

Abschätzung der Reinheit von $t\bar{t}\gamma$ -Ereignissen mit Hilfe der ABCD-Methode

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science
(B.Sc.)

der Universität Siegen
-Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät-
Department Physik

vorgelegt von
Bertha Sophie Erika Heimes

August 2011

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	2
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2. Wechselwirkungen	5
2.3. Top-Quark Physik	7
3. Der LHC und das ATLAS-Experiment	10
3.1. LHC	10
3.2. Der ATLAS-Detektor	10
4. Identifikation und Rekonstruktion von Elektronen und Photonen	17
4.1. Rekonstruktion	17
4.2. Identifikation	18
4.3. Signalphotonen und Untergrund	18
4.4. Photonisolierung	19
5. Abschätzung der Reinheit	20
5.1. Beschreibung der ABCD-Methode	21
5.2. Berechnung der Reinheit	22
6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz	24
6.1. Zusammenfassung aller Selektionsschnitte	24
6.2. Anwendung der ABCD-Methode auf einen Datensatz nach Schnitt 1	25
6.3. Anwendung der ABCD-Methode auf einen Datensatz nach Schnitt 14	41
7. Zusammenfassung und Diskussion	47
Literaturverzeichnis	50
A. Anhang	52
A.1. Variablen für Tight/Loose Schnitte	52
A.2. Zahlen	55
B. Danksagung	57
C. Selbstständigkeitserklärung	58

1. Einleitung

Mit der Entdeckung des Top-Quarks im Jahre 1995 [1] wurde die dritte Quarkfamilie im Standardmodell der Teilchenphysik vervollständigt. Allerdings sind einige seiner Eigenschaften des als Top-Quark angenommenen Teilchens bis heute nicht vollständig geklärt [1]. Mit der genauen Untersuchung von $t\bar{t}$ -Ereignissen, bei denen sich zusätzlich noch ein Photon im Endzustand befindet ($t\bar{t}\gamma$ -Ereignisse), können einige diese Eigenschaften untersucht werden. Beispielsweise wäre damit eine direkte Bestimmung der Ladung des Top-Quarks möglich. Außerdem könnten $t\bar{t}\gamma$ -Ereignisse Wege zur “neuer Physik” eröffnen. Die $t\bar{t}\gamma$ -Ereignisse können mit ATLAS am LHC nachgewiesen werden.

Jeder physikalische Prozess in der Teilchenphysik hat Untergrund. Der Untergrund in $t\bar{t}\gamma$ -Ereignissen begründet sich in

- schwer identifizierbare Photonenaare aus dem Zerfall von neutralen Hadronen, insbesondere η oder π^0 .
- imitierte Photonen, das heißt andere Teilchen, hauptsächlich Hadronen, die fälschlicher Weise als Photonen identifiziert wurden.

Für die Reduzierung dieses Untergrundes ist die Optimierung der Photonidentifikation von großer Bedeutung um den Signalteil aus einem ausgewählten Datensatz besser extrahieren zu können.

Ziel dieser Arbeit ist die Abschätzung dieses Untergrundes, also die Bestimmung des Verhältnisses von Signal und Untergrund. Außerdem wird die Reinheit der verwendeten Methode bestimmt, um ihre Güte abschätzen zu können.

Im zweiten Kapitel werden kurz die für die Analyse wichtigsten physikalischen Grundlagen beschrieben. Das ATLAS-Experiment wird in Kapitel 3 erläutert. Zum Schluß folgt die Beschreibung der Methode, sowie eine Einschätzung der Effektivität dieser.

2. Theoretische Grundlagen

Das Top-Quark ist der elektroschwache Isospinpartner des Bottom-Quarks. Es wurde im Jahre 1994 (vgl. [2]):

In conclusion, the data presented here give evidence for, but do not firmly establish, the existence of the top quark.

am Tevatron in den USA bei Proton-Antiproton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1,8$ TeV entdeckt. Seine Existenz, die 1995 endgültig bestätigt worden war, wurde schon mit der Entdeckung des Bottom-Quarks 1977 postuliert, da damit die dritte Familie des Standardmodells entdeckt war [1], [3]. Aktuell wurde für das Top-Quark folgende Masse bestimmt [4]:

$$m_t = 172,0 \pm 0,9 \pm 1,3 \text{ GeV} \quad (2.1)$$

2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen untereinander. Nach dem heutigen Wissensstand besteht die gesamte sichtbare Materie aus Teilchen mit Spin $1/2$, den Fermionen, während Eichbosonen, Teilchen mit Spin 1 , die Wechselwirkungen vermitteln. Die Masse der oben genannten Teilchen wird durch die Kopplung an das Higgs-Teilchen, Spin 0 , erzeugt [3], [5], [6].

2.1.1. Fermionen

Insgesamt gibt es zwölf Fermionen mit ihren jeweiligen Antiteilchen. Die Fermionen unterteilt man in Leptonen und Quarks. Elektron, Myon und Tau mit ihren zugehörigen Neutrinos ν_e , ν_μ und ν_τ bezeichnet man als Leptonen. Genauso, wie es sechs Leptonen gibt, existieren auch sechs Quarks: up, down, strange, charm, top und bottom. Quarks unterliegen im Gegensatz zu den Leptonen zusätzlich der starken Wechselwirkung. Außerdem tragen sie neben der elektrischen Ladung auch Farbladung [3].

Man unterteilt die Leptonen in drei Familien. Tabelle 2.1 fasst die Fermionen mit ihren wichtigsten Eigenschaften zusammen:

Fermionen	Familie			elektrische Ladung	Farbe
	1	2	3		
Leptonen	e^-	μ^-	τ^-	-1	-
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	-
Quarks	u	c	t	+2/3	r, g, b
	d	s	b	-1/3	r, g, b

Tabelle 2.1.: Die Fermionen im Standardmodell der Teilchenphysik [6]

2.1.2. Bosonen

Neben den Fermionen existieren im Standardmodell auch Bosonen (Teilchen mit ganzzahligem Spin). Die Eichbosonen sind die Austauscheteilchen, die Wechselwirkungen vermitteln: das Photon für die elektromagnetische, W^\pm und Z^0 für die schwache und das Gluon für die starke Wechselwirkung. Insgesamt gibt es acht verschiedene Gluonen, die jeweils Farbe und Antifarbe tragen. Das Graviton, welches bislang weder entdeckt, noch im Standardmodell berücksichtigt wurde, ist das theoretische Austauscheteilchen der Gravitation.

Das letzte, zu erwähnende, Teilchen ist das Higgs-Boson, das vom Standardmodell gefordert wird. Das Higgs-Boson wurde 1964 im Higgs-Mechanismus eingeführt, um den im Standardmodell beschriebenen Teilchen Masse zu geben.

Insgesamt besteht das Standardmodell aus 61 Teilchen und Antiteilchen: zwölf Leptonen, 36 Quarks, zwölf Austauscheteilchen und dem Higgs-Boson [3], [6].

2.1.3. Der Higgs-Mechanismus

Der Higgs-Mechanismus beschreibt, wie die Eichbosonen in der schwachen Wechselwirkung zu ihrer Masse kommen. Eine genauere Erläuterung findet man in [3]. Der Brite Peter Higgs postulierte das Higgs-Boson als Austauscheteilchen, dessen Kopplungsstärke an die Fermionen deren Masse bestimmt. Kopplung ist der Austausch von Energie und Impuls zwischen Teilchen, die an einer Wechselwirkung beteiligt sind. Vorhergesagt ist, dass es Spin 0 hat und ungeladen ist. Die Masse des Higgs wird angenommen zu [4]:

$$m_H > 114,4 \text{ GeV} \quad (2.2)$$

Aufgrund der großen Masse des Top-Quarks, im Vergleich zu den anderen Fermionen, nimmt man an, dass es am stärksten an das Higgs koppelt. Daher ist die genaue Bestimmung der Top-Quark Eigenschaften wichtig, um die des Higgs-Bosons bestimmen zu können [3].

2.2. Wechselwirkungen

In der Physik gibt es insgesamt vier fundamentale Wechselwirkungen, die starke Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung, die elektromagnetische Wechselwirkung und die Gravitation. Letztere wird im Standardmodell nicht berücksichtigt. Die übrigen drei werden im Folgenden kurz erläutert.

2.2.1. Starke Wechselwirkung

Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks. Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sind die Gluonen, masselose Spin 1 Bosonen. Sie vermitteln die Wechselwirkung der Quarks untereinander. Im Gegensatz zu den Photonen, die ladungsfrei sind, tragen die Gluonen Farbladungen aus Farbe und Antifarbe, sodass sie auch untereinander wechselwirken können.

Aus Quarks aufgebaute Teilchen werden Hadronen genannt. Mesonen setzen sich aus einem Quark-Antiquark-Paar zusammen, während Baryonen drei Quarks enthalten. Hadronen sind immer farbneutral [3], [6].

2.2.2. Elektromagnetische Wechselwirkung

Maxwell lieferte mit seiner Beschreibung der Elektrodynamik die erste Formulierung einer Theorie, die die elektromagnetische Wechselwirkung beschreibt. In der elektromagnetischen Wechselwirkung tritt das Photon als Austauschteilchen auf. Es koppelt an die elektrische Ladung der Teilchen [3], [5], [6].

Abbildung 2.1 zeigt in einem Feynman-Diagramm einen Prozess, der der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegt. Das Austauschteilchen wird durch rote Farbe verdeutlicht.

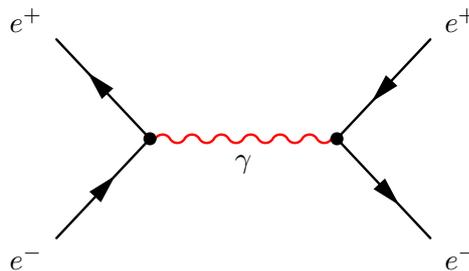


Abbildung 2.1.: Feynman-Diagramm zur elektromagnetischen Wechselwirkung

2.2.3. Schwache Wechselwirkung

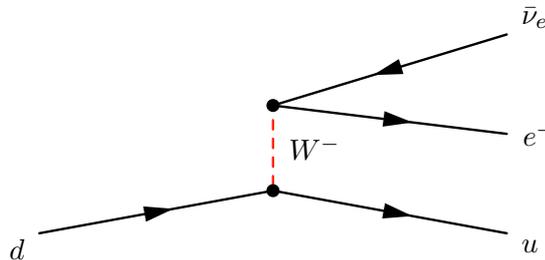


Abbildung 2.2.: Feynman-Diagramm zur schwachen Wechselwirkung, hier beim β^- -Zerfall die Umwandlung eines d -Quarks in ein u -Quark.

In Streuexperimenten lässt sich die schwache Wechselwirkung nur selten beobachten, da Prozesse der schwachen Wechselwirkung sehr kleine Wirkungsquerschnitte haben. Daher stammen die ersten Informationen aus Teilchenzerfällen. Die erste Beschreibung der schwachen Wechselwirkung erfolgte durch Enrico Fermi und seine Betrachtungen über den β -Zerfall (hier: β^- -Zerfall auf Quarkniveau):

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.3)$$

Die schwache Wechselwirkung ist für den Zerfall von Quarks und Leptonen verantwortlich und wirkt auf beide Teilchenarten gleichermaßen.

Im Standardmodell wird die schwache Wechselwirkung durch den Austausch von W^\pm -Bosonen oder Z^0 -Bosonen beschrieben. Die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung koppeln an den schwachen Isospin. Die schwache Wechselwirkung ist die einzige Wechselwirkung, die eine Änderung des Quarkflavors erlaubt. Für solche Arten der schwachen Wechselwirkung spricht man von geladenen Strömen, W^+ und W^- fungieren hier als Austauschbosonen. Beim Austausch eines Z^0 -Bosons spricht man von neutralen Strömen. Hierbei bleiben die Quarks und Leptonen in erster Näherung unverändert.

Die schwache Wechselwirkung verletzt C-Symmetrie, P-Symmetrie und CP-Symmetrie [3], [5].

In Abbildung 2.2 sieht man ein Feynman-Diagramm zur schwachen Wechselwirkung, hier verdeutlicht durch den β^- -Zerfall. Das W^- -Boson, welches als Austauschteilchen fungiert, ist durch rote Farbe gekennzeichnet.

2.3. Top-Quark Physik

2.3.1. Top-Quark Produktion im LHC

Ein Proton besteht aus drei Valenzquarks, Seequarks und Gluonen. Die Teilchenproduktion im LHC, oder anderen Hadronenbeschleunigern geschieht durch die Wechselwirkung zwischen den Bestandteilen zweier Hadronen, hier Protonen.

Das Top-Quark wird in Hadronenbeschleunigern hauptsächlich in $t\bar{t}$ -Paaren produziert. Das geschieht entweder durch Quark-Antiquark-Annihilation oder durch Gluonfusion. Beim TEVATRON, einem $p\bar{p}$ -Beschleuniger, stand die Annihilation, Abbildung 2.3(a), im Vordergrund, während beim LHC die Top-Quark Produktion durch Gluonfusion, Abbildungen 2.3(b), 2.3(c) und 2.3(d), bevorzugt ist [1].

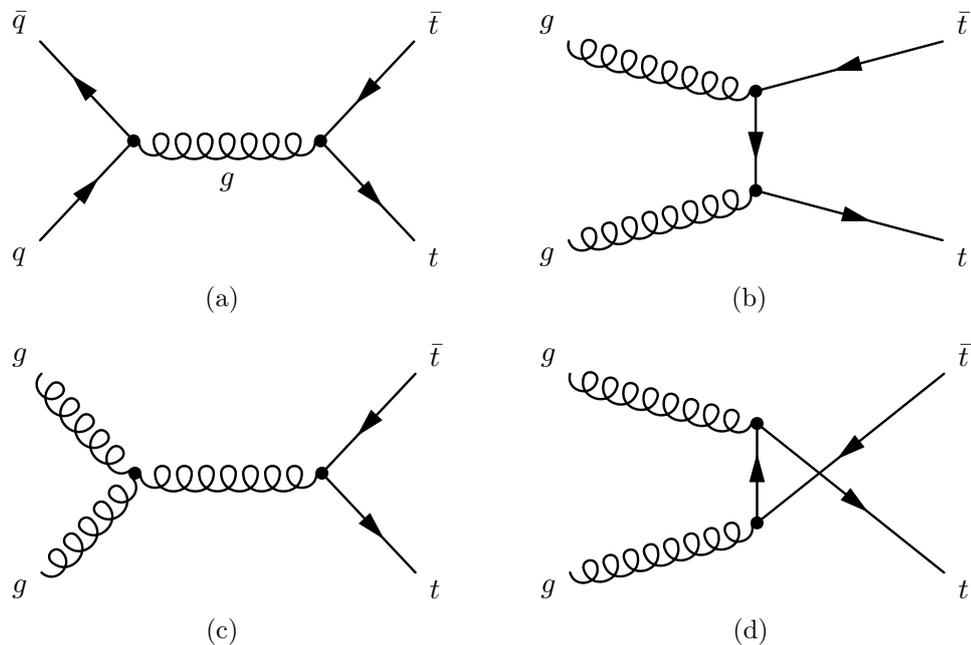


Abbildung 2.3.: Die Möglichkeiten zur Top-Quark Produktion, (a) durch Quark-Antiquark-Annihilation und in (b) - (d) durch Gluonfusion

2.3.2. Top-Quark Zerfall

Man hat die Lebensdauer des Top-Quarks zu

$$\tau_{top} \approx 0,5 \cdot 10^{-24} \text{ s} \quad (2.4)$$

[4] bestimmt. Eine Hadronisierung findet erst nach $\approx 10^{-23}$ s statt. Deswegen nimmt das Top-Quarks einen besonderen Platz im Standardmodell ein, denn es zerfällt, bevor eine Hadronisierung stattfinden kann. Demnach gibt es keine Mesonen oder Baryonen, die ein Top-Quark enthalten.

Im Standardmodell wird der Zerfall des Top-Quarks durch den elektroschwachen $t \rightarrow W^+b$ Zerfall dominiert¹.

2.3.3. $t\bar{t}\gamma$ -Kopplungen

Trotz seiner Entdeckung vor über zehn Jahren sind viele Eigenschaften des Top-Quarks bislang ungeklärt, insbesondere seine Kopplung an die Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung. Interessant sind hier die Kopplungen $t\bar{t}\gamma$, $t\bar{t}Z$ und $t\bar{t}W$. Wie bereits erwähnt, wird die Top-Quark Produktion in Hadronenbeschleunigern durch Gluonfusion $gg \rightarrow t\bar{t}$ oder Quark-Antiquark-Annihilation $q\bar{q} \rightarrow g^* \rightarrow t\bar{t}$ dominiert, vgl. Kapitel 2.3.1. Daher ist eine direkte Messung der $t\bar{t}\gamma$ oder $t\bar{t}Z$ Kopplung über den Prozess $q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z^* \rightarrow t\bar{t}$ quasi unmöglich.

Man betrachtet daher $t\bar{t}\gamma$ -Ereignisse. Dazu gehören Ereignisse, bei denen zusätzlich zum Top-Antitop Quarkpaar ein Photon im Endzustand ist. Dabei ist es möglich, dass das Photon nicht von einem Top-Quark abgestrahlt wird, sondern an eines der Zerfallsprodukte des Top-Quarks koppelt. Allerdings ist es aufgrund auftretender Interferenzterme nicht unterscheidbar, an welches Teilchen das Photon koppelt [7].

Die Abbildungen 2.4(a), 2.4(b) und 2.4(c) zeigen Feynman-Diagramme mit den verschiedenen Möglichkeiten des Photons an das Top-Quark zu koppeln.

