

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG



KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
Im Studiengang Physik
vorgelegt von
Michele Dieli
aus Esslingen a.N.
April 2011

Charakterisierungs- und Optimierungsstudien zum ATLAS e/ γ -Trigger

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

Zusammenfassung

Der dreistufige ATLAS e/γ -Trigger selektiert interessante Kollisionsereignisse am LHC, die Elektronen oder Photonen im Endzustand aufweisen. Dabei wird die Ereignisrate von 40 MHz um sechs Größenordnungen reduziert, wodurch eine Datennahme ermöglicht wird. In dieser Arbeit wird eine umfassende Charakterisierung des ATLAS e/γ -Triggers vorgestellt, wofür energie- und raumwinkelabhängige Triggereffizienzen aller drei Triggerstufen analysiert und Ineffizienzen systematisch untersucht worden sind. Dazu wurden drei Effizienzberechnungsmethoden vorbereitet und angewandt: Die Verwendung orthogonaler Referenztrigger, *Bootstrapping* und *Tag and Probe* anhand von $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ Ereignissen. Im Vorfeld der Triggercharakterisierung wird eine Optimierungsstudie zur Erweiterung des Level-1-Triggeralgorithmus durch Isolationskriterien anhand von Elektronen aus W^\pm - und Z^0 -Boson-Zerfällen präsentiert. Dabei ist untersucht worden, ob und in welchem Umfang sich zukünftig die Raten des e/γ -Triggers bereits auf der Level-1-Stufe reduzieren lassen können, um die höheren Triggerstufen zu entlasten. Abschließend wird der Entwurf eines *Monitoring Triggers* vorgestellt an dem im Rahmen dieser Arbeit mitgewirkt worden ist und der den Zweck hat, Schauerform-Analysen von Elektronen aus W^\pm -Boson-Zerfällen zu ermöglichen.

Abstract

The three-level ATLAS e/γ trigger selects interesting collision events at the LHC, which contain final state electrons and photons. For an efficient data taking the collision rate of 40 MHz is reduced by six orders of magnitude.

This thesis presents a full characterization of the ATLAS e/γ -trigger, determining energy- and angle-dependent trigger efficiencies of all three trigger-level and systematically analyzing inefficiencies. Thus three different efficiency calculation methods have been prepared and applied: Using an orthogonal reference trigger, bootstrapping and *tag and probe* with $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ events. Prior to the trigger characterization a study was conducted concerning the optimization of the Level-1 trigger algorithm using additional isolation criteria. In order to reduce the Higher-Level-Trigger load it was examined to what extend a rate reduction of the e/γ trigger can be achieved at Level-1. Additionally the contribution to the design of a monitoring trigger is presented, which was developed for the purpose of studying shower shapes of electrons from W^\pm decays.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Das ATLAS Experiment am Large Hadron Collider	4
2.1	Teilchenphysik am ATLAS Experiment	4
2.2	Der Large Hadron Collider	8
2.3	Der ATLAS Detektor	10
2.4	Das ATLAS Trigger- und Datennahmesystem	19
3	Der ATLAS e/γ-Trigger	22
3.1	Offline-Definition von Elektronen und Photonen	22
3.2	Level-1-Triggeralgorithmen	25
3.3	Higher-Level-Trigger Algorithmen	28
3.4	e/γ -Triggerstrategie und -Triggermenüs	31
4	Studie zur Erweiterung des Level-1-Triggeralgorithmus durch Isolationskriterien	34
4.1	Einführung	34
4.2	Elektron-Selektion aus W - und Z -Boson Zerfällen	35
4.3	Triggerraten und Effizienzen	38
4.4	Diskussion der Ergebnisse	43
5	Methoden zur Untersuchung von Triggereffizienzen	45
5.1	Einführung	45
5.2	Orthogonale Trigger	49
5.3	Bootstrapping	50
5.4	Tag and Probe	50
5.5	Vergleich der Methoden und Diskussion ihrer Anwendbarkeit	52
6	Charakterisierung des ATLAS Elektron- und Photontriggers	53
6.1	Einführung	53
6.2	Der Level-1-Trigger	54
6.3	Studien zum Betrieb des Level-1-Triggers	61
6.4	Der Higher-Level-Trigger	65
6.5	Studie zum Betrieb des Higher-Level-Triggers	68
7	Zusammenfassung	72

1 Einleitung

Zu den wichtigsten Fragen der modernen Physik gehört die, nach dem Ursprung der Masse. Das Standardmodell der Teilchenphysik beantwortet diese Frage mit der Existenz des *Higgs-Feldes*. Durch den Nachweis des entsprechenden *Higgs-Bosons*, dem letzten noch unentdeckten Teilchen des Standardmodells, könnte dieses endgültig verifiziert werden. Dennoch bleibt im Standardmodell die uns allen wohlvertrauteste Grundkraft der Natur als einzige unberücksichtigt: Die Gravitation. Es sind Theorien erarbeitet worden, die zumindest einzelne Aspekte der bisherigen Unvereinbarkeit der Gravitation mit dem Standardmodell erklären könnten. Sie bedienen sich der Postulation von Extra-Raumdimensionen und sagen die Überprüfbarkeit derer Existenzen bei Energien der TeV-Skala voraus.

Um diesen und vielen weiteren Fragen der modernen Physik nachzugehen, wurde am CERN¹ der *Large Hadron Collider* (LHC) gebaut und im März 2010 in Betrieb genommen. Bei Schwerpunktsenergien von 7 TeV werden Protonen zur Kollision gebracht, wobei mit geringen Wirkungsquerschnitten neue Teilchen entstehen können.

Der ATLAS Detektor am LHC ist ein Vielzweckdetektor, der deren Zerfallprodukte misst. Aufgrund der Bauart des LHCs als Proton-Proton-Collider und der hohen Kollisionsfrequenz von 40 MHz entsteht durch die Wechselwirkung der Proton-Konstituenten ein dominierender hadronischer Untergrund, der die Erkennung interessanter Zerfälle erschwert. Gleichzeitig kann die Datennahme, aufgrund der limitierten Bandbreiten, nur bei etwa 200 Hz erfolgen. Die Aufgabe des ATLAS Triggersystems ist die Selektion nur solcher Ereignisse, die Hinweise auf interessante und neue Physik liefern könnten. Zerfallssignaturen neuer Teilchen mit Elektronen und Photonen im Endzustand bieten sich aufgrund ihrer guten Unterscheidbarkeit vom hadronischen Untergrund bei der Suche nach solchen Ereignissen besonders an.

Der ATLAS e/γ -Trigger selektiert für eine permanente Datenspeicherung Kollisionsergebnisse, in denen Elektronen und Photonen erzeugt werden, und ist, als Untersystem des ATLAS Triggers, ebenso dreistufig aufgebaut. Dadurch ist es möglich, bereits frühzeitig uninteressante Ereignisse zu verwerfen und Rechenressourcen der höheren Triggerstufen zu schonen. Die erste Triggerstufe, der Level-1-Trigger, ist hardwarebasiert, während die zweite und dritte Stufe, gemeinsam als Higher-Level-Trigger bezeichnet, als Softwaretrigger auf einer Rechnerfarm implementiert sind.

Um Ereignisse seltener Zerfälle unter der Fülle an uninteressanten Teilchen aus dem Kollisionsuntergrund erkennen und selektieren zu können, bedarf es eines hocheffizienten

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

e/γ -Triggers. Seit Beginn der Datennahme am ATLAS Experiment müssen die durch Simulationen entwickelten und entworfenen e/γ -Triggeralgorithmen anhand spezieller Methoden auf ihre Effizienz geprüft, dem LHC-Betrieb angepasst und gegebenenfalls auch optimiert und modifiziert werden. Eine umfassende Untersuchung der Triggercharakteristik ist dabei die Grundlage um einerseits die Triggerfunktionalität während der Anfangsphase des Experiments zu überwachen, andererseits aber auch um Abhängigkeiten der Triggereffizienzen im Zusammenwirken des Triggers mit dem Detektor zu quantifizieren.

Diese Arbeit beginnt im zweiten Kapitel mit einer Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik und einem kurzen Überblick möglicher neuer Physik, deren Ergreifung den LHC und das ATLAS Experiment motivieren. Nach der Beschreibung des LHC wird der ATLAS Detektor und das ATLAS Trigger- und Datennahmesystem vorgestellt.

Im dritten Kapitel wird die Objektdefinition von Elektronen und Photonen am ATLAS Experiment eingeführt, durch die vorgegeben wird, gemäß welcher Charakteristika im Detektor der e/γ -Trigger Elektronen und Photonen selektiert. Anschließend werden die Algorithmen vorgestellt, die auf allen drei Triggerstufen durchlaufen werden, bis es zur Ereignisselektion durch den Trigger kommt.

Im vierten Kapitel wird eine im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Studie zur Prüfung einer Optimierung des e/γ -Triggeralgorithmus auf der Level-1-Stufe anhand von Elektronen aus W - und Z -Boson Zerfällen vorgestellt.

Im fünften Kapitel folgt eine Beschreibung unterschiedlicher Methoden, die im Rahmen dieser Arbeit vorbereitet wurden, um Triggereffizienzen analysieren zu können.

Im zentralen sechsten Kapitel dieser Arbeit werden anhand der im vorherigen Kapitel vorgestellten Methoden der Level-1- und Higher-Level-Trigger charakterisiert und Studien vorgestellt, die zum Betrieb des e/γ -Triggers nach dessen Inbetriebnahme durchgeführt worden sind.

Die Resultate der Arbeit werden abschließend im siebten Kapitel zusammengefasst.

2 Das ATLAS Experiment am Large Hadron Collider

2.1 Teilchenphysik am ATLAS Experiment

Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine Theorie zur Beschreibung der fundamentalen Teilchen, aus denen die Materie aufgebaut ist, und wie sie miteinander wechselwirken. Es umfasst die vereinheitlichte Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung und die Theorie der starken Wechselwirkung, die *Quantenchromodynamik* (QCD). Für die verbleibende vierte uns noch bekannte Wechselwirkung, die Gravitation, ist es hingegen bisher nicht gelungen eine Theorie zu entwickeln, die sich in das Standardmodell integrieren lässt [1][2].

Die Materie

Die fundamentalen Teilchen, aus denen sich Materie zusammensetzt, lassen sich in Quarks und Leptonen unterteilen. Sie haben einen Spin von $1/2$ und sind somit Fermionen. Man unterteilt sie jeweils gemäß ihren Massen in drei *Generationen* zu je zwei Teilchen. Jedem dieser Fermionen wird ein entsprechendes Antifermion zugeordnet, das die selbe Masse und Spin aber eine entgegengesetzte elektrische Ladung, Farbladung und dritte Komponente des schwachen Isospins besitzt.

Leptonen haben eine ganzzahlige elektrische Ladung und unterliegen der elektroschwachen Wechselwirkung. Damit unterscheiden sie sich von den Quarks, die allen drei Wechselwirkungen des Standardmodells unterliegen und zudem eine drittelzahlige elektrische Ladung aufweisen. Die drei Lepton-Generationen setzen sich aus dem elektrisch geladenen Elektron (e), Myon (μ) und Tau (τ) zusammen, wobei jedem dieser Leptonen jeweils

Fermionen	Generation			elektr. Ladung [e^-]	Farbladung	Spin
	1	2	3			
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	-	$1/2$
	e	μ	τ	-1	-	$1/2$
Quarks	u	c	t	$+2/3$	r,b,g	$1/2$
	d	s	b	$-1/3$		$1/2$

Tabelle 2.1: Unterteilung der Quarks und Leptonen in Generationen und deren Eigenschaften [2].

Wechselwirkung	koppeln an	Eichbosonen	Masse [GeV/c ²]
stark	Farbladung	8 Gluonen (g)	0
elektromagn.	el. Ladung	Photon (γ)	0
schwach	schwache Ladung	W^\pm	80,4
		Z^0	91,2

Tabelle 2.2: Die drei fundamentalen Wechselwirkungen des Standardmodells und deren Austauschteilchen, die Eichbosonen [2].

ein elektrisch neutrales und masseloses Lepton, das Neutrino, zugeordnet wird. Neutrinos treten somit entsprechend der Lepton-Generation in drei sogenannten *Flavours*¹ als ν_e , ν_μ und ν_τ auf.

Eine Quark-Generation besteht aus einem Quark mit einer elektrischen Ladung von $+2/3$ Elektronenladungen und einem zweiten Quark mit $-1/3$ Elektronenladungen. Die Quarks treten insgesamt in 6 verschiedenen Flavours auf: Down (d), up (u), strange (s), charm (c), bottom (b) und top (t). Übergänge zwischen verschiedenen Quark-Flavours sind nur über die schwache Wechselwirkung möglich. Da die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung durch die unitäre CKM-Matrix² gegenüber den Flavour-Eigenzuständen der Quarks rotiert sind, können jedoch im Standardmodell Quarks, anders als Leptonen, auch generationsübergreifend durch die schwache Wechselwirkung ineinander umgewandelt werden.

Die Wechselwirkungen

Die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen erfolgen durch den Austausch von Eichbosonen, die einen Spin von 1 besitzen und an Ladungen koppeln. Diese Eichbosonen sorgen in der quantenfeldtheoretischen Beschreibung des Standardmodells für die Invarianz der Lagrangedichten der elektrischen, schwachen und starken Wechselwirkung unter lokalen Eichtransformationen. Die Eichbosonen können auch als reale Teilchen auftreten. Im Rahmen der Theorie der Elektroschwachen Vereinigung wird die Erzeugung der Massen dieser Eichbosonen durch den Higgs-Mechanismus erklärt. Daraus resultiert zusätzlich das massive Higgs-Boson, welches das einzige skalare Spin 0 Teilchen des Standardmodells ist und bisher experimentell noch nicht nachgewiesen werden konnte (siehe unten).

Die Eichbosonen der elektromagnetischen Wechselwirkung werden Photonen genannt. Sie koppeln an *elektrische Ladung* und sind masselos, wodurch ihre Reichweite unbegrenzt ist. Gluonen, die Eichbosonen der starken Wechselwirkung, koppeln an *Farbladung*. Sie wird durch die Farben *rot* (r), *grün* (g) und *blau* (b) und den entsprechenden Antifarben für die Antiteilchen beschrieben. Gluonen sind zwar ebenso wie Photonen masselos, tragen selbst jedoch auch ein Farb- und Antifarbladung. Somit können Gluonen auch

¹*Flavour* ist eine Quantenzahl, die in allen Wechselwirkungen, außer der schwachen, erhalten bleibt.

²Benannt nach **C**abbibo-**K**obayashi-**M**askawa

untereinander wechselwirken, was in Verbindung mit dem für die starke Wechselwirkung charakteristischen *Confinement*³ eine Begrenzung der Reichweite auf etwa 1 fm zur Folge hat. Die drei Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung werden als W^+ , W^- und Z^0 bezeichnet. Sie koppeln an die *schwache Ladung*, wobei aufgrund der hohen Massen von 80,4 GeV (W^\pm) bzw. 91,2 GeV (Z^0) die Wechselwirkung sehr kurzreichweitig und auf nur etwa 10^{-3} fm begrenzt ist. Alle drei tragen selbst auch eine schwache Ladung, wobei die W^\pm Bosonen zusätzlich noch mit +1 bzw. -1 Elektronladungen geladen sind.

Das Standardmodell konnte anfangs exzellent bisherige experimentelle Beobachtungen beschreiben und auch spätere Entdeckungen, wie die Existenz der W^\pm und Z^0 Bosonen, vorhersagen. Es wird durch insgesamt 19 freie Parameter festgelegt: Die Massen der Leptonen, Quarks und Eichbosonen, die Kopplungskonstanten und die CKM-Koeffizienten. Der letzte bisher noch nicht gemessene Parameter ist die Masse des noch unentdeckten Higgs-Bosons. Seit mehreren Jahrzehnten wurde an verschiedenen Teilchenbeschleunigern nach diesem letzten fehlenden Baustein des Standardmodells gesucht. Da das heutige Standardmodell und die Theorie der elektroschwachen Vereinigung mit dem Higgs-Mechanismus steht und fällt, ist die Suche nach dem Higgs-Boson und dessen Nachweis von außerordentlicher Bedeutung.

Der Higgs-Mechanismus

Der Higgs-Mechanismus wurde 1964 von Peter Higgs entworfen, um im Rahmen der damals entwickelten elektroschwachen Theorie in den Lagrangedichten Massenterme für die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung zu generieren und gleichzeitig die Renormierbarkeit der Theorie zu erhalten [1].

Als Ausgangspunkt wählt man ein $SU(2)$ -Dublett komplexer skalarer Felder

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

welches vom einem Lagrangian der Form

$$L = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.2)$$

beschrieben wird, das invariant unter globalen $SU(2)$ -Phasentransformationen ist. Damit L auch unter lokalen $SU(2)$ -Phasentransformationen invariant bleibt, muss ∂_μ durch eine kovariante Ableitung mit drei Eichfeldern ersetzt werden. Damit ergibt sich im Lagrangian das Potential

$$V(\phi) = \mu \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.3)$$

wobei für die zwei Parameter $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$ gelte. Diese Parameterwahl hat unmittelbar eine Potentialform $V(\phi)$ zur Folge, die in endlichen Werten von

$$|\phi| = \phi^\dagger \phi = -\frac{\mu^2}{\lambda} \quad (2.4)$$

³Farbgeladene Teilchen treten immer nur mindestens paarweise auf, so dass sich ihre Farbladungen zu *weiß* neutralisieren.

ihre Minima hat. Dieser entartete Grundzustand wird *Vakuumserwartungswert* $v:=|\phi|$ genannt.

Das Potential wird nun um eines der unendlich vielen Minima entwickelt. Dieser Festlegungsprozess wird *spontane Symmetriebrechung* genannt. Wählt man das Minimum mit $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$ und $\phi_3^2 = -\mu^2/\lambda$, so ergibt sich für ϕ folgende Form

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

mit h als dem sogenannten *Higgs-Feld*. Setzt man diese Entwicklung von ϕ in die Lagrangedichte ein, ergeben sich drei massive Eichfelder, dessen Feldquanten den W^\pm und Z^0 Bosonen entsprechen, und ein Higgs-Boson mit der Masse $M_H = \sqrt{2v^2\lambda}$.

Auf diese Weise kann man durch den Higgs-Mechanismus massive Eichbosonen erzeugen. Offen bleibt jedoch der Wert für den Parameter λ , durch den die Higgs-Boson-Masse festgelegt wird. Diese muss experimentell mit dem Nachweis des Higgs-Bosons erst noch bestimmt werden.

Die Suche nach dem Higgs-Boson: Am Elektron-Positron-Beschleuniger LEP konnte nach erfolgloser direkter Suche bis 1995 für die Higgs-Boson-Masse eine untere Grenze von 114,4 GeV gesetzt werden. Gegenwärtig wird noch am Proton-Antiproton-Collider *Tevatron* und seit 2010 nun auch am *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN (siehe Kapitel 2.2) in Proton-Proton-Kollisionen nach dem Higgs-Boson gesucht.

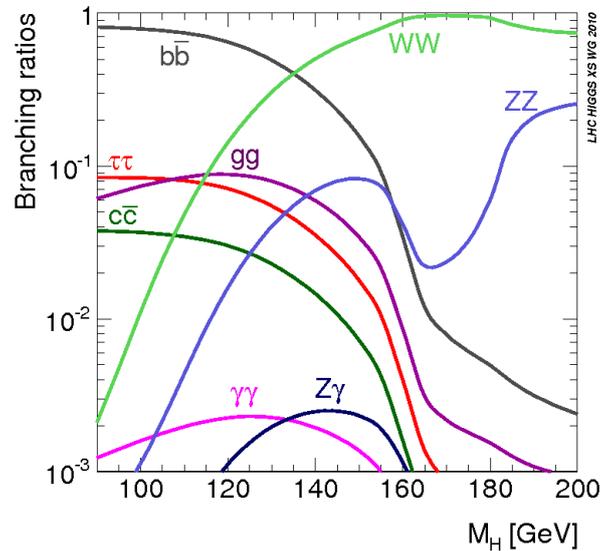


Abbildung 2.1: Verzweungsverhältnisse der Higgs-Boson-Zerfälle in Abhängigkeit von M_H im Standardmodell.

An Hadron-Kollidern im TeV-Energiebereich wie dem LHC wird der dominante Prozess zur Erzeugung von Higgs-Bosonen die Gluon-Gluon-Fusion sein, gefolgt von der Vektor-Boson-Fusion. Letztere hat den Vorteil einer zusätzlichen Di-Jet Signatur, die die Selektion solcher Produktionsereignisse durch einen Trigger erheblich vereinfacht. Betrachtet man die Verzweigungsverhältnisse der Higgs-Boson-Zerfälle in Abbildung 2.1 und berücksichtigt man die bisherigen experimentellen und theoretischen Ergebnisse, die ein leichtes Higgs-Boson bevorzugen, so würde man vermuten, dass der dominierende Zerfallskanal $H \rightarrow bb$ von zentraler Bedeutung bei der Higgs-Boson-Suche ist. Aufgrund des großen Untergrunds an QCD-Prozessen, welche an einem Hadron-Kollider vorherrschen, gibt es jedoch andere Kanäle, denen ein größeres Entdeckungspotenzial beigemessen wird:

- Zum einen der Kanal $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ mit beispielsweise zwei Myonen oder Elektronen im Endzustand. Zum anderen aber auch der Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$, der z.B. mit vier Elektronen oder Myonen im Endzustand nicht nur eine äußerst klare Signatur aufweist und somit leicht zu selektieren ist, sondern auch eine präzise Rekonstruktion der Higgs-Boson-Masse ermöglicht und daher auch als „*Goldener Kanal*“ bezeichnet wird.
- Der Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$ mit zwei Photonen im Endzustand, wobei das Higgs-Boson bevorzugt über eine t -Quark Schleife an die zwei masselosen Zerfallspartikeln koppelt. Trotz des sehr geringen Verzweigungsverhältnisses ist dieser Kanal aufgrund der deutlichen Signatur ebenfalls von großem Interesse.

Higgs-Boson-Zerfälle mit Elektronen und Photonen im Endzustand bieten also insbesondere in Hadron-Kollidern wie dem LHC klare, relativ leicht selektierbare Signaturen und decken zudem den gesamten für M_H in Frage kommenden Massenbereich ab.

Jenseits des Standardmodells

Obwohl das Standardmodell experimentelle Ergebnisse bisher in hervorragender Weise beschreiben konnte, so gab es jedoch in den vergangenen Jahren auch Hinweise auf notwendige Modifikationen und Erweiterungen, wie beispielsweise die Entdeckung der Neutrinooszillationen und den dadurch resultierenden endlichen Massen der Neutrinos.

Desweiteren bleiben im Standardmodell noch weitere Fragen unbeantwortet. Insbesondere ist es bisher noch nicht gelungen eine renormierbare quantenfeldtheoretische Beschreibung der Gravitation zu finden und in das Standardmodell zu integrieren. Weiterhin ist das sogenannte *Hierarchieproblem* der Teilchenphysik eines der fundamentalen ungelösten Probleme: Es lässt sich mit der Frage formulieren, warum die Gravitation so viel schwächer ist als die anderen drei Kräfte, die durch das Standardmodell beschrieben werden. Eine mögliche Antwort könnte die Existenz von zusätzlichen Raumdimensionen sein, in denen, im Gegensatz zu den Wechselwirkungen des Standardmodells, nur die Gravitation wirken kann. Diese Extra-Raumdimensionen müssten jedoch kompaktifiziert sein, da sie sonst schon bereits entdeckt worden wären. Die experimentelle Obergrenze für die Größe solcher Dimensionen liegt bei etwa $50 \mu\text{m}$. Realisiert werden solche Experimente durch Torsionspendel, mit denen man Abweichungen vom Newtonschen Gravitationskraftgesetz sucht. Anstatt einer $\propto 1/r^2$ Abhängigkeit wäre bei der Existenz von n

kompaktifizierten Extra-Raumdimensionen der Ausdehnung R für $r < R$ eine $\propto 1/r^{2+n}$ Abhängigkeit der Gravitationskraft zu erwarten. Dies hätte eine drastische Verstärkung der Gravitationskraft bei Abständen innerhalb der Ausdehnung R zur Folge, so dass die Gravitation dann gegebenenfalls doch schon auf der TeV-Energieskala heutiger Teilchenbeschleuniger eine Rolle spielen könnte und nicht erst bei Energien nahe der Planckskala⁴.

Im *ADD-Modell*⁵ nimmt man an, dass es n kompaktifizierte Extra-Raumdimensionen (ED) der Größe R gibt, wobei nur die Gravitationskraft in alle $n + 3$ Raumdimensionen wirken kann. Die Wechselwirkungen des Standardmodells und die Materie bleiben auf einer 3D-Brane gebunden. Die Annahme in dieser Theorie, dass die Gravitation in allen Raumdimensionen wirken sollte, wird durch den fundamentalen Zusammenhang zwischen Gravitation und der Raumzeit begründet. Dieses Konzept wird übrigens ebenfalls in Stringtheorien aufgegriffen [27]. Experimentelle Konsequenz solcher EDs an Teilchenkollidern wären beispielsweise Änderungen von Wirkungsquerschnitten durch Austausch virtueller Gravitonen, neue Teilchen (*Kaluza-Klein-Anregungen*), möglicherweise die Produktion von kleinen schwarzen Löchern und fehlende Energien in Teilchenkollisionen durch Abstrahlung von Gravitonen in den uns verborgenen EDs. Eine mögliche Ereignissignatur dafür wäre ein hochenergetisches Photon und fehlende Transversalenergie. Eine weitere Möglichkeit zum Nachweis solcher EDs wäre die Produktion virtueller Gravitonen mit anschließendem Zerfall in zwei Photonen oder Leptonen. Diese klaren Signaturen ermöglichen eine einfache Rekonstruktion der invarianten Massen aus den Zerfallsteilchen .

Wie auch schon beim Nachweis des Higgs-Bosons spielen auch hier die experimentelle Nachweisbarkeit der Zerfallskanäle mit Elektronen und Photonen im Endzustand aufgrund ihrer klaren Signatur eine wichtige Rolle. Der starke hadronische Untergund an Hadron-Kollidern stellt dennoch sehr hohe Anforderungen an die Ereignisselektion und erfordert daher besonders effiziente e/γ -Trigger.

2.2 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein ringförmiger Teilchenbeschleuniger für Protonen und Bleikerne am europäischen Kernforschungszentrum CERN nahe Genf an der Grenze zwischen Frankreich und der Schweiz. Er verläuft unterirdisch in 50 bis 175 Metern Tiefe und hat einem Umfang von etwa 27 km. Der LHC ist im selben Tunnel konstruiert worden, in dem ehemals schon der *Large Electron-Positron Collider* (LEP) verlief. Protonen können am LHC mit einer Schwerpunktsenergie \sqrt{s} von bis zu 14 TeV bei sehr hohen Luminositäten von $10^{34} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ zur Kollision gebracht werden [11][12].

Bevor die Protonen in den LHC injiziert werden, durchlaufen diese eine Reihe von Vorbeschleunigern, durch die die Protonenstrahlen außerdem auch vorstrukturiert werden: Wasserstoffatome werden ionisiert und so als Protonen im Linearbeschleuniger *Li-*

⁴Die Planckskala entspricht der Energieskala $\sqrt{\frac{\hbar c^5}{G}} = 1,22 \times 10^{-19} \text{ GeV}$, ab der die Gravitationskraft eine den anderen drei Wechselwirkungen ähnliche Stärke erreicht. G entspricht hierbei der Newtonsche Gravitationskonstante.

⁵Benannt nach Arkani-Hamed, Dimopoulos und Dvali

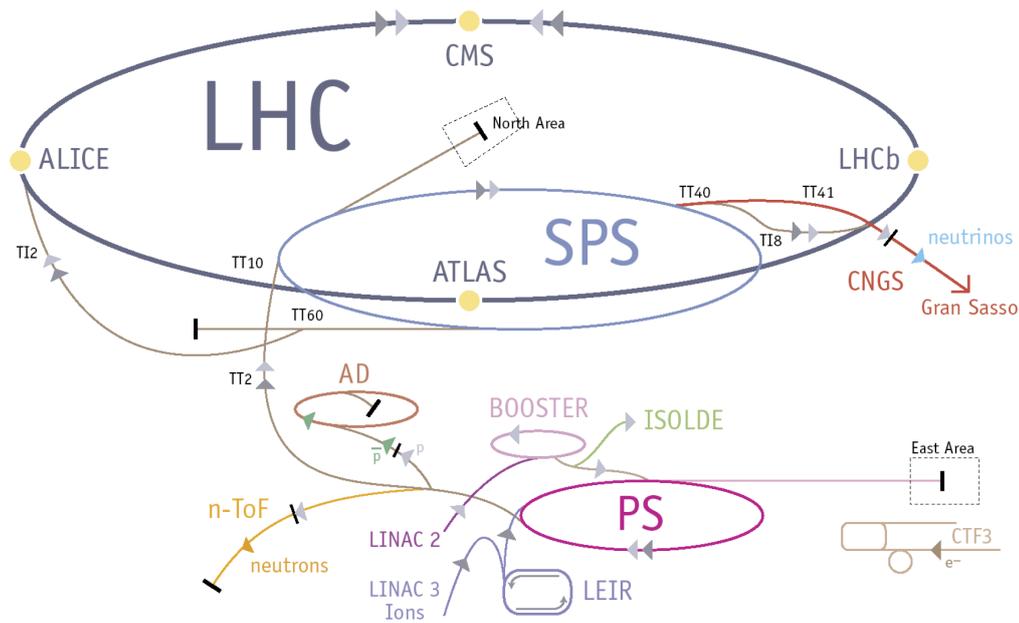


Abbildung 2.2: Der LHC, seine Vorbeschleuniger und die vier Hauptexperimente [11].

erst auf 50 MeV und anschließend im Vierfach-Ringbeschleuniger *Booster* dann auf 1,4 GeV beschleunigt. Diese Protonen werden dann dem *Proton Synchrotron* (PS) und daraufhin folgend dem *Super Proton Synchrotron* (SPS) weitergegeben.⁶ Die Aufgabe des PS ist es, die Protonen in 72 Pakete aufzuteilen, auf 25 GeV zu beschleunigen und anschließend der letzten Vorbeschleunigerstufe, dem SPS, weiterzureichen. Mit einer Energie von 450 GeV verlassen die Protonpakete dann die Vorbeschleuniger und werden gegenläufig in die zwei parallelen Strahlröhren des LHC injiziert. Die für diesen Prozess benötigte Zeit, die sogenannte *LHC injection time*, beträgt etwa 16 Minuten. Im LHC werden die Protonen dann durch elektromagnetische Resonatoren innerhalb von weiteren 20 Minuten auf 7 TeV beschleunigt.

Die Protonen werden in LHC von 1232 supraleitenden Dipolmagneten auf ihrer Kreisbahn gehalten, wofür Feldstärken von bis zu 8,33 T benötigt werden. Zur Erhaltung der supraleitenden Eigenschaften der dabei verwendeten Niob-Titan-Kabel werden diese durch flüssiges Helium auf 1,9 K gekühlt.

Nur wenige Tage nach der Inbetriebnahme im September 2008 musste der LHC aufgrund von Schäden am Kühlsystem der Dipolmagnete durch austretendes Helium abgeschaltet werden. Nach der Reparatur wurde im November 2009 der Betrieb mit einer reduzierten Strahlenergie von 450 GeV wieder aufgenommen und im Frühjahr 2010 dann auf 3,5 TeV erhöht. Durch die beschlossene langsame und stufenweise Erhöhung der

⁶Das PS und das SPS bildeten bereits in der 1980er Jahren eine Vorbeschleuniger- und Kollideranlage für Protonen, durch die erstmals W^\pm und Z^0 Bosonen produziert und in den Experimenten UA1 und UA2 nachgewiesen werden konnten.

Parameter	Design	Juli 2010
\sqrt{s} [TeV]	14	7
L [cm^2s^{-1}]	$1,0 \times 10^{-34}$	$1,65 \times 10^{-30}$
max. Dipol Feld [T]	8,33	4,17
Bunchanzahl/Strahl	2808	12
Protonen/Bunch	$1,15 \times 10^{-11}$	$0,9 \times 10^{-11}$

Tabelle 2.3: Vergleich der vorgesehenen LHC Design-Strahlparameter mit denen im Juli 2010 [16].

strahlbezogenen LHC-Parameter ist daher zwischen der vorgesehenen Schwerpunktsenergie mit der instantanen Design-Luminosität und denen während des Betriebsjahres 2010 zu unterscheiden. Die wichtigsten Parameter sind in Tabelle 2.3 zusammengefasst.

Die Protonstrahlen im LHC bestehen aus Paketen (engl. *Bunches*). Es gibt am LHC insgesamt vier Punkte, an denen sich alle 25 ns Strahlkreuzungen, sogenannte *Bunch Crossings* (BC), ereignen. Pro BC werden bei erreichter Design-Luminosität bis zu 20 inelastische Proton-Proton Wechselwirkungen stattfinden können. Um diese Kollisionspunkte herum sind in großen Kavernen Experimente aufgebaut, die die Kollisionsprodukte und deren Eigenschaften mit Hilfe großer Teilchendetektoren vermessen können. Die 27km umfassende Kreisform des LHCs, *Orbit* genannt, ist in 2808 Positionen mit einem Abstand von etwa 7,5m unterteilt, an denen jeweils ein Bunch untergebracht werden kann. Im Laufe des LHC-Betriebs seit 2009 wurde beispielsweise die Anzahl der Bunches im Orbit, und somit auch die Luminosität, stetig erhöht. Anders als noch im Juli 2010 (siehe Tabelle 2.3) sind seit September 2010 die Bunches zu sogenannten Bunchtrains gruppiert worden, die aus einem Zug von bis zu acht Bunches mit einem zeitlichen Abstand von etwa 125 ns bestehen. In Abbildung 2.3 ist die Zunahme der an einem der vier großen Detektoren (ATLAS) gelieferten instantanen Luminosität pro Tag während des Betriebs im Jahr 2010 dargestellt.

Die vier Hauptexperimente an den Strahlkreuzungspunkten des LHC sind für unterschiedliche Fragestellungen der modernen Elementarteilchenphysik konzipiert. ALICE⁷ ist ein Teilchendetektor, an dem man anhand von Bleikern-Kollisionen die Existenz des Quark-Gluon-Plasmas nachweisen und dessen Eigenschaften untersuchen möchte. Hierbei handelt es sich um ein Phasenzustand überwundenen Confinements der Materie kurz nach dem Urknall. Am LHCb-Experiment⁸ geht man der Frage nach dem bestehenden Ungleichgewicht zwischen Materie und Antimaterie im Universum nach. Dazu untersucht man detailliert anhand von B-Meson Zerfällen die CP-Verletzung. CMS⁹ und ATLAS¹⁰ sind Vielzweckdetektoren, deren Hauptziele es sind, das Higgs-Boson und neue Physik jenseits des Standardmodells durch direkten Nachweis zu entdecken. Diese zwei Experi-

⁷ **A** Large Ion Collider Experiment

⁸ Large Hadron Collider beauty

⁹ Compact Muon Solenoid

¹⁰ **A** Toroidal LHC Apparatus

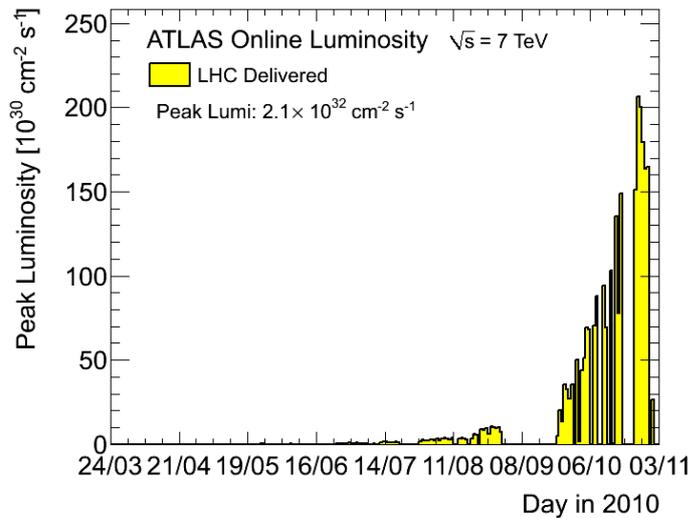


Abbildung 2.3: Die vom LHC an das ATLAS Experiment gelieferte instantane Luminosität pro Tag im Laufe der Datennahme im Jahre 2010 [18].

mente verlaufen komplett unabhängig voneinander und bieten somit eine hervorragende Möglichkeit, neue Ergebnisse miteinander zu vergleichen und gegebenenfalls unmittelbar zu bestätigen.

