

# Studien zum Underlying Event bei LHC Energien



Diplomarbeit an der Fakultät für Physik  
der  
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von  
**Christopher Schmitt**  
geboren in Bamberg

München, Juni 2011



Erstgutachter: Prof. Dr. Otmar Biebel  
Zweitgutachter: Prof. Dr. Martin Faessler



*ατομος*: UNTEILBAR ?



## Kurzfassung

Bei den derzeitigen Experimenten der Teilchenphysik werden hauptsächlich Hadron-Kollider eingesetzt. Aufgrund des komplexen Aufbaus von Hadronen gibt es hier neben dem zentralen harten Stoß auch noch Untergrundprozesse, die es erschweren, Ereignisse korrekt zu rekonstruieren.

Ein wichtiger Teil des Untergrunds ist dabei das Underlying Event. Es besteht aus Protonresten sowie aus niederenergetischen Stößen, die zusammen mit dem harten Stoß auftreten.

In dieser Simulationsstudie wird eine Methode vorgestellt und untersucht, die diesen Beitrag korrigieren soll. Dabei nähert der niederenergetischste Jet innerhalb eines Ereignis das Underlying Event. Der Vorteil gegenüber etablierten Methoden, ist die Möglichkeit, das Underlying Event für jedes Ereignis seperat zu bestimmen. Eine eingeführte Gewichtungsfunktion gibt dabei die Wahrscheinlichkeit für ein Teilchen an, ein Anteil des harten Stoßes zu sein oder als Beitrag des Underlying Events gezählt zu werden.

Die Methode wird mithilfe des Monte-Carlo-Generators PYTHIA 6.4.24 überprüft. Um eine möglichst breite Aussage treffen zu können, werden zur Simulation 10 verschiedene Underlying-Event-Modelle betrachtet.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Detektoren und Datenverarbeitung</b>	<b>3</b>
2.1	Beschleuniger: LHC und Tevatron . . . . .	3
2.2	ATLAS-Detektor . . . . .	7
2.2.1	Aufbau . . . . .	7
2.2.2	Trigger . . . . .	10
2.3	Datenanalyse durch Grid-Computing . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Theorie</b>	<b>14</b>
3.1	Einführung in das Standardmodell der Elementarteilchen . . . . .	14
3.2	Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen . . . . .	15
3.2.1	Bosonen . . . . .	15
3.2.2	Fermionen . . . . .	17
3.3	Weitere Teilchen und Zusammenfassung . . . . .	19
3.3.1	Hadronen . . . . .	19
3.3.2	Parton-Dichte-Funktion (PDF) . . . . .	20
3.3.3	Zusammenfassung des Standardmodells . . . . .	21
3.4	Hadronisierung und Jets . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Underlying Event</b>	<b>24</b>
4.1	Auftreten des Underlying Events bei Hadron-Kollidern . . . . .	24
4.2	Aufbau des Underlying Events . . . . .	25
4.3	Weitere Hintergrundprozesse und der Zusammenhang zum Underlying Event . . . . .	27
4.3.1	Minimum-Bias . . . . .	27
4.3.2	Pileup . . . . .	28
4.4	Bisherige Methode zur Bestimmung des Underlying Events . . . . .	29
4.5	Simulation des Underlying Events . . . . .	31
4.5.1	Ereignis-Generator PYTHIA . . . . .	31
4.5.2	Underlying-Event-Modelle (Tunes) . . . . .	32
4.5.3	Jet-Algorithmen . . . . .	36
<b>5</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>44</b>
5.1	Bestimmung des Underlying Events bei Schwerionenkollisionen . . . . .	44
5.2	Physikalische Motivation . . . . .	44
5.2.1	Jet-Algorithmen im nicht-perturbativen Bereich . . . . .	44

5.2.2	Zusammenhang: Niederenergetische Jets & Underlying Event . . .	46
<b>6</b>	<b>Methode</b>	<b>51</b>
6.1	low- $p_T$ -Jet-Methode . . . . .	51
6.1.1	Vorgehensweise . . . . .	52
6.1.2	Gewichtungsfunktion . . . . .	55
6.2	Optimierung der Methode . . . . .	60
6.3	Simulationsumgebung und -einstellungen . . . . .	61
6.4	Zusammenfassung der Methode . . . . .	62
<b>7</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>63</b>
7.1	Einzelne Underlying-Event-Modelle . . . . .	63
7.1.1	Unterschiede der einzelnen Tunes . . . . .	64
7.1.2	Korrektur der $p_T$ -Verteilung der Jetteilchen . . . . .	66
7.1.3	Variation der Energie des harten Stoßes . . . . .	68
7.2	Optimierung der Methode durch Einführung eines Skalierungsfaktors . .	70
7.2.1	Auswirkungen auf unterschiedliche Tunes . . . . .	70
7.2.2	Auswirkungen auf unterschiedliche Energien des harten Stoßes . .	72
7.2.3	Näherung des Underlying Events durch einen low- $p_T$ -Jet aus einem anderen Energiebereich . . . . .	75
7.3	Verschiedene Parameter im Jet-Rekonstruktions-Algorithmus . . . . .	77
7.4	Statistische Analyse . . . . .	78
7.5	Jet-Energie-Auflösung . . . . .	82
7.6	Eigenschaften des low- $p_T$ -Jets im Vergleich zu anderen Jets . . . . .	87
7.7	Weitere Variationen der Methode . . . . .	93
7.7.1	Näherung des Underlying Events mithilfe des „2 <sup>nd</sup> -low- $p_T$ -Jets“ .	93
7.7.2	Variation der minimalen Jetanzahl je Ereignis . . . . .	96
7.8	Unsicherheiten der Methode . . . . .	98
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>99</b>





# 1 Einleitung

Vor mehr als 100 Jahren wurde die Hypothese widerlegt, dass Materie unteilbar sei. Ernest Rutherford hat hierbei  $\alpha$ -Teilchen auf verschiedene Oberflächen geschossen und damit erste Hinweise auf den Aufbau der untersuchten Materialien erhalten. Um dieses Erkenntnis noch zu verfeinern und ein genaueres Verständnis davon zu erhalten, wie Materie aufgebaut ist, wurde diese Methode weiterentwickelt. Für die Untersuchung kleinster Teilchen, wurden schließlich Teilchenbeschleuniger gebaut.

Die beiden Beschleuniger, die derzeit die höchsten Energien und damit die genaueste Auflösung erreichen können, sind das „Tevatron“ (Fermilab, USA) und der „LHC“ (CERN, EU). An beiden Beschleunigern werden Hadronen aufeinander geschossen und die dabei entstehenden Teilchen mithilfe von Detektoren aufgezeichnet. Anschließend können die Daten offline analysiert werden. Durch die Verwendung von Hadronen wird die Kollision zu einem komplizierteren Prozess als bei der Verwendung von Fermionen. Die Protonen, die aufeinander treffen, besitzen eine Unterstruktur, die den Stoß stark beeinflusst.

Vereinfacht kann man sich vorstellen, dass ein Proton aus drei Valenzquarks besteht. Bei einer Kollision mit einem weiteren Proton wechselwirkt beispielsweise nur eines der drei Quarks mit einem Quark des anderen Protons direkt hart. Somit hat man je zwei von drei Valenzquarks, die nicht explizit an der Wechselwirkungsreaktion beteiligt sind. Diese Valenzquarks haben jedoch einen großen indirekten Einfluss auf das Kollisionsereignis. Sie können beispielsweise mit geringerem Impulsübertrag wechselwirken oder aber auch einfach weiterfliegen und hadronisieren, was ebenfalls als Teil der Reaktion im Detektor registriert wird. Da das Valenzquarkmodell nur ein vereinfachtes Modell ist, treten in der Realität zusätzliche Effekte auf, die den harten Stoß überlagern.

Diese Nebeneffekte werden als Underlying Event bezeichnet, das in der vorliegenden Arbeit genauer untersucht wird. Darüber hinaus wird eine Methode betrachtet, die die Kollisionsereignisse um den Beitrag des Underlying Events bereinigen soll.

## Konventionen

In dieser Arbeit werden, wie allgemein in der Teilchenphysik üblich, „natürliche Einheiten“ verwendet. Für das Planck-Wirkungsquantum  $\hbar$  und die Lichtgeschwindigkeit  $c$  bedeutet dies

$$\hbar \equiv 1 \quad \text{und} \quad c \equiv 1. \quad (1.1)$$

Des Weiteren werden Ladungen in Abhängigkeit vom Absolutwert der Elektronenladung angegeben, mit

$$e \approx 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ C} \quad [1]. \quad (1.2)$$

Als Energie-Einheit wird das Elektronenvolt (eV) verwendet. Durch diese Notation sind auch alle anderen Einheiten einheitlich gewählt:

Masse und Energie: eV      Längen und Zeit: 1/eV

# 2 Detektoren und Datenverarbeitung

## 2.1 Beschleuniger: LHC und Tevatron

Um zu verstehen, wie Materie überhaupt aufgebaut ist, muss man wissen, welche Teilchen prinzipiell existieren und welche zum Aufbau sowie zur Wechselwirkung zwischen den Materieteilchen beitragen. Diese Information ergibt sich beispielsweise aus der Untersuchung von Proben mithilfe von Streuung, Reflexion oder Anregung, wodurch sich der Aufbau des Materials feststellen lässt (Mikroskopie, Spektroskopie).

Bei deutlich kleineren Größenordnungen reichen diese Methoden oft nicht mehr aus, da sie zum Beispiel durch die verwendete Wellenlänge des Messgerätes limitiert sind. Deshalb ist man bei der Untersuchung von kleinsten Teilchen und Elementarteilchen zu Kollisionsexperimenten übergegangen. Für diese Untersuchungen und Neuentdeckungen benötigt man inzwischen Beschleuniger, die einen Energiebereich von Tera-Elektronenvolt (TeV) erreichen. Hierbei sind die Beschleunigerringe „Tevatron“ (Fermilab, USA) und der „LHC“ (CERN, EU) die Experimente, die derzeit die meisten neuen Ergebnisse in der aktuellen Forschung erzielen. Beide Beschleuniger werden mit Hadronen betrieben (LHC: Proton - Proton, Tevatron: Proton - Antiproton), da diese aufgrund ihrer höheren Masse eine höhere Schwerpunktsenergie erreichen und dabei weniger Synchrotronstrahlung abstrahlen als Elektronen.

Um die Kollisionpunkte sind Detektoren gebaut, bei denen die Teilchen aufeinander treffen und ihre Kollisionsprodukte analysiert werden können. Technisch wird der Beschleunigungs- und Kollisionsprozess am LHC bei Proton-Proton-Kollisionen<sup>1</sup> wie folgt realisiert:

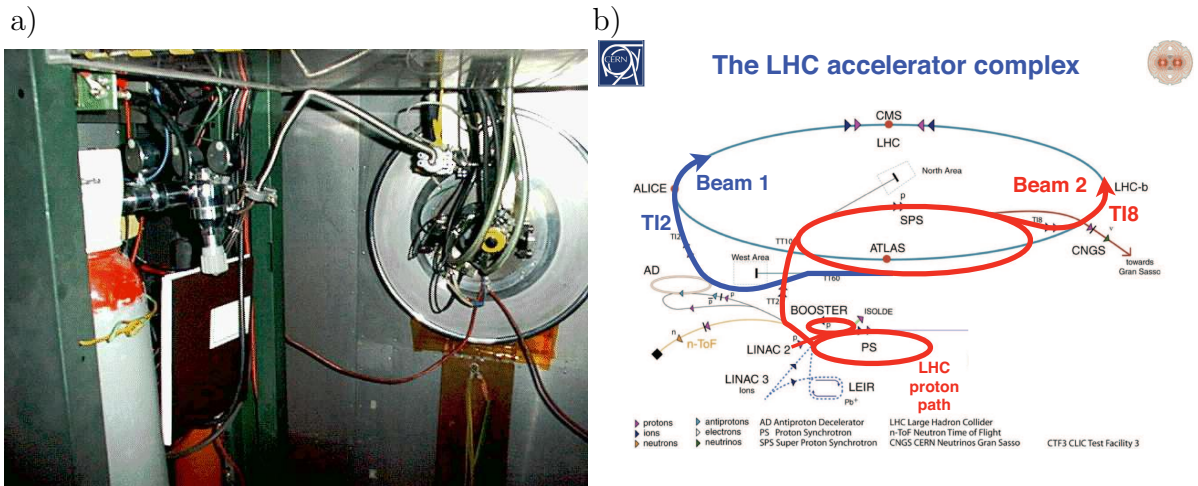
Die Wasserstoffmoleküle  $H_2$  werden von einer hochreinen Quelle (Abbildung 2.1) entnommen und anschließend in einzelne Wasserstoffatome aufgeteilt und ionisiert. Die somit erzeugten Protonen werden anschließend in verschiedenen, kleineren Beschleunigern auf etwa 450 GeV vorbeschleunigt. Dazu laufen die Wasserstoffionen zunächst durch den Linearbeschleuniger LINAC2 und erreichen dabei eine Energie von etwa 50 MeV. Als nächstes kommen sie in den PS-Booster, der die Teilchen mit 1,4 GeV an den kreisförmigen Vorbeschleuniger PS<sup>2</sup> übergibt. Anschließend werden die auf 26 GeV beschleunigten Protonen in das SPS<sup>3</sup> weitergeleitet, welches sie mit einer Energie von 450 GeV ver-

---

<sup>1</sup>Neben der Verwendung des LHCs als Proton-Proton-Beschleuniger, kann dieser auch als Schwerionen-Beschleuniger arbeiten. Die dabei initiierten massereicheren Bleiionen erreichen eine höhere Schwerpunktsenergie.

<sup>2</sup>PS: Proton Synchrotron

<sup>3</sup>SPS: Super-Proton Synchrotron



**Abbildung 2.1:** a) Bild der Protoneninjektion am LINAC2-Beschleuniger. Die Gasflasche links im Bild ist die Wasserstoffquelle. b) Schematischer Aufbau des LHC-Experiments, mit den Vorbeschleunigern LINAC2, PS-BOOSTER, PS, SPS. Sie werden benötigt, um die Protonen auf die passende Energie für den LHC zu bringen [2].

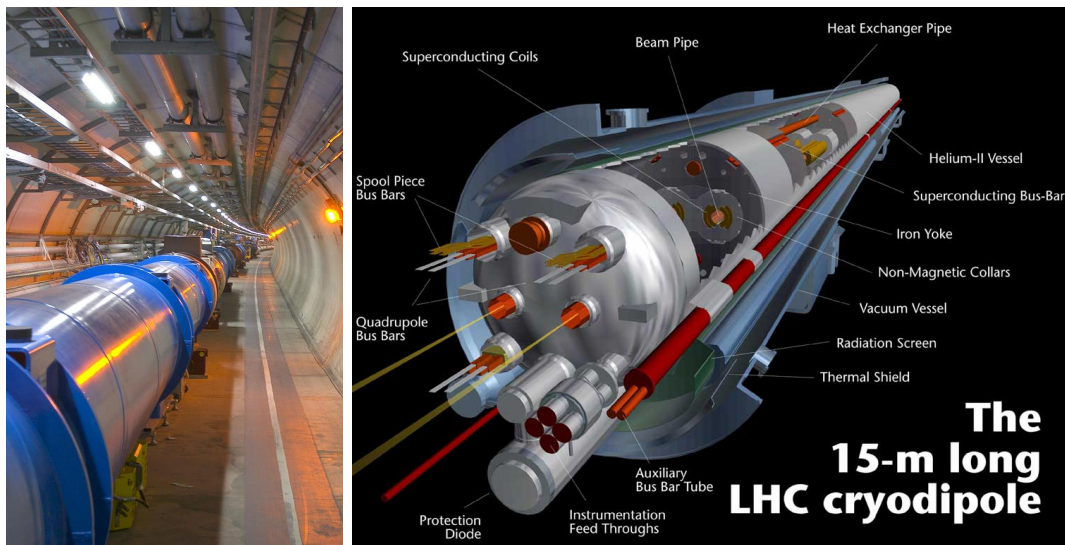
lassen. Die Verbindungslinien TI2 und TI8<sup>4</sup> speisen die Teilchen in entgegengesetzter Flugrichtung direkt in den Large Hadron Collider ein [2].

Der **Large Hadron Collider (LHC)** ist ein Ringbeschleuniger, der mehr als 100 Meter unterhalb der Erdoberfläche liegt. Er befindet sich am Forschungszentrum CERN<sup>5</sup> in der Nähe von Genf, an der französisch-schweizerischen Grenze. Mit seiner Hilfe können Protonen auf eine Energie von bis zu 3,5 TeV beschleunigt werden, wodurch eine Kollisions-Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV entsteht. Die Kollisionen finden innerhalb von Detektoren statt, die in den LHC integriert wurden. Die Protonen befinden sich in zwei Strahlrohre, die mit einem Abstand von 19,4 cm im Inneren des Beschleunigerrings zu finden sind. In diesen etwa 5,6 cm großen Röhren laufen die beiden Protonenstrahlen in entgegengesetzten Richtungen, wobei es sich bei den beschleunigten Protonen nicht um einen gleichmäßigen Strahl handelt sondern um Teilchenpakete, so genannte Bunches, aus je  $1,15 \cdot 10^{11}$  Protonen. Diese Bunches sollen im Regelbetrieb mit einem Abstand von etwa 7,5 m durch den Beschleunigerring fliegen, was bei ihrer Geschwindigkeit  $v \approx c$  einem zeitlichen Abstand von ca. 25 ns entspricht. Somit hat man in den Detektoren Kollisionen mit einer Frequenz von 40 MHz. Hierbei kommt es bei den allermeisten Teilchen zu keiner Reaktion, so dass im Mittel nur etwa 25 Teilchen pro Bunch-Crossing einen inelastischen Stoß erfahren, die interessant sind und von den Detektoren aufgezeichnet werden.

<sup>4</sup>TI: Transfer Injection (Lines)

<sup>5</sup>CERN: 1952 durch den namensgebenden Rat „Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire“ gegründet. Inzwischen wurde es zu „L’Organisation européenne pour la Recherche nucléaire“ bzw. „Europäische Organisation für Kernforschung“ umbenannt [3].





**Abbildung 2.2:** Blick in den Tunnel des LHC und eine schematische Darstellung eines Dipolmagneten, wie er am LHC verwendet wird. Die beiden gelben Strahlen in der Mitte repräsentieren die Protonen [4].

Die Lage des LHC ist sehr günstig, da die Gegend tektonisch inaktiv ist und auch die Nähe zum Forschungszentrum CERN viele infrastrukturelle Vorteile bietet. Beim Bau des LHC war der Tunnel bereits vom Vorgängerexperiment LEP (**L**arge **E**lectron-**P**ositron Collider) vorhanden und musste nicht neu gebaut werden. Insgesamt hat der Beschleunigerring einen Umfang von ca. 27 km, entlang dem sich sechs Detektoren befinden: ATLAS<sup>6</sup>, CMS<sup>7</sup>, ALICE<sup>8</sup>, LHCb<sup>9</sup>, LHCf<sup>10</sup> und TOTEM<sup>11</sup>. Nur zwei davon (ATLAS und CMS) sind Universal-Detektoren. Die anderen Detektoren wurden zur Untersuchung von speziellen Bereichen der Physik entwickelt [5]:

- ALICE ist ein Detektor für Schwerionen, der auf eine detaillierte Untersuchung von Quark-Gluon-Plasmen ausgelegt ist.
- Mithilfe von LHCb soll die Materie-Antimaterie-Asymmetrie genauer untersucht werden, indem man an diesem Detektor das Bottom-Quark analysiert.
- LHCf verwendet vorwärts-gerichtete Teilchen, um kosmische Strahlung direkt am LHC zu simulieren und deren Eigenschaften zu studieren. Mithilfe seiner Ergebnisse können andere kosmische Experimente besser verstanden und kalibriert werden.

<sup>6</sup>ATLAS: **A** Toroidal LHC Apparatu**S**

<sup>7</sup>CMS: **C**ompact Muon Solenoid

<sup>8</sup>ALICE: **A** Large Ion Collider Experiment

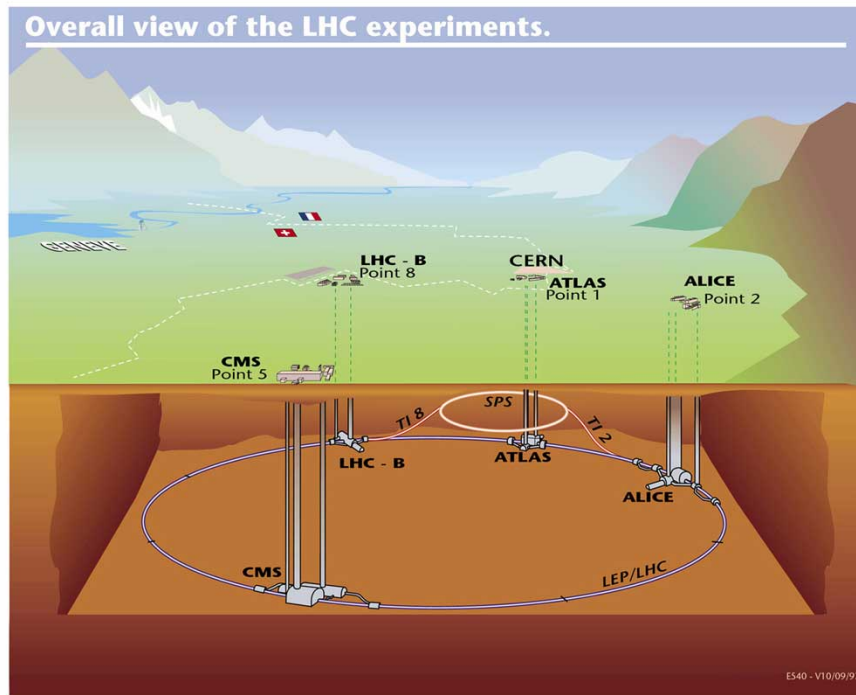
<sup>9</sup>LHCb: Large Hadron Collider beauty

<sup>10</sup>LHCf: Large Hadron Collider forward

<sup>11</sup>TOTEM: **T**OTAL Elastic and diffractive cross section **M**easurement

Die experimentellen Aufbauten befinden sich in beiden Richtungen etwa 140 m vom ATLAS-Detektor entfernt.

- TOTEM verwendet ebenfalls vorwärts-gerichtete Teilchen als Quelle. Er soll den totalen Wirkungsquerschnitt bei Proton-Proton-Kollisionen sehr präzise vermessen und außerdem die Luminosität des LHCs unabhängig von den großen Detektoren exakt bestimmen. Da dieses Experiment ebenfalls relativ klein ist, ist es in der Kaverne von CMS und den direkt angrenzenden Tunnelabschnitten untergebracht.



**Abbildung 2.3:** Überblick über die am LHC beteiligten Experimente [4].

Im Gegensatz zu diesen vier Detektoren sind die beiden größten, CMS und ATLAS, dafür ausgelegt, einen breiten Bereich neuer und auch bekannter Physik abzudecken. Bei ihrer Entwicklung und Konstruktion wurden zwei unabhängige Gruppen gebildet, damit man bei einer physikalischen Neuentdeckung eine zweite unabhängige Messung und Bestätigung erhält.

Der CMS Detektor ist dabei zwiebförmig aus verschiedenen Schichten aufgebaut, die den Kollisionspunkt umgeben:

Nahe am Kollisionspunkt befinden sich Siliziumdetektoren, die vom elektromagnetischen Kalorimeter und dem Hadronkalorimeter umschlossen sind. Anschließend sind die Myonendetektoren zu finden, die sich am CMS mehrmals wiederholen und jeweils mit einer Eisenschicht abwechseln [6].

Der ATLAS-Detektor wird im folgenden Abschnitt genauer beschrieben, wobei einige Aspekte auch im CMS Detektor ähnlich verwirklicht wurden.

## 2.2 ATLAS-Detektor

### 2.2.1 Aufbau

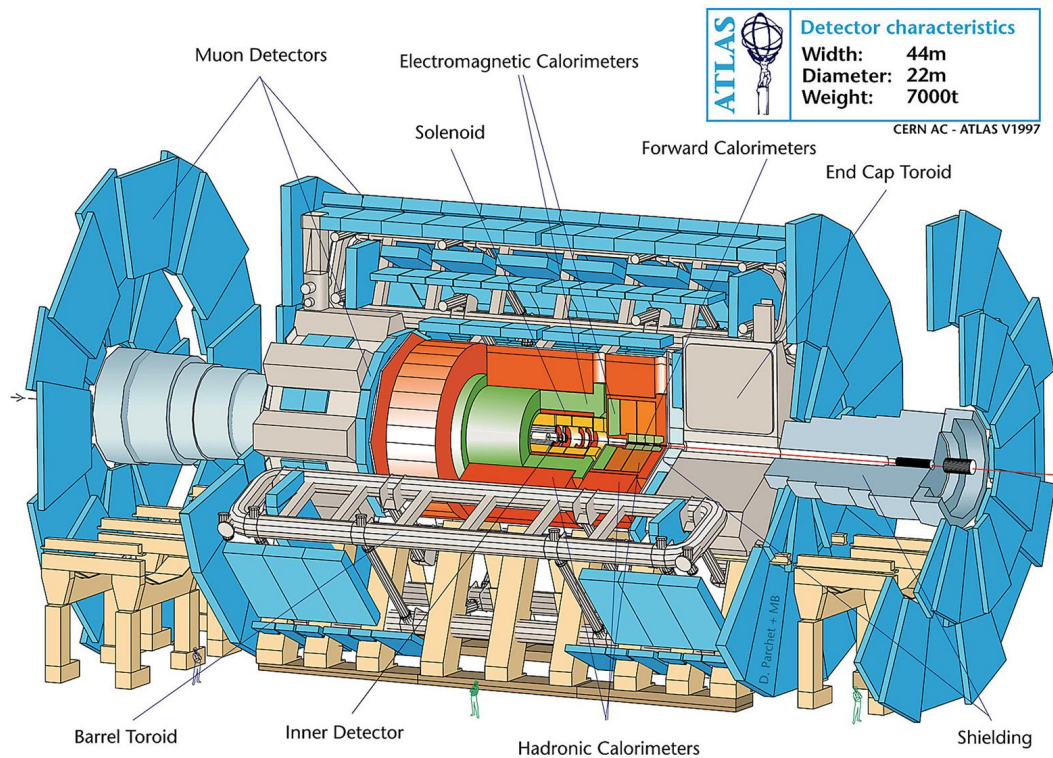


Abbildung 2.4: Der ATLAS-Detektor [4].

Der ATLAS-Detektor ist - wie auch der CMS-Detektor - ein Universal-Detektor. Er kann sowohl bei Proton-Proton-Kollisionen verwendet werden als auch bei Schwerionenkollisionen (Blei-Blei). Aufgrund seines Aufbaus deckt er weite Bereiche der Physik ab und ist nicht auf die Analyse bestimmter Teilchen, wie beispielsweise der oben erwähnte LHCb-Detektor, spezialisiert. Somit eignet er sich auch sehr gut, um neue Physik bzw. Theorien außerhalb des Standardmodells der Elementarteilchen zu überprüfen, die beim Bau des Detektors nicht direkt berücksichtigt wurden.

ATLAS befindet sich direkt auf dem CERN-Gelände und ist einer der vier großen Detektoren am LHC. Mit seinen gewaltigen Ausmaßen<sup>12</sup> ist er der größte Teilchendetektor, der je in einen Beschleuniger gebaut wurde.

Er ist, ebenso wie CMS, ein  $4\pi$ -Detektor, d.h. er deckt den gesamten Raum um den Kollisionspunkt ab. Daher gibt es kein Gebiet, bis auf das Strahlrohr und den umliegenden Bereich, bei dem nachweisbare Teilchen undetektiert aus dem Experiment fliegen

<sup>12</sup>Größe von ATLAS: Länge = 44 m, Durchmesser = 22 m und Gewicht = 7000 Tonnen [7]

können. Für diese Aufgabe wurde eine zylindrische Form gewählt, die aus mehreren Schichten besteht, welche verschiedene Teilcheneigenschaften vermessen können. Hier wird nur eine knappe Übersicht über den Aufbau gegeben. Eine detaillierte Darstellung findet sich im „Technical Design Report“ von ATLAS [8], der auch für die folgenden Abschnitte als Quelle herangezogen wurde.

Der Detektor ist schichtweise von innen nach außen nach folgendem Schema aufgebaut (vergleiche hierzu auch die Abbildung 2.4):

- **Innerer Detektor (gelb)**
- **Elektromagnetisches Kalorimeter (grün)**
- **Hadronisches Kalorimeter (rot)**
- **Myon-Spektrometer (blau)**

Der **Innere Detektor** ist die Komponente, die am nächsten zum Kollisionspunkt liegt, wobei seine Ausmaße im Vergleich zum restlichen Detektor relativ klein sind: 2,3 m im Durchmesser und 7 m lang. Seine weitere Unterstruktur ist folgendermaßen gegliedert:

1. Pixeldetektor: Bestehend aus Pixel mit einer Größe von ca.  $50 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ . Aufgrund der Nähe zum Kollisionspunkt (5,05 cm) können die Wechselwirkungspunkte der Teilchen gut rekonstruiert werden.
2. Siliziumstreifendetektor (SCT, engl. Semiconductor tracker): Acht Lagen von Siliziumstreifen ( $80 \mu\text{m} \times 12 \text{ cm}$ ) zur Rekonstruktion der Teilchenspuren an bis zu acht Punkten.
3. Übergangsstrahlungsspurdetektor (TRT, engl. Transition Radiation Tracker): Nutzt die Übergangsstrahlung der Teilchen in Xenon-gefüllten Röhren zur Unterscheidung zwischen Elektronen und Pionen. Die Spur wird mit einer Genauigkeit von  $200 \mu\text{m}$  gemessen.

All das liegt in einem homogenen Magnetfeld, das von einem Solenoid erzeugt wird und eine Stärke von etwa 2 Tesla erreicht. Dadurch lässt sich aus der Krümmungsrichtung die Ladung und aus dem Bahnradius der Transversalimpuls der Teilchen bestimmen.

Im **elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter** werden die meisten detektierbaren Teilchen, außer Myonen, absorbiert und ihre Energie kann bestimmt werden. Dies wird durch den schichtweisen Aufbau der Kalorimeter erreicht, wobei sich massive Schichten zur Energieabsorption mit Bereichen abwechseln, die die resultierenden Teilchenschauer vermessen.

Insgesamt ist das ca. 8,5 m hohe und 12 m lange Kalorimetersystem aus zwei Bereichen aufgebaut: Dem elektromagnetischen Kalorimeter, das im Inneren liegt und zur Vermessung von Elektronen und Photonen gedacht ist, und dem hadronischen Kalorimeter, das Hadronen vermessen soll.

Das elektromagnetischen Kalorimeter arbeitet dabei mit Flüssig-Argon, wie auch die Endkappen des hadronischen Kalorimeters. Ansonsten wird bei der Analyse von Hadronen im Kalorimeter auf die Szintillator-Technologie gesetzt.

Das **Myon-Spektrometer** als dritte Komponente, die zur Teilchenrekonstruktion und -identifikation notwendig ist, ist gleichzeitig in den Ausmaßen der größte Teil des Detektors. Mit einem Durchmesser von 22 m und einer Länge von 44 m bildet es den äußeren Abschluss von ATLAS.

Das Myon-Detektions-System beinhaltet dabei ein System von Magneten, die in Abbildung 2.4 als die 8 Zylinder-Toroiden („Barrel Toroid“) und die 2 Endkappen-Toroiden („End Cap Toroid“) erkennbar sind. Mit diesem System, das aufgrund der notwendigen Supraleitung mit flüssigem Helium gekühlt werden muss, werden Magnetfelder von etwa 1 Tm erreicht. Dieses starke Feld und die gewaltigen Ausmaße werden benötigt, um die gering wechselwirkenden Myonen auch noch weit entfernt vom Kollisionspunkt gut vermessen und ihre Transversalimpulse bestimmen zu können. Man kann davon ausgehen, dass alle anderen bekannten Teilchen, bis auf die nicht direkt nachweisbaren Neutrinos, bereits absorbiert wurden, sodass es sich bei allen im äußersten Detektorbereich nachgewiesenen Teilchen um Myonen handeln muss.

Der Nachweis und die Vermessung von Myonen wird dabei durch eine große Anzahl an, mit Argon-CO<sub>2</sub> gefüllten, Driftröhren (MTD, engl. „Monitored Drift Tubes“) erreicht. Der Myon-Trigger wird des Weiteren durch schnellere Ionisationsdetektoren („Resistive Plate Chambers“ (RPC) im Zylinderbereich und durch „Thin Gap Chambers“ (TGC) an den Endkappen) realisiert.

Beim ATLAS-Experiment, wie auch bei den meisten Kollisionsexperimenten, findet ein besonderes Koordinatensystem Gebrauch, das anstatt des Polarwinkels  $\theta$  die Pseudorapidität  $\eta$  verwendet.

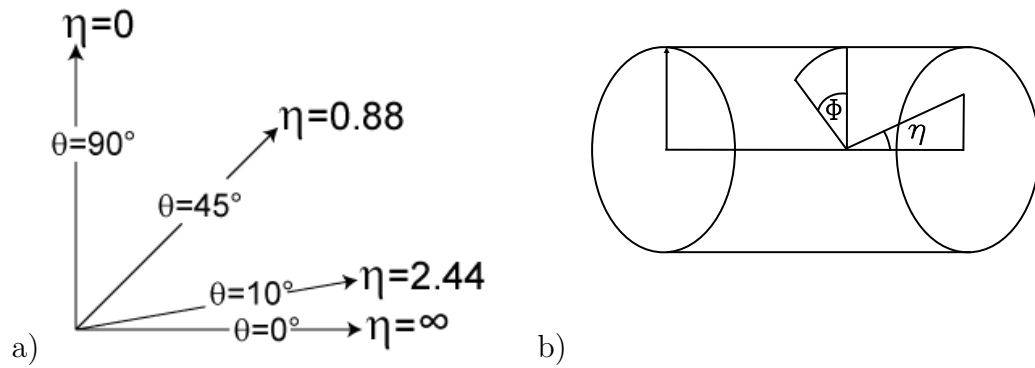
$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \quad (2.1)$$

Der Zusammenhang von  $\theta$  und  $\eta$  ist auch noch einmal in Abbildung 2.5 illustriert.

Aufgrund der hohen Energie gilt für die entstehenden Teilchen in der Regel  $E \approx p$ . Daraus lässt sich schließen, dass die Pseudorapidität  $\eta$  neben ihrer Aussagekraft als räumliche Koordinate auch die Rapidität  $y$  gut nähert. Diese in der Hochenergiephysik wichtige, Lorentz-invariante Größe, ist definiert als

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (2.2)$$

wobei  $E$  die Gesamtenergie des Teilchens darstellt und  $p_z$  den Impuls parallel zur Strahlrichtung.



**Abbildung 2.5:** a) Darstellung einiger Werte des Winkels  $\theta$  und der zugehörigen Pseudorapidität  $\eta$  [9]. b) Pseudorapidität  $\eta$  und Azimuthwinkel  $\phi$  in einem zylinderförmigen Detektor, bei dem der Teilchenstrahl horizontal verläuft.

### 2.2.2 Trigger

Bei seiner maximalen Leistung wird LHC eine Kollisionsrate von etwa 40 MHz aufweisen, was etwas weniger als eine Milliarde Proton-Proton-Kollisionen pro Sekunde entspricht. Ein Ereignis würde dabei etwa 1,5 MB Daten produzieren, was somit mehr als ein Petabyte pro Sekunde entspräche. Da es nicht möglich ist, diese Mengen an Daten vollständig zu speichern, mussten sinnvolle Selektionsmechanismen entwickelt werden, damit man von einer ursprünglichen Kollisionsrate von 40 MHz auf eine Rate von 200 Hz kommt, dessen Ergebnisse dann dauerhaft abgespeichert werden können. Um dies zu erreichen, wurde ein effektives Triggersystem aufgebaut, das sowohl hardware- als auch softwarebasiert arbeitet.

In einer ersten Stufe werden mithilfe des fest in den Detektor integrierten Hardware-Triggers L1 nur Events ausgewählt, die im Kalorimeter und im Myon-Spektrometer eine gewisse Anzahl an Kriterien erfüllen, um als interessant eingestuft zu werden. Bei diesen Events wird jeweils eine „Region of Interest“ (RoI) markiert, in denen interessante Vorgänge vermutet werden. Durch die Maßnahme verringert sich die Ereignisrate von 40 MHz auf 75 KHz.

Dies sind jedoch weiterhin zu viele Daten, um dauerhaft auf Band geschrieben zu werden. Deshalb wird die nächste Triggerstufe (L2) benötigt, die softwarebasiert arbeitet. Hierbei werden die in den ROB (Read-out Buffer) zwischengespeicherten Ereignisse noch einmal untersucht und auch Detektorbereiche betrachtet, die vom Trigger L1 noch nicht analysiert wurden. Nach dem Durchlauf hat sich die Ereignisrate weiter reduziert, auf 2 kHz.

Die Vorauswahl des Triggers wird dann an den Event Filter (EF) übergeben, in dem bereits einige Teilchen rekonstruiert werden, was die letzte Selektion und die anschließende Klassifizierung ermöglicht. Danach hat man eine Ereignisrate von 200 Hz erreicht, was ca. 300 MB pro Sekunde entspricht. Diese Daten werden abgespeichert und können zur Analyse verwendet werden.

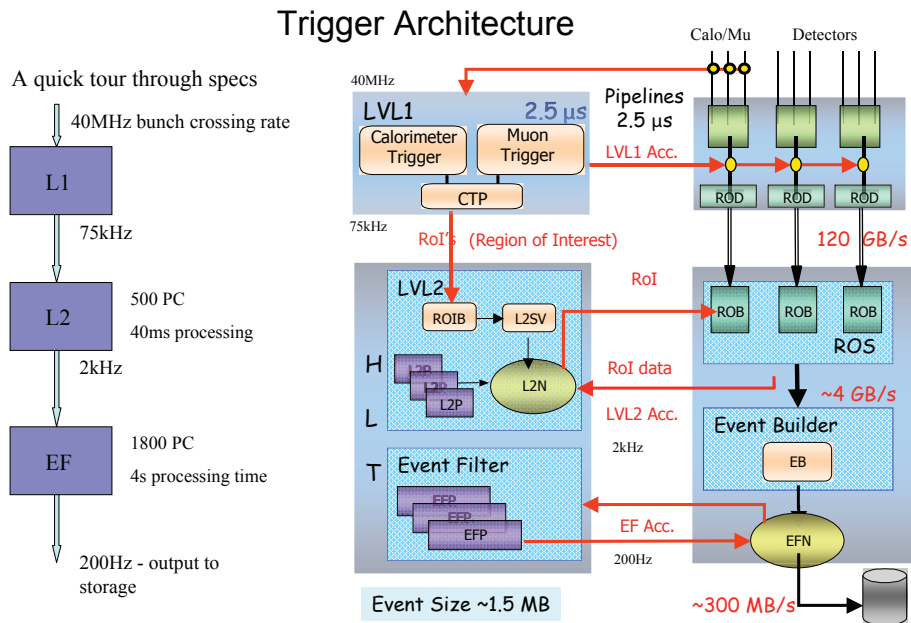


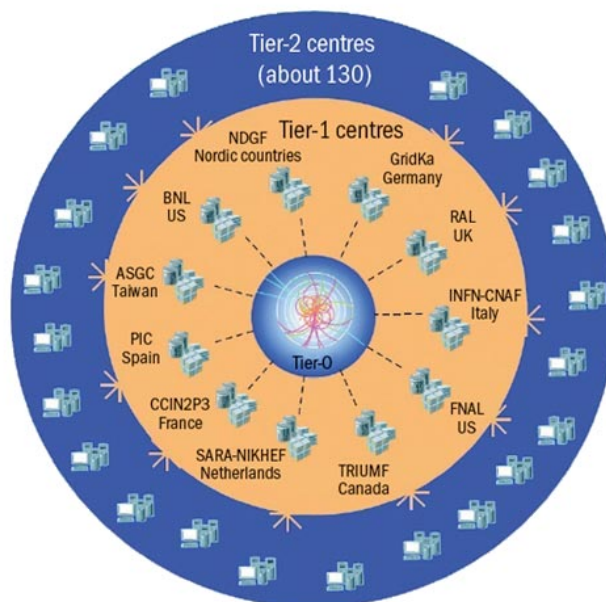
Abbildung 2.6: Aufbau und Funktionsweise der Trigger am LHC [10].



## 2.3 Datenanalyse durch Grid-Computing

Trotz der beschriebenen Trigger produziert das ATLAS-Experiment immer noch eine riesige Menge an Daten, die analysiert werden soll. Außerdem werden für die spätere Auswertung noch Simulationen von bekannten und interessanten Ereignissen erstellt, die ebenfalls prozessiert und gespeichert werden müssen. Zur Bewältigung dieser Aufgaben musste die Speicherung und die Analyse der Daten neu und delokalisiert entwickelt werden. Dafür wurde aus vielen lokalen Rechnern und Rechenzentren ein Cluster gebildet, das sogenannte Grid, in dem Daten abgelegt und analysiert werden können. Das vom LHC-Experiment verwendete Grid, ist das **Worldwide LHC Computing Grid (WLCG)**.

