

---

# Einfluss der Zentralitätsbestimmung auf die $p_T$ -Spektren geladener Teilchen in ALICE

---

**Bachelorarbeit**

zur Erlangung des akademischen Grades  
Bachelor of Science

dem Fachbereich Physik  
der Goethe-Universität  
Frankfurt am Main  
vorgelegt von

**Gabriel Porebski**

August 2019

---

Erstgutachter: Prof. Dr. Henner Büsching

Zweitgutachter: Patrick Huhn

---

# Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die Bachelorarbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht, auch nicht auszugsweise, für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt am Main, 20.08.2019

Gabriel Porebski





---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	3
2.2	Starke Wechselwirkung . . . . .	4
2.3	Das Glauber Modell . . . . .	7
2.3.1	Bestimmung der Zentralität im Experiment . . . . .	10
2.4	Nuklearer Modifikationsfaktor $R_{AA}$ . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>17</b>
3.1	A Large Ion Collider Experiment (ALICE) . . . . .	17
3.2	Inneres Spurrekonstruktionssystem . . . . .	17
3.3	V0-Detektor . . . . .	19
3.4	Spurendriftkammer . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Analyse</b>	<b>22</b>
4.1	Selektionskriterien . . . . .	22
4.2	Korrelation von Zentralitätsverteilungen . . . . .	23
4.3	Analyse von Transversalimpulsverteilungen geladener Teilchen . . . . .	31
4.3.1	Vergleich von Transversalimpulsverteilungen in gleicher Zentralitätsklasse	31
4.3.2	Vergleich von Transversalimpulsverteilungen bei fixer V0M-Zentralität	35
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>38</b>
<b>6</b>	<b>Anhang</b>	<b>39</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>44</b>



# 1 Einleitung

Schon vor langer Zeit fing der Mensch an sich die Frage zu stellen, wie die Materie, aus der wir und unsere Umgebung bestehen, aufgebaut ist. Im Jahre 1808 postulierte John Dalton in seinem Werk *A New System of Chemical Philosophy* die Existenz des Atoms als kleinsten Baustein der Materie. Knapp 100 Jahre später revolutionierte Ernest Rutherford die Atomhypothese durch die Entdeckung des Atomkerns. Kurz darauf wurden die Kernteilchen entdeckt, aus denen sich der Atomkern zusammensetzt, die sogenannten Nukleonen. Die Suche nach den kleinsten Bausteinen der Materie erreichte seinen Höhepunkt in der Entdeckung der Quarks und Gluonen, aus denen sich wiederum die Nukleonen zusammensetzen. Man geht bis zum heutigen Tage davon aus, dass Quarks die elementarsten Teilchen der Materie darstellen.

Nach heutiger Überzeugung entstand unser Universum, mitsamt aller uns bekannter Materie, durch einen Urknall. Wenige Sekundenbruchteile nach dem Urknall lag die Materie in einem heißen und dichten Zustand vor, dem sogenannten Quark-Gluon-Plasma. In diesem verhalten sich Quarks und Gluonen wie freie Teilchen. Während der Expansion des Universums kühlte es ab, wodurch die Quarks gebundene Zustände annehmen konnten. Doch außerhalb eines Quark-Gluon-Plasmas lassen sich Quarks aufgrund des Farbeschlusses nicht isoliert beobachten. Sie liegen ausschließlich in gebundenen Zuständen vor. Um tiefere Einblicke in die Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen zu erlangen, werden daher mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern ultrarelativistische Schwerionenkollisionen durchgeführt. In diesen kann das Quark-Gluon-Plasma reproduziert werden. Der zur Zeit leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger, der *Large Hadron Collider*, befindet sich am CERN, der europäischen Organisation für Kernforschung in Genf. Das dort befindliche ALICE-Experiment untersucht die Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas. Für die Erzeugung des Quark-Gluon-Plasmas werden hohe Kollisionsenergien benötigt. Da die in Schwerionenkollisionen verwendeten Atomkerne eine räumliche Ausdehnung besitzen, hat die Kollision auch geometrische Abhängigkeiten. Kollidieren die Schwerionen frontal miteinander, so liegt eine höhere Energiedichte vor, als in Kollisionen, in denen sich die Schwerionen lediglich streifen. Daher stellt die sogenannte Zentralität von Schwerionenkollisionen ein wesentliches Merkmal für die Erzeugung des Quark-Gluon-Plasmas dar. Im ALICE-Experiment stehen mehrere Methoden zur Abschätzung der Zentralität von Schwerionenkollisionen zur Verfügung. In der vorliegenden Arbeit werden ermittelte Zentralitäten ausgesuchter Methoden zur Zentralitätsbestimmung genauer untersucht und miteinander verglichen. In Abschnitt 2 werden die zum Verständnis dieser Arbeit notwendigen theoretischen Modelle erklärt. Abschnitt 3 stellt das ALICE-Experiment, sowie die für diese Arbeit relevanten Detektoren vor. Die Ergebnisse des Vergleiches verschiedener Methoden zur Zentralitätsbestimmung sowie die Auswirkungen bei der Wahl der Methode

auf die gemessenen Verteilungen des zentralitätsabhängigen Transversalimpulses geladener Teilchen werden in Abschnitt 4 dargelegt.

## 2 Physikalische Grundlagen

### 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik dient zur Beschreibung und Kategorisierung der bekannten Elementarteilchen sowie deren Wechselwirkungen miteinander. Diese Elementarteilchen sind nach dem heutigen Wissensstand die kleinsten Bausteine der Materie. Das Standardmodell umfasst drei der vier Grundkräfte der Physik: die elektromagnetische, die starke und die schwache Kraft. Bis zum heutigen Tage ist es nicht gelungen, die verbleibende Grundkraft der Physik, die Gravitation, konsistent in das Standardmodell zu implementieren. Die Elementarteilchen, die durch das Standardmodell beschrieben werden, weisen eine Eigenschaft namens Spin auf. Er entspricht dem Eigendrehimpuls des Teilchens. Der Spin wird durch die sogenannte Spinquantenzahl dargestellt. Sie kann halbzahlige und ganzzahlige Werte annehmen. Teilchen werden in zwei Kategorien unterteilt: Bosonen und Fermionen. Ist die Spinquantenzahl ganzzahlig (z.B. 1, 2, usw.), so spricht man bei dem Teilchen von einem Boson. Ist die Spinquantenzahl dagegen halbzahlig (z.B.  $1/2$ ,  $3/2$ , usw.), wird das Teilchen Fermion genannt [1]. Die uns umgebende Materie wird ausschließlich aus fermionischen Elementarteilchen aufgebaut, jene mit einer Spinquantenzahl von  $1/2$ . Zu den Elementarteilchen des Standardmodells gehören Quarks, Leptonen und Austauschteilchen, wobei letztere auch Vektorbosonen oder Eichbosonen genannt werden. Des Weiteren gibt es die zu jedem Lepton und Quark gehörigen Antiteilchen. In Tabelle 1 sind die im Standardmodell der Teilchenphysik beschriebenen Elementarteilchen zusammengefasst. Zu den Leptonen gehören die elektromagnetisch und schwach wechselwirkenden Elektronen  $e^-$ , die Myonen  $\mu^-$  und die Tauonen  $\tau^-$ , sowie die drei dazugehörigen Neutrinos  $\nu_{e^-}$ ,  $\nu_{\mu^-}$  und  $\nu_{\tau^-}$ , wobei letztere lediglich schwach wechselwirken. Dagegen existieren sechs verschiedene Quarks: das Up-Quark (u), das Down-Quark (d), das Charm-Quark (c), das Strange-Quark (s), das Bottom-Quark (b), auch Beauty-Quark genannt, und das Top-Quark (t). Diese unterliegen der schwachen, elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung. Neben dem Spin wird den Quarks eine weitere Quantenzahl zugewiesen, die sogenannte Flavor Quantenzahl. Sie kann sechs verschiedene Werte annehmen, entsprechend der Namensgebung der Quarks (up, down, strange, charm, bottom, top) [1].

Teilchen	I	II	III	elektr. Ladung [e]
Quark	u	c	t	+2/3
	d	s	b	-1/3
Leptonen	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	-1
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0

Tabelle 1: Auflistung der fermionischen Elementarteilchen des Standardmodells, sowie deren elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung  $e$ .

Wechselwirkung	Austauschteilchen	koppelt an
elektromagnetisch	Photon ( $\gamma$ )	elektr. geladene Teilchen
stark	Gluon (g)	Quarks, Gluonen
schwach	$W^{\pm}$ -, und $Z^0$ -Boson	Leptonen, Quarks

Tabelle 2: Auflistung der elementaren Wechselwirkungen des Standardmodells der Teilchenphysik, der beteiligten Austauschteilchen, sowie die Teilchen, die entsprechender Wechselwirkung unterliegen.

Die Fermionen werden in drei Generationen unterteilt. Die Masse der Teilchen steigt von Generation zu Generation an, wobei für die Massen der drei Neutrinos  $\nu_{e^-}$ ,  $\nu_{\mu^-}$  und  $\nu_{\tau^-}$  zum heutigen Zeitpunkt lediglich obere Grenzen angegeben werden können.

Jede Wechselwirkung zwischen Teilchen wird durch ein entsprechendes Austauschteilchen vermittelt. Diese werden in Tabelle 2 aufgelistet. Das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das masselose und elektrisch neutrale Photon ( $\gamma$ ). Die Wechselwirkung der Photonen mit elektrisch geladenen Teilchen wird durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben. Entsprechende Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung sind die  $W^{\pm}$ -, und  $Z^0$ -Bosonen. Diese tragen im Gegensatz zu den übrigen Austauschteilchen des Standardmodells eine Masse, sowie im Falle der W-Bosonen eine elektrische Ladung ungleich null. Aufgrund ihrer Masse haben die  $W^{\pm}$ -, und  $Z^0$ -Bosonen nach der Heisenbergschen Unschärferelation eine geringe Lebensdauer, und daher einen kleinen Wirkungsbereich. Das ist der Grund für die Bezeichnung schwache Kraft. Die schwache Kraft wird durch die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben. Diese Theorie vereint die elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen. In der starken Wechselwirkung stellen die Gluonen (g) die Austauschteilchen dar. Die zugrundeliegende Theorie ist die Quantenchromodynamik (*chróma*: griech. für Farbe), kurz, QCD.

## 2.2 Starke Wechselwirkung

Während Leptonen lediglich der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung unterliegen, wechselwirken Quarks zusätzlich stark. Sie tragen eine Ladung, ähnlich der elektrischen Ladung, die im Kontext der starken Wechselwirkung Farbladung genannt wird. Es existieren drei Farbladungszustände, die nach den Farben Rot, Grün und Blau benannt werden. Ein aus Quarks bestehendes Teilchen wird Hadron genannt. Hierbei gibt es eine weitere Unterteilung in zwei Unterkategorien. Als (Anti-)Baryonen werden Teilchen bezeichnet, welche aus drei (Anti-)Quarks bestehen. Mesonen sind Objekte, die sich aus jeweils einem Quark und einem Antiquark zusammensetzen. Die Konstituenten eines Hadrons, also Quarks und Gluonen, werden zusammenfassend als Partonen bezeichnet. Jedes in der Natur vorkommende Hadron trägt von außen betrachtet eine neutrale Farb-

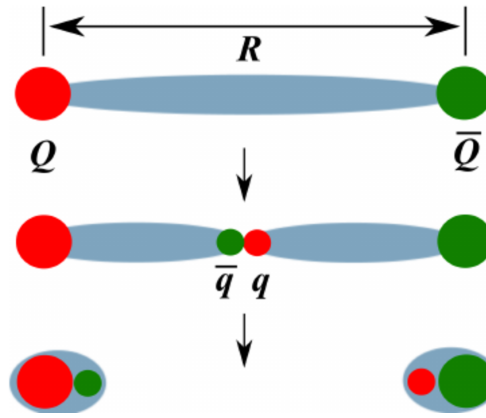


Abbildung 1: Schematische Skizze des *string-breaking*. Werden das Quark  $Q$  und das Antiquark  $\bar{Q}$  räumlich weiter voneinander getrennt als einen kritischen Abstand  $R$ , entstehen jeweils ein neues Quark  $q$  und Antiquark  $\bar{q}$ , welche sich jeweils mit  $Q$  und  $\bar{Q}$  zu einem Meson verbinden. [7]

ladung. Durch die Kombination der Farbladungen Rot, Grün und Blau, oder durch die Kombination einer Farbladung mit ihrer entsprechenden Antifarbladung entsteht dieser Farbzustand. Das Phänomen, dass Farbladungen in der Natur nicht beobachtet werden, bezeichnet man als *confinement* (*confinement*: engl. für Einschluss), oder auch Farbeinschluss.

Das Quark-Antiquark-Potenzial der starken Wechselwirkung  $V(r)$  beschreibt die Stärke der Wechselwirkung zwischen einem Quark und einem Antiquark in Abhängigkeit des Abstandes  $r$ :

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + k \cdot r \quad (1)$$

$\alpha_s$  symbolisiert die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung. Sie stellt ein Maß für die Kraft der starken Wechselwirkung dar.  $k$  steht für eine Konstante, welche die String-Spannung quantifiziert. Für große Abstände  $r$  zwischen zwei Teilchen dominiert der zweite Summand in  $V(r)$ . Die Auswirkungen dessen werden nun diskutiert.

Möchte man ein gebundenes System bestehend aus einem Quark und einem Antiquark (Meson) auflösen, indem man die Teilchen räumlich voneinander trennt, so steigt das Potenzial linear mit dem Abstand  $r$  an. Diese räumliche Trennung erfordert Energie, die dem System von außen hinzugefügt werden muss. Ab einem gewissen Punkt wird eine solche Menge an Energie benötigt, um die Teilchen weiter voneinander zu trennen, dass die dem System zugeführte Energie ausreicht, um ein neues Quark-Antiquark Paar zu erzeugen. Sie binden sich an die zuvor voneinander weg bewegten Quarks zu jeweils einem Meson, wodurch nun zwei gebundene Systeme aus Quark und Antiquark vorliegen. Dieses charakteristische Verhalten der starken Wechselwirkung wird als *string-breaking* bezeichnet und ist in Abbildung 1 verbildlicht.

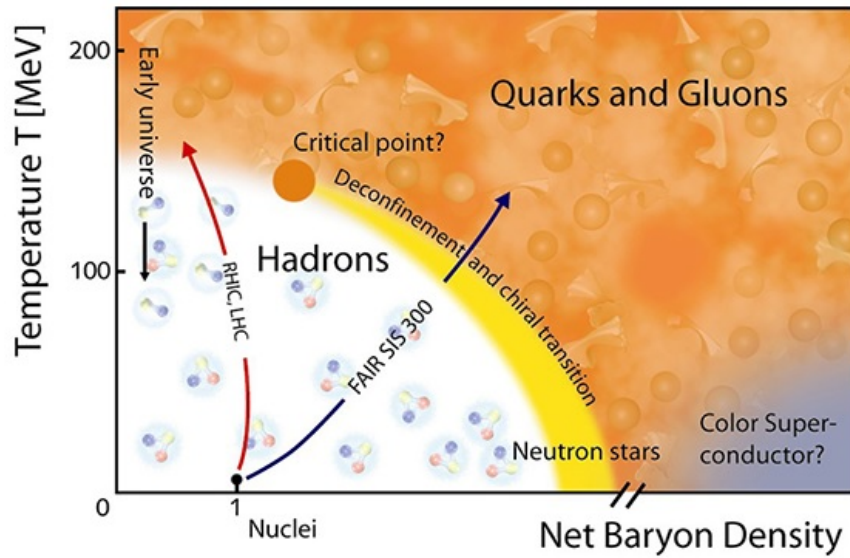


Abbildung 2: Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie in Abhängigkeit der Temperatur  $T$  und der Baryonendichte. [8]

Wird der Abstand  $r$  zwischen Quark und Antiquark hingegen klein, verhält sich  $V(r)$  ähnlich dem Coulomb-Potenzial aus der elektromagnetischen Wechselwirkung. Die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  hat die Form

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

Hierbei symbolisiert  $q$  den Impulsübertrag beim Stoß zweier Teilchen,  $n_f$  steht für die Anzahl der bei diesem Impulsübertrag realisierbaren Flavor-Freiheitsgrade der Quarks und  $\Lambda$  repräsentiert einen freien Parameter, der durch Experimente bestimmt werden muss. Bei kleinen Impulsüberträgen  $q$  wird  $\alpha_s$  groß, wodurch auch die Wechselwirkung stark wird. Dies entspricht dem energetischen Bereich des zuvor erwähnten *confinements*, in dem die Teilchen ausschließlich in gebundenen Zuständen vorliegen. Für große Impulsüberträge  $q$  nimmt  $\alpha_s$  kleine Werte an, somit wird auch die Wechselwirkungsstärke schwach. In diesem Bereich verhalten sich die stark wechselwirkenden Quarks daher wie quasi freie Teilchen. Diese Eigenschaft bezeichnet man als asymptotische Freiheit. Ein Kollektiv aus Quarks und Gluonen in diesem Zustand bezeichnet man als Quark-Gluon-Plasma (QGP).

In welchem Zustand sich die aus Quarks bestehende stark wechselwirkende Materie befindet, hängt einerseits von der Temperatur des Systems, andererseits von der Baryonendichte ab. Der Zustand der stark wechselwirkenden Materie in Abhängigkeit der Temperatur und der Baryonendichte wird in Abbildung 2 in Form eines Phasendiagrammes dargestellt. Die Baryonendichte ergibt sich aus der Differenz von Baryonenanzahl und Antibaryonenanzahl. In Bereichen niedriger Baryonendichte und Temperatur existieren gebundene



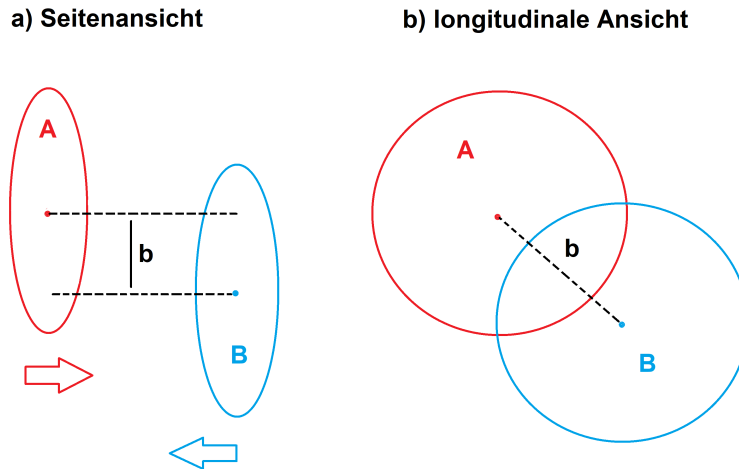


Abbildung 3: Schematische Skizze einer A-B Kollision. Der Stoßparameter  $b$  repräsentiert den Abstand zwischen den Kernmittelpunkten.

Quarkzustände, die Hadronen. Wachsen Temperatur und Materiedichte an, findet ein Phasenübergang statt und es entsteht ein QGP.

Viele Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas sind bis zum heutigen Tage nicht vollständig verstanden und bedürfen weiterer Forschung. Aus diesem Grund erzeugen Wissenschaftler den Zustand des Quark-Gluon-Plasmas im Labor. Die Erforschung der Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas stellt den Forschungsschwerpunkt der ALICE Kollaboration dar.

