

JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT
FRANKFURT AM MAIN

BACHELORARBEIT

**Simulationen zur Produktion geladener Teilchen unter
ALICE-TRD Trigger-Bedingungen**

Abschlussarbeit zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science (B.Sc.)
im Fach Physik

angefertigt am Institut für Kernphysik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main
Fachbereich 13

vorgelegt am 7.11.2016 von
Simon Spies
geboren am 19.04.1995 in Wiesbaden

Erstgutachter: Prof. Dr. Henner Büsching

Zweitgutachter: Prof. Dr. Christoph Blume

Abgabe der Arbeit am 7.11.2016

Inhaltsverzeichnis

0. Einleitung	1
1. Physikalische Grundlagen	3
1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
1.2. Hochenergetische Teilchenkollisionen	7
1.3. Monte-Carlo-Generatoren	9
1.3.1. EPOS LHC	10
1.3.2. DPMJet 3.0-5	10
1.3.3. GEANT-3	11
2. Der ALICE Detektor am LHC	13
2.1. Der Large Hadron Collider (LHC)	13
2.2. A Large Ion Collider Experiment (ALICE)	13
2.2.1. Die Time Projection Chamber (TPC)	16
2.2.2. Der Transition Radiation Detector (TRD)	18
2.2.3. ALICE-Triggersysteme und TRD-Trigger	20
3. Simulationsstudie	21
3.1. Parametrisierungen der Detektorantworten	21
3.1.1. Parametrisierung der TRD Detektorantworten	22
3.1.2. Parametrisierung der TPC Detektorantworten	23
3.2. Anwendung der Parametrisierungen auf Spektren	30
3.2.1. p_T Spektren geladener Teilchen in EPOS	30
3.2.2. Vergleich mit gemessenen Daten	32
3.3. Simulation von TRD Triggern	33
3.3.1. TRD getriggerte p_T Spektren geladener Teilchen in EPOS	34
3.3.2. Vergleich mit getriggerten Spektren in DPMJet	37
3.3.3. Vergleich mit getriggerten Daten	40
3.4. Der nukleare Modifikationsfaktor für p-Pb Kollisionen	45
4. Zusammenfassung und Ausblick	49
A. Anhang	51
A.1. Der Transversalimpuls	51
A.2. Die Rapidität und die Pseudorapidität	51
A.3. Parametrisierungen der Detektorantworten	52
Literaturverzeichnis	55

0. Einleitung

Die Frage nach dem Ursprung des Universums hängt eng mit der Erforschung des Quark-Gluon-Plasmas (QGP) zusammen. Nach unserem heutigen Verständnis der Entstehung des Universums waren die gesamte Materie und Energie vor circa 13,8 Milliarden Jahren in einem Punkt konzentriert. Durch die folgende, als Urknall bekannte Expansion dieses Urzustands entstanden die Grundbausteine von Materie sowie das gesamte Universum. In einem Bruchteil einer Sekunde nach dem Beginn der Expansion existierten Quarks und Gluonen, welche aktuell als elementare Bausteine angenommen werden, ungebunden in einer Wolke von extrem hoher Dichte und Temperatur. Diesen Zustand ungebundener Quarks und Gluonen bezeichnet man als QGP. Da sich aus diesem QGP sämtliche heute existierende Materie gebildet hat, trägt man durch seine Erforschung zum Verständnis der Entstehung des Universums bei.

Die Erzeugung eines QGP auf der Erde erfordert große Beschleunigeranlagen, da die üblichen Dichten und Temperaturen von Materie fernab derer eines QGP liegen. Selbst in den größten Beschleunigern entsteht ein QGP nur für winzige Bruchteile von Sekunden, weshalb große Detektoranlagen benötigt werden, um die Teilchen zu detektieren, die als Reaktionsprodukte aus dem QGP hervorgehen. Um Rückschlüsse auf seine Eigenschaften zu treffen, vergleicht man Prozesse mit und ohne QGP. Beim ALICE-Experiment (*A Large Ion Collider Experiment*) welches am Forschungszentrum CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) steht und mit hochenergetischen Teilchen aus dem *Large Hadron Collider* (LHC) betrieben wird, handelt es sich um eine Detektoranlage, die mit dem Ziel der Erforschung des QGP entwickelt wurde.

Um die gigantische Datenmenge einer solchen Detektoranlage auf die relevanten Ereignisse zu reduzieren, benötigt man Trigger, welche entscheiden, ob eine Kollision aufgezeichnet wird. Aufgrund der Einschränkung der aufgezeichneten Ereignisse durch die Trigger, muss man deren Auswirkungen berücksichtigen. Zur Abschätzung dieser Auswirkungen werden simulierte Teilchenkollisionen untersucht, bei denen sich das Verhältnis zwischen dem Gesamtspektrum und dem getriggerten Spektrum einfacher als im realen Experiment bestimmen lässt. In dieser Arbeit werden die Auswirkungen der Trigger des *Transition Radiation Detector* (TRD) vom ALICE-Experiment untersucht.

In Kapitel 1 werden die physikalischen Grundlagen dieser Arbeit zusammengefasst. Kapitel 2 beschreibt Aufbau und Funktion des ALICE-Experiments und in Kapitel 3 werden die Ergebnisse der Studie vorgestellt und mit gemessenen Daten verglichen.

1. Physikalische Grundlagen

1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Beim Standardmodell der Teilchenphysik handelt es sich um ein Modell zur Beschreibung von Elementarteilchen und deren fundamentalen Wechselwirkungen untereinander. Das Modell umfasst aktuell 61 Elementarteilchen, welche sich in 36 Quarks, 12 Leptonen und 13 Bosonen gliedern, sowie drei fundamentale Wechselwirkungen. Bei den Wechselwirkungen handelt es sich um die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung. Jede Wechselwirkung besitzt ein oder mehrere Teilchen, welche die entsprechende Wechselwirkung vermitteln und als Austauschteilchen bezeichnet werden. Diese können allerdings nur mit Teilchen interagieren, welche die Ladung der entsprechenden Wechselwirkung tragen. Die vierte fundamentale Wechselwirkung, die Gravitation, wird aktuell vom Standardmodell nicht beschrieben. Eine Übersicht über die drei Wechselwirkungen des Standardmodells sowie deren Austauschteilchen findet sich in Tabelle 1.1.

Die Elementarteilchen gliedern sich in Teilchen mit halbzahligem Spin, die Fermionen, und in Teilchen mit ganzzahligem Spin, die Bosonen. Zu den Bosonen zählen unter anderem die Austauschteilchen der Wechselwirkungen, während die Fermionen, gebunden durch verschiedene Wechselwirkungen, nicht elementare Teilchen bilden. Die Fermionen werden des Weiteren nach ihrer Ladung der starken Wechselwirkung, der Farbladung, klassifiziert. Man unterteilt sie in farbneutrale Teilchen, die Leptonen und in Teilchen welche eine von drei Farbladungen tragen, die Quarks. Die drei verschiedenen Farbladungen werden in Analogie zum additiven Farbmodell so ausgewählt, dass ihre Mischung farbneutral (Weiß) ist (z.B. Rot, Grün, Blau). Folglich können Quarks stark wechselwirken, Leptonen hingegen nicht. Eine weitere Unterteilung erfolgt sowohl bei Quarks, als auch bei Leptonen in je drei Familien. Die Quarks werden nach ihrer Masse unterteilt, wobei immer ein elektrisch mit $2/3 e$ und ein mit $-1/3 e$ geladenes Quark eine Familie bilden. Eine Leptonfamilie besteht aus einem elektrisch geladenen Lepton und einem elektrisch neutralen Lepton, dem entsprechenden Neutrino. Tabelle 1.2 gibt eine Übersicht über die Fermionen und einige ihrer Eigenschaften.

Zu jedem Fermion existiert darüber hinaus noch ein Antiteilchen, welches dieselben Wechselwirkungen erfährt und die gleiche Masse besitzt, aber umgekehrte Ladungen trägt. Treffen Teilchen und entsprechendes Antiteilchen aufeinander, so werden beide in eine andere Form von Energie umgewandelt. Diesen Prozess bezeichnet man als Annihilation.

Wechselwirkung	Ladung	Austauschteilchen			
		Name	Farbladung	elektrische Ladung	Ruhemasse
starke	Farbladung	Gluon (g)	Farbe + Antifarbe	0	0
schwache	schwache Ladung	W-Boson (W^\pm)	0	$\pm 1 e$	$\approx 80 \text{ GeV}/c^2$
		Z-Boson (Z_0)	0	0	$\approx 91 \text{ GeV}/c^2$
elektromagnetische	elektrische Ladung	Photon (γ)	0	0	0

Tabelle 1.1.: Übersicht über die drei Wechselwirkungen des Standardmodells und ihre Austauschteilchen [Oli14]

Klasse	Familien			Farbladung	elektrische Ladung / e
Quarks	up (u)	charm (c)	top (t)	Ja	2/3
	down (d)	strange (s)	bottom (b)		-1/3
Leptonen	Elektron (e^-)	Myon (μ^-)	Tau (τ^-)	Nein	-1
	Elektron-Neutrino (ν_e)	Myon-Neutrino (ν_μ)	Tau-Neutrino (ν_τ)		0

Tabelle 1.2.: Übersicht über die Fermionen im Standardmodell und deren Ladung [Oli14]

Sämtliche Materie besteht aus den vorgestellten Elementarteilchen, welche mittels der verschiedenen Wechselwirkungen interagieren. Um den Aufbau von Materie zu verstehen, muss man daher auch die verschiedenen Wechselwirkungen verstehen. Zu jeder Wechselwirkung gibt es eine Theorie, die beschreibt, wie die Austauschteilchen der Wechselwirkung an die entsprechende Ladung koppeln.

Bei der Erforschung von Wechselwirkungen misst man die Wahrscheinlichkeit mit der bestimmte Prozesse unter verschiedenen Umständen auftreten. Für jede Wechselwirkung führt man eine Variable ein, die proportional in die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines Prozesses eingeht. Obwohl die Werte dieser Variablen von den Umständen abhängen, bezeichnet man sie historisch als Kopplungskonstanten. Auch die Austauschteilchen beeinflussen die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit, da ihr Impuls und ihre Masse die Wahrscheinlichkeit eines Prozesses verringern. (vgl. [Pov14])

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird von der Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben und hat als einzige Wechselwirkung des Standardmodells auch makroskopische Effekte. Ihre Kopplungskonstante α_e , auch Feinstrukturkonstante genannt, steigt bei Prozessen mit großen Impulsüberträgen an, hat aber in allen bisher beobachteten Fällen einen viel kleineren Wert als eins. Prozesse, bei denen mehrfach ein Austauschteilchen mit Teilchen interagiert, so genannte Prozesse höherer Ordnung, besitzen daher nur kleine Wahrscheinlichkeiten und können vernachlässigt werden.

Die schwache Wechselwirkung weist in vielerlei Hinsicht Besonderheiten gegenüber den anderen Wechselwirkungen auf. Viele Zerfälle von Teilchen, die aus Quarks bestehen, die so genannten Hadronen, wären ohne die schwache Wechselwirkung nicht möglich, weil die schwache Wechselwirkung im Gegensatz zu den anderen Wechselwirkungen Quarks mit unterschiedlicher elektrischer Ladung ineinander überführen kann.

Man unterteilt die Prozesse der schwachen Wechselwirkung in Prozesse mit dem W^\pm als Austauschteilchen, die geladenen Ströme, und solche mit dem Z_0 als Austauschteilchen, die neutralen Ströme. Sowohl das W-Boson, als auch das Z-Boson besitzen im Gegensatz zu Gluonen oder Photonen eine im Verhältnis zu anderen Elementarteilchen große Ruhemasse. Hierdurch verringern sich die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten von Prozessen der schwachen Wechselwirkung gegenüber Prozessen der anderen Wechselwirkungen stark, weshalb die schwache Wechselwirkung den Namen "schwach" trägt.

Die starke Wechselwirkung wird von der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Da Quarks als einzige Fermionen eine Farbladung tragen, nehmen sie als einzige Fermionen an der starken Wechselwirkung teil und können daher Hadronen bilden. Im Gluonfeld innerhalb von Hadronen entstehen über die Paarerzeugung Quark-Antiquark-Paare, welche man als Seequarks bezeichnet, während Quarks, die nicht erst im Gluonfeld entstehen, als Valenzquarks bezeichnet werden. Die Ladungen eines Hadrons werden von den Valenzquarks bestimmt, da alle Seequarks aus der Paarerzeugung stammen und sich ihre Ladungen somit gegenseitig aufheben. Aus der Beobachtung, dass Hadronen keine Farbladung tragen, folgt dass die Farbmischung aller Valenzquarks farbneutral (Weiß) sein muss. Bei drei verschiedenen Farbladungen und entsprechenden drei Antifarbladungen gibt es unbegrenzte Möglichkeiten eine solche Mischung zu bilden. Besitzt ein Hadron ein Quark und ein Antiquark, welche Farbladung und entsprechende Antifarbladung tragen, als Valenzquarks, so wird es Meson genannt. Besteht es hingegen aus drei Valenzquarks, welche drei verschiedene Farbladungen tragen, bezeichnet man es als Baryon. Das theoretische Modell lässt auch die Existenz von Hadronen mit mehr als drei Valenzquarks zu. Die Existenz solcher Hadronen konnte bisher allerdings nicht zweifelsfrei bewiesen werden.

Bis auf wenige Ausnahmen besteht die Materie im Universum nur aus Elektronen, Protonen (zwei u und ein d Quark) und Neutronen (zwei d und ein u Quark). Sämtliche Mesonen sowie andere Baryonen und schwere Leptonen zerfallen in leichtere Teilchen. Sie werden nur in Prozessen mit hohen Energien aus anderen Teilchen oder mittels Paarerzeugung von Teilchen und Antiteilchen erzeugt. Zu solchen Prozessen kommt es beispielsweise in Beschleunigeranlagen, aber auch in der höheren Atmosphäre, wo kosmische Strahlung die notwendige Energie liefert.

Die Besonderheiten der starken Wechselwirkung ergeben sich aus der Tatsache, dass die Gluonen Farbladung tragen und somit über die starke Wechselwirkung mit anderen Gluonen wechselwirken können. Aufgrund dieser Gluon-Gluon-Wechselwirkungen hängt

die Kopplungskonstante der QCD α_s stark von dem Impulsübertrag Q des Gluons ab. Ein hoher Impulsübertrag entspricht dabei laut der heisenbergschen Ort-Impuls-Unschärferelation einem geringen Abstand. Bei geringen Impulsüberträgen oder hohen Abständen steigt die Kopplungskonstante über 1, sodass auch Prozesse hoher Ordnung einen entscheidenden Beitrag leisten und der Wirkungsquerschnitt stark ansteigt. Die Kopplung zwischen den beteiligten Teilchen wird hierbei groß, was man als Einschluss (engl. *Confinement*) bezeichnet. Aufgrund dieses Effekts beobachtet man keine freien Quarks. Versucht man gebundene Quarks zu trennen, so wird deren Kopplung mit steigendem Abstand immer größer, sodass man immer mehr Energie aufwenden muss. Sobald genug Energie vorhanden ist um ein Quark und ein Antiquark zu bilden, bricht die Kopplung (engl. *Stringbreaking*) und es entstehen unter Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paars zwei Hadronen. Bei hohen Impulsüberträgen oder geringen Abständen wird die Kopplungskonstante dagegen immer kleiner, sodass die Kopplung an Stärke verliert. Dies wird als Asymptotische Freiheit bezeichnet. Befinden sich Quarks in einer Wolke, in der ihre Abstände gering oder ihre Impulsüberträge untereinander groß sind, so können die Quarks als ungebunden betrachtet werden. Eine solche Wolke bezeichnet man als Quark-Gluon-Plasma (QGP).

Das Phasendiagramm von Materie (Abbildung 1.1) zeigt die Zustände von Materie in Abhängigkeit der mittleren Baryonendichte auf der x-Achse und der Temperatur in Energie pro Teilchen auf der y-Achse. Man erkennt, dass es prinzipiell zwei Möglichkeiten gibt, ein QGP zu erzeugen. Einerseits führt eine hohe Teilchendichte zu geringen Teilchenabständen und somit zu einem QGP. Es wird vermutet, dass auf diese Weise in Neutronensternen ein QGP entsteht. Andererseits führt eine hohe Temperatur, wie sie in einem Bruchteil einer Sekunde nach dem Urknall geherrscht hat, zu hohen Impulsüberträgen und damit ebenfalls zu einem QGP. In Beschleunigeranlagen wird das QGP auf diese Weise erzeugt, da sich hohe Temperaturen leichter als hohe Dichten realisieren lassen. Bei der Erforschung des QGP vergleicht man Kollisionen von schweren Ionen, bei denen man davon ausgeht, dass ein QGP entsteht, mit Kollisionen von leichten Teilchen, bei denen kein QGP entsteht. Auf diese Weise bestimmt man die thermodynamischen Kenngrößen des QGP, um damit genauere Aussagen über sein Verhalten treffen zu können.

Alles in allem kann das Standardmodell einen Großteil aller bisher beobachteten Teilchen und Effekte sowie alle Wechselwirkungen bis auf die Gravitation beschreiben. Es zu erweitern und Physik jenseits des Standardmodells zu finden, ist bis heute wesentlicher Bestandteil der Forschung. Forscher bedienen sich hierfür hochenergetischen Teilchenkollisionen, in deren Produkten sie nach Hinweisen auf bisher unbekannte Teilchen und Prozesse suchen. Kapitel 1.2 beschreibt die Theorie hinter hochenergetischen Teilchenkollisionen, um einen Überblick über die Grundlagen der Forschung an Beschleunigeranlagen zu vermitteln.

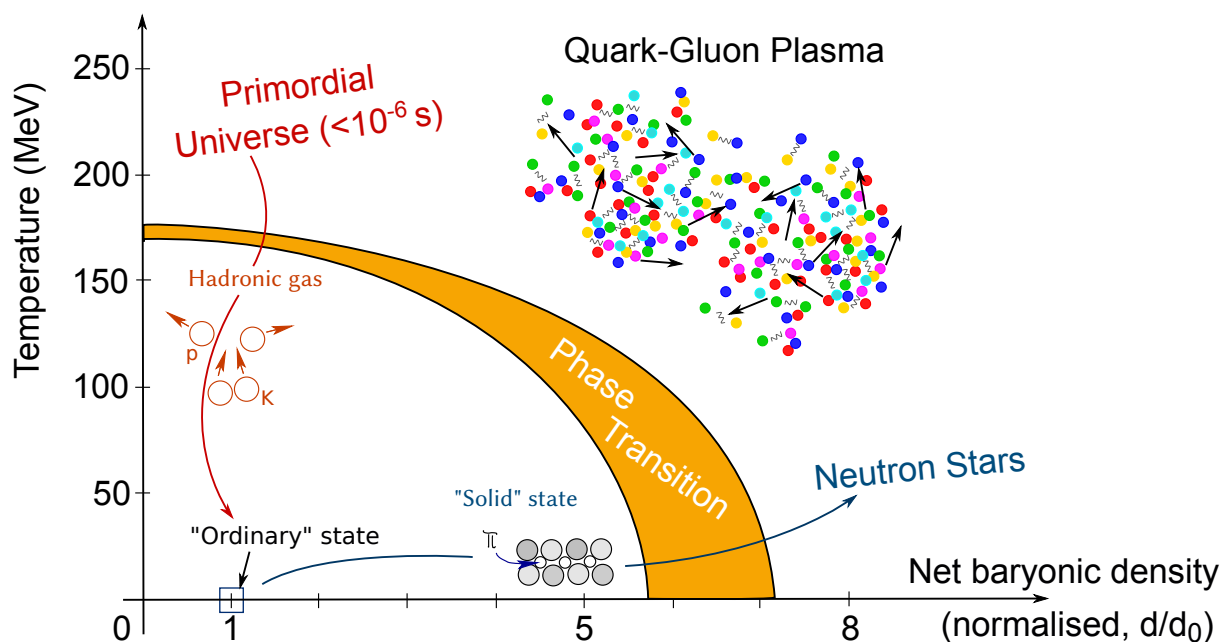


Abbildung 1.1.: Phasendiagramm von Materie in Abhängigkeit von Baryondichte und Temperatur [Mai15]

1.2. Hochenergetische Teilchenkollisionen

Um das aktuelle Standardmodell mit der Realität zu vergleichen und gegebenenfalls zu erweitern, werden Kollisionen hochenergetischer Teilchen untersucht. Aus der verfügbaren Energie, welche der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} der kollidierenden Teilchen entspricht, entstehen bei derartigen Kollisionen mittels Paarerzeugung Teilchen-Antiteilchen Paare, welche daraufhin weitere nicht elementare Teilchen bilden. Man klassifiziert die Kollisionen nach ihrem Impulsübertrag, da dieser bei den Wirkungsquerschnitten der Wechselwirkungen eine entscheidende Bedeutung besitzt. Prozesse, bei denen das Austauscheteilchen einen geringen Impuls trägt, bezeichnet man als weiche Stöße zu denen beispielsweise elastische Kollisionen zählen. Trägt das Austauscheteilchen hingegen einen hohen Impuls, so bezeichnet man den Stoß als hart.

Solchen harten Stößen kommt bei der Erforschung von Prozessen der QCD eine besondere Bedeutung zu, da bei hohen Impulsüberträgen die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung sehr klein wird. In diesem Fall lässt sich die QCD über die Störungstheorie näherungsweise beschreiben. Laut dieser Näherung lässt sich der Wirkungsquerschnitt von Prozessen als Produkt von vier Faktoren beschreiben. Man bezeichnet dies als Faktorisierung.

Bei den Faktoren handelt es sich um die beiden Partonen-Verteilungs-Funktionen (engl. *Parton Distribution Functions (PDF)*) der kollidierenden Hadronen, die angeben welchen Teil des Gesamtimpulses des Hadrons seine Bestandteile, die Partonen, tragen, den elementaren Wirkungsquerschnitt, welcher die Wahrscheinlichkeit beschreibt, dass zwei Par-

tonen kollidieren, und die Fragmentationsfunktion, welche die Entstehung neuer Teilchen beschreibt. Bis auf den elementaren Wirkungsquerschnitt können diese Faktoren bisher nicht theoretisch berechnet werden und müssen daher experimentell bestimmt werden.

Diese Annäherung der QCD lässt sich aufgrund der hohen Impulsüberträge bei hochenergetischen Teilchenkollisionen, in denen ein QGP entsteht, anwenden. Zur Erforschung des QGP führt man eine Größe ein, die ein Kollisionssystem mit Schwerionen (AA) mit einem ohne Schwerionen (Proton - Proton (pp)) vergleicht. Diese Größe nennt man den nuklearen Modifikationsfaktor des Kollisionssystems AA (R_{AA}).

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{\langle T_{AA} \rangle} \cdot \frac{d^2 N_{AA}/d\eta dp_T}{d^2 \sigma_{pp}/d\eta dp_T} \quad (1.1)$$

$d^2 N_{AA}/d\eta dp_T$ beschreibt hierbei die invariante Ausbeute (engl. *invariant Yield*) an Teilchen im Kollisionssystem AA. $d^2 \sigma_{pp}/d\eta dp_T$ beschreibt den Wirkungsquerschnitt der Produktion von Teilchen im Kollisionssystem pp. $\langle T_{AA} \rangle$, auch nukleare Überlappung (engl. *nuclear overlap*) genannt, beschreibt die Menge an pp Kollisionen, die nach dem Glauber-Modell benötigt werden, um eine AA Kollision zu bilden, dividiert durch den allgemeinen Wirkungsquerschnitt von pp Kollisionen.

Beträgt der nukleare Modifikationsfaktor eines Systems AA eins, so lässt sich das Kollisionssystem AA durch eine Überlagerung von pp Kollisionen beschreiben. Liegt der nukleare Modifikationsfaktor eines Systems AA dagegen unter eins, so lässt sich schließen, dass die Reaktionsprodukte des Systems AA weniger Energie besitzen, als die entsprechenden Produkte in pp Kollisionen. Dies tritt unter anderem dann auf, wenn die Reaktionsprodukte ein QGP durchlaufen, weshalb man den nuklearen Modifikationsfaktor zur Erforschung des QGP einsetzen kann.

Auf Basis von Messdaten werden theoretische Modelle entwickelt. Möchte man ein theoretisches Modell überprüfen, so benötigt man eine Möglichkeit die physikalischen Prozesse unter Voraussetzung des Modells zu simulieren. Diese Möglichkeit bieten Monte-Carlo-Generatoren. Außerdem können Monte-Carlo-Generatoren mit bereits überprüften Modellen verwendet werden um neue Konzepte zunächst in der Theorie zu testen. In Kapitel 1.3 wird die grundlegende Funktionsweise von Monte-Carlo-Generatoren zusammengefasst.

1.3. Monte-Carlo-Generatoren

Monte-Carlo-Generatoren besitzen ein sehr weites Spektrum and Anwendungsmöglichkeiten. In der Kernphysik werden sie unter anderem eingesetzt, um Kollisionen mittels eines theoretischen Modells zu simulieren und um Prozesse in Detektoren und die daraus folgenden Detektorantworten zu simulieren. Man benötigt dies beispielsweise, um neue Konzepte zu überprüfen oder auch um Messungen, die eine hohe Anzahl an Ereignissen (engl. *Events*) erfordern, in einem bereits überprüften Modell durchzuführen und somit einen Erwartungswert für das Ergebnis zu erhalten.

