

Aus dem Institut für Kernphysik
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

Untersuchung des Antwortverhaltens der Jet-Rekonstruktion in Schwerionenkollisionen

Study of Jet-Finder-Response in Heavy Ion Collisions

Bachelorarbeit
im Rahmen des Studiengangs
Physik

Vorgelegt von
Philipp Kähler

Münster, den 2. September 2011

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

Münster, den 2. September 2011.

Erster Gutachter: Dr. Christian Klein-Bösing,
zweiter Gutachter: Prof. Dr. Johannes P. Wessels.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Hintergrund	1
1.2	Aufgabenstellung	1
2	ALICE als Teil des LHC (CERN)	2
2.1	Überblick: Der LHC-Beschleuniger	2
2.2	Einzelne Detektoren in ALICE	3
2.2.1	Inner Tracking System (ITS)	3
2.2.2	Time-Projection Chamber (TPC)	4
2.2.3	Transition-Radiation Detector (TRD)	5
2.2.4	Time-of-Flight Detector (TOF)	5
2.2.5	High-Momentum Particle Identification Detector (HMPID)	6
2.2.6	PHOton Spectrometer (PHOS)	6
3	Grundlagen der Jet-Analyse in Schwerionenkollisionen	7
3.1	Teilchen-Jets in Kollisionen und ihre Beschreibung	7
3.1.1	Definitionen: Rapidity und Pseudorapidity	7
3.1.2	Motivation: Entstehung und Analyse von Jets	9
3.2	Jet-Finder-Algorithmen	10
3.2.1	Cone algorithms	10
3.2.2	Merkmale: Kollineare und infrarote Sicherheit	12
3.2.3	Der k_t - und der Anti- k_t -Algorithmus	13
3.3	Hintergrundanalyse: Prinzip des Track Embedding	14
3.4	Reale Messungen: Detektoreffekte	15
4	Simulationen zur Hintergrundanalyse in Schwerionenkollisionen (Pb-Pb)	16
4.1	Beschreibung und Durchführung der Simulationen	16
4.2	Übergang von p-p- zu Pb-Pb-Kollisionen	17
4.3	Embedded Jets	19
5	Simulationen zu Detektoreffizienz und Impulsunschärfe in Pb-Pb	20
5.1	Beschreibung und Durchführung der Simulationen	20
5.2	Impulsspektren nach Effizienzverlusten	24
5.3	Impulsspektren mit Detektorunschärfen	26

6	Antwortverhalten unter Berücksichtigung von Detektoreffekten	29
6.1	Bestimmung von Antwortmatrizen	29
6.1.1	Antwort nach Effizienzverlusten	30
6.1.2	Antwort mit Detektorunschärfen	32
6.2	Ausblick: Charakterisierung der Antwortfunktionen	36
7	Simulationen zu Detektorverlusten bei hohen Impulsen in Pb-Pb	40
7.1	Durchgeführte Simulationen	40
7.2	Vergleich der Impulsspektren	40
8	Zusammenfassung	42
	Literaturverzeichnis	43
	Danksagung	44

1 Einführung

1.1 Hintergrund

Am *Large Hadron Collider* des CERN in Genf werden Kollisionen von Protonen sowie Kollisionen von Blei-Ionen bei hohen Schwerpunktsenergien durchgeführt. Die erreichten Energien genügen dabei, die Substruktur der beteiligten Nukleonen aufzulösen. Die scheinbar elastischen Stöße der Nukleonen werden dann auf inelastische Stöße ihrer Konstituenten zurückgeführt. Diese sind Quarks und Gluonen. Nach dem Stoß überwinden diese die starke Wechselwirkung, entfernen sich voneinander und bilden farbneutrale Hadronen und Mesonen. Die Impulsverteilung der gestreuten Teilchen gibt dann Aufschluss über die vor dem Stoß vorhandene Verteilung der Konstituenten im Nukleon. Hierzu wird eine Zuordnung emittierter Teilchen zu jeweils einem inneren Stoßprozess angestrebt. Aus der Beobachtung der Stoßprozesse erhofft man sich daher ein besseres Verständnis der Nukleon-Substruktur. Insbesondere die Rückführung messbarer Teilchen auf die Details des Stoßprozesses wird Thema dieser Arbeit sein.

Die am CERN verwendeten Detektoren sind in der Lage, die bei den Kollisionen ausgestoßenen Teilchen festzustellen, ihre Teilchenbahn und den Impuls zu rekonstruieren sowie auf die Art der Teilchen zurückzuschließen. Die wichtigsten Detektoren des ALICE-Systems, das eine Schlüsselrolle vor allem bei der Analyse der genannten Schwerionenkollisionen spielt, werden im Folgenden vorgestellt werden.

1.2 Aufgabenstellung

Die Rückführung beobachteter Teilchen auf einzelne Stoßprozesse ist entscheidend zur Deutung dieser Stöße. Man bezeichnet eine Gruppe von einem gemeinsamen Prozess zuzuordnenden Teilchen wegen ihrer ähnlichen Richtung als *Jet*. Um die gemessenen Teilchen zu Jets zu gruppieren, existieren nun verschiedene Algorithmen, wovon im Rahmen dieser Arbeit der sogenannte *Anti- k_T* -Algorithmus verwendet wird.

Eine impulsabhängige Beeinflussung der im Detektor festgestellten Tracks hat nun Auswirkungen auf das Spektrum der daraus zusammengefassten Jets. Möchte man jedoch auf das tatsächliche Jet-Spektrum zurückschließen, sind die Auswirkungen solcher Detektoreffekte zu verstehen und ist insbesondere ein Weg zu finden, diese aus den aufgezeichneten Daten wieder zu entfernen. Im Folgenden werden daher die Auswirkungen der möglichen Detektoreffekte „Effizienz“ und Impulsunschärfe zunächst untersucht werden. Weiter werden dann Ansätze vorgestellt, die Auswirkungen dieser Effekte auf das rekonstruierte Jet-Spektrum zu charakterisieren, um es andersherum aus Jet-Spektren, die aus Messdaten realer Kollisionen erzeugt wurden, wieder entfernen zu können.

2 ALICE als Teil des LHC (CERN)

2.1 Überblick: Der LHC-Beschleuniger

Das LHC-Experiment (LHC für *large hadron collider*) ist ein Aufbau am CERN – der europäischen Einrichtung für Kernforschung in Genf – mit dem Ziel der Beschleunigung und kontrollierten Kollision von Hadronen [CER09], also Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen. Nach Durchlauf mehrerer Vorbeschleuniger werden Protonen bzw. Schwerionen ($^{208}\text{Pb}^{82+}$) in zwei Ringläufen gegenläufig jeweils auf kinetische Energien von bis zu 7 TeV pro Proton bzw. bis zu 574 TeV pro Blei-Ion (entspricht rund 2,76 TeV pro Nukleon) beschleunigt und schließlich kollidiert [EB08]. Die genannten Energien werden gemäß Planung ab dem Jahr 2014 erreicht werden, während bisher Kollisionen mit der halben Strahlenergie durchgeführt werden konnten [CER11].

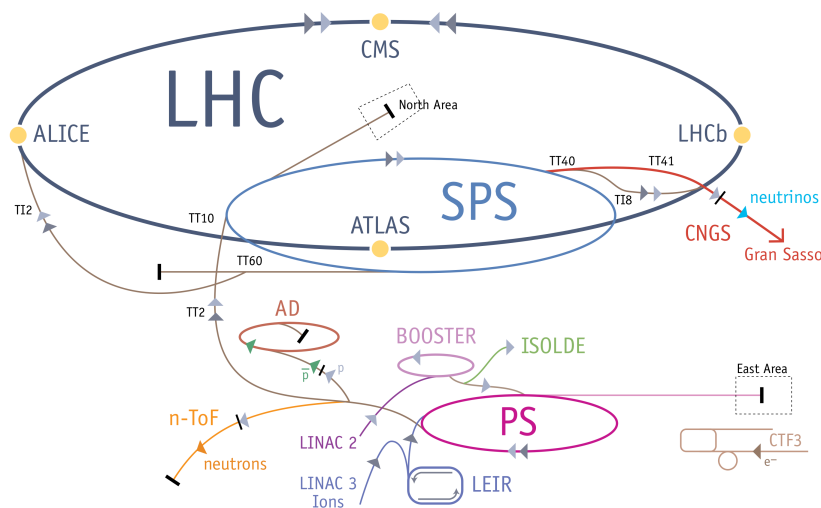


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Systeme des LHC-Aufbaus: Linearvorbeschleuniger LINAC 2 (Protonen) und LINAC 3 (Schwerionen), Synchrotronvorbeschleuniger PS und SPS sowie der LHC-Synchrotronring mit den vier Hauptexperimenten ALICE, ATLAS, CMS und LHCb. [CER09]

Der Aufbau der wesentlichen Beschleuniger und Detektoren am CERN wird schematisch in Abbildung 2.1 gezeigt. Nach der Vorbeschleunigung im Linearbeschleuniger *LINAC 2* und *Proton Synchrotron Booster* (PSB) auf 1,4 GeV pro Proton bzw. im Linearbeschleuniger *LINAC 3* auf 15 GeV pro Blei-Ion erfolgt die weitere Beschleunigung der Hadronen im *Proton Synchrotron* (PS) sowie im *Super Proton Synchrotron* (SPS), von wo schließlich Protonen mit 450 GeV und Blei-Ionen mit 37 TeV in den Hauptring (LHC) mit einem Umfang von etwa 27 km eingekoppelt werden, worin wiederum nach dem Synchrotronprinzip durch hochfrequente elektrische Wechselfelder in 1232 Dipolmagneten die weitere Energiezufuhr erfolgt. Die entgegengesetzte Beschleunigung elektrisch gleichnamig geladener Teilchen wird möglich durch die Erzeugung ringförmig

geschlossener Magnetfelder, so dass die Feldlinien durch die beiden Strahlrohre senkrecht zueinander ausgerichtet sind. Mittels 392 magnetischer Quadrupolfelder wird der Teilchenstrahl fortlaufend fokussiert (das Prinzip wird beschrieben z.B. in [EB08]), um eine hohe Luminosität (Ereignisrate pro Fläche) zu gewährleisten. Es laufen mit hoher Frequenz Pakete von Hadronen um, der Beschleuniger arbeitet also im Pulsbetrieb.

Die zwei Teilchenstrahlen können jeweils am Ort der vier auf dem Ring angeordneten Hauptexperimente zur Kollision gebracht werden. Jedes dieser Hauptexperimente besteht aus verschiedenen Detektoren. Stark vereinfacht dienen das *ATLAS*-Experiment und der *Compact Muon Solenoid*-Detektor (CMS) der Suche nach einem Eichboson der Gravitationskraft (hypothetisches Higgs-Boson) und Hinweisen auf eine mögliche Vereinheitlichung der Grundkräfte (sogenannte *Supersymmetrie*) bei nochmals höheren Energien, als sie im LHC erreicht werden. Das *Large Hadron Collider beauty*-Experiment (LHCb) konzentriert sich auf B-Mesonen, also Mesonen mit einem Beauty-Quark oder -Antiquark, aus deren Zerfall man durch Untersuchung der CP-Paritätsverletzung Hinweise auf eine Ursache der Baryonenasymmetrie finden möchte. Da in dieser Arbeit vor allem Effekte in Schwerionenkollisionen besprochen werden, wie sie unter anderem in *A Large Ion Collider Experiment* (ALICE) mit dem Ziel der Untersuchung des Quark-Confinements anhand des Aufbrechens im Quark-Gluon-Plasma beobachtet werden, sollen die Subsysteme von ALICE in den folgenden Abschnitten kurz vorgestellt werden.

2.2 Einzelne Detektoren in ALICE

Die Zielsetzung von ALICE ist ein besseres Verständnis der Mechanismen der starken Wechselwirkung und des Confinements in den an den herbeigeführten Kollisionen beteiligten Nukleonen. Dazu werden von mehreren Einzeldetektoren die Trajektorien sowie Impuls und Energie der bei Protonen-, aber insbesondere bei Schwerionenkollisionen erzeugten bzw. gestreuten Teilchen rekonstruiert. Anhand der aufgezeichneten Impulsspektren wird versucht, die Kollisionsvorgänge im Rahmen eines Partonenmodells zu interpretieren. Ein Schnittbild mit Bezeichnungen der Subsysteme, die am Kollisionspunkt schalenartig als Zylinder um die Strahlrohre angeordnet sind, wird in Abbildung 2.2 gezeigt. Die Funktionen der einzelnen Detektoren werden in den folgenden Abschnitten gemäß der Reihenfolge von innen nach außen auch nach [CFG⁺04] skizziert.

2.2.1 Inner Tracking System (ITS)

Das *Inner Tracking System* besteht aus sechs Lagen von Siliziumdetektoren, die an Radien von 4 bis 44 cm in einer Länge von 14 bis 50 cm (von innen nach außen zunehmend) um das Strahlrohr angeordnet sind. Die inneren zwei Lagen sind als Pixeldetektoren ausgeführt, gefolgt von zwei Lagen Driftdetektoren und schließlich zwei Lagen Streifendetektoren – die zur gleichen Winkelauflösung nötige Flächenauflösung sinkt mit größerem Abstand zum Strahlrohr. Insgesamt dient das ITS vor allem der Bestimmung des primären Vertex der Reaktionen mit einer Auflösung von weniger als 100 μm sowie der Bestimmung der sekundären Vertices von Zerfällen entstehender Mesonen. Es deckt den Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 0,9$ ab (zu Pseudorapidität siehe Abschnitt 3.1.1), die innere Lage sogar $|\eta| < 1,98$. Im Bereich kleiner Transversalimpulse bis etwa 100 MeV/c (Impulsanteil transversal zum Strahlrohr, siehe Abschnitt 3.1.1) sowie für tote Winkelbereiche anderer Tracking-Systeme werden ausschließlich die Rekonstruktionen des ITS verwendet, während die aufgenommenen Daten bei höheren Impulsen der Verbesserung der Auflösung der folgenden Detektoren dienen.

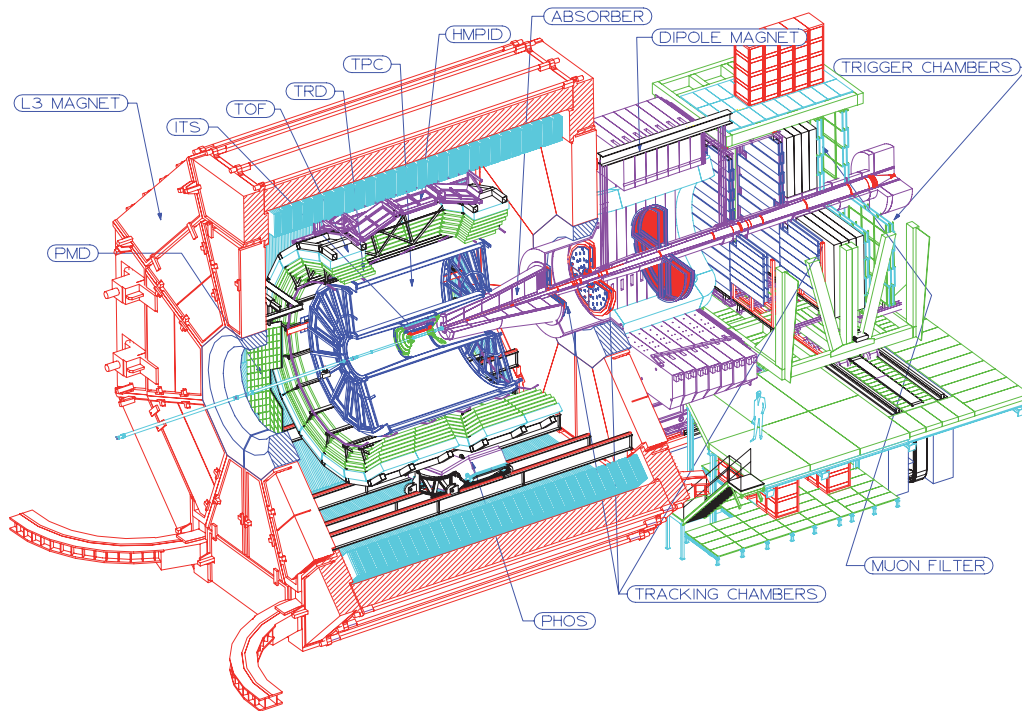


Abbildung 2.2: Schnittbild durch den Aufbau von ALICE mit einzelnen Detektoren. Zur Erklärung ihrer Funktion siehe Abschnitt 2.2. [CFG+04]

2.2.2 Time-Projection Chamber (TPC)

Die *Time-Projection Chamber* ist der wichtigste Detektor für die Teilchenbahnrekonstruktion. Ebenfalls in einem Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 0,9$ werden hier nach dem Prinzip eines Proportionalzählrohres die Trajektorien der durchgehenden Teilchen bis zu einem Transversalimpuls von etwa 100 GeV/c dreidimensional erfasst. Dies geschieht durch Ionisation des Füllgases (90% Ne zur Ionisation, 10% CO₂ als Löschgas) entlang der Spuren. Die dabei freigesetzten Elektronen driften im näherungsweise homogenen elektrischen Feld zu den Endkappen der zylindrischen Kammer, wo mehrere Segmente von Vieldrahtkammern die Anode bilden. Die Kathode ist scheibenförmig zentral angebracht, wie auch in Abbildung 2.3 zu erkennen ist. Da der Elektronendrift parallel zur Strahlachse erfolgt, ist der Auftreffpunkt eine Projektion des ersten Ionisationspunktes, es können also der Abstand r zum und der Winkel φ um das Strahlrohr bestimmt werden. Die Position z entlang des Rohres gewinnt man aus der Driftzeit unter Verwendung der bekannten Elektronen-Driftgeschwindigkeit, wobei der Startzeitpunkt des Drifts dem mit den anderen Detektoren bestimmten Zeitpunkt des Teilchendurchgangs entspricht.

Zur Bestimmung der elektrischen Ladung der zu detektierenden Teilchen wird zusätzlich parallel zur Strahlachse ein Magnetfeld induziert: Dieses beeinflusst nicht den Elektronendrift (entlang der magnetischen Feldlinien), verändert jedoch die Transversalkomponente geladener Teilchen gemäß der Lorentz-Kraft. Zur weitergehenden Beschäftigung mit Proportionalkammern und hierauf basierenden Detektoren sei außerdem auf [Leo87] verwiesen.

