

## EXPERIMENTELLE PHYSIK

# Messung der transversalen Energie mit dem Bleiglaskalorimeter des PHENIX-Experiments

Jörn Stewering  
Januar 2002







# Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	3
2.2	Das Quark-Gluon-Plasma . . . . .	5
2.2.1	Bag-Modell und Phasendiagramm . . . . .	5
2.2.2	Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas . . . . .	6
2.3	Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen . . . . .	9
3	PHENIX-Experiment	11
3.1	Ziele des PHENIX-Experimentes . . . . .	11
3.2	Aufbau des PHENIX-Experimentes . . . . .	11
3.3	Das Bleiglaskalorimeter . . . . .	14
3.3.1	Physikalische Prozesse im Bleiglas . . . . .	15
3.3.2	Aufbau des Kalorimeters . . . . .	16
4	Simulationen	19
4.1	Motivation für die Simulationen . . . . .	19
4.2	Der Arbeitsablauf bei Simulationen . . . . .	19
4.3	Konsistenztest der Simulation . . . . .	21
4.4	DST-Produktion am CCJ . . . . .	23
5	$\pi^0$ -Analyse	25
5.1	Die $\pi^0$ -Analyse in Analogie zum Experiment . . . . .	25
5.2	Auf GEANT-Daten basierende $\pi^0$ -Analyse . . . . .	28
5.2.1	Notwendige Cuts . . . . .	29
5.2.2	$p_T$ -Abhängigkeit des $\pi^0$ -Peaks . . . . .	30
5.3	Zentralitätsabhängigkeit der $\pi^0$ -Peakposition . . . . .	33

---

6	Untersuchung der transversalen Energie	37
6.1	Motivation . . . . .	37
6.2	$dE/dz$ -Diagramme . . . . .	38
6.2.1	Die Vertex-Korrekturfunktion . . . . .	39
6.2.2	Vergleich zwischen Simulation und Experiment . . . . .	40
6.3	Grundlagen der $E_T$ -Analyse . . . . .	41
6.3.1	Definition der transversalen Energie . . . . .	42
6.3.2	Auswahl der Events und Verwendung von Cuts . . . . .	43
6.4	Berechnung eines Korrekturfaktors in der Simulation . . . . .	45
6.5	Untersuchung experimenteller $E_T$ -Spektren . . . . .	46
6.6	Berechnung der Energiedichte $\epsilon_{Bj}$ . . . . .	46
6.7	Einteilung in Zentralitätsklassen . . . . .	48
6.7.1	Zentralitätsabhängigkeit des Korrekturfaktors . . . . .	50
6.7.2	Skalierungsverhalten der transversalen Energie . . . . .	52
6.8	Elektromagnetisches und hadronisches $E_T$ . . . . .	54
6.8.1	Der Dispersions-Cut . . . . .	55
6.8.2	Skalierungsverhalten von $E_T^{em}$ und $E_T^{hadro}$ . . . . .	58
6.8.3	Verhältnis zwischen elektromagnetischem $E_T^{em}$ und Gesamt- $E_T$ . . . . .	61
6.9	Untersuchung der systematischen Fehler . . . . .	62
6.9.1	Meßgenauigkeit der transversalen Energie in einzelnen Events . . . . .	62
6.9.2	Auswirkungen von Energie-Cuts auf $E_T$ . . . . .	65
6.9.3	Änderung des $p/\pi^0$ -Verhältnisses in HIJING . . . . .	66
6.9.4	Unterschiedliche Hadronen/Photonen-Verhältnisse in Simulation und Experiment . . . . .	67
6.9.5	Der resultierende systematische Fehler . . . . .	69
7	Zusammenfassung und Ausblick	71
A	Variablen der relativistischen Kinematik	73
B	Definition der Efficiency	75
	Literaturverzeichnis	76
	Danksagung	79

# 1. Einleitung

Durch die Untersuchung von Kollisionen hochenergetischer Schwerionen kann man auf das Verhalten der starken Wechselwirkung schließen. Diese beschreibt die Kräfte zwischen den Quarks, die nach heutigem Kenntnisstand zusammen mit den Leptonen die elementarsten Bausteine der Materie sind. Von besonderem Interesse ist dabei die Suche nach einem bislang unbekannten, aber durch theoretische Modelle beschriebenen Materiezustand, dem Quark-Gluon-Plasma.

Es gibt seit den 80er Jahren Experimente, die sich mit der Suche nach diesem Quark-Gluon-Plasma beschäftigen. Am BNL<sup>1</sup> wird versucht, ein solches Plasma durch hochenergetische Schwerionenreaktionen zu erzeugen. Eines der am Beschleunigerring des BNL aufgebauten Experimente ist das PHENIX<sup>2</sup>-Experiment. Ein wichtiger Bestandteil des PHENIX-Detektors ist das in Münster mitentwickelte Bleiglaskalorimeter. In der vorliegenden Arbeit werden Simulationsrechnungen und Auswertungen von Messungen mit diesem Kalorimeter beschrieben.

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit wird zunächst das Quark-Gluon-Plasma vom theoretischen Standpunkt aus erörtert. Die Beschreibung des PHENIX-Experimentes und der Aufbau des Bleiglaskalorimeters, welches zur Orts- und Energiebestimmung von Photonen verwendet wird, finden sich in Kapitel 3. Dann werden in Kapitel 4 die Grundlagen der Simulationsrechnungen erläutert, die zur Bestimmung von Größen notwendig sind, die nicht im Experiment gemessen werden können. Mit Hilfe dieser Simulationen wird dann in Kapitel 5 ein Modell überprüft, das die Transversimpulsabhängigkeit von Pionen beschreibt. Im 6. Kapitel wird anschließend eine sogenannte globale Größe in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen, die transversale Energie, genauer untersucht.

---

<sup>1</sup>Brookhaven National Laboratory

<sup>2</sup>Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment



## 2. Theoretische Grundlagen

Der erste, der vermutete, daß die uns umgebende Materie aus kleinen Bausteinen aufgebaut ist, war Demokrit (460 v. Chr.). Er nahm an, daß die ganze Welt aus kleinen Teilchen besteht, die er Atome nannte. Seine Theorie konnte er jedoch nie beweisen. Erst kernphysikalische Experimente der Neuzeit, wie z.B. das Rutherford-sche Experiment, brachten Aufklärung. Im 20. Jahrhundert gelang es dann, unter Aufwendung immer größerer Energien, weitere Erkenntnisse über den Aufbau der Materie zu gewinnen.

### 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

#### Teilchen

In der modernen teilchenphysikalischen Betrachtungsweise sieht man die Materie aus Quarks und Leptonen aufgebaut. Beide gehören zu den Fermionen.

Die Quarks haben drittzahlige Elementarladungen  $+2/3$  oder  $-1/3$ . Man unterscheidet sechs verschiedene *Flavours* (siehe Tabelle 2.1). Am leichtesten sind das u-Quark mit  $2-8$  MeV/c $^2$  und das d-Quark mit  $5-15$  MeV/c $^2$ . Aus ihnen sind die Protonen und Neutronen aufgebaut.

Bei den *Hadronen* unterscheidet man zwischen Mesonen und Baryonen. Mesonen bestehen aus einem Quark und einem Antiquark  $q\bar{q}$ , während Baryonen aus drei Quarks bestehen  $qqq$ . Zu jedem Quark gibt es ein entsprechendes Antiquark. Diese haben entgegengesetzte Quantenzahlen (Ladung, Seltsamkeit, ...).

	Fermionen			
	Quarks		Leptonen	
1. Familie	Up	Down	e	$\nu_e$
2. Familie	Charm	Strange	$\mu$	$\nu_\mu$
3. Familie	Top	Bottom	$\tau$	$\nu_\tau$
Ladung	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	-1	0

**Tabelle 2.1:** Eigenschaften der Elementarteilchen.

Leptonen haben ganzzahlige elektrische Ladungen 0 oder  $\pm 1$ . Es sind drei Familien von Leptonen und ihre entsprechenden Antileptonen bekannt. Die geladenen Leptonen wechselwirken über die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung, während die neutralen Leptonen ausschließlich an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Die neutralen Leptonen heißen Neutrinos. Während man früher davon ausging, daß Neutrinos masselos sind, weisen neuere Experimente, wie das Super-Kamiokande-Experiment darauf hin, daß sie doch eine, wenn auch sehr kleine, Ruhemasse haben.

## Wechselwirkungen

Im quantenmechanischen Bild werden die Wechselwirkungen zwischen Teilchen durch den Austausch von Feldquanten vermittelt. Zu jedem Wechselwirkungstyp gehören eigene Feldquanten.

Die zur elektromagnetischen Wechselwirkung gehörigen Feldquanten sind die Photonen. Die Kopplungskonstante beschreibt die Stärke der Wechselwirkung zwischen Teilchen. Im Fall der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das die Feinstrukturkonstante [Per90]:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} \approx \frac{1}{137}. \quad (2.1)$$

Das Coulomb-Potential zwischen zwei Elementarladungen hat damit die Gestalt:

$$V_{em} = \frac{-\alpha}{r}. \quad (2.2)$$

Die Feldquanten der schwachen Wechselwirkung sind die massiven Bosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$ . In Analogie zum elektromagnetischen Fall vermitteln sie die schwache Wechselwirkung. Man spricht von einem *geladenen Strom*, wenn  $W^\pm$ -Bosonen ausgetauscht werden. Beim Austausch eines  $Z^0$  spricht man von einem *neutralen Strom*.

Die schwächste aller Wechselwirkungen ist die Gravitation. Diese spielt zwar im alltäglichen Leben eine wichtige Rolle, ist jedoch bei Hochenergieexperimenten vernachlässigbar. Über die Existenz eines Gravitons als Feldquant der Gravitation wird zur Zeit nur spekuliert.

## Die starke Wechselwirkung

Die Austauschbosonen der starken Wechselwirkung sind die Gluonen. Sie übertragen die *Farbkraft* zwischen den Quarks. Im Gegensatz zur Quantenelektrodynamik

(QED), in der es nur zwei Arten von Ladungen + und - gibt, existieren in der *Quantenchromodynamik* (QCD) sechs Farbladungen. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_s$  hat den Wert [Per90]:

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}. \quad (2.3)$$

Das Potential zwischen zwei Quarks wird dann folgendermaßen angesetzt:

$$V_s = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr. \quad (2.4)$$

Der erste Term entspricht, bis auf einen konstanten Faktor, dem Coulomb-Potential in der QED. Dieser Term dominiert bei kleinen Abständen der Quarks. Bei großen Abständen dominiert der zweite, lineare Term. Er beschreibt den Einschluß der Quarks (*Confinement*). Versucht man zwei Quarks durch Energieaufwendung voneinander zu trennen, so führt dies zur Bildung eines neuen  $q\bar{q}$ -Paars. Weitere Einzelheiten über das hier beschriebene Standardmodell findet man in [Per90].

## 2.2 Das Quark-Gluon-Plasma

Die Berechnungen der sogenannten *Gitterreichtheorie* sagen voraus, daß die uns bekannte hadronische Materie bei sehr hohen Temperaturen und Drücken einen Phasenübergang erfährt. Bei der Gitterreichtheorie handelt es sich um eine Formulierung der Quantenchromodynamik auf einem diskreten Gitter von Raum-Zeit-Koordinaten. Näheres hierzu findet man in [Won94]. In diesem Kapitel wird zunächst ein anschauliches Bild dieses Phasenüberganges erklärt und anschließend wird auf die experimentellen Signaturen dieses neuen Materiezustandes eingegangen.

### 2.2.1 Bag-Modell und Phasendiagramm

Man kann den Einschluß der Quarks anschaulich mit Hilfe des Bag-Modells beschreiben (siehe auch [Pei97]). In diesem Modell werden die Hadronen als Bag betrachtet, in dem sich die eingeschlossenen Quarks und Gluonen befinden. Innerhalb des Bags ist die Farbdielektrizitätskonstante eine andere als außerhalb. Im Bag können sich Quarks und Gluonen frei bewegen. Wenn sich die Bags unterschiedlicher Hadronen annähern und schließlich überlagern, so kommt es zu einem Phasenübergang. Man kann die Partonen nicht mehr einem einzelnen Bag zuordnen (*Deconfinement*). Vielmehr können sie sich in dem entstandenen *Quark-Gluon-Plasma* (QGP) frei

bewegen. Die quantitative Beschreibung dieses Bildes gelingt mit Hilfe der Gittereichtheorie.

Das Phasendiagramm (Abbildung 2.1) beschreibt, wie der Zustand hadronischer Materie von Dichte- und Temperaturänderungen abhängt. Im Diagramm sieht man eine Phasengrenze zwischen dem Hadronengas und dem Quark-Gluon-Plasma. Es gibt nun verschiedene Möglichkeiten, wie es zu einem Phasenübergang kommen kann. Als erstes gibt es die Möglichkeit eines Phasenüberganges bei hohen Temperaturen und geringer baryonischer Dichte. Dieser Phasenübergang fand in einer frühen Phase unseres Universums statt. Zu einem Zeitpunkt von etwa  $10^{-6}$  Sekunden nach dem Urknall lag alle Materie vermutlich in Form eines Quark-Gluon-Plasmas vor. Durch die Expansion des Universums kam es zu einer Abkühlung und damit zu einem Phasenübergang in ein Hadronengas. Eine weitere Möglichkeit ist ein Phasenübergang bei geringer Temperatur, durch eine Erhöhung der Baryonendichte. Diese Möglichkeit läßt vermuten, daß im Inneren von Neutronensternen solche Bedingungen herrschen, daß dort ein Quark-Gluon-Plasma existiert.

Bei Kernreaktionen liegt man zwischen diesen beiden Extremen. Die normale Kernmaterie befindet sich bei  $T = 0$  und  $\rho = \rho_0$ . Die Modelle der Gittereichtheorie sagen einen Übergang vom Hadronengas in ein QGP bei ultrarelativistischen Kernreaktionen ab einer Temperatur von 150-170 MeV und einer Energiedichte von einigen  $\text{GeV}/\text{fm}^3$  voraus. Die Überprüfung dieser Modelle ist Ziel des PHENIX-Experimentes.

### 2.2.2 Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas

Es gibt kein einzelnes Signal mit dem man ein Quark-Gluon-Plasma eindeutig nachweisen kann. Vielmehr gibt es eine Reihe von Signaturen, durch deren gemeinsames Auftreten man von einem Phasenübergang zum QGP sprechen kann. Während sich ein einzelnes Signal noch durch Prozesse im Hadronengas unter bestimmten physikalischen Bedingungen erklären ließe, kann man das gleichzeitige Auftreten der verschiedenen Signale nur durch ein Quark-Gluon-Plasma erklären. Die wichtigsten Signaturen werden in diesem Kapitel kurz vorgestellt. Eine ausführliche Beschreibung dieser Signaturen findet sich in [Won94].

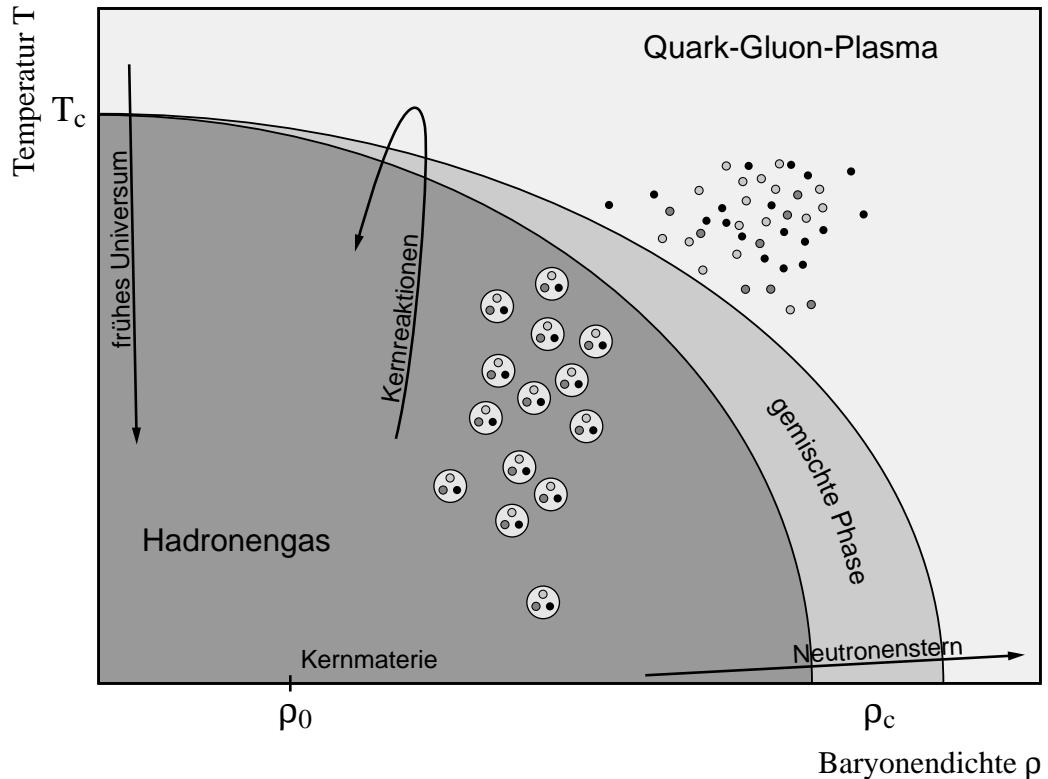


Abbildung 2.1: Phasendiagramm hadronischer Materie

### $J/\Psi$ -Unterdrückung

Das  $J/\Psi$ -Teilchen ist ein gebundener Zustand zwischen einem Charm- und einem Anticharmteilchen ( $c\bar{c}$ ). Zwischen dem Quark und dem Antiquark herrscht die starke Wechselwirkung. Im Quark-Gluon-Plasma wird diese Wechselwirkung durch die freien Quarks, Antiquarks und Gluonen abgeschirmt. Dieser Effekt funktioniert analog zur Debye-Abschirmung elektrischer Ladungen. Dieses bedeutet eine verminderte  $J/\Psi$ -Produktion. Die dissozierten  $c$ - und  $\bar{c}$ -Quarks kombinieren anschließend mit leichten Quarks zu anderen Hadronen.

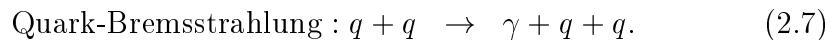
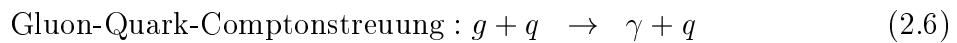
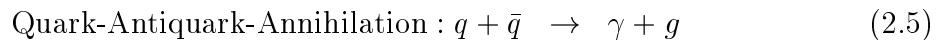
### Erhöhte Produktion von Seltsamkeit

Weil die  $s$ - und  $\bar{s}$ -Quarks, wie auch die anderen Quarks, sich frei durch das Quark-Gluon-Plasma bewegen können, wird zur Produktion eines  $s\bar{s}$ -Paars nur die doppelte Ruhemasse, also etwa  $300 \text{ MeV}/c^2$  benötigt. Darum gibt es im QGP eine Erhöhung der  $s\bar{s}$ -Produktion, im Vergleich zur assoziierten Produktion seltsamer Teilchen in Nukleon-Nukleon-Stößen. Dieses macht sich experimentell durch ein

erhöhtes  $K^+/\pi^+$ -Verhältnis bemerkbar.

### Direkte Photonen

Im Gegensatz zu den QGP-Signaturen, die durch Hadronen übermittelt werden, können die nur elektromagnetisch wechselwirkenden Photonen meistenteils ungehindert das Quark-Gluon-Plasma verlassen. Damit können unverfälschte Signale aus der heißen Anfangsphase gemessen werden. Im QGP gibt es die folgenden Photonenproduktionsprozesse [Pei97]:



Diese Prozesse treten nicht im Hadronengas auf, dafür aber andere, wie z.B.  $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \gamma + \rho^0$ . Detailiertere Rechnungen zeigen, daß es beim QGP nicht zwangsläufig eine höhere Photonenrate als beim Hadronengas gibt.

### Produktion von Dileptonen

Im Quark-Gluon-Plasma kann ein Quark mit einem Antiquark reagieren und ein virtuelles Photon  $\gamma^*$  erzeugen, welches daraufhin in ein Lepton  $l^-$  und ein Antilepton  $l^+$  zerfällt. Die Leptonen können die Reaktionszone ähnlich wie die direkten Photonen nahezu ungehindert verlassen und stellen damit eine gute Informationsquelle über die Anfangsphase der Reaktion dar.

### Jet-Quenching

In hochenergetischen Kernreaktionen werden Jets in der Anfangsphase der Reaktion gebildet, noch bevor ein Quark-Gluon-Plasma entsteht. Die Partonen verlieren innerhalb der heißen und dichten Kernmaterie durch Gluon-Bremsstrahlung ihre Energie. Man spricht hierbei vom *Jet-Quenching*. Dieser Effekt lässt sich messen, weil es durch ihn eine Absenkung der Raten von Hadronen mit großen  $p_T$  gibt. Man erwartet innerhalb eines QGP einen größeren Energieverlust von Jets als in einem Hadronengas. Damit kann Jet-Quenching als eine QGP-Signatur dienen.

### Wiederherstellung der chiralen Symmetrie

Die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie macht sich experimentell durch eine Veränderung der Hadronenmassen bemerkbar. Der Zusammenhang zwischen diesen Änderungen und einem Phasenübergang sind jedoch noch unklar.

## 2.3 Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen

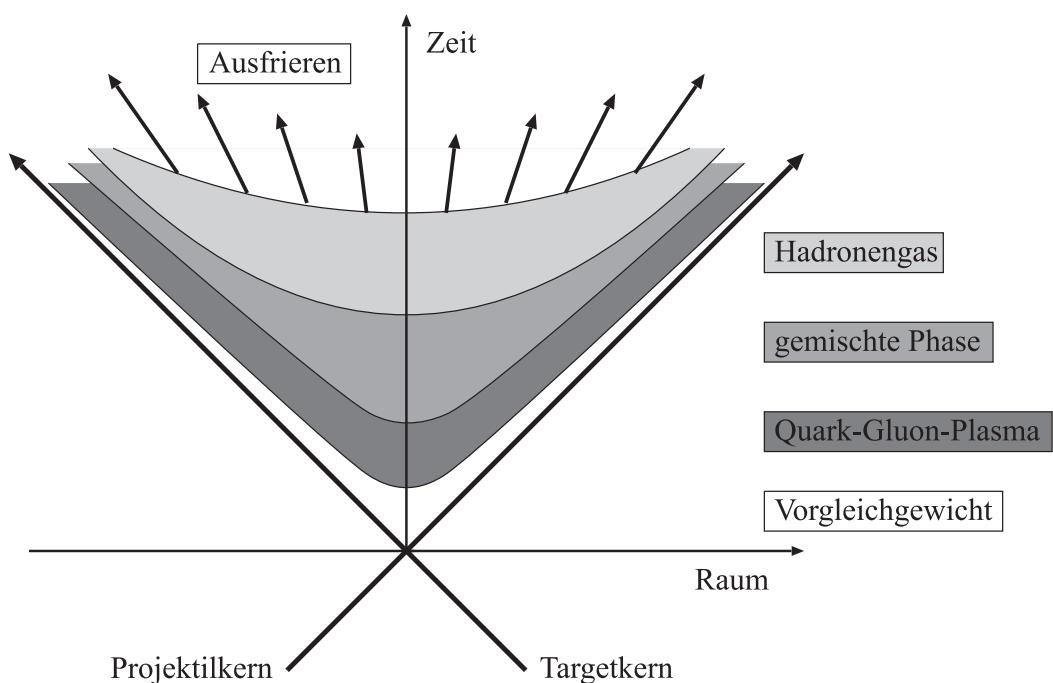
Eine Möglichkeit zur Beschreibung ultrarelativistischer Schwerionenkollisionen ist das Bjørken-Szenario [Bjo83]. Eine Randbedingung für das Bjørken-Modell ist die Existenz eines Plateaus im zentralen Bereich der Rapidityverteilung. Zur Definition der Rapidity siehe Anhang A. In diesem Modell betrachtet man zunächst zwei kollidierende Kerne, die in longitudinaler Richtung lorentzkontrahiert sind. Wenn die beiden Kerne aufeinander treffen, kollidieren die einzelnen Nukleonen der Kerne miteinander. Dabei wird deren Bewegungsenergie umgewandelt, so daß ein Bereich sehr hoher Temperatur entsteht (*Feuerball*). Aus diesem Feuerball entstehen dann neue Teilchen.

Eine mögliche Betrachtungsweise ist die Darstellung in einem Raum-Zeit-Diagramm, wie man es in Abbildung 2.2 sieht. Die beiden Kerne können einander durchdringen, es wird aber für eine kurze Zeit in einem kleinen räumlichen Volumen eine große Energiemenge deponiert. Im ersten Moment nach der Kollision kommt es zu einer Formationsphase. Da sich das System hier in einer Vorgleichgewichtsphase befindet, kann man noch nicht von einem Quark-Gluon-Plasma sprechen. Erst nach dieser Formationsphase kommt es zur Bildung des QGPs. Eine charakteristische Größe ist die *Formationszeit*  $\tau_0$ . Diese gibt an, wie lange es dauert, bis sich aus der Energie nach der Reaktion das Quark-Gluon-Plasma gebildet hat. Bjørken schätzte  $\tau_0$  mit 1 fm/c ab. Er fand als erster eine Beziehung zwischen der Energiedichte und der Rapiditysdichte  $dN/dy|_{y=0}$  [Won94]:

$$\epsilon_0 = \frac{m_T}{\tau_0 \mathcal{A}} \frac{dN}{dy} \Big|_{y=0} . \quad (2.8)$$

Hierbei gibt  $\mathcal{A}$  die Überlappfläche der beiden Kerne an und  $m_T$  steht für die *transversale Masse* (siehe Anhang A) der Teilchen.

Mit fortschreitender Zeit kühlt das Plasma weiter aus und es gibt einen Phasenübergang in ein Hadronengas. Zwischengeschaltet ist noch eine gemischte Phase. Wenn eine Eigenzeit  $\tau_f$  [Pei97] vergangen ist, fliegen die Teilchen aus dem Feuerball ohne Wechselwirkung weiter. Dieser Vorgang wird als *Freeze-Out* bezeichnet.



**Abbildung 2.2:** Darstellung des Verlaufs einer ultrarelativistischen Kernreaktion in einem Raum-Zeit-Diagramm. Nach dem Zusammenstoß der Teilchen bildet sich ein Quark-Gluon-Plasma, welches in ein Hadronengas übergeht. Aus diesem frieren schließlich die Teilchen aus.

# 3. PHENIX-Experiment

Die Motivation des PHENIX-Experimentes und sein Aufbau aus einem komplexen Detektorsystem werden im folgenden genauer beschrieben. Auf den Aufbau des Bleiglaskalorimeters und die physikalischen Prozesse im Bleiglas wird ausführlich eingegangen, da in dieser Arbeit ausschließlich Simulationen dieser Prozesse und Analysen von Daten des Bleiglaskalorimeters behandelt werden.

