

# Untersuchung von Untergrundquellen zur $t\bar{t}\gamma$ -Produktion

MASTERARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades  
Master of Science  
(M.Sc.)

der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät  
– Department Physik –  
der Universität Siegen

vorgelegt von

B.SC. CHRISTIAN HACHENBERG

im September 2011



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>v</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>vii</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Der Large Hadron Collider und das ATLAS-Experiment</b>	<b>3</b>
2.1. Der Large Hadron Collider . . . . .	3
2.2. Der ATLAS-Detektor . . . . .	5
2.2.1. Das ATLAS-Koordinatensystem . . . . .	6
2.2.2. Der innere Detektor . . . . .	6
2.2.3. Die Kalorimeter . . . . .	8
2.2.4. Das Myonenspektrometer . . . . .	10
2.2.5. Das Triggersystem . . . . .	11
<b>3. Einführung in die physikalischen Grundlagen</b>	<b>13</b>
3.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	13
3.2. Das Prinzip der Eichtheorien und der Higgs-Mechanismus . . . . .	15
3.2.1. Starke Wechselwirkung . . . . .	16
3.2.2. Elektroschwache Vereinheitlichung . . . . .	18
3.3. Top-Quark-Produktion am LHC . . . . .	20
3.4. Top-Quark-Zerfall . . . . .	21
<b>4. Radiative Top-Quark-Prozesse</b>	<b>23</b>
4.1. Messung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses $\sigma_{t\bar{t}\gamma}/\sigma_{t\bar{t}}$ . . . . .	24
4.2. Untersuchung eines exotischen Top-Quark-Modells . . . . .	25
4.3. Messung der $t\gamma$ -Kopplung in radiativen Top-Quark-Prozessen . . . . .	26
4.4. Untergrundprozesse zu $t\bar{t}\gamma$ . . . . .	28
<b>5. Verwendete Daten</b>	<b>31</b>
5.1. Datenerzeugung mit Hilfe von Monte-Carlo-Generatoren . . . . .	31

5.1.1.	Detektorsimulation, Digitalisierung und Rekonstruktion . . . . .	33
5.1.2.	Generation des WHIZARD-Datensatzes . . . . .	33
5.1.3.	Generation des MC@NLO-Datensatzes . . . . .	34
5.2.	Othogonalisierung der simulierten MC@NLO-Daten . . . . .	35
5.3.	Ereignisselektion . . . . .	37
<b>6.</b>	<b>Klassifizierung des Untergrunds</b>	<b>41</b>
6.1.	Analysestrategie . . . . .	41
6.2.	Analyse 1: Alle Truth-Partikel in $\Delta R < 0,1$ zu rekonstruierten Photonen . . .	43
6.2.1.	Analyse der Mutterteilchen aller Truth-Teilchen im Abstand $\Delta R < 0,1$ zu rekonstruierten Photonen . . . . .	49
6.2.2.	Analyse des Abstands rekonstruierter Jets zu rekonstruierten Photonen	52
6.2.3.	Schlussbetrachtung von Analyse 1 . . . . .	55
6.3.	Analyse 2: Truth-Partikel mit geringstem Abstand zu einem rekonstruierten Photon . . . . .	56
6.3.1.	Analyse der Mutterteilchen von Truth-Teilchen mit geringstem Ab- stand zu rekonstruierten Photon . . . . .	62
6.3.2.	Analyse der rekonstruierten Jets mit geringstem Abstand zu rekonstru- ierten Photonen . . . . .	64
6.3.3.	Schlussbetrachtung von Analyse 2 . . . . .	66
<b>7.</b>	<b>Schlussbetrachtung &amp; Ausblick</b>	<b>67</b>
<b>A.</b>	<b>Anhang</b>	<b>71</b>
A.1.	Verwendetes Datenpaket . . . . .	71
A.2.	Verwendete Variablen . . . . .	72
A.3.	Zusätzliche Analyse: Truth-Partikel mit größtem $p_T$ . . . . .	73
A.4.	Kontrolltabellen . . . . .	80
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>83</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1. Schematischer Aufbau des LHC-Ringes . . . . .	4
2.2. Schematischer Aufbau des ATLAS-Detektors . . . . .	5
2.3. Schematischer Aufbau des inneren Detektors . . . . .	7
2.4. Schematischer Aufbau der Kalorimeter . . . . .	9
2.5. Schematischer Aufbau des Myonenspektrometers . . . . .	11
2.6. Schematischer Verlauf des ATLAS-Trigger-Systems . . . . .	12
3.1. Überblick über das Standardmodell . . . . .	14
3.2. Sombbrero-Potential . . . . .	15
3.3. Prozess der starken Wechselwirkung . . . . .	16
3.4. Entstehungsschema von Teilchenjets . . . . .	17
3.5. Prozess der elektromagnetischen Wechselwirkung . . . . .	18
3.6. Prozess der schwachen Wechselwirkung . . . . .	19
3.7. Top-Paar-Produktion . . . . .	21
3.8. Partonendichte-Funktion . . . . .	21
3.9. Top-Paar-Zerfall . . . . .	22
4.1. Radiative Top-Paar-Produktion . . . . .	27
4.2. Radiativer Top-Paar-Zerfall . . . . .	27
5.1. Überblick über die Produktionsschritte von Monte-Carlo-Daten . . . . .	32
6.1. Anzahl an Truth-Teilchen in $\Delta R < 0,1$ zwischen rekonstruiertem Photon und Truth-Teilchen . . . . .	44
6.2. Art aller Truth-Teilchen in $\Delta R < 0,1$ zwischen rekonstruiertem Photon und Truth-Teilchen . . . . .	45
6.3. $\Delta R$ -Verteilungen für alle Truth-Teilchen . . . . .	46
6.4. $p_T$ -Verteilungen für alle Truth-Teilchen . . . . .	47
6.5. Kontroll-Verteilungen für die Analyse aller Truth-Partikel in $\Delta R$ um ein rekonstruiertes Photon . . . . .	48

6.6. Mutterteilchen der Truth-Partikel und Truth-Photonen in $\Delta R < 0,1$ um ein rekonstruiertes Photon . . . . .	50
6.7. Abstand $\Delta R$ zwischen rekonstruierten Jets und rekonstruiertes Photon . . .	54
6.8. Truth-Teilchen mit geringstem Abstand $\Delta R$ zu einem rekonstruierten Photon	57
6.9. $\Delta R$ -Verteilungen für Truth-Teilchen mit geringstem Abstand $\Delta R$ zu einem rekonstruierten Photon . . . . .	59
6.10. $p_T$ -Verteilungen für Truth-Teilchen mit geringstem Abstand $\Delta R$ zu einem rekonstruierten Photon . . . . .	60
6.11. Kontroll-Verteilungen für die Analyse aller Truth-Partikel mit geringstem Abstand $\Delta R$ zu einem rekonstruierten Photon . . . . .	61
6.12. Mutter-Teilchen der Truth-Partikel mit geringstem Abstand $\Delta R$ zu einem rekonstruierten Photon . . . . .	63
6.13. Rekonstruierte Jets mit geringstem Abstand $\Delta R$ zu einem rekonstruierten Photon . . . . .	65
A.1. Truth-Teilchen mit größtem $p_T$ im Abstand $\Delta R < 0,1$ zu einem rekonstruierten Photon . . . . .	73
A.2. $\Delta R$ -Verteilungen für Truth-Teilchen mit größtem $p_T$ im Abstand $\Delta R < 0,1$ zu einem rekonstruierten Photon . . . . .	75
A.3. $p_T$ -Verteilungen für Truth-Teilchen mit größtem $p_T$ im Abstand $\Delta R < 0,1$ zu einem rekonstruierten Photon . . . . .	76
A.4. Kontroll-Verteilungen für die Analyse aller Truth-Partikel mit größtem $p_T$ im Abstand $\Delta R < 0,1$ zu einem rekonstruierten Photon . . . . .	77
A.5. Mutter-Teilchen der Truth-Partikel mit größtem $p_T$ im Abstand $\Delta R < 0,1$ zu einem rekonstruierten Photon . . . . .	78
A.6. Rekonstruierte Jets mit größtem $p_T$ im Abstand $\Delta R$ zu einem rekonstruierten Photon . . . . .	79

# Tabellenverzeichnis

5.1. Anzahl der Ereignisse vor und nach Orthogonalisierung, Anzahl der $t\bar{t}\gamma$ -Ereignisse und Anzahl der Ereignisse nach Schnitten . . . . .	37
5.2. Vorstellung der <code>loose</code> - und <code>tight</code> -Variablen für die Photon-Identifikations-schnitte . . . . .	40
6.1. Multiplizität der Truth-Partikel im untersuchten Bereich $\Delta R < 0,1$ um die rekonstruierten Photonen . . . . .	43
6.2. Anzahl und Art der Teilchen in untersuchtem Bereich $\Delta R < 0,1$ zu rekonstruierten Photonen . . . . .	44
6.3. Arten der Mutterteilchen aller Truth-Partikel und Truth-Photonen um die untersuchten rekonstruierten Photonen . . . . .	49
6.4. Anzahl aller rekonstruierter Jets zu rekonstruierten Photonen . . . . .	52
6.5. Multiplizität der Truth-Partikel mit geringstem Abstand $\Delta R$ zu einem rekonstruierten Photon . . . . .	56
6.6. Anzahl und Art der Teilchen mit geringstem Abstand $\Delta R$ zu rekonstruierten Photonen . . . . .	56
6.7. Arten der Mutterteilchen der Truth-Partikel und Truth-Photonen mit dem geringstem Abstand $\Delta R$ um die untersuchten rekonstruierten Photonen . . . . .	62
6.8. Anzahl der rekonstruierten Jets mit geringstem Abstand $\Delta R$ um rekonstruierte Photonen . . . . .	64
A.1. Angabe der in der Analyse benutzten Variablen . . . . .	72
A.2. Kontrolltabelle zu den Abbildungen 6.2, 6.8, A.1. . . . .	80
A.3. Kontrolltabelle zu den Abbildungen 6.6, 6.12, A.5. . . . .	81
A.4. Kontrolltabelle zu den Abbildungen 6.7, 6.13, A.6. . . . .	82



# 1. Einleitung

Das Top-Quark ist einzigartig im Standardmodell (SM) der Teilchenphysik. Es ist mit seiner Masse von  $M_{\text{top}} = 172,0 \pm 0,9 \pm 1,3 \text{ GeV}$  das schwerste bisher entdeckte Quark und so schwer wie ein Gold-Atom [1]. Seine mittlere Lebensdauer beträgt  $\tau \approx 10^{-24} \text{ s}$ , weshalb das Top-Quark das einzige bekannte Quark ist, welches nicht hadronisieren kann [1, 2]. Seit der Entdeckung des Top-Quarks im Jahr 1995 am TEVATRON-Beschleuniger des FERMI-LAB nahe Chicago ist vergleichsweise wenig über dieses Quark bekannt, da bis zum Start des LHC kein verfügbarer Teilchenbeschleuniger Top-Quark-Ereignisse in großen Mengen produzieren konnte. Durch eine präzisere Vermessung der Top-Quark-Parameter erhofft man sich, die bestehenden Größen des Standardmodells der Teilchenphysik noch genauer zu bestimmen und neue Erkenntnisse über Physik jenseits des Standardmodells zu erhalten [2]. So soll beispielsweise durch die Entdeckung des Higgs-Bosons das SM geprüft werden, die Entdeckung von SUSY-(Super-Symmetrie-) Teilchen ist hingegen Bestandteil neuer Physik.

Große Hoffnungen zur Prüfung des SM und Bestimmung der Top-Quark-Eigenschaften werden in den Large Hadron Collider am europäischen Kernforschungszentrum CERN gelegt, da er durch eine Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV als Top-Quark-Fabrik gilt [2]. Bereits bei einer Luminosität von  $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  werden bis zu acht Millionen  $t\bar{t}$ -Ereignisse pro Jahr erwartet, die auf Eigenschaften des Top-Quarks und unbekannte physikalische Effekte hin untersucht werden können. Eine deutlich geringere Produktionsrate als Standard- $t\bar{t}$ -Ereignisse besitzen radiative Top-Quark-Prozesse der Form  $t\bar{t}\gamma$  und  $t\bar{t}Z$  [3]. Diese Prozesse sind von besonderem Interesse, da sie Rückschlüsse auf die Kopplungen des Top-Quarks an Eichbosonen zulassen. Außerdem kann durch Messung der Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse das SM auf Anwesenheit neuer Physik untersucht werden. Die CDF-Kollaboration des TEVATRON-Beschleunigers hat deshalb eine Messung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses  $\sigma_{t\bar{t}\gamma}/\sigma_{t\bar{t}}$  durchgeführt, die in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Modellen ist [4, 5].

In bisherigen Untersuchungen konnte die elektrische Ladung  $Q_t$  des Top-Quarks nur über Rekonstruktion seiner Zerfallsteilchen bestimmt werden [6]. Diese Rekonstruktion besitzt jedoch eine hohe Zuordnungsungenauigkeit. Durch Untersuchung von  $t\bar{t}\gamma$ -Prozessen besteht zum ersten Mal die Möglichkeit, über die Messung der  $t\gamma$ -Kopplung des Photons an Top-Quarks direkte Aussagen über  $Q_t$  zu machen. Die Theorie unterscheidet in Näherung vernach-

lässigbarer Zerfallsbreite des Top-Quarks zwei verschiedene Arten von radiativen Top-Quark-Prozessen: die radiative Top-Quark-Produktion und den radiativen Top-Quark-Zerfall. Der Unterschied zwischen beiden Prozessen ist die Abstrahlung eines Photons im Entstehungsprozess des Top-Quarks bzw. die Abstrahlung eines Photons während des Zerfalls des Top-Quarks.

Die radiative Top-Quark-Produktion und der radiative Top-Quark-Zerfall sind weder in der Theorie noch im Detektor von einander zu unterscheiden, so dass nur eine Rekonstruktion des kompletten  $t\bar{t}\gamma$ -Endzustandes möglich ist. Erschwerend kommt hinzu, dass die Standard- $t\bar{t}$ -Produktion größter Untergrundprozess ist, da z.B. durch falsch identifizierte Photonen das Ereignis nicht korrekt rekonstruiert wird.

Diese Masterarbeit liefert einen Überblick über den Untergrund durch rekonstruierte Photonen in  $t\bar{t}$ -Prozessen, die die Ereignisselektion der  $t\bar{t}\gamma$ -Signalphotonen bestehen. Es wird gezeigt, welche Teilchen sich in einem untersuchten Abstand um diese rekonstruierten Photonen befinden und aus welchen Mutterteilchen diese stammen. Es wird außerdem die Lage der rekonstruierten Photonen zu rekonstruierten Teilchenjets untersucht, da auch diese ein Signalphoton imitieren können.

Diese Masterarbeit ist wie folgt aufgeteilt:

- Kapitel 2 liefert einen Überblick über den Large Hadron Collider am CERN und erklärt den Aufbau des ATLAS-Detektors.
- Kapitel 3 erläutert das Standardmodell der Teilchenphysik und beschreibt die Prozesse bei hohen Schwerpunktsenergien, wie sie am LHC auftreten.
- Kapitel 4 geht auf die Thematik der radiativen Top-Quark-Prozesse ein. Hier wird ein kurzer Einblick in die Messung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses  $\sigma_{t\bar{t}\gamma}/\sigma_{t\bar{t}}$  am CDF-Detektor gegeben. Außerdem werden die Prozesse im Detail erklärt und ein Überblick über die Untergrundereignisse gegeben.
- In Kapitel 5 wird die Datengenerierung der Analyse beschrieben. Bei den benutzten Daten handelt es sich um simulierte Untergrunddaten, die von Prozessen eines ebenfalls simulierten Signal Datensatzes getrennt werden müssen. Dieser Orthogonalisierungsprozess wird in diesem Kapitel ebenso erklärt wie die Ereignisselektion der Analyse.
- Hauptteil der Arbeit ist Kapitel 6. Hier wird eine Analyse der Untergrundquellen in  $t\bar{t}\gamma$ -Ereignissen verursacht durch rekonstruierte Photonen aus  $t\bar{t}$ -Prozessen vorgestellt. Die Vorgehensweise der Analyse wird beschrieben und die Ergebnisse der Analyseschritte besprochen.
- Im letzten Kapitel wird diese Masterarbeit noch einmal kurz zusammengefasst.

## 2. Der Large Hadron Collider und das ATLAS-Experiment

Die Aufgabe des ATLAS-Experiments (A Toroidal LHC Apparatus) ist es, die gegenwärtig bekannten Parameter der Physik mit zuvor noch nicht erreichter Präzision zu vermessen und zudem Anzeichen für Physik jenseits des Standardmodells zu finden. Besondere Beachtung findet die Untersuchung des Top-Quarks. Mit einer präziseren Vermessung seiner Eigenschaften kann zum Beispiel eine genauere Abschätzung auf die Masse des Higgs-Bosons gegeben werden.

Der ATLAS-Detektor befindet sich am Large Hadron Collider (LHC), dem größten jemals von Menschen gebauten Teilchenbeschleuniger. Dieser wird in Kapitel 2.1 vorgestellt [7]. Anschließend werden in Kapitel 2.2 der ATLAS-Detektor und seine Komponenten näher beschrieben [8, 9, 10, 11].

### 2.1. Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider ist ein ringförmiger Proton-Proton-Beschleuniger mit einem Beschleunigerring von 26,7 km Umfang, welcher in einer Tiefe zwischen 50 und 175 m unter der Erdoberfläche liegt. Er befindet sich am CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), der Europäischen Organisation für Kernforschung, bei Genf, an der Grenze zwischen Frankreich und der Schweiz. Seine maximale Schwerpunktsenergie liegt bei  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Zur Zeit werden die Protonen im Ring des Beschleunigers auf eine Energie von 3,5 TeV beschleunigt, was einer Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 7$  TeV entspricht. Neben den Protonen werden in einem weiteren Programm auch Schwerionen beschleunigt. Auf dieses Programm wird aber im Weiteren kein Bezug genommen.

Die Protonen werden nicht als einzelne Partikel beschleunigt sondern in Bündeln, den Bunches, in denen sich bis zu  $10^{11}$  Teilchen befinden. Im LHC werden zwei gegenläufig beschleunigte Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht. Die maximale Ereignisfrequenz beträgt 40 MHz, alle 25 ns kollidieren Protonenpakete an vier designierten Wechselwirkungspunkten. Die Strahlen werden durch supraleitende Spulen mit einem Magnetfeld von 8,3 T auf ihrer

## 2. Der Large Hadron Collider und das ATLAS-Experiment

Bahn gehalten und durch Kollimatoren fokussiert. Um die Supraleitung in den Magnetspulen aufrecht zu erhalten, müssen die Magnete bei einer Temperatur von 1,9 K betrieben werden.

An den bereits erwähnten vier Wechselwirkungspunkten befindet sich je einer der vier großen Detektoren des LHC. Diese Detektoren sind CMS, ALICE und LHCb sowie der ATLAS-Detektor, welcher im folgenden Kapitel 2.2 vorgestellt wird. Ein schematischer Aufbau des Beschleunigerrings sowie der Anordnung der Detektoren am LHC ist in Abbildung 2.1 gegeben. Bei Erreichen der geplanten höchsten Luminosität wird es in den Detektoren CMS und ATLAS zu durchschnittlich 23 Wechselwirkung pro Protonenpaketkreuzung kommen.

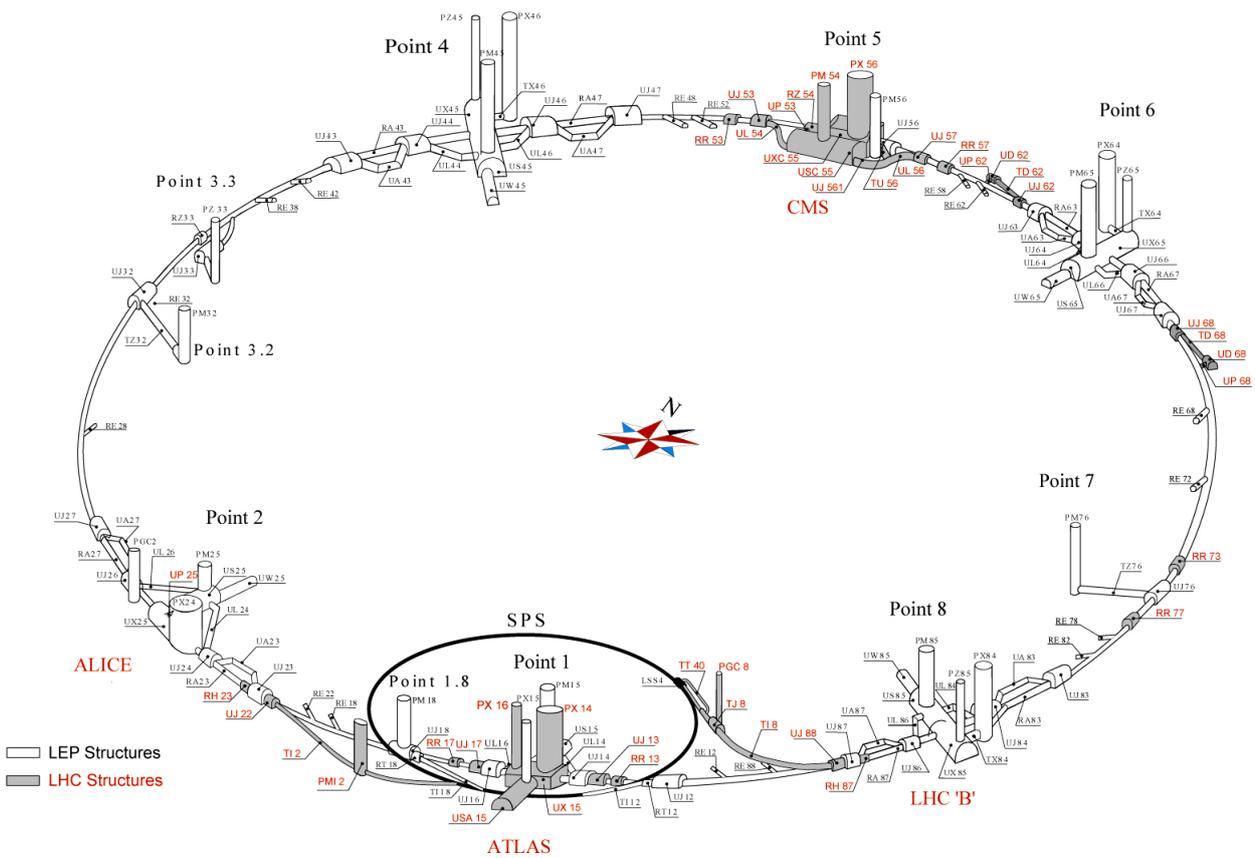


Abbildung 2.1.: Schematischer Aufbau des LHC-Rings [7].

## 2.2. Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor ist einer der größten jemals gebauten Teilchendetektoren. Er hat einen Durchmesser von 25 m, eine Gesamtlänge von 46 m und ein Gesamtgewicht von 7000 t. Für die Errichtung des Detektors musste eine 53 m lange, 30 m breite und 35 m hohe Kaverne ausgehoben werden, welche sich ca. 90 m unter der Erdoberfläche befindet.

Der Detektor ist zylindersymmetrisch um die Strahlachse aufgebaut. Herzstück des Detektors ist der Pixeldetektor direkt am Wechselwirkungspunkt, um ihn herum befinden sich der Streifendetektor (Semiconductor Tracker, SCT) und der Übergangsstrahlungsdetektor (Transition Radiation Tracker, TRT) für die Teilchenspurrekonstruktion sowie hadronische und elektromagnetische Kalorimeter. Die äußerste Komponente des ATLAS-Detektors stellen die Myonen-Detektoren dar. Für die Erzeugung der für Messungen wichtigen Magnetfelder ist ein Solenoid um die Strahlachse angebracht, der den inneren Detektor umschließt, sowie ein System aus drei torodialen Magneten, die zwischen den Myonen-Detektoren angebracht sind [8]. Der Aufbau des ATLAS-Detektors ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Im Folgenden wird kurz auf die einzelnen Komponenten eingegangen, zunächst wird aber das ATLAS-Koordinatensystem vorgestellt.

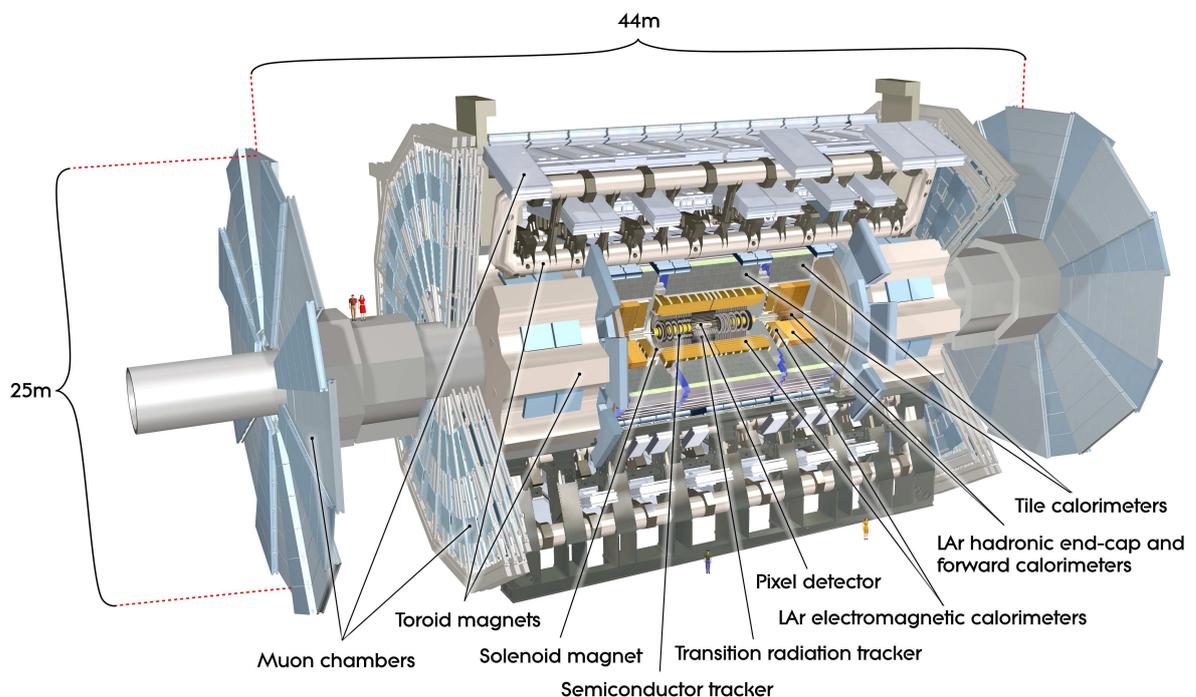


Abbildung 2.2.: Schematischer Aufbau des ATLAS-Detektors [9].

### 2.2.1. Das ATLAS-Koordinatensystem

Der Ursprung des ATLAS-Koordinatensystems liegt im primären Wechselwirkungspunkt innerhalb des Detektors. Die positive  $x$ -Achse ist von diesem Ursprung in Richtung des LHC-Mittelpunkts gerichtet, die positive  $y$ -Achse zeigt nach oben Richtung Erdoberfläche. Die  $z$ -Achse ist parallel zur Strahlrichtung definiert. Die so definierten Variablen wie beispielsweise der transversale Impuls  $p_T$  oder die fehlende transversale Energie  $E_T^{\text{miss}}$  sind nicht durch den sogenannten Boost der Teilchen in Strahlrichtung beeinträchtigt.

Des Weiteren ist der Azimutwinkel  $\phi$  um die Strahlachse definiert, der Werte im Bereich von  $[-\pi; \pi]$  annehmen kann, und der Polarwinkel  $\theta$  von der Strahlachse ausgehend, dessen Werte zwischen  $[0; \pi]$  liegen. Da  $\theta$  nicht lorentzinvariant ist, wird die Pseudorapidität  $\eta$  eingeführt.  $\eta$  ist bei hohen Energien lorentzinvariant und wie folgt definiert:

$$\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right].$$

Um den Abstand z.B. zwischen zwei Jets oder Spuren zu berechnen, wird zudem die Variable  $\Delta R$  eingeführt. Sie berechnet sich wie folgt aus der Pseudorapidität  $\eta$  und dem Azimutwinkel  $\phi$ :

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

### 2.2.2. Der innere Detektor

Der innere Detektor dient der Spur- und Vertexrekonstruktion. Er besteht aus drei Komponenten, dem Pixeldetektor, dem Silizium-Streifendetektor sowie dem Übergangsstrahlungsdetektor, welche in Abbildung 2.3 zu sehen sind. An den inneren Detektor sind hohe Anforderungen bezüglich der Auflösung und Separation der Spuren gestellt, damit eine genaue Untersuchung auch bei bis zu 1000 Spuren pro Kollision bei Designluminosität erfüllt ist. Durch das zusätzlich angelegte solenoide Magnetfeld ist außerdem eine Impulsmessung der entstandenen Teilchen möglich. Insgesamt ist mit dem inneren Detektor eine Impuls- und Vertexmessung in einem Bereich von  $|\eta| < 2,5$  möglich.

Im Folgenden sollen kurz Eigenschaften und Bedeutung der drei Komponenten erläutert werden:

- **Der Pixeldetektor:** Dieser Detektor ist ein Silizium-Pixeldetektor, der aus 1744 Auslesemodulen mit jeweils 46000 Pixeln besteht, die in drei Lagen konzentrisch um die Strahlachse angebracht sind. Die Pixel haben eine Größe von  $50 \times 400 \mu\text{m}^2$  und eine maximale Auflösung von  $14 \mu\text{m}$  in  $r$ - $\phi$ -Richtung und  $115 \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung. Senkrecht zur Strahlachse sind die fassförmigen Lagen mit jeweils drei Modul-bestückten Scheiben

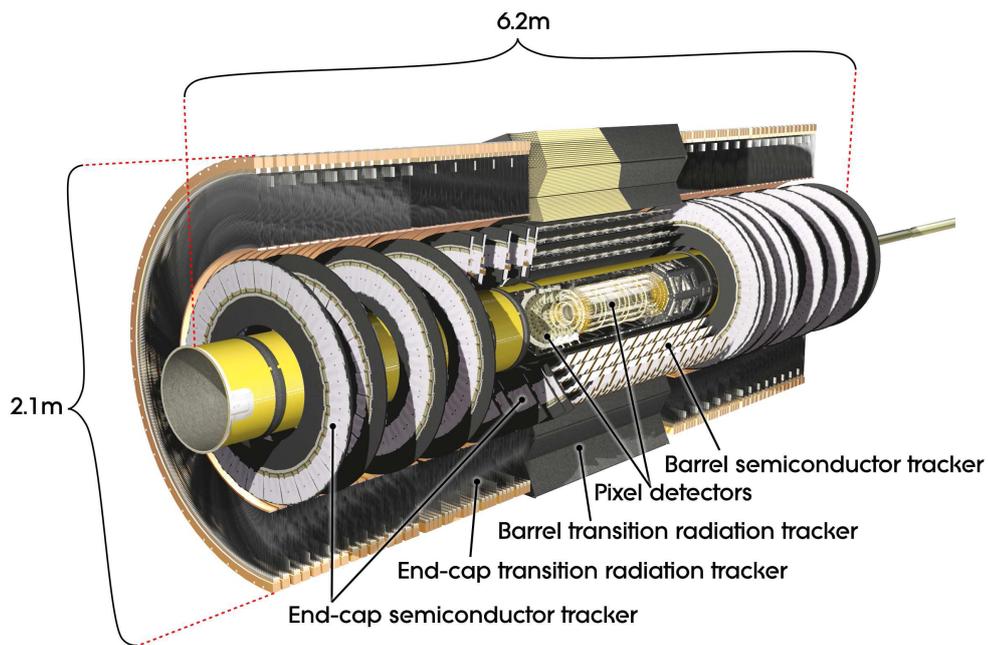


Abbildung 2.3.: Schematischer Aufbau des inneren Detektors [9].

abgeschlossen. Der Pixeldetektor dient der Spurrekonstruktion geladener Teilchen. Er kann drei Spurpunkte rekonstruieren.

- Der Streifendetektor:** Bei diesem Teil des inneren Detektors handelt es sich um einen Siliziumstreifendetektor, der um den Pixeldetektor aufgebaut ist. Im Streifendetektor (Semiconductor Tracker, SCT) befinden sich Auslesestreifen der Maße  $80 \mu\text{m} \times 6,4 \text{ cm}$  mit einer Dicke von  $285 \mu\text{m}$ , die insgesamt 6,6 Millionen Auslesepunkte besitzen. Die Streifen sind in vier Lagen zylindrisch um die Strahlachse angebracht, ähnlich dem Pixeldetektor. Außerdem sind jeweils neun Scheiben mit Auslesemodulen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung senkrecht zur Strahlachse angebracht. Die Auslesegenauigkeit ist  $17 \mu\text{m}$  in  $r$ - $\phi$ -Richtung und  $580 \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung.

Um eine gute räumliche Auflösung in Längsrichtung zu gewährleisten befinden sich jeweils zwei Detektorlagen auf jedem Auslesestreifen, die um  $40 \text{ mrad}$  zueinander gekippt sind. Ein Teilchen, das den Detektor durchdringt, trifft dementsprechend maximal acht Mal eine Detektorkomponenten des SCT. So können bis zu vier Spurpunkte rekonstruiert werden.