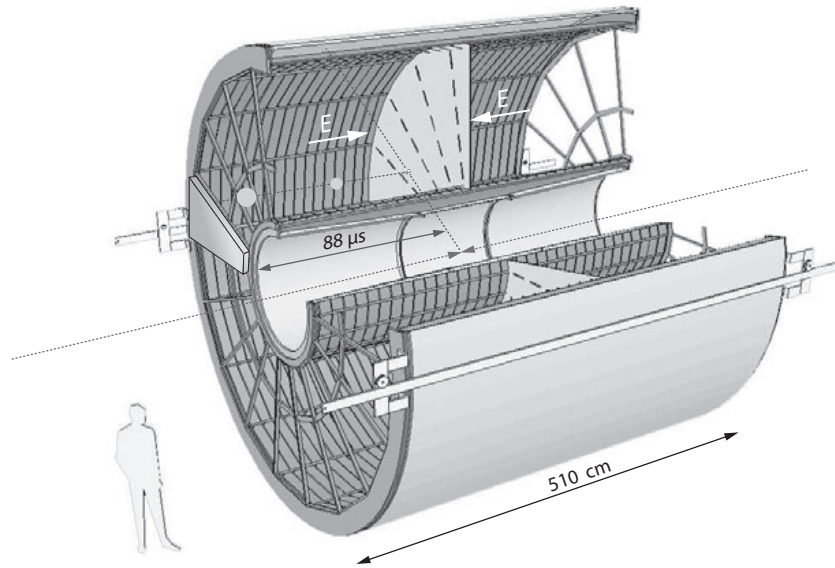


Abbildung 2.3: Skizze mit Abmessungen der Zeitprojektionskammer (TPC) in ALICE. Zu erkennen sind die zentrale, scheibenförmige Kathode sowie die segmentierten Endkappen zur Aufnahme von je 18 Vieldrahtproportionalkammern. [CFG⁺04]

2.2.3 Transition-Radiation Detector (TRD)

Mit dem *Transition-Radiation Detector* soll die Unterscheidung bis auf ihre Masse ähnlicher Teilchen möglich werden, wobei in ALICE insbesondere Elektronen und Pionen voneinander zu trennen sind. Auch der TRD deckt den Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 0,9$ ab und ist für Transversalimpulse etwa von 1 bis 100 GeV/c geeignet. Die Idee ist, die Intensität der beim Teilchendurchgang durch (mehrere) Materialübergänge entstehenden Übergangsstrahlung (Röntgenbereich, [Jac99]) zu messen. Die Intensität dieser Strahlung ist linear mit dem relativistischen Gamma-Faktor verknüpft, mit dem über die Geschwindigkeit des Teilchens bei bekannter Energie die Ruhemasse berechnet werden kann. Die Teilchenenergie wiederum ist aus den anderen Detektoren bekannt.

2.2.4 Time-of-Flight Detector (TOF)

Auch der *Time-of-Flight Detector* ist sensitiv in einem Pseudorapiditätsbereich von etwa $|\eta| < 0,9$. Er liefert Daten für Transversalimpulse von etwa 0,2 bis 2,5 GeV/c. Die Flugzeit zwischen der ersten Detektion im ITS und dem Eintreffen im TOF ist von Interesse, da aus der Geschwindigkeit bei bekannter Energie auf die Teilchenmasse geschlossen werden kann. Die Motivation des TOF ähnelt also der des TRD für einen niedrigeren Impulsbereich. Das Prinzip des TOF ist eine sogenannte *Multi-gap Resistive-Plate Chamber* (MRPC): Eine Proportional-Ionisationskammer mit schneller Avalanche-Verstärkung und unverzögerter Detektion durch sehr kurze Driftwege. Es wird eine hohe Detektoreffizienz (Effizienz meint den Anteil der Zahl der detektierten Teilchen an der tatsächlichen Anzahl) sowie eine Zeitauflösung besser 40 ps angestrebt.

2.2.5 High-Momentum Particle Identification Detector (HMPID)

Der *High-Momentum Particle Identification Detector* ist für die Messung von Hadronen mit Transversalimpulsen größer 1 GeV/c optimiert. Er arbeitet im Gegensatz zu den vorgenannten Detektoren in einem Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 0,6$ als Čerenkov-Licht-Detektor (*Ring Imaging Cherenkov Detector*, RICH), stellt also ebenfalls über Geschwindigkeitsmessung einen Bezug zur Teilchenmasse her und dient damit der Identifikation der gemessenen Teilchen.

2.2.6 PHOton Spectrometer (PHOS)

Das *PHOton Spectrometer* (PHOS) misst Photonen als elektromagnetisches Spektrometer im zentralen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 0,12$ kalorimetrisch. Ziel ist unter anderem die Bestimmung der Temperatur in der ersten Kollisionsphase, also des vermuteten Quark-Gluon-Plasmas. (Nicht unterschieden werden kann jedoch zwischen direkt emittierten Photonen und solchen aus späteren Zerfallskanälen.) Desweiteren misst das PHOS die Spektren neutraler Pionen, um hierin Belege für ein Deconfinement der kollidierenden Nukleonen zu finden.

Weitere Detektoren, insbesondere auch solche in geringen Winkelbereichen zur Strahlachse, werden eingehend in [CFG⁺04] erläutert.

3 Grundlagen der Jet-Analyse in Schwerionenkollisionen

3.1 Teilchen-Jets in Kollisionen und ihre Beschreibung

3.1.1 Definitionen: Rapidität und Pseudorapidität

Für Rechnungen betreffend die Kinematik von Teilchen aus Kollisionsprozessen wurden die Größen Rapidität und Pseudorapidität als dimensionslose Maße für die Teilchengeschwindigkeit v bzw. ihren Bewegungswinkel θ zur ursprünglichen Strahlachse, die im folgenden als z -Richtung bezeichnet wird, eingeführt [Sal10]. Hierzu wird zunächst der Impuls \vec{p} des Teilchens in eine Komponente p_z longitudinal und p_T transversal zur ursprünglichen Strahlachse unterteilt. Es gelten also geometrisch:

$$p_z = |\vec{p}| \cdot \cos \theta \quad \text{und} \quad p_T = |\vec{p}| \cdot \sin \theta. \quad (3.1)$$

Man definiert als Geschwindigkeitsmaß dann die Rapidität y mit der Gesamtenergie E des Teilchens:

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{E + p_z c}{E - p_z c}. \quad (3.2)$$

Diese Größe bietet anschauliche Vorteile unter Lorentz-Transformation: Möchte man die Rapidität eines Teilchens in einem anderen Intertialsystem berechnen, ist nur die Teilchenrapidity im fremden System zur beobachteten Rapidität des Systems selbst zu addieren – das relativistische Additionstheorem für Geschwindigkeiten braucht nicht verwendet werden. Für nicht-relativistische Geschwindigkeiten nähert sich der Zahlenwert der Rapidität dem longitudinalen Geschwindigkeitsanteil v_z an, für $v_z \rightarrow c$ gilt dagegen $y \rightarrow \infty$, was als Abbildung der Maßgabe $v \leq c$ verstanden werden kann. Die hier definierte Rapidität ist in den Eigenschaften ähnlich, aber nicht identisch zur mitunter in der speziellen Relativitätstheorie verwendeten Rapidität (siehe z.B. [Sil14]).

Die gleichzeitige Bestimmung von Energie und Impuls eines Teilchens stellt allerdings häufig eine hohe Anforderung dar, was eine Motivation zur Definition der Pseudorapidität η ist, die nur vom Winkel θ des Teilchenimpulses gegen die Strahlachse abhängt:

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right). \quad (3.3)$$

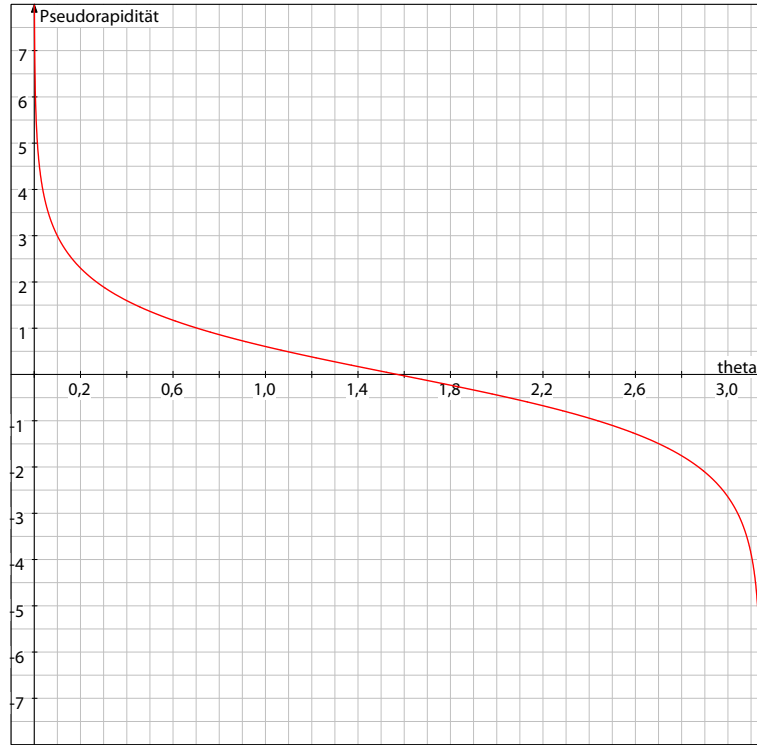


Abbildung 3.1: Pseudorapidity η in Abhängigkeit vom Winkel θ nach Gleichung 3.3.

Der Zusammenhang zwischen θ und η wird auch in Abbildung 3.1 dargestellt. Es kann nun einfach gezeigt werden, dass für Teilchen, deren Ruhe- gegenüber ihrer kinetischen Energie vernachlässigt werden kann, die Rapidity und die Pseudorapidity näherungsweise übereinstimmen. Bedingung ist also: $E = \sqrt{m^2c^4 + |\vec{p}|^2c^2} \simeq |\vec{p}|c$ (*).

$$\begin{aligned}
 \eta &= -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \\
 &= -\ln\sqrt{\frac{1-\cos\theta}{1+\cos\theta}} \\
 &= \frac{1}{2} \cdot \ln\frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta} \\
 &\stackrel{3.1}{=} \frac{1}{2} \cdot \ln\frac{|\vec{p}|c + p_zc}{|\vec{p}|c - p_zc} \\
 &\stackrel{(*)}{\simeq} \frac{1}{2} \cdot \ln\frac{E + p_zc}{E - p_zc} \\
 &\stackrel{3.2}{=} y.
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Da in Hadronenkollisionen für untersuchte Teilchen die Bedingung (*) typischerweise erfüllt ist, stellt die aus dem Winkel θ berechnete Pseudorapidity dort häufig eine gute Beschreibung der Rapidity dar.

3.1.2 Motivation: Entstehung und Analyse von Jets

Teilchenjets sind eine Möglichkeit, die Streuprodukte aus hadronischen Kollisionen zu beschreiben. Stoßen zwei Hadronen bei hoher Energie aufeinander, kommt es zu inelastischer Streuung, es findet also ein Energieübertrag statt. Dies ist ein Hinweis auf eine innere Substruktur der Stoßpartner, die im Rahmen eines Partonenmodells zu interpretieren versucht wird. So ließen die inelastischen Streuprozesse an Nukleonen mittels Untersuchung der hierbei auftretenden Strukturfunktionen eine Spezifizierung des Quark-Modells zu. Auch in Hadronenkollisionen wird versucht, die Effekte der inelastischen Stöße auf ein tiefergehendes Modell elastischer Prozesse zurückzuführen. [Sal10], [Ent09]

Die Stoßenergien in den hier diskutierten Kollisionen genügen, das bindende Potential der starken Wechselwirkung aufzubrechen. Nach dem Stoß entfernen sich die Partonen voneinander, es kommt zu einem *Deconfinement* von Quarks und Gluonen. Die Energien des Prozesses genügen schließlich, dass neue Teilchen entstehen, die Partonen zerfallen also über verschiedene Kanäle zu einer Anzahl von nun wieder farbneutralen Baryonen und Mesonen (*Hadronisierung*). Diese werden im Wesentlichen in der Richtung des ursprünglichen Partons ausgestrahlt werden. Theoretische Grundlage der Wechselwirkungen bildet die Quantenchromodynamik.

Insbesondere der Transversalimpuls der emittierten Teilchen entspricht etwa dem des zugrundeliegenden Partons: Die Idee ist daher die Identifikation der Teilchenstrahlen („*Jets*“) und ihre Zuordnung zu genau einem Parton, um dessen Impulsübertrag im Stoß abzubilden. Essentiell ist es, den Begriff des Jets so zu definieren, dass diese Zuordnung möglichst eindeutig und mit einem klaren Impulswert geschehen kann. Real kann jedoch jeweils nicht ausgeschlossen werden, dass einem Jet bereits mehrere, hinreichend benachbarte Hadronen zugrundeliegen – worüber eine mögliche innere Struktur der Jets informiert.

Im Falle kollidierender schwerer Ionen steigt nun die Zahl der freigesetzten Partonen, die wiederum mit anderen Partonen wechselwirken können. Man stellt sich im Rahmen des sogenannten Quark-Gluon-Plasmas eine quasi-freie Beweglichkeit von Quarks und Gluonen vor. Im Vergleich der Teilchenströme aus Proton-Proton-Kollisionen und Schwerionenkollisionen fällt eine Unterdrückung hoher Impulswerte auf (siehe auch Abbildung 3.2(b)). Häufigere Interaktion im hochenergetischen Plasma der Schwerionen führt auf den Effekt des *Jet quenching* (Abbildung 3.2(a)). Die gebildete Quark-Gluon-Dichte $\frac{dN^g}{dy}$ verursacht also eine stärkere Wechselwirkung mit dem Plasma, damit einen Energieverlust der Partonen insbesondere bei hohen Impulsen.

Die Stärke der Wechselwirkung im Plasma hängt auch von der Art des durchgehenden Partons ab, so ist sie für die effektiv höher farbgeladenen Gluonen stärker als für andere Partonen. Beachtet werden muss weiter, dass ein beobachtbarer Jet verschiedene andere Ursprünge als direkt in einem Parton der Kollisionspartner haben kann: Auch im Zerfallsprozess gebildete schwere Teilchen können hadronisch zerfallen und zu Jets führen. Ebenso ist der Ursprung aus sogenannter Gluonstrahlung der Partonen möglich, die zudem an verschiedenen Punkten der Wechselwirkungskette entstehen kann. Diese Strahlungs-Jets bilden wegen ihres Ursprungs in der Gluon-Emission die Intensität der starken Wechselwirkung ab und liefern den Hauptbeitrag zum später festgestellten Hintergrund des Jetspektrums in Schwerionenkollisionen. Nur wenn die zum Gesamtspektrum führenden Prozesse einzeln verstanden werden, ist eine Gesamtinterpretation möglich.

Nach den Hypothesen des Glauber-Modells gleichen die Bedingungen im Plasma einer Schwerionenkollision denen der Überlagerung vieler einzelner Nukleon-Nukleon-Kollisionen: Die Trajektorien beteiligter Nukleonen bleiben auch nach Stößen im Wesentlichen unverändert, sodass

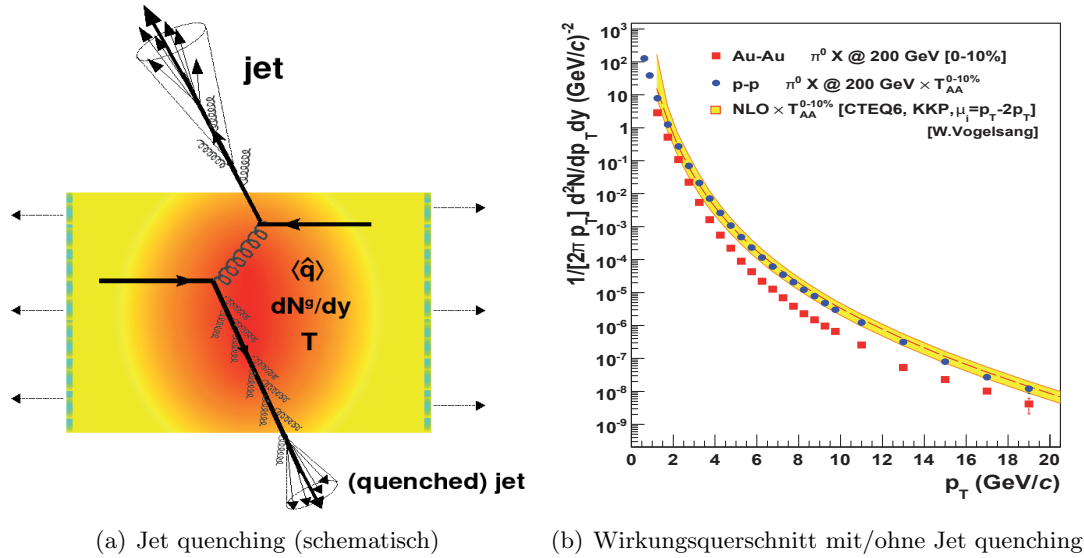


Abbildung 3.2: Jet-Unterdrückung (*Jet quenching*) in Schwerionenkollisionen, (a) schematischer Zerfall in Partonen (in einem Quark-Gluon-Plasma der Dichte $\frac{dN^g}{dy}$ und der Temperatur T mit dem Transportkoeffizienten $\langle \hat{q} \rangle$), von denen eines direkt zu einem Jet hadronisiert, das andere zunächst durch Wechselwirkung beeinflusst wird und zum *quenched jet* hadronisiert und (b) Vergleich der Spektren von Proton-Proton-Kollisionen (blau), auch software-simuliert (gelb), und Schwerionenkollisionen (Gold-Gold, rot) mit Quenching-Effekten. [Ent09]

dieselben Nukleonen eine Anzahl einzelner Stöße eingehen. Die Folgestöße gleichen jeweils dem ersten Stoß des Nukleons. Schwerionenkollisionen lassen sich also durch Überlagerung der Resultate (auf Plasma-Ebene) von Einzelkollisionen darstellen und untersuchen, was auch in der hier vorgelegten Arbeit genutzt werden soll. Die Anzahl der zu überlagernden Kollisionen hängt von der Zahl der tatsächlich am Stoßprozess beteiligten Nukleonen ab, geometrisch also von der Zentralität des Stoßes. [KW09]

3.2 Jet-Finder-Algorithmen

3.2.1 Cone algorithms

Im vorhergehenden Abschnitt wurde motiviert, eine verbindliche Definition für Teilchen-Jets zu finden: Eine Abfolge von Regeln, die auf eine Menge von Teilchen mit bekanntem Impuls angewendet werden kann, um sie zu gruppieren. Offenbar muss ein solcher *Jet-Finder-Algorithmus* von mindestens einem Parameter abhängen, dessen Größe festlegt, ob zwei Teilchen demselben Jet angehören. Der Parameter muss also ebenso für je zwei Teilchen eines Ereignisses berechenbar sein. Aufgrund der Einzelimpulse der Teilchen sollte ein Gesamtimpuls des Jets berechnet werden können – gleichermaßen in Software-Simulationen wie realen Messdaten. Das setzt einen Algorithmus voraus, der wenig sensibel auf Detektoreffekte wie Impuls-Messfehler und von 100% verschiedener Effizienz, also einer Quote nicht detektierter Teilchen, reagiert.

Der so geforderte Parameter, der typischerweise eine *Entfernung* oder *Jet-Radius* R genannt wird, hängt sinnvollerweise nicht von der Fortbewegung der Teilchen ab. Häufig werden zur Definition der Entfernung zweier Teilchen die Abstrahlwinkel φ und θ bzw. mit gleicher Inter-

pretation φ und die Rapidität y sowie mitunter zur Gewichtung die Teilchenenergie E oder der Impuls gewählt. Sofern der Impuls verwendet wird, entscheidet man sich für den auch im Experiment verfügbaren Transversalimpuls p_T . Je nach Vorgehensweise unterteilt man nun verschiedene Kategorien von Jet-Finder-Algorithmen [Sal10]. Zuerst angewandt wurden *Iterative cone algorithms (IC)*.

Am Beginn der iterativen Suche nach Jets steht jeweils ein *seed particle*, mit dem seine Umgebung auf Zugehörigkeit zur so definierten Jet-Richtung (*cone*, Kegel) geprüft wird. Zugehörigkeit ist genau dann gegeben, wenn die Entfernung zwischen Seed-Teilchen i und einem Kandidaten j die Bedingung

$$\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\varphi_i - \varphi_j)^2 < R^2. \quad (3.5)$$

mit dem Jet-Radius R (beliebig, aber fest) erfüllt. Der Impuls der so auf einem y - φ -Flächenbereich zusammengefassten Teilchen wird aufsummiert, die Summe bildet einen neuen Seed. Die Iteration wird abgeschlossen, wenn sich die Richtung der Impuls-Summe stabilisiert.

