

Untersuchung des Elektronenkanals photoninduzierter exklusiver Prozesse am LHC

Maïke Hansen

September 2011

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird eine Analyse des Elektronenkanals photoninduzierter exklusiver Prozesse am LHC vorgestellt. Exklusive Prozesse in Hadron-Hadron-Kollisionen wurden bereits am Fermilab untersucht, jedoch bei wesentlich kleineren Schwerpunktsenergien. In dieser Analyse werden die Wirkungsquerschnitte bei höheren Schwerpunktsenergien - der LHC soll bis zu 14 TeV Schwerpunktsenergie erreichen und läuft momentan bei 7 TeV - bestimmt und mit den theoretischen Werten verglichen. Die den hier betrachteten Prozessen zu Grunde liegende Theorie ist die Quantenelektrodynamik, sodass die Wirkungsquerschnitte theoretisch sehr genau bestimmt sind. Bei exklusiven Prozessen erwartet man, außer dem erzeugten Elektron-Positron-Paar im Detektor, nichts zu sehen. Um den Untergrund herauszufiltern werden geeignete Schnitte mit Hilfe von simulierten Daten optimiert und dann auf Daten des ATLAS-Detektors am LHC von 2010 angewendet. Der Wirkungsquerschnitt für den elastischen, exklusiven Prozess $p + p \rightarrow e^+ + e^- + p + p$ ist $(3,44 \pm 2,73)$ pb. Für den elastischen, semielastischen und inelastischen Prozess zusammen ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von $(12,05 \pm 4,51)$ pb. Die großen Fehler auf die Wirkungsquerschnitte kommen vor allem durch die sehr geringe Statistik zustande.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Theorie	9
2.1	Das Standardmodell	9
2.2	Die Quantenelektrodynamik	9
2.3	Die Quantenchromodynamik	10
2.4	Die Theorie der schwachen Kraft	10
2.5	Die Gravitation	10
2.6	Exklusive Prozesse	11
2.7	Betrachtete Untergründe	11
3	LHC und ATLAS-Detektor	13
3.1	LHC	13
3.2	Der ATLAS-Detektor	14
3.2.1	Der innere Detektor	14
3.2.2	Das Kalorimetersystem	15
3.2.3	Das Myonensystem	16
3.2.4	Das Triggersystem	16
3.2.5	Der MBTS	16
4	Analyse der exklusiven e^+e^- Produktion	17
4.1	Der Trigger	17
4.2	Auswahl der Elektronen: Objektselektion	18
4.3	Bedingung der Exklusivität: offline MBTS Veto	18
4.4	Bedingungen an den Primärvertex: Ereignisselektion	19
4.5	Bedingung der Exklusivität: Teil II	20
4.6	Selektion der rein elastischen Prozesse über $\Delta\Phi$ und ΔP_T	20
4.7	Zusammenfassung	22
5	ABCD-Methode	25
6	Luminosität und Wirkungsquerschnitt	29
6.1	Luminosität	29
6.2	Effizienzen	29
6.3	Wirkungsquerschnitt	30
7	Event Displays	33
7.1	Eigenschaften und Diskussion	33
7.2	Die vier Ereignisse im Querschnitt des Detektors	36
8	Fazit und Ausblick	41
9	Anhang	45

1 Einleitung

Diese Analyse befasst sich mit dem Elektronenkanal exklusiver photoninduzierter Prozesse in Proton-Proton-Kollisionen, das heißt solchen Prozessen, bei denen Protonen nur elastisch wechselwirken und aus der elektromagnetischen Wechselwirkung der Protonen ein Elektron-Positron-Paar entsteht. Dieser Prozess kann hauptsächlich durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben werden. Aus dieser Theorie erhält man sehr genau berechenbare Wirkungsquerschnitte. Ein weiterer Vorteil ist, dass das Signal sehr rein ist. Das bedeutet, dass nur sehr wenige Teilchen entstehen, die daher sehr gut detektierbar sind. Da die Teilchen nur elektromagnetisch wechselwirken, entsteht im Idealfall nur ein Elektron-Positron-Paar und einige Photonen, durch Abstrahlung des Elektrons/Positrons im Endzustand. Diese Analyse stützt sich dabei auf eine Studie von Andrew Hamilton [6] am Fermilab von 2006 und die Analyse des Myonenkanals der hier betrachteten Prozesse von Christian Limbach [7] am LHC von 2011.

Es werden Daten vom ATLAS-Experiment von 2010 aus Periode E-I¹ verwendet, sodass man eine gesamte integrierte exklusive Luminosität von 3.317 pb^{-1} erhält. Dies wird in Abschnitt 6 genauer erläutert. Die Daten werden dann mit simulierten Daten verglichen.

In Kapitel 2 wird zunächst ein kurzer Überblick über das Standardmodell und die Theorie der hier betrachteten Prozesse gegeben. Außerdem wird in Signal und Untergründe unterschieden und die hier zu betrachtenden Untergründe werden genauer erläutert. In Kapitel 3 werden Beschleuniger und Detektor kurz erklärt. Dabei sind für die Messung der Elektronen besonders der innere Detektor und die Kalorimeter von Bedeutung. Anschließend werden in Kapitel 4 die einzelnen Schritte der Analyse genauer beschrieben. In Kapitel 5 wird zur besseren Abschätzung des Untergrundes zwischen Objektselektionschnitt und MBTS Vetoschnitt die sogenannte ABCD-Methode verwendet. In Kapitel 6 geht es um die Berechnung der integrierten Luminosität und eine Abschätzung des Wirkungsquerschnittes. Anhand des Wirkungsquerschnittes lassen sich die Daten mit der theoretischen Vorhersage vergleichen.

Es lassen sich von den gemessenen Prozessen *Event Displays* erstellen. Diese bilden einen Querschnitt des Detektors und der Einträge und Spuren in den einzelnen Detektoren ab. Auf diese Weise lässt sich überprüfen, ob die durch eine geeignete Analyse als Signal ausgewählten Ereignisse tatsächlich exklusiven Ereignissen entsprechen. Diese Diskussion findet sich in Kapitel 7.

¹Eine Periode ist eine Zusammenfassung mehrerer *Runs* und Luminositätsblöcke mit ähnlichen Konfigurationen des LHCs.

2 Theorie

2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell beschreibt die bisher bekannten Bausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen. Es umfasst zunächst die folgenden Elementarteilchen und ihre Antiteilchen:

			Q [e]	Spin [\hbar]	
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	$-\frac{1}{3}$ $+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$
	Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$	0 -1

Tabelle 2.1: Elementarteilchen im Standardmodell. Q bezeichnet die Ladung in Einheiten der Elementarladung e [3].

In Tabelle 2.1 sind die Elementarteilchen in Quarks und Leptonen unterteilt. Sie kommen jeweils in drei Familien vor. Diese entsprechen den ersten drei Spalten in Tabelle 2.1. Zu jedem dieser Teilchen gibt es noch ein zugehöriges Antiteilchen, ein Teilchen mit umgekehrter Ladung, welches jedoch nicht aufgelistet ist. Sowohl Quarks als auch Leptonen sind Fermionen, d.h. Teilchen mit halbzahligem Spin. Außerdem beschreibt das Standardmodell drei elementare Kräfte. Die starke Kraft wirkt nur auf Quarks und die Austauschteilchen der starken Kraft, Gluonen. Die elektromagnetische Kraft wirkt auf alle elektrisch geladenen Teilchen und die schwache Kraft auf alle Teilchen. Die wesentlichen Eigenschaften dieser Kräfte bzw. Wechselwirkungen (WW) sind in Tabelle 2.2 dargestellt:

WW	koppelt an	Austauschteilchen	Masse	relative Stärke[4]	Reichweite[4]
starke	Farbladung	8 Gluonen (g)	0	1	$\approx 1 \text{ fm}$
elektromagn.	elektrische Ladung	Photon (γ)	0	10^{-2}	∞
schwache	schwache Ladung	W^\pm, Z^0	80,91 GeV	10^{-15}	$\ll 1 \text{ fm}$
Gravitation	Masse	Graviton	0	10^{-41}	∞

Tabelle 2.2: Wechselwirkungen und ihre Eigenschaften im Standardmodell [3]

Die Austauschteilchen dieser Wechselwirkungen sind Bosonen, d.h. Teilchen mit ganzzahligem Spin. Die Wechselwirkungen zwischen Fermionen und Bosonen können allgemein durch drei Theorien beschrieben werden: Quantenelektrodynamik, Quantenchromodynamik und die Theorie der schwachen Kraft. Die Beschreibung der Wechselwirkungen folgt dabei der Darstellung in Referenz [5].

2.2 Die Quantenelektrodynamik

Die Quantenelektrodynamik beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung von Teilchen durch Austausch von Photonen. Sie ist in dieser Arbeit von besonderer Bedeutung, da hier photoninduzierte Prozesse analysiert werden. Ein bekanntes Beispiel für einen reinen QED-Prozess ist die sogenannte

2 Theorie

Bhabha-Streuung:

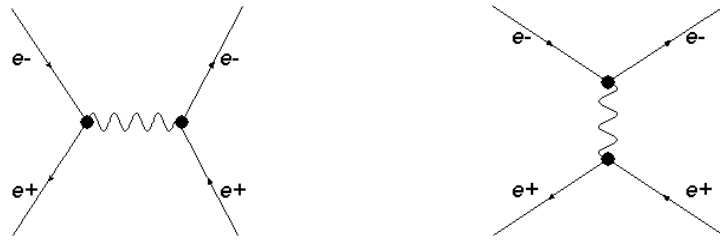


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramme der Bhabha-Streuung in niedrigster Ordnung; die Zeit verläuft in allen Graphen von links nach rechts.

Abbildung 2.1 zeigt die Paarerzeugung nach Vernichtung von Elektron und Positron zu einem virtuellen Photon und die Streuung von Elektron und Positron aneinander. Feynman-Graphen sind eine gute Möglichkeit physikalische Prozesse zu veranschaulichen und damit symbolisch zu verstehen. Für die Bhabha-Streuung gäbe es theoretisch unendlich viele mögliche Feynman-Graphen, doch je mehr Vertizes die Diagramme haben, umso unwahrscheinlicher ist der Prozess, da die Kopplungskonstante in der QED die Feinstrukturkonstante $\alpha=1/137$ ist und die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Prozess durch das Matrixelement gegeben ist. Jeder Vertex in einem Feynman-Graphen trägt einen Faktor e zum Matrixelement bei, daher sind Feynman-Graphen mit mehr Vertizes unwahrscheinlicher.

2.3 Die Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik beschreibt die starke Wechselwirkung. Analog zur elektrischen Ladung führt man eine sogenannte Farbladung ein. Quarks können jeweils in drei Farben auftreten, Leptonen tragen keine Farbe und nehmen daher auch nicht an der starken Wechselwirkung teil. Gluonen tragen anders als Photonen in der QED eine Farbe und eine Antifarbe. Für mögliche Feynman-Graphen muss man nun nicht nur Quark-Gluon-Vertizes, sondern auch Gluon-Gluon-Vertizes betrachten. Die Kopplungskonstante der starken Kraft hängt jedoch stark vom Abstand der wechselwirkenden Teilchen ab. In der Natur treten nur farbneutrale Zustände in Form von zwei Quarks (Mesonen) oder drei Quarks (Baryonen) auf. Dies ist ein Grund, warum sich Quarks nie einzeln betrachten lassen.

2.4 Die Theorie der schwachen Kraft

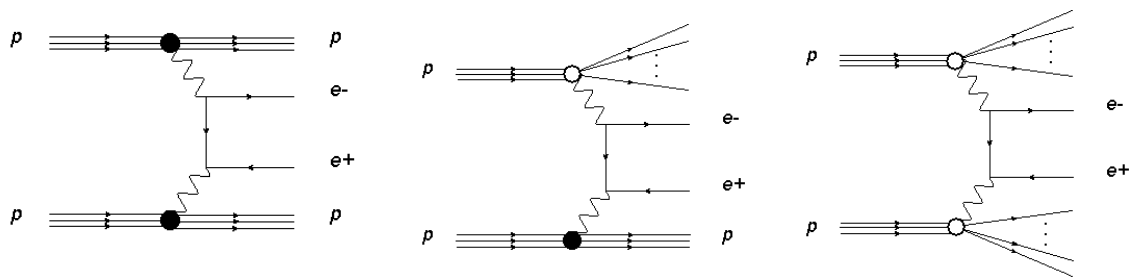
Bei der schwachen Wechselwirkung unterscheidet man in geladene (W^\pm) und neutrale (Z^0) Wechselwirkungen. Die Theorie dazu beschreibt das Glashow-Weinberg-Salam Modell, das 1958 entwickelt, aber erst 1973 am CERN experimentell bestätigt wurde. Ein Grund dafür war, dass diese Prozesse meist durch analoge Prozesse der QED oder QCD überdeckt werden. Sobald jedoch Neutrinos an der Wechselwirkung teilnehmen, kann dies nur über die schwache Wechselwirkung geschehen, da Neutrinos weder Ladung noch Farbe tragen.

2.5 Die Gravitation

Die Gravitation ist nicht in Tabelle 2.2 enthalten. Sie koppelt an Energie, ihr Austauscheteilchen ist das sogenannte Graviton. Dieses ist aber nicht im Standardmodell enthalten und wurde auch noch nicht nachgewiesen. Außerdem ist die Gravitation auf der Skala von Elementarteilchen vernachlässigbar klein, sodass ihre Wechselwirkung dort experimentell bisher nicht untersucht werden konnte.

2.6 Exklusive Prozesse

Prozesse, bei denen die Protonen nicht aufbrechen, bezeichnet man als **exklusive Prozesse**. Solche Prozesse können sowohl gluoninduziert (QCD) als auch photoninduziert (QED) ablaufen. In dieser Arbeit geht es um den Elektronenkanal der photoninduzierten Prozesse. Die photoninduzierten Prozesse bieten den Vorteil, dass sie sehr gut theoretisch beschrieben und sehr genau mit Hilfe der QED und den Formfaktoren berechnet werden können. Dabei unterscheidet man rein elastische Prozesse, bei denen beide Protonen erhalten bleiben (Abbildung 2.2(a)), von semielastischen und inelastischen Prozessen, bei denen eines (Abbildung 2.2(b)) oder beide Protonen (Abbildung 2.2(c)) nach Austausch eines Photons angeregt werden und dann aufbrechen. Ein wesentlicher Vorteil der exklusiven Prozesse allgemein ist das klare und reine Signal, denn für die rein elastischen Prozesse brechen die Protonen bei der Reaktion nicht auf und es entsteht zusätzlich nur ein Fermionenpaar. Wenn die Protonen wie im semielastischen und inelastischen Fall dennoch aufbrechen, fliegen die Zerfallsprodukte bevorzugt in Vorwärtsrichtung und erzeugen so kein Signal im Zentralbereich des Detektors.



(a) elastische Streuung zweier Protonen (b) semielastische Streuung zweier Protonen (c) inelastische Streuung zweier Protonen

Es kann auch passieren, dass durch die Wechselwirkung ein oder beide Protonen angeregt werden und dann zerstreuen. Diese semi- und inelastischen Prozesse sind nicht mehr exklusiv und bilden so einen großen Teil des zu betrachtenden Untergrundes. Das Signal wird durch den elastischen Prozess (keines der Protonen bricht auf) beschrieben.

Alle drei Prozesse werden für die Analyse zunächst mit LPAIR MC¹ simuliert, um dann mit den Daten verglichen zu werden.

2.7 Betrachtete Untergründe

Bei den Untergründen unterscheidet man in reduzible und irreduzible Untergründe, die den gleichen Endzustand wie das Signal aufweisen. Ersterer lässt sich durch geeignete Schnitte herausfiltern, wohingegen letzterer sich eventuell verringern, jedoch nicht gänzlich eliminieren lässt. Die semi- und inelastischen Prozesse bilden den irreduziblen Untergrund, wenn man nur die elastischen Prozesse als Signal ansieht. Allgemein werden aber alle drei Prozesse exklusiv erzeugt und können zunächst zum Signal gezählt werden. Andere Prozesse, bei denen in Proton-Proton-Kollision Elektronenpaare entstehen, sind im Folgenden dargestellt.

