

JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT  
FRANKFURT AM MAIN

BACHELORARBEIT

---

# Studie zur Triggereffizienz geladener Teilchen in ALICE

---

Patrick Huhn

geboren am 17.05.1992 in Hanau

zur Erlangung des akademischen Grades

Bachelor of Science (B. Sc.)

im Fach Physik

eingereicht an der

Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main

im Fachbereich 13

am Institut für Kernphysik

Januar 2015



# Selbständigkeitserklärung

Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Stellen sind als solche kenntlich gemacht.

Die Arbeit wurde bisher weder in gleicher noch in ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch noch nicht veröffentlicht.

Frankfurt, 3. März 2015

Patrick Huhn



# Inhaltsverzeichnis

<b>0. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1. Physikalische Grundlagen</b>	<b>3</b>
1.1. Das Standardmodell . . . . .	3
1.2. Proton-Proton Kollisionen . . . . .	9
1.3. Der nukleare Modifikationsfaktor $R_{AA}$ . . . . .	10
1.4. $x_T$ -Skalierung . . . . .	10
1.5. Monte-Carlo Simulationen . . . . .	13
1.5.1. PYTHIA . . . . .	13
1.5.2. DPMJET . . . . .	15
<b>2. ALICE am LHC</b>	<b>17</b>
2.1. Der Large Hadron Collider (LHC) . . . . .	17
2.2. A Large Ion Collider Experiment (ALICE) . . . . .	17
2.2.1. Detektoren . . . . .	18
2.2.1.1. Die Time Projection Chamber (TPC) . . . . .	19
2.2.1.2. Das elektromagnetische Kalorimeter (EMCal) . . . . .	21
2.2.1.3. Trigger . . . . .	23
<b>3. Simulationsstudie</b>	<b>25</b>
3.1. Das $p_T$ Spektrum geladener Teilchen in PYTHIA . . . . .	25
3.1.1. $x_T$ -Skalierung in PYTHIA . . . . .	29
3.2. Vergleich mit gemessenen Daten . . . . .	32
3.3. Vergleich mit DPMJET . . . . .	34

3.4. $p_T$ Spektrum geladener Teilchen in PYTHIA und DPMJET bei verschiedenen Triggerenergien im EMCal . . . . .	36
3.5. $p_T$ Spektrum von Photonen in PYTHIA bei verschiedenen Triggerenergien im EMCal . . . . .	40
<b>4. Zusammenfassung</b>	<b>45</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>47</b>
A.1. ALICE-Koordinaten . . . . .	47
A.1.1. Transversalimpuls . . . . .	47
A.1.2. Rapidity und Pseudorapidity . . . . .	47

# 0 Einleitung

Die Menschheit interessiert sich schon seit Jahrhunderten dafür, wie die Welt und das Universum entstanden sind. Nach der heutigen Vorstellung fand zu Beginn des Universums ein Urknall statt. Unmittelbar nach dem Urknall entstanden die Bausteine der Elementarteilchen und die fundamentalen Kräfte mit ihren Austauscheteilchen bildeten sich. Nach einem winzigen Bruchteil einer Sekunde waren *Quarks*, die Bausteine der Protonen und Neutronen, und Gluonen noch nicht aneinander gebunden, sondern konnten sich in einem Plasma frei bewegen. Ein solches Plasma bezeichnet man als *Quark-Gluonen-Plasma* (QGP). Das ALICE (A Large Ion Collision Experiment) Experiment am Forschungszentrum CERN bei Genf untersucht die Eigenschaften dieses QGP, das in Schwerionenkollisionen erzeugt wird. Unter anderem wird dabei die Teilchenproduktion in Schwerionenkollisionen mit einem Referenzsystem verglichen, in dem kein QGP erwartet wird: Proton-Proton-Kollisionen. Insbesondere ist dabei der Bereich hoher Teilchenenergien interessant, der mit Hilfe von sogenannten *Triggern* angereichert wird. Diese Arbeit befasst sich mit der Simulation von Proton-Proton-Kollisionen im ALICE Experiment unter der Voraussetzung, dass Trigger aktiviert wurden.

In Kapitel 1 dieser Arbeit werden nach einer Einführung in das Standardmodell die physikalischen Grundlagen dieser Arbeit diskutiert. Im anschließenden Kapitel 2 wird das ALICE Experiment und die für diese Arbeit relevanten Detektoren erläutert. Im Anschluss wird in Kapitel 3 die Simulationsstudie zur Triggereffizienz geladener Teilchen vorgestellt und die Ergebnisse präsentiert.





# 1 Physikalische Grundlagen

## 1.1. Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt den Zusammenhang zwischen der Materie, das heißt zwischen den Teilchen, und den zugrunde liegenden fundamentalen Kräften. Die Materie besteht aus verschiedenen Elementarteilchen, die man nach ihrem Spin sortiert. Teilchen mit halbzahligem Spin nennt man Fermionen und mit ganzzahligem Spin Bosonen. Die Fermionen sind in sechs Quarks und sechs Leptonen unterteilt. Man kategorisiert die Quarks und Leptonen an Hand ihrer Eigenschaften in drei Familien und unterscheidet dabei die geladenen Leptonen von den neutralen Leptonen. Jedes dieser Teilchen besitzt auch ein Antiteilchen mit genau umgekehrten Eigenschaften jedoch der gleichen Masse. So hat beispielsweise das Antielektron, das Positron, eine elektrische Ladung von  $+1e$ , aber die gleiche Masse wie das Elektron von etwa  $511 \text{ keV}/c^2$ . Eine Übersicht der fundamentalen Fermionen ist in Tabelle 1.1 aufgelistet.

Im Standardmodell werden Teilchen, die aus einem Quarks und einem Antiquark bestehen als Mesonen (z.B.  $\pi^{\pm,0}$ ) und Teilchen, die aus drei Quarks bestehen, als Baryonen (z.B. Neutron ( $n$ ), Proton ( $p$ )) bezeichnet. Allgemein nennt man Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterworfen sind, Hadronen. Neben dem Proton und dem Neutron existieren keine weiteren Hadronen in der Natur. Alle bekannten Elemente aus dem Periodensystem der Elemente sind aus Kombinationen von diesen und Elektronen zusammengesetzt. Neben dem Proton und dem Neutron gibt es allerdings noch eine ganze Reihe anderer Hadronen, die die Physiker studieren. Solche Hadronen entstehen bei Kollisionen von Teilchen oder auch durch Zerfälle anderer Teilchen. Hadronen bestehen aus Kombinationen von mehreren Quarks. Da aber weder Quarks noch die meisten Austauschteilchen selbst messbar sind, werden ihre Zerfallsprodukte, das heißt Mesonen und

Fermionen	Familie			elektr. Ladung [e]	Farbe
	1	2	3		
Quarks	u	c	t	2/3	r,g,b
	d	s	b	- 1/3	r,g,b
Leptonen	$e$	$\mu$	$\tau$	-1	-
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	-

Tabelle 1.1.: Übersicht der Eigenschaften fundamentaler Fermionen mit Spin 1/2

Kraft	rel. Stärke	Austauschteilchen	koppelt an
stark	1	8 Gluonen ( $g$ )	Quarks, Gluonen
elektromagnetisch	$10^{-2}$	Photon ( $\gamma$ )	elektr. geladene Teilchen
schwach	$10^{-39}$	$W^\pm, Z^0$	Quarks, Leptonen

Tabelle 1.2.: Übersicht über die Kräfte des Standardmodells

Baryonen, gemessen. Aus den Charakteristika der Zerfälle lässt sich dann schließen, um welches Ursprungsteilchen es sich gehandelt haben muss.

Für jede der fundamentalen Kräfte existiert eine Theorie, die die jeweilige Wechselwirkung beschreibt. Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt drei der vier Wechselwirkungen zwischen den Materieteilchen. Die allgemeine Relativitätstheorie beschreibt die Gravitationskraft exakt, jedoch lässt sie sich nicht in das Standardmodell integrieren. Viele Wissenschaftler sind auf der Suche nach einer solchen „Theory of Everything (TOE)“, die die Gravitation mit dem Standardmodell der Teilchenphysik vereint. Eine Übersicht der Kräfte sowie einige Eigenschaften des Standardmodells der Teilchenphysik sind in Tabelle 1.2 angegeben, wobei die Spalte „relative Stärke“ die Stärke der Kraft im Verhältnis zur starken Wechselwirkung angibt.

Im Alltag begegnet man meist nur der *elektromagnetischen Wechselwirkung*. Sie wird von der *Quantenelektrodynamik* beschrieben. Diese Theorie legt dar, wie zwei elektrische Ladungen durch den Austausch eines masselosen Photons ( $\gamma$ ) miteinander wechselwirken. Somit wirkt die elektromagnetische Wechselwirkung auf alle Quarks sowie auf das  $e^-$ ,  $\mu^-$  und das  $\tau^-$  sowie deren Antiteilchen. Die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung wird durch die Kopplungskonstante wiedergegeben, welche auch unter dem Namen „Feinstrukturkonstante“ bekannt ist. Sie beträgt  $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c) \approx 1/137$  und ist somit viel kleiner als 1. Wenn man Wechselwirkungen beschreibt, dann untersucht man unter Anderem, wie wahrscheinlich es ist, dass eben diese Wechselwirkung auftritt. Dies gibt der sogenannte Wirkungsquerschnitt an. Der Wirkungsquerschnitt für

eine elektromagnetische Wechselwirkung verhält sich proportional zur Anzahl der beteiligten Austauschteilchen, da zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Faktor  $\alpha^n$  vorkommt, wobei  $n$  die Anzahl der beteiligten Austauschteilchen angibt. Da in der QED  $\alpha \ll 1$  gilt, folgt somit, dass Prozesse höherer Ordnung, das heißt Wechselwirkungen, bei denen mehrere Austauschteilchen beteiligt sind, einen deutlich geringeren Wirkungsquerschnitt haben und somit eine geringere Wahrscheinlichkeit haben, aufzutreten.

In der *schwachen Wechselwirkung* unterscheidet man sogenannte geladene Ströme von neutralen Strömen. Bei geladenen Strömen koppelt ein  $W^+$ - oder ein  $W^-$ -Boson an die schwache Ladung eines Quarks oder Leptons. Dabei wird eine entsprechende Ladung  $\pm e$  ausgetauscht. Beim neutralen Strom hingegen wird durch Austausch eines  $Z^0$ -Bosons keine Ladung ausgetauscht. Nach Fermi's Goldener Regel ist die Übergangswahrscheinlichkeit zweier Zustände proportional zu einem Phasenraumfaktor sowie zum Betragsquadrat des sogenannten Matrixübergangselements. Dieses Matrixübergangselement ist proportional zu  $1/(q^2 + m^2)$ , wobei der Impulsübertrag mit  $q$  und die Masse des Austauschteilchens mit  $m$  bezeichnet ist. Da die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung massebehaftet sind, ist das Matrixübergangselement bei gleichem Impulsübertrag deutlich kleiner als das in der QED. Daraus folgt, dass der Wirkungsquerschnitt deutlich kleiner ist und somit eine schwache Wechselwirkung deutlich geringere Auftrittswahrscheinlichkeit als eine elektromagnetische Wechselwirkung hat. Daher bezeichnet man die schwache Wechselwirkung auch als „schwach“. Bei dem  $\beta^-$ -Zerfall, dem wichtigsten Prozess der schwachen Wechselwirkung, zerfällt ein *down*-Quark eines Neutrons in ein *up*-Quark, wodurch das Neutron zum Proton wird. Während diesem Prozess wird durch Austausch eines  $W^-$ -Boson ein Elektron und ein Elektronantineutrino erzeugt.

Die *starke Wechselwirkung*, die dritte im Standardmodell enthaltene Wechselwirkung, wird von der *Quantenchromodynamik (QCD)* beschrieben. Die QCD erklärt, wie Gluonen an die Farbladungen von Quarks oder anderen Gluonen koppeln. Wenn man das Proton näher betrachtet, stellt man fest, dass es aus drei Quarks besteht, einem *down*- und zwei *up*-Quarks. Allerdings ist die Summe der Massen der Quarks deutlich geringer als die Masse des Protons selbst. Man kann dies erklären, indem man annimmt, dass zwischen den sogenannten *Valenz*-Quarks, die die Eigenschaften des Hadrons wie zum Beispiel die Ladung festlegen, ein Austausch von Gluonen stattfindet. Zudem können aus diesen Gluonen oder auch aus dem Vakuum selbst virtuelle Quark-Antiquark-Paare entstehen, miteinander über die QCD wechselwirken und wieder vernichtet werden. Die-

se aus dem Vakuum entstandenen Quarks bezeichnet man als *Seequarks*. Auf Grund der Dynamik zwischen den Valenz- und den Seequarks sowie den beteiligten Gluonen ist so viel Energie im Proton deponiert, dass die Gesamtenergie der Energie der Ruhemasse des Protons entspricht. Allgemein bezeichnet man die Konstituenten des Nukleons als *Partonen*. Das Modell der Seequarks konnte durch verschiedene Experimente bestätigt werden (EKST00).

Das Pauli-Prinzip allerdings fordert, dass zwei Quanten niemals im selben Quantenzustand sein dürfen, folgt daraus, dass es einen weiteren Freiheitsgrad geben muss, in dem sie sich unterscheiden. Exotischere Teilchen, wie zum Beispiel das  $\Delta^{++}$  mit drei *up*-Quarks, lassen darauf schließen, dass dieser Freiheitsgrad mindestens drei Zustände haben muss. Man bezeichnet diesen Freiheitsgrad als *Farbladung* und man weist ihm die Farben „grün“, „rot“ und „blau“ zu. Anti-Teilchen müssen folglich auch Anti-Farben tragen. Daher gibt es auch die jeweilige Anti-Farbe zu jeder Farbe. Die Gluonen, die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, selbst tragen eine solche Farbe und zugleich eine Antifarbe. Dadurch können sie eine Farbübertragung zwischen Quarks oder aber auch unter Gluonen selbst hervorrufen, wenn sie ausgetauscht werden. Wenn die Quarks in den Hadronen nun in beliebigen Farbkombinationen vorliegen könnten, würde das die Anzahl der beobachtbaren Hadronen deutlich erhöhen, was man aber nicht beobachtet. Daher sind Hadronen an die Bedingung geknüpft, stets farbneutral zu sein, sodass die Netto-Farbquantenzahl des Hadrons immer null ist. Aus diesem Grund bezeichnet man die Farben auch mit „grün“, „rot“ und „blau“, da sie sich analog zur klassischen Farblehre stets zu „weiß“ addieren. Die Forderung, dass beobachtbare Teilchen stets farbneutral sein müssen, hat zur Folge, dass einzelne Quarks nicht beobachtet werden können. Um ein einzelnes Quark, das zwangsläufig eine Farbe hat, aus dem Verbund zu trennen, müsste man eine große Arbeit gegen das Potential des Farbfeldes verrichten. Das Potential steigt dabei so stark an, dass neue Quark-Antiquark-Paare entstehen, die zur Bildung farbneutraler Hadronen führen. Dieses Phänomen bezeichnet man als Farbeinschluss oder *confinement*. Dies wird auch deutlich, wenn man sich das Quark-Antiquark-Potential der starken Wechselwirkung genauer anschaut

$$V(r) = -\frac{3}{4} \frac{\alpha_s}{r} + k \cdot r \quad (1.1)$$

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(q^2/\Lambda^2)} \quad (1.2)$$

Hier sieht man sehr deutlich, dass mit steigendem Abstand  $r$  das Potential  $V(r)$  enorm groß wird und somit genug Energie vorhanden ist, um Quark-Antiquark-Paare zu bilden. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_s$  hängt sowohl vom Impulsübertrag  $q$  als auch von dem einzig freien Parameter der QCD  $\Lambda$ , der experimentell bestimmt werden muss, ab. Wie auch in der QED oder in der schwachen Wechselwirkung spiegelt in der QCD die Kopplungskonstante die Stärke der Wechselwirkung wieder, jedoch liegt der große Unterschied in der QCD darin, dass die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  viel stärker vom Impulsübertrag  $q$  abhängt als in der QED oder in der schwachen Wechselwirkung. Daher wird die Kopplungskonstante der QCD auch als „laufende“ Kopplungskonstante (englisch: *running coupling constant*) bezeichnet. Bei kleinen Impulsüberträgen wird die Kopplungskonstante größer als eins, was bedeutet, dass Prozesse, bei denen mehrere Austauscheteilchen ausgetauscht werden, einen nicht zu vernachlässigen Anteil zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragen. Bei großem Impulsübertrag wird die Kopplungskonstante deutlich kleiner als eins. Für sehr große Impulsüberträge nähert sich die Kopplungskonstante der null. Also kann man Quarks unter diesen Umständen als quasi freie Teilchen ansehen. Diesen Effekt bezeichnet man als *asymptotische Freiheit*.