2.3 Der ATLAS Detektor

Der ATLAS-Detektor ist als Mehrzweck-Detektor entwickelt und gebaut worden, um Proton-Proton-Kollisionen am LHC mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}=14$ TeV bei einer Kollisionsrate von 40 MHz zu untersuchen. Neben Proton-Proton-Kollisionen werden anhand des ATLAS-Detektors auch Bleikern-Kollisionen analysiert. Hierbei wurden im November 2010 erstmals Anzeichen von *Jet-Quenching*¹¹ beobachtet [28]. Da im Rahmen dieser Diplomarbeit Proton-Proton-Kollisionen untersucht worden sind, wird im weiteren Verlauf auch nur auf diese eingegangen. Der ATLAS-Detektor hat bei einem Gewicht von etwa 7000 t eine Länge von 44 m und eine Höhe von 25 m. Es ist somit das größte Experiment am LHC. Die Hauptaufgaben des Detektors sind die Suche nach dem Higgs-Boson unter Berücksichtigung aller wichtigen Zerfallskanäle und neuer Physik jenseits des Standardmodells. Durch die hohen erreichbaren instantanen Luminositäten am LHC, die aufgrund der sehr niedrigen Wirkungsquerschnitte solcher Prozesse notwendig sind, wird es auch möglich sein, das schwere Top-Quark in hohen Raten von bis einigen 10 Hz zu produzieren und umfassend zu analysieren.

Gleichzeitig werden im ATLAS Detektor bei LHC-Design-Luminositäten pro Strahl-

¹¹Jet-Quenching ist ein Phänomen, bei dem in einem Di-Jet-Ereignis im Rahmen einer hochenergetischen Schwerion-Kollision einer der beiden Jets einen Teil seiner Energie beim Durchqueren des bei der Kollision entstandenen Quark-Gluon-Plasmas verliert.

kreuzung (d.h. alle 25 ns) durchschnittlich auch etwa 20 inelastische Protonkollisionen stattfinden, was eine Vielzahl an sich überlagernden Kollisionsprodukten zur Folge hat. Deren vollständige und gleichzeitige Vermessung stellt hohe Anforderungen an den Detektor, die während der Planungs- und Entwicklungsphase gemeinsam mit weiteren Aspekten zu berücksichtigen waren [3]:

- Durch eine genaue Spurrekonstruktion elektrisch geladener hochenergetischer Teilchen sollen Sekundär- von Primärvertizes präzise voneinander unterschieden werden, um z.B. τ -Zerfälle oder Jets aus b -Quarks identifizieren zu können.
- Neben einer genauen Energiemessung soll eine hohe Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters präzise Schaueranalysen ermöglichen, wodurch elektromagnetische Schauer von Elektronen und Photonen mit hoher Effizienz identifiziert und von Hadronen unterschieden werden können.
- Zur vollständigen Rekonstruktion eines Ereignisses soll der Detektor einen großen Akzeptanzbereich vorweisen, der möglichst den gesamten Raumwinkel abdeckt, so dass fehlende transversale Energie (siehe unten) durch Neutrinos oder exotische Teilchen im Endzustand, wie z.B. Gravitonen, genau gemessen werden können.
- Das Myonsystem des Detektors soll Spuren und insbesondere Ladungen auch hochenergetischer Myonen effizient rekonstruieren und bestimmen können, was z.B. essenziell für den Nachweis des Higgs-Bosons über den Zerfall in zwei Myon-Paaren ist (siehe oben).
- Als Folge der hohen Kollisionsraten und Luminositäten am LHC sind insgesamt hohe Anforderungen an die Strahlungsresistenz aller Detektorbauteile, -elektronik und -sensoren gestellt.
- Ein schnelles Triggersystem soll die vielen Untergrundereignisse aus Prozessen der starken Wechselwirkung (QCD-Prozesse) noch vor der Datennahme verwerfen und interessante Ereignisse vorselektieren können.

Der ATLAS-Detektor wurde so konzipiert und gebaut, dass er diesen Anforderungen genügt. In Abbildung 2.4 ist der schematische Aufbau des Detektors mit seinen Subdetektoren dargestellt. Im Folgenden wird auf das Koordinatensystem des ATLAS-Detektors eingegangen. Anschließend folgt eine kurze Beschreibung der einzelnen Subdetektoren von innen nach außen, ausgehend vom Zentrum des Detektors, dem nominellen Kollisionspunkt.

Das ATLAS-Koordinatensystem

Der ATLAS-Detektor ist aus mehreren zylinderförmigen Schichten symmetrisch um die Strahlachse gebaut und umgibt den Kollisionspunkt. Dieser definiert den Ursprung des kartesischen ATLAS-Koordinatensystems. Die z -Achse liegt dabei auf der Strahlachse. Senkrecht dazu verläuft die x - y -Ebene. Die positive x -Achse zeigt vom Ursprung des Koordinatensystems zum Zentrum des LHCs, während die positive y -Achse vom Ursprung

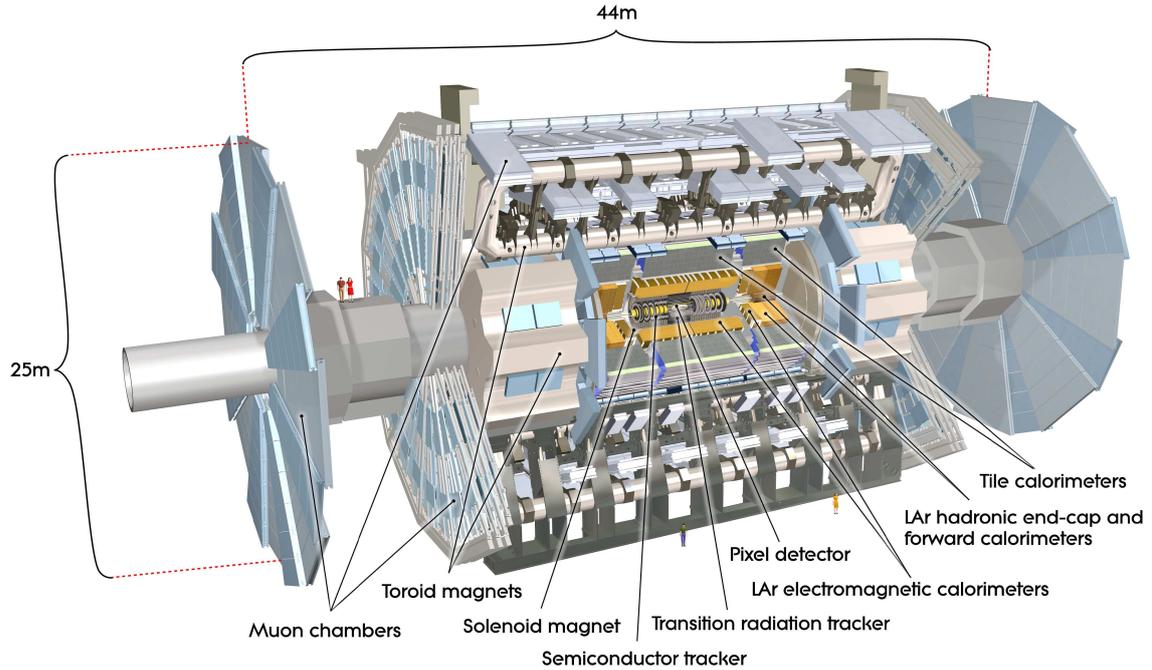


Abbildung 2.4: Der ATLAS-Detektor [3].

aus senkrecht dazu nach oben zeigt. Der Radius $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ gibt den Abstand zur Strahlachse an. Der Azimutwinkel ϕ verläuft um die Strahlachse herum von 0 bis 2π , der Polarwinkel θ relativ zur Strahlachse von 0 bis π . Üblicherweise verwendet man statt θ häufiger die Pseudorapazität $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$, da Differenzen von Pseudorapazitäten produzierter Teilchen nahezu invariant unter Lorentztransformationen sind. Winkelabstände zwischen θ und ϕ werden damit durch die folgende Größe

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (2.6)$$

angegeben [3].

Da sich die longitudinalen Impulsbestandteile der Kollisionsprodukte in z -Richtung aufgrund der unbestimmten Impulse der an der Kollision beteiligten Partonen vektoriell nicht zwingend zu Null aufsummieren müssen, verwendet man häufig die Projektionen der Impulse p und Energien E in die x - y -Ebene:

- *Transversaler Impuls* (p_T)
- *Transversale Energie* ($E_T = E \sin \theta$)
- *Fehlende Transversalenergie* (E_T^{miss})

Aufgrund der Impulserhaltung müssen sich die Transversalimpulse aller Kollisionsprodukte vektoriell zu Null aufsummieren. Dies ermöglicht dann auch insbesondere die Messung fehlender Transversalenergie bei einem Kollisionsereignis, beispielsweise durch Neutrino-Produktion.

Der innere Detektor

Der innere Detektor (ID) ist vom Ursprung aus betrachtet der erste Bestandteil des ATLAS Detektors und wird bei Design-LHC-Luminosität von bis zu 1000 Teilchen pro Strahlkreuzung durchdrungen. Der ID ist zylinderförmig und verläuft mit einer Länge von 6,2 m und einem Durchmesser von 1,15 m symmetrisch um die z -Achse. Er wird von einem Solenoiden umgeben, der im ID ein Magnetfeld der Stärke 2 T in Richtung der z -Achse erzeugt. Die Hauptaufgabe des IDs ist die Messung der durch dieses Magnetfeld in ϕ -Richtung gekrümmten Bahnen elektrisch geladener Teilchen, wodurch deren Impulse und Ladungsvorzeichen bestimmt werden können. Zudem können durch eine sehr hohe Auflösung Primär- und Sekundärvertices genau rekonstruiert und voneinander unterschieden werden.

Der ID deckt den räumlichen Bereich $|\eta| < 2,5$ ab und besteht aus drei sich einander ergänzenden und unabhängigen Einheiten (Abbildung 2.5): Der Pixeldetektor, der Siliziumstreifendetektor und der Übergangsstrahlungsdetektor.

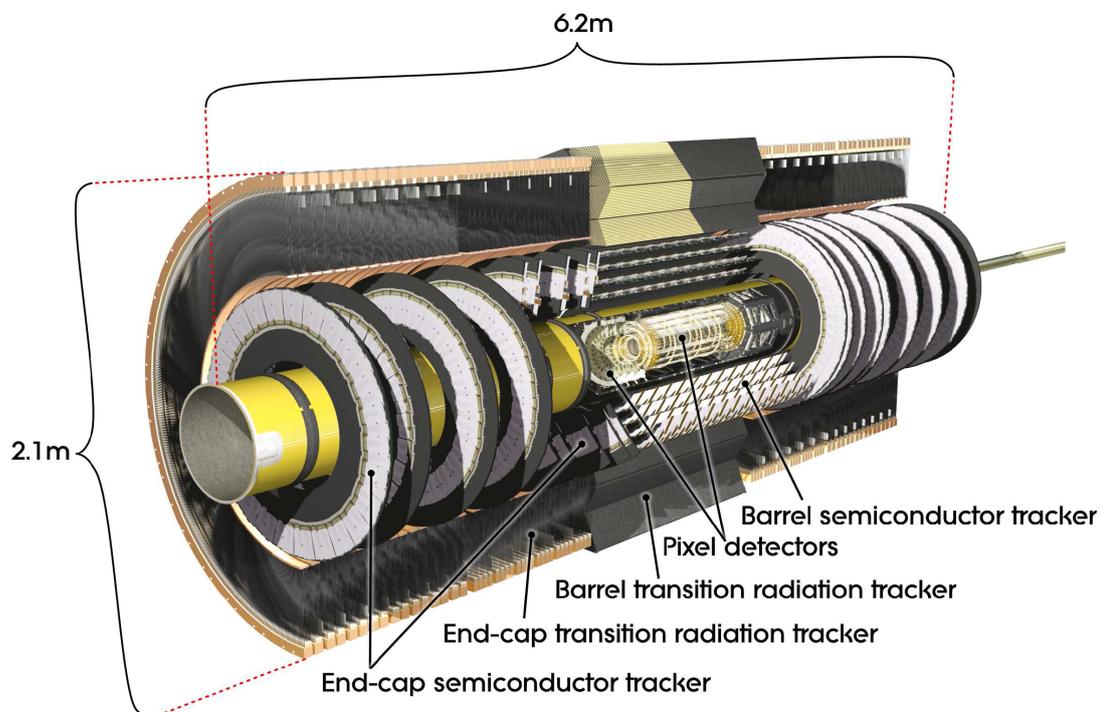


Abbildung 2.5: Der innere Detektor [3].

Der Pixeldetektor Der Pixeldetektor ist die Einheit des inneren Detektors, die dem Kollisionspunkt am nächsten liegt. Er besteht aus drei Schichten, wobei die Abstände zur Strahlachse 5,05 cm, 8,85 cm und 12,25 cm betragen. Zusätzlich zum zentralen zylinderförmigen Bereich, dem sogenannten *Barrel*, besteht der Pixeldetektor aus jeweils drei senkrecht zur Strahlachse angeordneten *Endkappen* an den beiden Enden des Barrels.

Dieses Barrel- und Endkappen-Konstruktionsprinzip findet sich im Aufbau der anderen Einheiten des ATLAS Detektors ebenfalls wieder.

Aufgrund der Nähe zum Kollisionspunkt und den dort sehr hohen Spurdichten, ist der Pixeldetektor der hochauflösendste aller ATLAS Subdetektoren. Er besteht aus 1744 identischen Silizium-Pixelsensoren mit jeweils 47232 Pixel wodurch eine räumliche Auflösung von $10\ \mu\text{m}$ in $r - \phi$ - und $115\ \mu\text{m}$ in z -Richtung im Barrel bzw. $10\ \mu\text{m}$ in $r - \phi$ - und $115\ \mu\text{m}$ in r -Richtung in den Endkappen erzielt werden kann.

Das Funktionsprinzip der Silizium-Pixelsensoren beruht auf einer Pulsmessung nach einer Elektron-Loch-Paar-Erzeugung durch ein geladenes Teilchen, das den Pixelsensor durchquert. Um Rauschen zu minimieren, werden diese daher auf -5°C bis -10°C gekühlt.

Ein elektrisch geladenes Teilchen, dass vom Kollisionspunkt ausgeht und den Pixeldetektor durchquert, erzeugt idealerweise Signale in allen drei Schichten.

Der Silizium-Streifen-Detektor Der Silizium-Streifen-Detektor (engl. *Semi-Conductor-Tracker*, SCT) umschließt den Pixeldetektor und ist die zweite Einheit des IDs. Er besteht aus einem vierschichtigen Barrel mit einer Länge von 1,61 m und zwei neunschichtigen Endkappen, die sich in einem Abstand zwischen 81 cm und 279 cm vom Kollisionspunkt befinden.

Der SCT ist aus 4088 Silizium-Mikrostreifen-Modulen aufgebaut und hat somit als Halbleiterdetektor auch wieder das Funktionsprinzip einer Signalgenerierung durch Elektron-Loch-Paar-Erzeugung. Daher muss der SCT, wie auch schon der Pixeldetektor, während des Betriebs gekühlt werden. Insgesamt erreicht der SCT durch eine gegeneinander rotierte Anordnung der Streifen eine Auflösung von $17\ \mu\text{m}$ in $r - \phi$ - und $580\ \mu\text{m}$ z -Richtung im Barrel bzw. $17\ \mu\text{m}$ in $r - \phi$ - und $580\ \mu\text{m}$ r -Richtung in den Endkappen [3].

Die Spurrekonstruktion erfolgt in der Barrel- (Endkappen-)Region idealerweise anhand von vier (neun) Kreuzungspunkten der Teilchenspur mit den Silizium-Mikrostreifen in den vier (neun) Sensorschichten.

Der Übergangsstrahlungsdetektor Der Übergangsstrahlungsdetektor (engl. *Transition-Radiation-Tracker*, TRT) ist die äußerste Einheit des inneren Detektors. Er besteht aus einem Barrel mit einer Länge von 1,5 m und einem Abstand zur z -Achse zwischen 0,55 m und 1,08 m an dessen Enden zwei Endkappen mit einem Abstand zum Kollisionspunkt von bis zu 2,71 m angebracht sind. Der TRT deckt, im Gegensatz zum Pixeldetektor und dem SCT (bis $|\eta| = 2,5$), nur den Bereich $|\eta| < 2,0$ ab.

Der Barrel besteht aus 73 Schichten von Driftröhrchen, die parallel zur z -Achse angeordnet sind und jeweils mit einer zentral verlaufenden Draht-Anode versehen sind. In den Endkappen sind 160 Schichten solcher Driftröhrchen verbaut, die radial nach außen verlaufen. Bei der Durchquerung eines Driftröhrchens durch ein geladenes Teilchen wird das sich darin befindende Gas (70 % Xe, 27 % CO_2 und 3 % O_2) ionisiert, so dass aufgrund einer angelegten Hochspannung zwischen Draht und Röhrchenwand ein Signal induziert wird. Zum Betrieb des TRT ist keine Kühlung notwendig. Typischerweise werden bei

einer Teilchendurchquerung pro Spur etwa 36 Signale gemessen und eine Auflösung pro Röhrrchen von $130\mu\text{m}$ in $r - \phi$ erreicht. Die hohe Anzahl an gemessenen Spursignalen und die große Tiefe des TRT ermöglichen weiterhin eine sehr präzise Spurrekonstruktion über einen großen Bereich.

Im TRT ist zusätzlich die Möglichkeit gegeben, durch Messung von Übergangsstrahlung¹² Elektronen zu identifizieren und insbesondere von geladenen Pionen zu unterscheiden. Da Pionen im ATLAS-Detektor den Elektronen sehr ähnliche Signaturen hinterlassen können, ist die Messung dieser Übergangsstrahlung eine wichtige zusätzliche Möglichkeit zur Elektronidentifizierung.

Das ATLAS Kalorimeter

Das ATLAS Kalorimeter ist in ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimetersystem unterteilt und dient der Energiemessung von Leptonen, Photonen, Hadronen und Jets. Dabei deckt es mit $|\eta| < 4,9$ nahezu den vollständigen Raumwinkel ab und erlaubt dadurch eine genaue Messung der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} innerhalb eines Kollisionsereignisses. Es ist dem Barrel- und Endkappen- Konstruktionsprinzip entsprechend aufgebaut.

Das elektromagnetische Kalorimeter hat im Barrel und in den Endkappen eine große Tiefe von über 22 bzw. 24 Strahlungslängen X_0 ¹³. Das gesamte Kalorimetersystem hat in $\eta=0$ eine Gesamttiefe von elf Wechselwirkungslängen λ ¹⁴, so dass selbst höchstenergetische Hadronen nahezu ihre gesamte Energie im Kalorimeter deponieren können, was die Grundvoraussetzung für eine akkurate Energiemessung ist. Durch die große Tiefe ist zudem auch die Wahrscheinlichkeit für das Vordringen dieser Teilchen in das Myonsystem minimiert [3].

Das ATLAS Kalorimeter ist ein Samplingkalorimeter: Lagen aus Absorbermaterialien hoher Dichten wechseln sich schichtweise mit aktivem Detektormaterial ab. Einfallende Teilchen wechselwirken mit dem Absorbermaterial und induzieren eine Schauerbildung aus Sekundärteilchen, die im aktiven Detektormaterial nachgewiesen werden. Während Hadronen überwiegend durch inelastische Streuung mit den Atomkernen des Absorbermaterials Teilchenschauer induzieren, bilden Elektronen, Positronen und Photonen hauptsächlich durch Bremsstrahlung und Elektron-Positron-Paarbildung einen elektromagnetischen Schauer aus. Die dabei entstehenden Sekundärteilchen erzeugen im aktiven Detektormaterial durch Ionisation oder Szintillationslicht ein Signal, das proportional zur ursprünglichen Energie des schauerauslösenden Primärteilchens ist. Dazu muss sich der Schauer jedoch vollständig im Kalorimeter befinden. Das ATLAS Kalorimeter ist dabei

¹²Übergangsstrahlung wird durch elektrisch geladene Teilchen erzeugt, die eine Grenzfläche zwischen zwei Medien unterschiedlicher oder veränderlicher Dielektrizitätskonstanten durchqueren.

¹³Eine Strahlungslänge X_0 entspricht der zurückgelegten Weglänge eines hochenergetischen Elektrons, nach der durch Bremsstrahlungsverluste dessen ursprüngliche Energie um den Faktor $1/e$ reduziert ist.

¹⁴Eine Wechselwirkungslänge entspricht der zurückgelegten Weglänge eines Hadrons, bei der durch hadronische Wechselwirkungen die ursprüngliche Energie um den Faktor $1/e$ reduziert ist.

ein nicht-kompensierendes Kalorimeter.¹⁵

Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter umschließt den inneren Detektor und den Solenoiden und hat einen Innen- und Außendurchmesser von 2,8 m bzw. 4 m. Es ist in einen zentralen *Barrel-Bereich* (EMB, $|\eta| < 1,475$) und zwei *Endkappen-Bereiche* unterteilt (EMEC, $1,375 < |\eta| < 3,2$). Das gesamte elektrische Kalorimeter basiert auf der Verwendung von flüssigem Argon als aktives Detektormaterial, welches von Elektroden umgeben ist. Diese befinden sich selbst wiederum zwischen Bleiabsorbern. Schauerteilchen ionisieren das Argon, wobei anschließend die so erzeugten freien Ladungsträger durch eine angelegte Hochspannung von 2000 V an den Elektroden gesammelt werden und ein elektrisches Signal messbar wird. Das flüssige Argon bietet als aktives Detektormaterial die Vorteile einer hohen Strahlungshärte und ein zeitlich stabiles lineares Ansprechverhalten [3].

Das **EMB** ist bei einem Gewicht von 114 t etwa 6,4 m lang. Die besondere akkordeonförmige Anordnung der insgesamt 2048 Bleiabsorber ermöglicht eine lückenlose Raumwinkelabdeckung in ϕ . Das EMB-Kalorimeter ist in drei Schichten unterteilt, die von innen nach außen eine Tiefe von 4,3, 16 und 2 Strahlungslängen X_0 aufweisen (siehe Abbildung 2.6). Die erste Schicht besteht aus streifenförmigen in η nur $\Delta\eta = 0,0031$ schmalen Kalorimeterzellen. In Schauereanalysen wird dadurch eine sehr gute Unterscheidung zwischen prompten Photonen und Photonen aus dem hadronischen Untergrund durch $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ oder $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$ Zerfälle¹⁶ ermöglicht. Der Großteil der Schauerenergie von Elektronen und Photonen wird in der zweiten und gleichzeitig tiefsten Schicht deponiert, die eine feine Granularität von $0,025 \times 0,0245$ in $\Delta\eta \times \Delta\phi$ aufweist. In der dritten Schicht wird die Energie der Schauerausläufer hochenergetischer Elektronen und Photonen deponiert. Insgesamt erlaubt diese sehr feine Segmentierung und Granularität der dreischichtigen Konstruktion eine äußerst detaillierte Analyse der Elektron- und Photonschauer. Dadurch ist eine sehr präzise Rekonstruktion und Identifikation der Schauer möglich, was auch in den sehr präzise ausgearbeiteten Triggeralgorithmen für Elektronen und Photonen Anwendung findet, die in Kapitel 3 beschrieben werden [3].

In den Übergangsregionen zwischen dem EMB und den EMECs in $1,4 < |\eta| < 1,5$ befindet sich jeweils ein Spalt, in dem Kabel zur Stromversorgung und Informationsübertragung der Detektoren verlaufen. Sie liefern einen Beitrag von bis zu $11 X_0$ an inaktivem Detektormaterial (siehe Abbildung 2.7). Innerhalb dieser Übergangsregion werden durch Energieverluste der Primärteilchen an inaktivem Detektormaterial, aber auch durch die in Schauerrekonstruktionen notwendige Kombination der voneinander unabhängigen EMB-

¹⁵D.h. elektromagnetische und hadronische Teilchenschauer erzeugen im Kalorimeter unterschiedlich starke Signale.

¹⁶Ein π^0 zerfällt über die elektromagnetische Wechselwirkung innerhalb von etwa 10^{-17} s in zwei hochenergetische und, für π^0 mit hohen Impulsen, eng beieinander liegenden Photonen in Vorwärtsrichtung.

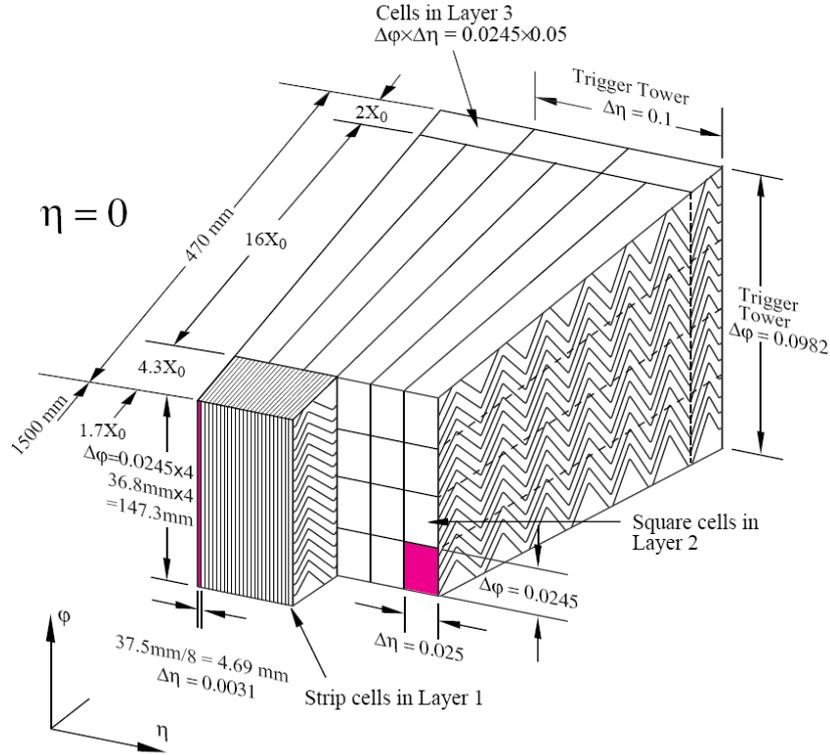


Abbildung 2.6: Der dreischichtige Aufbau eines EMB-Moduls und dessen Zellengrößen [3].

und der EMCC-Informationen, Energiemessungen erschwert.

Die beiden radförmigen **EMCC** bilden die Endkappen des zentralen EMB und haben in z -Richtung eine Dicke von jeweils 63 cm. Ihr Innen- und Außenradius beträgt 0,3 m bzw. 2,1 m. Sie decken den Bereich $1,375 < |\eta| < 3,2$ ab und besitzen wie auch schon das EMB akkordeonförmig angeordnete Bleiabsorber. Die EMCC sind jeweils in einen äußeren ($1,375 < |\eta| < 2,5$) und einen inneren Ring ($|\eta| = 2,5$ bis $|\eta| = 3,2$) unterteilt. Die Granularität des äußeren Rings ist in allen drei, aber insbesondere in der zweiten Schicht, ähnlich fein wie im EMB und definiert dadurch, im Zusammenwirken mit der Raumwinkelabdeckung des inneren Detektors, den für Elektron- und Photon-Triggeralgorithmen relevanten Bereich von $|\eta| < 2,5$ (siehe Kapitel 3).

Als innerster Bestandteil des elektromagnetischen Kalorimeters ist innerhalb der Module des EMB und der EMCCs zusätzlich eine weitere Schicht an aktivem Detektormaterial angebracht. Dieser sogenannte *Presampler* besteht im EMB aus 64 identischen azimutalen Sektoren, die wiederum aus jeweils acht Modulen zusammengesetzt sind. Durch eine 11 mm dicke Schicht aus flüssigem Argon, die von Elektrodenplatten umgeben ist, kann man durch Energiedepositionen innerhalb solche Presamplermodule ein vorzeitiges Schauern der im Kalorimeter einfallenden Teilchen erkennen. An die Außenelektrode ist

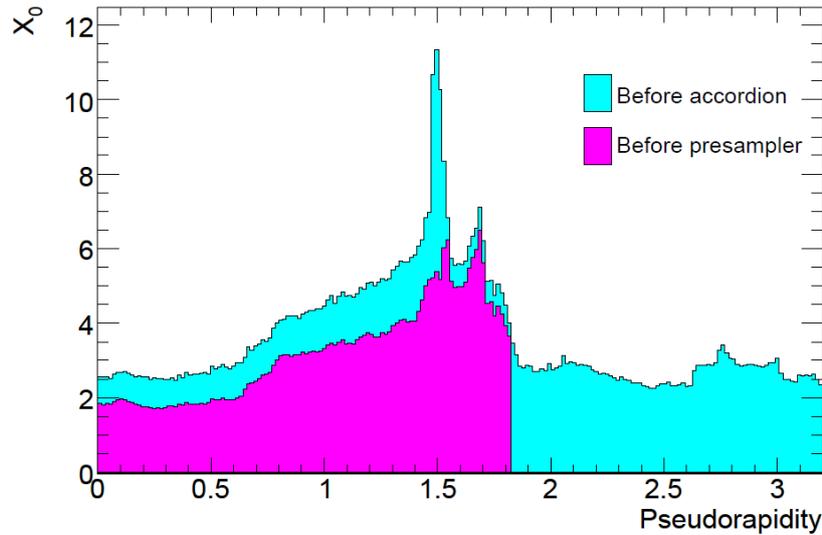


Abbildung 2.7: Verteilung des Detektormaterials vor der ersten Schicht des elektromagnetischen Kalorimeters (blau) bzw. vor dem Presampler (pink) [3].

eine Hochspannung von +2000 V angelegt. Das Signal wird über eine kapazitive Kopplung an der inneren geerdeten Elektrode ausgelesen. In den EMECs befinden sich 32 identische Presamplermodule mit einer Granularität von jeweils $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,1$. Ein Presamplermodul besteht im EMEC aus zwei 2 mm dicke Schichten aus flüssigem Argon, die durch drei Elektroden unterteilt sind [3][14].

Das hadronische Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter ist in das Tile-Kalorimeter (*Tile Cal*), das Endkappenkalorimeter (*HEC*) und die Vorwärtskalorimeter (*FCal*) unterteilt.

Das TileCal besteht aus einem zentralen Barrel ($|\eta| < 1$), und zwei erweiterten Barreln ($0,8 < |\eta| < 1,7$), die gemeinsam das elektromagnetische Kalorimeter umschließen. Die Innen- und Außenradien betragen dabei 2,28 m bzw. 4,25 m. Das TileCal ist ein Sampling-Kalorimeter mit Absorberplatten aus Stahl und kachelförmigen Szintillatoren als aktivem Detektormaterial. Das in einer Kachel (engl. *tile*) bei einem Teilchendurchflug erzeugte UV-Licht wird über wellenlängenschiebende Lichtleiter durch zwei Photomultiplier in ein elektrisches und somit messbares Signal umgewandelt.

Das HEC besteht aus zwei radförmigen unabhängigen Endkappen, unmittelbar hinter den EMECs, und deckt den Bereich $1,5 < |\eta| < 3,2$ ab. Es verwendet Kupferplatten als Absorber, zwischen denen innerhalb einer 8,5 mm breiten Lücke flüssiges Argon als aktives Detektormaterial gefüllt ist.

Die beiden Vorwärtskalorimeter liegen als Endkappen im Bereich $3,1 < |\eta| < 4,9$ und damit unmittelbar am Strahlrohr. Sie bestehen aus jeweils drei Modulen pro Endkappeneinheit und verwenden flüssiges Argon als aktives Detektormaterial, unterscheiden sich

jedoch im verwendeten Absorbermaterial: In *FCal1*, das zur Messung von elektromagnetischen Schauern verwendet wird, wird dazu Kupfer benutzt. Dadurch ist die Schauerbildung und die Wärmeabfuhr aufgrund der hohen Strahlungsbelastung optimiert. In *FCal2* und *FCal3* wird Wolfram als Absorbermaterial verwendet, was die hadronische Schauerbreite begrenzt, so dass diese sich möglichst vollständig im Detektor befinden und akkurat rekonstruiert werden können.

Das Magnetsystem

Das hybride Magnetsystem des ATLAS-Detektors (siehe Abbildung 2.8) besteht aus vier großen supraleitenden Magneten und ist bei einem Durchmesser von 22 m insgesamt 26 m lang. Ein Solenoid, ein Barrel- und zwei Endkappen-Toroide speichern in ihrem Gesamtfeld eine Energie von 1,6 GJ.

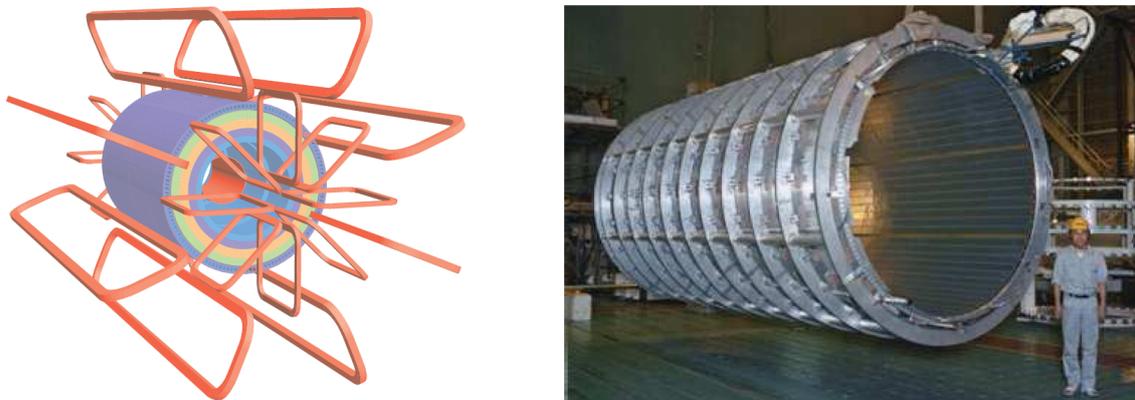


Abbildung 2.8: *Links:* Das Magnetsystem des ATLAS-Detektors ist rot dargestellt. Der Solenoid befindet sich innerhalb des hier ebenfalls dargestellten Tile-Kalorimeters, dessen Material zur Rückführung des Magnetfeldes dient [3]. *Rechts:* Der Solenoid während der Montage [3].

Der zentral gelegene Solenoid umgibt mit einem Innenradius von 1,23 m und einer Manteldicke von 5 cm den inneren Detektor und erzeugt darin ein Magnetfeld in z -Richtung. Dadurch werden Spuren elektrisch geladener Teilchen in ϕ -Richtung gekrümmt, woraus sich deren Transversalimpuls und Ladungsvorzeichen bestimmen lassen. Die Feldstärke von 2 T wird durch eine Spulenanlage aus Niob-Titan-Leitern bei Stromstärken von 7,73 kA erzeugt. Die Betriebstemperatur des Solenoids liegt bei etwa 4,5 K. Aufgrund der Lage des 5,8 m langen und 5,4 t schweren Solenoids noch vor dem Kalorimeter, wurde es so konstruiert, dass dessen Beitrag an inaktivem Detektormaterial bei senkrechtem Teilcheneinfall nur etwa $0,66 X_0$ beträgt.

Der Barrel- und die Endkappentoroide liegen außerhalb des Kalorimeters und sind ähnlich konzipiert. Sie erzeugen durch jeweils acht Spulen, die radial zur z -Achse angeordnet sind, ein zylinderförmiges Magnetfeld der Stärke 0,5 T bzw. 1 T, wodurch Myonen in η -Richtung abgelenkt werden.

Da die präzise Impulsmessung geladener Teilchen eine genaue Kenntnis der zeitlich

möglichst stabilen Magnetfeldstärken erfordert, erfolgt durch Hall-Sensoren eine stetige Überwachung der Felder [3].

Das Myonsystem

Das Myonsystem des ATLAS-Detektors nutzt das Magnetfeld, das durch die Toroide erzeugt wird, und deckt den Bereich $|\eta| < 2,7$ ab. Es ist in der Lage, Transversalimpulse von 1 TeV noch mit einer Auflösung von 10 % zu messen [3].

Da Myonen aufgrund ihrer im Vergleich zu Elektronen höheren Masse eine um etwa vier Größenordnungen geringere Emissionswahrscheinlichkeit von Bremsstrahlungsfotonen aufweisen und daher auch als *minimal ionisierend* bezeichnet werden, sind Schauerentwicklungen wie bei Elektronen nicht möglich. In Kombination mit ihrer langen Lebensdauer von $2,2 \mu\text{s}$ können sie daher die Kalorimeter nahezu ungehindert durchqueren, so dass Ereignisse mit Myonen im Endzustand eine klare, leicht identifizierbare und messbare Signatur bieten und in der Physikanalyse daher eine besondere Bedeutung haben.

Das Myonsystem setzt sich aus einem Barrel und zwei Endkappen zusammen, die jeweils aus drei Lagen von Kammerdetektoren bestehen und zylindrisch parallel bzw. radförmig senkrecht zur Strahlachse verlaufen. Insgesamt kommen im Myonsystem vier unterschiedliche Detektorarten zum Einsatz, die jeweils optimal an die bestehenden Anforderungen angepasst sind:

Die *Monitored Drift Tube Chambers* (MDT) sind Driftröhrenkammern und über eine große Region hinweg in $|\eta| < 2,7$ verbaut. Sie erlauben eine hochgenaue Koordinatenmessung der Myonspuren.

Die *Cathode Strip Chambers* (CSC), Kathodenstreifen-Kammern, sind im Bereich $2,0 < |\eta| < 2,7$ verbaut. Durch eine reduzierte Granularität und eine höheren Zeitauflösung können die zunehmenden Teilchenraten in Vorwärtsrichtung besser gehandhabt werden.

