

# GEORG-AUGUST-UNIVERSITÄT GÖTTINGEN

## II. Physikalisches Institut

### Triggerstudien für Ereignisse mit mehreren Jets in Proton-Proton-Kollisionen mit dem ATLAS-Detektor

von

Jörn Mahlstedt

In vielen Zerfallskanälen supersymmetrischer Teilchen tritt eine hohe Anzahl an Jets pro Ereignis auf. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit die Frage untersucht, ob sich Jet-Triggereffizienzen in Ereignissen mit vielen Jets von denen in Ereignissen mit wenigen Jets unterscheiden.

Dafür wird die Abhängigkeit der Effizienz von der Jetmultiplizität, dem Abstand der Jets zueinander und der Wahl der Grenzwerte des Matching-Verfahrens untersucht. Die Ergebnisse sowie deren Ursachen und Folgen werden vorgestellt.

Anschließend wird eine einfache Suche nach supersymmetrischen Teilchen in den Daten des LHC beschrieben, die auf der Anwendung von Schnitten beruht.



Post address:  
Friedrich-Hund-Platz 1  
37077 Göttingen  
Germany

II.Physik-UniGö-Dipl-2011/04  
II. Physikalisches Institut  
Georg-August-Universität Göttingen  
April 2011



GEORG-AUGUST-UNIVERSITÄT  
GÖTTINGEN

II. Physikalisches Institut

**Triggerstudien für Ereignisse mit mehreren Jets in  
Proton-Proton-Kollisionen mit dem ATLAS-Detektor**

von

Jörn Mahlstedt

geboren in

Bassum

Dieser Forschungsbericht wurde als Diplomarbeit von der Fakultät für Physik der Georg-August-Universität zu Göttingen angenommen.

Angenommen am: 12. April 2011  
Referent: Prof. Dr. Arnulf Quadt  
Korreferent: Dr. Carsten Hensel



# Inhaltsverzeichnis

|  |           |
|--|-----------|
| <b>1. Einleitung</b>   | <b>1</b>  |
| <b>2. Teilchenphysik</b>   | <b>3</b>  |
| 2.1. Standardmodell . . . . .  | 3         |
| 2.2. Physik der Hadronenbeschleuniger . . . . .  | 5         |
| 2.3. Supersymmetrie . . . . .  | 7         |
| <b>3. LHC und ATLAS-Detektor</b>   | <b>13</b> |
| 3.1. LHC . . . . .   | 13        |
| 3.2. ATLAS . . . . .   | 15        |
| 3.2.1. Innerer Detektor . . . . .  | 17        |
| 3.2.2. Kalorimeter . . . . .   | 21        |
| 3.2.3. Myonenspektrometer . . . . .  | 23        |
| 3.2.4. Magnetsystem . . . . .  | 25        |
| 3.3. ATLAS-Triggersystem . . . . .   | 26        |
| <b>4. Jet-Triggerstudien</b>   | <b>31</b> |
| 4.1. Entstehung & Rekonstruktion von Jets . . . . .  | 31        |
| 4.1.1. Entstehung . . . . .  | 31        |
| 4.1.2. Monte-Carlo- (MC) Generatoren . . . . .   | 33        |
| 4.1.3. Rekonstruktion . . . . .  | 33        |
| 4.2. Jet-Triggereffizienzen . . . . .  | 36        |
| 4.2.1. Verschiedene Berechnungsmethoden von Triggereffizienzen . . . . .                         | 36        |
| 4.2.2. Matching von Offline- und Trigger-Jets . . . . .  | 38        |
| 4.2.3. Turn-On-Kurven . . . . .  | 40        |
| 4.3. Vergleich der Turn-On-Kurven verschiedener Jet-Trigger . . . . .                            | 42        |
| 4.3.1. Vergleich von L1- und EF-Jet-Trigger Turn-On-Kurven . . . . .                             | 43        |
| 4.3.2. Verwendung von Truth-Jet-Informationen . . . . .  | 44        |
| 4.3.3. Turn-On-Kurven für Zentral- und Endkappenbereich . . . . .                                | 45        |
| 4.4. Studie von Einzeljet-Triggereffizienzen in Ereignissen mit mehreren Jets . . . . .          | 46        |
| 4.4.1. Abhängigkeit von der Jetmultiplizität . . . . .   | 47        |
| 4.4.2. Verteilung der Jetabstände . . . . .  | 47        |
| 4.4.3. Abhängigkeit vom Jetabstand $\Delta R_{\text{off,off}}$ . . . . .                         | 53        |
| 4.4.4. Abhängigkeit von Matching-Parametern: $\Delta R_{\text{off,trig}}$ -Grenzwert . . . . .   | 54        |
| 4.4.5. Abhängigkeit von Matching-Parametern: $\Delta E_{\text{T off,trig}}$ -Grenzwert . . . . . | 56        |
| 4.5. Multijet-Trigger . . . . .  | 58        |
| 4.5.1. Jetmultiplizitäten . . . . .  | 58        |
| 4.5.2. Multijet-Triggereffizienzen . . . . .   | 59        |

|   |           |
|---|-----------|
| <b>5. Suche nach supersymmetrischen Teilchen in den ersten Daten des ATLAS-Detektors</b>        | <b>63</b> |
| 5.1. Zusammenstellung der Datensätze & Einbeziehung der Jet-Triggereffizienzen . .              | 64        |
| 5.1.1. SUSY-Signaleereignisse . . . . .   | 64        |
| 5.1.2. SM-Untergrundereignisse . . . . .  | 64        |
| 5.1.3. Umgewichtung der Ereignisse auf eine einheitliche integrierte Luminosität                | 65        |
| 5.1.4. Daten des ATLAS-Detektors . . . . .  | 65        |
| 5.1.5. Gewichtung von Ereignissen anhand von Triggereffizienzen . . . . .                       | 66        |
| 5.2. Vorselektion der Ereignisse . . . . .  | 67        |
| 5.3. Hauptselektion der Ereignisse: Optimierung der Grenzwerte . . . . .                        | 69        |
| 5.3.1. $p_T$ -Werte der beiden Jets mit den höchsten Transversalimpulsen . . . . .              | 70        |
| 5.3.2. Leptonenanzahl . . . . .   | 72        |
| 5.3.3. Die effektive Masse $M_{\text{eff}}$ . . . . .   | 72        |
| 5.3.4. Die $\cancel{E}_T$ -Verteilung . . . . .   | 73        |
| 5.4. Vergleich der MC-Vorhersage mit den Daten . . . . .  | 76        |
| 5.4.1. Fit der $\cancel{E}_T$ -Verteilung der MC-Ereignisse . . . . .                           | 76        |
| 5.4.2. Vergleich von MC-Ereignissen mit den ATLAS-Daten . . . . .                               | 77        |
| 5.5. Fehlerdiskussion . . . . .   | 79        |
| <b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>  | <b>83</b> |
| 6.0.1. Jet-Triggerstudien . . . . .   | 83        |
| 6.0.2. Suche nach supersymmetrischen Teilchen in den ersten Daten des ATLAS-Detektors . . . . . | 84        |
| <b>A. Verwendete Datensätze und Jet-Container</b>   | <b>87</b> |
| A.1. Jet-Triggerstudien . . . . .   | 87        |
| A.2. SUSY-Analyse . . . . .   | 87        |
| <b>Literaturverzeichnis</b>   | <b>90</b> |
| <b>Danksagung</b>   | <b>96</b> |

# 1. Einleitung

Bereits im Altertum haben sich Menschen Gedanken über den Aufbau der uns umgebenden Materie gemacht. Die Idee wurde geboren, dass jedes Element aus winzig kleinen elementaren Bausteinen besteht, die nicht weiter geteilt werden können. Diesen Bausteinen hat man den Namen  $\alpha\tau\omicron\mu\omicron\varsigma$ , Atom, gegeben.

In den letzten Jahrhunderten ist es Wissenschaftlern gelungen, immer tiefer in die innerste Struktur der Materie vorzudringen. Die Erkenntnis wurde gewonnen, dass Atome selbst teilbar sind und aus einem Atomkern und einem oder mehreren Elektronen bestehen, die den Kern umgeben. Nach aktuellem Wissensstand sind Elektronen elementare Teilchen, während der Atomkern aus Protonen und Neutronen zusammengesetzt ist. Diese wiederum werden aus noch kleineren Teilchen gebildet, den Quarks und Gluonen.

Diese subatomare Ebene der elementaren Teilchen und ihre Wechselwirkungen untereinander werden in der Teilchenphysik erforscht [1]. Im letzten Jahrhundert hat sich eine Theorie entwickelt, welche die bis heute entdeckten Elementarteilchen, deren Eigenschaften und Interaktionen sehr erfolgreich beschreiben kann, das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) [2–7].

Es ist allerdings nicht möglich alle Entdeckungen mit dem SM zu erklären, beispielsweise weisen Rotationskurven von Galaxien auf so genannte Dunkle Materie hin, die nicht im SM beschrieben wird [8, 9]. Um dieses und weitere Probleme zu lösen, wurden und werden neue Theorien entwickelt, die über das SM hinausgehen. Von diesen Theorien ist die Supersymmetrie [10, 11] eines der favorisierten Modelle. Es sagt die Existenz neuer Teilchen mit schweren Massen voraus, die bisher nicht entdeckt werden konnten. Um diese Teilchen und das bisher noch nicht entdeckte Higgs-Boson [12], welches das SM vervollständigen würde, zu entdecken, sind große Teilchenbeschleuniger notwendig, die Teilchen mit sehr hoher Energie kollidieren lassen.

Der Large Hadron Collider (LHC) [13–15] am CERN, nahe Genf, ist ein solcher Teilchenbeschleuniger. In mehreren Detektoren, darunter der ATLAS-Detektor [16, 17], werden Protonen zur Kollision gebracht und die dabei produzierten neuen Teilchen detektiert und untersucht.

In Analysen werden die Daten, die der ATLAS-Detektor liefert, mit theoretischen Vorhersagen des SM verglichen. Eine Abweichung könnte beispielsweise auf neue Physik jenseits des SM hinweisen.

Eine wichtige Komponente des ATLAS-Detektors ist das Triggersystem [18, 19], welches die vom Detektor erzeugte, sehr große Datenmenge auf ein Maß reduziert, das abgespeichert und weiterverarbeitet werden kann. Während dieses Prozesses muss ein Großteil der detektierten Ereignisse verworfen werden, wobei die Aufgabe des Triggersystems darin besteht, die wenigen physikalisch „interessanten“ Ereignisse herauszusortieren.

Die Effizienz, mit der das Triggersystem diese Ereignisse findet, ist eine Größe, die zu Abweichungen zwischen Theorie und Experiment führen kann, sofern sie nicht genau bekannt ist. Es ist daher sehr wichtig sie genau zu studieren, insbesondere ihre Abhängigkeit von Parametern wie der Position einzelner Objekte im Ereignis oder deren Anzahl und relativen Lage zueinander. Diese Abhängigkeiten werden in dieser Arbeit speziell für Jet-Triggereffizienzen untersucht.

Zunächst wird in Kapitel 2 ein Überblick über die Physik des SM, der Hadronenbeschleuniger und der Supersymmetrie gegeben, bevor in Kapitel 3 der Aufbau des LHC und des ATLAS-Detektors beschrieben wird.

In Kapitel 4 werden zuerst die Entstehung und Rekonstruktion von Jets sowie verschiedene Bestimmungsmethoden von Jet-Triggereffizienzen dargelegt. Daraufhin werden erste Studien zu der Abhängigkeit von Jet-Triggereffizienzen vorgestellt (siehe Abschnitt 4.3), um in Abschnitt 4.4 schließlich eine der zentralen Fragen dieser Arbeit zu klären, ob sich die Effizienz von Jet-Trigger in Ereignissen mit vielen Jets von der Effizienz in Ereignissen mit wenigen Jets unterscheidet und ob die Effizienz von der Anzahl der Jets oder dem Abstand der Jets zueinander abhängt. Dies ist eine wichtige Frage, da nicht nur im Bereich der Supersymmetrie Ereignisse mit einer Vielzahl an Jets auftreten. Die Jet-Triggerstudien werden in Abschnitt 4.5 mit einer Einführung in die Bestimmung von Multijet-Triggereffizienzen abgeschlossen.

In Kapitel 5 wird eine Analyse vorgestellt, in der basierend auf den 2010 gemessenen Daten des ATLAS-Detektors nach einem Signal für Supersymmetrie gesucht wird. Dies ist der zweite zentrale Bestandteil dieser Arbeit und dient außerdem als Anwendungsbeispiel für die zuvor bestimmten Jet-Triggereffizienzen.

Für die Analyse werden Kollisionen durch so genannte Monte-Carlo-Generatoren nachgebildet. Dabei können sowohl supersymmetrische Teilchen wie auch SM-Teilchen simuliert werden. Durch die Anwendung verschiedener Schnitte (Abschnitt 5.2 und 5.3) wird versucht, den Anteil der supersymmetrischen Signale vom dominierenden Anteil des SM-Untergrundes zu trennen. Auf diese Weise werden, je nachdem, ob Supersymmetrie in der Natur verwirklicht ist oder nicht, verschiedene Anzahlen an Ereignissen in den Daten erwartet. Diese Erwartungen werden in Abschnitt 5.4 schließlich mit den 2010 detektierten ATLAS-Daten verglichen.

Abschließend folgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Ausblick in Kapitel 6.

Es werden in dieser Arbeit durchgehend natürliche Einheiten verwendet ( $c = \hbar = 1$ ), so dass alle Massen, Impulse und Energien in der Einheit Elektronenvolt (eV) angegeben werden können.



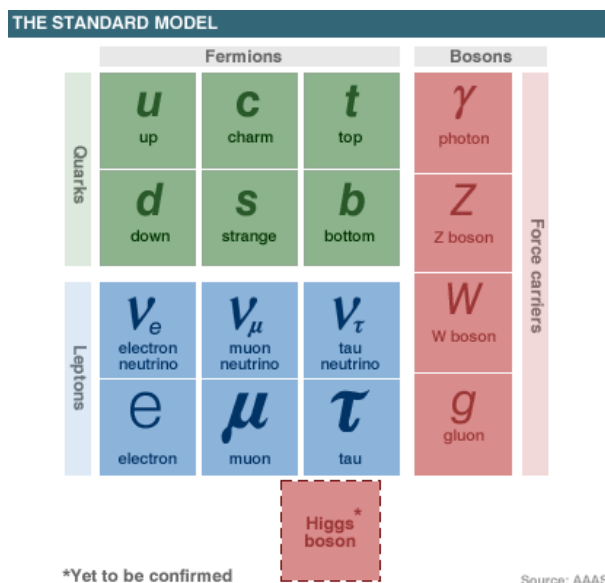
## 2. Teilchenphysik

Die heute bekannten Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen können erfolgreich durch das Standardmodell der Teilchenphysik beschrieben werden. Dieses wird in diesem Kapitel beschrieben. Außerdem wird auf die Physik der Hadronenbeschleuniger eingegangen und ein Modell vorgestellt, das über die Physik des Standardmodells hinausgeht: Die Supersymmetrie.

### 2.1. Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik, kurz SM genannt, ist eine relativistische Quantenfeldtheorie, die auf den Symmetriegruppen  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  basiert [2–7].

Sie beschreibt punktförmige Fermionen mit Spin  $\frac{1}{2}$  und deren Wechselwirkungen durch Austausch von Eichbosonen mit Spin 1. In Abbildung 2.1 sind diese Fermionen und Bosonen abgebildet.



**Abbildung 2.1.:** Der Teilcheninhalt des SM besteht aus den Fermionen (Leptonen und Quarks), die in drei Familien angeordnet sind, und den Bosonen, die als Austauschpartikel in der Wechselwirkung der Fermionen auftreten. Zusätzlich ist noch das Higgs-Boson aufgeführt, das allerdings bisher noch nicht entdeckt worden ist.

#### Die Fermionen

Die Fermionen lassen sich in zwei Gruppen unterteilen, die Leptonen und die Quarks. Deren linkshändige Zustände bilden Dubletts des schwachen Isospin  $(+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$  ( $SU(2)_L$ -Gruppe), während die rechtshändigen Zustände Singulets bilden.

Im Fall der Quarks besteht das erste Dublett aus Up- (u) und Down- (d) Quark und bei den

Leptonen aus Elektron-Neutrino ( $\nu_e$ ) und Elektron ( $e^-$ ). Zusammen bilden sie die erste Familie. Außer diesen vier Fermionen gibt es noch zwei weitere Familien, deren Teilchen sich nur durch die größere Masse von den Teilchen der ersten Familie unterscheiden. Aufgrund dieser höheren Masse zerfallen sie jedoch relativ schnell in Teilchen der ersten Familie.

Die zweite Familie besteht aus Charm- (c) und Strange- (s) Quark, sowie Myon-Neutrino ( $\nu_\mu$ ) und Myon ( $\mu$ ). Die dritte Familie beinhaltet das Top- (t) und das Bottom- (b) Quark, sowie das Tau-Neutrino ( $\nu_\tau$ ) und das Tau-Lepton ( $\tau$ ). Die Massen und elektrischen Ladungen aller Teilchen sind in Tabelle 2.1 zu finden. Das Top-Quark ist mit einer Masse von  $173,3 \pm 1,1$  GeV [20] das schwerste dieser Teilchen und damit fast so schwer wie ein Gold-Atom.

| Familie | Quarks   |   |                | Leptonen   |                      |        |
|---------|----------|---|----------------|------------|----------------------|--------|
|         | Teilchen | Masse [MeV]                                     | Ladung         | Teilchen   | Masse [MeV]          | Ladung |
| I       | u        | 1,7 – 3,3                                       | $\frac{2}{3}$  | $\nu_e$    | $< 2 \times 10^{-6}$ | 0      |
|         | d        | 4,1 – 5,8                                       | $-\frac{1}{3}$ | e          | 0,511                | -1     |
| II      | c        | $\left(1,27^{+0,07}_{-0,09}\right) \times 10^3$ | $\frac{2}{3}$  | $\nu_\mu$  | $< 0,19$             | 0      |
|         | s        | $101^{+29}_{-21}$                               | $-\frac{1}{3}$ | $\mu$      | 105,7                | -1     |
| III     | t        | $(173,3 \pm 1,1) \times 10^3$                   | $\frac{2}{3}$  | $\nu_\tau$ | $< 18,2$             | 0      |
|         | b        | $\left(4,19^{+0,18}_{-0,06}\right) \times 10^3$ | $-\frac{1}{3}$ | $\tau$     | $1776,8 \pm 0,2$     | -1     |

**Tabelle 2.1.:** Die Massen bzw. Massengrenzen und elektrischen Ladungen aller Fermionen sind aufgelistet. Bis auf die Masse des Top-Quarks [20] stammen alle Werte aus [21].

Während die Leptonenfamilie eine Quantenzahl darstellt, die erhalten ist, können die Quarks der drei Familien mischen. Diese Mischung wird durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa- (CKM) Matrix beschrieben [22, 23].

In den letzten Jahrzehnten wurde jedoch auch im Bereich der Leptonen eine Mischung beobachtet, im Bereich der Neutrinos durch die Neutrino-Oszillationen. Diese lässt sich analog zu den Quarks durch die Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata- (PMNS) Matrix beschreiben [24, 25] und impliziert eine Neutrinomasse, während die Neutrinos im SM eine Masse von Null besitzen. Dies stellt somit ein Beispiel für eine Eigenschaft dar, die vom SM nicht vollends beschrieben werden kann. Die Massen der Neutrinos selbst sind so klein, dass sie noch nicht gemessen werden konnten. Nur die Massendifferenzen zwischen den Neutrinos konnten bisher bestimmt werden [21]. Die in Abbildung 2.1 angeführten Werte stellen experimentelle Obergrenzen der Massen dar.

Die Quarks besitzen eine weitere Quantenzahl, die Farbladung genannt wird ( $SU(3)_C$ -Gruppe). Diese kann die Werte rot, grün oder blau annehmen. In der Natur treten Quarks jedoch nur in gebundenen farbneutralen Zuständen auf (Hadronen). Diese Eigenschaft wird durch den Begriff Confinement ausgedrückt. Entweder bilden drei Quarks ein Baryon (z.B. Proton, Neutron) oder ein Quark und ein Antiquark bilden zusammen ein Meson (z.B. Pion). Solch ein Antiquark ist das Antiteilchen eines Quarks und unterscheidet sich von diesem durch die entgegengesetzte Ladung. Zu jedem Fermion existiert ein Antifermion.

### Die Bosonen

Die Bosonen werden bei Wechselwirkungen zwischen Fermionen ausgetauscht und sind somit Träger der fundamentalen Kräfte. Drei dieser Kräfte sind im SM enthalten:

- Das Photon ( $\gamma$ ) ist der Träger der elektromagnetischen Kraft.

- Die schweren Eichbosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$  vermitteln die schwache Kraft.
- Die acht Gluonen (g) sind Träger der starken Kraft.

Insgesamt beinhaltet das SM also 12 Bosonen, deren Massen und elektrische Ladungen in Tabelle 2.2 zusammengefasst sind.

| Bosonen  |                    |         |
|----------|--------------------|---------|
| Teilchen | Masse [GeV]        | Ladung  |
| $\gamma$ | 0                  | 0       |
| g        | 0                  | 0       |
| $W^\pm$  | $80,399 \pm 0,023$ | $\pm 1$ |
| $Z^0$    | $91,188 \pm 0,003$ | 0       |

**Tabelle 2.2.:** Die Massen und elektrischen Ladungen aller Bosonen sind aufgelistet [21].

Die einzige Kraft, die nicht durch das SM beschrieben wird, ist die Gravitation. Aufgrund ihrer geringen Stärke auf subatomaren Skalen spielt sie jedoch für die Physik der Teilchenbeschleuniger keine Rolle. Dennoch existieren große Bestrebungen, alle in der Natur vorkommenden Kräfte in einer Theorie zu vereinen.

Während alle Fermionen über die schwache Kraft miteinander wechselwirken, sind bei der elektromagnetischen Kraft die neutralen Teilchen (Neutrinos) ausgeschlossen und über die starke Kraft wechselwirken nur noch Quarks, denn Gluonen besitzen genau wie Quarks eine Farbladung.

Nach dem SM müssten alle diese Bosonen masselos sein. Die  $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Bosonen besitzen jedoch eine nicht zu vernachlässigende Masse.

Dieses Problem kann durch Einführung des Higgs-Mechanismus [12] behoben werden. Die Teilchen erhalten Masse durch die Wechselwirkung mit dem Higgs-Feld. Dabei wird allerdings auch automatisch ein neues Teilchen eingeführt, das Higgs-Boson (H). Dieses Teilchen ist jedoch noch nicht experimentell entdeckt worden, sondern es konnten nur Ausschlussgrenzen durch den LEP-Beschleuniger  $m_H > 114.4 \text{ GeV}^1$  [26] und das Tevatron im Bereich  $158 \text{ GeV} - 173 \text{ GeV}^1$  [27] bestimmt werden. Die Suche nach dem Higgs-Boson ist eine der Hauptaufgaben des LHC.

Trotz des großen Erfolges des SM können einige Beobachtungen (siehe Abschnitt 2.3) nicht durch dieses Modell erklärt werden. Aus diesem Grund wurden eine Reihe anderer Theorien entwickelt, die über das SM hinausgehen (z.B. Supersymmetrie).

## 2.2. Physik der Hadronenbeschleuniger

Zur Entdeckung neuer Teilchen und der Untersuchung ihrer Eigenschaften wurden im letzten Jahrhundert unterschiedliche Methoden und Beschleuniger (z.B. Linearbeschleuniger und Ringbeschleuniger) verwendet.

Der LHC (siehe Abschnitt 3.1) ist ein Ringbeschleuniger, in dem Protonen mit Protonen kollidieren. Im selben Tunnel befand sich vorher der LEP-Beschleuniger [28], in dem Elektronen und Positronen zur Kollision gebracht wurden.

Der Vorteil von Elektronen und Positronen ist, dass es sich um Elementarteilchen handelt, deren Impuls und Energie vor der Kollision genau bekannt ist. Mit solch einem Beschleuniger sind sehr

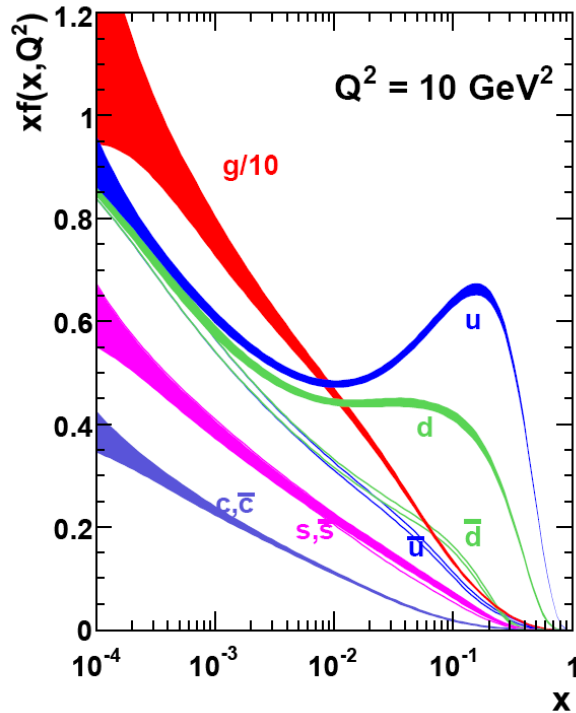
<sup>1</sup>bei einem Konfidenzintervall von 95%

präzise Messungen möglich.

Da sich die geladenen Teilchen auf Kreisbahnen bewegen, erzeugen sie Synchrotronstrahlung und verlieren damit einen Teil ihrer Energie. Die abgegebene Energie ist proportional zur Masse  $m^{-4}$ . Dies betrifft besonders die leichten Elektronen (bzw. Positronen) und damit ist eine Erhöhung der Schwerpunktsenergie von  $e^+e^-$ -Ringbeschleunigern nur unter sehr hohem Aufwand möglich. Für Hadronenbeschleuniger, wie den LHC, stellt dies aufgrund der höheren Masse der umlaufenden Teilchen kein Problem dar. Mit der höheren Schwerpunktsenergie könnten neue, bisher unbekannte, Teilchen entdeckt werden.

Dieser Vorteil bringt aber auch einen großen Nachteil mit sich, denn Hadronen (wie z.B. Protonen) sind keine Elementarteilchen. Bei einer Kollision wechselwirken nicht die Hadronen selbst miteinander, sondern deren Bestandteile, also Quarks und Gluonen. Diese tragen aber nur einen unbekanntem Anteil des Gesamtimpulses des Hadrons. Dieser Anteil wird durch die physikalische Größe Bjorken-x beschrieben [29].

Ein Proton besteht aus Valenzquarks (uud), Gluonen und Seequarks. Wie die Verteilung des Impulsanteils x der einzelnen Quarks und Gluonen aussieht, wird durch die Partondichtefunktionen (PDF) beschrieben und ist in Abbildung 2.2 aufgetragen. Die PDF können durch tief-



**Abbildung 2.2.:** Die Partondichtefunktionen (PDF) geben die Verteilung der Wahrscheinlichkeit wieder, mit der die Partonen (Quarks und Gluonen) eines Protons einen gewissen Impulsanteil  $x$  des Gesamtimpulses des Protons tragen. Diese Funktionen sind von der betrachteten Energieskala  $Q^2$  abhängig. Die Breite der Funktionen stellt ein 1-Sigma Konfidenzintervall (68%) dar (aus [30]).

inelastische Streuung bei der Kollision von Leptonen mit Protonen gemessen werden. Dies wurde beispielsweise am HERA-Beschleuniger [31, 32] durchgeführt. Die Bestimmung der PDF wird von mehreren Gruppen durchgeführt (z.B. CTEQ [33] oder MRST [30]).

Auch wenn man die Verteilung der Impulsanteile beschreiben kann, ist der Einzelimpuls der

Teilchen im Falle einer Kollision weiterhin unbekannt.

Aus diesem Grund werden in Analysen häufig transversale Größen verwendet (z.B.  $p_T$  oder  $E_T$ ), die in der Ebene senkrecht zur Strahlachse definiert sind. Vor der Kollision sind zwar die Einzelimpulse der Hadronen in Bewegungsrichtung unbekannt, sollten aber senkrecht dazu Null sein. Aufgrund der Impulserhaltung folgt, dass auch nach der Kollision die Summe aller transversalen Impulse Null beträgt. Ist dies nicht der Fall, muss ein entstandenes Teilchen der Detektion entgangen sein. Der negative Betrag von der Summe der Transversalimpulse aller Teilchen wird nun fehlende transversale Energie ( $\cancel{E}_T$  oder auch MET) genannt. Hierfür kommen SM-Neutrinos oder Teilchen aus Theorien in Frage, die vom SM abweichen. Für solche Studien ist der  $\cancel{E}_T$ -Wert von besonderer Bedeutung.

## 2.3. Supersymmetrie

Wie bereits erwähnt, kann das SM trotz seines großen Erfolges nicht alle physikalischen Beobachtungen hinreichend erklären. Es bleiben Fragen offen, von denen einige hier aufgeführt werden:

- Warum gibt es eine Materie-Antimaterie-Asymmetrie im Universum, falls beim Urknall beides zu gleichen Mengen erzeugt wurde? Ist diese Asymmetrie alleine durch die CP-Verletzung [34, 35] im SM zu erklären?
- Warum haben Neutrinos Massen und wie groß sind diese?
- Ist es möglich alle fundamentalen Kräfte in einer großen vereinheitlichten Theorie (GUT) zusammenzufassen? Warum vereinen sich die Werte der Kopplungskonstanten dieser Kräfte bei hohen Energien nicht (siehe Abbildung 2.4)?
- Woraus besteht der Großteil unseres Universums? Messungen der WMAP-Raumsonde [36] haben ergeben, dass die sichtbare Materie nur 4,6 % der Gesamtdichte des Universums ausmacht. Welche Zusammensetzung besitzt die Dunkle Materie (22,8 % der Gesamtdichte) und was kann man sich unter Dunkler Energie (72,6% der Gesamtdichte) vorstellen (Werte stammen alle aus [36])?
- Ist es notwendig das Problem quadratisch divergierender Schleifenkorrekturen des Higgs-Bosons (siehe Abbildung 2.3(a)) durch eine Renormierung zu beheben, die eine ungewöhnlich hohe Anzahl an Größenordnungen zwischen der Higgsmasse und der GUT-Skala überbrücken muss (Hierarchieproblem) [10]?

Aufgrund dieser Fragen wurden Theorien entwickelt, die über das SM hinausgehen und zumindest einige dieser Fragen beantworten können.

Eine dieser Erweiterungen des SM ist die Supersymmetrie (SUSY) [10, 11]. Diese führt eine zusätzliche Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen unter der Transformation  $Q$  ein:

$$Q |\text{Boson}\rangle \sim |\text{Fermion}\rangle \quad (2.1)$$

$$Q |\text{Fermion}\rangle \sim |\text{Boson}\rangle \quad (2.2)$$

Daraus folgt, dass jedes Fermion und Boson ein exakt identisches Partnerteilchen besitzt, welches sich nur im Spin um  $\Delta s = \frac{1}{2}$  unterscheidet. Da die Teilchen des SM hierfür nicht in Frage kommen, müssen neue Teilchen eingeführt werden, man nennt sie Superpartner.

### MSSM-Teilchen

Die minimale Erweiterung des SM, die Supersymmetrie realisiert, wird Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) genannt. In Tabelle 2.3 ist eine Liste aller MSSM-Teilchen dargestellt. Die Superpartner der Quarks und Leptonen werden Squarks und Sleptonen<sup>2</sup> genannt und besitzen einen Spin von 0. Sie sind zur Unterscheidung von SM-Teilchen durch ein Tilde-Zeichen gekennzeichnet. Die Superpartner der Vektorbosonen sind die Gluinos, Winos und das Bino mit Spin  $\frac{1}{2}$  (zusammen auch Gauginos genannt). Analog zur Mischung von  $W^0$  und B zu  $\gamma$  und  $Z^0$  im SM (GSW-Modell [2–4]), würden im ungebrochenen MSSM das neutrale Wino  $\tilde{W}^0$  und das Bino  $\tilde{B}$  zu einem Zino  $\tilde{Z}^0$  und einem Photino  $\tilde{\gamma}$  mischen. Im Vergleich zum SM existieren im MSSM zwei Higgs-Dubletts mit Spin 0, da im Falle eines einzigen Higgs-Dubletts eine Eichanomalie im elektroschwachen Sektor auftreten würde [10]. Nach der Symmetrie-Brechung im Higgsmechanismus ergeben sich im Gegensatz zum SM dadurch fünf statt nur einem Higgs-Boson ( $h, H, A$  und  $H^\pm$ ). Die zugehörigen Superpartner sind die Higgsinos mit Spin  $\frac{1}{2}$ .

| Name                | Spin 0   | Spin $\frac{1}{2}$   | Spin 1       |
|---------------------|--|--|--------------|
| Squarks, Quarks     | $(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$<br>$\tilde{u}_R^*$<br>$\tilde{d}_R^*$ | $(u_L, d_L)$<br>$\bar{u}_R$<br>$\bar{d}_R$                           |              |
| Sleptonen, Leptonen | $(\tilde{\nu}_e, \tilde{e}_L)$<br>$\tilde{e}_R^*$                  | $(\nu_e, e_L)$<br>$\bar{e}_R$  |              |
| Higgs, Higgsinos    | $(H_u^+, H_u^0)$<br>$(H_d^0, H_d^-)$                               | $(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$<br>$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$ |              |
| Gluino, Gluon       |  | $\tilde{g}$  | $g$          |
| Winos, $W^\pm/W^0$  |  | $\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$   | $W^\pm, W^0$ |
| Bino, B             |  | $\tilde{B}$  | $B$          |

**Tabelle 2.3.:** Liste aller Teilchen im MSSM. Im Falle der Squarks/Quarks und Sleptonen/Leptonen ist aus Gründen der Übersicht nur die erste Familie aufgelistet.

### SUSY-Brechung

Die soeben beschriebenen Superpartner sind jedoch bisher nicht entdeckt worden und können somit nicht exakt die gleichen Eigenschaften besitzen, so muss die Masse in einem bisher nicht beobachtbaren Größenbereich liegen. Daraus folgt, dass SUSY eine gebrochene Symmetrie ist. Solange keine experimentellen Nachweise vorliegen, bleibt die Art dieser Brechung unbekannt und es kann keine endgültige Theorie aufgestellt werden. Deshalb sind unterschiedliche supersymmetrische Modelle entstanden.

Im MSSM führt diese Brechung zur Mischung der Gauginos. So mischen die neutralen Higgsinos, das neutrale Wino und das Bino zu den vier Neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0, \dots, \tilde{\chi}_4^0$  und die geladenen Higgsinos und Winos zu den zwei Charginos  $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$ . Da das MSSM eine möglichst allgemeine Parametrisierung der Brechung liefert, existieren in diesem Modell 124 freie Parameter (siehe Review Supersymmetry, Part I (Theorie) in [21]), die nötig sind, um alle Massenterme, die komplexe Werte annehmen können (Masse & Phase), sowie die Mischungswinkel der SM- und SUSY-Teilchen zu beschreiben. Diese Anzahl kann durch wenige Annahmen, wie z.B. einen einheitlichen Sfermionen-Massenterm und einen einheitlichen Gaugino-Massenterm, erheblich

---

<sup>2</sup>Das s steht für skalares Teilchen.

reduziert werden. So besitzt das spezifischere Minimal Super Gravity (mSUGRA) -Modell nur noch 5 freie Parameter:

- $m_0$ : eine einheitliche Masse aller skalaren Superpartner
- $m_{\frac{1}{2}}$ : die entsprechende Masse aller Gauginos (Spin- $\frac{1}{2}$ -Superpartner)
- $A_0$ : beschreibt die trilineare skalare Kopplung zwischen Higgs-Bosonen und Sfermionen
- $\tan\beta$ : der Quotient der Vakuumerwartungswerte der zwei Higgsfelder
- $\text{sgn}(\mu)$ : das Vorzeichen des Higgsino-Massenparameters  $\mu$

Weitere Modelle, auf die nicht weiter eingegangen wird, sind beispielsweise Gauge Mediated Supersymmetry Breaking (GMSB) und Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking (AMSB).

### R-Parität

Durch die Einführung einer Supersymmetrie stößt man auf das Problem, dass ein Protonenzerfall  $p \rightarrow e^+\pi^0$  möglich wird, der in der Natur nicht realisiert ist<sup>3</sup>. Somit ist die Erhaltung der Baryonen- und Leptonenzahl nicht mehr gewährleistet. Aus diesem Grund wird die multiplikative Quantenzahl R-Parität eingeführt, die in den meisten SUSY-Modellen erhalten ist:

$$R = (-1)^{2S+3B+L} \quad (2.3)$$

S ist hierbei der Spin, B die Baryonenzahl und L die Leptonenzahl des Teilchens. Daraus folgt, dass für alle SM-Teilchen  $R = 1$  und für alle Superpartner  $R = -1$  gilt. Somit können Superpartner nur in Paaren produziert werden und zerfallen immer in ein SM-Teilchen und ein supersymmetrisches Teilchen. Am Ende dieser Kette steht zwangsläufig das leichteste supersymmetrische Teilchen, das nicht weiter zerfallen kann und kaum wechselwirkt, sofern es elektrisch neutral ist. Dieses Teilchen wird LSP genannt und ist aufgrund dieser Eigenschaften ein guter Kandidat, um das Rätsel der Dunklen Materie zu lösen. Im mSUGRA-Modell nimmt das leichteste Neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  diesen Platz ein.

Neben einem Kandidaten für kalte Dunkle Materie liefert die Einführung von Supersymmetrie eine Lösung des Hierarchieproblems, da sich die Schleifenkorrekturen der SM-Teilchen und ihrer Superpartner gegenseitig aufheben<sup>4</sup> (siehe Abbildung 2.3). Weiterhin ändern sich auch die Kopplungskonstanten und würden nun im Bereich der GUT-Skala in einem Punkt zusammentreffen (siehe Abbildung 2.4).

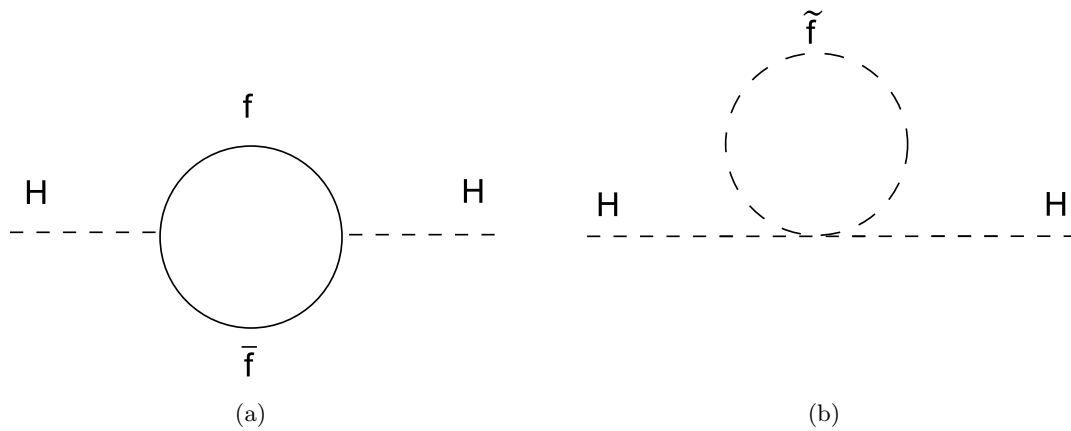
### Benchmarkpunkte

Aufgrund der Anzahl der SUSY-Modelle und deren freien Parameter ist es unmöglich Studien durchzuführen, die all diese Modelle und Phasenräume der Parameter abdecken. Aus diesem Grund wählt man für eine Studie ein bestimmtes Modell und fixiert die freien Parameter auf bestimmte Werte. Um die Vergleichbarkeit von Studien zu gewährleisten, werden so genannte Benchmarkpunkte einheitlich festgelegt. Diese decken jeweils unterschiedliche physikalische Bereiche eines SUSY-Modells ab.

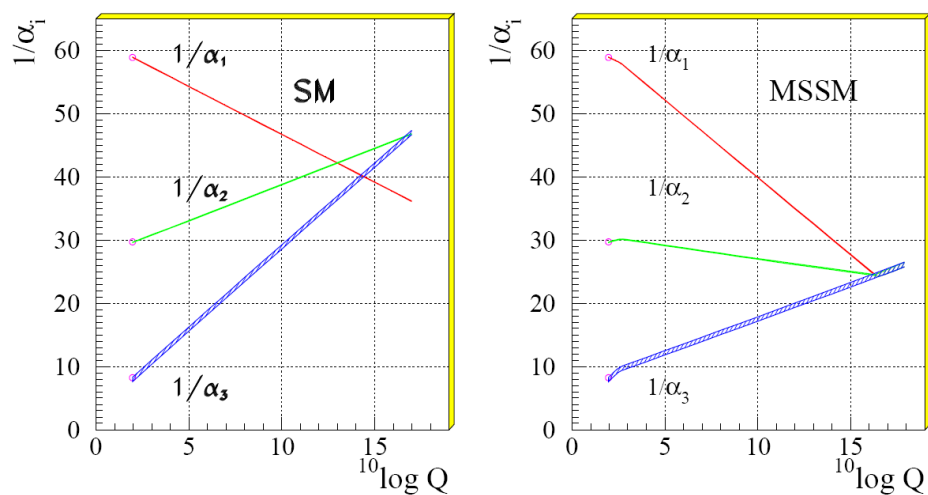
Die in mSUGRA gewählten Benchmarkpunkte heißen SU1, SU2, SU3, SU4, ... und legen alle 5 Parameter fest. Sowohl für die Jet-Triggerstudien als auch für die Analyse am Ende dieser

<sup>3</sup>Zumindest muss die Halbwertszeit sehr viel größer als das Alter des Universums sein.

<sup>4</sup>Sofern die Massen nicht zu stark voneinander abweichen.



**Abbildung 2.3.:** In (a) ist der Korrekturbeitrag einer Fermionenschleife zur Higgsmasse dargestellt. Dieser divergierende Beitrag wird aufgehoben, falls eine zusätzliche Schleifenkorrektur (b) des entsprechenden Superpartners, des Sfermions, angenommen wird.



**Abbildung 2.4.:** Während sich die Werte der Kopplungskonstanten der starken, schwachen und elektromagnetischen Kraft im SM nicht bei hohen Energien (GUT-Skala) in einem Punkt treffen, ist dies im MSSM der Fall [37].