1. $Z \rightarrow e^+ + e^-$ Bei Streuung der Protonen entsteht ein Z-Boson, das dann in ein Elektron-Positron-Paar zerfällt. Da das Z-Boson einen Spin von 1 hat, kann es jedoch nicht durch zwei Photonen erzeugt werden. Damit unterscheidet sich dieser Prozess wie die meisten Prozesse vom Signal durch eine deutliche Aktivität im Vorwärtsbereich.
2. $W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e$ Aus der Wechselwirkung der beiden Protonen entsteht ein W^\pm und daraus ein Elektron oder Positron mit zugehörigem Neutrino oder Antineutrino. Wie beim Z-Boson ist auch

¹ LPAIR ist ein Programm, das mit Hilfe der Monte Carlo Methode die Entstehung von Elektronen über QED-Prozesse in Proton-Proton-Kollision simuliert. Siehe auch www.desy.de/~heramc/programs/lpair/lpair.ps.gz

2 Theorie

dieser Prozess nicht photoninduziert möglich. Es ist also Aktivität im Vorwärtsbereich zu erwarten. Außerdem unterscheidet sich dieser Prozess dadurch, dass nur ein Elektron/Positron entsteht. Ein weiteres Positron/Elektron müsste also fälschlicherweise als Partner zu dem ersten rekonstruiert werden.

3. $\gamma^*/Z^* \rightarrow e^+ + e^-$ Dieser Prozess nennt sich Drell-Yan-Prozess. Es annihilieren Quark und Antiquark aus jeweils einem der Protonen zu einem Photon oder Z-Boson und bilden dann ein Elektron-Positron-Paar. Dieser Prozess unterscheidet sich wieder deutlich vom Signal dadurch, dass er nicht photoninduziert, sondern als Prozess mit Quarks im Anfangszustand abläuft und man von daher wieder Aktivität im Vorwärtsbereich erwarten würde.
4. $J/\Psi \rightarrow e^+ + e^-$ Durch Interaktion zweier Charm-Quarks (Seequarks)² aus den streuenden Protonen kann auch ein $J/\Psi = c\bar{c}$ und daraus ein Elektron-Positron-Paar entstehen. Dieser Prozess kann jedoch im Gegensatz zu den anderen Prozessen auch photoninduziert und exklusiv ablaufen. In diesem Fall wäre er nicht unbedingt als Untergrund zu bezeichnen. Diese Ereignisse lassen sich jedoch durch einen Fensterschnitt auf die invariante Masse reduzieren.
5. $Y \rightarrow e^+ + e^-$ Durch Interaktion zweier Bottom-Quarks (Seequarks) aus den streuenden Protonen kann auch ein $Y = b\bar{b}$ und daraus ein Elektron-Positron-Paar entstehen. Wie bei $J/\Psi \rightarrow e^+ + e^-$ beschrieben, kann auch dieser Prozess photoninduziert ablaufen, jedoch durch geeignete Schnitte herausgefiltert werden.
6. **Zwei harte QCD Jets** bezeichnen Proton-Proton-Reaktionen, in denen zwei harte Jets entstehen und die Protonen aufbrechen.
7. **Minimum Bias** Datensätze simulieren sogenannte weiche Proton-Proton-Reaktionen, bei denen nur weiche QCD und keine harten Jets, W- oder Z-Bosonen entstehen.

In Kapitel 4 werden die einzelnen Analyseschritte vorgestellt, mit denen alle Untergründe außer den semi- und inelastischen Prozessen vollständig herausgefiltert werden können, sodass am Ende beinahe nur noch das rein elastische Signal vorhanden ist.

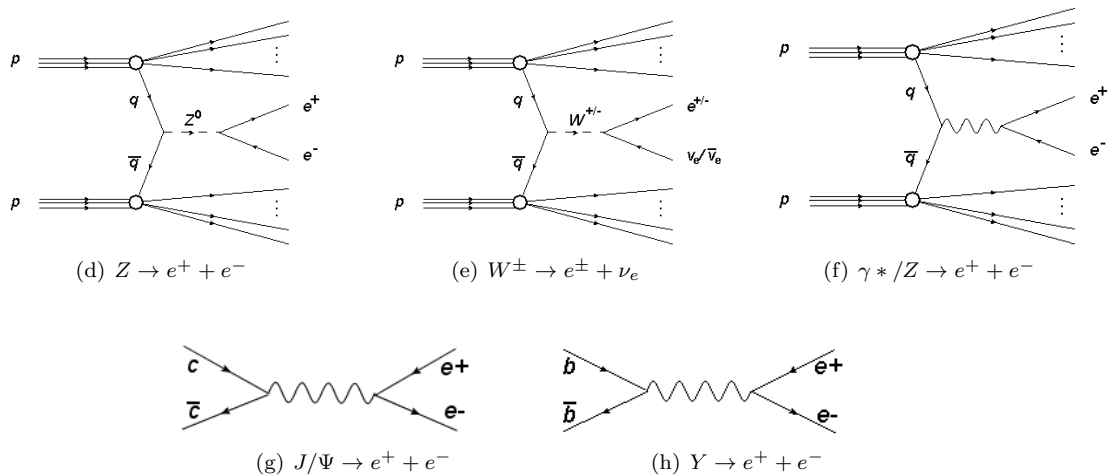


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramme der in Abschnitt 2.7 beschriebenen Untergrund-Prozesse

²Bei Hadronen (Baryonen und Mesonen) unterscheidet man außerdem in See- und Valenzquarks. Valenzquarks sind im Falle des Protons zwei up- und ein down-Quark, sie definieren das Hadron. Als sogenannte Seequarks kommen in Hadronen alle Quarks potentiell vor. Entzieht man einem Hadron ein Valenz- oder Seequark, so gerät es aus dem Gleichgewicht und zerfällt.

3 LHC und ATLAS-Detektor

In diesem Kapitel werden LHC und ATLAS-Detektor kurz beschrieben. Die Informationen über den LHC wurden dabei [10] entnommen. Die Einzelheiten zum ATLAS-Detektor finden sich in [11] und sind im folgenden Text kurz zusammengefasst, mit Ausnahme der Beschreibungen von Triggersystem und MBTS, diese folgen der Darstellung in [12]. Außerdem sind die Informationen zu Aufbau und Funktionsweise einer Proportionalkammer und eines Kalorimeters aus [8] übernommen.

3.1 LHC

LHC steht für **L**arge **H**adron **C**ollider und bezeichnet einen großen Ringbeschleuniger am CERN in Genf. Der Umfang des ca. 100 m unter der Erde befindlichen Beschleunigers beträgt 27 km.

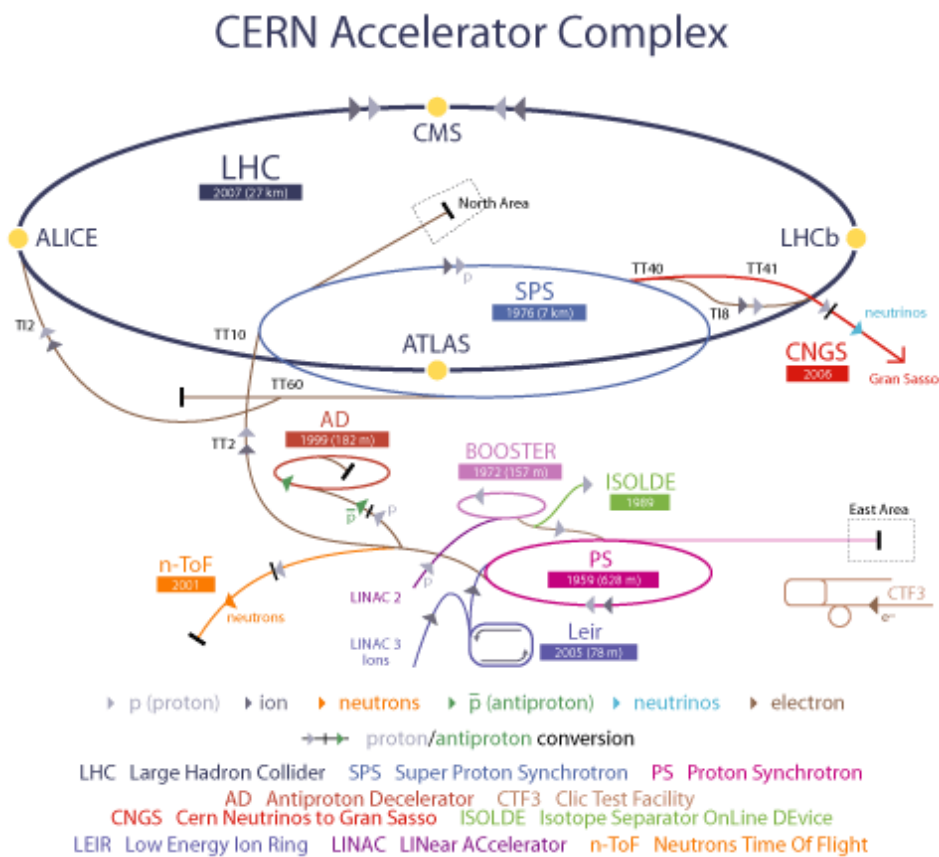


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des LHC am CERN [10]

Es werden Protonen oder Blei-Ionen in zwei nebeneinander liegenden Röhren mit entgegengesetzten Magnetfeldern beschleunigt und an den Experimenten zur Kollision gebracht. Dabei können sie bis auf eine Maximalenergie von 7 TeV gebracht werden. 2010 betrug diese jedoch nur 3,5 TeV.

3 LHC und ATLAS-Detektor

Die freien Protonen werden erzeugt, indem man Wasserstoff ionisiert. Anschließend werden sie zunächst linear beschleunigt, in den *Proton-Synchrotron-Booster* injiziert und gelangen so in das *Proton-Synchrotron*. Dieses hat einen Durchmesser von 628 m und erreicht eine Energie von 25 GeV. Anschließend werden die Protonen in das *Super-Proton-Synchrotron* (SPS) geleitet. Es hat einen Umfang von 7 km und erreicht Energien von bis zu 450 GeV. Von da gelangen die Protonen schließlich in den LHC. Dort durchlaufen sie in Paketen von ca. 10^{11} Protonen die Strahlrohre und werden durch supraleitende Dipolmagnete auf ihrer Bahn gehalten. Durch Inhomogenitäten der Felder und der Gravitationskraft werden sie dennoch immer wieder von ihrer Bahn abgelenkt und dann mit Dipolmagneten zurück fokussiert. Wenn sie die Maximalenergie erreicht haben, werden die Teilchen an den vier Detektoren zur Kollision gebracht. Abbildung 3.1 zeigt eine Übersicht des Beschleunigungssystems und der einzelnen Experimente.

3.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor (**A Toroidal LHC ApparatuS**) ist symmetrisch zum Kollisionspunkt aufgebaut und schematisch in Abbildung 3.2 dargestellt.

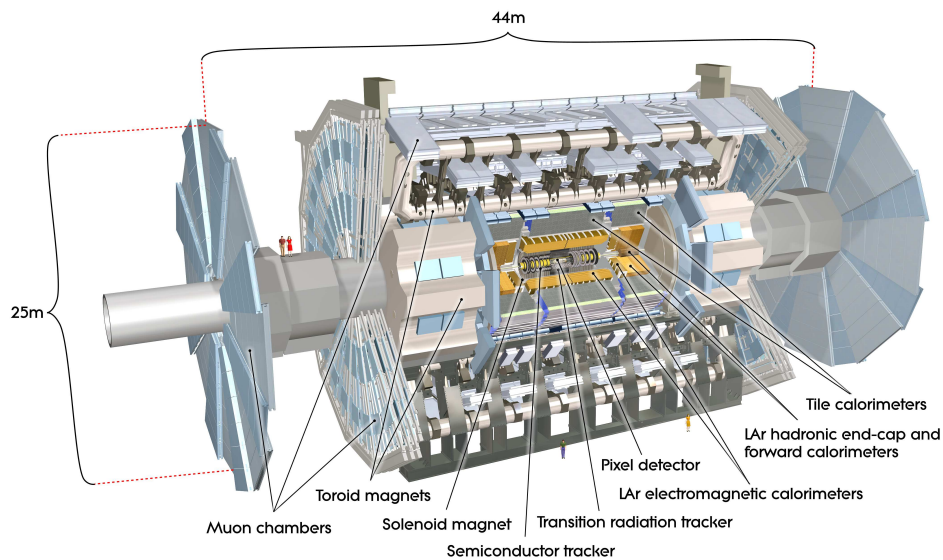


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Atlas-Detektors [11]

Der ATLAS-Detektor ist 44 m lang und 25 m hoch bzw. breit. Den Ursprung des Koordinatensystems bildet der Kollisionspunkt der beiden Strahlen. Die positive x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des LHC, die positive y-Achse Richtung Erdoberfläche. Dementsprechend zeigt die positive z-Achse in Richtung des Strahls, sodass man ein rechtshändiges Koordinatensystem erhält. Der Detektor lässt sich auch in Kugelkoordinaten beschreiben. Dazu definiert man die beiden Winkel Φ (in der Ebene senkrecht zur Strahlachse) und Θ . Außerdem definiert man noch die sogenannte Pseudorapidität $\eta = -\ln \tan \Theta/2$. Diese Größe ist unendlich auf der Strahlachse für $\Theta = 0$ und $\Theta = \pi$ und skaliert logarithmisch. Außerdem hat sie den Vorteil, dass Differenzen in η invariant sind unter einem Lorentzboost entlang der Strahlachse.

3.2.1 Der innere Detektor

Der innere Detektor besteht aus drei unabhängigen Subdetektoren, umgeben von Spulen, die ein magnetisches Feld von 2 T in z-Richtung erzeugen. Er dient zur Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen und ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

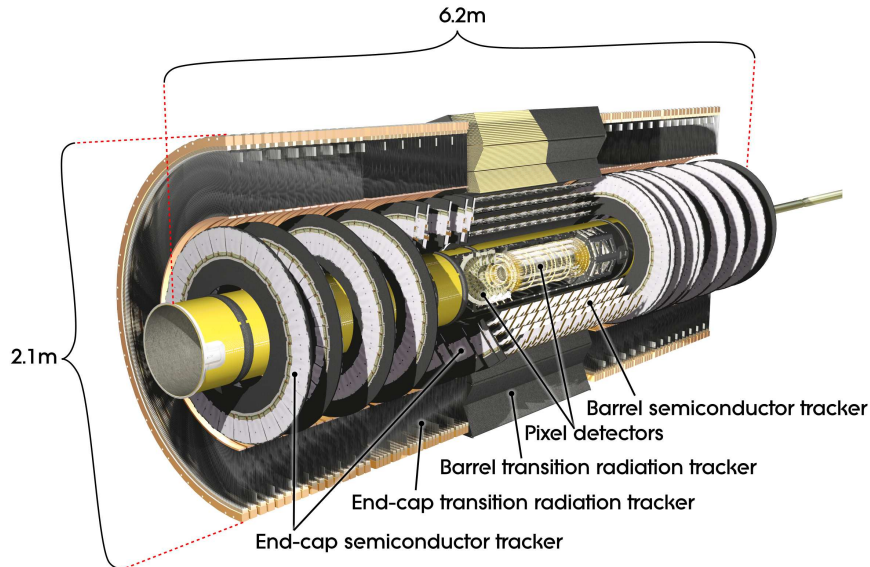


Abbildung 3.3: Subdetektoren des inneren Detektors [11]

Der Detektor besteht zunächst aus drei Schichten von Pixeldetektoren mit hoher Auflösung, die einen Bereich von $|\eta| < 2,5$ abdecken. Diese sind zylindrisch um den Reaktionspunkt angeordnete Halbleiterplättchen und werden zur Bestimmung des Ortes der Teilchen verwendet. Daran schließt sich der SCT (*Semi Conductor Tracker*) an. Er besteht aus acht Schichten von streifenförmigen Halbleiterdetektoren und deckt einen Bereich von $|\eta| < 2,5$ ab. Um den SCT herum befindet sich der TRT (*Transition Radiation Tracker*), der einen Bereich von $|\eta| < 2,0$ abdeckt und aus schmalen sogenannten Proportionalkammern aufgebaut ist. Eine Proportionalkammer ist ein gasgefülltes Volumen, in dem parallele Drähte gespannt sind, an die eine positive Hochspannung angelegt wird. Beim Durchgang durch diesen Detektor ionisieren die Teilchen Gasatome. Die so entstehenden Primärelektronen werden zum positiv geladenen Draht hin beschleunigt und lösen dabei weitere Sekundärelektronen aus, die ebenfalls beschleunigt werden. Auf diese Weise entsteht ein messbarer Spannungsimpuls am Draht.