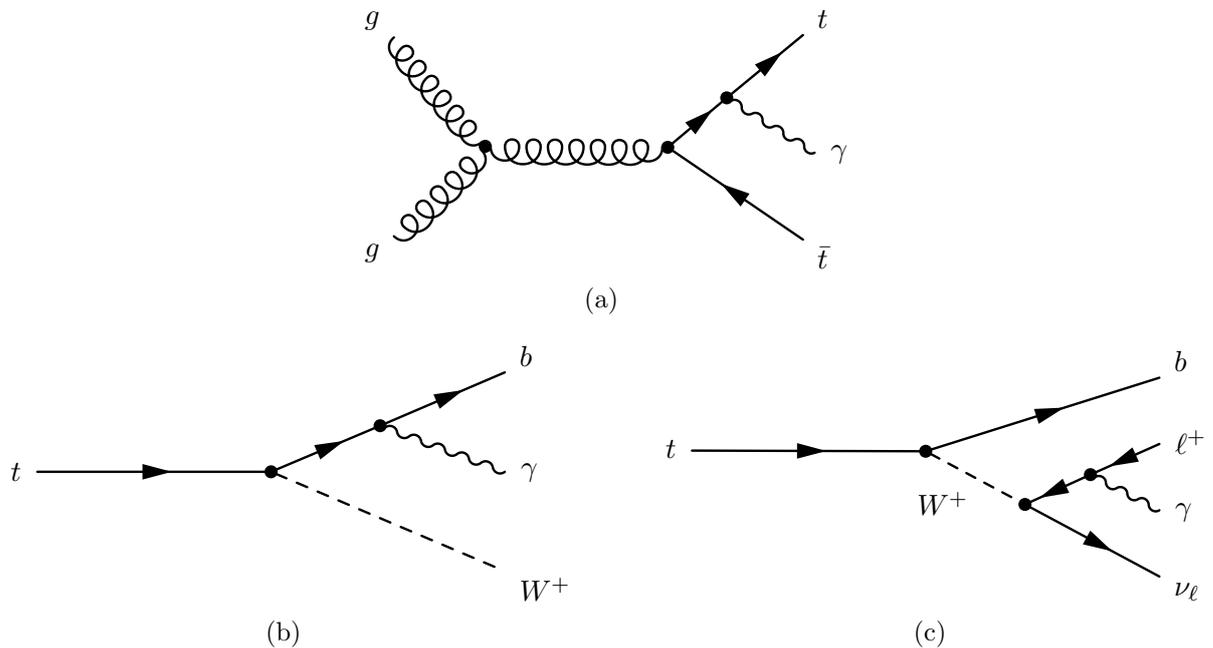


Abbildung 2.4.: Feynman-Diagramm zur $t\bar{t}\gamma$ -Kopplung mit Kopplung 2.4(a) an das Top-Quark oben, 2.4(b) an das Bottom Quark und 2.4(c) Kopplung an ein Lepton

¹Matrizelement aus der CKM-Matrix: $|V_{tb}| = 0,88 \pm 0,07$ [4]

Mit $t\bar{t}\gamma$ -Ereignissen ist es eine Bestimmung der elektrischen und magnetischen Dipol-Formfaktoren, welche Aufschluss über eine veränderte V-A Kopplungsstruktur des Top-Quarks geben würden, die durch Beiträge aus “neuer Physik” hervorgerufen werden, möglich. Außerdem lässt sich die Ladung des Top-Quarks, durch direkte Messung der Kopplungsstärke des Photons an das Top-Quark, mit $t\bar{t}\gamma$ -Ereignissen bestimmen.

3. Der LHC und das ATLAS-Experiment

In der Nähe von Genf befindet sich das Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, kurz CERN, das europäische Kern- und Teilchenforschungszentrum. Es beherbergt den Large Hadron Collider, LHC, einen Hadronenbeschleuniger, der beiderseits der Grenze zwischen Frankreich und der Schweiz verläuft. Das größte der vier Haupt-Experimente am LHC ist der ATLAS-Detektor [8].

3.1. LHC

Im LHC werden zwei gegenläufige Protonenstrahlen mit einer Schwerpunktsenergie von bis zu $\sqrt{s} = 14$ TeV bei einer maximalen Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ zur Kollision gebracht. Er ist kreisförmig und hat einen Umfang von 26,7 km. Der LHC befindet sich in ca. 100 m Tiefe. Ein Protonenstrahl besteht aus mehreren Bunches, Teilchenpaketen, aus bis zu 10^{11} Protonen. Die Teilchenstrahlen kollidieren bei vier Wechselwirkungspunkten alle 25 ns.

Die vier größten Experimente am LHC sind ALICE, ATLAS, CMS und LHC-b. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung ihrer Lage am LHC. Für die Analyse dieser Bachelorarbeit wurden Daten von dem ATLAS-Experiment verwendet, deswegen wird nur auf dieses Experiment näher eingegangen [8], [9].

3.2. Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor, A Torodial LHC Apparatus, ist mit einer Höhe von 25 m, einer Länge von 44 m und einem Gewicht von 7000 t das größte der vier Hauptexperimente am LHC, Abbildung 3.2. Die offizielle Beschreibung des ATLAS-Detektors findet man in [10]. Alle Informationen, insbesondere Zahlen und Größen wurden dieser Veröffentlichung entnommen.

Der Detektor ist zylindersymmetrisch und um den Wechselwirkungspunkt entlang der Strahlachse konstruiert. Von innen nach außen betrachtet folgt zunächst, der Innere Detektor, bestehend aus einem Silizium-Pixeldetektor, einem Siliziumstreifendetektor (Silicon Microstrip Tracker, SCT) und einem Übergangsstrahlungs-Spurdetektor (Transition Radiation Tracker, TRT). Dann folgen die Kalorimeter, ein elektromagnetisches und ein

3. Der LHC und das ATLAS-Experiment

hadronisches Kalorimeter, die sowohl den zentralen, als auch den vorwärtigen, sowie den rückwärtigen Bereich abdecken. In der äußersten Lage befinden sich Myon-Detektoren.

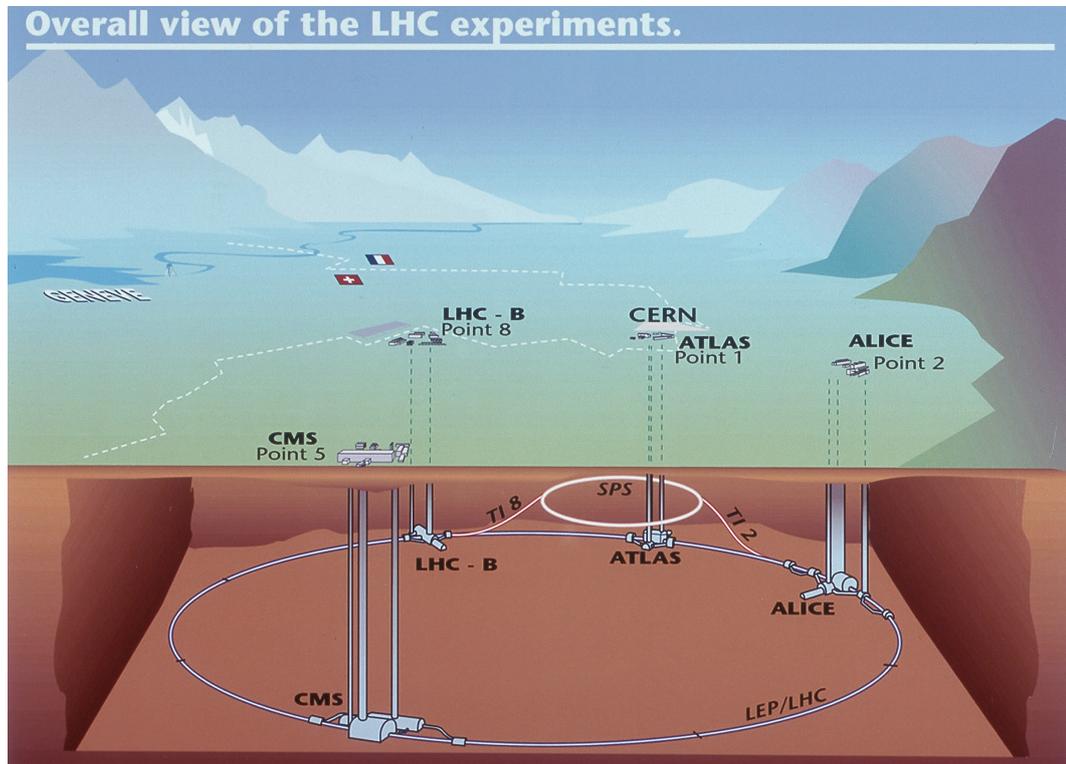


Abbildung 3.1.: Lage der vier großen Experimente am CERN [10]

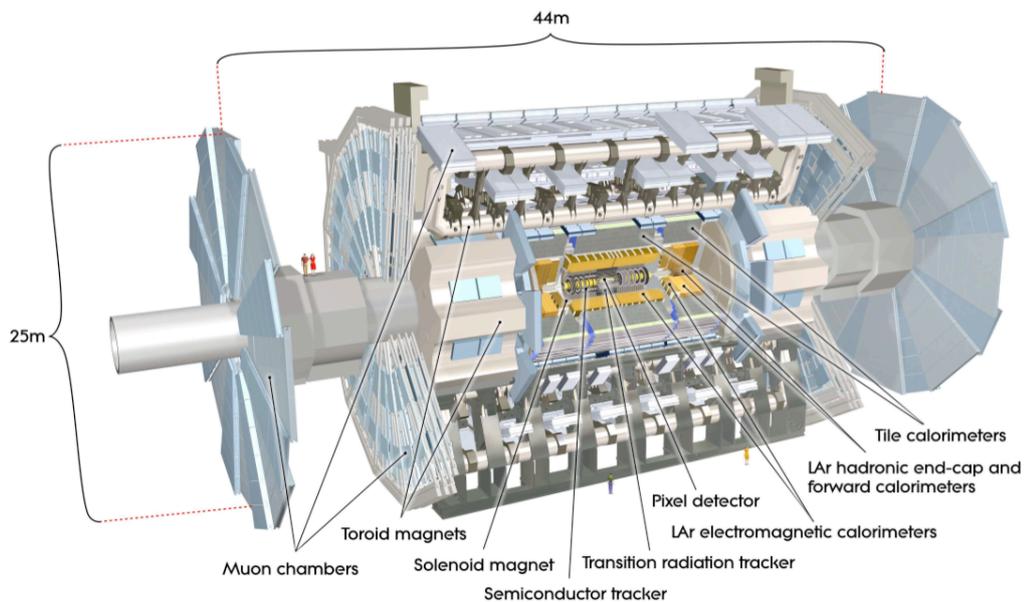


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung des Aufbaus des ATLAS-Detektors [10]

3.2.1. Charakteristische Größen beim ATLAS-Experiment

Zuerst wird das Koordinatensystem des ATLAS-Detektors beschrieben. Hierbei zeigt die z-Achse in Strahlrichtung, die x-Achse vom Wechselwirkungspunkt in Richtung des Zentrums des LHC und die y-Achse zeigt senkrecht nach oben.

Zur Bestimmung der Dichte der Teilchen im Detektor führt man die Pseudorapidität η ein. Sie wird in der Teilchenphysik dem Polarwinkel vorgezogen, da sie für hohe Energien, also $E \gg m_0c^2$, ungefähr gleich der Rapidität ist. Die Rapidität wird verwendet, weil bei Hadron-Hadron-Kollisionen der Teilchenfluss pro Rapiditätsintervall konstant ist. Die Pseudorapidität ist definiert als [10]:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.1)$$

Hierbei ist θ der Polarwinkel, der Winkel zwischen der Flugrichtung des Teilchens und der z-Achse. Der Azimutwinkel ϕ beschreibt den Winkel zwischen der x-Achse und der transversalen Projektion des Richtungsvektors der Teilchenrichtung.

Eine weitere verwendete Größe, die eingeführt werden muss, ist der Abstand ΔR in der Pseudorapiditäts-Azimutwinkel-Ebene [10]:

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2} = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (3.2)$$

3.2.2. Der innere Detektor

Der innere Detektor, Abbildung 3.3, ist zylindersymmetrisch um den Wechselwirkungspunkt herum konstruiert. Er hat einen Durchmesser von 2,1 m und eine Länge von 6,2 m. Damit deckt er einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 2,5$ ab. Die Hauptaufgabe des inneren Detektors ist eine genaue Spurrekonstruktion geladener Teilchen. Er ist von einem Magneten umgeben, bestehend aus einem Barrel-Toroid und einem Endcap-Toroid, mit einem solenoiden Magnetfeld im Wechselwirkungspunkt von 2 T. Der innere Detektor besteht aus drei Komponenten [10]:

1. Pixeldetektor: Der Pixeldetektor besteht aus drei Lagen mit 1744 Auslesemodulen, mit jeweils 46232 Pixeln. Die Lagen sind konzentrisch um den Wechselwirkungspunkt angeordnet. Desweiteren besitzt der Pixeldetektor zwei Endkappen, die aus drei, jeweils mit Modulen bestückten Scheiben bestehen, welche senkrecht zur Strahlachse stehen. Der Pixeldetektor trägt drei Spurpunkte zur Spurrekonstruktion bei.
2. Silizium-Streifendetektor (SCT): Der zweite Teil des inneren Detektors besteht aus Siliziumstreifen. Diese Streifen sind auf vier Lagen um den Pixeldetektor und auf jeweils neun Scheiben in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung angebracht. Er trägt mindestens vier Spurpunkte bei.

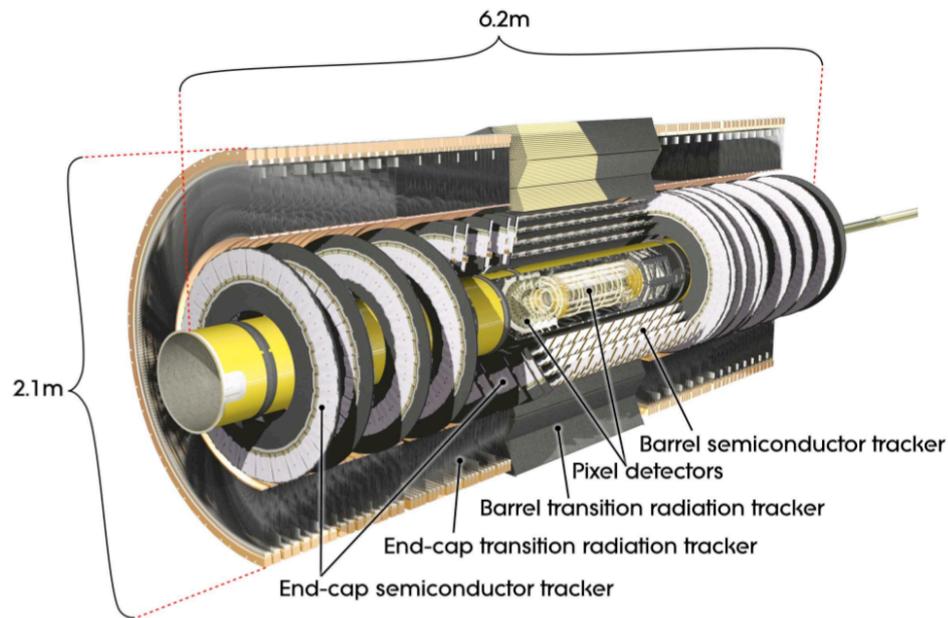


Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung des inneren Detektors [10]

3. Übergangsstrahlungsspurdetektor (TRT): Der TRT trägt ca. 30 Spurpunkte bei und ist, wie die anderen Teile des inneren Detektors in drei Teile unterteilt, ein Teil im Zentralbereich und zwei Endkappen-Bereiche. Jeder Teil setzt sich aus kleinen Röhrcen mit einem Durchmesser von 4 mm, den sogenannten straw tubes zusammen, die mit einem Gasgemisch aus Xe, CO₂ und O₂ gefüllt sind. Insgesamt befinden sich ca. 300 000 dieser Röhrcen im inneren Detektor. Zwischen den Röhrcen befindet sich eine strahlungsharte Folie. Zwischen ihr und einem in der Mitte der Röhrcen verlaufenden Draht liegt eine Hochspannung an. Treten beispielsweise Elektronen in den TRT ein, so wird an den Folien Übergangsstrahlung frei. Diese kann dann in den Röhrcen nachgewiesen werden.

3.2.3. Das Kalorimetersystem

Die Kalorimeter messen die in ihnen deponierte Energie. Als Sampling-Kalorimeter bestehen sie abwechselnd aus Absorberlagen (passiv) und Detektorlagen (aktiv). Das Kalorimetersystem deckt insgesamt einen Bereich von $|\eta| < 4,9$ ab und lässt sich in vier Bereiche gliedern: das elektromagnetische Kalorimeter im Bereich $|\eta| < 3,2$, das hadronische Kalorimeter im Zentralbereich $|\eta| < 1,7$, das hadronische Kalorimeter im Endkappenbereich $1,5 < |\eta| < 3,2$ und ein Vorwärtskalorimeter im Vorwärts- und Rückwärtsbereich $3,1 < |\eta| < 4,9$.

Das elektromagnetische Kalorimeter misst die Energie elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen, wie Elektronen, Positronen und Photonen. Hierbei wird flüssiges Argon als aktives und Blei als passives Detektormaterial verwendet. Durch das Blei werden eintreffende Elektronen abgebremst und erzeugen Bremsstrahlung. Das elektromagnetische Ka-

lorimeter gliedert sich in drei Teile, eine Zentralregion in einem Pseudorapiditätsbereich bis zu $|\eta| = 1,5$ und je zwei Endkappenbereiche im Vorwärts- und Rückwärtsbereich. Diese Endkappen decken $1,4 < |\eta| < 3,2$ ab. Das elektromagnetische Kalorimeter ist im Endkappenbereich in zwei Lagen, im Zentralbereich in drei Lagen, geteilt. Die Granularität ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) variiert von ca. $0,025 \times 0,025$ in der ersten Lage des Zentralbereichs bis zu $0,1 \times 0,1$ in der ersten Lage im Endkappenbereich. Die mittlere Lage ist die mit der höchsten Granularität, da dort die größte Ausdehnung des Teilchenschauers zu erwarten ist. Insgesamt befinden sich im Zentralbereich des elektromagnetischen Kalorimeters 101 760 und im Endkappenbereich auf beiden Seiten je 62 208 Auslesekanäle.