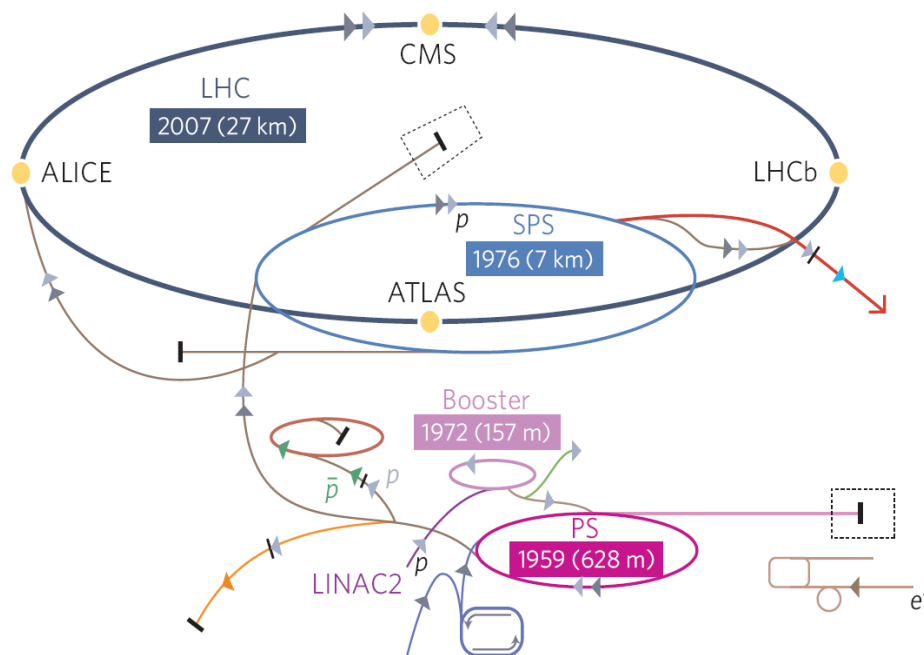


## 3. LHC und ATLAS-Detektor

Der Teilchenbeschleuniger mit der weltweit höchsten Schwerpunktsenergie ist seit Ende 2009 der LHC. Dieser wird in diesem Kapitel vorgestellt. Außerdem werden der ATLAS-Detektor und das speziell für diese Arbeit wichtige ATLAS-Triggersystem beschrieben.

### 3.1. LHC

Der Large Hadron Collider (LHC) [13–15, 39] ist ein Proton-Proton-Ringbeschleuniger, der vom CERN (European Organization for Nuclear Research) nahe Genf betrieben wird. Sein Tunnel hat einen Umfang von 27 km und liegt ca. 100 m unter der Erdoberfläche.



**Abbildung 3.1.:** Skizze des LHC mit seinen vier größten Experimenten: ALICE, ATLAS, CMS und LHCb und seinen Vorbeschleunigern Linac2, Proton-Synchrotron-Booster, PS und SPS [40].

Der Beschleunigungsvorgang [15] der Protonen beginnt mit dem Linearbeschleuniger Linac 2, der die Protonen auf eine Energie von 50 MeV beschleunigt. Die nächsten Beschleunigungsstufen sind der Proton-Synchrotron-Booster, durch den eine Energie von 1,4 GeV erreicht wird, das Proton-Synchrotron (PS), das die Energie auf 26 GeV erhöht, und das Super-Proton-Synchrotron (SPS), in dem die Protonen auf eine Energie von 450 GeV beschleunigt werden (siehe Abbildung 3.1). An diesem Punkt werden die Protonen in den LHC eingespeist, der zur Erhöhung der Protonenenergie auf 7 TeV konzipiert ist.

Die Protonen laufen durch zwei parallele Strahlröhren in entgegengesetzte Richtungen und können an vier Interaktionspunkten zur Kollision gebracht werden. Um die Protonenstrahlen auf ihrer kreisförmigen Bahn zu halten, werden supraleitende Dipolmagneten verwendet, während supraleitende Quadrupolmagnete sie fokussieren [13]. Diese Magnete werden durch suprafluides Helium auf 1,9 K gekühlt, um die Supraleitfähigkeit zu realisieren.

Der LHC wurde konzipiert, um Protonenstrahlen mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  zur Kollision zu bringen. Die instantane Design-Luminosität beträgt  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Die Luminosität ist die Proportionalitätskonstante zwischen der Ereignisrate und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ .

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma \quad (3.1)$$

Die Protonenstrahlen sind im Falle der Design-Luminosität in 2808 Pakete, so genannte Bunches, aufgeteilt, die jeweils  $10^{11}$  Protonen enthalten. Das Zeitintervall zwischen diesen Paketen beträgt 25 ns und führt zu einer Rate von 40 Millionen Kollisionen der Protonenpakete pro Sekunde.

Weiterhin ist der LHC in der Lage schwere Blei-Ionen mit einer Energie von 2,8 TeV pro Atomkern und einer Luminosität von  $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  kollidieren zu lassen.

Nach einem Unfall im September 2008, einige Tage nach dem Start des LHC, der einige Magneten beschädigte, finden seit dem 30. März 2010 Kollisionen mit einer niedrigeren Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  statt. Während des Betriebes im Jahr 2010 konnte die instantane Luminosität auf einen maximalen Wert von  $\mathcal{L} = 2,1 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  gesteigert werden [41].

An den vier Interaktionspunkten befinden sich sechs Detektoren, um verschiedene Aspekte der Teilchenphysik zu messen:

#### **ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus)**

ATLAS [16, 17, 42] ist ein vielseitiger Detektor, der einen weiten Bereich der Teilchenphysik abdeckt. Die genaue Untersuchung der SM-Teilcheneigenschaften gehört genauso zu seiner Aufgabe, wie die Suche nach dem Higgs-Boson und neuer Physik jenseits des SM. Der Aufbau wird in Abschnitt 3.2 im Detail beschrieben.

#### **CMS (Compact Muon Solenoid)**

Der CMS-Detektor [43] ist, wie ATLAS, in der Lage ein möglichst breites Feld der Teilchenphysik zu studieren. Somit ist ein wertvoller Vergleich der Ergebnisse möglich. Der Aufbau der beiden Detektoren unterscheidet sich in vielerlei Hinsicht voneinander und gewährleistet so eine Komplementarität der zwei Experimente. Während CMS mit 12500 t ein höheres Gewicht besitzt, ist seine Größe mit einem Durchmesser von 16 m und einer Länge von 21 m dagegen geringer. Einer der wichtigsten Unterschiede der Detektoren ist das Magnetsystem, das im Falle von CMS aus einem einzigen großen Solenoidmagneten besteht, der ein magnetisches Feld von 4 T erzeugt.

#### **ALICE (A Large Ion Collider Experiment)**

Die Aufgabe des Alice-Detektors [44] besteht in der Untersuchung von Quark-Gluon-Plasma, das bei Kollisionen schwerer Ionen entsteht. In diesem Zustand ist das Confinement aufgehoben und es existieren nahezu freie Quarks und Gluonen. Dieser Zustand könnte unmittelbar nach dem Urknall vorgeherrscht haben.

### LHCb (Large Hadron Collider Beauty)

Der LHCb-Detektor [45] ist ein Vorwärtsspektrometer und damit ein asymmetrischer Detektor, dessen Fokus auf Studien zur B-Physik und CP-Verletzung liegt. Die untersuchten Teilchen bewegen sich hauptsächlich nahe der Strahlröhre, so dass ein Detektor, der nur diesen Bereich abdeckt, ausreicht.

### LHCf (Large Hadron Collider Forward)

Das LHCf-Experiment [46] besteht aus zwei Detektoren, die auf beiden Seiten des ATLAS-Interaktionspunktes liegen. Es untersucht Teilchen im Vorwärtsbereich, die bei ATLAS-Kollisionen entstehen, insbesondere neutrale Pionen  $\pi^0$ . Die produzierten Teilchenschauer ähneln den Schauern extrem hochenergetischer kosmischer Strahlung (UHECR) und können damit helfen, Simulationen dieser Schauer zu verbessern, um daraufhin auch neues Verständnis über diese Strahlung selbst zu erlangen.

### TOTEM (Total Elastic and Diffractive Cross Section Measurement)

Die Messung des totalen Proton-Proton-Wirkungsquerschnittes und der elastischen Streuung sind die Aufgaben des TOTEM-Detektors [47]. Obwohl es ein unabhängiges Experiment darstellt, ist es technisch in das größere CMS-Experiment integriert, das den gleichen Interaktionspunkt nutzt.

## 3.2. ATLAS

Der ATLAS-Detektor ist der größte der sechs Detektoren am LHC und befindet sich am Interaktionspunkt 1 (IP1). Er besitzt eine Länge von 44 m, einen Durchmesser von 25 m und ein Gewicht von 7000 Tonnen.

### ATLAS-Koordinatensystem

Beim ATLAS-Koordinatensystem handelt es sich um ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem, dessen z-Achse durch die Strahlröhre des LHC definiert ist. Die x-Achse zeigt in die Mitte des LHC-Beschleunigers, während die y-Achse nach oben zeigt. Aufgrund der zylinderförmigen Struktur des Detektors eignen sich jedoch besonders Polar- bzw. Kugelkoordinaten zur räumlichen Darstellung. Daher wird der Azimutalwinkel  $\phi$  in der xy-Ebene definiert. Er ist Null auf der positiven x-Achse und wächst im Uhrzeigersinn an. Der Polarwinkel  $\theta$  beschreibt relativ zur positiven z-Richtung den Winkel zur Strahlröhre bzw. der z-Achse. Statt  $\theta$  wird jedoch die Pseudorapidität  $\eta$  verwendet. Sie ist folgendermaßen definiert:

$$\eta = -\ln \left( \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (3.2)$$

Der entscheidende Vorteil dieser Größe ist, dass die Differenz der Pseudorapiditäten zweier Teilchen invariant gegenüber Lorentztransformationen ist.

Der Winkelabstand zweier Objekte voneinander, der im folgenden nur noch Abstand genannt wird, kann durch die Größe  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$  angegeben werden.

#### Anforderungen und Aufbau

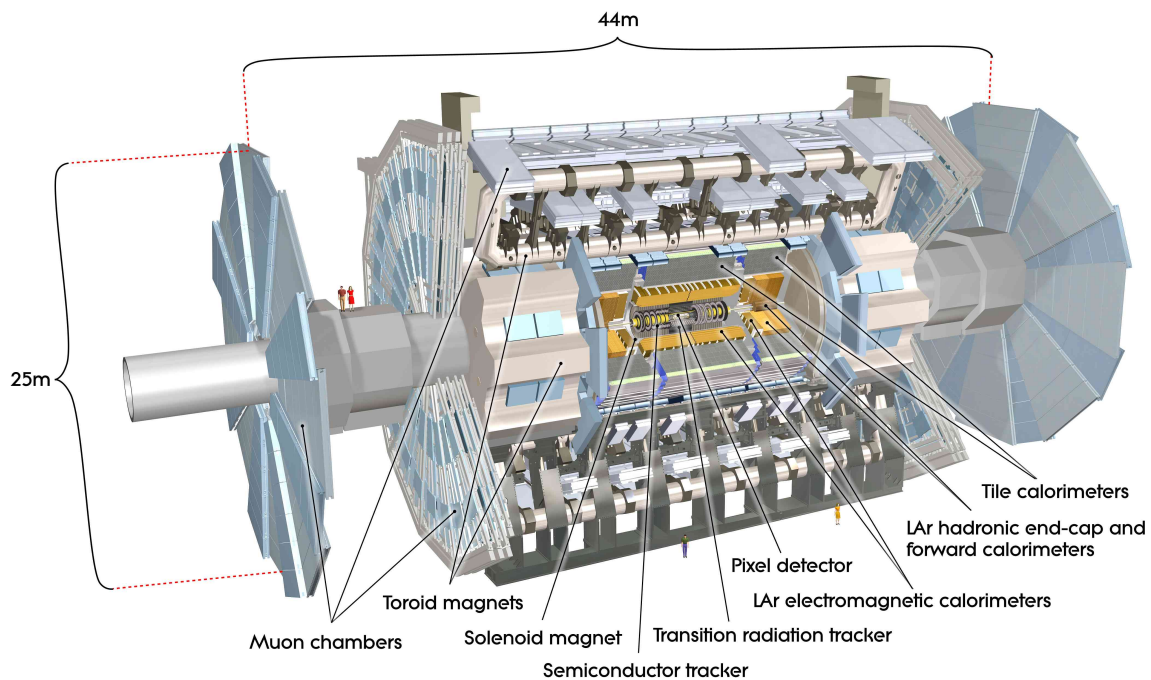
Die Aufgabe des ATLAS-Detektors ist es, einen weiten Bereich der Physik zu untersuchen, von präzisen Messungen der SM-Teilchen über die Suche nach dem SM-Higgs-Boson bis hin zur Suche nach Physik jenseits des SM. Aus diesem Grund muss der Detektor eine Vielzahl von Anforderungen erfüllen:

- Aufgrund der hohen Luminosität ist die Verwendung schneller und strahlungsharter Elektronik- und Detektorelemente notwendig.
- Eine möglichst vollständige Abdeckung der  $\eta\phi$ -Ebene (Raumwinkel von  $4\pi$ ) ist wichtig, um die Wahrscheinlichkeit zu verringern, dass hochenergetische Teilchen den Detektor unbeobachtet verlassen. Dies ist insbesondere zur Bestimmung des  $\cancel{E}_T$ -Wertes von hoher Bedeutung.
- Ein effizientes System zur Spurdetektion wird genauso benötigt wie ein System zur Elektron- und Photon-Erkennung und eine Möglichkeit Sekundärvertices zu rekonstruieren.
- Die Energie aller Teilchen wie Elektronen, Photonen aber auch Hadronen, welche alle unterschiedlich mit Detektormaterial wechselwirken, muss präzise bestimmt werden können.
- Da Myonen nur sehr gering mit dem Detektormaterial wechselwirken, muss ein spezielles System zur Messung ihres Impulses und ihrer Ladung installiert werden.
- Aufgrund der sehr großen Datenmenge muss ein Großteil der Ereignisse verworfen werden und somit wird ein effizientes System zur Unterscheidung physikalisch „interessanter“ und „uninteressanter“ Ereignisse benötigt.

Um diese Anforderungen zu erfüllen, wird ein zwiebelschalenförmiges Detektorkonzept verwendet, das in Abbildung 3.2 dargestellt ist. Es besteht aus folgenden Komponenten:

- Innerer Detektor (ID)
- Solenoidmagnet
- Elektromagnetisches Kalorimeter
- Hadronisches Kalorimeter
- Toroidmagnet
- Myonenspektrometer

Diese Form eines Detektors ermöglicht es, die unterschiedlichen physikalischen Eigenschaften der Teilchen zu berücksichtigen. In Abbildung 3.3 wird die Interaktion der unterschiedlichen Teilchen mit dem Detektor gezeigt. Während geladene Teilchen eine Spur im ID hinterlassen und mit Hilfe des Magnetsystems deren Impuls bestimmt werden kann, gilt dies nicht für neutrale Teilchen. Photonen und Elektronen bilden Schauer im EM-Kalorimeter, so dass ihre Energie daraus bestimmt werden kann. Hadronen dagegen hinterlassen den Großteil ihrer Energie erst als hadronische Schauer im hadronischen Kalorimeter. Myonen sind als einzige sichtbare Teilchen in der Lage bis ins Myonenspektrometer zu gelangen, in dem dann deren Impuls und Ladung zusammen mit den Messpunkten des ID bestimmt wird. Einige neutrale Teilchen können den Detektor sogar ganz verlassen und nur in der Energiebilanz indirekt als  $\cancel{E}_T$ -Wert nachgewiesen



**Abbildung 3.2.:** Der Aufbau des ATLAS-Detektors: Von innen nach außen findet man den Inneren Detektor, den Solenoidmagneten, das elektromagnetische Kalorimeter, das hadronische Kalorimeter, den Toroidmagneten und das Myonenspektrometer.

werden. Im Standardmodell trifft dies nur auf die Neutrinos zu, während in Erweiterungen des Standardmodells noch andere Teilchen in Frage kommen.

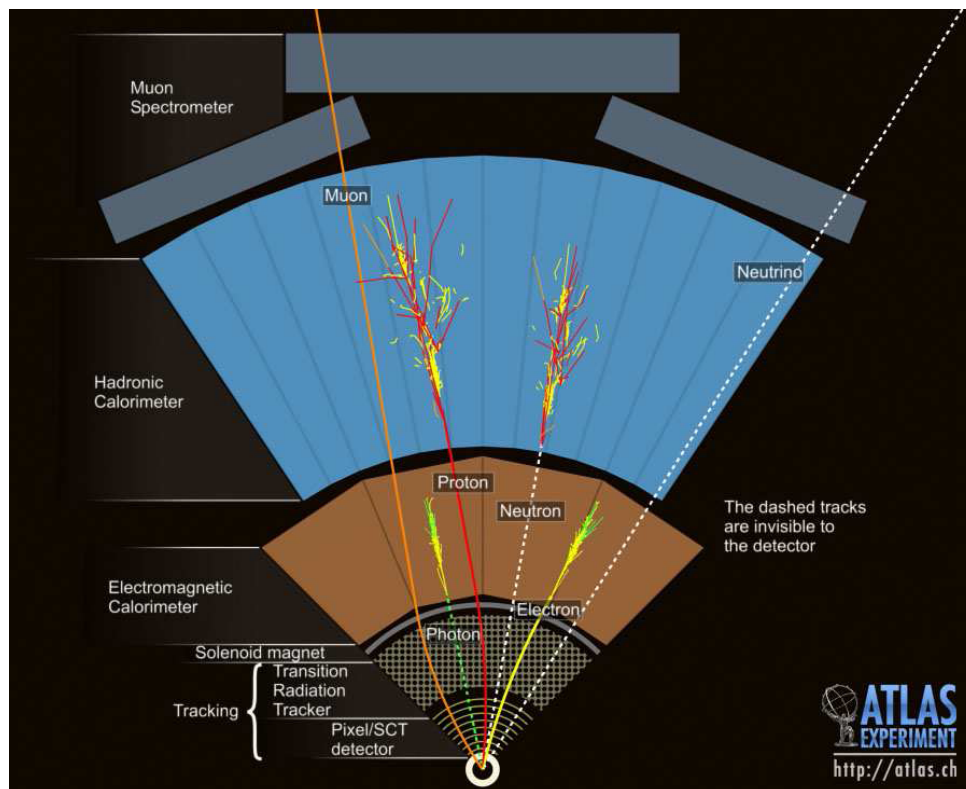
Wichtig ist jedoch, dass sich alle hier dargestellten Teilchensignaturen in ihren Eigenschaften unterscheiden und so eindeutig identifiziert und gemessen werden können.

Die verschiedenen Komponenten des ATLAS-Detektors werden in den folgenden Abschnitten näher erläutert.

### 3.2.1. Innerer Detektor

Der Innere Detektor (ID) [48], der direkt an die Strahlröhre angrenzt, besitzt eine Länge von 6,2 m und einen Durchmesser von 2,1 m. Er wird von dem Solenoidmagneten umschlossen, der ein Magnetfeld von 2 T erzeugt. Die Aufgabe des ID ist es, die Spur geladener Teilchen möglichst präzise zu vermessen, damit deren Impuls und Ladung bestimmt werden kann. Zusätzlich kann auf diese Weise die Lage des Primärvertex und möglicher Sekundärvertices ermittelt werden.

Um diese Aufgabe zu gewährleisten, ist eine feine Granularität des Detektors und eine schnelle Auslese notwendig. Dafür werden drei verschiedene Arten von Detektoren verwendet (siehe Abbildung 3.4). In unmittelbarer Nähe des Protonenstrahls befindet ein Halbleiter-Pixeldetektor, darauf folgt ein Siliziumstreifen-Detektor (SCT) und schließlich ein Übergangsstrahlungs-Spurdetektor (TRT). Während die inneren Komponenten wenige aber dafür sehr genaue Messpunkte liefern, besitzt der TRT neben einer größeren Anzahl an Messpunkten noch die Möglichkeit der Unterscheidung von Pionen und Elektronen.



**Abbildung 3.3.:** Der ATLAS-Detektor besitzt eine Zwiebelschalenstruktur, die es erlaubt, Teilchen mit unterschiedlichen Eigenschaften zu vermessen. Die verschiedenen charakteristischen Signaturen, welche die hier eingezeichneten Teilchen im Detektor hinterlassen, ermöglichen zudem eine einfache Unterscheidung zwischen den Teilchen.

Im folgenden werden die Einzelkomponenten etwas genauer beschrieben.

### Der Pixeldetektor

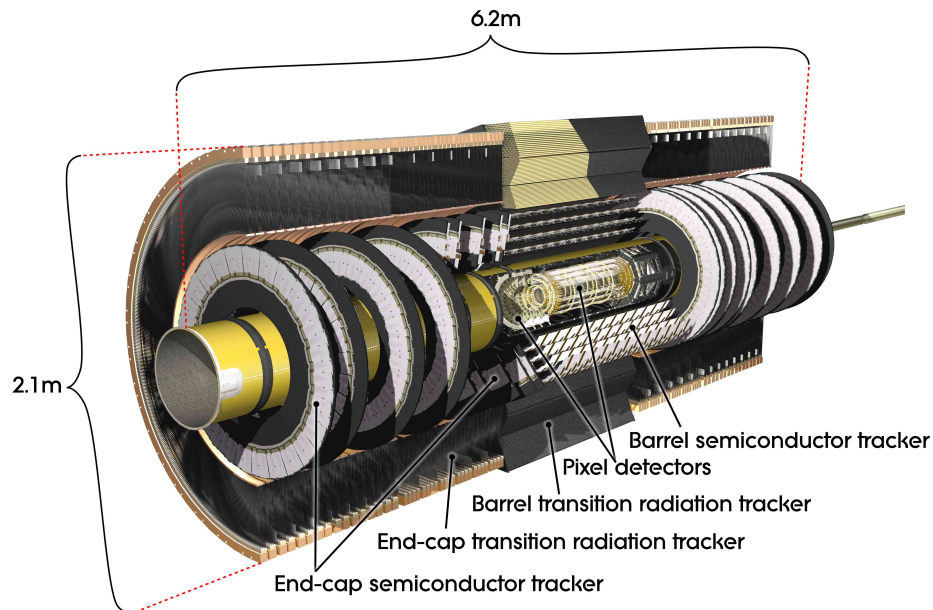
Der Pixeldetektor besteht aus drei Schichten im Zentralbereich ( $|\eta| < 1,7$ ), die die Strahlröhre zylinderförmig umgeben, und aus drei Scheiben in den Endkappenbereichen ( $1,7 < |\eta| < 2,5$ ), die den Zentralbereich zu beiden Seiten entlang der Strahlröhre abschließen. Der Abstand der drei zentralen Schichten von dem Kollisionspunkt beträgt 5,05 cm, 8,85 cm und 12,25 cm.

Wenn geladene Teilchen auf die Silizium-Sensoren treffen, erzeugen sie Elektronen-Loch-Paare, deren Ladung gemessen und das erzeugte Signal mit Hilfe einer komplexen Elektronik von jedem Pixel einzeln weitergeleitet werden kann. Die Gesamtzahl an Auslesekanälen beträgt 80,4 Millionen.

Die einzelnen Pixel haben eine Größe von  $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$  in  $R\phi$ - und  $z$ -Richtung, wobei die Ortsauflösung etwa  $10 \mu\text{m}$  in  $R\phi$ -Richtung und  $115 \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung beträgt.

Da der Pixeldetektor der innerste Teil des gesamten Detektors ist, treffen viele ionisierte Teilchen und Neutronen auf diese Schichten. So sind neben den Anforderungen bzgl. der Präzision auch besondere Anforderungen an die Strahlungshärte zu stellen.





**Abbildung 3.4.:** Der Innere Detektor besteht aus drei Komponenten: dem Pixeldetektor, dem SCT und dem TRT. Seine Hauptaufgabe ist die präzise Vermessung der Spur geladener Teilchen.

### Der SCT-Detektor

Der Semiconductor Tracker (SCT) -Detektor ist ein Siliziumstreifen-Detektor und wie der Pixeldetektor im Zentralbereich zylinderförmig in Schichten angeordnet, von denen es acht Stück gibt. Ein einzelnes Modul besteht aus 768 6,4 cm langen Streifen mit einem Abstand von  $80 \mu\text{m}$  zueinander. Da ein einzelnes Modul nur eine eindimensionale Messung liefern kann, sind jeweils zwei Module um einen Winkel von  $40 \text{ mrad}$  verdreht und rückseitig aufeinander angebracht. Auf diese Weise können mit den acht Schichten vier zweidimensionale Messpunkte detektiert werden. Es wird eine Auflösung von  $17 \mu\text{m}$  in der  $R\phi$ -Richtung und  $580 \mu\text{m}$  in der  $z$ -Richtung erreicht. Die beiden Endkappenbereiche dagegen bestehen jeweils aus 9 Scheiben. Insgesamt ist im SCT eine Gesamtzahl von 6,3 Millionen Auslesekanälen vorhanden.

### Der TRT-Detektor

Der Transition Radiation Tracker (TRT) besteht aus Röhren mit einem Durchmesser von 4 mm, die mit einem Gasgemisch von 70 %  $Xe$ , 27 %  $CO_2$  und 3 %  $O_2$  gefüllt sind. Sobald ein geladenes Teilchen auf eine Röhre trifft, wird das Gas ionisiert und die ionisierten Teilchen bewegen sich auf einen goldbeschichteten Wolframdraht zu, der sich in der Mitte der Röhre befindet und ein höheres Potential besitzt. Aus der Zeit, die benötigt wird, um den Draht zu erreichen, kann der Abstand der Spur zum Draht mit einer Genauigkeit von  $130 \mu\text{m}$  bestimmt werden.

Im Zentralbereich sind die Röhren parallel zur Strahlachse übereinander geschichtet. Auf diese Weise kann eine Anzahl von 36 Messpunkten erreicht werden. Diese liefern aufgrund der parallelen Anordnung und einer Länge von  $144 \text{ cm}^1$  nur eine Information über die  $R\phi$ -Komponente. Im Endkappenbereich sind die Röhren radial zur Strahlachse in Form von Scheiben angebracht

<sup>1</sup>Die Drähte sind in der Mitte in zwei Hälften getrennt, so dass die effektive Länge nur halb so groß ist.

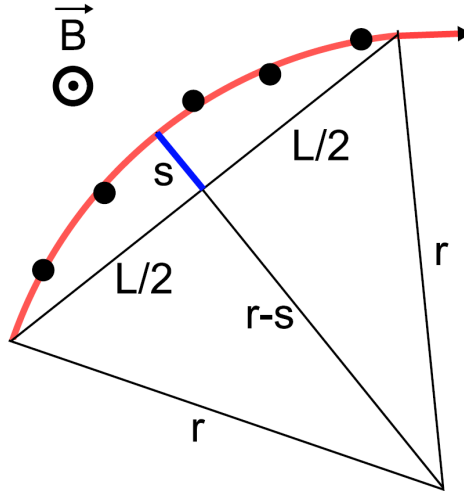
und besitzen eine Länge von 37 cm. Die Gesamtzahl an Auslesekanälen beträgt 351000. Neben der Detektion von Teilchenspuren ist der TRT in der Lage verschiedene Teilchen voneinander zu unterscheiden. Dazu ist ein Radiormaterial zwischen den Röhren angebracht. Sobald die Teilchen darauf stoßen, wird Übergangsstrahlung in Form von Photonen erzeugt, die wiederum das Xe in den Röhren ionisieren. Da die Intensität der Photonen linear vom Lorentz-Faktor abhängt, erzeugen Elektronen mit ihrer kleineren Masse ein stärkeres Signal als andere Teilchen. So können beispielsweise die ansonsten ähnlichen Signaturen von Elektronen und Pionen unterschieden werden.

### Bestimmung der Teilchenimpulse

Aufgrund der Magnetfelder werden die geladenen Teilchen auf Kreisbahnen mit einem Radius

$$r[\text{m}] = \frac{p[\text{GeV}]}{0.3B[\text{T}]} \quad (3.3)$$

gezwungen [49]. Dabei kann der Radius aus der Sagitta der Spur, die im ID bzw. im Myonenspektrometer aufgenommen wird, bestimmt werden (siehe Abbildung 3.5).



**Abbildung 3.5.:** Mit Hilfe der Sagitta  $s$  und der Dicke der Detektorschicht  $L$ , kann der Radius  $r$  der Teilchenbahn und damit der Impuls des Teilchens bestimmt werden.

$$r^2 = \left(\frac{L}{2}\right)^2 + (r - s)^2 \quad (3.4)$$

$$\Rightarrow r = \frac{L^2 + 4s^2}{8s} \quad (3.5)$$

Somit ist es möglich mit Gleichung 3.3 den Impuls der Teilchen zu bestimmen, dessen relativer Fehler mit Hilfe der Glückstern Formel [50] bestimmt werden kann.

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{\sigma_x[\text{m}] \cdot p[\text{GeV}]}{0,3 \cdot B[\text{T}] \cdot L^2[\text{m}^2]} \sqrt{\frac{720}{N + 4}} \quad (3.6)$$

Die Größe  $N$  gibt die Anzahl der Messpunkte,  $\sigma_x$  deren Ortsauflösung und  $B$  die Stärke des Magnetfeldes an. Außer diesem Fehler, der proportional zu  $p$  ist, gibt es auch noch einen von  $p$  unabhängigen Anteil, der aus der Vielfachstreuung resultiert. Insgesamt kommt man also zu einer Auflösung von [42]:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0,05\% \cdot p [\text{GeV}] \oplus 1\% \quad (3.7)$$

### 3.2.2. Kalorimeter

Die Aufgabe des ATLAS-Kalorimeters [51] besteht darin, die Energie zu messen, die von einzelnen Teilchen durch Schauerbildung im Kalorimeter deponiert wird. Es deckt insgesamt einen Bereich bis zu  $|\eta| < 4.9$  ab.

Das Kalorimeter besteht aus dem elektromagnetischen Kalorimeter, in dem die Energie von Elektronen und Photonen gemessen werden kann, und dem hadronischen Kalorimeter, in dem Hadronen den Großteil ihrer Energie abgeben. Beide Kalorimeter sind sogenannte „Sampling-Kalorimeter“ (oder auch „Sandwichkalorimeter“), bei denen sich passive und aktive Materialien abwechseln. In den passiven Materialien, den Absorbern, werden die Teilchen durch Wechselwirkung mit dem Absorber zur Schauerbildung angeregt, während in den aktiven Schichten die erzeugten Teilchen detektiert werden.

Dabei ist es wichtig, dass insbesondere die schweren Hadronen ihre gesamte Energie im Kalorimeter zurücklassen, damit zum einen die Energien richtig bestimmt werden können und zum anderen die Gesamtenergiebilanz korrekt berechnet werden kann. Dies ist entscheidend für die Bestimmung des  $\cancel{E}_T$ -Wertes.

In Abbildung 3.6 kann man erkennen, dass das Kalorimeter in 4 Bereiche eingeteilt wird:

- Elektromagnetisches Kalorimeter im Zentral- und Endkappenbereich (LAr EM Cal)
- Hadronisches Kalorimeter im Zentralbereich (Tile Barrel)
- Hadronisches Kalorimeter im Endkappenbereich (HEC)
- Hadronisches Kalorimeter im Vorwärtsbereich (FCal)

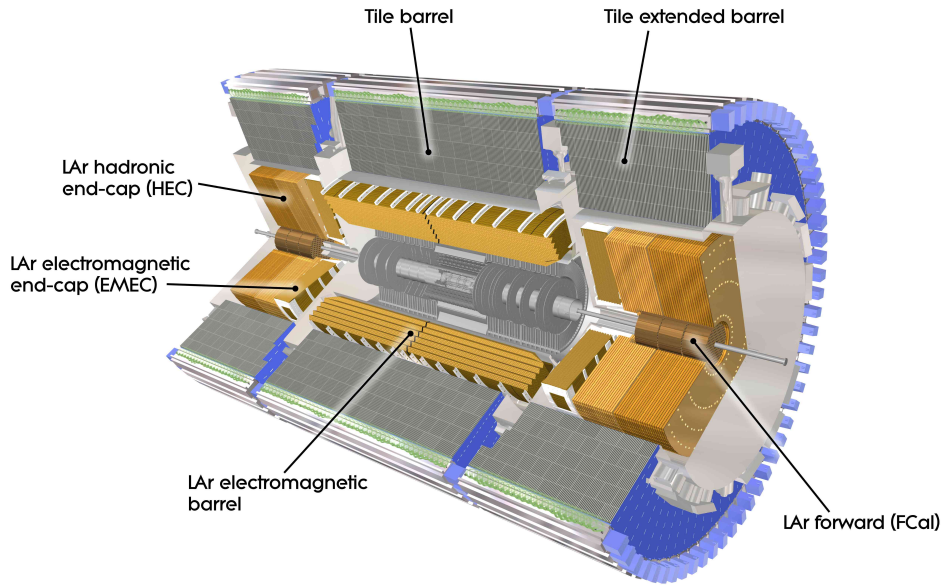
Diese werden im folgenden genauer beschrieben.

#### Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter besitzt Blei als Absorbermaterial und flüssiges Argon als Detektormaterial, welches auf etwa 85 K gekühlt werden muss. Die Bleischichten sind in einer Akkordeonstruktur angeordnet, um „tote“ Zonen im Detektor zu vermeiden. Auch das EM-Kalorimeter ist in einen Zentralbereich ( $|\eta| < 1,475$ ) und zwei Endkappenbereiche ( $1,375 < |\eta| < 3,2$ ) aufgeteilt. Die erste von drei Schichten besitzt eine feinere Granularität als die anderen, um eine Teilchenunterscheidung zwischen Photonen, Elektronen und Pionen zu ermöglichen.

Elektronen und Photonen geben ihre Energie in Form von elektromagnetischen Schauern im EM-Kalorimeter ab. Photonen können durch Paarbildung ein  $e^+e^-$ -Paar erzeugen, während Elektronen (bzw. Positronen) durch Bremsstrahlung wiederum Photonen emittieren. Die Energie und Position der auf diese Weise entstandenen Teilchenschauer wird vom EM-Kalorimeter detektiert.

Eine wichtige Größe, um die Dicke eines elektromagnetischen Kalorimeters anzugeben, ist die



**Abbildung 3.6.:** Aufbau des ATLAS-Kalorimeters: Es besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimeter (LAr EM Cal) und einem hadronischen Kalorimeter, das sich wiederum in Tile Barrel, HEC und FCal aufteilen lässt.

Strahlungslänge  $X_0$ . Auf genau einer Strahlungslänge reduziert sich die Energie eines hochenergetischen Elektrons durch Bremsstrahlung auf einen Faktor  $1/e$  und ein  $X_0$  entspricht  $7/9$  der mittleren freien Weglänge von hochenergetischen Photonen bis es zur Paarbildung kommt. Die Dicke dieses elektromagnetischen Kalorimeters beträgt mehr als  $22 X_0$  im Zentralbereich und mehr als  $24 X_0$  im Endkappenbereich.

### Das Tile Barrel

Das Tile Barrel Kalorimeter misst die Energie und Richtung der Schauer, die von Hadronen ausgelöst werden. Hadronen beginnen bereits im elektromagnetische Kalorimeter mit der Schauerbildung, deponieren dann aber den größten Teil ihrer Energie erst im hadronischen Kalorimeter. Das Tile Barrel benutzt Eisen als Absorber und Szintillatorplatten aus Plastik als Detektor. Es ist zylinderförmig um die Strahlröhre angeordnet und reicht bis  $|\eta| < 1,7$ . Für hadronische Kalorimeter ist die mittlere freie Weglänge der Hadronen, die hadronische Strahlungslänge  $\lambda$ , die entscheidende Größe, um die Dicke anzugeben. Das Tile Barrel besitzt eine Dicke von etwas über  $10 \lambda$  und damit ist die Wahrscheinlichkeit sehr gering, das Hadronen es schaffen bis zum Myonspektrometer durchzudringen. Dadurch wird eine präzise  $\cancel{E}_T$ -Bestimmung möglich.

### Das HEC

Das Hadronic LAr End-Cap Calorimeter (HEC) schließt sich direkt an das elektromagnetische Endkappen-Kalorimeter an und nutzt flüssiges Argon als aktives Material und Kupfer als Absorber (aufgrund der höheren Strahlungsbelastung). Es deckt insgesamt einen Bereich von  $1,5 < |\eta| < 3,2$  ab und überschneidet sich so leicht mit dem Tile Barrel sowie dem FCal.

### Das FCal

Das LAr Forward Calorimeter (FCal) deckt den äußersten Vorwärtsbereich ( $3,1 < |\eta| < 4,9$ ) ab und ist somit der stärksten Strahlungsbelastung ausgesetzt. Es nutzt sowohl Kupfer als auch Wolfram als Absorber und wiederum flüssiges Argon als Detektormaterial.

### Energieauflösung

Die relative Energieauflösung von Kalorimetern kann durch die folgende allgemeine Formel beschrieben werden:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus b \oplus \frac{c}{E[\text{GeV}]} \quad (3.8)$$

Der erste Term ist hierbei der statistische Anteil, der konstante zweite Term berücksichtigt lokale Unterschiede der Kalorimeterreaktion und der letzte Term beschreibt das Rauschen der Elektronik.

Für die vier Kalorimeterkomponenten zusammen ergeben sich nach [42] die folgenden Werte aus Teststrahl-Messungen:  $a = (52,0 \pm 1,0) \%$ ,  $b = (3,0 \pm 0,1) \%$ ,  $c = (1,6 \pm 0,1) \%$ .

Diese Werte sind allerdings nicht konstant, sondern variieren je nach Komponente und  $\eta$ -Bereich.

### 3.2.3. Myonenspektrometer

Das Myonenspektrometer [52] bildet die äußerste Schicht des ATLAS-Detektors und misst die Position, den Impuls und die Ladung von Myonen.

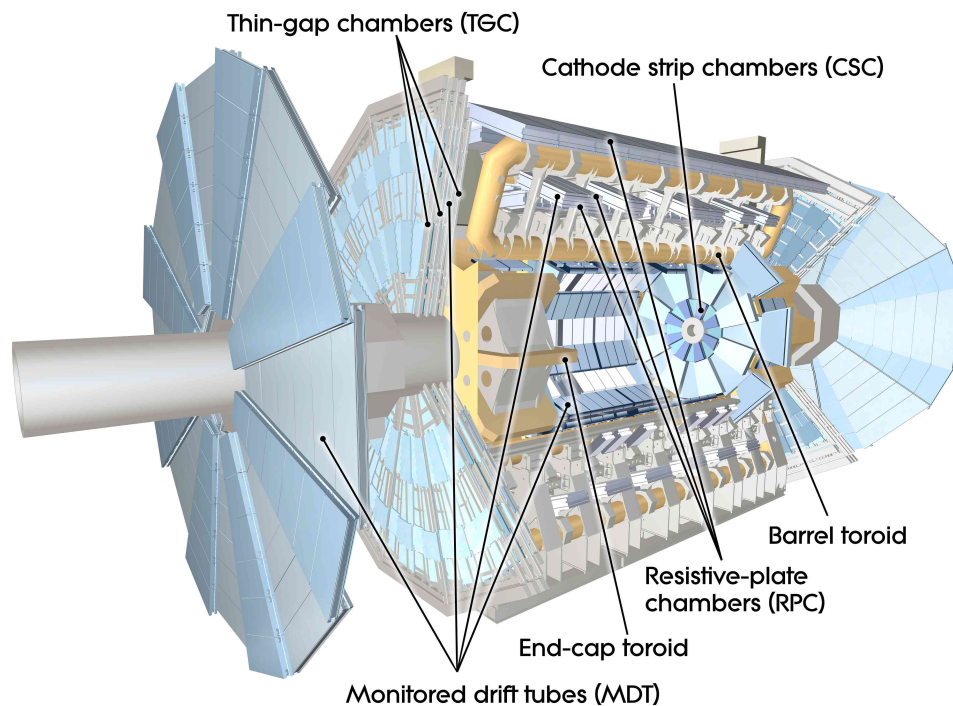
Mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel [49] lässt sich der mittlere Energieverlust pro Weglänge des durchquerten Detektormaterials ( $-\frac{dE}{dx}$ ) für verschiedene Arten von Teilchen beschreiben. Dieser Wert ist abhängig von dem Impuls des Teilchens und besitzt ein Minimum, in dem die Teilchen MIPs (minimum ionizing particles) genannt werden. Für Myonen liegt dieses Minimum bei 3,5 GeV und damit wechselwirken sie als einzige sichtbare Teilchen so schwach mit dem Kalorimetermaterial, dass sie das Kalorimeter durchdringen und in das Myonenspektrometer gelangen. Zur Impulsmessung wird wieder ein Magnetfeld benötigt, das im Myonenspektrometer der Toroidmagnet liefert.

Neben der präzisen Vermessung der Myoneneigenschaften wird das Myonenspektrometer auch vom Triggersystem benutzt (siehe Abschnitt 3.3).

Aus diesem Grund werden zwei verschiedene Arten von Messungen benötigt, schnelle Messungen als Trigger und präzise Messungen für die genaue Untersuchung der Myonenparameter. Wie in Abbildung 3.7 gezeigt, werden diese Aufgaben von den folgenden Myonenkammern übernommen:

- MDT (Präzisionsmessung)
- CSC (Präzisionsmessung)
- RPC (Trigger)
- TGC (Trigger)

Diese Myonenkammern sind in drei Schichten angeordnet, im Zentralbereich zylinderförmig mit einem Radius von 5 m, 7,5 m und 10 m und im Endkappenbereich scheibenförmig mit einem Abstand von 7,4 m, 14 m und 21,5 m vom Kollisionspunkt. Sie decken für die Präzisionsmessungen einen Bereich bis  $|\eta| < 2,7$  und als Triggerkomponenten einen Bereich bis  $|\eta| < 2,4$  ab. Im folgenden werden diese unterschiedlichen Arten von Myonenkammern genauer beschrieben.



**Abbildung 3.7.:** Das Myonenspektrometer besteht aus vier verschiedenen Detektorsystemen: MDTs, CSCs, RPCs und TGCs.

### MDT

Die Monitored Drift Tube Chambers (MDTs) liefern den größten Anteil an Präzisionsmessungen und bestehen aus Lagen von Aluminiumröhren mit 30 mm Durchmesser und einer Gasfüllung von 93 %  $Ar$  und 7 %  $CO_2$ . In der Mitte der Röhren befindet sich ein goldbeschichteter Wolfram-Rhenium-Draht mit 50  $\mu m$  Durchmesser als Anode. Sobald ein Myon auf das Gas trifft, wird dieses ionisiert und bewegt sich auf die Anode zu, die das elektrische Signal weiterleitet. Hiermit wird eine Ortsauflösung von 80  $\mu m$  pro Röhre und 35  $\mu m$  pro Myonenkammer erreicht.