Dieser Vorgang ist bezüglich zwei Fragen nicht eindeutig: Die Wahl der Seed-Teilchen und das Vorgehen bei Teilchenzugehörigkeit zu mehreren Jets wurde noch nicht definiert. Die Zugehörigkeit eines Teilchens zu mehreren Jets ist aber schon dann nicht sinnvoll, wenn man die erkannten Jets auf einzelne Partonen zurückführen möchte. Man unterscheidet als Lösungen:

Iterative Cone Progressive Removal (IC-PR) algorithms.

Als erster Seed wird das Teilchen mit dem größten Transversalimpuls gewählt. Die nach Iteration zu diesem Jet gehörenden Teilchen stehen der weiteren Jet-Suche nicht mehr zur Verfügung. Als nächster Seed dient das Teilchen mit dem verbleibenden höchsten Transversalimpuls und so weiter, bis alle Teilchen einem Jet zugewiesen wurden bzw. die verbleibenden freien Teilchen einen gesetzten Impulsschwellwert nicht mehr überschreiten.

Iterative Cone Split-Merge (IC-SM) algorithms.

Im nach der Reihenfolge umgekehrten Ansatz werden zunächst die Jets (*Protojets*) für alle Seed-Teilchen über einem Impulsschwellwert gebildet. Viele Protojets enthalten dann gemeinsame Teilchen. Im nächsten Schritt werden jeweils der zweitstärkste Protojet (zweitstärkster Impuls) und der erste Protojet zusammengefasst, wenn ihr gemeinsamer Impulsanteil $\frac{p_{T,gemeinsam}}{p_{T,2. Jet}}$ einen Grenzwert übersteigt. Wird der Grenzwert unterschritten, sind die gemeinsamen Teilchen dem jeweils näheren Jet (Abstandsdefinition siehe Gleichung 3.5) zuzuschlagen. Ein Protojet wird zum Jet definiert, sofern keine Teilchen mit Mehrfachzugehörigkeit mehr enthalten sind.

Iterative Cone Split-Drop (IC-SD) algorithms.

Das Split-drop-Verfahren ist weitgehend identisch mit dem Split-merge-Vorgehen, allerdings werden hier die nicht-gemeinsamen Teilchen des schwächeren Protojets verworfen und kommen in keinem Jet mehr vor.

Fixed Cone Progressive Removal (FC-PR) algorithms.

Eine Verkürzung des IC-PR-Vorgehens besteht darin, auf die Iteration zur Jet-Ermittlung zu verzichten und stattdessen, beginnend mit dem stärksten Teilchen als Jet, durch einmalige Prüfung von Gleichung 3.5 Teilchen in Jets aufzuteilen, die dann nicht mehr für weitere Jets zur Verfügung stehen.

3.2.2 Merkmale: Kollineare und infrarote Sicherheit

Die zuvor eingeführten Algorithmen bieten eine eindeutige Definition, um Teilchen eines Events zu Jets zusammenzufassen. In den hier diskutierten Events können jedoch gleiche Ausgangslagen primärer Kollisionsprodukte zu verschiedenen detektierten Teilchen führen – um den Stoßprozess sinnvoll abzubilden, sollte ein Jet-Finder jedoch unempfindlich gegen die Details der Fragmentierung des Partons sein.

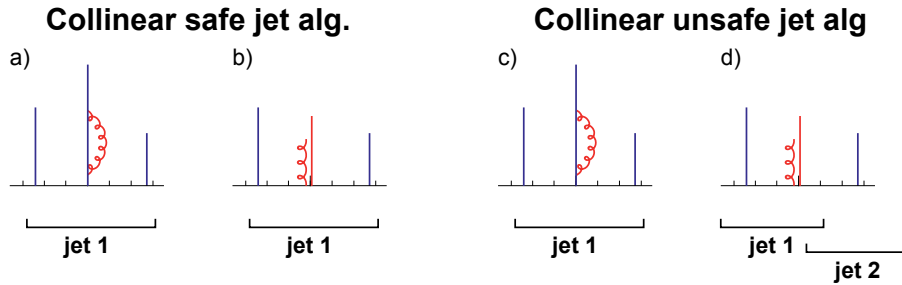


Abbildung 3.3: Kollinear sichere (links) und unsichere (rechts) Jet-Finder in Cone-Algorithmen. Es ist jeweils der Transversalimpuls gegen die Rapidity (als Winkelmaß) aufgetragen. (a) Loop, aber kein Splitting des mittleren Partons und (b) Splitting des mittleren Partons in einem bestimmten Winkel, insgesamt aber korrekte Zusammenfassung zu „jet 1“. (c) Wie (a). (d) Der kollinear unsichere Algorithmus findet aufgrund der Aufspaltung des mittleren Hadrons nun 2 Jets. [Sal10]

Ursachen für geänderte Spektren sind kollineare Aufspaltungen während der Hadronisierung (QCD-Rechnung), die zur Bildung weiterer Cones führen (Abbildung 3.3), sowie sogenannte infrarote Emissionen von niederenergetischen Teilchen (Abbildung 3.4). Verhält sich ein Jet-Finder invariant unter solchen Prozessen, bezeichnet man ihn als *kollinear* bzw. *infrarot sicher*.

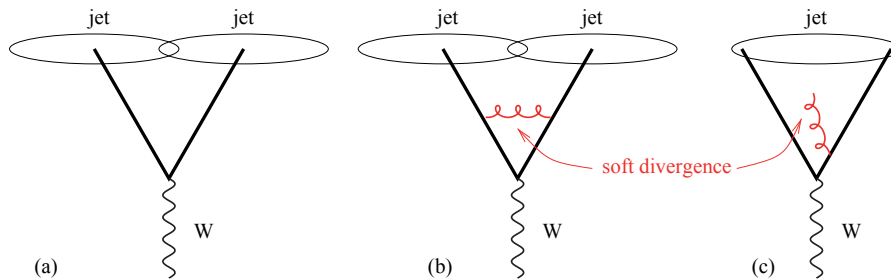


Abbildung 3.4: Infrarot unsicherer Jet-Finder in Cone-Algorithmen, Darstellung in räumlichen Koordinaten. (a) Zwei emittierte Partonen bilden je einen Jet. (b) Auch eine nicht anhaltende, also nicht detektierte Wechselwirkung führt zum richtigen Jet-Resultat. (c) Die Emission und Detektion eines weiteren Gluons bildet einen neuen Seed, in dem nun beide Jets zusammengefasst werden. [Sal10]

Von den oben vorgestellten Typen zeigt sich der IC-PR-Typ als kollinear unsicher, da durch das Splitting ehemals starke Seeds aufgeteilt sind, also andere Seeds gewählt werden; außerdem der IC-SM- und der IC-SD-Typ als infrarot unsicher, da neue Protojets aus weiteren IR-Emissionen hier die Aufteilung zu trennender Jets verhindern.

Reale Detektoren sorgen durch begrenzte Auflösung (Mittelung) und Schwellwerte, unterhalb derer Impulse nicht erfasst werden, in gewissem Maß für eine Minderung der beschriebenen Effekte, vermeiden sie jedoch nicht.

3.2.3 Der k_t - und der Anti- k_t -Algorithmus

Als weitere Jet-Finder existieren der k_T - und der Anti- k_T -Algorithmus. Es handelt sich um sequentielle Rekombinationsalgorithmen, die Teilchen werden nacheinander jeweils genau einem der Jets zugeordnet. Beide verlangen die Berechnung der Abstände

$$d_{ij} = \min(p_{ti}^{2q}, p_{tj}^{2q}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad \text{mit} \quad \Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\varphi_i - \varphi_j)^2 \quad (3.6)$$

für alle Teilchen-Kombinationen i, j sowie

$$d_{iB} = p_{ti}^{2q} \quad (3.7)$$

für alle Teilchen i des Events. Es ist $q = 1$ im k_T - und $q = -1$ im Anti- k_T -Algorithmus. R setzt wieder den zu setzenden Jet-Parameter (Jet-Radius) als Normierung auf ein Vergleichs-Abstandsmaß. [Sal10]

Es stellt d_{iB} also offensichtlich ein Maß für den Impuls des Teilchens i dar, d_{ij} denselben Wert, gewichtet mit dem Abstand zum Teilchen j . Der nächste Schritt des Algorithmus ist die Auswahl des kleinsten Wertes aus allen d_{ij} und d_{iB} . Ist dies ein d_{ij} , ist der Impuls des schwächeren Teilchens klein im Vergleich mit dem Abstand zum stärkeren: i und j sind zusammenzufassen. Ist der kleinste Wert andererseits ein d_{iB} , fällt der Impuls von i noch stärker ins Gewicht, als der Abstand zum nächsten anderen Teilchen: Das Teilchen i wird zum Jet erklärt und aus der Menge der Teilchen $\{i, j\}$ entfernt. Solange die Menge noch Teilchen (bzw. zusammengefasste Protojets) enthält, wird der Algorithmus nun von vorn begonnen. Damit nicht sehr impulschwache Teilchen ($\rightarrow d_{iB}$ klein) als Jet aussortiert werden, wird ein Schwellwert $p_{T,min}$ eingeführt. Zudem wird häufig ein Jet-Impulsschwellwert definiert, den ein Jet mindestens aufweisen muss.

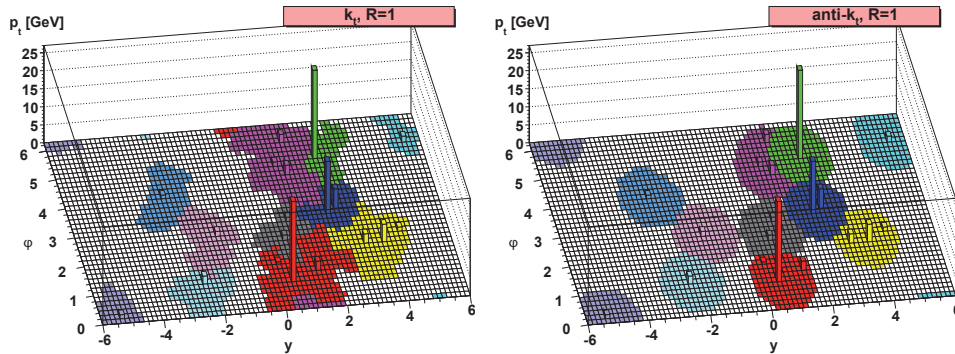


Abbildung 3.5: Beispiele für aus einer Monte Carlo-simulierten Kollision rekonstruierte Jets, Darstellung auf einer Winkel-Rapiditäts-Fläche (Rapidität als Winkelmaß). Verschiedene Farben markieren verschiedene Jets. Links mit dem k_T - und rechts mit dem Anti- k_T -Algorithmus (siehe Abschnitt 3.2.3). Deutlich werden charakteristische Formunterschiede der Jets erkennbar. [Sal10] (verändert)

Der Unterschied zwischen k_T - und Anti- k_T -Algorithmus besteht in der Reihenfolge, die durch die unterschiedliche Berechnung der Werte d_{ij} und d_{iB} verursacht wird: In k_T ($q = 1$) wird mit dem Teilchen mit dem kleinsten Transversalimpuls p_T begonnen, in Anti- k_T ($q = -1$) mit demjenigen mit dem größten p_T , wie bei Betrachtung der Gleichungen 3.6 und 3.7 eingesehen wird. Im Falle

von Anti- k_T werden die Jets also um ihren größten Impulsbeitrag herum aufgebaut. Auch die Auswirkungen der Wahl von R können verstanden werden: Bei kleineren Werten werden mehr kleinere Jets gebildet, bei größeren Werten weniger und stärkere. Ein typischer Wert ist $R = 0,4$ sowie als Track-Impulsschwellwert $p_{T,min} = 150 \text{ MeV}/c$. [Bat11]

Beide vorgestellten Algorithmen zeigen sich aufgrund des sequentiellen Aufbaus als kollinear und infrarot sicher. Ein charakteristischer Unterschied ist die Form der rekonstruierten Jets, wofür Abbildung 3.5 ein Beispiel darstellt.

Die Rechenzeit von k_T und Anti- k_T mit N Teilchen ist von der Ordnung $\mathcal{O}(N^3)$, lässt sich aber durch Optimierungen, in denen die ständige Neuberechnung von d_{ij} vermieden wird, auf $\mathcal{O}(N \cdot \ln N)$ reduzieren [Sal10]. Aufgrund seiner Eigenschaften wird bei der Untersuchung von Jet-Spektren der Anti- k_T -Algorithmus bevorzugt, für die Untersuchung des Hintergrundes dagegen der k_T -Algorithmus.

3.3 Hintergrundanalyse: Prinzip des Track Embedding

Ziel der Jet-Analyse ist, wie zuvor geschildert, die Rückführung der beobachteten Teilchenströme auf einzelne Partonen des Stoßprozesses. Nachdem mit der Einführung sequentieller Rekombination infrarot und kollinear unabhängige Algorithmen gefunden werden konnten, bleibt die Beeinflussung der Jet-Finder durch den Untergrund des Ereignisses abzuschätzen. Die Analysen realer Jet-Spektren aus Schwerionenkollisionen zeigen Energieunterschiede zwischen je zwei in entgegengesetzter Richtung emittierter Jets, was auf Energieverluste durch Jet-Quenching im Quark-Gluon-Plasma schließen lässt, da ursprünglich symmetrische gegenüberliegende Verteilungen erwartet werden. Um den tatsächlichen Energieverlust allerdings quantifizieren zu können, ist der Einfluss möglicher lokaler Schwankungen in der Hintergrunddichte auf die Intensität der durch den Jet-Finder rekonstruierten Jets zu vermessen.

Im ersten Schritt ist der Hintergrund des Events dazu als mittlere transversale Impulsdichte ρ pro Flächeneinheit anzugeben. Der Transversalimpuls eines mit $p_{T,rec}^{\text{Jet}}$ auf der Fläche A^{Jet} rekonstruierten Jets errechnet sich dann zu

$$p_{T,sub}^{\text{Jet}} = p_{T,rec}^{\text{Jet}} - \rho \cdot A^{\text{Jet}}. \quad (3.8)$$

Um die Abweichungen von diesem Wert durch Effekte einer lokal schwankenden Dichte $\rho = \rho(\varphi, \eta)$ abzuschätzen, ist es das Prinzip des *Track Embedding*, vor dem Jet-Finding zufällig über den Detektorbereich verteilte Impulse p_T^{embed} zum Ereignis zu addieren. Für diejenigen Jets $p_{T,sub}^{\text{Jet}}$, welche hinzugefügte Proben enthalten, wird der Wert

$$\delta p_T = p_{T,sub}^{\text{Jet}} - p_{T,embed} \quad (3.9)$$

als durch das Embedding verursachte Abweichung berechnet. Die Verteilung dieser Abweichungen gibt dann Aufschluss über hintergrundabhängige Schwankungen des Jet-Impulses. Weiter ist der statistische Vergleich zwischen direkt rekonstruierten Jets und solchen, die nach zufälliger Umverteilung der Tracks über den Raum rekonstruiert wurden, möglich. Sofern die Breite der δp_T -Verteilungen hiervon beeinflusst wird, gab es offensichtlich vor dem Mischprozess noch räumliche Korrelationen, die nicht durch die herbeigeführten Untergrundschwankungen erst im Jet-Finder erzeugt wurden. Ergebnisse solcher Untersuchungen werden in [Kle11] vorgestellt.

3.4 Reale Messungen: Detektoreffekte

Bei den bisher angestellten Überlegungen wurde davon ausgegangen, für die Jet-Rekonstruktion über die vollständige Information der aus der Kollision emittierten Teilchen, also insbesondere den exakten Wert des Transversalimpulses, zu verfügen. Die Auflösung der realen Detektoren in ALICE ist jedoch begrenzt: Sie hängt vom Teilchenimpuls und der Art des Teilchens ab. Für die einzelnen Detektoren liegen hierzu in [AAB⁺06] ausführliche Studien vor.

Die Abhängigkeit der Jet-Finder-Algorithmen von diesen Effekten wird im Rahmen dieser Arbeit anhand von Annahmen zur Impulsunschärfe und zur Erfassungseffizienz in vergleichenden Simulationen untersucht. Unschärfen werden dabei als gaußverteilt mit Breiten zwischen 2% für einen Transversalimpuls von wenigen GeV bis über 25% für Impulse oberhalb von 100 GeV angenommen, was auf Messungen im Trackingsystem (ITS, TPC, TRD) des ALICE beruht. Die Spurrekonstruktionen dieses Systems werden als Grundlage für das Jet-Finding an realen Daten verwendet. Für die Erfassungseffizienz werden Messdaten zugrundegelegt, die für geladene Teilchen im Bereich um 90% liegen. Diese Untersuchungen werden im Kapitel 5 vorgestellt werden.

4 Simulationen zur Hintergrundanalyse in Schwerionenkollisionen (Pb-Pb)

4.1 Beschreibung und Durchführung der Simulationen

Als Vorbereitung auf die Methoden der in den folgenden Abschnitten vorgestellten Untersuchungen wurden im Rahmen dieser Arbeit mit dem Programm *PYTHIA 8* [SAC⁺11] Monte-Carlo-Simulationen zur Hintergrundanalyse in Schwerionenkollisionen durchgeführt, deren Simulations- und Jet-Finding-Code auf Christian Klein-Bösing (WWU Münster) und Marco van Leeuwen (Universität Utrecht) zurückgeht [Lee11]. Die Auswertung erfolgt im Rahmen der Arbeiten von Marco van Leeuwen, während hier nur die errechneten Impulsspektren gezeigt werden. In den durchgeführten Simulationen werden Proton-Proton-Kollisionen („pp“) und Blei-Blei-Kollisionen („PbPb“) mit einer Schwerpunktsenergie von 2,75 TeV/c pro Nukleon nachgestellt, wobei die Schwerionenkollisionen im Rahmen des Glauber-Modells (siehe auch Abschnitt 3.1.2) durch Überlagerung der Partonen von 500 pp-Kollisionen (und Berücksichtigung der Wechselwirkungen auf der entstehenden Quark-Gluon-Plasma-Ebene) dargestellt werden. Es fällt auf, dass die Zahl der Nukleonen in 500 Proton-Proton-Ereignissen höher, als in der Kollision zweier ²⁰⁸Pb-Kerne ist; die Begründung für die höher gewählte Anzahl liegt in den angenommenen mehrfachen Kollisionsprozessen einzelner Partonen in realen Blei-Blei-Events.

Die im Akzeptanzbereich des ALICE-Detektors ($|\eta| < 0,9$) simulierten Produktteilchen der Kollisionen werden mit einem Transversalimpuls ab 0,15 GeV/c erfasst und durch den Anti- k_T -Algorithmus (Abschnitt 3.2.3) aus dem *FastJet*-Paket [CS05], [CSS11] mit einem Suchradius von $R = 0,4$, wie er auch in Analysen realer ALICE-Daten verwendet wird, zu Jets zusammengefasst. Alle nicht elektrisch geladenen Teilchen werden wieder verworfen und nicht durch den Jet-Finder beachtet, was der Situation im Experiment entspricht: Auch das dortige Tracking-System (ITS, TPC, TRD) rekonstruiert aktuell nur Spuren elektrisch geladener Teilchen. Die in den Simulationsdaten gefundenen Jets werden weiter mit ihrem Transversalimpuls p_T , dem Winkel φ , der Pseudorapidität η und ihrer Fläche A in *Trees* der *ROOT*-Umgebung [BR96] hinterlegt. (Trees sind dort Zusammenfassungen von Datenreihen in Listenform, den *Branches*.) Es existiert also jeweils ein Tree für pp- und einer für PbPb-Kollisionen. In die Trees werden nur Jets innerhalb des Bereiches $|\eta| < 0,5$ übernommen. In zusätzliche Histogramme zur Winkel- und Pseudorapiditätsabhängigkeit werden dagegen alle Jets (Tracks aus $|\eta| < 0,9$) eingetragen.