## 3.1 Ziele des PHENIX-Experimentes

Das PHENIX-Experiment findet am BNL statt. An dem Schwerionenbeschleuniger RHIC<sup>1</sup> prallen Goldionen mit Energien von  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV (Strahlzeit 2000) bzw.  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV (Strahlzeit 2001) aufeinander. Weiterhin ist geplant p+A Reaktionen zu untersuchen. Am RHIC gibt es neben dem PHENIX-Experiment noch die Experimente STAR, BRAHMS und PHOBOS.

Das PHENIX-Experiment beschäftigt sich mit der Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma. Dabei soll eine möglichst große Zahl von verschiedenen QGP-Signaturen gleichzeitig nachgewiesen werden. Es werden Jets aus den anfänglichen harten Streuprozessen untersucht. Leptonenpaare und direkte Photonen, die aus der Anfangsphase der Reaktion stammen, werden detektiert. Damit soll die Thermalisierung des QGP untersucht werden. Weiterhin studiert man das Deconfinement durch Vergleich der Raten von  $J/\psi$  und  $\psi'$  zu  $\Upsilon$ . Es wird nach Hinweisen der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie gesucht. Ein Signal hierfür ist eine Veränderung der Hadronenmassen. Die beschriebenen Effekte müssen von den Prozessen in normaler hadronischer Materie unterschieden werden.

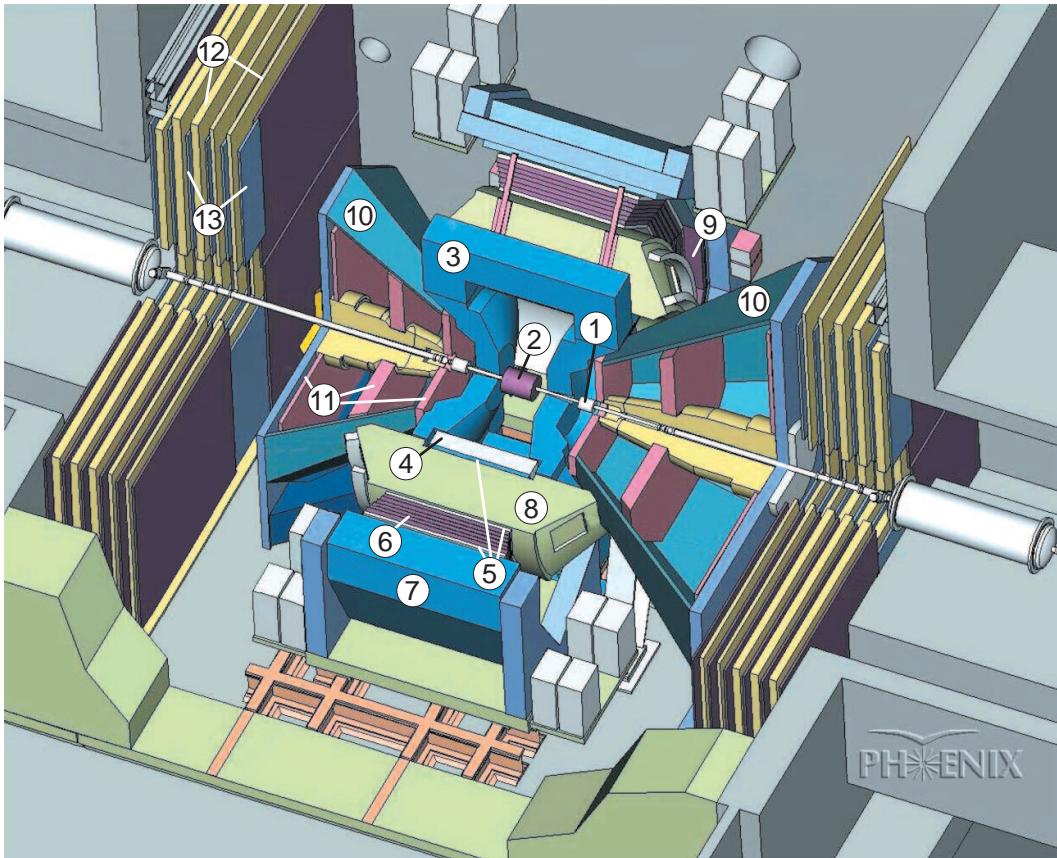
Ein weiteres Ziel des PHENIX-Experimentes ist die Untersuchung der Spinstruktur der Nukleonen durch Bestimmung der Spin-Anteile von Quarks und Gluonen am Gesamtspin.

## 3.2 Aufbau des PHENIX-Experimentes

Eine schematische Darstellung des PHENIX-Experimentes sieht man in den Abbildungen 3.1 und 3.2. Man kann den Aufbau unterteilen in Detektoren zur

---

<sup>1</sup>Relativistic Heavy Ion Collider



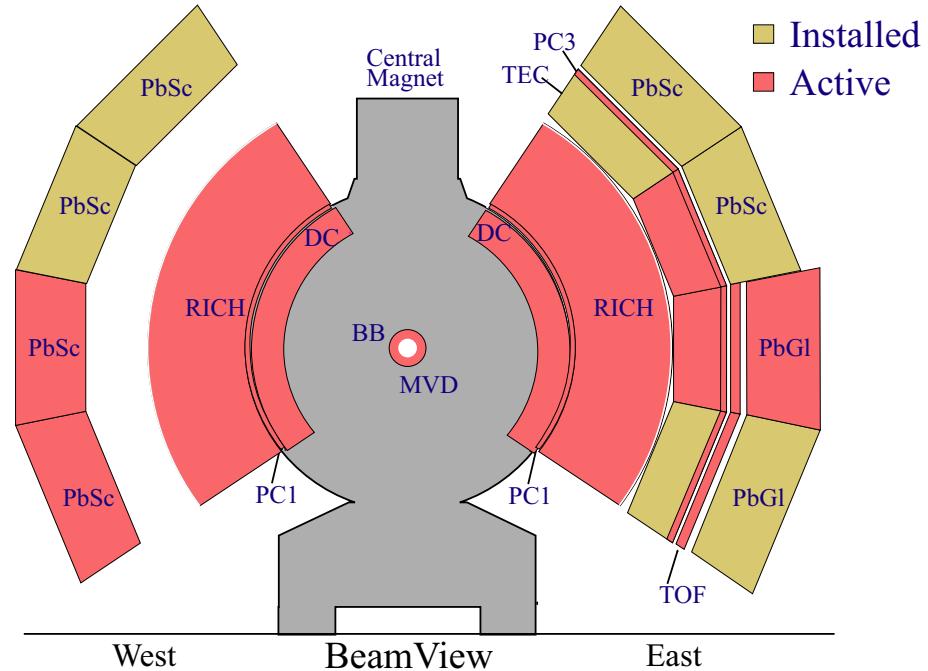
**Abbildung 3.1:** Aufbau des PHENIX-Experimentes: 1. Start-Zähler (BBC), 2. Multiplizitäts-Vertex-Detektor (MVD), 3. zentraler Magnet (CM), 4. Driftkammer (DC), 5. Pad-Kammer (PC), 6. Zeit-Expansions-Kammer (TEC), 7. elektromagnetische Kalorimeter (EMCal), 8. Ring-Imaging-Čerenkov-Detektor (RICH), 9. Flugzeitwand (TOF), 10. Myon-Magnete (MM), 11. Myon-Tracking-Kammern ( $\mu$ T), 12. Absorberplatten, 13. Streamer-Tubes. (Quellen: PHENIX-Kollaboration und [Mer00])

Bestimmung der Vertexposition und der Zentralität, zentrale Spektrometer und Myon-Spektrometer. Ausführlich Informationen zum PHENIX-Aufbau finden sich in [PHE01].

### Detektoren zur Bestimmung der Vertexposition und der Zentralität

Zu diesen Detektoren gehören ein Start-Zähler (BBC), ein Multiplizitäts-Vertex-Detektor (MVD) und Zero-Degree-Kalorimeter (ZDC). Mit dem BBC kann man den Zeitpunkt der Au+Au-Kollision auf  $\pm 100$  ps bestimmen. Außerdem ist mit ihm eine grobe Bestimmung des Eventvertex entlang der Strahlachse möglich. Er

## PHENIX Detector - First Year Physics Run



**Abbildung 3.2:** Seitenansicht des PHENIX-Detektors. Dieses ist die Konfiguration der Strahlzeit im Jahr 2000, bei der nur einer der beiden Bleiglassektoren (PbGl) installiert war.

wird als Trigger für die zentraleren Kollisionen verwendet. Der MVD dient zur präzisen Bestimmung des Eventvertex. Mit ihm kann eine Genauigkeit von  $\pm 500 \mu\text{m}$  erreicht werden. Weiterhin wird mit ihm die Multiplizität untersucht. Mit dem ZDC-Detektor detektiert man Neutronen. Als ungeladene Teilchen werden sie nicht vom Magnetfeld abgelenkt, es sei denn, daß sie in Kernfragmenten noch an die geladenen Protonen gebunden sind. Durch die Zahl der detektierten Neutronen kann man die Zentralität der Reaktion bestimmen. Weil der Zusammenhang zwischen Zahl der Neutronen und der Zentralität jedoch nicht linear ist, benötigt man für eine eindeutige Zuordnung zusätzliche Informationen vom BBC.

### Zentrale Spektrometer

Ein zentraler Magnet erzeugt ein axiales Magnetfeld, welches parallel zum Strahl um den Event-Vertex verläuft. Um die räumlichen Teilchenbahnen zu bestimmen, werden eine Driftkammer (DC), eine Zeit-Expansions-Kammer (TEC) und Pad-Kammern (PC) verwendet. Der TEC-Detektor dient außerdem zur Identifizierung

von Elektronen anhand ihres Energieverlustes. Die Flugzeitwand (TOF) und der Čerenkovdetektor (RICH) werden zur Teilchenidentifizierung verwendet. Mit einer Zeitauflösung von 85 ps kann die Flugzeitwand Kaonen von Pionen bis zu einem Impuls von 2,5 GeV/c unterscheiden. Der RICH-Detektor trennt Elektronen von anderen geladenen Teilchen wie z.B. Pionen. Ganz außen befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter, welches aus sechs Bleiszintillator- (PbSc) und zwei Bleiglassektoren (PbGl) besteht. Das Kalorimeter dient zur Messung von Photonen, wobei der Szintillator eine gute Zeitauflösung und das Bleiglas eine gute Energieauflösung hat. Nutzt man die Informationen aus RICH, TEC und den elektromagnetischen Kalorimetern, so kann man die Pionenkontamination identifizierter Elektronen auf ein Teilchen in  $10^4$  beschränken [PHE01].

### Myon-Spektrometer

Von einem Myon-Magneten (MM) wird ein radiales Magnetfeld erzeugt, welches geladene Teilchen ablenkt. Zwei Myon-Spektrometer enthalten eine Myon-Tracking-Kammern ( $\mu$ T) gefolgt von der Myonen-Identifizierung ( $\mu$ ID). Die Tracking-Kammern enthalten jeweils drei Driftkammern, mit denen die Spur der Teilchen festgestellt wird. Die  $\mu$ ID-Detektoren bestehen aus abwechselnden Schichten von stählernen Absorbern und *Streamer-Tubes*. Die Pionenverunreinigung der identifizierten Myonen beträgt bei diesen Detektoren etwa 0,003 %.

## 3.3 Das Bleiglaskalorimeter

Das Bleiglaskalorimeter dient zur Messung der räumlichen Position und der Energie von Photonen. Es deckt einen Pseudorapiditätsbereich von  $\Delta\eta = \pm 0,35$  und einen Azimutalwinkelbereich von  $\Delta\phi = 45^\circ$  ab. Somit wird ein Raumwinkel von etwa 0,5 sr erfaßt. In der Strahlzeit des Jahres 2000 war allerdings nur einer der beiden Bleiglassektoren installiert. Hierzu siehe auch Abbildung 3.2. Die in dieser Arbeit gemachten Simulationen und Analysen berücksichtigen also nur *einen* Bleiglassektor mit einer Azimutalwinkelabdeckung von  $\Delta\phi = 22,5^\circ$ .

### 3.3.1 Physikalische Prozesse im Bleiglas

#### Elektromagnetische Schauer

Trifft ein Elektron oder ein Photon auf das Bleiglas, so bildet sich durch das Zusammenspiel der Prozesse Bremsstrahlung und Paarbildung ein elektromagnetischer Schauer. Das Elektron erzeugt zunächst durch Bremsstrahlung ein Photon. Dieses wiederum konvertiert in ein Elektron-Positron-Paar. Sowohl Elektron als auch Positron können dann wieder Bremsstrahlung erzeugen. Dieser Prozess dauert solange, bis die erzeugten Elektronen und Positronen die sogenannte kritische Energie  $E_c$  erreicht haben.  $E_c$  ist dadurch gekennzeichnet, daß ab dieser Energie die Energieverluste der Ionisation die Energieverluste der Bremsstrahlung überwiegen.

Zunächst steigt die Zahl der erzeugten Teilchen exponentiell mit der durchquer-ten Dicke an. Dieses dauert solange, bis schließlich ein Maximum erreicht ist. Dieses Maximum findet sich bei einer Eindringtiefe, die logarithmisch mit der Primärenergie  $E_0$  steigt [Per90]. Die seitlich Ausdehnung des Schauers hat die Größenordnung des *Molièrradius*  $R_m = 21 \text{ MeV}(X_0/E_c)$ , wobei  $X_0$  die Strahlungslänge ist. Das Material des Kalorimeters wurde mit großem  $Z$  und kleinem  $X_0$  gewählt, damit sich der Schauer auf ein kleines Volumen beschränkt.

#### Hadronische Schauer

Ein hadronischer Schauer entsteht durch die inelastische Wechselwirkung eines hoch-energetischen Hadrons mit einem Kern, bei der sekundäre Hadronen erzeugt werden. Diese sekundären Hadronen können dann wieder mit den Kernen des Detektormate-rials wechselwirken und es bildet sich eine Kaskade. Das Maß für die Ausdehnung ei-ner solchen hadronischen Kaskade ist die *hadronische Wechselwirkungslänge*  $\lambda$ . Diese ist wesentlich größer als die Strahlungslänge  $X_0$  bei den elektromagnetischen Schauern. Darum gibt ein Teil der Hadronen seine Energie nur als minimal ionisierende Teilchen (MIP) durch Ionisation oder Čerenkovstrahlung an das Detektormaterial des Bleiglaskalorimeters ab.

Die hadronischen Kaskaden unterscheiden sich von den elektromagnetischen da-durch, daß bei ihnen etwa 30% der Energie durch Prozesse wie Spaltung und Spal-tation von Kernen, sowie Anregung der Kerne verloren geht. Die gemessene Energie ist aber trotzdem proportional zur Primärenergie.

Ein weiterer wichtiger Unterschied zwischen hadronischen und elektromagne-tischen Schauern ist die unterschiedliche laterale Ausdehnung. Ein Maß für diese

Ausdehnung ist die Dispersion. Hadronen zeigen eine größere Dispersion als Photonen. Eine ausführliche Darstellung zum Thema Dispersion findet man in [Bus97].

### Čerenkovlicht

Durch die hochenergetischen geladenen Teilchen in einem elektromagnetischen oder hadronischen Schauer wird Čerenkovlicht erzeugt. Dazu muß sich das Teilchen mit einer Geschwindigkeit  $\beta c$  bewegen, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im Detektormaterial mit einem Brechungsindex  $n$ . Das Čerenkovlicht wird in einer Wellenfront emittiert, die einen festen Winkel relativ zur Teilchenbahn hat. Für diesen Winkel zwischen Teilchenbahn und Wellenfront gilt:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}. \quad (3.1)$$

Aus dem Winkel des abgestrahlten Čerenkovkegels kann man also auf die Geschwindigkeit des Teilchens schließen. Die im Bleiglas erzeugten Čerenkovphotonen werden in einem Photomultiplier detektiert. Die Zahl der pro Wegstrecke erzeugten Photonen ist konstant und die Spurlängen der Teilchen im Bleiglas ist proportional zur Primärenergie  $E_0$  der Teilchen. Dadurch gibt es einen direkten Zusammenhang zwischen der Energie  $E_0$  des Teilchens und dem Signal im Photomultiplier. Die im Photomultiplier detektierte Energie ist allerdings nicht mehr proportional zur primären Energie. Für diese Nichtlinearität gibt es zwei Ursachen. Zunächst einmal kann ein Teil des Schauers aus dem Detektor heraustreten. Dieser *Leakage*-Effekt tritt vor allem bei hochenergetischen Teilchen auf. Die zweite Möglichkeit ist die Absorption von Čerenkovphotonen im Bleiglas. Dieser Effekt ist bei niederenergetischen Teilchen stärker als bei hochenergetischen.

### 3.3.2 Aufbau des Kalorimeters

Das Bleiglaskalorimeter hat einen modularen Aufbau. Es besteht aus  $12 \times 16$  Supermodulen. Diese haben jeweils eine noch feinere Aufteilung in  $4 \times 6$  Einzelmodule. Den Aufbau eines Supermoduls sieht man in Abbildung 3.3.

Zu einem Supermodul gehört die Referenzeinheit, welche die Kalibration des Supermoduls überwacht. Damit können Schwankungen in der Hochspannungsversorgung der Photomultiplier ausgeglichen werden. Eine ander Quelle von Schwankungen sind äußere Einflüsse wie Temperaturschwankungen. Die Referenzeinheit besteht aus einer Reflexionshaube, den LED<sup>2</sup>s sowie einer Photodiode. Die Reflexionshaube re-

---

<sup>2</sup>Light Emitting Diode

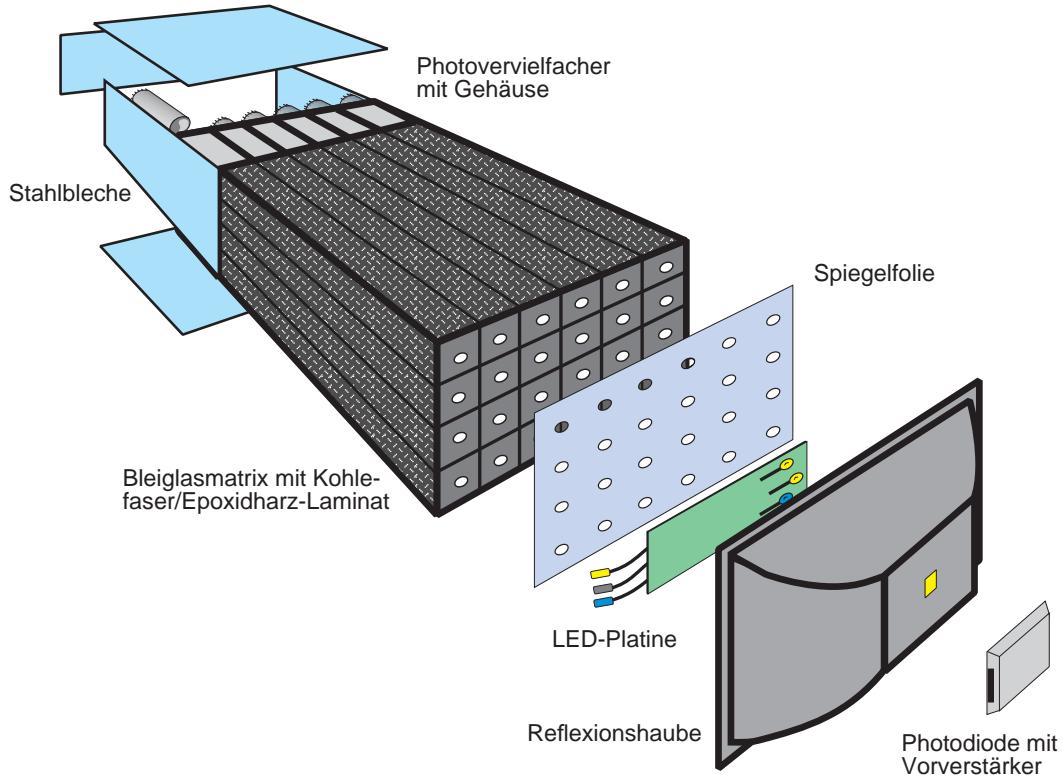


Abbildung 3.3: Aufbau eines Supermoduls des Bleiglasdetektors.

flektiert das von den LEDs emittierte Licht. Dieses Licht simuliert die Eigenschaften der Čerenkov-Lichtpulse. Eine ausführliche Darstellung des Referenzsystems findet sich in [Blu98].

Am hinteren Ende des Supermoduls befinden sich die Photomultiplier und die ADC-Ausleseelektronik. Die Photomultiplier sind mit einer Schicht optischen Fettes an die Bleiglasmodule angekoppelt. Dieses dient zur Vermeidung von Reflexionsverlusten.

Ein einzelnes Bleiglasmodul hat die Kantenlängen  $4 \times 4 \times 40 \text{ cm}^3$ . Die Länge eines Moduls entspricht 14,4 elektromagnetischen Strahlungslängen und 1,05 hadronischen Wechselwirkungslängen. In der Tabelle 3.1 finden sich einige technische Daten der Module [Blu98].

Die Module sind zur Verbesserung der Lichtreflexion einzeln mit Mylarfolie umwickelt. Hierdurch erhöht sich die Reflexion von Photonen an den Modulrändern. Des Weiteren sind sie mit einem Schrumpfschlauch umgeben. Damit mechanische Stabilität gewährleistet ist, wurden alle Module innerhalb eines Supermoduls in Epoxidharz eingegossen und mittels Kohlefaserweben verstärkt.

Strahlungslänge	$X_0 = 2,78 \text{ cm}$
Molière-Radius	$R_m = 3,90 \text{ cm}$
hadronische WW-Länge	$\lambda = 38,0 \text{ cm}$
Material	51 % PbO + 49 % SiO <sub>2</sub>

**Tabelle 3.1:** Technische Eigenschaften der Bleiglasmodule.

# 4. Simulationen

## 4.1 Motivation für die Simulationen

Für die Verwendung von Simulationsrechnungen in Hochenergieexperimenten gibt es mehrere Gründe:

- Das Design der Detektoren kann vor ihrem Bau bestimmt werden und es kann überprüft werden, ob dieses Design den physikalischen Anforderungen gerecht wird.
- Mit Hilfe der simulierten Daten kann die Analysesoftware optimiert werden.
- Es können simulierte Ereignisse ohne den in Experimenten auftretenden Untergrund untersucht werden.
- Die Berechnung der Akzeptanz des Detektors wird erleichtert und die Berechnung der *Efficiency* (siehe Anhang B) ist nur mit Hilfe von Computersimulationen möglich.
- Durch den Vergleich von Simulationsergebnissen mit experimentellen Ergebnissen werden theoretische Modelle überprüft.

## 4.2 Der Arbeitsablauf bei Simulationen

Zur Erstellung dieser Arbeit wurden Simulationen des PHENIX-Experimentes durchgeführt. Dabei lag der Schwerpunkt bei Simulationen zum Bleiglaskalorimeter. Den Arbeitsablauf bei diesen Simulationen kann man schematisch wie folgt darstellen:

$$\text{HIJING}^1 \rightarrow \text{PISA}^2 \rightarrow \text{PHOOL}^3$$

---

<sup>1</sup>Heavy Ion Jet INteraction Generator

<sup>2</sup>Phenix Integrated Simulation Application

<sup>3</sup>PHenix Object Oriented Libraries

Die hier genannten Progammepakete und ihre Aufgaben werden im folgenden kurz beschrieben:

## HIJING

Der *Monte-Carlo-Eventgenerator* HIJING simuliert die Kollision der hochenergetischen Teilchen. Zunächst kann festgelegt werden, ob es sich um pp-, pA- oder AA-Stöße handelt. Weitere notwendige Eingabeparameter sind Energie der Teilchen, deren Stoßparameter und die Nukleonenzahl der Kerne. Der mögliche Energiebereich erstreckt sich vom AGeV- bis in den ATeV-Bereich. Aus den Eingabeparametern berechnet HIJING die Verteilung der Teilchen und ihre Impulse nach der Kollision. Dabei wird auch die Erzeugung von *Jets* simuliert. Zugrundegelegt wird ein theoretisches Modell, welches durch empirisch bestimmte Parameter ergänzt wurde [Gyu93].

## PISA

Das Programmpaket PISA stellt den Aufbau des PHENIX-Detektors im Computer dar und simuliert die Verfolgung der Teilchen durch den Detektor sowie die Detektorantwort. Es basiert dabei auf dem am CERN entwickelten Monte-Carlo-Simulationsprogramm GEANT [Gea94]. Eine weitere Funktion von GEANT ist neben der Spurverfolgung auch die graphische Darstellung des Detektoraufbaus und der Teilchentrajektorien.

In GEANT kann man zunächst den Aufbau des Detektors aus geometrischen Volumina festlegen. Von GEANT sind dabei Grundbausteine wie Quader oder Zylinder vorgegeben. Hat man daraus den Detektor konstruiert, so weist man den Volumina Materialien zu. Diese bestimmen dann später, welche physikalischen Prozesse sich in diesem Detektorteil ereignen können.

Zusätzlich benötigt GEANT Informationen über die Teilchen, deren Spur durch den Detektor berechnet werden soll. Die notwendigen Daten sind Startort, Impuls und Winkel, sowie die Art der Teilchen. Schon in GEANT festgelegt sind Masse, Ladung, Lebenszeit und Zerfallskanäle der Teilchen.

Mit diesen Informationen werden die Teilchen in einzelnen Schritten durch den Detektoraufbau geführt. In jedem Schritt werden die neuen Teilchendaten, wie aktueller Ort und Impuls des Teilchens, berechnet. Es können auch neue Teilchen entstehen. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist aus den physikalischen Bedingungen vorgegeben. Diese Teilchen werden dann auch durch den Aufbau weiterverfolgt. Hat ein Teilchen das vorgegebene Volumen verlassen oder hat es eine vorgegebene Ener-

gieschwelle unterschritten, so wird das *Tracking* des Teilchens aufgegeben. Weitere Informationen zu PISA findet man in [PIS99].

## PHOOL

Die Simulationsdaten, wie auch die experimentellen Daten, werden durch das Programm Paket PHOOL analysiert. Die Simulationsdaten werden zunächst in ein Rohdatenformat umgewandelt, welches dann mit den Daten von experimentellen Ereignissen vergleichbar ist. Unter anderem wird ein künstliches Rauschen erzeugt, das dem elektronischen Rauschen in den experimentellen Daten entspricht. Beim EMCal<sup>4</sup> werden dann die Daten kalibriert und es gibt eine *Clusteranalyse*. In der Clusteranalyse werden zusammenhängende Gebiete von Bleiglasmodulen gesucht, die eine bestimmte Energieschwelle überschritten haben. Diese Cluster entsprechen dem Treffer eines Teilchens auf die Bleiglasoberfläche. Es findet eine Winkelkorrektur und eine Korrektur der Energienichtlinearität statt. Und der Auftreffpunkt des Teilchens wird als Schwerpunkt des Clusters durch die Ortsrekonstruktion berechnet. Die Arbeitsumgebung von PHOOL ist die Analysesoftware ROOT [Bru96].

