

Stefan Bathe

Impulsfluktuationen und Produktion  
neutraler Pionen in ultrarelativistischen  
Schwerionenreaktionen

— 2002 —







Experimentelle Physik

Impulsfluktuationen und Produktion  
neutraler Pionen in ultrarelativistischen  
Schwerionenreaktionen

Inaugural-Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften im Fachbereich Physik  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von  
**Stefan Bathe**  
aus Warstein

— 2002 —

Dekan:	Prof. Dr. J. Pollmann
Erster Gutachter:	Prof. Dr. R. Santo
Zweiter Gutachter:	Priv.-Doz. Dr. T. Peitzmann
Tag der mündlichen Prüfung:	23., 25 u. 28.10.2002
Tag der Promotion:	28.10.2002

# Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Grundlagen	7
2.1	Quarks, Gluonen und Quark-Gluon-Plasma . . . . .	7
2.2	Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen . . . . .	11
2.2.1	Nukleon-Nukleon-Reaktionen . . . . .	11
2.2.2	Ablauf einer Schwerionenreaktion . . . . .	12
2.2.3	Modelle für Schwerionenreaktionen . . . . .	13
2.2.4	Signale eines Quark-Gluon-Plasmas . . . . .	14
<b>I</b>	<b>Transversalimpuls-Fluktuationen</b>	<b>19</b>
3	Theoretische Überlegungen	21
3.1	Fluktuationen bei einem Phasenübergang erster Ordnung . . . . .	21
3.2	Der mittlere Transversalimpuls als Observable . . . . .	22
3.3	Statistische Fluktuationen . . . . .	23
3.4	Ursachen nicht-statistischer Fluktuationen . . . . .	25
3.5	Thermalisierung . . . . .	26
4	Das WA98-Experiment	29
4.1	Aufbau des Experiments . . . . .	30
4.1.1	Der Trigger . . . . .	30
4.1.2	Die Kalorimeter . . . . .	31
4.1.3	Multiplizitätsmessung . . . . .	33
4.1.4	Spektrometrie geladener Teilchen . . . . .	35
4.2	Das Bleiglas-Kalorimeter LEDA . . . . .	37

4.2.1	Funktionsprinzip . . . . .	37
4.2.2	Aufbau . . . . .	39
5	Analyse der WA98-Daten . . . . .	43
5.1	Zentralitätsbestimmung . . . . .	43
5.2	Verarbeitung der LEDA-Daten . . . . .	45
5.2.1	Kalibration und Korrekturen . . . . .	45
5.2.2	Cluster-Analyse und Identifizierung von Photonen . . . . .	46
6	Messung der Fluktuationen . . . . .	49
6.1	Die $\sigma$ -Methode . . . . .	49
6.1.1	Definition der Observablen . . . . .	50
6.1.2	Ablauf der Analyse . . . . .	51
6.1.3	Das Event-Mixing . . . . .	55
6.2	Die $\Phi_{p_T}$ -Methode . . . . .	57
6.2.1	Definition der Observablen . . . . .	57
6.2.2	$\Phi_{p_T}$ für statistische Verteilungen . . . . .	58
6.2.3	Wechselseitige Beziehung der Observablen . . . . .	60
6.2.4	Ablauf der Analyse . . . . .	62
7	Nicht-statistische Fluktuationen . . . . .	65
7.1	Zwei-Teilchen-Korrelationen . . . . .	65
7.1.1	$\pi^0$ -Simulation . . . . .	65
7.1.2	Test der $\pi^0$ -Simulation . . . . .	68
7.1.3	$\gamma$ -Simulation . . . . .	72
7.2	$p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelationen . . . . .	74
7.2.1	Treffer-Überlagerung . . . . .	74
7.2.2	Stoßparameter-Fluktuationen . . . . .	87
8	Ergebnisse . . . . .	95
8.1	Konsistenz-Tests . . . . .	95
8.2	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	100
8.3	Ergebnisse der Simulation . . . . .	109
8.4	Korrigiertes experimentelles Ergebnis . . . . .	113
8.5	Vergleich mit anderen Experimenten . . . . .	128



---

<b>II</b>	<b>Impulsverteilung neutraler Pionen</b>	<b>131</b>
9	Jet-Quenching	135
10	Das PHENIX-Experiment	139
10.1	Der Relativistic-Heavy-Ion-Collider . . . . .	139
10.1.1	Strahlerzeugung . . . . .	140
10.1.2	Die RHIC-Experimente . . . . .	141
10.2	Aufbau des PHENIX-Experiments . . . . .	142
10.2.1	Das zentrale Spektrometer . . . . .	142
10.2.2	Das Myon-Spektrometer . . . . .	145
10.2.3	Globale Detektoren . . . . .	146
10.3	Das elektromagnetische Kalorimeter . . . . .	147
10.3.1	Der Bleiszintillator-Detektor . . . . .	148
10.3.2	Der Bleiglas-Detektor . . . . .	149
11	Analyse der PHENIX-Daten	151
11.1	Auswahl der Ereignisse . . . . .	152
11.2	Zentralitätbestimmung . . . . .	153
11.3	Kalibration . . . . .	155
11.4	Photonen-Identifizierung . . . . .	158
12	Messung neutraler Pionen	161
12.1	Event-Mixing . . . . .	162
12.2	Asymmetrie-Schwelle . . . . .	163
12.3	Extraktion des Pionen-Signals . . . . .	163
12.3.1	Normierung des Untergrunds . . . . .	163
12.3.2	Peak-Integration . . . . .	166
12.3.3	Statistischer und systematischer Fehler . . . . .	167
12.4	Akzeptanz- und Effizienz-Korrektur . . . . .	169
12.5	Bin-Shift-Korrektur . . . . .	174
12.6	Fehlerabschätzung . . . . .	177
13	Ergebnisse	183
14	Zusammenfassung	191

A	Kinematische Variablen	195
B	Lorentz-invarianter Wirkungsquerschnitt	197
C	Technische Aspekte der Fluktuations-Analyse	199
	C.1 Speicherung der Teilchen zur Erzeugung von Mixed-Events . . . . .	199
	C.2 Zuordnung der Teilchenzahlen bei der Event-Mixing-Methode . . . . .	202
	C.3 Vermeidung numerischer Fehler . . . . .	204
D	Tabellierte Werte der Verteilungen neutraler Pionen	207
	Literaturverzeichnis	211
	Danksagung	221

# 1. Einleitung

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen zweier kernphysikalischer Experimente entstanden, in denen Kernmaterie hoher Energiedichte untersucht wird. In diesen Experimenten werden Atomkerne mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern zunächst auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt<sup>1</sup>. Anschließend läßt man sie frontal aufeinanderprallen. Dabei wird eine Energiedichte erzeugt, die jene der uns umgebenden Kernmaterie um ein Vielfaches übersteigt.

Theoretischen Modellen zufolge erwartet man, daß Kernmaterie unter diesen Bedingungen in einen neuen Zustand übergeht: Die sonst durch die starke Wechselwirkung fest in den Nukleonen<sup>2</sup> gebundenen Quarks und Gluonen werden in diesem Phasenübergang befreit; sie können sich über einen größeren Raumbereich bewegen. In Anlehnung an das bei starkem Erhitzen von Gasen entstehende Plasma aus Elektronen und Ionen nennt man die aus quasi-freien Quarks und Gluonen bestehende Materie dann ein Quark-Gluon-Plasma (QGP). In diesem Zustand sollten sich experimentell bisher nicht zugängliche, auf kollektiven Effekten beruhende Eigenschaften der starken Wechselwirkung offenbaren. Durch das Studium hochangeregter Materie hofft man, somit ein besseres Verständnis der Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik zu erlangen.

In einer Reihe von Experimenten wird Kernmaterie unter extremen Bedingungen bereits seit Mitte der achtziger Jahre untersucht. Mit der Fertigstellung neuer Teilchenbeschleuniger wird dabei schrittweise eine immer größere Energiedichte erreicht. Auf diesem Weg gelangt man zu einem systematischen Verständnis hochenergetischer Kernreaktionen, eine Voraussetzung für die Untersuchung des QGP.

Auch die beiden dieser Arbeit zugrundeliegenden Experimente WA98 und PHENIX wurden an verschiedenen Beschleunigern, dem SPS und dem RHIC, und damit bei verschiedenen Kollisions-Energien durchgeführt. Am SPS wird die für einen Phasenübergang erforderliche kritische Energiedichte vermutlich nur wenig überschritten. Das QGP ginge damit nach kurzer Zeit wieder in reguläre, stark wechselwirkende Materie über. Damit bliebe wenig Zeit für die Ausprägung klarer Signale des Plasmas.

Doch auch bei nur kurzzeitigem Überschreiten der Phasengrenze können charakteristische Fluktuationen auftreten. Als Beispiel seien kritische Fluktuationen

---

<sup>1</sup>Die Energie der Kerne liegt dann einige Größenordnungen über ihrer Ruheenergie.

<sup>2</sup>Nukleonen sind die Kernbausteine Proton und Neutron.

genannt, wie die bei der Abkühlung von Wasserdampf am kritischen Punkt in Erscheinung tretenden Dichtefluktuationen, die man an der Bildung einer Art Nebel<sup>3</sup> erkennt. Der erste Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Suche nach solchen Fluktuationen.

Bei höherer Kollisionsenergie am RHIC eröffnet sich eine neue, vielversprechende Möglichkeit, das QGP nachzuweisen. Hier werden zu Beginn der Kernreaktion in elementaren Streuprozessen Teilchen erzeugt, die einen Großteil des Impulses der streuenden Teilchen davotragen. Kommt es im weiteren Verlauf der Reaktion zur Ausbildung eines QGP, so werden diese Teilchen durch die starke Wechselwirkung mit den vorhandenen freien Quarks und Gluonen abgebremst. Betrachtet man also die Impulsverteilung der produzierten Teilchen, dann sollte sich der Einfluß des Plasmas in einer Unterdrückung des Spektrums bei hohen Impulsen zeigen. Diese Fragestellung wird im zweiten Teil der Arbeit untersucht.

Der thematischen Unterteilung folgend, ist die Arbeit zweigeteilt: Nach einer Einführung in die Physik hochenergetischer Kernreaktionen (Kap. 2) beginnt der erste Teil mit theoretischen Überlegungen zu Fluktuationen (Kap. 3). Anschließend wird das WA98-Experiment vorgestellt (Kap. 4). Um von den mit einem Bleiglasdetektor gemessenen Daten zu physikalischen Informationen zu gelangen, ist eine Reihe von Analyse-Schritten erforderlich; eine kurze Beschreibung findet sich in Kapitel 5. Auf dieser Basis erfolgt die eigentliche Bestimmung der Fluktuationen, sie wird in Kapitel 6 behandelt. Anschließend werden Beiträge verschiedener Fluktuationsquellen abgeschätzt (Kap. 7). Am Ende des ersten Teils steht eine Diskussion der Ergebnisse (Kap. 8).

Einem ähnlichen Schema folgt auch die Gliederung des zweiten Teils. Zu Beginn steht wieder eine Einführung in das Thema aus theoretischer Sicht (Kap. 9): Es werden Ursachen für eine Modifikation der Impulsverteilung der produzierten Teilchen diskutiert. Daran schließt sich ein Überblick über das PHENIX-Experiment an (Kap. 10). Hier kommt der gleiche Detektor zum Einsatz wie bereits im WA98-Experiment. Trotzdem ergeben sich Unterschiede bei der Verarbeitung der Signale zu physikalischen Informationen, auf die in Kapitel 11 eingegangen wird. Kapitel 12 beschäftigt sich mit der Messung neutraler Pionen. Der Weg von der Extraktion des Pionen-Signals bis zu einer vollständig korrigierten Impulsverteilung wird beschrieben. Diese wird schließlich in Kapitel 13 hinsichtlich einer Unterdrückung bei hohen Impulsen analysiert.

---

<sup>3</sup>Dieses Phänomen ist auch unter dem Namen kritische Opaleszenz bekannt.

## 2. Grundlagen

### 2.1 Quarks, Gluonen und Quark-Gluon-Plasma

In Lepton<sup>1</sup>-Nukleon-Kollisionen stellte man Ende der 60er Jahre fest, daß Nukleonen eine Substruktur aus quasi-punktförmigen Streuzentren besitzen. Parallel versuchten Gell-Mann und Zweig, die vielen bis dato bekannten Teilchen und Resonanzen in einem einfachen Modell zu verstehen. Sie dachten sich die Vielzahl der Teilchen aus wenigen, Quarks genannten, Bestandteilen zusammengesetzt. Die Quarks wurden später mit den punktförmigen Streuzentren, die bis dahin Partonen genannt wurden, identifiziert.

Quarks sind Fermionen mit halbzahligen Spin. Es gibt sechs verschiedene Quarks (vgl. Tab. 2.1) und entsprechend viele Anti-Quarks. Die Quarks lassen sich in drei Familien zu je zwei Quarks aufteilen. In jeder Familie hat ein Quark die Ladung  $+2/3$  und das andere die Ladung  $-1/3$ . Die Quarkmasse weist starke Unterschiede zwischen den Familien auf.

Quarks unterliegen der starken Wechselwirkung. Analog zur elektrischen Ladung in der elektromagnetischen Wechselwirkung wird den Quarks eine Farbladung zugeordnet. Die Theorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik (QCD), baut auf den gleichen Prinzipien auf wie die Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung, die Quantenelektrodynamik (QED).

Im Unterschied zur QED gibt es in der QCD drei verschiedene Farbladungen. Außerdem tragen die Austauschteilchen der QCD, die Gluonen, selbst Farbladung. Die starke Wechselwirkung ist so beschaffen, daß in der Natur nur farbneutrale Zustände als freie Teilchen auftreten. Dies sind entweder Teilchen, die aus drei Quarks mit unterschiedlichen Farben bestehen, sogenannte Baryonen<sup>2</sup> (z. B. Proton, Neutron), oder Teilchen, die aus einem Quark sowie einem Anti-Quark mit der entsprechenden Anti-Farbe zusammengesetzt sind. Dies sind die Mesonen<sup>3</sup> (z. B. Pionen). Baryonen und Mesonen faßt man unter dem Begriff Hadronen<sup>4</sup> zusammen. Die Beobachtung, daß Quarks nicht als freie Teilchen auftreten, wird als Quark-Einschluß oder *Confinement* bezeichnet.

---

<sup>1</sup>Leptonen (griech. leichte Teilchen) sind Elementarteilchen mit halbzahligen Spin. Der prominenteste Vertreter dieser Teilchensorte ist das Elektron.

<sup>2</sup>griech. schwere Teilchen

<sup>3</sup>griech. mittel-schwere Teilchen

<sup>4</sup>griech. stark wechselwirkende Teilchen

Ladung	Quark-Familien		
+2/3	<b>u</b> p	<b>ch</b> arm	<b>to</b> p
-1/3	<b>d</b> own	<b>str</b> ange	<b>bo</b> ttom

**Tabelle 2.1:** Quark-Familien.

Eine weitere Eigenschaft der starken Wechselwirkung läßt sich an der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung,  $\alpha_s$ , ablesen [Per00]:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{1}{B \ln(q^2/\Lambda^2)}. \quad (2.1)$$

$\Lambda$  ist der freie Skalenparameter der QCD, der experimentell bestimmt werden muß,  $B$  ist eine Konstante. Man sieht, daß  $\alpha_s$  keine wirkliche Konstante ist, sondern vom Viererimpulsübertrag  $q^2$  abhängt. Für große Impulsüberträge, oder kleine Abstände, geht  $\alpha_s$  gegen null. Dies wird als asymptotische Freiheit bezeichnet. Aufgrund dieser Eigenschaft läßt sich die starke Wechselwirkung bei großen Impulsüberträgen störungstheoretisch behandeln. Man spricht in diesem Zusammenhang von *harten* Kollisionen.

Bei kleinen Impulsüberträgen, oder großen Abständen, läßt sich die Störungstheorie nicht anwenden. Man spricht hier von *weichen* Kollisionen. Das *Confinement* ergibt sich aus einer phänomenologischen Beschreibung des Potentials  $V_s$  der starken Wechselwirkung bei großen Abständen  $r$  zwischen Quark und Anti-Quark:

$$V_s = kr. \quad (2.2)$$

Versucht man, zwei Quarks zu trennen, wächst die aufgewandte Energie mit zunehmendem Abstand der Quarks mehr und mehr an. Aufgrund der Selbst-Wechselwirkung der Gluonen nimmt das Farbfeld zwischen den Quarks die Form eines dünnen Schlauchs an. Dieser wird als *String* bezeichnet. Schließlich wird der Abstand zwischen den Quarks so groß, daß die aufgewandte Energie ausreicht, um ein neues Quark-Anti-Quark-Paar zu erzeugen. Es gelingt hingegen nicht, einzelne Quarks zu isolieren.

Exakte Rechnungen bei kleinen Impulsüberträgen sind nur auf einem diskreten Raum-Zeit-Gitter möglich [Wil74]. Diese Gitter-Rechnungen sind sehr aufwendig und können bisher nur für eine verschwindende Netto-Baryonendichte  $\rho_B$  durchgeführt werden. Ein wichtiges Ergebnis dieser Rechnungen ist die Vorhersage eines sprunghaften Anstiegs der Energiedichte bei einer kritischen Temperatur  $T_C$ . Dieser Anstieg wird als Phasenübergang interpretiert, bei dem die zuvor in Hadronen

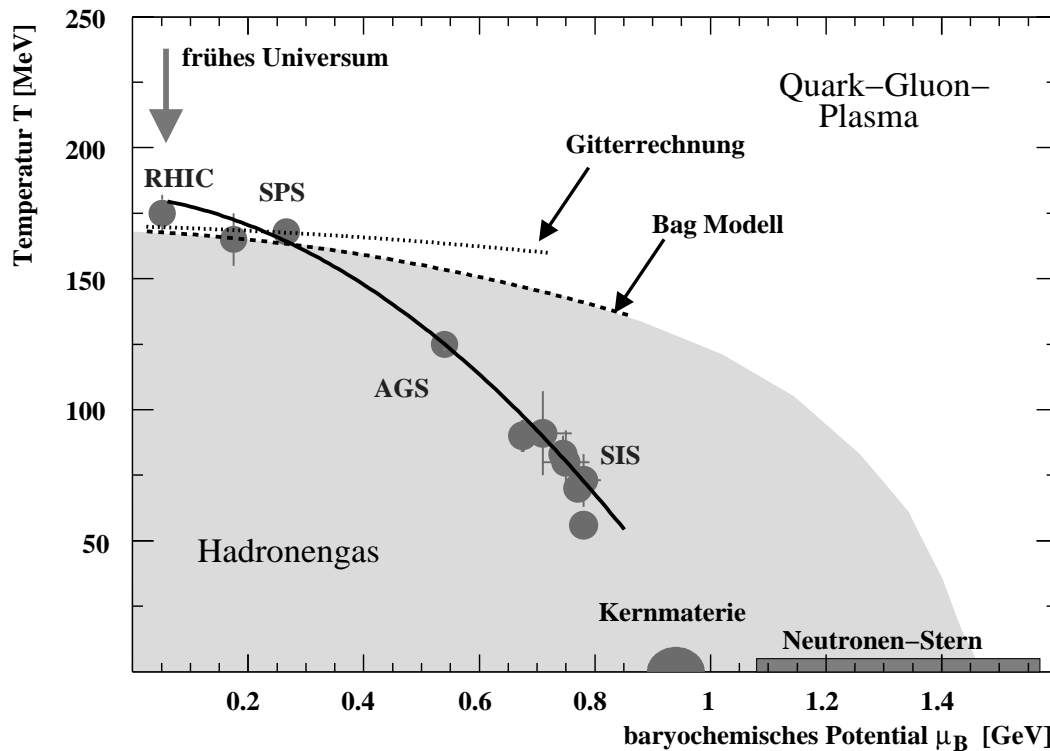
eingeschlossenen Quarks und Gluonen freigesetzt werden. Die Quarks und Gluonen können dann nicht mehr einzelnen Nukleonen zugeordnet werden. Sie bewegen sich über einen größeren Raumbereich quasi-frei. Dies wird als Aufhebung des Quark-Einschlusses oder *Deconfinement* bezeichnet. Der neue Materiezustand heißt Quark-Gluon-Plasma (QGP).

Die kritische Temperatur  $T_c$  für den Phasenübergang zum QGP liegt bei etwa  $175 \text{ MeV} \pm 10\%$ . Dies entspricht einer kritischen Energiedichte von  $\varepsilon_c = 0.7 \text{ GeV/fm}^{-3} \pm 50\%$  [Kar02]. Die Energiedichte im Grundzustand der Kernmaterie beträgt hingegen nur  $0.16 \text{ GeV/fm}^{-3}$ . Dies ergibt sich aus der Nukleonenmasse von  $0.94 \text{ GeV}/c^2$  zusammen mit der Nukleonendichte in Atomkernen. Diese ist näherungsweise konstant und liegt bei  $0.17/\text{fm}^{-3}$ . Die kritischen Energiedichte für einen Phasenübergang ist also 2 – 7 mal höher als die Energiedichte im Grundzustand der Kernmaterie.

Es wird angenommen, daß sich ein QGP anstatt durch eine Temperaturerhöhung auch erzeugen läßt, indem die kritische Energiedichte durch Kompression der Kernmaterie überschritten wird. Bildlich gesprochen überlappen die einzelnen Nukleonen dann, so daß sich die Quarks und Gluonen nicht mehr einzelnen Nukleonen zuordnen lassen. Auf diese Weise entsteht ein QGP bei kleiner Temperatur und endlicher Baryondichte [Fod02]. Man versucht, diesen Zustand zu beschreiben, indem die Gitter-Rechnungen durch ein phänomenologisches Modell, das sogenannten Bag-Modell (vgl. [Won94]), in den Bereich endlicher Baryondichte extrapoliert werden.

Abbildung 2.1 zeigt das Phasendiagramm hadronischer Materie als Funktion von Temperatur und baryochemischem Potential  $\mu_B$ . Diese Größe beschreibt die Energie, die aufgebracht werden muß, um dem System ein weiteres Baryon hinzuzufügen, und ist ein Maß für die Baryondichte. Die Phasengrenze zwischen Hadronengas und QGP bei  $\mu_B = 0 \text{ GeV}$  sowie die Extrapolation zu endlichen Werten von  $\mu_B$  sind in Abbildung 2.1 eingezeichnet. Zusätzlich werden zwei Szenarien eines Phasenübergangs angedeutet: Das frühe Universum hat einige Mikrosekunden nach dem Urknall eine Quark-Gluon-Plasma-Phase hoher Temperatur bei gleichzeitig geringem baryochemischen Potential durchlaufen. Umgekehrt liegt in Neutronensternen ein QGP bei geringer Temperatur und hoher Baryondichte vor.

Neben dem Einsetzen des *Deconfinement* sagen die QCD-Gitter-Rechnungen noch einen weiteren Phasenübergang voraus: Die chirale Symmetrie wird wiederhergestellt. Die chirale Symmetrie ist eine Eigenschaft der QCD, die besagt, daß linkshändige und rechtshändige Quarks in der starken Wechselwirkung unabhängig voneinander wechselwirken. Die Händigkeit oder Chiralität der Quarks ist also eine



**Abbildung 2.1:** Phasendiagramm hadronischer Materie. Das Diagramm zeigt die Phasengrenze zwischen Hadronengas und QGP als Funktion der Temperatur und des baryochemischen Potentials  $\mu_B$ . Die Parameter des hadrochemischen Ausfrierens für unterschiedliche Kollisions-Energien sind eingezeichnet [Büs02] (nach [Cle98, Bra01]).

Erhaltungsgröße. Die Chiralität bezeichnet die Orientierung des Spins zur Bewegungsrichtung der Quarks.

Für masselose Fermionen ist die Chiralität erhalten. Ihr Spin kann entweder parallel oder antiparallel zur Bewegungsrichtung orientiert sein. Mit einem Wechsel des Bezugssystems läßt sich diese Orientierung nicht umkehren, da sich masselose Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit bewegen. Durch die sogenannte Strommasse der Quarks wird die chirale Symmetrie allerdings explizit gebrochen. Da die Strommasse der beiden leichtesten Quarks  $u$  und  $d$  jedoch nur etwa 5 – 10 MeV beträgt, und sie somit klein gegen den Skalenparameter der QCD (Gleichung 2.1) ist, sollte die chirale Symmetrie für Systeme aus leichten Quarks zumindest näherungsweise gelten.

Dies widerspricht der Beobachtung und man spricht von einer spontanen Brechung der chiralen Symmetrie. Diese wird in der Theorie als Ursache dafür angesehen, daß die Konstituentenmassen der Quarks von  $m_{u,d} = m_p/3 \approx 300$  MeV viel größer als die Strommassen sind [Nam61].



Man geht heute davon aus, daß die spontane Brechung der chiralen Symmetrie bei genügend hoher Temperatur und Dichte aufgehoben wird. Gitter-Eich-Rechnungen sagen die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie bei einer ähnlichen Temperatur voraus wie die Aufhebung des Quark-Einschlusses. Weitere Informationen zu diesem Thema finden sich zum Beispiel in [Gri96, Koc97, Wei89].

## 2.2 Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen

Die Kollision von Atomkernen hoher Energie stellt die einzige Möglichkeit dar, im Labor unter kontrollierten Bedingungen ein Plasma aus Quarks und Gluonen zu erzeugen. Man hofft, durch das Studium dieser Reaktionen mehr über die starke Wechselwirkung zu lernen und durch die Untersuchung der Eigenschaften des QGP die Entstehung des Universums besser zu verstehen.

Die Kernmaterie liegt nur vorübergehend im Plasma-Zustand vor. Dieser Zustand bildet lediglich eine Phase einer dynamischen Entwicklung der Reaktion. Für die Interpretation von Signalen, die während der Plasmaphase ausgesandt werden, ist daher das Verständnis der gesamten Reaktion unumgänglich.

Im folgenden soll ein kurzer Überblick über die Physik hochenergetischer Kernreaktionen gegeben werden. Zunächst werden grundlegende Eigenschaften von Nukleon-Nukleon-Reaktionen besprochen, es folgt eine Beschreibung der raumzeitlichen Entwicklung der Kernreaktionen. Schließlich wird auf mögliche Signale des QGP eingegangen.

### 2.2.1 Nukleon-Nukleon-Reaktionen

Nukleon-Nukleon-Reaktionen bilden den wichtigsten Vergleichsmaßstab für Kern-Kern-Reaktionen. Daher sollen einige grundlegende Eigenschaften von Nukleon-Nukleon-Reaktionen vorgestellt werden (vgl. z. B. [Won94]):

Der inelastische Wirkungsquerschnitt von Nukleon-Nukleon-Reaktionen ist oberhalb einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 3 \text{ GeV}$  nahezu konstant. Bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 17 \text{ GeV}$  liegt er bei 32 mb, bei  $\sqrt{s} = 130 \text{ GeV}$  sind es 40 mb [Bar96]. Die einlaufenden Nukleonen verlieren in der Reaktion etwa 50 % ihrer Energie, die zur Teilchenproduktion aufgewendet wird. Dabei entstehen zu 80 % – 90 % Pionen. Die Rapidität<sup>5</sup>  $y$  der stoßenden Nukleonen ändert sich dabei um etwa eine Einheit:  $\Delta y \approx 1$ .

---

<sup>5</sup>Die Rapidität  $y$  stellt ein Maß für den Longitudinalimpuls dar, vgl. Anhang A.

Die Multiplizität, also die Anzahl der in einer Reaktion produzierten Teilchen, kann für geladene Teilchen als Funktion der Schwerpunktsenergie folgendermaßen parametrisiert werden:

$$\langle N_{ch} \rangle = 0,88 + 0,44 \ln s + 0,118 \ln^2 s. \quad (2.3)$$

Dabei ist  $s$  in Einheiten von  $\text{GeV}^2$  gegeben.

Der mittlere Transversalimpuls  $\overline{p_T}$  der produzierten Teilchen hängt praktisch nicht von der Schwerpunktsenergie ab. Er liegt bei  $\overline{p_T} = 300 - 400 \text{ MeV}/c$ . Die Verteilung der Transversalimpulse fällt im Intervall  $0 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$  exponentiell ab (vgl. z. B. [Alp73]):

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \sim \exp(-p_T/T), \quad T \approx 160 \text{ MeV}. \quad (2.4)$$

Die Größe  $d\sigma/dp_T^2$  beschreibt den lorentz-invariante Wirkungsquerschnitt (siehe Anhang B). Bei höheren Transversalimpulsen läßt sich die Verteilungen besser durch ein Potenzgesetz der Form

$$d\sigma/dp_T^2 \sim p_T^{-n} \quad (2.5)$$

beschreiben. Betrachtet man den invarianten Wirkungsquerschnitt als Funktion der transversalen Masse

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}, \quad (2.6)$$

so ist er für alle Teilchensorten annähernd gleich. Dies wird als  $m_T$ -Skalierung bezeichnet.

Die Rapidityverteilung der produzierten Teilchen ist für  $\sqrt{s} \leq 20 \text{ GeV}$  näherungsweise gaußförmig. Für höhere Kollisionsenergien bildet sich ein Plateau aus.

### 2.2.2 Ablauf einer Schwerionenreaktion

Eine Schwerionenreaktion, bei der die einlaufenden Atomkerne eine Energie oberhalb von  $10 \text{ GeV}$  pro Nukleon ( $A \text{ GeV}$ ) besitzen, wird als ultra-relativistisch bezeichnet. Bei dieser Energie läßt sich die Wellennatur der Teilchen vernachlässigen, so daß sich viele Eigenschaften der Reaktionen allein aus geometrischen Überlegungen ergeben.

Demnach nehmen nur diejenigen Nukleonen an der Reaktion teil, die im geometrischen Überlappungsbereich der Kerne liegen. Sie werden als *Participants* bezeichnet. Die übrigen Nukleonen heißen *Spectators*. Die Zahl der *Spectators* hängt also direkt vom Stoßparameter  $b$  ab. Da die *Spectators* nahezu unbeeinflusst von der Reaktion in Strahlrichtung weiterfliegen, läßt sich der Stoßparameter aus der in dieser Richtung gemessenen Energie bestimmen.

Die *Participants* bilden den sogenannten *Feuerball*. Bei kleiner Schwerpunktsenergie ( $\sqrt{s} = 5\text{--}10\text{ GeV}$ ) werden die *Participants* von Projektil- und Target-Kern vollständig gestoppt. So könnte ein QGP hoher Baryondichte entstehen. Bei großer Schwerpunktsenergie ( $\sqrt{s} > 100\text{ GeV}$ ) verlieren die einlaufenden Kerne nur einen Teil ihrer Energie und durchdringen den Feuerball. Man spricht von Transparenz. Auf diese Weise könnte ein QGP verschwindender Baryondichte erzeugt werden.

Die raum-zeitliche Entwicklung einer Schwerionenreaktion kann in verschiedene Phasen aufgeteilt werden. Durch Mehrfach-Kollisionen der Nukleonen entsteht in der Anfangsphase eine Zone hoher Energiedichte. Außerdem kann es zu harten Stößen zwischen den Quarks der einlaufenden Nukleonen kommen. In weiteren Streuprozessen nähert sich die Reaktionszone einem Gleichgewichtszustand. Ist die Energiedichte hoch genug, dominieren partonische Freiheitsgrade und es bildet sich ein QGP.

Durch den im Innern der Reaktionszone aufgebauten Druck expandiert das Plasma, so daß es im weiteren Verlauf der Reaktion zur Abkühlung kommt. Schließlich vollzieht sich, möglicherweise über eine gemischte Phase, wieder ein Übergang zum Hadronengas. Nach weiterer Expansion wechselwirken schließlich die Hadronen nicht mehr untereinander. Dies wird als thermisches Ausfrieren (engl. *freeze-out*) bezeichnet. Der thermische Ausfrierpunkt ist im allgemeinen nicht mit dem chemischen Ausfrierpunkt identisch, bei dem sich das Zahlenverhältnis der verschiedenen Teilchensorten zueinander nicht mehr ändert. Das chemische Ausfrieren kann durchaus noch während der Plasmaphase stattfinden (vgl. [Bra01] u. Abb. 2.1).

### 2.2.3 Modelle für Schwerionenreaktionen

Es werden zwei grundsätzlich verschiedene Ansätze verfolgt, ultrarelativistische Kernreaktionen zu modellieren. In mikroskopischen Modellen werden die Kernreaktionen durch eine Überlagerung von elementaren Reaktionen der einzelnen Teilchen beschrieben. Dies kann sowohl auf der Ebene der Nukleonen als auch auf der Ebene der Quarks und Gluonen geschehen. Makroskopische Modelle betrachten hingegen den Feuerball als Flüssigkeit, deren Expansion hydrodynamischen Gesetzen folgt. Sie gehen davon aus, daß sich zumindest lokal ein thermodynamisches Gleichgewicht einstellt.

*String*-Modelle gehören zu den mikroskopischen Modellen. Sie versuchen, Kern-Kern-Reaktionen auf Basis einzelner Nukleon-Nukleon-Reaktionen zu beschreiben. In einer inelastischen Nukleon-Nukleon-Kollisionen wird zunächst ein *String* ange-regt. Durch anschließende Fragmentierung des *Strings* werden dann Teilchen produziert. Das Aufbrechen eines *Strings* ist ein lokaler Prozeß, der nicht von der Gesam-

tenergie des *Strings* abhängt. So erklärt sich in diesem Modell der experimentelle Befund, daß der mittlere Transversalimpuls der produzierten Teilchen unabhängig von der Schwerpunktsenergie der Kollision ist.

Die in den einzelnen Nukleon-Nukleon-Reaktionen erzeugten *Strings* werden zur Beschreibung von Kern-Kern-Reaktion überlagert. Da auf kleinem Raum eine hohe Anzahl an *Strings* produziert wird, werden in neueren Modellen (z. B. VENUS [Wer93] und RQMD [Sor89]) auch Wechselwirkungen zwischen den *Strings* zugelassen. Zusätzlich werden sekundäre Stoßprozesse der produzierten Teilchen berücksichtigt. Insgesamt erreicht man so eine relativ gute Beschreibung der globalen Eigenschaften von Schwerionenreaktionen bei der SPS-Energie<sup>6</sup> von  $\sqrt{s} \approx 20$  GeV pro Nukleon-Paar.

Bei höheren Kollisions-Energien, wie sie am RHIC<sup>7</sup> erreicht werden, wird ein großer Teil der Teilchen in harten Streuprozessen der Partonen erzeugt. Diese Prozesse lassen sich in *String*-Modellen nicht befriedigend beschreiben. Deshalb werden die *String*-Modelle durch harte Prozesse erweitert, die in QCD-Rechnungen auf Grundlage der Störungstheorie beschrieben werden (*perturbative* QCD oder pQCD). Beispiele für solche Modelle sind das Parton-Kaskaden-Modell VNI [Gei97] und HIJING [Wan97].

Hydrodynamische Modelle beschreiben die hadronische Materie als Flüssigkeit. Sie setzen voraus, daß sich lokal ein thermodynamisches Gleichgewicht einstellt. Die raum-zeitliche Entwicklung der Flüssigkeit wird durch die Erhaltungssätze für Energie, Impuls und Baryonenzahl bestimmt. Der Zusammenhang zwischen Druck, Energiedichte und Baryonendichte wird über die Zustandsgleichung hergestellt. Ein Vorteil dieser makroskopischen Modelle ist, daß sich die verschiedenen Szenarien mit und ohne Phasenübergang zum QGP durch entsprechende Wahl der Zustandsgleichung durchspielen und mit experimentellen Ergebnissen vergleichen lassen. Die Ergebnisse der hydrodynamischen Rechnung hängen jedoch entscheidend von den gewählten Anfangsbedingungen ab. Ein Beispiel für eine solche Rechnung findet sich in [Sol97].

### 2.2.4 Signale eines Quark-Gluon-Plasmas

An dieser Stelle sollen mögliche Signale des Quark-Gluon-Plasmas vorgestellt werden. Viele dieser Signale lassen sich jedoch auch durch Szenarien erklären, die ohne die Ausbildung eines Plasmas aus Quarks und Gluonen auskommen. Solche Modelle versagen allerdings in der gemeinsamen Beschreibung mehrerer Signale.

<sup>6</sup>Super-Proton-Synchrotron, vgl. auch Kap. 4

<sup>7</sup>Relativistic Heavy Ion Collider, vgl. auch Abschnitt 10.1

Die einzelnen Signale lassen sich in Gruppen zusammenfassen. Eine Übersicht findet sich beispielsweise in [Bas98, Har96]. Auf die für diese Arbeit entscheidenden Signaturen wird in den Kapiteln 3 bzw. 9 gesondert eingegangen.

### Thermodynamische und kinematische Signale

Ein Phasenübergang erster Ordnung läßt sich an einer konstanten Temperatur bei gleichzeitiger Änderung der Energiedichte erkennen. Die Energiedichte wird aus der Verteilung der transversalen Energie  $dE_T/d\eta$  abgeleitet. Sie kann durch die Auswahl unterschiedlich zentraler Stöße variiert werden. Die Temperatur kann prinzipiell aus dem mittleren Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$  der produzierten Teilchen bestimmt werden. Da Hadronen jedoch auch nach der Plasma-Phase noch miteinander wechselwirken, gibt  $\langle p_T \rangle$  die Temperatur zum Zeitpunkt des thermischen Ausfrierens an. Informationen über die frühe Phase der Reaktion lassen sich nur aus leptonischen Signalen gewinnen (s. u.).

Ist der Phasenübergang kontinuierlich, entfällt der sprunghafte Anstieg der Energiedichte. Die Ordnung des Phasenübergangs ist nicht abschließend geklärt. Unter gewissen Umständen kann es beim Phasenübergang auch zu charakteristischen Fluktuationen kommen (vgl. Kap. 3).

Informationen über die Zustandsgleichung der Kernmaterie lassen sich durch die Untersuchung des kollektiven Flußverhaltens der produzierten Teilchen gewinnen. Der Fluß entsteht durch ein Druckgefälle innerhalb der Reaktionszone. Im Falle eines Phasenübergangs sollte die Zustandsgleichung *weicher*, und damit die Stärke des Flusses geringer sein.

Die räumliche und zeitliche Ausdehnung der Reaktionszone läßt sich durch Interferometrie identischer Teilchen messen (Hanbury-Brown-Twiss-Effekt (HBT) [Han54]).

### Elektromagnetische Signale

Elektromagnetische Signale wie direkte Photonen und Leptonenpaare liefern Informationen über die frühe, heiße Phase der Reaktion. Da Photonen und Leptonen nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen, können sie die Reaktionszone praktisch ungehindert verlassen, während Hadronen vor allem Informationen über den Zustand zum Zeitpunkt des Ausfrierens liefern.

Die Messung direkter Photonen stellt einen Schwerpunkt des WA98-Experiments und auch des PHENIX-Experiments dar. Direkte Photonen entstehen in einem thermalisierten QGP durch Quark-Gluon-Compton-Streuung,  $qg \rightarrow q\gamma$ , und durch

Quark-Antiquark-Vernichtung,  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ . Sie werden häufig auch als thermische Photonen bezeichnet. In harten Parton-Parton-Stößen in der Anfangsphase der Reaktion werden zusätzliche direkte Photonen erzeugt. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von prompten Photonen. Aber auch in einem Hadronengas werden in den Reaktionen  $\pi^\pm \rho^0 \rightarrow \pi^\pm \gamma$  und  $\pi^+ \pi^- \rightarrow \rho^0 \gamma$  direkte Photonen produziert. Die Unterscheidung rein hadronischer Szenarien von solchen mit einem Phasenübergang ist also allein anhand der direkten Photonen schwierig. Die direkten Photonen sind folglich vor allem geeignet, Informationen über die thermodynamischen Bedingungen zu Beginn der Reaktion zu erhalten.

Experimentell stellt sich die Aufgabe, die direkten Photonen von einem großen Untergrund von Zerfallsphotonen vor allem aus den Zerfällen  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  und  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  zu trennen. Trotzdem ist es dem WA98-Experiment gelungen, erstmals einen Überschuß direkter Photonen in Schwerionenreaktionen zu messen [Agg00a].

### Signale der Aufhebung des Quark-Einschlusses

In einem QGP können *seltsame* Quarks (*strange quarks*,  $s$ ) thermisch produziert werden. Dazu muß lediglich die Strommasse eines  $s\bar{s}$ -Paares von etwa 300 MeV aufgewandt werden. In einem Hadronengas ist hingegen die Energieschwelle für die Produktion von  $s$ -Quarks deutlich höher, da die Quarks nur durch die assoziierte Produktion eines Hadronenpaares, das ein  $s$ - und ein  $\bar{s}$ -Quark enthält, erzeugt werden können. Hier ist die höhere Konstituentenmasse der Quarks von Bedeutung. In der einfachsten Reaktion  $pn \rightarrow \Lambda^0 K^+ n$  liegt die Schwelle bei 700 MeV. Die relative Häufigkeit von Teilchen, die ein  $s$ - oder  $\bar{s}$ -Quark enthalten, sollte also erhöht sein, falls sich ein QGP bildet. Diese sogenannte *Strangeness*-Erhöhung ist eines der ersten vorgeschlagenen Signaturen des QGP [Raf82].

Eine Erhöhung der *Strangeness* kann auch ein thermodynamisches Signal des QGP sein, da sich in einem QGP aufgrund der höheren Zahl der Freiheitsgrade schneller ein Gleichgewicht einstellt als in einem Hadronengas und damit die Produktionsrate der  $s$ -Quarks steigt. Ebenso kann die *Strangeness*-Erhöhung als Folge der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie verstanden werden.

Von besonderem Interesse sind Baryonen, die mehrere  $s$ -Quarks enthalten. Im WA97-Experiment am SPS des CERN wurde eine Erhöhung der Produktion dieser Teilchen beobachtet [And99].

Ein anderes, vielversprechendes Signal für die Aufhebung des Quark-Einschlusses ist die Unterdrückung des  $J/\Psi$ -Mesons [Mat86]. Dieses besteht aus einem  $c\bar{c}$ -Paar. Aufgrund seiner hohen Masse kann das  $J/\Psi$  nur in harten Parton-Stößen in der

Frühphase der Reaktion erzeugt werden. Kommt es im weiteren Verlauf der Reaktion zur Aufhebung des Quark-Einschlusses, so wird das anziehende Potential des  $c\bar{c}$ -Paares durch die umgebenden freien Farbladungen abgeschirmt. Bei der Hadronisierung binden sich die  $c$ -Quarks mit hoher Wahrscheinlichkeit an die häufiger vorhandenen leichteren Quarks, so daß es zu einer Unterdrückung des  $J/\Psi$  kommt.

Auch in einem rein hadronischen Szenario, also ohne Phasenübergang zum QGP, gibt es Effekte, die zu einer Unterdrückung des  $J/\Psi$  führen. Die unlängst im NA50-Experiment beobachtete starke Unterdrückung in semi-zentralen und zentralen  $Pb + Pb$ -Kollisionen [Abr00] kann jedoch nicht in einem hadronischen Szenario erklärt werden.

Ein weiteres Signal, das die Aufhebung des Quark-Einschlusses anzeigt, ist der Energieverlust hochenergetischer Partonen. Darauf wird in Kap. 9 näher eingegangen.

### Signale der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie

Ein Signal für die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie könnte das Entstehen eines sogenannten disorientierten chiralen Kondensats (DCC) sein. Nach der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie wird beim anschließenden Phasenübergang zum sogenannten chiralen Kondensat die chirale Symmetrie erneut gebrochen. Dabei stellt sich in der Regel wieder der Grundzustand der Kernmaterie ein. Verläuft der Phasenübergang aber sehr schnell, kann sich theoretisch auch ein energetisch ungünstigerer Zustand einstellen. Man spricht dann von einem disorientierten chiralen Kondensat. Das DCC offenbart sich durch Änderungen des Häufigkeitsverhältnisses der neutralen zu den geladenen Pionen. Man versucht, das DCC an nicht-statistischen Fluktuationen dieses Verhältnisses festzumachen.

Außerdem erwartet man als Folge der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie eine Änderung der Massen der leichten Vektormesonen  $\rho, \omega$  und  $\Phi$  sowie ihrer Zerfallsbreiten und Verzweungsverhältnisse. Diese Größen werden über den Zerfall der Mesonen in  $e^+e^-$  gemessen.





## Teil I

# Transversalimpuls-Fluktuationen



## 3. Theoretische Überlegungen

Im ersten Teil der Arbeit werden Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses von Photonen untersucht. Sie können charakteristisch für einen Phasenübergang sein, was im folgenden aus theoretischer Sicht beleuchtet wird.

### 3.1 Fluktuationen bei einem Phasenübergang erster Ordnung

Charakteristische Fluktuationen entstehen beispielsweise bei einem Phasenübergang erster Ordnung. Dieser ist durch die Koexistenz zweier Phasen gekennzeichnet, die sich untereinander im Gleichgewicht befinden. Das Gleichgewicht kann aufgrund der schnellen Expansion in einer Schwerionenreaktion jedoch verlorengehen, wie es auch in einer unterkühlten Flüssigkeit beobachtet wird. In diesem Fall bilden sich aus den verschiedenen Phasen schließlich Raumbereiche, in denen die Teilchen unterschiedliche Eigenschaften besitzen. Daraus ergeben sich räumliche Fluktuationen innerhalb der Reaktionszone [Hei01]. Es ist allerdings fraglich, ob diese Fluktuationen auch im Endzustand der Teilchen, das heißt nach dem Ausfrieren erhalten sind. Diese Frage wird am Ende des Kapitels diskutiert.

Die Fluktuationen innerhalb der Reaktionszone können experimentell nachgewiesen werden, indem Fluktuationen zwischen Ereignissen untersucht werden. Diese Fluktuationen sind besonders stark, wenn ein Zusammenhang zwischen dem Phasenraum der Reaktionszone und dem Ortsraum des Detektors besteht. In diesem Fall kann die Messung in jedem Ereignis auf einen Raumbereich eingeschränkt werden, dessen Ausdehnung mit den unterschiedlichen Raumbereichen der Reaktionszone vergleichbar ist. Aber auch ohne diese Beziehung zwischen Phasenraum und Ortsraum ergeben sich Fluktuationen zwischen den Ereignissen. Durch die Überlagerung von Teilchen aus unterschiedlichen Raumbereichen werden die Fluktuationen dann allerdings abgeschwächt.

## 3.2 Der mittlere Transversalimpuls als Observable

Es werden verschiedene Observable diskutiert, die infolge eines Phasenübergangs Fluktuationen von Ereignis zu Ereignis aufweisen können. Eine aktuelle Übersicht findet sich zum Beispiel in [Hei01]. Eine dieser Größen ist der mittlere Transversalimpuls  $M_{p_T}$ . Er wird für jedes Ereignis  $j$  aus der Summe der Transversalimpulse<sup>1</sup>  $p_{T,ij}$  aller in diesem Ereignis gemessenen Teilchen  $i$  berechnet und auf deren Anzahl  $N_j$  normiert<sup>2</sup>:

$$M_{p_T,j} = \frac{1}{N_j} \sum_{i=1}^{N_j} p_{T,ij}. \quad (3.1)$$

Anhand dieser Observablen soll im weiteren nach Fluktuationen zwischen den Ereignissen gesucht werden.

In der wissenschaftlichen Literatur werden verschiedene Ursachen angeführt, die in Zusammenhang mit einem Phasenübergang zu Fluktuationen von  $M_{p_T}$  führen. Sie sollen hier jedoch nicht im einzelnen diskutiert werden. Eine Aufzählung der verschiedenen Ursachen, jeweils versehen mit einem Literaturverweis, möge genügen. Zu nennen sind Farbfluktuationen im Anfangsstadium der Kernreaktion [Mró93], kritische Fluktuationen an einem trikritischen Punkt der QCD [Ste98] und Fluktuationen aus dem Zerfall eines *Polyakov-loop*-Kondensats [Dum01]. Um eine anschauliche Vorstellung zu gewinnen, sei außerdem auf das im letzten Abschnitt vorgestellte naive Modell verwiesen.

Außerdem soll eine mögliche Interpretation von  $M_{p_T}$  aufgezeigt werden: Geht man von einer Thermalisierung der Reaktionszone aus, so läßt sich das Transversalimpulsspektrum der emittierten Teilchen als thermische Verteilung interpretieren. Diese Vorstellung deckt sich mit dem experimentellen Befund eines annähernd exponentiellen Verlaufs des Spektrums. Vernachlässigt man ferner die kollektive, gerichtete Bewegung der Teilchen aufgrund der Expansion der Reaktionszone, den sogenannten Fluß, so entspricht der inverse Steigungsparameter in der exponentiellen Darstellung des Spektrums direkt der Temperatur des Systems zum Zeitpunkt des Ausfrierens. Damit läßt sich auch der mittlere Transversalimpuls als Maß für die Temperatur auffassen [Ste99].

Der mittlere Transversalimpuls zählt zu den sogenannten intensiven Variablen. Diese hängen im Gegensatz zu den extensiven Variablen nicht von der Systemgröße

<sup>1</sup>Zur Definition des Transversalimpulses siehe Anhang A.

<sup>2</sup>Diese Definition wird in Abschnitt 6.1.1 wieder aufgegriffen.

ab. Sie sind also unabhängig von der Teilchenzahl. Das ist ein entscheidender Vorteil, da beispielsweise kleine Variationen des Stoßparameters, die sich experimentell kaum vermeiden lassen, in erster Näherung keinen Einfluß auf  $M_{p_T}$  haben. Aufgrund der Korrelation von Stoßparameter und Multiplizität führen solche Variationen bei extensiven Variablen, zum Beispiel der Transversalimpulssumme, hingegen zu Fluktuationen zwischen den Ereignissen. Diese stehen dann nicht in Zusammenhang mit einem Phasenübergang und verfälschen so die Messung.

### 3.3 Statistische Fluktuationen

Lassen sich Fluktuationen zwischen den Ereignissen experimentell nachweisen, so ist auch bei einer intensiven Variablen keineswegs klar, daß die Fluktuationen auf einem Phasenübergang beruhen. In jedem Fall, auch bei Ausbleiben eines Phasenübergangs, treten nämlich Fluktuationen auf, die rein statistischer Natur sind. Experimentell stellt sich also die Aufgabe, Fluktuationen, die eventuell infolge eines Phasenübergangs entstehen, von den immer vorliegenden statistischen Fluktuationen zu trennen.

Die Ursache der statistischen Fluktuationen liegt in der endlichen Anzahl der in einem Ereignis gemessenen Teilchen. Das wird deutlich, wenn man sich die Grundlage einer jeden Ereignisvariablen vor Augen führt. Sie muß zunächst charakteristisch für das jeweilige Ereignis sein. Experimentell ist ein Ereignis aber allein durch die jeweils gemessenen Teilchen definiert. Eine geeignete Observable kann also nur auf den Eigenschaften dieser Teilchen beruhen.

Diese Eigenschaften, experimentell realisiert durch Meßgrößen der Einzelteilchen, folgen nun einer statistischen Verteilung. Aus theoretischer Sicht ist es genau diese Verteilung, welche, gekennzeichnet durch gewisse Parameter, die für das Ereignis charakteristische Größe darstellt. Eigentlich sucht man also nach Änderungen von Ereignis zu Ereignis dieser Verteilung selbst.

Die Anzahl der in einem Ereignis gemessenen Teilchen ist jedoch endlich. Eine auf Basis dieser Teilchen bestimmte Verteilung kann also immer nur eine Abschätzung für die dem jeweiligen Ereignis zugrundeliegende tatsächliche Verteilung liefern. Die Abschätzung ist also mit einem statistische Fehler behaftet. Er ist umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Anzahl der jeweils gemessenen Teilchen. Das jeweilige Ergebnis der Abschätzung fluktuiert damit im Rahmen dieses Fehlers um einen Erwartungswert, der die wahre Verteilung charakterisiert. Damit ist unmittelbar klar, daß eine Ereignisgröße immer statistische Fluktuationen aufweist. Dies gilt insbe-

sondere auch dann, wenn die zugrundeliegende theoretische Verteilung in jedem Ereignis dieselbe ist, wenn es also gar keine nicht-statistischen Fluktuationen gibt.

Um nun die interessanten Fluktuationen von den immer vorhandenen, rein statistischen Fluktuationen zu trennen, müssen letztere zunächst einmal bestimmt werden. Für den Fall, daß die Fluktuationen allein statistischer Natur sind, ist die zugrundeliegende Einteilchen-Verteilung in jedem Ereignis gleich. Die Einteilchenverteilung kann dann auch aus der Gesamtheit der Ereignisse abgeschätzt werden. Die Genauigkeit der Abschätzung ist in diesem Fall lediglich durch die Anzahl der gemessenen Ereignisse bestimmt. Der statistische Fehler ist damit für gewöhnlich wesentlich kleiner als bei einer ereignisweisen Abschätzung.

Ausgehend von der so gewonnenen Einteilchenverteilung, ergibt sich die gesuchte rein statistische Verteilung der Ereignisgröße dann unter der Annahme, daß die Eigenschaften aller Teilchen eines Ereignisses unabhängig voneinander sind. Für den Spezialfall, daß die Anzahl  $N$  der gemessenen Teilchen in jedem Ereignis gleich ist, läßt sich die Verteilung der Ereignisgröße unmittelbar angeben. Man erhält sie in diesem Fall einfach aus der  $N$ -fachen Faltung der Einteilchenverteilung [Tan01a]. Betrachtet man als Ereignisgröße beispielsweise den jeweiligen Mittelwert der Einteilchengröße, dann ergeben sich Mittelwert  $\mu_N$  und Standardabweichung  $\sigma_N$  der Verteilung der Ereignisgröße aus den entsprechenden Einteilchengrößen  $\mu$ ,  $\sigma$  nach den bekannten Regeln

$$\mu_N = \mu \tag{3.2}$$

und

$$\sigma_N = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}. \tag{3.3}$$

Im allgemeinen fluktuiert aber auch die Teilchenzahl. Der Zusammenhang zwischen der Verteilung der Ereignisgröße und der Einteilchenverteilung ist dann komplizierter. Zu jeder Teilchenzahl gibt es nun eine eigene Verteilung der Ereignisgröße. Die resultierende Verteilung ergibt sich durch Mittelung dieser einzelnen Verteilungen, gewichtet mit der Verteilung der Teilchenzahl [Tan01a]. Insbesondere reicht es nicht aus, in obiger Gleichung die Teilchenzahl  $N$  einfach durch ihren Mittelwert  $\langle N \rangle$  zu ersetzen. Dadurch würde die Streuung der Ereignisgröße unterschätzt [Tan01a, Ste99].