Wie ihr Name nahelegt, wenden Monte-Carlo-Generatoren das Monte-Carlo-Verfahren zur Simulation von Prozessen an. Dieses Verfahren ermöglicht es, sehr komplexe Gleichungssysteme, wie sie in vielen theoretischen Modellen vorkommen, numerisch zu lösen. Die verwendeten theoretische Modelle beschreiben die auftretenden Wechselwirkungen zwischen den beteiligten Teilchen. Hieraus ergeben sich Wirkungsquerschnitte und damit Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten, die mittels Zufallszahlen realisiert werden. Die Ergebnisse solcher Simulationen sind aufgrund der zugrundeliegenden Stochastik stets statistisch verteilt, weshalb man meist eine hohe Anzahl an Ereignissen benötigt, um den statistischen Fehler zu minimieren.

Monte-Carlo-Generatoren zur Simulation von Kollisionen, Event-Generatoren genannt, besitzen den Vorteil, Anforderungen an die Kollision stellen zu können. In realen Experimenten benötigt man zur Erforschung seltener Prozesse, wie beispielsweise die Entstehung des top-Quark, sehr viele Ereignisse und gute Trigger um die relevanten Ereignisse zu erkennen. Es besteht gleichzeitig der Nachteil, dass in Experimenten nur die Endprodukte gemessen werden können, und alle Mutterteilchen erst rekonstruiert werden müssen. Da in Simulationen von Kollisionen die Mutterteilchen bekannt sind, fällt diese Einschränkung weg. Gleichzeitig lassen sich auch extrem seltene Prozesse mit hoher Statistik untersuchen, indem man beispielsweise fordert, dass der Impulsübertrag zwischen den Projektilen über einem festgelegten Wert liegt.

Das zugrundeliegende Modell der Simulation bestimmt ihre Ergebnisse und legt somit auch die Fähigkeiten eines Generators, bestimmte Prozesse zu beschreiben, fest. Abhängig vom Modell wird nur ein Teil der bekannten physikalischen Prozesse berücksichtigt, sodass die Ergebnisse unter bestimmten Umständen auch stark von der Realität abweichen können. Man muss daher bei der Durchführung einer Simulation die Fähigkeiten und Grenzen des verwendeten Generators kennen, um realistische Ergebnisse zu erhalten. Im Folgenden werden die zwei Event-Generatoren EPOS LHC und DPMJet 3.0-5 sowie der Generator zur Simulation von Detektorsignalen GEANT-3, welche in dieser Arbeit verwendet werden, genauer vorgestellt.

1.3.1. EPOS LHC

Der Generator EPOS LHC bietet eine große Vielseitigkeit hinsichtlich der Simulation von Teilchenkollisionen. Als Projektile können sämtliche bekannten Teilchen, aber auch Kerne mit frei wählbarer Masse und Kernladungszahl verwendet werden. Die Schwerpunktsenergien, bei denen EPOS plausible Ergebnisse liefert, reichen von wenigen GeV bis hin zu vielen TeV. Der Fokus in der Entwicklung von EPOS LHC liegt auf der Simulation von pp, p-Pb und Pb-Pb Kollisionen, da diese in LHC-Experimenten untersucht werden.

Wie bei Event-Generatoren üblich lassen sich in EPOS LHC verschiedene Prozesse getrennt voneinander an- und abschalten. Somit lässt sich beispielsweise fordern, dass das Ergebnis keine elastischen Kollisionen enthält, was in realen Experimenten über einen so genannten Minimum Bias Trigger erreicht wird. Des Weiteren lassen sich in EPOS die Zerfälle einzelner instabiler Teilchen deaktivieren, wodurch diese nicht aus den Tochterteilchen rekonstruiert werden müssen.

Ein Problem von Event-Generatoren besteht darin, dass sich die Teilchenproduktion von Teilchen mit niedrigen Transversalimpulsen nicht theoretisch beschreiben lässt. Die Event-Generatoren verwenden daher phänomenologische Modelle zur Beschreibung der Produktion solcher Teilchen. Das Ziel von EPOS besteht darin, die Produktion von Teilchen mit niedrigem Transversalimpuls in hadronischen Kollisionen möglichst gut zu beschreiben. Um dies zu erreichen, wird versucht, das bei der Annäherung der Projektile entstehende Feld von Gluonen, auch *Fluxtube* oder Pomeron genannt, möglichst gut zu beschreiben. Gerade bei niedrigen Transversalimpulsen beschreibt EPOS beobachtete Daten daher besser als andere Event-Generatoren. (vgl. [Pie13])

Mit EPOS lässt sich nahezu jede mögliche Kollision von Teilchen und Kernen beschreiben. Aufgrund der guten Beschreibung der Produktion von Teilchen mit niedrigen Transversalimpulsen, erreicht EPOS in diesen Bereichen eine bessere Beschreibung von realen Daten als vergleichbare Generatoren. Aus diesem Grund wird der Generator EPOS in dieser Arbeit als bevorzugter Generator eingesetzt.

1.3.2. DPMJet 3.0-5

DPMJet bietet bei Simulationen eine ähnlich große Vielseitigkeit wie EPOS. Auch mit DPMJet können die Kollisionen von jeglichen bekannten Teilchen, aber auch von Kernen mit frei wählbarer Masse und Kernladungszahl simuliert werden. Dabei erreicht DPMJet bei Schwerpunktsenergien von wenigen GeV bis hin zu mehreren TeV gute Ergebnisse. Gleichzeitig lassen sich in DPMJet ebenfalls verschiedene Prozesse und Zerfälle manuell an- und abschalten.

Der Name DPMJet beinhaltet die Abkürzung DPM (Dual-Parton-Model), welches be-

nutzt wird, um insbesondere die Produktion von Teilchen mit niedrigem Transversalimpuls in hadronischen Kollisionen zu beschreiben. Da es bisher nicht möglich ist, diese Produktion systematisch mithilfe der QCD korrekt zu beschreiben, basiert das DPM auf phänomenologischen Beobachtungen. In Kombination mit verschiedenen Teilen der Generatoren PYTHIA und PHOJet wird das DPM in DPMJet zur Simulation von Teilchenkollisionen eingesetzt.

DPMJet ist somit ein ähnlich vielseitiger Generator wie EPOS, in Vergleichen mit Messdaten zeigt sich allerdings, dass DPMJet trotz Verwendung des DPM noch immer deutliche Abweichungen bei der Produktion von Teilchen mit geringen Transversalimpulsen besitzt. (vgl. [Roe00])

1.3.3. GEANT-3

Bei GEANT (*GEometry ANd Tracking*) handelt es sich um einen Generator zur Simulation von Detektorantworten. Wie die Teilchenerzeugung in Teilchenkollisionen, lassen sich die Wechselwirkungen, die auftreten wenn ein Teilchen auf Material trifft, nicht exakt beschreiben. In GEANT werden diese Wechselwirkungen daher basierend auf phänomenologischen Beobachtungen mithilfe der Monte-Carlo-Methode simuliert. Anhand dieser Wechselwirkungen lässt sich ermitteln welche Effekte in einem Detektor auftreten, der von einem Teilchen getroffen wird, und somit auch wie der Detektor auf den Treffer des Teilchens reagiert. Mittels dieser Informationen kann GEANT weiterhin simulieren, wie die bei einem Treffer entstehenden Daten von der Elektronik weiterverarbeitet werden und welche Detektorantwort letztendlich aufgezeichnet wird.

GEANT verwendet hierfür die exakte Geometrie des Detektors mitsamt allen Materialien aus denen der Detektor besteht und die ihn umgeben. Daher lassen sich durch GEANT auch Effekte aufgrund von Materie, die das Teilchen durchläuft, bevor es auf den eigentlichen Detektor trifft, wie beispielsweise Energieverluste und Konversionen, beschreiben. Das Teilchen, dessen Detektorantwort in GEANT simuliert werden soll sowie seine Parameter können bei der Simulation frei vorgegeben werden, sodass sich auch bei seltenen Teilchen gute Statistiken erreichen lassen.

Bei der Untersuchung von Detektoren in großen Detektoranlagen spielt die Simulation von Wechselwirkungen zwischen Teilchen und Materie eine umso größere Rolle, da die Teilchen oft andere Detektoren durchlaufen, bevor sie auf den eigentlich zu untersuchenden Detektor treffen. Bei ausreichender Statistik liefert GEANT hierbei Ergebnisse, die sich gut mit gemessenen Daten decken und sich somit für Simulationsstudien verwenden lassen. (vgl. [Cer94])

2. Der ALICE Detektor am LHC

2.1. Der Large Hadron Collider (LHC)

Abbildung 2.1 skizziert den Aufbau der Beschleunigeranlage des Forschungsinstituts CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) an der schweizerisch-französischen Grenze. Die Beschleunigeranlage besteht unter anderem aus mehreren Ringbeschleunigern, welche jeweils unterschiedliche maximale Teilchenenergien erreichen können. Der größte dieser Ringbeschleuniger wird *Large Hadron Collider* (LHC) genannt und erreicht Teilchenenergien von bis zu 7 TeV pro Nukleon, was ihn zum aktuell leistungsfähigsten Beschleuniger der Welt macht. Im LHC werden Protonen und Blei-Ionen in entgegengesetzter Richtung beschleunigt und innerhalb eines der vier großen Experimente zur Kollision gebracht, um die dabei entstehenden Teilchen zu untersuchen. Bei den vier großen Experimenten, die Teilchenkollisionen des LHC untersuchen, handelt es sich um ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*), CMS (*Compact Muon Solenoid*), LHCb (*Large Hadron Collider beauty*) und ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*).

Diese Arbeit beschäftigt sich mit einem Teildetektor des ALICE-Experiments, weshalb dieses in Kapitel 2.2 genauer vorgestellt wird.

2.2. A Large Ion Collider Experiment (ALICE)

Bei der Entwicklung des ALICE-Detektors liegt der Fokus auf der Erforschung von Schwerionenkollisionen und insbesondere des QGP. Die gesamte Detektoranlage des ALICE-Experiments besitzt eine Länge von ca. 25m und eine Breite sowie Höhe von ca. 16m, ihr Gesamtgewicht wird auf ca. 10.000 Tonnen geschätzt.

Abbildung 2.2 zeigt den Aufbau der Detektoranlage. Man unterteilt sie in den Myonenarm, welcher sich auf der rechten Seite der Abbildung befindet, und den zylindrisch um den Kollisionspunkt angeordneten Zentralteil, welcher sich in der Mitte der Abbildung befindet. Für diese Arbeit sind nur die Detektoren des Zentralteils relevant, weshalb auf seine Bestandteile genauer eingegangen wird.

Im Innersten des Zentralteils befindet sich der Kollisionspunkt, auch Kollisionsvertex genannt, an dem die beschleunigten Teilchen aufeinander treffen. Umgeben wird dieser vom *Inner Tracking System* (ITS), in der Abbildung blau dargestellt. Dieser Detektor dient

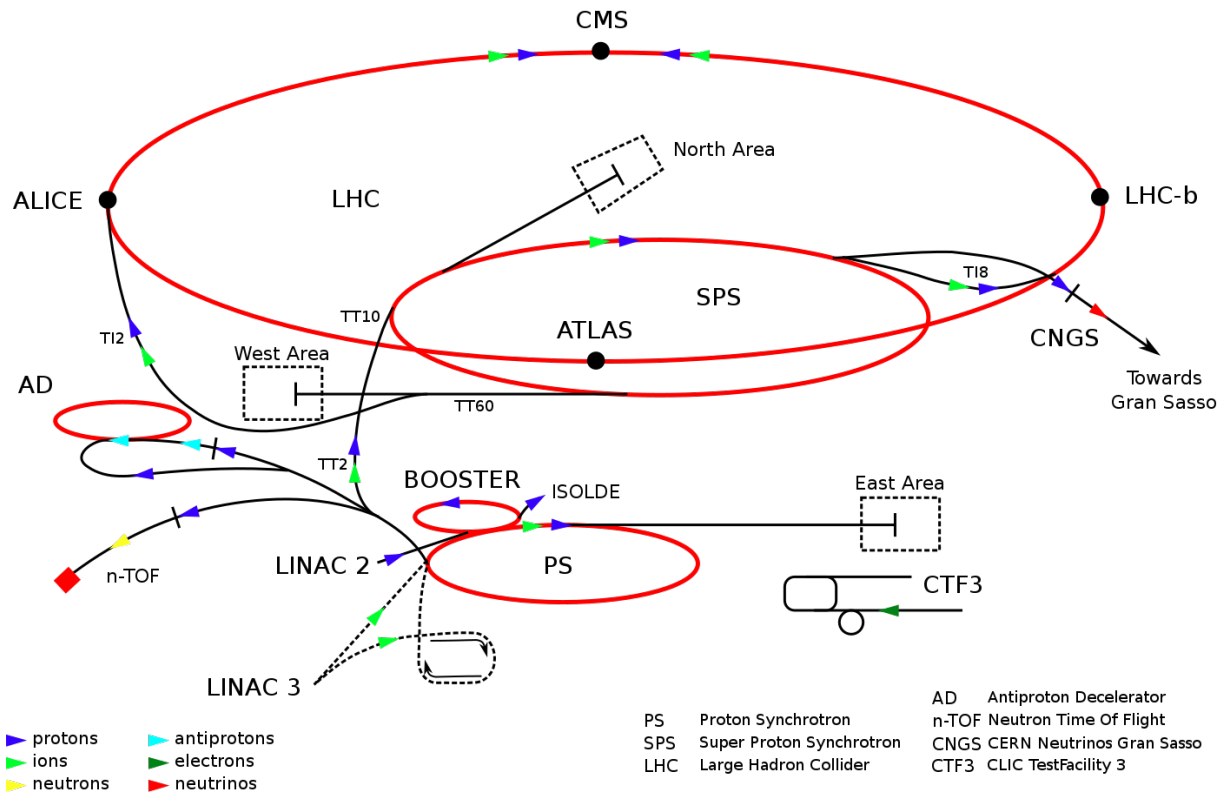


Abbildung 2.1.: Schematischer Aufbau der Beschleunigeranlage am CERN [Cer12]

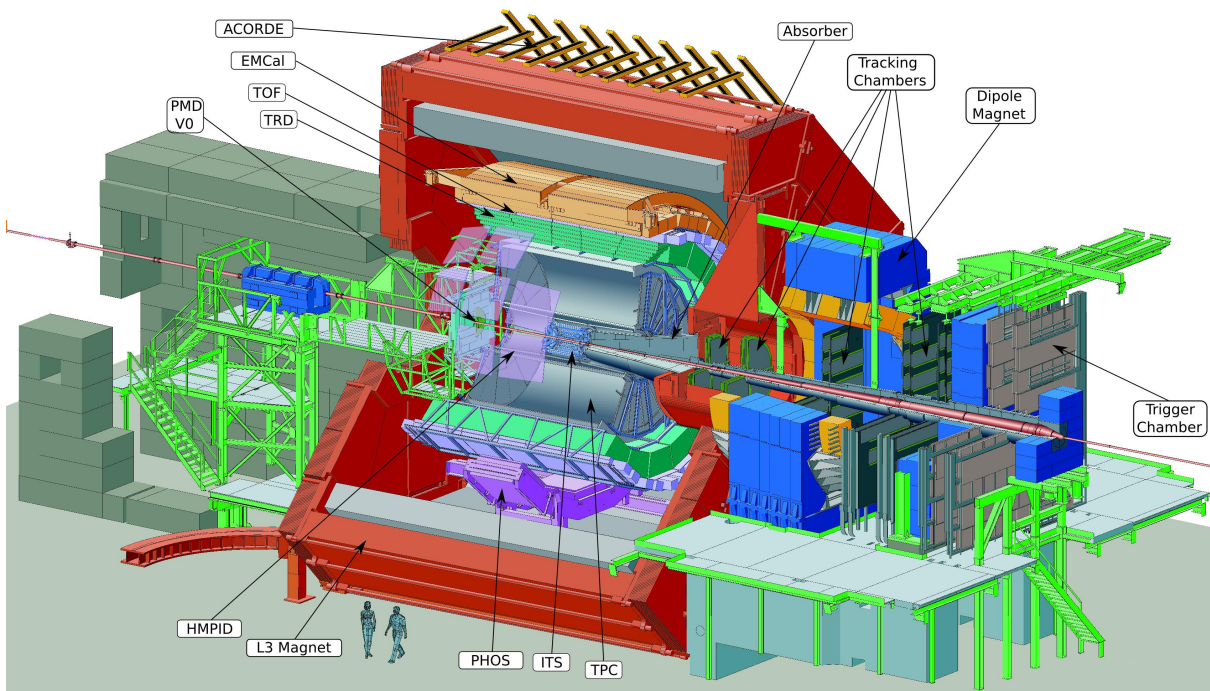


Abbildung 2.2.: Schematischer Aufbau der ALICE Detektoranlage [Skj13]

zum einen dazu, die Position des Kollisionsvertex exakt zu bestimmen und andererseits die Produkte des Zerfalls sehr kurzlebiger Teilchen sowie Teilchen mit niedrigem Impuls zu identifizieren und somit die Impuls- und Winkelauflösung der gesamten Detektoranlage zu verbessern.

Außerhalb des ITS folgt die *Time Projection Chamber* (TPC), in der Abbildung hellblau dargestellt. Es handelt sich dabei um den wichtigsten Teildetektor des ALICE-Experiments, da sie für die Impuls-, Teilchen- und Kollisionsvertexbestimmung einen entscheidenden Beitrag liefert. Aufgrund der großen Relevanz der TPC, wird in Kapitel 2.2.1 genauer auf ihre Funktionsweise eingegangen.

Die TPC wird vom *Transition Radiation Detector* (TRD), in der Abbildung grün dargestellt, umgeben, welcher in dieser Arbeit mittels Simulationen untersucht wird. Die Hauptaufgabe des TRD besteht darin, innerhalb kurzer Zeit zu entscheiden ob ein Ereignis physikalisch relevant ist, oder nicht. Dies kann nicht mittels der Daten der TPC erfolgen, da die Auslesegeschwindigkeit der TPC nicht ausreicht, um eine Triggerentscheidung innerhalb der Zeitspanne bis zur nächsten Kollision zu treffen. Auf die Funktionsweise des TRD wird in Kapitel 2.2.2 genauer eingegangen.

Außerhalb des TRD befindet sich der *Time Of Flight* (TOF) Detektor, in der Abbildung lila dargestellt. Man benötigt ihn, da die TPC in Kombination mit dem ITS nur niederenergetische Teilchen identifizieren kann. Der TOF Detektor kann hingegen auch hochenergetische Teilchen anhand ihrer Flugzeit vom Kollisionsvertex zum Detektor identifizieren und trägt somit zur Massenbestimmung bei.

Um den TOF Detektor herum befinden sich noch das *ElectroMagnetic Calorimeter* (EM-Cal), in der Abbildung orange, das *Dijet Calorimeter* (DCal), in der Abbildung nicht eingezeichnet, und das *Photon Spectrometer* (PHOS), in der Abbildung violett. Es handelt sich bei diesen drei Detektoren um elektromagnetische Kalorimeter, die dazu dienen die Energien von Photonen und geladenen Teilchen, hauptsächlich Elektronen und Positronen, zu messen.

Umgeben werden all diese Detektoren vom L3-Magneten, in der Abbildung rot dargestellt, welcher seinen Namen vom vorherigen L3-Experiment erhält, bei dem er bereits eingesetzt wurde. Er erzeugt in seinem Inneren ein Magnetfeld von bis zu 0,5 Tesla Stärke und lenkt damit geladene Teilchen auf gekrümmte Bahnen, aus dessen Krümmung sich der Impuls der Teilchen berechnen lässt. (vgl. [CelXX])

Untersucht man Trigger, so muss man nicht nur den verwendeten Triggerdetektor, sondern auch die Detektoren, welche Teilchenparameter bestimmen und Trackingdetektoren genannt werden, berücksichtigen. Ein Triggerdetektor, wie der TRD, dient in erster Linie dazu zu entscheiden, ob ein Trigger ausgelöst hat oder nicht, die aufgezeichneten Daten stammen hingegen größtenteils von den Trackingdetektoren. Da der TPC unter den Trackingdetektoren eine entscheidende Bedeutung zukommt, werden ihr Aufbau, ihre Funktionsweise und ihre Fähigkeiten in Kapitel 2.2.1 genauer beschrieben.

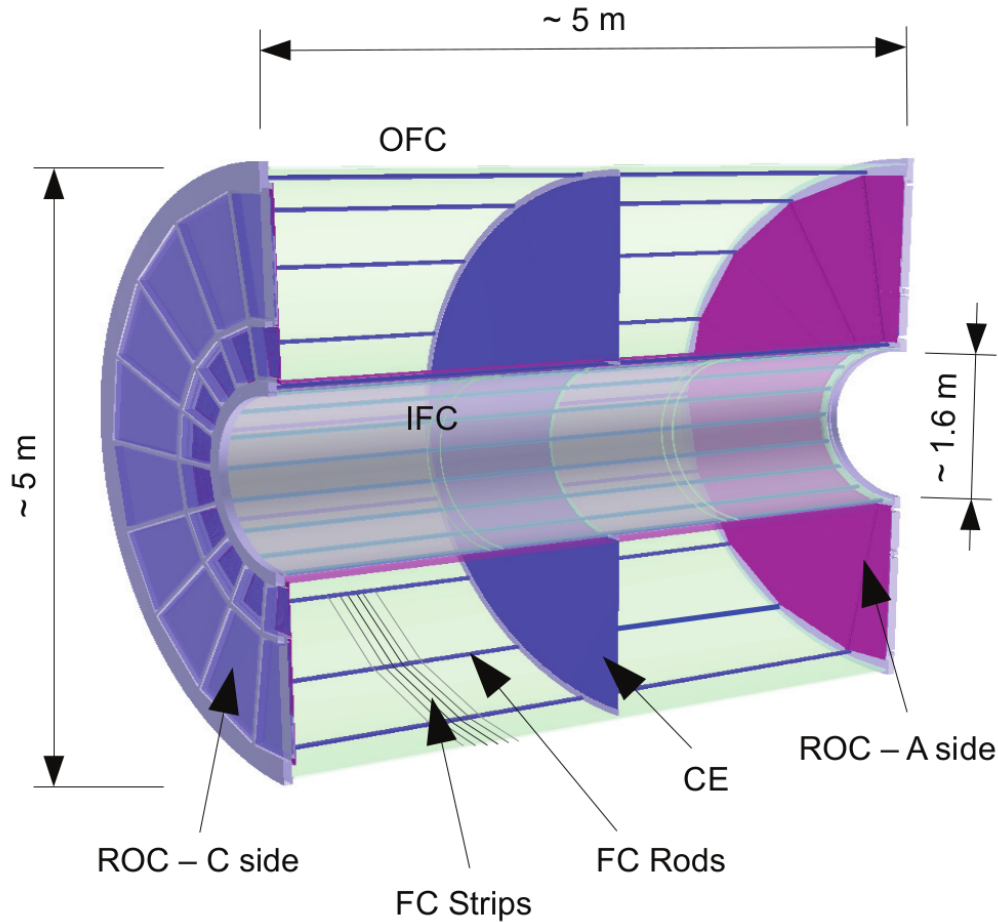


Abbildung 2.3.: Schematischer Aufbau des TPC Detektors [Lip12]

2.2.1. Die Time Projection Chamber (TPC)

Die TPC besteht aus einem Hohlzylinder, mit einem Außendurchmesser von ca. 5 m, einem Innendurchmesser von ca. 1.6 m und einer Länge von 5 m. Die geometrische Akzeptanz, in der die TPC Teilchen mit voller Auflösung detektieren kann, liegt somit bei $|\eta| < 0.9$. Im Innenraum des Hohlzylinders befindet sich ein Gasgemisch, das zu 90 Teilen aus Neon, zu 10 Teilen aus Kohlenstoffdioxid und zu 5 Teilen aus Stickstoff besteht und als Detektormaterial dient. Die TPC zählt somit zur Klasse der Gasdetektoren.

Abbildung 2.3 skizziert den Aufbau der TPC. In ihrer Mitte befindet sich die zentrale Elektrode (engl. *Central Electrode (CE)*). Zwischen dieser und den Auslesekammern (engl. *Readout chambers (ROC)*), welche sich an den Enden des Detektors befinden, liegt ein elektrisches Feld an. Um zum Einen das elektrische Feld nach außen hin abzuschirmen und zum Anderen seine Homogenität auch an den Außenflächen sicherzustellen, befinden sich auf den Trägerstützen (engl. *Field Cage Rods (FC Rods)*) der Mantelflächen Spannungsunterteilerfäden (engl. *Voltage Divider Strips (FC Strips)*). Aus diesem Grund bezeichnet man die Mantelflächen als Feldkäfig (engl. *Inner and Outer Field Cage (IFC and OFC)*).