Für die PbPb-Kollisionen wird zudem die globale Hintergrunddichte ρ durch Jet-Suche mit dem k_T -Algorithmus aus dem *FastJet*-Paket bestimmt, nachdem jeweils die beiden *Leading Jets* (Jets mit dem größten Transversalimpuls) entfernt wurden, sodass für jeden gefundenen Jet auch der hintergrundbereinigte Transversalimpuls $p_{T,sub}^{\text{Jet}}$ nach Formel 3.8 bekannt ist und in die Trees eingetragen werden kann:

$$p_{T,sub}^{\text{Jet}} = p_T^{\text{Jet}} - \rho \cdot A^{\text{Jet}}. \quad (4.1)$$

In einem weiteren Tree werden die Daten zur Hintergrundentfaltung bereitgelegt. Diese basieren auf *Track Embedding*, wie es in Abschnitt 3.3 eingeführt wurde. Hierzu werden in jede PbPb-Kollision einzelne Hadronen mit Transversalimpulsen $p_{T,embed} = \{0, 5; 1; 2; 5; 10; 20; 50; 80\}$ GeV/c eingebettet, die Winkelpositionen innerhalb des ALICE-Akzeptanzbereiches dabei mit einem Zufallsgenerator gleichverteilt. Nach der Funktionsweise des Anti- k_T -Algorithmus ist jedes eingebettete Teilchen in einem Jet enthalten. Für jeden dieser Jets lässt sich die Abweichung

$$\delta p_T = p_T^{\text{Jet}} - \rho \cdot A^{\text{Jet}} - p_{T,embed} \quad (4.2)$$

mit dem jeweils verwendeten $p_{T,embed}$ berechnen, auch diese Werte werden im Tree gespeichert.

Zunächst wurde zur geeigneten Ausführung der Simulationen die Laufzeit und das zu erwartende Datenvolumen aus dem Code durch Ausführen der daraus kompilierten Dateien in Proben mit 10, 30, 1000 und 3000 Kollisions-Events pro ROOT-Ausgabedatei (jeweils pp, PbPb und Embedding) ermittelt. Dabei zeigte sich ein in sehr guter Übereinstimmung linearer Zusammenhang der Anzahl n der Events im Rechenauftrag, der nötigen Rechenzeit T und der Dateigröße F , es gelten

$$T = n \cdot 0,077 \quad (\text{Minuten}) \quad (4.3)$$

und

$$F = 0,18 + n \cdot 0,015 \quad (\text{MB}). \quad (4.4)$$

Diese Linearität ist kein selbstverständliches Ergebnis, da die Ausgabedateien jeweils für sich komprimiert werden, was hier jedoch offenbar weitgehend auswirkunglos bleibt. Mit Kenntnis der so erhaltenen Werte konnte die Event-Anzahl nach den Wünschen an die Rechenzeit und die Dateigröße pro Auftrag vorgewählt werden. Für die Berechnungen stand dabei ein Rechnernetz von 63 Rechnern mit rund 175 Prozessoren und Zugriff auf gemeinsamen Festplattenspeicher zur Verfügung, auf welche die Aufträge verteilt werden konnten. In einem ersten Arbeitsschritt konnten 1000 Aufträge mit je 1000 Kollisionen, also insgesamt 10^6 Kollisionsereignissen durchgeführt werden. In einem zweiten Schritt wurden zur Verringerung der statistischen Unsicherheit im Ergebnis 2000 Aufträge mit je 10'000 Kollisionen, also $2 \cdot 10^7$ Ereignisse simuliert. Die technische Rechenzeit von im zweiten Schritt rund 25'600 Stunden konnte dabei in real weniger als 2 Wochen zur Verfügung gestellt werden. Die Ergebnisse füllen einen Speicherplatz von etwa 300 GB und wurden zur weiteren Analyse an Marco van Leeuwen übertragen.

4.2 Übergang von p-p- zu Pb-Pb-Kollisionen

Als Ergebniskontrolle wurden die Trees der erhaltenen Simulationen jeweils für pp, PbPb und Embedding aneinandergereiht und aus jedem einzelnen Kollisionsereignis der Leading Jet, also der mit dem höchsten Transversalimpuls erkannte Jet herausgeschrieben. Im Falle von PbPb wurde die Reihe der nach Gleichung 3.8 hintergrundbereinigten Impulse verwendet. Zusätzlich wurde für pp in Gruppen von je 500 pp-Leading Jets der wiederum stärkste Jet gesucht, diese Datenreihe wird folgend als „pp500“ bezeichnet. Von der pp500-Reihe verspricht man sich eine größere Ähnlichkeit zur PbPb-Reihe, die ja aus 500 pp-Ereignissen überlagert ist.

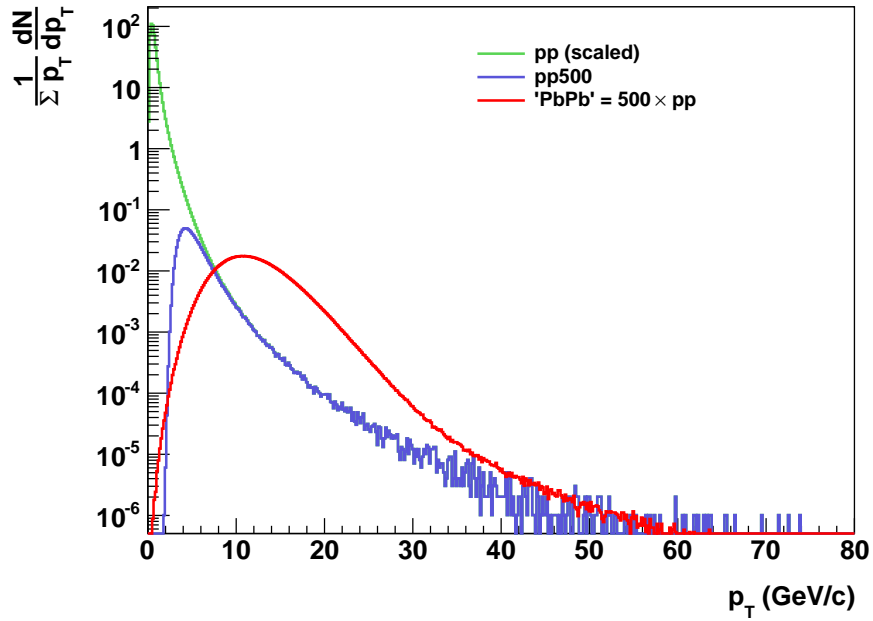


Abbildung 4.1: Transversalimpulsspektren: Histogramm der Leading Jets aus pp- und PbPb-Kollisionen (PbPb als Überlagerung von 500x pp) sowie der Leading Jets aus je 500 pp-Kollisionen („pp500“). Alle Spektren normiert, pp danach mit Faktor 500 skaliert.

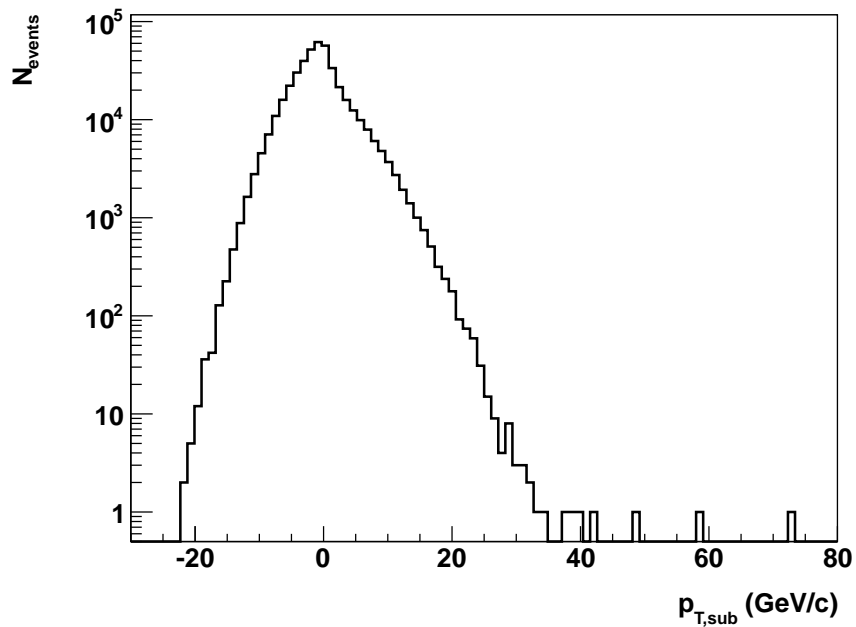


Abbildung 4.2: Spektrum aller Jets aus 10'000 PbPb-Kollisionen nach Subtraktion des homogenen angenommenen Hintergrundes $\rho \cdot A$.

Alle drei Reihen sind in das Histogramm von Abbildung 4.1 eingetragen. Die pp-Reihe wird dort mit 500 skaliert dargestellt, außerdem wurde jede Datenreihe durch die Summe ihrer Einzelimpulse geteilt, so dass pp500 und PbPb als Wahrscheinlichkeit pro p_T normiert erscheinen. Deutlich sichtbar wird die zunehmende Übereinstimmung von pp und pp500 für höhere p_T . Dies entspricht den Erwartungen, da der jeweils stärkste von 500 Jets ebenso in der vollen pp-Datenreihe enthalten ist; lediglich die kleineren Werte aus pp gelangen nicht in die pp500-Reihe. Die PbPb-Reihe weist ein Maximum bei etwa 11 GeV/c auf, was über dem pp500-Maximum bei etwa 4 GeV/c liegt. Trotzdem gleichen sich diese Spektren ab etwa 35 GeV/c der Form nach an.

Abbildung 4.2 zeigt das nach Gleichung 3.8 hintergrundbereinigte Impulsspektrum der in Pb-Pb bestimmten Jets eines Pakets von 10'000 Kollisionen noch ohne eingebettete Tracks. Das Maximum um etwa 0 bestätigt die gültige Hintergrundsubtraktion.

4.3 Embedded Jets

In Abbildung 4.3 wird nun das Spektrum der Impulsabweichungen mit eingebetteten Tracks aus einem Paket von 10'000 Kollisionen gezeigt, die nach Gleichung 3.9 berechnet wurden. Auch hier ist wieder das Maximum der Verteilung bei etwa 0 zu erkennen. Der Vergleich mit dem $p_{T,sub}$ -Spektrum ohne eingebettete Tracks ermöglicht die *Entfaltung* des Hintergrunds: Also das Finden eines funktionalen Zusammenhangs zwischen der gemessenen Impulsverteilung gefundener Jets und dem tatsächlichen Jet-Impuls ohne Hintergrund. In weiteren Analyseschritten ist hierzu die Beschreibung des gefundenen $p_{T,embed}$ -Spektrums durch eine geeignete Funktion zu finden.

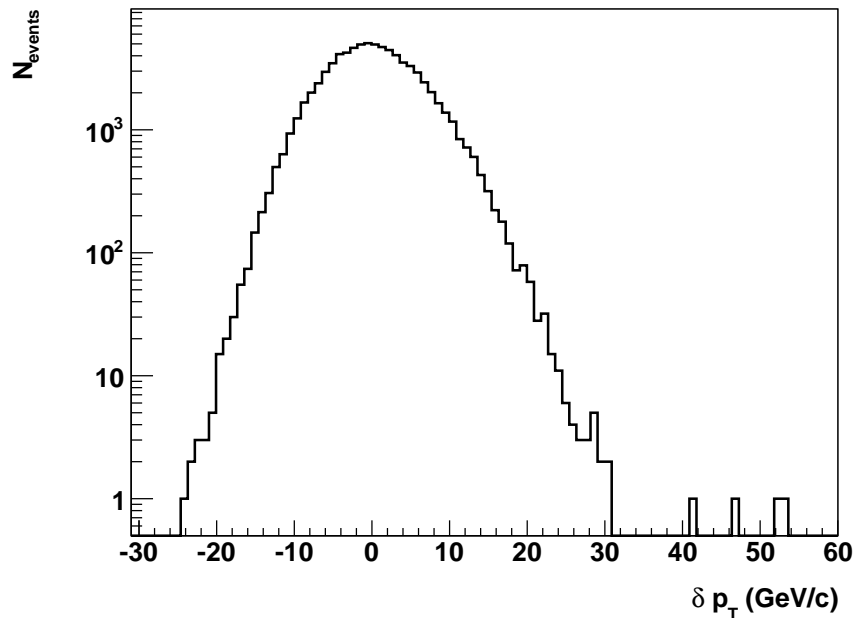


Abbildung 4.3: Spektrum der Abweichungen δp_T nach Einbettung eines einzelnen Hadrons mit Impuls $p_{T,embed}$ vor dem Jet-Finding und Subtraktion von $p_{T,embed}$ vom hintergrundbereinigten Jet-Impuls $p_{T,sub}$ nach dem Jet-Finding. Die Verteilung gibt Aufschluss über den Einfluss eines schwankenden Track-Hintergrundes auf das Jet-Spektrum.

5 Simulationen zu Detektoreffizienz und Impulsunschärfe in Pb-Pb

5.1 Beschreibung und Durchführung der Simulationen

Auch in diesem Abschnitt werden zunächst die den folgenden Untersuchungen zugrundeliegenden Monte-Carlo-Simulationen hadronischer Kollisionen beschrieben, die mit dem Programm *PYTHIA 8* [SAC⁺11] durchgeführt wurden. Zielsetzung ist ein besseres Verständnis der Auswirkungen von Detektoreffekten (Effizienz und Impulsunschärfe) auf die Impulsspektren des Tracking und insbesondere das Jet-Finding. Grundlegend geht der verwendete Programm-Code auf *Christian Klein-Bösing* zurück.

Simuliert wurden Blei-Blei-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 2,75 TeV/c pro Nukleon, wieder dargestellt durch Überlagerung von Proton-Proton-Kollisionen (Glauber-Modell). Die Zentralität der simulierten Stöße wurde zu 0 gewählt, was vollständigem Überlapp der kollidierenden Kerne entspricht. Aus den Kollisionen wurde die Teilchen-Ausgabe im ALICE-Akzeptanzbereich $|\eta| < 0,9$ berücksichtigt, sowie ein Impulsschwellwert $p_{T,min} = 0,15$ GeV/c eingeführt, dann wie im Vorabschnitt der Anti- k_T -Algorithmus aus dem FastJet-Paket [CS05], [CSS11] mit einem Jet-Radius von $R = 0,4$ zur Jet-Suche verwendet. Ebenso wurde wieder die Hintergrundimpulsdichte aus allen Jets außer der beiden Leading Jets mit dem k_T -Algorithmus des FastJet-Paketes ermittelt. Mit den errechneten Daten wurden ROOT-Histogramme [BR96] gefüllt und gespeichert. Dies umfasst unter anderem jeweils für Tracks und Jets die Pseudorapiditäts-Impuls-Verteilung und die Winkel (φ)-Impuls-Verteilung (beide als 2-dimensionale Histogramme) sowie separat die eindimensionale Track- und Jet-Impulsverteilung. Für Jets ist dabei der Pseudorapiditätsbereich auf $|\eta| < 0,5$ eingeschränkt. (Wie im Folgenden ist mit „Impuls“ jeweils der Transversalimpuls gemeint.)

Zudem wurden auf dieselbe Track-Datenbasis auch verschiedene Modifizierungen angewendet, bevor die resultierenden Tracks in gleicher Weise an den Jet-Finder übergeben und verarbeitet wurde. Dadurch entstanden die beschriebenen Ausgabe-Histogramme mehrfach, je für die veränderte Track-Basis. Der oben genannte Impulsschwellwert $p_{T,min}$ wurde jeweils erst nach Einführung der Effekte berücksichtigt. Es wurden angewendet:

- Auswahl nur der geladenen (und somit in ALICE detektierbaren) Teilmenge,
- zufälliges Verwerfen von Tracks innerhalb der geladenen Teilmenge gemäß impulsabhängiger Effizienzfunktion des ALICE-Trackingsystems (Abbildung 5.1) und
- Effizienzfunktion wie zuvor und gauß'sche Verschmierung des Transversalimpulses von Tracks der geladenen Teilmenge mit impulsabhängiger Breite (Abbildung 5.2).

Die Anwendung auf dieselbe Datenbasis gibt eine direkte Vergleichbarkeit der daraus gefundenen Jet-Spektren – bei nicht zu großer Veränderung der Tracks ist eine Zuordnung Jet für Jet möglich. Details der Effekt-Implementierung werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

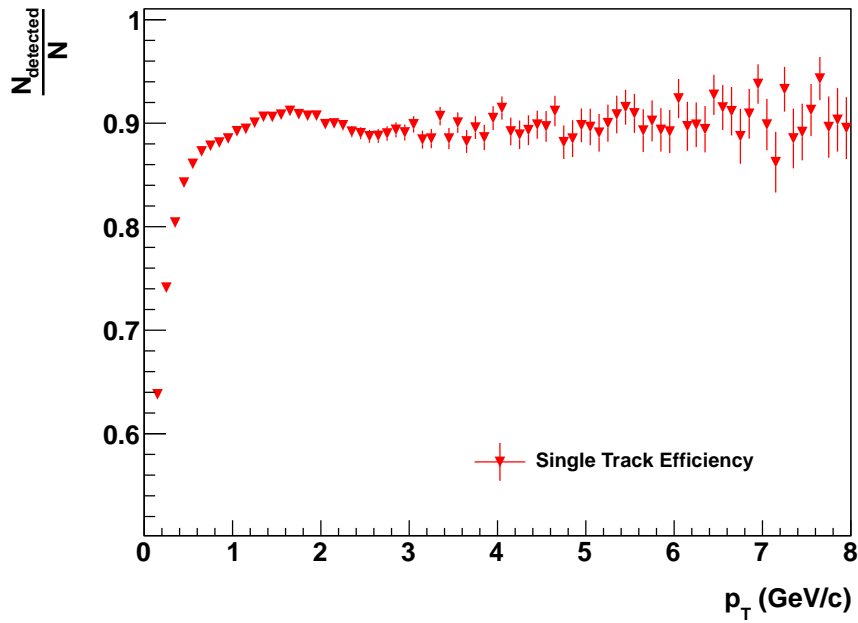


Abbildung 5.1: Detektoreffizienz für den Nachweis geladener, primärer Teilchen in der ALICE-TPC in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_T des Teilchens.