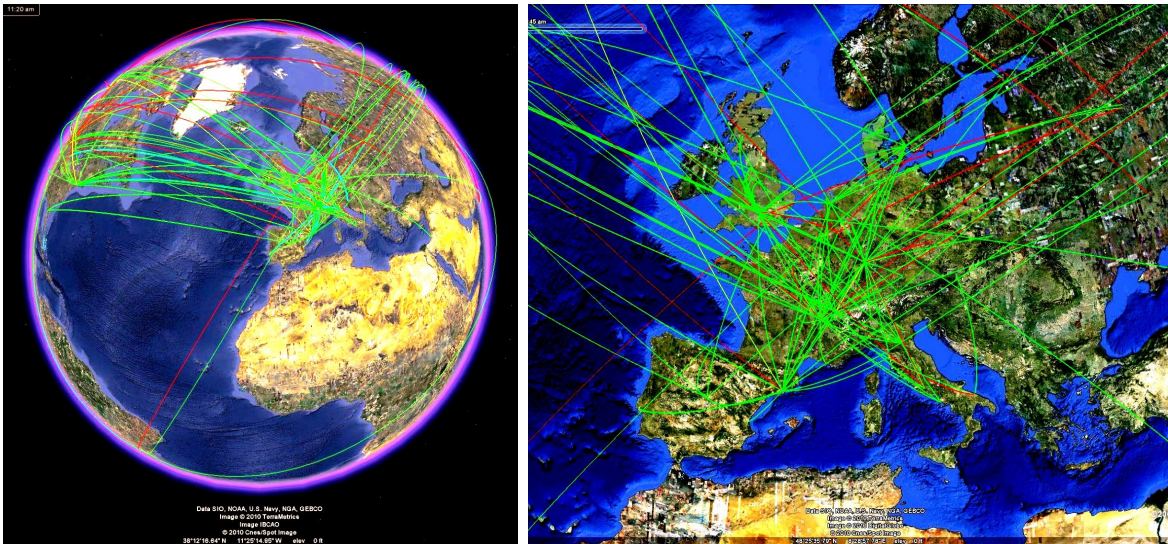
Der Vorteil dabei ist, dass zur Analyse keine Daten aus dem Grid geladen werden, sondern die Programme im Grid auf verteilten Rechner nicht-lokal ausgeführt werden. Dieses Vorgehen ist im Allgemeinen als Grid-Computing bekannt.



**Abbildung 2.7:** Gliederung des WLCGs. Im Zentrum befindet sich das Rechenzentrum des LHC-Experiments, das als Tier 0 bezeichnet wird. Die Daten werden dann an 11 verschiedene Tier-1-Zentren weitergeleitet, die dann die Daten untereinander und an Tier-2- und Tier-3-Rechenzentren verteilen [11].

Damit die von ATLAS aufgezeichneten Daten überhaupt in den Computer-Cluster gelangen, benötigt es eine spezielle Infrastruktur von Rechenzentren. Diese wurden in sogenannte Tiers aufgeteilt. Das Rechenzentrum am CERN, das die Daten von ATLAS als erstes erhält, wird hierbei als Tier 0 bezeichnet. Von dort aus werden die Daten auf weltweit 11 (regionale) Tier-1-Rechenzentren weitergeleitet, bei denen sie dann für





**Abbildung 2.8:** Das weltweite Grid des LHC-Experiments (WLCG). Die Linien stellen die Verbindungen zwischen den einzelnen Computerclustern dar [12].

verschiedene (nationale) Tier-2- und Tier-3-Zentren (von verschiedenen Instituten) zur Verfügung stehen. Lokale Computer einzelner Anwender werden teils als Tier 4 beschrieben [12].

Durch diese spezielle Aufteilung und Interaktion vieler lokaler Rechner und Rechenzentren, entspricht dem LHC-Grid derzeit ein virtueller Computer mit ca. 200 Petabyte Speicher und 500.000 Computerkernen [12]. Mithilfe dieses Systems können weltweit Analysen durchgeführt werden, die ein einzelnes Rechenzentrum alleine nicht verarbeiten könnte.

# 3 Theorie

## 3.1 Einführung in das Standardmodell der Elementarteilchen

Das heutige Verständnis der modernen Physik basiert auf dem Zusammenspiel zwischen der Bestätigung und der Falsifizierung von Vorhersagen, die aus neuen theoretische Ideen stammen. Dabei hat sich in der Teilchenphysik während des letzten Jahrhunderts ein Modell entwickelt, das die Physik der Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen nahezu vollständig beschreibt. Für diese Theorie hat sich der Begriff „Standardmodell der Elementarteilchen“ durchgesetzt, das auch einfach unter dem Namen „Standardmodell“ bekannt ist.

Bisher haben alle Experimente dieses Modell bestätigt, was ein starker Hinweis darauf ist, dass man sich mit dem Standardmodell auf dem richtigen Weg befindet. Jedoch gibt es auch noch Fragestellungen, die die Theorie nicht vollumfassend beantworten kann. Dazu gehören unter anderem die folgenden Punkte:

- Wie erhalten Teilchen ihre Masse?
- Was ist Dunkle Materie, die man in der Kosmologie indirekt beobachtet?
- Wie kann die Gravitation auf elementarer Ebene beschrieben werden?
- Aus welchem Grund hat man eine Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie?
- Warum unterscheiden sich die Kopplungsstärken der bekannten Wechselwirkungen so sehr voneinander?
- Lassen sich die 18 freien Parameter des Standardmodells motivieren?

Um diese Fragen beantworten zu können, muss das etablierte Standardmodell erweitert werden<sup>1</sup>. Dafür gibt es bereits einige Theorien, die jedoch weder in ihren Vorhersagen überprüft noch widerlegt werden konnten. Der Grund dafür ist, dass sie teilweise Teilchen voraussetzen, die mit den bisherigen Experimenten weder erzeugt noch detektiert werden konnten, da z.B. die notwendige Energie nicht zur Verfügung steht. Zwar besitzt die kosmische Strahlung ein Vielfaches der mit Beschleunigerexperimenten erreichbaren

---

<sup>1</sup>Erweiterungen des Standardmodells, die die oben beschriebenen Probleme erklären sollen, werden oft mit dem Begriff „Physik jenseits des Standardmodells“ beschrieben.

Energie, doch sind die dort auftretenden Reaktionen schwer zu analysieren, da sowohl die nötige Statistik als auch der fixe Kollisionspunkt fehlt, um sinnvolle Aussagen über neu erzeugte Teilchen treffen zu können. Durch den Teilchenbeschleuniger LHC am CERN werden nun auch systematisch Energien erreicht, die vorher noch nicht erzeugt worden sind. Somit hofft man mithilfe der Ergebnisse der beiden Universaldetektoren ATLAS und CMS den Weg zu neuer Physik beschreiten zu können.

Bevor jedoch eine sinnvolle Suche nach neuen Teilchen und neuer Physik möglich ist, muss zunächst das Standardmodell der Elementarteilchen durch das neue Experiment bestätigt werden. Mithilfe der Ergebnisse können dann die Experimente kalibriert und die Messunsicherheiten festgestellt werden. Dies wurde in den letzten Monaten bereits sehr genau gemacht, wobei dadurch das Standardmodell ein weiteres Mal bestätigt wurde.

Eine kurze Zusammenfassung dieses Modells soll nun hier gegeben werden, jedoch wird für eine detaillierte Darstellung auch auf weitere Literatur verwiesen. Die folgenden Abschnitte basieren auf [13], [14] und [15], die alle einen guten Überblick über die Teilchenphysik geben.

## 3.2 Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen

Das Standardmodell beschreibt alle bekannten Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen, bis auf die Gravitation. Die Teilchen lassen sich dabei in zwei Gruppen, bezüglich ihrer Spin-Quantenzahl, nach Fermionen und Bosonen einteilen. Fermionen besitzen einen halbzahligen Spin und Bosonen einen ganzzahligen. Aus dieser Zuordnung leiten sich bereits viele Eigenschaften der Teilchen ab, da viele Merkmale direkt mit den Besetzungs-Statistiken (Fermionen: Fermi-Dirac-Statistik, Bosonen: Bose-Einstein-Statistik) zusammenhängen.

### 3.2.1 Bosonen

Die elementaren Bosonen bzw. Eichbosonen werden auch als Kraftteilchen bzw. Austauschteilchen bezeichnet, da sie für die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen und somit für die bekannten Kräfte verantwortlich sind. Das Standardmodell kennt dabei Teilchen, die entweder eine elektroschwache Wechselwirkung oder eine starke Wechselwirkung vermitteln. Diese Austauschteilchen lassen sich gut in verschiedene Kategorien einteilen (siehe Tabelle 3.1).

Neben den Kräften, die durch das Standardmodell beschrieben werden, ist noch eine weitere Kraft bekannt, die Gravitation. Es wird davon ausgegangen, dass die Wechselwirkung ebenfalls durch ein Boson vermittelt wird, was allgemein als Graviton bezeichnet wird. Allerdings wurde dieses Teilchen bisher noch nicht nachgewiesen. Theoretische Überlegungen und Erweiterungen der bekannten Theorie gehen davon aus, dass dieses hypothetische Teilchen, im Gegensatz zu den bekannten Austauschteilchen, einen Spin = 2 besitzt. Sollte die gravitative Kopplungsstärke energieunabhängig sein oder

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Symbol	Kopplung
Stark	8 Gluonen	$g$	Farbe
Schwach	W- & Z-Bosonen	$W^+, W^-, Z^0$	Schwache Ladung
Elektromagnetisch	Photon	$\gamma$	Elektrische Ladung

**Tabelle 3.1:** Übersicht der bekannten Wechselwirkungen und deren Austauschteilchen. Es ist zu beachten, dass die elektromagnetische Wechselwirkung und die schwache Wechselwirkung nicht einzeln beschrieben werden können, sondern nur gemeinsam. Dies ist als elektroschwache Theorie bekannt.

nur eine geringe Energieabhängigkeit aufweisen, so kann man damit rechnen, dass die Eigenschaften dieser Wechselwirkung noch lange im Dunkeln bleiben werden<sup>2</sup>.

**Gluon** Die Gluonen ( $g$ ) stellen die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung dar, wobei zu beachten ist, dass die starke Kraft durch ein additives Farbmodell genähert werden kann, das die Wechselwirkung sehr gut beschreibt (siehe auch Abschnitt 3.3.1). Teilchen, die über diese Kraft wechselwirken, müssen hierbei eine Farbe bzw. eine Farbladung tragen, wie auch die Austauschteilchen selbst, die Gluonen.

Das alles leitet sich direkt aus der  $SU(3)_C$ -Gruppe ab. Diese bildet ein Singulett und ein Oktett von Zuständen, wobei die acht Zustände des Oktetts farbige Kombinationen aus Farbe und Antifarbe sind. Das Singulett wirkt im Gegensatz dazu nicht farbspezifisch und kann keine farbigen Wechselwirkungen, d.h. keine starke Kraft, vermitteln. Wenn man dieses Farbmodell nun heranzieht, ergibt sich das folgende Bild:

Die  $SU(3)$ -Gruppe wird durch 3 Farben und die dazugehörigen Antifarben beschrieben. Diese sind: rot ( $r$ ), grün ( $g$ ), blau ( $b$ ) sowie anti-rot ( $\bar{r}$ ), anti-grün ( $\bar{g}$ ) und anti-blau ( $\bar{b}$ ). Deshalb entsprechen dem Gluon-Oktett acht verschiedene Farbkombinationen, die für den Austausch der starken Kraft verantwortlich sind und den 8 Gluonen entsprechen

$$r\bar{g}, r\bar{b}, g\bar{r}, g\bar{b}, b\bar{r}, b\bar{g}, \sqrt{1/2}(r\bar{r} - g\bar{g}), \sqrt{1/6}(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b}) \quad (3.1)$$

Diese wirken zwischen farbigen Teilchen, wie beispielsweise zwischen Quarks. Da sich Quarks auch innerhalb von Nukleonen befinden, moderieren auch dort die Gluonen und halten sie zusammen, was für die Stabilität des gesamten Nukleons essentiell ist.

Die Kopplungsstärke der Gluonen ist proportional zur starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s(Q^2)$ , die äquivalent zur elektromagnetischen Kopplungskonstanten  $\alpha$  aus der Quantenelektrodynamik (QED) ist, jedoch im Gegensatz dazu eine starke Energieabhängigkeit aufweist.

Für die Masse der Gluonen gilt  $m_{\text{Gluon}} = 0$ , jedoch haben sie aufgrund ihrer eigenen

<sup>2</sup>Der Grund liegt an der relativen Stärke der Kraft. Im Vergleich zur starken Kraft hat die Gravitation nur eine relative Stärke von  $1/10^{41}$ [16].

Farbladung nur eine begrenzte Reichweite ( $\sim 1$  fm), da farbgeladene Teilchen nie isoliert vorkommen können<sup>3</sup>. Da die beschreibende Theorie, die Quantenchromodynamik (QCD), eine nicht-abelsche Theorie ist, können Gluonen Selbstwechselwirkungen durchführen.

**W- & Z-Boson** Die schweren Bosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$  sind die Austauscheteilchen der schwachen Kraft. Sie haben eine relativ große Masse von 80,4 GeV ( $W^+$ ,  $W^-$ ) bzw. 91,2 GeV ( $Z^0$ ), durch die sich eine sehr kurze Lebensdauer im Bereich von  $3 \cdot 10^{-25}$  s ergibt und somit auch eine sehr kurze Reichweite von weniger als 1 fm [1]. W- und Z-Bosonen sind des Weiteren ebenfalls selbstkoppelnd.

Die Bosonen  $W^+$  und  $W^-$  sind eine Linearkombination aus den Generatoren  $W^1$  und  $W^2$ , während sich das  $Z^0$ -Boson aus der Linearkombination von  $W^0$  und  $B^0$  ergibt. Das zweite dazugehörige Teilchen, das als orthogonal zu  $Z^0$  beschrieben werden kann, ist das Photon  $\gamma$ . All dies leitet sich aus der  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  Gruppe ab, die die elektroschwache Wechselwirkung beschreibt. Für genauere Informationen wird auf [13] oder [14] verwiesen, in der die Teilchenzusammensetzung aus der mathematischen Gruppentheorie detailliert erklärt ist.

**Photon** Wie oben bereits erwähnt, stammt das Photon ( $\gamma$ ) ebenfalls aus der  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  Gruppe. Es ist das Teilchen, das für die Wirkung der elektromagnetischen Kraft verantwortlich ist und reagiert mit geladenen Teilchen. Da es jedoch selbst nicht geladen ist, kann es nicht mit sich selbst wechselwirken. Darüber hinaus ist das Photon masselos und unterliegt keinem „Confinement“, woraus sich seine unbegrenzte Lebensdauer und eine Ausbreitungsgeschwindigkeit im Vakuum ergibt, die der höchsten möglichen Geschwindigkeit, der Lichtgeschwindigkeit  $c$ , entspricht. Die Kopplungskonstante, mit der es an geladene Teilchen koppelt, ist die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante  $\alpha \approx \frac{1}{137}$ .

### 3.2.2 Fermionen

Die Gruppe der Fermionen stellt die Materieteilchen dar und besteht aus insgesamt 3 Familien bzw. Generationen<sup>4</sup>, die wiederum in Leptonen und Quarks aufgeteilt werden. Der Unterschied zwischen diesen beiden Teilchenarten ist die Wechselwirkung mit der starken Kraft, die nur für die Quarks möglich ist. Wie im vorherigen Abschnitt 3.2.1 über Bosonen beschrieben wurde, impliziert die starke Kraft eine „Farbladung“, die folglich auch Quarks besitzen. Alle Fermionen besitzen darüber hinaus eine schwache Ladung,

<sup>3</sup>Dieses Phänomen ist als „Confinement“ bekannt. Es tritt auch bei Quarks auf, was schließlich zur Ausbildung von Jets führt. Vergleiche dazu auch Kapitel 3.4.

<sup>4</sup>Bisher sind alle Versuche gescheitert, eine 4. Generation nachzuweisen. Unter anderem würde eine vierte Generation sehr schwere Neutrinos ( $\gtrsim 30$  GeV) fordern [17], die bisher nicht entdeckt werden konnten.

so dass sie mit den W- und Z-Bosonen koppeln können. Elektrisch geladen sind des Weiteren alle Quarks und von den Leptonen nur  $e$ ,  $\mu$  und  $\tau$ . Die Neutrinos können somit nur über die schwache Wechselwirkung mit anderen Teilchen koppeln<sup>5</sup> (siehe Tabelle 3.2).

Fermionen	Familien	schwache Ladung	elektrische Ladung	Farbe
	1 2 3			
Leptonen	$e \ \mu \ \tau$	✓	-1	-
	$\nu_e \ \nu_\mu \ \nu_\tau$	✓	0	-
Quarks	$u \ c \ t$	✓	+2/3	r, b, g
	$d \ s \ b$	✓	-1/3	r, b, g

**Tabelle 3.2:** Übersicht der bekannten Fermionen. Zu allen hier dargestellten Teilchen existieren ebenfalls Antiteilchen.

**Quark** Quarks als stark wechselwirkende Teilchen können mit anderen stark wechselwirkenden Teilchen (Quarks, Gluonen) interagieren, was bildlich durch die Farbladung beschrieben wird. Die Quantenchromodynamik<sup>6</sup> benötigt zur Beschreibung der starken Wechselwirkung insgesamt drei Quantenzahlen, die Farben. Deshalb gibt es jedes Quark einer Familie in 3 Ausführungen mit den Farbquantenzahlen rot, grün und blau. Da farbige Teilchen nicht frei existieren können, können auch einzelne Quarks nicht frei existieren, jedoch mit anderen farbgeladenen Teilchen wechselwirken und farbneutrale Verbindungen eingehen: Die Mesonen und Baryonen (vgl. Abschnitt 3.3.1).

**Lepton** Leptonen sind im Gegensatz zu Quarks farbneutral und können somit auch frei existieren, aber nur durch die elektromagnetische und die schwache Kraft wechselwirken. Wie man aus Tabelle 3.2 sieht, können sie in geladene Teilchen ( $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$ ) und ungeladene Teilchen ( $\nu_{e,\mu,\tau}$ ) eingeteilt werden.

Die geladenen Leptonen haben Massen von 511 keV ( $e^-$ ), 106 MeV ( $\mu^-$ ) und 1,78 GeV ( $\tau^-$ ) [1], während die Neutrinos lange Zeit als masselos angesehen wurden und auch so vom Standardmodell beschrieben werden. Durch Experimente mit solaren Neutrinos stellte sich jedoch heraus, dass sie aufgrund nachgewiesener Neutrinooszillationen<sup>7</sup> Masseneigenzustände besitzen müssen, die ungleich Null sind. Daraus konnte man schließen, dass Neutrinos massive Teilchen sind. Bisherige Messungen legen jedoch nur eine obere Massengrenze fest<sup>8</sup>:  $\nu_{e,\mu,\tau} < 2,3 \text{ eV}$  [18].

<sup>5</sup>Ein direkter Nachweis von Neutrinos ist folglich mit sehr hohem Aufwand verbunden.

<sup>6</sup>Der Name Quantenchromodynamik leitet sich aus dem griechischen Wort „chromos“ = Farbe ab.

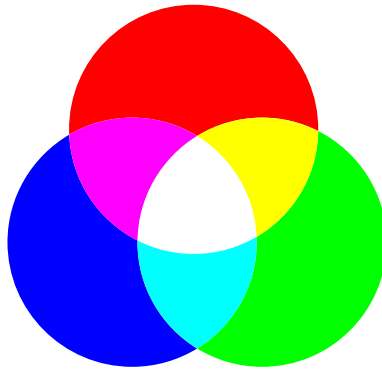
<sup>7</sup>Die Neutrinooszillation beschreibt die Umwandlung von Neutrinos einer Familie in eine andere, z.B.  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ .

<sup>8</sup>Das Neutrinoexperiment KATRIN wird diese Grenze auf bis zu 0,2eV senken. Der Start ist für 2012 geplant.

## 3.3 Weitere Teilchen und Zusammenfassung

### 3.3.1 Hadronen

Wie bereits mehrfach erwähnt, können einzelne, farbige Quarks nicht frei existieren. Sie können sich jedoch zu farbneutralen Zuständen binden, die als Hadronen bezeichnet werden. Die Kombinationen werden wiederum in **Mesonen** und **Baryonen** eingeteilt.



**Abbildung 3.1:** Die additive Farbsynthese zur Veranschaulichung der Kombinationsmöglichkeiten zur Bildung von Hadronen [19].

**Mesonen** Die Kombination aus einem Quark und einem Antiquark wird allgemein als Meson bezeichnet. Damit dieses Teilchen farbneutral ist und damit frei existieren kann, müssen die beteiligten Quarks Farbe und Antifarbe einer Sorte besitzen. So ist beispielsweise die Mischung rot + antirot = schwarz möglich.

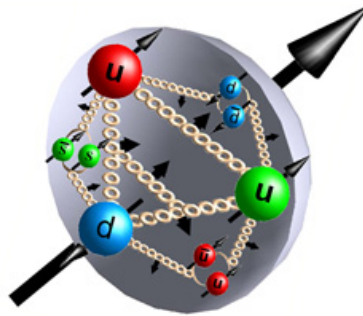
Ein typisches Beispiel ist das Pion:  $\pi^+ = (u\bar{d})$ . Die Quarkkonfiguration besteht hier aus einem Quark und einem Antiquark, die zusammen ein elektrisch positiv geladenes Teilchen bilden. Die Mesonenzahl ist im Allgemeinen nicht erhalten.

**Baryonen** Diese Teilchenkonfiguration besteht aus insgesamt 3 Quarks. Aufgrund der nötigen additiven Farbsynthese muss bei den Quarks, die kombiniert werden sollen, jede Farbe exakt einmal vorkommen, so dass das Baryon im Endeffekt farbneutral erscheint. Das entspricht der farbigen Kombination rot + blau + grün = weiß. Neben Baryonen gibt es auch noch Antibaryonen, die aus 3 Antiquarks bestehen. Für Antifarben ist dies äquivalent: antirot + antiblau + antigrün = weiß, wobei in Abbildung 3.1 den Antifarben die Farbmischungen cyan, magenta und gelb entsprechen.

Die bekanntesten Baryonen sind Protonen und Neutronen, die aus der Quarkkonfiguration (uud) bzw. (ddu) aufgebaut sind. Die Baryonenzahl ist eine absolute Erhaltungsgröße.

### 3.3.2 Parton-Dichte-Funktion (PDF)

Das Proton setzt sich nicht nur aus der beschriebenen Quarkkonfiguration (uud) zusammen. Es weist eine deutlich komplexere, dynamische Struktur auf, da zusätzlich noch Seequarks (virtuelle Quark-Antiquark-Paare) vorhanden sind, sowie Gluonen, die die einzelnen Konstituenten aneinander binden<sup>9</sup>.



**Abbildung 3.2:** Der Aufbau eines Protons mit den Valenzquarks (uud), den Seequarks (Quark-Antiquark-Paare) und den Gluonen (Verbindungsglieder) [20].

All diese Teilchen werden als Partonen bezeichnet. Der detaillierte Aufbau wird durch die Strukturfunktion  $F_2(x)$  (vgl. Abbildung 3.3) des Protons beschrieben [13]:

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 \cdot x \cdot f_i(x) \quad (3.2)$$

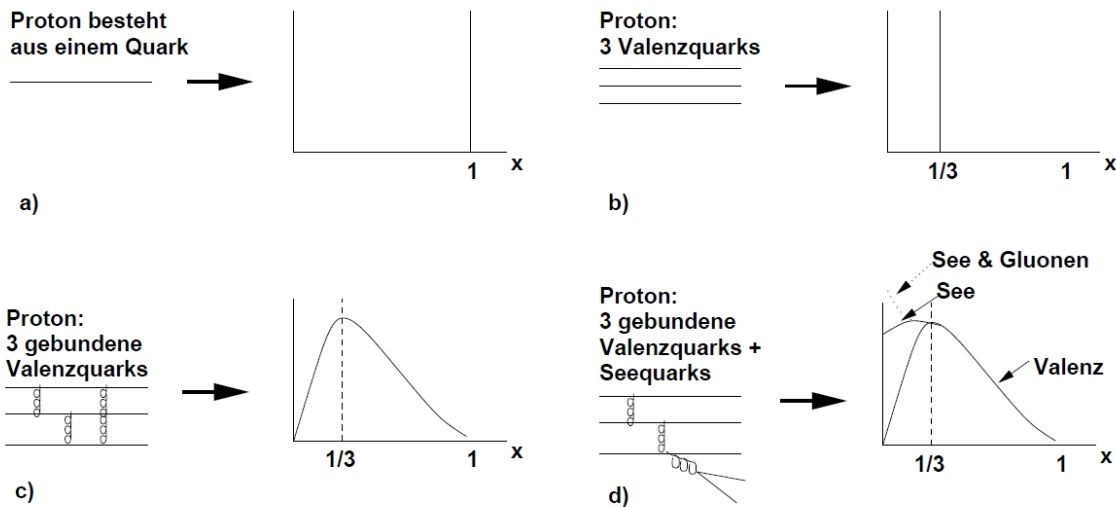
Man erkennt daraus, dass das Proton aus einer diskreten Unterstruktur aufgebaut ist, mit den Partonen  $i$ , denen eine Ladung  $e_i$  und ein Impulsbruchteil  $x$  (Bjorken-Skalenvariable) des gesamten Protons zuzuordnen ist.

$f_i(x)$  ist hierbei die **Parton-Dichte-Funktion** (PDF), die die Wahrscheinlichkeit widerspiegelt, dass das Parton  $i$  einen Impulsbruchteil  $x$  des gesamten Protonimpulses trägt.

Die Konstituenten können sich innerhalb des Protons quasifrei bewegen, was mit dem Begriff „Asymptotische Freiheit“ beschrieben wird. Dies gilt vor allem bei hohen Energien, d.h. bei einer Kollision mit einem hohen Impulsübertrag  $Q^2$ . Die Kopplungsstärke zwischen den einzelnen Quarks nimmt dabei stark ab, was eine Besonderheit der QCD ist. Diese Tatsache lässt sich auch auf kleine Abstände übertragen: Kleine Teilchenabstände können durch große  $Q^2$ -Werte realisiert werden und bedingen eine geringe Wechselwirkung.

<sup>9</sup>Der komplexe Aufbau des Protons ist auch auf die meisten anderen Hadronen übertragbar. Die in Kapitel 3.3.1 beschriebene Zusammensetzung ist allerdings meist ein ausreichend gutes Modell.





**Abbildung 3.3:** Strukturfunktion eines a) punktförmigen Teilchens. b) Teilchens, bestehend aus drei punktförmigen Konstituenten. c) Teilchens aus drei gebundenen Quarks. d) Protons, das aus Valenzquarks, Seequarks und Gluonen besteht [21].

### 3.3.3 Zusammenfassung des Standardmodells

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt eine Eichgruppe, die sich als  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetriegruppe darstellen lässt. Genauer gesagt entspricht dies einer Linearkombination der Gruppen  $SU(3)$  mit Farbladung ( $C=\text{color}$ ),  $SU(2)$  deren Teilchen nur linkshändig ( $L$ ) koppeln und  $U(1)$  mit der schwachen Hyperladung  $Y$ . Daraus schließt man auf  $8 + 3 + 1$  Generatoren, die die Wechselwirkungen beschreiben: 8 Gluonen für die starke Wechselwirkung sowie ein Isospintriplet ( $W^1, W^2, W^3$ ) und ein  $B^0$ -Boson.

Die letzten vier Generatoren bestimmen zusammen die elektroschwache Theorie.  $W^+$  und  $W^-$  lassen sich dabei direkt ableiten:  $W^\pm = 1/\sqrt{2}(W^1 \mp W^2)$ .

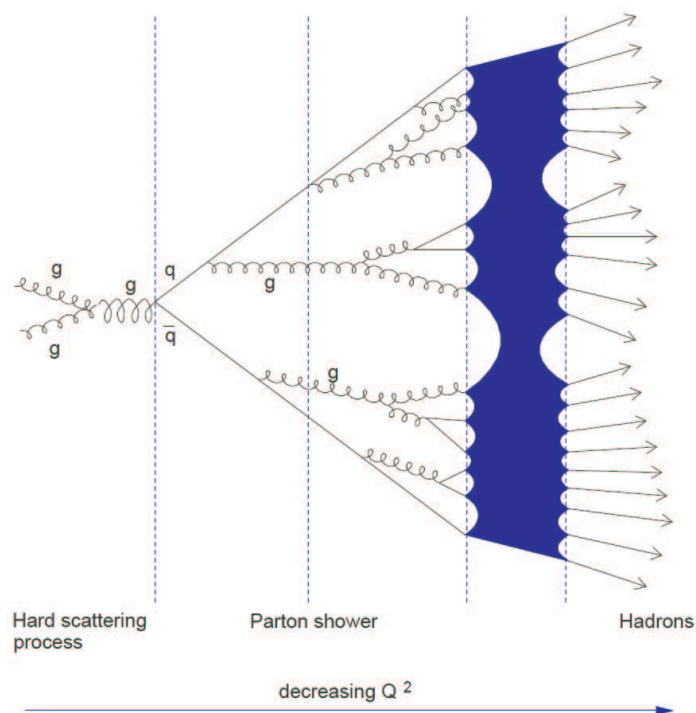
Anschließend kann aus den verbleibenden Generatoren  $W^3$  und  $B^0$  die Grundidee der elektroschwachen Vereinheitlichung formuliert werden: Das Photon und das  $Z^0$ -Boson sind orthogonale Linearkombinationen von  $W^3$  und  $B^0$ . Der Zusammenhang zwischen  $W^3, B^0$  und  $Z^0, \gamma$  besteht über den elektroschwachen Mischungswinkel [14].

Zur vollständigen Formulierung des Standardmodells wurden auch noch zwei Arten von Fermionfeldern eingeführt: 6 Quarkfelder, die an starke und elektroschwache Eichfelder koppeln und 6 Leptonfelder, die nur elektroschwach koppeln [22].

### 3.4 Hadronisierung und Jets

Bei Proton-Proton-Kollisionen werden oft einzelne Quarks abgespalten, die farbgeladen sind. Da diese jedoch nicht frei existieren können (Confinement) und mit anderen Teilchen der Reaktion farbverbunden sind, kommt es zu einer Quasi-Auftrennung der Farbstrings<sup>10</sup>.

Dabei erzeugt ein Gluon, das den Farbstring als Austauschteilchen der starken Wechselwirkung repräsentiert, ein Quark-Antiquark-Paar, so dass die Farbneutralität der beiden ursprünglichen Teilchen wieder hergestellt wird.<sup>11</sup> Ist die Kollisionsenergie ausreichend hoch, so kommt es zu einer Wiederholung dieses Vorgangs und es werden weitere Quark-Antiquark-Paare gebildet.



**Abbildung 3.4:** Veranschaulichung der Hadronisierung von farbgeladene Partonen in farbneutrale Hadronen, wie es sie bei einer Proton-Proton-Kollision auftreten kann [23].

Darüber hinaus kann es zu einer „Gluon-Bremstrahlung“ kommen, die vor allem bei hohen Teilchenenergien auftritt. Von hochenergetischen, farbigen Teilchen werden dann

<sup>10</sup>Die einzelnen Teilchen sind miteinander über ihre Farbe verbunden, da das Proton insgesamt farbneutral war. Die Farbverbundenheit wird von der starken Wechselwirkung vermittelt.

<sup>11</sup>Die Quark-Antiquark-Paar-Bildung in der QCD ist ähnlich wie die Bildung eines Elektron-Positron-Paares in der QED. Bei beiden wird aus dem Austauschteilchen ein Teilchenpaar erzeugt, falls die Energie dafür ausreichend ist.

einzelne Gluonen abgestrahlt<sup>12</sup>, die allerdings aufgrund ihrer eigenen Farbe selbst nicht frei existieren können. So kommt es zu weiteren Paarbildungen.

Werden diese Vorgänge sehr oft wiederholt, so bildet sich ein sogenannter Teilchenschauer aus, der auch als Jet bezeichnet wird.

Diese entstehen nicht nur bei Teilchenkollisionen, sondern auch bei instabilen Teilchen, die in stabile Tochterpartikel zerfallen und dabei Gluonen abstrahlen können.

Aus den entstehenden Schauern kann nun auf die ursprünglichen Teilchen geschlossen werden, indem die Eigenschaften der Jets gut vermessen und analysiert werden. Diese Vorgehensweise ist bei Hadronkollidern ein essentieller Bestandteil der Analyse (vgl. auch Abschnitt 4.5.3).

Der Übergang von den farbgeladenen Quarks und Gluonen zu den detektierbaren, farblosen Hadronen wird als Hadronisierung bezeichnet. Abbildung 3.4 stellt dies im blauen Bereich dar. Eine genaue Erklärung und Analyse dieses Phänomens ist nicht möglich, da die Ausbildung der Hadronen aus einzelnen Partonen nicht störungstheoretisch berechnet werden kann.

Für eine Beschreibung muss daher auf phänomenologische Modelle zurückgegriffen werden. Beispiele wären hier das „Cluster-Modell“ und das „Lund-String-Modell“. Weitere Details sind beispielsweise in [24] zu finden.

---

<sup>12</sup>Der Effekt hängt direkt von der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  ab, die selbst energieabhängig ist.

# 4 Underlying Event

## 4.1 Auftreten des Underlying Events bei Hadron-Kollidern

Vor der Einführung des Underlying Events, soll hier zunächst ein kurzer Vergleich zwischen den beiden wichtigsten Kollidern gegeben werden: Dem Hadron-Kollider und dem Elektron-Positron-Kollider.

Bei einer harten  $e^+ - e^-$ -Kollision vernichten sich die beiden stoßenden Teilchen im Kollisionspunkt vollständig. Von den Ursprungsteilchen bleibt somit nur reine Energie übrig<sup>1</sup>, die dann neue Teilchen erzeugen kann. Im Endzustand sind daher nur die Teilchen vorhanden, die direkt bei der Kollision entstanden sind. Je höher die Gesamtenergie der Kollisionspartner ( $e^+$ ,  $e^-$ ) ist, desto energiereichere Teilchen können erzeugt werden, die auch deutlich höhere Ruhemasse besitzen können als das kollidierende  $e^+ - e^-$ -Paar<sup>2</sup>.

Die Tatsache, dass die Gesamtenergie der Kollisionspartner die zugänglichen Teilchen festlegt, wird bei Hadronkollidern ausgenutzt. Da die Kollisionspartner jeweils um mehr als das 1800-fache schwerer sind als bei Elektron-Positron-Kollidern, ist es leichter, höherenergetische Teilchen zu erzeugen.

Neben diesem ersten Aspekt haben Hadronkollider den Vorteil, dass deutlich weniger Synchrotronstrahlung auftritt. Für hochrelativistische Teilchen ist der Energieverlust je Umlauf ( $\Delta E$ ) dabei proportional zum Quadrat der Ladung und proportional zur vierten Potenz ihrer invertierten Ruhemasse ( $\frac{1}{m_0}$ ):

$$\Delta E_{\text{Synchrotronstrahlung}} \sim \frac{(Ze)^2}{R} \cdot \gamma^4 = \frac{(Ze)^2}{R} \cdot \frac{E^4}{m_0^4} \quad \text{mit } \gamma = \frac{E}{m_0 c^2} \quad (4.1)$$

Hierbei ist  $R$  der Radius der Kreisbahn,  $\gamma$  der Lorentzfaktor,  $(Ze)$  die Ladung und  $E$  die Gesamtenergie des Teilchens.

Aus der Massenabhängigkeit ergibt sich, dass Elektronen bei gleicher Energie einen um Faktor  $10^{13}$  höheren Energieverlust haben als Protonen. Aufgrund ihrer relativ hohen Masse ist daher die Synchrotronstrahlung für Protonen in guter Näherung vernachlässigbar, wodurch leichter höhere Energien in Kreisbeschleunigern erreicht werden können als bei der Verwendung von  $e^+$  und  $e^-$  [14].

---

<sup>1</sup>Die Energie wird in Form von Photonen und Z-Bosonen vom Kollisionspunkt davongetragen.

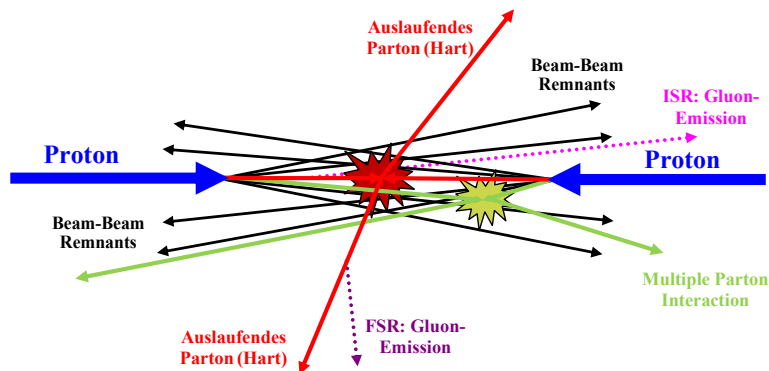
<sup>2</sup>Der zusätzlich notwendige Energiebeitrag wird durch die kinetische Energie der Elektronen und Positronen bereitgestellt.

Diese zwei Aspekte ergeben auf den ersten Blick einen deutlichen Vorteil bei der Verwendung von Protonen anstatt Elektronen und Positronen. Jedoch haben Hadron-Kollider auch einen gewichtigen Nachteil: Bei einer typischen Proton-Proton-Kollision sind nicht nur zwei Elementarteilchen, sondern eine Vielzahl an Teilchen aus der Unterstruktur<sup>3</sup> der Hadronen an dem Ereignis beteiligt. Dabei erfährt nur ein Parton je Proton einen harten Stoß<sup>4</sup> und hat ausreichend Energie, um schwere neue Teilchen zu erzeugen. Die restlichen Partonen tragen jedoch auch durch Kollisionen bei kleinem  $Q^2$  (Viererimpulsübertragsguadrat) zum Ereignis bei.

Diese zusätzlichen Reaktionen, die im Ereignis neben dem harten Beitrag auftreten, werden als **Underlying Event** (UE) bezeichnet.

## 4.2 Aufbau des Underlying Events

Das Underlying Event hat bei Experimenten an Hadron-Kollidern, wie bereits erwähnt, einen großen Einfluss auf das Ereignis, das detektiert wird. Es erzeugt einen zusätzlichen Beitrag von niederenergetischen Teilchen, der die Rekonstruktion des harten Stoßes verfälscht, weshalb man die Ereignisse um den Beitrag des Underlying Events korrigieren möchte. Bevor man dies jedoch tun kann, muss dieser Untergrund genau verstanden und seine Zusammensetzung bekannt sein.



**Abbildung 4.1:** Typischer Ablauf einer Proton-Proton-Kollision mit Underlying Event. Neben der harten Kollision, in rot, treten bei einer solchen Kollision noch viele andere Anteile auf: Proton-Reste (schwarz), Vielfach-Parton-Wechselwirkung (grün) und Gluonemission (pink: ISR, lila: FSR). Nach [25].

<sup>3</sup>Zur Unterstruktur des Protons vergleiche auch Abschnitt 3.2

<sup>4</sup>Der Begriff „harter Stoß“ wird für einen bestimmten Anteil des Stoßes verwendet. Er bezeichnet die Kollision der beiden Partonen, die den größten Viererimpulsaustausch innerhalb eines Ereignisses erfahren. Dieser harte Stoß ist dabei oft der interessanteste Teil einer Kollision, da hieraus beispielsweise sehr massive neue Teilchen entstehen können.

Im Detail enthält das Underlying Event die folgenden Elemente ([25], [26]):

- **Proton-Rest (Beam-Beam Remnants, BBR):**

Wie im Abschnitt 3.2 ausgeführt wurde, besitzen Protonen eine Unterstruktur aus Partonen. Bei einer harten Kollision führt nur eines davon eine Reaktion durch, während die restlichen als Proton-Rest (Beam-Beam Remnants) übrig bleiben. Aufgrund ihrer gegenseitigen Farbverbundenheit werden diese Teilchen jedoch von ihrer Flugbahn abgelenkt. Die Beam-Beam Remnants können nicht einfach im Strahlrohr weiterfliegen, sondern treffen auf den Detektor und werden dort als Teil des Events nachgewiesen.

- **Vielfach-Parton-Wechselwirkung (Multiple Parton Interactions, MPI):**

Teilchen aus dem Proton-Rest können jedoch auch zu weiteren, niederenergetischen Wechselwirkungen führen. Kollidieren sie mit einem weichen Parton des entgegengerichteten Protons, so wird dies als Vielfach-Parton-Wechselwirkung bezeichnet. Da hier nur ein sehr geringer Energieübertrag stattfindet, haben die resultierenden Teilchen nur einen sehr geringen Impulsanteil, der senkrecht zum Protonstrahl steht (Transversalimpuls).

Die Wechselwirkungen sind so niederenergetisch, dass sie von der Quantenchromodynamik (QCD) nicht mehr störungstheoretisch beschrieben werden können (vgl. Abschnitt 5). Um sie trotzdem vom harten Anteil der Ereignisse abzutrennen, benötigt man Simulationen (vgl. Abschnitt 4.5) und Modelle, die diesen Anteil beschreiben.

- **Gluon-Abstrahlung** (*Die Zuordnung zum UE ist konventionsabhängig*):

Die Gluonabstrahlung wird bei einigen Jetkorrekturen als weiterer Beitrag zum Underlying Events gezählt. In den meisten Fällen wird sie allerdings zum harten Stoß gerechnet.

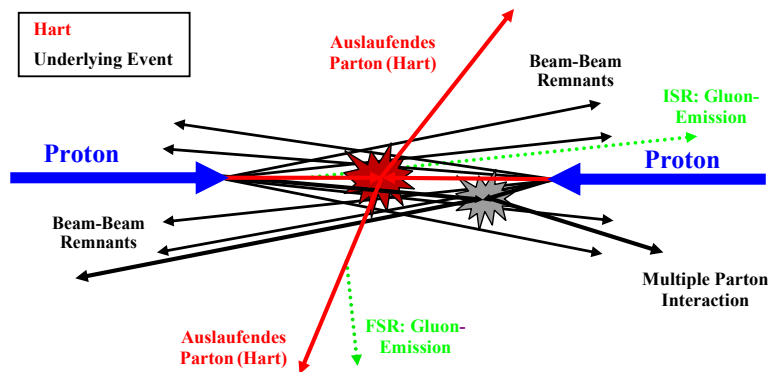
Eine Emission von Gluonen wird vor allem bei hochenergetischen Teilchen beobachtet. Daher werden sie auch meist von den Partonen abgestrahlt, die am harten Stoß beteiligt sind. Es ist hier zu unterscheiden, ob die Emission vor der Kollision („Initial State Radiation“, ISR) oder nach der Kollision („Final State Radiation“ FSR) stattfindet, da beim ISR die vom Gluon abgeführte Energie nicht mehr für den harten Stoß verfügbar ist.<sup>5</sup>

Prinzipiell ist die Gluonemission mit der Bremsstrahlung aus der Quantenelektrodynamik (QED) vergleichbar, wenn man Photonen mit Gluonen ersetzt. Die Emission findet jedoch nicht bei elektrisch geladenen Teilchen statt, sondern bei farbgeladenen Teilchen.

