

Fakultät für Physik und Astronomie
Universität Heidelberg

Bachelorarbeit im Fach Physik
vorgelegt von

Philipp Hanslovsky

aus Ludwigsburg

2011

Auswirkungen des Undershoots des LAr Pulses auf das Pedestal des ATLAS Level1 Kalorimeter Triggers

Die Bachelorarbeit wurde von Philipp Hanslovsky verfasst am 13.05.2011
Kirchhoff-Institut für Physik in Heidelberg
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon

Abstract

Im Level1 Kalroimeter Trigger des ATLAS Detektors werden zur Reduzierung der Datenmenge uninteressante Ereignisse verworfen. Dafür muss das eingehende analoge Signal digitalisiert, der Kollisionszeitpunkt bestimmt und die digitalisierten Energien kalibriert werden. Dies findet im PreProzessor statt. Diese Arbeit befasst sich mit der Schwankung des Pedestals, einem Offset Parameter bei der Umwandlung von analogem in digitales Signal, in Bunchtrains. Die Stabilität des Pedestals ist wichtig für den Betrieb des Triggers.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
1.1 CERN	1
1.2 LHC	1
1.3 ATLAS Detektor	2
1.3.1 Aufbau	2
1.4 ATLAS Trigger System	4
1.4.1 Level1 Trigger	4
2 Datenauswertung	7
2.1 Motivation	7
2.2 Pedestals	8
2.3 Bunchtrain Struktur	8
2.4 Datensätze	9
2.5 Methode und Selektionskriterien	10
2.6 Analyse	11
3 Zusammenfassung	20

1 Einleitung

Ziel der Teilchenphysik ist es, die bekannten Elementarteilchen zu untersuchen und eventuell neue Teilchen zu finden. Dies geschieht an großen Beschleunigeranlagen wie z.B. dem Large Hadron Collider (LHC) am CERN¹. Der LHC beherbergt mehrere Experimente, die beantworten sollen, ob das Standardmodell die elementare Physik beschreiben kann oder ob andere Modelle wie z.B. Supersymmetry oder String Theory voneinander sind.

1.1 CERN

Das CERN ist ein europäisches Jointventure mit 20 Mitgliederstaaten und eines der weltweit größten Zentren wissenschaftlicher Forschung und hat seinen Sitz an der französisch-schweizerischen Grenze in der Nähe von Genf. Forschungsschwerpunkt ist die Grundlagenforschung: Mithilfe von Teilchenbeschleunigern und Detektoren werden Experimente durchgeführt, in denen Teilchen kollidieren, sodass neue Teilchen entstehen und Informationen über Naturgesetze erlangt werden können. Das aktuelle Projekt des CERN ist der Large Hadron Collider in dem zwei Protonenstrahlen zur Kollision gebracht werden.[1]

1.2 LHC

Der LHC ist ein Speicherring 100m tief unter der Erdoberfläche. Mit einem Umfang von 27km erlaubt er eine Beschleunigung von Protonen auf eine Energie von 7TeV, was bei zwei gegenläufigen Protonenstrahlen einer Schwerpunktsenergie von 14TeV entspricht. Momentan liegt die Protonenenergie bei 3.5TeV. Am LHC befinden sich vier Experimente: ALICE², LHCb³, CMS⁴, ATLAS⁵. In Abb 1.1 ist der Aufbau des LHC dargestellt. Neben dem Speicherring selbst und den vier Detektoren ist auch der Vorbeschleuniger SPS zu sehen.[2]

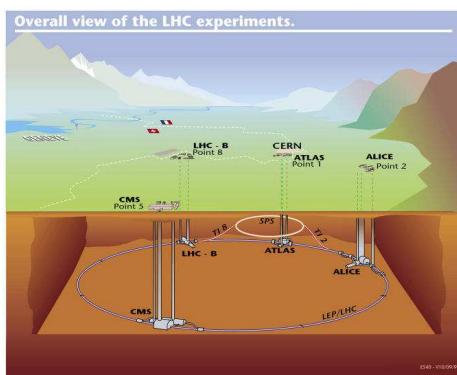


Abbildung 1.1: Überblick über den LHC Speicherring, Vorbeschleuniger SPS und Detektoren[3]

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

²A Large Ion Collider Experiment

³Large Hadron Collider beauty

⁴Compact Muon Solenoid

⁵A Toroidal LHC Apparatus

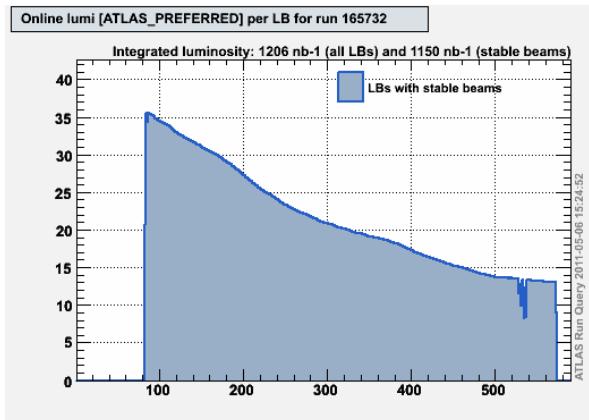


Abbildung 1.2: Die instantane Luminosität für die Datennahmeperiode 165732 ist aufgetragen gegen die Zeit in Einheiten von Lumiblocks (LB). Innerhalb eines Lumiblocks ist die instantane Luminosität näherungsweise konstant. [4]

Der Wirkungsquerschnitt σ ist ein Maß für die Reaktionswahrscheinlichkeit. Für interessante Reaktionen im LHC ist er sehr gering. Um trotzdem eine hohe Reaktionsrate zu erhalten muss man eine hohe instantane Luminosität erreichen. Diese gibt den Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt und zu erwartender Reaktionsrate und ist eine Eigenschaft des Beschleunigers:

$$\dot{N} = \sigma \mathcal{L}_{inst} \quad (1)$$

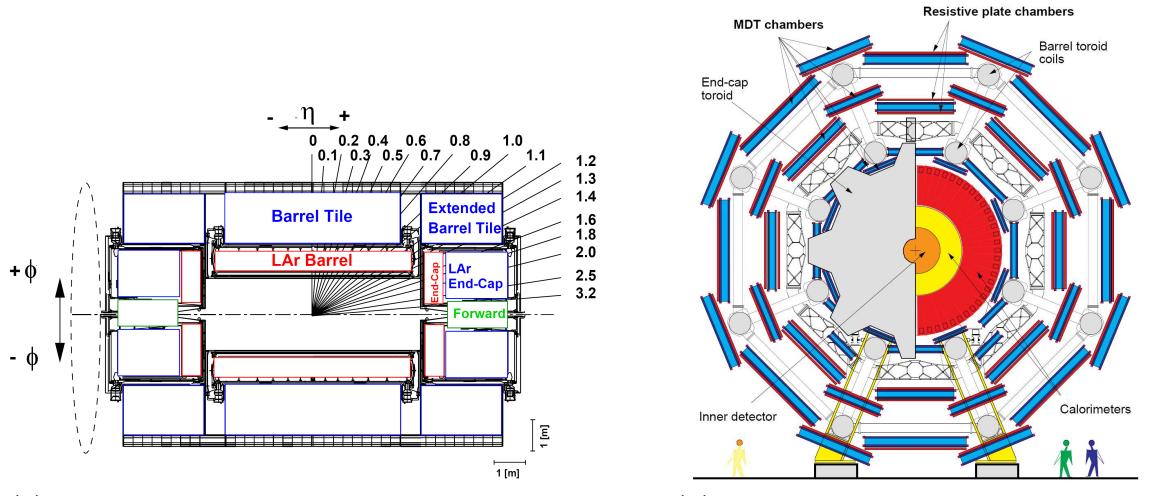
Im Laufe einer Datennahmeperiode nimmt die instantane Luminosität wegen der auftretenden Reaktionen exponentiell ab und die Strahlqualität wird schlechter. Der zeitliche Verlauf der Luminosität ist in Abb. 1.2 für die Datennahmeperiode 165732 dargestellt. Um die Gesamtzahl der Ereignisse zu erhalten, muss man über die Reaktionsrate integrieren. \mathcal{L}_{int} steht für die integrierte Luminosität.

$$N = \sigma \mathcal{L}_{int} \quad (2)$$

$$= \sigma \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{L}_{inst} dt \quad (3)$$

1.3 ATLAS Detektor

Der ATLAS Detektor soll zu vielen verschiedenen Messungen eingesetzt werden, z.B. die Suche nach dem Higgs-Boson oder nach Teilchen, aus denen dunkle Materie besteht. Um diese Vielseitigkeit zu gewährleisten wurde der Detektor in Zwiebelschalenbauweise zusammengesetzt: Der innere Detektor beinhaltet eine Spurenkammer und wird vom Kalorimetersystem umschlossen, welches wiederum innerhalb des Myonspektrometers liegt. ATLAS ist der größte Detektor am LHC mit einer Länge von 46m, einem Durchmesser von 25m und einer Masse von 7000t.[5]



(a) Schematische Darstellung des ATLAS Detektors mit Koordinatensystem, der elektromagnetische Bereich ist blau, der hadronische rot gefärbt[6]
(b) Querschnitt durch den Detektor mit innerem Detektor, Kalorimetern und Myonspektrometer[7]

Abbildung 1.3: Koordinatensystem des Detektors und schematische Darstellung

1.3.1 Aufbau

Um eine Auswertung der Daten zu gewährleisten, muss ein geeignetes Koordinaten- system festgelegt werden. Die z-Achse wird in Strahlrichtung definiert und hat ihren Nullpunkt im Zentrum des Detektors. Die positive z-Richtung zeigt in Richtung des LH- Cb Detektors. Die x-Achse zeigt Radial zum Mittelpunkt des Ringbeschleunigers und die y-Achse senkrecht nach oben zur Erdoberfläche. Basierend auf diesen karthesischen Koordinaten werden nun Polarkoordinaten eingeführt: θ ist der Winkel zur z-Achse in der $y - z$ -Ebene:

$$\tan(\theta) = \frac{|y|}{z} \quad (4)$$

Anstelle von θ wird jedoch die Pseudorapidität η verwendet. Diese hat den Vorteil, dass Differenzen $\Delta\eta$ lorentzinvariant sind und der Teilchenfluss bei Proton-Proton Wechselwirkung pro Intervall näherungsweise konstant ist.

$$\eta = -\log \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (5)$$

$$\frac{dN}{d\eta} \approx \text{const} \quad (6)$$

\dot{N} ist der Teilchenfluss. ϕ ist der Azimuthalwinkel in der $x - y$ -Ebene. Die Koordinaten sind in Abb 1.3a eingezeichnet.