Das hadronische Kalorimeter misst die Energie von Teilchen, die hauptsächlich der starken Wechselwirkung unterliegen. Es setzt sich aus drei Teilen zusammen: ein Tile-, ein Endkappen- und ein Vorwärts-Kalorimeter. Das Tile-Kalorimeter besteht aus szintillierenden Kunststoff-Kacheln als Nachweislage und Stahl als Absorberlage und ist direkt außerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters platziert. Das hadronische Endkappen-Kalorimeter (HEC) besteht aus je zwei segmentierten Scheiben für jede Endkappe. Die Scheiben sind aus Kupferplatten, zwischen sich denen Freiräume, gefüllt mit flüssigem Argon, befinden. Sehr nahe dem Strahlrohr ($3,1 < |\eta| < 4,9$) befindet sich das Vorwärts-Kalorimeter (FCal). Sowohl in dem Vorwärts-, als auch in dem Endkappen-Kalorimeter befinden sich ein Kupfer- und zwei Wolfram-Module. Auch bei diesem Kalorimeter sind die Zwischenräume mit flüssigem Argon gefüllt [10]. Eine schematische Darstellung des gesamten Kalorimetersystems zeigt Abbildung 3.4.

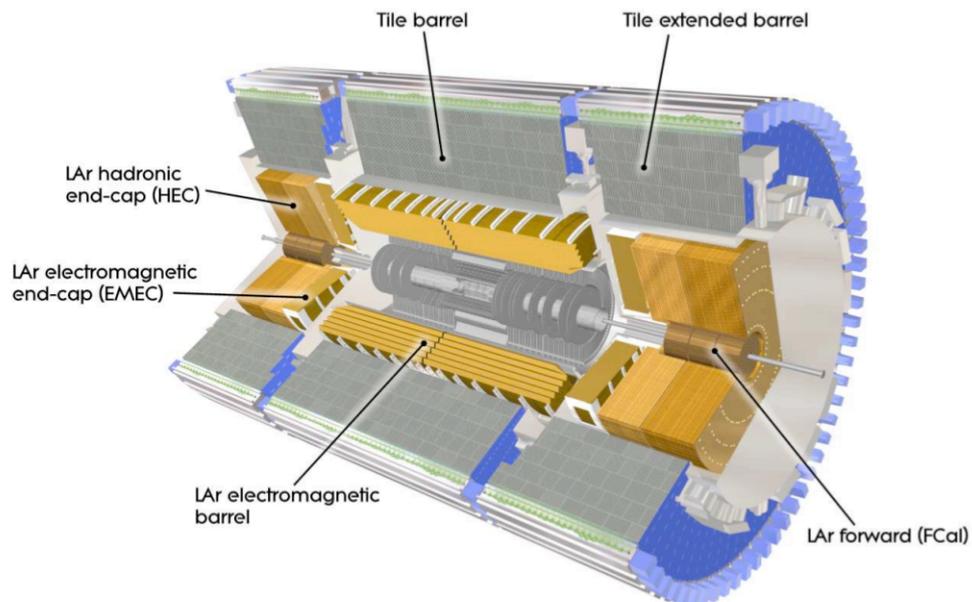


Abbildung 3.4.: Schematische Darstellung des Kalorimetersystems [10]

3.2.4. Das Muonspektrometer

In der äußersten Lage des ATLAS-Detektors befindet sich das Muonspektrometer, vgl. Abbildung 3.5. In einem Bereich von $|\eta| < 2,7$ soll es den Impuls und die Energie von Muonen messen. Die Impulsmessung erfolgt durch die Ablenkung der Muonen in einem Magnetfeld, das von einem torodialen Magneten hervorgerufen wird. In der Zentralregion des Muonspektrometers werden die Spuren in drei Lagen, die zylindrisch um die Strahlachse angeordnet sind, gemessen. In den Endkappenregionen sind die ebenfalls drei Lagen senkrecht zur Strahlachse angeordnet [10].

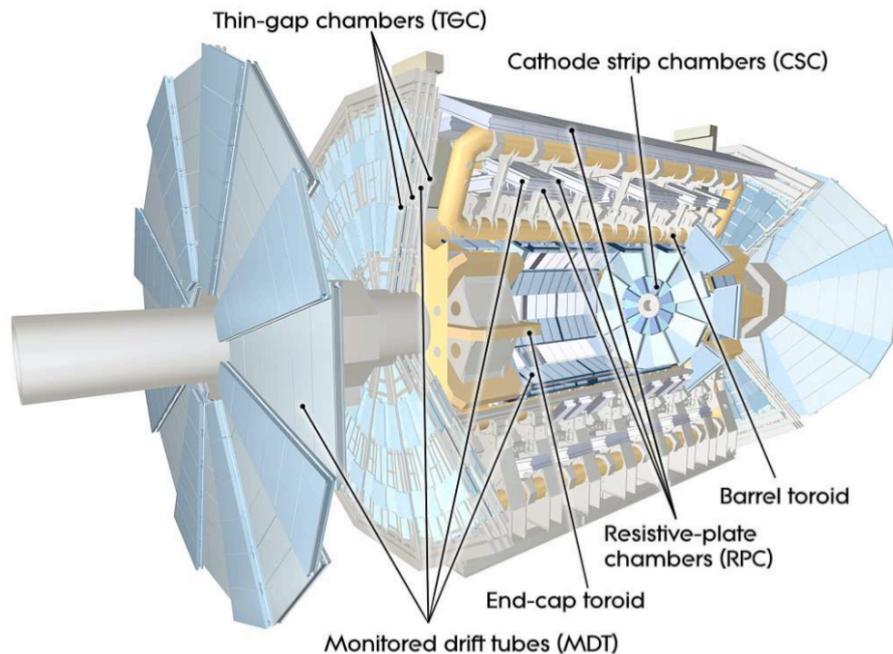


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung des Muonspektrometers [10]

3.2.5. Das Triggersystem

Das ATLAS-Triggersystem besteht aus drei Stufen: Level-1 (L1), Level-2 (L2) und dem Eventfilter. Der Eventfilter formt zusammen mit L2 den High-Level-Trigger (HLT). Der L1 Trigger sucht nach Muonen mit hohem Transversalimpuls p_T , Elektronen, Photonen, Jets und Tau, die in Hadronen zerfallen. Dieser erste Trigger reduziert die Ereignisrate von 40 MHz auf 75 kHz, in einem Zeitintervall von $2,5 \mu\text{s}$ pro Ereignis. In den Regions-of-Interest hat der L1 Trigger mögliche Trigger Objekte im Ereignis identifiziert. Der L2 Trigger verwendet anschließend die Informationen der Regions-of-Interest kombiniert. So reduziert sich die Ereignisrate auf weniger als 3,5 kHz, durchschnittlich benötigt der L2 Trigger 4 ms pro Ereignis. Die dritte Stufe des Triggersystems ist der eigentliche Eventfilter. Er reduziert die Ereignisrate auf 200 Hz. Anders als der L2 Trigger verwendet der Eventfilter vollständig rekonstruierte Ereignisse für seine Algorithmen. Es braucht

einen Durchschnittswert um 4 s um zu entscheiden, ob das Ereignis dauerhaft gespeichert werden soll [10].

3.2.6. Pile-up

Pile-up tritt auf, wenn im Detektor Informationen aus mehr als einer Proton-Proton-Kollision auftreten. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Daten traten im Mittel 6 Ereignisse pro Protonstrahlkollision auf. Das bedeutet, dass im Auslesekanal viele andere Interaktionen aufgezeichnet werden. Diese Interaktionen haben nichts mit dem eigentlichen Ereignis zu tun und bilden einen nicht-vernachlässigbaren Untergrund. Die Zahl dieser Interaktionen steigt, je mehr Protonen sich in einem Paket befinden.

4. Identifikation und Rekonstruktion von Elektronen und Photonen

Sowohl Elektronen, als auch Photonen, werden vom elektromagnetischen Kalorimeter registriert. Bei Elektronen ist aufgrund ihrer Ladung eine Teilchenspur zu sehen. Bei den ladungsfreien Photonen ist diese Spur nicht sichtbar.

4.1. Rekonstruktion

Für die Rekonstruktion von Elektronen und Photonen wird eine Reihe von Clustern mit einer Transversalenergie $E_T > 2,5$ GeV in dem elektromagnetischen Kalorimeter konstruiert. Die Größe dieser Cluster entspricht in der mittleren Lage des elektromagnetischen Kalorimeters einer Größe von 3×5 Zellen im Kalorimeter ($\eta \times \phi$). Über den gesamten Abdeckungsbereich des elektromagnetischen Kalorimeters wird der “sliding window” Algorithmus verwendet [11]. Dazu wird ein Fenster mit einer festgelegten Größe auf das Kalorimeter gelegt und solange verschoben, bis die gemessene Energie innerhalb des Fensters maximal ist.

4.1.1. Rekonstruktion von Elektronen

Elektronen können in diesem Fenster rekonstruiert werden, wenn eine Spur mit einem Transversalimpuls von $p_T > 0,5$ GeV gefunden wurde. Dabei ist die beste Spur jene, die sich mit einer kleinen Abweichung in (η, ϕ) im Clusterschwerpunkt in der mittleren Lage des elektromagnetischen Kalorimeters befindet [11].

4.1.2. Rekonstruktion von Photonen

Konnte zu dem Cluster keine Spur in dem Fenster rekonstruiert werden, spricht man von nicht-konvertierten Photonen. Wenn zusätzlich dazu allerdings ein Konversionsvertex erkennbar ist, spricht man von konvertierten Photonen¹. Bei konvertierten Photonen ist die Rekonstruktion für einen Konversionsradius von 800 mm beschränkt. Die optimale Clustergröße beträgt im Zentralteil des elektromagnetischen Kalorimeters für konvertierte

¹Konvertierte Photonen sind Photonen, aus denen ein Elektron-Positron-Paar entsteht → Paarerzeugung. Die Spur dieses Paares ist erkennbar.

Photonen 3×7 , für nicht-konvertierte Photonen hingegen 3×5 . Im Endkappenbereich ist 5×5 die optimale Clustergröße für alle Photonen [11].

4.2. Identifikation

Die Identifikation von Elektronen und Photonen basiert auf Algorithmen, die Variablen verwenden, die eine gute Separation zwischen isolierten Elektronen bzw. Photonen und anderen Teilchen sicherstellen. Diese Variablen beinhalten Informationen vom Kalorimeter und, im Fall von Elektronen, zusätzlich TRT-Informationen.

Für Elektronen wurden drei Sets aus Schnitten definiert: Loose, Medium und Tight. Bei Photonen sind es zwei Sets: Loose und Tight. Die Werte, die für die verschiedenen Schnitte verwendet werden, wurden für verschiedene E_T - und η -Bereiche optimiert. Die für die Photonidentifikation wichtigen Variablen sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Eine detaillierte Beschreibung aller Variablen befindet sich im Anhang in Kapitel A.1 [11].

Kategorie	Name	Loose	Tight
Hadronischer Verlust	R_{had1}	✓	✓
	R_{had}	✓	✓
EM Mitte	R_η	✓	✓
	w_2	✓	✓
	R_ϕ		✓
EM Vorne	w_{s3}		✓
	w_{stot}		✓
	F_{side}		✓
	ΔE		✓
	E_{ratio}		✓

Tabelle 4.1.: Variablen, die für den Loose- und den Tight-Schnitt verwendet werden. Eine Beschreibung findet derer sich im Anhang, nach [12]. Hier ist anzumerken, dass die Photonen, die den Tight-Schnitt erfüllen, eine Untermenge von denen sind, die den Loose-Schnitt erfüllen.

4.3. Signalphotonen und Untergrund

Jeder physikalische Prozess in der Teilchenphysik hat Untergrund. Der Hauptuntergrund bei $t\bar{t}\gamma$ -Ereignissen kommt aus Photonen, die aus Zerfällen von leichten neutralen Mesonen, wie η oder π^0 , stammen. Diese Photonen werden imitierte Photonen genannt. Ebenfalls als imitierte Photonen werden auch Teilchen bezeichnet, die irrtümlich als Photonen identifiziert wurden. Hauptsächlich sind das Elektronen, die ähnlich zu den konvertierten Photonen sind, aber auch Hadronen [13].

Alle anderen Photonen werden Signalphotonen genannt.

4.4. Photonisation

Photonen aus dem Zerfall von Hadronen befinden sich meistens in der Nähe von Jets. Daher ist die Umgebung um einen immitiertes Photon viel unreiner als bei einem Signalphoton. Deswegen wurde ein Isolationskriterium eingeführt, um eine sichere Abgrenzung des Signals vom Untergrund zu gewährleisten. Dafür wird die Aktivität in einem Kegel vom Radius ΔR (siehe Kapitel 3.2.1) um einen Photonkandidaten gemessen. Dazu führt man eine Variablen ein, die Isolationsenergie [14]:

$$p_{T,iso}^{\Delta R < 0,2} = \sum_{\text{cells}}^{\Delta R < 0,2} p_T \quad (4.1)$$

5. Abschätzung der Reinheit

Um den Gesamtwirkungsquerschnitt von abgestrahlten Photonen bei Proton-Proton-Kollisionen beim ATLAS-Experiment zu messen, ist es wichtig, die Reinheit, also den wahren Signalbeitrag von Photonkandidaten in dem verwendeten Datensatz, zu kennen. Um isolierte Photonen vom Untergrund zu trennen, gibt es eine Reihe von Selektionskriterien [14]:

- Der Transversalimpuls p_T des Photons muss größer als 15 GeV.
- Das Photon muss die Photondefinition erfüllen [12].
- Das Photon muss die Tight Definition erfüllen.
- Das Photon muss einen Isolationsschnitt erfüllen. Dabei hängt die Definition der Isolation von der Methode ab.

Die Reinheit ist der relative Anteil vom Signal zu den beobachteten Kandidaten in der Signalregion. Zur Abschätzung des Signalbeitrages, von nun an Reinheit genannt, in dem verwendeten Datensatz wurden verschiedene datenbezogene Methoden getestet. In [14] wird die Abschätzung der Reinheit mit Hilfe verschiedener Methoden mit Monte Carlo beschrieben. Eine der verwendeten Methoden ist die ABCD Methode, auch “Two-dimensional sideband Methode” genannt. Diese Methode wird in dieser Arbeit verwendet.

Mit der ABCD-Methode ist es möglich, die Reinheit für verschiedene Pseudorapiditäts-, sowie Transversalenergiebereiche abzuschätzen.

Die Verwendung der ABCD-Methode setzt eine vorherige Abschätzung der Reinheit mit Monte Carlo voraus. Außerdem notwendig ist eine Abschätzung der systematischen Fehler, sowie die Bestimmung der Reinheit getrennt nach verschiedenen E_T - und η Bereichen zu machen. Davon wird in dieser Arbeit abgesehen.

Für die systematischen Fehler bei der verwendeten Methode gibt es drei Ursachen: Die Hauptfehlerquelle ist die Korrelation zwischen den Isolationsvariablen um die Kontrollregionen zu konstruieren. Desweiteren ist der vernachlässigte Signalbeitrag in den Kontrollregionen und die Fehler beim Zählen der Photonkandidaten in den Regionen als Fehlerquelle aufzuführen.

5.1. Beschreibung der ABCD-Methode

Simulationen können den Untergrund nicht genau genug abschätzen, deswegen wird eine datengestützte Methode verwendet, um eine Abschätzung des Untergrundes vorzunehmen und ihn von dem Signal zu trennen. Die Beschreibung der ABCD-Methode in diesem Kapitel ist angelehnt an [13] und [15].

Diese Methode beruht auf der Verwendung einer Isolationsvariable, sowie den Schauervariablen, die auf Energiemessungen in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters beruhen. Mit diesen Variablen lässt sich eine zweidimensionale Ebene mit vier Bereichen, wie in Abbildung 5.1 zu sehen ist, definieren. Dabei ist die Isolationsvariable auf der horizontalen Achse aufgetragen. Bei der Analyse in dieser Arbeit wurde als Isolationsvariable die Isolationsenergie $p_{T,iso}^{\Delta R < 0,2}$ verwendet. Mit den Schauervariablen lässt sich die vertikale Achse der Ebene darstellen. Die Variablen, die für die Tight Definition und die Loose Definition verwendet werden, sind in Tabelle 4.1, sowie im Kapitel A.1 des Anhangs aufgeführt. Dabei ist zu beachten, dass die Photonen, die die Tight Definition erfüllen eine Untermenge von denen sind, die die Loose Definition erfüllen.

Nun werden in der vorher eingeführten Ebene vier Regionen **A**, **B**, **C** und **D** definiert. In der Signalregion, **A**, befinden sich die Photon-Kandidaten mit einer Isolationsenergie $p_{T,iso}^{\Delta R < 0,2} < 1$ GeV, außerdem sollen sie die Tight Definition erfüllen.

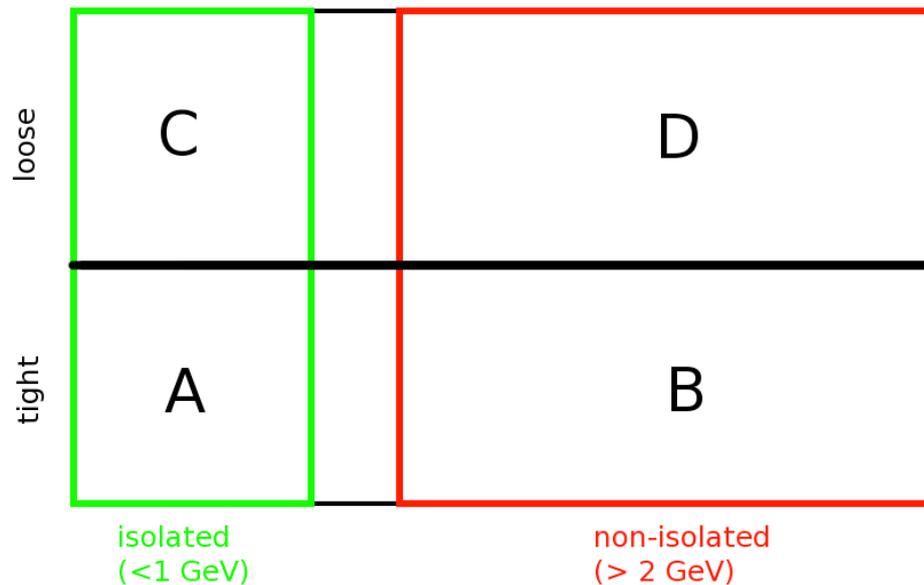


Abbildung 5.1.: Schematische Darstellung der ABCD-Methode mit der Signalregion **A** und den drei Kontrollregionen **B**, **C** und **D**, nach [15].