## 4.3 Konsistenztest der Simulation

In diesem Abschnitt wird eine Überprüfung der durch PHOOL gemachten Ortsrekonstruktion beschrieben. Der elektromagnetische Schauer hat eine laterale Ausdehnung und erzeugt eine entsprechende Verteilung von ADC-Werten um das Einschußmodul. Aus dieser Verteilung kann man den Schwerpunkt des Schauers berechnen. Eine ausführliche Darstellung dieser Ortsrekonstruktion findet sich in [Bus97]. Für die Schwerpunktkoordinaten gilt:

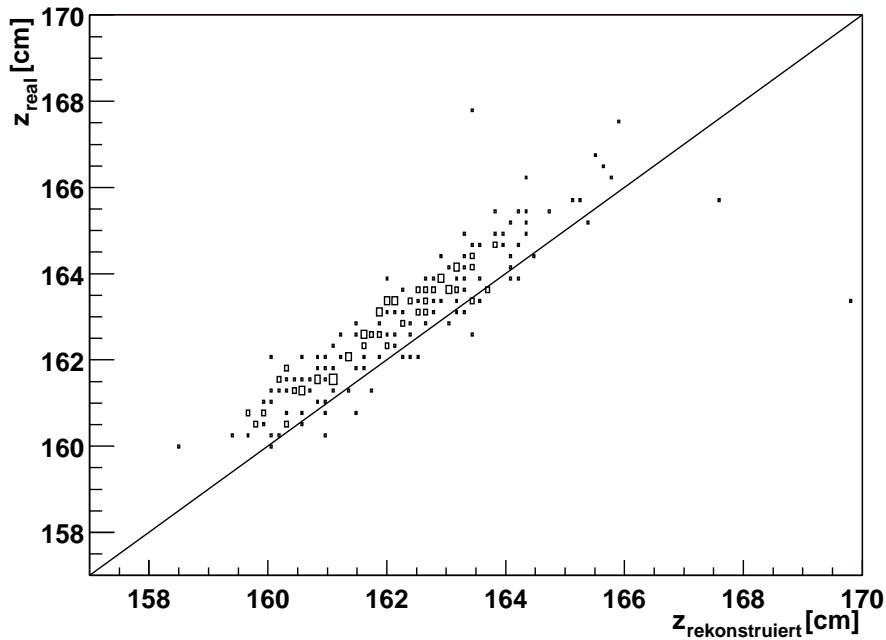
$$\bar{x} = \frac{\sum_i A_i x_i}{\sum_i A_i} \quad \text{bzw.} \quad \bar{y} = \frac{\sum_i A_i y_i}{\sum_i A_i} . \quad (4.1)$$

Dabei ist  $x_i$  die Relativkoordinate des i-ten Moduls bezüglich des Einschußmoduls und  $A_i$  der ADC-Wert des i-ten Moduls. Beim Einfall des Teilchens unter einem Winkel  $\theta$  verschiebt sich die Projektion des Schauerschwerpunktes auf die Bleiglasoberfläche gegenüber dem Eintreffort des Teilchens. Dieses wird durch die Verwendung einer winkelabhängigen Korrekturfunktion behoben.

Um die Selbstkonsistenz der Ortsrekonstruktion zu überprüfen wurden einzelne Photonen simuliert, die unter nichtsenkrechtem Einfall auf die Detektoroberfläche

---

<sup>4</sup>ElectroMagnetic Calorimeter



**Abbildung 4.1:** Vergleich zwischen vorgegebenem und rekonstruiertem Einschußort. Die Differenz entsteht nicht durch eine falsche Ortsrekonstruktion sondern durch unterschiedliche Geometriedaten in PISA und PHOOL.

treffen. Hierzu wurde ein fester Einschußort vorgegeben. Anschließend wurde auf diese Einzelteilchen die Ortsrekonstruktion angewendet. Dann kann man den von der Ortsrekonstruktion berechneten Einschußort mit dem vorgegebenen Einschußort vergleichen. Es zeigt sich, daß es eine Abweichung zwischen diesen Orten gab (siehe Abbildung 4.1).

Der Grund für diese Abweichung liegt aber nicht bei einer fehlerhaften Ortsrekonstruktion. Vielmehr war die Ursache dieser Abweichung, daß in den Programm paketen PISA und PHOOL unterschiedliche Geometriedaten verwendet wurden. PISA arbeitete mit der idealen Geometrie des Bleiglasdetektors, so wie sie in der Planungsphase vorgesehen war. Diese unterscheidet sich aber von der realen Geometrie, die durch Vermessung des realen Detektors bestimmt wurde. Diese reale Geometrie war in PHOOL eingebaut. Zur Vermeidung von Fehlern muß in beiden Programmen eine einheitliche Geometrie, also nur reale oder nur ideale, verwendet werden. Dann stimmt der durch die Ortsrekonstruktion berechnete Einschußort mit dem realen überein.

## 4.4 DST-Produktion am CCJ

Für die Analysen zur *Quark-Matter-2001*-Konferenz wurde am CCJ<sup>5</sup> eine größere Anzahl von Schwerionenkollisionen simuliert. Die simulierten Daten wurden in Form von DST<sup>6</sup>'s abgespeichert. Für diese Arbeit spielen die Ergebnisse zweier DST-Produktionen eine Rolle:

- run00b: Simulation mit normaler Stellung der Detektorarme. Diese Stellung ist zu unterscheiden von der *Retracted*-Stellung, bei der beide Detektorarme um ca. 40 cm weiter vom Kollisionspunkt zurückgezogen werden. Die Retracted-Stellung stammt aus der Zeit, als einige innere Detektoren noch nicht eingebaut waren. Die äußeren Detektoren hatten die Retracted-Stellung um einen schnellen Einbau der fehlenden inneren Detektoren möglich zu machen. Das Magnetfeld ist bei dieser Produktion ausgeschaltet.
- run00c: Simulation mit normaler Stellung der Detektorarme. Es wurde ein 2-dimensionales Magnetfeld simuliert. Die Simulation eines 3D-Feldes, wie es im realen Experiment vorkommt, war zu diesem Zeitpunkt noch nicht berücksichtigt.

Sowohl für run00b als auch für run00c wurden jeweils 100.000 HIJING-Events simuliert und mit PISA sowie PHOOL weiterverarbeitet.

---

<sup>5</sup>Computing Center Japan

<sup>6</sup>Data Summary Tape



## 5. $\pi^0$ -Analyse

Für die  $\pi^0$ -Analyse gibt es unterschiedliche physikalische Motivationen. Die  $\pi^0$ -Analyse ist eine der ersten Analysen des PHENIX-Experimentes, da sie so wichtig ist. Es hat sich gezeigt, daß die Untersuchung von  $\pi^0$ -Produktionsraten im Zusammenhang mit dem in Kapitel 2.2.2 erwähnten Jet-Quenching eine wichtige Rolle spielt. Von Interesse ist auch der Vergleich mit den  $\pi^+$  und  $\pi^-$ -Spektren der Driftkammer. Dieser Vergleich zeigt, ob man in den unterschiedlichen Analysen zu vergleichbaren Ergebnissen für die Pionenspektren kommt. Darüber hinaus gibt es für die Untersuchung des  $\pi^0$  noch einen weiteren Grund. Wie schon in Kapitel 2.2.2 erläutert wurde, wird die Verteilung der direkten Photonen gesucht. Um diese Verteilung zu erhalten, muß zunächst der Untergrund aus Zerfallsphotonen ermittelt werden. Diese Zerfallsphotonen stammen hauptsächlich aus Zerfällen von  $\pi^0$ ,  $\eta$  und  $\omega$ .

Mit den Ergebnissen der  $\pi^0$ -Analyse läßt sich auch die Kalibration des EMCAL überprüfen. Ist diese richtig durchgeführt worden, so sollte sich in der Analyse die korrekte  $\pi^0$ -Masse ergeben.

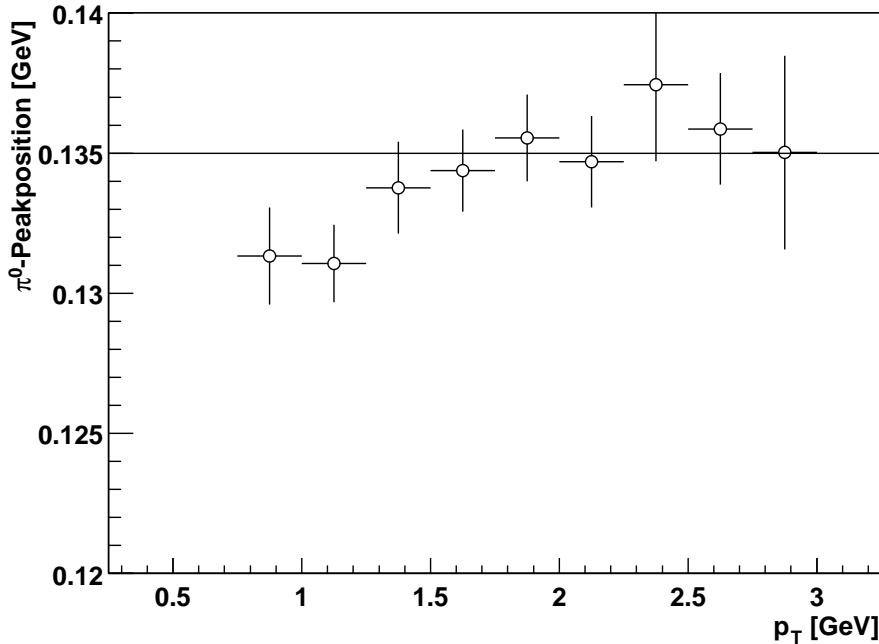
Eine erste Analyse der experimentellen Daten hatte gezeigt, daß die  $\pi^0$ -Peakpositionen zu kleineren Transversalimpulswerten hin abfallen. Dieses Verhalten sieht man in Abbildung 5.1. Eine mögliche Erklärung hierfür ist eine zu schwache Korrektur der Energienichtlinearitäten. Details dieser Korrektur kann man nachlesen in [Kle00]. Um zu überprüfen, was die Ursache für das bisher unerklärte Verhalten der Peakposition in experimentellen Daten ist, soll in diesem Kapitel untersucht werden, wie sich die Position des  $\pi^0$ -Peaks in der Simulation verhält.

### 5.1 Die $\pi^0$ -Analyse in Analogie zum Experiment

Um die Simulation mit den experimentellen Ergebnissen zu vergleichen, soll in der Simulation die gleiche Methode zur Bestimmung der  $\pi^0$ -Peakposition verwendet werden wie im Experiment. Diese wird im folgenden genauer beschrieben.

Das  $\pi^0$ -Meson hat eine Masse von  $134,9764 \pm 0,0006$  MeV. Es zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von  $98.787 \pm 0.032$  % über den folgenden Zerfallskanal [Phy98]:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma. \quad (5.1)$$



**Abbildung 5.1:**  $\pi^0$ -Peakposition im Experiment. Durch die Simulation soll geklärt werden, warum die Peakposition zu kleineren Transversalimpulsen hin abfällt. Diese Daten stammen von [Bat01].

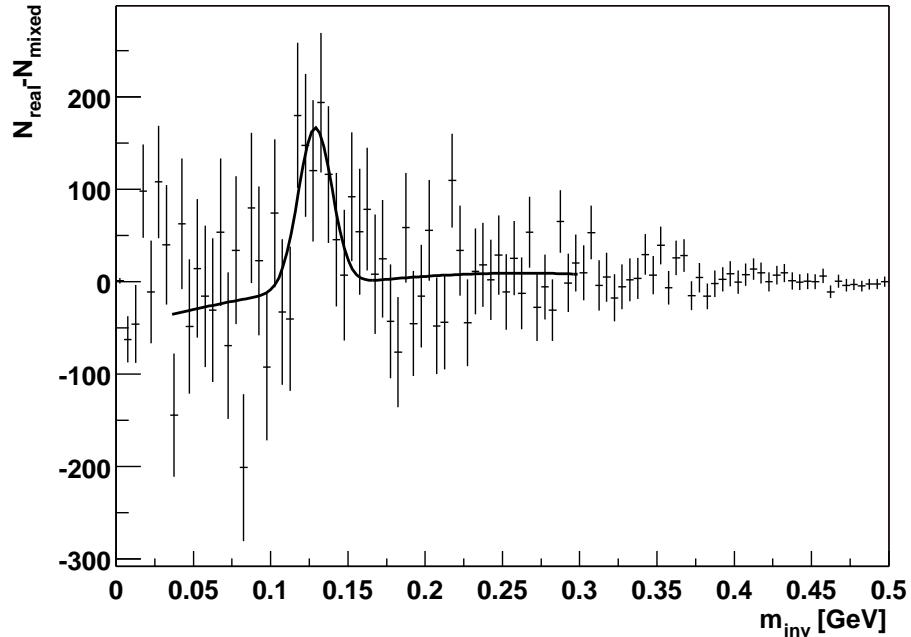
Des weiteren ist noch mit geringer Wahrscheinlichkeit ein Dalitz-Zerfall  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$  möglich. Die sogenannte *invariante Masse*  $m_{inv}$  eines  $\pi^0$  ist folgendermaßen definiert:

$$m_{inv} = \sqrt{2E_1 E_2 (1 - \cos\psi)}. \quad (5.2)$$

Die Energien  $E_1$  und  $E_2$ , die in Gleichung 5.2 verwendet werden, sind die Energien der beiden Zerfallsphotonen. Sie ergeben sich aus den im Bleiglas gemessenen Clusterenergien. Der Winkel  $\psi$  ist der Öffnungswinkel zwischen diesen beiden Photonen.

Nun werden aus den im Detektor registrierten Photonen alle möglichen  $\gamma\gamma$ -Paarkombinationen gebildet. Aufgrund hoher Teilchenmultiplizitäten erwartet man einen großen kombinatorischen Untergrund. Dieser Untergrund ergibt sich durch die Kombination von Photonen, die nicht zum gleichen  $\pi^0$ -Zerfall gehören. Daraus resultiert ein sehr kleines Signal-zu-Untergrund Verhältnis. Der kombinatorische Untergrund stellt das Hauptproblem bei der Extraktion des  $\pi^0$ -Peaks dar.

Um diesen Untergrund zu bestimmen wird die *Event-Mixing-Methode* verwendet. Eine ausführliche Darstellung dieser Methode findet sich in [Blu98]. Dabei wird jedes Photon mit Photonen aus mehreren anderen Events kombiniert und die jeweilige invariante Masse berechnet. Da die Photonen aus unterschiedlichen Events stammen,



**Abbildung 5.2:**  $\pi^0$ -Peak aus der Differenz der invarianten Massenverteilung und dem, mit der Event-Mixing-Methode berechneten, kombinatorischen Untergrund (Real-Mixed-Verteilung). Der kombinatorische Untergrund wurde hier durch eine Normierung der invarianten Massenverteilung angepaßt. Der Normierungsfaktor ist dabei das Verhältnis der Integrale beider Verteilungen. Verwendet werden Minimum-Bias-Reaktionen im  $p_T$ -Bereich von  $1,0 \text{ GeV} < p_T < 4,0 \text{ GeV}$ .

kann es zwischen ihnen keine Korrelation geben. Je mehr Teilchen aus unterschiedlichen Events man kombiniert, desto besser ist die Statistik und um so besser wird der kombinatorische Untergrund wiedergeben. Es muß allerdings darauf geachtet werden, daß die beiden Events, deren Photonen kombiniert werden, sich nicht zu sehr unterscheiden. Sonst könnten sich z.B. Öffnungswinkel ergeben, die im Experiment gar nicht möglich sind. Dazu werden die Events in Eventklassen eingeteilt. Man verlangt, daß die Events eine vergleichbare Multiplizität und einen ähnlichen Event-Vertex aufweisen. Hat man die Verteilung der invarianten Masse bestimmt und den kombinatorischen Untergrund abgezogen, so erhält man den  $\pi^0$ -Peak. In dieser Simulationen werden mit dieser Vorgehensweise 165.000 HIJING-Events ausgewertet. Daraus ergibt sich der  $\pi^0$ -Peak in Abbildung 5.2.

Es wurde bei seiner Berechnung über den  $p_T$ -Bereich von  $1,0 \text{ GeV} < p_T < 4,0 \text{ GeV}$  integriert. Zur Erläuterung des Transversalimpulses  $p_T$  siehe Anhang A. Weiterhin werden Events aller Zentralitätsklassen verwendet. Der verwendete Fit ist die Kom-

bination aus einer Gauß-Kurve und einem Polynom 2.Grades. Es ergeben sich die folgenden Fitparameter:

Mittelwert	$128 \pm 4$ MeV
Sigma	$9 \pm 6$ MeV

Vergleicht man den in der Analyse ermittelten Wert für die Position des  $\pi^0$ -Peaks mit dem theoretischen Wert, so erkennt man, daß der Wert aus der Analyse kleiner als der theoretische Wert ist. Die Ursache hierfür ist allerdings mit dieser Analyse noch nicht verständlich. Erst wenn man die  $p_T$ -Abhängigkeit der  $\pi^0$ -Peakposition untersucht, wird klar, warum der in dieser Analyse ermittelte Wert unter dem theoretischen liegt. Für eine  $p_T$ -abhängige Analyse benötigt man jedoch eine größere Statistik, da eine weitere Unterteilung in die einzelnen  $p_T$ -Bins vorzunehmen ist. Wie man in Abbildung 5.2 erkennt, reicht die Statistik bei dieser Analysemethode jedoch nicht für eine feinere Unterteilung aus. Für die Fehler, die bei dieser Methode auftreten, gibt es unterschiedliche Quellen. Zum Fehler der invarianten Massenverteilung kommt der Fehler des kombinatorischen Untergrundes. Der zuletzt genannte kann aber, wie schon erwähnt wurde, durch eine hohe Statistik bei der Event-Mixing-Methode klein gehalten werden. Zusätzlich tritt aber auch noch ein Fehler bei der Skalierung des kombinatorischen Untergrundes an das  $m_{inv}$ -Spektrum auf.

Man benötigt also eine andere Analysemethode oder eine höhere Statistik um Aussagen zur  $p_T$ -Abhängigkeit zu machen. Eine Erhöhung der Statistik ist deshalb nicht möglich, weil für diese Analyse schon die gesamte Zahl der zur Verfügung stehenden Events ausgenutzt wird. Dem aufmerksamen Leser wird nicht entgangen sein, daß nicht 200.000, sondern nur 165.000 Events verwendet werden. Dieses erklärt sich dadurch, daß eine größere Zahl der am CCJ produzierten DSTs korrupt und nicht lesbar sind.

Zum Vergleich sei erwähnt, daß zu diesem Zeitpunkt für die  $\pi^0$ -Analyse in den experimentellen Daten eine deutlich höhere Statistik von 2.000.000 Events vorlag. Dadurch kann für die experimentellen Daten die in diesem Kapitel beschriebene Analysemethode benutzt werden. In der Simulation muß statt dessen eine andere Analysemethode verwendet werden.

## 5.2 Auf GEANT-Daten basierende $\pi^0$ -Analyse

Eine weitere mögliche Analysemethode basiert auf der Ausnutzung von Daten, die nur in der Simulation zur Verfügung stehen. In der Simulation weiß man im Gegensatz zum Experiment genau, ob zwei detektierte Photonen die Zerfallsphotonen

eines einzelnen  $\pi^0$  sind. Mit dieser zweiten Analysemethode kann aufgeklärt werden, wie die simulierte  $\pi_0$ -Peakposition von der transversalen Energie abhängt und ob sich in der Simulation ein ähnliches Verhalten wie im Experiment zeigt. Zunächst werden zwei Cuts beschrieben, die für diese Analyse notwendig sind. Dann wird auf das eigentliche Verfahren der Analyse und ihre Ergebnisse eingegangen.

### 5.2.1 Notwendige Cuts

Zur Verringerung des Untergrundes und von Fehlern, die durch den Leakage-Effekt auftreten, sind zwei verschiedene Cuts bei der Berechnung der  $\pi^0$ -Peaks notwendig:

- Vertex-Cut:  $x_{Vert}^2 + y_{Vert}^2 < 25,0 \text{ cm}^2$  und  $|z_{Vert}| < 30,0 \text{ cm}$ . Dabei bezeichnen  $(x_{Vert}, y_{Vert}, z_{Vert})$  die Raumkoordinaten der Vertexposition. Der Vertex-Cut hat die Aufgabe, diejenigen Teilchen auszusortieren, deren Vertex innerhalb des zentralen Magneten liegt. Damit unterdrückt dieser Cut den störenden Untergrund. Gemeint ist diesmal nicht der kombinatorische Untergrund, sondern der Untergrund aus Teilchen, die durch verschiedene Prozesse z.B. im Material des zentralen Magneten entstehen. Im Experiment wurde ein Cut  $|z_{Vert}| < 30,0 \text{ cm}$  auf den Eventvertex angewendet.
- Rand-Cut:  $|y_{Ein}| < 90,0 \text{ cm}$  und  $|z_{Ein}| < 190,0 \text{ cm}$ . Die Koordinaten  $(y_{Ein}, z_{Ein})$  bezeichnen hierbei die Auftreffposition des Teilchens auf der Detektoroberfläche des Bleiglases. Da der Detektor eine Höhe von 1,0 m und eine Breite von 2,0 m hat, werden mit diesem Cut Photonen aussortiert, deren Abstand zum Detektorrand kleiner als 10,0 cm ist. Treffen Teilchen vom Eventvertex unter einem Winkel zur Oberflächennormalen in der Nähe des Randes auf die Detektoroberfläche, so kann der von ihnen erzeugte Schauer wieder seitlich aus dem Detektor austreten (Zum Leakage-Effekt siehe auch Kapitel 3.3.1.). Durch diesen Effekt wird eine zu geringe Energie gemessen. Die aus diesen Energien berechnete invariante Masse ist also zu klein. Der Cut auf den Detektorrand verhindert das. Bei der Analyse der experimentellen Daten wurde durch einen Cut die äußerste Reihe von Modulen ausgeschaltet.

Beide Cuts haben im Bereich kleiner Transversalimpulse die Wirkung, daß sich die Peakposition zu höheren invarianten Massen verschiebt. In Bereichen größerer Transversalimpulse zeigen sie kaum noch Wirkung. Als Beispiel wird in Abbildung 5.3 die Wirkung des Rand-Cuts auf die Peakposition gezeigt. Im folgenden wird der Verlauf der Peakposition diskutiert.

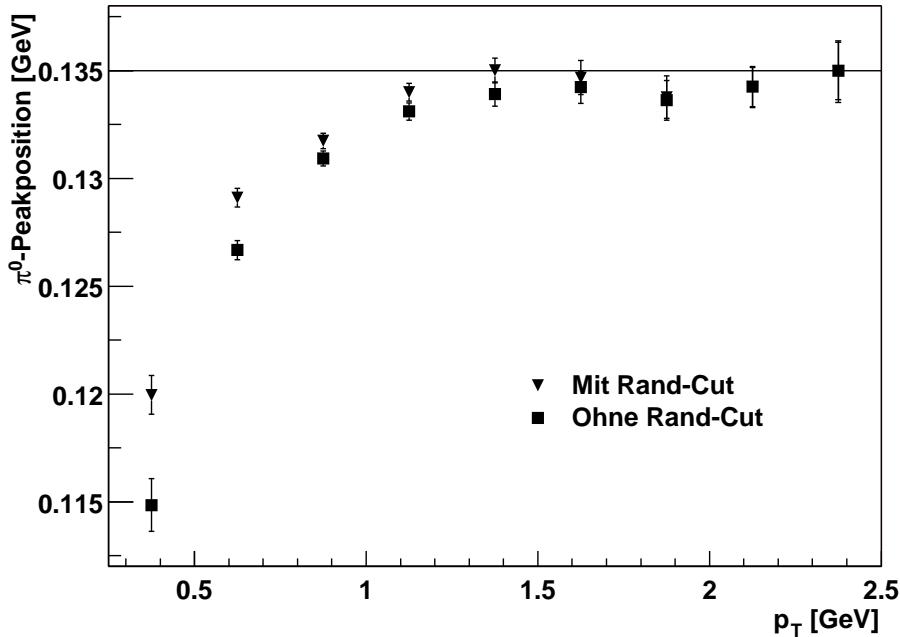
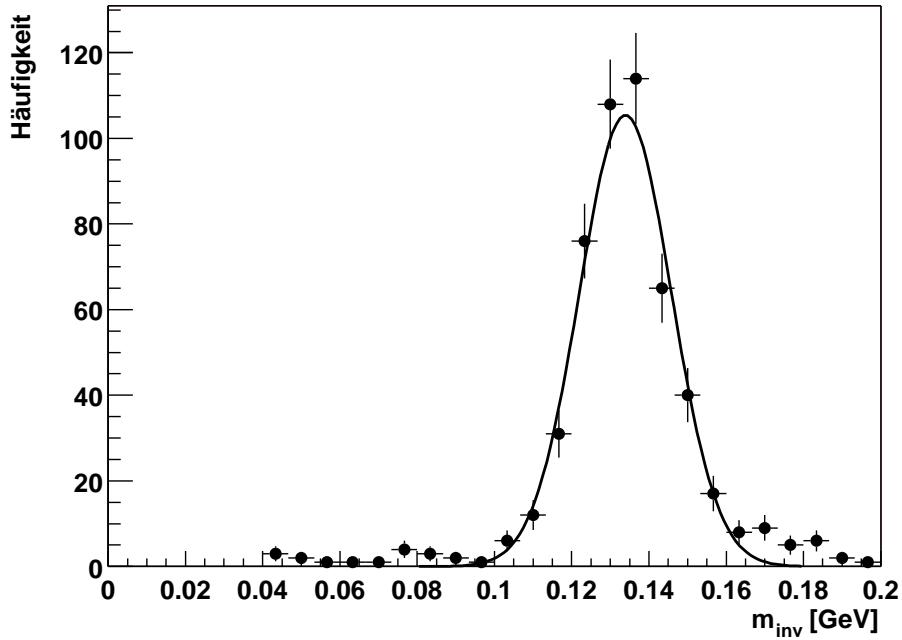


Abbildung 5.3: Die Auswirkungen eines Cuts von 10.0 cm auf den Rand des Bleiglasdetektors.

### 5.2.2 $p_T$ -Abhängigkeit des $\pi^0$ -Peaks

Möchte man nun weitere und genauere Informationen über den  $\pi^0$ -Peak in der Simulation erhalten, so kann man hierzu die in der Simulation gegebenen GEANT-Informationen ausnutzen. Mit Hilfe der GEANT-Informationen kann man den  $\pi^0$ -Peak ohne den störenden kombinatorischen Untergrund berechnen, weil man weiß, welche Zerfallsphotonen zu einem  $\pi^0$  gehören. Bei dieser Methode vermeidet man also statistische Fehler, die durch den Untergrund und seine Skalierung an die  $m_{inv}$ -Verteilung auftreten.