Diese Methode zur Berechnung der statistischen Fluktuationen beruht auf der Annahme, daß die Einteilchenverteilung in jedem Ereignis gleich ist. Gibt es auch nicht-statistische Fluktuationen, ist diese Annahme falsch. Die Streuung der Einteilchenverteilung, die aus der Gesamtheit der Ereignisse abgeschätzt wird, vergrößert sich in diesem Fall. Folglich werden die statistischen Fluktuationen überschätzt. Im

folgenden wird in diesem Zusammenhang der Einfachheit halber trotzdem von der statistischen Verteilung gesprochen.

### 3.4 Ursachen nicht-statistischer Fluktuationen

Bisher wurde lediglich zwischen statistischen Fluktuationen und solchen, die in Zusammenhang mit einem Phasenübergang stehen, unterschieden. Es gibt jedoch weitere Ursachen nicht-statistischer Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses. Sie lassen sich in zwei Kategorien einteilen.

Zum einen sind dies Zwei- oder Mehr-Teilchen-Korrelationen. Solche Korrelationen führen zu erhöhten Fluktuationen, da in diesem Fall die Teilchen nicht mehr unabhängig voneinander ausgesandt werden. Anti-Korrelationen verringern andererseits die Fluktuationen gegenüber der statistischen Erwartung.

Die Transversalimpulse zweier Teilchen sind beispielsweise korreliert, falls die Teilchen aus dem Zerfall eines anderen Teilchens hervorgegangen sind. Mehr-Teilchen-Korrelationen können durch Bose-Einstein-Korrelationen<sup>3</sup> entstehen.

Auch Korrelationen, die mit einem Phasenübergang in Verbindung stehen, können zu dieser Kategorie gerechnet werden. Sie führen ebenfalls zu Mehr-Teilchen-Korrelationen.

Die andere Kategorie nicht-statistischer Fluktuationen sind Korrelationen oder Anti-Korrelationen zwischen Transversalimpuls und Anzahl der in einem Ereignis gemessenen Teilchen. Solche Korrelationen können allein deshalb zu nicht-statistischen Fluktuationen von  $M_{p_T}$  führen, weil in diesem Fall der Erwartungswert des Transversalimpulses von Ereignis zu Ereignis verschieden ist.

Gleichzeitig wird aber auch der Mittelwert von  $M_{p_T}$  verändert. Da es sich bereits bei  $M_{p_T}$  um einen Mittelwert handelt, gehen die einzelnen Transversalimpulse mit einem Gewicht in  $M_{p_T}$  ein, das umgekehrt proportional zur jeweiligen Teilchenzahl ist. Bei einer Korrelation von Transversalimpuls und Teilchenzahl tragen Teilchen aus Ereignissen mit einem hohen Erwartungswert des Transversalimpulses also mit niedrigem Gewicht bei. Bei Ereignissen mit niedrigem Erwartungswert ist es umgekehrt. In der statistischen Verteilung von  $M_{p_T}$ , die aus der Einteilchenverteilung abgeschätzt wird, sind hingegen alle  $p_T$ -Werte gleichberechtigt. Folglich liegt der Mittelwert von  $M_{p_T}$  unter dem aus der statistischen Verteilung berechneten Wert. Bei einer Anti-Korrelation ist das Verhalten umgekehrt.

---

<sup>3</sup>Bosonen, z. B. neutrale Pionen, unterliegen der Bose-Einstein-Statistik. Diese Teilchen neigen dazu, denselben Zustand zu besetzen.

Die unterschiedliche Gewichtung der einzelnen  $p_T$ -Werte in der gemessenen und der statistischen Verteilung wirkt sich auch auf die Streuung von  $M_{p_T}$  aus. Sie liefert einen zusätzlichen Beitrag zur Fluktuation von  $M_{p_T}$  in der statistischen Verteilung. Die Größe dieses Beitrags im Vergleich zum entsprechenden Beitrag in der Gesamtverteilung ist jedoch nicht von vornherein gegeben. Man kann beispielsweise annehmen, daß die Streuung in der statistischen Verteilung in gleichem Maße gegenüber der Gesamtverteilung erhöht ist, wie der Mittelwert. Es ist denkbar, daß auf diese Weise die Fluktuationen in der statistischen Verteilung diejenigen der Gesamtverteilung sogar übertreffen. In Abschnitt 7.2.2 wird die Größe dieses Effekts an einem Beispiel abgeschätzt.

Es sind verschiedene Ursachen von Korrelationen zwischen Transversalimpuls und Anzahl der Teilchen vorstellbar. Sie können zum einen physikalischer Natur sein. So wurde beispielsweise in  $p+p$ -Kollisionen bei einer Energie von  $\sqrt{s} = 20$  GeV eine Antikorrelation dieser Art beobachtet [Kaf77]. Eine derartige Antikorrelation erscheint aufgrund der Energieerhaltung auch plausibel. Ist eine Kern-Kern-Kollision lediglich eine ungestörte Überlagerung von Nukleon-Nukleon-Kollisionen, so gibt es auch in Kern-Kern-Reaktionen eine solche Antikorrelation. Durch die Überlagerung der einzelnen Nukleon-Nukleon-Kollisionen wird die Antikorrelation allerdings abgeschwächt.

Zum anderen kann eine Korrelation zwischen der Zahl der Teilchen und deren Transversalimpulsen aber auch meßtechnisch bedingt sein. Beispiele für solche Effekte finden sich in Kapitel 7.2.

### 3.5 Thermalisierung

Es wurde bereits angedeutet, daß sich Fluktuationen zwischen den Ereignissen, die infolge eines Phasenübergangs auftreten, nicht unbedingt auch im Endzustand der Teilchen widerspiegeln. Um dies zu verstehen, sei noch einmal an das Ausgangsbeispiel erinnert. Bei einem Phasenübergang erster Ordnung entstehen durch eine sprunghafte Abkühlung der Reaktionszone möglicherweise Bereiche unterschiedlicher Eigenschaften. Damit die Unterschiede erhalten bleiben, muß der Einfluß der Streuung der produzierten Teilchen untereinander, das *rescattering*, nach dem Phasenübergang klein sein. Andernfalls stellt sich wieder ein Gleichgewicht zwischen den verschiedenen Zonen ein und die Unterschiede verwischen.

Aber auch falls sich das *rescattering* vernachlässigen läßt, ist nicht gesagt, daß alle anfänglichen Unterschiede auch nach dem Ausfrieren noch bestehen. Es ist zu vermuten, daß dies für Erhaltungsgrößen wie die Ladung der Fall sein wird. Fluktua-



tionen dieser Größen können nur durch Teilchenaustausch zwischen den verschiedenen Zonen ausgeglichen werden. Für thermodynamische Größen wie die Temperatur gilt dies aber nicht unbedingt. Geht man davon aus, daß Temperatur- und Dichteschwankungen korreliert sind, dann ist die Ausfrieretemperatur trotz anfänglicher Unterschiede möglicherweise in allen Zonen gleich. Das Ausfrieren erfolgt nur zu unterschiedlichen Zeitpunkten.

Ähnliche Überlegungen gelten auch für die erwähnte Korrelation von Teilchenzahl und Transversalimpulsen, die durch die Energieerhaltung in den einzelnen Nukleon-Nukleon-Kollisionen bedingt ist. Sie bleibt nur bei einer ungestörten Überlagerung von Nukleon-Nukleon-Kollisionen erhalten. Ist dies nicht der Fall, stellt sich also ein thermisches Gleichgewicht ein, geht diese Korrelation verloren. Damit ergibt sich aber eine weitere Motivation, Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses zu untersuchen, die ebenfalls in der Literatur diskutiert wird [Gaz92]: Gibt es nur statistische Fluktuationen, weist dies auf eine Thermalisierung der Reaktionszone hin. Die Frage, ob es zu einer Thermalisierung der Reaktionszone kommt, ist von fundamentaler Bedeutung. Nur unter der Voraussetzung, daß sich zumindest lokal ein thermisches Gleichgewicht einstellt, lassen sich thermodynamische Konzepte überhaupt anwenden. Andernfalls macht die Verwendung des Begriffs Phasenübergang wenig Sinn. Allein die Abwesenheit nicht-statistischer Fluktuationen beweist allerdings noch nicht, daß es einen Phasenübergang gegeben hat, sie deutet vielmehr darauf hin, daß eine Voraussetzung dafür erfüllt ist, nämlich die Thermalisierung der Reaktionszone.



## 4. Das WA98-Experiment

Die Fluktuations-Analyse beruht auf Messungen mit einem Bleiglaskalorimeter des WA98-Experiments. Das Experiment soll an dieser Stelle kurz vorgestellt werden. Die Beschreibung des Bleiglasdetektors wird dabei im Vordergrund stehen. Der gleiche Detektor kommt im PHENIX-Experiment erneut zum Einsatz (vgl. Kap. 10).

Das WA98-Experiment am CERN<sup>1</sup>-SPS<sup>2</sup> untersucht ultrarelativistische Schwerionen-Kollisionen nach Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas. Ein Schwerpunkt liegt dabei auf der Messung direkter Photonen. Weiterhin werden Multiplizitäten und  $p_T$ -Verteilungen neutraler und geladener Hadronen untersucht [WA98]. Im Experiment werden  $^{208}\text{Pb}$ -Ionen mit einer Energie von 158 GeV pro Nukleon ( $A\text{ GeV}$ ) auf ein ruhendes  $^{208}\text{Pb}$ -Target gelenkt<sup>3</sup>. Das entspricht im Schwerpunktsystem einer Kollisionsenergie von  $\sqrt{s} = 17.2\text{ GeV}$  pro Nukleon-Paar.

Das WA98-Experiment steht in der Tradition der beiden Experimente WA80 und WA93, die mit ähnlicher Zielsetzung die leichteren Projektile  $^{16}\text{O}$  und  $^{32}\text{S}$  untersucht haben. Durch den Einsatz von Blei als Projektil-Ion lassen sich das Reaktionsvolumen und die in den Kollisionen erreichte Energiedichte erhöhen. So erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, ein QGP zu erzeugen. Gleichzeitig wächst allerdings auch die Zahl der in der Reaktion produzierten Teilchen, was größere Herausforderungen an das Experiment stellt.

Neben dem WA98-Experiment untersuchen im Rahmen des CERN-SPS-Programms sechs weitere Experimente die Signaturen des QGP. Um ein umfassendes Bild der Reaktionen zu gewinnen, konzentrieren sich die verschiedenen Experimente auf jeweils unterschiedliche, sich gegenseitig ergänzende Signale [Cer01].

Blei-Strahlen mit 158 GeV pro Nukleon standen im Jahr 1994 erstmalig zur Verfügung. Die in dieser Arbeit untersuchten Daten stammen aus der letzten Messung im Jahr 1996.

---

<sup>1</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Europäisches Kernforschungszentrum in Genf, Schweiz

<sup>2</sup>Super-Proton-Synchrotron

<sup>3</sup>Zu Strahlerzeugung und Target siehe beispielsweise [Rey99].

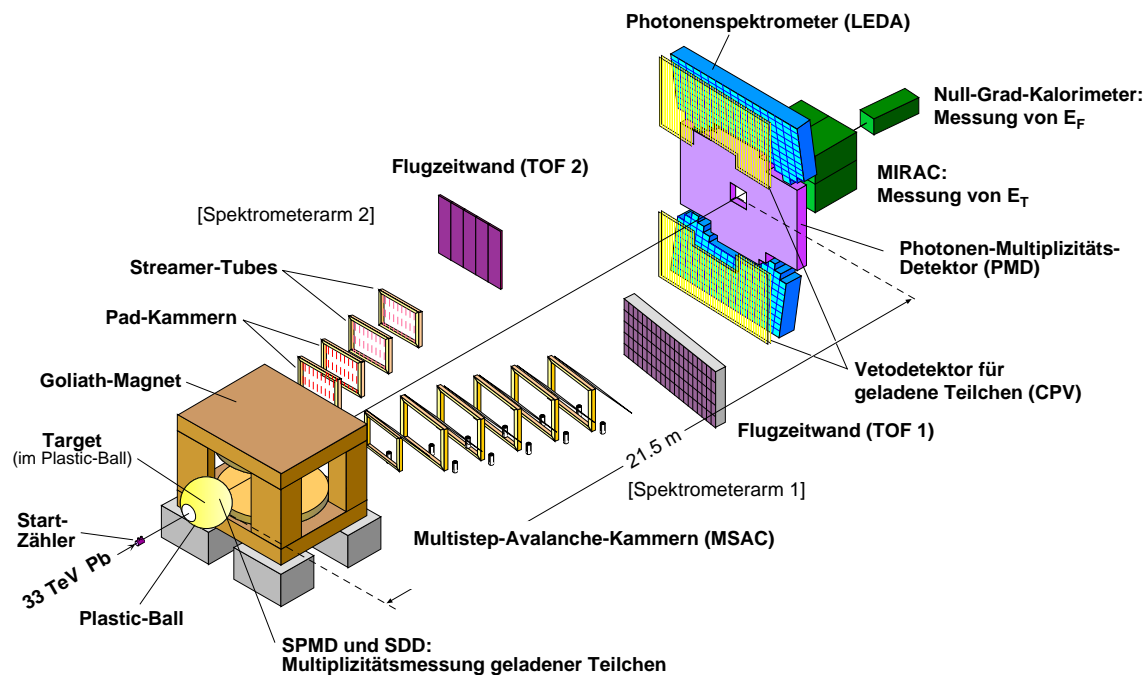


Abbildung 4.1: Aufbau des WA98-Experiments in seiner endgültigen Form.

## 4.1 Aufbau des Experiments

Der Aufbau des WA98-Experiments in seiner endgültigen Form ist in Abb. 4.1 skizziert. In der Darstellung kommt der Strahl von links unten und trifft auf das im *Plastic Ball*-Detektor befindliche Target. Die in der Reaktion produzierten neutralen Teilchen fliegen aufgrund des im Laborsystem bewegten Schwerpunkts in Vorwärtsrichtung und treffen schließlich auf die Photonen-Detektoren. Geladene Teilchen werden durch den Magneten seitwärts in die beiden Spektrometer-Arme mit sich anschließenden Flugzeitwänden gelenkt. Besitzen die Teilchen einen hohen Impuls in Vorwärtsrichtung, werden sie von Kalorimetern erfaßt. Die Detektoren sollen nun im einzelnen vorgestellt werden.

### 4.1.1 Der Trigger

Der Trigger löst die Datenerfassung aus, sobald eine Blei-Blei-Reaktion erfolgt ist. Gleichzeitig liefert er das Startsignal für die Flugzeitmessung. Um Reaktionen der Strahlteilchen außerhalb des Targets zu unterdrücken, werden Signale verschiedener Detektoren miteinander verknüpft [Lee94].

Als Startzähler dient ein Gas-Čerenkov-Detektor, der durch Photovervielfacher ausgelesen wird. Er identifiziert einlaufende Blei-Kerne anhand ihrer Ladung und liefert ein Zeitsignal mit einer Auflösung von 27 ps. Außerdem lassen sich zu dicht aufeinanderfolgende Projektile erkennen. Auf diese Weise werden sogenannte *pile-up events* vermieden, Reaktionen, die in den Detektoren zeitlich nicht unterschieden werden können.

Aufgrund von Reaktion mit Restgasmolekülen im Strahlrohr oder dessen Wänden ist der Strahl von einem Halo aus Sekundärteilchen umgeben. Diese werden durch eine strahlaufwärts plazierte Plastik-Szintillatorwand (*Inner Halo Wall*) unterdrückt. Reaktionen mit dem Material des Startzählers werden von einem Quarz-Čerenkov-Detektor, dem sogenannten *Little Veto* erkannt.

Ob eine Reaktion stattgefunden hat, wird anhand der im MIRAC-Kalorimeter deponierten transversalen Energie entschieden. Zur Rauschunterdrückung ist dabei eine minimale Energieschwelle erforderlich. Deshalb können sehr periphere Reaktionen nicht erfaßt werden. Man bezeichnet die gemessenen Ereignisse daher als *minimum bias* Ereignisse.

Durch Addition analoger Signale der Photovervielfacher des MIRAC kann *online* nach zentralen, semi-zentralen und peripheren Reaktionen unterschieden werden. Die Bandbreite der Datenerfassung reicht nicht aus, um alle Ereignisse aufzuzeichnen. Durch Unterdrücken von semi-zentralen und peripheren Ereignissen zugunsten der zentralen lassen sich diese naturgemäß selteneren, gleichwohl physikalisch besonders interessanten Ereignisse im Datensatz anreichern.

Mit Hilfe des *Plastic Ball*-Detektors lassen sich Reaktionen verwerfen, die strahl- abwärts vom Target stattfinden. Solche Ereignisse erfüllen zwar die *minimum bias*-Bedingung im MIRAC, liefern aber kein Signal im *Plastic Ball*.

Eine Besonderheit des WA98-Experiments ist der Betrieb von Detektoren mit stark unterschiedlicher Totzeit. Durch eine diesbezügliche Einteilung der Detektoren in Trigger-Klassen können auch während der Totzeit der langsamen Detektoren Ereignisse der schnellen Detektoren aufgezeichnet werden. So wird die Datenrate der schnellen Detektoren beträchtlich erhöht.

### 4.1.2 Die Kalorimeter

Im WA98-Experiment wird die Zentralität der Reaktion aus der transversal zur Strahlrichtung produzierten Energie bestimmt. Alternativ kann auch die Energie der nicht an der Reaktion teilnehmenden Projekttilfragmente gemessen werden. Diese Aufgabe wird von zwei verschiedenen Kalorimetern übernommen.

## Das MIRAC-Kalorimeter

Das MIRAC<sup>4</sup>-Kalorimeter mißt die Transversalenergie der produzierten Teilchen. Es befindet sich 25 m hinter dem Target und besitzt im Pseudorapiditätsbereich (vgl. Anhang A) von  $3.5 < \eta < 5.5$  eine Akzeptanz von etwa 50 %<sup>5</sup>.

Die Messung der transversalen Energie  $E_T$  wird durch eine laterale Segmentierung des Detektors in einzelne Module ermöglicht.  $E_T$  wird aus den in den 180 Modulen deponierten Energien  $E_i$  und den zugehörigen Polarwinkeln  $\vartheta_i$  relativ zur Strahlachse bestimmt:

$$E_T = \sum_i E_i \sin \vartheta_i. \quad (4.1)$$

Da sich die Energiedeposition in Materie für Photonen und Elektronen einerseits und Hadronen andererseits deutlich unterscheidet, bestehen die Module aus einem elektromagnetischen und einem sich anschließenden hadronischen Teil. Beide Teile sind in der sogenannten *Sandwich*-Bauweise realisiert, bei der sich Schichten von passivem Absorber- und aktivem Szintillatormaterial einander abwechseln. Die Lichtsignale der Szintillatoren werden für beide Teile getrennt zu Photovervielfachern geführt.

Die Tiefe des elektromagnetischen Teils entspricht 15.6 Strahlungslängen  $X_0$ . Diese Größe ist definiert als die Wegstrecke, nach der Elektronen durch Bremsstrahlung im Mittel nur noch  $1/e$  ihrer ursprünglichen Energie besitzen. Photonen konvertieren innerhalb dieser Strecke mit einer Wahrscheinlichkeit von  $1 - e^{-7/9} \approx 54\%$  in ein  $e^+e^-$ -Paar [Kle92]. Testmessungen haben gezeigt, daß Photonen mit einer Energie bis zu 30 GeV mehr als 90 % ihrer Energie im elektromagnetischen Teil deponieren [Awe89].

Hadronen verlieren dort hingegen nur einen Bruchteil ihrer Energie, da sie praktisch keine Bremsstrahlung produzieren. Ihr Energieverlust beschränkt sich auf inelastische Kollisionen mit Atomkernen des Absorbermaterials. Die mittlere freie Weglänge wird durch die hadronische Absorptionslänge

$$\lambda_{had} = \frac{A}{\sigma_i N_A \rho} \quad (4.2)$$

(A: Molmasse,  $\sigma_i$ : inelastischer Wirkungsquerschnitt,  $N_A$ : Avogadro-Zahl,  $\rho$ : Dichte) beschrieben. Während der elektromagnetische Teil lediglich  $0.8 \lambda_{had}$  umfaßt,

<sup>4</sup>**Mid-Rapidity Calorimeter.** Das MIRAC-Kalorimeter stammt aus den Vorgängerexperimenten WA80 und WA93. Der Name wurde beibehalten, obwohl der mittlere Rapiditätsbereich (vgl. Anhang A) nun nicht mehr vom MIRAC abgedeckt wird.

<sup>5</sup>Da sich aus technischen Gründen Dezimalstellen in den Abbildungen nicht ohne weiteres durch Kommata abtrennen lassen, werden auch im Text durchgängig Punkte zu diesem Zweck verwendet.

entspricht die Länge des hadronischen Teils  $6.1 \lambda_{had}$ . Ein Proton einer Energie von 50 GeV deponiert etwa 90 % seiner Energie im MIRAC.

Die Energieauflösung des elektromagnetischen Teils beträgt

$$\sigma_E/E = 17,8\%/\sqrt{E/\text{GeV}}, \quad (4.3)$$

für den hadronischen Teil ergibt sich [Agg97]

$$\sigma_E/E = 46,1\%/\sqrt{E/\text{GeV}}. \quad (4.4)$$

### Das Null-Grad-Kalorimeter

Das Null-Grad-Kalorimeter (ZDC<sup>6</sup>) mißt die Energie der Projektile oder derer Fragmente, die nicht an der Reaktion teilnehmen, und erlaubt so ebenfalls die Bestimmung der Zentralität [Vod93]. Das Kalorimeter befindet sich 30 m vom Target entfernt und deckt einen Pseudorapiditätsbereich von  $\eta > 5.9$  ab. Dies entspricht einem Winkel von  $< 0.3^\circ$  zur Strahlachse.

Wie das MIRAC-Kalorimeter besteht auch das ZDC aus Modulen in *Sandwich*-Bauweise mit Photovervielfacher-Auslese. Die effektive Tiefe beträgt 8.59 hadronische Absorptionslängen. Um die von Bleiionen einer Energie von 33 TeV ausgelösten Schauer auf mehrere Module zu verteilen, ist das Kalorimeter um einen Winkel von  $3^\circ$  gegenüber der Strahlachse geneigt.

In der vorliegenden Arbeit wird die Zentralität der Reaktion ausschließlich mit Hilfe des MIRAC-Signals bestimmt. Ein Vergleich mit der alternativen ZDC-Messung findet sich beispielsweise in [Rey99].

### 4.1.3 Multiplizitätsmessung

Im WA98-Experiment wird sowohl die Multiplizität geladener Teilchen als auch die von Photonen gemessen. Zur Registrierung geladener Teilchen stehen der *Silicon Pad Multiplicity Detector* (SPMD), der *Silicon Drift Detector* (SDD) sowie der Veto-Detektor für geladene Teilchen (CPV<sup>7</sup>) zur Verfügung. Die Multiplizität von Photonen läßt sich sowohl mit dem *Photon Multiplicity Detector* (PMD) als auch mit dem Bleiglaskalorimeter bestimmen. Wegen seiner besonderen Bedeutung für diese Arbeit wird der Bleiglasdetektor in Abschnitt 4.2 separat behandelt. Die übrigen Detektoren werden an dieser Stelle kurz vorgestellt.

---

<sup>6</sup>Zero Degree Calorimeter

<sup>7</sup>Charged Particle Veto

### Der Silicon Pad Multiplicity Detector

Der SPMD [Lin97, Ste98] besteht aus einer Siliziumscheibe, die sich 32.8 cm hinter dem Target befindet. Im Intervall  $2.35 < \eta < 3.75$  wird der volle Azimut abgedeckt. Geladene Teilchen erzeugen beim Durchqueren des Detektors freie Ladungsträger, welche ein Signal auf aufgedampften *pads* influenzieren. Diese unterteilen den Azimutalwinkel in 180 und den Pseudorapiditätsbereich in 22 Intervalle, so daß eine relativ gute Ortsauflösung erreicht wird. In zentralen Reaktionen sind Mehrfachtreffer nicht zu vernachlässigen. Sie können aber anhand der Signalhöhe identifiziert werden.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des SPMD ist größer als 99 %. Gleichzeitig beträgt die Konversionswahrscheinlichkeit von Photonen im Material des Detektors nur etwa 0.2 %, so daß die Messung der dahinter befindlichen Photonen-Detektoren nicht beeinträchtigt wird.

### Der Silicon Drift Detector

Wie der SPMD besteht auch der SDD [Reh90, Pet98] aus einer Siliziumscheibe, in der von durchfliegenden geladenen Teilchen freie Ladungsträger erzeugt werden. Diese driften in einem radialen elektrischen Feld nach außen auf 360 Anoden. Aus der Position der Anode und der Driftzeit läßt sich der Ort des Teilchendurchgangs bestimmen. Der SDD befindet sich 12.5 cm hinter dem Target und deckt den Bereich  $2.0 < \eta < 3.4$  vollständig ab.

### Der Veto-Detektor für geladene Teilchen

Dem Veto-Detektor fallen im WA98-Experiment zwei unterschiedliche Aufgaben zu. Neben der Multiplizitätsmessung dient er vor allem zur Identifizierung geladener Teilchen im Bleiglasdetektor [Bar98, Bat97, Rey95, Rey99]. Er ist deshalb direkt vor dem Bleiglasdetektor montiert und deckt diesen vollständig ab.

Der CPV besteht aus zwei Hälften mit je 86 *Streamer Tubes* der Iarocci-Bauweise. Dies sind PVC-Container, welche in 8 Kammern unterteilt und innen mit Graphit beschichtet sind. Jede Kammer enthält einen Anodendraht und ist mit Zählgas gefüllt. Die an den Drähten anliegende Hochspannung wird so gewählt, daß beim Durchgang eines geladenen Teilchens ein räumlich begrenzter Entladungskanal, ein sogenannter *Streamer* erzeugt wird. Der *Streamer*-Modus ist zwischen dem Proportional- und dem Geiger-Müller-Bereich einzuordnen.

Die *Streamer* influenzieren Signale auf außen angebrachten *pads* der Größe  $7 \times 42 \text{ mm}^2$ . Die Signale der insgesamt fast 50000 *pads* werden durch eine ei-



gens entwickelte Ausleseelektronik erfaßt [Bar98]. Durch Berechnung des Signal-Schwerpunkts läßt sich eine kleinere Ortsauflösung als die *pad*-Größe erreichen.

### Der Photon Multiplicity Detector

Zur Bestimmung der Multiplizität von Photonen befindet sich in einer Entfernung von 21.5 m vom Target der PMD [Agg96, Agg98]. Er füllt den Raum zwischen den beiden Hälften des Bleiglasdetektors aus. Seine Akzeptanz liegt im Bereich  $2.4 < \eta < 4.4$ .

Der Detektor besteht aus einem 1.7 cm dicken Bleikonverter, in dem Photonen mit einer Wahrscheinlichkeit von 90 % einen elektromagnetischen Schauer auslösen. Die geladenen Schauerteilchen werden von 54000 Szintillatorplättchen detektiert, welche sich direkt hinter dem Konverter befinden. Die Signale werden schließlich über Lichtleiter mit Wellenlängenschiebern auf 28 CCD-Kameras gelenkt.

Hadronen durchqueren den Bleikonverter mit hoher Wahrscheinlichkeit als minimalisierende Teilchen, so daß sie anhand der geringeren Signalhöhe von Photonen unterschieden werden können.

#### 4.1.4 Spektrometrie geladener Teilchen

Die in den Blei-Reaktionen produzierten geladenen Teilchen können von zwei Magnetspektrometern in Verbindung mit Flugzeitwänden identifiziert werden. Dies wird zur Untersuchung von Transversalimpuls-Verteilungen und zur Teilchen-Interferometrie genutzt. Target-Fragmente lassen sich mit dem *Plastic Ball* messen.

### Die Magnet-Spektrometer

Geladene Teilchen mittlerer Rapidität werden vom Dipol-Magneten *Goliath*, der sich 3.28 m hinter dem Target befindet und ein Feld der Stärke 1.6 Tm erzeugt, in zwei Spektrometer-Arme gelenkt. Im ersten Arm wird die Spur negativ geladener Teilchen mit Hilfe von sechs hintereinander aufgestellten Spurkammern, den sogenannten MSACs<sup>8</sup>, verfolgt [Izy91, Izy94, Izy95]. Diese sind mit einer Mischung aus Argon und Neon mit einem Zusatz von Triethylamin (TEA) gefüllt. Durch Potentialdifferenzen zwischen feinen Drahtgittern innerhalb der Kammern werden beim Durchgang geladener Teilchen Ladungslawinen ausgelöst. Zur Verkürzung der Totzeit erfolgt der entscheidende Verstärkungsschritt aber nur dann, wenn ein gültiges

---

<sup>8</sup>Multi Step Avalanche Chamber

Triggersignal vorliegt. Die Elektronenlawinen regen die TEA-Moleküle zur Emission von UV-Licht an. Dieses wird über Wellenlängenschieber in sichtbares Licht umgewandelt und von dünnen Spiegeln auf CCD-Kameras gelenkt. Die Kammern erreichen eine Ortsauflösung von ca. 3 mm.

Der Spektrometer-Arm wird durch eine  $8 \text{ m}^2$  große Flugzeit-Wand aus 480 Plastikszintillatoren mit Photovervielfacher-Auslese ergänzt. In Kombination mit dem Startsignal läßt sich die Flugzeit mit einer Auflösung von etwa 130 ps bestimmen.

Zur Bleistrahlzeit 1996 wurde das Experiment um einen zweiten Spektrometerarm zur Messung positiv geladener Teilchen erweitert. Dieser besteht neben zwei MSAC-Kammern aus zwei *Streamer Tube*-Wänden und wird ebenfalls durch eine Flugzeitwand ergänzt.

Die MSAC-Kammern des zweiten Arms werden im Unterschied zum ersten Arm durch  $1 \times 1.6 \text{ mm}^2$  große *pads* ausgelesen, die sich hinter der letzten Drahtebene befinden [Bar98, Car98a, Car98b]. So konnte auf den Einsatz des giftigen TEA verzichtet werden. Die Bauweise der *Streamer Tube*-Wände wurde vom Veto-Detektor übernommen (vgl. Abschnitt 20). MSACs und *Streamer Tube*-Wände verwenden außerdem die gleiche Ausleseelektronik wie der CPV.

Die Flugzeitwand des zweiten Arms besteht aus  $5 \times 96$  Plastikszintillatoren, welche jeweils von zwei Photovervielfachern ausgelesen werden. Die erreichte Zeitauflösung ist kleiner als 90 ps [Car99].

## Der Plastic Ball

Der *Plastic Ball* wurde ursprünglich für Experimente am Bevalac gebaut [Bad82] und auch bereits in den Experimenten WA80 und WA93 eingesetzt. Er umschließt das Target kugelförmig im Winkelbereich  $20^\circ < \vartheta < 160^\circ$ . Dies entspricht einer Pseudorapidity von  $-1.7 < \eta < 1.3$ .

Die 655 Module des Detektors bestehen jeweils aus einem  $\text{CaF}_2$ -Szintillatorkristall zur  $\Delta E$ -Messung sowie einem sich anschließenden Plastik-Szintillator zur Bestimmung der Energie. Aufgrund unterschiedlicher Zeitcharakteristiken können beide Szintillatoren mit einem gemeinsamen Photovervielfacher ausgelesen werden.

Die gleichzeitige  $\Delta E$ - $E$ -Messung erlaubt die Identifizierung von Protonen und schwereren Fragmenten. Positiv geladene Pionen werden über ihren Zerfall in Positronen erkannt, der zu einem verzögerten Szintillator-Signal führt.

Neben der bereits erwähnten Verwendung des *Plastic Ball* im Trigger und zur Untersuchung der Target-Fragmente dient der Detektor zur Bestimmung der von Strahlrichtung und Stoßparameter aufgespannten Reaktionsebene [Büs02, Kur98, Sch98].

## 4.2 Das Bleiglas-Kalorimeter LEDA

Ein Hauptziel des WA98-Experiments ist die Messung direkter thermischer Photonen [Agg00a]. Dazu wird ein fein segmentiertes Bleiglaskalorimeter eingesetzt [Blu98, Boh96, Buc99, Cla96, Sch94a, Sch94b]. Im Unterschied zum elektromagnetischen Teil des MIRAC handelt es sich dabei um ein homogenes Kalorimeter, das die von geladenen Teilchen erzeugten Čerenkov-Photonen mit Photovervielfachern zählt. Neben direkten Photonen werden auch die neutralen Mesonen  $\pi^0$  und  $\eta$  über ihren Zerfall in zwei Photonen gemessen.

Der Bleiglasdetektor LEDA<sup>9</sup> befindet sich wie der PMD in einer Entfernung von 21.5 m hinter dem Target. Er deckt dort den Pseudorapiditätsbereich  $2.3 < \eta < 3.0$  ab. Die Geometrie des Detektors ist so gewählt, daß geladene Teilchen durch den Magneten vom Akzeptanzbereich des LEDA weggelenkt werden.

Ähnliche Elektron-Photon-Schauerzähler wurden bereits in den Vorgängerexperimenten WA80 und WA93 eingesetzt. Der LEDA-Detektor unterscheidet sich von diesen vor allem in seinem Referenzsystem, der Hochspannungsversorgung und dem ADC-System.

Da die in dieser Arbeit untersuchten Daten fast ausschließlich auf Messungen des Bleiglasdetektors beruhen, sollen Funktionsprinzip und Aufbau des Detektors nun genauer beschrieben werden.

### 4.2.1 Funktionsprinzip

Trifft ein hochenergetisches Photon oder Elektron auf den Detektor, so erzeugt es im Bleiglas einen elektromagnetischen Schauer. Dies ist eine Kaskade von sekundären Photonen, Elektronen und Positronen, die durch Bremsstrahlung der Elektronen und Positronen sowie  $e^+e^-$ -Paarbildung der Photonen entsteht. Die Kaskade bricht ab, wenn die Energie der Sekundärteilchen unter die kritische Energie  $E_c$  fällt, bei der der Energieverlust der Elektronen durch Bremsstrahlung gleich dem durch Ionisation wird [Kle92].

Die longitudinale Entwicklung des Schauers wird durch die hochenergetischen Schauerteilchen dominiert und läßt sich somit in Einheiten der Strahlungslänge beschreiben [Bar96]. Die Tiefe  $X_{max}$ , bei der sich die maximale Anzahl von Schauerteilchen bildet, nimmt logarithmisch mit der Energie  $E_0$  des einfallenden Teilchens zu:

$$\frac{X_{max}}{X_0} = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) - t, \quad (4.5)$$

---

<sup>9</sup>Lead Glass Detector Array

wobei  $t = 1.1$  für Elektronen und  $t = 0.3$  für Photonen [Kle92].

Die transversale Verteilung der Teilchen in einem Schauer wird durch die Vielfachstreuung niederenergetischer Elektronen bestimmt. Die Energieverteilung fällt in dieser Richtung exponentiell ab. Sie läßt sich in Einheiten des Molière-Radius

$$R_M = 21\text{MeV} \frac{X_0}{E_c} \quad (4.6)$$

quantifizieren. In einem Bereich von  $2R_M$  sind 95 % der Schauerenergie enthalten [Kle92].

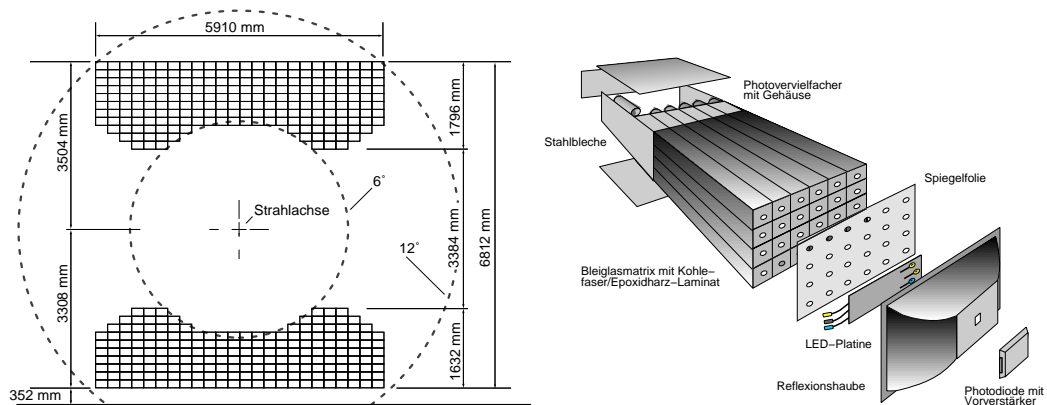
Die geladenen Schauerteilchen erzeugen beim Durchgang durch das Detektormaterial Čerenkov-Strahlung. Ihre Geschwindigkeit  $v$  muß dazu größer als die Phasengeschwindigkeit  $c/n$  des Lichts in diesem Medium sein. Die Čerenkov-Strahlung wird unter einem Winkel  $\cos \theta_C = 1/\beta n \approx 1/n$  relativ zur Flugrichtung abgestrahlt. Der Brechungsindex  $n$  des verwendeten Bleiglastyp TF1 ist 1.647. Daraus ergibt sich ein Čerenkov-Winkel von  $53^\circ$ . Durch Totalreflexion an den Wänden der Bleiglasmodule wird das Čerenkov-Licht zur Photokathode geleitet.

Die Zahl der pro Wegstrecke  $L$  produzierten Čerenkov-Photonen gehorcht dem Gesetz

$$N = 2\pi\alpha L \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sin^2 \theta_C / \lambda^2 d\lambda \quad (4.7)$$

( $\alpha$  : Feinstrukturkonstante). Dabei sind nur Wellenlängen interessant, die im Bereich der spektralen Empfindlichkeit der Photokathode liegen. Die im WA98-Experiment verwendeten Photoervielfacher detektieren Photonen im Bereich  $350 \text{ nm} < \lambda < 550 \text{ nm}$ . Folglich werden von einem hochenergetischen geladenen Teilchen etwa 300 Čerenkov-Photonen pro cm Wegstrecke erzeugt. Im Unterschied zu *Sampling*-Kalorimetern, wo die Energieauflösung begrenzt ist, da sie aufgrund der wechselnden Folge passiver und aktiver Bauelemente nur stichprobenartig gemessen wird, ist die Energieauflösung homogener Bleiglaszähler natürlicherweise durch die Statistik der Čerenkov-Photonen beschränkt [Kle92].

Da die gesamte Spurlänge von Elektronen und Positronen des Schauers proportional zur Energie des einfallenden Teilchens ist, ergibt sich grundsätzlich ein linearer Zusammenhang zwischen dieser Energie und der Zahl der produzierten Čerenkov-Photonen. Die Absorption der Čerenkov-Photonen im Bleiglas führt wegen der energieabhängigen Eindringtiefe der Schauer jedoch zu einer Nichtlinearität. Weiter muß berücksichtigt werden, daß hochenergetische Teilchen nicht vollständig gestoppt werden können und so ein Teil der Schauerenergie verlorengeht (*leakage*). Die damit einhergehenden Fluktuationen der Energie führen zudem zu einer Verschlechterung der Energieauflösung [Kle92].



**Abbildung 4.2:** Schematische Darstellung des Aufbaus des LEDA-Detektors mit allen 420 Supermodulen (links) und Darstellung eines einzelnen Supermoduls (rechts).

Die Länge eines Bleiglasmoduls entspricht nur etwa einer hadronischen Absorptionslänge  $\lambda_{had}$ . Folglich können ca.  $1/e \approx 37\%$  der Hadronen den Detektor passieren, ohne daß es zu einer inelastischen Kollision kommt. Der Energieverlust durch Ionisation ist bei hochenergetischen Teilchen ebenfalls gering, so daß man in diesem Fall von minimal-ionisierenden Teilchen (MIP<sup>10</sup>) spricht. Die von solchen Teilchen erzeugte Čerenkov-Strahlung entspricht einem Energieäquivalent von etwas mehr als 500 MeV. Die übrigen Hadronen lösen einen Schauer aus, der aber in der Regel nur unvollständig vom Detektor absorbiert wird. In beiden Fällen werden Hadronen also durch ihr geringes Energiesignal unterdrückt.

Neben der longitudinalen Ausbreitung hadronischer Schauer beschreibt  $\lambda_{had}$  auch deren laterale Ausdehnung. Auch diese ist also größer als bei elektromagnetischen Kaskaden. Die größere laterale Ausdehnung kann zur weiteren Unterdrückung der Hadronen ausgenutzt werden.

### 4.2.2 Aufbau

Der LEDA-Detektor besteht aus 10080 einzelnen Bleiglasmodulen der Größe  $4 \times 4 \times 40 \text{ cm}^3$ , die jeweils durch einen eigenen Photovervielfacher ausgelesen werden. Die Länge entspricht  $14.4 X_0$  aber nur  $1.05 \lambda_{had}$ , so daß Photonen, Elektronen und Positronen praktisch vollständig gestoppt werden, schwerere Teilchen jedoch nur einen kleinen Teil ihrer Energie verlieren. Der Modulquerschnitt ist mit etwa  $1 R_M$  so gewählt, daß ein elektromagnetischer Schauer vollständig innerhalb einer

<sup>10</sup>Minimum Ionising Particle

Material	TF1 (51 % PbO + 49 % SiO <sub>2</sub> )
Brechungsindex	$n = 1.647$
Molière-Radius	3.90 cm
Modulquerschnitt	$4 \times 4 \text{ cm}^2$
Modullänge	40 cm (= 14.4 $X_0$ bzw. 1.05 $\lambda_{int}$ )
Gesamtzahl der Module	10080
Photovervielfacher	FEU-84
Energieauflösung	$\sigma_E/E = (5.5 \pm 0.6) \% / \sqrt{E/\text{GeV}} + (0.8 \pm 0.2) \%$
Ortsauflösung	$\sigma_x = (8.35 \pm 0.25) \text{ mm} / \sqrt{E/\text{GeV}} + (0.15 \pm 0.07) \text{ mm}$

**Tabelle 4.1:** Technische Daten des Bleigaskalorimeters LEDA

$3 \times 3$ -Modulmatrix verbleibt. Durch Berechnung des Signalschwerpunkts läßt sich eine Ortsauflösung erreichen, die deutlich unter der Modulabmessung liegt.

Jeweils  $6 \times 4$  Module sind zu einem Supermodul zusammengefaßt (siehe Abb. 4.2). Jedes Supermodul bildet eine autarke mechanische Einheit und ist mit einem eigenen Referenzsystem ausgestattet. Dies ist notwendig, da der Bleiglasdetektor seit Ende der WA98-Messungen in veränderter geometrischer Konfiguration im PHENIX-Experiment zum Einsatz kommt (vgl. Kap. 10). Die insgesamt 460 Supermodule sind in zwei Detektorhälften zusammengefaßt, die sich ober- und unterhalb der Strahlachse in einem Winkelbereich von  $6^\circ < \vartheta < 12^\circ$  befinden (siehe Abb. 4.2). Beide Hälften sind um einen Winkel von  $8.3^\circ$  zur Strahlachse geneigt, damit die Teilchen möglichst senkrecht auf die Detektoroberfläche treffen. Die technischen Daten des Bleiglasdetektors sind in Tabelle 4.1 noch einmal zusammengefaßt.

Die zeitliche Stabilität der Kalibration wird durch ein Referenzsystem sichergestellt. Es besteht aus drei verschiedenen Leuchtdioden, deren Licht von vorne in die Bleiglasmodule eingestrahlt wird. Die LEDs imitieren die verschiedenen Eigenschaften des Čerenkov-Lichts. Auf diese Weise lassen sich Verstärkungsschwankungen der Photovervielfacher erkennen. Intensitätsänderungen des LED-Lichts werden ihrerseits durch eine Photodiode überwacht [Sch94a, Pei96].

Eine konventionelle Versorgung der großen Zahl von Photovervielfachern durch eine externe, kommerziell erhältliche Hochspannungsquelle war für den LEDA-Detektor nicht praktikabel. Sie hat sich als unzuverlässig erwiesen, wäre mit beträchtlichen Materialkosten für Hochspannungskabel verbunden und würde zu einer

starken Wärmenentwicklung in den Widerstandsketten führen, die zur Erzeugung der Potentialdifferenzen zwischen den einzelnen Dynoden gebraucht werden. Es wurde deshalb eine neuartige Hochspannungsversorgung entwickelt, bei der die Hochspannung direkt auf den Basen der Photovervielfacher erzeugt wird [[Neu95](#)].

Eine Besonderheit des ADC-Systems zur Verarbeitung der Photovervielfacher-Signale ist die analoge Zwischenspeicherung der Signale, bis eine positive Triggerentscheidung gefällt wird. Auf diese Weise konnte auf den Einsatz kostspieliger Verzögerungskabel verzichtet werden. Durch Subtraktion der Signale verschiedener Speicherzellen läßt sich zudem das elektronische Rauschen unterdrücken. Das ADC-System ermöglicht außerdem eine schnelle Addition der Photovervielfacher und liefert so ein Triggersignal für seltene Ereignisse mit hochenergetischen Photonen [[You94](#)].





# 5. Analyse der WA98-Daten

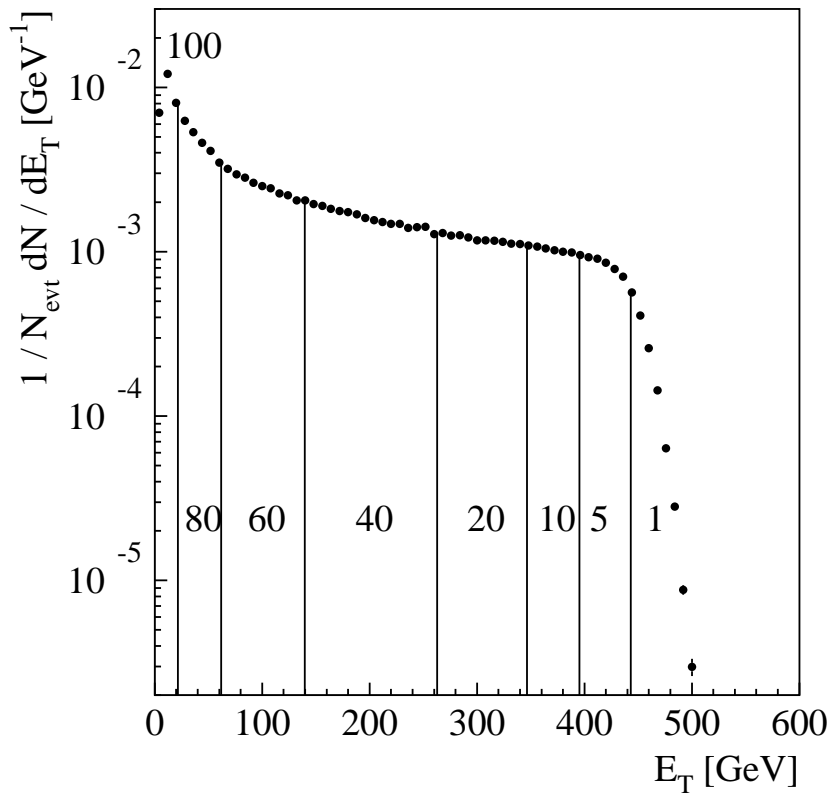
## 5.1 Zentralitätsbestimmung

Mit abnehmendem Stoßparameter nimmt die Energiedichte der Reaktion und damit die Zahl der produzierten Teilchen zu. Ein Phasenübergang der Kernmaterie wird deshalb vor allem für zentrale Reaktionen erwartet. Daher ist es sinnvoll, die Ereignisse in Zentralitätsklassen einzuteilen und diese separat zu untersuchen. Die Zentralität der Reaktion ist mit der in transversaler Richtung produzierten Energie  $E_T$  korreliert, die deshalb zur Einteilung der Ereignisse herangezogen werden kann (vgl. Abb. 5.1).

Bei der Erstellung der  $E_T$ -Verteilung muß beachtet werden, daß während der Datenaufnahme periphere und semi-zentrale Ereignisse zugunsten der zentralen unterdrückt wurden (vgl. Abschnitt 4.1.1). Der Unterdrückungsfaktor wird für jede dieser drei Trigger-Klassen aus dem Verhältnis der Zahl der aufgezeichneten zur Zahl der angebotenen Ereignisse ermittelt. Sein Kehrwert stellt das sogenannte Trigger-Gewicht dar, mit dem die Ereignisse einer Trigger-Klasse multipliziert werden müssen, um die ursprüngliche Gewichtung wiederherzustellen.

Die so gewichtete und normierte  $E_T$ -Verteilung ist in Abbildung 5.1 für die hier untersuchten Ereignisse mit eingeschaltetem Magneten dargestellt. Die Unterteilung in  $E_T$ -Klassen ist durch senkrechte Striche kenntlich gemacht. Die Zahlenwerte geben jeweils den prozentualen Anteil am *minimum bias* Wirkungsquerschnitt an, die Einteilung ist in Tab. 5.1 noch einmal zusammengefaßt. Die Grenzen der Klassen unterscheiden sich leicht von den in [Blu98] angegebenen. Die Grenzen wurden noch einmal neu bestimmt, da sich herausgestellt hat, daß die alten Grenzen nicht ganz den gewünschten Stoßparameterbereichen entsprachen.

Tabelle 5.1 gibt zusätzlich für jede  $E_T$ -Klasse die mittlere Zahl der an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen,  $N_{part}$ , und die Zahl der Nukleon-Nukleon-Kollisionen,  $N_{coll}$  [Rey99], als Ergebnis einer VENUS-Simulation an. Dies ermöglicht eine von experimentellen Gegebenheiten unabhängige Untersuchung der Zentralitätsabhängigkeit. In der Simulation wurde das Magnetfeld nicht berücksichtigt. Während sich bei ausgeschaltetem Magnetfeld eine andere Verteilung der mit dem MIRAC gemessenen transversalen Energie ergibt, sollten bei gleicher Aufteilung des Wirkungsquerschnitts die für  $N_{part}$  und  $N_{coll}$  ermittelten Werte aber unverändert bleiben.



**Abbildung 5.1:** Normierte  $E_T$ -Verteilung für Ereignisse mit eingeschaltetem Magneten. Die senkrechten Linien geben die Grenzen der  $E_T$ -Klassen an. Die Zahlenwerte geben jeweils den prozentualen Anteil am *minimum bias*-Wirkungsquerschnitt an.

Außerdem ist in Tabelle 5.1 die Anzahl der in jeder  $E_T$ -Klasse analysierten Ereignisse wiedergegeben. Dies entspricht nur einem Teil des im WA98-Experiment aufgezeichneten Datensatzes. Der volle Datensatz wird für Analysen von Transversalimpulsverteilungen benötigt, wenn auch der Bereich hoher Transversalimpulse untersucht werden soll. Dies ist aufgrund des annähernd exponentiell abfallenden Spektrums erforderlich. Bei der Fluktuationsanalyse erhält man hingegen bereits mit diesem eingeschränkten Datensatz einen statistischen Fehler, der unterhalb systematischer Unsicherheiten liegt, die sich aus Akzeptanz- und Effizienzeffekten ergeben (vgl. Kap. 8).

$E_T$ - Klasse	% von $\sigma_{mb}$	$E_T$ -Schwelle [GeV]	$N_{part}$	$N_{coll}$	Analysierte Ereignisse
			VENUS		
8	1	443.2	380.7	810.7	28 879
7	5	395.2	355.8	739.4	115 746
6	10	346.6	310.9	621.7	144 647
5	20	262.9	251.5	474.0	104 530
4	40	139.5	163.4	271.9	74 855
3	60	61.7	85.0	115.5	74 719
2	80	21.7	37.7	40.3	68 786
1	100	0.0	13.3	11.0	24 516

**Tabelle 5.1:** Einteilung der  $E_T$ -Klassen nach inklusivem Anteil am *minimum bias* Wirkungsquerschnitt,  $\sigma_{mb}$ , mit unterer  $E_T$ -Schwelle, den in einer VENUS-Simulation ermittelten Werte für  $N_{part}$  und  $N_{coll}$  sowie der Anzahl der analysierten Ereignisse.

## 5.2 Verarbeitung der LEDA-Daten

Während der Datennahme werden die Signale der Detektoren in handlichen Einheiten, den sogenannten *runs*, auf Magnetbändern gespeichert. Um von diesen Rohdaten zu physikalischen Informationen zu gelangen, ist eine Reihe von Schritten erforderlich. Diese sind bereits in vorhergehenden Arbeiten ausführlich dargestellt worden [Boh96, Blu98, Buc99, Cla96]. An dieser Stelle soll deshalb nur ein kurzer Überblick gegeben werden.

### 5.2.1 Kalibration und Korrekturen

Vor Beginn der physikalischen Messungen wurde der Bleiglas-Detektor in zwei Strahlzeiten kalibriert [Sch94a, Sch94b]. Alle Module wurden mit einem Elektronenstrahl der Energie 10 GeV beschossen, um den Zusammenhang zwischen Detektorsignal und Energie zu ermitteln. Da sich die Einschußenergie jedoch auf verschiedene Module verteilt, mußten die individuellen Kalibrations-Faktoren in einem iterativen Prozeß bestimmt werden (GAMS-Algorithmus [Mou85]). Aufgrund eines leicht unterschiedlichen Schauerverhaltens (siehe Gleichung 4.5) weicht der Kalibrationsfaktor für Photonen leicht von dem für Elektronen gemessenen Wert ab. Die erforderliche Korrektur wurde in einer Computer-Simulation bestimmt [Büs97].

Aufgrund von Schwankungen der Verstärkungsfaktoren der Photovervielfacher sind die Kalibrationsfaktoren zeitlichen Veränderungen unterworfen. Deren Entwicklung wird durch das Referenzsystem erfaßt. Auf diese Weise kann für jeden *run* ein Korrekturfaktor berechnet werden, der die ursprüngliche Kalibration wiederherstellt [Blu98, Boh96].