Innerer Detektor Der innere Detektor dient der Rekonstruktion von Teilchenspuren und sog. Reaktionsvertices, den Wechselwirkungspunkten der primären Reaktionen, z.B. beim Zerfall $u + \bar{u} \rightarrow Z^0 \rightarrow l^+ + l^-$. In starken Magnetfeldern werden elektrisch geladene Teilchen abgelenkt. Aus den Bahnen kann man die Vertices rekonstruieren und bei

	η	Region
elektromagnetische Lage	$0 < \eta < 1.4$	elektromagnetisches Barrel (EMB)
	$1.4 < \eta < 1.4$	Übergangsregion zwischen EMB und EMEC (EMB - EMEC)
	$1.5 < \eta < 3.2$	elektromagnetische Endkappen (EMEC)
	$3.2 < \eta < 4.9$	elektromagnetische Vorwärtscalorimeter (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 Vorwärtscalorimeter (FCal2 und FCal3)

Tabelle 1.1: Einteilung der Kalorimeter in Regionen[8]

bekannter Magnetfeldstärke den Impuls bestimmen. Die Überlagerung von Ereignissen nennt man Pile-Up. Dank einer hohen Granularität und einer kurzen Totzeit können auch bei großen Pile-Up Ereignissen Spuren rekonstruiert werden.

Kalimetersystem Um Energien von ungeladenen wie geladenen Teilchen zu bestimmen benötigt man ein Kalorimeter. Dieses ist aufgeteilt in ein elektromagnetisches (EM) sowie ein hadronisches (HAD) Kalorimeter, welche wiederum in verschiedene Regionen aufgeteilt sind. Eine Auflistung ist in Tabelle 1.1 gegeben.

Mit Ausnahme des Zentralbereichs des HAD-Kalimeters, der aus Eisen als Absorber und Plastiksintillatoren besteht, wird im gesamten Kalorimeter flüssiges Argon (Liquid Argon, LAr) verwendet. Das LAr wird bei Energiedeposition ionisiert. Die freie Ladung erzeugt durch Influenz ein Signal an Kathoden und Anoden. Energiepositionen im Kalorimeter werden zur Erkennung von Elektronen, Photonen, Jets und Hadronen genutzt. Zudem benötigt man die Informationen des Kalimeters, um die nicht messbare Energie von Neutrinos zu bestimmen, die für einige Reaktionen von elementarer Bedeutung ist.

Myonspektrometer Myonen gelangen durch das Kalimetersystem, sind jedoch aussagekräftig für die physikalische Analyse. Um ihren Impuls zu bestimmen wurde daher ein dreilagiges Myonspektrometer um das Kalorimeter gebaut, das die Ablenkung der Myonen in einem Magnetfeld misst.

1.4 ATLAS Trigger System

Wenn der LHC seine geplante Luminosität⁶ $\mathcal{L}_{inst} = 10^{34}(\text{cm}^2\text{s})^{-1}$ erreicht, werden 23 Ereignisse pro Strahlkreuzung stattfinden. Bei einer Strahlkreuzungsfrequenz von 40MHz

⁶vgl. 1.2

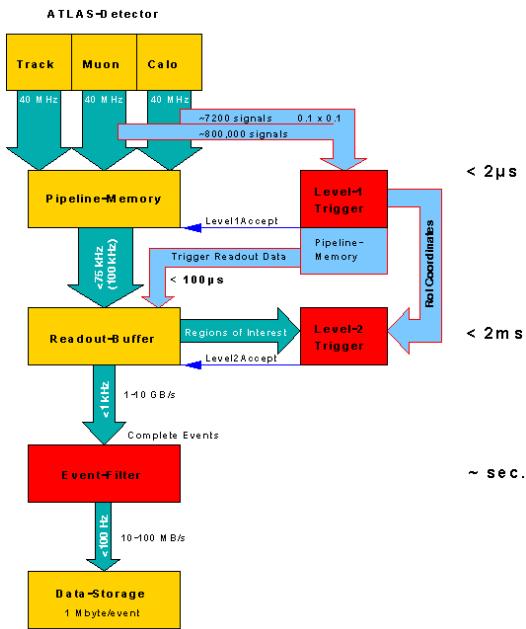


Abbildung 1.4: schematische Darstellung des ATLAS Triggersystems[9]

und einer Auslesegröße von 1.5MByte pro Ereignis entspricht das einer Datenrate von $60 \frac{\text{TByte}}{\text{s}}$. Da es unmöglich ist solche Datenmengen abzuspeichern, muss ein intelligentes Triggersystem erstellt werden, das uninteressante Ergebnisse verwirft, um die Datenmenge stark zu reduzieren. Die maximale Schreibrate beträgt momentan ca. $300 \frac{\text{MByte}}{\text{s}}$. Daher muss die Frequenz der gespeicherten Ereignisse auf 200Hz gesenkt werden.[6] Das bei ATLAS verwendete Triggersystem besteht aus drei Stufen (Level), von denen die erste hardwarebasiert ist, während die nachfolgenden Stufen kompliziertere Softwarealgorithmen beinhalten: Level1, Level2 und EventFilter. Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Pedestal, d.h. der Nulllinie der analogen Signale, das in der ersten Stufe des Triggers bei der Umwandlung vom analogen zu einem digitalen Signal entsteht. Im folgenden wird daher nur der Level 1 Trigger genauer beschrieben.

1.4.1 Level1 Trigger

Im Level1 Trigger werden Informationen aus dem Myonspektrometer und aus dem Kalorimeter verarbeitet. Eine Entscheidung, ob ein Ereignis physikalisch interessant sein könnte, wird aufgrund von Signaturen gefällt, die auf isolierte Elektronen, Photonen, Taus, Jets oder Myonen hinweisen. Diese Triggerstufe reduziert die Datenrate von 40MHz auf 75KHz bei einer Latenzzeit von $2.5\mu\text{s}$. Alle Entscheidungen müssen innerhalb dieser Latenzzeit getroffen werden.

Myon Trigger Spuren im Myonspektrometer, die auf einen hohen Transversalimpuls p_T der Myonen hinweisen, sind Kandidaten für physikalisch relevante Ereignisse.

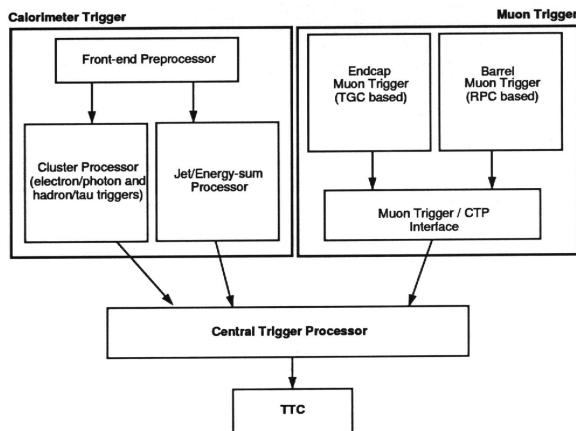


Abbildung 1.5: schematische Darstellung des Level1 Triggers[9]

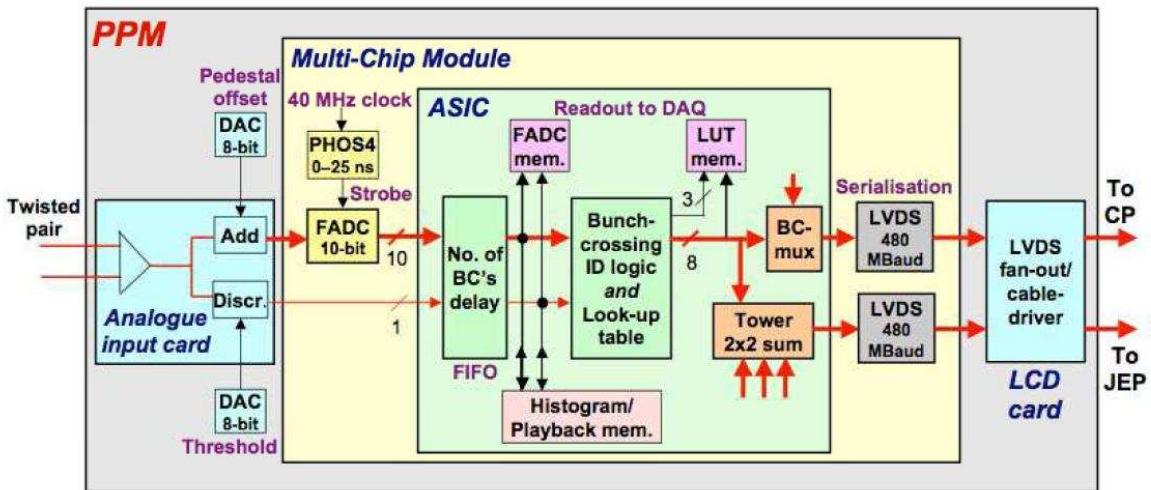


Abbildung 1.6: schematischer Aufbau eines PPM[10]

Kalorimeter Trigger Der Kalorimeter Trigger⁷ bezieht seine Information aus dem gesamten elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter. Um das Zeitlimit einzuhalten wird eine reduzierte Granularität der Kalorimeter verwendet, indem mehrere Kalorimeterzellen zu jeweils einem Tower zusammengefasst werden. Davon gibt es im EM und HAD Kalorimeter jeweils 3584. Die Signale aus diesen Triggertowern werden an einen PPr⁸ weitergeleitet. Dort werden die Signale digitalisiert, die transversale Energie E_T kalibriert und der Wechselwirkungszeitpunkt festgelegt. Letzteres geschieht über eine Identifikation des Ereignisses mit einer BCID⁹. Eine Schwierigkeit besteht hierbei darin, dass aufgrund unterschiedlicher Kabellängen sowie Flugzeiten der Teilchen Signale von einem Ereignis zu unterschiedlichen Zeitpunkten in den PPr gelangen.

⁷L1Calo⁸PreProcessor⁹Bunch Crossing Identification

Aufbau eines PPM In Abb1.6 ist ein PPM schematisch dargestellt. Im AnIn-Board¹⁰ wird das Signal verstärkt und mit einem Pedestal¹¹ versehen. Danach gelangt das Signal in den FADC¹², der das Signal digitalisiert (10bit). Verstärkung und Pedestal werden so gewählt, dass der Maximalwert des digitalisierten Signals (1023 Einheiten) einer gemessenen Energie von ungefähr 250GeV entspricht. Das digitalisierte Signal gelangt in den ASIC¹³, dem Schlüsselement eines PPM. Dort wird dem Signal ein LHC bunchcrossing zugeordnet, d.h. der Kollisionszeitpunkt wird bestimmt.

Central Trigger Processor Der Central Trigger Processor (CTP) erhält Kandidaten für interessante Ereignisse von Myon- und Kalorimeter Trigger. Basierend darauf und auf dem sog. trigger menu, das eine Vielzahl von Triggerschwellen enthält, wird eine Triggerentscheidung gefällt. Fällt diese positiv aus, sendet der CTP einen Level 1 Accept (L1A), an die Pipelinespeicher sowie an den Kalorimeter Trigger, damit das entsprechende Ereignis sowie alle zugehörigen Informationen an den Level2 Trigger weitergeleitet werden.