- Der Übergangsstrahlungsdetektor:** Den äußersten Teil des inneren Detektors bildet der Übergangsstrahlungsdetektor (Transition Radiation Tracker, TRT), der aus 4 mm dicken, mit einem Xe-CO<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>-Gasgemisch gefüllten Röhren besteht. In der Mitte dieser Röhren befindet sich ein Draht aus Wolfram, der mit Gold überzogen ist. Durch eine Spannung, die zwischen Mantel und Draht anliegt, können die Röhren als Driftkammer

genutzt werden. Der durch den TRT abgedeckte Bereich ist  $|\eta| < 2,0$ . In Längsrichtung um die Strahlachse sind 144 cm lange Röhren angebracht, weitere 36 cm lange Röhren in 18 Kreisringen senkrecht zur Strahlachse. Der Bereich zwischen diesen Komponenten ist mit Polyethylen-Schaum bzw. -Folie ausgefüllt. Der Name des Detektorteils leitet sich von der Übergangsstrahlung ab. Wenn geladene Teilchen den Polyethylen-Schaum durchqueren, strahlen sie Photonen ab, welche meist eine Energie im Röntgen-Bereich besitzen.

Der TRT besitzt insgesamt 351000 Auslesekanäle mit einer Auslesepräzision von  $130\mu\text{m}$  pro Röhre in  $r$ - $\phi$ -Richtung. Für ein durchlaufendes Teilchen werden durchschnittlich 36 Spurpunkte erzeugt.

### 2.2.3. Die Kalorimeter

Die Aufgabe eines Kalorimeters besteht darin, die Energie der einfallenden Teilchen zu bestimmen. Die Teilchen wechselwirken mit dem Kalorimetermaterial und erzeugen so Sekundärteilchen, die ihrerseits weitere Teilchen erzeugen. Ein Teilchenschauer entsteht, bis die Energie der Partikel zu gering ist um weitere Teilchen zu erzeugen und diese schließlich durch das Kalorimeter absorbiert werden.

Das Kalorimetersystem des ATLAS-Detektors besteht aus zwei Komponenten, dem elektromagnetischen Kalorimeter und dem hadronischen Kalorimeter. Das System deckt einen Bereich von  $|\eta| < 4,9$  ab, ein Querschnitt ist in Abbildung 2.4 zu sehen [10]. Beide Kalorimetertypen sind Sampling-Kalorimeter. Dies bedeutet, dass sie aus zwei sich abwechselnden Schichten aufgebaut sind. Eine dieser Schichten ist die passive Absorberschicht, die für die Erzeugung der Teilchenschauer verantwortlich ist. Die aktiven Ausleseschichten zur Lokalisierung und Bestimmung der deponierten Energie sind der zweite Schichttyp.

#### Das elektromagnetische Kalorimeter:

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus Blei als Absorber und flüssigem Argon als aktivem Material. Es ist in drei Bereiche gegliedert:

- Ein zentrales, zylindrisches Kalorimeter um den inneren Detektor, welches den Bereich  $|\eta| < 1,475$  abdeckt. Dieses Kalorimeter ist bei  $z = 0$  in zwei gleich große Hälften unterteilt, was in einer 4 mm großen Lücke resultiert.
- Jeweils ein Kalorimeter an beiden Endkappen in Form eines Rads, die beide einen Bereich von  $1,375 < |\eta| < 3,2$  abdecken. Die Endkappen sind in jeweils zwei koaxiale Räder aufgeteilt, die die  $|\eta$ -Bereiche  $[1,375 ; 2,5]$  und  $[2,5 ; 3,2]$  untersuchen können.

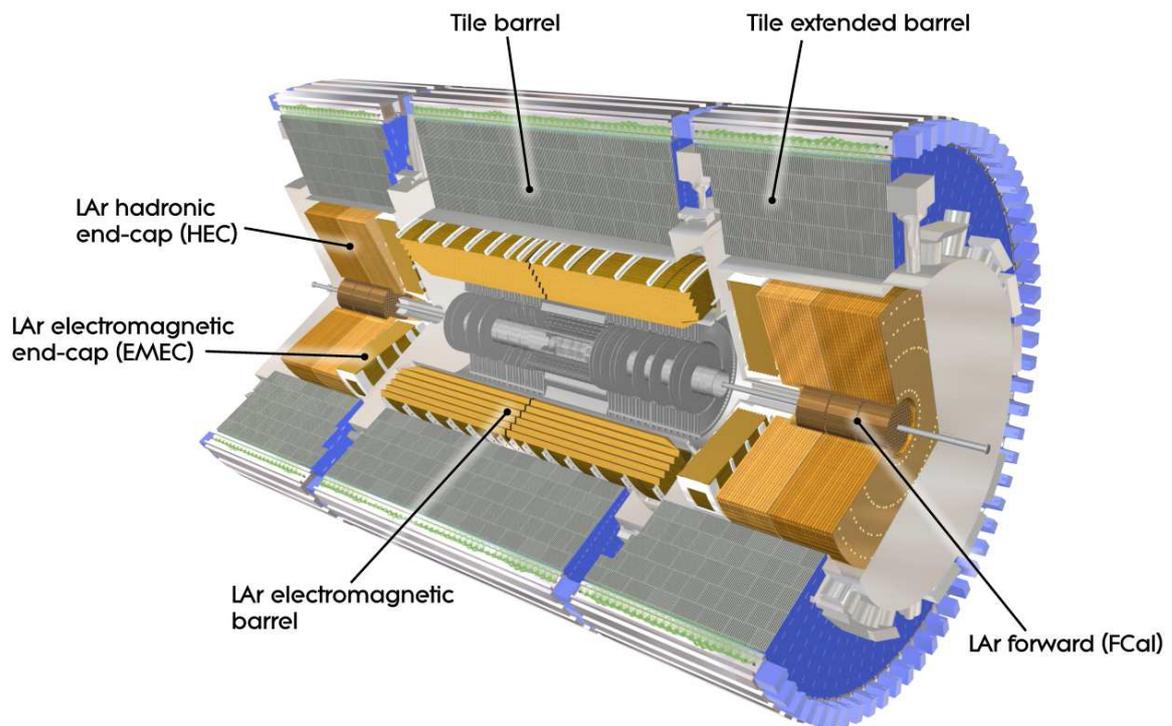


Abbildung 2.4.: Schematischer Aufbau der Kalorimeter [9].

Das elektromagnetische Kalorimeter dient zur Erfassung aller Teilchen, die elektromagnetisch wechselwirken, vornehmlich aber zur Identifikation von Elektronen, Positronen und Photonen. Diese werden im elektromagnetischen Kalorimeter absorbiert.

### Das hadronische Kalorimeter:

Das hadronische Kalorimeter dient zur Vermessung und Lokalisierung aller Partikel, die über die starke Kraft wechselwirken. Das hadronische Kalorimeter besteht insgesamt aus drei Bereichen, die jeweils unterschiedlich aufgebaut sind:

- Das TILE-Kalorimeter:** Das TILE-Kalorimeter ist wie das zentrale elektromagnetische Kalorimeter zylindrisch aufgebaut. Es besteht abwechselnd aus 14 mm dicken Stahlabsorbieren sowie 3 mm dicken Plastikszintillatoren, die als aktives Material benutzt werden. Außerdem ist es in drei Bereiche eingeteilt, eine zentrale Region  $|\eta| < 1,0$ , und zwei weiter außen positionierte Kalorimeterzylinder  $0,8 < |\eta| < 1,7$ . Die Bereiche sind in jeweils drei Lagen aufgebaut, beginnend bei einem inneren Radius von  $r = 2,28$  m bis zu einem äußeren Radius von  $r = 4,25$  m.
- Das hadronische Endkappenkalorimeter:** Das hadronische Endkappenkalorimeter (Hadronic Endcap Calorimeter, HEC) ist in jeweils zwei Räder aufgeteilt, welche hin-

ter den elektromagnetischen Endkappenkalorimetern angebracht sind. Es benutzt flüssiges Argon als aktives Material sowie 25 mm (inneres Rad) bis 50 mm (äußeres Rad) dicke Kupferplatten als Absorber. Das flüssige Argon befindet sich in jeweils 8,5 mm großen Zwischenräumen zwischen den Kupferplatten. Das HEC deckt einen Bereich von  $1,5 < |\eta| < 3,2$  ab.

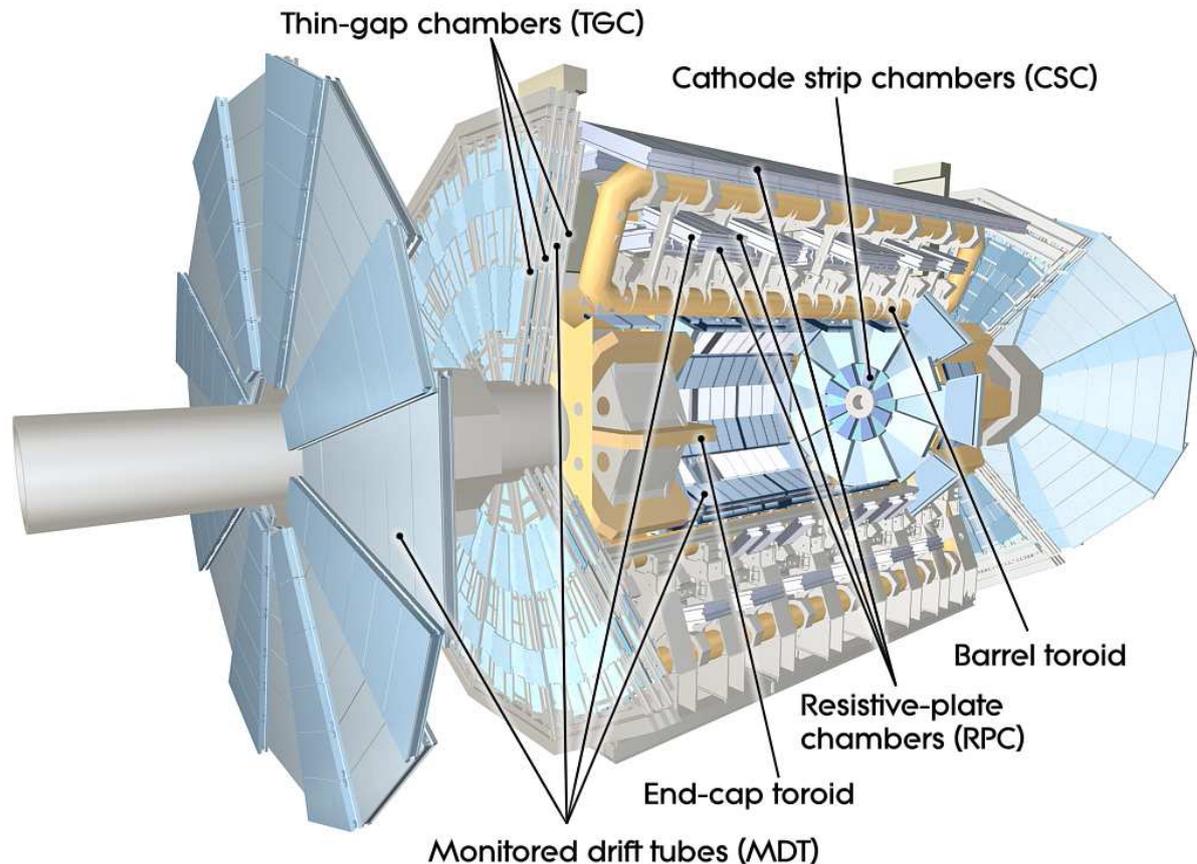
- **Das Vorwärtskalorimeter:** Das Vorwärtskalorimeter (Forward Calorimeter, FCal) ist in der Region  $3,1 < |\eta| < 4,9$  nahe der Strahlachse angebracht. Aufgrund dieser Lage ist es besonderer Strahlenbelastung und hoher Teilchendichte ausgesetzt, weshalb hohe Anforderungen an das verarbeitete Material gestellt werden. Es ist daher aus drei Modulen aufgebaut, die eine große Dichte aufweisen: eines für die elektromagnetische Komponente, zwei für die hadronischen Strahlkomponenten. Das elektromagnetische Modul besteht aus Kupfer und ist die innerste Komponente, die hadronischen Module bestehen aus einer Metall-Wolfram-Matrix. Alle Komponenten haben gemein, dass sich Röhren mit einem Kupferdraht in ihnen befinden. Diese Röhren sind parallel zur Strahlachse angebracht und mit flüssigem Argon gefüllt. Durch Anlegen einer positiven Hochspannung an den Kupferdraht und Erdung des Blocks entsteht ein Driftdetektor.

### 2.2.4. Das Myonenspektrometer

Das System zur Erfassung von Myonenkandidaten, gezeigt in Abbildung 2.5, ist die äußerste Komponente des ATLAS-Detektors. Myonen sind minimal ionisierende Teilchen, weshalb ihr Energieverlust in den Kalorimetern gering ist. Des Weiteren besitzen sie eine 200 mal größere Masse als Elektronen, wodurch auch Phänomene wie Bremsstrahlung stark unterdrückt sind. Dadurch sind sie neben Neutrinos die einzigen Teilchen, die sowohl den inneren Detektor als auch die Kalorimeter durchdringen können.

Das Myonenspektrometer dient einerseits dem Nachweis von Myonen in einem Ereignis (ein Trigger-Ereignis) und andererseits der Messung ihres Impulses. Diese Messung des Impulses ist durch das Magnetfeld von insgesamt drei toroidalen Magneten vor den Myonensystemen möglich, die ein Magnetfeld zwischen 0,2 bis 2,5 T im Zylinderbereich bzw. bis 3,5 T im Endkappenbereich erzeugen. Eine genaue Kenntnis des Myonenimpulses ist nötig um die fehlende transversale Energie in den Ereignissen zu bestimmen.

Das Myonensystem besteht aus drei Lagen mit je zwei Spurrekonstruktionskammern und zwei Myonentriggerkammern. Die Spurrekonstruktion geschieht mit Hilfe von Vieldrahtproportionalkammern (Cathode strip chambers, CSC), welche sich nahe der Strahlachse in Vorwärtsrichtung befinden, und Proportionalröhren (Monitored Drift Chambers, MDT), die weiter außen und im Zylinderbereich angebracht sind. Die MDTs bestehen aus insgesamt 354000 Aluminiumrohren aufgeteilt auf 1150 Kammern. Sie sind mit einem Argon-CO<sub>2</sub>-Gemisch



**Abbildung 2.5.:** Schematischer Aufbau des Myonenspektrometers [9].

gefüllt. Besondere Eigenschaft der CSC ist ihre hohe Auflösung, die aufgrund der hohen Teilchenraten in Vorwärtsrichtung von ihnen verlangt wird.

Die Resistive Plate Chambers (RPC) im äußersten Zylinderbereich und die Thin Gap Chambers hinter den Endkappenkalorimetern dienen als Myonentrigger. Die RPCs bestehen aus zwei zueinander parallelen Elektrodenplatten im Abstand von 2 mm, der mit einem Gasgemisch bestehend aus  $C_2H_2F_4$ /Iso- $C_4H_{10}$ / $SF_6$  ausgefüllt ist. Die TGCs sind Vieldrahtproportionalkammern, die einen Draht-Kathoden-Abstand von nur 1,4 mm haben, während die Drähte 1,8 mm voneinander entfernt sind. Insgesamt befinden sich 606 RPCs und 3588 TGCs im Detektor. Sie sind essentiell für das Triggersystem, da sie über eine besonders kurze Ansprechzeit verfügen. Das ATLAS-Triggersystem wird in Kapitel 2.2.5 kurz beschrieben.

### 2.2.5. Das Triggersystem

Der ATLAS-Detektor wird bei einer Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  Daten mit einer Taktung von 40 MHz aufnehmen. Dadurch entstehen enorme Datenmengen, die in dieser Form nicht gespeichert werden können. Somit muss ein Triggersystem die aufgenommenen Daten in

mehreren Schritten nach physikalischer Relevanz beurteilen und für Analysen vorselektieren.

Wenn ein Ereignis durch den Detektor registriert wird, ist der Level-1-Trigger dafür verantwortlich, die Datenrate auf 75 kHz zu senken. Hierzu werden die Informationen der Kalorimeter sowie der Myonentrigger ausgewertet und zum Beispiel auf Jets und Leptonen mit hohem  $p_T$  oder Ereignisse mit einer großen fehlenden transversalen Energie untersucht. Hierdurch werden interessante Regionen des Detektors ausgewählt, deren  $\eta$ - $\phi$ -Koordinaten an den Level-2-Trigger weitergegeben werden. Dieser Level-2-Trigger untersucht die vorliegenden Regionen mit Hilfe aller Detektorkomponenten und der größtmöglichen Auflösung und reduziert so die Datenschreibrate auf 3,5 kHz.

Der Event-Filter entscheidet endgültig, ob ein Ereignis gespeichert wird. Er reduziert die Ereignisrate auf 100 Hz, indem die vollständig rekonstruierten Events untersucht werden. Der komplette Verlauf des Trigger-Systems ist noch einmal in Abbildung 2.6 schematisch dargestellt.

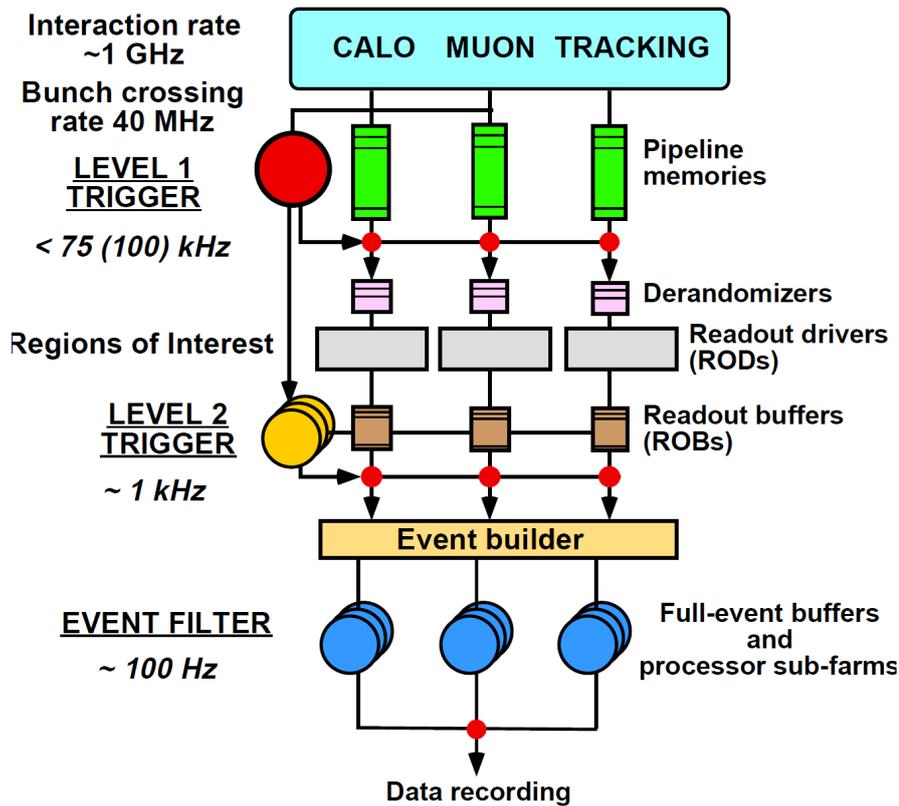


Abbildung 2.6.: Schematischer Verlauf des ATLAS-Trigger-Systems [11].

# 3. Einführung in die physikalischen Grundlagen

Dieses Kapitel erläutert kurz die fundamentale Theorie des Standardmodells der Teilchenphysik und seine zugrundeliegenden Elementarteilchen und Wechselwirkungsfelder [12, 13]. Außerdem wird auf die Physik an Teilchenbeschleunigern wie dem LHC eingegangen, um einen Einblick in die Effekte bei hohen Energien zu geben [2].

## 3.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist die fundamentale Theorie, die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkung untereinander beschreibt. Dieses theoretische Modell beschreibt äußerst erfolgreich die uns umgebende Materie, die aus den Elementarteilchengruppen der Leptonen und Quarks aufgebaut ist, die über vier fundamentale Wechselwirkungen miteinander interagieren. Jedes Elementarteilchen ist punktförmig und kann nicht in weitere Teilchen unterteilt werden.

Die bekannten sechs Leptonen und sechs Quarks sind unter dem Begriff Fermionen zusammengefasst und in drei Generationen gegliedert. Zu jedem Fermion existiert zudem ein Antiteilchen mit umgekehrter elektrischer Ladung. Die Generationen unterscheiden sich in der zunehmenden Masse der Elementarteilchen. Die Fermionen der ersten Generation besitzen die kleinste Masse, während die dritte Generation die schwersten Quarks und Leptonen beinhaltet. Die Leptonen sind das Elektron  $e^-$ , das Myon  $\mu^-$  und das Tau  $\tau^-$ , die eine elektrische Ladung  $-1e$  besitzen und zu denen jeweils ein neutrales Neutrino  $\nu_{e, \mu, \tau}$  existiert.

Die bekannten sechs Quarks sind das Up ( $u$ ), Down ( $d$ ), Charm ( $c$ ), Strange ( $s$ ), Bottom ( $b$ ) und Top ( $t$ ). Die elektrische Ladung der Quarks  $u, c$  und  $t$  ist  $\frac{2}{3}e$ , die elektrische Ladung von  $d, s$  und  $b$   $-\frac{1}{3}e$ . Quarks treten in drei verschiedenen Farbladungen auf und kommen nur in farbneutralen gebundenen Zuständen vor. Diese sind Baryonen mit allen drei Farben/Antifarben oder Mesonen mit Farbe und Antifarbe.

Neben dem Spin  $s$  besitzen die Fermionen eine Hyperladung  $Y$  und einen schwachen Isospin  $I_3$ . Da Quarks und Leptonen in jeder Generation den gleichen Isospin besitzen, bilden

### 3. Einführung in die physikalischen Grundlagen

Drei Generationen  
der Materie (Fermionen)

	I	II	III	
Masse →	2,4 MeV	1,27 GeV	171,2 GeV	0
Ladung →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
Spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Name →	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b><math>\gamma</math></b> Photon
Quarks	4,8 MeV	104 MeV	4,2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>g</b> Gluon
Leptonen	<2,2 eV	<0,17 MeV	<15,5 MeV	91,2 GeV <sup>0</sup>
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b><math>\nu_e</math></b> Elektron-Neutrino	<b><math>\nu_\mu</math></b> Myon-Neutrino	<b><math>\nu_\tau</math></b> Tau-Neutrino	<b>Z<sup>0</sup></b> schwache Kraft
	0,511 MeV	105,7 MeV	1,777 GeV	80,4 GeV
	-1	-1	-1	$\pm 1$
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>e</b> Elektron	<b><math>\mu</math></b> Myon	<b><math>\tau</math></b> Tau	<b>W<sup>±</sup></b> schwache Kraft

Bosonen (Kräfte)

**Abbildung 3.1.:** Überblick über das Standardmodell. Die Masse, elektrische Ladung, Spin sowie Name der Elementarteilchen sind angegeben. Die Fermionen auf der linken Seite sind in drei Generationen eingeteilt, die Masse der Teilchen nimmt mit der Generation zu. Auf der rechten Seite sind die Eichbosonen abgebildet, welche die drei im Standardmodell zusammengefassten Kräfte vermitteln [14].

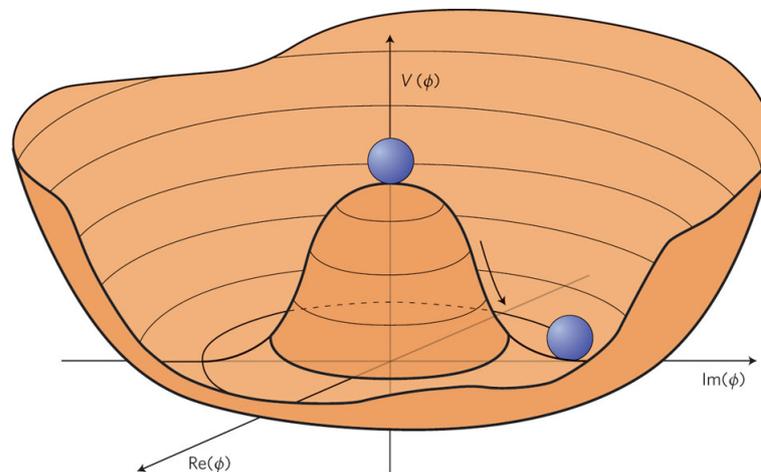
sie bezüglich dieses Isospins ein links-händiges schwach-geladenes Isospin-Doublett. Bis auf die Neutrinos können Quarks und Leptonen auch als rechtshändige Singulett existieren.

In Abbildung 3.1 sind die Fermionen in ihrer jeweiligen Generation eingeteilt und ihre Eigenschaften und Massen zusammengefasst. Hervorzuheben ist an dieser Stelle, dass nur die Teilchen der ersten Generation stabile Materie formen.

Die Wechselwirkungen, die zwischen den Teilchen des Standardmodells wirken, werden durch Eichbosonen vermittelt. Bosonen sind Teilchen mit ganzzahligem Spin. Das Standardmodell beschreibt vier Eichbosonen: das Photon  $\gamma$ , das  $W^\pm$ , das  $Z^0$  sowie das Gluon. Das masselose Photon ist der Vermittler der elektromagnetischen Kraft und koppelt an die elektrische Ladung  $Q$  der Teilchen. Die ebenfalls masselosen Gluonen sind für die Bindung der Quarks untereinander verantwortlich und koppeln an die Farbladung. Das  $W^\pm$  und das  $Z^0$  sind massiv und steuern die schwache Wechselwirkung. Alle Eigenschaften der Eichbosonen können ebenfalls Abbildung 3.1 entnommen werden [12].

## 3.2. Das Prinzip der Eichtheorien und der Higgs-Mechanismus

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine lokale Eichtheorie. Es handelt sich um eine Feldtheorie, die invariant unter lokaler Eichtransformation ist [12]. Das bedeutet, dass sich die theoretisch vorhergesagten Wechselwirkungen nicht ändern, wenn eine Phase lokal frei gewählt wird. Zu jeder Wechselwirkung im Standardmodell gibt es eine Lagrangedichte  $\mathcal{L}$ , die eine Funktion von Feldern  $\Phi_i$  und ihrer Orts- und Zeit-Ableitung ist. Bei der Forderung der lokalen Eichinvarianz dieser Lagrangedichten entstehen zusätzliche Terme, die durch die Einführung von Vektorfeldern wieder aufgehoben werden. Des Weiteren sind die so erhaltenen Lagrangedichten renormierbar und invariant unter Lorentz-Transformation, was bedeutet, dass sie in jedem Bezugssystem invariant sind.



**Abbildung 3.2.:** Sombbrero-Potential. Ein System geht spontan aus seinem Anfangszustand in den Grundzustand über, der die Symmetrie des Anfangszustandes nicht teilt [15].

Für die starke und elektromagnetische Wechselwirkung erhält man durch die Forderung der lokalen Eichinvarianz masselose Vektorfelder, die den Austauscheteilchen der jeweiligen Wechselwirkungen (Photon, Gluonen) entsprechen. Bei der schwachen Wechselwirkung hingegen beobachtet man massive Eichfelder, die durch Einführung eines weiteren Massenterms nicht mehr eichsymmetrisch wären und zu nicht mehr renormalisierbaren Divergenzen führen würden [13]. Aus diesem Grund können die Massen des  $W^\pm$  und des  $Z^0$  nur durch Einführung eines weiteren, spontan-symmetriebrechenden Untergrundfeldes erklärt werden. Hierbei handelt es sich um das Higgs-Feld, das durch das Higgs-Boson vermittelt wird und durch Kopplung an das  $W$  und  $Z$  diesen Masse verleiht [16, 17]. Man spricht gemeinhin von spontaner Symmetriebrechung, wenn ein System aus einem Zustand in den Grundzustand übergeht, der die Symmetrie des Anfangszustandes nicht teilt. Dies wird mit dem Sombbrero-Potential deutlich gemacht, welches in Abbildung 3.2 gezeigt ist. Mit dem Higgs-Mechanismus kann

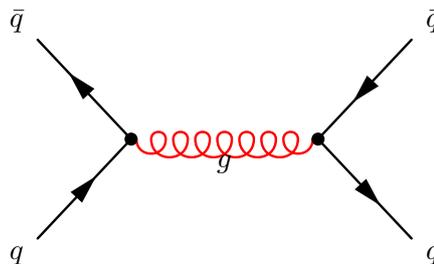
ebenfalls die Masse der Fermionen erklärt werden. Diese werden im Standardmodell als masselos angenommen, können aber durch die Yukawa-Kopplung ebenfalls an das Higgs-Boson koppeln. Bisher konnte das Higgs-Teilchen nicht direkt nachgewiesen werden, die gegenwärtigen Massenabschätzungen schließen aber eine Masse von  $M_H < 114,4 \text{ GeV}$  mit einem Vertrauenslevel von 95% aus [1].

#### 3.2.1. Starke Wechselwirkung

Die Quantenchromodynamik (QCD) dient zur Beschreibung der starken Kraft, die zwischen Quarks und Gluonen wirkt. Die masselosen Gluonen tragen eine Farbe und eine Antifarbe und koppeln an die Farbladung der Quarks. Aus der Erhaltungsgröße der Farbladung ist auch der Name Chromodynamik abgeleitet. Mögliche Farbladungen sind blau ( $b$ ), rot ( $r$ ) und grün ( $g$ ) und die entsprechenden Antifarben  $\bar{b}$ ,  $\bar{r}$  und  $\bar{g}$ . Es existieren die folgenden acht Gluonen-Wellenfunktionen [12]:

$$\begin{aligned}
 |1\rangle &= (|r\bar{b}\rangle + |b\bar{r}\rangle)/\sqrt{2} & |5\rangle &= -i(|r\bar{g}\rangle - |g\bar{r}\rangle)/\sqrt{2} \\
 |2\rangle &= -i(|r\bar{b}\rangle - |b\bar{r}\rangle)/\sqrt{2} & |6\rangle &= (|b\bar{g}\rangle + |g\bar{b}\rangle)/\sqrt{2} \\
 |3\rangle &= (|r\bar{r}\rangle - |b\bar{b}\rangle)/\sqrt{2} & |7\rangle &= -i(|b\bar{g}\rangle - |g\bar{b}\rangle)/\sqrt{2} \\
 |4\rangle &= (|r\bar{g}\rangle + |g\bar{r}\rangle)/\sqrt{2} & |8\rangle &= (|r\bar{r}\rangle + |b\bar{b}\rangle - 2|g\bar{g}\rangle)/\sqrt{6}.
 \end{aligned}$$

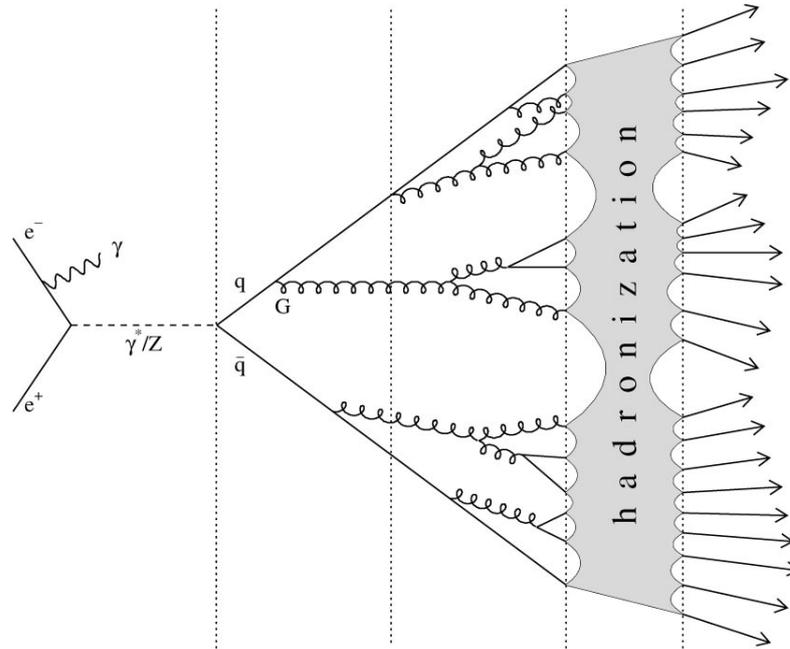
Ein Beispielprozess der QCD ist in Abbildung 3.3 zu sehen.



**Abbildung 3.3.:** Prozess der starken Wechselwirkung. Durch Quark-Antiquark-Annihilation entsteht ein Gluon, welches ein Quark-Antiquark-Paar bildet [18].

Die Eichgruppe der QCD ist die Gruppe  $SU(3)$ . Da diese Gruppe nicht-abelsch ist, existiert auch keine neunte Farbkombination, ein Farbsingulett der Form  $|9\rangle = (|r\bar{r}\rangle + |b\bar{b}\rangle + |g\bar{g}\rangle)/\sqrt{3}$ . Würde es existieren, wäre es ebenso häufig auffindbar wie das Photon und würde zu einer weitreichenden Kraft mit starker Kopplung führen. Dies steht im Widerspruch zur nachweislich kurzen Wirkungsreichweite der starken Kraft. Die Kopplungskonstante der starken Kraft ist gegeben durch

$$g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}.$$



**Abbildung 3.4.:** Entstehungsschema von Teilchenjets. Im vorliegenden Fall annihiliert ein Elektron-Positron-Paar, das teilnehmende Boson zerfällt in ein Quark-Antiquark-Paar. Dieses Quark-Paar hadronisiert und bildet Jets aus. Zudem werden Gluonen abgestrahlt, aus denen ebenfalls Jets entstehen [19].