Aus der asymptotischen Freiheit folgt, dass bei sehr hohen Temperaturen, äquivalent zu sehr hohen Energien, Quarks und Gluonen nicht länger gebunden sind. Diesen Übergang nennt man *deconfinement*. Es liegt nun eine neue thermodynamische Phase vor: das *Quark-Gluon-Plasma (QGP)*. Diesen Phasenzustand kann man auch über eine sehr hohe Materiedichte erzeugen. Abbildung 1.1 zeigt ein mögliches Phasendiagramm der Materie. Bei niedriger Temperatur und niedriger Materiedichte liegt der Zustand gebundener Kerne vor. Sobald jedoch die Temperatur über ungefähr  $\approx 150$  MeV steigt oder sich die Materiedichte deutlich erhöht, findet ein Phasenübergang statt und es entsteht das Quark-Gluon-Plasma. Die Eigenschaften des QGP sind zur Zeit noch nicht vollständig erforscht und daher sind sie Forschungsgegenstand vieler Experimente.

Hohe Impulsüberträge spielen in den Experimenten der Hochenergiephysik eine wichtige Rolle. Wenn Teilchen miteinander stoßen und dabei ein hoher Impuls übertragen wird, bezeichnet man diesen Prozess als einen harten Prozess (englisch: *hard processes*) oder harten Stoß. Er kann mit Hilfe der Störungstheorie, der sogenannten perturbativen QCD, berechnet werden. Dadurch lassen sich recht gute Vorhersagen über Eigenschaften und Raten der harten Prozesse machen. Im Gegensatz dazu werden Prozesse, bei denen ein kleiner Impuls übertragen wird, als weiche Prozesse (englisch: *soft processes*) oder weiche Stöße bezeichnet. Die weichen Prozesse werden allerdings von Prozessen dominiert, die

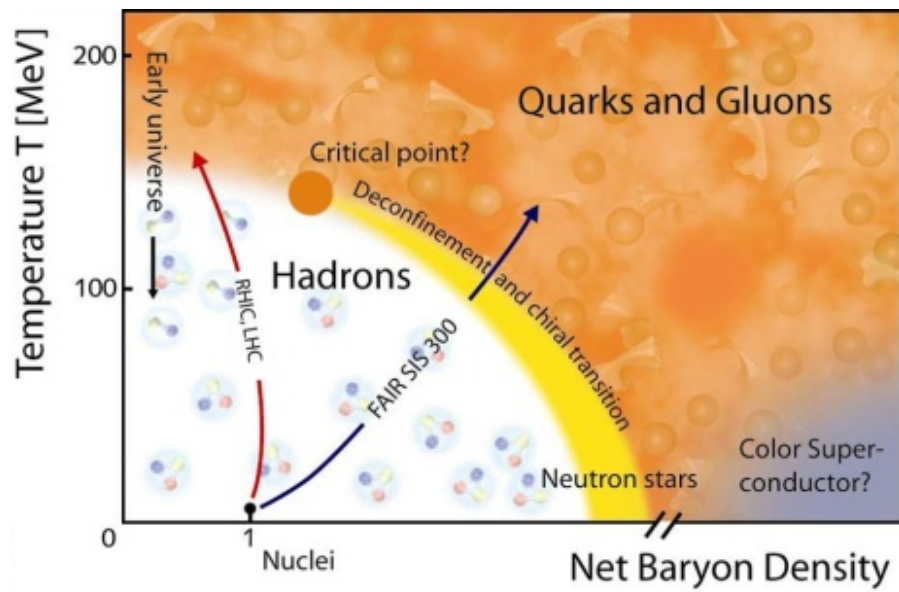


Abbildung 1.1.: Ein Phasendiagramm in Abhängigkeit der Temperatur und der Baryondichte

sich nicht mit Hilfe der perturbative QCD berechnen lassen.

## 1.2. Proton-Proton Kollisionen

Um die Eigenschaften und die innere Zusammensetzung eines Teilchens zu messen, verwendet man unter Anderem Streuexperimente. Dabei spielt die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$ , das heißt die Gesamtenergie im Stoßprozess, eine entscheidende Rolle. Wenn Teilchen mit höherer Schwerpunktsenergie kollidieren, wird die Wahrscheinlichkeit für einen großen Impulsübertrag erhöht. Bei Schwerpunktsenergien der Größenordnung von LHC Energien wird der Wirkungsquerschnitt von Proton-Proton Kollisionen annähernd konstant, beträgt  $\sigma_{tot} \approx 60$  mb und wird von inelastischer Streuung dominiert (Chr04). Wenn zwei Teilchen kollidieren, entstehen durch die Wechselwirkung neue Teilchen. Diese neu entstandenen Teilchen tragen einen transversalen Impulsanteil  $p_T$  (siehe A.1.1). Von der Transversalimpulsverteilung ausgehend, lassen sich Aussagen über den Stoßprozess und die miteinander wechselwirkenden Partonen treffen. Wie bereits zuvor erläutert, betrachtet man zur Klassifizierung eines Stoßes den *Impulsübertrag*  $q$ . Bei hohen Impulsüberträgen spricht man von einem harten Stoß. Die Wechselwirkungskonstante  $\alpha_s$  wird bei einem harten Stoß deutlich kleiner als eins und man kann die pQCD anwenden, um den Stoß zu beschreiben. In der pQCD kann man den Wirkungsquerschnitt eines Streuprozesses in voneinander unabhängige Faktoren aufteilen, was man die *Faktorisierung* nennt. Dadurch lässt sich in Proton-Proton Kollisionen der Wirkungsquerschnitt für ein beliebiges Hadron  $h$  ermitteln. Dann folgt für den Wirkungsquerschnitt (Chr04):

$$E \frac{d^3 \sigma_{pp \rightarrow h}^{hard}}{dp^3} = \Sigma_{a,b,c} f_a(x, q^2) \otimes f_b(x, q^2) \otimes \frac{d^3 \sigma_{ab \rightarrow c}^{hard}}{dp^3} \otimes D_{c/h}(z, q^2) \quad (1.3)$$

Wobei  $x = q_{Parton}/q_{Hadron}$  den Anteil des Impulses des Partons am Gesamtimpuls des Hadrons (Bjorken-Index),  $q$  den Impulsübertrag und  $f_i$  die jeweilige *parton distribution function* (PDF) symbolisiert.  $d^3 \sigma_{ab \rightarrow c}^{hard}/dp^3$  gibt den durch pQCD berechneten Wirkungsquerschnitt für den Übergang der Quarks  $ab \rightarrow c$  und  $D_{c/h}(z, q^2)$  die Fragmentationsfunktion an, die das Quark  $c$  in das Hadron  $h$  mit dem Impulsbruchteil  $z$  überführt. Die Fragmentationsfunktion kann nicht durch Störungstheorie berechnet, sondern muss gemessen werden.

Die meisten bei einem Stoß produzierten Teilchen sind jedoch Teilchen mit kleinem Transversalimpuls ( $p_T < 2$  GeV/c). Somit werden Teilchenproduktionen von weichen Prozessen dominiert.

### 1.3. Der nukleare Modifikationsfaktor $R_{AA}$

Mit dem nuklearen Modifikationsfaktor  $R_{AA}$  (englisch: *nuclear modification factor*) als Funktion des Transversalimpulses lässt sich überprüfen, inwiefern eine Schwerionenkollision nur eine Überlagerung mehrerer Proton-Proton Kollisionen darstellt (PHE04). Man definiert ihn meist als

$$R_{AA}(y, p_T) = \frac{1}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{d^2 N_{AA}/dp_T dy}{d^2 N_{pp}/dp_T dy} \quad (1.4)$$

oder

$$R_{AA} = \frac{1}{\langle T_{AA} \rangle} \frac{dN_{AA}/dp_T}{d\sigma/dp_T} \quad (1.5)$$

$d^2 N_{AA}/dp_T dy$  und  $d^2 N_{pp}/dp_T dy$  repräsentieren die Ausbeute (englisch: *Yield*) der Schwerion-Schwerion (AA) beziehungsweise der Proton-Proton (*pp*) Kollision.

$\langle N_{coll} \rangle$  beschreibt die mittlere Anzahl der Proton-Proton Kollisionen, die nach dem Glauber Modell (MRSS07) eine Schwerionenkollision bildet. Man bezeichnet  $\langle T_{AA} \rangle = \sigma_{AA} \cdot \langle N_{coll} \rangle$  als *nuclear overlap function* (d'E04).  $\langle N_{coll} \rangle$  hängt von der Schwerpunktsenergie und der Zentralität der Kollision, das heißt davon, wie zentral sich die beiden Schwerionen treffen, ab.  $\langle N_{coll} \rangle$  muss daher für die jeweilige Schwerpunktsenergie und Zentralität individuell berechnet werden.

Um den nuklearen Modifikationsfaktor zu ermitteln, benötigt man eine genaue Messung von Proton-Proton Kollisionen bei der gleichen Schwerpunktsenergie, bei der man auch die Schwerionenkollision misst.

### 1.4. $x_T$ -Skalierung

Aus der pQCD folgt, dass für große Impulsüberträge der Wirkungsquerschnitt von Proton-Proton-Kollisionen als Funktion des Transversalimpulses einer Exponentialfunktion  $\sigma \sim p_T^{-n}$  (englisch: *powerlaw*) folgt. Daher kann man gemessene Daten in Systemen mit verschiedenen Schwerpunktsenergien miteinander vergleichen. Man verwendet anstelle der Transversalimpulsverteilung die  $x_T$ -Verteilung mit  $x_T = 2 p_T/\sqrt{s}$ , weshalb



man diese Methode als  $x_T$ -Skalierung bezeichnet. Die Wirkungsquerschnitte müssen mit einer Potenz  $n$  skaliert werden, die sich über folgende Relation bestimmen lässt:

$$n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2}) = \frac{\ln(\sigma^{inv}(x_T, \sqrt{s_2})/\sigma^{inv}(x_T, \sqrt{s_1}))}{\ln(\sqrt{s_1}/\sqrt{s_2})} \quad (1.6)$$

In Abbildung 1.2 ist eine  $x_T$ -Skalierung der Messdaten des CMS Experimentes (CMS12) von Proton-Proton-Kollisionen gezeigt. Man sieht, dass man nun die Daten mit verschiedenen Schwerpunktsenergien miteinander vergleichen kann. Bei hohen  $p_T$  Werten liegen sämtliche Datenpunkte übereinander. Außerdem könnte man so noch die Datenpunkte zu Schwerpunktsenergien skalieren, die in einem Experiment selbst nicht gemessen wurden.

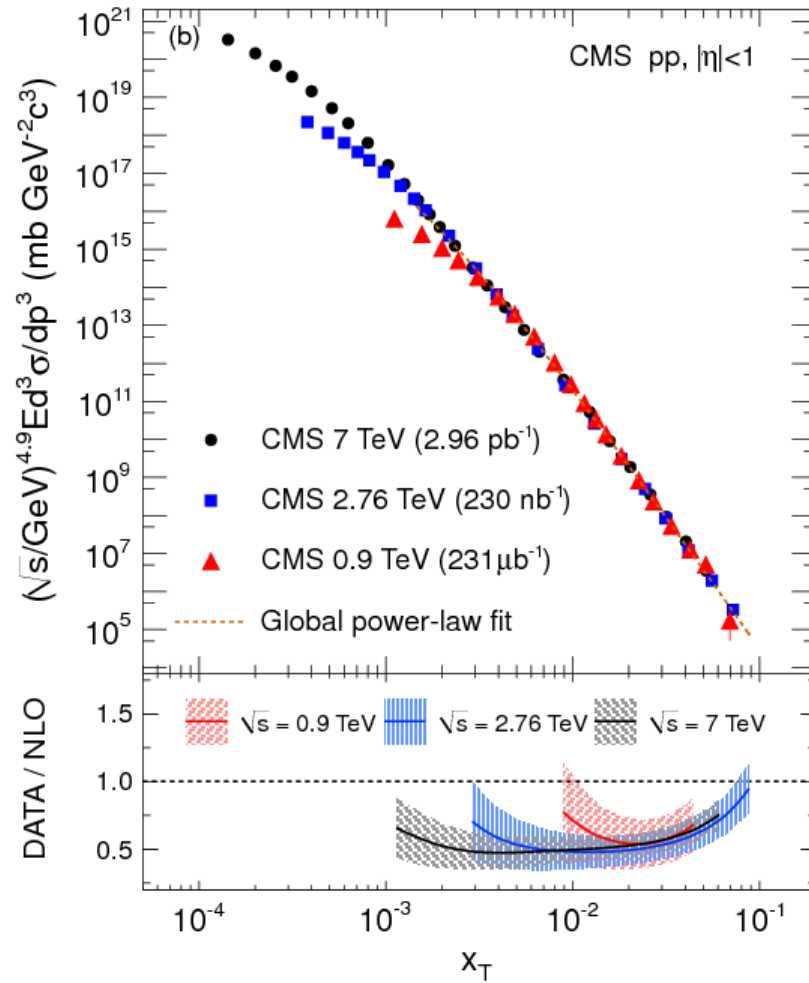


Abbildung 1.2.: Eine  $x_T$ -Skalierung der Messdaten des CMS Experimentes von Proton-Proton-Kollisionen bei den Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s_1} = 0.9 \text{ TeV}$ ,  $\sqrt{s_2} = 2.76 \text{ TeV}$  und  $\sqrt{s_3} = 7 \text{ TeV}$  (CMS12).

## 1.5. Monte-Carlo Simulationen

Um die Messdaten eines Experiments der Hochenergiephysik mit den von Theoretikern entwickelten Modellen der QCD vergleichen zu können, benötigt man eine Methode, mit der die Teilchen entsprechend der Modelle erzeugt werden können. Da die Modelle aber analytisch nicht oder nur sehr schwer lösbar sind, verwendet man sogenannte *Monte-Carlo-Simulationen*.

