

Studien zum Underlying Event und zu Pile-up beim ATLAS Experiment am LHC



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

vorgelegt von
Markus Lichtnecker
geboren in Pfarrkirchen

München, den 27.03.2008

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

Verlockend ist der äußere Schein,
der Weise dringet tiefer ein.
Wilhelm Busch (Der Geburtstag)

Kurzfassung

Am Large Hadron Collider (LHC) am CERN werden Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV zur Kollision gebracht. Diese hohen Energien ermöglichen die Suche nach bisher unentdeckten Teilchen, allen voran dem Higgs-Teilchen, welches vom Standardmodell vorhergesagt wird und die Elementarteilchen mit Masse ausstattet.

Die Luminosität wird Werte von bis zu $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreichen, bei denen es alle 25 ns zu einem Bunch-Crossing kommt. Dabei treten bei Proton-Proton-Stößen jedoch hauptsächlich weiche Wechselwirkungen auf, bei denen nur ein kleiner Impuls übertragen wird. So kommt es bei einem Bunch-Crossing zu etwa 23 unelastischen Minimum Bias-Ereignissen. Zusätzlich können bei einer harten Kollision zwischen zwei Protonen neben Teilchen aus dem harten Stoß weitere, softere Beiträge auftreten - das so genannte Underlying Event (UE). Da sich das Underlying Event mit dem Signal des harten $2 \text{ Parton} \rightarrow 2 \text{ Parton}$ Stoßes überlagert, ist ein gutes Verständnis des UEs wichtig, um die Teilchen des harten Stoßes präzise messen zu können.

Diese Studie hat sich mit der Generierung des Underlying Events mit dem Monte Carlo Ereignis Generator PYTHIA 6.4.10 beschäftigt. Es sind die charakteristischen Eigenschaften von harten $2 \rightarrow 2$ Prozessen sowie der Underlying Event-Beiträge diskutiert worden. Ferner ist für den k_T -Algorithmus ein Ansatz zur Abtrennung der sich dem Signal überlagernden Beiträge aus dem Underlying Event vorgestellt worden. Es hat sich herausgestellt, dass diese in guter Näherung durch Jets mit sehr niedrigem Transversalimpuls beschrieben werden können. Anhand dieser niederenergetischen Jets sind Gewichtungsfaktoren bestimmt worden, mit deren Hilfe man wieder das Signal des reinen harten Stoßes erhält.

Es ist gezeigt worden, dass durch diese Korrekturen auch der k_T -Algorithmus im exklusiven Modus bei Hadroncollidern verwendet werden kann.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Standardmodell	3
2.1.1	Materieteilchen	3
2.1.2	Wechselwirkungen	4
2.1.3	Quantenchromodynamik	5
2.2	Hadronisierungsmodelle	7
2.3	Struktur des Protons	9
2.4	Hintergrundprozesse	10
2.4.1	Minimum Bias	10
2.4.2	Underlying Event	11
2.4.3	Pile-up	13
3	LHC und ATLAS	15
3.1	LHC	15
3.2	ATLAS	16
3.2.1	Koordinatensystem	18
3.2.2	Magnet-System	18
3.2.3	Innerer Detektor	19
3.2.4	Kalorimeter	20
3.2.5	Myon-Spektrometer	20
3.2.6	Trigger	21
4	Software	23
4.1	PYTHIA	23
4.2	Athena und ATLFAST	24
4.3	Subprozesse	24
4.4	Underlying Event-Tunes	25
4.4.1	Tune A	29
4.4.2	ATLAS Tune	30
4.4.3	Tune DW	30
4.5	Jet-Algorithmen	31
4.5.1	Jet-Produktion	31
4.5.2	Cone-Algorithmus	32
4.5.3	k_T -Algorithmus	32
5	Studien zum Underlying Event und zu Pile-up	35
5.1	Simulation von UE ohne harten Stoß	35
5.1.1	Motivation	35
5.1.2	Auftreten des Underlying Events	36

5.1.3	Jetanzahl	37
5.1.4	p_T der Jets	38
5.1.5	Anzahl der Jet-Konstituenten	39
5.1.6	p_T der Jet-Konstituenten	40
5.2	Simulation von Underlying Event mit hartem Stoß	41
5.2.1	Form der Jets	42
5.2.2	Jetanzahl	45
5.2.3	p_T der Jets	48
5.2.4	Anzahl der Jet-Konstituenten	50
5.2.5	p_T der Jet-Konstituenten	51
5.2.6	Anteil des Underlying Events	53
5.3	Underlying Event im harten Stoß	54
5.3.1	p_T der Jet-Konstituenten aus UE	54
5.3.2	Zurückverfolgungsmethode	56
5.4	Korrekturmethode für UE bei Verwendung des k_T -Algorithmus	63
5.4.1	low p_T -Methode	63
5.4.2	Gewichtungsmethode	69
5.4.3	Übertragbarkeit der gewonnenen Ergebnisse	71
6	Zusammenfassung und Ausblick	75
	Literaturverzeichnis	77

Kapitel 1

Einleitung

Die griechischen Philosophen Leukipp und Demokrit stellten einst die Hypothese auf, dass es ein kleinstes, unteilbares Teilchen gibt. Dieses Teilchen nannten sie Atom (griechisch für *unteilbar*). Das Bild, in dem das Atom der kleinste Baustein der Materie ist, wurde 1803 von John Dalton¹ aufgegriffen und hielt sich bis zum Ende des 19. Jahrhunderts. Es änderte sich jedoch mit der Entdeckung des Elektrons im Jahre 1897 durch Sir Joseph John Thomson². Zahlreiche Streuversuche lieferten seither erste Aufschlüsse über die innere Struktur von Atomen. Besonders erwähnenswert sind hierbei die Streuversuche von Alphateilchen an Goldfolie, anhand denen Lord Ernest Rutherford³ 1911 das nach ihm benannte Atommodell ableitete. Damit war endgültig die These widerlegt, das Atom sei der kleinste, nicht weiter teilbare Baustein der Materie, auch wenn die Griechen in Bezug auf die chemische Unteilbarkeit Recht behielten.

Die Entdeckung des Positrons in der kosmischen Höhenstrahlung im Jahre 1932 durch Carl David Anderson⁴ läutete endgültig die Elementarteilchenphysik ein.

Durch die Entwicklung riesiger Beschleuniger und Detektoren hat diese seither enorme Fortschritte gemacht. Mit immer größeren Beschleunigern erhofft man sich tiefere Einblicke in die Materie zu gewinnen und eine einheitliche Theorie aller Wechselwirkungen zu finden.

Der größte Beschleuniger der Welt, der Large Hadron Collider (LHC), an dem sich unter anderem der Universaldetektor ATLAS⁵ befindet, wird momentan am CERN⁶ aufgebaut. Mit der Inbetriebnahme im Jahr 2008 wird es möglich sein, Protonen bei einer Schwerpunktsenergie⁷ von $\sqrt{s} = 14$ TeV zur Kollision zu bringen. Diese hohen Energien ermöglichen die Suche nach bisher unentdeckten Teilchen, allen voran dem Higgs-Teilchen, welches vom Standardmodell vorhergesagt wird und die Elementarteilchen mit Masse ausstattet. Aber auch die Erzeugung anderer Teilchen mit bis zu 5-6 TeV ist bei hohen Impulsüberträgen Q^2 möglich.

Die Luminosität wird am LHC Werte von bis zu $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreichen. Hierbei treten bei Proton-Proton-Stößen jedoch hauptsächlich weiche Wechselwirkungen auf, bei denen nur ein kleiner Impuls übertragen wird. So kommt es bei einem Bunch-Crossing (zu deutsch: Strahlkreuzung) im Mittel zu etwa 23 unelastischen, so genannten Minimum Bias Ereignissen.

Zusätzlich können bei einer Kollision zwischen zwei Protonen neben einem harten $2 \text{ Parton} \rightarrow 2 \text{ Parton}$ Stoß weitere, weichere Stöße auftreten - das so genannte Underlying Event (UE). Da sich die

¹John Dalton (1766-1844) war englischer Naturforscher und Lehrer und gilt als Wegbereiter der Chemie [1].

²Sir Joseph John Thomson (1856-1940) war britischer Physiker und erhielt 1906 den Physik-Nobelpreis für seine Arbeit über die Leitung der Elektrizität durch Gase [1].

³Lord Ernest Rutherford (1871-1937) war britischer Physiker, der den Nobelpreis für Chemie 1908 für seine wegweisende Arbeit in der Kernphysik und seine Theorie zur Atomstruktur erhielt [1].

⁴Carl David Anderson (1905-1991) war amerikanischer Physiker und erhielt 1936 den Nobelpreis für Physik für die Entdeckung des Positrons [1].

⁵A Toroidal LHC AparatuS

⁶European Organization for Nuclear Research (französisch: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire)

⁷In der vorliegenden Arbeit werden sämtliche Größen in natürlichen Einheiten dargestellt. Mit $\hbar = c = 1$ werden somit neben der Energie auch Masse und Impuls in eV angegeben.

Beiträge des Underlying Events mit dem Signal des harten $2\text{ Parton} \rightarrow 2\text{ Parton}$ Stoßes überlagern, ist ein gutes Verständnis des Underlying Events wichtig, um die Teilchen des harten Stoßes und damit einhergehend mögliche neue Physik präzise messen zu können.

Bereits vor der Inbetriebnahme des LHCs bereitet man sich mit Hilfe von Simulationsstudien intensiv auf Ereignisse vor, wie sie später im Experiment auftreten können. Aufgrund des bei solch hoher Schwerpunktsenergie nicht mehr vernachlässigbaren Beitrags des Underlying Events ist eine Einbeziehung dieses Untergrundes in die Ereignissimulation wichtig. Die Unsicherheit darüber, welchen Anteil das Underlying Event letztendlich tatsächlich haben wird, ist groß. Daher gibt es eine Reihe verschiedener so genannter Tunes, welche in Ereignisgeneratoren gewählt werden können, um das UE zu simulieren. Tunes sind aufeinander abgestimmte Sätze von Parametern, welche an die UE-Daten von Vorgängerexperimenten angepasst und auf die Schwerpunktsenergie des LHCs extrapoliert wurden [2].

Das Studium des Underlying Events anhand dieser Tunes stellt den Kern dieser Arbeit dar, welche sich wie folgt gliedert: Es wird zunächst der theoretische Hintergrund dieser Studie vorgestellt. Im Anschluss daran wird auf das ATLAS-Experiment am LHC eingegangen, ehe im darauffolgenden Kapitel die bei der Simulation verwendeten Programme, UE-Tunes und Jet-Algorithmen erläutert werden.

Die eigentliche Studie beschäftigt sich mit der Generierung des Underlying Events mit dem Monte Carlo Ereignis Generator PYTHIA 6.4.10. Es werden verschiedene Tunes miteinander verglichen und die charakteristischen Eigenschaften von harten $2 \rightarrow 2$ Prozessen sowie der Underlying Event Beiträge diskutiert. Da sich die Teilchen des Underlying Events in Jets wiederfinden, werden verschiedene Jet-Algorithmen und deren Empfindlichkeit auf UE betrachtet. Schließlich wird für den k_T -Algorithmus ein Ansatz zur Abtrennung der sich dem Signal überlagernden Beiträge vorgestellt. Dabei wird das UE im harten Stoß durch einen Jet mit sehr niedrigem Transversalimpuls beschrieben, mit dessen Hilfe Gewichtungsfaktoren aufgestellt werden, nach denen die Teilchen im Event nach der Wahrscheinlichkeit, dass sie aus dem harten Stoß resultieren, gewichtet werden.

Schließlich werden die gewonnenen Ergebnisse bezüglich der Übertragbarkeit auf reelle Daten untersucht, ehe die Resultate in der Zusammenfassung dargestellt werden.

Kapitel 2

Theorie

Dieses Kapitel stellt den theoretischen Hintergrund dieser Arbeit vor. Dazu wird zunächst eine kurze Zusammenfassung des so genannten Standardmodells (SM) der Elementarteilchenphysik gegeben. Im Anschluss daran werden die Grundzüge der Quantenchromodynamik (QCD) sowie verschiedene Hadronisierungsmodelle vorgestellt. Abschließend wird auf Hintergrundprozesse wie Minimum Bias, Underlying Event und Pile-up eingegangen.

2.1 Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik [3] beschreibt die bekannten Elementarteilchen und die Wechselwirkungen zwischen ihnen. Es hat bisher allen theoretischen und experimentellen Überprüfungen bis auf ein Niveau kleiner 0,1 % standgehalten. So sagte bereits Richard Feynman¹ “The standard-model is working too well”, also das Standardmodell funktioniert zu gut. Nach dem SM ist die gesamte Materie aus nur wenigen Teilchen zusammengesetzt: 6 Quarks², 6 Leptonen und die dazugehörigen Antiteilchen³. Die Wechselwirkung zwischen den Teilchen wird von so genannten Austauschteilchen vermittelt. Schließlich benötigt man noch das Higgs-Boson, welches die Elementarteilchen mit Masse ausstattet. Damit lässt sich der gesamte Aufbau der Materie beschreiben. Zunächst werden die Materieteilchen etwas näher betrachtet, ehe im darauffolgenden Kapitel die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen behandelt werden.

2.1.1 Materieteilchen

Materieteilchen nennt man auch Fermionen, da sie der Fermi-Dirac-Statistik gehorchen. Sie haben einen halbzahligen Spin und unterliegen dem Pauli-Prinzip.

Die Fermionen lassen sich in zwei Gruppen einteilen: die Quarks und die Leptonen.

Zur letzteren Gruppe gehören (mit den jeweils dazugehörigen Antiteilchen) das Elektron (e^-) mit einer Masse von 0,511 MeV, das Myon (μ) (105 MeV), das Tauon (τ) (1777 MeV) und die jeweiligen Neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ). Neutrinos wurden von Wolfgang Pauli⁴ postuliert, um die Energie- und Drehimpulserhaltungssätze beim β^- -Zerfall nicht zu verletzen. Auch wenn man sie lange Zeit für masselos hielt, weiß man heute, dass sie zumindest eine sehr kleine Masse besitzen. Da

¹Richard Phillips Feynman (1918-1988) war amerikanischer Physiker und erhielt 1965 für seine Arbeit zur Quantenelektrodynamik den Nobelpreis für Physik [1].

²Der Name Quark stammt aus dem Buch *Finnegans Wake* von James Joyce. Murray Gell-Mann (1929 geborener, amerikanischer Physiker, der 1969 für die Forschung zur Systematik der Elementarteilchen den Physik-Nobelpreis erhielt [1]) gefiel der Satz *Three quarks for Muster Mark!* so gut, dass er den Namen Quark für diese subatomaren Teilchen adaptierte [4] (damals waren erst drei Quarks bekannt).

³Antiteilchen sind Teilchen mit gleicher Masse, jedoch entgegengesetzter elektrischer Ladung, Farbe und dritter Komponente des schwachen Isospins [3].

⁴Wolfgang Pauli (1900-1958) war schweizerisch-amerikanischer Physiker österreichischer Herkunft, der 1945 den Nobelpreis für Physik erhielt [1].

die Neutrinos keine elektrische Ladung besitzen, nehmen sie ausschließlich an der schwachen Wechselwirkung (siehe Kapitel 2.1.2) teil. Geladene Leptonen können dagegen zusätzlich auch noch elektromagnetisch wechselwirken.

Gemäß ihrer Masse ordnet man die Leptonen aufsteigend in drei Generationen an. Diese Generationen werden komplettiert durch die Quarks, welche nicht als freie Teilchen auftreten, sondern immer nur als Hadronen. Dies sind entweder Mesonen, also Quark-Antiquark-Paare oder Baryonen, also Teilchen aus insgesamt drei Quarks.

Das bekannteste Baryon ist wohl das Proton, welches aus zwei up- (u) (Ladung $+\frac{2}{3}$ Elementarladungen, Masse 5 MeV) und einem down-Quark (d) (Ladung $-\frac{1}{3}e$, Masse 10 MeV) besteht. Daneben gibt es noch das strange- (s) (200 MeV), das charm- (c) (1500 MeV), das bottom- (b) (4700 MeV) und das sehr schwere top-Quark (t) (174000 MeV), welche ebenfalls drittelzählige Ladungen besitzen (man bezeichnet die unterschiedlichen Typen der Quarks auch als Flavour). Quarks nehmen an der starken Wechselwirkung teil und tragen eine von drei Farben (siehe Abschnitt 2.1.3).

Die Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die Eigenschaften der Materieteilchen.

	Generation			elektrische Ladung	schwache Ladung	Farb- ladung
	1.	2.	3.			
Leptonen	e^-	μ^-	τ^-	-1	ja	nein
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	ja	nein
Quarks	u	c	t	+2/3	ja	ja
	d	s	b	-1/3	ja	ja

Tabelle 2.1: Die Materieteilchen des Standardmodells im Überblick. Die erste Generation schließt alle Elementarbestandteile gewöhnlicher Materie ein.

2.1.2 Wechselwirkungen

Das Standardmodell ist eine Quantenfeldtheorie. Bei diesen werden die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen (hier den Fermionen) durch den Austausch von Feldquanten (in diesem Fall den Bosonen) beschrieben.

Die Bosonen, welche ihren Namen aus der Bose-Einstein-Statistik haben, der sie gehorchen, haben ganzzahligen Spin und unterliegen nicht dem Pauli-Prinzip.

Man kennt das Gluon (g), welches die starke Wechselwirkung vermittelt, das Photon (γ) als Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung sowie das W^{+-} , W^- und Z^0 -Boson als Vermittler der schwachen Kraft mit Spin 1. Ferner vermutet man die Existenz des Gravitons, welches jedoch nicht Bestandteil des Standardmodells ist, da es bisher (noch) nicht nachgewiesen wurde und einen Spin von 2 besitzen soll. Des weiteren ist die durch das Graviton vermittelte Kraft im Verhältnis zu den anderen Wechselwirkungen sehr klein (im Vergleich zur starken Wechselwirkung hat sie nur eine Stärke von ca. 10^{-38}).

Einen Überblick über die Wechselwirkungen findet sich in Tabelle 2.2. Da die Kopplungsstärken der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung fast identisch sind, konnten diese zur so genannten elektroschwachen Theorie vereinigt werden.

Die Ursache für die Massen der W- und Z-Bosonen (welche erst 1983 entdeckt wurden) vermutet man im so genannten Higgs-Mechanismus. Hierbei werden die Fermionen durch so genannte Yukawa-Kopplungen an das Higgs-Boson mit Masse ausgestattet. Der experimentelle Nachweis des Higgs-Teilchens ist bisher jedoch noch nicht gelungen. Am LEP⁵ konnte lediglich eine Mindestmasse

⁵Large Electron-Positron Collider

Wechselwirkung	koppelt an	Austauschteilchen	Masse [GeV]	Reichweite [m]
stark	Farbladung	8 Gluonen	0	$\approx 10^{-15}$
elektromagnetisch	elektrische Ladung	Photon	0	∞
schwach	schwache Ladung	W^\pm, Z^0	$\approx 10^2$	$\approx 10^{-18}$

Tabelle 2.2: Die Wechselwirkungen des Standardmodells mit den dazugehörigen Austauschteilchen im Überblick.

von 114,4 GeV bestimmt werden [5].

Die Reichweite der Kräfte korreliert mit der Masse der Austauschteilchen. So haben schwere Teilchen aufgrund der Heisenberg'schen Unschärferelation eine kurze Lebensdauer und somit eine geringe Reichweite, während leichte Teilchen zu einer großen Reichweite der Wechselwirkungskräfte führen. Dass die starke Wechselwirkung keine unendliche Reichweite hat, obwohl die Gluonen (wie die Photonen) keine Masse besitzen, liegt an der Selbstkopplung der Gluonen (siehe Kapitel 2.1.3).

Aus theoretischer Sicht handelt es sich beim Standardmodell um eine $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C$ -Eichsymmetrie. Dabei ist $SU(3)_C$ (das C steht für Color, also die Farbladung) die Symmetrie der starken und $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ (das Y steht für die schwache Hyperladung, das L für den Isospin) die Symmetrie der elektroschwachen Wechselwirkung. Die Symmetrie der elektromagnetischen Wechselwirkung $U(1)_{em}$ ist eine Untergruppe der elektroschwachen Wechselwirkung.

2.1.3 Quantenchromodynamik

Um die starke Wechselwirkung verstehen zu können, benötigt man die Quantenchromodynamik (QCD), welche 1973 formuliert wurde [6]. Bei ihr wird die Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen mithilfe einer neuen Ladung beschrieben, welche konzeptionell an die elektrische Ladung angelehnt ist. Man nennt diese Ladung auch Farbladung (daher der Name Chromodynamik, von griechisch *chromos* = Farbe), weil man den drei auftretenden Ladungen die Farben rot (r), grün (g) und blau (b) zugeordnet hat⁶. Quarks tragen eine dieser Farbladungen zusätzlich zu ihrer drittelzahligen elektrischen Ladung. Es gibt somit jeden Quarkflavour in drei verschiedenen Farben.

Die Einführung der Quantenzahl Farbe ist notwendig, da z.B. das Ω^- -Teilchen aus drei strange-Quarks aufgebaut ist und ohne unterschiedliche Farben der Quarks das Pauli-Prinzip verletzt werden würde. Ebenso verhält es sich mit dem Δ^{++} -Teilchen, welches aus drei up-Quarks aufgebaut ist. Auch der Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ begründet die Farbe, da ohne sie die theoretisch berechneten mit den experimentell beobachteten Zerfallsraten nicht übereinstimmen würden.

Analog zur Quantenelektrodynamik (QED) wird die Wechselwirkung durch den Austausch eines Feldteilchens mit $m = 0$ und $J^P = 1^-$ beschrieben. Im Fall der QCD werden die Kräfte der starken Wechselwirkung durch acht Austauscbosonen - den Gluonen - vermittelt. Diese tragen, im Gegensatz zu den elektrisch neutralen Photonen als Austauschteilchen der QED, selbst eine Farbladung, bestehend aus einer Kombination aus Farbe und Anti-Farbe. Sie wechselwirken sowohl mit der Farbladung der Quarks (so können Quarks z.B. Gluonen emittieren oder absorbieren) als auch mit sich selbst, was man als **Gluonselfkopplung** bezeichnet.

⁶Es handelt sich hierbei lediglich um Bezeichnungen zur Unterscheidung dieser Quantenzahlen und nicht um tatsächliche Farben.

Diese Gluonselfkopplung wird dafür verantwortlich gemacht, dass das Wechselwirkungspotential zwischen Quarks mit zunehmendem Abstand steigt, analog zu einer gespannten Feder. Die Kraft, mit der die Teilchen aneinander gebunden sind, wird durch die starke Kopplungskonstante α_s beschrieben. Sie ist (analog zur Feinstrukturkonstante in der QED) definiert als

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi},$$

wobei g_s die Farbladung beschreibt.

Es handelt sich bei ihr um keine wirkliche Konstante, da sie von der Energieskala und damit einhergehend vom Abstand der geladenen Teilchen zueinander abhängt (siehe Abbildung 2.1).

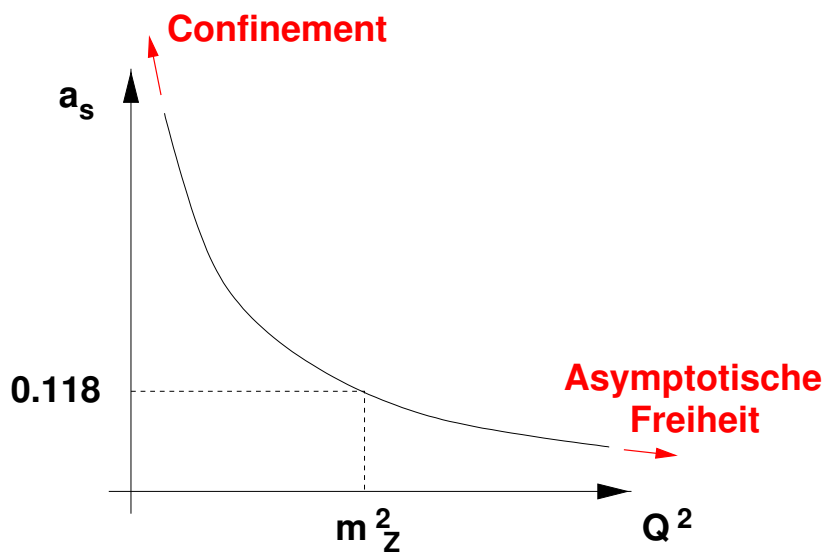


Abbildung 2.1: Abhängigkeit der Kopplungskonstante α_s von der Energieskala Q^2 [7]

Die Energieabhängigkeit wird durch die so genannte Vakuumpolarisation erklärt. Da das Vakuum entgegen der naiven Vorstellung nicht leer ist, sondern aus einer komplexen Struktur besteht, wird es in Anwesenheit von Farbladung polarisiert, wodurch Ladungen abgeschirmt werden. So kommt es bei kleinen Abständen (also bei großen Transversalimpulsüberträgen Q^2) zur so genannten *asymptotischen Freiheit*. Innerhalb kleiner Abstände können sich die Quarks also quasi frei bewegen, da dort die Anziehungskräfte sehr klein sind. Derartige Bereiche können störungstheoretisch behandelt werden.

Mit dem Abstand zwischen zwei Teilchen steigt auch die Stärke der Kopplungskonstante. Bei einer bestimmten Entfernung ist die Feldenergie so groß, dass neue Quark-Antiquark-Paare bzw. Gluonen aus dem Vakuum gebildet werden, vergleichbar einem Paramagnetikum für Farbladungen. Dieser Vorgang ist energetisch günstiger, als die Quarks weiter voneinander zu entfernen. Farbgeladene Teilchen können daher niemals einzeln auftreten, sondern nur als farbneutrale Hadronen. Diesen Sachverhalt bezeichnet man als *Confinement*. Dies ist störungstheoretisch nicht behandelbar [3, 7–9].

2.2 Hadronisierungsmodelle

Partonen (also farbgeladene Quarks und Gluonen) sind keine frei beobachtbaren Teilchen, da sie, im Gegensatz zu farbneutralen Hadronen, nicht frei propagieren können. Da eine störungstheoretische Berechnung der Einbindung von Partonen (welche auch aus dem Vakuum stammen können) in Hadronen⁷ aufgrund des beteiligten Confinements nicht möglich ist, muss auf phänomenologische Modellvorstellungen zurückgegriffen werden.

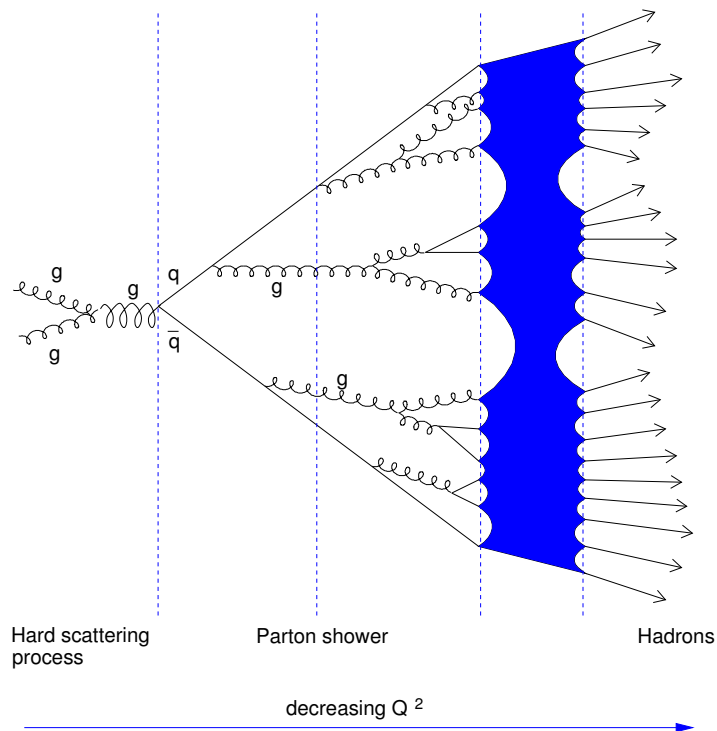


Abbildung 2.2: Hadronisierung farbgeladener Partonen in farbneutrale Hadronen

- Das **Modell der unabhängigen Hadronisierung** ist das älteste Hadronisierungsmodell. Hierbei hadronisiert jedes Quark für sich mit willkürlich gewählten Quark-Antiquark-Paaren aus dem Vakuum. Gemäß einer Wahrscheinlichkeitsfunktion erhält das Hadron einen gewissen Anteil der zur Verfügung stehenden Energie und des Impulses. Dieses Modell ist nicht infrarotsicher (siehe 4.5.2) und beinhaltet außerdem kein Confinement. Ein besseres Modell ist das so genannte
- **Cluster-Modell.** Nach dem Partonschauer spalten alle Gluonen in $q\bar{q}$ - oder Diquark-Antidiquark-Paare auf. Benachbarte Quark-Antiquarkpaare aus so einer Aufspaltung können sich aufgrund der Farbwechselwirkung zu einem Farbsingulett-Cluster verbinden. Diese Cluster zerfallen schließlich in Hadronen. Das Clustermodell wird beim Monte Carlo Ereignis Generator HERWIG [10] verwendet.

⁷Diesen Vorgang bezeichnet man auch als **Hadronisierung**. Dargestellt ist dies in Abbildung 2.2.

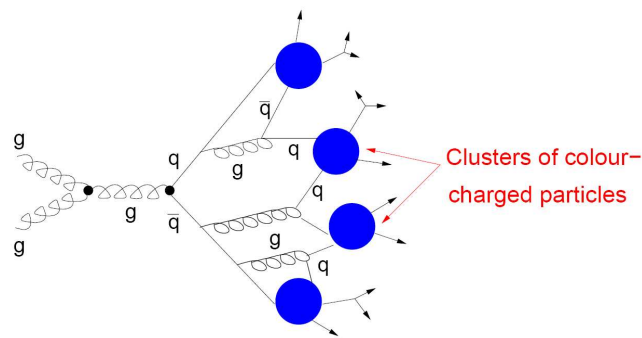


Abbildung 2.3: Illustration zum Cluster-Modell [11]

- Ein häufig verwendetes Hadronisierungsmodell, welches auch beim Monte Carlo Ereignis Generator PYTHIA (siehe Kapitel 4.1) benutzt wird, ist das **Lund-String-Modell**. Die Farbfeldlinien zwischen den Partonen nach dem harten Stoß finden sich in Farbflussröhren zwischen den Partonen wieder. Diese Röhren verhalten sich wie Strings mit einer konstanten Spannung $k \approx 1 \text{ GeV/fm}$. Entfernen sich die Partonen voneinander, steigt die potentielle Energie, bis genug Energie zur Entstehung eines Hadrons vorhanden ist. Dann bricht der String auf und erzeugt ein q -Paar. An diesem Punkt besteht das System aus zwei Farb-Singulets. Hat eines davon wieder genügend Energie zur Verfügung, wiederholt sich der eben beschriebene Prozess. Bei der Emission eines Gluons dehnt sich der String über das Gluon, welches sich als "Knick" (mit Impuls und Energie) im String bemerkbar macht [6, 8, 9, 12].

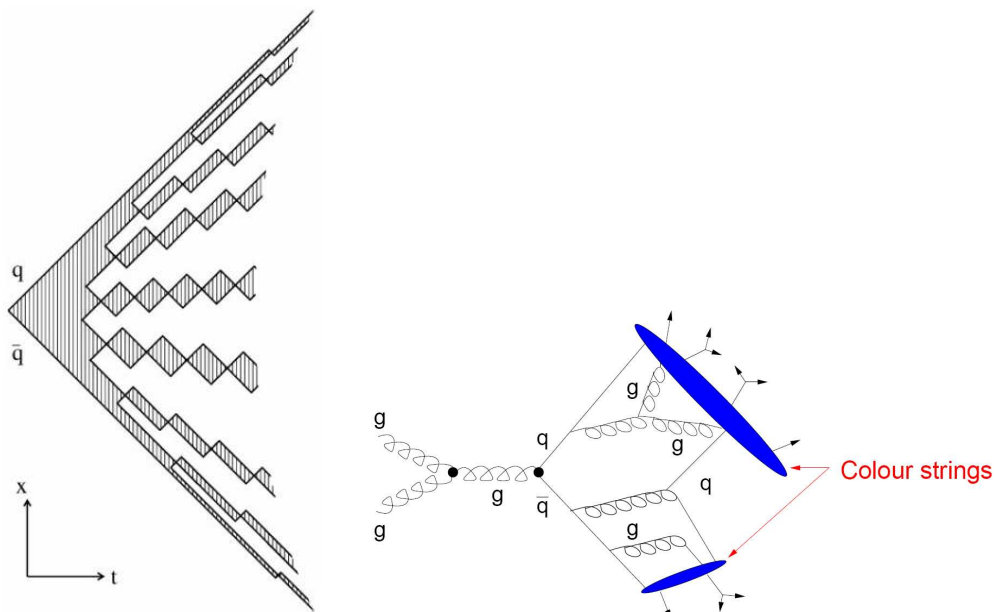


Abbildung 2.4: Illustration zum String-Modell [13], [11]

2.3 Struktur des Protons

Wie bereits erwähnt, ist das Proton nicht elementar. Neben den drei Valenzquarks (uud), welche durch Gluonen aneinander gebunden sind, besteht es aus so genannten Seequarks und Gluonen.

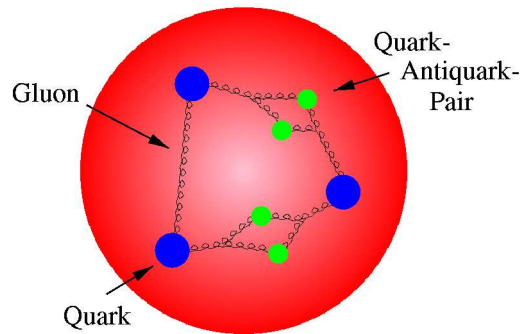


Abbildung 2.5: Aufbau eines Protons [14]

Seequarks sind virtuelle Quark-Antiquark-Paare, deren effektive Quantenzahlen sich im Mittel herausheben. Aufgrund ihrer elektrischen Ladung treten sie jedoch bei Streuung in Erscheinung [3]. Beschrieben wird der Aufbau eines Protons durch die Strukturfunktion

$$F(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) .$$

Sie stellt eine Überlagerung der Partonen i mit Ladung e_i und Impulsbruchteil x dar [15].

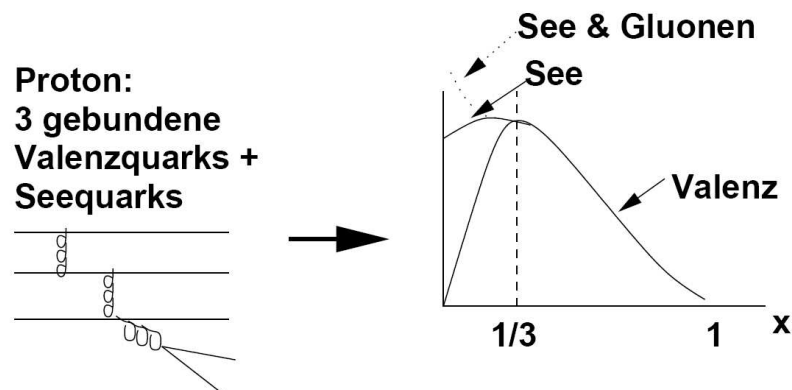


Abbildung 2.6: Strukturfunktion des Protons, wobei x den Impulsbruchteil bezeichnet, den die Partonen am Gesamtimpuls des Protons haben [9]

Die so genannten *Partondichtefunktionen* (PDF) $f_i(x)$ parametrisieren hierbei die Wahrscheinlichkeit, dass das i -te Parton einen Bruchteil x des ursprünglichen Impulses erhält - was übrig bleibt landet im Protonrest (Beam Remnant). Bei einem Stoß treten somit zwei Partonen mit den entsprechenden Impulsbruchteilen x_1 und x_2 in harte Wechselwirkung [16].

2.4 Hintergrundprozesse

Der komplexe Aufbau des Protons (siehe Kapitel 2.3), die hohe Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ sowie die große Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ bringen am LHC eine Reihe von Problemen mit sich, welche bei früheren Experimenten meist keine bzw. eine vernachlässigbare Rolle gespielt haben (siehe auch Kapitel 5.1.1).

In diesem Kapitel werden nun Prozesse beschrieben, die bei einem Aufeinandertreffen von Teilchenpaketen ablaufen. Insbesondere wird dabei auf Hintergrundprozesse eingegangen, welche einem harten $2 \text{ Parton} \rightarrow 2 \text{ Parton}$ Stoß überlagert sind und somit seine Messung beeinträchtigen. Die Betrachtung dieser weichen Prozesse ist auch deshalb wichtig, da diese Prozesse bei Hadron-Hadron-Kollisionen den größten Wirkungsquerschnitt besitzen.

2.4.1 Minimum Bias

Bei einem Bunch-Crossing wird es in den allermeisten Fällen zu keinem harten $2 \text{ Parton} \rightarrow 2 \text{ Parton}$ Stoß kommen, sondern vorwiegend zu weichen Wechselwirkungen, also Stößen, bei denen nur ein geringer Transversalimpuls übertragen wird. Die störungstheoretische Quantenchromodynamik (siehe Kapitel 2.1.3) ist sehr erfolgreich, wenn sie auf harte Prozesse angewandt wird. Sie kann jedoch nicht bei weichen Wechselwirkungen verwendet werden. Für diese weichen Wechselwirkungen sind daher andere Näherungen und Modelle notwendig [17].

Der totale Wirkungsquerschnitt setzt sich folgendermaßen zusammen [18]:

$$\sigma_{tot}(101,5 \text{ mb}) = \sigma_{el}(22,2 \text{ mb}) + \sigma_{sd}(14,3 \text{ mb}) + \sigma_{dd}(9,8 \text{ mb}) + \sigma_{hc}(55,2 \text{ mb})$$

σ_{el} steht hierbei für den Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung, σ_{sd} für den der so genannten Single Diffraction (zu deutsch: Einfachbeugung), σ_{dd} repräsentiert den Wirkungsquerschnitt der Double Diffraction (zu deutsch: Doppelbeugung) und σ_{hc} stellt die eigentlich interessanten Hard Collision (HC)-Ereignisse dar. Die Hard Collision-Komponente enthält sowohl harte wie auch weiche Kollisionen (der harte Stoß, also die harte Komponente der Hard Collision wird in Kapitel 2.4.2 noch genauer betrachtet).

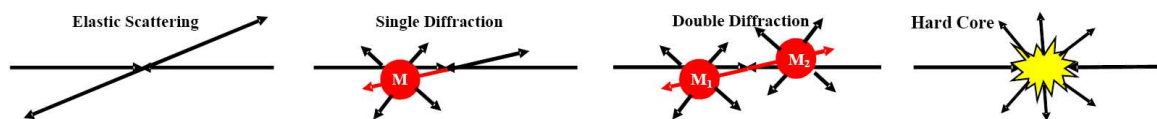


Abbildung 2.7: Teilkomponenten des Wirkungsquerschnitts. Von links: elastische Streuung, Einfachbeugung, Doppelbeugung und Hard Core [2]

Die Einfachbeugung ist dabei als Beugung der Materiewelle des einen Protons am ‘‘Scheibchen’’ des anderen Protons zu verstehen. Die dabei entstehenden Hadronen haben keine Farbflusslinien zu den Protonen bzw. den Partonen der Protonen, d.h. auch die Protonen gehen unbeschadet aus dem Diffraktionsprozess hervor. Unterliegt auch das andere Proton diesem Prozess, spricht man von Doppelbeugung.