## 2.3 Das Glauber Modell

In ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen stoßen Atomkerne mit Geschwindigkeiten nahe der des Lichts miteinander. Da die direkte Beobachtung von einzelnen Kollisionspartnern in Schwerionenkollisionen jedoch experimentell nicht möglich ist, wurden vereinfachte Modelle entwickelt, welche die Kollision von zwei Nuklei erklären sollen. Ein Beispiel stellt das Glauber Modell dar. Dieses beschreibt eine Kollision von zwei Nuklei als viele unabhängige Nukleon-Nukleon Kollisionen. Bei der Kollision überlappen sich die Querschnittsflächen der Atomkerne. Dieses Überlappen wird durch den Stoßparameter  $b$  charakterisiert. Unter der Annahme, dass Kern A und B gleich groß sind, wird er definiert als der Abstand der beiden Kernmittelpunkte und hat den Wertebereich  $0 < b < 2R$ , wobei  $R$  hier den Kernradius symbolisiert. Für  $b > 2R$  kollidieren die Atomkerne nicht mehr miteinander. In Abbildung 3 ist eine schematische Skizze einer Schwerionenkollision nach dem Glauber Modell mit den Atomkernen A und B dargestellt.

Die Verteilung der Nukleonen im Kern wird durch die Nukleondichtefunktion  $\rho(r)$  be-

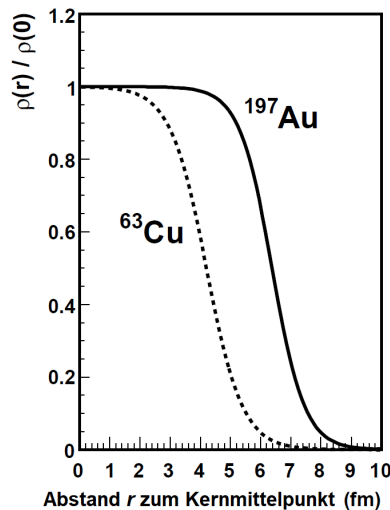


Abbildung 4: Nukleondichtefunktion  $\rho(r)$  in Abhängigkeit des Abstandes  $r$  zum Kernmittelpunkt für  $^{197}\text{Au}$  und  $^{63}\text{Cu}$  Kerne. Abbildung nach [4]

schrieben:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + w(r/R)^2}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}. \quad (3)$$

Sie wird durch eine modifizierte Woods-Saxon-Funktion parametrisiert und beschreibt, wie die Nukleonen in dem Atomkernvolumen verteilt werden. Eine solche Verteilung wird in Abbildung 4 für Gold ( $^{197}\text{Au}$ ) und Kupfer ( $^{63}\text{Cu}$ ) Kerne gezeigt. Die Parameter der Nukleondichtefunktion können theoretisch nicht hergeleitet werden und müssen experimentell bestimmt werden. Der Parameter  $\rho_0$  stellt die Nukleondichte im Zentrum des Kerns dar,  $R$  symbolisiert den Radius des betrachteten Atomkerns und  $a$  repräsentiert die Breite der Randzone (engl.: *skin thickness*). Die zusätzliche Größe  $w$  wird benötigt, um Atomkerne zu beschreiben, deren maximale Dichte außerhalb des Kernmittelpunktes liegt. Kollidieren die Kerne zentral miteinander (kleiner Stoßparameter  $b$ ), so können mehr Nukleonen miteinander wechselwirken, als dies in peripheren Kollisionen (großer Stoßparameter  $b$ ) möglich wäre. Die Anzahl von Nukleonen, die sich innerhalb des überlappenden Bereiches befinden, wird durch  $N_{\text{part}}$  repräsentiert (*part.*: engl. Kurzform für Teilnehmer).  $N_{\text{part}}$  stellt ein Maß für die Anzahl von Nukleonen dar, die mindestens einmal mit einem anderen Nukleon kollidieren. Die Zahl der binären Nukleonkollisionen in einer Nukleus-Nukleus Kollision wird durch  $N_{\text{coll}}$  symbolisiert (*coll.*: engl. Kurzform für Kollision).  $N_{\text{part}}$ ,  $N_{\text{coll}}$  und  $b$  werden als geometrische Parameter des Glauber Modells bezeichnet.

Um die geometrischen Parameter für eine Nukleus-Nukleus Kollision bestimmen zu können, kann man entweder annehmen, dass die Nukleonen des einen Kerns den anderen Nukleus als kontinuierliche Dichteverteilung von Nukleonen sehen (optisches Limit), oder man betrachtet unkorrelierte einzelne Nukleonen in beiden Atomkernen, die mit der Dichteverteilung aus Gleichung 3 in den Kernen verteilt werden. Letzterer Ansatz wird als Glauber

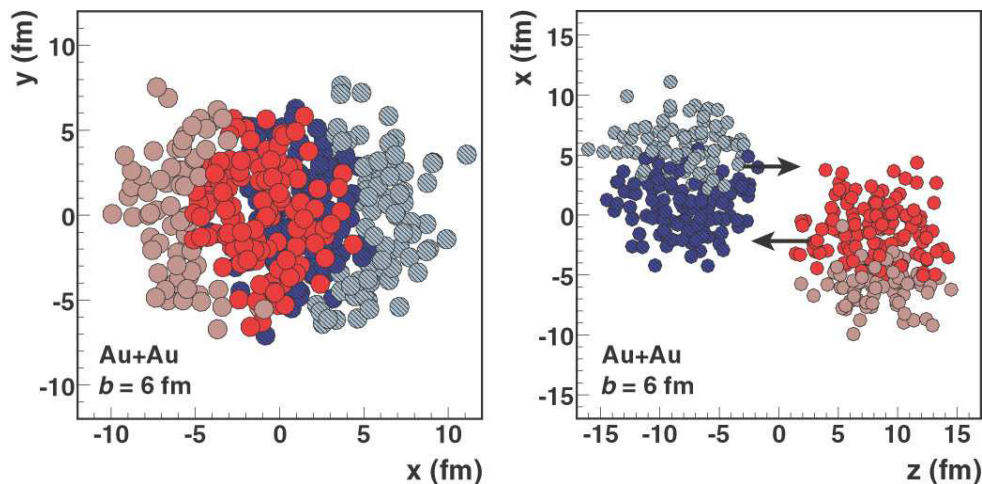


Abbildung 5: Glauber Monte-Carlo-Simulation einer Au-Au Kollision bei  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV und Stoßparameter  $b = 6$  fm. Im linken Bild wird die Kollision aus Sicht der Strahlachse angezeigt, im rechten Bild senkrecht zur Strahlrichtung. [4]

Monte-Carlo (GMC) Methode bezeichnet und soll im Folgenden erläutert werden.

Die GMC Methode setzt das Glauber Modell mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen um, bei denen auf Basis von Wahrscheinlichkeitsverteilungen analytisch nur schwer bzw. nicht lösbare Problemstellungen, mit Hilfe des Gesetzes der großen Zahlen, numerisch gelöst werden können. Atomkerne werden als eine Ansammlung unabhängiger Nucleonen beschrieben, die entsprechend der Verteilungsfunktion  $4\pi r^2 \rho(r)$  zufällig im Atomkernvolumen positioniert werden. Die Anzahl der verteilten Nucleonen hängt von der Massenzahl des jeweiligen Atomkerns ab. Eine Nucleus-Nucleus Kollision wird als Abfolge von binären Nucleon-Nucleon Stößen durchgeführt. Für jede Nucleus-Nucleus Kollision wird zufällig ein Stoßparameter  $b$ , gemäß der Wahrscheinlichkeitsverteilung  $\frac{dP}{db} \propto b$  gewählt. Abbildung 5 zeigt eine solche simulierte Kollision zweier Gold Nuclei miteinander. Die roten und dunkelblauen Punkte stellen Nucleonen dar, die sich in der überlappenden Fläche der Atomkerne befinden. Die hellbraunen und grauen Punkte repräsentieren sogenannte *spectator* Teilchen (*spectator*: engl. für Beobachter). Dies sind Teilchen, die nicht an der Kollision teilnehmen und sich außerhalb des Überlappenden Bereiches befinden. Im linken Teil der Abbildung ist das Kollisionssystem aus Sicht der Strahlrichtung dargestellt, im rechten Teil hingegen wird es von einer Position senkrecht zur Strahlachse dargestellt.

Als Bedingung für eine Kollision zweier Nucleonen wird ein Mindestabstand  $d$  zwischen ihnen gefordert, der wie folgt definiert wird:

$$d \leq \sqrt{\frac{\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}}{\pi}}. \quad (4)$$

Hier symbolisiert  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}$  den inelastischen Wirkungsquerschnitt pro Nucleon-Nucleon Stoß und ist ein Maß für die inelastische Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zwischen zwei Nu-

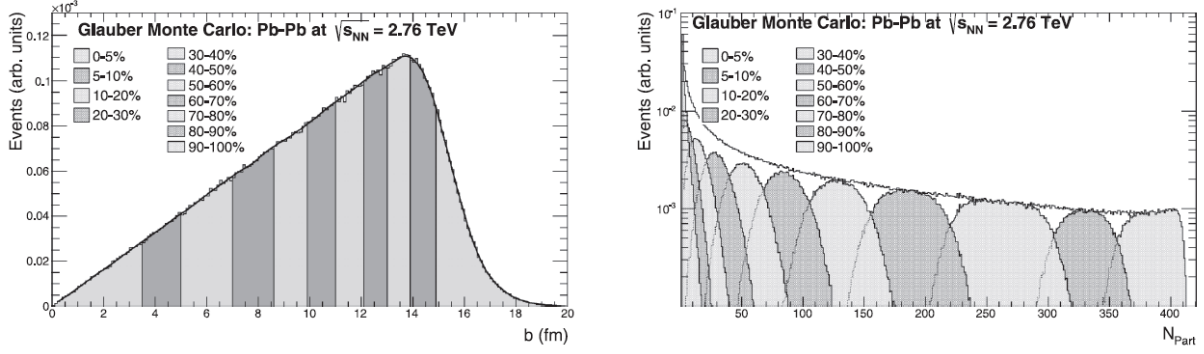


Abbildung 6: Häufigkeitsverteilung der geometrischen Parameter  $b$  und  $N_{\text{part}}$ . Die Spektren sind in Zentralitätsbereiche unterteilt. [2]

kleonen. Am Ende einer solchen Glauber Monte-Carlo-Simulation lassen sich  $b$ ,  $N_{\text{coll}}$  und  $N_{\text{part}}$  bestimmen. Durch wiederholtes Simulieren erhält man so Verteilungen der geometrischen Parameter, wie sie in Abbildung 6 dargestellt werden. In der dazugehörigen Simulation wurden Pb-Pb Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  TeV zur Kollision gebracht. Die Verteilung des Stoßparameters  $b$  (Abbildung 6 links) wird in sogenannte Zentralitätsbereiche, oder auch Zentralitätsklassen unterteilt, wobei jeder dieser Bereiche einen bestimmten Wertebereich von  $b$  repräsentiert. Sie werden durch verschiedene schattierte Bereiche dargestellt. Die Unterteilung geschieht auf Grundlage des totalen Integrals der Stoßparameterverteilung, wobei die Fläche des Integrals in Teilflächen aufgeteilt wird. Die Zentralitätsklasse 5% - 10% in Abbildung 6 links beispielsweise wird durch die Teilfläche des totalen Integrals beschrieben, die durch die Integrationsgrenzen  $b_5$  und  $b_{10}$  bestimmt wird, welche die jeweilige Bedingung

$$\frac{\int_0^{b_5} \frac{dN_{\text{ev}}}{db} db}{\int_0^{\infty} \frac{dN_{\text{ev}}}{db} db} = 0.05 \quad \text{und} \quad \frac{\int_0^{b_{10}} \frac{dN_{\text{ev}}}{db} db}{\int_0^{\infty} \frac{dN_{\text{ev}}}{db} db} = 0.1 \quad (5)$$

erfüllen. Zu jedem dieser Zentralitätsbereiche liegt eine Verteilung von  $N_{\text{part}}$  vor (Abbildung 6 rechts).

### 2.3.1 Bestimmung der Zentralität im Experiment

Die geometrischen Größen des Glaubermodells können im Experiment nicht gemessen werden, dort stellen lediglich Größen wie die Anzahl von Ereignissen  $N_{\text{ev}}$  oder die Anzahl geladener Teilchen  $N_{\text{ch}}$  pro Ereignis, auch Multiplizität genannt, messbare Observablen dar. Daher wird versucht, eine Verbindung zwischen den geometrischen Parametern des Glauber Modells und den experimentell zugänglichen Messgrößen zu erhalten. Aus diesem Grund werden zunächst Ereignisklassen im gemessenen Multiplizitätsspektrum definiert.

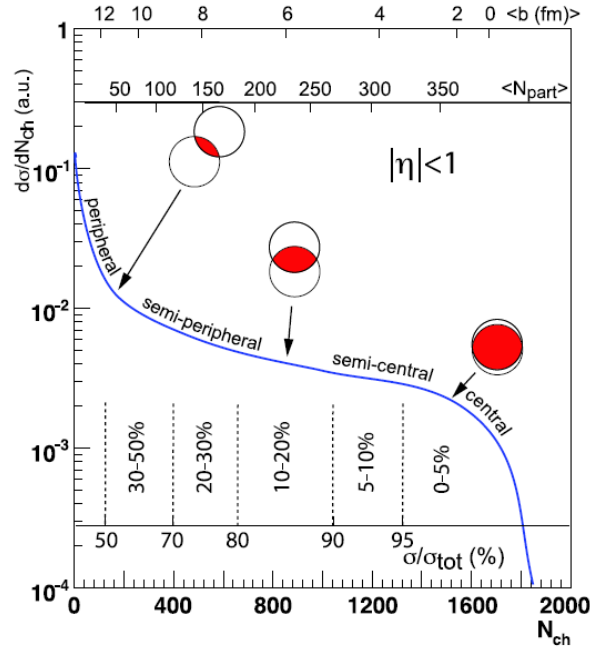


Abbildung 7: Schematische Skizze einer Häufigkeitsverteilung der gemessenen Ereignisse als Funktion von  $N_{ch}$  (untere Achse),  $\langle N_{part} \rangle$  (obere Achse) und  $\langle b \rangle$  (oberste Achse). Die senkrechten Striche symbolisieren die Einteilung in Zentralitätsklassen als Teilflächen des totalen Integrals über die blaue Kurve. [4]

Ereignisklassen können z.B. Multiplizitätsklassen sein, in denen ähnliche Multiplizitäten aus verschiedenen Ereignissen zusammengefasst werden.

Aufgrund der Annahme, dass die Multiplizität stark von der Kollisionsgeometrie, und somit vom Stoßparameter  $b$  abhängt, werden die Multiplizitätsklassen gleichbedeutend als Zentralitätsklassen benannt. Je zentraler die Atomkerne kollidieren, bzw. je größer der Überlapp der kollidierenden Atomkerne wird, desto mehr Nukleonen kollidieren miteinander und desto größer wird auch die Multiplizität. Die Unterteilung in Zentralitätsklassen verläuft dabei für das gemessene Multiplizitätsspektrum analog zur vorher beschriebenen Vorgehensweise für die Verteilung des Stoßparameters. Folglich können mit den Verteilungen aus Abbildung 6 Mittelwerte der geometrischen Parameter  $b$  und  $N_{part}$  für einzelne Zentralitätsklassen berechnet werden, welche anschließend mit der ermittelten Zentralitätsklasse im gemessenen Multiplizitätsspektrum in Verbindung gebracht werden können. Ein Beispiel für eine solche Einteilung in Zentralitätsklassen in einem gemessenen Multiplizitätsspektrum wird in Abbildung 7 schematisch dargestellt. Die gemessene Multiplizitätsverteilung wird in Form der blaue Kurven dargestellt, die Kreise über der Kurve symbolisieren zwei Kollisionspartner eines Kollisionssystems, wobei der rot markierte Bereich den Überlapp beider Teilchen darstellt. Im oberen Teil der Abbildung wird der Zusammenhang von  $\langle N_{part} \rangle$  und  $\langle b \rangle$  mit  $N_{ch}$  gezeigt.

Wie bereits erwähnt, muss das Integral des gemessenen Multiplizitätsspektrums berechnet werden, damit eine Einteilung in Zentralitätsklassen vorgenommen werden kann. Für gemessene Daten beobachtet man allerdings in sehr peripheren Kollisionen zwei Phänomene, welche die Messung geladener Teilchen beeinflussen:

Zum einen besteht in sehr peripheren Schwerionenkollisionen aufgrund der geringen Teilchenproduktion eine erhöhte Wahrscheinlichkeit, dass alle aus den Kollisionen stammenden Teilchen nicht von den Detektoren erfasst werden, wodurch das jeweilige Ereignis nicht registriert wird. Somit kann die Anzahl von Ereignissen nicht richtig gemessen werden.

Während wiederum in zentralen Kollisionen ( $b \approx 0$ ) die starke Wechselwirkung die Teilchenproduktion dominiert, wird in ultraperipheren Kollisionen ( $b \approx 2R$ ) auch die elektromagnetische Wechselwirkung relevant. Atomkerne sind elektrisch positiv geladene Objekte. Beispielsweise weist Blei eine Kernladungszahl von 82 auf, was einer elektrischen Ladung von  $82e$  entspricht, wobei  $e$  hier die Elementarladung symbolisiert ( $1e$  entspricht  $1.6 \cdot 10^{-19}C$ ). Somit bewegen sich in peripheren Pb-Pb Kollisionen 82-fach positiv geladene Atomkerne aneinander vorbei, wodurch starke elektromagnetische Wechselwirkungen auftreten, in denen unter anderem elektrisch geladene Teilchen-Antiteilchen Paare entstehen können [5]. Diese können in den Detektoren ein Signal auslösen, wodurch fälschlicherweise eine Kollision registriert wird, die unter Umständen keine war. Dadurch ist anzunehmen, dass die Ereignismessung in Bereichen kleiner Multiplizität mit großen Fehlern behaftet ist. Der Einfluss auf die Berechnung des Integrals der Multiplizitätsverteilung ist in diesem Bereich des Multiplizitätsspektrums jedoch am größten, da periphere Kollisionen mit geringer Multiplizität insgesamt am häufigsten vorkommen (siehe Abbildung 7).