---

<sup>5</sup>Die Prozesse aus ISR und FSR lassen sich auch bei der Jetrekonstruktion (vgl. Kapitel 3.4) gut unterscheiden. Bei der Initial-State-Radiation bildet sich in der Regel ein Jet, der räumlich unabhängig von anderen Jets detektiert wird. Im Vergleich dazu befinden sich die Jets aus der Final-State-Radiation häufig sehr nahe an einem anderen hochenergetischen Jet, der meist einer der beiden Jets aus dem harten Stoß ist.

Vergleicht man das Underlying Event nun mit dem reinen harten Stoß, so wird deutlich, dass das Underlying Event vor allem aus niederenergetischen Teilchen besteht, während der harte Beitrag energiereiche Jets bildet<sup>6</sup>. Anders als eventuell zu erwarten ist, sind die beiden Anteile jedoch nicht komplett unabhängig voneinander, da sie sowohl über die ursprüngliche Protonenenergien (Schwerpunktsenergie) als auch durch die Farbverbundenheit miteinander korrelieren.



**Abbildung 4.2:** Diese Darstellung stimmt in weiten Teilen mit der Abbildung 4.1 überein, doch wurden die Anteile des Underlying Events (schwarz) bzw. des reinen harten Stoßes (rot) farblich klar kenntlich gemacht. Da die Zuordnung der Gluonemission in der Literatur nicht einheitlich ist, wurde hierfür eine dritte Farbe gewählt (grün). Nach [25].

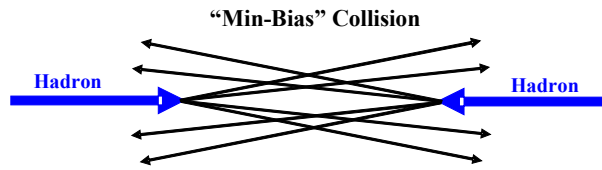
## 4.3 Weitere Hintergrundprozesse und der Zusammenhang zum Underlying Event

### 4.3.1 Minimum-Bias

Neben dem Underlying Event gibt es auch noch weitere Hintergrundprozesse, die es schwierig machen, die harten Beiträge klar zu identifizieren. Einen großen Anteil nimmt dabei das Minimum-Bias ein. Die Partonen der direkt kollidierenden Protonen führen keinen harten Stoß durch, sondern fliegen ohne unmittelbare Wechselwirkungen aneinander vorbei. Es kommt nur zu einer geringen Übertragung des Transversalimpulses, ohne starke Ablenkung von der Strahlrichtung.

Vergleicht man das Minimum-Bias mit dem Proton-Rest aus dem Underlying Event (siehe Abb. 4.1), so sieht man eine große Ähnlichkeit zwischen den beiden Komponenten. Trotz dessen können Proton-Reste nicht durch Minimum-Bias-Kollisionen beschrieben

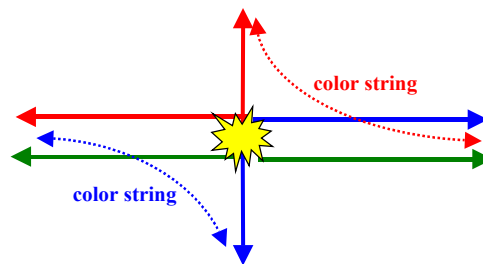
<sup>6</sup>Die energiereichen Jets werden durch Hadronisierung der abgestrahlten Teilchen erzeugt (vergleiche dazu auch Kapitel 3.4)



**Abbildung 4.3:** Das Minimum-Bias. Bei dieser Protonkollision führen die Partonen keinen harten Stoß durch, sondern sind nur ein weicher Beitrag zum Hintergrund [27].

werden, da sie mit den harten Anteilen farbverbunden sind (Abb. 4.4). Die Ähnlichkeit kann höchstens als Näherung genutzt werden [27].

Bei voller Luminosität werden am LHC durchschnittlich 23 Minimum-Bias-Ereignisse pro „Bunch-Crossing“ erwartet. Als „Bunches“ werden Teilchenpakete bezeichnet, die aus je  $1,15 \cdot 10^{11}$  Protonen bestehen (vgl. Abschnitt 2.1). Ein „Bunch-Crossing“ ist dementsprechend eine Kollision zweier Bunches im Detektorbereich. Die meisten Protonen fliegen dabei störungsfrei aneinander vorbei, nur einige Protonen kollidieren hart. Darüber hinaus gibt es bei den Kollisionen auch noch elastische Streuung und Beugung von Protonen an den entgegenkommenden Protonen, was sich allerdings relativ einfach aus den Ereignissen filtern lässt. Eine genaue Betrachtung ist für diese Studie daher nicht essentiell [28].



**Abbildung 4.4:** Der in grün dargestellte Proton-Rest ist vom harten Anteil der Proton-Proton-Kollision (blau und rot) abhängig. Farbstrings, die durch einen kontinuierlichen Gluonenaustausch entstehen, verbinden die beiden Elemente [27].

### 4.3.2 Pileup

Ein weiterer Begriff, der oft im Zusammenhang mit der Beschreibung des Untergrunds erwähnt wird, ist das so genannte Pileup. Hierbei muss man jedoch zwischen Event-Pileup und Detektor-Pileup unterscheiden [29]:



Das **Event-Pileup** fasst die beiden Elemente „Underlying Event“ und „Minimum-Bias“ zusammen. Es ist also der gesamte Untergrund, der innerhalb ein einzelnes Bunch-Crossings auftritt.

Der zweite Begriff, das **Detektor-Pileup**, ist ein unabhängiger, weiterer Beitrag zum Untergrund. Er tritt aufgrund des geringen Abstands zwischen den einzelnen Bunches auf. Beim Erreichen der Designluminosität des LHCs wird es alle 25 ns zu einer Kollision zweier Teilchenpakete kommen, während das elektromagnetische Kalorimeter von ATLAS eine zeitliche Auflösung von etwa nur 600 ns aufweist [30]. Somit ist bei der Aufnahme eines Events bereits die nächste Teilchenkollision im Detektor sichtbar. Bis zu 25 Ereignisse können sich daher überlagern.<sup>7</sup>

Dieses Phänomen verkompliziert die Ereignisrekonstruktion erheblich, da man unter Umständen Teilchen nicht mehr eindeutig einem Event zuordnen kann.

## 4.4 Bisherige Methode zur Bestimmung des Underlying Events

In dieser Arbeit wird eine neuartige Methode zur Bestimmung des Underlying-Event-Anteils vorgestellt, die im Detail in den Kapiteln 6 und 7 beschrieben wird. Es gibt jedoch auch bereits eine etablierte Methode, die nun kurz vorgestellt wird.

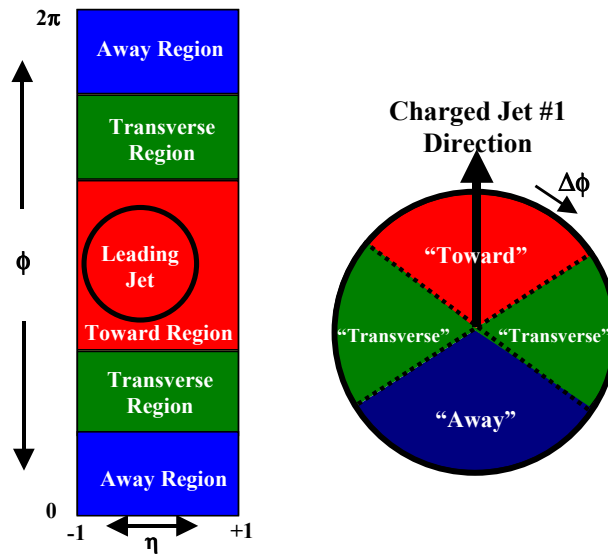
Das Grundprinzip baut dabei darauf auf, dass der harte Anteil des Ereignisses räumlich gerichtet ist, das Underlying Event aber eine gleichmäßige Verteilung besitzt. Dieser Effekt kann als Ausgangspunkt genommen werden, um den Anteil des Underlying Events des gesamten Ereignisses zu erhalten. Im Bild 4.5 ist das Ganze illustriert.

Es werden bei dieser Methode nur geladene Teilchen mit einem Transversalimpuls  $p_T > 0,5$  GeV berücksichtigt. Des Weiteren wird angenommen, dass nur Dijet-Ereignisse vorhanden sind, bei denen der energiereichste, harte Jet („Leading Jet“)<sup>8</sup> in eine Richtung zeigt (rot) und der zugehörige zweite harte Jet nahezu exakt in die Gegenrichtung (blau). Aus diesen Vorgaben werden die Vorwärts- („Toward“) und Rückwärtsrichtungen („Away“) definiert. Da der Kollisionspunkt jedoch auch einen Boost haben kann, wird um den Toward- und Away-Strahl ein Kegel gelegt, der diese Unsicherheiten berücksichtigt. Auch die Aufspaltung des Strahls und Teilchenemissionen können eine Verbreiterung der beiden harten Anteile ergeben, denen ebenfalls Rechnung getragen wird. Der Öffnungswinkel des Kegels beträgt dabei  $\phi = 120^\circ$ . Bei dieser Methode ist außerdem die Pseudorapidität der Teilchen auf einen Bereich  $-1 < \eta < +1$  eingeschränkt.

---

<sup>7</sup>Das Phänomen lässt sich auch vereinfacht beschreiben: Der Detektor benötigt, wie beispielsweise auch ein Photoapparat, eine gewisse Belichtungszeit. Treten innerhalb dieser Zeit mehrere Ereignisse auf, so ergibt sich eine Überlagerung.

<sup>8</sup>Als Jetrekonstruktionsalgorithmus (vgl. Abschnitt 4.5.3) wird der Cone-Algorithmus mit einem Parameter  $R = 0,7$  verwendet.



**Abbildung 4.5:** Bisherige Methode zur Bestimmung des Underlying Events [27].

Der restliche  $\phi$ -Bereich ( $2 \times 60^\circ$ , grün) wird als „transversaler Bereich“ bezeichnet und sollte bei reinen Dijet-Ereignissen weitestgehend frei von Teilchen aus dem harten Stoß sein. Daher ist dieses Gebiet geeignet, um die Eigenschaften des Underlying Events zu untersuchen.

Die Methode wurde auch noch weiter verfeinert. Beispielsweise können Regionen definiert werden, die sensibel auf Gluonabstrahlungen (ISR, FSR) sind. Auf diese Details soll hier jedoch nicht eingegangen werden. Für weitere Information wird auf [31] verwiesen.

Hat man das Underlying Event nun bestimmt, kann man die gewonnenen Resultate über mehrere Ereignisse statistisch mitteln und das Ergebnis von den ursprünglichen Events subtrahieren. Es würde sich der isolierte harte Stoß ergeben.

In der Regel werden Analysen jedoch anders durchgeführt. Um interessante Events zu finden, werden diese vorher simuliert. Anschließend können echte LHC-Daten mit den Monte-Carlo-Simulationen<sup>9</sup> verglichen werden, wodurch sich Rückschlüsse auf die detektierten Ereignisse ziehen lassen.

Bei den Simulationen wird auch das Underlying Event mitsimuliert. Dafür werden Underlying-Event-Modelle (so genannte „Tunes“) benötigt, die verschiedene physikalische und phänomenologische Parameter für eine korrekte Beschreibung beinhalten. Diese Größen müssen mithilfe der beschriebenen Methode bestimmt werden.

<sup>9</sup>Als Monte-Carlo-Simulationen werden computergestützte Simulationen bezeichnet (vgl. Abschnitt 4.5.1).

In einzelnen Ereignissen, wie beispielsweise bei 3-Jet-Ereignissen, kann es vorkommen, dass die beschriebene Methode versagt. Dies passiert beispielsweise, wenn ein Ereignis so aufgebaut ist, dass zwangsweise ein Jet des harten Stoßes auch im transversalen Bereich liegen muss. Im statistischen Mittel sollten solche Unsicherheiten allerdings nicht mehr ins Gewicht fallen, obwohl sie natürlich zum Fehler der Methode beitragen [27].

## 4.5 Simulation des Underlying Events

Die oben beschriebene Simulation von Ereignissen ist auch für eine genauere Untersuchung des Underlying Events notwendig, da sich dabei Informationen über dessen Aufbau und die Verteilung ergeben.

Bei der Rekonstruktion der Teilchen im realen Experiment findet man viele Jets, aus denen man das Mutterteilchen zuordnen kann. Damit auf Simulationsebene vergleichbare Ergebnisse erzielt werden, werden aus den einzeln simulierten Teilchen ebenfalls Jets konstruiert.

### 4.5.1 Ereignis-Generator PYTHIA

Für die Simulation von Proton-Proton-Kollisionen gibt es verschiedene Programme. Bei dieser Untersuchung wurde auf das Simulationsprogramm PYTHIA [32] zurückgegriffen. PYTHIA ist ein so genannter Monte-Carlo-Generator, der mithilfe vieler Ereignis-Simulationen eine Näherung für echte Daten ausgibt. Je häufiger das Experiment simuliert wird, desto geringer ist der statistische Fehler und man nähert sich, laut dem Gesetz der großen Zahlen, den Theorievorhersagen an[33]. Bei einer Simulation von Teilchenkollisionen werden im Allgemeinen sehr viele Events erstellt ( $>10.000$ ) und deren Kollisionsprozesse sowie entstehende Teilchen untersucht. So ergeben sich im Endeffekt statistisch gemittelte Informationen über den Verlauf der Reaktion.

Dafür lassen sich in PYTHIA viele Parameter festlegen, die in den Ereignisverlauf vor und nach der Reaktion, wie auch in die Kollision selbst eingreifen. Die (unvollständige) Tabelle 4.1 soll einen Eindruck davon geben, welche Anpassungsmöglichkeiten für die Simulation zur Verfügung stehen.

Die Fülle an Variationsmöglichkeiten direkt im Programm ist ein großer Vorteil für die Analyse, da das Underlying Event mithilfe der Parameter aktiviert und verändert werden kann. Somit lässt sich die Simulation an die beste Beschreibung des Underlying Events anpassen. Die Parameter werden dabei nicht einzeln variiert, sondern durch vollständige Underlying-Event-Modelle, so genannte Tunes, angepasst (vgl. Abschnitt 4.5.2). Ein weiterer Grund für die Fokussierung auf PYTHIA ist die Vielfalt an Underlying-Event-Tunes mit einer guten Beschreibung der Messdaten, die direkt implementiert sind. Darüber hinaus ist PYTHIA ein Programm, das sehr weit und intensiv entwickelt wurde und immer noch regelmäßige Programmupdates erhält.

Parameter	Funktion
CKIN(3)	Minimaler $p_T$ -Übertrag (in GeV) für harte 2 -> 2 Prozesse <sup>10</sup>
CKIN(4)	Maximaler $p_T$ -Übertrag (in GeV) für harte 2 -> 2 Prozesse
MSUB (11, 12, 13)	Prozesse, die für den harten Stoß verwendet werden sollen
MSUB (95)	Streuung von low- $p_T$ -Teilchen
MSTP (64)	$\alpha_S$ -Beschreibung bei ISR
MSTP (81)	UE: Multiple Parton Interaction (MPI) ein/ aus
MSTP (82)	UE: Transversale Massenverteilung von Hadronen
PARJ (82)	FSR: „Cut-Off“-Parameter für Partonenschauer
PARP (62)	ISR: „Cut-Off“-Parameter für Partonenschauer
PARP (83)	Beschreibung der Materieverteilung im Proton
PARP (84)	Ausdehnung des Protons
PARP (85)	Wahrscheinlichkeit, dass MPI farbverbundene Gluonen erzeugt

**Tabelle 4.1:** Übersicht einiger Parameter, die bei PYTHIA eingestellt werden können [32].

### 4.5.2 Underlying-Event-Modelle (Tunes)

Für die Erzeugung des Underlying Events in einem Monte-Carlo-Programm müssen im Vergleich zum reinen harten Stoß weitere Faktoren mitsimuliert werden. Dies wird durch eine zusätzliche Anpassung von Simulationsgrößen erreicht<sup>11</sup>.

In Tabelle 4.1 wurde bereits eine Auswahl an Parametern gezeigt, die teils auch für die Simulation des Underlying Events benötigt werden. Jedoch ist es nicht ausreichend, nur einige Größen zu verändern. Stattdessen wird zur Beschreibung des Underlying Events eine Vielzahl an Parametern aufeinander abgestimmt („getuned“) und in Underlying-Event-Modellen gebündelt, die man als „Tunes“ bezeichnet.

Erstellt werden sie mithilfe von Daten z.B. aus der „Toward-Away-Transverse-Methode“, die bereits im Abschnitt 4.4 erklärt wurde. Die einzelnen Tune-Parameter werden so lange angepasst, bis sich eine ausreichende Übereinstimmung mit Messdaten ergibt. Hierbei werden nicht nur Daten eines einzelnen Experiments bei einer bestimmten Energie verwendet, sondern viele verschiedenen Messungen kombiniert.

Werden Underlying-Event-Studien zu geplanten, aber noch nicht fertiggestellten Experimenten benötigt, so extrapoliert man die etablierten Tunes auf die zu erwartende Energie des neuen Experiments. Diese Abschätzung muss so lange genügen, bis erste Daten geliefert werden, mithilfe deren die Tunes dann optimiert werden können.

Die Erstellung von Underlying-Event-Modellen hat sich seit Einführung des Tune-Generators PROFESSOR<sup>12</sup> [34] deutlich vereinfacht. Die prinzipielle Idee dahinter ist, den

<sup>10</sup>CKIN: engl. für „kinematic cuts“, vgl. auch Kapitel 6.3

<sup>11</sup>Die Erklärung der Tunes wird exemplarisch mit PYTHIA dargestellt. Die Vorgehensweise stimmt für die meisten Simulationsprogramme überein.

<sup>12</sup>PROFESSOR: **PRO**cedure **F**or **ES**timating **S**ystematic **err**ORs

aufwendigen Tuning-Prozess, dessen Rechenzeit mit steigender Parameterzahl exponentiell wächst, so zu beschreiben, dass sie nur polynomiell ansteigt. Darüber hinaus wird auf eine hohe Parallelisierung gesetzt. Der von den Autoren daher selbst als „Pseudo-Generator“ bezeichnete Algorithmus liefert in weniger als einer Sekunde so gute Modell-Näherungen, die von bisherigen Tune-Generatoren nur in Stunden oder Tagen erreicht werden [34].

Da die verschiedenen Underlying-Event-Modelle nur eine Ansammlung verschiedener Parameter sind, die auch direkt in PYTHIA verändert werden können, soll die folgende Tabelle eine Auswahl der Größen darstellen, die einen Tune beschreiben. Exemplarisch wurde dafür der Tune AMBT1 verwendet, der insgesamt 46 Parameter beinhaltet.

Parameter	Wert	Funktion
MSTP(51) =	20650	Auswahl der Parton-Dichte-Funktion (PDF)
MSTP(52) =	2	PDF: intern (=1) oder pdfib (=2)
PARP(62) =	1.0250	ISR (Gluonabstrahlung): Infrarot-Schnitt
MSTP(64) =	2	ISR: $\alpha_s$ Parameter
PARP(67) =	4.0000	ISR: maximaler $Q^2$ -Faktor
PARJ(82) =	1.0000	FSR (Gluonabstrahlung): Infrarot-Schnitt
MSTP(81) =	21	UE-Modell
PARP(82) =	2.2920	UE: Infrarot-Schnitt im Bezugssystem
PARP(78) =	0.5380	Stärke der Color-Reconnection

**Tabelle 4.2:** Übersicht einiger Parameter, die vom „ATLAS Minimum Bias Tune 1“ (AMBT1) aufgerufen und angepasst werden [32].

Im Folgenden wird eine Übersicht [32] der verschiedenen Tunes<sup>13</sup> gegeben, von denen auch ein Teil (die mit • gekennzeichneten) zur Überprüfung der Methode aus Abschnitt 6 verwendet wird. Die entsprechenden Ergebnisse finden sich in Kapitel 7.

<sup>13</sup>Es gibt sowohl Tunes, die das UE beschreiben, als auch Tunes, zur Beschreibung von Minimum-Bias-Daten. Obwohl sie selbstverständlich die jeweiligen Anteile besser beschreiben, sind die meisten Tunes dafür geeignet, beide Elemente zu nähern.

<b>Tune</b>	<b>Erstellt</b>	<b>Beschreibung</b>	<b>#PYTUNE</b>
Tune A <sup>•</sup>	Okt. 2002	Fundamentaler Tune von Rick Field der aus Tevatron-Daten erstellt wurde. Es wurde das so genannte „alte“ Underlying-Event-Modell verwendet. Parton-Dichte-Funktion (PDF): CTEQ5L	100
Tune AW	Apr. 2006	Dieser Tune ist eine Weiterentwicklung von Tune A, der einen zusätzlichen Anteil an Strahlung simuliert.	101
Tune ACR Tune A Color-Reconnection	März 2007	Auch dieser Tune ist eine Weiterentwicklung von Tune A, der nun ein modifiziertes Color-Reconnections-Modell <sup>14</sup> verwendet.	107
Tune A-Pro Tune A - Professor	Okt 2008	Tune A, der durch PROFESSOR an LEP-Daten angepasst wurde.	110
Tune DW <sup>•</sup>	Apr. 2006	Ein weiterer Rick-Field-Tune, der sehr präzise an CDF-Daten angepasst wurde. Der Parameter für ISR wurde hierbei auf einen mittleren Wert gesetzt. Verwendete PDF: CTEQ5L	103
Pro-Q2O <sup>•</sup> Professor - Q <sup>2</sup> Ordered	Feb. 2009	Mit PROFESSOR erzeugter Tune, der Schauer simuliert, die nach Q <sup>2</sup> sortiert sind. Es wurden dabei alte Modelle verwendet, die komplett neu getuned wurden und jetzt viele aktuelle Daten aus LEP und Tevatron enthalten. Verwendete PDF: CTEQ5L	129
S0	Apr. 2006	Tune von Sandhoff und Skands, bei dem das CR-Modell S0 genutzt wird. Eigenschaften: Viele MPIs (vor allem im low-p <sub>T</sub> -Bereich), geringer Strahlungsanteil, Protonsimulation mit relativ gleichmäßiger Massenverteilung (keine „klumpige“ Beschaffenheit) Verwendete PDF: CTEQ5L.	300
S0-Pro S0-Professor	Okt. 2008	S0-Update mithilfe von PROFESSOR. Anpassung an LEP-Daten.	310

<sup>14</sup>Ein Color-Reconnections-Modell (CR-Modell) simuliert die Farbstrings zwischen voneinander unabhängigen, farbigen Teilchen innerhalb eines Ereignisses. Somit beschreibt die CR die Rekombination der Partonen aus verschiedenen Parton-Schauern, was einer Umordnung der Farbverbindungen entspricht. Das Ganze geschieht vor der Hadronisierung, so dass nach der Hadronisierung eine Energie-Impuls-Mischung aus ursprünglich unabhängigen Schauern durch die Hadronen davongetragen wird. Dieser Effekt verkompliziert die Rekonstruktion der Mutterteilchen deutlich [35].

Tune	Erstellt	Beschreibung	#PYTUNE
Perugia 0 <sup>••</sup> In Perugia (Italien) auf einer Konferenz publiziert.	Feb. 2009	Update von S0-Pro auf Basis neuerer Tevatron-Daten. Im Vergleich zu S0-Pro wurde dabei unter anderem das Drell-Yan $p_T$ -Spektrum und das $\langle p_T \rangle (N_{\text{charged}})$ des Minimum-Bias optimiert.	320
Perugia 10 <sup>•</sup> bzw. Perugia 2010	Mai 2010	Update von Perugia 0 bzgl. Messungen am RHIC und LEP. Erhöhung des FSR-Anteils, das von ISR isoliert liegt. Anwendung eines neuen Color-Reconnection-Modells.	327
Perugia K <sup>•</sup>	Mai 2010	Alternative zu Perugia 10. Zusätzlich wird ein „K“-Faktor auf den MPI-Wirkungsquerschnitt angewendet. Dadurch erhält man eine größere Anzahl an Minijets, die das Underlying Event zu einem höheren $p_T$ verschieben.	328
ATLAS MC09 <sup>•</sup> ATLAS Monte Carlo 2009	2009	Partonenverteilung wurde durch LO* genährt. Gute allgemeine Übereinstimmung mit Tevatron-Daten und 900-GeV-LHC-Daten. Starke Ähnlichkeit zu den Perugia-Tunes.	330
ATLAS MC09c <sup>•</sup> ATLAS Monte Carlo 2009 color	2009	Nahezu identisch mit „ATLAS MC09“. Im Vergleich dazu wurde das Color-Reconnections-Modell angepasst.	331
AMBT1 <sup>•</sup> ATLAS Minimum Bias Tune 1	Mai 2010	Erster Tune, der Daten des ATLAS-Detektors bei 7 TeV verwendet. Basiert auf „ATLAS MC09c“.	340

**Tabelle 4.3:** Übersicht einiger ausgewählter Tunes, die man innerhalb des Eventgenerators PYTHIA durch die Funktion „pytune“ aufrufen kann. Mit diesem Programmpaket lassen sich fast 100 verschiedene Tunes simulieren [32].

In den Kapiteln 6 und 7 werden die mit <sup>•</sup> gekennzeichneten Tunes verwendet. Der mit <sup>••</sup> gekennzeichnete Tune „Perugia 0“ wurde ebenfalls in den Kapiteln 6 und 7 verwendet, jedoch nur zur Überprüfung einiger Ergebnisse. Er ist nicht in alle statistischen Auswertungen eingeflossen.

### 4.5.3 Jet-Algorithmen

Die im harten Stoß erzeugten Teilchen sind meist nicht stabil. Sie hadronisieren und bilden Jets aus, was in Abbildung 4.6 dargestellt ist (vgl. auch Kapitel 3.4). Bei der Jetrekonstruktion werden auch Teilchen eingesammelt, die aus dem räumlich-gleichverteilten Underlying Event stammen. Daher sind Jets Elemente, die einen Underlying-Event-Anteil aufweisen, den es mit der Methode in dieser Arbeit zu korrigieren gilt.

Zunächst ist es aber wichtig einen Algorithmus zu finden, der die im Detektor nachgewiesenen Teilchen möglichst präzise ihren zugehörigen Jets zuweist, denn die Energie- und Impuls-Werte der Ursprungsteilchen ergeben sich aus den rekonstruierten Teilchen in den Jets.

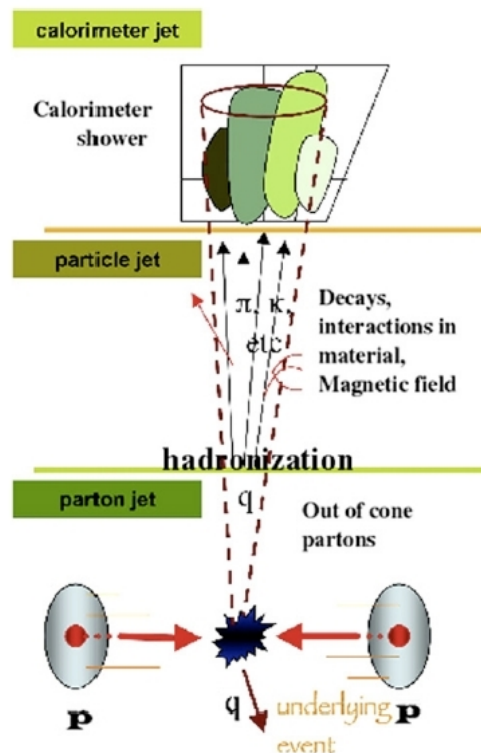


Abbildung 4.6: Die einzelnen Schritte bei der Entstehung eines Jets [36].

Die verschiedenen Methoden bauen teilweise aufeinander auf, auch wenn sie sich in bestimmten Bereichen weit auseinander entwickelt haben. Die bekanntesten Algorithmen sollen, auf Basis der Publikationen [37] und [38], hier kurz vorgestellt werden.

Ziel aller Algorithmen ist es, die rekonstruierten Teilchen aus dem Detektor (Sekundärteilchen) zu passenden Teilchenbündeln zusammenzufassen, die dann alle vererbaren Eigenschaften des Ursprungsteilchen tragen.



**Cone-Jet-Algorithmus** Der einfachste und ursprünglich weitverbreiteste Jetalgorithmus ist der so genannte Cone-Jet-Algorithmus, der durch rein geometrisches Vorgehen wirkt. Nach und nach wird er zwar durch andere Jetalgorithmen verdrängt, findet aber trotzdem noch oft Gebrauch.

Im Detail sucht er zunächst hochenergetische Teilchen, die sogenannten Seed-Teilchen (im folgenden nur als „Seed“ bezeichnet), die in der Regel einen Mindest-Transversalimpuls von einigen GeV tragen. Anschließend legt er einen Kegel mit dem Radius<sup>15</sup>

$$R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (4.2)$$

um den Seed, wobei  $\eta$  und  $\phi$  die Detektorkoordinaten darstellen. Befindet sich ein Teilchen nahe am Seed und noch innerhalb des Kegels, so wird dem Seed dieses zugeordnet und ein Jet entsteht. Dies wird solange wiederholt, bis sich keine Teilchen mehr im Kegel befinden. Aus dem Mittelwert aller Teilchen im Jet wird jeweils ein neuer Seed definiert, mithilfe dessen das nächste Teilchen überprüft wird.

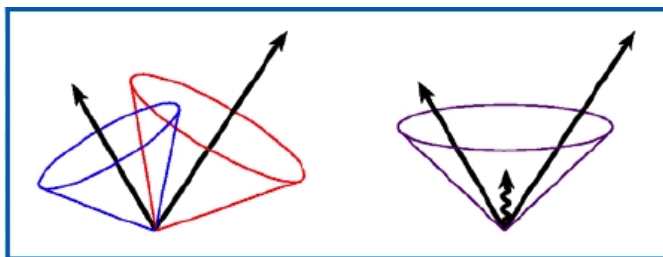


Abbildung 4.7: Illustration des IR-Problems [36].

Ein Nachteil des Algorithmus ist, dass er weder infrarot- noch kollinear-sicher ist.

Wird ein infrarotes bzw. niederenergetisches Gluon in der Mitte von zwei unabhängigen Jets abgestrahlt, so kann es passieren, dass die beiden Jets fälschlicherweise zusammengefasst werden (Abbildung 4.7).

Bei der Abstrahlung eines hochenergetischen Gluons von einem hochenergetischen Teilchen kann es ebenfalls zu Unsicherheiten bei der Rekonstruktion kommen. Obwohl der Winkel zwischen beiden Teilchen sehr klein ist (kollinear), fügt der Cone-Algorithmus die Teilchen nicht zu einem Jet zusammen. Die zwei Teilchen werden aufgrund ihres hohen Transversalimpulses als Seed-Teilchen erkannt und bilden ihre eigenen Jets, was nicht korrekt ist.

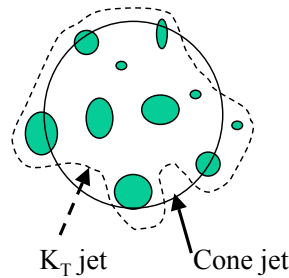
In beiden Fällen ändert sich fälschlicherweise die Multiplizität, die Jetanzahl pro Event.

Aufgrund der rein geometrischen Vorgehensweise ergeben sich ebenfalls Probleme, die unter anderem in Abbildung 4.8 sichtbar sind, in der einzelne Teilchen durch grüne Punkte repräsentiert werden. Die kreisförmige Zuordnung kann es bedingen, dass manche Teilchen nicht mehr eindeutig einem Jet zuzuordnen sind und genau auf der Grenze

<sup>15</sup>Der Radius  $R$  ist ein freier Parameter des Algorithmuses. Ein typischer Wert liegt bei 0,4 ... 0,7.

zum nächsten Jet liegen. Es kann außerdem passieren, dass sich zwei Jets überlappen, da sich keine eindeutige Abgrenzung zwischen mehreren Jets definieren lässt.

Trotz dieser Problematik wird der Cone-Algorithmus noch heute verwendet, vor allem da es inzwischen auch Optimierungen gibt, die einige der Probleme umgehen. Hierbei sind vor allem der „Seedless-Cone-Algorithmus“, der „Midpoint-Cone-Algorithmus“ und der „SIS-Cone-Algorithmus“ zu nennen.



**Abbildung 4.8:** Vergleich des Cone-Jetalgorithmus mit dem  $k_T$ -Jetalgorithmus [36]

**$k_T$ -Jet-Algorithmus** Eine Alternativentwicklung zum Cone-Jetalgorithmus ist der  $k_T$ -Jet-Algorithmus. Diese Methode verwendet neben dem geometrischen Aspekt zur Bestimmung der Jetform auch den Transversalimpuls der einzelnen Teilchen. Darüber hinaus wird kein Seed-Teilchen benötigt, da im Endeffekt jedes Teilchen gegen jedes andere Teilchen getestet wird.

Der sich so ergebende Algorithmus ist aus physikalischer Sicht deutlich besser motivierbar und darüber hinaus infrarot- und kollinear-sicher. Wie in Abbildung 4.8 erkennbar, werden auch alle Teilchen eindeutig einem Jet zugeordnet, da sich Jetform und Jetgröße dynamisch verändern.

Der Jetrekonstruktionsalgorithmus lässt sich in zwei verschiedene Modi einteilen, den exklusiven und den inklusiven Modus. Für beide müssen zunächst verschiedene Variablen definiert werden<sup>16</sup>:

$$k \text{ und } l : \text{ Teilchen, die vom Detektor erfasst werden} \quad (4.3)$$

$$p_{Tk} \text{ und } p_{Tl} : \text{ Transversalimpuls der Teilchen } k \text{ und } l \quad (4.4)$$

---

<sup>16</sup>Die Definition der hier aufgeführten Variablen sind teilweise veränderbar. Es wurden nur die Gleichungen gezeigt, die im  $\Delta R$ -Schema verwendet werden, das auch bei dieser Analyse genutzt wird. Für weitere Details, vergleiche [37]

$$d_{kB} = p_{Tk}^2, \quad d_{kl} = \min(p_{Tk}^2, p_{Tl}^2) \cdot R_{kl}^2 \quad (4.5)$$

$$R_{kl}^2 = (\eta_k - \eta_l)^2 + (\phi_k - \phi_l)^2 \quad (4.6)$$

Im **inklusive Modus** wird der Impuls-Abstand der Teilchen zum Strahl mit dem freien Parameter  $R^2$  multipliziert, was einer Ähnlichkeit zum Cone-Algorithmus entspricht.  $R$  ist hierbei mit dem Jet-Radius vergleichbar, wird jedoch meist auf 1 gesetzt.

$$d_k = d_{kB} \cdot R^2 \quad (4.7)$$

Nun wird der neue Parameter  $d_k$  mit dem Wert von  $d_{kl}$  aus Gleichung 4.5 verglichen:

- Für  $d_{kl} < d_k$  werden die Objekte  $k$  und  $l$  zu einem Objekt zusammengefügt. Es gibt mehrere Methoden für diese Kombination, wobei hier das  $E_T$ -Schema kurz gezeigt werden soll. Die kombinierten Parameter sind dann:

$$E_{T,ij} = E_{T,i} + E_{T,j}, \quad \eta_{ij} = \frac{E_{T,i} \cdot \eta_i + E_{T,j} \cdot \eta_j}{E_{T,ij}}, \quad \phi_{ij} = \frac{E_{T,i} \cdot \phi_i + E_{T,j} \cdot \phi_j}{E_{T,ij}} \quad (4.8)$$

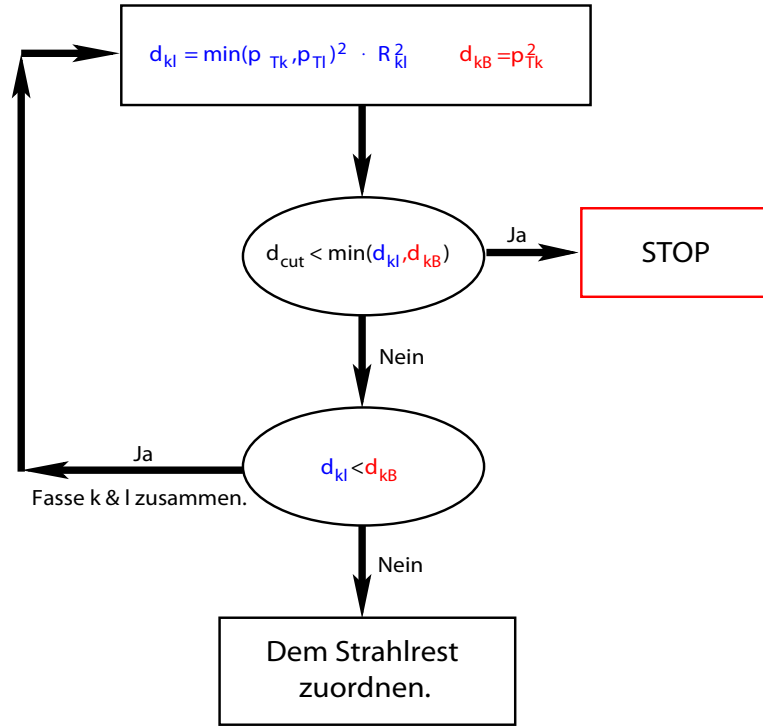
Damit wird sichergestellt, dass die rekonstruierten Jets messelosen Objekten entsprechen, wie sie in den theoretischen Rechnungen verwendet werden.

- Für  $d_{kl} > d_k$  wird das Objekt  $k$  als neuer Jet definiert und aus dem Algorithmus entfernt.

Der Algorithmus vergleicht so lange die Werte  $d_k$  und  $d_{kl}$ , bis alle Teilchen vom Algorithmus entfernt wurden und nur noch Jets vorhanden sind.

Der **exklusive Modus** wirkt sehr ähnlich wie der inklusive Modus, doch wird hier die Möglichkeit gegeben, bestimmte Teilchen als Beam-Beam Remnants (BBR) zu klassifizieren. Zur Festlegung des harten Endzustandes wird der Abbruchparameter  $d_{\text{cut}}$  eingeführt<sup>17</sup>. Mit ihm wird der maximale Abstand im Impulsraum festgelegt, den zwei Teilchen haben können, wenn sich beide im selben Jet befinden sollen. Eine Variation des  $d_{\text{cut}}$ -Parameters ist in Abbildung 4.10 illustriert. Es zeigt sich, dass ein kleiner  $d_{\text{cut}}$ -Wert zu vielen Jets führt und ein großer Wert zu wenigen.

<sup>17</sup> $d_{\text{cut}} < s$ , mit  $s$ : Quadrat der Schwerpunktsenergie



**Abbildung 4.9:** Vorgehensweise des  $k_T$ -Jetalgorithmus im exklusiven Modus. Nach [36] und [38].

Neben diesem zusätzlichen Parameter ist die Vorgehensweise ähnlich zu der oben beschriebenen:

- Für  $d_{kl} < d_{kB}$  (Bezeichnungen, wie in Gleichung 4.5 definiert) werden die Objekte  $k$  und  $l$  wieder zu einem Objekt zusammengefügt. Als Kombinationsmethode wird in dieser Arbeit das  $E_T$ -Schema aus Gleichung 4.8 verwendet.
- Für  $d_{kl} > d_{kB}$  wird das Objekt  $k$  dem BBR zugeordnet.

Zusätzlich wird jetzt aber gefordert:

$$d_{\text{cut}} > d_{\text{min}} \quad \text{mit} \quad d_{\text{min}} = \min(d_{kl}, d_{kB}) \quad (4.9)$$

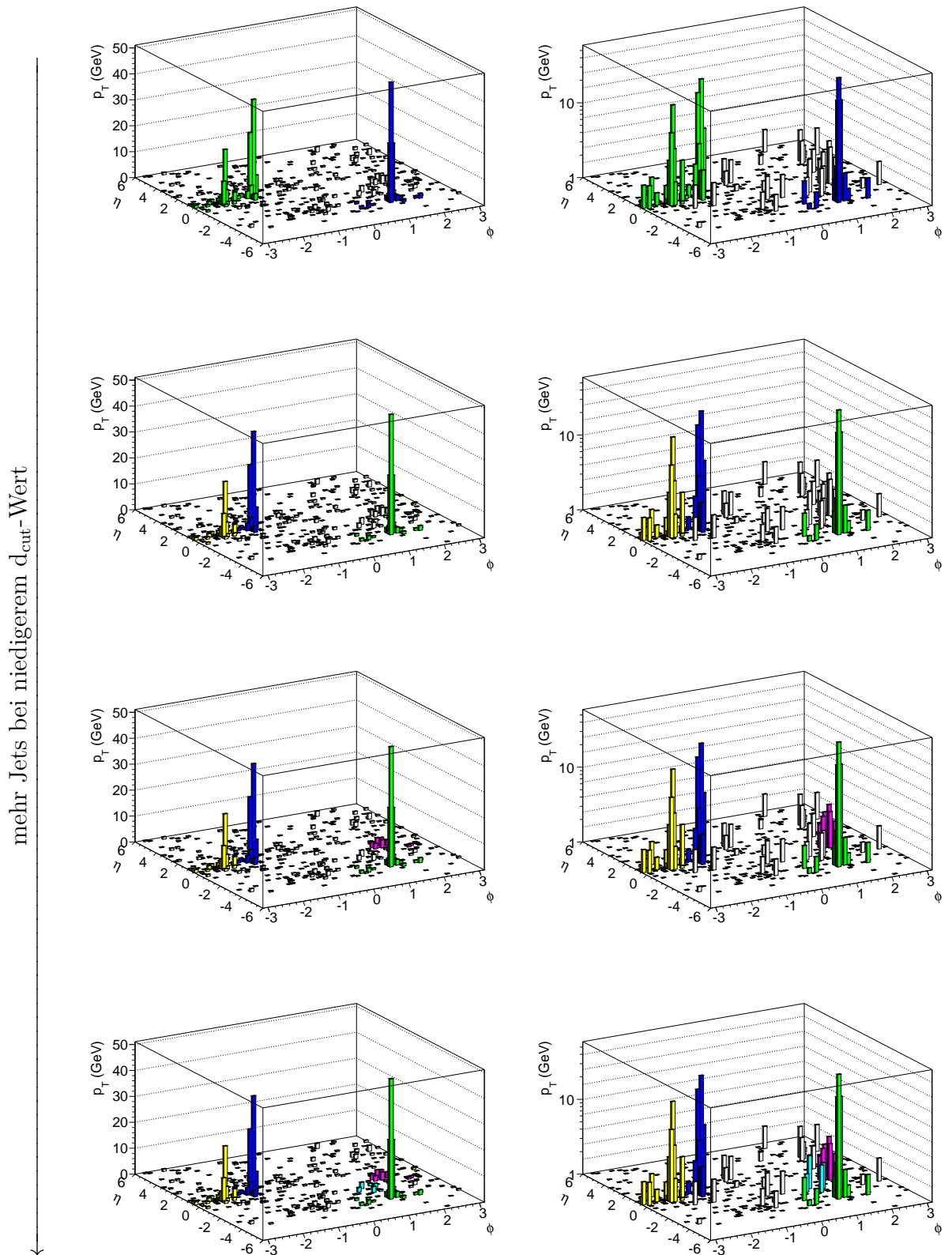
Sind die Parameter  $d_{kl}$  oder  $d_{kB}$  so weit angewachsen, dass diese Bedingung nicht mehr erfüllt wird, bricht der Algorithmus ab und alle verbleibenden Objekte werden als Jets definiert.