Desweiteren werden verschiedene Korrekturen der ADC-Signale durchgeführt, Ereignisse mit Auslesefehlern verworfen, und schließlich defekte Module identifiziert, die in der weiteren Analyse unberücksichtigt bleiben [Blu98].

### 5.2.2 Cluster-Analyse und Identifizierung von Photonen

Für jedes Ereignis müssen aus den Modul-Signalen Energie und Ort der Teilchen rekonstruiert werden, die den Detektor getroffen haben. Da sich ein einzelner Schauer in der Regel über mehrere Module erstreckt, werden zunächst zusammenhängende Gebiete, sogenannte Cluster, auf der Detektoroberfläche gesucht. Zur Unterdrückung von Rauschsignalen werden dabei nur Module berücksichtigt, deren Energie eine Schwelle von 40 MeV überschreitet. Ferner wird verlangt, daß zumindest in einem Modul eine Schwelle von 120 MeV überschritten wird. Wird diese Bedingung von mehreren Modulen erfüllt, ist der Cluster mutmaßlich aus einer Überlagerung von Schauern hervorgegangen. In diesem Fall werden die Cluster getrennt. Dabei wird die Energie der Module gemäß dem lateralen Profil elektromagnetischer Schauer auf die verschiedenen Treffer (*hits*) verteilt [Ber92, Boh96].

Die sich aus der Absorption der Čerenkov-Photonen und *leakage*-Effekten (vgl. Abschnitt 4.2.1) ergebende Nicht-Linearität wird in einer Simulation bestimmt [Büs97, Kle00] und korrigiert. Das Energiesignal hängt überdies vom Winkel ab, unter dem das Teilchen auf die Detektoroberfläche trifft. Auch dieser Zusammenhang wird in einer Computersimulation ermittelt und geht als Korrektur in die Berechnung der Energie ein.

Die Position des Treffers auf dem Detektor wird aus dem gewichteten Schwerpunkt des Clusters berechnet. Wird als Gewicht die Energie im betreffenden Modul verwendet, weicht der so rekonstruierte Ort aufgrund der modularen Struktur des Detektors vom wahren Ort ab und muß nachträglich korrigiert werden. Durch Verwenden eines logarithmischen Gewichts erübrigt sich diese Korrektur [Awe92, Büs97]. Allerdings muß berücksichtigt werden, daß neben der Energie auch der rekonstruierte Ort vom Einschußwinkel abhängt.

Da mit dem Bleiglasdetektor Photonen gemessen werden sollen, müssen diese von Hadronen unterschieden werden. In Abschnitt 4.2.1 wurde bereits erörtert, daß

das Energiesignal von Hadronen aufgrund der Detektoreigenschaften unterdrückt ist. Etwa ein Drittel der Hadronen durchquert den Detektor als MIP und kann durch eine untere Energieschwelle von 750 MeV unterdrückt werden. Dadurch gehen im Transversalimpulsbereich<sup>1</sup> bis 80 MeV alle Teilchen verloren. Oberhalb von  $p_T = 180$  MeV wirkt sich diese Schwelle aber nicht mehr aus.

Durch die Energieschwelle wird auch ein Teil der hadronischen Schauer verworfen, da diese in der Regel nur einen geringen Teil ihrer Energie im Detektor deponieren. Die übrigen Schauer lassen sich an ihrer großen lateralen Ausdehnung erkennen. Diese wird durch die Dispersion

$$D_x = \overline{x^2} - \bar{x}^2, \quad \bar{x}^2 = \frac{\sum_i E_i x_i^2}{\sum_i E_i} \quad (5.1)$$

beschrieben. (Die gleiche Beziehung gilt auch für die  $y$ -Koordinate.) Für Cluster mit nur zwei Modulen hängt die Dispersion allein von der Lage des Schwerpunkts relativ zum Modulrand ab:

$$D_x^{min} = -(\bar{x} - x_R)(\bar{x} - x_L). \quad (5.2)$$

Die Größen  $x_R$  und  $x_L$  bezeichnen dabei die Position des rechten und des linken Modulrandes. Folglich kann die Dispersion nur dann zur Teilchenidentifizierung herangezogen werden, wenn sich der Schauer in einer Koordinate mindestens über drei Module erstreckt.

Die Werte  $D_x^{min}$  bzw.  $D_y^{min}$  stellen für einen Treffer mit mehr als zwei Modulen eine untere Grenze der Dispersion dar. Deshalb wird für die Unterscheidung von Photonen und Hadronen die korrigierte Dispersion

$$D_x^{corr} = D_x - D_x^{min} \quad (5.3)$$

verwendet. In Simulationen wurde ermittelt, daß bei einer Schwelle von

$$D^{corr} = \max(D_x^{corr}, D_y^{corr}) \leq \begin{cases} 0.267 \text{ ME}^2 & , E \leq 10 \text{ GeV} \\ (0.167 + \frac{E}{100 \text{ GeV}}) \text{ ME}^2 & , E > 10 \text{ GeV} \end{cases} \quad (5.4)$$

bei einem Photonenverlust von nur ca. 1% etwa 60–70% der Hadronen unterdrückt werden (ME: Moduleinheiten) [Büs97]. Der Anteil der verbleibenden geladenen Hadronen kann mit Hilfe des CPV bestimmt werden [Rey99]. Für Neutronen ist man auf Simulationen angewiesen [Büs97].

---

<sup>1</sup>Im folgenden werden für Energie, Impuls und Masse der Einfachheit halber natürliche Einheiten benutzt, d. h.  $c$  wird gleich eins gesetzt.



## 6. Messung der Fluktuationen

Ausgehend von den als Photonen identifizierten Teilchen, lassen sich nun die Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses zwischen den Ereignissen bestimmen. Wie eingangs erläutert (vgl. Kap. 3.3), müssen diese nach statistischen und nicht-statistischen Fluktuationen unterschieden werden. Dazu werden zwei alternative Methoden vorgestellt. Die erste Methode mißt die Fluktuationen anhand von gewöhnlichen statistischen Größen. Sie wird deshalb im folgenden auch als  $\sigma$ -Methode bezeichnet. Die praktische Umsetzung dieser Methode wird beschrieben. Dabei wird auch auf die Bestimmung der statistischen Fluktuationen eingegangen.

Die zweite Methode erlaubt durch geschickte Wahl der Observablen eine alternative Bestimmung der statistischen Fluktuationen. Die methodischen Unterschiede sowie die Beziehung zu den Observablen der ersten Methode werden erörtert.

### 6.1 Die $\sigma$ -Methode

Die Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses, die in der Gesamtverteilung gemessen werden, beruhen zum großen Teil auf statistischen Fluktuationen. Um diese von nicht-statistischen Fluktuationen zu trennen, muß zunächst die statistische Verteilung berechnet werden. Die Fluktuationen in der statistischen Verteilung werden dann von den Fluktuationen in der Gesamtverteilung subtrahiert. So erhält man schließlich den nicht-statistischen Anteil.

In der Praxis lassen sich die Fluktuationen durch die Standardabweichung der Verteilung des mittleren Transversalimpulses ausdrücken. Die nicht-statistischen Fluktuationen ergeben sich dann als Differenz der Standardabweichungen von gesamter und statistischer Verteilung. Analog dazu wird auch die Differenz der Mittelwerte der beiden Verteilungen untersucht. Sie läßt ebenfalls Rückschlüsse auf die Natur und die Stärke nicht-statistischer Fluktuationen zu.

Damit liegt die prinzipielle Vorgehensweise fest. Bei der Realisierung in Form eines Analyseprogramms müssen jedoch einige technische Aspekte beachtet werden, die die konkrete Struktur der Analyse maßgeblich bestimmen.

### 6.1.1 Definition der Observablen

Der mittlere Transversalimpuls wurde bereits in Abschnitt 3.2 eingeführt. Seine Definition soll an dieser Stelle noch einmal wiederholt werden, um darauf aufbauend weitere Observable zu definieren.

Der mittlere Transversalimpuls  $M_{p_T,j}$  eines Ereignisses  $j$  ist definiert als die Summe der Transversalimpulse  $p_{T,ij}$  aller in diesem Ereignis gemessenen Teilchen  $i$  dividiert durch deren Anzahl  $N_{hit,j}$ :

$$M_{p_T,j} = \frac{1}{N_{hit,j}} \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} p_{T,ij}. \quad (6.1)$$

Die Verwendung eines Großbuchstaben bedeutet, daß es sich bei  $M_{p_T,j}$  um eine Ereignisgröße handelt.

Aus der Gesamtheit der Ereignisse ergibt sich die Verteilung der  $M_{p_T,j}$ . Um diese Verteilung zu beschreiben, werden ihr Mittelwert  $\langle M_{p_T} \rangle$  und ihre Standardabweichung  $\sigma_{M_{p_T}}$  bestimmt:

$$\langle M_{p_T} \rangle = \frac{1}{N_{evt}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} M_{p_T,j}, \quad (6.2)$$

$$\sigma_{M_{p_T}} = \sqrt{\frac{N_{evt}}{N_{evt} - 1} (\langle M_{p_T}^2 \rangle - \langle M_{p_T} \rangle^2)}. \quad (6.3)$$

$N_{evt}$  ist dabei die Gesamtzahl der Ereignisse. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden Winkelklammern in Kombination mit Großbuchstaben stets als Symbol für die Mittelung einer Ereignisgröße verwendet.

Der Faktor  $N_{evt}/(N_{evt} - 1)$  berücksichtigt, daß  $\langle M_{p_T} \rangle$  und  $\sigma_{M_{p_T}}$  lediglich Abschätzungen der tatsächlichen Momente der Verteilung darstellen. Da die tatsächlichen Momente der Messung aber prinzipiell nicht zugänglich sind, wird im folgenden bei experimentellen Größen häufig von den Momenten gesprochen, wenn eigentlich die Abschätzungen gemeint sind.

Die so charakterisierte Gesamtverteilung muß nun mit der statistischen Verteilung verglichen werden. Diese ergibt sich unter der Annahme einer statistisch unabhängigen Emission der Teilchen. Sie kann also prinzipiell aus der Einteilchenverteilung bestimmt werden. Wie dies im einzelnen geschieht, wird in Abschnitt 6.1.3 und Anhang C beschrieben wird.

Um die nicht-statistischen Fluktuationen von den statistischen zu trennen, werden die für die statistische Verteilung ermittelten Werte von Mittelwert und Standardabweichung von den jeweiligen Werten der Gesamtverteilung subtrahiert:

$$\Delta\mu = \langle M_{p_T} \rangle_{full} - \langle M_{p_T} \rangle_{stat}, \quad (6.4)$$



$$\Delta\sigma = \sqrt{\sigma_{M_{pT},full}^2 - \sigma_{M_{pT},stat}^2}. \quad (6.5)$$

Die Standardabweichungen werden quadratisch subtrahiert, da sich die verschiedenen Beiträge quadratisch zu  $\sigma_{M_{pT},full}$  addieren.

$\Delta\mu$  und  $\Delta\sigma$  stellen also die eigentlichen Observablen für die nicht-statistischen Fluktuationen dar. Darüberhinaus werden weitere Momente von Verteilungen verschiedener Größen berechnet. Differenzen dieser Momente dienen als Kontrollvariable unter anderem dazu, die korrekte Berechnung der statistischen Verteilung zu überprüfen. Darauf wird bei der Diskussion der Ergebnisse näher eingegangen. Neben Verteilungen von Ereignisgrößen werden dazu auch Verteilungen von Einteilchengrößen untersucht. Sind Einteilchen- und Ereignisgrößen gemeinsam gemeint, werden sie im weiteren auch kurz als Meßgrößen bezeichnet.

## 6.1.2 Ablauf der Analyse

Bei der Analyse stellt sich also die Aufgabe, Mittelwerte und Standardabweichungen verschiedener Verteilungen sowie deren Differenzen zu berechnen. Dazu wird neben dem jeweiligen Mittelwert selbst lediglich der Mittelwert der Quadrate benötigt (vgl. Gleichung 6.2 und 6.3). Zur Berechnung dieser Werte bietet sich eine Zweiteilung der Analyse an. In einer Voranalyse werden alle in den *runs* gespeicherten Ereignisse und Teilchen untersucht. Ereignisse, die nur aus einem Teilchen bestehen, enthalten keine Information über Korrelationen zwischen den Transversalimpulsen. Sie werden deshalb in der Analyse nicht berücksichtigt. Aus den in den übrigen Ereignissen enthaltenen Informationen werden die benötigten Ereignis- bzw. Einteilchengrößen berechnet. Die Werte werden fortlaufend für jede Meßgröße getrennt summiert. In gleicher Weise wird mit den Quadraten der Werte verfahren. Außerdem werden für jede Summe die beitragenden Summanden gezählt.

Zur Berechnung der statistischen Verteilung werden gleichzeitig Teilchen aus realen Ereignissen kombiniert, um künstliche Ereignisse zu erzeugen. Diese werden gebildet, indem nur Teilchen aus unterschiedlichen Ereignissen ausgewählt werden. Auf diese Weise gibt es keine Korrelationen. Die Teilchen unterliegen also einer statistischen Verteilung. Damit folgt auch jede Ereignisgröße, die aus den künstlichen Ereignissen gewonnen wird, einer statistischen Verteilung. Die künstlichen Ereignisse lassen sich in derselben Weise analysieren wie die realen Ereignisse. Auf diese Weise erhält man die gesuchte statistische Verteilung der Ereignisgrößen. Dieses Verfahren wird *event mixing* genannt, da verschiedene reale Ereignisse miteinander gemischt werden. Die dabei entstehenden Ereignisse heißen *mixed events*. Näheres zur *event mixing*-Methode findet sich in Abschnitt 6.1.3 und Anhang C.

Nach dieser Voranalyse kommt die anschließende Hauptanalyse ohne die in den *runs* gespeicherten Ereignisse aus. Allein aus den in der Voranalyse gewonnenen Summen werden Mittelwert und Varianz jeder Meßgröße berechnet. Die aus realen Ereignissen und *mixed events* erhaltenen Summen werden dabei getrennt behandelt. Aus den Momenten lassen sich anschließend  $\Delta\mu$  und  $\Delta\sigma$  sowie die verschiedenen Kontrollvariablen bestimmen.

Die gesamte Analyse wird für jede Zentralitätsklasse unabhängig durchgeführt. Die einzelnen Ergebnisse lassen sich dann unter physikalischen Gesichtspunkten miteinander vergleichen.

### **Berechnung des statistischen Fehlers**

Die statistische Verteilung wird auf Basis einer Einteilchenverteilung bestimmt, die wiederum aus der Gesamtverteilung gewonnen wird. Es sind also letztlich dieselben gemessenen Werte, die in die statistische wie auch die Gesamtverteilung eingehen. Die aus der statistischen Verteilung berechneten Momente sind folglich zu einem gewissen Grade mit den Momenten der Gesamtverteilung korreliert. Momente beider Verteilungen gehen als Differenz in die Bestimmung der nicht-statistischen Fluktuationen ein. Der statistische Fehler dieser Differenz kann deshalb nicht ohne weiteres aus den Fehlern der einzelnen Momente berechnet werden. Läßt man die Korrelation der Momente außer acht, erhält man lediglich eine obere Abschätzung für den Fehler. Es ist jedoch nicht unmittelbar klar, wie stark die Korrelation ist und welchen Einfluß sie folglich auf den Fehler hat. Der Fehler wird deshalb auf eine alternative Weise bestimmt. Dazu wird der gesamte Datensatz in zehn etwa gleich große Untereinheiten aufgeteilt. Jede Untereinheit wird eigenständig analysiert. Aus dem Mittelwert der Ergebnisse der einzelnen Datensätze ergibt sich dann das Endergebnis. Der statistische Fehler des Endergebnisses kann auf diese Weise aus der Streuung der einzelnen Ergebnisse berechnet werden.

Zusätzlich werden die in der Voranalyse aus den einzelnen Datensätzen gewonnenen Summen zusammengefaßt und ebenfalls in der Hauptanalyse ausgewertet. Neben den Ergebnissen der einzelnen Datensätze gewinnt man auf diese Weise auch ein Ergebnis für den gesamten Datensatz. Die Berechnung des statistischen Fehlers erfolgt dabei unter Vernachlässigung der erwähnten Korrelation. Die so erhaltene obere Abschätzung für den Fehler läßt sich dann mit dem aus der Aufteilung des Datensatzes gewonnenen Fehler vergleichen. Neben einer Kontrolle der Fehlerberechnung ergibt sich damit eine Möglichkeit, auf die Stärke der Korrelation zwischen den Momenten der gesamten und der statistischen Verteilung zu schließen.

### Berücksichtigung der Trigger-Gewichte

Wie in Abschnitt 5.1 erwähnt, ist jeder Triggerklasse ein Gewicht zugeordnet, das aus der Unterdrückung der peripheren und semi-zentralen Ereignisse zugunsten der zentralen resultiert. Das Triggergewicht gilt jeweils für einen *run*. Bei der Messung eines Transversalimpulsspektrums lassen sich diese Triggergewichte auf einfache Weise berücksichtigen. Hierzu werden die einzelnen Transversalimpulse jeweils mit dem Triggergewicht des zugehörigen Ereignisses versehen. Wird das Spektrum beispielsweise als Histogramm dargestellt, berechnet sich der Fehler  $\varepsilon_i$  einer Säule  $i$  des Histogramms nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus den einzelnen Gewichten:

$$\varepsilon_i = \sqrt{\sum_{j=1}^{n_i} w_{ji}^2}. \quad (6.6)$$

Dabei ist  $n_i$  die Anzahl der Einträge in Säule  $i$  und  $w_{ji}$  das Gewicht von Eintrag  $ji$  in Säule  $i$ .

Eine Unzulänglichkeit dieser Methode ergibt sich dadurch, daß die Unterdrückungs-Faktoren der verschiedenen Trigger-Klassen während der Messung mehrfach geändert wurden. Damit einhergehend ändern sich die Triggergewichte. Transversalimpulse aus Ereignissen derselben Triggerklasse werden deshalb bei dieser Methode mit verschiedenen Gewichten verwendet. Bezüglich ihres Informationsgehalts sind sie jedoch völlig gleichwertig. Durch die unterschiedliche Gewichtung geht folglich Information verloren. Der statistische Fehler vergrößert sich.

Dies soll an einem Beispiel erläutert werden. Angenommen, zunächst werden 100 Ereignisse einer Trigger-Klasse gemessen, ohne einen Teil der Ereignisse zu unterdrücken. Anschließend wird ein weiteres Ereignis derselben Klasse gemessen, nun mit einem Unterdrückungsfaktor von 100. Dann lassen sich die Ereignisse völlig korrekt addieren, indem die 100 ersten Ereignisse jeweils mit dem Gewicht eins und das letzte Ereignis mit dem Gewicht 100 versehen werden. Allerdings liefern in diesem Fall die 100 ersten Ereignisse gemeinsam lediglich den gleichen Beitrag zum Gesamtergebnis wie das letzte Ereignis allein. Das bedeutet, daß der statistische Fehler durch ein einzelnes Ereignis bestimmt wird, obwohl insgesamt 101 gemessen wurden.

Eine Lösung dieses Problems wird deutlich, wenn man sich die ursprüngliche Bedeutung des Triggergewichtes vor Augen führt: Es gibt die Anzahl der Ereignisse an, die ein aufgezeichnetes Ereignis repräsentiert. Alle Ereignisse einer Triggerklasse zusammen stehen damit für eine der Summe ihrer Triggergewichte entsprechende Anzahl von Ereignissen. Ein einzelnes Ereignis repräsentiert also in Wirklichkeit eine Anzahl von Ereignissen, die dem mittleren Triggergewicht der Trigger-Klasse

entspricht. Dieser Mittelwert ist erst am Ende der Analyse bekannt. Der Verlust an Information läßt sich aber vermeiden, indem man zunächst für jede Triggerklasse ein eigenes Histogramm füllt, ohne die Einträge mit einem Gewicht zu versehen. Gleichzeitig berechnet man den Mittelwert der zugehörigen Triggergewichte. Anschließend werden die einzelnen Histogramme, gewichtet mit diesem Mittelwert, addiert [Pur90]. Dies ist natürlich mit mehr Aufwand verbunden, weil man praktisch für jede Trigger-Klasse eine eigene Analyse durchführen muß.

Im obigen Beispiel stehen die 101 gemessenen Ereignisse also für insgesamt 200 Ereignisse, 100 aus dem ersten Meßabschnitt ohne Unterdrückung und 100 weitere aus dem zweiten mit einem Unterdrückungsfaktor von 100. Alle 101 gemessenen Ereignisse können also gleichberechtigt, mit einem Gewicht von  $200/101$  versehen, addiert werden. Im Rahmen des statistischen Fehlers liefern beide Methoden das gleiche Ergebnis, nur der statistische Fehler selbst unterscheidet sich.

Bei der Umsetzung dieser Überlegungen in der Fluktuations-Analyse müssen zusätzliche Aspekte beachtet werden. Neben Mittelwerten werden hier auch Varianzen sowie deren Fehler berechnet. Auch dabei müssen die Triggergewichte korrekt berücksichtigt werden. Gleiches gilt für die Analyse der *mixed events*. Das oben beschriebene Verfahren, jede Triggerklasse zunächst getrennt zu analysieren, ermöglicht die Berücksichtigung der Triggergewichte aber auch in diesen Fällen auf einfache Weise.

Für die Berechnung der Mittelwerte und Varianzen geht man davon aus, daß eine Meßgröße mit Werten  $x_{ji}$  in jeder Triggerklasse  $i$  einer eigenen Verteilung unterliegt. Mittelwert  $\mu_i$  und Varianz  $V_i$  der Verteilung werden aus den  $n_i$  gemessenen Werten wie folgt abgeschätzt:

$$\mu_i = \frac{\sum_{j=1}^{n_i} x_{ji}}{n_i}, \quad (6.7)$$

$$V_i = \frac{n_i}{n_i - 1} \left( \frac{\sum_{j=1}^{n_i} x_{ji}^2}{n_i} - \mu_i^2 \right). \quad (6.8)$$

Die statistischen Fehler  $V(\mu_i)$  und  $V(V_i)$  von Mittelwert bzw. Varianz, genauer die Quadrate der Fehler, ergeben sich nach den Gesetzen [Leo87]:

$$V(\mu_i) = \frac{V_i}{n_i}, \quad (6.9)$$

$$V(V_i) = \frac{2V_i^2}{n_i - 1}. \quad (6.10)$$

Zu einer  $E_T$ -Klasse tragen in der Regel verschiedene Trigger-Klassen bei. Die unterschiedlichen Verteilungen der Triggerklassen überlagern sich ungestört entsprechend

ihrem Gewicht. Dieses ergibt sich aus der Summe der jeweiligen Gewichtsfaktoren  $w_{ji}$ . Mittelwert  $\mu$  und Varianz  $V$  werden also jeweils aus dem gewichteten Mittel der einzelnen Mittelwerte  $\mu_i$  bzw. Varianzen  $V_i$  gebildet:

$$\mu = \frac{\sum_{i=1}^3 (\sum_{j=1}^{n_i} w_{ji}) \mu_i}{\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^{n_i} w_{ji}} \quad (6.11)$$

$$V = \frac{\sum_{i=1}^3 (\sum_{j=1}^{n_i} w_{ji}) V_i}{\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^{n_i} w_{ji}} \quad (6.12)$$

Die Fehlerquadrate  $V(\mu)$  und  $V(V)$  von Mittelwert bzw. Varianz der gesamten Verteilung ergeben sich dabei nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus den einzelnen Fehlern  $V(\mu_i)$  bzw.  $V(V_i)$ :

$$V(\mu) = \frac{\sum_{i=1}^3 (\sum_{j=1}^{n_i} w_{ji})^2 V(\mu_i)}{(\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^{n_i} w_{ji})^2} \quad (6.13)$$

$$V(V) = \frac{\sum_{i=1}^3 (\sum_{j=1}^{n_i} w_{ji})^2 V(V_i)}{(\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^{n_i} w_{ji})^2} \quad (6.14)$$

In der Voranalyse werden die Meßgrößen und ihre Quadrate also für jede Triggerklasse getrennt summiert, ohne sie mit Triggergewichten zu versehen. Neben dem einfachen Zählen der Summanden wird aber auch die Summe der jeweiligen Gewichte gebildet. In der Hauptanalyse werden anschließend aus den ungewichteten Summen zunächst für jede Triggerklasse Mittelwerte und Varianzen sowie deren Fehler berechnet. Die Momente werden dann entsprechend der jeweiligen Summe der Gewichte gemittelt, um die Momente der gesamten Verteilung zu erhalten. Deren Fehler ergeben sich nach Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern, die für die einzelnen Triggerklassen berechnet wurden.

Die *mixed events* können analog analysiert werden. Da die Triggerklassen getrennt behandelt werden, gelten dieselben Triggergewichte wie in der Analyse der realen Ereignisse. Mit diesen Gewichten versehen, lassen sich die Triggerklassen wieder zusammenfassen.

Weitere technische Aspekte der Fluktuations-Analyse werden in Anhang C behandelt.

### 6.1.3 Das Event-Mixing

Wie bereits in Kapitel 3.3 dargelegt, fluktuiert der mittlere Transversalimpuls allein aufgrund der endlichen Zahl der Teilchen in einem Ereignis. Die sich daraus

ergebende rein statistische Verteilung von  $M_{p_T}$  kann aus der Verteilung der Transversalimpulse gewonnen werden. Außerdem wird die Verteilung der Teilchenzahlen benötigt. Die statistische Verteilung von  $M_{p_T}$  läßt sich im allgemeinen aber nicht direkt angeben. Sie muß numerisch bestimmt werden.

Idealerweise werden dazu aus der Verteilung der Transversalimpulse zufällig Werte ausgewählt und zu einem  $M_{p_T}$ -Wert gemittelt. Die jeweilige Anzahl der verwendeten Werte wird entsprechend der Verteilung der Teilchenzahlen ebenfalls zufällig festgelegt. Die  $M_{p_T}$ -Werte folgen dann der gesuchten statistischen Verteilung.

Bei diesem Verfahren müssen die Verteilungen von Teilchenzahl und Transversalimpuls jedoch bereits zu Beginn der Rechnung vorliegen. Sie müssen deshalb eigens aus den in den *runs* gespeicherten Daten ermittelt werden. Die Verteilung der Teilchenzahlen kann beispielsweise in Form eines Histogramms zur Verfügung gestellt werden. Sie läßt sich aufgrund ihrer diskreten Struktur zu wenigen Zahlen zusammenfassen. Für die Verteilung der Transversalimpulse ist dies aber nicht möglich. Ihre Werte müssen einzeln gespeichert werden. Aufgrund der großen Zahl ist dies jedoch wenig praktikabel.

Ist man lediglich an der Berechnung von erstem und zweitem Moment der  $M_{p_T}$ -Verteilung interessiert, so genügt es, anstatt der vollständigen Verteilung der Transversalimpulse nur deren erstes und zweites Moment zu speichern. Entsprechend einer so charakterisierten Einteilchenverteilung lassen sich dann beispielsweise normalverteilte Transversalimpulse zur Berechnung einer  $M_{p_T}$ -Verteilung erzeugen. Die Momente dieser Verteilung stimmen dann mit denen der statistischen Verteilung überein<sup>1</sup>.

Um die statistische  $M_{p_T}$ -Verteilung aber auch graphisch darstellen und so mit der Gesamtverteilung vergleichen zu können, reicht die Kenntnis von erstem und zweitem Moment nicht aus; es muß die Verteilung selbst berechnet werden. Die dabei auftretenden praktischen Probleme lassen sich durch eine Abwandlung des beschriebenen Verfahrens umgehen. Anstatt der vollständigen  $p_T$ -Verteilung wird in der Analyse lediglich eine kleine, dafür aber ständig wechselnde Menge von Transversalimpulsen bereitgehalten. Dies geschieht während der Voranalyse, indem die Transversalimpulse bereits analysierter Ereignisse temporär gespeichert werden.

Um daraus die statistische  $M_{p_T}$ -Verteilung zu berechnen, müssen die Teilchen wiederum zufällig ausgewählt werden. Die Wahrscheinlichkeit, aus der nun kleineren zur Verfügung stehenden Menge zwei oder mehr Teilchen aus demselben Ereignis zu erhalten, ist relativ groß. Bei der ursprünglichen Methode ist diese Wahrschein-

---

<sup>1</sup>Vgl. Abschnitt 3.3 und die Überlagerung von Verteilungen bei der Berücksichtigung der Triggergewichte in Abschnitt 6.1.2.

lichkeit hingegen praktisch zu vernachlässigen, da hier die gesamte Einteilchenverteilung zur Verfügung steht. Kombinationen von Teilchen aus demselben Ereignis unterscheiden sich von anderen Kombinationen aber dadurch, daß die Teilchen korreliert sein können. Bei zufälliger Teilchenauswahl nach der neuen Methode sind die Kombinationen also nicht repräsentativ, wenn keine weiteren Einschränkungen gemacht werden. Werden hingegen nur Teilchen unterschiedlicher Ereignisse kombiniert, können die Kombinationen als repräsentativ angesehen werden. Dies ist das Prinzip der bereits im letzten Abschnitt erwähnten *event mixing*-Methode<sup>2</sup>. Auf deren praktische Realisierung soll an dieser Stelle nur kurz eingegangen werden:

Sobald ein reales Ereignis die Voranalyse durchlaufen hat, werden die darin enthaltenen Teilchen auf verschiedene *mixed events* verteilt. Dabei wird sichergestellt, daß niemals zwei Teilchen aus einem realen Ereignis demselben *mixed event* zugewiesen werden. Dies ist notwendig, um Korrelationen in den *mixed event* zu vermeiden.

Auch die Teilchenzahl des realen Ereignisses wird zufällig einem *mixed event* zugeteilt. Sobald ein *mixed event* diese ihm zugewiesene Teilchenzahl erreicht hat, durchläuft es die Voranalyse. Eine ausführliche Behandlung der technischen Aspekte des *event mixing* findet sich in Anhang C.

## 6.2 Die $\Phi_{p_T}$ -Methode

Die Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses können auf eine weitere Art bestimmen werden. Durch geschickte Wahl der Observablen lassen sich dabei die statistischen Fluktuationen berücksichtigen, ohne auf die *event mixing*-Methode angewiesen zu sein. Dazu wird eine Observable  $\Phi_{p_T}$  [Gaž92] definiert, die direkt die Stärke der nicht-statistischen Fluktuationen angibt.

### 6.2.1 Definition der Observablen

Zunächst wird eine Einteilchengröße  $z_{ij}$  als Differenz von Transversalimpuls  $p_{T,ij}$  eines Teilchens  $i$  und dem über alle Teilchen  $i$  und Ereignisse  $j$  gemittelten Transversalimpuls  $\overline{p_T}$  eingeführt:

$$z_{ij} = p_{T,ij} - \overline{p_T}, \quad \text{mit} \quad (6.15)$$

$$\overline{p_T} = \frac{1}{\sum_{j=1}^{N_{evt}} N_{hit,j}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} p_{T,ij} \quad (6.16)$$

<sup>2</sup>Eine weitere Anwendung des *event mixing* findet sich im zweiten Teil der Arbeit in Kapitel 12.1.

Ein Überstrich steht im weiteren für eine Mittelung über Teilchen und Ereignisse. Die Definition von  $z_{ij}$  ist so gewählt, daß

$$\bar{z} = 0 \quad (6.17)$$

und damit

$$V(z) = \overline{z^2} - \bar{z}^2 = \overline{z^2}. \quad (6.18)$$

Die Summe aller  $z_{ij}$  eines Ereignisses heißt  $Z_j$ :

$$Z_j = \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} z_{ij}. \quad (6.19)$$

Mittelwert und Varianz der Ereignisgröße  $Z_j$  verhalten sich analog zu den Momenten der Einteilchengröße:

$$\langle Z \rangle = 0, \quad (6.20)$$

$$V(Z) = \langle Z^2 \rangle - \langle Z \rangle^2 = \langle Z^2 \rangle. \quad (6.21)$$

Dies ergibt sich durch Einsetzen von Gleichung 6.15 in die Definition von  $Z$ . Im Unterschied zu  $M_{p_T}$  stellt  $Z$  also keinen Mittelwert sondern eine Summe dar. Aufgrund der besonderen Eigenschaften ist aber auch  $Z$  eine intensive Variable (vgl. Kap. 3.2). Sie variiert also nicht mit der Teilchenzahl.

Die Observable  $\Phi_{p_T}$  wird aus der Differenz der Varianzen von  $Z$  und  $z$  definiert:

$$\Phi_{p_T} = \sqrt{\frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle N_{hit} \rangle}} - \sqrt{\overline{z^2}}. \quad (6.22)$$

Die Varianz der Ereignisgröße  $Z$  enthält Informationen über Fluktuationen zwischen den Ereignissen, während die Varianz der Einteilchengröße  $z$  darüber keine Aussage machen kann. Durch die Normierung von  $\langle Z^2 \rangle$  auf die mittlere Teilchenzahl  $\langle N_{hit} \rangle$  wird erreicht, daß  $\Phi_{p_T}$  für statistische Verteilungen verschwindet.  $\Phi_{p_T}$  mißt also nur den nicht-statistischen Anteil der Fluktuationen. Dies wird im folgenden gezeigt.

## 6.2.2 $\Phi_{p_T}$ für statistische Verteilungen

Nach der  $\sigma$ -Methode können die statistischen Fluktuationen von  $M_{p_T}$  im allgemeinen nicht direkt durch die Fluktuationen der Einteilchenverteilung ausgedrückt werden (vgl. Abschnitt 3.3 u. 6.1.3). Die Ursache ist darin zu sehen, daß die einzelnen  $p_T$ -Werte mit einem Gewicht  $\frac{1}{N_{hit}}$  in  $M_{p_T}$  eingehen (vgl. Abschnitt 3.4). Dies wird in [Ste99] gezeigt. Da  $Z$  keinen Mittelwert sondern eine Summe darstellt, gehen die



$z$ -Werte hier ungewichtet ein. Dadurch wird es möglich, die Fluktuationen von  $Z$  direkt durch die Fluktuationen von  $z$  auszudrücken.

Im Falle einer Korrelation von  $p_T$  und  $N_{hit}$  werden Mittelwert und Streuung von  $M_{p_T}$  gegenüber der statistischen Erwartung verändert (vgl. Abschnitt 3.4). Die Ursache liegt wiederum in der Gewichtung der einzelnen  $p_T$ -Werte. Da  $Z$  im Gegensatz zu  $M_{p_T}$  eine Summe darstellt, tritt dieser Effekt bei der  $\Phi_{p_T}$ -Methode nicht auf. Dies ist ein weiterer Vorteil dieser Methode.

Die Definition von  $\Phi_{p_T}$  ist gerade so gewählt, daß diese Größe für statistische Verteilungen verschwindet. Um dies zu zeigen, wird zunächst  $Z$  in  $\langle Z^2 \rangle$  durch die Definition ersetzt:

$$\langle Z^2 \rangle = \frac{1}{N_{evt}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} Z^2 \quad (6.23)$$

$$\stackrel{def}{=} \frac{1}{N_{evt}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} \left[ \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} z_{ij} \right]^2. \quad (6.24)$$

Im nächsten Schritt wird das Produkt auf der rechten Seite nach quadratischen und gemischten Termen getrennt:

$$\Leftrightarrow \langle Z^2 \rangle = \frac{1}{N_{evt}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} \left[ \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} z_{ij}^2 + \sum_{k,l=1;k \neq l}^{N_{hit,j}} z_{kj} z_{lj} \right] \quad (6.25)$$

$$= \frac{1}{N_{evt}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} z_{ij}^2 + \frac{1}{N_{evt}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} \sum_{k,l=1;k \neq l}^{N_{hit,j}} z_{kj} z_{lj}. \quad (6.26)$$

Die quadratischen Terme lassen sich auf die Definition von  $\overline{z^2}$  zurückführen:

$$\overline{z^2} \stackrel{def}{=} \frac{1}{\sum_{j=1}^{N_{evt}} N_{hit,j}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} z_{ij}^2 \quad (6.27)$$

$$= \frac{1}{N_{evt} \langle N_{hit} \rangle} \sum_{j=1}^{N_{evt}} \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} z_{ij}^2 \quad (6.28)$$

$$\Leftrightarrow \langle N_{hit} \rangle \overline{z^2} = \langle N_{hit} \rangle \frac{1}{N_{evt} \langle N_{hit} \rangle} \sum_{j=1}^{N_{evt}} \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} z_{ij}^2 \quad (6.29)$$

$$= \frac{1}{N_{evt}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} z_{ij}^2 \quad (6.30)$$

Damit wird Gleichung 6.26 zu:

$$\langle Z^2 \rangle \stackrel{6.30}{=} \langle N_{hit} \rangle \overline{z^2} + \frac{1}{N_{evt}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} \sum_{k,l=1;k \neq l}^{N_{hit,j}} z_{kj} z_{lj} \quad (6.31)$$

Diese Gleichung läßt sich so umformen, daß die linke Seite genau dann null wird, wenn auch  $\Phi_{p_T}$  null wird:

$$\Leftrightarrow \langle Z^2 \rangle - \langle N_{hit} \rangle \bar{z}^2 = \frac{1}{N_{evt}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} \sum_{k,l=1;k \neq l}^{N_{hit,j}} z_{kj} z_{lj} \quad (6.32)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle N_{hit} \rangle} - \bar{z}^2 = \frac{1}{N_{evt} \langle N_{hit} \rangle} \sum_{j=1}^{N_{evt}} \sum_{k,l=1;k \neq l}^{N_{hit,j}} z_{kj} z_{lj} \quad (6.33)$$

Auf der rechten Seite steht nun der Erwartungswert (Ew) von  $z_{kj} z_{lj}$ , für  $k \neq l$  innerhalb eines Ereignisses:

$$\Leftrightarrow \frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle N_{hit} \rangle} - \bar{z}^2 = \frac{1}{\sum_{j=1}^{N_{evt}} N_{hit,j}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} \sum_{k,l=1;k \neq l}^{N_{hit,j}} z_{kj} z_{lj} \quad (6.34)$$

$$= \text{Ew}(z_{kj} z_{lj}), \quad kj \neq lj \quad (6.35)$$

Für statistische Verteilungen sind  $z_{kj}$ ,  $z_{lj}$  für  $kj \neq lj$  unabhängig. Der Erwartungswert des Produkts ist damit gleich dem Produkt der Erwartungswerte:

$$\text{Ew}(z_{kj} z_{lj}) = \text{Ew}(z_{kj}) \text{Ew}(z_{lj}), \quad kj \neq lj \quad (6.36)$$

Die einzelnen Erwartungswerte sind identisch und gleich  $\bar{z}$ . Damit ist das Produkt gleich null:

$$\text{Ew}(z_{kj}) \text{Ew}(z_{lj}) = \text{Ew}^2(z_{ij}) \quad (6.37)$$

$$= \bar{z}^2 \quad (6.38)$$

$$\stackrel{6.17}{=} 0 \quad (6.39)$$

Es gilt also

$$\frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle N_{hit} \rangle} - \bar{z}^2 = 0, \quad \text{für statistische Verteilungen} \quad (6.40)$$

und damit auch

$$\Phi_{p_T} = 0, \quad \text{für statistische Verteilungen, q. e. d.} \quad (6.41)$$

### 6.2.3 Wechselseitige Beziehung der Observablen

Die Observable  $\Phi_{p_T}$  mag bisher etwas unanschaulich erscheinen. Sie soll deshalb in Beziehung zur herkömmlichen Observablen  $\Delta\sigma$  gesetzt werden.

Über die Definitionen steht  $Z$  in Zusammenhang mit  $M_{p_T}$ :

$$Z_j \stackrel{def}{=} \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} (p_{T,ij} - \bar{p}_T) \quad (6.42)$$

$$= \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} (p_{T,ij}) - N_{hit,j} \cdot \bar{p}_T \quad (6.43)$$

$$\Leftrightarrow \frac{Z_j}{N_{hit,j}} = \frac{1}{N_{hit,j}} \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} (p_{T,ij}) - \bar{p}_T \quad (6.44)$$

$$\stackrel{def}{=} M_{p_T}^j - \bar{p}_T \quad (6.45)$$

$$\Leftrightarrow \frac{Z_j}{N_{hit,j}} + \bar{p}_T = M_{p_T}^j \quad (6.46)$$

Die Observablen  $\Phi_{p_T}$  und  $\Delta\sigma$  beschreiben die Varianzen von  $Z$  bzw.  $M_{p_T}$ . Es liegt daher nahe, als Ansatz die Varianz von  $M_{p_T}$  mit Hilfe von Gleichung 6.46 durch die Varianz von  $Z$  auszudrücken:

$$V(M_{p_T}) \stackrel{6.46}{=} V\left(\frac{Z_j}{N_{hit}} + \bar{p}_T\right) \quad (6.47)$$

$$\stackrel{\bar{p}_T = \text{konst.}}{=} V\left(\frac{Z}{N_{hit}}\right) \quad (6.48)$$

$V(M_{p_T})$  wird nun ausgerechnet, indem die Funktion

$$f(M_{p_T}) = f(Z, N_{hit}) = \frac{Z}{N_{hit}} \quad (6.49)$$

in eine Taylorreihe entwickelt wird. Der Einfachheit halber wird die Entwicklung nur bis zur 1. Ordnung betrieben. Sie stellt dann lediglich eine Näherung dar. Dieses Verfahren ist analog dem Fehlerfortpflanzungsgesetz [Bev92]. Es gilt also:

$$V(M_{p_T}) \stackrel{Taylor.1.O.}{=} \frac{1}{\langle N_{hit} \rangle^2} V(Z) + \frac{\langle Z \rangle^2}{\langle N_{hit} \rangle^4} V(N_{hit}) - 2 \frac{\langle Z \rangle}{\langle N_{hit} \rangle^3} \text{Cov}_{ZN_{hit}}. \quad (6.50)$$

Aufgrund der Eigenschaften von  $Z$  (Gleichung 6.20) fallen der zweite und dritte Term auf der rechten Seite der Gleichung weg:

$$V(M_{p_T}) \stackrel{\langle Z \rangle = 0}{=} \frac{V(Z)}{\langle N_{hit} \rangle^2} \quad (6.51)$$

$$\Leftrightarrow \langle N_{hit} \rangle V(M_{p_T}) \stackrel{Gl. 6.21}{=} \frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle N_{hit} \rangle} \quad (6.52)$$

$$\Rightarrow \sqrt{\frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle N_{hit} \rangle}} = \sqrt{\langle N_{hit} \rangle} \sigma_{M_{p_T}} \quad (6.53)$$

Damit läßt sich nun der gesuchte Zusammenhang herstellen. Setzt man obige Gleichung in die Definition von  $\Phi_{p_T}$  ein, so ergibt sich

$$\Phi_{p_T} = \sqrt{\langle N_{hit} \rangle} \sigma_{M_{p_T}} - \sqrt{z^2}. \quad (6.54)$$

Außerdem folgt aus der Definition von  $z$ , daß

$$\sqrt{z^2} = \sigma_{p_T}. \quad (6.55)$$

Damit erhält man

$$\Phi_{p_T} = \sqrt{\langle N_{hit} \rangle} \sigma_{M_{p_T}} - \sigma_{p_T}. \quad (6.56)$$

Vernachlässigt man die Variation von  $N_{hit}$ , so stellt  $\sigma_{p_T}$  die um den Faktor  $\sqrt{\langle N_{hit} \rangle}$  skalierten Fluktuationen der statistischen Verteilung von  $M_{p_T}$  dar (vgl. Abschnitt 3.3):

$$\sigma_{p_T} \approx \sqrt{\langle N_{hit} \rangle} \sigma_{M_{p_T,stat}}. \quad (6.57)$$

Es gilt also

$$\Phi_{p_T} \approx \sqrt{\langle N_{hit} \rangle} \cdot (\sigma_{M_{p_T,full}} - \sigma_{M_{p_T,stat}}). \quad (6.58)$$

Dies ist der gesuchte Zusammenhang. Drei Unterschiede zwischen  $\Phi_{p_T}$  und  $\Delta\sigma$  werden deutlich. Einmal gehen die Standardabweichungen von  $M_{p_T}$  skaliert mit dem Faktor  $\sqrt{\langle N_{hit} \rangle}$  in  $\Phi_{p_T}$  ein. Zum anderen werden sie linear subtrahiert, während in  $\Delta\sigma$  die Standardabweichungen von gesamter und statistischer Verteilung quadratisch voneinander abgezogen werden. Und schließlich werden in  $\Phi_{p_T}$  die Fluktuationen von  $N_{hit}$  nicht berücksichtigt.

## 6.2.4 Ablauf der Analyse

Da die Berechnung von  $\Phi_{p_T}$  wiederum auf Mittelwerten und Standardabweichungen verschiedener Ereignis- und Einteilchengrößen beruht, kann die Analyse nach dem gleichen Muster ablaufen wie die Analyse nach der  $\sigma$ -Methode. Beide Analysen werden deshalb parallel durchgeführt. Es müssen allerdings einige Besonderheiten beachtet werden.

Zur Berechnung von  $z$  wird bereits zu Beginn der Voranalyse der über alle Teilchen und Ereignisse gemittelte Transversalimpuls  $\overline{p_T}$  benötigt. Dieser Wert wird für die verschiedenen Zentralitäts- und Triggerklassen in einem eigenen Durchgang durch die Daten bestimmt.

Obwohl die  $\Phi_{p_T}$ -Analyse prinzipiell ohne das *event-mixing* auskommt, wird  $\Phi_{p_T}$  auch für *mixed events* berechnet. Da man für diesen Fall ein  $\Phi_{p_T}$  von null erwartet, läßt sich die Analyse so auf Konsistenz überprüfen.

---

Nach der  $\sigma$ -Methode wird der statistische Fehler von Differenzen, die aus realen Ereignissen und *mixed events* berechnet werden, aus Fluktuationen zwischen Ergebnissen verschiedener Datensätzen gewonnenen. Das gleiche Verfahren wird auf die Berechnung von  $\Phi_{p_T}$  angewandt, da es sich wiederum um eine Differenz aus gesamter und statistischer Verteilung handelt, die beide aus denselben Meßwerten berechnet werden.



# 7. Nicht-statistische Fluktuationen

Es wurde bereits in Abschnitt 3.4 diskutiert, daß auch Zwei- oder Mehr-Teilchen-Korrelationen sowie Korrelationen von  $p_T$  und  $N_{hit}$  zu nicht-statistischen Fluktuationen führen. Hier soll beschrieben werden, wie sich der Einfluß solcher Korrelationen abschätzen läßt.

## 7.1 Zwei-Teilchen-Korrelationen

Zwei- oder Mehr-Teilchen-Korrelationen können verschiedene Ursachen haben. Sie werden beispielsweise durch Teilchenzerfälle, Bose-Einstein-Korrelationen oder die Produktion mehrerer Teilchen aus einem einzigen angeregten *string* hervorgerufen. Bei der Analyse von Photonen spielen Korrelationen aus Teilchenzerfällen eine besondere Rolle, da der überwiegende Teil der Photonen aus Zerfällen neutraler Pionen stammt [Agg00a]. Der Einfluß dieses Effekts auf Fluktuationen zwischen den Ereignissen soll deshalb untersucht werden.

### 7.1.1 $\pi^0$ -Simulation

Der Einfluß des  $\pi^0$ -Zerfalls wird in einer Simulation untersucht, in der Pionen unabhängig voneinander erzeugt werden. Photonen sind folglich nur aufgrund des  $\pi^0$ -Zerfalls korreliert, so daß sich der Einfluß des Zerfalls auf die Fluktuationen isoliert von anderen Korrelationen untersuchen läßt.

Im Experiment geht die Korrelation der Zerfallsphotonen durch die begrenzte Akzeptanz und Auflösung des Detektors teilweise wieder verloren. Auch dies wird in der Simulation nachgebildet. Man erhält schließlich Ereignisse, die sich ebenso analysieren lassen wie die auf experimentellem Wege gewonnenen Ereignisse (vgl. Kap. 6).

Abgesehen von der unabhängigen Erzeugung der Pionen, sollen die simulierten Ereignisse den gemessenen möglichst ähnlich sein. Eine Voraussetzung dafür ist, daß die Eigenschaften der simulierten Pionen realistisch beschrieben werden. Die Transversalimpulse werden zu diesem Zweck entsprechend einer gemessenen, vollständig korrigierten Verteilung gewählt. Dabei wird auf Analysen zu [Blu98] zurückgegriffen.

In der Fluktuationsanalyse tragen vor allem Pionen mit kleinem Transversalimpuls bei. In diesem Bereich ist das Spektrum aber weniger gut bekannt; es ist großen statistischen Fluktuationen unterworfen. Diese ergeben sich aus einem hohen kombinatorischen Untergrund unkorrelierter Photonenaare (vgl. Abschnitt 12.3). Dazu kommen systematische Unsicherheiten. Um diese Effekte auszugleichen, wird das experimentelle Spektrum parametrisiert. Als Ansatz bietet sich eine Näherung des Modells eines statischen Feuerballs an [Hag71]:

$$\frac{dN}{m_T dm_T} = C \sqrt{m_T} \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right). \quad (7.1)$$

Die Näherung gilt jedoch nur für  $m_T \gg T$ . Sie liefert deshalb im Bereich kleiner  $m_T$  keine gute Beschreibung der Daten. Es zeigt sich, daß

$$\frac{dN}{dm_T} = C \sqrt{m_T} \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right) \quad (7.2)$$

eine bessere Beschreibung darstellt. Durch eine Anpassung dieser Funktion an die Daten werden die Parameter  $C$  und  $T$  bestimmt. Das Ergebnis der Anpassung ist in Abbildung 7.1 für die verschiedenen  $E_T$ -Klassen zu sehen. Entsprechend der so beschriebenen Verteilung lassen sich dann in der Simulation die Transversalimpulse der Pionen wählen<sup>1</sup>.

Unabhängig vom Transversalimpuls wird den Pionen außerdem eine Rapidität zugeordnet. Sie wird entsprechend einer um die Schwerpunktsrapidität von  $y = 2.91$  symmetrischen Normalverteilung festgelegt. Es wird eine Breite dieser Verteilung von 1.4 angenommen. Dieser Wert entstammt einer Messung geladener Hadronen [Afa96] und sollte auch die Verteilung neutraler Pionen gut beschreiben<sup>2</sup>.

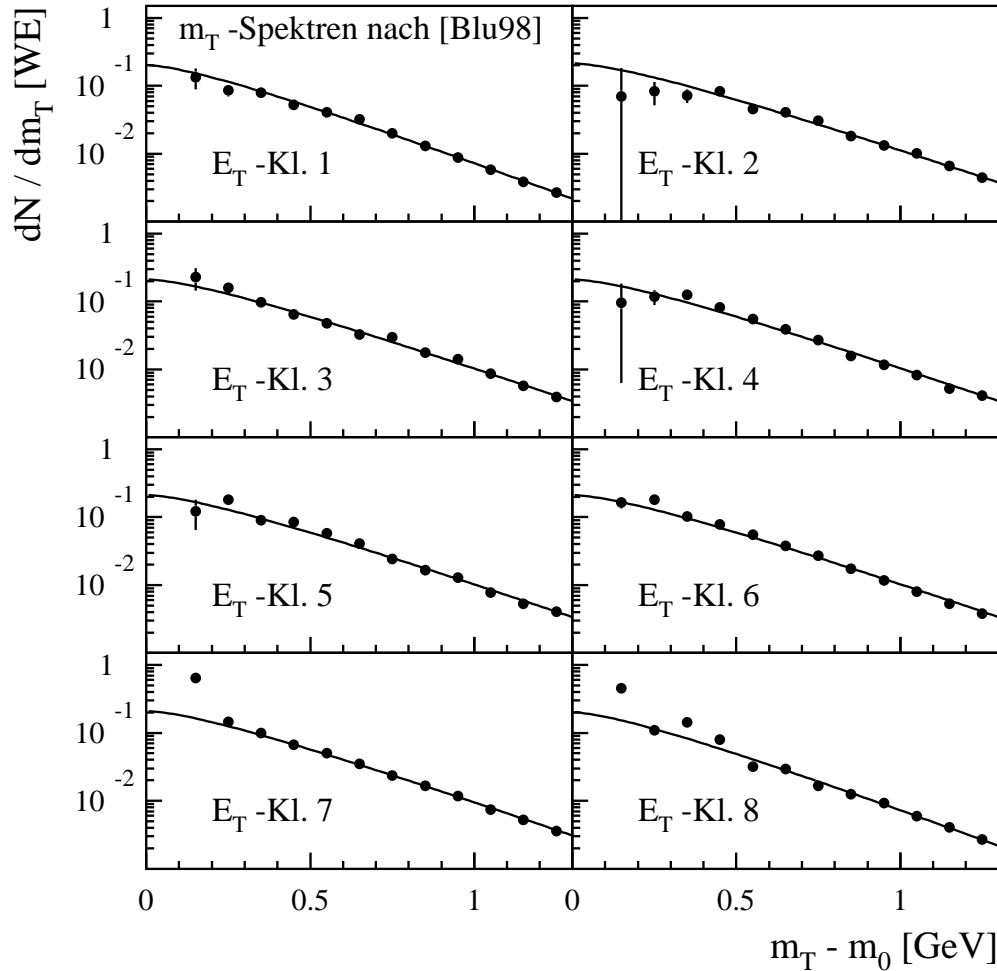
In Kombination mit einem zufällig festgelegten Azimutalwinkel lassen sich aus Transversalimpuls und Rapidität Impulsvektor und Energie der Pionen berechnen. Beim Zerfall der Pionen teilen sich Impuls und Energie auf die beiden entstehenden Photonen auf, die im Schwerpunktsystem unter einem Winkel von  $180^\circ$  auseinanderfliegen. Zur Berechnung des  $\pi^0$ -Zerfalls im Laborsystem wird das Programm *Jetset* in der Version 7.4 verwendet [Sjö94].

Damit die Ergebnisse der Simulation mit den experimentellen Ergebnissen vergleichbar sind, müssen neben den Eigenschaften der Pionen auch die Detektoreffekte realistisch nachgebildet werden. Zum einen muß berücksichtigt werden, daß durch die begrenzte Akzeptanz des Detektors ein Teil der Zerfallsphotonen verlorengeht.

<sup>1</sup>Zum Zusammenhang zwischen  $m_T$  und  $p_T$  siehe Gleichung 2.6.