### CSC

Die Cathode Strip Chambers (CSCs) befinden sich nur in der innersten Schicht des Endkappenbereiches und ersetzen dort die MDTs, für welche die Teilchenrate nahe der Strahlröhre zu hoch ist. Es handelt sich bei den CSCs um Vieldraht-Proportionalkammern, die mit einer Gas Mischung von 80 %  $Ar$  und 20 %  $CO_2$  gefüllt sind. Um eine zweidimensionale Messung zu erhalten, sind die Anodendrähte senkrecht zu den Kathodendrähten angebracht.

Der Vorteil dieser Kammern ist die schnelle Driftgeschwindigkeit, die zu einer Zeitauflösung von 7 ns führt. Die Ortsauflösung beträgt 40  $\mu m$  in der Krümmungsebene der Myonen und 5 mm in der transversalen Ebene.

### RPC

Die Resistive Plate Chambers (RPCs) dienen als Myonentrigger und werden hauptsächlich im Zentralbereich eingesetzt. Sie bestehen aus zwei Kondensatorplatten, die 2 mm Abstand voneinander haben. In dem Zwischenraum befindet sich ein Gasgemisch aus 94,7 %  $C_2H_2$ , 5 %

Iso- $C_4H_{10}$  und 0,3%  $SF_6$ .

Neben der sehr guten Zeitauflösung von 1,5 ns beträgt die Ortsauflösung in beiden Richtungen etwa 10 mm.

### TGC

Die Thin Gap Chambers (TGCs) sind Vieldraht-Proportionalkammern wie die CSCs und werden ebenfalls im Endkappenbereich eingesetzt. Das Gasgemisch unterscheidet sich jedoch und besteht in diesem Fall aus 55%  $CO_2$  und 45%  $n - C_5H_{12}$ . So ist hier ist die Zeitauflösung mit 4 ns sehr gut, während die Ortsauflösung 2-7 mm beträgt.

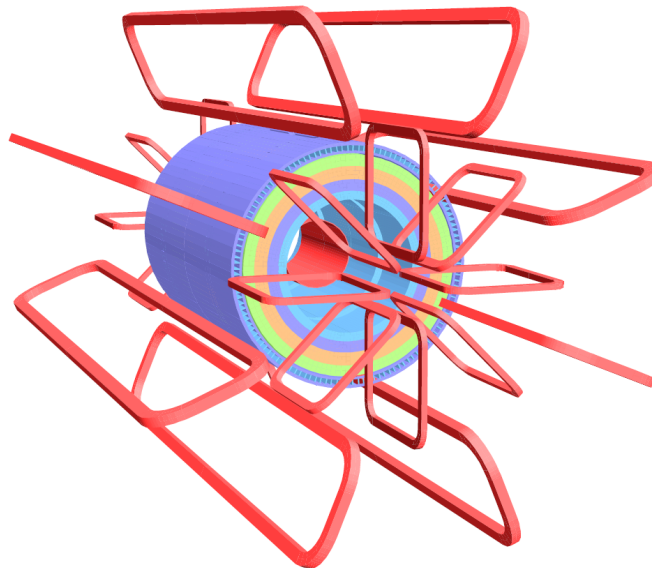
### Impulsauflösung

Die Impulsauflösung des gesamten Myonenspektrometers liegt für Myonen im Impulsbereich um 100 GeV bei ca. 3% [42], ist dabei aber stark vom  $\eta$ -Wert abhängig.

#### 3.2.4. Magnetsystem

Das ATLAS-Magnetsystem [53–56] ist in Abbildung 3.8 dargestellt und besteht aus dem zentralen Solenoidmagneten und dem Toroidmagneten, der sich wiederum in Zentralbereich und zwei Endkappenbereiche aufteilen lässt. Sie werden benötigt, damit durch die Anwesenheit ihrer Magnetfelder geladene Teilchen abgelenkt werden und auf diese Weise aus den Teilchenspuren der Teilchenimpuls und das Vorzeichen der Ladung bestimmt werden kann.

Da es sich um ein supraleitendes Magnetsystem handelt, müssen die Magneten mit Hilfe von flüssigem Helium auf 4,5 K heruntergekühlt werden.



**Abbildung 3.8.:** Darstellung des ATLAS-Magnetsystems, das aus einem Solenoidmagneten (im Inneren) und einem Toroidmagneten (äußere Spulen) besteht.

### Solenoidmagnet

Der Solenoidmagnet liefert ein 2 T starkes axiales Magnetfeld für den Inneren Detektor. Er ist 5,8 m lang und besitzt einen Durchmesser von 2,5 m. Die Spule besteht dabei aus einem Al-stabilisierten NbTi/Cu-Supraleiter.

### Toroidmagnet

Der Toroidmagnet teilt sich auf in 8 Spulen im Zentralbereich und jeweils 8 Spulen im Endkappenbereich, die ein etwa 4 T starkes Magnetfeld für das Myonenspektrometer liefern. Die Spulen im Zentralbereich sind 25,3 m lang und haben einen äußeren Durchmesser von 20,1 m. Im Endkappenbereich beträgt die Länge der Spulen 5 m und der Durchmesser 10,7 m. Alle Spulen bestehen wiederum aus einer Al-stabilisierten NbTi/Cu-Legierung allerdings mit etwas anderer Zusammensetzung. Die Anordnung der Spulen im Endkappenbereich ist um  $22,5^\circ$  gegenüber den Spulen im Zentralbereich gedreht, um ein Überlappen sowie ein möglichst starkes Magnetfeld im Übergangsbereich gewährleisten zu können.

## 3.3. ATLAS-Triggersystem

Das ATLAS-Trigger System [16, 18, 19, 42] und das damit verbundene Datenerfassungssystem (DAQ) sind ein weiterer wichtiger Bestandteil des ATLAS-Detektors und außerdem von besonderer Bedeutung für diese Arbeit, die sich mit Triggereffizienzen beschäftigt.

Für eine Design-Luminosität von  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ergibt sich aus einem zeitlichen Abstand der Protonenpakete von 25 ns eine Rate von 40 MHz für das Aufeinandertreffen dieser Pakete. Da jedes Mal im Durchschnitt 23 Protonen miteinander kollidieren, erhält man eine Wechselwirkungsrate von 1 GHz. Sobald mehrere dieser Protonenkollisionen unmittelbar aufeinander stattfinden, ist es schwer die entstandenen Teilchen eindeutig einer Kollision zuzuordnen. Dieser Effekt wird Pile-Up genannt.

Wie im letzten Abschnitt beschrieben, liefert der ATLAS-Detektor mit seiner hohen Anzahl an Auslesekanälen eine Vielzahl von Daten pro Kollision, auch Ereignis genannt. Dies summiert sich auf ca. 1,5 MB pro Ereignis und somit eine hypothetische Datenmenge im Bereich von Petabytes pro Sekunde. Dies liegt mehrere Größenordnungen über der möglichen Speicherrate. Aus diesem Grund wird ein Triggersystem benötigt, welches die Ereignisse selektiert und so die Datenmenge auf ca. 300 MB/s beschränkt, welches einer Rate von ca. 200 Hz entspricht.

In Abbildung 3.9 sind die Wirkungsquerschnitte unterschiedlicher Teilchenproduktionen und -zerfälle sowie deren Raten dargestellt. Man kann erkennen, dass physikalisch „interessante“ Prozesse, die z.B. Higgs-Bosonen oder SUSY-Teilchen beinhalten, sehr selten stattfinden und folglich die entsprechende Rate deutlich unter der möglichen Speicherrate von 200 Hz liegen würde. Somit ist es prinzipiell kein Problem einen großen Anteil der Daten zu verwerfen, solange die relevanten Ereignisse am Ende erhalten werden. Dies stellt die eigentliche Herausforderung an das Triggersystem dar, die wenigen „interessanten“ Ereignisse aus einer riesigen Gesamtanzahl von Ereignissen herauszufiltern.

Damit muss das System die folgenden Anforderungen erfüllen können:

- **einfach:** Das Triggersystem muss in extrem kurzer Zeit eine Entscheidung treffen und somit möglichst einfach sein.
- **redundant:** Ein Ereignis kann von verschiedenen Triggern herausgefiltert werden. Sobald eine Komponente des Systems ausfällt, sollte nicht gleich das ganze Triggersystem aussetzen.



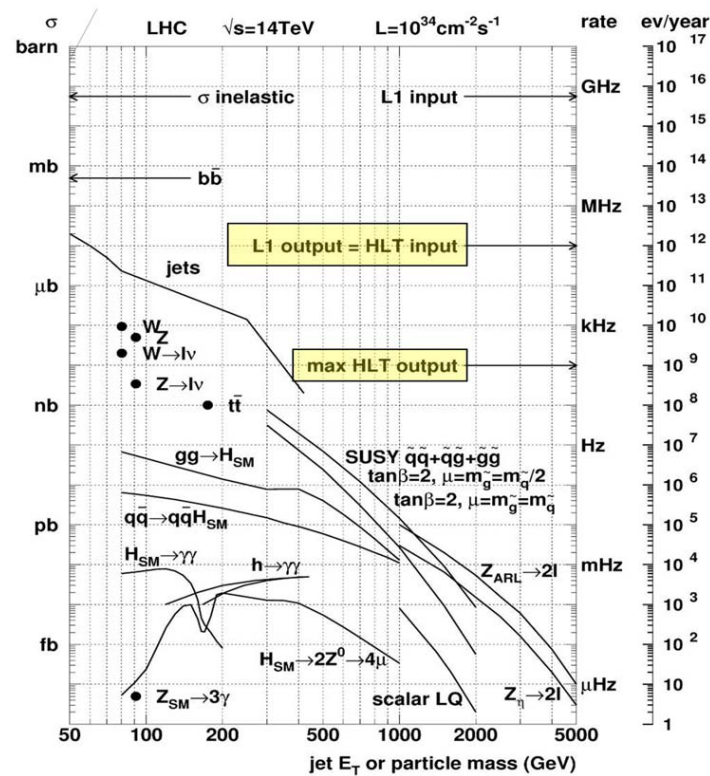


Abbildung 3.9.: Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten für verschiedene Produktions- und Zerfallskanäle am LHC (für  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) [38].

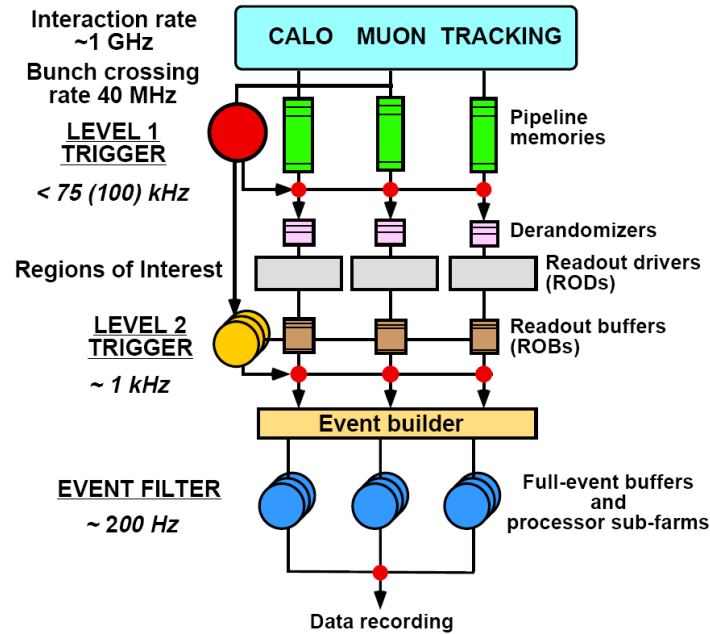
- **effizient:** Das System sollte mit hoher Effizienz die wenigen physikalisch „interessanten“ Ereignisse herausfiltern.

Aufgrund dieser Anforderungen wurde ein Triggersystem mit drei Ebenen entwickelt, bei dem jeder Ebene mehr Zeit für die Entscheidungsfindung bleibt und somit mehr Detektorinformationen in die Entscheidung mit einbezogen werden können (siehe Abbildung 3.10). Im Einzelnen sind dies der auf Hardware basierende Level-1-Trigger (L1) und die auf Software basierenden Level-2-Trigger (L2) und Event-Filter (EF). Die beiden letzten bilden zusammen den High-Level-Trigger (HLT).

### L1-Trigger

Der Level-1-Trigger ist die erste Triggerstufe im System und hat die Aufgabe, die Ereignisrate von 40 MHz auf ca. 75 kHz zu reduzieren. Für die Entscheidung, ob ein Ereignis verworfen oder an die nächste Triggerstufe weitergeleitet wird, stehen nur  $2,5 \mu\text{s}$  zur Verfügung. Um diese Aufgabe erfüllen zu können, werden nur wenige Bereiche des Detektors ausgelesen. Dazu gehören die schon erwähnten Trigger im Myonenspektrometer und Teile des Kalorimetersystems. Hierfür wird sowohl das elektromagnetische wie auch das hadronische Kalorimeter genutzt, allerdings mit reduzierter Granularität. Mit Hilfe einfacher Algorithmen, wie dem Vergleich der Messwerte mit Schwellenwerten aus Tabellen, sucht der L1-Trigger nach Myonen mit hohem Transversalimpuls, nach Elektronen, Photonen, Jets und hohen  $\cancel{E}_T$ -Werten.

Bis der Trigger entschieden hat, ob das Ereignis verworfen oder akzeptiert wird, werden die Daten



**Abbildung 3.10.:** Eine Skizze des ATLAS-Trigger/DAQ-Systems mit seinen drei Ebenen: L1-, L2- und EF-Trigger.

in den sogenannten „Pipeline“-Speichern zwischengespeichert. Falls das Ereignis akzeptiert wird, werden die Daten an die Readout Buffer (ROBs) weitergeleitet und dem L2-Trigger werden so genannte Regions of Interest (RoIs) übergeben. Dies sind die Bereiche in  $\eta$  und  $\phi$ , in denen die oben erwähnten Signaturen gemessen wurden.

### L2-Trigger

Durch den auf Software basierenden Level-2-Trigger wird die Ereignisrate von ca. 75 kHz weiter auf etwa 3,5 kHz reduziert. Für diese Triggerentscheidung stehen etwa 40 ms zur Verfügung. In diesem Zeitraum werden vom L2-Trigger die vollen Informationen aller Detektorbereiche genutzt, aber nur innerhalb der RoIs, den vom L1-Trigger definierten interessanten Regionen, angewendet.

Falls das Ereignis weiterhin als relevant eingestuft wird, werden die Daten aus den ROBs an die letzte Triggerstufe, den Event-Filter, weitergegeben.

### EF-Trigger

Der Event-Filter nutzt große Computer-Cluster, um die Ereignisrate schließlich von 3,5 kHz auf den Endwert von ca. 200 Hz zu reduzieren. In ca. 4 s kann eine vollständige Ereignisrekonstruktion durchgeführt werden, für die ähnliche Methoden wie für die Offline-Analyse genutzt werden.

### Triggermenüs

Für die Trigger-Entscheidung werden so genannte Triggermenüs zu Rate gezogen. Diese enthalten verschiedene Triggerbedingungen, die in Form von Triggerketten  $L1 \rightarrow L2 \rightarrow EF$  angeordnet sind. Eine dieser Bedingungen besteht in der Regel aus einem physikalischen Objekt und einem Grenzwert (z.B. 1 Jet mit  $p_T > 75$  GeV). In diesem Beispiel würde ein L1-Trigger L1\_J75 oder

ein EF-Trigger EF\_j75 genannt werden. Die Triggermenüs werden nun so zusammengestellt, dass eine möglichst große Anzahl physikalisch interessanter Ereignisse akzeptiert wird.

Sollte ein Ereignis auch von dieser letzten Triggerstufe akzeptiert werden, wird es abhängig von den enthaltenen physikalischen Objekten einem oder mehreren „Streams“ (z.B. Egamma, Jet-TauEtmis oder Muons) zugeordnet und permanent gespeichert. Schließlich kann es mit Hilfe des GRID-Systems [57, 58], das entwickelt wurde, um die immer noch sehr große Datenmenge zu verteilen und zu verwalten, weitergeleitet und später weiterverarbeitet werden.



# 4. Jet-Triggerstudien

## 4.1. Entstehung & Rekonstruktion von Jets

Jets nehmen in dieser Arbeit eine zentrale Rolle ein. Deshalb wird in diesem Abschnitt zunächst die Entstehung von Jets in Hadronenbeschleunigern näher betrachtet. Im Anschluss werden Monte-Carlo- (MC) Generatoren vorgestellt, deren Aufgabe es ist, Protonenkollisionen zu simulieren und schließlich wird auf verschiedene Jet-Rekonstruktionsalgorithmen eingegangen.

### 4.1.1. Entstehung

Die unterschiedlichen Prozesse, die zur Jet-Bildung beitragen, werden in Abbildung 4.1 skizziert:

- Beschreibung der Protonenstruktur durch die PDF
- Harte und weiche Streuprozesse
- Partonschauer-Bildung
- Hadronisierung (bzw. Fragmentation)
- Zerfall in stabile Teilchen

In Abschnitt 2.2 wird die Struktur des Protons erläutert, die durch die PDF in Abhängigkeit von der Energieskala  $Q^2$  beschrieben werden kann. Im Falle einer Kollision zweier Protonen  $p_A$  und  $p_B$  wechselwirken einzelne Partonen  $a$  und  $b$  miteinander, die jeweils einen Impulsanteil  $x_a$  bzw.  $x_b$  ihres Protons tragen.

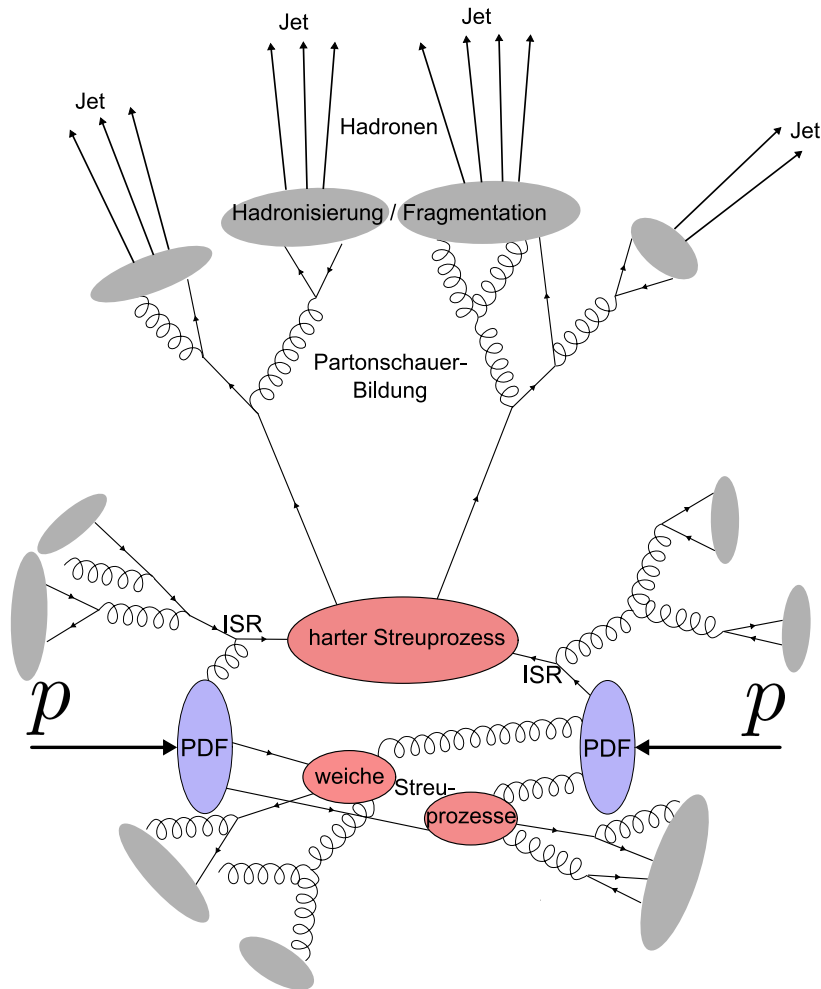
Die Wechselwirkung lässt sich in einen harten Streuprozess und einen weichen Streuprozess unterteilen.

Beim weichen Streuprozess, der deutlich häufiger stattfindet, werden nur geringe Impulsanteile übertragen. Damit tragen diese den harten Streuprozessen zugrunde liegenden Ereignisse (Underlying Events) nicht zur Erzeugung schwerer Teilchen bei.

Der harte Streuprozess kann durch perturbative QCD-Rechnungen beschrieben werden und besitzt den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{A,B}$ , der sich aus den Einzelwirkungsquerschnitten  $\hat{\sigma}_{a,b \rightarrow X}$  zwischen den Partonen ergibt [59].

$$\sigma_{A,B} = \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(x_b, Q^2) \hat{\sigma}_{a,b \rightarrow X} \quad (4.1)$$

Quarks und Gluonen sind in der Lage ein weiteres Gluon abzustrahlen. Je nachdem, ob diese Abstrahlung vor oder nach dem harten Streuprozess passiert, wird sie „Initial State Radiation“ (ISR) oder „Final State Radiation“ (FSR) genannt. Die entstandenen Gluonen können wiederum Gluonen abstrahlen oder ein Quark-Antiquark-Paar erzeugen. Auf diese Art und Weise kommt es zur Bildung von Partonenschauern. Die Erzeugung dieser Quarks und Gluonen kann entweder durch exakte QCD-Rechnungen höherer Ordnungen oder mit Hilfe der DGLAP- (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) Gleichung beschrieben werden [60–63]. Die Schauerbildung hält



**Abbildung 4.1.:** Skizze der unterschiedlichen Prozesse von der Kollision zweier Protonen bis zur Bildung von Jets. Es sind u.a. die harten und weichen Streuprozesse, die Bildung von Partonschauern und schließlich die Hadronisierung (bzw. Fragmentation) dargestellt.

so lange an, bis ein bestimmter Wert für den Impulsübertrag unterschritten wird und die Hadronisierung beginnt.

Während der Hadronisierung (auch Fragmentation genannt) fügen sich einzelne Quarks mit Farbladung mit anderen Quarks zu farbneutralen Hadronen zusammen, da es aufgrund des Confinements nur farbneutrale Endzustände geben darf. Dieser Prozess kann durch unterschiedliche Fragmentationsmodelle beschrieben werden.

Die so entstandenen Hadronen zerfallen je nach Halbwertszeit in langlebige Hadronen, Leptonen und Photonen.

Durch diesen Prozess entsteht pro Partonschauer eine große Anzahl an Teilchen, die als Gesamtheit Jet genannt werden. Diese Teilchen deponieren ihre Energie in einem abgegrenzten Bereich innerhalb der Kalorimeter hauptsächlich in Form von hadronischen Schauern. Aus dieser Signatur wird mit Hilfe der Jet-Rekonstruktionsalgorithmen der Jet rekonstruiert.

### 4.1.2. Monte-Carlo- (MC) Generatoren

Um theoretische Teilchenphysikmodelle und experimentelle Daten des ATLAS-Experiments vergleichen zu können, werden MC-Ereignisgeneratoren verwendet. Diese simulieren die physikalischen Prozesse einer Protonenkollision, so dass ein direkter Vergleich zwischen Theorie und Experiment möglich wird.

Für die unterschiedlichen Stadien der Jet-Bildung wurden verschiedene MC-Generatoren entwickelt, die alle auf unterschiedlichen Modellen oder Annahmen beruhen. Einige von diesen sollen kurz genannt werden.

Auf Partonenschauer-Ebene existiert der ALPGEN- [64] und der MC@NLO- [65] MC-Generator. Diese simulieren die Streuprozesse auf Partonlevel mit Hilfe exakter QCD-Rechnung. Für die Simulation der Hadronisierung sind sie auf andere MC-Generatoren angewiesen.

Zwei MC-Generatoren, die sowohl Schauerbildung als auch Hadronisierung simulieren, sind PYTHIA [66] und HERWIG [67]. Sie gehen dabei von unterschiedlichen Fragmentationsmodellen aus.

Um die Signatur eines Ereignisses im ATLAS-Detektor zu berechnen, wird das GEANT4- [68] Programm genutzt, das die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen und dem Detektormaterial simuliert.

Die in dieser Arbeit genutzten MC-Ereignisse wurden von verschiedenen MC-Generatoren erzeugt (siehe Anhang A.1 und A.2).

### 4.1.3. Rekonstruktion

Um Jets in einer Analyse verwenden zu können, müssen die vielen Energieeinträge in den Kalorimetern zunächst zu einzelnen Jets mit einer Richtung und einer Energie zusammengefügt werden. Dies ist die Aufgabe der Jet-Rekonstruktion.

Das Problem dieser Aufgabe besteht darin, dass häufig mehrere Jets pro Ereignis vorkommen, deren Einträge sich im Kalorimeter überlagern können. Es ist aber notwendig diese Einträge den richtigen Jets zuzuordnen, um von diesen auf die Ausgangsteilchen schließen zu können.

Der Ausgangspunkt der Jet-Rekonstruktion ist das Kalorimetersystem mit seinen 200000 Einzelzellen. Um Jets zu identifizieren, werden diese Zellen zu größeren Objekten zusammengefügt. Es existieren zwei verschiedene Konzepte [38]:

- **Signal Towers:** Die gesamte  $\eta\phi$ -Ebene wird in 6400 Blöcke ( $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ ) aufgeteilt. Je nachdem, ob eine Zelle nur teilweise oder vollständig in einem Tower liegt, bekommt sie ein Gewicht von 0 bis 1. Die Energieeinträge aller Zellen tragen nun dem Gewicht entsprechend zu den Tower-Einträgen bei.
- **Topological Cell Cluster:** Alle Zellen, die einen gewissen Schwellenwert S im Verhältnis Signal/Rauschen überschreiten (z.B. S=4) werden Ausgangspunkte eines Cluster. Zu diesem Cluster werden alle Nachbarzellen der Ausgangszelle hinzugefügt und falls diese einen zweiten Schwellenwert überschreiten (z.B. S=2), tragen auch deren Nachbarn zum Cluster bei. Schließlich wird ein äußerer Ring an Zellen hinzugefügt, falls die Zellen einen Signal/Rauschen Wert größer als S=0 besitzen. Sobald in einem Cluster mehrere lokale Maxima vorkommen, wird der Cluster aufgeteilt.

Diese Informationen werden an den eigentlichen Jet-Algorithmus weitergegeben. Auch für diese Aufgabe wurden unterschiedliche Methoden entwickelt:

- Cone-Algorithmus [69]

- Sequential-Recombination-Algorithmen
  - $K_T$ -Algorithmus [70]
  - Cambridge/Aachen-Algorithmus [71]
  - Anti- $K_T$ -Algorithmus [72]
- SIScone-Algorithmus [73]

Von diesen verschiedenen Algorithmen werden der Cone- und der Anti- $K_T$ -Algorithmus in dieser Arbeit verwendet (siehe Anhang A.1 und A.2) und daher näher erläutert:

Im **Cone-Algorithmus** werden die Objekte (z.B. Kalorimeter-Blöcke) nach Transversalimpuls absteigend sortiert. Falls das Objekt mit dem höchsten  $p_T$  einen gewissen Grenzwert (z.B.  $p_T > 1 \text{ GeV}$ ) überschreitet, bildet es den Ausgangspunkt eines Kegels, in den alle Objekte mit Abstand  $\Delta R < R_{\text{Kegel}}$  hineinfallen ( $R_{\text{Kegel}} = 0,4$  oder  $R_{\text{Kegel}} = 0,7$  sind typische Werte). Innerhalb dieses Kegels werden die Vierervektoren aller Objekte addiert und ein neues Zentrum des Kegels bestimmt. Dieser Schritt wird so oft wiederholt, bis sich die Lage des Kegels nicht mehr ändert. Nun wird das nächste Objekt in der sortierten Liste ausgewählt und die Prozedur wiederholt, bis keine Objekte mehr vorhanden sind.

In den **Sequential-Recombination-Algorithmen** werden die Abstände  $d_{ij}$  (Abstand zwischen zwei Objekten  $i$  und  $j$ ) und  $d_{iB}$  (Abstand zwischen Objekt  $i$  und Strahlrohr  $B$ ) folgendermaßen definiert:

$$d_{ij} = \min \left( p_{T_i}^{2p}, p_{T_j}^{2p} \right) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \quad (4.2)$$

$$d_{iB} = p_{T_i}^{2p} \quad (4.3)$$

Dabei gilt  $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ . Die Rapidität  $y_i$ ,  $\phi_i$  und  $p_{T_i}$  sind die Parameter des Objektes  $i$  und  $R$  ist wieder ein Maß für den Radius des Jets, der meistens bei  $R=0,4$  oder  $R=0,6$  liegt. Der Parameter  $p$  im Exponenten unterscheidet nun die drei verschiedenen Methoden:

- $p=1$        $K_T$ -Algorithmus
- $p=0$       Cambridge/Aachen-Algorithmus
- $p=-1$      Anti- $K_T$ -Algorithmus

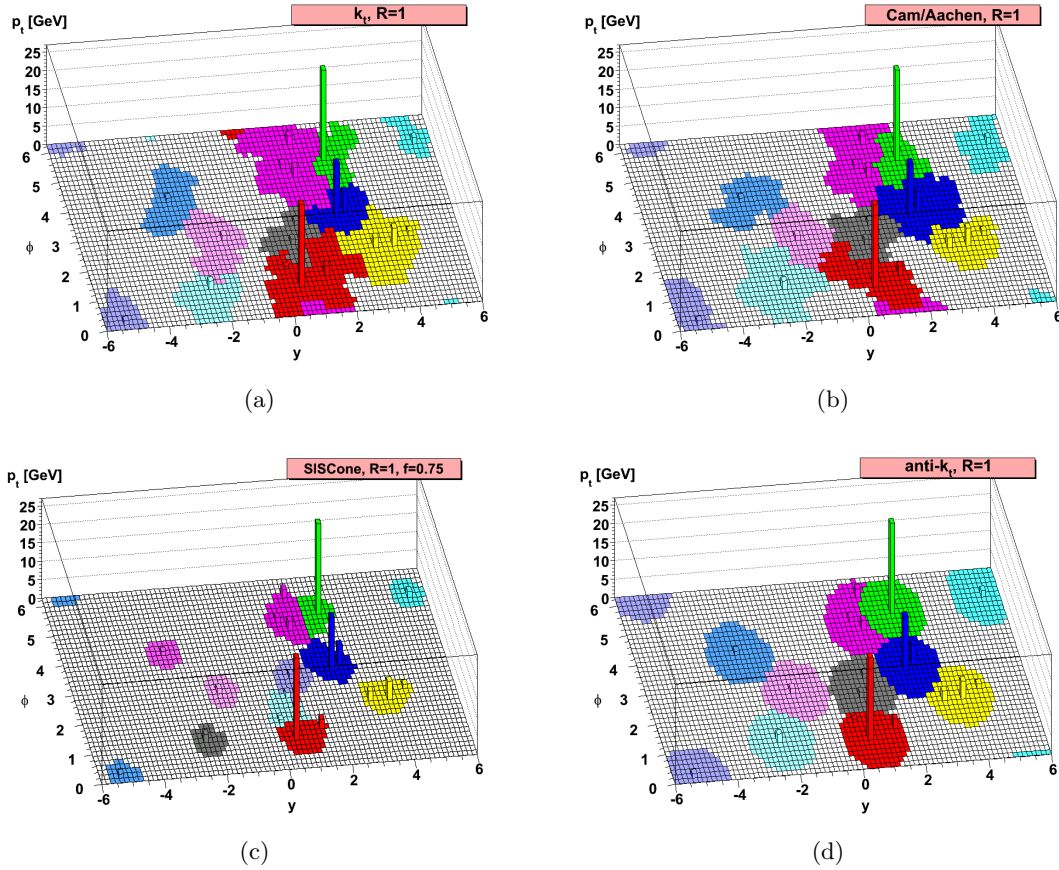
Nun wird der Abstand  $d_{ij}$  mit dem Abstand  $d_{iB}$  verglichen. Ist  $d_{ij}$  kleiner, werden die Vierervektoren der beiden Objekte  $i$  und  $j$  addiert und ein neues Objekt entsteht. Ist hingegen  $d_{iB}$  kleiner, wird das Objekt Jet genannt und aus der Liste entfernt. Dies wird wiederholt, bis keine Objekte mehr übrig sind.

In den Abbildungen 4.2(a)-4.2(d) werden die rekonstruierten Jets dieser drei Methoden mit dem SIScone-Algorithmus verglichen, der im Vergleich zum Cone-Algorithmus nicht mehr die Objekte mit höchsten  $p_T$  als Ausgangspunkt der Kegel verwendet, sondern stattdessen jeden einzelnen Eintrag gleichwertig in eine Gesamtberechnung mit einfließen lässt. Es ist zu erkennen, dass der Anti- $K_T$ -Algorithmus wie die Cone-Algorithmen eine eher kreisförmige Struktur der Jets liefert. Im Gegensatz zum Cone-Algorithmus ist dieser aber „Infrarot sicher“. Dies ist eine theoretische Anforderung: Durch Hinzufügen eines weichen Partons sollten sich die resultierenden Jet-Cluster nicht ändern. Diese Anforderung wird auch vom neueren SIScone-Algorithmus



erfüllt.

Aufgrund seiner hohen Geschwindigkeit war dennoch lange Zeit der Cone-Algorithmus der Standard innerhalb der ATLAS-Kollaboration bis der Anti- $K_T$ -Algorithmus in dieser Hinsicht verbessert werden konnte [74] und den Cone-Algorithmus als Standard abgelöst hat.



**Abbildung 4.2.:** Mit Hilfe des HERWIG-MC-Generators ist ein Ereignis mit einigen harten Jets und vielen weichen Jets simuliert worden. Die Bereiche, die von den unterschiedlichen Jet-Rekonstruktionsalgorithmen (a)  $K_T$ , (b) Cambridge/Aachen, (c) SIScone und (d) Anti- $K_T$  als einzelne Jets rekonstruiert werden, sind farblich gekennzeichnet [72].

### Jet-Rekonstruktion des Triggersystems

Neben den soeben beschriebenen Algorithmen, die so genannte Offline-Jets rekonstruieren, nutzt auch das Triggersystem Algorithmen zur Jet-Rekonstruktion [75]. Diese fallen aber aufgrund der Zeitbeschränkung einfacher aus, als die Offline-Algorithmen:

- Der L1-Trigger nutzt Jet-Elemente ( $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$ ), die zu Fenstern von  $2 \times 2$ ,  $3 \times 3$  oder  $4 \times 4$  Jet-Elementen für die Jet-Rekonstruktion zusammengefasst werden. Sofern die Gesamtenergie innerhalb des Fensters die Triggerschwelle überschreitet, wird das Ereignis an den L2-Trigger samt Position des Jets (RoI) weitergegeben.

- Der L2-Jet-Algorithmus ähnelt dem Cone-Algorithmus. Um die Position der L1-RoIs herum wird ein Kegel mit  $\Delta R < 0,4$  gebildet, in dem die Energie aufsummiert und der Mittelpunkt neu bestimmt wird. Diese Prozedur wird für eine vorher festgelegte Anzahl an Iterationen wiederholt.
- Für die EF-Entscheidung ist genug Zeit vorhanden, um einen Algorithmus zu verwenden, der sehr starke Ähnlichkeit mit den Offline-Algorithmen aufweist. In dieser Arbeit wird diese Aufgabe von einem Cone-Algorithmus mit Radius 0,7 ausgefüllt. Im Gegensatz zum Offline-Cone-Algorithmus findet nach der Rekonstruktion einzelner Jets keine Überprüfung statt, ob sich die Jets überlagern. In Abschnitt 4.4.2 wird gezeigt, dass dies zu Problemen führen kann.

In einer Analyse können nicht nur die Entscheidungen eines Triggers, sondern auch die Eigenschaften der einzelnen Objekte ( $\eta$ ,  $\phi$ ,  $p_T$  bzw.  $E_T$ ), die vom Triggersystem gemessen wurden, genutzt werden. Um an diese Informationen zu gelangen wird in dieser Arbeit hauptsächlich das TrigDecisionTool (TDT) verwendet. Dies ist ein Interface, das einen einfachen Zugang zu den Triggerinformationen innerhalb der ATLAS-Software liefert.

## 4.2. Jet-Triggereffizienzen

### 4.2.1. Verschiedene Berechnungsmethoden von Triggereffizienzen

Für Analysen ist die Kenntnis der genauen Triggereffizienzen und deren Unsicherheiten von enormer Bedeutung. Daher werden verschiedene Methoden zur Bestimmung dieser Effizienzen in diesem Abschnitt vorgestellt.

Zunächst kann zwischen Objekteffizienzen und Ereigniseffizienzen eines Triggers unterschieden werden. Eine Objekteffizienz ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein bestimmtes Objekt (z.B. ein Jet) aus einem Ereignis den Trigger passiert, d.h. das Ereignis wird aufgrund dieses Objektes vom Trigger akzeptiert. Die Ereigniseffizienz gibt hingegen an, wie wahrscheinlich es ist, dass irgendeines der im Ereignis enthaltenen Objekte den Trigger passiert und damit das ganze Ereignis akzeptiert wird. In dieser Arbeit werden Objekteffizienzen verwendet, d.h. die Effizienz, einen einzelnen Jet zu triggern, wird untersucht.

Die Effizienz eines Jet-Triggers ergibt sich durch eine einfache Zählmethode: Alle offline rekonstruierten Jets werden überprüft, ob sie den Jet-Trigger passiert haben:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{getriggerte Offline-Jets}}}{N_{\text{alle Offline-Jets}}} \quad (4.4)$$

Die Eigenschaften der offline rekonstruierten Jets werden durch einen der in Abschnitt 4.1.3 beschriebenen Algorithmen bestimmt, während der L1-, L2- oder EF-Trigger jeweils seine eigenen einfacheren Berechnungsmethoden zur Bestimmung der Teilcheneigenschaften verwendet. Deshalb können die Eigenschaften desselben Jets, die offline und vom Trigger bestimmt wurden, voneinander abweichen. Um festzustellen, ob es sich bei einem Offline- und Trigger-Jet um das gleiche Objekt handelt, wird ein „Matching-Verfahren“ angewendet. Dieses wird in Abschnitt 4.2.2 genauer dargestellt.

Die Bestimmung der Anzahl aller Offline-Jets stellt aber ein Problem dar. Für Daten kann diese Menge nicht ermittelt werden, da Ereignisse, die den Trigger nicht passieren, sofort verworfen werden und somit nicht berücksichtigt werden können. Aus diesem Grund werden zur Bestimmung häufig MC-Ereignisse verwendet. In diesen sind alle Eigenschaften und Größen abrufbar.

So basieren auch die Jet-Triggerstudien in dieser Arbeit auf MC-Ereignissen.

Problematisch ist allerdings, dass die Werte auf der Annahme beruhen, dass die MC-Ereignisse die Daten realitätsgetreu simulieren. Da hiervon nicht mit Sicherheit ausgegangen werden kann, ist es prinzipiell immer von Vorteil, Wege zu finden, die eine Bestimmung der Triggereffizienzen auf Basis von Daten ermöglichen.

Das bereits angesprochene Problem beim Bestimmen von Effizienzen auf Daten besteht darin, nur die Auswahl an Ereignissen betrachten zu können, die mindestens einen Trigger passiert haben. Würde man analog zur MC-Zählmethode für Daten die Anzahl der getriggerten Offline-Jets durch die Anzahl aller Offline-Jets teilen, würde die Effizienz überschätzt werden. Einige Ereignisse hätten das Triggersystem nur passiert, weil der betrachtete Jet den Trigger ausgelöst hat, während andere verworfen und damit nicht eingerechnet werden können, bei denen der Trigger nicht ausgelöst wird. Es liegt somit ein Bias vor.

Dieser kann durch folgende Methoden minimiert werden:

- Orthogonale Trigger: Es werden nur Ereignisse ausgewählt, die z.B. einen Myon-Trigger mit bekannter Effizienz passiert haben. Dieser ist relativ unabhängig von Jets und so können in diesen Ereignissen die Jet-Triggereffizienzen bestimmt werden. Ein Nachteil ist, dass kein Trigger zu 100% orthogonal, also unabhängig ist.
- Minimum Bias samples: In diesen Ereignissen ist nur eine minimale Vorselektion durch Trigger vorhanden und somit können Messungen der Triggereffizienzen weitgehend frei von Bias durchgeführt werden. Die Statistik dieser Datensätze ist allerdings meistens relativ gering.
- Bootstrap Methode: Es werden nur Jets ausgewählt, die bereits einen Jet-Trigger mit kleinerer  $p_T$ -Schwelle passiert haben, dessen Effizienz bekannt sein muss. Dann kann die relative Effizienz des eigentlichen Triggers zum kleineren Trigger bestimmt werden und die Gesamteffizienz ergibt sich aus dem Produkt der relativen Effizienz mit der Effizienz des kleineren Triggers. Diese Methode ist damit aber nur für Trigger mit einer höheren Schwelle anwendbar.
- Tag and Probe Methode: Für diese Methode werden nur Ereignisse verwendet, die einen bestimmten Prozess (z.B.  $Z \rightarrow \mu\mu$  oder  $Z \rightarrow qq$  Zerfall) beinhalten. Falls dann eines der beiden Objekte (Tag) den Trigger ausgelöst hat, kann für das andere Objekt (Probe) die Triggereffizienz bestimmt werden. Die Selektion der Ereignisse führt allerdings wiederum zu einem systematischen Bias.

Somit besitzen alle Methoden verschiedene Vor- und Nachteile, so dass eine weitere Möglichkeit in deren Kombination besteht. Insgesamt können diese Methoden nicht nur auf Daten angewendet werden, sondern auch auf MC-Ereignisse. In den Abschnitten 4.3.2 und 4.3.3 wird die Tag and Probe Methode auf diese Weise verwendet. Sie wird deshalb im folgenden im Detail erläutert.

Die Tag and Probe Methode basiert auf einem sehr reinen Datensatz, der nur Ereignisse eines Prozesses enthält, dessen Kinematik bekannt ist (z.B.  $Z \rightarrow qq$ ). Um dieses zu gewährleisten, werden in diesem Beispiel Schnitte auf die Anzahl der Jets im Ereignis (genau zwei Jets) und ihre invariante Di-Jet Masse (in einem engen Intervall um  $m_Z$ ) angewendet. Nun wird ein Jet, der den Trigger gefeuert hat, als Tag-Jet deklariert und der zweite Jet als Probe-Jet. Daraufhin wird getestet, ob auch der Probe-Jet den Trigger passiert hat. Die Effizienz ergibt sich dann

zu [76]:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{getriggerte Probe-Jets}}}{N_{\text{alle Probe-Jets}}} \quad (4.5)$$

Um festzustellen, welcher Offline-Jet getriggert wurde, wird wieder das Matching-Verfahren (siehe Abschnitt 4.2.2) verwendet.