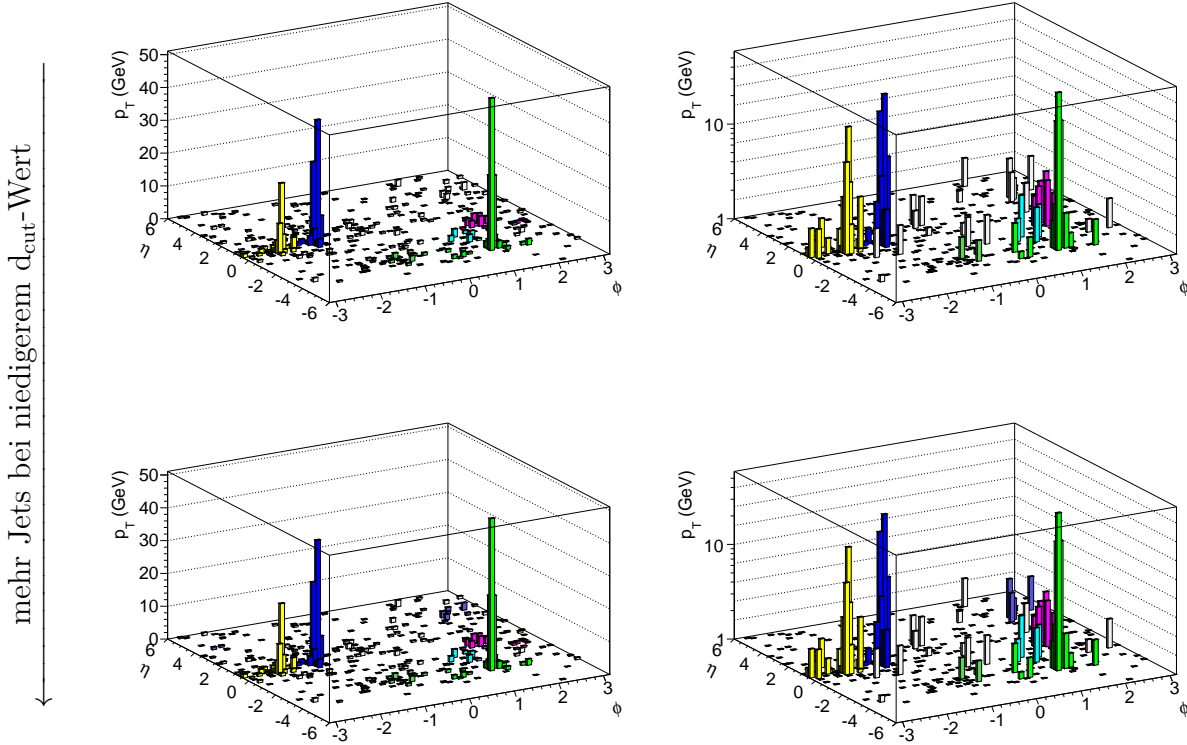
Der Hauptparameter dieses Algorithmuses ist also der  $d_{\text{cut}}$ -Parameter.

In dieser Arbeit wird bei der Analyse der  $k_{\text{T}}$ -Jetalgorithmus im exklusiven Modus verwendet, wobei meist  $d_{\text{cut}} = 400 \text{ GeV}^2$  gesetzt wird. Dies entspricht einem minimalen Transversalimpuls für Jets von ca. 20 GeV. Darüber hinaus kann gesagt werden, dass Teilchen, die im Impulsraum weiter als etwa 20 GeV von einem Jet entfernt sind, in der Regel dem BBR zugeordnet werden müssen.

Insgesamt wird hier also der Abstand zweier Teilchen bzw. Objekte im  $p_{\text{T}}$ -Raum betrachtet, um Jets zu rekonstruieren. Seed-Teilchen werden nicht benötigt.

## 4. Underlying Event





**Abbildung 4.10:** Mehrfache Darstellung des selben Ereignisses. Für den Jetrekonstruktionsalgorithmus ( $k_T$ -Algorithmus im exklusiven Modus) wurden jeweils unterschiedliche  $d_{\text{cut}}$ -Werte eingesetzt (links: nicht-logarithmisch, rechts: logarithmisch).

hohe Energie → niedrige Energie  
 grün blau gelb pink türkis dunkelgrün lila

**Anti- $k_T$ -Jet-Algorithmus** Neben dem ausführlich beschriebenen  $k_T$ -Jet-Algorithmus gibt es inzwischen eine Variation, die als Anti- $k_T$ -Jet-Algorithmus bekannt ist. Der Unterschied findet sich in der Parameter-Definition, bei der einige Exponenten negativ definiert sind [39]:

$$d_{kB} = p_{Tk}^{-2}, \quad d_{kl} = \min(p_{Tk}^{-2}, p_{Tl}^{-2}) \cdot R_{kl}^2 \quad (4.10)$$

$$R_{kl}^2 = (\eta_k - \eta_l)^2 + (\phi_k - \phi_l)^2 \quad (4.11)$$

Im Zusammenhang mit diesem Algorithmus wird auch die Bezeichnung „perfekter Cone-Algorithmus“ verwendet, da er sowohl infrarot- und kollinearsicher ist, aber auch jedes Teilchen eindeutig einem Jet zuordnet ohne ein BBR zu fordern. Dieser Algorithmus findet immer häufiger Verwendung.

# 5 Physikalische Grundlagen

## 5.1 Bestimmung des Underlying Events bei Schwerionenkollisionen

Die herkömmliche Vorgehensweise zur Analyse des Underlying Events wurde bereits im Kapitel 4.4 genau beschrieben. Aus den Experimenten mit Schwerionenkollisionen am LHC ist eine weitere Methode zur Bestimmung dieses Untergrunds bekannt, bei der mithilfe von Jets eine Korrektur durchgeführt wird. Zur Jetrekonstruktion wird dort der Anti- $k_T$ -Algorithmus verwendet [40].

In der Regel gibt es bei Pb-Pb-Kollisionen Gebiete, in denen keine Teilchen aus dem harten Stoß auftreten, was sich mit der hohen Kollisionsenergie und dem komplexen Aufbau der Bleikerne erklären lässt. Daher können dort Jets definiert werden, die das Underlying Event beschreiben. Verglichen mit Proton-Proton-Kollisionen ist die Jetrekonstruktion in diesen Bereichen möglich, da insgesamt deutlich mehr Teilchen entstehen und diese einen ausreichend hohen Transversalimpuls tragen.

Obwohl die Methode sehr vielversprechend scheint, kann sie nicht direkt auf Proton-Proton-Experimente übertragen werden. Die Teilchendichte des weichen Anteils wäre für eine sinnvolle Jetrekonstruktion zu gering. Jedoch kann man mit einigen Modifikationen eine ähnlich wirkende Methode implementieren, die in Kapitel 6 im Detail formuliert wird [41].

Die dort benötigten Voraussetzungen und Grundideen werden nun kurz motiviert.

## 5.2 Physikalische Motivation

Jetalgorithmen wurden für einen Energiebereich entwickelt, in dem die zu untersuchenden Prozesse noch ausreichend genau durch die Störungstheorie genähert werden können. Allerdings sind Teilchen aus weichen pp-Stößen üblicherweise nicht perturbativ beschreibbar. Will man nun Jets zur Näherung des Underlying Events heranziehen, so kann mit Schwierigkeiten gerechnet werden.

### 5.2.1 Jet-Algorithmen im nicht-perturbativen Bereich

Mit den folgenden Aspekten, die auch die Anfangsideen der Beschreibung des Underlying Events in Kapitel 6 darstellen, kann diese Problematik umgangen werden.



Bei verschiedenen Experimenten, die beispielsweise in [42], [43] und [44] erläutert werden, zeigt sich, dass störungstheoretische Berechnungen auch auf Bereiche kleinerer Energie ausdehnbar sind, was nicht zu erwarten war. Es wäre allerdings auch nicht konsistent, wenn die perturbative Beschreibung ab einem bestimmten Wert übergangslos abbricht. Ersichtlich wird das direkt aus der Ursache des Versagens:

Die zugrundeliegende Theorie, die Quantenchromodynamik, hängt direkt mit der Kopplungskonstante  $\alpha_s$  zusammen. Diese Größe, die im engeren Sinne keine richtige Konstante ist, steigt mit fallender Energie überproportional an, bis sie schließlich „zusammenbricht“<sup>1</sup>.

Bei einer zu geringen Energie ist  $\alpha_s(Q^2)$  so groß, dass in der Störungstheorie fehlende Terme höherer Ordnung nicht mehr vernachlässigt werden können. Daher verlieren perturbative Beschreibungen ihre Aussagekraft, wobei dies nicht an einem exakt definierten Energiewert geschieht, sondern kontinuierlich.

Neben den Ergebnissen aus [42], [43] und [44] gibt es eine weitere experimentelle Beobachtung, die die perturbative Beschreibung in Bereichen feststellt, von denen man bisher ausging, dass sie dort nicht mehr greift. Die Experimente untersuchten dabei die QCD-Evolutions-Gleichungen für Partondichten (engl.: „QCD evolution equations“), die auch als DGLAP-Gleichungen<sup>2</sup> bekannt sind [45]. Die Messungen wurden mit dem Beschleuniger HERA<sup>3</sup> am Forschungszentrum DESY (Hamburg) durchgeführt. Es konnte festgestellt werden, dass die gemessenen Daten sehr gut mit den theoretischen Evolutionsgleichungen übereinstimmen, und das in einem großen Bereich der Bjorken-Skalenvariable  $x$  und des Impulsübertrags  $Q^2$ . Dies ist auch in Abbildung 5.1 erkennbar, die  $e^+p$  - Daten wie auch Messungen von Fixed-Target-Experimenten aus HERA (H1 und ZEUS) enthält. Die Ergebnisse und die theoretische (perturbative) Vorhersage stimmen in einem Bereich von mehr als 8 Größenordnungen überein.

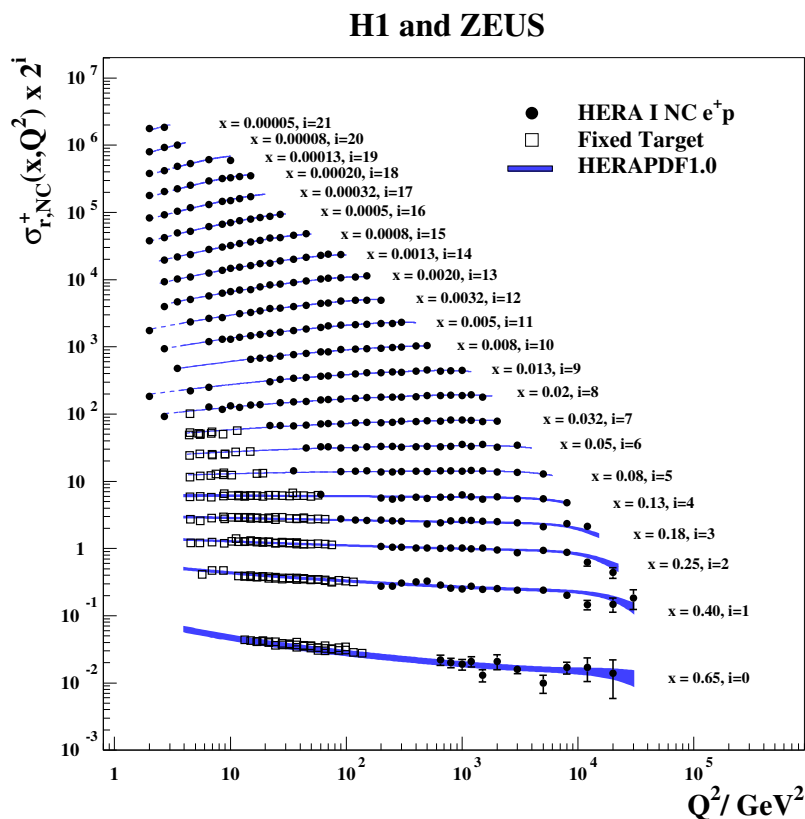
Darüber hinaus sind auch für einen Impulsübertrag  $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$  und für sehr kleine Bjorken-Skalenvariablen  $x$  die störungstheoretischen Vorhersagen und die Daten in einem Gebiet identisch, das bisher nur nicht-perturbativ behandelt wurde. Dies haben die Untersuchungen [47] und [48] feststellen können.

Es ist prinzipiell nicht abzustreiten, dass bei niedrigeren Energien auch ein größerer Einfluss von Prozessen auftritt, die nicht mehr perturbativ beschrieben werden können. Trotzdem zeigt sich, dass die störungstheoretische Methode auch noch im niederenergetischen Bereich sinnvolle Ergebnisse liefert, nur der Fehler erhöht sich.

<sup>1</sup>Der Zusammenbruch wird in der Theorie durch die Divergenz  $\alpha_s \xrightarrow{Q \rightarrow \Lambda_{\text{QCD}}} \infty$  beschrieben (Confinement), was de facto nicht mit der Realität übereinstimmen kann. Nach bisheriger Auffassung darf keine Variable den Wert  $\infty$  annehmen.

<sup>2</sup>DGLAP steht für die Wissenschaftler, die diese Gleichungen untersucht haben: **D**okshitzer (1977), **G**ribov und **L**ipatov (1972), **A**ltarelli und **P**arisi (1977)

<sup>3</sup>HERA: **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage



**Abbildung 5.1:** Vergleich von gemessenen Daten und Theorievorhersage HERAPDF1.0. Die gestrichelten Linien wurden extrapoliert, da der  $Q^2$ -Wert in diesem Bereich nicht mehr durch die perturbative QCD beschrieben wird [46].

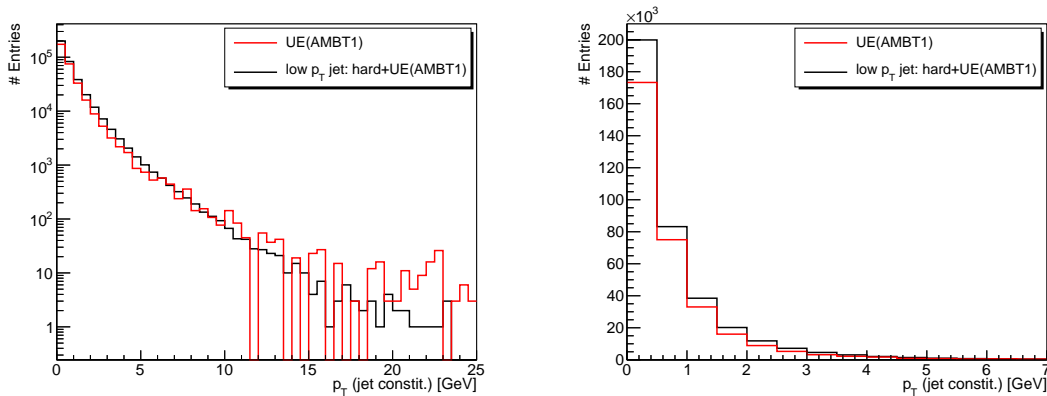
All die oben beschriebenen Punkte sind bereits starke Hinweise, dass Jets auch für die Rekonstruktion weicher, nicht-perturbativ-beschreibbarer Stöße verwendet werden können. Dementsprechend sollte auch das Underlying Event bei Proton-Proton-Kollisionen mit Jetalgorithmen analysierbar sein, ohne dass physikalische Fakten missachtet werden. Weitere Ergebnisse, die in dieselbe Richtung weisen, wurden bei Experimenten zur Untersuchung von Ereignisprofilen bei  $e^+e^-$ -Annihilationen erzielt, die in den Artikeln [49] bzw. [50] detailliert erläutert werden.

### 5.2.2 Zusammenhang: Niederenergetische Jets & Underlying Event

Bei dieser Arbeit wird untersucht, ob das Underlying Event durch den so genannten „low- $p_T$ -Jet“ genähert werden kann. Der „low- $p_T$ -Jet“ ist dabei als Jet mit dem niedrigsten Transversalimpuls innerhalb eines Kollisionsereignisses definiert.

Obwohl die beiden Teile eines Ereignisses zunächst unabhängig scheinen, ergeben sich bei ersten Untersuchungen einige Zusammenhänge zwischen Underlying Event und low- $p_T$ -Jet:

Die offensichtlichste Verbindung zwischen beiden Prozessen ist die Energieverteilung und der Energieinhalt, der jeweils sehr niedrig ist. Wie am Ende von Abschnitt 4.2 bereits diskutiert wurde, sind die meisten Teilchen des Underlying Events niederenergetisch (vgl. Abbildungen 5.2). Das Gleiche gilt für den low- $p_T$ -Jet: Da der größte Teil der harten Beiträge eines Events bereits durch höherenergetische Jets aufgesammelt wurde, bleiben nur noch Teilchen mit einem niedrigen Energieanteil übrig. Somit ist der low- $p_T$ -Jet sehr ähnlich zum Underlying Event, was in der Abbildung 5.2 gut zu erkennen ist.



**Abbildung 5.2:** Vergleich des Underlying Events mit dem low- $p_T$ -Jet. (links: halb-logarithmisch, rechts: nicht-logarithmisch)

Es lässt sich eine prinzipielle Übereinstimmung beider Prozesse beim Transversalimpuls der Jet-Teilchen erkennen. Zur Simulation wurde der Tune AMBT1 verwendet.

Ein weiterer Zusammenhang zwischen Underlying Event und low- $p_T$ -Jet ist die Art ihrer Entstehung. Kollidieren zwei Protonen miteinander, so ist die starke Kraft dominierend, was daher auch für die Entstehung des Underlying Events gilt. Ebenso moderiert die starke Wechselwirkung die Hadronisierung der Teilchen, die zur Bildung von Jets, inklusive dem low- $p_T$ -Jet führt.

Die ähnlichen Eigenschaften der beiden Ereignis-Komponenten, wie z.B. den Verlauf der Kurven in Abbildung 5.2, lassen sich deshalb durch die gleichartigen Entstehungsprozesse erklären.

Die größte Motivation, den low- $p_T$ -Jet als Beschreibung des Underlying Events heranzuziehen, sind die Resultate bei der Untersuchung der mittleren Jetanzahl pro Event, die aus [28] entnommen wurden.

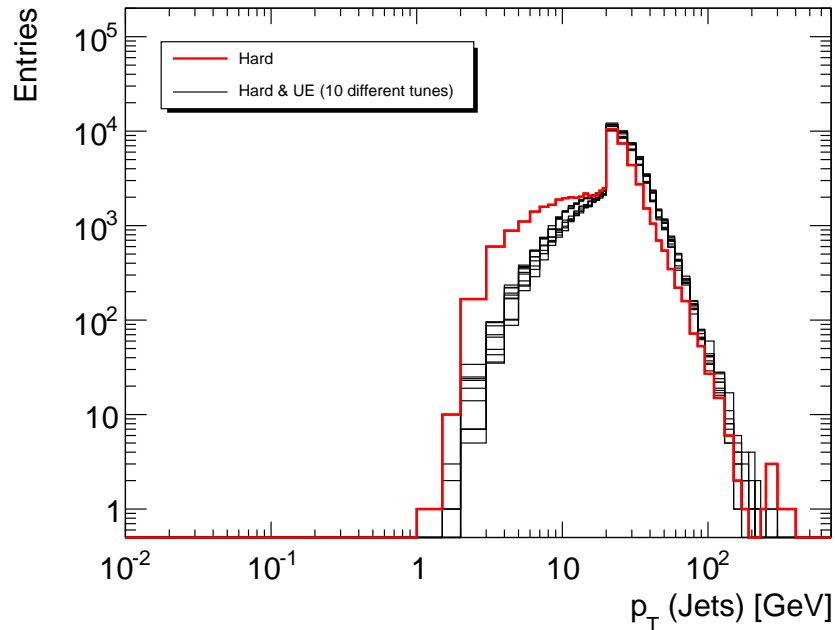
Mithilfe von Tabelle 5.1 kann die Anzahl an Jets bei einem reinen harten Ereignis mit einem Ereignis, bei dem das Underlying Event mit berücksichtigt wird, verglichen werden.

	$k_T$ exklusiv
Harter Stoß	$2,13 \pm 0,01$
Hart + Tune A	$2,89 \pm 0,01$
Hart + ATLAS Tune	$3,18 \pm 0,01$
Hart + Tune DW	$3,01 \pm 0,01$

**Tabelle 5.1:** Mittlere Jetanzahl pro Event [28]

Der Untergrund wurde durch verschiedene Tunes (vgl. Kapitel 4.5.2) simuliert: Tune A, ATLAS Tune und Tune DW. Es ist dabei deutlich erkennbar, dass das Underlying Event, verglichen mit dem reinen harten Stoß, zu zusätzlichen Jets führt.

Die Jetanzahl erhöht sich durchschnittlich um einen Wert zwischen 0,76 (Tune A) und 1,05 (Tune DW). Daraus lässt sich schließen, dass das Underlying Event zu jedem Ereignis circa einen weiteren Jet beisteuert. Dieser zusätzliche Jet ist relativ niederenergetisch, wie aus den folgenden Aspekten geschlossen werden kann.

**Abbildung 5.3:** Anzahl an Jets mit je einem bestimmten Transversalimpuls.

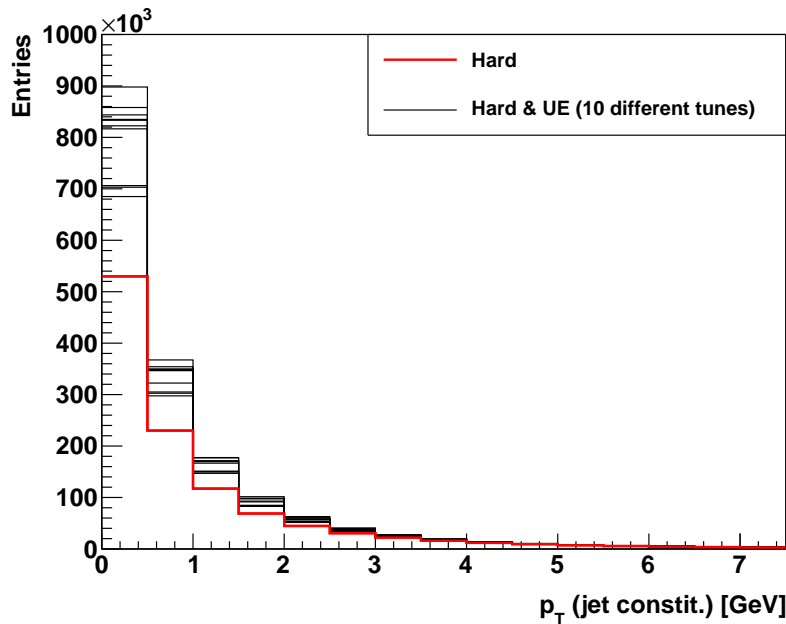
In rot ist der Transversalimpuls des reinen harten Anteils eines Ereignisses aufgetragen. Bei den schwarzen Kurven<sup>4</sup> wird zusätzlich das Underlying Event mit berücksichtigt. Es lässt sich dabei eine Verschiebung um ca. 5...10 GeV zu einem höheren  $p_T$ -Wert feststellen.

<sup>4</sup>Um eine sinnvolle Aussage treffen zu können, wurden zur Simulation des Underlying Events 10 verschiedene Tunes verwendet. Trotz der Unterschiede zwischen diesen Tunes zeichnet sich bei allen die gleiche Tendenz ab.

Neben dem zusätzlichen Jet erhöht der Beitrag des Underlying Events auch die Energie bzw. den Transversalimpuls der Kollisionsereignisse. Abbildung 5.3 zeigt, dass die  $p_T$ -Werte der Jets im Mittel um etwa 5...10 GeV ansteigen, was besonders gut im Bereich  $p_T = 10 \dots 200$  GeV erkennbar ist.

Der Sprung bei  $p_T = 20$  GeV lässt sich durch zwei verschiedene Gründe erklären und hat keine tiefere physikalische Bedeutung:

1. Aufgrund der logarithmischen x-Achse, sind die Binbreiten nicht einheitlich gewählt. Ab 20 GeV deckt ein Bin einen größeren Bereich ab, als bei niedrigeren Werten. Somit befinden sich ab  $p_T = 20$  GeV mehr Einträge pro Bin.
2. Für den Jetrekonstruktionsalgorithmus wurde der Schnittparameter  $d_{cut}$ -Wert als bestimmende Größe auf  $d_{cut} = 400 \text{ GeV}^2$  festgelegt, was in etwa einem minimalen  $p_T$ -Wert von 20 GeV entspricht ( $\sqrt{d_{cut}} \approx p_{T,min}$ ).



**Abbildung 5.4:** Anzahl der Jet-Komponenten mit je einem bestimmten Transversalimpuls. Vor allem bei niedrigen  $p_T$ -Werten haben die Underlying-Event-Simulationen einen höheren Beitrag. Die Farben sind mit Abbildung 5.3 identisch: Rot = „Hard“, Schwarz = „Hard + UE“

Betrachtet man nicht den Gesamtimpuls der Jets, sondern den  $p_T$ -Wert der einzelnen Jet-Konstituenten, so wird deutlich, dass der Energiezuwachs durch das Underlying Event vor allem im  $p_T$ -Bereich 0 ... 5 GeV stattfindet. Diese Tendenz zeigt sich für alle Tunes, obwohl sich die 10 verschiedenen Underlying-Event-Simulationen recht stark voneinander unterscheiden (Abbildung 5.4).

Aus den drei Beobachtungen zum Underlying Event (i: Zusätzlicher Jet; ii: Erhöhung von  $p_T(\text{Jet})$  um 5...10 GeV; iii: Zusätzliche Jet-Teilchen vor allem bei niedrigen  $p_T$ -Werten), kann nun gefolgert werden, dass der zusätzlich erzeugte Jet vor allem aus niederenergetischen Teilchen besteht und daher selbst niederenergetisch ist.

Somit schließt sich der Kreis vom Underlying Event zum low- $p_T$ -Jet, der dieses beschreiben soll.

Auch wenn das Underlying Event räumlich gleichmäßig verteilt ist, während der low- $p_T$ -Jet gerichtet ist, liegen im interessanten Raum, dem Impulsraum, die beiden Bestandteile nahe beieinander.

All das gibt Grund zur Annahme, dass das Underlying Event tatsächlich mit dem low- $p_T$ -Jet beschrieben werden kann. Die folgenden Kapitel werden diese Behauptung nun untersuchen.

# 6 Methode

Wie im Kapitel 5.1 beschrieben, wird bei Schwerionenexperimenten der Underlying-Event-Beitrag mithilfe von Jets genähert. Nach den Überlegungen im vorherigen Kapitel zur allgemeinen Übertragbarkeit von Jetalgorithmen in den nicht-pertubativen Energiebereich kann der nächste Schritt durchgeführt werden: Die Methode soll nun auf Proton-Proton-Kollisionen angewendet werden.

## 6.1 low- $p_T$ -Jet-Methode

Vor der Durchführung der Methode müssen zunächst zwei verschiedene Ereignisklassen betrachtet werden. Die erste Klasse ist der reine harte Stoß, ohne die Einbeziehung des Underlying Events. „Hart“ bedeutet hierbei, dass bei einer Proton-Proton-Kollision nur die Partonen simuliert werden, die direkt am zentralen, höchstenergetischen Stoß beteiligt sind. Dies ist, wie im Kapitel 4 bereits beschrieben, nur ein kleiner Anteil des gesamten Protons.

Neben dieser ersten, harten Simulation muss eine zweite Klasse generiert werden, die die gesamte Kollision auf einmal modelliert. Dabei wird neben dem reinen harten Anteil auch der Anteil des Underlying Events simuliert, was im Folgenden als „Hart + UE“ bezeichnet wird. Für die Erzeugung dieses zusätzlichen Beitrags gibt es unterschiedliche Modelle (Tunes, vgl. Abschnitt 4.5.2).

Hat man nun die beiden Klassen von Monte-Carlo-Ereignissen unabhängig voneinander mit ausreichend hoher Statistik erzeugt ( $>10.000$  Events), so kann die Differenz zwischen beiden betrachtet werden. Dieses Resultat entspricht dem Underlying Event<sup>1</sup> mit vernachlässigbarem Einfluss des harten Stoßes. Der so bestimmte Underlying-Event-Anteil kann nun als Referenz bei der Durchführung und bei der späteren Überprüfung der Methode verwendet werden.

Innerhalb eines Ereignisses sind Jets die sensitivsten Anteile bezüglich des Underlying Events. Da diese jedoch keine elementaren Objekte sind, sondern eine Ansammlung vieler Teilchen, wird die Underlying-Event-Korrektur mithilfe dieser einzelnen Teilchen durchgeführt.

Wie bereits im vorherigen Kapitel dargelegt, soll nun bei der folgenden Methode das Underlying Event durch den low- $p_T$ -Jet genähert werden, weshalb aus der zweiten Ereignisklasse „Hart + UE“ die low- $p_T$ -Jets aller Events betrachtet werden.

---

<sup>1</sup>Das Ergebnis ist nicht das Underlying Event von einzelnen Ereignissen, sondern ein statistisches Mittel der Underlying-Event-Anteile von vielen Ereignissen.

Als erstes wird der low- $p_T$ -Jet komponentenweise, mittels der  $p_T$ -Verteilungen, vom Gesamtereignis subtrahiert. Im Allgemeinen sollte die daraus entstehende Verteilung die reinen harten Ereignisse beschreiben.

Da diese heuristische Vorgehensweise natürlich in einigen Fällen auch versagen kann und fehlerhafte Ergebnisse liefert, wird eine statistische Methode angewendet, die es dennoch erlaubt, jedes Ereignis separat um den entsprechenden Underlying-Event-Anteil zu korrigieren.

Dafür wird eine, vom  $p_T$  der Jetkomponenten abhängige, Gewichtungsfunktion  $w(p_T)$  eingeführt (vgl. Abschnitt 6.1.2), mit der direkt aus den Detektor-Daten<sup>2</sup> der reine harte Anteil bestimmt werden kann.

Die so bestimmte Gewichtungsfunktion kann nun auf weitere unabhängige Monte-Carlo-Ereignissimulationen angewendet werden, indem die Transversalimpulse der Jetkomponenten  $p_T(\text{jet constit.})$  mit der Funktion  $w(p_T)$  multipliziert werden.

Nach dieser Gewichtung sollte das Resultat dem harten Anteil entsprechen und das vollständig für alle Ereignisse, da die Gewichtungsfunktion statistisch bestimmt wurde und daher keine extremen Ausreißer im  $p_T$ -Spektrum möglich sind.

Bei einem Vergleich zwischen diesem Resultat und dem reinen harten Stoß sieht man, dass dieses Vorgehen tatsächlich die erwarteten Ergebnisse liefert, was im Kapitel 7 noch ausführlich diskutiert wird.

Zunächst wird jedoch die oben zusammengefasste Methode detaillierter erklärt.

### 6.1.1 Vorgehensweise

Bei den verwendeten Monte-Carlo-Simulationen wurde der Ereignis-Generator PYTHIA [32] (siehe auch Abschnitt 4.5.1) in der Programmversion 6.4.24 verwendet, die im Oktober 2010 veröffentlicht wurde (vgl. „Update-Notes“ zu PYTHIA [51]).

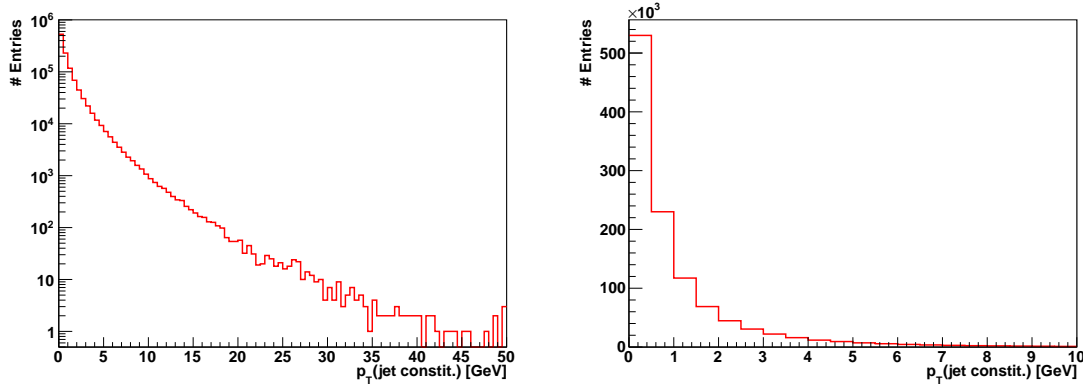
Wie oben beschrieben, werden zunächst zwei verschiedene Ereignisklassen simuliert. Die erste Klasse ist der reine harte Stoß, ohne die Einbeziehung des Underlying Events. Mit dem Ereignisgenerator PYTHIA ist es möglich diesen harten Stoß separat von weiteren Beiträgen (wie Underlying Event, Pile-Up, etc.) zu simulieren, obwohl normalerweise ein Farbfluss zwischen harten und weichen Komponenten vorhanden wäre. In Abbildung 6.1 ist die zugehörige Verteilung zu sehen. Hierbei wurde die Häufigkeit der beteiligten Teilchen gegen deren Transversalimpuls aufgetragen.

Als zweites wird die vollständige Kollision modelliert („Hart + UE“), bei der auch der Farbfluss zwischen den einzelnen Komponenten berücksichtigt wird. Es wird dabei gefordert, dass es sich hauptsächlich um Ereignisse handelt, deren führender Jet einen geringen Transversalimpuls aufweist. Dies kann mithilfe eines Schnittes im Impulsraum erreicht werden (vgl. Abschnitt 6.3).

---

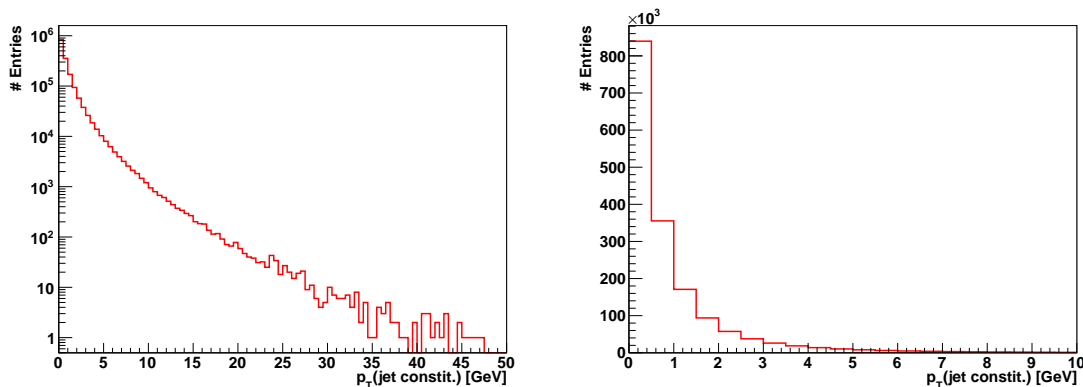
<sup>2</sup>Die Detektor-Daten entsprechen bei der Simulation der Kombination „Hart + UE“.





**Abbildung 6.1:** Der reine harte Stoß, bei dem die Häufigkeit der Jetkomponenten zum jeweiligen  $p_T$ -Wert aufgetragen wurde. (links: halb-logarithmisch, rechts: nicht-logarithmisch)

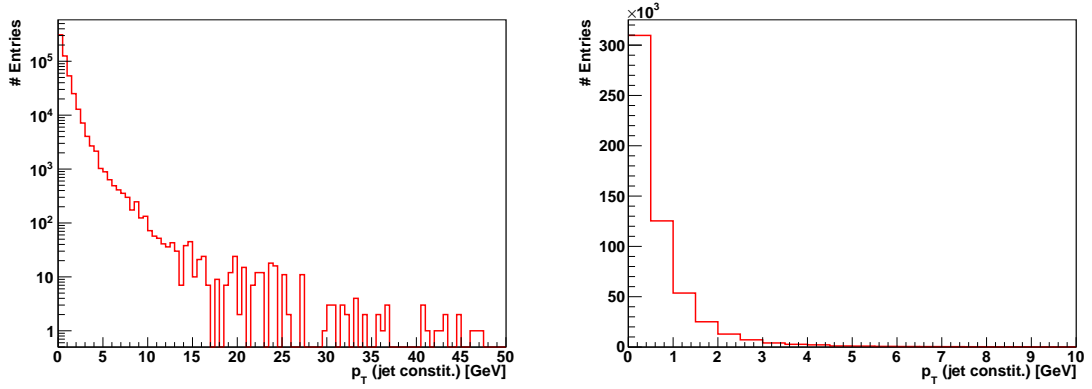
Die hierzu gehörende Verteilung ist unter Abbildung 6.2 zu finden, bei der der Underlying-Event-Tune „AMBT1“ verwendet wurde. Er ist der neueste ATLAS Tune und repräsentiert auch das Mittel aller im Kapitel 7 verwendeten Tunes gut.



**Abbildung 6.2:** Verteilung des Transversalimpulses der Jetteilchen, die bei der Simulation von „Hart + Underlying Event“ entstehen. Tune AMBT1 beschreibt hier, wie auch in den folgenden Abbildungen (6.3, 6.4 und 6.5) das Underlying Event. (links: halb-logarithmisch, rechts: nicht-logarithmisch)

Zum späteren Vergleich der Ergebnisse und für eine Optimierung der low- $p_T$ -Jet-Methode (siehe Abschnitt 6.2), wird die Differenz zwischen „Hart + UE“ und „Hart“ gebildet. Dies entspricht dem reinen Underlying Event, dargestellt in Abbildung 6.3. Ersichtlich wird dabei auch, dass das Underlying Event hauptsächlich aus Teilchen mit einem geringen Transversalimpuls besteht, was bereits in Kapitel 4 erörtert wurde.

Die Verteilungen wurden alle mit relativ vielen Ereignissen erstellt (20.000), sodass für die spätere Analyse eine ausreichend hohe Statistik vorhanden ist.



**Abbildung 6.3:** Differenz aus „Hart + UE“ (Abb. 6.2) und „Hart“ (Abb. 6.1), was dem reinen Underlying Event entspricht.

Anschließend wird der low- $p_T$ -Jet aus den Simulationen von „Hart + UE“ selektiert. Bei der Jetrekonstruktion fordert die Methode in jedem Ereignis mindestens drei Jets. Das lässt sich wie folgt erklären:

Die harten Beiträge einer Proton-Proton-Kollision bilden meist einen Dijet<sup>3</sup>. Neben diesen hochenergetischen Teilchen gibt es weitere weiche Teilchen, die räumlich gleichverteilt sind und beispielsweise aus dem Underlying Event stammen. Diese können entweder zu den Beam-Beam-Remnants gezählt werden oder sie werden von weiteren Jets aufgesammelt, was in der Regel mindestens einen weiteren (dritten) Jet pro Ereignis bedingt. Eine obere Grenze für die maximale Anzahl an Jets wird nicht direkt gesetzt, sondern nur implizit durch Parameter wie den  $d_{cut}$ -Wert festgelegt.

Nachdem der  $k_T$ -Jetalgorithmus die Teilchen eindeutig zugeordnet hat, werden die Jets aus jedem Ereignis nach ihrer Energie sortiert. Der Jet mit der niedrigsten Gesamtenergie wird als low- $p_T$ -Jet definiert.

Als Auswahlkriterium wurde der Jet mit der niedrigsten Energie und nicht mit dem niedrigsten Transversalimpuls gewählt. Dies hat jedoch keine Auswirkung auf die Methode. Die Reihenfolge bei einer Sortierung nach niedrigstem Impuls und nach niedrigster Energie stimmt in der Regel überein, da die Masse der Jetteilchen, im Vergleich zu ihrer kinetischen Energie, vernachlässigbar ist<sup>4</sup>. Der Grund für diese Wahl ist die leichtere Zugänglichkeit der Energie-Parameter innerhalb des Ereignis-Generators und auch im Experiment.