Unter einer Monte-Carlo-Methode versteht man ein computergestütztes Verfahren zur Erzeugung von Zufallswerten, mit denen Probleme numerisch gelöst werden können. In der Teilchenphysik werden solche Monte-Carlo-Methoden zum Beispiel zur Simulation von Kollisionen zweier Teilchen verwendet. Das zugrunde liegende physikalische Modell bestimmt, wie wahrscheinlich es für ein Teilchen bei einer gewissen Energie ist, in andere Teilchen zu zerfallen. Die Monte-Carlo-Methode generiert dann entsprechend Zufallswerte und entscheidet darüber, welche Zerfallskette realisiert wird und wie die jeweilige Kinematik der Tochterpartikel verteilt sind. Die Kombination aus der Monte-Carlo-Methode mit einem oder mehreren zugrunde liegenden physikalischen Modellen wird als Monte-Carlo-Simulation bezeichnet. In der Teilchenphysik nennt man Monte-Carlo-Simulationen, die die Produktion von Teilchen beschreiben, Monte-Carlo-Generatoren. Da verschiedene Monte-Carlo-Generatoren jeweils andere Modelle benutzen, unterscheiden sich ihre Produktionen voneinander. Bekannte Monte-Carlo-Generatoren sind PYTHIA (Tor07), DPMJET (RER00), Herwig oder AlpGen. In dieser Arbeit ist hauptsächlich PYTHIA 8.185 verwendet worden. Zur Gegenprobe ist zusätzlich DPMJET III verwendet worden. Deshalb werden im Folgenden PYTHIA und DPMJET noch einmal genauer diskutiert.

### 1.5.1. PYTHIA

Der Monte-Carlo-Generator PYTHIA (Tor07) wird in der Teilchenphysik zur Simulation von Teilchenkollisionen am häufigsten verwendet. In dieser Arbeit wurde PYTHIA 8.185 mit dem pp Tune 6 „Tune 4Cx“ (CS11) verwendet. PYTHIA geht von einer Kollision nur zweier Teilchen aus und kann zur Zeit auch nur Proton-Proton (pp), Proton-Antiproton ( $p\bar{p}$ ), Elektron-Positron ( $e^-e^+$ ) und Myon-Antimyon ( $\mu^-\mu^+$ ) Stöße simulieren.

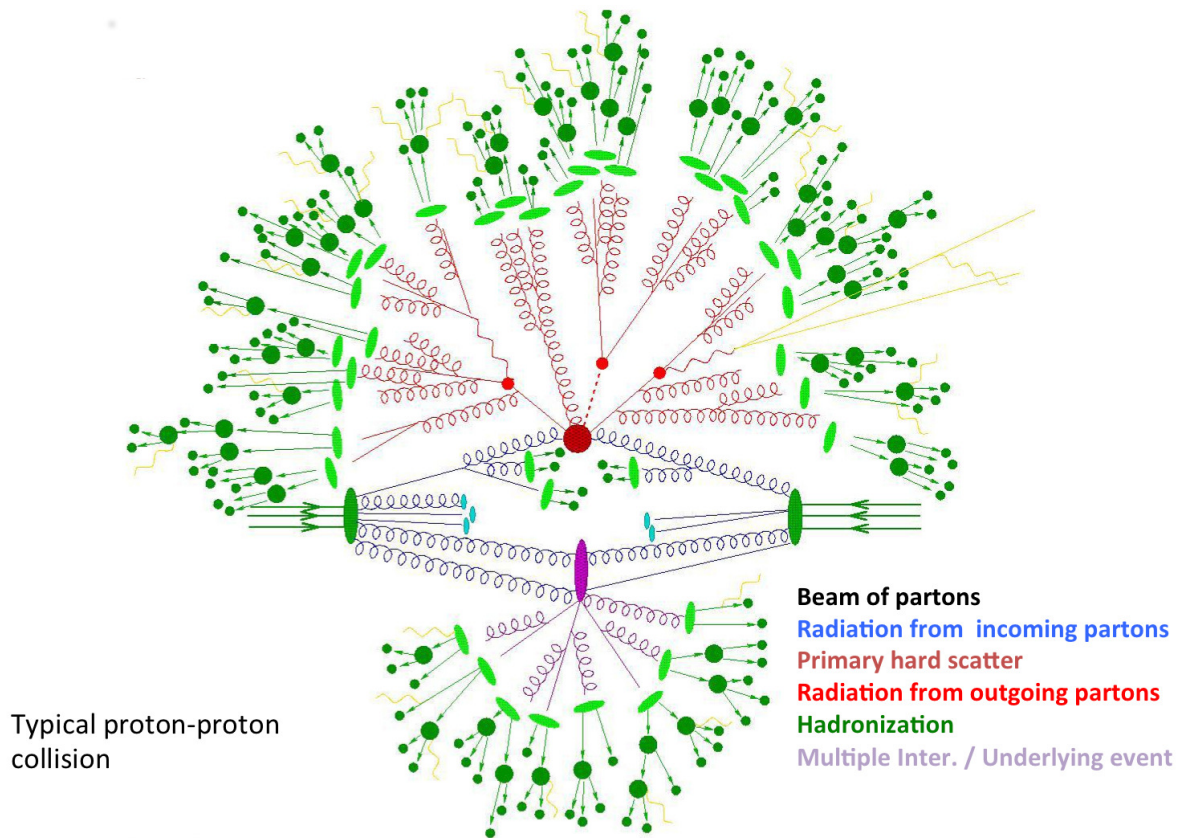


Abbildung 1.3.: Ablauf einer Simulation einer Proton-Proton-Kollision in PYTHIA (Teu11)

In Abbildung 1.3 ist das Grundprinzip einer Kollision in PYTHIA dargestellt. Dabei sind die beiden großen grünen Scheiben ganz links und ganz rechts die beiden Teilchen, die kollidieren. Ihre Partonen wechselwirken miteinander und tauschen Austauschpartonen aus. Diese Gluonen streuen dann untereinander und zerfallen schließlich zu Hadronen, was man Hadronisierung nennt. Diese Hadronen werden dann als finale Teilchen in der Monte-Carlo Simulation ausgegeben.

Es gibt allerdings auch einige Aspekte, die PYTHIA nicht simulieren kann wie zum Beispiel die Konversion von Photonen oder Detektorantworten. Dafür werden meist andere Simulationsprogramme wie zum Beispiel Geant (Gea14) verwendet.

## 1.5.2. DPMJET

Der Monte-Carlo Generator DPMJET (RER00), ehemals PHOJET, und PYTHIA ähneln sich im Prinzip. Das zugrunde liegende Modell von DPMJET basiert auf dem *Dual-Parton-Modell* (DPM) für *soft processes*. Somit ist DPMJET auf kleine Impulsüberträge spezialisiert. Außerdem kann DPMJET Photon-Nukleon und Photon-Photon Wechselwirkung simulieren, die in PYTHIA nicht integriert sind. In dieser Arbeit wird mit einem elektromagnetischen Kalorimeter gearbeitet, der sensitiv auf Photonen und alle elektrisch geladenen Teilchen ist. Da DPMJET Photon-Nukleon und Photon-Photon Wechselwirkungen simuliert, bietet DPMJET eine sinnvolle Alternative zu PYTHIA, um die Auswirkung des Dual-Parton-Modell auf die Analyse zu untersuchen.



## 2 ALICE am LHC

### 2.1. Der Large Hadron Collider (LHC)

Der Large Hadron Collider (LHC), der zur Zeit größte Teilchenbeschleuniger der Welt, befindet sich am Europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf. Die Hauptkomponente, ein Synchrotron, befindet sich in einem 26,7 Kilometer langen unterirdischen Tunnel, der ehemals für den Large Electron-Positron Collider (LEP) gebaut wurde. Im LHC werden Protonen oder Blei-Kerne auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die Protonen oder Blei-Kerne werden im Proton-Synchrotron (PS) und dann im Super-Proton-Synchrotron (SPS) vorbeschleunigt bevor sie in den LHC eingespeist werden.

Im LHC Ring befinden sich mehrere Experimentierhallen, in denen je eines der großen Experimente des CERN angesiedelt ist: ATLAS (**A** Toroidal **LHC** Apparatu**S**), CMS (**C**ompact-**M**uon-**S**olenoid), LHCb (**L**arge **H**adron **C**ollider **b**eauty) und das ALICE (**A** Large **I**on **C**ollider **E**xperiment).

Mit Hilfe des LHC soll das Standardmodell der Teilchenphysik bestätigt werden. Außerdem ist man auf der Suche nach Physik jenseits des Standardmodells (CER14).

### 2.2. A Large Ion Collider Experiment (ALICE)

Das ALICE Experiment, 25 Meter lang, 16 Meter breit, 16 Meter hoch und mit einer Masse von etwa 10.000 Tonnen (CER09), ist speziell darauf ausgelegt, Schwerionenkollisionen zu messen und so das Quark-Gluon-Plasma zu untersuchen, indem es beson-

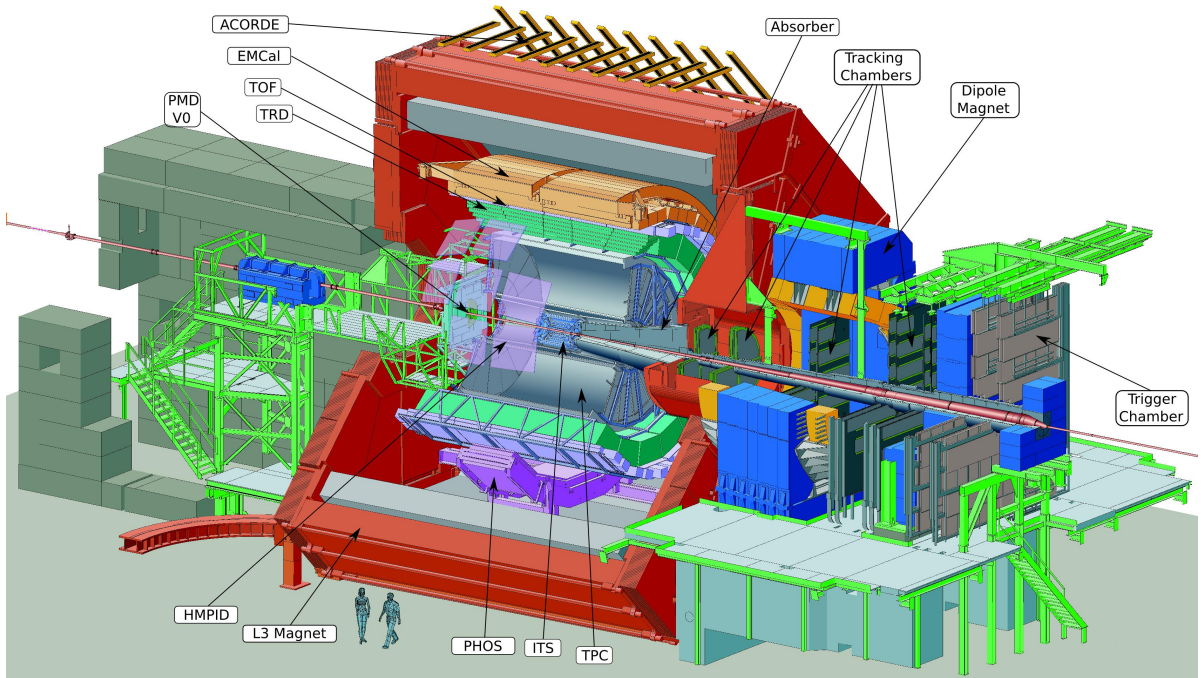


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung des ALICE Experiments

ders sensitiv auf stark wechselwirkende Teilchen konstruiert ist.

Zum genaueren Verständnis des Quark-Gluonen-Plasmas werden aber nicht nur Blei-Blei-Stöße untersucht. Zur Interpretation der Schwerionen-Kollisionen werden in ALICE als Referenz auch Proton-Blei und Proton-Proton-Kollisionen untersucht. Diese Arbeit beschäftigt sich mit Proton-Proton Stößen.

### 2.2.1. Detektoren

Das ALICE Experiment besteht aus einer Vielzahl von Detektoren, um die Kollisionen möglichst exakt zu rekonstruieren und alle Spuren der entstandenen Teilchen zu verfolgen. Im Prinzip kann man die Detektoren in zwei Bereiche aufteilen, in ein zylindrisches Element im Zentrum und den Muonenarm. Da der Muonenarm in dieser Arbeit nicht verwendet wird, wird hier nur auf das zylindrische Element in der Mitte eingegangen. In Abbildung 2.1 (Skj13) ist ein schematischer Aufbau des ALICE Experiments dargestellt.

Der *L3 Magnet* (CER14) (in rot in der Skizze) umschließt vollständig den Kollisions-



punkt in der Mitte. Er kann eine Feldstärke von 0.5 Tesla erzeugen. Dadurch werden alle geladenen Teilchen auf eine Kreisbahn gezwungen, wodurch man den Impuls der Teilchen bestimmen kann. Der Magnet stammt vom alten L3-Experiment (L3 01).

In der Skizze ist in orange das *elektromagnetische Kalorimeter* gezeigt, welches noch genauer erläutert wird.

Der Übergangsstrahlung-Detektor (englisch: *Transition Radiation Detector (TRD)*) ist in diesem Schema grün abgebildet. Mit Hilfe des TRD können Pionen, die bei einer Kollision am häufigsten entstehenden Teilchen, von Elektronen unterschieden werden. Auf Grund der höheren Geschwindigkeit bei gleichem Impuls erzeugt das Elektron beim Durchdringen des Radiatormaterials der TRD mehr Übergangsstrahlung, welche der Detektor misst, als das Pion. Dadurch sind beide voneinander zu unterscheiden.

Innerhalb des TRD befindet sich die *Time Projection Chamber (TPC)* (in grau in der Skizze), auf die auch später noch genauer eingegangen werden wird.

Das *Inner Tracking System (ITS)*, das in dem Schema hellblau gezeichnet ist, befindet sich im Innersten und somit am dichtesten am Kollisionspunkt. Es dient der Spurrekonstruktion und der Identifizierung der Teilchen. Zudem soll es Teilchen niedrigen Impulses aufnehmen und identifizieren. In Kombination mit der TPC trägt das ITS zur Verbesserung der Impuls- und Winkelauflösung bei.

### 2.2.1.1. Die Time Projection Chamber (TPC)

Die Time Projection Chamber (TPC) dient der Teilchenidentifizierung, der Impulsmessung und der Vertexbestimmung.