Interessanter ist die weiche Komponente der Hard Collision (siehe Abbildung 2.8), welche man auch als **Minimum Bias** bezeichnet.

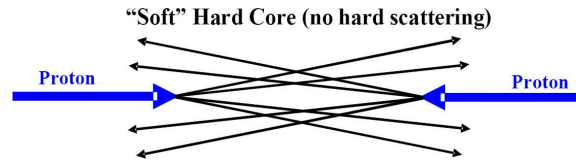


Abbildung 2.8: Weiche Hard Core-Komponente [2]

Pro Aufeinandertreffen der Teilchenpakete werden bei der großen Luminosität des LHCs durchschnittlich ca. 23 dieser unelastischen, weichen Ereignisse (beim Tevatron⁸ hatte man es im Mittel mit lediglich 4 dieser unelastischen Ereignissen zu tun) erwartet. Bei diesen weichen Stößen wird nur ein geringer Transversalimpuls übertragen und die Richtungen der ausgehenden Partonen ändern sich nur wenig im Vergleich zu den der ursprünglichen Hadronen.

Kommt es bei einem Bunch-Crossing zu einem harten Stoß, wird dieser von diesen weichen Beiträgen, welche aus der Wechselwirkung von nicht am harten Stoß beteiligten Protonen stammen, überlagert. Die Diffraktionsprozesse werden dabei teils als Komponente des Minimum Bias betrachtet. Üblicher ist es jedoch, nur unelastische, non-single-diffractive (NSD)-Ereignisse (also Ereignisse ohne Einfachbeugung) als MB zu bezeichnen. Manche theoretische Modelle definieren hingegen auch nur beugungsfreie, unelastische Wechselwirkungen als Minimum Bias [18]. Eine einheitliche Definition gibt es nicht. Was man letztendlich als MB im Event sieht, hängt vom verwendeten Trigger⁹ ab [2].

2.4.2 Underlying Event

Um interessante und möglicherweise neue Physik zu finden, benötigt man Stöße, bei denen ein großer Transversalimpuls übertragen wird. Diese Ereignisse bezeichnet man als harten Stoß (siehe Abbildung 2.9).

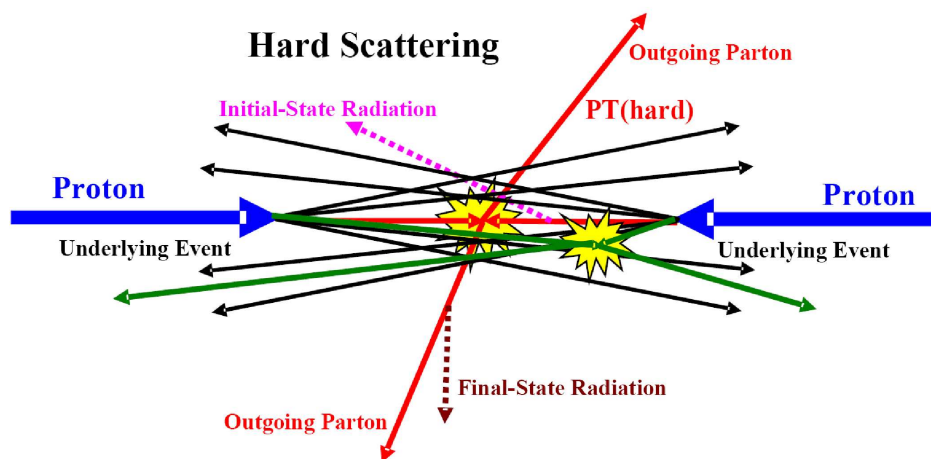


Abbildung 2.9: Komponenten des harten Stoßes mit ISR, FSR sowie Beiträgen aus dem UE [2]

Unglücklicherweise treten bei einem harten $2\text{ Parton} \rightarrow 2\text{ Parton}$ Stoßprozess (unabhängig von der Luminosität) zusätzlich weiche Beiträge auf, welche man als **Underlying Event** (UE) bezeichnet.

⁸Beschleuniger am Fermilab in der Nähe von Chicago mit einer Luminosität von ca. $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ und einer Schwerpunktsenergie von 1,96 TeV [19]

⁹Ein Trigger ist ein Ereignisfilter. Der bei ATLAS verwendete Trigger ist in Kapitel 3.2.6 beschrieben.

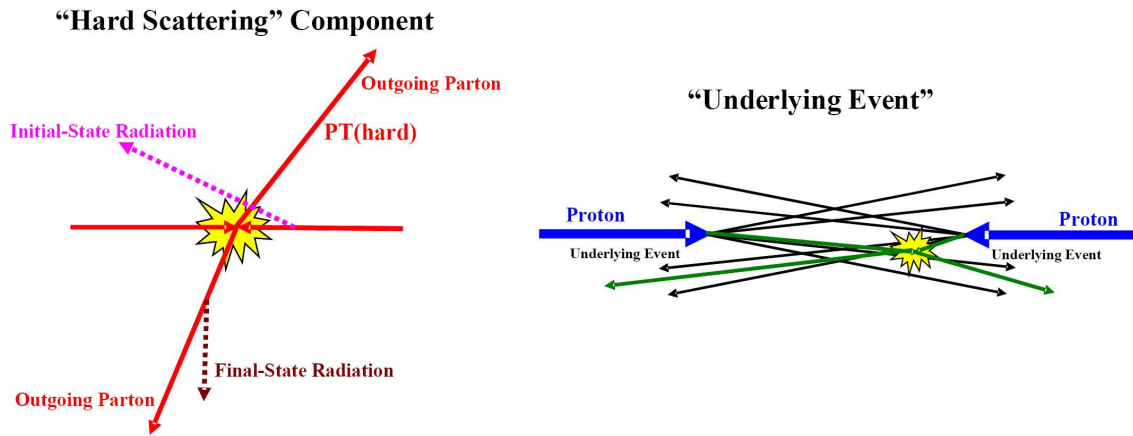


Abbildung 2.10: Komponenten des harten Stoßes, aufgeteilt in harte Komponenten (links) und Beiträge aus dem UE (rechts) [2]

Der Anteil der harten Streuung besteht aus Teilchen, die sich aus der Hadronisation (siehe Kapitel 2.2) der beiden ausgehenden Partonen ergeben. Initial State Radiation (ISR) und Final State Radiation (FSR) (siehe Abbildung 2.11), also die Abstrahlung von Gluonen (bzw. Quarks) vor bzw. nach dem Stoß, werden meist dem harten Prozess zugerechnet (es sei jedoch erwähnt, dass manche Autoren diese Prozesse zum UE zählen). Die Energie des ursprünglichen Protons vermindert sich somit um den Anteil der ISR und steht daher nicht mehr für den harten Stoß zur Verfügung.

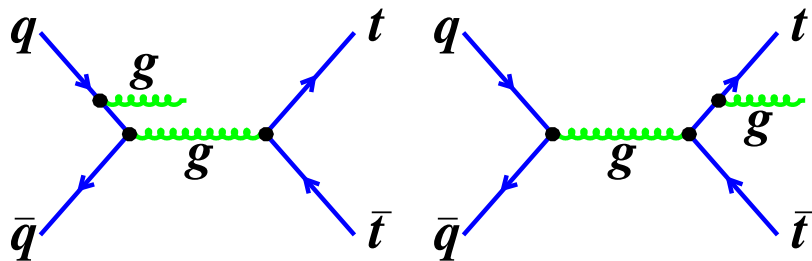


Abbildung 2.11: Initial (links) und Final State Radiation (rechts) [20]

Das Underlying Event ist ein Sammelbegriff für alles außer dem harten Stoß. Es beinhaltet sowohl **Beam Remnants** als auch Teilchen, die aus weichen oder semi-weichen **Multiple (Parton) Interactions** (MPI) hervorgehen (siehe Abbildung 2.12) [2].

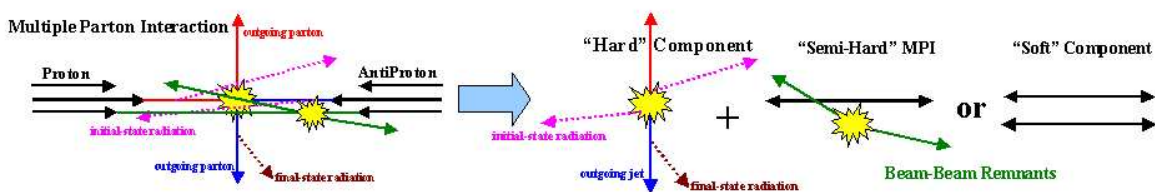


Abbildung 2.12: Multiple Parton Interaction und Beam-Remnants [2]

Als Beam Remnants werden sämtliche Partonen bezeichnet, die nicht aktiv am harten Stoß beteiligt sind. Stößt bei einem Proton z.B. das d-Quark, gehören u.a. die verbleibenden u-Quarks zum Beam Remnant. Da diese Teilchen Farbladung tragen und das Proton insgesamt farbneutral war, sind sie mit der harten Wechselwirkung farbverbunden und bilden einen Teil des Fragmentations-Systems [16]. Außerdem besteht die Möglichkeit, dass nicht aktiv am harten Stoß beteiligte Partonen wiederum selbst mit einem oder mehreren Teilchen des Beam Remnants des harten Stoßpartners unelastisch wechselwirken. Die Wechselwirkungen zwischen mehreren Partonen innerhalb eines Protons bezeichnet man als Multiple Parton Interaction. MPIs sind fast immer weich, weshalb die resultierenden Teilchen meist einen geringen Transversalimpuls bezüglich der Strahlrichtung tragen. Bei harten Stoßereignissen mit UE ist im Vergleich zu UE-Ereignissen ohne harten Stoß eine größere hadronische Aktivität durch das UE zu verzeichnen [6].

Das UE ist nicht unabhängig von der harten Streuung, da es denselben Primärvertex hat und zudem energie-, farb- und flavour-korreliert ist. Auch ist es nicht mit dem Minimum Bias gleichzusetzen, obwohl es eine ähnliche Phänomenologie hat [21] (manche Autoren sehen das MB jedoch als ein pars pro toto des Underlying Events).

In einem einzelnen Event wird es nicht möglich sein, eindeutig festzustellen, woher ein beobachtetes Teilchen stammt. Egal welche Observable man betrachtet, wird sie immer Beiträge aus dem harten Stoß und dem Underlying Event enthalten [22].

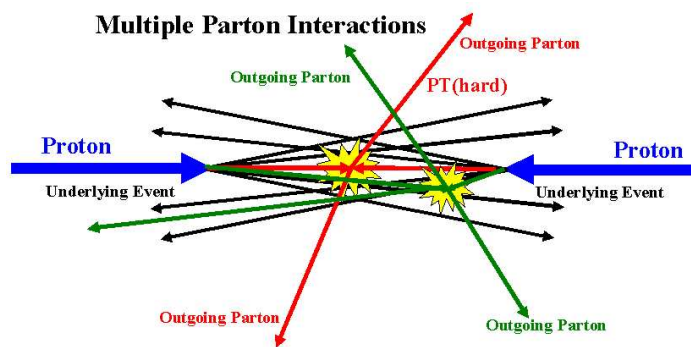


Abbildung 2.13: Multiple Parton Interactions [2]

2.4.3 Pile-up

Als Sammelbegriff für Minimum Bias und Underlying Event verwendet man auch den Begriff **Pile-up** oder **Event-Pile-up**. Der Begriff wird teilweise auch direkt für die bei jedem Bunch-Crossing als Überlagerung zum harten $2\text{ Parton} \rightarrow 2\text{ Parton}$ Stoßprozess auftretenden $\langle n_{MB} \rangle \approx 23$ Minimum Bias-Kollisionen gebraucht.

Zudem wird der Begriff Pile-up auch für das so genannte **Detektor-Pile-up** benutzt. Darunter versteht man die Überlagerung mehrerer Events aufgrund der zu langsamen Auslesegeschwindigkeit. Im LAr (siehe Kapitel 3.2.4) braucht der digitalisierte, formgebende Puls 600 ns. Da es jedoch alle 25 ns zu einem Bunch-Crossing kommt, wird ein interessantes Ereignis möglicherweise von Teilchen aus anderen Bunch-Crossings überlagert [23].

Wenn in dieser Arbeit vom Begriff Pile-up Gebrauch genommen wird, ist damit immer Event-Pile-up gemeint.

Kapitel 3

LHC und ATLAS

Die Aussagen des Standardmodells der Teilchenphysik (siehe Kapitel 2.1) hielten bisher allen experimentellen Überprüfungen an Beschleunigerexperimenten stand. Um das Standardmodell zu verifizieren, fehlt jedoch noch ein wichtiger Bestandteil, nämlich der Nachweis des Higgs-Teilchens, welches die Elementarteilchen mit Masse ausstattet. Das Auffinden dieses Teilchens ist eines der Hauptziele des bisher größten physikalischen Experiments - dem **L**arge **H**adron **C**ollider (LHC). Dieser Ringbeschleuniger wird gerade am CERN, einem internationalen Forschungsgelände in der Nähe von Genf, aufgebaut (Fertigstellung voraussichtlich im Jahr 2008).

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion des Higgs-Bosons mit einer Masse von ca. 150 GeV wird bei diesem Experiment bis zu 10^4 mal größer sein als beim Tevatron [24]. Sollte das Higgs-Teilchen existieren, wird man es folglich am LHC detektieren.

Zusätzlich bietet der LHC eine Reihe weiterer interessanter Anwendungen. So wird neben der präzisen Messung bekannter Parameter (wie der top-Quark-Masse) auch die Suche potentieller neuer Physik und damit einhergehend neuer Teilchen möglich sein. Viele in theoretischen Modellen vorhergesagte Teilchen konnten bisher aufgrund der hohen Massen nicht erzeugt werden. Somit könnten am LHC auch über das Standardmodell hinausgehende Theorien, wie die Leptoquarks [25], die Supersymmetrie (SUSY) [26] oder die Extradimensionen [27] ihre experimentelle Bestätigung finden. Die diesem Kapitel zugrunde liegenden Daten stammen aus [6, 28–32].

3.1 LHC

Der LHC ist ein Teilchenbeschleuniger mit 27 km Umfang, welcher in den bereits existierenden Tunnel des Vorgängerexperiments LEP rund 100 m unter schweizerischem und französischem Gebiet gebaut wurde. Ehe die Teilchen in die beiden gegenläufigen Vakuumröhren des Hauptbeschleunigers gelangen, werden sie von Vorbeschleunigern, u.a. PSB¹, PS² und SPS³, auf 450 GeV gebracht. Diese Beschleuniger erzeugen zusätzlich Teilchenstrahlen für andere Experimente, wie beispielsweise das COMPASS-Experiment⁴.

Im LHC werden die Protonen in Bündeln zu 10^{11} Teilchen schließlich auf 7 TeV gebracht, indem sie dieselben Beschleunigungskavitäten mehrmals durchlaufen. Supraleitende, mit suprafluidem Helium auf ca. 2 K gekühlte Magnetspulen halten die auf nahezu der Lichtgeschwindigkeit beschleunigten Teilchenbündel auf der Bahn, bis sie bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV kollidieren⁵. Die Designluminosität wird in der Startphase bei $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ liegen und später auf

¹Proton Synchrotron Booster

²Proton Synchrotron

³Super Proton Synchrotron

⁴COmmon MUon and PROton Apparatus for Structure and Spectroscopy [33]

⁵Neben Stößen zwischen Protonen, werden am LHC auch Wechselwirkungen zwischen schweren Ionen (Pb-Pb) bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 5,52$ TeV pro Nucleonenpaar durchgeführt werden. Die Luminosität wird hierbei $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ betragen [34].

$\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erhöht werden. Es wird dabei alle 25 ns zu einem Bunch-Crossing kommen, was einer Taktrate von 40 MHz entspricht.

Zum Nachweis der bei der Kollision entstehenden Teilchen sind im Beschleuniger vier voneinander unabhängige Teilchendetektoren angebracht: ATLAS (siehe Kapitel 3.2), CMS⁶, ALICE⁷ und LHCb⁸. Bei den ersten beiden Detektoren handelt es sich um so genannte Universaldetektoren, während die beiden letzten Detektoren spezielle physikalische Prozesse untersuchen.

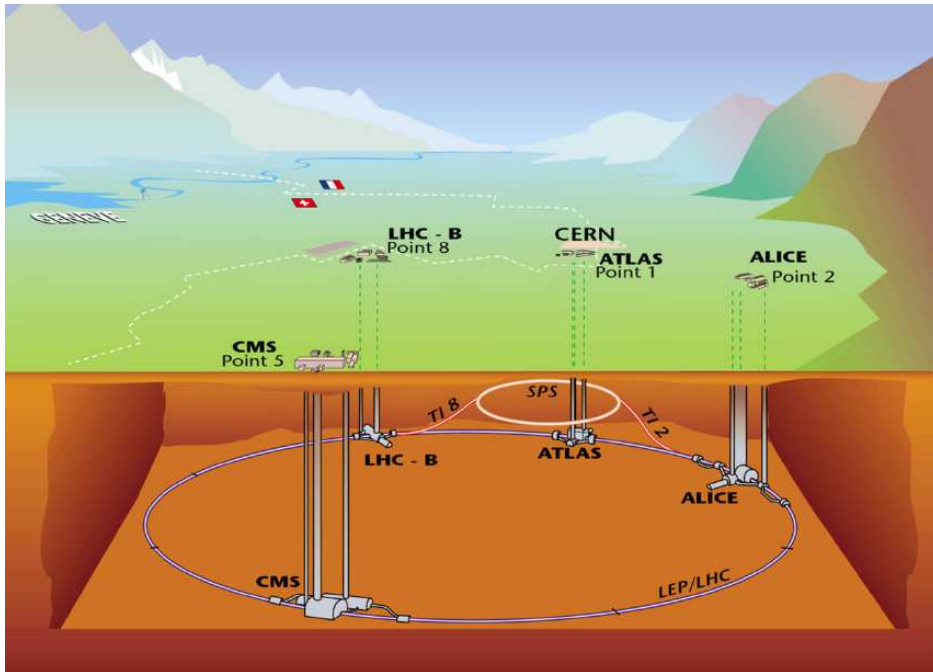


Abbildung 3.1: Der LHC Beschleuniger am CERN [35]

3.2 ATLAS

Der größte Detektor am LHC ist der ATLAS-Detektor. Der Name ATLAS war ursprünglich ein Akronym für **A** Toroidal **LHC** **A**paratu**S** und wird heute als Eigenname in Anlehnung an die der griechischen Mythologie entstammende Figur Atlas benutzt, welcher von Zeus dazu verdammt wurde, den Himmel auf seinen Schultern zu tragen [1].

⁶Compact Muon Solenoid

⁷A Large Ion Collider Experiment

⁸Large Hadron Collider beauty experiment



Abbildung 3.2: Atlas-Skulptur vor dem Rockefeller Center in New York. Eine stilisierte Darstellung dieser Statue wird als Logo für das ATLAS-Experiment verwendet.

Wenn man die gigantischen Ausmaße des ATLAS-Experiments betrachtet, kann man diese Anspielung durchaus verstehen. So ist der Detektor 44 m lang, 25 m hoch und hat ein Gewicht von 7000 t. Um die Teilchen, die bei den durchschnittlich 24 inelastischen Proton-Proton Wechselwirkungen pro Bunch-Crossing entstehen, detektieren zu können, ist der Detektor zwiebelartig aufgebaut, wobei jede Schicht auf andere Teilchen empfindlich ist.

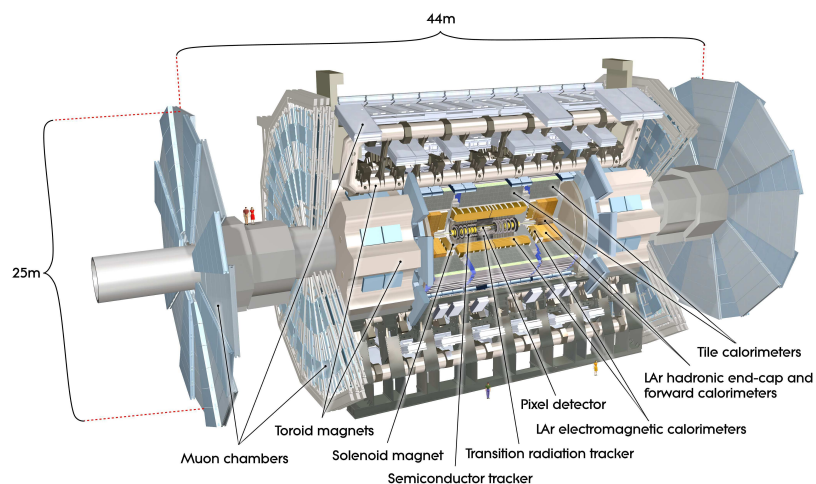


Abbildung 3.3: Der ATLAS Detektor [36]

Ehe auf die genaue Struktur des Detektors eingegangen wird, wird zunächst das beim ATLAS-Detektor verwendete Koordinatensystem kurz beschrieben.

3.2.1 Koordinatensystem

Im rechtshändigen ATLAS-Koordinatensystem (siehe Abbildung 3.4) verläuft die z-Achse entlang der Strahlachse. Die x-Achse zeigt vom Kollisionspunkt aus zum Mittelpunkt des LHC-Beschleunigerrings, die y-Achse nach oben.

Der **Azimuthwinkel** Φ wird in der Ebene senkrecht zur Strahlachse gemessen. $\Phi = 0$ entspricht hierbei der positiven x-Achse.

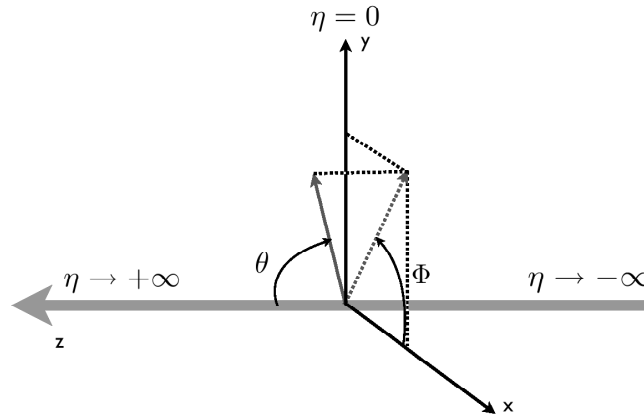


Abbildung 3.4: Das Koordinatensystem bei ATLAS [29]

Der **Polarwinkel** θ wird ausgehend von der positiven z-Achse gemessen. Statt des Polarwinkels gibt man jedoch meistens die so genannte **Pseudorapazität** η an, da die Differenz zweier η -Werte bei Lorentz-Boosts in z-Richtung invariant ist. Die Pseudorapazität ist folgendermaßen definiert:

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

Eine weitere wichtige Größe ist der **Transversalimpuls** p_T . Er entspricht der Projektion des Teilchenimpulses auf die Ebene senkrecht zur Strahlachse.

3.2.2 Magnet-System

Das supraleitende Magnet-System detektiert selbst keine Teilchen, hilft dafür aber anderen Detektorkomponenten bei dieser Aufgabe. Aus diesem Grund wurde seine Beschreibung der genaueren Betrachtung der anderen Einheiten vorausgestellt.

Das Magnet-System besteht aus einem Central Solenoid (CS) und drei Toroid Magneten.

- Der **Central Solenoid** ist 5,3 m lang und hat einen Radius von 1,2 m. Er umgibt den inneren Detektor (siehe Kapitel 3.2.3) und erzeugt in ihm ein Feld der Stärke 2 T mit einem Spitzenwert von 2,6 T. In diesem Feld werden die Bahnen der geladenen Teilchen in der xy-Ebene gekrümmt.
- Die **Toroid Magneten** erzeugen das magnetische Feld für das Myonspektrometer (siehe Kapitel 3.2.5). Das Fassmagnetsystem besteht aus acht supraleitenden, toroidalen Spulen, welche mit flüssigem Helium auf 4,5 K gekühlt werden. In den Endkappen sind zwei weitere Magnete installiert, deren Felder sich mit denen der Fassmagneten überlappen. Die Feldstärke liegt bei etwa 4 T.

Im Folgenden werden nun die weiteren Bestandteile des Detektors von innen nach außen beschrieben.

3.2.3 Innerer Detektor

Der **Innere Detektor** befindet sich in direkter Nähe zum Wechselwirkungspunkt. Er ist 6,2 m lang und hat einen Durchmesser von 2,1 m. Hier werden die mit Hilfe des Magnet-Systems gekrümmten Teilchenspuren gemessen und daraus die Impulse der geladenen Teilchen ermittelt.

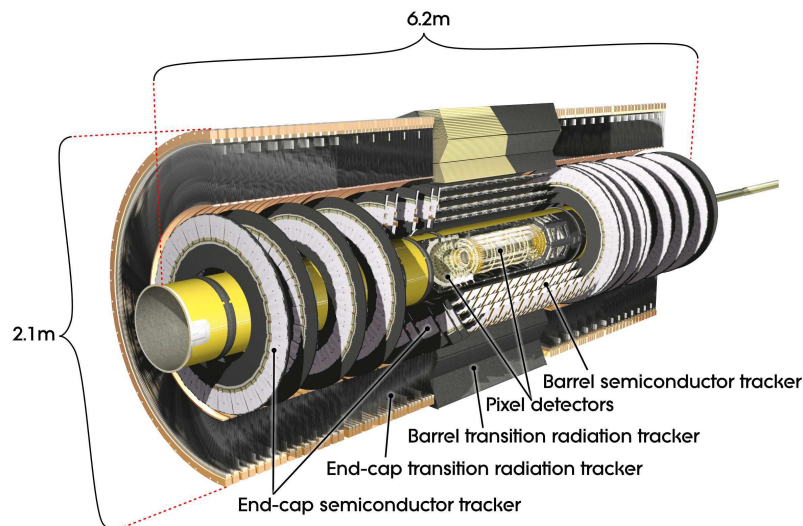


Abbildung 3.5: Der Innere Detektor [36]

Auch der Innere Detektor selbst hat eine Unterstruktur und besteht aus drei Teilen:

- Der **Pixeldetektor** besteht aus 1500 zylinderförmigen sowie 700 scheibenförmigen Halbleitermodulen. Jedes Pixel-Modul hat eine Fläche von $13,35 \text{ cm}^2$ mit 61440 Pixel. Die Siliziumpixelzähler sind in drei Lagen zylindrisch um die Strahlachse angeordnet. An den Enden befinden sich zudem noch jeweils fünf Scheiben, sodass nahezu der ganze Winkelbereich abgedeckt ist. Der Pixeldetektor liefert pro Teilchenspur drei Messpunkte, mit deren Hilfe sich die Vertices rekonstruieren lassen. Die erreichbare Auflösung liegt bei $12 \mu\text{m}$ in $R\Phi$ - und bei $66 \mu\text{m}$ in z-Richtung. Durch ihn bestimmt sich hauptsächlich die Auflösung des Stoßparameters und die Fähigkeit des inneren Detektors, kurzlebige Teilchen zu finden.
- Der **Semi Conductor Tracker (SCT)** besteht aus acht Lagen Siliziumstreifendetektoren und ermöglicht dadurch die präzise Messung von bis zu acht zusätzlichen Punkten der Teilchenspur in der $R\Phi$ - (Auflösung: $16 \mu\text{m}$) und z-Ebene (Auflösung: $580 \mu\text{m}$). Der SCT trägt dadurch zur Messung der Impulse, der Stoßparameter und der Vertex-Positionen bei. Von ihm wird der Bereich $|\eta| < 2,5$ abgedeckt.
- Der **Transition Radiation Tracker (TRT)** schließt den inneren Detektor ab. Die Teilchenspuren werden wie in einer Driftkammer genau vermessen. Die Detektion von Elektronen geschieht durch Übergangsstrahlung, die in Xenon-gefüllten Röhren nachgewiesen wird. Man erhält weitere 36 Spurpunkte mit einer Auflösung von $0,170 \text{ mm}$ für geladene Teilchenspuren mit $p_T > 0,5 \text{ GeV}$ bei $|\eta| < 2,5$.

3.2.4 Kalorimeter

Die **Kalorimeter-Einheit** misst die durch die Teilchen vermittelten Energien, indem sie die Teilchen absorbiert. Auch dieser Teil des Detektors hat wieder eine Unterstruktur und besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter. Bei beiden handelt es sich um so genannte Sampling-Kalorimeter, also abwechselnden Schichten mit Materialien hoher Dichte, welche Energie absorbieren und Zwischenräumen, in denen die resultierenden Teilchenschauer gemessen werden.

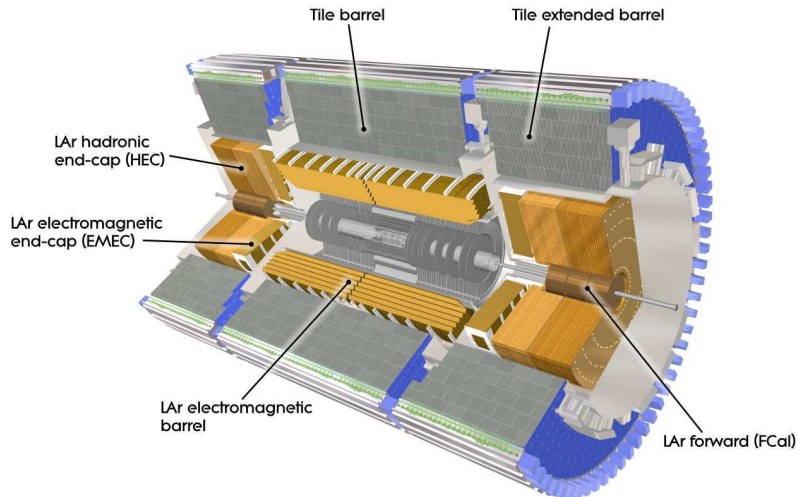


Abbildung 3.6: Das Kalorimeter [36]

- Im **elektromagnetischen Kalorimeter** (EM) wird die Energie von Teilchen absorbiert, welche hauptsächlich der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen. Nach der Wechselwirkung mit Blei- bzw. Edelmetallabsorbieren werden die entstandenen Teilchenschauer in 2,1 mm dicken, mit flüssigem Argon (englisch: liquid-argon (LAr)) gefüllten Lücken, nachgewiesen (Auflösung: $\Delta E/E = 10 - 30\%/\sqrt{E/GeV}$). Das EM Kalorimeter deckt einen Bereich $|\eta| < 3,2$ ab.
- Stark wechselwirkende Teilchen, also Hadronen, werden im **Hadronkalorimeter** absorbiert. Während im Zentralbereich Eisenabsorber und Szintillatorplatten als Nachweis für die Teilchenschauer Verwendung finden, benutzt man bei den Endkappen und in Vorwärtsrichtung Absorber aus Kupfer und Wolfram sowie flüssiges Argon als Sampling-Material. Die Präzision ist deutlich niedriger als beim EM Kalorimeter (Auflösung: $\Delta E/E = 50 - 100\%/\sqrt{E/GeV}$). Das hadronische Kalorimeter ist in einer Region $|\eta| < 3,2$ empfindlich.

3.2.5 Myon-Spektrometer

Das **Myon-Spektrometer** identifiziert und misst, wie der Name schon sagt, die Myonen. Diese ionisieren nur minimal und durchlaufen das Kalorimeter und den inneren Detektor als einzige Teilchen (neben den Neutrinos, die man im ATLAS-Detektor nicht nachweisen kann) daher fast ungestört und können somit eindeutig identifiziert werden.

Basierend auf der magnetischen Ablenkung der Myonenspur durch den Luftspulentoroidmagneten, lassen sich die Impulse bestimmen. Die Präzisionsmessung der Spurkoordinaten im größten Teil des η -Bereichs wird durch **Monitored Drift Tubes** (MDTs) bewerkstelligt. MDTs bestehen aus drei zylinderförmigen (an den Endkappen zusätzlich drei runden) Lagen von Driftröhren, welche mit einem Gemisch aus Argon und Kohlendioxid gefüllt sind.

Bei großen Pseudorapiditäten und in der Nähe zur Strahlachse kommen **Cathode Strip Chambers** (CSCs) zum Einsatz. Dies sind Multidraht-Proportionalkammern mit feinerer Unterteilung, um mit der erhöhten Strahlrate umgehen zu können.

Zum Triggern werden im Zentralbereich **Resistive Plate Chambers** (RPCs) und im Endkappenbereich **Thin Gap Chambers** (TGCs) verwendet.



Abbildung 3.7: Die Endkappen des Myonspektrometers

3.2.6 Trigger

Aufgrund der großen Wechselwirkungsrate wird beim ATLAS-Detektor jede Sekunde eine Datenmenge von ca. einem Terabyte anfallen. Leider ist das Speichern all dieser Daten nicht möglich, sodass von der Bunch-Crossing-Rate von 40 MHz auf ca. 100 Hz Ereignisrate zur dauerhaften Sicherung reduziert werden muss. Um hierbei interessante (wie z.B. neue physikalische Prozesse) von uninteressanten (z.B. Proton-Kollisionen mit geringem Impulsübertrag) Ereignissen separieren zu können, benötigt man ein effizientes Triggersystem.

Der ATLAS-Trigger besteht aus drei Teilen:

- Die erste (auf Hardwarekomponenten basierende) Auswahl trifft der **Level-1 Trigger** (LVL1) anhand von Signalen aus dem Kalorimeter und dem Myonspektrometer. Er soll das Bunch-Crossing, in dem ein interessantes Ereignis stattgefunden hat, eindeutig identifizieren. Ferner markiert er so genannte **Regions of Interest** (RoI), also Gebiete im Detektor, in denen interessante Daten aufgetreten sind.

Während der Latenzzeit von $2,5 \mu\text{s}$ werden sämtliche Daten in Pipeline-Speichern zwischengelagert. Uninteressante Ereignisse werden gelöscht und Ereignisse, die die Trigger-Kriterien erfüllen, werden im **Readout Buffer** (ROB) gespeichert. Die Ereignis-Rate wird hierbei auf 75 kHz reduziert.

- Nun wird jede RoI nochmals betrachtet. Anhand softwarebasierter Selektionsalgorithmen trifft der **Level-2 Trigger** (LVL2) hierbei eine erneute Auswahl. Ferner untersucht er Detektorregionen, die vom LVL1 noch nicht untersucht worden sind. Nach dem LVL2 Trigger liegt die Ereignis-Rate nur mehr bei 2 kHz.
- Schließlich gibt es noch den (softwarebasierenden) **Event Filter** (EF), welcher die letzte Entscheidung über ein Event trifft und die übriggebliebenen Daten nach Ereignistypen klassifiziert und abspeichert. Die Akzeptanzrate des EFs liegt bei 100 Hz. Diese ausgewählten Ereignisse werden dauerhaft auf Massenspeichern für Analysestudien festgehalten.

Einen Überblick über die einzelnen Trigger-Stationen liefert Abbildung 3.8.

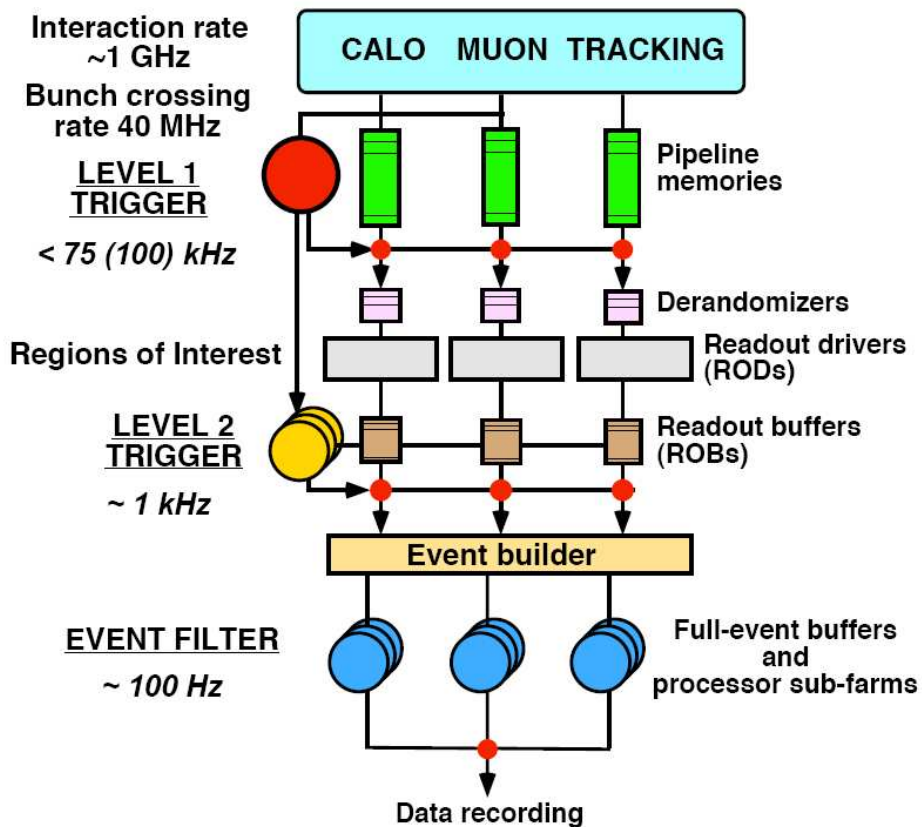


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau des ATLAS-Trigger-Systems [37]

Kapitel 4

Software

Dieses Kapitel behandelt die bei der Analyse gebrauchten Programme PYTHIA [16] und ATLFast [38], die gewählten Subprozesse und benutzten UE-Tunes sowie den Cone- und den k_T -Algorithmus, welche zur Jetrekonstruktion verwendet wurden.

4.1 PYTHIA

Grundlage dieser Analyse ist die Erzeugung von Ereignissen mit dem Monte Carlo (MC) Ereignis Generator PYTHIA 6.4.10 [16]. Dieser Generator versucht so naturgetreu wie möglich hochenergetische Events zu generieren, um dem Benutzer eine Vorstellung davon zu geben, wie und welche Ereignisse im späteren Experiment ablaufen können. Das Hauptaugenmerk liegt hierbei bei der Erzeugung einer Vielzahl ausgehender Teilchen, die bei der Wechselwirkung zwischen zwei eingehenden Teilchen (in diesem Falle zwei Protonen) erzeugt werden. Der Generator versucht durch analytische Methoden sowie mithilfe verschiedener, auf der QCD basierender Modelle, ein möglichst großes Spektrum an Reaktionen zu erzeugen, die Events innerhalb und jenseits des Standardmodells darstellen. Während in der Realität Teilchenentstehung und -zerfälle quantenmechanischen Fluktuationen zugrunde liegen, werden diese Prozesse im Generator abhängig von berechneten Matrixelementen mithilfe von Zufallsgeneratoren produziert. Die Hadronisierung dieser generierten Partonen wird durch das String-Modell beschrieben (siehe Kapitel 2.2). Sämtliche Informationen zu den stabilen Endzustandsteilchen, deren instabilen Mutterteilchen sowie den Stringteilchen werden gespeichert und sind dem Benutzer zugänglich.