Außerdem erzeugen die Teilchen beim Übergang zwischen Medien mit unterschiedlicher Dielektrizitätskonstante sogenannte Übergangsstrahlung, diese wird unter anderem zur Elektronenidentifikation genutzt.

Der Impuls der Teilchen lässt sich mit Hilfe der starken Magnetfelder bestimmen. Durch die Lorentzkraft werden die Teilchen auf Kreisbahnen abgelenkt, die sich zum Beispiel mit mehreren Schichten von Proportionalkammern ausmessen lassen.

3.2.2 Das Kalorimetersystem

Mit dem Kalorimetersystem lässt sich die Energie der detektierten Teilchen bestimmen, denn beim Durchgang durch das Kalorimeter erzeugen die Teilchen sogenannte Schauer und geben so ihre Energie ab. Das Kalorimeter setzt sich aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter zusammen. Das hadronische Kalorimeter folgt dem elektromagnetischen Kalorimeter, da die elektromagnetische Strahlungslänge kürzer ist als die hadronische Wechselwirkungslänge.

Das elektromagnetische LAr (**L**iquid **A**rgon)-Kalorimeter deckt einen Bereich von $|\eta| < 3,2$ ab. Es ist unterteilt in einen zentralen ($|\eta| < 1,475$) und zwei Endkappenbereiche ($1,375 < |\eta| < 3,2$), in denen Bleiabsorber und flüssiges Argon abwechselnd angeordnet sind. Elektronen und Photonen erzeugen darin durch Bremsstrahlung und Paarerzeugung Kaskaden von Photonen und Elektron-Positron-Paaren. Die Kalorimeter sind so gebaut, dass die Schauer vollständig detektiert werden. Auf diese Weise lässt

sich die Gesamtenergie der Teilchen messen. Eine Bedingung dafür ist, dass die Kalorimeter je nach Energie mindestens eine Länge von 15-25 Strahlungslängen aufweisen. Es kann dennoch vorkommen, dass Teilchen nicht vollständig abgebremst werden.

Das hadronische Kalorimeter für $|\eta| < 1,7$ besteht aus drei Szintillations-Kalorimetern im Zentralbereich und LAr-Kalorimetern an den Endkappen ($|\eta| > 1,5$). Szintillations-Kalorimeter bestehen aus einer Folge von Eisenplatten und Szintillatoren, um alle Teilchen eines hadronischen und elektromagnetischen Schauers zu detektieren. Geladene Hadronen können im Detektor auf Grund ihrer elektrischen Ladung auch elektromagnetische Schauer auslösen. Das LAr-Vorwärtskalorimeter deckt einen Bereich von $|\eta| < 4,9$ ab und eignet sich sowohl für elektromagnetische als auch hadronische Energiemessungen.

Die Einträge im Kalorimeter werden in sogenannten Clustern zusammengefasst. Dazu wird um die Zelle mit dem größten Energieeintrag ein Quadrat von 3 mal 3 Zellen gelegt und die Energiebeiträge in einem Cluster zusammengefasst, wie in Referenz [12] beschrieben wird.

3.2.3 Das Myonensystem

Die Myonenkammern sind um das Kalorimeter herum angelegt und bestehen aus drei Schichten von Spurkammern. Im Zentralbereich sind Spurkammern in drei zylindrischen Schichten um die Strahlachse angeordnet. In den Übergangsbereichen und Endkappen sind Spurkammern senkrecht zur Strahlachse in drei Scheiben angeordnet. Sie dienen zur Detektion und Impulsmessung geladener Teilchen, die im Kalorimeter nicht gestoppt wurden.

3.2.4 Das Triggersystem

Das Triggersystem besteht aus drei Schritten: Level1-Trigger, Level2-Trigger und Ereignisfilter. Der LV1-Trigger ist Hardware basiert und selektiert die Daten vor, indem er Informationen aus einer Gruppe von Detektoren zusammenfasst. Dadurch werden die Daten auf eine mittlere Rate von 75 kHz reduziert. Der Software basierte LV2-Trigger reduziert die Datenmenge dann noch einmal auf ca. 1 kHz, wobei er die Informationen des LV1-Triggers über sogenannte *Regions of interest* (ROI), zu deutsch interessante Regionen, weiter zusammenfasst. ROIs sind Regionen des Detektors in denen eine Aktivität gemessen wurde, die dann etwa 1-4 % der Daten aus jedem Subdetektor enthalten. Der L2-Trigger fasst außerdem alle Daten in einem Datenblock gruppiert nach ROIs zusammen. Der Ereignisfilter schließlich reduziert die Daten mit komplexeren Algorithmen weiter auf eine Rate von 100 – 200 Hz und wird abhängig von der Analyse, die auf die Daten angewendet werden soll, angewendet.

3.2.5 Der MBTS

MBTS steht für **M**inimum **B**ias **T**rigger **S**cintillator. Der Detektor befindet sich auf der Innenseite der LAr-Endkappen-Kalorimeter und deckt einen η -Bereich von $2,12 < |\eta| < 3,85$ ab. Er besteht aus jeweils 16 Szintillationszählern, die in zwei η -Bereiche eingeteilt sind: $2,12 < |\eta| < 2,85$ und $2,85 < |\eta| < 3,85$. Die Signale werden über die Elektronik des Tile-Kalorimeters ausgelesen. Dieser Trigger dient dazu, inelastische Kollisionen mit so wenig Vorinformationen wie möglich zu selektieren.

4 Analyse der exklusiven e^+e^- Produktion

In diesem Kapitel werden die einzelnen Schritte der Analyse zur Selektion der hier betrachteten exklusiven Prozesse erläutert. Die verwendeten Datensätze sind in Tabelle 9.1 und 9.2 im Anhang aufgelistet. Die Datensätze zu den elastischen, semielastischen und inelastischen Prozessen sind mit LPAIR generiert worden. Dabei wurde eine Schwerpunktsenergie von 7 TeV angenommen. Die simulierten Elektronen haben einen Transversalimpuls von mindestens 5 GeV und liegen im Bereich $|\eta| < 2.5$. Genauere Informationen zu den hier verwendeten Datensätzen finden sich in Referenz [7].

4.1 Der Trigger

Wie in Abschnitt 3.2.4 beschrieben, setzt sich der Trigger zusammen aus LV1-, LV2-Trigger und Ereignisfilter. Für diese Analyse wurde der EF_e5_medium_MV-Trigger verwendet. Die einzelnen Stufen bestehen aus:

Level 1 :	L1_EM3 & !L_MBTS1.1
Level 2 :	L2_e5_medium
Ereignisfilter:	EF_e5_medium

Tabelle 4.1: Darstellung von LV1-, LV2- und Ereignisfilter, die in dieser Analyse verwendet wurden.

Der e5_medium Trigger wurde für Prozesse entwickelt in denen Elektronen entstehen und verlangt ein Elektron mit einem Transversalimpuls von $P_T > 5$ GeV sowie *medium* Qualität der Elektronen. Die rekonstruierten Elektronen sind in drei Kategorien eingeteilt: *loose*, *medium* und *tight*. Diese Qualitätskriterien basieren auf verschiedenen Schnitten auf Variablen aus Kalorimeter, Spurdetektor und deren Kombinationen. *Loose* stellt dabei die schwächsten Kriterien an die Rekonstruktion der Elektronen und *tight* die härtesten und meisten Bedingungen. Die Klassifizierung ist grob in Tabelle 4.2 dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass der jeweils härtere Schnitt immer die vorhergehenden Schnitte beinhaltet und in Tabelle 4.2 nur die zusätzlichen Kriterien zu sehen sind.

Schnitte	Bereiche der Schnittvariablen
<i>loose</i>	Akzeptanz des Detektors Verhältnis von E_T im hadronischen zu E_T im elektromagnetischen Kalorimeter Breite der Schauer in der zweiten Schicht des elektromagnetischen Kalorimeters
<i>medium</i>	Energieverlust und Breite der Schauer in der ersten Schicht des elektromagnetischen Kalorimeters; Qualität der Spuren : d_0 (kürzester Abstand zwischen Spur und Strahlachse), Anzahl <i>Hits</i> im Pixeldetektor und SCT;
<i>tight</i>	Genauigkeit der Anpassung der Spuren; $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ zwischen Spur und Cluster und Verhältnis von E zu P Anzahl <i>Hits</i> im TRT und Rate von HTrHits/Hits

Tabelle 4.2: Definition der *loose*, *medium* und *tight* Eigenschaften. Diese Tabelle bildet einen Auszug aus den in Referenz [12] S. 75 f. dargestellten Kriterien.

HTrHits/Hits bedeutet in diesem Fall die Anzahl an Signalen im TRT oberhalb der oberen Schwelle dividiert durch die gesamte Anzahl an Signalen im TRT. Der TRT hat zwei Schwellen, eine hohe und eine

tiefe. Ein geladenes Teilchen strahlt beim Übergang in ein Medium mit einer anderen Dielektrizitätskonstante Photonen ab (Übergangsstrahlung). Leichte Teilchen haben einen höheren Gamma-Faktor und erzeugen daher mehr Photonen oberhalb der oberen TRT-Schwelle. Da Elektronen verhältnismäßig leicht sind, ist die hier beschriebene Größe ein gutes Kriterium, um Elektronen zu identifizieren. Die Triggerschnitte werden zum Vergleich von gemessenen Daten und Simulation auch auf die simulierten Daten angewendet.

4.2 Auswahl der Elektronen: Objektselektion

Bei einem exklusiven Ereignis entsteht ein Elektron-Positron-Paar aus der elektromagnetischen Wechselwirkung zweier Protonen. Dieser Schnitt setzt die Identifikation der Elektronen um. Daher werden hier zwei Elektronen und ein Ladungsprodukt von -1 verlangt.

Anzahl Elektronen n	=	2
Ladungsprodukt	=	-1
Elektron erfüllt das Qualitätskriterium <i>medium</i>	>	0
Elektronen haben eine Spur	>	0

Außerdem verlangt man, dass beide Elektronen das Qualitätskriterium *medium* (= engl. mittel) erfüllen und eine Spur im inneren Detektor hinterlassen. Die Effizienz eines Schnittes, das heißt, die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ereignis die Bedingungen des Schnittes erfüllt, ist definiert als:

$$\epsilon = \frac{\#\text{Ereignisse nach dem Schnitt}}{\#\text{Ereignisse vor dem Schnitt}} \quad (4.1)$$

Diese Größe lässt sich nun sowohl für Signal als auch für exklusiven Untergrund berechnen und vergleichen. Dazu verwendet man hier simulierte Daten und erhält gemäß Gleichung 4.1 für elastische, semielastische und inelastische Prozesse:

	elastisch	semielastisch	inelastisch
Objektselektion	48 %	50 %	51 %

Tabelle 4.3: Signaleffizienz für elastische, semielastische und inelastische Ereignisse nach der Objektselektion

4.3 Bedingung der Exklusivität: offline MBTS Veto

MBTS steht für Minimum Bias Trigger Scintillator und ist ein Teil des Detektors, der in Abschnitt 3.2.5 genauer beschrieben ist. Die Analyse der Exklusivitäts- und MBTS Vetoschnitte wurde kanalunabhängig von Christian Limbach durchgeführt und ist im Folgenden kurz zusammengefasst. Um Ereignisse zu selektieren, die außer zwei Elektronen *nichts* beinhalten, unterteilt man den Detektor in unterschiedliche $|\eta|$ -Bereiche. Zunächst muss bestimmt werden, wie *nichts* im Detektor aussieht. Dazu werden Zero Bias Ereignisse ¹ aus den gleichen Runs wie die Daten in zwei disjunkte Datensätze aufgeteilt: *wechselwirkend* und *nicht wechselwirkend*.

Wechselwirkend Zero Bias Ereignis mit mindestens einer Spur oder einem Myon, das bestimmte Qualitätskriterien erfüllt.

Nicht wechselwirkend Zero Bias Ereignis mit keiner Spur und keinem Myon, das die geforderten

¹Zero Bias Ereignisse, sind Ereignisse, die mit einem Trigger ausgelesen wurden, der keine besonderen und Analyse gebundenen Anforderungen stellt, sondern lediglich fordert, dass zwei Protonenpakete in ATLAS eintreten.

Name	η Interval	Beschreibung
Barrel central	$ \eta \in [0.000, 1.375]$	innerer Zentralbereich elektromagnetisches (EM) Kalorimeter
Barrel transition	$ \eta \in [1.375, 1.520]$	enthält Übergangsregionen EM Zentralbereich - EM Endkappe
Barrel outer	$ \eta \in [1.520, 2.000]$	Teil der EM Endkappe bis zum MBTS
MBTS central	$ \eta \in [2.000, 2.470]$	Teil des MBTS bis zum Ende des Spurdetektors
MBTS outer	$ \eta \in [2.470, 3.900]$	Äußerer Teil des MBTS, hinterer Teil des Spurdetektors
Forward	$ \eta \in [3.900, 4.900]$	Vorwärtskalorimeter

Tabelle 4.4: Definitionen der Einteilungen in Pseudorapiditätsbins, die hier verwendet werden [7]

Qualitätskriterien erfüllt.

Nun werden die Exklusivitätsschnitte an Hand von diesen Datensätzen optimiert, sodass möglichst viele nicht wechselwirkende und so wenig wechselwirkende Ereignisse wie möglich die Schnitte passieren. Man teilt die Exklusivitätsschnitte dann noch einmal in das offline MBTS Veto (enthält die Schnitte auf den MBTS und Vorwärtsbereich) und die Exklusivitätsschnitte auf. Hier wird zunächst das offline MBTS Veto angewendet. Ein offline Veto auf die in Tabelle 4.4 definierten $|\eta|$ -Bereiche, welches strikter ist als das Trigger Veto, sorgt dafür, dass die Ineffizienz des Trigger Vetos vernachlässigt werden kann.² Man schneidet nun zunächst für das MBTS Veto auf die folgenden Variablen:

$$\begin{aligned}
\text{Anzahl Cluster im } MBTS \text{ central bin} &< 2 \\
\text{Anzahl der Cluster im } MBTS \text{ outer bin} &< 2 \\
\text{Anzahl der Cluster im } Forward \text{ bin} &< 2 .
\end{aligned}$$

Wie oben schon beschrieben ist eine definierende Eigenschaft der exklusiven Prozesse, dass keine Aktivität in Vorwärtsrichtung zu finden ist. Daher wird auf die Anzahl der Cluster in den oben definierten Regionen des MBTS bzw. im Vorwärtsbereich geschnitten. Auch hier lässt sich die Effizienz im Vergleich für elastische, semielastische und inelastische Prozesse mit den simulierten Daten berechnen. Dies ist in Tabelle 4.5 dargestellt.

	elastisch	semielastisch	inelastisch
MBTS Veto	87 %	84 %	79 %

Tabelle 4.5: Signaleffizienz für elastische, semielastische und inelastische Ereignisse nach den MBTS Vetoschnitten

Hier sind die jeweiligen Effizienzen sehr gering, jedoch muss das MBTS Veto aus oben genannten Gründen stärker als das an ATLAS angewendete MBTS Veto nachkonstruiert werden.

4.4 Bedingungen an den Primärvertex: Ereignisselektion

Um sicherzustellen, dass der Vertex, der ausgewählt wurde, wirklich von einer primären Proton-Proton-Kollision stammt, wird in diesem Schnitt gefordert, dass die Koordinaten des Primärvertex nahe dem nominellen Kollisionspunkt sein müssen.