<sup>2</sup>Der überwiegenden Anteil geladener Hadronen besteht aus geladenen Pionen. Diese haben ähnliche Eigenschaften wie neutrale Pionen.





**Abbildung 7.1:** Anpassung der Funktion aus Gleichung 7.2 an die  $m_T$ -Verteilung der neutralen Pionen für die verschiedenen  $E_T$ -Klassen. Die  $m_T$ -Verteilungen sind Analysen zu [Blu98] entnommen. Die Verteilungen sind so normiert, daß  $C = 1$ .

Ob ein simuliertes Photon in die Akzeptanz des Detektors fällt, läßt sich allein aus seinem Impulsvektor berechnen, da die neutralen Pionen aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer noch im Target zerfallen.

Zum anderen können durch verschiedene Effekte weitere Photonen verlorengehen oder Transversalimpulse verändert werden: Die intrinsische Energie- und Ortsauflösung verschmieren das Signal; durch Überlagerung von Schauern verschiedener Teilchen gehen einige Teilchen verloren, bei anderen wird die Energie verändert; ein

Teil der Photonen wird durch die zur Teilchenidentifizierung gesetzten Schwellen verworfen.

Um diese Effekte in der Simulation nachzubilden, kann auf Ergebnisse einer anderen Simulation zurückgegriffen werden [Rey99]. Darin wird das von einem Photon hervorgerufene Detektorsignal mit Hilfe des Programms *Geant* [Gea94] simuliert und mit den gemessenen Signalen eines realen Ereignisses überlagert. Anschließend wird das so veränderte Ereignis erneut rekonstruiert und mit dem ursprünglich rekonstruierten Ereignis verglichen. Aus dem Vergleich ergibt sich, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Photon mit einem vorgegebenen Transversalimpuls rekonstruiert werden kann, und wie in diesem Fall der Transversalimpuls verändert wird. Man kann sich diesen Zusammenhang als zweidimensionale Matrix vorstellen, die zwischen Eingangs- und Ausgangsverteilung vermittelt. Durch Multiplikation der Eingangsverteilung mit dieser Matrix erhält man die Ausgangsverteilung, das heißt die gemessene Verteilung der Transversalimpulse. Umgekehrt läßt sich aus der gemessenen Verteilung z. B. in einem iterativen Prozeß die Ausgangsverteilung bestimmen. Zu diesem Zweck wurde die *Geant*-Simulation ursprünglich durchgeführt. Das Verhältnis von Ausgangs- und Eingangsverteilung wird als Effizienz bezeichnet. Diese hängt somit nicht nur von den Detektoreigenschaften sondern auch von der Eingangsverteilung ab<sup>3</sup>. In der  $\pi^0$ -Simulation wird die Effizienz-Matrix benutzt, um den Einfluß der Detektoreffekte auf den Transversalimpuls der Zerfallsphotonen nachzubilden.

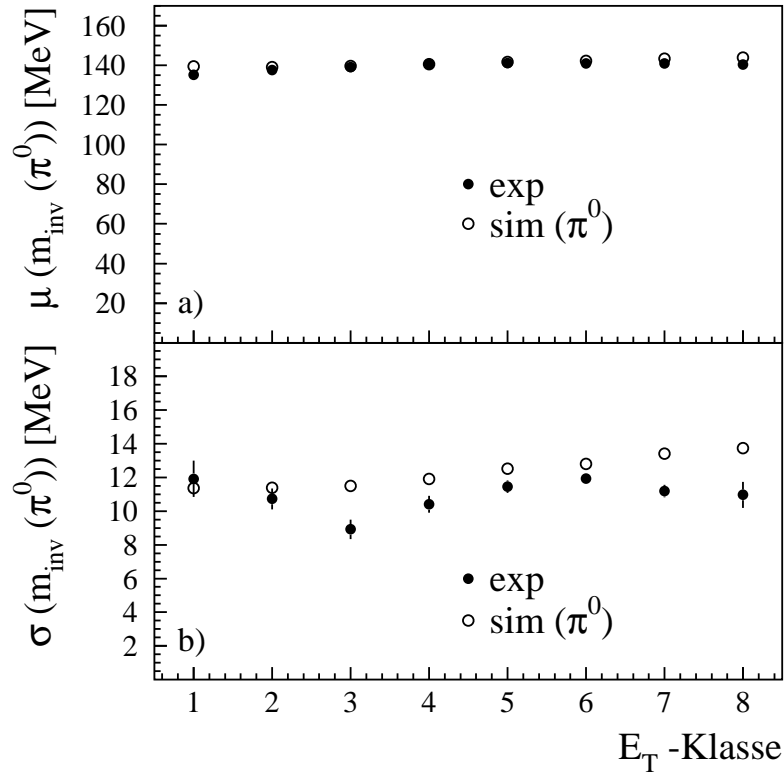
### 7.1.2 Test der $\pi^0$ -Simulation

Wie gut die Detektoreffekte durch die Effizienz-Matrix beschrieben werden, läßt sich anhand der aus den Zerfallsphotonen rekonstruierten Masse der neutralen Pionen überprüfen. Zu diesem Zweck werden die Photonen zu Paaren kombiniert. Die invariante Masse korrelierter Paare entspricht idealerweise der Ruhemasse der neutralen Pionen von 135 MeV. Durch Detektoreffekte wird die rekonstruierte Masse jedoch verändert und man erhält eine Verteilung. Wird der Beitrag subtrahiert, der auf zufällige Kombinationen der Photonen zurückgeht, spiegeln Position und Breite der Verteilung den Einfluß der Detektoreffekte wider. Durch Vergleich mit der aus experimentellen Daten gewonnenen Verteilung läßt sich auf die Güte der Simulation schließen. Eine ausführlichere Darstellung der Schritte, die zur Rekonstruktion der invarianten Masse notwendig sind, findet sich in Abschnitt 12.3.

Abbildung 7.2 zeigt Mittelwert und Standardabweichung der Verteilung der in-

---

<sup>3</sup>Zur Berechnung der Eingangsverteilung mithilfe einer Effizienz-Matrix vgl. auch Abschnitt 12.4.

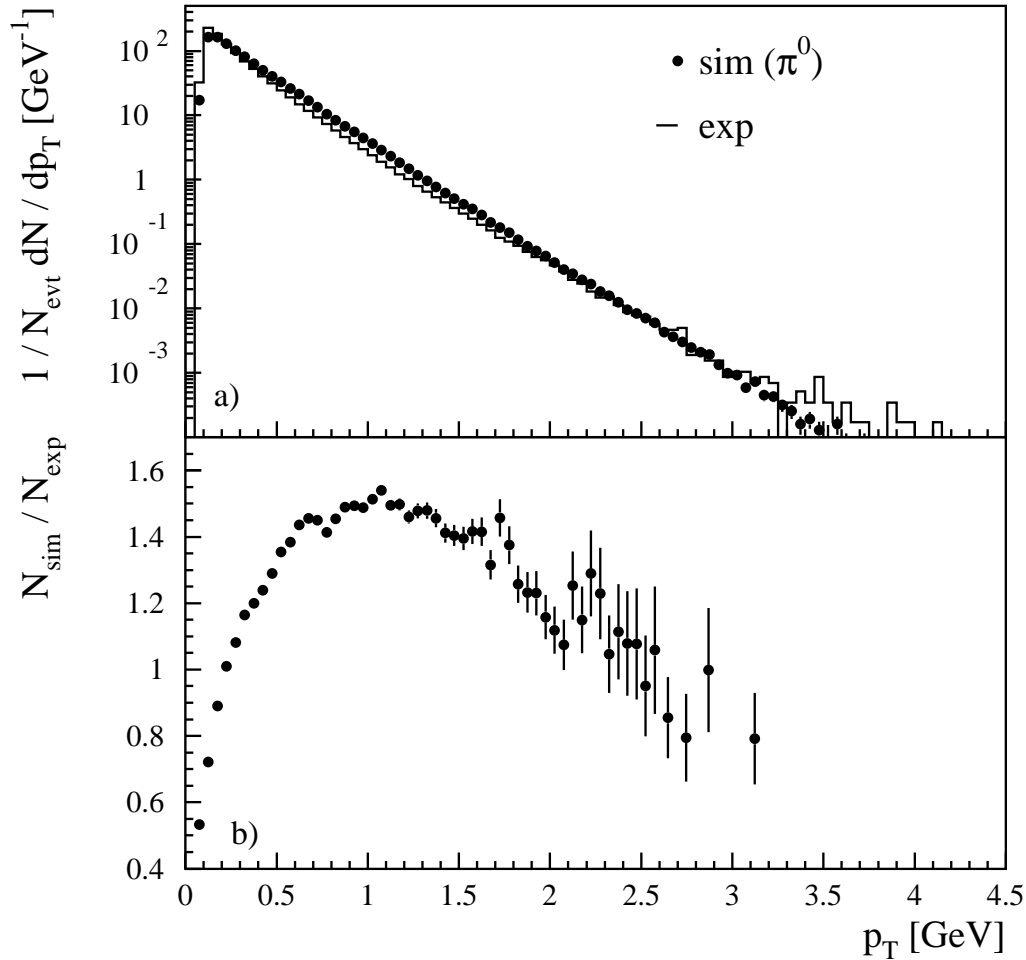


**Abbildung 7.2:** a) Mittelwert der aus den Zerfallsphotonen rekonstruierten invarianten Masse der neutralen Pionen als Funktion der  $E_T$ -Klasse in Experiment und  $\pi^0$ -Simulation. b) Standardabweichung der Verteilung.

varianten Masse  $m_{inv}$  als Funktion der  $E_T$ -Klasse in Experiment und Simulation. Aufgrund der mit der Zentralität der Reaktion zunehmenden Treffer-Dichte auf dem Detektor steigt der Einfluß der Überlagerung von Schauern. Deshalb nehmen sowohl Mittelwert als auch Breite der  $m_{inv}$ -Verteilung mit der Zentralität zu. Die simulierten Werte weichen nur geringfügig von den experimentellen Werten ab. Daraus läßt sich schließen, daß die Detektoreffekte in der Simulation gut beschrieben werden.

Werden sowohl die Eigenschaften der ursprünglichen Pionen als auch die Detektoreffekte in der Simulation realistisch wiedergegeben, dann sollten am Ende auch die  $p_T$ -Verteilungen der Photonen in Experiment und Simulation übereinstimmen<sup>4</sup>. Abbildung 7.3 zeigt die  $p_T$ -Verteilung für simulierte und experimentelle Ereignisse beispielhaft für  $E_T$ -Klasse 7. Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse

<sup>4</sup>Dies bezieht sich auf die nicht effizienz-korrigierten Verteilungen.

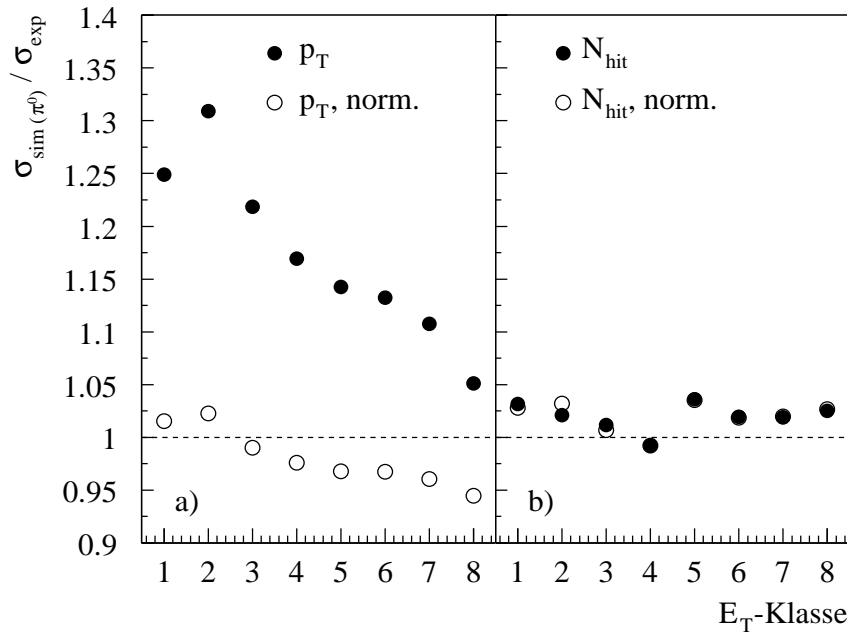


**Abbildung 7.3:** a) Normierte  $p_T$ -Verteilung der Photonen für simulierte ( $\pi^0$ -Simulation) und experimentelle Ereignisse beispielhaft für  $E_T$ -Klasse 7. Zur besseren Übersicht wurde der statistische Fehler der experimentellen Verteilung nicht eingezeichnet. b) Verhältnis der Verteilungen. Die Einträge wurden vor dem Dividieren zu Intervallen mit ähnlich großer Statistik zusammengefaßt. Die Punkte geben die Position des jeweiligen Schwerpunkts wieder.

und die Schrittweite der  $p_T$ -Unterteilung normiert. Beide Verteilungen zeigen einen ähnlichen exponentiellen Abfall.

Abbildung 7.3 b) zeigt das Verhältnis der Verteilungen. Man erkennt, daß die simulierte Verteilung über den gesamten  $p_T$ -Bereich weniger stark gekrümmt ist<sup>5</sup>.

<sup>5</sup>Hiermit ist eine Linkskrümmung gemeint, wie sie eine Potenzfunktion in der exponentiellen Darstellung zeigen würde.



**Abbildung 7.4:** a) Verhältnis der Standardabweichungen der simulierten ( $\pi^0$ -Simulation) und experimentellen  $p_T$ -Verteilung als Funktion der  $E_T$ -Klasse. Die offenen Symbole zeigen das Verhältnis der zusätzlich auf den jeweiligen Mittelwert normierten Standardabweichungen. b) Analoge Darstellung der  $N_{hit}$ -Verteilungen.

Insbesondere im Bereich kleiner Transversalimpulse, die den Hauptbeitrag zu  $M_{p_T}$  liefern<sup>6</sup>, fällt das simulierte Spektrum weniger steil ab. Möglicherweise geht dies, zumindest teilweise, auf eine Verunreinigung des experimentellen Spektrums durch Hadronen zurück, welche aufgrund der Detektoreigenschaften hauptsächlich bei kleinen Transversalimpulsen gemessen werden (vgl. Abschnitt 4.2). In der Simulation werden sie nicht berücksichtigt. Weitere Abweichungen können sich durch eine unvollkommene Parametrisierung der gemessenen  $\pi^0$ - $m_T$ -Verteilung ergeben (siehe Gleichung 7.2).

Letztlich sollen die aus der Simulation gewonnenen Ergebnisse auf experimentelle Daten übertragen werden. Die sich in Abb. 7.3 andeutenden Unterschiede der  $p_T$ -Verteilungen müssen dabei berücksichtigt werden. Entscheidend ist in diesem Zusammenhang der Vergleich von Mittelwerten und Standardabweichungen der Verteilungen. Er läßt sich Abb. 7.4 a) entnehmen. Die ausgefüllten Symbole zeigen das Verhältnis der Standardabweichungen der  $p_T$ -Verteilungen aus simulierten und experimentellen Ereignissen in Abhängigkeit der  $E_T$ -Klasse. Wie sich bereits in Abb. 7.3

<sup>6</sup>Zur Definition von  $M_{p_T}$  siehe Gleichung 6.1.

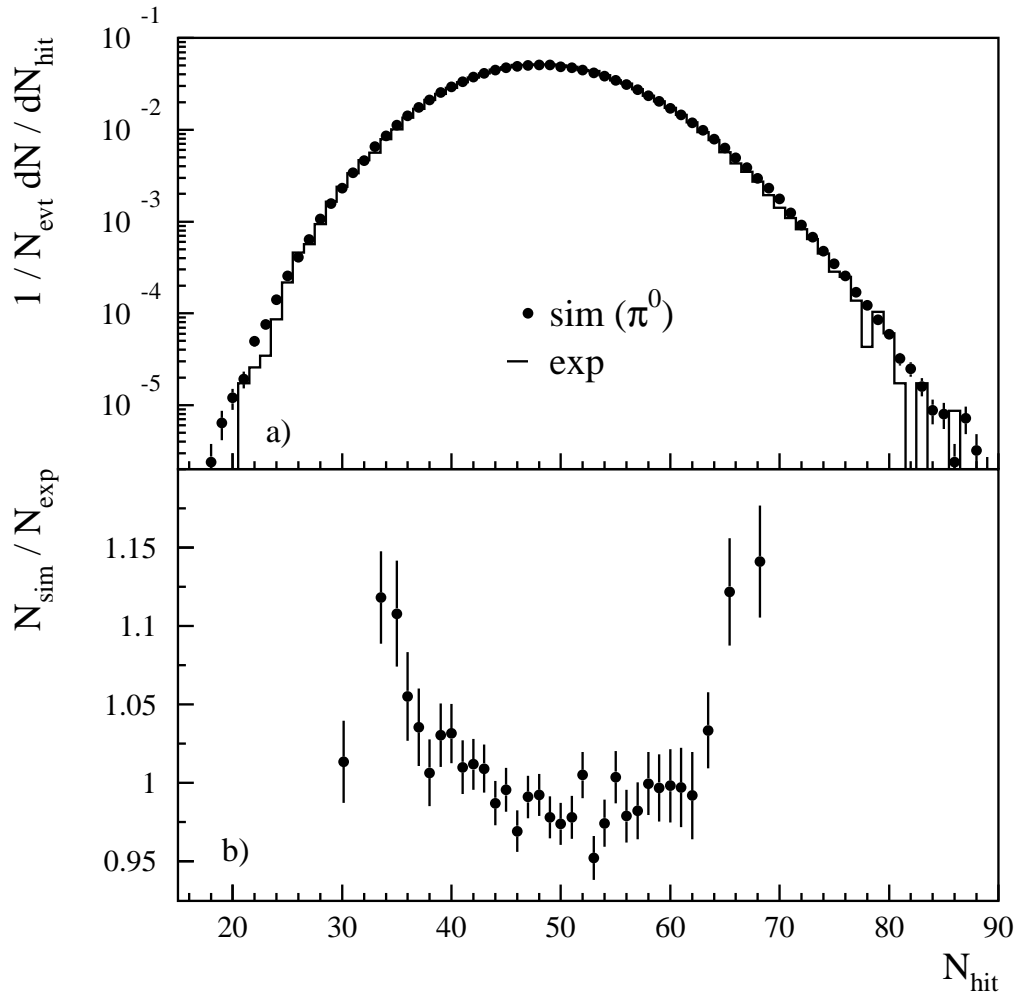
abzeichnete, liegt  $\sigma$  in der Simulation systematisch über den experimentellen Werten. Das Verhältnis der auf den jeweiligen Mittelwert normierten Standardabweichungen liegt hingegen bei eins (offene Symbole). Die relativen Fluktuationen der simulierten  $p_T$ -Verteilung sind also mit dem Experiment vergleichbar. Der Mittelwert ist in der Simulation demnach ebenso erhöht wie die Standardabweichung. Führt man dieses Verhalten wieder auf eine Verunreinigung der experimentellen Verteilung durch Hadronen zurück, liefert die Simulation eine gute Beschreibung der  $p_T$ -Verteilung der Photonen. Es ist aber zu erwarten, daß die auf den Einfluß des  $\pi^0$ -Zerfalls zurückgehenden Fluktuationen von  $M_{p_T}$  in der Simulation in gleichem Maße erhöht sind wie der Mittelwert der  $p_T$ -Verteilung. Dies muß bei der Übertragung der Ergebnisse auf die experimentellen Daten berücksichtigt werden.

Neben  $p_T$ - und Rapiditäts-Verteilung soll in der Simulation auch die  $N_{hit}$ -Verteilung realistisch beschrieben werden. Zu diesem Zweck wird die Multiplizität der  $\pi^0$  für jedes Ereignis entsprechend einer Normalverteilung festgelegt. Diese stellt für schmale  $E_T$ -Klassen eine akzeptable Näherung dar. Die Parameter der Normalverteilung werden so gewählt, daß die Momente der resultierenden  $N_{hit}$ -Verteilung mit denen der experimentellen Verteilung übereinstimmen.

Abbildung 7.5 a) zeigt die normierten  $N_{hit}$ -Verteilungen für simulierte und experimentelle Ereignisse beispielhaft für  $E_T$ -Klasse 7. In dieser Darstellung ist praktisch kein Unterschied zu erkennen. Erst das Verhältnis der Verteilungen in Abbildung 7.5 b) läßt kleine Abweichungen zutage treten. In Abb. 7.4 b) werden Mittelwerte und Standardabweichungen der simulierten Verteilung für alle  $E_T$ -Klassen mit den experimentellen Werten verglichen. Das Verhältnis der normierten sowie der nicht normierten Standardabweichungen liegt für alle  $E_T$ -Klassen nahe eins. Die Abweichungen sind wesentlich kleiner als bei der  $p_T$ -Verteilung. In der Simulation werden also die experimentellen Momente der  $N_{hit}$ -Verteilung richtig wiedergegeben. Kleine Unterschiede der  $N_{hit}$ -Verteilung in Simulation und Experiment sollten darüberhinaus keinen direkten Einfluß auf die Übertragbarkeit der aus der Simulation gewonnenen Ergebnisse haben. Die auf den  $\pi^0$ -Zerfall zurückgehenden Fluktuationen von  $M_{p_T}$  überlagern sich ungestört den, von der  $N_{hit}$ -Verteilung abhängenden, statistischen Fluktuationen.

### 7.1.3 $\gamma$ -Simulation

In einer weiteren Simulation werden statt neutraler Pionen Photonen als Eingangsteilchen verwendet. Es kann dann keinerlei Korrelationen der simulierten Teilchen geben. Folglich erwartet man auch keinen Unterschied der  $M_{p_T}$ -Verteilung in realen Ereignissen und *mixed events*. Die Ergebnisse der  $\gamma$ -Simulation werden auf Konsi-



**Abbildung 7.5:** a) Normierte  $N_{hit}$ -Verteilung für simulierte ( $\pi^0$ -Simulation) und experimentelle Ereignisse beispielhaft für  $E_T$ -Klasse 7. Zur besseren Übersicht wurde der statistische Fehler der experimentellen Verteilung nicht eingezeichnet. b) Verhältnis der Verteilungen. Die Einträge wurden vor dem Dividieren zu Intervallen mit ähnlich großer Statistik zusammengefaßt. Die Punkte geben die Position des jeweiligen Schwerpunkts wieder.

stanz mit diesen Überlegungen überprüft. Dies ist zugleich ein Test der in Kapitel 6 beschriebenen Analysemethoden.

Als Eingangsverteilung wird die  $p_T$ -Verteilung der Zerfallsphotonen verwendet, die sich aus der  $\pi^0$ -Simulation ergibt. Die Rapiditäts-Verteilung bleibt in der  $\gamma$ -Simulation unverändert. Die Parameter der Multiplizitäts-Verteilung werden wiederum so angepaßt, daß die Momente der  $N_{hit}$ -Verteilung in Simulation und Expe-

riment übereinstimmen. Die Simulation der Detektoreffekte erfolgt genau wie in der  $\pi^0$ -Simulation.

## 7.2 $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelationen

Korrelationen von  $p_T$  und  $N_{hit}$  führen im allgemeinen zu nicht-statistischen Fluktuationen von  $M_{p_T}$  (vgl. Abschnitt 3.4). Solche Korrelationen können neben physikalisch bedingten auch meßtechnische Ursachen haben. Die Auswirkungen zweier meßtechnischer Effekte sollen untersucht werden. An dieser Stelle werden die dazu verwendeten Methoden vorgestellt.

### 7.2.1 Treffer-Überlagerung

Ist der Abstand zweier Treffer auf der Detektor-Oberfläche zu gering, können sie nicht mehr getrennt werden und verschmelzen zu einem einzigen Cluster. Die rekonstruierten Werte von Ort und Energie dieses neuen Clusters ergeben sich aus der Überlagerung der einzelnen Treffer. Somit vergrößert sich der mittlere Transversalimpuls der durch Überlagerung entstehenden Treffer gegenüber dem von Einzeltreffern. Die Wahrscheinlichkeit, daß zwei Treffer verschmelzen, steigt außerdem mit der Treffer-Dichte auf der Detektor-Oberfläche. Es ergibt sich also eine Korrelation von  $p_T$  und  $N_{hit}$ .

Der Einfluß dieses Effekts auf Fluktuationen von  $M_{p_T}$  wird ebenfalls in einer Simulation untersucht. Diese erfolgt analog der Simulation zum Einfluß des  $\pi^0$ -Zerfalls (vgl. Abschnitt 7.1). Der Unterschied besteht allein in der Behandlung der Detektoreffekte. In der Simulation des  $\pi^0$ -Zerfalls ist nur von Belang, wie stark die Korrelation der Zerfallsphotonen durch die intrinsische Energie- und Ortsauflösung sowie die Treffer-Überlagerung abgeschwächt wird. Es genügt in diesem Fall, die  $p_T$ -Werte der Photonen unabhängig vom jeweiligen Wert von  $N_{hit}$  zu verschmieren. Aus diesem Grund kann von den Ergebnissen der *Geant*-Simulation zur Bestimmung der Effizienz Gebrauch gemacht werden.

Für jede  $E_T$ -Klasse steht jedoch nur eine Effizienz-Matrix zur Verfügung. Sie differenziert nicht nach verschiedenen Werten von  $N_{hit}$ . Soll der Einfluß der Treffer-Überlagerung studiert werden, muß dieser Effekt aber explizit, in Abhängigkeit vom jeweiligen Wert von  $N_{hit}$  simuliert werden. Aus diesem Grund ist eine eigene Simulation notwendig. Da die Effizienz-Matrix den Einfluß von Überlagerung, Energie- und Ortsauflösung sowie der Schwellen zur Teilchenidentifizierung zusammenfaßt, müssen nun auch die beiden letztgenannten Effekte eigens simuliert werden.



Eine präzise Simulation der Effekte ist nur auf der Ebene der Detektorsignale möglich. Dabei müssen die Signale aller Teilchen eines Ereignisses mit *Geant* nachgebildet werden. Dies ist wesentlich aufwendiger als die *Geant*-Simulation zur Bestimmung der Effizienz, in der nur einzelne Teilchen simuliert und mit gemessenen Ereignissen überlagert werden. Aus diesem Grund wird ein Ansatz gewählt, der ohne die Simulation der Detektorsignale auskommt. Die Treffer werden statt dessen entsprechend einer abstandsabhängigen Wahrscheinlichkeit verschmolzen [Mit01]. Vor der Addition der Energien werden Nichtlinearitäts- und Winkelkorrektur rückgängig gemacht (vgl. Abschnitt 5.2.2). So wird berücksichtigt, daß die Überlagerung auf der Ebene der Detektorsignale erfolgt. Auch der Schwerpunkt der verschmolzenen Treffer wird aus den unkorrigierten Energien berechnet. Die Summe der Energien wird schließlich wieder korrigiert.

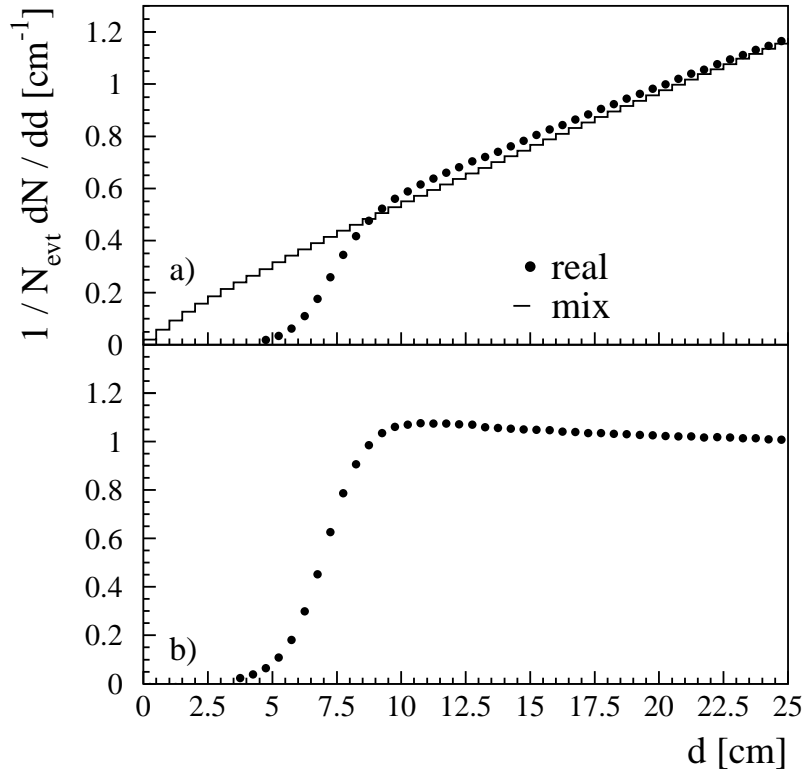
Diese Simulation wird sowohl mit Photonen als auch mit neutralen Pionen als Eingangsteilchen durchgeführt. Im ersten Fall kann der Einfluß der Treffer-Überlagerung isoliert untersucht werden. Werden Pionen verwendet, läßt sich der gemeinsame Einfluß von  $\pi^0$ -Zerfall und Treffer-Überlagerung studieren.

### Bestimmung der Verschmelzungs-Wahrscheinlichkeit

Die Verschmelzungs-Wahrscheinlichkeit wird aus experimentellen Daten gewonnen. Sie resultiert aus dem Verhältnis der tatsächlichen Verteilung des Treffer-Abstands und der sich für den Fall ergebenden Verteilung, daß es kein Verschmelzen von Treffern gibt. Letztere Verteilung wird nach der *event mixing*-Methode berechnet. Abbildung 7.6 a) zeigt beide Verteilungen im Bereich kleiner Abstände. Die *mixed events*-Verteilung steigt erwartungsgemäß annähernd linear mit dem Abstand an. Aufgrund der endlichen Detektorabmessungen gilt dieser Zusammenhang aber nicht streng.

Abbildung 7.6 b) zeigt das Verhältnis der Verteilungen. Abstände unter 4.5 cm kommen in der realen Verteilung nicht vor. Liegt der Abstand der Treffer in diesem Bereich, verschmelzen diese in jedem Fall. Bei großen Abständen bleibt die reale Verteilung gegenüber der *mixed events*-Verteilung unverändert. Hier spielt die Verschmelzung von Treffern keine Rolle. Dazwischen gibt es einen Übergangsbereich, in dem das Verhältnis der Verteilungen mit dem Abstand ansteigt und damit die Verschmelzungs-Wahrscheinlichkeit abfällt.

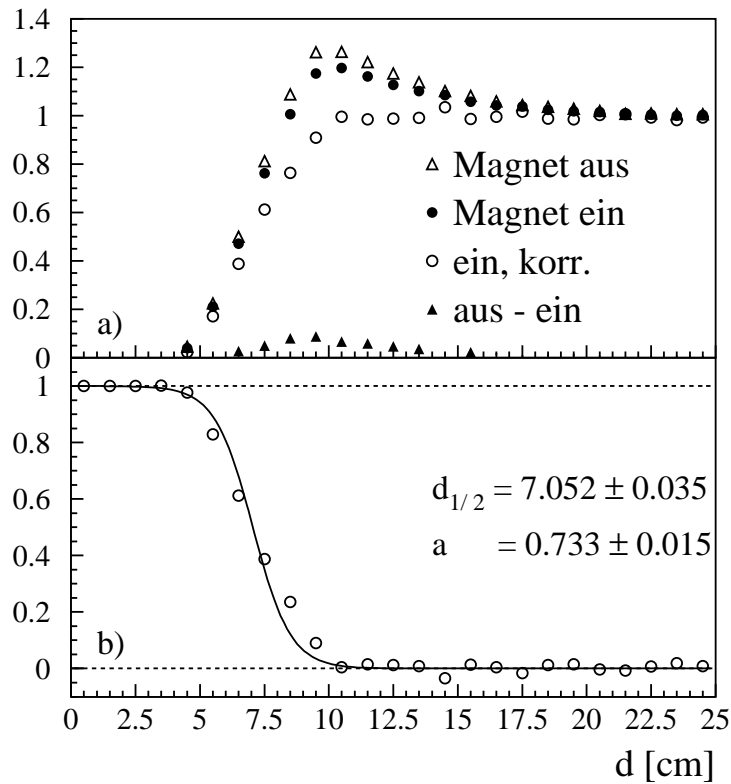
Vorübergehend wird das Verhältnis der Verteilungen jedoch größer als eins. In diesem Bereich ist die Interpretation als Wahrscheinlichkeit nicht sinnvoll. Die Überhöhung kann durch eine Korrelation der Treffer erklärt werden, deren Ursache jedoch nicht verstanden ist [Blu98]. Es gibt verschiedene Hinweise darauf, daß es



**Abbildung 7.6:** a) Verteilung des Abstands der Treffer auf der Detektoroberfläche für reale Ereignisse und *mixed events*. Die *mixed events*-Verteilung ist so normiert, daß beide Verteilungen für große Abstände übereinstimmen. b) Verhältnis der Verteilungen.

sich nicht um eine Korrelation der ursprünglich produzierten Teilchen sondern um einen meßtechnisch bedingten Effekt handelt.

Die Überhöhung des Verhältnisses ist in Ereignissen mit ausgeschaltetem Magneteten noch etwas stärker (vgl. Abb. 7.7 a)). Dies deutet darauf hin, daß der Effekt mit dem Einfluß geladener Teilchen zusammenhängt. Eine plausible Annahme ist, daß die Form der Überhöhung bei aus- und eingeschaltetem Magnetfeld gleich ist. Sie läßt sich dann aus der Differenz der Verhältnisse gewinnen (vgl. Abb. 7.7 a)). Der Beitrag der Korrelation kann dann beseitigt werden, indem die mit einem Faktor skalierte Differenz vom Verhältnis subtrahiert wird. Der Skalierungsfaktor ist jedoch nicht eindeutig bestimmt. Er wird so gewählt, daß die Überhöhung gerade verschwindet. Dazu ist, im Falle der untersuchten Daten mit eingeschaltetem Magnetfeld, eine Skalierung der Differenz um den Faktor drei erforderlich. Das bedeutet im Umkehrschluß, daß sich die Korrelation bei ausgeschaltetem Feld um  $1/3$



**Abbildung 7.7:** a) Verhältnis der Abstands-Verteilungen aus realen Ereignissen und *mixed events* für Datensätze mit aus- und eingeschaltetem Magneten, Differenz der Verhältnisse und korrigiertes Verhältnis für eingeschalteten Magneten. Erläuterungen siehe Text. b) Differenz des korrigierten Verhältnisses zu eins für eingeschalteten Magneten mit einer an die Datenpunkte angepaßten Woods-Saxon-Funktion nach Gleichung 7.3. Die Parameter der Anpassung und ihr statistischer Fehler sind angegeben.

verstärkt. Das korrigierte Verhältnis für Ereignisse mit eingeschaltetem Magneten ist ebenfalls in Abb. 7.7 a) gezeigt.

Das korrigierte Verhältnis repräsentiert die Wahrscheinlichkeit, daß zwei Treffer bei einem gegebenen Abstand nicht verschmelzen. Die Verschmelzungswahrscheinlichkeit ergibt sich entsprechend aus der Differenz des Verhältnisses zu eins. Diese Differenz ist in Abb. 7.7 b) gezeigt. Um die Verschmelzungswahrscheinlichkeit als Funktion des Abstands zu parametrisieren, wird eine Woods-Saxon-Funktion der Form

$$f(x) = \frac{1}{1 + \exp \frac{x-d_{1/2}}{a}} \quad (7.3)$$

an die Datenpunkte angepaßt. Die Anpassung und ihre Parameter sind ebenfalls in der Abbildung dargestellt.

### Energie- und Ortsverschmierung

Die intrinsische Energieauflösung wird simuliert, indem die Energie entsprechend einer Normalverteilung verschmiert wird. Dies geschieht vor einer eventuellen Überlagerung. Gleiches gilt für die intrinsische Ortsauflösung. Die Parameter der Verteilungen sind aus einer Teststrahlzeit bekannt [Cla96] (vgl. Tab. 4.1). Sie wurden jeweils mit 2.5 multipliziert, um eine Übereinstimmung der Kontrollgrößen (s. u.) mit dem Experiment zu erlangen. Die Auflösung ist folglich unter experimentellen Bedingungen schlechter als in der Teststrahlzeit.

### Dispersion

Durch die Überlagerung zweier Treffer erhöht sich im allgemeinen die laterale Ausdehnung des neu entstehenden Clusters. Deshalb ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein solcher Cluster durch die Dispersionsschwelle verworfen wird, gegenüber anderen Treffern erhöht. Aus diesem Grund muß simuliert werden, wie sich das Verschmelzen auf die Dispersion auswirkt. Andernfalls wird der Einfluß der Treffer-Überlagerung überschätzt.

Den Treffern wird zunächst eine normalverteilte Dispersion zugewiesen. Die Parameter der Verteilung orientieren sich an Ergebnissen einer *Geant*-Simulation [Büs97]. Der Mittelwert wird auf  $0.06 \text{ ME}^2$  und die Standardabweichung auf  $0.04 \text{ ME}^2$  gesetzt. Bei der Verschmelzung wird die Dispersion  $D_m$  des entstehenden Treffers aus den Dispersionen  $D_1$  und  $D_2$ , der Asymmetrie der Energien  $\alpha$  und dem Abstand  $d$  der beitragenden Treffer berechnet. Dazu wird folgender Ansatz gewählt:

Die Asymmetrie ist definiert als

$$\alpha = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2} \quad (7.4)$$

Die Reihenfolge der Treffer wird so gewählt, daß  $E_1 \geq E_2$ . Die Dispersionen werden dann mit einem auf  $\alpha$  basierenden Gewicht  $s$  addiert:

$$D = D_1 + s \cdot D_2, \quad s = 1 - \alpha^2 \quad (7.5)$$

Falls die Energien gleich sind ( $\alpha = 0$ ), ist das Gewicht auf diese Weise für beide Treffer eins. Geht eine Energie gegen null ( $\alpha = 1$ ), wird auch das Gewicht des

Treffers null. Die Asymmetrie geht quadratisch in das Gewicht ein, da es sich bei den Dispersionen um Varianzen handelt.

Schließlich wird noch berücksichtigt, daß sich durch den Abstand der Treffer die Dispersion zusätzlich erhöht. Zu der gewichteten Summe wird ein Term addiert, der die Dispersion  $D_M$  enthält, die sich theoretisch aus einer Gleichverteilung über eine Modulbreite ergibt ( $D_M = \frac{1}{12}$  ME). Dieser Term wird mit dem Abstand  $d$  und dem zuvor berechneten Gewichtungsfaktor  $s$  skaliert:

$$D_m = D + d \cdot D_M \cdot s. \quad (7.6)$$

Eine korrekte Beschreibung der Überlagerung ist, wie gesagt, nur in einer Simulation auf Ebene der Detektorsignale möglich. Ob auch der hier gewählte Ansatz geeignet ist, die Dispersion eines aus einer Verschmelzung hervorgegangenen Treffers zu berechnen, muß erst durch verschiedene Tests gezeigt werden (s. u.).

## Hadronen

Im Experiment tragen auch geladene Hadronen, die letztlich durch die Energie- und die Dispersionsschwelle verworfen werden, zur Treffer-Überlagerung bei. Dies gilt es ebenfalls zu beachten. Zu diesem Zweck werden zu jedem Ereignis zusätzlich geladene Hadronen mit gleicher Multiplizitäts-,  $p_T$ - und Rapiditätsverteilung wie Photonen simuliert. Entsprechend der Wahrscheinlichkeit, durch das Magnetfeld aus dem Akzeptanzbereich des Detektors hinausgelenkt zu werden, werden 30% der Hadronen verworfen [Rey99]. Die verbleibenden Hadronen werden mit einer Wahrscheinlichkeit von 37% als MIPs und die übrigen als Schauer behandelt. Die Energie der MIPs wird auf 512 MeV gesetzt, die der Schauer gleichmäßig zwischen null und der ursprünglichen Energie verschmiert. Den Schauern wird außerdem eine gleichverteilte Dispersion zwischen 0 und 1 ME<sup>2</sup> zugewiesen (vgl. Abschnitt 4.2).

Energie und Ort der geladenen Hadronen werden in gleicher Weise verschmiert wie bei Photonen. Anschließend wird der Abstand der Hadronen zu den Photonen des Ereignisses geprüft. MIPs werden auf die gleiche Weise mit Photonen verschmolzen wie Photonen untereinander. Dabei wird die Dispersion des Photons aber nicht verändert. Da sich MIPs nur auf ein bis zwei Module erstrecken, stellt dies eine gute Näherung dar.

Ist der Abstand eines hadronischen Schauers zu einem Photon kleiner als 3 cm, werden die Teilchen in gleicher Weise verschmolzen wie Photonen untereinander. Hadronische Schauer können aufgrund ihrer weiten lateralen Streuung aber auch bei großen Abständen noch zu Photonen-Schauern beitragen. Die Schauer können nicht

vollständig getrennt werden, da die Schauer-Entfaltung für Photonen-Schauer optimiert ist. In der Simulation wird deshalb bis zu einem Abstand von 12 cm noch ein Bruchteil  $X_E$  der Schauerenergie  $E$  mit dem Photon verschmolzen. Dieser Bruchteil hängt von der Dispersion  $D$  des Schauers ab:

$$X_E = p_m D E, \quad p_m = 0.4. \quad (7.7)$$

Der Parameter  $p_m$  wurde anhand der unten beschriebenen Kriterien zum Test der Simulation optimiert<sup>7</sup>.

Abgesehen von der Verschmelzung mit Photonen werden die geladenen Hadronen in der Analyse nicht weiter berücksichtigt.

### Test der Simulation zur Treffer-Überlagerung

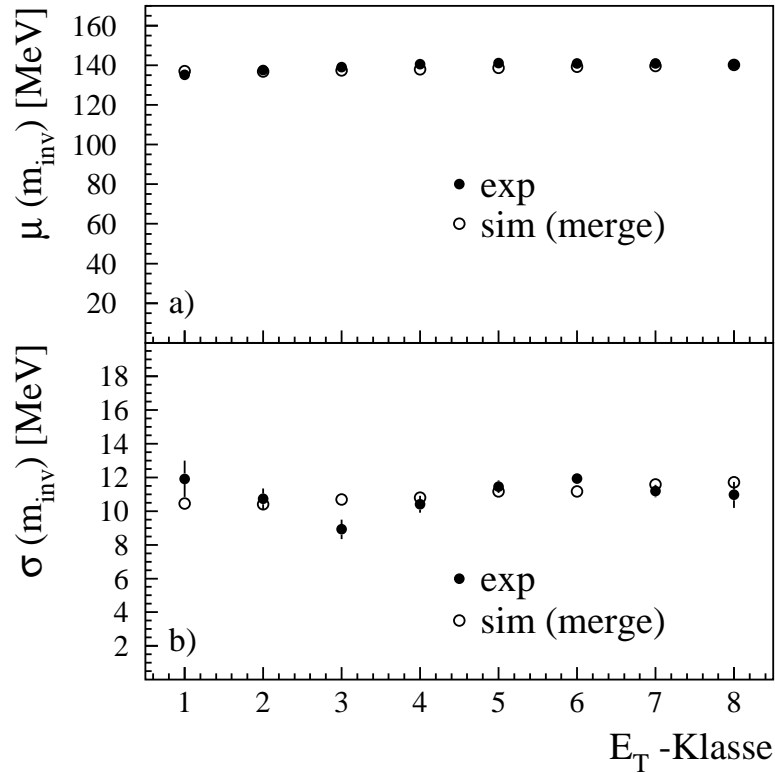
Diese Simulation ist wesentlich komplizierter als die Simulation zum Einfluß des  $\pi^0$ -Zerfalls. Sie enthält zudem viele Parameter, die zunächst unbekannt sind. Es ist deshalb wichtig, die Simulation ausgiebig zu testen und ihre Parameter zu optimieren.

Ein Qualitätskriterium soll wiederum die Übereinstimmung der Verteilung der invarianten Masse neutraler Pionen in Simulation und Experiment sein. Abbildung 7.8 zeigt Mittelwert und Standardabweichung dieser Verteilung als Funktion der  $E_T$ -Klasse. Die simulierten Werte weichen nur wenig von den experimentellen Werten ab. Dies deutet darauf hin, daß die Detektoreffekte gut beschrieben werden.

Als weiterer Qualitätstest sollen die Effizienzen miteinander verglichen werden. Diese spiegeln ebenfalls den Einfluß der Detektoreffekte wider. Es werden drei verschiedene Effizienz-Funktionen betrachtet. Sie stammen aus dieser Simulation, aus der Simulation zum Einfluß des  $\pi^0$ -Zerfalls und aus der Anwendung der Effizienz-Matrix auf experimentelle Daten. Die Effizienz für experimentelle Daten stammt aus Analysen zu [Rey99] (vgl. Abschnitt 7.1.1).

Die Effizienz ergibt sich aus dem Verhältnis der gemessenen bzw. simulierten  $p_T$ -Verteilung zur Eingangs-Verteilung der in die Akzeptanz des Detektors fallenden Photonen. Abbildung 7.9 a) zeigt beide Verteilungen beispielhaft für die Simulation zum Einfluß der Treffer-Überlagerung. Das Verhältnis, das heißt die Effizienz, ist in Abb. 7.9 b) dargestellt. Im Bereich  $p_T < 180$  MeV ist die Effizienz durch die Energieschwelle stark reduziert. Oberhalb dieses Bereichs ergibt sich ein annähernd linearer

<sup>7</sup>Es ist bemerkenswert, daß mit der beschriebenen Verschmelzung bei großen Abständen die in experimentellen Daten beobachtete Überhöhung des Verhältnisses der Abstandsverteilungen für reale Ereignisse und *mixed events* teilweise reproduziert werden kann (vgl. Diskussion zu Abb. 7.6 u. 7.7).

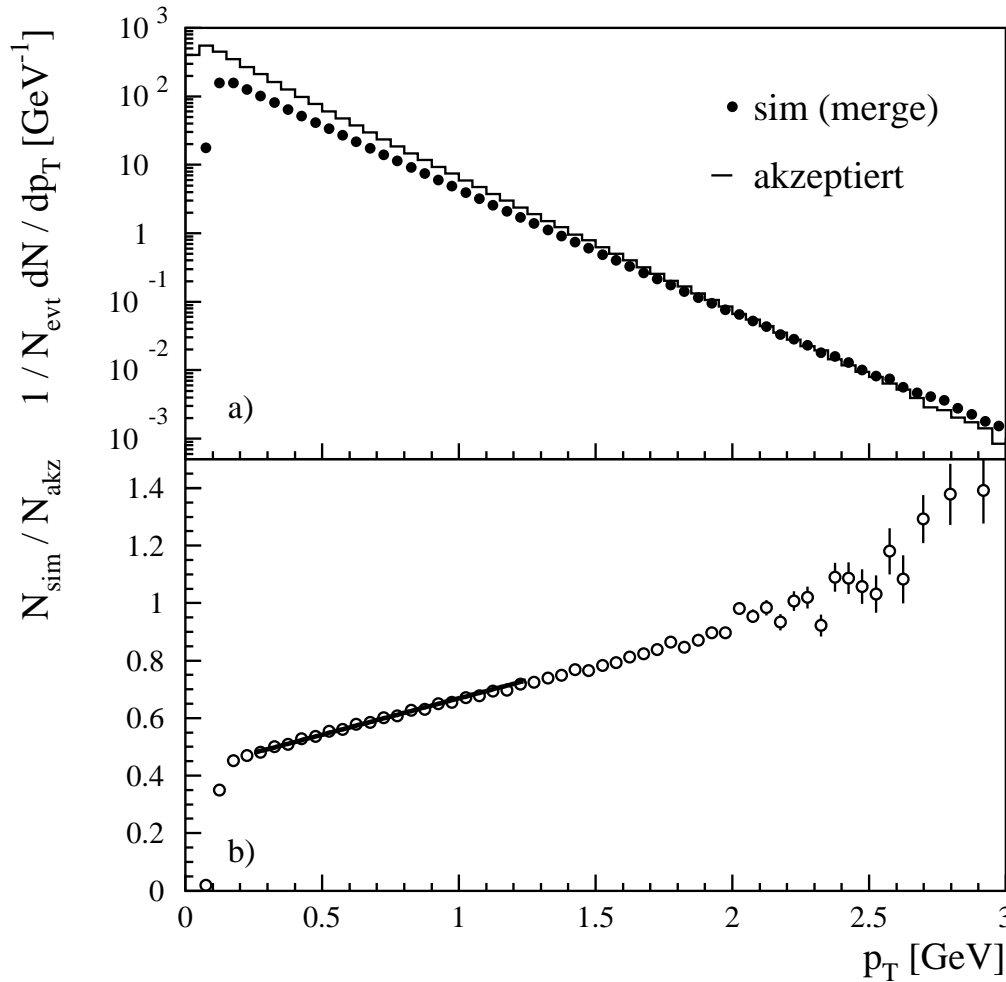


**Abbildung 7.8:** a) Mittelwert der aus den Zerfallsphotonen rekonstruierten invarianten Masse der neutralen Pionen als Funktion der  $E_T$ -Klasse in Experiment und Simulation zur Treffer-Überlagerung. Der Zusatz *merge* (engl. für verschmelzen) in der Legende bedeutet, daß die Überlagerung von Treffern explizit simuliert wird. b) Standardabweichung der Verteilung.

Anstieg. Er ist darauf zurückzuführen, daß bei einem Verschmelzen zweier Treffer unterschiedlicher Energie derjenige, der den kleineren Beitrag liefert, praktisch aus der Verteilung verschwindet, während der andere durch den neu entstehenden Treffer mit leicht erhöhtem  $p_T$  ersetzt wird.

Aufgrund des steilen Abfalls der  $p_T$ -Verteilung kommen bei einem gegebenen, genügend großen  $p_T$ -Wert durch die intrinsische Energieverschmierung mehr Teilchen ursprünglich anderer  $p_T$ -Werte hinzu als verlorengehen. Aus diesem Grund sollte die Effizienz bereits für kleine  $p_T$ -Werte größer als eins werden. Dies ist hier nicht der Fall, da in der Effizienz auch berücksichtigt wird, daß Teilchen, die auf fehlerhafte Module treffen, verworfen werden.

Der Anstieg der Effizienz läßt sich im Intervall  $0.25 \text{ GeV} \leq p_T \leq 1.25 \text{ GeV}$  durch eine Gerade beschreiben. Sie wird an die Punkte angepaßt, wie in der Abbildung

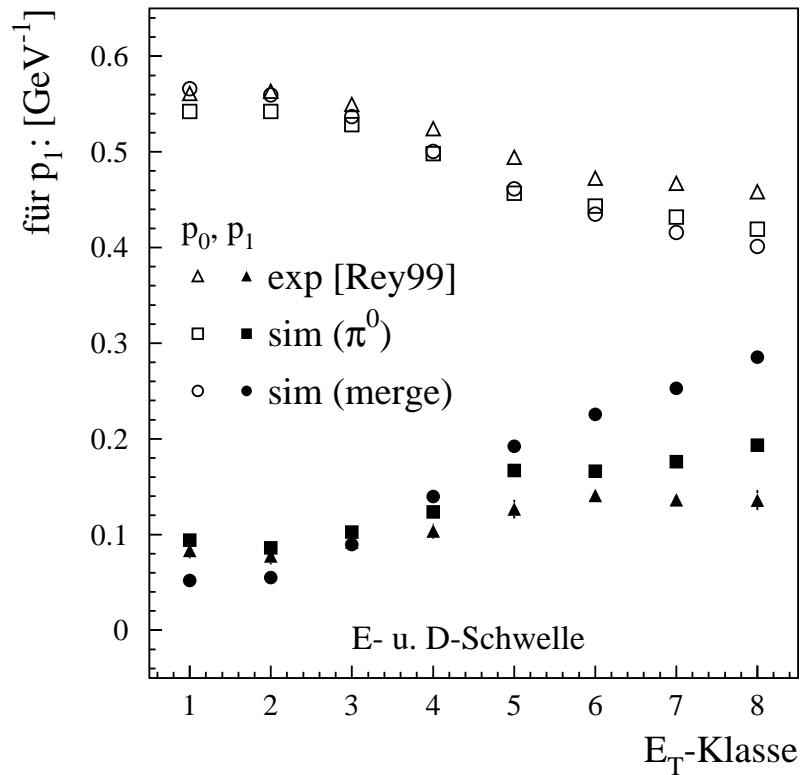


**Abbildung 7.9:** a) Normierte  $p_T$ -Verteilung aus der Simulation zum Einfluß der Treffer-Überlagerung unter Berücksichtigung aller Detektoreffekte (sim (merge)) sowie allein der Akzeptanz (akzeptiert) beispielhaft für  $E_T$ -Klasse 7. Zur besseren Übersicht wurde auf das Einzeichnen des statistischen Fehlers letzterer Verteilung verzichtet. b) Anpassung einer Geraden an das Verhältnis der Verteilungen, das heißt an die Effizienz. Die Einträge wurden vor dem Dividieren zu Intervallen mit ähnlich großer Statistik zusammengefaßt. Die Punkte geben die Position des jeweiligen Schwerpunkts wieder.

gezeigt. Steigung und Ordinatenabschnitt der Geraden werden durch die Detektoreffekte bestimmt. Anhand dieser Parameter werden die Effizienzen im folgenden verglichen.