Underlying Event und Minimum Bias können durch die Wahl verschiedener Parameter (siehe Kapitel 4.4) zu Prozessen dazugeschaltet werden. Diese Teilchen werden dann bei der Anwendung eines Jetalgorithmus (siehe Kapitel 4.5) zusammen mit den Teilchen aus dem eigentlichen Prozess Jets zugeordnet.

Da es sich bei PYTHIA um einen leading-order (LO) Generator handelt, werden Matrixelemente für die Simulation nur in erster Ordnung benutzt.

Im Ereignisgenerator werden die Einflüsse des Detektors noch vernachlässigt, was bedeutet, dass alle Teilchen, die entstehen, auch detektiert werden. Teilchen sehr nahe am Strahl bzw. in Bereichen mit großem η werden im Experiment aufgrund der Detektorgeometrie nicht nachgewiesen werden können. Trotz dieser Einschränkungen erlauben Ereignisgeneratoren das Studium hochenergetischer Prozesse.

Diese Analyse wurde daher hauptsächlich auf Generatorniveau durchgeführt. Zur Überprüfung der Übertragbarkeit der gesammelten Ergebnisse auf die Detektorebene, wurden charakteristische Histogramme auch auf Detektorniveau (mit ATLFast) betrachtet (siehe Kapitel 5.4.3).

4.2 Athena und ATLFast

Athena ist eine für das ATLAS-Experiment angepasste Implementierung eines Frameworks für Hochenergiephysik mit dem Namen Gaudi, welches ursprünglich für LHCb entwickelt worden ist. Die Geometrie und Eigenschaften der Detektorbauteile werden dadurch bestmöglich nachempfunden.

Anstatt die vollständige Kette von Detektorsimulation und Rekonstruktion zu durchlaufen, verschmiert ATLFast die Impulse und Energien der Teilchen aus dem MC Generator direkt mit Auflösungen, welche man aus vollständigen Simulationsstudien bestimmt. Dadurch ist die Simulation mit ATLFast um vier bis fünf Größenordnungen schneller als die komplette Simulationskette.

In dieser Analyse wurde der Ereignisgenerator PYTHIA verwendet. Man könnte ATLFast jedoch mit allen Generatoren (wie HERWIG [10], Alpgen [39] oder MC@NLO [40]) laufen lassen, welche von Athena unterstützt werden. Als Output erhält man wahlweise n-Tupel-Dateien oder AODs (Analysis Object Data), welche die verschmierten Objekte enthalten [38].

Als Grundlage für die Jetrekonstruktion wurden in Kapitel 5.4.3 die Einträge der Kalorimeterzellen verwendet (eine andere Option in ATLFast wären die Spuren geladener Teilchen).

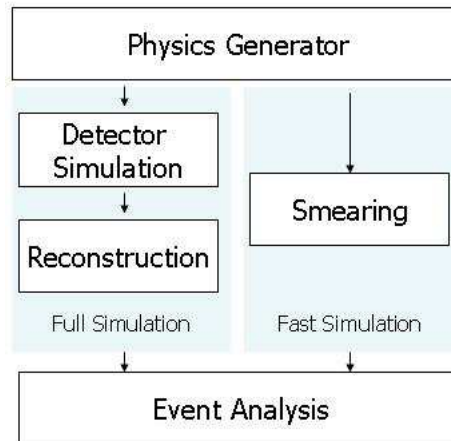


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung ATLFasts [38]

4.3 Subprozesse

Für die Analyse wurden sowohl in PYTHIA als auch in ATLFast dieselben Einstellungen gewählt. So wurden pp-Ereignisse hauptsächlich bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV (der Schwerpunktsenergie des LHCs) erzeugt (zum Vergleich wurden lediglich in Kapitel 5.1.1 auch Ereignisse bei $\sqrt{s} = 1,8$ TeV, der Schwerpunktsenergie am Tevatron Run1, generiert).

Die für die Simulation des harten Stoßes verwendeten Prozesse finden sich in Tabelle 4.1. In der Klammer stehen die Nummern der Subprozesse (MSUB), die entweder an- (1) oder ausgeschaltet (0) werden können. Weitere Informationen über die Bedeutung der einzelnen Parameter finden sich beispielsweise in [16].

Der Parameter CKIN(3) legt durch einen Schnitt im Phasenraum den Mindesttransversalimpulsübertrag der stoßenden Teilchen fest. Wenn nicht anders erwähnt, wurde p_{Tmin} in dieser Analyse auf 20 GeV gesetzt. Es wurden somit relativ niederenergetische, harte $2 \rightarrow 2$ Stöße erzeugt, wie sie im Detektor erfasst werden können.

Bei gleichzeitiger Generierung von hartem Stoß und Underlying Event wurden ebenfalls diese Prozesse (zusammen mit den Einstellungen der UE-Tunes, siehe Kapitel 4.4) gewählt, um den Einfluss

Parameter	Subprozess
MSUB (11,1)	$f + f' \rightarrow f + f' (QCD)$
MSUB (12,1)	$f + \bar{f} \rightarrow f' + \bar{f}'$
MSUB (13,1)	$f + \bar{f} \rightarrow g + g$
MSUB (28,1)	$f + g \rightarrow f + g$
MSUB (53,1)	$g + g \rightarrow f + \bar{f}$
MSUB (68,1)	$g + g \rightarrow g + g$
CKIN (3,20)	p_{Tmin} bei harter $2 \rightarrow 2$ Streuung

Tabelle 4.1: Prozesse bei der Generierung des harten Stoßes

des UE auf harte Stoßprozesse beobachten zu können.

Immer, wenn ausschließlich das Underlying Event generiert wurde (also ohne den harten Stoß, siehe Kapitel 5.1), wurden die Prozesse wie in Tabelle 4.2 gewählt.

Parameter	Prozess
MSUB (95,1)	low p_T -Streuung
MSUB (96,1)	semiharte QCD $2 \rightarrow 2$

Tabelle 4.2: Prozesse bei der Generierung von Underlying Event ohne harten Stoß

In PYTHIA ist es leider nicht möglich, reines Underlying Event zu simulieren und es wird neben der low p_T -Streuung immer auch ein semiharter QCD $2 \rightarrow 2$ Stoß erzeugt. Die Generierung von Underlying Event ohne harten Stoß in Kapitel 5.1 ist somit nur als Näherung zu verstehen, um eine erste Vorstellung vom Underlying Event zu bekommen.

Für die Analyse wurde meist PYEDIT(1) gewählt. Durch diesen Schalter wird gefordert, dass die Endzustandsteilchen stabil sind. Die einzige Ausnahme findet sich in Kapitel 5.1.1, in dem PYEDIT(3) gesetzt wurde, was zusätzlich verlangt, dass die Teilchen geladen sind.

Die weiteren Parameter bei der Generierung von Underlying Event werden im folgenden Kapitel vorgestellt.

4.4 Underlying Event-Tunes

Um am LHC neue Physik finden zu können, ist es zunächst wichtig, dass man Monte Carlo Modelle hat, die die herkömmlichen QCD-Ereignisse hinreichend beschreiben. Bei der Modellierung ist hierbei nicht allein die Beschreibung des harten Stoßes an sich entscheidend, sondern auch die Einbeziehung der Beam-Beam Remnants und der Multiple Parton Interactions (siehe Kapitel 2.4) [22].

Da die Störungstheorie nicht bei geringen Transversalimpulsüberträgen angewendet werden kann, benötigt man Modelle, um Hintergrundereignisse beschreiben zu können. In PYTHIA gibt es dazu eine Reihe von Parametern, welche man ändern kann, um Underlying Event und Minimum Bias zu generieren¹. Dazu wurden die Parameter an experimentell gemessenen Daten aus Vorgängerexperimenten angepasst und auf die hohen Schwerpunktsenergien am LHC hochgerechnet. Je nachdem welche Daten zugrunde liegen, erhält man verschiedene Tunes², also einen bestimmten, aufeinander abgestimmten Satz von Parametern. Der Standard-Tune zur Beschreibung von Underly-

¹Bei HERWIG wird das Jimmy-MC verwendet, um UE zu erzeugen. Dieses wird hierbei rein phänomenologisch (ohne MPI) simuliert.

²Die meisten dieser Tunes wurden von Rick Field (1944 geborener, amerikanischer Physiker) aufgestellt.

ing Event³ ist der **Tune A**, wobei für das ATLAS-Experiment der **ATLAS Tune** Verwendung findet. Daneben gibt es noch eine Vielzahl weiterer Tunes, wie z.B. den **Tune DW**, welcher momentan für CDF am Tevatron bevorzugt wird. Da keiner dieser Tunes die experimentellen Daten exakt beschreibt und niemand weiß, welcher das Underlying Event am LHC letztendlich am besten charakterisieren wird, werden die am häufigsten verwendeten Tunes vorgestellt und in den nachfolgenden Kapiteln miteinander verglichen⁴.

Was unter den einzelnen Parametern genau zu verstehen ist, findet sich in [16]. Eine kurze Erklärung der Parameter mit den Standardeinstellungen in PYTHIA ist in Tabelle 4.3 gezeigt.

Parameter	Voreinstellung	Beschreibung
MSTP 51	7	CTEQ5L: gewählte PDF (siehe Kapitel 2.3)
MSTP 81	1	Multiple Parton Interactions (1 = eingeschaltet)
MSTP 82	1	weiterer MPI-Schalter
PARP 82	1,9	p_{Tmin} -Parameter (siehe PARP 90)
PARP 83	0,5	Doppel-Gaußförmige Materieverteilung innerhalb eines Protons:
PARP 84	0,2	$\rho(r) \propto \frac{1-\beta}{a_1^3} \exp(-\frac{r^2}{a_1^2}) + \frac{\beta}{a_2^3} \exp(-\frac{r^2}{a_2^2})$, mit Anteil $\beta = \text{PARP}(83)$ der hadron. Materie innerhalb Radius $a_2/a_1 = \text{PARP}(84)$ (siehe Ab. 4.2)
PARP 85	0,33	Wkt., dass MPI zwei mit Nächsten-Nachbarn farbverbundene Gluonen erzeugt (siehe Ab. 4.2)
PARP 86	0,66	Wkt., Gluonen wie in PARP(85) zu erzeugen, oder als geschlossene Glounschleife (siehe Ab. 4.2)
PARP 89	1,0	Energieskala E_0 (TeV) zur Berechnung von p_{Tmin}
PARP 90	0,16	Energieabhängigkeit des Cut-offs p_{Tmin} gemäß $p_{Tmin}(E_{cm}) = p_{Tmin}(E_{cm}/E_0)^\epsilon$ mit $\epsilon = \text{PARP}(90)$
PARP 62	1,0	Abschneidewert Q oder k_T (in GeV), unter dem keine raumartigen Parton-Schauer entstehen
PARP 64	1,0	Multiplizitätsfaktor für k_T^2
PARP 67	4,0	Skalenfaktor der maximalen Parton-Virtualität raumartiger Schauer: je größer, desto mehr ISR
MSTP 91	1	primordiale k_T -Verteilung im Hadron mit
PARP 91	2	Breite PARP(91) und
PARP 93	5	oberem Cut-off PARP(93)

Tabelle 4.3: Standardeinstellungen in PYTHIA. k_T ist die Transversalimpulsentwicklungsskala [16].

³Für die Beschreibung von Minimum Bias werden aufgrund der ähnlichen Phänomenologie dieselben Tunes wie für UE verwendet. Die Studien zum Underlying Event schließen somit die Studien zu Pile-up (mit einem Minimum-Bias Ereignis pro Event) mit ein. Mit UE ist daher immer auch Pile-up gemeint.

⁴In dieser Analyse wurde ausschließlich das alte Parton-Schauer-Modell in PYTHIA verwendet, da die UE-Einstellungen im neuen Modell noch nicht hinreichend an Messdaten angepasst worden sind.

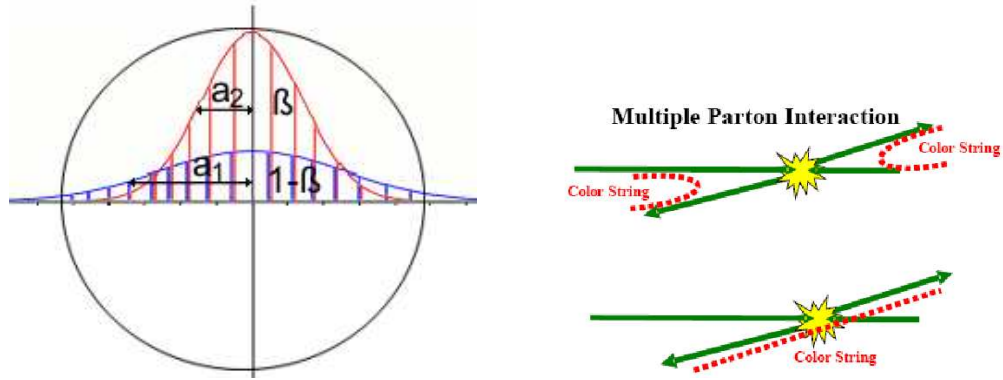


Abbildung 4.2: Links: Illustration zur Doppel-Gaußförmigen Materieverteilung innerhalb eines Protons mit β =PARP(83) und a_2/a_1 =PARP(84). Rechts: Illustration zu PARP 85 (oben) und PARP 86 (unten) [2]

Die Parameter MSTP(81) bis PARP(90) stellen die UE-Parameter dar, PARP(62) bis PARP(67) regeln die ISR und MSTP(91) bis PARP(93) das intrinsische k_T .

Die Parameter der UE-Tunes [41] wurden so gewählt, dass sie das Underlying Event bei CDF Run1 und Run2 möglichst gut beschreiben. Zur Untersuchung des Underlying Events bei CDF werden Regionen im η - Φ -Raum betrachtet, die sensitiv auf Underlying Event sind (siehe Abbildung 4.3). Als Referenz im Azimutwinkel dient hierzu die Richtung des führenden Kalorimeter-Jets $jet\#1$, wobei $\Delta\Phi = \Phi - \Phi_{jet\#1}$ der relative Winkel zwischen einem geladenen Teilchen und der Richtung des $jet\#1$ ist. Senkrecht zur Ebene des harten Stoßes befindet sich der so genannte transversale Bereich ($60^\circ < |\Delta\Phi| < 120^\circ$, $|\eta| < 1$), welcher auf das UE empfindlich ist.

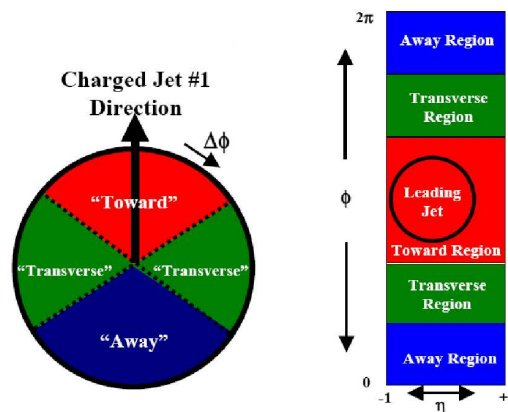


Abbildung 4.3: Definition des Transversalbereichs [2]

Zum Tunen (also Optimieren) werden nur geladene Teilchen mit $p_T > 0,5$ GeV innerhalb $|\eta| < 1$ betrachtet, wobei für die Jetrekonstruktion ein Cone-Algorithmus mit $R = 0,7$ (siehe 4.5.2) verwendet wird ($|\eta(jet\#1)| < 2$). Man unterscheidet zwei Eventklassen:

- **Leading Jet Events** sind Ereignisse ohne Einschränkung für die weiteren Jets $jet\#2$ und $jet\#3$.
- **Back-to-back-Events** sind eine spezielle Form der ersten Gruppe, bei der zwei Jets mit $p_T > 15$ GeV entstehen, welche nahezu back-to-back ($|\Delta\Phi| > 150^\circ$) mit $p_T(jet\#2)/p_T(jet\#1) > 0,8$ sind. $Jet\#1$ ist hierbei in der "Toward"-Region, $jet\#2$ in der "Away"-Region.

Die Transversalregionen werden nach der Anzahl geladener Teilchen in transMAX (Region mit größtem

$$E_{Tsum} = \sum_i E_{T,i}$$

der Teilchen) und transMIN (Region mit kleinstem E_{Tsum} der Teilchen) eingeteilt, um die harte (ISR und FSR) von der weichen (Beam-Beam Remnant) Komponente abzutrennen. ISR und FSR befindet sich nun in transMAX, während die Beam-Beam Remnants in beiden Regionen enthalten sind. TransMIN ist daher auf die Beam-Beam Remnants sensitiv und "transMAX-transMIN" auf ISR und FSR (für weitere Informationen siehe z.B. [42]).

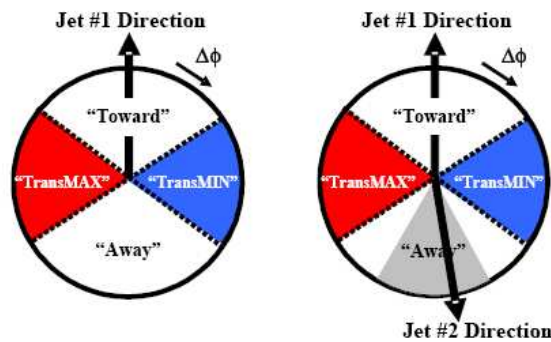


Abbildung 4.4: Definition von transMax und transMin [2]

Zur Kalibrierung der UE-Tunes wurden die Parameter aus Tabelle 4.3 an die UE-Daten aus diesen Bereichen angepasst. Die Einstellungen finden sich für die verschiedenen Tunes in Tabelle 4.4 wieder.

Parameter	Tune A	Tune ATLAS	Tune DW
MSTP 51	7	7	7
MSTP 81	1	1	1
MSTP 82	4	4	4
PARP 82	2.0	1.8	1.9
PARP 83	0.5	0.5	0.5
PARP 84	0.4	0.5	0.4
PARP 85	0.9	0.33	1.0
PARP 86	0.95	0.66	1.0
PARP 89	1800	1000	1800
PARP 90	0.25	0.16	0.25
PARP 62	1.0	1.0	1.25
PARP 64	1.0	1.0	0.2
PARP 67	4.0	1.0	2.5
MSTP 91	1	1	1
PARP 91	1.0	1.0	2.1
PARP 93	5.0	5.0	15.0

Tabelle 4.4: Parameter verschiedener UE-Tunes [22]

Größere Unterschiede ergeben sich bei PARP(85) und PARP(86). Die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung farbverbundener Gluonen durch MPI ist beim ATLAS Tune vergleichsweise gering. Auch in der Energieabhängigkeit des Cut-offs p_{Tmin} , die sich aus der Energieskala PARP(89), dem p_{Tmin} -Parameter PARP(82) und dem Faktor PARP(90) ergibt, unterscheidet sich der ATLAS Tune relativ stark von den beiden anderen Tunes.

Tune A und Tune DW wurden auf $p\bar{p}$ -Stöße bei $\sqrt{s} = 1,8$ TeV getuned, während der ATLAS Tune auf die Energien am LHC extrapoliert wurde.

Der Hauptparameter des Multiple Interaction Modells ist der p_{Tmin} -Parameter, welcher den minimalen transversalen Impuls der Parton-Parton-Wechselwirkung beschreibt. Dadurch wird die Anzahl der Parton-Parton-Kollisionen und somit die durchschnittliche Spurmultiplicität bestimmt.

Um p_{Tmin} zu tunen, wird bei $\eta = 0$ die Dichte geladener Teilchen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien gemessen. Die Differenzen zwischen modellierten und gemessenen Dichten wird gegen p_{Tmin} aufgetragen und linear gefittet (also angeglichen). Mit $p_{Tmin} = p_{Tmin}(LHC) \cdot (\sqrt{s}/14 \text{ TeV})^{2\epsilon}$ wird p_{Tmin} auf die LHC-Energien hochgerechnet.

PARP(67) hat Einfluss auf den harten Stoß, was unter anderem Auswirkungen auf die ISR hat. Bei Tune A wird mehr ISR erzeugt, als bei Tune DW und beim ATLAS Tune.

Tune A und Tune DW unterscheiden sich hauptsächlich in der primordialen k_T -Verteilung, die durch PARP(91) und PARP(93) bestimmt ist.

In Tabelle 4.5 werden die MPI-Wirkungsquerschnitte der Tunes bei Schwerpunktsenergien von 1,96 TeV (der Schwerpunktsenergie am Tevatron Run2) und 14 TeV gegenübergestellt.

	$\sigma(\text{MPI})$ bei 1,96 TeV	$\sigma(\text{MPI})$ bei 14 TeV
Tune A	309,7 mb	484,0 mb
Tune ATLAS	324,5 mb	768,0 mb
Tune DW	351,7 mb	549,2 mb

Tabelle 4.5: MPI-Wirkungsquerschnitte verschiedener Tunes im Vergleich [41]

Generell ist bei allen Tunes eine starke Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie zu verzeichnen. Der Anstieg ist beim ATLAS Tune am größten.

Im Folgenden werden nun die einzelnen Tunes separat betrachtet.

4.4.1 Tune A

Tune A ist an Daten angepasst, welche das Underlying Event im CDF Run1 beschreiben. Er erfüllt jedoch nicht die p_T -Verteilung des Z-Bosons, da diese Daten bei der Kalibration noch nicht beachtet wurden (siehe Abbildung 4.5).

Tune A stimmt mit den UE-Daten aus CDF Run2 für Leading Jet Events überein.

Er hat im Vergleich zum ATLAS Tune ein härteres p_T bei $\eta = 0$, was hauptsächlich an dem gestiegenen Beitrag harter Partonschauer liegt, welchen man mit PARP(67) = 4 an das p_T -Spektrum der UE-Teilchen getuned hat.

Im Tune A werden nicht genügend niederenergetische Teilchen im Underlying Event erzeugt.

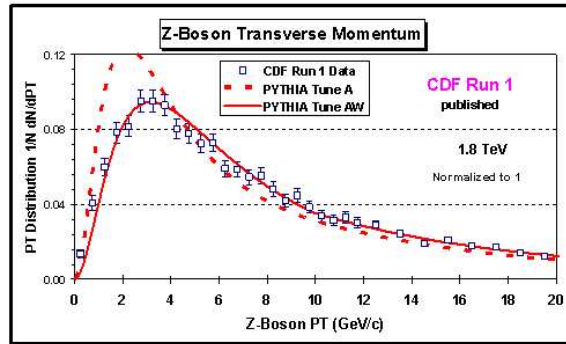


Abbildung 4.5: p_T -Verteilung des Z-Bosons. Die Kurve aus Tune A liegt bei niedrigem Transversalimpuls deutlich über den experimentellen Daten. Gezeigt ist zudem Tune AW, welcher jedoch nicht Gegenstand dieser Arbeit ist [2].

4.4.2 ATLAS Tune

Der ATLAS Tune ist der Standard Tune, der momentan für die Beschreibung des Underlying Events beim ATLAS-Experiment am LHC verwendet wird. Bei ihm wird der Standardwert für die Energieabhängigkeit der MPI verwendet ($\text{PARP}(90) = 0,16$).

Die Teilchendichte bei $\eta = 0$ steigt mit zunehmender Schwerpunktsenergie stärker an als bei Tune A, was auf einen schnelleren Anstieg der Eventaktivität hindeutet. Der ATLAS Tune wird häufig kritisiert, da dieser zu viele niederenergetische Teilchen erzeugt. Er stimmt gut mit der mittleren Anzahl geladener Teilchen $\langle N_{\text{charged}} \rangle$ überein, unterscheidet sich jedoch im (zu niedrigen) mittleren Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ von den Daten aus CDF Run2 (siehe Abbildung 4.6).

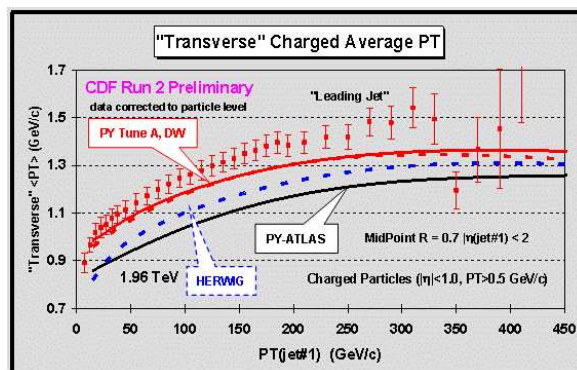


Abbildung 4.6: $\langle p_T \rangle$ bei CDF Run2 [2]. Der mittlere Transversalimpuls ist beim ATLAS Tune ca. 20 % geringer als bei experimentell gemessenen UE-Daten, da zu viele niederenergetische Teilchen erzeugt werden. Tune DW beschreibt die $\langle p_T \rangle$ -Daten deutlich besser.

4.4.3 Tune DW

Tune DW hat ähnliche Eigenschaften wie Tune A, erfüllt jedoch die Z-Boson-Verteilung bei CDF Run1. Zudem stimmt er mit den UE-Daten aus CDF Run2 überein. $\text{PARP}(67) = 2,5$ ist hierbei der bevorzugte Wert, den man bei $D\Phi$ bei der Anpassung der Dijet $\Delta\Phi$ -Verteilung erhielt.

Da in HERWIG keine MPI implementiert ist und dieser die UE-Daten daher insgesamt schlechter beschreibt, wurde in dieser Analyse PYTHIA verwendet [2, 6, 16, 22, 41–43].

4.5 Jet-Algorithmen

Die Teilchen, welche bei einem harten Stoß entstehen, werden letztlich zu Jets zusammengefasst. Da auch die Teilchen, welche aus dem Underlying Event stammen, zu diesen Jets beitragen, liefern Jets wesentliche Signaturen, um das UE studieren zu können.

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie aus den erzeugten Teilchen Jets entstehen. Da es verschiedene Algorithmen gibt, die die Zugehörigkeit eines Teilchens zu einem Jet auf unterschiedliche Weise festlegen, werden die beiden hauptsächlich verwendeten Methoden vorgestellt. Es handelt sich hierbei um den Cone- und den k_T -Algorithmus.

4.5.1 Jet-Produktion

Protonen sind keine elementaren Teilchen, sondern besitzen eine Unterstruktur. Wie in Kapitel 2.3 bereits erwähnt, bestehen sie aus Quarks und Gluonen.

Stoßen nun zwei Protonen aufeinander, führt dies zu einer Wechselwirkung zwischen - idealisierter Weise - einem Parton des einen Protons und einem Parton des anderen Protons (tatsächlich kann es jedoch noch zu weiteren Wechselwirkungen kommen, siehe Kapitel 2.4.2).

Auf diese Weise treten zwei gestreute Partonen fast senkrecht zur Strahlachse auf, welche Gluonen und Quarks abstrahlen. Diese Quarks und Gluonen strahlen nun wiederum selbst Gluonen ab, welche in Quark-Antiquark-Paare zerfallen - man spricht von einem so genannten Partonschauer. Wie bereits erwähnt, hadronisieren diese farbgeladenen Teilchen zu farbneutralen - der so genannte Teilchen-Jet entsteht. Diese werden im Kalorimeter absorbiert, zu Jets zusammengefasst und dem ursprünglichen Parton zugeordnet. Für diesen Vorgang sind spezielle Jetalgorithmen notwendig.

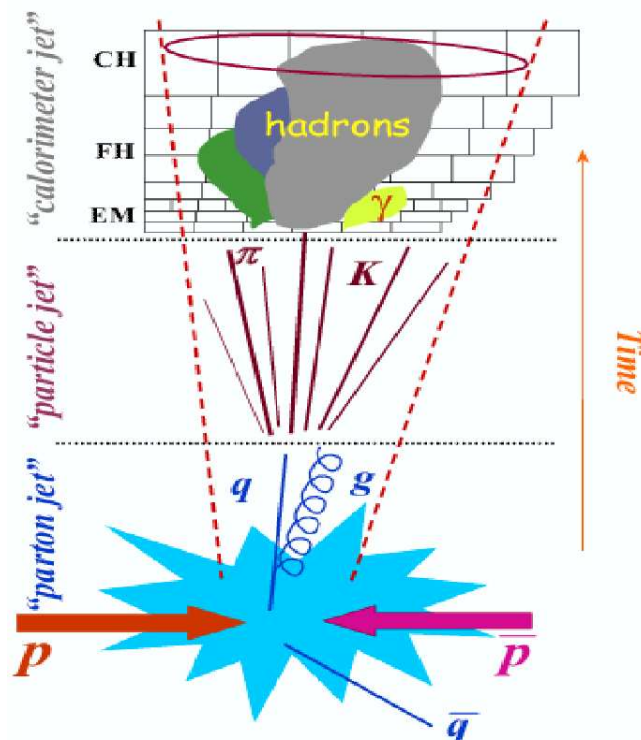


Abbildung 4.7: Illustration zur Jet-Entstehung [44]

4.5.2 Cone-Algorithmus

Der Cone-Algorithmus [45] ist der bei Hadronkollisionen meist verwendete Jet-Algorithmus. Daher ist er auch die Standard-Einstellung bei der Generierung von Events mit der ATLAS-Software Athena (siehe Kapitel 4.2).

Die Zuordnung einzelner Teilchen zu einem Jet erfolgt rein geometrisch. Es werden hierbei alle Teilchen zu einem Jet zusammengefasst, welche sich innerhalb eines bestimmten Radius (englisch: Cone) $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\Phi^2}$ um ein Seed-Teilchen⁵ befinden (wobei $\Delta\eta$ und $\Delta\Phi$ die Differenzen der η - und Φ -Werte zwischen dem Seed und dem möglicherweise zum Jet gehörigen Teilchen ist). Der Radius sowie der Mindesttransversalimpuls des Seeds lassen sich einstellen. Teilchen, die sich außerhalb des Radius befinden, werden diesem Jet nicht zugeordnet. Der Cone-Algorithmus findet daher im Wesentlichen runde Jets (siehe Abbildung 4.8 (links)).

Wegen der rein geometrischen Zuordnung bringt dieser Algorithmus eine Reihe von Schwierigkeiten mit sich. Befindet sich ein Teilchen beispielsweise innerhalb der Radien zweier Jets, wird dieses als Konstituent beider Jets gezählt (siehe Abbildung 4.8 (rechts)). Deshalb sind weitere Iterationen nötig, die das Teilchen einem der beiden Jets zuordnen. Ferner ist der Cone-Algorithmus nicht infrarotsicher. Falls ein abgestrahltes Gluon mit niedrigem Transversalimpuls zum Beispiel zwischen zwei Jets liegt, kann dies dazu führen, dass beide Jets zu einem einzigen zusammengefasst werden und sich somit die Multiplizität des Events ändert. Außerdem ist der Cone-Algorithmus nicht kollinearsicher, was bedeutet, dass sich die Jetanzahl ändert, wenn abgestrahlte Gluonen kollinear aufspalten. Es gibt jedoch mittlerweile eine Reihe von verbesserten Cone-Algorithmen, bei denen manche dieser Probleme nicht mehr auftreten, wie den Seedless- oder den Midpoint Cone-Algorithmus (siehe z.B. [46]).

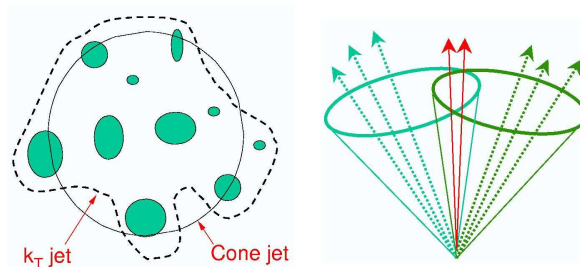


Abbildung 4.8: Links: Cone- und k_T -Jet im Vergleich. Rechts: Überlappung zweier Cone-Jets [44]

4.5.3 k_T -Algorithmus

Theoretisch besser motiviert und verstanden als der Cone- ist der so genannte k_T -Algorithmus [47]. Er hat den Vorteil, dass keine überlappenden Jets auftreten können, da jedes Teilchen eindeutig einem Jet zugeordnet wird (siehe auch Kapitel 5.2.1). Die Jets sind daher nicht mehr rund (siehe Abbildung 4.8 (links)). Ferner ist er infrarot- und kollinearsicher. Man unterscheidet zwei Arten: den inklusiven und den exklusiven Modus. Sie weichen in der Definition des harten Endzustandjets und der Abtrennung dieser Jets von Beam Remnants voneinander ab. In beiden Fällen werden zunächst für alle Endzustandsteilchen h_k und Paare h_k und h_l die Auflösesevariablen d_{kB} und d_{kl} bestimmt. Die genaue Definition dieser Größen lässt sich einstellen. Die am meisten (und auch in dieser Analyse) verwendete Definition (welche der der Cone-Jets entspricht) ist das so genannte ΔR -Schema (gewählt über die Einstellung $\text{angle}=2$, siehe [47]):

⁵Teilchen (bzw. mehrere vorgeclusterte Teilchen) mit einem bestimmten Mindesttransversalimpuls p_T (Größenordnung 5 GeV - in dieser Analyse wurde der Seed auf 1 GeV gesetzt, um möglichst viele niederenergetische Teilchen aufzusammeln)

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

$$R_{kl}^2 = (\eta_k - \eta_l)^2 + (\Phi_k - \Phi_l)^2$$

(Andere mögliche Definitionen finden sich in [47].)

Der k_T -Algorithmus benutzt also den Abstand zweier Teilchen im Transversalimpulsraum⁶ und benötigt daher kein Seed-Teilchen. Ferner macht er sich die Eigenschaft zunutze, dass Zerfallsprodukte dazu tendieren einen ähnlich großen Impuls zu haben [46].

Inklusiver Modus

Beim inklusiven Modus wird der Abstand im Impulsraum zwischen einem Teilchen und dem Strahl d_{kB} mit R^2 skaliert: $d_k = d_{kB} \cdot R^2$. Der inklusive k_T -Algorithmus ist somit dem Cone-Algorithmus recht ähnlich. Nun wird der kleinste Abstand unter allen d_k und d_{kl} festgestellt. Ist d_{kl} kleiner als d_k , werden h_k und h_l zu einem Objekt zusammengefasst, mit einem gemeinsamen Viererimpuls p_{kl} . Der Parameter *recom* legt hierbei die Art und Weise fest, wie die Teilchen zu einem Objekt zusammengefasst werden. In dieser Arbeit wurde das E_T -Schema (zu wählen über *recom*=4) verwendet (für alternative Einstellungen sei abermals auf [47] verwiesen):

$$\begin{aligned} E_{T,ij} &= E_{Ti} + E_{Tj} \\ \eta_{ij} &= \frac{E_{Ti}\eta_i + E_{Tj}\eta_j}{E_{T,ij}} \\ \Phi_{ij} &= \frac{E_{Ti}\Phi_i + E_{Tj}\Phi_j}{E_{T,ij}} \end{aligned}$$

Ist d_k kleiner d_{kl} , wird das Objekt k als Jet definiert und von der Liste der Objekte, die zu Jets zusammengefasst werden können, gestrichen. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis alle Teilchen zu Jets zugeordnet worden sind.

Exklusiver Modus

In diesem Algorithmus wird der harte Endzustand von weichen Beam Remnants abgetrennt. Der harte Endzustand wird hierbei durch einen Abbruchparameter⁷ d_{cut} (in dieser Analyse wurde d_{cut} auf 400 GeV^2 gesetzt, was in etwa einem Mindestjetimpuls von 20 GeV entspricht) bestimmt. Er legt den maximalen Abstand im Impulsraum fest, den zwei Teilchen in einem Jet haben können.

d_{min} definiert den kleinsten Wert unter den d_{kB} und d_{kl} . Falls $d_{min} > d_{cut}$, werden alle übriggebliebenen Objekte im Event als Jets klassifiziert und der Algorithmus ist abgeschlossen. Ein kleiner Wert von d_{cut} führt somit zu sehr vielen Jets, ein großer Wert zu wenigen, großen Jets.

Falls $d_{kl} < d_{kB}$, werden h_k und h_l (analog zum inklusiven Modus) zu einem Objekt zusammengefasst. Andernfalls wird das Objekt k dem Strahljet zugeordnet und von der Liste entfernt.

Anstelle des Abbruchparameters d_{cut} kann man auch eine Anzahl von Jets vorgeben, bis zu welcher Jets zusammengefügt werden sollen.

Der k_T -Algorithmus verhält sich wie ein ‘‘Staubsauger’’, der alle Teilchen aufammelt, die sich in der Nähe eines Jets befinden. Daher ist er auf Untergrundereignisse empfindlicher als der Cone-Algorithmus.

⁶Hier ist der Transversalimpuls des Teilchens zur Flugrichtung des Partons, repräsentiert durch den Jet, gemeint.

⁷ $\Lambda_{QCD}^2 \ll d_{cut} \leq s$, wobei s die quadrierte Schwerpunktsenergie und Λ_{QCD}^2 den einzigen freien QCD-Parameter bezeichnet [9].

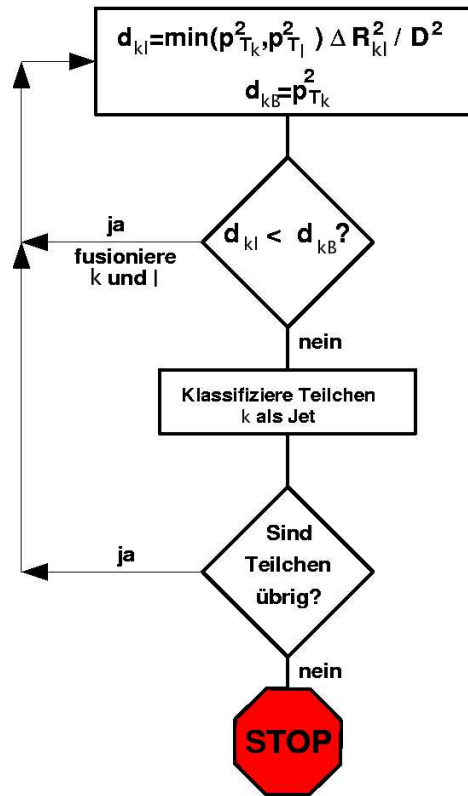


Abbildung 4.9: Flussdiagramm zur Jetrekonstruktion [9]. Der Abstandsparameter D wurde in dieser Analyse auf 1 gesetzt.

In dieser Studie werden der Cone-Algorithmus (wie er im k_T -Jet-Paket (siehe [48]) implementiert ist) und der k_T -Algorithmus im exklusiven Modus⁸ betrachtet und ihr Umgang mit Underlying Event untersucht. Da beim Cone-Algorithmus der Beitrag des UEs zwar leichter abgetrennt werden kann (entsprechende Studien dazu finden sich z.B. in [6]), der k_T -Algorithmus jedoch theoretisch viel besser motiviert ist, wird in Kapitel 5.4 eine Möglichkeit vorgestellt, den Anteil des UEs bei Verwendung des k_T -Algorithmus zu entfernen, damit dieser Algorithmus auch bei hadronischen Kollisionen angewendet werden kann.