Besonders ist, dass die Kopplungskonstante der QCD zu hohen Energien hin logarithmisch abnimmt, was auch als asymptotische Freiheit bezeichnet wird. Bei kleinen Energien oder großen Abständen hingegen nimmt die Kopplung zu, was zum Phänomen des Confinement führt. Dieser Effekt besagt, dass Quarks und Gluonen nicht isoliert vorkommen können und bei dem Versuch diese zu trennen spontane Paarbildung von Quarks und Antiquarks einsetzt. So entstehen bei hohen Energien Teilchenschauer mit kegelförmiger Ausdehnung (Jets), in denen immer weitere Quark-Antiquark-Paare gebildet werden (siehe Abbildung 3.4). Dieser Prozess hält solange an, bis die Energie der Quarks bzw. der Gluonen, zu gering ist um neue Quark-Antiquark-Paare zu erzeugen. Aufgrund des Confinements bestehen Jets nicht aus freien Quarks, sondern nur aus Quarks in Form von Quark-Antiquark-Zuständen (Mesonen) oder Drei-Quark-Zuständen (Baryonen).  $\alpha_s$  kann bei hohen Energien zu

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \log \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad (Q^2 \gg \Lambda^2)$$

entwickelt werden, wobei  $Q^2$  der Impulsübertrag zwischen den Gluonen,  $\Lambda$  die Energieskala der QCD und  $n_f$  die Anzahl der Quarksorten ist. Bei  $Q^2 \approx \Lambda$  ist die Kopplung stark genug um Mesonen oder Baryonen zu erzeugen. Bei  $Q^2$  nahe der Masse des Z-Boson konnte  $\alpha_s$  zu  $\alpha_s(M_Z^2) = 0,1184 \pm 0,0007$  bestimmt werden [1].

### 3.2.2. Elektroschwache Vereinheitlichung

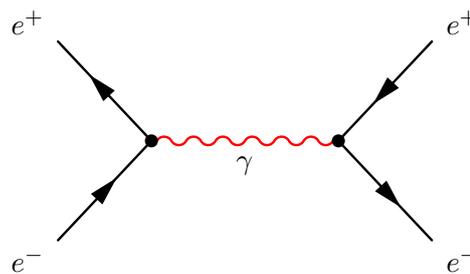
Die elektroschwache Wechselwirkung bezeichnet die vereinheitlichende Theorie aus elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung. Ihre theoretische Beschreibung erfolgte 1967 durch Glashow, Salam und Weinberg (GSW-Theorie), ein experimenteller Beweis erfolgte Mitte der 1970er Jahre durch die Entdeckung neutraler Ströme [13]. Die Eichgruppe der elektroschwachen Wechselwirkung ist  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Im folgenden werden die vereinheitlichten Kräfte kurz einzeln beschrieben.

#### Elektromagnetische Wechselwirkung

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird in der Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben, ihre Symmetriegruppe ist die abelsche Eichgruppe  $U(1)_Y$  [13]. Das  $Y$  steht dabei für die schwache Hyperladung, die über  $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$  mit der elektrischen Ladung verknüpft ist. Das masselose Photon, der Vermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung, koppelt an die elektrische Ladung der Teilchen. Dementsprechend können nur Teilchen, die eine elektromagnetische Ladung besitzen, auch mit dem Photon wechselwirken. Die Stärke dieser Kopplung wird durch die Kopplungskonstante

$$g_e = \sqrt{4\pi\alpha}$$

angegeben, wobei  $\alpha \approx \frac{1}{137}$  die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante ist [12]. Die Reichweite der elektromagnetischen Kraft ist unbegrenzt. Ein Beispielprozess der QED ist in Abbildung 3.5 zu sehen.



**Abbildung 3.5.:** Prozess der elektromagnetischen Wechselwirkung. Ein Elektron und ein Positron annihilieren zu einem Photon, welches in ein Elektron-Positron-Paar zerfällt [18].

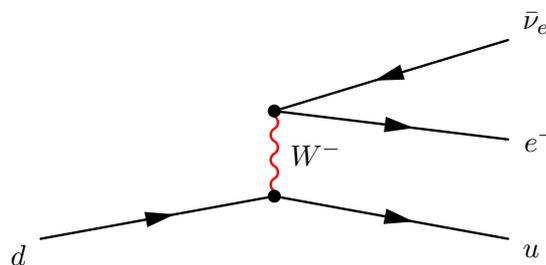
### Schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung wird durch die massiven, geladenen  $W^\pm$ -Bosonen mit einer Masse  $M_W = 80,399 \pm 0,023$  GeV und das massive, neutrale  $Z^0$ -Boson mit einer Masse  $M_Z = 91,1876 \pm 0,0021$  GeV ausgetauscht. An der schwachen Wechselwirkung nehmen alle Teilchen des Standardmodells teil, ihre Eichgruppe ist  $SU(2)_L$ . Das  $L$  bezieht sich auf die Wechselwirkung der schwachen Kraft mit linkshändigen Doublets. Einzig das  $Z^0$ -Boson kann durch die sogenannte Weinberg-Mischung auch zu einem kleinen Teil mit rechtshändigen Teilchen wechselwirken.

Der Austausch eines  $W^\pm$ -Bosons vermittelt einen geladenen schwachen Strom und das  $Z^0$ -Boson einen neutralen schwachen Strom. Leptonen wechselwirken dabei mit Leptonen der selben Generation, indem zum Beispiel ein Elektron in sein Neutrino umgewandelt wird. Quarks hingegen können auch generationenübergreifend zerfallen und sind durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) miteinander verknüpft. Bei der CKM-Matrix handelt es sich um eine  $3 \times 3$ -Matrix, deren quadrierte Matrixelemente  $|V_{qq'}|^2$  direkt proportional zu der Übergangswahrscheinlichkeit sind, dass ein Quark  $q$  unter Abstrahlung eines  $W$ -Bosons zu einem Quark der Sorte  $q'$  übergeht (auch als Flavour-Wechsel bezeichnet). Nachfolgend ist die CKM-Matrix mit ihren absoluten Werten angegeben [1]:

$$|V_{CKM}| = \begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,97425 & 0,2252 & 3,89 \times 10^{-3} \\ 0,230 & 1,023 & 40,6 \times 10^{-3} \\ 8,4 \times 10^{-3} & 38,7 \times 10^{-3} & 0,88 \end{pmatrix}.$$

Hier ist zu beachten, dass die Matrixelemente der CKM-Matrix durch Messungen bestimmt worden sind. Abbildung 3.6 zeigt einen der bekanntesten Prozesse der schwachen Wechselwirkung, den  $\beta$ -Zerfall.



**Abbildung 3.6.:** Prozess der schwachen Wechselwirkung. Bei dem dargestellten Prozess handelt es sich um den  $\beta$ -Zerfall. Ein  $d$ -Quark koppelt an das  $W$ -Boson und wird zu einem  $u$ -Quark. Das  $W$ -Boson zerfällt leptonisch in ein Elektron und sein Neutrino [18].

### 3.3. Top-Quark-Produktion am LHC

Am LHC kollidieren zur Zeit Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV. Der eigentliche harte Prozess findet aber zwischen den Konstituenten der Protonen statt. Wie schon in Kapitel 3.1 angesprochen, bestehen Protonen aus zwei Up- und einem Down-Quark und den Gluonen des Farbfeldes. Durch Vakuumfluktuationen können innerhalb der Protonen aber auch weitere Quark- und Antiquark-Paare, sogenannte See-Quarks, entstehen. Jeder dieser Konstituenten besitzt dabei einen Anteil  $x$  des Protonimpulses [2]. Durch Strukturfunktionen wird die Streuung in Abhängigkeit von Impulsbruchteil und Energieübertrag beschrieben. Die Strukturfunktion des Protons kann als

$$F(x, Q^2) = \sum_i e_i^2 x_i f_i(x_i, Q^2)$$

dargestellt werden, wobei  $e_i$  die elektrische Ladung des Partons und  $x_i$  der Impulsbruchteil des Partons sind. Des Weiteren ist durch die Partonenverteilungsfunktion (PDF)  $f_i(x_i, Q^2)$  die Wahrscheinlichkeit gegeben, dass ein Parton den Impulsbruchteil  $x_i$  des Proton-Gesamtimpulses bei einem Energieübertrag  $Q^2$  hat. Hierbei muss beachtet werden, dass die PDF nicht durch Störungstheorie berechnet werden können, sondern nur durch Fits aus tiefunelastischer Streuung bestimmt werden.

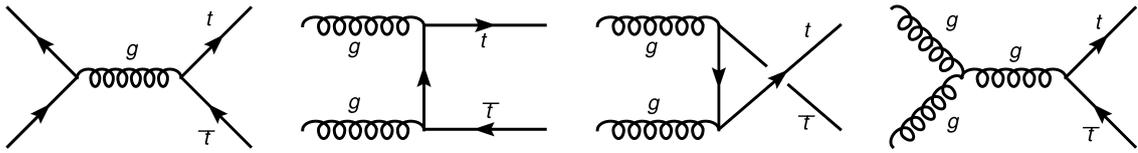
Schließlich wird der gesamte Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines  $t\bar{t}$ -Paares bei einer Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  wie folgt bestimmt [2]:

$$\sigma^{t\bar{t}}(\sqrt{s}) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_i dx_j f_i(x_i, Q^2) f_j(x_j, Q^2) \times \hat{\sigma}^{ij \rightarrow t\bar{t}}(x_i, x_j, \alpha_s(Q^2), Q^2).$$

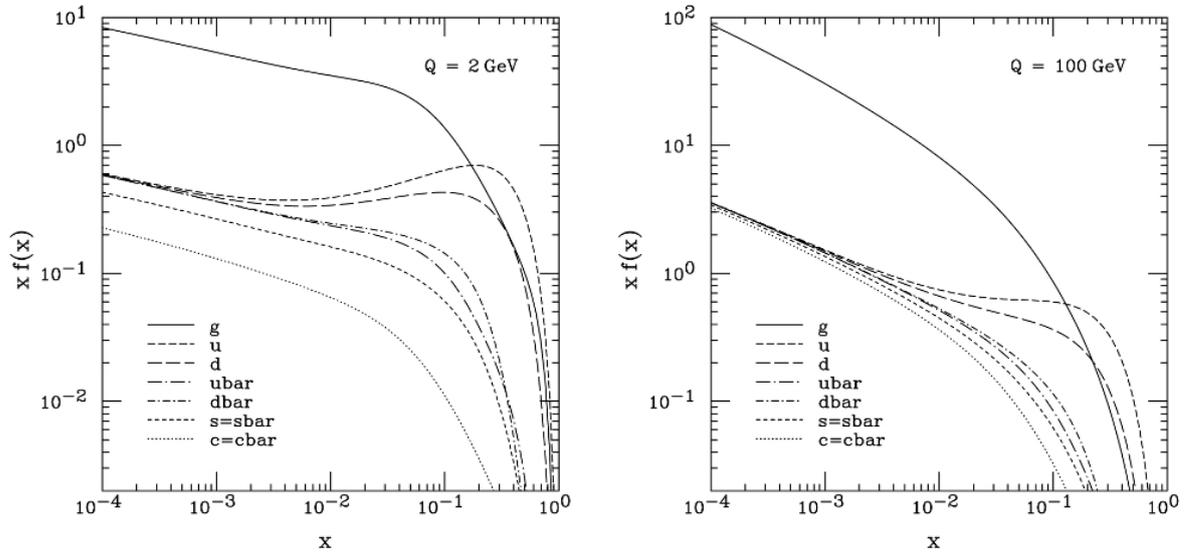
Hier sind  $f_i(x_i, Q^2)$  und  $f_j(x_j, Q^2)$  die PDF der einlaufenden Partonen. Man muss beachten, dass die Summation über alle möglichen Kombinationspaare von  $q$ ,  $\bar{q}$  und  $g$  läuft. Um ein  $t\bar{t}$ -Paar zu erzeugen muss außerdem für die effektive Schwerpunktsenergie  $\hat{s}$  gelten [2]

$$\hat{s} \geq 4m_t^2 \Rightarrow x_i x_j = \hat{s}/s \geq 4m_t^2/s.$$

In Abbildung 3.7 sind die für die Top-Paar-Produktion in Frage kommenden Produktionskanäle in Form von Feynman-Diagrammen führender Ordnung abgebildet. Am LHC werden bei der geplanten maximalen Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV 90% der Top-Quark-Paare durch Gluonfusion entstehen, 10% durch Quark-Antiquark-Annihilation. Grund hierfür ist die große Anzahl an Gluonen bei kleinen Impulsbruchteilen  $x$  (siehe Abbildung 3.8).



**Abbildung 3.7.:** Top-Paar-Produktion durch Quark-Antiquark-Annihilation (Diagramm ganz links) und durch Gluonfusion [20].



**Abbildung 3.8.:** Partonendichte-Funktion (PDF) für  $Q^2 = 2 \text{ GeV}$  (links) und  $Q^2 = 100 \text{ GeV}$  (rechts) [21].

### 3.4. Top-Quark-Zerfall

Die mittlere Lebensdauer des Top-Quark beträgt  $\tau \approx 0,5 \times 10^{-24} \text{ s}$ , so dass das Quark zerfällt, bevor eine Hadronisierung einsetzen kann. Es ist deshalb nur durch seine Zerfallsprodukte nachzuweisen. In mehr als 95% aller Fälle zerfällt das Top über  $t \rightarrow Wb$ . Ebenfalls möglich, aber durch die CKM-Matrix stark unterdrückt, sind die Zerfälle nach  $Ws$  und  $Wd$ . In dieser Arbeit wird nur auf  $t \rightarrow Wb$  eingegangen.

Während das  $b$ -Quark hadronisiert und somit einen Jet bildet, kann das  $W$ -Boson entweder in ein Lepton plus Neutrino (zu ca. 32%) oder zwei Quarks (zu ca. 68%) zerfallen. Somit können  $t\bar{t}$ -Zerfälle in drei verschiedene Klassen eingeteilt werden [1, 2]:

$$\begin{aligned} \text{Vollhadronischer Zerfallskanal: } t\bar{t} &\rightarrow W^+bW^- \bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bq''\bar{q}'''\bar{b} & (45, 70\%), \\ \text{Semileptonischer Zerfallskanal: } t\bar{t} &\rightarrow W^+bW^- \bar{b} \rightarrow q\bar{q}'b\ell\bar{\nu}_\ell\bar{b} + \bar{\ell}\nu_\ell b q\bar{q}'\bar{b} & (43, 80\%), \\ \text{Dileptonischer Zerfallskanal: } t\bar{t} &\rightarrow W^+bW^- \bar{b} \rightarrow \bar{\ell}\nu_\ell b\ell'\bar{\nu}_{\ell'}\bar{b} & (10, 50\%). \end{aligned}$$

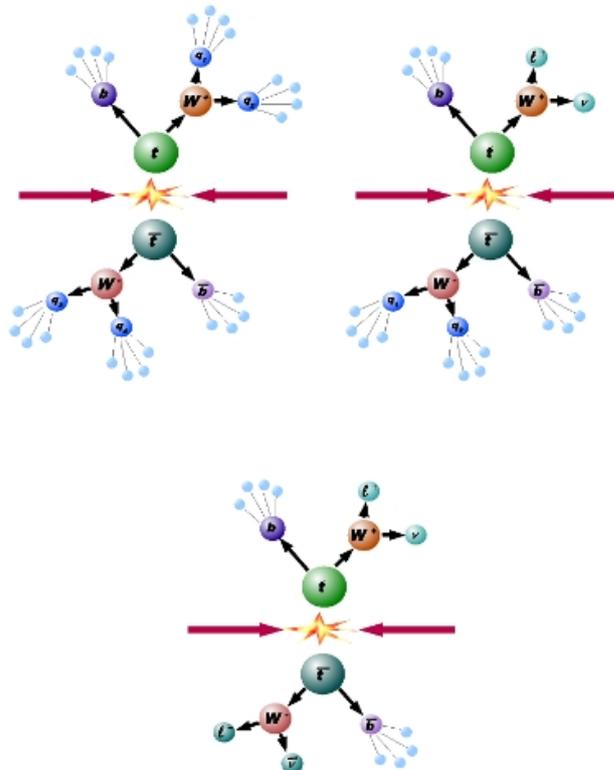
Im vollhadronischen Zerfallskanal zerfallen beide  $W$ -Bosonen in Quarks, welche anschließend in Jets hadronisieren. Dieser Kanal ist aufgrund seines starken QCD-Hintergrundes

### 3. Einführung in die physikalischen Grundlagen

schwer zu untersuchen.

Der zweite Zerfallskanal ist der semileptonische Zerfallskanal. Hier zerfällt genau ein  $W$ -Boson in ein Lepton und sein zugehöriges (Anti-)Neutrino, das zweite  $W$ -Boson zerfällt in zwei Quarks. Der semileptonische Zerfallskanal ist aufgrund des geringen QCD-Hintergrundes und eines klaren Signales durch die zerfallenden hochenergetischen Leptonen der bevorzugte Zerfallskanal in Analysen. Der dritte und letzte Zerfallskanal ist der dileptonische Zerfallskanal, in dem beide  $W$ -Bosonen leptonisch zerfallen. Er weist die beste Untergrundunterdrückung auf, hat aber eine vergleichsweise geringe Rate.

In der Analyse dieser Arbeit wird nur der semileptonische Zerfallskanal untersucht. Dieser Kanal wird zusätzlich in  $e$ - und  $\mu$ -Kanal unterteilt. Dileptonische Prozesse werden als Untergrundereignisse betrachtet. Die Identifizierung des  $\tau$  ist kompliziert, da es mit seiner Masse von  $m_\tau = 1,777$  GeV nicht nur in ein Elektron und zwei Neutrinos zerfallen kann, sondern als einziges Lepton auch in ein  $\tau$ -Neutrino und Quarks. Da die Neutrinos nicht nachzuweisen sind und die entstandenen Quarks ihrerseits hadronisieren, muss der Zerfallskanal des  $W$ -Bosons in ein  $\tau$  ebenfalls als Untergrundereignis betrachtet werden. Alle Zerfallskanäle sind in Abbildung 3.9 noch einmal schematisch dargestellt.



**Abbildung 3.9.:** Top-Paar-Zerfall. Oben links: Vollhadronischer Zerfallskanal. Oben rechts: Semileptonischer Zerfallskanal. Unten: Dileptonischer Zerfallskanal [22].

## 4. Radiative Top-Quark-Prozesse

Unter radiativen Prozessen versteht man allgemein Prozesse, in denen ein Elementarteilchen ein anderes Elementarteilchen abstrahlt (vorwiegend in Form von Eichbosonen wie Photonen oder Gluonen) ohne dabei zu zerstrahlen. Dies geschieht beispielsweise im Prozess der Bremsstrahlung, in dessen Verlauf ein Elektron ein Photon abstrahlt. Bei einem radiativen Top-Quark-Prozess handelt es sich somit um einen Prozess mit zusätzlicher Eichboson-Abstrahlung wie z.B.  $t\bar{t}Z$  oder  $t\bar{t}\gamma$ . Durch Untersuchung dieser radiativen Prozesse kann die Kopplung der Eichbosonen an das Top-Quark direkt vermessen werden. Im Fall des radiativen Prozesses  $t\bar{t}\gamma$  ist durch Vermessung der  $t\gamma$ -Kopplung eine direkte Bestimmung der elektrischen Ladung  $Q_t$  des Top-Quarks möglich.

Standard- $t\bar{t}$ -Prozesse bilden den größten Untergrundprozess in  $t\bar{t}\gamma$ -Untersuchungen, da beide Prozesse im Detektor eine ähnliche Signatur aufweisen. Die korrekte Rekonstruktion von Signalphotonen aus  $t\bar{t}\gamma$ -Prozessen ist deshalb von großer Wichtigkeit. Diese Arbeit führt aus diesem Grund Studien zur Untersuchung und Klassifizierung des Untergrundes um rekonstruierte Photonen durch.

Dieses Kapitel beschreibt die Signal- und Untergrundprozesse in radiativen Top-Quark-Zerfällen. Des Weiteren werden die Ergebnisse einer Messung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses  $\sigma_{t\bar{t}\gamma}/\sigma_{t\bar{t}}$  der CDF-Kollaboration vorgestellt (siehe [4, 5]). Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind auch für die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse von grundlegender Bedeutung, da sie Abschätzungen über die Produktionshäufigkeit der Signal- und Untergrundprozesse ermöglichen. Außerdem wird die direkte Vermessung der  $t\gamma$ -Kopplung in radiativen Prozessen vorgestellt.

## 4.1. Messung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses

$$\sigma_{t\bar{t}\gamma} / \sigma_{t\bar{t}}$$

Die CDF-Kollaboration hat zur Prüfung des SM das Wirkungsquerschnittsverhältnis  $\sigma_{t\bar{t}\gamma} / \sigma_{t\bar{t}}$  bestimmt [4]. Die Messung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses führt dazu, dass viele systematische Fehler wegfallen. Außerdem ist eine gemeinsame Messung der Wirkungsquerschnitte ein sensitiverer Test des Standardmodells als die alleinige Messung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{t\bar{t}\gamma}$ , da eine starke Abweichung von den theoretischen Berechnungen auf unbekannte Prozesse hinweisen könnte. Die CDF-Analyse basiert auf  $6 \text{ fb}^{-1}$  integrierter Luminosität an  $p\bar{p}$ -Ereignissen, die bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$  durch den CDF II-Detektor aufgezeichnet worden sind.

Die Messung verwendet eine Ereignisselektion, die nach einer anormalen Produktion der Signatur aus Lepton, Photon,  $b$ -Quark und fehlender transversaler Energie sucht ( $\ell\gamma\not{E}_T b$ ) [5]. Der radiative Top-Quark-Prozess  $t\bar{t}\gamma$  bildet den größten Beitrag zu dieser Signatur. Durch eine Bestimmung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses kann das SM auf eine anormale Produktion dieser Signatur getestet werden. Bei der Messung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{t\bar{t}\gamma}$  wurde folgende Ereignisselektion für  $t\bar{t}\gamma$ -Ereignisse verwendet:

1. Das Ereignis muss die Signatur  $\ell\gamma\not{E}_T b$  aufweisen.
2. Falls das Ereignis ein SM- $t\bar{t}\gamma$ -Prozess ist, sollte es eine große transversale Gesamtenergie  $H_T$  aufweisen.  $H_T$  ist definiert als Summe der transversalen Energien  $E_T$  und der transversalen Impulse  $p_T$  aller Objekte im Ereignis.
3. Es werden drei oder mehr Jets gefordert. Dadurch werden restliche SM-Prozesse stark unterdrückt.
4. Ein  $\chi^2$ -Schnitt auf Photonen mit kleinem  $E_T$  entfernt Ereignisse mit Jets, die ein Photon imitieren.

Top-Quark-Prozesse werden mit der gleichen Ereignisselektion ausgesucht, ohne allerdings ein Photon zu fordern. Untergrundprozesse zu beiden Prozessen beinhalten  $W$ +Jets, QCD-Untergrund, Jets und Elektronen, die Photonen im Detektor imitieren, und andere elektroschwache Prozesse. Diese gehen in die Ereignisselektion ein und werden durch eine Kombination aus auf Monte-Carlo und echter Daten basierender Verfahren abgeschätzt.

Als theoretischer Wert für das Wirkungsquerschnittsverhältnis  $\mathfrak{R}$  wurde ein Wert von  $\mathfrak{R}_{\text{theo}} = 0,024 \pm 0,005$  berechnet [5]. Die einzelnen Wirkungsquerschnitte wurden wie folgt berechnet [4]:

$$\sigma_{t\bar{t}(\gamma)} = \frac{N_{\text{obs}} - N_{\text{bckg}}}{A_{t\bar{t}(\gamma)} \cdot \int \mathcal{L} dt}$$

$N_{\text{obs}}$  ist die Anzahl der beobachteten  $t\bar{t}$ - oder  $t\bar{t}\gamma$ - Ereignisse,  $N_{\text{bckg}}$  die Anzahl der Untergrundereignisse.  $A_{t\bar{t}(\gamma)}$  steht für die Akzeptanz des untersuchten Prozesses und  $\mathcal{L}$  für die Luminosität. Die CDF-Kollaboration erhält für den  $t\bar{t}$ -Wirkungsquerschnitt den Wert [4]

$$\sigma_{t\bar{t}} = 7,62 \pm 0,20 \text{ (stat.)} \pm 0,68 \text{ (sys.)} \pm 0,46 \text{ (lum.) pb.}$$

Für den  $t\bar{t}\gamma$ -Wirkungsquerschnitt wurde ein Wert von

$$\sigma_{t\bar{t}\gamma} = 0,18 \pm 0,07 \text{ (stat.)} \pm 0,04 \text{ (sys.)} \pm 0,01 \text{ (lum.) pb}$$

berechnet. Dadurch konnte das Wirkungsquerschnittsverhältnis  $\mathfrak{R}$  zu

$$\mathfrak{R} = \sigma_{t\bar{t}\gamma}/\sigma_{t\bar{t}} = 0,024 \pm 0,009 \text{ (stat.)} \pm 0,001 \text{ (sys.)}$$

bestimmt werden, der mit dem theoretisch berechneten Wert innerhalb der Fehler gut übereinstimmt.

Die Annahme, dass die Produktion von  $t\bar{t}\gamma$ -Prozessen im Standardmodell nicht erlaubt ist, keine neuen physikalischen Prozesse zu der untersuchten Signatur existieren und die in der Messung erhaltenen  $t\bar{t}\gamma$ -Ereignisse einzig durch Untergrund-Ereignisse produziert worden sind, konnte mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,0015 (3,0 Standardabweichungen) zurückgewiesen werden. Die erhaltenen Werte sind somit mit dem Standardmodell verträglich.

## 4.2. Untersuchung eines exotischen Top-Quark-Modells

Durch die in Kapitel 4.1 vorgestellte Analyse sinkt auch die Wahrscheinlichkeit für die Existenz von Theorien, die ein exotisches Top-Quark beinhalten. Eine dieser Theorien ist die eines Quarks mit einer exotischen elektrischen Ladung  $Q_{\text{top}}^* = -\frac{4}{3}e$ , das anstelle des im SM postulierten Top-Quarks 1995 am TEVATRON-Beschleuniger beobachtet worden sein könnte [6, 23]. So würde anstelle des Zerfalls  $t \rightarrow W^+b$  der Zerfall über  $t^* \rightarrow W^-b$  möglich sein.

In der in [6] vorgestellten Analyse werden zur Untersuchung dieses exotischen Top-Quark-Modells Top-Quark-Paare aus semileptonischen Zerfällen rekonstruiert. Dies geschieht über die Zuordnung der  $b$ -Jets zu einem hadronischen oder leptonischen Zerfall des  $W$ -Bosons und die Bestimmung der Ladung und des Flavours der  $b$ -Quarks. Die Zuordnung der  $b$ -Quarks zu den  $W$ -Bosonen ist jedoch nicht eindeutig, weshalb zusätzlich ein Identifikationsalgorithmus auf weiche Leptonen (Soft Lepton Tagger) angewendet wird. Abschließend wird ein kinematischer Fitter benutzt um die Top-Quarks zu rekonstruieren. Die CDF-Kollaboration konnte

das exotische Top-Quark-Modell mit Hilfe dieser Untersuchung mit einem Vertrauenslevel von 95% zurückweisen [6, 23].

### 4.3. Messung der $t\gamma$ -Kopplung in radiativen Top-Quark-Prozessen

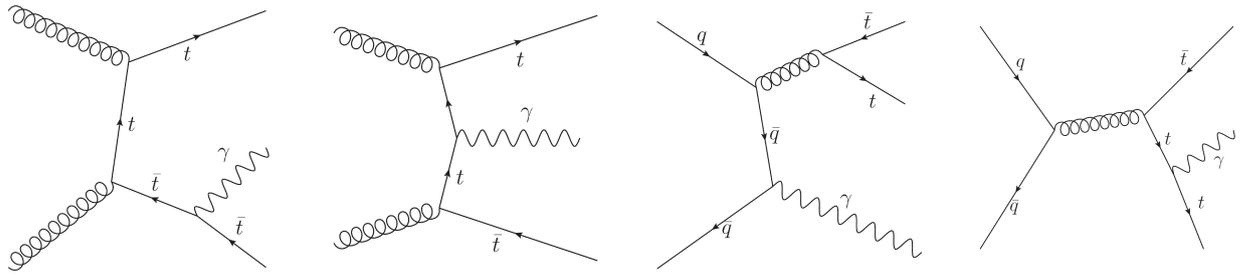
Die Top-Quark-Gruppe der ATLAS-Kollaboration beschäftigt sich u.a. mit der direkten Vermessung der elektroschwachen Kopplungen des Top-Quarks [3]. Diese können in  $t\bar{t}$ -Prozessen mit zusätzlichen Eichbosonen vermessen werden, z.B.  $t\bar{t}Z$  oder  $t\bar{t}\gamma$ . Es wird erwartet, dass eine Prüfung der  $t\gamma$ -Kopplungen in radiativen Top-Quark-Prozessen mit einer Luminosität von einigen wenigen  $\text{fb}^{-1}$  möglich ist. Im Gegensatz zu der in Kapitel 4.2 vorgestellten Analyse, kann durch Vermessung der  $t\gamma$ -Kopplung in radiativen Prozessen die elektrische Ladung  $Q_t$  des Top-Quarks direkt bestimmt werden. Radiative Prozesse konnten, wie in Kapitel 4.1 vorgestellt, nachgewiesen werden.

Radiative Prozesse können in Näherung vernachlässigbarer Zerfallsbreite des Top-Quarks in zwei verschiedene Klassen eingeteilt werden:

1. Radiative Top-Quark-Produktion:  $pp \rightarrow t\bar{t}\gamma$ . In diesem Prozess wird das Top-Quark als stabil angenommen, weshalb das Photon von einem virtuellen Top-Quark abgestrahlt werden muss.
2. Radiativer Top-Quark-Zerfall:  $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b}\gamma$ . In diesem Prozess wird das Photon von einem Top-Quark auf der Massenschale oder einem seiner Zerfallsprodukte abgestrahlt.

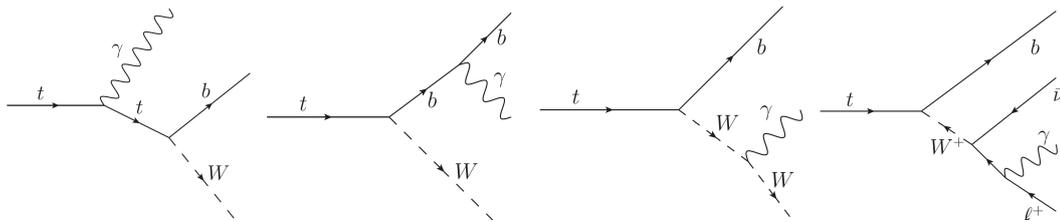
Ein  $t\bar{t}$ -Paar kann in der radiativen Top-Quark-Produktion einerseits durch Quark-Antiquark-Annihilation oder durch Gluon-Fusion entstehen. In Abbildung 4.1 sind diese Prozesse gezeigt. Im Prozess der Gluonfusion wird das Photon von einem Top-Quark abgestrahlt, während es in der Quark-Antiquark-Annihilation sowohl von den Top-Quarks als auch von den einlaufenden Quarks abgestrahlt werden kann. Am LHC ist der Wirkungsquerschnitt für  $t\bar{t}$ -Produktion ca. 100 mal größer als am TEVATRON, wodurch langfristig viele Ereignisse der Form  $pp \rightarrow t\bar{t}\gamma$  erwartet werden [24]. Dabei ist die Gluonfusion dominant, so dass angenommen werden kann, dass der Wirkungsquerschnitt ungefähr proportional zu  $Q_t^2$  ist [25].

In einem radiativen Top-Quark-Zerfall kann das Photon nicht nur durch die nichtvirtuellen Top-Quarks abgestrahlt werden, sondern auch durch die  $b$ -Quarks, die  $W$ -Bosonen und deren Zerfallsprodukte (siehe Abbildung 4.2). Dadurch wird die Untersuchung dieser Prozesse komplizierter, da nur die Abstrahlung von einem der Top-Quarks sensitiv auf  $Q_t$  ist. Die anderen Prozesse sind nicht sensitiv auf die elektrische Ladung des Top-Quarks, können aber nicht von



**Abbildung 4.1.:** Radiative Top-Paar-Produktion [3]. Die beiden linken Diagramme zeigen  $t\bar{t}$ -Erzeugung durch Gluonfusion, in dessen Verlauf ein  $\gamma$  von einem der Top-Quarks abgestrahlt wird. Die beiden rechten Diagramme zeigen  $t\bar{t}$ -Erzeugung durch Quark-Antiquark-Annihilation, in dessen Verlauf ein  $\gamma$  von einem der Quarks oder einem der erzeugten Top-Quarks abgestrahlt wird [3]

den sensitiven Prozessen getrennt werden. Dies resultiert in einem Wirkungsquerschnitt, der nicht mehr proportional zu  $Q_t^2$  ist, aber dennoch von  $Q_t$  abhängt [25].



**Abbildung 4.2.:** Radiativer Top-Paar-Zerfall [3]. Die Diagramme zeigen die Abstrahlung eines  $\gamma$  von einem Top-Quark oder einem der direkten Zerfallsprodukte ( $b$ -Quark,  $W$ -Boson, Zerfallsprodukt des  $W$ ) [3]. Nur der Prozess ganz links ist sensitiv auf  $Q_t$ .