Die zylindrisch aufgebaute TPC hat einen Innenradius von 85 cm, einen Außenradius von 250 cm und eine effektiven Länge von 500 cm. Daraus folgt, dass die TPC in  $\phi$  den gesamten Raum und in  $|\eta| < 0.9$  und mit geringerer Auflösung auch noch  $|\eta| < 1.5$  abdeckt. Sie ist mit 88 m<sup>3</sup> eines Gasgemisches aus Neon und Kohlendioxid gefüllt. In der Mitte befindet sich eine Hochspannungselektrode. Zwischen dieser und den beiden Enden der TPC wird eine Hochspannung und damit ein elektrisches Feld angelegt. Die nachzuweisenden Teilchen durchdringen das Gasgemisch und verlieren gemäß der Bethe-

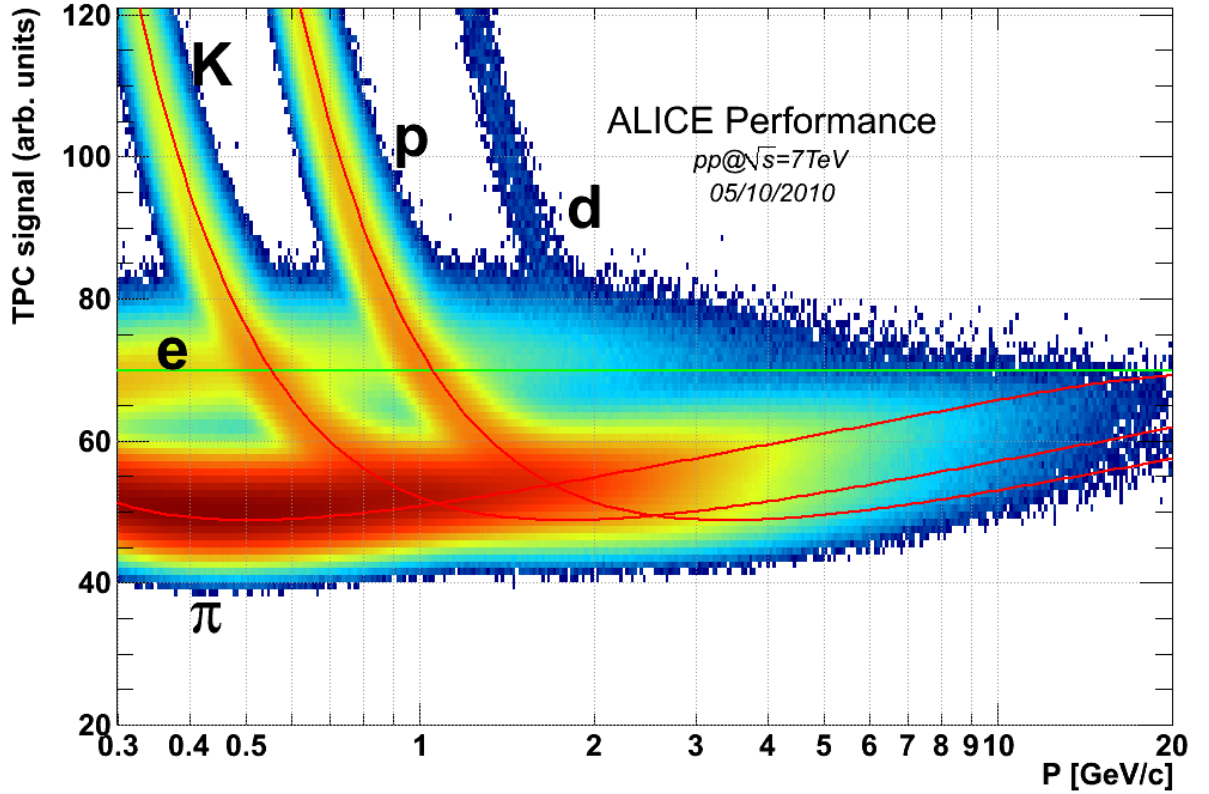


Abbildung 2.2.: Eine typische Messung des Energieverlustes als Funktion des Impulses in der TPC

Bloch-Formel (Kal11) Energie.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \left[ \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)}\right) - \beta^2 \right] \quad (2.1)$$

$\beta = v/c$  symbolisiert den Bruchteil der momentanen Geschwindigkeit des Teilchens zur Lichtgeschwindigkeit,  $E$  die Energie des Teilchens,  $x$  die Weglänge, in der es die Energie verliert,  $z$  die Ladungszahl des Teilchens,  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante,  $e$  die Elementarladung,  $n$  die Elektronendichte,  $m_e$  die Ruhemasse des Elektrons und  $I$  das mittlere Anregungspotential des Materials, das in etwa durch  $I \approx (10 \text{ eV}) \cdot Z$  beschrieben werden kann. Eine typische Aufnahme des Energieverlustes ist in Abbildung 2.2 (ALI11) dargestellt.

Ein Teilchen, das in der TPC Energie verliert, gibt seine Energie an Valenzelektronen des Gases ab. Diese Elektronen werden aus dem Gas ausgelöst und driften in weniger

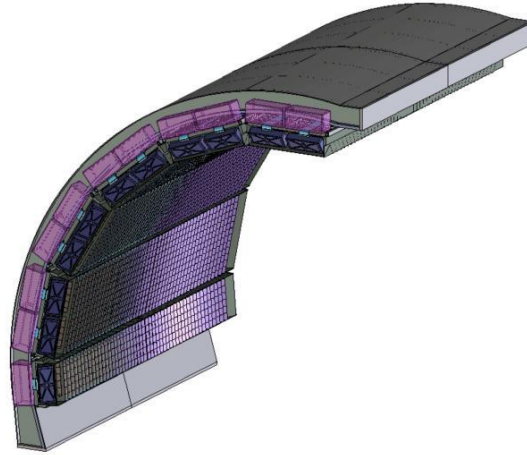


Abbildung 2.3.: Eine schematische Darstellung des elektromagnetischen Kalorimeters mit seinen Supermodulen.

als  $100 \mu s$  an den Rand der TPC, wo sie von Vieldraht-Proportional-Kammern (ALI10) gemessen werden. Das Signal, das die Vieldraht-Proportional-Kammer misst, ist proportional zur Energie des ankommenden Elektrons. Somit lässt sich der Energieverlust des Teilchens, das durch die TPC geflogen ist, messen. Mit Hilfe der Driftzeit und der Energie des Energieverlustes lässt sich dann das Teilchen identifizieren.

### 2.2.1.2. Das elektromagnetische Kalorimeter (EMCal)

Das elektromagnetische Kalorimeter (EMCal) besteht aus mehreren Blei-Szintillator-Kalorimetern in einer zylindrischen Anordnung bei einem Radius von  $\approx 4,5$  Metern vom Kollisionszentrum. Es bedeckt azimuthal etwa  $\Delta\phi = 107^\circ$  und in  $|\eta| \leq 0.7$  (ALI12a) ab. Die Aufgabe eines Kalorimeters besteht in der Messung der Gesamtenergie eindringender Teilchen. Das EMCal ist darauf ausgelegt, Photonen und elektrisch geladene Teilchen zu detektieren. Abbildung 2.3 (ALI08) zeigt eine schematische Darstellung des EMCals. Das EMCal ist in 10 Supermodule unterteilt. Ein Supermodul besteht aus 24 Reihen zu je 12 nebeneinander angeordneten Modulen, wie in Abbildung 2.4 gezeigt. In einem Modul befinden sich in einer rechteckigen Anordnung 4 sogenannte *Tower*, die einzeln ausgelesen werden. Insgesamt enthält ein Supermodul 1152 Tower (ALI12b). Ein Tower besteht aus

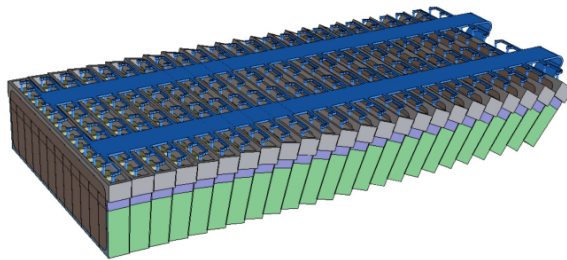


Abbildung 2.4.: Eine schematische Darstellung eines Supermoduls des elektromagnetischen Kalorimeters



Abbildung 2.5.: Darstellung eines Schauers in einem Kalorimeter. Das Absorbptionsmaterial ist in schwarz und das Detektormaterial in orange dargestellt.

mehreren Schichten von abwechselnd Blei als Absorbtionsmaterial und einem Szintillatorglas als Detektormaterial. Ein Teilchen, das sich durch einen Tower bewegt, verliert im Absorbtionsmaterial proportional zu seiner Energie durch Bremsstrahlung Energie und erzeugt Sekundärteilchen. Diese Sekundärteilchen regen die Atome im Szintillatorglas an, sodass diese Photonen aussenden, die gemessen werden. Das Primärteilchen bewegt sich praktisch ungehindert durch das Szintillatorglas. Erst in der nächsten Bleischicht verliert es wieder Energie und löst Sekundärteilchen aus. Dieser Prozess wiederholt sich so lange, bis das Primärteilchen sämtliche Energie abgegeben hat oder der Detektor endet. Die gemessene Menge an Photonen in den Schichten der Szintillatorgläser ist proportional zur Ursprungsenergie des Primärteilchens. Man nennt einen solchen Prozess einen *Schauer*, da das Primärteilchen viele Sekundärteilchen auslöst. Abbildung 2.5 zeigt eine schematische Darstellung eines solchen Schauers.

### 2.2.1.3. Trigger

Im Kollisionszentrum des ALICE Experiments kollidieren bis zu 40 Millionen Teilchen pro Sekunde miteinander. Die Detektoren messen so viel mehr Daten, als man speichern könnte. Daher kann man nicht alle Kollisionen speichern. Man benötigt also ein Verfahren, das die Daten schon während der Messung möglichst schnell sichtet und nach einem Auswahlkriterium entscheidet, ob die Daten gespeichert oder verworfen werden sollen. Diese Aufgabe wird von sogenannten *Triggern* übernommen. Auf Grund dieses Triggersystems kann im ALICE Experiment die zu speichernde Datenmenge auf etwa 100 Megabyte pro Sekunde zu reduziert werden.

Man unterscheidet die Trigger in sogenannte *Level*. Dabei handelt es sich um eine Differenzierung in Hardware und Software Trigger sowie in verschiedene Auslösezeiten. In ALICE gibt es *Level 0 (L0)* Triggertypen, die nach  $1.2 \mu\text{s}$  entscheiden können, ob sie die Daten speichern, *Level 1 (L1)* Typen, die nach  $6.5 \mu\text{s}$  den Trigger auslösen oder nicht, und *Level 2 (L2)* Typen, die  $88 \mu\text{s}$  dafür benötigen. Auf Grund des Zeitunterschiedes auf jedem dieser Level lesen verschiedene Gruppen von Detektoren die Daten von verschiedenen Kollisionen zur gleichen Zeit aus. Das Triggersystem in ALICE besteht aus über 50 Triggern, die in 24 *L0*, 20 *L1* und 6 *L2* Trigger aufgeteilt sind.

Beispielsweise wird im Folgenden das Triggersystem des elektromagnetischen Kalorimeters erläutert. Jedes Supermodul des EMCal unterteilt man in drei Regionen, sogenannten *Trigger Region Units (TRU)*, wovon jede an zwölf *front-end electronics (FEE)* Karten angeschlossen ist. Somit sind an jedes Supermodul 36 FEE Karten angeschlossen, die jeweils 32 analoge Eingänge haben. Es werden jeweils die vier Signale eines Moduls addiert und als Ausgangssignal weitergegeben. Somit hat eine FEE Karte acht sogenannte *fastOR* Ausgangssignale, die zur TRU übertragen werden. Diese *fastOR*-Signale werden für den L0 Trigger des EMCals verwendet. Alle 96 *fastOR*-Signale der drei TRU werden in einer dem EMCal globalen Trigger Einheit, der sogenannten *Summary Trigger Unit (STU)*, addiert und zu einem Ausgangssignal umgewandelt, welches für den L1 Trigger verwendet wird. Die Trigger sollen jeweils aktiviert werden, wenn das Ausgangssignal oberhalb eines vorher festgelegten Schwellenwertes liegt. Somit kann man mit Hilfe des EMCal einen L0 und einen L1 Trigger verwenden.



## 3 Simulationsstudie

### 3.1. Das $p_T$ Spektrum geladener Teilchen in PYTHIA

Geladene Hadronen bilden den Großteil der Teilchen, die bei einer Kollision entstehen. Man kann ihre Kinematik durch die Detektoren mit guter Präzision bestimmen. Diese Simulationsstudie beschäftigt sich mit eben diesen geladenen Hadronen. Unter allen geladenen Hadronen, die in ALICE gemessen werden, bilden Protonen ( $p, \bar{p}$ ), Pionen ( $\pi^\pm$ ) und Kaonen ( $K^\pm$ ) den größten Anteil. Deshalb wird in dieser Arbeit die Untersuchung der geladenen Hadronen auf diese drei Hadronen beschränkt. Die Simulation wird mit Messungen in der TPC verglichen, daher wird gefordert, dass die simulierten Hadronen alle im Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 0.8$  liegen müssen.

In Abbildung 3.1 ist der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  geladener Hadronen als Funktion des Transversalimpulses  $p_T$  in Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_1} = 2.76$  TeV als Ergebnis der Simulation gezeigt. Für dieses Ergebnis wurden etwa 28,2 Milliarden Kollisionen in PYTHIA simuliert.

Zu Beginn der Simulationsstudie wurde der Monte-Carlo-Generator PYTHIA in der Frameworkumgebung *alroot* (ALI) verwendet. Alternativ dazu wurde PYTHIA ebenfalls ohne eine Frameworkumgebung simuliert, was in dieser Arbeit als *standalone* bezeichnet ist. Nach systematischen Untersuchungen ergab sich, dass beide Varianten die gleichen Ergebnisse simulieren. Abbildung 3.2 zeigt einen Vergleich der simulierten Wirkungsquerschnitte als Funktion von  $p_T$  von *alroot* PYTHIA (rot) und PYTHIA *standalone* (grün). Im unteren Teil der Abbildung ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte gezeigt. Man erkennt, dass beide Wirkungsquerschnitte im Rahmen der Statistik übereinstimmen. Der nennenswerte Unterschied beider Simulationen liegt in der Laufzeit der Simulation. Während PYTHIA *standalone* für die Simulation von 10.000

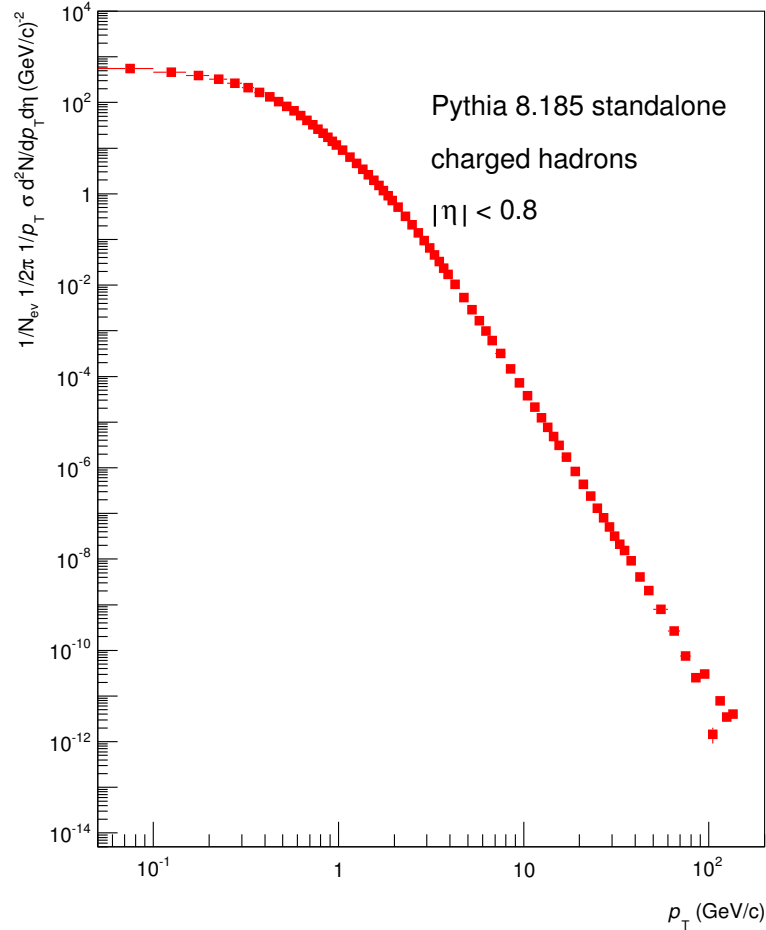


Abbildung 3.1.: Der in PYTHIA simulierte Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  geladener Hadronen als Funktion des Transversalimpulses  $p_T$  in Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_1} = 2.76$  TeV

Ereignissen lediglich etwa 85 Sekunden benötigt, braucht *alroot* PYTHIA für die gleiche Anzahl an Ereignissen 1,4 Stunden. Daher wird in dieser Arbeit die PYTHIA *standalone* Variante verwendet.

