



Valerie Susanne Lang

Präzisionssynchronisierung
des Level-1-Kalorimeter-Triggers
am ATLAS-Experiment

Diplomarbeit

HD-KIP 10-63

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik
vorgelegt von
Valerie Susanne Lang
aus **Heppenheim**
Oktober 2010

Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers am ATLAS-Experiment

Die Diplomarbeit wurde von Valerie Susanne Lang
ausgeführt am
Kirchhoff-Institut für Physik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon

Zusammenfassung

Die Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers des ATLAS-Detektors ist eine Grundvoraussetzung für die zuverlässige Identifikation der korrekten Strahlkreuzung eines LHC-Kollisionsereignisses und für die geforderte Messgenauigkeit der im Kalorimeter deponierten Energie. Zu diesem Zweck ermöglicht es der PHOS4-Chip in der Hardware des Level-1-Triggersystems, den Digitalisierungspunkt von Kalorimetersignalen in Schritten von 1 ns über einen Bereich von 25 ns zu verschieben.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine Methode zur Synchronisierung der Kalorimeter-Triggersignale entwickelt, an Kalibrationspulsen der Kalorimeter systematisch getestet und auf Daten aus Proton-Proton-Kollisionen am LHC angewandt. Die Anpassung einer Kombination aus einer Gauß- und einer Landauf Funktion bzw. aus zwei Landauf Funktionen an digitalisierte Kalorimetersignale wurde separat für die verschiedenen Kalorimeterbereiche optimiert. Die entwickelte Prozedur ermöglicht eine sehr stabile Kalibration und eine Bestimmung des idealen Digitalisierungspunktes für Kollisionspulse mit einer systematischen Genauigkeit von ± 1 ns und einer statistischen Streuung von ± 2 ns. Eine Präzisionssynchronisierung von über 90 % der Level-1-Trigger-Tower wurde im Juli 2010 mit Kollisionsdaten durchgeführt. Infolgedessen konnten die zeitlichen Versetzungen der Level-1-Kalorimetersignale untereinander bis auf eine verbleibende statistische Streuung von ± 1 ns in weiten Teilen des Kalorimeter angeglichen werden. Die Synchronisierung der Signale und die damit verbundene Energiemessung durch den Level-1-Trigger wurde daher im Rahmen der intrinsischen Genauigkeit der Methode optimiert.

Abstract

The Fine Timing of the Level-1 Calorimeter Trigger of the ATLAS experiment is a prerequisite for a reliable bunch crossing identification of LHC collision events and for a precision measurement of the deposited energy in the calorimeter. For this purpose, the PHOS4 chip implemented in the Level-1 trigger hardware allows to shift the digitisation point of calorimeter signals by amounts of 1 ns over a range of 25 ns.

This thesis presents a method for synchronising calorimeter trigger signals with a high accuracy. The method was systematically tested on calibration pulses and applied to data from proton-proton interactions at the LHC. The fitting of an analytical composition of a Gaussian and a Landau function or two Landau functions to digitised calorimeter pulses was optimised separately for the different calorimeter divisions. The developed procedure enables a very stable calibration and a determination of the ideal digitisation point for collision pulses with a systematic accuracy of ± 1 ns and a statistical spread of ± 2 ns. A Fine Timing of more than 90 % of the Level-1 trigger towers was achieved using collision data in July 2010. Consequently, the time shifts between Level-1 calorimeter signals were equalised with a remaining statistical timing spread of ± 1 ns over large parts of the calorimeter. The timing calibration of calorimeter signals and the associated energy measurement by the Level-1 trigger was thus optimised within the intrinsic precision of the devised fit method.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der Large Hadron Collider und das ATLAS-Experiment	4
2.1	Teilchenphysik auf der Energieskala des LHC	4
2.2	Der Large Hadron Collider	9
2.3	Das ATLAS-Experiment	11
3	Das ATLAS-Datennahme- und Triggersystem	22
3.1	Der ATLAS-Trigger und die Datenauslese	22
3.2	Der Level-1-Kalorimeter-Trigger	26
3.3	Die Signalkette des Level-1-Präprozessor-Systems	30
4	Kalibration des Level-1-Kalorimeter-Triggers	34
4.1	Die Kalibrationssysteme der Kalorimeter	34
4.2	Allgemeine Kalibrationsstrategie für den Level-1-Kalorimeter-Trigger	37
4.3	Rekonstruktion analoger Kalibrations-signale	39
4.4	Präzisionssynchronisierung für Kalibrationsdaten	42
5	Methodenentwicklung zur Kalibration	48
5.1	Motivation der Fit-Methode	48
5.2	Entwicklung des Verfahrens zur Präzisionssynchronisation an Kalibrationspulsen	50
5.3	Erfolgskriterium für die Funktionsanpassung	58
5.4	Systematische Studien	64
5.5	Zusammenfassung der Fit-Methode und ihre Anwendungen	70
6	Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers	73
6.1	Synchronisierung mit <i>Splash</i> -Ereignissen	73
6.2	Synchronisierung mit Kollisionen	79
6.3	Konsistenzprüfung	90
6.4	Diskussion der Ergebnisse	94
7	Zusammenfassung	97

Einleitung

Keine Wirkung in der Natur ist ohne Vernunftgrund.

Leonardo da Vinci (1452-1519)

Wirkungen im Experiment zu erzeugen und ihre *Vernunftgründe* theoretisch zu verstehen, ist der Grundgedanke von Wissenschaft und Forschung. Die von diesen Grundgedanken initiierten Experimente in der Teilchenphysik haben in den letzten Jahrzehnten ein theoretisches Modell geformt - *das Standardmodell der Teilchenphysik*. Dieses kann mit hoher Präzision die beobachteten Elementarteilchen und ihr Verhalten, d.h. ihre Wechselwirkungen untereinander erklären. Seine Gültigkeit wurde im Experiment immer wieder bestätigt. Trotzdem bleiben einige elementare Fragen ungeklärt:

Was ist Masse und wie erhalten Teilchen ihre Masse? Woraus bestehen dunkle Materie und dunkle Energie? Warum ist die Gravitation so viel schwächer als die anderen drei bekannten Wechselwirkungen: die elektromagnetische, die starke und die schwache Wechselwirkung? Und: Leben wir wirklich in einer vierdimensionalen Welt¹ oder gibt es noch weitere Dimensionen?

Auf die Frage *Was ist Masse?* bietet der Higgs-Mechanismus [1][2] eine mögliche Antwort. Dieser ist der letzte experimentell noch nicht gefundene Bestandteil des Standardmodells und erklärt Masse als Wechselwirkung der Teilchen mit dem Higgs-Feld. Je stärker die Wechselwirkung eines Teilchens mit dem Higgs-Feld ist, desto schwerer ist das Teilchen. Der Higgs-Mechanismus postuliert das Higgs-Boson, dessen experimenteller Nachweis dieses Antwortmodell auf die Masse-Problematik im Standardmodell bestätigen würde.

Die Frage nach der dunklen Materie und dunklen Energie ergab sich zuerst aus der Astronomie und Astrophysik. Beobachtungen der letzten Jahrzehnte wiesen darauf hin, dass es im Weltall Materie gibt, die nicht sichtbar ist, aber aufgrund ihrer Masse trotzdem gravitativ wechselwirkt und so z.B. die Rotationsspektren von Galaxien beeinflusst - *die dunkle Materie*. Zudem scheint eine unbekannte Energie die Expansion des Universums zu beschleunigen - *die dunkle Energie*. Woraus dunkle Materie und dunkle Energie bestehen, ist unklar. Einen aussichtsreichen Kandidaten für die dunkle Materie bieten die Theorien der Supersymmetrie [3] in der Teilchenphysik. Diese ordnen jedem Teilchen einen supersymmetrischen Partner zu und enthalten meistens ein leichtestes stabiles supersymmetrisches Teilchen. In vielen Modellen handelt es sich hierbei um das Neutralino, ein neutrales, nur wenig mit der bekannten - leuchtenden - Materie wechselwirkendes Teilchen, das die Beobachtungen der Astronomie erklären könnte.

Der große Unterschied in den Wechselwirkungsstärken zwischen der Gravitation und den drei Standardmodellkräften wird indes als Hierarchieproblem bezeichnet. Neben supersymmetrischen Theorien bieten Theorien zur Existenz von Extradimensionen [4][5], in die nur die Gra-

¹Drei Raumdimensionen und eine Zeitdimension

vation vordringen kann, hierfür eine Lösung. Zusätzliche kompaktifizierte Raumdimensionen könnten zu einem verstärkten Anwachsen der gravitativen Kopplung auf kleinen Längenskalen führen. In einem solchen Fall wäre eine Vereinigung aller Kräfte bereits auf einer mit heutigen Teilchenphysikexperimenten erreichbaren Energieskala von 1 TeV möglich. Mikroskopische schwarze Löcher, die direkt nach ihrer Entstehung durch *Hawking*-Strahlung zerfallen, bieten eine spektakuläre experimentelle Signatur zur Suche nach Extradimensionen.

Die experimentelle Prüfung dieser theoretischen Modelle ist ein erklärtes Ziel des *Large Hadron Colliders* (LHC), eines am CERN² im letzten Jahr in Betrieb genommenen Teilchenbeschleunigers. Der LHC beschleunigt Protonen auf eine bislang unerreichte Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV und Schwerionen, insbesondere Blei-Kerne, auf bis zu 5,5 TeV pro Nukleonpaar. An vier Wechselwirkungspunkten werden die Teilchen zur Kollision gebracht. Aus der hohen zur Verfügung stehenden Energie könnten neue Teilchen gebildet werden, die die fehlenden Puzzleteile im heutigen Verständnis der Teilchenphysik bilden. Die präzise Vermessung der Kollisionen und der Nachweis neuer Teilchen ist Aufgabe des ATLAS³-Detektors. Einen detaillierten Einblick in die am LHC untersuchte Physik, den LHC selbst und das ATLAS-Experiment bietet Kapitel 2.

Für die Wechselwirkungsprozesse der *neuen* Physik werden sehr kleine Wirkungsquerschnitte erwartet, d.h. sie passieren sehr selten. Deshalb ist eine entsprechend hohe Anzahl von Proton-Proton-Kollisionsereignissen notwendig, um aussagekräftige Erkenntnisse über die neue Physik gewinnen zu können. Dies gewährleistet der LHC im nominellen Betrieb durch eine instantane Luminosität⁴ von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Diese ergibt sich neben anderen Faktoren aus der Kollisionsfrequenz der beschleunigten Teilchenpakete von 40 MHz und aus der Protonenzahl von ungefähr 10^{11} Protonen pro Teilchenpaket. Vom Experiment gespeichert werden, können die Daten allerdings nur mit einer Rate von 200 Hz, weshalb bereits während der Datennahme *online* - eine Selektion der Ereignisse vorgenommen werden muss. Dies geschieht beim ATLAS-Experiment mit Hilfe eines dreistufigen Triggersystems.

Die erste Stufe (Level-1) des Triggersystems ist direkt in einem Nebenraum der ATLAS-Kaverne als Hardwaresystem implementiert. Sie arbeitet im 40 MHz-Takt des LHC und fällt innerhalb einer Latenzzeit von $2,5 \mu\text{s}$ eine Entscheidung über die Relevanz der gerade geschehenen Kollision. Dazu verwendet sie reduzierte Informationen aus dem Myonsystem und den Kalorimetern von ATLAS. Im Fall der Kalorimeter werden zur Reduktion der Informationsdichte mehrere Kalorimeterzellen zu 7200 sogenannten *Trigger-Towers* zusammengefasst. Die Signale dieser Trigger-Tower vom selben Kollisionsereignis werden über lange Kabel an das Kalorimeter-Triggersystem im Nebenraum geleitet, erreichen es dort allerdings mit erheblichen Zeitdifferenzen. Dies hat zwei Gründe. Zum einen ist die Flugzeit der Teilchen vom Kollisionspunkt bis zum entsprechenden Trigger-Tower von der räumlichen Lage des Trigger-Towers abhängig und daher unterschiedlich. Zum anderen führen die aufgrund der räumlichen Lage der Trigger-Tower unterschiedlichen Längen der Kabel vom Trigger-Tower bis zur Hardware des Level-1-Kalorimeter-Triggers im Nebenraum zu unterschiedlichen Signallaufzeiten. Diese Zeitunterschiede müssen ausgeglichen werden, da ein zeitlich nicht synchronisiertes Triggersystem eventuell Teilchensignaturen dem falschen Kollisionsereignis zuordnet. Zudem verfälscht

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, in der Nähe von Genf in der Schweiz

³A Toroidal LHC Apparatus

⁴Die Luminosität ist eine von den Beschleunigerparametern abhängige Größe, die den Zusammenhang von Ereignisrate und Wirkungsquerschnitt angibt.

ein unpräzise synchronisiertes System die Energiemessung um bis zu 10 % [6]. In beiden Fällen könnte es daher passieren, dass interessante Ereignisse verworfen werden. Deshalb ist eine Präzisionssynchronisierung notwendig und Thema dieser Diplomarbeit.

Ein Überblick über das ATLAS-Triggersystem mit besonderem Schwerpunkt auf dem Level-1-Kalorimeter-Trigger wird in Kapitel 3 gegeben. Die im Kalorimeter vorgesehenen Instrumente zur Kalibration des Detektors und die Prinzipien der Kalibration und Zeitsynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers werden in Kapitel 4 weiter ausgeführt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Methode zur Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers von ATLAS zur Anwendungsreife ausgebaut und an Kalibrationsereignissen getestet. Eine neue Zeitsynchronisation für das Level-1-Kalorimeter-Triggersystem wurde mit Hilfe dieser Methode aus Kollisionsdaten bei einer Schwerpunktsenergie von 7TeV^5 errechnet und angewandt.

Kapitel 4, 5 und 6 legen die Ergebnisse dieser Diplomarbeit dar. Kapitel 4 befasst sich neben den allgemeinen Methoden zur Kalibration insbesondere mit einem Verfahren, das zur Festlegung der Referenz für die Methodenentwicklung an Kalibrationspulsen verwendet und verfeinert wurde. In Kapitel 5 wird die Entwicklung der Methode zur Zeitsynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers von ATLAS mit Hilfe dieses Kalibrationsverfahrens im Detail erklärt. Kapitel 6 behandelt die vorgenommenen Zeitsynchronisierungen des Level-1-Kalorimeter-Triggers und erläutert ihre Bedeutung. Eine Zusammenfassung dieser Arbeit und ihrer Ergebnisse findet sich in Kapitel 7.

⁵Hälfte der nominellen Energie des LHC von 14 TeV

Der Large Hadron Collider und das ATLAS-Experiment

2.1 Teilchenphysik auf der Energieskala des LHC

Das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik umfasst die gegenwärtigen Erkenntnisse über die bekannten Materieteilchen und ihre Wechselwirkungen untereinander. Es beinhaltet drei der vier fundamentalen Kräfte zwischen den bekannten Materieteilchen in einer Theorie: die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch eine relativistische Quantenfeldtheorie - *die Quantenelektrodynamik (QED)* - beschrieben und mit der schwachen Wechselwirkung zur *elektroschwachen Theorie* zusammengefasst. Analog zur QED wird die starke Wechselwirkung durch die *Quantenchromodynamik (QCD)* beschrieben.

Die Gravitation als vierte fundamentale Wechselwirkung ist im Standardmodell nicht enthalten. Dies ist darin begründet, dass zum einen eine Beschreibung der Gravitation durch eine Quantenfeldtheorie analog zu den anderen Wechselwirkungen noch nicht gelungen ist. Zum anderen können ihre Auswirkungen auf physikalische Teilchen aufgrund der geringen Stärke der Wechselwirkung im Vergleich zu den anderen Wechselwirkungen in Experimenten der Teilchenphysik nur schwer untersucht werden.

Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik unterscheidet zwischen elementaren Materieteilchen¹, aus denen die uns umgebende Materie aufgebaut ist, und Wechselwirkungsteilchen, die als virtuelle Teilchen² die Wechselwirkung zwischen den Materieteilchen vermitteln. Unter bestimmten Bedingungen können die Wechselwirkungsteilchen ebenfalls als reelle Teilchen existieren. Die beiden Teilchenarten unterscheiden sich durch ihren Spin, eine quantenmechanische Eigenschaft der Teilchen. Elementare Materieteilchen haben halbzahlige Spinquantenzahlen ($\frac{1}{2}$). Sie werden Fermionen genannt und gehorchen der Fermi-Dirac-Statistik, welche besagt, dass sich zwei Fermionen niemals im selben Quantenzustand aufhalten können. Wechselwirkungsteilchen hingegen haben ganzzahlige Spinquantenzahlen (0,1,2), werden als Bosonen bezeichnet und unterliegen der Bose-Einstein-Statistik.

¹ Als elementar werden Teilchen bezeichnet, welche im Rahmen der Messgenauigkeit keine Substruktur aufweisen.

² Virtuelle Teilchen sind Teilchen, die im Einklang mit der Heisenbergschen Unschärferelation aus dem Vakuum entstehen, für eine kurze Zeit existieren und mit realen Teilchen wechselwirken können. Je mehr Masse bzw.

	I	II	III	Ladung [e^-]	Wechselwirkung
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	schwach
	e	μ	τ	-1	elektromagnetisch, schwach
Quarks	u	c	t	$+\frac{2}{3}$	elektromagnetisch, schwach, stark
	d	s	b	$-\frac{1}{3}$	elektromagnetisch, schwach, stark

Tabelle 2.1: Eigenschaften der Leptonen und Quarks der Generationen I-III im Standardmodell. Die elektrische Ladung ist in der Einheit der Elektronenladung angegeben. Zu jedem der hier aufgelisteten Teilchen existiert zusätzlich ein Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung.

Materieteilchen

Die elementaren Materieteilchen werden weiterhin in zwei Klassen unterteilt, Leptonen und Quarks, welche jeweils in 3 Gruppen - *Generations* - mit je 2 Teilchen zusammengefasst werden. Eine entsprechende Auflistung ist in Tabelle 2.1 gegeben. Zu jedem Teilchen existiert ein entsprechendes Antiteilchen, das dieselbe Masse und Spin besitzt wie das Teilchen, aber eine entgegengesetzte Ladung. Leptonen unterscheiden sich von Quarks durch ihre ganzzahlige elektrische Ladung (0 oder 1) und die Tatsache, dass sie nicht der starken Wechselwirkung unterliegen. Zu den geladenen Leptonen gehören das Elektron e^- , das Myon μ^- und das Tau τ^- . Jedem dieser geladenen Leptonen ist ein ungeladenes, masseloses Lepton - ein Neutrino (ν_e, ν_μ, ν_τ) - zugeordnet, mit dem es eine Leptongeneration bildet und das aufgrund seiner elektrischen Neutralität nur schwach wechselwirken kann. Jeder Leptongeneration ist weiterhin eine Leptonenzahl beigeordnet, die in Reaktionen eine Erhaltungsgröße bildet. Beobachtungen und Erkenntnisse seit den 1960er Jahren haben jedoch gezeigt, dass Neutrinooszillationen zwischen den verschiedenen Neutrinoarten - *Flavour* genannt - auftreten können. Dies ist nur möglich, wenn Neutrinos doch eine kleine Masse besitzen und ihre Masseeigenzustände nicht ihren Flavoureigenzuständen entsprechen. Diese Entdeckung erforderte eine der ersten Erweiterungen des Standardmodells, welche mit der PMNS-Matrix³ realisiert wurde. Quarks hingegen sind Fermionen mit drittelzahliger elektrischer Ladung. Sie existieren in 6 verschiedenen Arten bzw. Flavours, die wie die Leptonen in 3 Generationen mit aufsteigender Masse sortiert sind. Es werden hierbei immer ein Quark mit einer Ladung von $+\frac{2}{3}$ in der Einheit einer Elektronenladung und eines mit einer Ladung von $-\frac{1}{3}$ zusammengefasst. Die bekannten Quarkflavours sind up (u) und down (d), charm (c) und strange (s), top (t) und bottom (b). Quarks unterliegen allen drei Wechselwirkungen, die im Standardmodell enthalten sind. Übergänge zwischen den einzelnen Quarkflavours sind nur durch die schwache Wechselwirkung möglich, in der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung bildet der Quarkflavour eine Erhaltungsgröße. Bei der schwachen Wechselwirkung entsprechen die Massen- bzw. Flavoureigenzustände der Quarks nicht den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung. Daher werden bei der Kopplung der schwachen Wechselwirkung an einen schwachen Quarkeigenzustand mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit verschiedene Quarkflavoureigenzustände angesprochen. Der Übergang zwischen den verschiedenen Eigenzuständen wird durch die CKM-Matrix⁴ beschrieben, die Vorbild für die Beschreibung der Neutrino-Oszillationen war. Gemäß der Quantenchromodynamik tragen Quarks eine von drei Farbladungen, die als *rot* (R), *grün* (G) und *blau* (B) bezeichnet werden. Antiquarks hingegen tragen Antifarben. Die

Energie ein virtuelles Teilchen hat, desto kürzer ist die Zeitspanne, in der es existieren kann.

³Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata

⁴Cabbibo-Kobayashi-Maskawa

starke Wechselwirkung koppelt an die Farbladungen der Quarks, was zur Bindung von Quarks zu Mesonen (Quark-Antiquarkpaare) oder Baryonen (Drei-Quark-Systeme) führt. Eine Beobachtung von isolierten Quarks im Experiment ist noch nicht gelungen. Freie Teilchen treten in der Natur daher nur als farblos bzw. weiß auf, sodass alle Kombinationen von Farbladungen in existierenden Teilchen invariant unter Rotationen im R,G,B-Raum sind [7].

Wechselwirkungen

Die Quantenelektrodynamik, die die elektromagnetische Wechselwirkung beschreibt, ist eine relativistische Quantenfeldtheorie. Gemäß dieser Theorie wird die elektromagnetische Wechselwirkung durch Lichtquanten - *Photonen* - vermittelt. Photonen sind masselose Bosonen mit Spin 1, die sich aus dem Eichfeld $U(1)_{em}$ ergeben, unter dessen Transformationen die Feldgleichungen der QED invariant sind. Dies entspricht der Forderung nach einer lokalen Eichinvarianz der Lagrangedichte eines freien Fermions, welche unter der Transformation

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \cdot \Psi(x) \quad (2.1)$$

invariant bleibt. Die Invarianz wird durch die Einführung eines Eichfeldes A^μ gewährleistet, das sich gemäß

$$A^\mu \rightarrow A^\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x), \quad (2.2)$$

mittransformiert und mit dem Fermion wechselwirkt. Die gesamte Lagrangedichte der QED sieht wie folgt aus

$$\mathcal{L} = \underbrace{\bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi}_{\text{Energie des freien Fermions}} + \underbrace{e\bar{\Psi}\gamma^\mu A_\mu\Psi}_{\text{Wechselwirkungsterm}} - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{Kinetische Energie des Feldes}} \quad (2.3)$$

A^μ entspricht hierbei dem Vierer-Vektorpotential der Elektrodynamik. Aus der Invarianz der Gleichungen der QED ergibt sich die elektrische Ladung als Erhaltungsgröße in allen Teilchenreaktionen.

Die schwache Wechselwirkung wird mit der elektromagnetischen Wechselwirkung zur elektroschwachen Kraft zusammengefasst, um sie Lorentz-invariant in Analogie zur QED darstellen zu können. Die Feldgleichungen können dann invariant unter Transformationen der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Gruppe formuliert werden. Vermittler der schwachen Wechselwirkung sind die drei massiven Eichbosonen - Z^0, W^+, W^- . Diese haben ebenfalls Spin 1 und koppeln an die schwache Ladung der Teilchen. Zwischen der elektrischen Ladung Q eines Teilchens und dem mit der neuen Invarianz eingeführten schwachen Isospin T_3 (z-Komponente) und der Hyperladung Y existiert die einfache Beziehung: $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$. Die Massen der Wechselwirkungsbosonen der schwachen Wechselwirkung können allerdings erst mit Hilfe einer spontanen Symmetriebrechung durch den Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes (siehe nächster Abschnitt) erklärt werden.

Die Wechselwirkungsteilchen der starken Wechselwirkung heißen Gluonen - g . Sie haben ebenfalls Spin 1, tragen selbst eine Farbladung und gleichzeitig eine Antifarbladung und sind masselos wie das Photon. Gluonen wechselwirken allerdings nicht nur mit Quarks, sondern aufgrund ihrer eigenen Farbladung auch untereinander. Eine kennzeichnende Eigenschaft der starken Wechselwirkung nennt sich *Confinement*. Um in einem gebundenen System aus Quark-Antiquark die Bindung aufzulösen, muss dieser Bindung Energie zugeführt werden. Ab einer

gewissen Distanz zwischen den Quarks ist es dann jedoch energetisch günstiger, ein neues Quark-Antiquark-Paar zu bilden, als den Abstand zwischen den beiden ursprünglichen Quarks weiter zu vergrößern. Dies begrenzt die Reichweite der starken Wechselwirkung auf einen Bereich, der in der Größenordnung von 10^{-15} m liegt, was der Ausdehnung eines Protons entspricht. Die Feldgleichungen der Quantenchromodynamik sind invariant unter Transformationen durch die $SU(3)_C$ -Gruppe [7].

Higgs-Mechanismus

Die Existenz der massiven Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung kann im Standardmodell mit Hilfe des 1964 von Peter Higgs eingeführten Higgs-Mechanismus' [1][2] erklärt werden. Dieser basiert auf dem Prinzip einer *spontanen Symmetriebrechung*. Dazu wird ein $SU(2)$ -Dublett komplexer skalarer Felder $\phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$ eingeführt mit einem Potential

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.4)$$

mit $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$. Dieses Potential hat, wie in Abbildung 2.1 zu sehen, seine Minima bei endlichen Werten von $|\phi|$, d.h. bei $\phi^\dagger \phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$. Um das Potential am Minimum entwickeln zu können, muss ein spezielles Minimum ausgewählt werden, z.B.

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \quad \phi_3^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \equiv v^2. \quad (2.5)$$

Durch diese Wahl des Minimums wird die vorherige Symmetrie spontan gebrochen, denn es hätte jedes andere Minimum ebenfalls ausgewählt werden können. $\phi(x)$ nimmt dann die Form

$$\phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

an, wobei $h(x)$ das Higgs-Feld bezeichnet. Das Einsetzen dieser Entwicklung in die Lagrangendichte für die schwache Wechselwirkung ergibt die Massenterme der schweren Eichbosonen W^\pm und Z^0 , z.B. $M_W = \frac{1}{2}vg$, und ebenso die Masse des Higgs-Bosons $m_h^2 = 2v^2\lambda$. Das Higgs-Boson ist das einzige Wechselwirkungsteilchen im Standardmodell mit Spin 0. Mit Hilfe des Higgs-Mechanismus gelingt es daher unter Erhaltung der Eichinvarianz der Theorie, die schweren Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung zu generieren. Allerdings kann das Modell den Vakuumerwartungswert v und somit die Masse des Higgs-Bosons nicht vorhersagen, sodass diese nur aus Messungen bestimmt werden können [7].

Supersymmetrie

Obwohl das Standardmodell viele Beobachtungen sehr präzise erklärt und mit hoher Genauigkeit vorhersagen kann, lässt es doch noch viele Fragen offen, von denen einige bereits in der Einleitung angesprochen wurden. Eine Gruppe von Theorien, die viele Unzulänglichkeiten des Standardmodells ausgleichen können, wird mit dem Begriff *Supersymmetrie* [3] beschrieben. Diese Theorien haben gemeinsam, dass sie die einfache Gliederung des Standardmodells

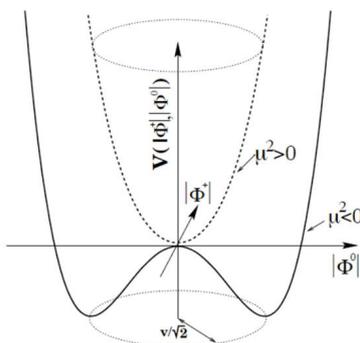


Abbildung 2.1: Higgs-Potential in der Form eines mexikanischen Sombreros [8].

in fermionische Materieteilchen und bosonische Wechselwirkungsteilchen mit dem Ziel einer stärkeren Symmetrisierung erweitern. Infolgedessen wird jedem Materieteilchen (*particle*) ein bosonisches supersymmetrisches Partnerteilchen - *sparticle* - zugeordnet. Beispiele dafür sind die Sleptonen als Partnerteilchen der Leptonen und die Squarks als supersymmetrische Partnerteilchen der Quarks. Ebenso erhält jedes Wechselwirkungsteilchen einen fermionischen supersymmetrischen Partner, wie z.B. das *Photino* als Partner des Photons oder das *Gluino* als Partner des Gluons. Die Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen in der Supersymmetrie wird motiviert durch ihre Fähigkeit, divergierende Korrekturterme in der Masse des Higgs-Bosons in allen Korrekturordnungen ohne eine sogenannte Feinabstimmung von Modellparametern zu beseitigen. Für eine exakte Symmetrie müssten die supersymmetrischen Partnerteilchen allerdings dieselbe Masse haben wie die Standardmodellteilchen und hätten daher bereits entdeckt werden müssen. Da dies nicht der Fall ist, muss die Supersymmetrie gebrochen sein, wofür wiederum verschiedene Mechanismen in Frage kommen. Beispielsweise könnte die Symmetriebrechung durch die Gravitation bewirkt werden (mSUGRA-Modelle) [9]. Die neuen supersymmetrischen Teilchen ermöglichen neue Wechselwirkungen und neue Zerfälle der bekannten Teilchen. Unter anderem könnte das Proton zerfallen. Da dies experimentell jedoch nicht beobachtet wird - das Proton ist mit einer gemessenen Lebensdauer von mehr als 10^{29} Jahren [10] extrem stabil -, ist anzunehmen, dass die neu eingeführte *R-Parität* eine multiplikative Erhaltungsgröße darstellt. Die bisher gültigen Quantenzahlen - die Leptonenquantenzahlen L und die Baryonenquantenzahl B - stellen bei supersymmetrischen Reaktionen keine guten Erhaltungsgrößen mehr dar. Die R-Parität wird definiert durch

$$R = (-1)^{3B+L+2s}, \quad (2.7)$$

wobei s der Spin des Teilchens ist. Für alle Standardmodellteilchen ist $R = +1$, für ihre supersymmetrischen Partner -1 . Daraus folgt einerseits, dass supersymmetrische Teilchen in Wechselwirkungen von Standardmodellteilchen an Teilchenbeschleunigern immer nur paarweise erzeugt werden können. Andererseits bedeutet es, dass beim Zerfall eines supersymmetrischen Teilchens immer ein anderes, leichteres supersymmetrisches Teilchen entstehen muss, bis hin zu einem leichtesten und stabilen supersymmetrischen Teilchen (LSP). Handelt es sich hierbei um ein elektrisch neutrales Teilchen, wird erwartet, dass es bei einer Erzeugung supersymmetrischer Teilchen in Teilchenbeschleunigerexperimenten den Detektor ohne Wechselwirkung verlässt und als fehlende Energie im Detektor beobachtbar ist. Ein elektrisch geladenes LSP ist prinzipiell ebenfalls möglich, könnte jedoch die dunkle Materie nicht erklären [11].

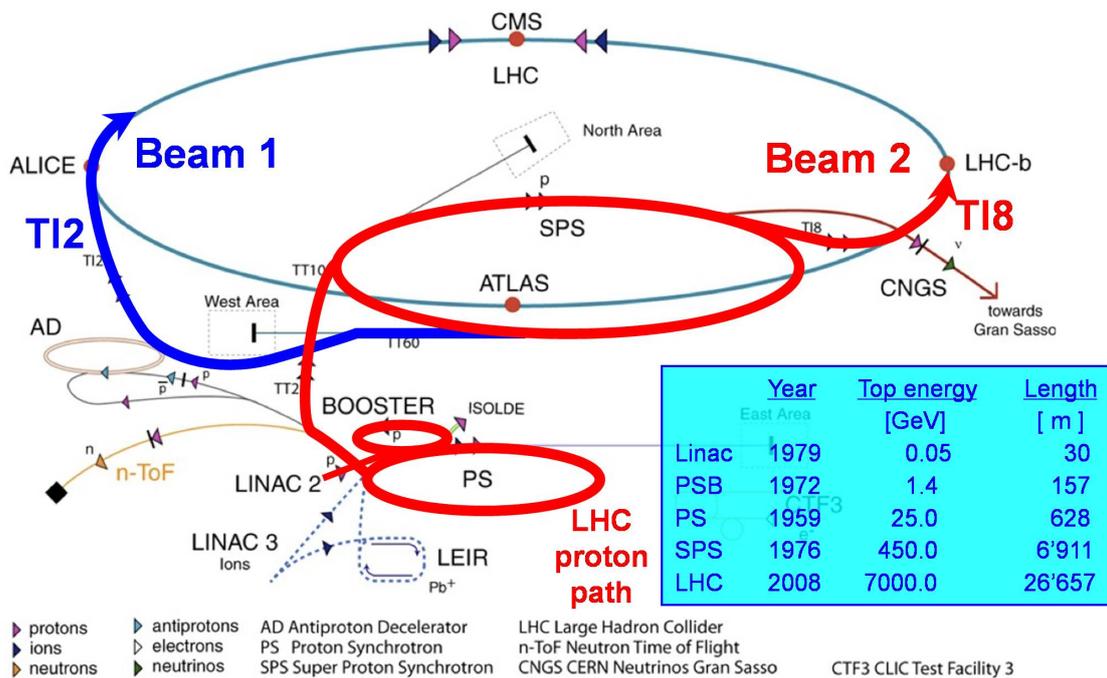


Abbildung 2.2: Übersicht über die Beschleunigeranlage am CERN [12].

2.2 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Beschleunigerring für Protonen oder Schwerionen, insbesondere Blei, mit einem Umfang von ungefähr 27 km, der sich in einem Tunnel in einer Tiefe von 70-140 m unter der Erdoberfläche, von Genf in der Schweiz bis unter die Ausläufer des Jura-Gebirges, erstreckt. Der LHC-Ring besteht aus 8 gekrümmten Sektionen von je 3 km Länge, die jeweils einen effektiven Krümmungsradius von 2804 m haben. Dazwischen befinden sich 8 gerade Stücke von je ungefähr 700 m Länge. In den gekrümmten Sektionen werden die Protonen mit Hilfe von insgesamt 1232 Dipolmagneten auf ihrer Kreisbahn gehalten, die durch sehr hohe Ströme (etwa 11 kA) in supraleitenden Spulen aus einer Niobium-Titan-Legierung Magnetfelder von bis zu 8,33 T erzeugen. Um die notwendigen Ströme für die hohen Magnetfelder auszuhalten, müssen die Magneten zur Gewährleistung der Supraleitung mit suprafluidem Helium auf eine Temperatur von 1,9 K gekühlt werden. Neben den Dipolmagneten gibt es noch 392 Quadrupolmagnete, die zur Fokussierung des Strahls verwendet werden, und 3700 weitere Spezialmagnete, unter anderem sogenannte *Kicker*-Magnete zur Injektion des Strahls in den Ring.

Beschleunigt werden die Protonen, die auf bis zu 2808 Teilchenpakete mit je $1,15 \cdot 10^{11}$ Protonen aufgeteilt werden können, in 8 elektromagnetischen Resonatoren pro Strahl. Diese werden auf einer Beschleunigungsstrecke im Ring zu je 2 Modulen pro Strahl mit jeweils 4 Resonatoren zusammengefasst. Pro Umlauf erhalten die Protonen auf der Beschleunigungsstrecke eine Energiezufuhr von ungefähr 0,5 MeV, während sie selbst bei 7 TeV nomineller Strahlenergie nur 7 keV pro Umlauf durch Synchrotronstrahlung⁵ verlieren [13]. Die Beschleunigungskavitä-

⁵Beschleunigte Ladungen strahlen Energie in Form von Photonen ab. Bei Kreisbeschleunigern müssen die beschleunigten geladenen Teilchen immer auf ihrer Kreisbahn gehalten werden und erfahren dadurch fort-

ten selbst sind ebenfalls auf 4,5 K gekühlt.

Allerdings wird nicht die ganze Beschleunigungsarbeit vom LHC allein geleistet. Es existieren verschiedene Vorbeschleuniger, die bereits für den Vorgänger des LHC, den LEP-Beschleuniger⁶, als Vorstufen genutzt wurden. Eine Übersicht über die Beschleunigeranlage am CERN ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Der Linearbeschleuniger *Linac2* beschleunigt ionisierte Wasserstoff-Atome (d.h. Protonen) auf eine Energie von 50 MeV. Der *PS Booster* besteht aus 4 übereinanderliegenden Ringen und gibt die Protonen, die er von *Linac2* erhält, mit einer Endenergie von 1,4 GeV an das *Proton Synchrotron* (PS) weiter. Dieses übernimmt den Großteil der Formungsarbeit der longitudinalen Struktur der Protonenpakete für den LHC. Vom PS Booster werden 6 Protonenpakete in das PS eingespeist, die in mehreren Schritten in 72 Pakete aufgeteilt und auf eine Energie von 25 GeV beschleunigt werden. Das danach folgende *Super Proton Synchrotron* (SPS) stellt die letzte Stufe der Vorbeschleunigung vor dem LHC dar. Das SPS hat bereits einen Kreisumfang von ungefähr 7 km, nimmt bis zu 4 PS-Protonenfüllungen auf und beschleunigt die Protonen weiter auf eine Endenergie von 450 GeV. Über zwei Transferlinien werden mehrere dieser SPS Füllungen (etwa 10) an den LHC übergeben, wo die Protonen dann in zwei parallel verlaufenden Strahlröhren in entgegengesetzten Richtungen umlaufen.

Nach Injektion und Beschleunigung der Protonen durch den LHC sind die Protonenpakete im Abstand von 7 m (25 ns) hintereinander aufgereiht. An einigen Stellen befinden sich allerdings größere Lücken im Muster der Protonenpakete, um z.B. den Kicker-Magneten eine ausreichende Zeitspanne zum Hochfahren vor Injektionen oder Strahlentsorgung zu bieten. Jenseits der Kollisionspunkte, an denen beide Strahlen überlagert werden, haben die Protonenpakete eine Länge von ungefähr 7,6 cm und einen Durchmesser von einigen Millimetern. In der Nähe der Kollisionspunkte werden die Strahlen auf einen Durchmesser von $16\ \mu\text{m}$ verdichtet, um die Wahrscheinlichkeit für Kollisionen zu erhöhen [12][14][15].

Vor dem Hintergrund, ungewünschte Kollisionen der Protonenstrahlen mit Restgasatomen in den beiden Strahlröhren zu verhindern, befinden sich die Protonenstrahlen in einem Ultrahochvakuum, d.h. die Strahlröhren werden bis auf einen internen Druck von 10^{-13} atm evakuiert. Dies entspricht einem Druck, der 10-mal geringer ist als der Druck auf dem Mond [16].

An den vier Wechselwirkungspunkten des LHC befinden sich die vier großen Teilchenphysikexperimente ATLAS, CMS, ALICE und LHCb⁷. ATLAS und CMS sind Vielzweckdetektoren. Sie sind auf den Nachweis aller in einer Kollision entstandenen Teilchen ausgelegt und suchen im Speziellen nach dem Higgs-Boson, supersymmetrischen Teilchen, mikroskopischen schwarzen Löchern, etc. ALICE hat sich auf die Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas spezialisiert, das im frühen Universum nach dem Urknall existierte und bei Schwerionenkollisionen am LHC entstehen kann. LHCb ist auf die Untersuchung des Materie-Antimaterie-Ungleichgewichts im Universum mittels genauer Analyse von B-Meson-Zerfällen ausgerichtet.

während eine Beschleunigung. Die abgestrahlte Energie - *Synchrotronstrahlung* genannt - ist um so größer, je leichter das Teilchen und je enger die Kreisbahn ist.

⁶Large Electron-Positron-Collider

⁷Neben diesen existieren noch zwei kleinere Experimente LHCf und TOTEM. Beide untersuchen elastische bzw. diffraktive Standardmodellwechselwirkungen bei sehr kleinen Streuwinkeln.

2.3 Das ATLAS-Experiment

Das ATLAS-Experiment ist mit einer Länge von 44 m, einer Höhe von 25 m und einem Gewicht von ungefähr 7000 t das größte Experiment am LHC. Es ist speziell dafür gebaut, Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ bei einer Kollisionsrate von 40 MHz zu untersuchen. Bei Design-Luminosität des LHC werden alle 25 ns gleichzeitig ca. 20 inelastische Protonstöße stattfinden und anschließend werden ungefähr 1000 Teilchen vom Kollisionspunkt aus den ATLAS-Detektor durchlaufen. Um diese Teilchen alle vollständig zu messen und verschiedene parallele Kollisionsereignisse voneinander zu trennen, waren viele Neuentwicklungen im Bereich der Detektortechnik notwendig. Die Herausforderungen im Bereich der neuen Physik stellen folgende, besondere Anforderungen an den Detektor.

- Gute Impulsauflösung für geladene Teilchen und hohe Rekonstruktionseffizienz im inneren Detektor sind wichtig, um verschiedene Kollisionsvertizes und insbesondere Primär- und Sekundärvertizes voneinander unterscheiden zu können.
- Sehr gute Energiemessung im elektromagnetischen Kalorimeter zur Bestimmung von Elektron- und Photonenergien und ebenso gute Energiemessung im hadronischen Kalorimeter zur präzisen Jet-Messung und Bestimmung der fehlenden transversalen Energie sind wesentlich für zahlreiche Studien der neuen Physik. Insbesondere R-Paritätserhaltende Zerfälle supersymmetrischer Teilchen zeichnen sich durch eine hohe fehlende Transversalenergie aus.
- Gute Myonidentifikation und -impulsbestimmung über einen weiten Impulsbereich und eindeutige Bestimmung der Ladung von Myonen mit hohem transversalen Impuls sind weitere maßgebliche Voraussetzungen für neue Entdeckungen. Der goldene Kanal für einen Higgs-Zerfall $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ beispielsweise, der ein sehr sauberes Signal ermöglichen würde, basiert maßgeblich auf einem präzisen Myonsystem.
- Schnelle und strahlungsresistente Elektronik und Sensoren sind essentiell für eine lange Lebensdauer des Experiments. Eine feine Granularität der Sensoren gewährleistet die Bewältigung der hohen Teilchendichten.
- Eine möglichst vollständige Abdeckung des gesamten Raumwinkels ist von großer Bedeutung für eine fehlerfreie Rekonstruktion des Kollisionsereignisses.
- Ein effizientes und schnelles Triggersystem zur Unterscheidung zwischen Untergrundprozessen und Prozessen neuer Physik und eine zuverlässige Ausleseelektronik sind entscheidend für die Reduktion der enormen Teilchenproduktionsrate auf ein speicherbares Maß und die dadurch mögliche vollständige Speicherung interessanter Daten. Ohne ein hoch entwickeltes Triggersystem wäre der Detektor bei der großen Menge an bekannten Informationen blind für die neuen Ereignisse.

Der ATLAS-Detektor ist zylinderförmig um den Wechselwirkungspunkt gebaut. Eine Übersicht über den Detektor ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Das rechtshändige Koordinatensystem des Detektors hat - der Zylindersymmetrie des Detektors folgend - seinen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt. Die z-Achse zeigt in Strahlrichtung, während die x-y-Ebene senkrecht zum Strahl steht. Die positive x-Achse zeigt dabei in Richtung der Mitte des LHC-

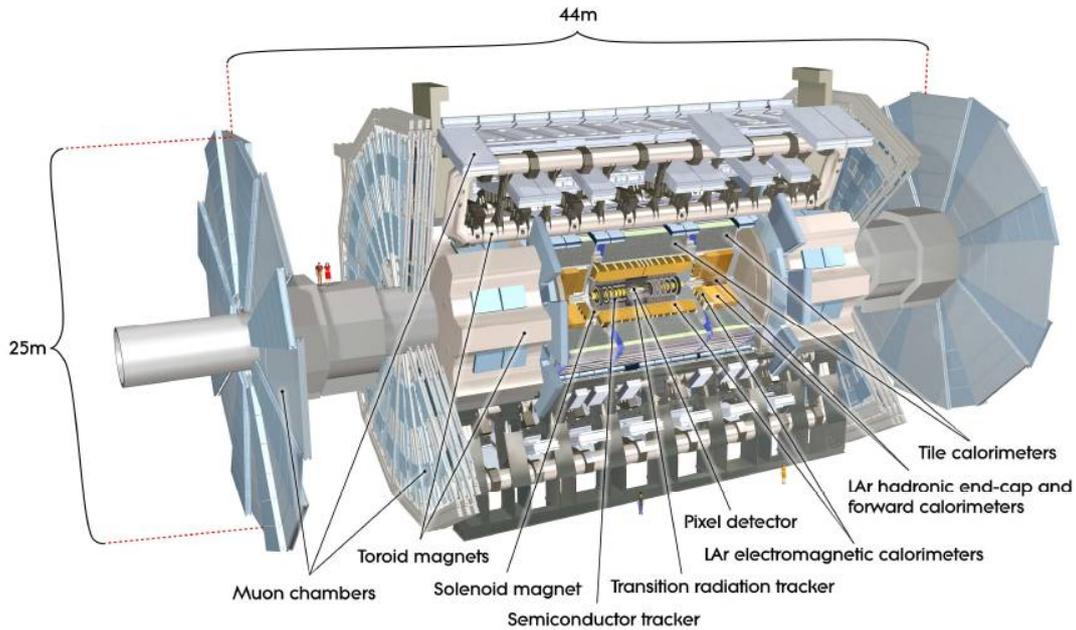


Abbildung 2.3: Der ATLAS-Detektor [17].

Ringes, die positive y -Achse zeigt nach oben. Die Seite des Detektors an der positiven z -Achse wird als A-Seite bezeichnet, die an der negativen z -Achse als C-Seite. Der Azimutwinkel ϕ wird von 0 bis 2π um die Strahlachse gemessen, der Polarwinkel θ von 0 bis π von der Strahlachse aus. Vor dem Hintergrund der Lorentzinvarianz ihrer Differenzen wird häufig die Pseudorapidität η , definiert als $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$, angegeben. Bei massereichen Objekten wie Jets wird auch die Rapidität $y = 1/2 \ln[(E + p_z)/(E - p_z)]$ benutzt. Die häufig verwendeten Größen - transversaler Impuls p_T und transversale Energie E_T - sind Projektionen von Impuls und Energie auf die Transversalebene zur Strahlrichtung, d.h. die x - y -Ebene. Die transversalen Impulse aller an einem Ereignis beteiligten Teilchen müssen sich aufgrund der Impulserhaltung aufheben. Die longitudinalen Impulsanteile hingegen können in ihrer Vektorsumme einen von Null verschiedenen Wert ergeben aufgrund der unterschiedlichen Impulse der an der Kollision beteiligten Quarks bzw. Gluonen im Proton [17].

Der innere Detektor

Die hohen Anforderungen an räumliche und zeitliche Präzision der Spurrekonstruktion und an die Strahlungshärte der Sensoren wurden bei Entwurf und Bau des inneren Detektors (ID) realisiert, dessen Überblicksansicht in Abbildung 2.4 zu sehen ist. Der innere Detektor befindet sich innerhalb des zentralen Solenoids, der ein Magnetfeld von 2 T erzeugt, welches die Bahnen der geladenen Teilchen krümmt. Mit Hilfe der präzise gemessenen Teilchenspur und bei genauer Kenntnis des Magnetfeldes kann daraus der Impuls der Teilchen errechnet werden. Der innere Detektor mit einer Länge von ca. 7 m und einem Durchmesser von 1,15 m deckt zylindersymmetrisch um die Strahlachse einen Bereich in Pseudorapidität von $|\eta| < 2,5$ ab. Er misst Impulse, Primär- und Sekundärvertices für geladene Teilchen oberhalb der p_T -Schwelle

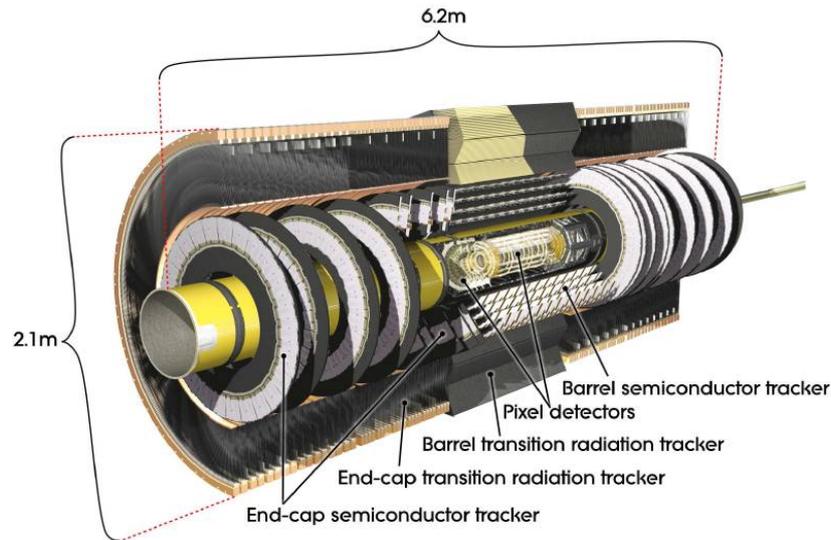


Abbildung 2.4: Der innere Detektor [17].

von 0,5 GeV und besteht aus drei unabhängigen, aber komplementären Subsystemen - einem Pixeldetektor, einem Silizium-Streifendetektor und einem Übergangsstrahlungsdetektor.

Pixeldetektor

Der Pixeldetektor als innerster Teil des ATLAS-Detektors weist aufgrund seiner Nähe zum Kollisionsvertex die höchste Granularität des ganzen Detektors auf. Er besteht aus 3 konzentrisch angeordneten Zylindern in Abständen von $R = 5,05$ cm, $8,85$ cm und $12,2$ cm vom Kollisionspunkt (Barrel-Region) und in Vorwärtsrichtung aus 3 Kreisscheiben senkrecht zur Strahlachse mit Abständen von $z = 49,5$ cm, 58 cm und 65 cm in z -Richtung vom Kollisionspunkt (Endkappen-Region). Die Segmentierung der Pixel in $R - \phi$ und z wurde so gestaltet, dass typischerweise jedes Teilchen 3 Pixelschichten kreuzt, die intrinsische Genauigkeiten von $10 \mu\text{m}$ ($R - \phi$) und $115 \mu\text{m}$ (z) bzw. (R) im Barrel bzw. in den Endkappen aufweisen. Dabei haben alle 1744 Pixelsensoren dieselbe Größe von $19 \times 63 \text{ mm}^2$ und enthalten 47323 Pixel mit einer Größe von $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ in $R - \phi \times z$. Insgesamt hat der Pixeldetektor damit 80,4 Millionen Auslesekanäle.

Die hohe Strahlungsintensität, der die Pixelsensoren ausgesetzt sind, stellt besondere Anforderungen an die Strahlungshärte der Sensoren und der Elektronik. Die Pixelsensoren müssen einen 1 MeV-Neutronen äquivalenten Teilchenfluss⁸ von bis zu $8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ aushalten. Die innerste Pixelschicht wird nach ungefähr drei Jahren LHC-Betrieb bei nomineller Luminosität ausgetauscht werden müssen. Um die hohe Strahlungsintensität möglichst lange auszuhalten, sind die $250 \mu\text{m}$ dicken Pixelsensoren aus Sauerstoff-angereicherten n-Typ Silizium-Halbleiterscheiben gefertigt. Dies hat zum einen den Effekt, dass die n^+ -Implantate es erlauben, den Detektor auch nach Typ-Inversion mit guter Sammlungseffizienz der Ladungen

⁸Die Größe *1 MeV-Neutronen äquivalenter Teilchenfluss* wird definiert, um Strahlungsschäden in Silizium-Detektoren besser quantifizieren zu können. Dabei werden die verschiedenen Teilchenenergiespektren und -flüsse unter Berücksichtigung ihrer Zerstörungswirkungen auf die Ordnung der Silizium-Gitter betrachtet und auf die zu erwartenden Schäden durch 1 MeV-Neutronen normiert.

der durch ein geladenes Teilchen erzeugten Elektron-Loch-Paare zu betreiben. Zum anderen erhöht die Sauerstoff-Anreicherung die Strahlungshärte des Materials. Um das Detektorrauschen auch nach Strahlungsschäden gering zu halten, werden die Silizium-Pixelsensoren bei Temperaturen von -5 bis -10°C betrieben.