Die *Resistive Plate Chambers* (RPC) im Zentralbereich und *Thin Gap Chambers* (TGC) im Endkappenbereich sind in $|\eta| < 2,4$ verbaut und werden zur Ereignis Selektion durch den ATLAS-Trigger verwendet.

2.4 Das ATLAS Trigger- und Datennahmesystem

Die Proton-Pakete der zwei gegenläufigen Teilchenstrahlen des LHCs, die jeweils bis zu 10^{11} Protonen umfassen können, werden sich bei erreichter Design-Luminosität alle 25 ns im Zentrum des ATLAS-Detektors kreuzen, was zu etwa 20 inelastischen Protonkollisionen pro *Bunch Crossing* führt. Die Aufzeichnung der dabei entstehenden Teilchen und Streuprodukte eines solchen Gesamt ereignisses erfordert einen Speicherplatz von etwa 1,3 MB. Wenn man berücksichtigt, dass bis zu vierzig Millionen solcher Strahlkreuzungsereignisse pro Sekunde stattfinden werden, entspräche das einer aufkommenden Datenrate von 52 TB/s. Die vorhandenen Speicherkapazitäten und die limitierte Bandbreite des ATLAS Datennahmesystems würden dabei also sehr schnell an ihre Grenzen kommen. Zudem sind die bei Proton-Kollisionen stattfindenden Prozesse größtenteils bereits bekannt und daher, falls überhaupt, nur von untergeordnetem Interesse. Deswegen wird

bereits vor der eigentlichen Datennahme, also *online*, die Rate der aufzunehmenden Ereignisse durch ein dreistufiges Triggersystem drastisch um bis zu sechs Größenordnungen auf 200 Hz reduziert [3][4][5].

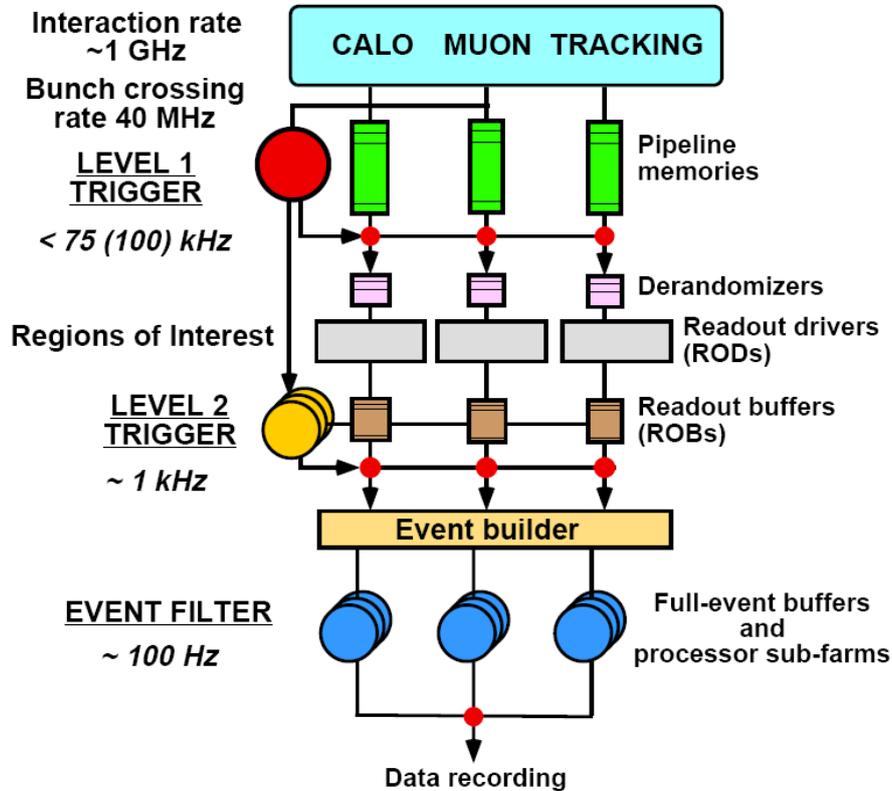


Abbildung 2.9: Blockdiagramm des ATLAS Trigger- und Datennahmesystems [4].

Der Level-1-Trigger

Die erste Triggerstufe, der Level-1-Trigger (L1-Trigger), reduziert durch eine erste Vorselektion die Ereignisrate von 40 MHz auf 75 kHz. Der L1-Trigger ist ein Hardware-Trigger¹⁷ und sucht mit einer reduzierten Granularität innerhalb des Kalorimeters und des Myonensystems nach Signaturen, die Elektronen, Photonen, Taus, Jets, oder Myonen im Endzustand beinhalten könnten. Zusätzlich wird auch nach Ereignissen mit fehlender Transversalenergie E_T^{miss} , hohen Gesamtenergien E_T^{sum} oder hohen Jet-Gesamtenergien gesucht. Die gesamten Daten des Ereignisses werden bis zur Level-1-Triggerentscheidung in den sogenannten *Front-End Buffern* zwischengespeichert. Durch die Größe dieser Datenpuffer ist die maximal erlaubte Latenzzeit auf $2,5 \mu\text{s}$ festgelegt.

¹⁷Die Baugruppenträger mit der L1-Trigger-Hardware befinden sich in einer kleinen Kaverne (*USA15*) neben der großen Hauptkaverne des ATLAS Detektors (*UX15*).

Das L1-Triggersystem kann in den L1-Myon- und den L1-Kalorimeter-Trigger (L1Calo-Trigger) unterteilt werden. Im L1-Myon-Trigger werden Daten aus den *Resistive Plate Chambers* und den *Thin Gap Chambers* des Myonsystems verwendet, um die Triggerentscheidung anhand der darin gemessenen Spuren hochenergetischer Myonen zu fällen. Durch den L1Calo-Trigger fällt die Triggerentscheidung hingegen anhand der online gemessenen Energiedepositionen im Kalorimeter. Dazu werden mehrere Kalorimeterzellen zu sogenannten *Trigger-Towern* (TT) zusammengefasst und als solche dann vom L1Calo-Trigger ausgelesen. Diverse Algorithmen identifizieren anschließend Bereiche im Detektor mit hohen Energiedepositionen innerhalb der TT und bilden dann durch Energiesummen dieser TT sogenannte *L1-Trigger-Objekte*. Erfüllen die L1-Trigger-Objekte gewisse Selektionskriterien, dann wird im *Central Trigger Processor* (CTP) die Triggerentscheidung gefällt. Bei einer positiven Triggerentscheidung (*L1-Accept*, L1A) werden die in den Front-End Buffern zwischengespeicherten gesamten Ereignisdaten an das Datennahmesystem (engl. *Data Acquisition System*, DAQ) weitergereicht. Die Koordinaten und Informationen der vom L1-Trigger selektierten Objekte werden als *Regions of Interest* (RoI) zusammengefasst und der zweiten Triggerstufe, dem Level-2-Trigger, übergeben [4].

Der Level-2-Trigger

Die zweite und dritte Triggerstufe, der *Level-2-Trigger* und der *Event-Filter*, werden gemeinsam auch als *Higher-Level-Trigger* (HLT) bezeichnet. Anders als der L1-Trigger ist der HLT als Software-Trigger auf einer Rechnerfarm aus insgesamt etwa 1000 Standard Linux PCs implementiert, die per Ethernet zusammengeschlossen sind. Der Level-2-Trigger (L2-Trigger) reduziert die Rate der vom L1-Trigger akzeptierten Ereignisse weiter auf 3,5 kHz. Er verarbeitet bei voller Detektorgranularität innerhalb der vom L1-Trigger generierten RoIs Informationen aus dem Myon-System, dem Kalorimeter und dem inneren Detektor, die für diese RoI-Regionen vom Datennahmesystem angefordert werden. Die Beschränkung auf die RoI-Regionen reduziert die zu verarbeitenden Datenmengen des gesamten Ereignisses auf etwa 1 %-2 % und beschleunigt somit deren Verarbeitung, so dass bereits nach 40 ms eine L2-Triggerentscheidung vorliegt. Gleichzeitig bietet nun aber die volle Detektorgranularität Möglichkeiten für sehr detaillierte L2-Triggeralgorithmen [3].

Der Event-Filter

Die letzte Triggerstufe, der sogenannte *Event-Filter* (EF), ermöglicht eine vollständige Ereignisrekonstruktion, wobei Daten aus dem gesamten Detektor und eine lange Verarbeitungszeit von etwa 4 s zur Verfügung stehen um die Triggerentscheidung herbeizuführen. Dies ermöglicht es im EF aufwändige Methoden und Algorithmen aus den ATLAS Offline-Analysen zu verwenden. Die Ausgangsrate der durch den EF akzeptierten Ereignisse beträgt etwa 200 Hz, was das permanente Speichern der Daten dieser Ereignisse ermöglicht. Die Ereignisse werden dabei vom EF, je nach physikalischer Signatur, vor-klassifiziert, um einem bestimmten ATLAS *Physics Stream* zugeordnet werden zu können [3].

Das Datennahmesystem

Das Datennahmesystem des ATLAS Experiments ist für den Datentransfer des gesamten Detektors, des Triggers und für die permanente Speicherung der anfallenden Daten während des Betriebs verantwortlich. Nach einem L1-Accept werden die in den Front-End-Buffern der Subdetektoren zwischengespeicherten Daten durch die *ReadOut-Driver* (ROD) an das *ReadOut-System* (ROS) weitergereicht. Während des Triggerbetriebs versorgt das ROS den L2-Trigger mit den vollständigen Detektorinformationen innerhalb der RoI-Regionen, die vom L1-Trigger festgelegt worden sind. Wird das Ereignis vom L2-Trigger akzeptiert, gelangen die im ROS zwischengespeicherten Daten weiter zum *Event-Builder*. Ist die Entscheidung des Event-Filters ebenfalls positiv, so folgt eine permanente Speicherung der gesamten Ereignisdaten.

Im folgenden Kapitel wird der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Elektron- und Photon-Trigger auf den Ebenen aller drei Trigger-Level detailliert beschrieben.

3 Der ATLAS e/γ -Trigger

In diesem Kapitel wird die Funktionsweise des bereits vorgestellten ATLAS Triggersystems in vertiefter Form für die Selektion von Elektronen (e)¹ und Photonen (γ) beschrieben. Es werden zuerst die *offline*² Elektron- und Photon-Objektdefinitionen vorgestellt. Das dreistufige ATLAS Triggersystem ist so konzipiert, dass Objekte, die im Detektor Signaturen solcher *offline* Objektdefinitionen aufweisen, bereits *online*³ erkannt und somit selektiert werden können. Die *offline* und *online* Rekonstruktions- und Identifikationsalgorithmen sind sich dabei sehr ähnlich. Anschließend werden die Algorithmen vorgestellt und die Prozesse erläutert, die erst im Level-1- und anschließend im Higher-Level-Trigger zur Elektron- und Photon-Selektion führen. Abschließend werden die Triggerstrategien vorgestellt, aus denen die Triggermenüs zusammengestellt werden und während des LHC-Betriebs an die zur Verfügung gestellte Luminosität angepasst werden müssen.

3.1 Offline-Definition von Elektronen und Photonen

Am LHC ist eine genaue Rekonstruktion und effiziente Identifikation von Elektronen und Photonen eine große Herausforderung. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion isolierter Elektronen ist im Vergleich zu dem von Jets in den dominierenden QCD-Prozessen sehr gering. Das Verhältnis zwischen Elektron- und Jet-Produktionsraten beträgt beispielsweise im Energiebereich von 40 GeV etwa 10^{-5} [3].

Neben der hohen Luminosität des LHCs und des starken hadronischen Untergrunds erschwert zusätzlich die große Menge an Material im ATLAS-Detektor die Energiemessung, aber auch die Elektronidentifikation. Photonen können im Material des inneren Detektors durch Paarbildung Elektronen und Positronen erzeugen (Photonkonversion genannt), die dann durch spezielle Rekonstruktionsalgorithmen erst noch als solche erkannt werden müssen.

Elektronen und Photonen induzieren im elektromagnetischen Kalorimeter schmale elektromagnetische Schauer mit einer geringen Tiefe, so dass typischerweise selbst hochenergetische Schauerausläufer kaum in das hadronische Kalorimeter gelangen.

Da Hadronen im elektromagnetischen Kalorimeter durch Teilchenschauer ebenfalls Energie deponieren, können z.B. elektrisch geladene π^+ und π^- im Detektor Signaturen hinterlassen, die denen von Elektronen durchaus sehr ähnlich sein und dadurch als solche fehlrekonstruiert und -identifiziert werden können. Zudem können hochenergetische neutrale π^0 , aber auch η^0 , durch einen Zerfall in zwei eng beieinander liegende

¹Da sich Elektron- und Positronsignaturen im Detektor bis auf ihre Bahnkrümmung nicht unterscheiden, werden im Folgenden beide als „Elektronen“ bezeichnet.

²Als Offline-Prozesse werden solche bezeichnet, die nach der Datennahme erfolgen.

³Online-Prozesse gehen der Datennahme voraus.

Kandidat	Cluster	
	EMB	EMEC
Elektron	3×7	5×5
Photon	3×5	5×5
Photon (bei Konversion)	3×7	5×5

Tabelle 3.1: Vergleich der Cluster-Größen für Elektron- und Photonkandidaten in Einheiten der Kalorimeterzellen in $\Delta\eta \times \Delta\phi$ innerhalb der zweiten Schicht des elektromagnetischen Kalorimeters in der Barrel- (EMB) und Endkappenregion (EMEC).

Photonen als ein einzelnes höherenergetisches Photon fehlrekonstruiert und -identifiziert werden.⁴

Neben einer hohen Rekonstruktionseffizienz für Elektronen und Photonen muss also gleichzeitig auch eine möglichst hohe Reduktion des hadronischen Untergrunds erfolgen. Dazu ist die in Kapitel 2.3 vorgestellte sehr feine Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters und der dreischichtige Aufbau mit jeweils unterschiedlichen Zellgrößen entscheidend. Diese Kalorimereigenschaften erlauben sehr detaillierte Schauerform-Analysen, die in der Identifikation und der Wahl der dazu vorher zu definierenden Selektionskriterien für Elektron- und Photonkandidaten genutzt werden.

Elektron- und Photonrekonstruktion

Die Rekonstruktion von Elektron- und Photonkandidaten erfolgt über die Suche nach lokalen Energiemaxima innerhalb der zweiten Schicht des elektromagnetischen Kalorimeters, um die ein Objektkandidat als sogenannter *Cluster* einer festen Größe konstruiert wird. Die Größen der Cluster sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst [3].

Zwischen Elektron- und Photonkandidaten wird unterschieden, je nachdem, ob dem Cluster eine Spur aus dem inneren Detektor assoziiert werden kann oder nicht. Anschließend werden Schauerform-Variablen und spurbezogene Variablen bestimmt, anhand derer durch eine Selektion die Identifikation der Kandidaten erfolgt. Die Variablen und die angewandten Schnitte sind dabei speziell auf Schauerformen und Spurcharakteristika von Elektronen und Photonen angepasst [21].

Schauerform-Variablen: Im Folgenden werden die wichtigsten Variablen beschrieben, die entsprechend der offline vorgegebenen Objektdefinitionen auch in den Algorithmen des e/γ -Triggers zur Selektion der charakteristischen Schauerformen von Elektron- und Photonkandidaten genutzt werden [21].

- Die Energiedeposition im hadronischen Kalorimeter R_{had} bzw. in dessen erster Schicht R_{had1} kann aufgrund der geringen Schauertiefe der Elektronen und Pho-

⁴Pionen werden als die leichtesten Hadronen in Hadronisierungsprozessen bevorzugt produziert, so dass Jets vorwiegend auch aus solchen bestehen.

tonen für Isolationskriterien genutzt werden, wodurch hadronischer Untergrund reduziert wird.

- Das Verhältnis der in der zweiten Schicht des elektromagnetischen Kalorimeters in 3×7 Zellen in $\Delta\eta \times \Delta\phi$ deponierten Energie als Transversalenergie zu der innerhalb von 7×7 Zellen:

$$R_\eta = \frac{E_2^{3 \times 7}}{E_2^{7 \times 7}} \quad (3.1)$$

Elektronen und Photonen deponieren ihre Energie durch schmale Schauer größtenteils innerhalb von 3×7 Zellen, so dass für sie typischerweise Werte zu erwarten sind, die gegen eins tendieren und damit signifikant größer als für Hadronen sind.

- Die Schauerbreite w_2 in η -Richtung in der zweiten Schicht des elektromagnetischen Kalorimeters ist für Elektronen und Photonen geringer als für Hadronen gleicher Energie.
- Die feine η -Granularität der ersten Schicht des elektromagnetischen Kalorimeters erlaubt es, π^0 - oder η^0 -Zerfälle in zwei Photonen zu identifizieren. Dazu werden in einem Fenster der Größe $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,125 \times 0,2$ aus den schmalen streifenförmigen Kalorimeterzellen innerhalb des Clusters, die mit der höchsten und zweithöchsten Energiedeposition gesucht (E_{1st} und E_{2nd}). Anschließend wird die Variable $E_{ratio} = (E_{1st} - E_{2nd}) / (E_{1st} + E_{2nd})$ berechnet, die für isolierte Elektronen und Photonen typischerweise 1 ist, für Photonen aus π^0 -Zerfällen jedoch gegen 0 tendiert.

Durch Schnitte auf diese Schauervariablen können enge elektromagnetische Schauer geringer Tiefe und mit nur einem Maximum selektiert werden, wodurch der hadronische Untergrund bereits stark reduziert wird.

Spurvariablen: Für Elektronkandidaten werden zur weiteren Untergrundreduktion zusätzlich auch Schnitte auf Spurvariablen angewandt. Im Folgenden werden einige dieser Variablen und Schnittmöglichkeiten vorgestellt:

- Durch sogenannte *Spurqualitätsvariablen* werden unter anderem Mindestanzahlen zu messender Spursignale innerhalb der unterschiedlichen Schichten und Einheiten des inneren Detektors gefordert.
- Cluster und Spur werden nur dann einander zugeordnet, wenn deren Winkelabstand in η - und ϕ -Richtung einen vorgegebenen maximalen Wert nicht überschreitet.
- Aufgrund des nicht-kompensierenden Charakters des elektromagnetischen Kalorimeters ist für Hadronen $E_T/p_T < 1$, für Elektronen hingegen $E_T/p_T \simeq 1$ zu erwarten, wobei p_T dem durch den inneren Detektor gemessenen Transversalimpuls und E_T der Cluster-Energie entspricht.
- Der TRT bietet die zusätzliche Möglichkeit, durch Messung von Übergangsstrahlung Elektronen zu identifizieren.

Elektron-Identifikation und -Definition

Die Identifikation der Elektronen aus den Elektronkandidaten basiert auf das Anwenden von Selektionsschnitten auf in der Rekonstruktion berechneten Variablen zur Schauerform und Spur. Es sind drei Grundzusammenstellungen solcher Schnitte, „**Loose**“, „**Medium**“ und „**Tight**“, festgelegt, durch die Elektronen definiert werden. Diese drei Identifikationsschnitte reduzieren den Anteil an hadronischem Untergrund in der angegebenen Reihenfolge zunehmend und sind in Härte und Umfang aufeinander aufbauend und ansteigend. Die Identifikationsschnitte sind für zehn η - und elf E_T -Bereiche optimiert, d.h. von der η -Position und der transversalen Energie des Elektronkandidaten abhängig. Im Folgenden werden diese drei Schnitt-Selektionen kurz vorgestellt [21]:

- Die „**Loose**“-Selektion basiert ausschließlich auf Kalorimeterinformationen. Sie beinhaltet lockere Schnitte auf die Schauerform-Variablen R_η und w_2 und Isolations-schnitte für Energiedepositionen im hadronischen Kalorimeter (R_{had} und R_{had1}). Die „Loose“-Selektion gewährleistet eine exzellente Effizienz, bietet jedoch eine nur geringe Reduktion des hadronischen Untergrunds.
- In der „**Medium**“-Selektion werden zusätzlich Schnitte auf Schauerformvariablen der ersten Schicht des elektromagnetischen Kalorimeters, wie z.B. E_{ratio} , angewandt. Anders als in der „Loose“-Selektion werden nun jedoch auch Schnitte auf Spur- und Spurqualitätsvariablen und eine Cluster-Spur-Zuordnung in η -Richtung genutzt.
- In der „**Tight**“-Selektion werden alle vorhandenen Variablen zur Identifikation genutzt. Im Vergleich zur „Medium“-Selektion erfolgen zusätzliche Schnitte auf die Spur-Cluster-Zuordnung in ϕ -Richtung und E_T/p_T . Desweiteren wird zum Verwerfen von Konversionselektronen zusätzlich ein Spursignal innerhalb der innersten der drei Pixel-Detektor-Schichten gefordert.

Die Werte für die anzuwendenden Identifikationsschnitte wurden vor Beginn der Datennahme anhand von Monte-Carlo-Simulationen festgelegt. Mit dem Nachweis erster W^\pm -Boson-Zerfälle zu Elektronen bzw. Positronen, bereits kurz nach Beginn der Datennahme im Jahr 2010, zeigten jedoch Vergleiche der Verteilungen der Schauerform-Variablen R_η und w_2 Diskrepanzen zwischen simulierten und echten Elektronen. Die elektromagnetischen Schauer der Elektronen waren breiter als in der Simulation, so dass die Schnitte in der Offline-Identifikation gelockert wurden. Da sich die Selektionsschnitte des e/γ -Triggers stark an die offline angewandten anlehnen, mussten auch diese angepasst werden. In Kapitel 6.5 dieser Arbeit wird darauf näher eingegangen werden.

Photon-Identifikation und -Definition

Für die Photonidentifikation stehen nur Schauerform-Variablen zur Verfügung. Die wichtigsten Variablen entsprechen denen, die auch in der Elektron-Identifikation Verwendung

finden. Daher gibt es für Photonkandidaten weniger Schnittmöglichkeiten und somit auch nur die zwei Selektionen zur Objektdefinition „**Loose**“ und „**Tight**“ [21]:

- Die Schnittzusammenstellung „**Loose**“ ist identisch mit der „Loose“-Selektion für Elektronen und basiert auf Schauerform-Schnitte innerhalb der zweiten Kalorimeterschicht (R_η und w_2) und Isolationsschnitte auf R_{had} und R_{had1} .
- Für die **Tight**-Selektion werden zusätzlich Informationen aus der in η sehr fein in Streifen segmentierten ersten Schicht des elektromagnetischen Kalorimeters verwendet, um π^0 - und η^0 -Zerfälle in zwei Photonen erkennen und verwerfen zu können. Dazu erfolgen Schnitte auf E_{ratio} .

Mit besserem Verständnis des Detektors und detaillierten Schaueranalysen aus Kollisionsdaten konnten während der Anfangsphase des ATLAS-Experiments die Identifikationsschnitte angepasst und hinsichtlich ihrer Effizienz verbessert werden. In dieser Arbeit werden die zu diesem Zeitpunkt aktuellsten Standarddefinitionen für „Loose“- , „Medium“- und „Tight“-Elektronen bzw. „Loose“- und „Tight“-Photonen der ATHENA⁵ Version Rel. 16 verwendet.

Elektronen und Photonen hinterlassen also im ATLAS Detektor jeweils eine charakteristische Signatur. Ein Elektron erzeugt im inneren Detektor eine Spur, die zu einer Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter führt, während bei einem Photon eine solche Spur fehlt. Der ATLAS e/γ -Trigger ist auf die Selektion solcher Ereignisse optimiert, in denen Objektkandidaten enthalten sind, die den vorgestellten Offline-Objektdefinitionen für Elektronen und Photonen genügen. Im Folgenden werden die Prozessketten im Level-1-Trigger und anschließend im HLT erläutert, die zur Online-Erkennung und -Selektion solcher Signaturen mit Elektronen und Photonen im Endzustand führen.

3.2 Level-1-Triggeralgorithmen

Der Level-1-Kalorimeter-Trigger

Der Level-1-Kalorimeter-Trigger (L1Calo-Trigger) erhält und verarbeitet, anders als der Level-1-Myon-Trigger, ausschließlich Informationen vom Kalorimeter und ist somit der Teil des Level-1-Triggers (L1-Trigger), der zur Selektion der Elektron- und Photonkandidaten zuständig ist. Der L1Calo-Trigger unterscheidet nicht zwischen Elektron- und Photonkandidaten, da er ausschließlich nach Energiedepositionen im Kalorimeter sucht und keine Spurinformaton verwendet. Alle L1-Prozesse werden im Gleichtakt mit der LHC Strahlkreuzungsfrequenz von 40 MHz ausgeführt. In Abbildung 3.1 ist die Architektur des L1Calo-Triggersystems schematisch dargestellt [4].

⁵ATHENA ist das Software-Paket des ATLAS-Experiments, mit dem aus Rohdaten auswertbare Datensätze erstellt werden. Dabei werden offline unter anderem auch die Algorithmen zur Elektron- und Photon-Identifikation ausgeführt.

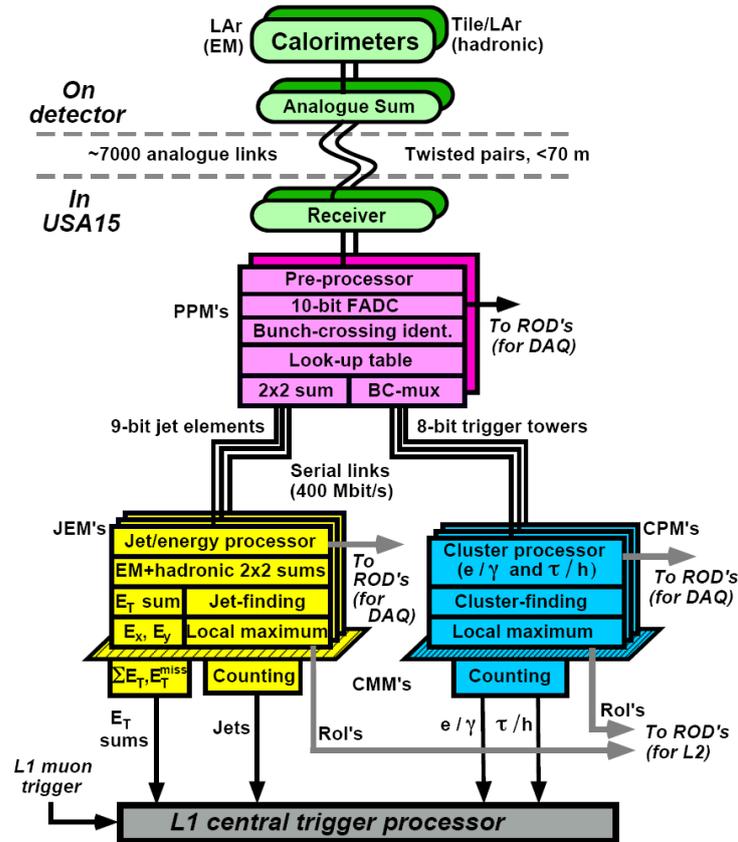


Abbildung 3.1: Die Architektur des L1Calo-Triggersystems [4].

Vom Kalorimeter aus gelangen analoge Eingangssignale an die erste Einheit der L1Calo-Hardware, dem *Receiver*. Hier werden die Energiewerte der ungefähr 7200 Eingangskanäle der Trigger-Tower (TT) zu Transversalenergien umgerechnet und eine Energiekalibration durchgeführt. Die Signale werden dann an den *Preprozessor* weitergegeben. Dieser besteht aus 124 Preprozessor-Module (PPM), die jeweils Signale aus 64 TTs verarbeiten und digitalisieren. In den PPMs wird darüberhinaus den gemessenen Signalen die zugehörige Strahlkreuzung zugeordnet (engl. *bunch crossing identification*, BCID). Die digitalen 8 Bit Werte der transversalen Energie eines jeden TTs werden dann an den Cluster Processor (CP) weitergegeben [4].

Der CP verarbeitet Informationen aus dem Kalorimeterbereich $|\eta| < 2,5$ und deckt somit den Raumwinkelbereich des inneren Detektors ab, da auf der zweiten Triggerstufe in der Objektrekonstruktion auch Spurinformatoren berücksichtigt werden sollen.

Der e/γ -Triggeralgorithmus

Im Cluster Prozessor des L1Calo-Triggers werden dann die eigentlichen Triggeralgorithmen ausgeführt. Neben dem e/γ -Algorithmus, der auf das Erkennen von hochenergetischen Elektronen und Photonen ausgerichtet ist, wird vom CP auch der τ -Algorithmus ausgeführt, der hadronische Tau-Zerfälle erkennen soll. Beide verwenden die selben Elemente und Konstrukte aus Trigger-Towern des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters, die jedoch auf unterschiedliche Weise miteinander kombiniert werden. Für eine genauere Beschreibung des τ -Algorithmus wird auf [4] verwiesen.

Der e/γ -Algorithmus (siehe Abbildung 3.2) sucht in Trigger-Towern innerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters nach räumlich engen, hohen Energiedepositionen, wie sie für elektromagnetische Schauer von Elektronen und Photonen charakteristisch sind. Dazu werden erst 4×4 TTs in $\Delta\eta \times \Delta\phi$ zu einem quadratischen „Fenster“ zusammengefasst. Dann folgt innerhalb des 2×2 TT großen Kerns dieses Fensters die Berechnung der E_T -Summen aller 2×1 bzw. 1×2 großen TT-Paare. Dies soll verhindern, dass man eine zu geringe Schauerenergie misst, falls sich ein Schauer direkt auf der Grenze der TTs befinden sollte, und damit gegebenenfalls nicht getriggert werden würde. Der 2×2 TT große Kern dieses Fensters wird als Kandidat einer *Region-of-Interest* bezeichnet.

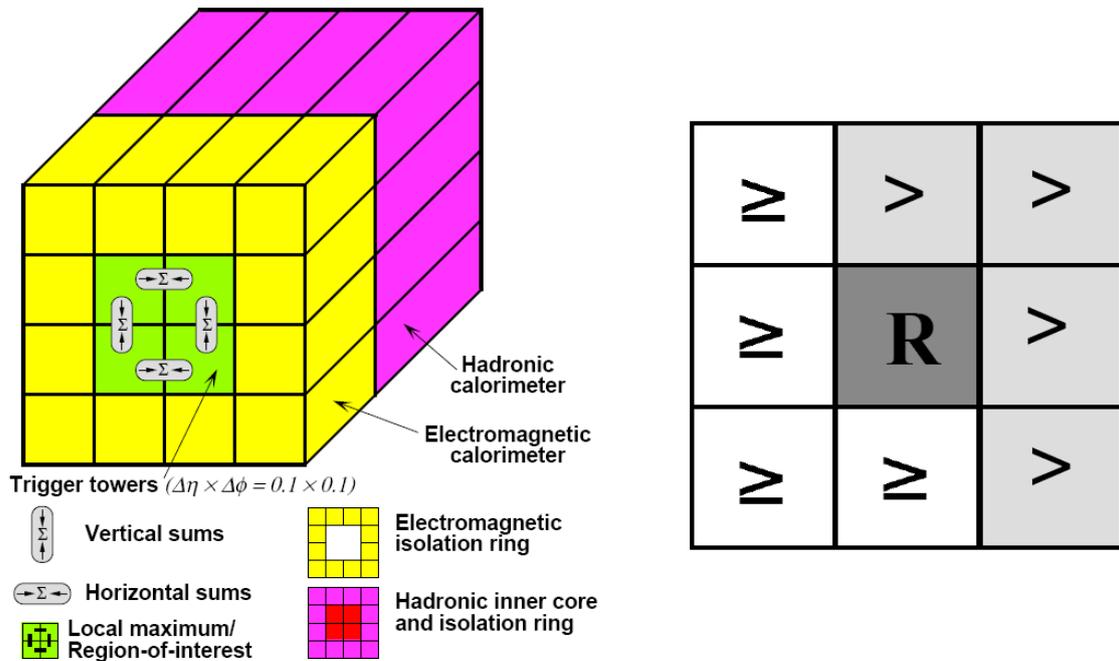


Abbildung 3.2: *Links:* Die Grundelemente des e/γ -Triggeralgorithmus. *Rechts:* Eindeigkeitskriterium zur RoI-Position durch Fordern eines lokalen Maximums deponierter Transversalenergie innerhalb der RoI (hier als R bezeichnet) [3].

Das entscheidende und bisher einzige verwendete Trigger-Kriterium ist, ob die höchste dieser vier E_T -Summen (im folgenden als **EMClus** bezeichnet), oberhalb eines vorein-

gestellten Grenzwertes liegt oder nicht.

Es ist möglich, in Zukunft den e/γ -Algorithmus durch drei weitere Elemente zu erweitern, auf die zusätzliche Trigger-Kriterien angewandt werden können:

- Die Energiedeposition im EM-Isolationsring (**EMIsol**), der den 2×2 Trigger-Tower großen Kernbereich im EM Kalorimeter umgibt.
- Die Energiedeposition im hadronischen Isolationsring (**hadIsol**), der dem Bereich hinter dem EM-Isolationsring im hadronischen Kalorimeter entspricht.
- Die Energiedeposition im hadronischen Kernbereich (**hadCore**), den zentralen 2×2 TT im hadronischen Kalorimeter

Mit diesen drei Elementen ist es möglich, den großen hadronischen Untergrund bereits auf der ersten Triggerstufe zu verwerfen, um so die Level-1-Ausgangsraten niedrig zu halten. Diese Elemente geben die Möglichkeit zusätzliche Isolationskriterien zu implementieren. Durch eine obere E_T -Schwelle für erlaubte Energiedepositionen beispielsweise im hadronischen Kernbereich könnte schon durch den L1-Trigger ein e/γ -Kandidat als Hadron erkannt und verworfen werden, wodurch die Rechenressourcen des Higher-Level-Trigger geschont würden. Kapitel 4 dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Analyse der Auswirkung einer Implementierung dieser Isolationskriterien auf die L1-Accept-Rate.

Für jeden RoI-Kandidaten wird durch den sogenannten *Overlapping Sliding Window* Algorithmus eine eindeutige RoI-Position bestimmt. Dabei wird die RoI so festgelegt, dass sie gemäß den in Abbildung 3.2 rechts dargestellten Kriterien, einem lokalen Energiemaximum entspricht.

Die Multiplizitäten der e/γ -Kandidaten werden schließlich an den Zentralen Trigger-Prozessor (engl. *Central Trigger Processor*, CTP) weitergegeben, wo die L1-Triggerentscheidung anhand eines *L1-Triggermenüs* gefällt wird. Das Triggermenü ist eine programmierbare Liste von sogenannten *Trigger-Items*, die die zu erfüllenden Triggerbedingungen bezeichnen. Das gegenwärtig einzige L1-Triggerkriterium ist, dass die im Trigger gemessenen Transversalenergien im der EMClus-Region eines oder zweier Triggerkandidaten oberhalb der festgelegten Schwellen liegen müssen.

Die L1-Triggermenüs müssen fortlaufend an die vom LHC gelieferte Luminosität angepasst werden. Dies ist notwendig, da sich bei steigender Luminosität auch die L1-Ausgangsraten erhöhen. Es gibt zwei Möglichkeiten, diese niedrig zu halten, um dem L2-Trigger dennoch die Verarbeitung aller Ereignisse zu ermöglichen. Zum einen kann der CTP durch *Prescalefaktoren* (PS) die Ausgangsrate skalieren; dabei wird bei einem Prescale von n nur jedes n -te Level-1-Accept zugelassen. Trigger-Items mit niedrigeren Schwellen müssen in der Regel mit höheren Prescale-Faktoren versehen werden, da die bei Teilchenkollisionen höhere Anzahl niederenergetischer Objekte die entsprechenden Trigger-Items mit niedrigen Schwellen häufiger auslösen. Die zweite Möglichkeit, die L1-Accept Raten niedrig zu halten, ist daher die in den Trigger-Items geforderten EMClus-Schwellen anzuheben.

In Kapitel 3.4 folgt eine genauere Beschreibung des e/γ -Triggermenüs auf allen drei Trigger-Stufen, dessen Zusammensetzung und zeitliche Entwicklung auch unmittelbar die Triggerstrategien widerspiegelt.

3.3 Higher-Level-Trigger Algorithmen

In Abbildung 3.3 sind durch Flussdiagramme die Rekonstruktions- und Selektionsalgorithmen dargestellt, die sukzessive auf die e/γ -Triggerkandidaten im HLT angewandt werden. Anhand dieser Abbildung werden im Folgenden die Prozessketten erläutert, die nach einem Level-1-Accept (L1-Accept) durchlaufen werden [22].