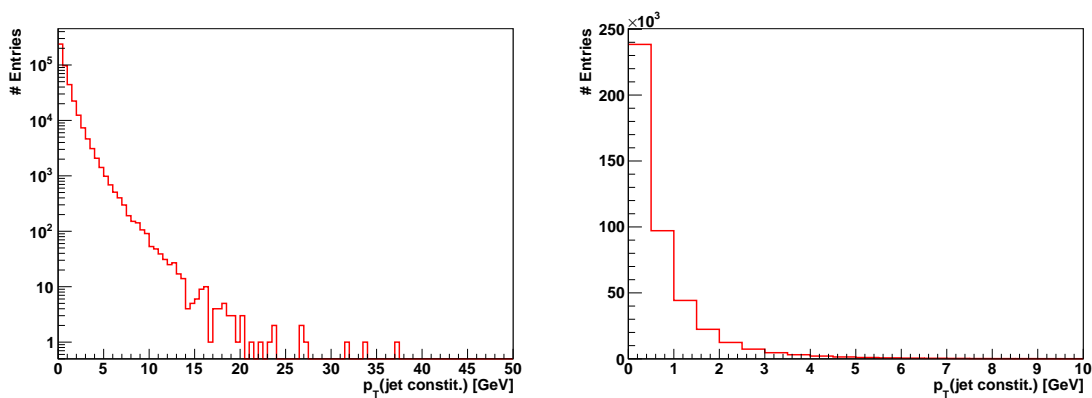
<sup>3</sup>Dijet: Zwei führende Jets, die aus dem gleichen Vertex stammen und bzgl. des Schwerpunktsystems in entgegengesetzte Richtungen fliegen.

<sup>4</sup>Die Jets bestehen bei ihrer Rekonstruktion im Detektor zum größten Teil aus leichten Hadronen wie z.B. Pionen (teils auch Protonen und Neutronen), die eine kleine Masse  $m_{\pi^0} \approx 135$  MeV [1] besitzen. Die schwereren Teilchen sind so kurzlebig, dass sie üblicherweise vor ihrer Detektion in leichtere Tochterpartikel zerfallen. Bei hohen Schwerpunktsenergien, wie beispielsweise am LHC, gilt somit  $E_{Jet} \approx p_{Jet}$ .

Des Weiteren wird für die Jetrekonstruktion nur der  $k_T$ -Algorithmus im exklusiven Modus verwendet, da er viele Vorteile bei der Analyse bietet. Die wichtigsten sind:

- Infrarot- und Kollinearsicherheit.
- Eindeutige Zuordnung der Teilchen zu Jets.
- Möglichkeit Teilchen als Beam-Beam-Remnants zu klassifizieren.
- Der Schnittparameter  $d_{cut}$  zur Festlegung der Größe und Anzahl der Jets.

Nach der Bestimmung des low- $p_T$ -Jets kann nun mit der Korrektur selbst begonnen werden. Dazu wird wieder die  $p_T$ -Verteilung der Jetkomponenten betrachtet, diesmal vom low- $p_T$ -Jet (vgl. Abbildung 6.4). Diese statistische Verteilung sollte mit dem Underlying Event übereinstimmen und wird von „Hart + UE“ abgezogen. Das Resultat müsste der Verteilung der Transversalimpulse des reinen harten Anteils entsprechen, wie in Abbildung 6.5 exemplarisch für den Tune AMBT1 nachvollzogen werden kann.

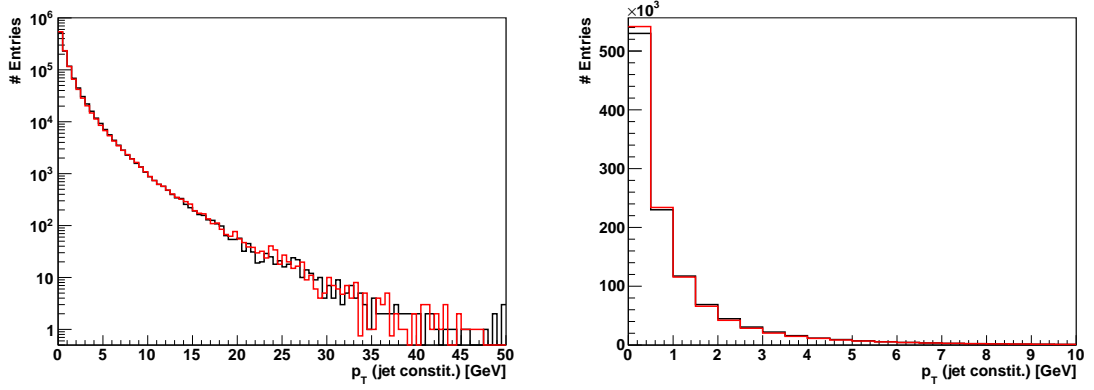


**Abbildung 6.4:** Der low- $p_T$ -Jet aus der Simulation von „Hart + UE“.

Da dieses Vorgehen nur eine prinzipielle Verteilung des harten Stoßes ergibt, jedoch nicht einzelne Events um ihre Underlying-Event-Beiträge korrigiert, wird eine Gewichtungsfunktion  $w(p_T)$  eingeführt.

### 6.1.2 Gewichtungsfunktion

Die Gewichtungsfunktion  $w(p_T)$  soll es ermöglichen, einzelne Events um den Untergrundbeitrag zu korrigieren. Dies ist notwendig, weil üblicherweise jedes Ereignis einen anderen (transversalimpulsabhängigen) Underlying-Event-Anteil besitzt.



**Abbildung 6.5:** In rot: Differenz aus „Hart + UE“ (Abb. 6.2) und dem low- $p_T$ -Jet aus „Hart+UE“ (Abb. 6.4), was dem reinen harten Anteil der Kollision entsprechen sollte. Zum Vergleich in schwarz: Der reine harte Stoß. Die genauen Ergebnisse werden in Kapitel 7 diskutiert.

Da man bei einer echten Datennahme als Ausgabe die gesamte Kollision (Hart + UE) erhält, wird im folgenden dafür der Begriff „Daten“ verwendet:

$$\text{Daten} = (\text{Hart} + \text{UE}) \quad (6.1)$$

Die Gewichtungsfunktion  $w(p_T)$  soll auf jedes einzelne Teilchen in den Kollisionen wie folgt wirken:

$$\mathbf{Hart} = \mathbf{w}(p_T) \cdot \mathbf{Daten} = \mathbf{w}(p_T) \cdot (\mathbf{Hart} + \mathbf{UE}) \quad (6.2)$$

Somit muss  $w(p_T)$  die folgende Form aufweisen:

$$w(p_T) = \frac{Hart}{Daten} = \frac{Hart}{(Hart + UE)} \quad (6.3)$$

Die vorgestellte Methode basiert auf der Annahme:

$$Hart = (Hart + UE) - (low-p_T - Jet)$$

also

$$Hart = Daten - (low-p_T - Jet) \quad (6.4)$$

Dementsprechend ergibt sich zusammengenommen:

$$w(p_T) = \frac{(Hart + UE) - (low-p_T - Jet)}{(Hart + UE)} \quad (6.5)$$

Bei Verwendung von Kollisionsdaten aus Experimenten entspricht das:

$$w(p_T) = \frac{Daten - (low-p_T - Jet)}{Daten} \quad (6.6)$$

Die folgende, kurze Überlegung soll zeigen, dass die Funktion  $w(p_T)$  den reinen harten Anteil aus den Daten bestimmen kann.

$$\begin{aligned} Hart &\stackrel{?}{=} w(p_T) \cdot Daten \\ &= w(p_T) \cdot (Hart + UE) \\ &= \frac{(Hart + UE) - (low-p_T - Jet)}{(Hart + UE)} \cdot (Hart + UE) \\ &= (Hart + UE) - (low-p_T - Jet) \\ &\approx Hart \quad \square \end{aligned} \quad (6.7)$$

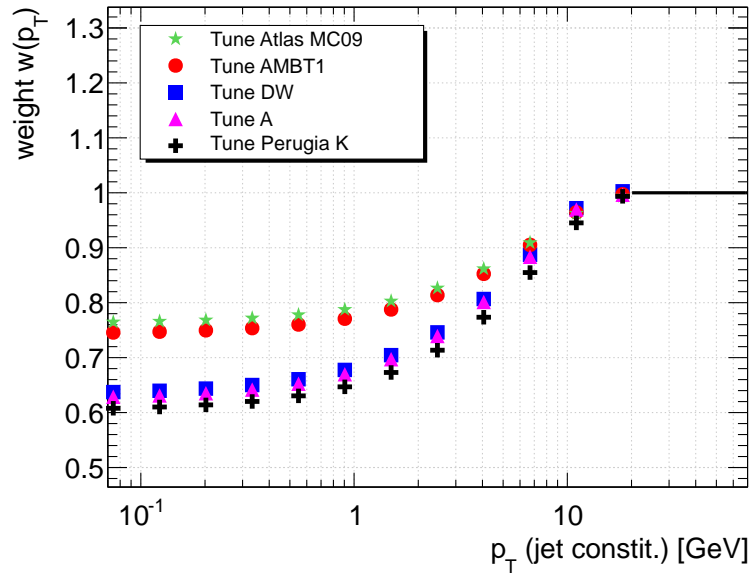
Dies funktioniert, solange im letzten Schritt die Grundidee der in dieser Arbeit präsentierten Methode durchgeführt wird: Underlying Event  $\approx$  low- $p_T$ -Jet.

Die Funktion  $w(p_T)$  beschreibt dabei die Wahrscheinlichkeit, dass Teilchen mit einem bestimmten Transversalimpuls  $p_T$  aus dem harten Stoß stammen. Dies ist in Abbildung 6.6 dargestellt, in der die Gewichtungsfunktion für fünf verschiedene Underlying-Event-Tunes aufgetragen wurde. Alle Funktionen weisen in etwa den gleichen Verlauf auf, was bereits für die Reproduzierbarkeit der Methode bei echten Kollisionsdaten spricht.

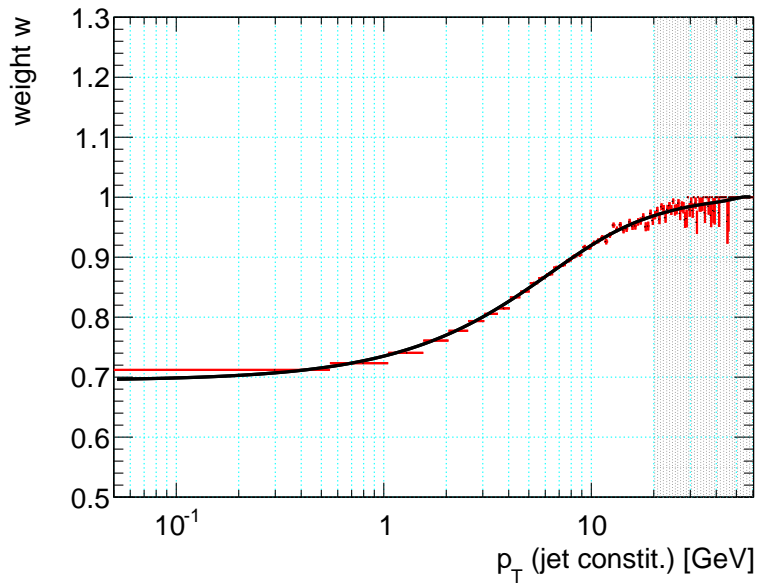
Bei einem geringen  $p_T$ -Wert ist die Wahrscheinlichkeit für den harten Anteil im Bereich von etwa 70 %, das heißt der Underlying-Event-Anteil liegt bei etwa 30 %. Mit steigendem Transversalimpuls nimmt auch der Beitrag des harten Stoßes zu, sodass ab einem Wert von  $p_T \approx 20$  GeV das Underlying Event nahezu keine Rolle mehr spielt. Die Teilchen, die eine so hohe Energie besitzen, sind also mit einer Wahrscheinlichkeit von fast 100 % aus dem harten Stoß.

Da in diesem hohen Impulsbereich auch die Statistik bei der Simulation zurückgeht und somit der Fehler der Funktion  $w(p_T)$  größer wird, wurde die Gewichtungsfunktion ab 20 GeV auf 1 festgesetzt, d.h

$$w(p_T > 20 \text{ GeV}) := 1. \quad (6.8)$$



**Abbildung 6.6:** Gewichtungsfunktionen  $w(p_T)$  für verschiedene Underlying-Event-Modelle in halb-logarithmischer Darstellung. Die Punkte sind keine einzelnen Messpunkte oder Simulationspunkte, sondern repräsentieren zur besseren Lesbarkeit nur die Funktionen (vgl. Abbildung 6.7).



**Abbildung 6.7:** Gewichtungsfunktion für den ATLAS Minimum Bias Tune 1 (AMBT1). Der Anteil des Underlying Events verschwindet ab etwa 20 GeV und die statistischen Fehler erhöhen sich. Deshalb wird die Funktion  $w(p_T)$  ab 20 GeV (grauer Bereich) auf 1 festgesetzt.

Nach der Bestimmung der Gewichtungsfunktion kann die Ereignisklasse „Hart + UE“ ein weiteres Mal modelliert werden. Nun werden dabei die Teilchen, abhängig von ihrem Transversalimpuls, mit dem Gewicht  $w(p_T)$  multipliziert, das aus der oben beschriebenen Methode stammt. Dafür muss  $w(p_T)$  in die Simulation eingebaut werden.

Die Gewichtungsfunktion wurde dabei aus  $p_T$ -Verteilungen gewonnen. Nachdem diese Verteilungen nur als Histogramme vorliegen, hat auch  $w(p_T)$  auf der Achse des Transversalimpulses eine endliche Binbreite. Da die Teilchen allerdings nicht binweise korrigiert werden sollen, sondern relativ exakt, wird als Hilfsmittel eine geeignete mathematische Funktion benötigt. Als gute Näherung erwiesen sich Polynome 3. als auch 5. Grades. Eine Übersicht der Polynome, die die Gewichtung beschreiben, findet sich in Abbildung 6.6 und in Tabelle 6.1.

$$w(p_T) = x_0 + x_1 \cdot p_T + x_2 \cdot (p_T)^2 + x_3 \cdot (p_T)^3 + x_4 \cdot (p_T)^4 + x_5 \cdot (p_T)^5$$

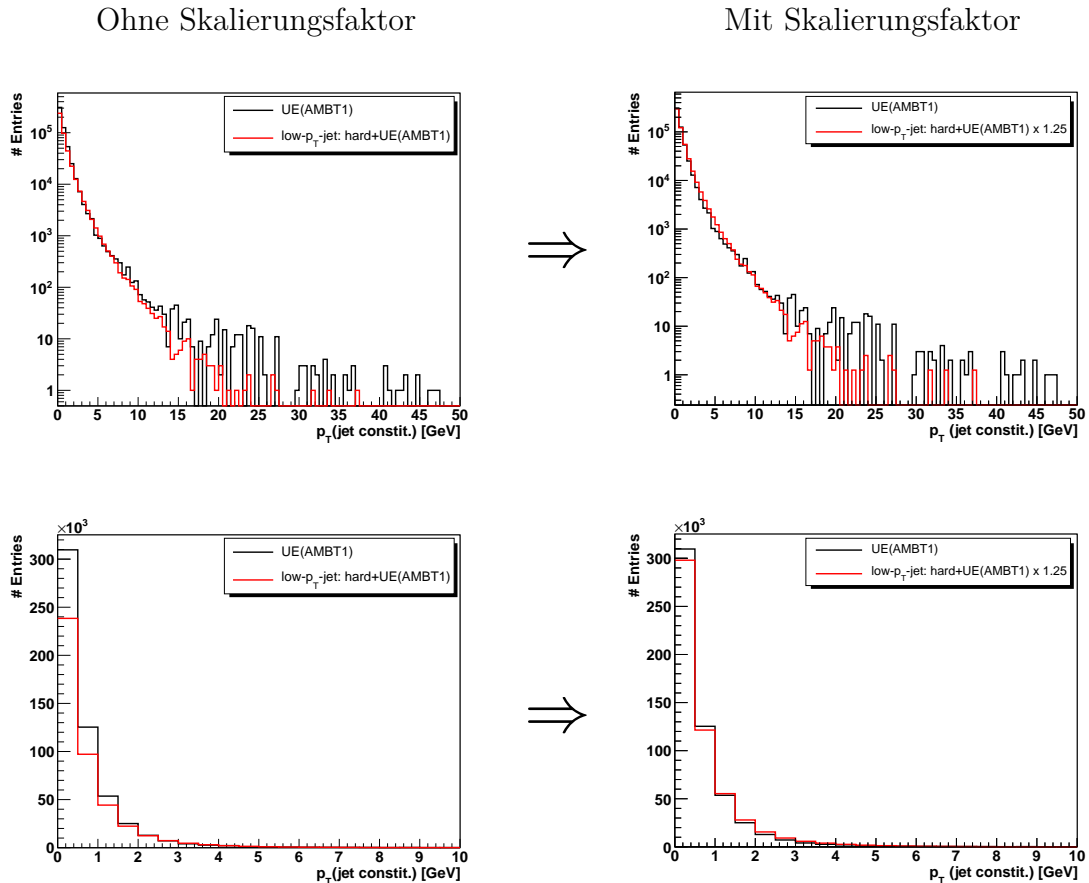
Tune	$x_0$	$x_1$	$x_2$	$x_3$	$x_4$	$x_5$
AMBT1 CKIN(3,20) $d_{cut}=400 \text{ GeV}^2$	$6.36 \cdot 10^{-1}$ $\pm 7.30 \cdot 10^{-4}$	$3.04 \cdot 10^{-2}$ $\pm 1.46 \cdot 10^{-3}$	$6.66 \cdot 10^{-3}$ $\pm 6.28 \cdot 10^{-4}$	$-1.28 \cdot 10^{-3}$ $\pm 9.51 \cdot 10^{-5}$	$7.39 \cdot 10^{-5}$ $\pm 5.79 \cdot 10^{-6}$	$-1.41 \cdot 10^{-6}$ $\pm 1.16 \cdot 10^{-7}$
AMBT1 CKIN(3,10) $d_{cut}=400 \text{ GeV}^2$	$5.90 \cdot 10^{-1}$ $\pm 9.53 \cdot 10^{-1}$	$4.44 \cdot 10^{-2}$ $\pm 9.40 \cdot 10^{-1}$	$2.74 \cdot 10^{-3}$ $\pm 2.84 \cdot 10^{-1}$	$-7.42 \cdot 10^{-4}$ $\pm 3.51 \cdot 10^{-2}$	$4.29 \cdot 10^{-5}$ $\pm 1.88 \cdot 10^{-3}$	$-7.84 \cdot 10^{-7}$ $\pm 3.67 \cdot 10^{-5}$
AMBT1 CKIN(3,50) $d_{cut}=400 \text{ GeV}^2$	$7.04 \cdot 10^{-1}$ $\pm 1.04 \cdot 10^{-3}$	$3.19 \cdot 10^{-2}$ $\pm 6.67 \cdot 10^{-4}$	$-1.02 \cdot 10^{-3}$ $\pm 4.84 \cdot 10^{-5}$	$8.46 \cdot 10^{-6}$ $\pm 6.64 \cdot 10^{-7}$		
AMBT1 CKIN(3,20) 3 Jets fixed	$7.60 \cdot 10^{-1}$ $\pm 1.39 \cdot 10^{-3}$	$2.90 \cdot 10^{-2}$ $\pm 1.28 \cdot 10^{-3}$	$-1.08 \cdot 10^{-3}$ $\pm 1.43 \cdot 10^{-4}$	$9.44 \cdot 10^{-6}$ $\pm 2.52 \cdot 10^{-6}$		
ATLAS MC09 CKIN(3,20) $d_{cut}=400 \text{ GeV}^2$	$7.62 \cdot 10^{-1}$ $\pm 1.61 \cdot 10^{-3}$	$2.29 \cdot 10^{-2}$ $\pm 2.16 \cdot 10^{-3}$	$-1.07 \cdot 10^{-3}$ $\pm 4.96 \cdot 10^{-4}$	$4.59 \cdot 10^{-6}$ $\pm 3.22 \cdot 10^{-5}$	$2.82 \cdot 10^{-7}$ $\pm 7.13 \cdot 10^{-7}$	$-2.75 \cdot 10^{-9}$ $\pm 4.84 \cdot 10^{-9}$
Tune DW CKIN(3,20) $d_{cut}=400 \text{ GeV}^2$	$6.33 \cdot 10^{-1}$ $\pm 1.35 \cdot 10^{-3}$	$5.18 \cdot 10^{-2}$ $\pm 1.98 \cdot 10^{-3}$	$-2.20 \cdot 10^{-3}$ $\pm 4.99 \cdot 10^{-4}$	$1.47 \cdot 10^{-5}$ $\pm 3.48 \cdot 10^{-5}$	$5.00 \cdot 10^{-7}$ $\pm 8.00 \cdot 10^{-7}$	$-5.22 \cdot 10^{-9}$ $\pm 5.43 \cdot 10^{-9}$
Tune A CKIN(3,20) $d_{cut}=400 \text{ GeV}^2$	$6.23 \cdot 10^{-1}$ $\pm 1.32 \cdot 10^{-3}$	$5.41 \cdot 10^{-2}$ $\pm 1.91 \cdot 10^{-3}$	$-2.65 \cdot 10^{-3}$ $\pm 4.68 \cdot 10^{-4}$	$4.18 \cdot 10^{-5}$ $\pm 3.13 \cdot 10^{-5}$	$-6.64 \cdot 10^{-8}$ $\pm 6.89 \cdot 10^{-7}$	$-1.47 \cdot 10^{-9}$ $\pm 4.39 \cdot 10^{-9}$
Perugia K CKIN(3,20) $d_{cut}=400 \text{ GeV}^2$	$6.04 \cdot 10^{-1}$ $\pm 1.27 \cdot 10^{-3}$	$4.71 \cdot 10^{-2}$ $\pm 1.84 \cdot 10^{-3}$	$-1.23 \cdot 10^{-3}$ $\pm 4.39 \cdot 10^{-4}$	$-3.08 \cdot 10^{-5}$ $\pm 2.90 \cdot 10^{-5}$	$1.17 \cdot 10^{-6}$ $\pm 6.32 \cdot 10^{-7}$	$-8.25 \cdot 10^{-9}$ $\pm 4.17 \cdot 10^{-9}$

**Tabelle 6.1:** Auswahl einiger Polynome, die die Gewichtungsfunktion  $w(p_T)$  approximieren.

Nun kann jedes Event, abhängig von den  $p_T$ -Werten der betreffenden Teilchen, so gewichtet werden, dass es nur noch dem harten Anteil entspricht.

## 6.2 Optimierung der Methode

Die oben beschriebene Vorgehensweise liefert, wie sich später zeigt, bereits sehr gute Ergebnisse, jedoch können diese noch weiter verbessert werden. Bei einer detaillierten Betrachtung der beiden Elemente Underlying Event und low- $p_T$ -Jet, erkennt man, dass sich ihre jeweiligen Wirkungsquerschnitte<sup>5</sup> etwas unterscheiden können. Dies ergibt sich aus ihrer unterschiedlichen Entstehung bzw. Rekonstruktion.



**Abbildung 6.8:** Veränderung durch den zusätzlichen Skalierungsfaktor, für den hier  $x = 1.25$  gewählt wird. Die halb-logarithmische Darstellung befindet sich oben, die nicht-logarithmische Verteilung unten.

Da sich die verschiedenen Wirkungsquerschnitte bei den betrachteten Verteilungen (Häufigkeit gegen Transversalimpuls) nur durch einen multiplikativen Faktor unterscheiden, können sie durch eine einfache Skalierung angepasst werden (vgl. Abbildung 6.8).

Das Underlying Event und der low- $p_T$ -Jet werden dadurch besser zur Deckung gebracht.

<sup>5</sup>Allgemeiner gesprochen unterscheiden sich nicht nur die Wirkungsquerschnitte, sondern es handelt sich um zwei vollständig unterschiedliche Prozesse.

Das Underlying Event besteht aus weichen Parton-Parton-Kollisionen, während der low- $p_T$ -Jet bei „ $2 \rightarrow n$ “-Prozessen entsteht. Der  $n$ -te Jet wird dabei als low- $p_T$ -Jet definiert.



Der Verlauf der Funktionen ändert sich durch den zusätzlichen Skalierungsfaktor  $x$  nicht, da er global wirkt.

Diese einfache Anpassung der Wirkungsquerschnitte liefert noch einmal deutlich bessere Resultate.

Da bei der Verwendung echter Kollisionsdaten weder der Wirkungsquerschnitt des Underlying Events noch des low- $p_T$ -Jets bekannt sind, ist es allerdings schwierig diese Optimierung auf echte Daten zu übertragen.

## 6.3 Simulationsumgebung und -einstellungen

Für die Simulation der unterschiedlichen Ereignisklassen („Hart“ und „Hart + UE“) wurde der Ereignisgenerator PYTHIA verwendet, bei dem verschiedene Parameter eingestellt werden können (vgl. Kapitel 4.5.1 und im Speziellen Tabelle 4.1) [32].

Bei der Initialisierung können mithilfe des Befehls „pythia->Initialize(FRAME, BEAM, TARGET, ENERGY)“ Einstellungen bezüglich Experiment, kollidierender Teilchen und Kollisionsenergie vorgenommen werden, die wie folgt gesetzt wurden:

- Art des Experiments: „FRAME“ = „CMS“  
Das Experiment findet im Schwerpunktsystem statt, d.h. es handelt sich um eine Simulation zweier kollidierender Strahlen (Beams).
- Verwendete Teilchen: „BEAM“ und „TARGET“ = „p“  
Die beiden Teilchenstrahlen bestehen nur aus Protonen, die aufeinandergeschossen werden.
- Kollisionsenergie: „ENERGY“ = „7000“  
Die Energie ist die Gesamtenergie des Systems in GeV. Die Modelle wurden daher mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV erstellt, was der aktuellen Energie am LHC entspricht.

Durch diese Einstellungen wurde die Simulation an die Parameter des ATLAS-Detektors bzw. des LHCs angepasst, sodass die Ergebnisse mit der aktuellen Beschleunigerphysik übereinstimmen.

Weitere wichtige Werte bei der Simulation der Ereignisse sind die  $c_{\text{kin}}$ -Werte<sup>6</sup>, mit denen kinetische Schnitte im Phasenraum vollzogen werden. Auch bei den vorliegenden Untersuchungen wird ein Schnitt mit dem Parameter „CKIN(3)“ durchgeführt. Er gibt den minimalen Transversalimpulsübertrag  $p_{T,\text{min}}$  für den harten  $2 \rightarrow 2$  Prozess in GeV an. Hierfür wurden verschiedene Werte gesetzt: 10, 20, 50 und 100 GeV. Allerdings wurden die meisten Untersuchungen mit CKIN(3,20) und CKIN(3,100) durchgeführt<sup>7</sup>.

<sup>6</sup> $c_{\text{kin}}$ : kinematic cuts

<sup>7</sup>Aufgrund von Gluonabstrahlung (ISR und FSR) wird die Kinematik der harten Prozesse etwas verändert, sodass die Schnitteffekte der  $c_{\text{kin}}$ -Werte nicht mehr exakt bestimmt werden können.

Ein weiterer wichtiger Punkt bei den Analysen sind die schon beschriebenen Tunes, die alle mit der PYTHIA-Funktion „pytune“ aufgerufen werden können (vgl. Kapitel 4.5.2).

Der letzte wichtige Parameter, der bei der Simulation benötigt wird, legt die Anzahl der Jets fest, die innerhalb eines Ereignisses rekonstruiert werden (vgl. Abschnitt 4.5.3 und im Speziellen Abbildung 4.10). Es wurden dabei zwei verschiedene Einstellungen verwendet:

1. Jetanzahl auf 3 Jets festgelegt.
2.  $d_{cut} = 400 \text{ GeV}^2$  mit einem Minimum von 3 Jets.

Die Festlegung auf mindestens drei Jets folgt aus der Forderung nach einem low- $p_T$ -Jet, was detailliert im Abschnitt 6.1.1 erörtert wurde.

### 6.4 Zusammenfassung der Methode

Bevor nun die Untersuchungsergebnisse betrachtet werden, wird noch einmal eine kurze Zusammenfassung der low- $p_T$ -Jet-Methode gegeben.

Zunächst wird ein Datensatz erstellt, bei dessen Ereignissen jeweils der führende Jet einen geringen Transversalimpuls besitzt<sup>8</sup>. Anschließend wird hieraus die  $p_T$ -Verteilung der low- $p_T$ -Jets betrachtet, aus der sich wiederum die Gewichtungsfunktion  $w(p_T)$  mithilfe von Gleichung 6.5 bzw. 6.6 bestimmen lässt.

Nun können beliebige Ereignisse um den Beitrag des Underlying Events korrigiert werden, indem jedes Teilchen mit  $w(p_T)$  gewichtet wird. Gegebenenfalls kann es vonnöten sein, dass noch eine Skalierung eingeführt werden muss (vgl. Abschnitt 6.2).

---

<sup>8</sup>In der Simulation wird dies über eine Festlegung des  $c_{kin}$ -Wertes, auf beispielsweise 20 GeV, erreicht.

# 7 Ergebnisse

In diesem letzten Kapitel der Arbeit wird nun die Wirksamkeit der vorgestellten low- $p_T$ -Jet-Methode untersucht.

Es werden zunächst einzelne Underlying-Event-Modelle betrachtet, anhand der gezeigt wird, mit welcher Genauigkeit sich das Underlying Event prinzipiell korrigieren lässt. Anschließend werden die Auswirkungen von verschiedenen Parametervariationen, wie Energie und Jetrekonstruktion, diskutiert und der Einfluss eines Skalierungsfaktors erörtert. Für eine differenzierte Aussage über die Genauigkeit der Methode werden im nächsten Schritt die Ergebnisse der einzelnen Tunes kombiniert betrachtet.

Die Möglichkeit einzelne Jets um ihren Underlying-Event-Anteil zu reduzieren, ist ein großer Vorteil dieser Methode. Die Präzision, mit der dies umgesetzt werden kann, wird mithilfe der Jet-Energie-Auflösung veranschaulicht.

Die letzte Reihe von Tests wird aus einem anderen Grund durchgeführt. Es soll dabei überprüft werden, ob die in den vorherigen Kapiteln motivierte Methode auch richtig verstanden wurde. Hierfür werden die Eigenschaften des low- $p_T$ -Jets betrachtet und einige Variationen an der Methode selbst vorgenommen. Die Ergebnisse weisen hier in die erwartete Richtung.

## 7.1 Einzelne Underlying-Event-Modelle

Für die Überprüfung der Korrekturmethode sind zunächst Beschreibungen des Underlying Events nötig. Da in dieser Simulationsstudie keine echten Daten verwendet werden, müssen Modelle (Tunes) den Untergrund modellieren (vgl. Kapitel 4.5.2). Um eine möglichst breite Analyse durchführen zu können, wurden bei der Untersuchung der Methode insgesamt 10 verschiedene Underlying-Event-Modelle verwendet.

Die meisten Ergebnisse werden mit dem Tune „AMBT1“ illustriert. Er ist das neueste Underlying-Event-Modell, das verwendet wird, und beschreibt die Daten des ATLAS-Experiments sehr gut. Dementsprechend eignet er sich, die Ergebnisse dieser Methode zu präsentieren.

Die Resultate wurden im Allgemeinen auch von den anderen verwendeten Tunes bestätigt, wie man auch im statistischen Teil der Auswertung sehen kann. Ergeben sich bei bestimmten Tunes starke Abweichungen, so wird dies explizit erwähnt.

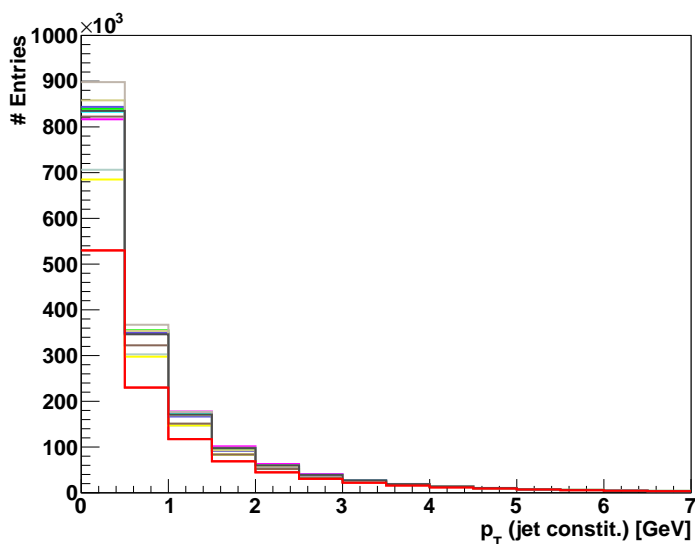
### 7.1.1 Unterschiede der einzelnen Tunes

Die nachstehenden beiden Abbildungen 7.1 und 7.2 zeigen, dass große Unterschiede zwischen den Tunes vorhanden sind. Die Modelle weisen prinzipiell den selben Verlauf auf, unterscheiden sich allerdings relativ zueinander sehr deutlich.

Die nachfolgenden Farben stellen die einzelnen Tunes dar. Die Reihenfolge im ersten Bin des Histogramms 7.1 ist mit dieser hier identisch:

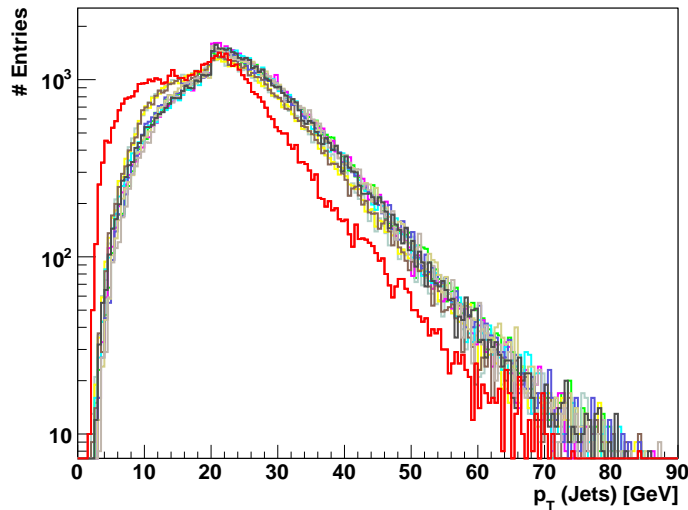
- Grau: Pro-Q2O
- Cyan: Multiple Parton Interaction (MPI)
- Hellgrün: Perugia K
- Braun: Neues Modell von MPI
- Blau: Perugia 10
- Pink: Tune DW
- Grün: AMBT1
- Minzgrün: ATLAS MC09c
- Schwarz: Tune A
- Gelb: ATLAS MC09

In rot ist der reine harte Anteil der Ereignisse aufgetragen.



**Abbildung 7.1:**  $p_T$ -Verteilung der Jetkomponenten aller verwendeten Tunes.

Der Vergleich der  $p_T$ -Verteilungen der Jetteilchen (Abbildung 7.1) macht die Unterschiede vor allem bei kleinen Transversalimpulsen deutlich. Es ist zu beachten, dass die reinen Underlying-Event-Beiträge den Differenzen zum harten Anteil entsprechen. Ein Vergleich dieser additiven Beiträge zeigt, dass beispielsweise Tune Pro-Q2O bei einem niedrigen  $p_T$ -Wert mehr als doppelt so viele Untergrund-Teilchen beinhaltet, wie ATLAS MC09.



**Abbildung 7.2:**  $p_T$ -Verteilung der Jets aller verwendeten Tunes in halb-logarithmischer Darstellung.

Abbildungen 7.2 stellt die  $p_T$ -Verteilungen von ganzen Jets dar. Die im Kapitel 5 erwähnte Verschiebung der Kurven zu höheren  $p_T$ -Werten aufgrund des Underlying-Event-Beitrags ist für alle Tunes gut ersichtlich (vgl. auch Tabelle 7.1). Ferner sind Unterschiede zwischen den Modellen zu erkennen, vor allem bei Beachtung, dass die Anzahl der Einträge logarithmisch aufgetragen ist. Die Fluktuationen bei hohem  $p_T$  ergeben sich aufgrund der Statistik.

Hart + Tune	$\overline{p_T^{Jets}}$	RMS
<b>Hart ohne Tune</b>	<b>20,6</b>	<b>10,5</b>
Pro-Q2O	26,3	11,8
Perugia K	26,1	12,0
Perugia 10	26,0	12,0
AMBT1	26,2	12,0
Tune A	25,8	12,0
Multiple Parton Interaction (MPI)	25,9	11,8
Neues Modell von MPI	24,6	12,1
Tune DW	26,0	11,6
ATLAS MC09c	24,4	12,2
ATLAS MC09	24,6	12,3

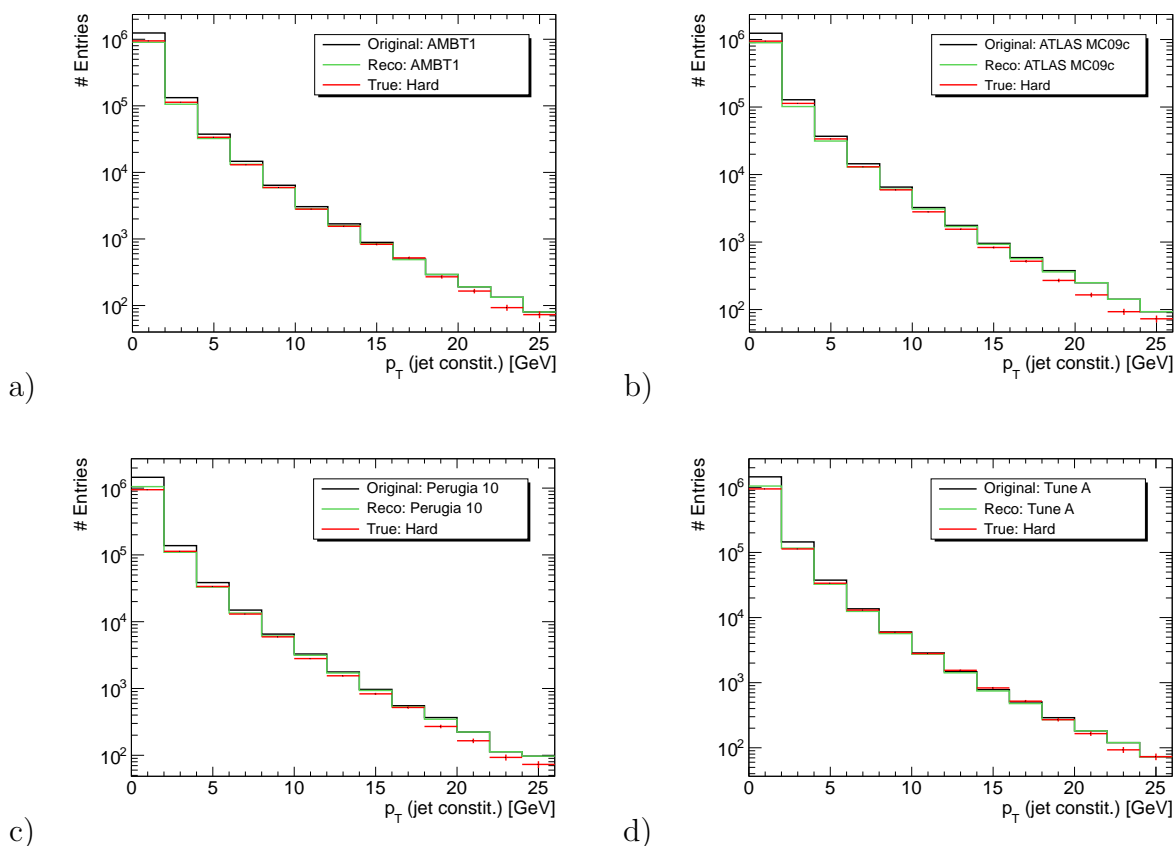
**Tabelle 7.1:** Mittlere  $p_T$ -Werte der Jets in GeV und das dazugehörige RMS.

### 7.1.2 Korrektur der $p_T$ -Verteilung der Jetteilchen

Nach dem Vergleich der einzelnen Tunes kann zu den ersten Ergebnissen der Methode übergegangen werden, in denen zunächst die Korrekturen der Transversalimpulsverteilung der einzelnen Teilchen betrachtet werden.

Exemplarisch wurden vier verschiedene Tunes zur prinzipiellen Darstellung der Resultate ausgewählt (Abbildung 7.3). Der Parameter des Jetrekonstruktionsalgorithmus wurde auf  $d_{cut} = 400 \text{ GeV}^2$  gesetzt, was auch in den folgenden Abschnitten beibehalten wird. Diese Größe wird nun nur erwähnt, wenn sie variiert wird.

Für den minimalen Transversalimpulsübertrag des harten Stoßes, der durch den  $c_{kin}$ -Wert beschrieben wird, wurde 20 GeV gewählt.



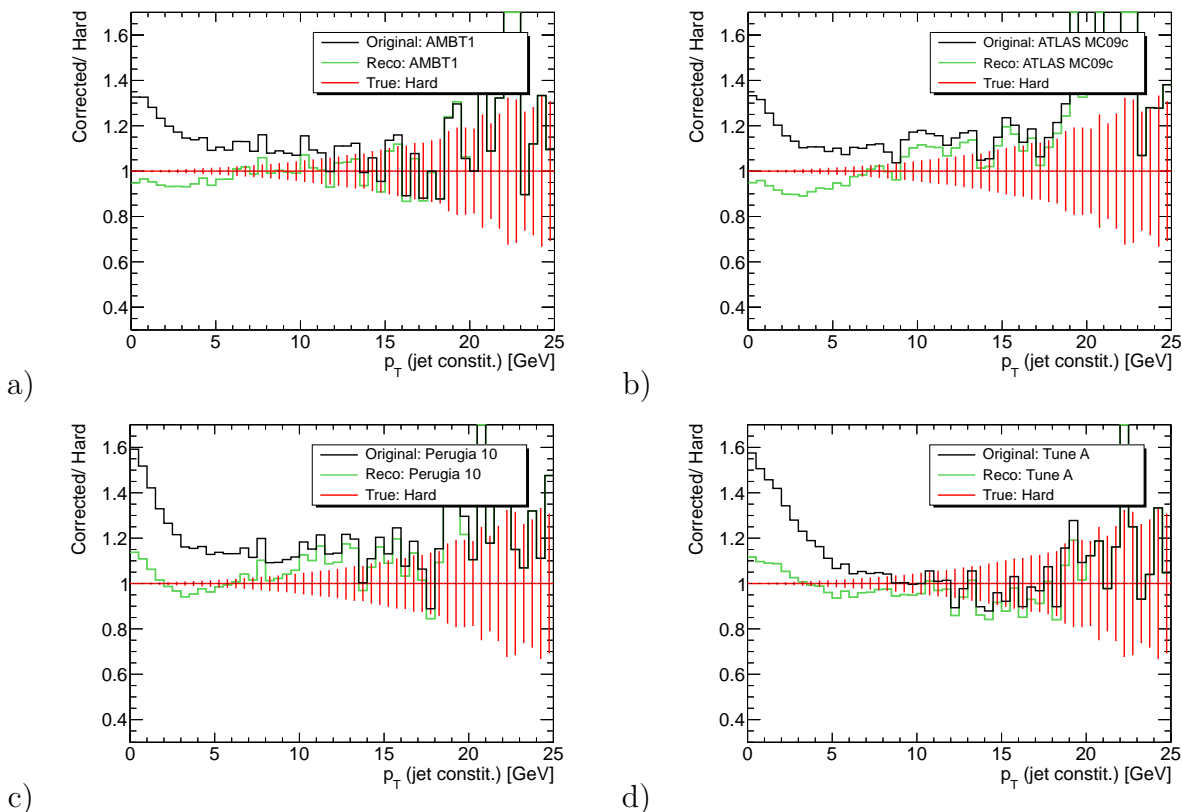
**Abbildung 7.3:**  $p_T$ -Verteilung der Jetteilchen. Erste Ergebnisse der Methode mit den Tunes: a) AMBT1 b) ATLAS MC09c c) Perugia 10 d) Tune A

Die Abbildungen zeigen die Verteilungen der Transversalimpulse aller Jetkomponenten. Dabei werden je drei verschiedene Prozesse betrachtet. In schwarz sind die unmodifizierten, vollständigen Kollisionen dargestellt, bei denen „Hart + UE“ simuliert wurde. Dies wird im Folgenden als „Original“ bezeichnet. Die rot dargestellte Kurve zeigt die Simulation des reinen harten Stoßes. Da dies der Anteil der Ereignisse ist, der durch die

Methode genähert werden soll, wird dieser zukünftig als „True“ klassifiziert.