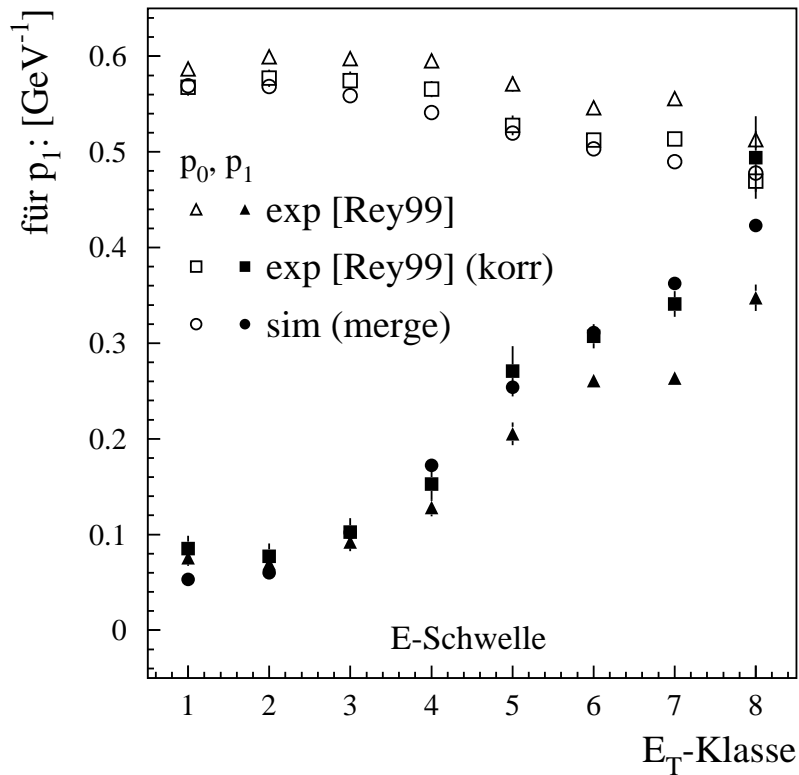
Abbildung 7.10 zeigt die Parameter der Anpassung als Funktion der  $E_T$ -Klasse





**Abbildung 7.10:** Ordinatenabschnitt ( $p_0$ ) und Steigung ( $p_1$ ) der Anpassung einer Geraden an die Effizienz-Funktionen für die verschiedenen  $E_T$ -Klassen. Es werden drei verschiedene Fälle betrachtet: Anwendung der Effizienz-Matrix auf experimentelle Daten, die aus Analysen zu [Rey99] stammen (exp [Rey99]), Simulation zum Einfluß des  $\pi^0$ -Zerfalls unter Verwendung der Effizienz-Matrix (sim ( $\pi^0$ )) und Simulation zum Einfluß der Treffer-Überlagerung (sim (merge)).

für experimentelle Daten aus Analysen zu [Rey99] und beide Simulationen. Der Abfall des Ordinatenabschnitts bei gleichzeitigem Anwachsen der Steigung mit der Zentralität ist auf den zunehmenden Einfluß der Überlagerung zurückzuführen. Die leichte Abweichung der Effizienzen aus experimentellen Daten und aus der Simulation zum  $\pi^0$ -Zerfall muß auf unterschiedlichen Eingangsverteilungen beruhen, da in beiden Fällen die gleiche Effizienz-Matrix verwendet wird. Dieser Unterschied ist hier nicht von Interesse, da allein der Einfluß der Detektoreffekte verglichen werden soll. Als Maßstab für die Qualität der Simulation zur Treffer-Überlagerung dient deshalb die Simulation zum  $\pi^0$ -Zerfall. Der Verlauf der Parameter als Funktion der  $E_T$ -Klasse ist in beiden Simulationen sehr ähnlich. Lediglich der Anstieg des



**Abbildung 7.11:** Ordinatenabschnitt ( $p_0$ ) und Steigung ( $p_1$ ) der Anpassung einer Geraden an die Effizienz-Funktionen für die verschiedenen  $E_T$ -Klassen. Die Effizienzen wurden diesmal vor Anwendung der Dispersions-Schwelle berechnet. Es werden drei verschiedene Fälle betrachtet: Anwendung der Effizienz-Matrix auf experimentelle Daten, die Analysen zu [Rey99] entnommen wurden (exp [Rey99]), korrigierte Effizienz aus denselben experimentellen Daten (exp [Rey99] (korr)) und Simulation zum Einfluß der Treffer-Überlagerung (sim merge). Erläuterungen siehe Text.

Steigungs-Parameters ist in der Simulation zur Treffer-Überlagerung etwas zu stark. Insgesamt scheinen die Detektoreffekte aber gut beschrieben zu werden.

Bisher wurden nur Resultate der Simulation überprüft, die sowohl durch die Überlagerung als auch durch die Dispersions-Schwelle beeinflusst sind. Was den Einfluß der Überlagerung angeht, wirken diese Effekte aber einander entgegen. Deshalb muß gezeigt werden, daß auch ihre Balance gewahrt ist. Zu diesem Zweck werden die Effizienzen miteinander verglichen, die sich vor Anwendung der Dispersions-Schwelle ergeben. Außerdem wird der Anteil der durch die Dispersions-Schwelle verworfenen Teilchen untersucht.

Abbildung. 7.11 zeigt die Parameter der Effizienzen aus der Simulation zur Über-

lagerung sowie aus experimentellen Daten vor Anwendung der Dispersions-Schwelle. Die experimentellen Daten stammen wiederum aus Analysen zu [Rey99]. Eine Simulation, in der die Effizienz-Matrix verwendet wird, die sich vor Anwendung der Dispersionsschwelle ergibt, wurde nicht durchgeführt. Die Simulation zur Überlagerung kann diesmal also nur mit den experimentellen Daten verglichen werden. Aufgrund unterschiedlicher Eingangsverteilungen ist ein direkter Vergleich aber wiederum nicht möglich. Aus diesem Grund werden die experimentellen Parameter korrigiert. Für die Korrektur geht man davon aus, daß das Verhältnis der Parameter aus  $\pi^0$ -Simulation und experimentellen Daten vor und nach Anwendung der Dispersionsschwelle gleich ist. Da die Größe dieses Verhältnisses nach Anwendung der Dispersionsschwelle bekannt ist, können die experimentellen Parameter, die man vor Anwendung der Schwelle erhält, durch eine Skalierung mit diesem bekannten Verhältnis korrigiert werden. Die korrigierten Parameter lassen sich dann direkt mit der Simulation zur Überlagerung vergleichen. Die korrigierten sowie die unkorrigierten Parametersätze werden in Abb. 7.11 gegenübergestellt.

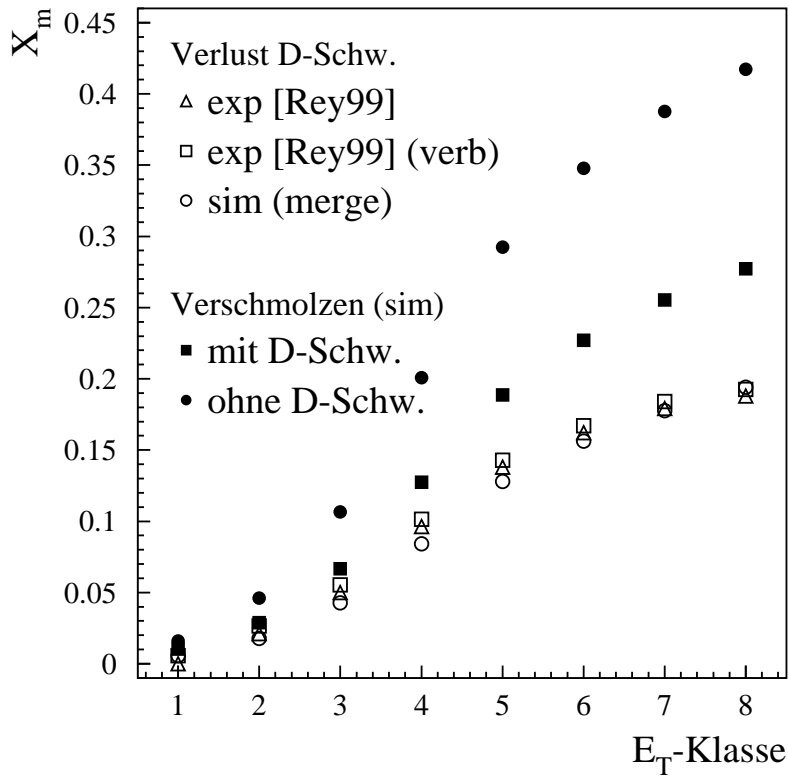
Der Verlauf der Parameter als Funktion der  $E_T$ -Klasse ist in allen drei Fällen ähnlich. Die Steigung der Effizienz-Funktion wächst mit zunehmender Zentralität stärker an als in Abb. 7.10. Dies ist auf den größeren Einfluß der Treffer-Überlagerung zurückzuführen. Nach der Korrektur der Parameter aus experimentellen Daten gibt es praktisch keinen Unterschied mehr zu den beiden Parametersätzen der Simulation. Die Übereinstimmung der Effizienzen deutet darauf hin, daß auch der Einfluß der Dispersions-Schwelle in der Simulation reproduziert wird.

Abbildung 7.12 zeigt schließlich den Anteil  $X_m$  der Teilchen, die durch eine Verschmelzung über die Dispersions-Schwelle gehoben und verworfen werden. In der Simulation entspricht dies einfach dem Anteil  $X$  aller verworfenen Teilchen:

$$X = X_m, \quad \text{in der Simulation.} \quad (7.8)$$

Hadronen, deren Dispersion auch dann oberhalb der Schwelle liegen kann, wenn sie keine Verschmelzung erfahren haben, können in der Simulation nicht als eigenständige Treffer in ein Ereignis eingehen. Sie liefern lediglich einen Beitrag zu Photonen-Treffern, wenn sie mit diesen verschmolzen werden (s. o.).

Experimentelle Ereignisse enthalten jedoch auch hadronische Schauer, deren ursprüngliche Dispersion bereits oberhalb der Schwelle liegt. Der Anteil  $X$  aller verworfenen Teilchen enthält hier folglich sowohl den Anteil  $X_m$  der aufgrund einer Verschmelzung verworfenen Teilchen als auch den Anteil  $X_h$  der Teilchen, die aufgrund ihrer ursprünglichen Dispersion verworfen werden. Für den Vergleich mit der Simulation muß  $X_m$  also erst berechnet werden. Die einzelnen Anteile korrespon-



**Abbildung 7.12:** Anteil  $X_m$  der Teilchen, die durch eine Verschmelzung über die Dispersions-Schwelle gehoben und verworfen werden, für experimentelle Daten aus Analysen zu [Rey99] (exp [Rey99]), für dieselben experimentellen Daten mit einer verbesserten Abschätzung (exp [Rey99] (verb)) und für die Simulation zur Treffer-Überlagerung (sim (merge)). Für die Simulation ist außerdem der Anteil der Teilchen, die eine Verschmelzung erfahren, vor und nach Anwendung der Dispersions-Schwelle gezeigt. Weitere Erläuterungen siehe Text.

dieren mit Wahrscheinlichkeiten. Unter der Annahme, daß die Wahrscheinlichkeiten  $X_m$  und  $X_h$  unabhängig sind, gilt:

$$1 - X = (1 - X_m) \cdot (1 - X_h). \quad (7.9)$$

Geht man davon aus, daß die Treffer-Überlagerung in  $E_T$ -Klasse 1 keine Rolle spielt, gilt hier:

$$X_h(E_{T1}) = X(E_{T1}). \quad (7.10)$$

Nimmt man ferner an, daß

$$X_h = X_h(E_{T1}) = konst., \quad (7.11)$$

folgt mit Gleichung 7.9:

$$X_m = 1 - \frac{1 - X}{1 - X(E_T1)}. \quad (7.12)$$

Der so abgeschätzte Anteil  $X_m$  ist in Abb. 7.12 mit (exp [Rey99]) bezeichnet. Er wurde Analysen zu [Rey99] entnommen.

Die Annahme, daß die Treffer-Überlagerung in  $E_T$ -Klasse 1 keine Rolle spielt, ist nur näherungsweise erfüllt. Streng genommen gilt auch hier:

$$1 - X(E_T1) = (1 - X_m(E_T1)) \cdot (1 - X_h). \quad (7.13)$$

$X_m(E_T1)$  ist aber aus der Simulation bekannt. Geht man davon aus, daß sich die Werte von  $X_m(E_T1)$  in Experiment und Simulation nicht unterscheiden, kann die Abschätzung von  $X_h$  aus Gleichung 7.10 verbessert werden:

$$X_h = 1 - \frac{1 - X(E_T1)}{1 - X_m(E_T1, sim)} \quad (7.14)$$

Wird schließlich  $X(E_T1)$  in Gleichung 7.12 durch diese verbesserte Abschätzung von  $X_h$  ersetzt, erhält man auch eine verbesserte Abschätzung des Anteils  $X_m$  der Teilchen, die aufgrund einer Verschmelzung durch die Dispersions-Schwelle verworfen werden. Sie ist mit (exp [Rey99] (verb)) bezeichnet.

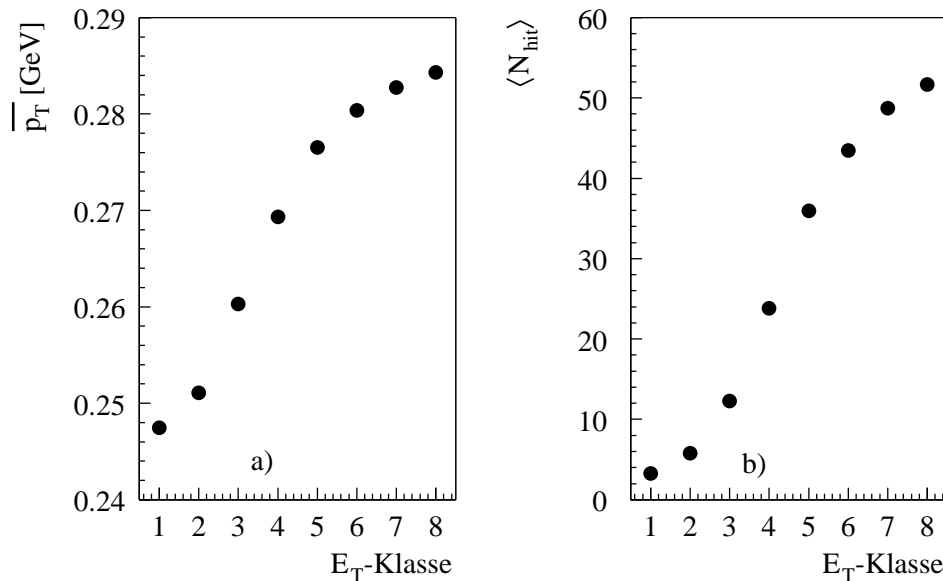
Es zeigt sich, daß diese Änderung keinen großen Einfluß auf die Abschätzung hat. In jedem Fall stimmt der Anteil der aufgrund einer Überlagerung durch die Dispersions-Schwelle verworfenen Teilchen in Simulation und Experiment praktisch überein. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, daß die Veränderung der Dispersion durch Treffer-Überlagerung richtig simuliert wird. Um einen Eindruck zu gewinnen, welcher Anteil der Teilchen eine Verschmelzung erfährt, und wie dieser Anteil durch die Dispersions-Schwelle verändert wird, sind diese Anteile ebenfalls in Abb. 7.12 gezeigt<sup>8</sup>.

## 7.2.2 Stoßparameter-Fluktuationen

Durch die Einteilung der Ereignisse in Zentralitätsklassen wird der Stoßparameter  $b$  auf einzelne Bereiche eingeschränkt. Innerhalb dieser Bereiche kann  $b$  auch bei festgehaltener Zentralitätsklasse variieren. Damit einher geht eine Variation der

---

<sup>8</sup>Der Anteil der verworfenen Teilchen ergibt sich nicht direkt aus der Differenz der Anteile der verschmolzenen Teilchen vor und nach Anwendung der Dispersions-Schwelle, da sich letzterer nicht auf die ursprünglich vorhandenen Teilchen, sondern auf die nach Anwendung der Schwelle noch vorhandenen Teilchen bezieht.



**Abbildung 7.13:** a) Mittelwert von  $p_T$  als Funktion der  $E_T$ -Klasse. b) Mittelwert von  $N_{hit}$  als Funktion der  $E_T$ -Klasse.

Teilchenzahl. Dies hat zunächst keinen Einfluß auf  $M_{p_T}$ , da der mittlere Transversalimpuls eine intensive Variable darstellt und damit unabhängig von der Größe des Systems ist (vgl. Abschnitt 3.2).

Außer der Teilchenzahl wächst jedoch auch der Mittelwert von  $p_T$  mit zunehmender Zentralität (vgl. Abb. 7.13). Dafür ist zum einen die steigende Zahl von Treffer-Überlagerungen verantwortlich. Aber auch wenn  $p_T$  mit Hilfe der Effizienz-Matrix diesbezüglich korrigiert wird, steigt  $\overline{p_T}$  weiterhin mit der Zentralität an [Rey99]<sup>9</sup>. Dies gilt vor allem bei kleinen Werten von  $E_T$ , wo Treffer-Überlagerungen gleichzeitig nur eine geringe Rolle spielen.

Man kann sich die  $p_T$ -Verteilung innerhalb einer  $E_T$ -Klasse also aus einer Schar von  $p_T$ -Verteilungen zusammengesetzt vorstellen. Zu jedem Stoßparameter gibt es eine eigene  $p_T$ -Verteilung. Jede dieser  $p_T$ -Verteilungen hat ihren eigenen Erwartungswert,  $\hat{p}_T$ . Der Erwartungswert  $\hat{p}_T$  variiert folglich auch innerhalb einer Zentralitätsklasse mit dem Stoßparameter. Der Erwartungswert der gesamten  $p_T$ -Verteilung innerhalb einer Klasse, also in diesem Fall der Schar, heißt weiterhin  $\overline{p_T}$ . Die Definitionen dieser und der im folgenden verwendeten Größen zur Beschreibung der Schar der stoßparameter-abhängigen  $p_T$ - und  $N_{hit}$ -Verteilungen sind in Tabelle 7.1 noch einmal zusammengefaßt. Teilweise werden Definitionen aus Abschnitt 6.1.1

<sup>9</sup>Zur Definition von  $\overline{p_T}$  siehe Gleichung 6.16.

Größe	Definition
$\overline{p_T}$	$\frac{1}{\sum_{j=1}^{N_{evt}} N_{hit,j}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} p_{T,ij}$
$\hat{p}_{T,b}$	$\frac{1}{\sum_{j=1}^{N_{evt,b}} N_{hit,j}} \sum_{j=1}^{N_{evt,b}} \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} p_{T,ij}$
$\langle N_{hit} \rangle$	$\frac{1}{N_{evt}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} N_{hit,j}$
$\hat{N}_{hit,b}$	$\frac{1}{N_{evt,b}} \sum_{j=1}^{N_{evt,b}} N_{hit,j}$
$M_{p_T}$	$\frac{1}{N_{hit,j}} \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} p_{T,ij}$
$\langle M_{p_T} \rangle$	$\frac{1}{N_{evt}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} M_{p_T,j}$
$V(M_{p_T})$	$\frac{N_{evt}}{N_{evt} - 1} (\langle M_{p_T}^2 \rangle - \langle M_{p_T} \rangle^2)$

**Tabelle 7.1:** Definitionen der Größen, die zur Beschreibung der Schar der stoßparameter-abhängigen  $p_T$ - und  $N_{hit}$ -Verteilungen verwendet werden. Teilweise werden Definitionen aus Abschnitt 6.1.1 wiederholt. Der Index  $b$  bedeutet, daß nur über Ereignisse mit einem bestimmten Stoßparameter  $b$  summiert wird.

wiederholt.

Aus der Variation von  $\hat{p}_T$  ergeben sich nicht-statistische Fluktuationen von  $M_{p_T}$ . Zu jedem Stoßparameter gibt es außerdem einen eigenen Erwartungswert der Teilchenzahl,  $\hat{N}_{hit}$ . Die korrelierte Variation von  $\hat{p}_T$  und  $\hat{N}_{hit}$  hat ebenfalls Einfluß auf die  $M_{p_T}$ -Verteilung (vgl. Abschnitt 3.4).

Im folgenden wird angenommen, daß sich die einzelnen  $p_T$ -Verteilungen der Schar nur in ihrem Erwartungswert  $\hat{p}_T$  unterscheiden. Die Streuung der  $p_T$ -Werte soll also in allen Verteilungen gleich sein.

Zunächst soll abgeschätzt werden, welche Auswirkungen sich aus einer alleinigen Variation von  $\hat{p}_T$ , ohne Korrelation mit  $\hat{N}_{hit}$  ergeben. Die Mittelwerte von  $M_{p_T}$  bleiben unter diesen Voraussetzungen offensichtlich sowohl in realen Ereignissen als

auch in *mixed events* unverändert. Für die Varianzen gilt dies jedoch nicht. In realen Ereignissen ist

$$V_{real}(M_{p_T}) = V'(M_{p_T}) + V(\hat{p}_T), \quad (7.15)$$

wobei  $V'_{M_{p_T}}$  die Varianz von  $M_{p_T}$  für den Fall bezeichnet, daß  $\hat{p}_T$  nicht variiert. Die Varianz von  $M_{p_T}$  erhöht sich also um  $V(\hat{p}_T)$ .

Der Anstieg von  $\hat{p}_T$  mit  $E_T$  kann bei kleiner Variation von  $E_T$  linear genähert werden. Überdies umfassen benachbarte  $E_T$ -Klassen ähnlich große Anteile des Wirkungsquerschnitts (vgl. Tab. 5.1). Deshalb kann vereinfachend angenommen werden, daß  $\hat{p}_T$  zwischen benachbarten  $E_T$ -Klassen gleichmäßig mit der  $E_T$ -Klasse ansteigt. Wird zudem innerhalb jeder Klasse näherungsweise eine Gleichverteilung der  $E_T$ -Werte angenommen, so variiert  $\hat{p}_T$  dort in einem Intervall der Breite  $\Delta\hat{p}_T$  gleichmäßig um einen Mittelwert  $\langle\hat{p}_T\rangle$ . Mit Hilfe der Definition der Varianz berechnet sich dann folgender Wert von  $V(\hat{p}_T)$ :

$$V(\hat{p}_T) = \frac{1}{12}(\Delta\hat{p}_T)^2. \quad (7.16)$$

Die Intervallbreite  $\Delta\hat{p}_T$  kann unter den genannten Voraussetzungen zu

$$\Delta\hat{p}_{T,i} = \frac{\overline{p_{T,i+1}} - \overline{p_{T,i-1}}}{2} \quad (7.17)$$

abgeschätzt werden, wobei  $i$  die  $E_T$ -Klasse bezeichnet. Für die erste und achte Klasse kann nur die Differenz zur nächsthöheren bzw. nächstniedrigeren Klasse betrachtet werden. Entsprechend wird die Differenz dann nicht durch zwei dividiert.

Bei dieser Abschätzung wird nicht berücksichtigt, daß der Anstieg von  $\overline{p_T}$  teilweise durch Treffer-Überlagerungen hervorgerufen wird. Gleichung 7.16 stellt somit eine obere Grenze der zusätzlichen Fluktuationen dar.

In *mixed events* erhöht sich durch die Variation von  $\hat{p}_T$  die Varianz der zugrundeliegenden Einteilchenverteilung um  $V(\hat{p}_T)$ . Es gilt also:

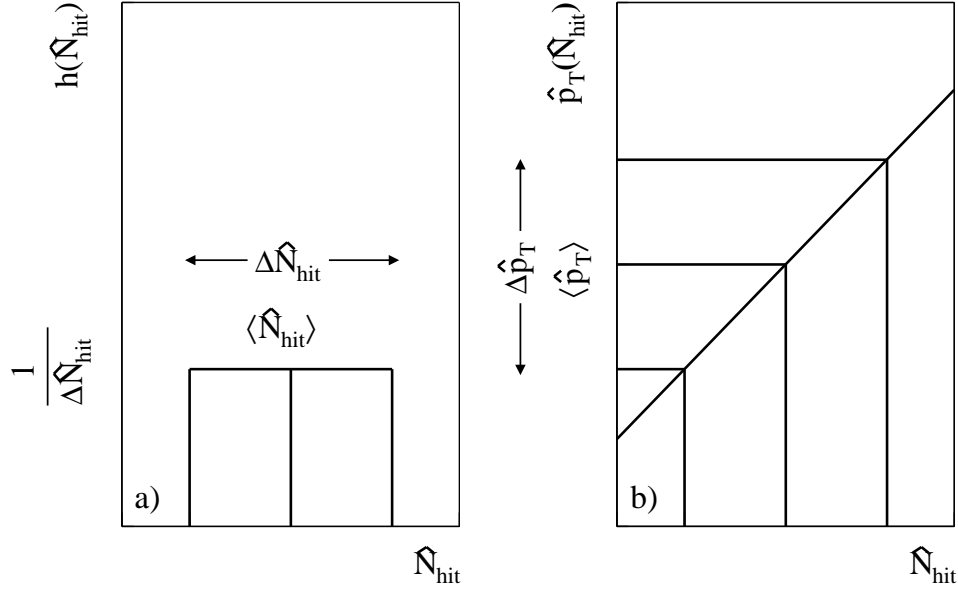
$$V_{mix}(p_T) = V'(p_T) + V(\hat{p}_T), \quad (7.18)$$

wobei  $V'_{p_T}$  die Varianz von  $p_T$  für den Fall bezeichnet, daß  $\hat{p}_T$  nicht variiert. Für die Varianz von  $M_{p_T}$  gilt dann näherungsweise:

$$V_{mix}(M_{p_T}) = \frac{V'(p_T) + V(\hat{p}_T)}{\langle\hat{N}_{hit}\rangle} \quad (7.19)$$

$$= V'(M_{p_T}) + \frac{V(\hat{p}_T)}{\langle\hat{N}_{hit}\rangle}. \quad (7.20)$$





**Abbildung 7.14:** a) Illustration der Verteilung von  $\hat{N}_{hit}$  innerhalb einer  $E_T$ -Klasse. b) Angenommener Zusammenhang zwischen  $\hat{p}_T$  und  $\hat{N}_{hit}$ .

Der Beitrag der Variation von  $\hat{p}_T$  zu  $V(M_{p_T})$  ist in *mixed events* also um etwa den Faktor  $1/\langle\hat{N}_{hit}\rangle$  kleiner als in realen Ereignissen. Für die Differenz ergibt sich damit:

$$V_{real}(p_T) - V_{mix}(p_T) = \frac{1}{12}(\Delta\hat{p}_T)^2 \cdot \left(1 - \frac{1}{\langle\hat{N}_{hit}\rangle}\right). \quad (7.21)$$

Nun soll abgeschätzt werden, welcher Einfluß sich durch eine Korrelation von  $\hat{p}_T$  und  $\hat{N}_{hit}$  ergibt. Es wird wieder von einer Schar von  $p_T$ -Verteilungen ausgegangen, die sich nur in ihrem Erwartungswert  $\hat{p}_T$  unterscheiden, wobei die Variation von  $\hat{p}_T$  diesmal mit einer korrelierten Variation von  $\hat{N}_{hit}$  verbunden ist. Analog den Überlegungen zu  $\hat{p}_T$  wird angenommen, daß  $\hat{N}_{hit}$  innerhalb einer  $E_T$ -Klasse in einem Intervall der Breite  $\Delta\hat{N}_{hit}$  um einen jeweiligen Mittelwert  $\langle\hat{N}_{hit}\rangle$  variiert (vgl. Abb. 7.14 a)):

$$h(\hat{N}_{hit}) = \frac{1}{\Delta\hat{N}_{hit}}, \quad \hat{N}_{hit} \in [\langle\hat{N}_{hit}\rangle - \frac{\Delta\hat{N}_{hit}}{2}; \langle\hat{N}_{hit}\rangle + \frac{\Delta\hat{N}_{hit}}{2}]. \quad (7.22)$$

Die Intervallbreite  $\Delta\hat{N}_{hit}$  kann analog Gleichung 7.17 abgeschätzt werden. Bei vollständiger Korrelation läßt sich  $\hat{p}_T$  dann als lineare Funktion von  $\hat{N}_{hit}$  ausdrücken (vgl. Abb. 7.14 b)):

$$\hat{p}_T(\hat{N}_{hit}) = m\hat{N}_{hit} + t, \quad \text{mit} \quad (7.23)$$

$$m = \frac{\Delta \hat{p}_T}{\Delta \hat{N}_{hit}}, \quad (7.24)$$

$$t = \hat{p}_T(\langle \hat{N}_{hit} \rangle) - \frac{\Delta \hat{p}_T}{\Delta \hat{N}_{hit}} \langle \hat{N}_{hit} \rangle \quad (7.25)$$

$$= \langle \hat{p}_T \rangle - \frac{\Delta \hat{p}_T}{\Delta \hat{N}_{hit}} \langle \hat{N}_{hit} \rangle. \quad (7.26)$$

Ferner gilt

$$\langle M_{p_T} \rangle_{real} = \langle \hat{p}_T(\hat{N}_{hit}) \rangle. \quad (7.27)$$

Mit der Definition des Mittelwerts und unter Verwendung von Gleichung 7.23 erhält man natürlich:

$$\langle \hat{p}_T(\hat{N}_{hit}) \rangle_{real} = \int d\hat{N}_{hit} h(\hat{N}_{hit}) \hat{p}_T(\hat{N}_{hit}) = \langle \hat{p}_T \rangle, \quad (7.28)$$

und folglich:

$$\langle M_{p_T} \rangle_{real} = \langle \hat{p}_T \rangle. \quad (7.29)$$

Der Mittelwert von  $M_{p_T}$  in realen Ereignissen bleibt also auch bei einer  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation unverändert.

Dies soll mit dem Verhalten in *mixed events* verglichen werden. Die in Abschnitt 3.4 diskutierte Gewichtung der  $p_T$ -Werte mit  $1/N_{hit}$  bei der Berechnung von  $\langle M_{p_T} \rangle_{real}$  entspricht in *mixed events* umgekehrt einer Gewichtung mit  $N_{hit}$ . Daraus ergibt sich:

$$\langle M_{p_T} \rangle_{mix} = \frac{\int d\hat{N}_{hit} h(\hat{N}_{hit}) \hat{N}_{hit} \hat{p}_T(\hat{N}_{hit})}{\int d\hat{N}_{hit} h(\hat{N}_{hit}) \hat{N}_{hit}} \quad (7.30)$$

Unter Verwendung von Gleichung 7.23 erhält man daraus:

$$\langle M_{p_T} \rangle_{mix} = \frac{\Delta \hat{N}_{hit} \Delta \hat{p}_T}{12 \langle \hat{N}_{hit} \rangle} + \langle \hat{p}_T \rangle, \quad (7.31)$$

oder

$$\langle M_{p_T} \rangle_{real} - \langle M_{p_T} \rangle_{mix} = -\frac{\Delta \hat{N}_{hit} \Delta \hat{p}_T}{12 \langle \hat{N}_{hit} \rangle}. \quad (7.32)$$

Der Mittelwert von  $M_{p_T}$  ist in realen Ereignissen also kleiner als in *mixed events*.

Schließlich soll überprüft werden, wie sich die  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation auf die Standardabweichung auswirkt. Analog Gleichung 7.15 gilt in realen Ereignissen:

$$V_{real}(M_{p_T}) = V'(M_{p_T}) + V_{real}(\hat{p}_T(\hat{N}_{hit})). \quad (7.33)$$

Mit der Definition der Varianz ergibt sich unter Verwendung von Gleichung 7.23:

$$V_{real}(\hat{p}_T(\hat{N}_{hit})) = \int d\hat{N}_{hit} h(\hat{N}_{hit}) \hat{p}_T^2(\hat{N}_{hit}) - \langle \hat{p}_T \rangle^2 \quad (7.34)$$

$$= \frac{1}{12} (\Delta \hat{p}_T)^2, \quad (7.35)$$

was erwartungsgemäß mit dem Ergebnis aus Gleichung 7.16 übereinstimmt.

Dies soll mit dem entsprechenden Beitrag in *mixed events* verglichen werden. Analog Gleichung 7.18 gilt:

$$V_{mix}(p_T) = V'(p_T) + V_{mix}(\hat{p}_T(\hat{N}_{hit})). \quad (7.36)$$

Die  $p_T$ -Werte werden analog Gleichung 7.30 wiederum mit  $N_{hit}$  gewichtet:

$$V_{mix}(\hat{p}_T(\hat{N}_{hit})) = \frac{\int d\hat{N}_{hit} h(\hat{N}_{hit}) \hat{N}_{hit} \hat{p}_T^2(\hat{N}_{hit})}{\int d\hat{N}_{hit} h(\hat{N}_{hit}) \hat{N}_{hit}} - \langle \hat{p}_T \rangle^2. \quad (7.37)$$

Unter Verwendung von Gleichung 7.23 erhält man daraus:

$$V_{mix}(\hat{p}_T(\hat{N}_{hit})) = \frac{1}{12} (\Delta \hat{p}_T)^2 + \frac{1}{6} \Delta \hat{p}_T \Delta \hat{N}_{hit} \frac{\langle \hat{p}_T \rangle}{\langle \hat{N}_{hit} \rangle}. \quad (7.38)$$

Im Gegensatz zum Fall der alleinigen Variation von  $\hat{p}_T$  ist hier also der Beitrag zu  $V_{real}(M_{p_T})$  kleiner als der Beitrag zu  $V_{mix}(p_T)$ . Die Differenz beträgt

$$V_{real}(\hat{p}_T(\hat{N}_{hit})) - V_{mix}(\hat{p}_T(\hat{N}_{hit})) = -\frac{1}{6} \Delta \hat{p}_T \Delta \hat{N}_{hit} \frac{\langle \hat{p}_T \rangle}{\langle \hat{N}_{hit} \rangle}. \quad (7.39)$$

Für die Varianz von  $M_{p_T}$  gilt dann analog Gleichung 7.19 auch hier näherungsweise:

$$V_{mix}(M_{p_T}) = \frac{V'(p_T) + V_{mix}(\hat{p}_T(\hat{N}_{hit}))}{\langle \hat{N}_{hit} \rangle} \quad (7.40)$$

$$= V'(M_{p_T}) + \frac{V_{mix}(\hat{p}_T(\hat{N}_{hit}))}{\langle \hat{N}_{hit} \rangle}. \quad (7.41)$$

Daraus ergibt sich für die Differenz der Varianzen von  $M_{p_T}$  in realen Ereignissen und *mixed events*:

$$(\Delta \sigma)^2 = V_{real}(M_{p_T}) - V_{mix}(M_{p_T}) \quad (7.42)$$

$$= \frac{1}{12} (\Delta \hat{p}_T)^2 \cdot \left(1 - \frac{1}{\langle \hat{N}_{hit} \rangle}\right) - \frac{1}{6} \Delta \hat{p}_T \Delta \hat{N}_{hit} \frac{\langle \hat{p}_T \rangle}{\langle \hat{N}_{hit} \rangle^2}. \quad (7.43)$$

Die  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation kann sich also sowohl erhöhend als auch erniedrigend auf  $\Delta\sigma$  auswirken. Es ist daher durchaus denkbar, daß  $\Delta\sigma$  auch negative Werte annimmt. In diesem Fall muß die Definition aus Gleichung 6.5 natürlich erweitert werden zu:

$$\Delta\sigma = \begin{cases} \sqrt{+(\sigma_{M_{p_T,real}}^2 - \sigma_{M_{p_T,mix}}^2)} & , \sigma_{M_{p_T,real}}^2 - \sigma_{M_{p_T,mix}}^2 \geq 0 \\ - \sqrt{-(\sigma_{M_{p_T,real}}^2 - \sigma_{M_{p_T,mix}}^2)} & , \sigma_{M_{p_T,real}}^2 - \sigma_{M_{p_T,mix}}^2 < 0 \end{cases} . \quad (7.44)$$

# 8. Ergebnisse

Zum Abschluß des ersten Teils der Arbeit sollen die Ergebnisse der Fluktuations-Analyse vorgestellt werden. Zunächst wird die Zuverlässigkeit der verwendeten Methoden überprüft. Anschließend werden die im Experiment erhaltenen Ergebnisse diskutiert, es folgt eine Erörterung der Ergebnisse der Simulation. Aus dem Vergleich der Resultate wird die Größe der nicht-statistischen Fluktuationen abgeleitet. Schließlich wird diskutiert, was bei der Interpretation der Ergebnisse zu beachten ist.

## 8.1 Konsistenz-Tests

Zu Beginn werden die Fluktuationen der statistischen und der Gesamtverteilung einander gegenübergestellt. Aus dem Vergleich läßt sich ersehen, wie groß die nicht-statistischen Fluktuationen gemessen an den statistischen sind. Darüberhinaus soll eine Vorstellung der in die Observable  $\Phi_{p_T}$  eingehenden Größen vermittelt werden.

Die hier und im folgenden verwendeten Größen sind noch einmal in Tabelle 8.1 zusammengefaßt. Die Tabelle wiederholt Definitionen aus den Abschnitten 6.1.1 u. 6.2.1 und nimmt Definitionen aus diesem Kapitel vorweg.

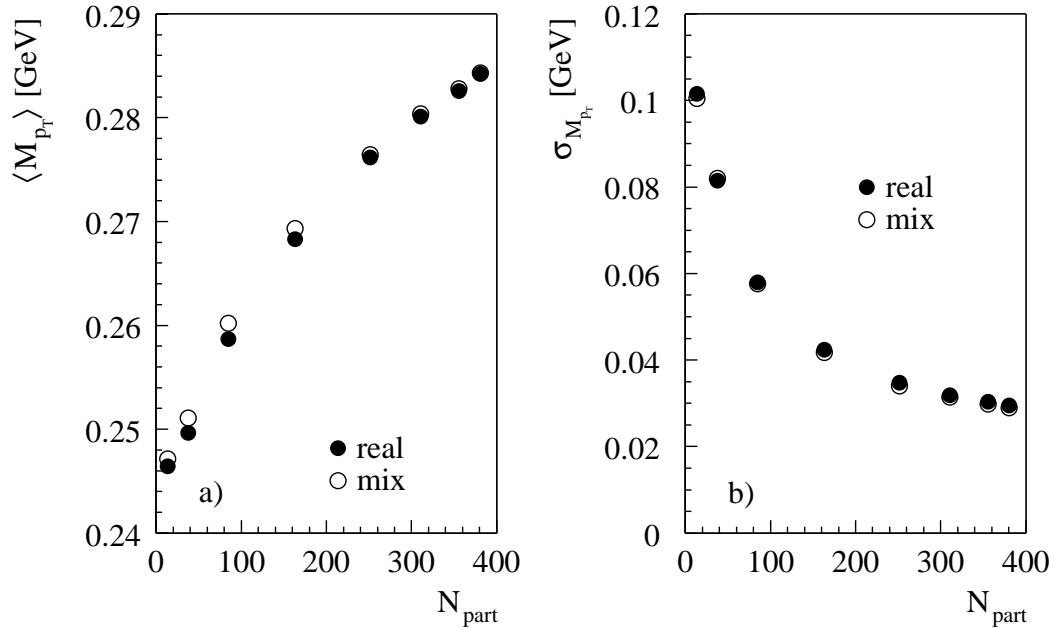
Abbildung 8.1 a) zeigt  $\langle M_{p_T} \rangle$  für reale Ereignisse und *mixed events* als Funktion der Zahl der an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen  $N_{part}$  (vgl. Abschnitt 5.1 u. Tab. 5.1). Da diese Darstellung eine von experiment-spezifischen Größen unabhängige Untersuchung der Zentralitätsabhängigkeit ermöglicht, ersetzt  $N_{part}$  fortan die  $E_T$ -Klassen, welche in vorhergehenden Darstellungen eher technischer Art als Maß der Zentralität Verwendung fanden.

$\langle M_{p_T} \rangle$  zeigt einen leichten Anstieg mit der Zentralität. Dies entspricht der Erwartung, nachdem ein ähnlicher Anstieg bereits bei  $\overline{p_T}$  (vgl. Abb. 7.13), also dem über alle Teilchen und Ereignisse gemittelten Transversalimpuls, zu verzeichnen war. Bemerkenswert ist jedoch der nur geringe Unterschied zwischen realen Ereignissen und *mixed events*.

Im Gegensatz zu  $\langle M_{p_T} \rangle$  fällt  $\sigma_{M_{p_T}}$  deutlich mit der Zentralität ab (vgl. Abb. 8.1 b)). Auch dieses Verhalten überrascht nicht, skaliert  $\sigma_{M_{p_T}}$  nach Gleichung 3.3 doch mit  $1/\sqrt{N_{hit}}$ . Der Unterschied zwischen realen Ereignissen und *mixed events* ist wiederum marginal. Dies deutet darauf hin, daß der weitaus überwiegende Teil der beobachteten Fluktuationen statistischer Art ist.

Größe	Definition
$\overline{p_T}$	$\frac{1}{\sum_{j=1}^{N_{evt}} N_{hit,j}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} p_{T,ij}$
$\langle N_{hit} \rangle$	$\frac{1}{N_{evt}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} N_{hit,j}$
$M_{p_T}$	$\frac{1}{N_{hit,j}} \sum_{i=1}^{N_{hit,j}} p_{T,ij}$
$\langle M_{p_T} \rangle$	$\frac{1}{N_{evt}} \sum_{j=1}^{N_{evt}} M_{p_T,j}$
$\sigma_{M_{p_T}}$	$\sqrt{\frac{N_{evt}}{N_{evt} - 1} (\langle M_{p_T}^2 \rangle - \langle M_{p_T} \rangle^2)}$
$\Delta\mu$	$\langle M_{p_T} \rangle_{real} - \langle M_{p_T} \rangle_{mix}$
$\Delta\sigma$	$\sqrt{\sigma_{M_{p_T},real}^2 - \sigma_{M_{p_T},mix}^2}$
$z_{ij}$	$p_{T,ij} - \overline{p_T}$
$Z_j$	$\sum_{i=1}^{N_{hit,j}} z_{ij}$
$\Phi_{p_T}$	$\sqrt{\frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle N_{hit} \rangle}} - \sqrt{z^2}$
$\Delta\sigma^{(s)}$	$\sqrt{\sigma_{M_{p_T},real}^2 - \frac{\langle M_{p_T} \rangle_{real}^2}{\langle M_{p_T} \rangle_{mix}^2} \sigma_{M_{p_T},mix}^2}$
$\Phi_{p_T}^{(\sigma)}$	$\sqrt{\langle N_{hit} \rangle} \cdot \left( \sigma_{M_{p_T},real} - \frac{\langle M_{p_T} \rangle_{real}}{\langle M_{p_T} \rangle_{mix}} \sigma_{M_{p_T},mix} \right)$
$\Delta\sigma^{(\Phi)}$	$\frac{1}{\sqrt{\langle N_{hit} \rangle}} \sqrt{\frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle N \rangle} - z^2}$
$\Delta\sigma_{rel}^{(\Phi)}$	$\frac{\Delta\sigma^{(\Phi)}}{\overline{p_T}}$

**Tabelle 8.1:** Definitionen der zur Messung der Fluktuationen verwendeten Größen. Es werden Definitionen aus den Abschnitten 6.1.1 u. 6.2.1 wiederholt sowie Definitionen aus diesem Kapitel vorweggenommen.

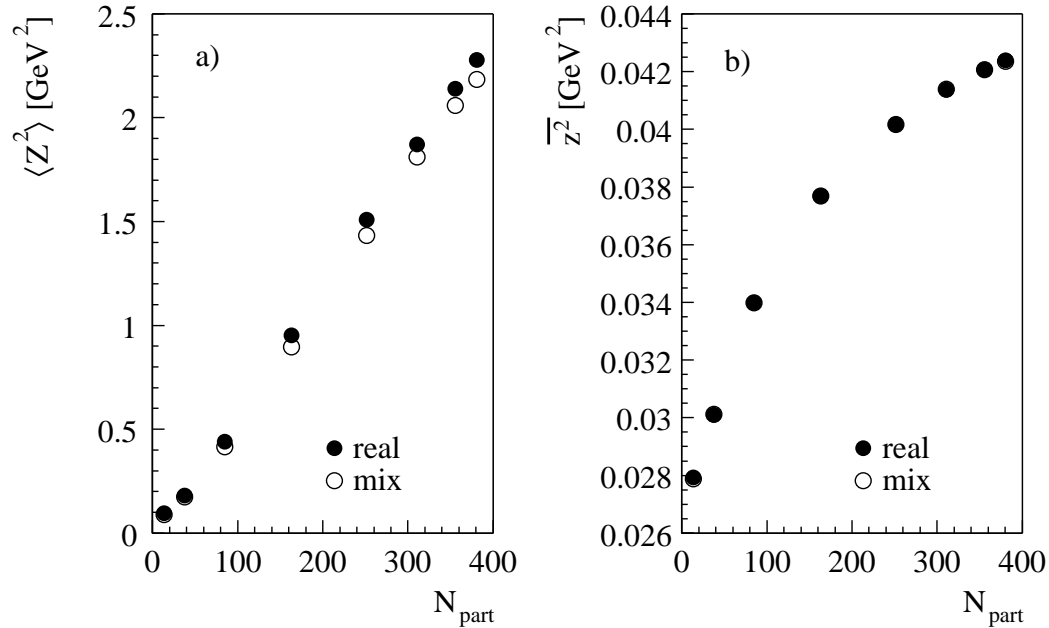


**Abbildung 8.1:** a)  $\langle M_{p_T} \rangle$  als Funktion von  $N_{part}$  für reale Ereignisse und *mixed events*. b) Analoge Darstellung von  $\sigma_{M_{p_T}}$ .

Auch die sich nach der  $\Phi_{p_T}$ -Methode ergebenden Fluktuationen der statistischen und der Gesamtverteilung sollen einander gegenübergestellt werden.  $\Phi_{p_T}$  selbst ist bereits unmittelbar ein Maß der nicht-statistischen Fluktuationen. Der gewünschte Vergleich kann jedoch anhand von  $\langle Z^2 \rangle$  vorgenommen werden. Abbildung 8.2 a) zeigt  $\langle Z^2 \rangle$  als Funktion von  $N_{part}$  für reale Ereignisse und *mixed events*. Gemäß Gleichung 6.53 gilt:  $\langle Z^2 \rangle = \sigma_{M_{p_T}}^2 \langle N_{hit} \rangle^2$ . Daher ergibt sich im Gegensatz zum Verhalten von  $\sigma_{M_{p_T}}$  ein Anstieg mit der Zentralität. Wie  $M_{p_T}$  ist  $Z$  eine Ereignisgröße und somit sensitiv auf nicht-statistische Fluktuationen. Dies wird in einem Unterschied zwischen realen Ereignissen und *mixed events* deutlich. Er ist ähnlich klein wie bei  $\langle M_{p_T} \rangle$  und  $\sigma_{M_{p_T}}$ .

Abbildung 8.2 b) zeigt  $\overline{z^2}$  als Funktion von  $N_{part}$ . Aus Gleichung 6.40 läßt sich schließen, daß  $\overline{z^2}$  von der Dimension  $\langle Z^2 \rangle / \langle N_{hit} \rangle$  ist. Dies korrespondiert mit der beobachteten Abhängigkeit von  $N_{part}$ . Die Variable  $z$  ist im Gegensatz zu  $Z$  eine Einteilchen-Größe. Sie liefert bei der  $\Phi_{p_T}$ -Methode ein Maß für die statistischen Fluktuationen. Deshalb zeigt sich bei  $\overline{z^2}$  auch kein Unterschied zwischen realen Ereignissen und *mixed events*.

Die Gegenüberstellung der Fluktuationen der statistischen und der Gesamtverteilung macht deutlich, daß sich die nicht-statistischen Fluktuationen als kleine



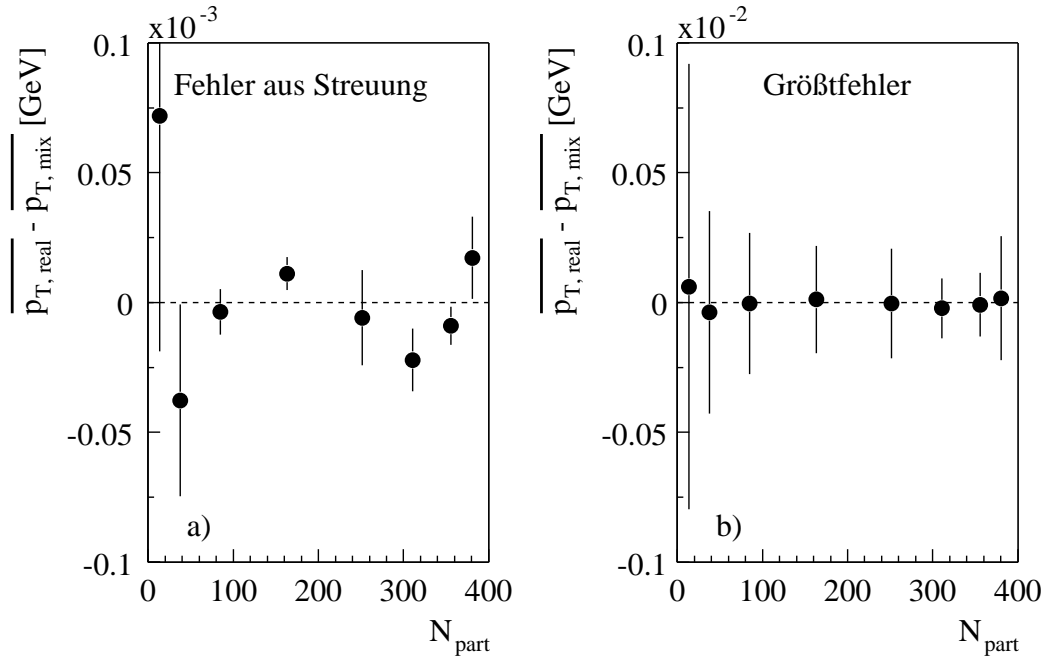
**Abbildung 8.2:** a)  $\langle Z^2 \rangle$  als Funktion von  $N_{part}$  für reale Ereignisse und *mixed events*. b) Analoge Darstellung von  $\overline{z^2}$ .

Differenz zweier großer Zahlen ergeben. Dies erfordert besondere Sorgfalt bei der Abschätzung des Fehlers sowie bei der Berechnung der statistischen Fluktuationen nach der *event mixing*-Methode. Um die Zuverlässigkeit der verwendeten Verfahren zu demonstrieren, werden als nächstes verschiedene Konsistenz-Überprüfungen vorgenommen.

Abbildung 8.3 a) zeigt die Differenz von  $\overline{p_T}$  aus realen Ereignissen und *mixed events* als Funktion von  $N_{part}$ . Die Fehler wurden, wie in Abschnitt 6.1.2 beschrieben, aus der Streuung zwischen den Untereinheiten des Datensatzes berechnet. Die Unterschiede zwischen realen Ereignissen und *mixed events* sind verschwindend klein. Daß es überhaupt einen Unterschied gibt, liegt daran, daß aus technischen Gründen nicht alle in realen Ereignissen gemessenen Teilchen in den *mixed events* Verwendung finden (vgl. Anhang C.1). Welche Teilchen nicht berücksichtigt werden, ist aber allein dem Zufall unterworfen. Aus diesem Grund sollten die Abweichungen in Abb. 8.3 rein statistisch sein und damit auch gut geeignet, die Berechnung des statistischen Fehlers zu überprüfen.

Innerhalb der Fehlerbalken, die einer Standardabweichung entsprechen, sind etwa zwei Drittel der Werte gleich null. Innerhalb von zwei Standardabweichungen sind alle Werte mit null kompatibel. Dies entspricht genau der Erwartung rein zufälliger



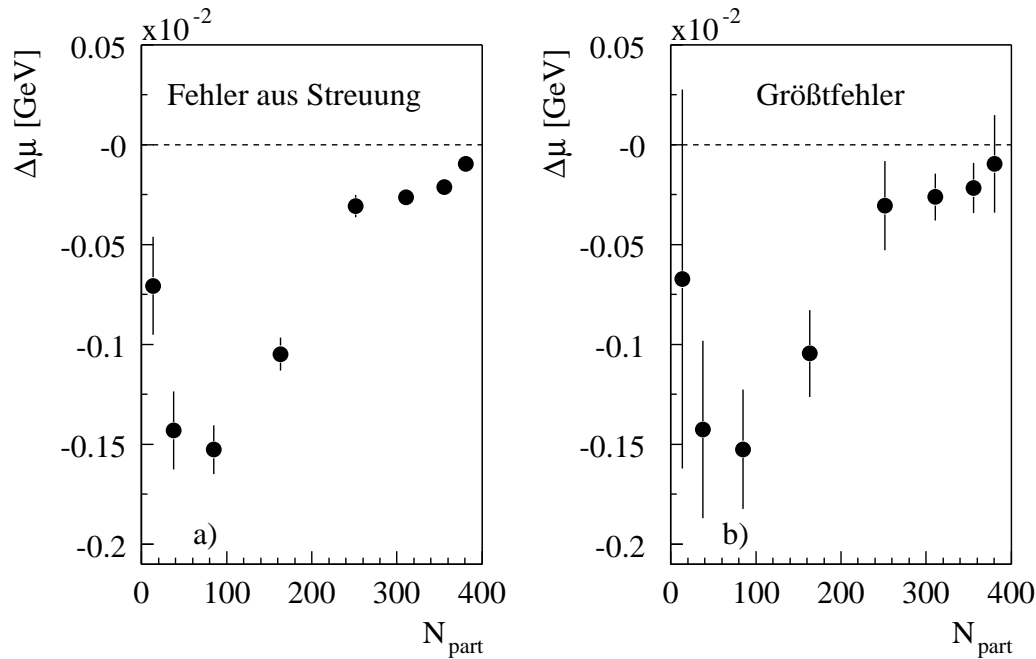


**Abbildung 8.3:** a) Differenz des über alle Teilchen und Ereignisse gemittelten Transversalimpulses,  $\overline{p_T}$ , aus realen Ereignissen und *mixed events* als Funktion von  $N_{part}$ . Die Fehler wurden aus der Streuung der Werte zwischen den Untereinheiten berechnet (vgl. Abschnitt 6.1.2). b) Wie a), jedoch Abschätzung des Größtfehlers aus dem gesamten Datensatz.

Abweichungen. Die Fehlerabschätzung gibt also die tatsächlichen Fehler sehr gut wieder.

Im Unterschied zu Abb. 8.3 a) sind in Abb. 8.3 b) die Werte mit dem aus dem gesamten Datensatz abgeschätzten Größtfehler dargestellt (vgl. Abschnitt 6.1.2). Wie aufgrund der starken Korrelation der  $\overline{p_T}$ -Werte in realen Ereignissen und *mixed events* zu erwarten ist, wird der statistische Fehler auf diese Weise deutlich überschätzt. Man beachte die um einen Faktor 10 größere Skala.