Mittels eines Makros werden die DSTs nach Teilchen mit den folgenden Eigenschaften durchsucht: Das Teilchen ist ein Photon, es trifft auf den Bleiglasdetektor und sein Elternteilchen ist ein  $\pi^0$ . Anschließend wird das zweite Zerfallsphoton gesucht und überprüft, ob auch dieses den Bleiglasdetektor getroffen hat. Ist das der Fall, so werden für beide Photonen die Auftreffposition auf das Bleiglas, der gemeinsame Vertex und die gemessene Energie herausgeschrieben. Bei der Energie handelt es sich um die winkel- und nichtlinearitäts-korrigierte Clusterenergie. Die Auftreffposition ist der durch die Ortsrekonstruktion (siehe Kapitel 4.3) ermittelte Clusterschwerpunkt. Aus diesen Informationen kann man nun die invariante  $\pi^0$ -Masse mittels Gleichung 5.2 berechnen. Zusätzlich werden die Daten genutzt, um



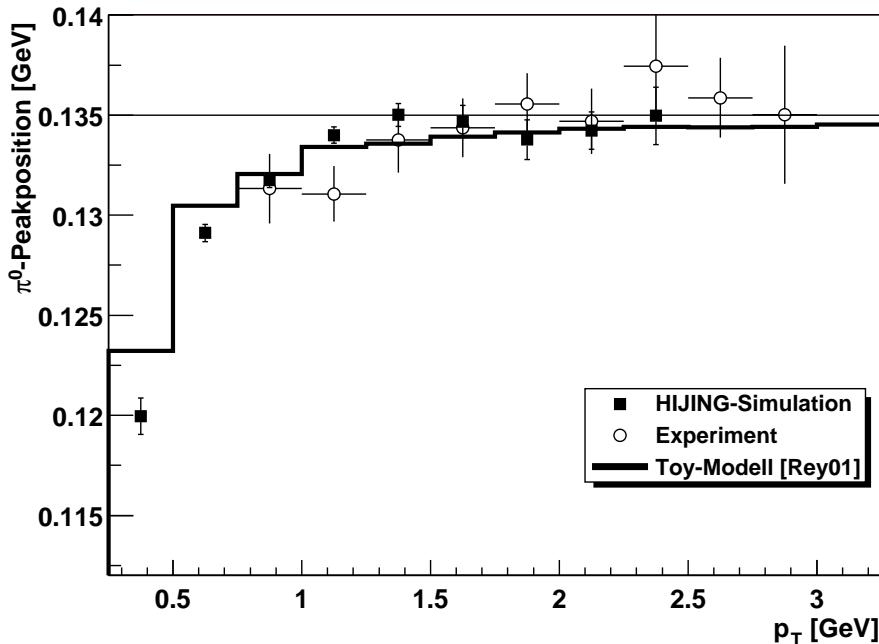
**Abbildung 5.4:** Durch Verwendung der GEANT-Informationen kann man in den Simulationen zwischen Zerfallsphotonen und kombinatorischem Untergrund unterscheiden. Damit läßt sich der  $\pi^0$ -Peak ohne den störenden Untergrund berechnen. Verwendet werden Minimum-Bias-Reaktionen im  $p_T$ -Bereich von  $1,25 \text{ GeV} < p_T < 1,5 \text{ GeV}$ .

den Wert des Transversalimpulses  $p_T$  zu berechnen. Diese Definition von  $p_T$  findet man in Anhang A.

Die sich hieraus ergebenden  $\pi^0$ -Peaks sind wesentlich deutlicher, da die Fehler durch den kombinatorischen Untergrund entfallen. Eine Beispiel für einen solchen Peak findet sich in Abbildung 5.4. Für den Gauß-Fit ergben sich die Werte:

Mittelwert	$133,9 \pm 0,6 \text{ MeV}$
Sigma	$11,9 \pm 0,5 \text{ MeV}$

Es ist zu beachten, daß der  $p_T$ -Bereich mit  $1,25 \text{ GeV} < p_T < 1,5 \text{ GeV}$  erheblich eingeschränkt wurde. Trotz dieser Einschränkung hat man nun eine ausreichende Statistik für eine genaue Bestimmung des  $\pi^0$ -Peaks. Jetzt ist es also möglich, eine Einteilung in mehrere  $p_T$ -Bins vorzunehmen. Gewählt wurde eine Einteilung in  $p_T$ -Bins der Breite 0,5 GeV. Es ist immer noch notwendig eine ausreichende Anzahl von Events zu verwenden, damit man im einzelnen  $p_T$ -Bin genügend Einträge hat und somit einen sicheren Gauß-Fit durchführen kann. Für diese Analyse werden 148.000 Events



**Abbildung 5.5:**  $p_T$ -Abhängigkeit der  $\pi^0$ -Peakposition. Verglichen wird die in dieser Arbeit gemachte HIJING-Simulation und die Toy-Modell-Rechnung mit den experimentellen Daten. Die experimentellen Daten lassen sich gut durch die Simulationen beschreiben.

ausgewertet. Das Ergebnis sieht man in Abbildung 5.5. Hier ist die  $\pi^0$ -Peakposition gegen  $p_T$  aufgetragen. Die aus HIJING-Events berechneten Peakpositionen und die sogenannten *Toy-Modell*-Simulationen [Rey01] werden mit experimentellen Daten verglichen. Wie man in der Abbildung sieht, fällt die  $\pi^0$ -Peakposition auch in der Simulation zu kleinen  $p_T$ -Werten hin ab. Hier beobachtet man also das gleiche Verhalten wie in den experimentellen Daten. Da die Nichtlinearitätskorrektur mit der Simulation bestimmt wurde, werden die Clusterenergien in der Simulation mit ihr richtig korrigiert. Die Simulation ist also in sich stimmig. Wenn man jetzt aber in der Simulation den gleichen Effekt wie in den experimentellen Daten sieht, so kann die Ursache dafür nicht in einer zu schwachen Korrektur der Energienichtlinearität liegen.

Die in Abbildung 5.5 beobachtbare Absenkung der invarianten Massen kann mit Hilfe des steil ansteigendne  $\pi^0$ -Spektrums bei kleinen Transversalimpulsen erklärt werden. Aufgrund der geringen Akzeptanz des Detektors für  $\pi^0$  im Bereich kleiner Transversalimpulse hat das  $\pi^0$ -Spektrum einen relativ steilen Anstieg bis etwa  $p_T = 1,5$  GeV. Nun hat man eine Unterteilung in  $p_T$ -Bins endlicher Breite. Auf-

grund des steilen Anstieges ist es wesentlich wahrscheinlicher, daß sich aufgrund der *intrinsischen Energieverschmierung* ein  $\pi^0$ -Wert von einem höheren  $p_T$ -Bin in ein niedrigeres Bin verschiebt, als der umgekehrte Fall. Insgesamt findet also im Bereich  $p_T < 1,5$  GeV eine Verschiebung zu kleineren Energien und damit zu kleineren invarianten Massen statt. Dieser Effekt führt zu der beobachteten Verschiebung der  $\pi^0$ -Peakposition. Diese Verschiebung ist umso größer je kleiner der  $p_T$ -Wert ist.

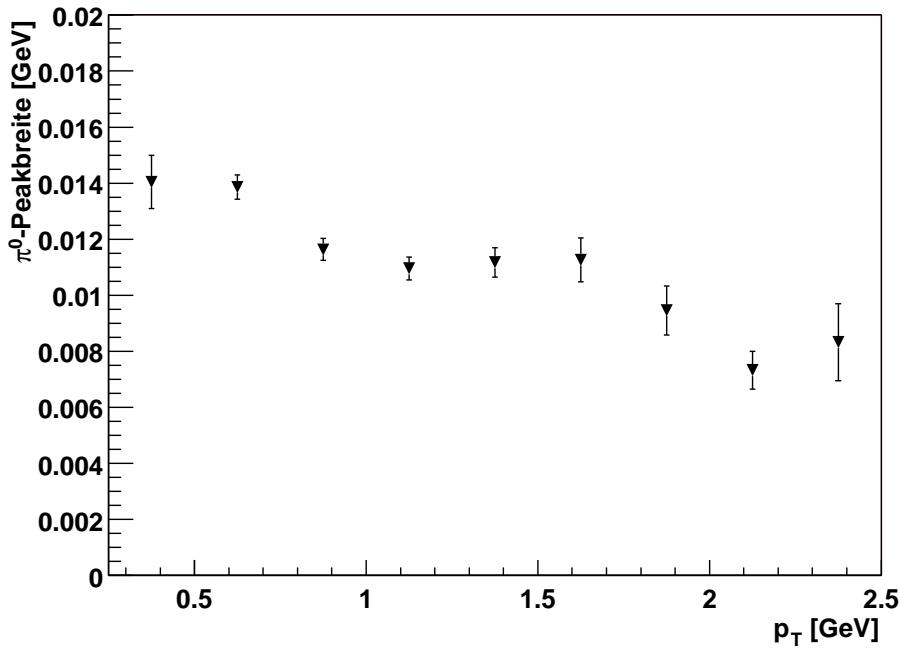
Die in Abbildung 5.5 zusätzliche eingetragene Toy-Modell-Simulation enthält nur die begrenzte Akzeptanz und die Energieverschmierung des Detektors. In dieser Toy-Modell-Rechnung werden  $\pi^0$  erzeugt und zerfallen anschließend. Wenn beide Zerfallsphotonen in den geometrischen Bereich des Bleiglasdetektors fliegen, werden deren Energien verschmiert und daraus dann die invariante Masse des  $\pi^0$  berechnet. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der in dieser Arbeit gemachten HIJING-Simulation und den Toy-Modell-Rechnungen. Das ist eine weitere Bestätigung dafür, daß das Verhalten der  $\pi^0$ -Peakposition seine Ursache in dem beschriebenen Effekt und nicht in einer falschen Energienichtlinearitätskorrektur hat.

Auch die Breite des  $\pi^0$ -Peaks in der Simulation ist untersucht worden. In Abbildung 5.6 ist die Abhängigkeit dieser Breite von  $p_T$  dargestellt. Wie zu erwarten, nimmt die Peak-Breite mit zunehmendem Transversalimpuls ab. Die Ursache hierfür ist, daß sich die Energieauflösung des Detektors bei höheren Energien verbessert. Man hat bei hochenergetischen Teilchen eine größere Anzahl von Čerenkovphotonen und somit weniger Fluktuationen als bei niederenergetischen Teilchen. Dieses Verhalten der  $\pi^0$ -Peakbreite wird auch in den experimentellen Daten beobachtet [Bat01]. Insgesamt zeigt sich also in der Simulation ein ähnliches Verhalten der  $\pi^0$ -Peakposition und -breite wie in den experimentellen Daten.

### 5.3 Zentralitätsabhängigkeit der $\pi^0$ -Peakposition

Eine weitere Beobachtung in experimentellen Daten war ein Anstieg der  $\pi^0$ -Peakposition mit zunehmender Zentralität. Es soll nun untersucht werden, ob sich dieses Verhalten auch in der Simulation zeigt und was die Ursache für diesen Anstieg ist.

Um die Zentralitätsabhängigkeit der  $\pi^0$ -Peakposition zu bestimmen, ist es zunächst notwendig, eine Einteilung der Events in Zentralitätsklassen vorzunehmen. Zu den CCJ-DSTs gehören PISA-Hit-Files, in denen spezielle Eventinformationen auf GEANT-Basis gespeichert sind. Unter anderem kann man hier den Stoßpara-



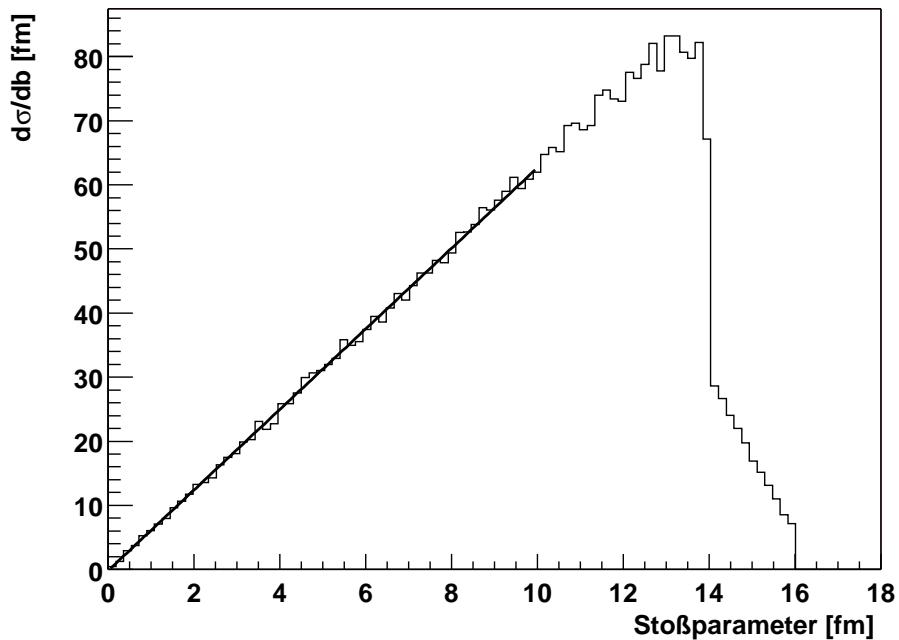
**Abbildung 5.6:**  $p_T$ -Abhängigkeit der  $\pi^0$ -Peakbreite. Die Breite nimmt zu größeren Transversalimpulsen hin ab.

meter auslesen und einem bestimmten Event zuordnen. Mittels des Stoßparameters kann man den Wirkungsquerschnitt der Reaktion berechnen und dann das Event einer Zentralitätsklasse zuordnen. Hierbei kann man ausnutzen, daß die Verteilung der Stoßparameter im Bereich  $\sigma < 10$  fm einen linearen Anstieg hat. In einem einfachen Bild ist  $\sigma$  ein Kreis mit dem Durchmesser  $b$ . Hier gilt also die folgende Normierungsbedingung:

$$\sigma = \pi b^2 \Rightarrow \frac{d\sigma}{db} = 2\pi b. \quad (5.3)$$

Mit dieser Normierung hat die Verteilung der Stoßparameter die Gestalt, die man in Abbildung 5.7 erkennt.

Aufgrund des senkrechten Abfalls in der Verteilung bei einem Stoßparameter von 14 fm kann man erkennen, daß in den Simulationen nicht mit einer einheitlichen Stoparameterverteilung gearbeitet wurde. In den CCJ-DSTs gibt es vielmehr zwei unterschiedliche Datensamples. Es wurden 100.000 Events mit Stoßparametern von 0-14 fm simuliert und 100.000 Events mit Stoßparametern von 0-16 fm.



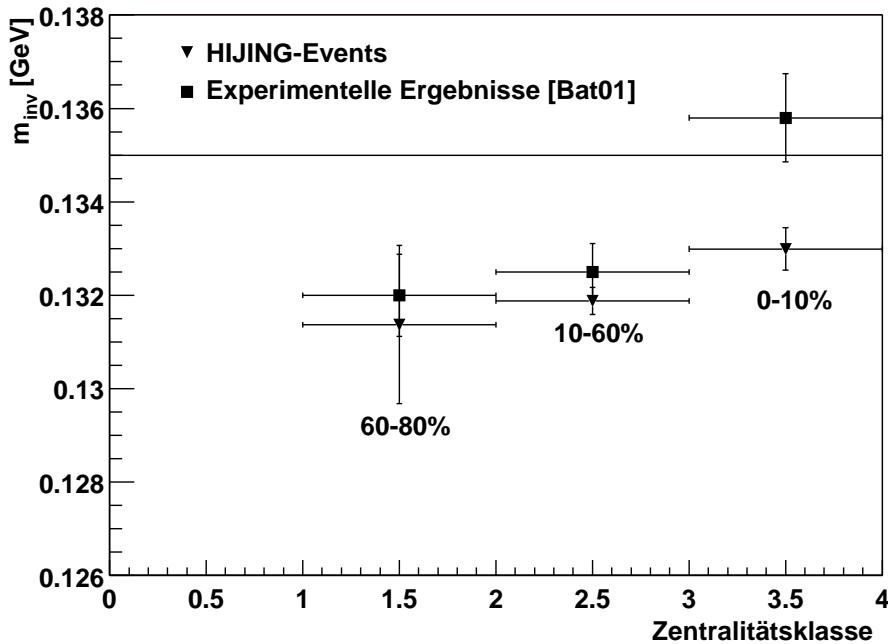
**Abbildung 5.7:** Verteilung der Stoßparameter in der Simulation. Im Bereich von 0-10 fm ist die Verteilung an eine Gerade mit der Steigung  $2\pi$  angepaßt worden. Die Normierung der Verteilung wurde also so gewählt, daß die Bedingung 5.3 erfüllt ist.

In Tabelle 5.1 sieht man, wie die Einteilung in Zentralitätsklassen gewählt wird. Diese Einteilung entspricht der Einteilung in Zentralitätsklassen, die auch im Experiment verwendet wird. In Abbildung 5.8 wird gezeigt, wie die invariante  $\pi^0$ -Peakposition von der Zentralität des Events abhängt. Es werden sowohl die experimentellen Ergebnisse als auch die Ergebnisse dieser Simulation gezeigt.

In der Abbildung erkennt man, daß die  $\pi^0$ -Peakposition in der Simulation genauso wie bei den experimentellen Daten mit zunehmender Zentralität steigt. Die Ursache hierfür sind sogenannte *Overlap-Effekte*. Overlap-Effekte entstehen, wenn

1.	0-10 % zentralste Events	0 - 4,787 fm	zentrale Events
2.	10-60 % zentralste Events	4,788 - 11,727 fm	
3.	60-80 % zentralste Events	11,728 - 13,541 fm	
4.	80-92 % zentralste Events	13,542 - 14,521 fm	periphere Events

**Tabelle 5.1:** Einteilung in Zentralitätsklassen.



**Abbildung 5.8:** Abhängigkeit der  $\pi^0$ -Peakposition von der Zentralität. Bei zentraleren Events wird eine Erhöhung der Peakposition gemessen.

zwei Teilchen so nahe beieinander auf die Detektoroberfache treffen, daß sich die zugehörigen Cluster überlappen. Dadurch wird aus den zwei überlappenden Clustern einer. Dieser hat dann eine zu große Energie. Mit zunehmender Zentralität steigt auch die Teilchenmultiplizität und damit die Wahrscheinlichkeit für Overlap-Effekte. Das Überlappen von Schauern erhöht die gemessene Energie und damit die  $\pi^0$ -Masse.

Vergleicht man die Ergebnisse der Simulation mit den experimentellen Ergebnissen, so stellt man zunächst fest, daß die Werte der Simulation unter denen des Experimentes liegen. Allerdings sieht man nur bei den zentralsten Events einen Unterschied, der größer als die Fehlertoleranz ist. Die Ursache hierfür ist vermutlich, daß es im Experiment eine höhere Teilchenmultiplizität als bei HIJING-Events gibt. Dieses gilt insbesondere für zentrale Events.

# 6. Untersuchung der transversalen Energie

## 6.1 Motivation

Mit der *transversalen Energie*  $E_T$  beschäftigt man sich aus mehreren Gründen. Zunächst einmal stellt sie eine globale Größe dar, mit der man die Gold-Gold-Kollision charakterisieren kann. Man kann durch Messung der transversalen Energie bestimmen, welcher Anteil der Energie der Goldionen, die vor der Kollision nur in Richtung der Strahlachse ausgerichtet war, nun zu den Seiten gerichtet ist. Das hängt unter anderem auch davon ab, wie zentral die beiden Goldionen zusammengeprallt sind. Wenn man die transversale Energie kennt, kann man von ihr also auch auf die Zentralität einer Reaktion zurücksließen. Weiterhin kann man aus der transversalen Energie mit Hilfe der Bjørken-Formel die Energiedichte in der Reaktionszone berechnen. Findet bei der kritischen Temperatur  $T_c$  ein Phasenübergang erster Ordnung statt, so beobachtet man dort einen steilen Anstieg der Energiedichte. Weiterhin ist das Verhältnis zwischen elektromagnetischer transversaler Energie und der gesamten transversalen Energie interessant. Es kann untersucht werden, wie sich dieses Verhältnis als Funktion der Zentralität verhält. Beobachtet man hier einen Anstieg bei zentraleren Events so deutet das auf eine erhöhte Produktion von direkten Photonen hin. Die transversale Energie pro geladenem Teilchen  $(dE_T/d\eta)/(dN_{ch}/d\eta)$  ist ein Maß für den mittleren Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$  der in der Reaktion erzeugten Teilchen. Von  $\langle p_T \rangle$  kann man auf die Temperatur in der Reaktionszone schließen.

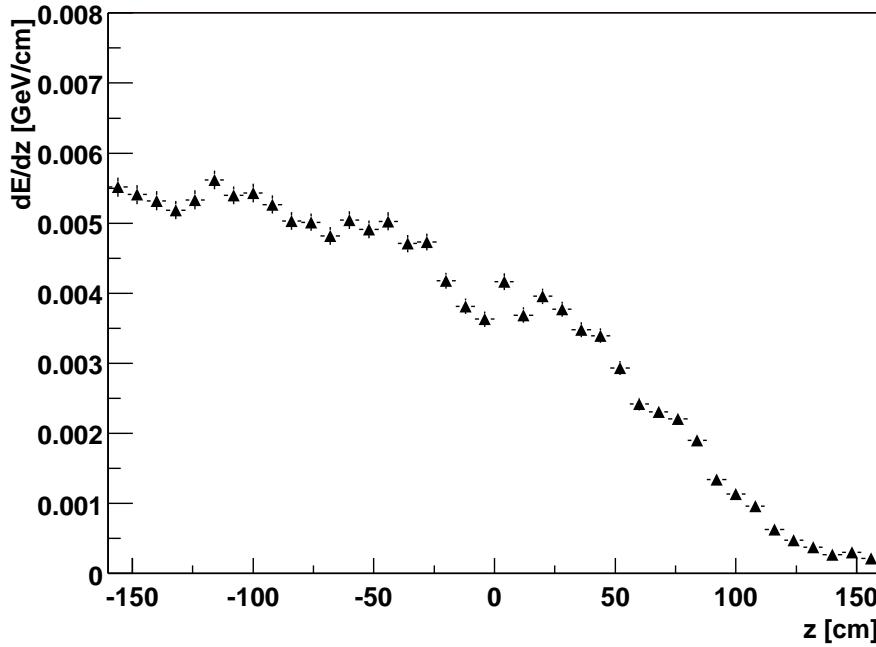
In dieser Analyse wird zunächst eine Simulation der Gold-Gold-Kollisionen und der Detektorantwort durchgeführt. Aus der Simulation wird dann eine Korrekturfunktion bestimmt. Diese Korrekturfunktion beschreibt, wie sich die gemessene transversale Energie  $E_{T,clus}$  von der physikalischen Größe  $E_{T,prim}$  unterscheidet. Anschließend wird aus experimentellen Daten die transversale Energie bestimmt. Diese kann dann mit der in der Simulation berechneten Korrekturfunktion korrigiert werden. Im einfachsten Fall handelt es sich nur um einen einzelnen Korrekturfaktor. Erst durch eine Differenzierung der Ergebnisse für einzelne Zentralitätsklassen wird eine zentralitätsabhängige Funktion notwendig. Aus der so bestimmten transversalen Energie wird dann die Energiedichte in der Reaktionszone berechnet.

Eine weitere Differenzierung erfolgt anschließend durch eine Trennung von *elektromagnetischem*  $E_T^{em}$  und *hadronischem*  $E_T^{hadro}$ . Ein Problem bei der Messung der gesamten transversalen Energie mit dem Bleiglasdetektor ist die Schwierigkeit mit diesem Detektor Hadronen zu messen. Natürlich ist dieses eine gewollte Eigenschaft des Detektors, weil man mit ihm Photonen messen will. Nur die wenigsten Hadronen erzeugen im Bleiglasdetektor einen Teilchenschauer. Dieses liegt an der großen hadronischen Wechselwirkungslänge. Die meisten Hadronen machen sich im Bleiglas nur als MIPs bemerkbar. Hierzu siehe auch Kapitel 3.3. Der hadronische Anteil von  $E_T$  lässt sich also nur ungenau messen und wird hauptsächlich durch die Simulation bestimmt. Im Gegensatz dazu ist mit dem Bleiglas eine genaue Messung der elektromagnetischen transversalen Energie möglich. Durch eine Untersuchung der systematischen Fehler soll aufgeklärt werden, welchen Anteil das hadronische  $E_T$  an der transversalen Energie hat. Insgesamt fließen in diese Analyse 13.000 simulierte und 45.000 gemessene Events ein.

## 6.2 $dE/dz$ -Diagramme

Als erstes soll ein Test durchgeführt werden, um zu überprüfen, wie genau der experimentelle Untergrund von der Simulation wiedergegeben wird. Mit diesem Untergrund sind diejenigen Teilchen gemeint, die nicht im Eventvertex entstanden sind, sondern erst durch Reaktionen im Material des zentralen Magneten oder dem Material der Detektoren. Zu diesem Zweck werden nur Gold-Gold-Kollisionen untersucht, die eine Vertexposition von  $z = 40 \pm 5$  cm haben. Ab dieser Position umschließt der Magnet die Vertexposition. Einige dieser Events liegen also gerade innerhalb des Magneten und einige Events liegen gerade noch außerhalb. Ein Teil des Bleiglaskalorimeters wird darum direkt von Teilchen aus diesen Events getroffen. Ein anderer Teil des Kalorimeters ist durch das Material des zentralen Magneten abgeschirmt. Nun wird gemessen wieviel Energie in den unterschiedlichen Bereichen des Kalorimeters deponiert wird. Dieses wird sowohl für die Simulation, als auch für experimentelle Daten gemacht.