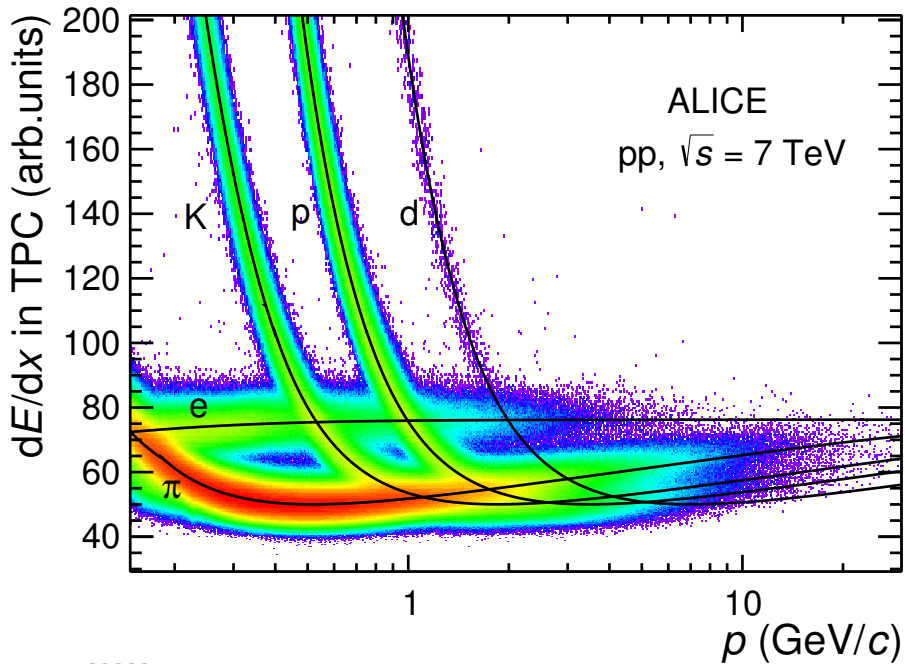
Durchquert ein ionisierendes Teilchen die TPC, so verliert es Energie indem es Elektronen aus den Atomen des Detektorgases herauslöst und die Atome somit ionisiert. Die dabei frei werdenden Elektronen werden vom elektrischen Feld beschleunigt und treffen nach einer Driftzeit von bis zu $100 \mu s$ auf die Auslesekkammern an einer der beiden Seiten der TPC. Bei den Auslesekkammern handelt es sich um Vieldraht-Proportional-Zählkammern, welche die auftreffenden Elektronen, deren Energie und die Position auf der Auslesekkammer detektieren. In Kombination mit der Driftzeit lässt sich hiermit die Position bestimmen an der das Elektron herausgelöst wurde und somit die Stelle an der das ursprüngliche Teilchen den Detektor durchquert hat. Aus mehreren solcher Punkte lassen sich die Teilchenspuren (engl. *Tracks*) rekonstruieren. Weitere Eigenschaften des ursprünglichen Teilchens lassen sich aus dem Energieverlust, den das Teilchen in der TPC erfahren hat, ableiten. Dieser kann aus der Energie der auftreffenden Elektronen bestimmt werden und wird von der Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

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

β symbolisiert hierbei die Geschwindigkeit des Teilchens als Anteil der Vakuumlichtgeschwindigkeit, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, $\frac{dE}{dx}$ den Energieverlust pro Wegstrecke, z die Ladung des Teilchen in Einheiten der Elementarladung, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, e die Elementarladung, n die Elektronendichte des durchlaufenen Materials, m_e die Ruhemasse des Elektrons und I das mittlere Anregungspotential des Materials.

Abbildung 2.4 zeigt den, von der TPC gemessenen Energieverlust pro Wegstrecke, in Abhängigkeit vom Impuls der Teilchen für verschiedene Teilchensorten. Anhand des Energieverlusts kann die TPC Teilchen bis zu einem Impuls von ca. $1 \text{ GeV}/c$ identifizieren. Da die TPC Teilchen mit höheren Impulsen nicht identifizieren kann, wurde hierfür der TOF Detektor entwickelt und gebaut. (vgl. [Aam08] und [Ali10])

Zusammenfassend kann die TPC die Spuren der Teilchen die sie durchlaufen und somit auch den Kollisionsvertex detektieren. In Kombination mit der Identifikation der Teilchen, welche entweder durch die TPC selbst oder den TOF Detektor erfolgt, können weitere Teilchenparameter wie zum Beispiel der Impuls bestimmt werden. Trotz aller Vorteile besitzt die TPC einen entscheidenden Nachteil. Da die Driftzeit der Elektronen in der TPC bis zu $100 \mu s$ betragen kann, dauert es auch bis zu $100 \mu s$, um ein Ereignis vollständig auszulesen. In Kombination mit der Verarbeitung der Daten dauert dies zu lange, um eine Triggerentscheidung zu treffen. Die Daten der TPC werden daher mittels anderer Detektoren, deren Triggerentscheidungen deutlich schneller erfolgen, getriggert. Beim TRD, dessen Trigger in dieser Arbeit untersucht werden, handelt es sich um einen solchen Triggerdetektor. Seine Funktionsweise wird in Kapitel 2.2.2 beschrieben.



ALI-PUB-92283

Abbildung 2.4.: Von der TPC gemessener Energieverlust pro Wegstrecke in Abhängigkeit vom Impuls in pp Kollisionen bei $\sqrt{s} = 7$ TeV [Bar15]

2.2.2. Der Transition Radiation Detector (TRD)

Der TRD Detektor wird im ALICE Experiment hauptsächlich wegen seiner Fähigkeiten beim Triggern von Ereignissen benötigt. Er befindet sich direkt außerhalb der TPC und hat einen Innendurchmesser von 5.8 m, einen Außendurchmesser von 7.36 m und eine Länge von 7 m. Seine geometrische Akzeptanz liegt somit bei $|\eta| < 0.84$. Im TRD werden zwei verschiedene Methoden zur Detektion von Teilchen eingesetzt. Zum Einen misst der TRD, wie seine Name nahelegt, die Übergangsstrahlung, die Teilchen beim Übergang zwischen zwei verschiedenen Materialien erzeugen, und zum Anderen misst er, ähnlich wie die TPC, die Ionisationselektronen, die Teilchen beim Durchlaufen eines Gasgemischs erzeugen. Das verwendete Gasgemisch besteht hierbei zu 85% aus Xenon und zu 15% aus Kohlenstoffdioxid.

Wie Abbildung 2.5 zeigt, unterteilt sich der TRD in ϕ -Richtung in 18 so genannte Supermodule, welche sich weiterhin in je fünf Stapel (engl. *Stacks*) unterteilen. Jeder einzelne *Stack* besitzt sechs Schichten (engl. *Layer*), auch Kammern (engl. *Chamber*) genannt, welche wiederum aus Reihen (engl. *padrows*) von Multi-Chip-Modulen bestehen. Diese Multi-Chip-Module bilden die kleinste Einheit des TRD.

Ein Teilchen, welches ein solches Module durchläuft, durchläuft drei verschiedene Bereiche. Der erste Bereich besteht aus vielen Schichten, welche abwechselnd aus Karbon und Polypropylen bestehen. Beträgt der Lorentz-Faktor $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ des Teilchens, wobei β

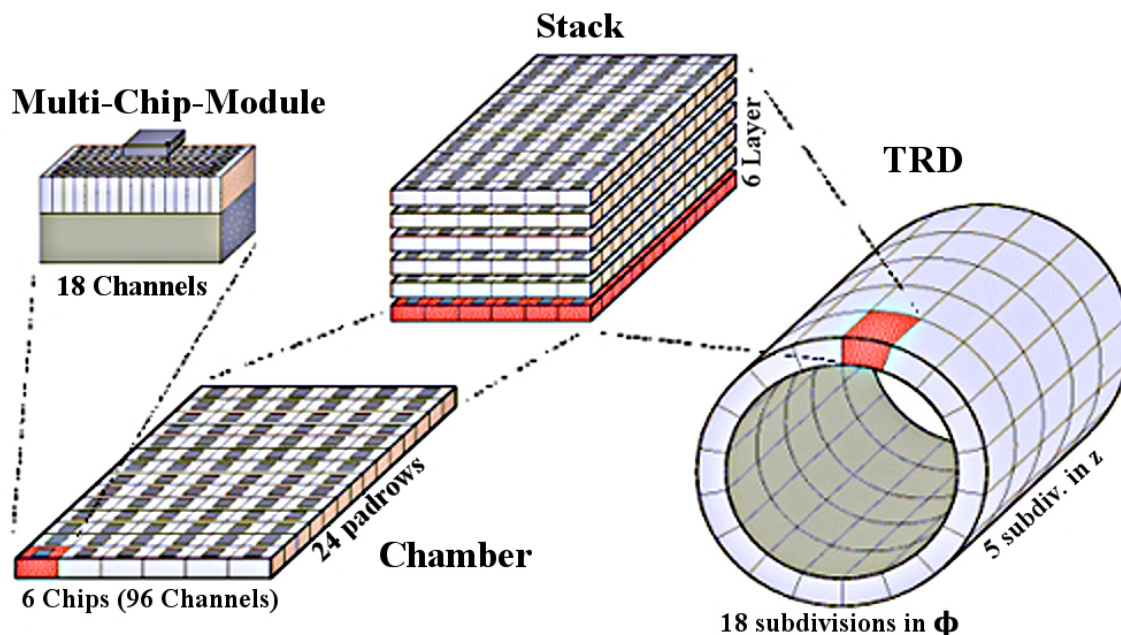


Abbildung 2.5.: Schematischer Aufbau des TRD Detektors nach [CelXX]

die Geschwindigkeit des Teilchens als Anteil der Vakuumlichtgeschwindigkeit symbolisiert, mehr als ca. 1000 und trägt es eine elektrische Ladung, so erzeugt es beim Übergang zwischen den Schichten im Schnitt 1.45 Photonen im Röntgenbereich. Bis auf Elektronen und Positronen erreichen keine geladenen Teilchen einen hierfür ausreichenden Lorentz-Faktor. Der darauf folgende Bereich enthält das Detektorgasgemisch. Wie bei der TPC liegt über diesem Bereich ein elektrisches Feld an, welches Elektronen, die bei der Ionisation von Atomen des Detektorgases frei werden, in Richtung des dritten Bereichs beschleunigt. Die Driftzeit der Elektronen beträgt allerdings nur einen Bruchteil einer Mikrosekunde, da sie maximal eine Driftstrecke von 30 mm zurücklegen. Die Röntgen-Photonen der Übergangsstrahlung erzeugen durch Ionisation direkt am Rand dieses Bereichs Elektronen. Der dritte Bereich besteht aus Vieldraht-Proportional-Zählkammern, welche die auftreffenden Elektronen, deren Energie und die Position auf dem Modul detektieren. Wie bei der TPC können auch beim TRD aus diesen Informationen Spuren rekonstruiert werden.

Wurden mehr Elektronen, als durch den Energieverlust nach der Bethe-Bloch-Formel erwartet, am Rand des mit Gas gefüllten Bereichs detektiert, so kann das Teilchen als Elektron oder Positron identifiziert werden. Die Bestimmung vom Impuls der Teilchen erfolgt über die Krümmung der Spur, allerdings besitzt der TRD aufgrund der geringeren Spurlängen eine schlechtere Auflösung als die TPC. (vgl. [Aam08])

Aufgrund seiner Fähigkeiten Elektronen und Positronen von anderen Teilchen zu unterscheiden sowie seiner schnellen Datenauslese und Verarbeitung eignet sich der TRD gut als Triggerdetektor. Im Folgenden Kapitel 2.2.3 werden die ALICE-Triggersysteme und die Funktionsweise der TRD Trigger vorgestellt.

2.2.3. ALICE-Triggersysteme und TRD-Trigger

Alle Detektoren des ALICE-Experiments zusammen würden bei der Aufzeichnung aller Daten mehrere TB pro Sekunde produzieren. Da diese Datenmenge von keiner Technologie gespeichert und ausgewertet werden könnte und es sich bei den meisten Ereignissen um weiche Stöße handelt, die nur eine geringe Bedeutung besitzen, verwendet man Trigger, um die relevanten Ereignisse zu identifizieren und die aufgezeichnete Datenmenge auf einige GB pro Sekunde, abhängig vom untersuchten Kollisionssystem, zu reduzieren. (vgl. [Ali08]) Je nach Zeitdauer die die Trigger benötigen um eine Triggerentscheidung zu treffen, klassifiziert man sie in drei Gruppen, auch Level genannt. Die schnellsten Trigger treffen ihre Entscheidung innerhalb von $1.2 \mu\text{s}$ nach der Kollision und werden Level 0 Trigger (L0) genannt. Das ALICE-Experiment beinhaltet 24 solcher L0 Trigger. Von den nächstlangsameren Triggern, welche Level 1 Trigger (L1) genannt werden, beinhaltet das ALICE-Experiment 20. Sie treffen ihre Entscheidung innerhalb von $6.5 \mu\text{s}$ nach der Kollision. Die Level 2 Trigger (L2) benötigen mit bis zu $88 \mu\text{s}$ am Längsten um eine Entscheidung zu treffen. Von ihnen besitzt das ALICE-Experiment sechs Stück.

Fünf der L1 Trigger verwenden Messdaten des TRD Detektors. Die TRD Triggersysteme werden selbst über einen L0 Trigger getriggert, welcher Daten der anderen Detektoren auswertet, um das TRD Triggersystem nur bei Ereignissen einzuschalten, die eine Möglichkeit besitzen, einen TRD Trigger auszulösen. Die eigentliche Triggerentscheidung der TRD Trigger wird auf Basis von schnell rekonstruierten Spuren getroffen. Hierzu befindet sich die Elektronik welche die Spurrekonstruktion übernimmt, die *Front-End Electronic (FEE)*, direkt auf den Detektoreinheiten, um Verzögerungen durch die Datenübertragung zu verhindern. Im ersten Schritt nachdem der L0 Trigger das Triggersystem aktiviert hat und nachdem die Signale der Multi-Chip-Module ausgelesen und digitalisiert wurden, werden in jedem *Stack* kurze Spurstücke (engl. *Tracklets*) für die einzelnen Schichten generiert, mit einer linearen Funktion parametrisiert und als Beitrag zu den globalen Spuren an die globale Tracking Einheit (*Global Tracking Unit (GTU)*) weitergegeben. Daraufhin werden die Spurstücke aus den verschiedenen Schichten eines Stapels zu ganzen Spuren kombiniert. Der Transversalimpuls wird über die Krümmung der Spur und die Teilchensorte über die gemessenen Teilchensorten der beteiligten Spuren bestimmt, sodass im Endeffekt eine Triggerentscheidung auf Basis von Transversalimpuls und Teilchensorte getroffen werden kann, welche dann an den zentralen Trigger Prozessor (*Central Trigger Processor (CTP)*) weitergegeben wird. (vgl. [Kle14])

Aufgrund der Verarbeitung der Messdaten des TRD direkt an den Modulen, ermöglicht der TRD schnelle Triggerentscheidungen auf Basis von rekonstruierten Spuren. In Kombination mit der Bestimmung der Teilchensorte über die Übergangsstrahlung erreicht der TRD somit sowohl schnelle als auch präzise Triggerentscheidungen.

3. Simulationsstudie

Die Studie der Spektren elektrisch geladener Teilchen spielt eine wichtige Rolle bei der Untersuchung von Teilchenkollisionen, da sich auf Basis der Spuren und Teilchenparameter geladener Teilchen viele Rückschlüsse auf die zugrundeliegende Physik treffen lassen. Der TRD Detektor dient unter anderem dazu, Triggerentscheidungen auf Basis von elektrisch geladenen Teilchen zu treffen, weshalb im Folgenden stets die Spektren geladener Teilchen betrachtet werden. Da der Großteil der Informationen über geladene Teilchen von der TPC detektiert werden, wird die Pseudorapidität der Teilchen in den durchgeführten Simulationen und in den untersuchten Daten auf $|\eta| < 0.8$ eingeschränkt, um sicherzustellen, dass alle simulierten Teilchen in realen Experimenten von der TPC detektiert werden könnten.

In Kapitel 3.1 werden zunächst die Parametrisierungen der Detektorantworten von TPC und TRD untersucht. Kapitel 3.2 befasst sich mit den Auswirkungen der Parametrisierungen auf Spektren. Mithilfe der Parametrisierungen werden in Kapitel 3.3 die getriggerten Spektren simuliert und auf Basis der Ergebnisse in Kapitel 3.4 der nuklearen Modifikationsfaktor für p-Pb Kollisionen bestimmt.

3.1. Parametrisierungen der Detektorantworten

Da kein Detektor die Parameter eines detektierten Teilchens exakt messen kann, muss man zur Simulation von getriggerten Teilchenspektren, welche in dieser Arbeit untersucht werden, zunächst die Antworten der verwendeten Detektoren bestimmen. Hierzu werden die benötigten Detektoren mittels GEANT (siehe Kapitel 1.3.3) simuliert. Die Simulation der Detektorantworten wird für je $1.2 \cdot 10^5$ Teilchen der acht am häufigsten auftretenden geladenen Teilchen (e^- , e^+ , π^+ , π^- , K^+ , K^- , p und \bar{p}) durchgeführt. Die Rekonstruktion von Teilchenspuren und anderen Teilchenparametern erfolgt auf dieselbe Weise wie im realen Detektor. Die simulierten Detektorantworten können nun den generierten Teilchenparametern zugeordnet werden. Aus den Verteilungen der simulierten Detektorantworten in Abhängigkeit der generierten Werte lassen sich Wahrscheinlichkeiten für mögliche Detektorantworten bei der Detektion eines Teilchen ableiten.

In den folgenden Abschnitten werden die Detektorantworten der beiden für diese Studie relevanten Detektoren TRD und TPC auf diese Weise simuliert und die Ergebnisse vorgestellt.

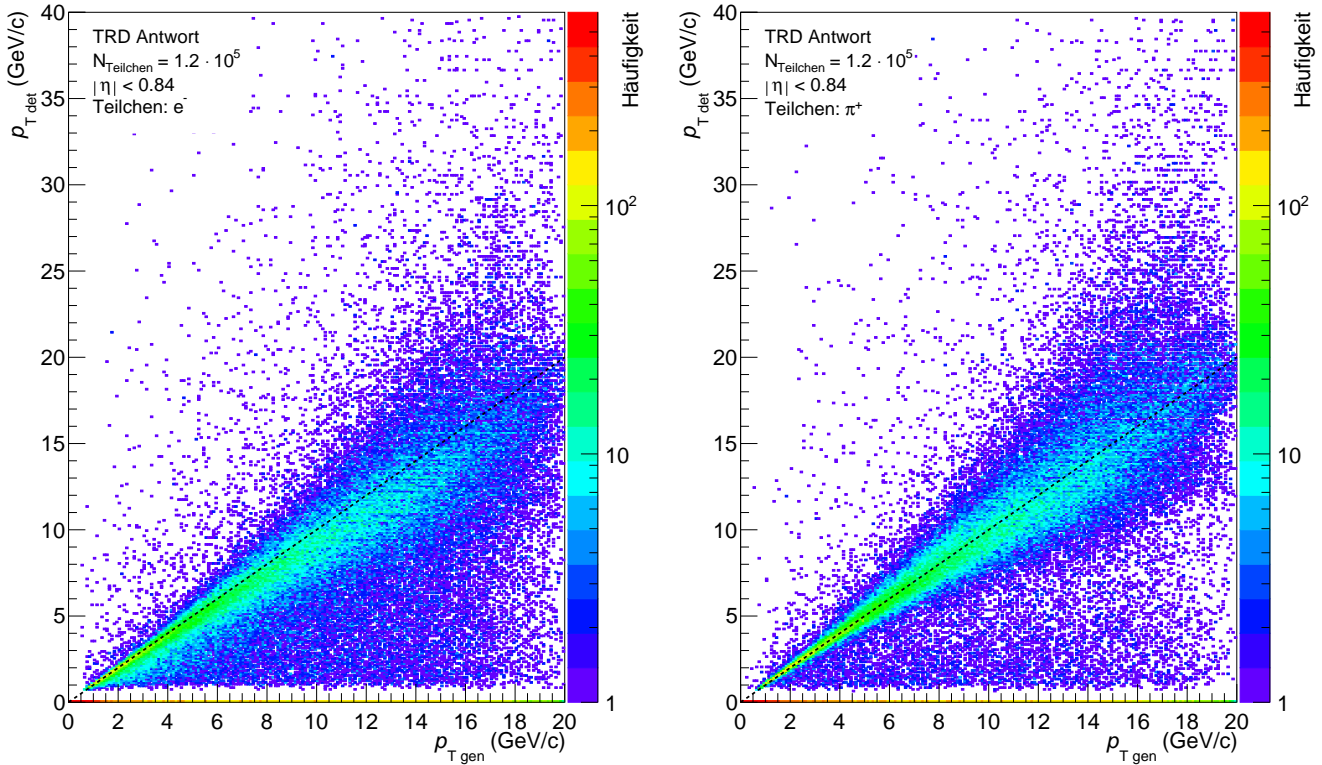


Abbildung 3.1.: Simulationsergebnisse des TRD für Elektronen (links) und positiv geladene Pionen (rechts)

3.1.1. Parametrisierung der TRD Detektorantworten

Die in dieser Arbeit untersuchten Triggerkonfigurationen des TRD dienen alle dazu, Triggerentscheidungen anhand des Transversalimpulses und der Teilchensorte der detektierten Teilchen zu treffen. Bei der Bestimmung der Teilchensorte spielt allerdings nur die Unterscheidung zwischen Elektronen bzw. Positronen und beliebigen geladenen Hadronen eine Rolle. Aufgrund der Auswertung der entstehenden Übergangsstrahlung bei Elektronen und Positronen kann der TRD die Unterscheidung zwischen Elektronen bzw. Positronen und geladenen Hadronen nahezu exakt durchführen.

Der Transversalimpuls der Teilchen wird im TRD, wie bereits erwähnt, aus der Krümmung der gemessenen Spuren bestimmt. Bei der Simulation der Detektorantworten mittels GEANT erfolgt dies auf dieselbe Weise wie im realen Detektor, sodass sich Fehler aufgrund der Verarbeitung der Detektorsignale ausschließen lassen. Oberhalb von ca. 20 GeV/c kann der TRD den Transversalimpuls aufgrund der geringen Krümmungen nur sehr ungenau messen. Da die Triggerschwellen allerdings deutlich niedriger liegen, benötigt man für diesen Bereich bloß die Effizienz des Detektors, welche in etwa der bei 20 GeV/c entspricht. Die Simulation der Detektorantworten wird daher nur bis zu Transversalimpulsen von 20 GeV/c durchgeführt.

Abbildung 3.1 zeigt im linken Teil für Elektronen auf der x-Achse den jeweils generierten Transversalimpuls und auf der y-Achse den Transversalimpuls, der der von GEANT simulierten Detektorantwort entspricht. Die farbig dargestellte z-Achse gibt hierzu die Häufigkeit an, mit der der Transversalimpuls auf der x-Achse als der Transversalimpuls auf der y-Achse detektiert wurde. Der rechte Teil zeigt dieselben Größen allerdings für positiv geladene Pionen (π^+). Diese Verteilungen wurden, wie bereits erwähnt, für die acht am Häufigsten auftretenden geladenen Teilchen erstellt. Da sich die Verteilungen von Elektronen und Positronen sowie die von positiv geladenen Pionen und anderen geladenen Hadronen nur geringfügig unterscheiden, werden an dieser Stelle nur die Verteilungen von Elektronen und positiv geladenen Pionen gezeigt. Die Verteilungen der restlichen simulierten Teilchen finden sich in Anhang A.3.

Die schwarze, gestrichelte Linie in den Abbildungen gibt die Gerade an, auf der der detektierte Transversalimpuls dem generierten entspricht. Man erkennt gut, dass der Mittelwert der Verteilung der detektierten Transversalimpulse bei den Pionen sehr nah an dieser Geraden liegt, während er bei den Elektronen mit steigendem Transversalimpuls immer weiter unterhalb der Geraden liegt. Dies bedeutet, dass hochenergetische Elektronen und Positronen im Detektor wahrscheinlicher mit niedrigeren Transversalimpulsen detektiert werden, als der, den sie tatsächlich besitzen. Die Hauptursache hierfür liegt darin, dass Elektronen und Positronen im TRD zusätzlich Energie durch Erzeugung von Übergangsstrahlung verlieren. Aus diesem Grund besitzen Elektronen und Positronen bereits vor der Detektion einen geringeren Transversalimpuls als vor dem Detektor. Da schwerere Teilchen als Elektronen oder Positronen im TRD keine Übergangsstrahlung erzeugen, lässt sich bei diesen auch keine Verschiebung des Mittelwerts beobachten.

3.1.2. Parametrisierung der TPC Detektorantworten

Zur Untersuchung der TRD Trigger werden die Transversalimpulspektren von geladenen Teilchen ausgewertet. Aus diesem Grund werden die in der TPC detektierten Transversalimpulse parametrisiert. Die Berechnung des Transversalimpulses erfolgt bei der TPC anhand der Krümmung der Teilchenspuren. Da die TPC hierbei deutlich größere Spurlängen als der TRD besitzt, erreicht sie höhere Auflösungen.

