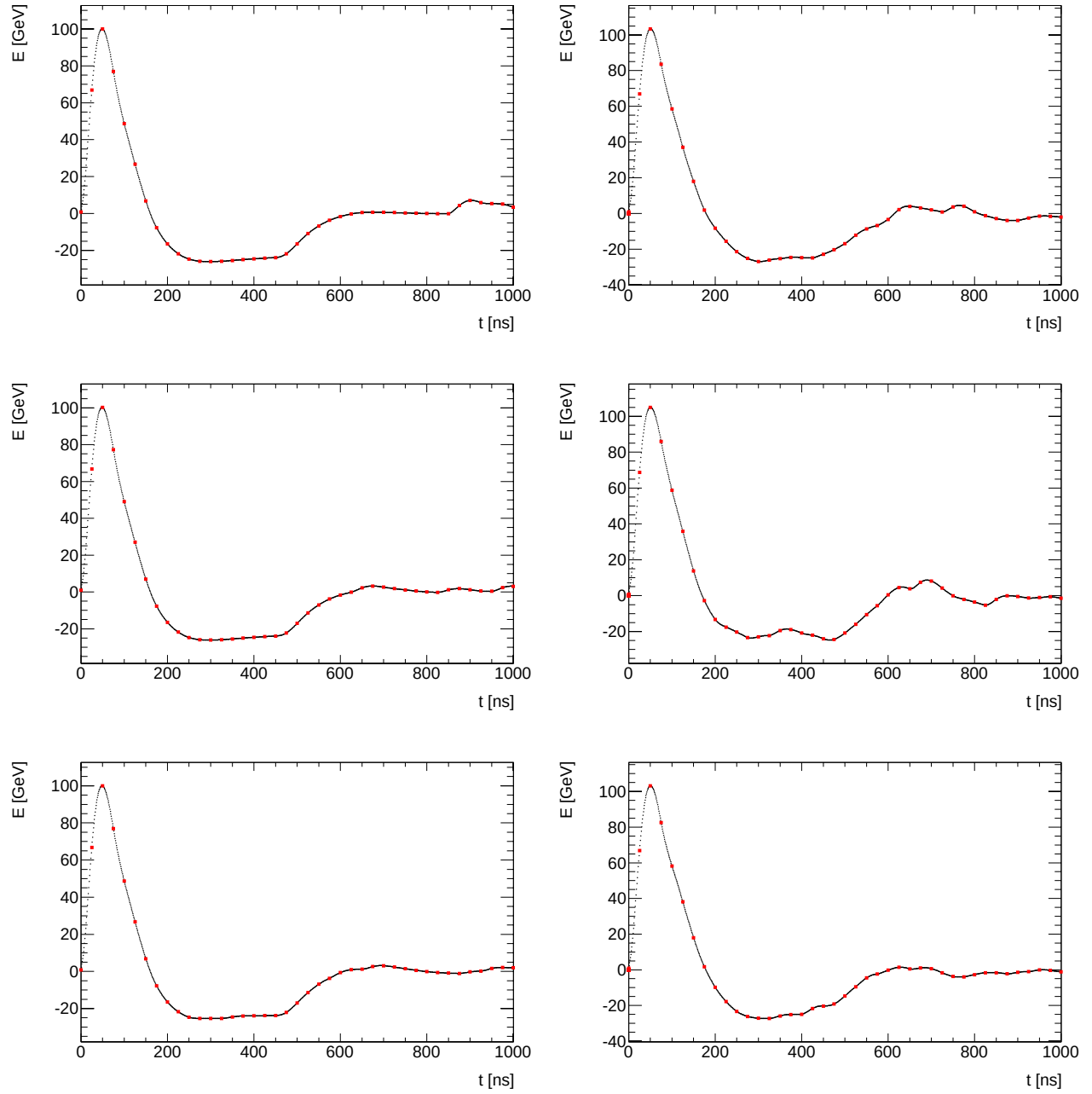


Abbildung A.0.2.: Vergleich der Pulsstruktur des Pile-Up für ein Signal einer Energie von 100 GeV für zwei verschiedene Anzahlen geladener Teilchen $\frac{dN}{d\eta} = 5$ (links) und $\frac{dN}{d\eta} = 50$ (rechts) bei $\eta = 0$.

Literaturverzeichnis

- [A⁺05] AUBERT, B. u. a.: Development and construction of large size signal electrodes for the ATLAS electromagnetic calorimeter. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 539 (2005), Nr. 3, S. 558–594. – 0168-9002 doi: DOI: 10.1016/j.nima.2004.11.005
- [A⁺06] AUBERT, B. u. a.: Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 558 (2006), Nr. 2, S. 388–418. – 0168-9002 doi: DOI: 10.1016/j.nima.2005.11.212
- [A⁺07] AHARROUCHE, M. u. a.: Response uniformity of the ATLAS liquid argon electromagnetic calorimeter. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 582 (2007), Nr. 2, S. 429–455. – 0168-9002 doi: DOI: 10.1016/j.nima.2007.08.157
- [A⁺08] AAD, G. u. a.: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. In: *Journal of Instrumentation* 3 (2008), Nr. 08, S. S08003. – 1748-0221
- [A⁺10a] AAD, G. u. a.: Readiness of the ATLAS liquid argon calorimeter for LHC collisions. In: *The European Physical Journal C - Particles and Fields* (2010), S. 1–31. – 1434-6044
- [A⁺10b] AAD, Georges u. a.: Measurement of underlying event characteristics using charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV and 7 TeV with the ATLAS Detector. oai:cds.cern.ch:1309895 / CERN. 2010 (arXiv:1012.0791. CERN-PH-EP-2010-063). – Forschungsbericht. – Submitted to PRD (3 Dec 2010)
- [A⁺10c] ABREU, H. u. a.: Performance of the electronic readout of the ATLAS liquid argon calorimeters. In: *Journal of Instrumentation* 5 (2010), Nr. 09, S. P09003. – 1748-0221