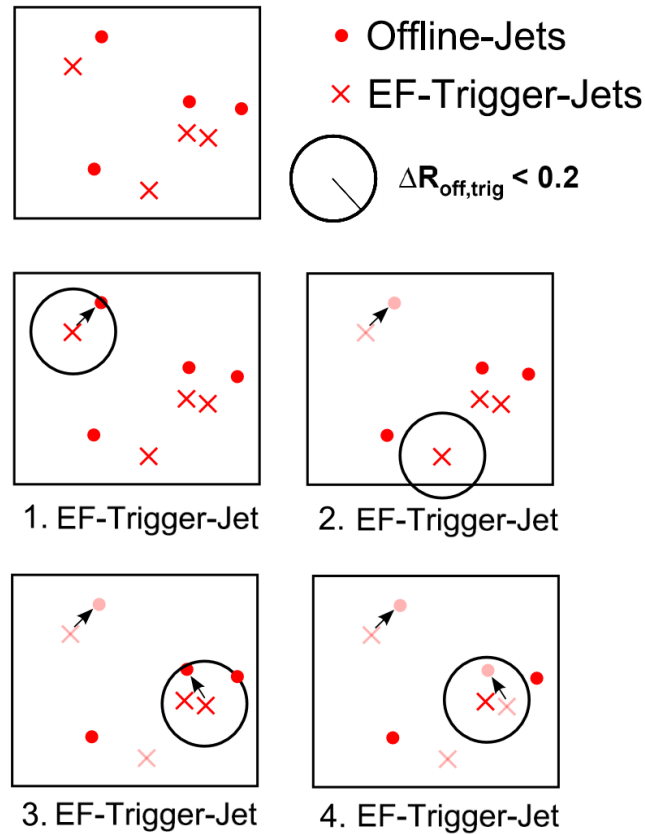
Sobald man mit Hilfe einer dieser Methoden eine Triggereffizienz bestimmt hat, kann man diese nutzen, um in einer Analyse die MC-Ereignisse durch Umgewichtung an die Daten anzupassen. Dabei ist darauf zu achten, dass es sich bei einer Triggereffizienz nicht um eine Konstante handelt, sondern um eine abhängige Größe. Sie unterscheidet sich je nach  $\eta$ - oder  $\phi$ -Wert und ist außerdem abhängig vom  $p_T$ -Wert des Objektes. Die Auftragung der Effizienz gegen den  $p_T$ -Wert des Objektes wird Turn-On-Kurve genannt und in Abschnitt 4.2.3 genauer beschrieben. Ob die Jet-Triggereffizienzen außerdem noch von der Anzahl der Jets pro Ereignis bzw. deren Abstand voneinander abhängen, soll in dieser Arbeit untersucht werden.

#### 4.2.2. Matching von Offline- und Trigger-Jets

Ein wichtiger Bestandteil in der Bestimmung der Triggereffizienzen ist das Matching-Verfahren. Aufgrund der unterschiedlichen Jet-Rekonstruktionsalgorithmen für Offline-Jets und Trigger-Jets (siehe Abschnitt 4.1.3), kommt es zu Abweichungen der Jet-Parameter ( $\eta$ ,  $\phi$ ,  $p_T$  bzw.  $E_T$ , ...). Um festzustellen, welche Offline-Jets den Trigger passiert haben, ist eine Zuordnung zwischen den vom Trigger rekonstruierten Jets und den Offline-Jets zwingend notwendig. Diese wird durch ein Matching-Verfahren gewährleistet. Die in dieser Arbeit verwendete Methode wird im folgenden beschrieben.

1. Für jedes Ereignis werden alle vom Trigger rekonstruierten Jets absteigend nach  $E_T$ -Wert sortiert.
2. Mit dem Jet mit höchstem  $E_T$ -Wert beginnend werden für jeden einzelnen Trigger-Jet folgende Schritte durchlaufen:
  - a) Der Abstand  $\Delta R_{\text{off,trig}}$  zu jedem einzelnen Offline-Jet wird bestimmt.
  - b) Der kleinste dieser Abstände wird mit einem vorher festgelegten Matching-Grenzwert verglichen (liegt für Jets meistens im Bereich 0,2 bis 0,8).  
Falls  $\min(\Delta R_{\text{off,trig}}) < \text{Grenzwert}$ :
    - i. Der Trigger-Jet und der Offline-Jet mit dem kürzesten Abstand  $\Delta R_{\text{off,trig}}$  werden einander zugeordnet und als identischer Jet deklariert.
    - ii. Dieser Offline-Jet wird aus der Liste der im Ereignis vorkommenden Jets entfernt, um eine zweite Zuordnung zu verhindern.
  - c) Der nächste Trigger-Jet in der Liste wird ausgewählt und die Prozedur wiederholt bis keine Trigger-Jets mehr vorhanden sind.

Dieses Verfahren wird anhand eines Beispiels in Abbildung 4.3 anschaulich verdeutlicht. In diesem Beispielereignis werden zwei von vier Offline-Jets Trigger-Jets zugeordnet und damit liegt die Triggereffizienz bei 50%. Würden die bereits zugeordneten Offline-Jets nicht aus der Liste entfernt werden, wäre das Ergebnis für dieses Beispiel identisch, da der vierte Trigger-Jet dem gleichen Offline-Jet zugeordnet werden würde wie der dritte Trigger-Jet. Insgesamt gibt es unterschiedliche Wege ein Matching-Verfahren durchzuführen. Eine Gesamtoptimierung auf



**Abbildung 4.3.:** Beispiel des verwendeten Matching-Verfahrens: Für ein Ereignis ist eine  $\eta\phi$ -Ebene mit vier vorhandenen Offline- und vier EF-Trigger-Jets dargestellt. Der erste Trigger-Jet (mit dem höchsten  $E_T$ -Wert) wird dem nächstgelegenen Offline-Jet zugeordnet, da der Abstand geringer als der Grenzwert (in diesem Beispiel 0,2) ist. Für den zweiten Trigger-Jet ist kein Offline-Jet in diesem Abstand vorhanden, es findet keine Zuordnung statt. Der dritte Trigger-Jet wird dem nächstgelegenen der zwei Offline-Jets mit  $\Delta R_{\text{off,trig}} < 0,2$  zugeordnet. Für den vierten Trigger-Jet steht kein Offline-Jet in einem entsprechenden Abstand zur Verfügung, der nicht bereits zugeordnet wurde. Somit werden schließlich zwei von vier Offline-Jets Trigger-Jets zugeordnet und die Triggereffizienz beträgt 50%.

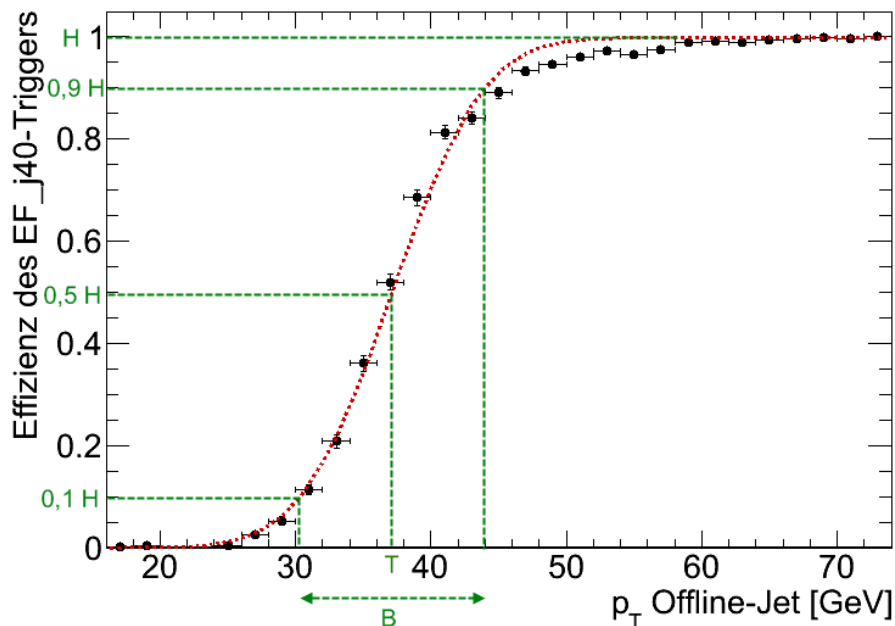
Basis aller einzelnen Abstände würde das genaueste Ergebnis liefern, benötigt allerdings auch die höchste Rechendauer.

Die Wahl des Matching-Grenzwertes spielt eine wichtige Rolle, wie in Abschnitt 4.4.4 gezeigt wird. Manchmal reichen die Ortsinformationen ( $\eta$ ,  $\phi$ ) nicht aus, um Jets richtig zuzuordnen zu können. In diesem Fall kann auch der  $E_T$ -Wert der Jets zur Zuordnung genutzt werden. Die Einbindung eines weiteren  $\Delta E_T$ -Matchings und dessen Konsequenzen werden in Abschnitt 4.4.5 beschrieben.

### 4.2.3. Turn-On-Kurven

Die Aufgabe eines Jet-Triggers wie EF\_j40 besteht darin, ein Ereignis zu akzeptieren, in dem mindestens ein Jet mit  $p_T > 40$  GeV vorkommt<sup>1</sup>. Somit ergibt sich eine Abhängigkeit der Triggereffizienz vom  $p_T$ -Wert der Jets. Die Auftragung einer Triggereffizienz gegen den  $p_T$ -Wert der Objekte (in diesem Fall Offline-Jets), nennt man Turn-On-Kurve.

Idealerweise wäre die Turn-On-Kurve eine Stufenfunktion, die für  $p_T < 40$  GeV den Wert 0 und für  $p_T > 40$  GeV den Wert 1 annimmt. In der Realität ist der Anstieg allerdings gaußförmig verschmiert und somit ergibt sich für Jet-Trigger Turn-On-Kurven ein Verlauf wie in Abbildung 4.4. Die Effizienz beginnt bei 0 und steigt über einen gewissen  $p_T$ -Bereich an, bis eine Plateau-Effizienz erreicht wird, die für Jet-Trigger in der Regel sehr nahe an 1 liegt.



**Abbildung 4.4.:** Die Turn-On-Kurve eines EF\_j40-Triggers. Mit Hilfe eines Fits können die Parameter bestimmt werden: Plateau-Effizienz H, Turn-On-Punkt T und Breite B.

Für eine Analyse ist es wichtig zu wissen, ab welchem  $p_T$ -Wert das Plateau erreicht ist und

<sup>1</sup>Da das Kalorimeter die Energie von Jets misst, wäre es konzeptionell sinnvoll, nur vom  $E_T$ -Wert der Jets zu sprechen. Mit der Annahme einer verschwindend kleinen Masse von Jets im Vergleich zum Impuls, kann aber auch äquivalent dazu der  $p_T$ -Wert verwendet werden. Diese zweite Variante wird häufiger verwendet, so auch in dieser Arbeit.

somit die meisten Jets getriggert werden und welche Effizienz der Trigger im Plateau besitzt. Um diese Informationen angeben zu können, werden folgende Parameter für Turn-On-Kurven eingeführt:

- Plateau-Effizienz (H)
- Turn-On-Punkt (T)
- Breite der Turn-On-Kurve (B)

Wie in Abbildung 4.4 dargestellt, ist der Turn-On-Punkt der  $p_T$ -Wert, bei dem die Effizienz 50 % der Plateau-Effizienz erreicht und die Breite gibt die Differenz der  $p_T$ -Werte an, bei denen die Effizienz 10 % bzw. 90 % der Plateau-Effizienz erreicht. Mit Hilfe dieser Parameter können Turn-On-Kurven auch quantitativ beschrieben werden.

Zur Bestimmung der Parameter ist es möglich, einen Fit der Turn-On-Kurve zu verwenden, um Fehler aufgrund von statistischen Fluktuationen zu verringern. Dabei ist zu beachten, dass auf diese Weise auch ein neuer systematischer Fehler auftaucht, der von der gewählten Fit-Funktion abhängt.

### Verschiedene Fit-Funktionen

Im folgenden werden drei verschiedene Funktionen vorgestellt, mit denen es möglich ist, eine Turn-On-Kurve zu fitten:

$$f_1(p_T) = 0,5 p_0 \cdot \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{p_T - p_1}{p_2} \right) \right) \quad (4.6)$$

$$f_2(p_T) = 0,5 p_0 \cdot \left( 1 + \frac{p_3}{(p_T - p_4)^2} \right) \cdot \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{p_T - p_1}{p_2} \right) \right) \quad (4.7)$$

$$f_3(p_T) = p_0 \cdot \frac{1}{1 + \exp \left( -\frac{p_T - p_1}{p_2} \right)} \cdot \frac{1}{1 + \exp \left( -\frac{p_T - p_3}{p_4} \right)} \quad (4.8)$$

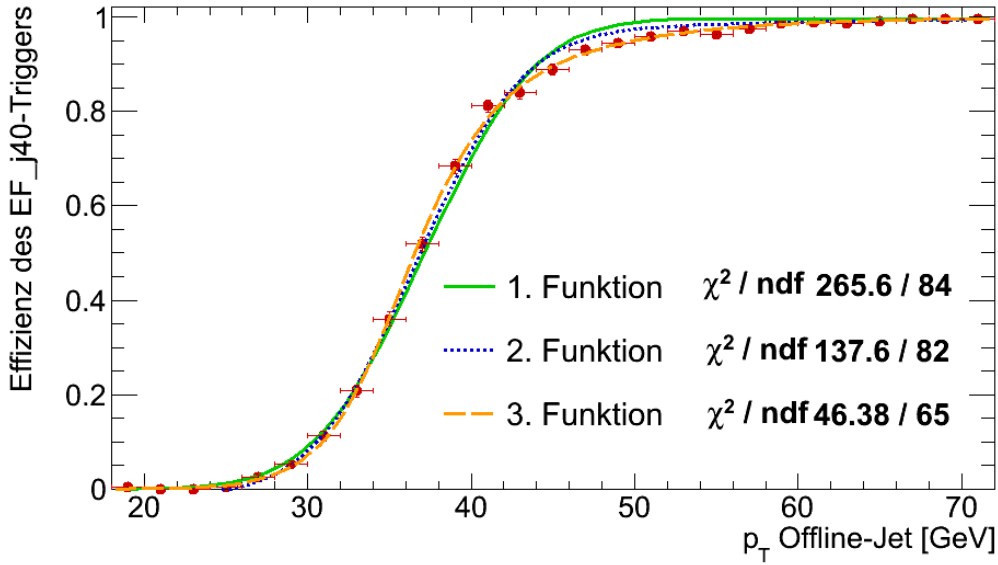
Die erste Funktion beruht auf einer Gaußschen Fehlerfunktion und ist der natürliche Ansatz für solch ein physikalisches Problem, da sie genau eine Stufenfunktion mit gaußförmiger Verschmierung des Anstiegs beschreibt.

Die zweite Funktion entspricht der ersten Funktion erweitert mit einem zusätzlichen Faktor und dementsprechend mehr freien Parametern.

Die dritte Funktion ist in der Lage, einen unterschiedlich starken Anstieg einer Turn-On-Kurve um den Turn-On-Punkt herum zu fitten und kann somit auch asymmetrische Kurven beschreiben. Damit können verschiedene  $p_T$ -Bereiche besser beschrieben werden.

Ein Vergleich dieser drei Fit-Funktionen ist in Abbildung 4.5 aufgetragen. Sowohl anhand der  $\chi^2$ -Werte als auch beim Vergleich der Funktionen fällt auf, dass diese Turn-On-Kurve am besten durch die dritte Funktion beschrieben wird. Dies konnte in mehreren untersuchten Fällen bestätigt werden. Die dritte Funktion ist dennoch nicht immer zu empfehlen, da die Fit-Parameter teilweise unphysikalische Werte annehmen ( $p_0 > 1$ ) oder die Effizienz in hohen  $p_T$ -Bereichen wieder absinkt. Daran ist zu erkennen, dass die Wahl der Fit-Funktion genau beachtet werden muss und zu systematischen Fehlern führen kann. In dieser Arbeit werden nur in zwei Abschnitten Turn-On-Kurven gefittet. In Abschnitt 4.3.2 wird dafür die erste Fit-Funktion und in Abschnitt 4.4.1 die dritte Fit-Funktion verwendet.

Zur Berechnung des statistischen Fehlers der Effizienzen wurde nicht die Standardabweichung der Binomialverteilung verwendet. Für die Effizienz  $\varepsilon$  würde diese  $\sigma = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N}}$  betragen und



**Abbildung 4.5.:** Die Turn-On-Kurve eines EF\_j40-Triggers wird mit drei verschiedenen Fit-Funktionen gefittet. Die dritte Funktion hat den niedrigsten  $\chi^2$ -Wert.

somit für  $\varepsilon = 0$  oder  $\varepsilon = 1$  den Wert Null annehmen. Dies ist allerdings unphysikalisch, da ein einseitiger Fehler größer Null in beiden Fällen sinnvoll wäre. Einen solchen asymmetrischen Fehler liefert die Standardabweichung hingegen nicht.

Aus diesem Grund werden die Fehler der Turn-On-Kurven mit Hilfe der *BayesDivide*-Methode aus der ROOT [77]-Klasse TGraphAsymmErrors bestimmt. Diese wurde speziell für Effizienzen entwickelt und basiert auf dem Bayes-Theorem.

### 4.3. Vergleich der Turn-On-Kurven verschiedener Jet-Trigger

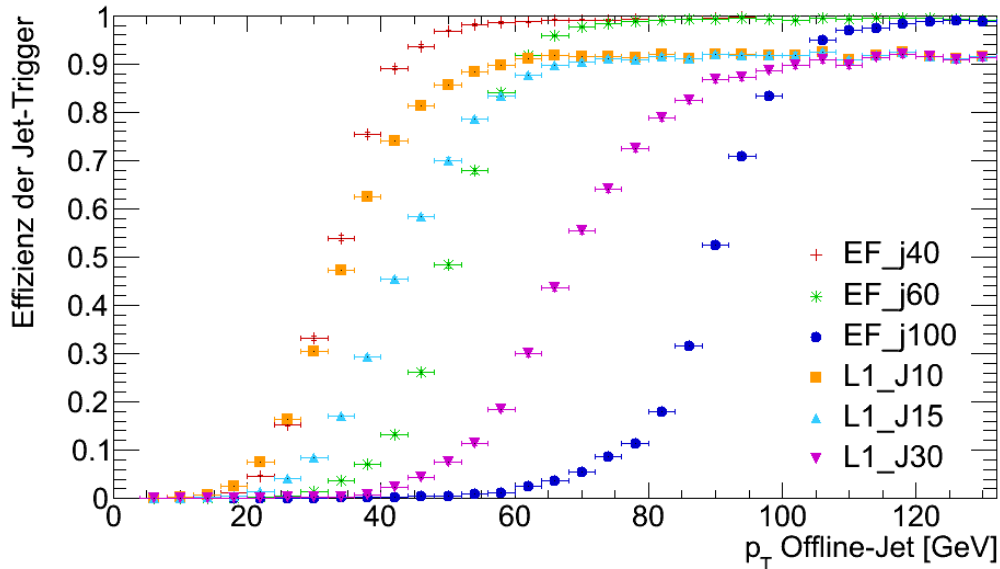
In diesem Abschnitt werden zur Einführung die Abhängigkeiten der Turn-On-Kurven von verschiedenen Parametern vorgestellt. Zunächst werden die Kurven mehrerer L1- & EF-Jet-Trigger miteinander verglichen. Daraufhin wird die besondere Eigenschaft von MC-Ereignissen genutzt, Jets direkt aus simulierten Teilchen rekonstruieren zu können. Auf diese Weise können die Triggereffizienzen gegen die  $p_T$ -Werte dieser so genannten Truth-Jets aufgetragen werden und das Ergebnis kann mit herkömmlich erzeugten Turn-On-Kurven verglichen werden. Abschließend werden Turn-On-Kurven untersucht, die nur Jets aus dem Zentralbereich bzw. dem Endkappenbereich zur Effizienzbestimmung nutzen. Alle drei Studien sind für sich abgeschlossen und dienen hauptsächlich einer einführenden Darstellung einiger Eigenschaften von Turn-On-Kurven.

In der ersten dieser drei Studien wird ein SU4-MC-Datensatz verwendet und ein Anti- $K_T$ -Algorithmus zur Offline-Jet-Rekonstruktion genutzt. In den anderen beiden Studien wird stattdessen ein QCD-Multijet-Datensatz in Verbindung mit einem Cone-Algorithmus zur Jet-Rekonstruktion verwendet. Es werden jeweils alle rekonstruierten Offline-Jets eines Ereignisses mit  $p_T > 7 \text{ GeV}$  und  $|\eta| < 2,8$  zur Bestimmung der Triggereffizienzen genutzt. Weitere Details sind in Anhang A.1 aufgelistet.



### 4.3.1. Vergleich von L1- und EF-Jet-Trigger Turn-On-Kurven

In Abbildung 4.6 sind die Effizienzen der EF-Jet-Trigger EF\_j40, EF\_j60 und EF\_j100 sowie der L1-Jet-Trigger L1\_J10, L1\_J15 und L1\_J30 aufgetragen.



**Abbildung 4.6.:** Die Turn-On-Kurven der EF-Jet-Trigger EF\_j40, EF\_j60 und EF\_j100 sowie der L1-Jet-Trigger L1\_J10, L1\_J15 und L1\_J30 sind zum Vergleich zusammen aufgetragen.

Es zeigt sich, dass der Unterschied zwischen den Turn-On-Kurven verschiedener EF- (bzw. L1-) Jet-Trigger untereinander in einer einfachen Verschiebung bzgl. des  $p_T$ -Wertes besteht. Dies spiegelt genau die unterschiedlichen Grenzwerte wieder, anhand derer die Trigger die Jets akzeptieren. Außerdem nimmt die Breite der Turn-On-Kurven im Falle höherer  $p_T$ -Schwellenwerte leicht zu.

Zwischen den Turn-On-Kurven von EF-Jet-Triggern und L1-Jet-Triggern bestehen größere Unterschiede:

- Die Kurven der EF-Jet-Trigger steigen steiler an, die Breite der Turn-On-Kurve ist somit schmaler.
- Die Plateau-Effizienz unterscheidet sich. Für EF-Jet-Trigger beträgt sie nahezu 1, während sie für L1-Jet-Trigger zwischen 0,9 und 0,95 liegt.
- Der Turn-On-Punkt von L1-Jet-Triggern ist im Vergleich zu EF-Jet-Triggern des gleichen Grenzwertes zu höheren  $p_T$ -Werten verschoben.

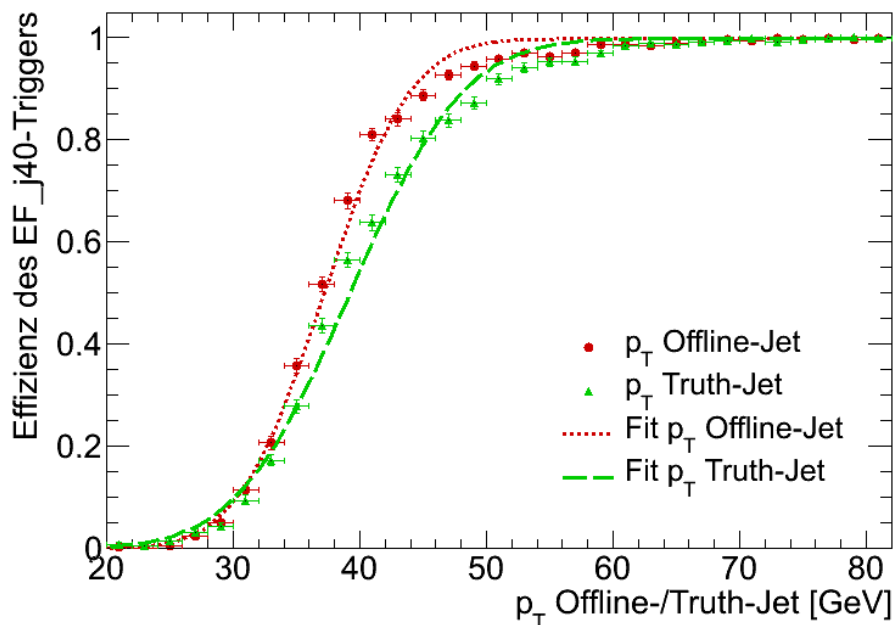
Diese Unterschiede beruhen auf den verschiedenen Rekonstruktionsalgorithmen der Triggerstufen. Dem EF-Jet-Trigger bleibt eine deutlich größere Zeit eine Entscheidung zu treffen und damit können präzisere Methoden verwendet werden, die eine höhere Effizienz ermöglichen (siehe Abschnitt 4.1.3). Dies wiederum führt zu einer höheren Plateau-Effizienz, einem niedrigeren Turn-On-Punkt und einer geringeren Breite.

### 4.3.2. Verwendung von Truth-Jet-Informationen

Auf MC-Ereignisse werden die gleichen Jet-Rekonstruktionsalgorithmen angewendet wie auf Daten, um Jets zu identifizieren und ihre Parameter zu bestimmen. Im Falle der MC-Ereignisse besteht jedoch zusätzlich die Möglichkeit einen so genannten Truth-Jet-Container zu verwenden. Dieser nutzt die Tatsache aus, dass die einzelnen simulierten Teilchen bekannt sind, welche die Jets bilden. Aus diesem Grund werden Truth-Jets nicht aus den Kalorimereinträgen rekonstruiert, sondern es laufen Jet-Rekonstruktionsalgorithmen über die simulierten Truth-Teilchen und rekonstruieren aus diesen die Jets und deren Parameter.

Dieses wird im folgenden genutzt, um neue Turn-On-Kurven zu erzeugen, in denen die Jet-Triggereffizienz gegen den  $p_T$ -Wert der Truth-Jets aufgetragen wird. Dazu wird die gleiche Vorgehensweise verwendet, die in den Abschnitten 4.2.1 und 4.2.2 beschrieben wird. Es wird aber ein zusätzliches Matching-Verfahren zwischen Offline-Jet und Truth-Jet hinzugefügt. Auf diese Weise können die  $p_T$ -Werte der Offline-Jets durch die der Truth-Jets ersetzt werden.

In Abbildung 4.7 sind die Effizienzen eines EF\_j40-Triggerers gegen die  $p_T$ -Werte sowohl der Offline-Jets als auch der Truth-Jets, die den Offline-Jets zugeordnet werden konnten, aufgetragen.



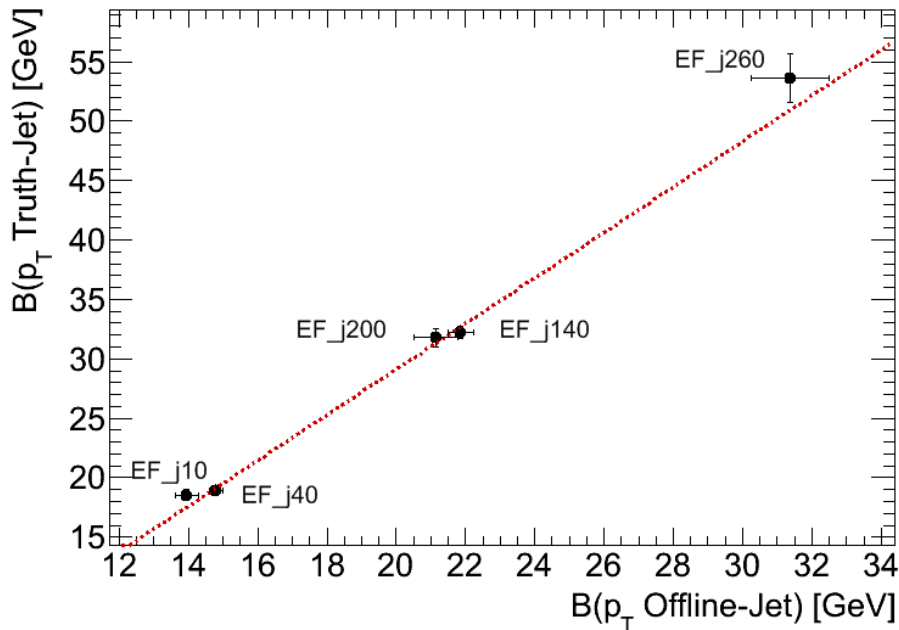
**Abbildung 4.7.:** Die Effizienz dieses EF\_j40-Triggerers ist sowohl gegen die  $p_T$ -Werte der Offline-Jets als auch die  $p_T$ -Werte so genannter Truth-Jets aufgetragen.

Bis auf die Breite sind die Turn-On-Kurven sehr ähnlich. Diese unterscheidet sich jedoch und ist im Falle der Auftragung gegen die  $p_T$ -Werte der Truth-Jets etwas größer. Dieses Ergebnis mag zunächst ungewöhnlich erscheinen, da für den  $p_T$ -Wert eines „wahren“ Jets eine kleinere Verschmierung erwartet werden könnte. Es lässt sich aber vermutlich damit erklären, dass mit dem zusätzlichen Matching-Verfahren eine weitere Verschmierung der Turn-On-Kurve stattfindet. Außerdem ähneln sich die Jet-Rekonstruktionsalgorithmen der Offline-Jets und EF-Trigger-Jets stärker als dies für die Truth-Jets der Fall ist.

Dennoch kann es von Interesse sein, die Breiten der Turn-On-Kurven unter Verwendung eines

Truth-Jets zu kennen. Sollte eine einfache Korrelation zwischen den Breiten bestehen, könnte von den herkömmlich bestimmten Turn-On-Kurven auf Turn-On-Kurven, die auf Truth-Jet-Informationen beruhen, zurück geschlossen werden.

Um dies zu untersuchen, werden die beiden Breiten mehrerer EF-Jet-Trigger bestimmt und gegeneinander aufgetragen. In Abbildung 4.8 ist zu erkennen, dass sich eine lineare Abhängigkeit ergibt und somit eine einfache Umrechnung möglich wäre.



**Abbildung 4.8.:** Die Breiten der Turn-On-Kurven verschiedener Trigger sind unter Verwendung des  $p_T$ -Wertes der Truth-Jets und der Offline-Jets gegeneinander aufgetragen. Es ergibt sich eine lineare Abhängigkeit.

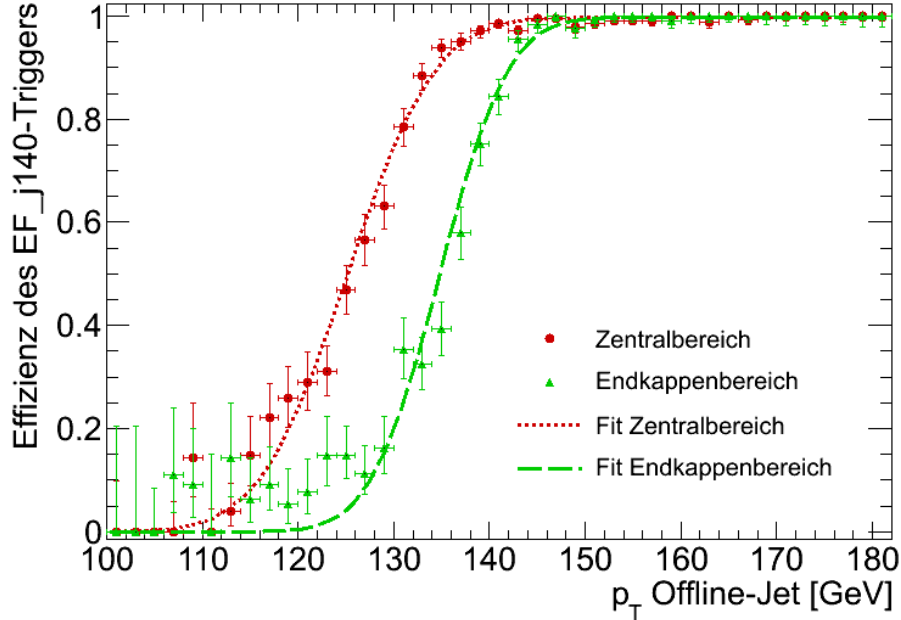
### 4.3.3. Turn-On-Kurven für Zentral- und Endkappenbereich

Wie bereits angesprochen hängen die Jet-Triggereffizienzen von mehreren Parametern ab, darunter die Pseudorapidität  $\eta$ . Um dies zu verdeutlichen werden Turn-On-Kurven, die auf Jets aus dem Zentralbereich ( $|\eta| < 1,0$ ) basieren, mit Turn-On-Kurven verglichen, die Jets aus den Endkappen-Bereichen ( $1,8 < |\eta| < 3,0$ ) verwenden. In Abbildung 4.9 ist dies exemplarisch für einen EF\_j140-Trigger gezeigt. Im Allgemeinen lassen sich folgende Punkte feststellen:

- Der Wert der Plateau-Effizienz ist sehr ähnlich.
- Die Breite der Turn-On-Kurve des Endkappenbereiches ist etwas geringer als die des Zentralbereiches.
- Der Turn-On-Punkt ist im Fall des Endkappenbereiches zu größeren  $p_T$ -Werten verschoben.

Damit beginnt die Turn-On-Kurve des Zentralbereiches bereits bei kleineren  $p_T$ -Werten anzusteigen, besitzt dafür aber eine größere Breite als die Turn-On-Kurve des Endkappenbereiches. Dennoch wird im Zentralbereich die Plateau-Effizienz bei etwas niedrigeren  $p_T$ -Werten erreicht als

das für den Endkappenbereich der Fall ist und damit ergibt sich eine höhere Jet-Triggereffizienz im Zentralbereich.



**Abbildung 4.9.:** Die Turn-On-Kurven eines EF\_j140-Triggers unter Verwendung von Jets aus dem Zentralbereich ( $|\eta| < 1,0$ ) bzw. dem Endkappenbereich ( $1,8 < |\eta| < 3,0$ ) sind zusammen aufgetragen.

#### 4.4. Studie von Einzeljet-Triggereffizienzen in Ereignissen mit mehreren Jets

Aufbauend auf den in Abschnitt 4.3 gezeigten ersten Studien, beginnt mit diesem Abschnitt der zentrale Bestandteil der in dieser Arbeit präsentierten Jet-Triggerstudien.

Es soll untersucht werden, ob die Effizienz von Einzeljet-Triggerern davon abhängt, wie viele Jets insgesamt in dem Ereignis vorkommen. Um auf diese Frage eine Antwort zu erhalten, wird zunächst der einfachste Ansatz gewählt: Es werden die Jet-Triggereffizienzen für Ereignisse mit einer unterschiedlichen Anzahl an Jets bestimmt und miteinander verglichen. Im zweiten Schritt wird die Verteilung der Jets im Ereignis berücksichtigt und die Frage gestellt, ob der Abstand der Jets untereinander eine zentrale Rolle für die Effizienz eines Triggers spielt. Abschließend werden die Auswirkungen studiert, die eine Veränderung der Parameter des Matching-Verfahrens auslöst.

Für alle diese Studien werden SU4-MC-Datensätze als Grundlage genommen und die Offline-Jets werden durch einen Anti- $K_T$ -Algorithmus rekonstruiert. Es werden alle Offline-Jets verwendet, die den Bedingungen  $p_T > 7 \text{ GeV}$  und  $|\eta| < 2,8$  genügen. Die EF-Trigger-Jets werden mit dem in Abschnitt 4.1.3 beschriebenen Cone-Algorithmus rekonstruiert und müssen ebenfalls die Bedingungen  $p_T > 7 \text{ GeV}$  und  $|\eta| < 2,8$  erfüllen (nähere Informationen sind im Anhang A.1 zu finden).

#### 4.4.1. Abhängigkeit von der Jetmultiplizität

Die Abhängigkeit der Effizienz eines Einzeljet-Triggers von der Anzahl der Jets im Ereignis, der Jetmultiplizität, soll bestimmt werden. Dazu werden die Ereignisse in drei Gruppen mit unterschiedlich hohen Jetmultiplizitäten aufgeteilt: Ereignisse mit einem bis drei Offline-Jets, Ereignisse mit sechs Offline-Jets und Ereignisse mit zehn bis zwölf Offline-Jets. Für jede dieser drei Gruppen wird nun separat die Turn-On-Kurve bestimmt und miteinander verglichen. Die Ergebnisse für einen L1\_J30- und einen EF\_j60-Trigger sind in den Abbildungen 4.10(a) und 4.10(b) aufgetragen. Man kann sehen, dass die Turn-On-Kurven leicht voneinander abweichen, aber keine grundsätzlichen Unterschiede aufweisen.

Für eine exaktere Aussage können die Turn-On-Kurven gefittet (siehe Abschnitt 4.2.3) und die Parameter miteinander verglichen werden. Dies wurde für verschiedene L1-Trigger durchgeführt. In Abbildung 4.11 ist exemplarisch die Entwicklung der Plateau-Effizienz für eine steigende Jetmultiplizität dargestellt. Das gleiche kann für die Breite und den Turn-On-Punkt der Turn-On-Kurven durchgeführt werden und ergibt folgendes Gesamtbild:

- Die Plateau-Effizienz sinkt für höhere Jetmultiplizitäten leicht ab.
- Der Turn-On-Punkt verschiebt sich zu etwas höheren  $p_T$ -Werten bei steigender Jetmultiplizität.
- Die Breite bleibt konstant.

Somit sinkt die Triggereffizienz mit steigender Jetmultiplizität leicht ab, allerdings ist dieser Effekt klein und die verschiedenen Turn-On-Kurven der L1-Trigger liegen nur knapp außerhalb der jeweiligen Fehlerbereiche.

Für EF-Trigger liegt der einzige Unterschied in einer ansteigenden Breite im Falle höherer Jetmultiplizitäten. Aber auch dieser Effekt hat keine große Auswirkung auf die Triggereffizienz.

Im Folgenden soll untersucht werden, ob der Abstand zwischen den Jets einen größeren Einfluss auf Triggereffizienzen besitzt.

#### 4.4.2. Verteilung der Jetabstände

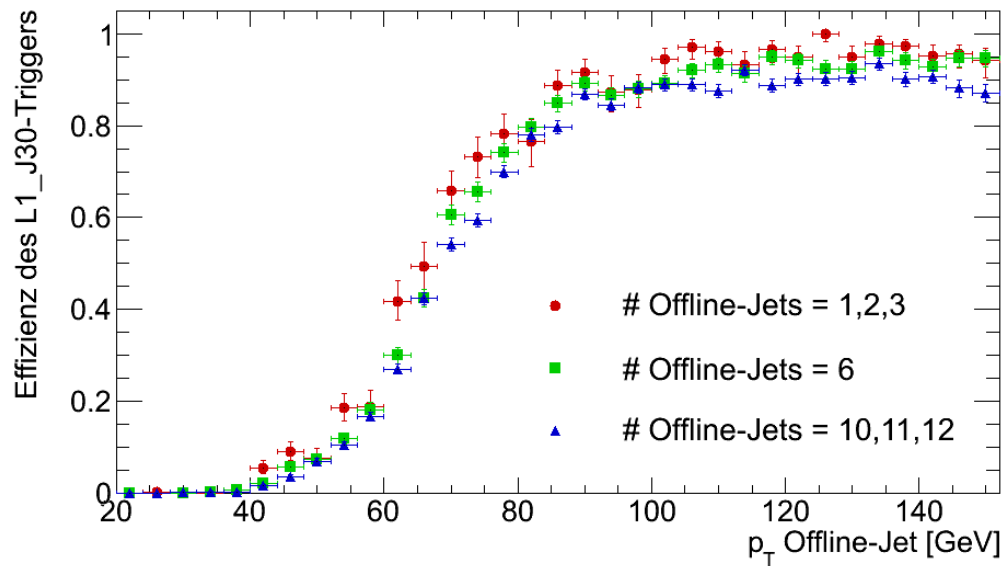
Als zweites soll die Abhängigkeit der Jet-Triggereffizienzen vom Abstand der Jets untereinander untersucht werden. Hierfür wird der Parameter  $\Delta R_{\text{off,off}}$  eingeführt. Er beschreibt den Abstand  $\Delta R$  eines Offline-Jets zum nächstgelegenen anderen Offline-Jet im selben Ereignis.

Bevor die Abhängigkeit von  $\Delta R_{\text{off,off}}$  allerdings untersucht wird, wird in diesem Abschnitt zunächst die Verteilung der Jetabstände selbst etwas genauer betrachtet.

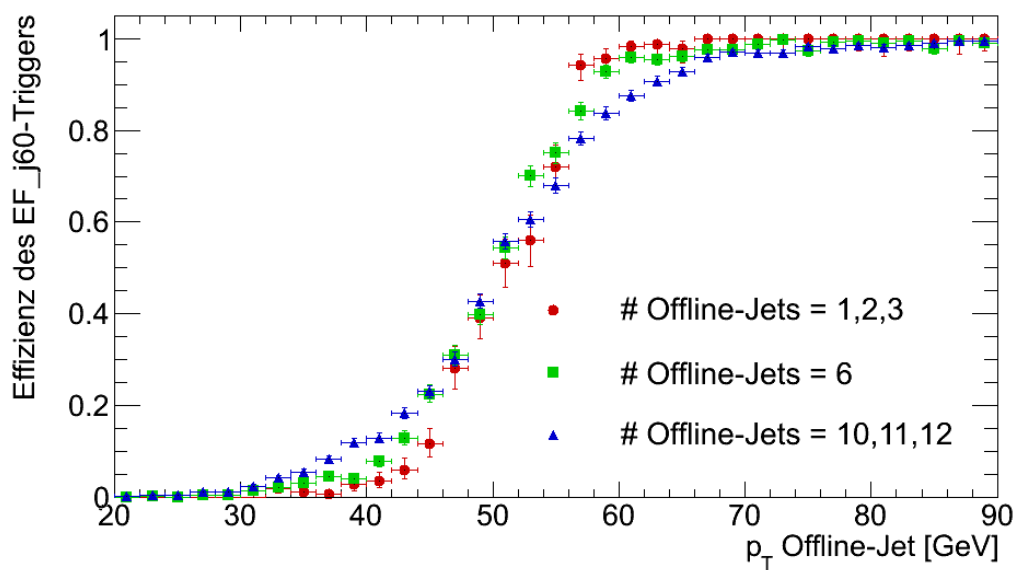
In Abbildung 4.12(a) ist die Verteilung aller  $\Delta R_{\text{off,off}}$ -Werte des Datensatzes aufgetragen. Die meisten Jets haben einen Abstand  $\Delta R_{\text{off,off}} \approx 0,8-0,9$  zum nächstgelegenen Jet und der minimale Wert beträgt  $\Delta R_{\text{off,off}} \approx 0,6$ . Dies ist auf die Wahl des Jet-Rekonstruktionsalgorithmus zurückzuführen (AntiKt6H1), der mit einem Radius der Jets von 0,6 arbeitet<sup>2</sup>.