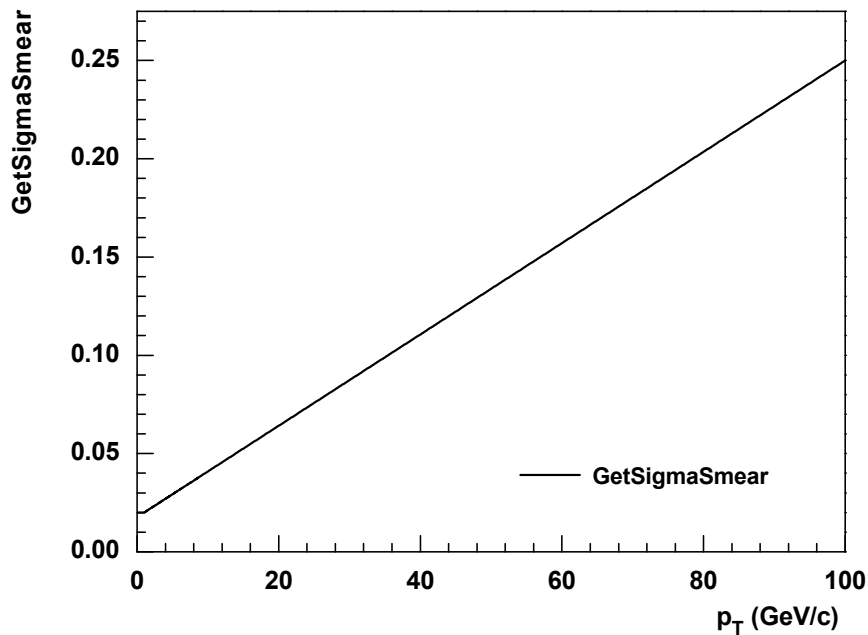


Abbildung 5.2: Breite einer Gauß-Verschmierung als Anteil des Transversalimpulses, die im Rahmen der hier vorgestellten Untersuchungen auf den theoretisch erwarteten Transversalimpuls angewendet wurde; dies simuliert die Detektorunschärfe. Die Funktion ist konstant gleich 2% für $p_T \leq 1$ GeV/c. Der ansonsten lineare Anstieg setzt sich auch oberhalb von 40 GeV/c fort, bei 100 GeV/c werden 25% erreicht.

Die beschriebenen Simulationen wurden zur Ausführung in verschiedene Abschnitte unterteilt, die sich durch den behandelten Transversalimpulsübertrag der stoßenden Partonen unterscheiden. Es wurden als Impulsbereiche verwendet (in GeV/c): [5–10], [10–15], [15–17], [17–20], [20–24], [24–29], [29–35], [35–42], [42–50], [50–60], [60–72], [72–86], [86–104], [104–125], [125–150], [150–180], [180–210], [210–250] und 250 GeV/c aufwärts. Vorteil dieser Unterteilung ist einerseits die kurze Rechenzeit eines Abschnitts (und damit die Verteilbarkeit der Simulationen), andererseits jedoch vor allem die gleiche Berücksichtigung von Vorgängen mit unterschiedlichem Wirkungsquerschnitt: Jeder Abschnitt wird mit der gleichen Zahl an Ereignissen simuliert. Für jeden Abschnitt liegt also etwa die gleiche statistische Sicherheit vor.

Beim Zusammenfügen der Gesamthistogramme aus den einzelnen Impulsübertragungsbereichen muss natürlich der unterschiedliche Wirkungsquerschnitt der Ereignisse berücksichtigt werden, was durch Skalierung der Einzelhistogramme mit den zugehörigen Wirkungsquerschnitten und der Ereignis-Anzahl sichergestellt wurde.

Die Simulationen wurden auf dem schon in Abschnitt 4.1 beschriebenen Rechnerverbund mit einer Anzahl von 50'000 Ereignissen pro Impulsbereich ausgeführt. Nach dem Zusammenfügen ergab sich für die genannten Pseudorapiditätsbereiche in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der in Abbildung 5.3 gezeigte differentielle Wirkungsquerschnitt. Ebenso ergab sich die in Abbildung 5.4 gezeigte Verteilung der Jet-Impulse. In den Darstellungen wurden zur besseren Erkennbarkeit jeweils 5 Bins zusammengefasst und die Ansichten entsprechend reskaliert. (Die hinterlegten Histogrammdateien blieben für folgende Operationen dabei jedoch unverändert.) Die aus den berücksichtigten Effekten resultierenden Unterschiede werden in den folgenden Abschnitten genauer betrachtet werden.

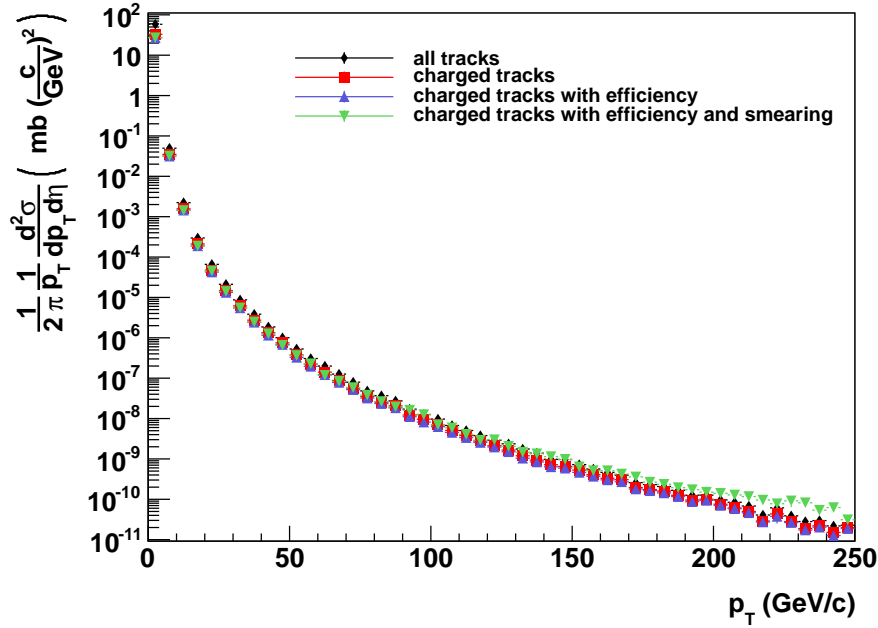


Abbildung 5.3: Transversalimpulsspektrum aus Pb-Pb-Kollisionen (Schwerpunktsenergie 2,75 TeV/c pro Nukleon). Differentieller Wirkungsquerschnitt für Teilchen im Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 0,9$. Die verschiedenen Datenreihen berücksichtigen Detektoreffekte gegenüber der vollen Datenbasis (schwarz).

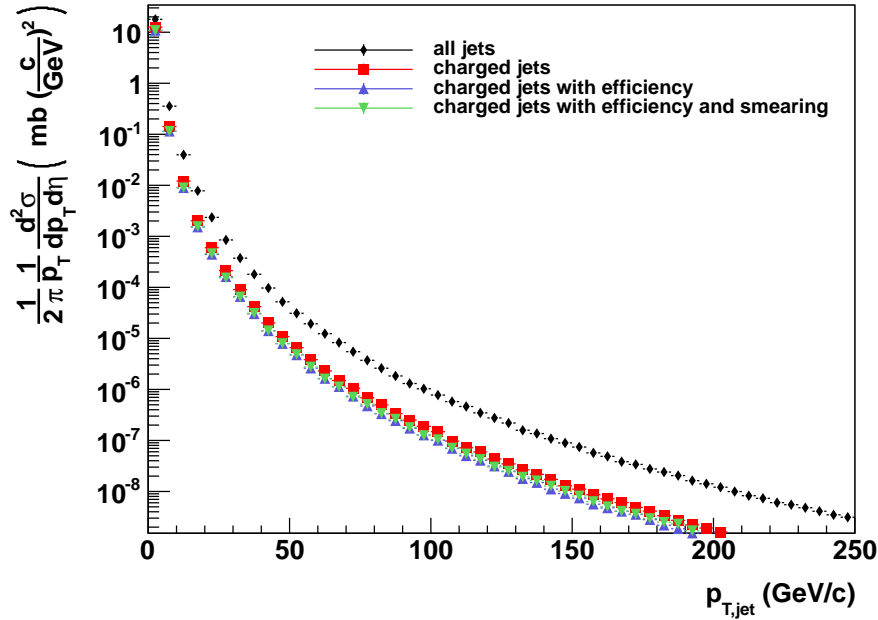


Abbildung 5.4: Transversalimpulsspektrum aus Pb-Pb-Kollisionen (Schwerpunktsenergie 2,75 TeV/c pro Nukleon). Differentieller Wirkungsquerschnitt für Jets im Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 0,5$ aus dem Anti- k_T -Algorithmus mit Radius $R=0,4$. Angewendet auf die volle Datenbasis (schwarz) und nach Berücksichtigung von Detektoreffekten auf die Spurrekonstruktion.

5.2 Impulsspektren nach Effizienzverlusten

Die verwendete Effizienzfunktion ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Für $p_T \geq 3$ GeV/c wurde sie zu konstant 90% angenommen. Darunterliegend beträgt die Auflösung (Bin-Breite) der zur Verfügung stehenden Daten 0,1 GeV/c, wobei auf die Interpolation von Zwischenschritten verzichtet wurde. Diese Effizienzfunktion wurde für geladene, primäre Teilchen in der ALICE-TPC ermittelt, welche den wichtigsten Beitrag zur Spurrekonstruktion realer Kollisionen liefert. Die Verluste entstehen zum Beispiel durch die nichtsensitiven Bereiche zwischen den TPC-Segmenten oder durch Zerfälle der zu detektierenden Teilchen [CFG⁺04]. In die hier vorgestellten Simulationen wurde die Effizienz durch Vergleich des Anteils der detektierten Teilchen aus der Effizienzfunktion (für den vorliegenden Transversalimpuls) mit einer zwischen 0 und 1 gleichverteilten Zufallsvariablen, die für jedes Teilchen neu generiert wurde, implementiert: Ist die Zufallszahl kleiner als der gegebene Anteil, so gilt das Teilchen als detektiert und andersherum. Diese Effizienzsimulation wurde auf die geladenen Tracks angewendet.

Nun ist vor allem der Unterschied der Impulsspektren nach Berücksichtigung der Effizienz zu den Spektren ohne diesen Effekt von Interesse, um die Veränderung beurteilen zu können. Zu diesem Zweck wurde in der ROOT-Umgebung das Effizienz-Spektrum durch das Spektrum der unbehandelten, geladenen Tracks dividiert. Dazu wurde die Funktion *Divide* verwendet, welche die Histogramme bin-weise durcheinander teilt; für den Fall eines Nulldivisors definiert sie das Ergebnis zu Null. Diese Division wurde insbesondere auch für die jeweils aus den Tracks ermittelten Jet-Spektren durchgeführt.

Die Ergebnisse der Rechnungen sind für geladene Tracks in Abbildung 5.5 und für geladene Jets in Abbildung 5.6 dargestellt. Es wurden nach der Division jeweils 10 Bins zusammengefasst. Das Ergebnis für die Tracks enthält bestenfalls keine neuen Erkenntnisse: Schließlich ist genau bekannt, welche Effizienzfunktion auf die einzelnen Tracks angewendet wurde (Abbildung 5.1, konstant 90% ab 90 GeV/c). Im Rahmen seiner Unsicherheiten ist dieses Ergebnis mit der oberhalb von 3 GeV/c genau 90%-igen Effizienz gut verträglich. Die Unsicherheiten nehmen für größere Werte von p_T zu, was mit der geringeren Anzahl von Tracks in diesem Bereich begründet werden kann.

Im Vergleich der Jet-Spektren dagegen ergibt sich durch Beachtung der Effizienz ein deutlicher Rückgang, der stärker ausfällt, als in die einzelnen Tracks eingebracht. Im Bereich von 50 bis 200 GeV/c ist ein Rückgang auf nur rund 70% der Jet-Anzahlen zu beobachten. (Für Werte über 250 GeV/c steigt der Anteil teilweise über 90%, es liegt also insgesamt kein Widerspruch vor. Dieser Impulsbereich ist hier nicht dargestellt, weil er oberhalb des im ALICE relevanten Bereiches liegt.)

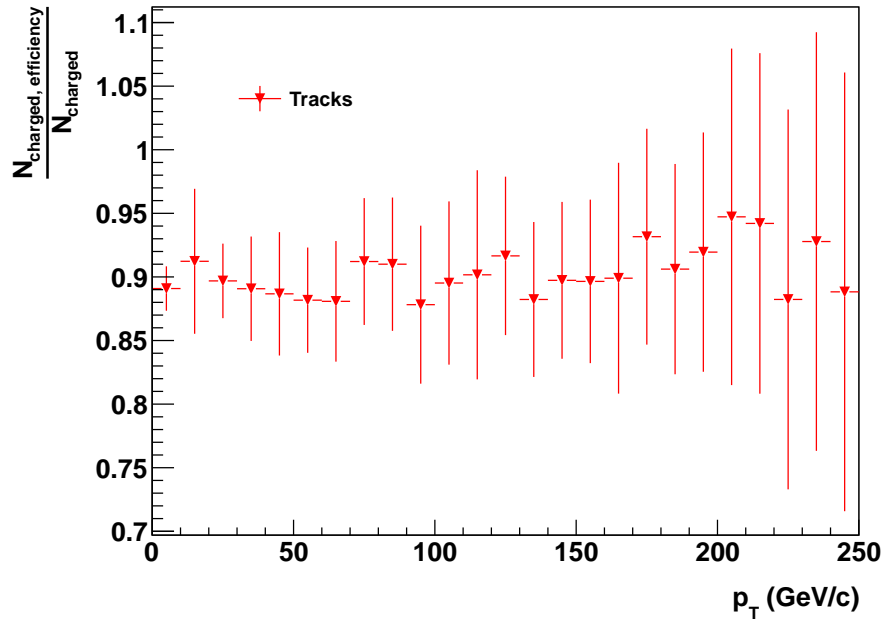


Abbildung 5.5: Division des Track-Impulsspektrums aus Pb-Pb-Kollisionen nach Anwendung einer Effizienzfunktion auf die geladenen Teilchen durch das Spektrum derselben geladenen Teilchen ohne Effizienzberücksichtigung. Unter Berücksichtigung der Unsicherheiten ist das Ergebnis mit der Annahme eines 10%-igen Track-Verlustes gut verträglich.

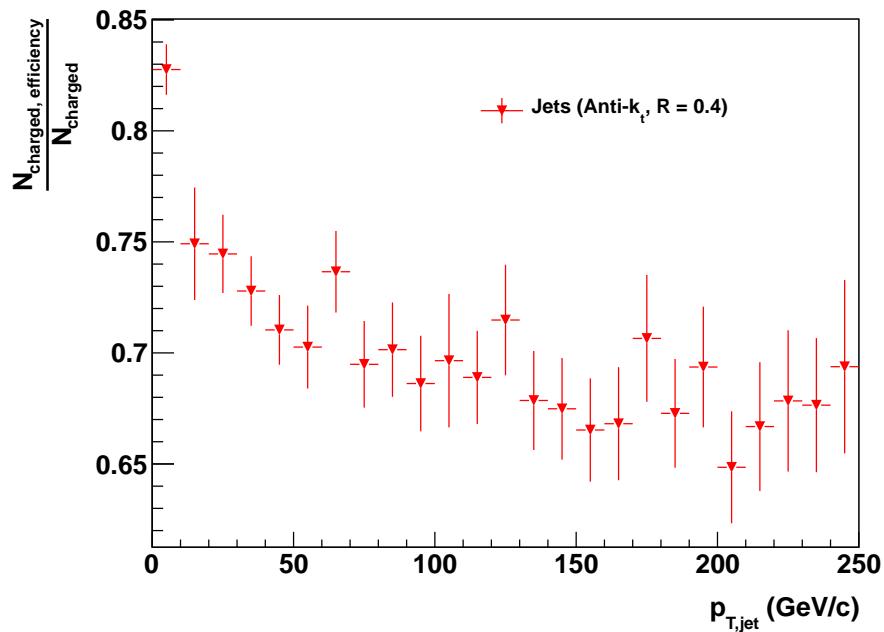


Abbildung 5.6: Division des Jet-Spektrums, das mit dem Anti- k_T -Algorithmus bei $R = 0,4$ für geladene Teilchen nach Anwendung einer Effizienzfunktion auf die Track-Simulation ermittelt wurde, durch das Jet-Spektrum, das für dieselben Tracks ohne Effizienzberücksichtigung ermittelt wurde.

5.3 Impulsspektren mit Detektorunschärfen

Im nächsten Schritt wurde auch die Unschärfe bezüglich des im Trackingsystem rekonstruierten Transversalimpulses berücksichtigt. Als Grundlage dienten die wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben mit der Effizienz modifizierten Tracks. Für jeden einzelnen Track mit seinem Impuls p_T wurde dann sein verschmierter Impulswert $p_{T,smear}$ berechnet. Da über die Art der Verschmierung im ALICE-Trackingsystem keine weiteren Informationen einfließen, darf hier von einer gaußartig um den tatsächlichen Wert verschmierten Impulsrekonstruktion ausgegangen werden. Dazu wurde mit dem in der ROOT-Umgebung hinterlegten Zufallsgenerator ein gemäß der Wahrscheinlichkeitsdichte

$$f(q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot e^{-\frac{(1-q)^2}{2\sigma^2}} \quad (5.1)$$

mit der Breite σ um 1 verteilter Faktor w erzeugt, so dass der neue Impuls $p_T \rightarrow p_{T,smear}$ mit $p_{T,smear} = w \cdot p_T$ transformiert. Diese Verschmierung wurde auch für die anderen, intern in der Simulation verwendeten Impulskomponenten beachtet.

Die Wahl der Breite σ hängt nun nach Beobachtungen des Detektorverhaltens (auch [CFG⁺04]) vom Impuls des zu detektierenden Teilchens ab. Als eine erste Näherung der für größere Impulse wachsenden Unschärfe wurde hierzu die Funktion $\sigma = GetSigmaSmear(p_T)$ festgelegt, wie sie schon in Abbildung 5.2 dargestellt ist. Es ergibt sich also eine Verschmierung von konstant 2% für $p_T \leq 1$ GeV/c, dann linear steigend mit $GetSigmaSmear(p_T) = p_T \cdot 0,00232 + 0,0177$, also 25% bei 100 GeV/c, 48% bei 200 GeV/c und fortfahrend.

Die Auswirkungen auf das Track-Spektrum sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Wieder wurden zur besseren Darstellung jeweils 10 Bins zusammengefasst. Offenbar kommt es für Impulse ab etwa 100 GeV/c zu einem deutlichen Anstieg der rekonstruierten Anzahlen, während bis etwa 50 GeV/c noch die Auswirkungen der Effizienz überwiegen. Die Verschiebung von niedrigen zu höheren Impulswerten fällt durch die zuvor geringen Track-Anzahlen bei hohen Impulsen stärker ins Gewicht.

Für das Jet-Spektrum zeigt sich in Abbildung 5.8 dagegen ein Rückgang der rekonstruierten Anzahlen. Der aus den Tracks bekannte Anstieg zeigt sich für die Jets erst jenseits von 250 GeV/c, also oberhalb der experimentell relevanten Daten.

In weiteren Simulationsdurchläufen wurde die Verschmierung jeweils mit zwei- bzw. fünffacher Breite σ angewendet. Vor allem der fünffache Wert entspricht keiner realen Detektorsituation, kann jedoch helfen, die Auswirkungen der Verschmierung besser zu verstehen. Die durch Vergleich mit den unverschmierten Spektren errechneten Histogramme sind für die Tracks in Abbildung 5.9 und für die rekonstruierten Jets in Abbildung 5.10 dargestellt, wieder jeweils mit Zusammenfassung von 10 Bins. (Im Vergleich mit vorherigen Histogrammen ist der kleinere auf der p_T -Achse dargestellte Bereich zu beachten.) Auch für die Jets kann darin nun gut die Verschiebung zu höheren Impulswerten eingesehen werden. Nach der Verschmierung mit doppelter Breite ergibt sich ein Anstieg über Faktor 1 ab etwa 190 GeV/c, nach der Verschmierung mit fünffacher Breite ist der Faktor schon ab etwa 80 GeV/c größer 1.