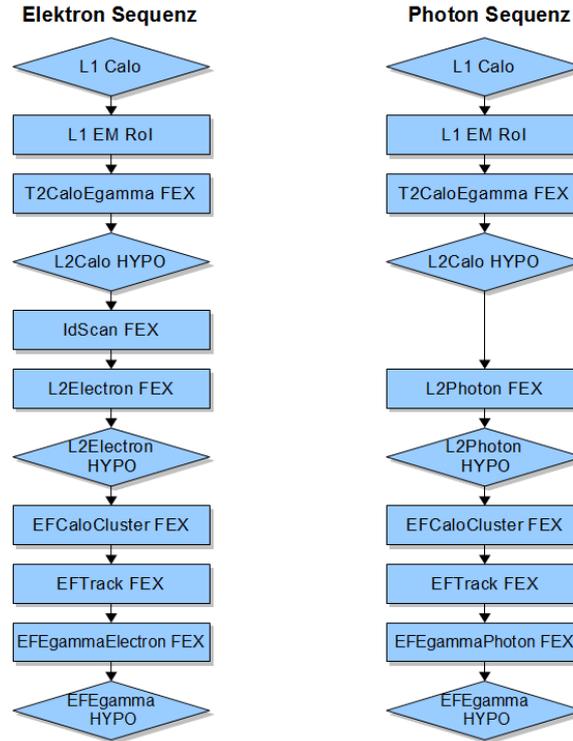


Abbildung 3.3: In diesem Flussdiagramm des e/γ -Triggers stellen Rauten Objektselektionen und Rechtecke Objektkonstruktionen dar. Links ist die Elektronsequenz, rechts die Photonsequenz dargestellt [22].

Der Level-2-Trigger

Der Level-2-Trigger (L2-Trigger) erhält vom L1-Trigger nach einem erfolgten L1-Accept Informationen zur RoI-Position und der überschrittenen energetischen Triggerschwelle. Anschließend greift der L2-Trigger über die RODs auf die volle Information des Kalorimeters und des inneren Detektors innerhalb der RoI zu. Unter Ausnutzung der feinen Kalorimetergranularität werden die Elektron- und Photonkandidaten auf der L2-Stufe durch sogenannte *T2CaloEgamma Feature Extraction Algorithms* (FEX), ähnlich der Offline-Prozedur, zuerst als elektromagnetische Cluster (EM Cluster) rekonstruiert. Dabei werden Transversalenergien der Cluster (E_T^{clus}) und eine Auswahl an Schauerform-Variablen

berechnet, die denen aus der Offline-Rekonstruktion weitestgehend entsprechen. Im Vergleich zum L1-Trigger ist der L2-Trigger genauer kalibriert und kann Cluster-Energien präziser messen, was ebenso präzisere Triggerschwellen erlaubt.

Anschließend folgt eine Cluster-Selektion durch die *L2CaloHypo* genannten Identifikationsalgorithmen, in denen Schnitte auf die zuvor berechneten Variablen erfolgen. Dabei werden elektromagnetische Cluster selektiert und solche mit beispielsweise zu hohen Energiedepositionen im hadronischen Kalorimeter verworfen.

Wird das L2CaloHypo von einem Triggerkandidaten erfolgreich passiert, folgen für Elektron- und Photontrigger zwei unterschiedliche Sequenzen:

- In der **Elektronsequenz** wird zuerst durch den *IdScan FEX* Algorithmus eine Spur rekonstruiert, die anschließend durch das sogenannte *L2Electron FEX* einem der Cluster zugeordnet wird. Falls der Winkelabstand ΔR zwischen Cluster und Spur einen programmierbaren Höchstwert nicht überschreitet, wird ein *TrigElectron*-Objekt als Elektronkandidat erstellt. Die Identifikationsalgorithmen *L2ElectronHypo* selektieren anschließend diese Objekte anhand diverser Anforderungen an den bisher berechneten Cluster- und Spureigenschaften in Anlehnung an die bereits eingeführten Offline-Objektdefinitionen „Loose“, „Medium“ und „Tight“.
- In der **Photonsequenz** hingegen wird ein Cluster, der das L2CaloHypo passiert, an das sogenannte *L2PhotonFEX* weitergereicht, wo ein *TrigPhoton*-Objekt als Photonkandidat erstellt wird. Die Identifikationsalgorithmen *L2PhotonHypo* selektieren anschließend die Photonkandidaten unter diesen Objekten, die entsprechend der Offline-Objektdefinitionen „Loose“ oder „Tight“ kalorimeterbezogene Selektionskriterien erfüllen.

Falls diese Elektron- und Photonkandidaten die von L2 geforderten Signaturen aufweisen, werden sie anschließend an den Event-Filter weitergereicht.

Elektron- und Photoncluster-Selektion

Die Elektron- und Photonselektion im L2-Trigger beginnt mit der Rekonstruktion der EM Cluster durch die bereits erwähnten **T2CaloEgammaFEX**-Algorithmen. Dabei wird die volle Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters ausgenutzt und unter allen Zellen der zweiten Schicht innerhalb der Level-1 EM RoI, die mit der höchsten Energiedeposition gesucht. Anschließend wird um diese Zelle herum ein EM Cluster konstruiert.

Photonselektion

Nachdem durch die Algorithmen L2CaloHypo die gemeinsamen Cluster der Elektron- und Photonkandidaten selektiert worden sind, wird für Photontrigger durch den Algorithmus **L2PhotonFEX** direkt ein TrigPhoton-Objekt, also ein Photon-Triggerkandidat konstruiert. Falls dieses Objekt die Selektionsschnitte im **L2PhotonHypo** erfolgreich durchlaufen hat, wird es vom L2-Trigger selektiert und das Gesamtereignis dem Event-Filter weitergereicht.

Elektronspur-Rekonstruktion

Für Elektrontrigger erfolgt nach der Cluster-Selektion im L2CaloHYPO und vor der L2-Elektronselektion noch eine Spurrekonstruktion anhand von Informationen aus dem inneren Detektor.

Gegenwärtig sind drei unterschiedliche Spurrekonstruktionsalgorithmen (IdScan, TRTSegFinder und SiTrack) implementiert, deren Rekonstruktionseffizienzen während der Startphase des ATLAS-Experiments miteinander verglichen werden. IdScanFEX wird vorerst noch als Standard-Spurrekonstruktionsalgorithmus der *Primärtrigger*⁶ verwendet, während die anderen zwei Algorithmen für Testtrigger verwendet werden (siehe Kapitel 3.4). Der IdScanFEX-Algorithmus rekonstruiert erst durch den *z-Finder* die *z*-Position des Primärvertex der Proton-Proton-Kollision. Anschließend erkennt der *hitFilter* ausgehend von diesem Vertex Spurmuster aus Treffern der Elektronkandidaten im SCT. Im *trackFitter* wird an die zuvor erkannten Hits dann die endgültige Spur angepasst.

Elektronselektion

Die aus Informationen des inneren Detektors rekonstruierten Spuren werden zum EM Cluster hin extrapoliert, um im **L2ElectronFEX**-Algorithmus auch Spurvariablen berechnen zu können. Wie auch in der Offline-Prozedur werden hierbei Winkelabstände zwischen Spur und Cluster und E_T/p_T bestimmt.

Erfüllen die durch das L2ElectronFEX konstruierten Elektronkandidaten die Selektionskriterien im **L2ElectronHypo**, so werden die L2-Ergebnisse und das Gesamtereignis an den Event-Filter weitergereicht.

Event-Filter Algorithmen

Auf der dritten und letzten Triggerstufe, dem Event-Filter (EF), werden rechenaufwändige Offline-Rekonstruktionsalgorithmen durchgeführt. Der Unterschied zur Offline-Prozedur besteht jedoch darin, dass offline die Rekonstruktionsalgorithmen einmal pro Ereignis ausgeführt werden, während sie online vom EF für ein Ereignis jeweils einmal für jede RoI durchlaufen werden. Nach einer positiven L2-Triggerentscheidung erhält der EF die Position der RoIs und verarbeitet zur Rekonstruktion und Selektion der Elektronen und Photonen wieder auch ausschließlich Detektorinformationen aus diesen Regionen.

Die Rekonstruktion der Photon- und Elektron-Cluster erfolgt im EF mit einer festen Größe von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,125 \times 0,125$. Der EF-Cluster-Algorithmus (**EFCaloCluster FEX**) findet Cluster im Kalorimeter, berechnet anschließend deren Parameter und führt Korrekturen aus, wie beispielsweise eine E_T -Kalibration, die präziser ist als auf L2-Ebene.

Für EF-Elektrontrigger werden zusätzlich auch Spuren im ID rekonstruiert. Die EF-Spurrekonstruktionsalgorithmen, **EFTrack FEX**, bauen diese derzeit ausgehend von Treffern in den inneren ID-Schichten nach außen hin auf.

Die angewandten Schnitte in den e/γ -Identifikationsalgorithmen des EFs entsprechen weitestgehend den Offline-Objektdefinitionen „Loose“, „Medium“ und „Tight“ für Elek-

⁶Primärtrigger dienen der Selektion interessanter und neuer physikalischer Ereignisse.

tronen bzw. „Loose“ und „Tight“ für Photonen. Im direkten Vergleich zum L2-Trigger werden im EF mehr Schauerform-Variablen berechnet und verwendet, was durch eine größere Vielfalt an Schnitten eine zusätzliche Ratenreduktion ermöglicht.

Passiert ein Elektron- oder Photonkandidat alle Selektionskriterien des Event-Filters (**EF γ HYPO**), so wird das entsprechende Gesamtereignis samt aller Detektorinformationen durch das DAQ-System permanent gespeichert. Die Selektionskriterien auf allen drei Triggerstufen müssen dabei so aufeinander abgestimmt sein, dass die Ausgangsrate des EF durchschnittlich etwa 200 Hz beträgt.

3.4 e/γ -Triggerstrategie und -Triggermenüs

Elektronen und Photonen im Endzustand sind in Zerfallssignaturen vieler seltener interessanter physikalischer Ereignisse enthalten. Daher ist es wichtig, dass der e/γ -Trigger diese effizient identifizieren und selektieren kann. Neben der Teilchen-Identifikation und den gemessenen Energien ist auch die Anzahl dieser Teilchen in der Ereignissignatur ein mögliches Triggerkriterium.

Die Selektion eines W -Boson Zerfalls in ein Elektron und ein Neutrino erfordert beispielsweise, dass ein entsprechend darauf ausgerichteter e/γ -Trigger ein Elektron mit hohem Transversalimpuls von über 20 GeV identifizieren und somit das Gesamtereignis effizient selektieren kann.

Ein Higgs-Boson-Zerfall in zwei Photonen erfordert hingegen vom e/γ -Trigger die Identifikation mindestens eines hochenergetischen Photons im Gesamtereignis. Aufgrund des besonders kleinen Wirkungsquerschnitts dieses Prozesses ist ein hocheffizienter Photontrigger unabdingbar.

Trigger-Chains und -menüs

Für jede mögliche Ereignis-Signatur mit Elektronen und Photonen im Endzustand wird eine sogenannte Trigger-Kette (engl. **Trigger-Chain**) aus Trigger-Items der drei Stufen L1, L2 und EF aufgebaut. Die HLT-Items entsprechen L2Hypo- und EFHypo-Selektionen, deren Cuts den zu triggernden Signaturen angepasst sind.

Innerhalb einer solchen Trigger-Chain werden für jedes Ereignis konsekutiv auf jeder der drei Triggerstufen, wie in den zwei vorherigen Unterkapiteln beschrieben, trigger- und signaturspezifische Objektrekonstruktions- und Selektionsalgorithmen ausgeführt. Sobald innerhalb dieser Kette ein Selektionskriterium vom Triggerkandidaten nicht erfüllt wird, wird die Kette gestoppt. Werden auf allen drei Stufen die Kriterien hingegen erfüllt, wird das Gesamtereignis selektiert und permanent gespeichert.

Am ATLAS-Experiment muss vom e/γ -Triggersystem eine Fülle an unterschiedlichen Signaturen aus der Physik des Standardmodells und möglicher neuer Physik abgedeckt werden, die Elektronen und Photonen im Endzustand beinhalten können. Dazu wurden viele unterschiedliche Trigger-Chains entworfen, die an die jeweiligen Anforderungen interessanter physikalischer Ereignisse angepasst sind. Diese Trigger-Chains werden *Pri-*

Signatur	L1 Item	PS	HLT Rate [Hz]	Motivation
e10_medium	EM7	1	21	e^\pm aus b - und c -Zerfälle
g20_loose	EM18	1	$5,4 \pm 0,2$	prompte Photonen
e20_loose	EM18	1	$4,3 \pm 0,2$	$Z \rightarrow ee$, $W \rightarrow e\nu$
em105_passHLT	EM100	1	$1 \pm 0,1$	neue Physik

Tabelle 3.2: Primärtrigger eines e/γ -Triggermenü-Entwurfs für $L = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Triggerraten wurden anhand von Simulationen ermittelt [6].

märtrigger genannt. Ein großer Satz solcher Chains kann als Liste zusammengestellt und als sogenanntes **Triggermenü** aktiviert werden.

In Tabelle 3.2 ist ein solches e/γ -Triggermenü für Primärtrigger dargestellt. Es wurde mit Hinblick auf Triggerraten bei einer instantanen LHC-Luminosität von $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ entworfen, zusammengestellt und verwendet. Der Name einer Trigger-Chain entspricht der Signatur die die Chain selektieren soll. e5_medium beispielsweise selektiert einen Elektronkandidaten mit einer Transversalenergie von mindestens 5 GeV, dass die Anforderungen der Elektron-Definition „Medium“ erfüllt. Ausgangspunkt dieser Chain ist das L1 EM-Item EM3. Insgesamt besteht sie aus der Folge der L1-,L2- und EF-Items

$$\text{L1_EM3} \rightarrow \text{L2_e5_medium} \rightarrow \text{EF_e5_medium}.$$

Die Prescale-Faktoren sind im dargestellten Menü in Tabelle 3.2 auf allen drei Triggerstufen auf eins gesetzt. Für Signaturen kleiner Transversalenergien müssen bei höheren Luminositäten und einem Anstieg der Triggerraten die Schnitte von „Medium“ zu „Tight“ verschärft werden und gegebenenfalls auch Prescale-Faktoren hinzugefügt werden. Trigger-Chains für Signaturen hoher Energien hingegen sollten ohne Prescales belassen werden. Neben dem Verschärfen der Selektionsschnitte werden dazu auch die Energieschwellen angehoben.

Insbesondere in der Anfangsphase des Experiments sind auch weitere wichtige Trigger-Chains aktiv, die zum Testen und Vergleichen unterschiedlicher HLT-Algorithmen (z.B. zur Spurrekonstruktion) entworfen wurden. Sie werden *Supporting-Trigger* genannt und dienen vorbereitenden Studien zukünftiger neuer Primär-Trigger. Zur Überwachung der Selektionskriterien einzelner Triggerstufen und zur Effizienzbestimmung der Chains gibt es sogenannte *Monitoring Trigger* und *NoCut-Chains*.

Nach der Zusammenstellung und Aktivierung aller benötigten Chains im Triggermenü darf die maximal erlaubte Gesamttriggerrate für das e/γ -Triggersystem aufgrund der limitierten Bandbreite in der Datennahme nicht überschritten werden. Um die maximal erlaubten Triggerraten einzuhalten, gibt es wie bereits angeführt verschiedene Strategien.

Trigger-Strategie

Die instantane Luminosität L des LHC ist seit Beginn der Datennahme des ATLAS-Experiments im April 2010 bis zum Ende des Jahres um fünf Größenordnungen von anfangs $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bis hin zu $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erhöht worden. Die Ereignisrate dN/dt der

Prozesse mit einem Wirkungsquerschnitt σ nahm dabei gemäß

$$\frac{dN}{dt} = \sigma L \quad (3.2)$$

zu. Die Triggerraten hängen idealerweise, entsprechend der Ereignisraten, ebenfalls linear von der instantanen Luminosität ab.

Aufgrund der limitierten Bandbreite während der Datennahme müssen die Triggerraten niedrig gehalten werden. Dazu gibt es verschiedene Ansätze.

Die Selektionskriterien der zu triggernden Objekte können verschärft werden. Auf der L1-Stufe ist eine Erweiterung des e/γ -Algorithmus durch Isolationskriterien möglich. Im Rahmen dieser Diplomarbeit (siehe Kapitel 4) wurde gezeigt, dass sich eine solche Erweiterung bei instantanen Luminositäten von bis zu $10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ jedoch nicht lohnt. Innerhalb des HLT hingegen ist für primäre Trigger-Chains eine Anpassung der Selektionskriterien von „Loose“ über „Medium“ zu „Tight“ ein typisches Verfahren. Eine solche Verschärfung der Selektionskriterien eines Primärtriggers mit einer hohen Triggerschwelle wird typischerweise mit dem Einführen einer Chain mit noch höherer Schwelle, aber lockerer Selektion, kombiniert.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, innerhalb einer Trigger-Chain die bereits erwähnten Prescales einzuführen. Auf der L1-Stufe wird das Prescale vom CTP nach der Triggerentscheidung gesetzt und bewirkt, dass bei einem Prescale von n nur jedes n -te Ereignis an den L2-Trigger weitergegeben wird. Im softwarebasierten HLT werden, um Rechenressourcen zu schonen, die Prescales jeweils vor Eingang der L2- und EF-Stufe gesetzt. Somit kann man die Triggerrate einer Chain auf allen drei Stufen unabhängig voneinander kontrollieren. Das erlaubt eine kombinatorische Ratenreduktion durch zusätzliche Verschärfungen der Selektionskriterien separat für jede der drei Triggerstufen. Prescales bieten vor allem eine gute Möglichkeit, die Raten der Supporting-Trigger niedrig zu halten. Innerhalb eines Menüs ist es hingegen entscheidend, dass die Primärtrigger höherer Triggerschwellen keinen Prescale haben, da neue physikalische Ereignisse gerade im hochenergetischen Bereich zu erwarten sind und man diese nicht verlieren möchte.

Das Trigger-Menü muss somit als Ganzes der steigenden Luminosität des LHCs fortwährend angepasst werden.

In Tabelle 3.3 ist dargestellt, wie sich die primären Trigger für Elektronen hoher Transversalimpulse und Photonen im Laufe des Jahres seit April 2010 entwickelt haben. Der Gesamtzeitraum der Datennahme ist in Perioden⁷ von A bis I unterteilt, innerhalb derer Änderungen der LHC Bunch-Konfiguration vorgenommen wurden, was wiederum zu einem Anstieg der Luminosität führten. Anfangs wurde die Ereignisselektion noch ausschließlich vom L1-Trigger bestimmt. Mit ansteigender Luminosität wurde jedoch bald auch der HLT in Form von Trigger-Chains zur Ereignisselektion aktiviert.

⁷Eine Periode entspricht typischerweise einem Zeitraum von etwa einem Monat und ist in sogenannte *Runs* unterteilt. Ein Run stellt eine innerhalb eines zusammenhängenden Zeitraums von mehreren Stunden bis zu einigen Tagen erfolgte Datennahme durch den Detektor dar.

Periode	e-Trigger	γ-Trigger
A-B	L1_EM10	L1_EM2
C	L1_EM10	g3_loose
D	L1_EM10	g10_loose, 2g5_loose
E	L1_EM14	g15_loose, g17_etcut, 2g5_loose
F	e15_loose, e10_medium	g20_loose, 2g10_loose
G-I	e20_loose, e15_medium	g40_loose, g20_loose (PS), 2g15_loose

Tabelle 3.3: *Entwicklung der primären Elektron- und Photontrigger hoher Energieschwellen im Laufe der Datennahmeperioden A bis I im Jahr 2010 [7]*

4 Studie zur Erweiterung des Level-1-Triggeralgorithmus durch Isolationskriterien

4.1 Einführung

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Studie zur Erweiterung des e/γ -Triggeralgorithmus auf Level-1-Stufe durch Isolationskriterien. Es ist untersucht worden, wie hoch die dabei erzielbaren Reduktionen der Level-1-Accept-Raten unterschiedlicher EM-Trigger-Items wären und wieviele Elektronen¹ dabei verworfen werden würden.

Gegenwärtig ist das einzige Selektionskriterium der Level-1 EM-Trigger-Items die Überschreitung einer bestimmten Energieschwelle durch die in **EMClus**-Elementen (siehe Kapitel 3.2) online gemessenen Energiedepositionen. In Zukunft ist es vorgesehen, durch zusätzliche obere Veto-Schwellen auf die Energiedepositionen im hadronischen Kernbereich **hadCore**, hadronischen Isolationsring **hadIsol** und elektromagnetischen Isolationsring **EMIsol**, die aufgrund der zunehmenden Luminosität des LHCs steigenden Level-1-Accept-Raten zu reduzieren. Dadurch soll der HLT entlastet und die Verschärfung der Selektionskriterien zunehmend auf allen drei Triggerstufen verteilt werden.

Entscheidend ist, dass dabei ein nicht zu hoher Anteil an offline identifizierbaren Elektronen verworfen werden würde. Wie in Kapitel 3.1 bereits beschrieben, entwickeln Elektronen im Kalorimeter einen engen elektromagnetischen Schauer mit nur geringer Tiefe, so dass üblicherweise weniger als 1 % der gesamten Schauerenergie im hadronischen Kalorimeter deponiert wird [6]. Um den dominierenden hadronischen Untergrund bereits auf Level-1-Stufe (L1) zu unterdrücken, können auf Variablen, die den Energiedepositionen innerhalb der folgenden Elemente entsprechen, Isolationskriterien anzuwenden, die der charakteristischen Schauerform von Elektronen anzupassen sind:

- Im **EMIsol**-Bereich sind für isolierte Elektronen, wenn überhaupt, nur sehr kleine Energiedepositionen durch seitliche Ausläufer der elektromagnetischen Schauer zu erwarten, da durch den *Overlapping-Sliding-Window* Algorithmus des L1-Triggers die Position des RoI-Kandidaten gerade so gewählt wird, dass im EMIsol-Bereich keine größere Energiedepositionen zu erwarten sind.

¹Im Folgenden werden Elektronen und Positronen aufgrund ihrer identischen Signatur im Kalorimeter gemeinsam als „Elektronen“ bezeichnet.

- Im *hadCore*-Bereich sind nur für hochenergetische Elektronen durch Ausläufer ihrer elektromagnetischen Schauer mit kleinen Energiedepositionen zu rechnen.
- Im *hadIsol*- und *EMIsol*-Bereich sind für hadronische EM-Triggerkandidaten aus Jet-Ereignissen Energiedepositionen zu erwarten. Ein hochenergetisches Hadron aus einem Jet wird vom L1-Trigger als EM-Triggerkandidat erkannt, während die weiteren hadronischen Fragmente des Jets im elektromagnetischen - bzw. hadronischen Isolationsring zusätzliche Energie deponieren. Zudem sind von Hadronen induzierte Schauer breiter als solche von Elektronen gleicher Energie.

In Kapitel 3.1 wurden die drei in den Offline-Analysen verwendeten Grunddefinitionen für Elektronen vorgestellt, die sich in der Härte der angewandten Identifikationschnitte voneinander unterscheiden und sich von „Loose“ über „Medium“ zu „Tight“ hin zunehmend der Anteil an echten Elektronen innerhalb eines vorgegebenen Datensatzes erhöht. Um einen möglichst reinen Satz echter Elektronen zu erhalten, wurden $W \rightarrow e\nu$ und $Z \rightarrow ee$ Zerfallskandidaten aus den in dieser Analyse verwendeten Datensätzen selektiert. Es wurde die Auswirkung der Isolationschnitte auf mögliche Verluste solcher echten Elektronen untersucht. Im Folgenden wird die Selektion der Z - und W -Zerfälle beschrieben. Die Selektion der Elektronen aus $Z \rightarrow ee$ Zerfällen wurde zudem in der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analyse der e/γ -Triggereffizienzen verwendet (siehe Kapitel 5.4, 6.4).

4.2 Elektron-Selektion aus W - und Z -Boson Zerfällen

Die hier angewandte und im Folgenden beschriebene Prozedur zur Selektion von $Z \rightarrow ee$ und $W \rightarrow e\nu$ Zerfallskandidaten entspricht weitestgehend der aus der ATLAS-Publikation [9].

Ereignis-Vorselektion

In einer ersten Vorselektion werden Kollisionsereignisse verworfen, die sich innerhalb sogenannter *Lumiblocks*² (LB) befinden, die nicht in der für diese Analyse verwendeten *Egamma-Good-Run-List* (EgammaGRL) aufgelistet sind. Des Weiteren wird gefordert, dass die Ereignisse einen offline rekonstruierten Primär-Vertex mit mindestens drei Spuren aufweisen.

Elektron-Selektion

Erfüllt ein Ereignis die oben genannten Bedingungen, so werden innerhalb des selben Ereignisses nur die Elektronkandidaten zur weiteren Analyse verwendet, die sich nicht in der Nähe der Übergangsregion des elektromagnetischen Kalorimeters zwischen dem EMB und den EMECs in $1,37 < |\eta| < 1,52$ befinden. Zudem werden Elektronen die sich in

²Ein *Lumiblock* entspricht einem zeitlichen Intervall stabiler Strahlkonditionen des LHC.

$|\eta| > 2,47$ befinden ebenfalls verworfen, da der für den e/γ -Higher-Level-Trigger relevante innere Detektor nur den Bereich bis $|\eta| < 2,5$ abdeckt.³

Seit der Inbetriebnahme des ATLAS Detektors traten zunehmend Hardware-Probleme durch defekte Laserdioden auf, die der optischen Übertragung der Kalorimetersignale dienen (engl. *optical transmitter*, OTx) [26]. Dadurch konnten Signale von bis zu 2 % aller Zellen des elektromagnetischen Kalorimeters nicht ausgelesen werden. Elektronkandidaten die sich in solchen Regionen befinden, werden daher ebenfalls verworfen [9].

Um zu gewährleisten, dass die verwendeten Offline-Elektronkandidaten durch Rekonstruktionsalgorithmen ausgehend vom Cluster („*el_author=1*“) oder ausgehend vom Cluster oder der Objektspur („*el_author=3*“) rekonstruiert wurden, wird gefordert, dass sie als Elektronkandidaten des Typs „*el_author=1*||3“⁴ markiert sind.

Die bisher aufgelisteten Kriterien entsprechen der Ende des Jahres 2010 aktuellen Vorselektion für Elektronkandidaten in e/γ -Analysen am ATLAS Experiment, die ausgehend von der in [6] beschriebenen Standard-Vorselektion fortwährend optimiert werden.

Das Ziel der Anwendung der folgenden Schnitte ist die Reduktion des am LHC dominierenden hadronischen Untergrunds, der von Dijet-Ereignissen dominiert wird. Dies ist notwendig, um Z - und W -Zerfälle eindeutig rekonstruieren zu können [9].

Z-Zerfälle

Zur Selektion von $Z \rightarrow ee$ Zerfällen sind die in Tabelle 4.1 aufgelisteten Schnitte auf die Elektronkandidaten innerhalb der Ereignisse angewandt worden.

Anforderungen
Elektronen mit $E_T^{clus} > 20\text{GeV}$
Zwei „Medium“ Elektronen pro Ereignis
Entgegengesetzte Ladungen dieser zwei Elektronen
$80\text{ GeV} < M_{ee} < 100\text{ GeV}$

Tabelle 4.1: Anforderungen zur Selektion von $Z \rightarrow ee$ Ereigniskandidaten.

Der hohe Schnitt auf E_T^{clus} ist dabei entscheidend für die Unterdrückung des hadronischen Untergrunds. Enthält ein Ereignis genau zwei „Medium“-Elektronen entgegengesetzter Ladung, wird die invariante Masse M_{ee} des e^+e^- -Paares gemäß

$$M_{ee} = \sqrt{(E_{e^-}^{clus} + E_{e^+}^{clus})^2 - (\mathbf{p}_{e^-} + \mathbf{p}_{e^+})^2} \quad (4.1)$$

berechnet. In Abbildung 4.1 ist die Verteilung der invarianten Massen von 9027 Elektron-Positron-Paaren aus Datensätzen mit insgesamt $43,45\text{ pb}^{-1}$ integrierter Luminosität zu

³Die Offline-Position eines rekonstruierten Elektronkandidaten in η (und auch in ϕ) bezieht sich auf dessen energiegewichtetes Cluster-Zentrum. Um zu gewährleisten, dass der gesamte Cluster innerhalb der vorgesehenen η -Region und außerhalb der Übergangsregion liegt, ist es notwendig, die η -Schnitte geringfügig enger zu setzen.

⁴ATLAS-interne Softwarebezeichnung.

sehen. Diese M_{ee} -Verteilung sollte als Resonanzkurve der erzeugten Z-Boson-Masse im Idealfall einer relativistischen Breit-Wigner-Verteilung mit einem Maximum bei etwa 91,2 GeV entsprechen [2]. Aufgrund von Energieverlusten der Elektronen durch Bremsstrahlung ist sie jedoch mit einer leichten Asymmetrie hin zu kleineren M_{ee} -Werten verschoben. Der Untergrund wird vom QCD-Prozessen dominiert [9], ist jedoch, wie hier zu erkennen ist, sehr niedrig und verläuft gleichmäßig über die gesamte Signalregion.

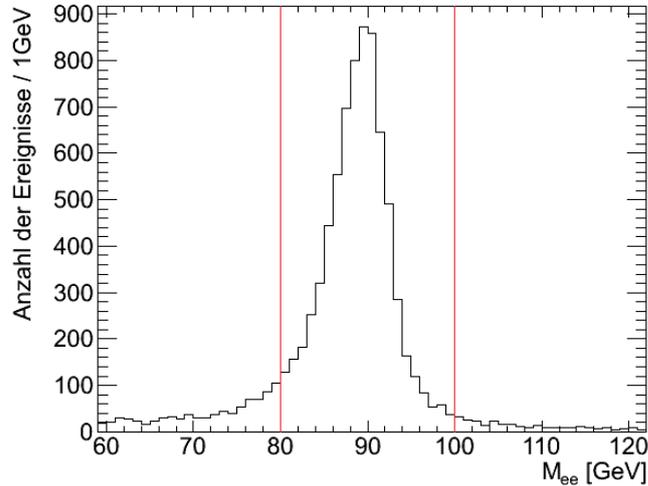


Abbildung 4.1: Die zwischen 80 GeV und 100 GeV innerhalb der roten Markierungen rekonstruierten invarianten Massen der e^+e^- -Paare werden als $Z \rightarrow ee$ Zerfälle identifiziert. Wie man erkennen kann, ist der im Verhältnis zu dieser Z-Boson-Resonanzkurve sehr niedrige Untergrund vernachlässigbar.

Ein $Z \rightarrow ee$ Ereigniskandidat wird als ein solcher erkannt, wenn sich die berechnete invariante Masse des e^+e^- -Paares innerhalb des sogenannten *invariant mass window* zwischen 80 GeV und 100 GeV befindet. Aus Datensätzen, die einer gesamten integrierten Luminosität von $43,45 \text{ pb}^{-1}$ entsprechen, konnten so 7203 solcher Zerfälle selektiert werden, wodurch man 14406 reine, isolierte und echte Elektronen erhält.

W-Zerfälle

In Tabelle 4.2 sind die Schritte zur Selektion der $W \rightarrow e\nu$ Zerfälle aufgelistet.

Anforderungen
Elektronen mit $E_T^{clus} > 20 \text{ GeV}$
Ein „Medium“-Elektron pro Ereignis
$E_T^{miss} > 25 \text{ GeV}$
$M_T > 40 \text{ GeV}$

Tabelle 4.2: Anforderungen zur Selektion von $W \rightarrow e\nu$ Ereigniskandidaten.

Dabei werden Ereignisse mit genau einem „Medium“-Elektron mit $E_T^{clus} > 20 \text{ GeV}$ und

einer fehlenden Transversalenergie E_T^{miss} von über 25 GeV selektiert, was einem Kandidaten für ein $e\nu$ -Paar entspricht. Anders als bei den e^+e^- -Paaren aus Z -Zerfällen ist es hier nicht möglich die invariante Masse zu berechnen, da die Impulskomponenten der Neutrinos nur in der transversalen x - y -Ebene als fehlende Energie E_T^{miss} gemessen werden können. Daher berechnet man zur Rekonstruktion der W -Bosonen die sogenannte *Transversale Masse* M_T , die sich in ihrer Berechnung von der invarianten Masse dadurch unterscheidet, dass nur die Impuls- und Energiekomponenten in x - y -Richtung verwendet werden. Sie ergibt sich aus

$$M_T = \sqrt{2E_T^{clus}E_T^{miss}(1 - \cos(\Delta\phi))} \quad (4.2)$$

wobei $\Delta\phi$ der Offline-Winkelabstand in ϕ -Richtung zwischen Elektron- und Neutrino-kandidat ist. Daraus folgt, dass die Transversalmasse des Teilchensystems immer nur höchstens genau so hoch sein kann wie die entsprechende invariante Masse $M_{e\nu}$.

In Abbildung 4.2 ist die M_T -Verteilung von insgesamt 183934 $W \rightarrow e\nu$ Ereigniskandidaten aus Datensätzen aufgetragen, die einer gesamten integrierten Luminosität von 43,45 pb^{-1} entsprechen. Man erkennt das für so rekonstruierte W -Bosonen typische *Jacobi'schen Maximum* [2]. Die Kante dieser Verteilung bei hohen M_T entspricht dem Fall einer Elektron- und Neutrinoemission in die Transversalebene, d.h. mit verschwindenden Impulskomponenten in z -Richtung. Hierfür gilt folglich $M_T = M_{e\nu}$, so dass die W -Boson-Masse gerade dem M_T -Wert dieser Kante entspricht.

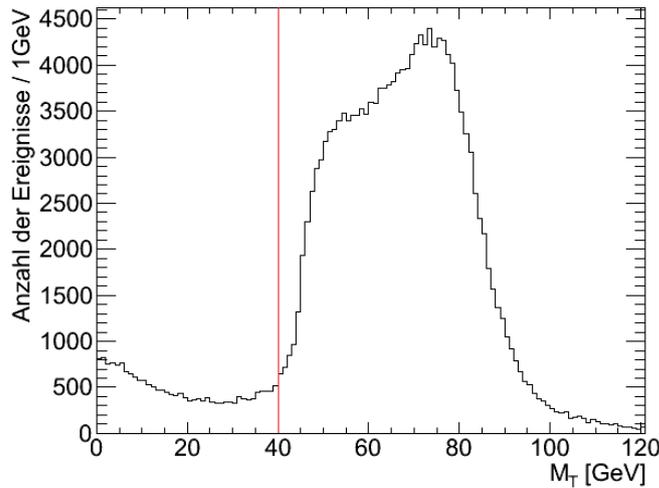


Abbildung 4.2: Ereignisse, die ein Elektron-Neutrino-Paar mit einer rekonstruierten Transversalmasse M_T von über 40 GeV beinhalten (rechts der roten Markierung), werden als $W \rightarrow e\nu$ Zerfälle identifiziert. Man erkennt für diese Verteilung im Vergleich zur Z -Boson-Resonanzkurve in Abbildung 4.1 einen höheren, aber dennoch vernachlässigbaren Untergrund.

Der geringe Untergrund in der Signalregion wird von $W \rightarrow \tau\nu$ Zerfällen und anschließenden leptonicen oder hadronischen τ -Zerfällen dominiert. Solche Untergründereignisse entsprechen in der M_T -Verteilung in Abbildung 4.2 der sichtbaren Überlagerung

des Hauptmaximums im Anstiegsbereich mit einem kleinen zweiten Maximum. Durch ein Anheben des Schnitts auf die Mindestenergie der Elektronkandidaten E_T^{clus} in der Ereignisselektion und Fordern eines „Tight“-Elektrons kann dieser Untergrund minimiert werden. Da es sich jedoch um ebenfalls echte Elektronen aus τ -Zerfällen handeln kann und der Untergrund zudem nur gering ist, wird hierauf verzichtet. Hin zu kleineren M_T -Werten wird der Untergrund zunehmend von QCD-Prozessen bestimmt. Dieser ist jedoch in der Signalregion vernachlässigbar [9].

Ein $W \rightarrow e\nu$ Ereigniskandidat wird als ein solcher erkannt, wenn für die berechnete Transversalmasse $M_T > 40$ GeV gilt. Aus den selben Datensätzen, die auch schon für die Z -Selektion verwendet worden sind, konnten insgesamt 164405 solcher Zerfälle selektiert werden, aus denen man ebenso viele saubere, isolierte und echte Elektronen erhält.

Gemeinsam mit den Elektronen aus Z -Zerfällen erhält man insgesamt 178811 echte Elektronen aus zwei unterschiedlichen physikalischen Zerfallsprozessen. Anhand dieses Satzes an relativ reinen echten Elektronen kann nun untersucht werden, wie sich deren vom Level-1-Trigger online erkannte Signatur im Kalorimeter vom hadronischen Untergrund unterscheidet um gegebenenfalls entsprechende Isolationsschnitte anwenden zu können.

4.3 Triggerraten und Effizienzen

Methode der Analyse

Die vom Level-1-Trigger generierten EM RoIs werden kaum durch echte Elektronen, sondern hauptsächlich durch Hadronen aus den dominierenden Dijet-Ereignissen verursacht. Um die Auswirkungen der Isolationsschnitte auf die Anzahl der generierten EM RoIs zu quantifizieren und die dadurch erzielbare Reduktion des hadronischen Untergrunds auf L1-Stufe zu bestimmen, wird die folgende Größe

$$R_{frac} := \frac{\text{Anzahl EMX RoIs nach Isolationsschnitten}}{\text{Anzahl aller EMX RoIs}} \quad (4.3)$$

eingeführt, wobei EMX für einen der drei hier untersuchten L1-Trigger-Items EM5, EM10 oder EM14 steht.