Um das Integral des Multiplizitätsspektrums im Bereich kleiner Multiplizität dennoch zuverlässig berechnen zu können, wird eine NBD-Glauber Parametrisierung des Multiplizitätsspektrums vorgenommen (NBD: Abkürzung für *Negative Binomial Distribution*, engl. für negative Binomialverteilung). Dies stellt ein Verfahren zur Parametrisierung des Multiplizitätsspektrums von Schwerionenkollisionen dar. Das Ziel dieser Parametrisierung besteht darin, den Bereich niedriger Multiplizität im Multiplizitätsspektrum zu ergänzen, ohne von den genannten Effekten in peripheren Kollisionen beeinflusst zu werden. Die NBD-Glauber Parametrisierung basiert auf der Grundannahme, dass die Teilchenproduktion in Nukleon-Nukleon Stößen während einer Schwerionenkollision wie die Teilchenproduktion in Proton-Proton Stößen behandelt werden kann [2]. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen wird für jede simulierte Nukleon-Nukleon Kollision eine Multiplizität gemäß der Multiplizitätsverteilung von p-p Kollisionen gewählt. Die resultierende Multiplizität einer Schwerionenkollision wird folglich als Summe der Multiplizitäten aller Produktionsquellen geladener Teilchen beschrieben. Die Multiplizitätsspektren von p-p Kollisionen

werden gut durch negative Binomialverteilungen beschrieben [2]:

$$P_{\mu,k}(n) = \frac{\Gamma(n+k)}{\Gamma(n+1)\Gamma(k)} \frac{(\mu/k)^n}{(\mu/k+1)^{n+k}}. \quad (6)$$

$P_{\mu,k}(n)$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der  $n$  Teilchen in einer Quelle produziert werden. Der Parameter  $\mu$  symbolisiert den Mittelwert der Multiplizität pro Quelle,  $k$  charakterisiert die Breite des Multiplizitätsspektrums. Produktionsquellen geladener Teilchen, z.B. das System aus zwei kollidierenden Nukleonen im Moment des Zusammenstoßes, werden als Vorfahren bezeichnet. Im Rahmen der NBD-Glauber Parametrisierung wird die Annahme gemacht, dass die Anzahl von Vorfahren  $N_{\text{ancestor}}$  (*ancestor*: engl. für Vorfahre) in einer Schwerionenkollision durch

$$N_{\text{ancestor}} = f \cdot N_{\text{part}} + (1-f) \cdot N_{\text{coll}} \quad (7)$$

parametrisiert werden kann [2], wobei  $f$  einen variablen Parameter darstellt. Dieser Ansatz wird durch Zwei-Komponenten Modelle motiviert [16] [17], welche die Nukleon-Nukleon Kollisionen in weiche und harte Stöße unterteilen. Harte Stöße bezeichnen dabei Kollisionen, in denen ein großer Impulsübertrag zwischen den Kollisionspartnern zustande kommt, dagegen werden Kollisionen, in denen ein geringer Impulsübertrag auftritt, weiche Stöße genannt. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von harten Stößen wird als proportional zu  $N_{\text{coll}}$  angenommen, die Häufigkeit von weichen Stößen dagegen wird als proportional zu  $N_{\text{part}}$  beschrieben.

Die geometrischen Größen  $N_{\text{coll}}$  und  $N_{\text{part}}$  können aus der Glauber Monte-Carlo-Simulation für jede Schwerionenkollision entnommen werden. Mit diesen beiden Größen kann folglich die Anzahl von Vorfahren  $N_{\text{ancestor}}$ , nach Gleichung 7, bestimmt werden. Daraufhin bestimmt man gemäß der Multiplizitätsverteilung von p-p Kollisionen, bzw. der Häufigkeitsverteilung aus Gleichung 6  $N_{\text{ancestor}}$  mal einen Wert für die Anzahl produzierter geladener Teilchen  $N_{\text{ch}}$ . Die Werte für  $N_{\text{ch}}$  aus jeder Iteration werden addiert und ergeben als Summe einen Eintrag des Multiplizitätsspektrums von Pb-Pb Kollisionen.

Dieser Prozess wird für sämtliche Ereignisse durchgeführt, die mit der Glauber Monte-Carlo-Simulation erstellt wurden. Die Parameter  $\mu$  und  $k$  aus Gleichung 6, sowie der Parameter  $f$  aus Gleichung 7 werden variiert, um die Parametereinstellungen zu finden, welche die gemessenen Daten am besten beschreiben.

Abbildung 8 zeigt eine Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen (schwarze Punkte) gemessen mit den VZERO-Detektoren des ALICE-Experiments, sowie eine NBD-Glauber Parametrisierung (rote Punkte). Die Parameter der Wahrscheinlichkeitsverteilung in Gleichung 6 betragen in diesem Beispiel  $\mu = 29.3$  und  $k = 1.5$ , der Parameter aus Gleichung 7 beträgt  $f = 0.801$ . Die mit der NBD-Glauber Parametrisierung errechneten Daten (rote

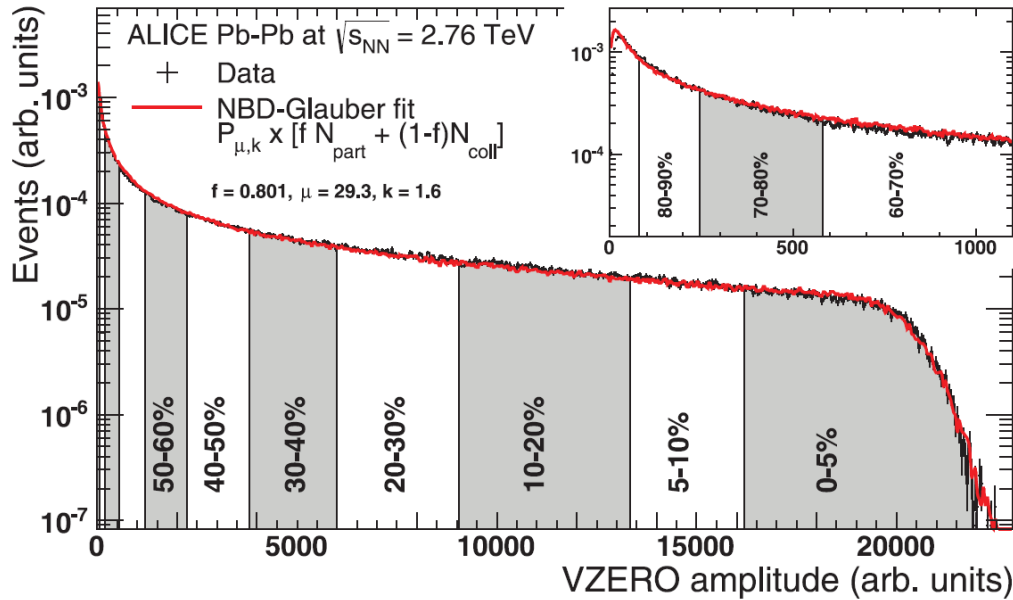


Abbildung 8: Multiplizitätsverteilung von geladenen Teilchen (schwarze Punkte) gemessen mit den VZERO Detektoren des ALICE Experiments in Pb-Pb Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV und die zugehörige NBD-Glauber Parametrisierung (rote Punkte). Das Fenster oben rechts stellt eine Vergrößerung des Zentralitätsbereiches von 90% - 100% dar. [2]

Punkte) beschreiben die gemessenen Daten (schwarze Punkte) über einen großen Bereich hin weg (0% - 90%) gut. In den Bereichen der geringsten Multiplizität (Vergrößerung ist gezeigt in Abbildung 8 oben rechts), bzw. im Bereich der Zentralitätsklasse 90% - 100%, ist zu erkennen, dass die gemessenen Daten (schwarze Punkte) deutlich kleinere Häufigkeiten von Ereignissen aufweisen, als die mit dem NBD-Glauber Parametrisierung berechneten Daten (rote Punkte).

Der Punkt, ab dem die gemessenen Daten zu stark von den berechneten Daten aus dem NBD-Glauber Parametrisierung abweichen, wird als Ankerpunkt bezeichnet (Quelle: Phys Rev). Angefangen von der größten Anzahl von neu entstandenen geladenen Teilchen  $N_{ch}$ , bzw. großer VZERO-Amplitude, wird das Integral des Multiplizitätsspektrums bis zum Ankerpunkt mittels der gemessenen Datenpunkte berechnet. Ab dem Ankerpunkt werden für die Berechnung des verbleibenden Integrals die mit der NBD-Glauber Parametrisierung berechneten Daten verwendet. In ALICE wird der Ankerpunkt für die Zentralitätsbestimmung bei 90% Zentralität gesetzt (Quelle: Phys Rev).

Die VZERO-Amplitude stellt ein Maß für die Anzahl produzierter geladener Teilchen  $N_{ch}$  dar [15]. Sie stammt aus der Messung der deponierten Energie in den VZERO-Detektoren (vergleiche Abschnitt 3.3). Entsprechende Multiplizitätsverteilungen werden mit den bei-



den Schichten des SPD-Detektors (vergleiche Abschnitt 3.2) gemessen, wodurch wiederum die Zentralität bestimmt werden kann. Die oben beschriebene Methode zur Bestimmung der Zentralität wird für jeden Detektor angewandt und entsprechend benannt. Die Zentralitätsbestimmung unter Verwendung der Anzahl gemessener *Cluster* in der innersten SPD-Schicht, welche ein Maß für die Anzahl der produzierten geladenen Teilchen darstellt, wird als CL0 bezeichnet. Die entsprechende Methode, welche die in der äußeren SPD-Schicht gemessenen *Cluster* zur Zentralitätsbestimmung verwendet, wird CL1 genannt. Eine weitere Methode zur Bestimmung einer Multiplizität besteht in der Zählung von rekonstruierten Teilchenspuren im SPD-Detektor. Die Teilchenspur entsteht durch die Verbindung des Vertex mit je einem *Cluster* (siehe Abschnitt 3.2) aus der inneren und der äußeren Schicht, die ein und dem gleichen Teilchen zugeordnet werden können. Die Methode zur Bestimmung der Zentralität auf Grundlage der so bestimmten Multiplizität wird als SPD-Tracklets bezeichnet.

## 2.4 Nuklearer Modifikationsfaktor $R_{AA}$

In ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen entsteht bei ausreichend großer Schwerpunktsenergie pro Nukleon-Nukleon Kollision ein Quark-Gluon-Plasma. Dieses steht im Fokus aktueller Forschung, daher wurden Methoden zur Untersuchung der Eigenschaften des Mediums entwickelt. In Schwerionenkollisionen durchqueren gestreute Partonen das umgebende Quark-Gluon-Plasma und wechselwirken mit diesem, wodurch sie einen Teil ihrer Energie verlieren. Somit wird für die hadronisierten Teilchen ein geringerer Transversalimpuls erwartet, als für Teilchen, die aus Kollisionen stammen, in denen kein QGP entstanden ist. In Proton-Proton Kollisionen geht man davon aus, dass im Gegensatz zu Pb-Pb Kollisionen kein QGP entsteht. Daher erwartet man, dass die Anzahl von produzierten geladenen Teilchen mit hohem Transversalimpuls  $p_T$  in Schwerionenkollisionen, im Vergleich zu p-p Kollisionen, unterdrückt wird. Ein Maß für diese Unterdrückung stellt der nukleare Modifikationsfaktor  $R_{AA}$  dar, der wie folgt definiert wird [3]:

$$R_{AA} = \frac{1}{\langle N_{\text{coll}} \rangle} \frac{dN_{AA}/dp_T}{dN_{pp}/dp_T}. \quad (8)$$

$dN_{AA}/dp_T$  symbolisiert die Ausbeute produzierter Teilchen in Schwerionenkollisionen (A-A Kollisionen), entsprechend stellt  $dN_{pp}/dp_T$  die Ausbeute produzierter Teilchen in Proton-Proton (p-p) Kollisionen dar.  $\langle N_{\text{coll}} \rangle$  repräsentiert die mittlere Anzahl binärer Nukleon-Nukleon Kollisionen in einer Schwerionenkollision. Abbildung 9 links zeigt die gemessene Anzahl geladener Teilchen als Funktion von  $p_T$  in Pb-Pb Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV. Durch die Zentralitätsabhängigkeit von  $N_{\text{coll}}$  muss der nukleare Modifikationsfaktor für jede Zentralitätsklasse berechnet werden.

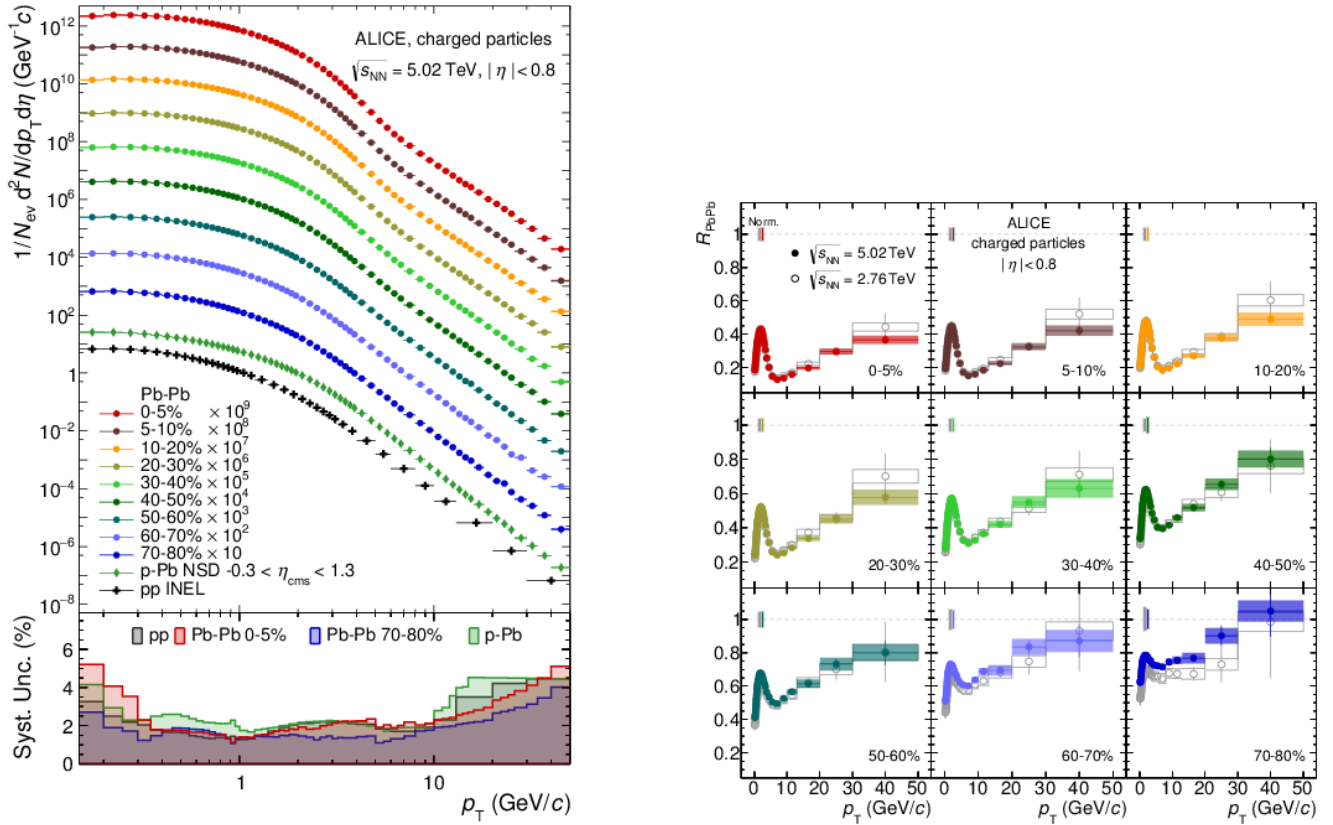


Abbildung 9: Links:  $p_T$ -Spektren von Pb-Pb Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV für  $|\eta| < 0.8$ , sowie die Messungenauigkeiten im unteren Teil. Die  $p_T$ -Spektren werden für verschiedene Zentralitätsklassen dargestellt. Sie wurden mit Potenzen von 10 skaliert, um die Sichtbarkeit zu verbessern. [3] Rechts: Vergleich von  $R_{PbPb}$  Messungen bei  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV und  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. [3]

Daher wird im rechten Teil der Abbildung die Messung des  $R_{PbPb}$  für neun verschiedene Zentralitätsklassen bei Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV (ungefüllte Kreise) und  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV (gefüllte Kreise) dargestellt. Ohne die Einflüsse des QGPs wäre die mit  $1/\langle N_{coll} \rangle$  skalierte Anzahl geladener Teilchen in Pb-Pb Kollisionen ähnlich der Anzahl geladener Teilchen von p-p Kollisionen ( $R_{AA} \approx 1$ ). Die Messergebnisse in Abbildung 9 rechts zeigen allerdings, dass sich die Ausbeuten deutlich voneinander unterscheiden, was auf die Entstehung eines Quark-Gluon-Plasmas hindeutet.

### 3 Experimenteller Aufbau

In Europa wird die Forschung zur Untersuchung der Struktur und Physik von elementarer Materie von der im Jahre 1954 gegründeten europäischen Organisation für Kernforschung CERN durchgeführt. Das Projekt CERN hat seinen Sitz in Genf, Schweiz. Der große Hadronen-Speicherring (engl.: *LHC*: **L**arge **H**adron **C**ollider) ist ein ringförmiger Teilchenbeschleuniger, gelegen im Ringtunnel des ehemaligen LEP-Colliders (engl. **L**arge **E**lectron-**P**ositron - Collider) am CERN. Der Umfang des LHC beträgt 27 km, womit er den größten Ringbeschleuniger der Welt darstellt.

Die beschleunigten Teilchen werden an vier Stellen aus dem Hauptring ausgekoppelt, um sie dort zur Kollision zu bringen. Die Kollisionenpunkte befinden sich in den Zentren der vier großen Detektorsysteme des LHC: ALICE (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment), ATLAS (**A** **T**oroidal **L**H**C** **A**pparatus), CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) und LHCb (**L**arge **H**adron **C**ollider **b**eauty). Die in dieser Arbeit beschriebene Analyse basiert auf Daten, die mit ALICE gemessen worden sind, daher wird genauer auf dieses Experiment eingegangen.

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

Die Eigenschaften des bei Schwerionenkollisionen erzeugten Quark-Gluon-Plasmas (kurz QGP) zu untersuchen stellt das Ziel des ALICE-Experiments dar. Das ALICE-Experiment misst die Teilchen, die bei Schwerionenkollisionen entstehen. ALICE untersucht insbesondere Proton-Proton, Proton-Blei, und Blei-Blei Kollisionen. Das ALICE-Experiment besteht aus einer großen Anzahl verschiedener Detektoren, die den Großteil des um den Kollisionenpunkt liegenden Raumbereiches abdecken. Es hat Ausmaße von 25 m Länge, 16m Breite, 16m Höhe und ein Gewicht von etwa 10.000 Tonnen [15]. Ein schematischer Aufbau des ALICE-Experiments ist in Abbildung 10 dargestellt.

Das ALICE Experiment lässt sich grob in zwei Bereiche unterteilen: den zylindrischen Aufbau, der den Kollisionenpunkt umgibt (Abbildung 10, Bild 1-11), auch *central barrel* genannt (*central barrel*: engl. für zentrales Fass) und den Teil, in dem sich der Myonenarm befindet (Abbildung 10, Bild 12-15). Da der Myonenarm für die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse keine Relevanz hat, wird ausschließlich auf den zylindrischen Teil des Aufbaus eingegangen. Die für die in dieser Arbeit vorgestellten Analyse wichtigen Detektoren sind das ITS (engl. *Inner Tracking System*), die V0-Detektoren und die TPC (engl. *Time Projection Chamber*).