²Wenn jedes Ereignis, das die offline Selektion passiert, auch den Trigger passiert hat, dann ist die Triggereffizienz 100% [7].

4 Analyse der exklusiven e^+e^- Produktion

$ x\text{-Koordinate} $	$<$	15 mm
$ y\text{-Koordinate} $	$<$	15 mm
$ z\text{-Koordinate} $	$<$	200 mm

Diese Schnitte sind jedoch sehr locker, wie man auch in Tabelle 9 im Anhang erkennen kann, denn dieser Schnitt schneidet keine Daten weg.

	elastisch	semielastisch	inelastisch
Ereignisselektion	99 %	100 %	100 %

Tabelle 4.6: Signaleffizienz für elastische, semielastische und inelastische Ereignisse nach der Ereignisselektion

4.5 Bedingung der Exklusivität: Teil II

In den hier untersuchten exklusiven Prozessen entstehen lediglich zwei Leptonen. Für den Bereich, der nicht zu einem der Elektronen gehört, fordert man daher, dass im Zentral-, Übergangs und Außenbereich maximal ein Cluster zu finden ist. Dazu wird, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben, auf die übrigen $|\eta|$ -Bereiche geschnitten. Außerdem wird verlangt, dass das energiereichste Cluster maximal eine Energie von 6 GeV hat, so erhält man die folgenden Bedingungen:

Anzahl Cluster im <i>Barrel central</i> bin	$<$	2
Anzahl Cluster im <i>Barrel transition</i> bin	$<$	1
Anzahl Cluster im <i>Barrel outer</i> bin	$<$	2
Maximale Energie in einem Cluster	$<$	6 GeV

Auch hier betrachtet man wieder die Effizienzen von elastischen, semielastischen und inelastischen simulierten Daten. Diese sind in Tabelle 4.7 dargestellt.

	elastisch	semielastisch	inelastisch
Exklusivitätsselektion	92 %	92 %	89 %

Tabelle 4.7: Signaleffizienz für elastische, semielastische und inelastische Ereignisse nach der Exklusivitätsselektion

4.6 Selektion der rein elastischen Prozesse über $\Delta\Phi$ und ΔP_T

Bei den hier betrachteten exklusiven Prozessen wird aus der elektromagnetischen Wechselwirkung zweier Protonen ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Diese werden aus Impulserhaltungsgründen in der transversalen Ebene entgegengesetzt emittiert, solange das Proton keinen Transversalimpuls hat. Sie weisen daher theoretisch eine Winkeldifferenz $\Delta\Phi$ von $180^\circ = \pi$ auf. Außerdem sollte die Differenz der Transversalimpulse ΔP_T zwischen den beiden Elektronen möglichst klein sein. Im optimalen Fall haben sie den gleichen Transversalimpuls. Die Parameter sind nun so zu wählen, dass auf der einen Seite möglichst viel Untergrund weggeschnitten wird und andererseits noch genug Signal erhalten bleibt.

Dazu definiert man zunächst die **Signifikanz** Z zu einer Wahrscheinlichkeit p , als die Anzahl von Standardabweichungen, sodass das Integral über eine gaußverteilte Zufallsvariable mit Mittelwert Null von Null bis Z den Wert p hat. Für eine einzige Untergrundkomponente b gilt dann:

$$Z = \sqrt{2 \left((s + b) \ln \left(1 + \frac{s}{b} \right) - s \right)}$$

4.6 Selektion der rein elastischen Prozesse über $\Delta\Phi$ und ΔP_T

Dabei ist s das Signal wie in [2] beschrieben. Man betrachtet nun die Signifikanz in Abhängigkeit der Werte ΔP_T und $\Delta\Phi$ auf die für die simulierten Monte Carlo Daten geschnitten wird. Um die optimalen Werte zu finden, ist die Signifikanz zu maximieren. Dazu trägt man die Signifikanz gegen $\Delta\Phi$ bzw. ΔP_T auf. ΔP_T Verteilung, Effizienzen und Signifikanzkurve für ΔP_T sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Elastisch bezeichnet dabei das Signal. Semielastisch und inelastisch sind wie oben definiert und bilden die einzigen Untergründe, die nach der Exklusivitätsselektion noch vorhanden sind. Analog zur Signifikanz kann man auch die Effizienz in Abhängigkeit von ΔP_T betrachten. Man erkennt ein breites Maximum der Signifikanzkurve bei $\Delta P_T = 2,0$ GeV. Für die weitere Analyse wird daher auf diesen Wert geschnitten. Nach dem Schnitt auf ΔP_T folgt der Schnitt auf $\Delta\Phi$. Analog betrachtet man Signifikanz, Effizienz und $\Delta\Phi$ -Verteilung.

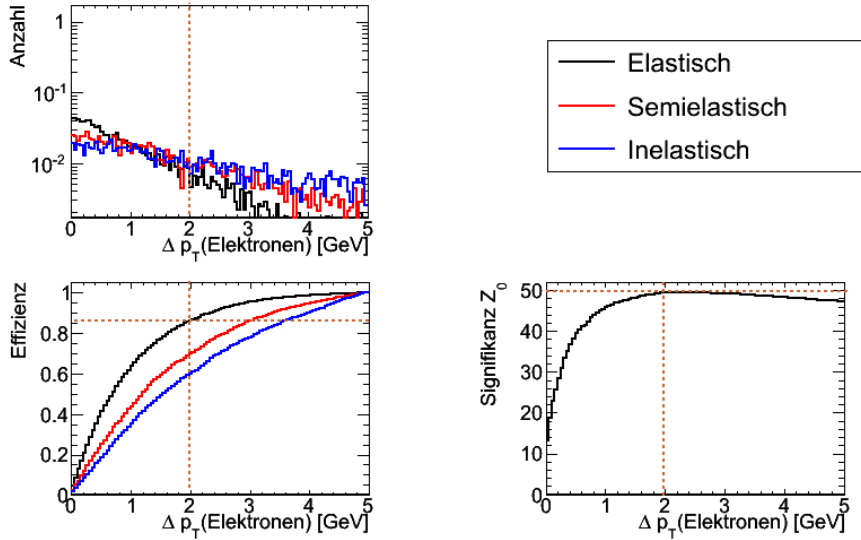


Abbildung 4.1: ΔP_T -Verteilung, Effizienz und Signifikanz

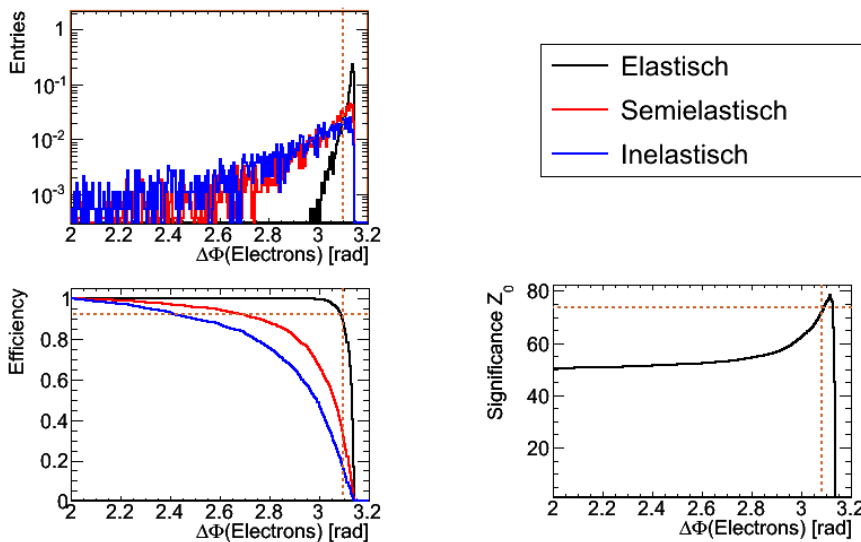


Abbildung 4.2: $\Delta\Phi$ -Verteilung, Effizienz und Signifikanz

4 Analyse der exklusiven e^+e^- Produktion

Wie man in Abbildung 4.2 erkennt, weist die Signifikanz für $\Delta\Phi$ ein noch deutlicheres Maximum bei $\Delta\Phi = 3,1$ rad auf. Auf diese Weise erhält man die beiden folgenden Bedingungen:

$$\Delta P_T < 2,0 \text{ GeV}$$

$$\Delta\Phi > 3,1 \text{ rad}$$

Die Signaleffizienz für simulierte elastische, semielastische und inelastische exklusive Prozesse ist in Tabelle 4.8 dargestellt. Dabei wird zunächst ΔP_T und dann $\Delta\Phi$ angewendet, wie auch in Tabelle 9 im Anhang dargestellt ist.

	elastisch	semielastisch	inelastisch
ΔP_T	90 %	65 %	50 %
$\Delta\Phi$	91 %	34 %	17 %

Tabelle 4.8: Signaleffizienz für elastische, semielastische und inelastische Ereignisse nach den Balance-Schnitten

4.7 Zusammenfassung

Die oben erläuterte Analyse wird sukzessiv auf Daten und Monte Carlo Daten angewendet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.9 dargestellt. Nach den Exklusivitätsschnitten ist in den Daten kein Untergrund mehr zu erwarten. Diese setzen sich nur noch aus elastischen, semielastischen und inelastischen exklusiven Prozessen zusammen. Nach der Objektselektion werden weitaus weniger Daten vorhergesagt, als

Schnitt	Daten	elastisch	semielastisch& inelastisch	W&Z- Boson	Resonanzen& Drell Yan	QCD& Minimum Bias
Kein Schnitt	$3,3 \cdot 10^6$	15	28	32482	$9,59 \cdot 10^6$	$1,96 \cdot 10^{11}$
GRL	$3,0 \cdot 10^6$	15	28	32482	$9,59 \cdot 10^6$	$1,96 \cdot 10^{11}$
Trigger	$3,0 \cdot 10^6$	11	23	30,4	949	29037
Objektselektion	2525	5,5	12	0,97	164	0
MBTSVeto	14	4,8	9,4	0,02	0	0
Ereignisselektion	14	4,8	9,3	0,02	0	0
Exklusivität	12	4,4	8,4	0	0	0
ΔP_T	11	3,9	4,8	0	0	0
$\Delta\Phi$	4	3,6	1,3	0	0	0

Tabelle 4.9: Anzahl Ereignisse, die die jeweiligen Schnitte passiert haben. Die simulierten Daten sind normiert auf die Luminosität von $3,317 \text{ pb}^{-1}$.

man in den gemessenen Daten sehen kann. Dies ändert sich jedoch nach dem MBTS Vetoschnitt. In Abbildung 4.3 erkennt man, dass es nach der Objektselektion noch viele Daten gibt, für die die Statistik der Simulationen nicht ausreicht. Man sieht hier auch deutlich, dass drei simulierte Ereignisse (drei gleich hohe grüne bins) auf ca. 100 Ereignisse hochskaliert wurden. Alle Datenpunkte rechts von den roten Linien werden im folgenden Analyseschritt, dem MBTS Veto, herausgeschnitten. In Abschnitt 5 wird eine genauere Abschätzung des Untergrundes an dieser Stelle der Analyse durchgeführt.

In Zeile 9 von Tabelle 4.9 sind die Daten aus Periode E bis I und die simulierte Erwartung von Signal und Untergrund nach den Schnitten zur Exklusivität dargestellt. An dieser Stelle werden nur noch exklusive Ereignisse erwartet und der Anzahl nach stimmen Daten und Simulation gut überein. Es lassen sich auch die Verteilungen von gemessenen und simulierten Daten nach diesem Analyseschritt vergleichen.

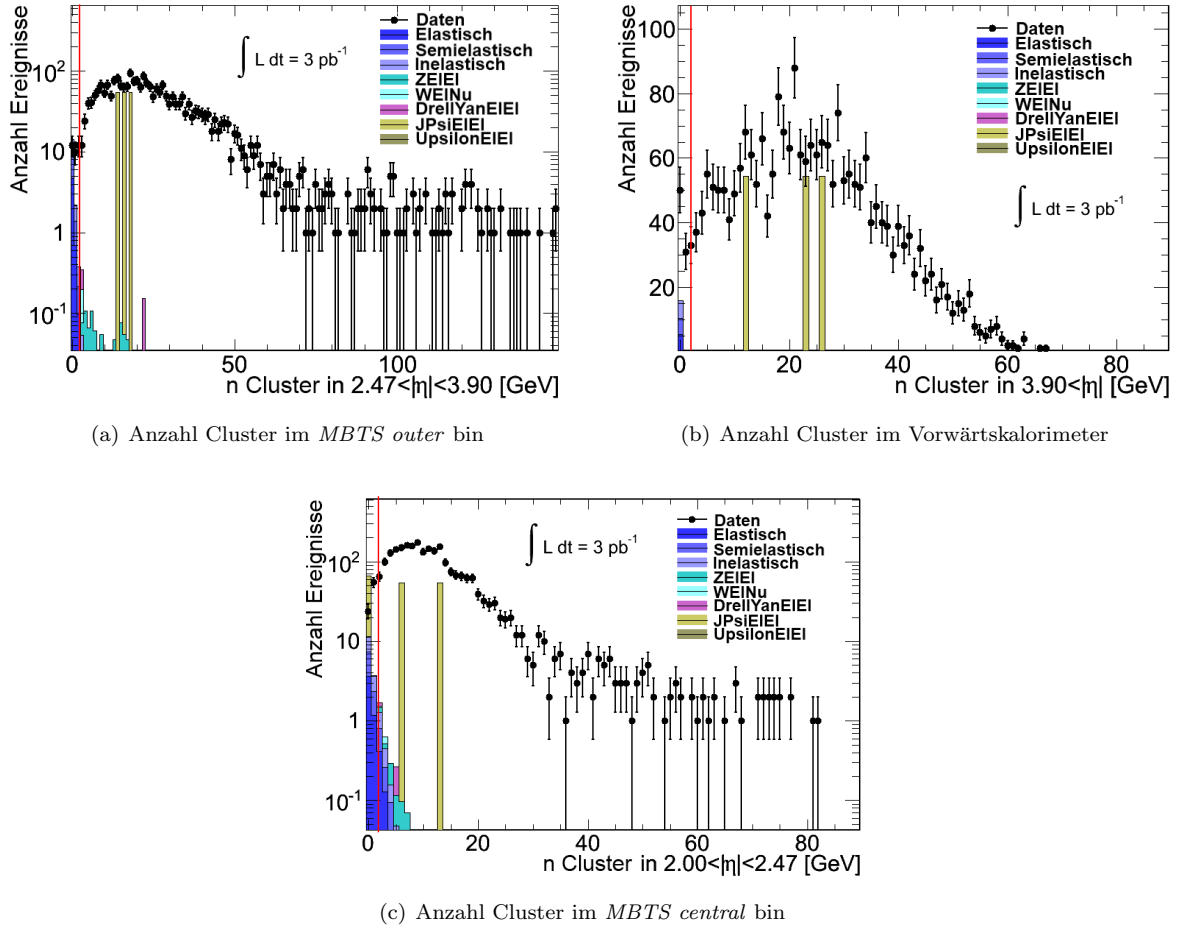
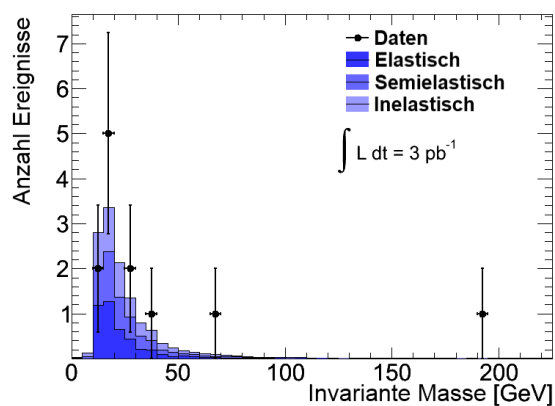


Abbildung 4.3: Verteilungen von gemessenen und simulierten Daten nach der Objektselektion

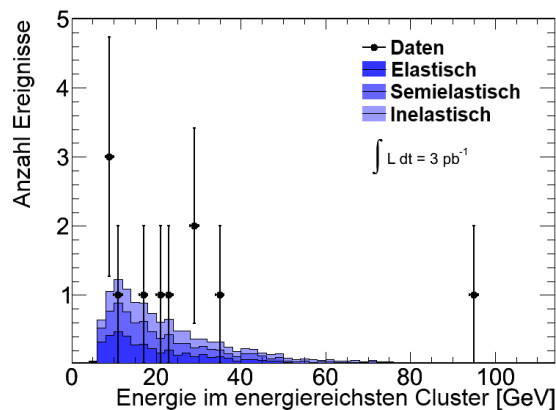
In Abbildung 4.4(a) bis 4.4(f) sind die Verteilungen für invariante Masse, Energie im energiereichsten Cluster, Transversalimpuls P_T und Φ sowie ΔP_T und $\Delta\Phi$ dargestellt. Die Daten bestätigen die Vorhersage der Simulationen bis auf wenige Ausnahmen. Betrachtet man zum Beispiel die Verteilung der invarianten Massen in Abbildung 4.4(a), so fällt auf, dass ein Ereignis eine invariante Masse von ca. 190 GeV aufweist. Dieses Ereignis passiert alle Schnitte und wird in Kapitel 7 genauer untersucht. Aufgrund der geringen Statistik von 12 Datenpunkten, sind solche Ausnahmen jedoch zu erwarten und man kann in diesem Rahmen von einer guten Übereinstimmung sprechen. Die Φ -Verteilung in Abbildung 4.4(d) ist wie erwartet sehr ausgeglichen und auch beim Transversalimpuls P_T in Abbildung 4.4(c) beschreiben die Daten, bis auf die Ereignisse bei kleinen Winkeldifferenzen $\Delta\Phi$, den durch die Simulationen vorhergesagten Verlauf.