Die Auswirkung der Isolationsschnitte auf mögliche Verluste von „Loose“- , „Medium“- , „Tight“- oder echten Elektronen aus „ W^{\pm} “- und „ Z “-Zerfällen wird durch die folgendermaßen definierte Effizienz

$$\varepsilon := \frac{\text{Anzahl EMX selektierter Elektronen nach Isol.-Cuts}}{\text{Anzahl aller EMX selektierten Elektronen}} \quad (4.4)$$

beschrieben.

Ein Offline-Elektron wird vom Level-1-Trigger als *selektiert* betrachtet, wenn seinem Cluster innerhalb eines Winkelabstandes von $\Delta R < 0,15$ eine EMX RoI zugeordnet werden kann (auch „*Matching*“ genannt, siehe Kapitel 5.1). Die Isolationsschnitte werden

dann auf die dem Elektron nächsten EMX RoI innerhalb dieses Raumwinkelbereichs angewandt.

Die in diesem Kapitel vorgestellte L1-Isolationsanalyse bestand darin, innerhalb eines Datensatzes auf EMX selektierte L1-Trigger-Objekte, aus denen eine EMX RoI hervorgegangen ist, zusätzliche Isolationskriterien anzuwenden. Die Isolationskriterien wurden als Veto-Schnitte für das Überschreiten einer maximal noch zulässigen Energiedeposition in den hadCore-, hadIsol- und EMIsol-Regionen angewandt und variiert. Dabei wurden die Auswirkungen auf R_{frac} und ε untersucht.

Das Ziel der Analyse war die Überprüfung, ob und in welchem Umfang die Raten der erzeugten EMX RoIs verringert werden können, ohne dabei zu hohe Effizienzeinbußen in Kauf nehmen zu müssen. Es sollte zudem bestimmt werden, welche der drei Isolationsschnitt-Variablen und -Werte sich gegebenenfalls für eine Erweiterung des Level-1 EM-Triggeralgorithmus am Besten eignen könnten.

Für die Analyse wurden Datensätze des Formats „*EgammaD3PD*“ aus dem e/γ -Stream⁵ aus Periode G bis I verwendet, die insgesamt einer integrierten Luminosität von 43,45 pb⁻¹ entsprechen. Der e/γ -Stream lieferte durch die hohe Anzahl an Elektronkandidaten dabei eine hohe Statistik. Gleichzeitig werden jedoch Ereignisse in Datensätzen aus dem e/γ -Stream durch den e/γ -Higher-Level-Trigger vorselektiert, so dass bereits im HLT noch vor der Datennahme Isolationsschnitte auf Schauerweite und -tiefe der EM-Kandidaten des Level-1-Triggers angewandt werden. Um dies auszugleichen, musste gefordert werden, dass die für die Analyse verwendeten Ereignisse durch die NoCut-Chain e10_NoCut selektiert worden waren. Die Ereigniseselektion dieser Triggerchain erfolgt auf Level-1-Stufe durch den EM5-Trigger. Nach dem Level-1-Accept werden die Ereignisse im HLT ohne weitere Schnitte durchgereicht.

Umfang der Analyse

Die Analyse umfasst Isolationsschnitte als obere Grenzwerte für die drei Variablen hadCore, hadIsol, EMIsol, die den Energiedepositionen in den jeweiligen Regionen entsprechen. Es wurde untersucht, wie sich diese Isolationsschnitte auf Trigger-Items unterschiedlicher E_T -Schwellen auswirken. Dazu wurden Isolationsschnitte auf EM5, EM10 und EM14 miteinander verglichen.

Zur Studie zu R_{frac} wurden alle EM RoIs des jeweils untersuchten L1-Trigger-Items verwendet. Dabei wurde zusätzlich gefordert, dass das Ereignis durch e10_NoCut selektiert worden war.

Zur Studie der Effizienz ε wurden „Loose“- , „Medium“- und „Tight“-Elektronen verwendet und die Ergebnisse miteinander verglichen. Hierfür war keine Vorselektion der Ereignisse durch den Trigger e10_NoCut notwendig, da online durch den e/γ -Higher-Level-Trigger schwächere Schnitte auf die Elektronkandidaten angewandt werden als in deren Offline-Identifikation.

⁵Datensätze aus dem e/γ -Stream beinhalten Ereignisse, die von e/γ -Triggern selektiert worden sind.

Abschließend sind Effizienzen echter „Medium“-Elektronen aus W - und Z -Zerfälle untersucht worden.

Ergebnisse

Triggerratenreduktionen: Es zeigte sich, dass für höhere Level-1 EM-Triggerschwellen stärkere Reduktionen der erzeugten EM RoIs, d.h. niedrigere Werte für R_{frac} , erzielbar sind, was für alle drei untersuchten Isolationsschnitt-Variablen zu beobachten ist. In Abbildung 4.3 links ist dazu R_{frac} beispielhaft für die Schnitt-Variablen hadCore angewandt auf EM5, EM10 und EM14 RoIs dargestellt. Auf der x -Achse ist die maximal noch erlaubte vom L1-Trigger errechnete Transversalenergie deposition im hadronischen Kernbereich aufgetragen. Auf der y -Achse kann man den Bruchteil der tatsächlich generierten EMX RoIs ablesen, der nach diesem simulierten Isolationsschnitt übrig bleibt.

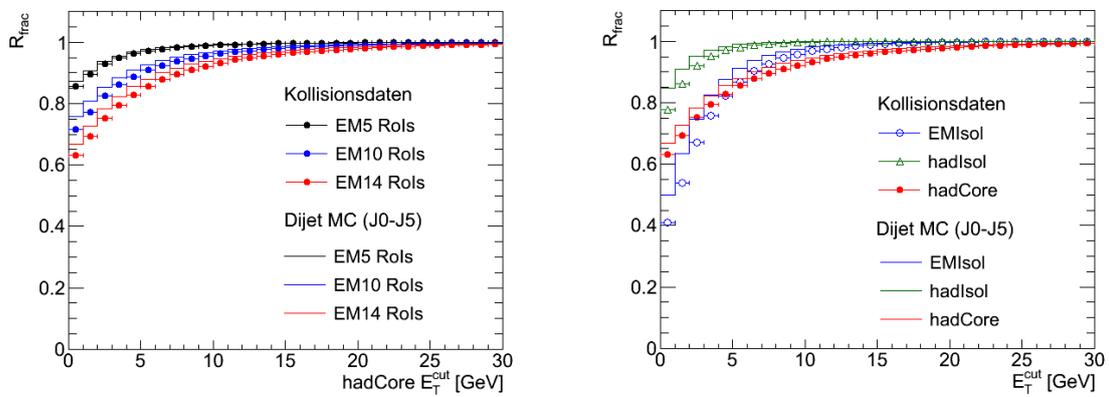


Abbildung 4.3: *Links* ist der Anteil R_{frac} der vom Level-1-Trigger generierten EM5, EM10 und EM14 RoIs dargestellt, die die simulierten hadCore-Isolationsschnitte für Vetoschwellen von 1 GeV bis 30 GeV passieren. Die Datenpunkte entstammen echten Kollisionsdaten, während die durchgezogenen Kurven aus simulierten Monte-Carlo Dijet-Ereignissen resultieren. *Rechts* ist der Vergleich von R_{frac} für EM14 RoIs bei Verwendung unterschiedlicher Isolationsvariablen für Kollisionsdaten und simulierten Dijet-Ereignissen als Funktion von E_T^{cut} zu sehen.

Man erkennt für alle drei EM-Triggerschwellen, dass durch niedrigere Veto-Schwellen bessere Reduktionen erzielt werden, da durch härtere Schnitte mehr RoIs verworfen werden können. Zudem ist für EM RoIs höherer Triggerschwellen grundsätzlich eine stärkere Reduktion zu erreichen. Der Grund hierfür ist, dass die höherenergetischen Objekte, die dementsprechend auch höhere Triggerschwellen passieren, tiefere und breitere Teilchenschauer erzeugen und somit sensitiver auf Isolationsschnitte sind und dadurch mehr solcher RoIs verworfen werden können.

Die Ergebnisse aus den Kollisionsdaten werden mit durch Monte-Carlo-Generatoren simulierten Dijet-Ereignissen verglichen, da der Großteil der vom Level-1-Trigger als EM-Kandidaten erkannten Objekte diesen in Proton-Proton-Kollisionen dominierenden Dijet-Ereignissen entstammen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung in der Verlaufcharakteristik von R_{frac} für ansteigende EM-Triggerschwellen, wobei aus Kollisionsdaten

generell etwas bessere Reduktionen resultieren. Für kleinere Isolationsschwellen werden die Übereinstimmungen der R_{frac} -Werte schlechter. Der Grund hierfür ist vermutlich, dass eine präzise Modellierung des Kalorimeterrauschens in Monte-Carlo-Simulationen generell sehr schwierig ist und eine solche zum Zeitpunkt dieser Analyse noch nicht zur Verfügung stand.

Ein weiteres Resultat zeigt sich im Vergleich der drei unterschiedlichen Schnitt-Variablen. In Abbildung 4.3 rechts ist R_{frac} für EM14 RoIs als Funktion von E_T^{cut} im Vergleich der drei Isolationsvariablen dargestellt. Hierfür sind EM14 RoIs verwendet worden, da sich für höhere Triggerschwellen, wie vorhin gezeigt, die besseren Reduktionen erzielen lassen. Es zeigte sich jedoch ebenso für EM10 und EM5 RoIs, dass durch Verwendung der hadCore-Isolationsvariable im Vergleich zu hadIsol bessere Reduktionen zu erreichen sind, da im hadronischen Kernbereich unmittelbar hinter den EM RoIs auch die höchsten Energiedepositionen des Triggerobjekts im hadronischen Kalorimeter zu erwarten sind. Die stärksten Reduktionen sind jedoch für Isolationsschnitte auf die EMIsol Variable unterhalb von 5 GeV zu erreichen. Der Grund hierfür ist, dass die Vielzahl an niederenergetischen Hadronen, die aus den Proton-Proton-Kollisionen hervorgehen, im EM Kalorimeter Schauer erzeugen und es dadurch in RoI-Nähe dann zu Energiedepositionen kommen kann, wodurch diese EM RoIs durch zu harte EMIsol-Schnitte verworfen werden können. Die Anzahl dieser Hadronen nimmt zu niedrigen Energien hin exponentiell zu.

Diese Charakteristika der R_{frac} -Resultate werden, wie in Abbildung 4.3 zu erkennen ist, ebenfalls gut durch Dijet-Ereignissen aus Monte-Carlo-Simulationen wiedergegeben.

Effizienzen: Die Effizienzanalyse zeigte für EM RoIs jeder der drei untersuchten Triggerschwellen nur eine geringe Effizienzabnahme im Vergleich von „Loose“- , „Medium“- und „Tight“-Elektronen, da im Rahmen der Offline-Elektronidentifikationen für alle diese Objekte bereits zunehmend harte Schnitte auf die Schauertiefe und -weite ausgeführt worden sind. Diese Schnitte übertreffen in ihrer Härte die hier angewandten L1-Isolationsschnitte, weshalb im Vergleich zu R_{frac} nur geringe Effizienzeinbußen resultieren. Dies zeigt, dass durch L1-Isolationsschnitte wie erwünscht deutlich mehr hadronischer Untergrund als Elektronen verworfen werden. In Abbildung 4.4 sind dazu links beispielhaft für Schnitte auf die Isolationsvariable hadCore das resultierende R_{frac} für EM14 RoIs und ϵ für EM14 selektierte „Medium“-Elektronenkandidaten aufgetragen. Dabei ist nochmals anzumerken, dass ein Großteil der „Loose“- und selbst noch „Medium“-Elektronenkandidaten Hadronen aus dem dominierenden hadronischen Untergrund sind, die als Elektronen fehlidentifiziert wurden.

Echte „Medium“-Elektronen aus W - und Z -Zerfälle sind aufgrund der angewandten Vorselektion in dieser Analyse nicht direkt mit den als „Loose“- , „Medium“- und „Tight“-Elektronen definierten Offline-Objekten zu vergleichen, da diese echten Elektronen eine Transversalenergie E_T von mindestens 20 GeV aufweisen. Somit ist zu erwarten, dass sie zum Einen auf Level-1-Stufe von EM5, EM10 und EM14 gleichermaßen selektiert worden sind, so dass ein Vergleich der Effizienz für diese echten Elektronen für die drei EM RoIs keinen Unterschied zeigt. Zum Anderen sind diese Elektronen hochenergetisch, d.h. deren EM Schauer im EM Kalorimeter sollte, wenn überhaupt, tiefere und breitere

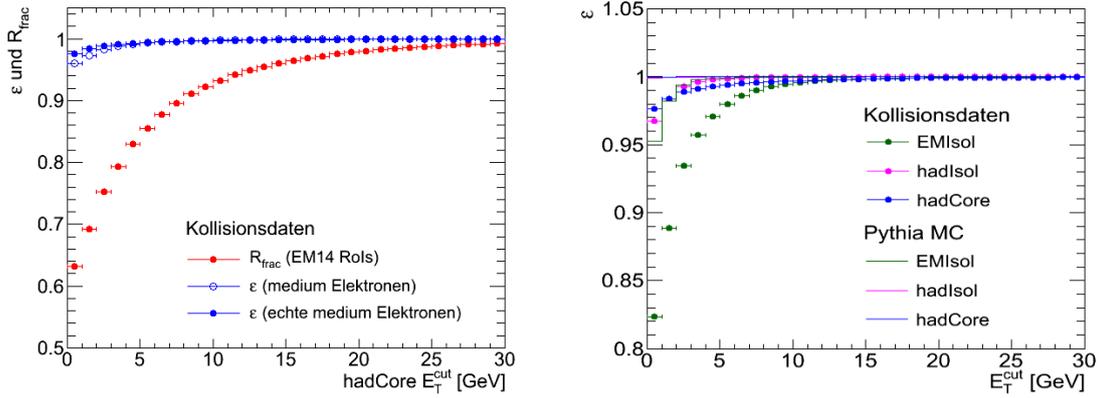


Abbildung 4.4: *Links:* Der Anteil R_{frac} der vom Level-1-Trigger generierten EM14 RoIs, die die simulierten hadCore-Isolationsschnitte für Vetoschwellen von 1 GeV bis 30 GeV passieren, im Vergleich zu den dabei erzielbaren Effizienzen für „Medium“ Elektronkandidaten und echten „Medium“ Elektronen, die vom EM14 Trigger selektiert wurden. *Rechts:* Vergleich der Effizienzen für echte Elektronen aus W - und Z -Zerfällen bei Verwendung unterschiedlicher Isolationsvariablen für Kollisionsdaten und simulierten W - und Z -Ereignissen.

re Schauer hervorbringen als die ebenfalls untersuchten „Loose“, „Medium“ und „Tight“ Elektronen ohne E_T -Schnitt. Dies hätte durch Anwenden der L1-Isolationsschnitte somit, wenn überhaupt, stärkere Effizienzeinbußen für die echten Elektronen zufolge. Wie zur Folge jedoch in Abbildung 4.4 links zu erkennen, ist genau das Gegenteil der Fall: Für hochenergetische echte „Medium“-Elektronen aus W - und Z -Zerfällen sind aufgrund der kompakten Schauer für sehr harte Isolationsschnitte sogar bessere Effizienzen erzielbar als für die vom hadronischen Untergrund dominierten „Medium“-Elektronen, auf die kein E_T -Schnitt angewandt worden ist. Dies zeigt nochmals, dass selbst hochenergetische echte Elektronen im EM Kalorimeter noch sehr enge und kompakte Schauer erzeugen.

Durch die hohe Anzahl an niederenergetischen Hadronen, die Energie im EM Kalorimeter und somit auch in der Nähe der EM RoI deponieren können, ist nicht nur R_{frac} sondern auch die Effizienz ϵ auf EMIsol-Schnitte besonders sensitiv. In Abbildung 4.4 sind dazu rechts die Effizienzen echter „Medium“ Elektronen für Schnitte auf die drei unterschiedlichen Isolationsvariablen zwischen 0 GeV und 30 GeV für Kollisionsdaten und $W \rightarrow e\nu$ und $Z \rightarrow ee$ Ereignisse aus Monte-Carlo-Simulationen dargestellt. Selbst für sehr harte Schnitte auf Energiedepositionen in der hadIsol- und vor Allem in der hadCore-Region unterhalb von 5 GeV sind für die hochenergetischen Elektronen aus den Kollisionsdaten nur sehr geringe Effizienzeinbußen zu beobachten. Durch Isolationsschnitte auf EMIsol werden hingegen, wie soeben dargestellt, vergleichsweise viele echte Elektronen verworfen. Diese Charakteristik ist in den Simulationen ebenfalls zu beobachten, wobei die Effizienzen aufgrund der Reinheit der simulierten Z - und W -Zerfälle höher ausfallen als in solchen aus Kollisionsdaten.

Um zu zeigen, dass nicht etwa eine unterschätzte Schauerbreite der echten Elektronen

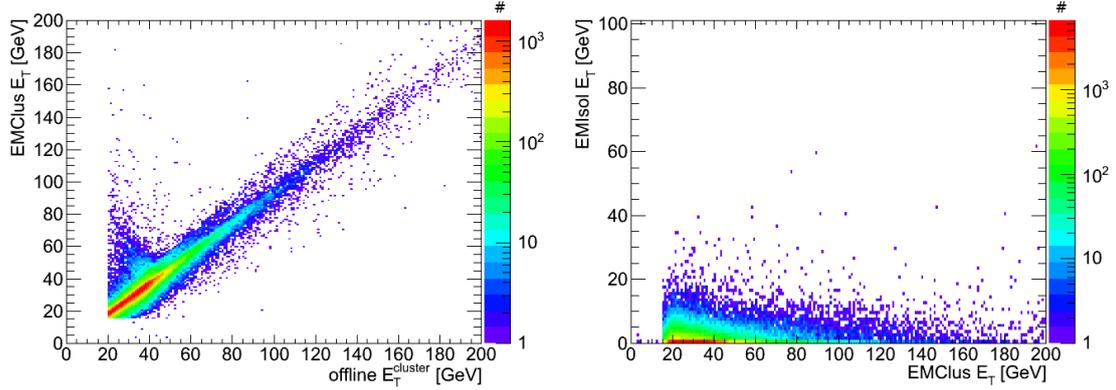


Abbildung 4.5: Korrelationsdiagramme für Online- und Offline-Energien echter „Medium“-Elektronen aus W - und Z -Boson-Zerfällen. **Links:** Korrelation zwischen der online gemessenen Energiedeposition im EMClus und der offline Cluster-Energie der Elektronen. **Rechts:** Korrelation zwischen den online gemessenen Energiedepositionen im EMIsol und EMClus.

aus W - und Z -Zerfällen für diese starke Sensitivität verantwortlich ist, sind in Abbildung 4.5 zwei Korrelationsdiagramme dargestellt: Links ist, wie zu erwarten, ein deutlich linearer Zusammenhang zwischen der Transversalenergie der offline rekonstruierten Cluster echter „Medium“-Elektronen und der entsprechenden vom Level-1-Trigger online gemessenen Transversalenergie der EMClus der zugeordneten EM-RoIs zu erkennen. Die jeweilige Anzahl der Einträge ist logarithmisch dargestellt. Idealerweise sollte eine Ursprungsgerade mit einer Steigung von nahezu eins zu sehen sein. Beachtet man die logarithmische Darstellung der Anzahlen der Einträge, so ist dies auch gut erfüllt. Die Einträge oberhalb der Diagonalen lassen sich dadurch erklären, dass innerhalb der zwei Trigger-Tower des EMClus Energie von weiteren Teilchen deponiert wurde und sich diese mit der Energie der Elektronen aufsummieren. Unterhalb der Diagonalen gibt es hingegen nur wenige Einträge. Diese stammen aus Fällen, in denen im EMClus niedrigere Energien gemessen werden als offline im Elektron-Cluster, was zu Ineffizienzen des Triggers führt. In Kapitel 6.2 wird auf Ursachen solcher Ineffizienzen näher eingegangen.

Rechts sind in Abbildung 4.5 für die selben Elektron-Cluster die vom Level-1-Trigger gemessenen Energiedepositionen in EMClus und EMIsol gegeneinander aufgetragen. Man erkennt keine Korrelation zwischen diesen beiden Größen. Würden die Energiedepositionen im elektromagnetischen Isolationsring durch seitliche Ausläufer des triggerauslösenden Schauers verursacht werden, so würde man für höhere EMClus-Werte (also Elektronen höherer Energie) auch breitere Schauer mit höheren EMIsol-Werten erwarten. Dies ist in Abbildung 4.5 rechts jedoch nicht zu erkennen. Die Ursachen für die Energiedepositionen im EMIsol-Bereich sind daher Schauer vom hadronischen Untergrund oder Kalorimeterrauschen.

Da man zu hohe Effizienzeinbußen bei der erstmaligen Erweiterung des Level-1 EM-Triggeralgorithmus durch Isolationsschnitte vermeiden möchte und eine starke Level-1

Triggerratenreduktion bei Luminositäten von $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ noch nicht dringend notwendig ist, beschränkt man sich vorerst auf hadCore und hadIsol als Kandidaten für mögliche Isolationsvariablen. Im direkten Vergleich zu hadIsol liefern, wie in Abbildung 4.3 (rechts) gezeigt, Isolationsschnitte auf Energiedepositionen im hadronischen Kernbereich hadCore eine bessere Reduktion und die höchsten Effizienzen aller drei verfügbaren Isolationsvariablen. Da jedoch mit Schnitten auf hadIsol nur geringfügig schlechtere Effizienzen erzielt werden, wurden im Folgenden Isolationsschnitte auf diese beiden Variablen miteinander kombiniert.

Zweidimensionale Isolationsschnitte Da die Energiedepositionen in den hadCore- und hadIsol-Regionen nicht vollständig miteinander korreliert sind, ist durch eine Kombination dieser entsprechenden Isolationsvariablen ohne größere Effizienzeinbußen eine zusätzliche Reduktion von R_{frac} zu erwarten.

In Abbildung 4.6 ist links die Reduktion R_{frac} der durch den Level-1-Trigger-Item EM14 generierten RoIs bei Anwendung dieses zweidimensionalen Isolationsschnitts dargestellt. Rechts ist die entsprechend resultierende Effizienz zu sehen, die, wie erwartet, selbst für absolute Vetos für Energiedepositionen im hadronischen Kernbereich und Isolationsring noch über 96 % liegt. Sollte beschlossen werden den Level-1 Algorithmus tatsächlich durch Isolationsschnitte zu erweitern, so würde man jedoch anfangs nur Effizienzeinbußen von etwa 1 % in Kauf nehmen. Dies wäre beispielsweise durch die Schnitte $\text{hadIsol} \leq 4 \text{ GeV}$ und $\text{hadCore} \leq 4 \text{ GeV}$ gegeben. Dabei würden jedoch nur etwa 25 % der generierten EM14 RoIs verworfen werden.

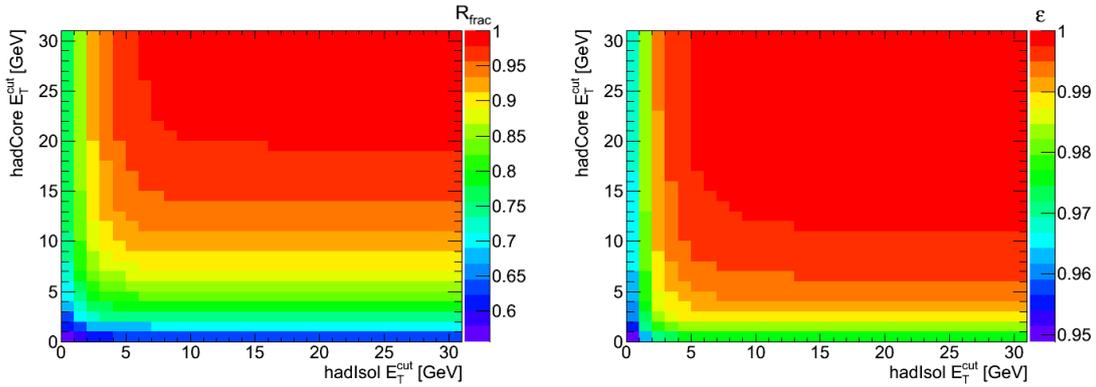


Abbildung 4.6: *Links:* Der Anteil R_{frac} der vom Level-1-Trigger generierten EM14 RoIs, die die Kombination der simulierten hadCore- und hadIsol-Isolationsschnitte für Vetoschwellen von 1 GeV bis 30 GeV passieren. *Rechts:* Vergleich der dabei resultierenden Effizienzen ϵ für echte „Medium“-Elektronen aus W- und Z-Zerfällen.

4.4 Diskussion der Ergebnisse

Schlussfolgernd kann zusammengefasst werden, dass Level-1-Isolationsschnitte für den EM-Triggeeralgorithmus nur für Trigger-Items mit höheren E_T -Schwellen relevant sind. Insgesamt wurden die besten Ergebnisse hinsichtlich möglichst hoher Reduktion von R_{frac} bei nahezu voller Effizienz durch die Kombination der Isolationsvariablen **had-Core und hadIsol** erzielt. Problematisch dabei ist dennoch, dass um einen genügend starken Effekt auf R_{frac} zu erzielen sehr harte Isolationsschnitte unterhalb von 5 GeV notwendig sind. Durch Rauschen im hadronischen Kalorimeter und gelegentlich auftretendem hadronischem Untergrund in der Nähe der EM RoIs echter Elektronen kann es durchaus vorkommen, dass im hadronischen Kernbereich hinter der EM RoI und im umgebenden hadronischen Isolationsring durch den Level-1-Trigger kleine Energiedepositionen gemessen werden. Wendet man zu harte Schnitte an, so werden gelegentlich auch echte Elektronen verworfen und die Effizienz somit geringfügig reduziert.

Die e/γ -Triggerstrategie sieht gegenwärtig größere Effizienzeinbußen nur vor, falls diese unvermeidbar sind. Da ein möglichst langes Beibehalten der vollen Effizienz erwünscht ist und die Level-1-Accept-Raten bei den derzeitigen Luminositäten von etwa $10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ noch gut zu handhaben sind, ist anhand dieser Studie beschlossen worden die Erweiterung des Level-1 EM-Triggeeralgorithmus durch Isolationskriterien nicht bereits zu Beginn der Datennahme im Jahr 2011 umzusetzen. Es werden nun höhere Luminositäten abgewartet um die Erweiterung nochmals zu prüfen. Durch das Anpassen der Triggermenüs hin zu höheren Triggerschwellen und die Zunahme an sich überlagernden Kollisionsereignissen pro Strahlkreuzung, dem sogenannten *Pile-Up*, ist bei steigender Luminosität zu erwarten, dass dann möglicherweise auch höhere Reduktionen von R_{frac} erzielbar sein werden. Entscheidend ist jedoch, dass die Effizienzen dabei nicht zu sehr minimiert werden, was durch Pile-Up passieren kann.

5 Methoden zur Untersuchung von Triggereffizienzen

5.1 Einführung

Die Aufgabe des ATLAS e/γ -Triggers ist es Elektron- und Photonkandidaten zu erkennen und, falls triggerspezifische Kriterien erfüllt werden, das entsprechende Ereignis zu selektieren. Diese triggerspezifischen Kriterien sind, dass die auf Triggerebene rekonstruierten Objekte als „Loose“- , „Medium“- oder „Tight“-Elektronen bzw. „Loose“- oder „Tight“-Photonen identifiziert werden und eine gewisse Energieschwelle überschreiten.

Die Effizienz ε eines Triggers wird bezüglich eines offline rekonstruierten und identifizierten Objekts (siehe Kapitel 3.1) angegeben. Sie ist das Verhältnis der Anzahl dieser vom Trigger selektierten Offline-Objekte zu allen solchen innerhalb des analysierten Datensatzes. Damit ist die Effizienz ein Maß dafür wie gut der Trigger die Aufgabe der Objektselektion erfüllt. Üblicherweise wird dazu ε in Abhängigkeit der offline Transversalenergien E_T und der offline η - ϕ -Positionen der Offline-Objekte, bezüglich der die Effizienz bestimmt werden soll, als $\varepsilon(E_T, \eta, \phi)$ ermittelt.

Die genaue Kenntnis der e/γ -Triggereffizienzen ist notwendig, um im Rahmen von Physik-Analysen Wirkungsquerschnitte σ von Prozessen zu bestimmen, die Elektronen und Photonen im Endzustand beinhalten. In vereinfachter Form gilt für die gemessene Ereignisrate eines Prozesses (beispielsweise der Produktion eines Z -Bosons mit anschließendem Zerfall in ein e^+e^- -Paar)

$$\frac{dN}{dt} = \sigma L \varepsilon_{rec} \varepsilon_{id} \varepsilon \quad (5.1)$$

wobei L die instantane Luminosität, ε_{rec} und ε_{id} die offline Rekonstruktions- und Identifikationseffizienz der gemessenen Zerfallsprodukte und ε die Effizienz des Triggers ist, der die zu messenden Zerfallsprodukte selektiert. Aus der Messung dieser Größen und der Ereignisrate lässt sich σ berechnen. Die Effizienzen bewirken hierbei eine Berücksichtigung der nicht rekonstruierten, identifizierten und vom Trigger selektierten Objekte. Diese wurden zwar physikalisch erzeugt, bleiben jedoch in der Analyse unerfasst. In solchen Physik-Analysen werden vorerst nur Elektronen und Photonen verwendet, deren transversale Energie E_T im sogenannten *Plateau-Bereich* der energieabhängigen Effizienzen ε liegen, wo der Trigger vollständig effizient ist. Den Effizienzwert ε für diese Plateau-Region erhält man indem man an die gemessene Kurve $\varepsilon(E_T)$ eine Fermi-Funktion

$$f(E_T) = \frac{A}{1 + \exp[-\frac{E_T - B}{C}]} \quad (5.2)$$

anpasst. Die Fit-Parameter B und C beschreiben die Lage der Triggerschwelle und den Anstieg der Effizienz an dieser Schwelle. Der Parameter A entspricht dem Wert der Effizienz $\varepsilon(E_T)$ im Plateau und kann zur σ -Berechnung verwendet werden. Die genaue Kenntnis des energieabhängigen Effizienzverlaufs durch $f(E_T)$ ermöglicht es in Offline-Analysen jedoch auch Objekte im Anstiegsbereich der Effizienz $\varepsilon(E_T)$ nahe der Triggerschwelle einzubeziehen.

Berechnung von Level-1- und Higher-Level-Trigger-Effizienzen

Die Berechnung der Effizienz der Online-Objektselektion einer Trigger-Chain erfolgt auf Level-1-Ebene relativ zu offline rekonstruierten und identifizierten Objekten. Auf Level-2- und Event-Filter-Ebene erfolgt die Effizienzberechnung bezüglich Offline-Objekten, die die vorausgegangenen Triggerstufen innerhalb der Chain erfolgreich passiert haben.

Level-1 Effizienzen

Matching: Zur Berechnung einer Level-1-Triggereffizienz (L1-Effizienz) werden zuerst die Offline-Objekte den vom L1-Trigger online rekonstruierten zugeordnet. Dazu wird für jedes Offline-Objekt innerhalb eines Ereignisses und für alle vorhandenen Ereignisse im verwendeten Datensatz der Winkelabstand

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = \sqrt{(\eta_{L1}^{EMRoI} - \eta_{off})^2 + (\phi_{L1}^{EMRoI} - \phi_{off})^2} \quad (5.3)$$

zwischen dem Cluster des Offline-Objekts und allen vom L1-Trigger generierten EM-RoI-Kandidaten berechnet. Um sicherzustellen, dass die zugeordneten EM-RoI-Kandidaten auch wirklich aus den Offline-Objekten hervorgegangen sind, muss für eine erfolgreiche Zuordnung das sogenannte *Matching-Kriterium* $\Delta R < 0,15$ erfüllt sein. Erfüllen mehrere EM-RoI-Kandidaten dieses Kriterium, so wird dem Offline-Objekt der Kandidat mit dem kleineren Abstand ΔR zugeordnet.

In Abbildung 5.1 ist zur Rechtfertigung des *Matching-Kriteriums* $\Delta R < 0,15$ eine Verteilung der berechneten Abstände ΔR zwischen „Loose“-Elektronen und deren nächste EM-RoI-Kandidaten dargestellt. Die Form dieser Verteilung wird maßgeblich durch die Größe der Trigger-Tower ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$) des L1Calo-Triggersystems festgelegt. Man erkennt für $\Delta R < 0,15$ ein deutliches Maximum, welches solchen Fällen entspricht, in denen „Loose“-Elektronen und EM-RoI-Kandidaten aus dem selben elektromagnetischen Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter rekonstruiert worden sind. Der Untergrund in dieser Verteilung stammt aus berechneten Abständen ΔR zwischen kausal nicht miteinander zusammenhängenden „Loose“-Elektronen und EM-RoI-Kandidaten.

Berechnung der Effizienz: Auf jeder Triggerstufe werden alle rekonstruierten Trigger-Objekte mit einem Bit versehen, das auf eins gesetzt wird, falls die entsprechenden Selektionskriterien erfüllt werden. Insgesamt ergeben sich L1-Effizienzen ε_{L1} aus dem Verhältnis der Anzahlen folgender Offline-Objekte innerhalb des verwendeten Datensatzes:

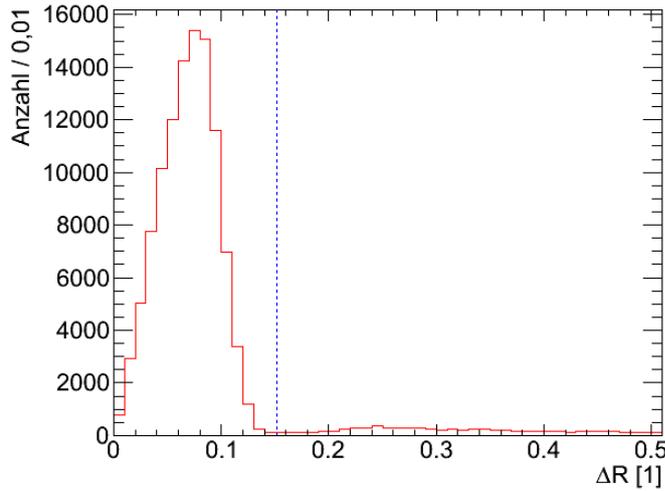


Abbildung 5.1: ΔR -Verteilung zwischen „Loose“-Elektronen und deren nächste EM RoI-Kandidaten. Diese werden einander zugeordnet, wenn das Matching-Kriterium $\Delta R < 0,15$ (blaue Linie) erfüllt wird.

- Die Anzahl N_1 der Offline-Objekte, die mit $\Delta R < 0,15$ einem L1-Trigger-Objekt zugeordnet werden können, das zudem einen auf eins gesetzten Trigger-Bit hat.
- Die Anzahl N_2 aller Offline-Objekte.

$$\varepsilon_{L1} = \frac{N_1}{N_2} = \frac{\text{Anzahl L1-selektierter Offline-Objekte}}{\text{Anzahl aller Offline-Objekte}} \quad (5.4)$$

Higher-Level-Trigger-Effizienz

L2-(EF-)Effizienzen werden in Bezug auf L1-(L2-)Selektierte Offline-Objekte angegeben. Dazu werden solchen Offline-Objekten L2-(EF-)Trigger-Objekte mit einem Matching-Kriterium von $\Delta R < 0,15$ zugeordnet. Wird dieses Kriterium von mehreren L2-(EF-)Objekten erfüllt, so ordnet man jenes mit dem geringsten Winkelabstand ΔR zu. Ist das Trigger-Bit dieses L2-(EF-)Objekts auf eins gesetzt, gilt das Offline-Objekt als von L2 (bzw. vom EF) selektiert. Die L2-(EF-)Effizienz ergibt sich somit aus den Anzahlen:

- Die Anzahl $N_{3(4)}$ der Offline-Objekte, die mit $\Delta R < 0,15$ einem L1-Trigger-Objekt zugeordnet werden können, welches ein auf eins gesetztes Trigger-Bit hat, und anschließend mit ebenfalls $\Delta R < 0,15$ einem L2-(EF-)Trigger-Objekt zugeordnet werden kann, welches ein auf eins gesetztes Trigger-Bit hat (und schließlich mit $\Delta R < 0,15$ einem EF-Trigger-Objekt zugeordnet werden kann, welches ein auf eins gesetztes Trigger-Bit hat).
- Die Anzahl N_2 aller Offline-Objekte.

$$\varepsilon_{L2(EF)} = \frac{N_{3(4)}}{N_2} = \frac{\text{Anzahl L1- und L2-(und EF-)selektierter Offline-Objekte}}{\text{Anzahl aller Offline-Objekte}} \quad (5.5)$$

Ab Kapitel 5.2 werden verschiedene Methoden vorgestellt werden, den zur Effizienzberechnung verwendeten Satz an Offline-Objekten festzulegen.

Darstellungsmöglichkeiten

Turn-On-Kurve: Die Darstellung einer L1-Triggereffizienz $\varepsilon(E_T)$ in Abhängigkeit der Transversalenergie E_T des Offline-Objekts ergibt sich aus der Division der E_T -Spektren der N_1 und N_2 entsprechenden Objekte, wie in Abbildung 5.2 dargestellt. Dabei wird für jeden Energiebereich der Histogramme die Anzahl der vom Trigger selektierten Offline-Objekte durch die Anzahl aller Offline-Objekte berechnet. Die so resultierende Effizienzkurve wird als *Turn-On-Kurve* bezeichnet.