#### 3.2 Inneres Spurrekonstruktionssystem

Das Innere Spurrekonstruktionssystem (engl.: *Inner Tracking System*, oder kurz: ITS) (Abbildung 10 Vergrößerung oben rechts) befindet sich im Innersten des ALICE-Experiments

## THE ALICE DETECTOR

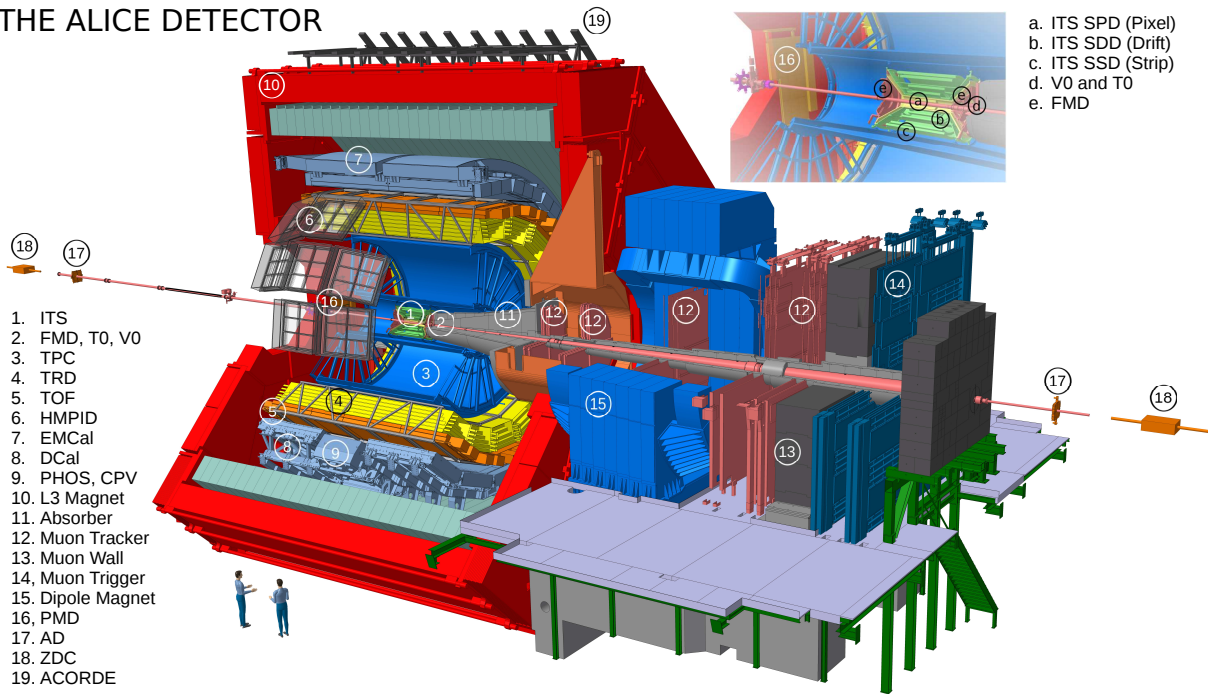


Abbildung 10: Schematischer Aufbau des ALICE-Experiments. Oben rechts in der Abbildung ist eine Vergrößerung des ITS dargestellt. [11]

und umhüllt die Strahlachse. Das zylinderförmige ITS hat einen Radius von 43.6 cm und eine Gesamtlänge von 97.6 cm. Die Hauptaufgaben des ITS umfassen die Rekonstruktion von Kollisionspunkten, auch Vertices genannt, die Identifikation von Teilchen mit Impulsen unter 200 GeV/c, sowie die Verbesserung der Winkel- und Impulsaufösung der Spurendriftkammer [15]. Es setzt sich aus drei Subdetektoren zusammen, die aus jeweils zwei Schichten von Halbleitermaterial (Silizium) bestehen: dem *Silicon Pixel Detector* (SPD), dem *Silicon Drift Detector* (SDD) und dem *Silicon Strip Detector* (SSD), von innen nach außen betrachtet.

Der SPD-Detektor stellt von den drei Subdetektoren des ITS dabei den für diese Analyse wichtigsten Detektor dar, da dieser zur Zentralitätsbestimmung genutzt werden kann. Der SPD-Detektor besteht aus einer inneren und einer äußeren Schicht, die sich in einem radialen Abstand von 3.9 cm (innere Schicht), bzw. 7.6 cm (äußere Schicht) zur Strahlachse befinden. Die innere Schicht wird L0 (*Layer 0*) genannt, die äußere Schicht L1 (*Layer 1*). Der SPD-Detektor ist für Kollisionssysteme konzipiert, in denen hohe Spurdichten erwartet werden. Die innere Schicht deckt den Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 1.98$  ab (Pseudorapidität: vergleiche Anhang A2). Die Hauptaufgabe des SPD-Detektors liegt in der Rekonstruktion von Vertices.

### 3.3 V0-Detektor

Der V0-Detektor ist ein Szintillationsdetektor für kleine Winkel. Im ALICE-Experiment wurden zwei solcher V0-Detektoren verbaut, welche jeweils V0A und V0C genannt werden. V0A und V0C befinden sich auf je einer Seite des ITS (vergleiche Abbildung 10, Bild 2), wobei V0C auf der Seite des Myonenarms platziert wurde. V0A ist auf der entsprechend gegenüberliegenden Seite installiert worden. Die Detektoren befinden sich jeweils 340 cm (V0A) und 90 cm (V0C) vom Kollisionspunkt entfernt. Sie decken jeweils den Pseudorapiditätsbereich von  $2.8 < \eta < 5.1$  (V0A) bzw.  $-3.7 < \eta < -1.7$  (V0C) ab, welcher ein Maß für den räumlichen Bereich darstellt, der durch den Detektor abgedeckt wird (vergleiche Anhang A2). In Abbildung 11 werden die Detektoren V0A und V0C gezeigt. Im Regelfall werden sowohl V0A, als auch V0C in Messungen verwendet. Man bezeichnet die Summe der Messung beider Detektoren als V0M. Analog wird in dieser Arbeit die zeitgleiche Verwendung des V0A und V0C-Detektors V0M-Detektor genannt.

Die Detektoren des ALICE-Experiments befinden sich nicht durchgehend in einem messbereiten Zustand. Bevor die Detektoren die Messung vornehmen, muss eine Auslösebedingung erfüllt werden. Eine solche Auslösebedingung stellt z.B. die Messung eines beliebigen Signals in einem ausgewählten Detektor dar. Dabei wird versucht, das Messergebnis so gering wie möglich von der Wahl der Auslösebedingung zu beeinflussen. Eine Beeinträchtigung des Messergebnisses kann z.B. die Wahl eines Detektors für die Auslösebedingung darstellen, der lediglich einen Bruchteil des umliegenden Raumbereiches abdeckt, wodurch eine Messung nur stattfindet, wenn Teilchen zufällig den betreffenden Raumbereich durchqueren und ein Signal im Detektor auslösen. Daher werden für die Auslösebedingung meist mehrere Detektoren gleichzeitig verwendet. Sobald ein beliebiges Signal in einem dieser Detektoren vernommen wird, beginnt der Messvorgang für alle beteiligten Detektoren. Eine solche Auslösebedingung, die minimalen Einfluss auf das Messergebnis nimmt, wird als *minimum-bias* (*minimum-bias*: engl. für minimale Voreingenommenheit) Triggerbedingung bezeichnet [13]. Die V0-Detektoren werden im ALICE-Experiment für die *minimum-bias* Triggerbedingung verwendet [15].

Weitere Aufgabenbereiche des V0-Detektors umfassen beispielsweise die Verwerfung von Ereignissen, in denen die beschleunigten Schwerionen mit verbliebenen Gasteilchen im Strahlrohr kollidieren. Des Weiteren wird er für die Messung der Luminosität in p-p Kollisionen, sowie für die Messung der Teilchendichte produzierter geladener Teilchen in Pb-Pb Kollisionen verwendet [14].

Die in den V0-Detektoren deponierte Energie pro Ereignis steht in direktem Zusammenhang mit der Anzahl produzierter geladener Teilchen in einer Schwerionenkollision (vergleiche Abschnitt 2.3.1). Daher kann auf diese Weise eine Abschätzung für die Zentralität des Ereignisses gemacht werden. Die V0-Detektoren werden bei Experimenten in ALICE

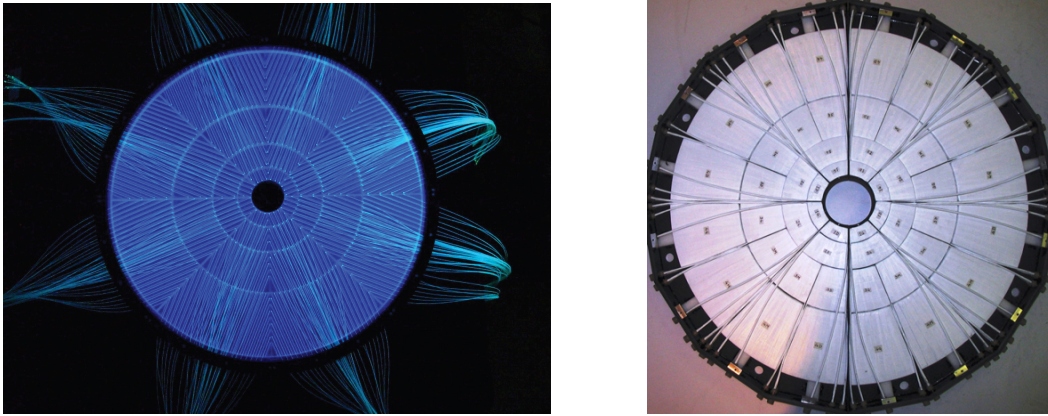


Abbildung 11: Frontansicht der Detektoren V0A (links) [9] und V0C (rechts) [10].

vorzugsweise als Standarddetektoren für die Abschätzung der Zentralität benutzt [15].

### 3.4 Spurendriftkammer

Die Spurendriftkammer (engl.: *Time Projection Chamber*, oder kurz:TPC, vergleiche Abbildung 10, Bild 3) stellt den wichtigsten Detektor des zylindrischen Aufbaus in ALICE dar. Gemeinsam mit den restlichen Detektoren des *central barrels* wird sie für die Messung der Transversalimpulse geladener Teilchen und deren Identifikation genutzt. Des Weiteren hilft die TPC bei der Rekonstruktion von Vertices. Die TPC nimmt ein Volumen von  $90 \text{ m}^3$  ein, wobei das aktive Detektorvolumen (Driftvolumen) von  $88 \text{ m}^3$  mit einem Gasgemisch gefüllt wird. Zum Zeitpunkt der Erstellung des in dieser Arbeit verwendeten Datensatzes bestand das Gasgemisch aus Argon (88%) und Kohlenstoffdioxid (12%) [12]. Die Länge der TPC beträgt 5 m, die Radien betragen jeweils 0.863 m (Innenradius) und 2.466 m (Außenradius). Die TPC deckt den Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 0.9$  ab [15].

Mit Hilfe der an den Enden befindlichen Elektroden und einer im mittigen Bereich installierten Hochspannungselektrode wird ein elektrisches Feld im Driftvolumen erzeugt. Das Driftvolumen wird durch die mittige Hochspannungselektrode in zwei Bereiche aufgeteilt. In Kollisionen produzierte geladene Teilchen durchqueren das Detektormedium und ionisieren dabei Gasteilchen. Die so losgelösten freien Elektronen werden aufgrund des angelegten elektrischen Feldes zu den Ausleselektroden an den Enden der TPC beschleunigt, wo sie gemessen werden können. Durch die Koordinaten der auf die Endelektroden auftreffenden Elektronen, sowie durch die Zeitinformation der Ankunft einzelner Elektronen lassen sich dreidimensionale Teilchenspuren rekonstruieren. Die erzeugten positiv geladenen Ionen werden von der mittigen Hochspannungselektrode angezogen.

Zusätzlich zum elektrischen Feld wird ein magnetisches Feld im TPC-Volumen angelegt, das durch den L3 Magneten (Abbildung 10, Bild 10) erzeugt wird. Aufgrund des magnetischen Feldes durchlaufen die elektrisch geladenen ionisierenden Teilchen eine gekrümmte



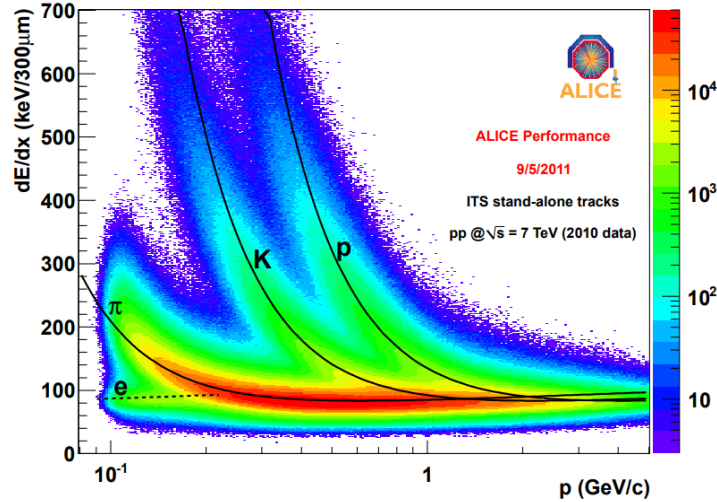


Abbildung 12: Spezifischer Energieverlust von Elektronen  $e$ , Pionen  $\pi$ , Kaonen  $K$  und Protonen  $p$  als Funktion des Impulses  $p$ , gemessen in p-p Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 7$  TeV. [6]

Bahn. Durch die Messung der Krümmung lässt sich der Impuls des Teilchens bestimmen [15].

Beim Ionisationsvorgang verlieren die ionisierenden Teilchen Energie. Dieser Energieverlust kann durch die Bethe-Formel beschrieben werden:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left( \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (9)$$

Dabei bezeichnet  $\langle dE/dx \rangle$  den mittleren Energieverlust, den das ionisierende Teilchen beim Durchqueren des Detektormediums nach einer Strecke  $dx$  erfährt.  $n$  repräsentiert die Elektronendichte des Mediums,  $z$  die Ladungszahl des ionisierenden Teilchens,  $m_e$  die Ruhemasse eines Elektrons,  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante,  $\beta$  die Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und  $I$  das mittlere Anregungspotential des Mediums. Abbildung 12 zeigt den spezifischen Energieverlust verschiedener Teilchen als Funktion des Impulses. Mit Hilfe des rekonstruierten Impulses der Teilchens, sowie der Messung des spezifischen Energieverlustes, lässt sich das ionisierende Teilchen identifizieren [15]. Allerdings wird die Identifikation von Teilchen in bestimmten Impulsbereichen schwierig, da die Verteilung des spezifischen Energieverlustes keine klare Unterscheidung zwischen Teilchen zulässt. Mit weiteren Detektoren, die zur Teilchenidentifizierung beitragen, beispielsweise dem ITS oder dem Flugzeitdetektor (engl.: *Time of Flight Detector*, oder kurz: TOF), lassen sich die Teilchen auch in diesen Impulsbereichen unterscheiden.

## 4 Analyse

In Schwerionenkollisionen kann die Geometrie des Zusammenstoßes mit Hilfe des Stoßparameters beschrieben werden. Obwohl der Stoßparameter keine im Experiment messbare Observable darstellt, können von der produzierten Anzahl geladener Teilchen pro Ereignis aus vielen aufeinander folgenden Kollisionen Rückschlüsse über die Geometrie, und damit über die Zentralität der jeweiligen Ereignisse gemacht werden (siehe Abschnitt 2.3). Für Untersuchungen zur Geometrie von Ereignissen werden im Experiment sogenannte Zentralitätsschätzer verwendet. Die Detektoren, deren Daten mit den Zentralitätsschätzern ausgewertet werden, eignen sich gut für die Zählung von produzierten geladenen Teilchen [15]. Im ALICE-Experiment stehen mehrere Detektoren mit entsprechendem Zentralitätsschätzer zur Verfügung: die V0-Detektoren V0A und V0C, der SPD-Detektor im Inneren des ITS und die ZN-Detektoren. Dabei wird vorzugsweise der V0M-Detektor (vergleiche Abschnitt 3.3) für die Bestimmung der Zentralität verwendet. Es stellt sich nun die Frage, ob mit Hilfe verschiedener Zentralitätsschätzer den selben Ereignissen unterschiedliche Zentralitäten zugewiesen werden. Daher werden im ersten Teil dieser Analyse Ergebnisse von Zentralitätbestimmungen des Zentralitätsschätzers von V0M mit CL0, CL1 und SPD-Tracklets (vergleiche Abschnitt 2.3.1) in Pb-Pb Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  TeV untersucht. Im Rahmen dieser Arbeit soll für eine bessere Lesbarkeit mit V0M der Zentralitätsschätzer des V0M-Detektors bezeichnet werden. Da sich Unterschiede in der Kollisionsgeometrie auf die Verteilung des Transversalimpulses auswirken, wird im zweiten Abschnitt der Einfluss der Wahl des Zentralitätsschätzers und der einhergehenden Zentralitätsbestimmung auf die  $p_{\text{T}}$ -Spektren geladener Teilchen untersucht.

### 4.1 Selektionskriterien

Bevor die mit den Detektoren von ALICE gemessenen Daten in Analysen verwendet werden können, werden sie auf sogenannte Selektionskriterien geprüft. Damit soll gewährleistet werden, dass im verwendeten Datensatz Messergebnisse ausgeschlossen werden, die mit fehlerhaften Detektorteilen oder im Randbereich der Detektorakzeptanz gemessen wurden. Für den in dieser Analyse verwendeten Datensatz wurden drei Arten von Selektionskriterien angewandt. Für Informationen zu dem in dieser Analyse verwendeten Datensatz wird auf den Anhang A1 verwiesen.

Das erste Selektionskriterium bezieht sich auf die rekonstruierten Positionen der Vertices im Inneren des ALICE-Experiments. Die beschleunigten Schwerionen sollen im sogenannten Interaktionspunkt zur Kollision gebracht werden. Da sich der Ort der Kollision im Experiment nicht beliebig genau vorgeben lässt, können Kollisionen in einem Raumbereich



reich stattfinden, den die Detektorakzeptanz nur zum Teil bzw. nicht abdeckt. Daher werden die aus Ereignissen rekonstruierten Vertices auf den Abstand vom Mittelpunkt des ALICE-Experiments überprüft. Es werden nur jene Ereignisse für weitere Analysen verwendet, deren Vertex innerhalb eines Abstandes  $\Delta z_{\text{vtx}}$  vom Mittelpunkt des ALICE-Experiments entfernt gemessen werden. Dabei verläuft  $\Delta z_{\text{vtx}}$  parallel zur Strahlachse. In dieser Analyse wird  $\Delta z_{\text{vtx}} \leq 10\text{cm}$  gefordert.

Bei der Vielzahl von Schwerionenkollisionen kann es des Weiteren zum sogenannten *pile-up* (*pile-up*: engl. für aufstapeln) kommen. Als *pile-up* bezeichnet man das Phänomen, dass mehrere kurz aufeinander folgende Schwerionenkollisionen von den Detektoren als ein und das gleiche Ereignis registriert werden. Somit misst der Detektor eine vielfach größere Anzahl produzierter Teilchen für ein Ereignis, wodurch es von Zentralitätsschätzern als zentralere Kollision kategorisiert werden würde. Solche *pile-up* Ereignisse werden mit Hilfe des SPD-Detektors im ITS erkannt und schließlich verworfen [15].

Ein weiteres Selektionskriterium fordert für die Zentralitätsmessung verschiedener Zentralitätsschätzer ein grobes Maß an Übereinstimmung. Sollte einem Ereignis von verschiedenen Zentralitätsschätzern eine im hohen Maße unterschiedliche Zentralität zugeordnet werden, muss angenommen werden, dass beim Messvorgang ein Fehler vorliegt. Zusätzlich wird das betrachtete Zentralitätsintervall von 0% - 100% auf 0% - 90% reduziert, da in sehr peripheren Ereignissen (90% - 100%) aufgrund verschiedener Phänomene (vergleiche Abschnitt 2.3.1) zusätzliche Messunsicherheiten auftreten.