Silizium-Streifendetektor

Der Silizium-Streifendetektor (engl. *SemiConductor Tracker*, SCT) bildet die zweite Stufe des inneren Detektors. Er besteht aus 4 konzentrischen Zylindern mit Radien zwischen $25,5\text{ cm} < R < 54,9\text{ cm}$ und einer Länge von ungefähr $1,6\text{ m}$ (Barrel) und jeweils 9 Kreisscheiben an beiden Enden in Abständen von $0,81\text{ m} < z < 2,8\text{ m}$ in z -Richtung vom Kollisionspunkt (Endkappen). Jede Teilchenspur vom Kollisionspunkt aus kreuzt die Siliziumstreifen typischerweise an 4 Punkten. Um beide Koordinaten in der $R - \phi$ Ebene zu messen, sind die Streifen in zwei Gruppen mit einem kleinen Winkel von 40 mrad gegeneinander angeordnet. In der Barrel-Region verläuft die eine Gruppe von Streifen parallel zur Strahlrichtung, in der Endkappenregion radial nach außen, während die andere Gruppe entsprechend gegen diese Richtung verkippt ist. Aus dem Kreuzungspunkt zweier Streifen können die exakten Koordinaten der Teilchenflugbahn abgeleitet werden. Damit werden im SCT intrinsische Genauigkeiten in der Ortsauflösung von $17\text{ }\mu\text{m}$ ($R - \phi$) und $580\text{ }\mu\text{m}$ (z) bzw. (R) im Barrel bzw. in den Endkappen bei 6,3 Millionen Auslesekanälen erreicht.

Übergangsstrahlungsdetektor

Die dritte Komponente des inneren Detektors ist der Übergangsstrahlungsdetektor (engl. *Transition Radiation Tracker*, TRT). Er besteht in der Barrel-Region aus 73 Lagen von Driftröhren (engl. *straw tubes*) mit je 4 mm Durchmesser, die parallel zur Strahlrichtung konzentrisch um den Strahl angeordnet sind, und in der Endkappen-Region aus 160 Lagen an Driftröhren, die radial nach außen zeigend angebracht sind. Vom Kollisionspunkt aus gemessen, hat der Barrel-Teil des TRT damit eine radiale Ausdehnung von $0,55\text{ m} < R < 1,08\text{ m}$ und eine Länge von ungefähr $1,5\text{ m}$. Die Endkappen hingegen befinden sich in einer Entfernung von $0,83\text{ m} < z < 2,71\text{ m}$ in z -Richtung vom Kollisionspunkt. Alle Spuren geladener Teilchen mit $p_T > 0,5\text{ GeV}$ und $|\eta| < 2,0$ durchqueren typischerweise 36 Driftröhren und erzeugen Signale durch Ionisierung des enthaltenen Gases.

Die aus Polyimid bestehenden und mit Aluminium und Graphit beschichteten Driftröhren weisen gute elektrische und mechanische Eigenschaften auf trotz einer minimalen Wanddicke von ungefähr $70\text{ }\mu\text{m}$. Die Anoden bestehen aus Wolfram-Drähten mit einem Durchmesser von $31\text{ }\mu\text{m}$, die mit einer sehr dünnen Schicht aus Gold überzogen wurden und auf Erdpotential gehalten werden. Um eine Verstärkung von $2,5 \cdot 10^4$ in der Gasmischung aus 70% Xe, 27% CO_2 und 3% O_2 bei einem Überdruck von $5\text{--}10\text{ mbar}$ zu erhalten, werden die Driftröhren-Kathoden typischerweise bei einer Hochspannung von -1530 V betrieben. Somit wird eine intrinsische Genauigkeit in der Ortsauflösung von $130\text{ }\mu\text{m}$ in $R - \phi$ pro Driftröhre ermöglicht. Insgesamt stehen ungefähr 351 000 Auslesekanäle für den TRT zur Verfügung.

Neben seinen Fähigkeiten zur Spurrekonstruktion bietet der TRT über die Übergangsstrahlung eine Möglichkeit zur Elektronidentifikation. Beim Durchqueren der Grenzflächen zwischen Materialien mit stark unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten senden insbesondere Elektronen niederenergetische Photonen aus. Diese werden in der Xe-basierten Gasmischung absorbiert und generieren ein Signal mit einer wesentlich höheren Amplitude, als es bei minimal ioni-

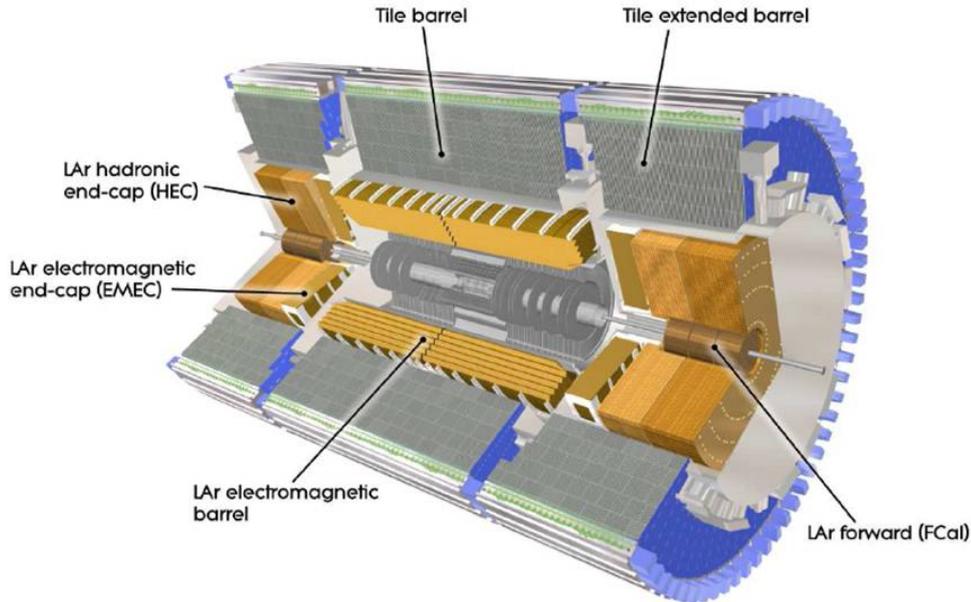


Abbildung 2.5: Darstellung der Kalorimeter des ATLAS-Experiments. In Gelb ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter gezeigt, in Grau das Tile-Kalorimeter [17].

sierenden, geladenen Teilchen der Fall ist. Auf diese Weise ist vor allem eine Unterscheidung zwischen Elektronen und Pionen möglich [17].

Die Kalorimeter

Die Messung der Energie der in Kollisionen entstandenen Teilchen ist Aufgabe der Kalorimeter von ATLAS. Die Kollisionsteilchen durchqueren das Kalorimeter und deponieren dort ihre Energie in Form von Schauern aus Sekundärteilchen, die durch die Wechselwirkung der Kollisionsteilchen mit den Kalorimetermaterial entstehen. Aus der durch Ionisation entstandenen Ladung (Flüssig-Argon-Kalorimeter) bzw. dem Szintillationslicht (Tile-Kalorimeter) kann die deponierte Energie bestimmt werden. Wird das Primärteilchen im Kalorimeter vollständig abgebremst und ist der gesamte Teilchenschauer damit im Kalorimeter enthalten, kann aus der gemessenen Energiedeposition die ursprüngliche Energie des Primärteilchens rekonstruiert werden. Die Kalorimeter von ATLAS werden in ein elektromagnetisches und ein hadronisches unterteilt. Sie decken einen sehr großen Raumwinkel ($|\eta| < 4,9$) ab und besitzen eine Tiefe von mehr als 22 Strahlungslängen⁹ X_0 im Fall des elektromagnetischen Kalorimeters und ungefähr 10 Wechselwirkungslängen¹⁰ λ für elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter zusammen. Zudem sollen die Kalorimeter einen möglichen Teilchendurchschlag ins Myonsystem minimieren. Eine Übersicht über die Kalorimeter ist in Abbildung 2.5 zu sehen.

⁹Eine *Strahlungslänge* X_0 ist definiert als die Wegstrecke, innerhalb derer ein hochenergetisches Elektron durch Bremsstrahlung seine Energie bis auf $1/e$ der ursprünglichen Energie verliert.

¹⁰Eine *Wechselwirkungslänge* λ ist definiert als die mittlere Wegstrecke, innerhalb derer ein hochenergetisches Hadron durch hadronische Wechselwirkungsprozesse seine Energie bis auf $1/e$ der ursprünglichen Energie verliert.

Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter befindet sich außerhalb des Magnet-Solenoids in einem radialen Abstand von 1,4 m von der Strahlachse und erstreckt sich bis zu einem äußeren Radius von 2 m. Der zentrale Bereich mit einer Länge von 6,4 m und einem Gewicht von 114 t deckt einen Raumwinkel von $|\eta| < 1,475$ ab und wird als elektromagnetisches *Barrel* (EMB) bezeichnet. Das EMB besteht aus 2048 Akkordeon-förmigen Absorberplatten aus Blei, zwischen denen flüssiges Argon als Ionisationsmaterial zirkuliert. In den Zwischenräumen der Absorberplatten befinden sich zudem die Elektroden, welche die Ionisationsschauer vermessen, die in den 2,1 mm breiten Driftspalten entstehen. Bei einer Hochspannung von 2000 V an den Elektroden benötigen die ionisierten Teilchen eine Driftzeit von 450 ns. Flüssiges Argon wurde als aktives Detektormaterial ausgewählt aufgrund seines intrinsisch linearen Verhaltens in Bezug auf Energiedepositionen, seiner Stabilität im Verhalten über die Zeit und seiner besonderen Strahlungshärte. Die Akkordeon-Geometrie, wie sie in Abbildung 2.6 (links) dargestellt ist, erlaubt eine vollständige Abdeckung der Raumwinkel ohne Spalten in ϕ , wobei die wellenartige Struktur im EMB radial nach außen läuft. Die Winkel der Wellenfaltung verändern sich dabei mit dem Radius, um die Spalten für das flüssige Argon konstant zu halten.

Für die Auslese ist das EMB radial in 3 Lagen mit Dicken von $4,3 X_0$, $16 X_0$ und $2 X_0$ segmentiert. Die erste Lage ermöglicht durch eine besonders feine Segmentierung in η (zusammen mit der zweiten) die Bestimmung der η -Richtung von Photonen. Vor allem zur Unterscheidung zwischen Photonen und neutralen Pionen π^0 , die sofort in zwei Photonen zerfallen, ist diese feine Segmentierung in der ersten Lage wichtig. Der größte Teil der Energie eines elektromagnetischen Schauers wird in der zweiten Lage deponiert. In der dritten Lage sind die Ausläufer der elektromagnetischen Schauer zu finden. In der $\eta \times \phi$ -Ebene ist das EMB abhängig von der radialen Lage sehr fein unterteilt. Die Zellgrößen in der mittleren Lage betragen z.B. $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$. Die Segmentierung des EMB bei $\eta = 0$ ist in Abbildung 2.6 (links) zu erkennen, ebenso wie die Gruppierung der Zellen zu sogenannten *Trigger-Towern*, den Grundelementen des Level-1-Kalorimeter-Triggers (siehe Kapitel 3) mit einer Größe von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$.

An das EMB schließt sich in positive und negative z-Richtung das elektromagnetische Endkappen-Kalorimeter (EMEC) an, das auf derselben Flüssig-Argon-Technologie beruht wie das EMB. Die elektromagnetischen Endkappen bestehen aus jeweils einem Zylinder mit einer Länge von 63 cm und einem inneren und einem äußeren Radius von ungefähr 0,3 m und 2,1 m. Das EMEC deckt damit einen Raumwinkel von $1,375 < |\eta| < 3,2$ ab. Die Akkordeon-Geometrie mit Bleiabsorberstruktur und flüssigem Argon als aktivem Detektormaterial ist im EMEC so orientiert, dass die wellenartige Struktur parallel zur z-Richtung verläuft. Beide EMEC-Zylinder sind mechanisch in einen äußeren ($1,375 < |\eta| < 2,5$) und einen inneren Ring ($2,5 < |\eta| < 3,2$) unterteilt. Der äußere Ring weist wie das EMB drei Segmentierungen in der Tiefe und eine ähnliche Granularität in $\eta \times \phi$ auf, während der innere Ring nur in zwei Sektionen mit einer größeren Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ aufgeteilt ist, die für den Level-1-Trigger zu Trigger-Towern mit $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$ zusammengefasst werden.

Insgesamt erreicht das elektromagnetische Kalorimeter damit eine Energieauflösung für die Messung von Elektronen von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,7\%. \quad (2.8)$$

Der $1/\sqrt{E}$ -Term, der als stochastischer Term bezeichnet wird, gibt die Auflösung aufgrund

von Fluktuationen in der Schauerentwicklung an, der konstante Term die Auflösung aufgrund von systematischen Detektoreffekten wie nicht uniformem Verhalten, Kalibrationsgrenzen, etc. Die Energie E wird hierbei in GeV angegeben.

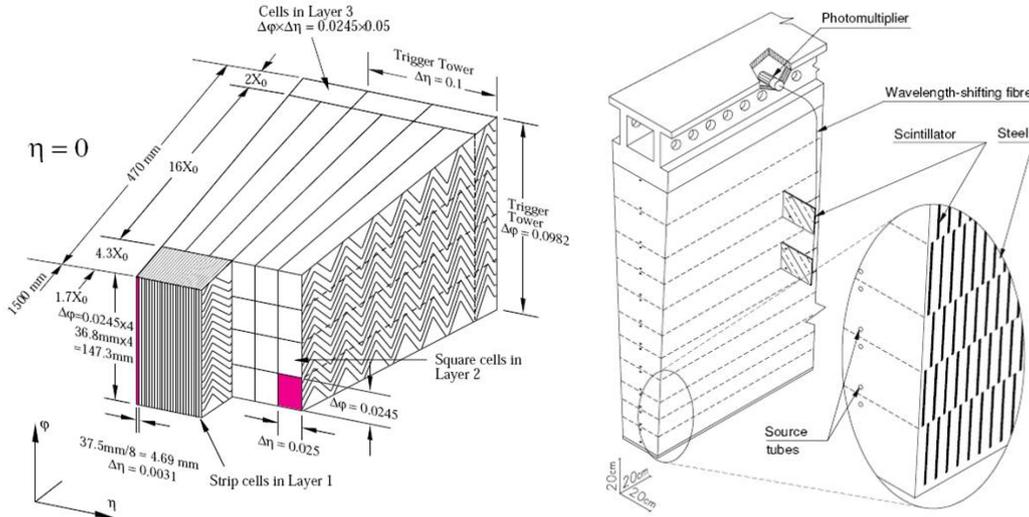


Abbildung 2.6: (Links:) Akkordeon-Geometrie und Zellstruktur des elektromagnetischen Barrel-Kalorimeters (EMB) [17]. (Rechts:) Schematische Darstellung eines Tile-Kalorimeter-Moduls. Deutlich zu erkennen sind die mechanische Anordnung der Absorber- und Szintillatorplatten sowie das System zur optischen Auslese, bestehend aus Lichtleiterfaser und Photomultiplier [17].

Das hadronische Kalorimeter

An das elektromagnetische Kalorimeter schließt sich das *Tile*-Kalorimeter mit einem inneren Radius von 2,28 m und einem äußeren Radius von 4,25 m an. Es besteht aus einer Barrel-Region mit $|\eta| < 1,0$ und einer Länge von 5,8 m und einer erweiterten Barrel-Region mit einer Raumwinkelabdeckung von $0,8 < |\eta| < 1,7$ bei einer Länge von 2,6 m. Zwischen der Barrel-Region und der erweiterten Barrel-Region gibt es demnach einen Überlapp für $0,8 < |\eta| < 1,0$. Seinen Namen trägt das Tile-Kalorimeter aufgrund seiner Kachel-förmigen (engl. *tile*) Struktur aus abwechselnden Stahl-Absorberplatten und Szintillatorplatten als aktivem Detektormaterial, die in Abbildung 2.6 (rechts) dargestellt ist. Insgesamt ergibt sich ein Volumenverhältnis von Stahl zu Szintillator von ungefähr 4,7:1. Die Szintillatorplatten sind senkrecht zur Strahlrichtung in jeweils 64 Modulen in allen drei Tile-Kalorimeter-Sektionen angeordnet. Eine schematische Darstellung eines solchen Moduls zeigt Abbildung 2.6 (rechts). Die Stahlhalterungen der Absorber- und Szintillatorplatten dienen gleichzeitig zur Rückführung des Magnetfeldflusses vom Solenoid-Magneten.

Ionisierende Teilchen erzeugen in den Szintillatorplatten aus Polystyren ultraviolettes Szintillationslicht, das direkt mit Hilfe der wellenlängenschiebenden Fluore - PTP und POPOP -, die als Dotierungen im Polystyren vorhanden sind, in sichtbares Licht konvertiert wird. Die über 464 000 Szintillatorplatten werden mittels abermals wellenlängenschiebender, 1 mm dicker Fasern an den Plattenkanten ausgelesen. Diese Fasern leiten das Szintillationslicht an Photomultiplier, deren elektronische Signale dann weiterverarbeitet werden können. Durch spezielle Gruppierungen der Lichtleiterfasern wird eine dreidimensionale Zellstruktur des Tile-

Kalorimeters definiert. In radialer Richtung wird das Tile-Kalorimeter in 3 Bereiche mit Tiefen von $1,5\lambda$ Wechselwirkungslängen λ , $4,1\lambda$ und $1,8\lambda$ im Barrel und $1,5\lambda$, $2,6\lambda$ und $3,3\lambda$ im erweiterten Barrel segmentiert. In der $\eta \times \phi$ -Ebene haben die Zellen Größen von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ in den ersten beiden Lagen und $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,1$ in der letzten Lage. Insgesamt ergeben sich so 5184 Zellen für das gesamte Tile-System [18].

An die elektromagnetischen Endkappen schließen sich die hadronischen Endkappen-Kalorimeter (HEC) an, die sich zusammen mit dem EMEC und den Vorwärtskalorimetern (siehe nächster Abschnitt) jeweils ein Kryostat für flüssiges Argon pro Seite teilen. Das HEC deckt einen Raumwinkel mit $1,5 < |\eta| < 3,2$ ab. Es besteht aus jeweils zwei Zylinder-Rädern pro Endkappe, die einen inneren Radius von 47,5 cm und einen äußeren Radius von ungefähr 2 m aufweisen¹¹. Als Absorbermaterial werden 25 mm bzw. 50 mm dicke Platten aus Kupfer verwendet, zwischen denen ein Spalt von 8,5 mm existiert, in dem flüssiges Argon als aktives Detektormaterial enthalten ist. Je drei Elektroden unterteilen den Zwischenraum in vier separate Driftzonen von je 1,8 mm Breite, was bei einer angelegten Hochspannung von 1800 V einer typischen Driftzeit der Elektronen von 430 ns entspricht. Die Größen der Auslesezellen werden durch angeätzte Plättchen auf der mittleren Elektrode auf $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ für $|\eta| < 2,5$ und auf $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$ für größere Werte von $|\eta|$ festgelegt. Zusammen mit dem Tile-Kalorimeter erreicht das HEC eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%. \quad (2.9)$$

Die Vorwärtskalorimeter

In ungefähr 4,7 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt in beide Richtungen der z-Achse, sehr nahe an der Strahlröhre befinden sich die Vorwärtskalorimeter (FCal). Sie decken die kleinen Streuwinkel bei $3,1 < |\eta| < 4,9$ ab. Die FCal-Module auf beiden Seiten sind ungefähr 10 Wechselwirkungslängen tief und werden in 3 Untermodule unterteilt - ein elektromagnetisches (FCal1) und zwei hadronische (FCal2 und FCal3). Wie die elektromagnetischen Kalorimeter und das HEC basieren die Vorwärtskalorimeter auf einer Flüssig-Argon-Technologie. Als Absorbermaterial wurde für das FCal1 Kupfer ausgewählt, um Auflösung und Wärmeableitung zu optimieren. Für FCal2 und FCal3 wurde hingegen Wolfram verwendet, das eine Minimierung der seitlichen Ausdehnung der hadronischen Teilchenschauer erlaubt und die Chance, den Schauer im Detektor vollständig zu enthalten, erhöht.

Um bei den hohen Teilchenintensitäten im FCal eine Ionenanhäufung zu vermeiden, sind die Zwischenräume, in denen das flüssige Argon enthalten ist, bis zu 0,25 mm schmal. Dies wird erreicht durch eine Metall-Matrix, aus der jedes FCal-Modul besteht und in die in regelmäßigen Abständen longitudinale Kanäle gebohrt sind. Diese Kanäle beinhalten die Elektrodenstruktur aus kleinen Kupfer-Röhren mit konzentrisch angebrachten Stäben aus Kupfer bzw. Wolfram. Nur in dem kleinen Zwischenraum zwischen Röhre und Stab befindet sich das sensitive Medium, das flüssige Argon. Die wesentlich kleinere Driftzeit von 60 ns führt somit zu kürzeren Signalen im FCal als in den anderen Kalorimeterbereichen. Die Vorwärtskalorimeter ermöglichen eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%. \quad (2.10)$$

Insgesamt haben alle Kalorimeterbereiche etwas mehr als 192 000 Auslesekanäle [17].

¹¹Eine Ausnahme bilden die innersten 9 Absorberplatten mit einem inneren Radius von 37,2 cm.

Die Magnete

Das Magnetsystem des ATLAS-Detektors besteht aus vier supraleitenden Magneten - einem Solenoid, einem Barrel-Toroid und zwei Endkappen-Toroiden. Insgesamt ist das Magnetsystem 26 m lang und hat 22 m im Durchmesser. Damit erzeugt es magnetische Felder über ein Volumen von $12\,000\text{ m}^3$ und speichert eine Gesamtenergie von 1,6 GJ. Eine schematische Ansicht des Magnetsystems ist in Abbildung 2.7 zu sehen.

Der zentrale Solenoid befindet sich außerhalb des inneren Detektors. Mit einem inneren und äußeren Radius von jeweils 1,23 m und 1,28 m und einer Länge von 5,8 m trägt er insgesamt nur ca. 0,66 Strahlungslängen X_0 bei senkrechtem Einfall der Teilchen zur Materialmenge vor den Kalorimetern bei. Diese geringe Materialmenge ist nur erreichbar, indem sich der Solenoid ein Kryostat mit dem elektromagnetischen Barrel-Kalorimeter teilt. Der Solenoid besteht aus einer einzigen Spulenlage aus NbTi-Leiter, der mit Aluminium verstärkt wurde. Bei einer nominellen Stromstärke von 7,73 kA erzeugt er ein 2 T starkes, axiales Feld, sodass er durch seine Leichtbauweise ein Verhältnis von gespeicherter Energie zu Masse von 7,4 kJ/kg erreicht. Auf seine Betriebstemperatur von 4,5 K gekühlt, kann der Solenoid innerhalb von 30 Minuten ge- und entladen werden.

Der Barrel-Toroid mit einem inneren und äußeren Radius von 4,7 m bzw. 10,05 m und einer Länge von 25,3 m besteht aus acht Spulen in Stahl-Vakuum-Ummantelungen, die radial und symmetrisch um die Strahlachse angebracht wurden. Im Raumwinkelbereich mit $0 < |\eta| < 1,4$ erzeugt der Barrel-Toroid ein zylindersymmetrisches Magnetfeld mit einer Stärke von ungefähr 0,5 T und lenkt die Myonen somit in η -Richtung ab. Dies erreicht er durch Ströme mit einer nominellen Stromstärke von 20,5 kA in den 120 Windungen pro Spule aus Aluminium-stabilisiertem Ni/Ti/Cu-Leiter bei einer Betriebstemperatur von 4,6 K.

Die Endkappen-Toroide sind an beiden Enden des Solenoids in den Barrel-Toroid eingefügt. Mit einer Länge von jeweils 5 m und einem inneren und äußeren Radius von 0,83 m bzw. 5,35 m decken sie einen Raumwinkelbereich von $1,6 < |\eta| < 2,7$ ab. Auf derselben Technologie wie der Barrel-Toroid basierend sind ihre jeweils acht Spulen um einen Winkel von $22,5^\circ$ im Vergleich zum Barrel rotiert angebracht. Auf diese Weise wird das integrierte Magnetfeld der zwei Toroid-Magnetsysteme, das ein Teilchen durchläuft, in der Übergangsregion zwischen ihnen optimiert. Die Endkappen-Toroide erzeugen ein Magnetfeld von ungefähr 1 T.

Das Magnetfeld der Toroide wird mit Hilfe von 1800 Hall-Sensoren, die überall im Feldvolumen verteilt sind, kontinuierlich überwacht [17].

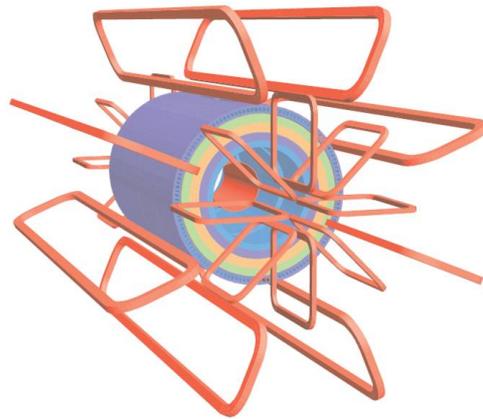


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des Magnetsystems von ATLAS inklusive des Stahls des Tile-Kalorimeters [17].

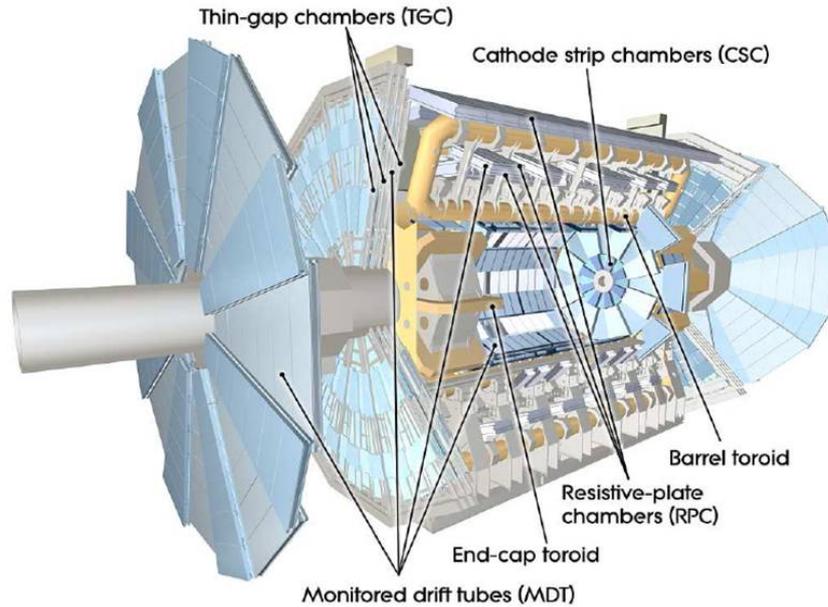


Abbildung 2.8: Myonsystem des ATLAS-Detektors [17].

Das Myonsystem

Außerhalb der Kalorimeter, eingefügt in das Toroid-Magnetsystem befindet sich das Myonsystem des ATLAS-Experiments. Als minimal-ionisierende Teilchen mit relativ hoher Lebensdauer durchqueren Myonen als einzige Teilchen relativ ungebremst die Kalorimeter und werden daher mit einem separaten Detektorsystem - dem Myonsystem - vermessen. Eine Übersicht ist in Abbildung 2.8 gezeigt. Mit Hilfe der Toroid-Magnete werden die Bahnen der Teilchen in η -Richtung gekrümmt, sodass sich Impuls und Ladung der Myonen präzise bestimmen lassen. Für 1 TeV-Myonspuren wird ein unabhängiges Auflösungsvermögen der Transversalimpulse von 10% angestrebt. Das Myonsystem besteht in der Barrel-Region aus drei konzentrischen, zylindrischen Detektorlagen in Abständen von 5 m, 7,5 m und 10 m von der Strahlachse. Die zwei Endkappen-Regionen sind in große Räder, senkrecht zur Strahlachse mit Abständen von ungefähr 7,4 m, 10,8 m, 14 m und 21,5 m in z -Richtung vom Wechselwirkungspunkt gegliedert. Das Myonsystem enthält vier verschiedene Arten von Detektoren mit leicht unterschiedlichen Aufgaben.

Zur präzisen Impulsmessung im Bereich $|\eta| < 2,7$ werden *Driftröhrenkammern* (engl. *Monitored Drift Tube chambers*, MDT) eingesetzt. Diese vereinen eine hohe Messgenauigkeit mit einem einfachen Konstruktionsdesign und einer entsprechenden Robustheit. Die 1088 MDT-Kammern, bestehend aus drei bis acht Lagen aus Driftröhren, bedecken eine Gesamtfläche von 5500 m^2 . Die Driftröhren mit einem Durchmesser von ca. 30 mm sind mit einer Gasmischung aus Argon und CO_2 (93:7) bei einem Druck von 3 bar gefüllt. Die Nachteile einer nicht-linearen Wegstrecke-Driftzeit-Relation und einer recht langen maximalen Driftzeit von bis zu 700 ns gleicht diese Gasmischung durch ihre sehr guten Alterungseigenschaften wieder aus. Die Elektronen, die bei einer Ionisation des Gases durch ein vorbeifliegendes Myon entstanden sind, werden mittels eines in der Driftröhre zentrierten Wolfram-Rhenium-Drahtes mit einem Durchmesser von $50 \mu\text{m}$ und einer Spannung von 3080 V gesammelt. Auf diese Wei-

se wird eine Auflösung von ungefähr $80\ \mu\text{m}$ pro Röhre und ca. $35\ \mu\text{m}$ pro Kammer erreicht. Im Vorwärtsbereich ($2 < |\eta| < 2,7$) übernehmen *Kathodenstreifen-Kammern* (engl. *Cathode-Strip Chambers*, CSC) die Präzisionsimpulsmessung der Myonen, da sie höhere Raten (bis zu $1\ \text{kHz}/\text{cm}^2$) verarbeiten können und eine bessere Zeitauflösung aufweisen. CSCs sind Vieldrahtproportionalkammern, deren Drähte in radialer Richtung¹² aufgespannt sind und deren Kathoden in Streifen segmentiert sind. Dabei sind die Streifen der einen Kathode orthogonal zu den Drähten angebracht und erreichen eine Auflösung von $60\ \mu\text{m}$ pro CSC-Lage. Die Streifen der anderen Kathode sind hingegen parallel zu den Drähten angeordnet und erzielen eine Auflösung von $5\ \text{mm}$. Die geringe Driftzeit der Elektronen in der Ar/CO₂-Gasmischung von $40\ \text{ns}$ ermöglicht eine Zeitauflösung von $7\ \text{ns}$ pro Lage.

Um die gewünschte Impulsauflösung für Myonen zu erreichen, müssen die Positionierungen der MDT- und CSC-Kammern zueinander auf $30\ \mu\text{m}$ genau korrekt sein. Mit Hilfe von 1200 Sensoren zur Präzisionsausrichtung der Myonkammern, die auf einer optischen Methode basieren, werden die Positionen der Kammern überwacht.

Das Myon-Triggersystem basiert auf zwei weiteren Detektorarten im Bereich von $|\eta| < 2,4$. Aufgabe des Myon-Triggersystems sind die Identifizierung der Strahlkreuzung und die Bereitstellung von eindeutig-definierten p_T -Schwellen. Zusätzlich liefern die zum Myon-Triggersystem gehörigen Detektoren eine Messung der Myonkoordinate senkrecht zu der Richtung, die die Präzisionsspurkammern bestimmen. In der Barrel-Region ($|\eta| < 1,05$) werden dazu *Widerstandsplattenkammern* (engl. *Resistive Plate Chambers*, RPC) benutzt, in der Endkappen-Region ($1,05 < |\eta| < 2,4$) *Hohlraumkammern* (engl. *Thin Gap Chambers*, TGC). Die RPCs bestehen aus parallelen Elektrodenplatten im Abstand von $2\ \text{mm}$ voneinander, in deren mit Gas gefülltem Zwischenraum ein elektrisches Feld von $4,9\ \text{kV}/\text{mm}$ Ladungslawinen ausgehend von der Spur des ionisierenden Teilchens erzeugt. Die so entstandenen Signale mit einer Breite von nur $5\ \text{ns}$ werden mittels kapazitiver Kopplung an Metallstreifen auf der Außenseite der Kammern ausgelesen. Die TGCs hingegen sind wieder Vieldrahtproportionalkammern mit der Besonderheit, dass der Abstand zwischen Anodendraht und Kathode mit $1,4\ \text{mm}$ kleiner ist als der Abstand zwischen den Drähten ($1,8\ \text{mm}$). Gefüllt mit einer Gasmischung aus CO₂ und n-C₅H₁₂ weisen die TGCs eine sehr gute Zeitauflösung auf. Insgesamt erzielen die RPCs eine räumliche Auflösung von jeweils $10\ \text{mm}$ in z - und ϕ -Richtung und eine Zeitauflösung von $1,5\ \text{ns}$, während die TGCs eine räumliche Auflösung von $2\text{-}6\ \text{mm}$ in R und $3\text{-}7\ \text{mm}$ in ϕ und eine zeitliche Auflösung von $4\ \text{ns}$ ermöglichen [17].

¹²Die Drähte einer CSC sind parallel zum zentralen Draht in der CSC aufgespannt, der in radiale Richtung zeigt.

Das ATLAS-Datennahme- und Triggersystem

Bei der Design-Luminosität des LHC werden alle 25 ns Teilchenpakete mit 10^{11} Protonen den Wechselwirkungspunkt im Inneren des ATLAS-Detektors passieren. Diese zweimal 10^{11} Protonen werden jedes Mal im Schnitt zu ca. 25 inelastischen Hadron-Hadron-Wechselwirkungen führen. Dies entspricht einer hohen Ereignisrate von 1 GHz. Für die interessanten Prozesse der neuen Physik und der Standardmodellphysik werden jedoch kleine Wirkungsquerschnitte und damit niedrige Ereignisraten erwartet. Demzufolge wird jedes interessante Ereignis von einem hohen Untergrund an bekannten Prozessen begleitet, von denen es unterschieden werden muss. Hierbei ist eine *Online*-Selektion der Ereignisse noch vor der Auslese und Speicherung der Daten essentiell für den Betrieb des Detektors, die Minimierung der Totzeit¹ des Systems und die Begrenzung der Datenmenge. Daher verwendet das ATLAS-Experiment ein dreistufiges Triggersystem, das potentiell interessante von uninteressanten Ereignissen in einer sehr kurzen Zeit unterscheidet und dem ausgeklügelten Datennahmesystem von ATLAS das Startsignal für die Auslese und permanente Speicherung der Signale von fast 100 Millionen Auslesekanälen gibt.

3.1 Der ATLAS-Trigger und die Datenauslese

Die Aufgabe des ATLAS-Triggersystems ist es, in Anbetracht der geringen Wirkungsquerschnitte der Prozesse neuer Physik unter $5 \cdot 10^6$ Ereignissen mit hoher Zuverlässigkeit und Effizienz das eine interessante auszuwählen. Dies ist gleichbedeutend mit der Aufgabe, die Ereignisrate von 1 GHz auf eine speicherbare Rate von 200 Hz zu reduzieren. Ein Überblick über das dreistufige Trigger- und Datennahmesystem ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

Level-1-Trigger

Die erste Stufe des Triggersystems ist der Level-1-Trigger. Dieser sucht nach Signaturen im Detektor, die auf bestimmte Teilchen hindeuten, wie sie in interessanten Reaktionen der neuen Physik und Standardmodellphysik erwartet werden. Dazu gehören isolierte Elektronen, Photonen, Myonen und Taus mit hohen transversalen Energien. Weiterhin sucht der Level-1-Trigger nach fehlender transversaler Energie, Jets, hoher transversaler Gesamtenergie und

¹Die *Totzeit* eines Detektors ist diejenige Zeitspanne, die der Detektor nach einer Messung zur Datenauslese benötigt, bevor er eine weitere Messung durchführen kann.

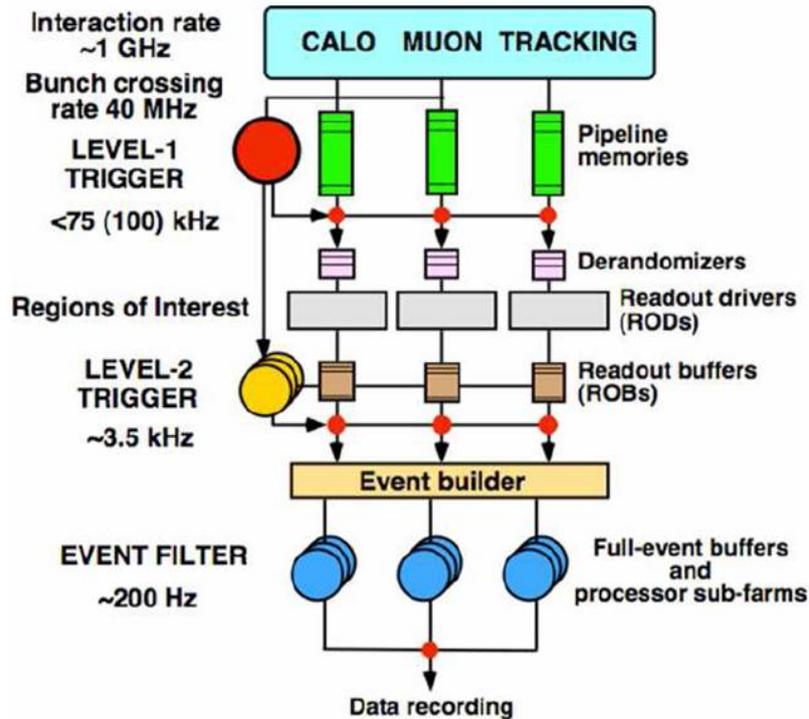


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des dreistufigen Trigger- und Datennahmesystems von ATLAS [19].

hoher gesamter transversaler Jet-Energie. Zu diesem Zweck verwendet er Daten mit reduzierter Granularität des Myonensystems und der Kalorimeter. Eine reduzierte Granularität ist erforderlich, um den großen Datendurchsatz innerhalb der maximal erlaubten Latenzzeit von $2,5 \mu\text{s}$ bewältigen zu können. Der Level-1-Trigger, der ein speziell für diese Anwendung entwickeltes Hardware-Elektroniksystem ist und sich in einem Nebenraum zur ATLAS-Kaverne befindet, verarbeitet die Daten im Kollisionstakt des LHC von 40 MHz . Mit dieser Frequenz werden die Triggeralgorithmen auf dem reduzierten Datensatz ausgeführt, während der vollständige Datensatz in der Elektronik direkt auf dem Detektor (*Front-End-Elektronik*) zwischengespeichert wird. Die zwecks eines kleinen zeitlichen Sicherheitsabstandes nominelle Latenzzeit von nur $2 \mu\text{s}$ ist daher ein Kompromiss zwischen der benötigten Zeit für effektive Triggeralgorithmen und den Datentransport in den Nebenraum einerseits und der Zuverlässigkeit und den Kosten für große Datenpuffer andererseits.

Der Level-1-Trigger selbst beruht auf zwei Arten von Informationen. Von den Widerstandsplattenkammern (Barrel-Region) und den Hohlraumkammern (Endkappen-Region) des Myonensystems erhält der *Level-1-Myon-Trigger* innerhalb kurzer Zeit Informationen über die Flugstrecke von Myonen mit hohen Transversalimpulsen. Von den Kalorimetern aus werden die Signale mehrerer Kalorimeterzellen zu *Trigger-Towers* zusammengefasst und an den *Level-1-Kalorimeter-Trigger* gesandt. Dieser identifiziert verschiedene Arten von Objekten mit hohen transversalen Energien und berechnet zudem verschiedene Energiesummen. Die errechneten Informationen des Myon-Triggers und des Kalorimeter-Triggers über die Multiplizitäten verschiedener Triggerobjekte werden anschließend dem *zentralen Trigger-Prozessor (CTP)* übergeben. Dieser kann mit Hilfe eines Triggermenüs bestimmte voreingestellte Kombinationen der Myonen- und Kalorimeterinformationen selektieren und fällt darauf basierend eine Ent-

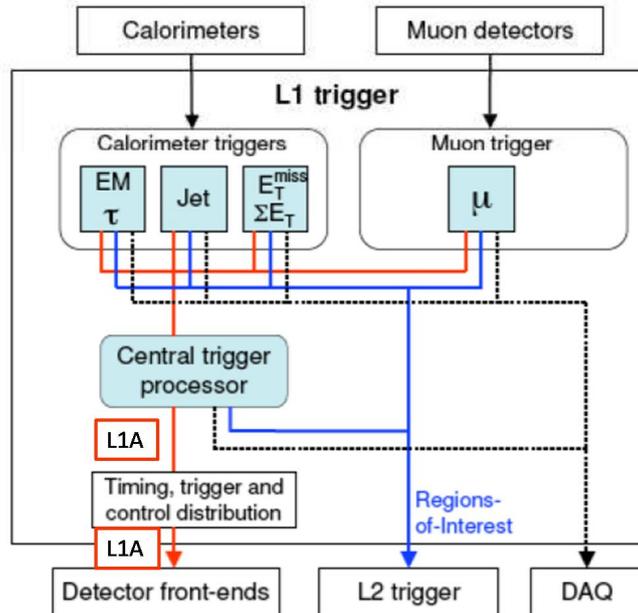


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Funktionsweise des Level-1-Triggers von ATLAS [19].

scheidung über die Weiterverwendung des untersuchten Ereignisses. Dieses sogenannte *Level-1-Accept* (L1A) wird zurück an die Elektronik auf dem Detektor gereicht, das die zwischengespeicherte, vollständige Information über das betrachtete Ereignis an das Datennahmesystem (engl. *Data Acquisition system*, DAQ) weiterreicht. Zusätzlich kann der CTP verschiedene Ereignisarten vorskalisieren (engl. *pre-scale*). Dann wird nur noch ein bestimmter Prozentsatz der Ereignisse dieser Art ausgelesen. Ferner gibt der Level-1-Trigger die Koordinaten von gefundenen interessanten Objekten, inklusive der Kriterien (Schwellen), die sie erfüllen, als sogenannte *Regionen von Interesse* (engl. *Regions of Interest*, RoI) an den nächsthöheren Trigger, den *Level-2-Trigger*, weiter. Die Informationen des Level-1-Triggers selbst können ebenfalls mittels des Datennahmesystems ausgelesen werden, um vor allem zu Beginn die korrekte Funktionsweise des Triggers überprüfen und seine Entscheidungen nachvollziehen zu können.

Eine schematische Darstellung des Level-1-Triggers ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Neben der Identifikation von potentiell interessanten Objekten ist eine wichtige Aufgabe des Level-1-Triggers die eindeutige Bestimmung der Kreuzung von Protonenpaketen (engl. *bunch crossing*, BC, bzw. *bunch crossing identification*, BCID). Werden Signale eines Ereignisses verschiedenen Strahlkreuzungen zugeordnet, kann das Ereignis hinterher nicht mehr vollständig rekonstruiert werden und es fehlt eventuell die Signatur des entscheidenden Zerfallsteilchens, das die Entdeckung eines Prozesses neuer Physik ermöglicht hätte. Im schlimmsten Fall würde das Ereignis gar nicht erst getriggert werden und stünde daher für eine anschließende Offline-Analyse nicht zur Verfügung. Erschwert wird die BCID durch die Tatsache, dass die Flugzeit der Myonen aufgrund der Größe des Myonensystems durchaus die 25 ns zwischen zwei BCs überschreiten kann und dass die Länge der Kalorimetersignale sich typischerweise über fünf Strahlkreuzungen erstreckt.

Der Level-1-Trigger reduziert die Eingangsrate von 40 MHz auf eine Ausgangsrate von 75 kHz.

Level-2-Trigger

Der Level-2-Trigger bildet zusammen mit dem Ereignis-Filter den *Trigger höherer Stufe* (engl. *Higher Level Trigger*, HLT). Beide sind auf großen Rechnernetzwerken mit hoher Kapazität, bestehend aus tausenden kommerziellen Computern, realisiert. Der Level-2-Trigger nutzt die Kollisionsdaten von Kalorimetern, Myonsystem und innerem Detektor bei voller Detektorgranularität, um mit Hilfe spezieller Algorithmen die Entscheidungen des Level-1-Triggers zu präzisieren. Zur Beschränkung der Datenmenge eines Ereignisses und damit der Verarbeitungszeit fordert der Level-2-Trigger vom DAQ-System nur Daten ausgehend von den RoIs des Level-1-Triggers an. Somit muss er nur ungefähr 2% der gesamten Ereignisdaten verarbeiten. Die verwendete volle Granularität erlaubt hingegen aufgrund der genaueren Daten über die Energiedepositionen im Kalorimeter präzisere Schnitte auf Energieschwellen. Durch Zuhilfenahme der Informationen des inneren Detektors ist eine Spurrekonstruktion und eine bessere Teilchenidentifikation möglich, insbesondere in der Unterscheidung zwischen Elektronen und Photonen. Die Form der Teilchenschauer in den Kalorimetern ermöglicht darüber hinaus eine Unterscheidung zwischen Hadronen, d.h. Jets auf der einen Seite und e/γ auf der anderen Seite. Die mittlere Verarbeitungszeit wird zudem dadurch minimiert, dass Ereignisse bereits auf einer mittleren Verarbeitungsstufe verworfen werden können, falls sie bestimmte Triggerkriterien nicht erfüllen.

Insgesamt reduziert der Level-2-Trigger innerhalb einer Zeitspanne von ungefähr 40 ms die Level-1-Ausgangsrate auf eine Rate von 3,5 kHz.

Ereignis-Filter

Der Ereignis-Filter ist die letzte Stufe des Triggersystems von ATLAS. Die Ereignisse werden zur Selektion durch den Ereignis-Filter vollständig rekonstruiert und mittels *Offline*-Analyseprozeduren und Algorithmen von diesem ausgewählt oder verworfen. Innerhalb einer mittleren Verarbeitungszeit von 4 s pro Ereignis reduziert der Ereignis-Filter die Ausgangsrate des Level-2-Triggers auf eine Rate von 200 Hz. Mit dieser Rate können die Ereignisdaten zur permanenten Speicherung gegeben werden und stehen bei einer Ereignisgröße von ca. 1,3 MB für detaillierte Offline-Analysen zur Verfügung. Neben der Selektion von Ereignissen nimmt der Ereignis-Filter noch eine Klassifikation der Ereignisse vor, anhand derer die Ereignisse in verschiedene physikalische Ausgabedatenströme einsortiert werden.

Datennahmesystem

Das ATLAS-Datennahmesystem (DAQ) verwaltet die gesamten Datentransfers von den Detektoren bis zur endgültigen Speicherung. Über mehr als 1600 optische Ausleseverbindungen erhält das Datennahmesystem alle Messwerte der Detektoren von den detektorspezifischen *Auslesetreibern* (engl. *Readout Driver*, ROD). Die vollständigen Detektorinformationen innerhalb der RoIs vom Level-1-Trigger sendet es nach Erhalt eines *Level-1-Accept* an den Level-2-Trigger und rekonstruiert das vollständige Ereignis, sobald es ein *Level-2-Accept* erhält. Die rekonstruierten Ereignisse übergibt das Datennahmesystem dann an den Ereignis-Filter. Nach einer positiven Entscheidung dieser letzten Triggerinstanz werden die Daten an die zen-

trale Datenspeicherungseinrichtung am CERN weitergereicht. Zusätzlich zu den Aufgaben des Datentransfers, verwaltet das DAQ-System die Konfiguration und Kontrolle des gesamten ATLAS-Detektors während der Datennahme [19][17].

3.2 Der Level-1-Kalorimeter-Trigger

Für den Level-1-Kalorimeter-Trigger werden die analogen Signale mehrerer Kalorimeterzellen zu 7168 *Trigger-Towern* summiert. Bei der Einteilung des Kalorimeters in Trigger-Tower werden die Kalorimeterzellen so zusammengefasst, dass sie Bereiche mit gleichen η -Winkeln abdecken. Eine einheitliche Granularität bietet sich aufgrund der Konstanz des Teilchenflusses in η an und wird nur aus Hardwaregründen bei zu kleinen Trigger-Towern geändert. Je nach Lage des Trigger-Towers werden einige wenige Kalorimeterzellen (wie in den Endkappen) oder bis zu 60 Zellen (wie im EMB) zusammengefasst. Im Tile-Kalorimeter werden in den meisten Fällen 5 Photomultiplier zu einem Trigger-Tower zusammengefügt. In radialer Richtung wird das Kalorimeter in zwei Lagen segmentiert, eine Lage elektromagnetischer Trigger-Tower und eine Lage hadronischer. Diese decken jeweils die volle Tiefe des elektromagnetischen bzw. des

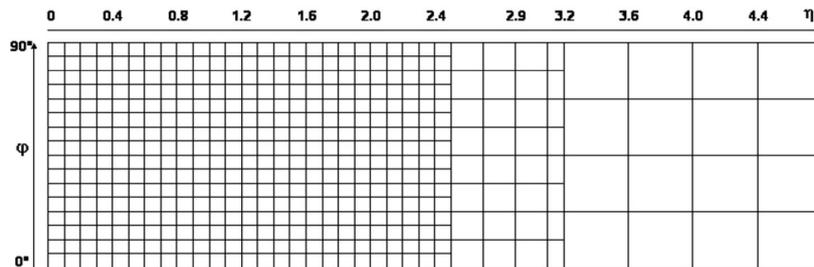


Abbildung 3.3: Granularität der Trigger-Tower des Level-1-Kalorimeter-Triggers für $\eta > 0$ und einen Quadranten in ϕ [19].

Kalorimeterlage	η -Bereich	Kalorimeter
elektromagnetische Lage	$0 < \eta < 1,4$	elektromagnetisches Barrel (EMB)
	$1,4 < \eta < 1,5$	Übergangsregion zwischen EMB und EMEC
	$1,5 < \eta < 3,2$	elektromagnetische Endkappen (EMEC)
	$3,2 < \eta < 4,9$	elektromagnetische Vorwärtskalorimeter (FCal1)
hadronische Lage	$0 < \eta < 0,9$	hadronisches Tile-Barrel
	$0,9 < \eta < 1,0$	Übergangsregion zwischen Tile-Barrel und erweitertem Tile-Barrel
	$1,0 < \eta < 1,5$	erweitertes Tile-Barrel
	$1,5 < \eta < 3,2$	hadronische Endkappen (HEC)
	$3,2 < \eta < 4,9$	hadronische Vorwärtskalorimeter (FCal2&3)

Tabelle 3.1: Zuordnung der η -Bereiche zu den verschiedenen Kalorimetern.

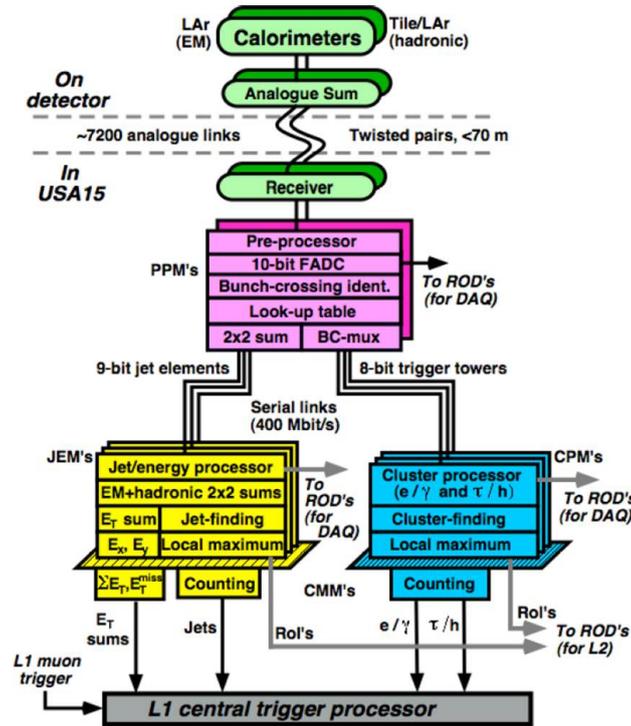


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Level-1-Kalorimeter-Triggers. Echtzeit-Datenpfade sind in schwarz gezeichnet, Datenpfade für die Auslese in grau [19].

hadronischen Kalorimeters ab. Für $|\eta| < 2,5$ betragen die Abmessungen der Trigger-Tower $0,1 \times 0,1$ in $\Delta\eta \times \Delta\phi$, für $2,5 < |\eta| < 3,1$ betragen sie $0,2 \times 0,2$. Daran schließt sich ein Streifen mit $0,1 \times 0,2$ in $\Delta\eta \times \Delta\phi$ an und im Vorwärtsbereich, für $3,2 < |\eta| < 4,9$, decken die Trigger-Tower Winkelbereiche von $0,4 \times 0,4$ ab. Eine Darstellung dieser unterschiedlichen Granularitäten ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Wie den verschiedenen Raumwinkelbereichen die unterschiedlichen Kalorimeter zugeordnet sind, ist in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Die Funktionalität des Level-1-Kalorimeter-Triggers ist in der Hardware in drei Komponenten realisiert - dem *PräProzessor* (PPr), dem *Cluster-Prozessor* (CP) und dem *Jet/Energie-Summen-Prozessor* (JEP). Eine schematische Darstellung des Level-1-Kalorimeter-Triggers ist in Abbildung 3.4 zu sehen.