¹⁰Analogue Input Board

¹¹Offset Spannung, um einen Verlust negativer analoger Werte zu vermeiden

¹²Flash Analogue-to-Digital Converter

¹³Application-Specific Integrated Circuit

2 Datenauswertung

2.1 Motivation

Bei einer Analyse der Triggerraten - die Raten mit denen die verschiedenen Triggerschwellen ein positives Signal senden - wurde eine signifikante Differenz zwischen den Raten des ersten und den nachfolgenden Proton-Bündeln innerhalb von Bunchtrains¹⁴ festgestellt. In Abb. 2.1 ist die Triggerrate sowie die auf die Luminosität korrigierte Rate für das Triggerkriterium TE20 gegen die BCID aufgetragen. Die BCID ist eine Größe zur Identifikation des Kollisionszeitpunktes und gibt die Position des jeweiligen Proton-Bündels bei Befüllung des LHC an. TE20 ist eine kumulative Größe, bei der alle transversen Energien aufaddiert werden. Das erste Bündel eines Bunchtrains hat bis zu 50% höhere Raten als die nachfolgenden. Zudem gibt es eine bunchtrainübergreifende Struktur. Bei dicht aufeinanderfolgenden Bunchtrains ist bei den hinteren Bunchtrains die Rate des ersten Bündels geringer als die des ersten Bündels im vorherigen Bunchtrain. Aufgrund der kumulativen Eigenschaft von TE20 ist hier der Unterschied besonders groß. Bei anderen Triggerkriterien, wie z.B. J5, ist der Effekt in geringerem Maße zu beobachten. Es liegt nahe zu vermuten, dass der Undershoot des LAr Pulses(vgl. Abb 2.2) die ADC Counts der nachfolgenden Bunches verringert, weswegen weniger Ereignisse eine Triggerschwelle überschreiten. Das könnte das Abfallen der Raten erklären.

Der Undershoot ist eine Eigenschaft des geformten Signals. Die Signalformung wird durchgeführt, um ein fest definiertes Signal mit definierter Anstiegszeit zu erhalten. Damit kann der Signalzeitpunkt genauer bestimmt werden. Allerdings muss aufgrund der Ladungserhaltung der Undershoot in Kauf genommen werden. Die Pulslänge beträgt 450ns, was 16 BCIDs entspricht.

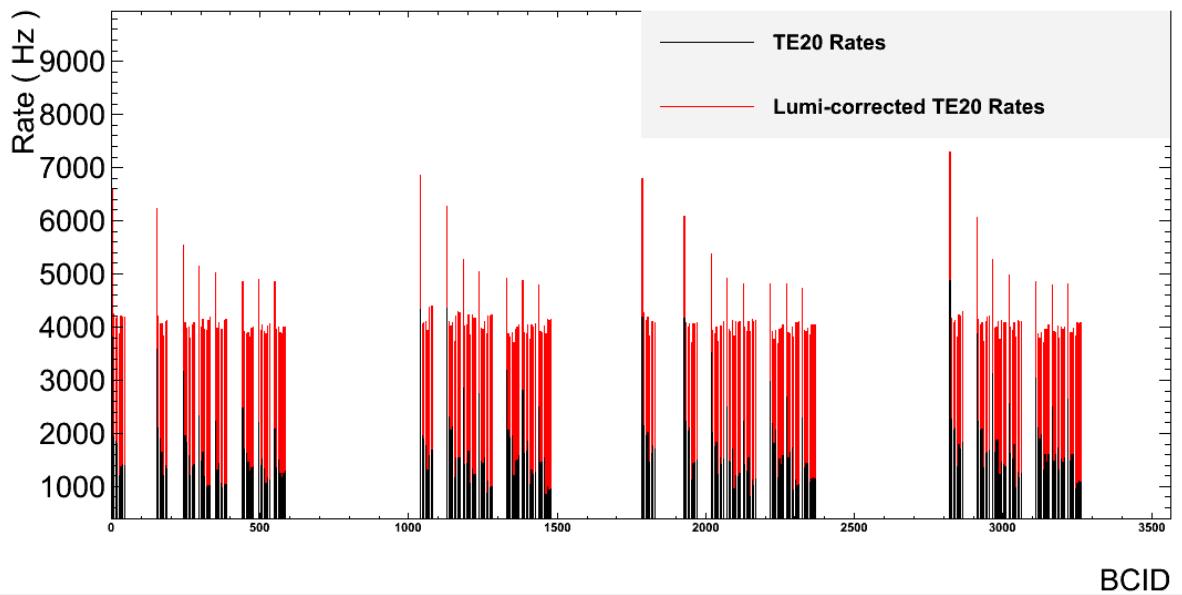


Abbildung 2.1: Variation der Triggerraten für Run 166786, Lumi Block 276[11]

¹⁴siehe 2.3

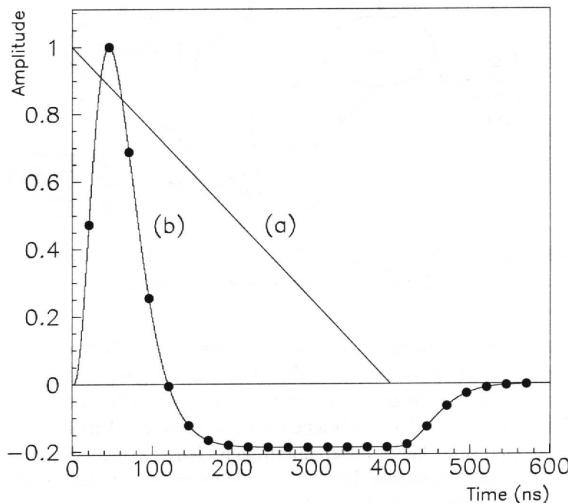


Abbildung 2.2: Detektorpuls im LAr Kalorimeter (a) und geformtes Signal mit Digitalisierungspunkten(b)[9]

2.2 Pedestals

Im Zuge der Umwandlung des analogen in ein digitales Signal käme es ohne einen Offset zum Verlust von negativen Signalanteilen. Wie in 1.4.1 bereits dargelegt, wandelt der FADC das analoge Signal zwischen 0V und 2.5¹⁵ in ein digitales mit einem Wertebereich von 0 bis 1023 Einheiten um. Das Maximum entspricht hierbei einer Energie von ca. 250GeV. Das Pedestal wird über den DAC¹⁶ auf einen Wert von 32 Einheiten eingestellt. Im Idealfall ist das Pedestal nur statistischen Schwankungen ausgesetzt und es ergibt sich eine Gaussverteilung der Pedestalwerte um 32 ADC Counts.

2.3 Bunchtrain Struktur

Der Protonenstrahl ist in Bündel aufgeteilt. Acht dieser Bündel ergeben einen sog. Bunchtrain, die wiederum in Dreier- bzw. Vierergruppen, sog. Batches, zusammengefasst werden. Die Befüllung wird so eingeteilt, dass die Luminosität in den einander gegenüberliegenden Experimenten ATLAS und CMS hoch ist, während die Luminosität in LHCb und ALICE verringert wird. Für die Identifikation einzelner Bündel gibt es die BCID. Jedem Bündel wird eine BCID zugeordnet, die eine Position am Beschleunigerring bei der Befüllung repräsentiert. Insgesamt gibt es 3654 dieser BCIDs, die durch eine Lücke von 25ns voneinander getrennt sind. Neben der Bedingung an die Luminosität ist die Befüllung des LHC auch durch technische Eigenschaften limitiert.

Es muss eine Lücke geben, die es ermöglicht, Beams zu entsorgen. Die hierfür benötigte Zeitspanne ist $\tau_5 \geq 3\mu\text{s}$ (vgl. Abb 2.4). Aufeinanderfolgende Batches müssen weiter auseinander liegen als die Anstiegszeit des LHC injection kicker ($0.95\mu\text{s}$, vgl. $\tau_{3,4}$) und aufeinanderfolgende Bunchtrains müssen eine Lücke haben, die der Anstiegszeit des SPS¹⁷ injection kicker entspricht (vgl. τ_2).

¹⁵negative Eingangsspannungen werden durch Addition des Pedestals vermieden

¹⁶Digital-to-Analogue-Converter

¹⁷Super Proton Synchrotron, der letzte Vorbeschleuniger für den LHC[12]

Daraus ergibt sich ein Befüllungsschema wie z.B. in Abb. 2.4. In den verwendeten Datennahmepérioden waren die Strahlen noch nicht vollständig gefüllt und es gab für jeden Run ein spezifisches Schema, abhängig von der Zahl der Proton-Bündel. In Abb. 2.3 ist die Befüllung für die Datennahmperiode 165818 im BCID Bereich 1700 - 2300 dargestellt. Gefüllte BCIDs haben Einträge mit Wert 1. Zu sehen sind drei Bunchtrains beginnend mit den BCIDs 1783, 1983 und 2083. Jeder Bunchtrain ist mit acht Bündeln gefüllt. Der Abstand zwischen zwei Bündeln beträgt 8 BCIDs.

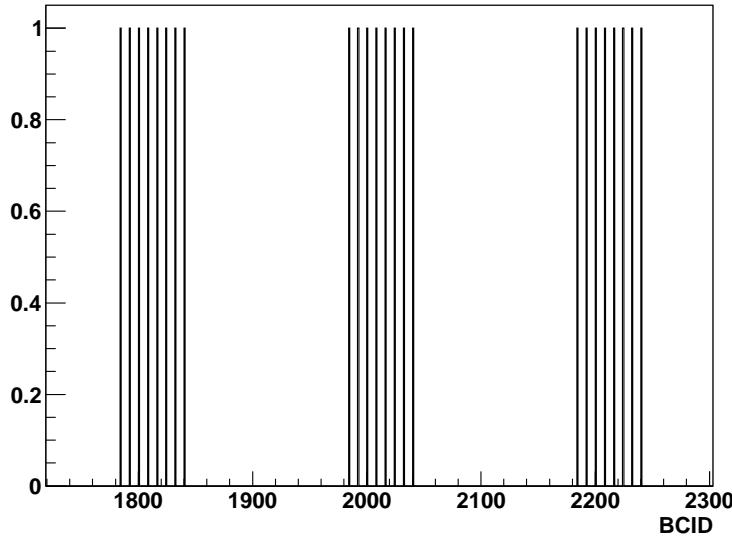


Abbildung 2.3: Befüllung des Runs 165818 im BCID Bereich 1700 - 2300, gefüllte BCIDs haben Einträge mit Wert 1

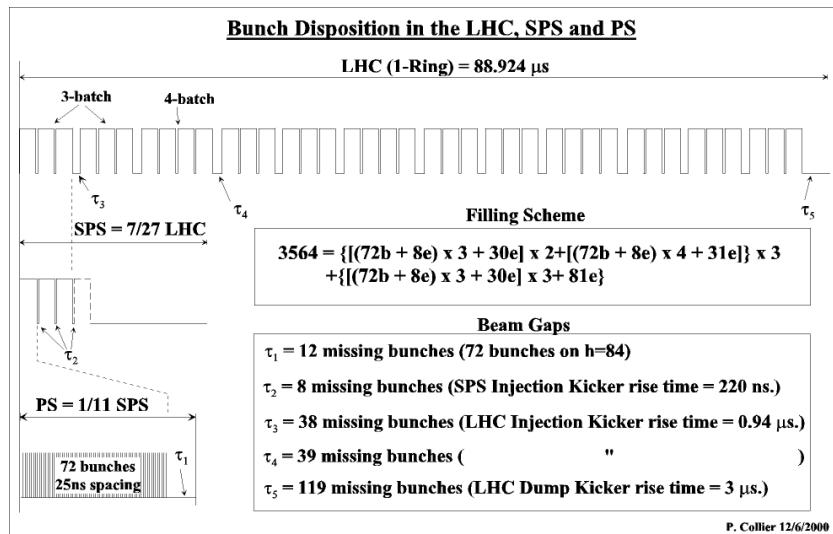


Abbildung 2.4: Befüllungsschema bei voller Luminosität, der Abstand zwischen zwei BCIDs ist 25ns. In diesem Schema sind 2808 BCIDs gefüllt und 756 leer.[13].