⁸Der inklusive Modus wird außen vorgelassen, da die Resultate dem Cone-Algorithmus recht ähnlich sind.

Kapitel 5

Studien zum Underlying Event und zu Pile-up

In diesem Teil der Arbeit werden die Resultate der Studien zum Underlying Event (und damit auch zu Pile-up) vorgestellt. Zunächst werden dabei die charakteristischen Merkmale des Underlying Events bei Ereignissen ohne harten Stoß diskutiert. Nach einer Motivation, wieso eine Einbeziehung des Underlying Events bei LHC so wichtig ist, wird das UE lokalisiert und analysiert. Anschließend wird sein Einfluss auf harte $2\text{ Parton} \rightarrow 2\text{ Parton}$ Stoßprozesse betrachtet. Es werden jeweils die verschiedenen UE-Tunes und Jetalgorithmen studiert.

Schließlich wird der Anteil des UEs am harten Stoßprozess bestimmt und eine Möglichkeit aufgezeigt, wie reale Events bei der Jetrekonstruktion mit dem k_T -Algorithmus um den Anteil des Underlying Events bereinigt werden können, um wieder das reine Signal eines harten $2\text{ Parton} \rightarrow 2\text{ Parton}$ Stoßprozesses zu erhalten. Dazu wird das UE durch niederenergetische Jets genähert, mit dessen Hilfe Gewichtungsfaktoren bestimmt werden, die man zur Reduktion des UEs verwenden kann.

5.1 Simulation von UE ohne harten Stoß

Zur Simulation von 20.000 UE-Ereignissen ohne harten Stoß wurden die Prozesse, wie in Kapitel 4.3 beschrieben, generiert. Es handelt sich somit um fast reine UE-Beiträge, bei denen aus simulationstechnischen Gründen auch Beiträge aus dem semiharten QCD $2 \rightarrow 2$ Stoß enthalten sind. Dieses Kapitel soll jedoch nur einen ersten Eindruck vom Underlying Event vermitteln.

5.1.1 Motivation

Zur Vorbereitung auf das ATLAS-Experiment wird von zahlreichen Instituten und Universitäten auf der ganzen Welt viel Mühe und Arbeit auf die Simulation von Daten aufgebracht. Mit diesen Daten werden Selektionen entwickelt und Parameter verfeinert, um interessante (möglicherweise neue) Physik im Falle eines späteren, tatsächlichen Auftretens im Beschleunigerexperiment beobachten zu können.

Bei diesen Studien wird jedoch oftmals von einem idealisierten Bild ausgegangen und nur wenige beziehen das Underlying Event mit ein. Die experimentell gemessenen Daten werden daher, neben anderen Gründen, nicht exakt mit den aus Simulationsstudien gewonnenen übereinstimmen.

Im Gegensatz zum Minimum Bias, welches bei geringer Luminosität noch vernachlässigbar ist, stellt das Underlying Event einen unvermeidbaren Hintergrund dar, welcher in Erscheinung tritt, sobald ein harter Stoß stattfindet. Da das UE dem beobachtbaren Signal überlagert ist, ist eine gutes Verständnis unabdingbar, um Ereignisse am LHC präzise messen zu können.

Die große Bedeutung des Underlying Events für den LHC wird deutlich, wenn man sich die Schwerpunktsenergieabhängigkeit der geladenen Teilchen-Dichte vor Augen führt (siehe Abbildung 5.1). Es wurden geladene, stabile Teilchen (gewählt über Schalter PYEDIT(3)) betrachtet.

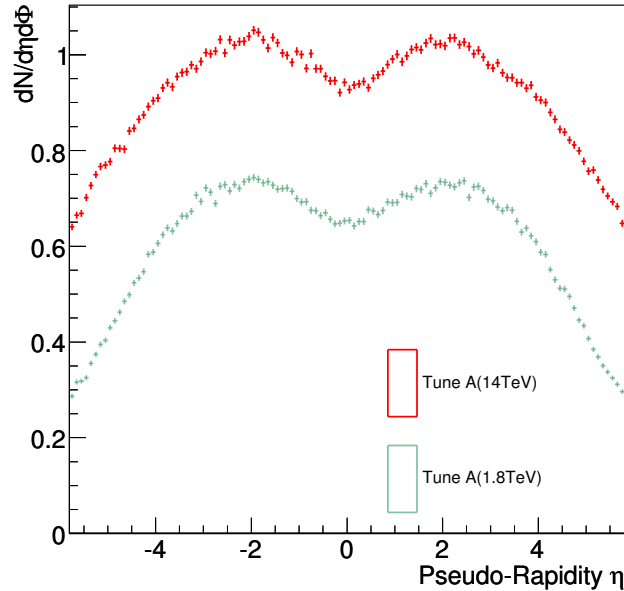


Abbildung 5.1: Dichte geladener Teilchen (Tune A) bei $\sqrt{s} = 1,8$ TeV (rot) und $\sqrt{s} = 14$ TeV (türkis). Die Verteilungen sind relativ zueinander normiert, die absolute Normierung ist willkürlich.

Bei $\eta = 0$ wird (bei Tune A) für $dN_{\text{geladen}}/d\eta d\Phi$ ein Anstieg um rund 42 % beim Schritt von der Schwerpunktsenergie des Tevatrons (1,8 TeV) zum LHC (14 TeV) erwartet. Die Bedeutung des UEs nimmt daher beim LHC im Vergleich zu früheren Beschleunigerexperimenten beträchtlich zu¹.

5.1.2 Auftreten des Underlying Events

Zunächst wurde untersucht, an welchen Stellen das Underlying Event in Erscheinung tritt. Wäre es hauptsächlich bei großen η -Werten zu finden, würde seine Signatur aufgrund der Detektorgeometrie fast gänzlich verschwinden und nur eine geringe Bedeutung haben.

Die Abbildungen 5.2 geben die η - Φ -Ebene des Detektors wieder.

Farbig sind die p_T -Werte der Jets in GeV (exemplarisch für Tune A) aufgetragen. Man erkennt deutlich, dass sich die Jets hauptsächlich im Zentralbereich befinden. Sowohl η als auch Φ liegen im Mittel bei 0. Die Beiträge des UEs können daher nicht leicht von den Teilchen aus dem harten Stoß abgetrennt werden. Die Häufung des UEs im Zentralbereich kann bei sämtlichen verwendeten Jet-Algorithmen beobachtet werden (der Cone-Algorithmus findet etwas mehr Jets bei großem η als der k_T -Algorithmus). Auch andere UE-Tunes, wie der ATLAS Tune und Tune DW, erzeugen UE-induzierte Jets primär zentral².

¹In der weiteren Analyse wurde ausschließlich eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV betrachtet.

²Das vermehrte Auftreten von Teilchen bei $\eta = \pm 5,999$ liegt an der Einstellung, dass alle Teilchen mit $|\eta| \geq 6$ auf diesen η -Wert gesetzt wurden, um sämtliche Teilchen einzubeziehen und hat keine physische Bedeutung.

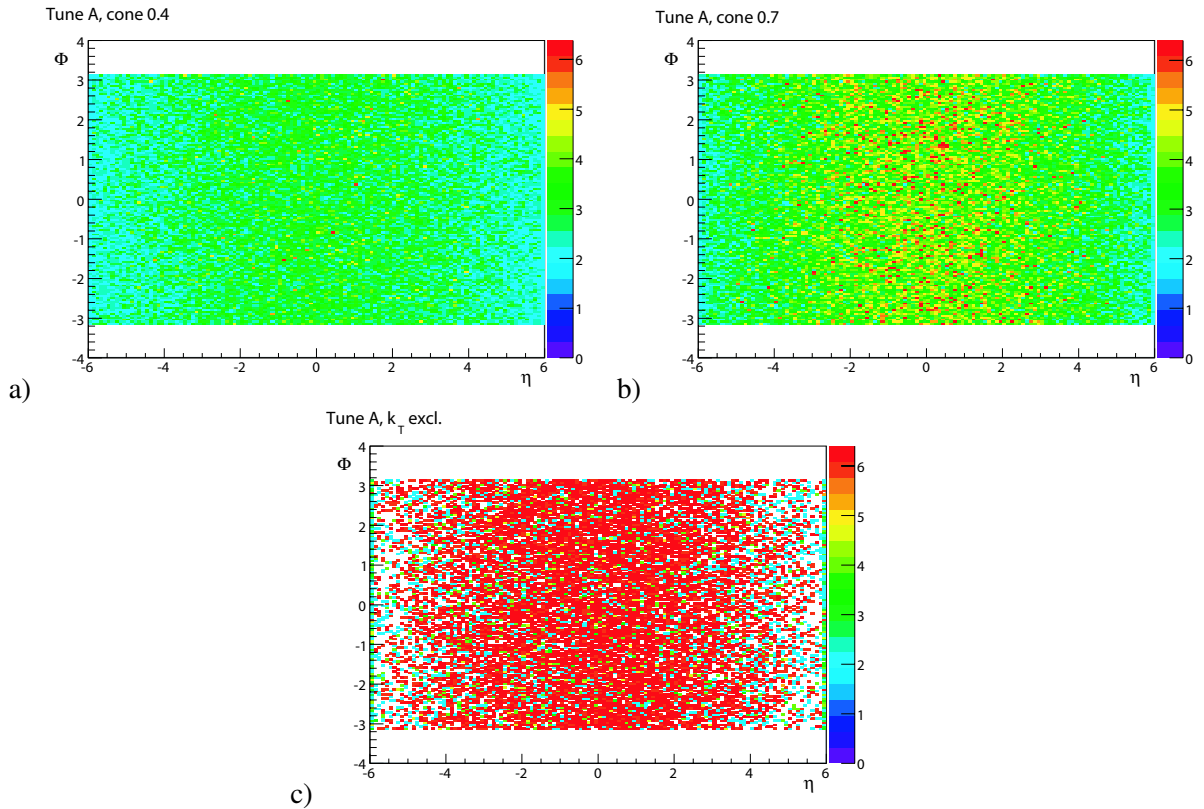


Abbildung 5.2: Auftreten des UEs (exemplarisch für Tune A) in der η - Φ -Ebene. Die Farbe der Jets repräsentiert den Transversalimpuls in GeV. Deutlich ist eine Häufung der Jets im Zentralbereich sichtbar. Bei der Simulation wurden verschiedene Jet-Algorithmen verwendet: a) Cone 0,4, b) Cone 0,7 und c) k_T exklusiv ($d_{cut} = 400 \text{ GeV}^2$)

5.1.3 Jetanzahl

Tabelle 5.1 gibt die durchschnittliche Anzahl der Jets in einem Event für verschiedene Algorithmen und UE-Tunes wieder.

Tune	Cone 0,4	Cone 0,7	k_T exklusiv
Tune A	$18,56 \pm 0,11$	$17,33 \pm 0,06$	$1,10 \pm 0,01$
ATLAS Tune	$24,81 \pm 0,17$	$20,57 \pm 0,09$	$1,16 \pm 0,01$
Tune DW	$20,36 \pm 0,11$	$18,66 \pm 0,06$	$1,11 \pm 0,01$

Tabelle 5.1: Jetanzahl des Underlying Events

Dass der k_T -Jet im Vergleich zum Cone-Jet so wenige Jets findet, liegt am d_{cut} -Wert von 400 GeV^2 . Die Teilchen werden daher im Mittel zu einem großen Jet zusammengefasst. Beim Cone-Algorithmus mit einem Mindestimpuls von lediglich 1 GeV werden dagegen sehr viele Jets erzeugt. Die beiden Algorithmen sind daher nicht direkt miteinander vergleichbar.

Auffällig ist der geringe Unterschied in der Jetanzahl zwischen Cone 0,4 und Cone 0,7. Eigentlich würde man (bei gleichmäßiger Verteilung der Teilchen) bei Cone 0,7 aufgrund des fast doppelt so großen Radius (und damit dreimal so großen Fläche der einzelnen Jets) dreimal weniger Jets erwarten als bei Cone 0,4. Diese Beobachtung, dass Cone 0,7 bei Tune A nur knapp 7 %, beim ATLAS Tune rund 17 % und bei Tune DW rund 8 % weniger Jets findet, lässt darauf schließen, dass das UE eine

innere Struktur besitzt und eher geclustert auftritt, statt gleichmäßig verteilt. Die Kumulation der Teilchen liegt jedoch auch an der Komponente des semiharten Stoßes, deren Teilchen in jeweils ähnliche Richtungen gestreut werden und somit im selben Conus anzutreffen sind.

Die unterschiedlichen Tunes zeigen im Wesentlichen ein ähnliches Verhalten. Beim ATLAS Tune werden mehr Jets gefunden, da bei ihm mehr niederenergetische Teilchen erzeugt werden.

5.1.4 p_T der Jets

Die Abbildungen 5.3 geben die Transversalimpulsverteilungen der Jets für verschiedene Jetalgorithmen und UE-Tunes wieder.

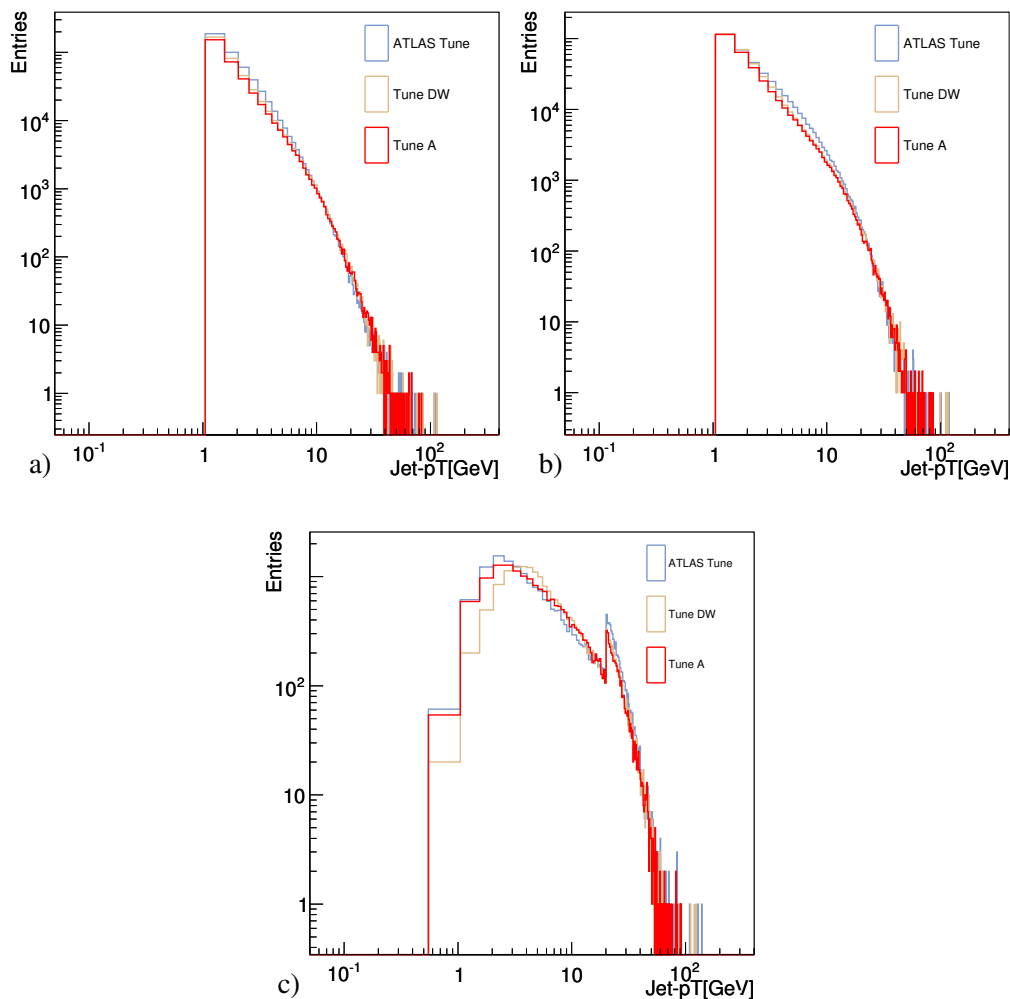


Abbildung 5.3: p_T -Verteilung der Jets in GeV bei Verwendung des a) Cone 0,4, b) Cone 0,7 und c) k_T -Algorithmus für den ATLAS Tune (blau), Tune DW (braun) und Tune A (rot)

Deutlich ist beim k_T -Algorithmus in Abbildung 5.3 (c) ein Einschnitt bei 20 GeV zu sehen. Dieser ist auf den d_{cut} -Wert von 400 GeV^2 zurückzuführen. Beim Cone-Jet (5.3 (a) und (b)) gibt es diesen Schnitt nicht. Bei diesem führt der Seed von 1 GeV dazu, dass keine Jets unterhalb dieser Schwelle gefunden werden.

Man erkennt, dass das UE zu vielen niederenergetischen Jets führt. Durch einen Schnitt der Jet-Transversalimpulse bei 20 GeV entledigt man sich daher eines großen Anteils des UEs. Im Experiment wird man das UE jedoch nicht so leicht los, da sich, vor allem bei Verwendung des k_T -

Algorithmus, die Beiträge des UEs zu denen des harten Stoßes addieren und die Jets daher zu höheren p_T -Werten verschoben werden (siehe auch Kapitel 5.2.3). Die Jets mit sehr großem p_T (≥ 50 GeV) stammen größtenteils aus semiharten Stößen bzw. dem Protonrest.

Das mittlere p_T der Jets (siehe Tabelle 5.2) hängt selbstverständlich unmittelbar mit der durchschnittlichen Anzahl der Jets zusammen.

Tune	Cone 0,4	Cone 0,7	k_T exklusiv
Tune A	$2,47 \pm 0,01$	$3,17 \pm 0,01$	$10,54 \pm 0,06$
ATLAS Tune	$2,45 \pm 0,01$	$3,44 \pm 0,01$	$11,45 \pm 0,07$
Tune DW	$2,46 \pm 0,01$	$3,19 \pm 0,01$	$11,02 \pm 0,06$

Tabelle 5.2: $\langle p_{T,\text{Jet}} \rangle$ des Underlying Events in GeV

Beim k_T -Algorithmus werden fast alle Teilchen zu einem großen Jet zusammengefasst, welcher somit einen relativ großen Impuls besitzt.

Bei Verwendung des Cone-Algorithmus werden die Teilchen auf viele Jets verteilt. Die Jets haben somit einen niedrigen Transversalimpuls. Cone 0,7 sammelt im Vergleich zu Cone 0,4 aufgrund des größeren Radius mehr Teilchen auf und besitzt daher im Mittel ein größeres Jet- p_T .

Die verschiedenen Tunes verhalten sich ähnlich. Da die vielen niederenergetischen Teilchen beim ATLAS Tune einerseits das mittlere p_T der Jets erhöhen, andererseits aber auch zu zusätzlichen Jets mit niedrigen Impulsen führen (in Abbildung 5.3 (a) werden bei niedrigem p_T deutlich mehr Jets gefunden als bei den anderen Tunes), ist das p_T der Jets im Mittel (bei Cone 0,4) den anderen Tunes sehr ähnlich. Vergrößert man nun den Jetradius (Cone 0,7), gehen diese niederenergetischen Jets teilweise in höherenergetischen Jets auf (daher reduziert sich die Jetanzahl stärker als bei den beiden anderen Tunes) und das mittlere p_T der Jets steigt somit durch diese zusätzlichen niederenergetischen Teilchen stärker an als bei den anderen Tunes. Dass der mittlere Impuls beim ATLAS Tune bei Verwendung des k_T -Algorithmus größer ist als bei Tune A und Tune DW, liegt ebenfalls an den vielen niederenergetischen Teilchen, welche beim k_T -Algorithmus aufgesammelt werden und zum Gesamtimpuls des Jets beitragen. Tune A erzeugt im Mittel die niederenergetischsten Jets, da bei ihm weniger Teilchen mit kleinem Transversalimpuls als bei Tune DW generiert werden.

5.1.5 Anzahl der Jet-Konstituenten

Im Folgenden werden nun die Konstituenten der Jets etwas näher betrachtet. Dazu ist in Tabelle 5.3 die mittlere Anzahl der Jet-Konstituenten pro Jet aufgetragen.

Tune	Cone 0,4	Cone 0,7	k_T exklusiv
Tune A	$3,68 \pm 0,01$	$5,90 \pm 0,01$	$15,75 \pm 0,07$
ATLAS Tune	$4,55 \pm 0,01$	$7,51 \pm 0,01$	$20,61 \pm 0,11$
Tune DW	$3,57 \pm 0,01$	$5,77 \pm 0,01$	$15,95 \pm 0,07$

Tabelle 5.3: Anzahl der Jet-Konstituenten

Erwartungsgemäß finden sich mehr Teilchen in einem Cone-Jet mit Radius 0,7 als mit Radius 0,4. Der Anstieg ist jedoch nicht, wie oben erläutert, proportional zur Größe der Jets. Da beim k_T -Algorithmus fast alle Teilchen einem einzigen Jet zugeordnet werden, finden sich in ihm auch recht viele Konstituenten. Im Mittel beinhaltet der ATLAS Tune mehr Teilchen als die beiden anderen Tunes: Bei Cone 0,4 ist knapp ein Konstituent mehr, bei Cone 0,7 sind es gut 1,5 und beim k_T -Algorithmus sogar fast 5 (rund 30 %) Konstituenten mehr als bei Tune A und Tune DW, welche abermals ein recht ähnliches Verhalten zeigen.

5.1.6 p_T der Jet-Konstituenten

Die p_T -Verteilungen der Jetkonstituenten (bei Jetrekonstruktion mit dem k_T -Algorithmus) für verschiedene UE-Tunes werden in Abbildung 5.4 dargestellt.

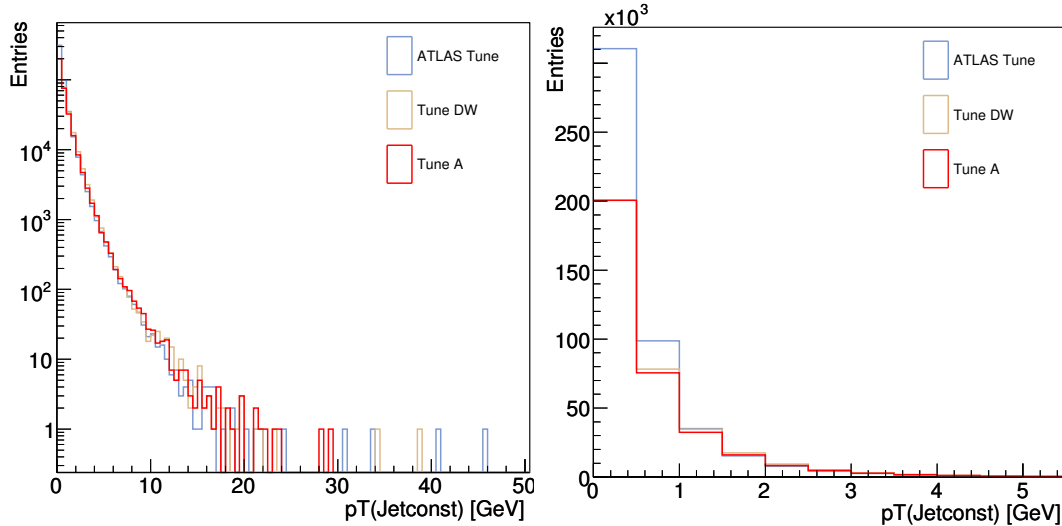


Abbildung 5.4: p_T -Verteilung in GeV der Jet-Konstituenten für den ATLAS Tune (blau), Tune DW (braun) und Tune A (rot) bei Verwendung des k_T -Algorithmus in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts)

Die Verteilung fällt relativ steil ab, was zeigt, dass die meisten Konstituenten ein niedriges p_T besitzen und es nur wenige Teilchen mit einem $p_T \geq 10$ GeV gibt.

Beim ATLAS Tune werden deutlich mehr Teilchen mit sehr niedrigem p_T generiert als bei Tune A und Tune DW. Man erhält für den ATLAS Tune rund 55 % mehr Konstituenten mit einem $p_T \leq 0,5$ GeV und etwa 33 % mehr Teilchen mit einem p_T zwischen 0,5 GeV und 1 GeV. Bei größeren p_T -Werten gleichen sich die Verteilungen immer besser an.

Die Unterschiede in der p_T -Verteilung zwischen dem ATLAS Tune und den anderen beiden Tunes wirken sich selbstverständlich auch auf den mittleren Transversalimpuls der Jet-Konstituenten (siehe Tabelle 5.4) aus. So tragen die Teilchen beim ATLAS Tune im Mittel ungefähr 100 MeV Impuls

Tune	Cone 0,4	Cone 0,7	k_T exklusiv
Tune A	$671,5 \pm 0,6$	$538,0 \pm 0,4$	$669,4 \pm 1,4$
ATLAS Tune	$537,4 \pm 0,4$	$458,4 \pm 0,3$	$555,4 \pm 1,1$
Tune DW	$688,4 \pm 0,5$	$552,5 \pm 0,4$	$690,7 \pm 1,4$

Tabelle 5.4: $\langle p_T \rangle$ der Jet-Konstituenten in MeV

weniger als bei den anderen Tunes. Insgesamt ist das p_T der UE-Teilchen mit rund 0,6 GeV im Durchschnitt relativ niedrig.

Ein exemplarisch am Tune A durchgeführter Vergleich der Jetalgorithmen (siehe Abbildung 5.5) zeigt, dass bei den Cone-Jets (aufgrund des fehlenden d_{cut} -Parameters) viel mehr niederenergetische Teilchen gefunden werden als bei k_T -Jets. In einem Cone mit Radius 0,7 finden sich deutlich mehr Teilchen mit sehr kleinem p_T als in einem Cone mit Radius 0,4, welcher somit unempfindlicher auf UE ist.

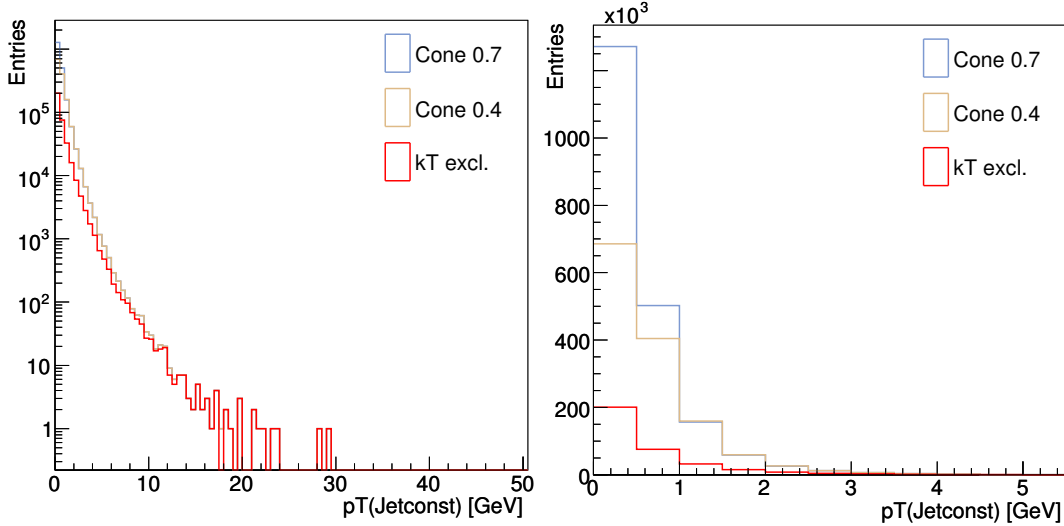


Abbildung 5.5: p_T -Verteilung der Jet-Konstituenten für Tune A bei Verwendung des Cone 0,7 (blau), Cone 0,4 (braun) und k_T -Algorithmus in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts)

Einen Überblick über den durchschnittlichen Gesamttransversalimpuls pro Event gibt Tabelle 5.5. Der Anteil des UEs in harten Stoßereignissen ist jedoch deutlich höher (siehe Kapitel 5.2.6).

Tune	Cone 0,4	Cone 0,7	k_T exklusiv
Tune A	$45,85 \pm 0,04$	$54,98 \pm 0,04$	$11,57 \pm 0,02$
ATLAS Tune	$60,71 \pm 0,04$	$70,80 \pm 0,04$	$13,29 \pm 0,03$
Tune DW	$50,01 \pm 0,04$	$59,46 \pm 0,04$	$12,24 \pm 0,03$

Tabelle 5.5: Summe aller Transversalimpulse der Jet-Konstituenten (in GeV) pro Event

Da Cone 0,4 und Cone 0,7 konzeptionell identisch sind und sich lediglich im Radius unterscheiden, wurde für die weitere Analyse lediglich der Cone-Algorithmus mit Radius 0,4 betrachtet.

5.2 Simulation von Underlying Event mit hartem Stoß

Da man das Underlying Event alleine nur näherungsweise generieren kann, es später im Experiment keine Möglichkeit geben wird, ausschließlich UE-Teilchen zu erzeugen und sich ferner UE bei einem harten $2\text{ Parton} \rightarrow 2\text{ Parton}$ Stoß anders verhält als bei Simulationen ohne hartem Stoß, wird in diesem Kapitel immer der harte Stoß mit Underlying Event simuliert und mit dem reinen harten Stoß (der in dieser Analyse der Kürze halber oftmals als “Hart” bezeichnet wird) verglichen.

Events mit UE haben eine Reihe charakteristischer Eigenschaften, welche sie von Events, in denen ausschließlich harte $2\text{ Parton} \rightarrow 2\text{ Parton}$ Stoßprozesse stattfinden, unterscheiden. Diese Merkmale werden in diesem Kapitel vorgestellt, wobei zunächst die Jetform und die Auswirkung des UEs darauf untersucht werden. Anschließend werden die Jets und deren Konstituenten mit und ohne UE betrachtet und schließlich der Anteil des UEs im Ereignis bestimmt.

5.2.1 Form der Jets

Die Form der Jets hängt vom gewählten Jet-Algorithmus ab. Da der Cone-Algorithmus alle Teilchen aufammelt, die sich innerhalb eines bestimmten Radius befinden (siehe Kapitel 4.5.2), erzeugt dieser im Wesentlichen runde Jets. Wie in Abbildung 5.6 zu sehen ist, kann es hierbei auch zu überlappenden Jets kommen. Für die Abbildung wurde ein einzelner harter Stoß mit Underlying Event (generiert mit Tune A) simuliert. Die Konstituenten, die zu einem Jet gehören, wurden in derselben Farbe dargestellt. Beim Cone-Algorithmus wurden außerdem Kreise mit Radius 0,4 (welche aufgrund der unterschiedlichen Skalierung der Achsen als Ellipsen erscheinen) um den Jetmittelpunkt eingezeichnet, um die Form der Jets darzustellen. Beim k_T -Algorithmus ist dies nicht möglich, da bei diesem die Jets keine einheitliche Form und Größe besitzen. Daher kommt es auch nicht zu überlappenden Jets.

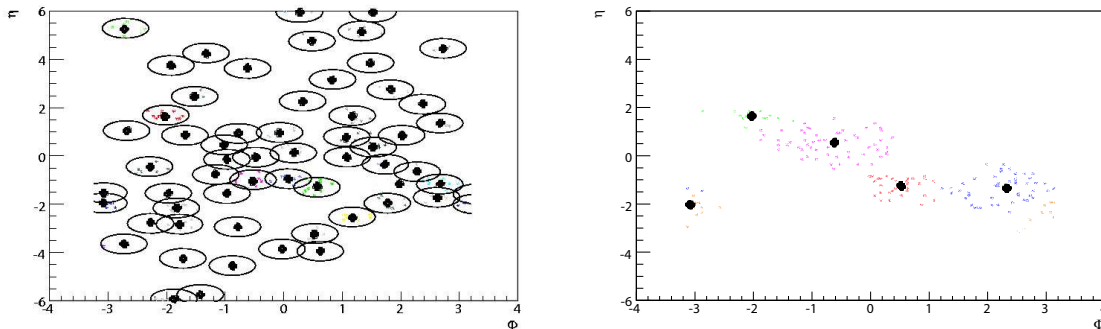


Abbildung 5.6: Jets bei Verwendung des Cone- (links) und des k_T -Algorithmus (rechts). Konstituenten, die zum selben Jet gehören, sind in derselben Farbe dargestellt.

Obwohl es sich um dasselbe Event handelt, finden beide Algorithmen zum Teil unterschiedliche Jets. Dies liegt daran, dass manche Teilchen im k_T -Algorithmus der Strahlachse bzw. dem Strahlrest zugeordnet werden und somit nicht erfasst werden, während sie beim Cone-Algorithmus als Konstituent zu einem Jet gezählt werden.

Um den Einfluss des Underlying Events auf die Jetform zu untersuchen, wurden 20.000 harte $2 \text{ Parton} \rightarrow 2 \text{ Parton}$ Events zunächst ohne Underlying Event für den Cone- und den k_T -Algorithmus betrachtet (siehe Abbildung 5.7).

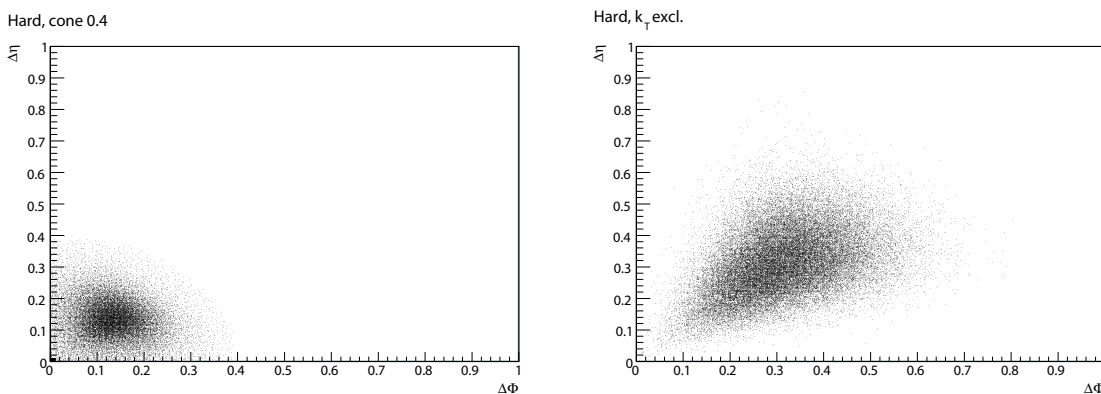


Abbildung 5.7: Jetform bei Verwendung des Cone- (links) und k_T -Algorithmus (rechts). Im Mittel erhält man auch beim k_T -Algorithmus gleich große Abstände in η und Φ .

$\Delta\eta$ (bzw. $\Delta\Phi$) ist hierbei der mittlere Abstand der Konstituenten zum Jetmittelpunkt. Dazu wurde für jedes Teilchen im Jet die Differenz in η (bzw. Φ) zur Jetachse berechnet und die Absolutbeträge der Differenzen für alle Teilchen im Jet gemittelt. Erwartungsgemäß erhält man für Cone mit 0,122 ($\pm 0,070$) im Mittel gleich große Werte für $\Delta\eta$ und $\Delta\Phi$, was runden Jets entspricht. Aufgrund des vorgegebenen Jet-Radius erreichen $\Delta\eta$ und $\Delta\Phi$ maximal Werte von 0,4 (bei einem Cone von 0,7 sieht man entsprechend Abweichungen bis 0,7). Die Einträge bei Cone, bei denen sowohl $\Delta\eta = 0$ als auch $\Delta\Phi = 0$ sind, beschreiben Jets, die aus nur einem einzigen Teilchen bestehen. Dies sind beim harten Stoß alleine rund 8,2 % aller Jets. Schaltet man Tune A hinzu, erniedrigt sich der Anteil der 1-Teilchen-Jets an der gesamten Jetanzahl aufgrund der zusätzlichen Teilchen aus dem UE auf rund 3 %.

Auch beim k_T -Algorithmus sind $\Delta\eta$ mit 0,317 ($\pm 0,107$) und $\Delta\Phi$ mit 0,315 ($\pm 0,105$) im Mittel fast identisch. Da es keine direkte Beschränkung der Jetradien gibt, treten auch Werte jenseits der 0,4 auf, 1-Teilchen-Jets gibt es quasi nicht.

Um zu sehen, wie das Underlying Event die Form der Jets verändert, wurden 20.000 harte Ereignisse mit Underlying Event generiert. In Abbildung 5.8 sind $\Delta\eta$ und $\Delta\Phi$ bei harten 2 \rightarrow 2 -Stößen gezeigt, wobei Tune A hinzugeschaltet wurde.

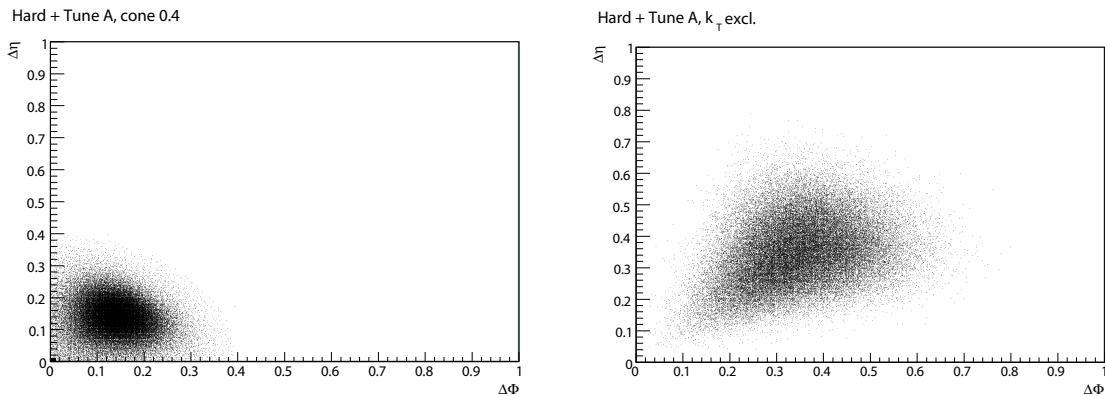


Abbildung 5.8: Einfluss des UEs (generiert mit Tune A) auf die Jetform bei Verwendung von Cone- (links) und k_T -Jets (rechts)

In Tabelle 5.6 werden die mittleren Jetgrößen beim Dazuschalten verschiedener Tunes mit dem reinen harten Stoß verglichen.