Zusätzlich werden die Verteilungen der Abstände zwischen den Trigger-Jets aufgetragen. In Abbildung 4.12(b) findet man die Verteilung der  $\Delta R_{L1,L1}$ -Werte, also der kleinsten Abstände zwischen den vom L1-Trigger rekonstruierten Jets. Aufgrund der unterschiedlichen Jet-Rekonstruktion beginnt diese Verteilung bereits bei  $\Delta R = 0,4$  und nimmt wegen der groben Granularität nur diskrete Werte für  $\Delta R$  an. Ansonsten ähnelt diese Verteilung derer der  $\Delta R_{\text{off,off}}$ -Werte

<sup>2</sup>Die SUSY-Gruppe arbeitet standardmäßig mit einem Anti- $K_T$ -Algorithmus mit Radius 0,4. Es wurde dennoch dieser Algorithmus ausgewählt, da die Jet-Trigger-Gruppe diesen Algorithmus nutzt und so eine bessere Vergleichsmöglichkeit besteht.

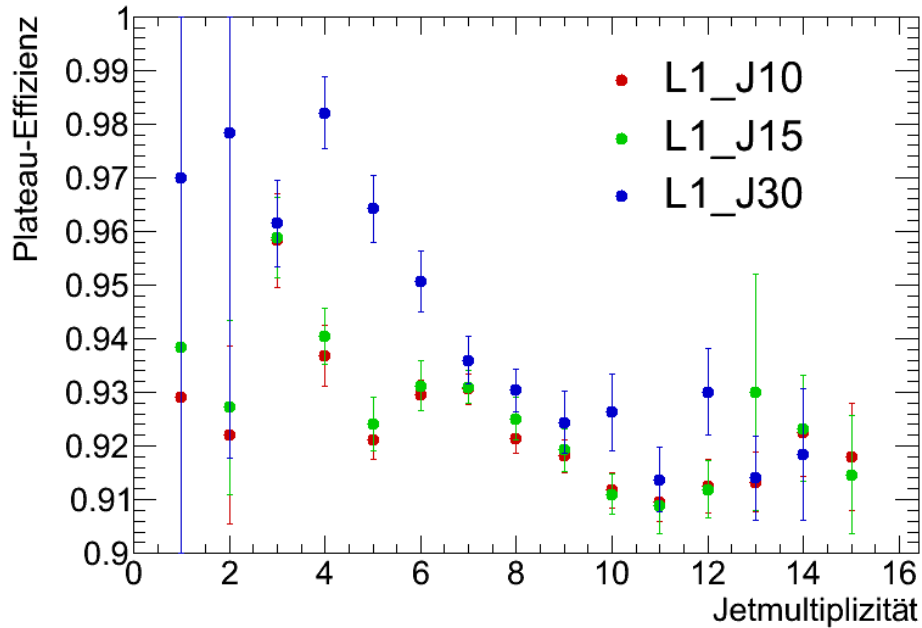


(a)



(b)

Abbildung 4.10.: Die Turn-On-Kurven zweier verschiedener Jet-Trigger, (a) L1\_J30 und (b) EF\_j60, sind in Abhängigkeit der Jetmultiplizität aufgetragen.



**Abbildung 4.11.:** Die Plateau-Effizienz verschiedener L1-Trigger ist in Abhängigkeit von der Jetmultiplizität aufgetragen.

jedoch recht stark.

Einen ganz anderen Verlauf zeigt dagegen die Verteilung der  $\Delta R_{\text{EF},\text{EF}}$ -Werte (siehe Abbildung 4.12(c)), die den kleinsten Abstand zwischen den vom EF-Trigger rekonstruierten Jets angibt. Für den Großteil dieser Jets ist der Abstand zum nächsten benachbarten Jet kleiner als 0,4 und der am häufigsten vorkommende Abstand beträgt 0,0. Außerdem ist die Gesamtanzahl der Jets deutlich höher. Diese große Abweichung von den anderen Verteilungen benötigt eine Erklärung. Deshalb werden im folgenden verschiedene Ursachen diskutiert.

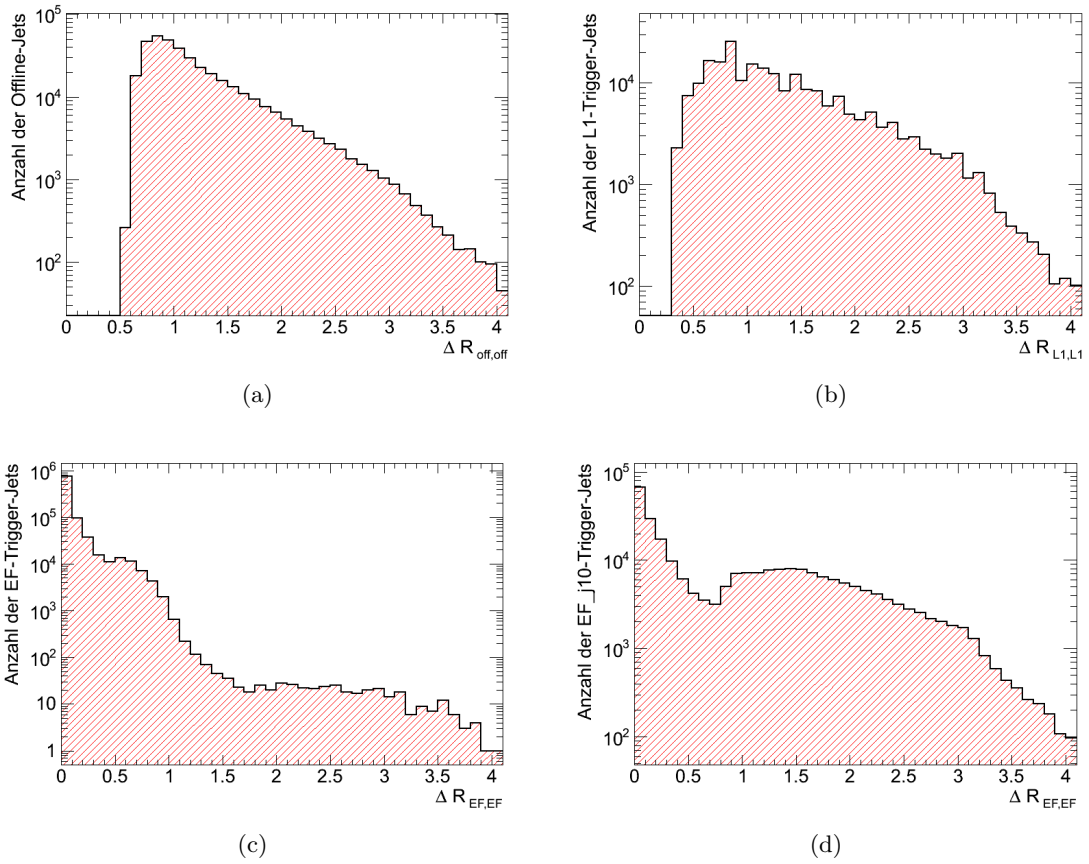
### Mehrfachzählung eines Jets

Eine erste Ursache lässt sich in der Art der Auswahl von EF-Trigger-Jets finden. Bisher wurden alle Jets verwendet, die von einem der vorhandenen EF-Trigger rekonstruiert wurden. Es gibt aber eine Anzahl an EF-Triggern, die mit unterschiedlichen Methoden über die gleichen L1-Objekte laufen. Auf diese Weise kann ein einzelner Jet mehrfach identifiziert werden, es kommt zur Mehrfachzählung. Die „Kopien“ eines Jets besitzen verständlicher Weise auch alle die gleiche oder eine nur leicht abweichende Position.

Diese Tatsache kann durch Festlegung auf einen einzigen Trigger recht einfach behoben werden: Nur noch diejenigen Jets werden verwendet, die vom EF-Trigger mit der niedrigsten  $p_T$ -Schwelle akzeptiert wurden. In dem für diese Studie verwendeten MC-Datensatz handelt es sich dabei um den EF\_j10-Trigger.

Die Mehrfachzählung stellt somit kein physikalisches Problem dar, sondern ist eine Eigenschaft des Containers, der alle EF-Trigger-Jets enthält. Sofern diese Tatsache bekannt ist, kann sie wie beschrieben leicht behoben werden.

Unter Verwendung ausschließlich der Jets, die vom EF\_j10-Trigger rekonstruiert wurden, kann die Verteilung des Abstandes erneut aufgetragen werden. In Abbildung 4.12(d) lässt sich die



**Abbildung 4.12.:** Die Verteilung der Abstände von einem Jet zum nächstgelegenen Jet im selben Ereignis ist aufgetragen für : (a) Alle Offline-Jets, (b) alle L1-Trigger-Jets und (c) alle EF-Trigger-Jets. Die Verteilung der EF-Trigger-Jetabstände weicht deutlich von den anderen ab. Ein Grund ist die Mehrfachzählung, die in (d) durch eine zusätzliche Bedingung (Jet muss EF- $\eta_{10}$ -Trigger passiert haben) verhindert wird.

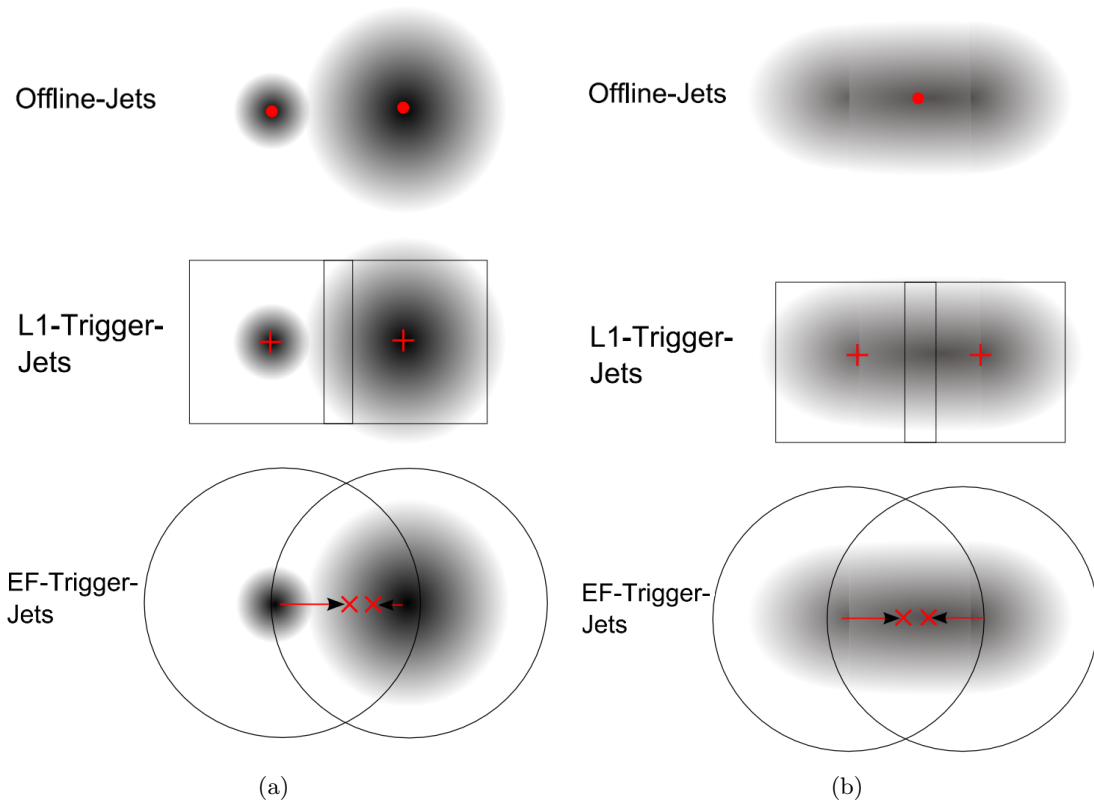
neue Verteilung der  $\Delta R_{EF,EF}$ -Werte finden. Bei einem Vergleich fällt auf, dass offensichtlich viele Jets von einer Mehrfachzählung betroffen sind, denn die Gesamtzahl der EF-Trigger-Jets ist in Abbildung 4.12(d) deutlich geringer. Der grundsätzliche Unterschied zur  $\Delta R_{off,off}$ -Verteilung bleibt zumindest für den Bereich  $\Delta R < 1,0$  bestehen. Für größere Abstände nehmen die Verteilungen jedoch ähnliche Formen an.

Es muss also weitere Gründe für die abweichende Form der  $\Delta R$ -Verteilungen geben.

### Merging und Splitting von Jets

Zwei weitere Ursachen können in der Art der Jet-Rekonstruktion des Triggersystems gefunden werden. Zum einen können zwei Offline-Jets auf EF-Trigger-Ebene auf eine Position zusammengezogen werden (Merging) oder ein Offline-Jet wird auf L1-Ebene in mehrere Einzeljets aufgeteilt (Splitting). In beiden Fällen tauchen als Ergebnis mehrere EF-Trigger-Jets auf, die extrem nah zusammen liegen. Der Effekt des Merging wird schematisch in Abbildung 4.13(a) erklärt: Es existieren zwei Offline-Jets, die nah zusammen liegen, aber als Einzelobjekte rekonstruiert wer-





**Abbildung 4.13.:** Eine schematische Darstellung des Merging- und Splitting-Effektes, die beide zwei extrem nah beieinander liegende EF-Trigger-Jets zur Folge haben: (a) Beim Merging wird die Position zweier Jets auf EF-Trigger-Level fehlerhaft rekonstruiert und (b) beim Splitting wird auf L1-Trigger-Level ein asymmetrischer Jet in zwei Einzeljets aufgespalten.

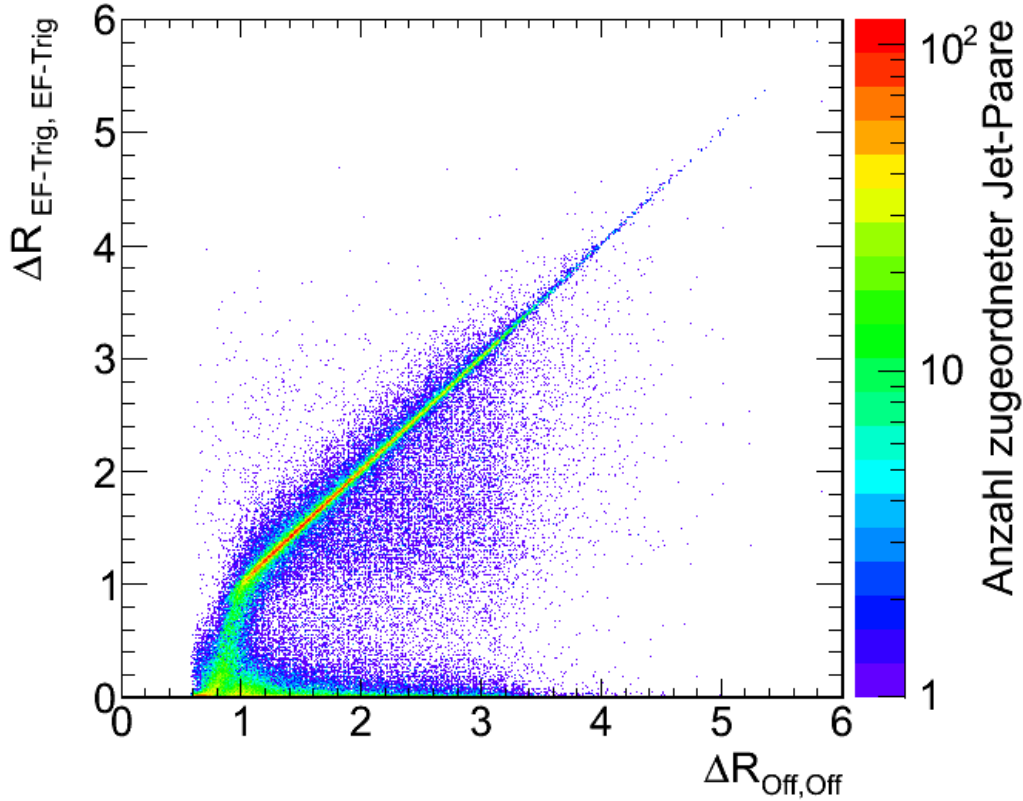
den können. Vom L1-Trigger werden zwei lokale Maxima der Energiedeposition registriert und als RoI über den L2-Trigger an den EF-Trigger weitergegeben. Der EF-Trigger summiert die gesamte abgegebene Energie innerhalb eines Kegels um die beiden Positionen auf und bestimmt den Mittelpunkt der Energiedeposition neu. Da die Jets teilweise in beiden Kegeln liegen, trägt auch die Energie beider Jets zur Mittelpunktbestimmung bei und folglich werden die Zentren der Jets zusammengezogen. Als Ergebnis treten zwei sehr nah beieinander liegende Jets auf.

Der zweite Effekt, das Splitting, wird in Abbildung 4.13(b) erklärt. In diesem Fall liegt ein leicht asymmetrisch geformter Offline-Jet vor. Der L1-Trigger erkennt jedoch zwei lokale Maxima und gibt diese Positionen wiederum als RoIs weiter. Auf EF-Trigger-Ebene wird erneut der Mittelpunkt beider Jets neu bestimmt und aufgrund der ähnlichen Energiedeposition in den Kegeln werden zwei Jets rekonstruiert, die sich sehr nahe sind.

In beiden Fällen ist das zentrale Problem der Jet-Rekonstruktionsalgorithmus des EF-Triggers (Cone-Algorithmus mit Radius 0,7). Dieser erkennt im Gegensatz zu Offline-Algorithmen nicht, dass sich mehrere Jets auf einer Position befinden, da jeder Jet separat rekonstruiert wird und kein Abgleich stattfindet.

Die Auswirkungen dieser beiden Effekte, eine erhöhte Anzahl an EF-Trigger-Jets und viele Jets mit nahezu der gleichen Position, können die Unterschiede der  $\Delta R_{\text{off,off}}$ - und  $\Delta R_{\text{EF,EF}}$ -Verteilungen erklären.

Ein weiterer Hinweis auf die Existenz dieser Effekte kann in der Auftragung  $\Delta R_{\text{EF,EF}}$ -Wert gegen  $\Delta R_{\text{off,off}}$ -Wert gefunden werden. Dabei werden nur die Werte gegeneinander aufgetragen, die zu denjenigen Offline- und EF-Trigger-Jets gehören, die einander mit einem Matching-Verfahren zugeordnet werden konnten. Außerdem wird ein zusätzlicher  $E_T$ -Schnitt verwendet ( $E_T > 40$  GeV), um den Einfluss von Jets mit kleinem  $E_T$ -Wert nahe der Strahlröhre zu minimieren. Das Ergebnis findet sich in Abbildung 4.14 wieder.



**Abbildung 4.14.:** Für alle im Matching-Verfahren zugeordneten Jetpaare (EF-Trigger-Jet und Offline-Jet) ist der  $\Delta R_{\text{EF,EF}}$ -Wert gegen den  $\Delta R_{\text{off,off}}$ -Wert aufgetragen. Für das Matching wird ein Grenzwert von  $\Delta R_{\text{off,trig}} < 0,4$  verwendet und alle Jets müssen der Bedingung  $E_T > 40$  GeV genügen.

Zunächst fällt eine Gerade mit Steigung eins auf, auf der die Offline-Jets und EF-Trigger-Jets den gleichen Abstand zum nächstgelegenen Jet besitzen. Die Breite dieser Linie ist ein Maß für die Auflösung der  $\Delta R$ -Werte.

Für kleinere  $\Delta R_{\text{off,off}}$ -Werte zwischen 0,6 und 1,2 lässt sich ein Gebiet mit vielen  $\Delta R_{\text{EF,EF}}$ -Werten nahe null finden. Dies kann durch den Merging-Effekt verursacht sein: nah zusammen liegende Offline-Jets werden auf EF-Trigger-Level auf eine Position zusammen gezogen.

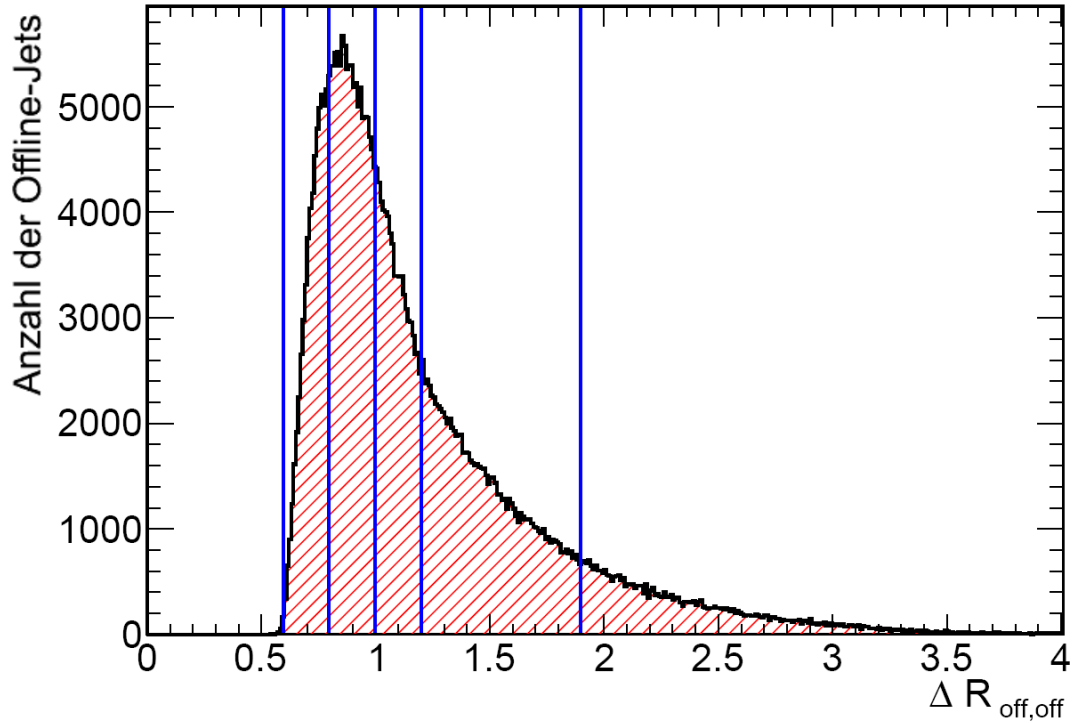
Weiterhin gibt es einen Bereich nahe der  $\Delta R_{\text{off,off}}$ -Achse mit hohen  $\Delta R_{\text{off,off}}$ -Werten und sehr kleinen  $\Delta R_{\text{EF,EF}}$ -Werten. Dies kann durch das Aufteilen eines Offline-Jets in zwei oder mehr EF-Trigger-Jets, also das Splitting, erklärt werden.

Besonders im Bereich  $\Delta R_{\text{off,off}} < 1,0$  stimmen die Abstände der Offline-Jets und der zugehörigen EF-Trigger-Jets nicht mehr überein. In wieweit sich dies auf die Triggereffizienzen auswirkt, wird

im nächsten Abschnitt gezeigt.

#### 4.4.3. Abhängigkeit vom Jetabstand $\Delta R_{\text{off,off}}$

Um die Abhängigkeit der Turn-On-Kurven von dem Abstand  $\Delta R_{\text{off,off}}$  zwischen einem Offline-Jet und dem nächsten benachbarten Offline-Jet im selben Ereignis zu studieren, werden  $\Delta R_{\text{off,off}}$ -Bereiche eingeteilt. Die Verteilung der  $\Delta R_{\text{off,off}}$ -Werte ist in Abbildung 4.15 noch einmal dargestellt, allerdings ohne logarithmische Skalierung. Darauf aufbauend werden folgende fünf Inter-



**Abbildung 4.15.:** Die Verteilung der  $\Delta R_{\text{off,off}}$ -Werte, der Abstände benachbarter Offline-Jets, wird in 5 Intervalle aufgeteilt.

valle gewählt:

$$\begin{aligned}
 &0,6 < \Delta R_{\text{off,off}} < 0,8 \\
 &0,8 < \Delta R_{\text{off,off}} < 1,0 \\
 &1,0 < \Delta R_{\text{off,off}} < 1,2 \\
 &1,2 < \Delta R_{\text{off,off}} < 1,9 \\
 &1,9 < \Delta R_{\text{off,off}} < \infty
 \end{aligned}$$

Daraus können fünf Turn-On-Kurven bestimmt werden, indem zur Berechnung der Jet-Triggereffizienzen nur diejenigen Jets herangezogen werden, deren Abstand  $\Delta R_{\text{off,off}}$  innerhalb des jeweiligen Intervalls liegt. Diese fünf verschiedenen Turn-On-Kurven sind für einen EF\_j60-Trigger in Abbildung 4.16(a) dargestellt.

Es ist sofort zu erkennen, dass sich die Turn-On-Kurven im Vergleich zu den Studien in Abschnitt 4.4.1 signifikant unterscheiden. Die folgenden Punkte können festgestellt werden:

- $\Delta R_{\text{off,off}} > 1,0$ : Die Turn-On-Kurven liegen relativ nah zusammen und scheinen weitestgehend unabhängig von  $\Delta R_{\text{off,off}}$  zu sein.
- $\Delta R_{\text{off,off}} < 1,0$ : Die Turn-On-Kurven hängen stark von der Wahl des  $\Delta R_{\text{off,off}}$ -Parameters ab:
  - Die Effizienz im niedrigen  $p_T$ -Bereich ist höher als erwartet, da Offline-Jets im Matching-Verfahren falschen Trigger-Jets zugeordnet werden können, obwohl die richtigen fehlen. Die Wahrscheinlichkeit hierfür steigt, je näher die Jets zusammen liegen.
  - Die Effizienz im hohen  $p_T$ -Bereich ist niedriger als erwartet. Dies kann damit erklärt werden, dass diejenigen Trigger-Jets, die diesen Offline-Jets entsprechen, fälschlicherweise bereits anderen Offline-Jets zugeordnet wurden (z.B. aus dem niedrigen  $p_T$ -Bereich). Weiterhin können die Positionen der Trigger-Jets durch den Merging-Effekt so weit verschoben worden sein, dass eine Zuordnung nicht mehr möglich ist. Da der Merging-Effekt im Falle eng benachbarter Offline-Jets auftritt, kann er dieses Verhalten der Turn-On-Kurven mit kleinem  $\Delta R_{\text{off,off}}$ -Wert gut erklären.

Somit ist bestätigt, dass die Triggereffizienzen definitiv vom Abstand der Jets zueinander abhängen. Die auftretenden Probleme zu hoher bzw. zu niedriger Effizienzen treten unterhalb eines Abstandes von ca.  $\Delta R_{\text{off,off}} < 1,0$  auf, was genau dem Grenzwert entspricht, ab dem die  $\Delta R_{\text{EF,EF}}$ -Abstände stark von den  $\Delta R_{\text{off,off}}$ -Abständen abweichen (siehe Abschnitt 4.4.2). Diese Effekte können also relativ eindeutig auf die beschriebenen Probleme des Jet-Rekonstruktionsalgorithmus des EF-Triggers zurückgeführt werden.

Da die verschobenen Positionen der EF-Trigger-Jets einen großen Einfluss auf das Matching-Verfahren haben werden, können leicht falsche Jet-Zuordnungen stattfinden. Aus diesem Grund werden in den folgenden Abschnitten die Grenzwerte für das Matching variiert, um die Konsequenzen zu untersuchen.

#### 4.4.4. Abhängigkeit von Matching-Parametern: $\Delta R_{\text{off,trig}}$ -Grenzwert

Im letzten Abschnitt ist deutlich geworden, dass Jets mit einem Abstand  $\Delta R_{\text{off,off}} < 1,0$  im niedrigen  $p_T$ -Bereich zu hohe Effizienzen und im hohen  $p_T$ -Bereich zu niedrige Effizienzen aufweisen. Beides kann teilweise auf falsche Jet-Zuordnungen im Matching-Verfahren zurückgeführt werden.

Deshalb werden die Auswirkungen veränderter Grenzwerte des in Abschnitt 4.2.2 vorgestellten Matching-Verfahrens untersucht. In den vorherigen Abschnitten wird ein Grenzwert von 0,2 auf den Abstand  $\Delta R_{\text{off,trig}}$ <sup>3</sup> zwischen Offline-Jets und Trigger-Jets verwendet, bis zu dem eine Zuordnung der Jets stattfindet. Dieser Grenzwert wird im folgenden variiert. Für höhere Grenzwerte ist die Wahrscheinlichkeit deutlich größer, Jets einander zuzuordnen, allerdings steigt auch die Fehlerquote durch falsch zugeordnete Jets.

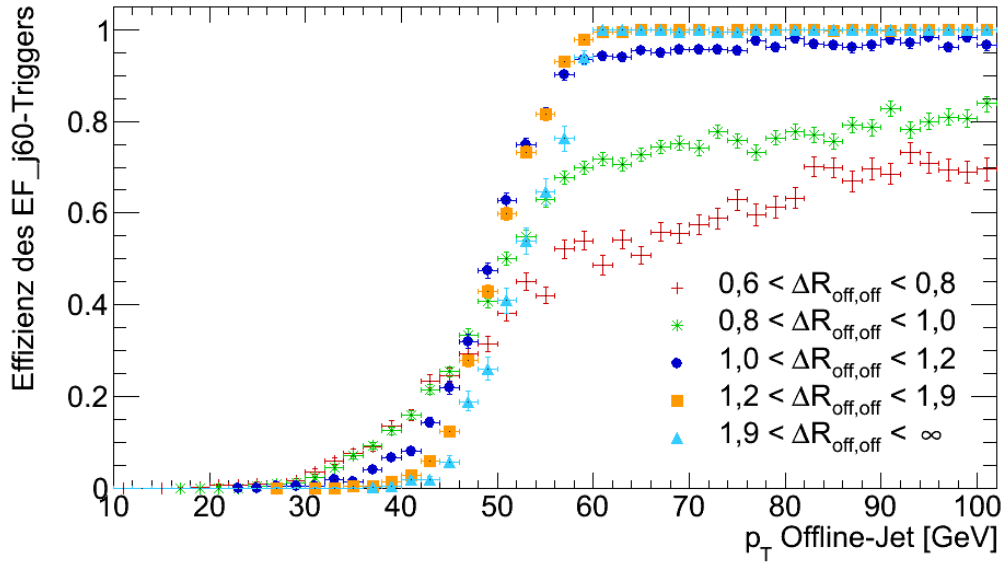
Die Auswirkung eines veränderten Grenzwertes kann in Abbildung 4.16(b) beobachtet werden. Im Gegensatz zu Abbildung 4.16(a) wird der Grenzwert von 0,2 auf 0,6 gesetzt, alle übrigen Parameter sind identisch.

Beim Vergleich der beiden Plots fallen folgende Punkte auf:

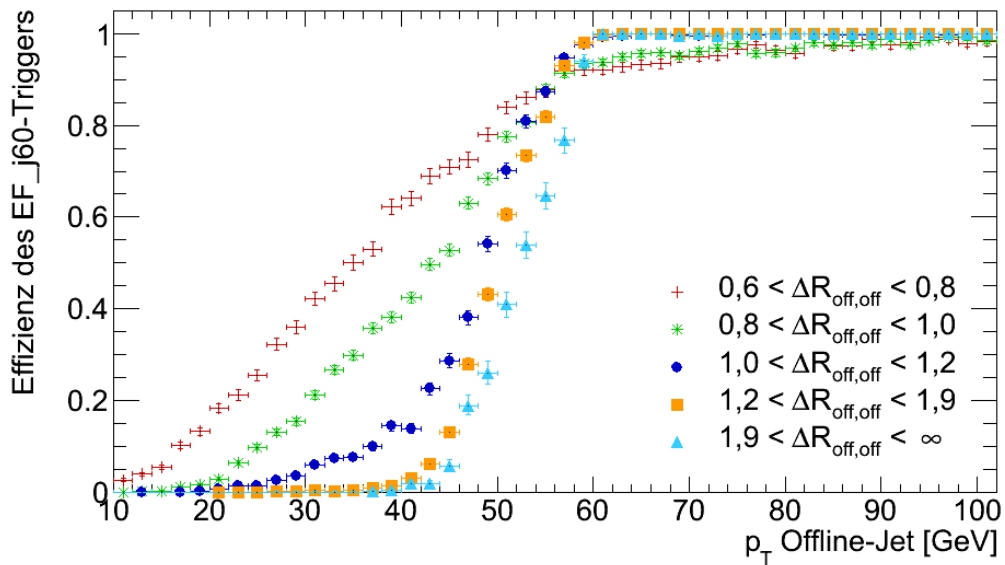
- $\Delta R_{\text{off,off}} > 1,0$ : Die Turn-On-Kurven ändern sich nicht oder nur leicht. Sie sind somit unabhängig vom Grenzwert auf  $\Delta R_{\text{off,trig}}$ .

---

<sup>3</sup>nicht zu verwechseln mit dem Abstand  $\Delta R_{\text{off,off}}$  zwischen zwei nächstgelegenen Offline-Jets



(a)



(b)

Abbildung 4.16.: Turn-On-Kurven eines EF\_j60-Triggers in Abhängigkeit des Jetabstandes  $\Delta R_{\text{off,off}}$  mit der Matching-Bedingung: (a)  $\Delta R_{\text{off,trig}} < 0,2$  und (b)  $\Delta R_{\text{off,trig}} < 0,6$

- $\Delta R_{\text{off,off}} < 1,0$ : Die Effizienzen dieser Turn-On-Kurven sind für den Grenzwert  $\Delta R_{\text{off,trig}} < 0,6$  beträchtlich größer.

Dieses Ergebnis konnte erwartet werden, da für  $\Delta R_{\text{off,off}} > 1,0$  keine weiteren Jets in einer Entfernung von 0,6 vorhanden sind, die zu falschen Zuordnungen führen könnten. Dagegen steigt für  $\Delta R_{\text{off,off}} < 1,0$  die Wahrscheinlichkeit einer Zuordnung falscher Jets deutlich an.

Diese erhöhten Triggereffizienzen für Jets mit kleinem  $\Delta R_{\text{off,off}}$ -Wert stellen ein Problem dar, da sie auch im niedrigen  $p_T$ -Bereich auftreten und somit ersichtlich wird, dass es sich hauptsächlich um falsche Zuordnungen von Offline-Jets und EF-Trigger-Jets handelt. Um dieses Problem zu lösen, wird im folgenden Abschnitt ein neuer  $\Delta E_{T \text{ off,trig}}$ -Grenzwert eingeführt.

#### 4.4.5. Abhängigkeit von Matching-Parametern: $\Delta E_{T \text{ off,trig}}$ -Grenzwert

Um das Problem der falschen Jet-Zuordnungen aus dem vorherigen Abschnitt zu lösen, wird ein neuer Grenzwert studiert, die Differenz der Transversalenergien von Offline- und Trigger-Jets:  $\Delta E_{T \text{ off,trig}}$ . Dahinter steht die Überlegung, dass richtig zugeordnete Jets nahezu den gleichen  $E_T$ -Wert besitzen, während dies nicht auf falsch zugeordnete Jets zutrifft. Durch die Einführung eines solchen Grenzwertes könnten viele falsche Zuordnungen vermieden werden. Deshalb wird die folgende Bedingung an die relative Energiedifferenz gestellt:

$$\frac{|\Delta E_{T \text{ off,trig}}|}{E_{T \text{ off}}} < 0,3 \quad (4.9)$$

Analog zu den Abbildungen 4.16(a) und 4.16(b) werden die Turn-On-Kurven in Abhängigkeit des Parameters  $\Delta R_{\text{off,off}}$  mit den Matching-Grenzwerten  $\Delta R_{\text{off,trig}} < 0,2$  und  $\Delta R_{\text{off,trig}} < 0,6$  aufgetragen, jedoch in diesem Fall mit hinzugefügtem  $\Delta E_{T \text{ off,trig}}$ -Grenzwert (siehe Abbildungen 4.17(a) und 4.17(b)).

Beim Vergleich dieser beiden Abbildungen fällt sofort folgender Punkt auf:

- Die Turn-On-Kurven in beiden Plots sind nahezu identisch, d.h. die Abhängigkeit vom  $\Delta R_{\text{off,trig}}$ -Grenzwert ist nicht mehr vorhanden.

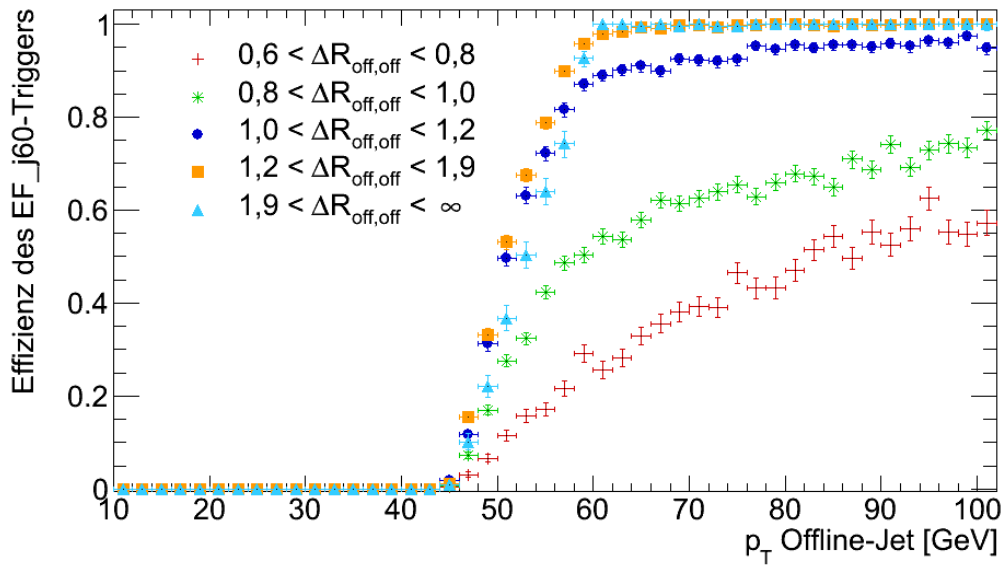
Durch Vergleichen der Abbildungen 4.17(a) und 4.17(b) mit den Abbildungen 4.16(a) und 4.16(b) fällt außerdem folgendes auf:

- $\Delta R_{\text{off,off}} > 1,0$ : Die Triggereffizienzen bleiben nahezu gleich und sind somit unabhängig von der Einführung des  $\Delta E_{T \text{ off,trig}}$ -Grenzwertes.
- $\Delta R_{\text{off,off}} < 1,0$ : Die Triggereffizienzen sinken durch die Einführung des  $\Delta E_{T \text{ off,trig}}$ -Grenzwertes.

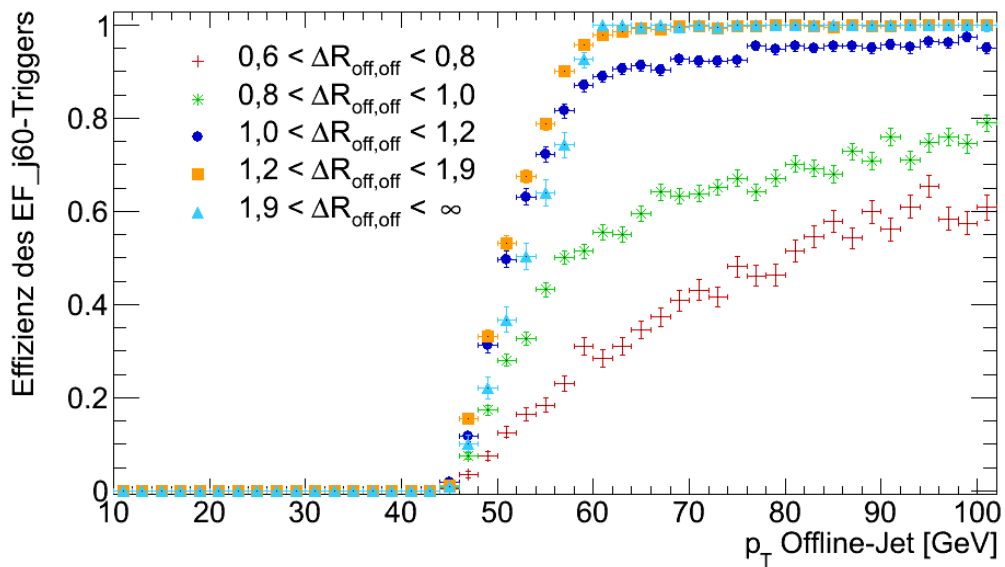
Die Hinzunahme der  $\Delta E_{T \text{ off,trig}}$ -Bedingung kann also die falschen Jet-Zuordnungen im Falle höherer  $\Delta R_{\text{off,trig}}$ -Grenzwerte deutlich reduzieren. Es muss jedoch hinzugefügt werden, dass ein systematischer Fehler erzeugt wird, indem die Effizienzen von Offline-Jets mit kleinem  $p_T$ -Wert durch diese Methode automatisch auf 0 gesetzt werden. Dies folgt aus der Tatsache, dass der EF-Trigger nur Trigger-Jets mit  $E_T > 60 \text{ GeV}$  akzeptiert und durch Gleichung 4.9 folgt:

$$E_{T \text{ off}} > \frac{E_{T \text{ trig}}}{1,0 + 0,3} \approx 46 \text{ GeV} \quad (4.10)$$

Somit eignet sich dieses Verfahren nur zur Bestimmung von Triggereffizienzen im oberen  $p_T$ -Bereich, also dem Plateau-Bereich.



(a)



(b)

**Abbildung 4.17.:** Turn-On-Kurven eines EF\_j60-Triggers in Abhängigkeit des Jetabstandes  $\Delta R_{\text{off,off}}$  mit den Matching-Bedingungen:

(a)  $\Delta R_{\text{off,trig}} < 0,2$  und  $|\Delta E_{T \text{ off,trig}}|/E_{T \text{ off}} < 0,3$  und

(b)  $\Delta R_{\text{off,trig}} < 0,6$  und  $|\Delta E_{T \text{ off,trig}}|/E_{T \text{ off}} < 0,3$

Obwohl die zusätzliche  $\Delta E_{T \text{ off, trig}}$ -Bedingung die Wahrscheinlichkeit falscher Jet-Zuordnungen deutlich reduziert, bleibt das Problem bestehen, dass im hohen  $p_T$ -Bereich die Triggereffizienzen für Jets mit  $\Delta R_{\text{off, off}} < 1,0$  deutlich niedriger sind als für Jets mit  $\Delta R_{\text{off, off}} > 1,0$ . Dieses Problem kann nur durch eine Änderung bzw. Korrektur des Jet-Rekonstruktionsalgorithmus des EF-Triggers endgültig behoben werden.