Die Unterscheidung der radiativen Top-Quark-Produktion und des radiativen Top-Quark-Zerfalls ist ohne Vernachlässigung der Zerfallsbreite des Top-Quarks weder in der Theorie noch in der Praxis möglich. Aus diesem Grund kann nur der Gesamtprozess, der einem Sieben-Teilchen-Endzustand entspricht, beobachtet werden:

$$\begin{aligned}
 pp &\rightarrow t\bar{t}(\gamma) \rightarrow q\bar{q}'bq''\bar{q}'''\bar{b}\gamma, \\
 pp &\rightarrow t\bar{t}(\gamma) \rightarrow q\bar{q}'b\bar{\nu}_\ell\bar{b} + \bar{\ell}\nu_\ell bq\bar{q}'\bar{b}\gamma, \\
 pp &\rightarrow t\bar{t}(\gamma) \rightarrow \bar{\ell}\nu_\ell b\ell'\bar{\nu}_{\ell'}\bar{b}\gamma,
 \end{aligned}$$

analog zu den Zerfallskanälen, die in Kapitel 3.4 vorgestellt worden sind. In den gegenwärtigen  $t\bar{t}\gamma$ -Untersuchungen wird der semileptonische Kanal untersucht [4]. Im Vergleich zum vollhadronischen Prozess ist er nicht durch hohen QCD-Untergrund kontaminiert und hat ein gutes Verzweigungsverhältnis. Der dileptonische Zerfallskanal besitzt eine gute Untergrundunterdrückung, aber verglichen zum semileptonischen Kanal nur ein Verzweigungsverhältnis von ca. 10%.

## 4.4. Untergrundprozesse zu $t\bar{t}\gamma$

Wie in Kapitel 4.3 bereits erwähnt, sind die radiative Top-Paar-Produktion und der radiative Zerfall des Top-Quarks nicht voneinander zu unterscheiden. Da nur der Gesamtprozess beobachtet werden kann, bildet die herkömmliche  $t\bar{t}$ -Produktion den größten Untergrundprozess. Aufgrund der Ununterscheidbarkeit der Prozesse ist die wichtigste Untergrundquelle der Untergrund durch falsch identifizierte Photonen durch Photonen-Imitate (Photon-Fakes).

Signalphoton-Fakes entstehen aus folgenden Quellen:

- **Jets:** Im Hadronisierungsprozess der Quarks entstehen Photonen in großen Mengen, da sie aus dem Zerfall der entstandenen Mesonen oder Baryonen resultieren. Diese befinden sich in den meisten Fällen innerhalb dieser Jets und sind somit nicht von den Jets zu trennen. Diese Photonen besitzen ein großes  $p_T$  und können die Photon-Selektion passieren. Der Jet imitiert somit ein Signalphoton. Ein Beispiel für Fake-Quellen in Jets sind Pion-Mesonen ( $\pi^0$ ). Das  $\pi^0$  ist elektrisch neutral und besteht aus dem quantenmechanischen Überlagerungszustand

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [ |d\bar{d}\rangle - |u\bar{u}\rangle ].$$

Es ist somit auch sein eigenes Antiteilchen. Anders als die geladenen  $\pi^+$  und  $\pi^-$  zerfällt das  $\pi^0$  nicht durch die schwache Wechselwirkung sondern elektromagnetisch über die Zerfallsprozesse

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow 2\gamma \quad (98,823 \pm 0,034\%) \\ \pi^0 &\rightarrow e^+e^-\gamma \quad (1,174 \pm 0,035\%) \quad [1]. \end{aligned}$$

Durch den Zerfall in zwei Photonen bilden Pionen eine entscheidende Untergrundquelle für  $t\bar{t}\gamma$ -Untersuchungen. Das ebenfalls neutrale Eta-Meson  $\eta$  ist ein weiteres Meson, dass in zwei Photonen ( $39,31 \pm 0,20\%$ ) oder drei  $\pi^0$  ( $32,57 \pm 0,23\%$ ) zerfallen kann.

- **Elektronen:** Die Rekonstruktion von Elektronen und Photonen im Detektor geschieht auf ähnliche Art und Weise. Durch Rekonstruktion einer Spur ausgehend von einem Vertex plus Rekonstruktion der im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energie werden Elektronen und konvertierte Photonen gleichermaßen identifiziert und im selben Daten-Container (eGamma-Container) zwischengespeichert. Durch einen Rekonstruktionsalgorithmus werden nachträglich konvertierte Photonen aus diesem Container geborgen und in einen Photonen-Container verschoben. Aufgrund fehlender Spuren können somit Elektronen fälschlich als Photonen rekonstruiert werden (siehe [26]).

Weitere Untergrundquellen sind sowohl in  $t\bar{t}\gamma$ - als auch Standard- $t\bar{t}$ -Analysen die elektroschwachen Prozesse  $W$ +Jets,  $Z$ +Jets, Diboson-Ereignisse, Top-Quark-Einzelproduktion sowie

Multijet-Ereignisse [3].

In der in [3] vorgestellten Analyse, die nach  $t\bar{t}\gamma$ -Ereigniskandidaten sucht, entsteht durch die Kontamination mit Photon-Imitaten ein  $t\bar{t}$ -Anteil von ca. 54% (Elektron+Jets-Kanal) bzw. 66% (Myon+Jets-Kanal) an allen Signalphotonkandidaten. Somit ist der Untergrund dominant und eine Analyse wenig aussagekräftig. Ziel dieser Arbeit ist deshalb, den Untergrund durch falsch rekonstruierte Photonen zu untersuchen und Quellen von Fake-Photonen zu klassifizieren. Die Studie wird mittels simulierter Daten durchgeführt, deren Aufbau und Simulationsprozess in Kapitel 5.1 erklärt werden. Die Nutzung simulierter Daten ist nötig, da hier die Informationen über Teilchen vor Rekonstruktion (Truth-Information) anders als in real gemessenen ATLAS-Daten bekannt ist. Durch diese können die Truth-Teilchen in der Nähe eines rekonstruierten Photons untersucht und somit Untergrundquellen klassifiziert werden.



## 5. Verwendete Daten

Die in Kapitel 6 beschriebene  $t\bar{t}\gamma$ -Untergrundstudie basiert auf zwei simulierten Datensätzen. Dabei handelt es sich einerseits um einen speziell für  $t\bar{t}\gamma$ -Analysen produzierten  $t\bar{t}\gamma$ -Signal-datensatz, der mit Hilfe des Monte-Carlo-(MC) Generators WHIZARD erzeugt wurde. Der zweite Datensatz ist ein offizieller Datensatz der ATLAS-Top-Gruppe, der in der Analyse als Untergrunddatensatz benutzt wird.

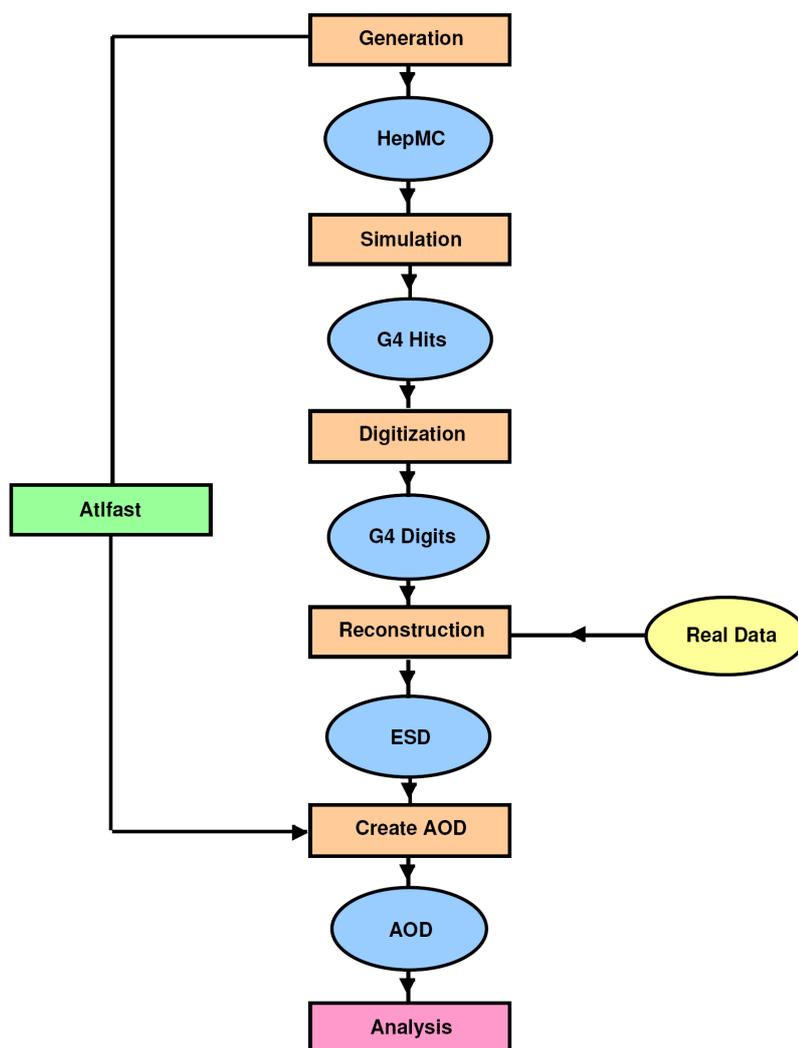
Dieses Kapitel beschreibt die Erzeugung der einzelnen Datensätze und die Orthogonalisierung der beiden Datensätze.

### 5.1. Datenerzeugung mit Hilfe von Monte-Carlo-Generatoren

Die Erzeugung von ATLAS-MC-Daten lässt sich in vier Schritte einteilen [27]:

1. Ereignis-Simulation,
2. Detektor-Simulation,
3. Digitalisierung der Treffer in Detektor-Komponenten (Hits),
4. Rekonstruktion.

Zunächst werden Teilchen in Form von Vierervektoren durch Monte-Carlo-Generatoren generiert. Alle Teilchen werden anschließend in einem MC-Container gespeichert. Dieser Container beinhaltet neben den Vierervektoren der Teilchen und deren Energien auch die Arten der produzierten Teilchen und Informationen über deren Mutter- bzw. Tochterpartikel. Zur Identifikation besitzen alle Teilchen deshalb eine eigene Identifikationsnummer (PdgID), die durch die Particle Data Group (PDG) festgelegt werden [1]. Im Produktionsschritt der Ereignis-Simulation werden außerdem physikalischen Prozesse wie Anfangs- und Endzustandsstrahlung (Initial State Radiation, ISR, bzw. Final State Radiation, FSR) sowie Hadronisierung eingebunden. Nachfolgend werden alle Daten aus diesem Container als Truth-Daten bezeichnet.



**Abbildung 5.1.:** Überblick über die Produktionsschritte von Monte-Carlo-Daten [27].

### 5.1.1. Detektorsimulation, Digitalisierung und Rekonstruktion

Im Schritt der Detektorsimulation wird die Detektorgeometrie und das Detektorverhalten simuliert, wie z.B. die Ablenkung der Teilchen in den Magnetfeldern und Wechselwirkungen mit der Detektormaterie. Der dritte Schritt der Simulation, die Digitalisierung, wandelt die Energiedepositionen in den Detektoren in Signale um, die der Ausgabe der Detektorelektronik entsprechen. Die Daten werden als RDO-Datensets (Raw Data Objects) zwischengespeichert.

Letzter Schritt in der Erzeugung der Daten ist die Rekonstruktion. Die digitalisierten RDO-Daten werden an einen Algorithmus übergeben, der physikalische Observablen in den erzeugten Ereignissen rekonstruiert. Dieser Algorithmus ist identisch für simulierte Daten und mit dem ATLAS-Detektor genommene Daten. Anschließend werden die rekonstruierten Daten (Reco-Daten) zusammen mit dem Truth-Container in einem Zwischenprozess zunächst in Form von ESDs (Event Summary Data) zwischengespeichert und anschließend in AOD-Datensets (Analysis Object Data) gespeichert.

### 5.1.2. Generation des WHIZARD-Datensatzes

Bei WHIZARD handelt es sich um einen Monte-Carlo-Generator, der vollständige Matrixelemente führender Ordnung für einen gegebenen Anfangs- und Endzustand berechnet [28, 29]. Bei der Berechnung werden alle möglichen beitragenden Feynman-Diagramme einbezogen. Mit Hilfe von WHIZARD wurden 500000 semileptonische  $t\bar{t}\gamma$ -Signalereignisse mit 7-Teilchen-Endzuständen bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV generiert. Insgesamt besitzt dieses Datenset einen Wirkungsquerschnitt von  $840 \text{ fb}^{-1}$  [3]. Die Hadronisierung erfolgte mit Herwig [30], die Detektorsimulation und Rekonstruktion wurde durch das ATLAS-Analyse-Framework ATHENA (Version 16.6.5.5.1) erstellt [27].

In WHIZARD werden leichte Quarks ( $u, d, s, c$ ) und Elektronen als masselos angenommen. Die Masse von Myonen beträgt  $m_\mu = 105 \text{ MeV}$ . Für  $b$ -Quarks wird eine Masse von  $m_b = 4.2 \text{ GeV}$  und für  $t$ -Quarks eine Masse von  $M_t = 172.5 \text{ GeV}$  voreingestellt. Die CKM-Matrix wird als diagonalisiert angenommen, so dass das  $W$ -Boson nur innerhalb der Quark-Generationen zerfallen kann. Um Divergenzen bei der Berechnung der Matrixelemente zu vermeiden, wurden folgende Schnitte in der Produktion der Daten implementiert [3]:

1. Photon-Energie:  $E_\gamma > 8 \text{ GeV}$ ,
2. Invariante Masse der beiden Quarks aus dem hadronischen  $W^\pm$ -Zerfall:  

$$M_{q\bar{q}}^{\text{inv}} > 5 \text{ GeV},$$
3. Invariante Masse des up-artigen Quarks aus dem hadronischen  $W^\pm$ -Zerfall +  $\gamma$ :  

$$M_{\text{up-type}\gamma}^{\text{inv}} > 5 \text{ GeV},$$

4. Invariante Masse des down-artigen Quarks aus dem hadronischen  $W^\pm$ -Zerfall +  $\gamma$ :  
 $M_{\text{down-type}\gamma}^{\text{inv}} > 5 \text{ GeV}$ ,
5. Invariante Masse des geladenen Leptons aus dem leptonischen  $W^\pm$ -Zerfall +  $\gamma$ :  
 $M_{\text{lepton}\gamma}^{\text{inv}} > 5 \text{ GeV}$ ,
6. Invariante Masse des einlaufenden Quarks 1 (außer  $b/\bar{b}$ ) +  $\gamma$ :  $M_{\text{inc1}\gamma}^{\text{inv}} > 5 \text{ GeV}$ ,
7. Invariante Masse des einlaufenden Quarks 2 (außer  $b/\bar{b}$ ) +  $\gamma$ :  $M_{\text{inc2}\gamma}^{\text{inv}} > 5 \text{ GeV}$ ,
8. Invariante Masse des einlaufenden Gluons 1 und des up-artigen Quarks aus dem hadronischen  $W^\pm$ -Zerfall:  $M_{\text{g1 up-type}}^{\text{inv}} > 5 \text{ GeV}$ ,
9. Invariante Masse des einlaufenden Gluons 1 und des down-artigen Quarks aus dem hadronischen  $W^\pm$ -Zerfall:  $M_{\text{g1 down-type}}^{\text{inv}} > 5 \text{ GeV}$ ,
10. Invariante Masse des einlaufenden Gluons 2 und des up-artigen Quarks aus dem hadronischen  $W^\pm$ -Zerfall:  $M_{\text{g2 up-type}}^{\text{inv}} > 5 \text{ GeV}$ ,
11. Invariante Masse des einlaufenden Gluons 2 und des down-artigen Quarks aus dem hadronischen  $W^\pm$ -Zerfall:  $M_{\text{g2 down-type}}^{\text{inv}} > 5 \text{ GeV}$ ,
12. Invariante Masse jedes einlaufenden Quarks und jedes korrespondierenden Anti-Teilchens im Endzustand:  $M_{\text{inc inc}}^{\text{inv}} > 5 \text{ GeV}$ .

### 5.1.3. Generation des MC@NLO-Datensatzes

Die Analyse dieser Arbeit basiert auf einem offiziellen von der ATLAS-Top-Gruppe produzierten simulierten Datensatz (siehe A.1, Seite 71) mit ca. 5 Millionen nicht-vollhadronischen  $t\bar{t}$ -Ereignissen. Die Daten wurden mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators MC@NLO [31] erzeugt, der die Matrixelemente in Next-To-Leading-Order berechnet. Die Hadronisierung wurde mittels Jimmy [32] durchgeführt. Die Detektorsoftware wird durch ATHENA (Version 16.4.2) simuliert. Die erzeugten AODs sind jedoch zu groß um sie effizient untersuchen zu können. Daher werden aus den AODs mit Hilfe des Softwarepakets `TopInputsD3PDMaker` der ATLAS-Top-Gruppe kompakte D3PDs (Derived Physics Data) erzeugt. Die Produktion dieser flachen Ntupel erfolgt generell zentral durch die Top-Gruppe.

Durch diesen Produktionsschritt werden nur die für Standard- $t\bar{t}$ -Analysen benötigten rekonstruierten Objekte ausgewählt und in die Ntupel geschrieben. Die auf diese Weise produzierten Ntupel beinhalten außerdem nur einen Teil der Truth-Informationen, da aus Gründen der Speicherplatzersparnis nur die Informationen von Leptonen, Quarks und Bosonen gespeichert

werden. Zur Auslesung der Tupel wird das am CERN entwickelte objekt-orientierte Analysepaket ROOT verwendet [33].

Für die Analyse dieser Arbeit ist es von essentieller Bedeutung, auf die vollständige Truth-Information zurückgreifen zu können. So werden unter anderem Informationen über Pi-Mesonen benötigt, da diese eine Hauptuntergrundquelle sind. Weil Truth-Informationen der Hadronen in den offiziell produzierten NTupeln nicht enthalten sind, wurden die D3PDs mit komplettem Truth-Container mit Hilfe des `TopInputsD3PDMaker` selbst erzeugt. Dazu wird die Variable `D3PDMakerFlags.TruthWriteHadrons` innerhalb des Software-Codes auf `True` gesetzt. Da die Produktion der NTupel viel Rechenleistung und Speicherplatz einnimmt, wurde die Produktion online auf dem LHC-Rechen- und Speicher-Netzwerk, genannt Grid, durchgeführt. Für mehr Informationen über das Grid wird auf Quelle [34] verwiesen.

## 5.2. Orthogonalisierung der simulierten MC@NLO-Daten

Durch Kopplung von Herwig (in WHIZARD) bzw. Jimmy (in MC@NLO) mit Photos [35], das u.a. für weitere Photonen-Abstrahlung verantwortlich ist, befinden sich nach der Detektor-simulation in den offiziell erzeugten MC-Daten ebenfalls radiative Top-Quark-Prozesse. Um eine Untergrundstudie durchführen zu können, müssen diese Prozesse zunächst entfernt werden, da sie einen Überlapp zu dem mit WHIZARD erzeugten  $t\bar{t}\gamma$ -Daten bilden. Die MC@NLO-Daten werden dadurch bezüglich der Signaldaten orthogonalisiert. Um die Orthogonalisierung der MC@NLO-Daten durchzuführen, wurde in der Vorbereitung der Analyse dieser Masterarbeit ein Verfahren entwickelt, das die Signalprozesse aus MC@NLO entfernt. Das Verfahren arbeitet wie folgt:

Die MC@NLO-Truth-Daten jedes Ereignisses werden mittels einer Schleife iterativ nach Truth-Photonen durchsucht. Wurde ein Truth-Photon gefunden, kann durch die Truth-Informationen das Mutterteilchen dieses Photons bestimmt werden. An dieser Stelle existieren sieben Fallunterscheidungen:

Das Mutterteilchen des Photons ist

1. ein einlaufendes Quark. Es handelt sich um radiative Top-Quark-Produktion. Das Photon erhält nachfolgend die Kennzeichnung `ISR_PHOTON`.
2. ein Top- oder Anti-Top-Quark. Es handelt sich um einen radiativen Top-Quark-Zerfall. Das Photon erhält nachfolgend die Kennzeichnung `FSR_PHOTON`.
3. ein  $W$ -Boson. Das Mutterteilchen des  $W$ -Bosons wird bestimmt. Handelt es sich um ein  $t/\bar{t}$ -Quark, wird das Photon entsprechend als `FSR_PHOTON` gekennzeichnet. Handelt es

sich bei dem  $W$ -Boson nicht direkt um ein Zerfallsprodukt des Top-Quarks, wird keine Kennzeichnung gesetzt.

4. ein  $b$ -Quark. Das Mutterteilchen des  $b$ -Quarks wird bestimmt. Handelt es sich um ein  $t/\bar{t}$ -Quark, wird das Photon entsprechend als `FSR_PHOTON` gekennzeichnet. Handelt es sich bei dem  $b$ -Quark nicht direkt um ein Zerfallsprodukt des Top-Quarks, wird keine Kennzeichnung gesetzt.
5. ein Lepton. Durch ein rekursives Verfahren wird zunächst ermittelt, ob das Lepton aus dem leptonischen Zerfall des  $W$ -Bosons stammt. Ist dies der Fall, wird Prozess 3 wiederholt und das Photon als `FSR_PHOTON` gekennzeichnet. Falls das Lepton nicht aus einem  $W$ -Boson-Zerfall stammt oder das  $W$ -Boson kein Tochterteilchen eines Top-Quarks ist, wird keine Kennzeichnung gesetzt.
6. ein leichtes Quark. Durch ein rekursives Verfahren wird festgestellt, ob das Quark aus dem hadronischen Zerfall eines  $W$ -Bosons stammt. Die Prüfung und Kennzeichnung des Photons erfolgt analog zu Prozess 4.
7. ein anderes Teilchen, welches im Laufe des Ereignisses entstanden ist, aber nicht direkt aus dem Top-Quark-Zerfall stammt. Das Photon wird nicht gekennzeichnet.

Falls ein Photon als `ISR_PHOTON` oder `FSR_PHOTON` gekennzeichnet wurde, werden die in WHIZARD nötigen Massenschnitte angewendet (siehe Kapitel 5.1.2). Falls einer der Schnitte nicht erfüllt wird, wird die Kennzeichnung des Photons aufgehoben. Werden alle Schnitte erfüllt, wird der Prozess mit Hilfe der Kennzeichnung `is_Whizard_signal` final als WHIZARD-Signal gekennzeichnet. Ist nach Prüfung aller Photonen des Ereignisses keine Kennzeichnung als `is_Whizard_signal` erfolgt, wird das Ereignis als `is_MCatNLO_signal` und somit als Standard- $t\bar{t}$ -Ereignis gekennzeichnet. Jedes Ereignis, welches durch `is_Whizard_signal` als Signal definiert ist, kann nun aus den MC@NLO-Daten entfernt werden.

Außerdem wird der Zerfall des Top-Quarks untersucht und in die Zerfallsprozesse

- Dileptonische Prozesse (ohne  $\tau$ ),
- Dileptonische Prozesse (ein  $\tau$ ),
- Dileptonische Prozesse (zwei  $\tau$ ),
- Semileptonische Prozesse (ohne  $\tau$ ),
- Semileptonische Prozesse (mit  $\tau$ ),

- Vollhadronische Prozesse (für Untersuchungen von Datenpaketen, die alle Zerfallskanäle enthalten)

unterteilt und gekennzeichnet. Hierdurch können bestimmte Prozesse, falls gefordert, nachträglich entfernt werden. In der vorliegenden Arbeit werden alle Prozesse beibehalten. Durch die Orthogonalisierung werden von den anfänglich 4996645 Ereignissen insgesamt 52982 Ereignisse mit radiativen Top-Quark-Prozessen verworfen, was einem Anteil von 1,06% entspricht (siehe Tabelle 5.1). Dies entspricht dem bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV am ATLAS-Detektor erwarteten Wirkungsquerschnittsverhältnis  $\sigma_{t\bar{t}\gamma}/\sigma_{t\bar{t}}$  von  $\frac{1}{100}$  [3].

	Anzahl an Ereignissen	Anteil [%]
Gesamter MC-Datensatz	4996645	100
nach Orthogonalisierung	4943663	98,94
$t\bar{t}\gamma$ -Ereignisse	52982	1,06
nach C19	4402	100 (0,09)
davon e+Jets	1882	42,75
davon $\mu$ +Jets	2520	57,25
nach Isolationsschnitt	2305	100 (0,046)
davon e+Jets	1007	43,69
davon $\mu$ +Jets	1298	56,31

**Tabelle 5.1.:** Anzahl der Ereignisse vor und nach Orthogonalisierung, Anzahl der  $t\bar{t}\gamma$ -Ereignisse und Anzahl der Ereignisse nach Schnitten. Die Zahl in den Klammern gibt den Anteil relativ zum gesamten MC-Datenpaket an.

## 5.3. EreignisSelektion

Nachdem die beiden Datensätze bezüglich der Signaldefinition orthogonalisiert wurden (siehe Kapitel 5.2), werden 19 Schnitte auf die Daten angewendet. Der semileptonische Zerfallskanal des MC@NLO-Datenpakets wird in die Kanäle Elektronen+Jets (e+Jets) und Myonen+Jets ( $\mu$ +Jets) eingeteilt. Die Schnitte werden wie folgt gesetzt:

1. Schnitt 1 (C1): Aufgrund von ausgefallenen Modulen im elektromagnetischen, mit flüssigem Argon (LAr) gefüllten Kalorimeter des ATLAS-Detektors werden Ereignisse mit Jets in diesem Bereich verworfen.
2. Schnitt 2 (C2): Es wird ein getriggertes Elektron (Myon) für den e+Jets ( $\mu$ +Jets)-Kanal benötigt.

3. Schnitt 3 (C3): Der Primärvertex muss mit mehr als vier Spuren rekonstruiert worden sein.
4. Schnitt 4 (C4): Mindestens ein Elektron mit  $E_T > 25$  GeV (e+Jets) oder mindestens ein Myon mit  $p_T > 20$  GeV ( $\mu$ +Jets).
5. Schnitt 5 (C5): Genau ein Elektron  $E_T > 25$  GeV (e+Jets) oder genau ein Myon mit  $p_T > 20$  GeV ( $\mu$ +Jets).
6. Schnitt 6 (C6): Kein Myon mit  $p_T > 20$  GeV (e+Jets) oder kein Elektron mit  $E_T > 25$  GeV ( $\mu$ +Jets).
7. Schnitt 7 (C7): Das getriggerte Lepton muss dem Ereignis-Trigger (event trigger) entsprechen. Ereignis-Trigger für e+Jets: EF\_e20\_medium; Ereignis-Trigger für  $\mu$ +Jets: EF\_mu18. EF steht für Event Filter, medium für ein Elektronen-Schnitt-Kriterium<sup>1</sup> und die Zahl 18 bzw. 20 für das benötigte  $p_T$ .
8. Schnitt 8 (C8): Ereignisse mit einer e- $\mu$ -Signalüberlagerung werden entfernt.
9. Schnitt 9 (C9): Ereignisse mit mangelhaft rekonstruierten Jets<sup>2</sup> mit  $p_T > 20$  GeV werden entfernt.
10. Schnitt 10 (C10): Schnitt auf fehlende transversale Energie (MET):  
e+Jets:  $E_T^{\text{miss}} > 35$  GeV,  $\mu$ +Jets:  $E_T^{\text{miss}} > 20$  GeV.
11. Schnitt 11 (C11): Schnitt auf die transversale Masse des  $W^\pm$ -Bosons:  
e+Jets:  $M_T^W > 25$  GeV,  $\mu$ +Jets:  $E_T^{\text{miss}} + M_T^W > 60$  GeV.
12. Schnitt 12 (C12): Mindestens zwei Jets mit  $p_T > 25$  GeV,  $|\eta| < 2,5$ .
13. Schnitt 13 (C13): Mindestens drei Jets mit  $p_T > 25$  GeV,  $|\eta| < 2,5$ .
14. Schnitt 14 (C14): Mindestens vier Jets mit  $p_T > 25$  GeV,  $|\eta| < 2,5$ .
15. Schnitt 15 (C15): Mindestens ein gut rekonstruierter Jet (good jet,  $p_T > 25$  GeV und  $|\eta| < 2,5$ ) mit einer Sekundärvertex-Gewichtung (SV0 weight)  $> 5,85$ . Die Sekundärvertex-Gewichtung ist gleichbedeutend mit der Forderung eines b-Jets.
16. Schnitt 16 (C16): Ereignisse mit Rauschen aufgrund der LAr-Detektoren werden entfernt.
17. Schnitt 17 (C17): Mindestens ein gutes Photon.

---

<sup>1</sup>Elektronen werden je nach Anzahl passierter Schnitte in loose, medium und tight eingeteilt.

<sup>2</sup>Jets werden je nach Anzahl passierter Schnitte in die Kategorien ugly, bad und good unterteilt.

18. Schnitt 18 (C18): Schnitt auf die invariante Masse von Elektron + Photon. Befindet sich die invariante Masse im Bereich  $86.0 \text{ GeV} \leq M_{e+\gamma}^{\text{inv}} < 96.0 \text{ GeV}$  (Bereich um die Masse des  $Z$ -Bosons), wird das Ereignis verworfen.
19. Schnitt 19 (C19): Ereignisse mit einer Jet-Photon-Signalüberlagerung in einem Bereich von  $\Delta R < 0.5$  werden entfernt.

Zu 17.: Ein gutes Photon bezeichnet ein Photon, das die folgenden Anforderungen erfüllt:

- $p_T > 15 \text{ GeV}$ ,  $|\eta| < 2,5$  exklusive  $1,37 < |\eta| < 1,52$  (Spaltregion)
- Bereinigung von Doppelzählungen: Elektronen und Photonen werden zunächst im Elektronen-Container gespeichert und konvertierte Photonen erst nach diesem Schritt in den Photonen-Container verschoben (siehe auch Kapitel 4.4). Da bei diesem Schritt auch Elektronen aufgrund fehlender Spuren fälschlich als konvertierte Photonen rekonstruiert werden können und gleichzeitig auch im Elektronen-Container gespeichert sind, müssen diese Doppelzählungen entfernt werden. Dieser Prozess wird durch die Variable `AMBIGUITYRESOLVE_PHOTON` erfüllt.
- Das Photon muss entweder ein direkt rekonstruiertes Photon sein oder ein aus dem Elektronen-Container geborgenes konvertiertes Photon. Die Abfrage wird durch die Bitmaske `author==0x4 || author==0x10` ausgeführt.
- Das Photon muss das `tight`-Kriterium erfüllen. Alle Variablen dieses Kriteriums sind in Tabelle 5.2 aufgeführt.

Nach diesen Schnitten wird außerdem ein Spurisolations-Schnitt auf die Photonen angewendet. Dieser Schnitt verlangt, dass die Summe der Transversalimpulse aller Spuren innerhalb eines Kegels mit  $\Delta R < 0,2$  um das Photon kleiner  $1 \text{ GeV}$  sein muss. Da die Transversalimpulse der Spuren aller Teilchen als größer  $1 \text{ GeV}$  definiert sind, ist somit ausgeschlossen, dass sich eine weitere Spur eines anderen Teilchens in einem  $\Delta R < 0,2$  um das Photon befindet.

Die Anzahl an Ereignissen nach Schnitt C19 im MC@NLO-Datensatz ist 4402, davon 1882 Ereignisse im  $e+\text{Jets}$ -Kanal und 2520 Ereignisse im  $\mu+\text{Jets}$ -Kanal. Damit befinden sich zu diesem Zeitpunkt nur noch  $0,09\%$  der ursprünglichen Datenmenge in der Untersuchungen. Nach dem Isolationsschnitt sinkt diese Zahl auf 2305 gesamt, respektive 1007 im Kanal  $e+\text{Jets}$  und 1298 im Kanal  $\mu+\text{Jets}$ . Es werden also noch einmal ca.  $52,4\%$  der Daten verworfen. Insgesamt basiert die Analyse damit noch auf  $0,046\%$  der ursprünglichen Daten.

## 5. Verwendete Daten

Kategorie	Erklärung	Name	loose	tight
Akzeptanz	$ \eta  < 2,5$ , exklusive $1,37 <  \eta  < 1,52$	-		✓
Hadronische Verluste	Verhältnis von $E_T$ der ersten Messung im hadronischen Kalorimeter und $E_T$ aus EM Cluster (Bereich $ \eta  < 0,8$ und $ \eta  > 1,37$ )	$R_{\text{had } 1}$	✓	✓
	Verhältnis von $E_T$ in allen hadronischen Kalorimetern zu $E_T$ aus EM Cluster (Bereich $ \eta  > 0,8$ und $ \eta  < 1,37$ )	$R_{\text{had}}$	✓	✓
Mittlere EM-Schicht	Verhältnis von $\eta$ der Zellenenergien in $3 \times 7$ vs. $7 \times 7$ Zellen	$R_{\eta}$	✓	✓
	Laterale Breite des Schauers	$w_2$	✓	✓
	Verhältnis von $\phi$ der Zellenergien in $3 \times 3$ vs. $3 \times 7$ Zellen	$R_{\phi}$		✓
EM Streifen-schicht	Schauerbreite für 3 Streifen um größten Streifen	$w_{s3}$		✓
	Totale laterale Schauerbreite	$w_{\text{stot}}$		✓
	Bruchteil der Energien außerhalb des Mittelpunkts von 3 Streifen aber innerhalb von 7 Streifen	$F_{\text{side}}$		✓
	Differenz zwischen Energie des Streifens mit zweitgrößter Energieansammlung und Energie des Streifens mit kleinster Energieansammlung zwischen zwei Hauptstreifen	$\Delta E$		✓
	Verhältnis der Energiedifferenz zwischen größter Energieansammlung & zweitgrößter Energieansammlung und Summe dieser Energien	$E_{\text{ratio}}$		✓

**Tabelle 5.2.:** Vorstellung der loose- und tight-Variablen für die Photon-Identifikationsschnitte [26]. Photonen im Bereich der  $t\bar{t}\gamma$ -Analyse müssen die strikteren tight-Kriterien erfüllen. Die loose-Kriterien sind der Vollständigkeit halber mit aufgeführt.