Der PräProzessor

Der PräProzessor hat zur Aufgabe, die analogen Kalorimetersignale für jeden Trigger-Tower zu digitalisieren und die Strahlkreuzung (BC) der entsprechenden Kollision zu bestimmen. Desweiteren führt er eine Energiekalibration durch und bereitet die Signale für die Algorithmen der nachfolgenden Prozessoren vor. Dazu arbeitet der PräProzessor im selben Takt, in dem der LHC Protonenpakete kollidiert. Die mehrere BCs breiten Signale der Kalorimeter werden demnach mit einer Rate von 40 MHz und einer Genauigkeit von 10 Bit digitalisiert und ihre zugehörige Strahlkreuzung identifiziert.

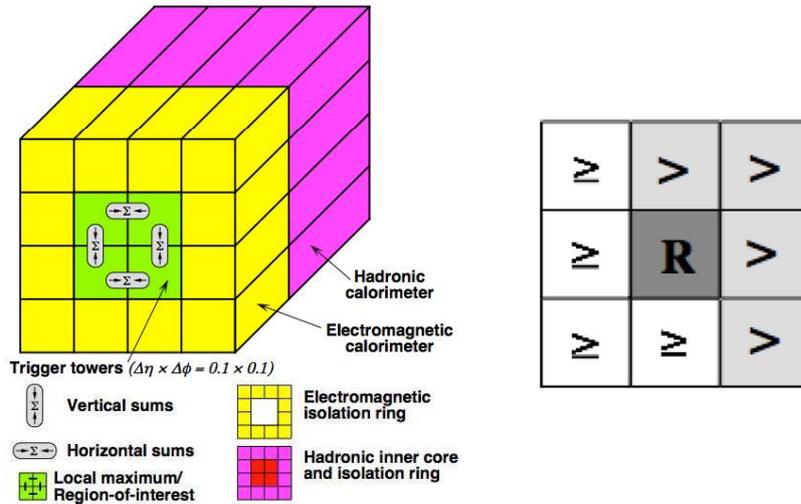


Abbildung 3.5: (Links:) Trigger-Tower-Fenster, wie sie in den e/γ und τ -Algorithmen vom Cluster-Prozessor genutzt werden [19]. (Rechts:) Schematische Darstellung der notwendigen Vergleiche für den Test auf ein lokales Maximum. Die η -Achse verläuft in der Darstellung horizontal, die ϕ -Achse vertikal [19].

Da zur Digitalisierung der Spannungspulse von den Kalorimetern nur ein bestimmtes Digitalisierungsfenster offen steht, wird auf alle Trigger-Tower-Pulse vor der Digitalisierung ein Offset (engl. *pedestal*) aufaddiert, der den Puls in das genannte Fenster schiebt, d.h. ihn anhebt. Im Anschluss an die Digitalisierung und Strahlkreuzungsidentifikation (BCID) wird mit Hilfe einer Nachschlagetabelle (engl. *look-up table*, LUT) die endgültige E_T -Kalibration vorgenommen. Die Nutzung einer Nachschlagetabelle erlaubt es im gleichen Schritt, den für die Digitalisierung notwendigen Offset wieder abzuziehen, Kalorimeterrauschen zu unterdrücken und problematische Kanäle abzuschalten. Außerdem können mit Hilfe der Nachschlagetabelle Nicht-Linearitäten in der Energiekalibration ausgeglichen werden. Im Anschluss werden die Daten parallel an die beiden Prozessorsysteme, den Cluster-Prozessor und den Jet/Energie-Summen-Prozessor, weitergeleitet. Für den JEP werden immer 2×2 Trigger-Tower-Signale addiert, da dieser bei seiner Suche nach Jets mit der größeren Granularität von $0,2 \times 0,2$ in $\Delta\eta \times \Delta\phi$ arbeitet.

Der Cluster-Prozessor

Der Cluster-Prozessor (CP) führt Algorithmen zur Suche nach Elektronen, Photonen und Taus auf den Trigger-Towern aus und zählt die gefundenen Kandidaten. Von Photonen und Elektronen wird erwartet, dass sie sehr enge Teilchenschauer mit hohen transversalen Energien (E_T) im elektromagnetischen Kalorimeter hinterlassen. Typischerweise reichen diese allerdings nicht bis ins hadronische Kalorimeter hinein. Die Algorithmen des Cluster-Prozessors laufen nun über alle Kombinationen von nebeneinanderliegenden 4×4 -Trigger-Tower-Fenstern (*Sliding-Window*-Algorithmus). Eine schematische Darstellung dieser Suchfenster ist in Abbildung 3.5 (links) zu sehen. Bei der Suche nach e/γ s werden für alle vier 1×2 oder 2×1 -Kombinationen innerhalb des inneren 2×2 -Trigger-Tower-Fensters die E_T -Summen berechnet. Mindestens eine dieser Kombinationen muss eine von 8 programmierbaren *Cluster*-Schwellen überschrei-

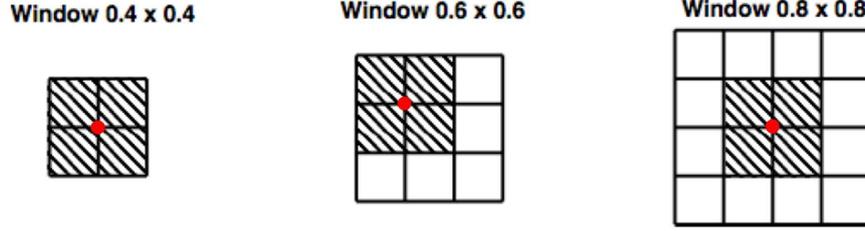


Abbildung 3.6: Fenster für die Suche nach Jets, wie sie vom Jet/Energie-Prozessor verwendet werden. Die Jet-Algorithmen basieren auf Jet-Elementen mit einer Größe von $0,2 \times 0,2$ in $\Delta\eta \times \Delta\phi$. Die gefundenen Regionen von Interesse (RoIs) sind schraffiert dargestellt, die dem Level-2-Trigger übermittelten Koordinaten der gefundenen RoI sind mit einem roten Punkt markiert [19].

ten. Zusätzlich müssen das elektromagnetische und das hadronische Isolationskriterium erfüllt sein. Dies bedeutet, dass sowohl in der elektromagnetischen als auch in der hadronischen Lage die E_T -Summe der um die Kernregion umliegenden 12 Trigger-Tower jeweils eine programmierbare *Isolations*-Schwelle nicht überschreiten darf. Für Elektronen und Photonen darf weiterhin die E_T -Summe der Tower der hadronischen 2×2 -Kernregion eine programmierbare *Veto*-Schwelle nicht übersteigen. Der Algorithmus für die Suche nach τ s verläuft analog, nur dass diesen aufgrund ihrer hadronischen Zerfallskanäle ein Eindringen in die hadronische Lage erlaubt ist. Um Mehrfachzählungen und zudem Zweideutigkeiten in der Koordinatenbestimmung für die Regionen von Interesse (RoIs) zu vermeiden, muss die Summe der inneren 2×2 Trigger-Tower ein lokales Maximum im Vergleich zu den acht nächstgelegenen Nachbarn sein, wie in Abbildung 3.5 (rechts) gezeigt. Insgesamt nutzt der Cluster-Prozessor alle Kalorimeterdaten mit $|\eta| < 2,5$, was der Grenze des inneren Detektors und des elektromagnetischen Kalorimeterbereichs mit der feinen Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ entspricht.

Der Jet/Energie-Summen-Prozessor

Der Jet/Energie-Summen-Prozessor (JEP) führt die Algorithmen zur Suche nach Jets aus und zählt die identifizierten Objekte. Er arbeitet mit sogenannten *Jet-Elementen*, die der Summe von 2×2 elektromagnetischen plus 2×2 hadronischen Trigger-Towern entsprechen. Demnach ist die grundsätzliche Granularität des Jet/Energie-Prozessors $0,2$ in $\Delta\eta \times \Delta\phi$. Innerhalb von Fenstern unterschiedlicher Größe (2×2 , 3×3 oder 4×4 Jet-Elementen), wie in Abbildung 3.6 zu sehen, werden E_T -Summen gebildet, die einstellbare Jet-Schwellen überschreiten müssen. Die Wahl der Fenstergröße hat hierbei Einfluss auf die Anzahl der gezählten Jets. Kleinere Fenster sind besser dafür geeignet, eng beieinander liegende Jets aufzulösen, während größere Fenster einen höheren Anteil der Jet-Energie einschließen und somit höhere Effizienzen aufweisen. Wie beim Cluster-Prozessor müssen die gefundenen Jets ein lokales Maximum in der Energie darstellen. Darüber hinaus werden die gesamte transversale Energie (E_T^{total}), die gesamte transversale Energie in Jets ($E_{T,J}^{\text{total}}$) und die gesamte fehlende Transversalenergie (E_T^{miss}) berechnet. Der Jet/Energie-Prozessor nutzt für seine Jet-Algorithmen und E_T^{total} - und E_T^{miss} -Berechnungen alle Trigger-Tower-Daten inklusive der Endkappen und der Vorwärtskalorimeter, d.h. $|\eta| < 4,9$.

Die e/γ , τ und Jet-Multiplizitäten inklusive der überschrittenen Schwellen werden im An-

schluss an den zentralen Trigger-Prozessor (CTP) weitergereicht. Die Koordinaten der gefundenen RoIs der akzeptierten Ereignisse und die globalen RoI-Daten, die die berechneten E_T -Summen inklusive der überschrittenen Schwellen enthalten, werden hingegen an den Level-2-Trigger übermittelt [19].

3.3 Die Signalkette des Level-1-Präprozessor-Systems

Insgesamt ist das Kalorimeter ein sehr inhomogenes System, das unterschiedliche Signalverarbeitungsmöglichkeiten und -methoden je nach Subsystem und η -Bereich vorsieht. Der Level-1-Kalorimeter-Trigger gleicht zu Beginn einige der Unterschiede aus, um anschließend alle Signale identisch behandeln zu können. Die Signale der Kalorimeter durchlaufen in der Elektronik des Präprozessor-Systems verschiedene Schritte vor und nach der Digitalisierung, die für das Verständnis dieser Diplomarbeit wichtig sind und daher im Folgenden beschrieben werden.

Teilchen, die nach einer Kollision die Kalorimeter durchqueren, erzeugen Signale, die noch von der Elektronik am Detektor, der Front-End-Elektronik, zu der typischen Pulsform geformt werden, die ein wichtiger Untersuchungsgegenstand dieser Diplomarbeit war. Die geformten Signale der Kalorimeter haben alle eine Pulsform mit einer konstanten Anstiegszeit von 50 ns. Die Signale des Flüssig-Argon-Kalorimeters (engl. *Liquid Argon*, LAr) haben dabei eine bipolare Form, d.h. nach ihrem Maximum zeigen sie einen langen, negativen Unterschwinger. Die Signale des Tile-Kalorimeters sind im Gegensatz dazu näherungsweise unipolar, d.h. nach ihrem Maximum gehen sie direkt wieder auf Null zurück.

Von den Kalorimetern aus werden die analogen Signale mehrerer Kalorimeterzellen auf sogenannten *Tower-Builder-Boards*² (TBB) zu Trigger-Towern zusammengefasst und für die elektromagnetischen Kalorimeter zusätzlich von der unkalibrierten Energieskala zu transversaler Energie konvertiert. Über mehr als 500 *Twisted-Pair*-Kabel werden die analogen Signale vom Detektor an das Level-1-Triggersystem im Nebenraum (USA15) transportiert. Diese Kabel haben im kürzesten Fall Längen von 30 m beim elektromagnetischen Barrel und bis zu 70 m für das erweiterte Tile-Barrel.

Im Nebenraum werden die Signale dann von speziellen Empfängermodulen (engl. *Receiver*) aufgenommen. Mittels linearer Verstärker mit variablem Verstärkungsfaktor, die über Digital-zu-Analog-Konvertierer (DACs) gesteuert werden können, nehmen die Empfängermodule die erste Energiekalibration vor und kompensieren die verschiedenen Signalabschwächungen aufgrund der unterschiedlichen Kabellängen. Für die Signale der hadronischen Kalorimeter konvertieren sie hierbei noch von Energie zu transversaler Energie. Darüber hinaus bieten die Empfängermodule den einzigen Zugang zu den analogen Kalorimetersignalen, sobald der ATLAS-Detektor vollständig zusammengebaut ist.

Das Präprozessor-System, an das die Signale weitergereicht werden, besteht aus 124 Präprozessor-Modulen (PPM), die die analogen Signale von jeweils 64 Trigger-Towern verarbeiten. Die Präprozessor-Module sind in acht 9U VME64xP Elektronikregalen untergebracht, wobei sechs dieser Regale je 16 PPMs enthalten und zwei nur 14. Je vier dieser Elektronikregale sind den

²Die Tower-Builder-Boards gibt es nur für die elektromagnetische Lage des LAr-Kalorimeter (EMB und EMEC). Im übrigen Kalorimeter existieren jedoch alternative Systeme, die eine ähnliche Aufgabe erfüllen wie die TBBs und daher hier nicht explizit diskutiert werden.

Elektronikregal-Nummer	Kalorimeterbereich der dort prozessierten Trigger-Tower
0/1	Elektromagnetisches Barrel und Übergangsregion für positive/negative η
2/3	Elektromagnetische Endkappe für positive/negative η
4/5	Hadronische Endkappe und Vorwärtskalorimeter für positive/negative η
6/7	Tile-Kalorimeter und innerster η -Streifen der hadronischen Endkappe für positive/negative η

Tabelle 3.2: Zuordnung der Trigger-Tower aus verschiedenen Kalorimeterbereichen zu den Elektronikregalen

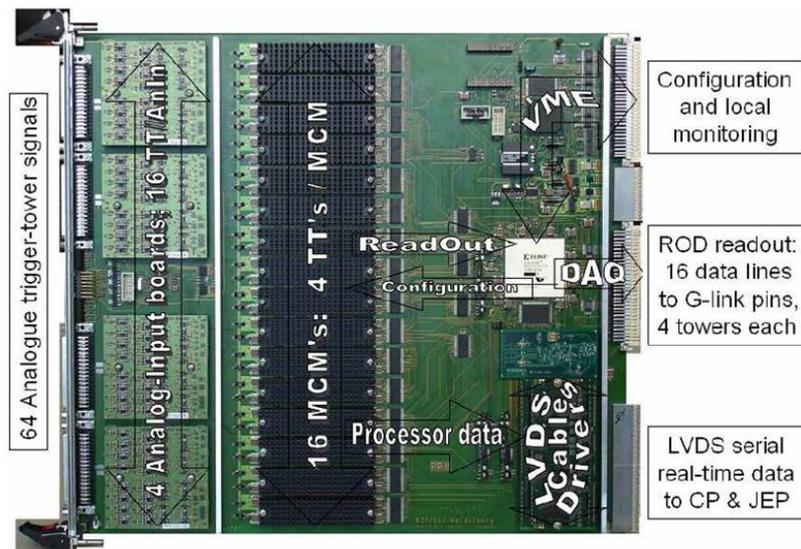


Abbildung 3.7: Foto eines Präprozessor-Moduls (PPM) des Level-1-Kalorimeter-Triggers [19].

elektromagnetischen und den hadronischen Trigger-Towern zugeordnet. Diese Zuordnung ist in Tabelle 3.2 näher erläutert. Ein Foto eines Präprozessor-Moduls ist in Abbildung 3.7 zu sehen, eine schematische Darstellung der Signalverarbeitung auf einem PPM in Abbildung 3.8.

Die 64 analogen Signale, die jedes PPM verarbeitet, werden auf 4 *analoge Eingangskarten* (engl. *Analogue Input-Boards*, AnIn-Boards) aufgeteilt, die dann jeweils 16 Trigger-Tower verarbeiten. Auf den AnIn-Karten werden die Signale so aufbereitet, dass sie passende Verstärkung und Ausrichtung für die Digitalisierung aufweisen. Zu diesem Zweck erzeugt ein DAC einen Spannungsoffset, der auf das Signal aufaddiert wird und damit eine für die Digitalisierung geeignete Signalverschiebung (engl. *pedestal*) erzeugt. Das Pedestal ermöglicht es unter anderem kleine, ehemals negative Signalanteile bei der Digitalisierung beizubehalten. Außerdem werden Verstärkung und Pedestal so gewählt, dass die Sättigung in der Digitalisierung bei Signalhöhen eintritt, die Energiedepositionen von ungefähr 250 GeV entsprechen.

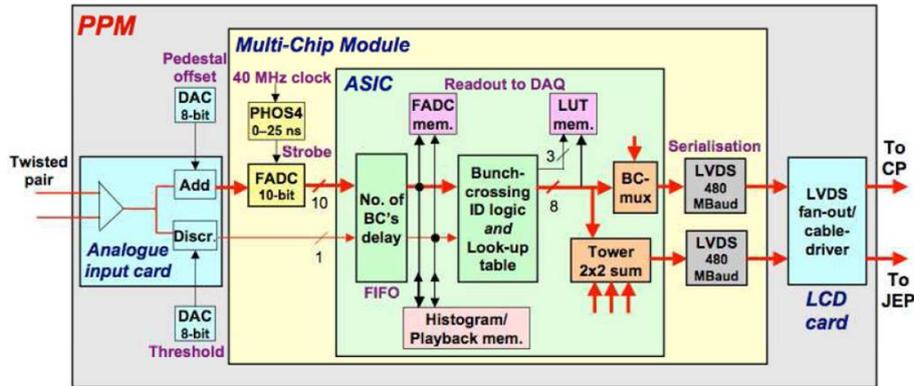


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der Signalverarbeitungsschritte auf einem Präprozessor-Modul [19].

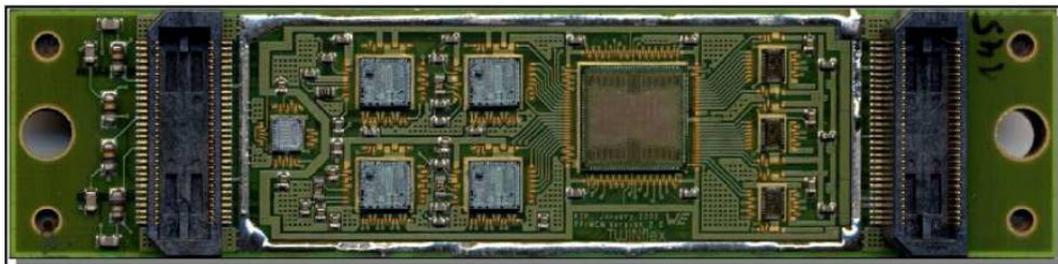


Abbildung 3.9: Foto eines Multi-Chip-Moduls, von denen sich 16 Stück auf jedem Präprozessor-Modul befinden. Gut zu erkennen sind von links nach rechts der kleine PHOS4-Chip, die vier FADCs, der große Präprozessor-ASIC-Chip und die drei seriellen LVDS-Konverter [19].

Die Multi-Chip-Module des Präprozessor-Systems

Der Hauptteil der Signalverarbeitung geschieht auf 16 *Multi-Chip-Modulen* (MCM) pro PPM, die jeweils vier Trigger-Tower-Signale parallel bearbeiten. Ein Bild eines solchen Multi-Chip-Moduls ist in Abbildung 3.9 gezeigt. Vier *Analog-zu-Digital-Konverter* pro MCM (engl. *flash-Analogue-to-Digital Converters*, FADC) digitalisieren die Signale der Kalorimeter-Trigger-Tower mit derselben Frequenz, mit der die Strahlkreuzungen des LHC stattfinden, d.h. 40,08 MHz. Aufgrund der unterschiedlichen Lage der Trigger-Tower im Kalorimeter bewirken verschiedene Flugzeiten der Teilchen vom Wechselwirkungspunkt aus und ungleiche Kabellängen variable Ankunftszeiten der Signale im Nebenraum. Dies zu kompensieren, d.h. eine zeitliche Synchronisation der Signale zu erreichen, ist eine entscheidende Aufgabe des Präprozessor-Systems. Dazu sind zwei sich ergänzende Methoden eingebaut worden, eine für die Grobsynchronisation und eine für die Präzisionssynchronisation. Für die Präzisionssynchronisation, mit der sich diese Diplomarbeit befasst, existiert auf jedem MCM ein spezieller Chip - *PHOS4*. Dieser kann vor der Digitalisierung den Auslesepunkt der Digitalisierung in einstellbaren Schritten von 0-24 ns so verschieben, dass das analoge Trigger-Tower-Signal direkt im Maximum digitalisiert wird. Die Digitalisierung geschieht durch die FADCs mit einer Präzision von 10 Bit, d.h. Werte im Bereich zwischen 0 und 1023 ADC-Werten sind als Ausgabewerte für die Signalhöhe für die Zeit zwischen zwei Strahlkreuzungen (24,95 ns) möglich. Ein digitaler Wert entspricht dabei ungefähr einer deponierten Energie von 250 MeV, sodass eine

Sättigung der Pulse bei einem digitalen Wert von 1023 bzw. einer deponierten Energie von ungefähr 250 GeV eintritt. Zur Überprüfung der korrekten Funktionstüchtigkeit des Triggers können die ADC-Werte von 5 bis 15 aufeinanderfolgenden Strahlkreuzungen an das DAQ-System von ATLAS ausgelesen werden. Im Anschluss an die Digitalisierung werden die nun digitalen Signale an das Herzstück des Präprozessor-Systems - den *Präprozessor-ASIC-Chip* (PPrAsic) - weitergegeben. Der erste Bestandteil des PPrAsic ist ein FIFO-Speicher (engl. *first in first out*). Dies ist ein Zwischenspeicher, in dem die Signale im 25 ns-Takt durchgeschoben und an einer Kanal-spezifisch einstellbaren Stelle ausgelesen werden. Auf diese Weise wird die Grobsynchronisierung in Schritten von 25 ns vorgenommen. Im Anschluss daran werden die Signale der 4 Trigger-Tower, die von einem MCM bearbeitet werden können, der korrekten Strahlkreuzung zugeordnet. Hierbei werden verschiedene Methoden für nicht-saturierte und saturierte Pulse angewandt. Im Falle nicht-gesättigter Signale werden mit Hilfe eines FIR-Filters (engl. *finite-impulse-response*) jeweils fünf aufeinander folgende ADC-Werte mit vordefinierten Koeffizienten multipliziert und summiert. Die resultierende Summe der gegenwärtigen Strahlkreuzung wird dann mit den Summen der vorangegangenen und nachfolgenden Strahlkreuzungen verglichen. Die Strahlkreuzung, deren berechnete Summe maximal ist, entspricht der Strahlkreuzung (BC), in deren Folge das mehrere BCs breite Kalorimetersignal entstanden ist. Diese Methode ist im Bereich von wenigen GeV Energiedeposition bis nahe an die Sättigungsschwelle heran gültig. Für saturierte Signale wird anhand der Steigung der Vorderkante des Signals die potentielle Lage des Maximums abgeschätzt. Diese Methode funktioniert für Energiedepositionen im Kalorimeter von bis zu 1 TeV. Nach der Strahlkreuzungsidentifikation setzt der PPrAsic mit Hilfe einer Nachschlagetabelle (LUT) die endgültige Energiekalibration für die transversale Energie durch Nutzung von 8-bit E_T -Werten fest. Ein Ausgleich von Nicht-Linearitäten, Pedestal-Subtraktion, Unterdrückung von Detektorrauschen und Abschaltung problematischer und toter Trigger-Tower wird im selben Schritt vorgenommen. Des Weiteren wird die 2×2 -Summation der vier Trigger-Tower pro MCM für den Jet/Energie-Prozessor vom PPrAsic durchgeführt.

Um im Anschluss an das Präprozessor-System nicht alle Kanäle eines PPMs parallel an Cluster-Prozessor und Jet/Energie-Prozessor transportieren zu müssen, werden die digitalisierten Signaldaten mit Hilfe von drei seriellen *LVDS-Konvertierern* auf dem MCM hintereinander sortiert und so übertragen. Hierbei sind zwei LVDS-Konvertierer für die Datenübertragung zum Cluster-Prozessor und einer für den Datentransfer zum Jet/Energie-Summen-Prozessor zuständig.

Benennung der Trigger-Tower - CoolID

Um die Trigger-Tower einzeln identifizieren zu können, ist jedem Kanal eine achtstellige hexadezimale Zahlenkombination - die sogenannte *CoolID* - zugeordnet. Diese setzt sich wie folgt zusammen:

$$0x0w1x0y0z$$

Der Beginn 0x zeigt an, dass eine hexadezimale Ziffer folgt. Der Platzhalter w steht für die Nummer 0-7 des Elektronikregals, in dem sich das Präprozessor-Modul des bezeichneten Kanals befindet. Der Platzhalter x, der dem Präprozessor-Modul zugeordnet ist, kann die 16 Werte 0-f annehmen. y bezeichnet mit den Werten 0-f eines der 16 Multi-Chip-Module auf dem entsprechenden Präprozessor-Modul und z ist mit den Ziffern 0-3 je einem der vier Trigger-Tower eines MCMs zugeordnet.

Kalibration des Level-1-Kalorimeter-Triggers

Eine Entdeckung neuer Physik mit dem ATLAS-Detektor ist nur möglich, wenn ATLAS seine angestrebte Präzision und Messgenauigkeit erreicht. Dieses Ziel erfordert nicht nur die neuartige Detektortechnik, die für den ATLAS-Detektor verwendet wurde, sondern ebenso eine präzise Kalibrierung der einzelnen Subsysteme und eine gute Abstimmung und Kalibration der Systeme untereinander. Viele Schritte in der Kalibrierung können mit speziellen dafür gebauten Systemen vorgenommen werden, aber die endgültige Einstellung der Detektorsysteme ist nur mit Physikdaten vom LHC möglich. Methoden und Systeme zur Kalibrierung der Kalorimeter und des Level-1-Kalorimeter-Triggers, die im Weiteren für diese Arbeit von Bedeutung sind, sollen in diesem Kapitel vorgestellt werden.

4.1 Die Kalibrationssysteme der Kalorimeter

Die Kalorimeter des ATLAS-Experiments bieten spezielle, eingebaute Kalibrationssysteme, die verschiedene Stufen in der Auslese der Kalorimeterdaten überprüfen und kalibrieren können. Sowohl das LAr-Kalorimeter als auch das Tile-Kalorimeter besitzen Systeme zur Injektion von Ladungspulsen in die Signalformungskette der *Front-End*-Elektronik der Detektoren. Mit Hilfe dieser sogenannten *Pulser*-Systeme kann die gesamte Elektronikette von der *Front-End*-Elektronik über das Level-1-Triggersystem bis hin zur Auslese der Daten getestet werden. Das Tile-Kalorimeter hat darüber hinaus noch ein Lasersystem und ein System, das mit radioaktiven γ -Quellen arbeitet. Das erste erlaubt eine Studie des Verhaltens der Photomultiplier und der daran anschließenden Elektronik. Das zweite ermöglicht es, die Reaktion der Szintillatorplatten des Tile-Kalorimeters und die damit verbundene optische Signalauslese zu studieren.

Das Pulser-System der LAr-Kalorimeter

Ein geladenes Teilchen, das das LAr-Kalorimeter durchquert, produziert durch Ionisation des flüssigen Argons und durch den anschließenden Elektronendrift im elektrischen Feld aufgrund der angelegten Hochspannung ein dreiecksförmiges Signal in der Elektrode. Der senkrechte Anstieg des Signals wird verursacht durch die instantane Ladungsinfluenz auf den Elektroden im Moment der Ladungstrennung aufgrund von Ionisation des flüssigen Argons. Der lineare Abfall des Signals ergibt sich aus der Abnahme der Influenz infolge des Drifts der Ladungen zu den Elektroden über einen Zeitraum von ungefähr 400 ns. Ein Beispiel für einen solchen Signalpuls ist in Abbildung 4.1 (links) zu sehen. Mittels der *Front-End*-Elektronik des Kalorimeters

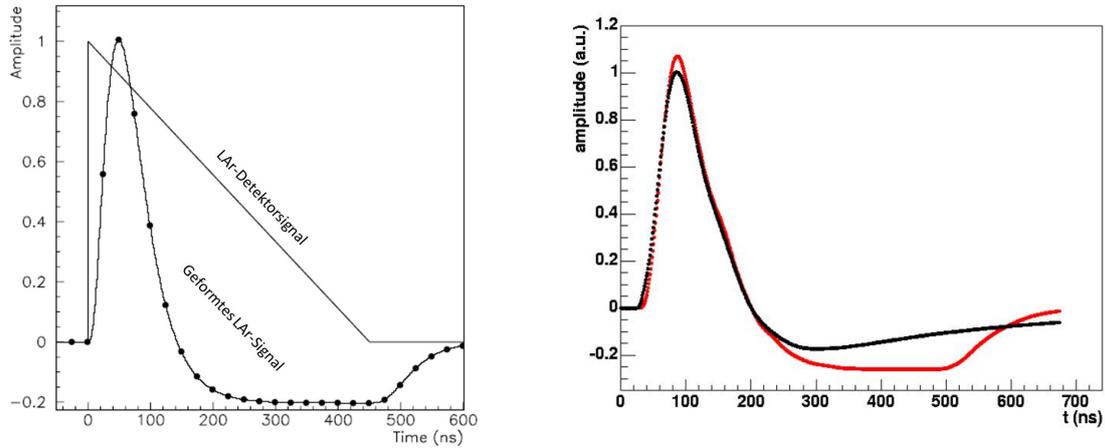


Abbildung 4.1: (Links:) Darstellung eines ungeformten und eines geformten LAr-Kalorimeterpulses. Die Punkte auf dem geformten Signal markieren die stattfindenden Strahlkreuzungen in einem zeitlichen Abstand von 25 ns [20]. (Rechts:) Vergleich zwischen einem geformten Kalibrationspuls (schwarz) und einem Physikpuls (rot) im LAr-Kalorimeter. Aufgetragen ist die Signalthöhe in einer willkürlich gewählten Einheit gegen die Signaldauer [21].

wird das lange Dreieckssignal geformt in eines mit einem schnellen Anstieg und Abfall innerhalb von ungefähr 150 ns (vergleiche Abbildung 4.1 (links)). Diese Pulsformung ist notwendig für die weitere Verarbeitung des Signals, führt jedoch bei den angestrebten ladungsneutralen Pulsen zu einem langen negativen Unterschwinger im Anschluss an den geformten Puls.

Um für die Kalibrierung ein dreieckiges Physiksignal künstlich nachahmen zu können, werden Spannungspulse mit einstellbarer Höhe, die einer bestimmten Energie entspricht, erzeugt und in die Signalformungskette der *Front-End*-Elektronik eingespeist. Sie ermöglichen es, für jeden Kanal individuell den Konvertierungsfaktor zu bestimmen, der sich aus dem Verhältnis der gemessenen, digitalisierten Signalthöhe in ADC-Werten und dem Signalstrom in μA ergibt. Die Konvertierungsfaktoren für die Signale von μA zu GeV wurden aus einer Kombination von Teststrahlungsmessungen und Pulserdaten bestimmt. Zusätzlich kann die Stabilität des Kalorimetersystems in der Zeit und die Synchronisation der einzelnen Kalorimetermodule untereinander mit Hilfe des Pulversystems überwacht und eingestellt werden. Um eine annähernde Gültigkeit der erlangten Kalibrationsfaktoren für Kollisionsdaten sicher zu stellen, sollten die Kalibrationspulse mit hoher Stabilität den Physiksignalen in Amplitude und Form sehr nahe kommen. In Realität gelingt dies jedoch nur näherungsweise. Die Kalibrationspulse sind nicht exakt dreiecksförmig, sondern fallen exponentiell ab. Dieser kleine Unterschied in der Signalform und die leicht unterschiedliche Stelle in der Einspeisung der Signale führen zu einer kleinen Unsicherheit in den Kalibrationskonstanten, die mit Hilfe des Kalibrationssystems gewonnen werden. Der Unterschied zwischen geformten Physikpulsen und Kalibrationspulsen ist in Abbildung 4.1 (rechts) zu sehen. Studien haben gezeigt, dass dieser Unterschied nicht größer als 4 % wird [17]. Aus diesem Grund ist eine Kalibration mit unterschiedlichen Kalibrationssystemen wie dem Pulversystem wichtig, ersetzt jedoch nicht eine abschließende Kalibration mit Physikpulsen, d.h. Ereignissen aus der kosmischen Höhenstrahlung und Kollisionsereignissen vom LHC. Zudem lassen sich nicht alle Ergebnisse der Kalibrationsprozeduren von Kalibrationsdaten auf physikalische Ereignisse übertragen, wie z.B. die Einstellungen zur zeitlichen Synchronisation von Signalen (siehe Kapitel 4.2) [17][22].

Die Kalibrationssysteme des Tile-Kalorimeters

Das Tile-Kalorimeter besitzt verschiedene Kalibrationssysteme mit derselben Zielsetzung wie das LAr-Kalorimeter. Die Kalibrationssysteme dienen zum einen dem Zweck, die globale elektromagnetische Skala festzulegen. Dies heißt, der Konvertierungsfaktor muss bestimmt werden, der zwischen der gemessenen Signalladung in pC und der Energie besteht, die von einem Elektron im Kalorimeter deponiert wird. Zum anderen erlauben die Kalibrationssysteme Unterschiede zwischen Kalorimeterzellen, Nicht-Linearitäten und die zeitliche Stabilität des Systems zu bestimmen und zu korrigieren.

Das Pulsersystem des Tile-Kalorimeters (engl. *Charge Injection System*, CIS) speist analog zum Pulsersystem des LAr-Kalorimeters Spannungspulse in die Ausleseelektronik des Tile-Kalorimeters ein und ermöglicht auf diese Weise eine Kalibration der *Front-End*-Elektronik. Da Physikpulse im Tile-Kalorimeter aufgrund der verwendeten Photomultiplier-Technik eine leicht andere Form haben als Pulse im LAr-Kalorimeter, ist auch das Pulsersystem leicht unterschiedlich realisiert. Die Kalibrationspulse haben nach der elektronischen Signalformung eine unipolare¹ Signalform wie die Physikpulse im Tile-Kalorimeter, aber im Gegensatz zu den bipolaren Signalen des LAr-Kalorimeters. Der Unterschied zwischen Kalibrations- und Physikpulsen im Tile-Kalorimeter liegt in einer ungefähr 10 % geringeren Breite der Kalibrationspulse [24].

Zusätzlich besitzt das Tile-Kalorimeter ein Lasersystem, das die Kalibration der Photomultiplier und die Überprüfung ihrer Verstärkungsfaktoren möglich macht. Dieses besteht aus einem frequenzverdoppelten infraroten Laser, der grünes Licht der Wellenlänge 532 nm bereitstellt, welches vom ATLAS USA15-Elektronikraum über Kunststofffasern zu allen Photomultipliern geleitet wird. Die kurzen Laserpulse, die Physiksignalen gleichen, können mit Hilfe eines Filters unterschiedlich abgedunkelt werden und so verschiedene Energien simulieren, die einen Bereich in der Lichtintensität von vier Größenordnungen umfassen.

Um die Szintillatoren und die optische Auslese in ihrer Funktionalität zu überprüfen, besitzt das Tile-Kalorimeter weiterhin ein Kalibrationssystem, das auf radioaktiven γ -Quellen basiert. Durch eine Anordnung aus Stahlröhren mit einer Gesamtlänge von 10 km, die alle 463 000 Szintillatorkacheln des Tile-Kalorimeters durchqueren, wird eine radioaktive Cäsium-Quelle geschleust. Die Quelle, bestehend aus ^{137}Cs , emittiert γ -Strahlen mit einer Energie von 0,662 MeV bei einer Aktivität von ungefähr 10 mCi². Die Abtastung des Tile-Kalorimeters mit einer solchen γ -Quelle ermöglicht eine Diagnose von möglicherweise fehlerhaften optischen Elementen und lässt zudem eine Kalibration der einzelnen Zellen zu [17][18].

Für die Durchführung dieser Diplomarbeit waren Daten basierend auf den Pulsersystemen beider Kalorimetertypen ein wesentliches Hilfsmittel zur Entwicklung der Synchronisationsmethode des Level-1-Kalorimeter-Triggers (siehe Kapitel 5).

¹Erkenntnisse der letzten 1,5 Jahre [23] haben allerdings gezeigt, dass auch die Signale des Tile-Kalorimeters einen kleinen Unterschwinger von ca. 1 % der Signalhöhe haben. Dieser ist so lang, dass bei aufeinanderfolgenden Signalen im selben Trigger-Tower das spätere Signal sich noch im Unterschwinger des früheren Signals befindet. Dies führt zu einer Unterschätzung der Energie der späteren Pulse, wenn der Unterschwinger nicht berücksichtigt wird.

²Die Aktivität der Cs-Quelle in der Einheit *Curie* entspricht im SI-Einheitensystem 370 MBq (Umrechnungsfaktor: 1 Ci = 37 GBq).

4.2 Allgemeine Kalibrationsstrategie für den Level-1-Kalorimeter-Trigger

Neben den Kalorimetern muss zudem das Triggersystem kalibriert werden, das zwar die Daten der Kalorimeter verarbeitet, aber ansonsten ein völlig eigenständiges System darstellt. Der Level-1-Kalorimeter-Trigger bietet zur Kalibration verschiedene Methoden, die eigene Hardware so einzustellen, dass die richtigen Triggerentscheidungen gefällt werden können. Relevant für die Kalibrierung im PräProzessor-System des Level-1-Kalorimeter-Triggers sind die zeitliche Synchronisation, die Unterdrückung von Detektorrauschen und die Energiekalibration. Die Methoden und Parameter, um diese einzustellen, bedingen sich teilweise gegenseitig, so dass eine Kalibration nur in mehreren Iterationsschritten erstellt werden kann. Die zeitliche Synchronisation im PräProzessor-System ist dabei von grundlegender Bedeutung für die Selektion potentiell interessanter Ereignisse. Denn die nachfolgenden algorithmischen Prozessoren des Level-1-Kalorimeter-Triggers (CP und JEP) setzen für die Berechnung der Objektmultiplizitäten und Energiesummen voraus, dass die Signale, die sie erhalten, alle von derselben Strahlkreuzung stammen. Auch für die Energiekalibration ist die zeitliche Synchronisation eine wichtige Voraussetzung. Nicht nur die Energieauflösung wird durch eine unpräzise Synchronisation verschlechtert, sondern die Energie an sich wird systematisch unterschätzt. Eine korrekte Energiekalibration ist jedoch wesentlich für ordnungsgemäße Triggerschwellen und damit verbunden abermals eine korrekte Selektion potentiell interessanter Ereignisse. Indes ist eine effiziente Unterdrückung von Detektorrauschen maßgeblich, um positive Triggerentscheidungen aufgrund statistischer Fluktuationen zu unterdrücken und so einen stabilen Experimentbetrieb zu gewährleisten.

Die Einstellung der zeitlichen Synchronisation, die Unterdrückung von Detektorrauschen und die Energiekalibration werden an verschiedenen Stellen in der Elektronik des PräProzessor-Systems des Level-1-Kalorimeter-Triggers vorgenommen, die in Kapitel 3.3 erläutert wurde. Die zeitliche Synchronisation besteht aus einer Grob- und einer Feinjustierung. Die Grobsynchronisierung wird in Schritten von einer Strahlkreuzung (25 ns) bei der Übergabe der digitalisierten Triggerpulse an den ASIC-Prozessor des PräProzessor-Systems mit Hilfe eines FIFOs vorgenommen. Dieser Zwischenspeicher entspricht einer *Pipeline*, in die alle 25 ns ein Wert hineingeschoben wird und alle anderen damit eine Speicherstelle weitergeschoben werden. Abhängig von der zeitlichen Verzögerung des Signals kann bei der Auslese der Werte die Ausleseposition variiert werden. Auf diese Weise ist es möglich, die Signale verschiedener Trigger-Tower mit einer Genauigkeit von 25 ns miteinander zu synchronisieren. Die Grobsynchronisation allein ist jedoch nicht ausreichend. Für eine erfolgreiche Identifikation der zugehörigen Strahlkreuzung (BCID) des Ereignisses ist eine Festlegung des genauen Digitalisierungspunktes mit einer Genauigkeit von ± 10 ns [25], für eine Energiemessung mit einem maximalen Fehler von 2 % sogar mit einer Genauigkeit von ± 5 ns notwendig [6]. Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, kann zu diesem Zweck der PHOS4-Chip auf den Multi-Chip-Modulen des PräProzessor-Systems den Digitalisierungspunkt des analogen Signals in Schritten von 1 ns zwischen Werten von 0 bis 24 verschieben. Da die vom Kalorimeter kommenden analogen Trigger-Tower-Signale dem Datennahmesystem nicht zugänglich sind, ist eine Präzisionsynchronisierung nur über indirekte Methoden möglich. Für Kalibrationspulse, wie sie mit den Pulversystemen der Kalorimeter erzeugt werden können, ist ein Durchfahren aller potentiellen PHOS4-Einstellungen möglich. Aus den erhaltenen Daten kann der analoge Puls rekonstruiert

werden und die notwendige Einstellung dafür bestimmt werden, dass der analoge Puls genau in seinem Maximum digitalisiert wird. Die genaue Methode zur Rekonstruktion der Kalibrationspulse wird in Kapitel 4.3 im Detail beschrieben. Für Physikpulse aus kosmischer Strahlung bzw. Kollisionen ist ein Durchfahren der Einstellungsmöglichkeiten des PHOS4-Chips nicht ohne weiteres möglich. Daher ist eine komplexere Methode zur Bestimmung der Präzisionssynchronisierung notwendig, mit der sich diese Diplomarbeit beschäftigt und die in den Kapiteln 5 und 6 erläutert wird.

Die Unterdrückung von Detektorrauschen kann in der Hardware des Präprozessor-Systems des Level-1-Triggers an zwei Stellen vorgenommen werden. Dazu gehört zum einen der FIR-Filter, der zusammen mit der Logik zur Bestimmung des digitalen Pulsmaximums die Identifikation der zugehörigen Strahlkreuzung vornimmt. Die FIR-Filterkoeffizienten, mit denen 5 aufeinanderfolgende digitalisierte Werte multipliziert werden, müssen speziell an die Pulsform der Physiksignale angepasst sein. Da Detektorrauschen typischerweise eine andere Pulsform aufweist als Physiksignale, kann es auf diese Weise unterdrückt werden. Zum anderen können in der Nachschlagetabelle (LUT) des ASIC-Prozessors kanalabhängige Schwellenwerte für Signale eingestellt werden. Alle statistischen Fluktuationen, die unter der Schwelle liegen, werden auf Null gesetzt. Die Kalibrierung des FIR-Filters, d.h. die Bestimmung der korrekten Filterkoeffizienten basiert auf einer Pulsformanalyse, während die korrekten LUT-Schwellen durch eine Variation der Schwellen und eine anschließende Betrachtung der Raten vorgenommen wird.

Die Kalibrierung der Energie hingegen geschieht mit Hilfe der Kalibrationspulse der Kalorimeter, für die der Reihe nach unterschiedliche Energien eingestellt werden und die Antwort des Präprozessor-Systems gemessen und angepasst wird. Diese Anpassung kann zum einen im Empfänger-System (*Receiver*), zum anderen im Präprozessor-System vorgenommen werden. Im Receiver-System können die Verstärkungsfaktoren auf den Empfängern der analogen Kalorimetersignale im Level-1-Kalorimeter-Triggersystem variiert werden. Im Präprozessor-System kann der lineare Zusammenhang zwischen digitalisierten ADC-Werten und der Energie in GeV in der Nachschlagetabelle (LUT) des ASIC-Prozessors verändert werden. In der Nachschlagetabelle ist es zudem möglich, Nicht-Linearitäten zu berücksichtigen [26].

Die Reihenfolge der verschiedenen Kalibrationsprozeduren ist stark iterativen Charakters, doch ein prinzipieller Ablauf ergibt sich aus den Voraussetzungen der verschiedenen Methoden. Die Grobsynchronisation einzustellen ist dabei einer der ersten Schritte in der Triggerkalibration, gefolgt von der Präzisionssynchronisation der Trigger-Tower des Level-1-Kalorimeter-Triggers. Die Synchronisation spielt somit relativ früh in der Inbetriebnahmephase des ATLAS-Detektors eine wichtige Rolle. Erst wenn die Synchronisation der Trigger-Tower hinreichend genau ist, ist es sinnvoll, die Energiekalibration vorzunehmen. Eine erste Energiekalibration setzt dabei noch keine sorgfältige Synchronisation der Trigger-Tower-Signale voraus, im Gegensatz zu einer exakten Energiekalibration. Es gilt also: Je präziser die Energie kalibriert werden soll, desto genauer müssen zunächst die Trigger-Tower synchronisiert werden. Die Einstellung der Unterdrückung von Detektorrauschen ist davon unabhängig und wird parallel zu den anderen Kalibrationen vorgenommen.

Die Kalibration des Level-1-Kalorimeter-Triggers ist folglich eine komplexe Prozedur mit einem stark iterativen Charakter. Der korrekten Synchronisation der Trigger-Tower-Signale, mit der sich diese Diplomarbeit im Folgenden nun beschäftigt, kommt dabei eine grundlegende Bedeutung zu.

4.3 Rekonstruktion analoger Kalibrationssignale

Zur Bestimmung der zeitlichen Präzisionssynchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers im Falle von Kalibrationspulsen wird ein sogenannter *PHOS4-Scan* verwendet. Wie bereits im vorangegangenen Kapitel angesprochen, werden hierbei mit Hilfe der kalorimetereigenen Pulserysteme künstliche Signale in die Elektronik der Kalorimeter eingespeist. Es ist aus technischen Gründen dabei immer nur möglich, entweder das LAr-Kalorimeter oder das Tile-Kalorimeter zu pulsen, jedoch nicht beide gleichzeitig. In beiden Fällen werden die Kalibrationspulse an das Triggersystem weitergereicht, digitalisiert und anschließend gespeichert. Der Pulsvorgang wird mit denselben Einstellungen typischerweise 20-100 mal wiederholt, während der PHOS4-Chip auf den Multi-Chip-Modulen des Präprozessor-Systems auf einen bestimmten Digitalisierungspunkt eingestellt ist. Danach wird mit Hilfe des PHOS4-Chips der Digitalisierungspunkt der analogen Kalorimetersignale um 1 ns verschoben. Diese Prozedur aus Kalorimeterpulsen und Änderung der PHOS4-Einstellungen wird sooft wiederholt, bis alle PHOS4-Einstellungen mindestens einmal realisiert waren. Aufgrund technischer Schwierigkeiten mit dem PHOS4-Chip zu Beginn der Testphase dieses Systems werden üblicherweise immer zwei Durchläufe durch alle PHOS4-Einstellungen vorgenommen [6]. In den im Rahmen dieser Diplomarbeit betrachteten PHOS4-Scans traten diese technischen Schwierigkeiten allerdings nicht mehr auf, weshalb es ausreichend war, nur die ersten 25 PHOS4-Schritte zu betrachten.

Aus den PHOS4-Scan-Daten wird für jeden Trigger-Tower ein Puls rekonstruiert. Dazu werden alle Pulserereignisse, die bei einer PHOS4-Einstellung gemessen wurden, gemittelt und ihr Mittelwert wird in ein neues Histogramm eingetragen, wie in Abbildung 4.2 beispielhaft gezeigt. Auf der x-Achse dieses Histogramms ist die Zeit t aufgetragen mit einem willkürlich gewählten Anfangspunkt. Insgesamt wurden immer 15 digitalisierte ADC-Werte pro Ereignis ausgelesen und gespeichert. Der Mittelwert aus den jeweils ersten Einträgen von den 15 ausgelesenen Signalwerten wird im neuen Histogramm bei $t = 0$ ns eingetragen, der Mittelwert aus den zweiten Einträgen von den 15 ausgelesenen bei $t = 25$ ns und so weiter. Der Fehler auf den Mittelwert ergibt sich aus der Standardabweichung der Pulserereignisse, die zur Mittlung beigetragen haben. Sie sind von der Größenordnung $\pm 0,3$ ADC-Werte, sodass sie auf der Skala von Abbildung 4.2 nicht erkennbar sind. Alle Pulserereignisse, die bei der nächsten PHOS4-Einstellung genommen wurden, werden wiederum gemittelt und im neuen Histogramm bei $t = 1$ ns, 26 ns, 51 ns... eingetragen. Dies wird für alle Pulserereignisse bei einer bestimmten PHOS4-Einstellung wiederholt, bis das neue Histogramm wie in Abbildung 4.2 mit Werten im 1 ns-Abstand gefüllt ist. Insgesamt werden in das neue Histogramm also $25 \times 15 = 375$ Werte eingetragen, die es erlauben, sehr präzise die ursprüngliche Pulsform des analogen Signals nachzuvollziehen.

Abbildung 4.2 zeigt beispielhaft einen rekonstruierten PHOS4-Puls aus dem elektromagnetischen Barrel. Deutlich sichtbar ist ein ungefähr 100 ns andauernder Bereich, in dem noch kein Signal zu sehen ist, sondern nur die Schwankung der Auslese um den Pedestal-Wert, der in diesem Fall auf ungefähr 32 ADC-Werte eingestellt ist. Dann steigt das Signal innerhalb von ungefähr 50 ns auf seinen Maximalwert an und fällt danach wieder bis deutlich unter den Pedestal-Wert ab. Insgesamt ist das Signal damit (ohne Berücksichtigung des Unterschwingers) ungefähr 150 ns lang. Wie in Kapitel 4.1 erläutert, entspricht dieses Verhalten der erwarteten Pulsform für Pulse aus der elektromagnetischen Barrel-Region des LAr-Kalorimeters (verglei-

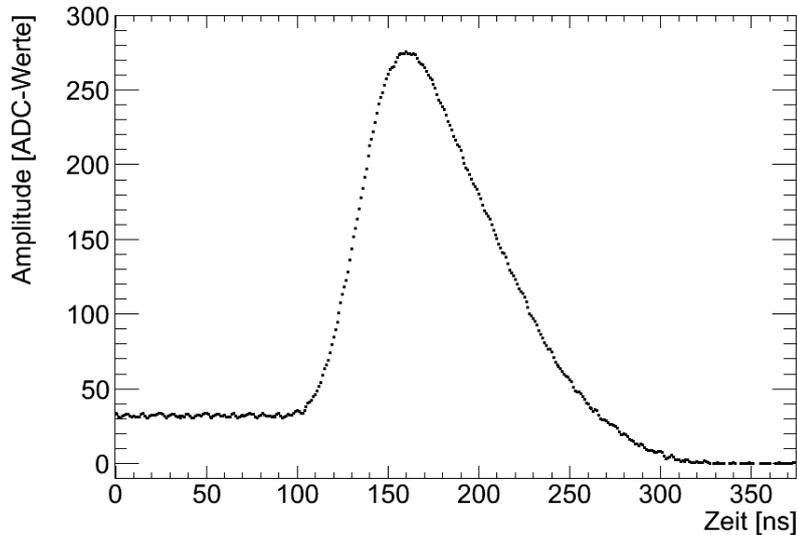


Abbildung 4.2: Rekonstruierter Puls aus dem PHOS4-Scan mit der Nummer 141365 für den Trigger-Tower 0x00110200, der sich im elektromagnetischen Barrel bei den Koordinaten $\eta = 0,65$ und $\phi = 0,245$ befindet. Der Anfangspunkt der Zeitskala auf der x-Achse ist willkürlich gewählt.

che auch Abbildung 4.1). Ab ungefähr 320 ns auf der Zeitachse gehen nach dem Abfall des Pulses alle Werte konstant auf Null. Dies ist ein Resultat der Digitalisierung des analogen Pulses, die keine negativen Werte berücksichtigen kann. Fällt der Unterschwinger tiefer, als es durch das Pedestal ausgeglichen werden kann, werden diese eigentlich negativen Anteile im analogen Puls bei der Digitalisierung auf Null gesetzt.