## 4.5. Multijet-Trigger

Neben Triggern für einzelne Jets spielen auch Multijet-Trigger eine wichtige Rolle in Analysen, die speziell nach Ereignissen mit mehreren Jets über einem gewissen  $p_T$ -Schwellenwert suchen. In diesem Abschnitt wird eine mögliche Herangehensweise zur Bestimmung der Effizienz solcher Multijet-Trigger vorgestellt.

Bevor die Effizienz selbst bestimmt werden kann, wird zunächst ein weiterer Blick auf die in Abschnitt 4.4.2 erläuterten Probleme geworfen. Diese treten erneut in den Vordergrund, wenn die Anzahlen der Offline-Jets und Trigger-Jets pro Ereignis miteinander verglichen werden.

### 4.5.1. Jetmultiplizitäten

Zur Bestimmung der Multijet-Triggereffizienzen werden die Anzahlen der Offline-Jets und der Trigger-Jets pro Ereignis verwendet. Aus diesem Grund werden deren Verteilungen zunächst genauer untersucht. In den Abbildungen 4.18(a), 4.18(b) und 4.18(c) sind die Verteilungen der Multiplizitäten aller Offline-Jets, L1-Trigger-Jets und EF-Trigger-Jets dargestellt. Um Beiträge niedrigerenergetischer Jets auszuschließen, werden jeweils nur Jets mit  $E_T > 40$  GeV berücksichtigt.

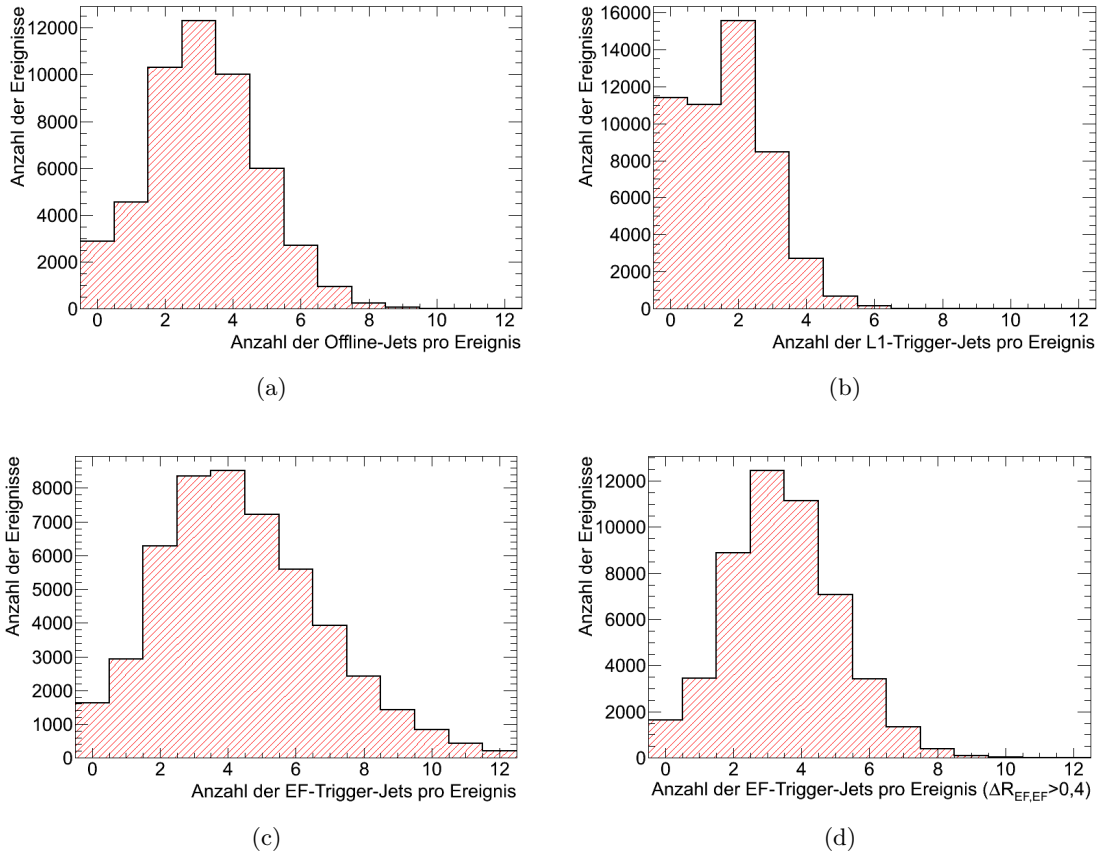
Es fällt auf, dass die durchschnittliche Anzahl an EF-Trigger-Jets pro Ereignis deutlich höher ist als die durchschnittliche Anzahl an Offline-Jets, während die Anzahl der L1-Trigger-Jets geringer ist. Dies wird durch die Gesamtzahl aller Jets mit  $E_T > 40$  GeV im Datensatz bestätigt:

$$N_{\text{Off}} = 157285 \qquad N_{\text{L1}} = 82712 \qquad N_{\text{EF}} = 222216$$

Dies kann auf den aus Abschnitt 4.4.2 bekannten Splitting-Effekt zurückgeführt werden, der zu einer erhöhten Anzahl der EF-Trigger-Jets führt. Um dieses Problem zu umgehen, wird ein neuer Grenzwert auf den Abstand  $\Delta R_{\text{EF, EF}}$  benachbarter EF-Trigger-Jets eingeführt. Diese Bedingung beruht auf der Idee, dass die EF-Trigger-Jets genau wie L1-Trigger-Jets und Offline-Jets einen Mindestabstand von 0,4 besitzen müssten. Deshalb werden alle EF-Trigger-Jets eines Ereignisses nach  $p_T$ -Wert sortiert, beginnend mit dem höchsten, in eine Liste eingetragen. Sollte bereits ein Jet in der Liste stehen, dessen Abstand zum aktuellen Jet kleiner als 0,4 beträgt, wird der neue Jet nicht in die Liste übernommen. Auf diese Weise wird von einer Gruppe nah zusammenliegender Jets nur der Jet mit der höchsten Transversalenergie in die Liste aufgenommen und die anderen werden verworfen.

In Abbildung 4.18(d) ist die Verteilung der Anzahl von EF-Trigger-Jets pro Ereignis erneut aufgetragen. In diesem Fall werden jedoch nur Jets verwendet, die der neu eingeführten Bedingung  $\Delta R_{\text{EF, EF}} > 0,4$  genügen. Diese Verteilung ähnelt nun sehr stark der Verteilung der Offline-Jets (Abbildung 4.18(a)) im Gegensatz zur vorherigen Verteilung der EF-Trigger-Jets in Abbildung 4.18(c). Auch die Gesamtzahl der EF-Trigger-Jets, die dieser Bedingung unterliegen, ist in der





**Abbildung 4.18.:** Die Verteilung der Jetmultiplizität ist aufgetragen für (a) alle Offline-Jets mit  $E_T > 40$  GeV, (b) alle L1-Trigger-Jets mit  $E_T > 40$  GeV, (c) alle EF-Trigger-Jets mit  $E_T > 40$  GeV und (d) alle EF-Trigger-Jets mit  $E_T > 40$  GeV, die zusätzlich der Bedingung  $\Delta R_{EF,EF} > 0,4$  genügen.

Größenordnung der Offline-Jets:

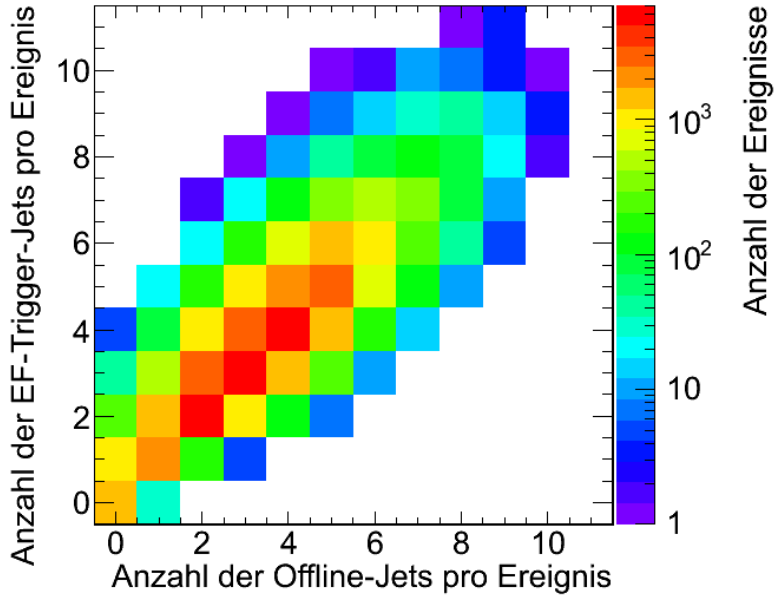
$$N_{EF}(\Delta R_{EF,EF} > 0,4) = 172922 \quad (4.11)$$

Abschließend kann pro Ereignis die Anzahl der EF-Trigger-Jets gegen die Anzahl der Offline-Jets aufgetragen werden (siehe Abbildung 4.19) und es bestätigt sich, dass in den meisten Ereignissen die Anzahl der Trigger-Jets der Anzahl der Offline-Jets entspricht.

Es kann festgestellt werden, dass auch für geringere Grenzwerte auf  $\Delta R_{EF,EF}$  (bis zu  $\Delta R_{EF,EF} > 0,1$ ) diese Aussage noch zutreffend ist, da diejenigen Jets, die vom Splitting-Effekt betroffen sind, deutlich näher zusammenliegen.

#### 4.5.2. Multijet-Triggereffizienzen

Die im vorherigen Abschnitt eingeführte Bedingung, dass im Falle nahegelegener Jets mit  $\Delta R_{EF,EF} < 0,4$  nur derjenige EF-Trigger-Jet mit dem höchsten  $E_T$ -Wert berücksichtigt wird, kann nun zur Bestimmung von Multijet-Triggereffizienzen genutzt werden. Im Umkehrschluss kann auch wiederum der eingeführte  $\Delta R_{EF,EF}$ -Grenzwert getestet werden, indem die ermittelten Triggereffizienzen mit den Triggereffizienzen anderer Studien verglichen werden.



**Abbildung 4.19.:** Die Anzahl der EF-Trigger-Jets mit  $E_T > 40$  GeV, die zusätzlich der Bedingung  $\Delta R_{\text{EF,EF}} > 0,4$  genügen, ist für jedes Ereignis gegen die Anzahl der Offline-Jets mit  $E_T > 40$  GeV aufgetragen.

Dazu wird die Effizienz  $\varepsilon$  eingeführt, die die Wahrscheinlichkeit angibt,  $y$  oder mehr EF-Trigger-Jets in einem Ereignis mit  $z$  Offline-Jets zu finden:

$$\varepsilon = \frac{\text{Anzahl an Ereignissen mit } N_{\text{Off-Jet}} = z \ \& \ N_{\text{Trig-Jet}} \geq y}{\text{Anzahl an Ereignissen mit } N_{\text{Off-Jet}} = z} \quad (4.12)$$

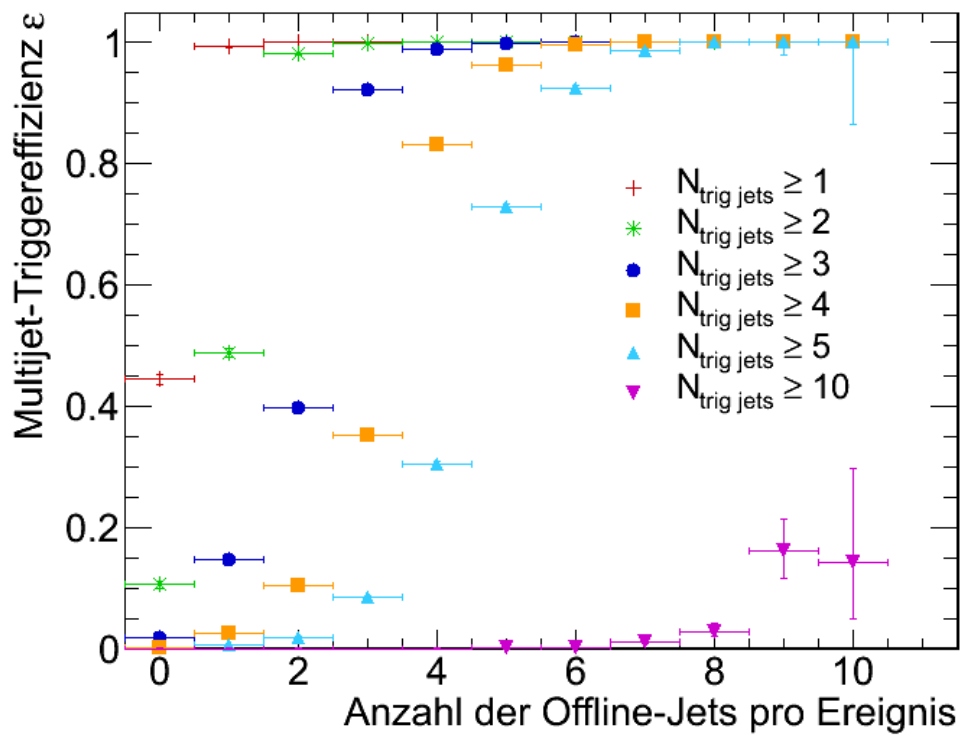
Diese Effizienz kann gegen die Anzahl der Offline-Jets aufgetragen werden. Dies ist in Abbildung 4.20 für alle Jets mit  $E_T > 40$  GeV durchgeführt worden.

Aus diesem Plot können nun Multijet-Triggereffizienzen abgelesen werden, z.B.: EF\_4j40<sup>4</sup>. Die Wahrscheinlichkeit vier oder mehr EF-Trigger-Jets in einem Ereignis mit vier Offline-Jets zu finden, liegt bei 83%. Dieser Wert ist vergleichbar mit den Ergebnissen anderer Multijet-Trigger. Insgesamt ist es also möglich, mit den gewählten Bedingungen auf eine einfache Weise erste Multijet-Triggereffizienzen zu bestimmen.

Durch Veränderung der  $\Delta R_{\text{EF,EF}}$ -Bedingung ändern sich allerdings diese Effizienzen. Für  $\Delta R_{\text{EF,EF}} > 0,1$  beispielsweise beträgt die Effizienz eines EF\_4j40-Multijet-Triggers gerundet 92%.

Um diese Abhängigkeit von der gewählten Bedingung und den damit verbundenen systematischen Fehler zu eliminieren, ist wiederum eine Änderung des Jet-Rekonstruktionsalgorithmus auf EF-Trigger-Ebene notwendig. Dadurch würde der zusätzlich eingeführte  $\Delta R_{\text{EF,EF}}$ -Schnitt hinfällig werden.

<sup>4</sup>Es handelt sich in diesem Fall nicht um den üblicherweise mit EF\_4j40 bezeichneten Trigger aufgrund der eingeführten Bedingung  $\Delta R_{\text{EF,EF}} > 0,4$ . Man könnte ihn stattdessen als EF\_4j40\_unique-jets-Trigger bezeichnen.



**Abbildung 4.20.:** Multijet-Triggereffizienzen: Die Wahrscheinlichkeit eine Mindestanzahl von einem bis zehn Trigger-Jets in einem Ereignis mit  $N_{\text{Off-Jet}}$  Offline-Jets zu finden, ist gegen die Anzahl der Offline-Jets aufgetragen.



## 5. Suche nach supersymmetrischen Teilchen in den ersten Daten des ATLAS-Detektors

Nachdem sich der erste Teil dieser Arbeit mit Jet-Triggerstudien beschäftigt hat, wird im zweiten Teil eine einfache Analyse vorgestellt. Es handelt sich um eine Suche nach supersymmetrischen Teilchen, welche die im Laufe des Jahres 2010 aufgenommenen Daten des ATLAS-Detektors nutzt.

In Abschnitt 2.3 wurden bereits Merkmale eines typischen supersymmetrischen Ereignisses beschrieben. In Analysen werden diese Ereignisse anhand ihrer Leptonenanzahl in verschiedene Kanäle eingeordnet, so existieren 0-Lepton-, 1-Lepton- und 2-Lepton-Analysen.

Die in dieser Arbeit beschriebene Analyse entspricht keinem dieser Kanäle, da im Vorhinein keine strikten Grenzwerte auf die Anzahl der Leptonen festgelegt werden. Bezug nehmend auf die Jet-Triggerstudien handelt es sich vielmehr um eine allgemeine Analyse mit einer Mindestanzahl an Jets.

Sollten sie existieren, treten die supersymmetrischen Teilchen, verglichen mit den SM-Teilchen, nur in sehr wenigen Ereignissen auf (siehe Abbildung 3.9). Deshalb ist die zentrale Aufgabe der Analyse, eine Methode anzuwenden, die Signalereignisse (SUSY) von Untergrundereignissen (SM) trennt. Eine einfache Methode besteht dabei in der Einführung von Grenzwerten, auch Schnitte genannt, auf bestimmte Größen der Ereignisse, wie die Anzahl der Jets oder Leptonen, die  $p_T$ -Werte der Objekte, ein Mindestwert an  $E_T$  oder weitere zusammengesetzte Größen. So kann die unterschiedliche Zusammensetzung der SUSY- und SM-Ereignisse zur Trennung ausgenutzt werden.

Um die Schnitte auf diese Weise festzulegen und zu optimieren, werden simulierte Ereignisse, also MC-Datensätze, verwendet. Diese bilden sowohl die SUSY- wie auch die SM-Ereignisse nach. Die genaue Auswahl und Zusammensetzung dieser MC-Datensätze wird im nächsten Abschnitt genauer beschrieben. Außerdem wird erklärt, wie die gewonnenen Informationen aus den Jet-Triggerstudien zur Umgewichtung der MC-Ereignisse verwendet werden können. Danach wird eine Vorselektion der Ereignisse vorgenommen, bevor die eigentlichen Schnitte auf die Objekte in den Ereignissen optimiert werden. Nach Anwendung dieser Schnitte können aus den MC-Datensätzen Vorhersagen für die erwartete Anzahl an SUSY- und SM-Ereignissen getroffen werden, die schließlich mit den Daten verglichen werden.

Da diese Analyse ein Anwendungsbeispiel für die im ersten Teil der Arbeit bestimmten Jet-Triggereffizienzen darstellt, wird bewusst ein Einzeljet-Trigger zur Auswahl der Daten verwendet, auch wenn dies eine geringere Statistik zur Folge hat.

Die Hauptaufgabe dieser Arbeit ist es, zu zeigen, dass eine Trennung von SM-Untergrundereignissen und SUSY-Signalereignissen bereits mit wenigen Schnitten möglich ist. Um darüber hinaus Ausschlussgrenzen für SUSY-Modelle setzen zu können, wäre eine genaue Betrachtung der systematischen Fehler notwendig. Eine Auflistung dieser Unsicherheiten bildet den Abschluss der Analyse.

## 5.1. Zusammenstellung der Datensätze & Einbeziehung der Jet-Triggereffizienzen

### 5.1.1. SUSY-Signalereignisse

Für SUSY-Analysen stehen verschiedene Modelle und innerhalb der Modelle unterschiedliche Benchmarkpunkte zur Verfügung (siehe Abschnitt 2.3). In dieser Analyse wird der mSUGRA-Benchmarkpunkt SU4 untersucht. Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben zeichnet sich dieser im Vergleich zu anderen Benchmarkpunkten durch eine niedrige Masse der SUSY-Teilchen und einen großen Wirkungsquerschnitt im Bereich der Schwerpunktsenergie des LHC aus. Somit wäre eine Entdeckung supersymmetrischer Teilchen relativ früh möglich, sollte SUSY auf diese spezielle Weise realisiert sein. Zur Erzeugung der SUSY-MC-Ereignisse wird der HERWIG-Generator verwendet. Die Kennnummer (ID) des Datensatzes, sowie die verwendete Version (TAG) und die enthaltene Anzahl an Ereignissen  $N$ , die zusammen mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  die integrierte Luminosität  $\int \mathcal{L} dt = \frac{N}{\sigma}$  bestimmt, sind im Anhang A.2 zu finden. Die simulierten Ereignisse gehen entsprechend der verwendeten Daten von einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  aus.

### 5.1.2. SM-Untergrundereignisse

Um die SM-Ereignisse zu simulieren, die eine ähnliche Signatur wie SUSY-Ereignisse aufweisen, wird eine Zusammenstellung verschiedener Untergrundprozesse verwendet [78]:

- $t\bar{t}$
- QCD-Multijets
- $W + \text{Jets}$
- $Z + \text{Jets}$

Der Zerfall eines  $t\bar{t}$ -Paares beinhaltet typischerweise mehrere Jets und im Falle eines semileptonischen oder dileptonischen Zerfalls auch ein oder mehrere geladene Leptonen und Neutrinos, die einen  $\cancel{E}_T$ -Beitrag erzeugen (die Zerfallsmöglichkeiten und deren Wahrscheinlichkeiten sind in [21] aufgelistet). Die  $t\bar{t}$ -Ereignisse werden vom MC@NLO-Generator erzeugt. Alle Einzelheiten sind wiederum im Anhang A.2 vermerkt.

Der QCD-Multijet-Untergrund stellt den größten Anteil dar, d.h. es werden die meisten SM-Ereignisse produziert, die einer SUSY-Signatur ähneln. Er besteht aus Ereignissen mit vielen Jets, einigen Leptonen und einem  $\cancel{E}_T$ -Beitrag, der aufgrund von falscher Rekonstruktion zustande kommen kann. Diese Ereignisse sind je nach  $p_T$ -Wert des Jets mit dem höchsten Transversalimpuls in die Datensätze J1, ..., J7 aufgeteilt und werden vom PYTHIA-Generator erzeugt.

Desweiteren werden Ereignisse simuliert, in denen ein W-Boson in ein geladenes Lepton und das entsprechende Neutrino/Antineutrino zerfällt sowie zusätzliche Partonen auftreten. Je nach Anzahl dieser Partonen werden die Datensätze mit dem Zusatz Np0, ..., Np5 bezeichnet. Diese Ereignisse werden mit dem ALPGEN-Generator simuliert.

Abschließend werden Ereignisse miteinbezogen, in denen ein Z-Boson in ein  $\nu\bar{\nu}$ -Paar, ein  $e^+e^-$ -Paar, ein  $\mu^+\mu^-$ -Paar oder ein  $\tau^+\tau^-$ -Paar zerfällt. Analog zu den  $W + \text{Jets}$  Ereignissen werden wieder null bis fünf zusätzliche Partonen pro Ereignis simuliert (Np0, ..., Np5). Auch für diese Datensätze wird der ALPGEN-Generator verwendet.

### 5.1.3. Umgewichtung der Ereignisse auf eine einheitliche integrierte Luminosität

Wie im Anhang A.2 zu sehen ist, besitzen alle MC-Datensätze unterschiedliche Wirkungsquerschnitte und eine unterschiedliche Anzahl simulierter Ereignisse. Damit unterscheiden sich auch die integrierten Luminositäten voneinander. Jedes einzelne Ereignis eines MC-Datensatzes wird nun auf eine gemeinsame integrierte Luminosität normiert, um die Objekte aller Ereignisse miteinander vergleichen und aufsummieren zu können. Dafür wird die integrierte Luminosität der Daten des ATLAS-Detektors verwendet. Jedes Ereignis erhält einen Gewichtungsfaktor, der dem Quotient aus integrierter Luminosität der Daten und integrierter Luminosität des speziellen MC-Datensatzes entspricht. Sobald sowohl die SM-Untergrundereignisse wie auch die SUSY-Signalereignisse normiert worden sind, können deren Ereignisanzahlen verglichen werden. Dies ist die Voraussetzung, um eine Ereignisselektion durchführen zu können und so den prozentualen Anteil der SUSY-Signalereignisse zu steigern.

### 5.1.4. Daten des ATLAS-Detektors

Zum Abschluss dieser Analyse sollen die Vorhersagen der MC-Ereignisse mit den aufgenommenen Daten des ATLAS-Detektors verglichen werden.

Die Daten, die im Laufe des Jahres 2010 bei Protonenkollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV aufgenommen werden konnten, entsprechen einer integrierten Luminosität von  $\int \mathcal{L} dt = 45,0 \text{ pb}^{-1}$  [41]. Da die instantane Luminosität während des Jahres permanent gesteigert wurde, unterscheiden sich diese Ereignisse jedoch in ihren Eigenschaften. Zu Beginn wurden beispielsweise nur Trigger mit niedrigen Grenzwerten verwendet. Mit steigender Luminosität waren immer höhere Trigger notwendig, um die Datenmenge bewältigen zu können. Zur Unterteilung werden die Daten in die Perioden A – I eingeordnet. Innerhalb einer Periode unterscheiden sich die meisten Einstellungen nur geringfügig. Aus diesem Grund wird für diese Analyse nur eine Periode verwendet, Periode I. Diese besitzt die größte integrierten Luminosität. Eine Periode besteht aus mehreren Runs, die wiederum in mehrere Luminositäts-Blöcke (LB) eingeteilt werden. Ein Lumi-Block entspricht einer Datennahme von wenigen Minuten. Die Qualität der Protonenstrahlen und andere Parameter können sich im Laufe eines Runs verändern. Da für die Analyse nur die qualitativ hochwertigen Ereignisse verwendet werden sollen, wird eine so genannte Good Run List (GRL) verwendet. In einer solchen Liste stehen alle Lumi-Blöcke eines Runs, für welche beispielsweise die Protonenstrahlen gewissen Qualitätsansprüchen genügen. Schließlich wird noch ein Trigger aus einem Stream ausgewählt werden, der die Ereignisse getriggert hat.

In dieser Analyse wird hierfür der Jet-Trigger  $EF\_j75\_jetNoEF$ <sup>1</sup> aus dem Stream `JetTauEtm` miss verwendet, da es sich um einen Einzeljet-Trigger handelt und die Effizienzen solcher Trigger in Kapitel 4 untersucht werden. Dieser Trigger besitzt bereits einen zu kleinen Grenzwert, um alle getriggerten Ereignisse abspeichern zu können. Deshalb werden so genannte Prescales eingeführt. Ein Prescale von zehn bedeutet, dass im Mittel nur jedes zehnte Ereignis, das getriggert wurde, auch abgespeichert wird. Dies führt also zu einer verringerten Statistik, die zur Analyse zur Verfügung steht.

Durch die Wahl des Triggers, die selektive Auswahl der Lumi-Blöcke (GRL) und insbesondere das Verwerfen eines Anteils der getriggerten Ereignisse (Prescales) verringert sich die integrierte

---

<sup>1</sup>Da in den Datensätzen der Periode I noch kein reiner  $EF\_j75$ -Trigger vorhanden ist, wird stattdessen dieser Trigger verwendet, der auf einem  $L2\_j70$ -Trigger aufbaut.

Luminosität der verwendbaren Daten. Mit Hilfe eines Programmes (Lumicalc Tool<sup>2</sup>) kann die integrierte Luminosität der in dieser Analyse verwendeten Daten bestimmt werden:

$$\int \mathcal{L} dt = 252,501 \text{ nb}^{-1} \quad (5.1)$$

Dies ist somit auch die Richtgröße, auf die die MC-Datensätze normiert werden.

### 5.1.5. Gewichtung von Ereignissen anhand von Triggereffizienzen

Im vorletzten Abschnitt wird beschrieben, wie die Ereignisse durch einen Gewichtungsfaktor auf eine einheitliche integrierte Luminosität normiert werden können. Neben diesem Gewichtungsfaktor muss für eine vollständige Analyse noch ein weiterer eingeführt werden, der die Effizienz des ausgewählten Triggers berücksichtigt. Im Gegensatz zu den MC-Datensätzen kommen in den Daten nur Ereignisse vor, die von einem Trigger (in diesem Fall dem EF\_j75\_jetNoEF) getriggert wurden. Sollte die Effizienz des Triggers kleiner als 100 % sein, werden in den Daten weniger Ereignisse abgespeichert, als vom MC-Datensatz vorausgesagt werden. Um diesen Effekt auszugleichen, müssen die MC-Ereignisse mit einem Gewichtungsfaktor  $w$  versehen werden, der je nach Triggereffizienz einen Wert zwischen null und eins annehmen kann.

Im Falle eines Einzeljet-Triggers erhält man für ein Ereignis mit  $N$  Jets das folgende Gewicht [79]:

$$w = 1 - \prod_{i=1}^N (1 - \varepsilon_i) \quad (5.2)$$

Die Wahrscheinlichkeit  $\varepsilon_i$ , einen einzelnen Jet zu triggern, kann je nach  $p_T$ -Wert aus der Turn-On-Kurve des Einzeljet-Triggers abgelesen werden.

In Kapitel 4 werden die Effizienzen verschiedener EF-Jet-Trigger vorgestellt. Mit der gleichen Methode kann nun die Turn-On-Kurve des EF\_j75-Triggers bestimmt werden, der an dieser Stelle statt des EF\_j75\_jetNoEF-Triggers betrachtet wird. Die Unterschiede der Effizienzen dieser beiden Trigger dürften minimal sein im Vergleich zur Unsicherheit, die durch die Verwendung von MC-Ereignissen auftritt. Die Turn-On-Kurve des EF\_j75-Triggers ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

Für ein Beispiereignis mit drei Jets ergibt sich folgender Gewichtungsfaktor:

$$\begin{aligned} \text{Jet 1:} & \quad p_T = 120 \text{ GeV} \quad \Rightarrow \quad \varepsilon_1 \approx 0,99 \\ \text{Jet 2:} & \quad p_T = 80 \text{ GeV} \quad \Rightarrow \quad \varepsilon_2 \approx 0,95 \\ \text{Jet 3:} & \quad p_T = 40 \text{ GeV} \quad \Rightarrow \quad \varepsilon_3 \approx 0,02 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \quad w = 1 - (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2)(1 - \varepsilon_3) \\ \Rightarrow & \quad w = 0,9995 \end{aligned}$$

Dieses Gewicht liegt sehr nahe an eins. An diesem Beispiel kann man sehen, dass die Jet-Triggereffizienz nahezu 100 % beträgt, sofern im Ereignis mindestens ein Jet mit mehr als 100 GeV vorhanden ist, also im Plateau-Bereich liegt. Aus diesem Grund werden die Jet-Triggereffizienzen in Studien häufig vernachlässigt.

Auch in dieser Analyse wird von einer Jet-Triggereffizienz von 100 % ausgegangen, indem min-

---

<sup>2</sup>Programm zur Berechnung integrierter Luminositäten auf Basis einer GRL (<https://atlas-datasummary.cern.ch/lumicalc/>)



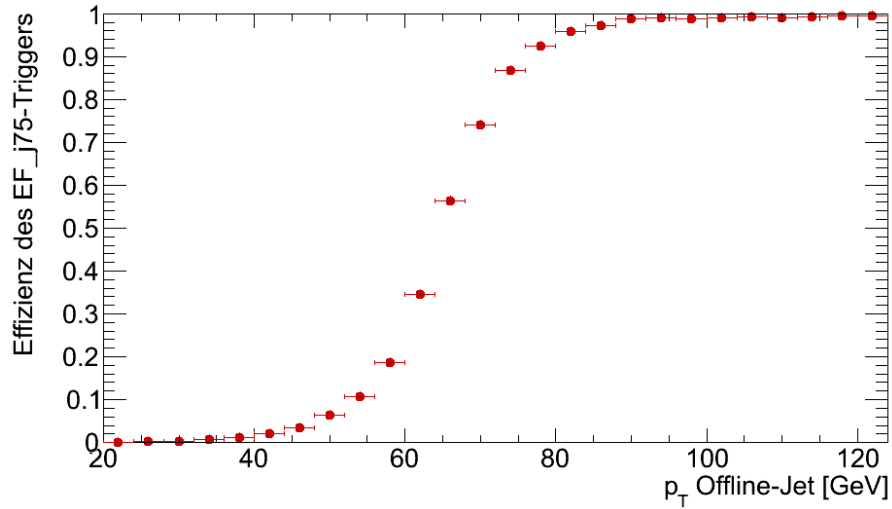


Abbildung 5.1.: Turn-On-Kurve des EF\_j75-Triggers

destens ein Jet mit  $p_T > 100$  GeV pro Ereignis gefordert wird (siehe Abschnitt 5.3.1). Es ist allerdings wichtig für jede Studie zu überprüfen, ob von dieser Tatsache ausgegangen werden kann. Wie in Abschnitt 4.4 gezeigt wurde, können auch Jet-Triggereffizienzen im Plateau-Bereich unter gewissen Umständen einen Wert kleiner eins annehmen.

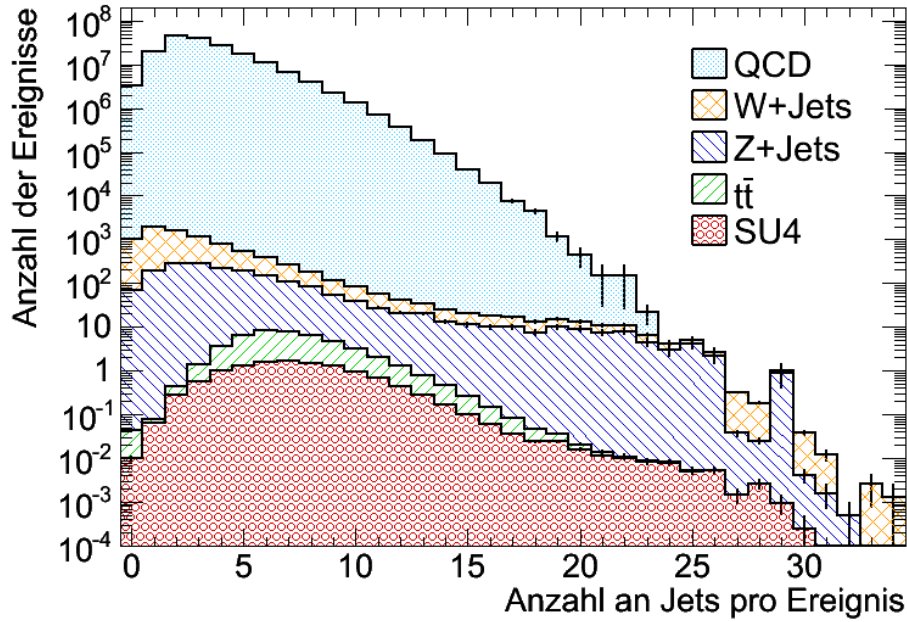
## 5.2. Vorselektion der Ereignisse

Nach der Auswahl der Datensätze für Signal- und Untergrundereignisse besteht die Aufgabe darin, Unterschiede in den Eigenschaften dieser Ereignisse zu finden. Durch das Setzen von Grenzwerten können diese Unterschiede ausgenutzt werden, um die Signal- von den Untergrundereignissen zu trennen. Dieser Vorgang beginnt in diesem Abschnitt mit einer Vorselektion der Ereignisse. Es werden erste Schnitte angewendet (cleaning cuts), die die Anzahl der SM-Untergrundereignisse deutlich stärker reduzieren als die Anzahl der SUSY-Signalerereignisse. Im Gegensatz zu den Schnitten der Hauptselektion im nächsten Abschnitt, sind diese ersten Schnitte aber noch nicht auf das Verhältnis von Signal- zu Untergrundereignissen optimiert, sondern liefern, wie der Name bereits ausdrückt, lediglich eine Vorselektion.

Die erste Größe, die betrachtet werden soll, ist die Jetmultiplizität, also die Anzahl an Jets pro Ereignis. In Abbildung 5.2 ist die Verteilung der Jetmultiplizität für die Ereignisse aller MC-Datensätze aufgetragen. Es werden dafür alle offline rekonstruierten Jets verwendet, die im Bereich  $|\eta| < 2,8$  liegen und einen  $p_T$ -Wert von mindestens 7 GeV besitzen. Als Jet-Rekonstruktionsalgorithmus wird in dieser Analyse wiederum ein Anti- $K_T$ -Algorithmus verwendet (siehe Anhang A.2).

In der Auftragung fällt zunächst auf, dass die Gesamtzahl der normierten Ereignisse von den QCD-Multijet-, kurz QCD, Ereignissen dominiert wird. Aus diesem Grund sind zunächst die Signalerereignisse und dann die  $t\bar{t}$ -, Z+Jets-, W+Jets- und schließlich die QCD-Untergrundereignisse aufeinander aufsummiert dargestellt worden. Durch die logarithmische Skalierung sind so alle Verteilungen erkennbar. Die angegebenen Fehler beschreiben alleine die statistischen Unsicherheiten der Ereignisanzahlen.

Beim Vergleich der Verteilungen wird sichtbar, dass die SUSY-Ereignisse im Schnitt mehr Jets



**Abbildung 5.2.:** Die Verteilungen der Jetmultiplizitäten sind für die normierten Ereignisse der verschiedenen MC-Datensätze aufsummiert dargestellt.

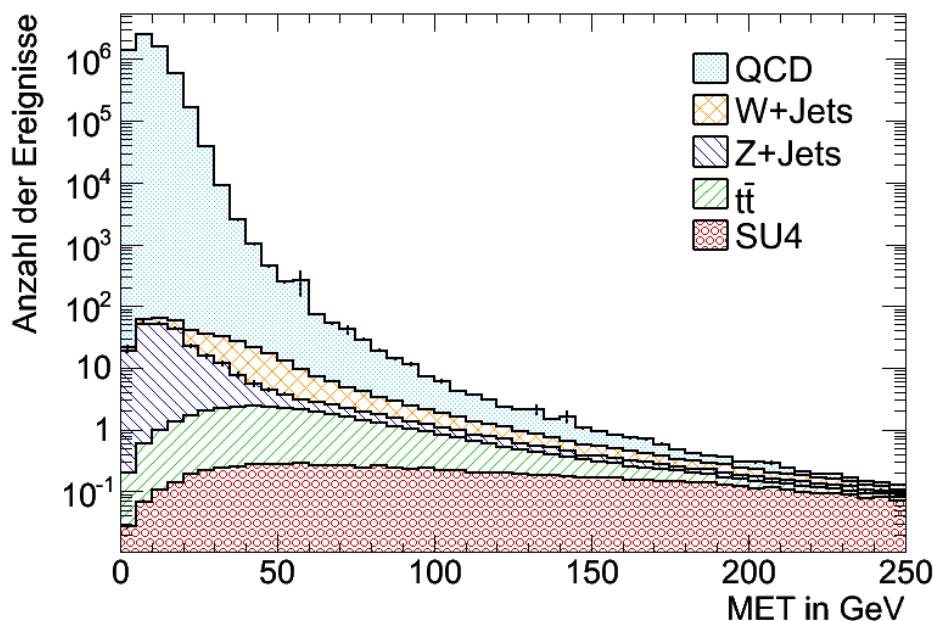
pro Ereignis enthalten als die dominierenden QCD-Untergrundereignisse. Somit wird ein erster Grenzwert auf die Mindestanzahl an Jets pro Ereignis festgelegt: Es müssen mindestens vier Jets im Ereignis vorkommen. Um Jets auszuschließen, die einen kleinen  $p_T$ -Wert besitzen und nahe der Strahlachse verlaufen, wird ein zusätzlicher Mindestwert des Transversalimpulses gefordert. Dieser wird auf 15 GeV gesetzt. So kann der Einfluss weicher Jets (mit niedrigem  $p_T$ -Wert) minimiert werden. Diese sind schwerer zu simulieren als Jets aus harten Streuprozessen und können somit zu systematischen Fehlern führen.

Damit ist eine erste Vorselektion getroffen: Nur Ereignisse mit mindestens vier Jets mit  $p_T > 15$  GeV und  $|\eta| < 2,8$  werden weiterverwendet.

Für alle Ereignisse, die diese erste Bedingung an die Jets erfüllen, wird im folgenden die Verteilung der  $\cancel{E}_T$ -Werte betrachtet. Wie bereits in Kapitel 2 angesprochen, ist diese Größe besonders sensitiv auf SUSY-Ereignisse, da diese durch die LSPs als Endprodukte häufig einen hohen  $\cancel{E}_T$ -Wert aufweisen. In Abbildung 5.3 ist die Verteilung der  $\cancel{E}_T$ -Beträge für alle Datensätze aufgetragen.

Während die Verteilung für SUSY-Ereignisse relativ konstant bis in hohe  $\cancel{E}_T$ -Bereiche reicht, tauchen in QCD- und Z+Jets-Ereignissen hauptsächlich kleine  $\cancel{E}_T$ -Beiträge auf. Ein Schnitt auf einen Mindestwert an  $\cancel{E}_T$  stellt somit eine sehr gute Möglichkeit dar, um die dominierende Anzahl an QCD-Ereignissen zu verringern. Um einen großen Anteil des Untergrundes verwerfen zu können, aber keinen zu großen Anteil an Signalereignissen zu verlieren, wird dieser Grenzwert auf  $\cancel{E}_T > 100$  GeV festgelegt.

Somit ist die Vorselektion der Ereignisse abgeschlossen. Vor dieser Auswahl war eine Gesamtzahl von 12,05 Signalereignissen und  $1,82 \times 10^8$  Untergrundereignissen in den Datensätzen vorhanden (normiert auf eine integrierte Luminosität von  $\int \mathcal{L} dt = 252,5 \text{ nb}^{-1}$ ). Durch die Vorselektion haben sich diese Anzahlen auf 5,20 Signalereignisse und 32,05 Untergrundereignisse verringert.



**Abbildung 5.3.:** Unter Berücksichtigung des ersten Schnittes der Vorselektion ist die Verteilung der  $\cancel{E}_T$ -Werte aller MC-Datensätze aufsummiert dargestellt.

Eine genaue Auflistung der Anzahlen aller Ereignisse nach jedem Schnitt, ist in Tabelle 5.1 im Abschnitt 5.4 zu finden.

In Abbildung 5.4 wird abermals die  $\cancel{E}_T$ -Verteilung gezeigt. Jedoch dieses Mal mit allen Schnitten der Vorselektion und mit neuer Darstellungsweise, in der das Signal oberhalb des gesamten SM-Untergrundes aufgetragen ist. Das Signal ist im hohen  $\cancel{E}_T$ -Bereich bereits deutlich vom Untergrund zu unterscheiden.