Nach den Exklusivitätsschnitten werden noch Schnitte auf ΔP_T und $\Delta\Phi$ angewendet. Diese sind in Abbildung 4.4(e) und 4.4(f) als rote Linien eingezeichnet.

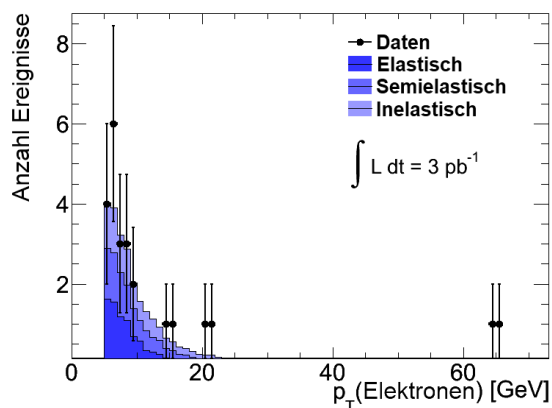
4 Analyse der exklusiven e^+e^- Produktion



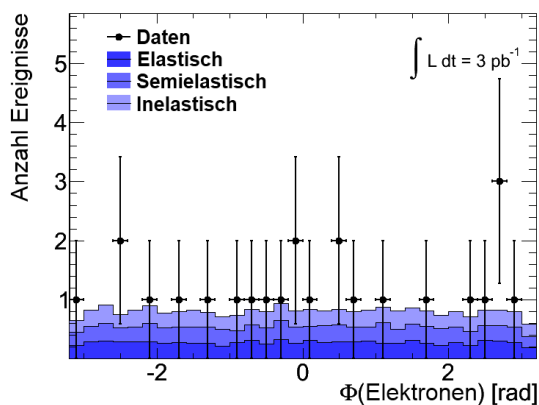
(a) Verteilung der invarianten Masse



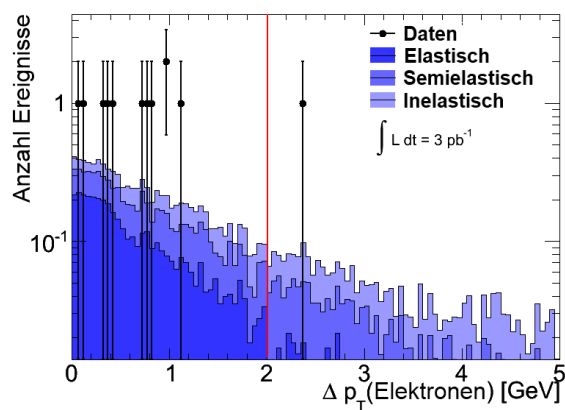
(b) Energie im energiereichsten Cluster



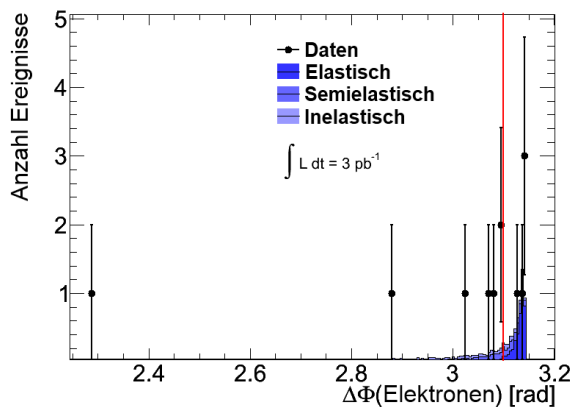
(c) Verteilung des Transversalimpulses



(d) Verteilung des Winkels Φ



(e) Verteilung der Differenz der Transversalimpulse ΔP_T



(f) Verteilung der Winkeldifferenz $\Delta\Phi$

Abbildung 4.4: Verteilungen von gemessenen und simulierten Daten nach den Schnitten zur Exklusivität

5 ABCD-Methode

Wie man in Tabelle 4.9 erkennt, passen Daten und Monte Carlo erst ab dem MBTS Vetoschnitt gut zusammen. Nach der Objektselektion ist die Erwartung wesentlich geringer als die tatsächlich beobachtete Anzahl von Ereignissen. Dies liegt vermutlich daran, dass die Statistik der simulierten Daten für QCD-Ereignisse zu gering ist. Ein simuliertes Ereignis wird dabei aufgrund des hohen Wirkungsquerschnittes dieser Ereignisse auf ca. 20 000 hochskaliert. Um den tatsächlichen Untergrund jedoch genauer und datenbasiert abzuschätzen, wird die ABCD-Methode angewendet. Dabei geht man folgendermaßen vor:

1. Man wählt zwei unkorrelierte Variablen.
2. Man trägt diese gegeneinander auf.
3. Man definiert vier Regionen A-D, wobei in A das Verhältnis von Signal und Untergrund viel größer ist als in den Regionen B-D.

Dann folgt für die Erwartung des Untergrundes in Region A (Bg_A):

$$Bg_A = \frac{C}{D} \cdot B \quad (5.1)$$

$$\Delta Bg_A = \sqrt{\left(\frac{\Delta C \cdot B}{D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B \cdot C}{D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta D \cdot C \cdot B}{D^2}\right)^2} \quad (5.2)$$

Und damit erhält man für die Signalerwartung Sg_A in dieser Region:

$$Sg_A = A - Bg_A \quad (5.3)$$

$$\Delta Sg_A = \sqrt{(\Delta A)^2 + (\Delta Bg_A)^2} \quad (5.4)$$

Dabei bezeichnet A die Anzahl der Ereignisse in Region A, B die Anzahl der Ereignisse in Region B und so weiter. Als Fehler auf die Daten wird jeweils ein statistischer Fehler von $\Delta N = \sqrt{N}$ angenommen. Nun werden als unkorrelierte Variablen $\Delta\Phi$ und $\text{Log}(\sum E(\eta > 3, 9))$ gewählt. $\sum E(\eta > 3, 9)$ ist dabei die gesamte im Vorwärtskalorimeter deponierte Energie. Diese sind für die Daten in Abbildung 5.1 gegeneinander aufgetragen. Außerdem erkennt man die Definition der vier Bereiche A bis D. Dass die oben geforderte Bedingung (Verhältnis von Signal zu Untergrund in Region A wesentlich größer als in den anderen drei Regionen) erfüllt ist, kann man in Abbildung 5.2(a) bis 5.3(b) erkennen. Im sogenannten *Underflow* ist die Summe der Ereignisse dargestellt, die aufgrund ihres kleinen Wertes für $\sum E(\eta > 3, 9)$ nicht mehr im darstellbaren Bereich des eigentlichen Histogrammes liegen ($-5 < \log(\sum E(\eta > 3, 9)) < 5$).

Wie man in Abbildung 5.2(a) erkennt, befindet sich der größte Teil des Signals in dieser Darstellung im Underflow. Dies liegt daran, dass die Signalereignisse im Idealfall keine Energie im Vorwärtskalorimeter deponieren und ihre Werte daher um Null streuen. Der Untergrund dagegen ist vor allem bei großen $\log(\sum E(\eta > 3, 9))$ und kleinen $\Delta\Phi$ Werten zu finden und in Abbildung 5.3(b) zu sehen. Dabei muss man beachten, dass simuliertes Signal und simulierter Untergrund hier nicht luminositätsgewichtet sind. Vergleicht man mit Tabelle 4.9, so sieht man, dass die wenigen Untergrundereignisse noch auf über 164 hochskaliert und die Signalereignisse auf 5,5 Ereignisse herunterskaliert werden.

Wendet man diese Methode nun auf die in Tabelle 4.9 dargestellten Daten nach der Objektselektion an, dass heißt nach dem zweiten Schnitt der in Kapitel 4 dargestellten Analyse, so erhält man für die Regionen A bis D die in Tabelle 5 dargestellten Werte.

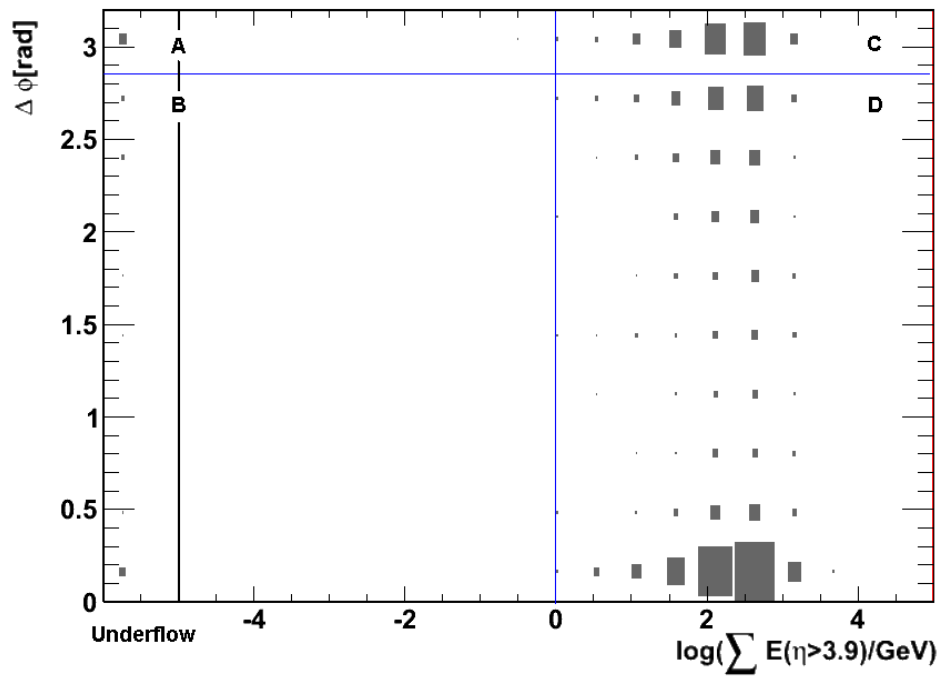


Abbildung 5.1: Daten nach den Objektselektionsschnitten eingeteilt in die Regionen A-D

Region	#Events in Periode E-I
A	27
B	24
C	745
D	1729

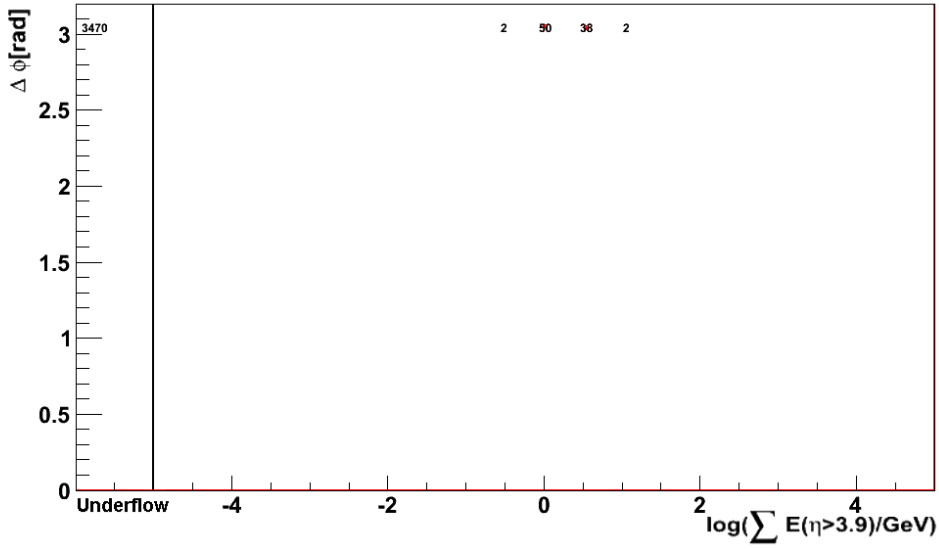
Tabelle 5.1: Anzahl der Ereignisse in Region A bis D nach den Objektselektionsschnitten

Setzt man dies nun in Formel 5.1 bis 5.4 ein, so folgt für die Erwartung von Signal und Untergrund in Region A:

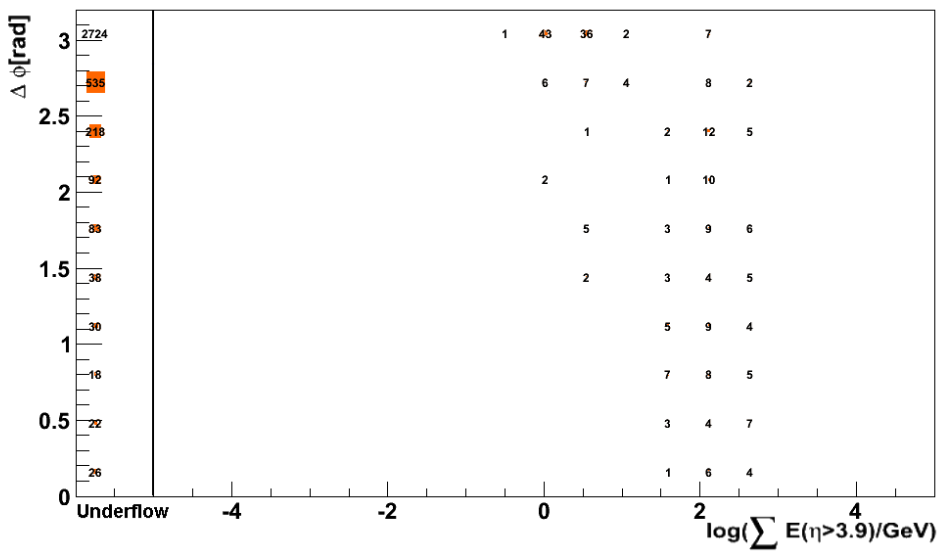
$$S_{g_A} = [16, 7 \pm 5, 6]$$

$$B_{g_A} = [10, 3 \pm 2, 2]$$

Vergleicht man diese Ergebnisse mit den Werten aus Tabelle 4.9, so sieht man, dass die Anzahl der Ereignisse nach dem MBTS Veto innerhalb der Fehlergrenzen sehr gut mit der Anzahl der erwarteten Signalereignisse in Region A übereinstimmen.