Da im L1Calo-Trigger keine Korrekturen auf Energieverluste der Teilchen in totem Detektormaterial vorgenommen werden, sind üblicherweise Effizienzen bezüglich der sogenannten *Raw Cluster* der Offline-Objekte angegeben. Raw Cluster unterscheiden sich von den in Kapitel 3 bereits eingeführten Cluster dadurch, dass deren Transversalenergie E_T^{raw} nicht auf Verluste in totem Detektormaterial korrigiert ist. Somit kommen die offline ermittelten Energiewerte E_T^{raw} denen am nächsten, die online im L1Calo-Trigger tatsächlich gemessen werden.

Der Fehler der Messpunkte bezüglich der Energien entspricht dem jeweiligen Energieintervall der Darstellung. Der Fehler der Triggereffizienzen hingegen entspricht einem 68,3%-Konfidenzintervall unter Verwendung der Bayes-Statistik. Der hier angegebene Fehler der Level-1-Triggereffizienz errechnet sich dabei aus

$$\Delta\varepsilon = \pm \sqrt{\frac{(N_1 + 0,5)(N_2 - N_1 + 0,5)}{(N_2 + 1)^2(N_2 + 2)}} \quad (5.6)$$

wobei die Fehler für HLT-Effizienzen analog folgen, indem N_1 durch $N_{3(4)}$ ersetzt wird. Durch Anwendung der Bayes-Statistik wird berücksichtigt, dass die Effizienz nicht direkt messbar ist, jedoch die zur Effizienzbestimmung heranzuziehenden Messwerte aus den Zähler- und Nenner-Histogrammen bereits *a priori* von der Effizienz abhängig sind. Für eine detaillierte Beschreibung wird auf [15] verwiesen.

Turn-On-Kurven sind in e/γ -Triggeranalysen von Bedeutung, da aufgrund der exponentiellen Abnahme des dominierenden QCD-Untergrunds der E_T -Selektionsschnitt eines e/γ -Triggers als dessen vorgesehene Triggerschwelle entscheidend ist. Idealerweise würde der Verlauf einer Turn-On-Kurve $\varepsilon(E_T)$ dem einer Heaviside-Stufenfunktion entsprechen. Aufgrund einer im Vergleich zur offline E_T -Bestimmung niedrigeren Energieauflösung in Schritten von nur 1 GeV ist jedoch für Level-1-Trigger deren Verlauf verbreitert. Da der HLT ein besseres Auflösungsvermögen in der Energiemessung als der Level-1-Trigger hat und zusätzlich eine präzisere Energiekalibration ausgeführt wird, ist für HLT-Effizienzen ein steilerer Anstieg an der Triggerschwelle als für L1-Effizienzen zu erwarten.

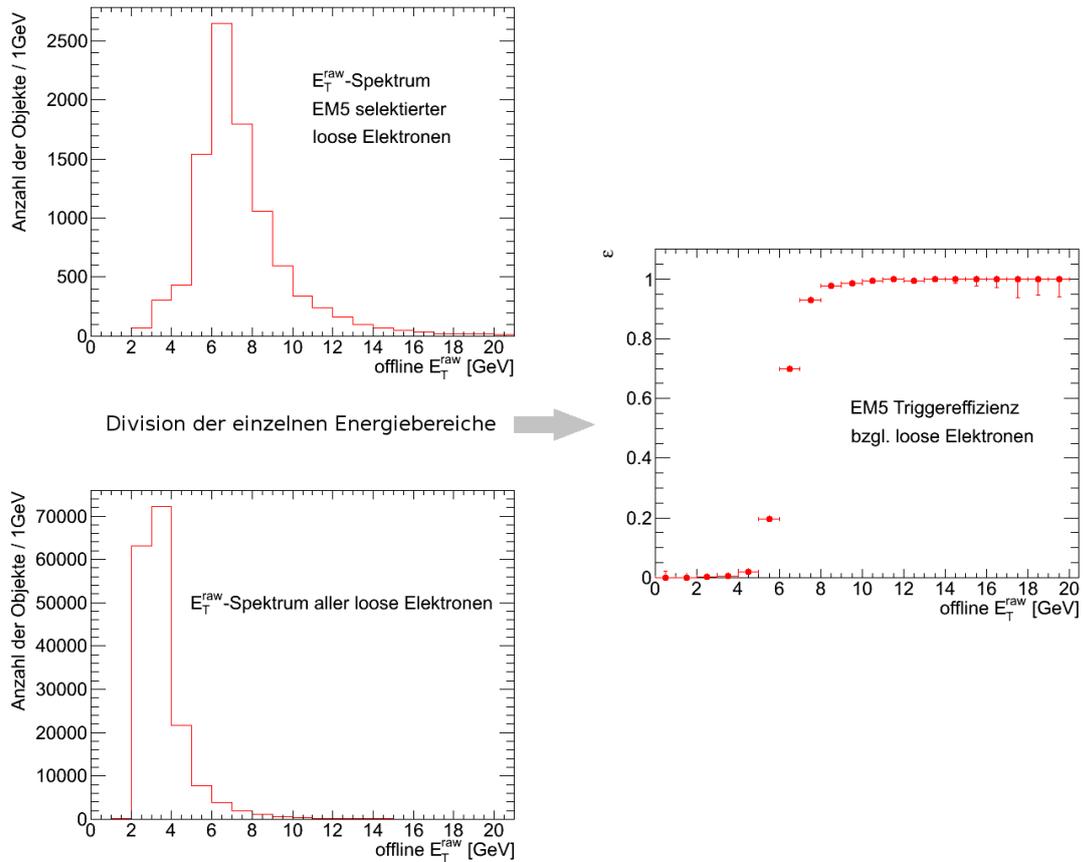


Abbildung 5.2: Turn-On-Kurve zur EM5 Triggereffizienz bezüglich der Selektion von „Loose“-Elektronen als Resultat der Division der Einträge innerhalb einzelner Energiebereiche des E_T^{raw} -Spektrums EM5 selektierter „Loose“-Elektronen durch das E_T^{raw} -Spektrum aller „Loose“-Elektronen.

Integrierte Effizienz: Eine weitere übliche Effizienzdarstellung ist die in Abhängigkeit der offline η - und ϕ -Positionen der Offline-Objekte als sogenannte *integrierte Effizienzen* $\varepsilon_{int}(\eta)$ und $\varepsilon_{int}(\phi)$. Dabei wird eine Integrationsschwelle E_T^{thr} für die Offline-Objekte festgelegt, oberhalb der deren Anzahlen gemäß N_1 und N_2 für jedes η -Intervall aufsummiert (integriert) werden. Die Darstellungen für $\varepsilon_{int}(\eta)$ und $\varepsilon_{int}(\phi)$ ergeben sich jeweils aus der Division zweier offline η - bzw. ϕ -Verteilungen von Offline-Objekten gemäß N_1 und N_2 (siehe Gleichung 5.4), die zudem $E_T > E_T^{thr}$ erfüllen (Abbildung 5.3). Die Fehler der Messpunkte ergeben sich somit analog zu den Turn-On-Kurven und entsprechen den Weiten der η -Intervalle und, was die Triggereffizienzen angeht, einem 68,3%-Konfidenzintervall unter Verwendung der Bayes-Statistik.

Während für $\varepsilon_{int}(\phi)$ aufgrund des in ϕ symmetrischen Aufbaus des ATLAS Detektors ein konstanter Verlauf zu erwarten ist, wird ein solcher Verlauf in $\varepsilon_{int}(\eta)$ nur für

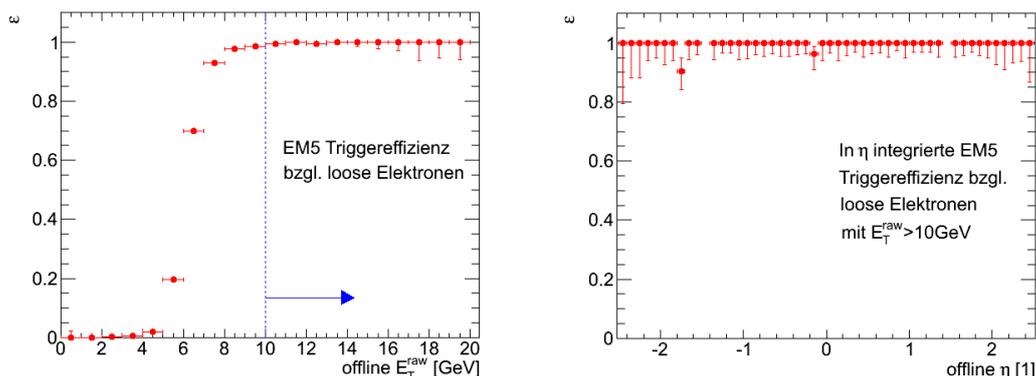


Abbildung 5.3: EM5 Triggereffizienz bezüglich der Selektion von „Loose“-Elektronen. **Links** ist die Turn-On-Kurve aus Abbildung 5.2 dargestellt. Die η -abhängige integrierte Effizienzdarstellung **rechts** resultiert indem man für jedes η -Bin die Anzahl der vom Trigger selektierten Offline-Objekte oberhalb der E_T^{thr} -Schwelle von 10 GeV (links blau eingezeichnet) mit der Anzahl aller Offline-Objekte oberhalb der selben E_T^{thr} -Schwelle dividiert.

HLT-Effizienzen erwartet. Im HLT werden die online rekonstruierten EM Cluster kalibriert. Im L1 findet jedoch keine Energiekorrektur für totes Detektormaterial statt, so dass sich in $\varepsilon_{\text{int}}(\eta)$ für einen EM-Trigger die in η symmetrische Verteilung des toten Materials zwischen Kollisionspunkt und dem EM Kalorimeter widerspiegelt. Je mehr totes Material ein Elektronkandidat auf den Weg zum EM Kalorimeter zu durchqueren hat, desto höher sind dessen Energieverluste. So misst der Level-1-Trigger online eine geringere Transversalenergie als die der Offline-Rekonstruktion, die möglicherweise online unterhalb der Triggerschwelle liegt und somit nicht vom Trigger selektiert wird, obwohl offline die Triggerschwelle überschritten wird.

Die freie Wahl der E_T^{thr} bestimmt maßgeblich die Höhe der Werte der integrierten Effizienzen. Sie wird daher üblicherweise in Trigger-Chain-Analysen an den Triggerschwellen der Items der nächsthöheren Triggerstufe gesetzt. Die EF-Schwelle wird so gesetzt, dass eine integrierte Effizienz von eins zu erwarten ist.

Im Folgenden werden drei Methoden zur Selektion der Referenzobjekte vorgestellt, die im Rahmen dieser Diplomarbeit zur Analyse der e/γ -Trigger verwendet worden sind.

5.2 Orthogonale Trigger

Die in der Triggeranalyse zur Effizienzberechnung verwendeten Referenzobjekte müssen einem Datensatz entstammen, dessen Ereignisse unabhängig vom zu untersuchenden Trigger und dessen verwendeten Detektorsystemen vorselektiert worden sind. Würde man eine e/γ -Trigger-Chain mit einem Datensatz untersuchen wollen, dessen Ereignis-Vorselektion durch einen Trigger erfolgt ist, der Informationen aus den selben Detektoren verwendet wie der zu untersuchende Trigger, würde das die Effizienz-Messung verfä-

schen. Solche voneinander völlig unabhängigen Trigger werden als zueinander *orthogonal* bezeichnet.

Als orthogonaler Referenztrigger zum e/γ -Trigger ist im Rahmen dieser Arbeit der *Minimum Bias Trigger* verwendet worden, dessen Ereignisselektion auf Informationen des *Minimum Bias Trigger Scintillators* (MBTS) beruht [8]. Der MBTS ist ein Szintillator, der auf die Selektion von sogenannten *Minimum Bias Ereignissen*¹ während der Anfangsphase des ATLAS Experiments bei kleinen Luminositäten ausgelegt ist. Er besteht aus zwei jeweils 3,6 m vom Kollisionspunkt entfernten scheibenförmigen Plastikszintillatoren, die an den Innenseiten der beiden elektromagnetischen Endkappenkalorimeter angebracht sind. Die Scheiben haben jeweils bei einer Dicke von 3 cm einen Innen- und Außenradius von 14 cm bzw. 88 cm. Sie decken einen Bereich von $2,12 < |\eta| < 2,83$ ab und bestehen aus jeweils 16 einzelnen Szintillatorplatten. Der MBTS unterliegt einer starken Strahlungsbelastung und ist nur für eine kurze Lebensdauer konzipiert. Der MBTS wird über wellenlängenschiebende optische Leiter durch Photomultiplier über die Elektronik des TileCal ausgelesen. Die Signale gelangen über 80 m lange Kabel zum CTP des Level-1-Triggers, in dem die Trigger-Items des *Minimum Bias Trigger* Menüs implementiert sind. Wird in einem Kollisionsereignis einer dieser Items ausgelöst, so erfolgt über den sogenannten *Minimum Bias Stream* durch das DAQ eine permanente Speicherung der Daten des Gesamtereignisses. Die Offline-Referenzobjekte innerhalb eines so erstellten Datensatzes sind daher völlig unabhängig von den Detektoren, die vom zu untersuchenden e/γ -Trigger verwendet werden.

Als orthogonale Referenztrigger wurden für die in dieser Arbeit analysierten e/γ -Trigger, soweit nicht anders angegeben, aus Datensätzen des *Minimum Bias Streams* die *Minimum Bias Trigger* Items **MBTS_1** oder **MBTS_2** verwendet. Ein Elektron oder Photon aus einem solchen Datensatz wird als Offline-Referenzobjekt verwendet, wenn es im Ereignis, einen Treffer (MBTS_1) bzw. zwei Treffer (MBTS_2) im gesamten MBTS-System gab.

5.3 Bootstrapping

Die Selektion der Referenzobjekte in der Bootstrap-Methode erfolgt durch die Forderung, dass das potentielle Referenzobjekt von einem Trigger gleicher Art selektiert worden ist, welcher jedoch eine niedrigere Schwelle und lockerere Selektionskriterien als der zu untersuchende Trigger aufweist.

Dazu werden sogenannte *NoCut-Chains* verwendet. *NoCut-Chains* sind Trigger, deren Ereignisselektion ausschließlich durch die Level-1-Entscheidung erfolgt. Im HLT werden die Ereignisse nach einem L1-Accept ohne Anwendung weiterer Selektionsschnitte weitergereicht. Diese *NoCut-Chains* sind für Triggerstudien vorgesehen und sind zur Limitierung ihrer ansonsten zu hohen Raten mit hohen Prescale-Faktoren versehen.

¹ *Minimum Bias Ereignisse* sind solche, die aus den Proton-Proton-Wechselwirkungen von einem vollständig inklusiven Trigger möglichst signaturunspezifisch selektiert worden sind.

Als Referenztrigger wurde für die in dieser Arbeit mit der Bootstrapping-Methode analysierten e/γ -Triggereffizienzen die *NoCut-Chain* „e10_NoCut“ anhand von Datensätzen aus dem e/γ -Stream verwendet. Sie entspricht einem reinen Level-1 EM5 Trigger und ist zur Effizienzbestimmung von Level-1 EM-Items oder Elektron- und Photon-Triggeritems des HLT vorgesehen, deren E_T -Schwelle bei mindestens 10 GeV und somit im Plateaubereich der *NoCut-Chain* liegt.

5.4 Tag and Probe

Mit der sogenannten *Tag and Probe* Methode (**T&P**) werden Referenzobjekte zur Effizienzberechnung von Ein-Objekt-Triggerern anhand von wohlbekanntem Teilchenzerfällen vorselektiert.

Für Analysen niederschwelliger Ein-Elektron-Trigger werden dazu Elektronen aus Zerfällen des J/Ψ -Teilchens gemäß $J/\Psi \rightarrow ee$ verwendet. Für höhere Triggerschwellen ab 20 GeV verwendet man solche aus $Z \rightarrow ee$ Zerfällen, wodurch man einen Datensatz an relativ reinen offline rekonstruierten und identifizierten Elektronpaaren mit einem nur sehr geringen Untergrund erhält (siehe Abbildung 4.1). Der Effizienzberechnung mit der T&P-Methode geht also eine Selektion solcher Zerfälle voraus, die für jedes Ereignis des verwendeten Datensatzes vorher ausgeführt werden muss.

Effizienzberechnung: Die Triggereffizienzen errechnen sich folgendermaßen: Das Elektron, das online vom zu untersuchenden Trigger erfolgreich selektiert worden ist, wird als das *Tag*-Elektron definiert. Das zweite Elektron aus dem selben Teilchenzerfall, das *Probe*-Elektron, wird für die Effizienzberechnung als Referenzobjekt verwendet. Falls beide erfolgreich vom Trigger selektiert worden sind, wird das *Tag*-Elektron zufällig definiert.

Durch die Ereignisrekonstruktion ist bekannt, dass das *Probe*-Elektron einem echten entspricht und wie auch schon das *Tag*-Elektron, der Triggersignatur genügen sollte. Damit lässt sich untersuchen, wie effizient die Online-Selektion echter Elektronen durch die Algorithmen des untersuchten Triggers erfolgt.

Die Triggereffizienz ε berechnet sich aus

$$\varepsilon = \frac{\text{Anzahl der getriggerten } \textit{Probe}\text{-Elektronen}}{\text{Anzahl aller } \textit{Probe}\text{-Elektronen}} \quad (5.7)$$

wobei auch hier wiederum die Effizienz ε als $\varepsilon(E_T)$, $\varepsilon_{int}(\eta)$ oder $\varepsilon_{int}(\phi)$, analog zur Beschreibung in Kapitel 5.1, dargestellt werden kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Ein-Elektron-Trigger hoher E_T -Schwellen ab 20 GeV durch T&P mit Elektronpaaren aus vorselektierten Z -Boson-Zerfällen analysiert. Diese Vorselektion entspricht der, die in Kapitel 4.2 eingeführt worden ist. Im Vergleich zu J/Ψ -Teilchen sorgt die hohe Masse der Z -Bosonen von $91 \text{ GeV}/c^2$ für zwei hochenergetische und isolierte Zerfallselektronen (siehe Abbildung 5.4), für die in der Vorselektion aus Gründen der Untergrundreduktion eine Transversalenergie von mindestens 20 GeV

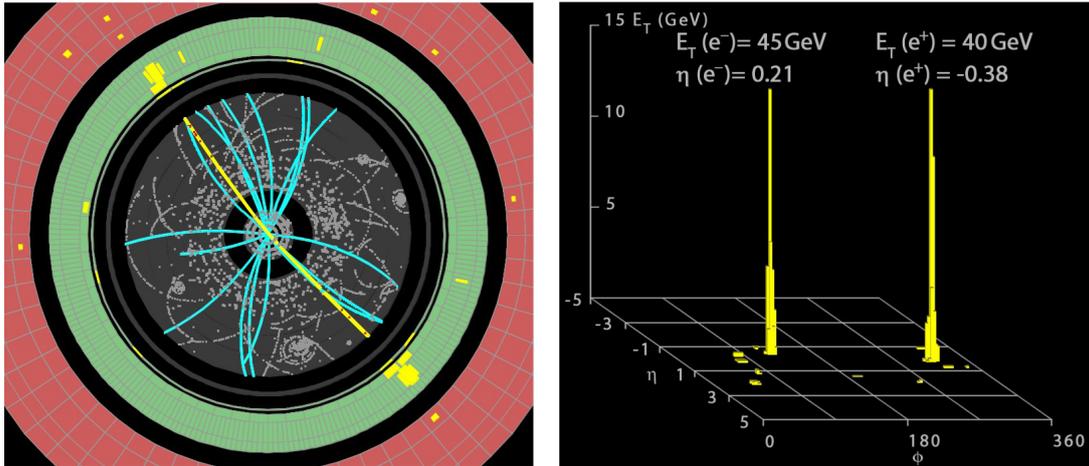


Abbildung 5.4: Darstellung eines $Z \rightarrow ee$ Zerfallskandidaten im ATLAS Detektor als Event Display (Run Number: 154817, Event Number: 968871) [17]. **Links:** Frontalansicht auf die Strahlachse. Die Spuren der beiden hochenergetischen und isolierten Elektronen im ID und deren Energiedepositionen im EM Kalorimeter gelb dargestellt. **Rechts:** Die Energiedepositionen beider Elektronen im Kalorimeter in η - ϕ -Abhängigkeit.

gefordert wird. Da man nicht auf orthogonale Referenztrigger angewiesen ist, werden Datensätze aus dem e/γ -Stream verwendet, die alle am ATLAS Experiment offline rekonstruierbaren $Z \rightarrow ee$ Zerfälle beinhalten.

5.5 Vergleich der Methoden und Diskussion ihrer Anwendbarkeit

Nach Inbetriebnahme des LHC im Frühjahr 2010 wurden am ATLAS Experiment e/γ -Triggereffizienzen anhand von Datensätzen aus dem *Minimum Bias Streams* bestimmt und somit der *Minimum Bias Trigger* als orthogonaler Referenztrigger verwendet. Der Vorteil des *Minimum Bias Streams* vollständig orthogonale Datensätze zum e/γ -Stream zu erzeugen und keine bestimmten Ereignissignaturen zu bevorzugen, bringt den Nachteil mit sich, dass Elektron- und Photon-Kandidaten innerhalb der Datensätze entsprechend selten vorkommen. Zudem ist der MBTS-Trigger mit einem der steigenden Luminosität zunehmend höheren Prescale versehen worden um den Primärtriggern mehr Bandbreite zur Datennahme zur Verfügung zu stellen. Insgesamt ist also die Anzahl der für Triggeranalysen zur Verfügung stehenden Offline-Elektronen und -Photonen eher gering und die Fehler der Effizienzberechnungen entsprechend groß. Daher muss insbesondere zur Analyse von HLT-Effizienzen für „Medium“- oder „Tight“-Elektronen bzw. „Tight“-Photonen das Bootstrapping-Verfahren anhand von Datensätzen aus dem e/γ -Stream verwendet werden, da solche Datensätze nur Ereignisse mit Elektron- und Photon-Kandidaten beinhalten. Der einschränkende Faktor für die Statistik der Effizienzberechnung ist im Bootstrapping-Verfahren der für steigende Luminositäten zunehmend höhere

Prescale-Faktor des Referenztriggers, der *NoCut-Chain*.

Ab einer insgesamt im Experiment gesammelten integrierten Luminosität von etwa 10 pb^{-1} bietet das T&P-Verfahren anhand von $Z \rightarrow ee$ Zerfällen hervorragende Möglichkeiten und genügend Statistik um Trigger höherer Schwellen für „Medium“- und sogar „Tight“-Elektronen zu untersuchen.

6 Charakterisierung des ATLAS Elektron- und Photontriggers

In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analysen zur Charakterisierung des ATLAS e/γ -Triggers vorgestellt. Neben einer umfassenden Analyse der Level-1 Triggereffizienzen und -ineffizienzen während des Zeitraums nach der Inbetriebnahme des ATLAS-Detektors im Frühjahr 2010 sind weiterhin auch Studien zum e/γ -Higher-Level-Trigger durchgeführt worden.

6.1 Einführung

Datensätze

Wie im vorherigen Kapitel bereits diskutiert, wurden für unterschiedliche Perioden des ATLAS-Experiments e/γ -Triggereffizienzen anhand verschiedener Methoden bestimmt. Im Folgenden werden die Datensätze aus Ereignissen von Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}=7$ TeV vorgestellt, die je nach angewandter Methode (soweit nicht anders angegeben) verwendet wurden. Diese Datensätze haben das Format *EgammaD3PD* (siehe Kapitel 4.1).

Orthogonaler Referenztrigger: Hierfür wurden Datensätze aus Periode E bis I aus dem Minimum-Bias-Streams verwendet, die insgesamt einer integrierten Luminosität von $36,94 \text{ pb}^{-1}$ entsprechen (15,8 Mio Ereignisse nach Prescales und Egamma-Good-Run-List). Als Referenztrigger wurde MBTS_1||MBTS_2 verwendet.

Bootstrapping: Hierfür wurden Datensätze aus Periode G bis I des e/γ -Streams verwendet, die insgesamt einer integrierten Luminosität von $L_{int}=43,45 \text{ pb}^{-1}$ entsprechen (48,3 Mio Ereignisse nach Prescales und Egamma-Good-Run-List). Als Referenztrigger wurde e10_noCut verwendet.

Tag and Probe: Siehe Bootstrapping. Es standen 6921 Probe-Elektronen aus Z -Zerfällen zur Verfügung. Ein Referenztrigger wird in der T&P Methode nicht benötigt. Die T&P Methode mit Z -Zerfällen ist aufgrund der anzuwendenden Vorselektion nur für Analysen von Trigger-Chains bzgl. Elektronen mit Transversalenergien mit $E_T^{clus} > 20$ GeV vorgesehen.

Die Ereignisse in allen drei hier verwendeten Monte-Carlo-Sätzen wurden durch den

Ereignisgenerator *Pythia* erzeugt. Anschließend durchliefen die eine durch *GEANT*¹ generierte Simulation des ATLAS-Detektors und eine Triggersimulation. Die Simulation der Offline-Objekt-Rekonstruktion und -Identifikation erfolgte über das selbe Software-Framework ATHENA, welches auch für die aus Kollisionsereignissen gewonnenen Daten verwendet wird.

Zum Vergleich der aus Daten des Minimum-Bias-Streams bestimmten Effizienzen, wurden insgesamt 4 Mio simulierte Minimum-Bias Ereignisse verwendet. Durch die Idealisierung des Detektors in der Simulation können Ursachen für Ineffizienzen und problematische Detektorbereiche identifiziert werden.

Ereignisvorselektion

Die in e/γ -Analysen am ATLAS-Experiment übliche Ereignisvorselektion wurde bereits in Kapitel 4.2 vorgestellt und findet auch hier wieder Verwendung. Es werden nur Ereignisse in die Analyse einbezogen, die sich innerhalb von *Lumiblocks* befinden, die in der *EgammaGRL* aufgelistet sind und die mindestens einen offline rekonstruierten Primärvertex aufweisen, aus dem mindestens drei Teilchenspuren hervorgehen.

Zur Bestimmung der Triggereffizienzen werden als offline Referenzobjekte Elektronkandidaten vorselektiert, die folgende Anforderungen erfüllen:

- Die Elektronkandidaten dürfen nicht als Konversionselektronen rekonstruiert worden sein.
- Sie müssen als $el_author=1$ oder $el_author=3$ Elektronkandidaten markiert sein (siehe Kapitel 4.2).
- Deren elektromagnetische Cluster müssen sich im Kalorimeter innerhalb der Bereiche $0 < |\eta| < 1,37$ oder $1,52 < |\eta| < 2,47$ befinden.
- Die Cluster der Elektronkandidaten dürfen sich nicht in den von defekten OTx-Kanälen betroffenen Bereichen des Kalorimeters befinden (siehe Kapitel 4.2).

Photonkandidaten müssen als Referenzobjekte folgende Anforderungen erfüllen:

- Die elektromagnetischen Cluster müssen sich in den Regionen $0 < |\eta| < 1,37$ oder $1,52 < |\eta| < 2,37$ befinden.
- Sie dürfen sich nicht in den Kalorimeterbereichen mit defekten OTx-Kanälen befinden.

Die Wahl einer etwas kleineren maximal noch erlaubten η -Position der Photon-Cluster ($|\eta| < 2,37$) im Vergleich zu Elektron-Cluster ($|\eta| < 2,47$) ist damit begründet, dass die für die Photon-Identifikation wichtige erste Schicht des elektromagnetischen Kalorimeters nur bis $|\eta| = 2,4$ eine genügend feine Segmentierung in streifenförmigen Kalorimeterzellen

¹GEANT (**GE**ometry **ANd** **T**racking) ist eine auf Monte-Carlo-Methoden basierende Software zur Simulation von Teilchendetektoren.

der Größe von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,00625 \times 0,1$ aufweist [3]. Dadurch können, wie in Kapitel 3.1 bereits beschrieben, prompte Photonen von solchen aus z.B. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ oder $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$ Zerfällen sowohl offline als auch online im Higher-Level-Trigger unterschieden werden.

6.2 Der Level-1-Trigger

Überblick

Zur Charakterisierung der Level-1-Triggereffizienzen bezüglich der Selektion von Elektron- und Photonkandidaten wurden die Effizienzen der Trigger-Items EM2, EM3, EM5, EM10 und EM14 analysiert. Dazu wurden Turn-On-Kurven, η - und ϕ -abhängige integrierte Effizienzen und entsprechende η - ϕ -Effizienzmappen erstellt.

Effizienzen

Turn-On-Kurven

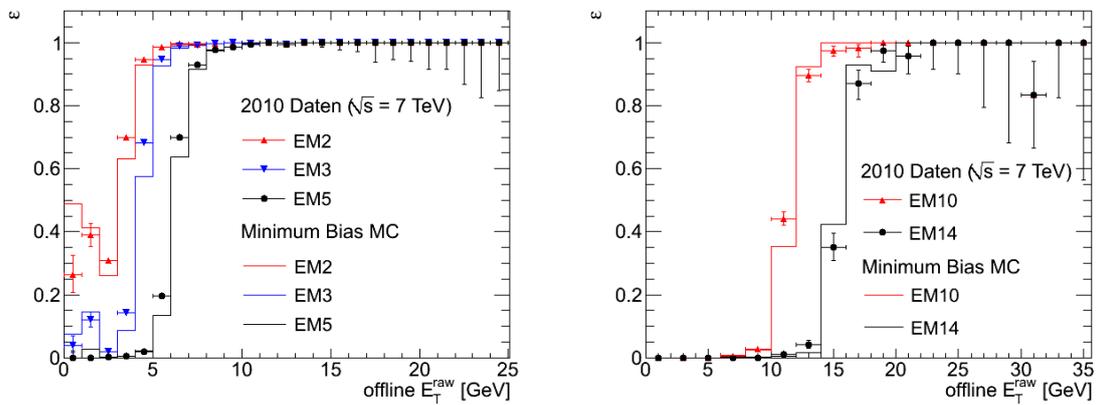


Abbildung 6.1: Die Level-1 EM2-, EM3- und EM5- (*links*) bzw. EM10- und EM14- Triggereffizienzen (*rechts*) bezüglich der Selektion von „Loose“-Elektronen als Turn-On-Kurven aus Kollisionsdaten und Monte-Carlo-Simulationen.

In Abbildung 6.1 sind die Turn-On-Kurven der Trigger-Items EM2, EM3 und EM5 (*links*) bzw. EM10 und EM14 (*rechts*) bezüglich der Selektion von „Loose“ Elektronen dargestellt. Auf der x -Achse ist die unkorrigierte offline ermittelte Transversalenergie der „Loose“-Elektronen aufgetragen. Für die EM10 und EM14 Turn-On-Kurven wurde aus statistischen Gründen eine größere Breite der Energiebereiche von 2 GeV gewählt. Auf der y -Achse ist die energieabhängige Triggereffizienz aufgetragen. Die Effizienzen wurden bzgl. der sogenannten *Raw*-Transversalenergien der Offline-Referenzobjekte aufgetragen, da auf der Level-1-Triggerstufe keine Korrekturen für Energieverluste aufgrund von totem Detektormaterial durchgeführt werden. Somit kommt E_T^{raw} der Energie, die der Level-1-Trigger tatsächlich misst, am nächsten. Für die in Abbildung 6.1 dargestellten Turn-On-

Kurven wurden die oben beschriebenen Kollisionsdaten aus dem Minimum-Bias-Stream und simulierte Minimum-Bias-Kollisionsereignisse verwendet.

Alle fünf untersuchten Level-1 EM-Trigger erreichen unter Berücksichtigung der Fehler eine exzellente Plateau-effizienz von nahezu eins.

Die Turn-On-Kurven der Level-1-Trigger EM2, EM3 und EM5 aus den Kollisionsdaten zeigen oberhalb der Triggerschwelle im Vergleich zu denen aus den Simulationen einen etwas früheren Anstieg aufgrund leichter Unterschiede zwischen der tatsächlichen und der simulierten Kalibration des L1Calo-Triggers. Die Anstiegscharakteristiken der Triggereffizienzen aus den Kollisionsdaten werden dabei jedoch insgesamt gut beschrieben.

Der Plateaubereich wird von allen drei Turn-On-Kurven für unterschiedlichen Energien erreicht. Der Trigger EM2 erreicht bei etwa 5 GeV die volle Effizienz. Das Effizienzplateau wird von EM3 bei etwa 6 GeV erreicht. EM5 ist ab 10 GeV voll effizient. Diese Resultate sind für die Zusammenstellung von Trigger-Chains relevant, da die Schwellen der innerhalb einer Chain folgenden Level-2-Trigger-Items möglichst im Plateaubereich der vorausgehenden Level-1-Trigger-Items zu setzen sind.

Die Turn-On-Kurven der Level-1-Trigger EM10 und EM14 bzgl. der Selektion von „Loose“-Elektronen im rechten Teil der Abbildung 6.1 zeigen, wieder aufgrund von Unterschieden in der Kalibration, kleine Abweichungen für die Effizienzen aus den Monte-Carlo-Simulationen. Das Effizienzplateau wird für diese beiden Trigger-Items ab 15 GeV bzw. 20 GeV erreicht. Man erkennt hier zudem, dass man mit der für diese Turn-On-Kurven angewandte Methode der Verwendung eines Datensatzes aus dem Stream des zum e/γ -Trigger orthogonalen *Minimum Bias Triggers* insbesondere für höhere Transversalenergien und Triggerschwellen an die Grenzen der Anwendbarkeit stößt, da die Statistik zunehmend schlechter wird. Dennoch ist diese die genaueste aller Methoden zur Bestimmung der Triggereffizienzen.

Man erkennt in den Turn-On-Kurven der L1-Trigger EM2 und EM3 für Energien unterhalb der Triggerschwellen im 1 GeV- und 2 GeV-Energiebereich unerwarteterweise eine nicht verschwindende Triggereffizienz in Form eines sogenannten *Bumps* (engl. für Buckel). Die großen Fehler der Effizienzwerte deutet darauf hin, dass nur sehr wenige „Loose“-Elektronen aus den Zähler- und Nennerhistogrammen (siehe Abbildung 5.2) zu diesen Effizienzen beitragen². Studien haben gezeigt, dass solche niederenergetischen Cluster von Trigger-Items höherer Schwellen selektiert werden können, wenn sich mehrere solcher Cluster in unmittelbarer Nähe zueinander befinden und durch die niedrige Raumwinkelauflösung des Level-1-Triggers von diesem als ein EMClus aufgefasst werden. Dabei werden die einzelnen Clusterenergien innerhalb eines EMClus aufsummiert,

²Dies hängt mit der Offline-Rekonstruktionsalgorithmus der Cluster zusammen: In der zweiten EM-Kalorimeterschicht werden Cluster rekonstruiert, wenn durch einen Sliding-Window-Algorithmus innerhalb eines 5×5 -Zellen großes Fenster ein lokales Maximum an deponierter Energie von mindestens 2,5 GeV gefunden wird. Innerhalb des Fensters können sich aber in seltenen Fällen auch mehrere kleine Cluster mit jeweils $E_T^{clus} < 2,5$ GeV befinden.

so dass die Triggerschwelle dann doch überschritten werden kann [10].

Dieser Effekt des Bumps tritt ebenfalls für Effizienzen in Monte-Carlo-Simulationen auf. Zur Veranschaulichung der Entstehung des Bumps in beispielsweise der Turn-On-Kurve des EM3-Triggers in Abbildung 6.1 sind daher aus den simulierten Minimum-Bias Ereignissen „Loose“-Elektronen mit $E_T^{\text{raw}} < 2$ GeV analysiert worden, die trotz zu geringen Energien vom EM3-Trigger selektiert worden sind (d.h. einer EM3 RoI mit $\Delta R < 0,15$ zugeordnet werden können). Für jeden dieser Kandidaten wurden in unmittelbarer Nähe innerhalb eines Abstands von $\Delta R < 0,3$ weitere Elektronen- oder Photonen-Cluster als *EM-Raw-Cluster* gefunden, deren Anzahlen in Abbildung 6.2 aufgetragen sind. Hierbei sind die Winkelabstände auf der x -Achse aufgetragen. Die Transversalenergien dieser benachbarten Energiedepositionen in Form von EM-Raw-Cluster, die sich innerhalb eines gemeinsamen EMClus mit den Energien der „Loose“-Elektronen aufsummieren können, sind in diesem Lego-Diagramm auf der y -Achse aufgetragen.

Für höhere Triggerschwellen verschwindet der Bump aus statistischen Gründen, da die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten zweier eng beieinander liegender hochenergetischer Cluster abnimmt.