Ein Phänomen, das so von den Signalpulsen nicht erwartet wurde, sind leichte Schwingungen, die scheinbar auf das Signal aufmoduliert sind (vergleiche Abbildung 4.2). Detaillierte Untersuchungen [27] haben gezeigt, dass der PHOS4-Chip je nach Einstellung des Digitalisierungspunktes das Pedestal verschieben kann. Der genaue Mechanismus des Einflusses des PHOS4-Chips auf das Pedestal ist noch unverstanden, die Verschiebung kann jedoch relativ einfach kompensiert werden. Dazu wird aus den ersten 25 Einträgen im Histogramm des rekonstruierten Pulses die PHOS4-Schritt-abhängige Verschiebung des Pedestals im Vergleich zu einem gewählten Offset z.B. 32 ADC-Werte ausgerechnet. Diese wird dann von allen anderen zu diesem PHOS4-Schritt gehörenden Einträgen im Histogramm abgezogen. Das Resultat einer solchen Korrektur ist in Abbildung 4.3 für denselben Trigger-Tower wie zuvor zu sehen. Deutlich erkennbar ist die Glättung der Pulsform. Die leichten Schwingungen sind vollständig verschwunden und der rekonstruierte und korrigierte Puls beschreibt sehr detailliert den Verlauf des analogen Pulses. Ein Artefakt der oben beschriebenen Korrektur sind die nun sichtbaren Schwingungen ab ungefähr 320 ns auf der Zeitachse. In diesem Bereich war der rekonstruierte, aber unkorrigierte Puls identisch Null, was durch die PHOS4-Schritt-abhängige Korrektur in diesem Bereich nun aufgehoben wird. Da dieser Bereich für keine nachfolgende Analyse interessant ist, sind die dort durch die Korrektur eingeführten Variationen nicht relevant.

Eine Anmerkung zu den Synchronisationseinstellungen, die mit Hilfe eines PHOS4-Scans erlangt werden können: Leider sind diese nicht einfach auf Kollisionsdaten übertragbar. Dies liegt

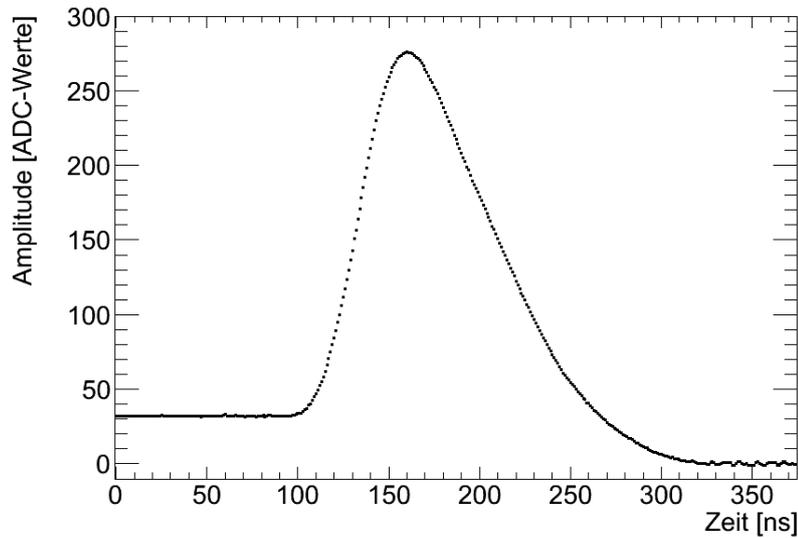


Abbildung 4.3: Rekonstruierter und auf Schwankungen des Pedestals korrigierter Puls aus dem PHOS4-Scan mit der Nummer 141365 für den Trigger-Tower 0x00110200, der sich im elektromagnetischen Barrel bei den Koordinaten $\eta = 0,65$ und $\phi = 0,245$ befindet (vergleiche Abbildung 4.2).

nicht an der leicht unterschiedlichen Signalforn von Kalibrationspulsen und Kollisionspulsen, die in Kapitel 4.1 diskutiert wurde, sondern vor allem an der folgenden Tatsache. Bei einem Pulser-Durchlauf (engl. *Pulser Run*) werden alle Trigger-Tower bzw. die zu diesen gehörigen Kalorimeterzellen gleichzeitig gepulst, d.h. bei einer Synchronisation der Kalibrationspulse werden in erster Linie die Zeitunterschiede aufgrund der verschieden langen Signallaufzeiten in den unterschiedlich langen Kabeln vom Kalorimeter zum Level-1-Triggersystem berücksichtigt. Bei Kollisionsdaten kommt jedoch die Laufzeit der geladenen Teilchen vom Kollisionsvertex bis zum entsprechenden Trigger-Tower noch hinzu. Somit sind die notwendigen Synchronisationseinstellungen andere, die nicht einfach aus den Einstellungen für Kalibrations-Runs abgeleitet werden können. Des Weiteren werden die Kalorimeter zwar mit Zeitabständen zwischen zwei Kalibrationssignalen gepulst, die Vielfachen von 25 ns entsprechen und damit mit der Frequenz von Strahlkreuzungen im LHC korreliert sind. Nicht bekannt ist dabei jedoch die Phasenverschiebung zwischen Kalibrationssignalen und LHC-Strahlkreuzungen, sodass die aus Kalibrationspulsen gewonnenen Synchronisationseinstellungen für Signale aus Proton-Proton-Kollisionen im LHC systematisch verschoben sind. Daher gibt es keine andere Möglichkeit, als zumindest die Präzisionssynchronisierung für Kalibrations- und LHC-Physikpulse separat vorzunehmen. Obwohl die Synchronisation der Kalibrationspulse daher nicht auf Kollisionen übertragen werden kann, ist sie dennoch ein wesentlicher Schritt in der Inbetriebnahme des Triggersystems. Viele andere Kalibrationsprozeduren, wie z.B. die Energiekalibration, arbeiten ebenfalls mit Kalibrationspulsen und setzen dabei ein zeitlich synchronisiertes System für Kalibrations-Runs voraus.

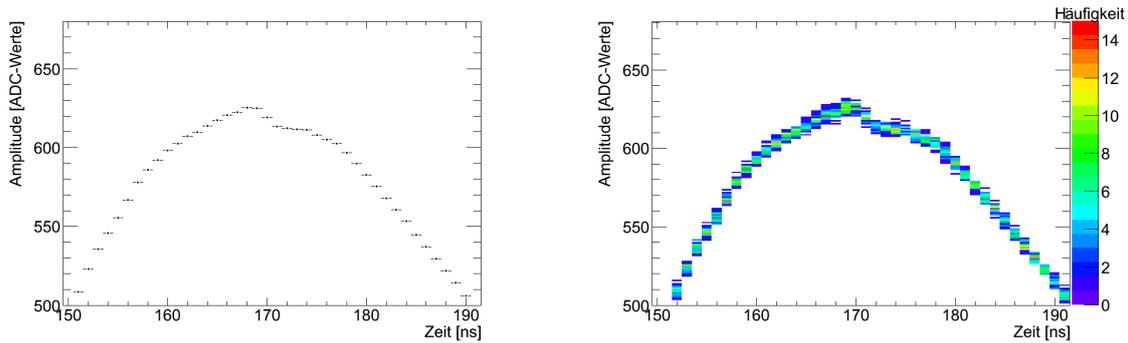


Abbildung 4.4: (Links:) Darstellung des Bereichs um das Maximum eines rekonstruierten PHOS4-Pulses für Trigger-Tower 0x00100501 aus dem PHOS4-Scan 124774. Trotz Pedestal-Korrektur sind deutliche Verformungen im pulsförmigen Verlauf der über mehrere Ereignisse gemittelten Werte zu sehen. (Rechts:) Analoge Darstellung wie links. Allerdings sind nicht die über mehrere Ereignisse gemittelten Werte eingetragen, sondern farbig codiert deren Häufigkeit im Auftreten.

4.4 Präzisionsynchronisierung für Kalibrationsdaten

Ein weiterer Unterschied zwischen Kalibrations- und Physikpulsen zeigt sich in einem noch früheren Schritt der Signalverarbeitung - bei der Zusammenfügung der Signale mehrerer Kalorimeterzellen zu einem Trigger-Tower-Signal. Die Signale der einzelnen Zellen werden noch am Detektor auf den in Kapitel 3.3 erwähnten *Tower-Builder-Boards* (TBB) zu einem Signal pro Trigger-Tower analog summiert und erst dann an das Triggersystem übertragen. Bei der Addition der Signale aus den einzelnen Kalorimeterzellen muss der Unterschied zwischen Kalibrations- und Kollisionspulsen in den Ankunftszeiten der Signale berücksichtigt werden. Bei Kalibrationspulsen werden alle Kalorimeterzellen gleichzeitig gepulst, d.h. die Zellsignale entstehen zum selben Zeitpunkt. Bei Kollisionspulsen werden die Signale von geladenen Teilchen erzeugt, die vom Kollisionsvertex kommen und das Kalorimeter von innen nach außen durchlaufen. Das bedeutet, dass die inneren Zellen zuerst ein Signal erzeugen und die äußeren Zellen einige Nanosekunden später. Bei der Addition der Zellsignale muss diese kleine zeitliche Verschiebung berücksichtigt werden. Geschieht dies nicht oder nur ungenügend, zeigen sich in den rekonstruierten Pulsen aus PHOS4-Scans Signalverformungen der Kalibrationspulse.

In den ersten im Rahmen dieser Diplomarbeit analysierten PHOS4-Scans waren Verformungen an der Spitze der Signale zu sehen. Abbildung 4.4 (links) zeigt ein Beispiel für einen Puls mit einer deutlichen Verformung im Maximalbereich, der hier vergrößert dargestellt ist. Der PHOS4-Scan 124774, dem der gezeigte Puls entstammt, wurde am 12.08.2009 aufgenommen. Eine genaue Untersuchung der Verformungen, die auch nach der Pedestal-Korrektur noch bestehen, hat gezeigt, dass dies keinesfalls Artefakte der Mittelung bei der PHOS4-Rekonstruktion sind, wie Abbildung 4.4 (rechts) verdeutlicht. Eingetragen sind diesmal nicht die Mittelwerte pro PHOS4-Schritt, sondern alle zur Mittelung beitragenden Werte, deren Häufigkeit farbig codiert ist. Dieser Darstellung ist deutlich zu entnehmen, dass die Verformungen einen systematischen Effekt unabhängig von der Mittelung und der Korrektur des Pulses auf Pedestal-Verschiebungen darstellen. Sie müssen daher auf eine andere Ursache zurückzuführen sein, z.B. auf eine unzureichende Synchronisation der Signaladdition auf den TBBs. Im August und September 2009 wurden mehrere Updates zur besseren Synchronisation der Signaladdition auf den

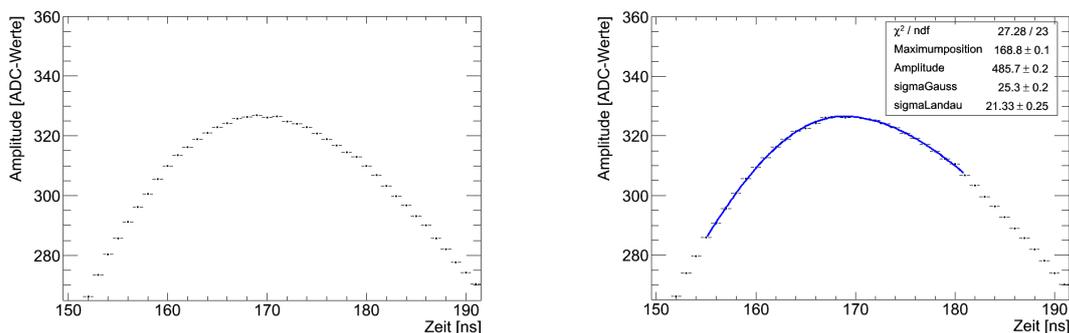


Abbildung 4.5: (Links:) Darstellung des Bereichs um das Maximum für den Trigger-Tower 0x00100501 aus dem PHOS4-Scan 141365. Im Unterschied zu Abbildung 4.4 sind die Verformungen nun verschwunden. (Rechts:) Gauß-Landau-Fit an die Daten im Bereich des Maximums des rekonstruierten PHOS4-Pulses von Trigger-Tower 0x00100501, basierend auf dem PHOS4-Scan 151322. Ein wichtiger Punkt in der Betrachtung der Fitergebnisse ist die Tatsache, dass die angegebene Fitamplitude dem Parameter A in Gleichung (4.1) entspricht und nicht der Höhe des Histogramms in Einheiten der y -Achse.

TBBs für Kalibrationspulse durchgeführt. Später aufgenommene PHOS4-Scans zeigen die Signalverformungen nicht mehr oder nur in stark reduzierter Form, wie in Abbildung 4.5 (links) zu sehen. Hier ist für den PHOS4-Scan 141365, der am 01.12.2009 aufgenommen wurde, der Bereich um das Signalmaximum für denselben Trigger-Tower gezeigt, wie in Abbildung 4.4. Die Updates in der Synchronisation der TBBs haben somit das Problem der Verformungen im Maximumsbereich der PHOS4-Pulse dauerhaft beseitigt.

Fit des Signalmaximums

Zur Quantifizierung der Verformungen an der Spitze der rekonstruierten und Pedestal-korrigierten PHOS4-Pulse wurde ein Funktionsfit im Bereich um das Maximum eingeführt. Der zweite, vielleicht noch wichtigere Nutzen dieses Fits ist die Möglichkeit einer präzisen Identifikation der Lage des Pulsmaximums und die Bestimmung der Pulsamplitude. Beide Größen wurden als Referenzen für die Entwicklung der Fitmethode zur Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers verwendet, die in Kapitel 5 beschrieben wird. Hierfür stellt eine Referenz, die von leichten Verformungen im Maximumsbereich der Pulse unabhängig ist, einen wesentlichen Bestandteil dar. Da die Pulse, wie in Abbildung 4.5 (links) zu sehen, im Bereich um das Maximum recht flach werden und die Einzelwerte dem Rauschen unterliegen, bietet sich ein Funktionsfit für die Bestimmung des Maximums an.

Benutzt wurde ein Fit mit einer Funktion bestehend aus einer Gauß-Kurve und einer Landau-Verteilung, die im Maximum stetig differenzierbar miteinander verbunden werden. Ein Beispiel für einen solchen Gauß-Landau-Fit ist in Abbildung 4.5 (rechts) für den Trigger-Tower 0x00100501 zu sehen. Die Daten basieren auf dem PHOS4-Scan 151322, der am 18.03.2010 aufgezeichnet wurde. Die Gauß-Funktion beschreibt den ansteigenden Teil des Pulses, während die Landau-Funktion für die abfallende Flanke des Signals verwendet wird. Dass diese zusammengesetzte Funktion die Kalibrationspulse des Tile-Kalorimeters gut wiedergibt, wurde bereits in früheren Arbeiten [6][24] festgestellt. Ob und in wiefern diese Funktion die Signale der anderen Kalorimeterbereiche ebenso gut beschreibt, wurde im Rahmen dieser Arbeit syste-

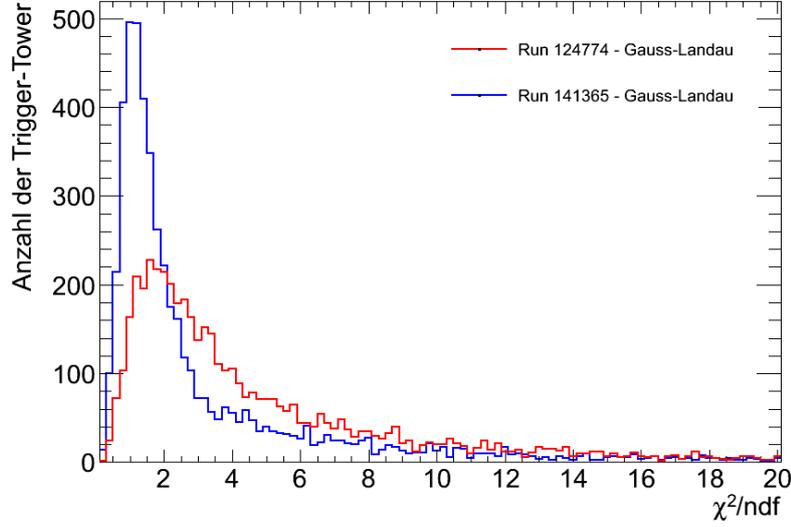


Abbildung 4.6: Verteilung der χ^2/ndf -Werte für Gauß-Landau-Fits im Bereich des Maximums der rekonstruierten und Pedestal-korrigierten Kalibrationspulse gegen deren Häufigkeit. Die Verteilung der χ^2/ndf -Werte ist für den neueren PHOS4-Scan 141365 deutlich erkennbar zu kleineren Werten von χ^2/ndf im Vergleich zu dem PHOS4-Scan 124774 verschoben. Dies beweist, dass die Verformungen im Maximumsbereich der Pulse kleiner geworden sind.

matisch getestet und verbessert. Definiert wird die Gauß-Landau-Funktion durch die folgenden Formeln (4.1) und (4.2).

$$f(x \leq x_{max}) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x - x_{max})^2}{2 \cdot \sigma_{Gauss}^2} - \frac{1}{2}\right) + C \quad (4.1)$$

$$f(x > x_{max}) = A \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - x_{max}}{\sigma_{Landau}} + e^{-\frac{x - x_{max}}{\sigma_{Landau}}}\right)\right) + C \quad (4.2)$$

Die Parameter dieser Funktion sind die Amplitude A , die Position des Maximums x_{max} , die beiden Breiten der ansteigenden und abfallenden Signalseiten σ_{Gauss} und σ_{Landau} und die Konstante C . Letztere entspricht dem Pedestal des Signals und wird daher fest auf einen Wert, meistens 32 ADC-Werte gesetzt. Der Term $-\frac{1}{2}$ im Exponenten der Gauß-Funktion ist nötig, um sicherzustellen, dass beide Funktionen im Maximum, d.h. für $x = x_{max}$, dieselbe Amplitude aufweisen.

Zur Quantifizierung der Verformungen an der Spitze der Kalibrationspulse wurde der Gauß-Landau-Fit in einem Bereich von 27 Werten³ um den höchsten Histogrammeintrag vorgenommen. Als Merkmal für die Verformungen wurde das χ^2/ndf der Fits⁴ betrachtet. Ab einem $\chi^2/\text{ndf} > 45$ wurde der Fit als fehlgeschlagen eingestuft. Abbildung 4.6 zeigt die Auftragung von χ^2/ndf gegen die Anzahl der Trigger-Tower mit diesem χ^2/ndf für die beiden PHOS4-Scans 124774 und 141365. In beiden Fällen handelt es sich um Kalibrations-Runs des LAr-Kalorimeters. Deutlich erkennbar ist die stärkere Konzentration der χ^2/ndf -Werte bei

³±13 Werte um den höchsten Histogrammeintrag. Dies entspricht in etwa den obersten 10% der Signalhöhe.

⁴ndf steht für die Anzahl der Freiheitsgrade des Fits (engl. *number of degrees of freedom*) und betrug aufgrund der festgesetzten Anzahl der Werte im Fitbereich und den 4 freien Parametern des Fits immer 23.

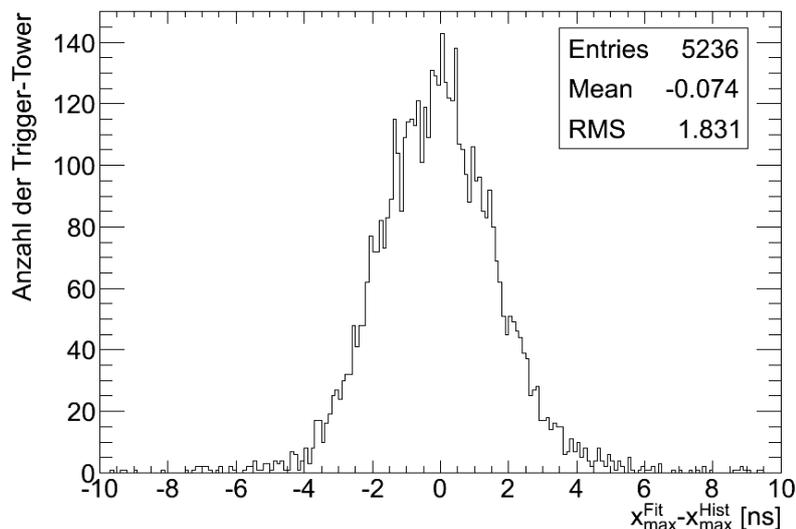


Abbildung 4.7: Differenz zwischen der Maximumposition, wie sie aus dem Gauß-Landau-Fit an die rekonstruierten und Pedestal-korrigierten PHOS4-Pulse bestimmt wird, und der Mitte des höchsten Histogrammeintrages für die nicht-Pedestal-korrigierten PHOS4-Pulse, aufgetragen gegen die Häufigkeit ihres Auftretens. Die Auftragung basiert auf den Daten des PHOS4-Scans 141365.

kleineren χ^2/ndf für Run 141365 im Vergleich zu 124774. Dies ist ein klarer Beweis, dass die Stärke der Verformungen an den Signalspitzen in Folge der Updates der TBB-Synchronisation zurückgegangen ist.

Zur Gewährleistung der Unempfindlichkeit der Synchronisationseinstellungen für Kalibrations-Runs auf kleine Irregularitäten im Spitzenbereich der PHOS4-Signale wurde die beschriebene Fitprozedur im Frühjahr 2010 als *TrigT1Phos4ShapeMaker*-Algorithmus in die ATLAS-Analysesoftware *Athena* implementiert [28]. Im Sommer 2010 wurde sie zum ersten Mal für ein Update der Kalibrationssynchronisierung benutzt. Abbildung 4.7 zeigt den Unterschied zwischen der bis dahin gültigen Methode zur Bestimmung der Position des Maximums als Lage des höchsten Histogrammeintrags im nicht Pedestal-korrigierten Histogramm und der Maximumposition, die der Fit ergibt. Die Verteilung, die auf den Daten des PHOS4-Scans 141365 basiert, ist nahezu gaußförmig um Null herum zentriert mit einer Breite von ungefähr 2 ns. Die Zentrierung um Null herum demonstriert, dass in den meisten Fällen die Lage des Histogramm-Maximums und die Position des Fitmaximums übereinstimmen, d.h. der Fit führt keine systematische Verschiebung der Maximumposition ein. Die Breite der Verteilung von 2 ns ($\hat{=}$ 2 PHOS4-Schritte) zeigt die Schwankungen der gefundenen Maximumposition der einfachen Methode zur Bestimmung der Maximumposition aus dem unkorrigierten PHOS4-Histogramm. Grund für diese Schwankungen ist die Tatsache, dass rekonstruierte PHOS4-Pulse im Bereich um das tatsächliche Maximum sehr flach werden. Daher können kleine Fluktuationen der Werte in diesem Bereich leicht zu einer Verschiebung des höchsten Histogrammeintrages um 1-2 ns führen. Solche Fluktuationen können aufgrund statistischer Schwankungen oder aufgrund der PHOS4-Stufen-abhängigen Pedestal-Verschiebung auftreten. Der Fit mit einer Gauß-Landau-Funktion kann diese Variationen ausgleichen. Die Breite der Verteilung gibt somit ein Maß für die Häufigkeit und Größe solcher Fluktuationen.

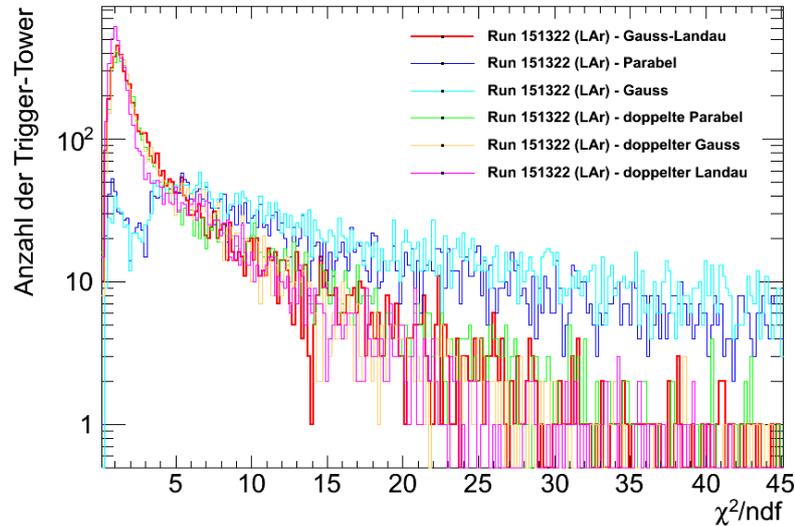


Abbildung 4.8: χ^2/ndf -Verteilungen für das LAr-Kalorimeter für verschiedene Funktionen, die in einem Bereich von 27 Punkten um den maximalen Histogrammeintrag an die rekonstruierten und Pedestal-korrigierten PHOS4-Pulse angepasst wurden. Die aufgrund ihrer χ^2/ndf -Verteilung und ihrer Stabilität beste Funktion - die Gauß-Landau-Funktion - ist dick in rot eingetragen.

Da die Eignung der Gauß-Landau-Funktion nur für Kalibrationspulse des Tile-Kalorimeters in früheren Untersuchungen [6][24] belegt worden ist, wurden verschiedene Fitfunktionen für den betrachteten Fitbereich um das Pulsmaximum herum insbesondere für das LAr-Kalorimeter getestet. Abbildung 4.8 zeigt die χ^2/ndf -Verteilungen für eine Reihe von Fitfunktionen, basierend auf den Daten des PHOS4-Scans 151322. Bei diesem Kalibrations-Run wurde das LAr-Kalorimeter gepulst. Die verwendeten Fitfunktionen sind der oben definierte Gauß-Landau (rot), eine einfache Parabel, ein einfacher Gauß und eine doppelte Parabel, d.h. beide Seiten werden mit unterschiedlichen Breiten gefittet und wie im Fall der Gauß-Landau-Funktion im Maximum verbunden. Des Weiteren wurden noch eine doppelte Gauß- und eine doppelte Landau-Funktion getestet. Eine Liste der Funktionsvorschriften für die gefitteten Funktionen findet sich in Anhang A. Alle Funktionen sind farbig codiert in Abbildung 4.8 eingetragen. Die entsprechende Abbildung für das Tile-Kalorimeter findet sich ebenfalls in Anhang A. Deutlich sichtbar ist in Abbildung 4.8, dass alle Funktionen, die für beide Seiten des Pulses unterschiedliche Breiten anpassen, d.h. asymmetrisch sind, die besseren Ergebnisse liefern. Es ist also bereits in dem kleinen Bereich um das Maximum herum wichtig, die Asymmetrie des Signals zu berücksichtigen. Alle asymmetrischen Funktionen: der Gauß-Landau, die doppelte Parabel, der doppelte Gauß und der doppelte Landau unterscheiden sich in ihren χ^2/ndf -Verteilungen nicht wesentlich. Wird zusätzlich die Stabilität der verschiedenen Fits betrachtet, liegt es nahe, die Gauß-Landau-Funktion für die Fits im Maximumsbereich der Pulse für das gesamte Kalorimeter auszuwählen. Aufschluss über die Stabilität der einzelnen Fits liefert Tabelle 4.1. Diese Darlegungen rechtfertigen die nun gängige Praxis zur Bestimmung der Synchronisationseinstellungen des Level-1-Kalorimeter-Triggers für Kalibrations-Runs mit Hilfe eines Gauß-Landau-Fits im Maximumsbereich von PHOS4-Pulsen.

Fitfunktion	Erfolgsquote in LAr	Erfolgsquote in Tile
	PHOS4-Run 151322	PHOS4-Run 144697
Gauß-Landau	99,15 %	99,81 %
Parabel	84,94 %	92,25 %
Gauß	90,51 %	99,16 %
Doppelte Parabel	97,26 %	98,40 %
Doppelter Gauß	97,73 %	99,67 %
Doppelter Landau	98,92 %	98,75 %

Tabelle 4.1: Stabilität der verschiedenen Fitfunktionen. Diese zeigt sich in ihrer Erfolgsquote, d.h. wieviele der vorgenommenen Fits mit der entsprechenden Funktion erfolgreich waren. Als Kriterium für den Erfolg oder Fehlschlag der Fits wurde der beschriebene χ^2/ndf -Schnitt benutzt.

Methodenentwicklung zur Kalibrati- on

Zur Synchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers mit Kollisionsdaten wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit eine Methode weiterentwickelt, systematisch mit Hilfe von Kalibrationsdaten studiert und zur Anwendungsreife gebracht. Die Schritte bei der Methodenentwicklung und ihre Tests sollen in diesem Kapitel vorgestellt werden, bevor in Kapitel 6 ihre Anwendung mit Physikdaten erläutert wird.

5.1 Motivation der Fit-Methode

Eine zeitliche Synchronisation der Trigger-Tower-Signale des Level-1-Kalorimeter-Triggers ist, wie in Kapitel 4 erläutert, von entscheidender Wichtigkeit für die korrekte Funktion des Triggersystems des ATLAS-Detektors. Sind die Signale nicht präzise innerhalb einer Toleranz von ± 10 ns synchronisiert, werden die Entscheidungen der Logik zur Identifikation der korrekten Strahlkreuzung instabil [25]. Zudem wird die Energie der Signale bei der Kalibration systematisch unterschätzt, was - wie eine frühere Arbeit [6] gezeigt hat - zu einem Fehler in der Energiekalibration von bis zu 10 % führen kann. Bei der Synchronisation mit einer Genauigkeit von ± 5 ns wird dieser jedoch auf 2 % begrenzt. Je ein Beispiel für einen zu einem schlechten Zeitpunkt und zu einem guten Zeitpunkt digitalisierten Puls ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Es ist einleuchtend, dass einerseits die Logik zur Strahlkreuzungsidentifikation bei zwei nahezu gleich hohen digitalen Werten im Maximalbereich keine sichere Entscheidung in der Zuordnung der Strahlkreuzung fällen kann. Ebenso offensichtlich ist andererseits, dass die Energie, die sich aus der Höhe des Pulses ergibt, bei Digitalisierung zu einem schlechten Zeitpunkt unterschätzt wird.

Ebenfalls in Kapitel 4 angesprochen wurde die Unmöglichkeit, die mit Hilfe der Kalibrationsysteme erhaltenen Einstellungen zur Synchronisation auf Kollisionsdaten zu übertragen. Grund dafür sind zum einen die Teilchenflugzeiten vom Wechselwirkungsvertex zum Kalorimeter und zum anderen die Tatsache, dass die Signale der Pulsersysteme der Kalorimeter mit einer unbekannt Phase gegen den Strahlkreuzungstakt des LHC bei Kollisionen verschoben sind. Des Weiteren kann die zur Synchronisation verwendete Methode im Fall von Kalibrationspulsen - der PHOS4-Scan - nicht für Kollisionsdaten verwendet werden. Ein PHOS4-Scan setzt nämlich immer mehrere Pulse mit gleicher Energie voraus, sowohl bei derselben PHOS4-Einstellung als auch beim Vergleich der verschiedenen PHOS4-Einstellungen untereinander. Nur dann kann der analoge Puls und sein Pulsmaximum, wie in Kapitel 4.3 erläutert, rekonstruiert werden. Bei Kollisionen ist es jedoch sehr unwahrscheinlich, dass aufeinanderfolgende

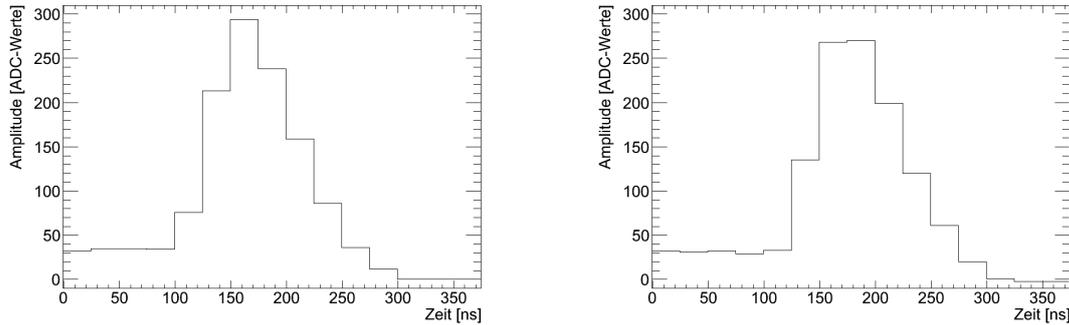


Abbildung 5.1: Beispiel für einen Kalibrationspuls von Trigger-Tower 0x001a0c03 aus dem elektromagnetischen Barrel bei $\eta = 0,95$ und $\phi = 4,47$, der an zwei unterschiedlichen Digitalisierungspunkten digitalisiert wurde. (Links:) Der Kalibrationspuls wurde zu einem guten Zeitpunkt digitalisiert. Dieser Puls wurde bei PHOS4-Schritt 22 aufgenommen. (Rechts:) Der Kalibrationspuls wurde zu einem schlechten Zeitpunkt digitalisiert, da kein klar definiertes Maximum zu sehen ist. Der Puls wurde bei PHOS4-Schritt 9 aufgenommen. Beide Pulse sind dem PHOS4-Scan 141365 entnommen.

Pulse im Kalorimeter dieselbe Energie haben. Prinzipiell wäre zwar eine Selektion der Physikpulse mit dem Kriterium einer gleichen Energiedeposition im Kalorimeter möglich. Dies erfordert jedoch eine enorme Statistik an Kollisionsereignissen, die gerade zu Beginn des LHC-Betriebs nicht vorausgesetzt werden kann.

Aus diesen Gründen ist es wesentlich, eine Methode zu entwickeln, mit deren Hilfe die notwendigen Einstellungen zur Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers für Kollisionsdaten direkt aus Kollisionsdaten abgeleitet werden können. Das Grundkonzept dieser Methode existierte bereits zu Beginn dieser Diplomarbeit (siehe [6][26][24]) und besteht aus einem Fit mit einer empirisch ermittelten Funktion an die digitalisierten Daten eines Kollisionsereignisses. Dieser Fit soll die Form des analogen Pulses simulieren und eine Bestimmung der tatsächlichen Maximumsposition des Signals erlauben, unabhängig vom momentanen Digitalisierungspunkt. Für die Pulse aus Abbildung 5.1 ist je ein Fit mit einer modifizierten Gauß-Landau-Funktion (siehe Kapitel 5.2) in Abbildung 5.2 gezeigt. Wie den angegebenen Resultaten für die Maximumsposition der Fits zu entnehmen, unterscheiden diese sich lediglich um 13 ns, was exakt dem Betrag aus der Differenz der beiden PHOS4-Stufen entspricht und daher nur ein Artefakt der Art der Auftragung ist. Dies zeigt, dass die Fits prinzipiell in der Lage sind, die Maximumsposition unabhängig vom momentanen Digitalisierungspunkt zu bestimmen. Ist die tatsächliche Maximumsposition bei Kollisionsdaten für jeden Trigger-Tower erst einmal bekannt, kann die Korrektur berechnet werden, die notwendig ist, um den Digitalisierungspunkt genau in das analoge Pulsmaximum zu verschieben. Für die Genauigkeit dieser Methode ist es wichtig, dass die verwendete Funktion möglichst gut die eigentliche Pulsform beschreibt. Ausgehend von dem bekannten Grundkonzept wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit die optimalen Fitfunktionen und -prozeduren abhängig von den verschiedenen Kalorimeterbereichen entwickelt und getestet. Dazu gehören nicht nur die analytischen Funktionsvorschriften, sondern auch die Limitierung der Fitparameter, die Optimierung des Fitbereichs, die Gewährleistung der Verwendung von ausschließlich guten Fits und Untersuchungen zur Stabilität der Fits. In Kapitel 6 kommt dazu noch die Selektion von physikalischen Kollisionssignalen, die Berechnung der Korrekturen, die Behandlung von Spezialfällen und die Überprüfung der Konsistenz der errechneten Synchronisationseinstellungen.

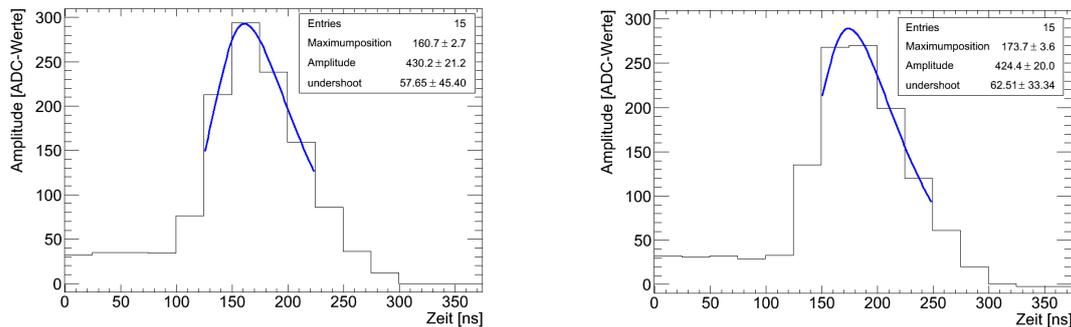


Abbildung 5.2: (Links:) Beispiel für einen modifizierten Gauß-Landau-Fit (siehe Kapitel 5.2) an denselben Kalibrationspuls wie in Abbildung 5.1 (links). Dieser korrekt digitalisierte Puls wurde bei PHOS4-Schritt 22 aufgenommen. (Rechts:) Beispiel für einen modifizierten Gauß-Landau-Fit an denselben Kalibrationspuls wie in Abbildung 5.1 (rechts). Dieser schlecht digitalisierte Puls wurde bei PHOS4-Schritt 9 aufgenommen. Die von beiden Fits bestimmten Positionen des Maximums stimmen unter Berücksichtigung der Verschiebung aufgrund des Unterschieds in den PHOS4-Schritten von 13 ns exakt überein.

Obwohl die Kalibrationsdaten aus Pulser-Runs und PHOS4-Scans nicht zur Ermittlung der tatsächlichen Einstellungen der zeitlichen Präzisionssynchronisation verwendet werden können, bieten sie doch eine ideale Testumgebung zur Methodenentwicklung für die zeitliche Kalibration. Mit den rekonstruierten PHOS4-Pulsen eines PHOS4-Scans ist eine Referenz für die Lage des Pulsmaximums vorhanden, gegen die die Fitmethoden abgeglichen werden können. Die einzelnen Pulserereignisse, die im Rahmen des PHOS4-Scans gespeichert wurden, dienen dann zur Simulation von digitalisierten Kollisionspulsen, auf die die verschiedenen Fitfunktionen und -prozeduren angewendet werden (vergleiche Abbildung 5.2). Ein weiterer Vorteil der Verwendung dieser Daten zur Methodenentwicklung ist die Tatsache, dass innerhalb eines PHOS4-Scans alle möglichen 25 Feineinstellungen der Synchronisation einmal realisiert werden. Hier zeigt sich demnach, wie gut die Fitprozeduren mit der Situation eines schlechten Digitalisierungspunktes umgehen können, von der zumindest zu Beginn der Synchronisation des Triggers auszugehen ist.

In diesem Kapitel sollen die vorgenommenen Schritte zur Entwicklung und Optimierung der Fit-Methode an Kalibrationsdaten vorgestellt werden.

5.2 Entwicklung des Verfahrens zur Präzisionssynchronisation an Kalibrationspulsen

An die Pulserereignisse (vergleiche Abbildung 5.1), die im Zuge eines PHOS4-Scans gespeichert werden, wurden verschiedene Fitfunktionen angepasst (vergleiche Abbildungen 5.2 bis 5.5). Die Qualität der Fits wurde aufgrund der Unterschiede in der Pulsform der Signale für die einzelnen Kalorimeterbereiche getrennt untersucht. Neben der in Kapitel 4 verwendeten Gauß-Landau-Funktion (GL) wurden hauptsächlich eine modifizierte Gauß-Landau-Funktion (GLu), wie sie in den Gleichungen (5.1) und (5.2) definiert ist, und eine modifizierte Landau-Landau-Funktion (LLu), die durch die Gleichungen (5.3) und (5.4) gegeben ist, angewandt. Im Unterschied zu

der einfachen Gauß-Landau-Funktion, die in früheren Arbeiten [6][24] für das Tile-Kalorimeter als geeignet gefunden wurde, berücksichtigen die neuen Funktionen den Unterschwinger, der insbesondere im LAr-Kalorimeter ein dominantes Merkmal der Pulse darstellt. Die erweiterte Gauß-Landau-Funktion ist definiert durch

$$f(x \leq x_{max}) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x - x_{max})^2}{2 \cdot \sigma_{Gauss}^2} - \frac{1}{2}\right) + C \quad (5.1)$$

$$f(x > x_{max}) = \left(A + e^{+1/2} \cdot D\right) \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - x_{max}}{\sigma_{Landau}} + e^{-\frac{x-x_{max}}{\sigma_{Landau}}}\right)\right) - D + C \quad (5.2)$$

Alle Parameter entsprechen denen der Gauß-Landau-Funktion (siehe Gleichungen (4.1) und (4.2)), lediglich der neue Parameter D berücksichtigt den Unterschwinger, indem er im Bereich der abfallenden Signalfanke einen Abfall der Funktion unter das Pedestal (C) erlaubt. Damit ist der im Vergleich zur einfachen Gauß-Landau-Funktion vergrößerte Anwendungsbereich nur noch insofern eingeschränkt, dass die negativen Signalanteile im Unterschwinger, bei der Digitalisierung auf Null gesetzt, ausgeschlossen werden müssen. Die Landau-Landau-Funktion besteht aus zwei unabhängigen Landau-Funktionen, die ebenfalls im Maximum verbunden werden und von denen nur die Funktion für die abfallende Signalfanke den Unterschwinger berücksichtigt, d.h.

$$f(x \leq x_{max}) = A \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - x_{max}}{\sigma_{Landau}} + e^{-\frac{x-x_{max}}{\sigma_{Landau}}}\right)\right) + C \quad (5.3)$$

$$f(x > x_{max}) = \left(A + e^{+1/2} \cdot D\right) \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - x_{max}}{\sigma_{Landau}} + e^{-\frac{x-x_{max}}{\sigma_{Landau}}}\right)\right) - D + C \quad (5.4)$$

Neben diesen unterschiedlichen analytischen Funktionen wurden vor allem die Fitprozeduren variiert. Das heißt, der Fitbereich, die Anzahl der freien¹ Fitparameter, die Werte, auf die die anderen Parameter gesetzt wurden, und die Startwerte der Fits wurden verändert, bis eine optimale Version für eine bestimmte Kombination dieser Variablen gefunden wurde. Beispiele für verschiedene angewandte Funktionen zeigen Abbildungen 5.3 bis 5.5. Für eine realistische Einschätzung der Fehler des Signals wurden Schwankungen des Pedestals betrachtet, die eine Abschätzung von $\pm 1,5$ ADC-Werte pro digitalisiertem Wert als Fehler aufgrund von Rauschen nahegelegt haben. Die erste Abbildung zeigt den Fit mit einer GLu-Funktion in einem Bereich von ungefähr 175 ns um das Pulsmaximum. Bei diesem Fit wurden alle 5 Parameter der Funktion frei variiert. Abbildung 5.4 zeigt einen Fit mit derselben Fitfunktion (GLu) allerdings in einem Bereich von nur 100 ns um das Fitmaximum, bzw. im Bereich von einem Bin vor dem maximalen Histogrammbin bis zwei danach (GLusm-Fit). Da innerhalb dieses Bereichs nur 4 Werte liegen, die für den Fit benutzt werden können, musste die Anzahl der freien Fitparameter reduziert werden. Zu diesem Zweck wurden im ersten Schritt (GLusm-Fit - vergleiche Abbildung 5.2) die Breiten der Verteilung σ_{Gauss} und σ_{Landau} auf Werte festgesetzt, die aus Fits mit derselben Funktion im selben Fitbereich an rekonstruierte PHOS4-Pulse für diesen Trigger-Tower gewonnen wurden. In einem zweiten Schritt wurde die Parameterzahl durch Festlegung des Verhältnisses zwischen der Größe des Unterschingers und der Amplitude, d.h. zwischen den Parametern A und D , auf einen vom Kalorimeterbereich abhängigen Wert weiter reduziert (GLusmF-Fit) (siehe Abbildung 5.4). Diese Methode ist motiviert durch die physikalische Entstehung der LAr-Pulse und basiert auf der Annahme,

¹Freier Parameter bedeutet freie Variation der Parameterwerte innerhalb angemessener Grenzen.

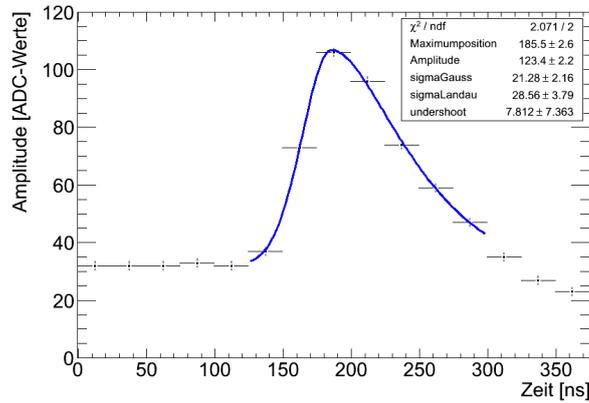


Abbildung 5.3: Fit eines Pulserereignisses des Trigger-Towers 0x02130002 im EMEC (Run 151322) mit einer GLu-Funktion in einem Bereich von 175 ns. Alle 5 Parameter der Funktion wurden frei variiert.

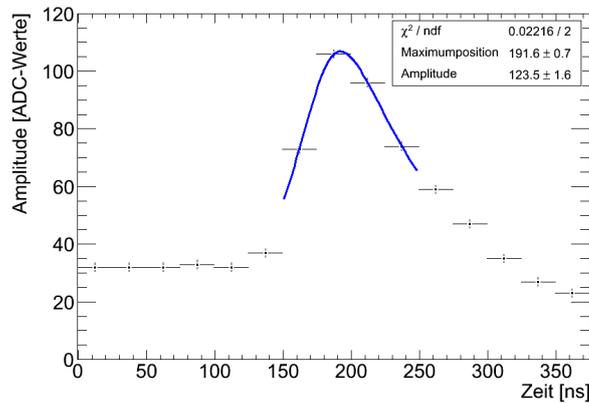


Abbildung 5.4: Fit desselben Pulserereignisses wie in Abbildung 5.3 mit einer GLuMF-Funktion in einem Bereich von nur 100 ns. Aufgrund des eingeschränkten Fitbereiches wurde die Anzahl der freien Parameter auf die Maximumposition und die Amplitude begrenzt. Dies wurde erreicht durch Festsetzung der Breiten σ_{Gauss} und σ_{Landau} und durch Fixierung des Verhältnisses von Unterschwinger zu Amplitude.

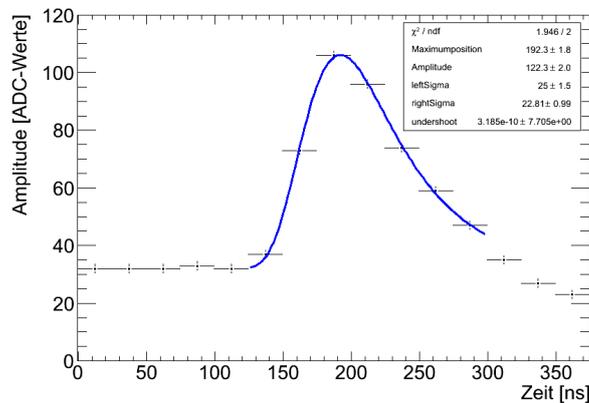


Abbildung 5.5: Fit desselben Pulserereignisses wie in Abbildungen 5.3 und 5.4 mit einer LLu-Funktion in einem Bereich von 175 ns. Wie im Fall des GLu-Fits wurden alle 5 Parameter frei variiert.

dass die Pulse abhängig vom Kalorimeterbereich eine typische Form haben, die von der Art ihrer Erzeugung, Auslese und elektronischen Weiterverarbeitung abhängt. Insbesondere typisch für die Pulsform ist die Tiefe des Unterschingers im Vergleich zur Amplitude, da infolge der elektronischen Formung die Fläche unter dem Puls gleich groß sein muss wie die Fläche oberhalb des Unterschingers. Dieselben Fitprozeduren wie für GLu-basierte Fits wurden auch LLu-basiert getestet. Abbildung 5.5 zeigt beispielweise einen LLu-Fit mit 5 freien Parametern in einem ähnlichen Fitbereich wie Abbildung 5.3. Eine Liste der verwendeten Fitfunktionen und ihrer Eigenschaften findet sich in Tabelle 5.1.

Zur Bestimmung der Qualität der einzelnen Fitfunktionen in der Beschreibung des analogen Pulses bzw. des rekonstruierten PHOS4-Pulses wurden Korrelationen aufgetragen.

Die Vorgehensweise hierzu soll im Folgenden erklärt werden. Wie in Abbildung 5.6 dargestellt, wurden aus den rekonstruierten PHOS4-Pulsen pro Trigger-Tower zwei Größen abgelesen. Erstens, wurde mit Hilfe eines Gauß-Landau-Fits im Maximumsbereich des Pulses, wie in Kapitel 4 erläutert, die Maximumsposition bestimmt, die als Referenz für alle weiteren Untersuchungen gilt. Von dieser Maximumsposition x_{\max}^{ref} wird angenommen, dass sie dem wahren Maximum des analogen Pulsesignals entspricht. Die zweite abgeleitete Größe ist die PHOS4-Stufe, innerhalb derer x_{\max}^{ref} liegt. Diese kann durch $(x_{\max}^{\text{ref}} [\text{ns}] \bmod 25)$ berechnet werden. Diese PHOS4-Stufe beinhaltet den idealen Digitalisierungspunkt und wird daher im Folgenden mit s_{id} bezeichnet. Von dieser Vergleichsbasis ausgehend werden die einzelnen Pulserereignisse betrachtet, die mit unterschiedlichen Einstellungen der PHOS4-Stufen aufgenommen wurden. Wie in Abbildung 5.7 beispielhaft gezeigt, wurde mit Hilfe der unterschiedlichen, oben beschriebenen Fits die Maximumsposition x_{\max}^{fit} bestimmt. Aus der PHOS4-Stufe s_{p} , bei der der betrachtete Puls digitalisiert und gespeichert wurde, und s_{id} wird das Ausmaß der falschen Synchronisation bestimmt, das als *mistiming* s_{mis} bezeichnet wird.

$$s_{\text{mis}} = s_{\text{p}} - s_{\text{id}} \quad (5.5)$$

Die Maximumsposition x_{\max}^{fit} hingegen wird unter Berücksichtigung der momentanen PHOS4-Stufe und einer zusätzlichen Verschiebung aufgrund der Wahl des Histogrammbinnings mit der Maximumsposition x_{\max}^{ref} aus dem Referenzfit verglichen.

$$\Delta x_{\max} = x_{\max}^{\text{fit}} - x_{\max}^{\text{ref}} [+s_{\text{p}} - 12 \text{ ns}] \quad (5.6)$$

Aus der Auftragung von Δx_{\max} oder der relativen Amplitudendifferenz $\frac{\Delta A}{A^{\text{ref}}} = \frac{A^{\text{fit}} - A^{\text{ref}}}{A^{\text{ref}}}$ gegen s_{mis} kann die Qualität der einzelnen Fitprozeduren abgeleitet werden. Für je eine gute und eine schlechte Fitprozedur ist diese Auftragung in Abbildung 5.8 zu sehen. Zur Unterscheidung zwischen einer guten und einer schlechten Fitprozedur dienen drei Kriterien. Erstens sollten Δx_{\max} bzw. $\frac{\Delta A}{A^{\text{ref}}}$ ungefähr Null sein. Je näher diese beiden Werte an Null sind, desto besser findet der Fit die tatsächliche Maximumsposition bzw. die richtige Amplitude des Signals. Zweitens, die Breite der Verteilung dieser beiden Größen sollte möglichst klein sein. Dies bedeutet, dass die Streuung in der Bestimmung von Maximumsposition bzw. Amplitude gering ist, d.h. die Methode ist stabil und zuverlässig. Um, drittens, eine möglichst große Unabhängigkeit vom momentanen Digitalisierungspunkt in der Bestimmung von Maximumsposition bzw. Amplitude zu haben, sollte die Verteilung in den Abbildungen 5.8 und 5.9 möglichst keine Struktur aufweisen. Das bedeutet, ideal ist eine gerade bzw. konstante, schmale Linie bei $\Delta x_{\max} = 0$ bzw. $\frac{\Delta A}{A^{\text{ref}}} = 0$.