Aus der pQCD, die hohe Impulsüberträge, also tendenziell höhere Transversalimpulse, beschreibt, folgt, dass die Transversalimpulsverteilung einer Proton-Proton-Kollisionen jenseits eines Transversalimpuls von  $p_T \approx 1 - 3$  GeV/c gut durch eine Funktion der Form  $\sigma(p_T) = p_{T,0} \cdot p_T^{-n}$  beschrieben werden kann. Wenn man die Schwerpunktsenergie des Sys-



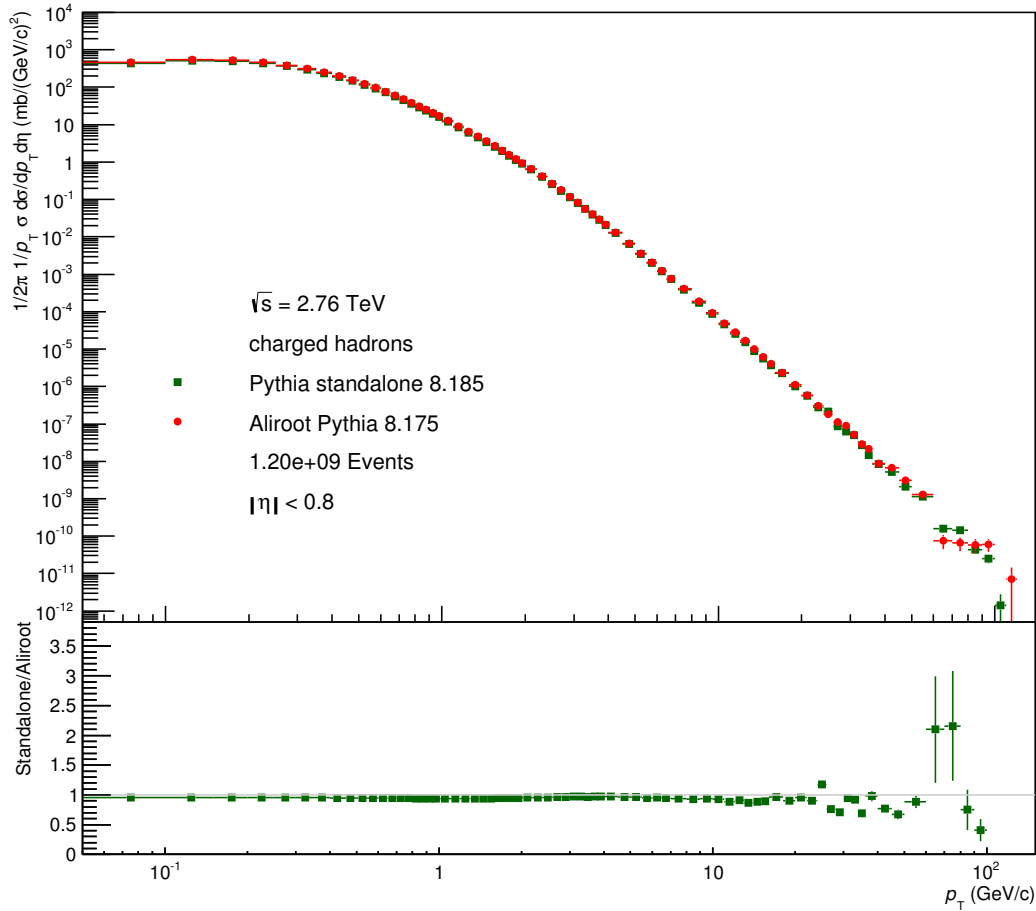


Abbildung 3.2.: Vergleich der Wirkungsquerschnitte  $\sigma$  geladener Hadronen als Funktion von  $p_T$  von *aliroot* PYTHIA (rot) und PYTHIA *standalone* (grün)

tems erhöht, ist es wahrscheinlicher, dass ein höherer Impulsübertrag stattfindet. Das bedeutet, dass der Wirkungsquerschnitt für höhere Transversalimpulse zunehmen sollte, da mehr Energie im System steckt. Diesen Effekt kann man an der Potenz  $n$  der Parametrisierung ablesen. Bei höheren Schwerpunktsenergien sollte diese Potenz kleiner sein. Um diesen Effekt zu untersuchen, ist die Proton-Proton Kollision auch mit Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s_2} = 5.02$  TeV und  $\sqrt{s_3} = 7$  TeV simuliert worden. In Abbildung 3.3 ist  $\sigma$  als Funktion von  $p_T$  bei den Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s_1} = 2.76$  TeV (rot),  $\sqrt{s_2} = 5.02$  TeV (grün) und  $\sqrt{s_3} = 7$  TeV (blau) zusammen mit der jeweiligen Parametrisierung gezeigt. Man erkennt deutlich die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes  $\sigma(p_T)$  von dem Exponent  $n$  bei hohen  $p_T$ . Der Exponent  $n$  wird mit zunehmender Schwerpunktsenergie

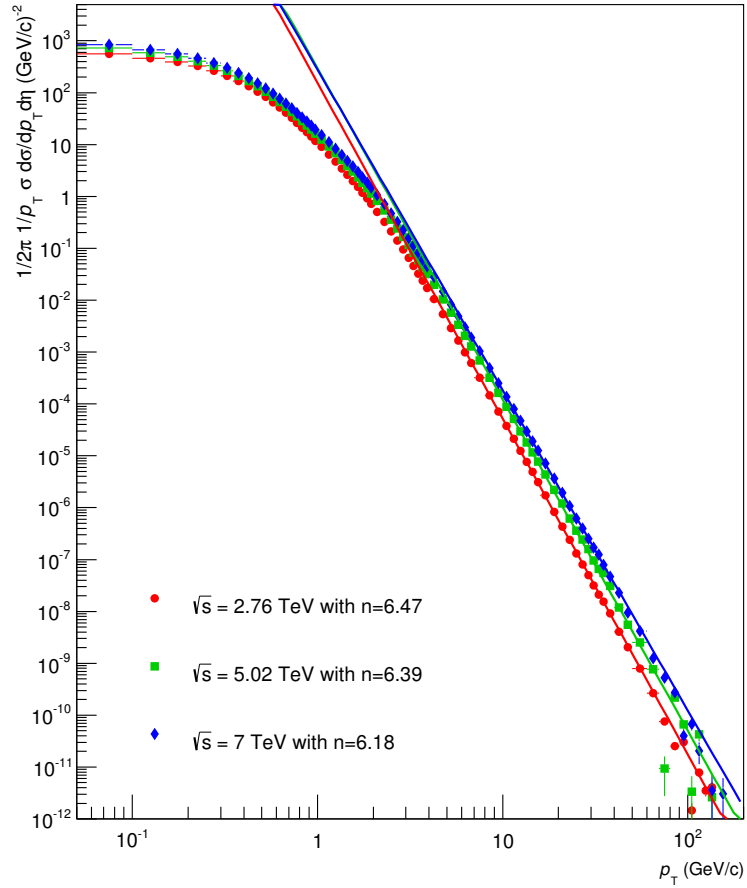


Abbildung 3.3.: Der in PYTHIA 8.185 simulierte Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  geladener Hadronen als Funktion des Transversalimpulses  $p_T$  in Proton-Proton-Kollisionen bei den Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s_1} = 2.76$  TeV,  $\sqrt{s_2} = 5.02$  TeV und  $\sqrt{s_3} = 7$  TeV mit je einem Fit einer Exponentialfunktion und dem Exponent  $n$

wie erwartet kleiner, mit höherer Schwerpunktsenergie wird es wahrscheinlicher, höhere Transversalimpulse zu messen.

### 3.1.1. $x_T$ -Skalierung in PYTHIA

Um nun die Datenpunkte der verschiedenen Schwerpunktsenergien miteinander zu vergleichen, kann man die in Kapitel 1.4 vorgestellte Methode der  $x_T$ -Skalierung auf die Datensätze anwenden.

Dazu geht man von der Transversalimpulsverteilung zur  $x_T$ -Verteilung mit  $x_T = 2 p_T / \sqrt{s}$  über. Außerdem muss der Faktor

$$n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2}) = \frac{\ln(\sigma^{inv}(x_T, \sqrt{s_1}) / \sigma^{inv}(x_T, \sqrt{s_2}))}{\ln(\sqrt{s_2} / \sqrt{s_1})}$$

bestimmt werden. In Abbildung 3.4 ist  $n$  als Funktion von  $x_T$  für verschiedene Kombinationen von  $\sigma_1$ ,  $\sqrt{s_1}$  und  $\sigma_2$ ,  $\sqrt{s_2}$  gezeigt. Der Sättigungspunkt  $n$  liegt in dieser Simulation für die gezeigten Schwerpunktsenergien bei  $n_{eff} = 4,789 \pm 0,001$ .

Der Wirkungsquerschnitt der einzelnen Spektren wird mit  $(\sqrt{s}/GeV)^n$  skaliert. Man erhält die  $x_T$ -Skalierung. Abbildung 3.5 zeigt den mit  $(\sqrt{s}/GeV)^n$  skalierten Wirkungsquerschnitt der Proton-Proton-Kollisionen als Funktion von  $x_T$  mit verschiedenen Schwerpunktsenergien. Man erkennt, dass die Datenpunkte übereinander liegen. Somit lässt sich feststellen, dass die Methode der  $x_T$ -Skalierung in PYTHIA für Proton-Proton-Kollisionen erfolgreich angewendet werden kann.

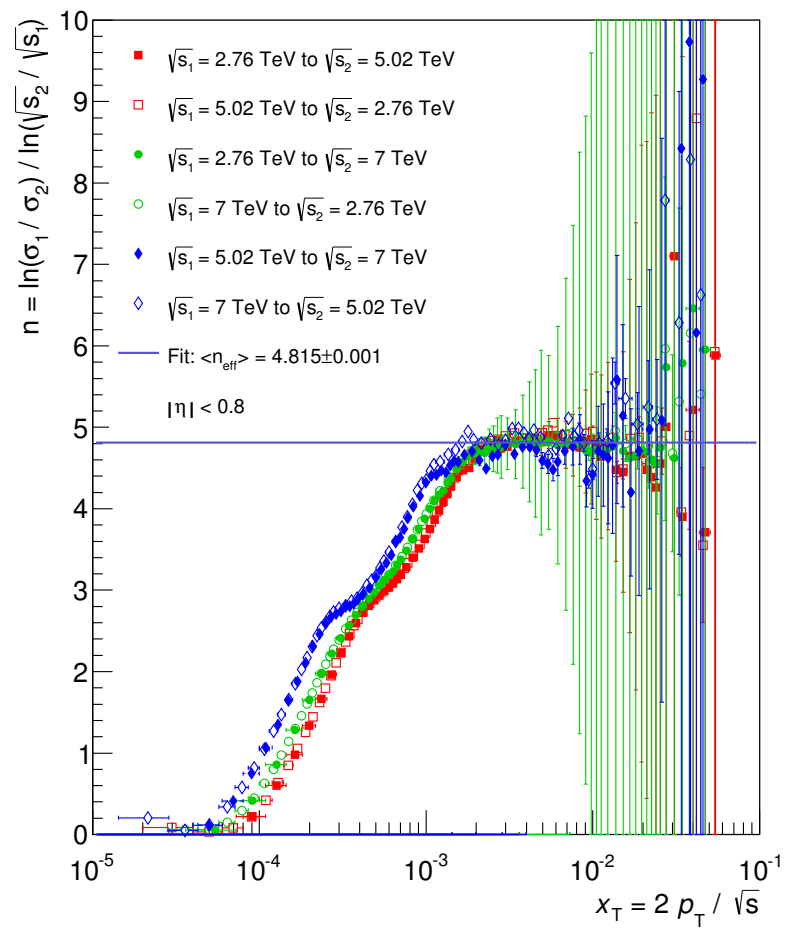


Abbildung 3.4.:  $n$  als Funktion von  $x_T$  bei verschiedenen Kombinationen von  $\sigma_1/\sigma_2$ . Der Sättigungspunkt gibt  $\langle n_{\text{effektiv}} \rangle$  an.

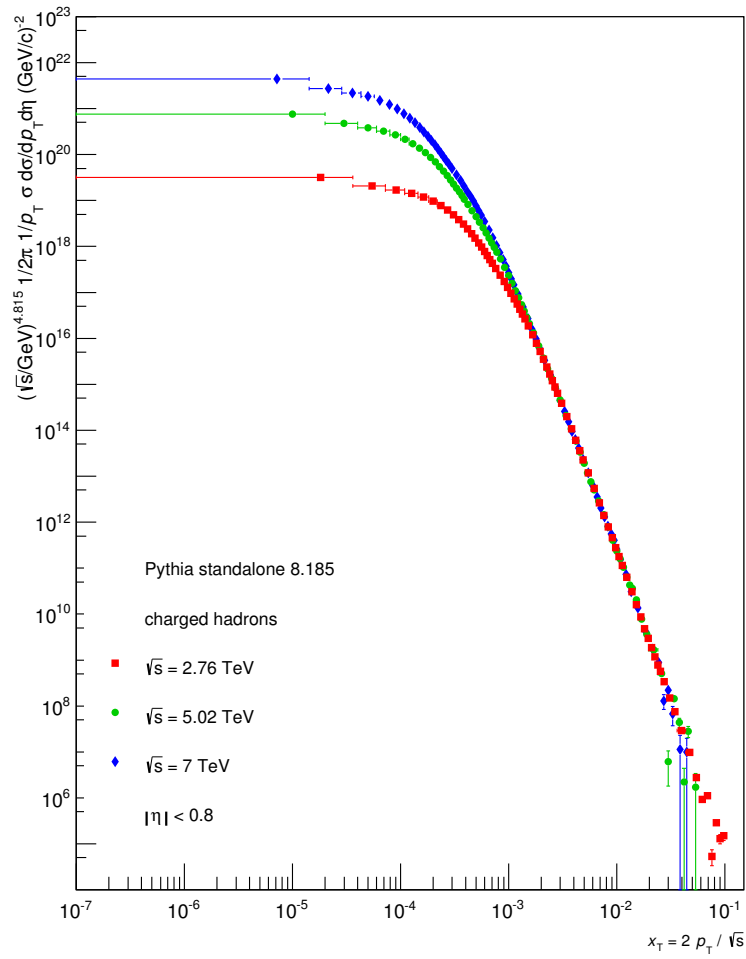


Abbildung 3.5.: Der in PYTHIA simulierte und mit  $(\sqrt{s}/\text{GeV})^n$  skalierte Wirkungsquerschnitt als Funktion von  $x_T$  mit den Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s_1} = 2.76 \text{ TeV}$ ,  $\sqrt{s_2} = 5.02 \text{ TeV}$  und  $\sqrt{s_3} = 7 \text{ TeV}$

## 3.2. Vergleich mit gemessenen Daten

Nun steht noch zur Frage, ob die simulierten Daten mit PYTHIA überhaupt ein realistisches Bild der Daten, die in ALICE gemessen werden, wiedergeben. Dazu werden die simulierten Daten mit den von ALICE im Juli 2013 veröffentlichten Spektren geladener Hadronen (ALI13) verglichen. Der Vergleich umfasst sowohl die Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV als auch die von  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

Im ALICE Experiment passiert es häufig, dass die Teilchenstrahlen gar nicht wirklich inelastisch, sondern nur elastisch streuen, oder in der Wechselwirkung sehr wenige Teilchen produzieren, die von den Detektoren gemessen werden. Da man mit dem ALICE Experiment ausschließlich stark wechselwirkende Phänomene untersuchen will, sollen die Teilchenstrahlen eigentlich inelastisch über die starke Wechselwirkung streuen. Man grenzt dafür alle möglichen Prozesse auf jene ein, bei denen die minimal möglichen Voraussetzungen für eine inelastische Streuung erfüllt sind, sodass davon ausgegangen werden kann, dass die von den Detektoren gemessenen Teilchen tatsächlich auf Grund einer Kollision entstanden sind. Ein solches Kriterium bezeichnet man als *minimum bias* (Ley12). Da der Wirkungsquerschnitt in Hochenergiekollisionen aber vom inelastischen Anteil dominiert wird, kann der Wirkungsquerschnitt durch *minimum bias* genähert werden. In einem Experiment muss zwangsweise ein Kriterium setzen, um ein *minimum bias* Spektrum zu messen, aus dem der Wirkungsquerschnitt kalkuliert werden kann. Daher kann sich der von ALICE gemessene Wirkungsquerschnitt geladener Hadronen von dem in PYTHIA simulierten Wirkungsquerschnitt geladener Hadronen unterscheiden.