## 4.2 Korrelation von Zentralitätsverteilungen

Im ersten Analyseschritt soll zunächst untersucht werden, ob Unterschiede zwischen den Zentralitätsverteilungen der Zentralitätsschätzer V0M, CL0, CL1 und SPD-Tracklets bestehen. Abbildung 13 zeigt die gemessene Anzahl von Pb-Pb Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  TeV als Funktion der Zentralität, welche jeweils durch V0M (oben links), CL0 (oben rechts), CL1 (unten links) und SPD-Tracklets (unten rechts) bestimmt wird. Die gefüllten Kreise stellen die Zentralitätsverteilung ohne angewandte Ereignis-Selektionskriterien dar, die ungefüllten Kreise hingegen symbolisieren die jeweilige Verteilung nach Anwendung der zuvor diskutierten Kriterien. Die Farbgestaltung der Datenpunkte aus Abbildung 13 wird im Verlauf der Arbeit beibehalten, um so die visuelle Unterscheidung zwischen den einzelnen Zentralitätsschätzern zu vereinfachen. Schwarz repräsentiert stets Daten, die mit Hilfe von V0M ermittelt wurden bzw. jene, die sich auf V0M beziehen, entsprechend werden CL0 Datenpunkte in Rot, CL1 in Grün und SPD-Tracklets in Blau dargestellt.

Man beobachtet in allen vier Zentralitätsverteilungen (ungefüllte Kreise) aus Abbildung 13, die kleiner werdende Häufigkeit von Ereignissen im peripheren Bereich. Da in periphe-

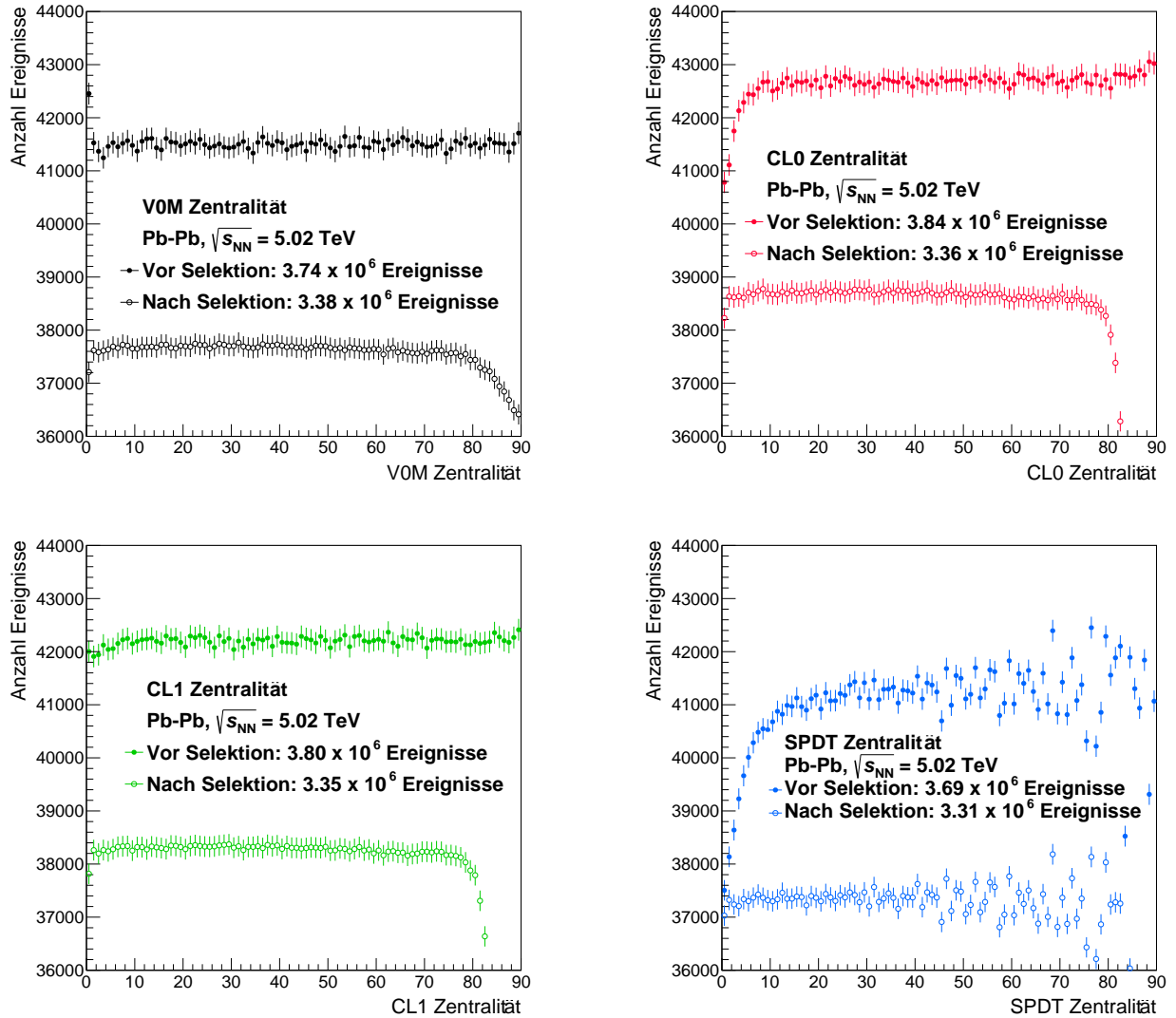


Abbildung 13: Zentralitätsverteilung von Pb-Pb Kollisionen bei  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV ermittelt mit den Zentralitätsschätzern V0M (oben links), CL0 (oben rechts), CL1 (unten links) und SPD-Tracklets (unten rechts).

ren Kollisionen weniger Teilchen produziert werden als in zentralen Kollisionen, besteht eine erhöhte Wahrscheinlichkeit dafür, dass ganze Ereignisse aufgrund der endlichen Nachweiswahrscheinlichkeit nicht registriert werden können (vergleiche Kapitel 2.3.1).

Um die Unterschiede in Zentralitätsmessungen für gleiche Ereignisse hervorzuheben, wird in Abbildung 14 die Korrelation von V0M zu jeweils CL0 (oben links), CL1 (oben rechts) und SPD-Tracklets (unten links) dargestellt. Die Ereignisse auf der Diagonalen der Korrelationspektren in Abbildung 14 wurden von den alternativen Zentralitätsschätzern und V0M mit dem gleichen Zentralitätswert bestimmt. Der Großteil der Ereignisse befindet sich auf dieser Hauptdiagonalen. Somit kategorisieren die betrachteten Zentralitätsschätzer die meisten Ereignisse in die gleiche Zentralität wie V0M. Die Bereiche über- und unterhalb der

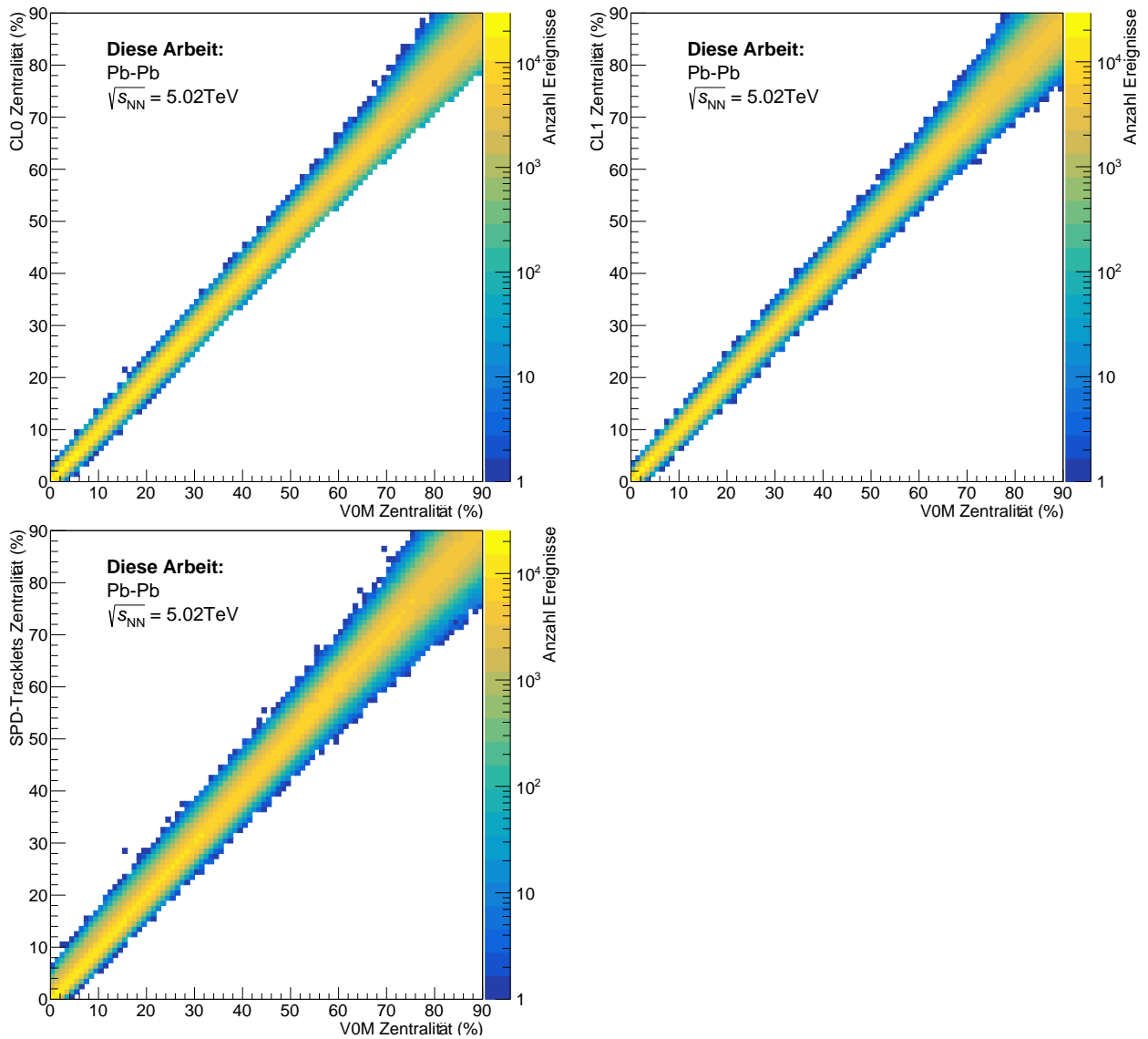


Abbildung 14: Korrelation der Zentralität bestimmt mit CL0 (oben links), CL1 (oben rechts) und SPD-Tracklets (unten links) zu der von V0M bestimmten Zentralität.

Hauptdiagonalen stellen Ereignisse dar, in denen der alternative Zentralitätsschätzer andere Zentralitäten bestimmt hat als V0M. Um die Unterschiede in der Zentralitätsbestimmung zwischen den alternativen Zentralitätsschätzern und V0M genauer zu untersuchen, werden im Folgenden die relativen Häufigkeiten solcher unterschiedlich kategorisierten Ereignisse quantifiziert.

Abbildung 15 zeigt den Anteil von Ereignissen, die von einem der alternativen Zentralitätsschätzer als zentraler (Abbildung 15 links) oder peripherer (Abbildung 15 rechts) bestimmt worden sind als von V0M. Die Unterschiede in der Zentralitätsbestimmung werden für zwei verschiedene minimale Abweichungen  $d$  von der V0M Zentralität untersucht:  $d = 5\%$  und  $d = 10\%$ . Es werden also die Ereignisse gezählt, die sich um mindestens  $d$

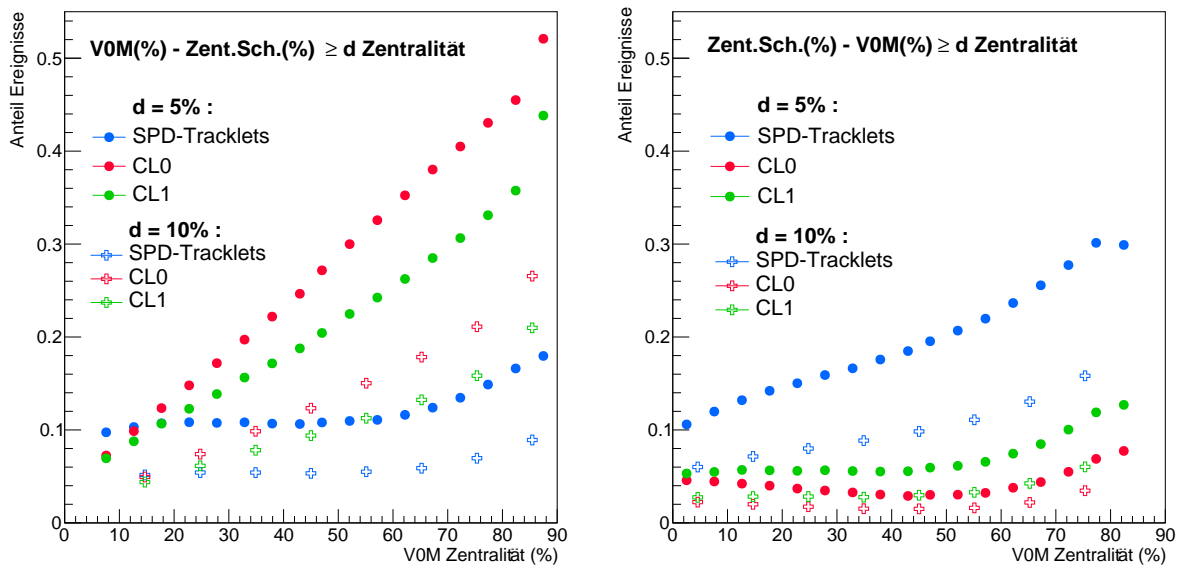


Abbildung 15: Links: Anteil von Ereignissen, die alternative Zentralitätsschätzer um mindestens  $d$  Zentralität zentraler einordnen, als VOM. Rechts: Anteil von Ereignissen, die alternative Zentralitätsschätzer um mindestens  $d$  Zentralität peripherer einordnen, als VOM. Es werden zwei Mindestabweichungen von der VOM-Zentralität betrachtet:  $d = 5\%$  Zentralität und  $d = 10\%$  Zentralität.

Zentralität von der durch VOM bestimmten Zentralität unterscheiden.

Der Grund für die Untersuchung der Unterschiede in Zentralitätsbestimmungen mit einer Mindestabweichung von  $d = 10\%$  Zentralität liegt in der Wahl der Zentralitätsintervalle in der Messung des nuklearen Modifikationsfaktors  $R_{AA}$  (vergleiche Abschnitt 2.4). In von ALICE veröffentlichten Analysen zur Messung des  $R_{AA}$  wurden die gleichen Intervallgrößen verwendet [3]. Um die Auswirkungen der Wahl des Zentralitätsschätzers auf die Messung des nuklearen Modifikationsfaktors untersuchen zu können, werden die gleichen Intervallgrößen betrachtet.

In Abbildung 15 links ist für  $d = 5\%$  bei CL0 und CL1 ein nahezu linearer Anstieg der Ereignisanteile zu erkennen. Während im zentralen VOM Bereich weniger als ein Zehntel aller Ereignisse zentraler eingeordnet wird als durch VOM, so steigt der Anteil im peripheren VOM Bereich bei CL1 auf knapp unter die Hälfte an, bei CL0 auf über die Hälfte. Damit weist CL0 mehr Ereignisse anderen Zentralitäten zu als die übrigen Zentralitätsschätzer. Bei SPD-Tracklets wird im VOM Zentralitätsbereich von 0%-70% durchweg etwa ein Zehntel aller Ereignisse zentraler eingeordnet. Im verbleibenden peripheren Bereich steigt der Anteil auf nahezu ein Fünftel an. Für  $d = 10\%$  ändern sich lediglich die absoluten Werte der Anteile, nicht jedoch das Verhalten des Verlaufs. So werden im zentralen Bereich von den drei alternativen Zentralitätsschätzern rund  $1/20$  aller Ereignisse zentraler eingeordnet als mit VOM. Im peripheren VOM Bereich werden von CL1 ein Fünftel und von CL0

ein Viertel der Ereignisse zentraler eingeordnet als mit V0M. Unter Verwendung von SPD-Tracklets werden im gesamten V0M Zentralitätsbereich etwa  $1/20$  der Ereignisse zentraler eingeordnet.

Abbildung 15 rechts zeigt den Anteil von Ereignissen, denen mit Hilfe der alternativen Zentralitätsschätzer größere Zentralitätswerte zugewiesen worden sind als von V0M. Im Gegensatz zu Abbildung 15 links wurden von SPD-Tracklets mehr Ereignisse verschiedenen Zentralitäten zugeordnet, als von CL0 oder CL1. CL0 wiederum hat weniger Ereignisse anders eingeordnet, als SPD-Tracklets und CL1.

Das Verhalten des Verlaufes von CL0 und CL1 ähnelt dem Verlauf der Ereignisanteile von SPD-Tracklets aus der vorherigen Abbildung. Für  $d = 5\%$  Zentralität (gefüllte Kreise) beträgt der Anteil von peripherer bestimmten Ereignissen von CL0 und CL1 im zentralsten V0M Bereich näherungsweise  $1/20$ . SPD-Tracklets weist rund einem Zehntel aller Ereignisse einen größeren Zentralitätswert zu. CL0 ordnet im peripheren V0M Bereich etwas weniger als einem Zehntel aller Ereignisse eine peripherere Zentralitätsklasse zu, bei CL1 sind es etwas mehr als ein Zehntel. Dagegen wurden von SPD-Tracklets rund ein Drittel der Ereignisse peripherer eingeordnet als mit V0M.

Für  $d = 10\%$  (ungefüllte Symbole) wird von CL0 und CL1 im zentralen V0M Bereich etwa  $1/50$  aller Ereignisse peripherer eingeordnet als durch V0M, wogegen mit SPD-Tracklets etwa  $1/16$  der Ereignisse größere Zentralitätswerte aufweist. In Bereichen peripherer V0M Zentralität werden mit CL0 als Zentralitätsschätzer etwas weniger als  $1/30$  aller Ereignisse peripherer kategorisiert. Von CL1 wurde etwa  $1/16$  der Ereignisse peripherer eingestuft als mit V0M, mit SPD-Tracklets knapp ein Sechstel.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass von CL0 mehr Ereignisse zentraler als von V0M eingeordnet worden sind, als von den übrigen Zentralitätsschätzern, wohingegen SPD-Tracklets die geringste Häufigkeit von zentraler eingeordneten Ereignissen aufweist. Dafür ordnet SPD-Tracklets im Vergleich V0M mehr Ereignisse peripherer ein als die übrigen Zentralitätsschätzer. Für Ereignisse, die peripherer eingeordnet wurden als von V0M, weist CL0 die kleinsten Häufigkeiten auf.

Die Detektoren, mit denen die Multiplizität für die jeweiligen Zentralitätsschätzer aufgezeichnet wird, befinden sich in verschiedenen Raumbereichen. Hätten die unterschiedlichen Raumbereiche, die durch jeden der Detektoren abgedeckt werden, keinen Einfluss auf die Bestimmung der Zentralität, wären Ereignisse von den Zentralitätsschätzern CL0, CL1 und SPD-Tracklets in die gleiche Zentralitätsklasse kategorisiert worden wie durch V0M. Da jedoch offensichtliche Unterschiede in der Zentralitätsbestimmung vorliegen, scheint es zusätzliche ortsabhängige Einflüsse zu geben, die in der Zentralitätsbestimmung nicht berücksichtigt werden. Die Zentralitätsschätzer des um den Kollisionspunkt gelegenen SPD-Detektors, insbesondere CL0 und CL1, kategorisieren Ereignisse häufig in zentralere Zentralitätsklassen als V0M (Abbildung 15). Ein Grund könnte die vermehrte Produktion

von Teilchenjets (*jet*: engl. für Strahl) darstellen, die sich in einer zur Strahlrichtung senkrechten Richtung ausbreiten und somit im ITS gemessen werden können, nicht jedoch in den V0-Detektoren. So würden CL0 und CL1 dieses Ereignis als zentraler einordnen als V0M. Dieses Phänomen wird als Autokorrelation bezeichnet.