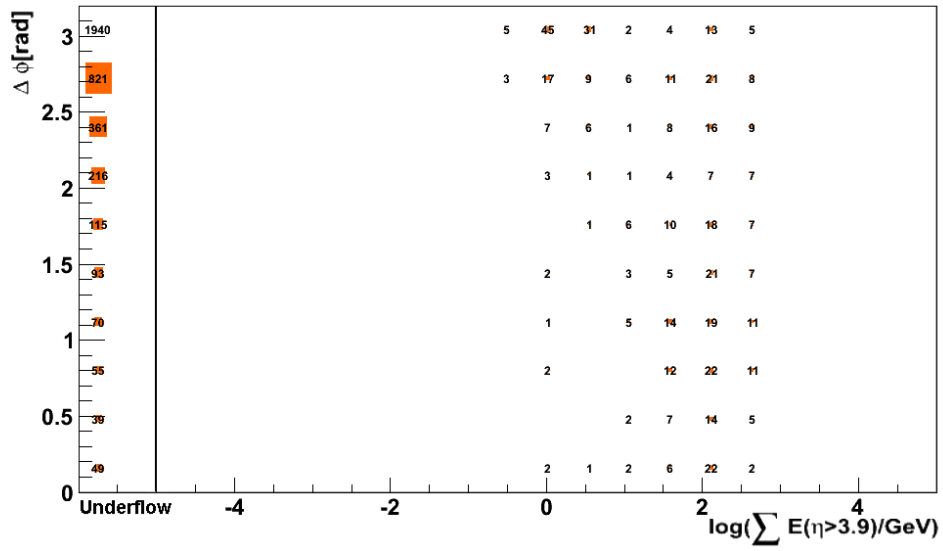


(a) rein elastisches Signal

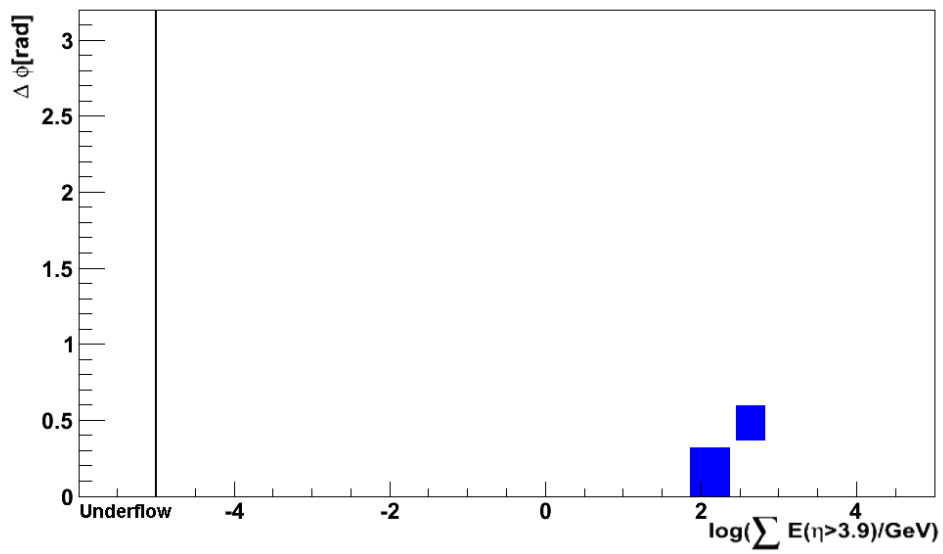


(b) semielastisches Signal

Abbildung 5.2: Verteilungen der simulierten Daten nach dem Objektselektionsschnitt in logarithmischer Darstellung



(a) inelastisches Signal



(b) Untergrund

Abbildung 5.3: Verteilungen der simulierten Daten nach dem Objektselektionsschnitt in logarithmischer Darstellung

6 Luminosität und Wirkungsquerschnitt

Die Anzahl der Signalereignisse N_{Sig} ist definiert als Produkt aus exklusiver integrierter Luminosität $L_{int,exkl}$ und Wirkungsquerschnitt σ multipliziert mit der totalen Effizienz, d.h. der Effizienz von Detektor und Analyse:

$$N = \epsilon_{tot} \cdot \sigma \cdot L_{int,exkl} \quad (6.1)$$

Die exklusive integrierte Luminosität ist das Produkt aus Effizienz der Auswahl exklusiver Ereignisse mit der integrierten Luminosität (wie in Abschnitt 6.1 näher erläutert). Entsprechend lässt sich der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 6.1 berechnen. Die Luminosität am Kollisionspunkt kann experimentell bestimmt werden. Problematischer ist die Berechnung der totalen Effizienz.

6.1 Luminosität

Mit dem ATLAS-Luminositätsrechner [16] ergibt sich für die gesamte integrierte Luminosität des $EF_e5_medium_MV$ -Triggers:

$$L = 23,693 \text{ pb}^{-1}$$

Nun lässt sich eine exklusive integrierte Luminosität definieren:

$$L_{int,exkl} = L_{int} \cdot \epsilon_{exkl}$$

Diese ist das Produkt aus integrierter Luminosität und der Wahrscheinlichkeit, dass ein exklusives Ereignis als solches erkannt wird und nicht durch sogenanntes *Pile up* überlagert ist. *Pile up* bezeichnet den Effekt, dass bei dem Aufeinandertreffen zweier Protonenpakete mehrere Proton-Proton-Kollisionen gleichzeitig stattfinden.

Für 2010 erhält man eine exklusive Luminosität von $\epsilon_{Excl} = 14,9\%$ [7]. Damit ergibt sich eine gesamte integrierte exklusive Luminosität von:

$$L_{int,exkl} = 3,317 \text{ pb}^{-1}$$

Auf diesen Wert werden die simulierten Daten normiert und im Vergleich mit den Daten in Tabelle 4.9 in Abschnitt 4.7 dargestellt.

6.2 Effizienzen

Die totale Effizienz der Analyse ist definiert als das Produkt der einzelnen Effizienzen:

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_{trigger} \cdot \epsilon_{offline} \quad (6.2)$$

Wie in Abschnitt 6.1 erläutert, wurde die Luminosität schon mit der exklusiven Effizienz multipliziert, sodass diese nicht mehr in ϵ_{tot} einfließt.

Die Signaleffizienz der in Kapitel 4 beschriebenen Analyse kann mit Hilfe der simulierten Daten aus Tabelle 4.9 berechnet werden. Dabei folgt für die Effizienz der gesamten Analyse ($\epsilon_{offline}$) mit Gleichung 4.1:

$$\epsilon_{offline} = \frac{\#\text{Ereignisse nach den Schnitten}}{\#\text{Ereignisse vor den Schnitten}} \quad (6.3)$$

Auch die Triggereffizienz kann hier nur mit Hilfe der simulierten Daten aus Tabelle 4.9 gemäß Gleichung 4.1 bestimmt werden. Entsprechend erhält man für den elastischen Prozess und die Zusammenfassung von semi- und inelastischem Prozess die in Tabelle 6.1 dargestellten Werte.

	elastisch	semi-/inelastisch
$\epsilon_{Trigger}$	0,73	0,82
$\epsilon_{offline}$	0,23	0,05

Tabelle 6.1: Effizienzen für den Trigger und die gesamte Analyse simulierter elastischer und semi-/inelastischer Daten.

Diese Werte können nun verwendet werden, um den Wirkungsquerschnitt des elastischen, exklusiven Prozesses zu berechnen. Um den Wirkungsquerschnitt der photoninduzierten exklusiven Prozesse zu berechnen, benötigt man jedoch die Effizienz der Analyse nach den Exklusivitätsschnitten ($\epsilon_{\text{Exklusivitätsschnitte}}$), da die weiteren beiden Schnitte auf ΔP_T und $\Delta \Phi$ nur angewendet werden, um die elastischen Ereignisse von den semi- und inelastischen zu trennen. Mit Tabelle 4.9 erhält man für alle simulierten exklusiven Ereignisse zusammen eine Effizienz von $\epsilon_{\text{Exklusivitätsschnitte}} = \frac{4,4+8,4}{34} \approx 0,38$.

6.3 Wirkungsquerschnitt

Für den Wirkungsquerschnitt erhält man mit Formel 6.1:

$$\sigma = \frac{N_{sig}}{\epsilon_{tot} \cdot L_{int,excl}} = \frac{(N - N_{Bg})}{\epsilon_{tot} \cdot L_{int,excl}} \quad (6.4)$$

Für den Fehler ergibt sich nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta\sigma = \sqrt{\left(\Delta N_{sig} \cdot \frac{1}{\epsilon_{tot} \cdot L_{int,excl}}\right)^2 + \left(\Delta L_{int,excl} \cdot \frac{N_{sig}}{\epsilon_{tot} \cdot L_{int,excl}^2}\right)^2 + \left(\Delta\epsilon_{tot} \cdot \frac{N_{sig}}{\epsilon_{tot}^2 \cdot L_{int,excl}}\right)^2} \quad (6.5)$$

Die einzelnen Fehler sind in Tabelle 6.2 dargestellt. ΔN_{sig} setzt sich aus einem statistischen Fehler ($\sqrt{N_{sig}}$) und einem systematischen Fehler (Binomialfehler) zusammen, so ergibt sich die in Tabelle 6.2 dargestellte Formel.

Größe	Fehler	exklusiv	elastisch
ΔN_{sig}	$\sqrt{N_{sig}}$	3,46	1,64
$\Delta L_{int,excl}$	3,4 % (siehe Referenz [17])	0,11	0,11
$\Delta\epsilon$	$\sqrt{\frac{\epsilon \cdot (1-\epsilon)}{N}}$	0,07	0,12

Tabelle 6.2: Zusammensetzung und Werte der Fehlergrößen aus Formel 6.5. ϵ bezeichnet dabei die totale Effizienz und N die Anzahl der simulierten Daten vor der Analyse, normiert auf die Luminosität.

Im vorhergehenden Abschnitt wurde die Effizienz für die Analyse exklusiver, photoninduzierter Prozesse berechnet. Aus Tabelle 4.9 liest man nun die Anzahl der Ereignisse in den Daten $N = 12$ ab. Nach den Exklusivitätsschnitten ist kein nicht exklusiver Untergrund mehr zu erwarten, daher gilt hier $N_{sig} = N = 12$. Mit einer integrierten, exklusiven Luminosität von $3,317 \text{ pb}^{-1}$, wie in Abschnitt 6.1 erklärt, ergibt sich nun ein Wirkungsquerschnitt von:

$$\sigma_{\text{exklusive}} = \frac{12}{3,317 \cdot 0,79 \cdot 0,38} \text{ pb} \approx 12,05 \text{ pb}$$

Für den rein elastischen Prozess betrachtet man nun das Ende von Tabelle 4.9. Für die Anzahl an Signalereignissen ergibt sich hier $N_{sig} = N - N_{Bg} = 4 - 1,3 = 2,7$. Mit der Effizienzen aus Tabelle 6.1

für Trigger und Analyse erhält man für den Wirkungsquerschnitt des elastischen Prozesses:

$$\sigma_{E1E1} = \frac{2,7}{0,32 \cdot 0,74 \cdot 3,317 \text{ pb}^{-1}} \approx 3,44 \text{ pb}$$

Die Fehler berechnen sich nach Formel 6.5 und es ergibt sich:

$$\sigma_{exklusiv} = (12,05 \pm 4,51) \text{ pb}$$

$$\sigma_{E1E1} = (3,44 \pm 2,73) \text{ pb}$$

Für die theoretischen Werte ergibt sich bei $P_T > 5 \text{ GeV}$ und $|\eta| < 2,5$ für Elektronen:

$$\sigma_{exklusiv,theor.} = 12,9 \text{ pb}$$

$$\sigma_{E1E1,theor.} = 4,6 \text{ pb}$$

Vergleicht man die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte mit den theoretischen Werten, so stimmen sie innerhalb der großen Fehlerwerte gut überein. Der Wert für den exklusiven Wirkungsquerschnitt liegt leicht unter dem theoretischen Wert. Ein Grund dafür könnte sein, dass es auch 2010 schon sogenanntes *Pile up* gab, d.h. dass mehrere Proton-Proton-Kollisionen gleichzeitig stattgefunden haben. In diesem Fall sieht man Signalereignisse nur dann, wenn alle diese Kollisionen exklusiv waren. Das jedoch kommt nur sehr selten vor und führt dazu, dass man viele der Signalereignisse gar nicht erst sieht, weil sie durch andere Prozesse überdeckt werden.

7 Event Displays

Bei der hier durchgeführten Analyse erhält man vier Signalereignisse, die sich gemäß der Erwartungen aus exklusiven, semiexklusiven und inklusiven Prozessen zusammensetzen sollten. Diese Ereignisse sind in Tabelle 7.1 aufgelistet.

Ereignis	Run	Luminositätsblock	Ereignisnummer
1	165767	452	85739780
2	166927	37	10856375
3	166927	42	12643757
4	167576	227	104856167

Tabelle 7.1: Run, Luminositätsblock und Ereignisnummer der vier selektierten Ereignisse.

7.1 Eigenschaften und Diskussion

Mit dem Programm ATLANTIS¹ kann man die Ereignisse und ihre Spuren im Detektor genauer betrachten und entsprechend diskutieren. Die einzelnen Ereignisse sind in Abbildung 7.3 bis 7.6 dargestellt. Die Eigenschaften der Spuren sind ATLANTIS entnommen und in Tabelle 7.2 bis 7.5 aufgelistet.

Spur ID	0	1	2	3
d_0 [cm]	$0,093 \pm 0,002$	$-0,094 \pm 0,003$	$0,931 \pm 0,183$	$1,83 \pm 0,34$
P_T [GeV]	$9,18 \pm 0,134$	$8,54 \pm 0,234$	$4,35 \pm 0,405$	$0,40 \pm 0,017$
P [GeV]	9,49	26,77	4,59	1,27
Φ [rad]	0,585	3,718	0,554	3,224
η	$0,258 \pm 0,001$	$-1,809 \pm 0,001$	$0,331 \pm 0,301$	$-1,822 \pm 0,044$
Q [e]	-1	+1	-1	-1
Klassifizierung	Elektron	Elektron	unzusammenh.	unzusammenh.

Tabelle 7.2: Spuren im inneren Detektor für Ereignis 1. d_0 ist der kürzeste Abstand zwischen Spur und Strahlachse, P_T der Transversalimpuls, P der Impuls, Φ der Azimuthalwinkel und η die Pseudorapidität. Diese Werte sind ATLANTIS entnommen.

In allen vier Ereignissen sind (wie erwartet) zwei Elektronen enthalten. Jedoch wurden in drei der vier Ereignisse mehr als eine Spur rekonstruiert. Dies deckt sich im weitesten Sinne mit der Erwartung aus den simulierten Daten, wie man in Abbildung 7.1 erkennen kann. Das kann zum Beispiel daran liegen, dass zwei Spuren als getrennt aufgefasst werden, obwohl sie eigentlich zusammen gehören. Das würde dazu passen, dass die zusätzlichen Spuren sehr weich sind, d.h. einen kleinen Impuls haben und ein großes d_0 (kürzester Abstand zwischen Spur und Strahlachse) aufweisen. Weiter fällt auf, dass jeweils nur genau zwei Spuren mit Elektronen identifiziert werden, wohingegen die anderen als unzusammenhängend klassifiziert werden.

Betrachtet man nun das letzte Ereignis (Ereignis 4), so fällt auf, dass sich hier wesentlich mehr Spuren finden als in den anderen Ereignissen. In Tabelle 7.5 liest man, welche der beiden Spuren als Spuren,

¹ATLANTIS ist ein Programm, mit dem man Ereignisse im Detektor in verschiedenen Ebenen betrachten und durch Schnitte auf geeignete Variablen selektieren kann. Eine detaillierte Beschreibung sowie das Programm findet sich unter [14] bzw. [15].

7 Event Displays

Spur ID	0	1	2
d_0 [cm]	$-0,089 \pm 0,003$	$0,098 \pm 0,003$	$-1,432 \pm 0,459$
P_T [GeV]	$5,19 \pm 0,072$	$5,71 \pm 0,152$	$2,08 \pm 0,141$
P [GeV]	6,33	10,07	3,69
Φ [rad]	2,404	5,546	5,631
η	$-0,630 \pm 0,001$	$-1,169 \pm 0,001$	$-1,76 \pm 0,058$
Q [e]	-1	+1	+1
Klassifizierung	Elektron	Elektron	unzusammenh.