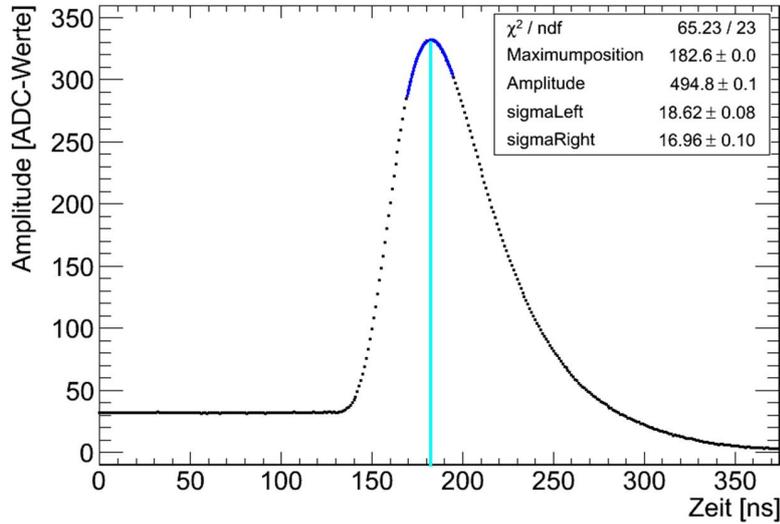


Abbildung 5.6: Gauss-Landau-Fit an den rekonstruierten PHOS4-Puls von Trigger-Tower 0x041a0403, der sich in der hadronischen Endkappe (HEC) bei $\eta = 2,15$ und $\phi = 3,68$ befindet. Der Puls ist dem PHOS4-Scan 151322 entnommen, der Fit wurde, wie in Kapitel 4 beschrieben, durchgeführt. Die hellblaue Linie markiert die Maximumposition x_{\max}^{ref} , die mit Hilfe des Fits bestimmt wurde. Aus dieser wird der ideale Digitalisierungspunkt s_{id} abgeleitet.

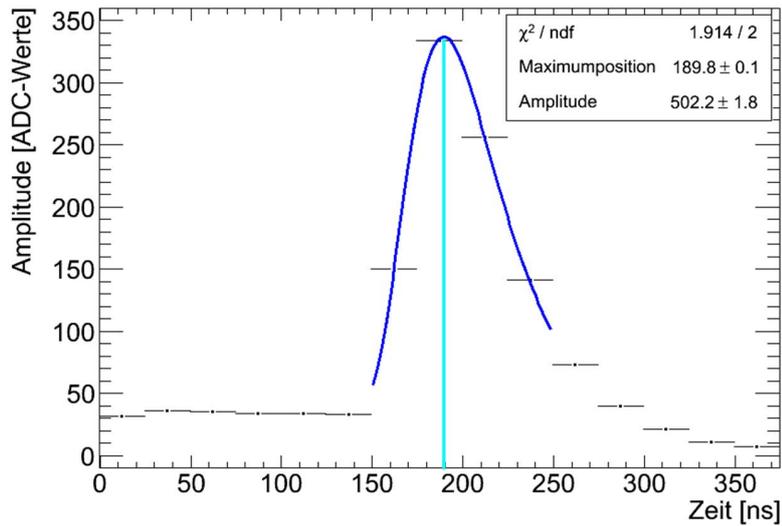


Abbildung 5.7: LLSumF-Fit an ein Pulsereignis desselben Trigger-Towers und desselben Kalibrations-Runs wie in Abbildung 5.6. Die hellblaue Linie markiert auch hier die Maximumposition x_{\max}^{fit} , die mit Hilfe des Fits gewonnen wurde. Anhand der Gleichungen (5.5) und (5.6) werden daraus s_{mis} und Δx_{\max} errechnet.

Fitprozedur	GL	GLu	GLuF	GLusm	GLusmF
Anzahl der Parameter	4	5	5	5	5
Anzahl der freien Parameter	4	5	3	3	2
Fitbereich	$[-2,+2]^2$	$[-2,+4]$	$[-2,+4]$	$[-1,+2]^3$	$[-1,+2]$
Startwert x_{\max}	untere Bereichsgrenze+5 ns				
Fitgrenzen x_{\max}	Fitbereichsgrenzen				
Startwert A	80	80	80	80	80
Fitgrenzen A	$[21,1700]^4$	$[21,1700]$	$[21,1700]$	$[21,1700]$	$[21,1700]$
Startwert σ_{Gauss}	13 ns	13 ns	fixiert ⁵	fixiert	fixiert
Fitgrenzen σ_{Gauss}	$[10 \text{ ns}, 35 \text{ ns}]$	$[10 \text{ ns}, 35 \text{ ns}]$	-	-	-
Startwert σ_{Landau}	13 ns	13 ns	fixiert	fixiert	fixiert
Fitgrenzen σ_{Landau}	$[10 \text{ ns}, 45 \text{ ns}]$	$[10 \text{ ns}, 45 \text{ ns}]$	-	-	-
Startwert D	-	1	1	1	D/A fixiert
Fitgrenzen D	-	$[0,350]$	$[0,350]$	$[0,350]$	-
Fitprozedur	LLu	LLuF	LLusm	LLusmF	
Anzahl der Parameter	5	5	5	5	
Anzahl der freien Parameter	5	3	3	2	
Fitbereich	$[-2,+4]$	$[-2,+4]$	$[-1,+2]$	$[-1,+2]$	
Startwert x_{\max}	untere Bereichsgrenze+5 ns				
Fitgrenzen x_{\max}	Fitbereichsgrenzen				
Startwert A	80	80	80	80	
Fitgrenzen A	$[21,1700]$	$[21,1700]$	$[21,1700]$	$[21,1700]$	
Startwert $\sigma_{Landau1}$	13 ns	fixiert	fixiert	fixiert	
Fitgrenzen $\sigma_{Landau1}$	$[10 \text{ ns}, 50 \text{ ns}]$	-	-	-	
Startwert $\sigma_{Landau2}$	13 ns	fixiert	fixiert	fixiert	
Fitgrenzen $\sigma_{Landau2}$	$[10 \text{ ns}, 50 \text{ ns}]$	-	-	-	
Startwert D	1	1	1	D/A fixiert	
Fitgrenzen D	$[0,300]$	$[0,300]$	$[0,300]$	-	

- Fortsetzung siehe nächste Seite -

²Die Notation $[-a,+b]$ steht für einen Fitbereich beginnend bei a Bins vor dem maximalen Histogrammbin bis b Bins danach.

³Der Fitbereich für das FCal beträgt für GLusm, GLusmF, LLusm und LLusmF nur $[-1,+1]$.

⁴Umgerechnet in die Pulshöhe in Einheiten von ADC-Werten entsprechen diese Grenzen ungefähr dem geforderten Bereich für die minimale (60 ADC-Werte) und die maximale Pulshöhe (1022 ADC-Werte).

⁵Die σ -Breiten werden auf Werte fixiert, die aus Fits an rekonstruierte PHOS4-Pulse mit derselben Fitfunktion in einem ähnlichen Fitbereich für jeden Trigger-Tower individuell gewonnen wurden.

Fitprozedur	Parabel ⁶
Anzahl der Parameter	3
Anzahl der freien Parameter	0
Fitbereich	[-1,+1]
Startwert x_{\max}	Mitte des höchsten Signalbins
Fitgrenzen x_{\max}	Fitbereich
Startwert y_{\max}^{hist}	Wert des höchsten Signalbins
Fitgrenzen y_{\max}^{hist}	[45 ADC-Werte,1024 ADC-Werte]
Startwert b	0,0001
Fitgrenzen b	[0,10]

Tabelle 5.1: Parametersätze und Startwerte für die verschiedenen getesteten Fitfunktionen.

⁶Die verwendete Funktionsvorschrift lautet: $f(x) = -b \cdot (x - x_{\max})^2 + y_{\max}^{\text{hist}}$

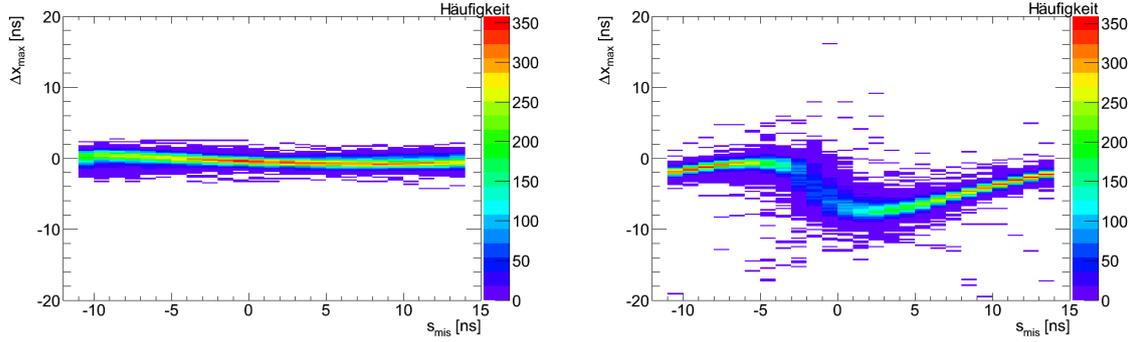


Abbildung 5.8: Auftragung der Differenz der ermittelten Maximumpositionen Δx_{\max} gegen das *mistiming* s_{mis} für einen Fit an die Pulsereignisse des PHOS4-Scans 151322 im Vergleich zu dem Gauß-Landau-Fit an die rekonstruierten PHOS4-Pulse. (Links:) Hier sind die Resultate eines GLusm-Fits für das EMB aufgetragen, der in diesem Kalorimeterbereich sehr gut funktioniert. (Rechts:) Hier sind die Resultate eines GLu-Fits für das HEC aufgetragen. Wie anhand der deutlich sichtbaren Struktur, der breiten Verteilung und des Mittelwertes von $\Delta x_{\max} \neq 0$ zu erkennen, beschreibt diese Fitprozedur die Pulsereignisse im HEC nur unzureichend.

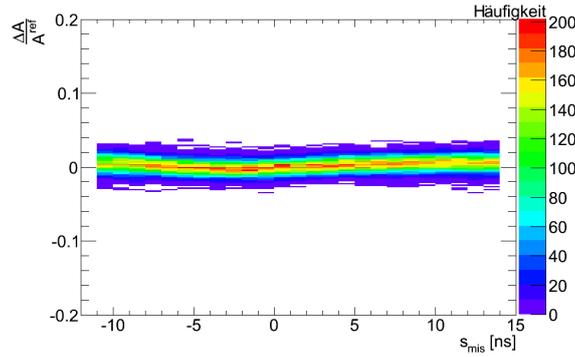


Abbildung 5.9: Auftragung der relativen Differenz in den ermittelten Amplituden $\frac{\Delta A}{A_{\text{ref}}}$ gegen das *mistiming* s_{mis} für einen GLusm-Fit an die Pulsereignisse im EMB des PHOS4-Scans 151322. In Anbetracht der nicht vorhandenen Struktur und der Zentrierung der Verteilung von $\frac{\Delta A}{A_{\text{ref}}}$ um Null herum, handelt es sich bei der GLusm-Fitprozedur unter Berücksichtigung von Abbildung 5.8 (links) um eine geeignete Prozedur für das EMB.

Für die Synchronisation der Trigger-Tower ist die erste Größe, Δx_{\max} , zunächst wichtiger, weshalb ihr bei der Wahl der besten Fitprozedur pro Kalorimeterbereich die höhere Priorität zugesprochen wurde. Erst bei näherungsweise gleicher Güte zweier Fitprozeduren wurde die relative Amplitudendifferenz in Betracht gezogen (siehe Abbildung 5.9). Dies ist gerechtfertigt aufgrund der Tatsache, dass die korrekte zeitliche Synchronisation der Trigger-Tower automatisch eine verbesserte Energieabschätzung mit sich bringt, aber nicht umgekehrt. In Bezug auf die Kalorimeterbereiche wurden EMB, EMEC, FCal, Tile und HEC unterschieden. Eine Feinunterscheidung des inneren und äußeren Rads der elektromagnetischen Endkappen (EMEC) bei $\eta = 2,5$ brachte keine Verbesserung in der Funktionsanpassung und wurde daher wieder unterlassen. Die Überlapp-Region zwischen EMB und EMEC konnte bei diesen Untersuchungen nicht betrachtet werden, da die Pulse hier infolge noch nicht durchgeführter Synchronisation auf den TBBs (siehe Kapitel 4) zu starke Verformungen aufwiesen. Eine Liste der besten Fitprozeduren für die einzelnen Kalorimeterbereiche ist in Tabelle 5.2 gegeben. In Anhang B befinden sich die Auftragungen von Δx_{\max} bzw. $\frac{\Delta A}{A_{\text{ref}}}$ gegen s_{mis} für alle betrachtete

Kalorimeterbereich	Beste Fitprozedur			Struktur
	Name	Mittelwert von Δx_{\max}	RMS von Δx_{\max}	
EMB	GLusm	-0,41 ns	0,62 ns	keine
EMEC	LLusmF	-0,92 ns	0,91 ns	leichte Steigung
FCal	LLusmF	0,01 ns	0,81 ns	keine ¹
HEC	LLusmF	0,12 ns	0,73 ns	keine
Tile	GLusmF	-0,57 ns	0,71 ns	keine

¹ zunehmende Ineffizienz des Fits bei zu großem *mistiming* s_{mis}

Tabelle 5.2: Beste Fitprozeduren abhängig vom Kalorimeterbereich. Neben den Namen sind Mittelwert, RMS, welches ein Maß für die Breite der Verteilung ist, und die gefundene Struktur eingetragen. Alle drei Größen sind aus Abbildungen analog zu 5.8 und 5.9 abgeleitet.

ten Kalorimeterbereiche für die jeweils beste Fitprozedur.

Wie Tabelle 5.2 zu entnehmen, ist es mit Hilfe der ausgewählten Fitprozeduren für Kalibrationspulse im gesamten Kalorimeter möglich, die analoge Maximumsposition mit einer systematischen Genauigkeit von ± 1 ns bei einer statistischen Streuung von ± 1 ns zu bestimmen. Die Bestimmung der Maximumsposition und damit des idealen Digitalisierungspunktes findet relativ zu der in Kapitel 4 erläuterten Methode statt, deren Genauigkeit in der Bestimmung der analogen Maximumsposition aufgrund des Fehlens einer absoluten Referenz unbekannt ist, jedoch auf ± 1 ns geschätzt wird. Da die Einstellung des Digitalisierungspunktes durch den PHOS4-Chip nur in Schritten von 1 ns möglich ist, bietet die entwickelte Fit-Methode somit ein Verfahren von hinreichender Genauigkeit für die Präzisionssynchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers.

5.3 Erfolgskriterium für die Funktionsanpassung

Trotz der Optimierung bezüglich der Stabilität der Fitprozeduren ist nur ein bestimmter Prozentteil der Fits erfolgreich. In den meisten Kalorimeterbereichen sind dies mehr als 90 % (vergleiche Kapitel 5.4). Für eine gelungene Präzisionssynchronisierung ist es jedoch wichtig, dass fehlgeschlagene Fits die berechneten Korrekturen für die Synchronisation nicht verfälschen. Um daher die erfolgreichen von den fehlgeschlagenen Anpassungen der verschiedenen Funktionen an die Daten unterscheiden zu können, wurde ein dreistufiges Erfolgs- bzw. Fehlschlagskriterium entwickelt. Dieses Kriterium wird nach jedem Fit mit den ausgesuchten Fitprozeduren angewandt und schließt fehlgeschlagene Fits von der weiteren Verwendung aus. Eine Automatisierung der Unterscheidung zwischen erfolgreichen und fehlgeschlagenen Fits war aufgrund der hohen Anzahl an Trigger-Towern und betrachteten Ereignissen notwendig.

Die drei Stufen des Fehlschlagskriteriums bauen aufeinander auf, mit jeweils verschärften Kriterien für die Qualität des Fits. Werden die Kriterien der vorangegangenen Stufe für einen erfolgreichen Fit nicht erfüllt, werden die Fits direkt verworfen.

Die erste und größte Stufe bedient sich des Rückgabewertes der Fit-Methode der benutzten Analysesoftware ROOT für eindimensionale Histogramme. Dieser Rückgabewert beträgt Null

Vergleichsgröße	geforderte Eigenschaft
Maximumsposition x_{\max}	$x_{\max}^{\text{hist}} - 25 \text{ ns} \leq x_{\max}^{\text{fit}} \leq x_{\max}^{\text{hist}} + 12,5 \text{ ns}$
Höhe y	$0,85 \cdot y_{\max}^{\text{hist}} \leq y_{\max}^{\text{fit}} \leq 1,15 \cdot y_{\max}^{\text{hist}}$
Steigende Signalfanke	$y_B^{\text{diff}} \leq 0,6 \cdot y_B^{\text{mittel}}$
Fallende Signalfanke	$y_E^{\text{diff}} \leq 0,25 \cdot y_E^{\text{mittel}}$

Tabelle 5.3: Geforderte Grenzen für einen erfolgreichen Fit in Stufe 2 des Erfolgskriteriums. Die genannten Variablen sind wie folgt definiert. x_{\max}^{fit} bezeichnet wie bisher die durch den Fit bestimmte Maximumsposition. x_{\max}^{hist} ist die Mitte des höchsten Histogrammbins. y_{\max}^{hist} bezeichnet die dazu gehörige Höhe des Histogramms und y_{\max}^{fit} die Höhe des Fits, die aus der erhaltenen Fitamplitude A über $y_{\max}^{\text{fit}} = A \cdot e^{-1/2} + C$ abgeleitet wird. Eine Einschätzung der Abweichung zwischen Histogramm und Fit an den Signalfanken ist nur über die Größen $y_{B/E}^{\text{diff}} = |y_{B/E}^{\text{hist}} - y_{B/E}^{\text{fit}}|$ und $y_{B/E}^{\text{mittel}} = (y_{B/E}^{\text{hist}} + y_{B/E}^{\text{fit}}) / 2$ zu Beginn (B) und zum Ende (E) des Fitbereichs von 4 Histogrammbins (3 im FCal) möglich.

bei einem von ROOT als gelungen eingestuften Fit. Divergiert der Fit-Minimierungsalgorithmus von ROOT, nimmt der Rückgabewert einen von Null verschiedenen Wert an und der Fit wird als fehlgeschlagen eingestuft. Ein Beispiel für einen an diesem Kriterium gescheiterten Fit ist in Abbildung 5.10 zu sehen. Hier ist es eindeutig, dass der Fit fehlgeschlagen ist.

Die zweite Stufe des Erfolgskriteriums vergleicht den Verlauf des Fits mit der Form des digitalisierten Signalpulses. Dazu werden an den vier Stellen (drei im FCal) - jeweils in der Mitte der vier Histogrammbins um den höchsten Histogrammeintrag - die Werte der gefitteten Funktion ausgelesen und mit den digitalisierten Werten an dieser Stelle verglichen. Die Vergleiche sind aufgeteilt in je einen Vergleich der Maximumsposition, der Signalhöhe, und der steigenden und fallenden Flanke des Pulses. Für einen erfolgreichen Fit werden die in Tabelle 5.3 aufgelisteten Grenzen gefordert. Diese Grenzen wurden auf empirische Weise durch systematische Auswertung vieler Fits identifiziert und verfeinern wesentlich das Kriterium von Stufe 1. Sie stellen sicher, dass der Fit tatsächlich und durchgängig die Form eines Pulses hat und sich zudem nicht zu stark von dem Signalpuls unterscheidet. Ein Beispiel für einen pulsförmigen, aber trotzdem nicht passenden Fit, der aufgrund der Grenzen dieser Stufe verworfen wurde, ist in Abbildung 5.11 zu sehen. Ein Nebeneffekt dieses Kriteriums ist, dass es nicht nur schlechte Fits, sondern auch schlechte Pulse aussortieren kann, die z.B. aufgrund von Spitzen im Detektorrauschen (engl. *noise bursts*) entstanden sind. Solche *Noise-Bursts* sind insbesondere im HEC verstärkt vorgekommen. Passieren diese Pulse im Falle von Kollisionsdaten tatsächlich die Ereignisselektion inklusive der Schnitte auf Detektorrauschen (siehe Kapitel 6), ist es der Software unmöglich, einen hinreichend passenden Puls an die Daten zu fitten. Die daraus resultierende Diskrepanz zwischen Fit und Histogramm wird spätestens auf dieser Stufe des Erfolgskriteriums entdeckt. Infolgedessen werden die Ergebnisse eines Fits an deformierte Signale bzw. Signale entstanden durch Detektorrauschen von der weiteren Analyse ausgeschlossen.

Für die Stufe 3 des Erfolgskriteriums wurde an die Pulse zusätzlich zu dem eigentlichen Fit noch eine Parabel im Bereich von 75 ns um das Maximum angepasst. In diesem Bereich von einem Histogrammbin vor dem maximalen Bin bis einem Bin danach liegen drei digitalisierte Werte, die für die Anpassung genutzt wurden. Aufgrund der Tatsache, dass mit den 3 freien Parametern einer Parabel somit eine eindeutige Funktionsanpassung möglich ist, ist die Parabel sehr stabil und zuverlässig. Leider erfüllt sie, wie in Abbildung 5.13 zu sehen, nicht die

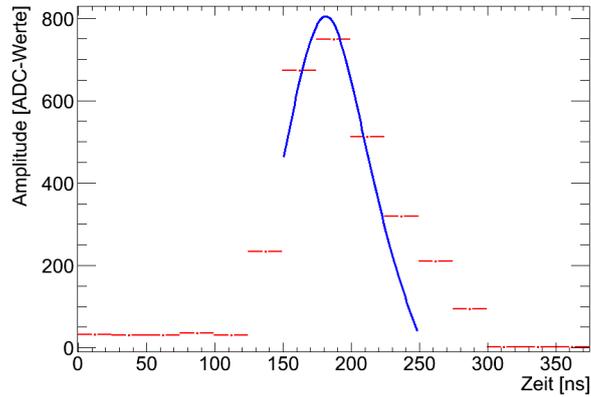


Abbildung 5.10: GLusm-Fit an ein Pulserereignis in Trigger-Tower 0x01100801 (EMB), der auf der Stufe 1 des Erfolgskriteriums für Fits korrekterweise als fehlgeschlagen eingestuft wurde.

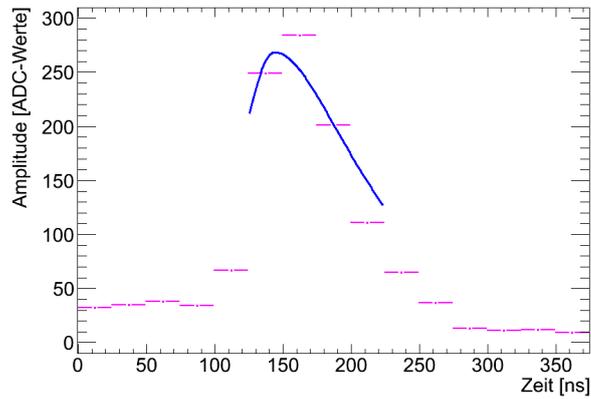


Abbildung 5.11: LLusmF-Fit an ein Pulserereignis in Trigger-Tower 0x051e0e01 (HEC), der auf der Stufe 2 des Erfolgskriteriums für Fits korrekterweise als fehlgeschlagen eingestuft wurde.

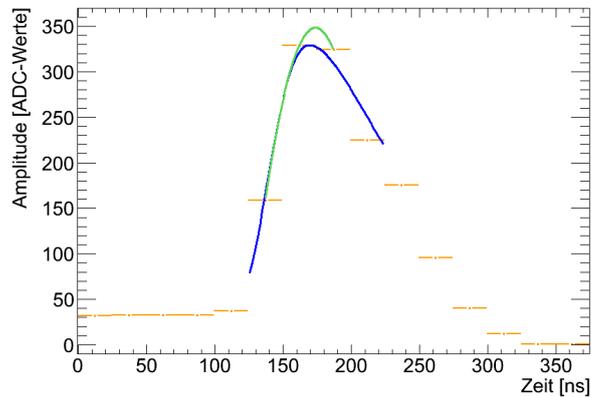


Abbildung 5.12: LLusmF-Fit an ein Pulserereignis in Trigger-Tower 0x02120103 (EMEC), der auf der Stufe 3 des Erfolgskriteriums für Fits korrekterweise als fehlgeschlagen eingestuft wurde. In Blau eingetragen ist der LLusmF-Fit, in Grün die Anpassung der Parabel.

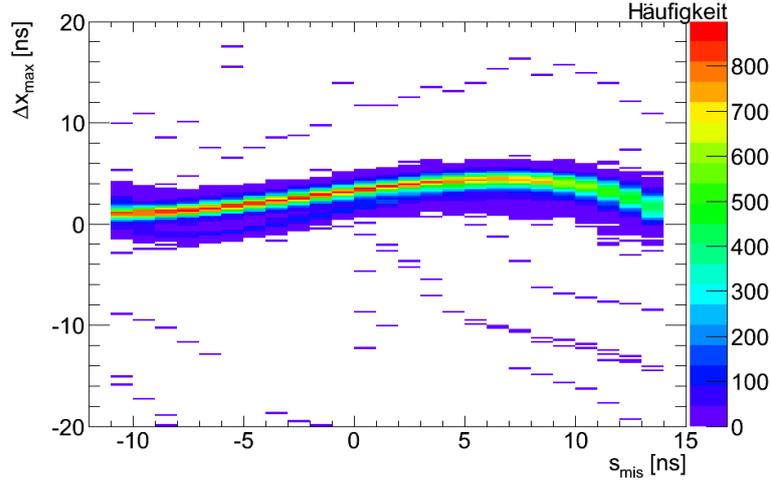


Abbildung 5.13: Darstellung von Δx_{\max} in Abhängigkeit vom *mistiming* s_{mis} für einen Parabelfit mit drei freien Parametern an drei digitalisierte Werte eines PHOS4-Pulses im Bereich von 75 ns um den maximalen Wert für das gesamte LAr-Kalorimeter. Die Darstellung basiert auf den Daten des PHOS4-Scans 151322. Gemäß der in Kapitel 5.2 formulierten Kriterien für die geforderte Qualität der Fits eignet sich die Parabel nicht als Funktion, um daraus die Einstellungen zur Synchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers zu bestimmen, sehr wohl aber als Vergleichsgröße.

Kriterien für einen eigentlichen Fit an die Signaldaten. Die Verteilung in der Auftragung von Δx_{\max} gegen s_{mis} weist eindeutig eine zu starke Struktur auf im Vergleich zu den gewählten Fitprozeduren (vergleiche Abbildung 5.8 und Anhang B). Nichtsdestotrotz liegt die gesamte Verteilung innerhalb eines Intervalls von $\Delta x_{\max} = \pm 6$ ns, sodass die Parabel sich durchaus als Vergleichsparameter für die eigentlichen Fits eignet. Wie in Abbildung 5.12 gezeigt, wurde an jedes Histogramm, dessen Fit die Kriterien der ersten beiden Stufen erfüllt hat, eine zusätzliche Parabel gefittet. Der Parabelfit selbst wurde mit Stufe 1 dieses Erfolgskriteriums ebenfalls auf seine Qualität überprüft. Im Falle eines Fehlschlags des Parabelfits konnte die Qualität des eigentlichen Fits nicht bestimmt werden und das ganze Signal wurde verworfen. Der Vergleich der gefundenen Maximumpositionen und der Amplituden ergab Grenzen für den Erfolg des eigentlichen Fits. In Abbildung 5.12 ist der eigentliche Fit aufgrund dieses Kriteriums als gescheitert eingestuft worden. Zur Festlegung der tatsächlichen Grenzen für das Kriterium der Stufe 3 wurden Darstellungen der Differenz der Maximumpositionen und der relativen Amplitudendifferenz im Vergleich zum χ^2/ndf des eigentlichen Fits und zueinander betrachtet. Das χ^2/ndf wurde in einer ersten Variante als grobes Kriterium für die Güte des Fits benutzt. Für ein endgültiges Kriterium ist es jedoch nicht ausreichend präzise, wie später diskutiert wird. Abbildungen 5.14 bis 5.16 zeigen die beschriebenen Auftragungen für den Vergleich der GLusmF-Fitprozedur - in diesem Fall für das gesamte LAr-Kalorimeter - mit dem Parabelfit. Die Auftragung basiert auf den Daten des PHOS4-Scans 151322. In Rot sind Linien eingezeichnet, die die Lage der ausgewählten Grenzen kennzeichnen. Wie in den Abbildungen 5.14 bis 5.16 zu sehen, befindet sich der Großteil der Fits innerhalb dieser Grenzen und gerade Fits mit sehr hohen χ^2/ndf , die mit hoher Wahrscheinlichkeit fehlgeschlagen sind, liegen außerhalb (vergleiche Abbildungen 5.14 und 5.15). Neben der Betrachtung dieser Auftragungen wurden zusätzlich noch die Fits direkt betrachtet, die jeweils aufgrund der Kriterien der verschiedenen Stufen als fehlgeschlagen, und die, die als erfolgreich eingestuft wurden. Durch einen empirischen Abgleich der Wirksamkeit der ausgesuchten Kriterien sowohl für PHOS4-

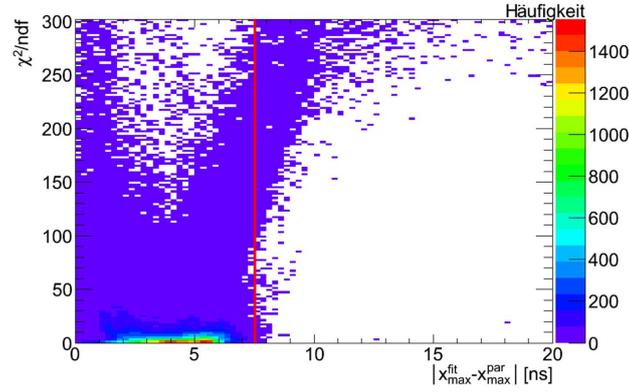


Abbildung 5.14: Vergleich des χ^2/ndf eines GLusmF-Fits mit der Differenz aus der Maximumposition $x_{\text{max}}^{\text{fit}}$ des GLusmF-Fits und der Maximumposition $x_{\text{max}}^{\text{par}}$ eines Parabelfits an die digitalisierten Daten. Die Verteilung der Werte legt einen Schnitt auf die Differenz bei einem Unterschied von 7,5 ns nahe, der durch die rote Linie dargestellt ist. Diese und die Auftragungen aus den Abbildungen 5.15 und 5.16 basieren auf den Daten von PHOS4-Scan 151322.

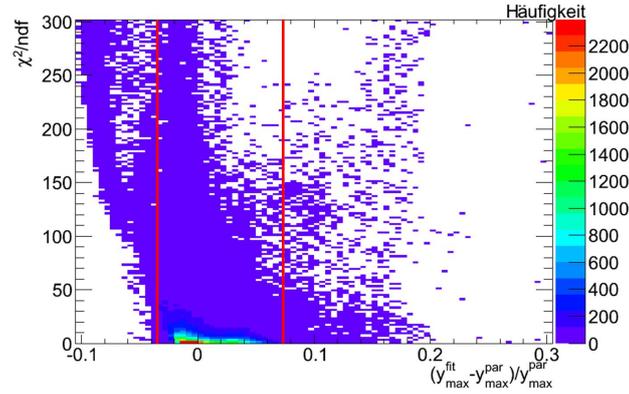


Abbildung 5.15: Vergleich des χ^2/ndf eines GLusmF-Fits mit der relativen Differenz aus der Höhe $y_{\text{max}}^{\text{fit}}$ des GLusmF-Fits und der Höhe $y_{\text{max}}^{\text{par}}$ eines Parabelfits an die digitalisierten Daten. Die Verteilung der Werte legt zwei Schnitte nahe, einen bei $(y_{\text{max}}^{\text{fit}} - y_{\text{max}}^{\text{par}})/y_{\text{max}}^{\text{par}} = -3,5\%$ und den zweiten bei $(y_{\text{max}}^{\text{fit}} - y_{\text{max}}^{\text{par}})/y_{\text{max}}^{\text{par}} = 7,5\%$. Beide sind durch rote Linien markiert.

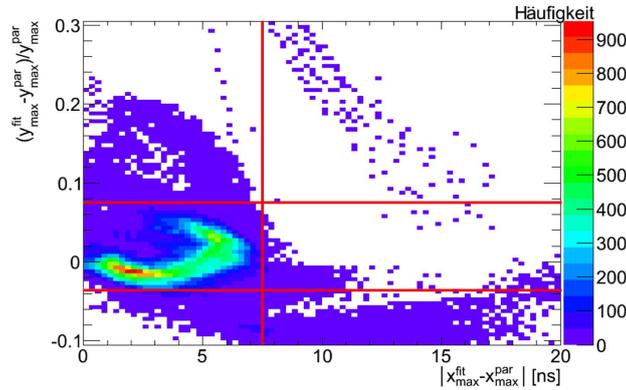


Abbildung 5.16: Die Auftragung der beiden Vergleichsgrößen $|x_{\text{max}}^{\text{fit}} - x_{\text{max}}^{\text{par}}|$ und $(y_{\text{max}}^{\text{fit}} - y_{\text{max}}^{\text{par}})/y_{\text{max}}^{\text{par}}$ von Stufe 3 des Erfolgskriteriums gegeneinander zeigt, dass die Mehrheit der GLusmF-Fits im LAr-Kalorimeter innerhalb der gewählten, durch rote Linien markierten Grenzen liegt. Diese Fits werden als erfolgreich eingestuft, die außerhalb als fehlgeschlagen.

Vergleichsgröße	Geforderte Eigenschaft
Maximumsposition x_{\max}	$ x_{\max}^{\text{fit}} - x_{\max}^{\text{par}} \leq 7,5 \text{ ns}$
Höhe y	$-0,035 \leq (y_{\max}^{\text{fit}} - y_{\max}^{\text{par}}) / y_{\max}^{\text{par}} \leq 0,075$

Tabelle 5.4: Geforderte Grenzen für einen erfolgreichen Fit in Stufe 3 des Erfolgskriteriums. Die Variable x_{\max}^{fit} ist wie zuvor definiert, die Variable y_{\max}^{fit} wie in Tabelle 5.3. Die Größen x_{\max}^{par} und y_{\max}^{par} bezeichnen die Maximumsposition und die Pulshöhe, die der Parabelfit bestimmt. Die Pulshöhe ist beim Parabelfit ein direkter Fitparameter, im Gegensatz zu allen Gauß- oder Landau-basierten Fits, die die Amplitude A anpassen.

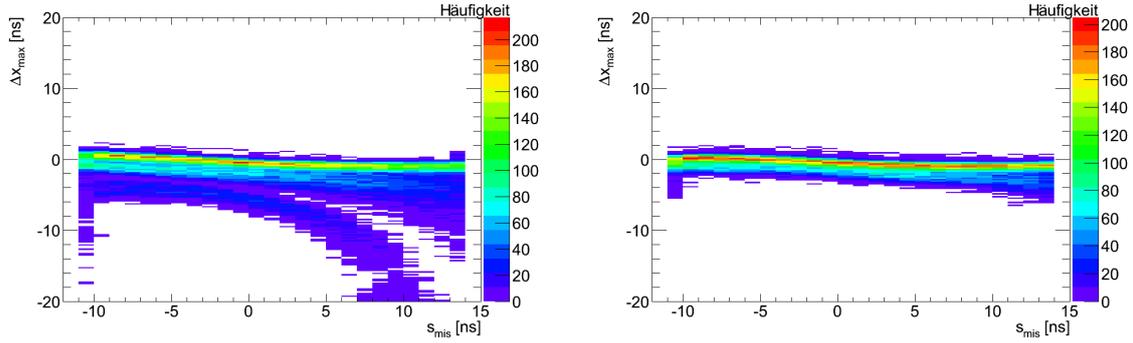


Abbildung 5.17: Auftragungen von Δx_{\max} gegen s_{mis} für das EMB und einen GLumF-Fit. (Links:) Diese Auftragung basiert auf dem PHOS4-Scan 141365. Die Qualität der Fits wurde anhand ihres χ^2/ndf beurteilt. (Rechts:) Für diese auf Run 151322 basierende Auftragung wurde das entwickelte Erfolgskriterium für Fits zur Beurteilung ihrer Qualität genutzt. Dieses Erfolgskriterium ermöglicht eine bessere Unterscheidung zwischen erfolgreichen und fehlgeschlagenen Fits, wie beim Vergleich der linken und rechten Abbildung deutlich sichtbar, insbesondere bei großen negativen Δx_{\max} .

Pulse als auch für Pulse aus Kollisionen ist eine hohe Zuverlässigkeit der Kriterien insgesamt gewährleistet. Die für Stufe 3 letztendlich als geeignet gefundenen Grenzen sind in Tabelle 5.4 aufgelistet. Der Grund für die asymmetrischen Grenzen im Fall der Pulshöhe ergibt sich aus der Überlegung, dass bei einer nicht idealen Digitalisierung die digitalisierten Werte immer kleiner sind als das analoge Signal, aber niemals größer⁷. Da der Funktionsfit die Lage des ursprünglichen analogen Signals imitieren soll, sollte dieser ebenfalls eher größer sein als die digitalen (Histogramm-) Werte und nicht kleiner. Für den Parabelfit wird nun angenommen, dass dieser näher an den digitalen Werten liegt als der eigentliche Fit und somit überträgt sich die Argumentation auf den Vergleich vom eigentlichen Gauß- oder Landau-basierten Fit mit dem Parabelfit. Bei genauer Betrachtung vieler Signale sowohl in PHOS4-Daten als auch in Kollisionsdaten hat sich gezeigt, dass die als erfolgreich eingestuft Fits mit der Erwartung übereinstimmen, die gefundenen Kriterien für den Vergleich mit der Parabel demnach optimiert wurden und noch striktere Grenzen systematische Fehler einführen würden.

Der gesamte Effekt des Erfolgskriteriums lässt sich in Abbildung 5.17 sehen. Für das EMB sind hier die Auftragungen von Δx_{\max} gegen s_{mis} für zwei unterschiedliche PHOS4-Scans gezeigt. In Abbildung 5.17 (links), die auf Run 141365 basiert, wurde ein einfacher χ^2/ndf -Schnitt benutzt, um die Qualität der Fits einzuschätzen⁸. In Abbildung 5.17 (rechts) wurde

⁷ Abgesehen von statistischen Fluktuationen

⁸ Die Pulse dieses Runs wurden, wie in Abbildung 5.2, ohne besondere Fehler auf die digitalisierten Werte gefittet, sodass die Standardwerte von ROOT (Root-Mean-Square der Histogrammeinträge) genutzt wurden.

das oben beschriebene Erfolgskriterium genutzt, um die Qualität der Fits einzuschätzen. Beim Vergleich der beiden Auftragungen ist offensichtlich, dass das neue Erfolgskriterium die Strukturen bei großen negativen Δx_{\max} als fehlgeschlagene Fits einstuft und daher korrekterweise die Pulse verwirft. Diese wären für die berechneten Korrekturen zur Synchronisation ohne Informationsgewinn⁹.

Anhand dieses dreistufigen Erfolgskriteriums wurden die Anpassungen der besten Fitprozeduren an die Daten auf ihre Qualität hin geprüft. Nur als erfolgreich eingestufte Fits wurden für die Berechnung der nötigen Korrekturen zur Synchronisation des Systems mit Kollisionsdaten verwendet.

5.4 Systematische Studien

Zur Prüfung der ausgewählten Fitprozeduren und zur besseren Einschätzung ihrer Zuverlässigkeit wurden systematische Studien durchgeführt, die hier vorgestellt werden sollen. Die Genauigkeit und Zuverlässigkeit der Fit-Methode in ihrer Anwendung auf Signale aus Proton-Proton-Kollisionen im LHC ist entscheidend davon abhängig, dass Kollisionspulse und Kalibrationspulse dieselbe Form haben. Eine leicht unterschiedliche, d.h. schmalere oder breitere Form der Kollisionpulse im Vergleich zu den PHOS4-Pulsen führt zu einer systematischen Unsicherheit der entwickelten Methode, die im Rahmen der in diesem Kapitel vorgestellten systematischen Studie untersucht wurde. So konnte der aus unterschiedlichen Signalbreiten resultierende mögliche Fehler abgeschätzt werden. Wie bereits in den vorangegangenen Abschnitten erwähnt, war auch die Stabilität der betrachteten Fitprozeduren ein wichtiges Kriterium zur Auswahl der besten Fitprozedur und wurde für alle verwendeten Fits sowohl für Pulserdaten als auch für Kollisionsdaten betrachtet.

Stabilität der Fitprozeduren

Zur Entscheidung, welche Fitprozedur neben ihrer Genauigkeit auch noch am stabilsten ist, wurde die Prozentzahl der erfolgreichen Fits für eine bestimmte Fitprozedur abhängig von η und ϕ untersucht. Während der Anwendung der verschiedenen Fits auf die Daten eines PHOS4-Scans wurden die Anzahl der ausgeführten Fits n_{fit} und die Anzahl der fehlgeschlagenen Fits n_{f} gezählt. Daraus errechnet sich für jeden Trigger-Tower die Quote der erfolgreichen Fits q_e über

$$q_e = \frac{n_{\text{fit}} - n_{\text{f}}}{n_{\text{fit}}}. \quad (5.7)$$

Diese wurde für die elektromagnetische und die hadronische Kalorimeterlage getrennt in jeweils eine η - ϕ -Karte eingezeichnet. Ein Beispiel für eine solche η - ϕ -Karte ist in Abbildung 5.18 zu

Für Run 151322 wurde der für den Fit genutzte Fehler, wie in Kapitel 5.2 erläutert, auf $\pm 1,5$ ADC-Werte geändert.

⁹Letztlich wurde die in Abbildung 5.17 gezeigte GLusmF-Fitprozedur für das EMB nicht als beste Fitprozedur ausgewählt. Die Auswirkungen des neuen Erfolgskriteriums auf die Abhängigkeit von Δx_{\max} von s_{mis} sind jedoch auch in anderen Kalorimeterbereichen und für die dort ausgewählte Fitprozedur zu sehen, allerdings sind sie im gezeigten Beispiel am deutlichsten sichtbar.

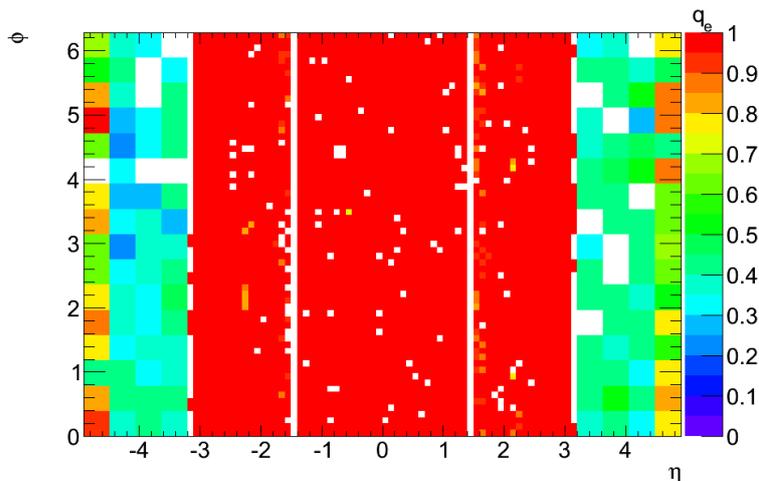


Abbildung 5.18: Erfolgsquote q_e in Abhängigkeit von η und ϕ für einen GLusm-Fit in der elektromagnetischen Kalorimeter-Triggerlage. Für jeden Trigger-Tower wurden 25 Fits durchgeführt - je einer pro PHOS4-Stufe. Im EMB ($|\eta| < 1,4$), für das diese Fitprozedur als beste ausgewählt wurde, ist der GLusm-Fit durchgängig stabil, d.h. er weist fast überall eine Erfolgsquote von $q_e = 1$ auf.

sehen. Gezeigt ist die Erfolgsquote des GLusm-Fits in der elektromagnetischen Kalorimeterlage. Im EMB ($|\eta| < 1,4$), für das dieser Fit als bester ausgewählt wurde, sind nahezu 100 % der Fits ($q_e \approx 1$) gemäß des in Kapitel 5.3 vorgestellten Erfolgskriteriums erfolgreich. Die wenigen weißen Stellen in Abbildung 5.18 kennzeichnen Trigger-Tower, für die es nicht möglich war, den betrachteten Fit durchzuführen. Gründe dafür sind einerseits fehlerhafte rekonstruierte PHOS4-Pulse in einem Trigger-Tower. Diese machen entweder den Gauß-Landau-Referenzfit im Maximumsbereich oder den (GLusm- oder LLusm-) Fit im Fitbereich von ca. 100 ns um das Maximum unmöglich. Der zweite Fit ist nötig zur Bestimmung der σ -Eingabewerte für die Fits an die digitalisierten Pulse. Andererseits führt auch ein Fehlschlag der eben genannten Fits bei einem nicht schadhafte(n) rekonstruierten) PHOS4-Puls zum Ausschluss dieses Trigger-Towers von der Anwendung der verschiedenen Fits auf Pulserereignisse und somit zu einem weißen Kästchen in Abbildung 5.18. Der weiße Streifen bei $|\eta| = 1,45$ kennzeichnet die Übergangsregion zwischen EMB und EMEC, für die aufgrund noch nicht erfolgter Synchronisation der verschiedenen Signalanteile auf den *Tower-Builder-Boards* (TBBs) alle Analysen mit Kalibrationsdaten unmöglich waren. Eine weitere η - ϕ -Karte für den LLusmF-Fit an die Kalibrationspulse der hadronischen Lage des LAr-Kalorimeters ist in Abbildung 5.19 zu sehen. Im HEC macht die dargestellte LLusmF-Fitprozedur mit einer Erfolgsquote von fast durchgängig 1 einen sehr stabilen Eindruck. Im Vorwärtskalorimeter (FCal2&3) weisen alle getesteten Fitprozeduren eine schlechtere Erfolgsquote auf. Grund hierfür ist die schmale Form der FCal-Pulse, die den Fit an die Daten prinzipiell erschwert. Der LLusmF-Fit erreicht im Schnitt immerhin eine Erfolgsquote von ungefähr 75 % und wurde unter anderem aus diesem Grund für die Vorwärtskalorimeter (auch FCal1) ausgewählt. Die η - ϕ -Karten für die in den anderen Kalorimeterbereichen ausgewählten Fits und die Parabelfits finden sich in Anhang B. Insgesamt wurden im Fall der PHOS4-Scans für jeden Trigger-Tower für jede betrachtete Fitprozedur 25 Fits durchgeführt - je einer pro PHOS4-Stufe.

Für Kollisionsdaten wurde ebenfalls die Stabilität der Fits aufgetragen, allerdings nur für die ausgewählte Fitprozedur in den einzelnen Kalorimeterbereichen. Für die Runs 158548 und 158582, auf denen das im Juli 2010 vorgenommene Update der Präzisionssynchronisati-

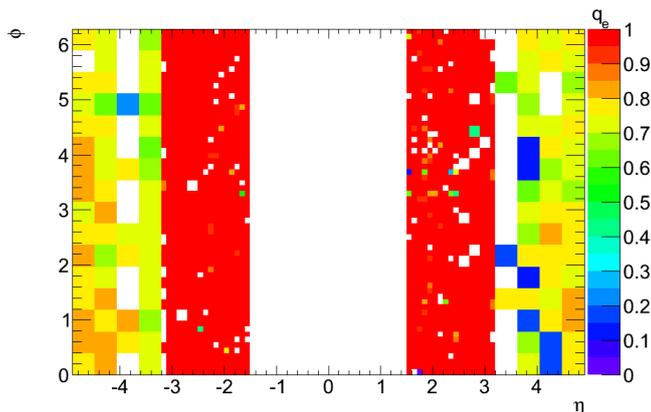


Abbildung 5.19: Erfolgsquote q_e in Abhängigkeit von η und ϕ für einen LLusmF-Fit in der hadronischen Kalorimeter-Triggerlage. Für jeden Trigger-Tower wurden 25 Fits durchgeführt - je einer pro PHOS4-Stufe. Der LLusmF-Fit wurde sowohl für das HEC ($1,5 < |\eta| < 3,2$) als auch für das FCal ($|\eta| > 3,2$) ausgewählt. Im HEC macht der Fit einen sehr stabilen Eindruck mit einer Erfolgsquote q_e von fast durchgängig 1. Im Vorwärtskalorimeter (FCal2&3) erreicht der LLusmF-Fit immerhin im Schnitt eine Erfolgsquote von ungefähr 75 %.

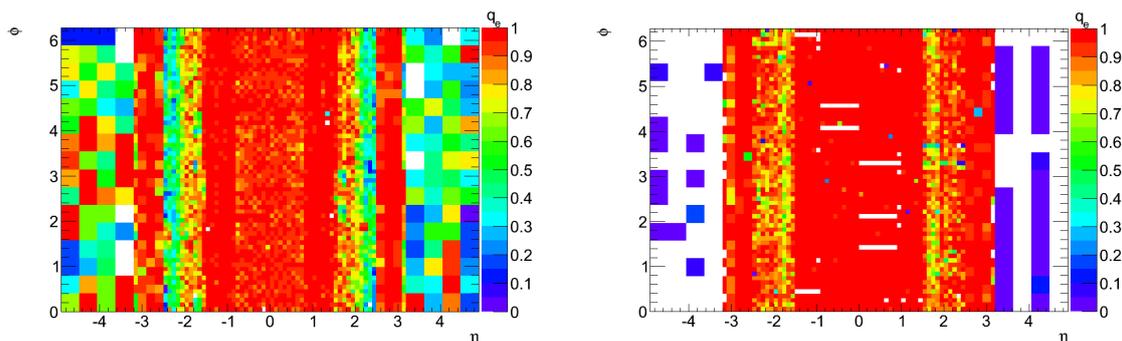


Abbildung 5.20: η - ϕ -Karten der Erfolgsquote q_e , basierend auf den Daten der beiden 7 TeV-Kollisions-Runs 158548 und 158582. (Links:) Erfolgsquote q_e der ausgewählten Fits in der elektromagnetischen Kalorimeterlage. (Rechts:) Erfolgsquote q_e der ausgewählten Fits in der hadronischen Kalorimeterlage.

on beruht (siehe Kapitel 6.2), sind die Auftragungen der Erfolgsquote q_e in Abbildung 5.20 gezeigt. Die Verteilung der Erfolgsquote aus den Kollisions-Runs stimmt prinzipiell mit der aus PHOS4-Scans bestimmten Erfolgsquote für die ausgewählten Fits in ihren Kalorimeterbereichen überein (vergleiche Abbildungen 5.18, 5.19 und Anhang B). Aufgrund der höheren Statistik - pro Trigger-Tower wurden größtenteils wesentlich mehr als 25 Fits durchgeführt - ist die Erfolgsquote q_e für Kollisionsdaten jedoch etwas gleichförmiger verteilt. Auffällig sind in der hadronischen Lage zum einen die weißen Streifen im Bereich des Tile-Kalorimeters ($|\eta| < 1,5$) (siehe auch Abbildung B.6 in Anhang B). Diese markieren Bereiche von Trigger-Towern, die aufgrund von Kalorimeterproblemen stillgelegt wurden. Zum anderen sind in der hadronischen Lage die weißen Bereiche bzw. die starken Ineffizienzen (Bereiche mit Erfolgsquoten $q_e < 0,1$) im FCal ($|\eta| > 3,2$) auffällig. Die weißen Bereiche sind hauptsächlich Resultat einer verschwindenden Anzahl an Signalen in diesem Bereich. Die starken Ineffizienzen hingegen werden beim Vergleich mit den Pulsdaten (vergleiche Abbildung 5.19) so nicht erwartet. Die genaue Ursache für die erhöhte Verlustquote ist noch ungeklärt und bedarf weiterer Stu-

dien. Eine mögliche Ursache ist ein Unterschied in der Pulsform zwischen Kalibrations- und Physikpulsen in FCal2&3, sodass die aus den Kalibrationspulsen erhaltenen σ -Breiten für Physikpulse nicht zutreffen. Eine andere Möglichkeit ist eine besonders schlechte Vorsynchronisation der Trigger-Tower von FCal2&3. In diesem Fall führt das in Kapitel 5.3 erläuterte Erfolgskriterium für Fits zu einer sehr starken Selektion von Fits im FCal, die zu einem schlechten Zeitpunkt digitalisiert wurden. Diese werden fast alle als fehlgeschlagen eingestuft und stehen dann nicht mehr für die weitere Analyse zur Verfügung (vergleiche Abbildung B.2 in Anhang B).