Neben der Signalregion existieren drei Kontrollregionen **B**, **C** und **D**. Die Kandidaten in Region **B** erfüllen die Tight Definition, haben daher eine Isolationsenergie von $p_{T,iso}^{\Delta R < 0,2} > 2$ GeV. In den Regionen **C** und **D** genügen die Kandidaten der Loose Definition. In **C** gilt außerdem $p_{T,iso}^{\Delta R < 0,2} < 1$ GeV, während in **D** $p_{T,iso}^{\Delta R < 0,2} > 2$ GeV erfüllt sein muss. Um eine ausreichende Trennung zwischen Signal- und Kontrollregion zu gewährleisten, existiert bei $1 \text{ GeV} < p_{T,iso}^{\Delta R < 0,2} < 2 \text{ GeV}$ ein Trennbereich.

Schliesslich hat man eine zweidimensionale Ebene, bei der sich auf der x-Achse das Isolationskriterium befindet. Diese Achse teilt sich in zwei Spalten, in der linken befinden sich die isolierten und in der rechten die nicht-isolierten Kandidaten. Auf der y-Achse teilt sich die Ebene in Tight und Loose Kriterium. Durch eben diese Wahl der ABCD-Ebene wird durch N_A^{bkg}/N_C^{bkg} das Verhältnis der Untergründe für die isolierten Kandidaten angegeben, analog gilt das für die nicht-isolierten Kandidaten.

5.2. Berechnung der Reinheit

Für die Anwendung der ABCD-Methode auf einen Datensatz müssen zwei Annahmen gemacht werden: Als erstes nimmt man an, dass der Signalbeitrag in den drei Kontrollregionen vernachlässigbar klein ist. Da sich die Anzahl der beobachteten Kandidaten $N_{A,B,C,D}^{obs}$ in jeder Region aus Signal $N_{A,B,C,D}^{sig}$ und Untergrund $N_{A,B,C,D}^{bkg}$ zusammensetzt, gilt:

$$N_{A,B,C,D}^{obs} = N_{A,B,C,D}^{sig} + N_{A,B,C,D}^{bkg} \quad (5.1)$$

Mit der ersten Annahme lässt sich für die Kontrollregionen **B**, **C** und **D** folgern:

$$N_{B,C,D}^{sig} \approx 0 \quad (5.2)$$

Daraus resultiert, dass in den Kontrollregionen lediglich Untergrund zu finden ist, also:

$$N_{B,C,D}^{obs} \approx N_{B,C,D}^{bkg} \quad (5.3)$$

Die zweite Annahme die getroffen werden muss ist, dass der Untergrund und der Isolationschnitt unkorreliert sind. Das heißt, dass das Verhältnis der Untergründe bei den isolierten Kandidaten gleich dem der nicht-isolierten Kandidaten ist, also gilt:

$$\frac{N_A^{bkg}}{N_C^{bkg}} = \frac{N_B^{bkg}}{N_D^{bkg}} \quad (5.4)$$

Ein Umstellen von Formel (5.4) liefert:

$$N_A^{bkg} = \frac{N_C^{bkg} \cdot N_B^{bkg}}{N_D^{bkg}} \quad (5.5)$$

Mit (5.3) folgt dann für den Untergrund in der Signalregion **A**:

$$N_A^{bkg} = \frac{N_C^{obs} \cdot N_B^{obs}}{N_D^{obs}} \quad (5.6)$$

Die Anzahl der Kandidaten in Region **A** setzt sich aus Untergrund und Signal zusammen, also gilt:

$$N_A^{obs} = N_A^{sig} + N_A^{bkg} \quad (5.7)$$

Daher ist die Anzahl der Signalphotonen in Region **A** gegeben durch:

$$N_A^{sig} = N_A^{obs} - N_A^{bkg} \quad (5.8)$$

Der Untergrund wiederum ist gegeben durch (5.6). Also lässt sich schreiben:

$$N_A^{sig} = N_A^{obs} - \frac{N_B^{obs} \cdot N_C^{obs}}{N_D^{obs}} \quad (5.9)$$

Schließlich kann man die Reinheit bestimmen. Sie ist gegeben durch den Quotienten des Signals und der Anzahl der Kandidaten in der Signalregion. Nach Einsetzen von Gleichung (5.9) ergibt sich schließlich:

$$P = \frac{N_A^{sig}}{N_A^{obs}} = 1 - \frac{N_B^{obs} N_C^{obs}}{N_A^{obs} N_D^{obs}} \quad (5.10)$$

Mit den zwei oben erläuterten Annahmen benötigt die ABCD-Methode keine weiteren Angaben. Für die Definition der Kontrollregionen wurden Schauervariablen verwendet. Die Wahl dieser wird durch zwei wesentliche Kriterien beeinflusst: zum einen um die Korrelation zwischen der Isolationsvariable und den Variablen, die auf Messungen im ersten Teil des elektromagnetischen Kalorimeters beruhen, zu minimieren, und zum anderen weil die Messungen durch die verfügbare Statistik maßgeblich beschränkt sind, insbesondere durch Schwankungen in den Kontrollregionen. Je mehr Schauervariablen abgefragt werden, desto größer ist der Untergrund in den Kontrollregionen. Somit ist eine präzisere Abschätzung des Untergrundes in der Signalregion möglich.

Durch Monte Carlo lässt sich zeigen, dass der Signalbeitrag in den Kontrollregionen vernachlässigbar ist. Die Region, in der man den größten Signalbeitrag finden kann, ist Region **C**. Dort liegt der Beitrag an Signalphotonen, abhängig von der Transversalenergie bei 18 % für $10; \text{GeV} \leq E_T < 15; \text{GeV}$ und bei > 6 % für eine Transversalenergie $E_T > 20; \text{GeV}$ [13].

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

In diesem Kapitel wird die vorgestellte Analysemethode auf einen Datensatz angewendet. Die verwendeten Daten wurden bei einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 163,5 \text{ pb}^{-1}$ bis Mai 2011 gemessen. Durch Anwendung von Selektionsschnitten, kann ein Datensatz $t\bar{t}\gamma$ -Ereignissen angereichert werden. In dieser Arbeit wird der vorliegende Datensatz nach zwei verschiedenen Selektionsschnitten untersucht, Schnitt 1 und Schnitt 14.

6.1. Zusammenfassung aller Selektionsschnitte

Für die Selektion eines Datensatzes nach $t\bar{t}\gamma$ -Ereignissen wird eine Reihe von 14 Selektionsschnitten für die jeweiligen Ereignisse gefordert, die alle erfüllt werden müssen. Dabei wird nach Elektronkanal und Muonkanal getrennt [16]:

1. Im Elektrontrigger (EF_e20_medium), bzw. im Muontrigger (EF_mu18), wurde ein Triggerobjekt gefunden.
2. Der Primärvertex lässt sich aus mehr als vier Spuren rekonstruieren.
3. In dem betrachteten Ereignis gibt es mindestens ein Elektron mit $p_T > 25 \text{ GeV}$ oder ein Muon mit $p_T > 20 \text{ GeV}$.
4. Im Ereignis gibt es genau ein Elektron mit $p_T > 25 \text{ GeV}$ oder ein Muon mit $p_T > 20 \text{ GeV}$.
5. Im Elektronkanal gibt es kein Muon mit $p_T > 20 \text{ GeV}$. Analog gibt es im Muonkanal kein Elektron mit $p_T > 25 \text{ GeV}$.
6. Das ausgewählte Lepton liegt im Bereich $\Delta R < 0,15$ um das Triggerobjekt.
7. Die Spur des Elektrons darf nicht die gleiche sein, wie die des Muons. Ansonsten ist eine Rekonstruktion nicht mehr möglich \rightarrow Elektron/Muon Overlap.
8. Es gibt keinen bad Jet ¹ mit $p_T > 20 \text{ GeV}$.

¹Bad Jets sind nicht mit Signalen aus der Proton-Proton-Wechselwirkung im Kalorimeter verbunden. Sie kommen aus verschiedenen Quellen, die mit Hardware-Problemen, LHC-Strahl Bedingungen oder kosmischer Strahlung zu tun haben.

9. Im Elektronkanal ist die fehlende Transversalenergie > 35 GeV, im Muonkanal dagegen > 20 GeV.
10. Im Muonkanal ist die Summe aus fehlender Transversalenergie und transversaler Masse² vom W -Boson > 60 GeV. Im Elektronkanal hingegen ist die transversale Masse des W -Bosons > 25 GeV.
11. Es gibt mindestens zwei Jets mit $p_T > 25$ GeV und $|\eta| < 2,5$.
12. Es gibt mindestens drei Jets mit $p_T > 25$ GeV und $|\eta| < 2,5$.
13. Es gibt mindestens vier Jets mit $p_T > 25$ GeV und $|\eta| < 2,5$.
14. Es gibt mindestens einen Jet mit $p_T > 25$ GeV und $|\eta_{det}| < 2,5$ mit SVO Gewichtung³ $> 5,85$.

Aufgrund einer ungenügenden Trennung von Elektronen und Photonen im elektromagnetischen Kalorimeter des Detektors, ist bei den Ereignissen zu erwarten, dass bei die Analyse nach dem ersten Schnitt im Elektronkanal viel mehr Ereignisse geben wird, als im Muonkanal. Erst beim dritten Selektionsschnitt wird ein Lepton (Elektron oder Muon) gefordert. Diese unzureichende Trennung von Elektronen und Photonen wird sich vorraussichtlich auch auf die Reinheit auswirken.

6.2. Anwendung der ABCD-Methode auf einen Datensatz nach Schnitt 1

Nun werden nur noch Ereignisse mit einem Photon selektiert. Als erster Analyseschritt wird Schnitt 1 auf den Datensatz angewendet. Nach Schnitt 1 bleiben von ursprünglich 34 959 736 Ereignissen insgesamt 13 755 215 Ereignisse übrig, davon im Elektronkanal 7 539 806 Ereignisse, im Muonkanal hingegen 6 215 409 Ereignisse. Zuerst werden die Spektren der Transversalenergie E_T , der Pseudorapidität η und des Azimutwinkels ϕ , getrennt nach den vier Regionen **A**, **B**, **C** und **D**, betrachtet. In den folgenden Histogrammen wurde eine Trennung nach Elektron- und Muonkanal nicht berücksichtigt, in den nachfolgenden Rechnungen allerdings schon.

²Die transversale Masse M_T eines schweren Teilchens, hier W -Boson, das in ein sichtbares Teilchen mit Transversalimpuls $\mathbf{p}_{T,1}$ und ein unsichtbares Teilchen mit dem Transversalimpuls $\mathbf{p}_{T,2}$ zerfällt, ist gegeben durch: $M_T^2 = 2|\mathbf{p}_{T,1}||\mathbf{p}_{T,2}|(1 - \cos \phi_{12})$. Dabei ist $\cos \phi_{12}$ der Winkel zwischen den Endzustandsteilchen [4], Kapitel 39 “Kinematics”.

³Die SVO-Gewichtung berücksichtigt b-Tagging (Trennung der Bottom Quarks von anderen Partonen aus dem harten Streuprozess [17]).

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

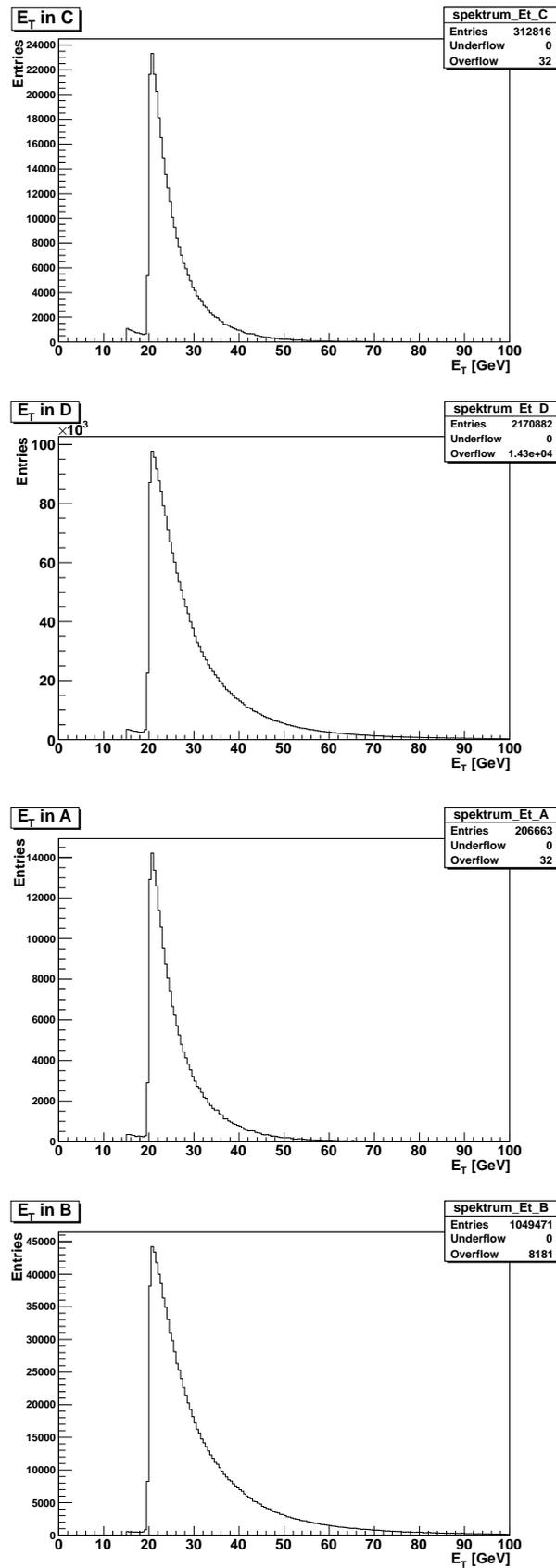


Abbildung 6.1.: Spektren der Verteilung der Transversalenergie E_T in den vier Bereichen der ABCD-Methode

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

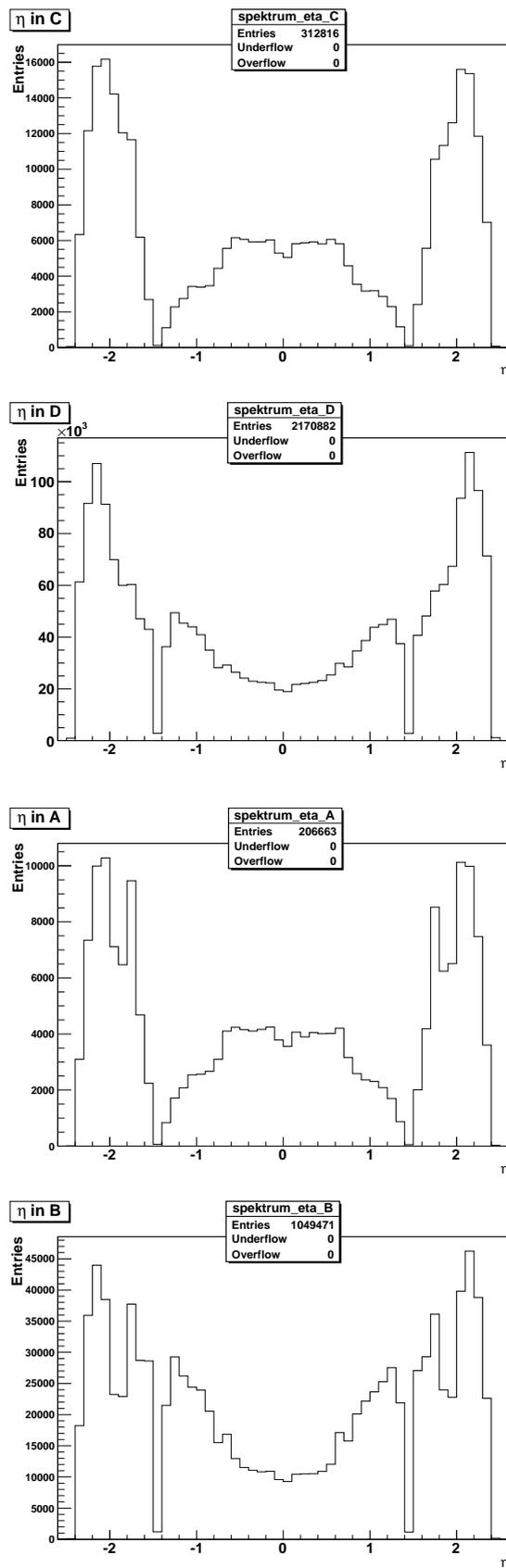


Abbildung 6.2.: Verteilung der Pseudorapidity η in den vier Bereichen der ABCD-Methode

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

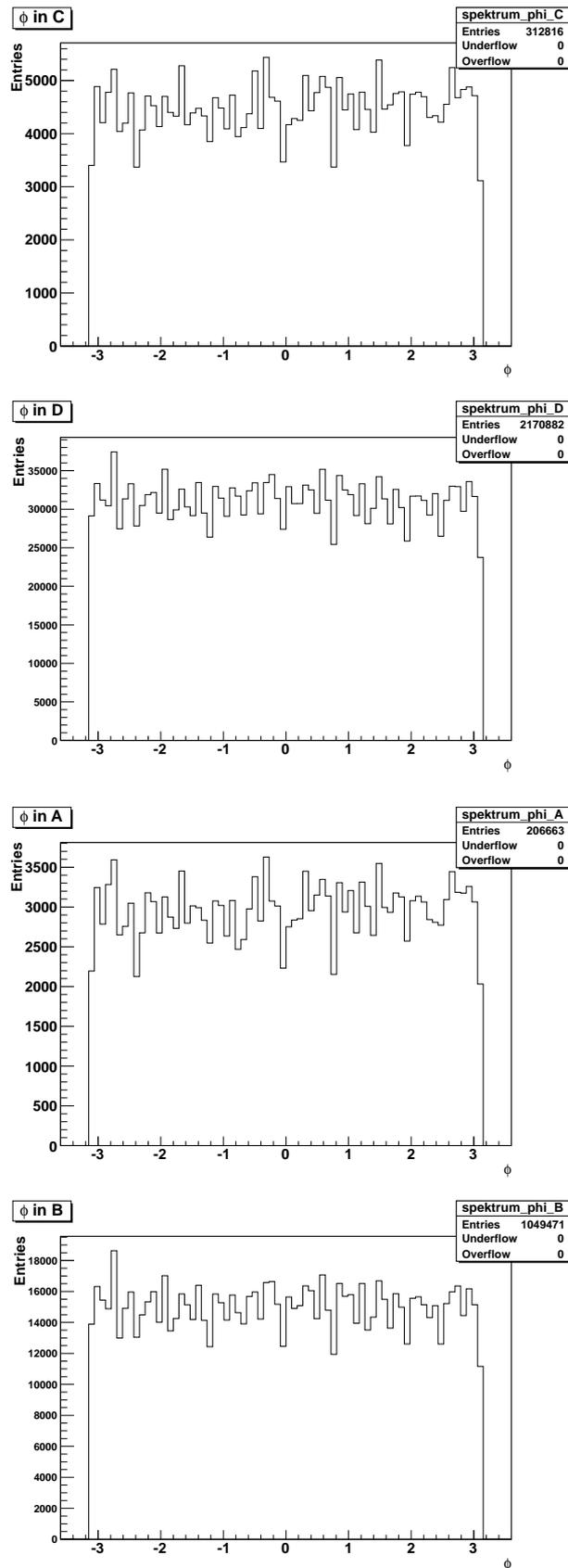


Abbildung 6.3.: Verteilung des Azimutwinkels ϕ in den vier Bereichen der ABCD-Methode

In den Abbildungen 6.1, 6.2 und 6.3 sieht man die Verteilung der Transversalenergie, der Pseudorapidität und des Azimutwinkels der Photonen im Datensatz nach Schnitt 1, getrennt nach den vier Regionen. Die Schwelle für den E_T -Schnitt liegt für Elektronen bei > 15 GeV, für Muonen bei > 18 GeV. In den Verteilungen der Pseudorapidität stellt man in allen vier Regionen fest, dass bei $1,37 \leq |\eta| < 1,52$ und $|\eta| \geq 2,37$ keine Ereignisse zu finden sind. Das ist mit den sogenannten Spalt-Regionen (Crack-Region) zu erklären, die aus dem Detektoraufbau resultieren. Die Verteilungen des Azimutwinkels ϕ sind wie erwartet gleichmäßig.