In Abbildung 3.6 wird der mit PYTHIA simulierte Wirkungsquerschnitt geladener Hadronen und der entsprechende von ALICE gemessene Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  als Funktion von  $p_T$  bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV verglichen. Es werden die statistischen Fehler und die systematische Unsicherheit getrennt voneinander betrachtet. Unterhalb von einem Transversalimpuls von etwa  $p_T \approx 1$  GeV produziert PYTHIA bis zu 65% mehr geladene Hadronen als in ALICE gemessen wurden. Dies lässt sich dadurch erklären, dass in diesem Bereich weiche Prozesse dominieren, die in PYTHIA nur durch phänomenologische Modelle implementiert sind. PYTHIA produziert jenseits von einem Transversalimpuls von  $p_T = 1$  GeV/c bis zu 20% mehr geladene Hadronen, als man in ALICE gemessen hat. Dieser Unterschied befindet sich

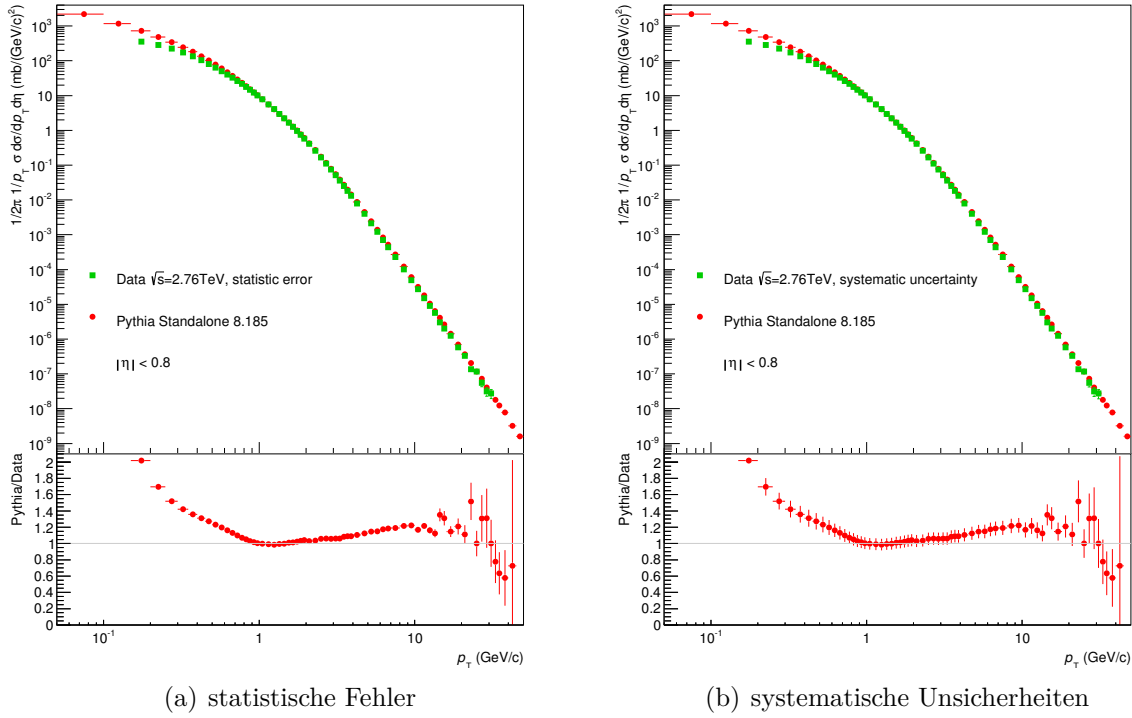


Abbildung 3.6.: Vergleich der simulierten Daten mit gemessenen Daten bei  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV

in einem akzeptablen Bereich.

Der gleiche Vergleich ist bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV in Abbildung 3.7 gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt der simulierten Daten bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV liegt signifikant über dem in ALICE gemessenen Wirkungsquerschnitt. Das heißt, dass PYTHIA 20-80% mehr geladene Teilchen produziert, als in ALICE gemessen wurde. Die Form der Verteilung gibt PYTHIA jedoch gut wieder, sodass sich mit den simulierten Daten zumindest qualitativ richtige Aussagen treffen lassen.

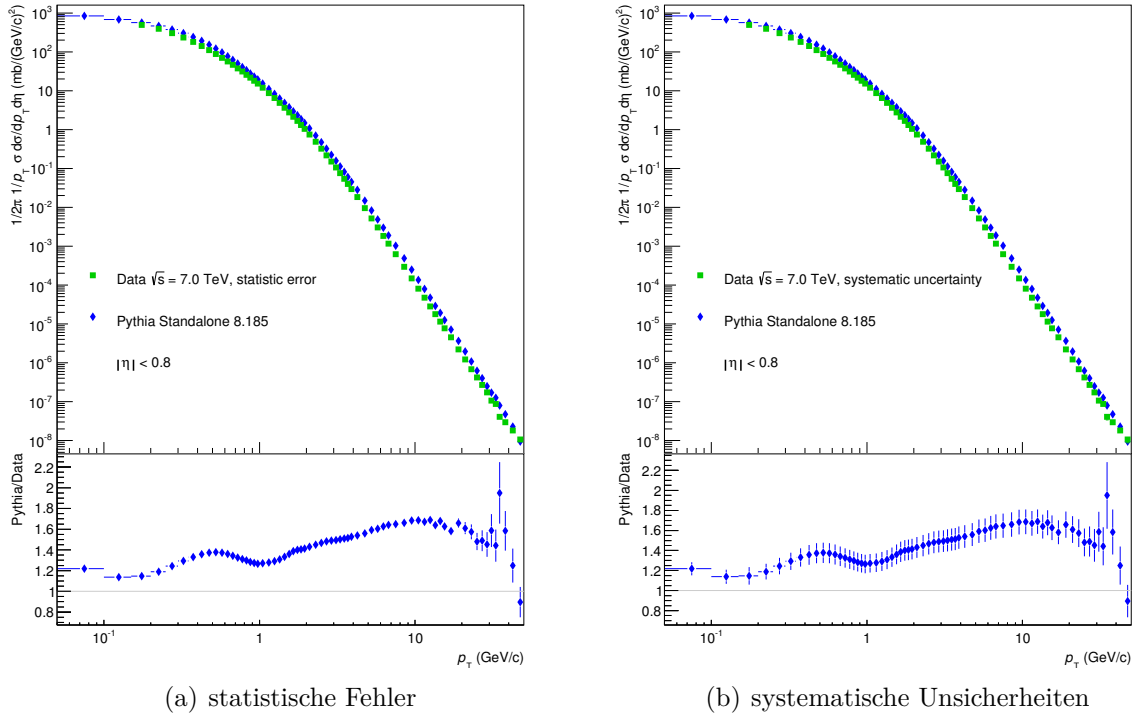


Abbildung 3.7.: Vergleich der simulierten Daten mit gemessenen Daten bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV

### 3.3. Vergleich mit DPMJET

Zur Überprüfung, ob die Ergebnisse der Simulation vom Monte-Carlo-Generator abhängig sind, ist zusätzlich auch eine Simulation mit DPMJET III (RER00) in der Umgebung *Aliroot* (ALI) durchgeführt worden. Da DPMJET auf weiche Stöße, die in DPMJET mit dem Dual-Parton-Modell beschrieben werden, spezialisiert ist, ist davon auszugehen, dass der Wirkungsquerschnitt als Funktion des Transversalimpulses auf kleine und mittlere Transversalimpulse beschränkt sein wird und somit im Bezug auf den Transversalimpuls einen deutlich kleineren Bereich als die mit PYTHIA simulierten Daten abdecken wird.

In Abbildung 3.8 ist im oberen Bereich  $\sigma$  als Funktion von  $p_T$  sowohl in DPMJET III (rot) als auch in PYTHIA (blau) gezeigt. Im unteren Bereich ist das Verhältnis aus DPMJET und PYTHIA als Funktion von  $p_T$  abgebildet. Wie man erkennen kann, stimmen die simulierten Daten in PYTHIA und DPMJET mit einer Abweichung von 20%



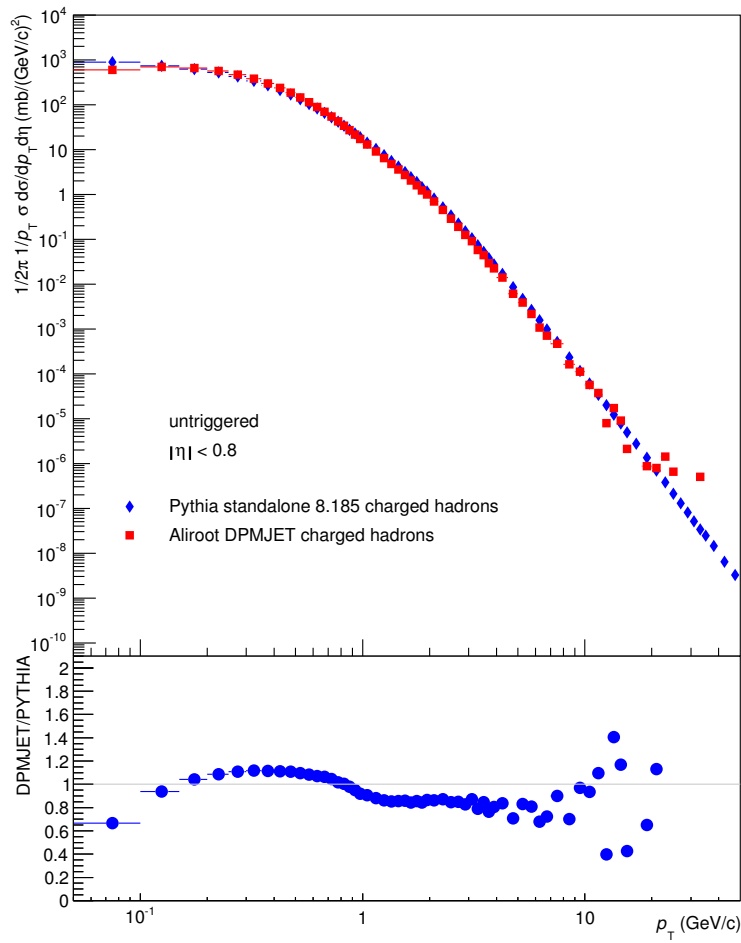


Abbildung 3.8.: Der *minimum bias* Wirkungsquerschnitt als Funktion von  $p_T$  in PYTHIA und DPMJET III.

recht gut überein. Wie zu erwarten war, simuliert DPMJET geladene Hadronen nur bis zu einem Transversalimpuls von  $p_T \approx 30$  GeV/c. Somit lassen sich keine Aussagen für  $p_T > 30$  GeV/c treffen.

Ereignisklasse	$E_{threshold}$	Anzahl simulierter Ereignisse
0	0	$2.8 \cdot 10^{10}$
1	0.5	$5 \cdot 10^9$
2	3.0	$3.7 \cdot 10^7$
3	5.0	$4.7 \cdot 10^6$
4	8.0	$6.6 \cdot 10^5$
5	10.0	$2.5 \cdot 10^5$
6	20.0	$1.2 \cdot 10^4$

Tabelle 3.1.: Übersicht über die Trigger-Ereignisklassen. Die dritte Spalte gibt die Anzahl der in PYTHIA simulierten Ereignisse an, die der jeweiligen Trigger-Ereignisklasse zugeordnet wurden.

### 3.4. $p_T$ Spektrum geladener Teilchen in PYTHIA und DPMJET bei verschiedenen Triggerenergien im EMCal

Das elektromagnetische Kalorimeter (EMCal) hat eine Akzeptanz von  $79^\circ < \phi < 191^\circ$  und  $|\eta| < 0.7$ . In der Simulation ist in dieser Arbeit die Annahme getroffen worden, dass das EMCal ausschließlich Elektronen ( $e^-$ ), Positronen ( $e^+$ ) und Photonen ( $\gamma$ ) detektiert und immer die gesamte Energie der Teilchen misst. Man kann nun durch Trigger-Kriterien, die ein Ereignis erfüllen soll, bestimmte Ereignisse aus dem *minimum bias* Datensatz auswählen. So werden sogenannte *Trigger-Ereignisklassen* (englisch: *event class*) konstruiert. In dieser Simulationsstudie wurden sechs verschiedene Trigger-Ereignisklassen verwendet. Eine Übersicht der Trigger-Ereignisklassen ist in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Wenn in einem Ereignis ein  $e^-$ ,  $e^+$  oder  $\gamma$  im EMCal-Akzeptanzbereich simuliert wird, dann wird dieses Ereignis entsprechend der Energie des Teilchens in die jeweilige Trigger-Ereignisklasse eingeordnet. Die Energie des Teilchens muss dabei also einen festgelegten Schwellenwert  $E_{threshold}$  überschreiten, um in eine Trigger-Ereignisklasse eingeordnet zu werden. Ein Ereignis kann so in mehrere Trigger-Ereignisklassen fallen. Wenn beispielsweise in einem Ereignis ein Photon mit einer Energie von  $E = 4$  GeV in der Akzeptanz des EMCal simuliert wird, dann wird das Ereignis neben der *minimum bias* Klasse, das ist der Tabelle als Trigger-Ereignisklasse 0 aufgeführt ist, zusätzlich den

Trigger-Ereignisklassen 1 und 2 zugeordnet. Besondere Aufmerksamkeit soll der Trigger-Ereignisklasse 2 geschenkt werden, da diese Schwellenenergie auch ungefähr der Schwelle des L1 Triggers im EMCAL entspricht.

Die Auswahlbedingung reduziert den Wirkungsquerschnitt für die jeweilige Trigger-Ereignisklasse erheblich. Man kann dies über das Verhältnis der Anzahl der Ereignisse in der Trigger-Ereignisklasse zu den *minimum bias* Ereignissen korrigieren. Dies bezeichnet man als *Trigger-Effizienz* des Detektors.

Die elementare Frage ist also nun, wie sich die so von einem EMCAL Trigger ausgewählten Daten verhalten und was für Aussagen man über das Spektrum der geladenen Hadronen treffen kann.

Wenn das Verhältnis zwischen dem Wirkungsquerschnitt einer Trigger-Ereignisklasse  $\sigma_{event\ class}$  und dem *minimum bias* Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{min\ bias}$  jenseits eines Transversalimpulses  $p_{T, Schwelle}$  konstant wäre, ließe sich  $\sigma_{event\ class}$  skalieren und die Datenpunkte für  $p_T > p_{T, Schwelle}$  würden mit den  $\sigma_{min\ bias}$  Datenpunkten übereinstimmen, sodass man dann im Experiment mit den Daten der Trigger-Ereignisklassen die Statistik der *minimum bias* Daten bei hohen Transversalimpulsen verbessern könnte.