Systematische Variation der Fitbreiten

Eine potentielle Quelle für einen systematischen Fehler in der Fit-Methode zur Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers ist die Annahme, dass die Kalibrations- und Physikpulse annähernd gleiche Signalform, insbesondere identische Breiten, aufweisen. Für die Fits an Kollisionpulse werden in Kapitel 6 aber die aus rekonstruierten PHOS4-Pulsen bestimmten σ -Breiten verwendet. Die Auswirkungen von Fits an digitalisierte Pulse mit *falschen* σ -Breiten wurden systematisch getestet und so die Zuverlässigkeit der Methode überprüft.

Zu diesem Zweck wurden im ersten Schritt die Fits an alle Pulse von PHOS4-Scan 151322 mit den σ -Breiten durchgeführt, die aus den Daten von PHOS4-Scan 141365 gewonnen wurden. Alle Ergebnisse aus diesen Fits waren, abgesehen von Unterschieden basierend auf methodeninternen Verbesserungen, identisch mit den Ergebnissen aus den Fits an die Daten von Run 141365, die mit den aus selbem Run bestimmten Breiten gefittet wurden. Aus diesem Grund wurden die σ -Breiten von Run 141365 für das LAr-Kalorimeter bzw. Run 144697 für das Tile-Kalorimeter für alle weiteren Untersuchungen unabhängig vom Datensatz beibehalten.

In einem zweiten Schritt wurden die σ -Breiten für die Fits bewusst variiert und die digitalisierten Pulse mit *falschen* Breiten gefittet. Die Breiten der linken und rechten Signalflanke wurden hierbei unabhängig voneinander in einem Bereich von -20 % bis +20 % des eigenen Wertes in Schritten von 5 % verändert. Jeder betrachtete, digitalisierte Puls eines PHOS4-Scans wurde mit allen Kombinationen dieser variierten σ -Breiten gefittet. Ein Beispiel für einen LLusmF-Fit mit einer um 15 % vergrößerten linken und einer um 5 % verkleinerten rechten Breite ist in Abbildung 5.21 (links) zu sehen. Dieser Fit ist aufgrund der stark vergrößerten linken σ -Breite sehr niedrig und liegt damit am Rand des für einen erfolgreichen Fit tolerierten Bereichs. Wurde der mit veränderten Breiten durchgeführte Fit wie in Abbildung 5.21 (links) von dem Erfolgskriterium für Fits (siehe Kapitel 5.3) als erfolgreich eingestuft, wurde die bestimmte Maximumsposition x_{\max}^{varfit} mit der Maximumsposition x_{\max}^{fit} verglichen, die aus dem Fit mit den ursprünglichen σ -Breiten bestimmt wurde. Die Differenz $\Delta x_{\max}^{\text{var}} = x_{\max}^{\text{varfit}} - x_{\max}^{\text{fit}}$ wurde für jede Kombination der veränderten Breiten in ein separates Histogramm gefüllt, wie in Abbildung 5.21 (rechts) gezeigt. In Abbildung 5.21 (rechts) ist die Verteilung für die Kombination $(1,15 \cdot \sigma_{\text{links}}^{\text{fit}}, 0,95 \cdot \sigma_{\text{rechts}}^{\text{fit}})$ dargestellt. $\sigma_{\text{links}}^{\text{fit}}$ bezeichnet hierbei je nach Fitprozedur σ_{Gauss} oder σ_{Landau} , während $\sigma_{\text{rechts}}^{\text{fit}}$ immer die Breite σ_{Landau} der fallenden Signalflanke meint. In der gezeigten Verteilung in Abbildung 5.21 (rechts) ist ansatzweise eine Doppelstruktur zu erkennen. Zwei Möglichkeiten zur Erklärung der Doppelstruktur bieten sich an, die jedoch weitere Studien erfordern würden, die im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht möglich waren. Zum einen könnte sich die Doppelstruktur aus einem leicht unterschiedlichen Verhalten der für diese Verteilung zusammengefassten LAr-Kalorimeterbereiche unter den Variationen der σ -Breiten ergeben. Zum anderen könnten die Auswirkungen der Variation der σ -Breiten ab-

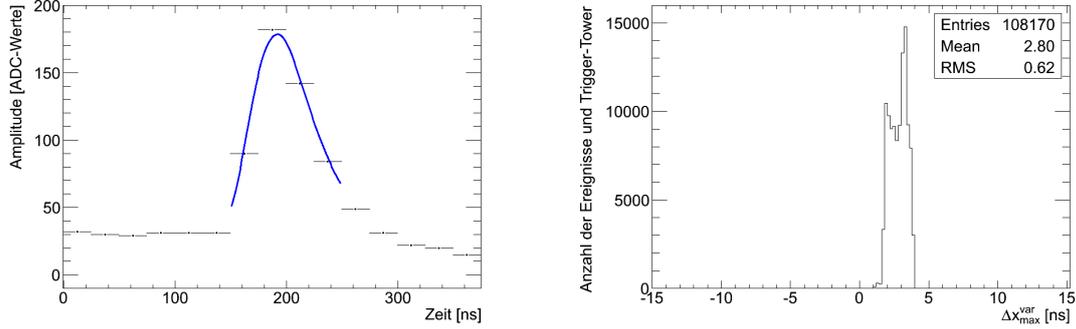


Abbildung 5.21: (Links:) Fit eines Pulseignisses in Trigger-Tower 0x04140800 im HEC mit einer LLusmF-Funktion mit einer 15 % zu großen linken und einer 5 % zu kleinen rechten σ -Breite. (Rechts:) Verteilung der Differenz $\Delta x_{\max}^{\text{var}}$ zwischen der Maximumposition x_{\max}^{varfit} , die aus dem Fit mit variierten Breiten gewonnen wird, und der Maximumposition x_{\max}^{fit} , die der Fit mit den ursprünglichen σ -Breiten ergibt. Die dargestellte Verteilung wurde aus LLusmF-Fits mit einer 15 % zu großen linken und einer 5 % zu kleinen rechten Breite im gesamten LAr-Kalorimeter erhalten.

hängig von dem *mistiming* s_{mis} sein, da für die Verteilungen wie in Abbildung 5.21 (rechts) Kalibrationspulse mit allen PHOS4-Einstellungen gemeinsam betrachtet wurden. Eine solche Doppelstruktur zeigt sich allerdings nur für einige wenige Kombinationen der veränderten σ -Werte, insbesondere bei großen Variationen, und schlägt sich in einer größeren Breite der Verteilung nieder. Aus den 81 Histogrammen wie in Abbildung 5.21 (rechts) wurden die Anzahl der Einträge, der Mittelwert und die Breite (RMS) der Verteilung ausgelesen und abermals in ein separates Histogramm gezeichnet. Abbildung 5.22 zeigt die Erfolgsquote q_e der Fits, d.h. die gewichtete Anzahl der Einträge abhängig von den beiden Größen σ_{links} und σ_{rechts} für den LLusmF-Fit für das gesamte LAr-Kalorimeter. Wie erwartet, finden sich bei kleinen Variationen der σ -Breiten hohe Erfolgsquoten der Fits. Nach außen hin nimmt die Erfolgsquote ab. Dies ist verständlich vor dem Hintergrund, dass bei stark veränderten Breiten die Pulse zunehmend schwerer gefittet werden können. Die Fits stimmen dann immer häufiger nicht mit den digitalisierten Pulsen überein und das in Kapitel 5.3 beschriebene Erfolgskriterium für Fits sortiert immer mehr Fits als fehlgeschlagen aus. Am stärksten ist dieser Effekt bei sehr großen positiven Variationen der σ -Breiten zu sehen. In diesem Fall sorgen die stark vergrößerten Breiten dafür, dass der Fit zwar breiter, aber auch flacher wird. Die untere Grenze des Fithöhenvergleichs von Stufe 3 des Erfolgskriteriums (vergleiche Kapitel 5.3) ist jedoch wesentlich schärfer als die obere Grenze, sodass die breiten Fits viel schneller an diese Grenze geraten und verworfen werden. Dies reduziert bei Variationen der σ -Breiten in Richtung von $(\sigma_{\text{links}}, \sigma_{\text{rechts}}) = (1,2 \cdot \sigma_{\text{links}}^{\text{fit}}, 1,2 \cdot \sigma_{\text{rechts}}^{\text{fit}})$ die Anzahl der erfolgreichen Fits und damit die Erfolgsquote in Abbildung 5.22. Abbildung 5.23 zeigt den Mittelwert der Differenz $\Delta x_{\max}^{\text{var}}$ in Abhängigkeit von σ_{links} und σ_{rechts} für den LLusmF-Fit für das gesamte LAr-Kalorimeter. Für den Punkt (1,1) ist die Differenz per Definition Null. Deutlich sichtbar ist in Abbildung 5.23, dass die Maximumsposition der Fits sehr stabil ist gegenüber Veränderungen, bei denen beide Breiten σ_{links} und σ_{rechts} ungefähr gleichmäßig verändert werden. In diesem Fall bleibt der Einfluss auf die Maximumsposition auf ungefähr ± 2 ns beschränkt, welches der grün-hellblauen Diagonale in der Abbildung entspricht. Bei ungefähr gleich großen Variationen von σ_{links} und σ_{rechts} hin zu größeren Werten [+10 %, +20 %] scheint der Fit immer unabhängiger von Veränderungen von σ_{links} zu werden. Dies ist wie die beobachtete Abnahme der Histogrammeinträge

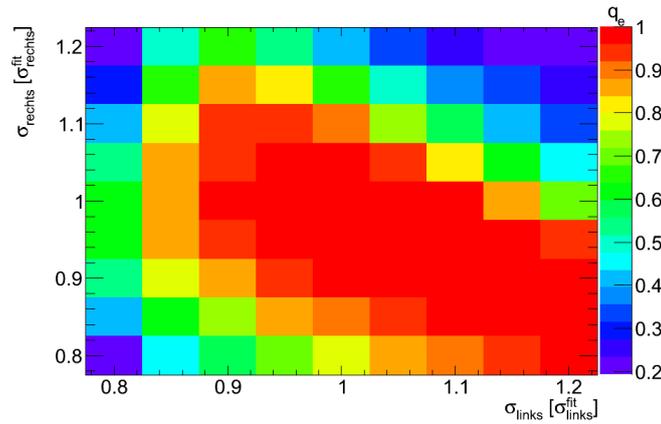


Abbildung 5.22: Erfolgsquote q_e der Fits mit veränderten Breiten in Abhängigkeit von den beiden Größen σ_{links} und σ_{rechts} für einen LLusmF-Fit im gesamten LAr-Kalorimeter. Die Abbildung zeigt, dass die Anwendung der Fitprozedur unter kleinen Variationen der σ -Breiten sehr stabil ist, sodass in diesem Bereich die Erfolgsquote am größten ist. Nach außen hin nimmt die Erfolgsquote ab, da bei stark veränderten Breiten die Fits an die Pulse häufiger fehlschlagen.

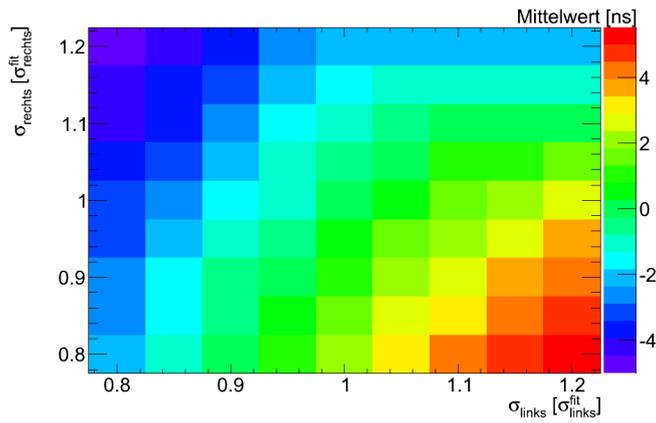


Abbildung 5.23: Mittelwert der Differenz $\Delta x_{\text{max}}^{\text{var}}$ in Abhängigkeit von σ_{links} und σ_{rechts} für den LLusmF-Fit im gesamten LAr-Kalorimeter. Am stabilsten ist die Maximumsposition der Fits unter Variationen, bei denen beide Breiten σ_{links} und σ_{rechts} ungefähr gleichmäßig verändert werden.

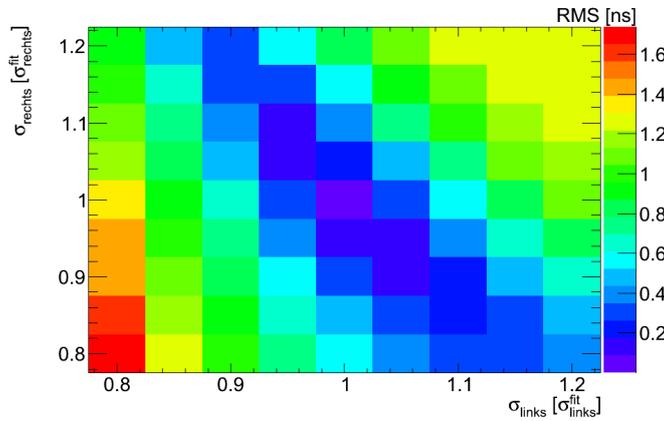


Abbildung 5.24: Breite der $\Delta x_{\text{max}}^{\text{var}}$ -Verteilungen (RMS des Histogramms) in Abhängigkeit von σ_{links} und σ_{rechts} für den LLusmF-Fit im gesamten LAr-Kalorimeter.

bei diesen Werten (vergleiche Abbildung 5.22) auf das verstärkte Greifen des Erfolgskriteriums für diese Fits zurückzuführen. Das bedeutet, in diesem Bereich werden verhältnismäßig mehr Fits verworfen. Aus Abbildung 5.23 ist weiterhin klar ersichtlich, dass erst bei starken gegensätzlichen Variationen der Breiten, z.B. $(\sigma_{\text{links}}, \sigma_{\text{rechts}}) = (1,2 \cdot \sigma_{\text{links}}^{\text{fit}}, 0,8 \cdot \sigma_{\text{rechts}}^{\text{fit}})$ oder $(\sigma_{\text{links}}, \sigma_{\text{rechts}}) = (0,8 \cdot \sigma_{\text{links}}^{\text{fit}}, 1,2 \cdot \sigma_{\text{rechts}}^{\text{fit}})$, der Unterschied in den Maximumpositionen auf bis zu ± 5 ns wächst. Es ist jedoch sehr unwahrscheinlich, dass sich Kollisionspulse in ihren ansteigenden und abfallenden Signalteilen derart unterschiedlich von Kalibrationspulsen verhalten. Daher erscheint eine Abschätzung des systematischen Fehlers durch die Unsicherheit in der Vergleichbarkeit von Kollisions- und Kalibrationspulsen auf ± 3 ns plausibel. Dies entspricht der beobachteten maximalen Verschiebung der Maximumposition bei einer beliebigen Variation der σ -Breiten um 10 % ihres Wertes.

Eine Betrachtung der Breite der $\Delta x_{\text{max}}^{\text{var}}$ -Verteilungen (RMS des Histogramms), wie in Abbildung 5.24 gezeigt, unterstützt die gefundenen Erkenntnisse. In einem Bereich der Variationen von σ_{links} und σ_{rechts} um ± 10 % zeigen die $\Delta x_{\text{max}}^{\text{var}}$ -Verteilungen ein RMS von maximal ca. 1 ns, was sehr gering ist. Interessanterweise zeigt die Auftragung der RMS-Werte der $\Delta x_{\text{max}}^{\text{var}}$ -Verteilungen die Stabilitätsdiagonale in die andere Richtung wie Abbildung 5.23 für den Mittelwert. Dies ist verständlich vor dem Hintergrund, dass bei einer gleichmäßigen Veränderung der gefitteten Signalbreiten in dieselbe Richtung die Maximumposition tendenziell an derselben Stelle verbleibt. Allerdings nimmt die Streuung und damit das RMS der Verteilung zu. Ändern sich die gefitteten Signalbreiten in unterschiedliche Richtungen wird zwar die Maximumposition der Fits systematisch verschoben, aber dafür relativ stabil an dieselbe Stelle. Damit ist die Breite der $\Delta x_{\text{max}}^{\text{var}}$ -Verteilung gering.

Insgesamt zeigen die Auftragungen der Stabilität, dass die ausgewählten Fitprozeduren eine hohe Erfolgsquote aufweisen. In ihrem Anwendungsbereich weisen sie bis auf wenige Ausnahmen Erfolgsquoten von weit über 90 % auf. Der Vergleich der Erfolgsquoten von Pulser-Runs und Kollisions-Runs veranschaulicht, dass die Methode in beiden Fällen ungefähr gleich gut funktioniert. Die systematischen Variationen der σ -Breiten der Signale beweisen zudem, dass die gefundene Fit-Methode sehr stabil und zuverlässig ist. Für einen Unterschied in den Signalbreiten von Kollisions- und Kalibrationspulsen von bis zu 10 % in beliebige Richtungen wurde der maximal zu erwartende systematische Fehler auf ± 3 ns in der Bestimmung der Maximumposition abgeschätzt.

5.5 Zusammenfassung der Fit-Methode und ihre Anwendungen

Für die Präzisionssynchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit eine Methode entwickelt, mit der die Synchronisation aus den Daten von Proton-Proton-Kollisionen im LHC ermittelt werden kann. Diese Methode wurde an Kalibrationsdaten aus PHOS4-Scans entwickelt und getestet, wie in diesem Kapitel dargestellt wurde.

Das entwickelte Verfahren basiert auf der Anpassung einer Funktion an die digitalisierten Signale von Level-1-Trigger-Toren. Je nach Kalorimeterbereich werden unterschiedliche Funktionen angefitet, die auf einer Gauß-Landau- oder einer Landau-Landau-Funktion basieren (siehe Gleichungen (5.1), (5.2) und (5.3), (5.4)). Im Allgemeinen wird in einem Bereich von 4 digitalisierten Werten (100 ns, d.h. 4 Strahlkreuzungen) um den höchsten Wert des

Kalorimeterbereich	Funktion	Gleichungen	Fitbereich	D/A
EMB	Gauß-Landau	(5.1), (5.2)	$[x_{\max}^{\text{hist}} - 1 \text{ Bin}, x_{\max}^{\text{hist}} + 2 \text{ Bins}]$	-
EMEC	Landau-Landau	(5.3), (5.4)	$[x_{\max}^{\text{hist}} - 1 \text{ Bin}, x_{\max}^{\text{hist}} + 2 \text{ Bins}]$	0
FCal	Landau-Landau	(5.3), (5.4)	$[x_{\max}^{\text{hist}} - 1 \text{ Bin}, x_{\max}^{\text{hist}} + 1 \text{ Bin}]$	0,26
HEC	Landau-Landau	(5.3), (5.4)	$[x_{\max}^{\text{hist}} - 1 \text{ Bin}, x_{\max}^{\text{hist}} + 2 \text{ Bins}]$	0,07
Tile	Gauß-Landau	(5.1), (5.2)	$[x_{\max}^{\text{hist}} - 1 \text{ Bin}, x_{\max}^{\text{hist}} + 2 \text{ Bins}]$	0

Tabelle 5.5: Liste der verwendeten Fitfunktionen in den verschiedenen Kalorimeterbereichen. Der letzte Eintrag gibt jeweils das in den Fits fixierte Parameterverhältnis zwischen dem Parameter zur Beschreibung des Unterschwingers D und der Amplitude A an. Im EMB wurde das Verhältnis D/A für den Fit nicht fixiert.

Pulses¹⁰ gefittet. Lediglich im Vorwärtskalorimeter wird der Fitbereich aufgrund der schmalen Pulsform auf 3 Strahlkreuzungen beschränkt. Eine Liste der verwendeten Funktionen pro Kalorimeterbereich befindet sich in Tabelle 5.5. Um die Anzahl der freien Parameter bei den Fits auf die Maximumsposition und die Amplitude des Signals zu beschränken, werden die Signalbreiten - σ_{Gauss} bzw. σ_{Landau} für die ansteigende Signalfanke und σ_{Landau} für die fallende Flanke - auf Werte festgesetzt, die aus den PHOS4-Scans abgeleitet werden. Dazu wird an die rekonstruierten PHOS4-Signale für jeden Trigger-Tower in einem ähnlichen Fitbereich und mit derselben analytischen Funktion, wie sie später für diesen Trigger-Tower verwendet werden sollen, ein Funktionsfit durchgeführt. Die aus diesem Fit resultierenden σ -Breiten werden für die Fits an die digitalisierten Signale für jeden Trigger-Tower individuell, aber fixiert vorgegeben. Zur weiteren Reduktion der Parameter wird zudem das Verhältnis des Parameters für den Unterschwinger der Pulse (D) zu der Amplitude (A) auf einen festen Wert während des Fits festgesetzt. Lediglich im Fall des elektromagnetischen Barrels wird auf diese zusätzliche Parameterreduktion verzichtet und stattdessen auch dieser Parameter frei in angemessenen Grenzen variiert. Die Tests verschiedener D/A -Verhältnisse ergaben, dass im Fall der elektromagnetischen Endkappen und im Tile-Kalorimeter eine Nicht-Berücksichtigung des Unterschwingers¹¹, d.h. $D/A = 0$, die besten Fitergebnisse liefert (siehe Tabelle 5.5).

Für die Übergangsregion zwischen EMB und EMEC konnte mit Hilfe der PHOS4-Kalibrations-Runs keine Untersuchung zu einer geeigneten Fitfunktion vorgenommen werden. Der Grund lag in zu starken Deformationen der PHOS4-Pulse in diesem Bereich aufgrund der noch nicht erfolgten Synchronisation auf den *Tower-Builder-Boards* (TBBs). Bei den in Kapitel 6 betrachteten Kollisionspulsen in diesem Kalorimeterbereich wurde für die Übergangsregion daher die Fitprozedur des Kalorimeterbereichs übernommen, der zu diesem Zeitpunkt aktiviert war (EMB oder EMEC). Ebenso wurden die σ -Breiten der in η benachbarten Trigger-Tower von EMB oder EMEC für den Fit übernommen. Dieses Vorgehen ermöglichte eine parallele Mitsynchronisation der Pulse in der Übergangsregion, deren Genauigkeit im Vergleich zu den anderen Bereichen allerdings nicht getestet werden konnte und daher weitere Studien erfordern würde.

Insgesamt ermöglicht die entwickelte Fit-Methode eine Präzisionssynchronisierung der Level-1-Trigger-Tower für Kalibrationssignale mit einer systematischen Genauigkeit von ± 1 ns bei

¹⁰Genauer: Gefittet wird in einem Bereich von einer Strahlkreuzung vor dem maximalen Wert bis zwei Strahlkreuzungen danach.

¹¹Für das Tile-Kalorimeter wurde ein sehr kleiner bis nicht vorhandener Unterschwinger erwartet, sodass das gefundene Resultat mit der Erwartung übereinstimmt.

einer statistischen Streuung von ± 1 ns. Für Kollisionspulse wird erwartet, dass aufgrund geringer Unterschiede in der Pulsform der Trigger-Tower-Signale die Bestimmung der analogen Maximumsposition mit einer vergleichbaren systematischen Genauigkeit von ± 1 ns bei etwas größerer Streuung von ± 2 ns möglich ist (vergleiche Kapitel 6.2). Unterschiede zwischen Kalibrations- und Physikpulsen in den Signaltbreiten von bis zu $\pm 10\%$ führen zu einem maximal zu erwartenden systematischen Fehler von ± 3 ns in der Bestimmung des korrekten Digitalisierungspunktes. Das ausgearbeitete Verfahren ist damit sehr stabil und zudem bei einer Einstellungsgenauigkeit des Digitalisierungspunktes von 1 ns hinreichend präzise.

Die Fit-Methode hat außer bei der Präzisionssynchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers bereits in anderen Bereichen eine Anwendung gefunden.

Wie in Kapitel 4 erläutert, wurde das Verfahren zur Bestimmung einer korrekten Referenz für die Tests zur der Entwicklung der Fit-Methode als *TrigT1Phos4ShapeMaker*-Algorithmus zur Synchronisation des Systems für Kalibrations-Runs in der ATLAS-Analysesoftware *Athena* implementiert [28]. Die Gauß-Landau-Fits im Maximumsbereich der rekonstruierten PHOS4-Pulse wurden dabei im Sommer 2010 zum ersten Mal für ein Update der Kalibrationssynchronisation genutzt und ersetzen nun die frühere Methode.

Die Fit-Methode für Fits an digitalisierte Pulse hingegen wurde bereits im Frühjahr 2010 zur Durchführung einer Energiekalibration im LAr-Kalorimeter für Kalorimeterzellen verwendet, für die eine Standardkalorimeterauslese aufgrund defekter Module zur optischen Signalübertragung nicht möglich war [29]. Um die in diesen Kalorimeterzellen deponierte Energie abschätzen zu können, wurde die Energie der restlichen funktionstüchtigen und zu diesem Trigger-Tower gehörenden Zellen gegen die Trigger-Tower-Energie unter Zuhilfenahme der Fit-Methode abgeglichen. Unter anderem die Abhängigkeit von der zeitlichen Verschiebung des Digitalisierungspunktes wurde dabei unabhängig von den Untersuchungen im Rahmen dieser Diplomarbeit betrachtet und ähnliche Ergebnisse gefunden.

Die Hauptanwendung und das Ziel der in diesem Kapitel vorgestellten Fit-Methode ist jedoch die Präzisionssynchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers mit Daten aus Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV, die folgenden Kapitel vorgestellt wird.

Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers

Für den stabilen Betrieb des ATLAS-Triggersystems ist die präzise Synchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers eine grundlegende Voraussetzung und daher einer der ersten Schritte in der Kalibrierung des Systems, wie in Kapitel 4.2 dargelegt. Die zu diesem Zweck entwickelte und in Kapitel 5 beschriebene Fit-Methode wurde auf Signale aus physikalischen Ereignissen - sogenannten *Splash*-Ereignissen und Kollisionsereignissen mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV - angewandt. Die *Splash*-Ereignisse wurden im Rahmen einer Studie parallel zu dieser Arbeit[30][31][32] analysiert, basierend auf den zu diesem Zeitpunkt aktuellen Resultaten der Funktionsuntersuchungen. Die Ergebnisse dieser Studie finden sich in Kapitel 6.1. Die im Rahmen dieser Diplomarbeit vorgenommene Präzisionssynchronisation mit Kollisionsdaten wird in Kapitel 6.2 inklusive ihrer Ergebnisse vorgestellt. Resultate von Konsistenzprüfungen und eine Diskussion der Ergebnisse finden sich in den Kapiteln 6.3 und 6.4.

6.1 Synchronisierung mit *Splash*-Ereignissen

Bei der Inbetriebnahme des LHC-Beschleunigers wurden zunächst spezielle Datensätze aufgezeichnet, die auf sogenannten *Splash*-Ereignissen basieren. Dabei wird ein Protonenstrahl in eine Richtung im LHC zirkuliert und auf einen Kollimator gelenkt, der sich in einer Entfernung von ca. 145 m vom Wechselwirkungspunkt im Inneren des ATLAS-Detektors in der Strahlröhre befindet. Bei der Wechselwirkung der Protonen mit dem Kollimator-*Target* vor dem Experiment entstehen sehr viele Sekundärteilchen, die den Detektor von der Seite aus durchqueren. Auf diese Weise wird der ATLAS-Detektor sozusagen erleuchtet, d.h. alle Systeme und Auslesekanäle können Daten aufzeichnen, die für Kalibrationen genutzt werden. Nicht saturierte Signale in den Kalorimetern wurden genutzt, um mit den *Splash*-Ereignissen des Jahres 2009 zum ersten Mal die entwickelte Fit-Methode zur Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers auf Physikereignisse vom LHC anzuwenden.

Wie in Kapitel 5 für Kalibrationspulse wurden die digitalisierten *Splash*-Ereignisse pro Trigger-Tower mit einer Funktion gefittet. Für die Fits wurden die zu diesem Zeitpunkt als beste Funktionen identifizierten Prozeduren in den verschiedenen Kalorimeterbereichen gewählt. Diese entsprechen nicht für alle Kalorimeterbereiche den in Kapitel 5.2 vorgestellten Funktionen, da die Untersuchungen zur besten Fitprozedur zum Zeitpunkt der Synchronisation mit *Splash*-Ereignissen noch nicht abgeschlossen waren. Für eine ideale Synchronisation wird angestrebt, dass in jedem Trigger-Tower die Signale im Maximum digitalisiert werden und somit die mit dem Fit bestimmte Maximumsposition x_{\max}^{fit} der Mitte des zentralen Histogrammbins

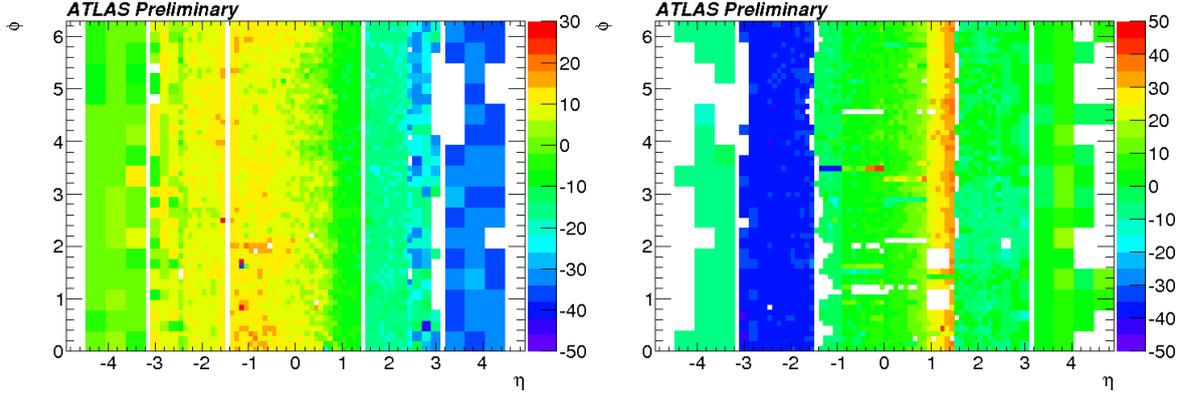


Abbildung 6.1: η - ϕ -Karte der Signalankunftszeiten in den einzelnen Trigger-Towern für jeweils ein Splash-Ereignis. Die Ankunftszeiten in ns wurden mit Hilfe eines Fits an die digitalisierten Signale bestimmt und ihre Differenz zur gewählten Referenz von 175 ns in z-Richtung aufgetragen. (Links:) Für die elektromagnetische Lage ist das Splash-Ereignis 2166 abgebildet, das mit Strahl 1 erzeugt wurde. (Rechts:) Für die hadronische Lage ist Splash-Ereignis 2666 gezeigt, das mit Strahl 2 produziert wurde. Beide Ereignisse stammen aus Run 140370 [30].

entspricht. Für die Splash-Ereignisse wurde als Zeitreferenz für eine ideale Synchronisation daher $x_{\max}^{\text{ideal}} = 175$ ns gewählt. Für jeden Trigger-Tower wird die nötige Korrektur zur idealen Synchronisation gemäß Gleichung (6.1) berechnet.

$$\Delta x_{\text{sync}} = x_{\max}^{\text{fit}} - x_{\max}^{\text{ideal}} \quad (6.1)$$

Es ist durchaus möglich, Korrekturen größer als 25 ns, d.h. größer als eine Strahlkreuzung zu erhalten. In diesen Fällen werden nicht nur die PHOS4-Einstellungen angepasst, sondern auch die Einstellungen zur Grobsynchronisation im FIFO (siehe Kapitel 3 und 4.2). Jeweils eine η - ϕ -Karte für die elektromagnetische und die hadronische Kalorimeterlage für jeweils ein Splash-Ereignis ist in Abbildung 6.1 zu sehen. Aufgetragen ist die ermittelte Korrektur Δx_{sync} in ns in Abhängigkeit von η und ϕ . Im Fall der elektromagnetischen Lage kommt der Strahl aus der positiven z-Richtung (positive η) und die Sekundärteilchen durchqueren das Kalorimeter in Richtung negativer z-Richtung (negative η) (Strahl 1). Die daraus resultierenden Unterschiede in der Zeit ihres Eintreffens sind in Abbildung 6.1 (links) gut zu sehen. In den Trigger-Towern auf der A-Seite des Detektors (positive η) wurden die Signale früher erzeugt. Damit liegt die Maximumsposition x_{\max}^{fit} bei kleineren Werten als die Referenz x_{\max}^{ideal} und die Differenz Δx_{sync} wird negativ. Die Signale in den Trigger-Towern der C-Seite (negative η) wurden hingegen später erzeugt, weshalb die Differenz Δx_{sync} positiv ist. Im Verlauf von Δx_{sync} in η -Richtung ist die Ausbreitung der Sekundärteilchen durch das Kalorimeter gut nachzuvollziehen. Dementsprechend ist ersichtlich, dass bei dem für die hadronische Lage gezeigten Splash-Ereignis in Abbildung 6.1 (rechts) der Protonenstrahl von der anderen Seite kommt (Strahl 2) und dort auf einen Kollimator trifft.

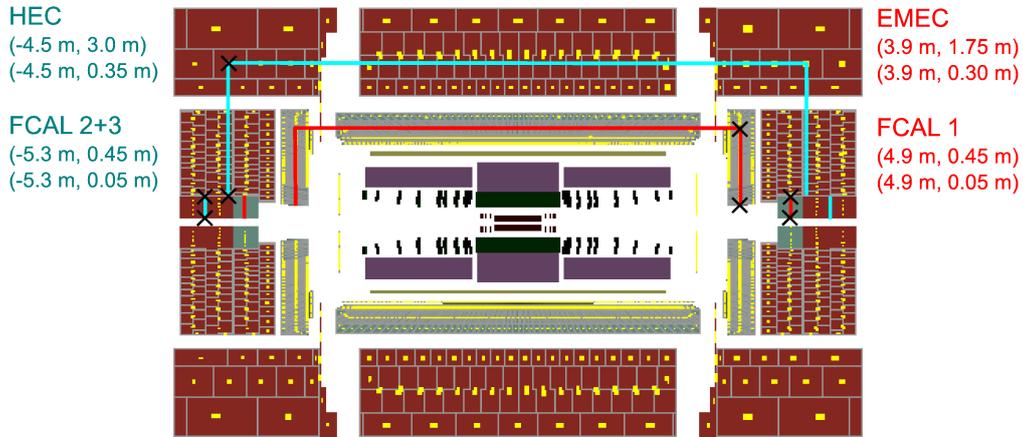


Abbildung 6.2: Darstellung der Geometrie der Kalorimeterzellen und ihrer Signale für ein Splash-Ereignis von Run 140370. Die eingezeichneten Linien beschreiben die zur Flugzeitberechnung verwendete vereinfachte Detektorgeometrie. In Rot ist die elektromagnetische Lage, in Blau die hadronische Lage dargestellt. Für die Punkte sind z- und x-Koordinaten im ATLAS-Koordinatensystem mit Ursprung im Wechselwirkungspunkt angegeben [30].

Korrektur der Flugzeit

Um die Splash-Ereignisse zur Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers verwenden zu können, muss berücksichtigt werden, dass die Signale ihren Ursprung nicht im Kollisionspunkt im Inneren von ATLAS haben, sondern ca. 145 m in Strahlrichtung vor dem Detektor. Dies führt zu unterschiedlichen Flugzeiten der Teilchen von Splash-Ereignissen im Vergleich zu Teilchen aus Proton-Proton-Kollisionen, die berücksichtigt und korrigiert wurden. Zu diesem Zweck wurde eine vereinfachte Detektorgeometrie angenommen, die in Abbildung 6.2 gezeigt ist. Aufgrund der Zylindersymmetrie von Detektor und Splash- sowie Kollisionserreignissen können mit Hilfe der vereinfachten Detektorgeometrie die Flugzeiten der Teilchen in Abhängigkeit von η berechnet werden. Die berechneten Flugzeiten (engl. *time of flight*, *tof*) für Teilchen vom Kollisionspunkt bis zu den beiden Kalorimeterlagen in Abhängigkeit von η sind in Abbildung 6.3 zu sehen. Diese Flugzeiten ergeben sich aus der direkten Distanz zwischen Wechselwirkungspunkt und Detektor unter der Annahme der Lichtgeschwindigkeit für die Geschwindigkeit der Teilchen. Die Flugzeit der Teilchen vom Kollimator zu den beiden Detektorlagen ist in Abbildung 6.4 zu sehen. Da auf Signale im Zentralbereich der Kalorimeter getriggert wurde, sind vor allem die relativen Unterschiede in der Flugdauer von Teilchen interessant, die auf der A- oder der C-Seite des Detektors Signale erzeugen. Aus diesem Grund wird die Flugzeit für $\eta = 0$ auf Null gesetzt. Um nun aus den Splash-Ereignissen die notwendigen Synchronisationseinstellungen für Kollisionserreignisse berechnen zu können, wurden beide Flugzeit-Funktionen miteinander verrechnet. Das Resultat ist in Abbildung 6.5 zu sehen. Gezeigt sind die nötigen Flugzeitkorrekturen zum gemessenen Δx_{sync} für den Fall, dass sich der Protonenstrahl aus der positiven z-Richtung kommend in negative z-Richtung bewegt (Strahl 1). Für die andere Strahlrichtung wurden die Flugzeitkorrekturen an der $\eta = 0$ -Achse gespiegelt.

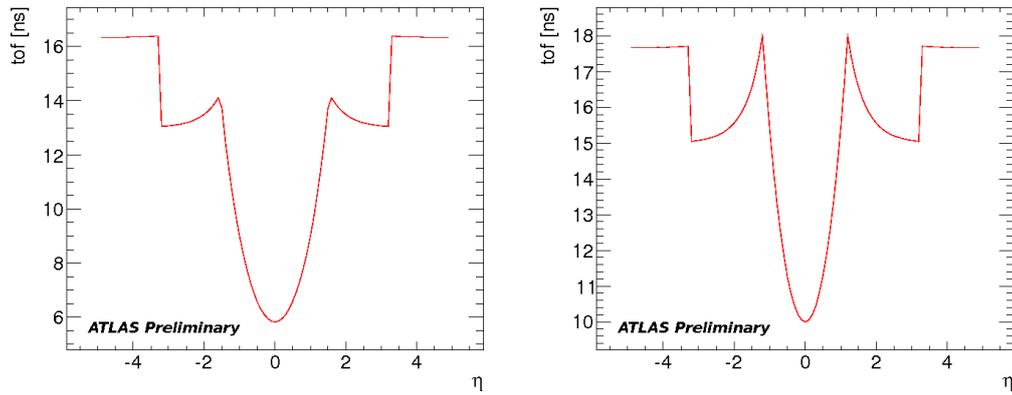


Abbildung 6.3: Flugzeit vom Kollisionsvertex zur entsprechenden Kalorimeterlage in Abhängigkeit von η . (Links:) Flugzeit für Teilchen aus Kollisionen zur elektromagnetischen Kalorimeterlage [30]. (Rechts:) Flugzeit für Teilchen aus Kollisionen zur hadronischen Kalorimeterlage [30].

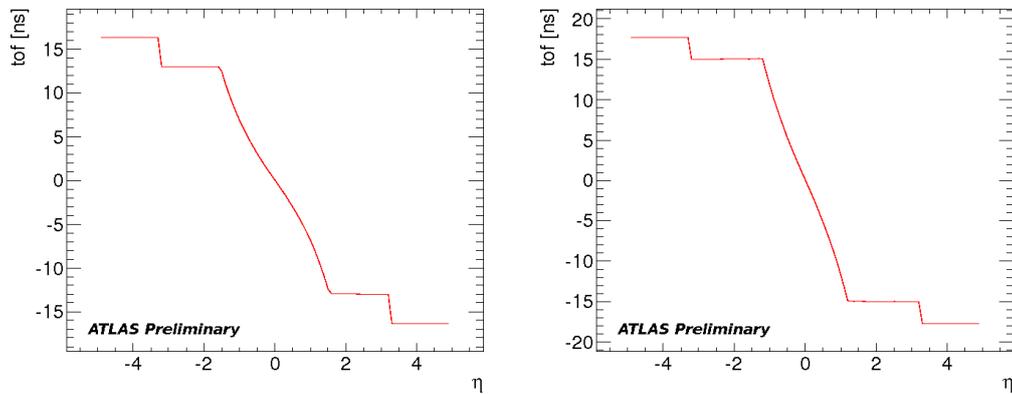


Abbildung 6.4: Flugzeit vom Kollimator zur entsprechenden Kalorimeterlage in Abhängigkeit von η für Strahl 1. Als Referenz wurde die Flugdauer bei $\eta = 0$ genutzt. (Links:) Flugzeit für Teilchen aus Splash-Ereignissen zur elektromagnetischen Kalorimeterlage [30]. (Rechts:) Flugzeit für Teilchen aus Splash-Ereignissen zur hadronischen Kalorimeterlage [30].

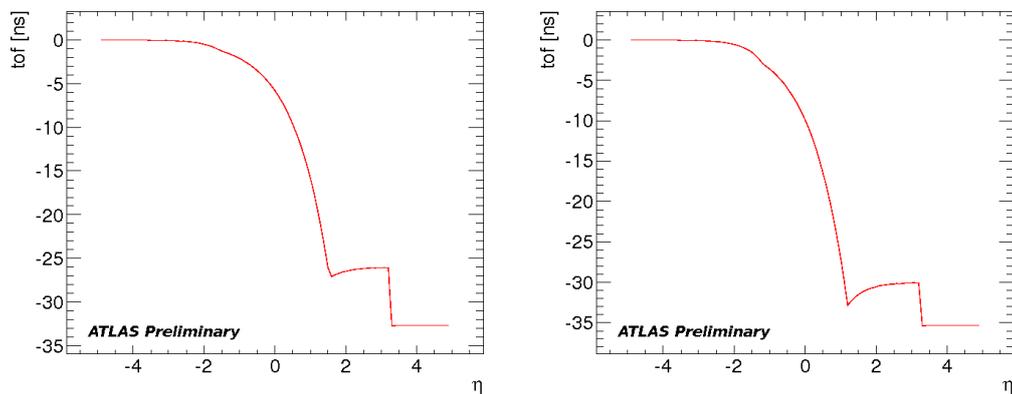


Abbildung 6.5: Korrektur der Flugzeit in Abhängigkeit von η für Strahl 1. Die Flugzeitkorrektur für Strahl 2 wird durch Spiegelung der Verteilung an der $\eta = 0$ -Achse bestimmt. (Links:) Flugzeitkorrektur für die elektromagnetische Lage [30]. (Rechts:) Flugzeitkorrektur für die hadronische Lage [30].

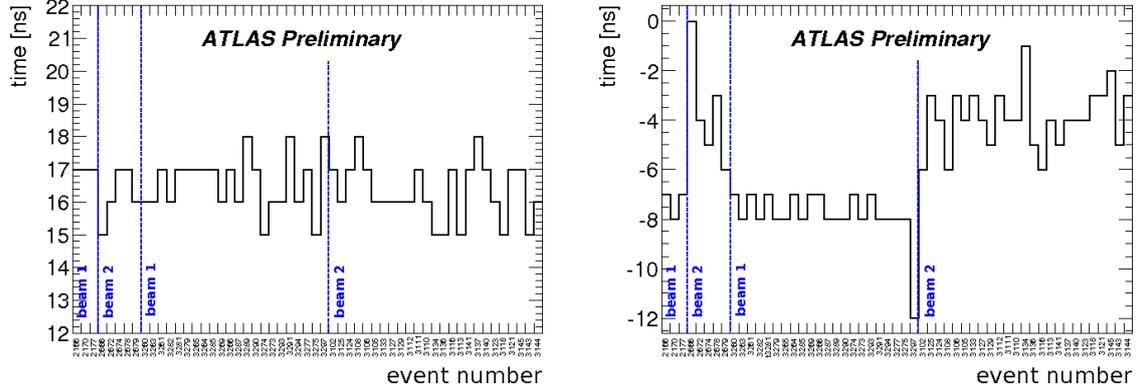


Abbildung 6.6: Auftragung der aus den verschiedenen Splash-Ereignissen berechneten Korrekturen Δx_{sync} für jeweils einen Trigger-Tower. (Links:) Trigger-Tower aus dem EMB, für den die aus beiden Protonstrahlrichtungen berechneten Korrekturen innerhalb statistischer Schwankungen übereinstimmen [30]. (Rechts:) Trigger-Tower aus dem HEC, der für Splash-Ereignisse, die mit Strahl 1 und Strahl 2 erzeugt wurden, verschiedene Korrekturen aufweist [30]. Grund hierfür ist eine zu starke Vereinfachung der Detektorgeometrie.

Ergebnisse der Synchronisation mit Splash-Ereignissen von 2009

Insgesamt wurden die Korrekturen zur Synchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers aus 55 Splash-Ereignissen des Runs 140370 aus dem Jahr 2009 berechnet. Von diesen 55 Ereignissen stammen 25 von Strahl 1 und 30 von Strahl 2. Für jedes Splash-Ereignis wurde für jeden Trigger-Tower die zur Synchronisation notwendige Korrektur Δx_{sync} unter Berücksichtigung der Flugzeiten errechnet. Abgesehen von Verlusten aufgrund zu niedriger Pulse¹, saturierter Pulse oder fehlgeschlagener Fits wurden für alle Trigger-Tower die errechneten Korrekturen Δx_{sync} der 55 Splash-Ereignisse gemittelt. Im Allgemeinen stimmten die berechneten Korrekturen Δx_{sync} für beide Strahlrichtungen innerhalb statistischer Schwankungen überein, wie in Abbildung 6.6 (links) zu sehen. In wenigen Fällen war ein deutlicher Unterschied zwischen den Korrekturen zu sehen, die aus Splash-Ereignissen mit den beiden verschiedenen Strahlrichtungen ermittelt wurden. Ein Beispiel hierfür ist in Abbildung 6.6 (rechts) gezeigt. Der Grund für diese Unterschiede ist in der vereinfachten Geometrie des Detektors zu finden. Da sich die Unterschiede zwischen den Korrekturen aus Splash-Ereignissen beider Strahlrichtungen jedoch in einem Rahmen von ungefähr ± 3 ns hielten, war eine normale Mittlung hier ausreichend für eine erste Synchronisation mit Physikdaten vom LHC. Die auf diese Weise erlangten, zur Synchronisation nötigen Korrekturen sind in Abbildung 6.7 für beide Kalorimeterlagen gezeigt. Aus den Korrekturen werden die absoluten Synchronisations-Delays d gemäß Gleichung (6.2) bestimmt.

$$d_{\text{neu}} = d_{\text{alt}} - \Delta x_{\text{sync}} \quad (6.2)$$

Die aus den Splash-Ereignissen von 2009 errechneten neuen Synchronisations-Delays d_{neu} sind in Abbildung 6.8 für beide Kalorimeterlagen gezeigt. Große Unterschiede in den absoluten Delays sind im Wesentlichen auf die unterschiedlichen Kabellängen vom Kalorimeter zu der Elektronik des Level-1-Kalorimeter-Triggers zurückzuführen, die stark in ϕ und abhängig von unterschiedlichen Kalorimetermodulen variieren. Die kleineren Unterschiede stammen von Flugzeitunterschieden in η und Effekten in der Elektronik [30].

¹Es wurde eine Mindestsignalhöhe von 60 ADC-Werten gefordert.

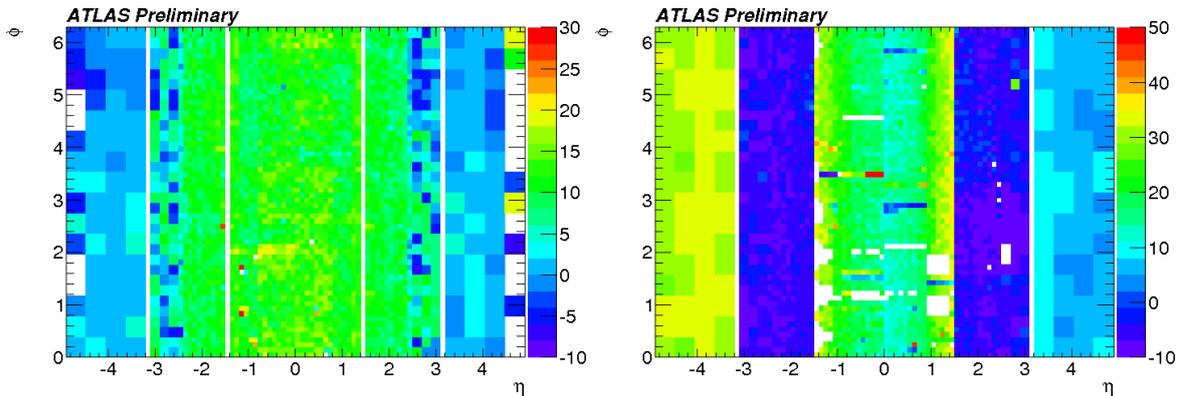


Abbildung 6.7: η - ϕ -Karte der aus Splash-Ereignissen von 2009 bestimmten mittleren Korrekturen Δx_{sync} in ns zur Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers. (Links:) Korrekturen für die elektromagnetische Lage [30]. (Rechts:) Korrekturen für die hadronische Lage [30].

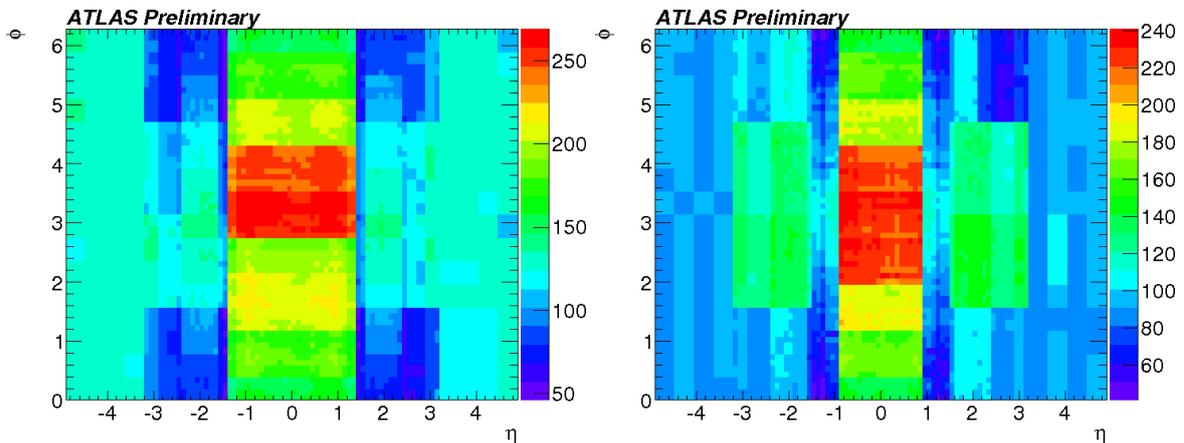


Abbildung 6.8: η - ϕ -Karte der aus Splash-Ereignissen von 2009 bestimmten neuen Synchronisations-Delays d_{neu} in ns. (Links:) Delays für die elektromagnetische Lage [30]. (Rechts:) Delays für die hadronische Lage [30].