Abbildung 3.2 zeigt im linken Teil für Elektronen in der TPC auf der x-Achse den generierten Transversalimpuls und auf der y-Achse den entsprechenden, in der Simulation detektierten, Transversalimpuls. Die farbig dargestellte z-Achse gibt die Häufigkeit einer entsprechenden Zuordnung von gemessenem und detektiertem Transversalimpuls an. Der rechte Teil zeigt dieselben Größen für positiv geladene Pionen (π^+) in der TPC. Auch bei den TPC Parametrisierungen unterscheiden sich die Verteilungen von Elektronen und Positronen sowie diejenigen von positiv geladenen Pionen und anderen geladenen Hadro-

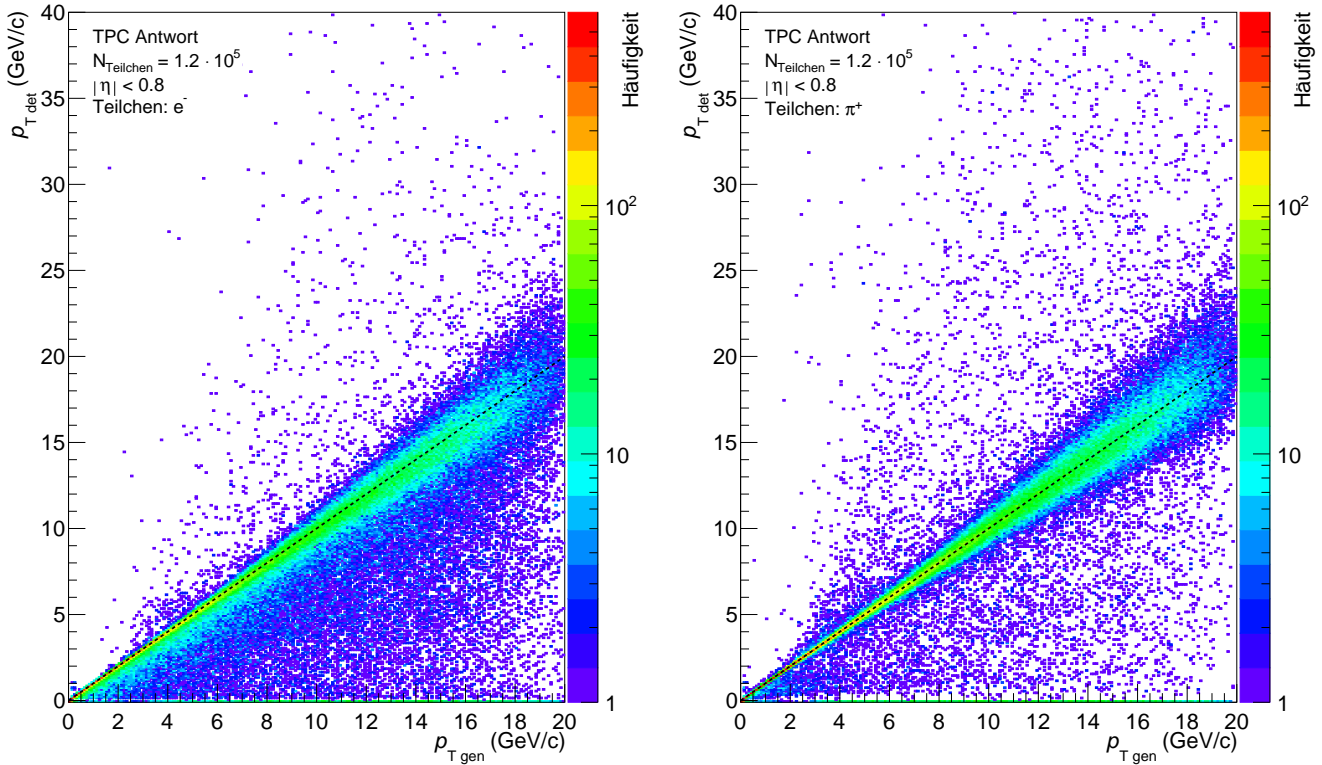
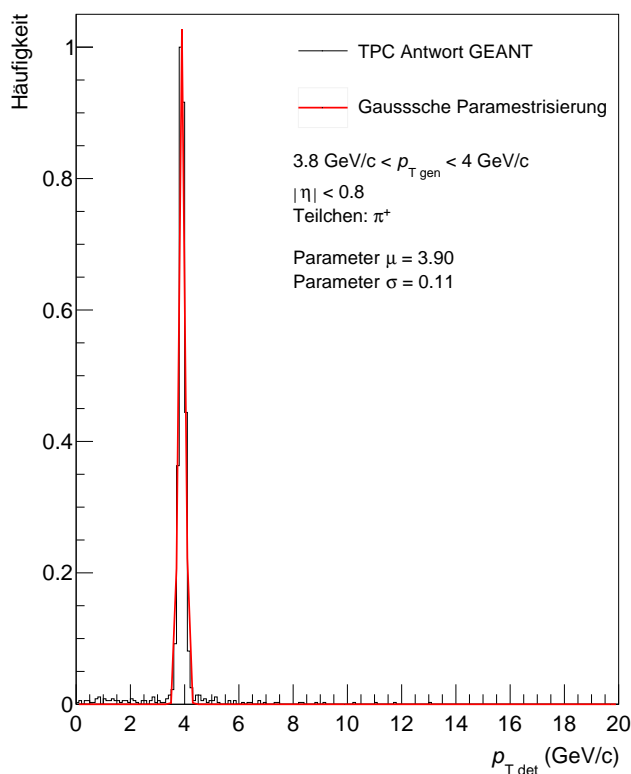


Abbildung 3.2.: Simulationsergebnisse der TPC für Elektronen (links) und positiv geladene Pionen (rechts)

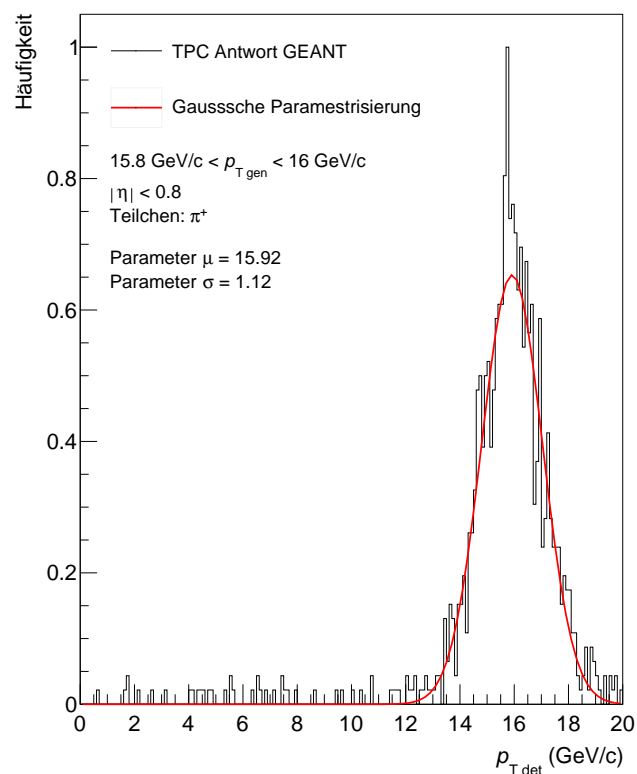
nen nur geringfügig, weshalb an dieser Stelle nur die Verteilungen von Elektronen und positiven geladenen Pionen gezeigt werden. Die Verteilungen der restlichen Teilchen finden sich in Anhang A.3.

Man erkennt an der geringeren Streuung der Verteilungen bei der Parametrisierung der TPC Detektorantworten, dass die TPC wie erwartet eine deutlich bessere Auflösung als der TRD besitzt. Im Vergleich mit der schwarzen gestrichelten Linie, welche wiederum die Positionen angibt, an denen generierter und detektierter Transversalimpuls übereinstimmen, sieht man auch, dass die Elektronen im Mittel bei niedrigeren Transversalimpulsen als ihrem Tatsächlichen detektiert werden. Dies lässt sich auf geringe Energieverluste vor dem Eintritt in den Detektor erklären, welche allerdings aufgrund der Nähe der TPC zum Kollisionsvertex vernachlässigbar klein sind.

Bei der TPC handelt es sich wie bereits erwähnt um einen Trackingdetektor. Daher wird die Parametrisierung ihrer Antworten in der Analyse zur Bestimmung der Transversalimpulsspektren eingesetzt. Dies erfordert einerseits die Verteilungen für höhere Transversalimpulse als 20 GeV/c und andererseits, dass die Verteilungen der detektierten Transversalimpulse keine Ausreißer enthalten, da jeder Ausreißer in den Verteilungen zu unphysikalischen Ausreißern im Spektrum führt. Um die Verteilungen zu glätten und zu höheren Transversalimpulsen zu extrapolieren wird ausgenutzt, dass sie annähernd die Form einer



(a) gaußsche Parametrisierung von 3.8 bis 4 GeV/c



(b) gaußsche Parametrisierung von 15.8 bis 16 GeV/c

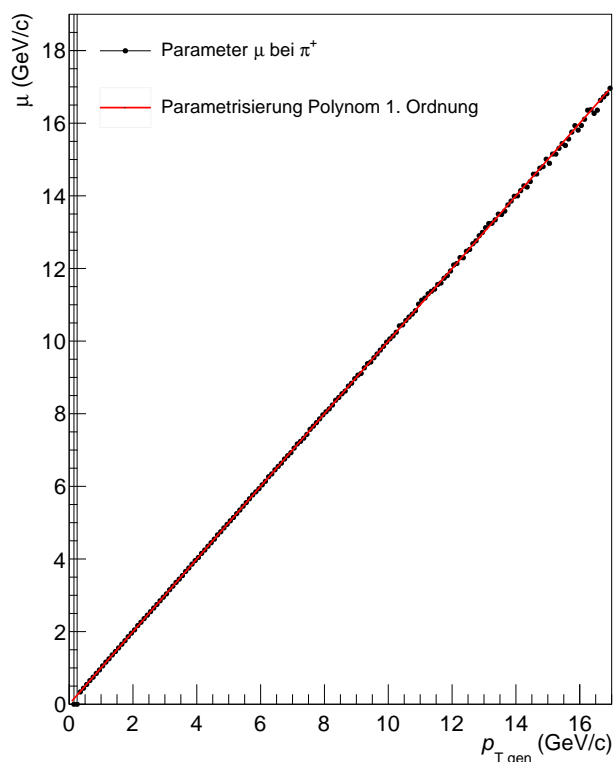
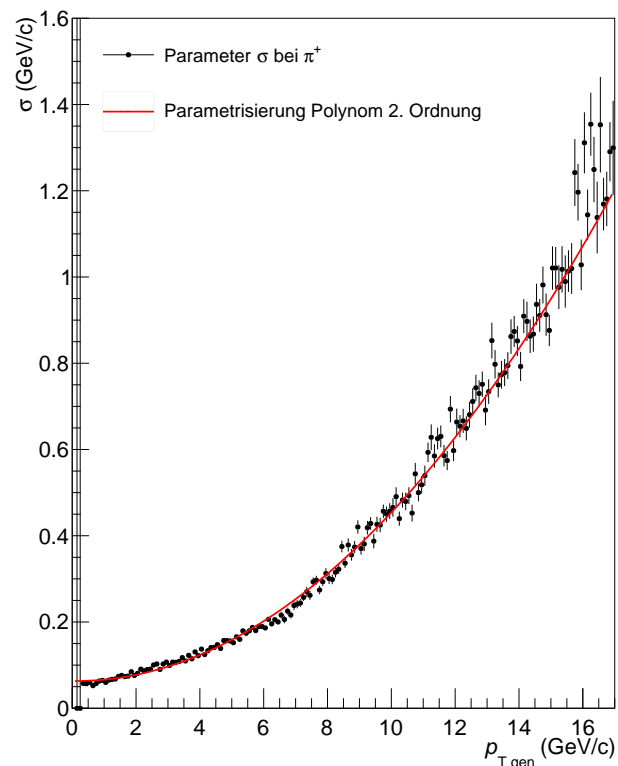
(c) Parameter μ und zugehörige Parametrisierung(d) Parameter σ und zugehörige Parametrisierung

Abbildung 3.3.: Generierte Detektorantworten in zwei Bereichen des generierten Transversalimpulses (oben) und die Parameter μ und σ (unten) sowie zugehörige Parametrisierungen

Gaußverteilung besitzen und sich daher parametrisieren lassen.

Die hierfür verwendete Formel lautet:

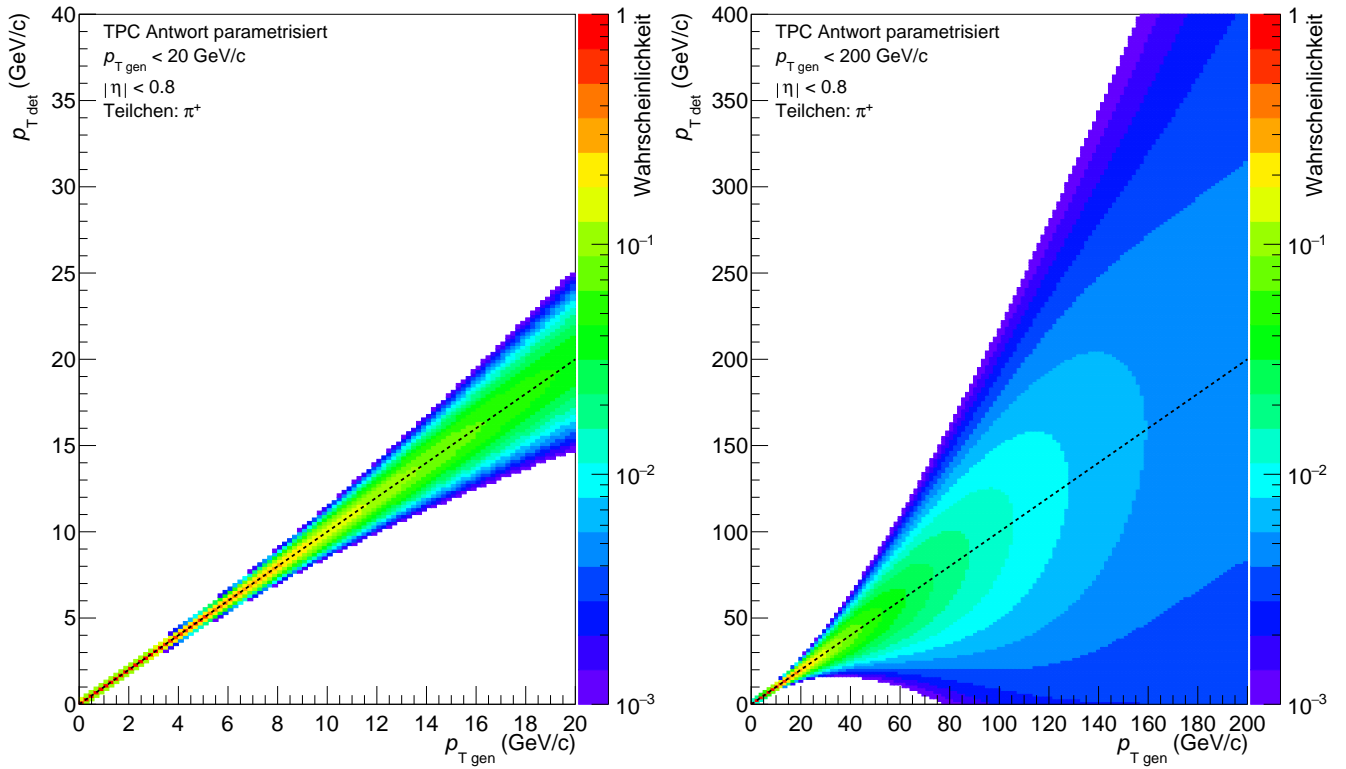
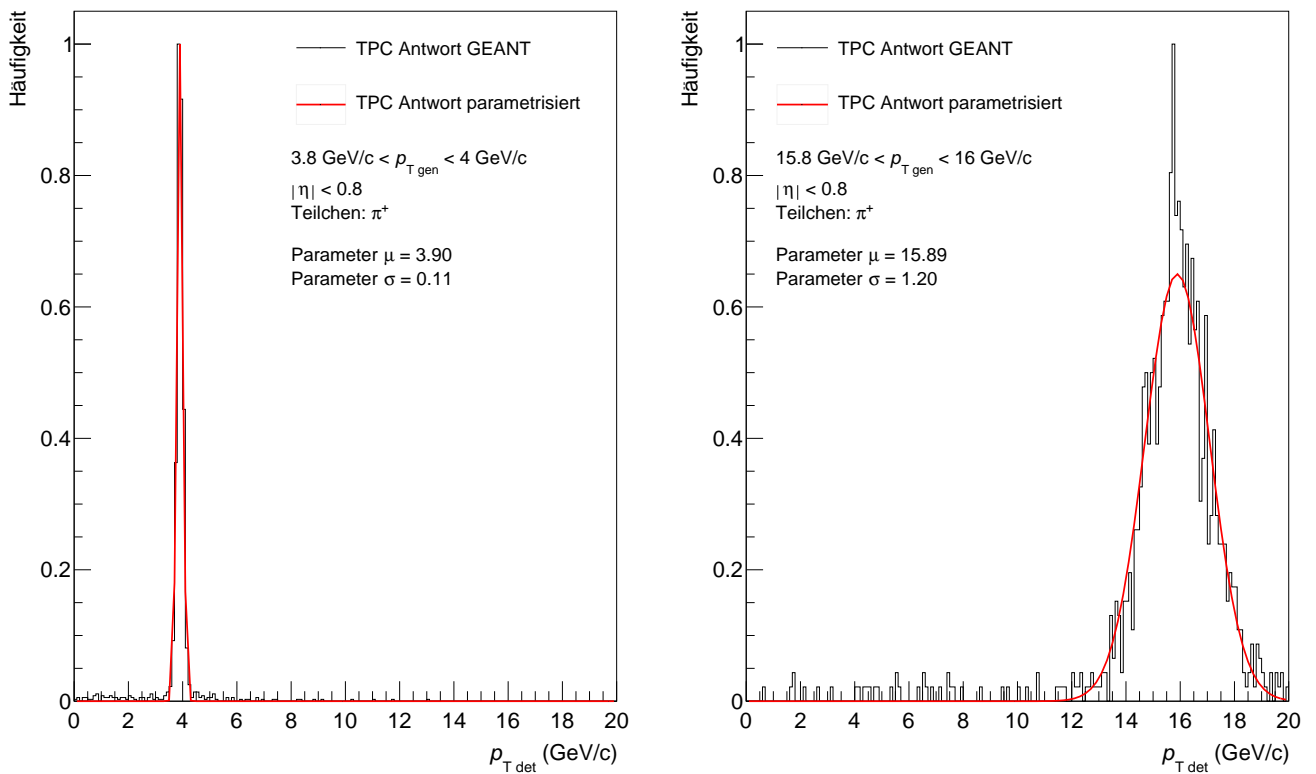
$$f(p_{Tdet}) = a \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \frac{(p_{Tdet} - \mu)^2}{\sigma^2}\right) \quad (3.1)$$

Der Parameter a beschreibt die maximale Höhe der Verteilung. Die Position, an der die Verteilung ihren maximalen Wert erreicht, wird durch den Parameter μ , auch Mittelwert genannt, angegeben. Die Breite der Verteilung wird durch den Parameter σ beschrieben. Da die Verteilung zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeit einer Detektorantwort auf eins normiert werden muss, sind nur die Parameter μ und σ von Bedeutung.

Abbildungen 3.3a und 3.3b zeigen auf der y-Achse die Häufigkeit der Detektion eines Transversalimpulses auf der x-Achse für Teilchen aus zwei verschiedenen Intervallen des generierten Transversalimpulses und die zugehörigen Parametrisierungen mit der oben angegebenen Gaußfunktion. Die Parametrisierung wird für jedes Intervall des generierten Transversalimpulses durchgeführt und die sich ergebenden Parameter μ und σ in Abhängigkeit des generierten Transversalimpulses aufgetragen. Oberhalb von Transversalimpulsen von ca. 17 GeV/c wird die Statistik der Häufigkeitsverteilungen allerdings so gering, dass sich keine zuverlässige Parametrisierung mit der Gaußfunktion mehr durchführen lässt. Abbildungen 3.3c und 3.3d zeigen die Parameter μ und σ in Abhängigkeit vom generierten Transversalimpuls daher nur unterhalb von 17 GeV/c.

Wie sich an den Verläufen der Parameter erkennen lässt, können der Verlauf des Parameters μ durch ein Polynom erster Ordnung und der Verlauf des Parameters σ durch ein Polynom zweiter Ordnung parametrisiert werden. Die entsprechenden Parametrisierungen sind ebenfalls in den Abbildungen 3.3c und 3.3d eingezeichnet. Bei beiden Parametern zeigt sich, dass die zugehörige Parametrisierung jeweils den Verlauf des Parameters im Rahmen der Fehler gut beschreibt.

Anhand der Parametrisierungen der Parameter μ und σ lassen sich nun die Häufigkeitsverteilungen und damit die Wahrscheinlichkeiten der Detektion eines bestimmten Transversalimpulses in Abhängigkeit vom generierten Transversalimpuls berechnen. Abbildung 3.4a zeigt die berechneten Wahrscheinlichkeiten für generierte Transversalimpulse bis 20 GeV/c für positiv geladene Pionen auf der farbig dargestellten z-Achse. Im Vergleich mit dem rechten Teil von Abbildung 3.2 sieht man, dass die Peakpositionen und die Peakbreiten der entsprechenden Verteilungen in guter Näherung übereinstimmen. Unter der Voraussetzung, dass sich die Form der Häufigkeitsverteilungen und die Verläufe der Parameter μ und σ bei höheren Transversalimpulsen nicht verändern, kann man die Parametrisierungen der Parameter μ und σ extrapolieren und somit auch die Wahrscheinlichkeiten bei höheren generierten Transversalimpulsen als 20 GeV/c berechnen. Abbildung 3.4b zeigt die extrapolierten Wahrscheinlichkeiten bis hin zu generierten Transversalimpulsen von

(a) Parametrisierte TPC Antwort für $p_{T\text{gen}} < 20 \text{ GeV}/c$ (b) Parametrisierte TPC Antwort für $p_{T\text{gen}} < 200 \text{ GeV}/c$ 

(c) GEANT und Parametrisierung von 3.8 bis 4 GeV/c (d) GEANT und Parametrisierung von 15.8 bis 16 GeV/c

Abbildung 3.4.: Parametrisierte TPC Antwort in zwei verschiedenen Bereichen (oben) und Vergleich zwischen Parametrisierung und GEANT-Verteilung für zwei Intervalle (unten)

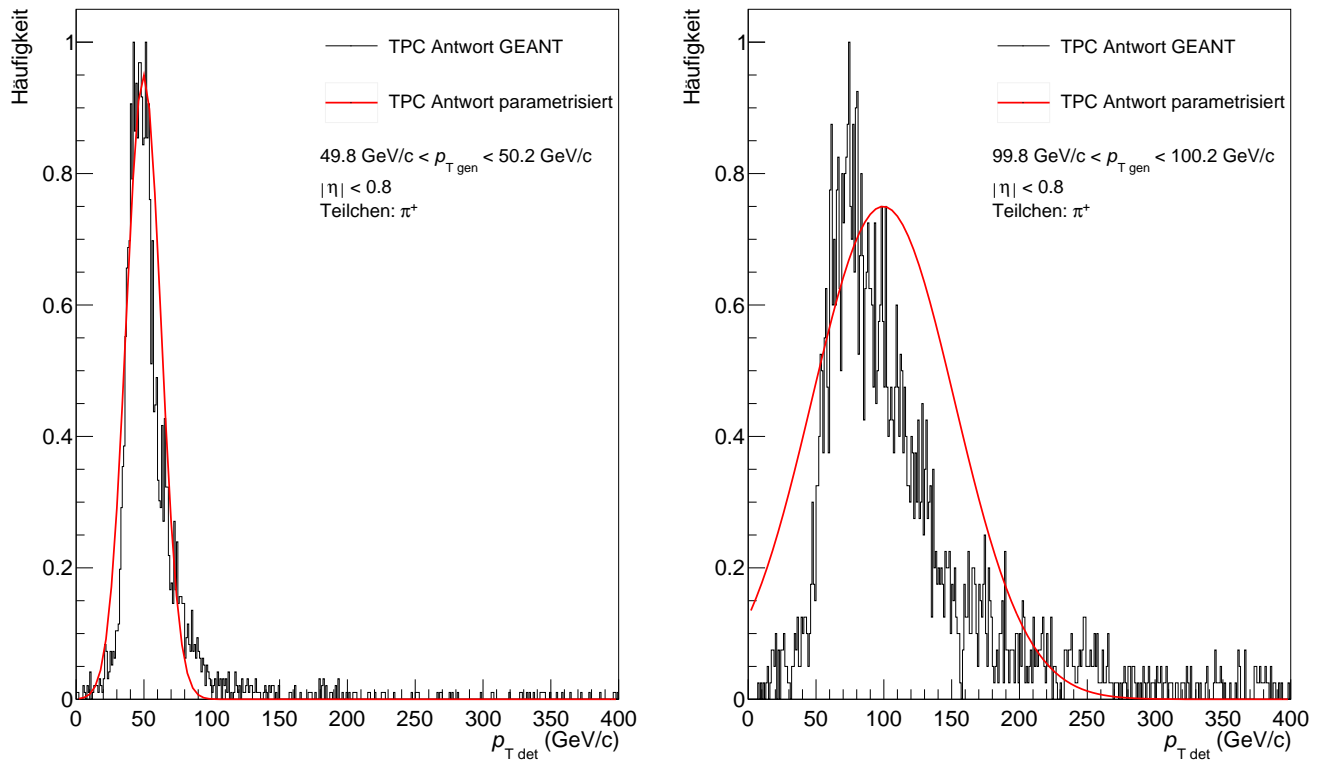
200 GeV/c für positiv geladene Pionen. Wie bereits zuvor gibt die x-Achse den generierten Transversalimpuls, die y-Achse den detektierten Transversalimpuls und die farbig dargestellte z-Achse die zugehörige Wahrscheinlichkeit der Detektion an.