Die Abschätzung des statistischen Fehlers soll auch anhand einer Ereignisgröße untersucht werden. Abbildung 8.4 zeigt  $\Delta\mu$  als Funktion von  $N_{part}$  mit dem aus der Streuung abgeschätzten (a) sowie dem Größtfehler (b). Zunächst fällt auf, daß  $\Delta\mu$  für alle  $E_T$ -Klassen deutlich kleiner als null ist. Dieser Befund wird weiter unten wieder aufgegriffen. Bezüglich des Fehlers läßt sich zum einen feststellen, daß die Abschätzung aus der Streuung mit dem Größtfehler verträglich ist. Zum anderen ist der Unterschied zwischen den Abschätzungen nicht so groß wie bei  $\overline{p_T}$ , was auf eine weniger starke Korrelation der  $M_{p_T}$ -Werte in realen Ereignissen und *mixed events* hindeutet. Dies ist verständlich, denn  $M_{p_T}$  stellt als Ereignisgröße eine Kombination



**Abbildung 8.4:** a)  $\Delta\mu$  als Funktion von  $N_{part}$ . Die Fehler wurden aus der Streuung der Werte zwischen den Untereinheiten berechnet (vgl. Abschnitt 6.1.2). b) Wie a), jedoch Abschätzung des Größtfehlers aus dem gesamten Datensatz.

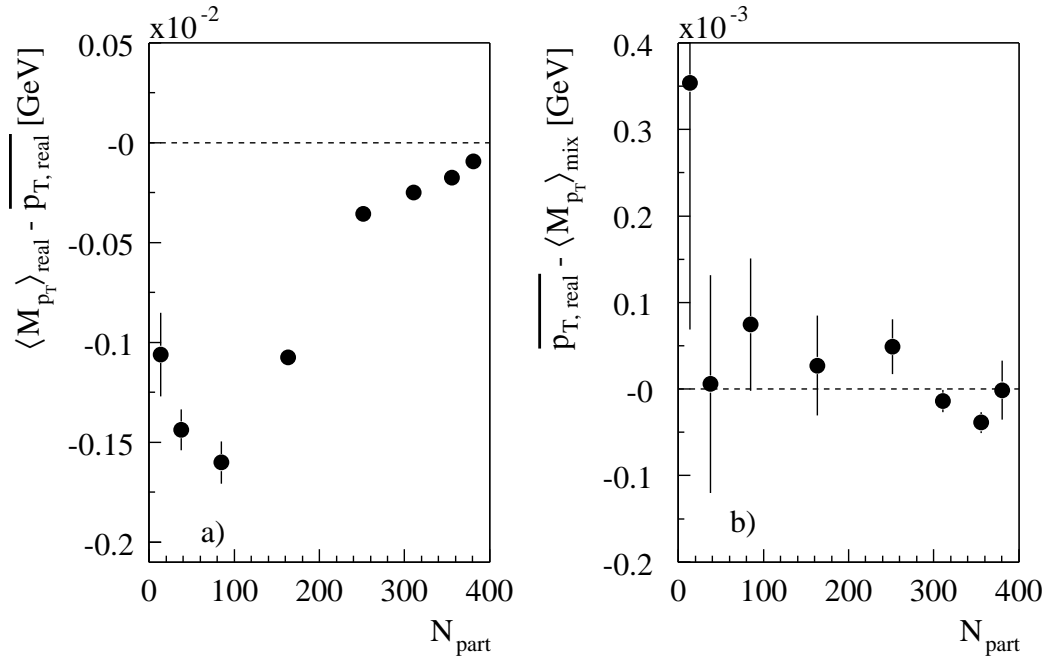
einzelner  $p_T$ -Werte dar und ist somit zusätzlichen Fluktuationen unterworfen, die zwischen realen Ereignissen und *mixed events* nicht korreliert sind.

Auch die Zuverlässigkeit der *event mixing*-Methode (Abschnitt 6.1.3) zur Berechnung der statistischen Verteilung soll demonstriert werden. Aufgrund der Art der Konstruktion der *mixed events* sollten die Werte von  $\overline{p_T}$  in realen Ereignissen und  $\langle M_{p_T} \rangle$  in *mixed events* gleich sein. Die Differenz aus  $\langle M_{p_T} \rangle$  und  $\overline{p_T}$  in realen Ereignissen sollte im Rahmen des Fehlers also gleich  $\Delta\mu$  sein. Wie einem Vergleich von Abb. 8.5 a) mit Abb. 8.4 a) zu entnehmen ist, ist dies tatsächlich der Fall.

Aus dem gleichen Grund sollte außerdem die Differenz aus  $\overline{p_T}$  in realen Ereignissen und  $\langle M_{p_T} \rangle$  in *mixed events* im Rahmen des Fehlers verschwinden. Dies wird in Abb. 8.5 b) gezeigt.

## 8.2 Experimentelle Ergebnisse

Im Zuge der Konsistenz-Überprüfungen wurde bereits festgestellt, daß die Mittelwerte der  $M_{p_T}$ -Verteilungen in realen Ereignissen signifikant kleiner sind als in *mixed events* (vgl. Abb. 8.4). Dies deutet auf eine  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation hin (vgl. Ab-

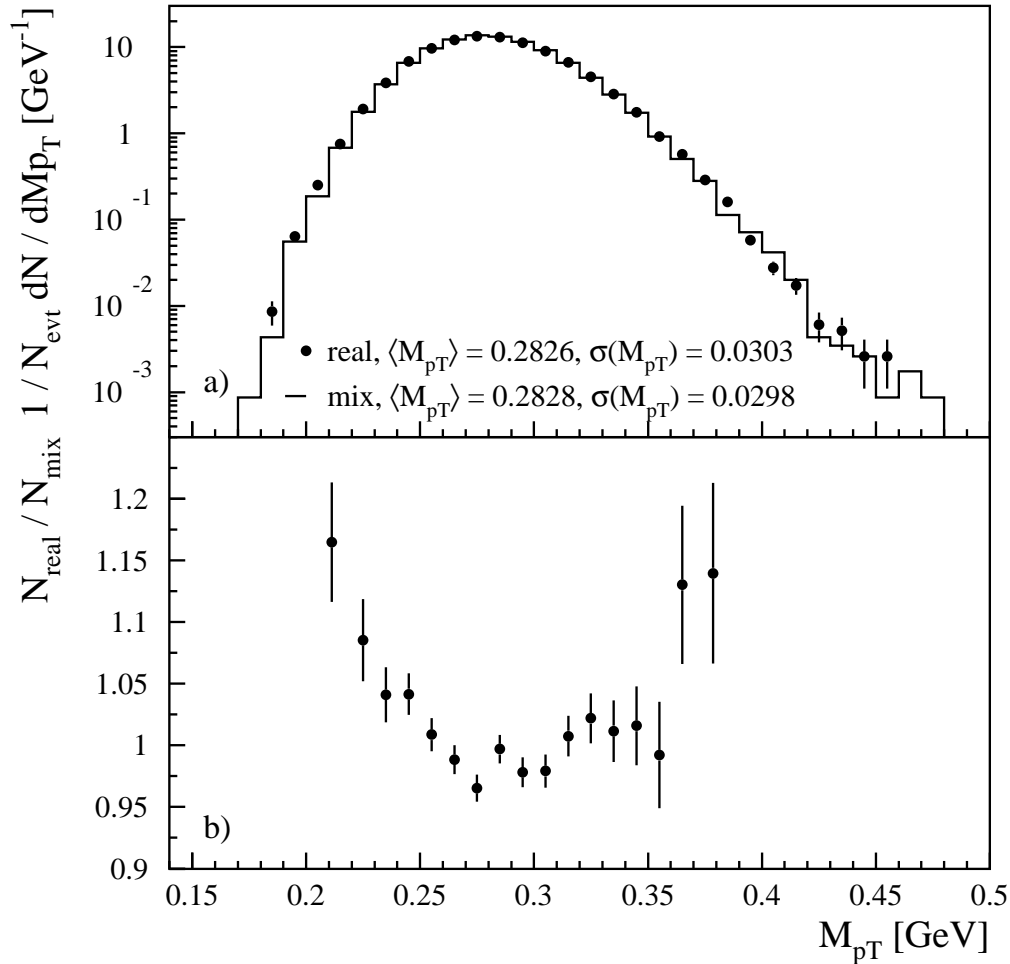


**Abbildung 8.5:** a) Differenz von  $\langle M_{p_T} \rangle$  und  $\overline{p_T}$  für reale Ereignissen als Funktion von  $N_{part}$ . b) Differenz von  $\overline{p_{T, \text{real}}}$  und  $\langle M_{p_T} \rangle_{\text{mix}}$  als Funktion von  $N_{part}$ .

schnitt 3.4 u. Gleichung 7.32). Der Effekt erscheint in peripheren Reaktionen besonders stark. Bei  $N_{part} = 85$  ergibt sich ein Minimum von  $\Delta\mu = -1.5$  MeV. Bezogen auf  $M_{p_T}$  entspricht dies einer relativen Differenz von  $-0.6$  %. Eine mögliche Erklärung der Zentralitätsabhängigkeit wird beim Vergleich mit den Ergebnissen der Simulation gegeben (s. u.).

Bevor nun auch die Standardabweichungen miteinander verglichen werden, sollen die  $M_{p_T}$ -Verteilungen selbst untersucht werden. Abbildung 8.6 a) zeigt die Verteilungen für reale Ereignisse und *mixed events* beispielhaft für  $E_T$ -Klasse 7. In dieser Darstellung ist kein signifikanter Unterschied zwischen den Verteilungen zu erkennen. Insbesondere gibt es keine Ereignisse, die deutlich von der statistischen Verteilung abweichen und dadurch auf besondere physikalische Prozesse hindeuten.

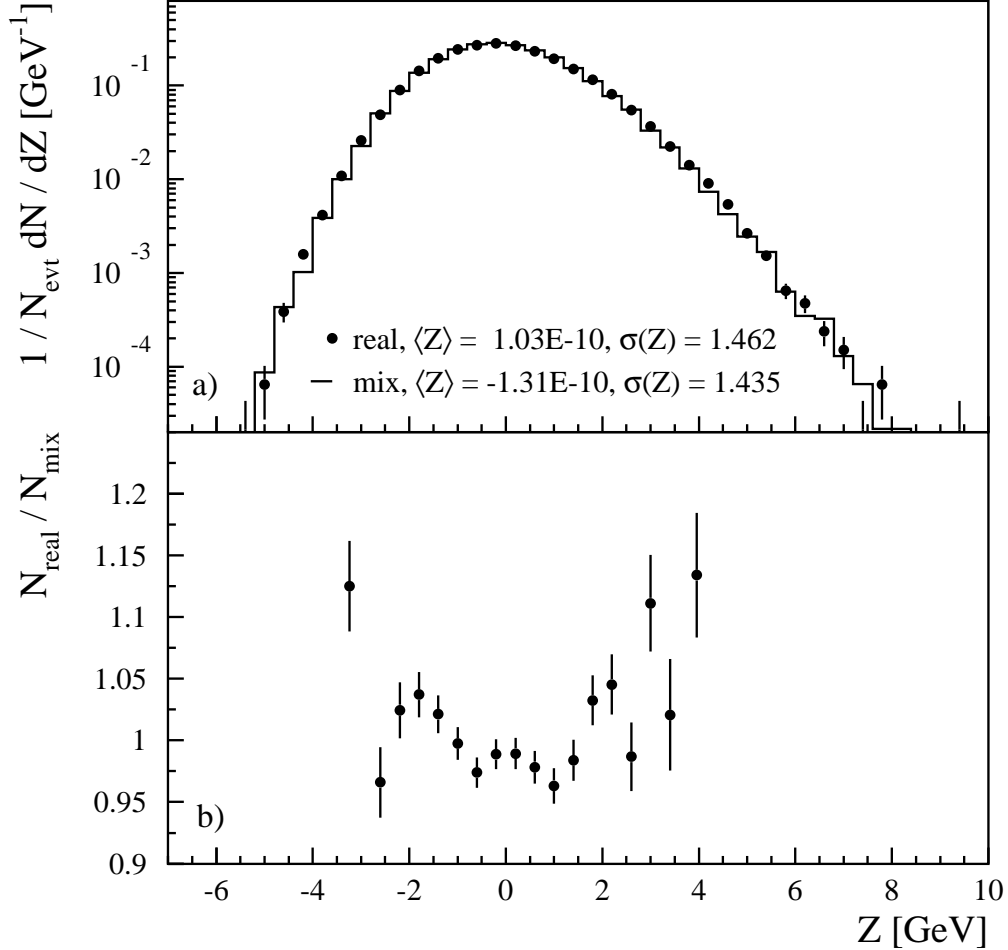
Weiter fällt auf, daß die Verteilung keine Gauß-Funktion ist. Andernfalls ergäbe sich in der logarithmischen Darstellung eine Parabel. Tatsächlich ist die Verteilung asymmetrisch und die rechte Flanke zeigt in der logarithmischen Darstellung einen linearen Verlauf. Dies erklärt sich folgendermaßen: Die Einteilchen- $p_T$ -Verteilung läßt sich aufgrund ihres annähernd exponentiellen Verlaufs als Gamma-Verteilung parametrisieren. Aus der Faltung dieser  $p_T$ -Verteilung ergibt sich dann die Verteilung von  $M_{p_T}$  (vgl. Abschnitt 3.3). Die Faltung einer Gamma-Verteilung ist nun wiederum



**Abbildung 8.6:** Normierte  $M_{pT}$ -Verteilung für reale Ereignisse und *mixed events* beispielhaft für  $E_T$ -Klasse 7. Der statistische Fehler der *mixed events*-Verteilung ist zur besseren Übersicht nicht eingezeichnet. Für beide Verteilungen sind Mittelwert und Standardabweichung angegeben. Die Unsicherheit der letzten Stelle ist jeweils kleiner als 1. b) Verhältnis der Verteilungen. Die Einträge wurden vor dem Dividieren zu Intervallen mit ähnlich großer Statistik zusammengefasst. Die Punkte geben die Position des jeweiligen Schwerpunkts wieder.

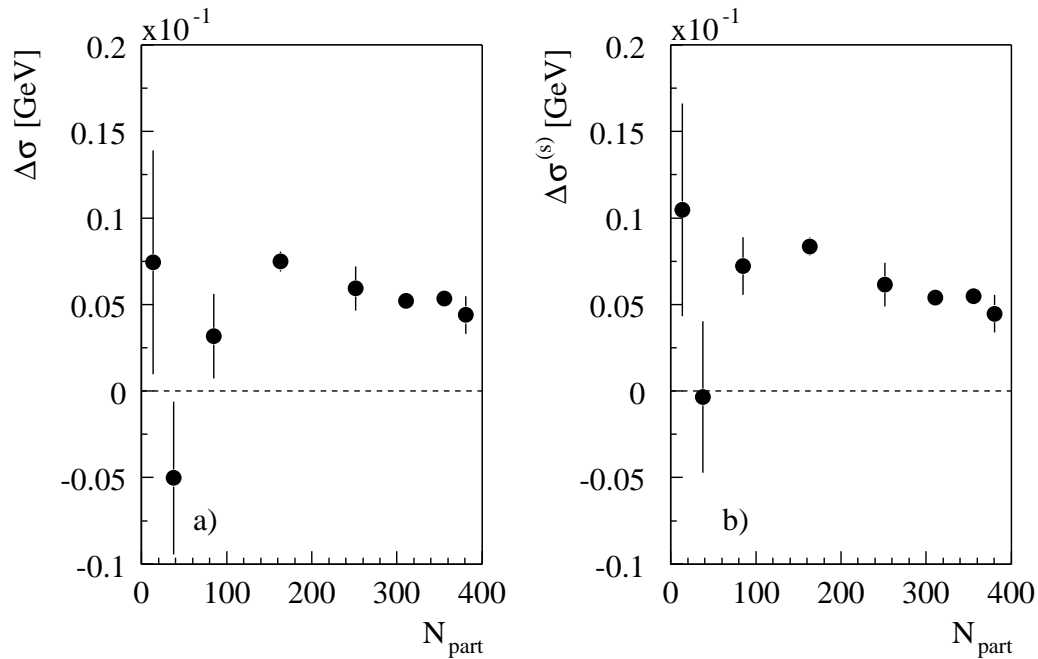
eine Gamma-Verteilung. Deshalb lässt sich auch die  $M_{pT}$ -Verteilung als Gamma-Verteilung darstellen. So erklären sich die Asymmetrie und der lineare Verlauf der rechten Flanke in der logarithmischen Darstellung [Tan01a].

Das Verhältnis der Verteilungen, dargestellt in Abb. 8.6 b), offenbart schließlich doch Unterschiede zwischen realen Ereignissen und *mixed events*. In realen Ereignis-



**Abbildung 8.7:** Normierte  $Z$ -Verteilung für reale Ereignisse und *mixed events* beispielhaft für  $E_T$ -Klasse 7. Der statistische Fehler der *mixed events*-Verteilung ist zur besseren Übersicht nicht eingezeichnet. Für beide Verteilungen sind Mittelwert und Standardabweichung angegeben. Die Unsicherheit der letzten Stelle der Standardabweichungen ist kleiner als 3. b) Verhältnis der Verteilungen. Die Einträge wurden vor dem Dividieren zu Intervallen mit ähnlich großer Statistik zusammengefaßt. Die Punkte geben die Position des jeweiligen Schwerpunkts wieder.

sen gibt es weniger Ereignisse mit mittleren Werten von  $M_{pT}$  als in *mixed events* und gleichzeitig mehr Ereignisse mit großen oder kleinen Werten. Die Verteilung in realen Ereignissen ist also insgesamt breiter als in *mixed events*; die Streuung ist größer. Dies drückt sich auch in einer größeren Standardabweichung aus. Die Verteilung von  $Z$  weist ein ganz ähnliches Verhalten auf (vgl. Abb. 8.7).



**Abbildung 8.8:** a)  $\Delta\sigma$  als Funktion von  $N_{part}$ . b)  $\Delta\sigma^{(s)}$  als Funktion von  $N_{part}$ .

Die Differenz der Standardabweichungen soll anhand der Observablen  $\Delta\sigma$  nun genauer untersucht werden. Abbildung 8.8 a) zeigt  $\Delta\sigma$  als Funktion von  $N_{part}$ . In semi-zentralen und zentralen Reaktionen ist  $\Delta\sigma$  signifikant größer als null. Dies bedeutet, daß es nicht-statistische Fluktuationen zwischen den Ereignissen gibt. In zentralen Reaktionen liegt  $\Delta\sigma$  bei etwa 5 MeV. Bezogen auf  $\sigma_{M_{p_T}}$  entspricht dies relativen nicht-statistischen Fluktuationen von 17 %, bezogen auf  $\langle M_{p_T} \rangle$  sind es 1.8 %.

Nach einem leichten Anstieg von  $\Delta\sigma$  von zentralen zu semi-zentralen Reaktionen deutet sich in peripheren Reaktionen wieder eine Abschwächung des Effekts an. Ein Wert ist sogar kleiner als null, wenn auch mit großem Fehler. Um dies zu verstehen, soll noch einmal zusammengetragen werden, wie sich die verschiedenen Korrelationen erwartungsgemäß auf die einzelnen Observablen auswirken.

Tabelle 8.2 faßt die verschiedenen Korrelationen, ihre möglichen Ursachen sowie ihre erwarteten Auswirkungen auf die Observablen zusammen: Eine Korrelation der  $p_T$ -Werte innerhalb der Ereignisse hat auf  $\Delta\mu$  keinen Einfluß. Die damit einhergehenden Fluktuationen zwischen den Ereignissen erhöhen jedoch  $\Delta\sigma$  und  $\Phi_{p_T}$ .

Eine  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation hingegen verringert  $\Delta\mu$  (vgl. Abschnitt 3.4 u. Gleichung 7.32). Das Verhalten von  $\Delta\sigma$  in diesem Fall vorherzusagen, ist komplizierter. Einerseits liefern die durch die Korrelation verursachten Fluktuationen zwischen den Ereignissen einen Beitrag, der  $\sigma_{M_{p_T}}$  in realen Ereignissen erhöht (vgl. Abschnitt 3.4

Phänomen	Mögliche Ursachen	Wirkung auf		
		$\Delta\mu$	$\Delta\sigma$	$\Phi_{p_T}$
$p_T$ -Korrelation	QGP, 2- o. Mehr-Teilchen-Korrel. ( $\pi^0$ -Zerfall bzw. Bose-Einstein)	= 0	> 0	> 0
$p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation	$\pi^0$ -Zerfall, Treffer-Überlagerung, $b$ -Fluktuationen	< 0	*	> 0
$p_T$ - $N_{hit}$ -Anti-Korrel.	$E$ -Erhaltung bei ungestörter Überlagerung von $N$ - $N$ -Kollisionen	> 0	> 0	> 0

**Tabelle 8.2:** Verschiedene Korrelationen, ihre möglichen Ursachen sowie ihre erwarteten Auswirkungen auf die Observablen. Warum der  $\pi^0$ -Zerfall zu einer  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation führt, wird in Abschnitt 8.3 erklärt. \*Das Verhalten von  $\Delta\sigma$  bei einer  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation läßt sich nicht allgemein vorhersagen (s. Text).

u. Gleichung 7.35). Andererseits wird in diesem Fall aufgrund der Gewichtung der  $p_T$ -Werte mit  $1/N_{hit}$  gleichzeitig  $\sigma_{M_{p_T}}$  in *mixed events* erhöht (vgl. Abschnitt 3.4). In Abschnitt 7.2.2 wurde an einem Beispiel gezeigt, daß letzterer Beitrag unter bestimmten Bedingungen überwiegt (vgl. Gleichung 7.43). Eine allgemeine Vorhersage des Verhaltens von  $\Delta\sigma$  läßt sich jedoch nicht machen.

Eine Vorhersage des Verhaltens von  $\Phi_{p_T}$  für diesen Fall aufzustellen, ist wieder einfacher. Da hier die  $p_T$ -Werte nicht gewichtet werden, gibt es keinen Beitrag, der  $\Phi_{p_T}$  herabsetzt. Es bleibt allein der Beitrag der Fluktuationen, so daß eine Erhöhung von  $\Phi_{p_T}$  zu erwarten ist.

Im Falle einer  $p_T$ - $N_{hit}$ -Anti-Korrelation erwartet man entsprechend eine Erhöhung von  $\Delta\mu$ . In *mixed events* wird  $\sigma_{M_{p_T}}$  durch die Gewichtung der  $p_T$ -Werte mit  $1/N_{hit}$  diesmal verringert. So ergibt sich nun auch insgesamt ein positives  $\Delta\sigma$ . Formal läßt sich dieses Verhalten an Gleichung 7.43 ablesen. Der Term  $\Delta\hat{p}_T$ , der in die Beziehung zwischen  $\hat{p}_T$  und  $\hat{N}_{hit}$  in Gleichung 7.24 eingeht, ist bei einer Anti-Korrelation negativ. Bezüglich  $\Phi_{p_T}$  bleibt wieder nur der Beitrag der Fluktuationen, der ein weiteres Mal zu einer Erhöhung führt.

Kommen verschiedene Korrelationen zusammen, können sich deren Auswirkungen auf  $\Delta\mu$  und  $\Delta\sigma$  gegenseitig kompensieren. Allein  $\Phi_{p_T}$  ist in jedem Fall positiv, da sich alle Arten von Korrelationen erhöhend auf diese Observable auswirken.

Das sich in Abb. 8.8 a) abzeichnende Abfallen von  $\Delta\sigma$  zu peripheren Reaktionen hin kann also durch eine  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation erklärt werden, die sich vor allem in

diesem Bereich auswirkt. Daß es eine solche  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation gibt, wurde bereits aus dem Verhalten von  $\Delta\mu$  geschlossen.

Die signifikant positiven Werte von  $\Delta\sigma$  in semi-zentralen und zentralen Reaktionen lassen sich prinzipiell sowohl durch eine  $p_T$ -Korrelation als auch durch eine  $p_T$ - $N_{hit}$ -Anti-Korrelation verstehen. Da aber gleichzeitig  $\Delta\mu$  in zentralen Reaktionen gegen null geht, bleibt nur eine  $p_T$ -Korrelation als Erklärung übrig.

Die  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation liefert sowohl einen positiven wie einen negativen Beitrag zu  $\Delta\sigma$ . Man kann nun versuchen, den negativen Beitrag der  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation durch eine entsprechende Skalierung von  $\sigma_{M_{p_T},mix}$  auszugleichen. Wie bereits in Abschnitt 3.4 diskutiert, könnte  $\sigma_{M_{p_T}}$  in realen Ereignissen um den gleichen Faktor gegenüber *mixed events* reduziert sein wie  $\langle M_{p_T} \rangle$ . Dies wird in der Observablen  $\Delta\sigma^{(s)}$  berücksichtigt, die folgendermaßen definiert ist:

$$\Delta\sigma^{(s)} = \sqrt{\sigma_{M_{p_T},real}^2 - \frac{\langle M_{p_T} \rangle_{real}^2}{\langle M_{p_T} \rangle_{mix}^2} \sigma_{M_{p_T},mix}^2}. \quad (8.1)$$

Abbildung 8.8 b) zeigt die Zentralitätsabhängigkeit von  $\Delta\sigma^{(s)}$ . Durch die Skalierung erhöht sich die Differenz erwartungsgemäß vor allem in peripheren und semi-zentralen Reaktionen, wo der Betrag von  $\Delta\mu$  am größten ist. Auch der Fehlerbalken des Werts bei  $N_{part} = 37.7$  reicht nun in den positiven Bereich hinein.

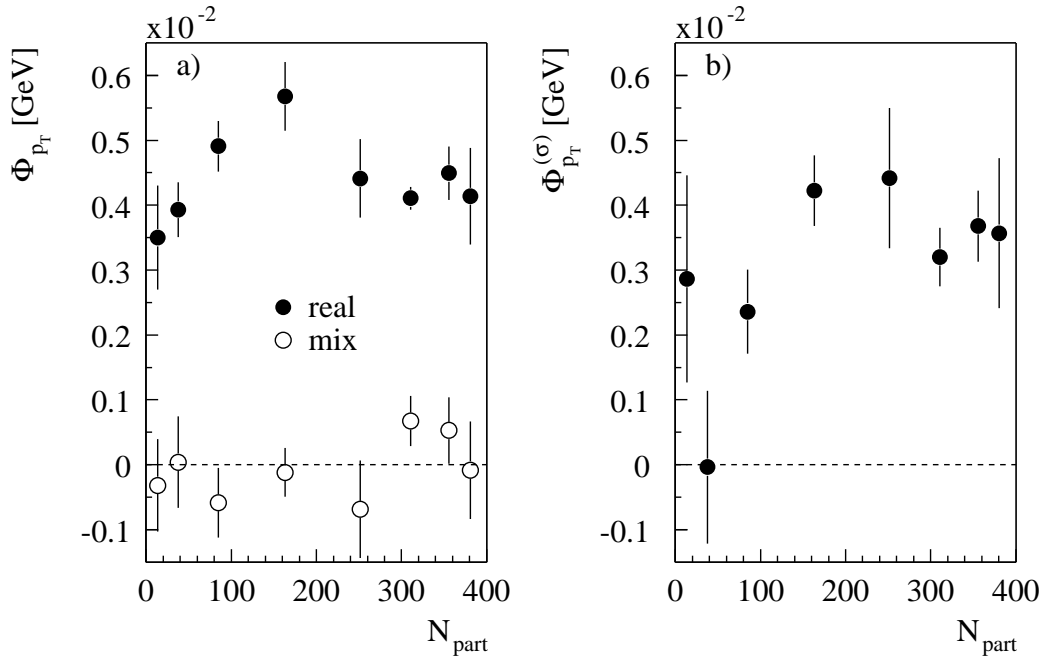
Bei der Untersuchung des Einflusses von Stoßparameter-Fluktuationen wurde aber bereits an einem Beispiel gezeigt, daß  $\langle M_{p_T} \rangle$  und  $\sigma_{M_{p_T}}$  nicht unbedingt in gleicher Weise skalieren. Dies ist einer Gegenüberstellung der Gleichungen 7.32 und 7.43 zu entnehmen. Die verschiedenen, sich teilweise kompensierenden Effekte können also nicht ohne weiteres getrennt werden.  $\sigma_{M_{p_T}}$  ist folglich nur eingeschränkt zur Messung der Fluktuationen geeignet.

Schließlich soll auch die Zentralitätsabhängigkeit von  $\Phi_{p_T}$  untersucht werden. Abbildung 8.9 a) zeigt  $\Phi_{p_T}$  als Funktion von  $N_{part}$ . Die Werte liegen nahezu konstant zwischen 4 und 5 MeV. Es deutet sich ein Maximum in semi-zentralen Ereignissen bei  $N_{part} \approx 160$  an.

Die  $\Phi_{p_T}$ -Methode kommt zwar ohne das *event mixing* aus (vgl. Abschnitt 6.2), zur Überprüfung der Konsistenz wurde  $\Phi_{p_T}$  dennoch auch für *mixed events* berechnet. Das Ergebnis ist ebenfalls in Abb. 8.9 a) zu sehen. Wie erwartet, ist  $\Phi_{p_T}$  in *mixed events* gleich null (vgl. Abschnitt 6.2.2). Dies demonstriert ein weiteres Mal eindrucksvoll die Zuverlässigkeit der *event mixing*-Methode.

Im Gegensatz zu  $\Delta\sigma$  kann  $\Phi_{p_T}$  durch die beobachtete  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation nicht reduziert, sondern nur erhöht werden (vgl. Tab. 8.2). Einen Hinweis auf die Richtigkeit dieser Schlußfolgerung geben bereits die über den gesamten Zentralitätsbereich





**Abbildung 8.9:** a)  $\Phi_{p_T}$  als Funktion von  $N_{part}$  für reale Ereignisse und *mixed events*. b)  $\Phi_{p_T}^{(\sigma)}$  als Funktion von  $N_{part}$ .

signifikant positiven Werte von  $\Phi_{p_T}$ . Um diese Überlegung quantitativ zu überprüfen, soll  $\Phi_{p_T}$  mit  $\Delta\sigma$  verglichen werden. Dabei wird der in Gleichung 6.58 hergestellte Zusammenhang zwischen den Größen ausgenutzt. Außerdem wird, wie bei  $\Delta\sigma^{(s)}$ , eine Skalierung von  $\sigma_{M_{p_T},mix}$  mit dem Verhältnis der Mittelwerte vorausgesetzt. Man erhält so die Observable  $\Phi_{p_T}^{(\sigma)}$ , die wie folgt definiert ist:

$$\Phi_{p_T}^{(\sigma)} = \sqrt{\langle N_{hit} \rangle} \cdot (\sigma_{M_{p_T},real} - \frac{\langle M_{p_T} \rangle_{real}}{\langle M_{p_T} \rangle_{mix}} \sigma_{M_{p_T},mix}). \quad (8.2)$$

Das Verhalten von  $\sigma_{M_{p_T}}$  gegenüber  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelationen bleibt bei dieser Umwandlung von  $\sigma_{M_{p_T}}$  nach  $\Phi_{p_T}^{(\sigma)}$  unverändert, da es sich nur um eine Skalierung handelt.

Abbildung 8.9 b) zeigt die Zentralitätsabhängigkeit von  $\Phi_{p_T}^{(\sigma)}$ . Zunächst läßt sich feststellen, daß die Umrechnung von  $\Delta\sigma^{(s)}$  nach  $\Phi_{p_T}^{(\sigma)}$  prinzipiell zu funktionieren scheint. Vor allem in zentralen Reaktionen sind die so erhaltenen Werte denen von  $\Phi_{p_T}$  sehr ähnlich. In semi-zentralen und peripheren Reaktionen zeigt sich jedoch ein Unterschied. Hier liegen die Werte von  $\Phi_{p_T}$  über denen von  $\Phi_{p_T}^{(\sigma)}$ . Dies steht in Einklang mit der oben geäußerten These, daß  $\Delta\sigma$  auch nach der Skalierung mit dem Verhältnis der Mittelwerte noch durch die  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation reduziert werden kann, während sich diese Korrelation auf  $\Phi_{p_T}$  ausschließlich erhöhend auswirkt. Daß

die Skalierung von  $\Delta\sigma$  mit dem Verhältnis der Mittelwerte nicht ausreichend ist, deutet sich rückblickend bereits in Abbildung 8.8 b) an: Nach der Skalierung liegt der Wert bei  $N_{part} = 37.7$  immer noch bei null.

Die Observable  $\Phi_{p_T}$  hat folglich gegenüber  $\Delta\sigma$  den Vorteil, daß Fluktuationsbeiträge unterschiedlicher Korrelationen sich nicht gegenseitig kompensieren. Dies ist gleichzeitig mit dem Nachteil verbunden, daß allein anhand von  $\Phi_{p_T}$  nicht zwischen verschiedenen Korrelationen unterschieden werden kann.

Darüberhinaus sind zwei weitere Eigenschaften von  $\Phi_{p_T}$  bei der Fluktuationsmessung störend. Dies ist zum einen die Skalierung der Standardabweichung mit  $\sqrt{\langle N_{hit} \rangle}$  (vgl. Gleichung 6.58), woraus sich eine starke Abhängigkeit des Ergebnisses von der Akzeptanz des Detektors ergibt. Zum anderen werden die Terme, die bei  $\Phi_{p_T}$  die Fluktuationen der statistischen und der Gesamtverteilung repräsentieren, linear subtrahiert. Da sie Standardabweichungen entsprechen, addieren sich der nicht-statistische und der statistische Anteil aber quadratisch zur Gesamtverteilung.

Um die positiven Eigenschaften von  $\Phi_{p_T}$  ohne Beeinträchtigung durch oben genannte Nachteile nutzen zu können, soll nun umgekehrt  $\Phi_{p_T}$  nach  $\Delta\sigma$  übertragen werden. Dies läßt sich durch folgende Definition einer Observablen  $\Delta\sigma^{(\Phi)}$  erreichen:

$$\Delta\sigma^{(\Phi)} = \frac{1}{\sqrt{\langle N_{hit} \rangle}} \sqrt{\frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle N \rangle} - \overline{z^2}}. \quad (8.3)$$

Dabei wird wiederum der Zusammenhang aus Gleichung 6.58 ausgenutzt.

Abbildung 8.10 a) zeigt  $\Delta\sigma^{(\Phi)}$  als Funktion von  $N_{part}$ . In peripheren und semi-zentralen Reaktionen nimmt  $\Delta\sigma^{(\Phi)}$ , ausgehend von ca. 17 MeV, etwa linear mit  $N_{part}$  ab, bis sich bei  $N_{part} \approx 250$  annähernd ein Plateau ausbildet. In zentralen Reaktionen ist der Wert von  $\Delta\sigma^{(\Phi)}$  mit etwa 6 MeV nahezu unverändert gegenüber dem von  $\Delta\sigma$  (vgl. Abb. 8.8). Das beschriebene Verhalten in peripheren und semi-zentralen Reaktionen unterscheidet sich jedoch deutlich. Dies entspricht der Erwartung, da hier der Einfluß der  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation am größten ist (vgl. Abb. 8.4). Es scheint also, daß die neue Observable ihren Zweck erfüllt.

Schließlich soll  $\Delta\sigma^{(\Phi)}$  auf  $\overline{p_T}$  normiert werden:

$$\Delta\sigma_{rel}^{(\Phi)} = \frac{\Delta\sigma^{(\Phi)}}{\overline{p_T}}. \quad (8.4)$$

Die so quantifizierten relativen Fluktuationen liegen zwischen etwa 7 % in peripheren und 2 % in zentralen Reaktionen (vgl. Abb. 8.10 b)).

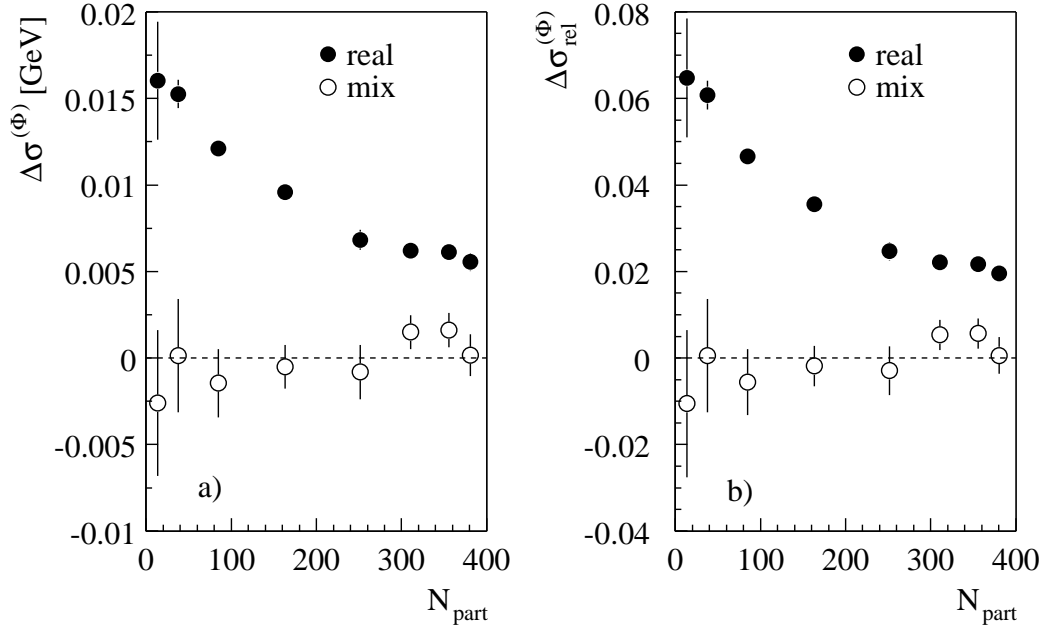


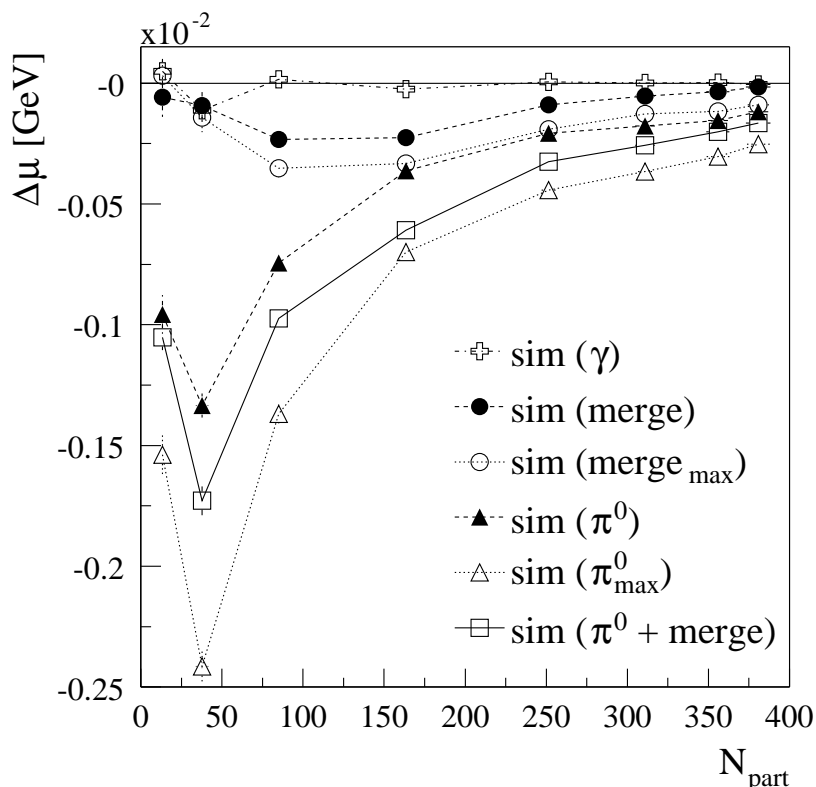
Abbildung 8.10: a)  $\Delta\sigma^{(\Phi)}$  als Funktion von  $N_{part}$ . b)  $\Delta\sigma_{norm}^{(\Phi)}$  als Funktion von  $N_{part}$ .

### 8.3 Ergebnisse der Simulation

Die erhaltenen Ergebnisse sollen letztlich mit Abschätzungen bekannter Beiträge aus Zwei-Teilchen- und  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelationen verglichen werden. Wie man zu diesen Abschätzungen gelangt, wurde in Kapitel 7 erörtert. Zunächst sollen die Ergebnisse der dort beschriebenen Simulationen vorgestellt werden.

Abbildung 8.11 zeigt  $\Delta\mu$  als Funktion von  $N_{part}$  für die verschiedenen Simulationen im Vergleich. Die  $\pi^0$ -Simulation (sim ( $\pi^0$ ), vgl. Abschnitt 7.1.1) weist einen ähnlichen Effekt auf wie die experimentellen Daten (vgl. Abb. 8.4). Die dort beobachtete  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation kann also weitgehend durch den Einfluß des  $\pi^0$ -Zerfalls erklärt werden. Damit stellt sich jedoch die Frage, wie die auf dem  $\pi^0$ -Zerfall beruhende Zwei-Teilchen-Korrelation gleichzeitig zu einer  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation führt. Dies läßt sich folgendermaßen erklären:

Aufgrund der begrenzten Akzeptanz treffen nur selten beide Zerfallsphotonen den Detektor. Der Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen hängt dabei vom Transversalimpuls des  $\pi^0$  ab. Je größer der Wert von  $p_T$ , desto kleiner ist der Öffnungswinkel. Falls ein Zerfallsphoton den Detektor trifft, besteht für seinen Partner folglich eine umso höhere Wahrscheinlichkeit, ebenfalls den Detektor zu treffen, je höher das  $p_T$  des  $\pi^0$  und damit auch das  $p_T$  der Photonen ist. So ergibt sich eine Korrelation zwi-



**Abbildung 8.11:**  $\Delta\mu$  als Funktion von  $N_{part}$  im Vergleich für verschiedene Simulationen. Die Verbindungslinien zwischen den Punkten dienen zur besseren Orientierung.

schen  $p_T$  und  $N_{hit}$ . Die relative Bedeutung einer einzelnen Zwei-Teilchen-Korrelation ist umso geringer, je größer die Anzahl der Teilchen in einem Ereignis ist. Mit zunehmender Zentralität verringert sich der Effekt also. Dies entspricht der Beobachtung. Lediglich die erste Zentralitätsklasse weicht von diesem Trend ab. Dort werden jedoch viele Ereignisse nicht berücksichtigt, da sie nur aus einem Treffer bestehen (vgl. Abschnitt 6.1.2). Dies könnte die  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation mindern.

Wird in der  $\pi^0$ -Simulation die Verschmierung des Signals entsprechend der Effizienz des Detektors nicht berücksichtigt (vgl. Abschnitt 7.1.1), erhält man eine obere Grenze für den Einfluß des  $\pi^0$ -Zerfalls ( $\text{sim}(\pi^0_{max})$ ). Die große Differenz zum vorherigen Ergebnis legt nahe, daß der Einfluß auf diese Weise deutlich überschätzt wird.

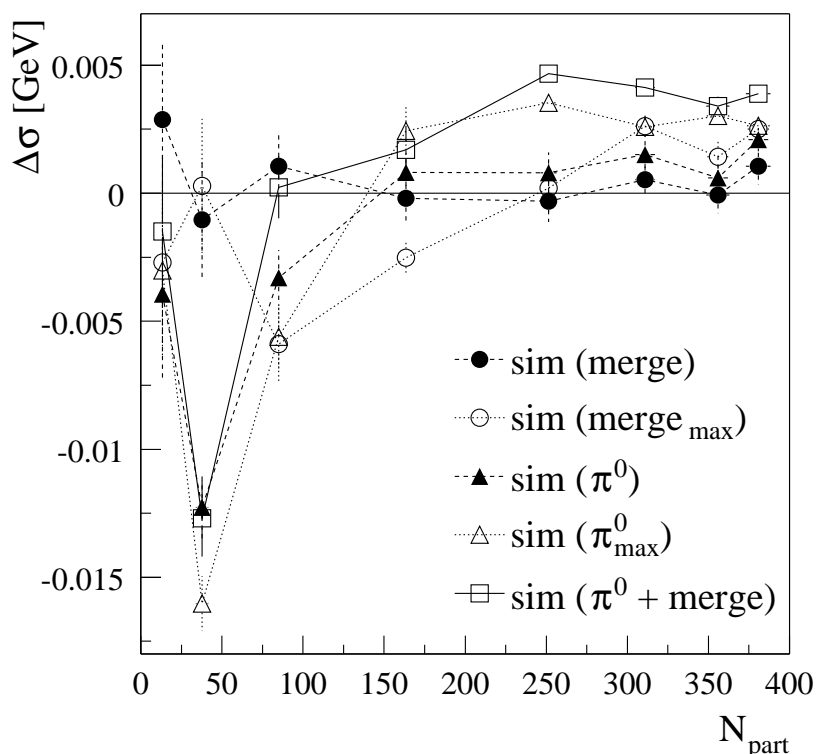
Das Ergebnis der zu Testzwecken durchgeführten  $\gamma$ -Simulation ( $\text{sim}(\gamma)$ , vgl. Abschnitt 7.1.3) zeigt wie erwartet keinen Unterschied zwischen realen Ereignissen und *mixed events*.

Die Simulation zum Einfluß der Treffer-Überlagerung (sim (merge), vgl. Abschnitt 7.2.1) führt wie die  $\pi^0$ -Simulation zu negativen Werten von  $\Delta\mu$ . Der Effekt ist jedoch deutlich kleiner. Durch die Treffer-Überlagerungen wird also erwartungsgemäß eine  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelationen hervorgerufen. Der Effekt ist in semi-zentralen Reaktionen am größten, nimmt zu peripheren und zentralen Reaktionen hin ab und verschwindet schließlich ganz. Dieses Verhalten erklärt sich zum einen dadurch, daß zu peripheren Reaktionen hin die Wahrscheinlichkeit von Treffer-Überlagerungen immer kleiner wird. Zum anderen werden zu zentralen Reaktionen hin die  $E_T$ -Klassen immer enger gefaßt, so daß die relativen Fluktuationen von  $N_{hit}$  abnehmen (vgl. Tab. 5.1).

Auch für die Auswirkungen der Treffer-Überlagerung läßt sich eine obere Grenze bestimmen, indem in der Simulation die Unterdrückung von Überlagerungen durch die Dispersions-Schwelle außer acht gelassen wird (sim (merge<sub>max</sub>), vgl. Abschnitt 7.2.1). Naturgemäß erhöht sich der Betrag von  $\Delta\mu$  für diesen Fall.

In einer weiteren Simulation werden die Effekte von  $\pi^0$ -Zerfall und Treffer-Überlagerung kombiniert (sim ( $\pi^0$  + merge)). Dazu werden in der Simulation zur Treffer-Überlagerung anstatt Photonen neutrale Pionen als Eingangsteilchen verwendet, ebenso wie in der Simulation zum  $\pi^0$ -Zerfall (vgl. Abschnitt 7.1.1, 7.2.1). Diese Simulation sollte eine gute Beschreibung der Realität liefern. Der Verlauf von  $\Delta\mu$  entspricht in diesem Fall ungefähr der Summe der einzelnen Beiträge. Da die Treffer-Überlagerungen nun bereits für eine Verschmierung der Zwei-Teilchen-Korrelation sorgen, kann diesmal keine obere Grenze angegeben werden.

Als nächstes zeigt Abb. 8.12  $\Delta\sigma$  als Funktion von  $N_{part}$  für die verschiedenen Simulationen. Die  $\pi^0$ -Simulation (sim ( $\pi^0$ )) scheint in peripheren und semi-zentralen Ereignissen tendenziell kleinere Werte zu liefern als die experimentellen Daten (vgl. Abb. 8.8). Damit eröffnet sich Raum für eine zusätzliche  $p_T$ -Korrelation in experimentellen Daten, die über die durch den  $\pi^0$ -Zerfall verursachte Korrelation hinausgeht. Abgesehen vom ersten Punkt, der wieder durch die Mindestanforderung an die Zahl der Treffer beeinträchtigt sein könnte (s. o.), geht  $\Delta\sigma$  in der  $\pi^0$ -Simulation nahezu monoton von negativen Werten in peripheren und semi-zentralen Reaktionen zu positiven Werten in zentralen Reaktionen über. Dies korrespondiert mit der oben geäußerten Überlegung, daß die Bedeutung der  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation, die mit der Zwei-Teilchen-Korrelation einhergeht, mit steigender Teilchenzahl abnimmt, und damit auch deren offensichtlich mindernde Wirkung auf  $\Delta\sigma$ . Betrachtet man schließlich wieder die obere Grenze (sim ( $\pi^0_{max}$ )), so zeigt sich erwartungsgemäß sowohl im Bereich positiver als auch im Bereich negativer Werte jeweils ein ausgeprägterer Verlauf.



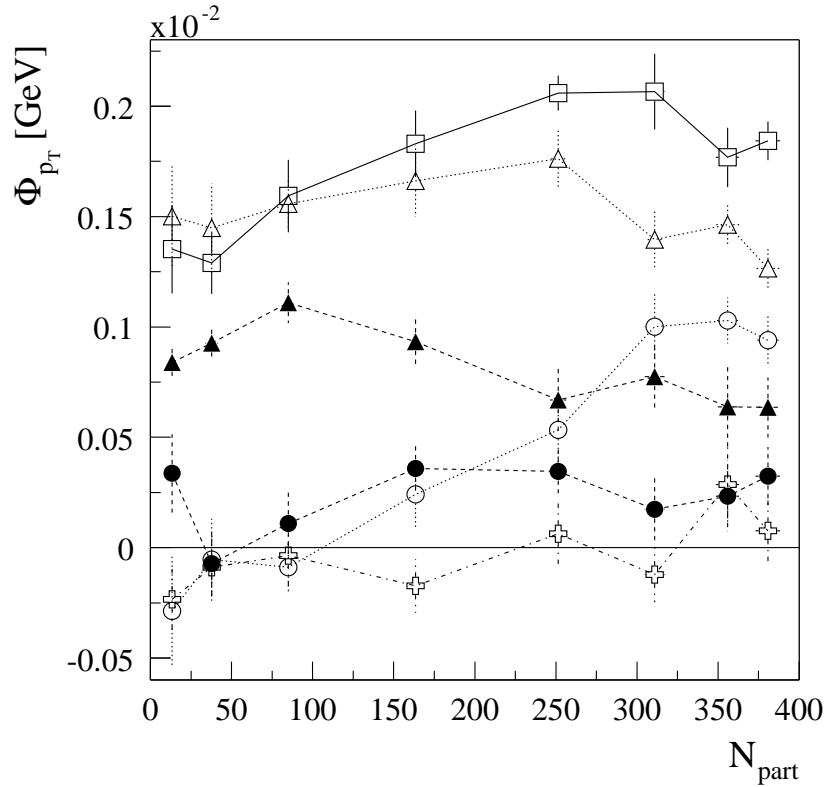
**Abbildung 8.12:**  $\Delta\sigma$  als Funktion von  $N_{part}$  im Vergleich für verschiedene Simulationen. Die Verbindungslinien zwischen den Punkten dienen zur besseren Orientierung.

In der Simulation zur Treffer-Überlagerung zeigt nur die obere Abschätzung einen signifikanten Effekt. Der Trend ist ähnlich dem der  $\pi^0$ -Simulation. In zentralen Reaktionen ergeben sich also positive Werte von  $\Delta\sigma$ , in semi-zentralen Reaktionen sind die Werte kleiner als null. Dies verwundert nicht, da in Abschnitt 7.2.2 an einem Beispiel gezeigt wurde, daß eine  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation sowohl zu einem positiven als auch einem negativen Wert von  $\Delta\sigma$  führen kann (s. Gleichung 7.43)<sup>1</sup>.

In der Simulation zur Kombination von  $\pi^0$ -Zerfall und Treffer-Überlagerung ( $\text{sim}(\pi^0 + \text{merge})$ ) scheinen sich die Auswirkungen der beiden einzelnen Effekte gegenseitig zu verstärken. Diese Simulation liegt vor allem in zentralen Reaktionen deutlich über der Simulation zum  $\pi^0$ -Zerfall, obwohl hier die Simulation zur Treffer-Überlagerung allein keinen signifikanten Beitrag zu  $\Delta\sigma$  liefert.

Abbildung 8.13 zeigt schließlich  $\Phi_{p_T}$  als Funktion von  $N_{part}$ . Alle Simulationen ergeben durchweg positive Werte von  $\Phi_{p_T}$ . Dies bestätigt die Annahme, daß sich jede Korrelationen, gleich welcher Art, erhöhend auf  $\Phi_{p_T}$  auswirkt. Die bei  $\Delta\mu$  und

<sup>1</sup>Vgl. hierzu auch die obige Diskussion zu Tab. 8.2.



**Abbildung 8.13:**  $\Phi_{p_T}$  als Funktion von  $N_{part}$  im Vergleich für verschiedene Simulationen. Legende siehe Abb. 8.11. Die Verbindungslinien zwischen den Punkten dienen zur besseren Orientierung.

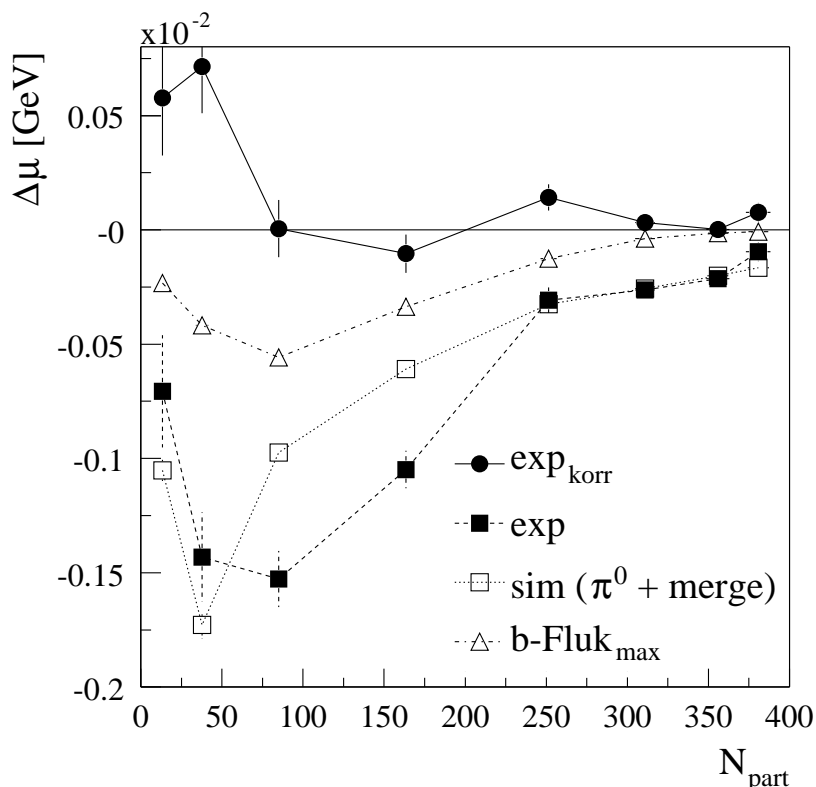
$\Delta\sigma$  tendenziell mit  $N_{part}$  abnehmende Stärke der Effekte führt aufgrund der Skalierung mit  $\sqrt{\langle N_{hit} \rangle}$  hier zu einem nahezu konstanten Verlauf der Kurven. Die obere Abschätzung der Simulation zur Treffer-Überlagerung und die kombinierte Simulation zeigen sogar einen ansteigenden Trend.