	Cone 0,4		k_T exklusiv	
	$\Delta\Phi$	$\Delta\eta$	$\Delta\Phi$	$\Delta\eta$
Harter Stoß	$0,122 \pm 0,070$	$0,122 \pm 0,070$	$0,317 \pm 0,107$	$0,315 \pm 0,105$
Hart+Tune A	$0,134 \pm 0,061$	$0,135 \pm 0,061$	$0,348 \pm 0,103$	$0,349 \pm 0,103$
Hart+ATLAS Tune	$0,141 \pm 0,053$	$0,141 \pm 0,053$	$0,370 \pm 0,098$	$0,370 \pm 0,098$
Hart+Tune DW	$0,128 \pm 0,071$	$0,128 \pm 0,071$	$0,346 \pm 0,102$	$0,347 \pm 0,103$

Tabelle 5.6: Mittlerer Abstand der Jet-Konstituenten zum Jetmittelpunkt (angegebender Fehler: RMS)

Die zusätzlichen Beiträge aus dem UE beeinflussen die Jetform nur marginal und es kommt lediglich zu einer geringfügigen Vergrößerung des mittleren Abstandes der Jet-Konstituenten zum Jetmittelpunkt. Die mittlere quadratische Abweichung RMS (angegeben als Fehler) ist bei allen Tunes und Jetalgorithmen deutlich größer als der Einfluss des UEs. Die Jetform kann daher nicht als Kriterium zur Abtrennung des UEs vom harten Stoß verwendet werden.

Die leichte Vergrößerung der Jets beim Dazuschalten des UEs liegt am niedrigeren Transversalimpuls der Konstituenten, welche daher etwas stärker gestreut werden als die Teilchen aus dem harten Stoß.

Die Abbildungen 5.9 und 5.10 zeigen die Abhängigkeit der mittleren Abstände der Konstituenten zum Jetmittelpunkt in Φ und in η vom Jet- p_T . Stellvertretend wurde hier nur der k_T -Algorithmus dargestellt, da sich bei Cone-Jets dieselben Tendenzen abzeichnen. Wie man sieht, verringern sich $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ mit zunehmendem Impuls. Die Konstituenten eines Jets liegen also bei großem Jet- p_T nahe beieinander. Bei niedrigem Jet- p_T werden hingegen viele, auch weit auseinander liegende Konstituenten geclustert und die Jets sind somit größer.

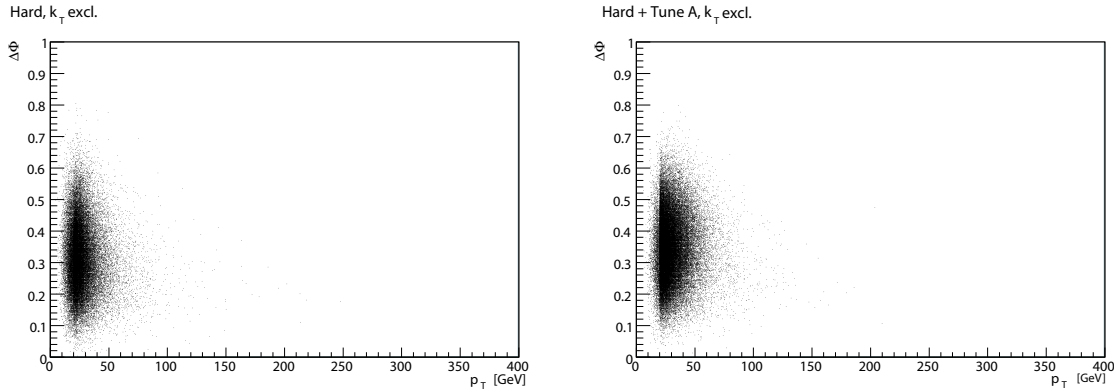


Abbildung 5.9: $\Delta\Phi$ in Abhängigkeit der Jet-Transversalimpulse ohne (links) und mit Tune A (rechts)

Schaltet man das UE hinzu, werden die Jets im Mittel sowohl in $\Delta\eta$ wie in $\Delta\Phi$ auch bei höherem Jet- p_T etwas größer. Dies ist auf die stark gestreuten, niederenergetischen Teilchen aus dem UE zurückzuführen, welche sich zum Teil relativ weit vom Jetmittelpunkt entfernt befinden und somit den mittleren Abstand der Konstituenten insgesamt erhöhen.

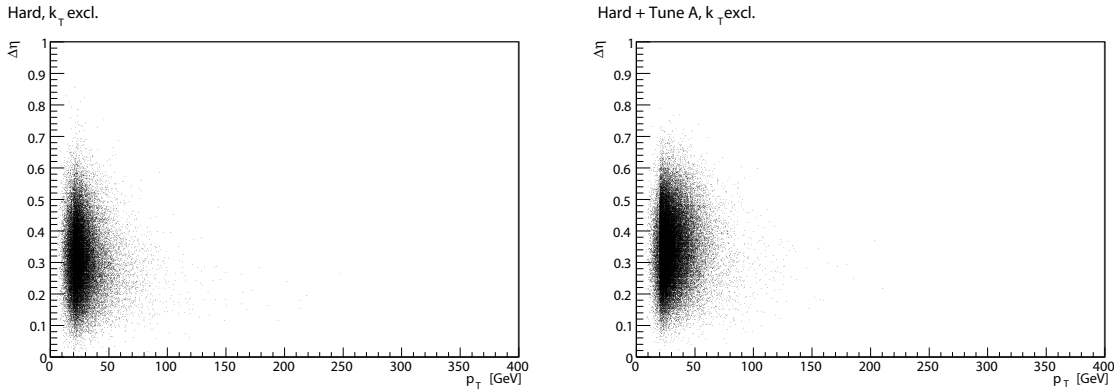


Abbildung 5.10: $\Delta\eta$ in Abhängigkeit der Jet-Transversalimpulse ohne (links) und mit Tune A (rechts)

Die Histogramme $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ (jeweils in Abhängigkeit vom p_T der Jets) wurden einer genaueren Betrachtung unterzogen. Um zu sehen, ob sich die Jetform bei großen Werten von η anders darstellt als im Zentralbereich, wurden $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ innerhalb $|\eta_{Jet}| \leq 2,5$ und außerhalb betrachtet. Sowohl beim harten Stoß alleine als auch mit UE, sind kaum Unterschiede zwischen den Bereichen vorhanden. Dass $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ bei $|\eta_{Jet}| > 2,5$ auch beim Dazuschalten von Tune A nicht signifikant größer sind als im Zentralbereich, zeigt abermals, dass das UE kein Problem ist, welches aufgrund der Detektorgeometrie verschwinden würde.

5.2.2 Jetanzahl

Nach der Betrachtung der Jetform wird nun die Anzahl der Jets unter dem Einfluss des Underlying Events untersucht.

Ein normaler harter Stoß führt idealisiert in erster Ordnung zu zwei hadronischen Schauern (siehe Abbildung 5.11 (oben)), welche gemäß des gewählten Jetalgorithmus zu zwei Jets zusammengefasst werden. Die Höhe der Balken entspricht dem Transversalimpuls der Teilchen in GeV. Es fällt auf, dass auch zwischen und neben den beiden Häufungen Teilchen auftauchen, welche letztendlich nicht als Jets rekonstruiert werden. Diese Beiträge können aus verschiedenen Quellen stammen, wie beispielsweise aus der Fragmentation nicht am harten Stoß beteiligter Partonen [6].

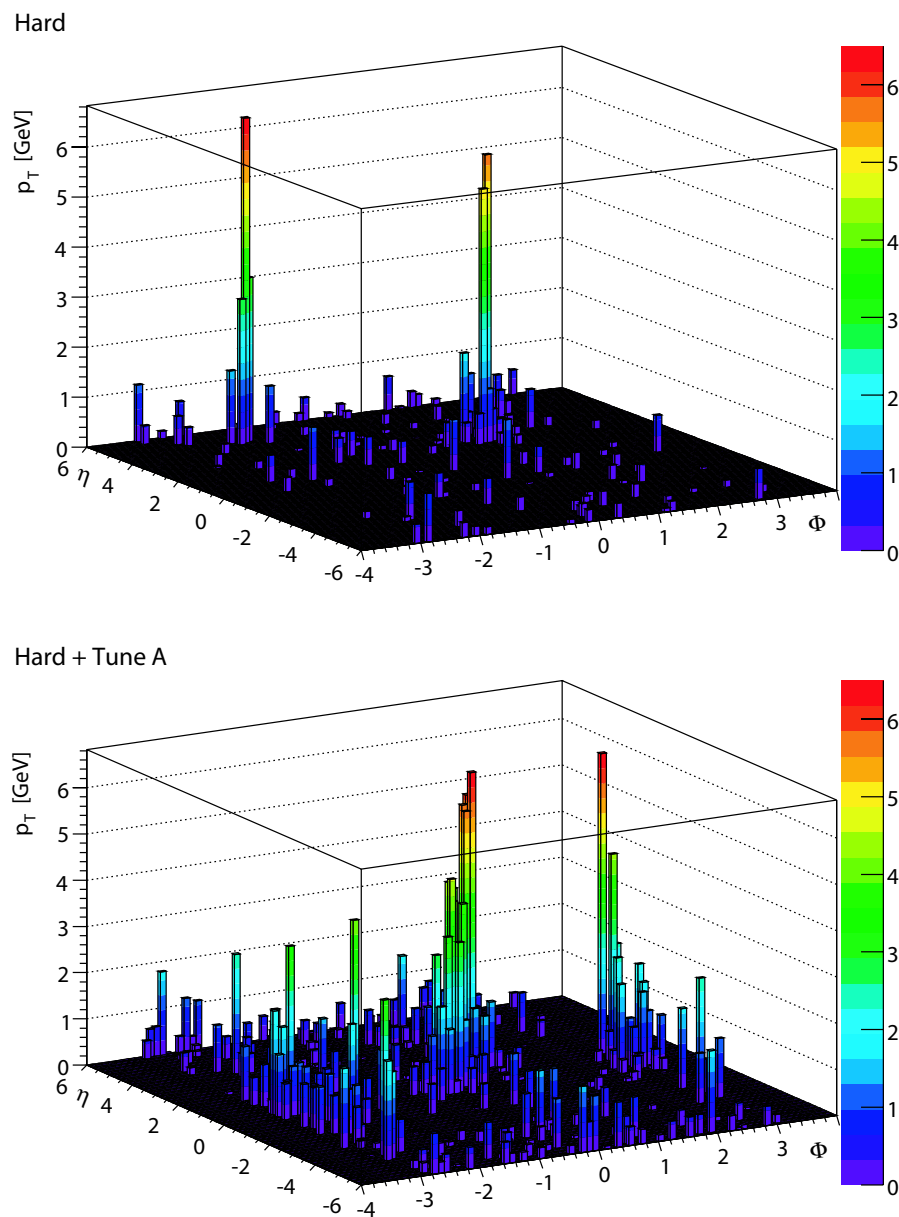


Abbildung 5.11: Harte Stoßereignisse ohne (oben) und mit (unten) UE (generiert mit Tune A). Deutlich sind unten mehr Einträge zu sehen, welche zu einem Anstieg der Jetmultiplizität führen. (Es handelt sich hierbei nicht um das gleiche Event.)

Schaltet man nun UE hinzu (siehe Abbildung 5.11 (unten)), nimmt die durchschnittliche Anzahl der registrierten Teilchen zu³. Diese zusätzlichen Teilchen aus dem UE führen dazu, dass sich auch die Jetmultiplizität erhöht.

Zur genaueren Untersuchung wurden 20.000 Ereignisse mit und ohne UE simuliert - jeweils bei Verwendung des Cone- (siehe Abbildungen 5.12) und des k_T -Algorithmus (siehe Abbildungen 5.13). Es wurde die Anzahl der Jets gegen das p_T des höchstenergetischen Jets beim harten Stoß alleine (a), mit Tune A (b), mit dem ATLAS Tune (c) und mit Tune DW (d) aufgetragen.

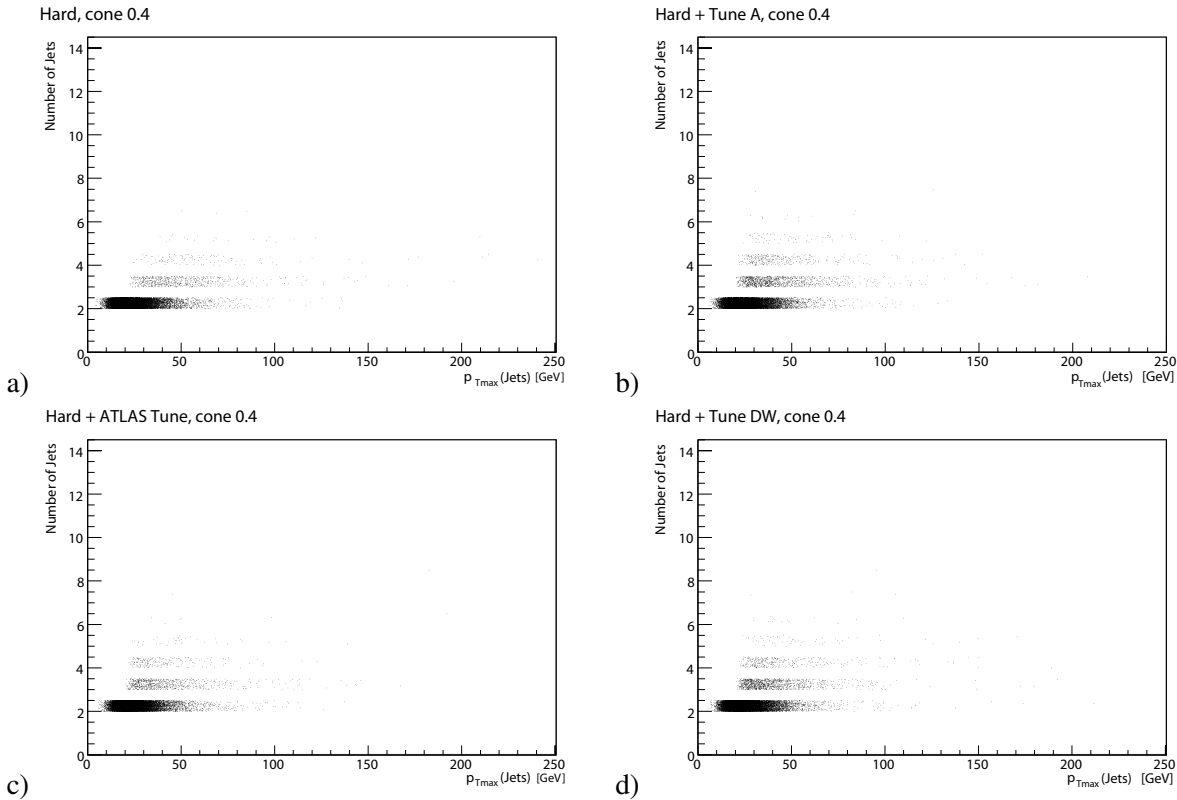


Abbildung 5.12: Jetanzahl bei hartem Stoß a) ohne UE, b) mit Tune A, c) mit dem ATLAS Tune und d) mit Tune DW bei Verwendung eines modifizierten Cone-Algorithmus

Um eine bessere Vergleichbarkeit zwischen den Rekonstruktionsschemata herzustellen, wurde beim Cone-Algorithmus ein minimales Jet- p_T von 20 GeV verlangt. Da jedoch sehr viele Ereignisse keinen Jet aufweisen, bei dem das p_T über dieser Schwelle liegt, wurde der Schnitt nicht auf die beiden Jets mit den höchsten p_T -Werten angewandt, sodass immer mindestens zwei Jets in einem Ereignis registriert wurden. Dieser abgeänderte Algorithmus wird im Folgenden als Cone_{modifiziert} bezeichnet. Auch der k_T -Algorithmus wurde bei 1-Jet-Ereignissen (die dadurch zustande kommen können, dass sich bei einem harten Stoß einer der beiden Jets möglicherweise zu nahe an der Strahlachse befindet und somit nicht erfasst wird) dazu gezwungen, mindestens 2 Jets zu erzeugen. Es wurde im Algorithmus somit der letzte Schritt, bei dem zwei Objekte zu einem verbunden werden, rückgängig gemacht.

Ereignisse beim reinen harten Stoß mit mehr als 2 Jets können durch abgestrahlte Gluonen erklärt werden, deren Energie manchmal ausreicht, um einen Jet zu formen. Die erhöhte Jetmultiplizität beim Dazuschalten des UEs (Anstieg der maximalen Jetanzahl im Event von 6 auf bis zu 8 bei

³Es handelt sich hierbei um verschiedene Events, da PYTHIA beim Dazuschalten der UE-Tunes andere Ereignisse generiert. Die Events sind daher nicht direkt miteinander vergleichbar und dienen ausschließlich der Visualisierung typischer Ereignisse.

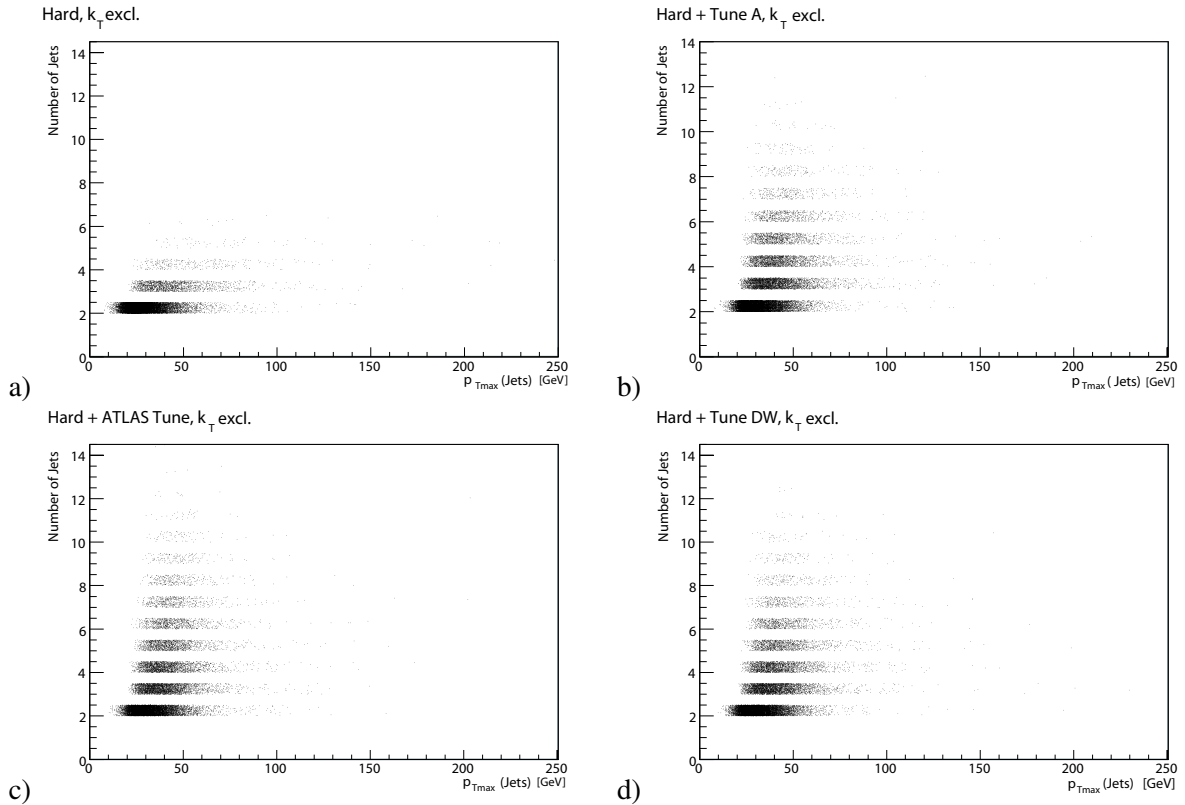


Abbildung 5.13: Jetanzahl bei hartem Stoß a) ohne UE, b) mit Tune A, c) mit dem ATLAS Tune und d) mit Tune DW bei Verwendung des k_T -Algorithmus

Cone 0, $4_{\text{modifiziert}}$ bzw. von 6 auf 14 beim k_T -Algorithmus) ist darauf zurückzuführen, dass Teilchen, die sich nicht nahe genug zur Jetachse befinden und deren Impulse beim harten Stoß alleine nicht ausgereicht haben, um einen Jet zu bilden und somit nicht rekonstruiert wurden, durch die zusätzlichen Teilchen aus dem UE nun genug Impuls besitzen, um einen Jet zu formen. Zusätzlich können auch die Teilchen aus dem UE selbst Jets bilden, die dann im Ereignis sichtbar werden.

Einen Überblick der durchschnittlichen Anzahl der Jets in einem Event bei Verwendung verschiedener UE-Tunes gibt Tabelle 5.7 wieder. Um die Notwendigkeit der Modifizierung des Cone-Algorithmus zu zeigen, wird auch der normale Cone-Algorithmus dargestellt. Dieser findet beispielsweise auch für den harten Stoß alleine bereits bis zu 39 Jets in einem Event (wobei zur Erinnerung der Seed sehr niedrig auf 1 GeV gesetzt wurde).

	Cone 0,4	Cone 0, $4_{\text{modifiziert}}$	k_T exklusiv
Harter Stoß	$15,59 \pm 0,03$	$2,05 \pm 0,01$	$2,13 \pm 0,01$
Hart + Tune A	$41,44 \pm 0,11$	$2,11 \pm 0,01$	$2,89 \pm 0,01$
Hart + ATLAS Tune	$59,42 \pm 0,16$	$2,07 \pm 0,01$	$3,18 \pm 0,01$
Hart + Tune DW	$43,60 \pm 0,11$	$2,11 \pm 0,01$	$3,01 \pm 0,01$

Tabelle 5.7: Mittlere Jetanzahl pro Event

Das UE erhöht die Jetanzahl bei Verwendung des k_T -Algorithmus bei Tune A im Mittel um 0,76, beim ATLAS Tune sogar um 1,05 und bei Tune DW um 0,88 Jets pro Event. Bei Cone 0, $4_{\text{modifiziert}}$ wirkt sich das UE nicht so stark aus und man erhält einen Anstieg um 0,06 Jets bei Tune A, 0,02 beim ATLAS Tune und 0,06 bei Tune DW. Obwohl der ATLAS Tune zu viele Teilchen aus dem UE

generiert, hat hier das UE auf die Jetanzahl den geringsten Einfluss, da sich die Jets hauptsächlich unterhalb 20 GeV befinden und durch den Schnitt des modifizierten Cone-Algorithmus verworfen werden. Ohne Modifizierung ist der Anstieg der Jetanzahl (wie auch beim k_T -Algorithmus) hier mit 43,83 Jets jedoch am größten (zum Vergleich: Tune A 25,85 und Tune DW 28,01).

5.2.3 p_T der Jets

In diesem Kapitel wird der Einfluss des UEs auf den Transversalimpuls der Jets betrachtet. Dazu wurde das Jet- p_T bei harten Stößen ohne und mit UE betrachtet. Die Abbildungen 5.14 zeigen jeweils den harten Stoß alleine (türkis), mit Tune A (rot), mit dem ATLAS Tune (blau) und mit Tune DW (braun) für Cone 0,4 (a), Cone 0,4_{modifiziert} (b) und den k_T -Algorithmus (c).

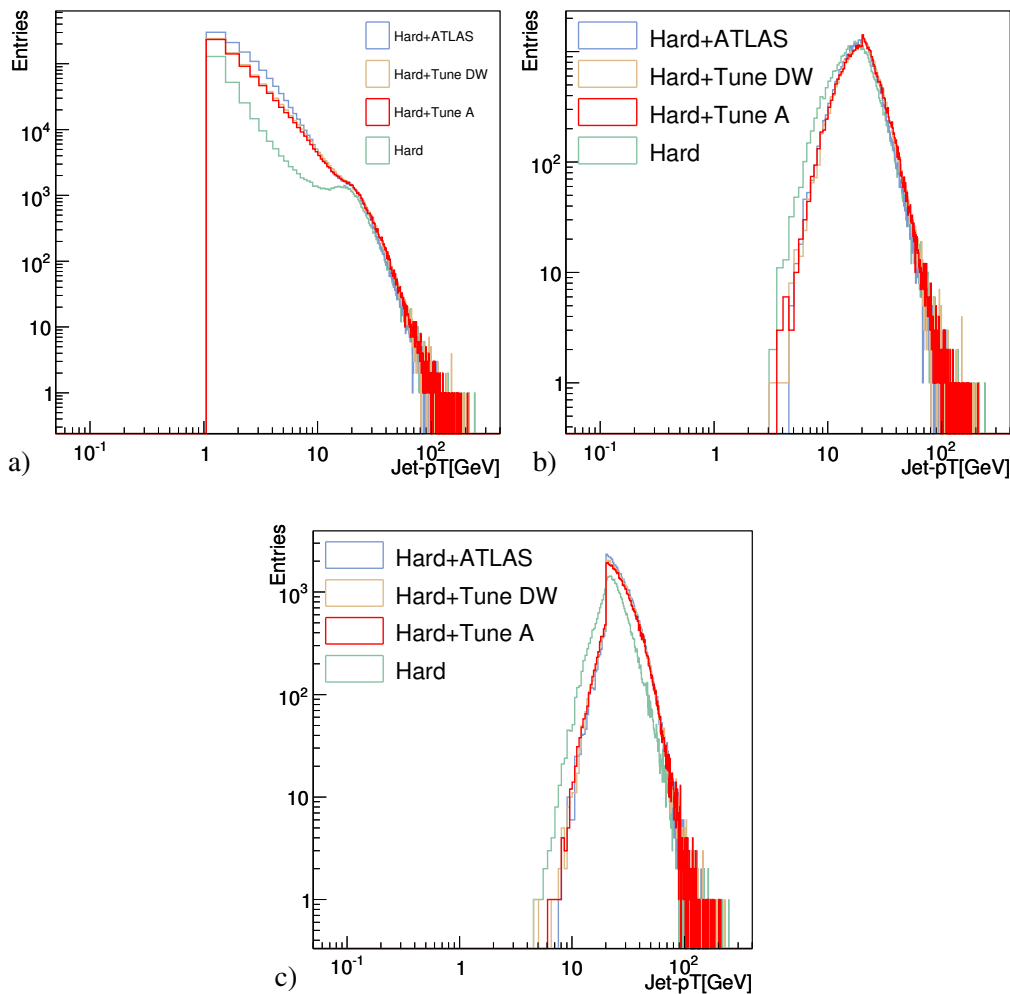


Abbildung 5.14: p_T -Verteilung der Jets (in GeV) bei Verwendung von a) Cone 0,4, b) Cone 0,4_{modifiziert} und c) des k_T -Algorithmus für den ATLAS Tune (blau), Tune DW (braun) und Tune A (rot). Zum Vergleich ist der harte Stoß ohne UE in türkis dargestellt.

Der harte Stoß ohne UE zeigt bei Cone 0,4 (a) eine Senke⁴ mit dem Tiefpunkt bei etwa 10 GeV. Die niederenergetischen Jets (mit einem $p_T < 10$ GeV) stammen größtenteils aus dem Protonrest. Bei gleichzeitiger Simulation mit UE verschwindet diese Senke fast gänzlich aufgrund zusätzlicher, niederenergetischer Jets aus dem UE. Beim ATLAS Tune werden wegen der großen Anzahl niederenergetischer Teilchen am meisten Jets mit kleinen Transversalimpulsen erzeugt. Tune A und

⁴Dass keine Jets unterhalb 1 GeV gefunden werden, liegt am willkürlich gewählten Seed von 1 GeV.

Tune DW verhalten sich sehr ähnlich. Jenseits der 20 GeV macht sich das UE kaum mehr bemerkbar und die Transversalimpulse der Jets werden lediglich leicht zu höheren p_T -Werten verschoben. Dies gilt auch für Cone 0,4_{modifiziert} (b). Unterhalb 20 GeV ist die Kurve des reinen harten Stoßes im Vergleich zum harten Stoß mit UE deutlich zu niedrigeren Transversalimpulsen versetzt. Aufgrund der kleinen Cone-Größe lassen sich die niederenergetischen UE-Beiträge vom harten Stoß recht gut abtrennen. Durch einen Schnitt bei 20 GeV entledigt man sich somit einem großen Teil der UE-Jets.

Beim k_T -Algorithmus werden die Transversalimpulse der Jets auch bei hohen Werten aufgestockt. Dies liegt daran, dass der k_T -Algorithmus immer sämtliche Teilchen (auch aus dem UE) aufsaugt, die sich nahe einer Jetachse befinden. Die Teilchen aus dem UE vergrößern somit das p_T der Jets, unabhängig vom Impuls der Jets. Exemplarisch ist dies in Tabelle 5.8 gezeigt. Hierbei wird aufgelistet, wieviel Prozent der Jets sich beim harten Stoß ohne und mit einem UE-Tune in bestimmten Jet- p_T -Intervallen befinden. Deutlich ist eine Verschiebung zu höheren Transversalimpulsen aufgrund der Beiträge aus dem UE auszumachen.

Jet- p_T -Intervall	Hart	Hart+Tune A	Hart+ATLAS Tune	Hart+Tune DW
$0 \leq p_T < 10$	0,39 %	0,05 %	0,04 %	0,05 %
$10 \leq p_T < 20$	20,68 %	6,16 %	4,65 %	5,59 %
$20 \leq p_T < 30$	51,83 %	52,99 %	54,85 %	53,50 %
$30 \leq p_T < 40$	17,49 %	24,58 %	25,14 %	24,99 %
$40 \leq p_T$	9,61 %	16,21 %	15,32 %	15,87 %

Tabelle 5.8: Prozentuale Verteilung der Jets in Jet- p_T -Intervallen (in GeV) bei Verwendung des k_T -Algorithmus

Beim k_T -Algorithmus fällt außerdem das starke Abfallen der Jets mit UE bei 20 GeV auf. Diese Kante ist eine Folge des d_{cut} -Parameters und hat keine physikalische Bedeutung. Das Maximum liegt unabhängig vom gewählten Tune bei rund 20 GeV.

In Tabelle 5.9 sind die mittleren Transversalimpulse der Jets für verschiedene UE-Tunes und Jetalgorithmen dargestellt.

	Cone 0,4	Cone 0,4 _{modifiziert}	k_T exklusiv
Harter Stoß	$4,93 \pm 0,01$	$21,66 \pm 0,06$	$27,18 \pm 0,06$
Hart + Tune A	$4,15 \pm 0,01$	$23,64 \pm 0,05$	$30,72 \pm 0,05$
Hart + ATLAS Tune	$3,66 \pm 0,01$	$22,55 \pm 0,05$	$30,54 \pm 0,04$
Hart + Tune DW	$4,16 \pm 0,01$	$23,71 \pm 0,05$	$30,72 \pm 0,05$

Tabelle 5.9: $\langle p_{T,\text{Jet}} \rangle$ ohne und mit Underlying Event in GeV

Cone 0,4 findet erwartungsgemäß sehr viele Jets mit niedrigem p_T . Die vielen zusätzlichen, niederenergetischen Jets vermindern sogar $\langle p_{T,\text{Jet}} \rangle$ im Vergleich zum rein harten Stoß.

Bei Cone 0,4_{modifiziert} hat das mittlere Jet- p_T dieselbe Größenordnung wie bei Anwendung des k_T -Algorithmus. Das UE macht sich bei Cone 0,4_{modifiziert} allerdings weniger stark bemerkbar und so steigt $\langle p_{T,\text{Jet}} \rangle$ bei gleichzeitiger Generierung des harten Stoßes mit Tune A um 8,4 % (bei k_T : 11,5 %), mit dem ATLAS Tunes um 3,9 % (bei k_T : 11,0 %) und mit Tune DW um 8,6 % (bei k_T : 11,5 %). Der k_T -Algorithmus ist also empfindlicher auf UE. Die Effekte, dass das UE einerseits zu zusätzlichen, niederenergetischen Jets führt und andererseits das Jet- p_T der bereits vorhandenen Jets erhöht, wirken sich entgegen. Der Einfluss des UEs ist daher in Wahrheit wesentlich größer (siehe Kapitel 5.2.6).

5.2.4 Anzahl der Jet-Konstituenten

Abbildung 5.15 zeigt die Anzahl der Konstituenten in Abhängigkeit vom p_T der Jets ohne und mit UE. Zur Jetrekonstruktion wurde der k_T -Algorithmus verwendet.

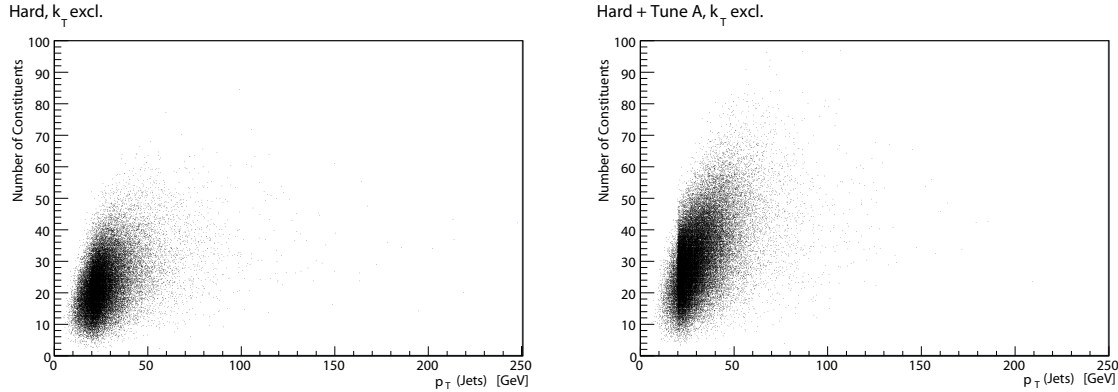


Abbildung 5.15: Anzahl der Jet-Konstituenten ohne (links) und mit (rechts) UE (simuliert mit Tune A) bei Verwendung des k_T -Algorithmus in Abhängigkeit vom Jet- p_T (in GeV)

Mit zunehmendem p_T steigt die Anzahl der Konstituenten mit UE deutlich steiler an als ohne. Bei 20 GeV ist erneut der d_{cut} -bedingte Einschnitt zu sehen.

Tabelle 5.10 gibt die mittlere Anzahl der Jet-Konstituenten pro Jet wieder.

	Cone 0,4	Cone 0,4 _{modifiziert}	k_T exklusiv
Harter Stoß	$4,27 \pm 0,01$	$10,55 \pm 0,02$	$22,50 \pm 0,04$
Hart + Tune A	$4,80 \pm 0,01$	$12,22 \pm 0,03$	$30,38 \pm 0,05$
Hart + ATLAS Tune	$5,85 \pm 0,01$	$13,15 \pm 0,03$	$39,76 \pm 0,06$
Hart + Tune DW	$4,71 \pm 0,01$	$12,23 \pm 0,03$	$29,93 \pm 0,04$

Tabelle 5.10: Mittlere Anzahl der Jet-Konstituenten

Jets aus dem harten Stoß ohne UE haben deutlich weniger Konstituenten als Jets, bei denen UE mitsimuliert wird. Tune A führt beim k_T -Algorithmus zu einem Anstieg um 35,0 %, der ATLAS Tune erhöht die Anzahl der Jetkonstituenten im Mittel um 76,7 % und Tune DW um 33,0 %. Bei Cone-Jets ist der Anstieg deutlich geringer (Tune A: 12,4 %, ATLAS Tune: 37,0 % und Tune DW: 10,3 %), was abermals zeigt, dass die Teilchen aus dem UE zusätzliche Jets formen und nur eine geringe Auswirkung auf Jets aus dem harten Stoß haben. In der Praxis ist die Anzahl der Konstituenten nicht messbar, da nicht alle Teilchen (vor allem Teilchen mit niedrigem p_T) detektiert werden können. Besser geeignet ist daher die Betrachtung des mittleren Transversalimpulses der Konstituenten (siehe Kapitel 5.2.5), da hier nicht detektierte Teilchen weniger stark ins Gewicht fallen.

5.2.5 p_T der Jet-Konstituenten

In Abbildungen 5.16 und 5.17 werden die p_T -Verteilungen der Jet-Konstituenten bei Verwendung des Cone 0,4 und des k_T -Algorithmus dargestellt.

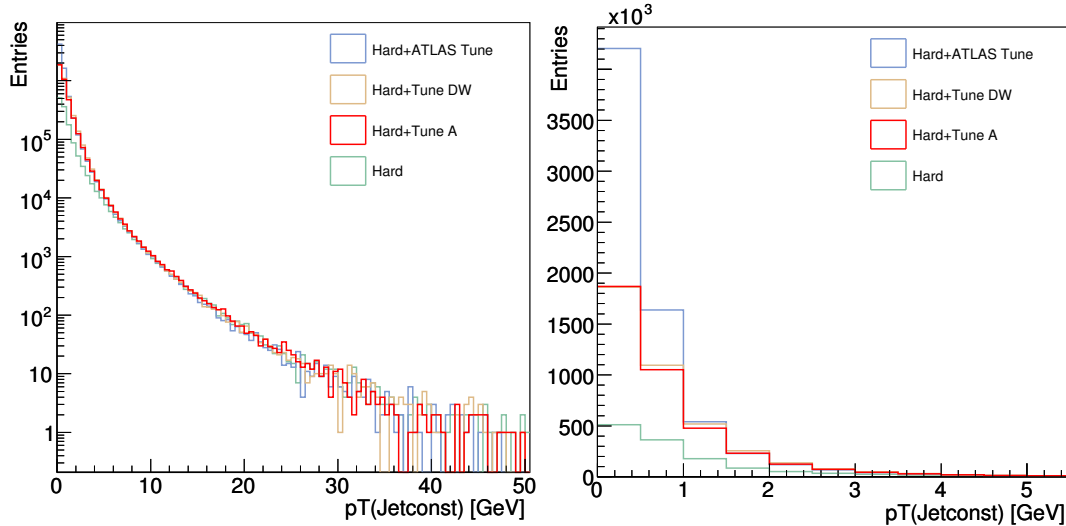


Abbildung 5.16: p_T der Jet-Konstituenten (in GeV) bei Cone 0,4 in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts)

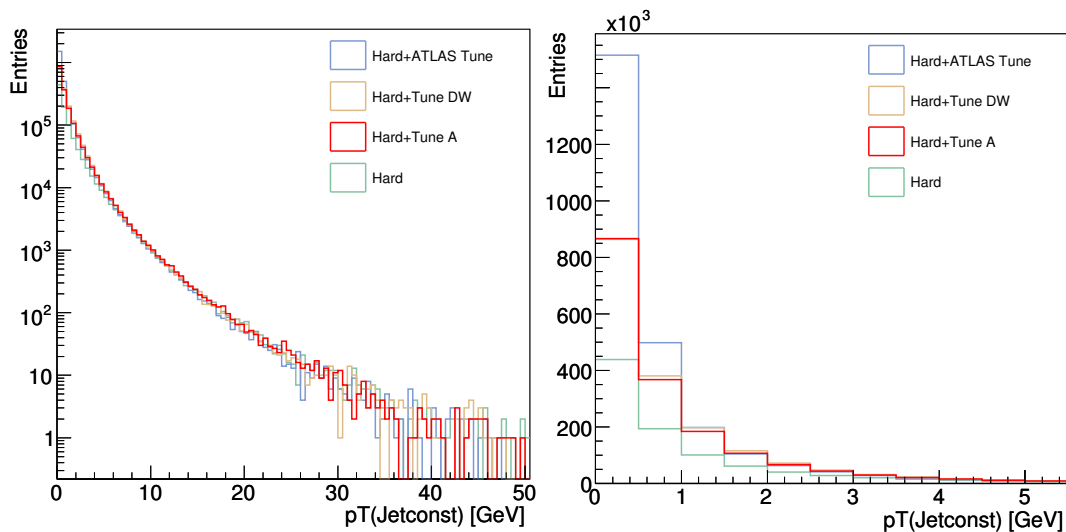


Abbildung 5.17: p_T der Jet-Konstituenten bei Verwendung des k_T -Algorithmus in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts)

Die Kurve aus dem reinen harten Stoß verläuft deutlich flacher als die mit UE.