Um zu überprüfen, ob das Parametrisierungsverfahren die simulierten Verteilungen beschreiben kann, werden die berechneten Verteilungen mit den entsprechenden simulierten Verteilungen verglichen. Abbildungen 3.4c und 3.4d tragen auf der y-Achse die jeweilige Häufigkeit eines detektierten Transversalimpulses auf der x-Achse für zwei verschiedene Intervalle des generierten Transversalimpulses auf. Die schwarze Verteilung wurde hierbei von GEANT generiert und die rote Verteilung über das vorgestellte Parametrisierungsverfahren berechnet. In den zwei aufgetragenen Bereichen des generierten Transversalimpulses erkennt man, dass sich sowohl die Peakpositionen, als auch Peakbreiten der Verteilungen decken. Hieraus lässt sich schließen, dass das Parametrisierungsverfahren die Verteilungen bis zu generierten Transversalimpulsen von ca. 20 GeV/c gut beschreibt.

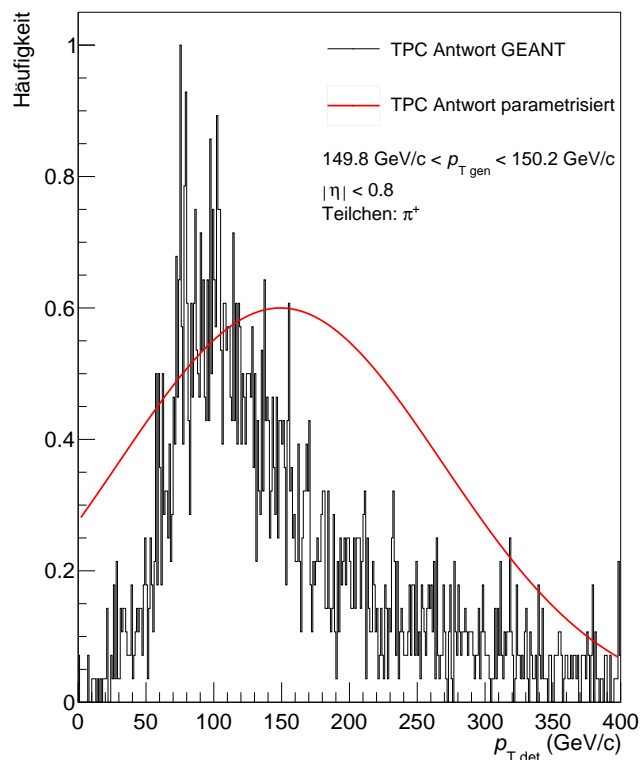
Im letzten Schritt wird überprüft, ob das Parametrisierungsverfahren über Extrapolation auch die Verteilungen von höheren generierten Transversalimpulsen als 20 GeV/c beschreibt. Hierfür wird die GEANT Simulation für generierte Transversalimpulse in Bereichen von 49.8 GeV/c bis 50.2 GeV/c, 99.8 GeV/c bis 100.2 GeV/c und 149.8 GeV/c bis 150.2 GeV/c durchgeführt. Abbildung 3.5a, 3.5b und 3.5c zeigen den Vergleich der Häufigkeiten von detektierten Transversalimpulsen in den entsprechenden Bereichen. Im Bereich von generierten Transversalimpulsen um die 50 GeV/c erkennt man bereits leichte Unterschiede in der Form der Verteilungen. Diese können aufgrund ihrer Geringfügigkeit jedoch vernachlässigt werden. Bei generierten Transversalimpulsen um die 100 und 150 GeV/c zeigt sich, dass die tatsächlichen Verteilungen nicht mehr durch eine Gaußkurve beschrieben werden können, sondern die Form einer Landauverteilung besitzen. Da die Verteilungen bei niedrigen Transversalimpulsen keiner Landauverteilung entsprechen, lässt sich hieraus schließen, dass sich die Form der Verteilungen hin zu hohen Transversalimpulsen verändert. Dies macht es unmöglich, das Parametrisierungsverfahren zur Extrapolation zu verwenden.

Es hat sich gezeigt, dass die Parametrisierung der TPC Detektorantworten die realen Verteilungen nur bis zu Transversalimpulsen von ca. 20 GeV/c gut beschreibt. Die Durchführung der GEANT Simulationen bis hin zu generierten Transversalimpulsen von 200 GeV/c würde allerdings eine mehr als zehnfache Statistik wie die bisherigen Simulationen erfordern und somit viel Zeit und Rechenkapazitäten beanspruchen.

In Kapitel 3.2 wird daher untersucht wie stark sich die Parametrisierung der TPC Detektorantworten auf die simulierten Spektren auswirkt und ob real gemessene Minimum Bias Spektren auch von Simulationsergebnissen ohne Parametrisierung der TPC Detektorantworten beschrieben werden können.



(a) Geant und Parametrisierung von 49.8 bis 50.2 GeV/c (b) Geant und Parametrisierung von 99.8 bis 100.2 GeV/c



(c) Geant und Parametrisierung von 149.8 bis 150.2 GeV/c

Abbildung 3.5.: Vergleich der parametrisierten TPC Antwort mit derjenigen von GEANT in drei verschiedenen Bereichen des generierten Transversalimpulses

3.2. Anwendung der Parametrisierungen auf Spektren

Um die Auswirkungen der Parametrisierung der TPC Detektorantworten auf die simulierten Spektren zu bestimmen, vergleicht man die Spektren derselben simulierten Ereignisse mit und ohne Anwendung der Parametrisierung. Hierfür werden die Häufigkeiten beliebiger geladener Teilchen in festgelegten Transversalimpulsintervallen von Ereignissen, bei denen die Projektile über die starke Wechselwirkung interagiert haben, betrachtet. Im folgenden Kapitel 3.2.1 werden die Spektren des Generators EPOS von pp Kollisionen bei den Schwerpunktsenergien 5.023 TeV und 13 TeV mit und ohne Anwendung der Parametrisierung miteinander verglichen. Kapitel 3.2.2 vergleicht daraufhin das simulierte 13 TeV pp Spektrum mit und ohne Anwendung der Parametrisierung mit realen Daten.

3.2.1. p_T Spektren geladener Teilchen in EPOS

Möchte man zwei verschiedene Spektren vergleichen, denen nicht dieselbe Anzahl an Ereignissen zugrunde liegt, so benötigt man eine Normierung der Teilchenhäufigkeiten. Hierfür kann man die Größe der invarianten Ausbeute (engl. *invariant Yield*) verwenden. Seine Berechnung erfolgt folgendermaßen:

$$\frac{1}{2\pi N_{ev} p_T} \cdot \frac{dN}{dp_T} \quad (3.2)$$

N_{ev} symbolisiert hierbei die Anzahl an Ereignissen, auf denen die Daten basieren. p_T symbolisiert den mittleren Transversalimpuls des betrachteten Intervalls. dp_T symbolisiert die Breite des Transversalimpulsintervalls und dN symbolisiert die Anzahl an aufgezeichneten Teilchen im entsprechenden Transversalimpulsintervall.

Man erhält somit einen *Yield*, der sich auch dann mit anderen *Yields* vergleichen lässt, wenn beiden nicht die gleiche Anzahl an Ereignissen zugrunde liegen oder sie unterschiedliche Transversalimpulsintervalle besitzen. Da die Parametrisierung der Detektorantworten auch die Detektoreffizienz beschreibt, werden nicht zwangsläufig gleich viele Ereignisse mit und ohne Anwendung der Parametrisierung aufgezeichnet, was die Normierung auf die Anzahl an Ereignissen notwendig macht.

Der linke Teil von Abbildung 3.6 zeigt auf der x-Achse den Transversalimpuls und auf der y-Achse den simulierten invarianten *Yield*. Die Daten wurden mit dem Generator EPOS für pp Ereignisse mit einer Schwerpunktsenergie von 5.023 TeV berechnet. Die schwarzen Einträge zeigen die Daten ohne und die roten Einträge mit Anwendung der Parametrisierung der TPC Detektorantworten. Im unteren Teil der Abbildung wird das Verhältnis zwischen beiden gezeigt. Der rechte Teil von Abbildung 3.6 zeigt dieselben Größen, allerdings für pp Ereignisse mit einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV. In beiden

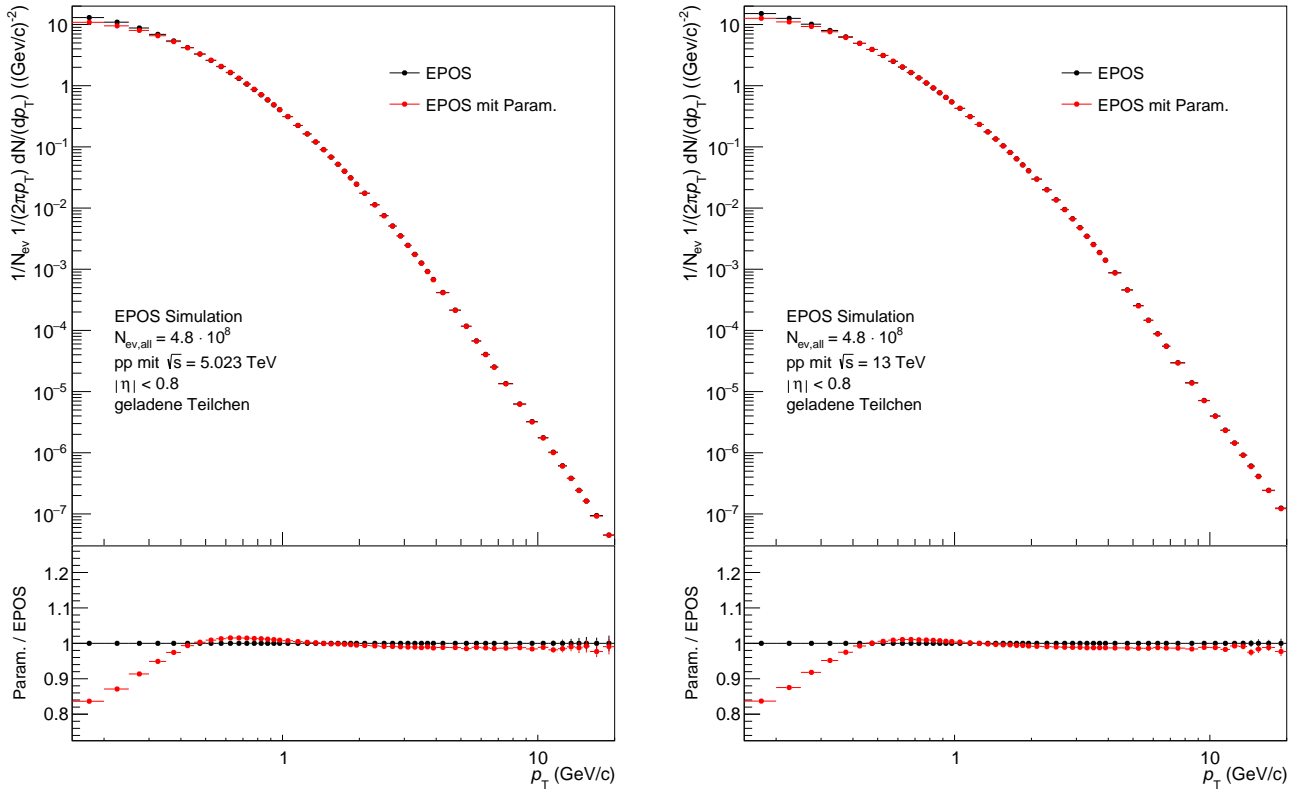


Abbildung 3.6.: Vergleich der EPOS Spektren von pp Kollisionen mit und ohne Anwendung der Parametrisierung bei $\sqrt{s} = 5.023$ TeV (links) und $\sqrt{s} = 13$ TeV (rechts)

Spektren wurden die Transversalimpulse auf Werte kleiner als 20 GeV/c eingeschränkt, da sich gezeigt hat, dass die Parametrisierung bei höheren Transversalimpulsen die reale Detektorantwort nicht mehr beschreiben kann.

Man sieht, dass die Spektren mit und ohne Parametrisierung bei mittleren Transversalimpulsen im Rahmen der statistischen Fehler gut übereinstimmen. Im Bereich niedriger Transversalimpulse beobachtet man, dass die Einträge mit Parametrisierung deutlich unter denen ohne liegen. Der Grund hierfür liegt darin, dass die TPC einen Mindestimpuls zur Detektion von Spuren benötigt. Ihre Effizienz geht daher bei sehr niedrigen Transversalimpulsen gegen 0, weshalb im Bereich niedriger Transversalimpulse weniger Teilchen detektiert werden, als ursprünglich generiert wurden.

Bei der Auswertung von simulierten Daten stellt man fest, dass sich die Ergebnisse mit Parametrisierung nur geringfügig von denen ohne unterscheiden. Kapitel 3.2.2 vergleicht nun die simulierten Daten mit tatsächlich gemessenen.

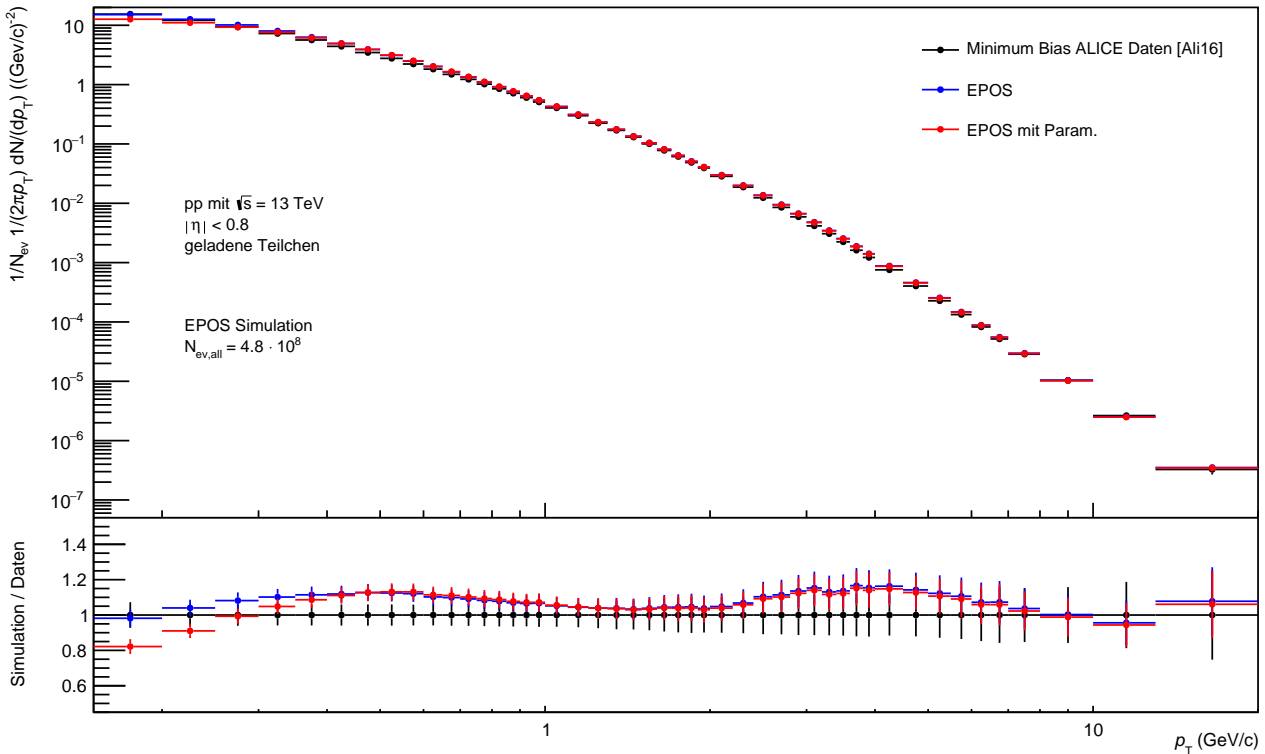


Abbildung 3.7.: Vergleich von EPOS Spektrum mit und ohne Anwendung der Parametrisierung mit Minimum Bias Spektrum aus Daten [Ali16]

3.2.2. Vergleich mit gemessenen Daten

In Monte-Carlo-Generatoren kann die Einschränkung der Ereignisse auf ausschließlich solche, bei denen die Projektile über die starke Wechselwirkung interagieren, durch die Generatoreinstellungen vorgenommen werden. Bei realen Experimenten benötigt man hingegen einen Trigger, der entscheidet, ob ein Ereignis relevant ist oder nicht. Einen solchen Trigger, der bestimmt, ob die Projektile über die starke Wechselwirkung interagiert haben, bezeichnet man als Minimum Bias Trigger und das entsprechend getriggerte Spektrum als Minimum Bias Spektrum. Auf diese Weise lassen sich sowohl die simulierten, als auch die real gemessenen Daten auf dieselbe Art von Ereignissen einschränken. Es werden daher die Spektren des Generators mit dem Minimum Bias Spektrum aus Daten verglichen.

Abbildung 3.7 zeigt den Vergleich der simulierten Daten mit und ohne Anwendung der Parametrisierung mit realen Daten, die im ALICE Experiment gemessen wurden. Hierfür werden auf der x-Achse der Transversalimpuls und auf der y-Achse der invariante *Yield* aufgetragen. Die schwarzen Einträge entsprechen dem Minimum Bias Spektrum von ALICE Daten [Ali16], wobei die Fehlerbalken die addierten systematischen und statistischen Fehler angeben. Die blauen Einträge entsprechen den vom Generator EPOS generierten pp Ereignissen bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV ohne Anwendung der Parametrisierung der TPC Detektorantwort. Die roten Einträge entsprechen denselben Daten mit Anwendung der Parametrisierung der TPC Detektorantwort. Der Pseudora-

piditätsbereich wurde sowohl bei den Daten als auch bei der Simulation auf $|\eta| < 0.8$ eingeschränkt.

Anhand des, im unteren Teil der Abbildung gezeigten, Verhältnis zwischen simulierten und realen Daten erkennt man, dass die simulierten Daten ohne Anwendung der Parametrisierung den realen Daten meistens im Rahmen der Fehlerbalken übereinstimmen. An den meisten Stellen beschreiben die simulierten Daten mit Anwendung der Parametrisierung die realen Daten etwas besser, die Unterschiede betragen allerdings nur wenige Prozent. Die Schwankungen im Verhältnis können größtenteils darauf zurückgeführt werden, dass EPOS die realen Effekte nicht exakt beschreiben kann. Dies wird durch das veröffentlichte Verhältnis von simulierten Daten zu realen Daten [Ali16] unterstützt, da dieses dieselben Schwankungen aufweist.

Aus den Vergleichen von simulierten Daten mit und ohne Anwendung der Parametrisierung der TPC Detektorantwort mit gemessenen Daten, lässt sich schlussfolgern, dass die simulierten Daten unter Anwendung der Parametrisierung eine etwas bessere Beschreibung der realen Daten zulässt. Die Unterschiede zwischen simulierten Daten mit und ohne Anwendung der Parametrisierung sind allerdings so gering, dass sich auch die Simulationsergebnisse ohne Anwendung der Parametrisierung verwenden lassen. In den folgenden Analysen wird daher auf eine Parametrisierung der TPC Detektorantwort verzichtet. In Kapitel 3.3 werden nun die TRD Trigger analysiert, wobei jeweils nur die Detektorantwort des TRD parametrisiert wird.

3.3. Simulation von TRD Triggern

Der TRD Detektor liefert Beiträge zu mehreren L1-Triggern im ALICE-Experiment, wobei fünf Spektren aufgezeichnet werden, die hauptsächlich durch Daten des TRD getriggert werden. In Kapitel 3.3.1 und Kapitel 3.3.2 werden die Spektren des Ein-Elektron-Trigger (engl. *Single Electron Trigger (HSE)*), des Zwei-Elektronen-Trigger (engl. *Dielectron Trigger*) und des Jet-Trigger (HJT) mittels der Monte-Carlo-Generatoren EPOS LHC und DPMJet 3.0-5 untersucht.

Von den drei simulierten Triggern werden in realen Experimenten die Spektren des *Single Electron Trigger* und des Jet Trigger aufgezeichnet. Die simulierten Spektren dieser Trigger werden daher in Kapitel 3.3.3 mit realen Daten verglichen.

Zuletzt wird in Kapitel 3.4 auf Basis der simulierten Spektren der nukleare Modifikationsfaktor von p-Pb Kollisionen in Abhängigkeit des Transversalimpuls untersucht. Die simulierten Werte werden des weiteren mit bereits veröffentlichten Werten verglichen.

3.3.1. TRD getriggerte p_T Spektren geladener Teilchen in EPOS

Die Triggerentscheidung erfolgt in den Simulationen auf dieselbe Weise wie im realen Experiment. Hierfür wird der gesamte Detektorbereich in die Bereiche der 18 Supermodule unterteilt und für jedes Supermodul getrennt die Anzahl an Triggerteilchen aufgezeichnet. Die Entscheidung ob ein Teilchen ein Triggerteilchen ist, erfolgt anhand der Parametrisierung der TRD Detektorantwort. Nachdem alle Teilchen verarbeitet wurden, wird anhand der Triggerbedingungen entschieden, ob das Spektrum eines Ereignisses zum Gesamtspektrum des entsprechenden Triggers beiträgt.

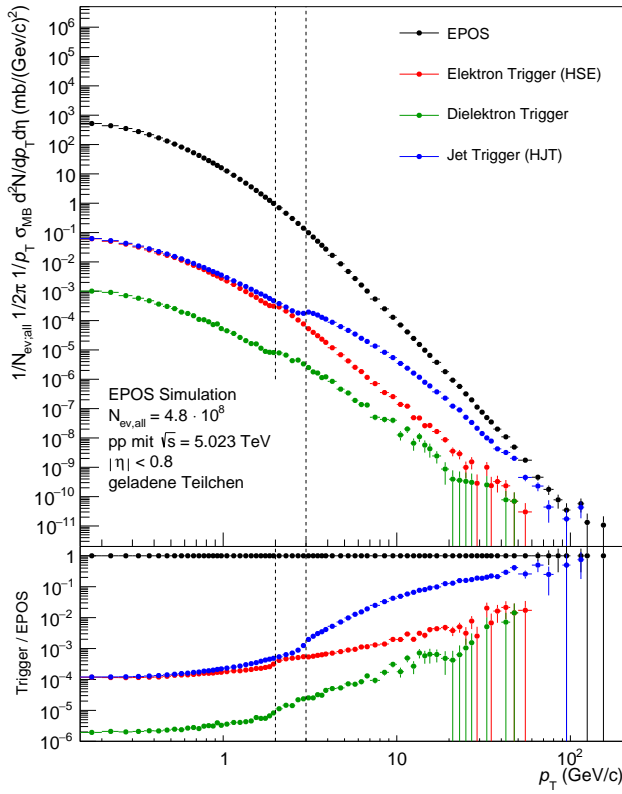
Der *Single Electron Trigger* dient dazu, Ereignisse zu identifizieren, bei denen ein Elektron oder ein Positron mit einem Mindesttransversalimpuls von $2 \text{ GeV}/c$ im TRD Detektor detektiert wurde. In den meisten Fällen tritt dies auf, wenn ein hochenergetisches Teilchen in ein hochenergetisches Elektron und andere Teilchen zerfällt.

Der *Dielectron Trigger* identifiziert Ereignisse, bei denen mindestens zwei Elektronen oder Positronen mit einem Mindesttransversalimpuls von $2 \text{ GeV}/c$ in demselben Supermodul detektiert wurden. Dies tritt beispielsweise auf, wenn ein hochenergetisches Photon in Materie zu einem Elektron-Positron-Paar konvertiert, welche dann den TRD treffen.

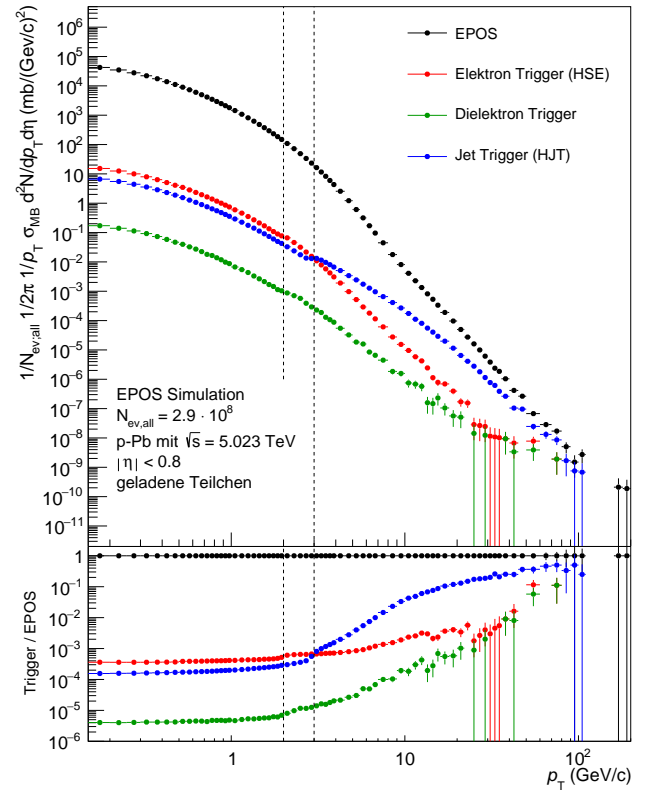
Der Jet Trigger wird verwendet, um Ereignisse zu identifizieren, in denen mindestens drei geladene Teilchen mit einem Mindesttransversalimpuls von $3 \text{ GeV}/c$ in einem Supermodul des TRD detektiert werden. Dies tritt meist dann auf, wenn ein hochenergetisches Teilchen fragmentiert und somit viele weitere hochenergetische Teilchen erzeugt.