In Abbildung 6.1 ist die pro Event im Bleiglaskalorimeter deponierte Energie aufgetragen. Die Koordinate  $z$  ist dabei der Ort im Bleiglas an dem die Energie deponiert wurde, wobei die Richtung von  $z$  parallel zur Richtung der Strahlachse verläuft. Die Abbildung ist aus experimentellen Daten erstellt worden. Die linke Seite des Diagramms entspricht der linken Seite der Detektoroberfläche. Dieses ist der Teil des Detektors, der direkt von Teilchen aus dem Event getroffen wird. Hier wird also relativ viel Energie deponiert. Die rechte Seite des Detektors ist durch



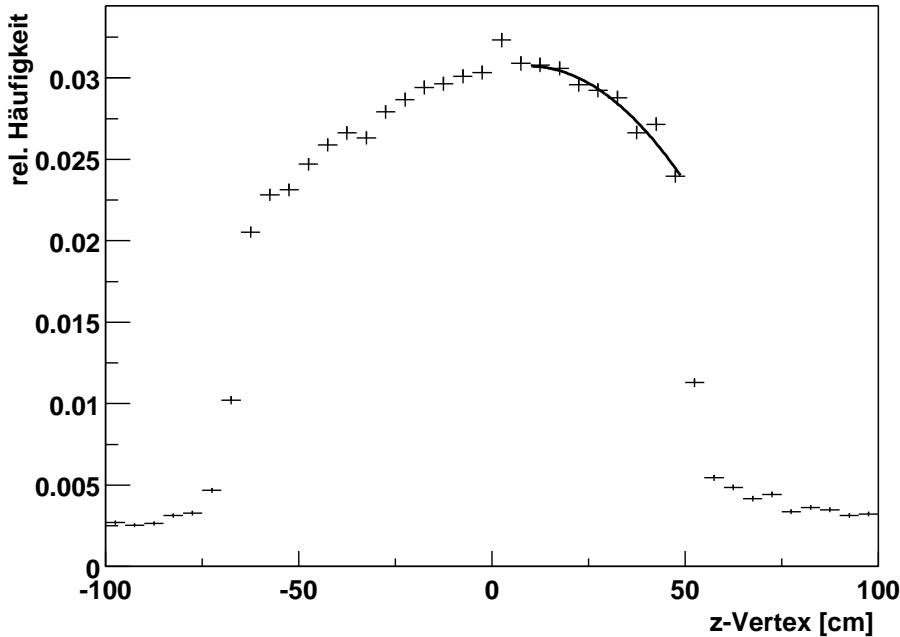
**Abbildung 6.1:** Energiedeposition pro Event im Bleiglaskalorimeter. Aufgetragen ist die in einem Abschnitt des Detektors  $dz$  deponierte Energie gegen den Ort  $z$  der Energiedeposition. Dargestellt sind experimentelle Daten.

den zentralen Magneten abgeschirmt. Teilchen, die in diesem Bereich auf das Bleiglas treffen werden erst durch unterschiedliche Prozesse im Material des Magneten erzeugt. Dieses ist also der im Experiment entstandene Untergrund. Die Form dieser Kurve soll nun mit der Form derselben Kurve aus Simulationsdaten verglichen werden. Vorher ist aber noch eine Korrektur der Simulationsergebnisse notwendig.

### 6.2.1 Die Vertex-Korrekturfunktion

In der Simulation ist noch nicht die Vertexverteilung berücksichtigt, die im Experiment vorliegt. Die Vertexverteilung in der Simulation ist eine Gleichverteilung entlang der Richtung des Primärstrahles von  $-60,0 \text{ cm} < z_{vert} < 60,0 \text{ cm}$ . In Abbildung 6.2 ist die Vertexverteilung im Experiment dargestellt. An diese Daten ist als Fit ein Polynom 2. Grades angepaßt. Es ergibt sich als Korrekturfunktion:

$$f(z_{vert}) = 0,03033 + 0,00008248 \cdot z_{vert} - 0,00000434 \cdot z_{vert}^2. \quad (6.1)$$

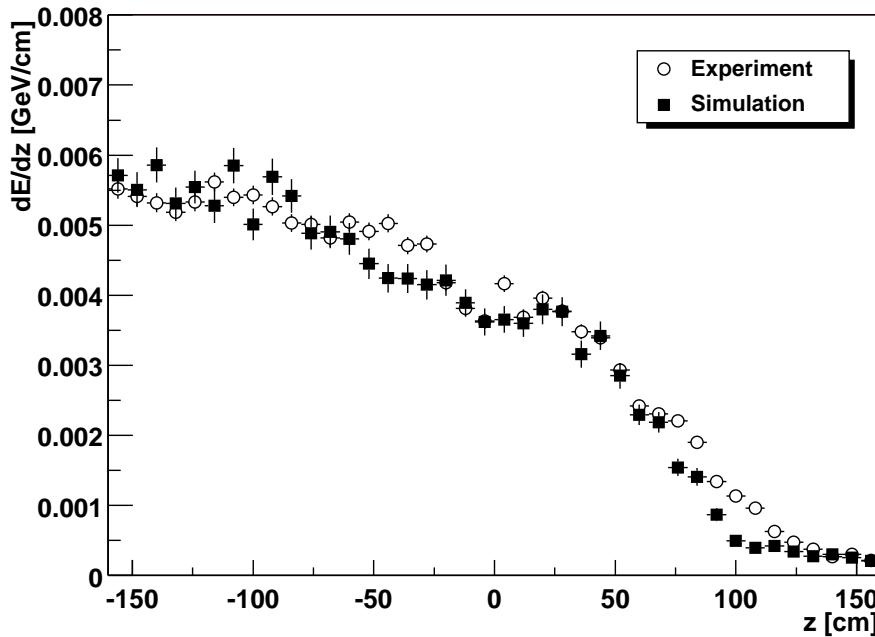


**Abbildung 6.2:** Vertexverteilung im Experiment. Der Fit an die Daten ist die Vertexkorrekturfunktion. Es handelt sich um ein Polynom 2. Grades.

Um die Simulation an das Experiment anzupassen werden nun die Energien in der Simulation mit einem von der  $z$ -Koordinate abhängigen Faktor gewichtet, der sich aus der Korrekturfunktion ergibt. Wenn man die absolute Höhe der Werte der Korrekturfunktion (siehe Abbildung 6.2) beachtet, so sieht man, daß es sich um eine relativ schwache Korrektur handelt. Die Auswirkung dieser Korrektur sind also relativ gering.

### 6.2.2 Vergleich zwischen Simulation und Experiment

In Abbildung 6.3 sind zum Vergleich die beiden Ergebnisse aus Simulationsdaten und Experimentaldaten dargestellt. Die Simulationsdaten werden in ihrer absoluten Höhe an die Experimentdaten angepaßt. Dazu ist ein Skalierungsfaktor von 1,61 notwendig. Der Unterschied in der absoluten Höhe der Kurven stammt vermutlich von unterschiedlichen Multiplizitäten in experimentellen und simulierten Ereignissen. Von Bedeutung ist allerdings nicht die absolute Höhe, sondern der Verlauf der Kurven. Wie man in der Abbildung sehen kann, gibt es im Rahmen der statistischen Schwankungen eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Kurven.



**Abbildung 6.3:** Vergleich zwischen Simulations- und Experimentergebnissen. Dargestellt ist die pro Event im Bleiglas deponierte Energie bei Au+Au Reaktionen einer Energie von  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV.

Das bedeutet, daß der im Experiment auftretende Untergrund durch die Simulation ausreichend gut beschrieben wird. Die in den  $dE/dz$ -Diagrammen eingezeichneten Fehlerbalken beschreiben den statistischen Fehler dieser Analyse.

### 6.3 Grundlagen der $E_T$ -Analyse

Neben einer Definition der transversalen Energie, sowohl für das physikalische als auch das gemessene  $E_T$ , finden sich in diesem Kapitel Beschreibungen der unterschiedlichen Cuts und Auswahlkriterien für die verwendeten Events.

### 6.3.1 Definition der transversalen Energie

#### Allgemeine Definition

Zunächst einmal bewegen sich die im Ring beschleunigten Goldionen entlang der Strahlachse, um dann im Kollisionspunkt aufeinander zu treffen. Aus der am Kollisionspunkt stattfindenden Reaktion fliegen dann die zahlreichen unterschiedlichen Teilchen in alle Raumrichtungen auseinander. Die transversale Energie eines einzelnen Teilchen ist definiert als:

$$E_{T, \text{Einzelteilchen}} = E \cdot \sin \vartheta . \quad (6.2)$$

Dabei ist  $E$  abhängig von der Teilchensorte entweder die gesamte Energie des Teilchens oder die kinetische Energie. Dieses wird noch genauer in den nächsten beiden Abschnitten erläutert. Mit  $\vartheta$  wird der Winkel zur Strahlachse bezeichnet. Die transversale Energie des gesamten Events ist definiert als die Summe über die transversalen Energien aller beteiligter Teilchen:

$$E_T = \sum_i E_i \cdot \sin \vartheta_i . \quad (6.3)$$

#### Physikalisches Spektrum

Für das ursprüngliche, physikalische  $E_T$ -Spektrum stellt sich nun die Frage welche Energien  $E_i$  man in Gleichung 6.3 verwendet. In dieser Analyse wird bei Protonen und Neutronen für  $E_i$  die kinetische Energie  $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} - m_i$  der Teilchen verwendet. Bei allen anderen Teilchen wird deren Gesamtenergie  $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2}$  genommen. Hierbei sind  $p_i$  die Impulse der Teilchen und  $m_i$  ihre Ruhemassen. Die Protonen und Neutronen der Goldionen existieren ja schon vor der Kollision. Alle anderen Teilchen werden erst durch die Schwerionenreaktion produziert. Dazu gehören auch neu produzierte  $p\bar{p}$  Paare. Deshalb verwendet man für Nukleonen nur deren kinetische Energie und für andere Teilchen deren Gesamtenergie.

Die Teilchensorten nach einer Gold-Gold-Kollision und die Energien der Teilchen sind natürlich nur in der Simulation und nicht im Experiment bekannt. Darum kann ein physikalisches  $E_T$ -Spektrum zunächst auch nur aus Simulationsdaten errechnet werden. Die mit dieser Methode berechnete Verteilung wird im folgenden als  $E_{T, \text{prim}}$ -Verteilung bezeichnet.

### Cluster- $E_T$

Im Experiment sind nicht die einzelnen Teilchen einer Reaktion und deren Energie bekannt. Vielmehr hat man nur die Informationen über Energie und Ort eines Teilchens, die vom Bleiglasdetektor gemessen werden. Die Energie der Teilchen wird dort als Cluster-Energie gemessen. Wenn man dann aus den experimentellen Daten ein  $E_T$ -Spektrum bestimmen will, so verwendet man in Gleichung 6.3 für  $E_i$  die Cluster-Energien. Der Cluster-Ort wird zur Berechnung des Winkels  $\vartheta_i$  benutzt. Summiert wird über alle Cluster eines einzelnen Events. Clusterspektren werden im folgenden als  $E_{T,clus}$ -Spektren bezeichnet.

## 6.3.2 Auswahl der Events und Verwendung von Cuts

### Vertexcut

Es werden nur Events mit einem BBC-Eventvertex  $|z_{BBC}| < 30,0$  cm verwendet. Gemessen wird dieser Vertex mit dem Beam-Beam-Counter (BBC). Mit diesem Cut verhindert man, daß Events verwendet werden, deren Vertices innerhalb des zentralen Magneten liegen. Das Material des Magneten fängt die Teilchen aus solchen Events auf und deshalb ist eine Messung der transversalen Energie dieser Events nicht möglich.

### Triggercut

Dieser Cut wird als einziger nur auf die experimentellen Daten angewendet. Alle anderen Cuts werden in gleicher Weise sowohl auf Simulationsdaten als auch auf experimentelle Daten angewendet. Als Trigger dient in diesem Fall der Beam-Beam-Counter (BBC). Es wird auf Koinzidenzen des nördlichen und südlichen BBC getriggert. Wenn jeweils beide Detektorenteile gleichzeitig ansprechen ist sichergestellt, daß wirklich eine Gold-Gold-Kollision vorliegt und nicht etwa die Kollision eines Goldions mit einem Gasatom. In dem Fall würde keine Koinzidenz auftreten. Dieser Cut ist in der Simulation nicht notwendig, weil dort der Fall einer Gold-Gas-Kollision nicht berücksichtigt ist.

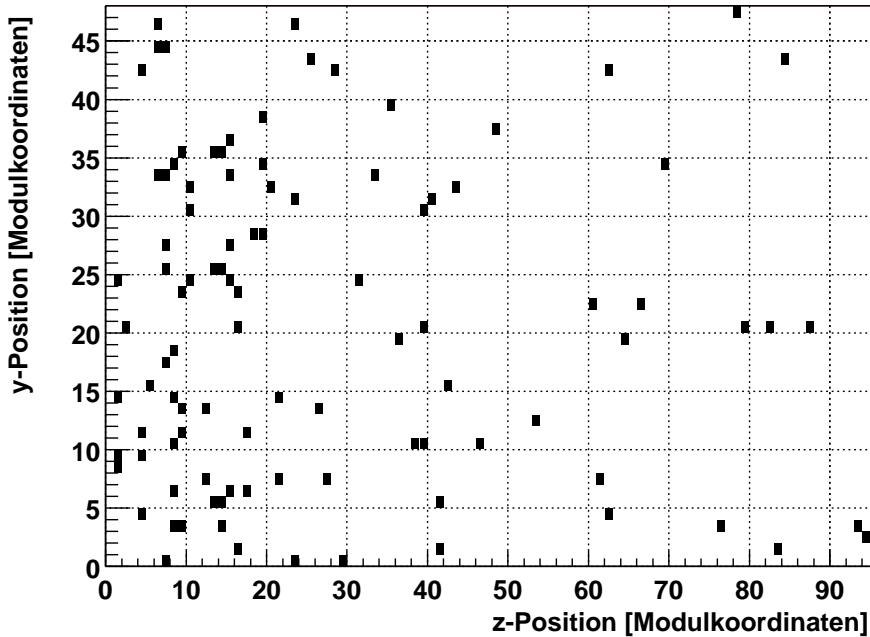


Abbildung 6.4: In der Analyse nicht berücksichtigte Module des Bleiglasdetektors.

### Cut auf schlechte Module

Im Bleiglasdetektor gibt es eine Reihe von Modulen, die nicht für die Analyse geeignet sind. Dafür gibt es unterschiedliche Gründe. Einige Module liefern überhaupt kein Signal, dieses sind tote Module. Andere Module liefern ständig ein Signal, auch wenn keine physikalischen Ereignisse vorliegen. Hier spricht man von Sängermodulen. Diese Module werden in dieser  $E_T$ -Analyse nicht verwendet. Des weiteren werden keine Module verwendet, die ein Signal zeigten, welches im Mittel wesentlich höher ist als das der anderen Module. Insgesamt werden einhundert Module bei dieser Analyse durch einen Cut herausgenommen (siehe Abbildung 6.4). Ein Cut auf schlechte Module sowie der vorher beschriebene Triggercut werden auch bei der Erstellung der  $dE/dz$ -Diagramme verwendet.

### Randcut

Dieser Cut hat bei der  $E_T$ -Analyse denselben Zweck wie bei der  $\pi^0$ -Analyse. In den Randmodulen erzeugte Schauer treten seitlich aus dem Detektor aus und es wird eine zu geringe Energie gemessen. Sowohl in der Simulation als auch in den experi-

mentellen Daten wird die äußerste Modulereihe durch diesen Cut herausgenommen.

## 6.4 Berechnung eines Korrekturfaktors in der Simulation

Bei der Berechnung eines Korrekturfaktors kann man unterscheiden zwischen einem Korrekturfaktor  $k_{\text{Detektor}}$ , der den Detektoreffekt beschreibt und einem Korrekturfaktor  $k_{\text{Akzeptanz}}$ , welcher die Detektorakzeptanz korrigiert.

Der Faktor  $k_{\text{Akzeptanz}}$  ergibt sich daraus, daß der in dieser Analyse verwendete Bleiglassektor einen Azimutalwinkelbereich von  $\Delta\phi = 22,5^\circ$  abdeckt. Um die Ergebnisse auf den vollen Azimutalwinkelbereich von  $360^\circ$  zu skalieren, benötigt man also einen Faktor  $k_{\text{Akzeptanz}} = 16,0$ .

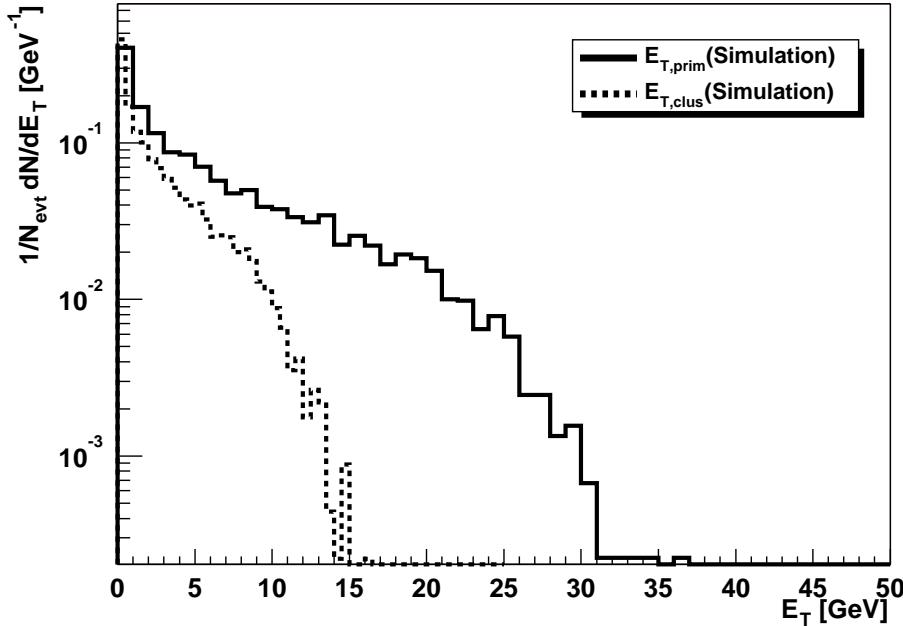
Der den Detektoreffekt beschreibende Faktor  $k_{\text{Detektor}}$  wird dadurch ermittelt, daß man das in der Simulation berechnete  $E_{T,\text{clus}}$ -Spektrum mit dem ebenfalls aus Simulationsdaten berechneten, physikalischen und damit primären  $E_{T,\text{prim}}$ -Spektrum vergleicht. In Abbildung 6.5 sieht man sowohl das Cluster-Spektrum als auch das physikalische Spektrum. Für diese Simulation, wie auch für alle anderen Simulationen in diesem Kapitel wurde das Monte-Carlo-Simulationsprogramm HIJING verwendet [Gyu93]. Bildet man das Verhältnis der Mittelwerte beider Verteilungen, so erhält man einen Korrekturfaktor  $k_{\text{Detektor}} = 2,35 \pm 0,05$ . Der angegebene Fehler stellt den statistischen Fehler des Korrekturfaktors dar.

Der gesamte Korrekturfaktor  $k$  ergibt sich als Produkt der beiden einzelnen Faktoren:

$$k = k_{\text{Akzeptanz}} \cdot k_{\text{Detektor}} = 16,0 \cdot (2,35 \pm 0,05) = 37,6 \pm 0,8 . \quad (6.4)$$

Um einen Vergleich für diesen Wert zu haben sei auf eine andere, unabhängige  $E_T$ -Analyse verwiesen [Mer00], die auf ein Ergebnis von  $k = 35,4$  kommt. Auch in der Analyse [Mer00] finden sich Simulationsrechnungen zur Bestimmung eines Korrekturfaktors für das betrachtete Bleiglaskalorimeter.

Wendet man den Faktor auf den Mittelwert eines experimentellen  $E_T$ -Spektrum an, so erhält man aus ihm den Akzeptanz-korrigierten, physikalischen Mittelwert der transversalen Energie im Experiment. Ein Korrektur der Form des  $E_T$ -Spektrums ist mit dieser Methode nicht möglich.



**Abbildung 6.5:** Verteilung der transversalen Energie in der HIJING-Simulation. Verglichen werden das Clusterspektrum  $E_{T,clus}$  mit dem primären, physikalischen Spektrum  $E_{T,prim}$ . Dargestellt sind die Minimum-Bias-Verteilungen für  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV in Au+Au-Reaktionen.

## 6.5 Untersuchung experimenteller $E_T$ -Spektren

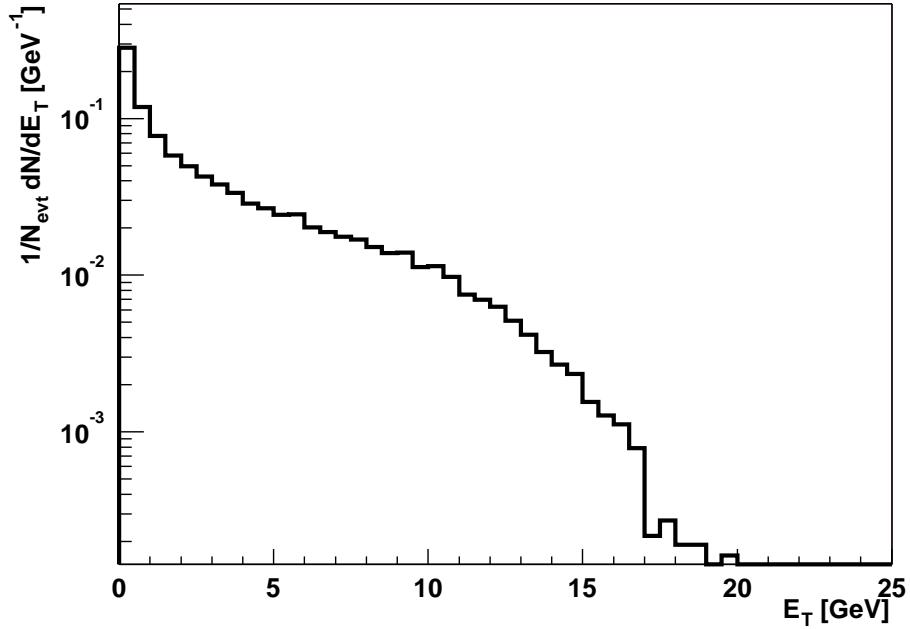
Genau wie in der Simulation wird aus den im Experiment gemessenen Cluster-Energien und Orten mit Hilfe von Gleichung 6.3 ein  $E_T$ -Spektrum berechnet. In Abbildung 6.6 sieht man das sich hieraus ergebende experimentelle  $E_T$ -Spektrum.

Man hat im Experiment eine mittlere transversale Energie  $\langle E_{T,clus} \rangle = (3,125 \pm 0,019)$  GeV. Dieser Wert muß noch durch den in der Simulation ermittelten Faktor korrigiert werden. Damit ergibt sich für die mittlerer transversale Energie in  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV Minimum-Bias Au+Au-Reaktionen:

$$\langle E_{T,korr} \rangle = (37,6 \pm 0,8) \cdot (3,125 \pm 0,019) \text{ GeV} = (117,5 \pm 3,2) \text{ GeV.} \quad (6.5)$$

## 6.6 Berechnung der Energiedichte $\epsilon_{Bj}$

Die Berechnung der Energiedichte  $\epsilon_{Bj}$  erfolgt mit Hilfe der Björken-Formel:



**Abbildung 6.6:** Verteilung der transversalen Energie im Experiment. Dieses  $E_T$ -Spektrum wird aus Cluster-Energien und Cluster-Orten berechnet. Es handelt sich um die Minimum-Bias-Verteilung, die mit dem Bleiglasdetektor gemessen wurde.

$$\epsilon_{Bj} \approx \frac{1}{\pi R_T^2 \tau_0 c} \frac{dE_T}{dy} \Big|_{y=0} . \quad (6.6)$$

Dieses ist nur eine andere Formulierung von Gleichung 2.8. Dabei ist  $R_T$  der *transversale Radius*, den man nach [Won94] folgendermaßen berechnen kann:

$$R_T = 1,2 \text{ fm} \cdot A^{1/3} . \quad (6.7)$$

Bei zentralen Stößen hat man für  $^{197}\text{Au}$ -Kerne einen transversalen Radius der Reaktionszone von 7 fm. Die Formationszeit  $\tau_0$  kann man abschätzen zu 1 fm/c [Won94]. Zusätzlich muß die Rapiditätsdichte  $dE_T/dy$  der transversalen Energie bekannt sein. Experimentell leichter zugänglich ist allerdings die Pseudorapiditätsdichte  $dE_T/d\eta$ . Durch eine weitere Simulation wurde ermittelt, daß sich diese beiden um eine konstanten Faktor unterscheiden. Für den betrachteten Pseudorapiditätsbereich gilt:

$$\frac{dE_T}{dy} = (1,23 \pm 0,04) \cdot \frac{dE_T}{d\eta} . \quad (6.8)$$

Der vom Bleiglaskalorimeters abgedeckte Pseudorapiditätsbereich ist  $|\eta| < 0,35$ . In diesem Bereich ist die transversale Energie eine konstante Funktion der Pseudorapidität. Damit erhält man für  $\Delta\eta = 0,7$ . Mit dem in Gleichung 6.5 ermittelten mittleren  $E_T$ -Wert erhält man eine Rapiditätsdichte der transversalen Energie von:

$$\frac{dE_T}{dy} = \frac{(1,23 \pm 0,04)}{0,7} \cdot (117,5 \pm 3,2) \text{ GeV} = (207 \pm 6) \text{ GeV}. \quad (6.9)$$

Das Einsetzen von  $dE_T/dy$ -Werten in Gleichung 6.6 macht allerdings für Minimum-Bias Reaktionen keinen Sinn, da in diesem Fall nicht klar ist, welchen Wert man für den transalen Radius einsetzen muß. Die Energiedichte kann sinnvollerweise erst nach einer Einteilung in unterschiedliche Zentralitätsklassen verwendet werden.

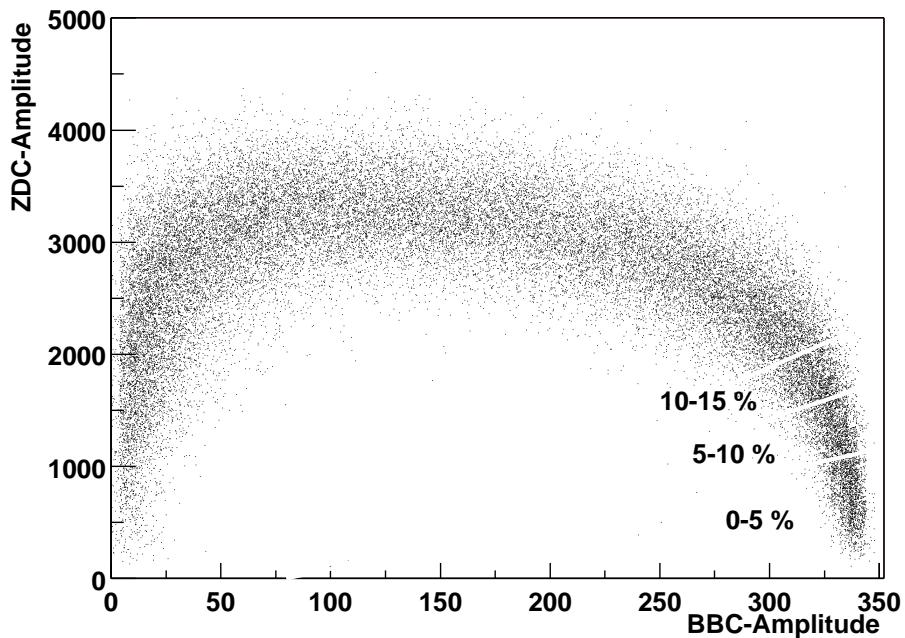
## 6.7 Einteilung in Zentralitätsklassen

Die in Schwerionenreaktionen erzeugten Energiedichten und Temperaturen sind stark davon abhängig, wie zentral die Ionen aufeinander treffen. Darum ist es notwendig, alle Events in verschiedene, ihrer Zentralität entsprechende Klassen einzuteilen und diese einzeln zu analysieren.