Abbildung 3.9 zeigt den in PYTHIA simulierten Wirkungsquerschnitt geladener Hadronen als Funktion von  $p_T$  der verschiedenen Ereignisklassen in Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 2.76$  GeV. Zusätzlich ist auch  $\sigma_{min\ bias}$  als Vergleich gezeigt. Im unteren Teil der Abbildung ist das Verhältnis zwischen  $\sigma_{event\ class}$  und  $\sigma_{min\ bias}$  als Funktion von  $p_T$  aufgetragen. Man sieht, dass das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte nicht konstant wird. Es fällt jedoch auf, dass der Wirkungsquerschnitt ab der Schwelle, bei der jeweils der Trigger auslöst, deutlich steigt. Dies wird als *turn-on* bezeichnet. Noch deutlicher ist das in Abbildung 3.10 zu sehen, bei der nur das Spektrum der Trigger-Ereignisklasse 2 mit dem *minimum bias* Spektrum verglichen wird. Man sieht, dass kein  $p_{T, Schwelle}$  erkennbar ist, ab dem sich  $\sigma_{event\ class}$  einfach zu  $\sigma_{min\ bias}$  skalieren lässt. Das heißt, dass die Ergebnisse der Simulationsstudie es nicht ohne weiteres ermöglichen, die Statistik des *minimum bias* Datensatzes im ALICE Experiment durch die Verwendung des Datensatzes des L1 Triggers des EMCALs durch eine einfache Skalierung zu verbessern.

In der gleichen Konfiguration ist die Simulation auch mit DPMJET III durchgeführt worden. Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 3.11 gezeigt. Wie bereits vorher diskutiert, haben die Datenpunkte alle einen Transversalimpuls von  $p_T \leq 30$  GeV/c. Die Form des Wirkungsquerschnittes in PYTHIA und in DPMJET stimmen überein. Wie

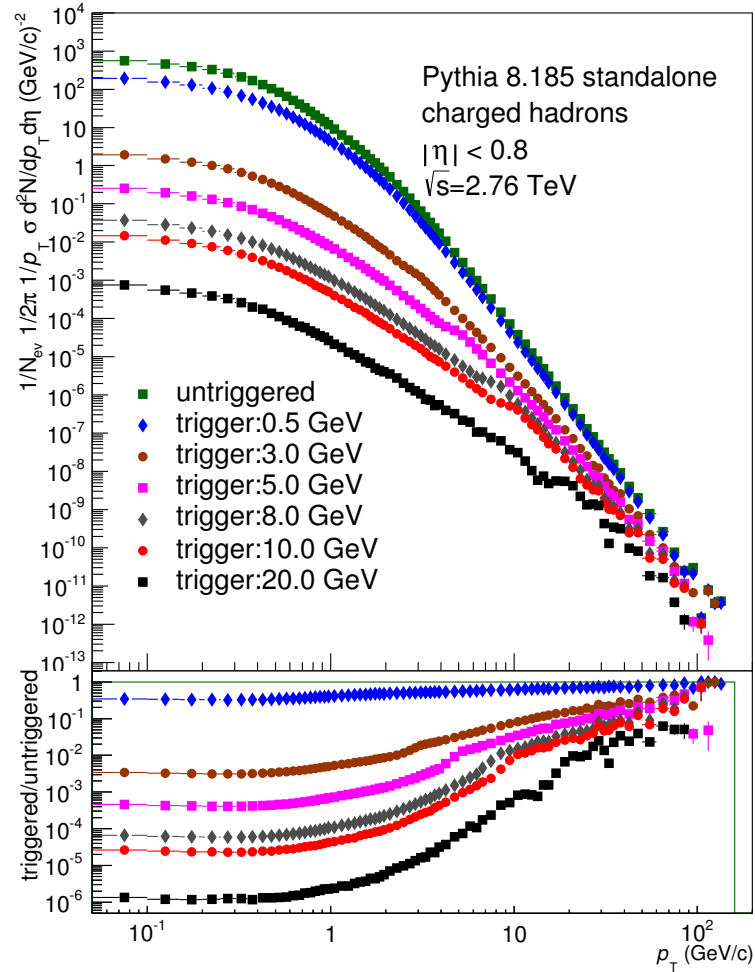


Abbildung 3.9.: Der Wirkungsquerschnitt geladener Hadronen als Funktion von  $p_T$  bei verschiedenen Energieschwellen für den simulierten EMCal Trigger in Proton-Proton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 2.76$  GeV in PYTHIA

auch in der Simulation mit PYTHIA wird das Verhältnis der  $\sigma_{event\ class}$  und  $\sigma_{min\ bias}$  als Funktion von  $p_T$  in DPMJET III nicht konstant. Daher bestätigt dies das Ergebnis der Simulation von PYTHIA.

Möglicherweise wird das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte durch Effekte, die nicht in dieser Simulation berücksichtigt worden sind, dennoch konstant. So könnte die Detektorantwort des EMCal, die Konversion von Photonen oder aber auch die Annahme, dass das EMCal nicht kontinuierlich die gesamte Energie eines Teilchens misst, sondern nur

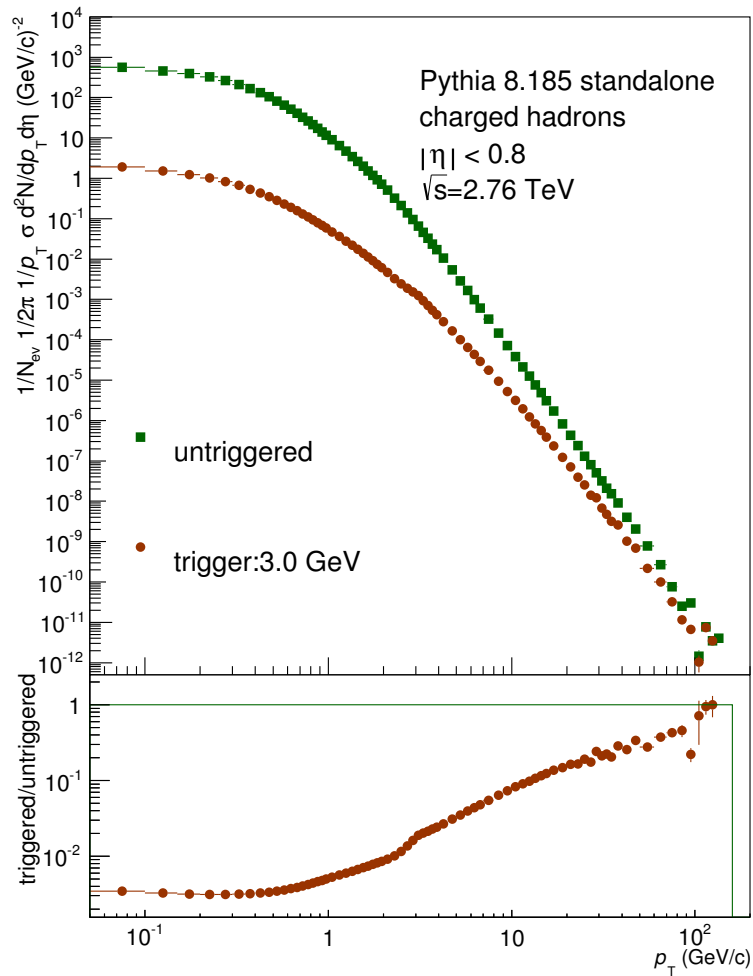


Abbildung 3.10.: Vergleich des Wirkungsquerschnittes geladener Hadronen als Funktion von  $p_T$  bei einer Energieschwelle von 3 GeV des EMCAL Triggers und dem *minimum bias* Spektrum

den Anteil, der in den Tower deponiert wird, das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte beeinflussen, sodass es bei hohem  $p_T$  konstant wird.

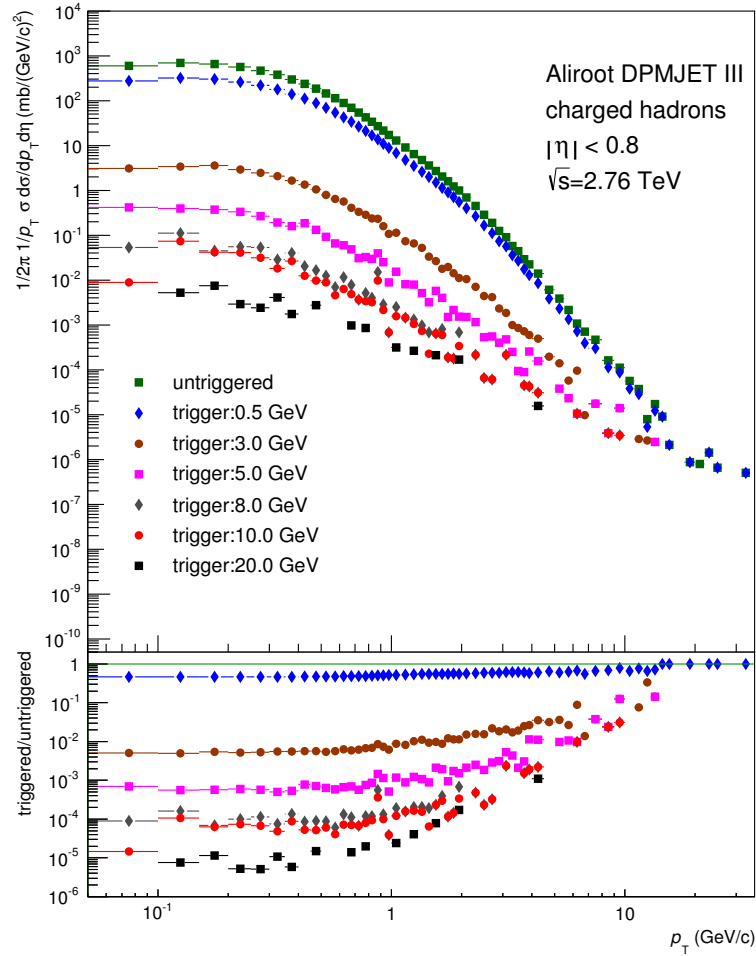


Abbildung 3.11.: Der Wirkungsquerschnitt geladener Hadronen als Funktion von  $p_T$  bei verschiedenen Energieschwellen für den simulierten EMCAL Trigger in Proton-Proton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV in DPMJET III

### 3.5. $p_T$ Spektrum von Photonen in PYTHIA bei verschiedenen Triggerenergien im EMCAL

Bei einer Kollision entstehen zum größten Teil Pionen. Die geladenen Pionen  $\pi^+$  und  $\pi^-$  bilden dann den größten Teil der geladenen Hadronen. Als Ergebnis der QCD werden bei einer Teilchenkollision  $\pi^0$ ,  $\pi^+$  und  $\pi^-$  zu gleichen Teilen produziert. Daher kann man

annehmen, dass die Spektren der neutralen und geladenen Pionen bis auf den Faktor  $2/3$  gleich sein sollten. Daraus folgt, dass man zur Bestimmung der  $p_T$ -Verteilung geladener Hadronen als sehr grobe Näherung auch die  $p_T$ -Verteilung neutrale Pionen untersuchen kann. Ein  $\pi^0$  zerfällt in zwei Photonen oder in ein Photon und ein Elektron-Positron-Paar. Alle Zerfallsprodukte können vom EMCal detektiert werden.

Die im Abschnitt 3.4 diskutierte Simulation ist mit den gleichen Konfigurationen und Trigger-Ereignisklassen auch für die Produktion von Photonen und neutrale Pionen durchgeführt worden. Abbildung 3.12 zeigt den in PYTHIA simulierten Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  von Photonen als Funktion von  $p_T$  der verschiedenen Trigger-Ereignisklassen. Im unteren Teil der Abbildung ist das Verhältnis von  $\sigma_{event\ class}$  und  $\sigma_{min\ bias}$  als Funktion von  $p_T$  gezeigt. Auf den ersten Blick scheint das Verhältnis nach dem *turn-on* konstant zu sein, jedoch kann man bei genauerer Untersuchung feststellen, dass das Verhältnis als Funktion von  $p_T$  stetig steigt. In Abbildung 3.13 ist die gleiche Studie mit dem Monte-Carlo-Generator DPMJET III durchgeführt worden. Dort ist zu erkennen, dass das Verhältnis bei hohem  $p_T$  nicht konstant wird. Da der Trigger nur auf Photonen, Elektronen und Positronen auslöst und die Photonen den größten Anteil davon ausmachen, geben die Ergebnisse in Abbildungen 3.12 und 3.13 eine Art Triggereffizienz für Photonen an.

Bei der Analyse der Simulation für neutrale Pionen ist dies noch deutlicher zu erkennen. Abbildung 3.14 zeigt den in PYTHIA simulierten Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für  $\pi^0$  als Funktion von  $p_T$  der verschiedenen Trigger-Ereignisklassen von neutralen Pionen. Im unteren Teil der Abbildung ist das Verhältnis von  $\sigma_{event\ class}$  und  $\sigma_{min\ bias}$  als Funktion von  $p_T$  gezeigt. Das Verhältnis steigt nach dem *turn-on* deutlich weiter an und wird nicht konstant.

Da das Verhältnis von  $\sigma_{event\ class}$  und  $\sigma_{min\ bias}$  als Funktion von  $p_T$  der neutralen Pionen nicht konstant wird, ist anzunehmen, dass auch das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte geladener Pionen nicht konstant werden wird. Das bedeutet, dass das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte geladener Hadronen ebenfalls nicht konstant wird. Das bestätigt das Ergebnis aus Kapitel 3.4.

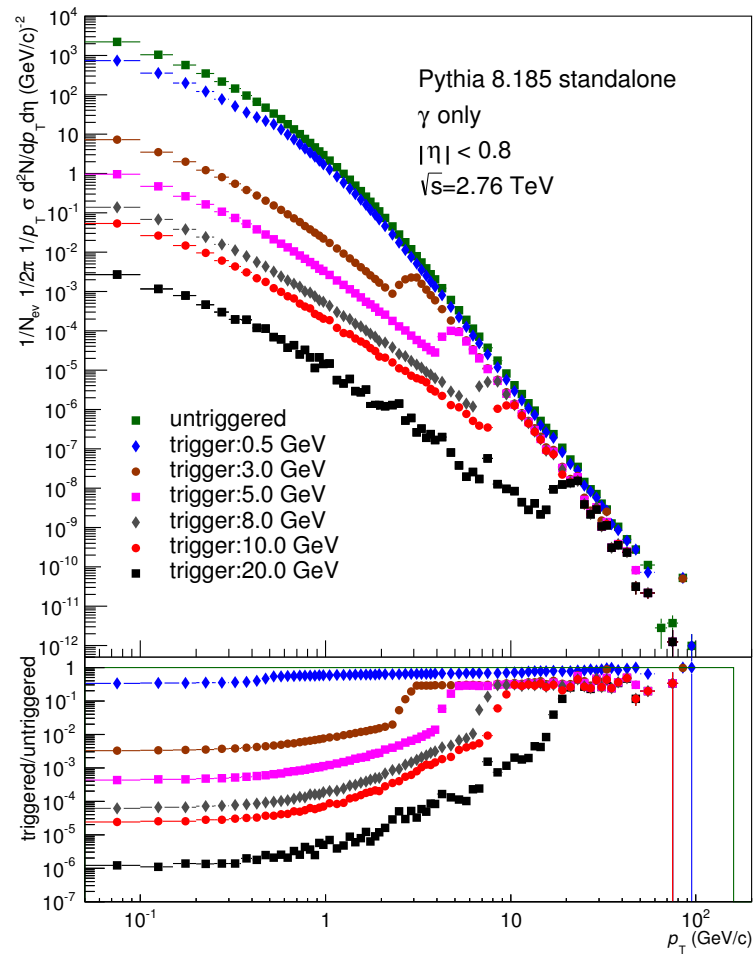


Abbildung 3.12.: Der in PYTHIA simulierte Wirkungsquerschnitt von Photonen als Funktion von  $p_T$  der verschiedenen Trigger-Ereignisklassen. Im unteren Abschnitt ist das Verhältnis von  $\sigma_{event\ class}$  und  $\sigma_{min\ bias}$  als Funktion von  $p_T$  gezeigt.