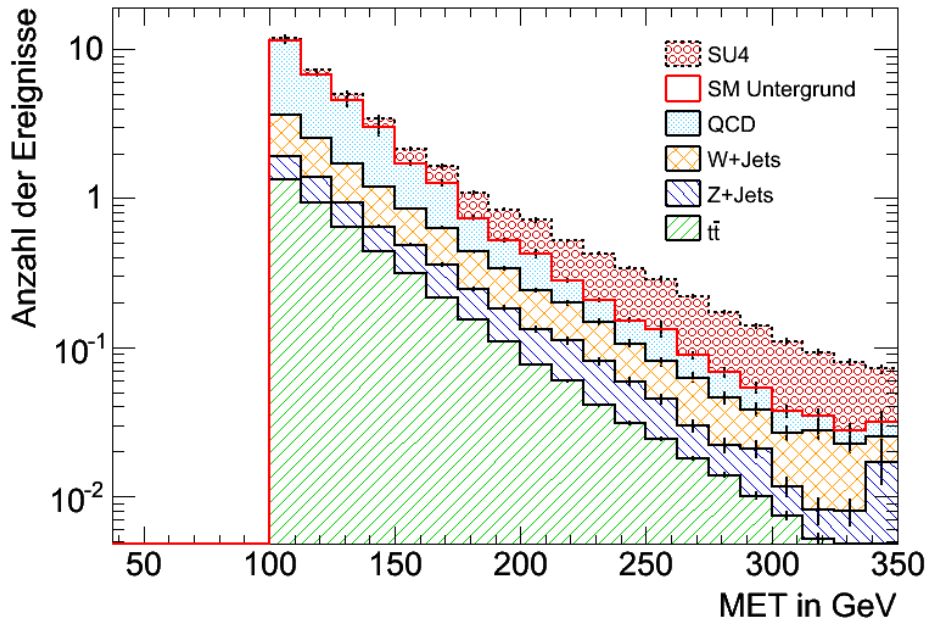
Um das Signal noch deutlicher abzuheben, werden im nächsten Abschnitt weitere Schnitte eingeführt, die systematisch darauf optimiert werden, das Verhältnis zwischen Signalereignissen und Untergrundereignissen zu verbessern.

### 5.3. Hauptselektion der Ereignisse: Optimierung der Grenzwerte

Im vorangegangenen Abschnitt werden erste Schnitte auf die Gesamtzahl an Jets pro Ereignis festgelegt und ein unterer Grenzwert auf den  $\cancel{E}_T$ -Wert eingeführt. Diese Schnitte sind darauf ausgerichtet, den Untergrund zu reduzieren ohne dabei zu viele Signalereignisse zu verlieren.

In diesem Abschnitt werden neue Grenzwerte gesetzt und im Vergleich zur Vorselektion solange variiert, bis der optimale Schnitt gefunden ist. Die entscheidende Größe in diesem Optimierungsprozess ist das Verhältnis  $S/\sqrt{B}$ . Dabei wird die Anzahl der Signalereignisse  $S$  und der Untergrundereignisse  $B$  nach verschiedenen Schnitten bestimmt und der Wert  $S/\sqrt{B}$  gegen den Grenzwert des Schnittes aufgetragen. Sobald der maximale  $S/\sqrt{B}$ -Wert erreicht ist, ist der Grenzwert optimal.

Für diese Suche wird anstatt des in Analysen häufig verwendeten  $S/B$ -Verhältnisses das  $S/\sqrt{B}$ -Verhältnis betrachtet, da bisher kein SUSY-Signal gefunden wurde und somit keine genaueren



**Abbildung 5.4.:** Die Verteilungen der  $\cancel{E}_T$ -Werte des SU4-Signals und des SM-Untergrundes sind unter Anwendung aller Schnitte der Vorselektion aufgetragen.

Informationen über die Art des Signals vorhanden sind. Falls Signalereignisse in den Daten vorkommen, müssen sie von statistischen Fluktuationen der Untergrundereignisse unterschieden werden können. Diese Fluktuationen sind aber in erster Näherung proportional zu  $\sqrt{B}$  und daher wird die Anzahl der Signalereignisse bezüglich dieser Größe optimiert. Sobald ein Signal gefunden wird, kann im weiteren Verlauf das  $S/B$ -Verhältnis zur Optimierung genutzt werden. Auf diese Weise werden im folgenden mehrere Schnitte optimiert.

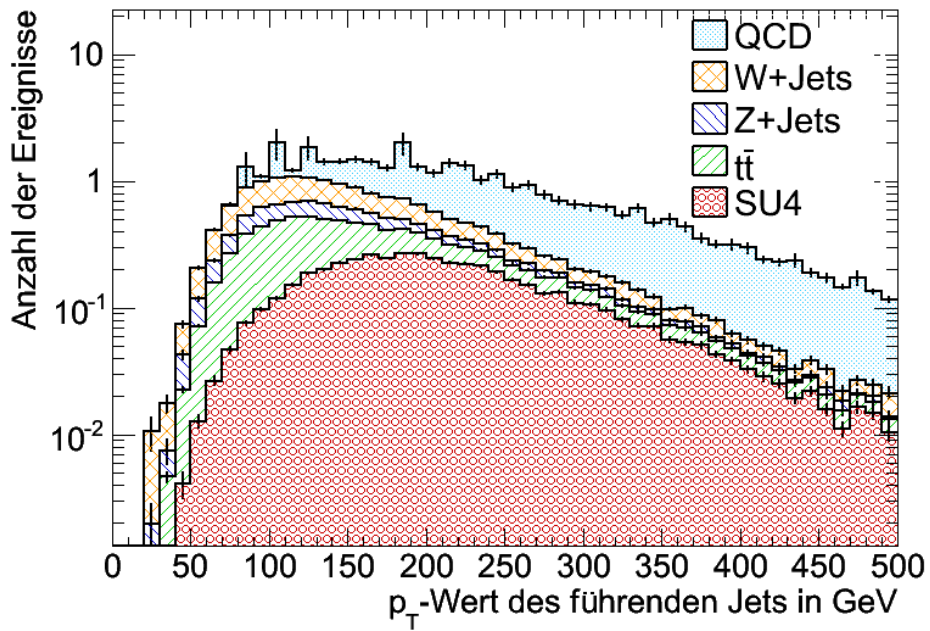
### 5.3.1. $p_T$ -Werte der beiden Jets mit den höchsten Transversalimpulsen

Zunächst werden wiederum die  $p_T$ -Werte der Jets betrachtet. In der Vorselektion wird bereits eine Mindestanzahl von vier Jets mit  $p_T > 15$  GeV pro Ereignis gefordert. Darauf aufbauend sollen weitere Grenzwerte auf die beiden Jets mit den höchsten  $p_T$ -Werten eingeführt werden. In Abbildung 5.5 ist die Verteilung der  $p_T$ -Werte des Jets mit dem höchsten Transversalimpuls pro Ereignis (führender Jet) für die Ereignisse aller MC-Datensätze aufgetragen.

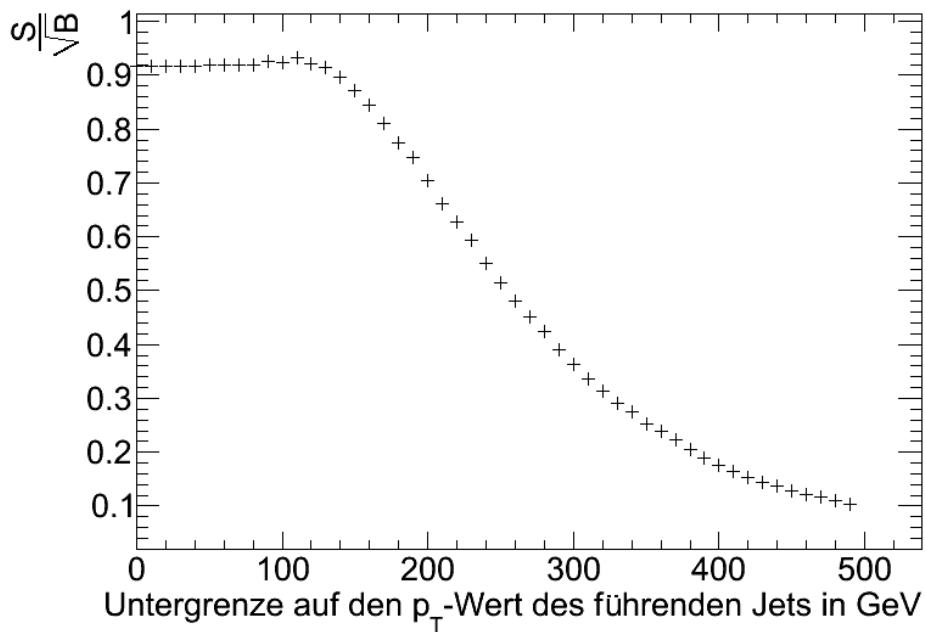
Es ist auffällig, dass die Jets mit dem höchsten Transversalimpuls in den SUSY-Ereignissen im Vergleich zu den SM-Ereignissen höhere  $p_T$ -Werte aufweisen. Somit könnte das Setzen eines unteren Grenzwertes auf diesen  $p_T$ -Wert das  $S/\sqrt{B}$ -Verhältnis verbessern. Dies wird in Abbildung 5.6 überprüft, indem der  $S/\sqrt{B}$ -Wert für verschiedene Schnitte auf den  $p_T$ -Wert aufgetragen wird.

Es stellt sich heraus, dass ein Schnitt im Bereich 100 GeV das beste Ergebnis für das  $S/\sqrt{B}$ -Verhältnis liefert. Die Festlegung auf diesen Schnitt führt außerdem dazu, dass die Triggereffizienzen nahe 100% liegen und deshalb nicht durch einen zusätzlichen Gewichtungsfaktor mit eingerechnet werden brauchen (siehe Abschnitt 5.1.5).

Das gleiche wird nun für den Jet mit dem zweithöchsten  $p_T$ -Wert im Ereignis wiederholt. Für diesen ergibt sich eine ähnliche Verteilung der  $p_T$ -Werte wie für den Jet mit dem höchsten Trans-



**Abbildung 5.5.:** Die Verteilung der  $p_T$ -Werte der Jets mit dem höchsten Transversalimpuls pro Ereignis ist für die normierten Ereignisse aller MC-Datensätze aufsummiert aufgetragen.



**Abbildung 5.6.:** Das Verhältnis der Signalereignisse zur Wurzel der Untergrundereignisse  $S/\sqrt{B}$  wird für verschiedene Schnitte auf den Transversalimpuls des führenden Jets pro Ereignis aufgetragen.

versalimpuls, allerdings mit einer Verschiebung zu kleineren Werten. Analog zum ersten Jet wird das optimale  $S/\sqrt{B}$ -Verhältnis bestimmt und der Grenzwert auf  $p_T > 70$  GeV festgelegt. Pro Ereignis müssen also mindestens vier Jets vorkommen, die die folgenden Bedingungen erfüllen:

1. Jet  $p_T > 100$  GeV
2. Jet  $p_T > 70$  GeV
3. Jet  $p_T > 15$  GeV
4. Jet  $p_T > 15$  GeV

### 5.3.2. Leptonenanzahl

Obwohl diese Analyse keiner der Kanäle 0-Lepton, 1-Lepton oder 2-Lepton zugeordnet ist, soll untersucht werden, ob ein Schnitt auf die maximale Anzahl der Leptonen das  $S/\sqrt{B}$ -Verhältnis steigern kann.

Zunächst muss diskutiert werden, welche Leptonen überhaupt gemeint sind. Nicht nur die Neutrinos fallen heraus, da sie nur als  $\cancel{E}_T$ -Beitrag sichtbar sind, sondern auch die Tau-Leptonen, die innerhalb kurzer Zeit ( $\tau = (290,6 \pm 1,0) \times 10^{-15}$  s [21]) zerfallen. Somit bleiben Myonen und Elektronen. Diese können jedoch auch in hadronischen Schauern entstehen und müssen nicht im harten Streuprozess entstanden sein. Um Leptonen aus Hadronenschauern auszuschließen, werden nur isolierte Elektronen und Myonen betrachtet. Eine einfache Definition isolierter Leptonen ist durch die Verwendung des Etcone20-Parameters gegeben. Dafür wird die Energie innerhalb eines Kegels mit dem Radius  $\Delta R = 0,2$  um die Position des Leptons herum aufsummiert. Um den Etcone20-Parameter zu erhalten, wird von dieser Energie noch die rekonstruierte Energie des Leptons selbst abgezogen. Ist der Etcone20-Parameter klein, stammt die gesamte Energie vom Lepton und dieses ist somit isoliert. Falls der Etcone20-Parameter dagegen hohe Werte annimmt, befindet sich das Lepton innerhalb eines Jets. Als Bedingung wird  $\text{Etcone20} < 10$  GeV gewählt, damit ein Lepton als isoliert gilt. Nun kann die Verteilung der Anzahl aller isolierten Elektronen und Myonen, die im Bereich  $|\eta| < 2,8$  liegen, für die Ereignisse der verschiedenen MC-Datensätze aufgetragen werden (siehe Abbildung 5.7(a) und 5.7(b)).

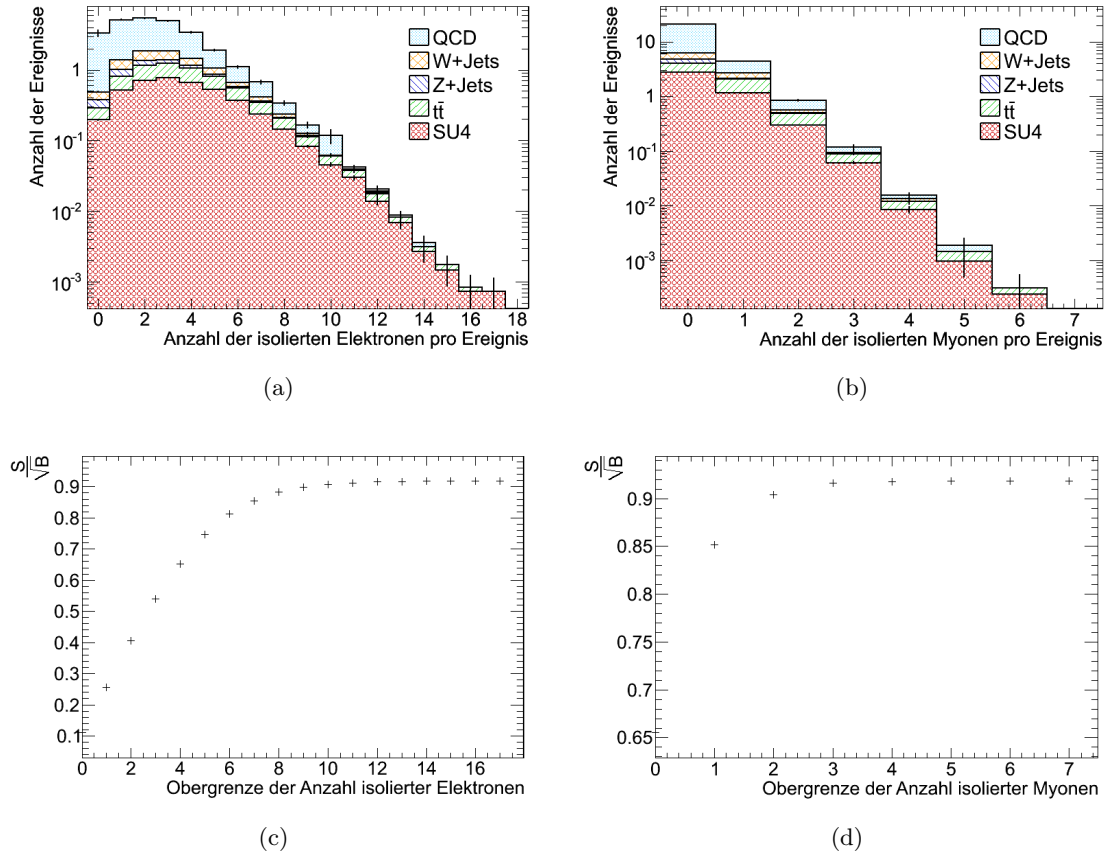
In den Abbildungen 5.7(c) und 5.7(d) sind die  $S/\sqrt{B}$ -Werte für verschiedene Schnitte auf die maximale Leptonenanzahl aufgetragen. Es stellt sich heraus, dass keine Verbesserung dieses Verhältnisses durch Setzen einer Obergrenze erreicht werden kann. Aus diesem Grund wird die Leptonenanzahl weiterhin offengehalten und kein weiterer Schnitt eingeführt.

### 5.3.3. Die effektive Masse $M_{\text{eff}}$

Auch zusammengesetzte Größen werden häufig verwendet, um Signal- und Untergründereignisse zu trennen. Da diese Größen Korrelationen berücksichtigen, ist häufig eine sehr effiziente Trennung möglich. In dieser Analyse wird die effektive Masse  $M_{\text{eff}}$  verwendet. Sie ist in diesem Fall folgendermaßen definiert:

$$M_{\text{eff}} = \sum_{i=1}^4 p_T(\text{Jet}_i) + \sum_{i=1}^N p_T(\text{isolierte Leptonen}) + \cancel{E}_T \quad (5.3)$$

Sie stellt also die Summe der  $p_T$ -Werte der vier Jets mit den höchsten Transversalimpulsen, aller isolierter Leptonen und dem  $\cancel{E}_T$ -Wert dar. Die Verteilungen der  $M_{\text{eff}}$ -Werte der Ereignisse aller MC-Datensätze werden in Abbildung 5.8 aufgetragen.



**Abbildung 5.7.:** In den Abbildungen (a) und (b) sind die Verteilungen der Anzahlen isolierter Elektronen bzw. Myonen für die normierten Ereignisse der unterschiedlichen MC-Datensätze aufgetragen. Für verschiedene Schnitte auf die maximale Leptonenanzahl erhält man die in den Abbildungen (c) und (d) gezeigten  $S/\sqrt{B}$ -Werte.

Daraufhin werden verschiedene Grenzwerte als untere und als obere Grenze des  $M_{\text{eff}}$ -Wertes festgelegt und der  $S/\sqrt{B}$ -Wert bestimmt. Dies wird in Abbildung 5.9(a) für den unteren Grenzwert und in Abbildung 5.9(b) für den oberen Grenzwert gezeigt.

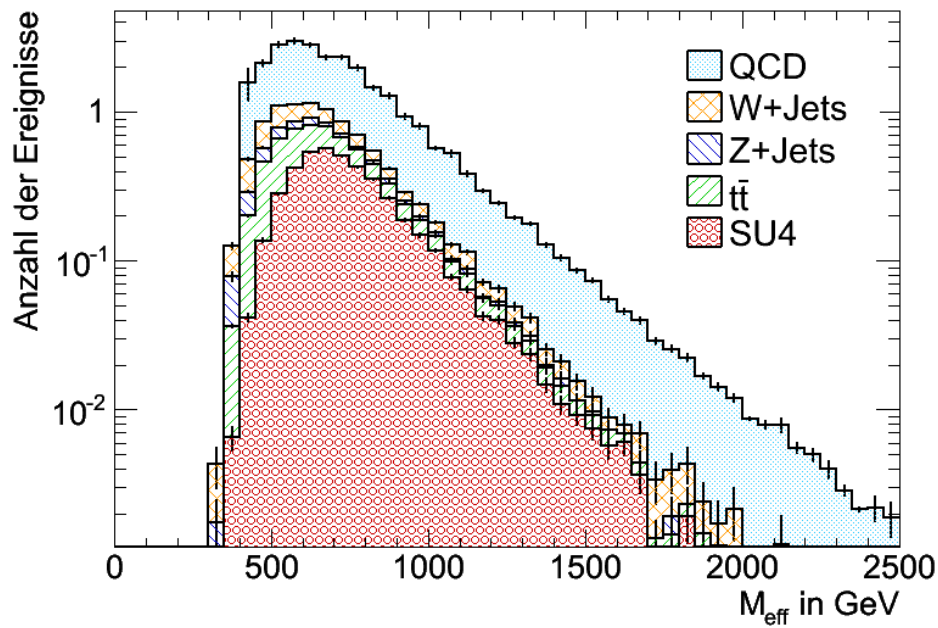
Der obere Grenzwert trägt im Gegensatz zum unteren Grenzwert kaum zur Steigerung des  $S/\sqrt{B}$ -Wertes bei. Dennoch werden beide Maxima bestimmt und es ergibt sich die folgende Bedingung an  $M_{\text{eff}}$ :

$$500 \text{ GeV} < M_{\text{eff}} < 1600 \text{ GeV} \quad (5.4)$$

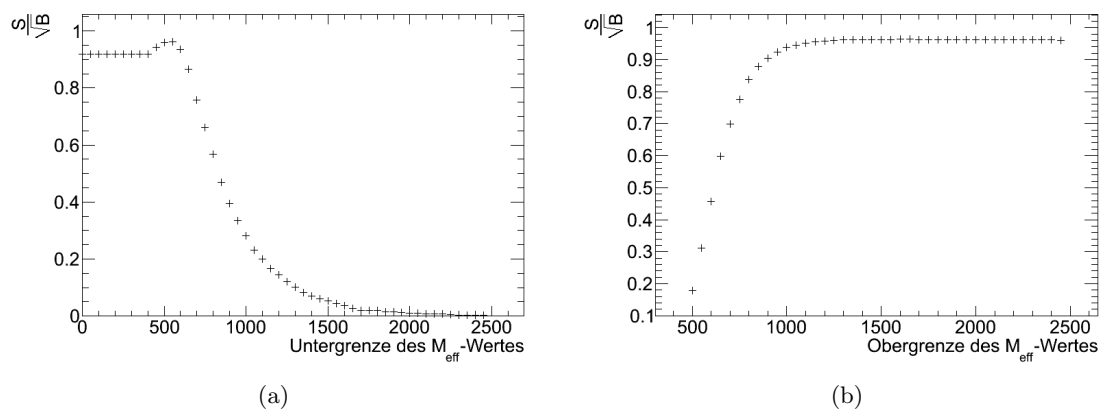
### 5.3.4. Die $\cancel{E}_T$ -Verteilung

Als Abschluss der Hauptselektion wird abermals die Verteilung des  $\cancel{E}_T$ -Wertes betrachtet, da dies die entscheidende Größe zur Verringerung des QCD-Untergrundes darstellt.

In Abbildung 5.10 findet sich diese Verteilung mit allen Schnitten der Vor- und Hauptselektion wieder. Im Vergleich zu Abbildung 5.4 ist das SUSY-Signal deutlicher gegenüber dem SM-Untergrund hervorgehoben. Dies trifft insbesondere auf Ereignisse mit hohem  $\cancel{E}_T$ -Wert zu.

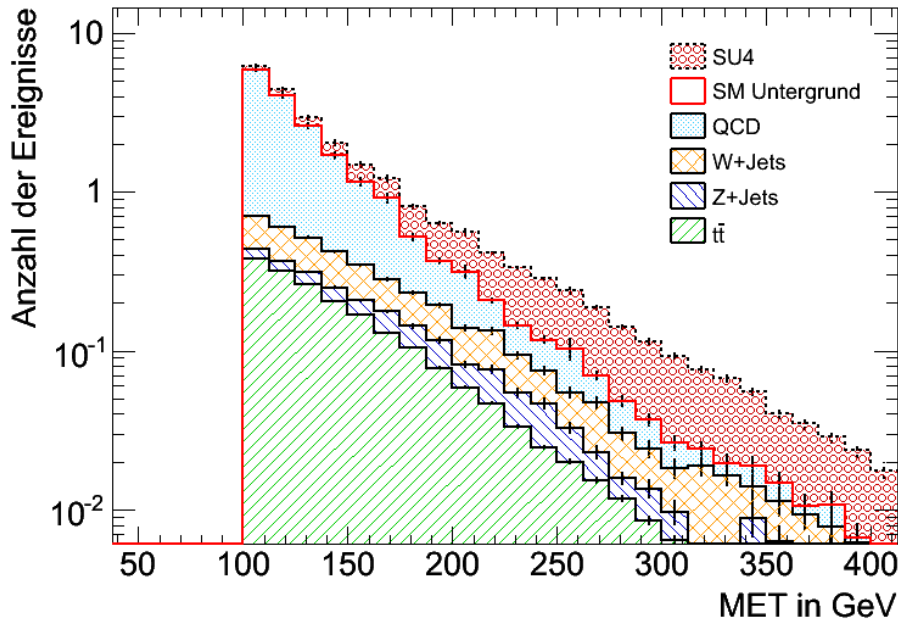


**Abbildung 5.8.:** Die Verteilung der effektiven Masse  $M_{\text{eff}}$  ist für die normierten Ereignisse aller MC-Datensätze aufsummiert aufgetragen.



**Abbildung 5.9.:** Das Verhältnis der Signalereignisse zur Wurzel der Untergrundereignisse  $S/\sqrt{B}$  wird für verschiedene Untergrenzen des  $M_{\text{eff}}$ -Wertes in Abbildung (a) und für verschiedene Obergrenzen des  $M_{\text{eff}}$ -Wertes in Abbildung (b) aufgetragen. Für die Bestimmung der Obergrenze wird bereits ein Grenzwert von  $M_{\text{eff}} > 500$  GeV als Untergrenze verwendet.





**Abbildung 5.10.:** Die  $\cancel{E}_T$ -Verteilung der normierten Ereignisse aller MC-Datensätze ist unter Verwendung aller Schnitte der Vor- und Hauptselektion aufsummiert aufgetragen.

Somit könnte ein stärkerer  $\cancel{E}_T$ -Schnitt, der auf das  $S/\sqrt{B}$ -Verhältnis optimiert ist, sinnvoll sein. Für verschiedene  $\cancel{E}_T$ -Schnitte ist das  $S/\sqrt{B}$ -Verhältnis in Abbildung 5.11 aufgetragen. Es stellt sich heraus, dass ein höherer Grenzwert von  $\cancel{E}_T > 180$  GeV einen optimalen  $S/\sqrt{B}$ -Wert liefert. Außerdem wird beim Vergleich mit den Auftragungen der  $S/\sqrt{B}$ -Werte vorheriger Schnitte deutlich, dass ein Schnitt auf den  $\cancel{E}_T$ -Wert insgesamt den größten Einfluss auf das Verhältnis  $S/\sqrt{B}$  besitzt.

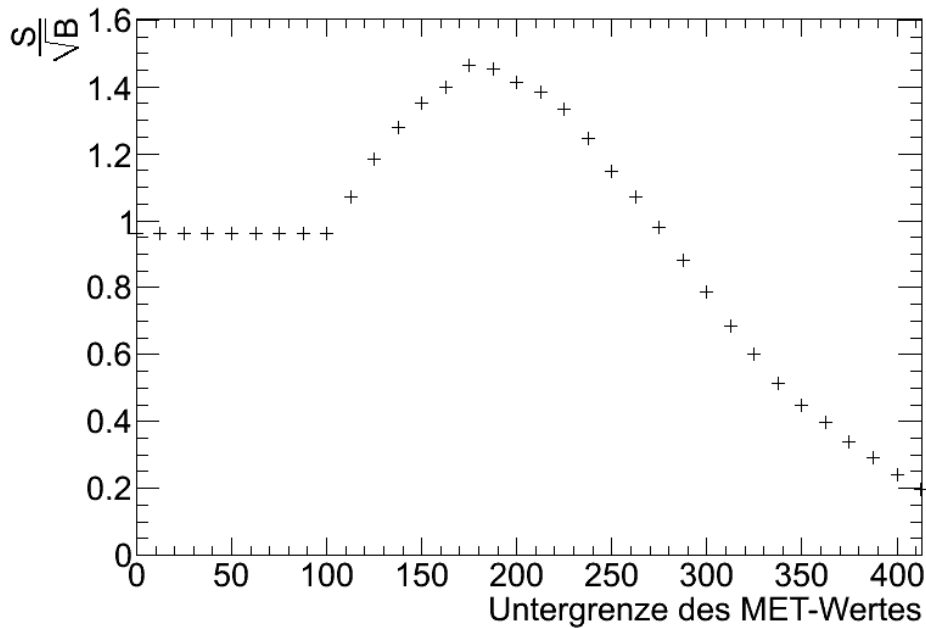
Schließlich werden also folgende Schnitte nacheinander auf alle MC-Datensätze angewendet<sup>3</sup>:

1.  $\# \text{ Jets}(p_T > 15 \text{ GeV}) \geq 4$
2.  $\cancel{E}_T > 100 \text{ GeV}$
3.  $p_T(1. \text{ Jet}) > 100 \text{ GeV}$
4.  $p_T(2. \text{ Jet}) > 70 \text{ GeV}$
5.  $500 \text{ GeV} < M_{\text{eff}} < 1600 \text{ GeV}$
6.  $\cancel{E}_T > 180 \text{ GeV}$

Diese Schnitte und die dazugehörigen Ereignisanzahlen sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Während 16,7% der Signalereignisse nach den Schnitten übrigbleiben, kann die Anzahl der Untergrundereignisse auf  $1,04 \times 10^{-8}$  der ursprünglichen Ereignisse gedrückt werden. Somit ergibt sich ein  $S/\sqrt{B}$ -Wert von 1,46.

Im nächsten Abschnitt werden diese MC-Ereignisse schließlich mit den Daten verglichen.

<sup>3</sup>Der erste  $\cancel{E}_T$ -Schnitt wird durch den stärkeren zweiten  $\cancel{E}_T$ -Schnitt bedeutungslos. Er wird hier dennoch aufgelistet, um dessen Auswirkungen in Tabelle 5.1 ablesen zu können. Außerdem beruht die Optimierung der Schnitte der Hauptselektion auf diesem ersten  $\cancel{E}_T$ -Schnitt.



**Abbildung 5.11.:** Das  $S/\sqrt{B}$ -Verhältnis ist für verschiedene  $\cancel{E}_T$ -Schnitte aufgetragen, wobei der 100 GeV-Schnitt der Vorselektion bereits eingerechnet ist.

## 5.4. Vergleich der MC-Vorhersage mit den Daten

Bevor ein Vergleich zwischen der Anzahl an MC-Ereignissen und Ereignissen aus Daten stattfindet, wird noch genauer auf die Vorhersage der MC-Datensätze eingegangen.

### 5.4.1. Fit der $\cancel{E}_T$ -Verteilung der MC-Ereignisse

Wie in Tabelle 5.1 abzulesen ist, bleiben nach den Schnitten der Vor- und Hauptselektion noch 2,01 Signal- und 1,89 Untergrundereignisse. Diese absoluten Zahlen sind sehr niedrig. Das liegt insbesondere an der geringen integrierten Luminosität, die aufgrund der Auswahl des Triggers, der GRL, den Prescales und der geringen Gesamtdatenmenge zustande kommt.

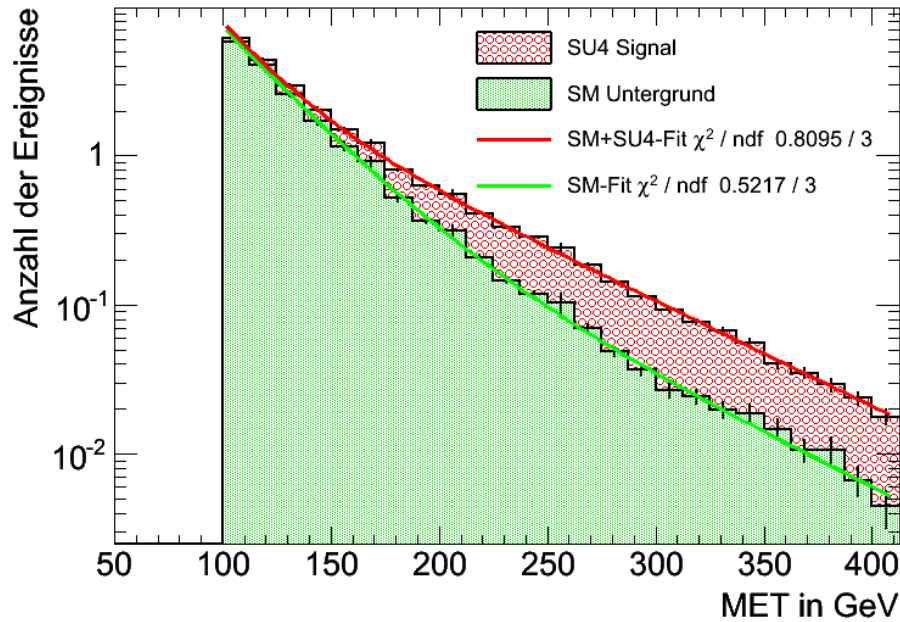
Auf diese Weise können aber einzelne Ereignisse mit einem hohen Gewicht<sup>4</sup> einen relativ großen Einfluss erlangen und zu statistischen Abweichungen führen. Um diesen Effekt auszugleichen, wird die  $\cancel{E}_T$ -Verteilung der Summe aller Untergrundereignisse sowie der Summe aller Signal- und Untergrundereignisse zusammen gefittet.

Die Verteilungen in Abbildung 5.10 lassen sich weitestgehend durch eine Exponentialfunktion beschreiben. Da der Abfall aber im Bereich hoher  $\cancel{E}_T$ -Werte etwas abflacht, wird die Summe aus zwei Exponentialfunktionen verwendet:

$$f(x) = e^{p_0+p_1 x} + e^{p_2+p_3 x} \quad (5.5)$$

Mit Hilfe dieser Funktion können die Verteilungen gefittet werden (siehe Abbildung 5.12) und durch Einsetzen der Fit-Parameter und Integration von 180 GeV aufwärts erhält man folgende

<sup>4</sup>Diese stammen aus Datensätzen mit einem hohen Wirkungsquerschnitt und/oder geringer Anzahl an simulierten Ereignissen



**Abbildung 5.12.:** Die  $\cancel{E}_T$ -Verteilungen der Untergrundereignisse und der Summe aus Signal- und Untergrundereignissen werden gefittet, um eine präzise Vorhersage für die erwartete Anzahl an Signal- und Untergrundereignissen treffen zu können.

Vorhersage der Signal- und Untergrundereignisse:

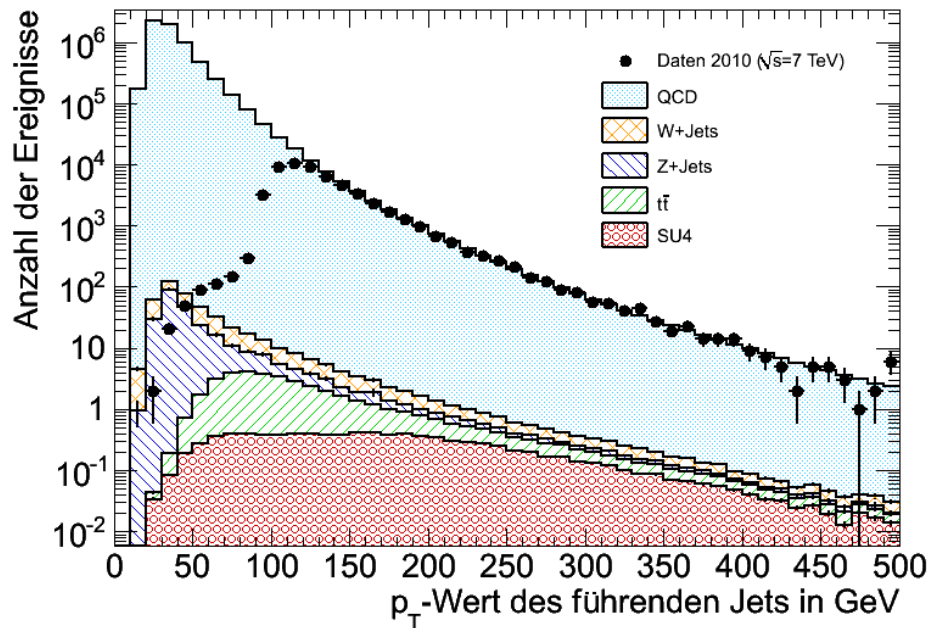
|                                   |                        |
|-----------------------------------|------------------------|
| Untergrundereignisse:             | $1,84^{+0,74}_{-0,44}$ |
| Signal- und Untergrundereignisse: | $3,88^{+0,40}_{-0,36}$ |
| ⇒ Signalereignisse:               | $2,04^{+0,84}_{-0,57}$ |

Das Ergebnis liegt somit sehr nahe an den absoluten Werten nach Anwendung aller Schnitte. Diese Anzahl an erwarteten Ereignissen soll nun schließlich mit den Daten verglichen werden.

#### 5.4.2. Vergleich von MC-Ereignissen mit den ATLAS-Daten

In Abschnitt 5.1.4 wird die Auswahl der Daten beschrieben. Auf diese Ereignisse können nun die gleichen Schnitte angewendet werden, wie auf die MC-Ereignisse. In den Abbildungen 5.13 und 5.14 werden die aus der Hauptselektion bereits bekannten Verteilungen der  $p_T$ -Werte des Jets mit dem höchsten Transversalimpuls und der  $M_{\text{eff}}$ -Werte erneut aufgetragen. In diesem Fall sind die Verteilungen der Ereignisse aus den Daten ebenfalls mit dargestellt. Um eine hohe Statistik zu erhalten, wird allerdings in beiden Abbildungen nur der erste Schnitt der Vorselektion (mindestens 4 Jets mit  $p_T > 15 \text{ GeV}$  pro Ereignis) als Vorbedingung gewählt.

Es zeigt sich, dass der SM-Untergrund gut in der Lage ist, die Daten zu beschreiben. Dies ist nicht selbstverständlich, da viele Feineinstellungen nötig sind, um MC-Ereignisse exakt an die Daten anzugleichen. Aufgrund solcher Kalibrierungseffekte unterscheiden sich die Verteilungen der MC-Ereignisse und Ereignisse aus den Daten häufig um einen gewissen Faktor, der durch



**Abbildung 5.13.:** Die Verteilung der  $p_T$ -Werte des Jets mit dem höchsten Transversalimpuls pro Ereignis ist sowohl für die normierten Ereignisse aller MC-Datensätze wie auch für die Daten aufgetragen. Um eine hohe Statistik zu erhalten wird nur der erste Schnitt der Vorselektion angewendet: mindestens 4 Jets mit  $p_T > 15$  GeV pro Ereignis.

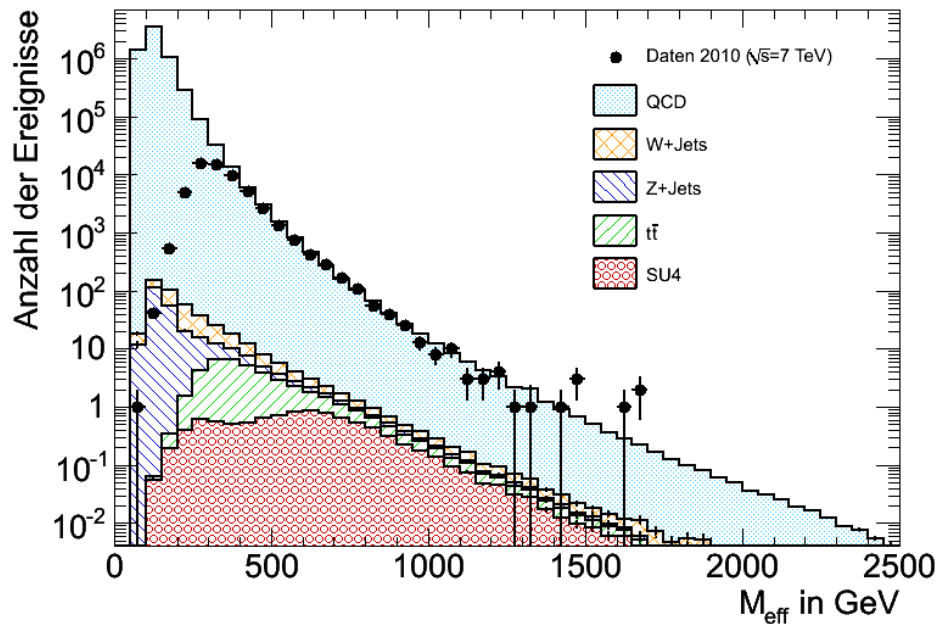
eine Skalierung ausgeglichen werden kann. Dies wird in dieser Analyse nicht durchgeführt. Da die Verteilungen dennoch überraschend gut übereinstimmen, ist ein Vergleich zwischen MC-Ereignissen und Daten möglich.

In der Verteilung der  $p_T$ -Werte des Jets mit dem höchsten Transversalimpuls (Abbildung 5.13) ist außerdem der Turn-On-Bereich des Jet-Triggers deutlich zu erkennen (im Bereich 80 GeV - 110 GeV). Indirekt findet sich dieser auch in der Verteilung der  $M_{\text{eff}}$ -Werte (Abbildung 5.14) als Differenz zwischen der Anzahl der MC-Ereignisse und Ereignisse aus den Daten wieder.

Nachdem diese Vergleiche zeigen sollten, dass die Verteilungen der Ereignisse aus den Daten mit denen der MC-Ereignisse im Allgemeinen übereinstimmen, werden nun die  $\cancel{E}_T$ -Verteilungen nach Anwendung aller Schnitte (bis auf den letzten  $\cancel{E}_T$ -Schnitt) verglichen. Dieses wird in Abbildung 5.15 dargestellt.

Es lässt sich erkennen, dass die Verteilung der aus den Daten stammenden Ereignisse wiederum mit der Verteilung aller MC-Ereignisse übereinstimmt und sowohl alleine durch den SM-Untergrund beschrieben werden könnte, als auch durch eine Kombination aus SUSY-Signale Ereignissen und SM-Untergrundereignissen. Im hohen  $\cancel{E}_T$ -Bereich ( $\cancel{E}_T > 180$  GeV), in dem besonders viele SUSY-Ereignisse vorkommen, liegt allerdings nur ein einziges Ereignis aus den Daten.

In Tabelle 5.1 ist neben den MC-Ereignissen auch die Gesamtzahl der Ereignisse, die aus den Daten stammen, nach jedem Schnitt aufgelistet. Für die ersten Schnitte besteht eine große Diskrepanz zwischen den Anzahlen der MC-Ereignisse und denen der Daten. Dies ist auf den Jet-Trigger zurückzuführen, der eine weitere Bedingung an die Ereignisse aus den Daten stellt,



**Abbildung 5.14.:** Die Verteilung der  $M_{\text{eff}}$ -Werte in den Ereignissen aller MC-Datensätze sowie der Daten wird dargestellt. Um eine hohe Statistik zu erhalten wird wiederum nur der erste Schnitt angewendet: mindestens 4 Jets mit  $p_T > 15$  GeV pro Ereignis.