Vor allem bei der Anzahl niederenergetischer Teilchen ($p_T < 2$ GeV) zeigt sich beim Dazuschalten des UEs ein erheblicher Anstieg im Vergleich zum harten Stoß ohne UE. Bei höheren Transversalimpulsen verlaufen die Kurven mit und ohne UE sehr ähnlich. Das Underlying Event besteht also hauptsächlich aus Teilchen mit sehr niedrigem Transversalimpuls. Der Cone- findet deutlich mehr Teilchen als der k_T -Algorithmus.

Auch die UE-Tunes zeigen wieder ihre typischen Unterschiede. Während die p_T -Werte der Konstituenten bei Hart+Tune A und Hart+Tune DW fast identisch verteilt sind, erzeugt der harte Stoß mit dem ATLAS Tune rund doppelt so viele Teilchen mit einem $p_T \leq 0,5$ GeV. Außerdem fällt Hart+ATLAS Tune steiler ab als die anderen Kurven.

Dies wirkt sich selbstverständlich auch auf das mittlere p_T der Jet-Konstituenten aus (siehe Tabelle 5.11).

	Cone 0,4	Cone 0,4 _{modifiziert}	k_T exklusiv
Harter Stoß	$1156,1 \pm 1,4$	$2054,4 \pm 3,7$	$1208,2 \pm 1,9$
Hart + Tune A	$863,2 \pm 0,6$	$1935,0 \pm 3,2$	$1011,3 \pm 1,2$
Hart + ATLAS Tune	$626,8 \pm 0,3$	$1714,7 \pm 3,0$	$767,2 \pm 0,8$
Hart + Tune DW	$883,2 \pm 0,4$	$1937,1 \pm 3,2$	$1026,0 \pm 1,1$

Tabelle 5.11: $\langle p_T \rangle$ der Jet-Konstituenten in MeV

So ist bei Hart+ATLAS Tune das $\langle p_T \rangle$ aufgrund der vielen niederenergetischen Konstituenten am kleinsten. Aber auch beim Dazuschalten der anderen beiden Tunes verringert sich das $\langle p_T \rangle$ im Vergleich zum reinen harten Stoß aufgrund der niederenergetischen Teilchen aus dem UE.

In Abbildung 5.18 ist das $\langle p_T \rangle$ der Konstituenten für den harten Stoß ohne und exemplarisch mit Tune A gegen den Transversalimpuls des jeweiligen Jets aufgetragen.

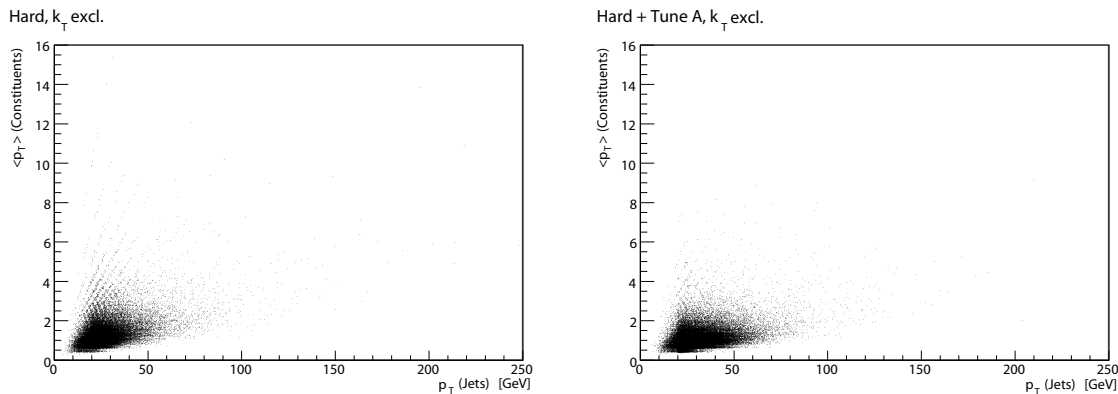


Abbildung 5.18: $\langle p_T \rangle$ der Jet-Konstituenten (in GeV) ohne (links) und mit (rechts) UE (simuliert mit Tune A) bei Verwendung des k_T -Algorithmus

Der mittlere Transversalimpuls der Konstituenten steigt beim harten Stoß alleine deutlich steiler an, als mit UE. Ein hohes Jet- p_T bedeutet beim harten Stoß also, dass der Jet aus wenigen Konstituenten mit großem p_T aufgebaut ist. Beim harten Stoß mit UE bestehen hochenergetische Jets hingegen aus den Teilchen des harten Stoßes mit vielen weiteren niederenergetischen Teilchen aus dem UE.

Summiert man die p_T -Werte aller Teilchen und teilt dies durch die Anzahl der generierten Events (hier 20.000), so erhält man den mittleren Gesamttransversalimpuls aller Teilchen in einem Event (siehe Tabelle 5.12).

	Cone 0,4	Cone 0,4 _{modifiziert}	k _T exklusiv
Harter Stoß	76,91 ± 0,09	44,42 ± 0,08	57,92 ± 0,09
Hart + Tune A	171,74 ± 0,11	49,89 ± 0,08	88,90 ± 0,10
Hart + ATLAS Tune	217,70 ± 0,11	46,67 ± 0,08	97,16 ± 0,10
Hart + Tune DW	181,40 ± 0,11	50,12 ± 0,08	92,56 ± 0,10

Tabelle 5.12: Summe aller p_T-Werte der Jet-Konstituenten pro Event in GeV

5.2.6 Anteil des Underlying Events

Anhand der im vorhergehenden Kapitel bestimmten Daten lässt sich nun leicht das mittlere Gesamt-p_T des Underlying Events pro Event ermitteln. Dieses beträgt bei Cone 0,4 beim harten Stoß mit Tune A 94,83 GeV (bei k_T: 30,98 GeV), mit dem ATLAS Tune 140,79 GeV (bei k_T: 39,24 GeV) und mit Tune DW 104,49 GeV (bei k_T: 34,64 GeV).

Bei Cone 0,4_{modifiziert} fallen sehr viele Teilchen aus dem UE heraus und im Event bleiben bei Tune A 5,47 GeV, beim ATLAS Tune 2,25 GeV und bei Tune DW 5,7 GeV übrig.

Teilt man diese Werte durch die durchschnittliche Anzahl der Jets im Event, erhält man den mittleren Beitrag, den die UE-Teilchen im Jet haben (siehe Tabelle 5.13).

	Cone 0,4	Cone 0,4 _{modifiziert}	k _T exklusiv
Hart + Tune A	2,29	2,59	10,72
Hart + ATLAS Tune	2,37	1,09	12,34
Hart + Tune DW	2,40	2,70	11,49

Tabelle 5.13: Mittlerer Beitrag des UEs am Gesamttransversalimpuls eines Jets in GeV

Außerdem lässt sich der Anteil des UEs im Event bestimmen (siehe Tabelle 5.14).

	Cone 0,4	Cone 0,4 _{modifiziert}	k _T exklusiv
Hart + Tune A	55,2 %	11,0 %	34,8 %
Hart + ATLAS Tune	64,7 %	4,8 %	40,4 %
Hart + Tune DW	57,6 %	11,4 %	37,4 %

Tabelle 5.14: Anteil des UEs am Gesamttransversalimpuls des Events

Cone 0,4_{modifiziert} weist den geringsten Anteil an UE auf. Da sich die Teilchen aus dem UE bei Verwendung des ATLAS Tunes fast alle in Jets mit einem p_T < 20 GeV befinden, fallen diese fast gänzlich heraus und der Anteil des UEs beträgt hier lediglich 4,8 %. Da bei den anderen Tunes das UE aus höherenergetischen Teilchen aufgebaut ist, ist hier der Anteil mit rund 11 % deutlich größer, aber im Vergleich zum Cone-Algorithmus ohne Schnitt auf 20 GeV immer noch sehr klein.

Beim unmodifizierten Cone-Algorithmus stammt über die Hälfte des Transversalimpulses aus dem UE. Beim k_T-Algorithmus ist der Anteil des UEs zwar geringer, mit 34,8 % bei Hart+Tune A, 40,4 % bei Hart+ATLAS Tune und 37,4 % bei Hart+Tune DW aber immer noch erheblich.

Dass der prozentuale Anteil des UEs im Event so hoch ausfällt, liegt vor allem an der Wahl von CKIN(3,20), wodurch Teilchen bei einem Mindesttransversalimpulsübertrag von lediglich 20 GeV zum Stoß gebracht werden. Bei höherem Mindesttransversalimpuls ist der Anteil des UEs selbstverständlich geringer (siehe Kapitel 5.4.3). Da im Detektor zudem viele der sehr niederenergetischen Teilchen nicht detektiert werden können (siehe Kapitel 5.4.3), wird der Anteil des UEs im Experiment deutlich geringer sein.

5.3 Underlying Event im harten Stoß

Die vorhergehenden Kapitel haben gezeigt, dass das UE vor allem bei der Verwendung des k_T -Algorithmus einen erheblichen Einfluss auf den Gesamttransversalimpuls der Jets besitzt. Um für diesen Algorithmus eine Methode zu entwickeln, die die Beiträge des UEs vom Signal entfernt, um wieder den reinen harten Stoß zu erhalten, gilt es zunächst, die Teilchen aus dem UE zu bestimmen. Dass man im Ereignisgenerator Events sowohl mit als auch ohne UE generieren kann, ist ein großer Vorteil, um die Beiträge des UEs im harten Stoß studieren zu können.

In Kapitel 5.1 wurde bereits das UE alleine betrachtet - jedoch ohne den Einfluss des harten Stoßes zu berücksichtigen. In diesem Kapitel sollen nun die reinen UE-Beiträge bei gleichzeitiger Generierung von hartem Stoß und UE untersucht werden.

5.3.1 p_T der Jet-Konstituenten aus UE

Grundlage dazu sind die Studien aus Kapitel 5.2, bei denen der harte Stoß ohne und mit UE simuliert wurde. Die Idee ist es nun, den reinen Beitrag des UEs im harten Stoß - zumindest statistisch - zu erhalten, indem man die Teilchen aus dem harten Stoß von den Teilchen, welche man aus der gleichzeitigen Simulation von hartem Stoß und Underlying Event erhalten hat, subtrahiert.

In Abbildungen 5.19 werden die Transversalimpulse der Jet-Konstituenten aus der Generierung des reinen harten Stoßes von denen aus dem harten Stoß mit UE abgezogen. Das Ergebnis, das man für “(Hart+UE Tune) - Hart” erhält, wird im Folgenden als UE_{diff} bezeichnet, in Anspielung darauf, dass der Anteil des UEs aus oben genannter Differenz ermittelt wurde. Das Underlying Event wurde jeweils mit Tune A, dem ATLAS Tune und Tune DW simuliert.

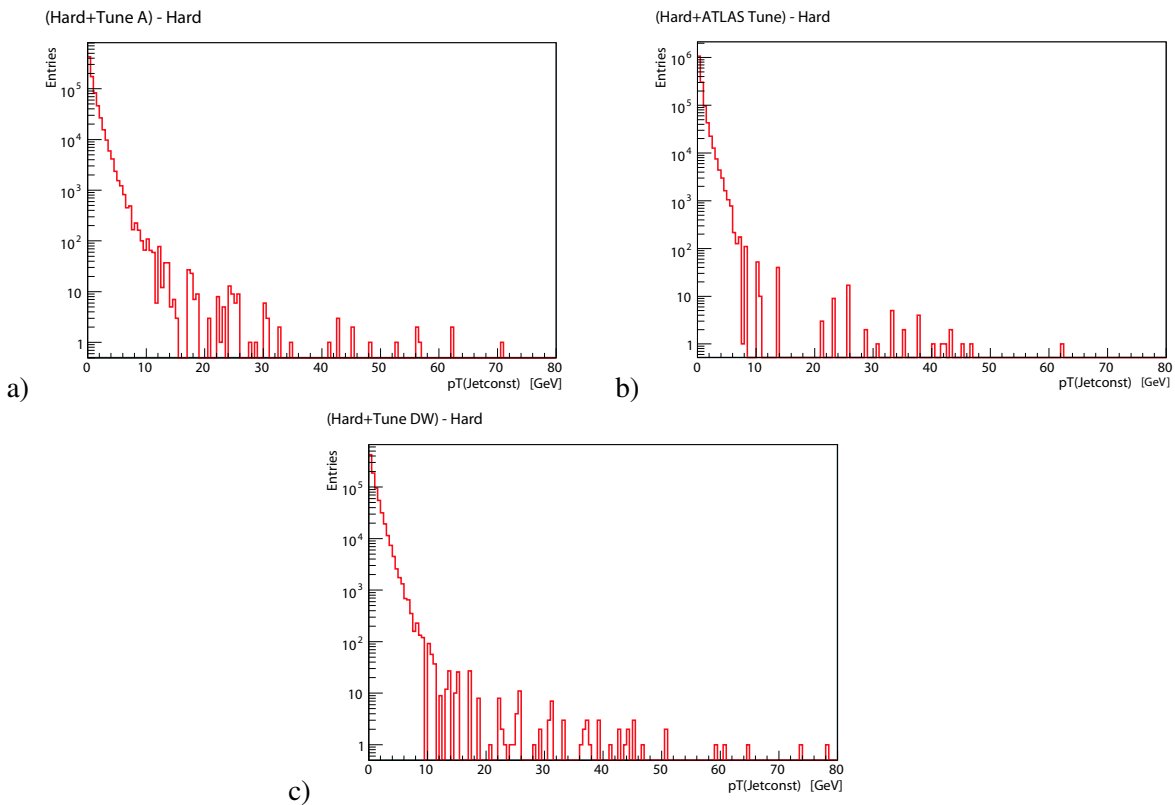


Abbildung 5.19: p_T der Jet-Konstituenten (in GeV) bei “(Hart+UE Tune) - Hart” bei a) Tune A, b) beim ATLAS Tune und c) bei Tune DW

Wie bereits anhand Abbildung 5.17 festgestellt wurde, fällt die Kurve von Hart+ATLAS Tune steiler ab, als die anderen. Aus diesem Grund liegt die Kurve von Hart+ATLAS Tune ab ca. 8 GeV unterhalb der von Hart. Bei niedrigem p_T treten dagegen sehr viele Einträge auf.

Bei allen drei Histogrammen finden sich auch bei sehr großen Transversalimpulsen ein paar Einträge. Diese stammen von Teilchen aus dem harten Stoß. Da bei Hart+UE Tune andere Ereignisse generiert werden als bei Hart, können somit aufgrund statistischer Schwankungen noch vereinzelt Teilchen aus dem harten Stoß auftreten, auch wenn Hart bereits subtrahiert wurde.

Da das UE die Eigenschaft besitzt, das p_T der Jets zu höheren Impulsen zu verschieben (siehe Kapitel 5.2.3), wird die Verteilung der UE_{diff} -Teilchen in verschiedenen Bereichen betrachtet. Dazu werden zunächst alle in einem Event auftretenden Teilchen aus Hart+UE Tune sowie Hart alleine gemäß dem p_T des höchstenergetischen (maximalen) Jets im Event in Intervalle eingeteilt.

Vor der Subtraktion “(Hart+UE Tune) - Hart”, werden Minuend und Subtrahend noch skaliert. Die Skalierung erfolgt anhand der Anzahl der Einträge mit einem $p_T \geq 10$ GeV im entsprechenden Intervall:

$$\frac{\#(Hart + UE Tune)_{p_T \geq 10 GeV}}{\#Hart_{p_T \geq 10 GeV}}$$

Dies entspricht einer Deckung beider Kurven bei hohen Transversalimpulsen der Konstituenten. In diesem Bereich sind nämlich so gut wie keine Teilchen aus dem UE mehr zu finden und Hart+UE Tune und der harte Stoß alleine zeigen kaum Unterschiede.

Die Skalierungsfaktoren bei Verwendung der verschiedenen Tunes werden in Tabelle 5.15 dargestellt. In Bereichen, in denen $p_T(\text{Jet}_{max})$ kleiner 20 GeV ist, gibt es nur sehr wenige Konstituenten mit einem $p_T \geq 10$ GeV und die Statistik reicht somit nicht aus, um vernünftige Aussagen treffen zu können.

Jet _{max} -p _T -Intervall	(Hart+Tune A):Hart	(Hart+ATLAS):Hart	(Hart+Tune DW):Hart
$20 \leq p_T < 30$	1 : 0,47	1 : 0,42	1 : 0,45
$30 \leq p_T < 40$	1 : 0,90	1 : 0,89	1 : 0,94
$40 \leq p_T$	1 : 1,39	1 : 1,21	1 : 1,30

Tabelle 5.15: Skalierungsfaktoren bei Verwendung verschiedener UE-Tunes. Durch diese Faktoren wird die Kurve aus dem reinen harten Stoß bei $p_T \geq 10$ GeV der Kurve mit UE angepasst.

Aufgrund der Vielzahl der entstehenden Histogramme, werden diese mit den dazugehörigen Skalierungsparametern exemplarisch nur für Tune A gezeigt (siehe Abbildungen 5.20).

Um die reinen Beiträge des UEs zu erhalten, müssen die Einträge aus Hart+UE Tune um die aus Hart vermindert werden. Die p_T -Verteilung der UE_{diff} -Teilchen (eingeteilt in Intervallen) werden (um Wiederholungen zu vermeiden) erst in Kapitel 5.4.1 (Abbildung 5.31) dargestellt.

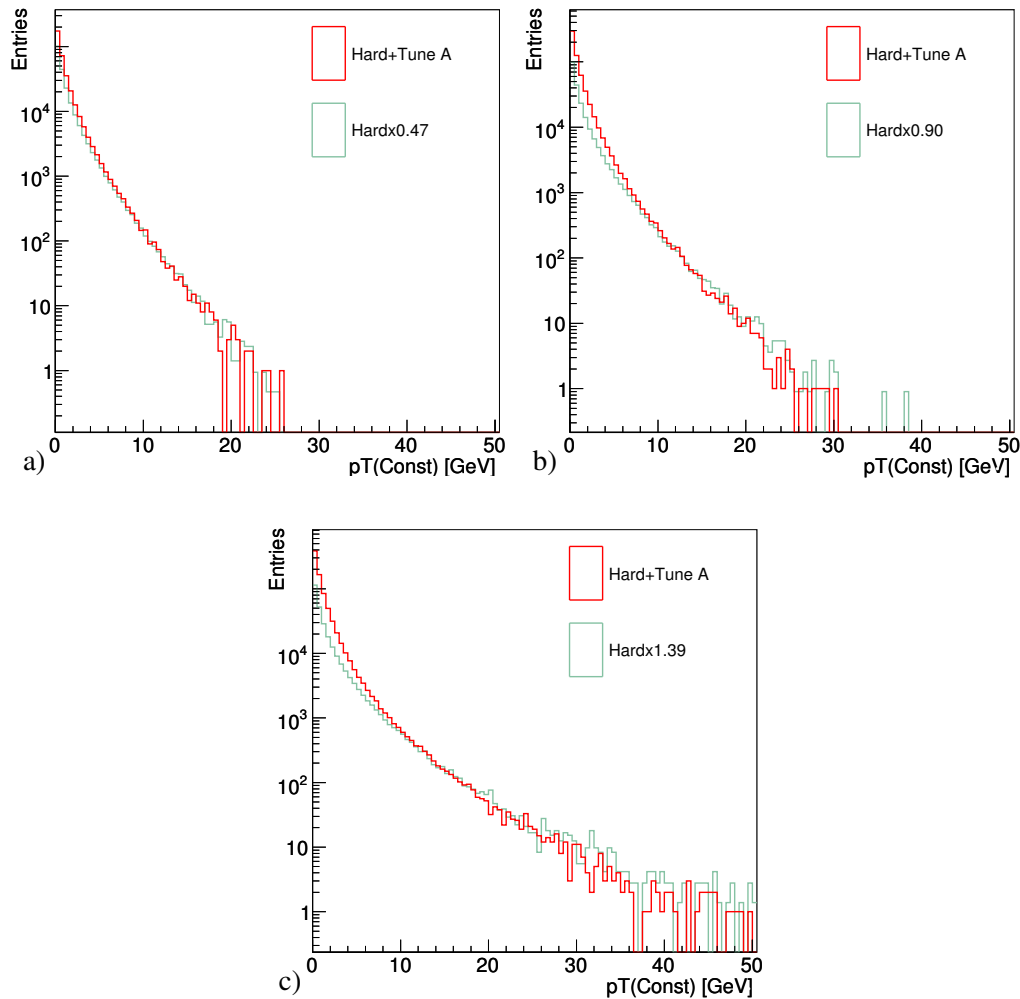


Abbildung 5.20: p_T der Jet-Konstituenten (in GeV) bei Hard+Tune A und $\text{Hard}_{\text{skaliert}}$ in $\text{Jet}_{\text{max}}-p_T$ -Intervallen (in GeV): a) $20 \leq p_T(\text{Jet}_{\text{max}}) < 30$, b) $30 \leq p_T(\text{Jet}_{\text{max}}) < 40$, c) $40 \leq p_T(\text{Jet}_{\text{max}})$

5.3.2 Zurückverfolgungsmethode

Dieses Kapitel widmet sich der Fragestellung, ob mit UE_{diff} tatsächlich die Teilchen aus dem Underlying Event beschrieben werden.

Die Überprüfung macht sich die Tatsache zunutze, dass in PYTHIA nicht nur die finalen Endzustandsteilchen gespeichert werden, sondern auch Informationen über die Herkunft der Teilchen. Auf diese Weise ist es möglich, die Mutterteilchen stabiler Endzustandsteilchen zu ermitteln.

Über den Befehl PYLIST lässt sich die Abfolge eines Events ausgehend von der Proton-Proton-Kollision über dazwischenliegende, instabile Teilchen bis zum stabilen Teilchen im Endzustand ausgeben. Ein Beispiel für ein beliebiges Event findet sich in Tabelle 5.16. Der Übersichtlichkeit wegen wurde ein Event mit lediglich 212 Teilchen betrachtet (die meisten Events haben rund 600 bis 700 Einträge). Da selbst bei diesem Event die Liste recht lang wäre, wurde die Tabelle verkürzt dargestellt. Ferner wurden unter anderem die Impulse in x , y und z und Energien der einzelnen Teilchen weggelassen.

In der linken Spalte findet man die Teilchenidentifikationsnummer I , daneben steht, um welches Teilchen es sich handelt (Teilchen in Klammern sind instabil). $K(I,3)$ verweist auf den Ursprung, bzw. das Mutterteilchen eines Teilchens, während $K(I,4)$ auf das Tochterteilchen zeigt.

I	particle/jet	String	K(I,3)	K(I,4)	I	particle/jet	K(I,3)	K(I,4)
1	!p+		0	0	32	(string)	9	33
2	!p+		0	0	...			
3	!g!		1	0	45	(string)	15	46
4	!d!		2	0	...			
5	!g!		3	0	50	(string)	18	51
6	!g!		4	0	...			
7	!g!		0	0	78	(string)	28	79
8	!g!		0	0	79	(eta)	78	141
9	(d)	A	4	32	80	(K*-)	78	144
10	(g)	I	4	32	81	(K*+)	78	146
11	(g)	I	4	32	82	(K*-)	78	148
12	(g)	I	4	32	83	(K*0)	78	150
13	(g)	I	3	32	84	(Kbar0)	78	152
14	(dbar)	V	3	32	85	(K*0)	78	153
15	(d)	A	3	45	86	(Deltabar-)	78	155
16	(g)	I	3	45	87	(Sigma*+)	78	157
17	(ud ₀)	V	1	45	88	(phi)	78	159
18	(u)	A	8	50	89	(K*+)	78	161
19	(g)	I	0	50	...			
20	(g)	I	7	50	146	(K0)	81	194
21	(g)	I	7	50	...			
22	(g)	I	7	50	194	(K _s 0)	146	211
23	(g)	I	0	50	...			
24	(g)	I	4	50	212	pi-	194	0
25	(g)	I	4	50				
26	(g)	I	4	50				
27	(uu ₁)	V	2	50				
28	(ub ₁)	A	8	78				
29	(g)	I	8	78				
30	(g)	I	8	78				
31	(u)	V	1	78				

Tabelle 5.16: Verkürzte Eventliste aus PYTHIA zur Demonstration der Zurückverfolgungsmethode

Im Beispiel stößt ein Gluon (I = 5) aus Proton 1 mit einem Gluon (I = 6), welches von einem d-Quark (I = 4) aus Proton 2 abgestrahlt wurde. Die Teilchen 7 und 8 haben nach der Kollision bei K(I,3) eine 0 stehen, da sie aus der Kollision entstanden sind und somit kein direktes Mutterteilchen besitzen. Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, hadronisieren die Partonen nun und formen so genannte Farbstrings. Meist treten in einem Event (wie auch in diesem Beispiel) mehrere Strings auf. Teilchen, die zum selben String gehören, stehen in der Teilchenliste untereinander. Der Anfang eines Strings ist durch ein A, das Ende durch ein V gekennzeichnet, Teilchen dazwischen tragen ein I. Der erste String in diesem Beispiel läuft also von 9 bis 14, der nächste von 15 bis 17 usw. Zwei dieser Stringteilchen (19 und 23) haben als Mutterteilchen den Index 0 stehen. Diese stammen somit aus dem Underlying Event, da ihnen kein Mutterteilchen zugeordnet werden kann. Ein K(I,3) von 3 (bzw. 4) zeigt an,

dass das Teilchen aus ISR stammt. Teilchen mit Mutterteilchen 1 und 2 stammen aus dem Protonrest, 7 und 8 aus den Gluonen nach dem Stoß.

$K(I,4)$ (also das Tochterteilchen) ist bei den je zu einem String gehörenden Teilchen identisch und verweist lediglich auf den Eintrag "(string)" in der rechten Tabelle.

Teilchen, die einen String zur Mutter haben (hier Teilchen 79 bis 89), werden im Folgenden als FPAS⁵ bezeichnet.

Wie die Zurückverfolgungsmethode verfährt, soll an einem Beispiel erläutert werden⁶:

Der Ursprung des letzten Teilchens in der Liste (Nummer 212) wird mit Hilfe von $K(I,3)$ zurückverfolgt. Da $K(I,3) = 194$ ist, wird nun das Teilchen mit der Nummer 194 herausgesucht und dessen Mutterteilchen (146) bestimmt. Über Teilchen 146 kommt man schließlich zu Teilchen 81. Hier verliert sich jedoch die Spur. Die Information, dass dieses FPAS Nummer 78 als Mutterteilchen hat, reicht zur weiteren Zurückverfolgung nicht aus, da man lediglich auf den String 28, aus dem das FPAS stammt, verwiesen wird. Eine eindeutige Zuordnung zu einem bestimmten Teilchen im String (Teilchen 28 bis 31), die notwendig wäre, um zu bestimmen, woher das Teilchen letzten Endes stammt, ist nicht gegeben. (Da in diesem Fall jedoch keines der Stringteilchen seinen Ursprung im UE hat, kann somit das Teilchen 81 und damit einhergehende das Endzustandteilchen 212 nicht aus dem UE stammen.) Auch die Teilchen 79 bis 89 stammen alle aus dem selben String. Dies sind mehr Teilchen, als es Teilchen in String 28 gibt. Es können somit auch mehrere FPAS aus einem einzigen Stringteilchen resultieren.

Da fast alle finalen Endzustandsteilchen ihren Ursprung (evtl. über mehrere Zwischenschritte) in einem String haben und Stringteilchen (wie z.B. bei String 18) zum Teil aus dem UE stammen können, kann nicht entschieden werden, woher ein Teilchen letztendlich stammt.

Es ist daher notwendig, ein Kriterium aufzustellen, nach dem ein FPAS einem bestimmten Teilchen im String zugeordnet wird, um die Informationslücke zu schließen und somit eine Zurückverfolgung eines Endzustandsteilchens bis zum Ursprung zu ermöglichen.

Es wurden verschiedene Zuordnungskriterien getestet. Um zu sehen, wie gut ein Kriterium⁷ und somit die gesamte Zurückverfolgungsmethode funktioniert, wurden von Hart+Tune A alle Teilchen abgezogen, welche laut der Methode ihren Ursprung im UE haben (im Folgenden werden diese Teilchen als $UE_{\text{zurück}}$ bezeichnet). Es wurde zunächst der k_T -Algorithmus auf Hart+Tune A angewendet und von den verbleibenden Teilchen diejenigen abgezogen, deren Ursprung im UE liegt (in der Teilchenliste sind nämlich sämtliche Teilchen enthalten, inklusive derer, die aufgrund des Jet-Algorithmus herausfallen). "(Hart+Tune A) - $UE_{\text{zurück}}$ " wurde in Abbildungen 5.21-5.24 auf Übereinstimmung mit dem reinen harten Stoß getestet.

Die Zuordnung erfolgt in Abbildung 5.21 rein geometrisch über

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_{\text{Stringteilchen}} - \eta_{\text{FPAS}})^2 + (\Phi_{\text{Stringteilchen}} - \Phi_{\text{FPAS}})^2} .$$

Für jedes FPAS werden jeweils alle Teilchen eines Strings durchgegangen und ΔR bestimmt. Das Stringteilchen, bei dem das Kriterium minimal ist (und somit dem FPAS am ähnlichsten), wird als Mutterteilchen des FPASs gewertet. Das FPAS und das zu ihm assoziierte Stringteilchen, haben somit eine ähnliche Richtung.

⁵FPAS steht in dieser Analyse als Kurzform für First Particle After String, also für das erste Teilchen nach dem String.

⁶In der Analyse wurde diese Prozedur selbstverständlich auf alle stabilen Endzustandsteilchen ($K(I,4) = 0$) in einem Event angewandt und für das Heraussuchen der UE-Teilchen bei 20.000 Events automatisiert.

⁷Die Kriterien sind relativ willkürlich gewählt, da eine exakte Zuordnung der FPAS zu den Stringteilchen nicht möglich ist. Sie wurden jedoch den Zuordnungskriterien des Cone- und des k_T -Algorithmus nachempfunden.

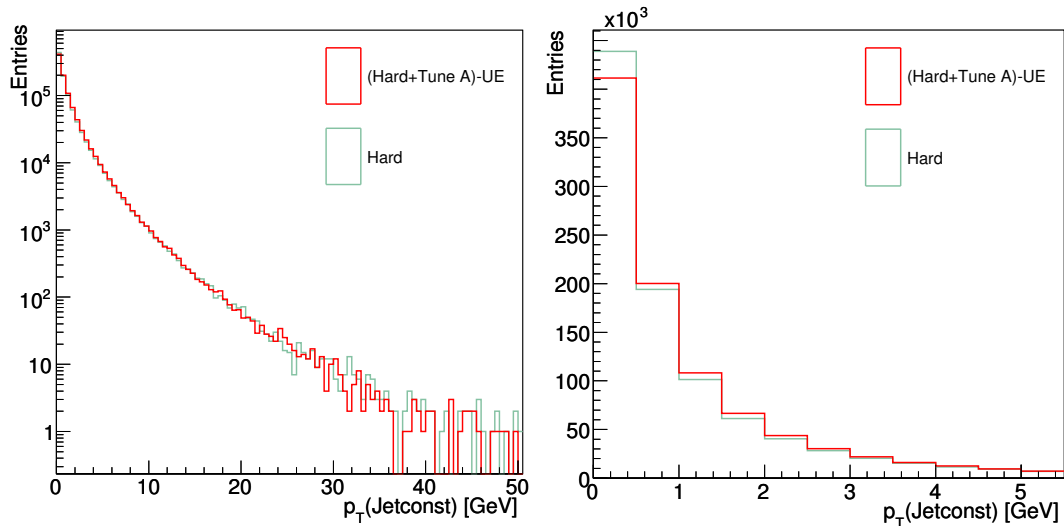


Abbildung 5.21: Vergleich zwischen hartem Stoß und “(Hart+Tune A) - UE_{zurück}”, wobei die Zuordnung eines FPAS zu einem Stringteilchen über ΔR erfolgt. Rechts ist der Bereich $< 5,5$ GeV vergrößert und nichtlogarithmisch dargestellt.

Wie man sieht, funktioniert bereits dieses rein geometrische Verfahren recht gut. Eine bessere Übereinstimmung mit dem harten Stoß erhält man, wenn man das Kriterium um die Impulsdifferenzen zwischen FPAS und den Stringteilchen erweitert. Das Zuordnungskriterium für Abbildung 5.22 ist somit das minimale Produkt aus

$$\Delta R \cdot \Delta p_T .$$

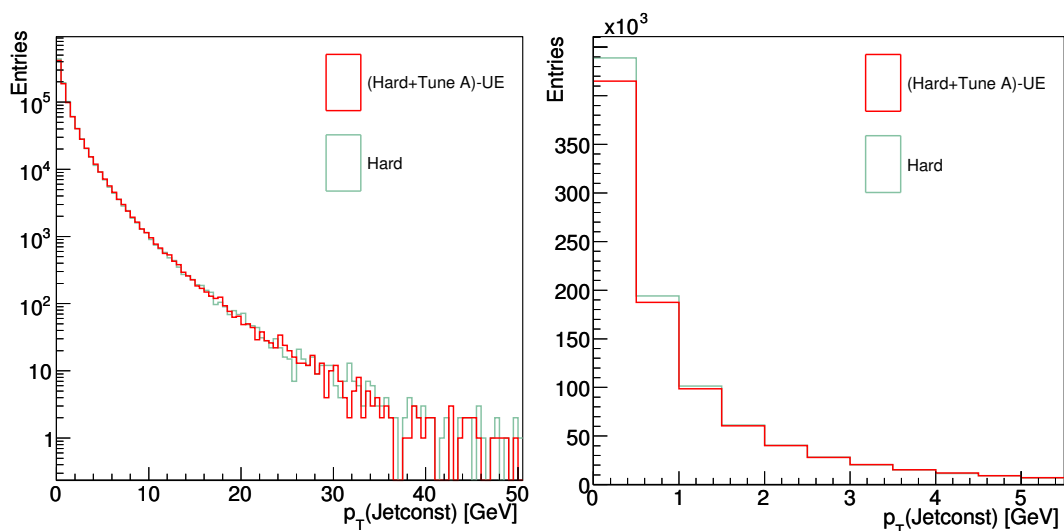


Abbildung 5.22: Vergleich zwischen hartem Stoß und “(Hart+Tune A) - UE_{zurück}”, wobei die Zuordnung eines FPAS zu einem Stringteilchen über $\Delta R \cdot \Delta p_T$ erfolgt. Rechts ist der Bereich $< 5,5$ GeV vergrößert und nichtlogarithmisch dargestellt.

Auch das aus dem k_T -Algorithmus entlehnte Kriterium

$$\min(p_{T,FPAS}^2, p_{T,Stringteilchen}^2) \cdot \Delta R^2$$

liefert gute Ergebnisse (siehe Abbildung 5.23).

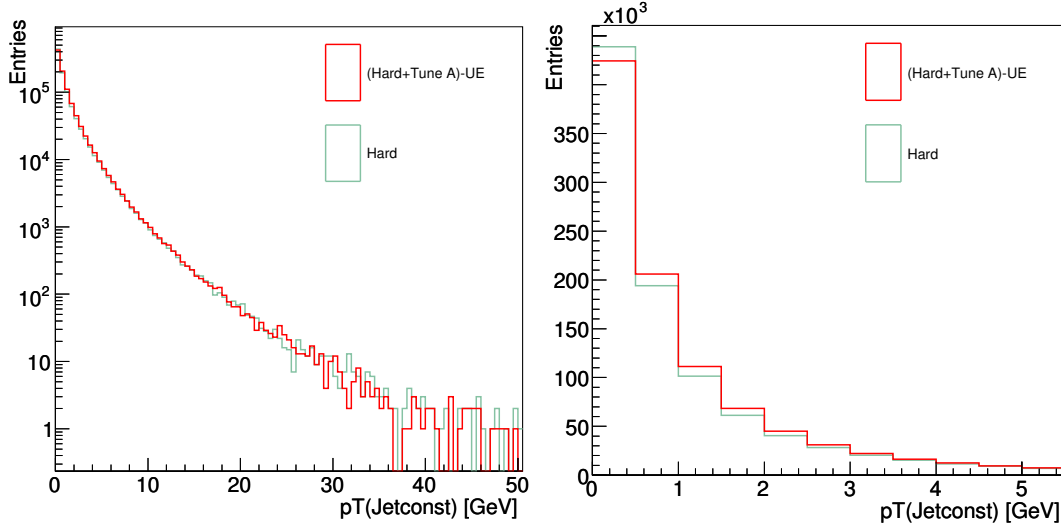


Abbildung 5.23: Vergleich zwischen hartem Stoß und “(Hart+Tune A) - UE_{zurück}”, wobei die Zuordnung eines FPAS zu einem Stringteilchen über $\min(p_{T,FPAS}^2, p_{T,Stringteilchen}^2) \cdot \Delta R^2$ erfolgt. Rechts ist der Bereich $< 5,5$ GeV vergrößert und nichtlogarithmisch dargestellt.

Die beste Übereinstimmung erhält man jedoch mit dem Kriterium

$$\Delta R \cdot \Delta p_T^2 .$$

Verfeinert wird diese Größe durch die Bedingung, dass eine Zuordnung nur dann erfolgt, falls $\Delta R \cdot \Delta p_T^2$ einen Wert von 25 GeV^2 nicht überschreitet.

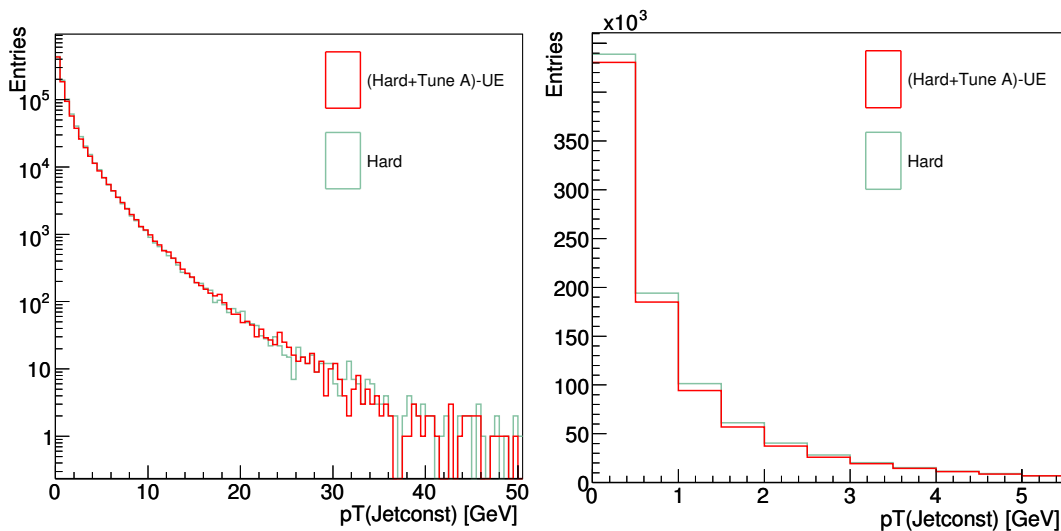


Abbildung 5.24: Vergleich zwischen hartem Stoß und “(Hart+Tune A) - UE_{zurück}”, wobei die Zuordnung eines FPAS zu einem Stringteilchen über $\Delta R \cdot \Delta p_T^2$ erfolgt, mit der zusätzlichen Bedingung, dass diese Größe kleiner als 25 GeV^2 ist.