Tabelle 7.3: Spuren im inneren Detektor für Ereignis 2. d_0 ist der kürzeste Abstand zwischen Spur und Strahlachse, P_T der Transversalimpuls, P der Impuls, Φ der Azimuthalwinkel und η die Pseudorapidität. Diese Werte sind ATLANTIS entnommen.

Spur ID	0	1
d_0 [cm]	$-0,117 \pm 0,002$	$0,116 \pm 0,003$
P_T [GeV]	$6,01 \pm 0,062$	$5,90 \pm 0,139$
P [GeV]	6,01	15,50
Φ [rad]	2,782	5,921
η	$0,031 \pm 0,001$	$1,620 \pm 0,001$
Q [e]	+1	-1
Klassifizierung	Elektron	Elektron

Tabelle 7.4: Spuren im inneren Detektor für Ereignis 3. d_0 ist der kürzeste Abstand zwischen Spur und Strahlachse, P_T der Transversalimpuls, P der Impuls, Φ der Azimuthalwinkel und η die Pseudorapidität. Diese Werte sind ATLANTIS entnommen.

Spur ID	0	1	2	3
d_0 [cm]	$0,097 \pm 0,001$	$-0,099 \pm 0,001$	$-0,014 \pm 0,010$	$-0,840 \pm 0,647$
P_T [GeV]	$66,73 \pm 1,385$	$26,85 \pm 1,407$	$1,85 \pm 0,053$	$1,62 \pm 0,08$
P [GeV]	66,86	84,42	5,82	5,04
Φ [rad]	5,855	2,707	2,682	2,766
η	$0,064 \pm 0,001$	$-1,812 \pm 0,000$	$-1,813 \pm 0,002$	$-1,804 \pm 0,008$
Q [e]	-1	+1	-1	+1
Klassifizierung	Elektron	Elektron	TauJet	unzusammenh.

Spur ID	4	5	6	7
d_0 [cm]	$0,083 \pm 0,037$	$-0,860 \pm 0,132$	$-1,360 \pm 0,260$	$-1,624 \pm 0,352$
P_T [GeV]	$18,09 \pm 1,809$	$0,98 \pm 0,052$	$0,58 \pm 0,077$	$0,57 \pm 0,024$
P [GeV]	58,08	3,16	2,19	1,46
Φ [rad]	2,707	2,830	3,040	2,370
η	$-1,834 \pm 0,121$	$-1,837 \pm 0,057$	$-2,013 \pm 0,159$	$-1,597 \pm 0,046$
Q [e]	+1	+1	+1	-1
Klassifizierung	unzusammenh.	unzusammenh.	unzusammenh.	unzusammenh.

Tabelle 7.5: Spuren im inneren Detektor für Ereignis 4. d_0 ist der kürzeste Abstand zwischen Spur und Strahlachse, P_T der Transversalimpuls, P der Impuls, Φ der Azimuthalwinkel und η die Pseudorapidität. Diese Werte sind ATLANTIS entnommen.

die zu Elektronen gehören, identifiziert wurden. Die anderen Spuren wurden fast alle als unzusammenhängend, eine Spur jedoch als TauJet klassifiziert. Vermutlich handelt es sich dabei aber nicht um ein Tau-Lepton, sondern eher um ein Elektron, das aus der Abstrahlung eines der als Elektron

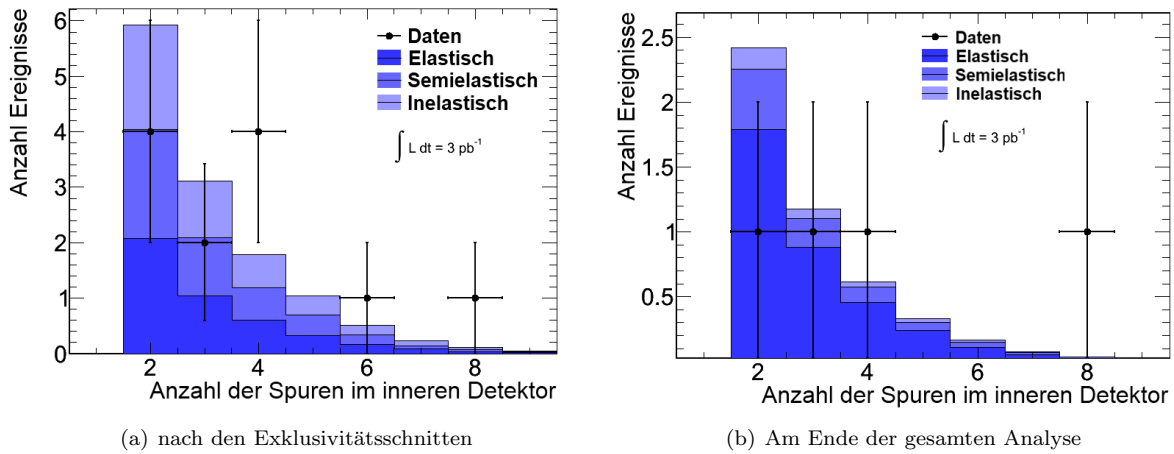


Abbildung 7.1: Anzahl Spuren im inneren Detektor pro Ereignis für gemessene und simulierte Daten im Vergleich.

identifizierten Teilchens erzeugt wurde. Auch bei diesem Ereignis werden zwei Elektronen mit nahezu entgegengesetztem Transversalimpuls rekonstruiert. Die Summe der Einträge im Cluster ergibt ein Elektron auf der linken Seite in Abbildung 7.2 mit (Transversal-)Impuls:

$$P_T = 64,882 \text{ GeV} \qquad P = 203,83 \text{ GeV}$$

Auf der gegenüberliegenden Seite erhält man ebenfalls ein Elektron mit (Transversal-)Impuls:

$$P_T = 65,955 \text{ GeV} \qquad P = 66,090 \text{ GeV}$$

Außerdem wird ein Photon-Cluster mit Impuls $P = 202,097 \text{ GeV}$ angezeigt. Kombiniert man nun Spur zwei mit Spur drei und Spur sechs mit Spur sieben aus Tabelle 7.5, so heben sich die Transversalimpulse jeweils in etwa auf. Außerdem sind die beiden Spuren jeweils entgegengesetzt geladen. Eine mögliche Erklärung der vielen Spuren bei diesem Ereignis wäre also, dass das Positron unmittelbar nach der Entstehung durch Bremsstrahlung im Detektor zweimal ein Photon abgestrahlt hat, welches ein Elektron-Positron-Paar (allgemein ein Lepton-Antilepton-Paar) erzeugt hat. Die verbleibenden drei positiv geladenen Spuren könnten die Spur des Positrons (im Endzustand, engl. *final state positron*) beschreiben, wurden jedoch im Detektor als drei verschiedene Spuren identifiziert. Ein möglicher Feynman-Graph für einen solchen Abstrahlungsprozess ist in Abbildung 7.1 dargestellt.

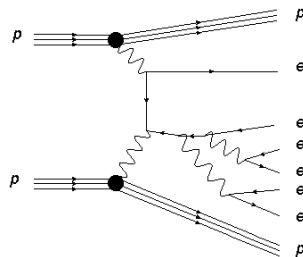


Abbildung 7.2: Feynman-Diagramm für die Abstrahlung zweier Photonen eines Positrons im Endzustand

7.2 Die vier Ereignisse im Querschnitt des Detektors

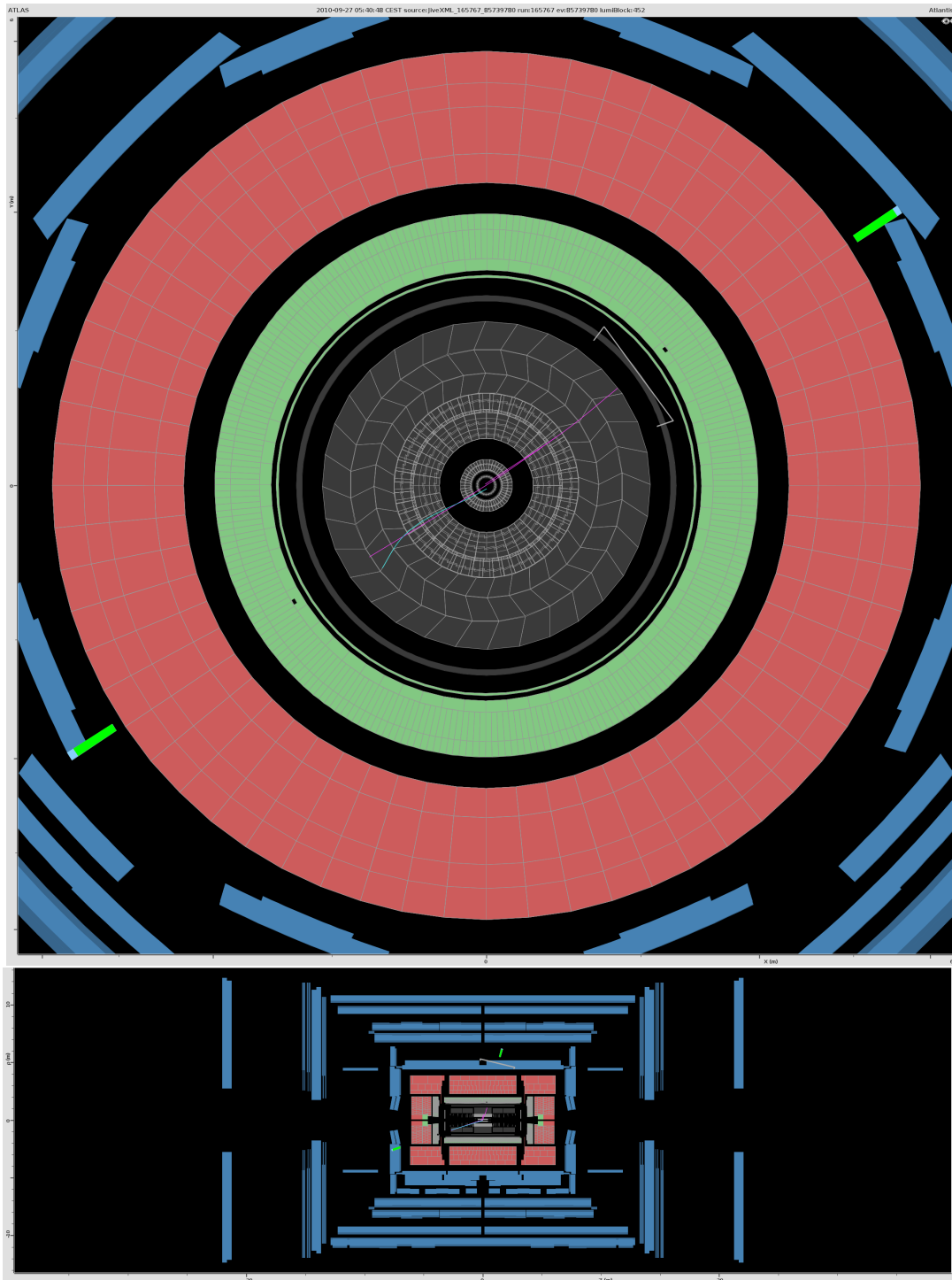


Abbildung 7.3: Ereignis 85739780 in Quer- und Längsschnitt (ATLAS-Detektor)

7.2 Die vier Ereignisse im Querschnitt des Detektors

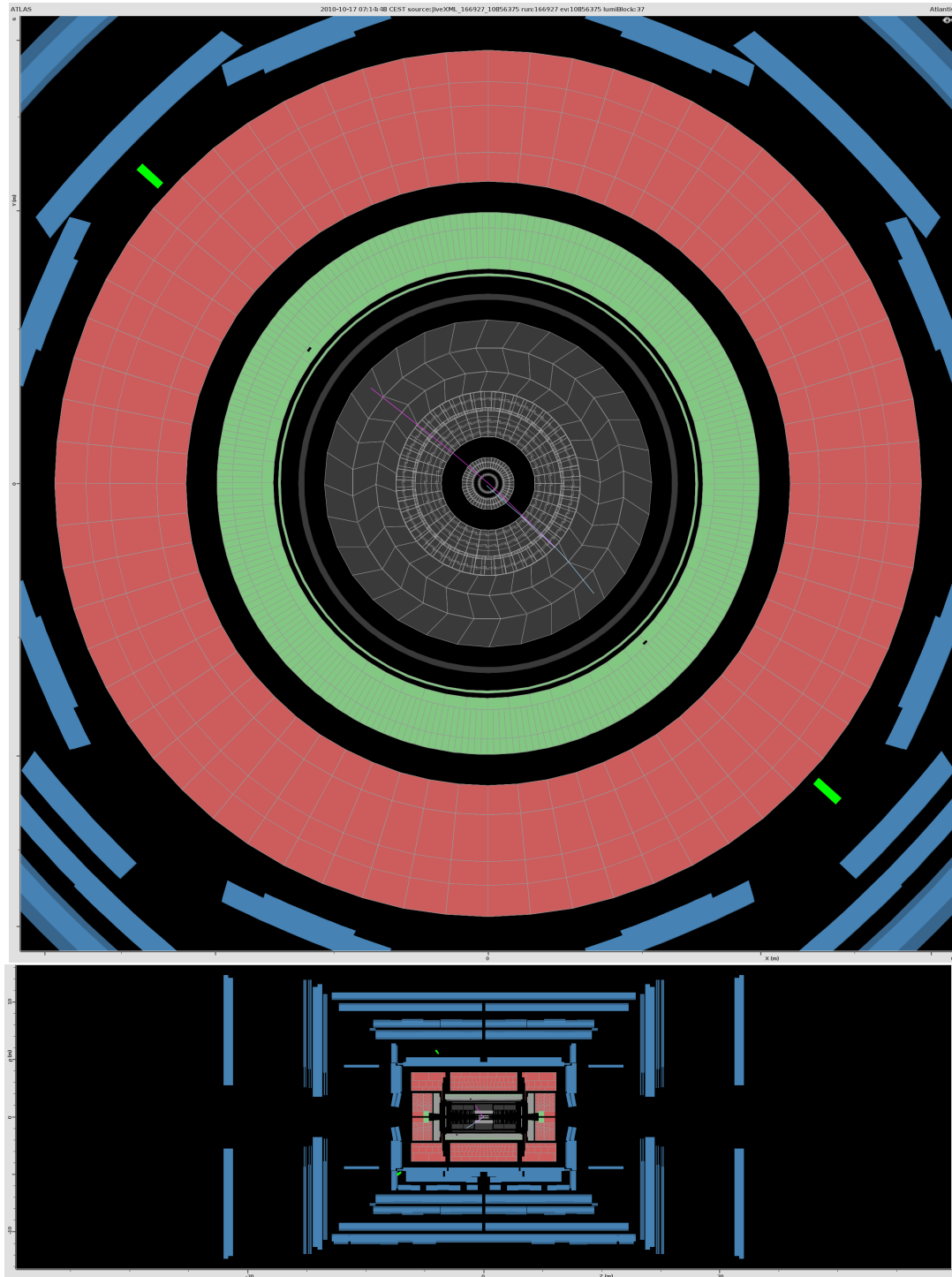


Abbildung 7.4: Ereignis 10856375 in Quer- und Längsschnitt (ATLAS-Detektor)