# 6. Klassifizierung des Untergrunds

Der Hauptteil dieser Arbeit behandelt die Klassifizierung und Untersuchung des Hauptuntergrundes zu den  $t\bar{t}\gamma$ -Signal-Ereignissen. Es wird untersucht, welche Teilchen in diesen Ereignissen die für die Analyse der  $t\gamma$ -Kopplung zu untersuchenden Signalphotonen im Detektor imitieren. Es wird ebenfalls untersucht, von welchen Mutterteilchen diese Partikel kommen. Die Analyse findet einzig auf simulierten Daten statt.

## 6.1. Analysestrategie

Nach vollständiger Selektion werden die verbleibenden Daten nach allen durch die Detektorsoftware rekonstruierten Photon durchsucht. Um zu untersuchen, ob es sich bei den rekonstruierten Photonen um echte Photonen handelt oder ob die Photonen von anderen Teilchen imitiert werden, wird der Abstand  $\Delta R$  zwischen den rekonstruierten Photonen und allen Truth-Teilchen berechnet. Für die Definition und Berechnung des Abstands  $\Delta R$  wird auf Kapitel 2.2.1 verwiesen. Die Untersuchung des Untergrundes wird auf drei Arten durchgeführt:

1. Alle Truth-Partikel innerhalb des Abstandes  $\Delta R < 0,1$  zu einem rekonstruierten Photon werden untersucht. Auf diese Untersuchung wird in Kapitel 6.2 eingegangen.
2. Nur das Truth-Partikel mit geringstem Abstand zu einem rekonstruierten Photon (maximal  $\Delta R = 0,1$ ) wird berücksichtigt. Diese Untersuchung ist in Kapitel 6.3 zu finden.
3. Nur das Truth-Partikel mit größtem  $p_T$  in  $\Delta R < 0,1$  zu einem rekonstruierten Photon wird berücksichtigt. Aufgrund des geringen Unterschiedes der Verteilungen dieser Untersuchung und der Untersuchung der Truth-Partikel mit geringstem Abstand zu einem rekonstruierten Photon wird auf die Ergebnisse im Anhang (Kapitel A.3) eingegangen.

Bei allen Untersuchungen gilt, soweit nicht anders erwähnt, ein  $p_T$ -Schnitt auf die Truth-Teilchen von 10 GeV und ein maximales  $\Delta R(\gamma_{\text{reco}}, \text{Truth-Teilchen})$  von 0,1. Die Analyse unterteilt sich dabei zusätzlich in die Kategorien

- alle rekonstruierten Photonen,
- konvertierte Photonen,

- nicht-konvertierte Photonen.

Für diese Fälle werden die Teilchenarten, sowie die  $p_T$ - und  $\Delta R$ -Verteilungen der Truth-Teilchen gezeigt, welche sich in der Nähe der rekonstruierten Photonen befinden. Die verschiedenen Truth-Teilchen sind in die folgenden Kategorien eingeteilt:

1. Photonen,
2. Elektronen (bzw. Positronen),
3. andere geladene Leptonen ( $\mu$  und  $\tau$ ),
4. Kaonen,
5. Pionen,
6. sonstige Teilchen.

Diese Kategorien werden gewählt, da diese Truth-Teilchen in der Studie am häufigsten auftreten. Es werden des Weiteren nur stabile Teilchen betrachtet. Stabile Teilchen sind alle Teilchen, die nicht weiter zerfallen, kein anderes Teilchen abstrahlen oder aufgrund ihrer langen Zerfallszeit durch den Detektor als stabil angenommen werden.

Ferner wird untersucht, aus welchen Mutterteilchen die so gefundenen Truth-Teilchen entstanden sind. An dieser Stelle muss beachtet werden, dass es sich bei den Mutterteilchen nur um instabile Teilchen handeln kann. Die Kategorien der Truth-Mutterteilchen sind wie folgt:

1. Jetfragmentation,
2. Elektronen (bzw. Positronen),
3. andere geladene Leptonen ( $\mu$  und  $\tau$ ),
4.  $W^\pm$ -Bosonen,
5. Kaonen,
6. Pionen,
7. sonstige Teilchen.

Letzter Punkt jeder Analyse ist die Untersuchung der Lage rekonstruierter Jets zu rekonstruierten Photonen.

Alle in der Analyse benutzten Variablen sind in Tabelle A.1, Seite 72, im Anhang aufgelistet. Anzumerken ist, dass alle MC-Ereignisse eine Gewichtung besitzen. Bei WHIZARD-Ereignissen beträgt diese Gewichtung immer +1, während MC@NLO je nach Beschaffenheit

des Phasenraums auch ein negatives Gewicht ( $-1$ ) vergeben kann. Beim Füllen der Histogramme werden die Einträge entsprechend gewichtet. Nachfolgend ist deshalb in allen Tabellen unter dem Punkt  $\Sigma$  das Integral der Einträge anstelle der Summe der Einträge angegeben.

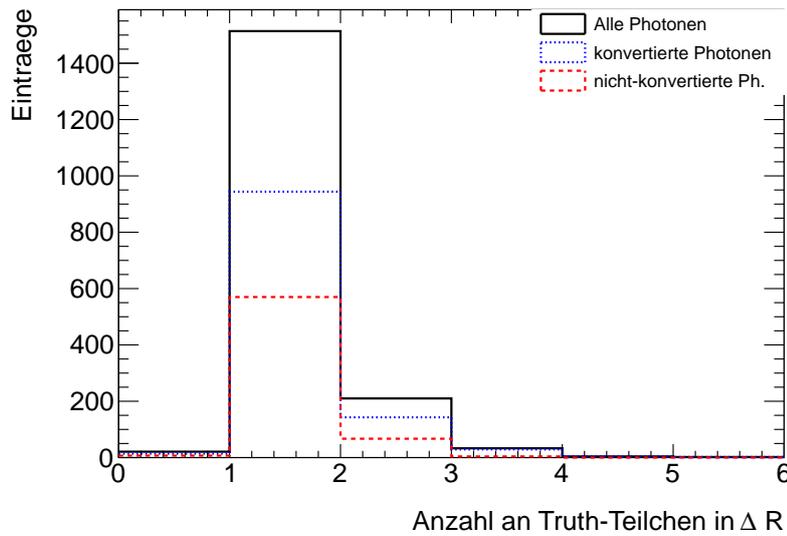
## 6.2. Analyse 1: Alle Truth-Partikel in $\Delta R < 0,1$ zu rekonstruierten Photonen

In diesem Teil der Analyse werden alle stabilen Truth-Teilchen im untersuchten Bereich  $\Delta R < 0,1$  zu den rekonstruierten Photonen betrachtet. In Abbildung 6.1 ist die Multiplizität der Truth-Teilchen im untersuchten Bereich zu sehen. Bei 84,9% (1514) aller rekonstruierten Photonen befindet sich genau ein Truth-Teilchen im untersuchten  $\Delta R$ -Kegel. In 13,9% der Events befinden sich zwei oder mehr Teilchen im untersuchten Bereich. Für insgesamt 21 rekonstruierte Photonen konnte kein Teilchen gefunden werden, dass die Bedingungen erfüllt. In einem Ereignis wurden sechs Truth-Teilchen um das rekonstruierte Photon gefunden. Durch eine negative Gewichtung dieses Ereignisses ergibt sich ein negativer Eintrag im Histogramm. Der Übersichtlichkeit halber wird dieser Eintrag nur in Tabelle 6.1 und nicht in Abbildung 6.1 gezeigt. Insgesamt sind 63,7% der untersuchten rekonstruierten Photonen konvertierte Photonen und 36,3% nicht-konvertierte Photonen. Die absoluten Zahlen können Tabelle 6.1 entnommen werden.

	Anzahl Truth-Partikel							
	$\Sigma$	0	1	2	3	4	5	6
alle $\gamma_{\text{reco}}$	1783	21	1514	210	33	4	2	-1
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	1136	14	944	143	29	4	2	-1
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	648	7	570	67	4	0	0	0

**Tabelle 6.1.:** Multiplizität der Truth-Partikel im untersuchten Bereich  $\Delta R < 0,1$  um die rekonstruierten Photonen. Die Gewichtung durch MC@NLO ist einbezogen.

Wie in Abbildung 6.2 zu sehen ist, sind 62,9% aller Truth-Teilchen in  $\Delta R < 0,1$  um die rekonstruierten Photonen echte Photonen, 31,6% der Truth-Teilchen sind Elektronen. Erwartungsgemäß befinden sich in Nähe der rekonstruierten konvertierten Photonen mehr Elektronen, da Photonen über den Prozess der Paarbildung in ein Elektron-Positron-Paar zerfallen. Der Anteil der Elektronen beträgt hier 39,6% während der Anteil der echten Photonen auf 54,2% fällt. Der hohe Anteil von Elektronen deutet zudem auf eine schlechte Identifikation von Elektronen bzw. Photonen hin. Elektronen- und Photon-Kandidaten werden im Rekonstruktionsalgorithmus des ATLAS-Detektors zunächst als identische Teilchen behandelt und nur durch Anwesenheit (oder Fehlen) von Vertizes und Spuren als Photonen bzw. Elektronen



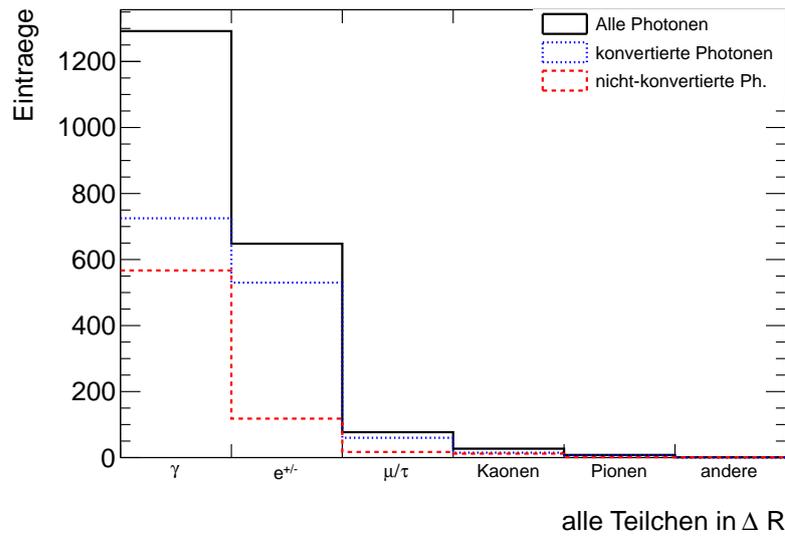
**Abbildung 6.1.:** Anzahl an Truth-Teilchen in  $\Delta R < 0,1$  zwischen rekonstruiertem Photon und Truth-Teilchen. Die Gesamtverteilung (durchgezogene Linie) ist in den Anteil an konvertierten (gepunktet) und nicht-konvertierten rekonstruierten Photonen (gestrichelt) unterteilt.

identifiziert. Das Teilchenspektrum nicht-konvertierter rekonstruierter Photonen ist hauptsächlich durch Truth-Photonen aufgebaut. So befinden sich im Abstand  $\Delta R < 0,1$  um nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen größtenteils echte Photonen (ca. 79,2%, siehe Abbildung 6.2, gestrichelte Linie). Dies liegt daran, dass die Rekonstruktion nicht-konvertierter Photonen durch Forderung einer fehlenden Spur im inneren Detektor und eines Treffers im elektromagnetischen Kalorimeter effizienter ist als die von konvertierten Photonen. Die absoluten Werte der Teilchenarten sind in Tabelle 6.2 aufgelistet.

	alle Truth-Partikel						
	$\Sigma$	$\gamma$	$e^\pm$	$\mu/\tau$	Kaonen	Pionen	andere
alle $\gamma_{reco}$	2053	1292	648	77	27	8	1
konvertierte $\gamma_{reco}$	1337	725	530	60	15	7	0
nicht-konv. $\gamma_{reco}$	716	567	118	17	8	1	1

**Tabelle 6.2.:** Anzahl und Art der Teilchen in untersuchtem Bereich  $\Delta R < 0,1$  zu rekonstruierten Photonen (siehe Abbildung 6.2).

In den  $\Delta R$ -Verteilungen in Abbildung 6.3 sind neben der Gesamtverteilung (durchgezogene Linie) ebenfalls die Beiträge anderer Truth-Teilchen (gepunktet) und Truth-Photonen (gestrichelt) abgebildet. Es wird deutlich, dass die Verteilung für nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen (Abbildung 6.3, unten) größtenteils Truth-Photonen beinhaltet. Dies wurde bereits in Abbildung 6.2 gezeigt. Bei allen Verteilungen liegt ein Maximum im Bereich

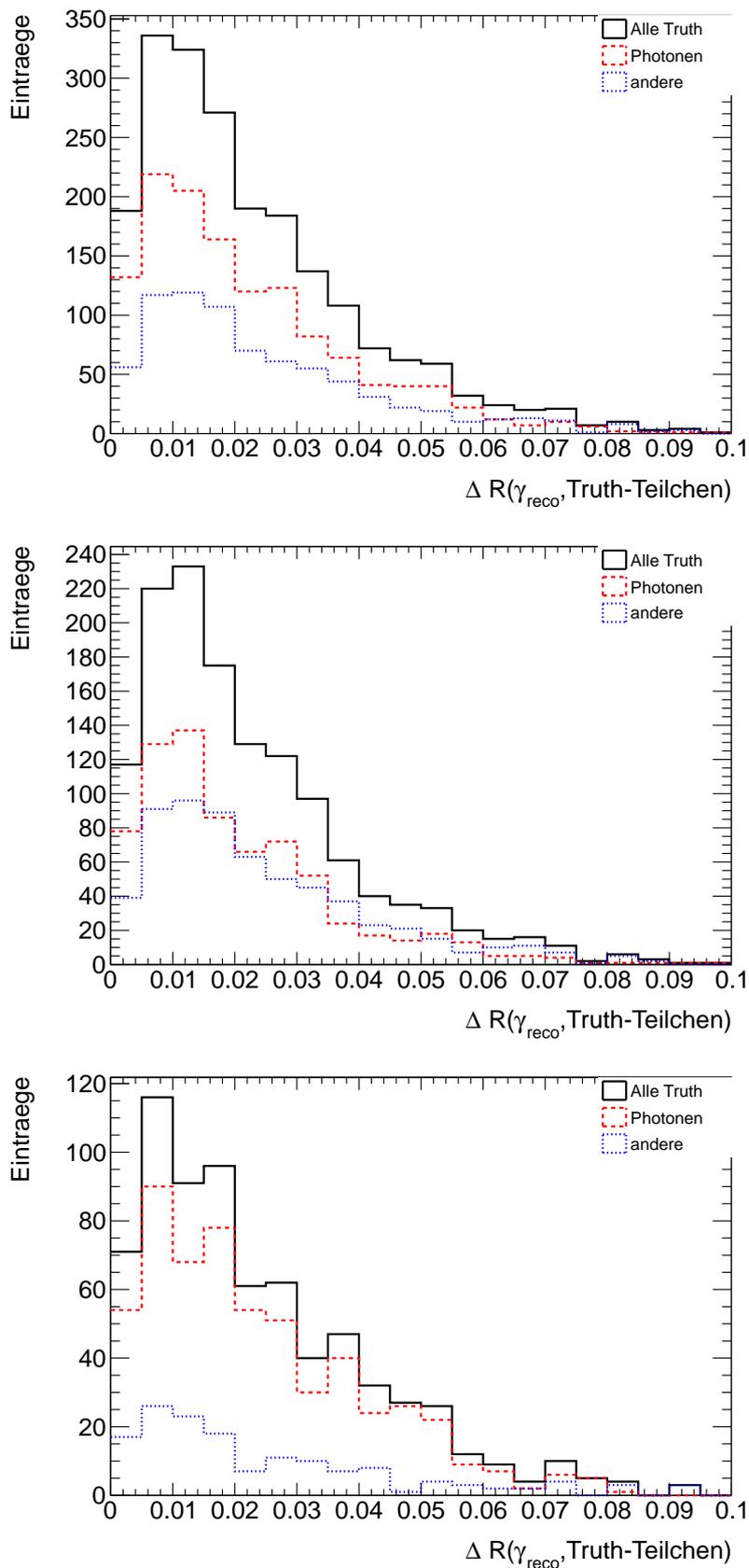


**Abbildung 6.2.:** Art aller Truth-Teilchen in  $\Delta R < 0,1$  zwischen rekonstruiertem Photon und Truth-Teilchen. Die Gesamtverteilung (durchgezogene Linie) ist in den Anteil an konvertierten (gestrichelt) und nicht-konvertierten rekonstruierten Photonen (gepunktet) unterteilt.

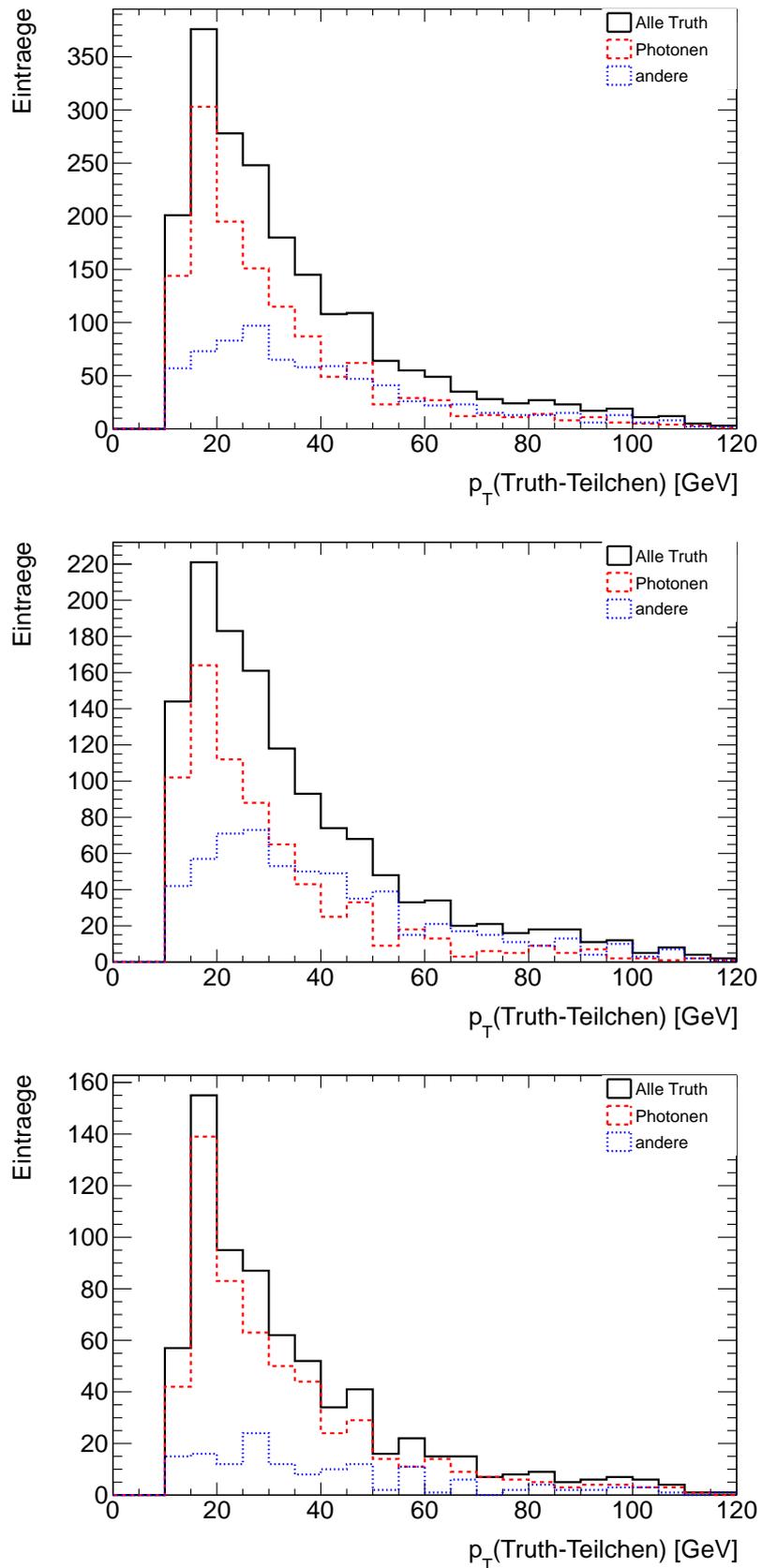
$0,005 \leq \Delta R < 0,015$  vor, der Abstand zwischen Truth-Teilchen und rekonstruierten Photonen ist demnach bei einem Großteil der rekonstruierten Photonen als klein einzustufen.

Die  $p_T$ -Histogramme in Abbildung 6.4 zeigen ein Maximum bei 15 GeV sowohl für die Verteilung für alle rekonstruierten Photonen als auch unterteilt in konvertierte und nicht-konvertierte Photonen. Dieses Maximum ist in den Verteilungen der Truth-Photonen ausgeprägt, während die Verteilungen anderer Truth-Teilchen eine Verschiebung zu höheren  $p_T$  aufweist. Der Anteil dieser Teilchen im Spektrum der nicht-konvertierten rekonstruierten Photonen ist uniform verteilt und liefert keinen signifikanten Beitrag zum Gesamtspektrum. Für konvertierte Photonen ist der Anteil anderer Truth-Teilchen ab einem  $p_T$  von 35 GeV größer als der Anteil der Truth-Photonen.

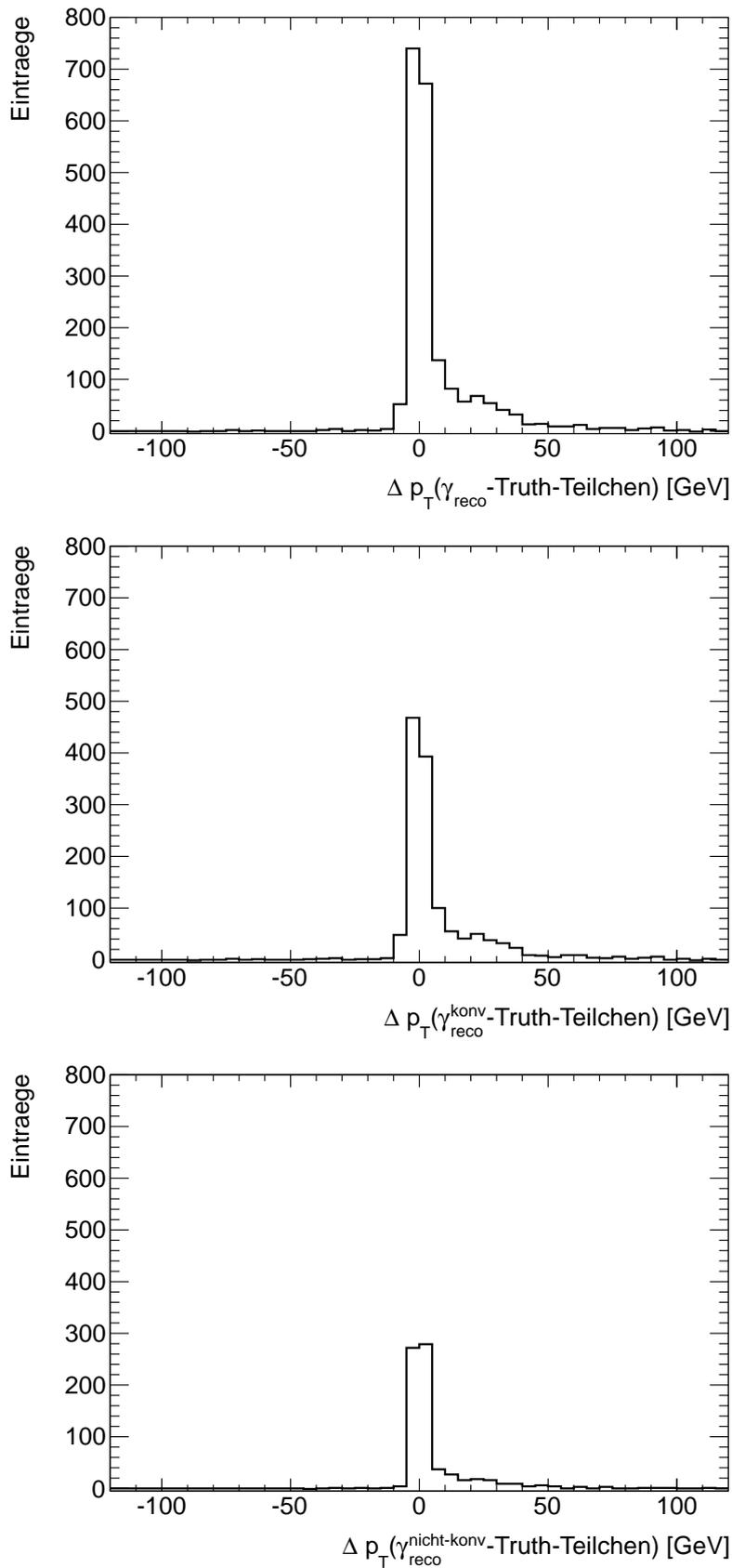
In Abbildung 6.5 ist die Differenz zwischen dem  $p_T$  der rekonstruierten Photonen und dem  $p_T$  der Truth-Teilchen aufgetragen. Alle gezeigten Verteilungen weisen ein Maximum um 0 GeV auf. Aufgrund der Multiplizität der Truth-Partikel im untersuchten Abstand  $\Delta R < 0,1$  werden allerdings mehrere Teilchen einem rekonstruierten Photon zugewiesen. Nur eines dieser Truth-Teilchen kann das Teilchen sein, das als Photon rekonstruiert worden ist. Durch die Multiplizität der Truth-Teilchen im Bereich  $\Delta R < 0,1$  um rekonstruierte Photonen resultieren deshalb Einträge im Bereich  $\Delta p_T > 10$  GeV, da das  $p_T$  einiger Truth-Teilchen geringer (oder größer) als das der rekonstruierten Photonen ist.



**Abbildung 6.3.:**  $\Delta R$ -Verteilungen für alle Truth-Teilchen (durchgezogene Linie). Außerdem ist der Anteil der Truth-Photonen (gestrichelt) und der Anteil anderer Truth-Partikel (gepunktet) zu sehen. Oben: Alle rekonstruierten Photonen. Mitte: Nur konvertierte rekonstruierte Photonen. Unten: Nur nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen.



**Abbildung 6.4.:**  $p_T$ -Verteilungen für alle Truth-Teilchen (durchgezogene Linie). Außerdem ist der Anteil der Truth-Photonen (gestrichelt) und der Anteil anderer Truth-Partikel (gepunktet) zu sehen. Oben: Alle rekonstruierten Photonen. Mitte: Nur konvertierte rekonstruierte Photonen. Unten: Nur nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen.



**Abbildung 6.5.:** Kontroll-Verteilungen für die Analyse aller Truth-Partikel in  $\Delta R$  um ein rekonstruiertes Photon. In den Verteilungen ist die Differenz zwischen dem  $p_T$  der rekonstruierten Photonen und dem  $p_T$  der Truth-Teilchen aufgetragen. Oben: Alle rekonstruierten Photonen. Mitte: Nur konvertierte rekonstruierte Photonen. Unten: Nur nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen.

### 6.2.1. Analyse der Mutterteilchen aller Truth-Teilchen im Abstand $\Delta R < 0,1$ zu rekonstruierten Photonen

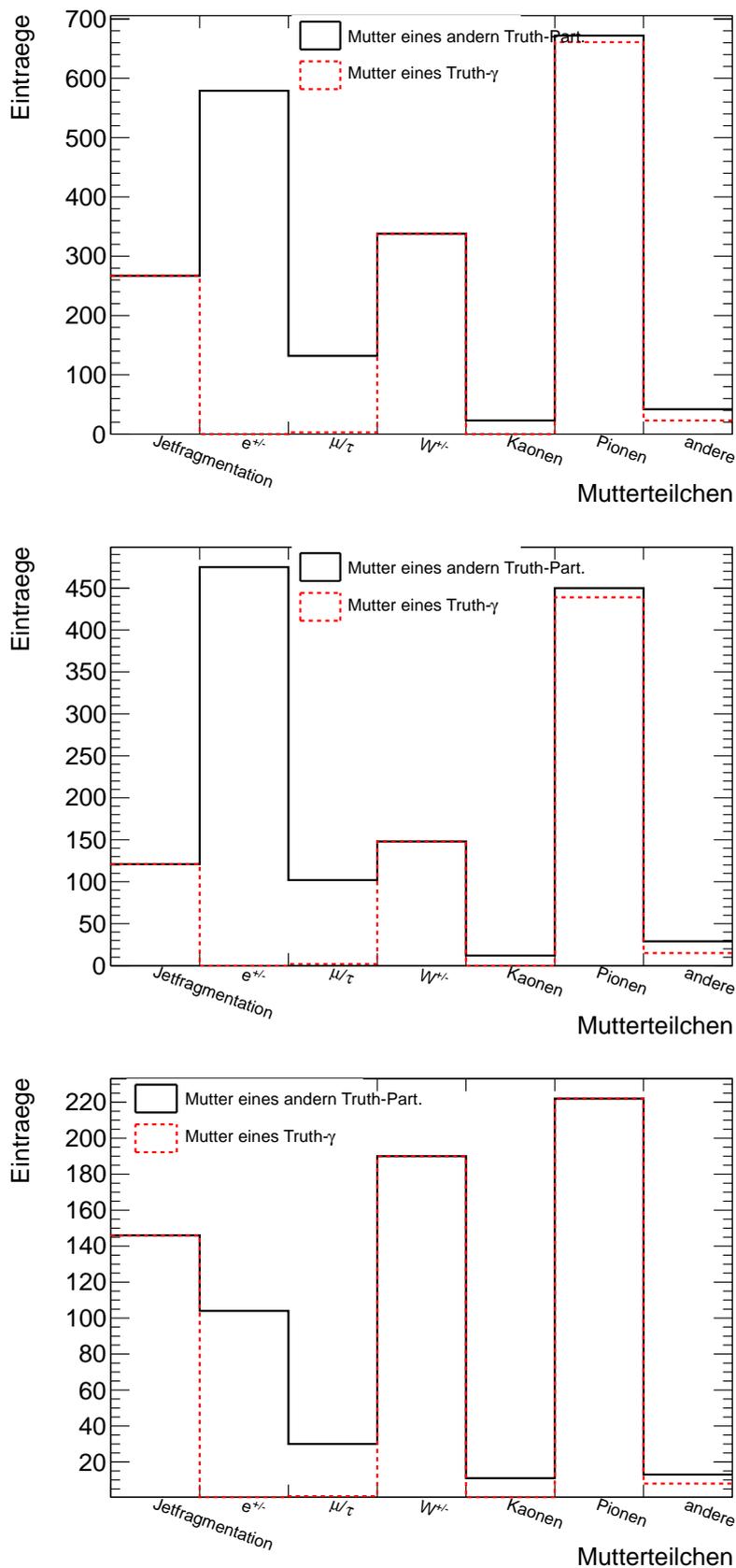
Um die Quellen des Untergrundes zu identifizieren, werden in diesem Abschnitt die Mutterteilchen der Truth-Teilchen betrachtet, die sich in einem Abstand  $\Delta R < 0,1$  zu rekonstruierten Photonen befinden. Abbildung 6.6 zeigt die Verteilung der Arten der Mutterteilchen aller Truth-Teilchen, die in einem  $\Delta R < 0,1$  um die rekonstruierten Photonen gefunden wurden. Die einzelnen Verteilungen für alle rekonstruierten Photonen (Abbildung 6.6, oben), für konvertierte rekonstruierte Photonen (Abbildung 6.6, Mitte) und nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen (Abbildung 6.6, unten) ist jeweils unterteilt in Mutterteilchen von Truth-Photonen (gestrichelt) und anderer Truth-Teilchen (durchgezogene Linie). Die absoluten Werte können Tabelle 6.3 entnommen werden. In der Verteilung für alle rekonstruierten Photonen ist ersichtlich, dass Truth-Photonen fast vollständig aus Pionen-Zerfällen,  $W$ -Bosonen-Zerfällen und Jetfragmentationen stammen. Der Anteil der Truth-Photonen aus Pionenzerfällen von 53,6% ist dabei die Hauptuntergrundquelle. Dies liegt am Zerfall der neutralen Pionen, die zu ca. 98% über  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  zerfallen. Der Zerfall über  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  ist ebenfalls möglich aber stark unterdrückt. Aus diesem Zerfall resultiert auch der geringe Anteil anderer Teilchen (demnach Elektronen), deren Mutterteilchen ein Pion ist (ca. 1,7%).

	Mutterteilchen aller Truth-Partikel							
	$\Sigma$	Jet-Fragm.	$e^\pm$	$\mu/\tau$	$W^\pm$	Kaonen	Pionen	andere
alle $\gamma_{\text{reco}}$	2053	267	579	132	338	23	672	42
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	1337	121	475	102	148	12	450	29
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	716	146	104	30	190	11	222	13
	Mutterteilchen eines Truth- $\gamma$							
alle $\gamma_{\text{reco}}$	1292	267	0	3	338	0	661	23
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	725	121	0	2	148	0	439	15
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	567	146	0	1	190	0	222	8

**Tabelle 6.3.:** Arten der Mutterteilchen aller Truth-Partikel und Truth-Photonen um die untersuchten rekonstruierten Photonen (siehe Abbildungen 6.6).