ΔR sorgt hierbei dafür, dass sich das Stringteilchen und das FPAS ungefähr in der selben Richtung befinden. In Anlehnung an den k_T -Algorithmus fließt neben der geometrischen Komponente auch der Impuls mit ein. Dass die Impulsdifferenz Δp_T zwischen Stringteilchen und FPAS quadriert wird, misst dem Impuls eine stärkere Bedeutung bei. Kleine Impulsdifferenzen (< 1 GeV) verringern $\Delta R \cdot \Delta p_T^2$ stark, während große Differenzen $\Delta R \cdot \Delta p_T^2$ erhöhen.

Die zusätzliche Beschränkung, dass $\Delta R \cdot \Delta p_T^2$ einen Wert von 25 GeV^2 nicht überschreitet (Teilchen mit größeren Werten werden nicht berücksichtigt), verbessert das Kriterium und wird damit begründet, dass oberhalb dieser Grenze eine vernünftige Zuordnung nicht möglich ist.

Die Teilchen aus dem Underlying Event, die mit Hilfe der Zurückverfolgungsmethode bestimmt wurden, werden für Tune A in Histogramm 5.25, für den ATLAS Tune in 5.26 und für Tune DW in 5.27 mit UE_{diff} verglichen, was letztendlich die Intention der Zurückverfolgungsmethode war.

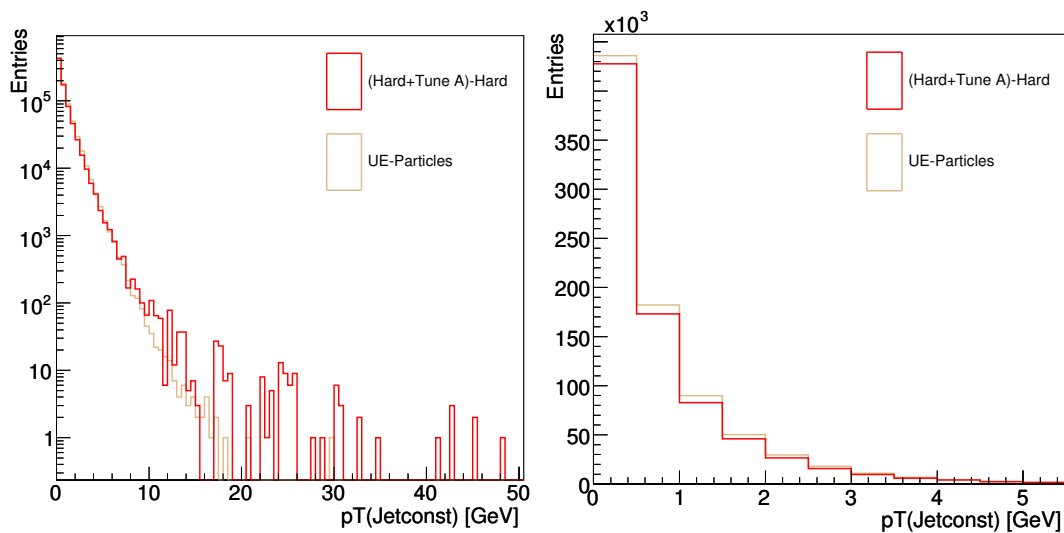


Abbildung 5.25: Vergleich zwischen den mithilfe der Zurückverfolgungsmethode bestimmten UE-Teilchen mit “(Hart+Tune A) - Hart” in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts).

Für Konstituenten mit einem p_T unterhalb 10 GeV zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Die $\text{UE}_{\text{zurück}}$ -Teilchen (braun) haben bei niedrigem Transversalimpuls geringfügig mehr Einträge als die UE_{diff} -Teilchen (rot). Es werden somit etwas zu viele Teilchen dem UE zugeordnet. Bei großem p_T spielt die Tatsache abermals eine Rolle, dass bei “(Hart+Tune A) - Hart” für Minuend und Subtrahend unterschiedliche Events simuliert wurden und der Anteil des harten Stoßes somit differiert.

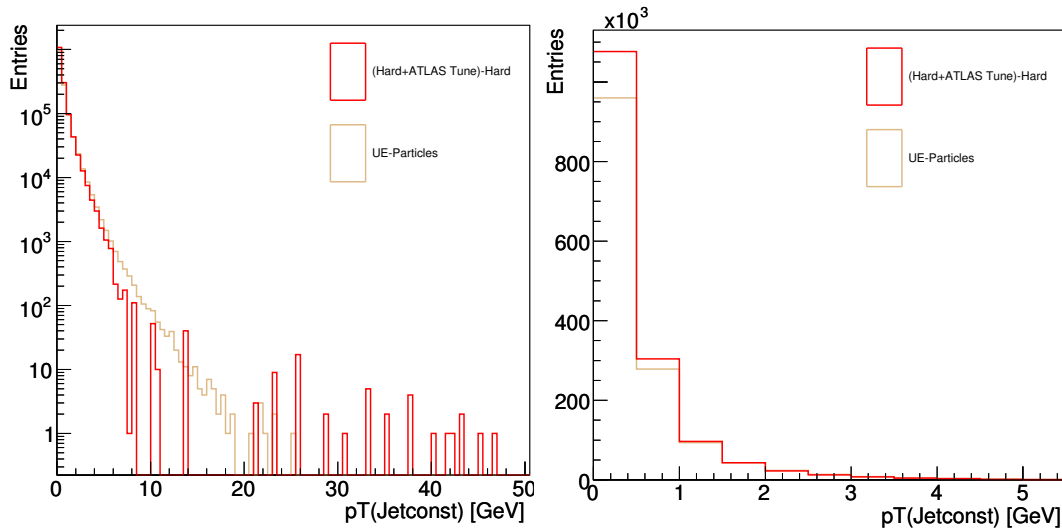


Abbildung 5.26: Vergleich zwischen den mithilfe der Zurückverfolgungsmethode bestimmten UE-Teilchen mit “(Hard+ATLAS Tune) - Hard” in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts).

Die Übereinstimmung bei Verwendung des ATLAS Tunes ist nur bei niedrigen Transversalimpulsen (< 5 GeV) akzeptabel, da “(Hard+ATLAS Tune) - Hard” hier schnell abbricht, weil Hard+ATLAS Tune bei größeren p_T -Werten unterhalb der Kurve von Hard alleine liegt (siehe Abbildung 5.17).

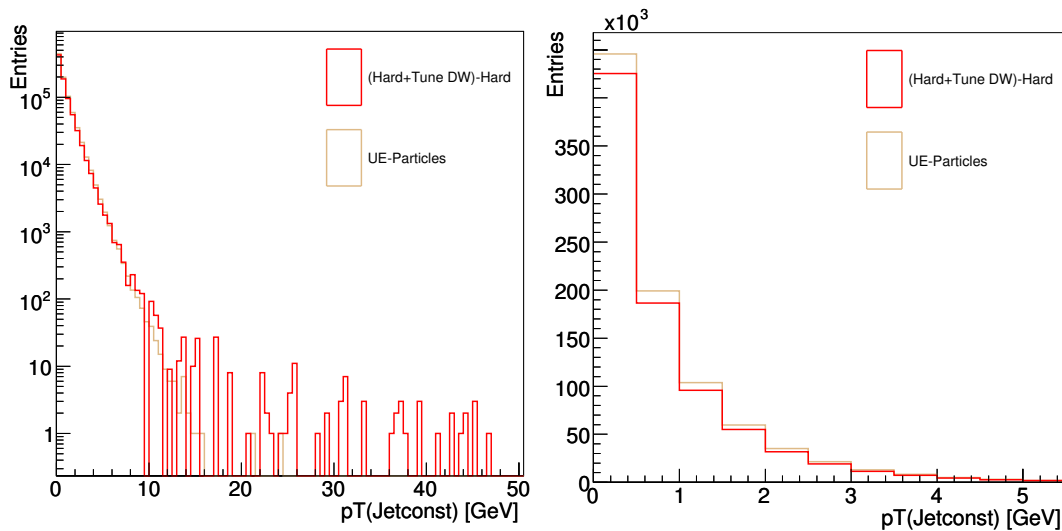


Abbildung 5.27: Vergleich zwischen den mithilfe der Zurückverfolgungsmethode bestimmten UE-Teilchen mit “(Hard+Tune DW) - Hard” in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts).

Tune DW zeigt ähnlich wie Tune A bis ca. 10 GeV eine schöne Übereinstimmung.

Der durch die Zurückverfolgungsmethode bestimmte Anteil des UEs beträgt für Tune A 11,4 GeV, für den ATLAS Tune 12,3 GeV und für Tune DW 12,5 GeV. Diese Werte passen gut zu den UE_{diff} -Teilchen, für die man (siehe Tabelle 5.13 in Kapitel 5.2.6) bei Tune A einen Wert von 10,7 GeV, beim ATLAS Tune 12,3 GeV und bei Tune DW 11,5 GeV erhalten hat.

Grundsätzlich konnte also gezeigt werden, dass “(Hard+UE Tune) - Hard” gut den Beitrag des Underlying Events bei harten Stoßereignissen beschreibt.

5.4 Korrekturmethode für UE bei Verwendung des k_T -Algorithmus

In diesem Kapitel wird eine Methode vorgestellt, wie man die Daten um den Einfluss des Underlying Events bereinigen kann, um das Signal des reinen harten Stoßes zu erhalten.

Dazu wird eine Näherung des UEs gefunden, mit dessen Hilfe Gewichtungsfaktoren bestimmt werden. Diese Faktoren entsprechen der Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen aus dem harten Stoß (und nicht aus dem UE) stammt. Die Teilchen einzelner Events werden schließlich nach dieser Verteilung im Ereignis gewichtet.

5.4.1 low p_T -Methode

Im vorangegangenen Kapitel wurden die Teilchen aus dem UE explizit bestimmt. Im Experiment wird dies nicht möglich sein, da man hier keinerlei Informationen über den Ursprung der Endzustandsteilchen hat. Ferner ist es nicht möglich, ausschließlich den harten Stoß zu erzeugen - man wird immer auch die Beiträge des UEs erhalten, die sich zusammen mit den Teilchen aus dem harten Stoß ununterscheidbar in Jets wiederfinden lassen.

Zur Bestimmung des UE-Beitrags bei Verwendung des Cone-Algorithmus wurden schon mehrere Studien (siehe z.B. [6]) durchgeführt. Im "Swiss Cheese Modell" werden so genannte Far-away-regions betrachtet. Dies sind Regionen, die sich in Φ möglichst weit vom Leading Jet entfernt befinden. Der Einfluss des harten Stoßes, deren Teilchen hauptsächlich im Leading Jet auftreten, ist in diesen Bereichen sehr gering und die Empfindlichkeit auf UE im Gegenzug sehr groß. Die Beiträge aus dem UE können darauf relativ leicht von den Cone-Jets abgezogen werden.

Die Methode, die in dieser Analyse für die Beschreibung des UEs bei Verwendung des k_T -Algorithmus entwickelt wurde, ist an das Swiss Cheese Modell angelehnt und resultiert aus der Annahme, dass sich das UE wie ein Jet aus einem Partonstoß mit sehr kleinem Transversalimpulsübertrag verhält. Motivation dafür ist, dass sich mit der perturbativen DGLAP-Evolutionsgleichung (siehe z.B. [49]) die Protonstrukturfunktionen zu sehr kleinen Impulsüberträgen q^2 ($\hat{=} p_{Tmin}^2$) mit Messdaten übereinstimmend extrapolieren lassen.

Ausgehend von der Überlegung, dass sich die Teilchen aus dem harten Stoß hauptsächlich in den beiden Jets mit dem höchsten Transversalimpuls befinden, wird der niederenergetischste Jet in einem realen Event (hier nachempfunden durch die gleichzeitige Generierung von hartem Stoß und Underlying Event) als empfindlich auf Beiträge aus dem UE eingestuft. In einem Event mit mehr als zwei Jets, wird der Jet mit dem niedrigsten Transversalimpuls als "low p_T -Jet" bezeichnet und zur Näherung des UEs verwendet. Treten in einem Event lediglich zwei Jets auf, wird der Jetalgorithmus dazu gezwungen, im Event mindestens drei Jets zu finden⁸. Es wird also der letzte Schritt, bei dem zwei Objekte zu einem zusammengefasst werden, rückgängig gemacht und auf diese Weise ein zusätzlicher Jet erzeugt. Der Jet, der unter diesen drei Jets das niedrigste p_T aufweist, ist in diesen anfänglichen 2-Jet-Ereignissen der low p_T -Jet.

Die Übereinstimmung der p_T -Verteilung der Konstituenten aus den low p_T -Jets mit den in Kapitel 5.3.1 bestimmten Teilchen aus dem UE, wird im Folgenden untersucht.

Dazu wurden in Abbildung 5.28 bei Verwendung von Tune A low p_T -Jets mit UE_{diff} bei 20.000 Events verglichen.

⁸Dies geschieht durch den Befehl `findJetsN(3)`. Der ansonsten übliche Befehl `findJetsD(dCut)`, der die Teilchen bis zu einem bestimmten d_{cut} -Wert zusammenfasst, wird dadurch außer Kraft gesetzt.

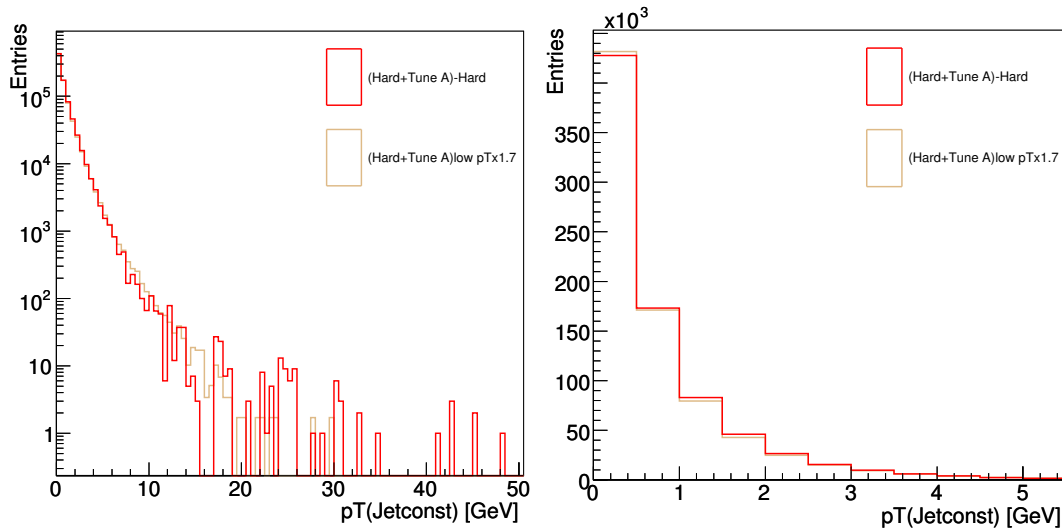


Abbildung 5.28: Vergleich zwischen dem p_T der Teilchen aus "(Hart+Tune A) - Hart" und dem Transversalimpuls der Teilchen aus den low p_T -Jets in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts) für Tune A.

Die beiden Kurven stimmen hervorragend überein. Da der perturbative Wirkungsquerschnitt des UEs im Vergleich zu den Jets mit dem niedrigsten Transversalimpuls in diesem Bereich des Phasenraumes deutlich höher ist, müssen die Konstituenten aus dem low p_T -Jet um den Faktor 1,7 hochskaliert werden.

Die Abweichung bei größeren Transversalimpulsen ist auf Gluonabstrahlung zurückzuführen. Die low p_T -Kurve liegt daher in diesem Bereich etwas höher als die von UE_{diff} , da auch im niederenergetischen Jet vereinzelt Teilchen aus der Gluonabstrahlung anzutreffen sind.

Abbildung 5.29 vergleicht die Teilchen aus den low p_T -Jets bei gemeinsamer Simulation von hartem Stoß und ATLAS Tune mit "(Hart+ATLAS Tune) - Hart".

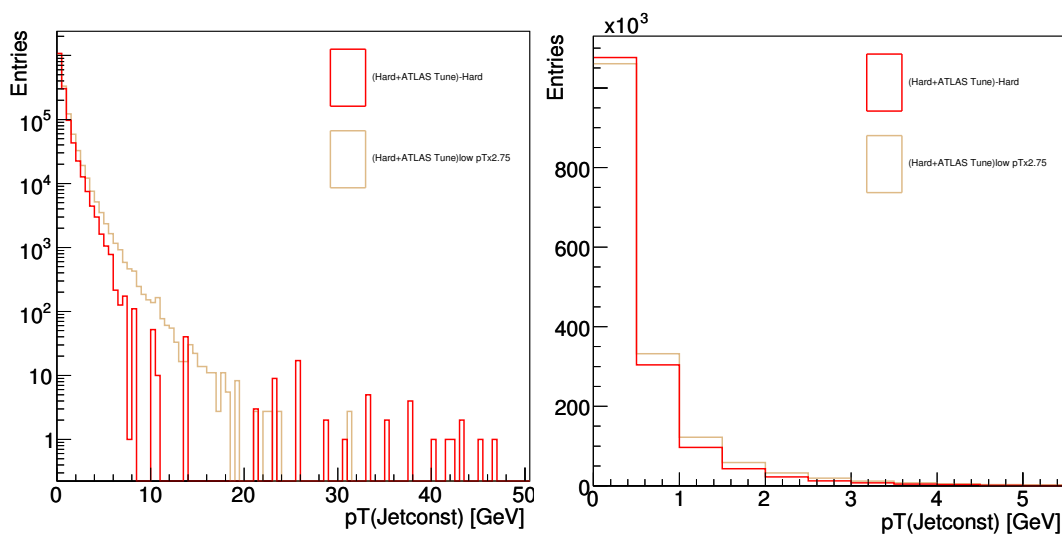


Abbildung 5.29: Vergleich zwischen dem p_T der Teilchen aus "(Hart+ATLAS Tune) - Hart" und dem Transversalimpuls der Teilchen aus den low p_T -Jets in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts) für Tune ATLAS.

Die Übereinstimmung ist hier bei größeren Transversalimpulsen schlechter als bei Tune A, da “(Hart+ATLAS Tune) - Hart” schon früh abbricht. Der Skalierungsfaktor⁹ für die Teilchen aus den low p_T -Jets beträgt 2,75.

Bei Verwendung von Tune DW (siehe Abbildung 5.30) zeigt sich abermals, dass sich das Underlying Event gut durch die low p_T -Jets (Skalierungsfaktor: 1,7) nähern lässt.

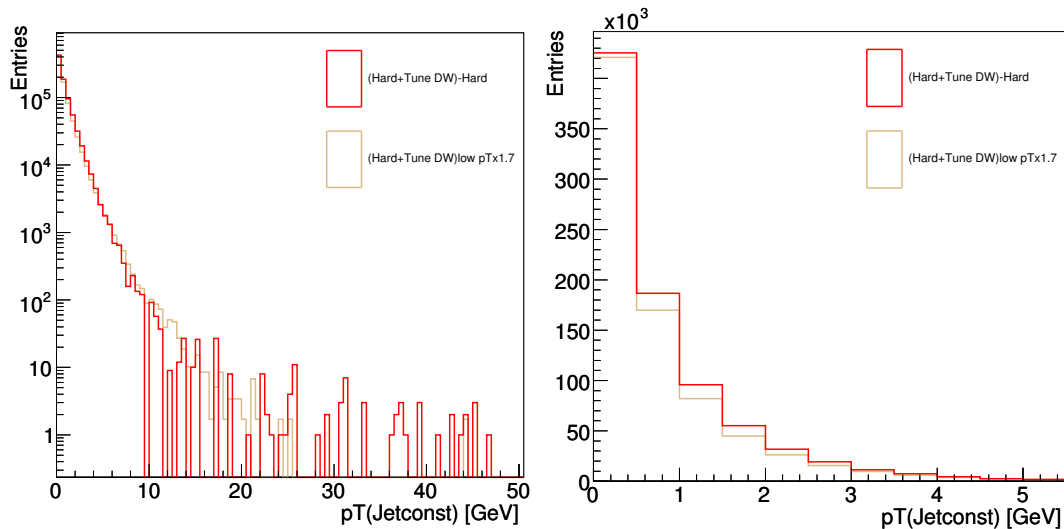


Abbildung 5.30: Vergleich zwischen dem p_T der Teilchen aus “(Hart+Tune DW) - Hart” und dem Transversalimpuls der Teilchen aus den low p_T -Jets in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts) für Tune DW.

Auch innerhalb verschiedener $\text{Jet}_{\text{max}}-p_T$ -Intervallen ergibt sich eine präzise Übereinstimmung der Teilchen aus den niederenergetischsten Jets mit UE_{diff} . Exemplarisch ist dies in Abbildungen 5.31 bei Verwendung des Tune A dargestellt.

⁹Dass man hier einen anderen Skalierungsfaktor als für Tune A erhält, zeigt, dass die low p_T -Methode sensitiv auf unterschiedliche UE-Tunes ist und somit unabhängig vom UE-Modell verwendet werden kann.

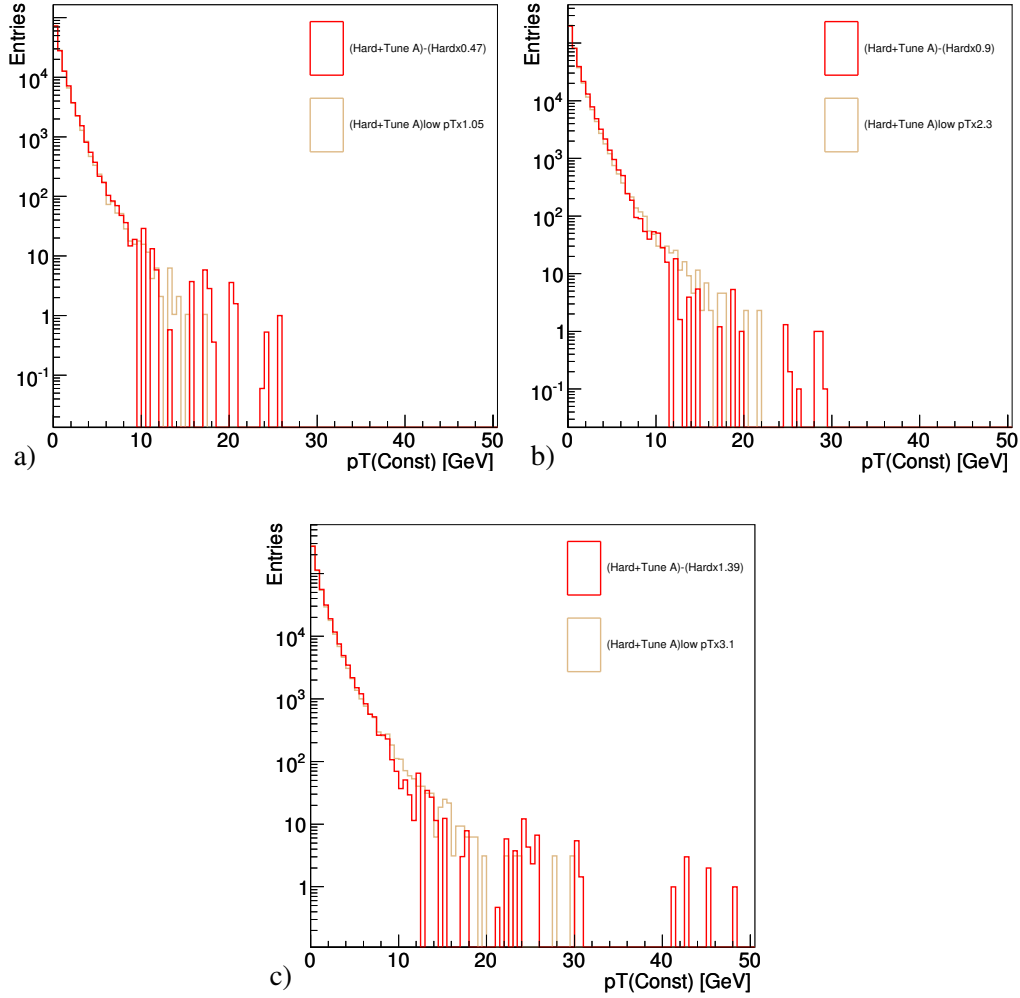


Abbildung 5.31: p_T der UE_{diff} -Teilchen (rot) verglichen mit dem p_T der Teilchen aus den low p_T -Jets (braun) in Jet_{max} - p_T -Intervallen (in GeV): a) $20 \leq p_T(Jet_{max}) < 30$, b) $30 \leq p_T(Jet_{max}) < 40$, c) $40 \leq p_T(Jet_{max})$

Für die anderen Tunes ergeben sich bei Einteilung in Jet_{max} - p_T -Intervalle folgende Verhältnisse:

Jet_{max} - p_T -Intervall	$UE_{diff} : low p_T$		
	Tune A	ATLAS Tune	Tune DW
$20 \leq p_T < 30$	1 : 1,05	1 : 1,30	1 : 0,95
$30 \leq p_T < 40$	1 : 2,30	1 : 3,00	1 : 2,30
$40 \leq p_T$	1 : 3,10	1 : 4,30	1 : 3,30

Tabelle 5.17: Skalierungsfaktoren für low p_T bei Verwendung verschiedener UE-Tunes

Schließlich werden als Gegenprobe in Abbildung 5.32 für Tune A, in 5.33 für den ATLAS Tune und in 5.34 für Tune DW die skalierten Einträge der niederenergetischsten Jets von Hart+UE Tune abgezogen und mit dem harten Stoß alleine verglichen.

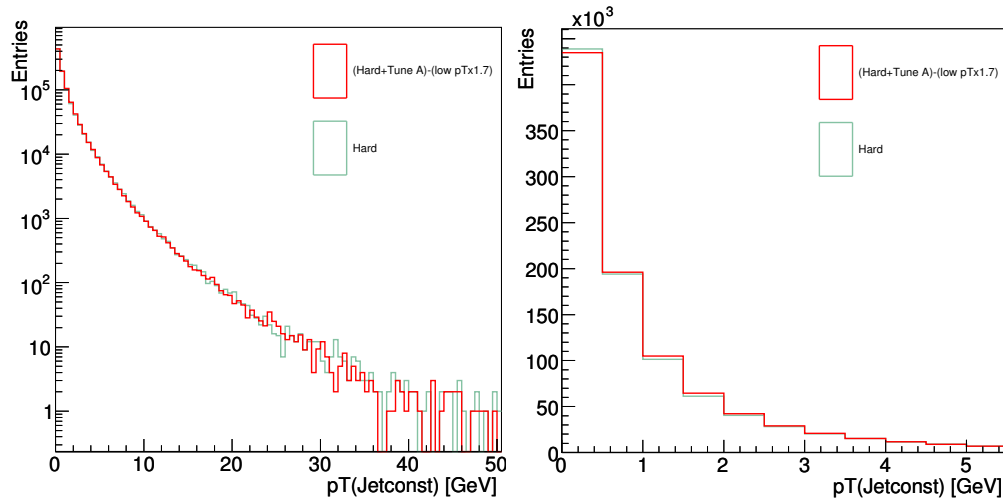


Abbildung 5.32: Vergleich zwischen “(Hart+Tune A) - ($1,7 \times \text{low } p_T$)” und dem harten Stoß in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts) für Tune A.

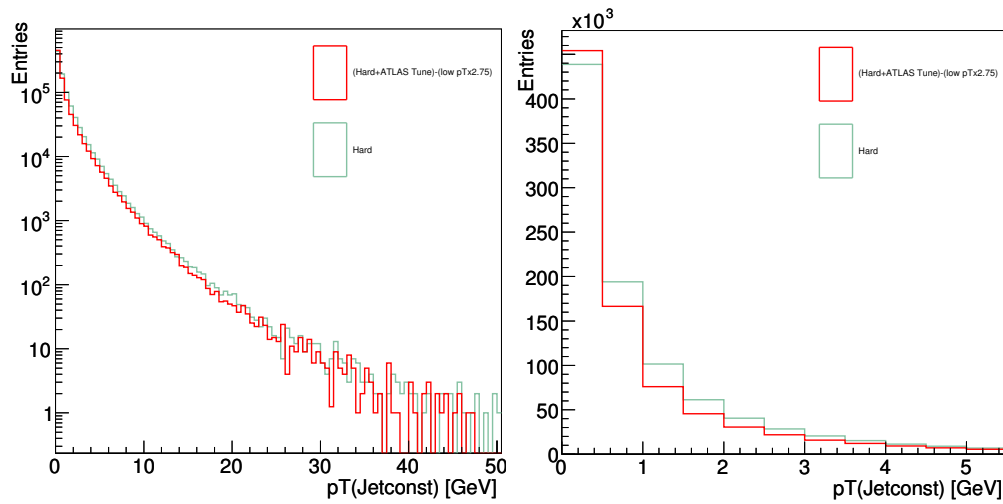


Abbildung 5.33: Vergleich zwischen “(Hart+ATLAS Tune) - ($2,75 \times \text{low } p_T$)” und dem harten Stoß in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts) für den ATLAS Tune.

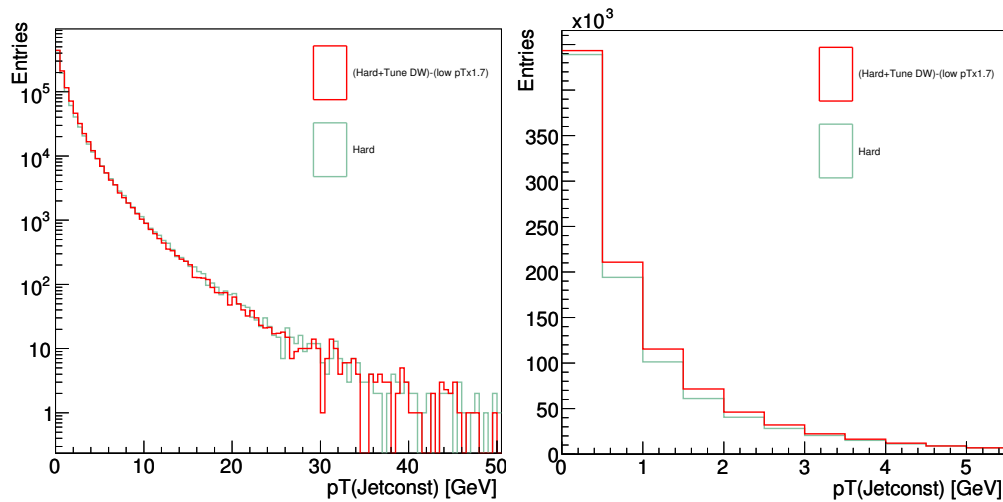


Abbildung 5.34: Vergleich zwischen “(Hart+Tune DW) - ($1,7 \times \text{low } p_T$)” und dem harten Stoß in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts) für Tune DW.

Das beste Resultat erhält man wieder für Tune A, für welchen man nach Subtraktion der hochskalieren low p_T -Jet-Konstituenten den harten Stoß alleine bekommt.

Etwas schlechter ist die Übereinstimmung beim ATLAS Tune, während “(Hard+Tune DW) - (1,7 · low p_T)” wieder besser dem reinen harten Stoß entspricht.

In Abbildungen 5.35 wird untersucht, ob “(Hart+UE Tune) - low p_T ” auch in Jet_{\max} - p_T -Intervallen mit dem harten Stoß übereinstimmt. Um Vergleichbarkeit herzustellen, wurde “(Hart+UE Tune) - low p_T ” mit dem Kehrwert der Skalierungsfaktoren aus Tabelle 5.15 multipliziert.

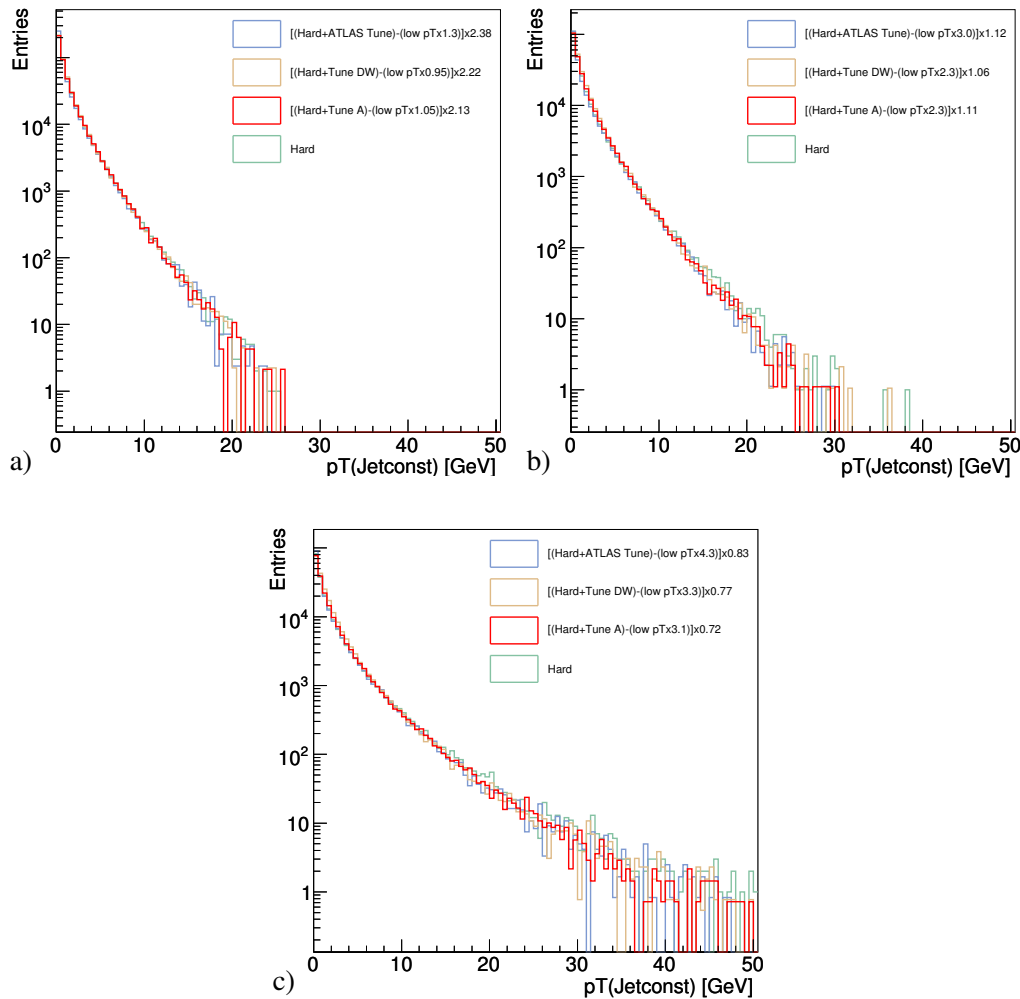


Abbildung 5.35: Vergleich zwischen “(Hart+UE Tune) - low p_T ” und dem harten Stoß in Jet_{\max} - p_T -Intervallen (in GeV): a) $20 \leq p_T(\text{Jet}_{\max}) < 30$, b) $30 \leq p_T(\text{Jet}_{\max}) < 40$, c) $40 \leq p_T(\text{Jet}_{\max}) < 50$

Wie man sieht, funktioniert die low p_T -Methode auch innerhalb verschiedener Jet_{\max} - p_T -Intervallen recht ordentlich.

Das UE kann also - zumindest statistisch - durch entsprechend skalierte Beiträge aus Jets mit sehr kleinen Transversalimpulsen beschrieben werden. Durch Subtraktion dieser low p_T -Teilchen von realen Daten kann somit wieder das Signal des reinen harten Stoßes erhalten werden.

5.4.2 Gewichtungsmethode

Nachdem im vorherigen Kapitel gezeigt wurde, dass man mithilfe der low p_T -Methode aus Events mit UE wieder den reinen harten Beitrag erschließen kann, werden nun darauf basierend Gewichtungsfaktoren bestimmt, mit denen man auch einzelne Events vom Beitrag des UEs befreien kann. Eine einmalige Bestimmung dieser Gewichtungsfaktoren würde damit ausreichen, um Teilchen gemäß der Wahrscheinlichkeit, dass sie aus dem harten Stoß stammen, im Event zu gewichten und somit ein Ereignis um den Anteil des UEs zu korrigieren.

Um die Gewichtungsfaktoren zu ermitteln, wurden zunächst die hochskalierten Anteile des low p_T -Jets von Hart+UE Tune subtrahiert, um den reinen harten Stoß zu nähern. Im Experiment ist dieser Skalierungsfaktor die einzige Unbekannte, die z.B. anhand von Simulationsstudien oder besser noch direkt aus Messdaten ermittelt werden kann.

Diese Differenz wird nun durch Hart+UE Tune dividiert und man erhält Abbildungen 5.36.