6.2.1. Bestimmung des Signals und der Reinheit für den Datensatz nach dem ersten Schnitt

Anschließend wird in jeder Region **A**, **B**, **C** und **D** die Anzahl der Kandidaten und schließlich der Anteil der Signalphotonen in Region **A** und die Reinheit für alle Photonen bestimmt. Der statistische Fehler lässt sich mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung bestimmen, wenn man den Fehler in der Region **K**, mit $\mathbf{K} \in \{\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}, \mathbf{D}\}$, zu $\sigma_K = \sqrt{N_K}$ annimmt.

Mit der Anzahl der Photonen in den verschiedenen Regionen (Zahlen befinden sich in Kapitel A.2) folgt für die Anzahl der Signalphotonen:

$$N_A^{sig} = 55438 \pm 559 \quad (6.1)$$

Schließlich kann man die Reinheit bestimmen, sie beträgt:

$$P = (26,85 \pm 0,22)\% \quad (6.2)$$

Bei einer Trennung zwischen Elektron- und Muonkanal ergibt sich Tabelle 6.1:

	Elektronkanal	Muonkanal
N_A^{obs}	203582	3081
Signal N_A^{sig}	54037 ± 555	1783 ± 60
Reinheit P [%]	$26,54 \pm 0,23$	58 ± 1

Tabelle 6.1.: Anzahl der Photonen in der Signalregion **A**, Anzahl der Signalphotonen und Reinheit getrennt nach Elektron- und Muonkanal. Im Elektronkanal gab es 7 539 806 und im Muonkanal 6 215 409 Ereignisse.

6.2.2. Berücksichtigung von Pile-up in der ABCD-Methode

Um den Effekt von Pile-up auf die Reinheit zu studieren, wird die ABCD-Methode für Bereiche mit unterschiedlich vielen Primärvertices angewendet. Es wird erwartet, dass der Untergrund für eine steigende Anzahl von Primävertices ansteigt. Zuerst wird die Verteilung der Primärvertices im gesamten Datensatz nach Schnitt 1 betrachtet, Abbildung 6.2.2.

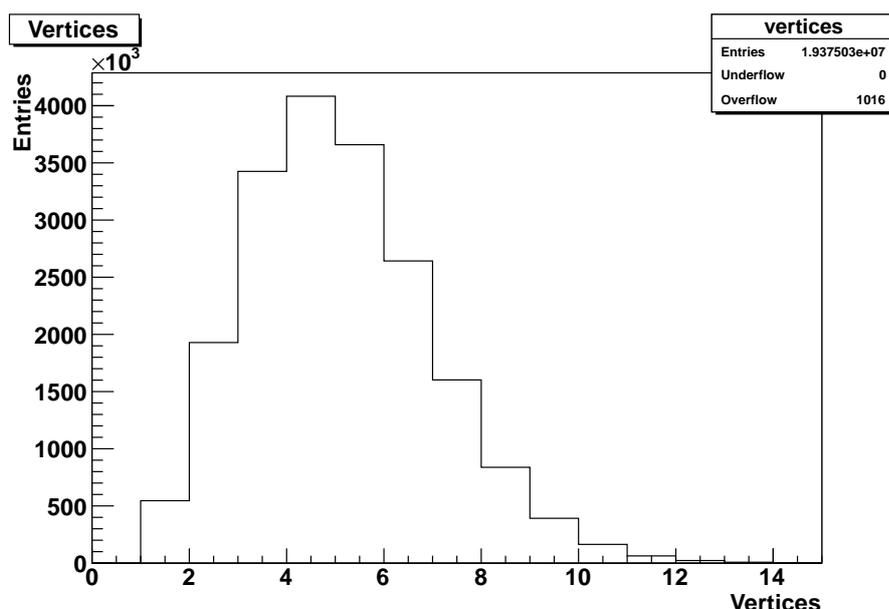


Abbildung 6.4.: Verteilung der Primärvertices in dem Datensatz nach Schnitt 1

Die Daten werden in Bins mit einer unterschiedlichen Anzahl von Primärvertices eingeteilt: (1-4), (5-7), (8 +). Dann werden die Spektren der Transversalenergie, Pseudorapidität und des Azimutwinkels für die drei Bereiche mit unterschiedlicher Anzahl von Primärvertices betrachtet.

Es werden die Histogramme für die verschiedenen Bereiche der Anzahl der Primärvertices betrachtet. In Abbildung 6.5, 6.6 und 6.7 findet man die Verteilungen der Transversalenergie, Pseudorapidität und des Azimutwinkels für 1-4 Vertices getrennt nach den vier Bereichen. Die Verteilungen für 5-7 Vertices findet man in den Abbildungen 6.8, 6.9 und 6.10. In den Abbildungen 6.11, 6.12 und 6.13 findet man die Verteilungen der Transversalenergie, Pseudorapidität und des Azimutwinkels für mehr als 8 Primärvertices.

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

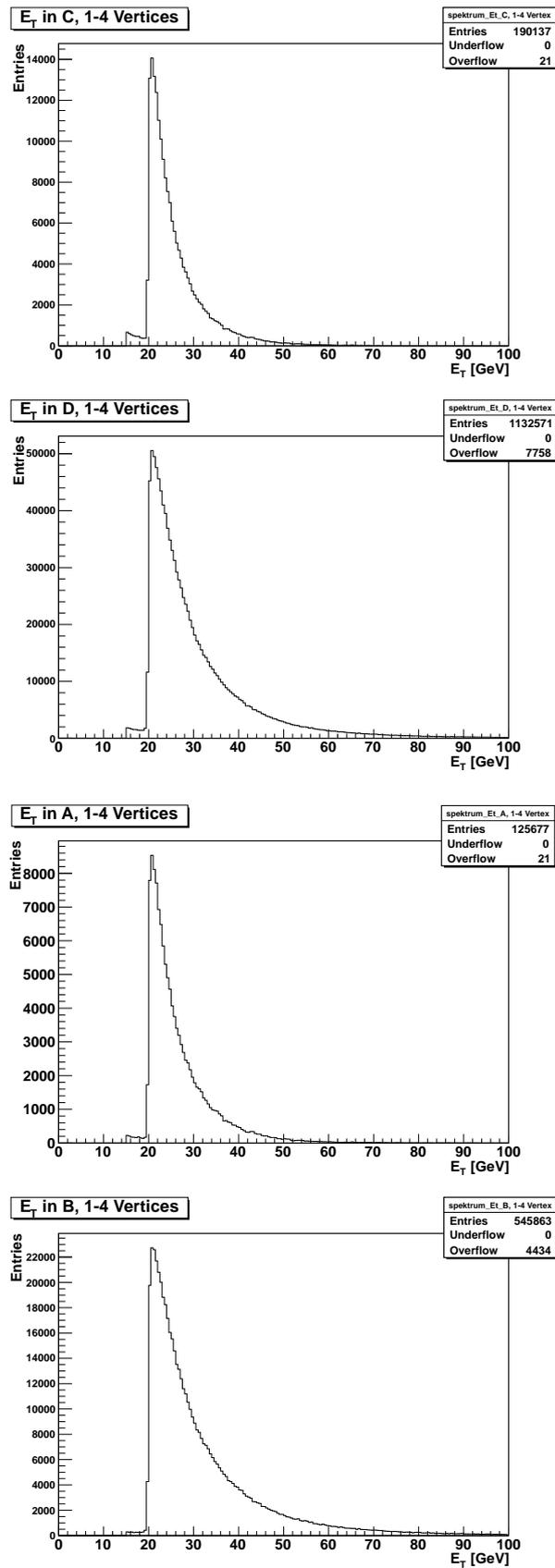


Abbildung 6.5.: Spektren der Verteilung der Transversalenergie E_T in den vier Bereichen für 1-4 Primärvertices

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

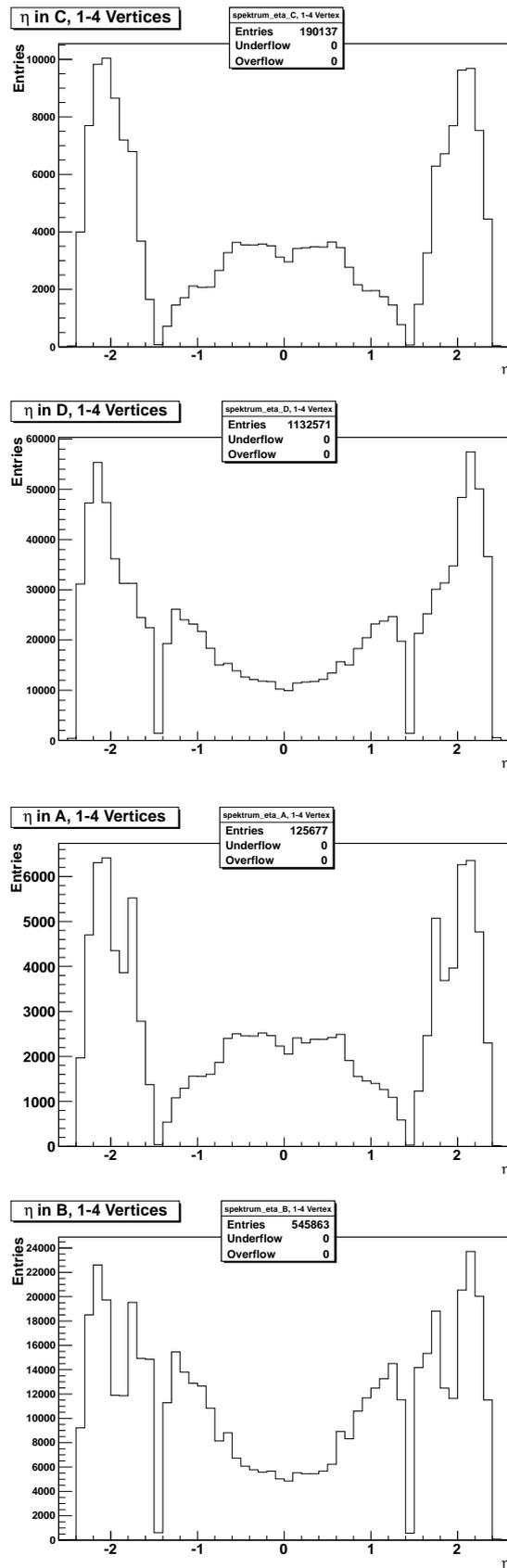


Abbildung 6.6.: Spektren der Verteilung der Pseudorapidity η in den vier Bereichen für 1-4 Primärvertices

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

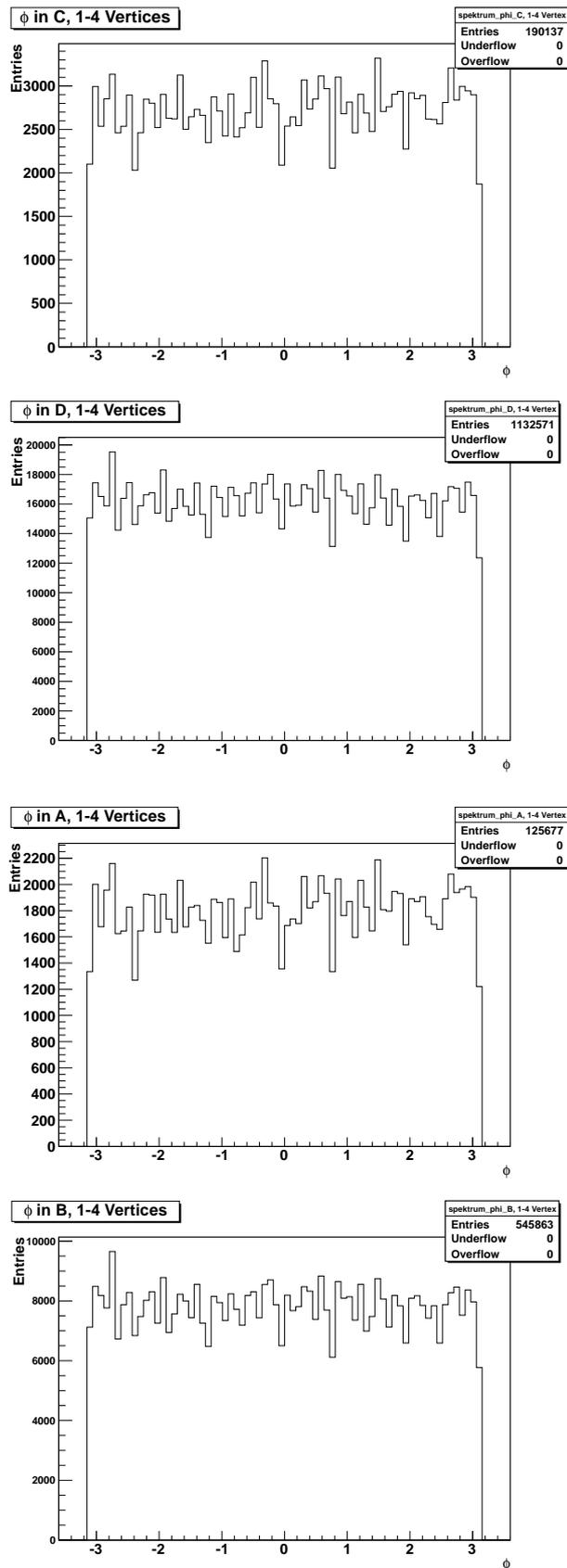


Abbildung 6.7.: Spektren der Verteilung des Azimutwinkels ϕ in den vier Bereichen für 1-4 Primärvertices

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

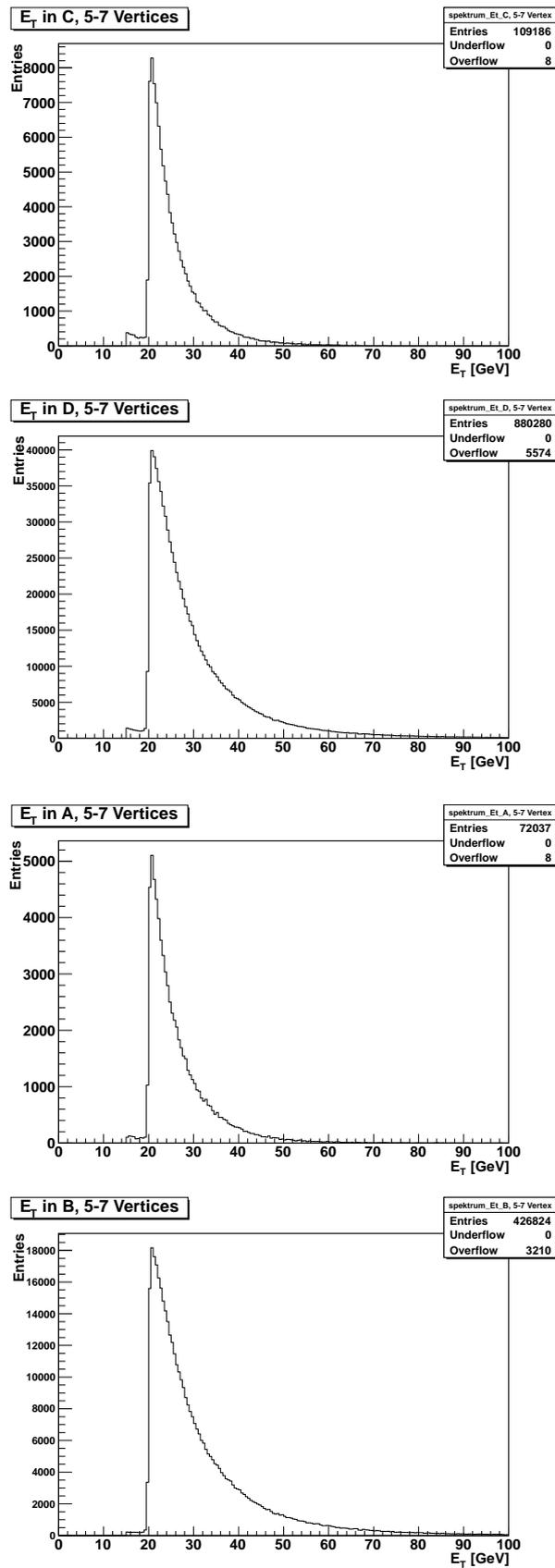


Abbildung 6.8.: Spektren der Verteilung der Transversalenergie E_T in den vier Bereichen für 5-7 Primärvertices