In Abbildung 14 ist zu erkennen, dass zu jeder ermittelten V0M Zentralität eine Verteilung von Zentralitätswerten der alternativen Zentralitätsschätzer vorliegt. In Abbildung 16 werden die Mittelwerte dieser Zentralitätsverteilungen der jeweiligen Zentralitätsschätzer, sowie die Breite der Verteilung von Zentralitätswerten dargestellt. Letztere wird in diesem Kontext als Varianz bezeichnet. Abbildung 16 oben links zeigt die berechneten Mittelwerte der Zentralitätsverteilungen von den alternativen Zentralitätsschätzern in Abhängigkeit der V0M Zentralität. Die Verläufe der Mittelwerte werden zusätzlich jeweils mit einer linearen Funktion parametrisiert. Die durch die Parametrisierung berechnete Steigung und der y-Achsenabschnitt werden ebenfalls in Abbildung 16 oben links gezeigt. Diese quantifizieren die Abweichung des Mittelwertverlaufes von der Hauptdiagonalen. Die Mittelwerte von CL0 werden in Rot, die von CL1 in Grün-, und die von SPD-Tracklets in Blau dargestellt. Die schwarze Linie symbolisiert die mit V0M bestimmten Zentralitätswerte. Die Mittelwerte der Zentralitätsverteilungen des jeweiligen Zentralitätsschätzers stimmen mit der entsprechenden V0M Zentralität gut überein (Abbildung 16 oben links). Der Parameter  $B$  symbolisiert die Steigung der jeweiligen Geraden. Für die Mittelwerte der SPD-Tracklets Verteilungen lässt sich so ein steilerer Verlauf feststellen als für die Werte der V0M Zentralität ( $B > 1$ ). Somit tendiert dieser Zentralitätsschätzer dazu, Ereignisse peripherer einzuordnen, als V0M. Die Geraden der CL0- und CL1-Mittelwerte sind nicht so steil, wie die Gerade der V0M Zentralität ( $B < 1$ ). Dies deutet auf eine tendenziell zentralere Einordnung von Ereignissen im Vergleich zu V0M hin.

Dies wird auch in Abbildung 16 oben rechts widergespiegelt. Hier werden die Verhältnisse der Mittelwerte der verschiedenen Zentralitätsschätzer (Abbildung 16 oben links) zu der jeweiligen V0M Zentralität dargestellt. Auffallend im Zentralitätsbereich von 0% - 10% V0M Zentralität ist die Tendenz der alternativen Zentralitätsschätzer Ereignissen größere Zentralitätswerte zuzuweisen. Im Bereich von 80% - 90% V0M Zentralität ist ein entgegengesetzter Trend zu beobachten. Im Durchschnitt ordnet SPD-Tracklets Ereignisse um 1% peripherer ein als V0M. CL0 dagegen weist Ereignissen im Mittel etwa 1.5% Zentralität kleinere Zentralitätswerte zu, CL1 kategorisiert Ereignisse um etwa 2.5% Zentralität zentraler als V0M.

Neben dem Mittelwert können die in Abbildung 14 gezeigten Zentralitätsverteilungen auch hinsichtlich der Streuung um den Mittelwert der jeweiligen Zentralitätsverteilung untersucht werden. Ein Maß für die Größe dieser Streuung bildet die Varianz  $\sigma_{Var}^i(c^{V0M})$ , welche

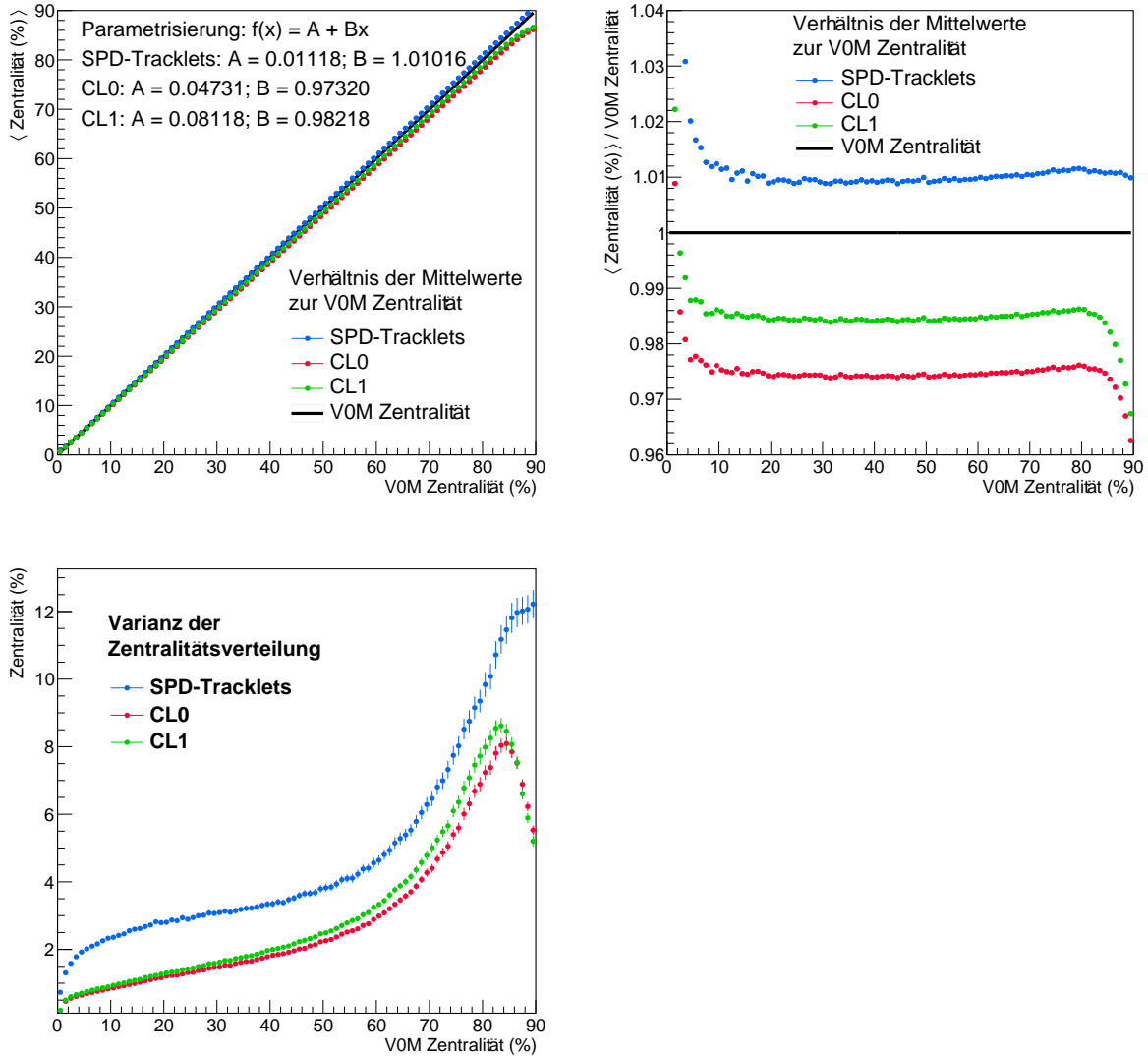


Abbildung 16: Oben links: Darstellung der Mittelwerte der Zentralitätsverteilungen von CL0, CL1 und SPD-Tracklets zu je einer VOM Zentralität. Oben rechts: Verhältnis zwischen dem Mittelwert der Zentralitätsverteilungen von CL0, CL1 und SPD-Tracklets zur entsprechenden VOM Zentralität für die Zentralitätsschätzer. Unten links: Varianz der Zentralitätsverteilungen von CL0, CL1 und SPD-Tracklets zu je einer VOM Zentralität.

definiert wird als:

$$\sigma_{\text{Var}}^i(c^{(\text{VOM})}) = \frac{\sum_{c_i=c_{\min}}^{c_{\max}} (c_i - \mu)^2 \cdot f(c_i)}{\sum_{c_i=c_{\min}}^{c_{\max}} f(c_i)} \Bigg|_{c^{(\text{VOM})}} \quad (10)$$

Dabei repräsentiert  $c^{(\text{VOM})}$  die mit VOM ermittelte Zentralität,  $c_i$  stellt einen Zentralitätswert des alternativen Zentralitätsschätzers bei festem  $c^{(\text{VOM})}$  dar,  $\mu$  beschreibt den Mittelwert der Zentralitätsverteilung eines alternativen Zentralitätsschätzers zu einer VOM Zentralität und  $f(c_i)$  steht für die Anzahl von Ereignissen, in denen  $c_i$  gemessen wurde.

Dieser Ausdruck wird im Allgemeinen auch als zweites zentrales Moment bezeichnet. Die Varianz der Zentralitätsverteilungen von CL0, CL1 und SPD-Tracklets wird in Abbildung 16 unten links als Funktion der V0M Zentralität dargestellt. Sie stellt ein Maß für die mittleren Abweichungen der Zentralitätswerte von dem jeweiligen Mittelwert dar.

Die Varianz zeigt für jeden der drei alternativen Zentralitätsschätzer bis etwa 80% V0M Zentralität ein streng monoton steigendes Verhalten auf. Für CL0 und CL1 nimmt die Varianz bei knapp über 80% V0M Zentralität ein Maximum an und weist folgend ein fallendes Verhalten auf. Dagegen lässt sich für SPD-Tracklets kein solches Maximum erkennen. Des Weiteren ist festzustellen, dass SPD-Tracklets im Vergleich zu CL0 und CL1 die größten Abweichungen vom Mittelwert aufweist. Während für SPD-Tracklets im zentralen V0M Bereich eine Verteilungsbreite von 2% Zentralität beobachtet werden kann, so lässt sich im peripheren V0M Bereich erkennen, dass Zentralitäten gemessen wurden, die sich bis zu 12% Zentralität vom Mittelwert unterscheiden. Im Gegensatz dazu beobachtet man für CL0 und CL1 im zentralen V0M Bereich Zentralitätszuordnungen, die sich im Mittel um weniger als 1% Zentralität vom jeweiligen Mittelwert unterscheiden. Für V0M Zentralitätswerte von 80% - 85% zeigen CL0 und CL1 im Schnitt bis zu etwa 8% Zentralität verschiedene Messwerte im Vergleich zum Mittelwert.

Obwohl Unterschiede in der Zentralitätsbestimmung bestehen (Abbildung 14), so wurden die meisten Ereignisse von den Zentralitätsschätzern CL0, CL1 und SPD-Tracklets in die gleiche Zentralitätsklasse eingeordnet wie von V0M. Auch für die Mittelwerte der Zentralitätsverteilungen der alternativen Zentralitätsschätzer wird eine gute Übereinstimmung mit der von V0M ermittelten Zentralität beobachtet. Dennoch wird ein wesentlicher Anteil von Ereignissen, der von V0M einer Zentralitätsklasse zugeordnet wird, von den alternativen Zentralitätsschätzern in andere Zentralitätsklassen eingeordnet. In vereinzelt Fällen wird unter Verwendung der alternativen Zentralitätsschätzer die Hälfte der Ereignisse, die von V0M einer Zentralität zugeordnet worden sind, in andere Zentralitätsklassen eingeordnet (Abbildung 15 rechts). Es stellt sich schließlich die Frage, wie sich die Unterschiede in der ermittelten Zentralität auf zentralitätsabhängige Observablen, wie z.B. den Transversalimpuls, bemerkbar macht. Um dieser Frage auf den Grund zu gehen, werden im folgenden Abschnitt dieser Analyse  $p_T$ -Spektren in ausgewählten Zentralitätsklassen näher untersucht.



### 4.3 Analyse von Transversalimpulsverteilungen geladener Teilchen

Die ermittelten Zentralitäten der Zentralitätsschätzer CL0, CL1 und SPD-Tracklets weisen Unterschiede zu den Zentralitätswerten auf, die mit V0M bestimmt werden. Nun stellt sich die Frage, wie sich die Einteilung in unterschiedliche Zentralitätsklassen auf die Spektren des transversalen Impulses auswirkt. Diese bieten Einblicke in die Eigenschaften der initialen Kollision der Schwerionen. Dadurch lässt sich untersuchen, ob die Ereignisse, die von den alternativen Zentralitätsschätzern in andere Zentralitätsklassen eingeordnet wurden als von V0M, auf eine verschiedene Kollisionsgeometrie hinweisen. In diesem Abschnitt werden die gemessenen  $p_T$ -Spektren von Pb-Pb Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV in ausgewählten Zentralitätsintervallen mit verschiedenen Zentralitätsschätzern untersucht. Um die Lesbarkeit zu erleichtern, werden die Methoden zur Zentralitätsbestimmung im Folgenden als Detektoren behandelt, welche die Ausbeute geladener Teilchen pro Ereignis messen können.

#### 4.3.1 Vergleich von Transversalimpulsverteilungen in gleicher Zentralitätsklasse

Abbildung 17 zeigt die Ausbeute geladener Teilchen in Pb-Pb Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV, normiert auf die Anzahl der Ereignisse  $N_{ev}$  pro Pseudorapiditätsintervall  $d\eta$  und pro Transversalimpulsintervall  $dp_T$  als Funktion von  $p_T$ . Es wird der  $p_T$ -Bereich von 0.15 bis 20 GeV/c dargestellt. Die  $p_T$ -Spektren sind farblich gekennzeichnet, um so zu unterscheiden, mit welchem Zentralitätsschätzer die Ereignisse, aus denen die Teilchen stammen, in diese Zentralitätsklasse kategorisiert worden sind. Zusätzlich sind die Spektren mit Zehnerpotenzen skaliert, um sie besser erkennen zu können. Um Unterschiede zwischen den Spektren zu untersuchen, werden im unteren Teil der Abbildungen die Verhältnisse der  $p_T$ -Spektren unter Verwendung der alternativen Zentralitätsschätzer mit dem  $p_T$ -Spektrum von V0M aus der gleichen Zentralitätsklasse dargestellt.

In den  $p_T$ -Verteilungen in Abbildung 17 kann in den Verhältnissen für die vier betrachteten Zentralitätsklassen ein generelles Verhalten beobachtet werden: die Ausbeute geladener Teilchen aus den Ereignissen, die SPD-Tracklets in die entsprechende Zentralitätsklasse kategorisiert hat, weist für gleiche Zentralitätsklassen durchweg größere Werte auf als die Ausbeute von Ereignissen, die unter Verwendung von V0M in den gleichen Zentralitätsbereichen eingeordnet werden. Dagegen hat die Ausbeute geladener Teilchen unter Verwendung von CL0 und CL1 stets kleinere Werte als die entsprechende V0M Ausbeute. Im Zentralitätsbereich von 0% bis 10% (Abbildung 17 oben links) lässt sich ab etwa 2 GeV/c ein Anstieg der Ausbeuten geladener Teilchen der alternativen Zentralitätsschätzer erkennen, die Größenordnung des Anstiegs im Vergleich zum Verlauf im niedrigen

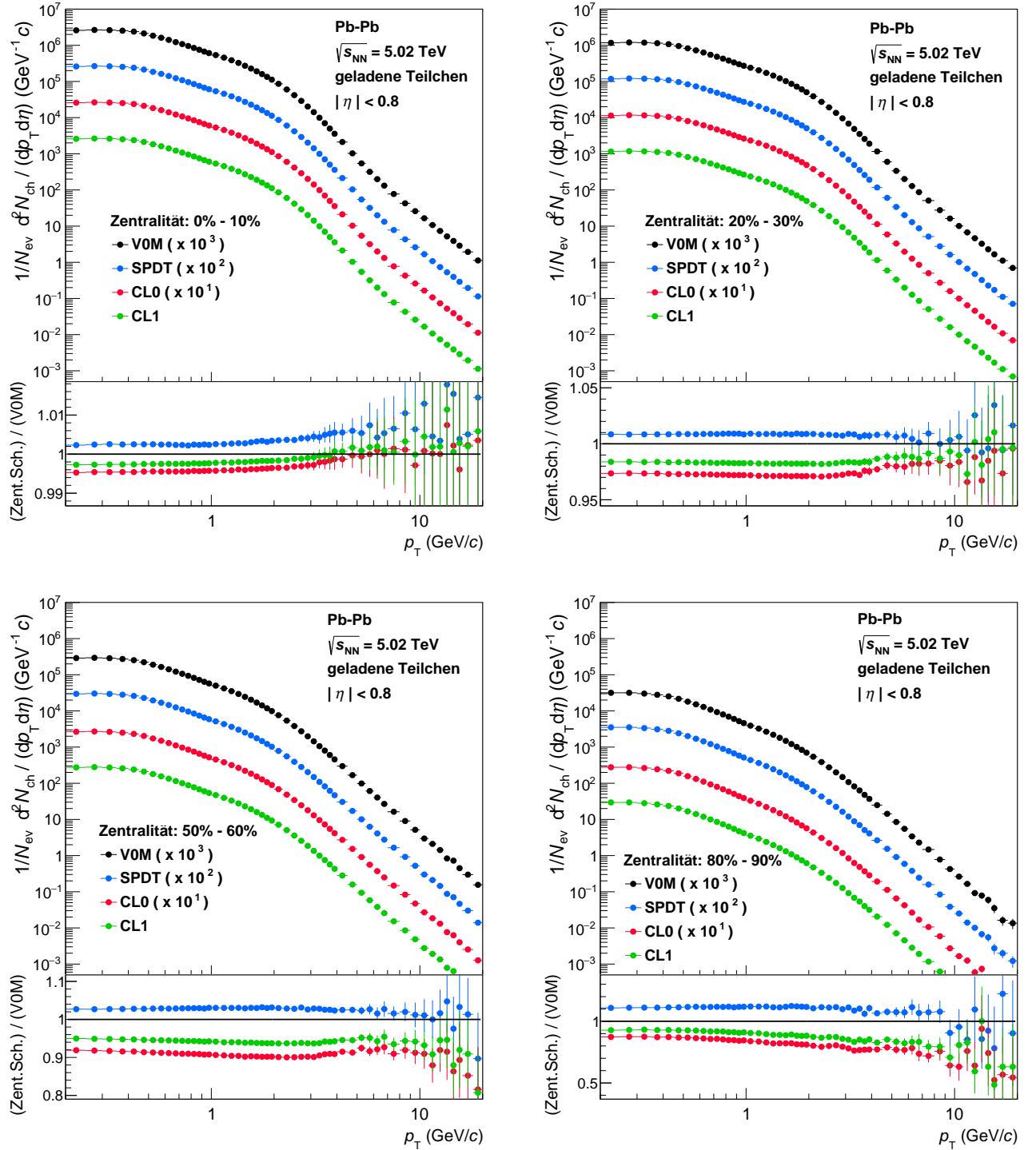


Abbildung 17: Ausbeute geladener Teilchen normiert auf die Anzahl der Ereignisse  $N_{ev}$  pro Pseudorapiditätsintervall  $d\eta$  pro transversalen Impulsintervall  $dp_T$  als Funktion von  $p_T$  in Pb-Pb Kollisionen bei  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV in vier Zentralitätsklassen: 0% - 10% (zentral, oben links), 20% - 30% (semi-zentral, oben rechts), 50% - 60% (semi-zentral-unten links) und 80% - 90% (peripher, unten rechts).