Datennahmeperiode	Anzahl der Proton-Bündel	Durchschnittliche instantane Luminosität pro Proton-Bündel [$\text{mb}^{-1}\text{s}^{-1}$]
165591	16	218
165632	47	290
165732	93	237
165767	93	272
165818	93	331
166198	186	186
166383	186	315
166658	233	296
166927	295	174
167576	295	378
167776	348	349

Tabelle 2.1: Liste der verwendeten Daten

2.4 Datensätze

Für die Analyse wurden Daten aus dem Zeitraum 22.09. - 27.10.2010 verwendet. Auswahlkriterien waren hierbei eine hohe Anzahl an Ereignissen, unterschiedliche Füllungen mit Proton-Bündeln sowie ein großes Spektrum in der Luminosität pro Proton-Bündel. Zum Überprüfen dieser Kriterien wurde die ATLAS Run Query[4] verwendet.

Um die durchschnittliche instantane Luminosität $\mathcal{L}_{inst,avg}$ zu bestimmen, wurde die integrierte Luminosität \mathcal{L}_{int} aus der Run Query verwendet und durch Anzahl der Proton-Bündel n_B und durch das Produkt von Dauer eines Lumiblocks t_{LB} und Anzahl der Lumiblocks N_{LB} geteilt. Hierbei handelt es sich um eine grobe Vereinfachung, da die Luminosität im Laufe der Zeit abfällt (vgl. 1.2).

$$\mathcal{L}_{inst,avg} = \frac{\mathcal{L}_{int}}{n_B t_{LB} N_{LB}} \quad (7)$$

Die benötigten Variablen sind in n-Tupeln gespeichert. Folgende n-Tupel und Variablen wurden verwendet: eta und l1caloPhi für η und ϕ aus dem n-Tupel L1CaloPPMdbTree, emADC und hadADC für die ADC Werte von elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter, lbn und bcid zur Identifikation von Lumiblock Nummer und BCID eines Ereignisses aus dem n-Tupel L1CaloPPMTree. emADC und hadADC beinhalten für jeden Kanal (insgesamt je 3584) fünf ADC-Werte, die den Digitalisierungspunkten des LAr-Pulses entsprechen (vgl. Abb 2.2).

2.5 Methode und Selektionskriterien

Ziel der Analyse ist es, einen Zusammenhang zwischen den Triggerraten und einer Änderung des Pedestals durch den Undershoot herzustellen und ggf. eine Abhängigkeit von der Luminosität pro Proton-Bündel nachzuweisen. Dazu wird für jede BCID abhängig von der Kalorimeterregion das durchschnittliche Pedestal bestimmt. Gemittelt wird für jede BCID und Region über alle Ereignisse, die die Auswahlkriterien erfüllen, jeden Kanal und alle fünf ADC Werte eines Kanals. Hierfür werden die ADC Werte

sortiert nach BCIDs und Kalorimeterregion in Histogramme aufgetragen, woraus später der Mittelwert und dessen Fehler bestimmt wird. Zu beachten ist hierbei, dass auch BCIDs auftreten, die nicht in der ursprünglichen Konfiguration vorkommen. Daher ist ein Abgleich mit der ATLAS Run Query[4] unabdingbar. Kommt eine BCID aus dem Tree dort nicht vor, wird das Ereignis verworfen.

Aus den Pedestalstatistiken wird ein neues Histogramm erstellt, in dem die Differenz zwischen erster Bunchtrainposition und dem Durchschnitt der nachfolgenden aufgetragen wird. Da die Pedestals Schwankungen ausgesetzt sind, ist die Mittelung notwendig, um die Differenz zu quantisieren. Das ermöglicht einen Vergleich zwischen verschiedenen Datennahmeperioden bzw. Kalorimeterregionen.

Anschließend wird für jede Datennahmeperiode das Mittel der Differenzen gebildet und als Funktion der Datennahmeperioden bzw. der jeweiligen durchschnittlichen instantanen Luminosität pro Proton-Bündel aufgetragen, um herauszufinden, ob die Pedestalschwankungen systematisch davon abhängen. Diese Annahme ist darin begründet, dass der Undershoot proportional zur Signalamplitude ist. Bei einer höheren Luminosität pro Proton-Bündel sind mehr eingehende Signale zu erwarten, die einen Undershoot produzieren, der das nachfolgende Pedestal verringert.

Zusätzlich wird das Mittel der Differenzen in Abhängigkeit des durchschnittlichen Abstands aufeinanderfolgender Bunchtrains aufgetragen. Daraus lässt sich erkennen, ob die Pedestalschwankung systematisch von der Befüllung der Protonstrahlen abhängt.

Die Kalorimeterregion wird über η gemäß Tabelle 1.1 zugeordnet. Als Mittelwert wird in jeder Berechnung das arithmetische Mittel \bar{x} verwendet, der statistische Fehler entspricht der Standardabweichung $\Delta\bar{x}$ des Mittelwerts:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (8)$$

$$\Delta\bar{x} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n(n-1)}} \quad (9)$$

Damit Daten in der Auswertung berücksichtigt werden, müssen sie bestimmte Auswahlkriterien erfüllen. Für die ADC Werte gibt es eine obere Grenze von 38ADC Counts, um sicherzugehen, dass nur das Pedestal mit statistischer Schwankung und Signale ausschließen. Falls einer der fünf ADC-Werte eines Triggertowers darüber liegt, wird der gesamte Tower für dieses Ereignis verworfen. Daneben wird noch die sogenannte GoodRunList(GRL) abgefragt, in der anhand der Lumiblock Nummer die Stabilität der Protonenstrahlen geprüft wird.

Zur Auswertung wurde ROOT benutzt. Das ist eine Software für die Analyse in der Teilchenphysik, die am CERN entwickelt wurde. Auf die Verwendung von AnalysisBase wurde verzichtet, um den Umgang mit C++ und ROOT zu erlernen. AnalysisBase basiert auf ROOT und ist auf die Anforderungen der KIP ATLAS Arbeitsgruppe optimiert. Durch den Verzicht kam es stellenweise zu Verzögerungen bei der Programmierung. So wäre z.B. die Reduzierung der Daten auf ausschließlich die benötigten Variablen um Platz zu sparen deutlich schneller abgeschlossen gewesen. Zudem gab es Komplikationen zwischen den ROOT Versionen, die für Scientific Linux bzw. Ubuntu verfügbar waren.

2.6 Analyse

Für die Datennahmeperioden 165732 und 167776 werden exemplarisch die Pedestalverläufe verglichen. Sie unterscheiden sich stark in der Befüllung mit Proton-Bündeln sowie in der durchschnittlichen Luminosität pro Bunch: 165732 enthält 93 Proton-Bündel und 167776 348 Proton-Bündel. Die durchschnittliche Luminosität pro Bunch ist $237\text{mb}^{-1}\text{s}^{-1}$ für 165732 und $349\text{mb}^{-1}\text{s}^{-1}$ für 167776 (vgl. Tabelle 2.1).

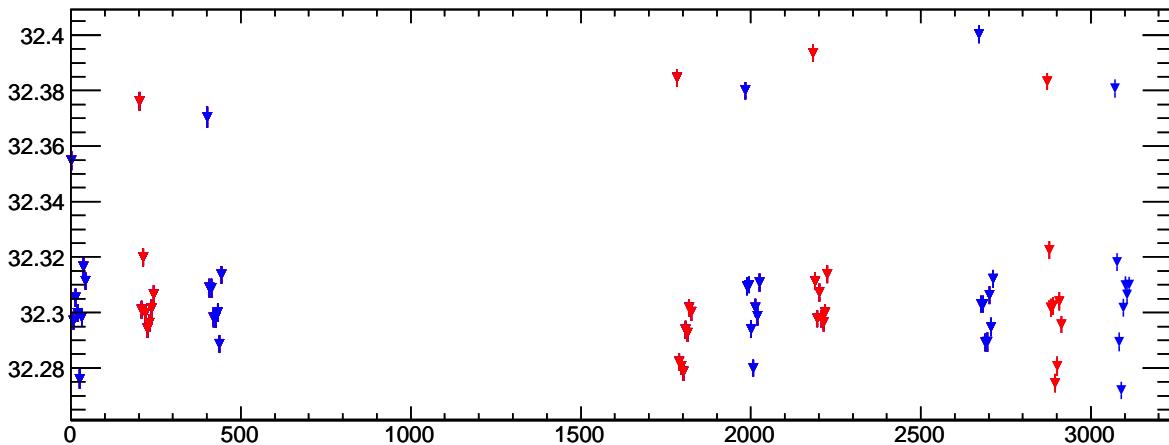


Abbildung 2.5: Pedestal in Abhängigkeit der BCID für die Datennahmeperiode 165732, FCal1 (vgl. Tabelle 1.1). Ein Absinken des Pedestal innerhalb der Bunchtrains ist zu erkennen. Für jede BCID wurde über die fünf ADC-Werte der Digitalisierungspunkte des LAr-Pulses gemittelt.