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

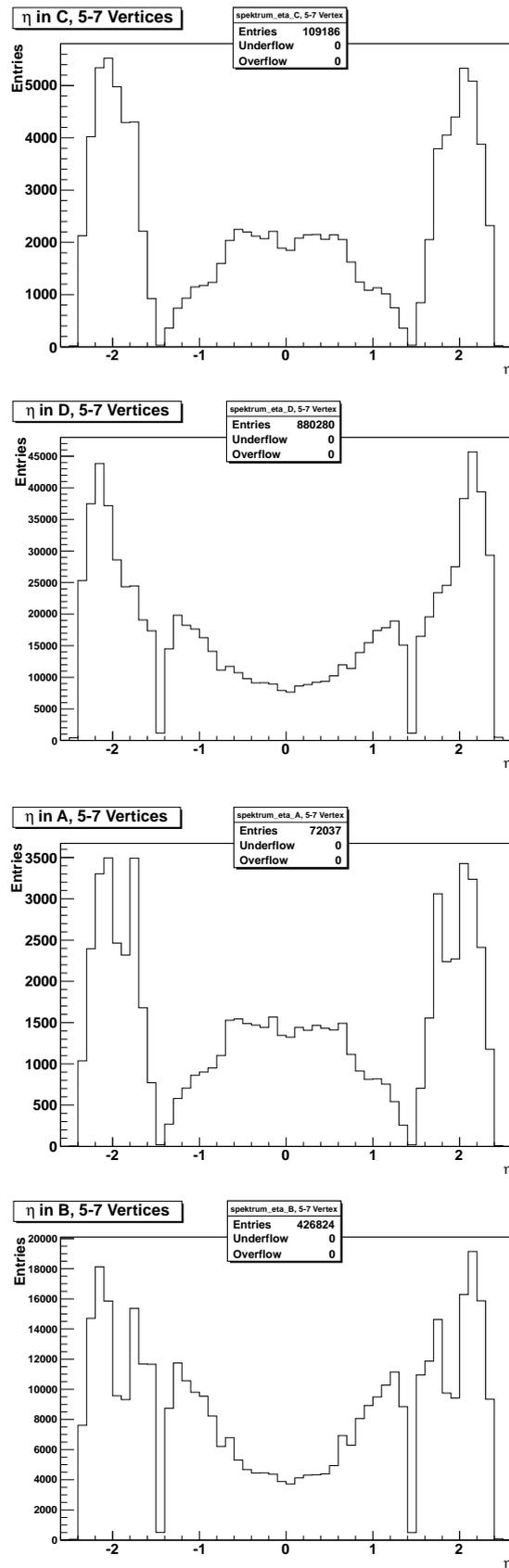


Abbildung 6.9.: Spektren der Verteilung der Pseudorapidität η in den vier Bereichen für 5-7 Primärvertices

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

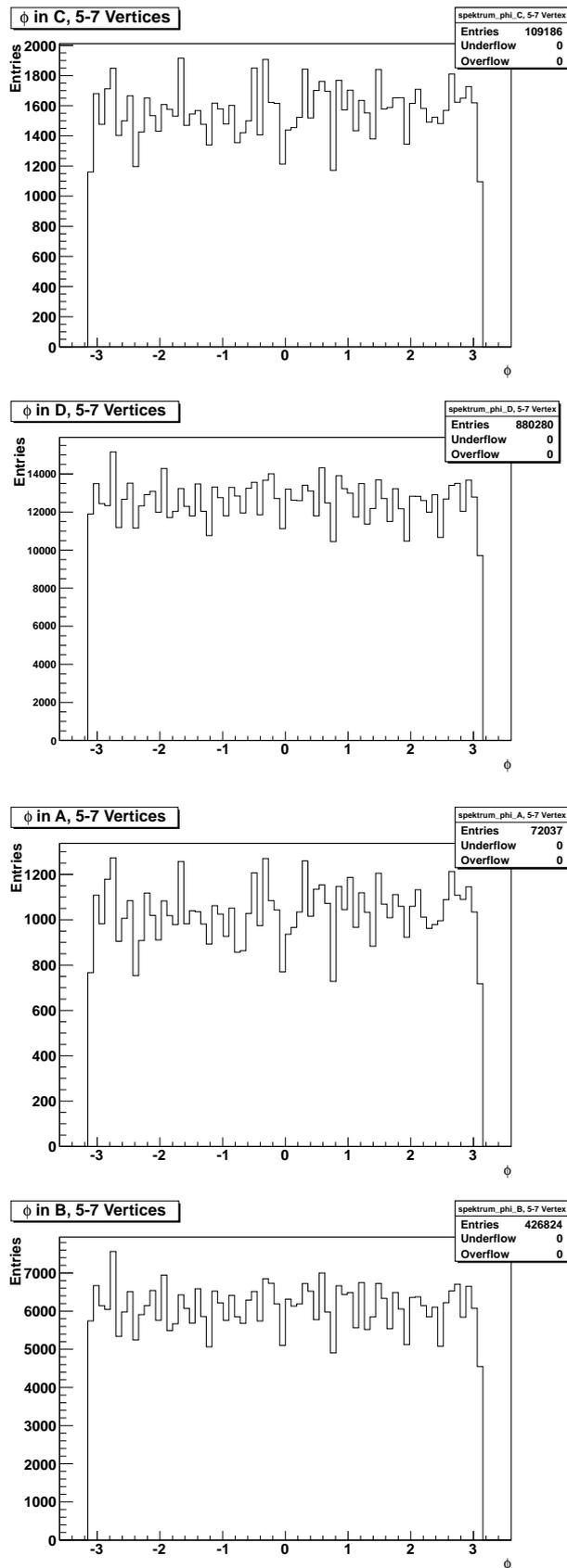


Abbildung 6.10.: Spektren der Verteilung des Azimutwinkels ϕ in den vier Bereichen für 5-7 Primärvertices

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

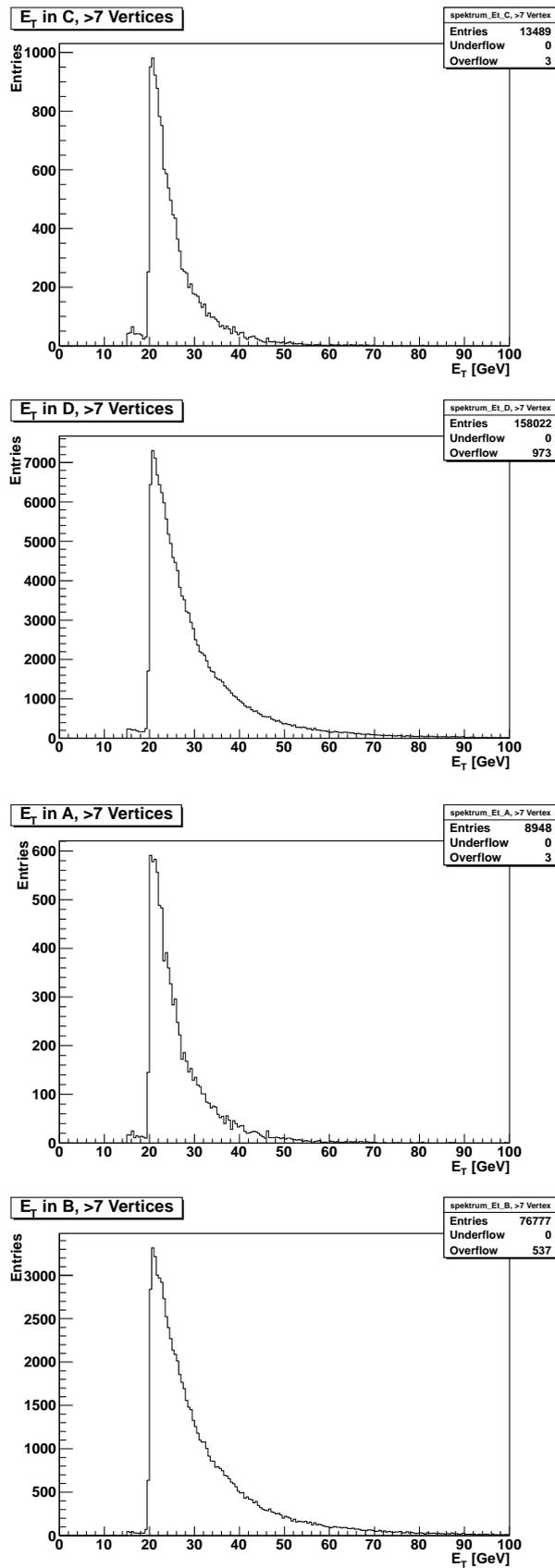


Abbildung 6.11.: Spektren der Verteilung der Transversalenergie E_T in den vier Bereichen für mehr als 8 Primärvertices

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

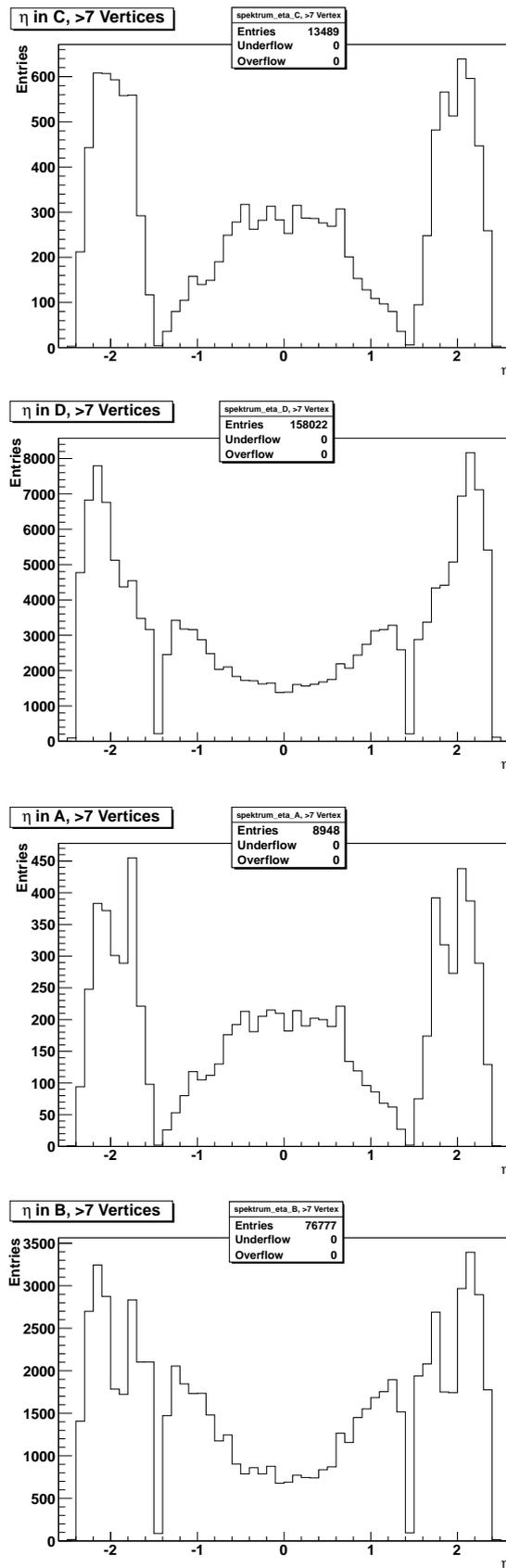


Abbildung 6.12.: Spektren der Verteilung der Pseudorapidität η in den vier Bereichen für mehr als 8 Primärvertices

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

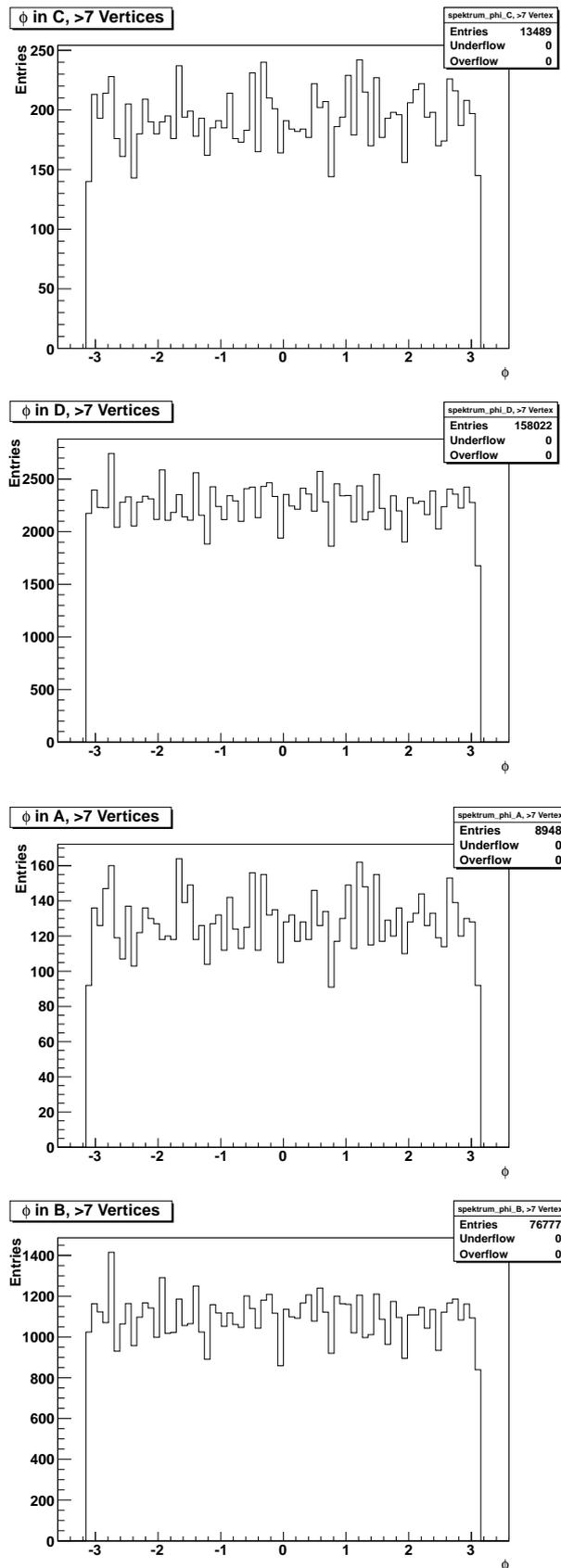


Abbildung 6.13.: Spektren der Verteilung des Azimutwinkels ϕ in den vier Bereichen für mehr als 8 Primärvertices

Die Verteilung der Transversalenergie ist unauffällig. In den Spektren der Pseudorapidität sind die Spalt-Regionen zu erkennen und die Verteilung des Azimutwinkels ist wie erwartet gleichmäßig über den gesamten Bereich.

Nun werden für die ausgewählten Bins von Primärvertizes der Anteil der Signalphotonen, sowie die Reinheit bestimmt, es ergibt sich Tabelle 6.2:

Primärvertizes	1-4	5-7	>8
N_A^{obs}	125677	72037	8948
Signal N_A^{sig}	34037±439	19096±328	2394±114
Reinheit P [%]	27,08±0,29	26,5±0,4	27±1

Tabelle 6.2.: Ergebnisse der Anzahl der Signalphotonen und der Reinheit bei einer unterschiedlichen Anzahl von Primärvertices

Man stellt, dass sich die Reinheit bei einer unterschiedlichen Anzahl von Vertices nicht wesentlich ändert.

Nun werden die Anzahl der Signalphotonen und die Reinheit getrennt nach Elektron- und Muonkanal bestimmt. Man erhält die Werte in den Tabellen 6.3 und 6.4:

Primärvertizes	1-4	5-7	>8
N_A^{obs}	123810	70942	8829
Signal N_A^{sig}	33139±436	18621±326	2350±113
Reinheit P [%]	26,77±0,29	26,2±0,4	27±1

Tabelle 6.3.: Ergebnisse der Anzahl der Signalphotonen und der Reinheit bei einer unterschiedlichen Anzahl von Primärvertices für den Elektronkanal

Primärvertizes	1-4	5-7	>8
N_A^{obs}	1867	1095	119
Signal N_A^{sig}	1104±47	625±36	61±12
Reinheit P [%]	59±1	57±2	51±6

Tabelle 6.4.: Ergebnisse der Anzahl der Signalphotonen und der Reinheit bei einer unterschiedlichen Anzahl von Primärvertices für den Muonkanal

6.3. Anwendung der ABCD-Methode auf einen Datensatz nach Schnitt 14

Nach Schnitt 14 liegen im Datensatz weitgehend $t\bar{t}\gamma$ -Ereignisse vor. Nach diesem Schnitt bleiben 755 Ereignisse von 34 959 736 Ereignissen von den Daten ohne Schnitt übrig. Offensichtlich ist nach der Anwendung aller Schnitte die Statistik sehr klein, was eine Unterscheidung nach Primärvertices nicht möglich macht. Für die statistischen Fehler auf das Signal und die Reinheit ist zu erwarten, dass sie, aufgrund der kleinen Statistik, entsprechend groß werden. Zu erst werden die Verteilungen der Transversalenergie, der Pseudorapidität und des Azimutwinkels für alle Ereignisse nach Schnitt 14 betrachtet. Diese Verteilungen befinden sich in den Abbildungen 6.14, 6.15 und 6.16.

Außerdem werden die Spektren von Transversalenergie, Pseudorapidität und Azimutwinkel getrennt nach den vier Regionen der ABCD-Methode betrachtet. Diese sind in den Abbildungen 6.17, 6.18 und 6.19 zu finden.