$p_T$ -Bereich beträgt in etwa 0.4%. Die Ausbeute geladener Teilchen im Zentralitätsbereich 20% - 30% (Abbildung 17 oben rechts) zeigt für SPD-Tracklets unter Berücksichtigung der Fehler ein nahezu konstantes Verhalten über den betrachteten  $p_T$ -Bereich hinweg. SPD-Tracklets hat in diesem Zentralitätsbereich rund 1% mehr geladene Teilchen pro Transversalimpuls und pro Ereignis gemessen als V0M. CL1 hat im gleichen Zentralitätsbereich von 0.15 GeV/c bis 3 GeV/c etwa 1.5% weniger geladene Teilchen pro Ereignis gemessen als V0M, CL0 hat etwa 2.5% weniger geladene Teilchen pro Ereignis gemessen. Für  $p_T > 3$  GeV/c lässt sich für CL0 und CL1 eine Vergrößerung zum bisherigen Verlauf der Ausbeute von 2% beobachten.

Im Zentralitätsbereich von 50% - 60% (Abbildung 17 unten links) hat SPD-Tracklets im betrachteten  $p_T$ -Bereich 2% mehr geladene Teilchen gemessen als V0M, wogegen CL1 etwa 5% und CL0 8% weniger Teilchen gemessen haben. In den periphersten untersuchten Kollisionen (Abbildung 17 unten rechts) weist SPD-Tracklets eine durchschnittlich um 10% höhere Ausbeute geladener Teilchen auf als V0M. Für CL0 und CL1 im  $p_T$ -Bereich von 0.15 GeV/c bis etwa 0.5 GeV/c wurden rund 10% weniger Teilchen gemessen als für V0M. Des Weiteren ist eine stetige Abnahme der Ausbeute für  $p_T > 0.5$  GeV/c zu beobachten. So wurden Teilchen mit einem Transversalimpuls größer als 10 GeV/c von CL0 und CL1 nur knapp halb so oft gemessen, wie mit V0M.

Neben dem absoluten Unterschied der Ausbeute geladener Teilchen der alternativen Zentralitätsschätzer im Vergleich zu V0M ist ab einem Transversalimpuls von etwa 4 GeV/c eine Veränderung des konstanten Verlaufes in allen betrachteten Zentralitätsintervallen zu beobachten. Vor allem sind die  $p_T$ -Spektren unter Verwendung der Zentralitätsschätzer CL0 und CL1 davon betroffen, SPD-Tracklets zeigt die geringsten Abweichungen von dem geraden Verlauf. Diese Unterschiede könnten ein Hinweis auf eine unterschiedliche Anzahl von Produktionsquellen geladener Teilchen für Kollisionen der gleichen Zentralitätsklasse sein (vergleiche Abschnitt 2.3.1), was auf einen Unterschied der Geometrie von Kollisionen hinweisen könnte ('Stoßparameter  $b$ ', vergleiche Abschnitt 2.3).

Um die Unterschiede in der Anzahl gemessener geladener Teilchen zwischen den Zentralitätsschätzern zu quantifizieren, wird die mittlere absolute Abweichung  $F_z^i(p_T)$  eingeführt:

$$F_z^i(p_T) = \frac{1}{N} \sum_{p_T=p_{T,\min}}^{p_{T,\max}} |Y_z^i(p_T)/Y_z^{V0M}(p_T) - 1| \quad (11)$$

Hierbei steht  $z$  für die betrachtete Zentralitätsklasse,  $i$  repräsentiert den jeweiligen Zentralitätsschätzer (CL0, CL1 oder SPD-Tracklets),  $p_{T,\min}$  und  $p_{T,\max}$  grenzen das  $p_T$ -Intervall ein, in dem  $F_z^i(p_T)$  berechnet wird und  $Y_z^i(p_T)$  symbolisiert die Ausbeute geladener Teilchen des jeweiligen Zentralitätsschätzers  $i$  in der Zentralitätsklasse  $z$ .  $N$  repräsentiert die

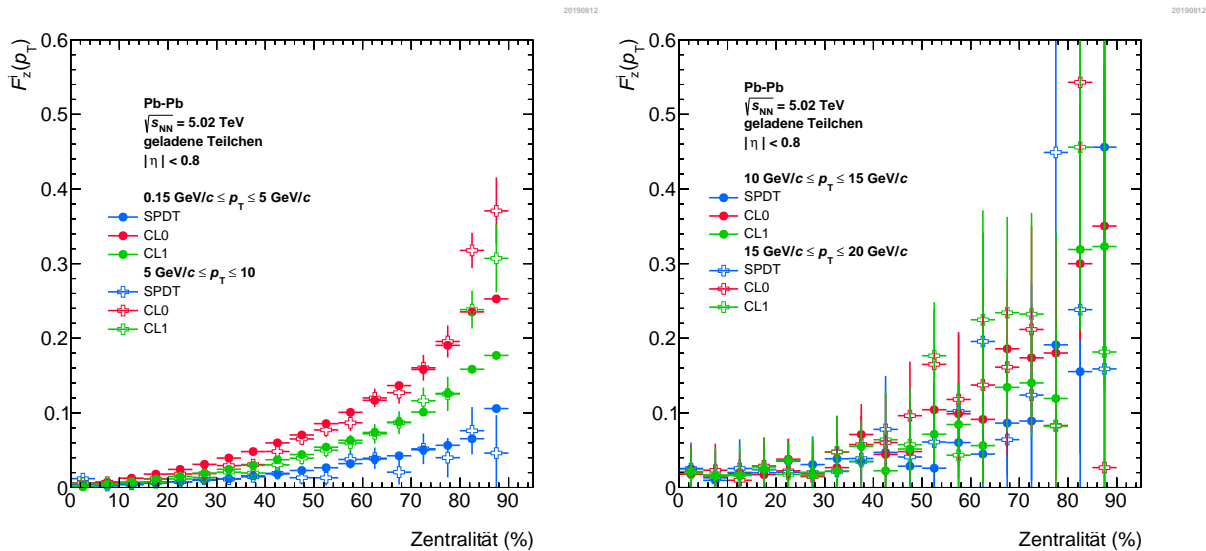


Abbildung 18: Mittlere absolute Abweichung  $F_z^i(p_T)$  als Funktion des transversalen Impulses  $p_T$  im  $p_T$ -Bereich von 0.15 GeV/c - 20 GeV/c. Der  $p_T$ -Bereich wird in vier Intervalle unterteilt.

Anzahl der Datenpunkte im  $p_T$ -Intervall von  $p_{T,\min}$  bis  $p_{T,\max}$ . Abbildung 18 zeigt  $F_z^i(p_T)$  im  $p_T$ -Bereich von 0.15 GeV/c bis 20 GeV/c, wobei dieser Bereich in vier kleineren Intervallen betrachtet wird.

Im  $p_T$ -Intervall von 0.15 GeV/c - 5 GeV/c (Abbildung 18 links, gefüllte Kreise) wird für CL0 die größte Abweichung von der Anzahl gemessener geladener Teilchen im Vergleich zu V0M beobachtet, gefolgt von CL1 und SPD-Tracklets. Die Unterschiede in der Anzahl gemessener Teilchen steigen mit zunehmend periphereren Zentralitäten an. Im zentralen Bereich sind die Abweichungen zu V0M für die drei betrachteten alternativen Zentralitätsschätzer von der Größenordnung 1%. In peripheren Ereignissen hingegen misst CL0 in etwa 25% weniger Teilchen als V0M, CL1 hat knapp 20% weniger Teilchen gemessen. SPD-Tracklets dagegen hat in etwa 10% mehr Teilchen im gleichen  $p_T$ -Intervall gemessen als V0M. Im  $p_T$ -Intervall von 5 GeV/c - 10 GeV/c (ungefüllte Symbole) wird ebenfalls eine Abweichung von der Größenordnung 1% beobachtet. Auch hier weist CL0 für sämtliche Zentralitätsbereiche die größten Abweichungen zu der Ausbeute geladener Teilchen von V0M auf. Im peripheren Bereich werden von CL0 im betrachteten  $p_T$ -Intervall mehr als ein Drittel weniger Teilchen gemessen als mit V0M. Mit CL1 werden knapp 30% weniger Teilchen gemessen als mit V0M, wogegen von SPD-Tracklets nur knapp 4% mehr Teilchen gemessen werden.

Während man in den bisher betrachteten  $p_T$ -Intervallen in Abbildung 18 links mit Hilfe von Abbildung 17 Aussagen darüber treffen kann, ob weniger oder mehr Teilchen mit dem entsprechenden Zentralitätsschätzer gemessen worden sind als mit V0M, kann aufgrund

der Schwankungen in der Anzahl gemessener Teilchen in Bereichen mit höherem  $p_T$  keine solche Aussage mehr getroffen werden. Im  $p_T$ -Intervall von 10 GeV/c - 15 GeV/c (Abbildung 18 rechts, gefüllte Kreise) kann man für die drei alternativen Zentralitätsschätzer im zentralen Bereich eine Abweichung von etwa 2% erkennen. Die Abweichungen zur von V0M gemessenen Anzahl geladener Teilchen steigen auch hier mit dem Zentralitätswert an. Im betrachteten  $p_T$ -Bereich beträgt der Unterschied in der Ausbeute geladener Teilchen in peripheren Bereichen im Vergleich zu V0M in etwa 45% für SPD-Tracklets, rund 33% für CL0 und etwas über 30% für CL1.

Im Schnitt unterscheidet sich die Ausbeute geladener Teilchen auch im  $p_T$ -Intervall von 15 GeV/c - 20 GeV/c bei den alternativen Zentralitätsschätzern um 2% zu der Ausbeute von V0M. Man beobachtet auch hier einen Anstieg der Unterschiede in der Anzahl gemessener geladener Teilchen für periphere Ereignisse.

#### 4.3.2 Vergleich von Transversalimpulsverteilungen bei fixer V0M-Zentralität

In Abbildung 17 werden  $p_T$ -Spektren geladener Teilchen von Ereignissen dargestellt, die mit Hilfe der Zentralitätsschätzer V0M, CL0, CL1 und SPD-Tracklets in die gleiche Zentralitätsklasse kategorisiert worden sind. Im Folgenden sollen nun  $p_T$ -Spektren aus unterschiedlichen Zentralitätsbereichen miteinander verglichen werden. Daher werden  $p_T$ -Spektren aus Ereignissen, die unter Verwendung der alternativen Zentralitätsschätzer als peripherer oder als zentraler klassifiziert worden sind als von V0M, mit den  $p_T$ -Spektren aus Ereignissen verglichen, die mit Hilfe von V0M und dem jeweiligen alternativen Zentralitätsschätzer in die gleiche Zentralitätsklasse eingeordnet worden sind. Diese Vergleiche werden in Abbildung 19 dargestellt.

Die dreieckigen Symbole repräsentieren das Verhältnis der  $p_T$ -Spektren der alternativen Zentralitätsschätzer aus zentraler eingeordneten Ereignissen (Bereich unterhalb Hauptdiagonale in Abbildung 14) mit dem  $p_T$ -Spektrum aus Ereignissen, in denen unter Verwendung des jeweiligen alternativen Zentralitätsschätzers und V0M die gleiche Zentralität ermittelt worden ist. Entsprechend beschreiben die quadratischen Symbole das Verhältnis der  $p_T$ -Spektren aus Ereignissen, die mit Hilfe der alternativen Zentralitätsschätzer in peripherere Zentralitätsklassen eingeordnet worden sind als mit V0M (Bereich oberhalb der Hauptdiagonale in Abbildung 14).

Grundsätzlich ist für alle der betrachteten Zentralitätsbereiche in Abbildung 19 eine deutliche Verschiebung der Verhältnisse zu erkennen. Beginnend für den zentralen Bereich (Abbildung 19 oben links), weisen die gemessenen Teilchen aus Ereignissen, die die alternativen Zentralitätsschätzer als zentraler eingeordnet haben als V0M, eine über 20% größere Anzahl auf, als die entsprechend periphereren Ereignisse in V0M (dreieckige Symbole). Eine nahezu gleiche Diskrepanz ist für Ereignisse zu beobachten, die unter Verwendung

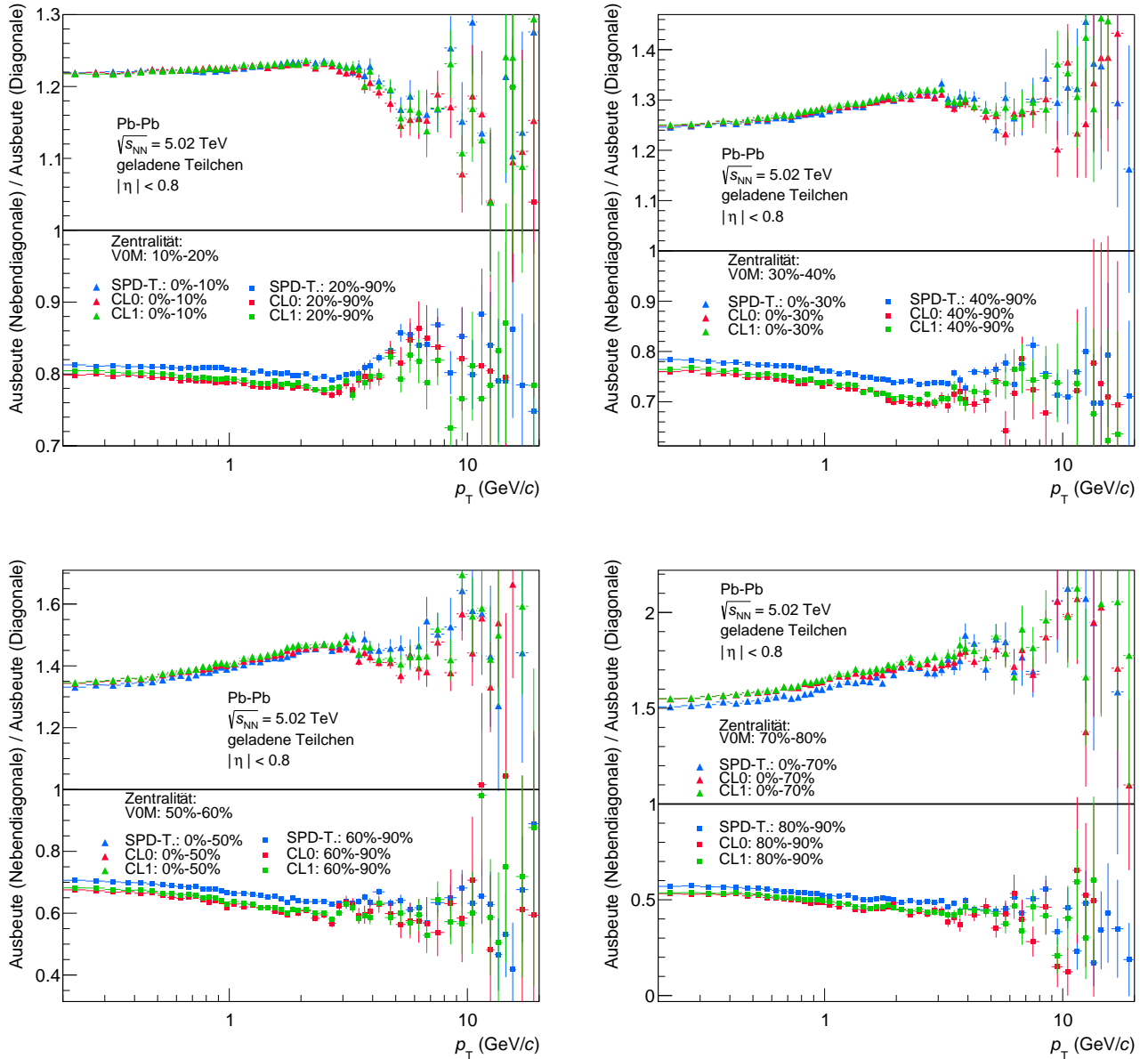


Abbildung 19: Verhältnis von  $p_T$ -Spektren aus Ereignissen, die von alternativen Zentralitätsschätzern zentraler oder peripherer eingeordnet wurden als von VOM, mit dem  $p_T$ -Spektrum aus Ereignissen, in denen der jeweilige alternative Zentralitätsschätzer und VOM die gleiche Zentralität bestimmt haben. Die Dreiecke stellen die Verhältnisse aus dem zentraleren Bereich dar, die Quadrate die Verhältnisse aus den periphereren Ereignissen. Es werden vier VOM Zentralitätsintervalle betrachtet, 10% - 20% (Oben links), 30% - 40% (Oben rechts), 50% - 60% (Unten links) und 70% - 80% (Unten rechts).

der alternativen Zentralitätsschätzer als peripherer eingestuft worden sind, als mit VOM (quadratische Symbole). Hier sind es durchschnittlich 20% weniger gemessene geladene Teilchen, als im entsprechend zentraleren VOM Bereich. Dieser Verlauf steigt leicht bis 3 GeV/c leicht an, danach ist eine Abnahme der Abweichungen bis auf unter 15% zu erken-

nen.

In den periphereren Bereichen ist ein ähnlicher Verlauf der Abweichungen zu erkennen. Im oberen Bereich von Abbildung 19 oben rechts beginnen die Abweichungen im kleinsten  $p_T$ -Bereich bei 25% (dreieckige Symbole). Sie erreichen bei  $p_T = 3 \text{ GeV}/c$  ein lokales Maximum von über 30% und nehmen bis  $6 \text{ GeV}/c$  leicht ab. Daraufhin wachsen sie leicht an. Im unteren Teil von Abbildung 19 oben rechts ist ein entsprechend ähnlicher Verlauf zu erkennen (quadratische Symbole). In diesen Ereignissen wurden im niedrigen  $p_T$ -Bereich mit den alternativen Zentralitätsschätzern rund 25% weniger geladene Teilchen gemessen, als mit V0M, bei  $3 \text{ GeV}/c$  sind es 30% weniger. Die Abweichungen werden auch hier bis  $6 \text{ GeV}/c$  kleiner und wachsen folgend an.

Im Zentralitätsbereich von 50% - 60% V0M Zentralität (Abbildung 19 unten links) betragen die Abweichungen für  $p_T < 2 \text{ GeV}/c$  über 30% (dreieckige Symbole) und wachsen bei großen  $p_T$  bis auf über 40% an. Dieses Verhalten trifft sowohl für Ereignisse zu, die als zentraler eingeordnet wurden als mit V0M, sowie für die Ereignisse, die als peripherer eingestuft worden sind (quadratische Symbole). Somit werden mit den alternativen Zentralitätsschätzern im Mittel ein Drittel an geladenen Teilchen mehr, bzw. weniger gemessen, als mit V0M in der entsprechend periphereren, bzw. zentraleren Zentralitätsklasse. Für 70% - 80% V0M Zentralität betragen die Abweichungen im niedrigen  $p_T$ -Bereich annähernd 50% und wachsen auf beinahe 100% an.

Abbildung 19 zeigt auf, dass Ereignisse, die von den alternativen Zentralitätsschätzern CL0, CL1 und SPD-Tracklets in andere Zentralitätsklassen eingeordnet worden sind als in V0M, unterschiedliche Multiplizitäten geladener Teilchen aufweisen. Dabei enthalten zentraler eingeordnete Ereignisse mehr Teilchen, als die von V0M jeweils peripherer eingeordneten Ereignisse. Entsprechend weniger geladene Teilchen wurden in Ereignissen gemessen, die als peripherer eingeordnet worden sind, als in V0M.