Die Simulationen wurden jeweils für 10 Mio. Ereignisse durchgeführt, die sich gleichmäßig auf die  $E_T$ -Klassen aufteilen<sup>2</sup>. Diese hohe Zahl der simulierten Ereignisse ermöglicht es, auch über kleine Effekte eine Aussage zu machen.

## 8.4 Korrigiertes experimentelles Ergebnis

Die Ergebnisse der Simulation werden nun direkt den experimentellen Ergebnissen gegenübergestellt. Dazu eignet sich am besten die Simulation, die den Einfluß von

<sup>2</sup>Durch die Einschränkung der Teilchenzahl (s. o.) gehen einige Ereignisse verloren. Dies betrifft vor allem die erste  $E_T$ -Klasse.



**Abbildung 8.14:**  $\Delta\mu$  als Funktion von  $N_{part}$  für experimentelle Daten (exp), für die kombinierte Simulation zu  $\pi^0$ -Zerfall und Treffer-Überlagerung (sim ( $\pi^0 + merge$ )) sowie für die Abschätzung der Stoßparameter-Fluktuationen ( $b\text{-Fluk}_{max}$ ). Zusätzlich wird die Differenz ( $exp_{korr}$ ) aus experimentellen Daten einerseits und den Beiträgen aus Simulation und der genannten Abschätzung andererseits gezeigt. Die Differenz kann als das korrigierte experimentelle Ergebnis aufgefaßt werden.

$\pi^0$ -Zerfall und Treffer-Überlagerung zusammenfaßt (sim ( $\pi^0 + merge$ )). Gleichzeitig wird der Einfluß der Stoßparameter-Fluktuationen betrachtet (vgl. Abschnitt 7.2.2). Um die Größe der Fluktuationen zu erhalten, die über die Beiträge der untersuchten Quellen hinausgehen, werden diese Beiträge schließlich von den experimentellen Fluktuationen subtrahiert. Ein Maß für den systematischen Fehler dieser Differenz erhält man, wenn man in der Differenz die Simulation, die  $\pi^0$ -Zerfall und Treffer-Überlagerung zusammenfaßt, durch die Simulation, die den maximalen Einfluß des  $\pi^0$ -Zerfalls beschreibt (sim ( $\pi_{max}^0$ )), ersetzt und dann beide Ergebnisse miteinander vergleicht.

Zuerst werden die für  $\Delta\mu$  erhaltenen Ergebnisse verglichen. Sie sind in Abb. 8.14 zusammengestellt. In zentralen Reaktionen läßt sich das experimentelle Ergebnis



allein durch den Einfluß von  $\pi^0$ -Zerfall und Überlagerung erklären. Der Einfluß der Stoßparameter-Fluktuationen ( $b$ -Fluk<sub>max</sub>, s. Gleichung 7.32) ist hier gering, da die Zentralitätsklassen relativ eng gefaßt sind. In semi-zentralen Reaktionen reichen die durch die Simulation repräsentierten Effekte zur Erklärung des experimentellen Befunds nicht aus. Die Diskrepanz wird jedoch durch einen signifikanten Beitrag der Stoßparameter-Fluktuationen kompensiert. In peripheren Reaktionen überschätzt die Simulation sogar den gemessenen Effekt. Dies könnte wiederum mit der Einschränkung der Teilchenzahl zusammenhängen<sup>3</sup>. Hier geht außerdem der Beitrag der Stoßparameter-Fluktuationen wieder zurück, da der Anstieg von  $p_T$  und  $N_{hit}$  mit der  $E_T$ -Klasse weniger stark ist als in semi-zentralen Reaktionen (vgl. Abb. 7.13).

Das beschriebene Verhalten tritt noch deutlicher in Erscheinung, wenn man die Werte von  $\Delta\mu$  aus Simulation und Abschätzung der Stoßparameter-Fluktuationen vom Wert von  $\Delta\mu$  in experimentellen Daten subtrahiert. Diese Differenz (Abb. 8.14:  $\text{exp}_{\text{korrr}}$ ) verschwindet in zentralen und semi-zentralen Reaktionen. Lediglich in peripheren Reaktionen ist die Differenz positiv. Neben der oben genannten möglichen Erklärung, daß dies mit der Einschränkung der Teilchenzahl zusammenhängt, ist es prinzipiell auch denkbar, daß hier der negative Beitrag der  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation durch einen zusätzlichen Beitrag einer  $p_T$ - $N_{hit}$ -Anti-Korrelation teilweise kompensiert wird.

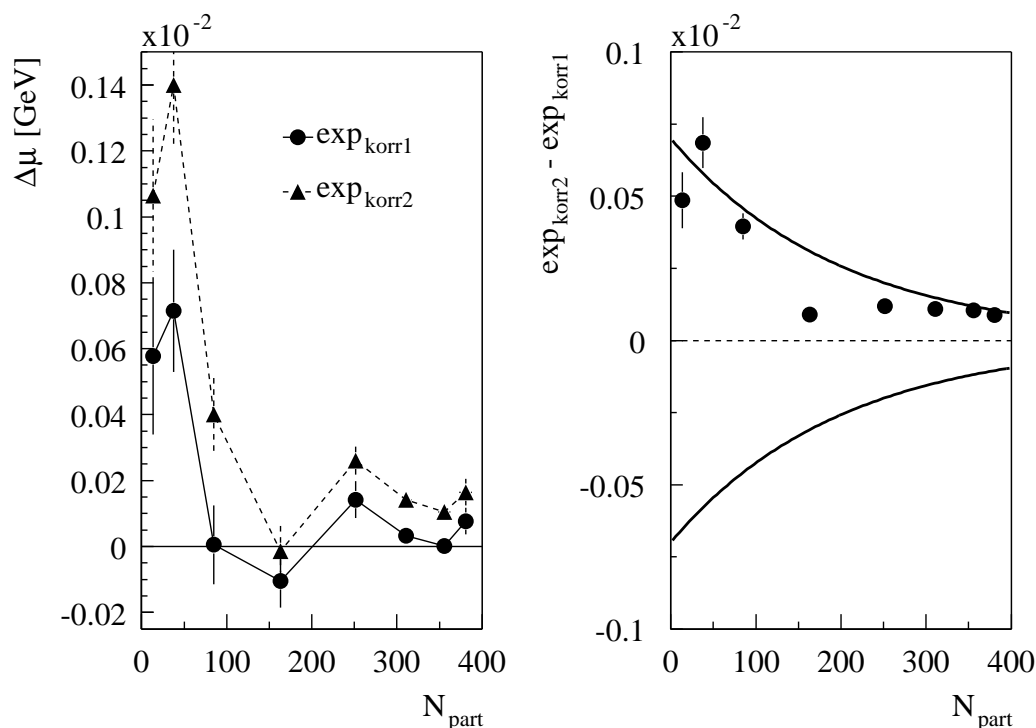
Abbildung 8.15 verdeutlicht die Abschätzung des systematischen Fehlers von  $\Delta\mu$ . Der Fehler wird aus dem Vergleich zweier alternativer Methoden zur Korrektur des experimentellen Ergebnisses ermittelt: Zusätzlich zum Beitrag der Stoßparameter-Fluktuationen wird einmal die Simulation ( $\text{sim}(\pi^0 + \text{merge})$ ) und alternativ die Simulation ( $\text{sim}(\pi_{\text{max}}^0)$ ) vom experimentellen Ergebnis subtrahiert. Die so erhaltenen Ergebnisse werden verglichen, indem sie voneinander subtrahiert werden. Diese Differenz wird zur Abschätzung des systematischen Fehlers parametrisiert.

Abbildung 8.16 zeigt dann das korrigierte experimentelle Ergebnis unter Berücksichtigung des so ermittelten systematischen Fehlers. Im Rahmen des Fehlers ist  $\Delta\mu$  auch in peripheren Reaktionen mit null verträglich. Es gibt keinen Raum für  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelationen, die signifikant über die Beiträge der untersuchten Quellen hinausgehen.

Für  $\Delta\sigma$  ergibt der Vergleich von Experiment und Simulation zunächst ein ähnliches Bild (vgl. Abb. 8.17): Ohne Berücksichtigung der Stoßparameter-Fluktuationen

---

<sup>3</sup>Selbst wenn in Experiment und Simulation die eingeschränkte  $N_{hit}$ -Verteilung gleich ist, kann die Verteilung ohne diese Einschränkung unterschiedlich sein, so daß der Einfluß der Einschränkung auf die betrachtete  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation in Experiment und Simulation unterschiedlich ist.

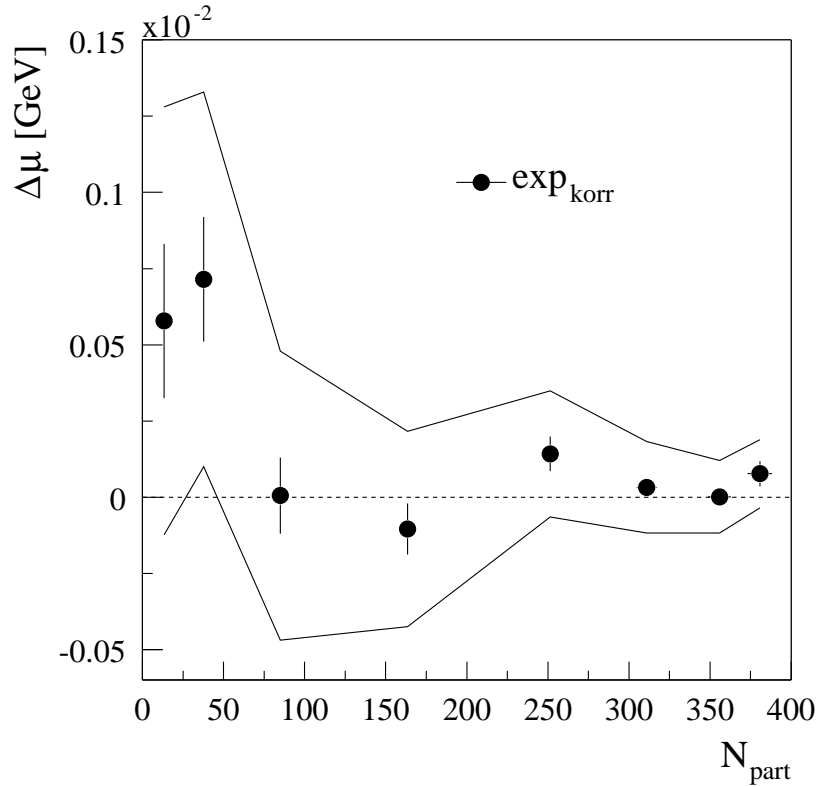


**Abbildung 8.15:**  $\Delta\mu$  als Funktion von  $N_{part}$  für das korrigierte experimentelle Ergebnis. Zusätzlich zum Beitrag der Stoßparameter-Fluktuationen wurde einmal, ( $\text{exp}_{\text{korr}1}$ ), die Simulation ( $\text{sim}(\pi^0 + \text{merge})$ ) und alternativ, ( $\text{exp}_{\text{korr}2}$ ), die Simulation ( $\text{sim}(\pi_{max}^0)$ ) vom experimentellen Ergebnis subtrahiert. Im linken Teilbild ist die Differenz des mit der alternativen Korrektur gewonnenen Ergebnisses zum mit der Standard-Korrektur gewonnenen dargestellt. Die Linien geben die systematische Unsicherheit an, die aus der Abweichung abgeschätzt wird.

liegt das experimentelle Ergebnis in zentralen Reaktionen nur leicht über der Simulation. In semi-zentralen Reaktionen wird das experimentelle Ergebnis von der Simulation unterschätzt. Der negative Ausschlag in peripheren Reaktionen wird wiederum überschätzt.

Die Abschätzung der Stoßparameter-Fluktuationen (s. Gleichung 7.43) liefert in zentralen Reaktionen wiederum praktisch keinen Beitrag. Eine genauere Betrachtung zeigt aber, daß die Werte signifikant größer als null sind. In semi-zentralen und peripheren Reaktionen ergeben die Stoßparameter-Fluktuationen hingegen deutlich negative Werte von  $\Delta\sigma$ . Dieser Effekt verstärkt sich zu peripheren Reaktionen hin.

Der Beitrag der Stoßparameter-Fluktuationen hat diesmal, abgesehen von dem sehr kleinen Effekt in zentralen Reaktionen, ein anderes Vorzeichen als die experimentellen Werte. Er gleicht also, anders als bei  $\Delta\mu$ , den Unterschied zwischen

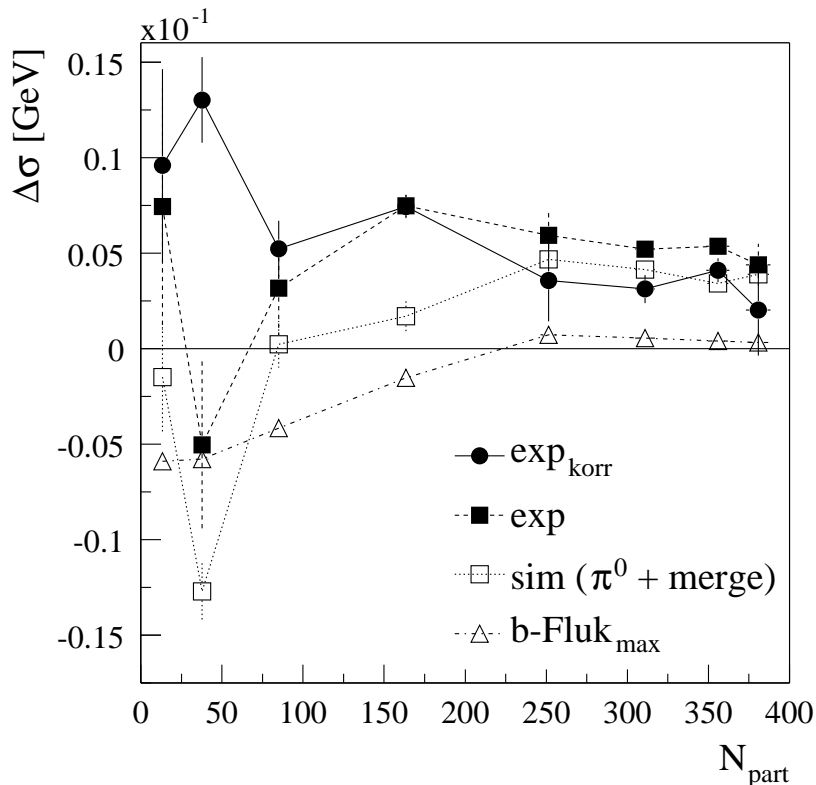


**Abbildung 8.16:**  $\Delta\mu$  als Funktion von  $N_{part}$  für das korrigierte experimentelle Ergebnis. Das Band gibt die quadratische Summe des statistischen und systematischen Fehlers an.

Experiment und Simulation nicht aus, sondern verstärkt ihn weiter. Werden die Beiträge aus Simulation und Abschätzung der Stoßparameter-Fluktuationen von den experimentellen Werten quadratisch subtrahiert, bleibt ein deutlicher Überschuß an nicht-statistischen Fluktuationen (vgl. Abb. 8.17:  $\text{exp}_{\text{korrr}}$ ). Abgesehen von einer möglichen  $p_T$ - $N_{hit}$ -Anti-Korrelation in peripheren Reaktionen kann er nach den bisherigen Beobachtungen nur durch eine  $p_T$ -Korrelation erklärt werden.

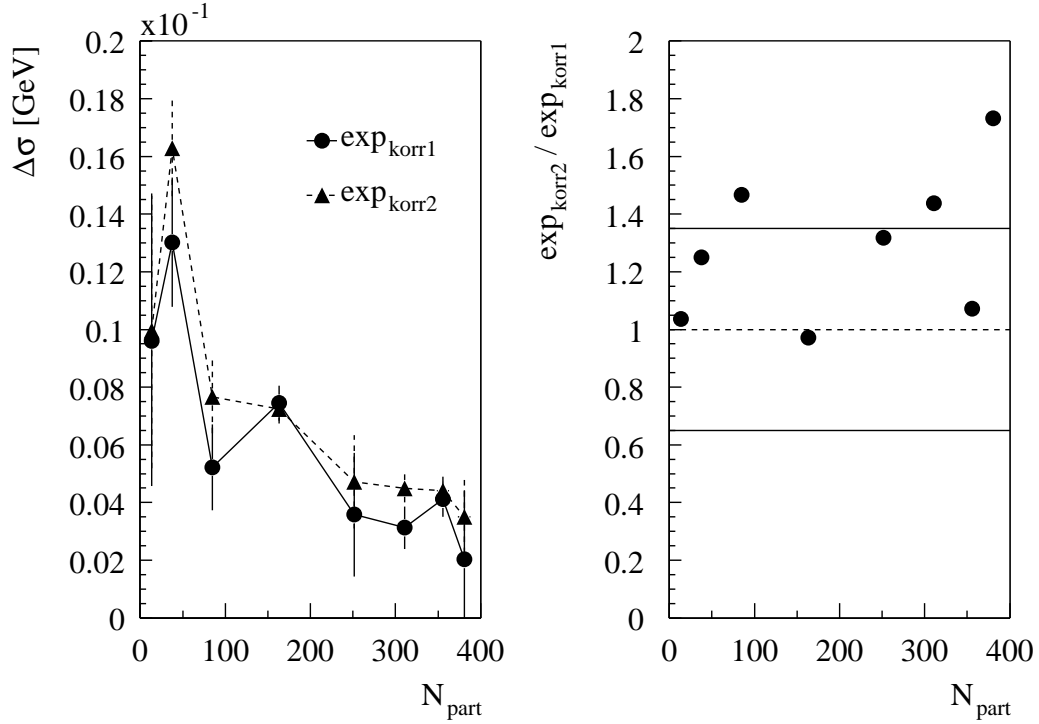
Abbildung 8.18 verdeutlicht die Abschätzung des systematischen Fehlers von  $\Delta\sigma$ . Der Fehler wird wieder aus dem Vergleich der beiden alternativen Methoden zur Korrektur des experimentellen Ergebnisses ermittelt. Das Verhältnis der Ergebnisse, die man aus den alternativen Korrekturen erhält, wird zur Abschätzung des systematischen Fehlers parametrisiert.

Abbildung 8.19 zeigt dann das korrigierte experimentelle Ergebnis unter Berücksichtigung des so ermittelten systematischen Fehlers.  $\Delta\sigma$  ist über den gesamten Zentralitätsbereich, mit Ausnahme eines Datenpunktes, signifikant größer als null.



**Abbildung 8.17:**  $\Delta\sigma$  als Funktion von  $N_{part}$  für experimentelle Daten (exp), für die kombinierte Simulation zu  $\pi^0$ -Zerfall und Treffer-Überlagerung (sim ( $\pi^0 + merge$ )) sowie für die Abschätzung der Stoßparameter-Fluktuationen ( $b$ -Fluk<sub>max</sub>). Zusätzlich wird die Differenz (exp<sub>korr</sub>) aus experimentellen Daten einerseits und den Beiträgen aus Simulation und der genannten Abschätzung andererseits gezeigt. Die Beiträge wurden quadratisch subtrahiert. Die Differenz kann als das korrigierte experimentelle Ergebnis aufgefaßt werden.

Werden die für  $\Phi_{p_T}$  erhaltenen Ergebnisse gegenübergestellt, ergibt sich zwischen Experiment und Simulation ein deutlicher Unterschied (vgl. Abb. 8.20). Da hier die  $p_T$ -Werte, anders als bei  $\Delta\sigma$ , nicht gewichtet werden, liefern die Stoßparameter-Fluktuationen immer einen positiven Beitrag. Er entspricht dem in Gleichung 7.21 für eine alleinige Variation des Erwartungswertes von  $p_T$ , ohne Korrelation mit der Teilchenzahl, abgeschätzten Wert. Dieser für die Varianz berechnete Beitrag muß jedoch zunächst auf  $\Phi_{p_T}$  übertragen werden, bevor er mit den experimentellen und simulierten Werten von  $\Phi_{p_T}$  verglichen werden kann. Dies erfordert zum einen eine Skalierung mit  $\sqrt{N_{hit}}$ . Zum anderen muß berücksichtigt werden, daß bei  $\Phi_{p_T}$  die



**Abbildung 8.18:**  $\Delta\sigma$  als Funktion von  $N_{part}$  für das korrigierte experimentelle Ergebnis. Zusätzlich zum Beitrag der Stoßparameter-Fluktuationen wurde einmal ( $exp_{korr1}$ ) die Simulation ( $sim(\pi^0 + merge)$ ) und alternativ ( $exp_{korr2}$ ) die Simulation ( $sim(\pi_{max}^0)$ ) vom experimentellen Ergebnis subtrahiert. Im linken Teilbild ist das Verhältnis des mit der alternativen Korrektur gewonnenen Ergebnisses zum mit der Standard-Korrektur gewonnenen dargestellt. Die Linien geben die systematische Unsicherheit an, die aus der Abweichung abgeschätzt wird.

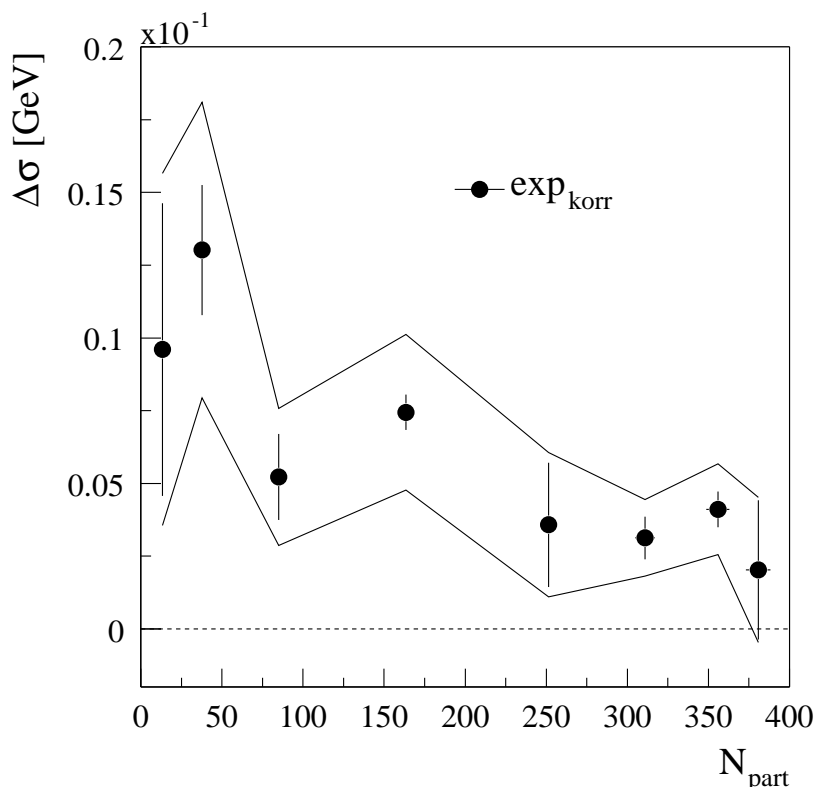
Fluktuationen der gesamten und der statistischen Verteilung linear subtrahiert werden. Dies wird durch eine Umrechnung entsprechend

$$\Phi_{p_T}(\hat{p}_T) = \sqrt{N_{hit}} \cdot (\sqrt{\sigma^2(\hat{p}_T) + \sigma^2(p_T)} - \sigma(p_T)) \quad (8.5)$$

erreicht. Aufgrund der linearen Subtraktion erscheint der Beitrag der Stoßparameter-Fluktuationen sehr klein (vgl. Abb. 8.20).

Auch diesmal sollen die bekannten Beiträge vom experimentellen Ergebnis subtrahiert werden. Da sich Fluktuationen quadratisch addieren, müssen die für  $\Phi_{p_T}$  vorliegenden Beiträge zuvor in  $\Delta\sigma$  umgerechnet werden. Analog zu Gleichung 8.5 läßt sich dies durch folgende Transformation erreichen:

$$N_{hit} \cdot (\Delta\sigma)^2 = (\Phi_{p_T} + \sqrt{z^2})^2 - z^2. \quad (8.6)$$



**Abbildung 8.19:**  $\Delta\sigma$  als Funktion von  $N_{part}$  für das korrigierte experimentelle Ergebnis. Das Band gibt die quadratische Summe des statistischen und systematischen Fehlers an.

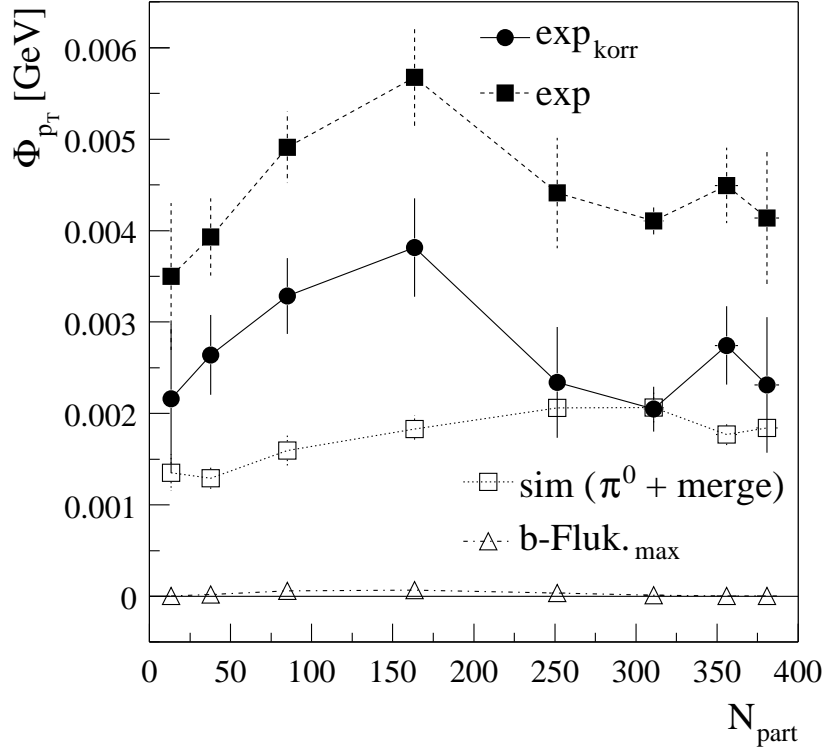
Nach der Subtraktion wird die Differenz entsprechend

$$\Phi_{p_T} = \sqrt{N_{hit} \cdot (\Delta\sigma)^2 + z^2} - \sqrt{z^2} \quad (8.7)$$

wieder rücktransformiert. Aufgrund der kleinen Werte von  $\Phi_{p_T}$ , gemessen an den durch  $\sqrt{z^2}$  repräsentierten statistischen Fluktuationen, kommt diese Rechnung annähernd einer linearen Subtraktion der  $\Phi_{p_T}$ -Werte gleich. Das Ergebnis (vgl. Abb. 8.20:  $\text{exp}_{\text{korr}}$ ) zeigt einen klaren Überschuss nicht-statistischer Fluktuationen, der sich nicht durch die untersuchten Effekte erklären läßt.

Die Abschätzung des systematischen Fehlers von  $\Phi_{p_T}$  wird in Abbildung 8.21 gezeigt. Der Fehler wird wieder aus dem Vergleich der beiden alternativen Methoden zur Korrektur des experimentellen Ergebnisses ermittelt. Wie bei  $\Delta\sigma$  wird das Verhältnis der Ergebnisse, die man aus den alternativen Korrekturen erhält, zur Abschätzung des systematischen Fehlers parametrisiert.

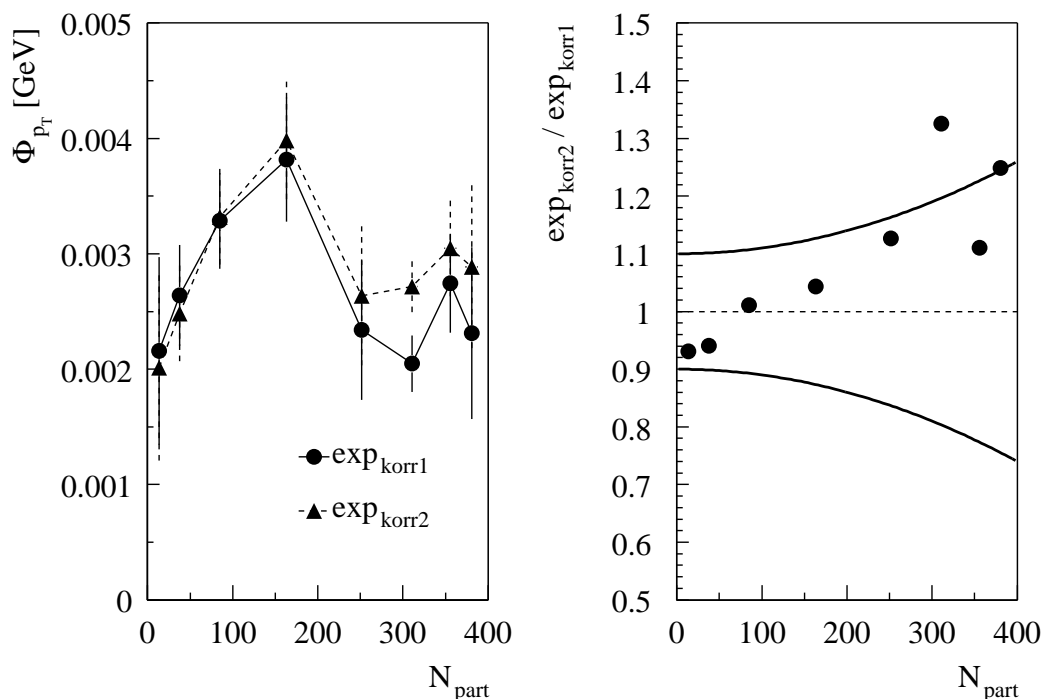
Abbildung 8.22 zeigt dann das korrigierte experimentelle Ergebnis unter Berücksichtigung des so ermittelten systematischen Fehlers. Da  $\Phi_{p_T}$  durch eine Korrelation



**Abbildung 8.20:**  $\Phi_{p_T}$  als Funktion von  $N_{part}$  für experimentelle Daten (exp), für die kombinierte Simulation zu  $\pi^0$ -Zerfall und Treffer-Überlagerung (sim ( $\pi^0 + merge$ )) sowie für die Abschätzung der Stoßparameter-Fluktuationen (b-Fluk<sub>max</sub>). Zusätzlich wird die Differenz ( $exp_{korr}$ ) aus experimentellen Daten einerseits und den Beiträgen aus Simulation und der genannten Abschätzung andererseits gezeigt. Bei der Subtraktion der Beiträge wurden berücksichtigt, daß sich Standardabweichungen quadratisch addieren. Genaueres siehe Text. Die Differenz kann als das korrigierte experimentelle Ergebnis aufgefaßt werden.

von  $p_T$  und  $N_{hit}$  weniger stark beeinflusst wird als  $\Delta\mu$  und  $\Delta\sigma$ , ist die Korrektur des experimentellen Ergebnisses kleiner. Damit wirkt sich auch die Unsicherheit der Korrektur nicht so stark auf den systematischen Fehler aus.

Wegen der nachteiligen Eigenschaften von  $\Phi_{p_T}$  (vgl. Abschnitt 8.2) werden die Ergebnisse schließlich anhand von  $\Delta\sigma^{(\Phi)}$  gegenübergestellt (vgl. Abb. 8.23). Aufgrund der quadratischen Subtraktion von gesamter und statistischer Verteilung treten die einzelnen Beiträge hier deutlicher in Erscheinung. Der tatsächliche Einfluß von  $\pi^0$ -Zerfall und Stoßparameter-Fluktuationen erhöht sich dadurch aber nicht. In dieser Darstellung wird die bereits in experimentellen Daten beobachtete Abnahme der Fluktuationen mit  $N_{part}$  wieder sichtbar.

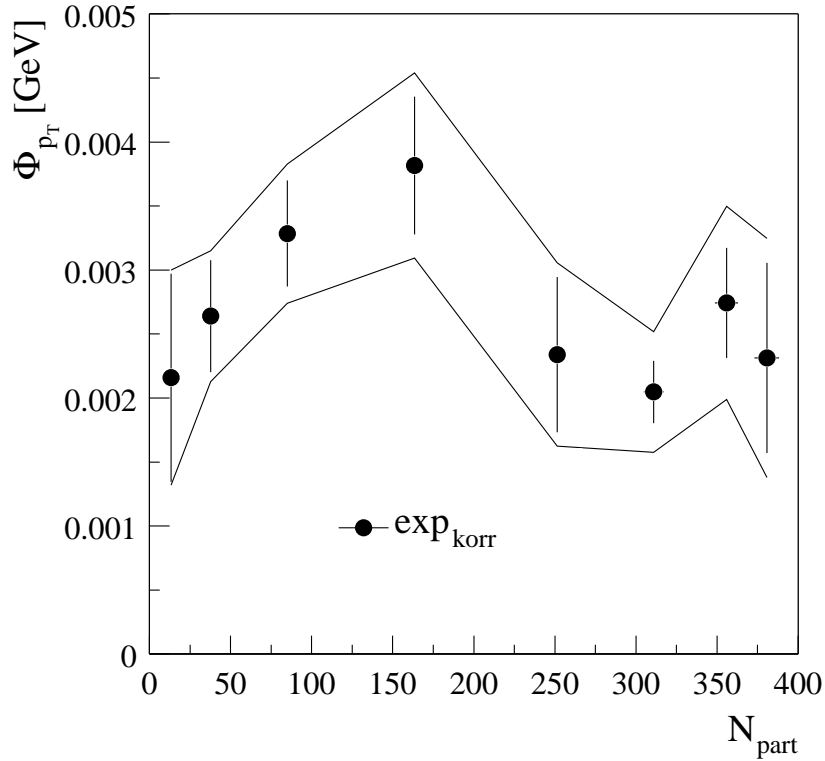


**Abbildung 8.21:**  $\Phi_{p_T}$  als Funktion von  $N_{part}$  für das korrigierte experimentelle Ergebnis. Zusätzlich zum Beitrag der Stoßparameter-Fluktuationen wurde einmal ( $\text{exp}_{\text{korr1}}$ ) die Simulation ( $\text{sim}(\pi^0 + \text{merge})$ ) und alternativ ( $\text{exp}_{\text{korr2}}$ ) die Simulation ( $\text{sim}(\pi_{\text{max}}^0)$ ) vom experimentellen Ergebnis subtrahiert. Im linken Teilbild ist das Verhältnis des mit der alternativen Korrektur gewonnenen Ergebnisses zum mit der Standard-Korrektur gewonnenen dargestellt. Die Linien geben die systematische Unsicherheit an, die aus der Abweichung abgeschätzt wird.

Nach quadratischer Subtraktion der untersuchten Effekte offenbart sich wie in  $\Phi_{p_T}$  ein Überschuss an nicht-statistischen Fluktuationen, der sich also nicht auf diese Effekte zurückführen läßt. Ausgehend von einem Maximalwert von etwa 11 MeV fällt er nahezu linear mit  $N_{part}$ , bis sich ab  $N_{part} \approx 250$  ein Plateau ausbildet. In zentralen Reaktionen liegt der Wert von  $\Delta\sigma^{(\Phi)}$  bei etwa 4 MeV. Dieser Verlauf ist dem von  $\Delta\sigma$  sehr ähnlich (vgl. Abb. 8.17:  $\text{exp}_{\text{korr}}$ ).

Abbildung 8.24 zeigt die Abschätzung des systematischen Fehlers von  $\Delta\sigma^{(\Phi)}$ . Der Fehler wird wieder aus dem Vergleich der beiden alternativen Methoden zur Korrektur des experimentellen Ergebnisses ermittelt. Abbildung 8.25 zeigt dann das korrigierte experimentelle Ergebnis unter Berücksichtigung des so ermittelten systematischen Fehlers. Wie bei  $\Phi_{p_T}$  ist der Einfluß der Korrektur gering, was zu einem kleinen systematischen Fehler führt.





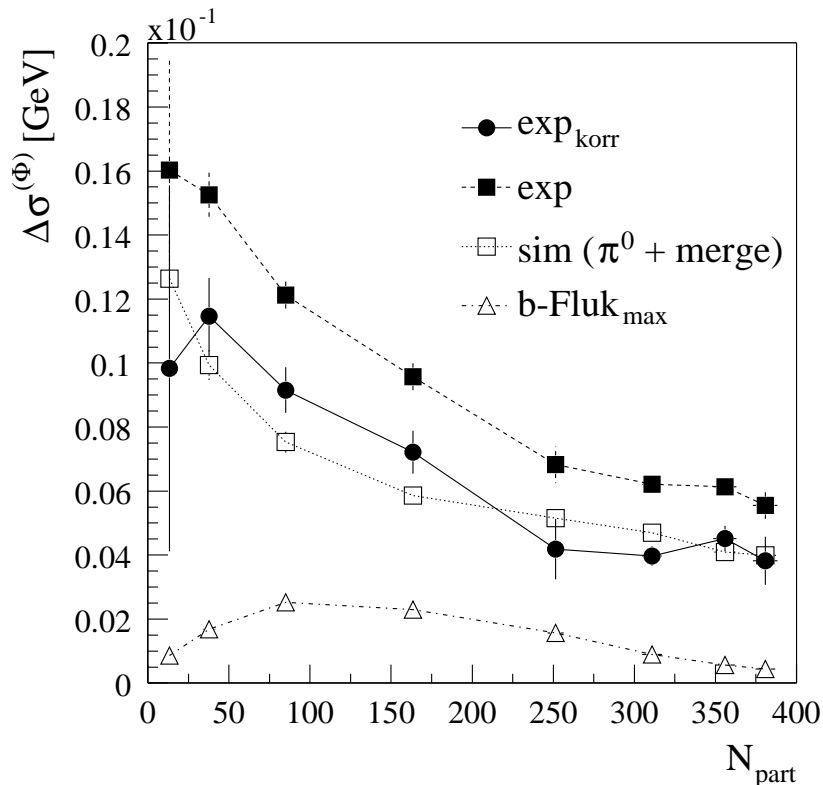
**Abbildung 8.22:**  $\Phi_{p_T}$  als Funktion von  $N_{part}$  für das korrigierte experimentelle Ergebnis. Das Band gibt die quadratische Summe des statistischen und systematischen Fehlers an.

Nach der Normierung auf  $\overline{p_T}$  ist die relative Lage der Kurven zueinander geringfügig anders, wie die Observable  $\Delta\sigma_{rel}^{(\Phi)}$  in Abb. 8.26 zeigt. Dies ist auf leicht unterschiedliche Werte von  $\overline{p_T}$  in Experiment und Simulation zurückzuführen<sup>4</sup>. Auch hier zeigt sich der Fluktuations-Überschuß aber deutlich. Der Maximalwert in peripheren Reaktionen liegt bei etwa 5 %, das Plateau in zentralen bei 2 %.

Da sich  $\Delta\sigma_{rel}^{(\Phi)}$  von  $\Delta\sigma^{(\Phi)}$  nur in der Normierung unterscheidet, kann der systematische Fehler übernommen werden. Abbildung 8.27 zeigt das korrigierte experimentelle Ergebnis von  $\Delta\sigma_{rel}^{(\Phi)}$  unter Berücksichtigung des systematischen Fehlers.

Wie bereits gesagt, können die beobachteten nicht-statistischen Fluktuationen, abgesehen von einer möglichen  $p_T$ - $N_{hit}$ -Anti-Korrelation in peripheren Reaktionen, nur durch eine  $p_T$ -Korrelation erklärt werden. Als Ursache der möglichen  $p_T$ - $N_{hit}$ -

<sup>4</sup>Im Experiment liegt der Wert von  $\overline{p_T}$  systematisch niedriger, da die Photonen durch eine Beimischung von Hadronen verunreinigt sind. Deren Signal ist aufgrund der Detektoreigenschaften unterdrückt

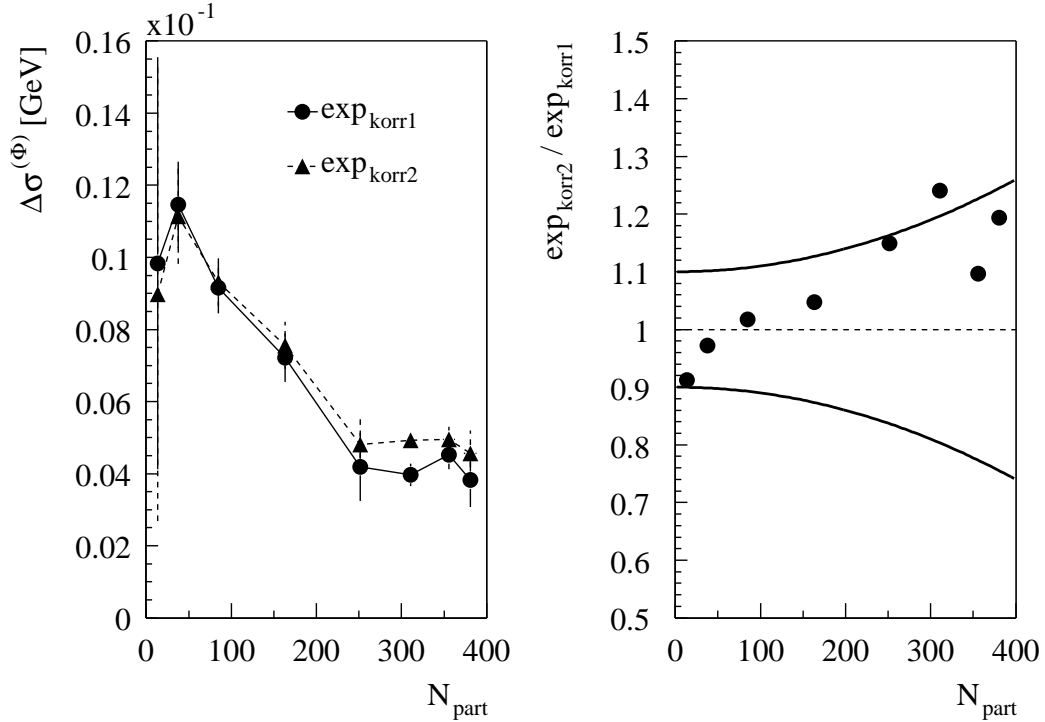


**Abbildung 8.23:**  $\Delta\sigma^{(\Phi)}$  als Funktion von  $N_{part}$  für experimentelle Daten ( $\text{exp}$ ), für die kombinierte Simulation zu  $\pi^0$ -Zerfall und Treffer-Überlagerung ( $\text{sim}(\pi^0 + \text{merge})$ ) sowie für die Abschätzung der Stoßparameter-Fluktuationen ( $\text{b-Fluk}_{\text{max}}$ ). Zusätzlich wird die Differenz ( $\text{exp}_{\text{korr}}$ ) aus experimentellen Daten einerseits und den Beiträgen aus Simulation und der genannten Abschätzung andererseits gezeigt. Die Beiträge wurden quadratisch subtrahiert. Diese Differenz kann als das korrigierte experimentelle Ergebnis aufgefaßt werden.

Anti-Korrelation kommt eine unvollständige Thermalisierung der Reaktionszone in peripheren Ereignissen in Frage. Eine entsprechende Anti-Korrelation in einzelnen Nukleon-Nukleon-Kollisionen kann bei der Überlagerung dieser Kollisionen zu einer Kern-Kern-Kollision dann teilweise erhalten bleiben (vgl. Abschnitt 3.4 u. 3.5 sowie Tab. 8.2).

Die  $p_T$ -Korrelation kann verschiedene Ursachen haben. Neben Fluktuationen, die in Verbindung mit einem Phasenübergang stehen, kommen 2-Teilchen-Korrelationen aus Zerfällen anderer Teilchen als dem  $\pi^0$  sowie Bose-Einstein-Korrelationen in Betracht (vgl. Abschnitt 3.4 u. Tab. 8.2).

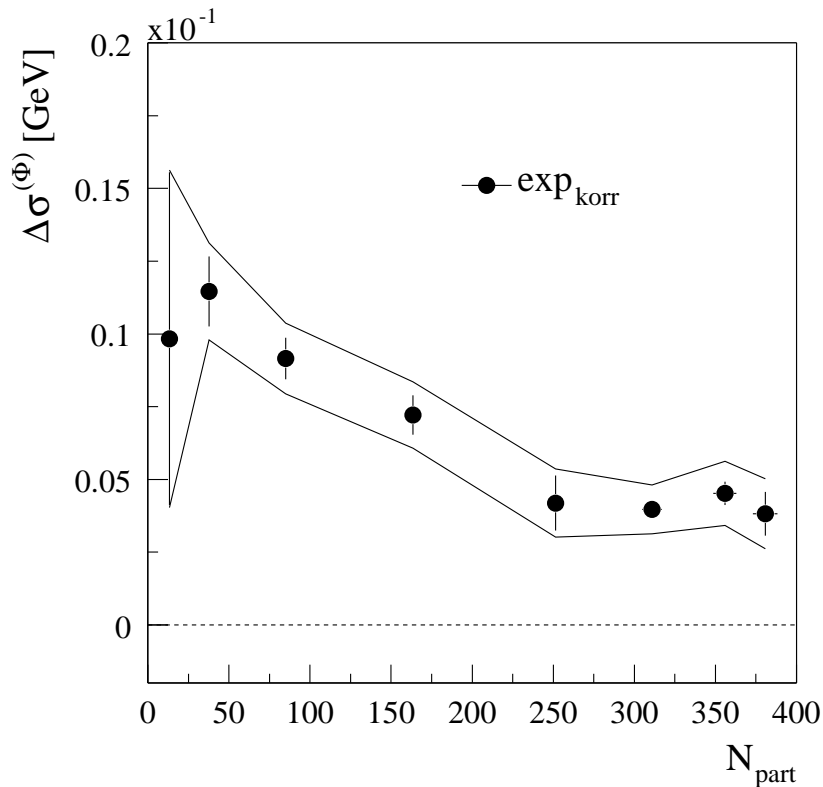
Bei der Interpretation der Ergebnisse muß beachtet werden, daß eine Effizienz- und Akzeptanzkorrektur bisher nicht vorgenommen wurde und diese auch nicht



**Abbildung 8.24:**  $\Delta\sigma^{(\Phi)}$  als Funktion von  $N_{part}$  für das korrigierte experimentelle Ergebnis. Zusätzlich zum Beitrag der Stoßparameter-Fluktuationen wurde einmal ( $\text{exp}_{\text{korr1}}$ ) die Simulation ( $\text{sim}(\pi^0 + \text{merge})$ ) und alternativ ( $\text{exp}_{\text{korr2}}$ ) die Simulation ( $\text{sim}(\pi_{max}^0)$ ) vom experimentellen Ergebnis subtrahiert. Im linken Teilbild ist das Verhältnis des mit der alternativen Korrektur gewonnenen Ergebnisses zum mit der Standard-Korrektur gewonnen dargestellt. Die Linien geben die systematische Unsicherheit an, die aus der Abweichung abgeschätzt wird.

uneingeschränkt möglich ist. Welche Auswirkungen dies auf die Ergebnisse haben kann, wird abschließend diskutiert:

Die Effizienz beinhaltet den Verlust von Teilchen sowie eine Verschiebung und gleichzeitige Verschmierung der  $p_T$ -Werte. Der Verlust von Teilchen hat prinzipiell keinen Einfluß, falls die Fluktuationen durch eine Korrelation hervorgerufen werden, die alle Teilchen eines Ereignisses umfaßt. In diesem Fall weist eine zufällige Auswahl von Teilchen die gleichen Fluktuationen auf wie der komplette Teilchensatz. Handelt es sich jedoch um eine Zwei- oder Mehr-Teilchen-Korrelation, werden die Fluktuationen durch den Verlust von Teilchen reduziert. Der Einfluß dieses Effekts kann prinzipiell in einer Simulation untersucht werden. Dazu muß die Art der vorliegenden Korrelation aber bekannt sein.

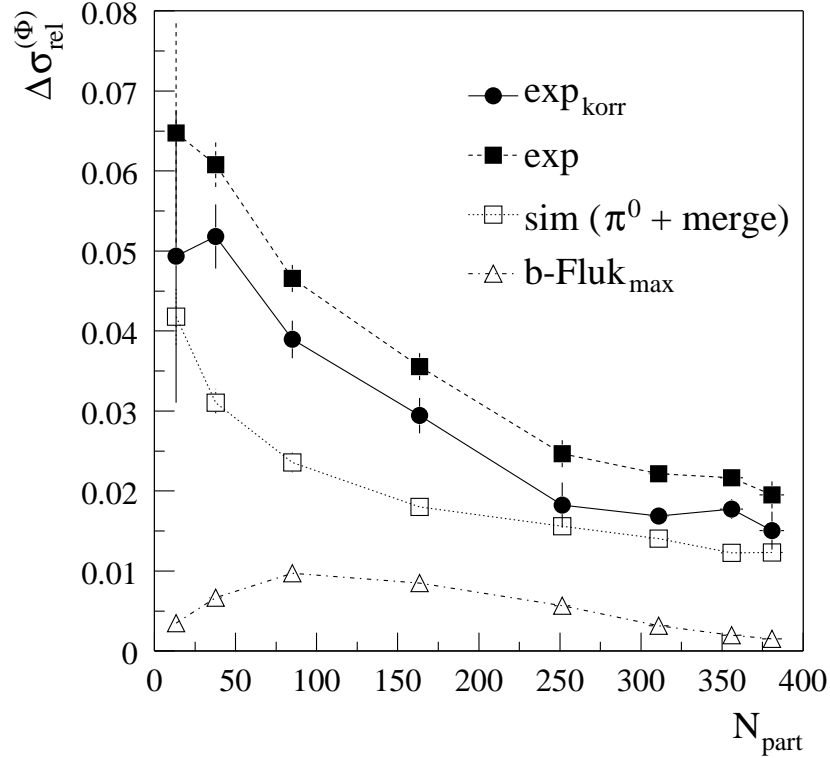


**Abbildung 8.25:**  $\Delta\sigma^{(\Phi)}$  als Funktion von  $N_{part}$  für das korrigierte experimentelle Ergebnis. Das Band gibt die quadratische Summe des statistischen und systematischen Fehlers an.

Eine Verschiebung der  $p_T$ -Werte ist dann von Bedeutung, wenn die Stärke der Fluktuationen von  $p_T$  abhängt. Dies kann überprüft werden, indem die Teilchen in  $p_T$ -Klassen eingeteilt und diese in der Analyse getrennt behandelt werden.

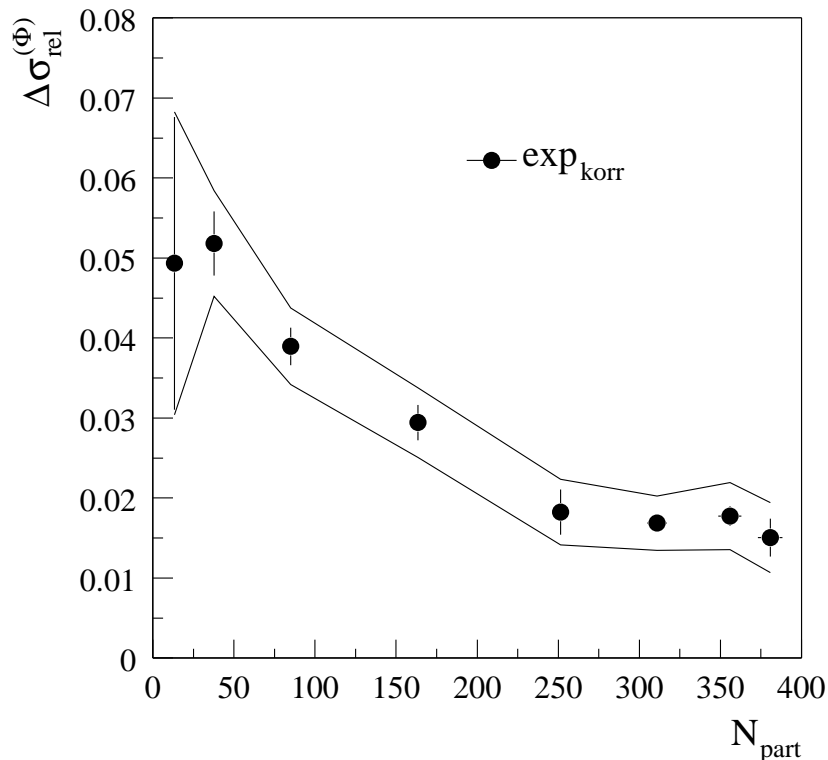
Eine Verschmierung der  $p_T$ -Werte reduziert jede Art von Korrelationen und damit immer auch die Fluktuationen zwischen den Ereignissen. Der Einfluß dieses Effekts kann also unabhängig von der Art der vorliegenden Korrelation in einer Simulation untersucht werden.

Die  $\pi^0$ -Simulation kann beispielhaft als Abschätzung der Effizienz-Korrektur angesehen werden. Anhand einer bestimmten Zwei-Teilchen-Korrelation liefert sie die Größe der Fluktuationen sowohl mit als auch ohne Berücksichtigung der Detektoreffekte. Aus dem Vergleich dieser beiden Ergebnisse kann auf die Effizienz-Korrektur geschlossen werden. Man beachte aber, daß die so erhaltene Korrektur nur für die betrachtete Zwei-Teilchen-Korrelation gilt. Umfaßt die Korrelation alle Teilchen eines Ereignisses, ist die Korrektur vermutlich wesentlich geringer, da in diesem Fall das Verlorengelassen von Teilchen keine Rolle spielt (s. o.).