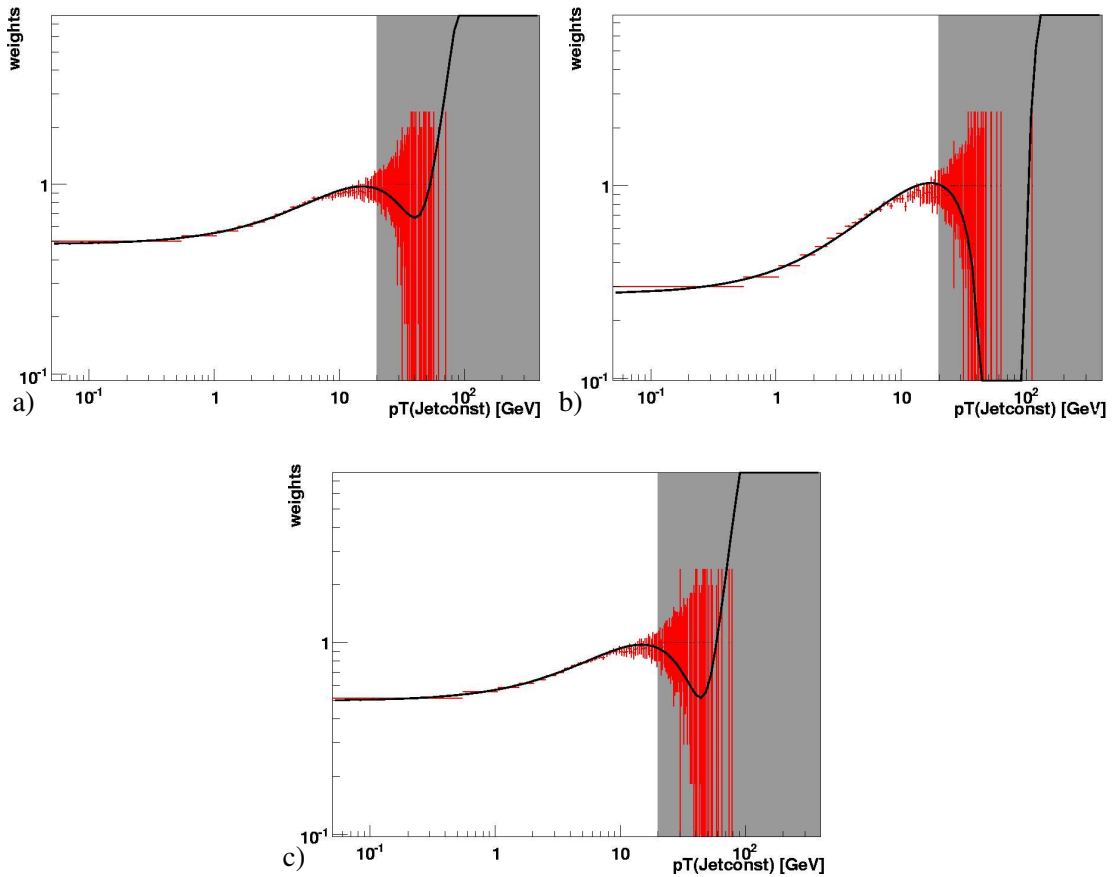


Abbildung 5.36: Gewichtungsfunktion (schwarz), die an $((\text{Hart+UE Tune}) - \text{low } p_T)/(\text{Hart+UE Tune})$ angepasst wurde für a) Tune A, b) den ATLAS Tune und c) Tune DW

An diese Werte lassen sich nun Kurven fitten. Unterhalb 20 GeV wird diese Verteilung bereits recht gut durch ein Polynom dritten Grades beschrieben. Eine Auflistung der Vorfaktoren dieser Funktion bei Verwendung der unterschiedlichen UE-Tunes findet sich in Tabelle 5.18.

	a_0 in 10^{-1}	a_1 in 10^{-2}	a_2 in 10^{-3}	a_3 in 10^{-5}
Hart + Tune A	$4,83 \pm 0,01$	$7,34 \pm 0,11$	$-3,30 \pm 0,16$	$3,95 \pm 0,36$
Hart + ATLAS Tune	$2,74 \pm 0,01$	$9,60 \pm 0,08$	$-3,45 \pm 0,11$	$2,52 \pm 0,16$
Hart + Tune DW	$4,97 \pm 0,01$	$7,26 \pm 0,11$	$-3,28 \pm 0,15$	$3,71 \pm 0,30$

Tabelle 5.18: Vorfaktoren für die Gewichtungsfunktionen

Im Experiment wird nun für jedes Teilchen der Gewichtungsfaktor bestimmt, indem man seinen Transversalimpuls p_T in die Gleichung

$$a_0 + a_1 \cdot p_T + a_2 \cdot (p_T)^2 + a_3 \cdot (p_T)^3$$

einsetzt. Teilchen mit $p_T < 20$ GeV werden mit diesem Faktor gewichtet, Teilchen mit größerem Transversalimpuls werden hingegen nicht (also mit 1) gewichtet, da die gefittete Kurve in diesem Bereich aufgrund der großen statistischen Schwankungen der Einträge unphysikalisch und somit nicht zu verwenden ist (zudem kommen fast alle Konstituenten mit einem $p_T \geq 20$ GeV aus dem harten Stoß).

Wie man in Abbildungen 5.37 erkennen kann, funktioniert diese Methode sehr gut, falls das UE durch Tune A oder Tune DW beschrieben wird. Beim ATLAS Tune ist die Übereinstimmung am geringsten, jedoch immer noch gut.

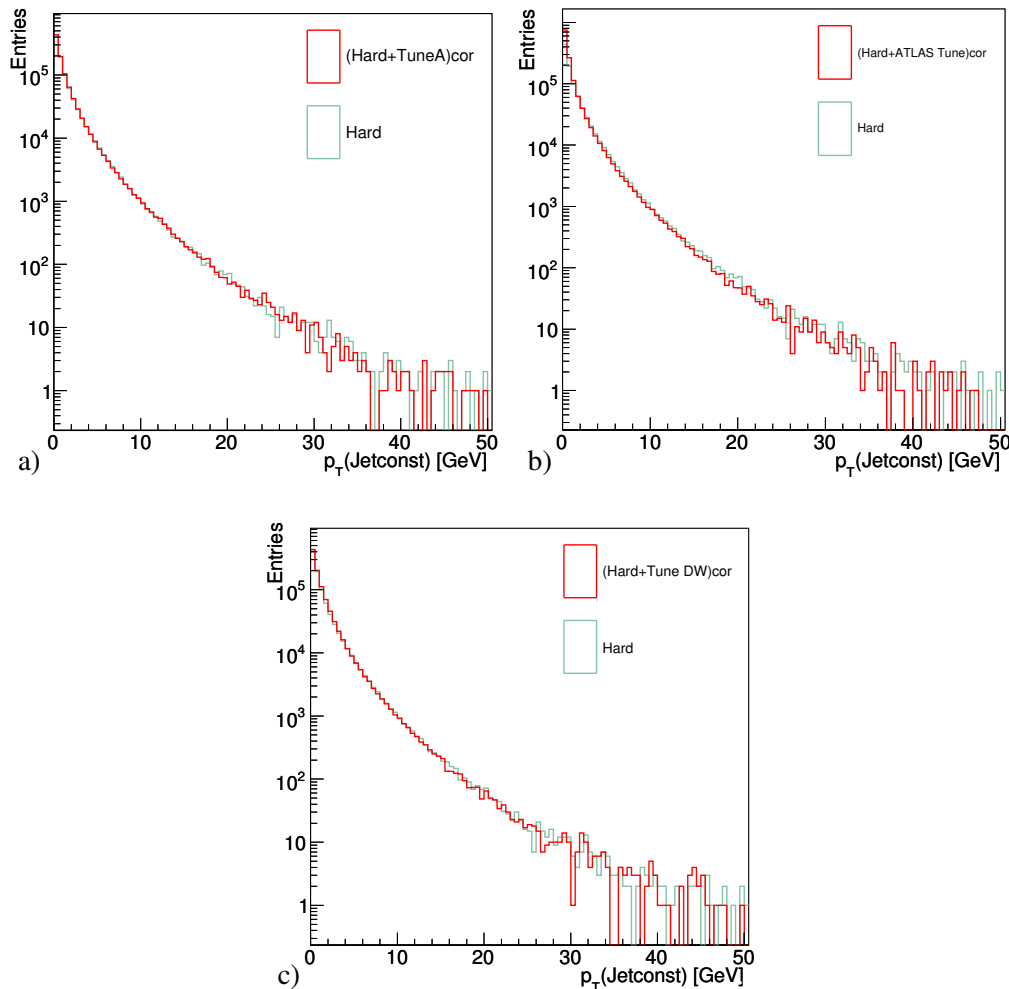


Abbildung 5.37: Vergleich zwischen Hart und Hart+UE Tune, welches mithilfe der Gewichtungsfunktion korrigiert wurde für a) Tune A, b) ATLAS Tune und c) Tune DW

5.4.3 Übertragbarkeit der gewonnenen Ergebnisse

In diesem Kapitel wird gezeigt, dass die gewonnenen Ergebnisse auf Ereignisse, die für andere p_{Tmin} (CKIN(3)) bzw. mit Detektorsimulation erzeugt werden, übertragbar sind. Dazu wird zunächst der Einfluss des UEs bei einem höheren Transversalimpulsübertrag betrachtet. Im Anschluss daran wird das Generatorniveau kurz verlassen und der Einfluss des Detektors betrachtet.

Transversalimpulsübertrag von 100 GeV

Um zu sehen, ob die low p_T -Methode auch bei höheren Teilchenenergien verwendet werden kann, wurde der Parameter CKIN(3) von 20 GeV auf 100 GeV gesetzt.

Die Verteilung der Jet-Transversalimpulse findet sich in Abbildung 5.38 wieder.

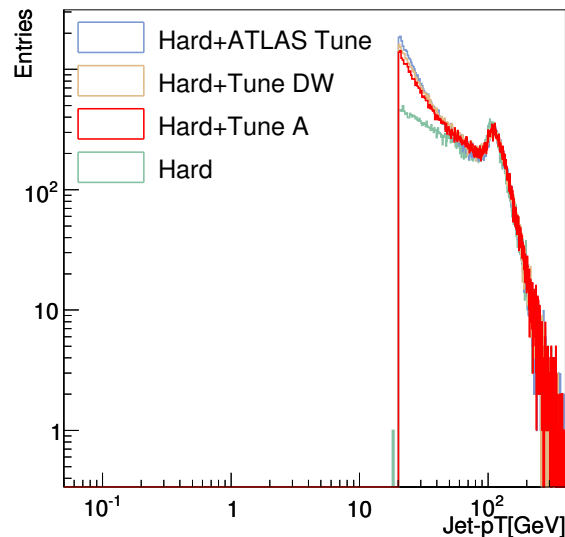


Abbildung 5.38: Jet- p_T (in GeV) bei CKIN(3) = 100 für Hart (türkis), Hart+Tune A (rot), Hart+Tune DW (braun) und Hart+ATLAS Tune (blau) für k_T -Jets mit $d_{cut} = 400 \text{ GeV}^2$

Da der Mindesttransversalimpulsübertrag der stoßenden Partonen nun bei 100 GeV liegt, befindet sich bei diesem Wert auch ein Maximum, das vorher bei 20 GeV lag. Im Vergleich zum harten Stoß alleine, finden sich mit UE sehr viel mehr Jets bei niedrigem Transversalimpuls. Bei 20 GeV bricht die Verteilung aufgrund des d_{cut} -Wertes von 400 GeV^2 abrupt ab.

Die Jetanzahl beträgt bei Hart $3,52 \pm 0,01$, bei Hart+Tune A $4,44 \pm 0,01$, bei Hart+ATLAS Tune $4,70 \pm 0,01$ und bei Hart+Tune DW $4,66 \pm 0,01$. Dass sich bei höheren Transversalimpulsen im Mittel mehr Jets in einem Ereignis befinden, liegt an dem Umstand, das hier beispielsweise auch abgestrahlte Gluonen genug Energie besitzen, um selbst Jets zu bilden.

Der Einfluss des UEs ist hier geringer, dem Verhalten bei CKIN(3) = 20 jedoch sehr ähnlich.

Der Beitrag des UEs lässt sich auch hier durch low p_T -Jets beschreiben (siehe Abbildungen 5.39-5.41). Da die low p_T -Jets in Ereignissen mit CKIN(3) = 100 jedoch zu viele harte Teilchen enthalten, muss auch hier auf low p_T -Jets in Ereignissen mit CKIN(3) = 20 zurückgegriffen werden.

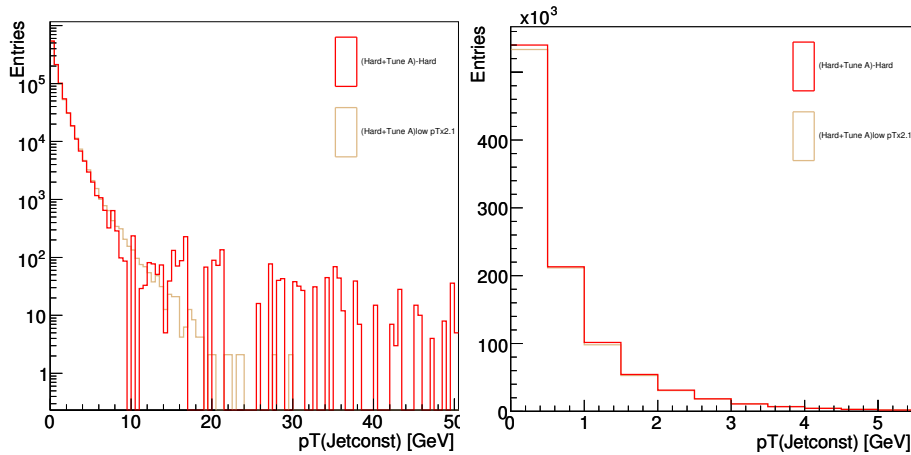


Abbildung 5.39: Vergleich zwischen dem p_T der Teilchen aus “(Hard+Tune A) - Hard” bei $CKIN(3) = 100$ und dem Transversalimpuls der Teilchen aus den low p_T -Jets bei $CKIN(3) = 20$ (skaliert mit 2,1) in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts) für Tune A.

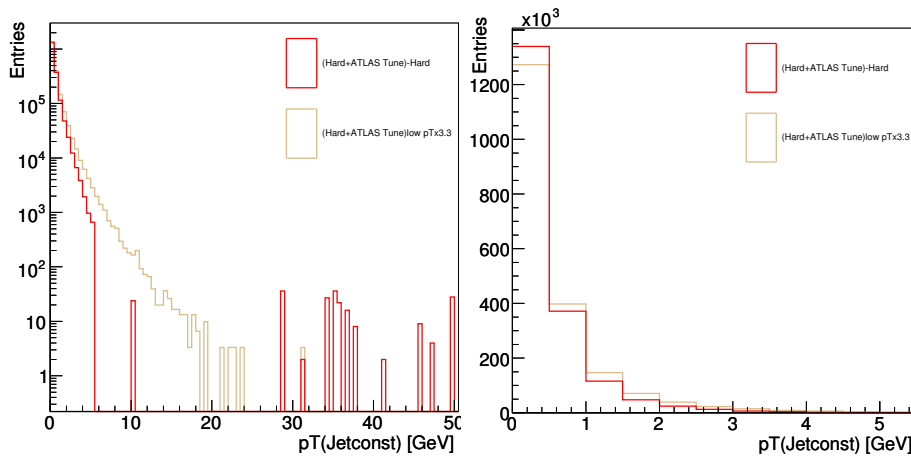


Abbildung 5.40: Vergleich zwischen dem p_T der Teilchen aus “(Hard+ATLAS Tune) - Hard” bei $CKIN(3) = 100$ und dem Transversalimpuls der Teilchen aus den low p_T -Jets bei $CKIN(3) = 20$ (skaliert mit 3,3) in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts) für den ATLAS Tune.

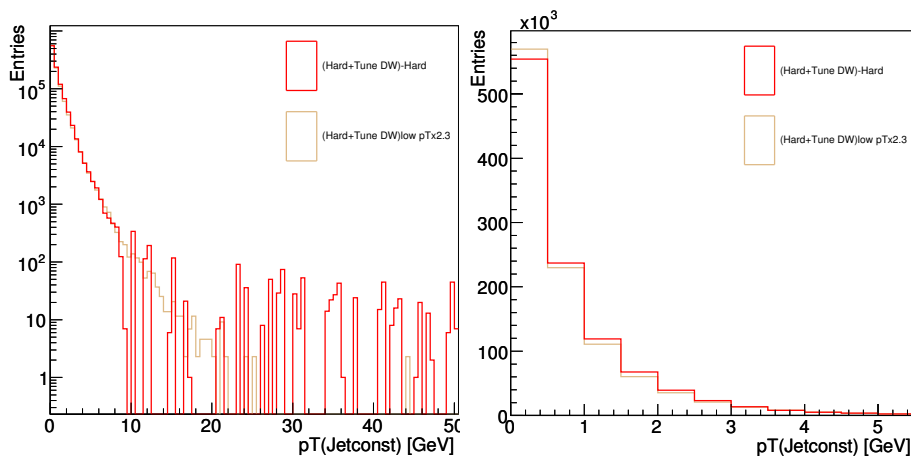


Abbildung 5.41: Vergleich zwischen dem p_T der Teilchen aus “(Hard+Tune DW) - Hard” bei $CKIN(3) = 100$ und dem Transversalimpuls der Teilchen aus den low p_T -Jets bei $CKIN(3) = 20$ (skaliert mit 2,3) in halb- (links) und nichtlogarithmischer Darstellung (rechts) für Tune DW.

Abgesehen von den Skalierungsfaktoren, die aufgrund der höheren Teilchenenergien größer ausfallen, erhält man sehr ähnliche Ergebnisse wie bei $CKIN(3) = 20$. Die gewonnenen Resultate haben somit auch bei höheren Transversalimpulsüberträgen Gültigkeit.

Simulation mit ATLFAST

Als letztes soll nun kurz das Generatorniveau verlassen werden, um zu sehen, ob sich das UE auf Detektorlevel ähnlich verhält. Dazu wird in Abbildung 5.42 die Transversalimpulsverteilung der Jets auf Generatorlevel (links) mit dem Detektorlevel (rechts) verglichen (jeweils bei Verwendung des k_T -Algorithmus).

Zur Simulation des Detektors wurde ATLFAST (siehe Kapitel 4.2), das Fast Simulation Paket von Athena, verwendet. Damit wurden Analysis Object Datensätze (AOD) mit 20.000 Events erstellt, jeweils für den harten Stoß alleine, mit Tune A, mit dem ATLAS Tune und mit Tune DW.

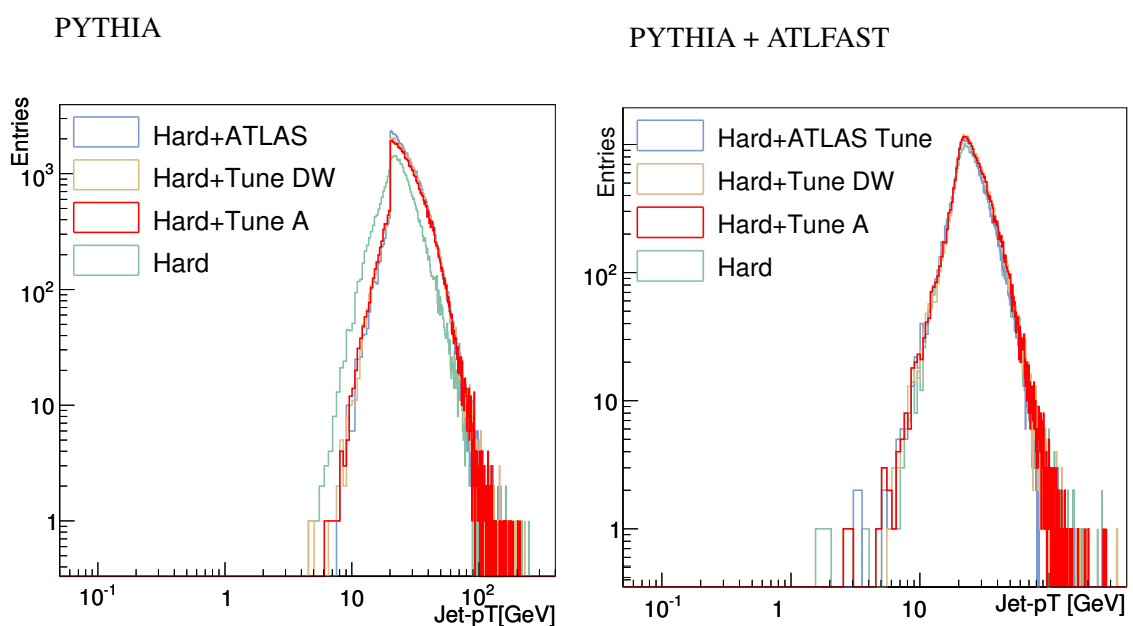


Abbildung 5.42: p_T -Verteilung der Jets (in GeV) auf Generator- (links) und Detektorniveau (rechts)

Die Kurve des harten Stoßes ohne UE (türkis) ist (bis auf die steilere linke Flanke bei ATLFAST) in beiden Histogrammen sehr ähnlich. Das Maximum liegt in beiden Fällen bei ca. 20 GeV, die Kante an dieser Stelle ist jedoch bei Hart+UE Tune nicht mehr zu sehen. Die Unterschiede zum reinen harten Stoß sind somit deutlich geringer.

Insgesamt werden auf Detektorniveau weniger Jets detektiert. So fallen vor allem Jets mit niedrigem Transversalimpuls der Detektorakzeptanz zum Opfer, was die steilere linke Flanke erklärt. Dies könnte unter Umständen die vorgeschlagene Korrekturmethode beeinflussen.

Nichtsdestotrotz treten auch auf Detektorniveau vereinzelt Jets mit niedrigen Impulsen auf. Außerdem zeigen sich dieselben Tendenzen wie auf Generatorniveau. So führt das UE zu einem Anstieg der Jetanzahl. Zudem erlangen die Jets durch die zusätzlichen Beiträge aus dem UE höhere Transversalimpulse. Die Kurve wird dadurch bei größeren p_T -Werten etwas nach rechts verschoben. Auch wenn diese Verschiebung nicht mehr so stark ausgeprägt ist, weist der Einfluss des UEs auf Detektorlevel dasselbe Verhalten auf wie auf Generatorniveau.

Die gewonnenen Ergebnisse sollten sich daher auf das Detektorniveau übertragen lassen, was aber noch genauer zu untersuchen wäre.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Am Large Hadron Collider (LHC) am CERN werden Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV zur Kollision gebracht. Dabei wird immer - auch bei niedriger Luminosität - Underlying Event (UE) (also zusätzliche, weiche Wechselwirkungen der nicht aktiv am harten Stoßprozess beteiligten Partonen der stoßenden Protonen) auftreten. Die Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ wird zudem im Mittel zu ca. 23 Minimum Bias (MB) Ereignissen (also weichen Stoßprozessen nicht am harten Stoß beteiligter Protonen in einer Strahlkreuzung) pro Event führen. Eine Einbeziehung dieser Untergründe in die Simulationsstudien ist daher unerlässlich, um im Experiment interessante und möglicherweise neue Physik finden zu können.

In dieser Analyse wurde der Einfluss des Underlying Events und das Auftreten eines einzelnen Minimum Bias Ereignisses bei einem harten $2 \text{ Parton} \rightarrow 2 \text{ Parton}$ -Stoß betrachtet. Dabei wurden Events mit dem Monte Carlo Ereignis Generator PYTHIA 6.4.10 generiert und verschiedene Modelle zur Simulation des UEs miteinander verglichen. Während sich Tune A und Tune DW sehr ähnlich verhielten, zeigte der ATLAS Tune größere Abweichungen, die auf sehr viele generierte, niederenergetische Teilchen zurückzuführen sind.

Die mittlere Anzahl der Jets pro Event stieg bei Verwendung des k_T -Algorithmus von 2,13 für den harten Stoß ohne UE auf 2,89 mit Tune A, auf 3,18 mit dem ATLAS Tune und auf 3,01 mit Tune DW.

Das UE führte hierbei also lediglich zu ca. einem zusätzlichen Jet pro Event. Teilchen aus dem UE werden, wenn sie nicht dem Strahlrest zugeordnet werden, bei diesem Jet-Algorithmus aufgesammelt und zu den Jets aus dem harten Stoß gezählt und erhöhen somit den Gesamttransversalimpuls der Jets um etwa 10 GeV.

Anders verhält es sich bei Cone-Jets, bei denen das UE zu vielen weiteren, niederenergetischen Jets führt, die zum großen Teil nahe der Strahlachse mit kleinen Transversalimpulsen auftreten.

Bei beiden Jetalgorithmen ändert sich die Form der Jets aufgrund der Beiträge aus dem UE kaum und die Jets werden lediglich etwas größer.

Da es für den Cone-Algorithmus bereits entsprechende Studien gibt, die sich mit der Beschreibung von UE in experimentellen Daten beschäftigen, der k_T -Algorithmus jedoch theoretisch viel besser motiviert und verstanden ist, wurde in dieser Studie eine Methode entwickelt, mit welcher man den harten Stoß bei Verwendung des k_T -Algorithmus um den Anteil des UEs befreien kann. Diese Methode ist notwendig, da der Anteil des UEs im Event bei ~ 31 GeV für Tune A, bei ~ 39 GeV bei Verwendung des ATLAS Tunes und bei ~ 35 GeV für Tune DW liegt.

Der Beitrag des UEs kann in Simulationsstudien dadurch genähert werden, dass man den harten Stoß mit UE generiert und davon den harten Stoß ohne UE statistisch subtrahiert ("Hart+UE Tune – Hart"). Dass diese Differenz tatsächlich den Beitrag des UEs beschreibt, wurde getestet, indem diese Differenz mit Teilchen verglichen wurde, deren Ursprung im UE lagen. Um die Herkunft eines stabilen Endzustandsteilchens zu bestimmen, wurde dieses anhand der Teilchenliste eines Ereignisses über seine Mutterteilchen zurückverfolgt. Teilchen, die ihren Ursprung im UE hatten, wiesen eine schöne Übereinstimmung in der p_T -Verteilung mit den Teilchen aus "Hart+UE Tune – Hart" auf.

Da es im Experiment nicht möglich sein wird, den harten Stoß ohne UE zu erzeugen, sind Näherungen zur Beschreibung des UEs nötig. Es stellte sich heraus, dass dieses bei reellen Daten (in dieser Studie simuliert durch die gemeinsame Generierung von hartem Stoß und UE) in guter Näherung durch Jets mit sehr niedrigem Transversalimpuls beschrieben werden können. Somit wurde die p_T -Verteilung der Konstituenten dieser niederenergetischen Jets von derer der Konstituenten in Jets, bei denen der harte Stoß mit UE generiert wurde, statistisch subtrahiert, um wieder den Beitrag des reinen harten Stoßes zu erhalten. Die Verteilung, die man mithilfe dieser Näherung erhalten hat, wurde durch die Kurve des harten Stoßes mit UE dividiert, um aus diesem statistisch gewonnenen Verhältnis Gewichtungsfaktoren zu gewinnen, welche zur Korrektur einzelner Events verwendet werden können. Die Konstituenten der Jets aus der gleichzeitigen Generierung von hartem Stoß und UE wurden dann mit diesen Faktoren gewichtet und die daraus gewonnene p_T -Verteilung mit der aus dem reinen harten Stoß verglichen. Es zeigte sich eine hervorragende Übereinstimmung. Mithilfe dieser Korrekturen kann somit auch der k_T -Algorithmus im exklusiven Modus bei Hadron-collidern verwendet werden.

Um sich noch besser auf das Underlying Event und Minimum Bias vorzubereiten, wäre die Betrachtung weiterer UE-Tunes sinnvoll. So gibt es beispielsweise im neuen Partonschauer Modell in PYTHIA den Tune S0, welcher die Colour Reconnections (also die Farbverbundenheit der zusätzlichen, weichen Partonwechselwirkungen mit dem harten Stoß) berücksichtigt. Dadurch wird der Tatsache besser Rechnung getragen, dass das UE komplizierter mit dem harten Stoß verstrickt ist als ein davon unabhängiger, zusätzlicher Beitrag, als welcher das UE im alten Partonschauer Modell behandelt wird.

Ferner wäre die Studie des UEs mit anderen Ereignisgeneratoren wie beispielsweise HERWIG sinnvoll, bei dem das UE rein phänomenologisch (ohne Multiple Parton Interactions) simuliert wird. Zudem wäre eine Betrachtung von vielen zusätzlichen Minimum Bias Ereignissen pro Event interessant, da man bei voller Luminosität eine Anzahl von 23 solcher Reaktionen als Hintergrundereignisse erwartet. Das Signal des harten Stoßes wird somit noch stärker überlagert und die präzise Messung erschwert.

Schließlich bleibt eine genauere Überprüfung der Auswirkungen des UEs auf Detektorniveau, für welches in dieser Studie die prinzipielle Übertragbarkeit der gewonnenen Ergebnisse gezeigt wurde. Da jedoch viele niederenergetische Jets der Detektorakzeptanz zum Opfer fallen, ist eine genauere Betrachtung wichtig, um mögliche Auswirkungen auf die low p_T -Methode zu sehen.

Da jedoch alle diese Untersuchungen auf simulierten Daten basieren, wird die Inbetriebnahme des LHCs mit Spannung erwartet. Erst anhand reeller Daten wird sich der exakte Einfluss des UEs zeigen.

Eine mögliche Vorgehensweise wäre:

- Underlying Event aus transversalen Bereichen zum führenden Jet in Jet-Ereignissen oder
- UE aus Drell-Yan-Ereignissen mit $\gamma^*/Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ nach Entfernung des Myonpaares bestimmen
- Vergleich von UE mit niederenergetischen Jets ergibt die erforderlichen Skalierungsfaktoren zum Ausgleich unterschiedlicher Wirkungsquerschnitte
- statistische Subtraktion des UEs in Jetereignissen aus k_T -Algorithmus liefert "bereinigte" harte Kollision
- Gewichtungsfaktoren aus Verhältnis der Verteilungen von bereinigten harten Kollisionen und harten Kollisionen inklusive UE
- Korrektur einzelner k_T -Jets durch Gewichtung der Konstituenten mit Gewichtungsfaktoren

Literaturverzeichnis

- [1] ENZYKLOPÄDIE ENCARTA. (Microsoft), (2003)
- [2] FIELD, R., *Min-Bias and the Underlying Event at Tevatron and the LHC, Lecture 1 and 2.* (2007), Vortrag bei der MCnet school Physics and Techniques of Event Generators an der Durham Universität
- [3] POVH, B., RITH, K., SCHOLZ, C. und ZETSCHKE, F., *Teilchen und Kerne.* (Springer-Verlag), (2004)
- [4] ENZYKLOPÄDIE WIKIPEDIA, [http://de.wikipedia.org/wiki/Quark_\(Physik\)](http://de.wikipedia.org/wiki/Quark_(Physik)). (Letzter Zugriff: Februar 2008)
- [5] BARATE, R. et al., *Search for Standard Model Higgs Boson at LEP.* (Phys. Lett. B), (2003), CERN-EP2003-011
- [6] TANO, V., *A study of QCD processes at low momentum transfer in hadron-hadron collisions.* (2001), Dissertation der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
- [7] BIEBEL, O., 8: *QCD, Jets, Strukturfunktionen.* (WiSe 2003/2004), Vorlesungsreihe Angewandte Physik: Teilchenphysik mit höchstenergetischen Beschleunigern (TEVATRON und LHC), <http://www.mppmu.mpg.de/>
- [8] BIEBEL, O., *Experimental tests of the strong interaction and its energy dependence in electron-positron annihilation.* (2001), Physics Reports, Volume 340, Number 3, pp. 165-289(125)
- [9] ERLEBACH, M., *Studien zu Multijet Ereignissen am Tevatron.* (2004), Diplomarbeit der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München
- [10] CORCELLA, G., KNOWLES, I. G. et al., *HERWIG 6.5: an event generator for Hadron Emission Reactions with Interfering Gluons (including supersymmetric processes).* (2001), JHEP, 0101:010
- [11] LAMBACHER, M., *Study of fully hadronic $t\bar{t}$ decays and their separation from QCD multijet background events in the first year of the ATLAS experiment.* (2007), Dissertation der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München
- [12] WEBBER, B. R., *Monte Carlo Methods in Particle Physics.* (2007), Vortragsreihe am MPI München
- [13] SJÖSTRAND, T. (1988), Int. J. Mod. Phys. A 3, 751
- [14] DESY-HOMEPAGE, <http://www.desy.de/fo/hera/engl/chap1.html>. (Letzter Zugriff: Februar 2008)
- [15] ELLIS, R. K., STIRLING, W. J. und WEBBER, B. R., *QCD and Collider Physics.* (Cambridge University Press), (2003)

- [16] SJÖSTRAND, T., MRENNNA, S. und SKANDS, P., *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*. (2006), hep-ph/0603175
- [17] DAWSON, I., BUTTAR, C. und MORAES, A., *Minimum Bias and the Underlying Event: towards the LHC*. (2003), Vortrag bei der Physics at LHC Conference in Prag
- [18] MORAES, A., *Minimum Bias interactions and the Underlying Event*. (2002), Vortrag beim ATLAS UK Physics Meeting
- [19] FERMILAB-HOMEPAGE, <http://www.fnal.gov/>. (Letzter Zugriff: Februar 2008)
- [20] HIRSCHBÜHL, D. et al., *Measurement of the Charge Asymmetry in Top Pair Production*. (2007), <http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/2007/topProp/TopAsymmetry/>
- [21] BECHTEL, F., *Studien zur Messung des Underlying Events mit dem CMS-Detektor*. (2007), Vortrag bei der DPG Frühjahrstagung in Heidelberg
- [22] ALBROW, M. et al., *Tevatron-for-LHC Report of the QCD Working Group*. (2006), hep-ph/0610005
- [23] SCHOUTEN, D., *Response Calibration and Pileup*. (2007), Vortrag bei der Trigger and Physics Week am CERN
- [24] ALTARELLI, G. und MANGANO, M., *Proceedings of the Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC*. (1999), CERN-2000-004
- [25] RUCKERT, B., *Muon reconstruction and the search for leptoquarks at LHC*. (2006), Diplomarbeit der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München
- [26] GLADYSHEV, A. V. und KAZAKOV, D. I., *Supersymmetry and LHC*. (2007), Phys. Atom. Nucl. 70, hep-ph/0606288, 1553-1567
- [27] QUIROS, M., *Introduction to extra dimensions*. (2006), hep-ph/0606153
- [28] REITER, G., *Studien zur Higgs-Produktion*. (2007), Diplomarbeit der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München
- [29] LAMPRECHT, M., *Studien zu Effizienz und Akzeptanz des ATLAS-Myontriggers mit simulierten Messdaten*. (2007), Diplomarbeit der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München
- [30] ATLAS-WIKI, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/WorkBookAtlasExperiment>. (Letzter Zugriff: März 2008)
- [31] ATLAS-COLLABORATION, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. (2007), https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Atlas/AtlasTechnicalPaper/Main_jinst_submission.pdf
- [32] ATLAS-COLLABORATION, *ATLAS Detector and Physics Performance – Technical Design Report, Volume I*. (1999), ATLAS TDR 14, CERN/LHCC/99-14
- [33] COMPASS-COLLABORATION, *The COMPASS Experiment at CERN*. (2007), Nucl. Instrum. Meth. A577,455-518, hep-ex/0703049
- [34] PARTICLE-DATA-GROUP, <http://pdg.lbl.gov/>. (Letzter Zugriff: März 2008)
- [35] CERN-HOMEPAGE, www.cern.ch. (Letzter Zugriff: Februar 2008)
- [36] ATLAS-WIKI, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/AtlasTechnicalPaperListOfFigures/>. (Letzter Zugriff: Februar 2008)

- [37] ELSING, M. und SCHOERNER-SADENIUS, T., *Configuration of the ATLAS Trigger System*. (2003), physics/0306046
- [38] ATLFAST, <http://www.hep.ucl.ac.uk/atlas/atlfast/>. (Letzter Zugriff: März 2008)
- [39] MANGANO, M. L., PICCININI, F. und POLOSA, A. D., *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*. (2003), hep-ph/0206293
- [40] FRIXIONE, S. und WEBBER, B. R., *The MC@NLO 3.3 Event Generator*. (2006), hep-ph/0612272
- [41] FIELD, R., *Minimum Bias at CDF and CMS*. (2006), Vortrag beim CMS Min-Bias Meeting
- [42] BUTTAR, C. M., BUTTERWORTH, J. M. et al., *The Underlying Event*. (2006), www.desy.de/heralhc/proceedings/WG2-Buttar.pdf
- [43] ACOSTA, D. et al., *The Underlying Event at the LHC*. (2006), CMS Note 2006-067
- [44] GUPTA, A., *Jet Algorithms in Athena*. (2003), ATLAS Physics Workshop in Athen
- [45] ELLIS, S. D., *Successive Combination Jet Algorithm For Hadron Collisions*. (1993), hep-ph/9305266
- [46] MILLER, M. L., *Measurement of Jets and Jet Quenching at RHIC*. (2004)
- [47] BUTTERWORTH, J., COUCHMAN, J., COX, B. und WAUGH, B., *KtJet: A C++ Implementation of the k_T clustering algorithm*. (2002), hep-ph/0210022
- [48] KTJET-HEPFORGE, <http://projects.hepforge.org/ktjet/>. (Letzter Zugriff: März 2008)
- [49] ALTARELLI, G. und PARISI, G., *Asymptotic Freedom in Parton Language*. (1977), Nucl. Phys., B126, 298

Danksagungen

Am Ende möchte ich mich ganz herzlich bedanken bei...

- ...Prof. Dr. Otmar Biebel, der mir diese Diplomarbeit ermöglicht und mich dabei stets ausgezeichnet betreut hat. Für die viele Zeit, die er sich trotz seines engen Terminplans für mich genommen hat, verdient er besonderen Dank.
- ...Prof. Dr. Martin Faessler für die Erstellung des Zweitgutachtens und die hilfreichen Anregungen zu Beginn meiner Arbeit.
- ...Prof. Dr. Dorothee Schaile für das gute Arbeitsklima an ihrem Lehrstuhl.
- ...Dr. Matthias Schott und vor allem Raphael Mameghani für die Hilfe bei programmiertechnischen Fragen. Letzterem auch vielen Dank für das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- ...der ebenfalls gebürtigen Pfarrkirchnerin Dr. Marion Lambacher für die vielen hilfreichen Tipps im Umgang mit PYTHIA und ATLFASST.
- ...Dr. Thomas Nunnemann für die nützlichen Hinweise für die Analyse.
- ...Raphael Mameghani, Gaby Reiter und Dr. Marion Lambacher für das angenehme Klima in den jeweiligen Büros.
- ...Julien de Graat und Gernot Kroboth für die netten Besuche in meinem Büro.
- ...der gesamten Arbeitsgruppe am Lehrstuhl für Elementarteilchenphysik, welche mich vom ersten Tag an herzlich aufgenommen hat: Prof. Dr. Otmar Biebel, Dr. Frank Fiedler, Herta Franz, Philippe Calfayan, Julien de Graat, Dr. Günter Duckeck, Johannes Ebke, Dr. Johannes Elmsheuser, Albert Engl, Dr. Marie-Helene Genest, Alexander Grohsjean, Petra Haefner, Dr. Ralf Hertenberger, Dr. John Kennedy, Gernot Kroboth, Christian Kummer, Dr. Marion Lambacher, Peter Lang, Dr. Tariq Mahmoud, Raphael Mameghani, Dr. Doris Merkl, Christoph Mitterer, Thomas Müller, Dr. Thomas Nunnemann, Dr. Felix Rauscher, Gaby Reiter, Martina Reithmeier, Benjamin Ruckert, Prof. Dr. Dorothee Schaile, Otto Schaile, Dr. Matthias Schott, Dr. Cedric Serfon, PD Dr. Raimund Ströhmer, Britta Tiller, Attila Varga und Michael Wichmann.
- ...meinem Bruder Florian Lichtnecker für die Erstellung des Bildes “Atlas-Skulptur vor dem Rockefeller Center” (siehe Abbildung 3.2), der mit mir dafür extra nach New York geflogen ist ;)
- ...meinen Eltern Dr. Franz und Marianne Lichtnecker für die finanzielle und vor allem moralische Unterstützung während meiner gesamten Studienzeit und auch dafür, dass sie diese Arbeit korrekturgelesen haben, auch wenn sie als Fachfremde nur wenige Schlüsse aus ihr ziehen konnten...

Selbständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit, die vorliegende Arbeit selbständig verfasst zu haben und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Markus Lichtnecker

München, den 27. März 2008