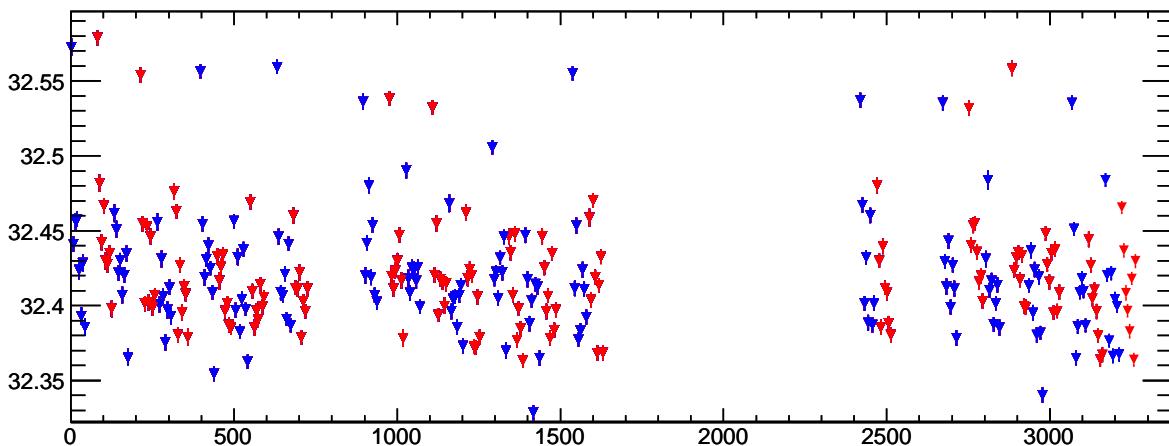
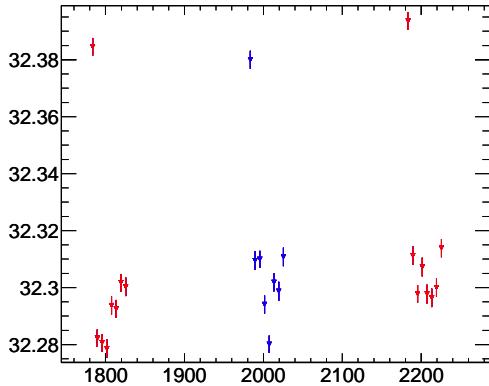
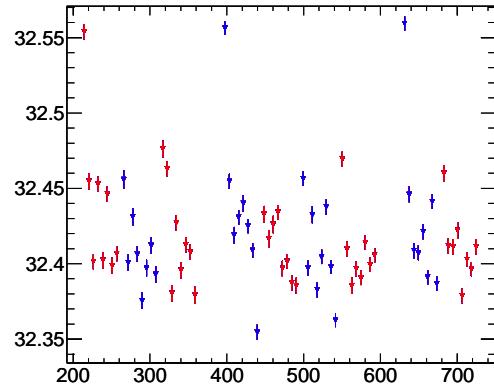


Abbildung 2.6: Pedestal in Abhängigkeit der BCID für die Datennahmeperiode 167776, FCal1. Ein Absinken des Pedestal innerhalb der Bunchtrains ist zu erkennen. Zusätzlich scheint der Undershoot auch nachfolgende Bunchtrains zu beeinflussen, da diese bei einer höheren Befüllung näher aneinander liegen

In Abb. 2.5 - 2.12 ist das Pedestal in Abhängigkeit der BCID aufgetragen. Zur besseren Unterscheidung aufeinanderfolgender Bunchtrains wurden diese abwechselnd in rot und

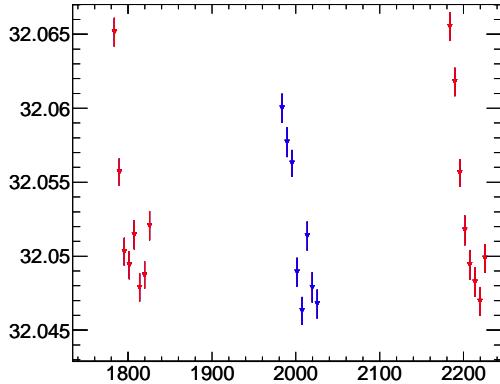


(a) 165732

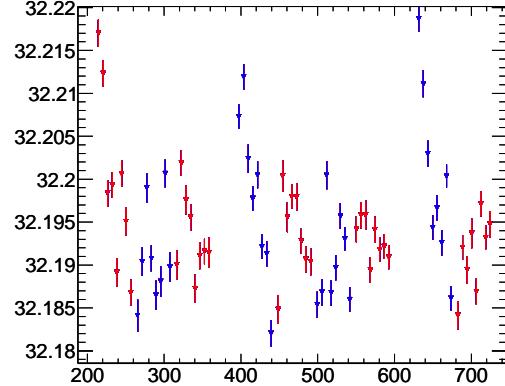


(b) 167776

Abbildung 2.7: Zoom auf einen kleineren BCID Bereich in FCal1 für die Datennahmepérioden 165732 und 167776



(a) 165732



(b) 167776

Abbildung 2.8: Pedestal für die Kalorimeterregion EMB (vgl. Tabelle 1.1) über einen kleinen BCID Bereich.

blau gefärbt. In den Histogrammen sind unterschiedliche BCID Bereiche und Kalorimeterregionen dargestellt.

Für beide Datennahmepérioden kann man in den Kalorimeterregionen, die mit LAr arbeiten, erkennen, dass das Pedestal der ersten Bunchtrainposition höher ist als das der nachfolgenden. Der Effekt scheint abhängig von der Kalorimeterregion zu sein: Im Bunchtrain beginnend mit der BCID 1983 ist die Differenz zwischen den Pedestals von erster und den nachfolgenden Bunchtrainpositionen ca. 0.08 ADC Einheiten im FCal1 und ca. 0.009 ADC Einheiten im EMB. (vgl Abb. 2.7a und 2.8a). Dieser Bunchtrain wurde in Abb. 2.10a explizit dargestellt: Hier hat das Pedestal des ersten Protonbündels ca. 0.08 ADC Einheiten mehr als die nachfolgenden. Auch für 167776 wurde ein Bunchtrain, beginnend bei 550, exemplarisch dargestellt (Abb. 2.10b). Hier beträgt der Unterschied ca. 0.07 ADC Einheiten.

Der Effekt fällt im elektromagnetischen und im hadronischen Vorwärtskalorimeter um

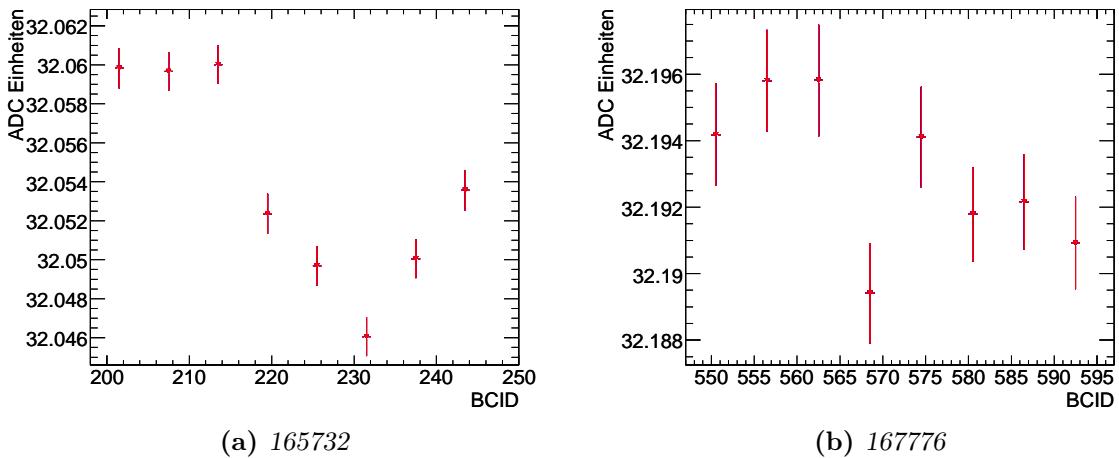


Abbildung 2.9: EMB: Ein Bunchtrain, bei dem das Pedestal des ersten Bündels nicht höher ist als das der nachfolgenden

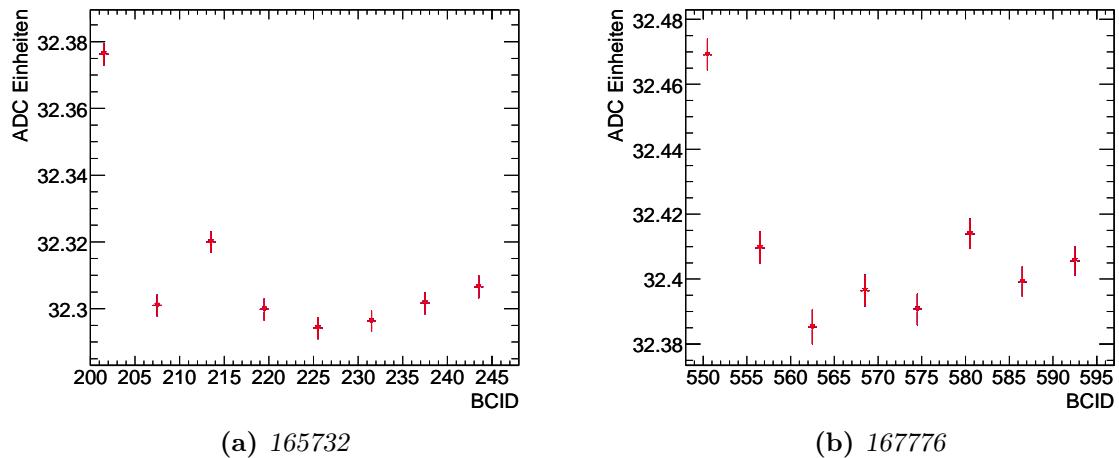


Abbildung 2.10: Der gleiche Bunchtrain wie in Abb. 2.9, allerdings in FCal1. Hier ist das Pedestal des ersten Bündels höher als das der nachfolgenden.

ca. eine Größenordnung größer aus als in den übrigen Regionen, wo es auch vorkommen kann, dass das Pedestal des ersten Bündels geringer ist als das der nachfolgenden. In Vorwärtsrichtung ist der Teilchenfluss größer und damit gibt es dort mehr Signale. Damit gibt es häufiger eine Beeinflussung durch den Undershoot. Bei einer gleichbleibenden Gesamtzahl der Ereignisse wird die Pedestalschwankung im Mittelwert stärker gewichtet. Somit entspricht die Beobachtung der Erwartung.

Um den Unterschied zwischen EMB und FCal1 deutlich zu machen wurde für einen Bunchtrain die Pedestalentwicklung im EMB sowie im FCal1 aufgetragen (Abb. 2.9 und 2.10). Während im FCal1 das Pedestal im ersten Bündel noch größer ist als das der nachfolgenden, ist das im EMB nicht mehr der Fall.

Der maximale Unterschied zwischen erstem und den nachfolgenden Proton-Bündeln ist in Datennahmeperiode 167776 größer als in 165732. Wenn in 167776 Bunchtrains dichter aufeinanderfolgen als die Erholungszeit des Undershoots (16 BCIDs), werden auch auf-

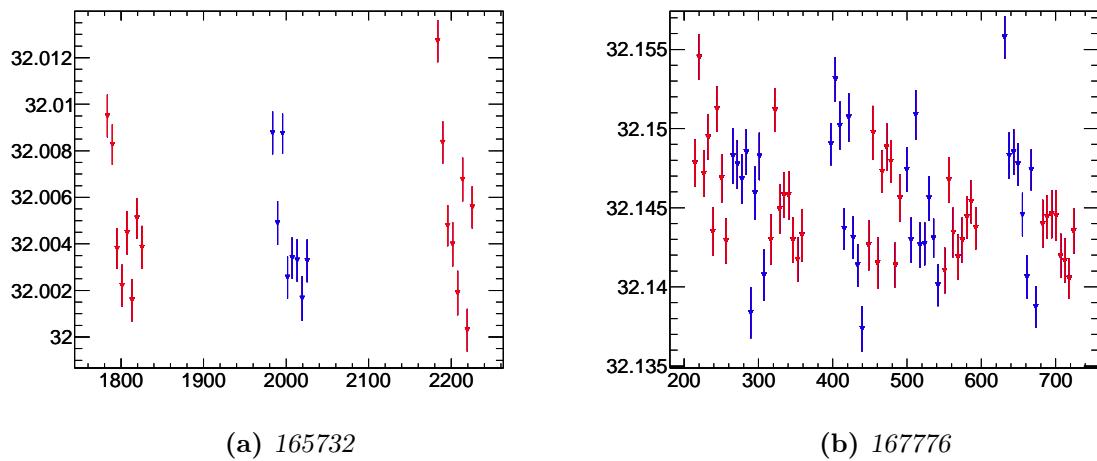


Abbildung 2.11: Pedestal für die Kalorimeterregion HEC (vgl. Tabelle 1.1) über einen kleineren BCID Bereich.