7 Event Displays

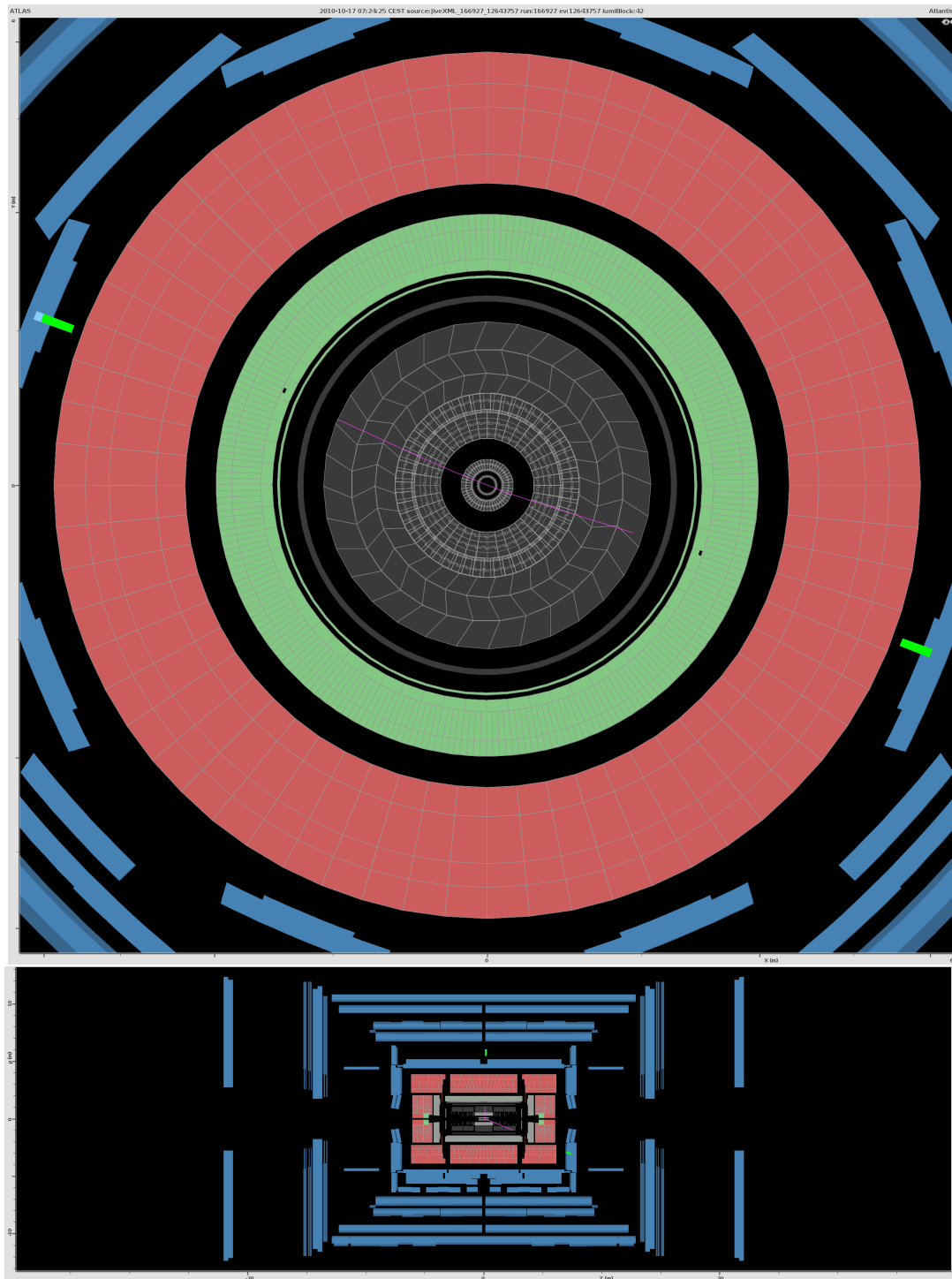


Abbildung 7.5: Ereignis 12643757 in Quer- und Längsschnitt (ATLAS-Detektor)

7.2 Die vier Ereignisse im Querschnitt des Detektors

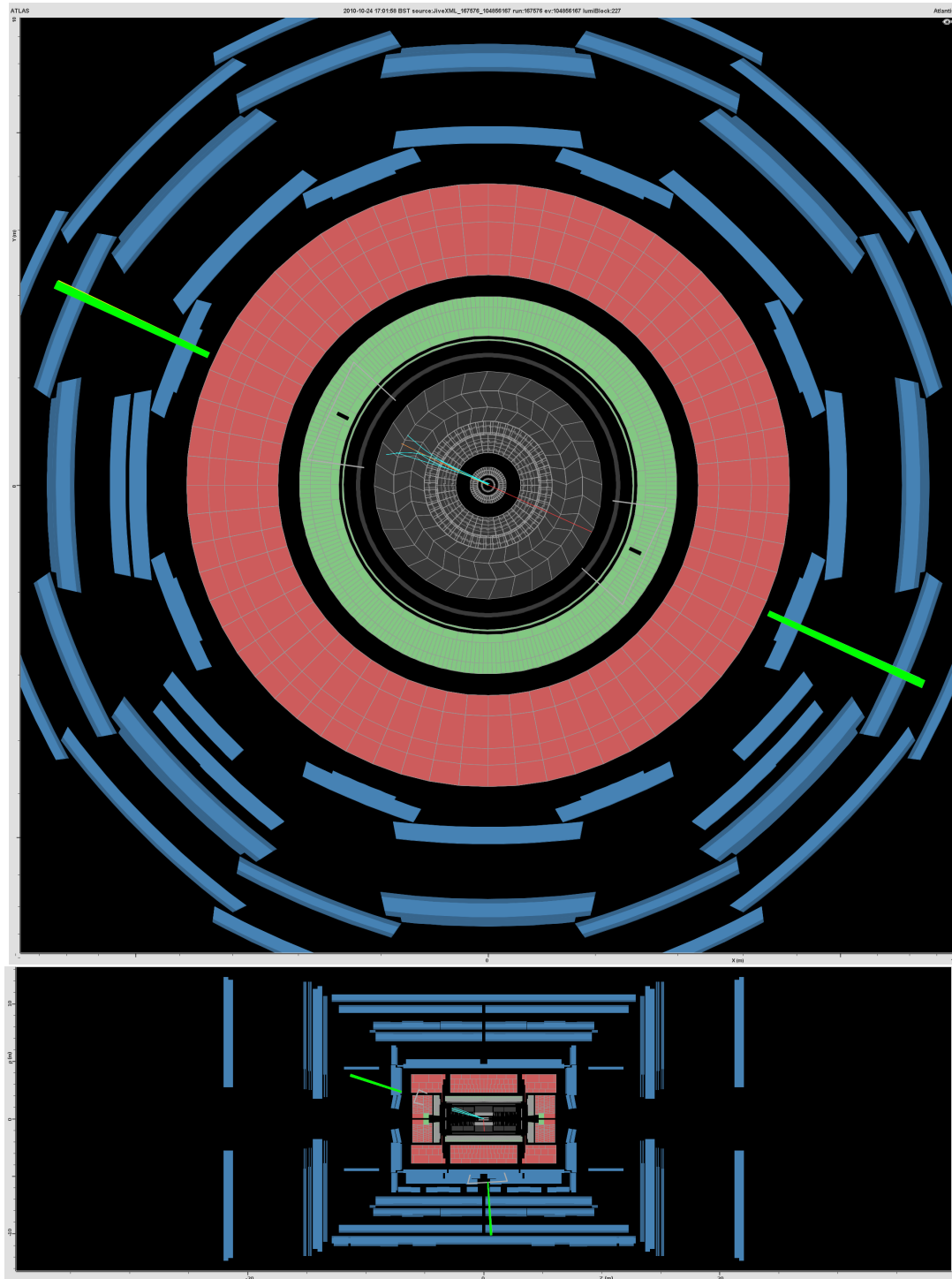


Abbildung 7.6: Ereignis 104856167 in Quer- und Längsschnitt (ATLAS-Detektor)

8 Fazit und Ausblick

In dieser Analyse wurde der Elektronenkanal exklusiver photoninduzierter Prozesse an Hand von ATLAS-Daten (2010) untersucht und mit simulierten Daten verglichen. Der Wirkungsquerschnitt der photoninduzierten exklusiven Prozesse wurde zu $\sigma_{\text{exklusiv}} = (12,05 \pm 4,51)$ pb berechnet und stimmt innerhalb der sehr großen Fehler gut mit dem theoretischen Wert von $\sigma_{\text{exklusiv,theor.}} = 12,9$ pb überein. Er ist etwas niedriger, was jedoch zu erwarten war, da es auch 2010 schon *Pile up* gab, sodass pro Messung mehrere Proton-Proton-Kollisionen stattgefunden haben und auf diese Weise exklusiv erzeugte Elektronenpaare überdeckt und nicht registriert wurden. Anschließend wurden noch Schnitte auf ΔP_T und $\Delta \Phi$ durchgeführt und mit Hilfe der simulierten Daten optimiert, um auch die semi- und inelastischen Prozesse herauszufiltern. Der Wirkungsquerschnitt für die rein elastischen Prozesse wurde dann zu $\sigma_{EIEI} = (3,44 \pm 2,73)$ pb berechnet. Auch dieser Wert stimmt mit der theoretische Berechnung $\sigma_{EIEI,theor.} = 4,6$ pb überein, er ist jedoch aufgrund des großen Fehlers weitaus weniger aussagekräftig. Auffallend bei dieser Analyse ist auch die sehr geringe Statistik. Dies hängt auch mit dem oben beschriebenen *Pile up* zusammen. Um diesen Effekt zu umgehen, könnte eine nicht Kalorimeter basierte Analyse durchgeführt werden. Um die zusätzlichen Spuren im inneren Detektor der in Kapitel 7 beschriebenen Ereignisse genauer zu untersuchen, könnte man außerdem noch die invariante Masse aller möglicher Kombinationen von Spuren berechnen und die Kombination bestimmen, für die alle Massen minimal sind. Dann könnte man die Verteilung dieser Massen für gemessene und simulierte Daten vergleichen, um die These zu stützen, dass es sich bei den zusätzlichen Spuren um Elektron-Positron-Paare handelt, die aus Bremsstrahlung von einem der primären Elektronen entstanden sind.

Literaturverzeichnis

- [1] Caron, Bryan(2006): *Luminosity Measurement at the Large Hadron Collider*. PhD Thesis, Faculty of Graduate Studies and Research, University of Alberta.
- [2] Cowan, Glen: *Discovery significance with statistical uncertainty in the background estimate*.
- [3] Demtröder, Wolfgang: *Experimentalphysik IV*, 3.Auflage(2010), Springer Verlag, S.203 f.
- [4] Greiner, Müller: *Gauge Theory of Weak interactions*, 4.Auflage(2009), Springer Verlag.
- [5] Griffith, David: *Introduction to elementary particles* (1987), John Wiley & Sons, Inc.
- [6] Hamilton, Andrew(2006): *Exclusive Interactions in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*. PhD Thesis, Faculty of Graduate Studies and Research, University of Alberta.
- [7] Limbach, Christian(2011): Dissertation in Arbeit, Math.-Naturwiss. Fakultät, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn.
- [8] Povh, Rith, Scholz, Zetsche(1993): *Teilchen und Kerne*, 8.Auflage(2006), Springer Verlag, S.368-377.
- [9] Xavier, Rouby(2010): *Measurements of photon induced processes in CMS and forward proton detection at the LHC*.
- [10] <http://press.web.cern.ch/public/en/Research/AccelComplex-en.html>(29.8.2011,10:24).
- [11] INSTITUTE OF PHYSICS PUBLISHING AND SISSA(2008): *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider* <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08003> (17.05.2011,10:37).
- [12] The ATLAS Collaboration: *Expected Performance of the ATLAS Experiment, Detector, Trigger and Physics*.
- [13] The ATLAS Collaboration: *Expected electron performance in the ATLAS experiment* (November 2010).
- [14] ATLANTIS Dokumentation <http://www.hep.ucl.ac.uk/atlas/atlantist/?q=documentation> (02.09.2011,11:14).
- [15] ATLANTIS Programm: <http://www.hep.ucl.ac.uk/atlas/atlantist/?q=download> (02.09.2011,11:13).
- [16] ATLAS Luminosity Calculator <https://atlas-datasummary.cern.ch/lumicalc/> (15.06.2011,14:46).
- [17] ATLAS Luminosity Public Results https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults#2010_pp_Collisions (01.09.2011,14:30).

9 Anhang

Container für den Elektronenkanal

Periode	Container
E	data10_7TeV.periodE.physics_Egamma.PhyCont.AOD_repro05_v02/
F	data10_7TeV.periodF.physics_Egamma.PhyCont.AOD_repro05_v02/
G	data10_7TeV.periodG.physics_Egamma.PhyCont.AOD_repro05_v02/
H	data10_7TeV.periodH.physics_Egamma.PhyCont.AOD_repro05_v02/
I	data10_7TeV.periodI.physics_Egamma.PhyCont.AOD_repro05_v02/

Tabelle 9.1: Datensätze für den Elektronenkanal

Name	Simulierter Datensatz	Anzahl Ereignisse	Wirkungsquerschnitt [pb]
J0	mc10_7TeV.105009.J0_pythia_jetjet.merge.AOD.e574_s934_s946_r1653_r1700/	1398438	9860800000
J1	mc10_7TeV.105010.J1_pythia_jetjet.merge.AOD.e574_s934_s946_r1653_r1700/	1397889	678180000
J2	mc10_7TeV.105011.J2_pythia_jetjet.merge.AOD.e574_s934_s946_r1653_r1700/	1397991	40982000
J3	mc10_7TeV.105012.J3_pythia_jetjet.merge.AOD.e574_s934_s946_r1653_r1700/	1396590	2192900
MB	mc10_7TeV.105001.pythia_minbias.merge.AOD.e574_s932_s946_r1649_r1700/	19989230	48445000000
Z	mc10_7TeV.106046.PythiaZee.no_filter.merge.AOD.e574_s933_s946_r1654_r1700/	499938	855,21
W	mc10_7TeV.106043.PythiaWenu.no_filter.merge.AOD.e574_s933_s946_r1654_r1700/	699916	8937,4
JPsi	mc10_7TeV.105734.Pythia_direct_Jpsie3e3.merge.AOD.e574_s933_s946_r1657_r1700/	499947	1478250
Y	mc10_7TeV.108336.Pythia_directUpsilon3Se0e0.merge.AOD.e615_s933_s946_r1664_r1700/	39994	1411500
DY	mc10_7TeV.108322.PythiaDrellYanLowM_ee3.merge.AOD.e574_s933_s946_r1652_r1700/	49998	2240,64

Tabelle 9.2: Datensätze für den Elektronenkanal, siehe [UndecodedLetterhttp://ami.in2p3.fr/opencms/opencms/AMI/www/](http://ami.in2p3.fr/opencms/opencms/AMI/www/)

	Daten P E-I																		
	LPair elastisch																		
	LPair semielastisch																		
	LPair inelastisch																		
	$Z \rightarrow e^+ + e^-$																		
	$W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e$																		
	Drell-Yan-Prozess																		
	$J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$																		
	$Y \rightarrow e^+ + e^-$																		
	zwei harte QCD Jets 3																		
	zwei harte QCD Jets 2																		
	zwei harte QCD Jets 1																		
	zwei harte QCD Jets 0																		
	Minimum Bias																		
Kein Schnitt		3.34·10 ⁶	15.3	13.6	14.0	2837	29645	7432	4.90·10 ⁶	4.68·10 ⁵	7.27·10 ⁶	1.36·10 ⁸	2.25·10 ⁹	3.27·10 ¹⁰	1.61·10 ¹¹				
GRL		3.01·10 ⁶	15.3	13.6	14.0	2837	29645	7432	4.90·10 ⁶	4.68·10 ⁵	7.27·10 ⁶	1.36·10 ⁸	2.25·10 ⁹	3.27·10 ¹⁰	1.61·10 ¹¹				
Thicker Elektron Objektselektion		3.01·10 ⁶	11.3	11.0	11.7	2.57	27.8	6.84	708	234	36.5	875	4736	23389	0				
2525			5.46	5.49	6.02	0.79	0.18	0.30	163.458	0	0	0	0	0	0				
MBTS Veto		14	4.79	4.63	4.73	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0				
Ereignisselektion		14	4.76	4.61	4.72	0.02	0	0	0	0	0	0	0	0	0				
Exklusivität		12	4.38	4.25	4.19	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0				
ΔP_T		11	3.94	2.76	2.06	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0				
$\Delta\Phi$		4	3.57	0.93	0.34	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0				

Tabelle 9.3: Anzahl von Ereignissen nach den jeweiligen Schritten. Luminositätsgewichtet. Skaliert auf $L_{int} = 3.317\text{pb}^{-1}$.