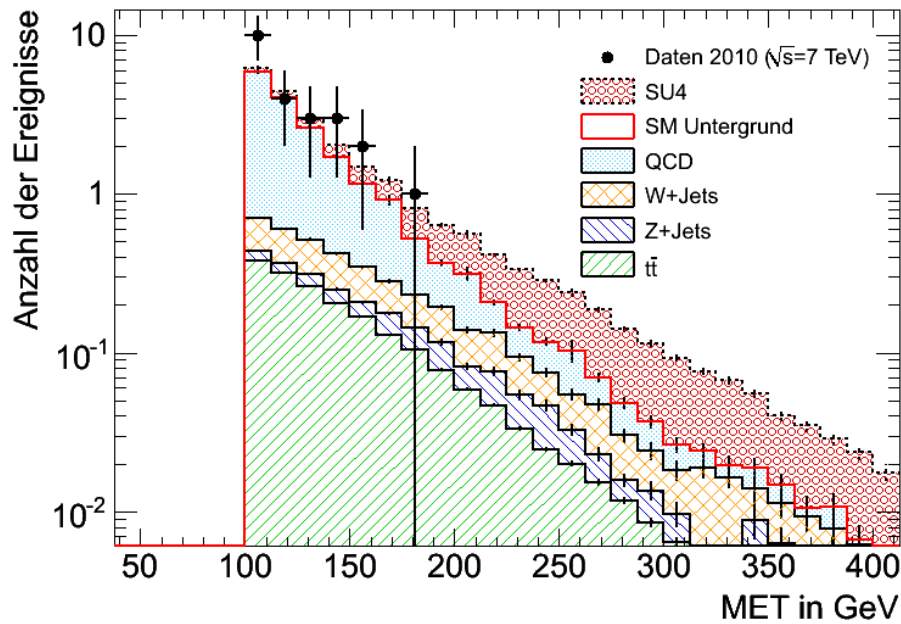
welche die MC-Ereignisse nicht erfüllen müssen. Ab dem ersten Schnitt der Hauptselektion stimmt die Größenordnung der Anzahlen dann überein. Nach Anwendung aller Schnitte bleibt nur ein einzelnes Ereignis übrig. Verglichen mit den MC-Vorhersagen ist diese Anzahl geringer als der SM-Untergrund, dieser liegt aber noch im  $1\sigma$ -Bereich der statistischen Unsicherheit der Daten. Die integrierte Luminosität ist allerdings zu gering, um von solch einem Ergebnis auf die Existenz oder Nichtexistenz des speziellen SUSY-Szenarios schließen zu können. Um Ausschlussgrenzen setzen zu können, müssten zusätzlich Kalibrierungseffekte und systematische Fehler untersucht werden, die im nächsten Abschnitt aufgezählt werden.

Dennoch ist bereits mit diesen einfachen Schnitten eine Trennung von Signal- und Untergrundergebnissen möglich. Sollte also Supersymmetrie in Form der für eine Entdeckung günstigen SU4-Parameter verwirklicht sein, könnte mit erhöhter Datenmenge bzw. anderer Triggerwahl schon in naher Zukunft solch ein Hinweis auf die Existenz von Supersymmetrie gefunden werden oder andernfalls dieser Benchmarkpunkt ausgeschlossen werden.

## 5.5. Fehlerdiskussion

Die vorgestellte Analyse stellt wichtige Aspekte einer Suche nach supersymmetrischen Teilchen vor. Um darüber hinaus Ausschlussgrenzen auf supersymmetrische Modelle setzen zu können, ist eine Abschätzung der systematischen Fehler notwendig. Die in den letzten Abschnitten verwendeten Fehler geben dagegen alleine die statistische Unsicherheit der Anzahl von Ereignissen an.

In einer Analyse, die auf Schnitten beruht, treten verschiedene systematische Fehler auf. Die



**Abbildung 5.15.:** Die  $\cancel{E}_T$ -Verteilung der normierten MC-Signal- und Untergrundereignisse nach Anwendung aller Schnitte (bis auf den letzten  $\cancel{E}_T$ -Schnitt) wird mit der  $\cancel{E}_T$ -Verteilung der Ereignisse aus den Daten verglichen. Die angegebenen Fehlerbereiche stellen alleine die statistischen Unsicherheiten der Datensätze dar.

wichtigsten werden im folgenden vorgestellt.

Jeder angewendete Schnitt erzeugt einen eigenen systematischen Fehler. Dieser beruht auf der Tatsache, dass der Grenzwert eines Schnittes speziell auf den vorliegenden MC-Datensätze optimiert wird. Für andere MC-Datensätze könnte sich ein leicht unterschiedlicher optimaler Grenzwert ergeben. Falls ein leicht veränderter Grenzwert eine große Änderung in der Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse bewirkt, ist der systematische Fehler groß. Um die systematischen Fehler aller Schnitte abzuschätzen, können deshalb die Grenzwerte leicht variiert werden und die Änderung in der Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse gibt eine Abschätzung für den systematischen Fehler der Schnitte an.

Ein weiterer möglicher Fehler besteht in der Energiebestimmung der Objekte im Kalorimeter, insbesondere der Jets. Hierfür ist eine korrekte Kalibrierung notwendig. Um diesen Fehler abzuschätzen, kann analog zum Fehler der Schnitte die Kalibrierung leicht verändert werden, um die Änderung des Ergebnisses zu untersuchen. Dies ist allerdings sehr aufwendig. Damit verknüpft ist auch die Jet Energy Scale (JES), die die Umrechnung der Energie eines Jets in die Energie der ursprünglichen Partonen liefert. Für diese Analyse spielt sie allerdings keine große Rolle, da nur die Jets selbst verwendet werden.

Desweiteren müssen die systematischen Fehler der theoretischen Modelle in Betracht gezogen werden. Hierzu zählen die Fehler der Partondichtefunktionen (PDF) und der Wirkungsquerschnitte, da diese Größen letztendlich bestimmen, wie viele MC-Ereignisse für eine bestimmte integrierte Luminosität simuliert werden.

Daraus folgt, dass auch der Fehler der gemessenen Luminosität für die Daten mit eingerechnet

werden müsste.

Schließlich spielt auch die korrekte Identifikation der Jets, aber auch der anderen Objekte wie Leptonen, eine wichtige Rolle.

Das Hinzunehmen all dieser systematischen Fehler würde auch in dieser Analyse zu größeren Fehlerangaben führen und die Anzahl der Ereignisse aus den Daten würde vermutlich innerhalb eines  $2\sigma$ -Fehlerbereiches nicht nur mit den Untergrundereignissen, sondern auch mit der Kombination aus Signal- und Untergrundereignissen übereinstimmen.

| Schnitte  | QCD                | W+Jets             | Z+Jets             | $t\bar{t}$ | $\Sigma$ SM-Untergrund | SU4   | $S/\sqrt{B}$          | Daten 2010         |
|---|--------------------|--------------------|--------------------|------------|------------------------|-------|-----------------------|--------------------|
| vor den Schnitten                                     | $1,82 \times 10^8$ | $6,48 \times 10^3$ | $1,80 \times 10^3$ | 36,39      | $1,82 \times 10^8$     | 12,05 | $8,93 \times 10^{-4}$ | $1,05 \times 10^5$ |
| # Jets ( $p_T > 15$ GeV) $\geq 4$                     | $6,38 \times 10^6$ | 185,57             | 226,89             | 31,59      | $6,38 \times 10^6$     | 9,57  | $3,79 \times 10^{-4}$ | $5,62 \times 10^4$ |
| $E_T > 100$ GeV                                       | 19,61              | 5,69               | 2,29               | 4,47       | 32,06                  | 5,20  | 0,92                  | 44                 |
| $p_T(1. \text{ Jet}) > 100$ GeV                       | 19,09              | 4,40               | 1,70               | 3,39       | 28,58                  | 4,93  | 0,92                  | 42                 |
| $p_T(2. \text{ Jet}) > 70$ GeV                        | 16,89              | 2,14               | 0,77               | 2,40       | 22,20                  | 4,33  | 0,92                  | 29                 |
| $500 \text{ GeV} < M_{\text{eff}} < 1600 \text{ GeV}$ | 14,33              | 1,61               | 0,53               | 1,89       | 18,36                  | 4,12  | 0,96                  | 23                 |
| $E_T > 180 \text{ GeV}$                               | 0,84               | 0,45               | 0,21               | 0,39       | 1,89                   | 2,01  | 1,46                  | 1                  |

**Tabelle 5.1.1:** Die Anzahl der Ereignisse vor allen Schnitten und nach jedem einzelnen Schnitt der Vor- und Hauptselektion ist sowohl für die SM-Unterrundereignisse (QCD, W+Jets, Z+Jets und  $t\bar{t}$ ) als auch für die SUSY-Signaleereignisse und für die Daten des ATLAS-Detektors (2010) zusammengefasst. Dabei sind die Anzahlen der MC-Ereignisse (SM-Untergrund und SUSY-Signal) jeweils auf die integrierte Luminosität der Daten normiert worden. Außerdem ist das  $S/\sqrt{B}$ -Verhältnis, nach dem die Schnitte der Hauptselektion optimiert wurden, für jeden Schnitt aufgeführt.



## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit kann in zwei Bereiche unterteilt werden. Im ersten Teil wurden Jet-Triggereffizienzen studiert, während im zweiten Teil eine einfache Analyse zur Suche nach supersymmetrischen Teilchen vorgestellt wurde.

### 6.0.1. Jet-Triggerstudien

Es konnte gezeigt werden, dass die Effizienz eines Jet-Triggers von vielen Parametern abhängt, wie z.B. dem  $p_T$ -Wert des Jets, dem geometrischen Bereich des Detektors, in dem der Jet detektiert wird, oder der genauen Art des Triggers (z.B. L1 oder EF).

Ein besonderes Augenmerk lag dabei auf den Unterschieden der Effizienzen von Einzeljet-Triggern in Ereignissen mit vielen Jets im Gegensatz zu Ereignissen mit wenigen Jets. Es stellte sich heraus, dass die Effizienz nur geringfügig von der Anzahl der Jets im Ereignis abhängt, dafür aber umso stärker von dem Abstand, den die Jets zueinander haben. In diesen Studien konnten die Offline-Jets in zwei Gruppen eingeteilt werden:

1. Offline-Jets mit einem Abstand von  $\Delta R_{\text{off,off}} > 1,0$  zum nächstgelegenen Offline-Jet im selben Ereignis,
2. Offline-Jets mit einem Abstand von  $\Delta R_{\text{off,off}} < 1,0$  zum nächstgelegenen Offline-Jet im selben Ereignis.

Während die Triggereffizienzen der ersten Gruppe von Offline-Jets weitestgehend unabhängig vom Abstand der Offline-Jets zueinander sind, spielt der Abstand eine entscheidende Rolle für die Triggereffizienzen der Offline-Jets in der zweiten Gruppe. Je näher die Jets zusammenliegen, desto geringer wird die Triggereffizienz im hohen  $p_T$ -Bereich und desto größer im niedrigen  $p_T$ -Bereich. Diese Veränderungen beruhen hauptsächlich auf falschen Zuordnungen zwischen Offline-Jets und Trigger-Jets im Matching-Verfahren. Daher wurden die Zuordnungsgrenzwerte des Matching-Verfahrens variiert. Die Triggereffizienz von Offline-Jets der ersten Gruppe hat sich abermals als unabhängig vom Grenzwert auf den Abstand zwischen Offline-Jets und Trigger-Jets,  $\Delta R_{\text{off,trig}}$ , erwiesen. Die Triggereffizienzen von den nahegelegenen Offline-Jets der zweiten Gruppe nehmen jedoch im Falle eines weichen Schnittes<sup>1</sup> auf  $\Delta R_{\text{off,trig}}$  stark zu, da die Wahrscheinlichkeit falscher Zuordnungen steigt. Dieser Effekt konnte durch Einführung eines weiteren Schnittes auf die Differenz der Transversalenergie  $\Delta E_{T \text{ off,trig}}$  verhindert werden. Auf diese Weise sind alle Triggereffizienzen unabhängig von kleinen Veränderungen des  $\Delta R_{\text{off,trig}}$ -Grenzwertes und die erhöhten Triggereffizienzen im niedrigen  $p_T$ -Bereich verschwinden.

Die Zweiteilung der Jets in die erste Gruppe ( $\Delta R_{\text{off,off}} > 1,0$ ), welche zu hohen Triggereffizienzen führt, und in die zweite Gruppe ( $\Delta R_{\text{off,off}} < 1,0$ ), deren Triggereffizienzen im hohen  $p_T$ -Bereich deutlich niedriger sind, bleibt allerdings bestehen. Diese Effizienzen sind so niedrig, dass sie ein großes Problem für spätere Analysen darstellen können. Es wurden einige Gründe diskutiert, welche die falschen Jet-Zuordnungen und damit auch die reduzierten Triggereffizienzen für

---

<sup>1</sup>Ein weicher Schnitt entspricht einem höheren Grenzwert und bedeutet, dass Trigger-Jets und Offline-Jets auch mit einem größeren Abstand  $\Delta R_{\text{off,trig}}$  noch einander zugeordnet werden können.

Offline-Jets der zweiten Gruppe erklären können: Die Effekte des Jet-Merging und Jet-Splitting. Das Grundproblem dahinter stellt allerdings die Jet-Rekonstruktion des Triggers, insbesondere auf EF-Level, dar.

Das Jet-Splitting spielt auch eine Rolle für Multijet-Triggereffizienzen. Eine einfache Bestimmungsmethode von solchen Multijet-Triggereffizienzen wurde am Ende des ersten Teils gezeigt. Zur Vermeidung des Jet-Splittings wurde ein Schnitt auf den minimalen Abstand von EF-Trigger-Jets festgelegt:  $\Delta R_{\text{EF,EF}} > 0,4$ .

Das in dieser Arbeit festgestellte Problem der Jet-Rekonstruktion auf Triggerebene hat neben den Ergebnissen anderer Studien dazu geführt, dass der Jet-Rekonstruktionsalgorithmus des EF-Triggers im Laufe des Jahres 2010 von einem Cone-Algorithmus mit Radius 0,7 auf einen Anti- $K_T$ -Algorithmus mit Radius 0,4 umgestellt wurde. Dieser Algorithmus nutzt nicht länger die Jets der ersten Triggerstufen als Ausgangspunkt der Jet-Rekonstruktion, sondern basiert auf einer „Full Scan Calorimeter“-Methode.

Der nächste Schritt zur Untersuchung von Jet-Triggereffizienzen würde in der Bestimmung dieser Effizienzen mit Hilfe von Daten liegen. Dies ist die einzige Möglichkeit, um die Unsicherheit falsch simulierter MC-Ereignisse vollständig zu umgehen. Einige Methoden zur Bestimmung von Triggereffizienzen mit Hilfe von Daten wurden in dieser Arbeit bereits angesprochen und werden seit Beginn der Datennahme auch bereits zu deren Bestimmung verwendet.

Auch die in dieser Arbeit beschriebene Studie wird derzeit am NIKHEF<sup>2</sup> auf Basis von Daten weitergeführt. Es zeigt sich, dass durch die Änderung des Jet-Rekonstruktionsalgorithmus des EF-Triggers die Probleme des Jet-Splitting und -Merging aufgehoben werden konnten.

### 6.0.2. Suche nach supersymmetrischen Teilchen in den ersten Daten des ATLAS-Detektors

Der zweite Teil dieser Arbeit beschreibt eine einfache Analyse zur Suche nach supersymmetrischen Signaturen in den aufgezeichneten Ereignissen des ATLAS-Detektors. Das Ziel dieser Analyse war, zu zeigen, wie die Trennung simulierter Signal- und Untergrundereignisse mit Hilfe einfacher Schnitte realisierbar ist. Das Ergebnis wurde mit Ereignissen der ATLAS-Daten aus dem Jahr 2010 verglichen, die bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  erzeugt wurden und einer integrierten Luminosität von  $\int \mathcal{L} dt = 252,5 \text{ nb}^{-1}$  entsprechen.

Die relativ geringe integrierte Luminosität ist u.a. auf die Wahl des Jet-Triggers (EF\_j75\_jetNoEF) zurückzuführen. Durch die Auswahl dieses Einzeljet-Triggers können allerdings die im ersten Teil der Arbeit untersuchten Einzeljet-Triggereffizienzen genutzt werden.

Die simulierten Untergrundereignisse sind aus QCD-Multijet-, W+Jets-, Z+Jets- und  $t\bar{t}$ -Ereignissen zusammengesetzt, von denen die QCD-Multijetereignisse den zahlenmäßig größten Anteil ausmachen. Die Simulation der SUSY-Signalereignisse basiert auf dem Benchmarkpunkt SU4 des mSUGRA-Modells.

Es wurde gezeigt, wie die studierten Jet-Triggereffizienzen zur Umgewichtung der MC-Ereignisse genutzt werden können.

Die angewendeten Schnitte wurden in Vorselektion und Hauptselektion unterteilt, von denen die letztere auf ein maximales Verhältnis der Signalereignisse zur Wurzel der Untergrundereignisse  $S/\sqrt{B}$  ausgerichtet ist. Auf diese Weise wurden die folgenden Schnitte ausgewählt:

#### Vorselektion:

- mindestens 4 Jets mit  $p_T > 15 \text{ GeV}$  pro Ereignis,

---

<sup>2</sup>Nationales Institut für Subatomare Physik (Amsterdam)

- $\cancel{E}_T > 100 \text{ GeV}$ .

### Hauptselektion:

- Jet mit dem höchsten Transversalimpuls pro Ereignis:  $p_T > 100 \text{ GeV}$ ,
- Jet mit dem zweithöchsten Transversalimpuls pro Ereignis:  $p_T > 70 \text{ GeV}$ ,
- $500 \text{ GeV} < M_{\text{eff}} < 1600 \text{ GeV}$ ,
- $\cancel{E}_T > 180 \text{ GeV}$ .

Durch die Anwendung dieser Schnitte konnte die Anzahl der Untergrundereignisse von  $1,82 \times 10^8$  auf 1,89 reduziert werden ( $\hat{=} 1,04 \times 10^{-6} \%$ ), während die Anzahl der Signalereignisse nur von 12,05 auf 2,01 sinkt ( $\hat{=} 16,7 \%$ ). Somit steigt das Verhältnis  $S/\sqrt{B}$  von  $8,93 \times 10^{-4}$  auf 1,46. Um die Unsicherheit statistischer Schwankungen zu reduzieren, wurde die  $\cancel{E}_T$ -Verteilung der Ereignisse gefittet und damit die Anzahl der erwarteten Ereignisse bestimmt: Es werden  $1,84_{-0,44}^{+0,74}$  Untergrundereignisse und  $2,04_{-0,57}^{+0,84}$  Signalereignisse erwartet.

Diese Vorhersage wurde schließlich mit der Anzahl der Ereignisse aus den Daten verglichen. Von diesen Ereignissen bleibt nach Anwendung aller Schnitte ein einzelnes Ereignis übrig. Diese Anzahl stimmt innerhalb der statistischen Unsicherheit nur mit der Anzahl der SM-Untergrundereignisse überein. Aufgrund dieses Ergebnisses kann allerdings nicht die Existenz des untersuchten supersymmetrischen Szenarios ausgeschlossen werden, da hierfür zum einen die Eigenschaften der Daten mit den Eigenschaften der MC-Ereignisse genauer verglichen werden müssten. Es besteht die Möglichkeit, dass diese voneinander abweichen und die MC-Ereignisse durch Skalierungsfaktoren angepasst werden müssen. Zum anderen müssten alle systematischen Fehler studiert werden. Durch Hinzunahme dieser Fehler würde das Ergebnis vermutlich im Fehlerbereich beider Vorhersagen liegen.

Insgesamt ist die Datenmenge, die in dieser Arbeit verwendet wurde, noch zu klein, um eine Aussage über das Auftreten oder das Ausschließen supersymmetrischer Ereignisse treffen zu können. Dennoch zeigt die Analyse, dass schon mit einfachen Schnitten eine Unterscheidung zwischen Signal- und Untergrundereignissen möglich ist. Mit einer höheren integrierten Luminosität, könnte festgestellt werden, ob für die Parameter des SU4-Benchmarkpunktes ein signifikanter Überschuss an detektierten Ereignissen gegenüber dem erwarteten SM-Untergrund besteht. Falls dies der Fall ist, wäre es ein erster Hinweis auf die Existenz von Supersymmetrie. Andernfalls könnte ausgeschlossen werden, dass Supersymmetrie in Form dieses speziellen Szenarios existiert. Einige mSUGRA-Bereiche mit etwas anderen Parametern konnten bereits ausgeschlossen werden (siehe [80]).

Die zukünftige Aufgabe besteht darin, möglichst viele Punkte zu untersuchen, um supersymmetrische Signaturen zu entdecken oder Ausschlussgrenzen für die Existenz von SUSY aufzustellen. Da die Art der Brechung unbekannt ist, bestehen so viele verschiedene Modelle und Festlegungsmöglichkeiten der freien Parameter, dass es unmöglich ist, alle zu testen.

Der erste Ansatz besteht daher in der schon beschriebenen Unterteilung der Signaturen in Kanäle mit null, einem oder zwei Leptonen. Sobald der Detektor besser verstanden ist, können jedoch auch die Analysen von einfachen Verfahren, die auf Schnitten beruhen, zu komplizierteren Multivariaten Analysemethoden übergehen [81] wie Boosted Decision Trees oder Neuronale Netze. Außerdem kann der SM-Untergrund aus Daten bestimmt werden.

Auf diese Weise sollte es möglich sein, in den folgenden Jahren immer größere Bereiche an SUSY-Parametern und -Modellen zu untersuchen, um so einen Großteil der Modelle abzudecken und dabei vielleicht tatsächlich supersymmetrische Teilchen zu finden.



# A. Verwendete Datensätze und Jet-Container

## A.1. Jet-Triggerstudien

In diesem Anhang werden die verwendeten MC-Datensätze (inklusive Kennnummer (ID), Versionsnummer (TAG) und MC-Generator) und Offline-Jet-Container, die sich je nach Jet-Rekonstruktionsalgorithmus unterscheiden, für jede Jet-Triggerstudie aufgelistet. Die Jet-Rekonstruktionsalgorithmen des Triggersystems entsprechen denjenigen, die in Abschnitt 4.1.3 beschrieben werden.

### 1. Vergleich von L1- und EF-Jet-Trigger Turn-On-Kurven (siehe Abschnitt 4.3.1)

**Datensatz:** SU4, ID: 106400, TAG: e496\_s765\_s767\_r1250\_r1260, Generator: HERWIG

**Offline-Jets:** AntiKt6H1TowerAODJets Container

### 2. Verwendung von Truth-Jet Informationen (siehe Abschnitt 4.3.2) und Vergleich von Turn-On-Kurven für Zentral- und Endkappenbereich (siehe Abschnitt 4.3.3)

**Datensätze:** QCD J2, ID: 105011, TAG: e344\_s586\_s582\_r797, Generator: PYTHIA

QCD J3, ID: 105012, TAG: e344\_s586\_s582\_r797, Generator: PYTHIA

QCD J4, ID: 105013, TAG: e344\_s586\_s582\_r797, Generator: PYTHIA

QCD J5, ID: 105014, TAG: e344\_s586\_s582\_r797, Generator: PYTHIA

QCD J6, ID: 105015, TAG: e344\_s586\_s582\_r797, Generator: PYTHIA

**Offline-Jets:** Cone4H1TowerAODJets Container

**Truth-Jets:** Cone4TruthJets Container

### 3. Studien zu Einzeljet-Triggereffizienzen (siehe Abschnitt 4.4) und Multijet-Triggereffizienzen (siehe Abschnitt 4.5)

**Datensatz:** SU4, ID: 106400, TAG: e496\_s765\_s767\_r1250\_r1260, Generator: HERWIG

**Offline-Jets:** AntiKt6H1TowerAODJets Container

## A.2. SUSY-Analyse

Für die SUSY-Analyse wurden unterschiedliche MC-Datensätze zur Simulation des SU4-Signals und des SM-Untergrundes verwendet, die in Tabelle A.1 aufgelistet sind. Für die Offline-Jets wird der AntiKt6H1TowerAODJets Container verwendet.

Die Auswahl der ATLAS-Daten 2010 basiert auf:

**Periode:** I

**GRL:** susyI.19nov.xml

**Stream:** JetTauEtmis

**Trigger:** EF\_j75\_jetNoEF

und entspricht einer integrierten Luminosität von:  $\int \mathcal{L} dt = 252,501 \text{ nb}^{-1}$

### MC-Datensätze der SUSY-Analyse

| Datensatz                   | ID     | TAG                        | Generator | $\sigma$ in pb     | $N_{\text{Ereignisse}}$ |
|-----------------------------|--------|----------------------------|-----------|--------------------|-------------------------|
| SU4                         | 106400 | e496_s765_s767_r1302_r1306 | HERWIG    | 47,73              | 49961                   |
| $t\bar{t}$                  | 105200 | e510_s765_s767_r1302_r1306 | MC@NLO    | 144,12             | 999387                  |
| QCD J1                      | 105010 | e468_s766_s767_r1303_r1306 | PYTHIA    | $6,78 \times 10^8$ | 1395383                 |
| QCD J2                      | 105011 | e468_s766_s767_r1303_r1306 | PYTHIA    | $4,10 \times 10^7$ | 1398078                 |
| QCD J3                      | 105012 | e468_s766_s767_r1303_r1306 | PYTHIA    | $2,19 \times 10^6$ | 1397430                 |
| QCD J4                      | 105013 | e468_s766_s767_r1303_r1306 | PYTHIA    | $8,77 \times 10^4$ | 1397401                 |
| QCD J5                      | 105014 | e468_s766_s767_r1303_r1306 | PYTHIA    | $2,35 \times 10^3$ | 1391612                 |
| QCD J6                      | 105015 | e468_s766_s767_r1303_r1306 | PYTHIA    | 33,62              | 1347654                 |
| QCD J7                      | 105016 | e468_s766_s767_r1303_r1306 | PYTHIA    | 0,14               | 1125428                 |
| $W \rightarrow e\nu$ Np0    | 107680 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $6,87 \times 10^3$ | 1381931                 |
| $W \rightarrow e\nu$ Np1    | 107681 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $1,29 \times 10^3$ | 258408                  |
| $W \rightarrow e\nu$ Np2    | 107682 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $0,38 \times 10^3$ | 188896                  |
| $W \rightarrow e\nu$ Np3    | 107683 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $0,10 \times 10^3$ | 50477                   |
| $W \rightarrow e\nu$ Np4    | 107684 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 25,25              | 12991                   |
| $W \rightarrow e\nu$ Np5    | 107685 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 7,12               | 3449                    |
| $W \rightarrow \mu\nu$ Np0  | 107690 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $6,87 \times 10^3$ | 1386038                 |
| $W \rightarrow \mu\nu$ Np1  | 107691 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $1,29 \times 10^3$ | 255909                  |
| $W \rightarrow \mu\nu$ Np2  | 107692 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $0,38 \times 10^3$ | 187860                  |
| $W \rightarrow \mu\nu$ Np3  | 107693 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $0,10 \times 10^3$ | 50887                   |
| $W \rightarrow \mu\nu$ Np4  | 107694 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 25,99              | 12991                   |
| $W \rightarrow \mu\nu$ Np5  | 107695 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 7,13               | 3498                    |
| $W \rightarrow \tau\nu$ Np0 | 107700 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $6,87 \times 10^3$ | 1365491                 |
| $W \rightarrow \tau\nu$ Np1 | 107701 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $1,30 \times 10^3$ | 254753                  |
| $W \rightarrow \tau\nu$ Np2 | 107702 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $0,38 \times 10^3$ | 188446                  |
| $W \rightarrow \tau\nu$ Np3 | 107703 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $0,10 \times 10^3$ | 50472                   |
| $W \rightarrow \tau\nu$ Np4 | 107704 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 25,76              | 12996                   |
| $W \rightarrow \tau\nu$ Np5 | 107705 | e511_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 7,00               | 3998                    |
| $Z \rightarrow \nu\nu$ Np0  | 107710 | e530_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $3,54 \times 10^3$ | 2999                    |
| $Z \rightarrow \nu\nu$ Np1  | 107711 | e530_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $0,73 \times 10^3$ | 44487                   |
| $Z \rightarrow \nu\nu$ Np2  | 107712 | e530_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $0,22 \times 10^3$ | 39491                   |
| $Z \rightarrow \nu\nu$ Np3  | 107713 | e530_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 62,00              | 11995                   |
| $Z \rightarrow \nu\nu$ Np4  | 107714 | e530_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 15,87              | 7993                    |
| $Z \rightarrow \nu\nu$ Np5  | 107715 | e530_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 4,38               | 2500                    |
| $Z \rightarrow e^+e^-$ Np0  | 107650 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $0,66 \times 10^3$ | 304216                  |
| $Z \rightarrow e^+e^-$ Np1  | 107651 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $0,13 \times 10^3$ | 63440                   |
| $Z \rightarrow e^+e^-$ Np2  | 107652 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 40,23              | 19497                   |
| $Z \rightarrow e^+e^-$ Np3  | 107653 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 11,14              | 5499                    |
| $Z \rightarrow e^+e^-$ Np4  | 107654 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 2,89               | 1499                    |
| $Z \rightarrow e^+e^-$ Np5  | 107655 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 0,75               | 500                     |

| Datensatz                         | ID     | TAG                        | Generator | $\sigma$ in pb     | $N_{\text{Ereignisse}}$ |
|-----------------------------------|--------|----------------------------|-----------|--------------------|-------------------------|
| $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Np0   | 107660 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $0,66 \times 10^3$ | 303947                  |
| $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Np1   | 107661 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $0,13 \times 10^3$ | 62996                   |
| $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Np2   | 107662 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 40,38              | 18993                   |
| $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Np3   | 107663 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 11,16              | 5497                    |
| $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Np4   | 107664 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 2,90               | 1499                    |
| $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Np5   | 107665 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 0,76               | 499                     |
| $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ Np0 | 107670 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $0,66 \times 10^3$ | 303359                  |
| $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ Np1 | 107671 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | $0,13 \times 10^3$ | 63481                   |
| $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ Np2 | 107672 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 40,30              | 19492                   |
| $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ Np3 | 107673 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 11,03              | 5497                    |
| $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ Np4 | 107674 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 2,80               | 1499                    |
| $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ Np5 | 107675 | e529_s765_s767_r1302_r1306 | ALPGEN    | 0,78               | 499                     |

**Tabelle A.1.:** Die für die Analyse verwendeten Datensätze sind angegeben. Von links nach rechts sind in der Tabelle der Name des Datensatzes, die Kennnummer, die Versionsnummer, der MC-Generator, der Wirkungsquerschnitt und die Anzahl der simulierten Ereignisse aufgelistet.





# Literaturverzeichnis

- [1] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, Wiley-VCH, Weinheim, 2nd edn., (2008), ISBN 978-3-527-40601-2.
- [2] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.
- [3] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19(21)** (1967) 1264.
- [4] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, Originally printed in Svartholm: Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968, Almquist and Wiksell, Stockholm 1968, 367-377.
- [5] H. D. Politzer, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?*, Phys. Rev. Lett. **30(26)** (1973) 1346.
- [6] D. J. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories*, Phys. Rev. Lett. **30(26)** (1973) 1343.
- [7] H. Fritzsch and M. Gell-Mann, *Current algebra: Quarks and what else?*, eConf **C720906V2** (1972) 135, hep-ph/0208010.
- [8] F. Zwicky, *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*, Helvetica Physica Acta **6** (1933) 110.
- [9] F. Zwicky, *On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae*, Astrophysical Journal **86** (1937) 217.
- [10] S. P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, (1997) , hep-ph/9709356.
- [11] I. J. R. Aitchison, *Supersymmetry in Particle Physics : An Elementary Introduction*, Cambridge University Press, Cambridge, (2007), ISBN 978-0-521-88023-7.
- [12] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13(16)** (1964) 508.
- [13] O. S. Brüning, (Ed. ) *et al.*, *LHC Design Report*, vol. I: The LHC main ring, CERN, Geneva, (2004), CERN-2004-003-V-1.
- [14] O. S. Brüning, (Ed. ) *et al.*, *LHC Design Report*, vol. II: The LHC infrastructure and general services, CERN, Geneva, (2004), CERN-2004-003-V-2.
- [15] M. Benedikt, (Ed. ) *et al.*, *LHC Design Report*, vol. III: The LHC injector chain, CERN, Geneva, (2004), CERN-2004-003-V-3.
- [16] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance: Technical Design Report*, vol. 1, CERN, Geneva, (1999).

- [17] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance: Technical Design Report*, vol. 2, CERN, Geneva, (1999).
- [18] ATLAS Level-1 Trigger Group, *ATLAS Level-1 Trigger: Technical Design Report*, CERN, Geneva, (1998).
- [19] ATLAS HLT/DAQ/DCS Group, *ATLAS High-Level Trigger, Data Acquisition and Controls: Technical Design Report*, CERN, Geneva, (2003).
- [20] The Tevatron Electroweak Working Group for the CDF and DØ Collaborations, *Combination of CDF and DØ Results on the Mass of the Top Quark*, hep-ex/1007.3178.
- [21] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, J. Phys. G **37**, 075021 (2010).
- [22] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. **10(12)** (1963) 531.
- [23] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Progress of Theoretical Physics **49(2)** (1973) 652.
- [24] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, *Remarks on the Unified Model of Elementary Particles*, Progress of Theoretical Physics **28(5)** (1962) 870.
- [25] B. Pontecorvo, *Neutrino Experiments and the Question of Leptonic-Charge Conservation*, Sov. Phys. JETP **26** (1968) 984.
- [26] The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, Barate, R. *et al.*, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, Phys. Lett. **B565** (2003) 61, hep-ex/0306033.
- [27] The CDF and D0 Collaboration, T. Aaltonen *et al.*, *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 8.2 fb<sup>-1</sup> of Data* (2011), hep-ex/1103.3233.
- [28] *LEP Design Report*, CERN, Geneva, (1984), CERN-LEP-84-01.
- [29] J. D. Bjorken and E. A. Paschos, *Inelastic Electron-Proton and  $\gamma$ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon*, Phys. Rev. **185(5)** (1969) 1975.
- [30] A. D. Martin *et al.*, *Parton Distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. **C63** (2009) 189, hep-ph/0901.0002.
- [31] *HERA - A Proposal for a Large Electron Proton Colliding Beam Facility at DESY*, (1981), DESY-HERA-81-10.
- [32] G.-A. Voss and B. Wiik, *The electron-proton collider HERA*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **44** (1994) 413.
- [33] H.-L. Lai *et al.*, *New Parton Distributions for Collider Physics*, Phys. Rev. **D82** (2010) 074024, hep-ph/1007.2241.
- [34] J. H. Christenson *et al.*, *Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson*, Phys. Rev. Lett. **13(4)** (1964) 138.
- [35] A. D. Sakharov, *Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe*, JETP Letters **5** (1967) 24.

- 
- [36] G. Hinshaw *et al.*, *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Data Processing, Sky Maps, and Basic Results*, The Astrophysical Journal Supplement Series **180** (2009) 225, astro-ph/0803.0732.
- [37] D. I. Kazakov, *Beyond The Standard Model (In Search Of Supersymmetry)*, (2001), hep-ph/0012288.
- [38] G. Aad *et al.*, *Expected Performance of the ATLAS Experiment: Detector, Trigger and Physics*, CERN, Geneva, (2008), CERN-OPEN-2008-020.
- [39] L. Evans, (Ed. ) and P. Bryant, (Ed. ), *LHC Machine*, JINST **3** (2008) S08001.
- [40] O. Brüning and P. Collier, *Building a behemoth*, Nature **448** (2007) 285.
- [41] The ATLAS Collaboration, A. Solodkov, *ATLAS Status, Operation and Performance*, CERN, Geneva, (2010), ATL-PHYS-PROC-2010-147.
- [42] The ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.
- [43] The CMS Collaboration, R. Adolphi *et al.*, *The CMS Experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08004.
- [44] The ALICE Collaboration, K. Aamodt *et al.*, *The ALICE Experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08002.
- [45] The LHCb Collaboration, A. Alves *et al.*, *The LHCb Detector at the LHC*, JINST **3** (2008) S08005.
- [46] The LHCf Collaboration, O. Adriani *et al.*, *The LHCf Detector at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08006.
- [47] The TOTEM Collaboration, G. Anelli *et al.*, *The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08007.
- [48] ATLAS Inner Detector Community, *ATLAS Inner Detector: Technical Design Report*, vol. 1 & 2, CERN, Geneva, (1997), CERN-LHCC-97-16 & CERN-LHCC-97-17.
- [49] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, Wiesbaden, 4. überarb. Aufl., (2005), ISBN 3-8351-0058-0.
- [50] R. Glückstern, *Uncertainties in Track Momentum and Direction, due to Multiple Scattering and Measurement Errors*, Nucl. Instr. Meth. **24** (1963) 381.
- [51] The ATLAS Collaboration, A. Airapetian *et al.*, *ATLAS Calorimeter Performance*, CERN-LHCC-96-40.
- [52] The ATLAS Muon Collaboration, *ATLAS Muon Spectrometer: Technical Design Report*, CERN, Geneva, (1997).
- [53] ATLAS Magnet Project Collaboration, *ATLAS Magnet Project Technical Design Report*, vol. 1: Magnet System, CERN, Geneva, (1997), CERN-LHCC-97-18.
- [54] ATLAS Magnet Project Collaboration, *ATLAS Magnet Project Technical Design Report*, vol. 2: Barrel Toroid, CERN, Geneva, (1997), CERN-LHCC-97-19.

- [55] ATLAS Magnet Project Collaboration, *ATLAS Magnet Project Technical Design Report*, vol. 3: End-Cap Toroids, CERN, Geneva, (1997), CERN-LHCC-97-20.
- [56] ATLAS Magnet Project Collaboration, *ATLAS Magnet Project Technical Design Report*, vol. 4: Central Solenoid, CERN, Geneva, (1997), CERN-LHCC-97-21.
- [57] The LCG TDR Editorial Board, *LHC Computing Grid: Technical Design Report*, CERN-LHCC-2005-024.
- [58] ATLAS Computing Group, *ATLAS Computing: Technical Design Report*, CERN-LHCC-2005-022.
- [59] J. M. Campbell, J. W. Huston, and W. J. Stirling, *Hard Interactions of Quarks and Gluons: a Primer for LHC Physics*, Rep. Prog. Phys. **70**(1) (2007) 89, hep-ph/0611148.
- [60] L. N. Lipatov, *The Parton Model and Perturbation Theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **20** (1975) 94.
- [61] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, *Deep Inelastic e p Scattering in Perturbation Theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438.
- [62] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.
- [63] Y. L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics.*, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641.
- [64] M. L. Mangano *et al.*, *ALPGEN, A Generator for Hard Multiparton Processes in Hadronic Collisions*, JHEP **07** (2003) 001, hep-ph/0206293.
- [65] S. Frixione and B. R. Webber, *Matching NLO QCD Computations and Parton Shower Simulations*, JHEP **06** (2002) 029, hep-ph/0204244.
- [66] T. Sjöstrand, *High-energy Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Comput.Phys.Commun. **82** (1994) 74.
- [67] G. Marchesini *et al.*, *HERWIG: A Monte Carlo Event Generator for Simulating Hadron Emission Reactions with Interfering Gluons.*, Comput.Phys.Commun. **67** (1992) 465.
- [68] The GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli *et al.*, *GEANT4: A Simulation Toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250.
- [69] G. C. Blazey *et al.*, *Run II Jet Physics: Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson Physics Workshop*, hep-ex/0005012.
- [70] S. D. Ellis and D. E. Soper, *Successive Combination Jet Algorithm for Hadron Collisions*, Phys. Rev. **D48** (1993) 3160, hep-ph/9305266.
- [71] Y. L. Dokshitzer *et al.*, *Better Jet Clustering Algorithms*, JHEP **08** (1997) 001, hep-ph/9707323.
- [72] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The Anti- $k_t$  Jet Clustering Algorithm*, JHEP **04** (2008) 063, hep-ph/0802.1189.

- [73] G. P. Salam and G. Soyez, *A practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm*, JHEP **05** (2007) 086, hep-ph/0704.0292.
- [74] M. Cacciari and G. P. Salam, *Dispelling the  $N^3$  Myth for the  $k_t$  Jet-Finder*, Phys. Lett. **B641** (2006) 57, hep-ph/0512210.
- [75] The ATLAS Collaboration, *Overview and Performance Studies of Jet Identification in the Trigger System*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2009-032. ATL-COM-PHYS-2009-123, CERN, Geneva, (2009).
- [76] F. Kohn, *ATLAS High-Level Muon Trigger Studies - Development of a Method to Extract Trigger Efficiencies from Data*, Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut Universität Göttingen, (2008), II.Physik-UniGö-Dipl-2008/02.
- [77] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. **A 389** (1997) 81.
- [78] H. Gray *et al.*, *Aspects of an Inclusive Search for Supersymmetry in the  $0$ -lepton channel at  $\sqrt{s} = 10$  TeV*, ATLAS Note, CERN (2009).
- [79] F. Kohn, C. Hensel, and A. Quadt, *A Software Package to perform Trigger Reweighting*, Tech. Rep. ATL-COM-DAQ-2010-008, CERN, Geneva, (2010).
- [80] The ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *Search for Supersymmetry Using Final States with One Lepton, Jets, and Missing Transverse Momentum with the ATLAS Detector in  $\sqrt{s} = 7$  TeV  $pp$  Collisions*, Phys. Rev. Lett. **106(13)** (2011) 131802.
- [81] A. Hoecker *et al.*, *TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis*, PoS **ACAT** (2007) 040, physics/0703039.



# Danksagung

Zum Abschluss dieser Arbeit möchte ich all denjenigen Leuten danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben und mich immer unterstützt haben.

Mein erster Dank geht an Dr. Carsten Hensel und Prof. Dr. Arnulf Quadt, die mir die Möglichkeit eröffnet haben, im Bereich der Teilchenphysik in Göttingen zu arbeiten und dort meine Diplomarbeit zu schreiben und sich außerdem als Gutachter dieser Arbeit zur Verfügung gestellt haben.

Besonders möchte ich mich für die sehr gute Betreuung durch Dr. Carsten Hensel und Dr. Olya Igonkina bedanken, ohne die diese Arbeit mit Sicherheit nicht möglich gewesen wäre und die mir zu jeder Zeit mit Ratschlägen und Antworten auf meine Fragen zur Seite standen.

Darüber hinaus wurde ich beim Korrekturlesen großartig unterstützt durch Dr. Ulla Blumenstein, Fabian Kohn, Alexander Mann und Matthias Weisenstein. Dafür vielen Dank!

Auch möchte ich mich bei dem ganzen II. Physikalischen Institut der Universität Göttingen und der ATLAS-Gruppe am NIKHEF für die wundervolle Zeit bedanken, die ich mit euch verbringen durfte.

Schließlich geht ein besonderer Dank an meine Freunde und meine Familie, meine Eltern Hermann und Silke und meine Schwester Insa, die immer für mich da waren: Danke für alles!