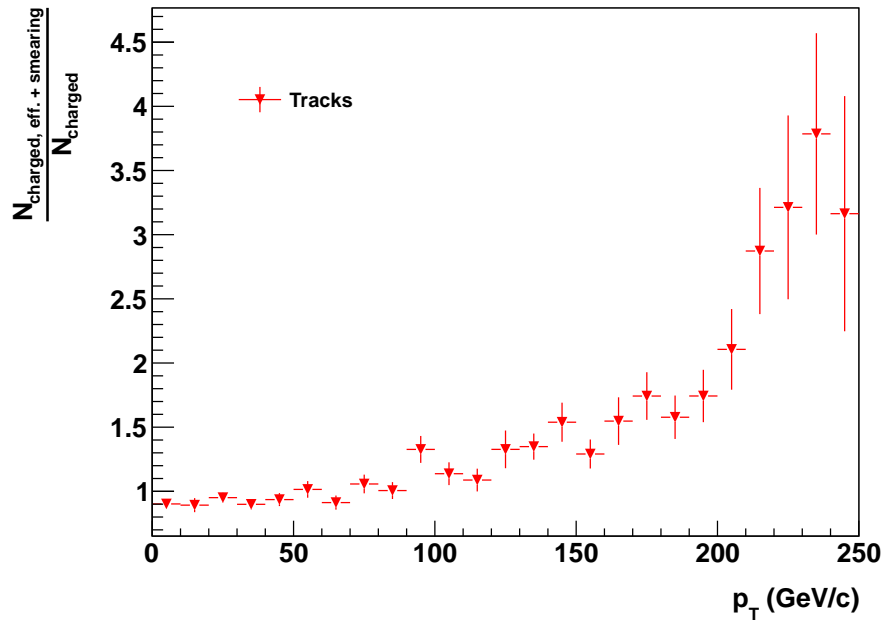


Abbildung 5.7: Division des Track-Impulsspektrums aus Pb-Pb-Kollisionen nach Anwendung einer Effizienzfunktion auf die geladenen Teilchen und Gauß-Verschmierung der Impulse durch das Spektrum derselben geladenen Teilchen ohne Effizienz und Verschmierung.

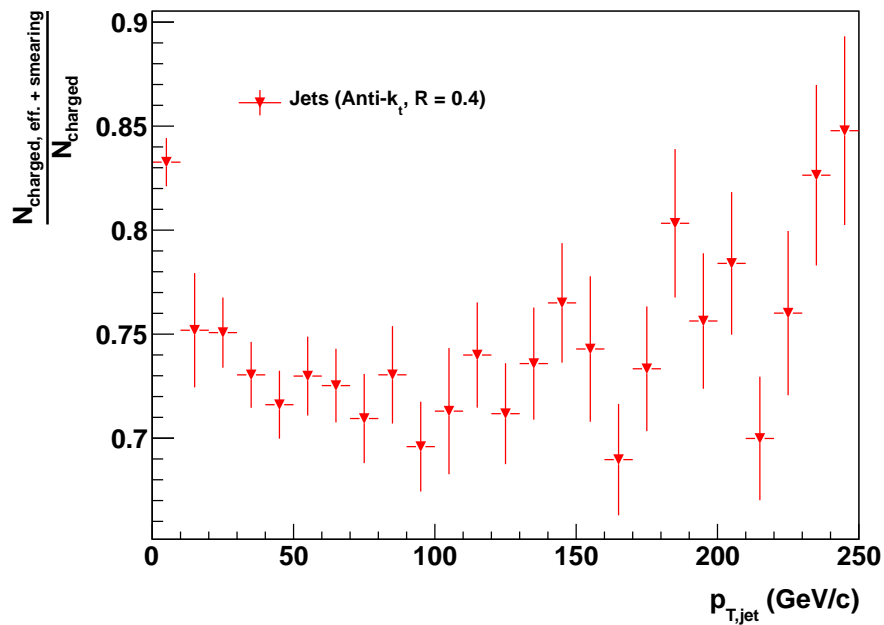


Abbildung 5.8: Division des Jet-Spektrums, das mit dem Anti- k_T -Algorithmus bei $R = 0,4$ für geladene Teilchen nach Anwendung einer Effizienzfunktion auf die Track-Simulation und nach Gauß-Verschmierung der Impulse ermittelt wurde, durch das Jet-Spektrum, das für dieselben Tracks ohne Effizienz und Verschmierung ermittelt wurde.

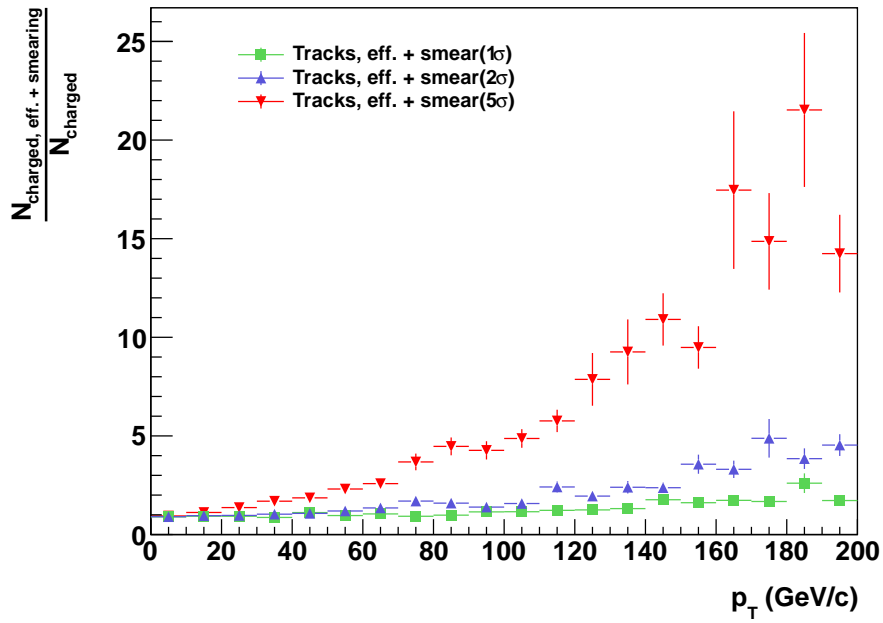


Abbildung 5.9: Verhältnis von Tracks nach Impuls-Verschmierung zu unverschmierten wie in Abb. 5.7, hier mit verschiedenen Breiten der Gauß-Verschmierung. (Beachte: Dargestellter Impulsbereich hier nur bis 200 GeV/c.)

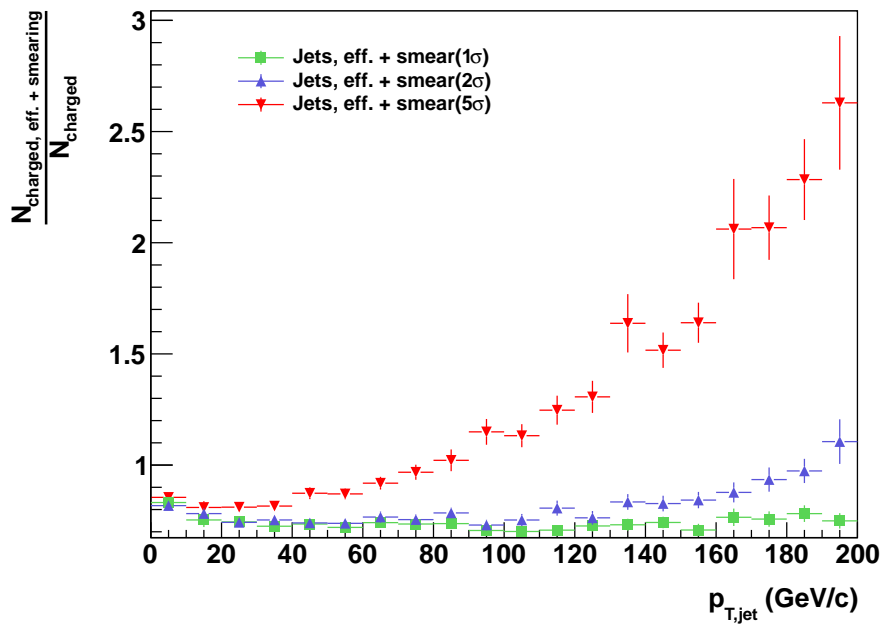


Abbildung 5.10: Verhältnis der rekonstruierten Jets aus impulsverschmierten Tracks zu den Jets aus unverschmierten Tracks wie in Abb. 5.8, hier mit verschiedenen Breiten der Gauß-Verschmierung. (Beachte: Dargestellter Impulsbereich hier nur bis 200 GeV/c.)

6 Antwortverhalten unter Berücksichtigung von Detektoreffekten

6.1 Bestimmung von Antwortmatrizen

Für ein besseres Verständnis der im vorhergehenden Kapitel untersuchten Einflüsse von Detektoreffizienz und Impulsunschärfe der Track-Rekonstruktion auf die Jet-Rekonstruktion ist es wichtig, die durch die Effekte verursachten Veränderungen an einzelnen Jets nachzuvollziehen. Typisches Instrument hierzu sind die *Antwortmatrizen* – zweidimensionale Verteilungen, welche die für jeden tatsächlichen Jet-Impuls p_T^{Jet} rekonstruierten Impulsverteilungen $p_{T,mod}^{\text{Jet}}$ angeben.

Um diese Verteilungen aus den durchgeführten Simulationen zu gewinnen, wurden jeweils der aus unveränderten Tracks rekonstruierte Impuls des Leading Jets und der aus den modifizierten Tracks rekonstruierte Impuls des dort entsprechenden Jets in ein zweidimensionales Histogramm eingetragen. Entscheidend ist, dass nur solche Paare von Jets eingetragen werden, die tatsächlich auf denselben Streuvorgang zurückgehen. Dies wurde beim Eintrag in die Histogramme geprüft, indem zunächst der Abstand nach Gleichung 3.5 (mit Beachtung von 3.4)

$$\Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\varphi_i - \varphi_j)^2 \quad (6.1)$$

des Leading Jets der unveränderten Tracks zum Leading Jet aus den modifizierten Tracks berechnet wurde. Stimmt beide im Rahmen ihres Jet-Radius $R = 0,4$ überein, wurde der Prüfung stattgegeben und der Eintrag in das Histogramm vorgenommen. Bei Nichtübereinstimmung wurde der unverändert rekonstruierte Leading Jet ebenso gegen den verändert rekonstruierten Subleading Jet geprüft und gegebenenfalls eingetragen. Wurde auch hier keine Übereinstimmung erzielt, fand kein Eintrag in das Histogramm statt. Diese Prüfungen fanden jeweils innerhalb der Simulationsdurchläufe statt, da hier die Jets noch einfach den einzelnen Kollisions-Events zugeordnet werden können. Die Quote der Prüfungen, in denen trotz der berücksichtigten Effekte (Effizienz und Impulsunschärfe) noch Leading Jet und Leading Jet übereinstimmten, ergab sich in Proben von je 200 Jets in den Impulsübertragungsbereichen [125–150] und [180–210] zu mehr als 95%. In den restlichen Fällen ergab sich noch zu mehr als 60% eine Übereinstimmung von Leading und Subleading Jet.

Die gefüllten Histogramme wurden anschließend in jeder Spalte (ohne Veränderung rekonstruierte p_T^{Jet} -Werte) zu Eins normiert, so dass für jeden Wert von p_T^{Jet} eine Wahrscheinlichkeitsverteilung bezüglich der zu erwartenden Impulswerte $p_{T,mod}^{\text{Jet}}$ vorliegt. Die Breite der p_T^{Jet} -Bins ist stets 1 GeV/c.

6.1.1 Antwort nach Effizienzverlusten

Die wie zuvor beschrieben nach Berücksichtigung der Detektoreffizienz (Abschnitt 5.2) erstellten Antwortverteilungen sind gegen Jets aus allen Teilchen und gegen Jets aus geladenen Teilchen in den Abbildungen 6.2 und 6.3 dargestellt. Es wird deutlich, dass beinahe keine Jets mit höherem Impuls rekonstruiert werden. Für die verbleibenden bleibt die Zuordnung trotz übereinstimmender Position zu prüfen. Zum Vergleich zeigt Abbildung 6.1 das Antwortverhalten des Jet-Finders ohne Berücksichtigung der Effizienz, nur für die Beschränkung auf geladene Teilchen.

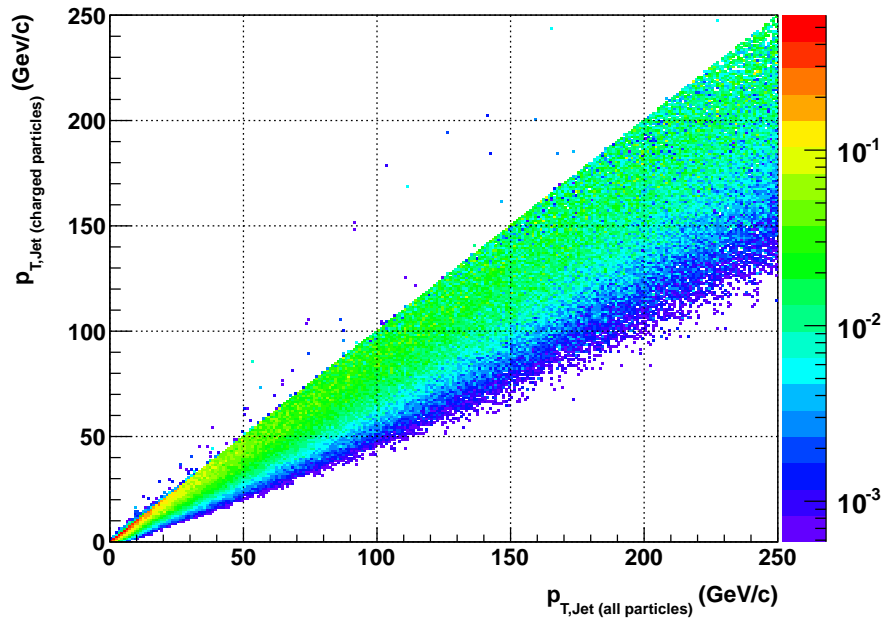


Abbildung 6.1: Antwortverteilung der Jet-Rekonstruktion in Pb-Pb-Kollisionen (Anti- k_T , $R = 0,4$) geladener Teilchen aufgetragen gegen Jets aus allen Teilchen. Jede Spalte ist einzeln normiert.

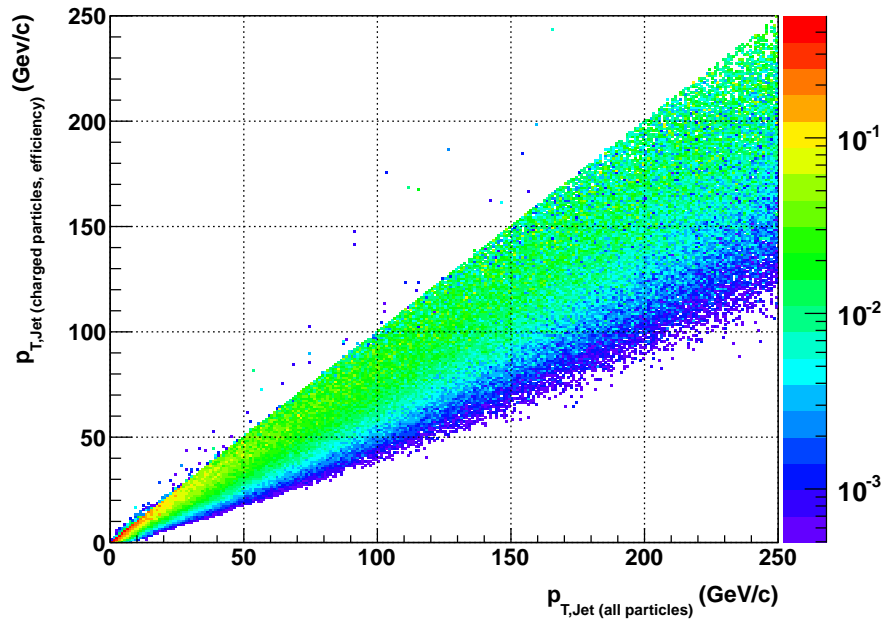


Abbildung 6.2: Antwortverteilung der Jet-Rekonstruktion in Pb-Pb-Kollisionen (Anti- k_T , $R = 0,4$) geladener Teilchen nach Berücksichtigung der Detektoreffizienz aufgetragen gegen Jets aus allen Teilchen (ohne Effekt). Jede Spalte ist einzeln normiert.

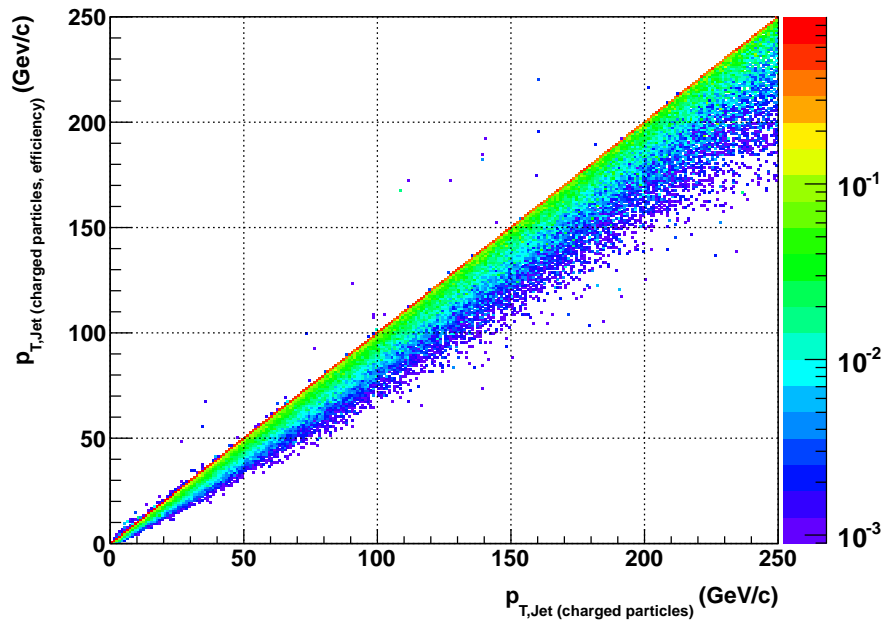


Abbildung 6.3: Antwortverteilung der Jet-Rekonstruktion wie oben, hier gegen Jets nur aus geladenen Teilchen.

6.1.2 Antwort mit Detektorunschärfen

Ebenso wurde die Antwort der Jet-Rekonstruktion nach Berücksichtigung von Effizienz und Impulsunschärfe (normalverteilt, Abschnitt 5.3) untersucht, was für den Eintrag gegen Jets aus allen Teilchen in Abbildung 6.4 und gegen Jets aus geladenen Teilchen in Abbildung 6.5 dargestellt ist. Deutlich wird hier das Ausschmieren zu höheren rekonstruierten Jet-Impulsen sichtbar.