Ergebnisse der Synchronisation mit Splash-Ereignissen von 2010

Mit dem Neustart des LHC im Februar 2010 nach der Winterpause wurden die im Jahr 2009 vorgenommenen Einstellungen mit Splash-Ereignissen zunächst verifiziert und anschließend mit verfeinerten, wenngleich nicht den endgültigen Fitprozeduren präzisiert. Modifizierungen verschiedener Parameter in der LAr-Elektronik über den Winter führten in einigen Fällen zu substantiellen Synchronisationsänderungen. Insgesamt konnte mit Hilfe der Splash-Ereignisse die erste Präzisionssynchronisierung mit Physikdaten mit einer Genauigkeit von ± 5 ns vorgenommen werden [30]. Die Analyse der Splash-Ereignisse wurde im Rahmen einer Studie parallel zu dieser Arbeit durchgeführt [30][31][32], basierend auf den jeweils aktuellen Erkenntnissen zu der im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelten Fit-Methode. Wie in Kapitel 4 für Kalibrationspulse diskutiert, besteht bei Splash-Ereignissen ebenfalls das Problem, dass die Signale nicht aus der Richtung des Wechselwirkungspunktes im Innern von ATLAS an den Kalorimetern eintreffen. Daraus ergeben sich andere Ankunftszeiten und damit andere

Zeitverschiebungen in der Addition der Signale aus den einzelnen Kalorimeterzellen zu einem Trigger-Tower-Signal im Vergleich zu Kollisionsdaten. Dies führt zu möglicherweise deformierten Signalen und aufgrund dessen zu einer Erhöhung der Quote an fehlgeschlagenen Funktionsanpassungen. Eine Synchronisierung mit Kollisionsereignissen ist daher für die endgültige Präzisionssynchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers essentiell.

6.2 Synchronisierung mit Kollisionen

Im Frühjahr 2010 fanden im LHC die ersten Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie der Teilchen von 7 TeV statt. Die Energie von 7 TeV entspricht nur der Hälfte der nominellen Energie des LHC, stellt mit der 3,5-fachen Energie des Tevatrons jedoch eine bisher in einem Teilchenbeschleuniger unerreichte Energie dar. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde basierend auf diesen Kollisionsdaten des LHC die Präzisionssynchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers bestimmt, welche ab Juli 2010 für die Datennahme verwendet wurde. Die dazu nötige Vorgehensweise wird im Folgenden erläutert.

Ereignisselektion

Eine Präzisionssynchronisation der Trigger-Tower des Level-1-Kalorimeter-Triggers mit Kollisionsdaten ist die einzige Möglichkeit, die unterschiedlichen Flugzeiten der Teilchen aus Kollisionen mit der letztendlich notwendigen Genauigkeit zu bestimmen. Dementsprechend ist es wesentlich, bei einer Synchronisation anhand von Kollisionsdaten sicherzustellen, dass nur Signale verwendet werden, die auch tatsächlich von Teilchen aus Kollisionen im LHC stammen. Zur Gewährleistung dieser Anforderung wurden spezielle Kriterien zur Ereignisselektion verwendet.

Das erste und grundlegende Kriterium ist eine Selektion der verwendeten Daten. Von den ausgewählten Datensätzen mit hoher integrierter Luminosität² wurden nur die Daten verwendet, für die LHC einen stabilen Protonenstrahl deklariert hat. Typischerweise zu Beginn und zum Ende eines LHC-Runs sind die Protonenstrahlen nicht stabil, d.h. sie sind beispielsweise nicht optimal auf ihrer Umlaufbahn im LHC stabilisiert und für Kollisionen nicht korrekt im Wechselwirkungspunkt fokussiert. Während dieser Phase treten viele für die Synchronisation nachteilige Einflüsse auf, die im Einzelnen nicht voneinander isoliert und korrigiert werden können. Deshalb wurden alle Ereignisse mit nicht stabilem Strahl von der weiteren Analyse ausgeschlossen.

Das zweite Kriterium bezieht sich direkt auf die betrachteten Ereignisse. Um zu garantieren, dass es sich tatsächlich um Signale aus Kollisionsereignissen handelt, wurde die Existenz eines Primärvertex im betrachteten Ereignis gefordert. Dies gewährleistet, dass eine Proton-Proton-Kollision stattgefunden hat, von der ausgehend die Signale im Kalorimeter erzeugt wurden. Zusätzlich wurden an diesen Primärvertex weitere Bedingungen gestellt. Zum einen wurde gefordert, dass der Primärvertex weniger als 10 cm in z-Richtung vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt liegt, zum anderen dass mindestens 5 Spuren von diesem Vertex ausgehen. Mit dem ersten Kriterium werden Wechselwirkungen des Strahls mit dem Restgas

²Die integrierte Luminosität ist das Integral der instantanen Luminosität über die Zeit und stellt ein Maß für die Anzahl der stattgefundenen Ereignisse dar.

in der Strahlröhre ausgeschlossen. Diese können in größerer Entfernung vom Wechselwirkungspunkt stattfinden und verfälschen damit die in der Synchronisation berücksichtigte Flugzeit der Teilchen zum Kalorimeter. Das zweite Kriterium hingegen gewährleistet, dass es sich bei dem gefundenen Primärvertex tatsächlich um eine inelastische Proton-Proton-Kollision handelt, für die viele Sekundärteilchen erwartet werden. Dies ist wichtig, da die Synchronisation mit denselben inelastischen QCD-Ereignissen - hauptsächlich Dijet-Ereignissen - vorgenommen werden soll, die in späteren Analysen dominant sind.

Der Effekt dieser Auswahlkriterien lässt sich überprüfen durch Auftragung der Differenz Δt_{LAR} zwischen der mittleren Ankunftszeit der Signale eines Ereignisses auf der A-Seite des LAR-Kalorimeters und ihrer mittleren Ankunftszeit auf der C-Seite. Für die Kollisions-Runs 158548 und 158582, die am 04. und 05.07.2010 aufgezeichnet wurden und die die Grundlage für das Synchronisations-Update Ende Juli bildeten, ist die Differenz Δt_{LAR} in Abbildungen 6.9 bis 6.11 gezeigt. Die erste Abbildung (6.9) zeigt die Zeitdifferenz Δt_{LAR} für alle Ereignisse in den beiden genannten Runs. Große Zeitdifferenzen in den mittleren Ankunftszeiten auf der A- und C-Seite ergeben sich beispielsweise für Wechselwirkungen zwischen Strahl und Restgas, die weit entfernt vom Wechselwirkungsvertex geschehen. Ziel der Ereigniseselektion ist es daher, verstärkt die Ereignisse mit großen $|\Delta t_{\text{LAR}}|$ zu verwerfen, für die es sehr unwahrscheinlich ist, dass sie aus Kollisionen stammen. In Abbildung 6.10 sind alle Ereignisse der beiden betrachteten Kollisions-Runs zu sehen, für die der Protonenstrahl als stabil deklariert war. Im Vergleich zu Abbildung 6.9 ist für den Bereich bei großen $|\Delta t_{\text{LAR}}|$ nur eine geringe Verbesserung zu beobachten. In Abbildung 6.11 ist die Zeitdifferenz zwischen A- und C-Seite für alle Ereignisse gezeigt, die die oben erklärte Ereigniseselektion passiert haben. Im Vergleich zu den beiden vorherigen Abbildungen ist die Reduktion der Ereignisse bei großem $|\Delta t_{\text{LAR}}|$ nun offensichtlich. Die Forderung eines Primärvertex garantiert auf sehr effiziente Weise, dass nur Signale aus inelastischen und zentralen Kollisionen für die Präzisionssynchronisierung verwendet werden.

Nach der Ereigniseselektion wurden drei weitere Schritte unternommen, um Detektoreffekte wie Rauschen und eine Saturierung der Signale auszuschließen, bevor die in Kapitel 5 vorgestellte Fit-Methode zur Präzisionssynchronisierung angewandt wurde.

Zunächst wurden tote bzw. beschädigte Trigger-Tower von der Analyse ausgeschlossen. Grund für die Stilllegung mancher Trigger-Tower sind verschiedene Probleme auf Seiten der Kalorimeter. In der hadronischen Kalorimeterlage befinden sich z.B. Streifen toter Kanäle (vergleiche Abbildung 5.20), für die die Hochspannung am Tile-Kalorimeter ausgeschaltet ist. Diese Trigger-Tower wurden von der Analyse ausgenommen. Ein Problem, das von der Detektorseite nicht erwartet wurde, war ein gehäuftes Vorkommen von Signalen aufgrund von Detektorrauschen im HEC. Mit Hilfe eines Schnitts auf eine Qualitätsvariable des Pulses, die von der Arbeitsgruppe des LAR-Kalorimeters definiert wurde [33], konnten diese Rauschsignale entfernt werden. Zur Gewährleistung der Wirksamkeit der in Kapitel 5 beschriebenen Fit-Methode ist es zudem wichtig, dass die für die Synchronisation verwendeten Kollisionspulse eine Minimalhöhe überschreiten, allerdings noch nicht saturieren. Daher wurde für die Pulshöhe ein Minimum von 60 ADC-Werten und ein Maximum von 1022 ADC-Werten gefordert, was einem Energiebereich von 7 GeV bis ungefähr 250 GeV entspricht.

Bei Bestehen all dieser Kriterien zur Daten-, Ereignis- und Pulsselektion wurden die in Kapitel 5.5 zusammengefassten Fitprozeduren auf die Signale aus Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV angewandt. Mit Hilfe des in Kapitel 5.3 beschriebenen Erfolgskriteriums

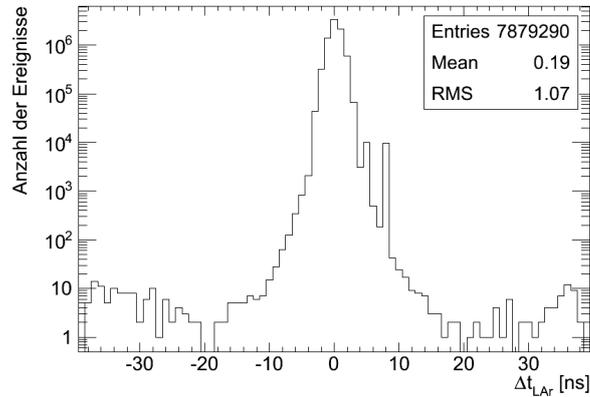


Abbildung 6.9: Differenz Δt_{LAR} in den mittleren Ankunftszeiten der Signale auf der A- und C-Seite des LAr-Kalorimeters für alle Ereignisse der Kollisions-Runs 158548 und 158582.

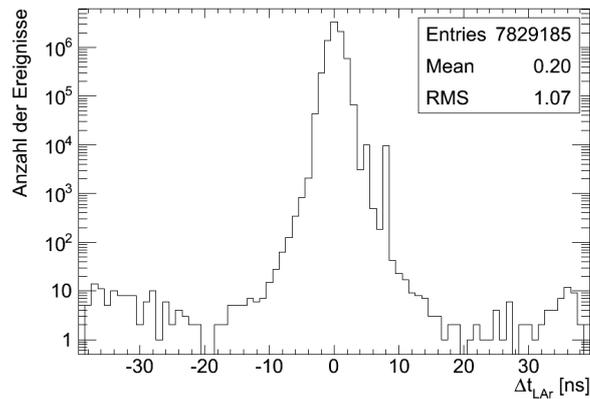


Abbildung 6.10: Differenz Δt_{LAR} in den mittleren Ankunftszeiten für die Ereignisse der Kollisions-Runs 158548 und 158582, für die die Protonenstrahlen als stabil deklariert waren.

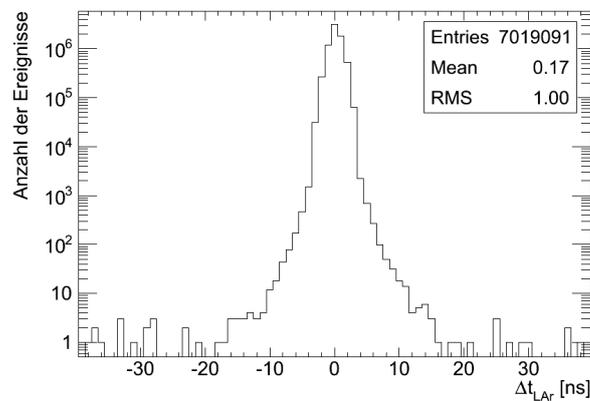


Abbildung 6.11: Differenz Δt_{LAR} in den mittleren Ankunftszeiten für die Ereignisse der Kollisions-Runs 158548 und 158582, die die Anforderungen der Ereigniseselektion an einen Primärvertex erfüllen.

wurden die Fits auf ihre Qualität hin überprüft. Bei Erfolg des Fits wurde aus der bestimmten Maximumsposition x_{\max}^{fit} die zur Synchronisation nötige Korrektur Δx_{sync} gemäß Gleichung (6.1) berechnet. Hierbei wurde als Referenz für die ideale Synchronisation die Mitte der zentralen Strahlkreuzung im ausgelesenen Wertefenster genommen. Bei zunächst 15 ausgelesenen digitalisierten Werten³ entsprach dies einer Referenz von $x_{\max}^{\text{ideal}} = 187,5$ ns.

Verwendete σ -Breiten für die Fits an Kollisionspulse

Wie in Kapitel 5 beschrieben, wurden für alle Kalorimeterbereiche Fitprozeduren ausgewählt, die in einem Bereich von 4 Digitalisierungspunkten (bzw. 3 im FCal) eine Gauß-Landau- oder Landau-Landau-basierte Funktion an die Daten fitten. Da in dem ausgewählten Fitbereich nur 4 digitalisierte Werte (bzw. 3 im FCal) für die 5-Parameterfits liegen, wurde die Anzahl der freien Parameter durch Festsetzung der σ -Breiten reduziert. Basierend auf fünf PHOS4-Scans, wurde zu diesem Zweck an die rekonstruierten PHOS4-Pulse dieselbe Funktion in einem ähnlichen Fitbereich angepasst, wie sie später für die digitalisierten Pulse verwendet wurde. Die σ -Breiten, die mit diesen Fits gefunden wurden, bildeten die Eingabewerte für die Fits an die digitalisierten Kollisionspulse. Für das LAr-Kalorimeter wurden die PHOS4-Scans 144825 und 151322 verwendet, für das Tile-Kalorimeter die drei PHOS4-Scans 148401, 151063 und 151078. Die Fitresultate dieser PHOS4-Scans wurden im Anschluss gemittelt. Für einen gelungenen Fit an die rekonstruierten PHOS4-Pulse wurde ein χ^2/ndf -Wert unterhalb der in Tabelle 6.1 aufgelisteten Grenze gefordert. Für die Mittlung der Resultate aus den unterschiedlichen PHOS4-Scans wurde eine minimale Anzahl an gültigen σ -Werten pro Trigger-Tower abhängig vom Kalorimeterbereich gefordert, die ebenfalls in Tabelle 6.1 aufgelistet ist. Trigger-Tower, für die auf diese Weise keine gültigen σ -Breiten gewonnen werden konnten, erhielten ihre σ -Werte durch Mittlung der σ -Werte der nächst gelegenen Trigger-Tower in positiver und negativer ϕ -Richtung (selbes η) mit gültigen σ -Werten. Auf diese Weise kann

³Aufgrund von zunehmenden Strahluminositäten mit dem Fortschreiten des LHC-Betriebs wurde das Auslesefenster zunächst auf 7 und dann auf 5 digitalisierte Werte verkleinert. Infolgedessen wurde die Auftragung der Pulse im Vergleich zur Zeitskala so angepasst, dass die Mitte des zentralen Bins trotzdem noch der Zeit von 187,5 ns entsprach.

Kalorimeterbereich	χ^2/ndf -Grenze	Minimal geforderte Anzahl an gültigen σ -Breiten
EMB	50	2 von 2
EMEC	300	2 von 2
FCal	50	1 von 2
HEC	50	1 von 2
Tile	12	2 von 3

Tabelle 6.1: Anforderungen zur Bestimmung der σ -Werte aus PHOS4-Scans für die Fits an Kollisionspulse. Die erste Spalte gibt die obere Grenze der χ^2/ndf -Werte eines Fits im entsprechenden Kalorimeterbereich an, für die der Fit als erfolgreich gilt. Die weichere Grenze im EMEC und die härtere Grenze im Tile ergaben sich aus den unterschiedlichen χ^2/ndf -Verteilungen der Fits in diesem Kalorimeterbereichen. Die zweite Spalte gibt die minimal geforderte Anzahl an gültigen σ -Werten pro Trigger-Tower von der verfügbaren Anzahl an PHOS4-Runs für die verschiedenen Kalorimeterbereiche an.

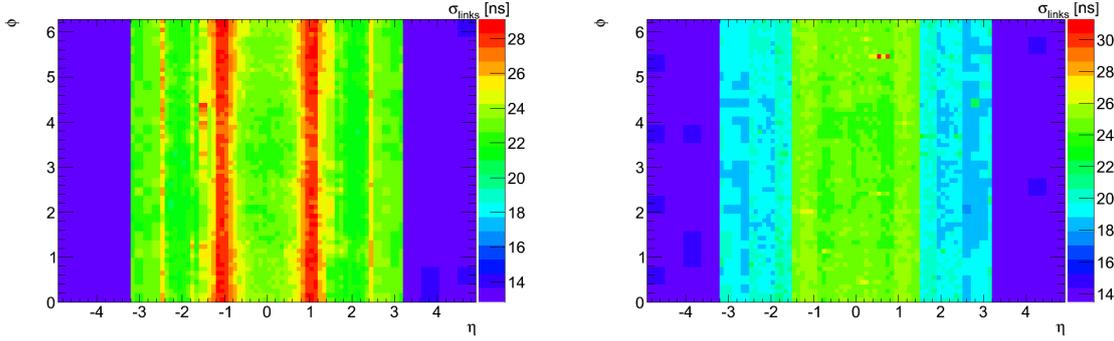


Abbildung 6.12: (Links:) η - ϕ -Karte der linken σ -Breiten in der elektromagnetischen Kalorimeterlage, die aus PHOS4-Scans abgeleitet und für die Fits an die digitalisierten Kollisionspulse verwendet wurden. (Rechts:) η - ϕ -Karte der linken σ -Breiten in der hadronischen Kalorimeterlage.

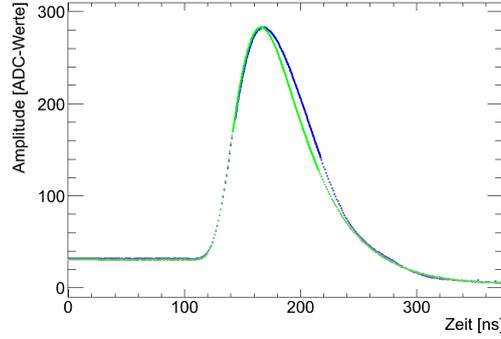


Abbildung 6.13: Vergleich zweier benachbarter rekonstruierter PHOS4-Pulse inklusive ihrer Landau-Landau-basierten Fits zur Bestimmung der σ -Breiten. In Blau gezeichnet ist Trigger-Tower 0x041e0e01 bei $\eta = 2,25$ und $\phi = 6,23$ im HEC. Dieser Trigger-Tower ist durch sehr große σ -Breiten im Vergleich zu seinen Nachbarn aufgefallen. Ein Nachbar, Trigger-Tower 0x041e0e00 bei $\eta = 2,25$ und $\phi = 6,14$, wurde auf dieselbe Höhe skaliert und in Grün in dasselbe Histogramm gezeichnet. Der Vergleich beider PHOS4-Pulse zeigt, dass der blaue Puls tatsächlich breiter ist und die größeren σ -Werte für diesen Trigger-Tower korrekt sind.

ten für alle Trigger-Tower σ -Werte zum Fit an die digitalisierten Kollisionsdaten bestimmt werden, ausgenommen die Trigger-Tower in der Übergangsregion zwischen EMB und EMEC. Für die Trigger-Tower der Übergangsregion wurden je nach aktiviertem EMB- oder EMEC-Teil die σ -Werte der in η benachbarten Trigger-Tower (selbes ϕ) aus dem EMB oder EMEC verwendet. Die auf diese Weise bestimmten σ -Werte wurden in η - ϕ -Karten aufgetragen und auf ihre Gleichförmigkeit und Konsistenz überprüft. Für die jeweils linken σ -Breiten in der hadronischen Lage ist die η - ϕ -Karte in Abbildung 6.12 (rechts) gezeigt. Gut sichtbar sind die Übergänge zwischen den unterschiedlichen Kalorimeterbereichen Tile, HEC und FCal2&3. Am Übergang zwischen Tile-Kalorimeter und HEC ändert sich die Fitprozedur und damit auch die in Abbildung 6.12 (rechts) dargestellte Breite von σ_{Gauss} im Tile zu σ_{Landau} im HEC und FCal. Am Übergang zwischen HEC und FCal ändert sich die Form der Pulse sehr stark. Die Pulse im Vorwärtskalorimeter sind wesentlich schmaler als im Rest der Kalorimeters, was sich in kleineren σ -Breiten niederschlägt, wie Abbildung 6.12 (rechts) bestätigt. Innerhalb der einzelnen Kalorimeterbereiche sind die Fitbreiten relativ homogen. In der elektromagnetischen Lage sind einige Strukturen in Abhängigkeit von η zu erkennen, wie in Abbildung 6.12

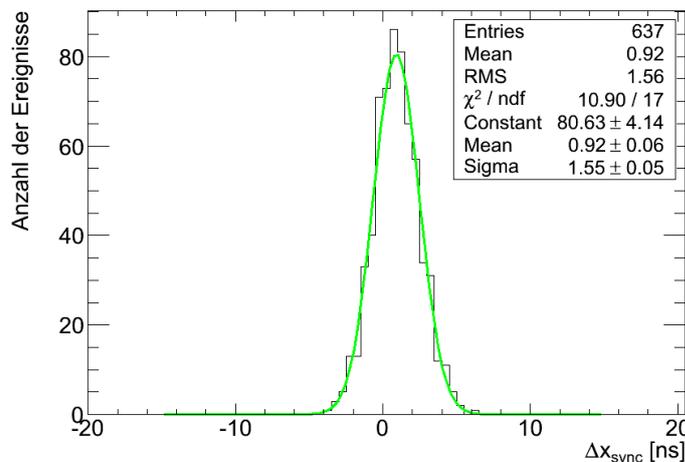


Abbildung 6.14: Synchronisationshistogramm für Trigger-Tower 0x00100302 im EMB. Die aus Fits an Kollisionspulse bestimmten Korrekturen Δx_{sync} sind gaußförmig um den Mittelwert $\overline{\Delta x_{\text{sync}}} = 0,92$ ns mit einer Streuung von $\langle \Delta x_{\text{sync}} \rangle_{\text{RMS}} = 1,56$ ns verteilt. In Grün eingezeichnet ist der Fit der Verteilung mit einer Gaußfunktion. Der Vergleich der in der Box unten aufgelisteten Fitergebnisse für den Mittelwert (Mean) und die Breite der Verteilung (Sigma) mit den entsprechenden Werten der Histogrammstatistik (Mean und RMS) zeigt, dass beide sehr gut übereinstimmen. Aufgrund der höheren Zuverlässigkeit der Histogrammstatistik wurden ihre Werte im weiteren Verlauf für die Synchronisation verwendet.

(links) ebenfalls für die linke σ -Breite gezeigt. Hier treten Änderungen der σ -Breiten innerhalb der einzelnen Kalorimeterbereiche, allerdings immer zu den Grenzen bestimmter Module hin auf. Auch diese Änderungen sind jedoch gleichmäßig in ϕ -Richtung. Einzelne Trigger-Tower mit wesentlich größeren Breiten als die Trigger-Tower in ihrer Umgebung wurden manuell überprüft. Ein Vergleich der rekonstruierten PHOS4-Pulse dieser Trigger-Tower mit Pulsen benachbarter Trigger-Tower, wie beispielsweise in Abbildung 6.13 dargestellt, hat gezeigt, dass die größeren σ -Breiten in allen auftretenden Fällen korrekt sind. Die η - ϕ -Karten für die Fitbreiten der abfallenden Signalflanke in der elektromagnetischen und der hadronischen Lage sind im Anhang C abgebildet.

Berechnung der Korrekturen Δx_{sync} zur Präzisionssynchronisation

Gemäß Gleichung (6.1) wurde für jedes Signal, das erfolgreich alle Selektionen überstanden hat und ebenso erfolgreich gefittet werden konnte, die zur Präzisionssynchronisation notwendige Korrektur Δx_{sync} berechnet. Diese Korrektur wurde für jeden Trigger-Tower in ein separates Synchronisationshistogramm gefüllt. Ein Beispiel für ein solches Synchronisationshistogramm ist in Abbildung 6.14 für Trigger-Tower 0x00100302 gegeben. Ab einer gewissen Mindestanzahl an erfolgreich gefitteten Ereignissen pro Trigger-Tower ist eine deutliche Häufung von Δx_{sync} bei einem bestimmten Wert zu erkennen. Dieser Wert, um den die anderen gaußförmig verteilt sind, ist die gesuchte Korrektur zur Präzisionssynchronisation. Die Gaußförmigkeit der Verteilung wurde mittels eines in Abbildung 6.14 in Grün eingezeichneten Gauß-Fits überprüft und bestätigt. Aus Gründen der Stabilität der Gauß-Fits wurde dieser Fit allerdings nicht weiter verwendet, sondern stattdessen der Mittelwert des Histogramms. Die Unterschiede zwischen den aus dem Histogramm abgeleiteten Informationen und den vergleichbaren Resultaten des

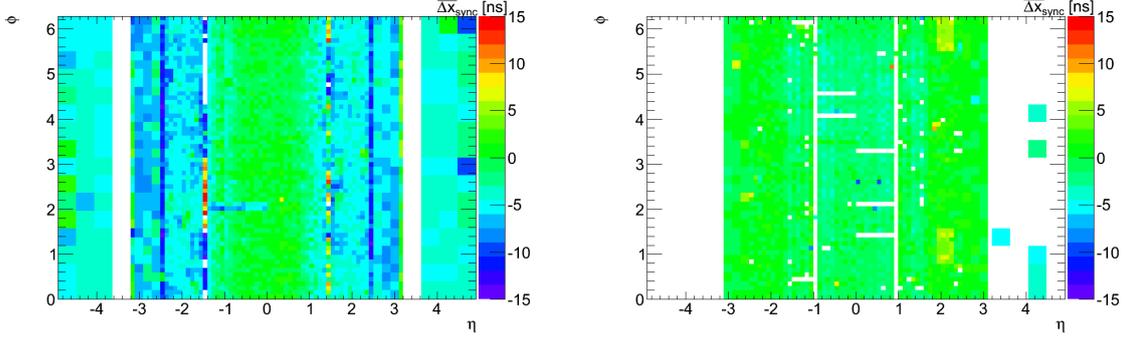


Abbildung 6.15: η - ϕ -Karte für die aus den Kollisions-Runs 158548 und 158582 berechneten vorläufigen Korrekturen $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ zur Präzisionsynchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers. (Links:) Vorläufige Korrekturen für die elektromagnetische Kalorimeterlage. (Rechts:) Vorläufige Korrekturen für die hadronische Kalorimeterlage.

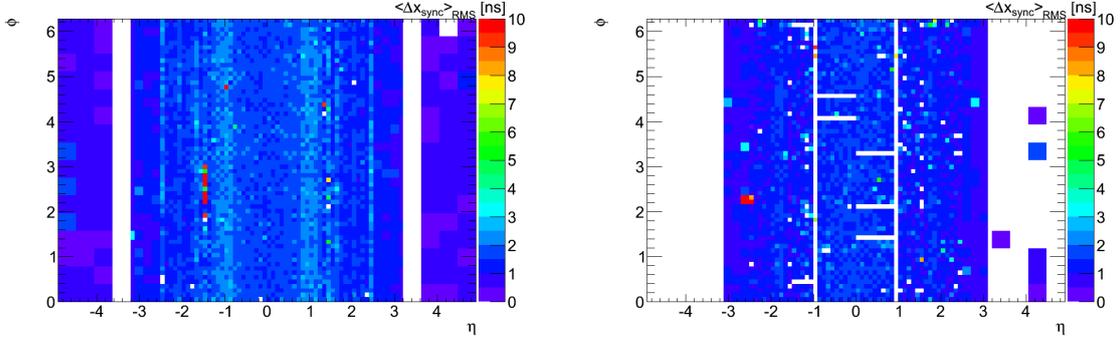


Abbildung 6.16: η - ϕ -Karte der Streuung $\langle \Delta x_{\text{sync}} \rangle_{\text{RMS}}$ der aus den Kollisions-Runs 158548 und 158582 berechneten vorläufigen Korrekturen. (Links:) Streuung in der elektromagnetischen Kalorimeterlage. (Rechts:) Streuung in der hadronischen Kalorimeterlage.

Gauß-Fits waren zudem sehr gering.

Aus den 7168 Synchronisationshistogrammen, die mit Kollisionssignalen aus den 7168 Trigger-Towern gefüllt wurden, wurden - ab einer Mindestzahl von mehr als 10 Histogrammeinträgen - der Mittelwert $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ und die Breite des Histogramms (RMS) $\langle \Delta x_{\text{sync}} \rangle_{\text{RMS}}$ ausgelesen. Beide Größen wurden in η - ϕ -Karten der elektromagnetischen und der hadronischen Lage eingetragen. In Abbildung 6.15 sind die η - ϕ -Karten für den Mittelwert $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ gezeigt. Abbildung 6.16 stellt das dazugehörige $\langle \Delta x_{\text{sync}} \rangle_{\text{RMS}}$ dar. Aus Abbildung 6.16 wird ersichtlich, dass die statistische Streuung der Fits in der Bestimmung der Maximumposition einen Wert von durchschnittlich 2 ns im gesamten Kalorimeter aufweist. Dies entspricht einer statistischen Genauigkeit von ± 2 ns für die Bestimmung des korrekten Digitalisierungspunktes eines einzelnen Trigger-Towers. Eine wie in Kapitel 5.2 für Kalibrationspulse diskutierte systematische Genauigkeit kann für Signale aus Kollisionen nicht separat untersucht werden und wird daher als unverändert (± 1 ns) angenommen.

Bei den in Abbildung 6.15 gezeigten Korrekturen zur Synchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers handelt es sich zunächst um vorläufige Korrekturen. Der Grund hierfür ist die Beobachtung, dass trotz einer weitgehenden Homogenität der Korrekturen in ϕ einzelne Trigger-

Tower vorhanden sind, deren berechnete Korrektur sich stark von den Korrekturen der benachbarten Trigger-Tower unterscheidet⁴. In den η - ϕ -Karten für die Breite der Verteilung der Korrekturen in Abbildung 6.16 sind größtenteils dieselben Trigger-Tower durch sehr hohe Werte für $\langle \Delta x_{\text{sync}} \rangle_{\text{RMS}}$ auffällig. Damit unterscheiden sie sich stark von der Mehrheit der Trigger-Tower, deren Breiten von durchschnittlich 2 ns auf eine korrekte gaußförmige Verteilung im Synchronisationshistogramm hinweisen. Vor diesem Hintergrund wurden im Anschluss an die Prozedur zur Bestimmung der vorläufigen Korrekturen $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ Problemfälle getrennt behandelt.

Problemfälle für die Synchronisation

Als *schlechte Kanäle* werden Trigger-Tower bezeichnet, deren Streuung in den berechneten Korrekturen $\langle \Delta x_{\text{sync}} \rangle_{\text{RMS}}$ sehr groß ist oder deren mittlere Korrektur $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ sich stark von den Korrekturen in den benachbarten Trigger-Towern unterscheidet. Das erste Kriterium stellt sicher, dass die Verteilung in den Synchronisationshistogrammen gaußförmig um den Mittelwert verteilt ist. Als normal haben sich dabei Streuungen um den Mittelwert von $\langle \Delta x_{\text{sync}} \rangle_{\text{RMS}} < 3,2$ ns erwiesen. Ein Wert für $\langle \Delta x_{\text{sync}} \rangle_{\text{RMS}}$ außerhalb des normalen Bereichs deutete auf besondere Probleme in der Berechnung der Korrektur hin, die einer genaueren Untersuchung bedurften. Für das zweite Kriterium wurde die für jeden Trigger-Tower berechnete Synchronisationskorrektur $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ mit dem Mittelwert aus den Korrekturen der in einem Fenster von 5×5 -Trigger-Towern umliegenden 24 Trigger-Tower⁵ verglichen. Bei einer Abweichung von mehr als 5 ns in der Synchronisationskorrektur werden solche Trigger-Tower als *schlecht* markiert, um in einer genaueren Untersuchung die Ursache für die stark unterschiedliche Synchronisationskorrektur $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ herauszufinden. Wird in Folge dieser genaueren Inspektion keine andere Synchronisationskorrektur $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ manuell für einen *schlechten Kanal* festgesetzt, werden die ursprünglich ausgerechneten Werte für die Synchronisation übernommen. Ein Beispiel für einen *schlechten Kanal* zeigt das Synchronisationshistogramm von Trigger-Tower 0x05150600 im HEC bei $\eta = -2,6$ und $\phi = 2,26$ in Abbildung 6.17 (links). Dieser Trigger-Tower, zusammen mit den beiden benachbarten Trigger-Towern, deren Signale auf demselben Multi-Chip-Modul im Präprozessor-System verarbeitet werden, ist sowohl durch sein großes $\langle \Delta x_{\text{sync}} \rangle_{\text{RMS}}$ als auch durch eine stark abweichende Korrektur $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ im Vergleich zu den anderen Trigger-Towern dieser Region aufgefallen. Wie in Abbildung 6.17 (links) zu sehen, liegt der Grund hierfür in der Tatsache, dass im Synchronisationshistogramm zwei enge Verteilungen vorhanden sind mit einem Abstand von ungefähr 25 ns zueinander. Die Erklärung hierfür ist, dass der Trigger-Tower zu einem maximal schlechten Zeitpunkt digitalisiert wurde, d.h. die Situation zweier digitalisierter Werte mit annähernd gleicher Pulshöhe auftritt, wie in Abbildung 6.17 (rechts) für einen Signalpuls aus Run 158582 für Trigger-Tower 0x05150600 zu sehen. In diesem Fall wird die Entscheidung der Logik zur Identifikation der korrekten Strahlkreuzung instabil und die Signale in diesem Trigger-Tower werden wechselweise der einen oder der anderen Strahlkreuzung zugeordnet. Es wurde daher manuell eine Korrektur von +11 ns gesetzt. Aufgrund von weiterem Fehlverhalten wurde der MCM zu dem in Abbildung 6.17 gezeigten Trigger-Tower zudem ausgetauscht.

⁴Eine Diskussion der bestimmten Korrekturen $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ und ihrer Variation in η findet sich später.

⁵Bei der Berechnung des Mittelwerts der Korrekturen aus benachbarten Trigger-Towern wurde darauf geachtet, dass keine Kalorimeterbereichsgrenzen überschritten wurden.

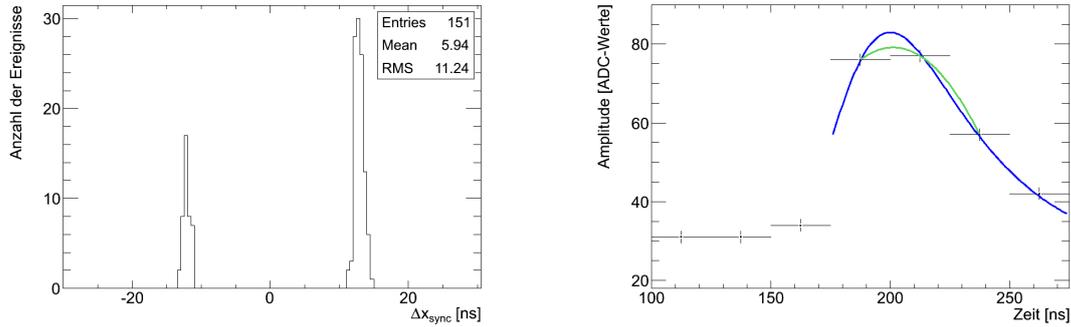


Abbildung 6.17: (Links:) Synchronisationshistogramm für einen problematischen Trigger-Tower, 0x05150600, im HEC. Die zwei unabhängigen Verteilungen mit einem Abstand von ca. 25 ns deuten darauf hin, dass die Logik zur Identifikation der Strahlkreuzung aufgrund einer schlechten Synchronisation Schwierigkeiten hatte, den Signalen dieses Trigger-Towers eine Strahlkreuzung zuzuweisen. Das zu diesem Trigger-Tower gehörige MCM wurde aufgrund weiteren Fehlverhaltens zudem ausgetauscht. (Rechts:) Kollisionspuls des problematischen Trigger-Towers 0x05150600 im HEC aus dem Kollisions-Run 158582. Deutlich sichtbar ist, dass es sich hier um ein maximal schlecht synchronisiertes Signal handelt. Der gezeigte Puls gehört zu der größeren Verteilung im Synchronisationshistogramm (links) bei ungefähr +11 ns. In Blau ist der eigentliche Fit, in Grün der Parabelfit eingetragen.

Neben *schlechten Kanälen* gibt es noch Trigger-Tower mit einer zu geringen Anzahl an Einträgen (≤ 10) im Synchronisationshistogramm, um daraus eine zulässige Korrektur $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ abzuleiten. In dem Fall, dass bei demselben η in der entsprechenden Kalorimeterlage mehr als 62,5 % eine gültige Synchronisationskorrektur⁶ $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ aufweisen, wird der Mittelwert der Korrekturen dieser Trigger-Tower als grober Richtwert für die Korrektur des Trigger-Towers mit den zu wenigen Einträgen genommen. Obwohl die Mittlung der Korrekturwerte über ϕ bei selbem η aufgrund der starken Variation der absoluten Synchronisations-Delays in ϕ -Richtung konzeptionell nicht unproblematisch ist, bietet sie doch eine akzeptable empirische Abschätzung der nötigen Korrekturen z.B. für tote Trigger-Tower. In Fällen, in denen ein gesamter η -Streifen zu wenige bis keine Trigger-Tower mit gültigen Korrekturen $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ aufweist, konnten keine Korrekturen zur Präzisionssynchronisierung berechnet und angewandt werden.

Update der Präzisionssynchronisation im Juli 2010

Basierend auf den beiden Datensätzen 158548 und 158582, wurden im Juli 2010 im Rahmen dieser Diplomarbeit zum ersten Mal die notwendigen Korrekturen zur Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers aus Kollisionsdaten errechnet. Am 20.07.2010 wurden die neuen Einstellungen zur Präzisionssynchronisation für den laufenden Kollisionsdatennahmebetrieb des ATLAS-Detektors übernommen. Einige Informationen zu den beiden Kollisions-Runs sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst. Die für das Update berechneten und angewandten Korrekturen $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ für die elektromagnetische und die hadronische Kalorimeterlage sind in Abbildung 6.18 zu sehen. Eine Betrachtung der Skala der z-Achse und damit verbunden der Größe der nötigen Korrekturen zur Präzisionssynchronisierung im Vergleich zu Abbildung 6.7 für die Splash-Ereignisse zeigt, dass mit den Splash-Ereignissen gute Ergebnisse für die

⁶Als *schlecht* markierte Trigger-Tower wurden hiervon ausgenommen.

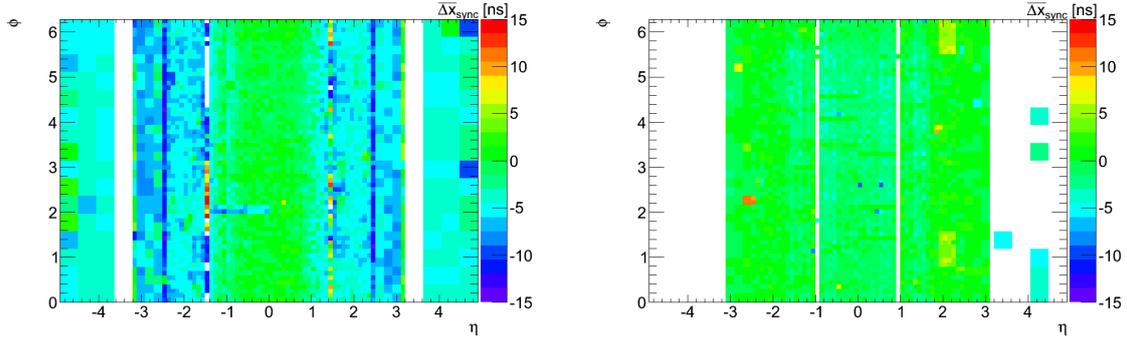


Abbildung 6.18: η - ϕ -Karte der für das Update der Präzisionssynchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers berechneten und am 20.07.2010 angewandten Korrekturen Δx_{sync} . (Links:) Korrekturen für die elektromagnetische Kalorimeterlage. (Rechts:) Korrekturen für die hadronische Kalorimeterlage.

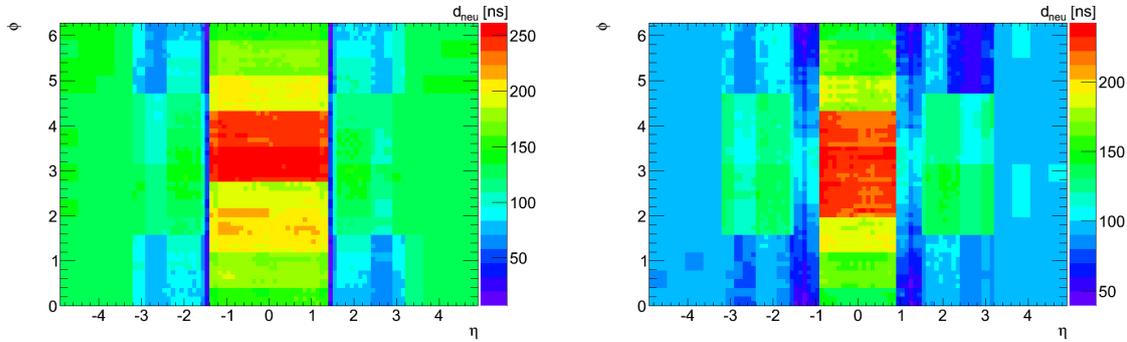


Abbildung 6.19: η - ϕ -Karte der neuen absoluten Synchronisations-Delays d_{neu} . (Links:) Delays für die elektromagnetische Kalorimeterlage. (Rechts:) Delays für die hadronische Kalorimeterlage.

Synchronisation erzielt wurden. Im gesamten Kalorimeter halten sich die aus Kollisionsdaten errechneten nötigen Korrekturen größtenteils in einem Rahmen von ± 5 ns. Lediglich in EMEC und FCal sind die Korrekturen durchgängig etwas größer, zwischen -3 ns und -8 ns. In Anbetracht der teils großen Korrekturen, die in den ersten Schritten der Synchronisation aus den Splash-Ereignissen abgeleitet wurden, ist die nun in Abbildung 6.18 sichtbare Homogenität vor allem in der hadronischen Lage ein Beweis für die Qualität der Methode. Nur vereinzelt sind höhere Korrekturen nötig. Interessant ist in der elektromagnetischen Lage der horizontale Streifen von Trigger-Towern bei $\phi \approx 2$ auf der C-Seite des EMB (siehe Abbildung 6.18 (links)). Die Signale dieser Trigger-Tower werden in der Hardware von einem *Tower-Builder-Board*

Run-Nummer	Datum	Dauer	N_{PP}	Integrierte Luminosität
158548	04.07.2010	ca. 10 Stunden	4	$12,6 \text{ nb}^{-1}$
158582	04.-05.07.2010	ca. 12 Stunden	4	$17,7 \text{ nb}^{-1}$

Tabelle 6.2: Informationen zu den beiden Kollisions-Runs, auf denen das Update der Präzisionssynchronisierung im Juli 2010 basiert. N_{PP} bezeichnet die Anzahl der kollidierenden Protonenpakete.

(TBB) verarbeitet, das auch in PHOS4-Scans ein anderes Verhalten in der Pulsform zeigt. In der hadronischen Lage interessant sind beispielsweise zwei rechteckige Strukturen bei $\eta \approx 2$ im HEC, innerhalb derer die Trigger-Tower relativ homogen höhere Korrekturen erfordern als im Rest der hadronischen Endkappen (vergleiche Abbildung 6.18 (rechts)). Der Grund für diese Struktur ist unklar. Die berechneten Korrekturen sind jedoch insofern vertrauenswürdig, dass keine offensichtlichen Probleme in den Signalen, den Fits oder den Synchronisationshistogrammen gefunden werden konnten. Deutlich sichtbar sind weiterhin die weißen Bereiche im FCal in der hadronischen Lage. Trotz der hohen integrierten Luminosität der beiden verwendeten Kollisions-Runs wurden in den Trigger-Towern von FCal2&3 nicht hinreichend viele Signale aufgezeichnet, um eine Synchronisation durchzuführen. Erschwerend kam hier die noch unverstandene verstärkte Ineffizienz der Fits (vergleiche Abbildung 5.20 (rechts)) in diesem Bereich hinzu.

Gemäß Gleichung (6.2) wurden aus den Korrekturen zur Präzisionssynchronisation die neuen absoluten Synchronisations-Delays d_{neu} errechnet und am 20.07.2010 in das System des Level-1-Kalorimeter-Triggers von ATLAS geladen. Die entsprechenden η - ϕ -Karten sind in Abbildung 6.19 zu sehen.

Fehlercode

Um im Nachhinein nachvollziehen zu können, auf welche Weise die in Abbildung 6.19 gezeigten absoluten Synchronisations-Delays bestimmt wurden, wurde die bereits für die Splash-Ereignisse angewandte Idee eines *Fehlercodes* übernommen und weiterentwickelt. Der Fehlercode ordnet jedem Trigger-Tower eine ganze Zahl zu, die für eine der verschiedenen Methoden zur Behandlung spezieller Fälle steht und zu Dokumentationszwecken in der ATLAS-Datenbank gespeichert wird. Eine Liste der möglichen Werte für den Fehlercode ist in Tabelle 6.3 gegeben. Die η - ϕ -Karten für die elektromagnetische und die hadronische Lage, die den Fehlercode aller Trigger-Tower zeigen, sind in Abbildung 6.20 zu sehen. Angaben zur Statistik, d.h. der Häufigkeit des Vorkommens der einzelnen Fehlercodes finden sich ebenfalls in Tabelle 6.3.

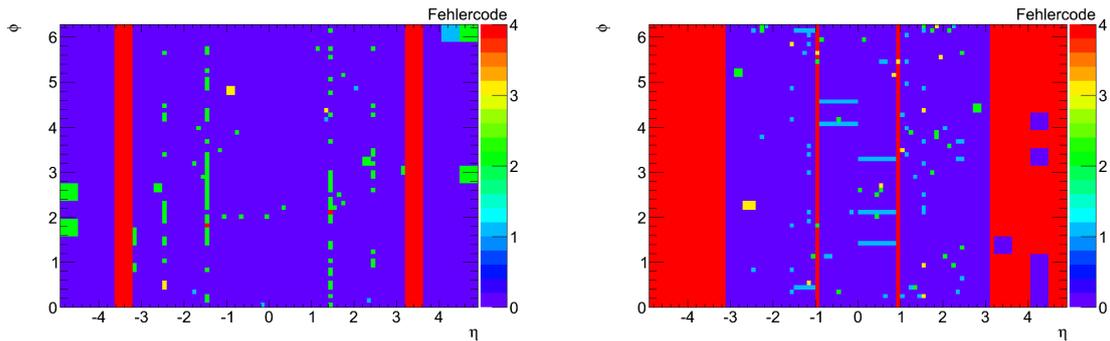


Abbildung 6.20: η - ϕ -Karte des Fehlercodes vom Update der Präzisionssynchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers mit Kollisionsdaten am 20.07.2010. (Links:) Fehlercodes für die elektromagnetische Kalorimeterlage. (Rechts:) Fehlercodes für die hadronische Kalorimeterlage.

Fehlercode	Bedeutung	Häufigkeit des Vorkommens
0	$\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ für diesen Trigger-Tower wurde normal mit Hilfe der Fit-Methode bestimmt. Eine besondere Behandlung war nicht nötig.	6555
1	$\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ wurde durch Mittlung der Korrekturen aller (nicht schlechten) Kanäle in derselben Kalorimeterlage bei selbem η bestimmt.	109
2	Der Trigger-Tower wurde als schlechter Kanal markiert. Eine genauere Inspektion hat jedoch keine manuelle Änderung des berechneten $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ erforderlich gemacht, sodass das Ergebnis der Fit-Methode für das Update genommen wurde.	138
3	Die Korrektur $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ wurde nach genauer Untersuchung der Synchronisationshistogramme, der Fits und der Pulse manuell auf seinen Wert gesetzt.	22
4	Aufgrund zu weniger/keiner verfügbaren Signale in diesem Trigger-Tower konnte kein neues absolutes Delay berechnet werden. Die Einstellungen von den Splash-Ereignissen wurden daher unverändert übernommen.	344

Tabelle 6.3: Liste der möglichen Fehlercodes, ihrer Bedeutung und der Häufigkeit ihres Vorkommens (Gesamtzahl der Trigger-Tower = 7168)

6.3 Konsistenzprüfung

Zur Überprüfung der Konsistenz der in Kapitel 6.2 beschriebenen Präzisionssynchronisation wurden die für das Update im Juli verwendeten Korrekturen mit Werten verglichen, die aus einem Datensatz bestehend aus den beiden Kollisions-Runs 158116 und 158582 bestimmt wurden. Der zweite Run dieses Vergleichsdatsatzes wurde bereits für das Update verwendet. Der erste Run hingegen stammt aus derselben LHC-Runperiode, allerdings aus einem relativ frühen Abschnitt. Dieser Run mit einer integrierten Luminosität von $16,3 \text{ nb}^{-1}$ wurde am 26.-27.06.2010 aufgenommen, also ungefähr eine Woche vor dem zweiten Kollisions-Run. Für die aus den Runs 158116 und 158582 bestimmte Vergleichssynchronisation wird erwartet, dass sie mit der für das Update verwendeten übereinstimmt. Abbildung 6.21 zeigt die Differenz in den absoluten Synchronisations-Delays d_{neu} gemäß Gleichung (6.3).

$$\Delta d_{\text{neu}} = d_{\text{neu}}^{\text{Update}} - d_{\text{neu}}^{\text{Vergleich}} \quad (6.3)$$

Gut zu erkennen ist in Abbildung 6.21, dass die aus beiden Datensätzen berechneten absoluten Delays sehr gut übereinstimmen. Die Unterschiede liegen im Bereich der statistischen Schwankungen innerhalb von $\pm 1 \text{ ns}$, während die Einstellungen zur Präzisionssynchronisierung nur auf 1 ns genau vorgenommen werden können. Bei wenigen Trigger-Towern ist die Differenz Δd_{neu} größer als $\pm 1 \text{ ns}$. Für diese Trigger-Tower wurde der Grund für die erhöhte Differenz

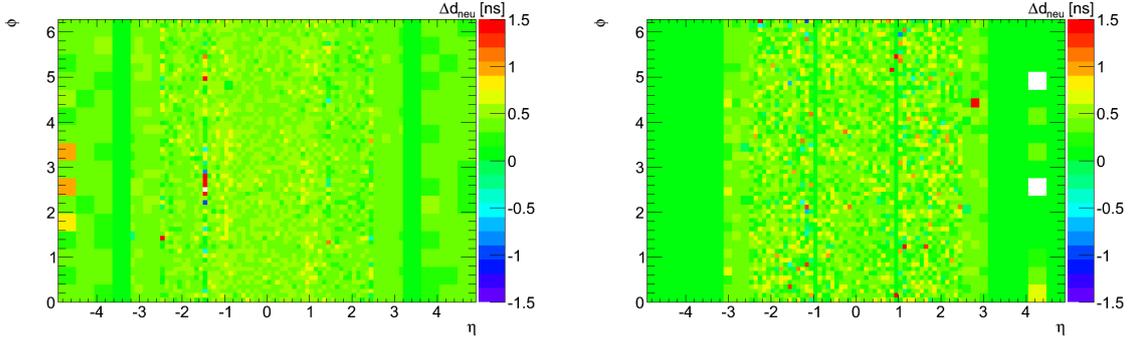


Abbildung 6.21: η - ϕ -Karten der Differenz Δd_{neu} zwischen den absoluten Synchronisations-Delays, die aus dem für das Update verwendeten Datensatz bestimmt wurden, und Synchronisations-Delays, die aus einem Vergleichsdatsatz abgeleitet wurden. (Links:) Differenz für die elektromagnetische Kalorimeterlage. (Rechts:) Differenz für die hadronische Kalorimeterlage. In beiden Kalorimeterlagen liegen die Differenzen Δd_{neu} bis auf wenige Ausnahmen in einem Bereich von maximal ± 1 ns.

individuell überprüft und in jedem Fall für konsistent befunden.