Mutterteilchen von anderen Truth-Teilchen sind fast ausschließlich Elektronen und andere Leptonen. Aus Tabelle 6.2 ist ersichtlich, dass es sich bei diesen Teilchen fast ausschließlich (97,6%) um Leptonen handelt. Hier muss beachtet werden, dass im MC-Generator Truth-Teilchen, die ein anderes Truth-Teilchen abgestrahlt haben (z.B. ein Photon), anschließend als neues, stabiles Teilchen abgespeichert werden. Es kann deshalb einerseits davon ausgegangen werden, dass instabile Truth-Elektronen nach Abstrahlung eines oder mehrerer Photonen (z.B. durch Bremsstrahlung in Flugrichtung) als stabiles Teilchen aufgefasst werden. Da die Bremsstrahlung im Bereich einiger 100 MeV liegt, können diese Photonen den Pho-

## 6. Klassifizierung des Untergrunds



**Abbildung 6.6.:** Mutter-Teilchen aller Truth-Partikel (durchgezogene Linie) und aller Truth-Photonen (gestrichelt) in  $\Delta R < 0,1$  um ein rekonstruiertes Photon. Oben: Alle rekonstruierten Photonen. Mitte: Nur konvertierte rekonstruierte Photonen. Unten: Nur nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen.

tonenschnitt von 10 GeV nicht passieren und fließen nicht in die Analyse ein. Durch eine eventuelle Missidentifikation des Elektrons als Photon durch einen Überlapp der Signale in Folge der Bremsstrahlung, kann das Elektron des Weiteren als rekonstruiertes Photon in die Analyse einbezogen worden sein. Damit ist das Truth-Teilchen mit geringstem Abstand zu einem rekonstruierten Photon ein Elektron gewesen.

Die Mutterteilchen-Verteilung für die Truth-Teilchen um konvertierte rekonstruierte Photonen (Abbildung 6.6, Mitte) zeigt, dass Elektronen und Pionen den hauptsächlichen Anteil der Mutterteilchen ausmachen. Ca. 82% der Elektronen aus der Mutterteilchen-Verteilung für alle rekonstruierten Photonen tragen auch zu dieser Verteilung bei, bei den Pionen sind es 67%. Der große Anteil der Mutter-Elektronen ist durch die Konversion der Photonen zu erklären. Da sowohl Elektronen als auch Konversions-Photon-Kandidaten zunächst im gleichen Rekonstruktions-Container gespeichert werden, ist die Anzahl falscher Rekonstruktionen hier deutlich höher als bei rekonstruierten nicht-konvertierten Photonen.

In der Verteilung der Mutterteilchen aller Truth-Teilchen um nicht-konvertierte Photonen fällt ein erhöhter Beitrag von  $W$ -Bosonen auf. Obwohl die Anzahl der Einträge in der Verteilung für nicht-konvertierte Photonen 34,9% der Gesamtverteilung entspricht, befinden sich hier 56,2% der  $W$ -Bosonen. Da alle  $W$ -Bosonen dieser Verteilung Mutterteilchen von Truth-Photonen sind, kann es sich hierbei um  $W$ -Bosonen aus elektroschwachen Untergrundprozessen handeln. Es ist allerdings auch möglich, dass  $W$ -Bosonen aus den Top-Quark-Zerfällen Photonen abstrahlen, deren  $p_T$  unter dem  $p_T$  der Signaldefinition von 8 GeV liegt. Durch eine falsche Rekonstruktion der in den Kalorimetern deponierten Energie können diese Photonen in einigen Fällen als Photonen mit größerem  $p_T$  rekonstruiert werden und dadurch die Signaldefinition erfüllen. Neben den  $W$ -Bosonen bilden Pionen (ca. 31%) und Jetfragnationsprozesse (ca. 20%) den größten Beitrag zu den Mutterteilchen. Beide Teilchenklassen sind ausschließlich Mutterteilchen von Truth-Photonen.

## 6.2.2. Analyse des Abstands rekonstruierter Jets zu rekonstruierten Photonen

Um die Güte der Selektions- und Überlappschnitte zu bestimmen, werden in einer dritten Analyse alle rekonstruierten Photonen auf ihre Lage zu allen rekonstruierten Jets untersucht. Dabei wird unterschieden, ob das Truth-Teilchen, dass den geringsten Abstand  $\Delta R$  (maximal  $\Delta R = 0,1$ ) zu dem untersuchten rekonstruierten Photon aufweist, ein Truth-Photon oder ein anderes Truth-Teilchen ist. Erst nach diesem Schritt wird die Lage eines rekonstruierten Photons zu den rekonstruierten Jets untersucht. Für die Jets wird dabei verlangt, dass sie die Kriterien eines gut rekonstruierten Jets erfüllen und keinen Überlapp mit einem Photon besitzen (siehe Kapitel 5.3). Im Algorithmus für die Entfernung des Überlapps ist auch ein Schnitt auf das  $p_T$  des Jets von 25 GeV enthalten. Andere Schnitte werden nicht auf die untersuchten rekonstruierten Jets angewendet. Da alle rekonstruierten Jets im Bereich  $\Delta R < 4$  untersucht werden, liegt eine hohe Multiplizität an Jets um die rekonstruierten Photonen vor.

Jets	Truth-Partikel mit geringstem $\Delta R$	
	$\Sigma$	Truth-Photon    anderes Teilchen
um alle $\gamma_{reco}$	8596	5507    3089
um $\gamma_{reco}^{konv}$	5431	2939    2492
um $\gamma_{reco}^{nicht-konv}$	3165	2568    597

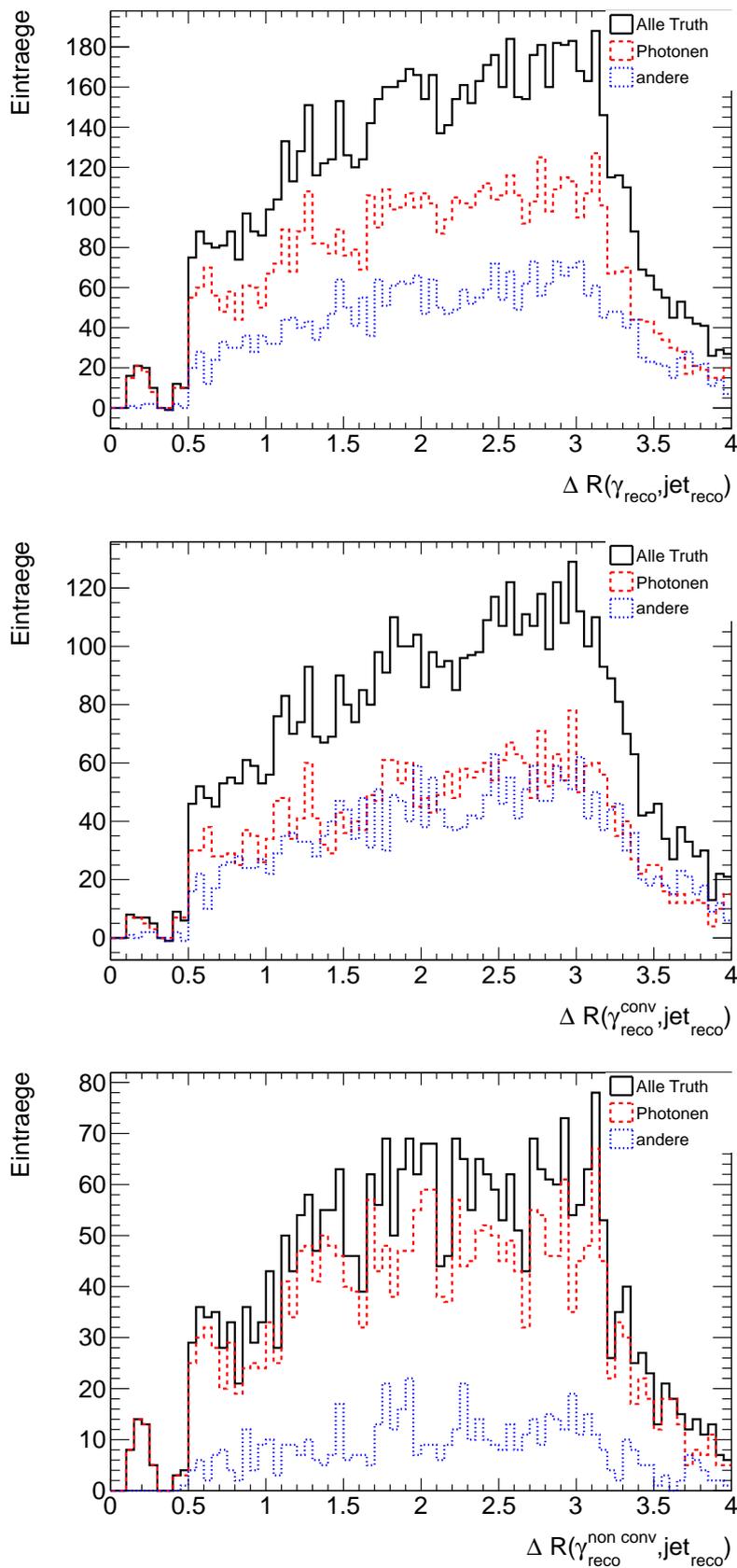
**Tabelle 6.4.:** Anzahl aller rekonstruierter Jets in einem Bereich von  $\Delta R < 4$  um rekonstruierte Photonen, die einen Abstand  $\Delta R < 0,1$  zu einem Truth-Teilchen aufweisen. Die Gesamtwerte sind aufgeteilt in die Kategorien “Truth-Photon hatte geringsten Abstand zu rekonstruiertem Photon” und “ein anderes Truth-Teilchen hatte geringsten Abstand zu rekonstruiertem Photon”

In Abbildung 6.7 sind die Verteilungen für den Abstand  $\Delta R$  zwischen rekonstruierten Jets und rekonstruierten Photonen zu sehen, Tabelle 6.4 gibt einen Überblick über die absoluten Werte. Alle Verteilungen weisen einen Sprung der Anzahl an Einträgen bei  $\Delta R > 0,5$  und einen Anstieg bis auf ein  $\Delta R$  von ca. 3,0 auf. Dieses Maximum entspricht der  $\pi$ -Kante, die durch die Definition der Winkel im ATLAS-Koordinatensystem hervorgerufen wird. Die Kante bei  $\Delta R = 0,5$  kann durch den Gebrauch des Isolationsschnitts C19 von  $\Delta R < 0,5$  zwischen Jets und Photonen erklärt werden, der auf alle Jets angewendet wird. Die Einträge im Bereich  $0,1 \leq \Delta R < 0,5$  resultieren aus der Benutzung der Variable `jet_EMscale_eta`. Diese muss aufgrund von Unsicherheiten in der Rekonstruktion der Jet-Energie- sowie der elektromagnetischen Skala durch eine weitere Variable `jet_EMJES_EtaCorr` korrigiert werden [36]. Diese Variable wurde im Prozess der Datenkomprimierung der D3PDs versehentlich aus diesen entfernt, was erst im Endstadium der Anfertigung dieser Masterarbeit bemerkt worden ist. Somit ist die Variable unkorrigiert verwendet worden. Bei korrekter Benutzung der

## 6.2. Analyse 1: Alle Truth-Partikel in $\Delta R < 0,1$ zu rekonstruierten Photonen

---

Variablen `jet_EMscale_eta` und `jet_EMJES_EtaCorr` fallen die Einträge im Bereich zwischen  $0,1 \leq \Delta R < 0,5$  weg. Insgesamt liegt eine gute Isolation zwischen rekonstruierten Photonen und rekonstruierten Jets vor.



**Abbildung 6.7.:** Abstand  $\Delta R$  zwischen rekonstruierten Jets und rekonstruierten Photonen. Die Gesamtverteilung (durchgezogene Linie) ist in den Anteil an Truth-Photonen (gestrichelt) und anderer Truth-Teilchen (gepunktet) mit geringstem Abstand zu einem rekonstruierten Photon unterteilt. Oben: Alle rekonstruierten Photonen. Mitte: Nur konvertierte rekonstruierte Photonen. Unten: Nur nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen.

### 6.2.3. Schlussbetrachtung von Analyse 1

Analyse 1 in Kapitel 6.2 zeigt einen Anteil an konvertierten rekonstruierten Photonen zu allen rekonstruierten Photonen von 63%. Insgesamt sind die meisten Truth-Teilchen um rekonstruierte Photonen Truth-Photonen (ca. 63%), Truth-Elektronen weisen einen Anteil von 31,6% auf. Truth-Teilchen um konvertierte rekonstruierte Photonen werden zu 54% durch Truth-Photonen ausgemacht, der Anteil an Truth-Elektronen beträgt ca. 40%. Dieser Aspekt kann einerseits durch den Zerfall der Photonen durch Paarbildung in ein  $e^+e^-$ -Paar begründet werden. Andererseits deutet der hohe Anteil auf eine unzureichende Rekonstruktion der Elektronen bzw. Photonen aus dem  $e_{\text{Gamma}}$ -Container hin. Das Teilchenspektrum um nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen ist zu ca. 80% aus Truth-Photonen aufgebaut, was in der effizienteren Identifikation nicht-konvertierter Photonen begründet liegt.

Die  $\Delta R$ -Verteilungen zeigen, dass viele Truth-Teilchen im Bereich  $0,005 \leq \Delta R < 0,015$  liegen und somit einen geringen Abstand zu den rekonstruierten Photonen aufweisen. Die  $p_T$ -Verteilungen zeigen ein Maximum um 15 GeV, das vor allem durch den Anteil von Truth-Photonen aufgebaut ist. Dieses Maximum ist durch einen Schnitt auf das  $p_T$  der rekonstruierten Photonen von 15 GeV begründet. Das  $p_T$ -Spektrum anderer Truth-Teilchen ist etwas härter.

Mutterteilchen der Truth-Photonen sind fast ausschließlich  $W$ -Bosonen (ca. 26%) und Pionen (ca. 53%) oder resultieren aus Jetfragmentation (ca. 20%). Neben den erwarteten Anteilen von Jetfragmentation und Pionen ist der Anteil an  $W$ -Bosonen auffällig. Dieser Anteil resultiert einerseits aus elektroschwachen Untergrundprozessen, kann aber auch aus Truth-Photonen von  $W$ -Bosonen resultieren, die ein  $p_T$  unterhalb der Signaldefinition besitzen und falsch als Photonen mit höherem  $p_T$  rekonstruiert werden.

Der Abstand  $\Delta R$  zwischen rekonstruierten Jets und rekonstruierten Photonen weist eine Kante bei  $\Delta R = 0,5$  und ein Maximum in Nähe der  $\pi$ -Kante auf. Die Kante bei  $\Delta R = 0,5$  resultiert dabei aus dem verwendeten Isolationsschnitt zwischen Photonen und Jets. Rekonstruierte Jets und rekonstruierte Photonen zeigen insgesamt eine gute Isolation zueinander und sollten demnach im Detektor gut unterscheidbar sein. Insgesamt betrachtet ist der Untersuchungskanal für nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen wesentlich geringer durch andere Truth-Teilchen kontaminiert als der Kanal für konvertierte rekonstruierte Photonen.

### 6.3. Analyse 2: Truth-Partikel mit geringstem Abstand zu einem rekonstruierten Photon

In dieser Analyse wird jeweils nur das Truth-Teilchen mit dem geringsten Abstand  $\Delta R$  zu einem rekonstruierten Photon betrachtet. Es bleiben insgesamt 1762 rekonstruierte Photonen, zu denen genau ein Truth-Partikel gefunden wurde, welches den Anforderungen  $\Delta R < 0,1$  und  $p_T > 10$  GeV genügt und gleichzeitig den geringsten Abstand zu diesem rekonstruierten Photon aufweist. Die Zahl der rekonstruierten Photonen teilt sich in 63,6% (1121) konvertierte und 36,4% (641) nicht-konvertierte Photonen auf. Zu 21 rekonstruierten Photonen konnte kein Truth-Teilchen gefunden werden, das den Schnitten genügt. Diese Ergebnisse sind in Tabelle 6.5 angegeben. Wie in Kapitel 6.1 erwähnt unterscheiden sich die Ergebnisse dieser

	Truth-Partikel mit geringstem $\Delta R$			
	$\Sigma$	0	1	>1
alle $\gamma_{\text{reco}}$	1783	21	1762	0
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	1135	14	1121	0
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	648	7	641	0

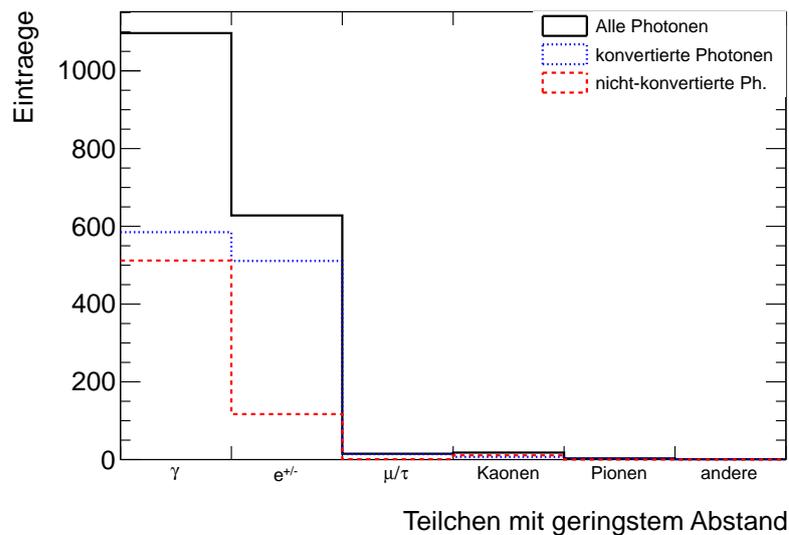
**Tabelle 6.5.:** Multiplizität der Truth-Partikel mit geringstem Abstand  $\Delta R$  zu einem rekonstruierten Photon.

Analyse und der in Kapitel A.3 vorgestellten Untersuchung der Truth-Teilchen mit größtem  $p_T$  im Abstand  $\Delta R < 0,1$  zu einem rekonstruierten Photon nur geringfügig. Aus diesem Grund kann gefolgert werden, dass die meisten Truth-Teilchen mit geringstem  $\Delta R$  zu einem rekonstruierten Photon auch die Truth-Teilchen mit dem größten  $p_T$  in dem untersuchten  $\Delta R$ -Bereich sind.

	$\Sigma$	Truth-Partikel mit geringstem $\Delta R$					
		$\gamma$	$e^\pm$	$\mu/\tau$	Kaonen	Pionen	andere
alle $\gamma_{\text{reco}}$	1762	1097	628	15	18	3	1
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	1121	585	511	14	7	3	1
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	641	512	117	1	11	0	0

**Tabelle 6.6.:** Anzahl und Art der Teilchen mit geringstem Abstand  $\Delta R$  zu rekonstruierten Photonen (siehe Abbildung 6.8).

Die Anzahl der Truth-Teilchen mit geringstem Abstand zu einem rekonstruierten Photon sind in Tabelle 6.6 zusammengefasst. In Abbildung 6.8 ist zu sehen, dass 62,3% (1097) aller Truth-Partikel mit geringstem Abstand zu einem rekonstruierten Photon Truth-Photonen sind.



**Abbildung 6.8.:** Truth-Teilchen mit geringstem Abstand  $\Delta R$  zu einem rekonstruierten Photon. Die Gesamtverteilung (durchgezogene Linie) ist in den Anteil an konvertierten (gepunktet) und nicht-konvertierten rekonstruierten Photonen (gestrichelt) unterteilt.

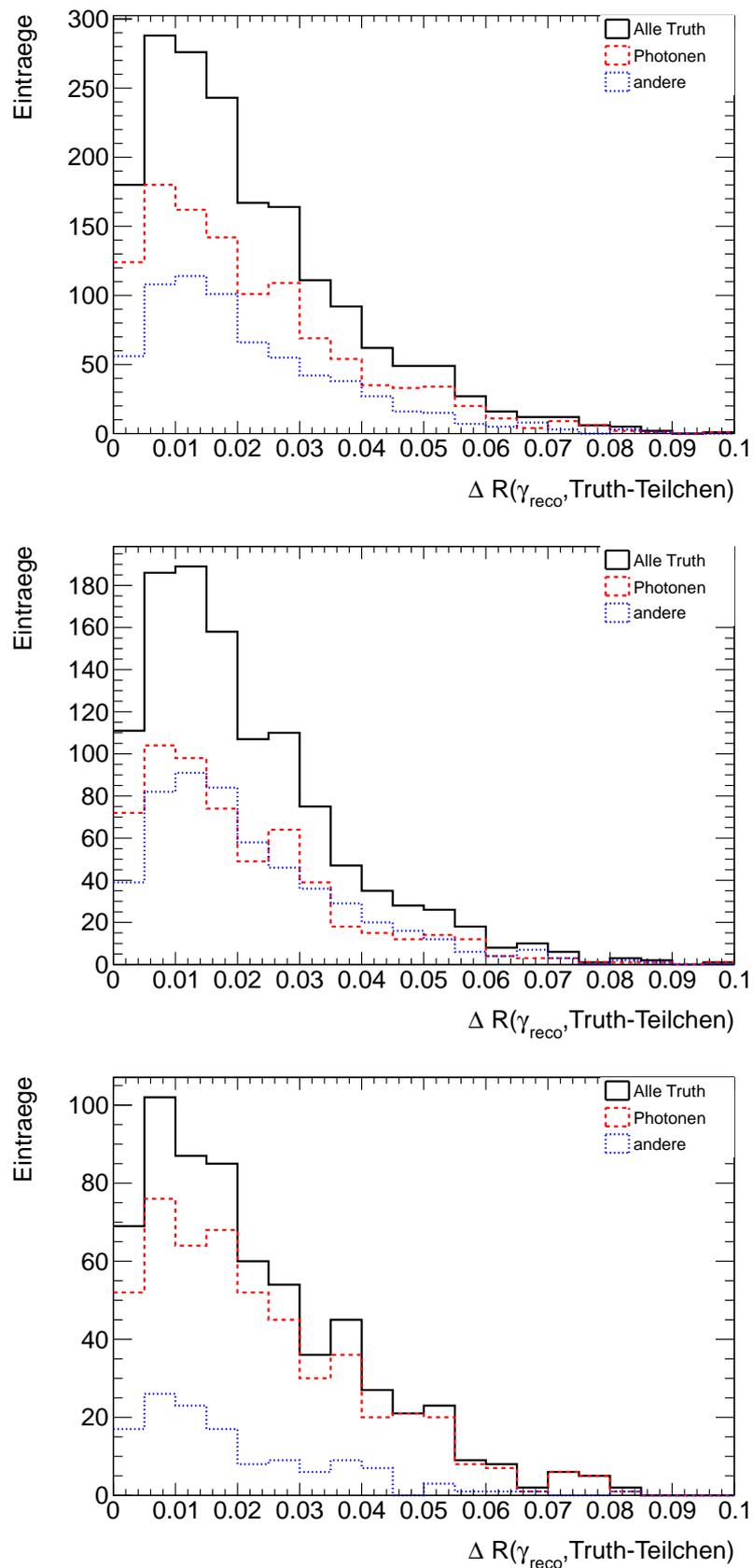
35,6% der Truth-Partikel sind Elektronen. Im Vergleich zu Kapitel 6.2 ist der Anteil anderer Truth-Partikel vernachlässigbar geworden und liegt bei 2,1%. Der Anteil echter Truth-Photonen ist konstant geblieben. Betrachtet man die Verteilung separiert in konvertierte und nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen, ist festzustellen, dass der Anteil an Truth-Elektronen für konvertierte rekonstruierte Photonen auf 45,6% um 6% steigt während der Anteil der Truth-Photonen mit 52,2% leicht zurückgegangen ist. Bei nicht-konvertierten rekonstruierten Photonen sind 79,9% der Truth-Teilchen mit geringstem Abstand Photonen. Dieser Anteil ist verglichen mit den Ergebnissen in Tabelle 6.2 konstant geblieben. Mit 18,3% ist der Anteil der Elektronen bei gleichzeitigen Rückgang des Anteils anderer Teilchen leicht gestiegen.

Die Verteilungen des Abstands  $\Delta R$  der Truth-Teilchen mit geringstem Abstand zu den rekonstruierten Photonen in Abbildung 6.9 weisen bis auf eine geringere Anzahl an Einträgen keine signifikanten Veränderungen im Bezug zu den Verteilungen in Kapitel 6.2 auf. Somit lassen sich aus diesen Verteilungen keine neuen Schlüsse ziehen.

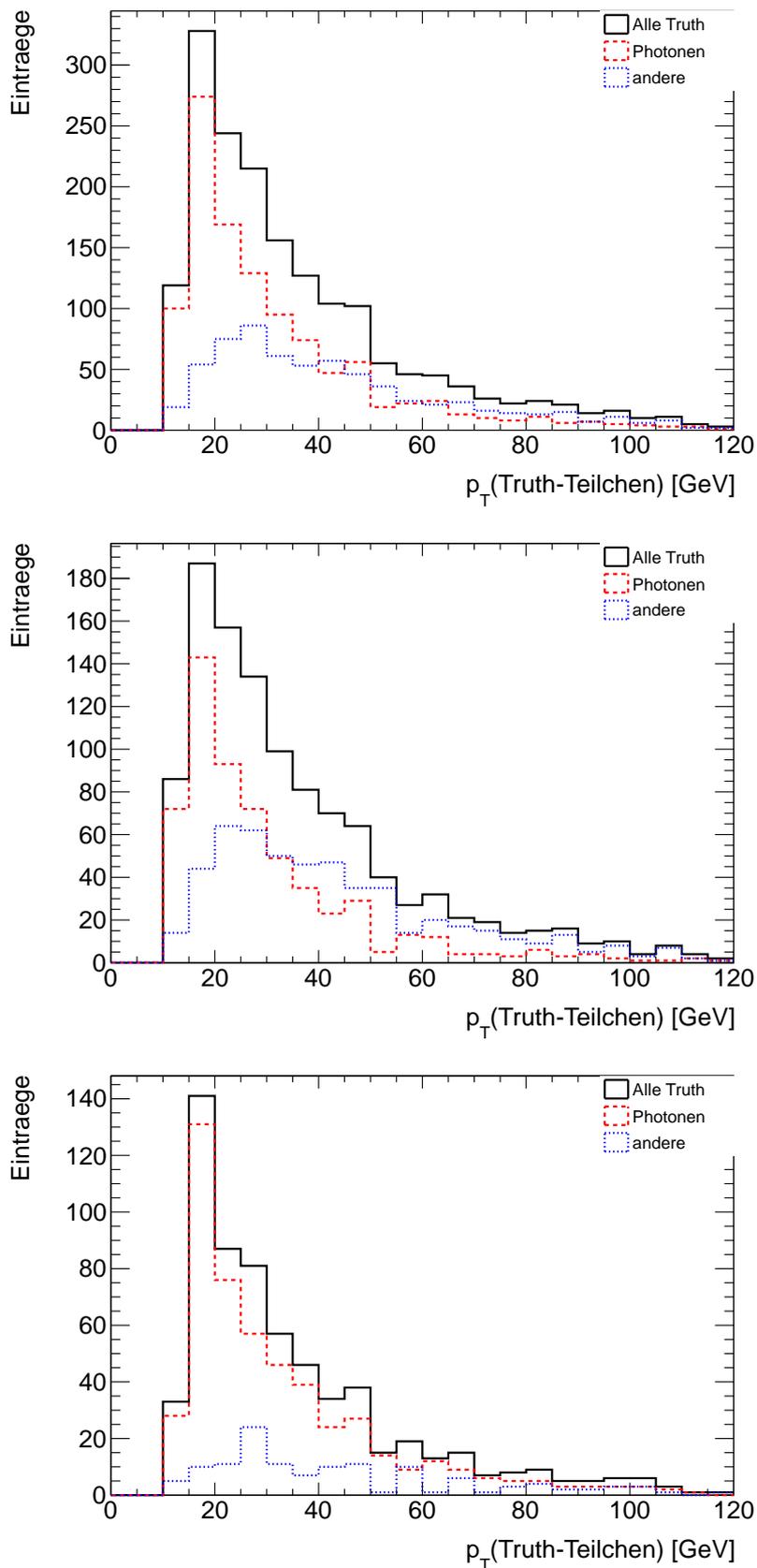
Die  $p_T$ -Verteilungen dieses Analyseteils sind in Abbildung 6.10 zu sehen. Verglichen mit den  $p_T$ -Verteilungen aus Analyse 1 (siehe Abbildung 6.4) kann man einen Verlust an Einträgen im 10 GeV-Bin der Histogramme erkennen, der in allen drei Verteilungen ersichtlich ist. Dabei ist relativ zur Gesamt-Bin-Größe ein Rückgang von anderen Truth-Teilchen festzustellen. Der Bereich unter 20 GeV wird demnach von Truth-Photonen dominiert. Die  $p_T$ -Verteilung der Truth-Photonen besitzt ein Maximum zwischen 15 GeV und 20 GeV vergleichbar mit der Verteilung in Abbildung 6.4. Das Spektrum anderer Truth-Teilchen ist härter für konvertierte rekonstruierte Photonen, im Spektrum für nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen sind auf-

grund der geringen Anzahl anderer Teilchen keine derartigen Aussagen möglich. Ein Maximum ist bei diesen beiden Verteilungen bei einem  $p_T$  um 30 GeV zu finden (siehe Abbildung 6.4).

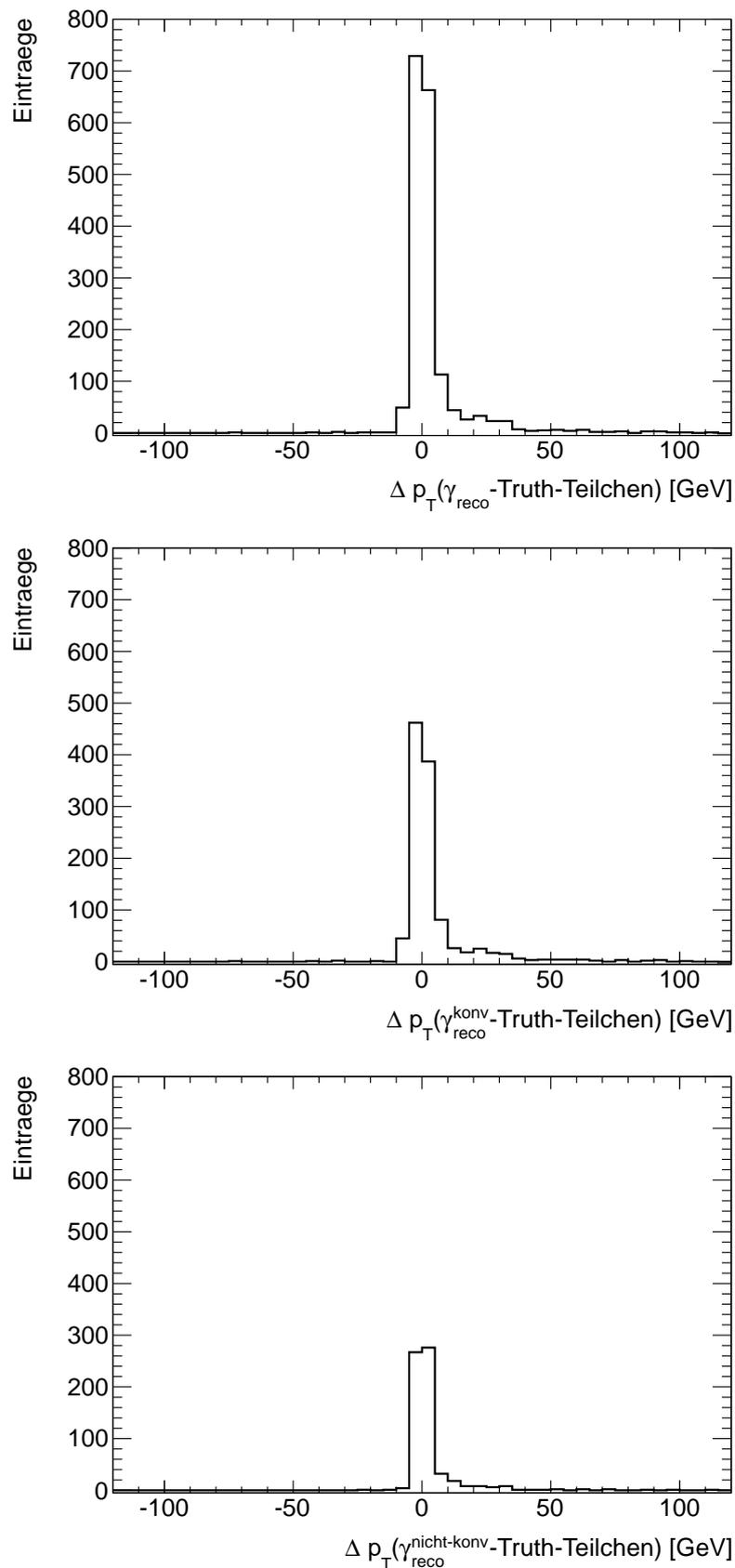
Die Verteilungen in Abbildung 6.11 zeigen die Differenz zwischen dem  $p_T$  der rekonstruierten Photonen und dem  $p_T$  der Truth-Teilchen mit dem geringstem Abstand  $\Delta R$  zu den rekonstruierten Photonen. In Vergleich zu Abbildung 6.5 ist zu erkennen, dass im Bereich  $10 \text{ GeV} \leq \Delta p_T < 50 \text{ GeV}$  weniger Einträge zu finden sind als in den Verteilungen für alle Truth-Teilchen um die rekonstruierten Photonen. Dieser Effekt resultiert daraus, dass das  $\Delta p_T$  nur zwischen einem einzigen Truth-Teilchen und dem rekonstruierten Photon berechnet wird anstatt alle Truth-Teilchen zu berücksichtigen, die sich im Bereich  $\Delta R < 0,1$  befinden. Im Vergleich zwischen den Abbildungen 6.5 und 6.11 ist dieser Effekt vor allem für die Verteilungen für konvertierte rekonstruierte Photonen ersichtlich.