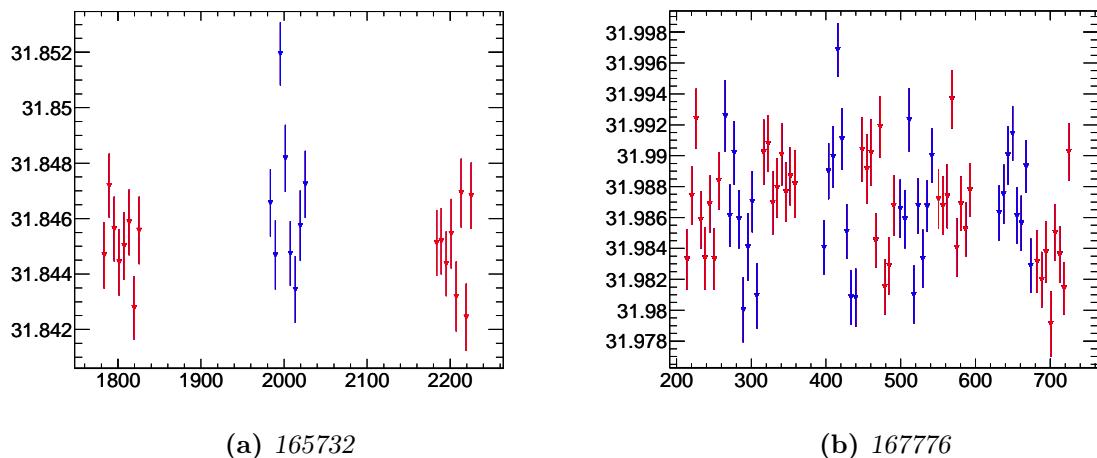


Abbildung 2.12: Pedestal für das hadronische Tile Barrel (vgl. Tabelle 1.1) über einen kleineren BCID Bereich.

einanderfolgende Bunchtrains vom Undershoot beeinflusst. Das ist in Abb. 2.7b z.B. im BCID Bereich zwischen 400 und 600 zu erkennen. Dieser Bereich beinhaltet vier Bunchtrains, die sich über folgende BCIDs erstrecken: 397 - 439, 448 - 490, 499 - 541, 550 - 592. Alle Bunchtrains liegen weniger als 16 BCIDs auseinander. Der letzte Bunchtrain vor diesem Bereich endet bei 358 und hat somit keinen Einfluss auf den ersten Bunchtrain, wesegen das Pedestal des ersten Proton-Bündels im ersten Bunchtrains um ca. 0.01 ADC Einheiten höher ist als das der nachfolgenden Bündel. In den nachfolgenden Bunchtrains ist das Pedestal des ersten Proton-Bündels nicht signifikant höher als die nachfolgenden, da das Bündel im Undershoot des letzten Bündels des vorangegangen Bunchtrains liegt. Im hadronischen Tile Barrel, das nicht mit LAr arbeitet, sind die Pedestalschwankungen entsprechend der Annahme statistisch verteilt (vgl. Abb. 2.12).

Um die verschiedenen Datennahmeperioden besser vergleichen zu können, wurde in Abb. 2.13 und 2.14 die Differenz zwischen erstem und dem Mittel der nachfolgenden

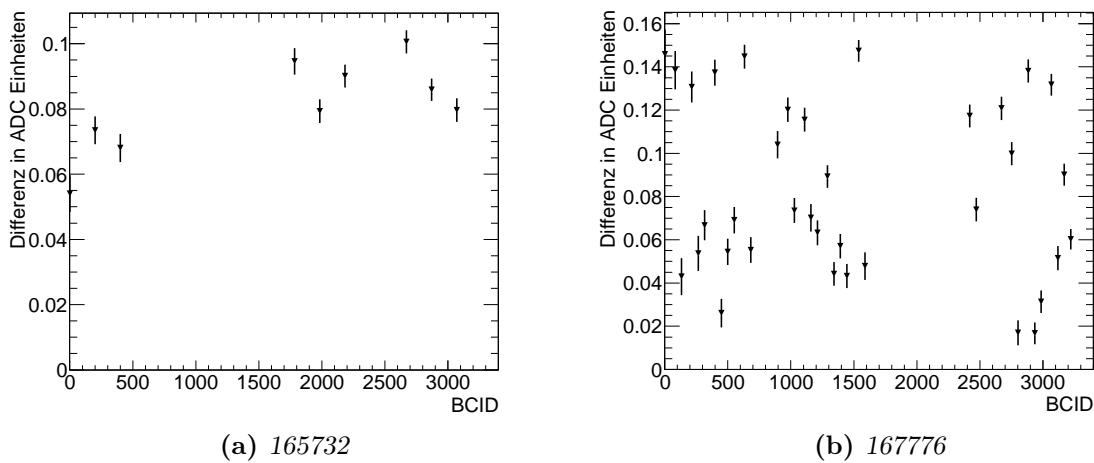


Abbildung 2.13: FCal1: Differenz zwischen erster Bunchtrainposition und dem Mittel der folgenden, sortiert nach BCID für die Datennahmeperioden 165732 und 167776

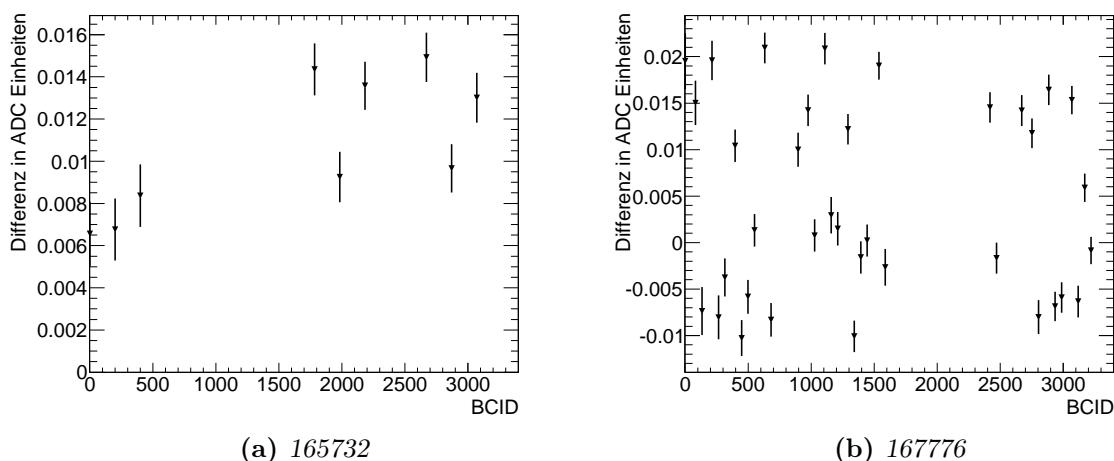


Abbildung 2.14: EMB: Differenz zwischen erster Bunchtrainposition und dem Mittel der folgenden, sortiert nach BCID für die Datennahmeperioden 165732 und 167776

Proton-Bündel eines Bunchtrains als Funktion der BCID aufgetragen. Die maximale Differenz im Vorwärtscalorimeter beträgt 0.1 ADC Counts für Datennahmeperiode 165732 und 0.15 ADC Counts für Datennahmeperiode 167776. Allerdings gibt es wie schon beobachtet bei 167776 viele Bunchtrains, in denen die Differenz gering ist. Im elektromagnetischen Barrel ergibt sich ein ähnliches Bild: 0.015 für 165732 und 0.021 für 167776, die Differenzen sind hier ungefähr eine Größenordnung kleiner. In 167776 gibt es auch negative Differenzen. Ähnlich wie in Abb. 2.9 gibt es dort Bunchtrains, in denen das Pedestal des ersten Bündels kleiner ist als der Durchschnitt der nachfolgenden. Um die Abhängigkeit von der Luminosität pro Proton-Bündel zu untersuchen wurde in Abb. 2.15 die durchschnittliche Differenz zwischen erster Bunchtrainposition und dem Mittel der nachfolgenden Bündel einer Datennahmeperiode als Funktion der jeweiligen durchschnittlichen instantanen Luminosität pro Proton-Bündel dargestellt. Die Differen-

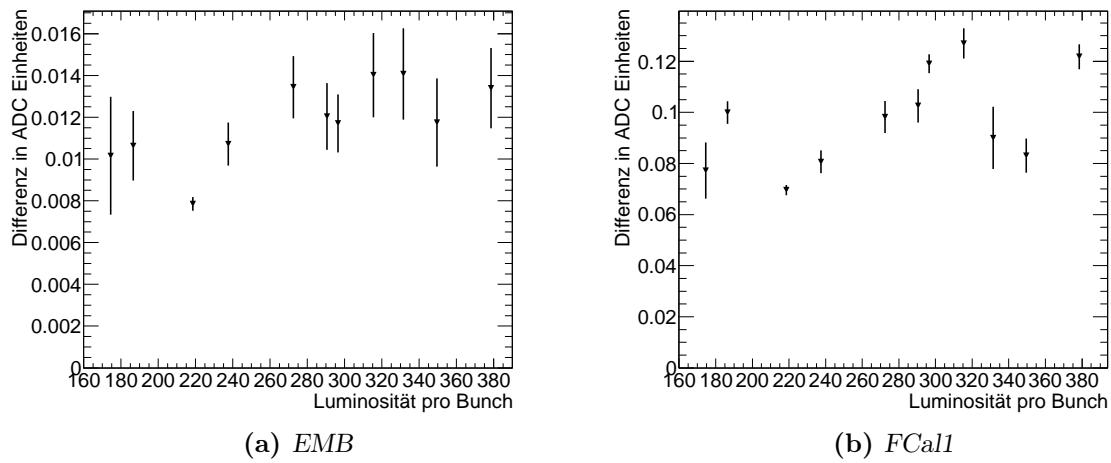


Abbildung 2.15: Durchschnittliche Differenz zwischen erstem Proton-Bündel eines Trains und dem Mittel der restlichen. Gemittelt für jede Datennahmperiode und sortiert nach durchschnittlicher Luminosität pro Proton-Bündel für EMB und FCall. Es ist keine Abhängigkeit von der durchschnittlichen Luminosität zu erkennen