Die grüne Verteilung wurde mithilfe der low- $p_T$ -Jet-Methode korrigiert, indem die Original-Verteilung mit der zum jeweiligen Tune gehörenden Gewichtungsfunktion  $w(p_T)$  multipliziert wurde. Der so approximativ rekonstruierte Anteil von Hart wird fortan als „Reco“ deklariert.

Die Wirksamkeit der Methode lässt sich nun direkt an der Differenz von True und Reco erkennen. Bei allen vier Modellen ist eine gute Übereinstimmung sichtbar.



**Abbildung 7.4:** Die dargestellten Histogramme stimmen inhaltlich mit Abbildung 7.3 überein, doch wurden diese zur besseren Anschaulichkeit durch True dividiert.

Verwendete UE-Modelle: a) AMBT1 b) ATLAS MC09c c) Perugia 10 d) Tune A

Zur besseren Visualisierung werden die Ergebnisse nun durch True geteilt, das heißt auf die gewünschte Impulsverteilung des harten Anteils normiert. Dies ist in Abbildung 7.4 dargestellt.

Bei dieser Art der Diagramme wird die Güte der Methode dadurch gekennzeichnet, dass der korrigierte Anteil Reco nahe bei 1 liegt.

Die statistischen Unsicherheiten der True-Verteilung werden durch vertikale Fehlerbalken dargestellt. Bei der Reco-Verteilung wurde darauf verzichtet, zugunsten eines klarer sichtbaren Verlaufs der Kurve.

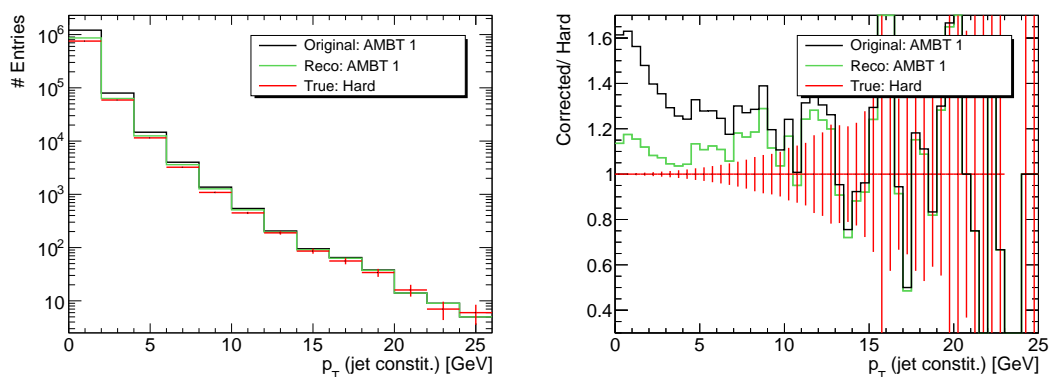
Insgesamt zeigt sich, dass die Methode  $p_T(\text{jet constit.})$  mit einem Fehler von maximal 10 % beschreibt, da die Verteilung von Reco in einem Bereich zwischen etwa 0.9 und 1.1 verläuft und das für alle Tunes.

Die Überprüfbarkeit der Methode ist allerdings für einen  $p_T$ -Bereich von 0 bis 0,5 GeV, sichtbar im ersten Bin, durch das Auflösungsvermögen von ATLAS eingeschränkt. Denn dort ist eine aussagekräftige Detektion nicht immer möglich [8], woraus eine höhere Unsicherheit der Tunes resultiert.

### 7.1.3 Variation der Energie des harten Stoßes

Nun soll überprüft werden, ob die Resultate ebenfalls gute Werte liefern, wenn der minimale Impulsübertrag der harten Kollision  $p_{T,min}$  variiert wird. Dafür wurde dieser mithilfe des Parameters  $c_{kin}$  von dem Wert 20 GeV auf 10, 50 und 100 GeV abgeändert, so dass der harte Stoß nun einen Impulsübertrag von mindestens 10, 50 bzw. 100 GeV besitzt.

In Abbildung 7.5 ist dies für 10 GeV sichtbar. Die entstehenden Jets sind verglichen mit Ereignissen bei anderen  $c_{kin}$ -Werten relativ niederenergetisch. Der Anteil des Underlying Event ist daher bei kleinen  $p_T$ -Werten höher (ca. 40 %), wie auch aus Tabelle 6.1 indirekt erkennbar ist. Daher scheint die Korrektur des Underlying Events durch den low- $p_T$ -Jet etwas zu gering zu sein. Die Unsicherheit liegt hier bei ca. 18 %.

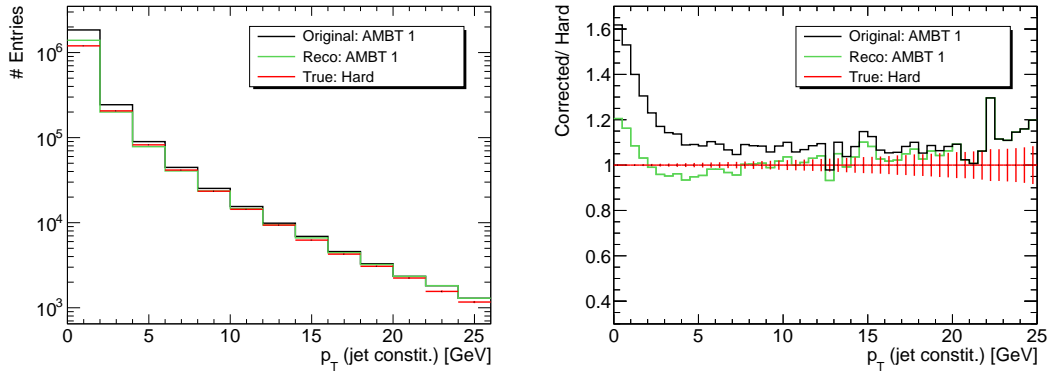


**Abbildung 7.5:** AMBT1 mit einem minimalen Impulsübertrag des harten Stoßes von 10 GeV. Links: Halb-logarithmische Darstellung der Transversalimpulse der Teilchen. Rechts: Durch die True-Verteilung dividierte Verteilungen.

Bei einer Übertragung der Ergebnisse auf echte Daten sollte diese erhöhte Unsicherheit nicht problematisch sein. Die Ereignisse, die rekonstruiert werden und zur Analyse herangezogen werden, weisen im Allgemeinen einen höheren Impulsübertrag im harten Stoß auf als die hier durch den  $c_{kin}$ -Parameter festgelegten 10 GeV.

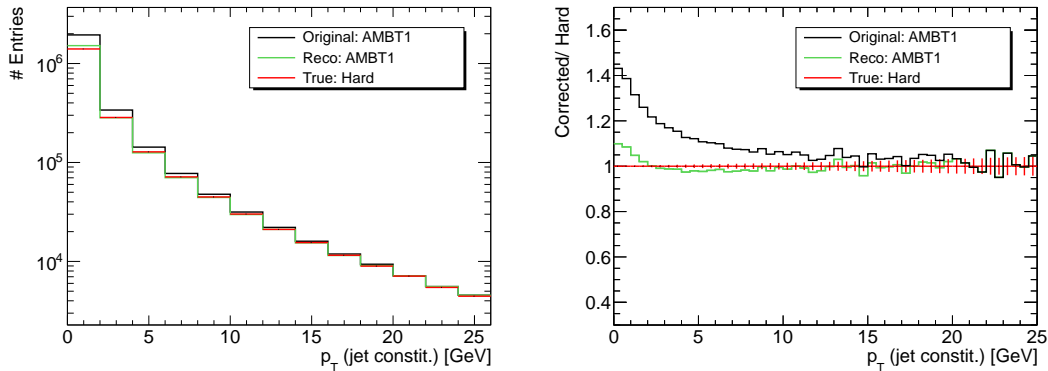


Darüber hinaus liefert eine Anpassung der Wirkungsquerschnitte des low- $p_T$ -Jets und des Underlying Events erheblich bessere Resultate, wie in Abschnitt 7.2.2 gezeigt wird.



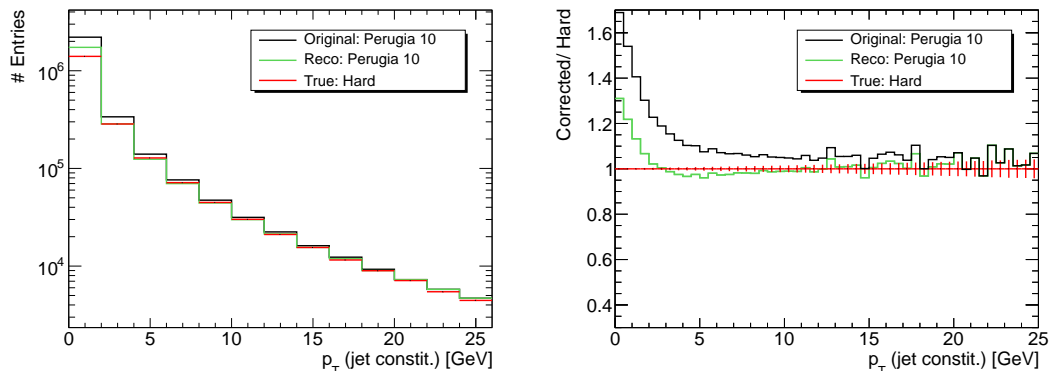
**Abbildung 7.6:** Die Verteilungen sind ähnlich zu Abbildung 7.5. Im Gegensatz dazu wurde hier ein minimaler Impulsübertrag von 50 GeV für den harten Anteil gesetzt. Das Underlying-Event-Modelle ist wieder AMBT1.

Wird der  $c_{kin}$ -Wert so angepasst, dass man einen minimalen Impulsbeitrag von 50 GeV erhält, so ergibt sich Abbildung 7.6. Der Fehler bei dieser Rekonstruktion liegt im Bereich von etwa 16 %, da das erste Bin abermals nicht berücksichtigt werden kann. Auch hier verbessern sich die Ergebnisse deutlich, sobald, wie oben beschrieben, die Wirkungsquerschnitte angepasst werden (vgl. Abschnitt 7.2).



**Abbildung 7.7:** Die Verteilungen sind prinzipiell mit den Abbildungen 7.5 und 7.6 identisch, allerdings ist hier ein minimaler Impulsübertrag von 100 GeV für den harten Stoß gewählt. Die Verteilung zeigt das Modell AMBT1.

Für eine Anpassung des  $c_{kin}$ -Werts auf 100 GeV ergeben sich Abweichungen von Reco zu True von etwa 8 % (Abbildung 7.7).



**Abbildung 7.8:** Diese Abbildungen verwenden die selben Parameter, wie Abbildung 7.7. Das Underlying Event wird hierbei allerdings durch den Tune Perugia 10 beschrieben, der die meisten anderen Tunes für  $c_{kin} = 100$  GeV deutlich besser repräsentiert.

Die Methode funktioniert bei dieser Energie allerdings nur für AMBT1 gut. Alle anderen Tunes weisen deutlich höhere Abweichungen von 1 und somit von der True-Verteilung auf (bis zu 25 %). Exemplarisch ist dies nun für den Tune Perugia 10 in Abbildung 7.8 dargestellt. Die weiteren Tunes besitzen einen sehr ähnlichen Verlauf.

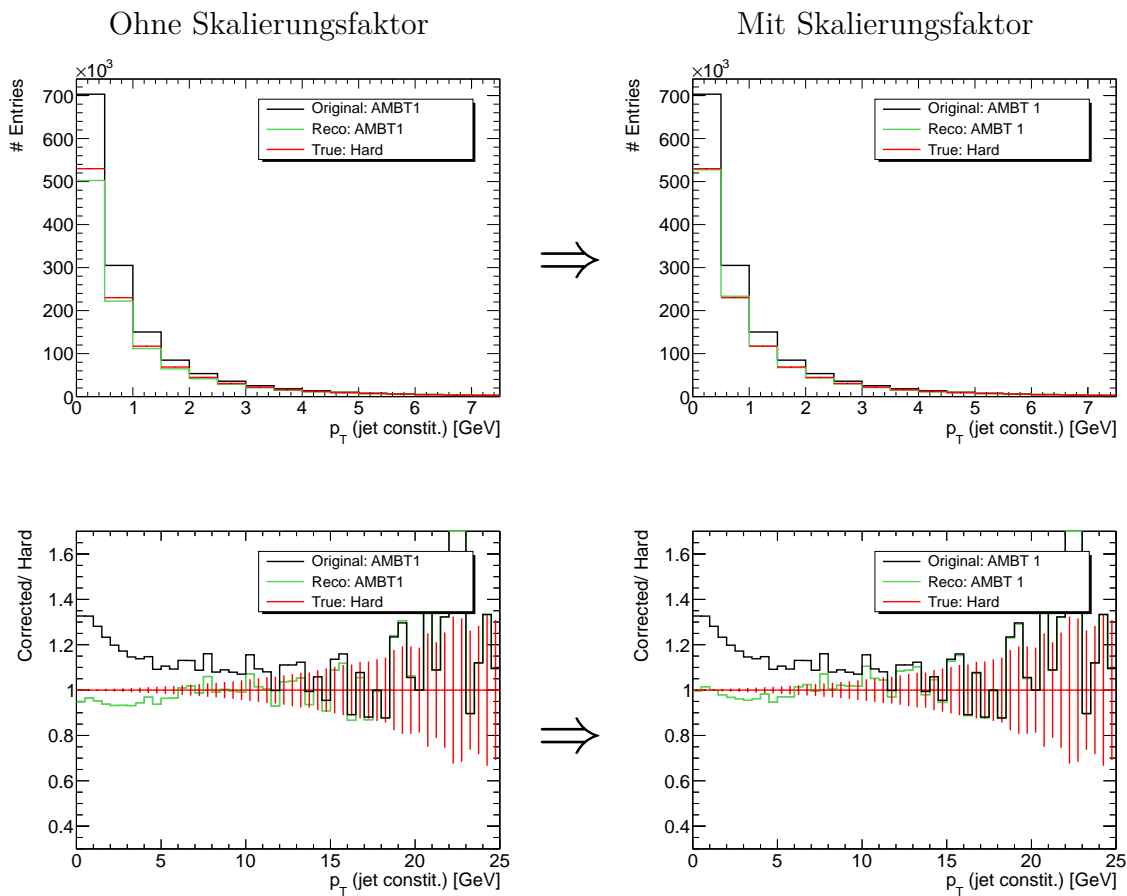
Ein Grund für diese starken Abweichungen könnte die hohe Energie sein. Der low- $p_T$ -Jet besitzt zu viele hochenergetische Teilchen, um das Underlying Event gut zu beschreiben. Um diese Problematik zu umgehen, wird in Abschnitt 7.2.3 der low- $p_T$ -Jet aus Ereignissen mit einem  $c_{kin} = 20$  GeV verwendet, um den Beitrag des Underlying Events zu nähern.

## 7.2 Optimierung der Methode durch Einführung eines Skalierungsfaktors

### 7.2.1 Auswirkungen auf unterschiedliche Tunes

Die in Kapitel 6.2 beschriebene Einführung eines Skalierungsfaktors aufgrund unterschiedlicher Wirkungsquerschnitte der beiden Elemente Underlying Event und low- $p_T$ -Jet wird hier betrachtet.

Da bisher für die Bestimmung des Skalierungsfaktors keine sinnvollen Referenzpunkte ausgemacht wurden, muss die Skalierung per Augenmaß durchgeführt werden. Dabei wurden die Verteilungen des Underlying Events und des low- $p_T$ -Jets übereinander gelegt und so lange verschiedene Faktoren mit der Verteilung des low- $p_T$ -Jet multipliziert, bis eine Übereinstimmung festzustellen war (vgl. Abbildung 6.8). Der Verlauf der Funktionen bei dieser Multiplikation verändert sich nicht, da der Skalierungsfaktor  $x$  global wirkt.



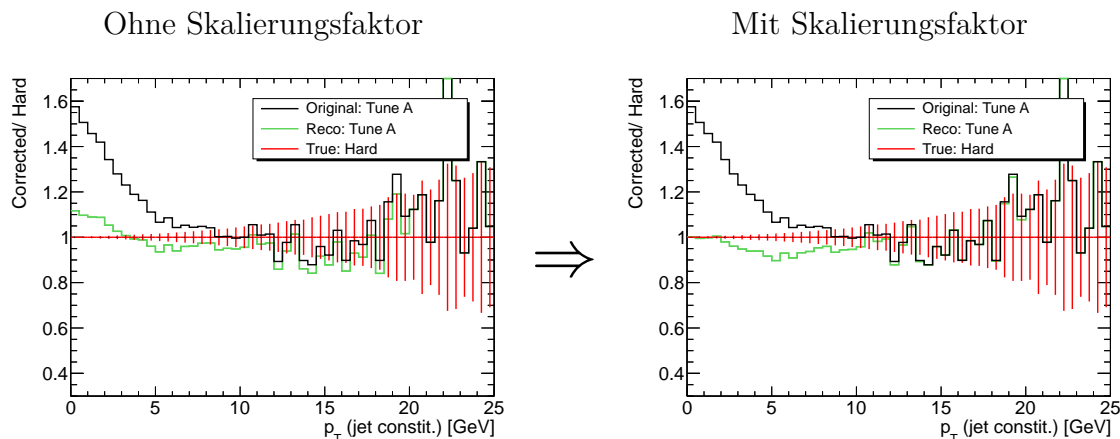
**Abbildung 7.9:** Skalierung von AMBT1 mit einem Faktor von 0,87. Die oberen Bilder zeigen die Verteilungen der Transversalimpulse der Teilchen aller drei verschiedenen Klassen (Original, Reco, True), während in den unteren Bildern auf die Verteilung des harten Stoßes normiert wurde.

Die Bilder in Abbildung 7.9 zeigen anhand des Modells AMBT1 die Verbesserungen, die erreicht werden. Dabei ist eine leichte Verbesserung insbesondere bei  $p_T(\text{jet constit.}) < 2$  GeV sichtbar. Auf der linken Seite wurde keine Skalierung vorgenommen, während die Verteilungen rechts mit einem Faktor 0,87 skaliert wurden.

Für den Tune A sieht dies allerdings etwas anders aus (vgl. Abbildung 7.10). Da die Skalierung bei allen Tunes manuell durchgeführt werden muss, war eine hohe Statistik zur Anpassung des multiplikativen Faktors nötig. Diese ist vor allem bei kleinen  $p_T$ -Werten zu finden, an denen demnach die Skalierung ausgerichtet wurde. Infolgedessen verbessert sich die Übereinstimmung von Reco und True vor allem bei kleinen  $p_T$ -Werten.

Dies hat für den Tune A besondere Folgen. Die Optimierung bei kleinen Impulsen bedingt eine Verschlechterung der Verteilung bei höheren Impulsen im Bereich um 5 GeV.

Die Skalierung, die für diesen Fall 1,25 beträgt, bringt daher letztendlich keine Gesamtverbesserung.



**Abbildung 7.10:** Veränderung durch Einführung eines Skalierungsfaktor beim Tune A. Der multiplikative Faktor beträgt 1,25.

Die Skalierungsfaktoren liegen für  $c_{kin} = 20$  GeV in einem Bereich zwischen 0,80 und 1,4, während sie für den später diskutierten  $c_{kin}$ -Wert von 100 GeV zwischen 1,26 und 1,8 liegen.

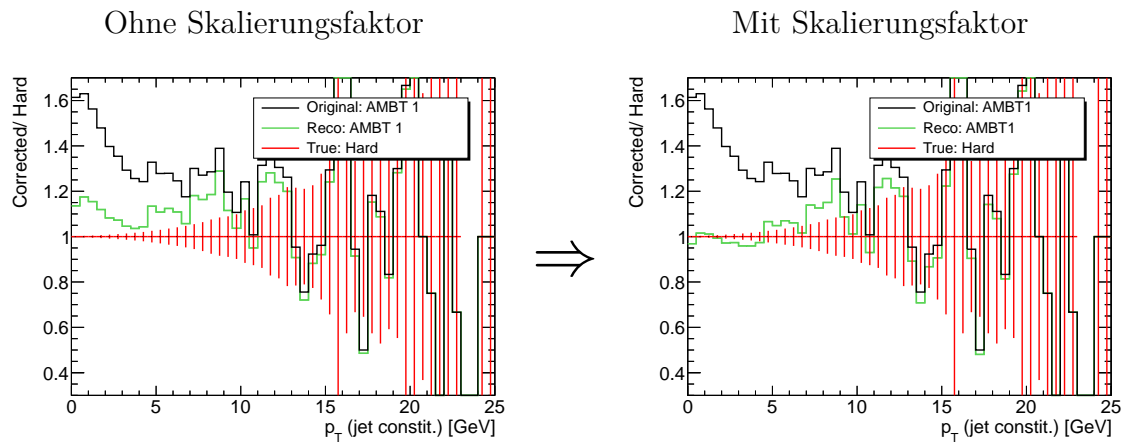
Bei einer späteren Anwendung der Methode auf echte Kollisionsdaten werden keine expliziten Wirkungsquerschnitte von Underlying Event und low- $p_T$ -Jet bekannt sein. Insofern wird es schwierig, diese Anpassung auf echte Daten zu übertragen. Der Untergrund scheint, zumindest für einen minimalen Impulsübertrag von 20 GeV, jedoch auch ohne Skalierungsfaktor approximierbar.

## 7.2.2 Auswirkungen auf unterschiedliche Energien des harten Stoßes

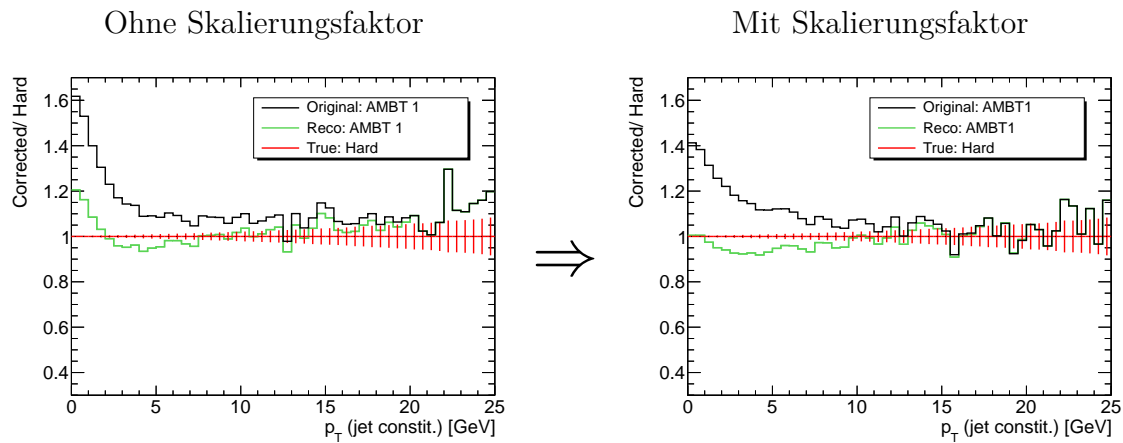
Die Einführung einer Skalierung für andere  $c_{kin}$ -Werte wird in den Abbildungen 7.11 bis 7.13 gezeigt. Hier sind die Auswirkungen der Optimierung stärker als bei einem minimalen Transversalimpulsübertrag des harten Stoßes von 20 GeV.

Für einen  $c_{kin}$ -Wert von 10 GeV und 50 GeV verbessert sich die Methode deutlich.

Für einen minimalen Impulsübertrag des harten Stoßes von 100 GeV ergibt sich das gleiche Phänomen wie für Tune A im vorherigen Abschnitt 7.2.1. Durch eine Anpassung an kleinen  $p_T$ -Werten, wird die Verteilung für größere Werte schlechter. Hierbei repräsentiert AMBT1 (Abbildung 7.13, oben) auch wieder alle anderen Tunes sehr gut, wo



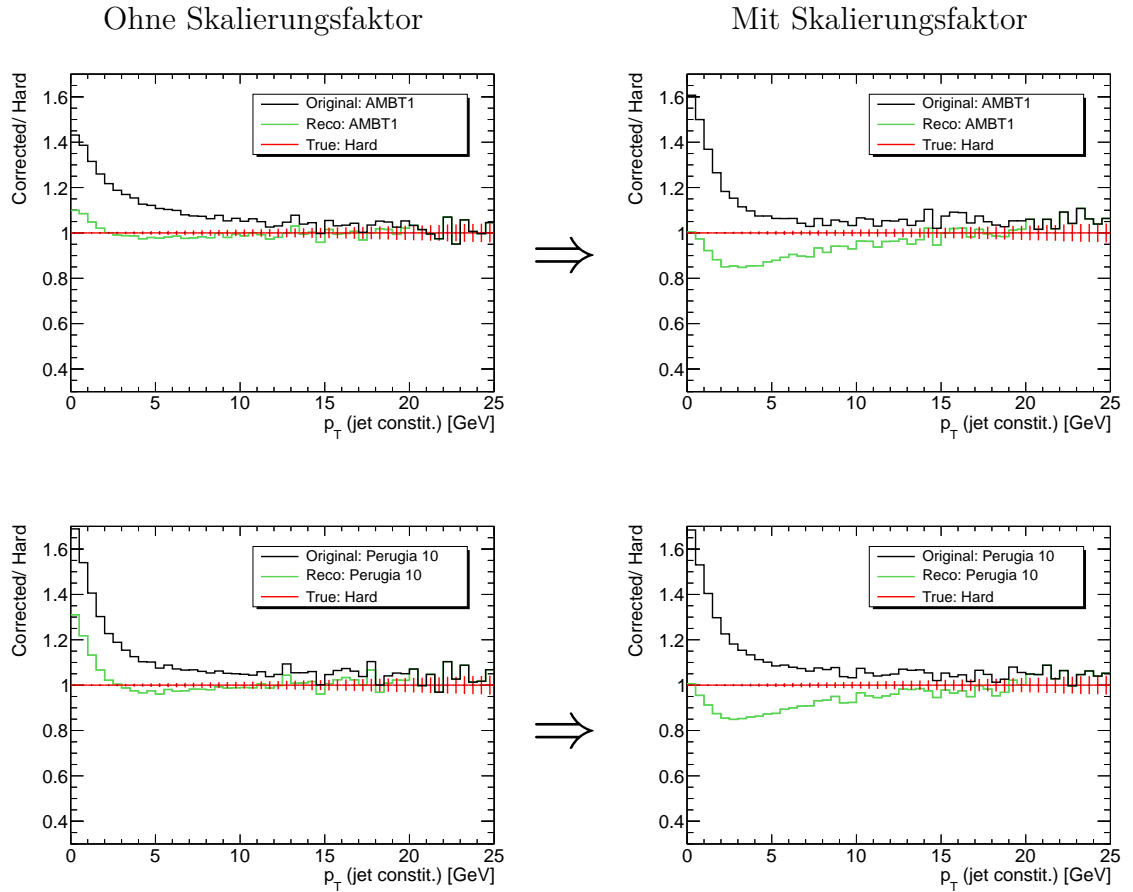
**Abbildung 7.11:** Veränderung durch Einführung eines Skalierungsfaktor von 1,35 bei einem  $c_{kin}$ -Wert von 10 GeV.



**Abbildung 7.12:** Veränderung durch Einführung eines Skalierungsfaktor von 1,13 bei einem  $c_{kin}$ -Wert von 50 GeV.

das beschriebene Phänomen ebenfalls auftritt. Dies wird auch in Kapitel 7.4 illustriert, in dem alle Underlying-Event-Modelle kombiniert dargestellt werden.

Da in Abschnitt 7.1.3 zusätzlich der Tune Perugia 10 dargestellt wurde, wird auch dieser mit einem Skalierungsfaktor illustriert, was im unteren Teil von Abbildung 7.13 zu sehen ist. Die Unterschiede zu AMBT1 sind nach der Skalierung deutlich geringer, als davor. Dementsprechend ist also keine Verbesserung durch eine einfache Skalierung der Wirkungsquerschnitte zu erwarten, wenn der minimale Impulsübertrag des harten Stoßes zu hoch ausfällt.



**Abbildung 7.13:**  $c_{kin}$ -Wert von 100 GeV. Oben: Underlying-Event-Modell AMBT1 ohne (links) und mit (rechts) Skalierungsfaktor von 1,63. Unten: Underlying-Event-Modell Perugia 10 ohne (links) und mit (rechts) Skalierungsfaktor von 1,8.

Zwischen diesen beiden Tunes zeigen sich keine entscheidenden Unterschiede.

### 7.2.3 Näherung des Underlying Events durch einen low- $p_T$ -Jet aus einem anderen Energiebereich

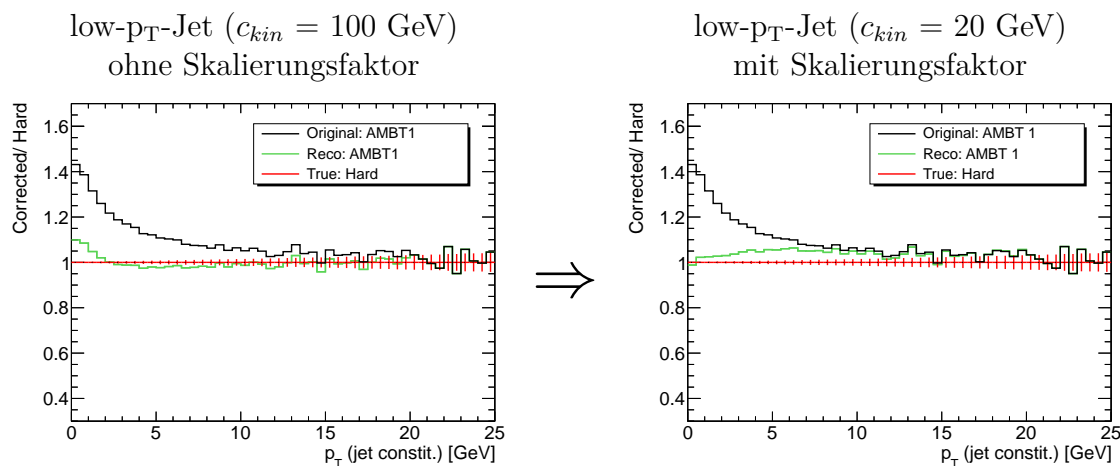
Eine vielversprechendere Optimierung für die hochenergetischen Ereignisse ( $c_{kin} = 100$  GeV) ist die Verwendung der low- $p_T$ -Jets aus Ereignissen mit einem niedrigeren  $c_{kin}$ -Wert von nur 20 GeV.

Da die Form des Underlying Events nur eine geringe Energieabhängigkeit vom harten Stoß aufweist (vgl. Kapitel 5), der low- $p_T$ -Jet aber von der harten Stoßenergieskala beeinflusst werden kann, sollte dies zu einer besseren Beschreibung des Underlying Events führen.

Da sich allerdings die Wirkungsquerschnitte des zu nähernden Underlying Events und des low- $p_T$ -Jets klar unterscheiden, muss eine Skalierung durchgeführt werden. Hierbei kann der multiplikative Faktor jedoch grob abgeschätzt werden, da die Teilchen-Multiplizität und die Energieskala des Stoßes in Relation stehen [1]:

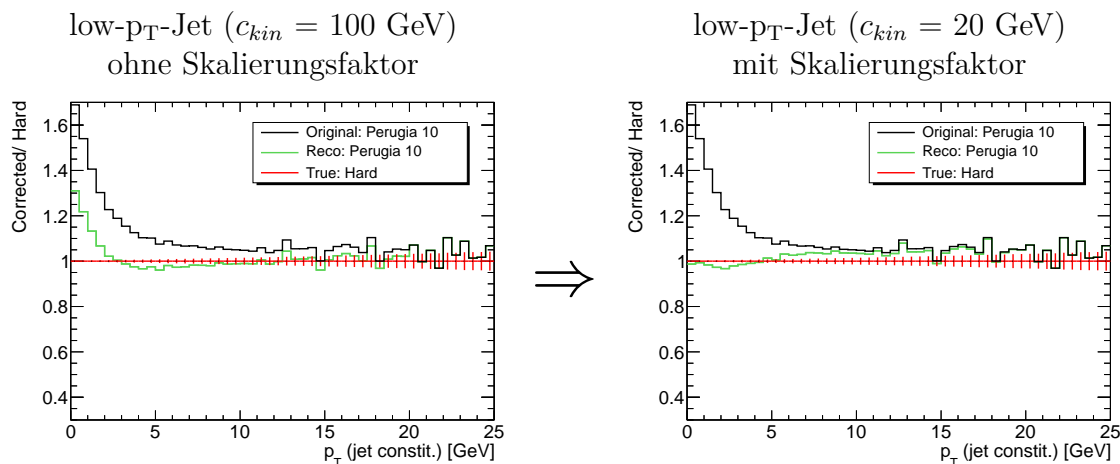
$$\ln(100 \text{ GeV}/20 \text{ GeV}) \approx 1.6 \quad (7.1)$$

Dies gilt für den Skalierungsfaktor, wenn das Underlying Event ( $c_{kin} = 100$  GeV) mit low- $p_T$ -Jets aus Ereignissen mit einem  $c_{kin}$ -Wert von 20 GeV beschrieben wird.



**Abbildung 7.14:** Underlying-Event-Modell AMBT1. Die zu beschreibende Verteilung True wurde mit einem  $c_{kin}$  von 100 GeV erstellt, ebenso die Verteilung Original. Links: low- $p_T$ -Jet aus Original-Verteilung, Rechts: low- $p_T$ -Jet aus Verteilung mit  $c_{kin} = 20$  GeV und einer Skalierung, die die Unterschiede im Wirkungsquerschnitt zwischen UE und low- $p_T$ -Jet ausgleichen soll.

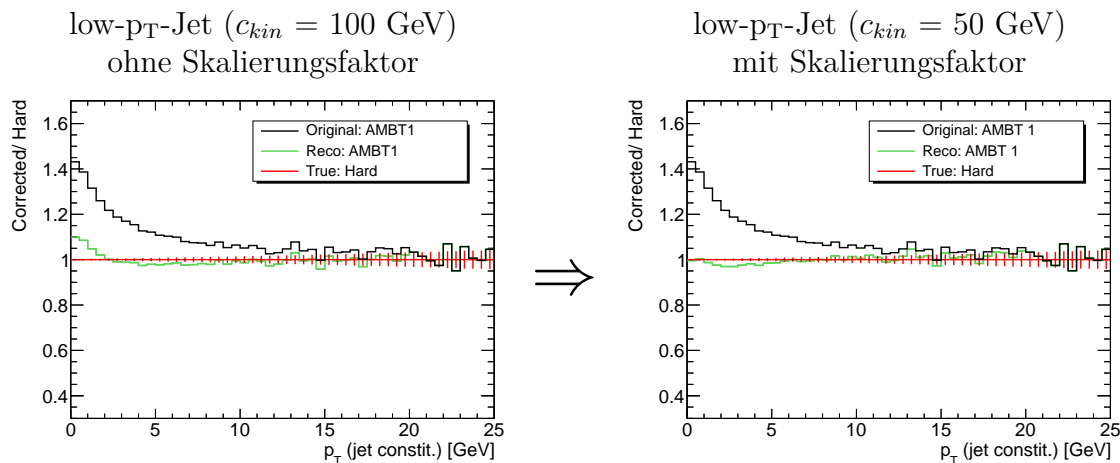
Wie man in den Abbildungen 7.14 und 7.15 sehen kann, liefert eine Kombination aus einer Skalierung und der Verwendung des low- $p_T$ -Jets aus Ereignissen mit  $c_{kin} = 20$  GeV



**Abbildung 7.15:** Äquivalent zur Abbildung 7.14, jedoch wurde hier der Tune Perugia 10 verwendet.

gute Ergebnisse für eine Beschreibung der True-Verteilung bei einem minimalen Impulsübertrag von 100 GeV. Die Fehler für die beiden Tunes Perugia 10 und AMBT1 liegen unter 7 %. Dies ist eine deutliche Verbesserung gegenüber den vorherigen Ergebnissen.

In Abbildung 7.16 ist darüber hinaus noch gezeigt, dass die Beschreibung des Underlying Events auch mit einem low- $p_T$ -Jet aus Ereignissen für  $c_{kin} = 50$  GeV gut funktioniert.



**Abbildung 7.16:** Äquivalent zur Abbildung 7.14, jedoch wurde hier der low- $p_T$ -Jet aus der Verteilung mit einem  $c_{kin}$ -Wert von 50 GeV entnommen. Die Skalierung wurde dementsprechend angepasst.



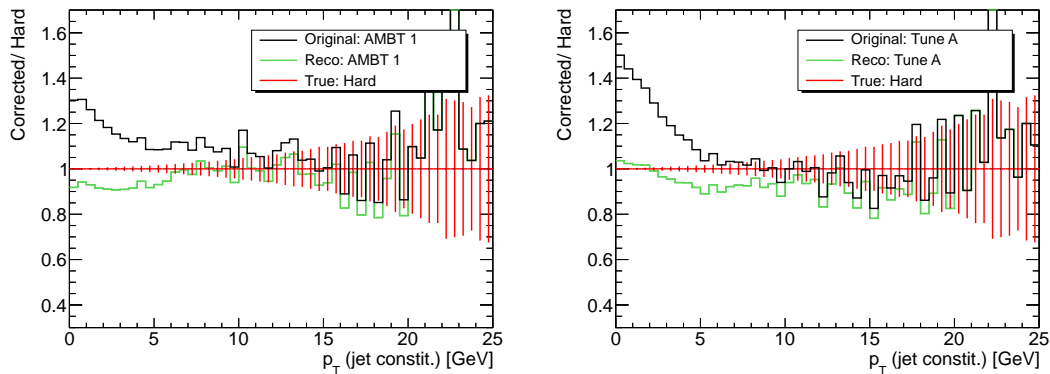
Bei einer Anwendung der Methode auf echte Kollisionsdaten ist die Vorgehensweise aus diesem Abschnitt teils übertragbar. Durch die Auswahl von führenden Jets, die einen niedrigen  $p_T$ -Wert aufweisen, kann man schließen, dass die zugehörigen Ereignisse ebenso niederenergetisch sind. Diese können dann zur Beschreibung des Underlying Events und damit zur Festlegung der Gewichtungsfunktion  $w(p_T)$  dienen.

Dies wäre äquivalent zur Beschreibung des Underlying Events durch Ereignisse mit einem  $c_{kin} = 20$  GeV in Simulationen.

## 7.3 Verschiedene Parameter im Jet-Rekonstruktions-Algorithmus

Nach der Variation der zur Verfügung stehenden Energie in einem Ereignis soll nun untersucht werden, ob der Jetrekonstruktionsalgorithmus direkte Auswirkungen auf das Ergebnis der low- $p_T$ -Jet-Methode hat.

Dafür wurde der sonst gesetzte  $d_{cut}$ -Parameter deaktiviert, der in der Regel die wichtigste Größe bei der Jetrekonstruktion mit dem exklusiven  $k_T$ -Algorithmus darstellt. Stattdessen wurde für jedes Event die Jetanzahl auf 3 festgelegt und nicht nur ein Minimum von 3 Jets gefordert. Als minimaler Impulsübertrag des harten Stoßes wurde  $c_{kin} = 20$  GeV gesetzt.



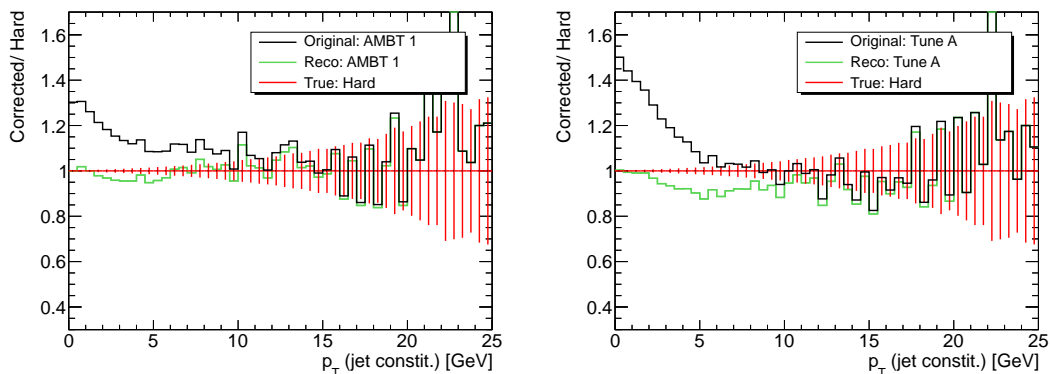
**Abbildung 7.17:** Zur Jetrekonstruktion wurde die Anzahl auf 3 Jets festgelegt. Verwendete Tunes: AMBT1 und Tune A.