**Abbildung 6.9.:**  $\Delta R$ -Verteilungen für Truth-Teilchen mit geringstem Abstand  $\Delta R$  zu einem rekonstruierten Photon. Die Gesamtverteilung (durchgezogene Linie) ist in den Anteil an Truth-Photonen (gestrichelt) und anderer Truth-Teilchen (gepunktet) mit geringstem Abstand zu einem rekonstruierten Photon unterteilt. Oben: Alle rekonstruierten Photonen. Mitte: Nur konvertierte rekonstruierte Photonen. Unten: Nur nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen.



**Abbildung 6.10.:**  $p_T$ -Verteilungen für Truth-Teilchen mit geringstem Abstand  $\Delta R$  zu einem rekonstruierten Photon. Die Gesamtverteilung (durchgezogene Linie) ist in den Anteil an Truth-Photonen (gestrichelt) und anderer Truth-Teilchen (gepunktet) mit geringstem Abstand zu einem rekonstruierten Photon unterteilt. Oben: Alle rekonstruierten Photonen. Mitte: Nur konvertierte rekonstruierte Photonen. Unten: Nur nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen.



**Abbildung 6.11.:** Kontroll-Verteilungen für die Analyse aller Truth-Partikel mit geringstem Abstand  $\Delta R$  zu einem rekonstruierten Photon. In den Verteilungen ist die Differenz zwischen dem  $p_T$  der rekonstruierten Photonen und dem  $p_T$  der Truth-Teilchen aufgetragen. Oben: Alle rekonstruierten Photonen. Mitte: Nur konvertierte rekonstruierte Photonen. Unten: Nur nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen.

### 6.3.1. Analyse der Mutterteilchen von Truth-Teilchen mit geringstem Abstand zu rekonstruierten Photon

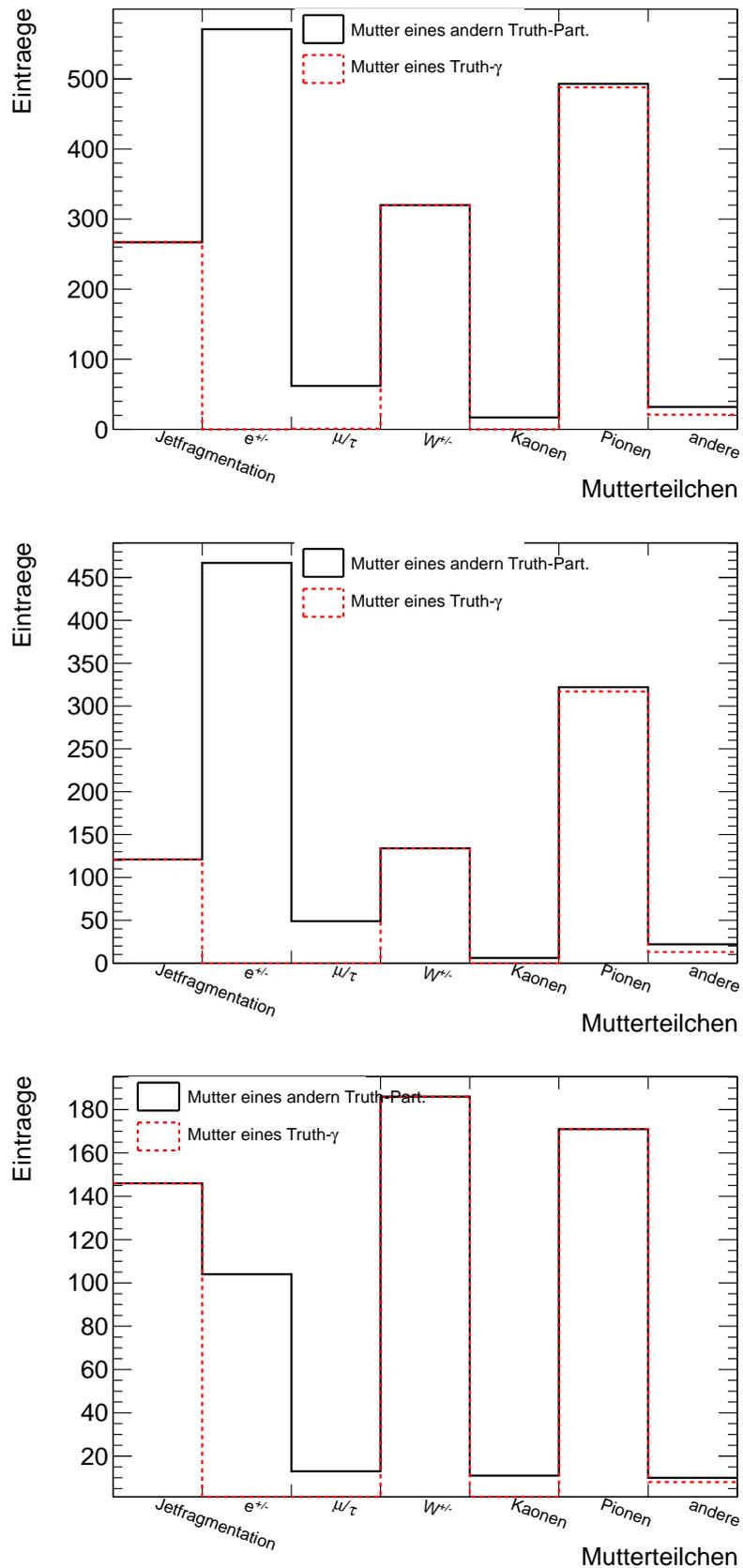
Abbildung 6.12 zeigt die Art der Mutterteilchen der Truth-Teilchen mit geringstem Abstand  $\Delta R$  zu einem rekonstruierten Photon. Diese Verteilungen sind wieder in alle rekonstruierten Photonen, alle konvertierten rekonstruierten Photonen und nicht-konvertierten Photonen unterteilt.

Im Vergleich zu den in Abbildung 6.6 vorgestellten Verteilungen für alle Truth-Teilchen ist in allen Verteilungen der Anteil von Pionen als Mutterteilchen der Truth-Teilchen zurückgegangen. Für Truth-Teilchen mit geringstem Abstand zu einem konvertierten rekonstruierten Photon geht der Anteil um ca. ein Drittel zurück. Aufgrund des bereits in Kapitel 6.2 erläuterten Pion-Zerfalls wurden so vor allem Mutterteilchen von Truth-Photonen aus den Verteilungen entfernt. Des Weiteren ging die Anzahl der Truth-Teilchen, die von einem anderen Lepton als einem Elektron abgestrahlt wurden um 50% zurück. Die Anzahl an Truth-Teilchen, die von anderen Teilchen wie Elektronen,  $W$ -Bosonen oder Kaonen abgestrahlt worden sind oder aus Jetfragmentation stammen, ist in allen Verteilungen konstant geblieben.

Das bedeutet, dass die Analyse der Truth-Teilchen mit geringstem Abstand zu einem rekonstruierten Photon vorwiegend Truth-Teilchen aus Pionen, Myonen- und Tau-Zerfällen aus den Verteilungen entfernt hat. Dabei ist zu beachten, dass die Pionen größtenteils Mutterteilchen von Truth-Photonen sind, während Myonen und Tauonen die Mutterteilchen anderer Truth-Partikel sind. In Tabelle 6.7 sind die Ergebnisse noch einmal zusammengefasst.

	Mutterteilchen von Truth-Partikeln mit geringstem $\Delta R$							
	$\Sigma$	Jet-Fragm.	$e^\pm$	$\mu/\tau$	$W^\pm$	Kaonen	Pionen	andere
alle $\gamma_{\text{reco}}$	1762	267	571	62	320	17	493	32
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	1121	121	467	49	134	6	322	22
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	641	146	104	13	186	11	171	10
	Mutterteilchen eines Truth- $\gamma$							
alle $\gamma_{\text{reco}}$	1097	267	0	1	320	0	488	21
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	585	121	0	0	134	0	317	13
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	512	146	0	1	186	0	171	8

**Tabelle 6.7.:** Arten der Mutterteilchen der Truth-Partikel und Truth-Photonen mit dem geringstem Abstand  $\Delta R$  um die untersuchten rekonstruierten Photonen (siehe Abbildungen 6.12).



**Abbildung 6.12.:** Mutter-Teilchen aller Truth-Partikel (durchgezogene Linie) und Truth-Photonen (gestrichelt) mit geringstem Abstand  $\Delta R$  zu einem rekonstruierten Photon. Oben: Alle rekonstruierten Photonen. Mitte: Nur konvertierte rekonstruierte Photonen. Unten: Nur nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen.

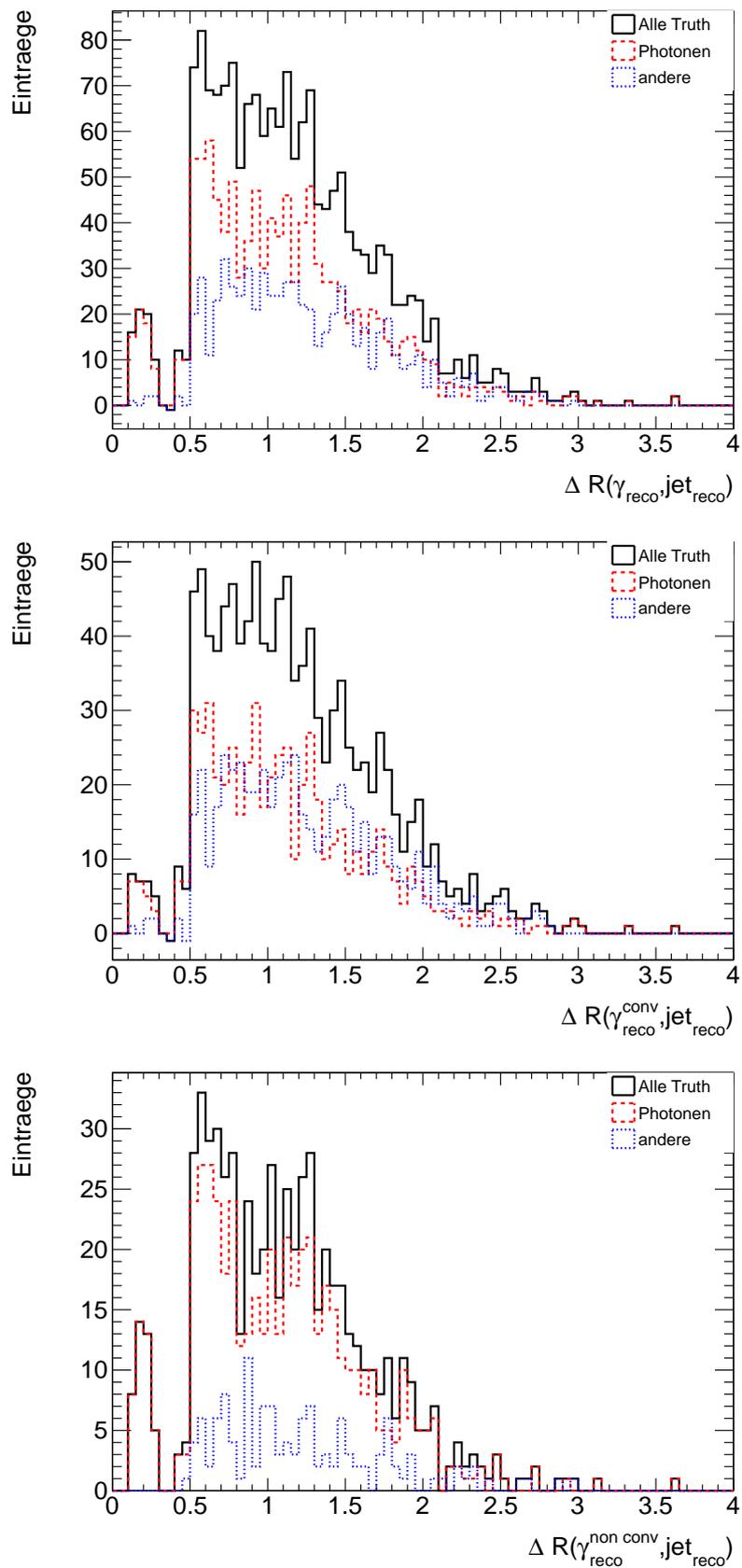
### 6.3.2. Analyse der rekonstruierten Jets mit geringstem Abstand zu rekonstruierten Photonen

In Abbildung 6.13 ist der Abstand  $\Delta R$  zwischen rekonstruierten Photonen und den rekonstruierten Jets mit geringstem Abstand zu diesen Photonen aufgetragen. Die Analyse erfolgt analog zu Kapitel 6.2.2. Zunächst wird ein Truth-Teilchen mit geringstem Abstand zu einem rekonstruierten Photon gesucht und bestimmt, ob es sich um ein Truth-Photon oder ein anderes Truth-Teilchen handelt. Danach wird das kleinste  $\Delta R$  zwischen diesen rekonstruierten Photonen und allen guten rekonstruierten Jets ohne Photon-Überlapp bestimmt. Die Verteilungen sind wieder in alle rekonstruierten Photonen, alle konvertierten rekonstruierten Photonen und alle nicht-konvertierten rekonstruierten Photonen aufgeteilt. Des Weiteren ist der Anteil der Truth Photonen (gestrichelt) und anderer Truth-Partikel (gepunktet) mit geringstem Abstand zu den rekonstruierten Photonen gekennzeichnet. Die Anzahl der Einträge kann in Tabelle 6.8 eingesehen werden.

Da in dieser Analyse nur der Jet mit dem geringsten Abstand zu einem rekonstruierten Photon betrachtet wird, weisen die Verteilungen in Abbildung 6.13 ein Maximum an der Kante bei  $\Delta R = 0,5$  auf. Im Unterschied zu der Untersuchungen aller rekonstruierten Jets fällt das Spektrum an dieser Stelle ab. Das Maximum an der  $\pi$ -Kante ist somit auch verschwunden. Das  $\Delta R$ -Spektrum für konvertierte rekonstruierten Photonen mit geringstem Abstand zu einem anderen Truth-Teilchen ist insgesamt etwas breiter als das für rekonstruierte Photonen mit geringstem Abstand zu einem Truth-Photon.

Jets mit geringstem $\Delta R$	Truth-Partikel mit geringstem $\Delta R$	
	$\Sigma$	Truth-Photon    anderes Teilchen
um alle $\gamma_{\text{reco}}$	1762	1097    665
um $\gamma_{\text{reco}}^{\text{konv}}$	1121	585    536
um $\gamma_{\text{reco}}^{\text{nicht-konv}}$	628	512    129

**Tabelle 6.8.:** Anzahl der rekonstruierten Jets mit geringstem Abstand  $\Delta R$  um rekonstruierte Photonen. Die Gesamtwerte sind aufgeteilt in die Kategorien “Truth-Photon hatte geringsten Abstand zu rekonstruiertem Photon” und “ein anderes Truth-Teilchen hatte geringsten Abstand zu rekonstruiertem Photon”.



**Abbildung 6.13.:** Rekonstruierte Jets mit geringstem Abstand  $\Delta R$  zu einem rekonstruierten Photon. Die Gesamtverteilung (durchgezogene Linie) ist in den Anteil an Truth-Photonen (gestrichelt) und anderer Truth-Teilchen (gepunktet) mit geringstem Abstand zu einem rekonstruierten Photon unterteilt. Oben: Alle rekonstruierten Photonen. Mitte: Nur konvertierte rekonstruierte Photonen. Unten: Nur nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen.

### 6.3.3. Schlussbetrachtung von Analyse 2

Während der Anteil von Truth-Photonen in der Analyse der Teilchen mit geringstem  $\Delta R$  konstant bleibt (ca. 62%), steigt der Anteil von Truth-Elektronen auf 35,6%. Durch diesen Schritt wird das Spektrum der Truth-Teilchen vom Anteil anderer Truth-Teilchen größtenteils bereinigt. In allen gezeigten  $p_T$ -Verteilungen werden Einträge um 10 GeV hervorgerufen durch andere Truth-Teilchen entfernt. Da nur noch ein einziges Truth-Teilchen im Bereich  $\Delta R < 0,1$  um ein rekonstruiertes Photon untersucht wird, werden aus den Verteilungen der  $p_T$ -Differenz in Abbildung 6.11 einige Einträge im  $\Delta p_T$ -Bereich zwischen 10 GeV und 50 GeV entfernt.

Der Anteil von Pionen als Mutterteilchen, insbesondere als Mutterteilchen von Truth-Photonen, kann für alle Unterscheidungen der rekonstruierten Photonen reduziert werden. Der Anteil anderer Leptonen an den Mutterteilchen geht um ca. 50% zurück. Insgesamt betrachtet ist die Analyse der Truth-Teilchen mit geringstem Abstand effizienter, da hier nur ein Truth-Teilchen im Bereich  $\Delta R < 0,1$  um ein rekonstruiertes Photon untersucht wird. Zusätzliche Verringerung der Kontamination kann durch Umstellung der Analyse auf nicht-konvertierte Photonen erreicht werden, da das Verhältnis von Truth-Photonen zu Truth-Elektronen vier zu eins ist.

## 7. Schlussbetrachtung & Ausblick

Das Ziel dieser Masterarbeit war es, eine Studie zu Untergrundquellen in  $t\bar{t}\gamma$ -Produktion am ATLAS-Detektor durchzuführen. Die Untersuchung dieser radiativen Top-Quark-Prozesse dient der Prüfung des SM auf neue Physik. Hierzu ist eine Messung der CDF-Kollaboration zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses  $\sigma_{t\bar{t}\gamma}/\sigma_{t\bar{t}}$  in Kapitel 4.1 vorgestellt worden, die das bisherige SM bestätigte und keine Anzeichen für neue physikalische Prozesse beobachtet hatte. Des Weiteren sind durch die Untersuchung von  $t\bar{t}\gamma$ -Ereignissen Rückschlüsse auf die Kopplung des Photons an das Top-Quark möglich. Mit Hilfe dieser Kopplung lässt sich auch die elektrische Ladung  $Q_t$  des Top-Quarks direkt bestimmen.

In Kapitel 4.3 ist deshalb der Signalprozess  $t\bar{t}\gamma$  beschrieben worden. Dieser Prozess lässt sich in Näherung vernachlässigbarer Zerfallsbreite des Top-Quarks in zwei Kategorien einteilen: die radiative Top-Quark-Produktion und den radiativen Top-Quark-Zerfall. Größter Untergrundprozess zu  $t\bar{t}\gamma$ -Prozessen bildet die Standard- $t\bar{t}$ -Produktion, da Signal- und Untergrundprozess bis auf die Anwesenheit des Photons im Endzustand identisch sind. In gegenwärtigen Untersuchungen der  $t\gamma$ -Kopplung am ATLAS-Detektor beträgt der Anteil von  $t\bar{t}$ -Ereignissen in der  $t\bar{t}\gamma$ -Ereignisselektion deshalb über 50%. Dies liegt vor allem an der Kontamination mit falsch identifizierten Photonen aufgrund von Photonen-Fakes. Kapitel 4.4 zeigte deshalb kurz die Quellen dieser Photonen-Imitate auf. Bei diesen Quellen handelte es sich vor allem um Teilchenjets, in denen in großen Mengen Mesonen und Baryonen produziert werden, die in Photonen zerfallen, und Elektronen, die aufgrund fehlender Spuren falsch als Photon rekonstruiert wurden.

Die in dieser Arbeit vorgestellte Untergrundstudie befasste sich deshalb mit der Untersuchung dieses Fake-Photonen-Untergrunds. Für diesen Zweck wurde ein Standard- $t\bar{t}$ -Datensatz bezüglich eines eigens für  $t\bar{t}\gamma$ -Analysen produzierten Signaldatensatzes orthogonalisiert, da sich auch im Untergrunddatensatz Signalphotonen befanden. Diese resultierten aus der Abstrahlung von Photonen in der Generation der Datensätze, die u.a. durch das Programm Photos moderiert wurden. Der Orthogonalisierungsprozess wurde in Kapitel 5.2 erklärt und entfernte 1,06% der Ereignisse. Dies entspricht dem bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV am ATLAS-Detektor erwarteten Wirkungsquerschnittsverhältnis  $\sigma_{t\bar{t}\gamma}/\sigma_{t\bar{t}}$  von  $\frac{1}{100}$ . Auf das nun bereinigte Untergrunddatensatz mussten anschließend 19 Schnitte im Zuge der  $t\bar{t}\gamma$ -Ereignisselektion und ein Isolationsschnitt angewendet werden, die in Kapitel 5.3 aufgezählt

und erklärt wurden. Alle Photonen, die diese EreignisSelektion bestanden hatten, imitierten demnach die Signal-Photonen aus den  $t\bar{t}\gamma$ -Prozessen. Insgesamt wurden nach Schnitten noch 0,046% der ursprünglichen Ereignisse in der Untergrundstudie betrachtet.

In Kapitel 6 wurde die Untergrundanalyse vorgestellt, die die Truth-Teilchen um rekonstruierte Photonen untersuchte. Die Analyse gliederte sich in drei verschiedene Einteilungen auf:

1. Analyse 1: Alle Truth-Teilchen im Abstand  $\Delta R < 0,1$  zu einem rekonstruierten Photon wurden untersucht.
2. Analyse 2: Nur die Truth-Teilchen mit geringstem Abstand  $\Delta R$  (maximal  $\Delta R = 0,1$ ) zu einem rekonstruierten Photon wurden untersucht.
3. Analyse 3: Nur die Truth-Teilchen mit größtem  $p_T$  innerhalb des Abstands  $\Delta R < 0,1$  zu einem rekonstruierten Photon wurden untersucht.

Analysen 1 und 2 gehörten zum Hauptteil dieser Masterarbeit, während die Ergebnisse der Analyse 3 aufgrund der Ähnlichkeit zu den Ergebnisse von Analyse 2 im Anhang zu finden sind.

In Analyse 1 lag eine durchschnittliche Multiplizität der Truth-Teilchen von 1,2 im Abstand  $\Delta R < 0,1$  zu einem rekonstruierten Photon vor. Insgesamt war die Untersuchung der Truth-Teilchen mit geringstem Abstand genauer, da hier nur ein Truth-Teilchen im Bereich  $\Delta R < 0,1$  um ein rekonstruiertes Photon untersucht wurde. Der Anteil von Truth-Photonen im untersuchten  $\Delta R$ -Bereich blieb dabei konstant. Einzig der Anteil an Truth-Elektronen war in den Verteilungen leicht gestiegen während der Anteil anderer Truth-Teilchen als vernachlässigbar eingestuft werden konnte. Das Verhältnis von Truth-Photonen zu Truth-Elektronen um rekonstruierte Photonen betrug hier drei zu zwei. Durch die Untersuchung von nicht-konvertierten Photonen konnte dieses Verhältnis auf vier zu eins gesteigert werden.

Truth-Photonen resultierten vorwiegend aus Pionenzfällen oder wurden durch ein  $W$ -Boson oder innerhalb eines Teilchenjets abgestrahlt. Der Anteil an  $W$ -Bosonen in den Mutterteilchen-Verteilungen war dabei auffallend hoch und nahm ca. 30% ein. Truth-Elektronen waren ausschließlich und unabhängig von der Wahl der Analyse Mutterteilchen von anderen Truth-Teilchen. Dies konnte wie folgt erklärt werden: Prozesse wie Bremsstrahlung (im Bereich um 100 MeV) sind aufgrund der hohen  $p_T$ -Schnitte auf die Photonen nicht sichtbar. Da aber Truth-Elektronen, die ein Photon abgestrahlt haben, durch den MC-Generator als stabil eingestuft wurden, könnten diese stabilen Truth-Elektronen das nächstgelegene Truth-Teilchen gewesen sein.

Die Analyse des Abstands  $\Delta R$  zwischen rekonstruierten Jets und rekonstruierten Photonen wies auf eine gute Isolation hin. Der geringe Anteil an Einträgen im Bereich  $0,1 \leq \Delta R < 0,5$

---

in den Histogrammen resultierte aus einer fehlenden Korrekturvariable.

Interessant ist außerdem der Aspekt, dass die Analyse der Truth-Teilchen mit geringstem Abstand und die Analyse der Truth-Teilchen mit größtem  $p_T$  im Abstand  $\Delta R$  vergleichbare Ergebnisse lieferte. Dies ließ die Folgerung zu, dass es sich bei den Truth-Teilchen mit geringstem  $\Delta R$  auch um die Truth-Teilchen mit größtem  $p_T$  gehandelt haben musste.

## Ausblick

Die in dieser Masterarbeit vorgestellten Analysen haben den Untergrund und dessen Quellen um rekonstruierte Photonen klassifiziert. Die Ergebnisse dieser Untergrundstudie zeigen, dass es sich bei den Ursprungsteilchen der rekonstruierte Photonen größtenteils um Truth-Photonen und Truth-Elektronen handelt. Das bedeutet gleichzeitig, dass ca. 60% der rekonstruierten Photonen korrekt identifiziert wurden und gleichzeitig die Schnitte der Signalphotonen passierten.

Dieser Untergrund scheint irreduzibel zu sein, da ein möglicher  $p_T$ -Schnitt zwischen 20 GeV und 40 GeV (vgl. Abbildung 6.10) auch einen Großteil der Signalphotonen entfernen würde (vgl. mit [3]). Durch Untersuchung nicht-konvertierter rekonstruierter Photonen steigt der Anteil der Truth-Photonen auf 80%, so dass die Bedeutung falsch identifizierter Truth-Elektronen geringer wird. Auf diese Weise kann zumindest der Untergrund durch Elektronen-Fakes reduziert werden, da aufgrund von Paarerzeugung durch konvertierte Photonen der Untergrund um diese rekonstruierten Photonen zu 40% aus Truth-Elektronen besteht.

Bei der Untersuchung von konvertierten rekonstruierten Photonen kann eine genauere Kenntnis der Reaktion von Elektronen mit dem Detektormaterial zu einer Verbesserung der Untergrundunterdrückung beitragen. Wichtigste Maßnahme stellt auch die Prüfung und eventuelle Verbesserung der Rekonstruktionseffizienz von Photonen bzw Elektronen aus dem eGamma-Container dar.

Es ist außerdem gezeigt worden, dass elektroschwache Prozesse mit Beteiligung eines  $W$ -Bosons für 30% aller Untergrund-Photonen verantwortlich sind. Eine genaue Untersuchung dieser Untergrundprozesse ist demnach ebenfalls nötig um Schnitte für eine effektive Unterdrückung dieser Untergrundphotonen zu definieren. In diesem Fall darf nicht vernachlässigt werden, dass diese elektroschwachen Prozesse auch  $W$ -Bosonen aus Top-Quark-Zerfällen beinhalten können, die ein Photon mit einem  $p_T$  unterhalb der Signaldefinition abgestrahlt haben. Durch falsche Rekonstruktion solcher Photonen als Photonen mit einem  $p_T$  oberhalb der Signaldefinition könnten diese Photonen in die Analyse aufgenommen worden sein. Dementsprechend müssen auch in diesem Fall die Rekonstruktionsalgorithmen für Photonen überprüft werden, um eine Abschätzung über die Häufigkeit solcher Fehlrekonstruktionen zu geben und sie letztlich zu verhindern.

Da der Anteil von Truth-Photonen aus Pionzerfällen an allen Truth-Photonen bei ca. 50%

## *7. Schlussbetrachtung & Ausblick*

---

liegt, müssen zusätzliche Studien durchgeführt werden um den Anteil dieser Photonen zu unterdrücken.

# A. Anhang

## A.1. Verwendetes Datenpaket

In der Analyse benutztes MC-Datenpaket:

`mc10_7TeV.105200.T1_McAtNlo_Jimmy.merge.e598_s933_s946_r2372_r2300`

Beschreibung: Top-Paar-Produktion ohne vollhadronische Prozesse

Anzahl der Ereignisse: 4996645

Generator: MC@NLO + Jimmy

## A.2. Verwendete Variablen

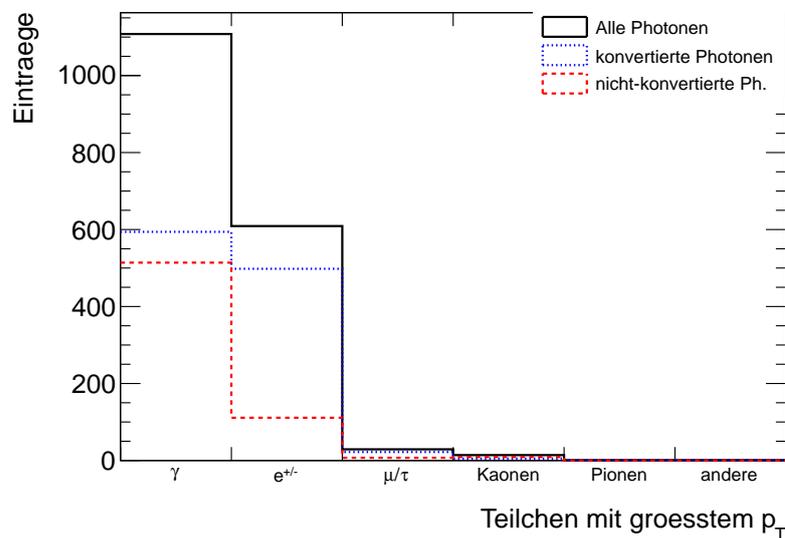
	Variable in D3PDs	Bedeutung für Analyse
reko. Photonen		
	photon_cluster_pt	$p_T$
	photon_cluster_etaS2	$\eta$
	photon_cluster_phiS2	$\phi$
	photon_cluster_E	$E$
	photon_isConv	Flag für konvertierte $\gamma$
MC-Daten		
	mc_pt	$p_T$
	mc_eta	$\eta$
	mc_phi	$\phi$
	mc_E	$E$
	mc_pdgId	PdgId
	mc_status	Status
	mc_parent_index	Pointer auf Mutterteilchen
	event_weight	MC@NLO-Ereignisgewichtung
reko. Jets		
	jet_EMscale_pt	$p_T$
	jet_EMscale_eta	$\eta$
	jet_EMscale_phi	$\phi$
	jet_EMscale_E	$E$

**Tabelle A.1.:** Angabe der in der Analyse benutzten Variablen.

### A.3. Zusätzliche Analyse: Truth-Partikel mit größtem $p_T$

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Untersuchung der Truth-Partikel mit größtem  $p_T$  im zu untersuchenden Abstand  $\Delta R < 0,1$  zu einem rekonstruierten Photon vorgestellt. Wie bereits in Analyse 2 in Kapitel 6.3, Seite 56, kann in dieser Analyse höchstens ein Truth-Teilchen untersucht werden.

Die  $p_T$ -Verteilungen für die Truth-Teilchen mit größtem  $p_T$  im Abstand  $\Delta R$  zu einem rekonstruierten Photon in Abbildung A.3 sind insgesamt etwas härter als die  $p_T$ -Verteilungen für die Analyse mit geringstem Abstand  $\Delta R$  in Abbildung 6.10, Seite 60. Dieser Effekt lässt sich vorwiegend in der Verteilung für konvertierte rekonstruierte Photonen beobachten (siehe Abbildung A.3, Mitte). Die  $\Delta R$ -Verteilungen für die Truth-Teilchen mit größtem  $p_T$  im Abstand  $\Delta R$  zu einem rekonstruierten Photon in Abbildung A.2 weisen keine signifikanten Unterschiede zu den Verteilungen für das geringste  $\Delta R$  zwischen Truth-Teilchen und rekonstruiertem Photon auf. Insgesamt kann somit gefolgert werden, dass es sich bei einem Großteil der Truth-Teilchen in der Analyse in Kapitel 6.3 um die selben Truth-Teilchen der Analyse der Truth-Partikel mit größtem  $p_T$  handelt. Somit sind die Truth-Teilchen mit geringstem Abstand  $\Delta R$  im untersuchten  $\Delta R < 0,1$  zu einem rekonstruierten Photon auch die Teilchen mit größtem  $p_T$  in diesem Abstand  $\Delta R$ .