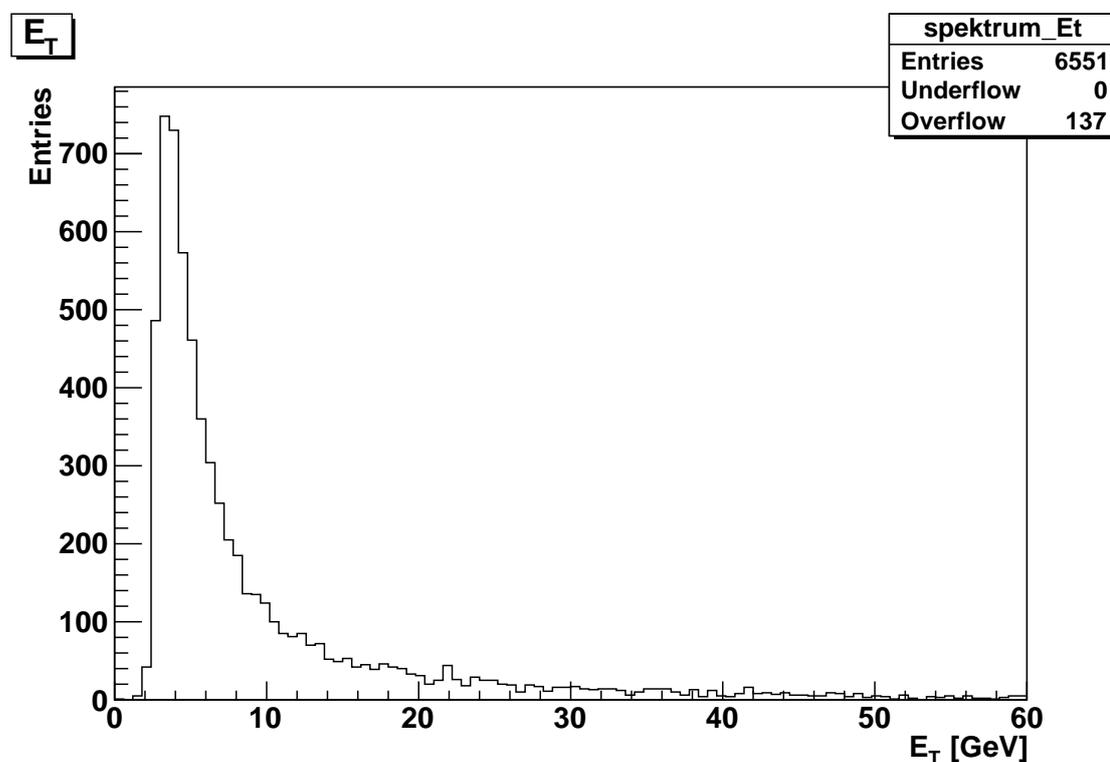


Abbildung 6.14.: Verteilung der Transversalenergie im verwendeten Datensample nach dem 14. Selektionsschnitt

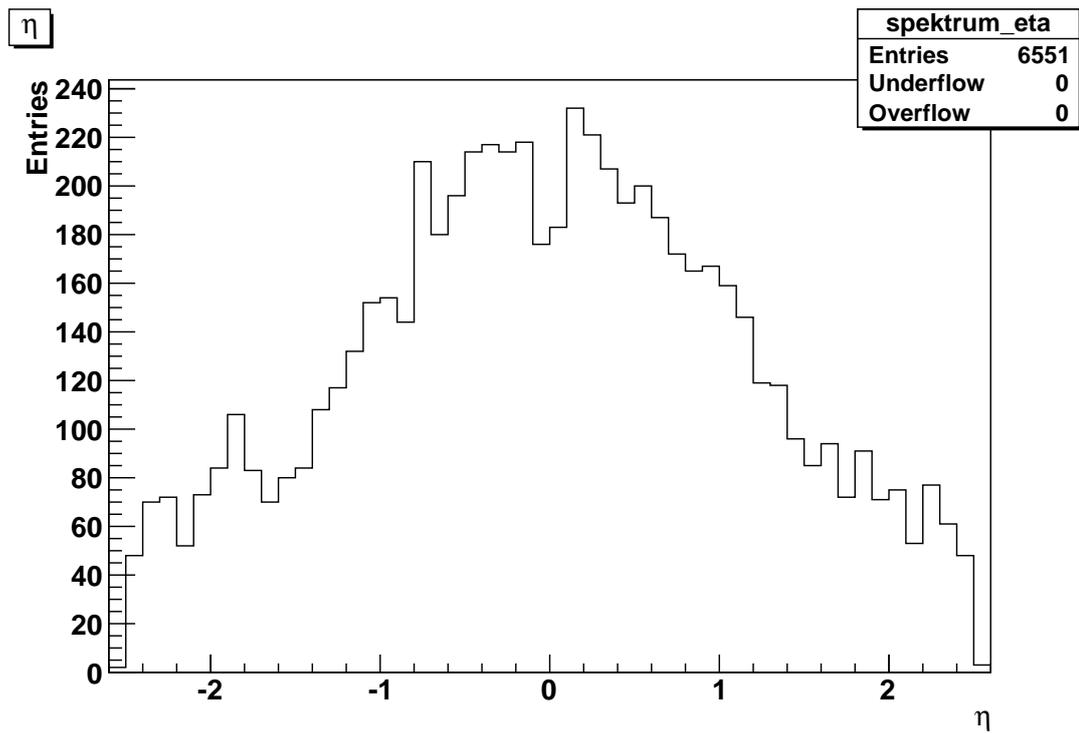


Abbildung 6.15.: Verteilung der Pseudorapidity im Datensatz nach Schnitt 14

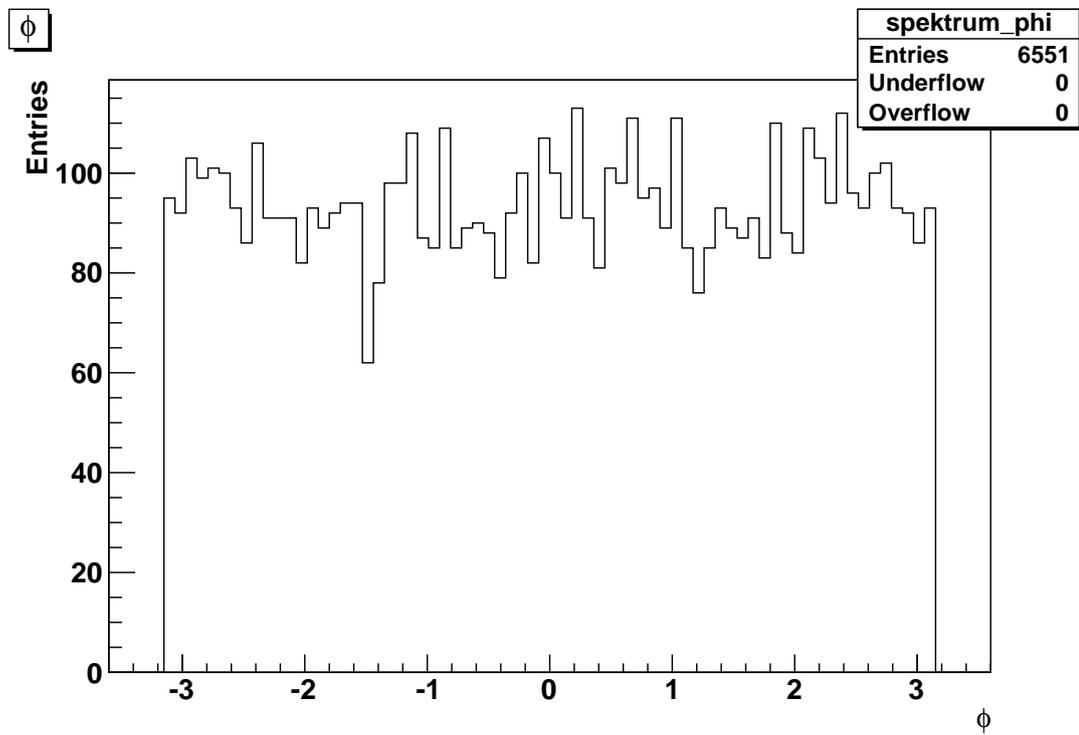


Abbildung 6.16.: Verteilung des Azimutwinkels im Datensatz nach Schnitt 14

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

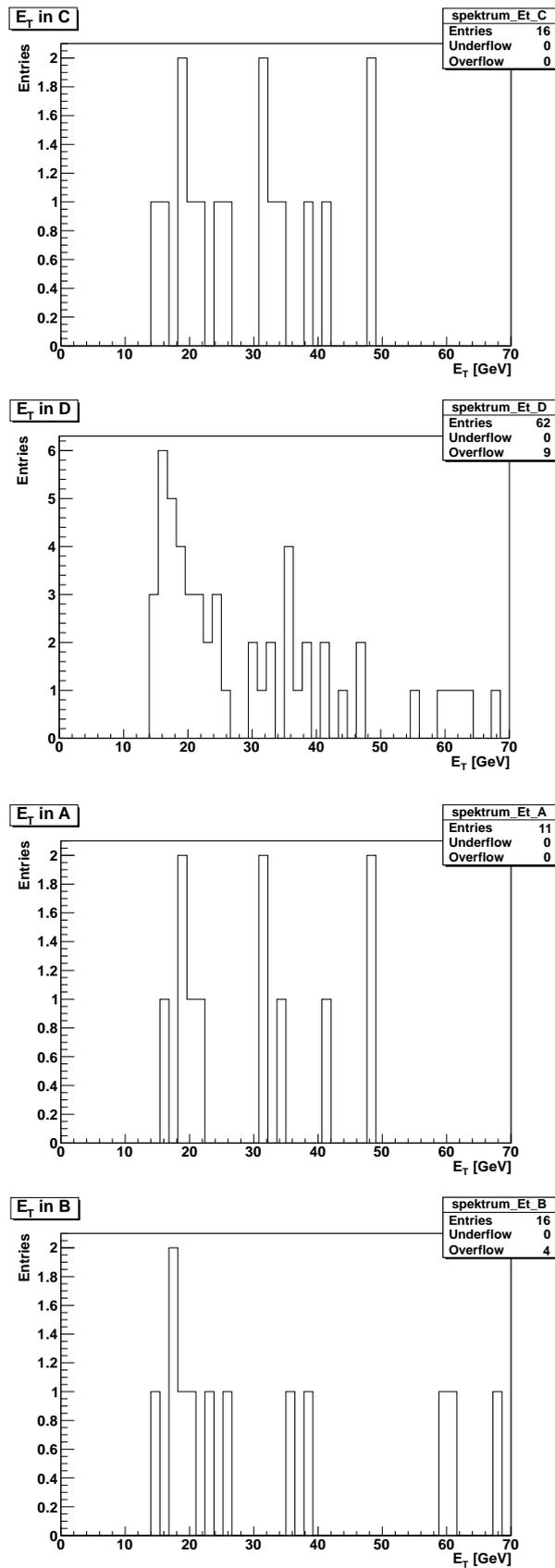


Abbildung 6.17.: Verteilung der Transversalenergie im Datensatz nach Schnitt 14

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

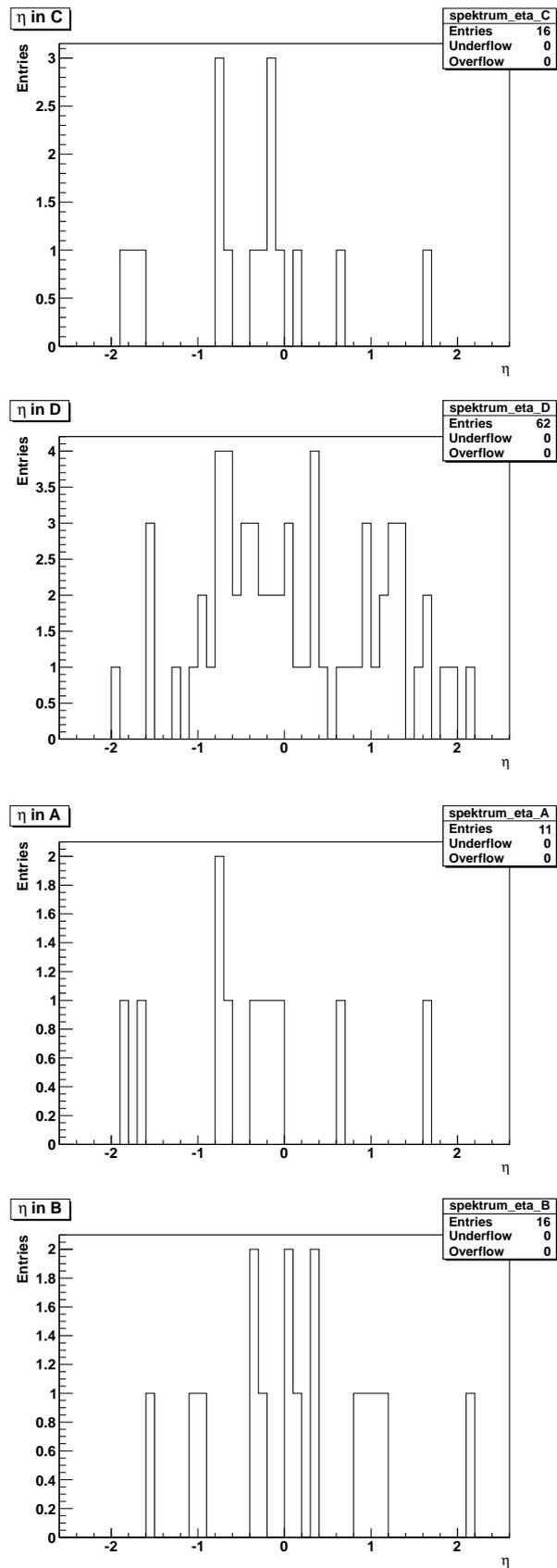


Abbildung 6.18.: Verteilung der Pseudorapidität η im Datensatz nach Schnitt 14

6. Anwendung der ABCD Methode auf einen Datensatz

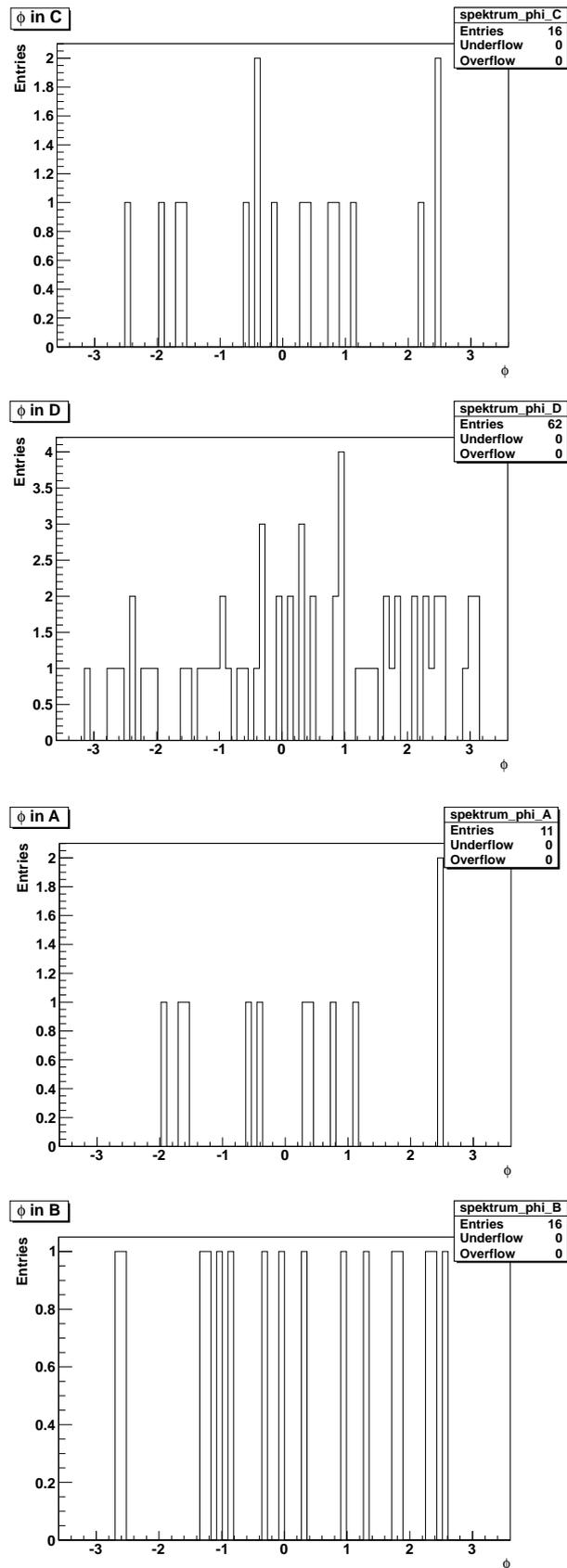


Abbildung 6.19.: Verteilung des Azimutwinkels ϕ im Datensatz nach Schnitt 14

Die Verteilungen in den Abbildungen 6.14, 6.15 und 6.16 sind unauffällig. Die Verteilung des Azimutwinkels, sowie die der Pseudorapidity, ist gleichmäßig. Bei den Verteilungen getrennt nach Regionen ist solch eine Beobachtung, resultierend aus der Zahl der wenigen Einträge, nicht möglich.

Mit der Anzahl der Kandidaten in der Signalregion, sowie den drei Kontrollregionen bestimmen sich Signal und Reinheit zu:

$$N_A^{obs} = 11 \quad (6.3)$$

$$N_A^{sig} = 7 \pm 3 \quad (6.4)$$

$$P = (62 \pm 18) \% \quad (6.5)$$

Anschließend wird die Anzahl der Kandidaten in der Signalregion und den drei Kontrollregionen, sowie das Signal und Reinheit, getrennt nach Elektronkanal und Muonkanal getrennt, bestimmt. Es ergibt sich für den Elektronkanal:

$$N_{A,e}^{obs} = 4 \quad (6.6)$$

$$N_{A,e}^{sig} = 2 \pm 2 \quad (6.7)$$

$$P_e = (47 \pm 40) \% \quad (6.8)$$

Für den Muonkanal hingegen ergibt sich:

$$N_{A,\mu}^{obs} = 7 \quad (6.9)$$

$$N_{A,\mu}^{sig} = 5 \pm 3 \quad (6.10)$$

$$P_\mu = (78 \pm 15) \% \quad (6.11)$$

7. Zusammenfassung und Diskussion

Die Photonidentifikation ist bei $t\bar{t}\gamma$ -Ereignissen von großer Wichtigkeit. Ziel dabei ist die Abschätzung der Reinheit der selektierten Ereignisse und eine Extraktion der Signalphotonen aus einem vorliegenden Datensatz.

In dieser Arbeit wurde für diese Zwecke die ABCD-Methode verwendet, eine Methode, die sich für eine solche Aufgabe als nützlich erwiesen hat.