Abbildungen 3.8a, 3.8b und 3.8c zeigen die Ergebnisse der Simulation der TRD Trigger in den drei Kollisionssystemen pp, p-Pb und Pb-Pb. Die y-Achse gibt den jeweiligen invarianten Wirkungsquerschnitt der Produktion geladener Teilchen in Abhängigkeit ihres Transversalimpulses auf der x-Achse an. Unterhalb der Spektren sind die Verhältnisse zwischen den invarianten Wirkungsquerschnitten der Produktion geladener Teilchen unter Voraussetzung eines TRD Triggers und den entsprechenden Wirkungsquerschnitten ohne Voraussetzung eines Triggers aufgetragen. Die gestrichelten Linien in den Abbildungen geben die Positionen der Triggerschwellen von $2 \text{ GeV}/c$ und $3 \text{ GeV}/c$ an.

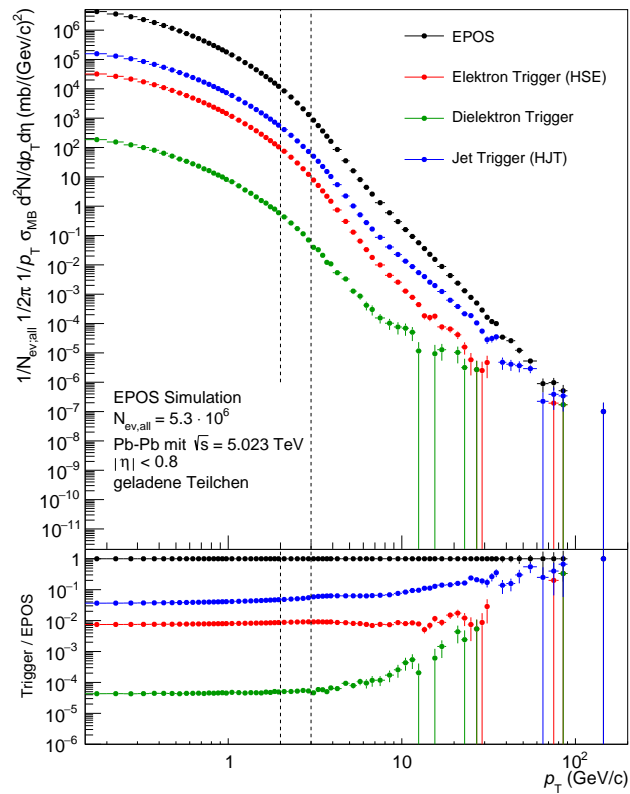
Im Vergleich der drei Kollisionssysteme erkennt man, dass die Wirkungsquerschnitte bei pp Kollisionen am Niedrigsten und in Pb-Pb Kollisionen am Höchsten sind, während die Wirkungsquerschnitte von p-Pb Kollisionen zwischen denen der pp Kollisionen und der Pb-Pb Kollisionen liegen. Des Weiteren erkennt man, dass sich die Wirkungsquerschnitte bei pp Kollisionen an den Triggerschwellen deutlich stärker verändern, als bei p-Pb Kollisionen, bei denen sich noch ein leichter Sprung erkennen lässt. Die Pb-Pb Kollisionen besitzen an den Triggerschwellen dagegen keine deutlich sichtbare Veränderung der Wirkungsquerschnitte.



(a) Kollisionssystem pp



(b) Kollisionssystem p-Pb



(c) Kollisionssystem Pb-Pb

Abbildung 3.8.: Simulierte invariante Wirkungsquerschnitte der TRD Trigger für die Kollisionssysteme pp, p-Pb und Pb-Pb bei $\sqrt{s} = 5.023$ TeV

Diese beiden Effekte lassen sich mittels der Anzahl an geladenen Teilchen in den Ereignissen, Multiplizität geladener Teilchen (engl. *charged Multiplicity*) genannt, erklären. Die mittleren Multiplizitäten von beliebigen geladenen Teilchen in der Detektorakzeptanz lassen sich anhand der Einträge im ungetriggerten Spektrum und der Anzahl an Ereignissen berechnen. Für die simulierten pp Ereignisse ergibt sich somit eine mittlere Multiplizität von ca. 7 beliebigen geladenen Teilchen pro Ereignis. Ein p-Pb Ereignis umfasst im Mittel dagegen ca. 26 beliebige geladene Teilchen und ein Pb-Pb Ereignis im Mittel sogar ca. 694 beliebige geladene Teilchen. Eine größere Multiplizität folgt aus größeren Wirkungsquerschnitten, da die Anzahl an produzierten Teilchen und somit die Multiplizität mit der Wahrscheinlichkeit der Teilchenproduktion steigt. Gleichzeitig wirkt sich die Multiplizität stark auf die Spektren aus, bei denen ein Trigger ausgelöst wurde. Bei geringen Multiplizitäten hat das Triggerteilchen einen großen Einfluss auf das Spektrum, während es bei hohen Multiplizitäten nur einen geringen Anteil des Gesamtspektrums ausmacht. Daraus folgt, dass man bei geringen Multiplizitäten, wie in den pp Ereignissen, eine deutliche Veränderung des Wirkungsquerschnitts an den Triggerschwellen erkennt, welche bei höheren Multiplizitäten nicht beobachtet werden kann.

Die Triggerspektren können unter bestimmten Voraussetzungen verwendet werden, um die Statistik des Minimum Bias Spektrums bei hohen Transversalimpulsen zu verbessern. Um im Bereich hoher Transversalimpulse gute Statistiken im Minimum Bias Spektrum zu erreichen, müssen aufgrund des logarithmischen Abfalls des Spektrums zu hohen Transversalimpulsen auch sehr viele Teilchen mit niedrigem Transversalimpuls aufgezeichnet werden. Wie man besonders gut bei den getriggerten Spektren von pp und p-Pb Ereignissen sieht, beinhalten die getriggerten Spektren um bis zu vier Größenordnungen weniger Teilchen mit niedrigem Transversalimpuls, nähern sich aber bei hohen Transversalimpulsen an das Minimum Bias Spektrum an. Für eine gute Statistik im Bereich hoher Transversalimpulse müssen daher in den getriggerten Spektren deutlich weniger Teilchen als im Minimum Bias Spektrum aufgezeichnet werden.

Um allerdings die getriggerten Spektren zur Verbesserung des Minimum Bias Spektrums nutzen zu können, muss das Verhältnis zwischen den beiden bekannt sein. Wird das Verhältnis zwischen getriggertem und ungetriggertem Spektrum ab einem Mindesttransversalimpuls flach, so kann man das getriggerte Spektrum oberhalb dieser Schwelle mit einem Faktor multiplizieren und somit zur Verbesserung der Statistik des Minimum Bias Spektrums verwenden. Anhand der Simulationen zeigt sich allerdings, dass die Verhältnisse zumindest in dem betrachteten Transversalimpulsbereich nicht flach werden.

Will man die Triggerspektren trotzdem verwenden, um die Statistik des Minimum Bias Spektrums zu erhöhen, so kann man real gemessene getriggerte Spektren mit dem simulierten Verhältnis von getriggertem und ungetriggertem Spektrum multiplizieren. In Kapitel 3.3.3 wird das, auf diese Weise berechnete, Minimum Bias Spektrum mit gemess-

senen Daten verglichen.

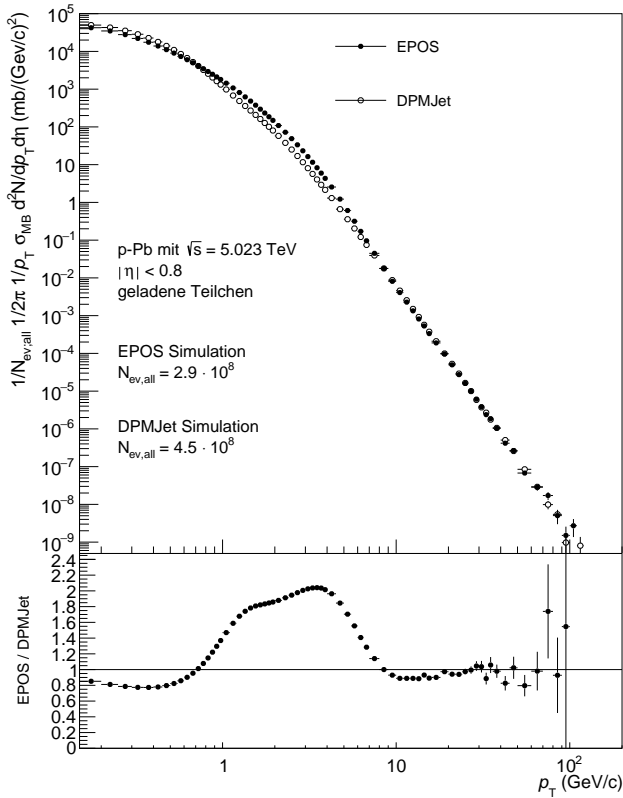
Da kein Monte-Carlo-Generator die realen Effekte exakt beschreiben kann, vergleicht man die Ergebnisse verschiedener Generatoren, um den Fehler bei der Simulation anhand der Unterschiede zwischen verschiedenen Generatoren abschätzen zu können. Die bisherigen Simulationen wurden mit EPOS LHC durchgeführt. Kapitel 3.3.2 zeigt nun Vergleiche zwischen den Ergebnissen des Generators EPOS LHC und des Generators DPMJet 3.0-5.

3.3.2. Vergleich mit getriggerten Spektren in DPMJet

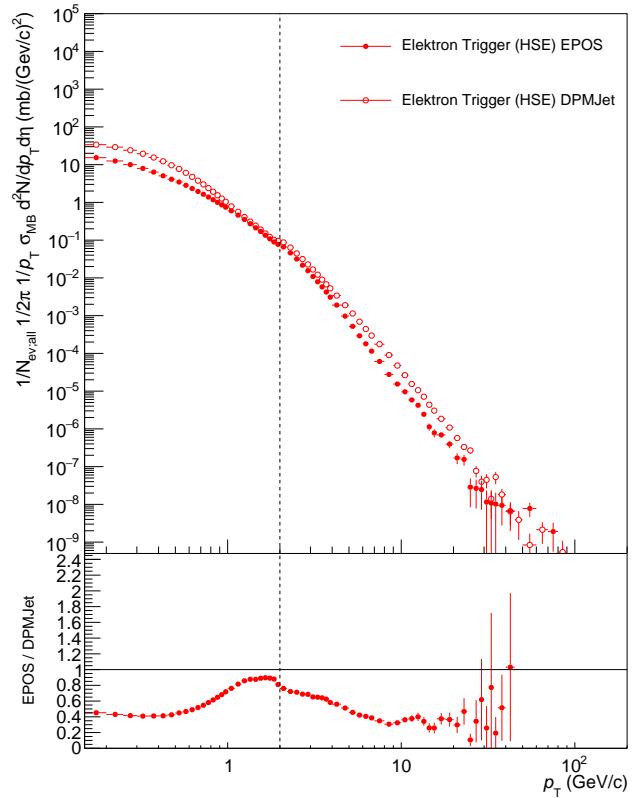
Um die Auswirkungen der Festlegung auf den Generator EPOS LHC abschätzen zu können, werden die Ergebnisse des Generators EPOS LHC mit Ergebnissen des Generators DPMJet 3.0-5 verglichen. Abbildung 3.9a zeigt den Vergleich der ungetriggerten Spektren von EPOS und DPMJet. Die y-Achse gibt den invarianten Wirkungsquerschnitt der Produktion beliebiger geladener Teilchen des Transversalimpulses auf der x-Achse an. Die ausgefüllten Punkte wurden mit dem Generator EPOS und die offenen Punkte mit DPMJet bestimmt. Abbildung 3.9b gibt die invarianten Wirkungsquerschnitte unter Voraussetzung des HSE Trigger, Abbildung 3.9c unter Voraussetzung des Dielektron Trigger und Abbildung 3.9d unter Voraussetzung des HJT Trigger an. In den unteren Teilen der Abbildungen, wird jeweils das Verhältnis der EPOS Daten zu den DPMJet Daten angegeben.

Man erkennt in den Spektren deutliche Unterschiede zwischen den mit EPOS und den mit DPMJet simulierten Wirkungsquerschnitten. Im Bereich niedriger Transversalimpulse generiert EPOS ca. 20% weniger Teilchen als DPMJet. Hin zu Transversalimpulsen um 3 GeV/c steigt die Menge an Teilchen in der EPOS Simulation allerdings auf den doppelten Wert der in DPMJet generierten Teilchen an. Lediglich oberhalb von ca. 10 GeV/c generieren EPOS und DPMJet annähernd gleich viele Teilchen. Der Grund für die Unterschiede in den Teilchenausbeuten unterhalb von Transversalimpulsen von ca. 10 GeV/c liegt in der unterschiedlichen Beschreibung der dort auftretenden Effekte, welche nur phänomenologisch erfolgen kann. Oberhalb von ca. 10 GeV/c lassen sich die auftretenden Effekte mittels der pQCD Theorie dagegen theoretisch beschreiben, weshalb dort beide Generatoren annähernd gleiche Ergebnisse liefern.

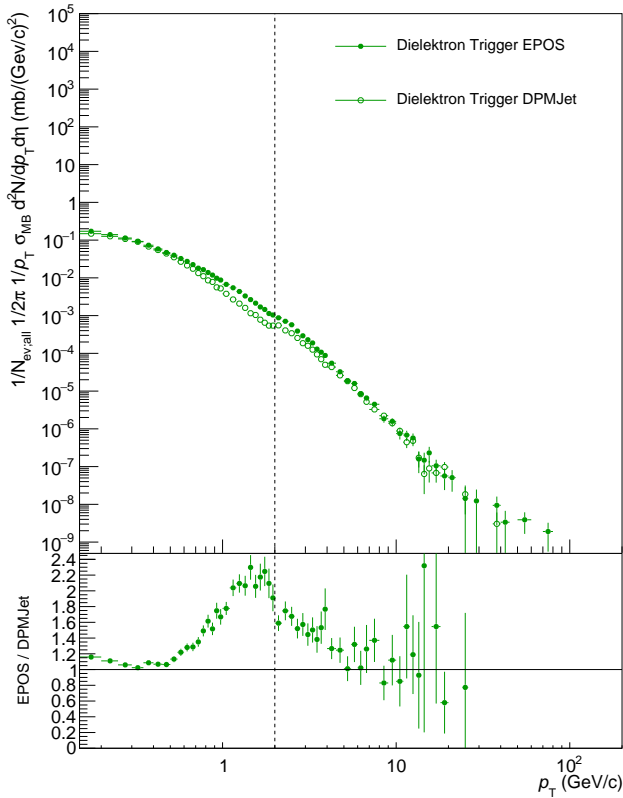
Auch bei den getriggerten Spektren beobachtet man Unterschiede zwischen beiden Generatoren. Da die getriggerten Spektren stets Untermengen der ungetriggerten Spektren bilden, erwartet man die Form des Verhältnisses zwischen EPOS und DPMJet in den getriggerten Verhältnissen wiederzufinden. Die verbleibenden Unterschiede zwischen den getriggerten und den ungetriggerten Spektren lassen sich dann auf die Einflüsse der Trigger zurückführen.



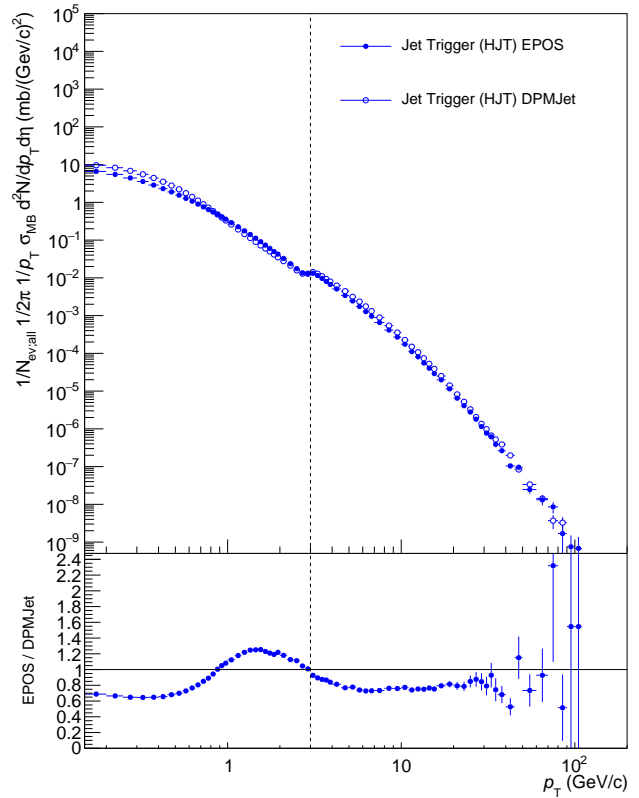
(a) Vergleich ungetriggerte Spektren



(b) Vergleich Single Elektron Trigger (HSE)



(c) Vergleich Dielektron Trigger



(d) Vergleich Jet Trigger

Abbildung 3.9.: Vergleich der invarianten Wirkungsquerschnitte der TRD Trigger zwischen EPOS und DPMJet bei p-Pb Kollisionen mit $\sqrt{s} = 5.023$ TeV

Beim Single Elektron Trigger beobachtet man, dass das Verhältnis zwischen EPOS und DPMJet bis zur Triggerschwelle dieselbe Form, wie das Verhältnis der ungetriggerten Spektren besitzt, obwohl sich die Verhältnisse etwa halbieren. Oberhalb der Triggerschwelle steigt das Verhältnis allerdings nicht weiter an, sondern fällt auf einen Wert von ca. 50% ab, der oberhalb von 10 GeV/c annähernd konstant bleibt. All dies lässt darauf schließen, dass der Generator EPOS in den Simulationen deutlich weniger hochenergetische Elektronen als DPMJet generiert, da dies zur selteneren Auslösung des Elektronen Triggers führt, was die Wirkungsquerschnitte in den getriggerten Spektren verringert.

Anhand der Ergebnisse des Vergleichs des Single Elektron Triggers wäre zu erwarten, dass man auch beim Dielektron Trigger ähnliche Effekte beobachtet. Überraschenderweise liegt das von EPOS generierte Spektrum beim Dielektron Trigger fast ausschließlich oberhalb des von DPMJet generierten Spektrums. Beim Vergleich der Verhältnisse beobachtet man dennoch dieselbe Form, wie beim Verhältnis der ungetriggerten Spektren. Aufgrund der mangelnden Statistik lassen sich allerdings nur sehr begrenzte quantitative Aussagen treffen. Aus diesen Ergebnissen lässt sich zum Einen schließen, dass EPOS weniger hochenergetische einzelne Elektronen, aber gleichzeitig mehr hochenergetische doppelte Elektronen simuliert. Der Grund hierfür kann beispielsweise in einer vermehrten Produktion von Teilchen, die in hochenergetische Photonen zerfallen, beim Generator EPOS, liegen.

Vergleicht man die Spektren des Jet Triggers, so beobachtet man dieselbe Form des Verhältnisses wie bei den ungetriggerten Spektren, allerdings mit einem Versatz von ca. 20% zu niedrigeren Werten. Hierdurch lässt sich schlussfolgern, dass der Generator EPOS nicht nur weniger hochenergetische einzelne Elektronen, sondern auch weniger hochenergetische Jets als DPMJet generiert. Oberhalb von ca. 10 GeV/c wird das Verhältnis der Jet Trigger Spektren, wie das Verhältnis der ungetriggerten Spektren flach.

Es lässt sich aus dem Vergleich der Simulation mit den Generatoren EPOS und DPMJet schließen, dass sich die allgemeine Form der Spektren deckt, wenngleich deutliche Unterschiede aufgrund der unterschiedlichen Generatoren zu erkennen sind. Um zu überprüfen in wie weit die Simulationen die Realität beschreiben, werden in Kapitel 3.3.3 die simulierten Spektren mit real gemessenen Spektren verglichen.

3.3.3. Vergleich mit getriggerten Daten

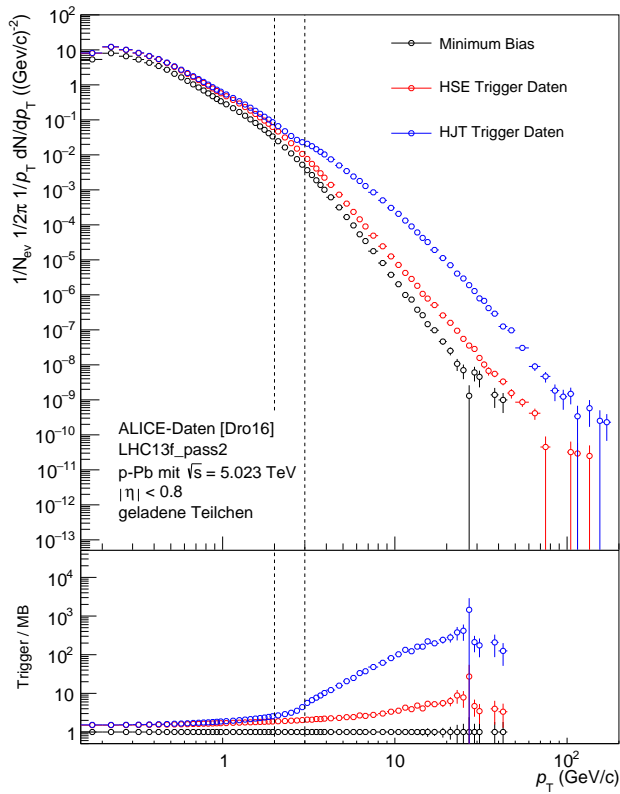
Bisher wurden stets die Ergebnisse der Triggersimulationen ausgewertet. Um zu überprüfen, wie gut die real gemessenen Daten durch die Simulationen beschrieben werden, führt man einen Vergleich von simulierten und gemessenen Spektren durch. Der Vergleich wird mit Simulationsergebnissen des Generators EPOS durchgeführt, da bereits durchgeführte Vergleiche zwischen verschiedenen Generatoren und Daten gezeigt haben, dass EPOS die geringsten Abweichungen gegenüber Daten aufweist. [Pie13]

Bei der Aufzeichnung von Minimum Bias Daten in realen Experimenten stößt man auf das Problem, dass es viel mehr Ereignisse gibt, die den Minimum Bias Trigger auslösen, als Ereignisse, die beispielsweise einen der TRD Trigger auslösen. Bei der Aufzeichnung des Minimum Bias Spektrums berücksichtigt man daher, um die Datenmenge zu verringern, nur einen bestimmten Anteil aller Ereignisse. Dies führt allerdings dazu, dass den Trigger Spektren und dem Minimum Bias Spektrum nicht dieselbe Anzahl an Ereignissen zugrunde liegen. Daher lassen sich die verschiedenen Spektren nur vergleichen, wenn sie auf die Anzahl an zugrundeliegenden Ereignissen normiert werden, weshalb auch hier die Größe des invarianten *Yields* betrachtet wird.

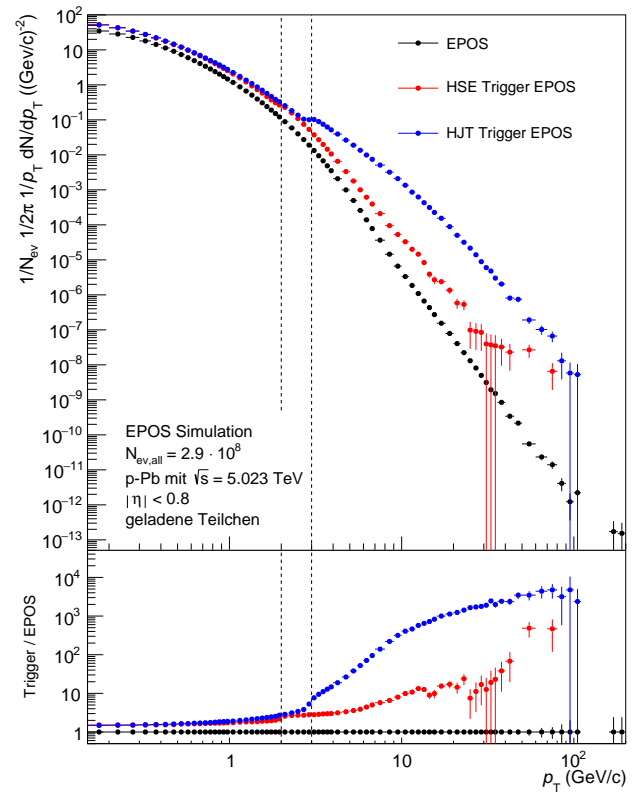
Abbildung 3.10a trägt auf der y-Achse den invarianten *Yield* beliebiger geladener Teilchen in Abhängigkeit ihres Transversalimpulses auf der x-Achse, welcher aus unkorrigierten ALICE-Daten [Dro16] des Runs LHC13f stammt, auf. Die schwarzen Punkte entsprechen dem Minimum Bias Spektrum, die roten dem Spektrum des HSE Triggers und die blauen dem Spektrum des HJT Triggers. In den unteren Teilen der Abbildungen sind die Verhältnisse zwischen den getriggerten Spektren und dem Minimum Bias Spektrum aufgetragen. Die gestrichelten Linien geben die Position der Triggerschwellen des HSE und des HJT Triggers an. Abbildung 3.10b zeigt dieselben Größen allerdings auf Basis von Simulationsergebnissen des Generators EPOS.