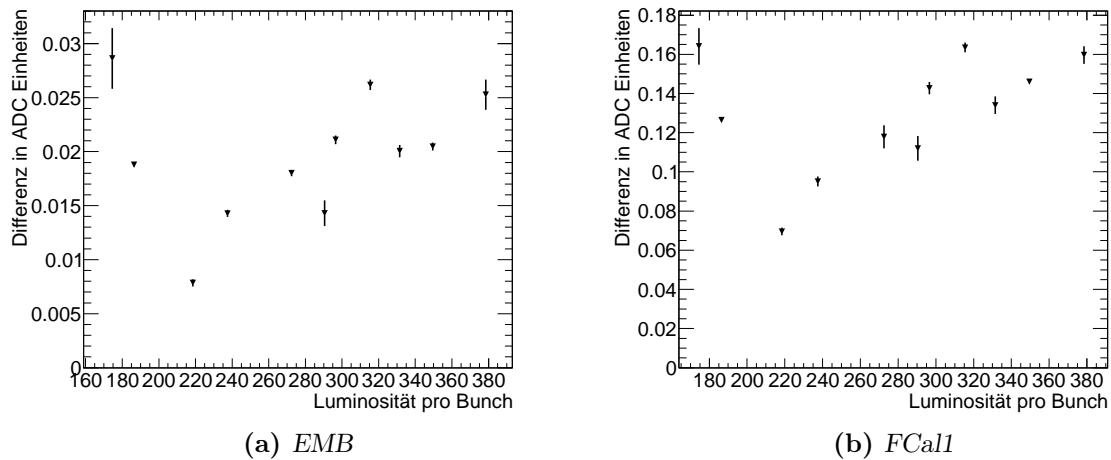


Abbildung 2.16: Durchschnittliche Differenz zwischen erstem Proton-Bündel eines Trains und dem Mittel der restlichen. Gemittelt für jede Datennahmeperiode und sortiert nach Luminosität pro Proton-Bündel (EMB und FCal1). Allerdings wurde hier der Mittelwert für die drei größten Differenzen einer Datennahmeperiode gemittelt, um geringe Differenzen bei dicht gefüllten Datennahmeperioden auszuschließen. In 165591 gibt es nur zwei Bunchtrains, weswegen dort über diese beiden gemittelt wurde.

zen bewegen sich zwischen 0.008 und 0.014 ADC Einheiten im EMB und zwischen 0.06 und 0.12 ADC Einheiten im FCal1.

In Tabelle 2.2 wurden für alle Datennahmeperioden und alle Regionen, in denen LAr zum Einsatz kommt und deren Kalibration bereits verstanden ist, die mittleren Differenzen zusammengefasst. Hier wird der Unterschied von einer Größenordnung zwischen Zentral-

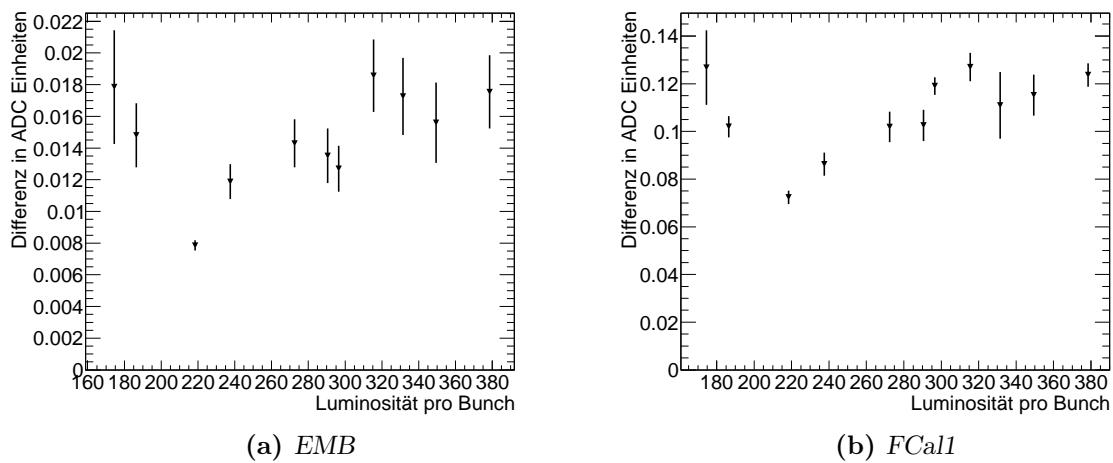


Abbildung 2.17: Durchschnittliche Differenz zwischen erstem Proton-Bündel eines Trains und dem Mittel der restlichen. Gemittelt für jede Datennahmeperiode und sortiert nach Luminosität pro Proton-Bündel (Vorwärtscalorimeter). Nur Differenzen > 0.007 ADC Einheiten im EMB und > 0.07 ADC Einheiten im FCal wurden verwendet, um die kleinen Differenzen in dicht gefüllten Datennahmeperioden auszuschließen.

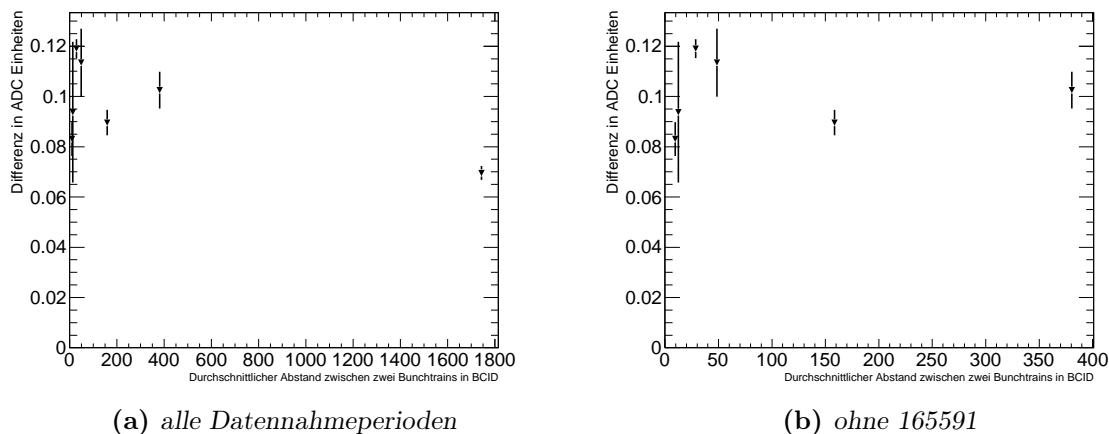


Abbildung 2.18: Durchschnittliche Differenz zwischen erstem Proton-Bündel eines Bunchtrains und dem Mittel der restlichen. Gemittelt für jede Datennahmeperiode im FCal1 und sortiert nach mittlerem Abstand zweier Bunchtrains pro Datennahmeperiode. Die mittleren Abstände sind in Tabelle 2.2 aufgelistet.

und Vorwärtsbereich deutlich (z.B. 167576: EMB - 0.0134 ADC Einheiten, FCal1 - 0.1218 ADC Einheiten).

Im elektromagnetischen Bereich sind die Differenzen größer als im entsprechenden hadronischen Bereich. Ein Beispiel hierfür sind die verschiedenen Differenzen für 166198 in Tabelle 2.2: Im elektromagnetischen FCal1 beträgt die Differenz 0.0999 ADC Einheiten, im hadronischen FCal2 und FCal3 0.0659 ADC Einheiten. Dieser Unterschied entsteht durch die Bauweise des Detektors. Die hadronischen Kalorimeter umgeben die

elektromagnetischen Kalorimeter (vgl. Abb. 1.3a). Es gibt Teilchen, die ihre Energie abgeben, bevor sie in das hadronische Kalorimeter gelangen. Dadurch gibt es einen höheren Teilchenfluss und somit mehr Signale im elektromagnetischen Kalorimeter.

Entgegen der ursprünglichen Vermutung, die durchschnittliche Differenz steige mit der Luminosität pro Bunch, ist für beide Regionen keine Abhängigkeit zu erkennen. Allerdings wurde die Beeinflussung aufeinanderfolgender Bunchtrains bei Datennahmepérioden mit hoher Bunchtraindichte nicht beachtet. Ohne die kleinen Differenzen, die durch die Beeinflussung entstehen sollte eine Abhängigkeit sichtbar sein, wenn die Vermutung richtig ist.

In Abb. 2.16 und 2.17 wurden daher unterschiedliche Auswahlkriterien für die Pedestaldifferenzen verwendet, aus denen die durchschnittliche Pedestaldifferenz pro Datennahmepériode berechnet wird.

In Abb. 2.16 wurden nur die größten drei Differenzen pro Datennahmepériode verwendet. Da es in 165591 nur zwei Bunchtrains gibt, wurden hier nur zwei Differenzen verwendet. Dadurch fallen kleine Differenzen weg und das Histogramm sollte einen anderen Verlauf haben als in Abb. 2.15, wenn die Annahmen stimmen, dass bei hoher Luminosität pro Bunch die Differenzen größer werden und dass diese Abhängigkeit nur wegen der Beeinflussung dicht aufeinander folgender Bunchtrains nicht zu sehen ist. Durch den Wegfall der kleinen Differenzen verschieben sich die gemittelten Differenzen nach oben: Die Differenzen bewegen sich zwischen 0.008 und 0.027 ADC Einheiten für das EMB und zwischen 0.06 und 0.16 ADC Einheiten für das FCal1. Sowohl im EMB als auch im FCal1 ist die Differenz für die Datennahmepériode 166927 mit $\mathcal{L}_{inst,avg} = 174\text{mb}^{-1}\text{s}^{-1}$ deutlich gestiegen. Dazu hat sich im EMB die Form des Verlaufs stark geändert und ähnelt der aus dem FCal1. Eine einfache Abhängigkeit von der durchschnittlichen Luminosität pro Bunch ist jedoch nicht zu erkennen.

Ein ähnlicher Ansatz wurde auch in Abb. 2.17 verwendet: Hier wurden alle Differenzen verworfen, die kleiner als 0.06 ADC Einheiten sind. Dieses Auswahlkriterium ist nicht so strikt, weswegen sich der Bereich der ADC Einheiten im FCal1 nicht verändert. Im EMB steigt die maximale Differenz auf 0.018 ADC Einheiten. Wie zuvor ist die Differenz für 166925 nun deutlich größer und die Verläufe ähneln sich sowie den Verläufen in Abb. 2.16. Daraus lässt sich schließen, dass der qualitative Verlauf der maximalen Differenzen unabhängig ist von der Kalorimeterregion. Eine einfache Abhängigkeit der Differenzen von der Befüllung ist hier aber nicht nachzuweisen.

Um den Einfluss der Befüllungsdichte auf die Differenzen zu untersuchen wurde in Abb. 2.18 die durchschnittliche Differenz als Funktion der durchschnittlichen Entfernung in BCIDs aufeinanderfolgender Bunchtrains aufgetragen. Die durchschnittliche Entfernung ist in Tabelle 2.2 für jede Datennahmepériode angegeben. Da mehrere Datennahmepérioden das gleiche Befüllungsschema haben, wurde in diesen Fällen das Mittel aus den jeweiligen Differenzen gebildet. Allerdings ist hier aufgrund der geringen Statistik und der Schwankungen der Differenzen die Unsicherheit ziemlich groß. So haben 166927 und 167576 das gleiche Befüllungsschema, unterscheiden sich aber stark in der durchschnittlichen Differenz: 0.075 bzw. 0.12 Einheiten (vgl. Abb. 2.15). Andernfalls wurde der Fehler aus den vorigen Histogrammen bzw. Tabelle 2.2 übernommen.