Abbildung 7.17 zeigt zunächst die Ergebnisse von zwei Tunes, die jedoch alle anderen Underlying-Event-Modelle gut repräsentieren. Es lässt sich erkennen, dass die Methode auch hierfür gut anwendbar ist.

Zur Vollständigkeit wird in den Bildern von 7.18 nun wieder eine Skalierung durchgeführt, wie es im Abschnitt 7.2 beschrieben wurde. Auch hier sind leichte Verbesserungen

festzustellen, wenn auch keine tiefgreifenden Unterschiede.

Demzufolge scheint die Größe des  $d_{cut}$ -Parameters keinen Einfluss auf die Methode zu haben, da sich die Resultate mit den Ergebnissen in Abschnitt 7.1.2 decken.



**Abbildung 7.18:** Äquivalent zur Abbildung 7.17, allerdings wurde hier eine zusätzliche Skalierung durchgeführt.

## 7.4 Statistische Analyse

Im Folgenden werden die verschiedenen Tunes kombiniert betrachtet. Damit soll gezeigt werden, dass die low- $p_T$ -Jet-Methode bei vielen, sehr unterschiedlichen Tunes funktioniert und anwendbar ist.

Die Darstellung geschieht dabei über einzelne Punkte, die jeweils ein Underlying-Event-Modell bei einem bestimmten Wert für  $p_T(\text{jet constit.})$  repräsentieren. Die Darstellungsart ist ansonsten identisch mit den oben verwendeten Histogrammen: Für eine bessere Veranschaulichung wurden die  $p_T$ -Verteilungen der 10 verschiedenen Tunes durch die Verteilung von True (rot mit statistischen Fehlerbalken) dividiert, die für alle Tunes identisch ist.

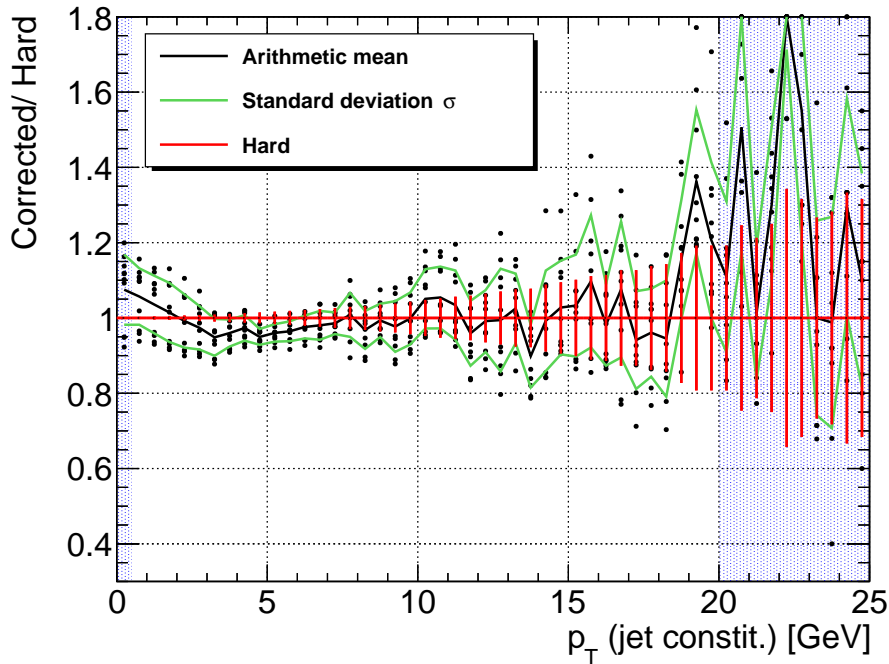
Der Mittelwert der Underlying-Event-Modelle ist durch eine schwarze Kurve dargestellt. Wären die rekonstruierten Anteile identisch mit den harten Anteilen, so würde diese Kurve auf 1 liegen. Die Unterschiede der Tunes in den korrigierten Verteilungen (Reco) werden durch die Standardabweichung verdeutlicht, die durch die beiden grünen Kurven illustriert wird.

Die beiden blau markierten Bereiche sind Gebiete, in denen die low- $p_T$ -Jet-Methode keine klaren Vorhersagen mehr treffen kann. Für  $p_T(\text{jet constit.}) = 0 \dots 0,5$  GeV ist das

Auflösungsvermögen des Detektors eingeschränkt, was auch bei den Tunes zu Unsicherheiten führt.

Für  $p_T(\text{jet constit.}) > 20$  GeV wurde die low- $p_T$ -Jet-Methode nicht mehr angewandt, da die Gewichtungsfunktion  $w(p_T)$  nur auf Teilchen bis zu diesem Wert wirkt.

Alle statistischen Darstellung wurden für die Jetrekonstruktion mit einem  $d_{cut} = 400$  GeV<sup>2</sup> und einem Minimum von 3 Jets erstellt.



**Abbildung 7.19:** Kombinierte Darstellung aller 10 verwendeten Tunes nach der Durchführung der low- $p_T$ -Jet-Methode. Es wurde ein  $c_{kin}$ -Wert von 20 GeV verwendet.

In Abbildung 7.19 wurde ein  $c_{kin}$ -Wert von 20 GeV für die Darstellung gewählt. Da der Wert 1 bzw. der harte Stoß innerhalb der Standardabweichung der verschiedenen Tunes liegt, spricht dies für eine gute Approximation des Underlying Events.

Für die Abbildung 7.20 wurden nun Skalierungsfaktoren eingeführt, die unterschiedliche Wirkungsquerschnitte des Underlying Events und der low- $p_T$ -Jets ausgleichen sollen. Die Verbesserungen treten vor allem bei kleinen  $p_T$ -Werten auf und sind nicht signifikant. Verglichen mit Schwankungen in einem höheren  $p_T$ -Bereich sind diese vernachlässigbar. Im Bereich 3...5 GeV lässt sich durch die Skalierung sogar erkennen, dass im Vergleich zur unskalierten Vorgehensweise, der harte Anteil schlechter beschrieben wird.

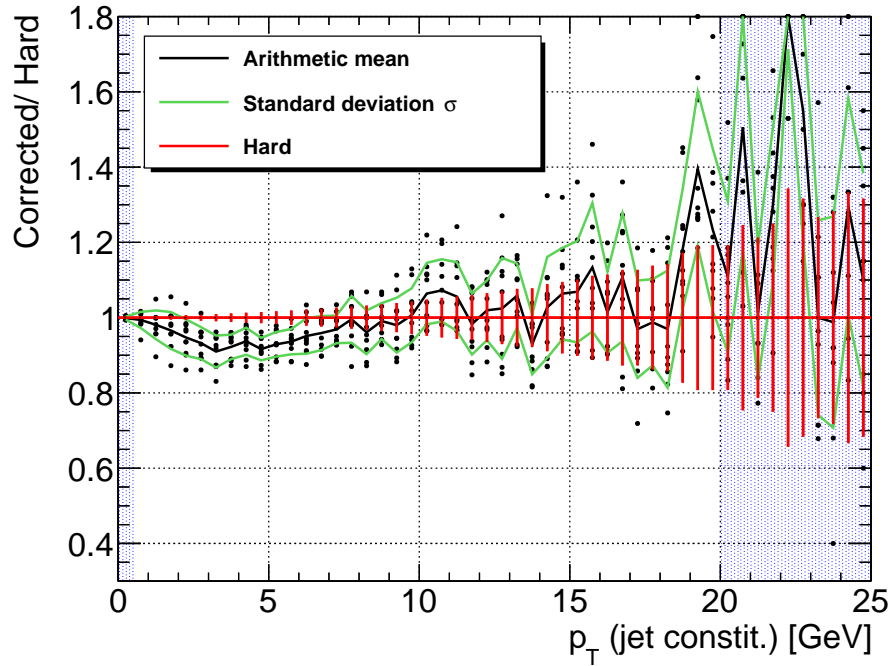


Abbildung 7.20: Daten aus Abbildung 7.19 mit Skalierung.

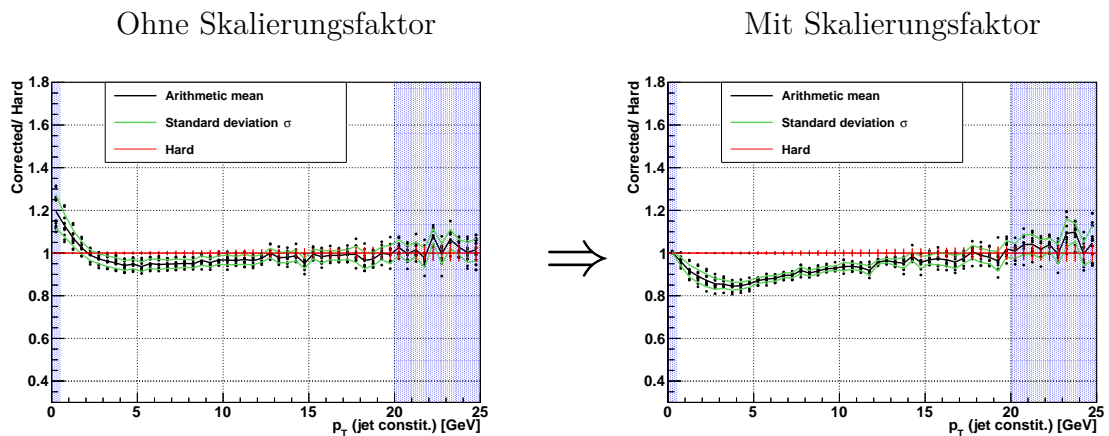
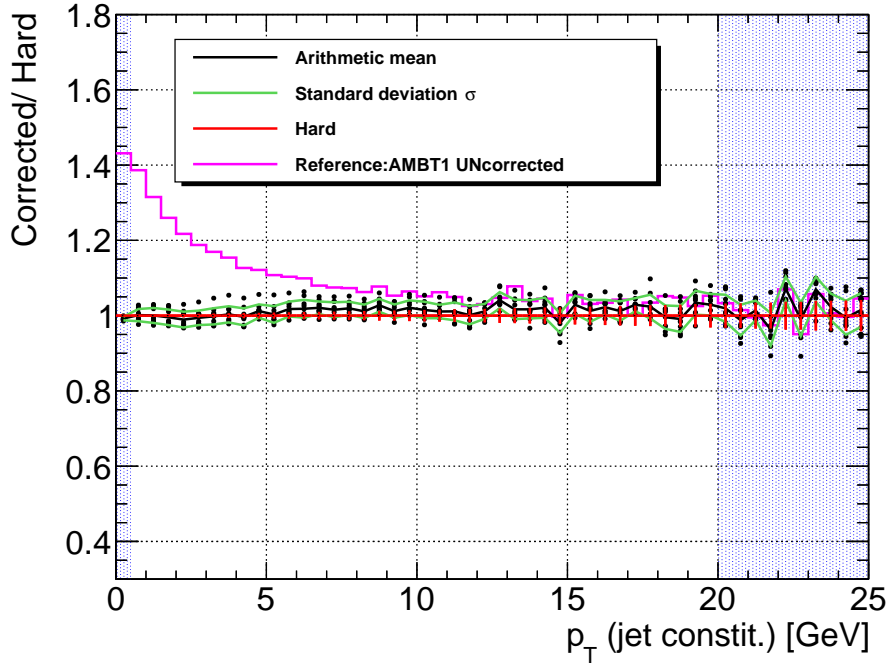


Abbildung 7.21: Darstellung aller 10 verwendeten Tunes mit einem  $c_{kin}$ -Wert von 100 GeV. Auf der rechten Seite wurde eine Skalierung durchgeführt.

Die Histogramme in 7.21 und 7.22 zeigen die Tunes für einen  $c_{kin}$ -Wert von 100 GeV. Wie bereits erörtert wurde, wird das Underlying Event hierbei nicht ausreichend gut durch den low- $p_T$ -Jet aus  $c_{kin} = 100$  GeV Ereignissen genähert. Auch eine einfache Skalierung, d.h. Anpassung der Wirkungsquerschnitte, bringt keine Verbesserung, wie in Abbildung 7.21 rechts sichtbar ist.



**Abbildung 7.22:** Äquivalente Darstellung zu den Histogrammen in Abbildung 7.21. Im Gegensatz dazu wurde hier das Underlying Event mithilfe eines low- $p_T$ -Jets aus Ereignissen mit  $c_{kin} = 20$  GeV verwendet. Die dabei auftretenden unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte bedingen eine Skalierung, die ebenfalls durchgeführt wurde.

Zur Approximation von True in Abbildung 7.22 wurden deshalb low- $p_T$ -Jets verwendet, die aus Ereignissen mit  $c_{kin} = 20$  GeV stammen. Da aufgrund der unterschiedlichen Energien auch offensichtlich unterschiedliche Wirkungsquerschnitte zu erwarten sind, ist eine Skalierung der low- $p_T$ -Jets essentiell.

Die daraus folgenden Ergebnisse beschreiben das Underlying Event außerordentlich gut, mit einer maximalen Abweichung von weniger als 5 %.

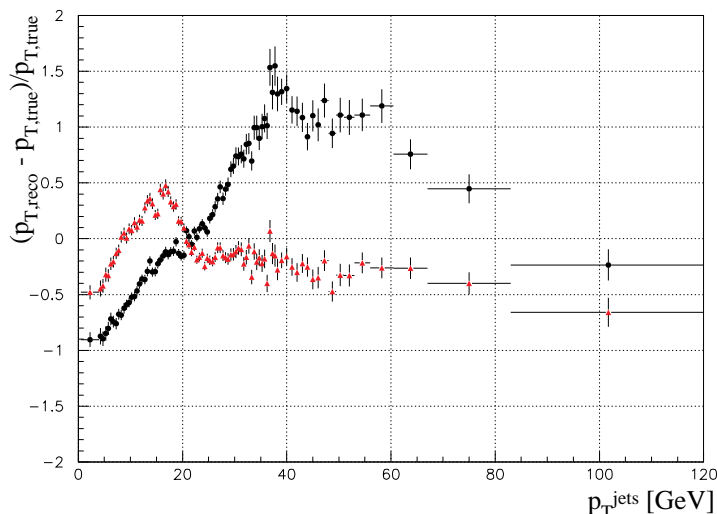
## 7.5 Jet-Energie-Auflösung

In diesem Abschnitt wird betrachtet, wie gut die low- $p_T$ -Jet-Methode den Transversalimpuls der Jets ( $p_T^{Jets}$ ) rekonstruiert. Dafür wird der Unterschied zwischen rekonstruierter Jetverteilung („ $p_{T,reco}$ “) und den zu erwartenden reinen harten Jetanteilen („ $p_{T,true}$ “) betrachtet. Da mit steigendem  $p_T$  auch die absolute Differenz größer wird, man sich allerdings für die Angabe der Unsicherheit unabhängig vom  $p_T$  der Jets interessiert, wird durch  $p_{T,true}$  dividiert, d.h. normiert. Die Rekonstruktion des harten Anteils verläuft umso besser, je näher sich die korrigierte Verteilung an 0 befindet.

Die folgende Formel beschreibt diese Vorgehensweise:

$$\text{Unsicherheit } (p_T^{Jets}) = \frac{p_{T,reco} - p_{T,true}}{p_{T,true}}$$

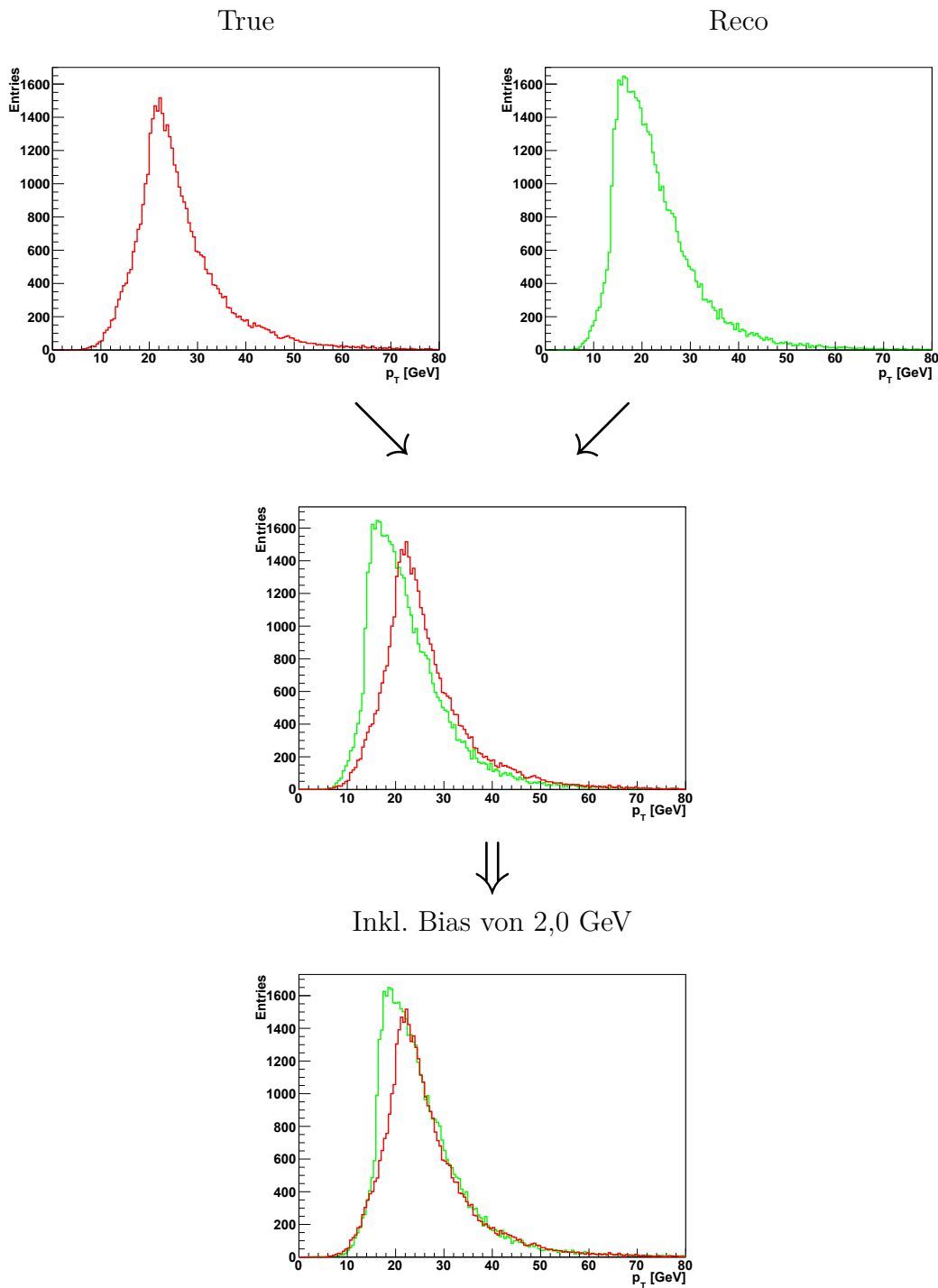
Das Ergebnis hierzu ist in Abbildung 7.23 dargestellt. Es wurde erneut das Underlying-Event-Modell AMBT1 verwendet, mit  $c_{kin} = 20$  GeV, skaliert und mit einem  $d_{cut}$ -Wert von  $400 \text{ GeV}^2$  für den exklusiven  $k_T$ -Algorithmus.



**Abbildung 7.23:** Jet-Energie-Auflösung nach der Durchführung der low- $p_T$ -Jet Methode. Die rekonstruierte Verteilung ist in rot dargestellt. Als Referenz ist die unkorrigierte Verteilung „Hart + UE“ aufgetragen (schwarz).

In Abbildung 7.23 ist erkennbar, dass die Methode den harten Anteil der Jets nur mit einer großen Unsicherheit beschreibt, da die rekonstruierte Verteilung (rot) deutlich von 0 abweicht (über 30 %).

Der Grund hierfür liegt jedoch nicht an der fehlerhaften Rekonstruktion durch die Methode. Stattdessen ist die Darstellung der Jet-Energie-Auflösung sensitiv auf kleine Verschiebungen der  $p_T$ -Verteilungen.



**Abbildung 7.24:** Der Vergleich des reinen harten Stoß („true“) und des Ergebnis nach der Korrektur („reco“) zeigt, dass der Verlauf zwischen beiden Kurven gut übereinstimmt, jedoch eine globale Abweichung von einigen GeV vorhanden ist. Diese Differenz wird durch eine Verschiebung um 2,0 GeV ausgeglichen.

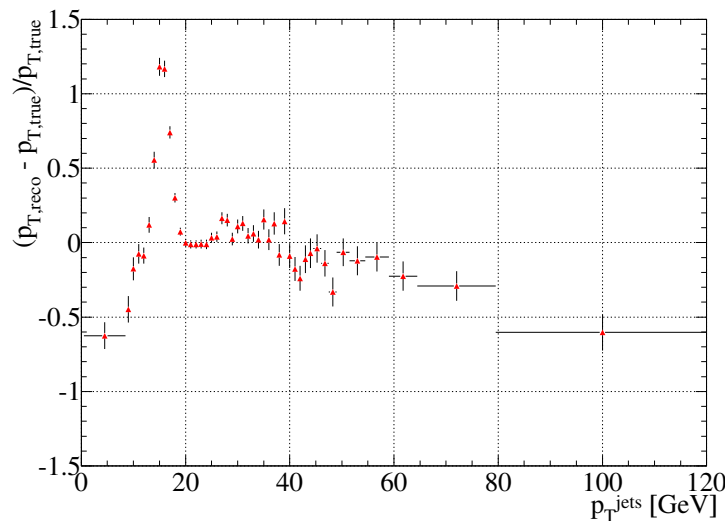
Wie in Grafik 7.24 sichtbar, besitzen die abfallenden Flanken der  $p_T$ -Verteilungen der Jets von Reco und True dieselbe Form. Die rekonstruierte Verteilung liegt allerdings um ca. 2,0 GeV zu niedrig. Das heißt, die low- $p_T$ -Jet-Methode funktioniert prinzipiell, die Jets werden allerdings geringfügig zu stark korrigiert.

Diese übermäßige Korrektur ist zunächst kein Problem der Methode selbst. Die Problematik ergibt sich aus der Simulation. Die für ein Ereignis zur Verfügung stehende Energie wird durch den  $c_{kin}$ -Parameter festgelegt. Da bei Reco das Underlying Event subtrahiert wurde, befindet sich im rekonstruierten Anteil weniger Energie als bei True.

Die Verschiebung der  $p_T^{Jet}$ -Werte, die zukünftig als „Bias“ bezeichnet wird, hat bei der Verwendung von AMBT1 für verschiedene Kollisionsenergien die folgenden Werte:

- $c_{kin} = 10 \text{ GeV} \Leftrightarrow \text{Bias} = 0 \dots 0,5 \text{ GeV}$
- $c_{kin} = 20 \text{ GeV} \Leftrightarrow \text{Bias} = 2 \text{ GeV}$
- $c_{kin} = 50 \text{ GeV} \Leftrightarrow \text{Bias} = 4 \dots 5 \text{ GeV}$

Um den Bias auszugleichen, wurden die fallenden Flanken von True und Reco in Deckung gebracht. Dieser Bias von 2,0 GeV ist auch eine Unsicherheit der Methode: Der Bias ergibt für unterschiedliche  $p_T^{Jet}$ -Werte unterschiedliche prozentuale Fehler. Für  $p_T^{Jet} = 20 \text{ GeV}$  entspricht dies einer Unsicherheit von 10 %, bei einem Wert von  $p_T^{Jet} = 100 \text{ GeV}$  jedoch nur 2 %.



**Abbildung 7.25:** Jet-Energie-Auflösung nach Einführung eines Bias von 2 GeV.

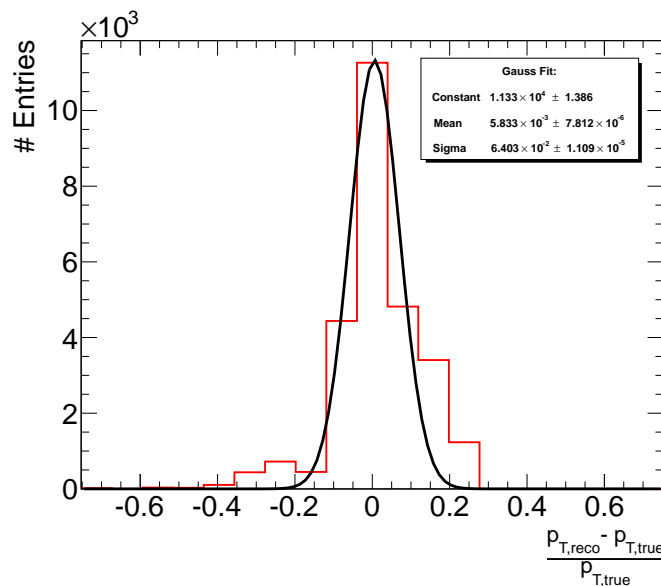
Mit der Einführung eines Bias kann die Unsicherheit von  $p_T^{Jet}$  nicht mehr analog zur Abbildung 7.23 mit einem Vergleich zur Unsicherheit für „Original“ abgebildet werden.



Für diese ursprüngliche Verteilung kann kein Bias bestimmt werden, da die Flanken von True und Original eine zu unterschiedliche Form aufweisen und nicht aufeinander geschoben werden können. Folglich ist in Abbildung 7.25 nur noch eine Verteilung für Reco zu sehen.

Hierbei ist ersichtlich, dass die Rekonstruktion vor allem im  $p_T^{Jet}$ -Bereich 20...60 GeV relativ gute Ergebnisse liefert. Für die Abweichungen bei höheren Werten könnte das folgende Problem verantwortlich sein:

Der eingeführte Bias ist nur eine globale Verschiebung. Würde der Bias mit steigenden  $p_T$ -Werten ebenfalls ansteigen, so würde dies erklären, weshalb Jets mit einem hohen  $p_T$ -Wert schlechter um den Underlying-Event-Beitrag korrigiert werden als niederenergetische Jets.



**Abbildung 7.26:** Projektion der Ergebnisse aus Abbildung 7.25.

In der Abbildung 7.26 wurden nun die selben Daten verwendet wie in der vorherigen Abbildung 7.25. Für eine bessere Fehleranalyse werden die Werte für  $p_T^{Jet} > 20$  GeV auf die y-Achse projiziert und mit der Anzahl der Einträge gewichtet. Außerdem wird eine Gauß-Kurve hineingelegt. Deren Mittelwert verdeutlicht die Abweichung vom optimalen  $p_{T, true}$ -Wert, der für eine fehlerfreie Methode 0 wäre. Zusätzlich ist die Standardabweichung  $\sigma$  bestimmbar.

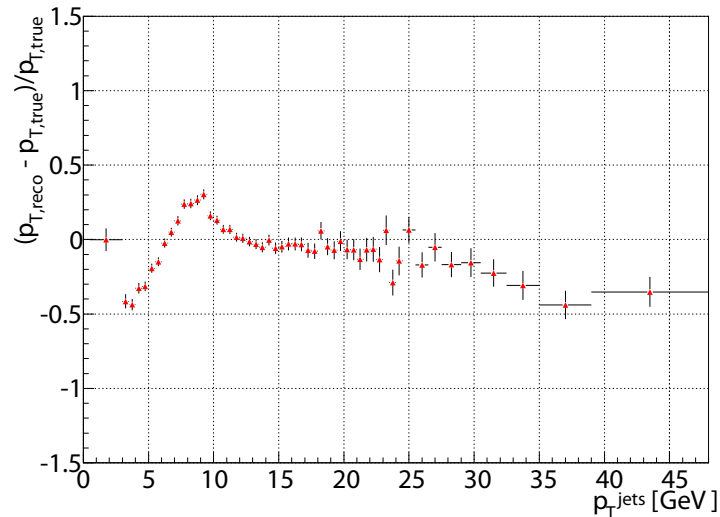
Tabelle 7.2 zeigt eine Übersicht aller Underlying-Event-Modelle. Dort ist der Bias der beiden Verteilungen, der Mittelwert sowie die Standardabweichung der Gauß-Funktionen

Tune	Bias (GeV)	Mittelwert (Gauß)	$\sigma$ (Gauß)
AMBT1	2,0	0,005	0,064
ATLAS MC09	1,0	-0,003	0,060
ATLAS MC09c	1,0	-0,039	0,072
DW	1,5	-0,007	0,060
MPI	2,0	0,035	0,071
New Model of MPI	3,0	0,015	0,082
Perugia 10	2,0	-0,013	0,052
Perugia K	2,0	-0,024	0,048
Pro-Q2O	2,5	-0,003	0,051
Tune A	2,0	0,005	0,069

**Tabelle 7.2:** Übersicht der Jet-Energie-Auflösung und der dazugehörige Bias für alle Tunes mit einem  $c_{kin}$ -Wert von 20 GeV.

eingetragen, wie sie exemplarisch für das Underlying-Event-Modell AMBT1 vorgestellt wurden.

Wird der  $c_{kin}$ -Wert von 20 GeV auf 10 GeV verringert, so ist kein Bias erforderlich und die Rekonstruktion liefert bereits ab  $p_T^{Jets} \approx 10$  GeV relativ gute Ergebnisse (Abbildung 7.27). Daraus folgt die Gültigkeit der Methode schon ab 10 GeV und die Abhängigkeit vom minimalen Impulsübertrag des harten Stoßes.



**Abbildung 7.27:** Jet-Energie-Auflösung mit einem  $c_{kin}$ -Wert von 10 GeV.

## 7.6 Eigenschaften des low- $p_T$ -Jets im Vergleich zu anderen Jets

In diesem Abschnitt wird untersucht, ob sich die Jets so verhalten, wie bei der Motivation der Methode angenommen wurde. Insbesondere ist es interessant, wie sich explizit der low- $p_T$ -Jet verhält.

In den Abbildungen dieses Abschnitts wird klar, dass dieser niederenergetischste Jet innerhalb eines Ereignisses etwa dieselbe Form und Größe hat wie auch andere Jets. Der low- $p_T$ -Jet sammelt also nicht alle niederenergetischen Teilchen auf.

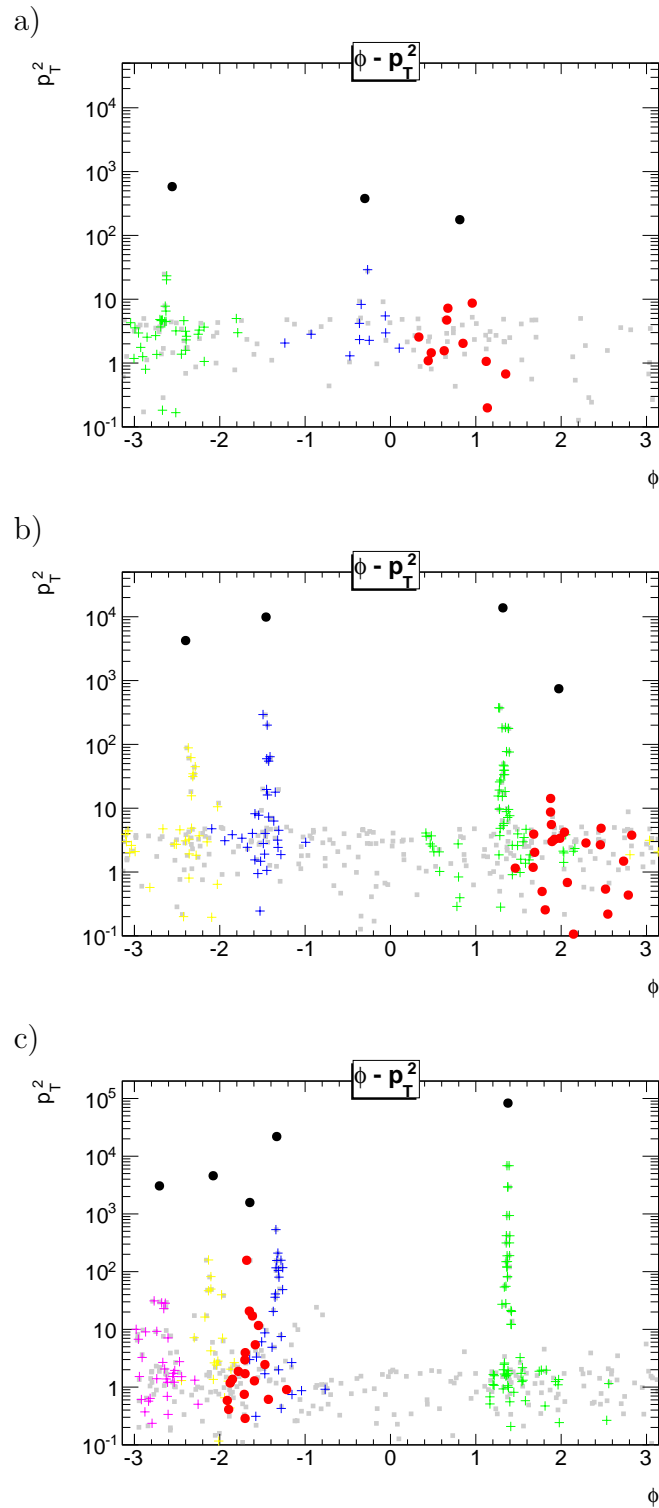
Die Teilchen des Strahlrests („beam remnants“) werden bei der low- $p_T$ -Jet-Methode also genauso verworfen, wie man es vom  $k_T$ -Jet-Algorithmus erwartet und dennoch wird im Mittel ein zusätzlicher Jet und rund 5 ... 10 GeV Energie in Jets rekonstruiert, wenn man das Underlying Event mit berücksichtigt.

Bevor auf die verschiedenen Jetverteilungen eingegangen wird, soll zunächst gezeigt werden, wie sich der minimale Transversalimpulsübertrag im harten Stoß auswirkt. Hierfür sind in Abbildung 7.28 die  $p_T^2$ -Verteilung gegen den Azimuthwinkel für die  $c_{kin}$ -Werte 20, 50 und 100 GeV dargestellt. Dabei erhöht sich die Anzahl der Teilchen mit steigendem  $c_{kin}$ -Wert. Dies gilt auch für die nicht markierten, grauen Teilchen des Strahlrests. Auch die Anzahl der rekonstruierten Jets erhöht sich mit steigendem Transversalimpulsübertrag des harten Stoßes.

Des Weiteren ist sichtbar, wo sich der low- $p_T$ -Jet (rot) bei den unterschiedlichen Energien befindet. Die Teilchen des niederenergetischsten Jets befinden sich vor allem bei  $c_{kin} = 20$  GeV und  $c_{kin} = 50$  GeV im unteren Energiebereich, in dem sich insgesamt sehr viele Teilchen aufhalten. Dieser niedrige Bereich unterhalb von  $p_T^2 \approx 5$  GeV<sup>2</sup> kann auch als Underlying Event interpretiert werden. In Abbildung 7.28 c) für  $c_{kin} = 100$  GeV ragen einige Teilchen des low- $p_T$ -Jets deutlich aus dem Underlying-Event-Bereich heraus. Dies scheint den Grund zu illustrieren, weshalb die Methode für einen low- $p_T$ -Jet aus  $c_{kin} = 100$  GeV nur schlecht funktioniert.

Um aus den folgenden Abbildungen aussagekräftige Schlüsse ziehen zu können, werden nun nur Events mit  $c_{kin} = 50$  GeV gezeigt, bei denen das Underlying Event durch den AMBT1 Tune genähert wird. Durch die höhere Energie im Ereignis wird durchschnittlich auch eine höhere Anzahl von Jets gebildet, wodurch die Ereignisse und Jetrekonstruktionen besser verständlich werden.

Des Weiteren wird für den  $k_T$ -Jetrekonstruktionsalgorithmus im exklusiven Modus der  $d_{cut}$ -Wert auf 400 GeV<sup>2</sup> gesetzt.

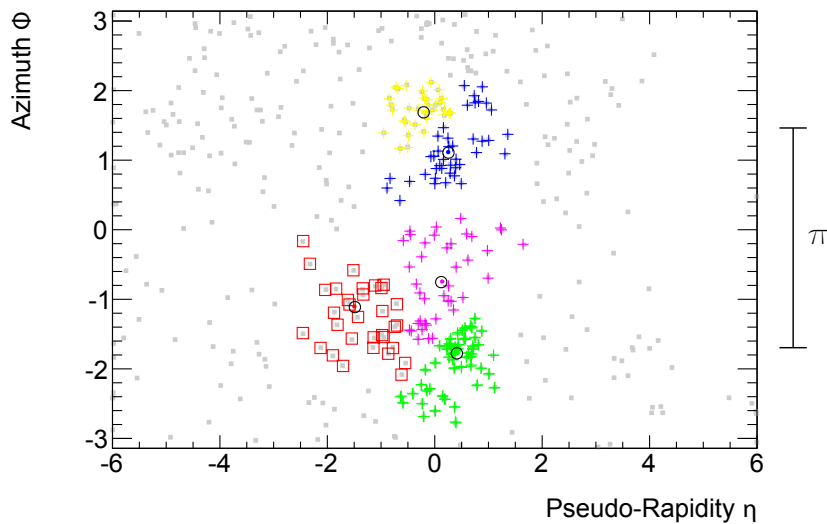


**Abbildung 7.28:** Vergleich von rekonstruierten Jets bei verschiedenen  $c_{kin}$ -Werten: a) = 20 GeV, b) = 50 GeV, c) = 100 GeV. Es ist hierbei der Transversalimpuls gegen eine Raumkoordinate ( $\phi$ ) aufgetragen, um das Verhältnis zwischen verworfen Teilchen (grau) und Jets (bunt) aufzuzeigen. Die dicken schwarzen Punkte oberhalb aller farbigen Jets stellen die Gesamtenergie der Jets auf der (logarithmischen) Skala dar.

Im Folgenden wird ein typisches Event gezeigt, wie es in den vorherigen Analysen verwendet wurde. Die Teilchen, die zu einem Jet gehören, sind in den jeweiligen Jetfarben markiert.

Dabei ist der rot gekennzeichnete Jet immer der low- $p_T$ -Jet, und die durch den  $k_T$ -Algorithmus als Strahlrest klassifizierten Teilchen sind in grau dargestellt. Die anderen Jets sind nach ihrer Gesamtenergie wie folgt farblich unterschieden:

hohe Energie  niedrige Energie  
 grün blau gelb lila türkis ... rot

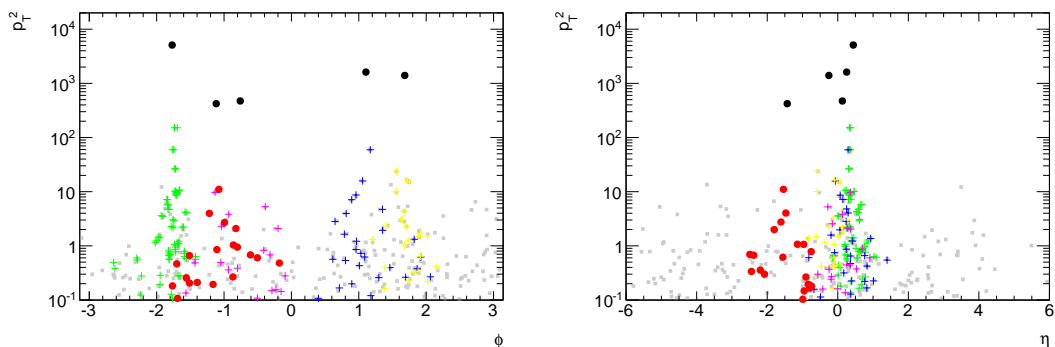


**Abbildung 7.29:** Darstellung eines typischen Dijet-Events in der  $\eta - \phi$ -Ebene. Die beiden Jetbereiche liegen etwa um  $\Delta\phi = \pi$  voneinander getrennt.

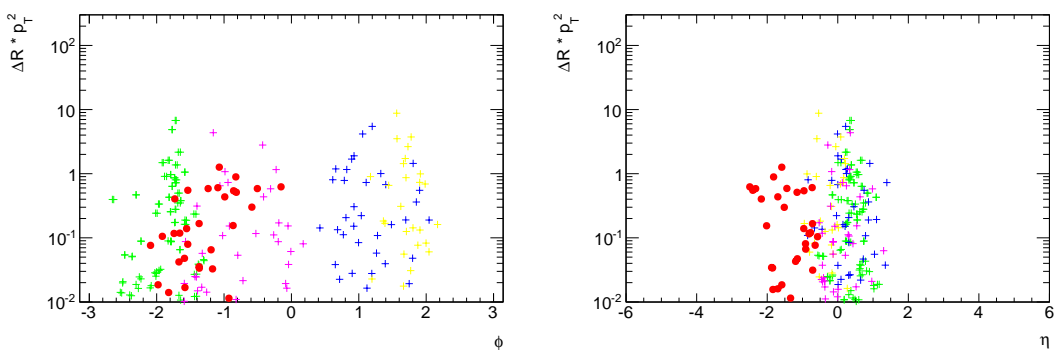
Jeder Punkt stellt ein Teilchen dar. Alle Teilchen eines Jets sind in einer Farbe markiert. Der low- $p_T$ -Jet ist in rot dargestellt.

In den Abbildungen 7.29 und 7.30 kann man nun gut erkennen, wie die Jets vom Jetrekonstruktionsalgorithmus geclustert wurden. Des Weiteren wird deutlich, dass der low- $p_T$ -Jet in einem verhältnismäßig niedrigen Transversalimpulsbereich liegt, in dem sich sehr viele Underlying-Event-Teilchen bzw. Teilchen des Strahlrests befinden.

Da der  $k_T$ -Algorithmus im exklusiven Modus die Jets mithilfe des Parameters  $\Delta R \cdot p_T^2$  clustert, ist in Abbildung 7.31 anstatt  $p_T^2$ ,  $\Delta R \cdot p_T^2$  gegen  $\eta$  bzw.  $\phi$  aufgetragen.  $\Delta R$  bezeichnet hierbei den Abstand zwischen den Teilchen und dem Mittelpunkt ihres jeweiligen Jets. Da für die verworfenen (grauen) Teilchen kein Referenzjet gewählt werden kann, und somit  $\Delta R$  nicht definiert ist, sind nur die Jetteilchen selbst eingetragen.