Beim Vergleichen der Spektren von Simulation und Daten stellt man zunächst fest, dass die grundsätzlichen Formen der verschiedenen Spektren übereinstimmen. Bei der Betrachtung der absoluten *Yields* von EPOS und Daten erkennt man jedoch, dass sich Simulationsergebnisse und Daten um einen Skalierungsfaktor von ca. 4 unterscheiden. Da im Folgenden allerdings stets die Formen der verschiedenen Spektren betrachtet werden, lässt sich der Skalierungsfaktor ignorieren.

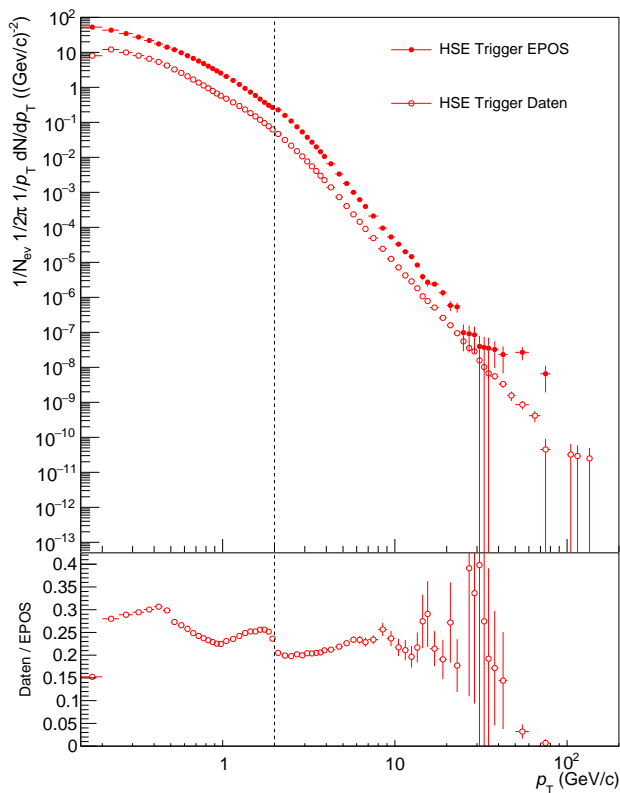
Abbildung 3.10c vergleicht die Spektren des HSE Trigger von EPOS und den unkorrigierten Daten. Hierfür wird der invariante *Yield* von beliebigen geladenen Teilchen in Abhängigkeit ihres Transversalimpulses aufgetragen. Die geschlossenen Punkte stellen die Ergebnisse von EPOS und die offenen Punkte die Daten dar. Im unteren Teil der Abbildung wird das Verhältnis vom Daten Spektrum zum EPOS Spektrum aufgezeichnet. Abbildung 3.10d zeigt den entsprechende Vergleich für die Spektren des HJT Triggers.



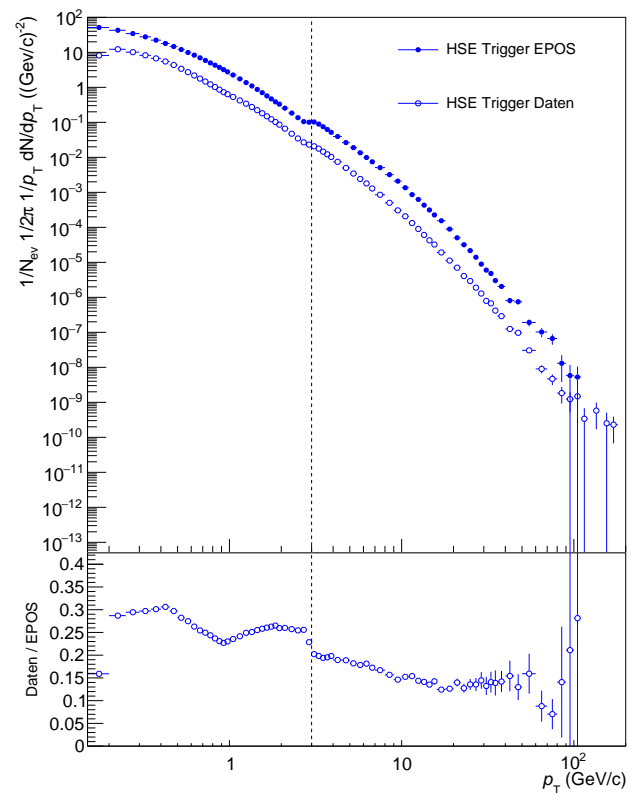
(a) ALICE-Daten [Dro16]



(b) EPOS Simulationsergebnisse



(c) Vergleich Elektronen Trigger



(d) Vergleich Jet Trigger

Abbildung 3.10.: Spektren von EPOS Simulation und ALICE-Daten [Dro16] bei $\sqrt{s} = 5.023$ TeV für p-Pb (oben) und Vergleich der Spektren von HSE und HJT Trigger (unten)

Bei Betrachtung der Vergleiche der getriggerten Spektren fällt zunächst der Skalierungsfaktor auf, welcher sich darin zeigt, dass die Verhältnisse grob gemittelt bei einem Viertel liegen. Beim direkten Vergleich der Formen der Spektren, bemerkt man, dass in den real gemessenen Daten der erste Bin nach unten fluktuiert. Dies kann man auf Detektoreffekte zurückführen, da die TPC bei sehr niedrigen Transversalimpulsen eine niedrigere Effizienz als bei hohen Transversalimpulsen besitzt, weshalb hier weniger Teilchen detektiert werden als tatsächlich erzeugt werden. Bis zu Transversalimpulsen von ca. 0.5 GeV/c steigen die Spektren der Daten gegenüber denen der Simulation an, fallen dann bis zu ca. 1 GeV/c wieder ab und steigen danach wieder an. Diese Schwankungen erklären sich dadurch, dass es bisher keine Theorie gibt, die die Produktion von Teilchen mit geringen Transversalimpulsen exakt beschreibt, weshalb die verwendeten Generatoren phänomenologische Modelle zur Beschreibung verwenden. Da die Schwankungen im Verhältnis allerdings nie über 10% liegen, lässt sich schlussfolgern, dass EPOS die realen Spektren unterhalb der Triggerschwellen gut beschreibt.

An den Triggerschwellen selbst beobachtet man einen signifikanten Abfall der Verhältnisse der Daten zu EPOS, was sich darauf zurückzuführen lässt, dass die Einschaltpunkte (engl. *Turn on points*) in den Spektren von EPOS eine stärkere Ausprägung als in den Daten besitzen. Eine mögliche Ursache hierfür wäre eine gegenüber den Simulationen erhöhte Multiplizität der Daten, da sich hierdurch, wie bereits erwähnt, die hochenergetischen Triggerteilchen in den Daten weniger stark auf das erhaltene Spektrum auswirken würden.

Oberhalb der Triggerschwellen lässt sich beim HSE Trigger zunächst ein leichter Anstieg der Verhältnisse beobachten. Ab ca. 10 GeV/c scheint das Verhältnis flach zu werden, was sich allerdings aufgrund der statistischen Fehler nicht zweifelsfrei festlegen lässt. Bei den Spektren der HJT Trigger beobachtet man oberhalb der Triggerschwelle einen kontinuierlichen Abfall des Verhältnisses zwischen Daten und EPOS. Dies lässt darauf schließen, dass der Jet Trigger in den Simulationen häufiger als in der Realität ausgelöst wird, was sich durch eine größere Menge an hochenergetischen Jets in den simulierten Ereignissen erklären ließe.

Alles in Allem werden die realen Spektren durch die Simulationen gut beschrieben, wenngleich sich einige deutliche Abweichungen beobachten lassen. Hierbei muss allerdings berücksichtigt werden, dass es sich bei den Daten um unkorrigierte Daten ohne Akzeptanz- oder Effizienzkorrekturen handelt. Dieser Umstand, in Kombination mit der nicht exakten Beschreibung der realen Effekte in EPOS, erklärt einen Großteil der Abweichungen, sodass sich die Simulationsergebnisse für weitere Studien verwenden lassen.

Die Triggerspektren lassen sich, wie bereits erwähnt, verwenden, um das Minimum Bias Spektrum bei höheren Transversalimpulsen zu berechnen. Anhand Abbildung 3.10a sieht man, dass das Minimum Bias Spektrum der verwendeten Daten ab Transversalimpulsen von ca. 40 GeV/c keine Einträge mehr aufweist. Die Spektren des HSE und des

HJT Triggers dagegen weisen auch bei Transversalimpulsen von mehr als 100 GeV/c noch Einträge auf. Unter der Voraussetzung, dass die Verhältnisse der Triggerspektren zu den zugehörigen Minimum Bias Spektren von Daten und Simulation übereinstimmen, lässt sich ein getriggertes Spektrum der Daten mit dem Verhältnis des simulierten ungetriggerten Spektrums zum simulierten getriggerten Spektrum multiplizieren und somit das Minimum Bias Spektrum der Daten aus dem getriggerten Spektrum rekonstruieren.

Abbildung 3.11 zeigt den invarianten *Yield* von geladenen Teilchen in Abhängigkeit ihres Transversalimpulses. Es werden die Minimum Bias Spektren der Daten, das ungetriggerte Spektrum von EPOS und das Minimum Bias Spektrum nach der oben beschriebenen Methode miteinander verglichen. Im unteren Teil der Abbildung wird jeweils das Verhältnis des Minimum Bias Spektrums der Daten zu den anderen Spektren gezeigt.

Unterhalb von Transversalimpulsen von ca. 3 GeV/c beobachtet man wie bereits zuvor Schwankungen zwischen dem simulierten und dem realen Spektrum, welche sich darauf zurückführen lassen, dass die Simulation nicht alle auftretenden Effekte exakt beschreiben kann. Diese Schwankungen treten in dem berechneten Minimum Bias Spektrum nicht auf. Die Berechnungsmethode eignet sich somit unterhalb von ca. 3 GeV/c sehr gut zur Beschreibung des gemessenen Minimum Bias Spektrums, was sich auch im Verhältnis des berechneten Spektrum zu den Daten zeigt.

Oberhalb von ca. 3 GeV/c beobachtet man hingegen, dass das Verhältnis der Daten zum Berechneten Spektrum sowie zum EPOS Spektrum bis ca. 10 GeV/c ansteigt. Dieser Anstieg wurde beim Vergleich der realen und simulierten Spektren des HJT Triggers nicht beobachtet, weshalb die Berechnungsmethode diesen Anstieg nicht beschreibt.

Die Ursache für diese Unterschiede des simulierten und des realen Minimum Bias Spektrums liegt in der Beschreibung der auftretenden Effekte bei hohen Transversalimpulsen durch den Generator EPOS. In vorherigen Studien [Pie13] hat sich bereits gezeigt, dass der Generator EPOS insbesondere bei hohen Multiplizitäten einen geringeren mittleren Transversalimpuls als gemessene Daten aufweist. Dies lässt darauf schließen, dass EPOS weniger Teilchen mit hohen Transversalimpulsen generiert, als in der Realität auftreten, was den Unterschied zwischen den ungetriggerten Spektren der Simulation und dem Minimum Bias Spektrum der Daten bei hohen Transversalimpulsen erklärt.

Es hat sich gezeigt, dass die Methode zur Berechnung des Minimum Bias Spektrums der Daten nur unterhalb von ca. 3 GeV/c funktioniert, da oberhalb dieser Schwelle der Generator EPOS keine zuverlässige Beschreibung der realen Effekte mehr ermöglicht. Im folgenden Kapitel 3.4 wird nun der nukleare Modifikationsfaktor für p-Pb Kollisionen anhand der simulierten Spektren berechnet und mit bereits veröffentlichten Werten verglichen.

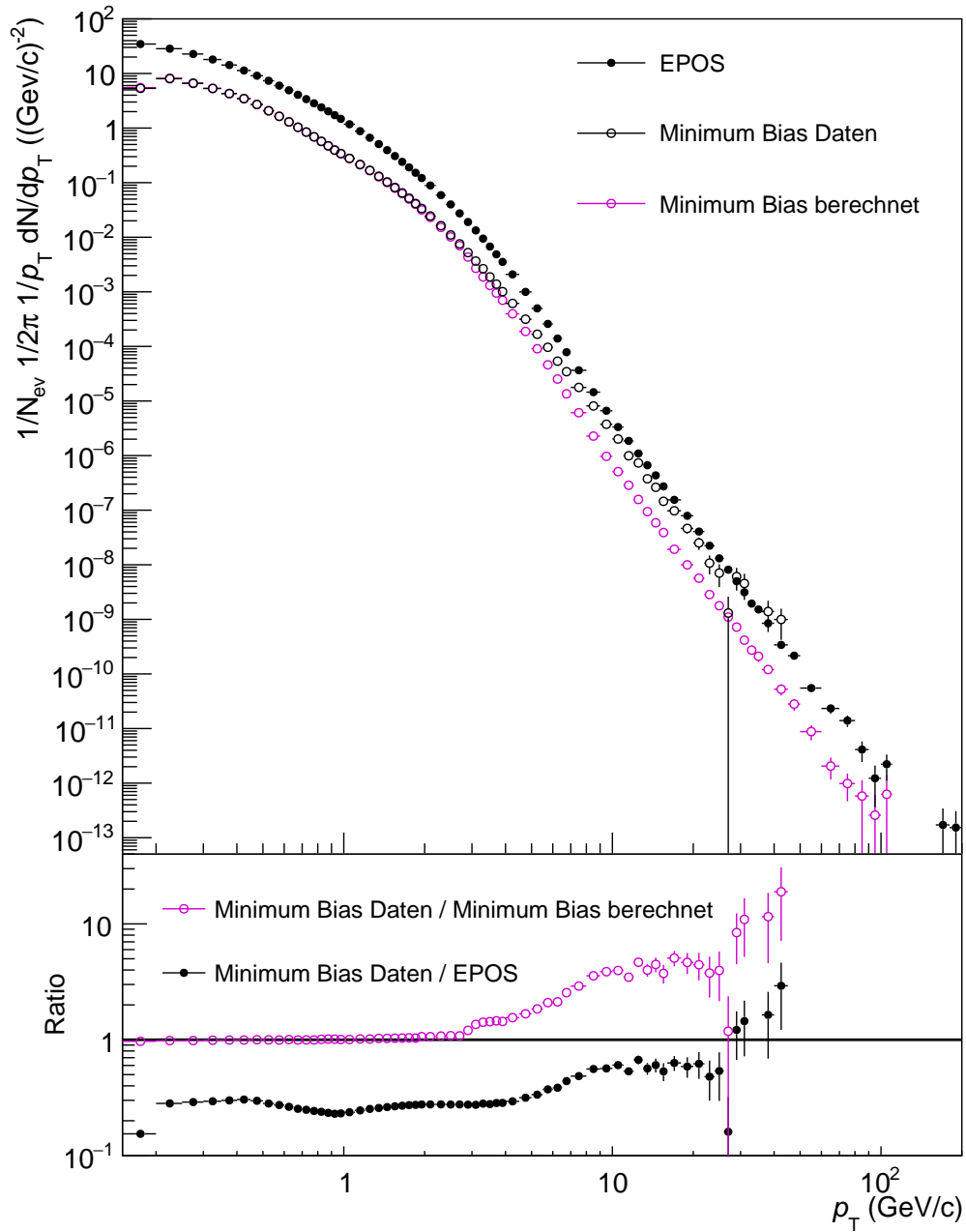


Abbildung 3.11.: Berechnetes Minimum Bias Spektrum und Vergleich mit Simulationsergebnissen sowie Daten

3.4. Der nukleare Modifikationsfaktor für p-Pb Kollisionen

Bei der Erforschung des QGP spielt der nukleare Modifikationsfaktor von Pb-Pb Kollisionen eine wichtige Rolle, da er die Einflüsse des QGPs auf die entstehenden Teilchen beschreibt. Der nukleare Modifikationsfaktor von Pb-Pb Kollisionen wird allerdings auch von Effekten beeinflusst, die auftreten, da in Pb-Pb Kollisionen weitaus mehr Materie als in pp Kollisionen kollidiert. Um die Einflüsse der größeren Menge an Materie abzuschätzen, benötigt man den nuklearen Modifikationsfaktor von p-Pb Kollisionen. Dieser enthält die Einflüsse der größeren Menge an Materie aber nicht die Einflüsse des QGP, da in p-Pb Kollisionen kein QGP entsteht.

Die Berechnung des nuklearen Modifikationsfaktors von p-Pb Kollisionen erfolgt anhand der Formel:

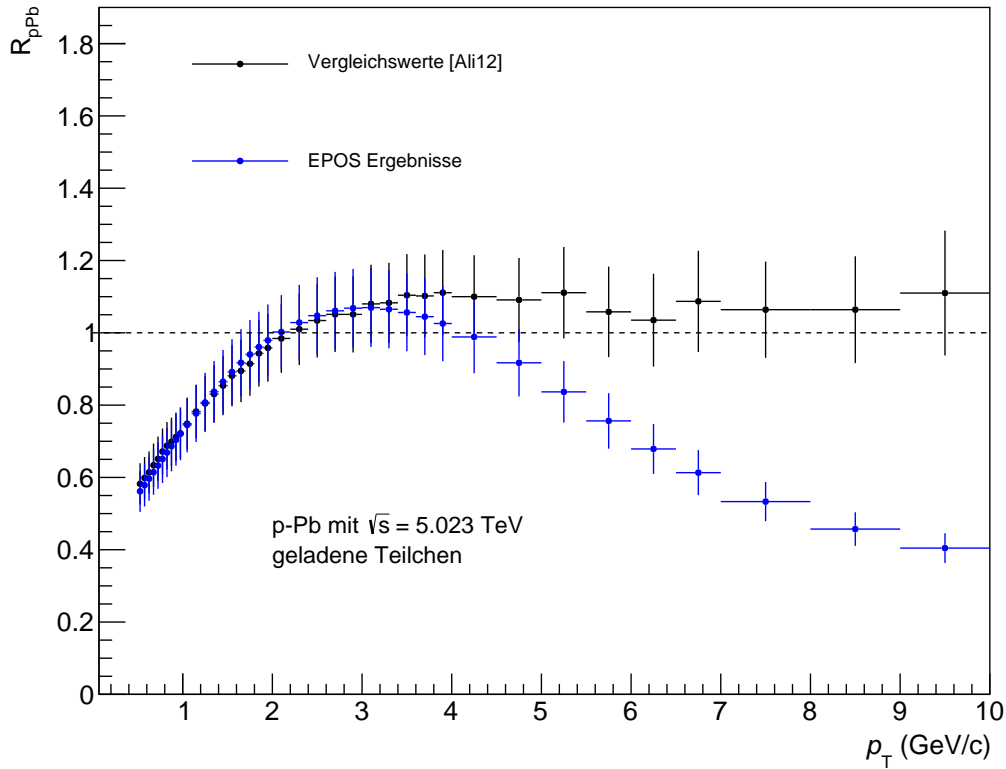
$$R_{pPb}(p_T) = \frac{1}{\langle T_{pPb} \rangle} \cdot \frac{d^2 N_{pPb}^{ch}/d\eta dp_T}{d^2 \sigma_{pp}^{ch}/d\eta dp_T} \quad (3.3)$$

$d^2 N_{pPb}^{ch}/d\eta dp_T$ beschreibt hierbei den invarianten *Yield* an geladenen Teilchen in p-Pb Kollisionen. $d^2 \sigma_{pp}^{ch}/d\eta dp_T$ beschreibt den Wirkungsquerschnitt der Produktion von geladenen Teilchen im Kollisionssystem pp. Die nukleare Überlappung wird durch $\langle T_{AA} \rangle$ symbolisiert. Zur Berechnung des nuklearen Modifikationsfaktors wird für die nukleare Überlappung der Wert aus [Ali12] verwendet.

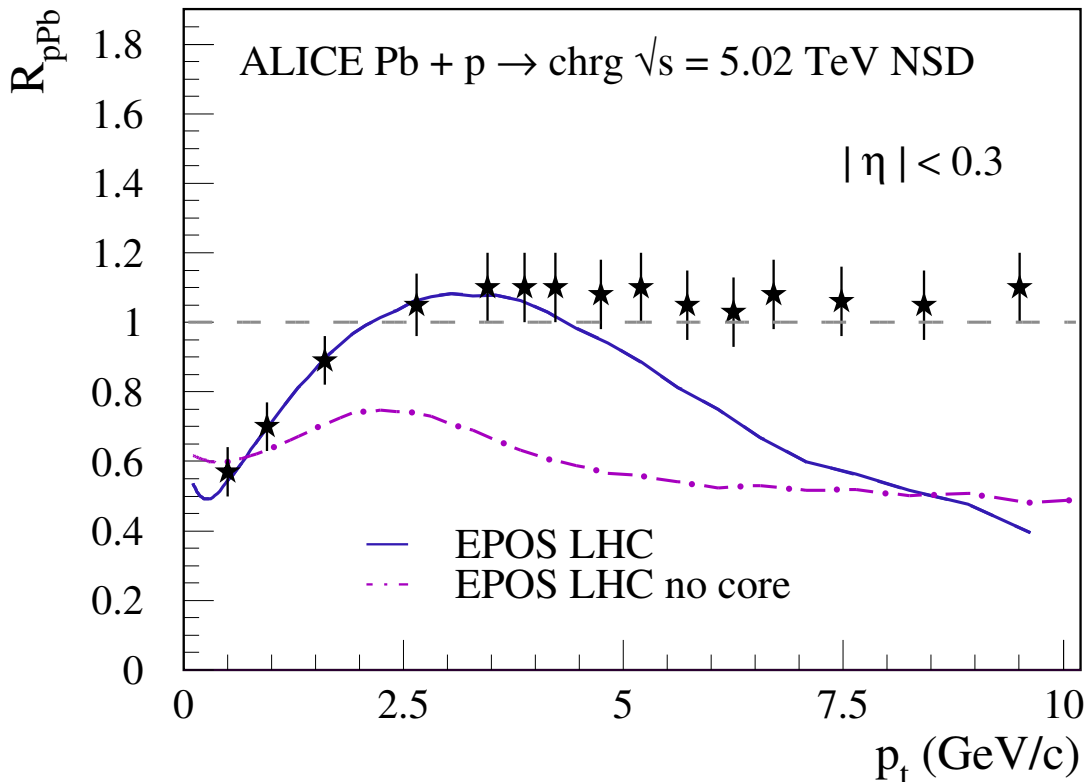
Abbildung 3.12a zeigt auf der y-Achse den nuklearen Modifikationsfaktor von p-Pb Kollisionen mit $\sqrt{s} = 5.023$ TeV in Abhängigkeit des Transversalimpulses für geladene Teilchen. Die blauen Punkte geben die, auf Basis der EPOS Simulationen berechneten, Werte an und die schwarzen Punkte stellen zum Vergleich bereits veröffentlichte Werte [Ali12] dar.

Abbildung 3.12b zeigt einen bereits veröffentlichten Vergleich aus [Pie13] zwischen dem von EPOS simulierten nuklearen Modifikationsfaktor und real gemessenen Daten. Auch hier wird der nuklearen Modifikationsfaktor von p-Pb Kollisionen mit $\sqrt{s} = 5.023$ TeV in Abhängigkeit des Transversalimpulses für geladene Teilchen gezeigt. Die schwarzen Punkte stellen real gemessene Werte, die blaue Linie die von EPOS simulierten Werte und die lila Linie von EPOS mit veränderten Einstellungen simulierte Werte dar.

Man beobachtet, dass der nukleare Modifikationsfaktor bei niedrigen Transversalimpulsen bei ca. 0.6 liegt und bis zu Transversalimpulsen von ca. 4 GeV/c auf einen Wert von etwas mehr als 1 ansteigt. In den veröffentlichten Werten bleibt der nukleare Modifikationsfaktor ab diesem Punkt nahezu konstant. Die absoluten Werte liegen stets zwischen Werten von 1 und 1.2, im Rahmen der Fehlerbalken kann man darauf schließen, dass bei p-Pb Kollisionen tatsächlich kein QGP entsteht.



(a) Nuklearer Modifikationsfaktor für p-Pb Kollisionen mit EPOS und aus [Ali12]



(b) Nuklearer Modifikationsfaktor für p-Pb Kollisionen aus [Pie13]

Abbildung 3.12.: Mit EPOS bestimmter nuklearer Modifikationsfaktor R_{pPb} und Vergleich mit veröffentlichten Werten [Ali12] (oben) und bereits veröffentlichter Vergleich [Pie13] (unten)

Bei Betrachtung der simulierten Werte zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den simulierten und den Vergleichswerten bis zu Transversalimpulsen von ca. 3 GeV/c. Dies deckt sich mit der vorherigen Beobachtung, dass EPOS die Teilchenproduktion geladener Teilchen in p-Pb Kollisionen nur bis zu einer Schwelle von ca. 3 GeV/c gut beschreiben kann. Wie bereits zuvor beobachtet, liegt die Teilchenproduktion in EPOS oberhalb dieser Schwelle deutlich unterhalb der real gemessenen, was sich insofern auf den nuklearen Modifikationsfaktor auswirkt, dass dieser bis zu Transversalimpulsen von ca. 10 GeV/c auf einen Wert zwischen 0.3 und 0.4 abfällt, der bei höheren Transversalimpulsen nahezu konstant bleibt. Die Tatsache, dass dieser Abfall beim nuklearen Modifikationsfaktor auftritt, lässt darauf schließen, dass die Teilchenproduktion geladener Teilchen mit Transversalimpulsen von mehr als 3 GeV/c in EPOS bei p-Pb Kollisionen, nicht aber bei pp Kollisionen, zu niedrig ist, was sich auch im Vergleich von simulierten und gemessenen pp Spektren gezeigt hat.