### Einteilung im Experiment

Die Einteilung in unterschiedliche Zentralitätsklassen erfolgt mit Hilfe von Informationen des ZDC und des BBC. In Abbildung 6.7 ist für alle verwendeten Events die ZDC-Amplitude gegen die BBC-Amplitude aufgetragen. Die Amplitude des Beam-Beam-Counters nimmt mit steigender Zentralität zu. Allerdings gibt es bei sehr zentralen Events eine Sättigung, so daß in diesem Bereich keine genaue Bestimmung der Zentralität allein mit dem BBC möglich ist. Darum wird zusätzlich die Information des ZDC ausgenutzt. Die Amplitude des Zero-Degree-Kalorimeters nimmt zunächst mit steigender Zentralität zu um dann wieder abzunehmen.

In Abbildung 6.7 finden sich die ganz peripheren Events in der linken unteren Ecke. Dem Verlauf der Kurve folgend werden die Events immer zentraler und die ganz zentralen Events liegen dann unten rechts in der Abbildung. Nun muß man die Events noch in einzelne Zentralitätsklassen aufteilen. In dieser Analyse wurden 20 Zentralitätsklassen gewählt, so daß jede Klasse 5 % des geometrischen Wirkungsquerschnitts entspricht. Zur Einteilung wird jedem Event in der Abbildung ein Winkel zugeordnet. Ein bestimmter Winkel entspricht damit einer bestimmten Zentralität.

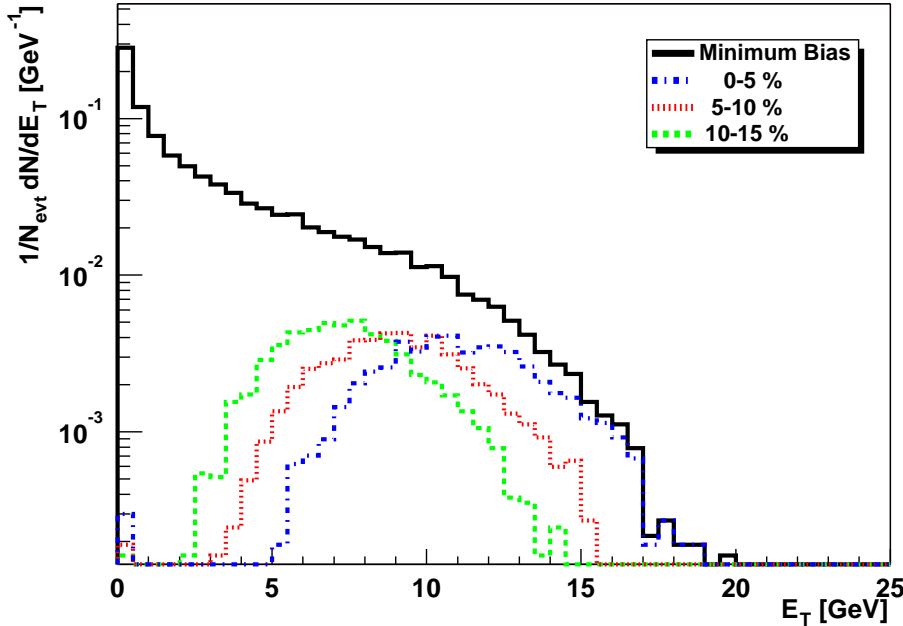


**Abbildung 6.7:** ZDC-Amplitude gegen BBC-Amplitude für die verwendeten experimentellen Events. Mit Hilfe der ZDC- und BBC-Informationen erfolgt die Einteilung in die unterschiedlichen Zentralitätsklassen. Als Beispiel ist die Aufteilung der drei zentralsten Eventklassen in die Abbildung eingetragen.

Hat man alle Events verschiedenen Zentralitätsklassen zugeordnet, so kann man für eine einzelne Zentralitätsklasse die zugehörige  $E_T$ -Verteilung berechnen. Die sich hieraus ergebenden Verteilungen sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Es zeigt sich, daß der Mittelwert der Verteilungen mit zunehmender Zentralität ansteigt. Diese Mittelwerte müssen jeweils auch mit einem, in der Simulation ermittelten, Korrekturfaktor korrigiert werden. In Kapitel 6.7.1 wird untersucht, wie der Korrekturfaktor von der Zentralität abhängt.

### Einteilung in der Simulation

Da in der Simulation das Zero-Degree-Kalorimeter noch nicht eingebaut ist, muß man hier zur Bestimmung der Zentralitätsklasse einen anderen Weg wählen. In der Simulation weiß man allerdings, welche Anfangsparameter verwendet wurden. Darum kann man hier die Zentralitätsklasse aus dem vorgegebenen Stoßparameter be-



**Abbildung 6.8:** Mit dem Bleiglasdetektor gemessene experimentelle Cluster- $E_T$ -Spektren für unterschiedliche Zentralitätsklassen. Neben der Minimum-Bias-Verteilung sind die Verteilungen der drei zentralsten Klassen dargestellt.

stimmen. Die Einteilung erfolgt also genauso, wie in Kapitel 5.3 gemacht, nur werden andere Zentralitätsklassen gewählt. Diese kann man in Tabelle 6.1 nachlesen.

Auch in der Simulation kann man für die einzelnen Zentralitätsklassen die jeweiligen  $E_T$ -Verteilungen berechnen. Dabei ergibt sich ein ähnliches Bild wie im Experiment.

### 6.7.1 Zentralitätsabhängigkeit des Korrekturfaktors

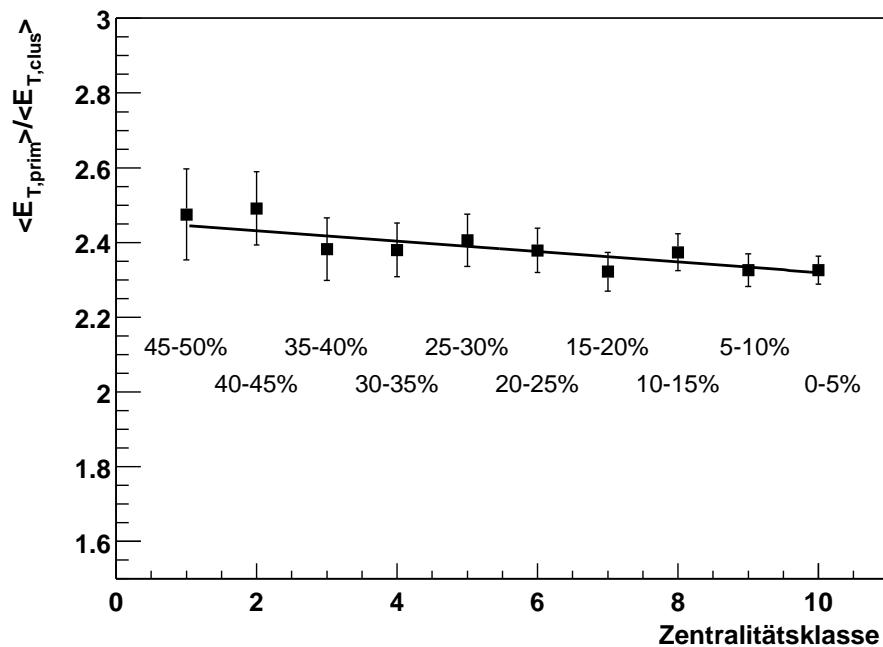
Wenn man für jede Zentralitätsklasse in der Simulation das primäre  $E_T$ -Spektrum und das Cluster- $E_T$ -Spektrum berechnet, kann man die Zentralitätsabhängigkeit des Korrekturfaktor studieren.

Wie sich der Korrekturfaktor mit zunehmender Zentralität verhält, kann man in Abbildung 6.9 sehen. Dort erkennt man, daß bei zentralen Events eine kleinere Korrektur notwendig ist als bei peripheren Events. Die Datenpunkte sind mit einem Polynom 1. Grades gefittet. Es ergibt sich als Fitfunktion

$$f(z_{kl}) = (2,4594 \pm 0,0560) - (0,0140 \pm 0,0073) \cdot z_{kl}, \quad (6.10)$$

Stoßparameter	Zentralitäts-Bin
0 - 3,38 fm	0-5 %
3,38 - 4,78 fm	0-10 %
4,79 - 5,86 fm	10-15 %
5,87 - 6,77 fm	15-20 %
6,78 - 7,56 fm	20-25 %
7,57 - 8,29 fm	25-30 %
8,30 - 8,95 fm	30-35 %
8,96 - 9,57 fm	35-40 %
9,58 - 10,15 fm	40-45 %
10,16 - 10,70 fm	45-50 %

**Tabelle 6.1:** Zentralitätseinteilung in der Simulation für die  $E_T$ -Analyse.



**Abbildung 6.9:** Zentralitätsabhängigkeit des Korrekturfaktors. Die Zentralität nimmt von links nach rechts zu. Die Zahlen geben an zu welcher Zentralitätsklasse der jeweilige, in der Simulation bestimmte, Datenpunkt gehört. Bei zentraleren Events ist ein kleinerer Korrekturfaktor notwendig als bei peripheren Events.

wobei  $z_{Kl}$  die Zentralitätsklasse ist. Man erhält also eine Verbesserung der Korrekturen, wenn man die experimentellen Spektren nicht mehr mit einem einzigen Korrekturfaktor, sondern mit einer zentralitätsabhängigen Funktion korrigiert.

### 6.7.2 Skalierungsverhalten der transversalen Energie

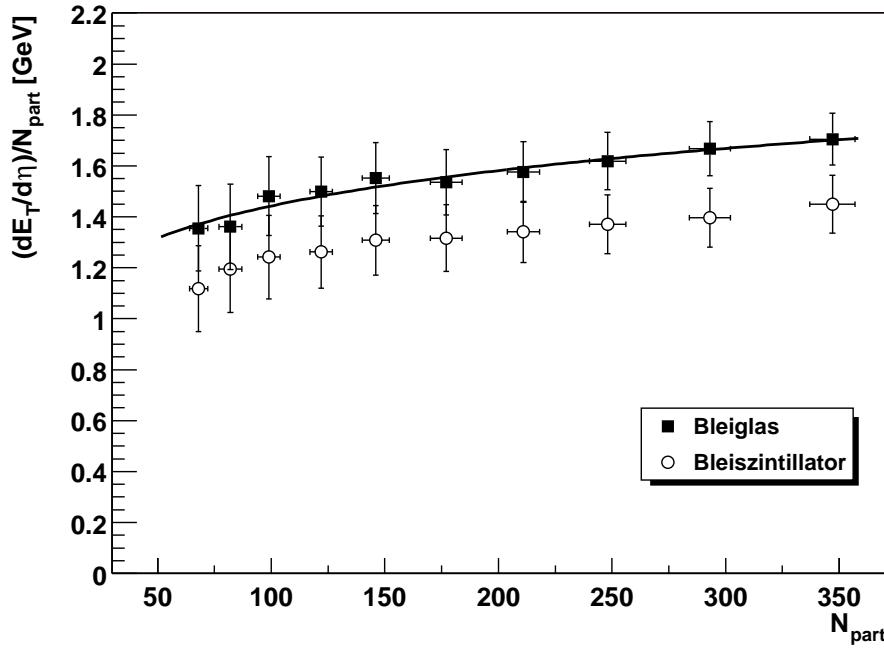
Analog zur Berechnung von  $dE_T/d\eta$  bei Minimum-Bias Au+Au-Reaktionen kann man  $dE_T/d\eta$  auch für die einzelnen Zentralitätsklassen berechnen. Dazu müssen die Mittelwerte der  $E_T$ -Spektren für die einzelnen Zentralitätsklassen (siehe Abbildung 6.8) mit dem jeweiligen, durch die Korrekturfunktion (Gleichung 6.10) ermittelten Werten korrigiert werden und auf den Pseudorapiditätsbereich von  $\Delta\eta = 0,7$  normiert werden. Die sich hieraus ergebenden  $dE_T/d\eta$ -Werte finden sich in Tabelle 6.2.

In der Tabelle findet sich zusätzlich noch eine Angabe über die Zahl der *Participants*<sup>1</sup> in einem Event der entsprechenden Zentralität. Dieses ist die Zahl der Nukleonen, die direkt an der Gold-Gold-Kollision beteiligt sind. Zu unterscheiden sind sie von den Spectator-Nukleonen, welche von der Reaktion nicht beeinflusst werden. Die Zahl der Participants und Spectators in einer Reaktion lassen sich durch sogenannte *Glauber*-Rechnungen abschätzen [Won94].

<sup>1</sup>Zum Participant-Spectator-Modell siehe auch [Pei97].

Zentralitäts-Bin	$\langle dE_T/d\eta \rangle$ [GeV]	$\langle N_{part} \rangle$
0-5 %	$592 \pm 18$	$347 \pm 10$
5-10 %	$489 \pm 16$	$293 \pm 9$
10-15 %	$402 \pm 15$	$248 \pm 8$
15-20 %	$333 \pm 14$	$211 \pm 7$
20-25 %	$272 \pm 12$	$177 \pm 7$
25-30 %	$227 \pm 11$	$146 \pm 6$
30-35 %	$183 \pm 9$	$122 \pm 5$
35-40 %	$147 \pm 8$	$99 \pm 5$
40-45 %	$112 \pm 7$	$82 \pm 5$
45-50 %	$92 \pm 6$	$68 \pm 4$

**Tabelle 6.2:** Die Pseudorapiditätsverteilung der transversalen Energie, differenziert in die unterschiedlichen Zentralitätsklassen. Der berechnete Fehler ist der statistische Fehler der  $dE_T/d\eta$ -Werte. Für jede Klasse wird auch die Zahl der Participants angegeben [PbSc01].



**Abbildung 6.10:** Die Pseudorapiditätsdichte der transversalen Energie als Funktion der Zahl der Participants. Zum Vergleich ist auch das Ergebnis der Bleiszintillatoranalyse aufgetragen worden [PbSc01]. Beide Analysen zeigen ein Skalierungsverhalten der transversalen Energie mit  $\alpha = 1,13 \pm 0,05$ . Die eingezeichneten Fehlerbalken stellen bei der Bleiglasanalyse den statistischen Fehler dar, während sie bei der Bleiszintillatoranalyse den Gesamtfehler (statistisch + systematisch) darstellen.

Wie sich  $dE_T/d\eta$  als Funktion von  $N_{part}$  verhält wird in Abbildung 6.10 gezeigt. Zum Vergleich sind auch die Daten einer durch den Bleiszintillatordetektor gemachten  $E_T$ -Analyse aufgetragen. Die Datenpunkte der Bleiglasanalyse werden mit der folgenden Funktion gefittet:

$$\frac{dE_T}{d\eta}(N_{part}) = c \cdot N_{part}^\alpha \quad (6.11)$$

Dabei ergeben sich als Parameter:

Analyse	Bleiglas	Bleiszintillator
Konstante c	$0,78 \pm 0,11$	$0,66 \pm 0,11$
Potenz $\alpha$	$1,13 \pm 0,05$	$1,13 \pm 0,05$

Auch hier sind zum Vergleich die Werte der Bleiszintillatoranalyse angegeben. Die mit diesem Detektor gemachte Analyse verwendet nur einen zentralitätsunabhängigen Korrekturfaktor und keine Korrekturfunktion. Der Korrekturfaktor wird, wie in der Bleiglasanalyse mit dem Simulationsprogramm HIJING berechnet. Weitere Informationen zur Bleiszintillatoranalyse finden sich in [PbSc01]. Bei beiden Analysen zeigt sich also die exakt gleiche Steigung der Fitfunktion aus Gleichung (6.11). Die durch die Bleiglasanalyse ermittelten Werte liegen jedoch etwa 15 % über denen der Bleiszintillatoranalyse. Die Ursache stammt vermutlich von einer falschen Detektorantwort für Hadronen im Bleiglasdetektor. Mit diesem Detektor kann man Hadronen wesentlich schlechter messen als Photonen. Dieses ist allerdings kein Fehler sondern eine beabsichtigte Eigenschaft dieses Detektors, weil er eigentlich zur Photonenmessung konzipiert wurde. Die Detektorantwort für Hadronen neu zu kalibrieren übersteigt jedoch den Rahmen dieser Diplomarbeit. Darum wird in der weiteren Analyse zwischen dem elektromagnetischen und hadronischen Anteil der transversalen Energie unterschieden und es wird versucht, den elektromagnetischen Anteil der transversalen Energie so genau wie möglich zu bestimmen.

Durch Untersuchungen von Proton-Kern-Reaktionen hatte man festgestellt, daß die transversale Energie mit der Zahl der Participants skaliert. Das sogenannte *Wounded Nucleon Model* sagt vorraus, daß sich auch in Kern-Kern-Reaktionen eine Skalierung der transversalen Energie mit der Zahl der Participants ergibt. In diesem Fall müßte sich für  $\alpha$  ein Wert von 1,0 ergeben. Das Ergebnis dieser Analyse, wie auch das der Bleiszintillatoranalyse, können dieses Modell jedoch nicht stützen. Allerdings gibt es andere Modelle, die ein Skalierungsverhalten von  $E_T$  mit  $\alpha > 1,0$  voraussagen. In einigen dieser Modelle wird ein Beitrag harter Streuprozesse berücksichtigt.

Nun kann man auch mittels der Bjørken-Formel aus Gleichung 6.6 die Energie-dichte in der Reaktionszone berechnen. Für die 5 % zentralsten Events ergibt sich hier ein Wert von  $\epsilon_{Bj} = (4,8 \pm 0,2) \text{ GeV/fm}^3$ .

## 6.8 Elektromagnetisches und hadronisches $E_T$

Will man zwischen dem elektromagnetischen und hadronischen Anteil der transversalen Energie unterscheiden, muß man Photonen von Hadronen trennen. Zur Unterscheidung zwischen Photonen und Hadronen dient ein Dispersions-Cut.

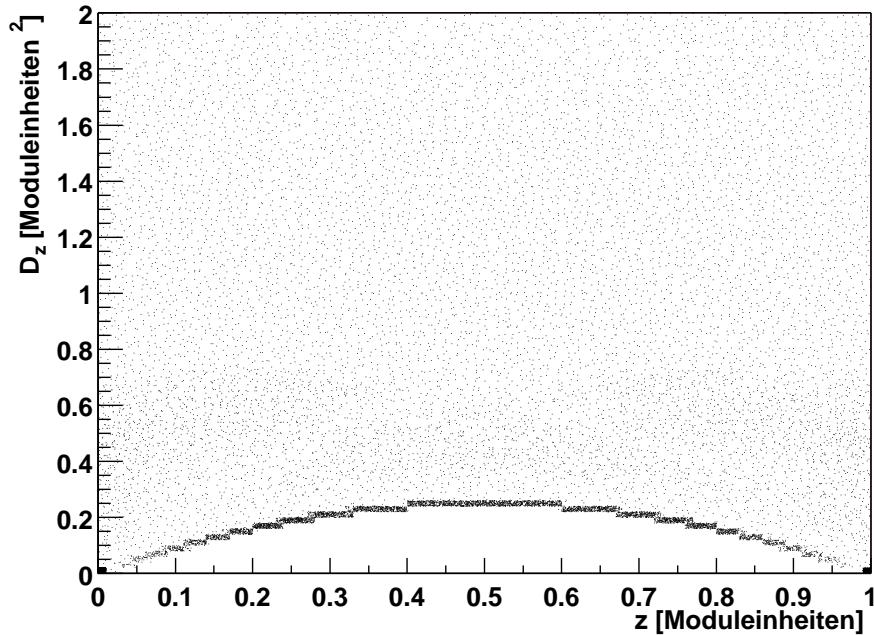


Abbildung 6.11: Unkorrigierte Dispersion als Funktion von  $z$  in experimentellen Daten.

### 6.8.1 Der Dispersions-Cut

Die Dispersion ist ein Maß für die Breite eines Schauers im Bleiglaskalorimeter. Sie ist folgendermaßen definiert:

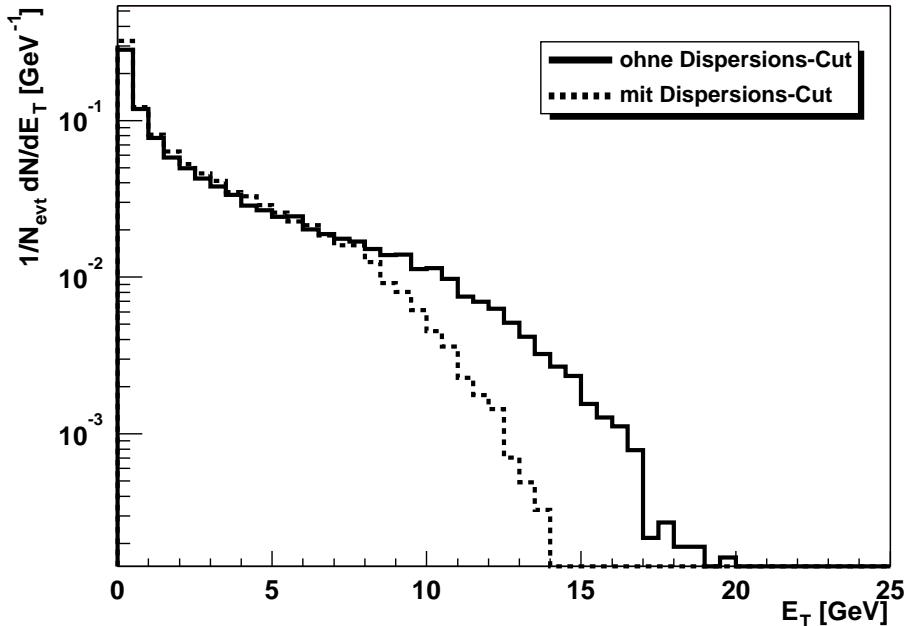
$$D_x = \frac{\sum_i A_i x_i^2}{\sum_i A_i} - \left( \frac{\sum_i A_i x_i}{\sum_i A_i} \right)^2. \quad (6.12)$$

Dabei ist  $A_i$  der ADC-Wert des  $i$ -ten Moduls und  $x_i$  die Relativkoordinate dieses Moduls bezogen auf das Einschußmodul. In Abbildung 6.11 ist die unkorrigierte Dispersion gegen die Ortskoordinate aufgetragen. Um die Dispersion unabhängig vom Einschußort im Bleiglasmodul zu machen, muß sie noch korrigiert werden [Bus97]:

$$D_x^{korr} = D_x - (|\langle x \rangle| - \langle x \rangle^2). \quad (6.13)$$

Hadronen zeigen eine größere Dispersion als Photonen. Mittels eines Dispersions-Cuts können also die Hadronen von den Photonen getrennt werden. In dieser Analyse werden alle Cluster, die die Bedingung

$$\max(D_x^{korr}, D_y^{korr}) < p_1 + p_2 \vartheta + p_3 \vartheta^2 \quad (6.14)$$



**Abbildung 6.12:** Wirkung des Dispersions-Cuts auf das experimentelle Cluster- $E_T$ -Spektrum. Dargestellt sind die mit dem Bleiglasdetektor bei  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV gemessenen Minimum-Bias-Verteilungen.

mit  $p_1 = 0,270$ ,  $p_2 = -0,0145$  und  $p_3 = 0,00218$  erfüllen als Photon-Cluster akzeptiert. Den beschriebenen Dispersions-Cut kann man auf die experimentellen und simulierten Cluster- $E_T$ -Spektren anwenden. Dazu muß aber gesagt werden, daß die durch den Dispersions-Cut getroffene Unterscheidung zwischen Hadronen und Photonen nicht perfekt ist. In Abbildung 6.12 sieht man die Auswirkungen dieses Cuts am Beispiel des experimentellen Cluster- $E_T$ -Spektrums.

Für die 5 % zentralsten Events wurden die Auswirkungen des Dispersions-Cuts untersucht. Die Wirkung dieses Cuts auf die  $E_{T,clust}$ -Verteilungen lässt sich in Tabelle 6.3 nachlesen.

Weiterhin kann man auch bei den primären  $E_T$ -Spektren eine Aufteilung zwischen einem elektromagnetischen und einem hadronischen Anteil machen. In der Simulation hat man die Information, ob es sich bei einem Teilchen um ein Photon oder ein Hadron handelt. Zu den Photonen werden hier die direkten Photonen und die in zwei Photonen zerfallenden  $\pi^0$  gezählt, während alle anderen auftretenden Teilchen zu den Hadronen gezählt werden. Man erhält durch diese Wahl die in Tabelle 6.4 nachzulesende Aufteilung, wieder für die 5 % zentralsten Events.

$\langle E_{T,clus} \rangle$ [GeV]	vorher	nachher	elektromagnetischer Anteil
Simulation	$8,96 \pm 0,11$	$7,07 \pm 0,09$	78,9 %
Experiment	$11,16 \pm 0,07$	$8,23 \pm 0,05$	73,8 %

**Tabelle 6.3:** Auswirkung des Dispersions-Cuts auf die gemessenen  $E_{T,clus}$ -Spektren. Sowohl in der Simulation, als auch im Experiment werden die 5 % zentralsten Events betrachtet.

Wie man sieht, ist der elektromagnetische Anteil der transversalen Energie unterschiedlich, wenn man das primäre  $E_{T,prim}$  mit dem gemessenen  $E_{T,clus}$  vergleicht. Dieses liegt daran, daß man mit dem Bleiglasdetektor Photonen wesentlich besser als Hadronen messen kann. Es lassen sich nun die Korrekturfaktoren für elektromagnetisches und hadronisches  $E_T$  berechnen. Diese ergeben sich zu:

$$k^{em} = 13,5 \pm 0,2 \quad \text{und} \quad k^{hadro} = 127 \pm 4 . \quad (6.15)$$

In diesen Faktoren enthalten ist sowohl die Detektorresponse als auch der Akzeptanzkorrekturfaktor von 16,0. Man hat also beim elektromagnetischen Anteil von  $E_T$  einen Detektorresponse-Faktor, der kleiner als 1,0 ist. Es wird mehr Energie gemessen, als physikalisch vorhanden ist. Das liegt daran, daß beim Dispersions-Cut Cluster mitgenommen werden, die zu Hadronen gehören. Der Dispersions-Cut kann nicht exakt zwischen Photonen und Hadronen unterscheiden. Diese Korrekturfaktoren wendet man nun auf das im Experiment gemessene elektromagnetische bzw. hadronische  $E_T$  an und erhält die Pseudorapiditätsdichten:

$$\frac{dE_T^{em}}{d\eta} = (159 \pm 3) \text{ GeV} \quad \text{und} \quad \frac{dE_T^{hadro}}{d\eta} = (531 \pm 23) \text{ GeV} . \quad (6.16)$$

Berechnet man hieraus das gesamte  $E_T$  und die zugehörige Pseudorapiditätsdichte der transversalen Energie, so erhält man für diese einen Wert von

	$\langle E_{T,prim} \rangle$ [GeV]	$\langle E_{T,prim}^{em} \rangle$ [GeV]	elektromagnetischer Anteil
Simulation	$20,85 \pm 0,22$	$5,95 \pm 0,04$	28,5 %

**Tabelle 6.4:** Gesamte transversale Energie und elektromagnetischer Anteil der transversalen Energie des physikalischen  $E_T$ -Spektrums. Diese Werte stammen aus der HIJING-Simulation und beschreiben die 5 % zentralsten Events.

$$\frac{dE_T}{d\eta} = \frac{dE_T^{em}}{d\eta} + \frac{dE_T^{hadro}}{d\eta} = (690 \pm 23) \text{ GeV} . \quad (6.17)$$

Das Ergebnis dieser neuen Methode, zwei getrennte Korrekturfaktoren für den elektromagnetischen und den hadronischen  $E_T$ -Anteil zu verwenden, liegt also etwa 17 % über dem Ergebnis der alten Methode, nur einen Korrekturfaktor zu verwenden. Dort hatte man für die 5 % zentralsten Events einen Wert von  $dE_T/d\eta = (592 \pm 18) \text{ GeV}$  berechnet (siehe Kapitel 6.7.2). Worin der Unterschied zwischen diesen beiden Methoden liegt wird in den folgenden Kapiteln diskutiert.