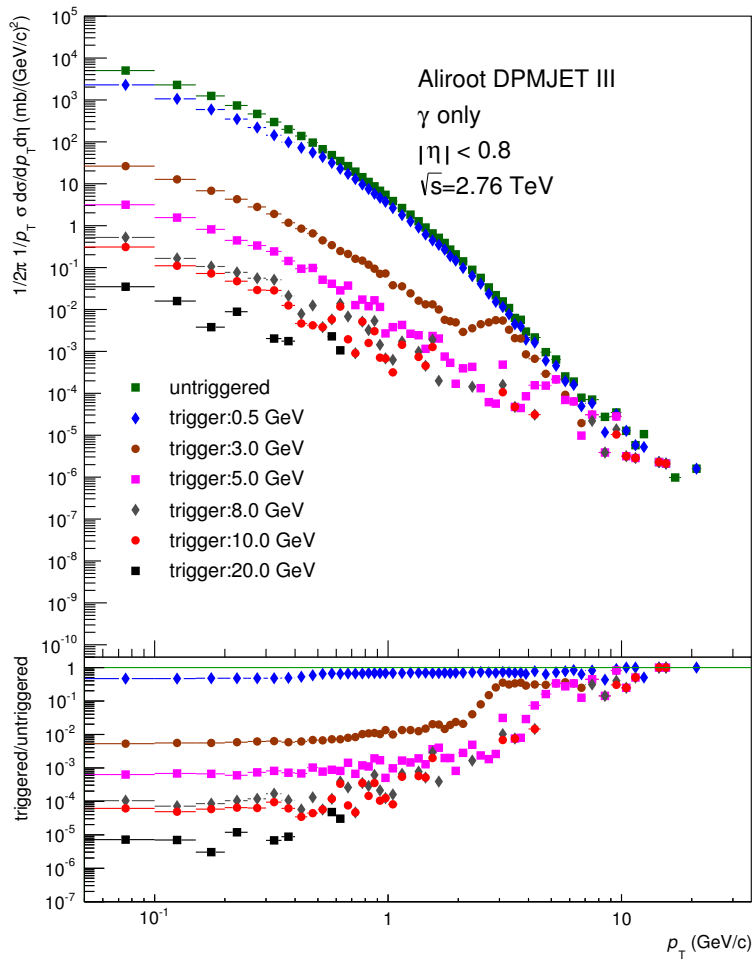


Abbildung 3.13.: Der in DPMJET simulierte Wirkungsquerschnitt von Photonen als Funktion von  $p_T$  der verschiedenen Trigger-Ereignisklassen. Im unteren Abschnitt ist das Verhältnis von  $\sigma_{event\ class}$  und  $\sigma_{min\ bias}$  als Funktion von  $p_T$  gezeigt.

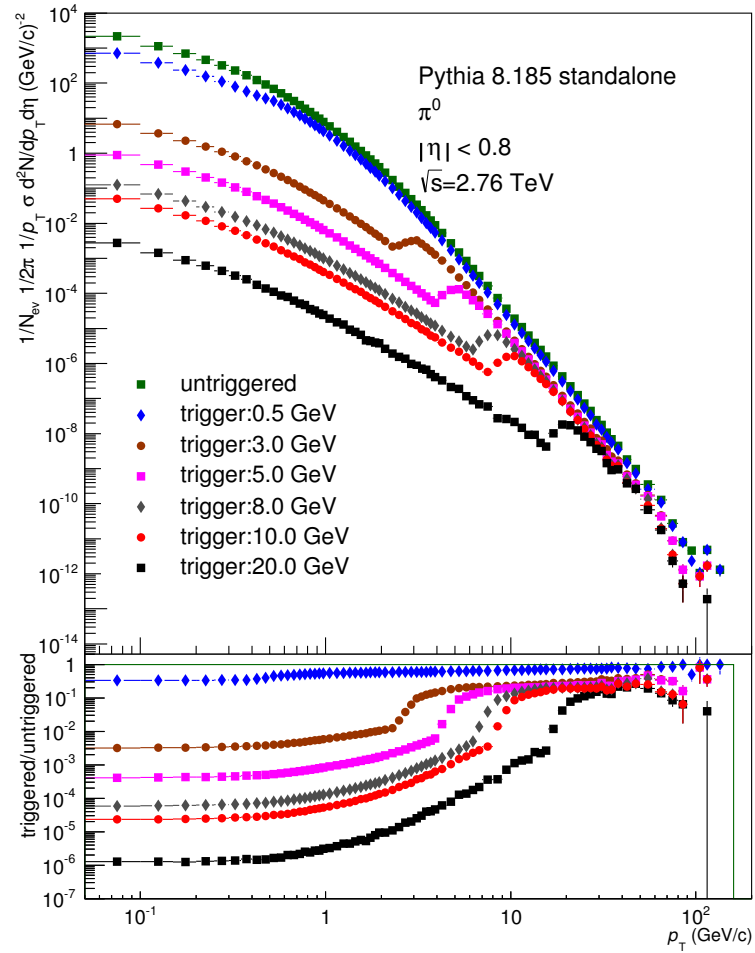


Abbildung 3.14.: Der in PYTHIA simulierte Wirkungsquerschnitt für  $\pi^0$  als Funktion von  $p_T$  der verschiedenen Trigger-Ereignisklassen. Im unteren Abschnitt ist das Verhältnis von  $\sigma_{event\ class}$  und  $\sigma_{min\ bias}$  als Funktion von  $p_T$  gezeigt.

## 4 Zusammenfassung

Das ALICE Experiment am Forschungszentrum CERN bei Genf untersucht die Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasma. Eine wichtige Rolle nimmt in dieser Untersuchung der nukleare Modifikationsfaktor  $R_{AA}$  ein, mit dessen Hilfe man Schwerionenkollision und Proton-Proton-Kollisionen vergleicht. Zur Zeit sind die Messdaten der Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV und daher auch der nukleare Modifikationsfaktor für Blei-Blei-Kollisionen auf Grund der Statistik auf einen Transversalimpuls von  $p_T \lesssim 50$  GeV begrenzt. Um die Transversalimpulsverteilung zu höheren Werten von  $p_T$  zu erweitern, könnten getriggerte Daten verwendet werden.

Diese Arbeit befasst sich mit der Simulation von Proton-Proton-Kollisionen mit dem Monte-Carlo-Generator PYTHIA. Es wurden sechs Trigger-Ereignisklassen generiert, die nur Ereignisse auswählen, wenn mindestens ein  $e^-$ ,  $e^+$  oder  $\gamma$  im Akzeptanzbereich des elektromagnetischen Kalorimeters (EMCal) mit einer Energie über einem Schwellenwert simuliert wurde. Der Wirkungsquerschnitt geladener Hadronen, Photonen und neutralen Pionen als Funktion des Transversalimpulses von Proton-Proton-Kollisionen in den verschiedenen Trigger-Ereignisklassen wurde mit PYTHIA 8.185 und DPMJET III simuliert. Wenn das Verhältnis zwischen dem Wirkungsquerschnitt einer Trigger-Ereignisklasse  $\sigma_{event\ class}$  und dem *minimum bias* Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{min\ bias}$  jenseits eines Transversalimpulses  $p_{T, Schwelle}$  konstant wäre, ließe sich  $\sigma_{event\ class}$  skalieren und die Datenpunkte für  $p_T > p_{T, Schwelle}$  würden mit den  $\sigma_{min\ bias}$  Datenpunkten übereinstimmen, sodass man dann im Experiment mit den Daten der Trigger-Ereignisklassen die Statistik der *minimum bias* Daten bei hohen Transversalimpulsen verbessern könnte. In dieser Simulationsstudie konnte kein  $p_{T, Schwelle}$  ermittelt werden, jenseits dessen das Verhältnis von  $\sigma_{event\ class}$  und  $\sigma_{min\ bias}$  konstant wurde. Die Ergebnisse der Simulationsstudie ermöglichen es nicht ohne weiteres, die Statistik des *minimum*

*bias* Datensatzes in ALICE durch die Verwendung des Datensatzes des L1 Triggers des EMCals durch eine einfache Skalierung zu verbessern.

Eine Simulation des elektromagnetischen Kalorimeters, die auch eine Detektorantwort, Konversionen und die Energiedeponierung der Teilchen in Clustern enthält, könnte eine genauere Möglichkeit zum Vergleich des getriggerten Spektrums mit dem *minimum bias* Spektrum liefern.

# A Anhang

## A.1. ALICE-Koordinaten

### A.1.1. Transversalimpuls

Eine wichtige Messgröße ist die Transveralimpulsverteilung der neu entstandenen Teilchen bei einer Kollision zweier Hadronen, da nur die Transveralimpulsverteilung Information über die Kollision enthält. Die Teilchen, die kollidieren, haben keinen Anfangstransversalimpuls. Erst durch die Streuung und Bildung neuer Teilchen erhalten diese einen Transversalimpuls. Somit trägt der Transversalimpuls  $p_T$  die Information über die Kollision. Der Transversalimpuls ist definiert als

$$p_T = |\mathbf{p}| \cdot \sin\theta \quad (\text{A.1})$$

wobei der Winkel  $\theta$  den Winkel zwischen der Strahlachse, das heißt der Achse, in der die Teilchenstrahlen sich treffen, und der gemessenen Spur symbolisiert.

### A.1.2. Rapidität und Pseudorapidität

Neben dem Transversalimpuls ist die Rapidität eine wichtige kinematische Größe. Sie ist wie folgt definiert:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_L}{E - p_L} \right) \quad (\text{A.2})$$

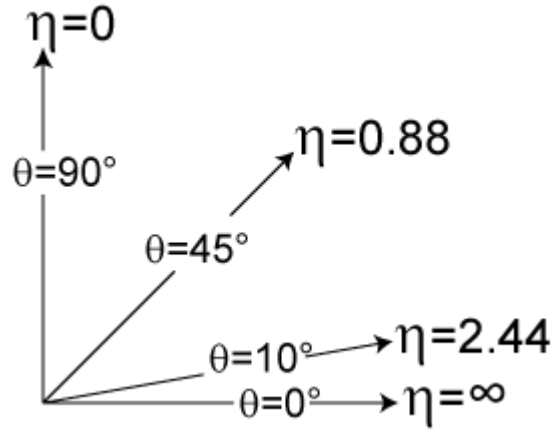


Abbildung A.1.: Vergleich der Pseudorapidity  $\eta$  mit dem Winkel  $\theta$  zur Strahlachse.

In diesem Ausdruck symbolisiert  $E$  die Energie des Teilchens und  $p_L$  sein longitudinaler Impuls in Richtung der Strahlachse.

Sobald man ultrarelativistische Teilchen mit  $E \approx p$  (in natürlichen Einheiten) betrachtet, verwendet man bevorzugt die Pseudorapidity  $\eta$ .

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p + p_L}{p - p_L} \right) \quad (\text{A.3})$$

Eine analoge Definition der Pseudorapidity  $\eta$  gelingt über den Winkel  $\theta$  zur Strahlachse. Das macht es besonders einfach, die Pseudorapidity zu messen.

$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)) \quad (\text{A.4})$$

$$(\text{A.5})$$

Da der longitudinale Impuls nicht so leicht messbar ist, verwendet man häufig die Pseudorapidity. Die Beziehung zwischen  $\eta$  und  $\theta$  ist in Abbildung A.1 dargestellt.

# Literaturverzeichnis

- [ALI] ALICE Collaboration, ALICE Offline framework for simulation, reconstruction and analysis, <http://git.cern.ch/pubweb/AliRoot.git>.
- [ALI08] ALICE Collaboration, ALICE EMCAL - TWIKI, 2008, <https://trac.cc.jyu.fi/projects/alice/wiki/EMCAL>.
- [ALI10] ALICE Collaboration, The ALICE Time Projection Chamber, 2010, <http://aliceinfo.cern.ch/TPC/node/7>.
- [ALI11] ALICE Collaboration, *Charged pion identification at high  $p_T$  in ALICE using TPC  $dE/dx$* , Phys. Lett. (2011), 1109.1896.
- [ALI12a] ALICE-EMCAL Collaboration, *The ALICE EMCAL L1 trigger first year of operation experience*, Phys. Lett. (2012), 1210.8078v2.
- [ALI12b] ALICE-EMCAL Collaboration, *The ALICE EMCAL L1 trigger first year of operation experience*, Phys. Lett. (2012), 1210.8078v2.
- [ALI13] ALICE Collaboration, *Energy Dependence of the Transverse Momentum Distributions of Charged Particles in  $pp$  Collisions Measured by ALICE*, Phys. Lett. (2013), 1307.1093v3.
- [CER09] CERN Collaboration, *The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments*, 2009.
- [CER14] CERN Collaboration, LHC facts, 2014, <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=ziele>.

- [Chr04] Christian Klein-Bösing, *Production of Neutral Pions and Direct Photons in Ultra-Relativistic Au + Au Collisions*, PhD thesis, Wilhelms-Universität Münster, 2004.
- [CMS12] CMS Collaboration, *Study of high- $p_T$  charged particle suppression in PbPb compared to pp collisions at  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV*, Phys. Lett. (2012), 1202.2554v2.
- [CS11] R. Corke and T. Sjostrand, *Multiparton Interactions with an x-dependent Proton Size*, Phys. Lett. (2011), 1101.5953.
- [d'E04] D. d'Enterria, *Hard scattering cross sections at LHC in the Glauber approach: from pp to pA and AA collisions*, Phys. Lett. (2004), nucl-ex/0302016v3.
- [EKST00] K. Eskola, V. Kolhinen, C. Salgado and R. Thews, *Constraints for the nuclear sea quark distribution from the Drell-Yan process at the SPS*, Phys. Lett. (2000), hep-ph/0009251.
- [Gea14] Geant4 Collaboration, *Geant 4 - a simulation toolkit*, 2014, <http://geant4.cern.ch/>.
- [Kal11] A. Kalweit, *Particle Identification in the ALICE Experiment*, Phys. Lett. (2011), 1107.1514v1.
- [L3 01] L3 Collaboration, *Standard Model Higgs Boson with the L3 Experiment at LEP*, Phys. Lett. (2001), hep-th/0107054.
- [Ley12] M. Leyton, *Minimum Bias and Underlying Event Measurements with ATLAS*, Phys. Lett. (2012), 1202.2090v1.
- [MRSS07] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders and P. Steinberg, *Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions*, Phys. Lett. (2007), nucl-ex/0701025v1.
- [PHE04] PHENIX Collaboration, *Nuclear Modification Factors for Hadrons at Forward and Backward Rapidities in Deuteron-Gold Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV*, Phys. Rev. Lett. (2004), nucl-ex/0411054.
- [RER00] S. Rösler, R. Engel and J. Ranft, *The Monte Carlo Event Generator DPMJET-III*, Phys. Lett. (2000), hep-ph/0012252.



- [Skj13] K. Skjerdal, *Photoproduction of  $\rho^0$  in ultra-peripheral nuclear collisions at ALICE*, Phys. Lett. (2013), 1304.6850v1.
- [Teu11] R. Teuscher, Understanding the proton in collision, 2011, <http://steve.cooleysekula.net/goingupalleys/wp-content/uploads/2011/09/Proton-Collision-Event.jpg>.
- [Tor07] Torbjörn Sjöstrand and Stephen Mrenna and Peter Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, Phys. Lett. (2007), 0710.3820.