Vergleicht man durchgeführten Vergleich des simulierten nuklearen Modifikationsfaktors mit gemessenen Werten in Abbildung 3.12a mit dem bereits veröffentlichten Vergleich in Abbildung 3.12b, so stellt man fest, dass sich die Verläufe der simulierten Werte sehr gut decken. Daraus lässt sich schließen, dass die starken Abweichungen zwischen gemessenem und simuliertem nuklearen Modifikationsfaktor in p-Pb Kollisionen, wie bereits in [Pie13] festgestellt, auf die fehlerhafte Beschreibung der Produktion von Teilchen mit höheren Transversalimpulsen als 3 GeV/c im Generator EPOS zurückzuführen sind. Es zeigt sich somit, dass sich der Generator EPOS bei p-Pb Kollisionen nur zur Beschreibung der Spektren unterhalb von Transversalimpulsen von 3 GeV/c eignet.

4. Zusammenfassung und Ausblick

Trigger spielen in modernen Detektoranlagen, die zur Erforschung der Kollisionen hochenergetischer Teilchen dienen, eine wichtige Rolle, da sie die Ereignisse anhand festgelegter Kriterien bewerten und somit eine Filterung sowie eine Klassifizierung der Ereignisse ermöglichen. Die Durchführung von Triggerentscheidungen erfolgt mittels spezieller Detektoren, die nur eine sehr kurze Zeit zum Auswerten eines aufgezeichneten Ereignisses benötigen, um eine rechtzeitige Triggerentscheidung treffen zu können. Beim TRD Detektor des ALICE-Experiments am CERN handelt es sich um einen solchen Detektor, der mit dem primären Ziel der Durchführung von schnellen und präzisen Triggerentscheidungen entwickelt wurde.

In dieser Arbeit werden drei Triggereinstellungen dieses Detektors anhand von Monte-Carlo-Simulationen mittels der Generatoren EPOS und DPMJet untersucht. Zu diesem Zweck werden die Detektorantworten des TRD Detektors sowie des TPC Detektors mittels GEANT parametrisiert. Es zeigt sich, dass die GEANT Simulationen der Detektorantworten realistische Ergebnisse liefern. Zur Verbesserung der Detektorantworten der TPC wird darüber hinaus eine Parametrisierungsmethode zur Verbesserung der Statistik der Verteilungen der Detektorantworten vorgestellt. Es zeigt sich, dass die Parametrisierungsmethode nur bei Transversalimpulsen von weniger als 20 GeV/c angewendet werden kann. Da sich die simulierten Spektren allerdings auch ohne Parametrisierung der TPC Detektorantwort gut mit real gemessenen decken, wird in der folgenden Analyse nur die Detektorantwort des TRD Detektors parametrisiert.

Bei der Analyse der Trigger wird die Logik auf deren Basis eine Triggerentscheidung getroffen wird, auf die Ergebnisse von Monte-Carlo Simulationen angewendet. Es werden die drei Kollisionssysteme pp, p-Pb und Pb-Pb mit dem Generator EPOS untersucht und die, aus den Simulationen erhaltenen Spektren, ausgewertet. Dabei zeigt sich, dass die Einflüsse der Trigger plausibel sind. Um die Einflüsse der Wahl des Generators EPOS abzuschätzen und die erhaltenen Spektren zu bestätigen, wird dieselbe Simulation mit dem Generator DPMJet durchgeführt. Hierbei bestätigt sich die allgemeine Form der Spektren, wenngleich sich deutliche Unterschiede zwischen den beiden Generatoren zeigen, die allerdings auf die unterschiedliche Beschreibung der Prozesse zurückgeführt werden können. Im folgenden Vergleich der mit EPOS simulierten Spektren mit unkorrigierten Daten, zeigen sich eine gute Übereinstimmung von Simulation und Daten unterhalb von Transversalimpulsen von 3 GeV/c sowie deutliche Abweichungen oberhalb dieser Schwelle. Dasselbe beobachtet man beim Vergleich des nuklearen Modifikationsfaktors auf Basis

der Simulationsergebnisse mit entsprechenden veröffentlichten Werten. Vorherige Studien bezüglich des Generators EPOS legen allerdings nahe, dass es sich bei den Abweichungen um Fehler in der Simulation der Teilchenproduktion bei hohen Transversalimpulsen handelt.

Da bisher keine vollständig korrigierten und mit den untersuchten Triggern gemessenen Daten veröffentlicht wurden, werden die simulierten Daten in dieser Arbeit mit unkorrigierten Daten verglichen. Sobald Daten mitsamt Korrektur veröffentlicht wurden, wäre es sinnvoll, den Vergleich der simulierten Spektren mit Daten erneut durchzuführen, um zu untersuchen, welchen Einfluss die Korrektur besitzt. Eine weitere Möglichkeit der Verbesserung der Analyse besteht darin, die Parametrisierung der TPC Antwort zu erweitern und für die Bestimmung der Spektren zu verwenden. Da sich gezeigt hat, dass der Generator EPOS keine gute Beschreibung der Teilchenproduktion bei großen Transversalimpulsen in p-Pb Kollisionen ermöglicht, könnte man des weiteren die Simulation mit einem anderen Generator, wie beispielsweise HIJING, durchführen, um zu untersuchen, wie sich die beste Beschreibung der Realität erreichen lässt.

A. Anhang

A.1. Der Transversalimpuls

Bei der Untersuchung von Teilchenkollisionen stellt der Transversalimpuls der detektierten Teilchen eine wichtige Größe dar. Er beschreibt den senkrecht zur Strahlachse, welche durch die Linie, auf der sich die Projektile bewegen, definiert wird, stehenden Anteil des Gesamtimpulses eines Teilchens. Seine Berechnung erfolgt anhand folgender Formel:

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

$|\mathbf{p}|$ beschreibt hierbei den Betrag des Gesamtimpulses des Teilchens und θ den Winkel zwischen der Bahn des Teilchens und der Strahlachse.

Da sich die Projektile auf der Strahlachse bewegen, besitzen sie keinen Transversalimpuls. Kommt es zwischen den Projektilen zu einer Wechselwirkung, so tragen die dabei entstehenden Teilchen einen Transversalimpuls, weshalb sich die Transversalimpulsverteilung der entstehenden Teilchen verwenden lässt um die abgelaufene Wechselwirkung zu erforschen.

A.2. Die Rapidität und die Pseudorapidität

Auch bei der Rapidität und der Pseudorapidität handelt es sich um Teilchenparameter. Sie werden in Experimenten mit relativistischen Energien verwendet, da ihre Werte nicht davon abhängen, ob sie aus einem als ruhend angenommenen Laborsystem, oder aus einem System, dass sich gegenüber dem Laborsystem mit relativistischer Geschwindigkeit bewegt, gemessen werden. Diese Eigenschaft wird als Lorentz-Invarianz bezeichnet, weshalb es sich bei der Rapidität und der Pseudorapidität um lorentzinvariante Größen handelt.

Die Rapidität y kann als Maß für die Geschwindigkeit eines Teilchens betrachtet werden, ihre Berechnung erfolgt anhand folgender Formel:

$$y = \text{artanh} \left(\frac{v}{c} \right) = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{E + cp}{E - cp} \right) \quad (\text{A.2})$$

Die Variable v beschreibt hierbei die Geschwindigkeit des Teilchens, c die Lichtgeschwin-

digkeit im Vakuum, E die Energie des Teilchens und p den Betrag seines Gesamtimpulses. Bei der Pseudorapidität η handelt es sich um eine lorentzinvariante Größe zur Angabe des Winkels zwischen Bewegungsrichtung eines Teilchens und Strahlachse. Seine Analogie zur Rapidität zeigt sich in der Formel zur Berechnung:

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

Die Variable p beschreibt auch hier den Betrag des Gesamtimpulses des Teilchens, während p_L den Anteil seines Gesamtimpulses in Richtung der Strahlachse beschreibt. Für Teilchen, die sich wie die Projektile auf der Strahlachse bewegen, gilt $p = p_L$ ihre Pseudorapidität ist somit mathematisch nicht definiert, weshalb man solchen Teilchen die Pseudorapidität ∞ zuordnet. Bewegt sich ein Teilchen hingegen senkrecht zur Strahlachse, so gilt $p_L = 0$. In diesem Fall beträgt seine Pseudorapidität 0.

Der Zusammenhang zwischen Pseudorapidität und Winkel zwischen Teilchenbahn und Strahlachse zeigt sich in folgender analoger Definition der Pseudorapidität:

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

Hierbei beschreibt die Variable θ den Winkel zwischen Teilchenbahn und Strahlachse.

A.3. Parametrisierungen der Detektorantworten

Abbildung A.1 zeigt auf der linken Seite die Ergebnisse der GEANT-Simulationen für den TRD und auf der rechten Seite für die TPC. Die oberen beiden Abbildungen zeigen die Ergebnisse für Positronen, die mittleren beiden für negativ geladene Pionen und die unteren beiden für positiv geladene Kaonen. Abbildung A.2 zeigt ebenfalls auf der linken Seite die Ergebnisse der GEANT-Simulationen für den TRD und auf der rechten Seite für die TPC. Die oberen beiden Abbildungen zeigen hier die Ergebnisse für negativ geladene Kaonen, die mittleren beiden für Protonen und die unteren beiden für Antiprotonen. Die entsprechenden Abbildungen für Elektronen und positiv geladene Pionen wurden in Kapitel 3.1 genauer untersucht.

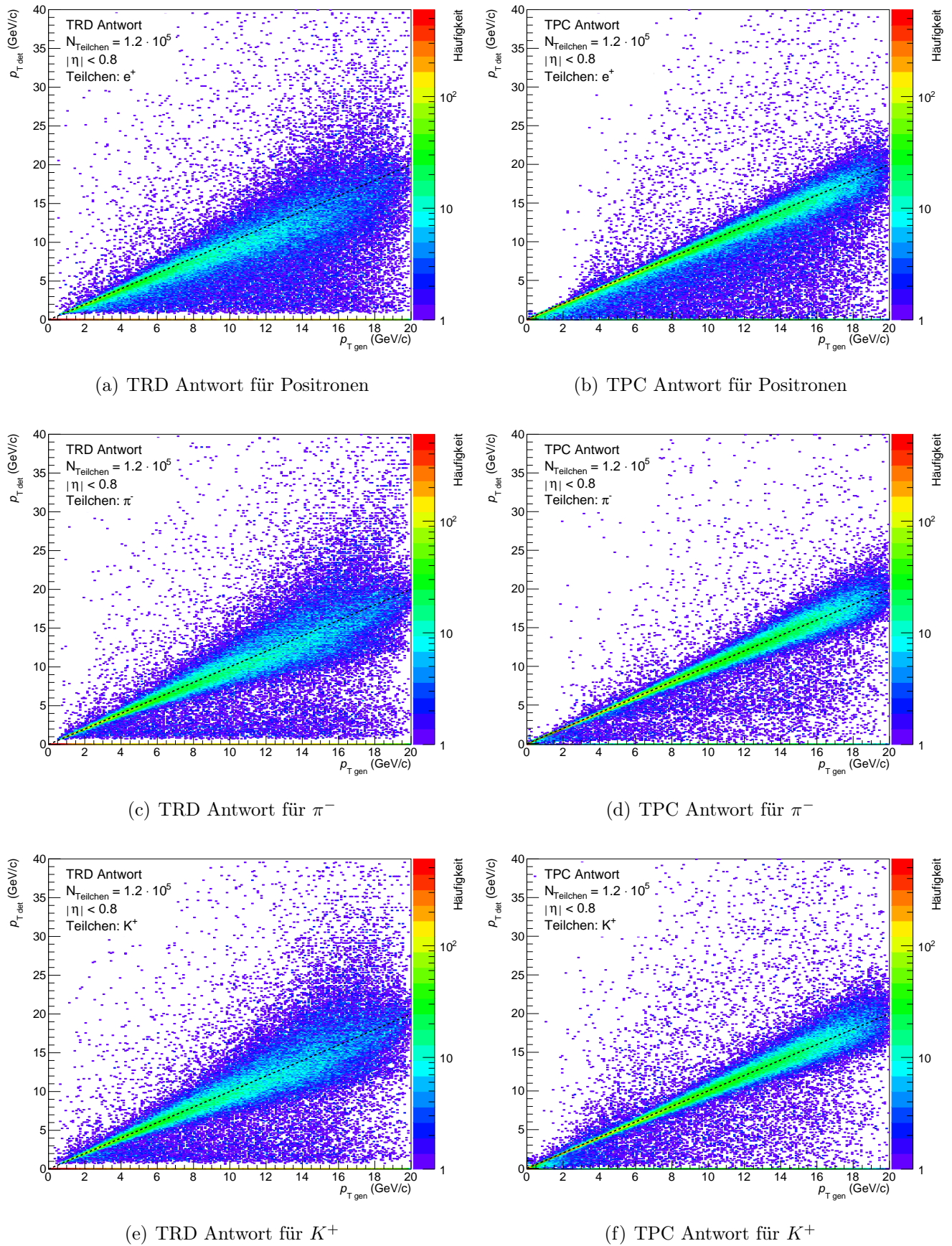
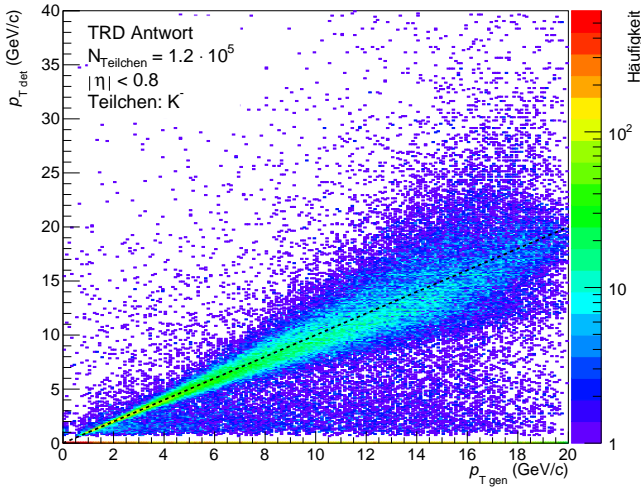
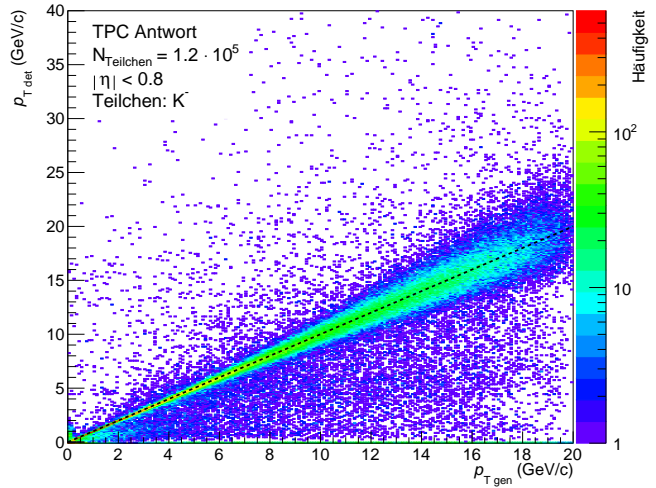
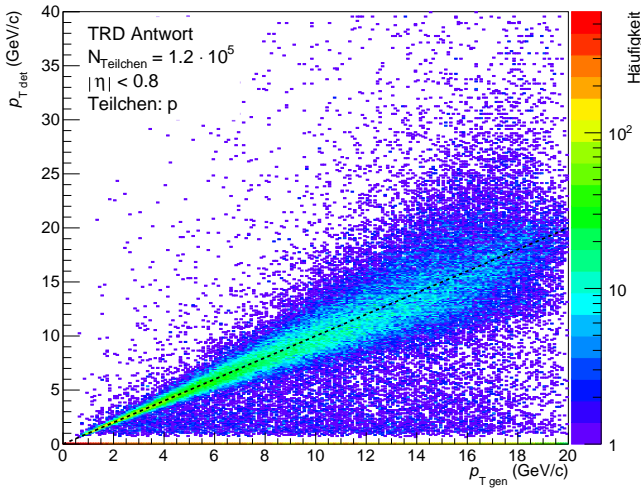
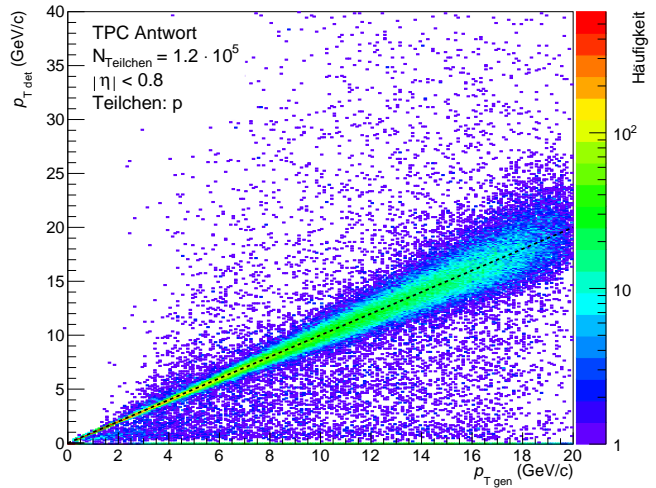


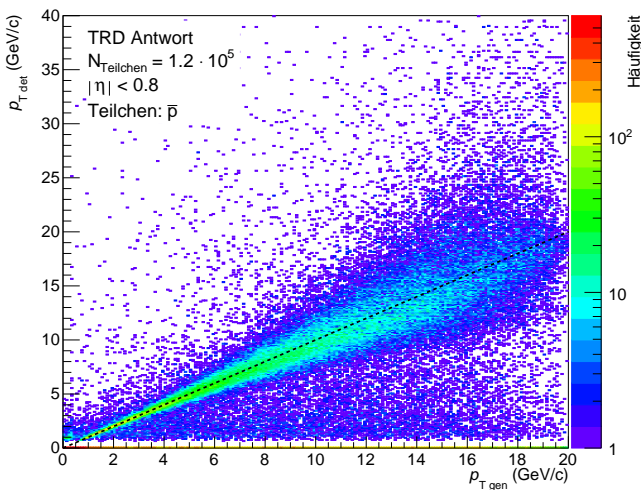
Abbildung A.1.: Simulationsergebnisse des TRD (links) und der TPC (rechts) für Positronen (oben), negativ geladene Pionen (mitte) und positiv geladene Kaonen (unten)

(a) TRD Antwort für K^- (b) TPC Antwort für K^- 

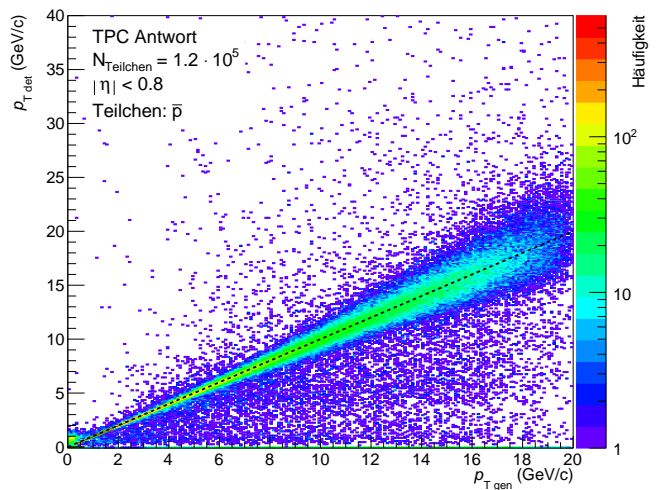
(c) TRD Antwort für Protonen



(d) TPC Antwort für Protonen



(e) TRD Antwort für Antiprotonen



(f) TPC Antwort für Antiprotonen

Abbildung A.2.: Simulationsergebnisse des TRD (links) und der TPC (rechts) für negativ geladene Kaonen (oben), Protonen (mitte) und Antiprotonen (unten)

Literaturverzeichnis

- [Aam08] *The ALICE Collaboration - The ALICE experiment at the CERN LHC* - 2008
JINST 3 S08002 - <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08002> - 2008
- [Ali08] *The ALICE Collaboration - ALICE Data Acquisition* - http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2_DAQ.html - 2008
- [Ali10] *The ALICE Collaboration - The ALICE Time Projection Chamber* - <http://aliceinfo.cern.ch/TPC/node/7> - 2010
- [Ali12] *The ALICE Collaboration - Transverse momentum distribution and nuclear modification factor of charged particles in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV* - arXiv:1210.4520 - CERN-PH-EP-2012-306 - 16. Oktober 2012
- [Ali16] *The ALICE Collaboration - Pseudorapidity and transverse-momentum distributions of charged particles in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV* - arXiv:1509.08734v2 - 17. März 2016
- [Bar15] F. Barile *et al.* *ALICE Collaboration - Measurement of pion, kaon and proton production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV* - ALI-PUB-92283 - 13. März 2015
- [CelXX] Celladoor - LHC - ALICE Detektor, Informationen zum ALICE-Detektor - <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=alice>
- [Cer94] CERN - *Application Software Group, Computing and Networks Division - GEANT - Detector Description and Simulation Tool* - <http://hep.fi.infn.it/geant.pdf> - Oktober 1994
- [Cer12] CERN - *The accelerator complex* - <http://cds.cern.ch/record/1997193> - Januar 2012
- [Dro16] T. Drozhzhova - *TRD triggering data in estimation of pt Spectra at high pt for pPb 5.23 TeV - Student report GSI* - https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/TRD_Spectra_Task - 1. März 2016
- [Kle14] J. Klein - *Jet Physics with A Large Ion Collider Experiment at the Large Hadron Collider* - CERN-THESIS-2014-186 - 11. November 2014
- [Lip12] C. Lippmann - *Performance of the ALICE Time Projection Chamber - Phys. Procedia vol. 37 pages 434-441* - <http://cds.cern.ch/record/2104844> - 2012

- [Mai15] A. Maire - *Phase diagram of QCD matter : Quark-Gluon Plasma* - <https://cds.cern.ch/record/2025215> - 12. Juni 2015
- [Oli14] K.A. Olive *et al.* (*Particle Data Group*) - *Particle Physics Booklet* - 38. Auflage - Chinese Physics C - Juli 2014
- [Pie13] T. Pierog, Iu. Karpenko, J.M. Katzy, E. Yatsenko, K. Werner - *EPOS LHC : test of collective hadronization with LHC data* - arXiv:1306.0121v2 - 20. Dezember 2013
- [Pov14] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche und W. Rodejohann - *Teilchen und Kerne, Eine Einführung in die physikalischen Konzepte* - 9. Auflage - Springer Spektrum - 2014
- [Roe00] S. Roesler, R. Engel und J. Ranft - *The Monte Carlo Event Generator DPMJET-III* - arXiv:0012252v1 - 2000
- [Sjö14] T. Sjöstrand, S. Ask, J.R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C.O. Rasmussen, P.Z. Skands - *An Introduction to PYTHIA 8.2* - Oktober 2014
- [Skj13] K. Skjerdal - *Photoproduction of ρ^0 in ultra-peripheral nuclear collisions at ALICE* - <https://inspirehep.net/record/1230338?ln=en> - 25. April 2013

Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit, 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. Des Weiteren wurde diese Arbeit bisher weder in gleicher noch in ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch noch nicht veröffentlicht.

Frankfurt am Main, 7.11.2016 2016

Simon Spies

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Professor Henner Büsching für die Ermöglichung der Anfertigung dieser Bachelorarbeit und die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe bedanken. Des Weiteren danke ich ihm für die Besprechung der Arbeit und die Erklärungen, welche mir sehr geholfen haben.

Außerdem möchte ich Patrick Huhn für die sehr gute Betreuung und seine unermüdliche Unterstützung bei Problemen und Fachfragen danken. Weiterhin danke ich ihm für das Korrekturlesen dieser Arbeit und seine Hilfestellungen hinsichtlich des wissenschaftlichen Schreibens.

Doktor Benjamin Dönigus danke ich für seine vielfache und sehr hilfreiche Unterstützung beim Verständnis der Funktionsweise der TRD Trigger und bei der Überprüfung der Simulationsergebnisse.

Bei Tatiana Drozhzhova möchte ich mich dafür bedanken, dass sie mir die verwendeten getriggerten ALICE-Daten zur Verfügung gestellt hat.

Besonderer Dank geht an alle Mitglieder der Frankfurter Arbeitsgruppe, die mir bei Fragen stets mit viel Erfahrung und Fachwissen zur Seite gestanden haben. Hervorheben möchte ich Marco Marquards Erklärungen bei Fachfragen und Alexej Kraikers Unterstützung beim Umgang mit dem Programm LaTeX.

Zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern Veronika und Harald Spies sowie meinem Bruder Daniel Spies bedanken, die mein Studium stets unterstützt und meine Arbeit zur Korrektur durchgelesen haben. Auch meiner restlichen Verwandtschaft möchte ich für ihre stetige Unterstützung danken.