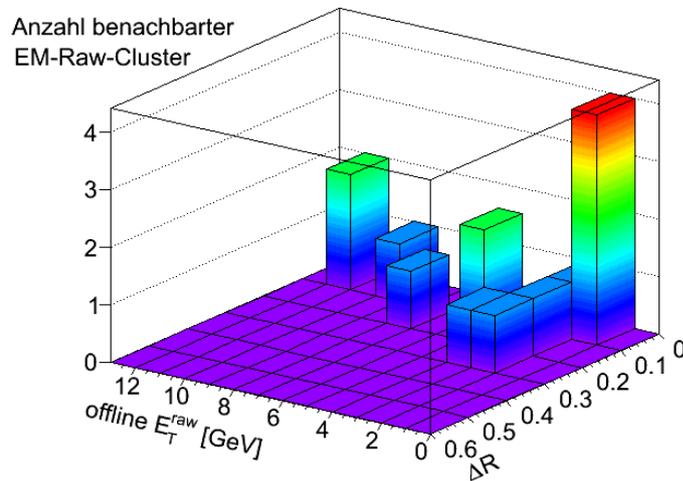


Abbildung 6.2: Lego-Diagramm zur Illustration der Entstehung des Bumps in der EM3 Turn-On-Kurve aus Abbildung 6.1 (Minimum Bias MC).

Um zu zeigen, dass der L1Calo-Trigger nicht zwischen „Loose“-Elektronen und „Loose“-Photonen unterscheidet, ist in Abbildung 6.3 die Turn-On-Kurve der EM5-Triggereffizienz im Vergleich für „Loose“-Elektronen und „Loose“-Photonen als Offline-Referenzobjekte dargestellt. Aufgrund der Zusammenfassung der einzelnen Kalorimeterzellen zu Trigger-Towern reduzierter Granularität und der großen Ähnlichkeit der durch Elektronen und Photonen induzierten elektromagnetischen Schauer, können online durch den L1Calo-Trigger diese Teilchenschauer voneinander nicht unterschieden werden. Die resultierenden Level-1-Triggereffizienzen hängen somit kaum von der verwendeten Teilchenart der

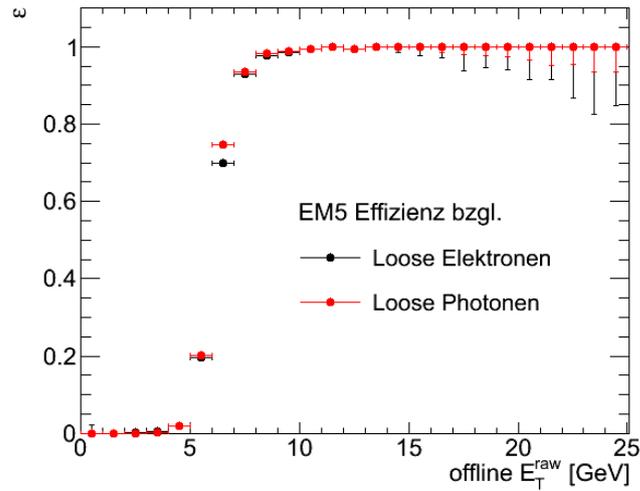


Abbildung 6.3: Vergleich der EM5-Triggereffizienzen für „Loose“-Elektronen und „Loose“-Photonen als Offline-Referenzobjekte.

„Loose“-Objektdefinitionen ab, zumal die dabei angewandten Identifikationsschnitte für Elektron- und Photon-Cluster nahezu identisch sind.

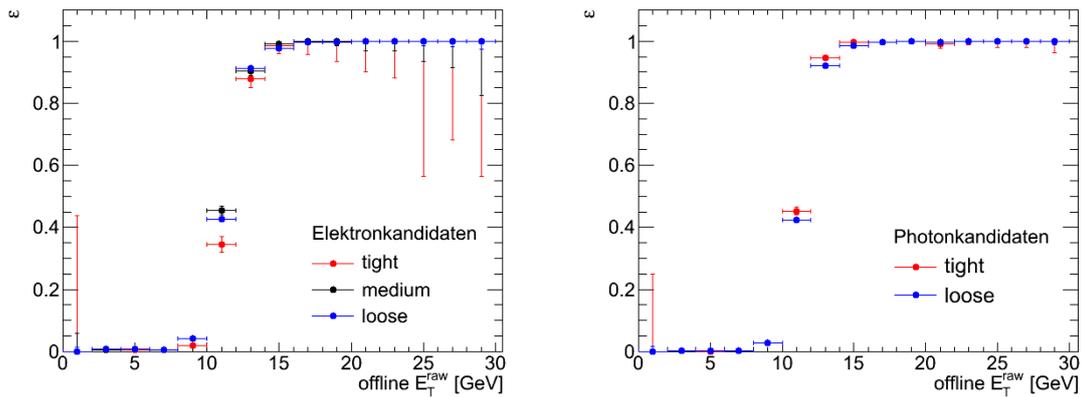


Abbildung 6.4: Vergleich der EM10-Triggereffizienzen für „Loose“- „Medium“- und „Tight“-Elektronen (*links*) bzw. „Loose“- und „Tight“-Photonen als Offline-Referenzobjekte (*rechts*).

Das Anstiegsverhalten des Level-1-Triggers ändert sich jedoch, wenn man für Effizienzbestimmungen Offline-Referenzobjekte unterschiedlicher Objektdefinitionen verwendet. In Abbildung 6.4 sind dazu unter Verwendung der Bootstrap-Methode die Effizienzen des EM10-Triggers für „Loose“- „Medium“- und „Tight“-Elektronen (*links*) bzw. für „Loose“- und „Tight“-Photonen (*rechts*) als Offline-Referenzobjekte im Vergleich dargestellt. Als Referenztrigger wurde der e10_noCut Trigger verwendet. Man erkennt auch

hier wieder für den EM10-Trigger ab 15 GeV eine exzellente Plateau-effizienz von nahezu eins. Im Anstiegsbereich der Turn-On-Kurven erkennt man für schärfere Offline-Identifikationskriterien der Referenzobjekte einen steileren Effizienzanstieg³, da der Anteil an echten Elektronen bzw. Photonen erhöht wird und für deren Selektion der Level-1 EM-Triggeralgorithmus (vgl. Kapitel 3.2) auch ausgelegt ist.

η - und ϕ -abhängige integrierte Effizienzen

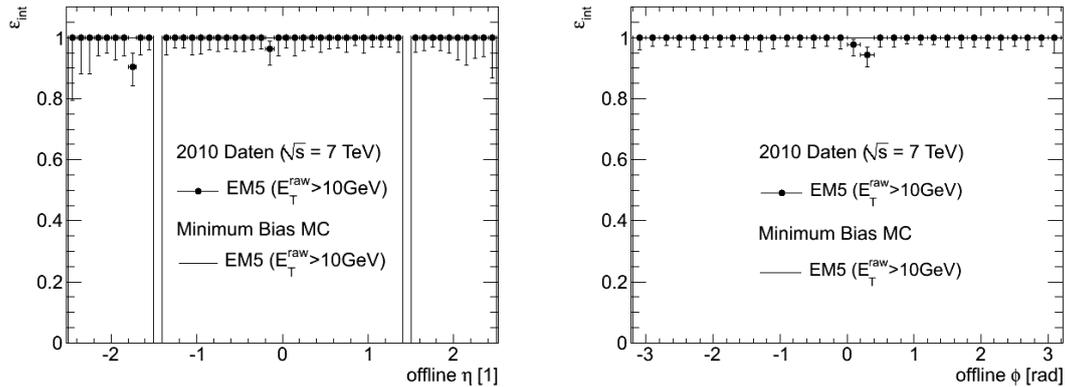


Abbildung 6.5: Level-1 EM5-Triggereffizienz bezüglich der Selektion von „Loose“-Elektronen. **Links:** η -abhängige integrierte Effizienzen mit $E_T^{thr} = 10$ GeV aus Kollisionsdaten und Monte-Carlo-Simulationen. **Rechts:** ϕ -abhängige integrierte Effizienzen mit $E_T^{thr} = 10$ GeV aus Kollisionsdaten und Monte-Carlo-Simulationen.

In Abbildung 6.5 sind links die η - und rechts die ϕ -abhängigen integrierten Effizienzen des EM5-Triggers ε_{int} bezüglich der Selektion von „Loose“-Elektronen dargestellt. Zur Bestimmung von ε_{int} für jeden η - bzw. ϕ -Bereich wurden Elektronenkandidaten mit $E_T^{raw} > 10$ GeV, also im Plateaubereich der entsprechenden Turn-On-Kurve, verwendet. Die Effizienzen wurden anhand der Datensätze des Minimum-Bias-Streams und den entsprechenden Minimum-Bias Ereignissimulationen bestimmt (siehe Kapitel 6.1).

Wie man in beiden Diagrammen erkennt, ist durch die Wahl der unteren Integrationschwelle von $E_T^{thr} = 10$ GeV die Effizienz ε_{int} für nahezu jeden η -Bereich bei 100% und der Level-1-Trigger EM5 somit, unter Berücksichtigung der Fehler, vollständig effizient. Diese Charakteristik ist ebenfalls in der Monte-Carlo-Simulation zu beobachten.

In der η -abhängigen Effizienzdarstellung ist die in e/γ -Triggeranalysen ausgeschlossene Übergangsregion zwischen dem Barrel und den Endkappen des elektromagnetischen Kalorimeters zwischen $1,4 < |\eta| < 1,5$ zu erkennen.

In Abbildung 6.6 sind die η - und ϕ -abhängigen integrierten EM3-Triggereffizienzen bzgl. der Selektion von EM-Raw-Cluster als η - ϕ -Effizienzmappen dargestellt. Links sind

³D.h. einem einer Stufenfunktion ähnlicheren Anstiegsverhalten.

die Ergebnisse aus Kollisionsdaten, rechts aus Monte-Carlo-Simulationen abgebildet, wobei wieder die Minimum-Bias-Datensätze und -Simulationen verwendet wurden. Die Effizienzwerte sind farbig dargestellt.

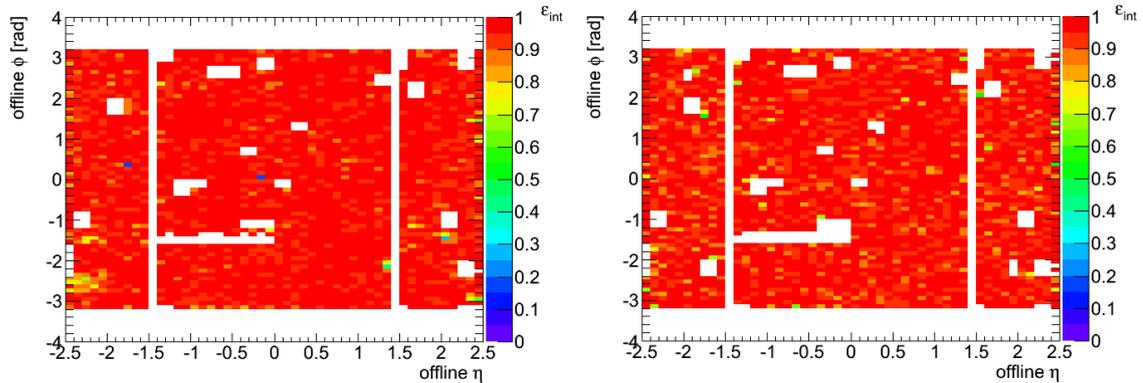


Abbildung 6.6: η - ϕ -Mappe der Level-1 EM3-Triggereffizienz bezüglich der Selektion von EM-Raw-Cluster mit $E_T^{thr} = 5$ GeV. **Links:** ε_{int} aus Kollisionsdaten. **Rechts:** ε_{int} aus Monte-Carlo-Simulationen.

Die Resultate aus den Kollisionsereignissen lassen insgesamt auf eine sehr hohe und gleichmäßige Triggereffizienz schließen. Die einzelnen kleinen blau gefärbten Bereiche entsprechen defekten Trigger-Towern innerhalb der aufgrund von Hardwareproblemen des L1Calo-Systems keine Online-Energiemessung möglich ist. Hardware-Defekte solcher Art betreffen daher alle Level-1 EM-Trigger-Items. Ein Vergleich der η - und ϕ -Positionen dieser zwei defekten Trigger-Tower mit den integrierten EM5-Effizienzen in Abbildung 6.6 können somit die Ineffizienzen um $\eta = -1,7$ und $\eta \approx -0,2$ bzw. um $\phi \approx 0,1$ und $\phi \approx 0,2$ erklären. In den MC-Simulationen werden solche Hardware-Defekte nicht simuliert.

Die weiteren kleinen Ineffizienzen werden durch Fehlkalibrationen bestimmt, können aber auch Restunstimmigkeiten in der L1Calo-Synchronisation sein (siehe 6.3). Diese führen zu lokalen Ungenauigkeiten in der Energiemessung des L1Calo-Triggers, so dass Cluster mit Energien nahe der Triggerschwellen gegebenenfalls verworfen werden.

Außer den aus der Analyse ausgeschlossenen Übergangsregionen zwischen dem Barrel und den Endkappen des EM-Kalorimeters sind in Abbildung 6.6 weitere leere Regionen als weiße Bereiche zu erkennen, die den von defekten OTx-Kanälen betroffenen Bereichen des elektromagnetischen Kalorimeters entsprechen. Da Cluster innerhalb dieser Regionen aus der Analyse ausgeschlossen werden, können hierfür keine Triggereffizienzen bestimmt werden.

Der etwas spätere Anstieg der Turn-On-Kurve des EM3-Triggers aus den Monte-Carlo-Simulationen im Vergleich zu der Kurve aus den Kollisionsdaten in Abbildung 6.1 findet sich hier in der Effizienzmappe in Form geringfügig niedrigerer Werte für ε_{int} ebenfalls wieder.

Klassifizierung der Ineffizienzen

Ineffizienzen des Level-1-Triggers im Plateaubereich können resultieren, wenn sich, wie eben gezeigt, die von den Elektron- oder Photonkandidaten induzierten elektromagnetischen Schauer in Regionen des Kalorimeters befinden, die beispielsweise von defekter L1Calo-Hardware prozessiert werden. Innerhalb der für die Triggerselektion entscheidende EMClus-Region eines EM-RoI-Kandidaten, die z.B. einen defekten Trigger-Tower beinhaltet, kann nur ein Teil der gesamten Schauerenergie gemessen werden. Liegt die vom L1Calo-Trigger insgesamt in beiden Trigger-Towern des EMClus gemessene Energie unterhalb der Triggerschwelle, wird der EM-RoI-Kandidat verworfen. Insbesondere für Cluster-Energien im Bereich der EM-Triggerschwellen dominieren jedoch Fehlkalibrationen einzelner L1Calo-Kanäle, aber auch lokale Restungenauigkeiten in der L1Calo-Synchronisation (siehe Kapitel 6.3), Cluster-Positionen an Rändern der η -Akzeptanzbereiche und der Kalorimeter-Übergangsregionen und die begrenzte Energieauflösung des L1Calo-Triggers Ungenauigkeiten in der Online-Energiemessung, die zu Ineffizienzen vor dem Erreichen des Effizienzplateaus führen können.

Ein weiterer Grund für Ineffizienzen der Level-1 EM-Trigger ist die reduzierte Granularität in Trigger-Towern mit der die Kalorimeterinformationen verarbeitet werden. Es können beispielsweise Fälle eintreten, in denen sich elektromagnetische Schauer über mehr als nur zwei Trigger-Tower erstrecken und deren Energien vom Level-1-Trigger somit nur unvollständig erfasst werden. Elektron- oder Photonkandidaten, die eigentlich vom L1-Trigger zu selektieren wären, könnten aufgrund dessen verworfen werden.

Im Folgenden werden diese Ursachen für Ineffizienzen beispielhaft anhand der in Abbildung 6.1 dargestellten Turn-On-Kurve zur EM5 Triggereffizienz bezüglich der Selektion von „Loose“-Elektronen diskutiert. Zuerst werden die oben beschriebenen Ursachen für Level-1-Triggerineffizienzen in vier Klassen unterteilt:

1. Der offline rekonstruierte Raw-Cluster des „Loose“-Elektron erstreckt sich über mehr als zwei Trigger-Tower innerhalb des EM-RoI-Kandidaten und wird daher vom Level-1 EM-Trigger nicht vollständig erfasst. Im EMClus wird online nur ein Teil der gesamten Raw-Cluster-Energie gemessen. In der hadCore und hadIsol Region werden online vom EM-Trigger keine Energiedepositionen gemessen. Die dieser Ineffizienzklasse entsprechenden Bedingungen lauten:

$$\text{hadCore}=0 \text{ GeV} \ \&\& \ \text{hadIsol}=0 \text{ GeV} \ \&\& \ \text{EMIsol}=0 \text{ GeV} \ \&\& \ \text{emtauCore} \neq \text{EMClus}$$

2. Alternativ zu (1.) kann sich ein Raw-Cluster auch zusätzlich noch im Bereich des elektromagnetischen Isolationsrings (EMIsol) erstrecken. Die zu erfüllenden Bedingungen dieser Klasse sind:

$$\text{hadCore}=0 \text{ GeV} \ \&\& \ \text{hadIsol}=0 \text{ GeV} \ \&\& \ \text{EMIsol} \neq 0 \text{ GeV}$$

3. Die vom L1-Trigger gemessenen Energiedepositionen des Clusters liegen zwar vollständig im EMClus-Bereich, jedoch wird dabei online hauptsächlich durch L1Calo-Fehlkalibrationen (aber auch aus weiteren Gründen, siehe oben) eine geringere

Energie gemessen, als anschließend offline für den entsprechenden Raw-Cluster bestimmt wird. Diese Ineffizienzklasse definiert sich über folgende Bedingungen:

$$\text{EMClus}=\text{emtauCore} \ \&\& \ \text{EMIsol}=0 \ \text{GeV} \ \&\& \ \text{hadIsol}=0 \ \text{GeV}$$

4. Im Falle als „Loose Electrons“ fehlidentifizierter Hadronen können bei besonders breiten und tiefen Schauern, die aber dennoch nach der offline Cluster-Rekonstruktion die loose-Identifikationskriterien für Elektronen erfüllen, im hadronischen Kalorimeter größere Energiedepositionen auftreten, so dass im EMClus ein Teil der Raw-Cluster Energie nicht gemessen wird. Die Bedingungen, die diese Ineffizienzklasse definieren, lauten:

$$\text{hadIsol}>0 \ \text{GeV} \ \parallel \ \text{hadCore}>0 \ \text{GeV}$$

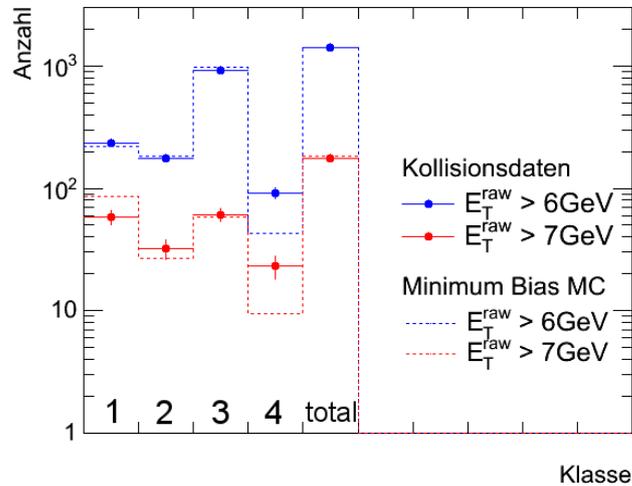


Abbildung 6.7: Häufigkeiten der Level-1 EM5-Triggerineffizienzklassen für Kollisionsdaten und Monte-Carlo-Simulationen.

Diese vier Klassen für Level-1-Triggerineffizienzen schließen sich gegenseitig aus. Ein vom EM-Trigger nicht selektierter Raw-Cluster eines hier untersuchten „Loose“-Elektronen kann daher nur einer dieser vier Klassen zugeordnet werden. In Abbildung 6.7 sind die Häufigkeiten für das Vorkommen dieser unterschiedlichen Ursachen von Ineffizienzen des EM5-Triggers für ungetriggerte Raw Cluster mit $E_T^{\text{raw}} > 6 \text{ GeV}$ und $E_T^{\text{raw}} > 7 \text{ GeV}$ aufgetragen. Die mit einem statistischen Fehler versehenen Messpunkte entsprechen den Resultaten aus Kollisionsdaten des Minimum-Bias-Streams, die gestrichelten Linien denen aus simulierten Minimum-Bias-Ereignissen (siehe Kapitel 6.1). In der fünften und letzten Histogrammkategorie ist dabei zum Vergleich der relativen Häufigkeiten der Klassen die absolute Anzahl an nicht selektierten Raw-Cluster der „Loose“-Elektronen oberhalb der entsprechenden Schwellen für E_T^{raw} aufgetragen. Die MC-Resultate sind auf die Gesamtzahl

der EM5-Triggerineffizienzen für Cluster mit $E_T^{raw} > 6$ GeV aus den Kollisionsdaten normiert. Im Vergleich des letzten Klassenbereichs zwischen Kollisionsdaten und MC ist der für MC Turn-On-Kurve bereits diskutierte spätere Anstieg nochmals zu erkennen, wenn man die Gesamteffizienzen für $E_T^{raw} > 6$ GeV und $E_T^{raw} > 7$ GeV miteinander vergleicht. Die Resultate aus den Kollisionsdaten und die beschriebenen Charakteristiken der Level-1 EM5-Triggerineffizienzen werden insgesamt dennoch in der Monte-Carlo-Simulation gut wiedergegeben.

Man erkennt ein stärkeres Vorkommen der Klasse 1 (erstes Bin) im Vergleich zur Klasse 2. Das liegt daran, dass der *Overlapping Sliding Window* Algorithmus des Level-1 EM-Triggeralgorithmus (siehe Kapitel 3.2) die Position der EM RoI Kandidaten auf lokale Energiemaxima platziert. Ineffizienzen der Klasse 3 kommen am seltensten vor, da in der Offline-Objektidentifikation (siehe Kapitel 3.1) bereits Selektionsschnitte auf Energiedepositionen im hadronischen Kalorimeter gemacht werden.

Der Vergleich der Klasse-3-Ineffizienzen zwischen Raw-Cluster mit $E_T^{raw} > 6$ GeV und mit $E_T^{raw} > 7$ GeV zeigt eine im Verhältnis zu den anderen Klassen viel stärkere Abnahme der Häufigkeiten dieser im Anstiegsbereich der Turn-On-Kurve dominierenden Triggerineffizienzklasse. Dies erklärt sich dadurch, dass wie oben bereits erwähnt gerade an der Triggerschwelle die Effizienz besonders sensitiv auf eine unvollständige Energiemessung ist.

6.3 Studien zum Betrieb des Level-1-Triggers

Einfluss der L1Calo-Synchronisierung auf die Triggereffizienzen

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde analysiert, wie sich seit der Inbetriebnahme des ATLAS-Detektors die Verbesserungen der Synchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers auf die Level-1 EM-Triggereffizienzen auswirken.

Einführung

Eine der Aufgaben des Level-1-Kalorimeter-Triggers (L1Calo-Trigger) ist die Umwandlung der analogen Pulse der Kalorimeter zu einzelnen digitalen Messwerten der zu Transversalenergien umgerechneten Energiedepositionen innerhalb der Trigger-Tower und diese dann dem ursprünglichen gemeinsamen *Bunch Crossing* (BC) korrekt zuzuordnen. Dieser Vorgang wird im L1Calo-Trigger in den Pre-Prozessor-Modulen (PPM) ausgeführt und Strahlkreuzungsidentifikation (engl. *Bunch Crossing Identification*, BCID) genannt (siehe Kapitel 3.2).

Um die Energiedepositionen innerhalb der Trigger-Tower korrekt zu erfassen und die Pulse den richtigen BCs zuzuordnen, müssen jedoch zur Auslese aller L1Calo Kanäle, also aller Trigger-Tower, diese präzise im Bereich von wenigen ns synchronisiert werden und mit der selben Latenz zum BC versehen werden, aus dem die Teilchen stammen, die die gemessenen Energiedepositionen hervorgerufen haben. Dazu ist eine präzise Synchronisation des L1Calo-Triggers notwendig, was eine hochgenaue zeitliche Bestimmung der

Maxima der digitalisierten Pulse der Trigger-Tower erfordert [20].

Die ursprüngliche Synchronisation erfolgte über die sogenannten Pulser-Systeme der LAr- und Tile-Kalorimeter, die eigentlich zur Kalibration verwendet werden [4].

Die erste Präzisionssynchronisierung erfolgte gegen Ende des Jahres 2009 anhand von Energiedepositionen durch echte Teilchen, die in sogenannten Splash-Ereignissen produziert wurden. Dabei wird ein Proton-Strahl auf einen Kollimator gelenkt, der sich außerhalb des Detektors befindet, so dass durch die Fülle der dabei erzeugten Teilchen für alle Trigger-Tower im gesamten ATLAS-Kalorimeter Signale generiert wurden. Vor der eigentlichen Synchronisierung aller Trigger-Tower musste jedoch aufgrund der Lage des Kollimators erst eine Korrektur der unterschiedlichen Teilchenflugzeiten zu den jeweiligen Kalorimeterbereichen erfolgen [20].

Anfang 2010 konnte die Synchronität des L1Calo-Triggers durch eine Reihe weiterer Splash-Ereignisse nochmals präzisiert werden, so dass insgesamt die Digitalisierung aller Trigger-Tower-Signale mit einer Genauigkeit von ± 5 ns aufeinander abgestimmt werden konnten. Die Zielvorgaben von ± 5 ns konnten somit erreicht werden [20].

Im Juli 2010 wurde durch Verwendung von Proton-Proton-Kollisionsdaten die Synchronität weiter auf ± 3 ns verbessert [20].

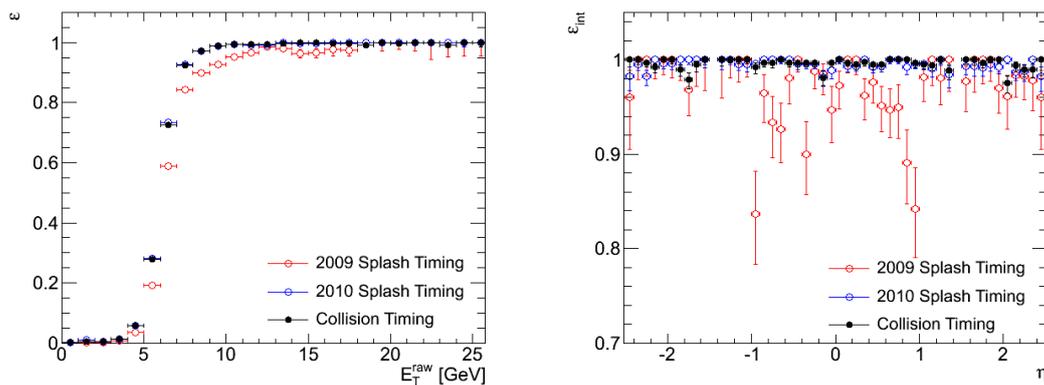


Abbildung 6.8: Level-1 EM5-Triggereffizienzen bezüglich der Selektion von EM-Raw-Cluster nach Optimierungen der Synchronität (engl. Timing Updates) des L1Calo-Triggers. **Links:** Energieabhängige Triggereffizienzen als Turn-On-Kurven. **Rechts:** η -abhängige integrierte Effizienzen mit $E_T^{\text{thr}} = 10$ GeV.

Ergebnisse

Die Synchronität des L1Calo-Triggers bezüglich der korrekten Digitalisierung der analogen Trigger-Tower-Signale der Kalorimeter beeinflusst die Auflösung der Energiemessung und somit auch unmittelbar die Level-1-Triggereffizienzen. Zwei Trigger-Tower-Signale tatsächlich gleicher Energiedepositionen werden bei besserer Synchronität vom L1Calo-Trigger online auch präziser als solche gemessen, was zu einer im Vergleich zur offline

Energiebestimmung genaueren online Energiemessung führt. Somit sind steilere Anstiege in den energieabhängigen Triggereffizienzdarstellungen, den Turn-On-Kurven, und ein früheres Erreichen der Effizienzplateaus zu erwarten.

In Abbildung 6.8 sind die Effizienzen des Level-1 EM5-Triggers bezüglich der Selektion von elektromagnetischen Raw-Clustern als Turn-On-Kurven (links) und η -abhängige integrierte Effizienzen mit $E_T^{thr}=10$ GeV (rechts) für die oben diskutierten unterschiedlichen L1Calo-Synchronisierungen dargestellt. Man erkennt eine deutliche Verbesserung der Triggereffizienzen nach der Präzisierung der Synchronität durch die Splash-Ereignisse im Jahr 2010. Im Vergleich zu den in Abbildung 6.9 dargestellten dabei angewandten zeitlichen Korrekturen aller Trigger-Tower, erkennt man für die Barrel-Region des elektromagnetischen Kalorimeters und insbesondere für $|\eta| \approx 1$ starke Korrekturen von mehr als 10 ns, die sich in besonders großen Verbesserungen von ε_{int} in diesen η -Bereichen des ATLAS-Detektors widerspiegeln. Die Synchronisation konnte im Juli 2010 anhand von Kollisionsdaten weiter optimiert werden, jedoch war dabei nur noch kleine Korrekturen notwendig, die im elektromagnetischen Kalorimeter vor Allem die Endkappen-Regionen betrafen. In der Turn-On-Charakteristik ist ein etwas steilerer Anstieg zu beobachten. Im Rahmen der Messfehler sind jedoch sonst keine Unterschiede zu erkennen, da die EM-Trigger zuvor schon hervorragende Plateau-effizienzen vorweisen konnten.

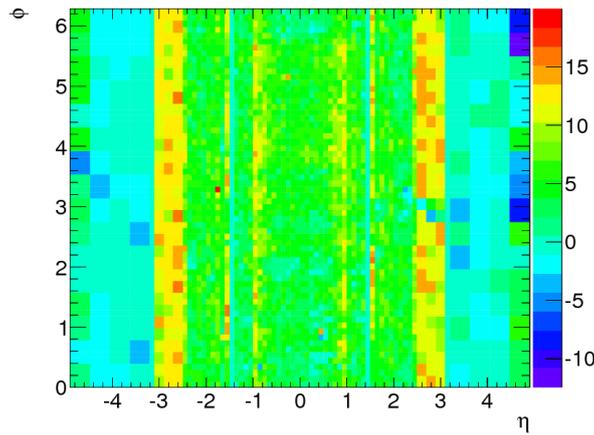


Abbildung 6.9: Die η - ϕ -abhängig angewandten zeitlichen Korrekturen bei der Synchronisierungsoptimierung des L1Calo-Triggers anhand der Splash-Ereignisse im Jahr 2010 relativ zur Synchronisierung mit Splash-Ereignissen aus dem Jahr 2009 in Nanosekunden [13].

Spannungsschwankungen im elektromagnetischen Presampler

Im Rahmen der folgenden Studie ist analysiert worden, ob und gegebenenfalls wie sich Spannungsschwankungen und Ausfälle einzelner Module des elektromagnetischen Presampplers (siehe Kapitel 2.3) innerhalb eines Runs auf Level-1-Triggereffizienzen auswirken.

Einführung

Während des ATLAS Runs 162347⁴, wurden in einigen Modulen des Presamplers in der Barrel-Region des elektromagnetischen Kalorimeters Abfälle der 2000 V Hochspannungen an den Elektroden beobachtet, die das flüssige Argon als aktive Detektormaterial umgeben (siehe Kapitel 2.3).

Nach einigen fehlgeschlegenen Versuchen die Spannungen wieder auf 2000 V hochzufahren wurden ab Lumiblock 350 die Spannungen in den betroffenen Modulen auf 0 V herabgesetzt. Dadurch konnten innerhalb dieser Presamplermodule bis zum Ende des Runs keine Energien mehr gemessen werden.

Die betroffenen Module befinden sich im e/γ -Triggerrelevanten Raumwinkelbereich zwischen $0,3 < \eta < 0,8$ und $2,35 < \phi < 2,55$, so dass zehn Trigger-Tower des L1Calo-Triggers betroffen sind. Vom Abfall der Hochspannungen zu Beginn des Runs bis hin zum manuellen herunterfahren ab Lumiblock 350 wurden online vom L1Calo-Trigger Energiendepositionen mit einem nur unvollständigen Anteil der in den Presamplermodulen deponierten Energien gemessen, während offline jedoch in der Cluster-Rekonstruktion bei technischen Problemen solcher Art entsprechende Korrekturmaßnahmen durchgeführt worden sind. Dadurch ist es möglich, dass elektromagnetische Cluster, die eigentlich vom Trigger zu selektieren sind, aufgrund einer zu niedrigen Online-Energiemessung verworfen werden. Ab Lumiblock 351 wurden die Module faktisch deaktiviert, so dass selbst offline keine Korrekturen mehr angewandt werden konnten und die Offline-Energiemessung auch wieder der Online-Energiemessung entsprach.

Vorzeitig schauernde Teilchen deponieren typischerweise nur wenige Prozent ihrer Gesamtenergie im elektromagnetischen Presampler, so dass der zu erwartende Effekt niedrigerer Triggereffizienzen eher gering ist.

Ergebnisse

Aufgrund der geringen zur Verfügung stehenden Statistik bei der Verwendung nur eines Runs ist für die Analyse der Triggereffizienzen der entsprechende Datensatz aus dem Egamma-Stream verwendet worden. Dabei diente im Rahmen der Bootstrap-Methode die Trigger-Chain `e10_NoCut` als Referenztrigger. Es wurden für die Trigger-Items EM10 und EM14 die Turn-On-Kurven und η - bzw. ϕ -abhängigen integrierten Effizienzen bezüglich der Selektion von EM-Raw-Cluster bestimmt. Die Ergebnisse der Level-1-Triggereffizienzen dieses Runs bis zum Lumiblock 350 wurden mit den Effizienzen der selben Trigger-Items ab Lumiblock 351 verglichen. Dabei konnten im Rahmen der Fehler keine Unterschiede festgestellt werden. Zudem wurden sie mit den Effizienzen der selben Trigger-Items aus Run 162526 und Run 162623 verglichen, innerhalb der keine Funktionsstörungen solcher Art für alle L1-Calo-relevanten Bestandteile des elektromagnetischen Kalorimeters auftraten.

In Abbildung 6.10 wird die Turn-On-Kurve des EM10-Triggers für den Run 162347

⁴Die dabei aufgenommene Menge an Kollisionsereignissen bei stabilen Protonstrahlen entspricht einer integrierten Luminosität von $238,4 \text{ nb}^{-1}$. Die Dauer des Runs betrug etwa 25 Stunden, wobei instantane Luminositäten von bis zu $6,1 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht wurden.

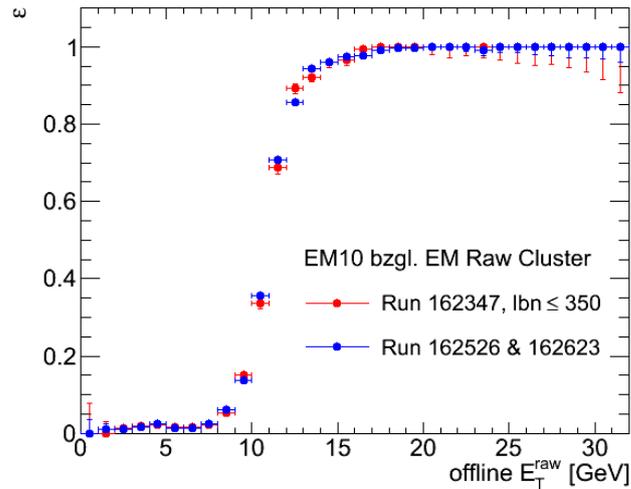


Abbildung 6.10: *EM10-Triggereffizienz bezüglich der Selektion von EM-Raw-Cluster für den von Spannungsschwankungen im Presampler betroffenen Run im Vergleich zu zwei Runs ohne Funktionsstörungen der Presamplermodule.*

bis zum Lumiblock 350 mit der aus den Runs 162526 und 162623 verglichen. Unter Berücksichtigung der Fehler und sind kaum Unterschiede zu erkennen. Um die betroffenen Raumwinkelbereiche näher zu untersuchen sind in Abbildung 6.11 die entsprechenden η - (links) und ϕ -abhängigen (rechts) integrierten Effizienzen mit $E_T^{thr}=15$ GeV dargestellt. Die η - und ϕ -Regionen der betroffenen Presamplermodule liegen zwischen $0,3 < \eta < 0,8$ und $2,35 < \phi < 2,55$. Innerhalb der Messgenauigkeiten sind auch hier anhand der für diesen einen Run zur Verfügung stehenden geringen Statistik keine Auswirkungen der Spannungsschwankungen auf die untersuchten Level-1-Triggereffizienzen erkennbar, zumal hierfür der Anteil der im Presampler deponierten Energien sehr gering ist.

Somit kann zusammengefasst werden, dass die Spannungsschwankungen in den Presamplermodulen im Run 162347 keine signifikanten Effizienzeinbußen im Level-1-Trigger zur Folge hatten.

6.4 Der Higher-Level-Trigger

Einführung

Im folgenden Teil zur Analyse der e/γ -Triggereffizienzen wird exemplarisch der Primärtigger `e20_medium` vorgestellt, der für die Selektion hochenergetischer Elektronkandidaten vorgesehen ist. Er konnte bis einschließlich zur Datennahmeperiode I⁵ ohne Prescale-Faktoren betrieben werden und dient unter Anderem zur Selektion von Ereignissen im

⁵Wobei am Kollisionspunkt des ATLAS-Detektors instantane Luminositäten von bis zu $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ erreicht worden sind.