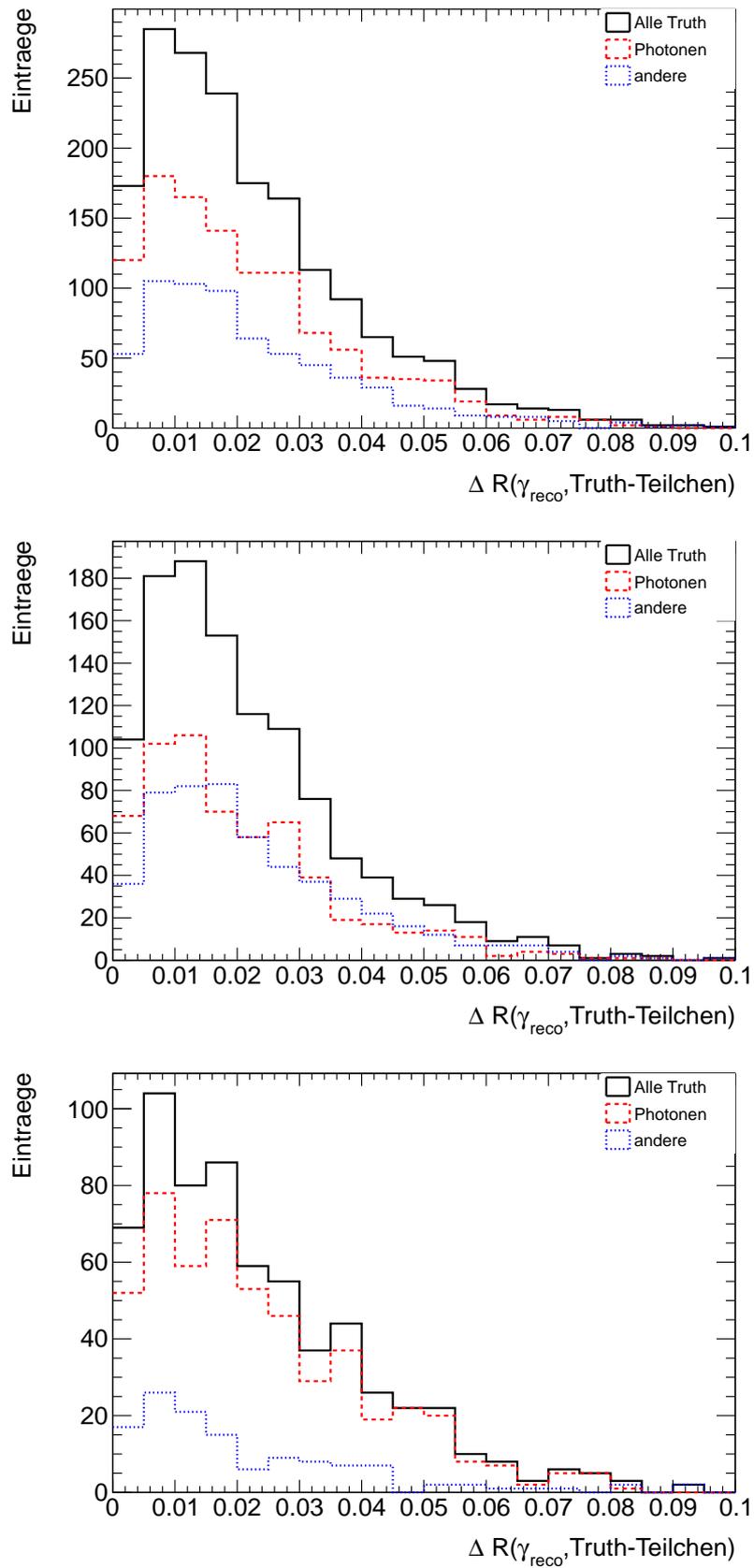


**Abbildung A.1.:** Truth-Teilchen mit größtem  $p_T$  im Abstand  $\Delta R < 0,1$  zu einem rekonstruierten Photon. Die Gesamtverteilung (durchgezogene Linie) ist in den Anteil an Truth-Photonen (gestrichelt) und anderer Truth-Teilchen (gepunktet) mit größtem  $p_T$  unterteilt.

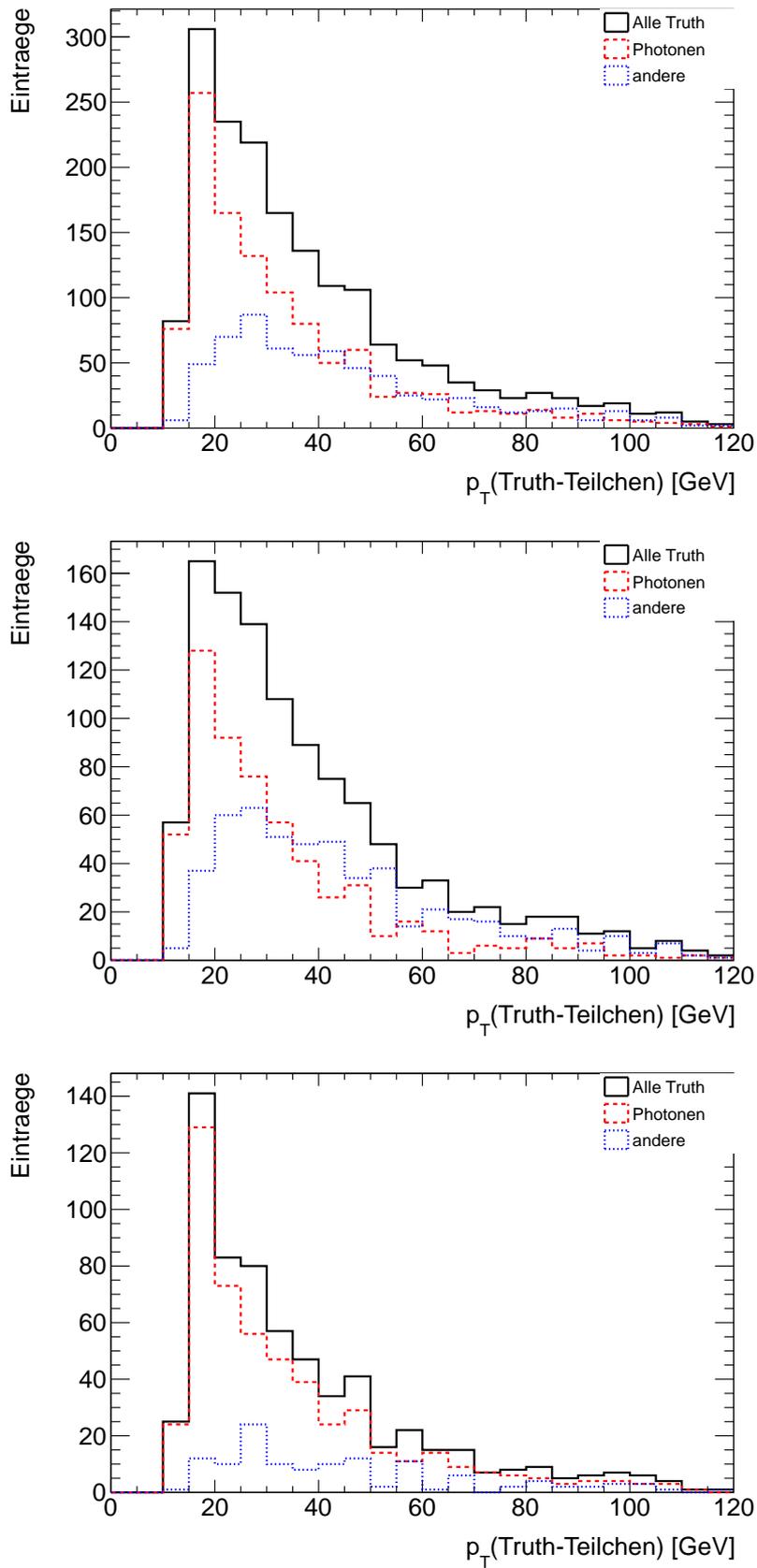
Die in dieser Analyse ermittelten absoluten Werte sind in Tabelle A.2, Seite 80, nachzulesen. In Tabelle A.2 sind außerdem die Ergebnisse aus Kapitel 6.2 und 6.3 erneut angegeben. Die Verteilungen der Mutterteilchen von Truth-Teilchen mit größtem  $p_T$  im Abstand  $\Delta R$  zu

einem rekonstruierten Photon (Abbildung A.5) haben sich ebenfalls kaum verändert. Die Ergebnisse sind in Tabelle A.3 mit den Ergebnissen aus Kapitel 6.2.1 und 6.3.1 zusammengefasst.

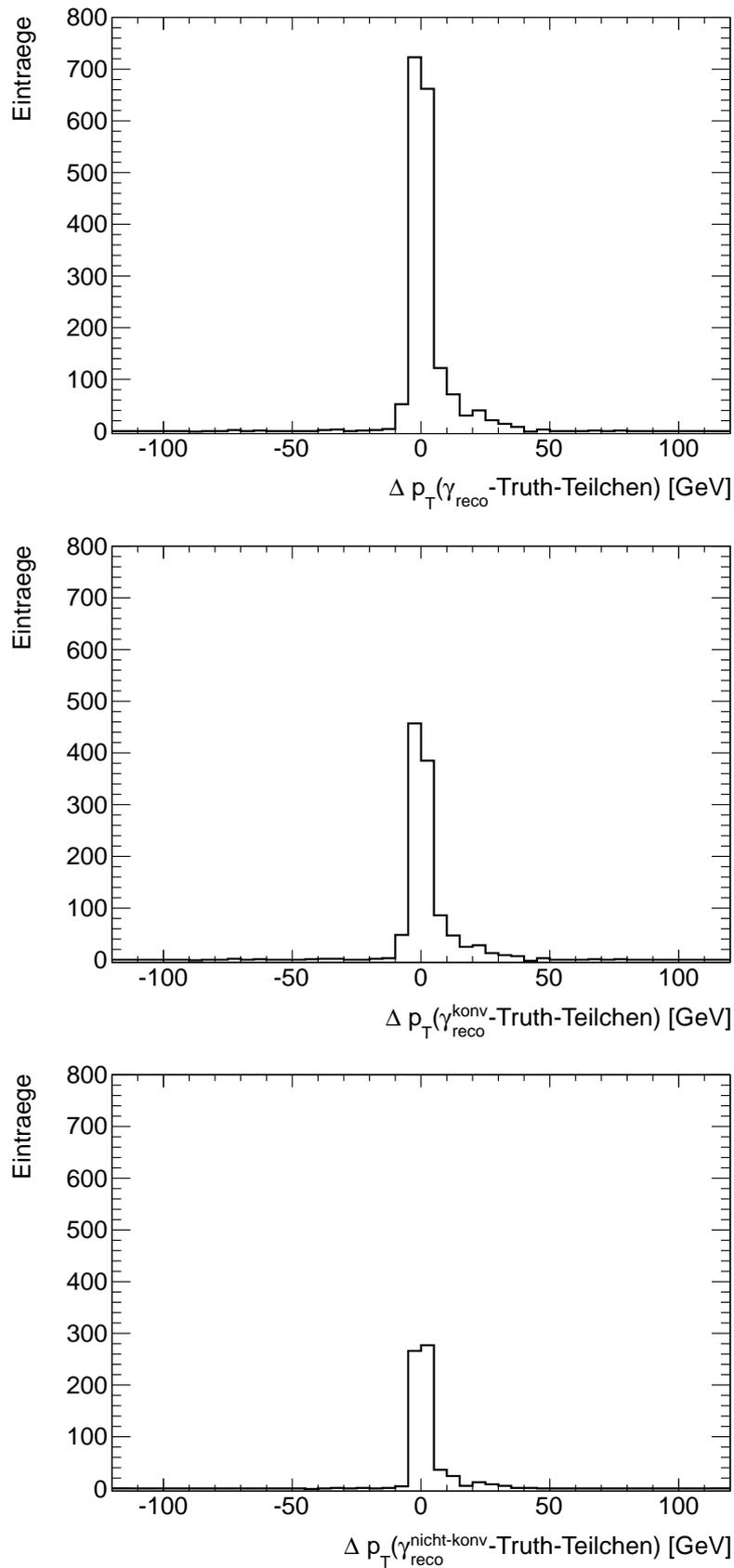
Sichtbare Veränderungen sind in den  $\Delta R$ -Verteilungen zwischen rekonstruierten Photonen und rekonstruierten Jets mit größtem  $p_T$  zu beobachten (Abbildung A.6). Die in den Abbildungen 6.7, Seite 54, und 6.7, Seite 54, präsentierten  $\Delta R$ -Verteilungen weisen eine deutliche, durch Schnitte auf die Jets verursachte Kante bei  $\Delta R = 0,5$  auf. Diese ist in Abbildung A.6 deutlich aufgeweicht. Die Verteilungen für alle rekonstruierten, alle konvertierten rekonstruierten und alle nicht-konvertierten rekonstruierten Photonen weisen einen Anstieg zu der bereits in Kapitel 6.2.2 angesprochenen  $\pi$ -Kante auf. Insgesamt sind die Verteilungen verglichen mit den Verteilungen in Abbildung 6.13, Seite 65, uniformer verteilt.



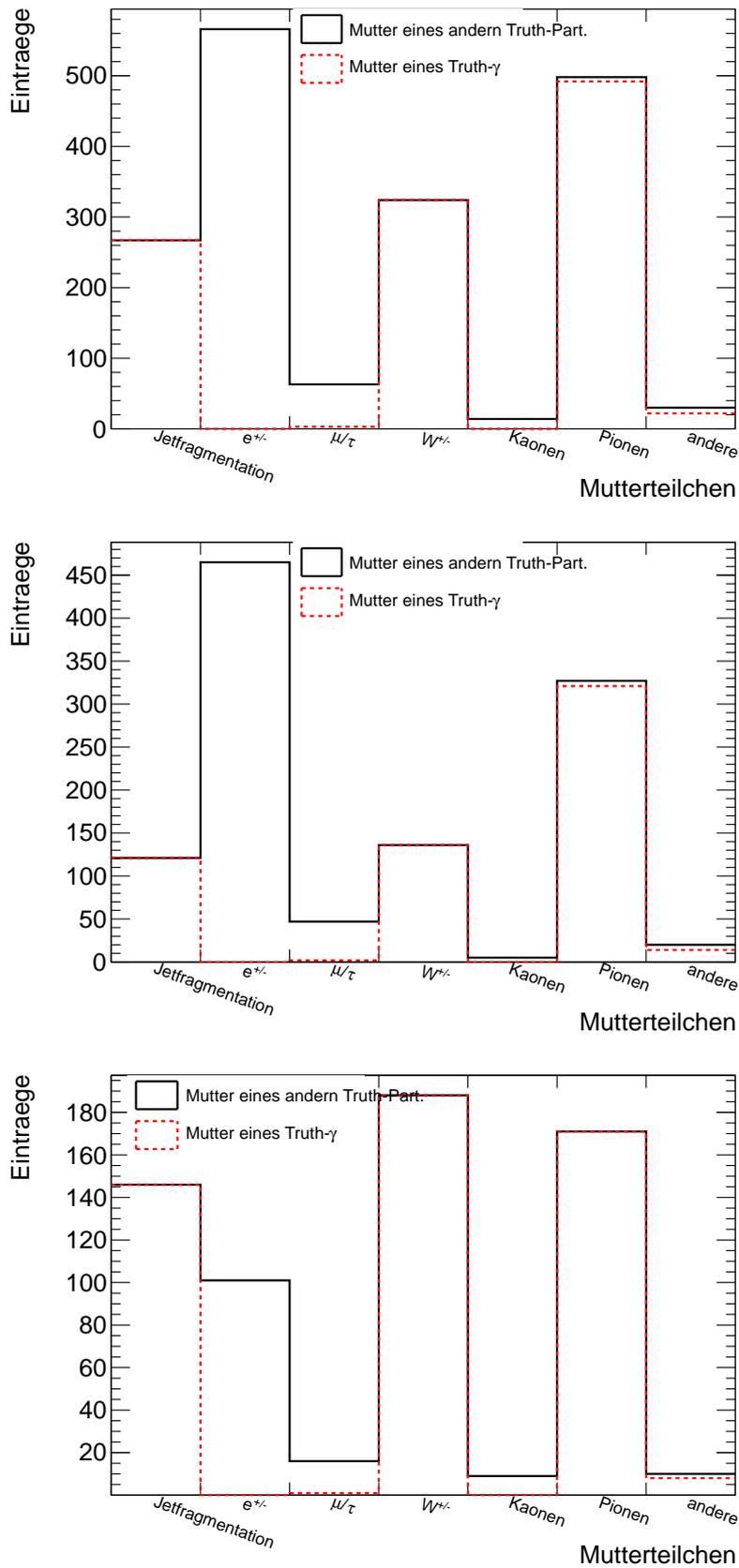
**Abbildung A.2.:**  $\Delta R$ -Verteilungen für Truth-Teilchen mit größtem  $p_T$  im Abstand  $\Delta R < 0,1$  zu einem rekonstruierten Photon. Die Gesamtverteilung (durchgezogene Linie) ist in den Anteil an Truth-Photonen (gestrichelt) und anderer Truth-Teilchen (gepunktet) mit größtem  $p_T$  unterteilt. Oben: Alle rekonstruierten Photonen. Mitte: Nur konvertierte rekonstruierte Photonen. Unten: Nur nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen.



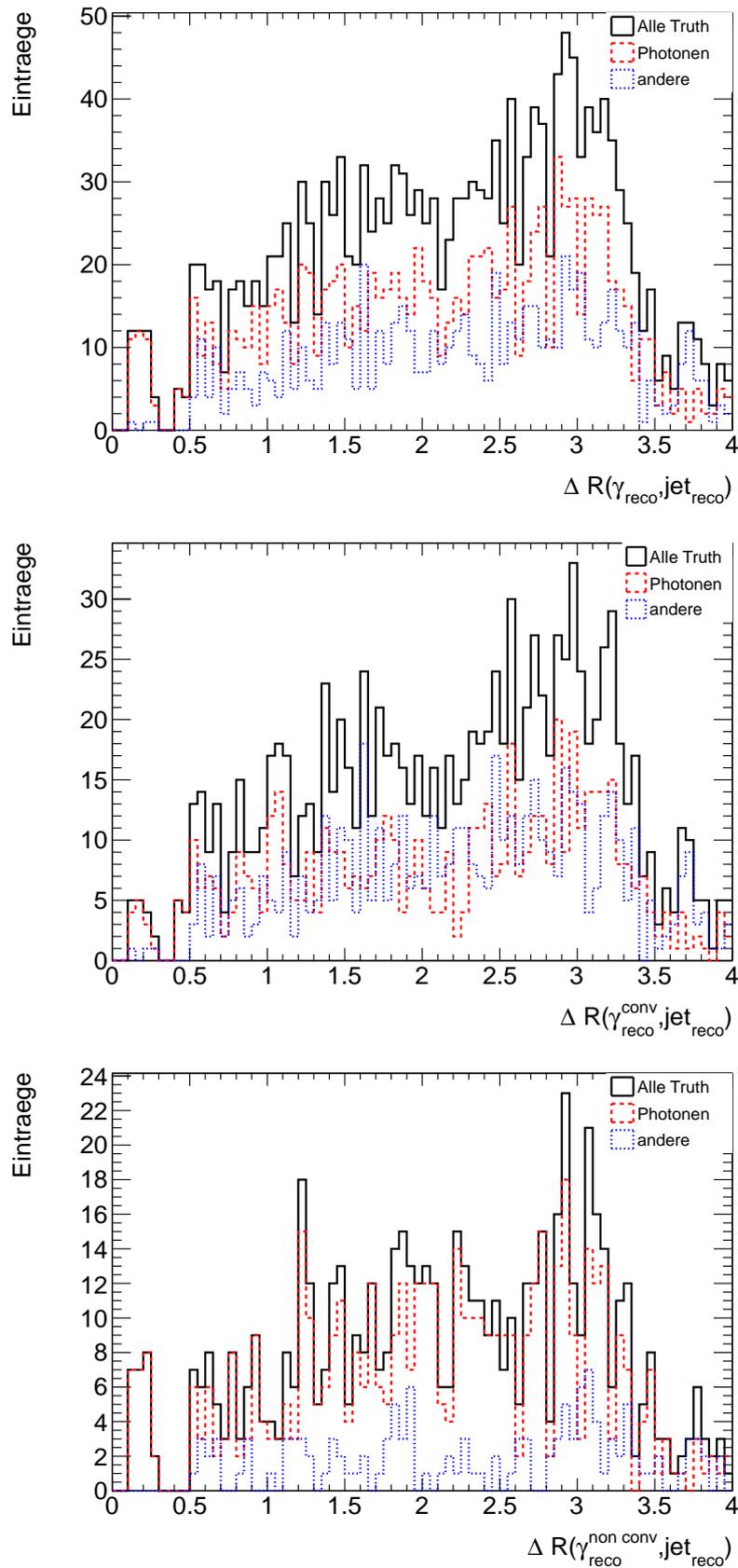
**Abbildung A.3.:**  $p_T$ -Verteilungen für Truth-Teilchen mit größtem  $p_T$  im Abstand  $\Delta R < 0, 1$  zu einem rekonstruierten Photon. Die Gesamtverteilung (durchgezogene Linie) ist in den Anteil an Truth-Photonen (gestrichelt) und anderer Truth-Teilchen (gepunktet) mit größtem  $p_T$  unterteilt. Oben: Alle rekonstruierten Photonen. Mitte: Nur konvertierte rekonstruierte Photonen. Unten: Nur nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen.



**Abbildung A.4.:** Kontroll-Verteilungen für die Analyse aller Truth-Partikel mit größtem  $p_T$  im Abstand  $\Delta R < 0,1$  zu einem rekonstruierten Photon. Oben: Alle rekonstruierten Photonen. Mitte: Nur konvertierte rekonstruierte Photonen. Unten: Nur nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen.



**Abbildung A.5.:** Mutter-Teilchen aller Truth-Partikel (durchgezogene Linie) und Truth-Photonen (gestrichelt) mit größtem  $p_T$  im Abstand  $\Delta R < 0,1$  zu einem rekonstruierten Photon. Oben: Alle rekonstruierten Photonen. Mitte: Nur konvertierte rekonstruierte Photonen. Unten: Nur nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen.



**Abbildung A.6.:** Rekonstruierte Jets mit größtem  $p_T$  im Abstand  $\Delta R$  zu einem rekonstruierten Photon. Die Gesamtverteilung (durchgezogene Linie) ist in den Anteil an Truth-Photonen (gestrichelt) und anderer Truth-Teilchen (gepunktet) mit geringstem Abstand zu einem rekonstruierten Photon unterteilt. Oben: Alle rekonstruierten Photonen. Mitte: Nur konvertierte rekonstruierte Photonen. Unten: Nur nicht-konvertierte rekonstruierte Photonen.

## A.4. Kontrolltabellen

	alle Truth-Partikel						
	$\Sigma$	$\gamma$	$e^\pm$	$\mu/\tau$	Kaonen	Pionen	andere
alle $\gamma_{\text{reco}}$	2053	1292	648	77	27	8	1
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	1337	725	530	60	15	7	0
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	716	567	118	17	8	1	1
Truth-Partikel mit geringstem $\Delta R$							
alle $\gamma_{\text{reco}}$	1762	1097	628	15	18	3	1
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	1121	585	511	14	7	3	1
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	641	512	117	1	11	0	0
Truth-Partikel mit größtem $p_T$							
alle $\gamma_{\text{reco}}$	1762	1108	609	29	14	1	1
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	1121	594	498	22	5	1	1
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	641	514	111	7	9	0	0

**Tabelle A.2.:** Kontrolltabelle zu den Abbildungen 6.2, 6.8, A.1.

	Mutterteilchen aller Truth-Partikel							
	$\Sigma$	Jet-Fragm.	$e^\pm$	$\mu/\tau$	$W^\pm$	Kaonen	Pionen	andere
alle $\gamma_{\text{reco}}$	2053	267	579	132	338	23	672	42
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	1337	121	475	102	148	12	450	29
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	716	146	104	30	190	11	222	13
Mutterteilchen eines Truth- $\gamma$								
alle $\gamma_{\text{reco}}$	1292	267	0	3	338	0	661	23
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	725	121	0	2	148	0	439	15
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	567	146	0	1	190	0	222	8
Mutterteilchen von Truth-Partikeln mit geringstem $\Delta R$								
	$\Sigma$	Jet-Fragm.	$e^\pm$	$\mu/\tau$	$W^\pm$	Kaonen	Pionen	andere
alle $\gamma_{\text{reco}}$	1762	267	571	62	320	17	493	32
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	1121	121	467	49	134	6	322	22
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	641	146	104	13	186	11	171	10
Mutterteilchen eines Truth- $\gamma$								
alle $\gamma_{\text{reco}}$	1097	267	0	1	320	0	488	21
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	585	121	0	0	134	0	317	13
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	512	146	0	1	186	0	171	8
Mutterteilchen von Truth-Partikeln mit größtem $p_T$								
	$\Sigma$	Jet-Fragm.	$e^\pm$	$\mu/\tau$	$W^\pm$	Kaonen	Pionen	andere
alle $\gamma_{\text{reco}}$	1762	267	566	63	324	14	498	30
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	1121	121	465	47	136	5	327	20
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	641	146	101	16	188	9	171	10
Mutterteilchen eines Truth- $\gamma$								
alle $\gamma_{\text{reco}}$	1108	267	0	3	324	0	492	22
konvertierte $\gamma_{\text{reco}}$	594	121	0	2	136	0	321	14
nicht-konv. $\gamma_{\text{reco}}$	514	146	0	1	188	0	171	8

**Tabelle A.3.:** Kontrolltabelle zu den Abbildungen 6.6, 6.12, A.5.

alle Jets	$\Sigma$	alle Truth-Partikel	
		Truth-Photon	anderes Teilchen
um alle $\gamma_{\text{reco}}$	8596	5507	3089
um $\gamma_{\text{reco}}^{\text{konv}}$	5431	2939	2492
um $\gamma_{\text{reco}}^{\text{nicht-konv}}$	3165	2568	597
Jets mit größtem $p_T$	$\Sigma$	Truth-Partikel mit geringstem $\Delta R$	
um alle $\gamma_{\text{reco}}$	1762	1097	665
um $\gamma_{\text{reco}}^{\text{konv}}$	1121	585	536
um $\gamma_{\text{reco}}^{\text{nicht-konv}}$	628	512	129
Jets mit größtem $p_T$	$\Sigma$	Truth-Partikel mit größtem $p_T$	
um alle $\gamma_{\text{reco}}$	1709	1064	645
um $\gamma_{\text{reco}}^{\text{konv}}$	1081	563	518
um $\gamma_{\text{reco}}^{\text{nicht-konv}}$	641	501	127

**Tabelle A.4.:** Kontrolltabelle zu den Abbildungen 6.7, 6.13, A.6.

# Literaturverzeichnis

- [1] K. Nakamura et al (Particle Data Group). Review of Particle Physics, 2010-2011. Review of Particle Properties. *J. Phys. G*, 37(7A):075021, 2010.
- [2] A. Quadt. Top quark physics at hadron colliders. *European Physical Journal C*, 48:835–1000. 10.1140/epjc/s2006-02631-6.
- [3] B. Atlay, J. Erdmann, I. Fleck, C. Hachenberg, K. Ikematsu, K. Kröniger, A. Quadt, M. Rammes, and O. Rosenthal. A Search for  $t\bar{t}\gamma$  Event Candidates. Technical Report ATL-PHYS-INT-2011-052, CERN, Genf, May 2011.
- [4] CDF Collaboration. A Signature-Based Search for Anomalous  $\ell\gamma\cancel{E}_T$  + b-jet Production and SM  $t\bar{t} + \gamma$  Production in  $5.7 \text{ fb}^{-1}$  with the CDF-II detector. (CDF note 10270), Februar 2011.
- [5] CDF Collaboration. Evidence for  $t\bar{t}\gamma$  Production and Measurement of  $\sigma_{t\bar{t}\gamma}/\sigma_{t\bar{t}}$ . Juni 2011. arXiv:1106.3970v3.
- [6] T. Aaltonen and others (CDF Collaboration). Exclusion of Exotic Top-like Quark with 4/3 Electric Charge Using Soft Lepton Tags. *Phys.Rev.Lett.*, 105:101801, 2010. doi:10.1103/PhysRevLett.105.101801.
- [7] O. Brüning, P. Collier, P Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, and P. Proudlock. *LHC Design Report*. CERN, Genf, 2004. CERN-2004-003-V-2.
- [8] G. Aad and others (The ATLAS Collaboration). Expected Performance of the ATLAS Experiment: Detector, Trigger and Physics. 2009. hep-ex/0901.0512.
- [9] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. 2008. JINST 3 S08003.
- [10] G. Aad and others (The ATLAS Collaboration). ATLAS Fact Sheet. 2010. <http://atlas.ch/fact-sheets.html>, letzter Abruf: 02.09.2011, 19:40.
- [11] ATLAS Collaboration. ATLAS Trigger Performance: Status Report. Technical Report CERN-LHC-98-015, Juni 1998.

- [12] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. John Wiley & Sons, New York, USA, 1996.
- [13] F. Halzen and A. Martin. *Quarks & Leptons: An introductory course in modern particle physics*. John Wiley & Sons, New York, USA, 1991.
- [14] Wikipedia. Standardmodell. [http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles-de.svg&filetimestamp=20100827163544](http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg&filetimestamp=20100827163544), letzter Abruf: 02.09.2011, 19:35.
- [15] Nature.com. Mexican-hat potential. [http://www.nature.com/nphys/journal/v7/n1/fig\\_tab/nphys1874\\_F1.html](http://www.nature.com/nphys/journal/v7/n1/fig_tab/nphys1874_F1.html), letzter Abruf: 02.09.2011, 19:30.
- [16] P. Higgs. Broken symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13(16):508–509, 1964. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.508.
- [17] P. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Physics letters*, 12(2):132–133, 1964. DOI: 10.1016/0031-9163(64)91136-9.
- [18] B. Heimel, Juni 2011. persönliche Mitteilung.
- [19] O. Biebel. Experimental tests of the strong interaction and its energy dependence in electron positron annihilation. *Phys. Rept.*, pages 340:165–289, 2001.
- [20] P. Bärnreuther. Top Quark Paar Produktion am LHC. 2008.
- [21] J. Pumplin et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, 07:012, 2002. hep-ph/0201195.
- [22] M. Rammes, April 2009. persönliche Mitteilung.
- [23] CDF and D $\bar{0}$  Collaboration. Top Quark Properties at TeVatron. 2011. arXiv/hep-ex/1103.5680.
- [24] U. Baur, M. Buice, and L. H. Orr. Direct Measurement of the top quark charge at hadron colliders. *Phys.Rev.D.*, 64(9):094019, 2001. doi:10.1103/PhysRevD.64.094019.
- [25] M. Ciljak, M. Jurcovicova, S. Tokar, and U. Baur. Top charge measurement at ATLAS detector. Technical Report ATL-PHYS-2003-035, CERN, Genf, Nov 2003.
- [26] ATLAS Collaboration. Expected photon performance in the ATLAS experiment. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2011-007, CERN, Genf, April 2011.

- [27] ATLAS Collaboration. The ATLAS Computing Workbook. Technical Report for Athena Release 15.3.0, CERN, Genf, Mai 2010.
- [28] W. Kilian, T. Ohl, and J. Reuter. WHIZARD 1.0: A generic Monte-Carlo integration and event generation package for multi-particle processes. Manual. LC-TOOL-2001-039.
- [29] W. Kilian, T. Ohl, and J. Reuter. WHIZARD: Simulating Multi-Particle Processes at LHC and ILC. Technical Report arXiv:0708.4233. FR-THEP-07-01. SI-HEP-2007-07, September 2007.
- [30] G. Corcella et al. HERWIG 6.5 Release Note. Oktober 2002. hep-ph/0210213.
- [31] S. Frixione, F. Stoeckli, P. Torrielli, B. Webber, and C. White. The mc@nlo 4.0 event generator. Technical Report arXiv:1010.0819, Oktober 2010.
- [32] New atlas event generator tunes to 2010 data. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2011-008, CERN, Genf, April 2011.
- [33] Ilka Antcheva and Olivier Couet. *ROOT: An Object-Oriented Data Analysis Framework: Users Guide 5.26*. CERN, Genf, Dezember 2009.
- [34] A. Sciaba, J. Andreeva, S. Campana, F. Donno, M. Litmaath, N. Magini, J. T. Moscicki, and H. Renshall. Computing at the Petabyte scale with the WLCG. Worldwide LHC Computing Grid. Technical Report CERN-IT-Note-2010-006, CERN, Genf, Mai 2010.
- [35] P. Golonka and Z. Was. PHOTOS Monte Carlo: A Precision tool for QED corrections in Z and W decays. *Eur. Phys. J.*, C45:97–107, 2006.
- [36] The ATLAS Collaboration. Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at  $\sqrt{7}$  TeV in 2010. August 2011.

# Danksagung

Mit Abgabe meiner Masterarbeit geht ein langer und spannender Abschnitt meines Lebens zuende. Dies ist Grund genug, den Leuten zu danken, die mir auf diesem Weg geholfen haben.

An erster Stelle danke ich natürlich *Prof. Dr. Ivor Fleck*, durch den diese Masterarbeit erst möglich wurde. Vielen Dank, dass ich an einem so interessanten Projekt wie dem ATLAS-Experiment teilnehmen durfte. Ein weiterer großer Dank gebührt außerdem:

- *Marcus Rammes* dafür, dass er mir bei Fragen zum Programmieren immer zur Seite stand und auch sonst immer ein offenes Ohr für meine Probleme hatte.
- *Oliver Rosenthal* dafür, dass er mir bei Fragen zu WHIZARD und meiner Arbeit immer geholfen hat und mich seit dem Kindergarten ertragen musste.
- *Hendrik Czirr*, da er sich die Zeit genommen hat, meine Arbeit Korrektur zu lesen, und mir damit unendlich geholfen hat.
- *Bora Atlay* und *Andreas Weikum* für eine Menge Spaß auf Tagungen und gute Gespräche bei Kaffee, Bier oder Edradour.
- *Christoph Ohm*, der einen letzten Blick über diese Arbeit geworfen hat.
- allen, die ich jetzt noch vergessen habe, die mir irgendwie geholfen haben.

Ganz besonders danke ich *meiner Familie*, dass sie mich seit fast 28 Jahren bedingungslos unterstützt und mir immer geholfen hat. Das Haus in Kanada baue ich Euch noch, liebe Eltern. Ich danke auch *meiner Freundin* für sehr viel Geduld, Verständnis und Unterstützung auch nach langen Arbeitstagen und -wochen.

Mein letzter Dank gilt meinem ältesten Bruder Thorsten, der die Fertigstellung dieser Masterarbeit nicht mehr miterleben konnte. Danke, dass Du immer aufgepasst hast, dass ich keinen Unsinn anstelle. Ich hab's geschafft, Schwerer!

# Erklärung

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

.....

(Ort, Datum)

.....

(Unterschrift)