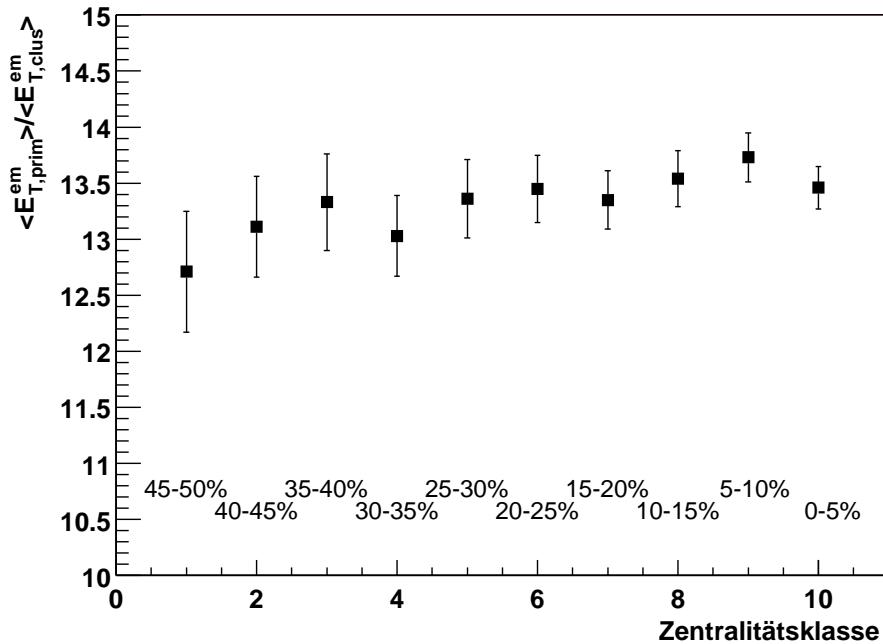
### 6.8.2 Skalierungsverhalten von $E_T^{em}$ und $E_T^{hadro}$

Zunächst einmal kann man die Korrekturfaktoren auch für alle anderen Zentralitätsklassen berechnen. In den Abbildungen 6.13 und 6.14 finden sich die Korrekturfaktoren für den elektromagnetischen und den hadronischen Anteil der transversalen Energie. Beide Abbildungen zeigen, wie die Korrekturfaktoren von der Zentralität abhängen.

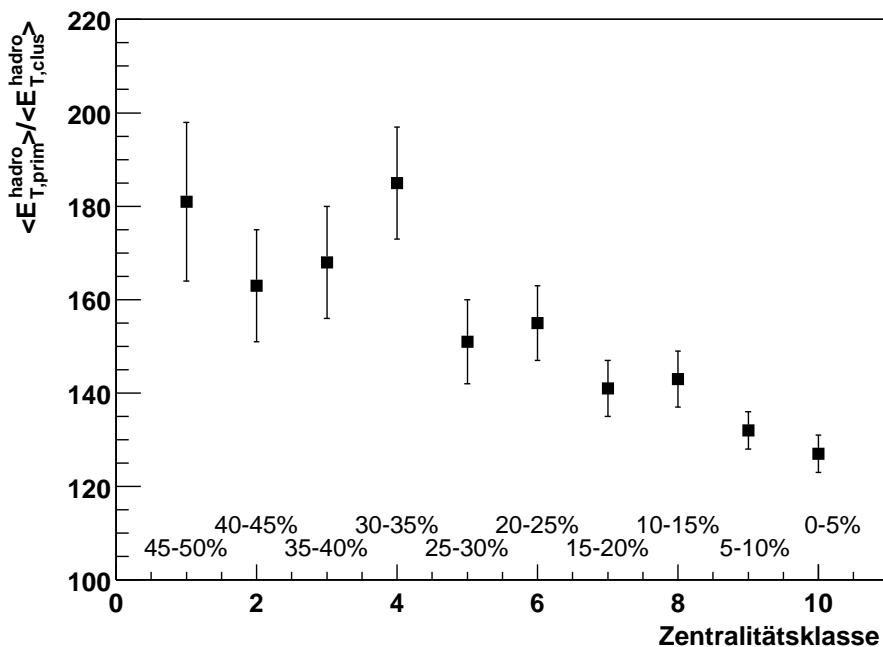
Mittels der Korrekturfaktoren lassen sich die im Experiment gemessenen  $E_{T,clus}$ -Werte nun korrigieren. In Tabelle 6.5 findet man die mit diesen Faktoren korrigierten physikalischen  $dE_T^{em}/d\eta$  und  $dE_T^{hadro}/d\eta$ -Werte.

Zentralitäts-Bin	$dE_T^{em}/d\eta$	$dE_T^{hadro}/d\eta$
0-5 %	$159 \pm 3$	$531 \pm 23$
5-10 %	$135 \pm 3$	$429 \pm 19$
10-15 %	$110 \pm 3$	$370 \pm 21$
15-20 %	$91 \pm 3$	$279 \pm 16$
20-25 %	$75 \pm 2$	$247 \pm 17$
25-30 %	$62 \pm 2$	$194 \pm 15$
30-35 %	$49 \pm 2$	$186 \pm 16$
35-40 %	$40 \pm 2$	$128 \pm 12$
40-45 %	$30 \pm 1$	$95 \pm 10$
45-50 %	$24 \pm 1$	$88 \pm 11$

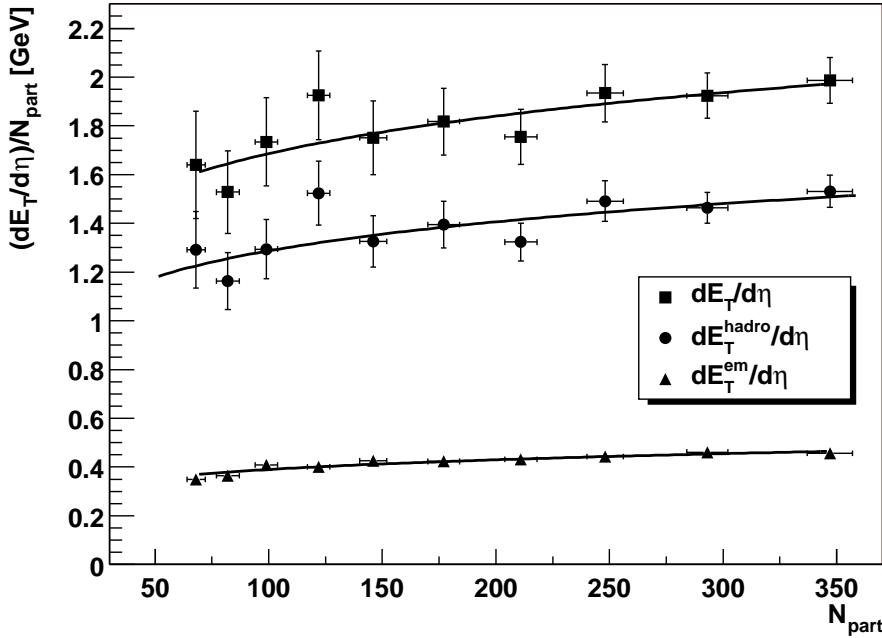
**Tabelle 6.5:**  $dE_T/d\eta$ -Werte nach der Aufteilung in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Anteil. Die angegebenen Fehler sind die statistischen Fehler.



**Abbildung 6.13:** Korrekturfaktoren für die elektromagnetische transversale Energie. Die Zahlen geben die Zentralität des jeweiligen Datenpunktes an.



**Abbildung 6.14:** Korrekturfaktoren für die hadronische transversale Energie. Die Zahlen geben die Zentralität des jeweiligen Datenpunktes an.



**Abbildung 6.15:** Skalierungsverhalten der transversalen Energie. Diese wird aufgeteilt in einen elektromagnetischen Anteil  $dE_T^{em}/d\eta$  und einen hadronischen Anteil  $dE_T^{hadro}/d\eta$ . Weiterhin wurde die gesamte transversale Energie eingetragen, die die Summe dieser beiden Anteile darstellt (siehe Gleichung 6.18). Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler der Analyse wieder.

In Abbildung 6.15 sieht man das Skalierungsverhalten der hadronischen und elektromagnetischen transversalen Energie graphisch dargestellt. Zusätzlich findet man die aus diesen beiden Anteilen berechnete gesamte transversale Energie. Für diese gilt:

$$\frac{dE_T}{d\eta} = \frac{dE_T^{em}}{d\eta} + \frac{dE_T^{hadro}}{d\eta} . \quad (6.18)$$

Alle drei Datenreihen werden mit der folgenden Funktion gefittet:

$$\frac{dE_T}{d\eta}(N_{part}) = c \cdot N_{part}^\alpha , \quad (6.19)$$

und es ergeben sich die Parameter:

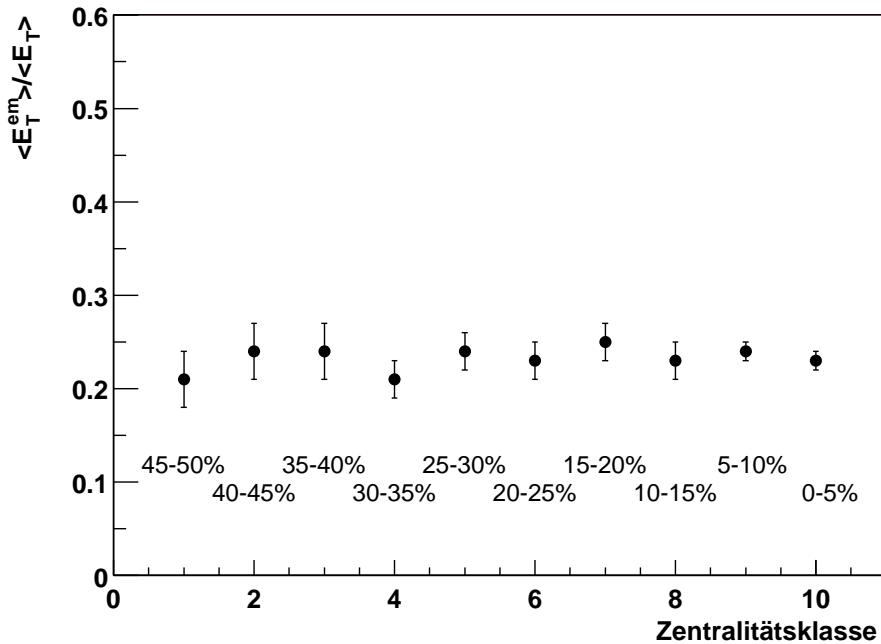
Analyse	$dE_T^{em}/d\eta$	$dE_T^{hadro}/d\eta$	$dE_T/d\eta$
Konstante c	$0,20 \pm 0,02$	$0,72 \pm 0,18$	$0,94 \pm 0,25$
Potenz $\alpha$	$1,14 \pm 0,02$	$1,13 \pm 0,04$	$1,13 \pm 0,05$

Wie man sieht, ergeben sich für die Methode das gesamte  $E_T$  mit zwei getrennten Korrekturfunktionen, für den elektromagnetischen und hadronischen Anteil, zu berechnen (Abbildung 6.15) und die Methode das gesamte  $E_T$  mit nur einer Korrekturfunktion zu berechnen (Abbildung 6.10) unterschiedliche Ergebnisse. Verwendet man zwei getrennte Funktionen statt einer, so zeigt sich auch hier das gleiche Skalierungsverhalten von  $E_T$  mit  $\alpha = (1, 13 \pm 0, 05)$ , jedoch sind die mit dieser Methode berechneten Werte 20 % größer als die mit der alten Methode berechneten Werte. Der Unterschied dieser beiden Methoden entsteht durch die unterschiedliche Detektorantwort für Photonen und Hadronen. Die Methode zwei differenzierte Korrekturfunktionen statt nur einer zu verwenden ist die bessere Methode, weil sie die unterschiedliche Detektorantwort für Photonen und Hadronen berücksichtigt.

### 6.8.3 Verhältnis zwischen elektromagnetischem $E_T^{em}$ und Gesamt- $E_T$

Hat man eine Unterteilung in elektromagnetische und hadronische transversale Energie getroffen, so kann man sich anschließend das Verhältnis von elektromagnetischem  $E_T^{em}$  zum Gesamt- $E_T$  in den experimentellen Daten ansehen. Das wird im folgenden für alle Zentralitätsklassen gemacht. In Abbildung 6.16 kann man sehen, wie dieses Verhältnis von der Zentralitätsklasse abhängt. Dieses Verhältnis ist konstant über alle Zentralitätsklassen. Es ergibt sich im Mittel ein Wert von  $\langle E_T^{em} \rangle / \langle E_T \rangle = 0,23 \pm 0,01$ . Das Verhältnis  $\langle E_T^{em} \rangle / \langle E_T \rangle$  entspricht dem Verhältnis von produzierten  $\pi^0$  zu allen produzierten Pionen. Da alle drei Pionensorten mit gleicher Wahrscheinlichkeit produziert werden, liegt dieses Verhältnis bei einem Drittel. Mit dem gemessenen Verhältnis von  $\langle E_T^{em} \rangle / \langle E_T \rangle = 0,23 \pm 0,01$  liegt man also schon in der richtigen Größenordnung. Wenn man zu zentraleren Events einen Anstieg des  $\langle E_T^{em} \rangle / \langle E_T \rangle$ -Verhältnisses beobachten würde, so wäre das ein Hinweis auf eine Erhöhung der Anzahl der produzierten direkten Photonen und damit eine QGP-Signatur. Dieser Anstieg scheint aber nicht so signifikant zu sein, daß er sich in diesem Verhältnis schon bemerkbar macht.

Um einen Vergleich zu haben sei auf eine andere Untersuchung des  $\langle E_T^{em} \rangle / \langle E_T \rangle$ -Verhältnisses bei Pb+Pb-Stößen und einer Energie von  $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$  GeV hingewiesen. Diese findet sich in [Rey99]. In dieser Analyse ergibt sich das Verhältnis zu  $\langle E_T^{em} \rangle / \langle E_T \rangle = 0,28$ .



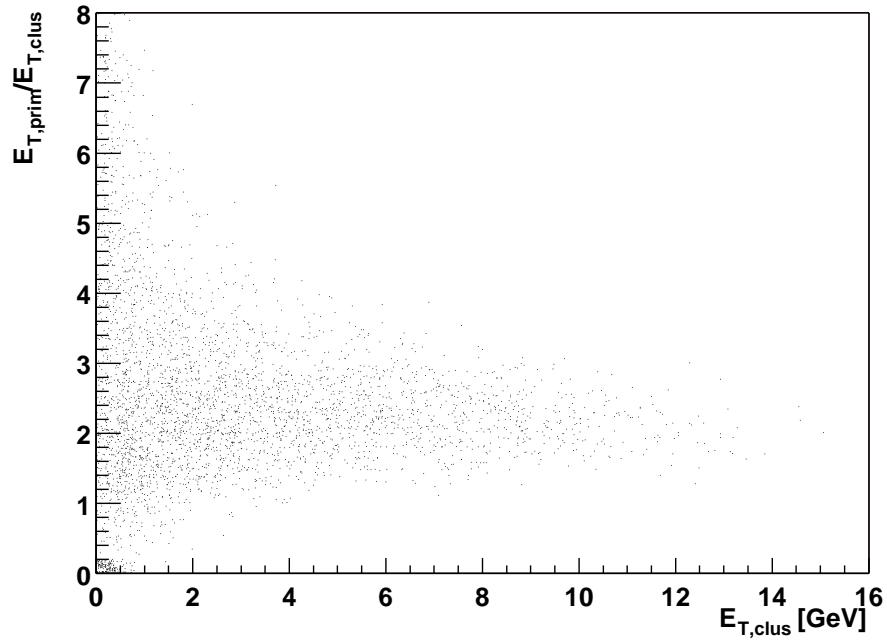
**Abbildung 6.16:** Verhältnis von elektromagnetischer und gesamter transversaler Energie als Funktion der Zentralität.

## 6.9 Untersuchung der systematischen Fehler

In diesem Kapitel wird untersucht, wie groß die Fluktuationen von  $E_T$ -Werten in einzelnen Events sind, welche Auswirkungen verschiedene Cuts auf das Endergebnis haben und wie stark  $E_T$  von dem in HIJING angenommenen Hadronen/Pionen-Verhältnis abhängt.

### 6.9.1 Meßgenauigkeit der transversalen Energie in einzelnen Events

Die berechneten Korrekturfaktoren stellen immer nur einen Mittelwert bei der Mittelung über viele Events dar. In einzelnen Events gibt es Abweichungen von diesem Mittelwert. Als Beispiel hierfür ist in Abbildung 6.17 der Korrekturfaktor in einzelnen Events berechnet worden und gegen die gemessene transversale Energie aufgetragen worden. Wie man in der Abbildung sieht, gibt es insbesondere bei kleinen  $E_{T,clust}$ -Werten in einzelnen Events größere Abweichungen vom Mittelwert.



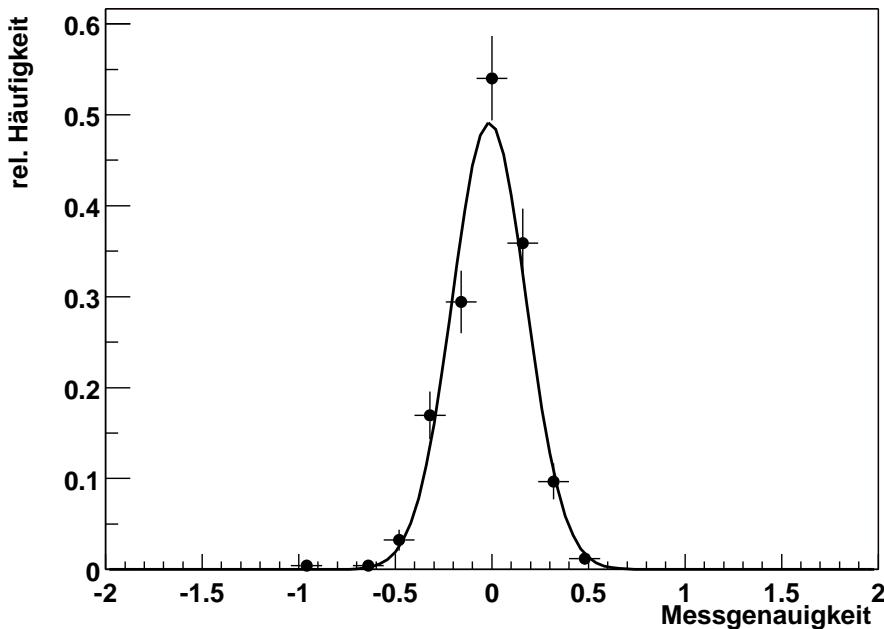
**Abbildung 6.17:** Event-by-Event-Fluktuationen des Korrekturfaktors als Funktion der gemessenen transversalen Energie.

In diesem Abschnitt wird quantitativ untersucht, wie groß die Abweichungen einzelner Meßwerte vom berechneten Mittelwert sind. Als Maß für diese Abweichungen wird zunächst eine Meßgenauigkeit definiert:

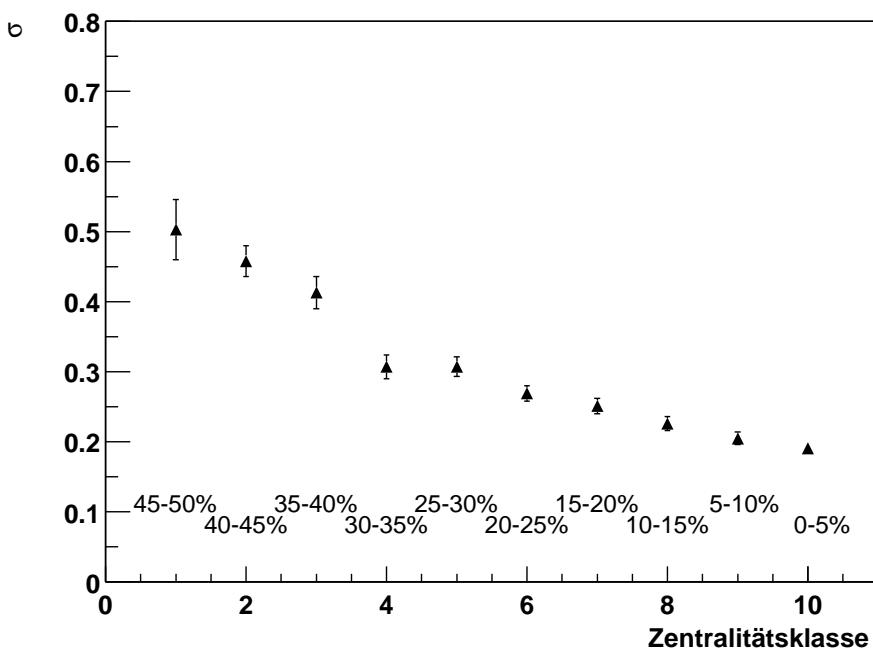
$$m = \frac{E_{T,prim} - k \cdot E_{T,clus}}{E_{T,prim}} . \quad (6.20)$$

Dieser Wert wird nun für jedes einzelnen Event berechnet und die Werte aller Events einer Zentralitätsklasse werden in ein Histogramm gefüllt. Je breiter die Verteilung dieser Werte ist, desto ungenauer kann  $E_{T,clus}$  in einem einzelnen Event bestimmt werden. Als Beispiel einer solchen Verteilung sieht man in Abbildung 6.18 die Verteilung der Werte für die 5 % zentralsten Events. Die Breite dieser Gaußverteilung beträgt  $\sigma = 0,19 \pm 0,01$ .

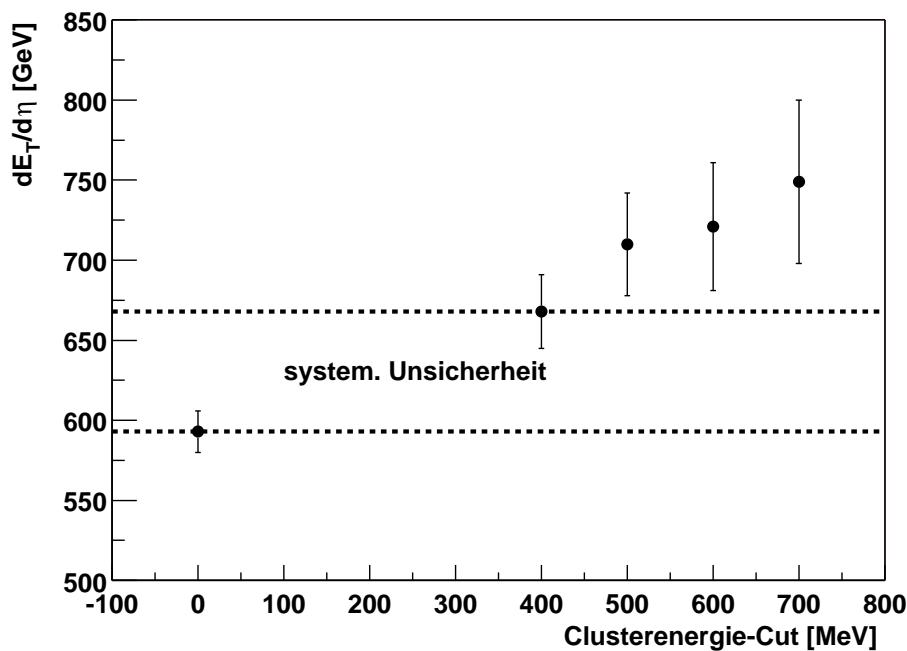
In Abbildung 6.19 sind die Breiten der Gaußverteilungen für alle Zentralitätsklassen aufgetragen. Anhand dieser Abbildung sieht man, daß es bei zentraleren Events eine größere Meßgenauigkeit gibt als bei peripheren Events. Die absolute Größe von  $\sigma$  zeigt, daß es in einzelnen Events starke Abweichungen vom Mittelwert



**Abbildung 6.18:** Meßgenauigkeit in einzelnen Events. Dargestellt ist die Verteilung der mit Gleichung 6.20 berechneten Werte für die 5 % zentralsten Events.



**Abbildung 6.19:** Breite der Meßgenauigkeitsverteilungen für die unterschiedlichen Zentralitätsklassen. Die Zahlen geben das Zentralitäts-Bin des darüberliegenden Datenpunktes an. Dargestellt ist ein Ergebnis von Simulationsrechnungen für Au+Au-Reaktionen bei  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV.



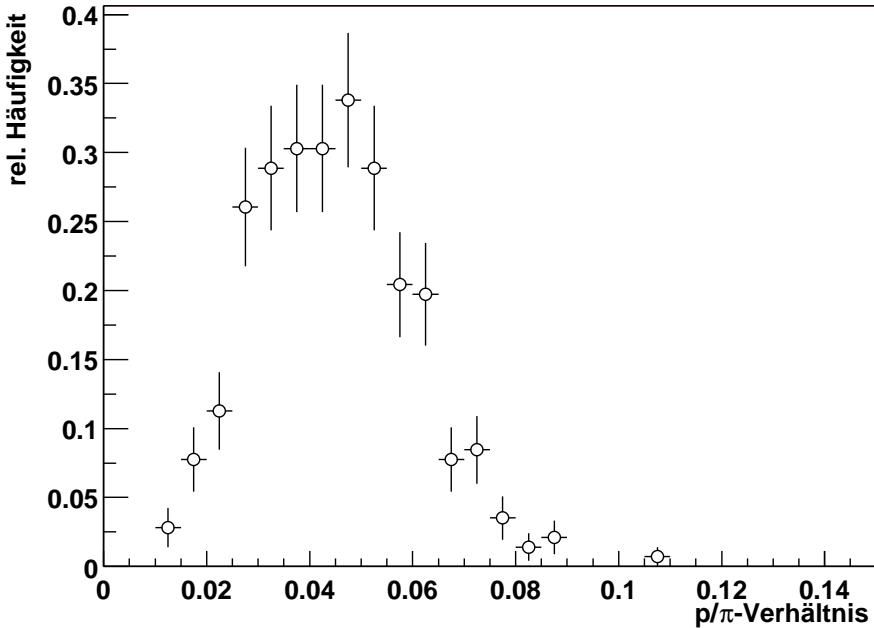
**Abbildung 6.20:** Auswirkungen eines Clusterenergie-Cuts auf die Pseudorapiditätsdichte der mittleren transversalen Energie bei den 5% zentralsten Reaktionen. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den Bereich der systematischen Unsicherheit.

gibt. Deshalb hat der in einem einzelnen Event gemessene  $E_T$ -Wert nur eine geringe Aussagekraft. Dieses gilt für alle Zentralitätsklassen.