Insgesamt lässt sich eine globale Verschiebung von $\Delta d_{\text{neu}} \approx 0,5$ ns in den absoluten Delays feststellen. Die Ursache dieser globalen Verschiebung liegt außerhalb des Level-1-Kalorimeter-Triggers, im Transport der Signale des zentralen LHC-Taktgebers zum ATLAS-Detektor. Zur Synchronisation der Detektoren mit dem LHC wird vom LHC ein Signal mit der Information der 40 MHz Taktfrequenz des LHC an die Detektoren gesandt. Dieser LHC-Takt wird über ein langes Kabel oberirdisch vom LHC-Kontrollzentrum zum ATLAS-Detektor bzw. genauer zum zentralen Trigger-Prozessor geleitet, von wo aus er an die verschiedenen Subsysteme verteilt wird. Aufgrund von Umwelteinflüssen, z.B. Temperaturänderungen kann sich die Signallaufzeit für den Transport des LHC-Taktsignales zum ATLAS-Detektor ändern. Die daraus resultierende Verschiebung der ATLAS-Strahlkreuzungen im Vergleich zu wirklichen Strahlkreuzungen kann und wurde mit Hilfe von sogenannten *Beam Pick Up Modulen* (BPTX) untersucht und bei zu großen Verschiebungen am zentralen Trigger korrigiert [34]. Die gemessene Phasenverschiebung aufgetragen über die Zeit ist in Abbildung 6.22 zu sehen [35]. Diese Auftragung zeigt nicht nur eine deutliche Verschiebung zwischen dem LHC-Takt und seinem ATLAS-internen Zeitwert, die sich im Laufe der Zeit kontinuierlich ändert, sondern auch die Sprünge, wenn eine Korrektur der Verschiebung vorgenommen wurde. Der erste im Vergleichsdatsatz betrachtete Kollisions-Run 158116 wurde, wie in Abbildung 6.22 sichtbar, direkt nach einer solchen Phasenkorrektur des LHC-Taktes von 2 ns aufgenommen. Bis zum zweiten im Vergleichsdatsatz verwendeten Kollisions-Run 158582 hat sich die Phasenverschiebung deutlich geändert, bevor kurz nach diesem Run abermals eine Korrektur um 2 ns vorgenommen wurde. Für den Vergleichsdatsatz wurden die beiden Runs 158116 und 158582 zusammengenommen und mit den Ergebnissen der Präzisionssynchronisation von zwei kurz aufeinanderfolgenden Runs verglichen. Vor diesem Hintergrund ist es verständlich und erwartet, dass sich ein globaler Offset in Abbildung 6.21 zeigt.

Die für das Update der Präzisionssynchronisierung am 20.07.2010 genommenen Ergebnisse sind daher konsistent mit den Ergebnissen aus einem Vergleichsdatsatz aus derselben LHC-Runperiode.

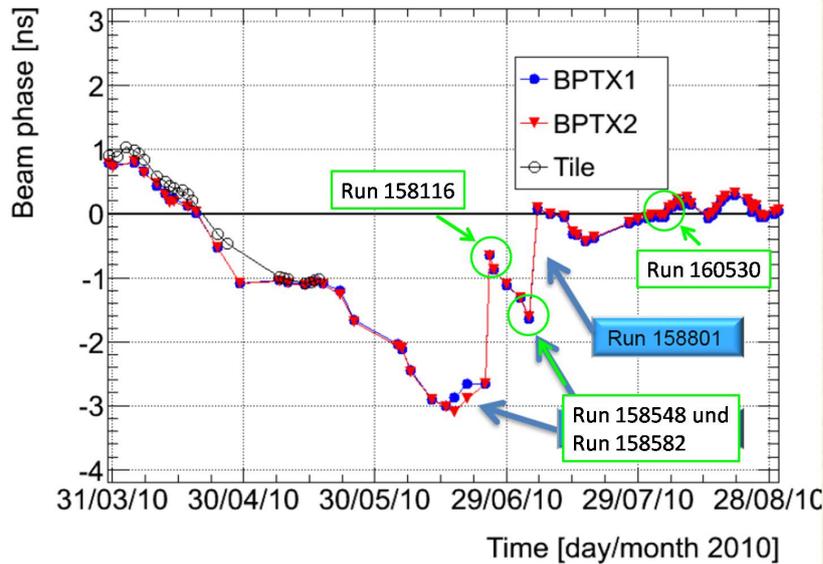


Abbildung 6.22: Verschiebung der Phase des am ATLAS-Detektor angekommenen LHC-Taktsignals gegen die von BPTX-Triggern gemessene tatsächliche Uhrzeit einer Strahlkreuzung im ATLAS-Detektor. Aufgrund von Temperaturveränderungen am Transportkabel des LHC-Taktsignals ändert sich die Phase im Laufe der Zeit. Die Sprünge im Verlauf entsprechen vorgenommenen Korrekturen der Phasenverschiebung am zentralen Trigger-Prozessor von ATLAS [35].

Überprüfung der Synchronisation mit neuen Daten

Für den Kollisions-Run 160530 vom 01.-02.08.2010, der nach dem Update der Präzisionssynchronisation aufgezeichnet wurde, wurden die zur Präzisionssynchronisation nötigen Korrekturen $\overline{\Delta x}_{\text{sync}}$ erneut berechnet, um die Wirksamkeit des vorgenommenen Updates zu überprüfen. Mit einer integrierten Luminosität von $100,4 \text{ nb}^{-1}$, die durch 16 kollidierende Protonenpakete und eine Laufzeit von ca. 20 Stunden realisiert wurde, weisen die meisten Trigger-Tower ausreichend viele Signale zur Anwendung der Fit-Methode auf, wie in Abbildung 6.23 zu sehen. In der elektromagnetischen Barrel- und Endkappenregion liegt die Anzahl der Signale relativ durchgängig in der Größenordnung von 10^2 bis 10^3 , in der hadronischen Lage immerhin in der Größenordnung von 10^1 bis 10^2 . In den Vorwärtskalorimetern zeigen sich die meisten Einträge in der Nähe der Strahlröhre, d.h. bei größerem η . In der hadronischen Lage ist der Unterschied zwischen FCal2, das näher am Wechselwirkungspunkt liegt, und FCal3 deutlich zu sehen. Die Auftragung in der η - ϕ -Karte zeigt nicht symmetrisch um $\eta = 0$, beginnend von links nach rechts abwechselnd die Signalhäufigkeiten von FCal2 und FCal3. Auffällig in Abbildung 6.23 sind η -Streifen mit sehr wenigen Signalen, für die es nach wie vor schwierig ist, eine gültige Synchronisationskorrektur zu bestimmen. Dies sind in der elektromagnetischen Lage die Übergangsregion zwischen EMB und EMEC bei $|\eta| = 1,45$ und in der hadronischen Lage der Übergangsbereich zwischen Tile-Barrel und erweitertem Tile-Barrel bei $|\eta| = 0,95$ und der letzte Streifen vom HEC bei $|\eta| = 3,15$.

Die für Run 160530 berechneten Korrekturen $\overline{\Delta x}_{\text{sync}}$ zur Präzisionssynchronisation, die gemäß der in Kapitel 6.2 beschriebenen Vorgehensweise bestimmt wurden, sind in Abbildung 6.24 dargestellt. Ein Vergleich von Abbildung 6.24 mit Abbildung 6.18 zeigt, dass das Update der Präzisionssynchronisation mit Kollisionsdaten im Juli 2010 die Synchronisation der Trigger-

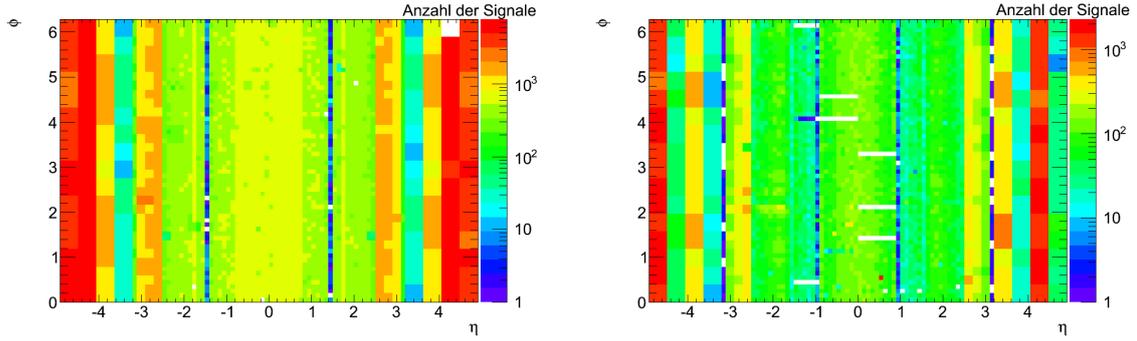


Abbildung 6.23: η - ϕ -Karten der Anzahl der Signale pro Trigger-Tower für den 7 TeV-Kollisions-Run 160530, der am 01.-02.08.2010 aufgenommen wurde. (Links:) Anzahl der Signale in der elektromagnetischen Lage. (Rechts:) Anzahl der Signale in der hadronischen Lage. In fast allen Trigger-Towern wurden ausreichend viele Signale von Kollisionen registriert, um damit eine Synchronisation vornehmen zu können.

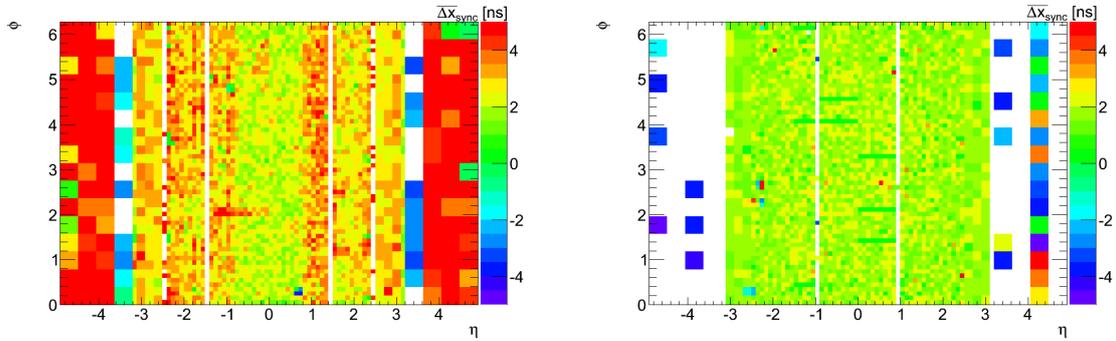


Abbildung 6.24: η - ϕ -Karte der aus Kollisions-Run 160530 bestimmten Korrekturen $\overline{\Delta x}_{\text{sync}}$ zur Überprüfung des Updates in der Präzisionssynchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers. (Links:) Korrekturen für die elektromagnetische Kalorimeterlage. (Rechts:) Korrekturen für die hadronische Kalorimeterlage.

Tower im Level-1-Kalorimeter-Trigger deutlich verbessert hat. In Anbetracht der Skala auf der z -Achse treten Strukturen, wie das beschädigte *Tower-Builder-Board* auf der EMB C-Seite, in der elektromagnetischen Lage zwar weiterhin auf, aber auf einer wesentlich reduzierten Skala (vergleiche Abbildungen 6.18 (links) und 6.24 (links)). In der hadronischen Lage hat das Update der Präzisionssynchronisation zu einem sehr uniformen Verhalten der Trigger-Tower in Tile und HEC geführt. Alle Variationen in der Synchronisationskorrektur $\overline{\Delta x}_{\text{sync}}$ in HEC und Tile liegen nach dem Update im Rahmen einer statistischen Streuung mit einer Breite (σ_{Gauss}) von nur $\pm 0,4$ ns. Nur sehr vereinzelt treten größere Korrekturen (im Rahmen von 5-7 ns) auf. Interessant ist, dass die in Abbildung 6.18 (rechts) sichtbaren rechteckigen Bereiche bei $\eta \approx 2$ in Abbildung 6.24 (rechts) völlig verschwunden sind. Das Update in der Synchronisierung hat hier also korrekt und präzise funktioniert. Das Vorwärtskalorimeter hingegen scheint vor allem in der elektromagnetischen Lage (vergleiche Abbildungen 6.18 (links) und 6.24 (links)) etwas überkorrigiert worden zu sein. Da die Fit-Methode in diesem Bereich ihre größten Schwierigkeiten hat, wie in Kapitel 5.4 bereits angedeutet, ist es nicht verwunderlich, wenn für die Vorwärtskalorimeter mehr Iterationen zur Präzisionssynchronisation notwendig sind als für die anderen Kalorimeterbereiche. Für die hadronischen Vorwärtskalorimeter war es aufgrund

der niedrigeren Signalfrequenzen (insbesondere im FCal3) und der hohen Verlustrate bei den Fits (vergleiche Kapitel 5.4) überhaupt nur in wenigen Trigger-Towern im Juli möglich, ein Update in der Präzisionssynchronisierung durchzuführen. In Run 160530 hat sich dies trotz der um ca. eine Größenordnung höheren integrierten Luminosität nicht wirklich geändert.

Insgesamt lässt sich in Abbildung 6.24 sowohl in der elektromagnetischen als auch in der hadronischen Lage eine globale Verschiebung der Korrekturen $\overline{\Delta x_{\text{sync}}}$ zur Präzisionssynchronisation von ungefähr 2 ns feststellen. Ein Vergleich der in Abbildung 6.22 gezeigten Phasenverschiebungen zwischen dem LHC-Takt und den von den BPTX-Triggern gemessenen tatsächlichen Strahlkreuzungszeiten für die Runs 158582 und 160530 erklärt die beobachtete Verschiebung. Für das Update wurden zwei Kollisions-Runs gewählt, die kurz vor einer Korrektur der Phasenverschiebung vom 2 ns lagen. Die Korrektur der Phasenverschiebung wurde allerdings in den für das Update verwendeten Synchronisationskorrekturen nicht berücksichtigt, was zusammen mit der Änderung der Phasenverschiebung in der Zwischenzeit die in Abbildung 6.24 sichtbare globale Verschiebung erklärt. Am 03.09.2010 wurden daher die Einstellungen zur Präzisionssynchronisation im Level-1-Kalorimeter-Trigger global um 2 ns angepasst.

6.4 Diskussion der Ergebnisse

Wie in diesem Kapitel erläutert, wurde die Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers des ATLAS-Detektors seit der Inbetriebnahme des LHC im Jahr 2009 mit Physikdaten des LHC vorgenommen. Für die ersten beiden Synchronisierungen des Systems wurden Splash-Ereignisse verwendet, bei denen ein Protonenstrahl auf einen vor dem Detektor befindlichen Kollimator gelenkt wurde. Mit Signalen aus diesen Splash-Ereignissen konnte Ende 2009 und Anfang 2010 eine Synchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers mit einer Genauigkeit von ± 5 ns erreicht werden (siehe Kapitel 6.1 bzw. [30]). Mit der in Kapitel 6.2 beschriebenen Methode wurde im Juli 2010 die erste Präzisionssynchronisation des Triggersystems mit Daten von Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV vorgenommen. Wie Überprüfungen zur Konsistenz in Kapitel 6.3 gezeigt haben, hat dieses Update die Präzisionssynchronisation abermals verbessert. Mehr als 90 % der Trigger-Tower des Level-1-Kalorimeter-Triggers sind nun mit einer Genauigkeit untereinander synchronisiert, sodass die verbleibenden Differenzen lediglich aus einer statistischen Streuung mit einer Breite (σ_{Gauss}) von ± 1 ns resultieren. Die zeitliche Abstimmung der Level-1-Kalorimetersignale ist daher hauptsächlich durch die Präzision von ± 3 ns begrenzt, mit der sich der ideale Digitalisierungspunkt für jeden einzelnen Trigger-Tower ermitteln lässt. Diese setzt sich zusammen aus einer systematischen Genauigkeit der einzelnen Fitprozeduren von ± 1 ns und einer statistischen Genauigkeit der Fitergebnisse von ± 2 ns. Die systematische Genauigkeit wurde für Kalibrationspulse ermittelt und für Kollisionspulse als unverändert angenommen. Die statistische Genauigkeit ergab sich aus der durchschnittlichen Schwankungsbreite der Fitergebnisse bei Anpassung der ausgewählten Fitprozeduren an Kollisionspulse. Das Ziel der Synchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers mit einer Genauigkeit von ± 5 ns zur stabilen Identifikation der Strahlkreuzung und zur Begrenzung der Unsicherheit in der Energiemessung auf einen relativen Fehler von 2 % wurde somit erreicht. Einige wenige Bereiche wie das Vorwärtskalorimeter, insbesondere das hadronische, und die Übergangsregionen zwischen EMB und EMEC in der elektromagnetischen Lage und zwischen Tile und erweitertem Tile-Barrel in der hadronischen Lage bedürfen noch ein bis zwei weiterer Iterationen in der Synchronisation.

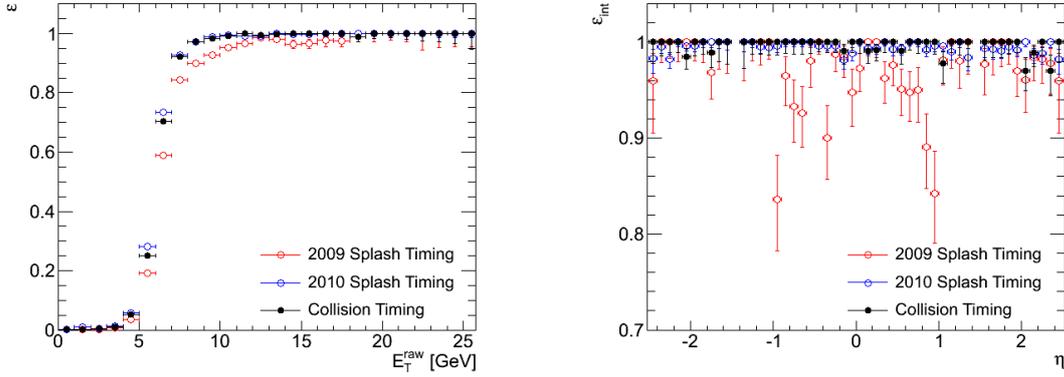


Abbildung 6.25: (Links:) Darstellung der Effizienzkurven des L1_EM5-Triggers basierend auf Kollisionsdaten, die mit den Synchronisationseinstellungen (engl. *timing*) errechnet aus Splash-Ereignissen aus dem Jahr 2009 (rot), Splash-Ereignissen aus dem Jahr 2010 (blau) bzw. Kollisionsdaten von Juli 2010 (schwarz) aufgenommen wurden [36]. (Rechts:) Integrierte Effizienz ε_{int} des L1_EM5-Triggers in Abhängigkeit von η . Aufgetragen sind die integrierten Effizienzen basierend auf Kollisionsdaten, die nach den unterschiedlichen Synchronisierungen des Level-1-Triggersystems (siehe links) aufgezeichnet wurden [36].

Hauptgrund für die fehlende Synchronisation in diesen Bereichen waren geringe Ereigniszahlen im Vergleich zu den anderen Kalorimeterbereichen.

Eine bessere Synchronisation des Level-1-Kalorimeter-Triggers hat Auswirkungen auf verschiedene Bereiche des ATLAS-Triggers. Insbesondere die Effizienz der verschiedenen Trigger des ATLAS-Detektors hängt sehr entscheidend von der Synchronisation ab. Abbildung 6.25 zeigt dies am Beispiel des L1_EM5-Triggers. L1_EM5 identifiziert in einem Raumwinkelbereich mit $|\eta| < 2,5$ die Regionen von Interesse (RoI), innerhalb derer zwei Trigger-Tower eine von Level-1 gemessene Energie von mindestens 5 GeV aufweisen. Diese Level-1-RoI werden in der *Offline*-Analyse sogenannten unkalibrierten elektromagnetischen Clustern (engl. *EM Raw Cluster*) zugeordnet, die sich in einem Winkelabstand⁷ von $\Delta R < 0,15$ befinden und den gefundenen elektromagnetischen Teilchenschauern entsprechen. Die Energie der Cluster ist wie die Energie auf Level-1-Ebene unkalibriert, d.h. sie enthält keine Korrekturen z.B. auf totes Material vor dem Detektor. Die Effizienz ε des L1_EM5-Triggers ist definiert gemäß

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{L1_EM5}}}{N_{\text{total}}}. \quad (6.4)$$

$N_{\text{L1_EM5}}$ bezeichnet hierbei die Anzahl der von L1_EM5 getriggerten elektromagnetischen Cluster, N_{total} die Gesamtzahl der elektromagnetischen Cluster. In Abbildung 6.25 (links) aufgetragen ist die Effizienz des L1_EM5-Triggers in Abhängigkeit von der Energie $E_{\text{T}}^{\text{raw}}$, die aus den zum Cluster gehörenden Kalorimeterzellen mit der Standardrekonstruktion bestimmt wird. Dargestellt ist die Anstiegskurve der Effizienz. Ab dem Überschreiten der vom Trigger geforderten Schwellenenergie steigt die Triggereffizienz im Idealfall steil von $\varepsilon = 0$ auf $\varepsilon = 1$ an. Eine Verbesserung der Synchronisation der Trigger-Tower geht mit einer Verbesserung der Auflösung der auf Level-1 gemessenen Energie einher, da die Trigger-Tower bei gleicher deponierter Energie nun eine stärker übereinstimmende Energie messen. Dies zeigt sich in

⁷ $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$

einem steileren Anstieg der Effizienzkurve der Trigger. In Abbildung 6.25 (links) ist deutlich sichtbar, dass die Effizienzen, die aus Daten nach den aufgelisteten Synchronisierungen (engl. *timing*) errechnet wurden, jeweils einen steileren Anstieg aufweisen und nach Erreichen der vollen Effizienz durchgehender bei $\varepsilon \approx 1$ bleiben. Offensichtlich ist die Verbesserung der Effizienz des L1_EM5-Triggers, die sich aus Kollisionsdaten nach der Synchronisierung mit Splash-Ereignissen aus dem Jahr 2010 ergibt, im Vergleich zu den Daten nach der Synchronisierung aus Splash-Ereignissen von 2009. Die Effizienzkurve basierend auf Kollisionsdaten, die nach der Synchronisierung mit Kollisionsdaten im Juli 2010 aufgezeichnet wurden, zeigt eine weitere, jedoch nicht so deutlich hervortretende Verbesserung im Vergleich zur Effizienzkurve nach der Synchronisierung mit 2010er Splash-Ereignissen. Deutlicher ist der Effekt der Synchronisation mit Kollisionsdaten im Juli 2010 in Abbildung 6.25 (rechts) zu sehen. Hier ist die ab einer Energie von $E_T^{\text{raw}} = 10 \text{ GeV}$ integrierte Effizienz ε_{int} in Abhängigkeit von η aufgetragen. Abermals zu sehen, ist die starke Verbesserung der integrierten Effizienz, die aus Daten nach der Synchronisierung mit 2010er Splash-Ereignissen errechnet wurde, im Vergleich zu der Effizienz aus Daten nach der Synchronisierung mit 2009er Splash-Ereignissen. Sichtbar ist jedoch zudem die Verbesserung, die die Synchronisierung aus Kollisionsdaten im Juli 2010 ergab. Wenngleich die integrierte Effizienz nach der Synchronisierung mit 2010er Splash-Ereignissen bereits bei ca. 98 % lag, ist sie nach der Synchronisierung mit Kollisionsdaten über fast den gesamten η -Bereich auf 100 % gestiegen. Dies zeigt zum einen, dass die Synchronisierung mit Kollisionsereignissen die Synchronisation der Trigger-Tower erneut verbessert hat. Zum anderen demonstriert es, dass die Synchronisierung mit Splash-Ereignissen, insbesondere aus dem Jahr 2010, bereits eine sehr gute Vorsynchronisation der Trigger-Tower ermöglicht hat.

Zusammenfassung

Die Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers des ATLAS-Experiments ist eine Grundvoraussetzung für eine effiziente Selektion interessanter Physikereignisse, die in Hadron-Hadron-Kollisionen am LHC erzeugt werden. Die Notwendigkeit zur Synchronisierung der vom Level-1-Kalorimeter-Trigger verarbeiteten 7168 Trigger-Tower-Signale ergibt sich aus zwei Gründen. Einerseits sorgen unterschiedliche Teilchenflugzeiten vom Wechselwirkungsvertex zum ATLAS-Kalorimeter, andererseits verschiedene Signallaufzeiten von den Kalorimetermodulen zum Level-1-Triggersystem für eine zeitliche Versetzung der Signale gegeneinander. Das Ziel ist eine Synchronisation der Trigger-Tower mit einer Genauigkeit von ± 5 ns, um eine zuverlässige Identifikation der korrekten LHC-Strahlkreuzung und eine Genauigkeit der Energiemessung von $\frac{\Delta E}{E} = 2\%$ in der parallelen Weiterverarbeitung der Signale zu gewährleisten.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Verfahren zur Synchronisierung der Trigger-Tower entwickelt, an Kalibrationspulsen systematisch getestet und auf Daten aus Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV angewandt. Durch Anpassung spezieller Funktionen an digitalisierte Kalibrationspulse der Kalorimeter wurde es möglich, den idealen Digitalisierungspunkt mit einer systematischen Genauigkeit von ± 1 ns bei einer statistischen Streuung von ebenfalls ± 1 ns zu bestimmen. Die für die einzelnen Kalorimeterbereiche gefundenen Funktionen basieren auf der analytischen Zusammensetzung einer Gauß- und einer Landauf Funktion bzw. zweier Landauf Funktionen und erlauben eine Erfolgsquote von über 90 % in weiten Bereichen des Kalorimeters. Systematische Studien zur Stabilität des Verfahrens bei möglichen Unterschieden in der Signalform zwischen Kalibrations- und Physikpulsen wurden durchgeführt und der daraus entstehende maximal zu erwartende systematische Fehler auf ± 3 ns bestimmt. Das ausgearbeitete Verfahren zur Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers wurde im Juli 2010 auf Kollisionsdaten angewandt. Durch diesen Synchronisierungsschritt konnte eine zeitliche Abstimmung der Signale von über 90 % der Trigger-Tower mit einer statistischen Streuung von ± 1 ns erreicht werden. Die zeitliche Abstimmung der Signale ist damit im Rahmen der intrinsischen Genauigkeit der Methode optimiert. Das angestrebte Ziel in der Genauigkeit wurde sogar übertroffen.

Neben der Anwendung der Präzisionssynchronisierung eröffnet die entwickelte Methode zusätzliche Einsatzmöglichkeiten. Die Referenzbestimmung für die Testverfahren findet inzwischen bei der Datennahme mit dem Kalibrationssystem Anwendung. Die Anpassung optimierter Funktionen an digitalisierte Level-1-Signale wurde bereits für eine Präzisionsmessung der im LAr-Kalorimeter deponierten Energie verwendet, sofern die Standardkalorimeterauslese aufgrund defekter Module zur optischen Signalübertragung unmöglich war. Insgesamt hat sich das ausgearbeitete Verfahren als so präzise erwiesen, dass Phasenverschiebungen bei der Signalübertragung des LHC-Taktes im ns-Bereich anhand der resultierenden Veränderung in der Synchronisation detektiert und ihr absoluter Wert korrekt bestimmt werden konnte.

Anhang zu Kapitel 4

A.1 Beste Fitfunktion für Maximalbereich im Tile-Kalorimeter

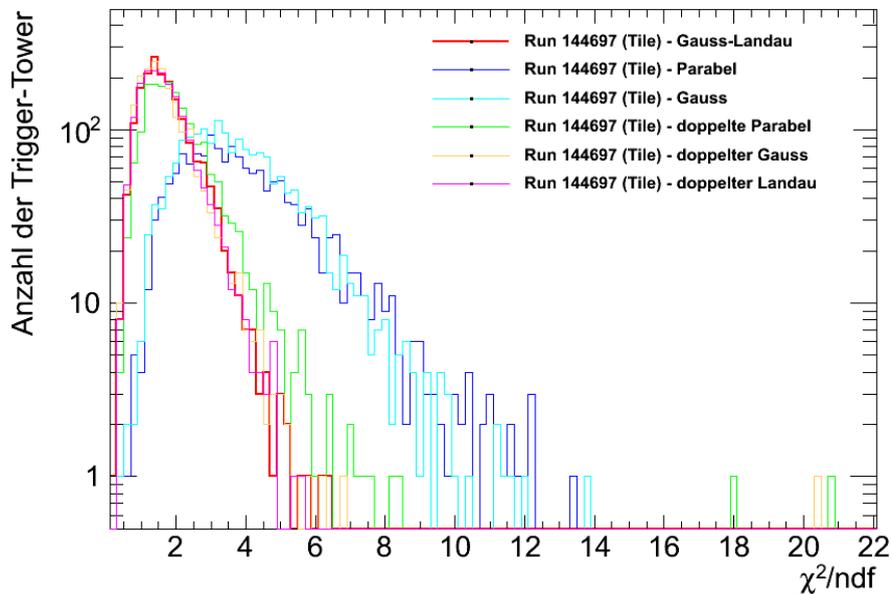


Abbildung A.1: χ^2/ndf -Verteilungen für das Tile-Kalorimeter (vergleiche Abbildung 4.8 für das LAr-Kalorimeter). Die aufgrund ihrer χ^2/ndf -Verteilung und ihrer Stabilität beste Funktion - die Gauß-Landau-Funktion - ist dick in rot eingetragen.

A.2 Funktionsvorschriften für die in Kapitel 4.4 verwendeten Fitfunktionen

Siehe Tabelle A.1 auf der nächsten Seite.

Funktion	N _{FP}	Funktionsvorschrift	Parameterliste
Parabel	3	$f(x) = -b \cdot (x - x_{\max})^2 + y_{\max}$	x_{\max} : Maximumposition b : Stauchungsfaktor y_{\max} : Höhe
Gauß	3	$f(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_{\max})^2}{2 \cdot \sigma_{\text{Gauss}}^2}\right) + C$	x_{\max} : Maximumposition A : Amplitude σ_{Gauss} : Breite C : Konstanter Offset (Pedestal)
Doppelte Parabel	4	$f(x \leq x_{\max}) = -b_1 \cdot (x - x_{\max})^2 + y_{\max}$ $f(x > x_{\max}) = -b_2 \cdot (x - x_{\max})^2 + y_{\max}$	x_{\max} : Maximumposition b_1 : Stauchungsfaktor für die steigende Flanke b_2 : Stauchungsfaktor für die fallende Flanke y_{\max} : Höhe
Doppelter Gauß	4	$f(x \leq x_{\max}) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_{\max})^2}{2 \cdot \sigma_{\text{Gauss},1}^2}\right) + C$ $f(x > x_{\max}) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_{\max})^2}{2 \cdot \sigma_{\text{Gauss},2}^2}\right) + C$	x_{\max} : Maximumposition A : Amplitude $\sigma_{\text{Gauss},1}$: Breite der steigenden Flanke $\sigma_{\text{Gauss},2}$: Breite der fallenden Flanke C : Konstanter Offset (Pedestal)
Doppelter Landau	4	$f(x \leq x_{\max}) = A \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x-x_{\max}}{\sigma_{\text{Landau},1}} + e^{-\frac{x-x_{\max}}{\sigma_{\text{Landau},1}}}\right)\right) + C$ $f(x > x_{\max}) = A \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x-x_{\max}}{\sigma_{\text{Landau},2}} + e^{-\frac{x-x_{\max}}{\sigma_{\text{Landau},2}}}\right)\right) + C$	x_{\max} : Maximumposition A : Amplitude $\sigma_{\text{Landau},1}$: Breite der steigenden Flanke $\sigma_{\text{Landau},2}$: Breite der fallenden Flanke C : Konstanter Offset (Pedestal)

Tabelle A.1: Liste der Funktionen, die in Kapitel 4.4 für einen Fit an die rekonstruierten PHOS4-Pulse in einem Bereich von 27 Werten um den höchsten Histogrammeintrag getestet wurden. N_{FP} bezeichnet die Anzahl der freien Parameter der Fitfunktion.

Anhang zu Kapitel 5

B.1 Qualität der besten Fitprozeduren pro Kalorimeterbereich

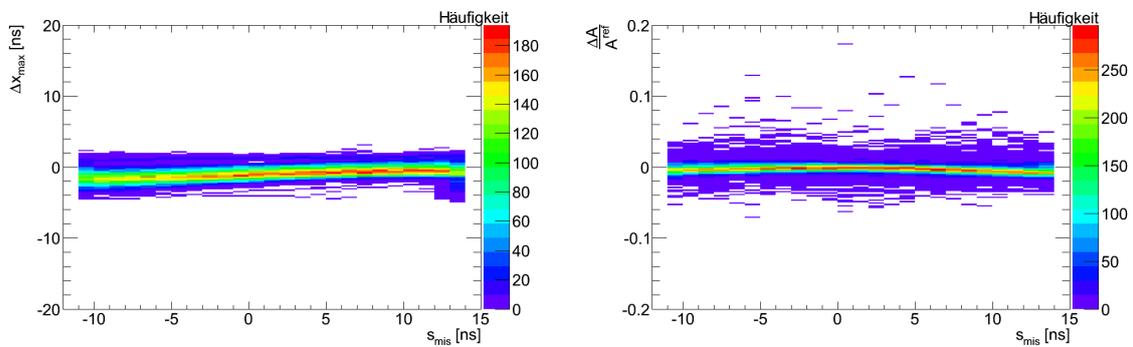


Abbildung B.1: Fitqualität der besten Fitprozedur - LLusmF - für das EMEC (PHOS4-Run 151322). (Links:) Auftragung von Δx_{\max} gegen s_{mis} . (Rechts:) Auftragung von $\frac{\Delta A}{A_{\text{ref}}}$ gegen s_{mis} .

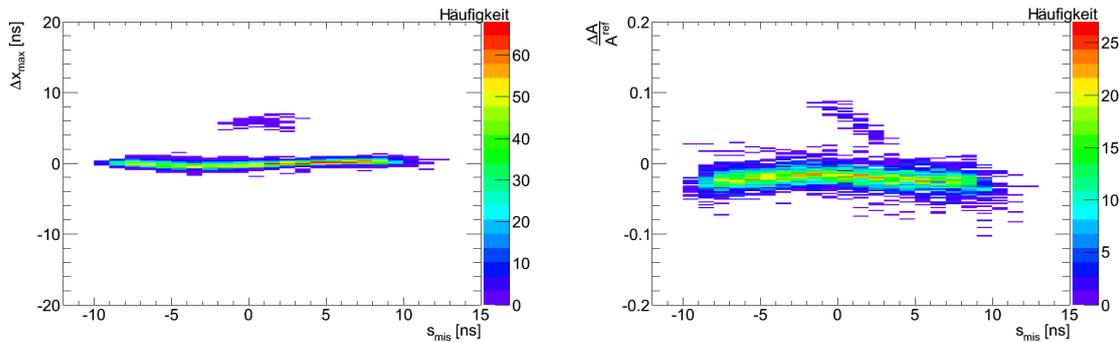


Abbildung B.2: Fitqualität der besten Fitprozedur - LLusmF - für das FCal (PHOS4-Run 151322). (Links:) Auftragung von Δx_{\max} gegen s_{mis} . (Rechts:) Auftragung von $\frac{\Delta A}{A_{\text{ref}}}$ gegen s_{mis} .

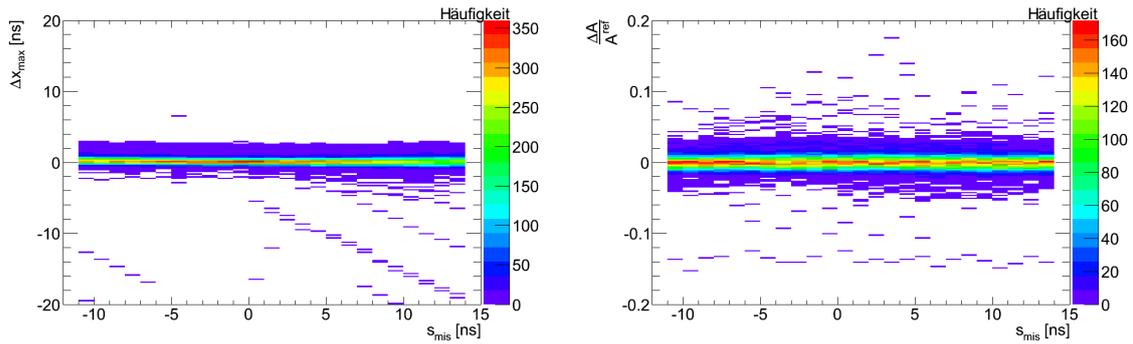


Abbildung B.3: Fitqualität der besten Fitprozedur - LLusmF - für das HEC (PHOS4-Run 151322). (Links:) Auftragung von Δx_{\max} gegen s_{mis} . (Rechts:) Auftragung von $\frac{\Delta A}{A_{\text{ref}}}$ gegen s_{mis} .

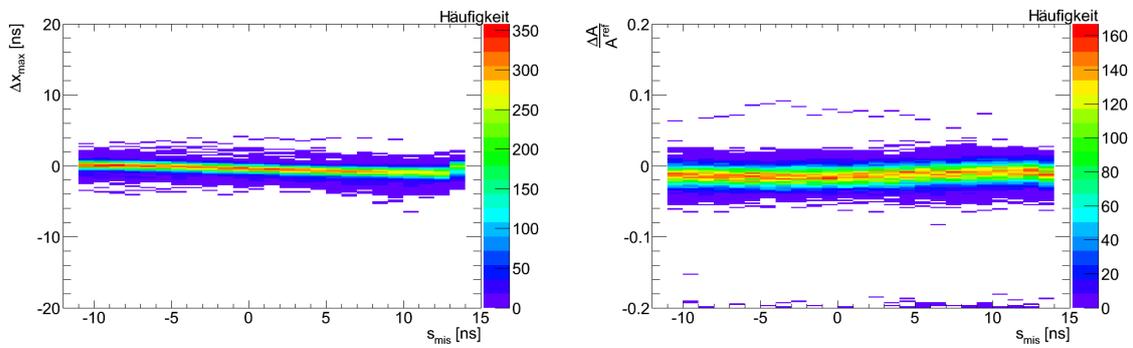


Abbildung B.4: Fitqualität der besten Fitprozedur - GLusmF - für das Tile (PHOS4-Run 151063). (Links:) Auftragung von Δx_{\max} gegen s_{mis} . (Rechts:) Auftragung von $\frac{\Delta A}{A_{\text{ref}}}$ gegen s_{mis} .

B.2 Stabilität der Fits für PHOS4-Scan-Daten

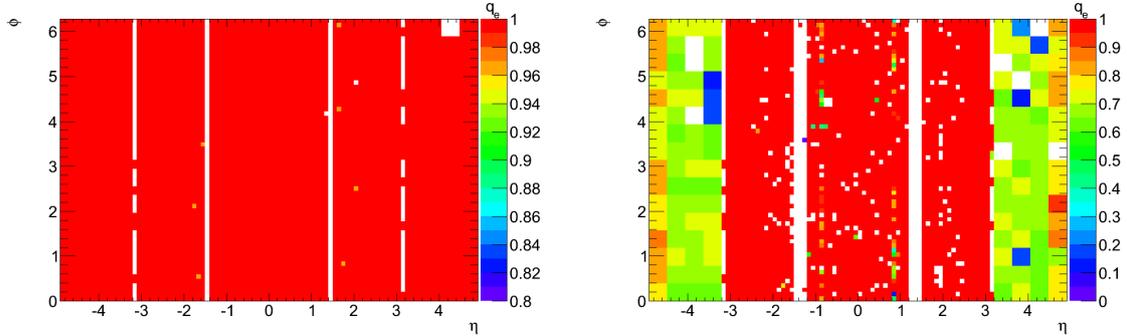


Abbildung B.5: (Links:) Erfolgsquote q_e für den Parabelfit an die PHOS4-Daten von LAr-Pulser-Run 151322 in der elektromagnetischen Kalorimeterlage. (Rechts:) Erfolgsquote q_e für den LLMF-Fit an die PHOS4-Daten vom LAr-Pulser-Run 151322 in der elektromagnetischen Kalorimeterlage.

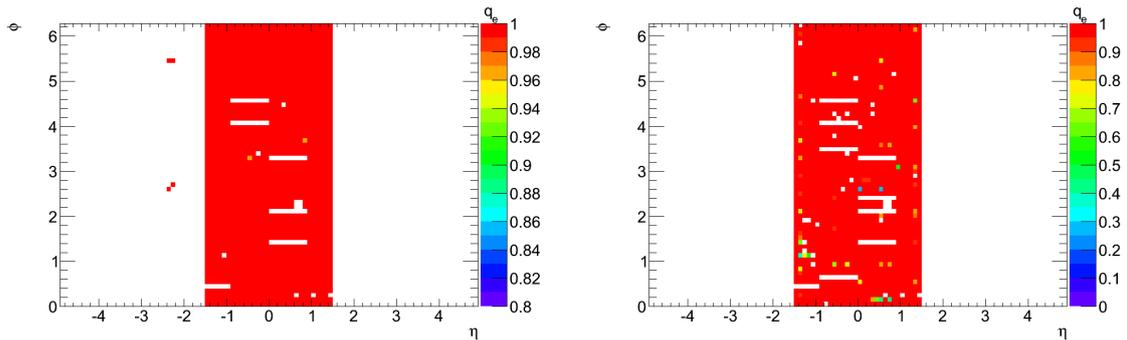


Abbildung B.6: (Links:) Erfolgsquote q_e für den Parabelfit an die PHOS4-Daten vom Tile-Pulser-Run 151063 in der hadronischen Kalorimeterlage. (Rechts:) Erfolgsquote q_e für den GLMF-Fit an die PHOS4-Daten vom Tile-Pulser-Run 151063 in der hadronischen Kalorimeterlage.

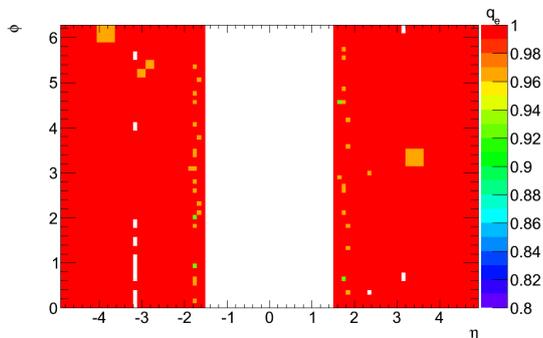


Abbildung B.7: Erfolgsquote q_e für den Parabelfit an die PHOS4-Daten vom LAr-Pulser-Run 151322 in der hadronischen Kalorimeterlage.

Anhang zu Kapitel 6

C.1 Verwendete σ -Breiten für die Fits an Kollisionspulse

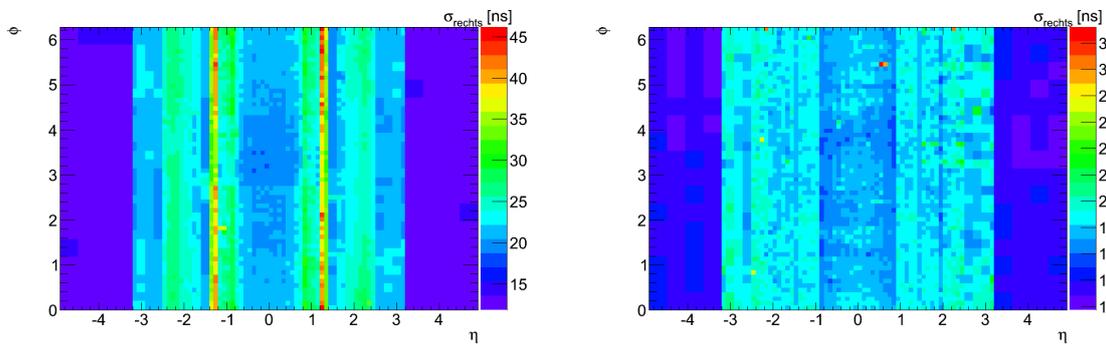


Abbildung C.1: (Links:) η - ϕ -Karte der rechten σ -Breiten in der elektromagnetischen Kalorimeterlage, die aus PHOS4-Scans abgeleitet und für die Fits an die digitalisierten Kollisionspulse verwendet wurden. (Rechts:) η - ϕ -Karte der rechten σ -Breiten in der hadronischen Kalorimeterlage.

Literaturverzeichnis

- [1] P.W. HIGGS: *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*. Phys.Rev.Lett. **13** (1964) 508, 1964.
- [2] P.W. HIGGS: *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*. Phys.Rev. **145** (1966) 1156, 1966.
- [3] J. WESS, B. ZUMINO: *Supergauge transformations in four dimensions*. Nucl.Phys. **B78** (1974) 39, 1974.
- [4] N. ARKANI-HAMED, S. DIMOPOULOS, G. DVALI: *The Hierarchy problem and new dimensions at a millimetre*. Phys.Lett.B **436** (1998) 263, 1998.
- [5] L. RANDALL, R. SUNDRUM: *A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension*. Phys.Rev.Lett. **83** (1999) 3370, 1999.
- [6] J.-P. SEIDLER: *Synchronisationsstudien am ATLAS-Trigger*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2009.
- [7] F. HALZEN, A.D. MARTIN: *Quarks & Leptons*. John Wilney & Sons, 1. Auflage, 1984.
- [8] K. JAKOBS: *Higgs Boson Searches at Hadron Colliders*. Vorlesung - CERN Academic Training, 2010.
- [9] ATLAS KOLLABORATION: *Supersymmetry Searches*. ATLAS CSC note, 2008.
- [10] PARTICLE DATA GROUP: *Protonlebensdauer*. URL: <http://pdg.lbl.gov/2010/listings/rpp2010-list-p.pdf>, 2010.
- [11] I. AITCHISON: *Supersymmetry in Particle Physics*. Cambridge University Press, 1. Auflage, 2007.
- [12] S. REDAELLI: *The operation of the LHC accelerator complex*. Vorlesung - LHC Physics Centre am CERN, 2010.
- [13] L. EVANS, P. BRYANT (EDITOREN)): *LHC Machine*. JINST **3** S08001, 2008.
- [14] CERN: *CERN faq - LHC the guide*. CERN-Informationsbroschüre, 2009.

-
- [15] F. KLEINE-LIMBERG: *Energiekalibration des ATLAS-Level-1 Kalorimetertriggers mit Elektronen*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2010.
- [16] CERN WEBSITE: *The Large Hadron Collider - Facts and Figures*. URL: <http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/LHC-en.html>, 2010.
- [17] ATLAS KOLLABORATION: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. JINST **3** S08003, 2008.
- [18] ATLAS KOLLABORATION: *Readiness of the ATLAS Tile Calorimeter for LHC collisions*. To be submitted to: European Physics Journal C, 2010.
- [19] E. EISENHANDLER ET AL.: *The ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger*. JINST **3** P03001, 2008.
- [20] ATLAS KOLLABORATION: *Liquid Argon Calorimeter*. Technical Design Report (TDR), 1996.
- [21] M. DELMASTRO: *Liquid Argon Calibration Runs Overview*. Vortrag - L1Calo Joint Meeting, 2007.
- [22] D. DAMAZIO (EDITOR): *ATLAS LAr Calorimeter: Construction, Integration, Commissioning*. Journal of Physics: Conference Series **110** (2008) 092007, 2008.
- [23] M. DUNFORD, Y. CHENG, R. PEREIRA: *Tile Trigger Pulses*. Vortrag - L1Calo-Triggermeeting in der TDAQ-Woche, 2009.
- [24] B. GOSDZIK: *Comparison of Calorimeter Signals with Trigger Signals at the ATLAS Experiment*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2007.
- [25] D. HADLEY: *BCID Vs Timing*. Vortrag - internes L1Calo-Gruppenmeeting, 2009.
- [26] R. STAMEN ET AL.: *Testing and Calibrating analogue inputs to the ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger*. Proceedings of TWEPP, 2008.
- [27] R. STAMEN: *Pedestal dependence on Phos4 setting*. Vortrag - internes L1Calo-Gruppenmeeting, 2009.
- [28] J.T. CHILDERS: *Implementation of peak fit method as TrigT1Phos4ShapeMaker in Athena*. Interne Kommunikation, 2010.
- [29] J.-B. SAUVAN: *Missing FEB correction using L1Calo*. Vortrag - L1Calo Joint Meeting, 2010.
- [30] ATLAS KOLLABORATION: *ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger: Timing Calibration with 2009 LHC Beam Splashes*. ATLAS note - ATL-DAQ-PUB-2010-001, 2010.

- [31] F. MÜLLER: *ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger: Timing Calibration with 2009 LHC beam splashes*. Vortrag - Trigger General Meeting, 2010.
- [32] M. HENKE: *Fit Function for Timing*. Vortrag - internes L1Calo-Gruppenmeeting, 2010.
- [33] ATLAS KOLLABORATION: *Data-Quality Requirements and Event Cleaning for Jets and Missing Transverse Energy Reconstruction with the ATLAS Detector in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV*. ATLAS note - ATLAS-CONF-2010-038, 2010.
- [34] M. WESSELS: *LHC Clock Drift*. Interne Kommunikation, 2010.
- [35] G. ANDERS, C. GABALDON, T. PAULY: *Development on beam phase monitoring*. Vortrag - L1Calo Joint Meeting, 2010.
- [36] M. DIEHL: *Trigger Efficiency for e/g Objects - Status*. Vortrag - Heidelberg-Analysemeeting, 2010.

Danksagung

Zum Abschluss dieser Arbeit möchte ich mich bei einigen Personen bedanken, die wesentlich zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben und mich im Laufe meines Studiums unterstützt und begleitet haben.

An erster Stelle bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon, der mir die Möglichkeit bot, diese interessante Diplomarbeit durchzuführen, die mich mitten ins aktuelle Geschehen am ATLAS-Detektor führte. Frau Prof. Dr. Johanna Stachel danke ich für die Bereitschaft, diese Diplomarbeit als Zweitgutachterin zu lesen.

An Dr. Rainer Stamen richtet sich mein besonderer Dank für die engagierte und kompetente Betreuung während der Diplomarbeit und die sorgfältige Korrektur dieser Arbeit im Anschluss. Ich habe viel gelernt in dieser Zeit.

Für das Korrekturlesen dieser Arbeit bedanke ich mich insbesondere bei Felix Müller und Michael Henke, die nicht nur konstruktive Verbesserungsvorschläge hatten, sondern besonders in der letzten Zeit selbst zu später Stunde noch Emails gelesen und beantwortet haben. Florian Kleine-Limberg und Benjamin Kühnreich danke ich ebenfalls für weitere Anregungen und Korrekturen zu dieser Arbeit.

Des Weiteren danke ich den Mitgliedern der ATLAS-Gruppe, insbesondere Veit Scharf, Felix Müller, Michael Henke und in der Anfangszeit Dr. Pavel Weber für ihre Bereitschaft, meine programmieretechnischen Fragen zu beantworten, und ihre Hilfsbereitschaft bei auftretenden Problemen. Allen Mitgliedern der ATLAS- und ILC-Gruppe danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre, die allgemeine Hilfsbereitschaft und die netten Gesprächsrunden im Kaffeeraum.

Ein besonderer Dank geht an meinen Freund, Benjamin Kühnreich, der insbesondere in der letzten Zeit sehr viel Geduld und Verständnis für meine Arbeitszeiten gezeigt und mich trotzdem immer wieder zu notwendigen Erholungspausen gezwungen hat. Weiterhin danke ich allen Freunden, die mich durch Studium und außeruniversitäre Aktivitäten gleichermaßen begleitet haben.

Ein letzter großer Dank richtet sich an meine Eltern und meine beiden Geschwister, die mich das ganze Studium über unterstützt und insbesondere vor Prüfungen sehr entlastet haben.

Erklärung:

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

Heidelberg, den 25.10.2010

.....