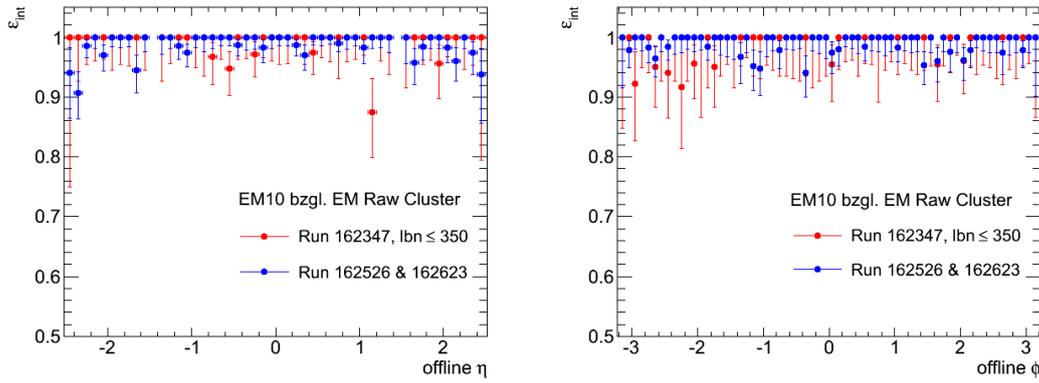


Abbildung 6.11: η - (*Links*) bzw. ϕ -abhängige (*rechts*) integrierte EM10-Triggereffizienzen bezüglich der Selektion von EM-Raw-Cluster mit $E_T^{\text{aw}} > 15 \text{ GeV}$.

Rahmen der Suche nach Higgs-Zerfallskandidaten oder Ereigniskandidaten von Zerfällen virtueller Gravitonen in zwei Endzustandselektronen in physikalischen Szenarien mit Extra-Raumdimensionen (siehe Kapitel 2.1).

Die untersuchte Trigger-Chain setzt sich aus folgenden Items des Level-1- und Higher-Level-Trigger zusammen:

$$\mathbf{e20_medium: L1_EM14 \rightarrow L2_e20_medium \rightarrow EF_e20_medium}$$

Im Folgenden sind einige Spezifikationen zum e20_medium Trigger als Primärtrigger im e/γ -Triggermenü zusammengefasst, welches für instantane Luminositäten von $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ausgelegt worden ist:

- Triggerrate: 8 Hz
- Prescale (L1, L2, EF): 1, 1, 1
- Motivation (u.A.): $H \rightarrow ZZ$, $H \rightarrow WW$, $G \rightarrow ee$, SUSY

Die physikalische Motivation des Triggers e20_medium ist die Selektion beispielsweise von Higgs-Boson-Zerfallskandidaten über die Kanäle $H \rightarrow ZZ \rightarrow eeee$ oder $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$. Desweiteren soll dieser Trigger neben Zerfallskandidaten von Gravitonen gemäß $G \rightarrow ee$ gegebenenfalls auch Kandidaten von Zerfallsereignissen mit einzelnen Leptonen im Endzustand in Szenarien supersymmetrischer Erweiterungen des Standardmodells (*Super Symmetrie*, SUSY) selektieren.

Im Folgenden wird die Untersuchung der e20_medium Triggereffizienz vorgestellt.

Charakterisierung des e20_medium Triggers

Umfang der Analyse

Die Effizienzen der Trigger-Chain wurden auf allen drei Trigger-Stufen bezüglich der Selektion der Offline-Objekte in energieabhängiger Darstellung als Turn-On-Kurven und als

η - bzw. ϕ -abhängige integrierte Effizienzen bestimmt. Da die Relevanz des e20_medium Triggers erst Ende des Jahres 2010 durch genügend hohe Triggerraten stieg und besonders in der ersten Jahreshälfte 2011 ein wichtiger Primärtrigger für Elektronen werden wird, ist er bisher kaum untersucht worden, so dass in den bisher zur Verfügung stehenden Monte-Carlo-Simulationen im *EgammaD3PD*-Format noch keine Modellierung des e20_medium Triggers implementiert ist. Ein Vergleich der Ergebnisse mit Monte-Carlo-Simulationen kann somit erst im Rahmen späterer Studien erfolgen.

Analysemethode

Zur Analyse der Trigger-Chain e20_medium wurde die *Tag and Probe* Methode anhand von e^+e^- -Paaren aus $Z \rightarrow ee$ Zerfällen verwendet. Die hierfür angewandte Ereignisselektion entspricht der, die bereits in Kapitel 4.2 im Rahmen der Level-1-Isolationsstudie vorgestellt worden ist.

Das Elektron oder Positron eines Solchen Paares, das offline als „Tight“-Elektron identifiziert wurde und vom zu untersuchenden Trigger e20_medium selektiert worden ist, wird als *Tag-Elektron* definiert. Erfüllen beide Teilchen des Paares diese Anforderungen, erfolgt die Zuteilung der Definitionen des *Tag*- und des *Probe-Elektrons* durch einen Zufallsgenerator, um Fehler durch Systematiken in der Zuordnung zu vermeiden.

Die Effizienz errechnet sich aus dem Verhältnis der vom Trigger e20_medium selektierten Probe-Elektronen und aller Probe-Elektronen. Diese sind aufgrund der in der Vorselektion der Z -Zerfälle anzuwendenden Schnitte offline als „Medium“- Elektronen identifiziert und weisen eine Cluster-Energie von mindestens 20 GeV auf (siehe Tabelle 4.1).

In Abbildung 4.1 ist bereits gezeigt worden, dass der Untergrund in der Selektion der $Z \rightarrow ee$ Zerfälle vernachlässigbar gering ist, so dass hier ebenfalls auf einen Abzug des Untergrunds verzichtet worden ist.

Ergebnisse

In Abbildung 6.12 sind links für jede der drei Trigger-Stufen die Effizienzen der sukzessiven Selektion der offline „Medium“ Probe-Elektronen als Turn-On-Kurven dargestellt. Aufgrund des oben beschriebenen Schnitts auf die Cluster-Energien $E_T^{clus} > 20$ GeV in der Objekt-Vorselektion ist nur die Plateauregion der Turn-On-Kurve abgebildet. Man erkennt eine exzellente Level-1-Effizienz von nahezu 100 % und sehr hohe HLT Effizienzen oberhalb von 95 % für Cluster-Energien ab 25 GeV.

Da auf den aufeinanderfolgenden Trigger-Stufen die Selektionskriterien strenger werden, können vom Level-1-Trigger zum Event-Filter hin auch mehr Probe-Elektronen verworfen werden, was die leichte Abnahme der Effizienzen vom Level-1-Trigger zum Event-Filter hin erklärt.

Rechts sind die entsprechenden η -abhängigen integrierten Effizienzen bei einer unteren Integrationsschwelle von $E_T^{thr} = 20$ GeV dargestellt. Man sieht wieder die hervorragende Level-1-Triggereffizienz von nahezu 100 % über den gesamten η -Bereich. Im HLT ist ein gleichmäßiger und ebener Effizienzverlauf in $|\eta| < 2,0$ beobachtbar. Ab $|\eta| > 2,0$ erkennt

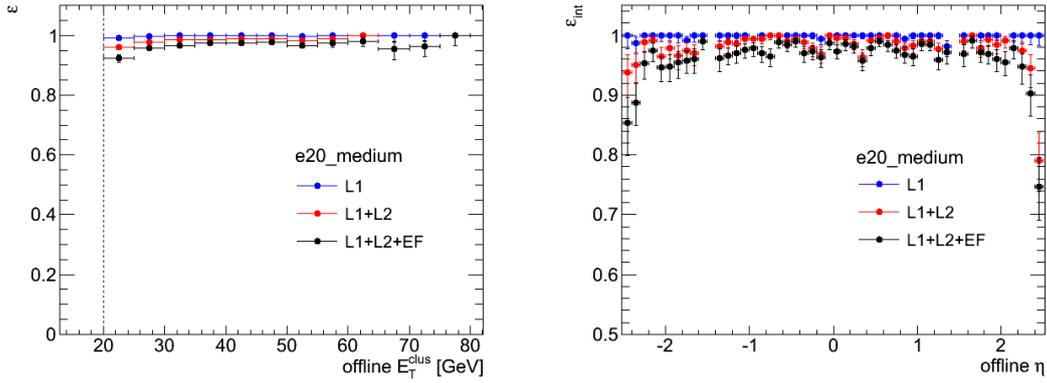


Abbildung 6.12: *e20_medium*-Triggereffizienzen auf allen drei Triggerstufen bezüglich der Selektion von „Medium“-Elektronen durch Tag and Probe anhand von Z-Boson-Zerfällen. **Links:** ε in Abhängigkeit der Cluster-Energien. **Rechts:** η -abhängige integrierte Effizienzen ($E_T^{thr} = 20$ GeV).

Trigger-Stufen	ε [%]
L1	99,88 + 0,03/ - 0,05
L1+L2	98,36 + 0,15/ - 0,16
L1+L2+EF	96,81 + 0,21/ - 0,22

Tabelle 6.1: Gesamteffizienz der *e20_medium* Trigger-Chain bzgl. der Selektion von offline Medium-Elektronen mit $E_T^{clus} > 20$ GeV.

man jedoch leichte Ineffizienzen, die im Level-1-Trigger nicht zu beobachten sind, was auf eine Ursache in der online Spurrekonstruktion hindeutet. Dieser η -Bereich stimmt mit dem Akzeptanzbereich des Übergangsstrahlungsdetektors (TRT) überein. Da er in den im HLT durchlaufenen Spurrekonstruktionsalgorithmen (*IdScan FEX* im Level-2-Trigger bzw. *EFTrack FEX* im Event Filter, siehe Kapitel 3.3) im Bereich $|\eta| > 2,0$ nicht mehr zur Verfügung steht, ist in diesen Regionen mit schlechteren Spurrekonstruktionseffizienzen und somit Effizienzeinbußen des Gesamttriggers zu rechnen.

In Tabelle 6.1 sind die Gesamteffizienzen des *e20_medium*-Triggers für alle drei Triggerstufen angegeben. Die Gesamteffizienz errechnet sich aus der Anzahl N_P aller 6921 in der Analyse verwendeten Probe-Elektronen mit $E_T^{clus} > 20$ GeV⁶ und der Anzahl N_P^{trig} der entlang der drei Stufen innerhalb der *e20_medium*-Trigger-Chain selektierten Probe-Elektronen, analog zu Gleichung 5.4 und 5.5. Der Fehler ist unter Verwendung der Bayes-Statistik gemäß Gleichung 5.6 berechnet und entspricht einem 68,3% Konfidenzintervall.

In Abbildung 6.13 sind die η - ϕ -Effizienzmappen der *e20_medium*-Effizienz auf allen drei Triggerstufen bezüglich der Selektion von „Medium“-Elektronen dargestellt. Als untere Integrationsschwelle wurde wieder $E_T^{thr} = 20$ GeV gewählt. Im Vergleich zur Effizienzmappe in Abbildung 6.6 erkennt man hier zusätzliche kleine weiße, also leere Bereiche,

⁶Entsprechend der Objektvorselektion in den Physik-Offline-Analysen.

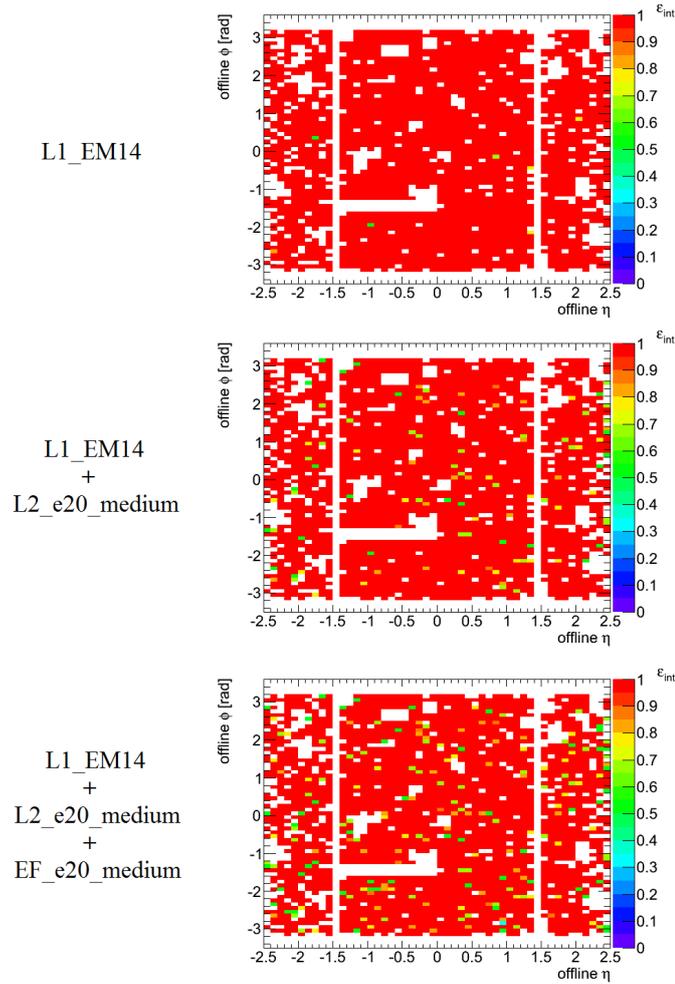


Abbildung 6.13: η - ϕ -Effizienzmappen für den Trigger *e20_medium* aller drei Triggerstufen bezüglich der Selektion von „Medium“-Elektronen als Offline-Referenzobjekte.

für die aufgrund der noch geringen Anzahl an Probe-Elektronen keine Effizienzwerte errechnet werden können.

Man sieht wieder eine ausgezeichnete Effizienz des EM14-Triggers auf Level-1-Stufe. Die wenigen Trigger-Tower, die hier zu Ineffizienzen beitragen, entsprechen größtenteils denen aus Abbildung 6.13 und wurden in Kapitel 6.3 bereits diskutiert.

In den beiden unteren η - ϕ -Effizienzmappen der Higher-Level-Trigger-Items in Abbildung 6.13 sieht man im Vergleich zur EM14 vereinzelt kleine Ineffizienzen zwischen $\approx 0,6$ (grün) und $\varepsilon \approx 0,8$ (gelb). Diese kleinen Bereiche entsprechen aufgrund ihrer gleichmäßigen und von Kalorimeterstrukturen unabhängigen Verteilung vermutlich Ineffizienzen in der Online-Spurrekonstruktion und -identifikation im Level-2-Trigger und im Event-Filter (*L2Electron HYPO* bzw. *EFegamma HYPO*).

6.5 Studie zum Betrieb des Higher-Level-Triggers

Im Rahmen dieser Arbeit ist am Entwurf der Zusammensetzung eines neuen *Monitoring-Triggers* mitgewirkt worden, für den die zu erwartenden Triggerratenreduktionen und Effizienzen abgeschätzt worden sind.

Einführung

Mit dem ersten größeren Satz an aufgenommenen $W \rightarrow e\nu$ Zerfällen am ATLAS Experiment im Sommer des Jahres 2010 hat sich anhand der aus diesen Zerfällen untersuchten Elektronen herausgestellt, dass deren Schauerformen innerhalb der zweiten Schicht des elektromagnetischen Kalorimeters in den Monte-Carlo-Simulationen (MC) im Vergleich zu den echten Schauern abweichend modelliert wurden. Insbesondere im Endkappenbereich des elektromagnetischen Kalorimeters in $|\eta| > 1,8$ wurden hohe Diskrepanzen in den Schauerformvariablen R_η ⁷ und $w_{\eta,2}$ ⁸ gefunden [24]. In Abbildung 6.14 werden diese zwei

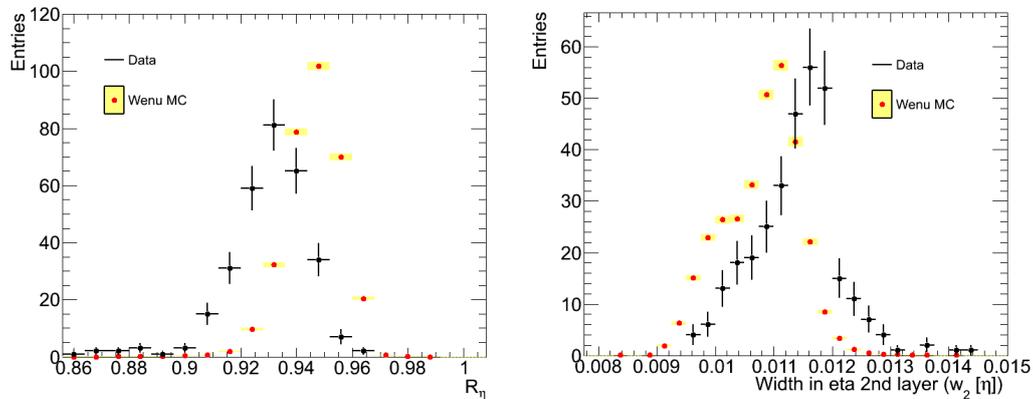


Abbildung 6.14: Die Verteilungen der Schauerformvariablen R_η und w_2 für Elektronen aus echten und simulierten $W \rightarrow e\nu$ Zerfällen im Kalorimeterbereich $|\eta| > 1,8$ [24].

Schauerformvariablen im Kalorimeterbereich $|\eta| > 1,8$ für echte Elektronen aus rekonstruierten $W \rightarrow e\nu$ Zerfällen und denen aus simulierten $W \rightarrow e\nu$ Zerfällen miteinander verglichen. Man erkennt signifikante Abweichungen in den Modellen aus Monte-Carlo-Simulationen [24].

Bis zu jenem Zeitpunkt waren die Werte der offline für Elektronkandidaten angewandten „Loose“- , „Medium“- und „Tight“-Identifikationsschnitte aus MC-Studien extrahiert worden. Da sich die Online-Objektidentifikation und -selektion im *L2ElectronHYPO* und insbesondere im *EFElectronHYPO* (wie auch im *L2PhotonHYPO* und *EFPhotonHYPO*) des e/γ -Higher-Level-Triggers einer nur leicht abgeschwächten Form der Offline-Identifikationen entspricht, wurden somit, je nach Trigger-Chain, bis zu 10% der W -Zerfallsereignisse fälschlicherweise verworfen [23].

⁷ $R_\eta = E_2^{3 \times 7} / E_2^{7 \times 7}$ (siehe Kapitel 3.1)

⁸ Schauerweite in η innerhalb der zweiten EM-Kalorimeterschicht (siehe Kapitel 3.1).

Die offline und im e/γ -Trigger angewandten Identifikationsschnitte mussten gelockert werden. Dabei war bei einigen Elektron-Triggern ein Ratenzuwachs von bis zu 40 % zu verzeichnen, der jedoch vom Datennahmesystem durch die noch zur Verfügung stehenden Bandbreite gehandhabt werden konnte [23].

Anschließend mussten die Schauerformen der echten Elektronen aus W -Boson-Zerfällen (und später auch aus Z -Boson-Zerfällen) analysiert werden, um dementsprechend neue Schrittwerte für die Offline- und daher auch Online-Identifikationskriterien zu ermitteln. Dazu wurde eine hohe Anzahl solcher Elektronen benötigt, so dass Daten aus dem e/γ -Stream verwendet werden mussten. Da aber die Schauerformen der darin enthaltenen Elektronen durch die Higher-Level-Trigger-Selektion mit unstimmgigen Schrittwerten vorverfälscht waren, musste ein neuer e/γ -Trigger entworfen werden, der die hochenergetischen Elektronkandidaten selektieren konnte, ohne Schnitte auf die Schauerformen anzuwenden.

Entwurf eines neuen Monitoring-Triggers

Die Trigger-Chain **g17_etcut** erfüllt die oben genannten Anforderungen. Sie setzt sich aus folgenden Trigger-Items zusammen:

$$\mathbf{g17_etcut}: L1_EM10 \rightarrow L2_g17_etcut \rightarrow EF_g17_etcut$$

Die Chain entspricht einem Level-1 EM10-Trigger, auf dem im Higher-Level-Trigger ein zusätzlicher Schnitt nur auf die Transversalenergie des rekonstruierten Clusters angewandt wird. Es werden weder auf die Schauerform, noch auf möglicherweise assoziierte Teilchenspuren weitere Schnitte angewandt.⁹

Da die Raten dieses Triggers aufgrund der sehr lockeren Selektionsschnitte zu hoch sind um ohne (bzw. mit minimalen) Prescale-Faktoren betrieben zu werden, ist vorgeschlagen worden, die Trigger-Chain **g17_etcut** mit **xe20_noMu** zu kombinieren, d.h. eine Ereignis Selektion soll dann erfolgen, wenn die Kriterien beider Trigger-Chains auf jeweils allen drei Triggerstufen erfüllt werden. Die Chain **xe20_noMu** setzt sich aus folgenden Trigger-Items zusammen

$$\mathbf{xe20_noMu}: L1_XE14 \rightarrow L2_xe20_noMu \rightarrow EF_xe20_noMu$$

und ist auf die Selektion von Ereignissen mit fehlender Transversalenergie von mindestens 25 GeV ausgelegt, entsprechend der Selektionskriterien für $W \rightarrow e\nu$ Zerfälle (siehe Kapitel 4.2).¹⁰

Im Folgenden ist geprüft worden, wie hoch die erzielbaren Ratenreduktionen bei einer Kombination beider Trigger-Chains zu **g17_etcut** && **xe20_noMu** im Verhältnis

⁹Trotz der Benennung nach einem Photontrigger ist **g17_etcut** somit auch zur Selektion von Ereignissen mit Elektronkandidaten geeignet.

¹⁰Trotz höherer Ratenreduktionen wurde deswegen auf die Verwendung z.B. des **xe30_noMu** Triggers verzichtet.

zu denen des ursprünglich herangezogenen Triggers `g17_etcut` wären. Zudem wurde abgeschätzt, wie hoch dabei die Effizienzverluste bezüglich für $W \rightarrow e\nu$ -Zerfallsanalysen vorselektierter Elektronen wären.

Triggerratenreduktion

Zur Bestimmung der Ratenreduktion wurden Daten aus Run 160530 und Run 160613 des e/γ -Streams verwendet, die insgesamt einer integrierten Luminosität von 156 nb^{-1} (bei stabilen Protonstrahlen) entsprachen. Nach der Vorselektion durch die verwendete *EgammaGRL* standen somit 4,47 Mio Ereignisse zur Verfügung.

Davon wurden 886934 Ereignisse durch den Trigger `g17_etcut` selektiert, wobei keine Prescale-Faktoren (PS) angewandt worden sind.

Der Trigger `xe20_noMu` hingegen wurde in Run 160530 und 160613 auf Level-2-Stufe mit Prescale-Faktoren von bis zu 100 bzw. 50 versehen.¹¹ Da im Gegensatz zum Level-1-Trigger im HLT Ereignisse durch Prescales den Faktoren entsprechend zufällig ausgesucht werden¹², kann ein Prescale-Faktor im HLT nicht exakt herausgerechnet werden, so dass die Multiplikation mit seinem Inversen nur eine Abschätzung für die ohne Prescale zu erwartenden Triggerraten entspricht.

Durch die Kombination der Trigger `g17_etCut && xe20_noMu` wurden gemäß einer solchen Abschätzung 139050 Ereignisse selektiert.

Insgesamt ergibt sich aus dem Ratenverhältnis

$$R_{frac} = \frac{\text{Anzahl durch } g17_etCut \ \&\& \ xe20_noMu \ \text{selektierter Ereignisse}}{\text{Anzahl durch } g17_etCut \ \text{selektierter Ereignisse}} \approx 16\% \quad (6.1)$$

eine Ratenreduktion von etwa 84 %.

Effizienz

Die Effizienz des entworfenen Triggers `g17_etCut && xe20_noMu` bezüglich des Triggers `g17_etCut` wurde anhand eines Datensatzes bestimmt, der aus Ereignissen des Runs 160530 besteht. Die Ereignisse waren bereits gemäß folgenden Kriterien, entsprechend einer Ereignisvorselektion für $W \rightarrow e\nu$ Zerfallskandidaten (vgl. Kapitel 4.2), vorselektiert:

- $E_T^{miss} > 25 \text{ GeV}$
- Mind. ein Elektron mit $E_T^{clus} > 20 \text{ GeV}$ pro Ereignis, gemäß `el_author=1||3` rekonstruiert
- Cluster-Position der Elektronen im Bereich $0 < |\eta| < 1,47$ oder $1,52 < |\eta| < 2,47$

¹¹Prescale-Faktoren sind innerhalb eines Runs variabel und werden der entsprechend der vom LHC gelieferten instantanen Luminosität angepasst.

¹²z.B. wird bei einem PS von 100 ein Ereignis nur mit der Wahrscheinlichkeit 1/100 vom Trigger-Item prozessiert.

Dazu wurde die folgendermaßen definierte Effizienz

$$\varepsilon = \frac{\text{Anzahl durch } g17_noCut \ \&\& \ xe20_noMu \text{ selektierter Ereignisse}}{\text{Anzahl durch } g17_noCut \text{ selektierter Ereignisse}} \quad (6.2)$$

in Abhängigkeit der maximalen Elektron Cluster-Energie pro Ereignis bestimmt.

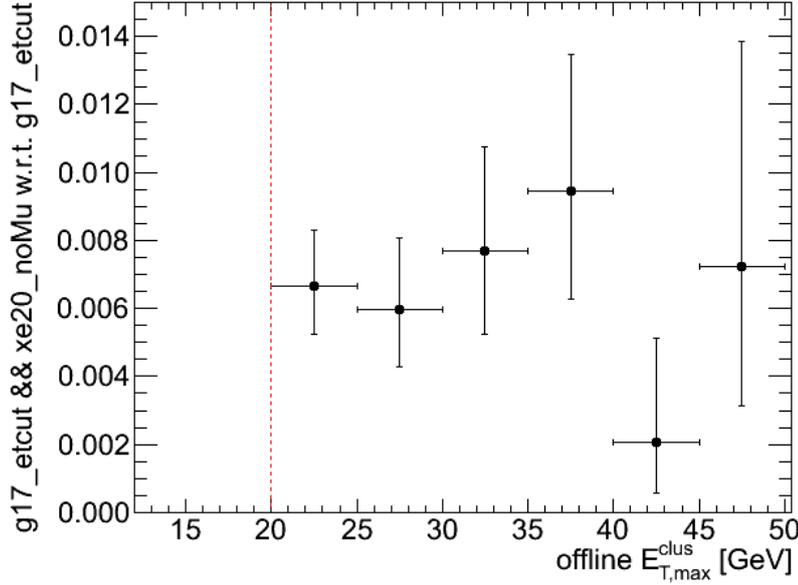


Abbildung 6.15: Effizienz des Triggers $g17_noCut \ \&\& \ xe20_noMu$ bezüglich $g17_noCut$ bei Selektion des höchstenergetischen Elektrons eines Ereignis. Die rote Linie markiert die in der Vorselektion geforderte Mindestenergie der Elektronen.

In Abbildung 6.15 ist die resultierende Effizienzkurve mit Werten zwischen etwa 0,006 und 0,008 aufgetragen. Berücksichtigt man den oben bereits erwähnten und auf Level-2-Stufe angewandten Prescale-Faktor von 100, so lässt aus einer oben zu R_{frac} analogen Betrachtung der Ereignisanzahlen eine Effizienz von etwa 70 % abschätzen.

Der Entwurf des Monitoring-Triggers $g17_noCut \ \&\& \ xe20_noMu$ wurde anschließend als neuer Trigger „ $g17_noCut_xe20_noMu$ “ in das e/γ -Triggermenü aufgenommen und aktiviert. Es hat im Vergleich zum Trigger $g17_noCut$ eine schätzungsweise um den Faktor 6,25 (84 %) niedrigere Triggerrate und dabei eine bezüglich der Selektion möglicher $W \rightarrow e\nu$ Zerfallskandidaten eine jedoch nur um etwa den Faktor 1,4 (ca. 30 %) niedrigere Effizienz. Durch diesen Trigger wurde ein großer Satz an unverfälschten echten Elektronen aus W -Zerfällen selektiert, anhand der Schauerform-Studien durchgeführt werden konnten. Die Offline-Objektdefinition, und somit auch die im HLT angewandte Elektronselektion, wurden anschließend den neuen Schnittwerten der Schauerform-Variablen angepasst.

7 Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Charakterisierung des ATLAS e/γ -Triggers. Zerfallssignaturen mit Elektronen und Photonen im Endzustand spielen aufgrund ihrer guten Identifizierbarkeit nicht nur für die Entdeckung des Higgs-Bosons am LHC eine wichtige Rolle. Auch für viele Prozesse jenseits des Standardmodells wird Zerfallskanälen zu Elektronen und Photonen ein hohes Entdeckungspotential beigemessen. Eine Grundvoraussetzung für deren Entdeckung ist ein e/γ -Trigger, der über den gesamten Energiebereich und in allen triggerrelevanten Regionen des Detektors Elektronen und Photonen effizient selektieren kann.

Durch die ansteigende instantane Luminosität am LHC und den dadurch anwachsenden Ereignisraten, ist eine ständige Anpassung der e/γ -Triggeralgorithmen durch eine Verschärfung der Selektionskriterien notwendig. Hierzu ist im ersten Teil dieser Arbeit, als vorbereitende Studie für den ATLAS e/γ -Triggerbetrieb im Jahr 2011, eine Optimierung des Level-1 e/γ -Triggeralgorithmus durch Isolationsschnitte geprüft worden. Um zu untersuchen, wie sich auf der Level-1-Stufe Isolationsschnitte auf die Elektronenselektion auswirken, wurde aus Kollisionsdaten ein reiner Satz von 178811 Elektronen aus W - und Z -Zerfällen vorselektiert. Isolationsschnitte auf Energiedepositionen im hadronischen Kernbereich und im hadronischen Isolationssring haben sich, hinsichtlich einer hohen Triggerdatenreduktion bei gleichzeitig hoher Effizienz, als am besten geeignet herausgestellt. Die Effizienzverluste für Elektronen aus W - und Z -Zerfällen betragen für ein absolutes Veto für Energiedepositionen im hadronischen Ring und hadronischen Kernbereich etwa 5 %. Anhand dieser Studie ist beschlossen worden, zu Beginn des Jahres 2011 vorerst auf solche Isolationsschnitte, zugunsten einer vollständigen Effizienz, zu verzichten.

Darüberhinaus wurden im zweiten Teil dieser Arbeit unterschiedliche Methoden vorbereitet, um e/γ -Triggereffizienzen energie- und raumwinkelabhängig zu untersuchen. Aufgrund der hohen Anzahl an bereits zur Verfügung stehenden Elektronen aus $Z \rightarrow ee$ Zerfällen, wurde für Trigger-Chain-Analysen von Ein-Elektron-Trigger das *Tag and Probe* Verfahren vorbereitet.

Im dritten Teil der Arbeit wurde der Level-1 EM-Trigger charakterisiert. Es ergaben sich, in Übereinstimmung mit den Simulationen, steile Effizienzanstiege an den Triggerschwellen und hervorragende Plateau-effizienzen von nahezu 100 %, die gleichmäßig im gesamten triggerrelevanten Detektorbereich bis $|\eta| < 2,5$ erreicht wurden. Ein Vergleich der EM-Triggereffizienzen bezüglich „Loose“-Elektronen und „Loose“-Photonen zeigte, dass der Level-1-Trigger aufgrund seiner reduzierten Granularität und der ausschließlichen Verwendung von Kalorimeterinformationen zwischen diesen, wie erwartet, nicht unterscheidet. Es wurden Ursachen für Ineffizienzen des EM5-Triggers im Energiebereich nahe der Triggerschwelle untersucht. Dabei ist gezeigt worden, dass Fehlkalibrationen im Level-1-Trigger die Hauptursache für Ineffizienzen im Ansteigsbereich der Effizienzen

sind. Ineffizienzen aufgrund von Effekten des Level-1 EM-Triggeralgorithmus sind vernachlässigbar gering. In den Plateauregionen werden Ineffizienzen nur innerhalb weniger einzelner Trigger-Tower beobachtet und sind durch defekte L1Calo-Hardware verursacht. Die sehr hohe Gesamteffizienz wird dadurch jedoch kaum beeinflusst.

Anschließend wurden durchgeführte Einzelstudien zum Betrieb des Level-1-Triggers vorgestellt. Es wurde der Einfluss der L1Calo-Synchronität auf die Präzision der Online-Energiemessung und somit auch auf die Level-1-Triggereffizienzen untersucht. Dabei ist eine große Optimierung der Effizienzen nach den Synchronitätsverbesserungen festgestellt worden. Zudem wurde ein robustes Verhalten der Level-1 EM-Triggereffizienzen bezüglich Spannungsschwankungen innerhalb einzelner Presamplermodule gemessen.

Im Rahmen von HLT-Studien wurde anhand von $Z \rightarrow ee$ Zerfällen durch das *Tag and Probe* Verfahren die Effizienz der Trigger-Chain e20_medium bezüglich der Selektion von „Medium“-Elektronen auf allen drei Triggerstufen untersucht und bestimmt. Es wurden geringfügige Ineffizienzen im Detektorbereich $2,0 < |\eta| < 2,47$ lokalisiert, die ihren Ursprung im HLT haben. Die Ursache dieser kleinen Ineffizienzen kann mit der Spurrekonstruktion in dieser Detektorregion korreliert werden, bedarf jedoch weiterer Analysen.

Schließlich wurde am Entwurf des *Monitoring Triggers* g17_etcut_xe20_noMu mitgewirkt, der zur unverfälschten Selektion hochenergetischer Elektronen für Schauerform-Analysen genutzt wurde. Es wurde eine Abschätzung der Triggerratenreduktion und Effizienzverluste durchgeführt, die sich aus der Kombination des Einzeltriggers xe20_noMu mit dem ursprünglich vorgesehenen Trigger g17_etcut ergeben. Dadurch konnte die Untergrundreduktion des Triggers optimiert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] F. Halzen, A.D. Martin: *Quarks & Leptons*. John Wilney & Sons, 1984
- [2] B. Povh, K. Rith: *Teilchen und Kerne*. Springer, 2006
- [3] ATLAS Kollaboration: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. JINST 3 S08003, 2008
- [4] ATLAS Kollaboration: *Level-1 Trigger*. Technical Design Report (TDR), 1998
- [5] P. Weber: *ATLAS Calorimetry: Trigger, Simulation and Jet Calibration*. Dissertation, 2008
- [6] ATLAS Kollaboration: *Physics performance studies and strategy of the Electron and Photon Trigger Selection.*, ATLAS Note, 2009
- [7] T. Kono: *e/gamma trigger evolution in 2010 and plans for 2011*. Vortrag - ATLAS e/gamma 2010 Workshop
- [8] R. Kwee: *Studies for the Development of a Minimum Bias Trigger at Low Luminosities in the ATLAS-Experiment at the Large Hadron Collider*. Diplomarbeit, 2007
- [9] ATLAS Kollaboration: *Measurement of the $W \rightarrow l\nu$ and $Z/\gamma^* \rightarrow ll$ production cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ with the ATLAS detector.*, 2010
- [10] V. Dao: *L1 turn-on curves*. Vortrag - ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger Joint Meeting, 2010
- [11] CERN: *CERN faq - LHC the guide*. Broschüre, 2006.
- [12] CERN: *LHC Design Report*. CERN-2004-003-V-1, 2004.
- [13] F. Müller: *Splash Timing 2010*. Vortrag - ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger Joint Meeting, 2010
- [14] ATLAS Kollaboration: *Mechanical design report of the barrel liquid argon presampler*. Internal Note, 1998
- [15] D. Casadei: *Efficiency measurement: a Bayesian approach*. arXiv:0908.0130v5, 2010
- [16] H. Burkhardt: *Optimisation of LHC beam conditions*. 35th International Conference of High Energy Physics, 22.-28. Juli 2010

- [17] <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasPublic/EventDisplayPublicResults>
- [18] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/RunStatsPublicResults2010>
- [19] ATLAS Kollaboration: *Expected performance of the ATLAS experiment: detector, trigger and physics.*, CERN-OPEN-2008-020, 2008
- [20] V. Lang: *Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers am ATLAS-Experiment.* Diplomarbeit, 2010
- [21] ATLAS Kollaboration: *Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS: expected performance at high energy and results at 900 GeV.* ATLAS Note, 2010
- [22] ATLAS Kollaboration: *Performance of the ATLAS Trigger-System in 2010.* (in Vorbereitung)
- [23] R. Stamen: *e/g trigger evolution in 2010.* Vortrag - Amsterdam Trigger Workshop, 2010
- [24] J. Alison, J. E. G. Navarro: *Retaw2 Electron Inefficiency.* Vortrag - e/ γ Meeting, 29.07.2010
- [25] S. Poddar: *Efficiency monitoring using jets.* Vortrag - L1Calo Joint Meeting, 11.01.2010
- [26] T. Liu: *Optical Links for ATLAS Liquid Argon Calorimeter Front-end Electronics Readout.* ATLAS-LARG-PROC-2010-016 - 2010
- [27] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali: *The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter.* Physics Letters B429, 1998
- [28] ATLAS Kollaboration: *Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at $\sqrt{s}=2.76$ TeV with the ATLAS Detector at the LHC.* arXiv:1011.6182v2, 2010

Erklärung:

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

Heidelberg, den 04.04.2011

.....