### 6.9.2 Auswirkungen von Energie-Cuts auf $E_T$

In diesem Abschnitt wird untersucht, wie sich unterschiedliche Clusterenergie-Cuts auf die transversale Energie auswirken. Ein Cut auf die Clusterenergie hat die Wirkung, daß der Anteil von Hadronen erniedrigt wird und der Anteil von Photonen erhöht wird. Ein großer Teil der Hadronen macht sich im Bleiglas nur als MIP-Teilchen bemerkbar. Die Position des MIP-Peaks liegt bei etwa 512 MeV. Es werden nun vier Cuts in der Nähe dieses Wertes gewählt und untersucht, wie sich  $dE_T/d\eta$  durch diese Cuts verändert. Dieses Ergebnis für die 5% zentralsten Events ist in Abbildung 6.20 aufgetragen.

In der Abbildung sieht man, daß  $dE_T/d\eta$  mit zunehmender Cutenergie immer weiter von dem  $dE_T/d\eta$ -Wert ohne Cut abweicht. Es muß aber gesagt werden, daß bei einem zu großen Cut zu viele Cluster herausgenommen werden und damit eine



**Abbildung 6.21:**  $p/\pi^0$ -Verhältnis in der Simulation für die 5% zentralsten Events von Au+Au-Reaktionen. Der betrachtete Pseudorapiditätsbereich ist  $|\eta| < 0,35$ .

ausreichende Statistik nicht mehr gewährleistet ist. Ein Cut von 400 MeV stellt jedoch eine vernünftige Größe für einen Clusterenergie-Cut dar. Hieraus ergibt sich der in Abbildung 6.20 eingezeichnete systematische Fehler. Bei einem Cut von 400 MeV hat man eine systematische Abweichung von 11 %.

### 6.9.3 Änderung des $p/\pi^0$ -Verhältnisses in HIJING

Das Verhältnis von elektromagnetischen zu hadronischen Teilchen ist durch die HIJING-Simulation genau vorgegeben. Als Maß für dieses Verhältnis kann man das Protonen/Pionen-Verhältnis betrachten. In Abbildung 6.21 sieht man eine Verteilung des  $p/\pi^0$ -Verhältnisses für die 5% zentralsten Events im Pseudorapiditätsbereich  $|\eta| < 0,35$ . Der Mittelwert dieser Verteilung beträgt  $0,044 \pm 0,001$ .

Es soll die Frage untersucht werden, wie sich eine Änderung des Mittelwertes des  $p/\pi$ -Verhältnisses auf den berechneten Korrekturfaktor und damit auf  $dE_T/d\eta$  auswirkt. Aus diesem Grund teilt man die in Abbildung 6.21 eingetragenen Events in drei  $p/\pi$ -Verhältnis-Klassen ein und berechnet für die jeweilige Klasse den neuen Korrekturfaktor. Diese kann man in Tabelle 6.6 nachlesen.

Bereich	$p/\pi^0$ -Mittelwert	Korrekturfaktor
$p/\pi < 0,036$	0,028	$2,31 \pm 0,05$
$0,036 \leq p/\pi \leq 0,052$	0,044	$2,38 \pm 0,05$
$0,052 < p/\pi$	0,063	$2,29 \pm 0,05$

**Tabelle 6.6:** Abhängigkeit des Korrekturfaktors vom  $p/\pi^0$ -Verhältnis.

Hier zeigen sich nur relativ kleine Änderungen des Korrekturfaktors, die in der Größenordnung von etwa 4 % liegen.

### 6.9.4 Unterschiedliche Hadronen/Photonen-Verhältnisse in Simulation und Experiment

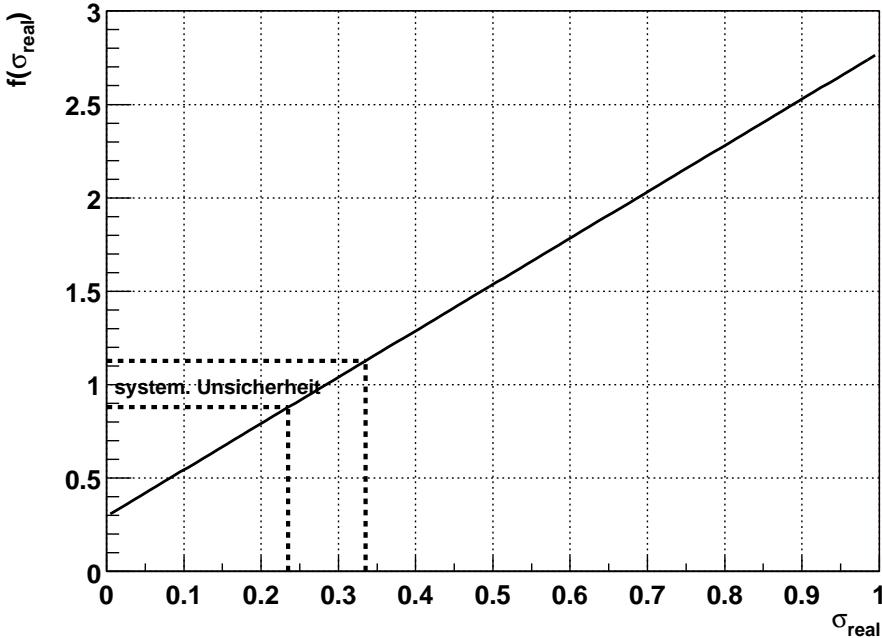
In der Simulation HIJING wird ein bestimmtes Hadronen/Photonen-Verhältnis angenommen, daß sich zwar auf Modellrechnungen stützt, von dem man aber nicht sicher weiß, wie genau es mit dem realen Hadronen/Photonen-Verhältnis übereinstimmt. In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie groß der Fehler ist, den man bei einer falsche Annahme dieses Verhältnisses macht. Die Größe, die hier Gegenstand der Untersuchung ist, ist das Verhältnis zwischen dem Korrekturfaktor in der Simulation und dem in den experimentellen Daten

$$f(\sigma_{real}) = \frac{k_{HIJING}}{k_{real}} , \text{ wobei } \sigma_{real} \equiv \frac{E_{T,prim}^{em}(\text{Experiment})}{E_{T,prim}(\text{Experiment})} . \quad (6.21)$$

In Abbildung 6.22 wurde dieses Verhältnis als Funktion von  $\sigma_{real}$ , des physikalisch vorliegenden Anteils der elektromagnetischen transversalen Energie an der gesamten transversalen Energie, geplottet. Dieses Verhältnis ist genau dann gleich eins, wenn das reale und das simulierte Hadronen/Photonen-Verhältnis übereinstimmen. In Kapitel 6.8.1 ist der Photonanteil in der Simulation bereits zu 28,5 % berechnet worden. An dieser Stelle wird auch die in Abbildung 6.22 dargestellte Funktion 6.21 gleich eins.

Der in der Abbildung gezeigte Funktionsverlauf ist linear. Wenn im Experiment eine andere Streuung des Hadronen/Photonen-Verhältnisses vorliegt als in der Simulation, so werden sich diese Fluktuationen insgesamt auf Grund der Linearität herausmitteln. Unterschiedliche Fluktuationen können somit keine Quelle von Fehlern sein.

Was man noch in der Abbildung sieht, ist das schon eine relativ kleine Abweichung des realen vom simulierten Verhältnis zu einem großen Fehler führt. Die



**Abbildung 6.22:** Verhältnis von  $k_{HJING}$  zu  $k_{real}$  als Funktion des elektromagnetischen Anteils am Gesamt- $E_T$ . Dieses ist ein Ergebnis für die 5 % zentralsten Events. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den Bereich der systematischen Unsicherheit.

Bestimmung der gesamten transversalen Energie hängt also stark von einer korrekten Beschreibung des Hadronen/Photonen-Verhältnisses in der Simulation ab. Wie schon erwähnt wurde, liegt der Photonenanteil in der Simulation bei 28,5 %. Um festzustellen, wie groß er im Experiment ist, wird eine weitere Möglichkeit zur Abschätzung von  $E_T^{em}$  und  $E_T$  verwendet:

$$E_T^{em} = N_{\pi^0} \cdot \langle p_T \rangle_{\pi^0} \quad (6.22)$$

$$E_T = \sum_i N_i \cdot \langle p_T \rangle_i \quad , \text{ mit } i = \pi^+, \pi^-, K^+, K^-, p, \bar{p} . \quad (6.23)$$

Dabei ist  $N$  die Anzahl der gemessenen Teilchen und  $\langle p_T \rangle$  der mittlere Transversalimpuls. Diese Werte wurden für das PHENIX-Experiment bereits gemessen und werden nun der Analyse [Adc01] entnommen. Nach dem Einsetzen dieser Werte in die Gleichungen 6.22 und 6.23 ergibt sich das folgende Verhältnis:

$$\frac{\langle E_T^{em} \rangle}{\langle E_T \rangle} = 0,27 \pm 0,02 . \quad (6.24)$$

Vergleicht man diesen Wert mit dem Verhältnis  $\langle E_T^{em} \rangle / \langle E_T \rangle = 0,285$  in der Simulation, so sieht man, daß das Verhältnis in der Simulation schon recht gut das reale Verhältnis wiedergibt. Um den systematischen Fehler zu bestimmen, wird also angenommen, daß das reale Verhältnis in einem kleinen Bereich von 5 % um das simulierte Verhältnis liegt. Für den Fehler von  $\sigma_{real}$  soll also gelten:

$$\sigma_{real} = 0,285 \pm 0,05 . \quad (6.25)$$

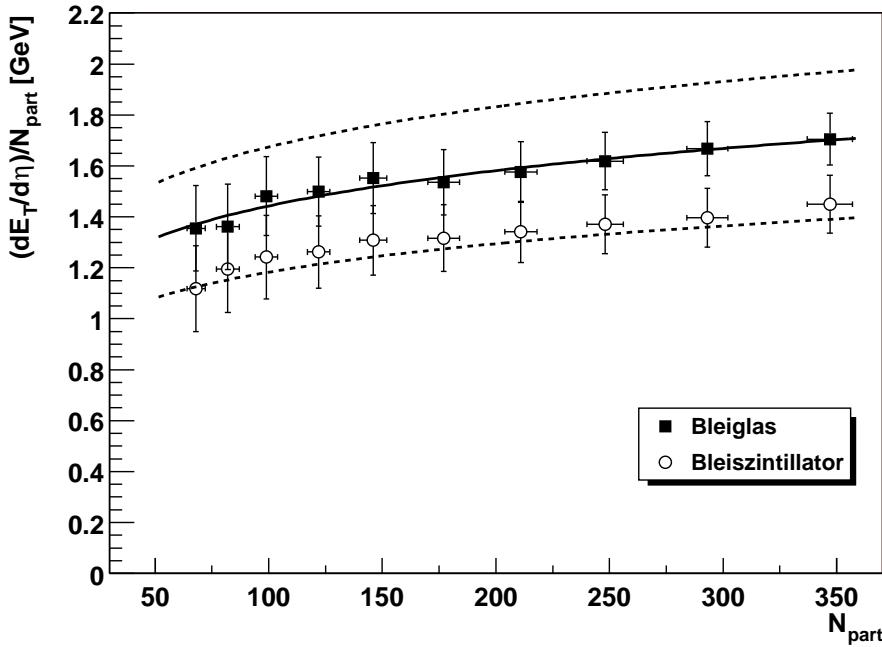
Hieraus ergibt sich mit der Funktion  $f(\sigma_{real})$  ein systematischer Fehler von  $\pm 13 \%$ . Dieser ist in Abbildung 6.22 eingezeichnet.

### 6.9.5 Der resultierende systematische Fehler

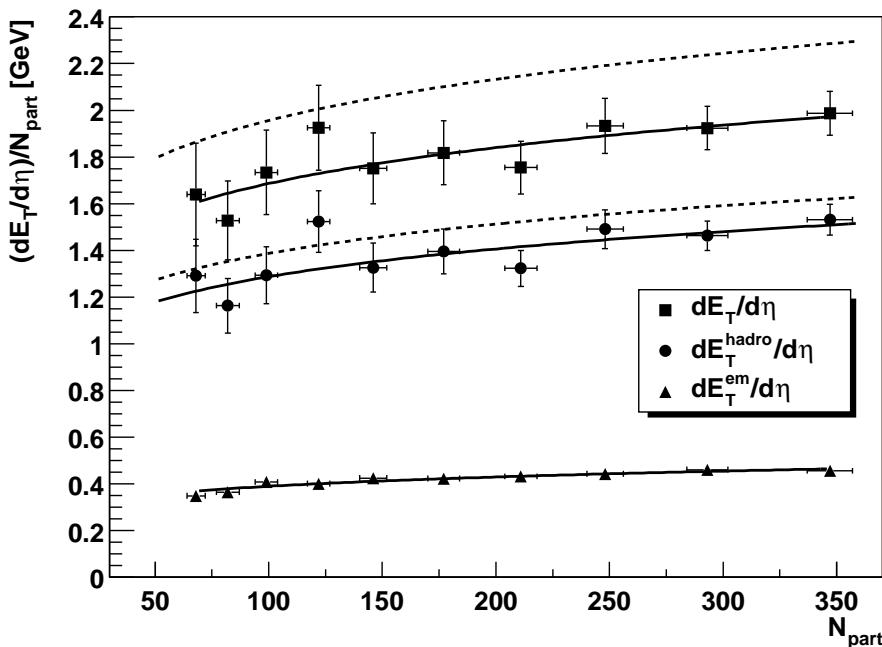
Die in Kapitel 6.9.1 beschriebene Messgenauigkeit in einzelnen Events dient der Veranschaulichung für den Leser und fließt nicht in den gesamten systematischen Fehler ein. Der resultierende systematische Fehler setzt sich aus den Ergebnissen der Kapitel 6.9.2, über die Auswirkungen von Clusterenergie-Cuts, und Kapitel 6.9.4, über unterschiedliche Hadronen/Photonen-Verhältnisse in Simulation und Experiment zusammen. Insgesamt ergibt sich hieraus ein systematischer Fehler von  $\pm 17 \%$ . In den Abbildungen 6.23 und 6.24 wurden die berechneten  $dE_T/d\eta$ -Wert noch einmal mit diesem systematischen Fehler dargestellt.

In Abbildung 6.23 wird das Ergebnis für die Berechnung mit einer Korrekturfunktion wieder mit dem Ergebnis der Bleiszintillatoranalyse verglichen. Auch in der Bleiszintillatoranalyse wurde nicht zwischen dem elektromagnetischen und hadronischen Anteil der transversalen Energie unterschieden. Es zeigt sich nun, daß es im Rahmen des systematischen Fehlers eine Übereinstimmung zwischen der Bleiglasanalyse und der Bleiszintillatoranalyse gibt.

In Abbildung 6.24 ist das Ergebnis für die Berechnung mit zwei differenzierten Korrekturfaktoren für den elektromagnetischen und den hadronischen Anteil von  $E_T$  mit dem dazugehörigen systematischen Fehler dargestellt. Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen, daß die Detektorantwort für Hadronen in der Simulation noch nicht richtig eingebaut ist. Da der Detektor für die Messung von Photonen konzipiert wurde, ist die Detektorantwort für Photonen genauer kalibriert. Darum ist der elektromagnetische Anteil der transversalen Energie wesentlich besser bestimmt als der hadronische Anteil der transversalen Energie.



**Abbildung 6.23:** Systematischer Fehler von  $dE_T/d\eta$  für die Berechnung mit einer Korrekturfunktion. Die Fehlerbalken stellen den statistischen Fehler der Datenpunkte dar und der systematische Fehler wird durch die gestrichelten Linien beschrieben. Zum Vergleich ist auch das Ergebnis der Bleiszintillatoranalyse aufgetragen [PbSc01].



**Abbildung 6.24:** Systematischer Fehler von  $dE_T/d\eta$  für die Berechnung mit zwei differenzierten Korrekturfunktionen für den elektromagnetischen und den hadronischen Anteil. Die Fehlerbalken stellen den statistischen Fehler der Datenpunkte dar und der systematische Fehler wird durch die gestrichelten Linien beschrieben.

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Computersimulationen und Analysen zum Bleiglasdetektor des PHENIX-Experimentes durchgeführt. Ein Schwerpunkt ist die  $\pi^0$ -Analyse, in welcher die  $p_T$ -Abhängigkeit der  $\pi^0$ -Peakposition untersucht wurde. Das Verhalten der  $\pi^0$ -Peakposition bei kleinen Transversalimpulsen konnte mit der Simulation erklärt werden. Weiterhin wurde die Zentralitätsabhängigkeit der Peakposition in Simulationsrechnungen studiert.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit sind umfangreiche Untersuchungen der Transversalenergieverteilungen. Die Transversalenergie  $E_T$  ist eine globale Größe ultrarelativistischer Schwerionenkollisionen und damit ist ihre Analyse auch für das PHENIX-Experiment interessant. Zuerst wurde mittels der  $dE/dz$ -Diagramme der Untergrund in der Simulation mit dem experimentellen Untergrund verglichen und es hatte sich gezeigt, daß der experimentelle Untergrund gut durch die Simulation beschrieben wird. In Simulationsrechnungen wurden Korrekturfaktoren für elektromagnetisches und hadronisches  $E_T$ , sowie für unterschiedliche Zentralitätsklassen berechnet. Mittels dieser Korrekturfaktoren wurden auch die ersten experimentellen  $E_T$ -Daten des Bleiglaskalorimeters im PHENIX-Experiment ausgewertet. Durch die sich ergebenden  $dE_T/d\eta$ -Werte konnte das Skalierungsverhalten der transversalen Energie untersucht werden. Die Differenzierung in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Anteil der transversalen Energie war aufgrund der unterschiedlichen Detektoranwort für Photonen und Hadronen notwendig. Für zentrale Events wurde die Energiedichte in der Reaktionszone berechnet. Eine genaue Studie der systematischen Fehler zeigt, mit welcher Qualität man  $E_T$  mit dem Bleiglasdetektor messen kann.

Im Jahr 2001 gab es eine weitere Strahlzeit am RHIC bei einer höheren Energie von  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Mit höheren Energien gelangt man im Phasendiagramm hadronischer Materie (siehe Abbildung 2.1) zu höheren Temperaturen und damit weiter in den Bereich des Quark-Gluon-Plasmas. Das System befindet sich damit eine längere Zeit im QGP-Zustand und die Prozesse werden nicht mehr so stark von denen in der gemischten Phase beeinflußt. Bei dieser Strahlzeit wurde auch eine weitaus größere Anzahl von Events aufgezeichnet. Dieses bedeutet eine deutliche Verbesserung der Statistik, etwa um den Faktor fünfzig. Auch wurde der zweite Sek-

tor des Bleiglaskalorimeters installiert. Damit kann der doppelte Raumwinkelbereich abgedeckt werden.

Noch größere Energien als am RHIC wird in Zukunft der LHC<sup>1</sup> am CERN<sup>2</sup> liefern. Dadurch erhofft man sich neue, interessante physikalische Erkenntnisse auch über die Beschaffenheit des Quark-Gluon-Plasmas.

---

<sup>1</sup>Large Hadron Collider

<sup>2</sup>Conseil Européen de la Recherche Nucléaire

# A. Variablen der relativistischen Kinematik

In relativistischen Schwerionenstößen werden die kinematischen Größen so gewählt, daß sie sich einfach transformieren lassen, wenn man das Bezugssystem wechselt. Die in einer solchen Reaktion vorliegenden Teilchen werden durch ihren *Viererimpuls* beschrieben:

$$p^\mu = (E, \vec{p}) = (E, p_x, p_y, p_z) . \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist  $E$  die Gesamtenergie des Teilchens und  $p_x, p_y, p_z$  sind die Komponenten des eigentlichen Impulses  $\vec{p}$ . Für ein freies Teilchen mit der *Ruhemasse*  $m_0$  gilt die relativistische Energie-Impuls-Beziehung:

$$E^2 = m_0^2 + \vec{p}^2 . \quad (\text{A.2})$$

Den Impuls eines Teilchens kann man in den *Longitudinalimpuls* und den *Transversalimpuls* des Teilchens aufteilen:

$$p_L = p \cdot \cos \theta = p_z \quad (\text{A.3})$$

$$p_T = p \cdot \sin \theta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} , \quad (\text{A.4})$$

wobei  $p = |\vec{p}|$  ist und  $\theta$  der Winkel zwischen dem Impulsvektor und der Strahlrichtung ist, welche die z-Richtung festlegt. Mit dem Transversalimpuls des Teilchens kann man auch seine *transversale Masse* bestimmen. Diese ist folgendermaßen definiert:

$$m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2} . \quad (\text{A.5})$$

Eine weitere nützliche Variable zur Beschreibung der Reaktionskinetik ist die *Rapidity*. Diese dimensionslose Größe ist definiert als:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) . \quad (\text{A.6})$$

Im nichtrelativistischen Grenzfall entspricht sie der Geschwindigkeit des Teilchens. Sie läßt sich besonders leicht lorentztransformieren, zwischen verschiedenen Bezugssystemen transformiert man mit einer einfachen Konstanten.

Um die Rapidiät eines Teilchens zu berechnen muß man zwei Größen eines Teilchens, wie Energie und Longitudinalimpuls, messen. In vielen Experimenten kann man aber nur den Winkel zwischen der Teilchenbahn und der Strahlachse bestimmen. In diesen Fällen wird das Teilchen durch seine *Pseudorapidität* charakterisiert:

$$\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (\text{A.7})$$

Im Grenzfall relativistischer Geschwindigkeiten entspricht die Pseudorapidität der Rapidity. Ausführliche Informationen zu den Themen Rapidity und Pseudorapidität findet man in [Won94].

## B. Definition der Efficiency

Die Efficiency-Berechnung dient dazu, aus einem gemessenen  $p_T$ -Spektrum für  $\pi^0$ s das ursprüngliche physikalische Spektrum zu rekonstruieren. Das physikalische Spektrum wird durch eine intrinsische Energieverschmierung und Overlap-Effekte (siehe Kapitel 5.3) verändert. Die intrinsische Energieverschmierung beruht auf der endlichen Energieauflösung des Detektors. In der Simulation kann man eine Korrekturfunktion berechnen, die dann auf die experimentellen Daten angewendet wird, um aus den Meßwerten das ursprüngliche Spektrum zu berechnen. Die Efficiency-Funktion ist wie folgt definiert:

$$\varepsilon(p_T) = \frac{\frac{1}{N_{evt}} \frac{dN_{\pi^0}}{dp_T} |_{simuliert}}{\frac{1}{N_{evt}} \frac{dN_{\pi^0}}{dp_T} |_{ursprünglich}} . \quad (B.1)$$



# Literaturverzeichnis

- [Adc01] Adcox et al, *Centrality dependence of  $\pi^{+-}$ ,  $K^{+-}$ ,  $p$  and  $\bar{p}$  production from  $\sqrt{s}=130$  GeV  $Au + Au$  collisions at RHIC*, Preprint nucl-ex/0112006, 2001
- [Bat01] Stefan Bathe, Dissertation in Vorbereitung
- [Bjo83] J.D. Bjørken, *Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region*, Phys.Rev. **D27**, 140 (1983)
- [Blu98] C. Blume, *Produktion neutraler Mesonen in heißer hadronischer Materie*, Dissertation, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 1998
- [Bru96] R. Brun et al, *ROOT Overview*, Download unter <http://root.cern.ch>, CERN, 1996
- [Bus97] H. Büsching, *Untersuchung nichtlinearer Effekte im Bleiglaskalorimeter LEDA - Eine Computersimulation*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 1997
- [Gea94] Application Software Group, *GEANT Detektor Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W1013, CERN, Genf, 1994
- [Gyu93] M. Gyulassy, X.-N. Wang, *HIJING 1.0: A Monte Carlo Program for Parton and Particle Production in High Energy Hadronic and Nuclear Collisions*, Preprint LBL-34246, 1993
- [Kle00] C. Klein-Bösing, *Simulation der Detektoreigenschaften des Bleiglaskalorimeters in den Experimenten WA98 und PHENIX*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 2000

- [Mer00] M. Merschmeyer, *Das Bleiglaskalorimeter in der Simulationsumgebung des PHENIX-Experiments*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 2000
- [PbSc01] K. Adcox et al, *Measurement of the mid-rapidity transverse energy distribution from 130 AGeV Au+Au collisions at RHIC*
- [Pei97] T. Peitzmann, *Kernmaterie unter extremen Bedingungen - Die experimentelle Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma -*, Habilitationsschrift, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 1997
- [Per90] D.H. Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley, 1990
- [PHE01] K. Adcox et al, *PHENIX Detector Overview*, zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth., 2001
- [Phy98] *The European Physical Journal C*, Springer, 1998
- [PIS99] T. K. Ghosh et al, *A Primer Manual for the PHENIX Simulation Code PISA*, Vanderbilt University, Nashville, 1999
- [Rey99] K. Reygers, *Teilchenproduktion in ultrarelativistischen p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 1999
- [Rey01] Klaus Reygers, private Mitteilung, 2001
- [Won94] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific Publishing Co., 1994

# Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. R. Santo danke ich für die Unterstützung dabei, diese Arbeit am Institut für Kernphysik zu verfassen, für die Ermöglichung eines Forschungsaufenthaltes am Brookhaven National Institut, sowie die Möglichkeit der Teilnahme an der DPG-Tagung in Erlangen.

Bei Dr. T. Peitzmann bedanke ich mich für die Betreuung dieser Arbeit und seine vielen guten Ideen und Anregungen.

Für die kritische Durchsicht meiner Arbeit und viele gute Verbesserungsvorschläge danke ich C. Klein-Bösing, S. Bathe, K. Reygers und T. Peitzmann.

Den Mitgliedern der PHENIX-Kollaboration in Münster M. Merschmeyer, C. Klein-Bösing, S. Bathe, H. Büsching, K. Reygers und T. Peitzmann danke ich für die gute Zusammenarbeit, ihre Geduld bei der Beantwortung meiner zahlreicher Fragen und ihre vielen Hilfestellungen.

Für die gute Arbeitsatmosphäre danke ich meinen Mitdiplomanden S. Keßen, O. Winkelmann, O. Zaudtke und A. Nustedt und allen anderen Mitarbeitern des Instituts für Kernphysik in Münster.

Des weiteren bedanke ich mich auch bei allen weiteren Mitarbeitern des Instituts für Kernphysik für ihre Hilfestellungen und die Zusammenarbeit.

Meinen Freunden danke ich für die oft notwendige Ablenkung vom Studium.

Nicht zuletzt danke ich auch meinen Eltern für ihre Unterstützung während meines gesamten Studiums.



## **Erklärung**

Ich versichere, diese Arbeit selbständige verfaßt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt zu haben.

Münster, 28. Januar 2002

**Jörn Stewering**