## 5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird eine systematische Studie zur Untersuchung der Zentralität in Pb-Pb Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV im ALICE-Experiment vorgestellt. Dabei werden ausgesuchte Methoden zur Bestimmung der Zentralität, sogenannte Zentralitätsschätzer, miteinander verglichen, um eventuelle Unterschiede in der Zentralitätsbestimmung darzulegen. In der vorliegenden Arbeit werden die Zentralitätsschätzer CL0, CL1 und SPD-Tracklets mit dem Zentralitätsschätzer von V0M verglichen. Die Zentralitätsbestimmung basiert auf der Multiplizitätsmessung der Detektoren SPD (CL0, CL1, SPD-Tracklets) sowie V0A und V0C. Da die Detektoren unterschiedliche Raumbereiche abdecken, kann so auch die räumliche Abhängigkeit der Zentralitätsbestimmung untersucht werden. Anschließend werden die Auswirkungen durch die Wahl des Zentralitätsschätzers auf die gemessenen Verteilungen des Transversalimpulses überprüft.

Zunächst wird die Korrelation der Zentralitätsbestimmungen dargestellt, die offensichtliche Diskrepanzen in der Zentralitätsbestimmung unter Verwendung von CL0, CL1 und SPD-Tracklets im Vergleich zu dem Zentralitätsschätzer von V0M offenlegt. Eine genauere Betrachtung der Unterschiede zeigt, dass unter Verwendung der Zentralitätsschätzer CL0 und CL1 Ereignisse wesentlich häufiger in zentralere Zentralitätsklassen eingeordnet werden als mit dem Zentralitätsschätzer von V0M. Mit Hilfe des Zentralitätsschätzers SPD-Tracklets dagegen werden Ereignisse häufig in peripherere Zentralitätsklassen kategorisiert. Durch die Untersuchung der gemessenen Spektren des Transversalimpulses stellt sich heraus, dass die Ereignisse, welche unter Verwendung von CL0 und CL1 in die gleiche Zentralitätsklasse eingeordnet worden sind, wie mit dem Zentralitätsschätzer von V0M, weichere  $p_T$ -Spektren aufweisen. Dagegen lässt sich in Ereignissen, die mit SPD-Tracklets in die gleiche Zentralitätsklasse eingeordnet worden sind wie mit dem Zentralitätsschätzer von V0M, ein härteres  $p_T$ -Spektrum erkennen. Die in dieser Analyse erarbeiteten Ergebnisse können folglich als Anhaltspunkt für zukünftige Studien zentralitätsabhängiger Größen verwendet werden.



## 6 Anhang

### A1

In dieser Arbeit werden Daten aus Pb-Pb Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  TeV analysiert. Der verwendete Datensatz ist *LHC15o-pass5-lowIR*. Folgende Runs wurden für diese Analyse benutzt: 244918, 244975, 244982, 244983, 245061, 245064, 245066, 245068, 246390, 246391, 246392.

### A2

Die Rapidität stellt eine alternative Definition der Geschwindigkeit in der speziellen Relativitätstheorie dar. Sie wird definiert als

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \left( \frac{E + cp}{E - cp} \right), \quad (12)$$

wobei  $E$  die Energie und  $p$  den Betrag des Impulses des betrachteten Teilchens repräsentiert.  $c$  steht für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Oft wird eine zur Strahlachse parallele Rapidität eingeführt, die für Geschwindigkeiten nahe der des Lichts, und somit  $E \approx p$ , mit der Pseudorapidität  $\eta$  genähert werden kann:

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \ln \left( \frac{p + p_L}{p - p_L} \right). \quad (13)$$

$p$  steht weiterhin für den Betrag des Impulses,  $p_L$  symbolisiert den Betrag des Impulsanteils in longitudinaler Richtung. Die Pseudorapidität wird hier in natürlichen Einheiten angegeben. Sie kann auch in Abhängigkeit des Winkels  $\theta$  zur longitudinalen Achse beschrieben werden:

$$\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (14)$$

In Abbildung 20 wird der Zusammenhang zwischen  $\eta$  und  $\theta$  dargestellt.

### A3

Der Transversalimpuls  $p_T$  stellt eine der wichtigsten Messgrößen in Schwerionenkollisionen dar. Er beschreibt den Anteil des Impulses von einem ausgehenden Teilchen, der senkrecht zur Strahlachse verläuft. Die anfangs beschleunigten Schwerionen besitzen lediglich longitudinale Impulskomponenten. Durch die Kollision und die damit einhergehende Produktion von neuen Teilchen erhalten die ausgehenden Teilchen transversale Impulsanteile. Der

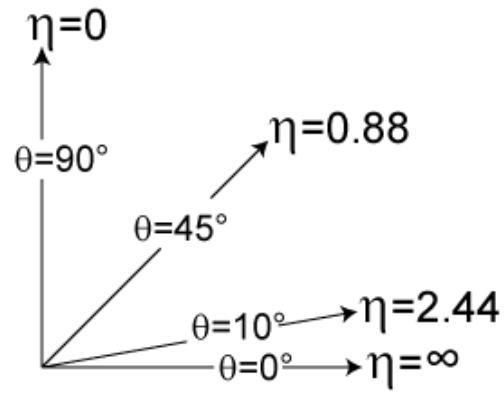


Abbildung 20: Darstellung des Zusammenhangs zwischen der Pseudorapidity und des Winkels  $\theta$  zur longitudinalen Achse. [18]

Transversalimpuls trägt somit Informationen zur Kollision. Er wird definiert als

$$p_T = |\mathbf{p}| \sin(\theta), \quad (15)$$

wobei  $\theta$  den Winkel zwischen der Strahlachse und der Bewegungsrichtung des aus der Kollision stammenden Teilchens symbolisiert.

A4

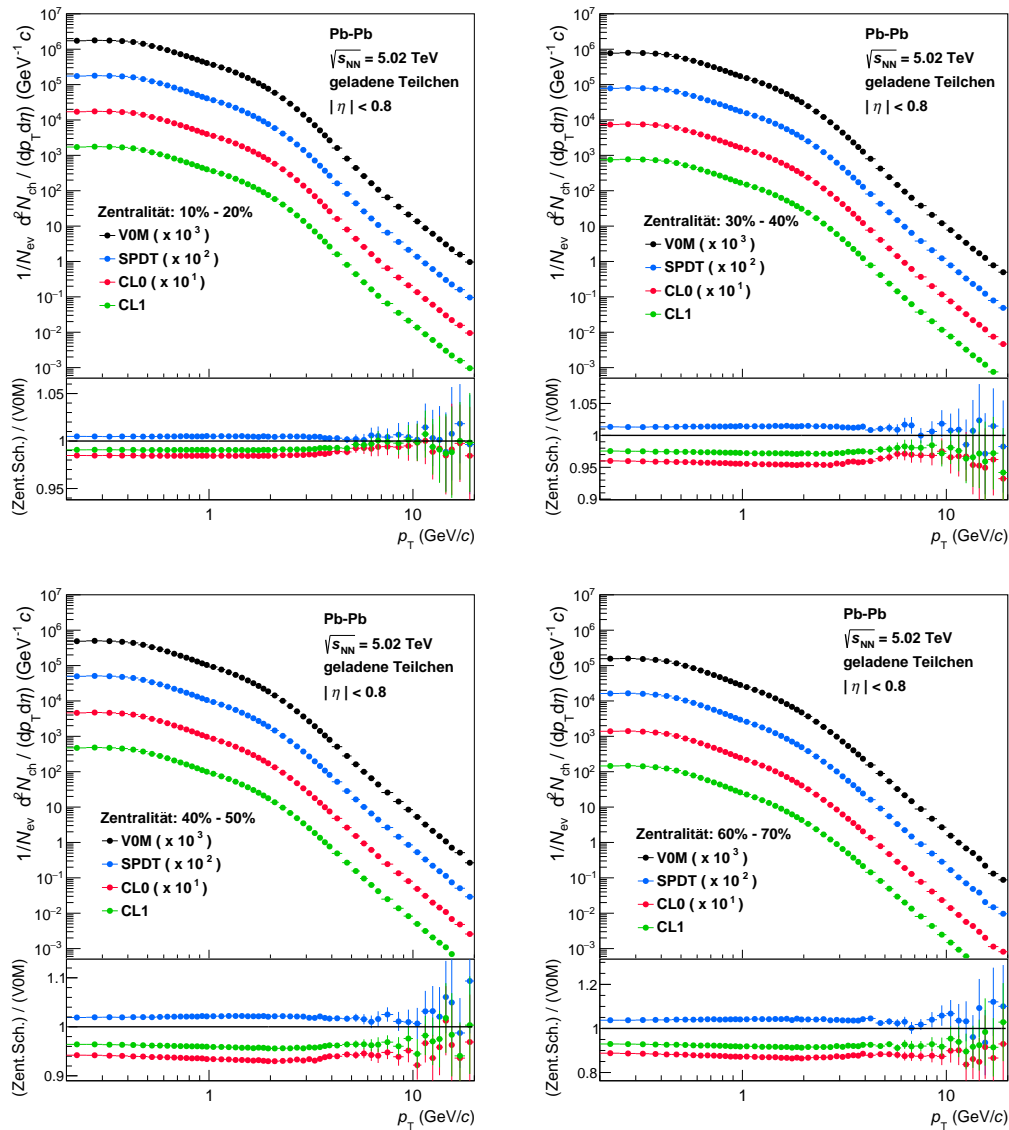
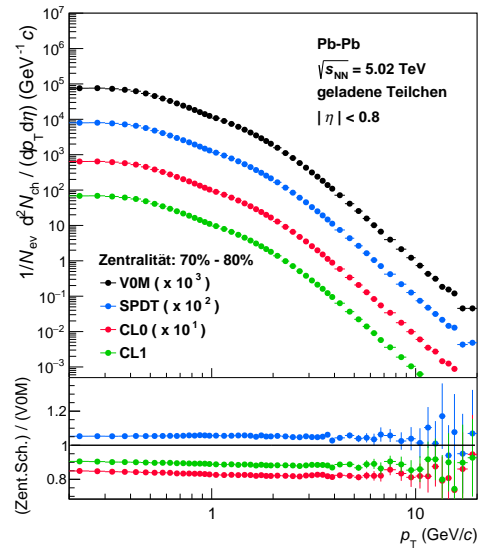


Abbildung 21: Ausbeute geladener Teilchen normiert auf  $N_{ev}$  pro  $d\eta$  pro  $dp_T$  als Funktion von  $p_T$  für Zentralitätsklassen 10%-20%, 30%-40%, 40%-50%, 60%-70% und 70%-80%.



## A5

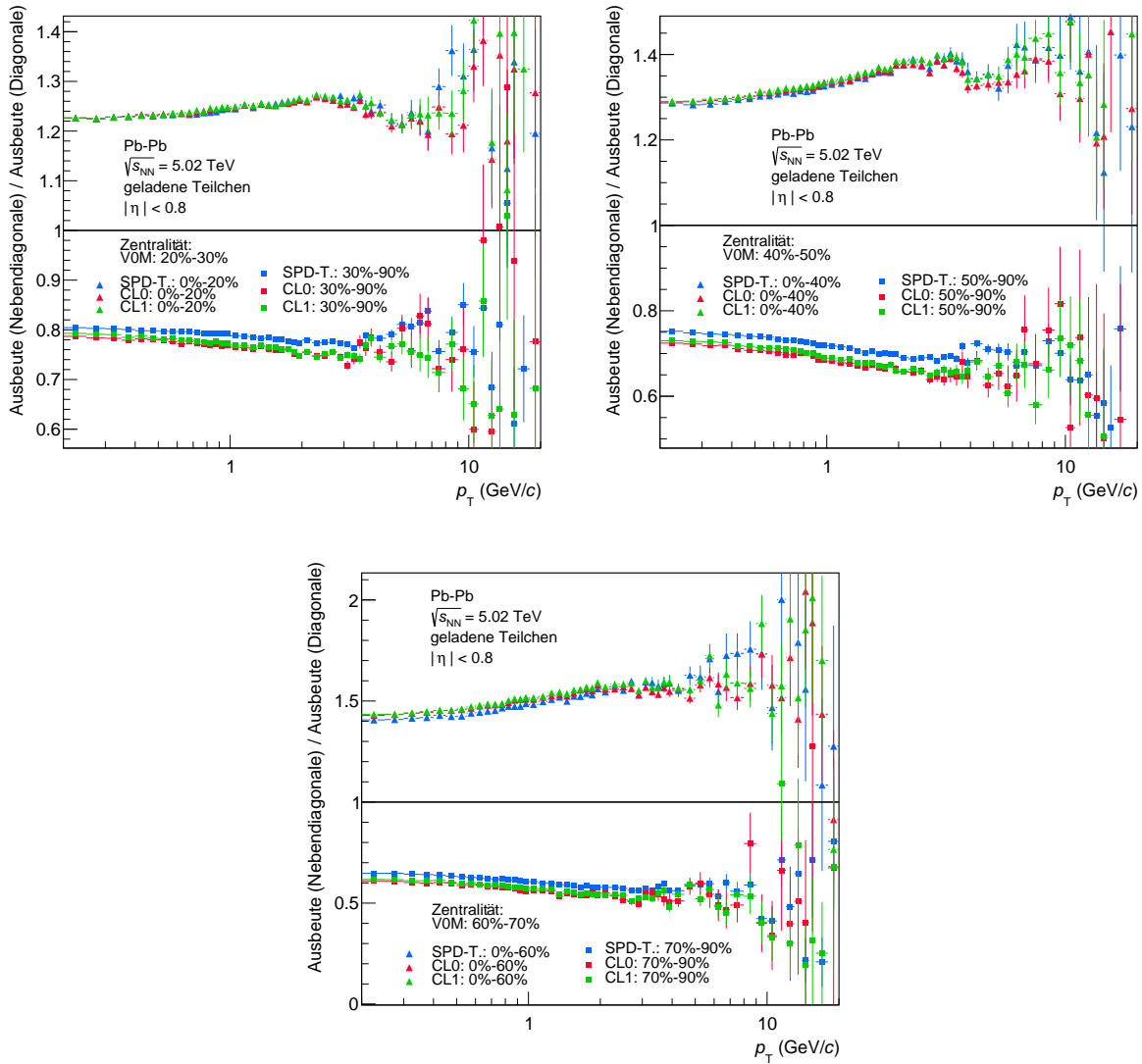


Abbildung 22: Verhältnis von  $p_T$ -Spektren aus Ereignissen, die unter Anwendung der alternativen Zentralitätsschätzer in zentralere oder peripherere Zentralitätsklassen kategorisiert wurden. Die Dreiecke stellen die Verhältnisse aus dem zentraleren Bereich dar, die Quadrate die Verhältnisse aus den periphereren Ereignissen. Es werden drei Zentralitätsintervalle dargestellt: 20%-30%, 40%-50%, 60%-70%.

## Literatur

- [1] B Povh, K Rith, C. Scholz, F. Zetsche, W. Rodejohann. *Teilchen und Kerne*, Springer Spektrum (9. Auflage), ISBN: 978-3-642-37821-8.
- [2] ALICE Collaboration, *Centrality determination of Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with ALICE* (2013), DOI: 10.1103/PhysRevC.88.044909.
- [3] ALICE Collaboration, *Transverse momentum spectra and nuclear modification factors of charged particles in pp, p-Pb and Pb-Pb collisions at the LHC* (2018), [https://doi.org/10.1007/JHEP11\(2018\)013](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2018)013).
- [4] M. L. Miller & K. Reygers & S. J. Sanders & P. Steinberg, *Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions* (2007), arXiv:nucl-ex/0701025v1.
- [5] D. d'Enterria & G. G. Silveira, *Observing light-by-light scattering at the Large Hadron Collider* (2016), arXiv:1305.7142v3 [hep-ph].
- [6] L. Milano on behalf of the ALICE Collaboration, *Transverse momentum spectra of hadrons identified with the ALICE Inner Tracking System* (2013), arXiv:1308.3582v1 [physics.ins-det].
- [7] M. N. Chernodub, *Background magnetic field stabilizes QCD string against breaking* (2010), arXiv:1001.0570v1 [hep-ph].
- [8] G. Aarts & F. Attanasio & B. Jäger & E. Seiler & Dénes Sexty & I.O. Stamatescu, *QCD at nonzero chemical potential: recent progress on the lattice* (2014), arXiv:1412.0847v1 [hep-lat].
- [9] ALICE Collaboration, *V0A detector* (2014), <http://alice.web.cern.ch/content/v0-detector>, abgerufen am 15.08.2019.
- [10] ALICE Collaboration, *V0C detector*, [http://alice.web.cern.ch/sites/alice.web.cern.ch/files/images/ALICE\\_V02.jpg](http://alice.web.cern.ch/sites/alice.web.cern.ch/files/images/ALICE_V02.jpg), abgerufen am 15.08.2019.
- [11] ALICE Collaboration, *ALICE-Experiment*, <https://cds.cern.ch/record/2263642>, abgerufen am 04.08.2019.
- [12] J. Wiechula, private Kommunikation, 14.08.2019.
- [13] P. Huhn, private Kommunikation, 16.08.2019.
- [14] ALICE Collaboration, <http://alice.web.cern.ch/detectors/more-details-alice-v0-detector#tabs-0-50875900-1566230123-2>, abgerufen am 10.08.2019.

- [15] ALICE Collaboration, *The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments vol.1*, ISBN: 978-92-9083-337-6.
- [16] D. Kharzeev & E. Levin & M& Nardi, *Color glass condensate at the LHC: hadron multiplicities in pp, pA and AA collisions* (2005), DOI:10.1016/j.nuclphysa.2004.10.018.
- [17] W. T. Deng, X. N. Wang, R. Xu, *Hadron production in p+p, p+Pb, and Pb+Pb collisions with the HIJING 2.0 model at energies available at the CERN Large Hadron Collider* (2010), DOI: 10.1103/PhysRevC.83.014915.
- [18] Pseudorapidity, Von JabberWok - Wikipedia-en, CC BY-SA 3.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=5970403>, abgerufen am 18.08.2019.

---

## Danksagung

Zu Beginn möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Henner Büsching dafür bedanken, mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen zu haben. Dadurch gab man mir die Chance, meine Bachelorarbeit im Forschungsfeld der Teilchenphysik zu schreiben. Ein großer Dank gebührt vor allem Patrick Huhn und Mario Krüger. Sie standen mir bei jeglichen Fragen helfend zur Seite und unterstützten mich als Betreuer bis zum Ende meiner Arbeit. Zudem möchte ich mich bei Patrick Huhn zusätzlich dafür bedanken, dass er sich als Zweitgutachter für meine Bachelorarbeit zur Verfügung gestellt hat. Des Weiteren möchte ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe bedanken, insbesondere bei meinen Bürokollegen Joshua König, Andrea Hornung, Matthias Kleiner, Tim Geiger und Hendrik Schulte, da sie, zusammen mit Patrick Huhn, Mario Krüger und Youssef El Mard, stets für ein außerordentlich angenehmes Arbeitsklima gesorgt haben.

Besonderer Dank gebührt meiner Lebensgefährtin, die mich seit dem Beginn meines Bachelorstudiums moralisch und psychisch aufgebaut hat. Des Weiteren möchte ich mich bei meinen Freunden bedanken, durch die ich im Laufe meines Studiengangs stets einen klaren Kopf behalten konnte. Zuletzt bedanke ich mich bei meinen Eltern, die mir durch ihre Unterstützung ermöglicht haben, mein Bachelorstudium zu bewältigen.