Mehrere Analyseschritte wurden in dieser Analyse durchgeführt. Zuerst wurde der Datensatz nach Schnitt 1 betrachtet. Es ergaben sich folgende Werte, die in Tabelle 7.1 zusammengefasst sind. Es blieben im gesamten Datensatz 13 755 215 Ereignisse übrig,

	Insgesamt	Elektronkanal	Muonkanal
N_A^{obs}	206663	203582	3081
Signal N_A^{sig}	55438 ± 559	54037 ± 555	1783 ± 60
Reinheit P [%]	$26,85 \pm 0,22$	$26,54 \pm 0,23$	58 ± 1

Tabelle 7.1.: Zusammenfassung der Ergebnisse nach dem ersten Schnitt

davon 7 539 806 aus dem Elektronkanal und 6 215 409 aus dem Muonkanal. Nach Schnitt 1 wurde insgesamt eine Reinheit von $P = (26,85 \pm 0,22)$ % erreicht. Bei einer Unterscheidung zwischen Elektron- und Muonkanal ergab sich für den Elektronkanal eine Reinheit von $P_e = (26,54 \pm 0,23)$ %, im Muonkanal hingegen $P_\mu = (58 \pm 1)$ %.

Anschließend wurden für die ausgewählten Bins von Primärvertices der Anteil der Signalphotonen, sowie die Reinheit bestimmt. Die Ergebnisse findet man in Tabelle 7.2. Für 1-4 Primärvertices ergab sich eine Reinheit von $P = (27,08 \pm 0,29)$ %. $P = (26,5 \pm 0,4)$ % konnte bei 5-7 Primärvertices erreicht werden und schließlich $P = (27 \pm 1)$ % bei mehr als 8 Primärvertices. Eine Unterscheidung zwischen Elektron- und Muonkanal ergab, analog zu der vorherigen Analyse einen signifikanten Unterschied von bis zu 32 % bei der Reinheit.

Wie erwartet, ist die Zahl der Ereignisse im Elektronkanal viel höher als die im Muonkanal. Das ist durch die unzulänglichere Trennung von Elektronen und Photonen zu erklären. Auch ist die Reinheit im Muonkanal, sowohl ohne ein zusätzliches Selektionskriterium, als auch bei der Untersuchung der Auswirkung des Pile-up Effektes um einiges besser, als im Elektronkanal, siehe Werte in den Tabellen 7.1 und 7.2. Bei der Unterscheidung nach Primärvertices stellt man fest, dass sich die Reinheit nicht bedeutsam ändert, also hat der Pile-up Effekt offensichtlich keine Auswirkungen auf die Reinheit. Infolgedessen und angesichts der geringen Statistik wird auf eine weitere Untersuchung

Primärvertices	1-4	5-7	>8
Insgesamt			
N_A^{obs}	125677	72037	8948
Signal N_A^{sig}	34037±439	19096±328	2394±114
Reinheit P [%]	27,08±0,29	26,5±0,4	27±1
Elektronkanal			
N_A^{obs}	123810	70942	8829
Signal N_A^{sig}	33139±436	18621±326	2350±113
Reinheit P [%]	26,8±0,3	26,2±0,4	27±1
Muonkanal			
N_A^{obs}	1867	1095	119
Signal N_A^{sig}	1104±47	625±36	61±12
Reinheit P [%]	59±1	57±2	51±6

Tabelle 7.2.: Ergebnisse der Anzahl der Signalphotonen und der Reinheit bei einer unterschiedlichen Anzahl von Primärvertices

der Auswirkung des Pile-up Effektes auf die Reinheit für die Daten nach dem 14. Selektionsschnitt verzichtet.

Als Nächstes wurden Ereignisse betrachtet, bei denen mit großer Wahrscheinlichkeit davon ausgegangen werden kann, dass es $t\bar{t}\gamma$ -Ereignisse sind, also der Datensatz nach Schnitt 14. Nach diesem Schnitt blieben von den ursprünglich 34 959 736 noch 755 Ereignisse übrig. In den Verbliebenden wurde die Anzahl der Signalphotonen, sowie die Reinheit bestimmt, die Ergebnisse sind in Tabelle 7.3 aufgelistet.

	Insgesamt	Elektronkanal	Muonkanal
N_A^{obs}	11	4	7
Signal N_A^{sig}	7±3	2±2	5±3
Reinheit P [%]	62±18	47±40	78±15

Tabelle 7.3.: Anzahl der Photonen in der Signalregion **A**, Anzahl der Signalphotonen und Reinheit getrennt nach Elektron- und Muonkanal nach Schnitt 14

Hier ergab sich eine Reinheit von $P = (62 \pm 18) \%$. Getrennt nach Elektron- und Muonkanal wurde im Elektronkanal eine Reinheit von $P_e = (47 \pm 40) \%$ und im Muonkanal eine Reinheit von $P_\mu = (78 \pm 15) \%$ erreicht.

Beim Vergleich der Werte nach Schnitt 1 und Schnitt 14 hat die Anwendung der Selektionskriterien eine spürbare Verbesserung der Reinheit um 35 % gebracht. Mit den angewendeten Selektionskriterien können $t\bar{t}\gamma$ -Ereignisse gut aus dem vorliegenden Datensatz gefiltert werden. Während der Zeit der Analyse, hat sich die Anzahl der anzuwendenden

den Selektionsschnitte erhöht¹. Eine Verbesserung und nochmalige Erweiterungen der Schnitte könnte es möglich machen, weitere Steigerungen bei der Reinheitsbestimmung zu erzielen.

Ergänzend wird bei eine Analyse eines Datensatzes, der bei einer höheren integrierten Luminosität gemessen wurde, die Höhe der statistischen Fehler verringert. Die in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden bei einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 163,5 \text{ pb}^{-1}$ gemessen. Mittlerweile hat man bei ATLAS eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 1279 \text{ pb}^{-1}$ [18] erreicht. Wenn man annimmt, dass sich das Verhältnis der Anzahl der Photonkandidaten in der Signal-, sowie den Kontrollregionen gleichbleibt, würde die statistische Unsicherheit für die Reinheit von 18 % auf 6 % reduziert werden.

¹Bis Anfang Juni wurden 11 Schnitte angewendet um $t\bar{t}\gamma$ -Ereignisse zu selektieren, danach 14. Allerdings war die Analyse zu diesem Zeitpunkt noch nicht soweit fortgeschritten, um einen Vergleich der Reinheit für beide Schnitte anzustreben.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Quadt, “Top quark at hadron colliders”, The European Physical Journal, Springer Verlag, 2006
- [2] The CDF Collaboration, “Evidence for top quark production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1,8$ TeV”, Physical Review Letters, Volume 73, Number 2, 11. Juli 1994
- [3] David J. Griffiths, “Introduction to Elementary Particles”, WILEY-VCH, 2010
- [4] Particle Data Group, “Review of Particle Physics”, 2010
- [5] Povh, Rith, Scholz, Zetsche, “Teilchen und Kerne”, Springer Verlag, 1994
- [6] Wolfgang Demtröder, “Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik”, 3. Auflage, Springer Verlag, 2009
- [7] U. Baur, A. Juste, L. H. Orr, D. Rainwater, “Probing Electroweak Top Quark Couplings at Hadron and Lepton Colliders”, 25. Juni 2006
- [8] European Organization for Nuclear Research, “LHC Design Report, Vol. 1: The Main Ring”, CERN, Genève, 2004
- [9] European Organization for Nuclear Research, “LHC Design Report, Vol. 2: The LHC infrastructure and general services”, CERN, Genève, 2004
- [10] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider,” JINST **3** (2008) S08003.
- [11] ATLAS Collaboration, “Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS: expected performance at high energy and results at 900 GeV”, ATLAS-CONF-2010-005, 9. März 2010
- [12] ATLAS Collaboration, “Expected photon performance in the ATLAS experiment”, ATL-PHYS-INT-2010-137, 23. Februar 2011
- [13] ATLAS Collaboration, “Evidence for prompt photon production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector”, ATLAS-CONF-2010-077, 21. Juli 2010
- [14] H. Abreu *et al.*, “Calculating The Purity of Direct Photon Candidates in ATLAS: Proposed Methods and Plans for Early Data”, ATL-COM-PHYS-2010-233, 4. Juni 2010
- [15] H. Abreu *et al.*, “Purity Estimates for the Inclusive Isolated Photons”, ATL-PHYS-INT-2011-015, 27. Februar 2011

- [16] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/Summer2011CutFlow>, Abruf 6. Juli 2011
- [17] Kai Karsten Grybel, “Effizienz eines auf dem Impact-Parameter basierenden b-Tagging Algorithmus bei nichtoptimalen Eigenschaften des ATLAS-Pixel-Detektors”, Universität Siegen, Februar 2005
- [18] <http://atlas.ch>, Abruf 1. Juli 2011

A. Anhang

A.1. Variablen für Tight/Loose Schnitte

Um eine gute Unterscheidung zwischen isolierten Photonen und falschen Photonen zu gewährleisten, gibt es bei ATLAS einen Algorithmus, der auf Kalorimeter-Variablen basiert. Eine detaillierte Beschreibung dieser findet man in [12]. Es wurden zwei Schnitte, Tight und Loose definiert, die die Kalorimeter-Variablen verwenden. Sie werden im Folgenden näher beschrieben.

Die Kalorimeter-Variablen lassen sich in drei Kategorien teilen:

- hadronischer Verlust
- Variablen, die den zweiten Teil des elektromagnetischen Kalorimeters nutzen (EM Mitte)
- Variablen, die den ersten Teil des elektromagnetischen Kalorimeters nutzen (EM Vorne)

Für Tight- und Loose-Schnitt müssen verschiedene Variablen erfüllt sein:

Kategorie	Name	Loose	Tight
Hadronischer Verlust	R_{had1}	✓	✓
	R_{had}	✓	✓
EM Mitte	R_{η}	✓	✓
	w_2	✓	✓
	R_{ϕ}		✓
EM Vorne	w_{s3}		✓
	w_{stot}		✓
	F_{side}		✓
	ΔE		✓
	E_{ratio}		✓

Tabelle A.1.: Variablen, die für den Loose- und den Tight-Schnitt verwendet werden, eine Beschreibung findet sich weiter unten, nach [12]

A.1.1. Hadronischer Verlust

$$R_{had1} = \frac{E_T^{had1}}{E_T} \quad (\text{A.1})$$

Verhältnis von E_T^{had1} , gemessen in der ersten Lage des hadronischen Kalorimeters zur transversal Energie E_T , gemessen im elektromagnetischen Kalorimeter.

$$R_{had} = \frac{E_T^{had}}{E_T} \quad (\text{A.2})$$

Verhältnis von E_T^{had} , gemessen im ganzen hadronischen Kalorimeter zur transversal Energie E_T , gemessen im elektromagnetischen Kalorimeter.

A.1.2. Variablen, die den mittleren Teil des elektromagnetischen Kalorimeters nutzen

$$R_\eta = \frac{E_{3 \times 7}^{S2}}{E_{7 \times 7}^{S2}} \quad (\text{A.3})$$

Verhältnis der Summe der $E_{3 \times 7}^{S2}$ Energien der Mittelzellen des elektromagnetischen Kalorimeters, gemessen in einer 3×7 ($\eta \times \phi$) großen Zelleinheit, und der Summe der $E_{7 \times 7}^{S2}$ Energien der Mittelzellen des elektromagnetischen Kalorimeters, gemessen in einer 7×7 großen Zelleinheit.

$$R_\phi = \frac{E_{3 \times 3}^{S2}}{E_{3 \times 7}^{S2}} \quad (\text{A.4})$$

Verhältnis der Summe der $E_{3 \times 3}^{S2}$ Energien der Mittelzellen des elektromagnetischen Kalorimeters, gemessen in einer 3×3 großen Zelleinheit, und der Summe der $E_{3 \times 7}^{S2}$ Energien der Mittelzellen des elektromagnetischen Kalorimeters, gemessen in einer 3×7 großen Zelleinheit.

$$w_2 = \sqrt{\frac{\sum E_i \eta_i^2}{\sum E_i} - \left(\frac{\sum E_i \eta_i}{\sum E_i} \right)^2} \quad (\text{A.5})$$

Die seitliche Schauerbreite wird in der mittleren Lage des elektromagnetischen Kalorimeters gemessen. Dabei werden alle Zellen in einem 3×5 großen Fenster, das in allen Zelleinheiten gemessen wurde, berücksichtigt.

A.1.3. Variablen, die den vorderen Teil des elektromagnetischen Kalorimeters nutzen

$$F_{side} = \frac{E(\pm 3) - E(\pm 1)}{E(\pm 1)} \quad (\text{A.6})$$

F_{side} misst die Einlagerung des Schauers im vorderen Teil des elektromagnetischen Kalorimeters. Hierbei ist $E(\pm n)$ die Energie in $\pm n$ Streifenzellen um die Zelle mit der höchsten Energie drum herum.

$$w_{s3} = \sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{max})^2}{\sum E_i}} \quad (\text{A.7})$$

w_{s3} misst die Schauerbreite im vorderen Teil des elektromagnetischen Kalorimeters, dabei werden die zwei Zellstreifen um den Streifen mit der maximalen Energieeinlagerung herum, verwendet. Der Index i bezeichnet die Streifenidentifikationsnummer, i_{max} ist der Streifen mit den höchsten Energie und die Energieeinlagerung in dem jeweiligen Streifen ist E_i .

Unter Verwendung von allen Zelleinheiten in einem $0,0625 \times 0,2$ ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) großem Fenster, wird die gesamte seitliche Schauerbreite im vorderen Teil w_{stot} gemessen.

$$\Delta E = [E_{2^{nd}max}^{S1} - E_{min}^{S1}] / \text{MeV} \quad (\text{A.8})$$

ΔE ist die Differenz von der Energie des Zellstreifen mit der zweithöchsten Energie und der Energie des Zellstreifen mit der kleinsten Energie, die zwischen der höchsten und zweithöchsten Energie gefunden wird.

$$E_{ratio} = \frac{E_{1^{st}max}^{S1} - E_{2^{nd}max}^{S1}}{E_{1^{st}max}^{S1} + E_{2^{nd}max}^{S1}} \quad (\text{A.9})$$

Dies ist das Verhältnis der Energiedifferenz zu der Summe dieser beiden Energien, zugehörig zu der größten und zweitgrößten Energieeinlagerung.

A.2. Zahlen

Ohne Schnitt gab es in den Daten 34 959 736 Ereignisse.

A.2.1. Schnitt 1

Region	Insgesamt	Vertices		
		1-4	5-7	>8
A	206663	125677	72037	8948
B	1049471	545863	426824	76777
C	312816	190137	109186	13489
D	2170882	1132571	880280	158022

Tabelle A.2.: Anzahl der Photon-Kandidaten in den jeweiligen Regionen nach Schnitt 1, insgesamt gab es 13755215 Ereignisse

Schnitt 1 - Elektronkanal

Region	Insgesamt	Vertices		
		1-4	5-7	>8
A	203582	123810	70942	8829
B	1042406	542169	423978	76252
C	306531	186312	106991	13224
D	2136677	1114054	866983	155631

Tabelle A.3.: Anzahl der Photon-Kandidaten in den jeweiligen Regionen nach Schnitt 1 für den Elektronkanal, hier gab es 7539806 Ereignisse

Schnitt 1 - Muonkanal

Region	Insgesamt	Vertices		
		1-4	5-7	>8
A	3081	1867	1095	119
B	7065	3694	2846	525
C	6285	3825	2195	265
D	34205	18517	13297	2391

Tabelle A.4.: Anzahl der Photon-Kandidaten in den jeweiligen Regionen nach Schnitt 1 für den Muonkanal, dort gab es 6215409 Ereignisse

A.2.2. Schnitt 14

Region	Insgesamt	Elektronkanal	Muonkanal
A	11	4	7
B	16	11	5
C	16	5	11
D	62	26	36

Tabelle A.5.: Anzahl der Photon-Kandidaten in den jeweiligen Regionen nach Schnitt 14, nach Schnitt 14 blieben insgesamt 1753 Ereignisse übrig. Davon 706 im Elektronkanal und 1074 im Muonkanal.

B. Danksagung

Für die Anfertigung dieser Bachelorarbeit habe ich viel Unterstützung und Hilfe erhalten. Dafür möchte ich mich an dieser Stelle bedanken.

Besonders danke ich Prof. Dr. Ivor Fleck, für die Möglichkeit diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe anfertigen zu dürfen. Dadurch konnte ich einen guten Einblick in die aktuellen Forschungsgebiete der Top-Quark Physik bei ATLAS bekommen.

Desweiteren danke ich Hendrik Czirr, der mir während der gesamten Zeit immer nützliche Tipps gegeben hat und sowohl mit fachlichen, als auch programmiertechnischen Aspekten zur Seite gestanden hat. Außerdem bedanke ich mich bei Marcus Rammes, der beim Lesen dieser Arbeit wichtige Korrekturen und wesentliche Aspekte eingebracht hat.

Meinen Kommilitonen Kathi Albus, Matthias Grünewald, Laura Ingold und Rebecca Klein danke ich für die notwendige Unterstützung außerhalb des Studiums und Ablenkung die man währenddessen braucht - besonders hervorheben möchte ich zusätzlich Christine Götten, die sich als Korrekturleserin sehr nützlich erwiesen hat und außerdem im Laufe der Zeit eine sehr gute Freundin für mich geworden ist.

Außerdem danke ich meiner Familie, besonders meinen Eltern, die mich während meines ganzen bisherigen Studiums aus vollen Kräften unterstützt haben und immer für mich da waren, auch wenn es nicht so lief wie es sollte.

Last, but not least, bedanke ich mich bei meinem Freund Sascha Turczyk für die Feynman-Diagramme, das Korrekturlesen und die vielen Kleinigkeiten, die zu einem Abschluss dieser Arbeit geführt haben. Außerdem hat er mir trotz großer Entfernung riesige Unterstützung gegeben und großen Willen gezeigt, mich immer aufheitern und motivieren zu wollen, was im Nachhinein gesehen, erfolgreich gewesen ist.

C. Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Bachelor-Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate und Ergebnisse Anderer kenntlich gemacht habe.

Rudersdorf, im August 2011

BERTHA SOPHIE ERIKA HEIMEL