Für die zuvor beschriebenen Impuls-Verschmierungen mit zwei- und fünffacher Breite σ der Normalverteilung werden die Ergebnisse in den Abbildungen 6.6 und 6.8 gegen Jets aus allen Tracks bzw. in den Abbildungen 6.7 und 6.9 gegen Jets aus geladenen Tracks eingetragen. Hier verbreitern sich auch die Verteilungen der rekonstruierten Jet-Impulse weiter, wobei sich der Schwerpunkt der Verteilungen für stärkere Verschmierungen leicht zu größeren Impulsen zu verschieben scheint.

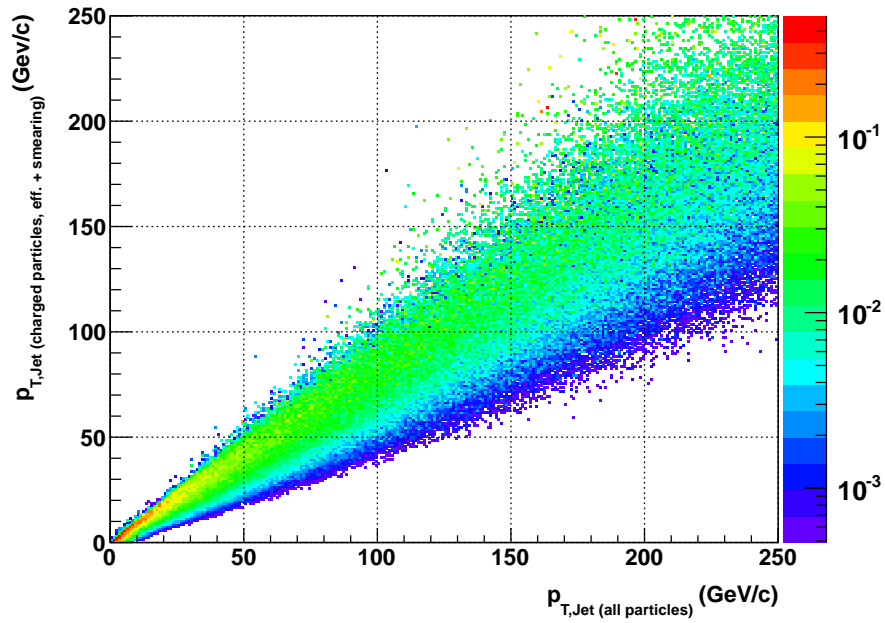


Abbildung 6.4: Antwortverteilung der Jet-Rekonstruktion in Pb-Pb-Kollisionen (Anti- k_T , $R = 0,4$) geladener Teilchen nach Berücksichtigung der Detektoreffizienz und der Impulsunschärfe aufgetragen gegen Jets aus allen Teilchen (ohne Effekt). Jede Spalte ist einzeln normiert.

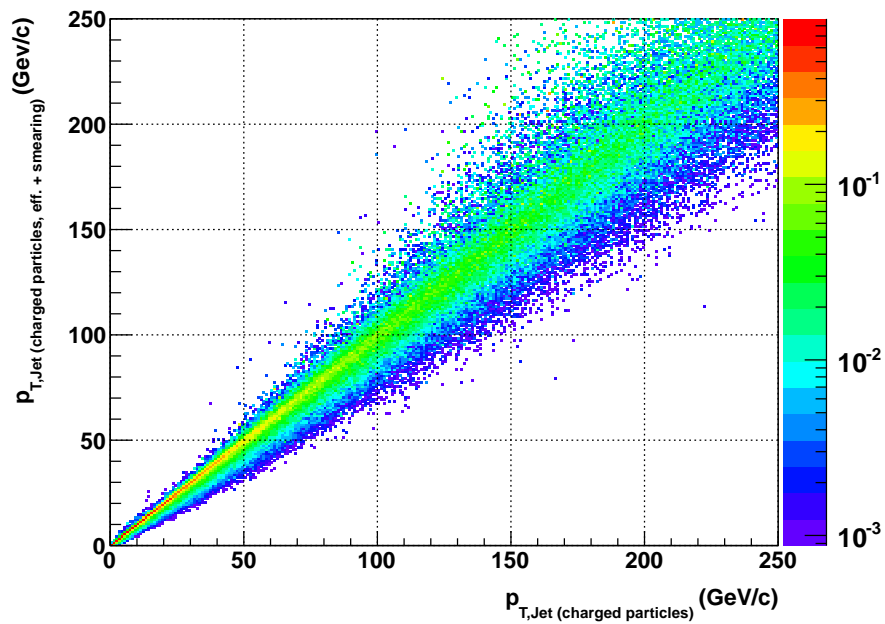


Abbildung 6.5: Antwortverteilung der Jet-Rekonstruktion wie oben, hier gegen Jets nur aus geladenen Teilchen.

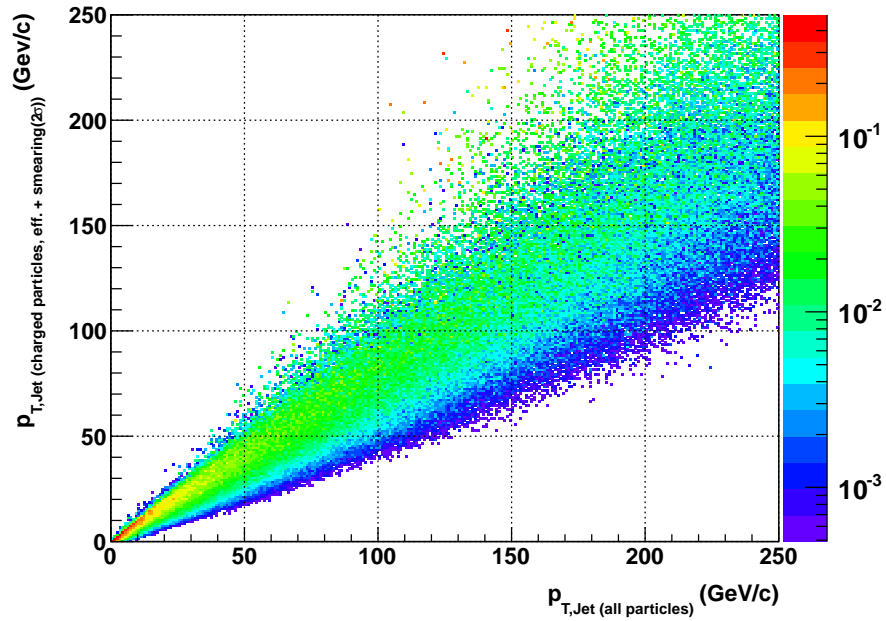


Abbildung 6.6: Antwortverteilung der Jet-Rekonstruktion in Pb-Pb-Kollisionen (Anti- k_T , $R = 0,4$) geladener Teilchen nach Berücksichtigung der Detektoreffizienz und der Impulsunschärfe mit doppelter Verschmierungsbreite aufgetragen gegen Jets aus allen Teilchen (ohne Effekt). Jede Spalte ist einzeln normiert.

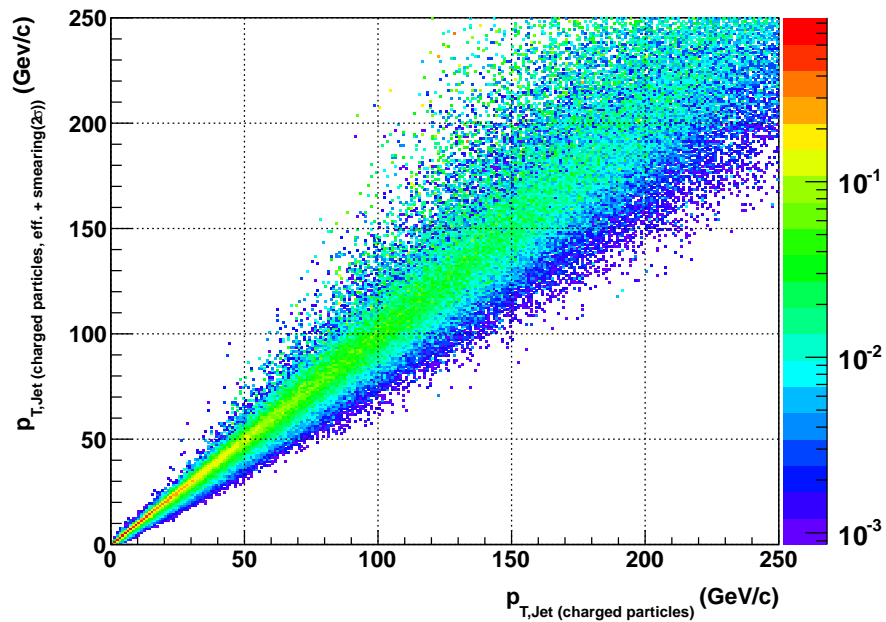


Abbildung 6.7: Antwortverteilung der Jet-Rekonstruktion wie oben, hier gegen Jets nur aus geladenen Teilchen.

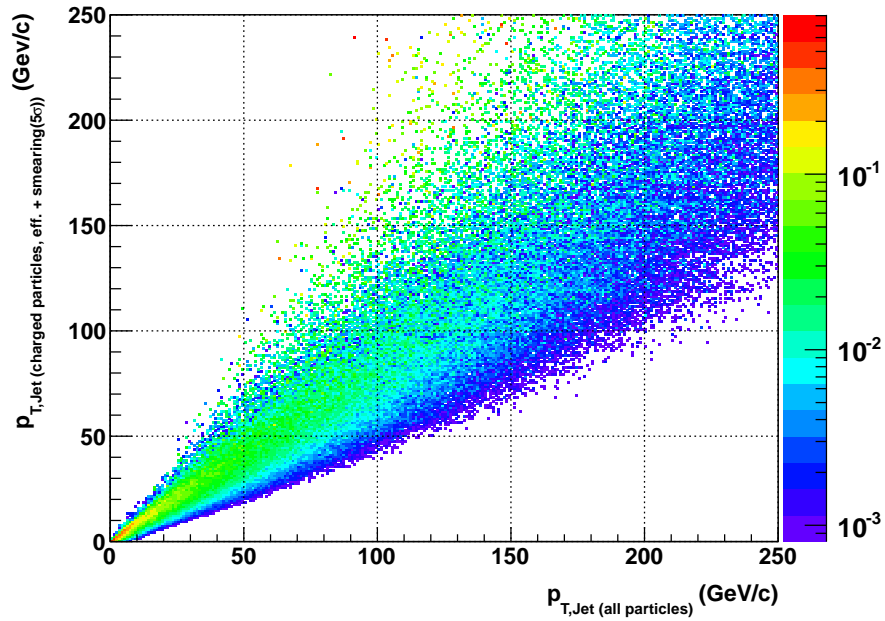


Abbildung 6.8: Antwortverteilung der Jet-Rekonstruktion in Pb-Pb-Kollisionen (Anti- k_T , $R = 0,4$) geladener Teilchen nach Berücksichtigung der Detektoreffizienz und der Impulsunschärfe mit fünfzsfacher Verschmierungsbreite aufgetragen gegen Jets aus allen Teilchen (ohne Effekt). Jede Spalte ist einzeln normiert.

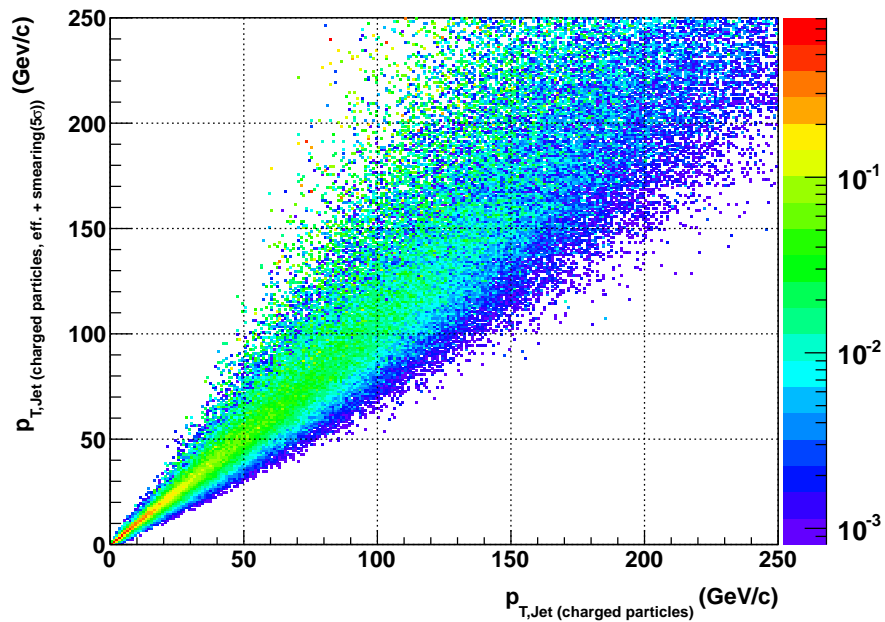


Abbildung 6.9: Antwortverteilung der Jet-Rekonstruktion wie oben, hier gegen Jets nur aus geladenen Teilchen.

6.2 Ausblick: Charakterisierung der Antwortfunktionen

Ziel der Erstellung von Antwortverteilungen ist nicht nur ein besseres Verständnis der Auswirkungen des untersuchten Effektes auf die Jet-Rekonstruktion, sondern vor allem auch die Charakterisierung des Antwortverhaltens in mathematisch geschlossener Form, sodass die inverse Funktion dieses Antwortverhaltens bestimmt werden kann. Diese lässt sich dann auf Jet-Spektren aus real aufgezeichneten Daten anwenden, die dem vermuteten Effekt unterliegen, um das ursprüngliche Jet-Spektrum der Kollision (und damit nach dem Jet Quenching das der stoßenden Hadronen, Abschnitt 3.1.2) zu rekonstruieren. Man spricht hierbei von einer *Entfaltung* der aufgezeichneten Spektren.

Hier sollen nun erste Schritte einer solchen Charakterisierung gezeigt werden: Bereiche einer Breite von jeweils 10 GeV/c um 50, 100 und 150 GeV/c der unmodifiziert rekonstruierten Jets werden auf die Ordinate der ermittelten Verteilungen projiziert. Damit auch danach wieder eine Wahrscheinlichkeitsverteilung vorliegt, wurden die Ergebnisse zudem durch die Breite des Projektionsbereiches dividiert.

Die Verteilungen für Antworten des aus geladenen Tracks rekonstruierten Jet-Spektrums (Abbildung 6.1) werden in Abbildung 6.10 gezeigt. Ebenso wurden diese Verteilungen für rekonstruierte Jets nach Berücksichtigung von Detektoreffizienz und Impulsunschärfe jeweils als Antwort für die Jets aus allen Teilchen bzw. aus geladenen Teilchen in den Abbildungen 6.11 bzw. 6.12 berechnet. Wie schon in den vollständigen Antwortverteilungen wird die größere Breite der Antworten bei höheren Impulsen deutlich. Werden Jets aus geladenen mit Jets aus verschmierten und geladenen Teilchen verglichen (Abbildung 6.12), liegt das Maximum der Verteilungen wieder näherungsweise auf dem Maximum der tatsächlich zu rekonstruierenden Jet-Impulse.

Ebenso werden die Antworten bei doppelter Breite der Impulsverschmierung in den Abbildungen 6.13 (als Antwort auf Jets aus allen Teilchen) bzw. 6.14 (als Antwort auf Jets aus geladenen Teilchen) gezeigt. Die Darstellung für die fünffache Verschmierungsbreite wird dagegen unterlassen, da es nicht zielführend wäre, hierfür eine Antwort charakterisieren zu wollen.

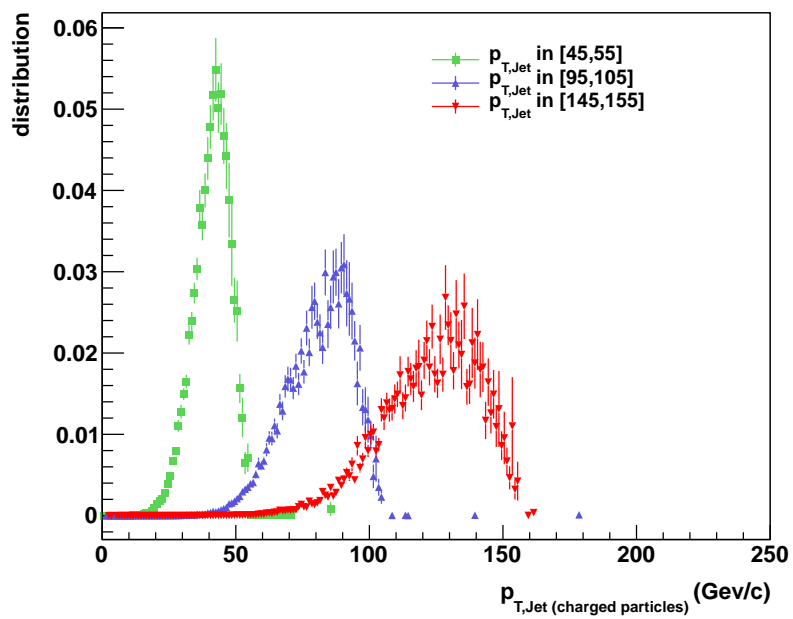


Abbildung 6.10: Antwortverhalten der Jet-Rekonstruktion nur der geladenen Teilchen in Pb-Pb-Kollisionen für verschiedene zu rekonstruierende Jet-Impulsbereiche.

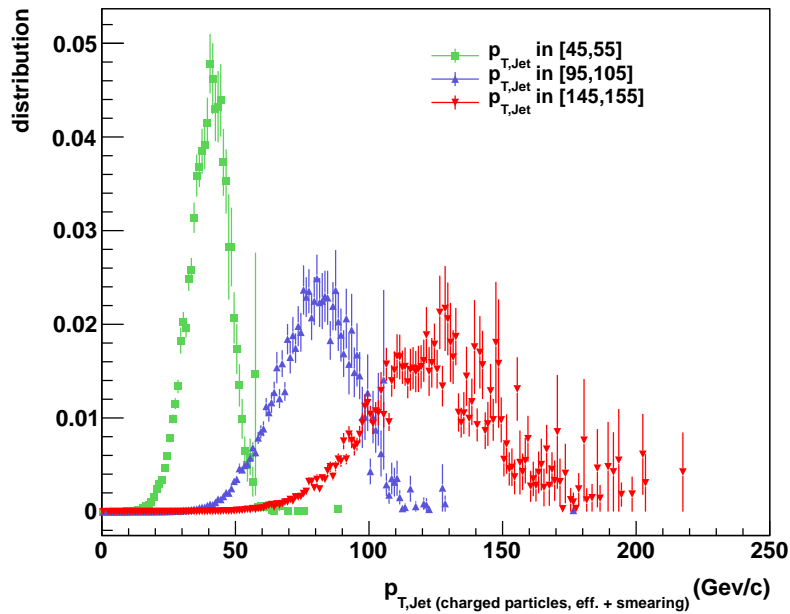


Abbildung 6.11: Antwortverhalten der Jet-Rekonstruktion der geladenen Teilchen in Pb-Pb-Kollisionen nach Berücksichtigung von Detektoreffizienz und Impulsunschärfe für verschiedene zu rekonstruierende Jet-Impulsbereiche.