Erst steigt die Differenz an mit dem Abstand zwischen Bunchtrains, bis sie ein Maximum bei 28 BCIDs erreicht. Das entspricht Datennahmepériode 166658. In dieser Periode gibt es noch keine Bunchtrains, die enger als 16BCIDs hintereinander liegen. Somit gibt es

hier keine Beeinflussung aufeinanderfolgender Bunchtrains durch den Undershoot. Für einen durchschnittlichen Abstand von 100 BCIDs gibt es bereits mehrere solcher Bunchtrains. In den Perioden 166927 und 167576 gibt es z.B. einen Bunchtrain in der Region 229 - 271 und einen in der Region 283 - 325[4]. Mit steigender Befüllung gibt es immer mehr solcher Bunchtrains und die durchschnittliche Differenz zwischen zwei Bunchtrains verkürzt sich. Daher ist anzunehmen, dass die durchschnittlichen Differenzen solange steigen, bis kleinere Abstände als 16 BCIDs zwischen Bunchtrains auftreten.

In der Analyse wurde die Vermutung bestätigt, dass der Undershoot des LAr-Pulses eines Proton-Bündels nachfolgende Bündel beeinflusst. Das gilt auch für aufeinanderfolgende Bunchtrains, wenn die Lücke kleiner als 16 BCIDs ist. Der Effekt ist stark abhängig von der Kalorimeterregion. Im Vorwärtsbereich fällt er um eine Größenordnung höher aus. Eine einfache Abhängigkeit der Differenzen von der durchschnittlichen Luminosität pro Proton-Bündel konnte nicht nachgewiesen werden.

Das Maximum der durchschnittlichen Differenz für einen Run beträgt 0.15 ADC Einheiten. Das entspricht einer Energiedeposition von ca. 37MeV im Kalorimeter. Da die Triggerrate eine kumulative Größe ist, kann auch diese geringe Schwankung stark ins Gewicht fallen. Die Analyse bestätigt die Beobachtung der Triggerraten und gibt einen Grund für das Verhalten selbiger. Die Bestätigung ist allerdings nur qualitativer Natur, ein quantitativer Zusammenhang konnte nicht hergestellt werden.

Bei der Untersuchung der Abhängigkeit der Differenzen von der Befüllung gab es ein Maximum bei den Datennahmeperioden, die die höchste Befüllungsdichte und noch keine Abstände zwischen Bunchtrains unter 16 BCIDs haben. Bei höheren Befüllungsdichten kommen solche Abstände vor und die durchschnittlichen Differenzen sinken.

Datennahme- periode	durchschnittliche Differenz in ADC Einheiten		
	Region		
	EMB	EMEC	FCal1
165591	0.0079 ± 0.0003	0.0117 ± 0.0008	0.0696 ± 0.0020
165632	0.0120 ± 0.0016	0.0173 ± 0.0014	0.1025 ± 0.0066
165732	0.0107 ± 0.0010	0.0148 ± 0.0010	0.0806 ± 0.0045
165767	0.0134 ± 0.0015	0.0163 ± 0.0014	0.0982 ± 0.0063
165818	0.0141 ± 0.0022	0.0179 ± 0.0012	0.0900 ± 0.0121
166198	0.0106 ± 0.0017	0.0136 ± 0.0018	0.0999 ± 0.0044
166383	0.0140 ± 0.0020	0.0196 ± 0.0026	0.1270 ± 0.0059
166658	0.0117 ± 0.0014	0.0149 ± 0.0018	0.1190 ± 0.0037
166927	0.0102 ± 0.0028	0.0160 ± 0.0038	0.0772 ± 0.0110
167576	0.0134 ± 0.0019	0.0167 ± 0.0024	0.1218 ± 0.0049
167776	0.0117 ± 0.0021	0.0212 ± 0.0017	0.0830 ± 0.0067

Datennahme- periode	durchschnittliche Differenz in ADC Einheiten		Durchschnittlicher Abstand zwischen zwei Bunchtrains in BCIDs	
	Region			
	HEC	FCal2 und FCal3		
165591	0.0031 ± 0.0007	0.0430 ± 0.0021	1743	
165632	0.0047 ± 0.0011	0.0694 ± 0.0046	381	
165732	0.0054 ± 0.0007	0.0539 ± 0.0032	158	
165767	0.0043 ± 0.0007	0.0638 ± 0.0050	158	
165818	0.0048 ± 0.0028	0.0477 ± 0.0114	158	
166198	0.0055 ± 0.0007	0.0659 ± 0.0039	49	
166383	0.0063 ± 0.0011	0.0834 ± 0.0044	49	
166658	0.0043 ± 0.0008	0.0736 ± 0.0030	28	
166927	0.0090 ± 0.0027	0.0651 ± 0.0101	12	
167576	0.0056 ± 0.0008	0.0771 ± 0.0039	12	
167776	0.0042 ± 0.0008	0.0485 ± 0.0046	9	

Tabelle 2.2: Übersicht der durchschnittlichen Differenz zwischen dem Pedestal des ersten Proton-Bündel eines Bunchtrains und dem Durchschnitt der nachfolgenden für jede Datennahmeperiode und eine Auswahl von Kalorimeterregionen, die mit LAr arbeiten, sowie der durchschnittliche Abstand¹⁸ zwischen zwei Bunchtrains für jede Datennahmeperiode.

¹⁸Mehrere Bunchtrains werden zu Gruppen zusammengefasst (z.B. zwischen BCID 1700 und 2300 in Abb. 2.5 oder zwischen BCID 800 und 1700 in Abb. 2.6). Die Lücken zwischen zwei Gruppen werden bei der Berechnung des mittleren Abstands nicht berücksichtigt. In 165591 gibt es nur zwei Bunchtrains, die sehr weit auseinander liegen. Um 165591 dennoch zu berücksichtigen, wurde der Abstand zwischen diesen beiden als mittlerer Abstand verwendet.

3 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde das Pedestal, ein Offsetparameter, des Level1 Kalorimeter Triggers des ATLAS Detektors untersucht. Eine signifikante Struktur der Triggerraten hat hierfür Anlass gegeben. Das erste Proton-Bündel eines Bunchtrains hatte höhere Triggerraten als die nachfolgenden. Ein möglicher Grund ist der sog. Undershoot des eingehenden Signals in Form eines LAr-Pulses, der nachfolgende Signale verringern könnte. Flüssiges Argon (LAr) wird in allen Kalorimetern außer dem Zentralbereich des hadronischen Kalorimeters verwendet. Dann wäre das Pedestal der Proton-Bündel an der ersten Stelle eines Bunchtrains etwas höher als die Pedestals der nachfolgenden Bündel. Da der Undershoot proportional zum eingehenden Signal ist, sollte dieser Effekt bei einer größeren Zahl an Signalen stärker ausfallen. Eine Abhängigkeit von der Luminosität pro Bunch ist daher anzunehmen.

Um diese Vermutungen zu überprüfen, wurde das Pedestal untersucht. Hierfür wurden Daten aus dem Zeitraum 22.09. - 27.10.2010 verwendet. Bei der Auswahl wurde darauf geachtet, dass die Datennahmeperioden möglichst viele Ereignisse enthalten. Zudem wurden verschiedene Befüllungsschemata sowie eine große Auswahl der durchschnittlichen Luminosität pro Proton-Bündel vorausgesetzt, um die Abhängigkeit von der Luminosität zu untersuchen.

Für jede Datennahmeperiode sowie Kalorimeterregion und BCID wurde das Pedestal über die gesamte Periode gemittelt und als Funktion der BCID aufgetragen. Das Pedestal zeigte hier den erwarteten Verlauf: Die ADC Werte des ersten Bündels eines Bunchtrains waren höher als die der nachfolgenden. Im Vorwärtscalorimeter fiel der Effekt eine Größenordnung größer aus als in den übrigen, da der Teilchenfluss dort größer ist. Im hadronischen Tile Kalorimeter trat der Effekt nicht auf. Somit ist die Vermutung bestätigt, dass der Undershoot des LAr-Pulses das Pedestal beeinflusst und Grund für das signifikante Verhalten der Triggerraten ist.

Zur besseren Vergleichbarkeit wurde für jede Datennahmeperiode die Differenz zwischen erstem Protonbündel eines Bunchtrains und dem Durchschnitt der nachfolgenden als Funktion der BCID aufgetragen. Hier wurde deutlich, dass bei dicht gefüllten Perioden der Effekt auch aufeinanderfolgende Bunchtrains beeinflusst. Zwar war bei einer hohen Befüllung die maximale Differenz größer, allerdings gab es auch viele Bunchtrains mit kleineren Differenzen. Das trat immer dann auf, wenn der Abstand zwischen zwei Bunchtrains kleiner als 16 BCIDs war, was der Erholungszeit des Undershoots entspricht.

Anschließend wurde für jede Datennahmeperiode das Mittel der Differenzen bestimmt und als Funktion der durchschnittlichen Luminosität pro Bunch aufgetragen. Allerdings konnte keine einfache Abhängigkeit festgestellt werden. Auch Auswahlkriterien, um kleine Differenzen auszuschließen, die durch die Beeinflussung aufeinanderfolgender Bunchtrains entstehen, führten nicht zu einer Abhängigkeit. Die Annahme konnte somit nicht bestätigt werden.

Da es auch eine Beeinflussung aufeinanderfolgender Bunchtrains gibt, wurde zuletzt das Mittel der Differenzen als Funktion des durchschnittlichen Abstands zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bunchtrains jeder Datennahmeperiode dargestellt. Hier gibt es ein Maximum bei den Perioden, die so gefüllt sind, dass eine Beeinflussung aufeinanderfolgender Bunchtrains noch nicht möglich ist, dabei aber eine möglichst hohe Befüllungsdichte aufweisen. Bis zu diesem Maximum steigen die Differenzen an. Danach fallen sie

wieder ab, da es bei einer dichteren Befüllung zu immer mehr Beeinflussungen aufeinanderfolgender Bunchtrains kommt.

Quellenangaben

- [1] <http://public.web.cern.ch/public/en/About/About-en.html>
- [2] <http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/LHC-en.html>
- [3] <http://www.physicsmasterclasses.org/exercises/bonn1/de/cern.htm>
- [4] <http://atlas-runquery.cern.ch>
- [5] <http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/ATLAS-en.html>
- [6] Felix Müller, Rate Metering for the ATLAS Experiment, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2008
- [7] ATLAS Muon Collaboration. Muon Spectrometer, 1997. Technical Design Report CERN/LHCC 97-22, CERN
- [8] Valerie Lang, Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers am ATLAS-Experiment, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2010
- [9] Wolfgang Hötzl, Untersuchungen zur Zeitstruktur von Kalorimeterpulsen im ATLAS-Experiment am LHC, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1999
- [10] R. Achenbach et al., The ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger, JINST 3 P03001, 2008
- [11] David Berge & Thilo Pauly, Central Trigger Processor - operational experience, issues, ATLAS Trigger Workshop Amsterdam, 2010
- [12] <http://sl.web.cern.ch/SL/sli/sli.html>
- [13] <http://sl.web.cern.ch/SL/sli/cycles.htm>

Erklärung

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

Heidelberg, den