**Abbildung 7.30:** Hier handelt es sich um das selbe Ereignis wie in Abbildung 7.29. Diesmal wurde jedoch die Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Teilchen mit aufgetragen. Aufgrund der zweidimensionalen Darstellung wurden zwei Bilder gewählt, bei der  $p_T^2$  gegen  $\eta$  bzw.  $\phi$  aufgetragen ist.



**Abbildung 7.31:** Hier handelt es sich wieder um das selbe Ereignis wie in Abbildung 7.29 und Abbildung 7.30. Als vertikale Achse wurde jetzt  $\Delta R \cdot p_T^2$  gewählt, um dem  $k_T$ -Algorithmus besser Rechnung zu tragen.

Die Jets werden hier noch eindeutiger geclustert als in Abbildung 7.30, denn hochenergetische Teilchen (großes  $p_T$ ) in der Nähe des Jetmittelpunkts besitzen nur ein kleines  $\Delta R$ . Die beiden Variablen gleichen sich aus. Dasselbe gilt für niederenergetische Teilchen, die sich weit vom Jetmittelpunkt aufhalten. Der kleinere  $p_T$ -Wert wird durch einen größeren  $\Delta R$ -Wert ausgeglichen.

Somit erreicht der exklusive  $k_T$ -Algorithmus ein sehr gutes Clustering der Jetteilchen, was die Rekonstruktionsgenauigkeit der Jets deutlich verbessert.

Für eine bessere Vorstellung sind die rekonstruierten Jets nun noch einmal in einer dreidimensionalen Darstellung aufgetragen, bei der auch die Teilchen des Strahlrests mit eingetragen werden konnten.

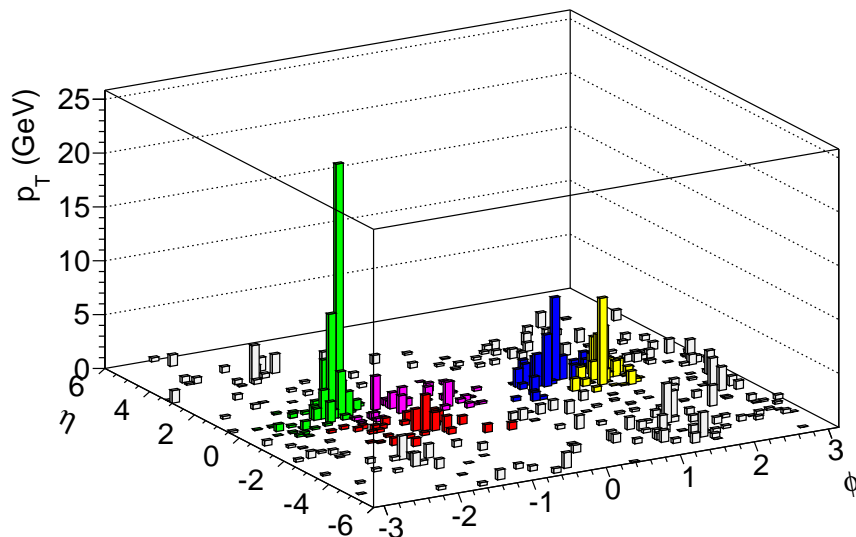


Abbildung 7.32: 3-dimensionale Darstellung des Ereignis aus den Abbildungen 7.29 bis 7.31.

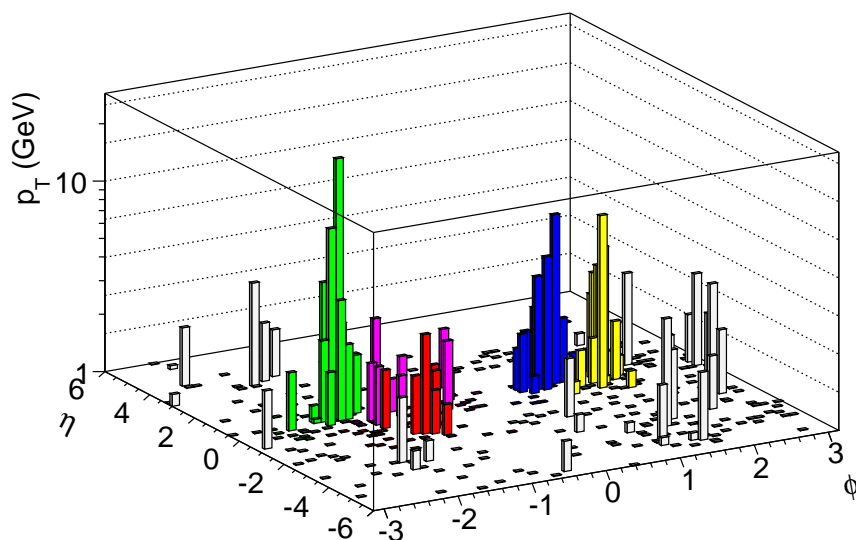
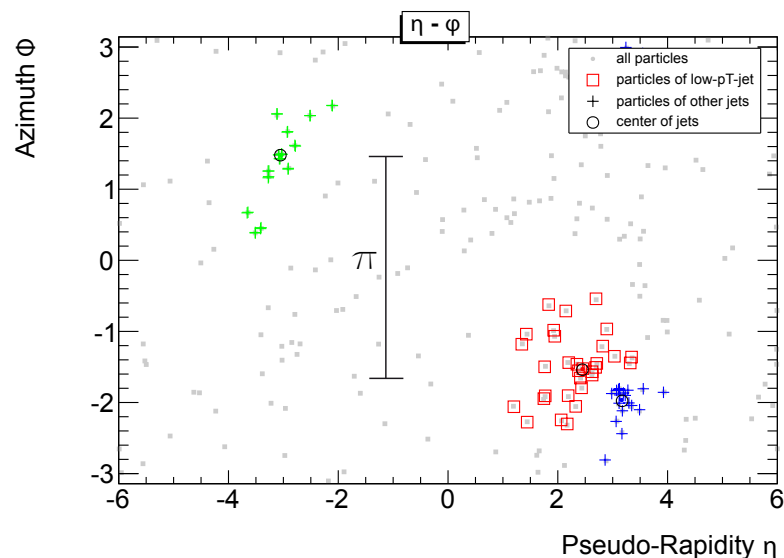


Abbildung 7.33: Darstellung der Abbildung 7.32 mit logarithmischer  $p_T$ -Achse.

Dazu sind in der horizontalen Ebene die Raumwinkel  $\eta$  und  $\phi$  aufgetragen und auf der vertikalen Achse der Transversalimpuls der jeweiligen Teilchen. In Abbildung 7.32 wurde die  $p_T$ -Achse nicht-logarithmisch gesetzt, während in Abbildung 7.33 eine logarithmische Darstellung zu finden ist.

Nachdem nun die Bestandteile der Jets und deren Lage bestimmt ist, muss noch geklärt werden, in welchen Bereichen der low- $p_T$ -Jet in der Regel entsteht. Dabei kommen zwei Gebiete in Frage:

1. Der niederenergetischste Jet wird erst nach dem zentralen Stoß gebildet, was man als „Final State Radiation“ (FSR) bezeichnen kann. Eine zugehörige Darstellung ist Abbildung 7.34.
2. Der low- $p_T$ -Jet wird vor dem harten Stoß abgestrahlt, was einer „Initial State Radiation“ (ISR) entspricht. Vergleiche hierfür Abbildung 7.35.

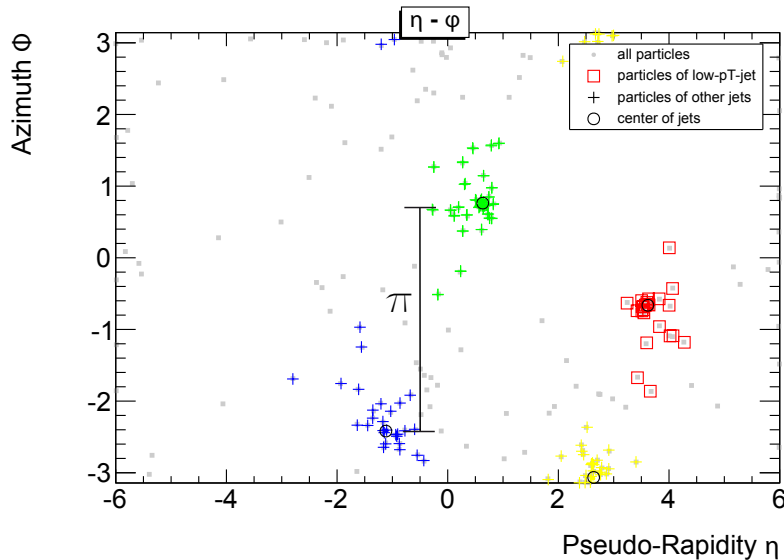


**Abbildung 7.34:** Darstellung eines Ereignis, in dem sich der low- $p_T$ -Jet als Teil der FSR interpretieren lässt.

Bei der Betrachtung vieler Ereignisse ergibt sich, dass sich der low- $p_T$ -Jet im Normalfall in der Nähe eines der Jets befindet, die man als Dijets identifizieren kann. Dijets sind dabei in der Regel die zwei höchstenergetischen Jets (hier: grün und blau), die auf der Azimuth-Ebene etwa  $\Delta\phi = \pi$  auseinanderliegen.

Das heißt der low- $p_T$ -Jet verhält sich in der Regel so, als würde er aus dem FSR stammen.





**Abbildung 7.35:** Darstellung eines Ereignisses, indem sich der low- $p_T$ -Jet als Teil der ISR interpretieren lässt.

## 7.7 Weitere Variationen der Methode

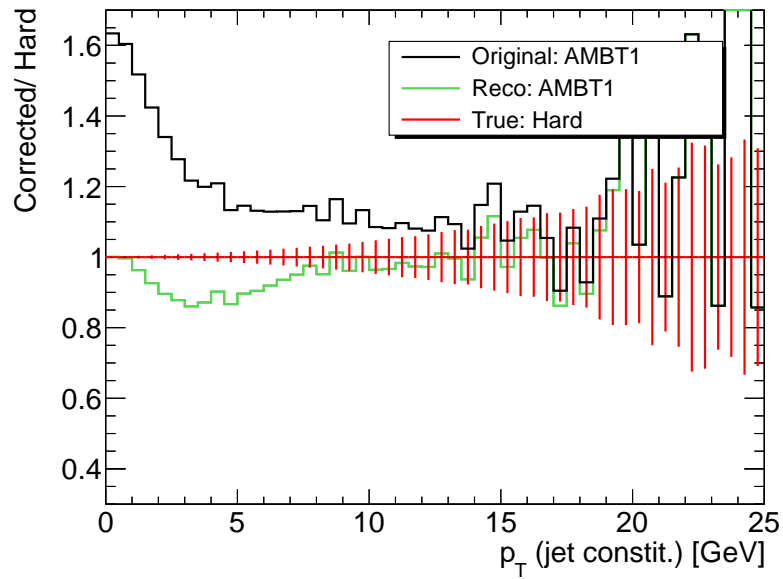
### 7.7.1 Näherung des Underlying Events mithilfe des „2<sup>nd</sup>-low- $p_T$ -Jets“

Als eine der letzten Untersuchungen soll nun überprüft werden, ob die Methode an sich richtig verstanden wurde. Dafür wird anstelle des low- $p_T$ -Jets der „2<sup>nd</sup>-low- $p_T$ -Jet“ für die Näherung des Underlying Events bei der Methode verwendet.

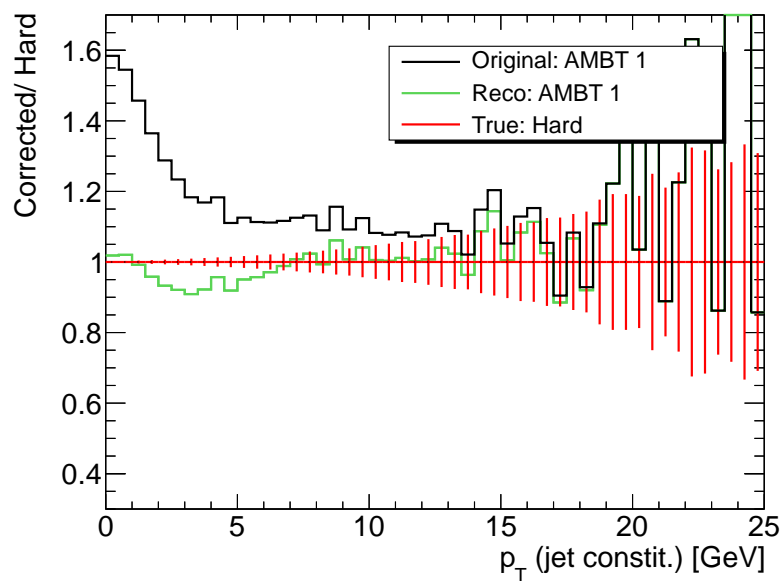
Der „2<sup>nd</sup>-low- $p_T$ -Jet“ ist dabei der Jet mit dem zweit-niedrigsten Transversalimpuls innerhalb eines Ereignisses. Da dieser Jet höherenergetischere Teilchen besitzt als der low- $p_T$ -Jet, kann davon ausgegangen werden, dass die Methode um einiges schlechter wird. Aufgrund seiner Anteile aus dem Underlying Event sollte die Form bzw. die Größenordnung der Korrektur aber trotzdem richtig sein und ein einigermaßen akzeptables Resultat liefern.

Damit die Methode jedoch überhaupt noch nach dem Prinzip der low- $p_T$ -Jet-Methode durchgeführt werden kann und physikalisch sinnvoll bleibt, werden nun mindestens vier Jets je Ereignis gefordert:

1. Der low- $p_T$ -Jet.
2. Der 2<sup>nd</sup>-low- $p_T$ -Jet.
3. Erster Jet des harten Dijet-Paares.
4. Zweiter Jet des harten Dijet-Paares.



**Abbildung 7.36:** Rekonstruierter Anteil aus „Hart + UE“, bei dem mithilfe des 2<sup>nd</sup>-low- $p_T$ -Jets das Underlying Event genähert wurde.



**Abbildung 7.37:** Vergleichsabbildung zur Abbildung 7.36. Hier wurde jedoch das Underlying Event durch den 1<sup>st</sup>-low- $p_T$ -Jet genähert. Die Unterschiede bei „Original“ ergeben sich, da bei der Methode mit dem 2<sup>nd</sup>-low- $p_T$ -Jet immer ein Minimum von 4 Jets gefordert wurde.

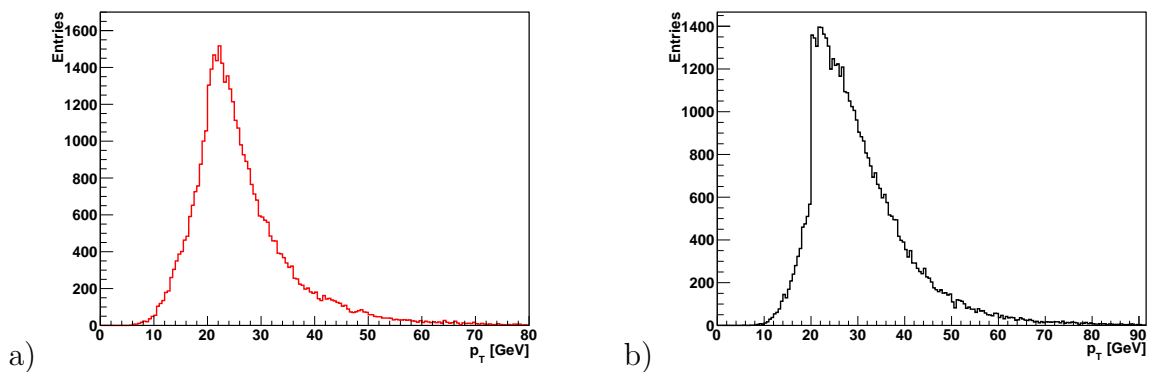
Außerdem wird hier ein Skalierungsfaktor von  $x = 1,64$  benötigt, da der Jet mit dem zweit-niedrigsten Transversalimpuls in einem Ereignis einen anderen Wirkungsquerschnitt besitzt als das Underlying Event bzw. der low- $p_T$ -Jet.

In Abbildung 7.36 wird nun der korrigierte Prozess aus „Hart + UE“ (Reco) mit dem Anteil des reinen harten Stoßes (True) verglichen.

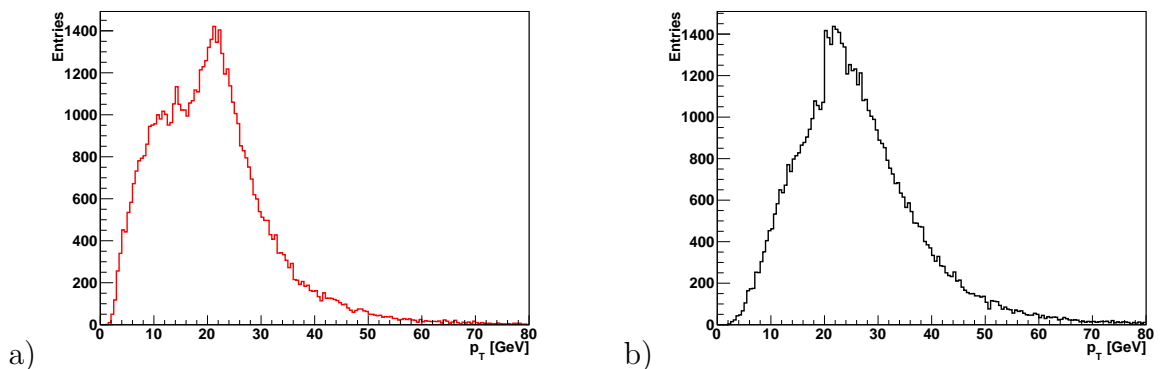
Es ergibt sich eine Abweichung von maximal 15 %. Verglichen mit der Korrekturmethode durch den low- $p_T$ -Jet (Abbildung 7.37) ist dies zwar, wie erwartet, ein schlechteres Ergebnis, die Methode scheint jedoch prinzipiell auch mit dem 2<sup>nd</sup>-low- $p_T$ -Jet zu funktionieren.

### 7.7.2 Variation der minimalen Jetanzahl je Ereignis

Bei der low- $p_T$ -Jet-Methode wurde stets ein Minimum von 3 Jets je Ereignis gefordert, um neben den 2 harten Jets auch noch den low- $p_T$ -Jet definieren zu können. Das wurde auch bei der Simulation des reinen harten Stoßes und bei der Simulation des mit der Gewichtungsfunktion  $w(p_T)$  korrigierten Ereignisses beibehalten. Dies ist eigentlich in diesen zwei Fällen nicht mehr notwendig, da kein low- $p_T$ -Jet mehr benötigt wird. Es sind bei diesen Simulationen auch ohne Einschränkung Ereignisse erlaubt, die nur aus den zwei harten Jets, d.h. einem Dijet, bestehen.

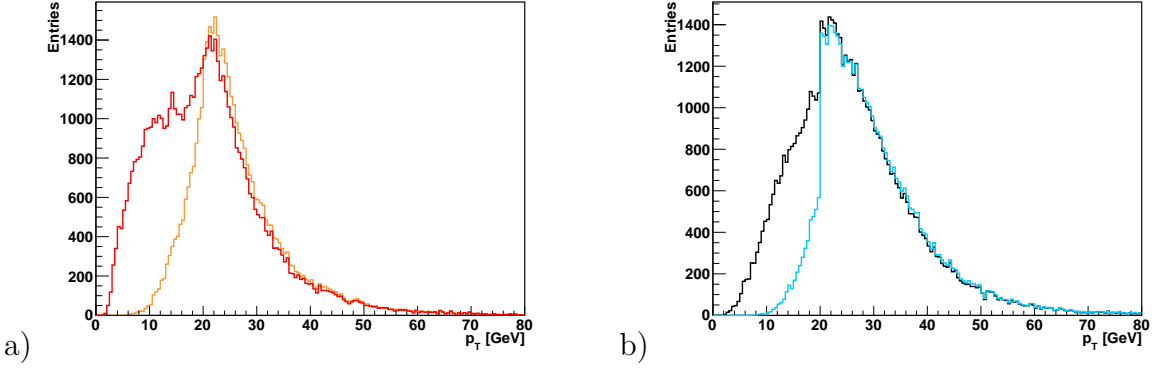


**Abbildung 7.38:**  $p_T$ -Verteilung der Jets bei einer Forderung nach mindestens 2 Jets pro Ereignis. a) Hart b) Hart + UE



**Abbildung 7.39:**  $p_T$ -Verteilung der Jets bei einer Forderung nach mindestens 3 Jets pro Ereignis. a) Hart b) Hart + UE

Aus diesem Grund soll hier nun gezeigt werden, dass die zusätzliche Forderung nach 3 Jets keinen Einfluss auf die Ergebnisse hat.



**Abbildung 7.40:** Kombinierte Darstellung der beiden Abbildungen 7.38 und 7.39. a) Hart: In rot ist ein Minimum von 3 Jets gefordert, in orange von 2 Jets. b) Hart + UE: In schwarz ist ein Minimum von 3 Jets gefordert, in blau von 2 Jets.

Dafür wurden Ereignisse mit dem Underlying-Event-Modell AMBT1 bei einem minimalen Impulsübertrag des harten Stoßes von  $c_{kin} = 20$  GeV simuliert. Für die Jetrekonstruktion wurde zusätzlich zur minimalen Jetanzahl ein  $d_{cut}$ -Wert von  $400 \text{ GeV}^2$  gefordert.

Abbildung 7.38 zeigt die  $p_T$ -Verteilung der Jets für den harten Anteil (a) und bei einer zusätzlichen Berücksichtigung des Underlying Events (b), wenn ein Minimum von nur 2 Jets gefordert ist. In Abbildung 7.39 wurde hingegen ein Minimum von 3 Jets gefordert, wie es auch in der Analyse durchgeführt wurde.

Bei einem Vergleich dieser Funktionen (siehe Abbildung 7.40) lässt sich erkennen, dass alle Werte oberhalb von 20 GeV übereinstimmen, was dem  $c_{kin}$ -Wert entspricht. Dies ist an den übereinstimmenden, abfallenden Flanken der Verteilungen sichtbar.

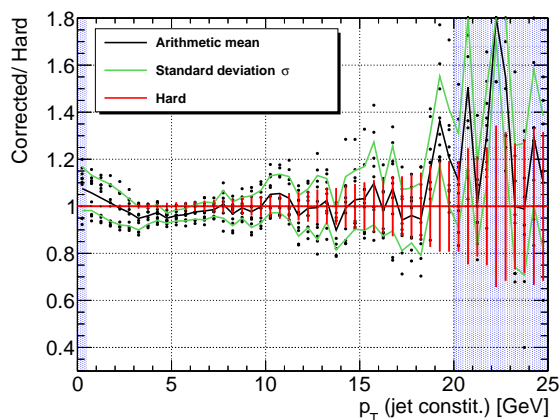
Der Exzess im Bereich von  $p_T = 10$  GeV, der bei einem Minimum von 3 Jets auftritt, hat jedoch keinen Einfluss, da die Methode nur Jets oberhalb des  $c_{kin}$ -Wertes rekonstruieren kann.

Die zusätzliche Forderung nach einem Minimum von 3 Jets beeinflusst die Methode daher nicht.

## 7.8 Unsicherheiten der Methode

Die low- $p_T$ -Jet-Methode zur Bestimmung des Underlying Events bei LHC Energien liefert, wie man in dieser Arbeit sieht, gute Resultate. Gleichwohl kann der Beitrag des Underlying Events nicht zu 100 % exakt beschrieben werden. Diese Unsicherheiten sollen nun abgeschätzt werden.

Für diese Simulationsstudie musste auf verschiedene Modelle für die Beschreibung des Underlying Events zurückgegriffen werden. Um eine möglichst breite Untersuchung zu realisieren, wurden 10 dieser Tunes verwendet. Nach der Durchführung der Methode beschreibt das Mittel der Tunes den harten Anteil im Bereich der Standardabweichung und der statistischen Unsicherheiten gut. Dies ist für einen  $c_{kin}$ -Wert von 20 GeV in Abbildung 7.19 zu sehen, die auch noch einmal hier dargestellt ist (Abbildung 7.41).



**Abbildung 7.41:** Kombinierte Darstellung aller 10 verwendeten Tunes nach der Durchführung der low- $p_T$ -Jet-Methode. Es wurde ein  $c_{kin}$ -Wert von 20 GeV verwendet.

Die Streuung der Tunes, die ebenfalls für die Güte der Simulationsergebnisse zu beachten ist, liegt in einem Bereich von maximal 10 %.

Neben der Simulationsunsicherheit gibt es auch noch eine Abweichung bei der Rekonstruktion der Transversalimpulse der Jets. Dabei werden die Underlying-Event-Beiträge zu stark korrigiert (vgl. Abschnitt 7.5), was zu einer Verschiebung der  $p_T$ -Verteilung führt. Für die meisten Underlying-Event-Modelle liegt die fehlerhafte Korrektur in einem Bereich von 2,0 GeV.

Da dies ein absoluter Fehler ist, verringert sich der relative Fehler mit steigender Jetenergie deutlich. Für einen Jet mit einem  $p_T$ -Wert von 20 GeV entspricht der Fehler etwa 10 %, während Jets mit einem  $p_T \approx 100$  GeV nur noch einen Fehler von 2,0 % aufweisen.

Wird diese  $p_T$ -Verschiebung korrigiert, so beschreiben die rekonstruierten Ereignisse den harten Stoß mit einer Unsicherheit für den  $p_T^{Jet}$ -Wert von maximal 8 % (vgl. Tabelle 7.2).

## 8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde eine Methode vorgestellt und untersucht, die den Beitrag des Underlying Events mithilfe des niederenergetischsten Jet innerhalb eines Ereignisses, dem low- $p_T$ -Jet, korrigieren soll. Diese wird als low- $p_T$ -Jet-Methode bezeichnet. Als Jetrekonstruktionsalgorithmus wurde der  $k_T$ -Algorithmus im exklusiven Modus verwendet. Eine Beschreibung des Underlying Events ist bei Hadron-Kollidern, wie dem LHC, essentiell, da dieses einen großen Beitrag zum Untergrund darstellt. Es ist eine direkte Folge des komplexen Aufbaus der Protonen. Bei einer Proton-Proton-Kollision tragen neben zwei harten, hochenergetischen Partonen noch weitere Teilchen zur Kollision bei. Diese überlagern den harten Stoß und verkomplizieren die Rekonstruktion der Ereignisse erheblich, was als Underlying Event bezeichnet wird.

Die low- $p_T$ -Jet-Methode soll es nun ermöglichen, diesen Anteil des Untergrunds zu nähern und zu subtrahieren. Der Vorteil der Methode, gegenüber etablierten Methoden, ist die Möglichkeit, das Underlying Event für jedes Ereignis separat zu bestimmen. Die Einführung einer Gewichtungsfunktion  $w(p_T)$  ermöglicht es, jedem Teilchen, abhängig von seinem Transversalimpuls, eine Wahrscheinlichkeit zuzuordnen, die angibt, ob das Teilchen aus dem harten Anteil des Stoßes stammt oder als Beitrag des Underlying Events zu rechnen ist.

Zur Überprüfung der Methode wurde der Monte-Carlo-Generator PYTHIA 6.4.24 eingesetzt. Dieser Generator bietet den Vorteil, das Underlying Event direkt zu- und abschalten zu können. Darüber hinaus sind mehr als 100 Underlying-Event-Modelle (Tunes) implementiert, die direkt aufgerufen werden können.

Um die Anwendbarkeit der Korrekturmethode für viele verschiedene Underlying-Event-Tunes zu zeigen, wurde in dieser Arbeit die low- $p_T$ -Jet-Methode mithilfe von 10 verschiedenen Tunes überprüft.

Dabei konnte festgestellt werden, dass prinzipiell gute Ergebnisse erzielt werden und der low- $p_T$ -Jet repräsentativ für den Anteil des Underlying Events ist, der in Jets akkumuliert wird.

Im Detail wurden zunächst unterschiedliche Mindest-Impulsüberträge für die harte Kollision gefordert. Für die meisten Tunes und Mindest-Impulsüberträge ergaben sich dabei akzeptable Ergebnisse. Allerdings zeigten sich vor allem bei hohen Impulsüberträgen Probleme. Hierbei wurde der low- $p_T$ -Jet selbst zu hochenergetisch, um das Underlying Event sinnvoll beschreiben zu können. Als Abhilfe wurde der low- $p_T$ -Jet von Reaktionen mit niedrigeren Energien herangezogen, um das Underlying Event zu beschreiben. Es stellten sich erstaunlich gute Ergebnisse ein. Bei der Durchführung war jedoch noch eine

Anpassung der Wirkungsquerschnitte notwendig, wofür ein globaler Skalierungsfaktor eingeführt wurde.

Dieser Skalierungsfaktor wurde darüber hinaus auch getestet, wenn der low- $p_T$ -Jet und das Underlying Event aus Ereignissen mit der selben Energie stammen. Auch hier war im Allgemeinen eine weitere Verbesserung der Resultate zu verzeichnen. Jedoch wird es bei einer Übertragung der Methode auf echte Daten schwierig diesen Skalierungsfaktor zu bestimmen. Zu dieser Problematik sollten noch weitere Untersuchungen und Überlegungen angestellt werden.

Des Weiteren wurde untersucht, wie sich die Korrektur auf einzelne Jets auswirkt. Dafür wurden Jets aus dem reinen harten Stoß mit Jets verglichen, die durch die Methode rekonstruiert wurden. Für den Transversalimpuls ergab sich für die rekonstruierten Jets eine Unsicherheit, die in der Regel unter 10 % liegt. Hierbei scheinen jedoch noch Verbesserungen möglich zu sein, da eine Verschiebung zwischen rekonstruierter und harter  $p_T$ -Verteilung festgestellt wurde. Diese Verschiebung sollte ebenfalls noch im Detail betrachtet werden.

Darüber hinaus wurde eine Variation des Jetrekonstruktionsalgorithmus durchgeführt, wobei sich die Ergebnisse im Vergleich zum „Standard-Algorithmus“ nicht stark unterscheiden. Auch wurde versucht, die Methode mit dem nächst-niederenergetischsten Jet, dem „2<sup>nd</sup>-low- $p_T$ -Jet“ durchzuführen. Wie zu erwarten war, ist ebenfalls eine Korrektur möglich, wenn auch mit größeren Unsicherheiten als bei der nicht-abgeänderten Methode.

Eine abschließende Betrachtung der Verteilungen der Jets innerhalb eines Ereignisses manifestierte die Vorstellung, wie sich der low- $p_T$ -Jet verhält und wie die Methode wirkt.

Daher wurde mit dieser Simulationsstudie gezeigt, dass man das Underlying Event mithilfe der low- $p_T$ -Jet-Methode beschreiben kann.

Alle notwendigen Tests auf Simulationsebene sind somit durchgeführt. Der nächste und wichtige Schritt ist es nun, die Methode auf reale Daten anzuwenden. Nachdem der LHC seit über einem Jahr im stabilen Betrieb läuft, sind seit geraumer Zeit genug Daten vorhanden, um die Methode zu testen. Es stehen dabei mehrere Möglichkeiten zur Verfügung, eine Überprüfung durchzuführen.

Die zu Analysen ähnlichste Vorgehensweise wäre es, eine W-Resonanz zu betrachten, wie beispielsweise bei  $q\bar{q} \rightarrow WW \rightarrow q'\bar{q}'l\nu$ . Bei diesem Prozess mit einem Wirkungsquerschnitt von etwa 40 pb können  $l$  und  $\nu$  zur Rekonstruktion des einen W-Bosons verwendet werden und damit das Ereignis identifizieren. Die aus  $q'\bar{q}'$  entstehenden Jets können mit der beschriebenen Methode um den Underlying-Event-Beitrag korrigiert werden und erzeugen einen W-Boson-Massenpeak. Anhand der Form des Peaks lässt sich direkt die Effizienz der low- $p_T$ -Jet-Methode bei echten physikalischen Prozessen ablesen. Eine weitere Möglichkeit wäre es, Messdaten mithilfe der low- $p_T$ -Jet-Methode zu korrigieren und mit Monte-Carlo-Simulationen, bei denen kein Underlying Event mitsimuliert wird, zu vergleichen.



# Literaturverzeichnis

- [1] K. Nakamura and others (Particle Data Group). The Review of particle physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37:075021, 2010.
- [2] S. Redaelli (CERN Beams Department). The operation of the LHC accelerator complex, April 2010.
- [3] CERN. Le nom CERN. <http://public.web.cern.ch/public/fr/About/Name-fr.html>, Apr. 2011.
- [4] CERN. CERN Document Server: Photos. <http://cdsweb.cern.ch/collection/Photos>, Mai 2011.
- [5] CERN. CERN - The Large Hadron Collider. <http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/LHC-en.html>, Apr. 2011.
- [6] The CMS Collaboration, G. L. Bayatian et al. *CMS Physics Technical Design Report Volume I: Detector Performance and Software*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2006.
- [7] Y. Unno and others (ATLAS SCT collaboration). ATLAS silicon microstrip Semiconductor Tracker (SCT). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 453 (1-2):109–120, 2000.
- [8] *ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999.
- [9] J. Wok. Pseudorapidity. <http://en.wikipedia.org/wiki/pseudorapidity>, Mai 2011.
- [10] J. Masik (ATLAS TDAQ). ATLAS Trigger System in the first collisions, Okt. 2008. 11th Topical Seminar on Innovative Particle and Radiation Detectors (IPRD08), Siena (Italy).
- [11] Universität Innsbruck. Austrian Federated WLCG Tier-2. <http://www.uibk.ac.at/austrian-wlcg-tier-2/>, Mai 2011.
- [12] Worldwide LHC Computing Grid. WLCG. <http://lcg.web.cern.ch>, Mai 2011.
- [13] M. E. Peskin and D. V. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Westview Press, 1995.

- [14] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche. *Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Verlag GmbH, 2008.
- [15] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. John Wiley & Sons, 1987.
- [16] W. Greiner and B. Müller. *Gauge Theory of Weak Interactions*. Springer, 2000.
- [17] D. Decamp et al. Determination of the number of light neutrino species. *Physics Letters B*, 231(4):519–529, 1989.
- [18] M. Prall. The Katrin-experiment and the pre spectrometer at reduced retarding potential. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2011.
- [19] S. Eugster. Additive Farbsynthese: RGB . <http://granjow.net/postkarten.html>, Mai 2011.
- [20] Iowa State University of Science and Technology. Proton-with-gluons. <http://www.physastro.iastate.edu/research/highlights/view.php?id=15>, Juni 2011.
- [21] M. Erlebach. Studien zu Multijet Ereignissen am Tevatron. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, Juli 2004.
- [22] J. Ebke. The search for the Higgs Boson at the ATLAS Experiment using Multivariate Techniques. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, November 2008.
- [23] O. Biebel. 8: QCD, Jets, Strukturfunktionen, 2004. Vorlesungsreihe Angewandte Physik: Teilchenphysik mit höchstenergetischen Beschleunigern (TEVATRON und LHC) - Max-Planck-Institut für Physik, München.
- [24] B. R. Webber. Fragmentation and hadronization. *arXiv: hep-ph/9912292*, 1999.
- [25] R. Field. The 'Underlying Event' Jet Correction, November 2004. CDF Jet Corrections Meeting, Fermilab.
- [26] V. Tano. *A study of QCD processes at low momentum transfer in hadron-hadron collisions*. PhD thesis, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2001.
- [27] R. Field. Min-Bias and the Underlying Event in Run 2 at CDF and the LHC, September 2004. TeV4LHC Workshop, Fermilab.
- [28] M. Lichtnecker. Studien zum Underlying Event und zu Pile-up beim ATLAS Experiment am LHC. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, März 2008.
- [29] D. Schouten. Response Calibration and Pileup, 2007. Trigger and Physics Week (CERN).

- [30] I. Riu. The Readout System of the ATLAS Liquid Argon Calorimeters, September 2002. 8<sup>th</sup> Workshop on Electronics for LHC Experiments (Colmar, France).
- [31] C. Buttar, J. Butterworth, R. Field, et al. The Underlying Event. Multi-Jet final states and energy flows, Dezember 2005. HERA and the LHC - A workshop on the implications of HERA for LHC physics (CERN).
- [32] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands. PYTHIA 6.4 physics and manual, JHEP 05 (2006) 026. *hep-ph/0603175*, 2006.
- [33] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol, and H. Mühlig. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt (Main), 6 edition, 2005.
- [34] A. Buckley, H. Hoeth, H. Lacker, H. Schulz, and J. von Seggern. Systematic event generator tuning for the LHC. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 65:331–357, 2010. ISSN 1434-6044. URL <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-1196-7>.
- [35] S. Todorova-Nova. Colour Reconnection in String Model. *DELPHI 96-158 PHYS 651*, 1996.
- [36] Michigan State University J. Huston. Lectures on QCD at the LHC, Dezember 2010.
- [37] J. M. Butterworth, J. P. Couchman, B. E. Cox, and B. M. Waugh. KtJet: A C++ implementation of the  $K_{\perp}$  clustering algorithm. *COMPUT.PHYS.COMMUN.*, 153: 85, 2003. URL [doi:10.1016/S0010-4655\(03\)00156-5](http://doi.org/10.1016/S0010-4655(03)00156-5).
- [38] M. Lichtnecker. *Determination of  $\alpha_s$  via the Differential 2-Jet-Rate with ATLAS at LHC*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, Juni 2011.
- [39] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez. The anti- $k_t$  jet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*, 2008(04):063, 2008.
- [40] The ATLAS Collaboration, G. Aad et al. Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$  with the ATLAS Detector at the LHC. *Phys. Rev. Lett.*, 105(25):252303, Dez. 2010.
- [41] O. Biebel, M. Lichtnecker, T. Nunnemann, and C. Schmitt. Using low  $p_T$  jets to correct for the underlying event in exclusive  $k_T$  jets. Unpublished, 2011.
- [42] G. Dissertori, I.G. Knowles, and M. Schmelling. *Quantum chromodynamics*. Clarendon Press, 2003. ISBN 0198505728.
- [43] S. Kluth. Tests of quantum chromo dynamics at  $e^+ e^-$  colliders. *Reports on Progress in Physics*, 69:1771, 2006.
- [44] O. Biebel. Experimental tests of the strong interaction and its energy dependence in electron-positron annihilation. *Physics Reports*, 340(3):165, 2001. ISSN 0370-1573.

- [45] G. Altarelli. QCD evolution equations for parton densities. *Scholarpedia*, 4(1):7124, 2009.
- [46] H1 and ZEUS Collaborations. Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive ep Scattering Cross Sections at HERA. Technical Report DESY09-158, 2010. 109 pp. URL <http://arxiv.org/abs/0911.0884>.
- [47] E. Gotsman, E. Levin, M. Lublinsky, and U. Maor. Towards a new global QCD analysis: low x DIS data from non-linear evolution. Technical Report TAUP-2713-02, DESY 02-133, 2003. 411–425 pp. URL <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0209074>.
- [48] The Small x Collaboration, J. Andersen et al. Small x Phenomenology: Summary and status 2002. *Eur.Phys.J. C*, 35:67–98, 2004. URL <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0312333>.
- [49] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al. Consistent Measurements of  $\alpha_s$  from Precise Oriented Event Shape Distributions. Technical Report CERN-EP 99-133 (revised), 2000. 557–584 pp. URL <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0002026>.
- [50] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al. Erratum: Consistent measurements of  $\alpha_s$  from precise oriented event shape distributions. *Eur. Phys. J. C*, 19(4):761–763, 2001.
- [51] HepForge. Archive: Pythia6. <http://www.hepforge.org/archive/pythia6/>, Mai 2011.





# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die mich bei der Anfertigung der Diplomarbeit und während meines Studiums unterstützt haben.

Vielen herzlichen Dank an ...

- Prof. Dr. Otmar Biebel für die Erstkorrektur, das interessante Thema und die vielen Anregungen. Darüber hinaus einen ganz besonderen Dank für die außerordentlich gute Betreuung, die sehr spannenden und auch aufbauenden Diskussionen und dass er sich immer sehr viel Zeit genommen hat.
- Prof. Dr. Martin Faessler für die Erstellung des Zweitgutachtens.
- Prof. Dr. Dorothee Schaile für die Unterstützung, das gute Arbeitsklima am Lehrstuhl und das Vertrauen, dass sie mir entgegenbringt.
- Dr. Markus Lichtnecker für die gute Betreuung und das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- Dr. Otto Schaile für die vielen Hilfen bei Computerproblemen.
- Dr. Thomas Müller für die vielen Tipps im Umgang mit ROOT und PYTHIA.
- Dr. Thomas Nunnemann für die interessanten und nützlichen Diskussionen über das Thema dieser Arbeit.
- Stefanie Adomeit, Nicola Tyler, Johannes Ebke und Dr. Johannes Elmsheuser für das ein oder andere aufbauende Wort in diesem Jahr und die interessanten Diskussionen.
- Dan Vladoiu und Dr. Markus Lichtnecker für die gute Atmosphäre im Büro.
- Herta Franz für die Hilfe bei administrativen Problemen, bei denen sie mir immer freundlich mit Rat und Tat behilflich war.
- den gesamten Lehrstuhl für Elementarteilchenphysik für die gute Atmosphäre und das tolle Jahr.
- meine Eltern Ursula und Georg Schmitt, dass sie mir das Studium ermöglicht haben und zusammen mit meiner Schwester Katja und meinem Schwager Stefan immer für mich da waren.
- meine Freundin Pia Unverdorben für das Korrekturlesen dieser Arbeit und die moralische Unterstützung während des gesamten Studiums, vor allem in der letzten Phase der Diplomarbeit. Auch, dass sie mich bei Problemen immer wieder aufbaut, aufs Neue motiviert und immer für mich da ist.





# Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die Diplomarbeit selbstständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt habe.

München, 30. Juni 2011