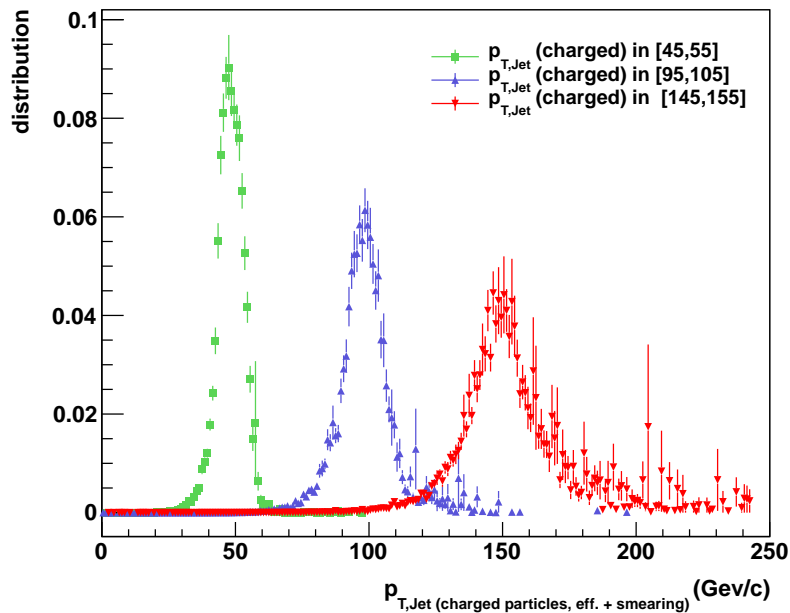


Abbildung 6.12: Antwortverhalten der Jet-Rekonstruktion wie oben, hier werden insgesamt nur geladene Teilchen berücksichtigt.

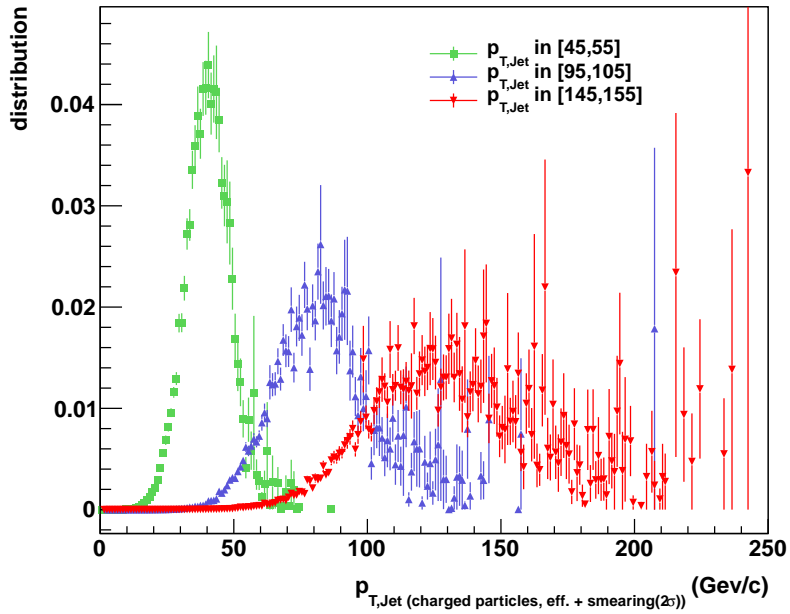


Abbildung 6.13: Antwortverhalten der Jet-Rekonstruktion der geladenen Teilchen in Pb-Pb-Kollisionen nach Berücksichtigung von Detektoreffizienz und Impulsunschärfe (doppelte Verschmierungsbreite) für verschiedene zu rekonstruierende Jet-Impulsbereiche.

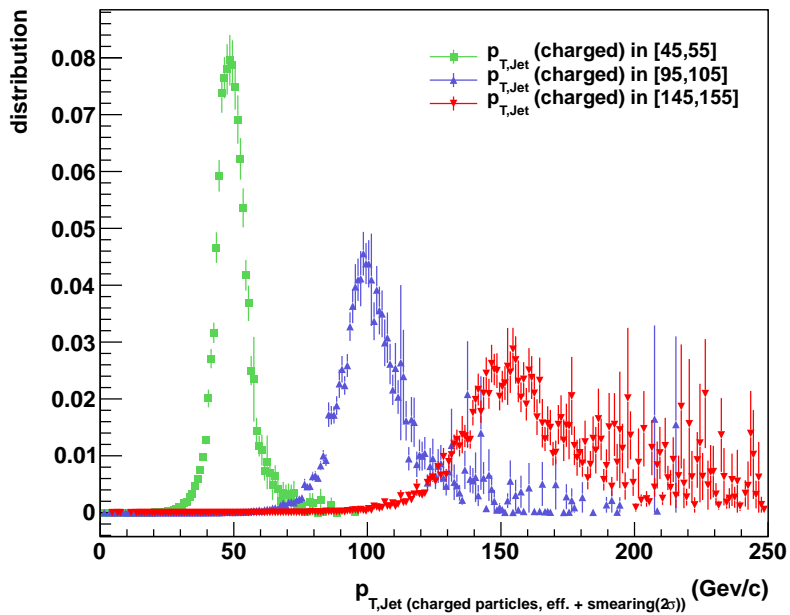


Abbildung 6.14: Antwortverhalten der Jet-Rekonstruktion wie oben, hier werden insgesamt nur geladene Teilchen berücksichtigt.

7 Simulationen zu Detektorverlusten bei hohen Impulsen in Pb-Pb

7.1 Durchgeführte Simulationen

Als Ansatz weiterer Simulationen wurde geprüft, wie die Jet-Rekonstruktion auf den kompletten Verlust der Tracking-Informationen ab einem bestimmten Impulswert reagiert. Dazu wurden die aus Kapitel 5 bekannten Simulationen (Pb-Pb bei 2,75 TeV/c) mit einem neuen Parameter $p_{T,cut}$ wiederholt – also eben dem Impulswert, bei dessen Überschreiten ein Track zu verwerfen ist. Die dahinterstehende Motivation liegt in der hohen Impulsunschärfe, die rekonstruierte Tracks mit hohem p_T erreichen. Viele Tracks werden also bei einem stark abweichenden Impuls gemessen und nicht sinnvoll rekonstruiert. Hier wurden vor allem die Auswirkungen auf diejenigen Spektren untersucht, die schon die bekannten Effizienz- und Impulsunschärfekorrekturen durchlaufen hatten. Der Parameter $p_{T,cut}$ wurde in verschiedenen Durchläufen auf 100, 75 und 50 GeV/c gesetzt.

7.2 Vergleich der Impulsspektren

Für die Spektren der Tracks ergibt sich im Vergleich mit den Track-Spektren ohne $p_{T,cut}$ das in Abbildung 7.1 gezeigte Verhältnis. Es ist jeweils klar der Abbruch des Spektrums beim gewählten $p_{T,cut}$ zu erkennen. Die Schwankungen um den Wert 1 davor können damit erklärt werden, dass die Datenbasis aufgrund der gewählten Simulations-Realisierung aus verschiedenen Simulationsdurchläufen stammt – hier also statistische Unterschiede insbesondere auch aufgrund der durchgeführten Impulsverschmierung vorhanden sind.

Die Spektren der rekonstruierten Jets (Anti- k_T mit $R = 0,4$) werden in Abbildung 7.2 gezeigt. Einerseits beobachtet man hier den langsamen Abfall für Impulswerte oberhalb des gewählten Cuts. Andererseits werden unterhalb von $p_{T,cut}$ teils mehr Jets rekonstruiert: Durch das Fehlen hoher Impulsbeiträge bildet der Algorithmus mehr impulschwächere Jets.

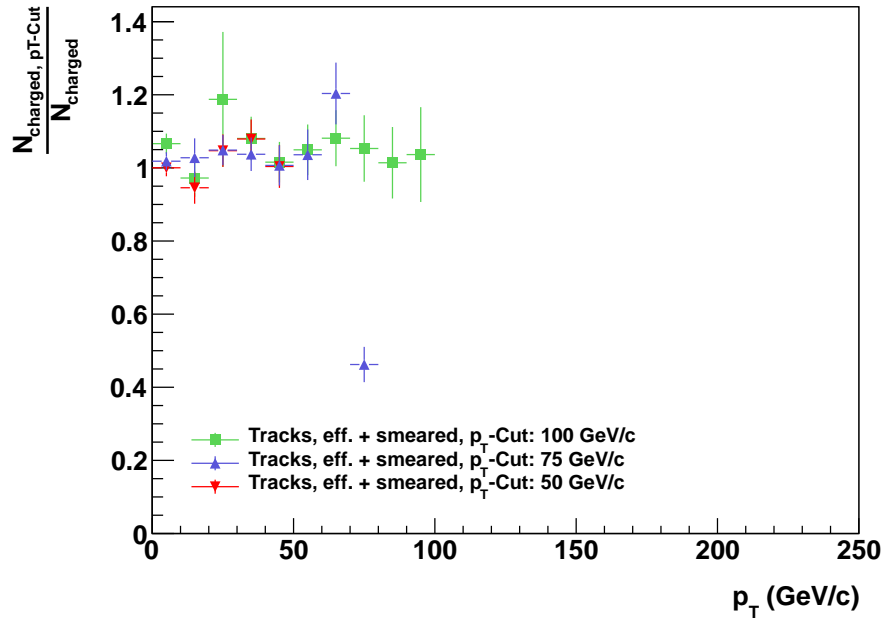


Abbildung 7.1: Verhältnis von Tracks nach Impuls-Abschnitt für verschiedene Cut-Werte zu den Tracks ohne Abschnitt. In beiden Fällen wurde die Detektoreffizienz sowie ein unscharf rekonstruierter Impuls berücksichtigt.

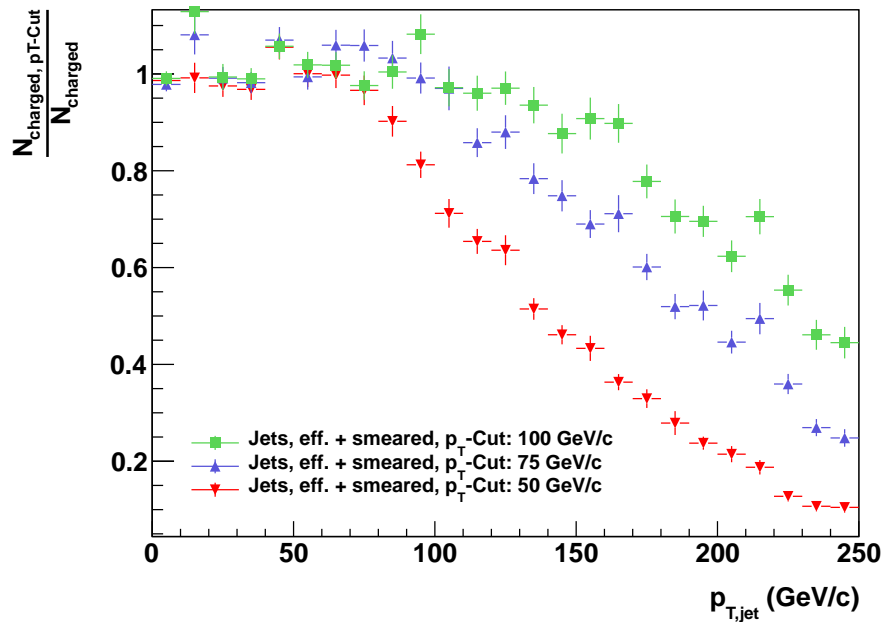


Abbildung 7.2: Verhältnis der aus den oben gezeigten Tracks berechneten Jet-Spektren (Anti- k_T -Algorithmus, $R = 0,4$) für verschiedene p_T -Cuts.

8 Zusammenfassung

Im ersten auswertenden Abschnitt (Kapitel 4) wurde beschrieben, wie umfangreiche Simulationen zur Hintergrundentfaltung in Blei-Blei-Kollisionen bei 2,75 TeV/c auf einem Rechnernetz durchgeführt wurden. Mit diesen Simulationen konnte zur Grundlage einer zuverlässigen Beschreibung des Hintergrundes in Jet-Konstruktionen solcher Kollisionsereignisse beigetragen werden. Die hohe Zahl der durchgeführten Rechnungen minimiert dabei die statistischen Unsicherheiten. Durch den Vergleich der durch Überlagerung einzelner Kollisionen entstandenen Blei-Blei-Jet-Spektren mit dem Jet-Spektrum aus Proton-Proton-Kollisionen konnte ein besseres Verständnis des Verhaltens von Schwerionenkollisionen erlangt werden.

In den weiteren Kapiteln 5 bis 7 wurde das Verhalten der Jet-Rekonstruktion mit dem Anti- k_T -Algorithmus in Blei-Blei-Kollisionen bei 2,75 TeV/c nach der Einführung verschiedener Detektoreffekte bezüglich des Transversalimpulses untersucht. Dabei wurden die Auswirkungen der Tracking-Effizienz anhand einer Effizienzkurve der ALICE-TPC und die Auswirkungen von Schwankungen in der Rekonstruktion des Transversalimpulses in Simulationen einbezogen. Als Simulation hoher Unschärfen bei großen Impulsen wurde auch der Verlust der Tracking-Information bei großen Impulswerten simuliert.

Die jeweils nach Berücksichtigung der Effekte rekonstruierten Jet-Spektren konnten zu den Jet-Spektren ohne Berücksichtigung des Effektes in ein Verhältnis gesetzt werden. Insbesondere für Impulsunschärfen des Trackings konnte dabei eine deutlich impulsabhängige Veränderung des Jet-Spektrums gefunden werden.

Für Detektoreffizienz und Impulsunschärfe konnten weiter durch Angabe der entstehenden Antwortverteilungen der Jet-Rekonstruktion Grundlagen zur Charakterisierung des Antwortverhaltens gefunden werden, so dass diese Effekte nach nächsten Schritten aus real aufgezeichneten Spektren herausgerechnet werden können und ein besserer Zugang zu den Streu-Spektren der Stoßprozesse auf Partonenniveau geschaffen ist.

Wünschenswert ist nun weiter die Durchführung der geschilderten Simulationen von Detektoreffekten mit einer deutlich höheren Zahl von Kollisionsereignissen, um die Unsicherheiten der zu charakterisierenden Antwortverteilungen zu verkleinern. Zur Durchführung dieser Rechnungen können die Erfahrungen der zuvor in Kapitel 4 geschilderten Simulationen beitragen. Ebenso wäre wünschenswert, die verwendeten Effizienz- und Unschärfefunktionen gemäß der zu detektierenden Teilchenart zu spezifizieren, um hier besser die Eigenschaften der ALICE-Detektoren abzubilden.

Literaturverzeichnis

- [AAB⁺06] B. Alessandro, F. Antinori, J. A. Belikov, C. Blume, A. Dainese, P. Foka, P. Giubellino, B. Hippolyte, C. Kuhn, G. Martínez, M. Monteno, A. Morsch, T. K. Nayak, J. Nystrand, M. López Noriega, G. Paić, J. Pluta, L. Ramello, J. P. Revol, K. Šafařík, J. Schukraft, Y. Schutz, E. Scapparín, R. Snellings, O. Villalobos Baillie, E. Vercellin *et al.*: *ALICE: Physics Performance Report, Volume 2*. Journal of Physics G, 32 (2006):1295–2040, [doi:10.1088/0954-3899/32/10/001], September 2006.
- [AC09] Ilka Antcheva (ed.) und Olivier Couet (ed.), The ROOT Team: *ROOT Users Guide 5.26*. CERN, Genf, Dezember 2009.
- [Bat11] Bastian Bathen: *Jet Measurements with ALICE at the LHC*. Hausseminar, Institut für Kernphysik, WWU Münster, Juli 2011.
- [BR96] Rene Brun und Fons Rademakers: *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*. Proceedings AIHENP'96 Workshop, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res., A 389 (1997):81–86, September 1996.
- [Bru10] Elena Bruna, for the Star Collaboration: *Overview on jet results from STAR*. Physics Department, Yale University, [arXiv:nucl-ex/1006.0952v1], Juni 2010.
- [CER09] CERN: *LHC. Ein Leitfaden*. Genf, Oktober 2009.
- [CER11] CERN: *CERN announces LHC to run in 2012*. Presseerklärung, Genf, Januar 2011.
- [CFG⁺04] F. Carminati, P. Foka, P. Giubellino, A. Morsch, G. Paic, J. P. Revol, K. Šafařík, Y. Schutz, U. A. Wiedemann *et al.*: *ALICE: Physics Performance Report, Volume 1*. Journal of Physics G, 30 (2004):1517–1763, [doi:10.1088/0954-3899/30/11/001], Oktober 2004.
- [CRSS10] Matteo Cacciari, Juan Rojo, Gavin P. Salam und Gregory Soyez: *Jet Reconstruction in Heavy Ion Collision*. [arXiv:hep-ph/1010.1759v1], Oktober 2010.
- [CS05] Matteo Cacciari und Gavin P. Salam: *Dispelling the N^3 myth for the k_t jet-finder*. Phys. Lett., B 641:57–61, [arXiv:hep-ph/0512210], Dezember 2005.
- [CSS11] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam und Gregory Soyez, abgerufen am 03. August 2011. <http://fastjet.fr>.
- [EB08] Lyndon Evans und Philip Bryant: *LHC Machine*. Journal of Instrumentation, 3, [doi:10.1088/1748-0221/3/08/S0800], August 2008.
- [Ent09] David d'Enterria: *Jet quenching in QCD matter: from RHIC to LHC*. Talk at PANIC'08, [arXiv:nucl-ex/0902.2488v2], März 2009.
- [Giu08] Paolo Giubellino: *Heavy Ion Physics at the LHC*. Hadron Collider Physics Symposium 2008, Galena (Illinois), [arXiv:nucl-ex/0809.1062v1], Mai 2008.
- [Jac99] John David Jackson: *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, New York, 3. Auflage, 1999, ISBN 978-0-471-30932-1.

- [Kle11] Christian Klein-Bösing, for the ALICE Collaboration: *Jet reconstruction and jet background classification with the ALICE experiment in Pb-Pb collisions at the LHC*. [arXiv:hep-ex/1106.4303v1], Juni 2011.
- [KW09] Christian Klein-Bösing und Johannes P. Wessels: *Introduction to Ultra-Relativistic Heavy Ion Collisions II*. Vorlesung an der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster, Wintersemester 2009.
- [Lee11] Marco van Leeuwen: *Unfolding test with $p+p$ superposition events (first steps)*. Talk at HI Jet Meeting, CERN, März 2011.
- [Leo87] William R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 1. Auflage, 1987, ISBN 0-387-17386-2.
- [PRSZ09] Bodgan Povh, Klaus Rith, Christoph Scholz und Frank Zetsche: *Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 8. Auflage, 2009, ISBN 978-3-540-68075-8.
- [SAC⁺11] Torbjörn Sjöstrand, Stefan Ask, Richard Corke, Stephen Mrenna und Peter Skands, abgerufen am 03. August 2011. <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia>.
- [Sal10] Gavin P. Salam: *About Jetography*. LPTHE, UPMC Univ. Paris 6, Seiten 4–29, [arXiv:hep-ph/0906.1833v2], April 2010.
- [Sil14] Ludwik Silberstein: *The Theory of Relativity*. Macmillan & Co., London, 1914.

Danksagung

Hiermit möchte ich den Verantwortlichen in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Wessels und besonders Herrn Dr. Klein-Bösing für die gute Betreuung danken und dafür, diese Bachelorarbeit ermöglicht zu haben. Danke zudem an die Mitglieder der Arbeitsgruppe, besonders Bastian Bathen und Markus Zimmermann für ihre Hilfsbereitschaft und die Ratschläge, die mir den Einstieg in die Thematik und nicht zuletzt das Programmieren mit ROOT erleichterten.