- [B⁺07] BAZAN, A. u. a.: ATLAS liquid argon calorimeter back end electronics. In: *Journal of Instrumentation* 2 (2007), Nr. 06, S. P06002. – 1748-0221
- [B⁺08a] BUCHANAN, N. J. u. a.: ATLAS liquid argon calorimeter front end electronics. In: *Journal of Instrumentation* 3 (2008), Nr. 09, S. P09003. – 1748-0221
- [B⁺08b] BUCHANAN, N. J. u. a.: Design and implementation of the Front End Board for the readout of the ATLAS liquid argon calorimeters. In: *Journal of Instrumentation* 3 (2008), Nr. 03, S. P03004. – 1748-0221
- [B⁺08c] BUCHANAN, N. J. u. a.: Radiation qualification of the front-end electronics for the readout of the ATLAS liquid argon calorimeters. In: *Journal of Instrumentation* 3 (2008), Nr. 10, S. P10005. – 1748-0221
- [Bet06] BETHGE, U. E. K. und Schröder S. K. und Schröder: *Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen*. 3. Überarb. u. erw. Auflage. Weinheim : Wiley-VCH, 2006
- [Car11] CARLI, C. (Hrsg.): *Proceedings of the Chamonix 2011 Workshop on LHC Performance*. Geneva, Mar 2011 (CERN-ATS-2011-005). – oai:cds.cern.ch:1341522
- [Col08] COLLABORATION, The C.: Measurement of charged hadron spectra in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 14$ TeV. In: *CMS Physics Analysis Summary* (2008). – CMS PAS QCD₀₇01
- [CS94] CLELAND, W. E. ; STERN, E. G.: Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 338 (1994), Nr. 2-3, S. 467–497. – 0168-9002 doi: DOI: 10.1016/0168-9002(94)91332-3
- [G⁺11] G., Brooijmans u. a.: ATLAS Liquid Argon Calorimeter Upgrade Plans. In: *ATLAS Note* (2011). – ATL-LARG-INT-2010-009
- [Gri08] GRIFFITHS, D. J.: *Introduction to elementary particles*. 2. rev. ed. Weinheim : Wiley-VCH, 2008
- [KJS10] KIELBURG-JEKA, A. ; STÄRZ, S.: A Readout Driver for the ATLAS LAr Calorimeter at a High Luminosity LHC / CERN. Geneva, Oct 2010 (ATL-LARG-PROC-2010-012). – Forschungsbericht
- [Kle05] KLEINKNECHT, K.: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. 4. Auflage. Wiesbaden : Teubner, 2005

- [Kno00] KNOLL, G. F.: *Radiation detection and measurement*. 3. ed. New York, NY ; Weinheim [u.a.] : Wiley, 2000
- [Ley09] LEYTON, M.: Minimum Bias and Underlying Event Studies at ATLAS and CMS. In: *arXiv:0905.3684v1 [hep-ex]* (2009)
- [LP08] LYNDON, E. ; PHILIP, B.: LHC Machine. In: *Journal of Instrumentation* 3 (2008), Nr. 08, S. S08001. – 1748-0221
- [MT98] MAKOTO, M. ; TAKUJI, N.: Mersenne twister: a 623-dimensionally equidistributed uniform pseudo-random number generator. In: *ACM Transactions on Modeling and Computer Simulation (TOMACS)* 8 (1998), Nr. 1, S. 3–30
- [Stä10] STÄRZ, S.: *Development of Digital Signal Processing with FPGAs for the Readout of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter at HL-LHC*. 2010. – CERN-THESIS-2010-174
- [Tsa88] TSALLIS, C.: Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics. In: *Journal of Statistical Physics* 52 (1988), Nr. 1, S. 479–487. – 0022-4715

Danksagung

Zuallerste möchte ich meinen Eltern danken, die mir das Studium auch trotz anfänglicher Skepsis bezüglich der Wahl der Studienrichtung ermöglicht haben.

Des weiteren ist natürlich Prof. Straessner zu nennen, der diese Diplomarbeit ermöglichte und mit wichtigen Anregungen, praktischen Hinweisen und Unterstützung beim debugging des Simulations-Codes eine große Hilfe war. Steffen, der mir wieder und wieder erklärte, was der FPGA den eigentlich wirklich macht darf ob seiner Geduld nicht unerwähnt bleiben.

Die Bürokollegen der renovierten E20, die Fragen zum Computing im Allgemeinen und zu Root im Besonderen kompetent beantworten konnten, dürfen hier natürlich nicht fehlen. Und wenn keiner zu einer Frage etwas wusste, fiel dabei wenigstes ein guter Witz mit ab, meist von Rudi oder Frank.

Unkonventionelle Motivationsmethoden und Schokolade für die letzten Nachtschichten kamen von MSW, der immer von einer lustigen oder stressigen Begebenheit bereichten kann und man sieht: „Es hätte gerade auch schlimmer kommen können.“

Natürlich darf nicht vergessen werden, dass die erste Zeit mit den „Kernis“ in ihrem „Kinderzimmer“ verbracht worden war, mit Philipp und Björn. Und auch ab und an mal mit Kaffee und Kuchen... Was soweit ging, dass man zusammen auch Abseits der Forschung mal der Leidenschaft des Kletterns gefrönt hat, was an einem denkwürdigen Tag mit einem verunglückten Schuh-Wurf einen komischen Höhepunkt fand.

Ich dank euch allen.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Tobias Peter Reinhardt

Dresden, Mai 2011