**Abbildung 8.26:**  $\Delta\sigma_{rel}^{(\Phi)}$  als Funktion von  $N_{part}$  für experimentelle Daten (exp), für die kombinierte Simulation zu  $\pi^0$ -Zerfall und Treffer-Überlagerung (sim ( $\pi^0 + merge$ )) sowie für die Abschätzung der Stoßparameter-Fluktuationen ( $b$ -Fluk<sub>max</sub>). Zusätzlich wird die Differenz ( $exp_{korr}$ ) aus experimentellen Daten einerseits und den Beiträgen aus Simulation und der genannten Abschätzung andererseits gezeigt. Die Beiträge wurden quadratisch subtrahiert. Diese Differenz kann als das korrigierte experimentelle Ergebnis aufgefaßt werden.

Allein die Effizienz-Korrektur genügt jedoch nicht, um zu einer von den speziellen Bedingungen des WA98-Experiments unabhängigen Darstellung der Ergebnisse zu gelangen. Dazu muß auch die Auswirkung der begrenzten Akzeptanz untersucht werden. Am Beispiel des  $\pi^0$ -Zerfalls wird klar, daß auch die Akzeptanzkorrektur stark von der Art der Korrelation abhängt (vgl. Abschnitt 8.3). Die beobachtete, auf dem  $\pi^0$ -Zerfall beruhende  $p_T$ - $N_{hit}$ -Korrelation kann sich beispielsweise nur dann einstellen, wenn die Akzeptanz begrenzt ist. Wird der Raumwinkel vollständig vom Detektor abgedeckt, ist die Wahrscheinlichkeit, daß beide Zerfalls-Photonen den Detektor treffen, nicht mehr  $p_T$ -abhängig, da immer beide Photonen treffen. Die Stärke der durch den  $\pi^0$ -Zerfall hervorgerufenen  $p_T$ -Korrelation steigt andererseits mit zunehmender Akzeptanz.



**Abbildung 8.27:**  $\Delta\sigma_{rel}^{(\Phi)}$  als Funktion von  $N_{part}$  für das korrigierte experimentelle Ergebnis. Das Band gibt die quadratische Summe des statistischen und systematischen Fehlers an.

Auch bei anderen Ursachen von Fluktuationen kann das Signal direkt von der Akzeptanz abhängen (vgl. Abschnitt 3.1 u. 3.4). Ohne Kenntnis der Art der zugrundeliegenden Fluktuations-Quelle ist eine Akzeptanz-Korrektur damit nicht möglich.

Die gemessenen Photonen stammen vorwiegend aus dem Zerfall neutraler Pionen [Agg00a]. Eine Rekonstruktion der Pionen aus ihren Zerfallsphotonen ist jedoch für einzelne Teilchen nicht möglich. Sie kann nur auf statistischer Basis erfolgen (vgl. Kap. 12.3). Die Fluktuationen der ursprünglichen Pionen können also nur anhand ihrer Zerfallsphotonen untersucht werden. Durch den Zerfall werden Korrelationen der Pionen aber verwischt. Auch dies muß bei der Interpretation der Ergebnisse beachtet werden.

## 8.5 Vergleich mit anderen Experimenten

Die in dieser Arbeit vorgestellte Messung der Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses von Photonen im WA98-Experiment ist die erste Messung dieser Art

	Teilchen	Experiment	$\eta$	$\Delta\sigma/\text{MeV}$	$\Phi_{p_T}/\text{MeV}$
SPS	Photonen	WA98	$2.3 < \eta < 3.0$	$4.18 \pm 0.92$	$2.35 \pm 0.55$
	geladene Teilchen	NA49	$4.0 < \eta < 5.5$		$0.6 \pm 1.0$
		NA49 CERES	$2.9 < \eta < 4.0$ $2.1 < \eta < 2.65$	$\approx 5$	$\approx 25$ $9 \pm 2$
RHIC	Photonen	PHENIX	$ \eta  < 0.35$	*	*
	geladene Teilchen	STAR	$ \eta  < 0.5$		$35 \pm 3$

**Tabelle 8.3:** Vergleich der in verschiedenen Experimenten am SPS und RHIC gemessenen Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses in zentralen Ereignissen. Der Fehler des WA98-Ergebnisses entspricht der quadratischen Summe aus statistischem und systematischem Fehler. \* Im PHENIX-Experiment wurde kein signifikanter Überschuss nicht-statistischer Fluktuationen gemessen. Es wird eine obere Grenze der Fluktuationen angegeben, die sich jedoch nicht ohne weiteres durch  $\Delta\sigma$  oder  $\Phi_{p_T}$  ausdrücken läßt.

bei der SPS-Energie von  $\sqrt{s_{NN}} = 17.2 \text{ GeV}$  ( $Pb + Pb$  bei  $158 A \text{ GeV}$ ). In zentralen Ereignissen ( $10\% \sigma_{min\ bias}$ ) konnte ein signifikanter Überschuss nicht-statistischer Fluktuationen von

$$\Delta\sigma^{(\Phi)} = (4.18 \pm 0.23 \text{ (stat)} \pm 0.89 \text{ (sys)}) \text{ MeV}, \quad \text{oder} \quad (8.8)$$

$$\Phi_{p_T} = (2.35 \pm 0.22 \text{ (stat)} \pm 0.50 \text{ (sys)}) \text{ MeV} \quad (8.9)$$

festgestellt werden. Hier werden die Zentralitätsklassen 6–8 entsprechend ihrer Anteile am Wirkungsquerschnitt zusammengefaßt. Der statistische Fehler wird nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz aus den drei einzelnen Fehlern berechnet; der systematische Fehler wird an der Stelle  $\langle N_{part} \rangle = 336$ , was dem gewichteten Mittelwert der drei Klassen entspricht, abgeschätzt. Die Photonen stammen aus dem Bereich der Schwerpunktsrapidität ( $2.3 < \eta < 3.0$ ) und dem Transversalimpulsbereich  $0.08 \text{ GeV} < p_T$ . Dieses Ergebnis soll abschließend mit den Ergebnissen anderer Schwerionen-Experimente verglichen werden. Siehe dazu auch Tabelle 8.3.

Bei gleicher Kollisions-Energie wurden nur Messungen der Fluktuationen geladener Teilchen durchgeführt. Die erste Messung dieser Art stammt vom NA49-Experiment [App99]. Im Pseudorapiditätsbereich  $4.0 < \eta < 5.5$  wurde in zentralen Ereignissen ( $5\% \sigma_{min\ bias}$ ) kein signifikanter Überschuss nicht-statistischer Fluktuationen gefunden:  $\Phi_{p_T} = 0.6 \pm 1.0 \text{ MeV}$ . Dies stellt jedoch keinen Widerspruch zum

WA98-Ergebnis dar. Neben dem Unterschied in der untersuchten Teilchensorte unterscheidet sich auch der Transversalimpulsbereich ( $0.005 < p_T < 1.5 \text{ GeV}$ ). Entscheidend ist hier aber vor allem der unterschiedliche Rapiditätsbereich.

Dies belegt eine weitere Messung des NA49-Experiments bei Vorwärts-Rapidität ( $2.9 < \eta < 4.0$ ) [Fri01]. Hier wurde in zentralen Reaktionen ( $300 < N_{part} < 360$ ) ein Wert von  $\Phi_{p_T} \approx 25 \text{ MeV}$  gefunden. Wegen der Unterschiede in Teilchensorte und Transversalimpulsbereich widerspricht jedoch auch dieses Ergebnis nicht dem WA98-Ergebnis. Zudem skaliert  $\Phi_{p_T}$  mit  $\sqrt{\langle N_{hit} \rangle}$  (s. o.), und  $\langle N_{hit} \rangle$  ist im NA49-Experiment größer.

Eine weitere Messung geladener Teilchen wurde vom CERES/NA45-Experiment vorgenommen [Mis02]. In  $Pb+Au$ -Kollisionen bei  $158 A \text{ GeV}$  im Bereich der Schwerpunktsrapidität ( $2.1 < \eta < 2.65$ ) wurden Fluktuationen der Höhe  $\Phi_{p_T} = 9 \pm 2 \text{ MeV}$  festgestellt. Bezüglich der Vergleichbarkeit dieses Ergebnisses mit dem WA98-Experiment gelten die gleichen Einschränkungen wie beim NA49-Ergebnis.

Das CERES/NA45-Experiment berichtet außerdem eine in realen Ereignissen um  $\sigma \approx 5 \text{ MeV}$  breitere  $M_{p_T}$ -Verteilung als in *mixed events* [Ada02]. Dies wurde in zentralen Ereignissen ( $6.5\% \sigma_{geom}$ ) für geladene Teilchen im Transversalimpulsbereich  $0.05 < p_T < 1.5 \text{ GeV}$  festgestellt. Dieser Wert von  $\Delta\sigma$  stimmt mit dem im WA98-Experiment gemessenen Wert überein.

Bei der RHIC-Energie von  $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$  ( $Au + Au$ ) liegen Ergebnisse von zwei Experimenten vor. Im PHENIX-Experiment wurden die Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses sowohl von Photonen als auch von geladenen Teilchen im mittleren Rapiditätsbereich von  $|\eta| < 0.35$  untersucht [Adc02b]. Es konnten keine signifikanten nicht-statistischen Fluktuationen festgestellt werden.

Das STAR-Experiment berichtet hingegen im gleichen Reaktionssystem im Rapiditätsbereich  $|\eta| < 0.5$  einen signifikanten Überschuss nicht-statistischer Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses von geladenen Teilchen [Rei02]. Er wird in einer Variablen angegeben, die nach Gleichung 6.56 der Variablen  $\Phi_{p_T}$  entspricht. In zentralen Reaktionen wurde ein Wert von  $\Phi_{p_T} = 35 \pm 3 \text{ MeV}$  gemessen. Da hier auch die mittlere Teilchenzahl angegeben wird ( $\langle N_{hit} \rangle = 222$ ), kann dieser Wert von  $\Phi_{p_T}$  auf die WA98-Akzeptanz umgerechnet werden. Dazu muß er mit dem Faktor

$$f = \sqrt{\langle N_{hit} \rangle_{WA98}} / \sqrt{\langle N_{hit} \rangle_{STAR}} = \sqrt{52} / \sqrt{222} \approx 0.5 \quad (8.10)$$

multipliziert werden. Es ergibt sich dann ein Wert von  $\Phi_{p_T} = 17.5 \pm 1.5 \text{ MeV}$ , was etwa zehnmal größer ist als der im WA98-Experiment gemessene Wert. Diese Messung wurde aber wohlgerneht bei anderer Kollisionsenergie und für eine andere Teilchensorte durchgeführt.



## Teil II

# Impulsverteilung neutraler Pionen



# Einführung

Im zweiten Teil der Arbeit sollen Impulsverteilungen neutraler Pionen in  $Au + Au$ -Kollisionen einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 130 \text{ GeV}$  pro Nukleonpaar untersucht werden. Die Messungen wurden im Rahmen des PHENIX-Experiments am neuen Schwerionen-Collider RHIC am Brookhaven National Laboratory (BNL) durchgeführt. Im hier erstmals in Schwerionen-Reaktionen zugänglichen Energieregime eröffnet sich eine neue Möglichkeit, das Quark-Gluon-Plasma nachzuweisen. Harte Streuprozesse liefern am RHIC, anders als in Kollisionen bei SPS-Energien, erstmals einen signifikanten Beitrag zur Teilchenproduktion in Schwerionen-Reaktionen. Falls sich in der Reaktionszone ein Quark-Gluon-Plasma ausbildet, sollten die in harten Prozessen produzierten Teilchen im Plasma Energie verlieren. Dieser Effekt würde dann beispielsweise in der Impulsverteilung neutraler Pionen sichtbar.

Ferner ist die Messung neutraler Mesonen interessant, da ihre Zerfallsphotonen den Hauptbeitrag zum Spektrum inklusiver Photonen liefern. Dieser Beitrag muß genau bekannt sein, um den Anteil direkter Photonen bestimmen zu können. Die direkten Photonen liefern Informationen über die frühe Phase einer Schwerionenkolli-sion (vgl. Kap. 2).

Zu Beginn des zweiten Teils wird aus theoretischer Sicht auf den Energieverlust von Teilchen aus harten Prozessen eingegangen. Dabei wird auch erörtert, wie sich die Unterdrückung der Teilchenproduktion quantifizieren läßt. Anschließend wird in Kap. 10 das PHENIX-Experiment vorgestellt. Kapitel 11 gibt einen Überblick darüber, wie die Meßdaten zu physikalischen Informationen verarbeitet werden. Kapitel 12 beschäftigt sich mit der Messung neutraler Pionen von der Extraktion des Pionen-Signals bis zur Erstellung vollständig korrigierter Spektren. Am Ende des zweiten Teils werden die Ergebnisse vorgestellt und hinsichtlich eines möglichen Energieverlustes der produzierten Teilchen diskutiert (Kap. 13).



## 9. Jet-Quenching

In Proton-Proton-Kollisionen ( $p+p$ ) einer Energie  $\sqrt{s} > 50$  GeV liefern harte Streuprozesse den Hauptbeitrag zur Produktion von Hadronen mit hohem Transversalimpuls [Owe78]. Sie werden dort als sogenannte *Jets* sichtbar [Ban82]. Dies sind Bündel von Teilchen mit hohem Transversalimpuls, die in der transversalen Ebene unter einem Azimutalwinkel von  $180^\circ$  auseinanderfliegen. Sie entstehen in harten Parton-Parton-Kollision durch Fragmentation der gestreuten Partonen in Hadronen.

In hochenergetischen Kern-Kern-Kollisionen ( $A+A$ ) ist diese Jet-Struktur wegen des großen Untergrunds von Teilchen, die in weichen Prozessen produziert werden, nicht ohne weiteres sichtbar. Trotzdem sollte die Teilchenproduktion bei hohen Transversalimpulsen (typischerweise  $p_T \gtrsim 2$  GeV) auch hier von harten Prozessen dominiert sein. Diese harten Streuungen finden zu Beginn der Reaktion statt. Die gestreuten Partonen erfahren dann die Wirkung des stark wechselwirkenden Mediums, das in der Kern-Reaktion im Anschluß an die harten Streuprozesse erzeugt wird.

Man erwartet, daß harte Partonen in heißer, dichter Kernmaterie aufgrund von Gluon-Bremsstrahlung Energie verlieren [Gyu90, Bai95] und dadurch die Jet-Produktion unterdrückt wird (*Jet Quenching*). Dadurch würde auch die Multiplizität von Hadronen mit hohem Transversalimpuls unterdrückt. In einem Medium mit freien Farbladungen, also einem QGP, könnte der Energieverlust besonders stark sein. Das *Jet Quenching* ist also eine potentielle Signatur des QGP [Bai00].

In [Bai97a, Bai97b] wird diskutiert, daß der spezifische Energieverlust  $-dE/dx$  des Partons proportional zur durchlaufenen Wegstrecke  $L$  durch das Medium ist:

$$-\frac{dE}{dx} \sim L. \quad (9.1)$$

Damit gilt für den totalen Energieverlust  $\Delta E \sim L^2$ . Naiv würde man eine lineare Abhängigkeit erwarten. Die Abhängigkeit des Energieverlusts von der Weglänge wird durch Interferenz-Effekte erklärt, die in Analogie zum Landau-Pomeranchuk-Migdal-Effekt (LPM) [Lan53, Mig56] in der QED stehen. Beim Durchqueren des Plasmas verliert das Parton Energie durch die Abstrahlung von Gluonen. Wenn der Abstand zwischen den Streuzentren hinreichend klein ist, können die einzelnen Streuprozesse als kohärent angesehen werden und es kommt zu Interferenz. Dadurch verringert sich der Energieverlust. Aufgrund des LPM-Effekts ist der Energieverlust also geringer, als er bei inkohärenter Emission von Gluonen wäre.

Beim Durchqueren des Mediums nimmt aber auch der Transversalimpuls des abgestrahlten Gluons relativ zur Flugrichtung des Partons durch die steigende Zahl möglicher Streuzentren immer weiter zu. Dadurch verringert sich die Kohärenzlänge der Streuungen und die Interferenzeffekte nehmen an Bedeutung ab. Mit zunehmender Wegstrecke steigt also der spezifische Energieverlust an. So ergibt sich schließlich die quadratische Abhängigkeit des totalen Energieverlustes von der durchlaufenen Wegstrecke.

Um eventuelle Modifikationen der Teilchenproduktion bei hohen Transversalimpulsen zu quantifizieren, braucht man einen Vergleichsmaßstab, der angibt, wie das Spektrum in  $A + A$ -Kollisionen ohne zusätzliche Effekte des nuklearen Mediums aussehen würde. Da harte Parton-Streuprozesse nur einen kleinen Wirkungsquerschnitt haben, kann man Kerne für diese Prozesse als inkohärente Superposition von Partonen auffassen (*point-like scaling*). Dieser Sachverhalt kann in einem Modell näherungsweise dadurch beschrieben werden, daß  $A + A$ -Kollisionen als unabhängige Überlagerung von Nukleon-Nukleon-Kollisionen ( $N + N$ ) aufgefaßt werden (*binary scaling*). Für eine gegebene Zentralitätsklasse von  $A + A$ -Kollisionen kann die Zahl der inelastischen  $N + N$ -Kollisionen pro Ereignis ( $N_{coll}$ ) bestimmt werden [Rey01, Adc01] (vgl. Abschnitt 11.1). Damit läßt sich dann der nukleare Modifikations-Faktor  $R_{AA}$  [Wan01a] definieren als das Verhältnis des Spektrums in  $A + A$ -Kollisionen, normiert auf  $N_{coll}$ , zum Spektrum in  $N + N$ -Kollisionen:

$$R_{AA} = \frac{E \frac{d^3N}{dp^3}(p_T)|_{AA} / N_{coll}}{E \frac{d^3N}{dp^3}(p_T)|_{NN}}. \quad (9.2)$$

$E d^3N/dp^3(p_T)$  ist die lorentz-invariante Multiplizität (vgl. Anhang B). Ohne zusätzliche Modifikationen der harten Partonen durch das nukleare Medium gilt:

$$R_{AA} = 1, \quad \text{für } p_T \gtrsim 2 \text{ GeV}. \quad (9.3)$$

Abweichungen von dieser Gleichung zeigen also Effekte des nuklearen Mediums an.

Für  $p_T \lesssim 2 \text{ GeV}$  gilt diese Argumentation nicht. In diesem Bereich skaliert der Großteil der Teilchenproduktion mit der Zahl der an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen [Adc01, Adl01a].  $R_{AA}$  sollte deshalb kleiner als eins sein.

Neben dem *Jet Quenching* gibt es weitere Effekte, die zu Modifikationen von  $R_{AA}$  bei hohen Transversalimpulsen führen. Untersucht man die Teilchenproduktion in hochenergetischen Proton-Kern-Reaktionen, so stellt man fest, daß bereits eine  $p+A$ -Reaktion nicht einfach eine inkohärente Überlagerung einzelner  $p+p$ -Reaktionen ist. In diesem Fall würde man eine Skalierung des Wirkungsquerschnitts mit der Zahl

der Nukleonen des Kerns erwarten. Statt dessen wurde für große Transversalimpulse beobachtet, daß

$$\frac{d\sigma_{pA}}{dp_T}\Big|_{p+A} = \frac{d\sigma_{pp}}{dp_T}\Big|_{p+p} \cdot A^\alpha, \quad \text{mit } \alpha > 1. \quad (9.4)$$

Dieser Effekt wird mehrfacher weicher Streuung des einlaufenden Partons vor dem eigentlichen harten Stoß zugeschrieben (*initial state multiple parton scattering*) [Lev83] und ist unter dem Namen Cronin-Effekt bekannt [Ant79]. Der Cronin-Effekt sollte auch in  $A + A$ -Kollisionen die Teilchenproduktion bei hohem Transversalimpuls beeinflussen. Im Gegensatz zum *Jet Quenching* würde der Cronin-Effekt aber zu  $R_{AA} > 1$  führen.

Kleine Änderungen der Teilchenproduktion werden durch nukleare Effekte in der Strukturfunktion der Nukleonen hervorgerufen. Die Strukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$  gibt an, wie häufig ein Parton einen bestimmten Bruchteil  $x$  des Gesamtimpulses des Nukleons trägt [Per87]. Aus der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung weiß man, daß sich die Strukturfunktion eines Nukleons im Kern,  $F_2^A(x, Q^2)$ , von der eines freien Nukleons,  $F_2^N(x, Q^2)$ , unterscheidet [Pil00]. Näherungsweise kann die Strukturfunktion von Deuterium,  $F_2^d(x, Q^2)$ , als die mittlere Strukturfunktion des Nukleons angesehen werden. Nukleare Effekte werden dann anhand des Verhältnisses  $R_F = F_2^A/F_2^d$  untersucht. In verschiedenen Experimenten wurden folgende Effekte festgestellt:

$R_F < 1$ :	<i>nuclear shadowing</i>	für $0.0 \lesssim x \lesssim 0.1$
$R_F > 1$ :	<i>anti-shadowing</i>	für $0.1 \lesssim x \lesssim 0.2$
$R_F < 1$ :	EMC-Effekt	für $0.3 \lesssim x \lesssim 0.8$
$R_F > 1$ :	Fermi-Bewegung	für $x \rightarrow 1$

Der Bruchteil  $x$  kann durch  $x = 2p_T/\sqrt{s} \approx 0.01\text{--}0.06$  GeV abgeschätzt werden. Demnach sollten die Spektren bei der RHIC-Energie durch das *shadowing* beeinflusst werden. Man erwartet, daß das *shadowing* den nuklearen Modifikationsfaktor um etwa 30 % reduzieren kann [Esk02, Ham98, Jeo02].





# 10. Das PHENIX-Experiment

Das vorrangige Ziel des PHENIX<sup>1</sup>-Experiments [Mor98] am *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) ist wie beim WA98-Experiment der Nachweis und das Studium des Quark-Gluon-Plasmas. Mehr als jedes andere RHIC-Experiment ist das PHENIX-Experiment auf die Messung einer großen Auswahl von Signalen des QGP ausgelegt [Zaj02]. Neben hadronischen Signalen werden vor allem auch leptonische Signale aus der Frühphase der Kollision gemessen, so daß Informationen über den gesamten Verlauf der Reaktion zugänglich sind. Außerdem zielt das PHENIX-Experiment darauf hin, die Beiträge der Gluonen und Anti-Quarks zum Spin des Protons zu messen [Sai98].

In diesem Kapitel sollen der RHIC-Collider und die an diesem Beschleuniger durchgeführten Experimente kurz vorgestellt werden. Auf das PHENIX-Experiment wird dabei ausführlicher eingegangen.

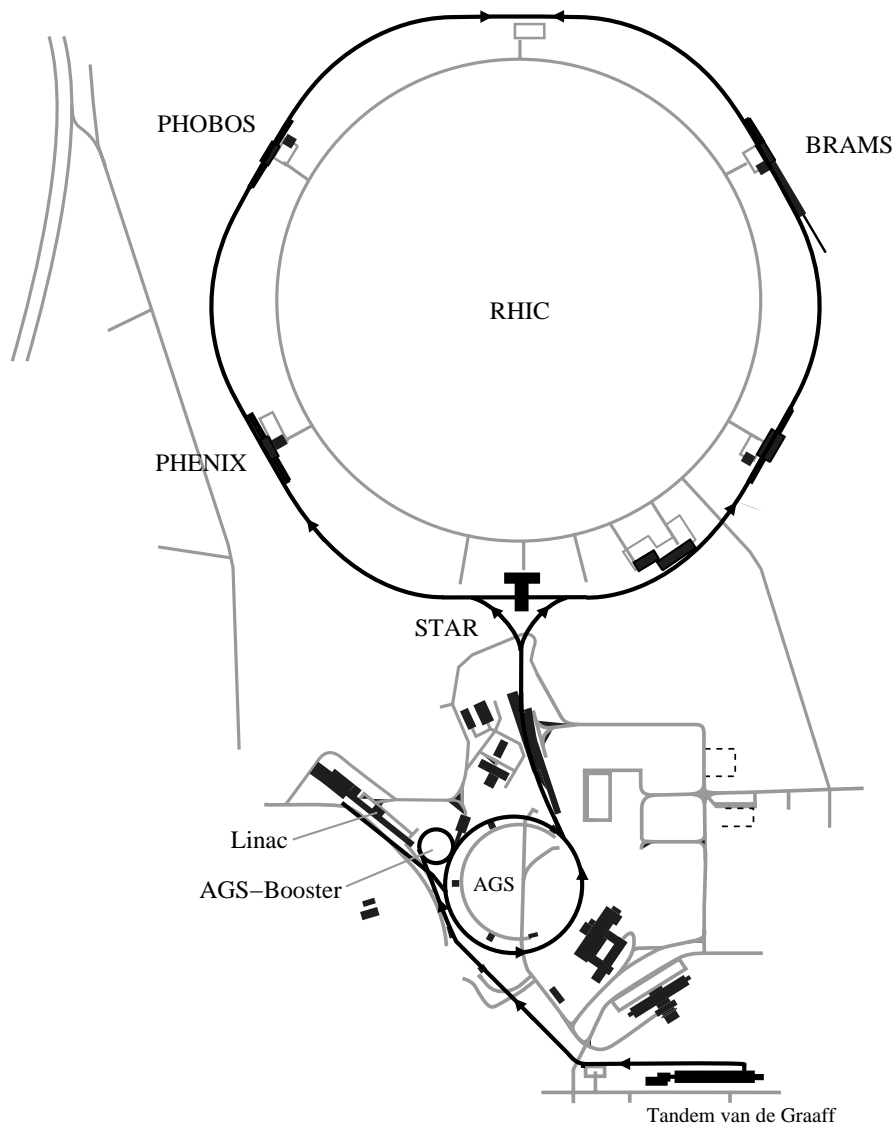
## 10.1 Der Relativistic-Heavy-Ion-Collider

Der *Relativistic Heavy Ion Collider* des Brookhaven National Laboratory (BNL) in den USA ist der erste Hadronen-Collider, der aus zwei unabhängigen Ringen besteht [Ros02]. Diese besitzen einen Umfang von jeweils 3.8 km und kreuzen sich an sechs Punkten, an denen die Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht werden können. Der RHIC ist so konstruiert, daß sich neben Schwerionen auch leichtere Kerne sowie polarisierte Protonen beschleunigen lassen. Die Teilchensorte kann in den beiden Ringen unabhängig gewählt werden. Die Strahlenergie läßt sich dabei über einen weiten Bereich variieren. Maximal werden, abhängig vom Verhältnis der Ladung zur Masse, 100 A GeV für Gold-Ionen und 250 GeV für Protonen erreicht. Da es sich beim RHIC im Unterschied zum SPS um einen Collider handelt<sup>2</sup>, wird die gesamte Energie der beiden gegenläufigen Strahlen in Kollisionsenergie umgesetzt. Die Design-Luminosität der Kollisionen beträgt  $2 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  für 100 A GeV  $Au + Au$ . Die Konstruktion des RHIC konnte im Jahre 1999 abgeschlossen werden.

---

<sup>1</sup>Pioneering High Energy Nuclear Interaction EXperiment

<sup>2</sup>Am SPS gibt es auch einen Collider-Modus für  $\bar{p} + p$ , aber nicht für die hier untersuchten schweren Ionen.



**Abbildung 10.1:** Grundriß des RHIC und der Vorbeschleuniger [Büs02] (nach [Hah02]). Der Weg der Teilchenstrahlen ist dunkel hervorgehoben. Die Strahlerzeugung wird im Text erläutert.

### 10.1.1 Strahlerzeugung

Abbildung 10.1 zeigt die Anordnung des RHIC und der drei Vorbeschleuniger Tandem, Booster und AGS<sup>3</sup>. Der *Tandem van de Graaff* beschleunigt  $Au^{-1}$ -Ionen aus einer gepulsten *Sputter*-Quelle auf etwa 1 A MeV. Auf dem Weg zum *Booster* wird die Elektronenhülle der Ionen durch *Stripping*-Folien teilweise abgestreift, so daß

<sup>3</sup>Alternating Gradient Synchrotron

man  $Au^{+32}$ -Ionen erhält. Im Booster wird der Strahl dann auf 100 A MeV beschleunigt und anschließend durch weiteres *Stripping* in  $Au^{+77}$ -Ionen umgewandelt. Im AGS erfolgt schließlich die Beschleunigung bis zur Injektions-Energie für den RHIC von 8.6 A GeV. Gleichzeitig werden die Strahlpulse zu sogenannten *bunches* von etwa  $1 \times 10^9$   $Au$ -Ionen pro *bunch* zusammengefaßt. Der Rest der Elektronenhülle wird dann auf dem Weg zum RHIC abgestreift, so daß man  $Au^{+79}$  erhält [Ros02].

Innerhalb einer Minute werden jeweils 56 *bunches* in die beiden Ringe des RHIC gefüllt [Hah02]<sup>4</sup>. Die Beschleunigung bis zur Maximalenergie dauert eine weitere Minute. Nach Erreichen der gewünschten Energie werden die beiden Strahlen für etwa zehn Stunden gespeichert und während dieser Zeit an den Kreuzungspunkten zur Kollision gebracht. Nach Ablauf dieser Zeitspanne ist die Intensität so gering, daß der RHIC von neuem mit Teilchen-*bunches* gefüllt wird.

### 10.1.2 Die RHIC-Experimente

Am RHIC gibt es zur Zeit vier Experimente, zwei große Experimente, PHENIX und STAR<sup>5</sup>, sowie zwei kleinere, PHOBOS und BRAHMS<sup>6</sup>. Sie setzen bei der Untersuchung der Hadronen-Kollisionen unterschiedliche Schwerpunkte und ergänzen sich gegenseitig. Die Experimente befinden sich an den Kreuzungspunkten der beiden Ringe des RHIC. Zwei der sechs Kreuzungspunkte sind zur Zeit noch ungenutzt und stehen für zukünftige Experimente zur Verfügung.

Der Schwerpunkt des **STAR**-Experiments ist die Messung der Hadronen-Produktion und das Studium globaler Observablen in Schwerionenreaktionen [Adl02]. Auf der Suche nach Signaturen des QGP sollen verschiedene Observablen auf der Basis einzelner Ereignisse korreliert werden. Daneben wird in ultra-peripheren Reaktionen auch die elektromagnetische Wechselwirkung der Kerne untersucht. Proton-Proton- und Proton-Kern-Kollisionen dienen zum Studium der Strukturfunktion, und in Kollisionen polarisierter Protonen wird die Spin-Struktur des Nukleons untersucht. Das Herzstück des STAR-Detektors ist eine Zeit-Projektionskammer (TPC). Zusammen mit dem Feld eines Solenoid-Magneten erlaubt sie die Spurverfolgung und die Impulsbestimmung geladener Teilchen. Durch Messung des Energieverlustes in der TPC können die Teilchen auch identifiziert werden.

Das **PHOBOS**-Experiment dient zur Charakterisierung der globalen Bedingungen, die in der Reaktionszone von Schwerionen-Kollisionen herrschen [Bac02]. Da-

<sup>4</sup>Vier der insgesamt 60 möglichen *bunches* bleiben aus technischen Gründen leer.

<sup>5</sup>Solenoidal Tracker At RHIC

<sup>6</sup>BRoad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers

bei steht die Suche nach seltenen Ereignissen im Vordergrund. Der Detektor ist so gebaut, daß er flexibel an neue, nicht vorhersehbare physikalische Anforderungen angepaßt werden kann. Er besteht aus Silizium-Pad-Detektoren, die den Kollisionspunkt fast vollständig umschließen und so die Messung der Multiplizität geladener Teilchen ermöglichen. Zusätzlich gibt es zwei Spektrometer-Arme, mit denen ein kleiner Bruchteil der produzierten Teilchen identifiziert werden kann.

Das **BRAHMS**-Experiment mißt die Produktion geladener Teilchen als Funktion des Transversalimpulses und der Rapidität [Vid94]. Dazu stehen zwei schwenkbare Spektrometer-Arme zur Verfügung, von denen der eine bei mittlerer Rapidität und der andere in Vorwärtsrichtung positioniert ist. Durch Variation der Position ermöglichen sie die systematische Untersuchung der Teilchenproduktion mit hoher Präzision.

## 10.2 Aufbau des PHENIX-Experiments

Der PHENIX-Detektor besteht aus zwei unterschiedlichen Spektrometern. Ein zentrales Spektrometer, das seinerseits aus zwei Armen besteht, mißt Hadronen und Leptonen bei mittlerer Rapidität (vgl. Abb. 10.2 o.). Zur Messung von Myonen in Vorwärtsrichtung wird ein Myon-Spektrometer eingesetzt, das ebenfalls aus zwei Armen gebildet wird (vgl. Abb. 10.2 u.). Neben den Spektrometern kommen sogenannte globale Detektoren zum Einsatz.

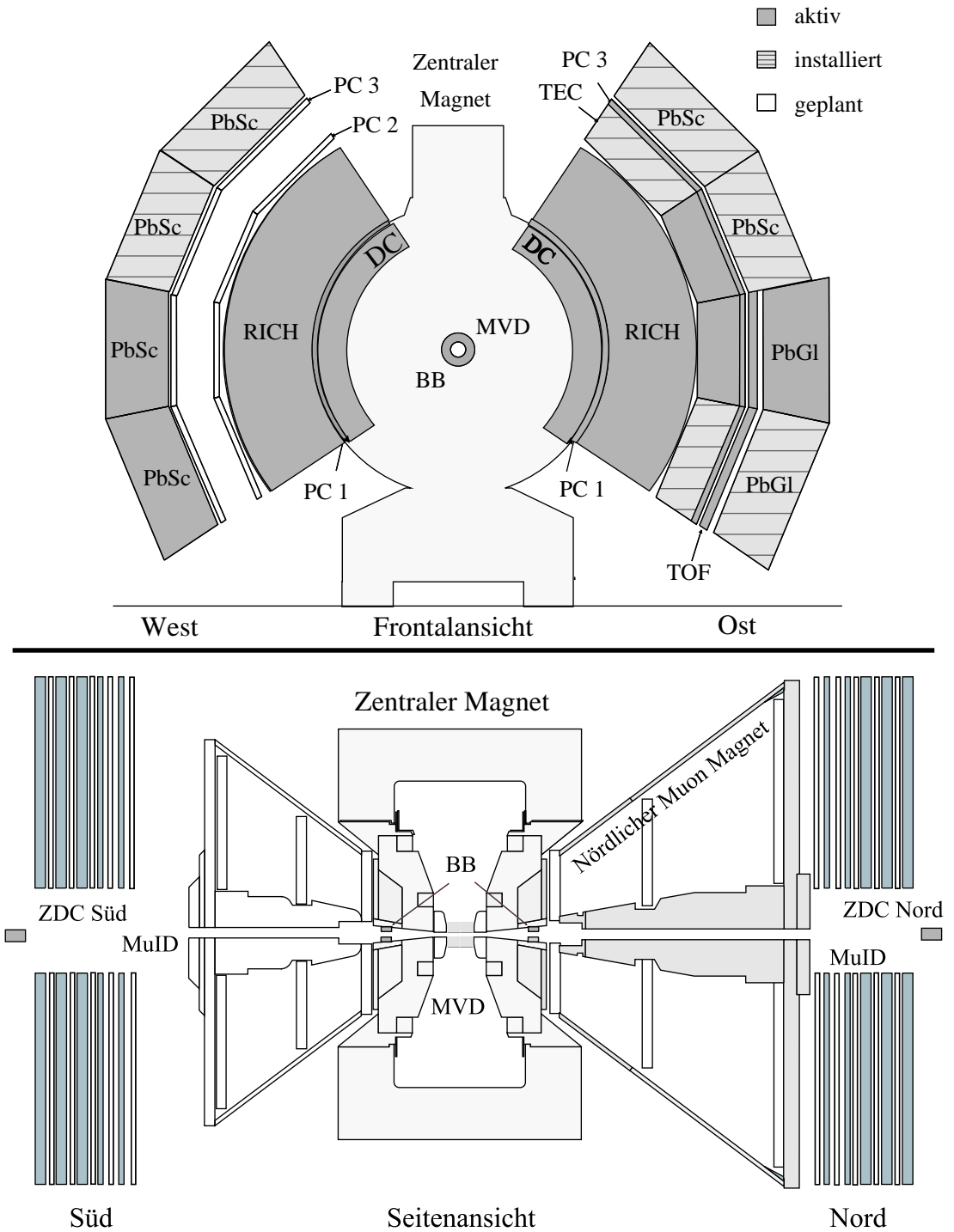
### 10.2.1 Das zentrale Spektrometer

Die beiden Arme des zentralen Spektrometers decken im Intervall  $|\eta| < 0.35$  jeweils einen Winkel von  $90^\circ$  in der transversalen Ebene ab. Entsprechend ihrer Lage relativ zur Strahlachse, deren Verlauf in etwa der Nord-Süd-Richtung folgt, werden die Arme als Ost- und West-Arm bezeichnet. Um eine Vielzahl unterschiedlicher Teilchensorten präzise zu messen, enthält das zentrale Spektrometer verschiedene Detektor-Komponenten, die wie Zwiebelschalen um den Kollisionspunkt angeordnet sind. Sie sind in Abb. 10.2 o. eingezeichnet<sup>7</sup>. Die einzelnen Detektoren werden im folgenden kurz vorgestellt.

Ein **zentraler Magnet** [Aro02] liefert ein axiales Feld in der Umgebung der Strahlachse, das geladene Teilchen in der x-y-Ebene ablenkt. Der Maximalwert des Feldintegrals beträgt 1.15 Tm. Das Feld nimmt nach außen stark ab, um die Messung des RICH-Detektors (s. u.) nicht zu stören. Der Magnet wiegt 421 Tonnen.

---

<sup>7</sup>Zur besseren Übersicht sind die Myon-Spektrometer in dieser Abbildung ausgeblendet.



**Abbildung 10.2:** Aufbau des PHENIX-Experiments in Frontal- und Seitenansicht. Die in der Strahlzeit 2000 zur Verfügung stehenden Komponenten sind dunkelgrau, die für die Strahlzeit 2001 vorgesehenen hellgrau gezeichnet.

Am nächsten zur Strahlachse befindet sich in beiden Armen eine **Driftkammer** (DC) [Ria98, Adc02c]. Sie mißt die Spur geladener Teilchen. Aus der Krümmung der Spur im Magnetfeld läßt sich der Impuls der Teilchen berechnen. Die Driftkammer überspannt in radialer Richtung den Bereich  $2.02 < r < 2.46$  m und deckt in Strahl-Richtung das Intervall  $z < \pm 80$  cm ab. Die Kammer teilt sich in 80 Zellen, die zylindrisch um die Strahlachse angeordnet sind. Die Zellen enthalten jeweils 40 Drahtebenen, die um einen kleinen Winkel gegeneinander verkippt sind, um eine dreidimensionale Spurrekonstruktion zu ermöglichen.

An die Driftkammer schließt sich nach außen jeweils eine **Pad-Kammer** (PC1) an [Nil99, Adc02c]. Es handelt sich um einen Gasdetektor, der durch *pads* der Größe  $8.45 \times 8.40$  mm<sup>2</sup> ausgelesen wird. Die *pads* legen den Kreuzungspunkt einer Teilchenspur mit der Detektorebene fest. Die Pad-Kammer bildet zusammen mit der Driftkammer eine Detektoreinheit zur Spurverfolgung im Innenbereich des zentralen Spektrometers bei starkem Magnetfeld.

Hinter den Pad-Kammern liegt jeweils ein zylindrisch geformter **Ring Imaging Čerenkov Detector** (RICH) [Aki99, Aki00, Aiz02]. Der RICH ist ein Schwellen-Čerenkov-Detektor und dient zur Identifizierung von Elektronen. Jeder der beiden gasgefüllten RHIC-Detektoren hat ein Volumen von 40 m<sup>3</sup> mit einem Eintrittsfenster von 8.9 m<sup>2</sup> und einem Austrittsfenster von 21.6 m<sup>2</sup>. Pionen mit einem Impuls unterhalb von 4.9 GeV erzeugen kein Signal im RICH, während Elektronen mit  $p > 18$  MeV im Gas-Radiator Čerenkov-Licht abstrahlen. Dieses wird durch dünne Spiegel auf Photovervielfacher fokussiert.

Der Westarm enthält noch eine weitere **Pad-Kammer** (PC2). Sie liegt hinter dem RICH in einem Abstand von  $r = 419$  cm von der Strahlachse. An dieser Stelle läßt sich mit *pads* der Größe  $14.25 \times 13.55$  mm<sup>2</sup> die gleiche Ortsauflösung erreichen wie in der weiter innen liegenden PC1.

Im Ostarm befindet sich hinter dem RICH eine **Zeit-Expansionskammer** (TEC) im Abstand  $423 < r < 488$  cm von der Strahlachse [Ros99, Adc02c]. Sie enthält vier Drahtebenen und liefert eine zweidimensionale Spurinformaton in der  $x$ - $y$ -Ebene. Durch die Messung von  $dE/dx$  trägt die TEC zur Elektron-Pion-Identifizierung bei. Außerdem erhöht sie in Kombination mit der DC die Impulsauflösung für Teilchen mit hohem Transversalimpuls.

Eine weitere **Pad-Kammer** (PC3) befindet sich in einem Radius von  $r = 490$  cm. Sie wurde bisher nur im Ostarm installiert. Die Größe der *pads* beträgt hier  $16.7 \times 16.0$  mm<sup>2</sup>. PC1, TEC und PC3 bilden zusammen eine Einheit von Spurdetektoren im Außenbereich des zentralen Spektrometers bei schwachem Magnetfeld.

In einem Teil des Ostarms schließt sich bei  $r = 510$  cm eine **Flugzeitwand** (TOF) an die Pad-Kammer an [Aiz02]. Das Flugzeitsignal erlaubt in Kombination mit der Impulsmessung der Spurdetektoren eine Identifizierung der gemessenen Teilchen. Der TOF-Detektor besteht aus 960 Plastik-Szintillatoren, die in  $r$ - $\phi$ -Richtung orientiert sind und an beiden Enden durch Photovervielfacher ausgelesen werden. Auf diesem Weg erhält man neben der Flugzeit auch die longitudinale Position der Teilchen auf dem Szintillator. Dieser TOF-Detektor und der TOF-Detektor im zweiten Spektrometer-Arm des WA98-Experiments (vgl. Abschnitt 4.1.4) sind von sehr ähnlicher Bauart.

Hinter dem TOF-Detektor befinden sich bei  $r = 540$  cm zwei Sektoren des **Bleiglaskalorimeters** (PbGl), das bereits im WA98-Experiment eingesetzt wurde [Pei96, Aph02]. Aufgrund seiner Bedeutung für diese Arbeit wird es in Abschnitt 10.3 gesondert behandelt.

Die obere Hälfte des Ostarms wird nicht durch TOF- und Bleiglasdetektor abgedeckt. Hier befinden sich direkt hinter der PC3 bei  $r = 510$  cm zwei Sektoren eines **Blei-Szintillator-Detektors** (PbSc) [Dav97, Aph02]. Der gleiche Detektor bildet auch im West-Arm den Abschluß des zentralen Spektrometers. Der PbSc- und der PbGl-Detektor fügen sich zum **elektromagnetischen Kalorimeter** (EMCal) zusammen. Auf den PbSc wird in Abschnitt 10.3 ebenfalls näher eingegangen.

## 10.2.2 Das Myon-Spektrometer

Das Myon-Spektrometer wird zur Messung von Myonen in Vorwärtsrapidität ( $1.1 < |\eta| < 2.4$ ) eingesetzt [Aki02]. Mit seiner Hilfe kann die Produktion von Vektor-Mesonen, beispielsweise dem  $J/\Psi$ , die in ein  $\mu^+\mu^-$ -Paar zerfallen, oder der Drell-Yan-Prozeß untersucht werden. Einzelne Myonen mit hohem Transversalimpuls liefern Informationen über die Produktion schwerer Quarks und von  $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Bosonen. Die Bosonen geben in Kollisionen polarisierter Protonen Auskunft über den Beitrag von Gluonen zum Spin des Protons.

Jeder Arm des Myon-Spektrometers besteht aus einem **Myon-Tracker** ( $\mu$ Tr) und einem **Myon-Identifizierer** ( $\mu$ ID), welche jeweils den vollen Azimutalwinkel abdecken. Beide Spektrometerarme sind analog aufgebaut. Die Myon-Tracker öffnen sich vom Kollisionspunkt aus trichterförmig um die Strahlachse (vgl. Abb. 10.2 u.)<sup>8</sup>. Sie enthalten Magneten, die ein radiales Feld liefern. Zur präzisen Verfolgung der Teilchenspuren werden jeweils drei Kathodenstreifen-Kammern (CSC) im Abstand  $z_1 = \pm 160$  cm,  $z_2 = \pm 300$  cm und  $z_3 = \pm 460$  cm vom Vertex-Punkt eingesetzt.

<sup>8</sup>Zur besseren Übersicht ist das zentrale Spektrometer in dieser Abbildung ausgeblendet.

Die Myon-Identifizierer schließen sich nach außen an die Myon-Tracker an. Sie bestehen aus sechs Absorberplatten aus Stahl, die abwechselnd mit Streamer-Tube-Detektoren geschichtet sind. Durch die Absorberplatten werden Pionen und Kaonen so stark unterdrückt, daß man zu 99.9 % Myonen mißt. Durch die Unterdrückung gehen gleichzeitig Myonen unterhalb einer Energieschwelle von 1.9 GeV verloren. Um die identifizierten Myonen den im Myon-Tracker gemessenen Spuren zuzuordnen, kommen die Myon-Identifizierer mit einer größeren Ortsauflösung aus als die Myon-Tracker. Die Myon-Identifizierer sind mit einer Höhe von 10.18 m die größten Detektoren des PHENIX-Experiments.

### 10.2.3 Globale Detektoren

Zur globalen Charakterisierung der Reaktionen werden drei verschiedene Detektoren eingesetzt, ein **Beam-Beam-Counter** (BBC) [Ike98, All02], ein **Null-Grad-Kalorimeter** (ZDC) [Whi98, Adl01b] und ein **Multiplicity-Vertex-Detektor** (MVD) [Ben99, All02]. Der BBC besteht aus einem Paar identischer Detektoren, die sich zu beiden Seiten des Kollisionpunkts in einem Abstand  $z = \pm 144$  cm befinden. Er mißt die Flugzeit von Teilchen mit hohem Longitudinalimpuls ( $3.0 < |\eta| < 3.9$ ), um Zeitpunkt und Ort der Kollision festzulegen. Das Signal des Detektors geht außerdem in die Trigger-Entscheidung ein. Jeder der beiden BBC-Detektoren besteht aus einem Quarz-Čerenkov-Radiator, der von 64 Photovervielfachern ausgelesen wird.

Das ZDC setzt sich ebenfalls aus einem Paar gleicher Detektoren zusammen, die in einer Entfernung vom Kollisionspunkt von  $z = \pm 18.25$  m entlang der Strahlachse positioniert sind. Das ZDC mißt die Energie ungebundener Neutronen, die durch die Kollision nicht abgelenkt werden, in einem sehr kleinen Winkelbereich ( $\theta < 2$  mr). Das ZDC ist in die Trigger-Entscheidung eingebunden und wird zur Bestimmung der Zentralität der Reaktion eingesetzt. Aus der Zeitdifferenz zwischen den Signalen der beiden Detektoren wird der Vertex-Punkt bestimmt. Als hadronisches Kalorimeter besteht das ZDC jeweils aus drei Modulen einer Tiefe von  $2\lambda_{had}$ . Jedes Modul wird durch einen Photovervielfacher ausgelesen. Baugleiche ZDC's kommen in allen vier RHIC-Experimenten zum Einsatz.

Der MVD ist ein hochsegmentierter Silizium-Detektor. Er mißt die Multiplizität geladener Teilchen, legt den Vertex-Punkt mit großer Genauigkeit fest und wird als Trigger-Detektor eingesetzt. Der Detektor deckt ein großes Intervall der Pseudorapidität ( $-2.64 < \eta < 2.64$ ) und den vollen Azimutalwinkel ab. Durch die große Akzeptanz werden Messungen auf Basis einzelner Ereignisse ermöglicht. Der MVD wird aus vier Teilen gebildet: zwei konzentrischen Zylindern ( $-32 < z < 32$  cm) und



Szintillator	Polystyrol mit (1.5 % PTP / 0.01 % POPOP), 4 mm
Absorber	Pb, 1.5 mm
<i>Tower</i> -Querschnitt	$5.535 \times 5.535 \text{ cm}^2$
Modulquerschnitt	$11.4 \times 11.4 \text{ cm}^2$
Aktive Modullänge	375 mm
Anzahl der Zellen	66
Zellenstärke	5.6 mm (0.277 $X_0$ )
Photovervielfacher	FEU115M, MELS, Russland, 30 mm
Wellenlängenschiebender Lichtleiter	BCF-99-29a, 1 mm
Energieauflösung	$8.2\% / \sqrt{E[\text{GeV}]} + 1.9\%$
Lichtausbeute	$\sim 12500$ Photonen/GeV

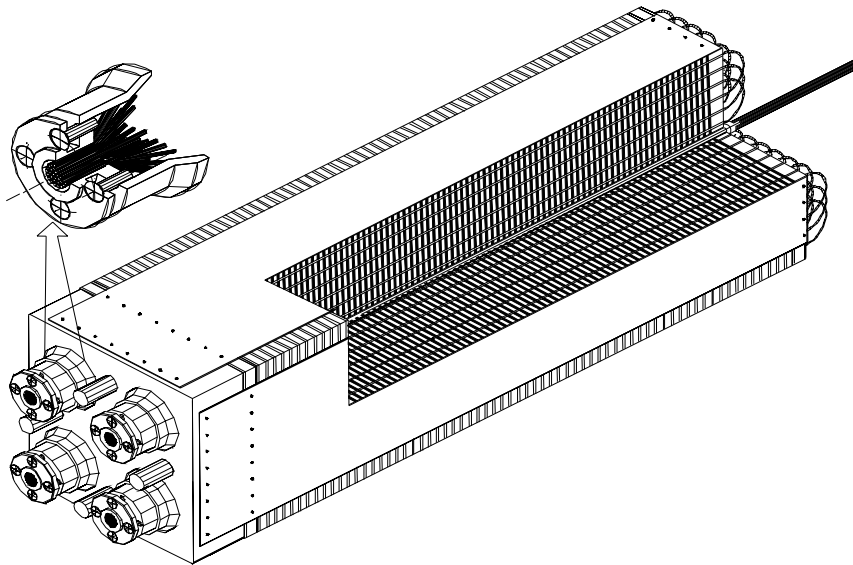
**Tabelle 10.1:** Kenndaten eines Bleiszintillatormoduls.

zwei Endkappen. Jeder der Zylinder besteht aus sechs Schichten mit je 12 Platten aus Silizium-Streifen-Detektoren. Die scheibenförmigen Endkappen enthalten jeweils sechs Silizium-Pad-Wafers, die ihrerseits in 252 *pads* unterteilt sind. Der MVD kam in der Strahlzeit im Jahr 2000 noch nicht zum Einsatz. Voll ausgerüstet, wird er 35000 Auslesekanäle besitzen.

## 10.3 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das **elektromagnetische Kalorimeter** (EMCal) mißt Energie und Ort von Photonen und Elektronen und ermöglicht auf diesem Weg die Bestimmung des Impulses [Aph02]. Das Flugzeitsignal des Detektors ermöglicht in Kombination mit der Impulsmessung der Spurdetektoren die Identifizierung geladener Teilchen im zentralen Spektrometer. Außerdem liefert das Kalorimeter ein Triggersignal für seltene Ereignisse mit hoher Multiplizität oder transversaler Energie und für Ereignisse, die einzelne hochenergetischen Photonen enthalten.

Das Kalorimeter deckt die volle Akzeptanz der beiden Arme des zentralen Spektrometers von  $70^\circ \leq \theta \leq 110^\circ$  und jeweils  $\Delta\phi = 90^\circ$  ab. Es besteht aus zwei Detektoren unterschiedlicher Bauweise, einem **Bleiglasdetektor** (PbGl), der bereits im WA98-Experiment eingesetzt wurde, und einem **Bleiszintillator-Detektor**



**Abbildung 10.3:** Aufriß eines PbSc-Moduls. Man erkennt die Stapelung der Szintillator- und *Pb*-Plättchen, das Lichtleiterauslesesystem mit Faserbündelung (vorne links) und den durchlässigen Lichtleiter zur Lasereinkopplung in der Modulmitte.

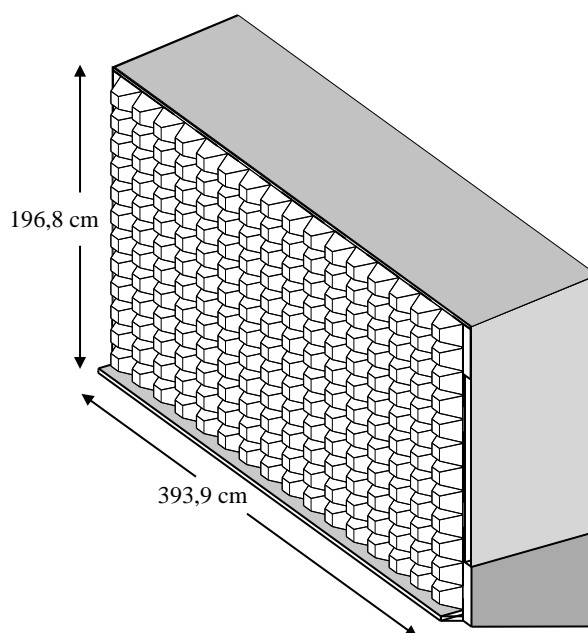
(PbSc). Beide Detektoren sind hochsegmentiert und besitzen eine sehr gute Orts-Energie- und Zeitauflösung. Insgesamt werden 24768 Kanäle ausgelesen. Zur Strahlzeit 2000 standen allerdings nur zwei PbSc-Sektoren im West- und ein PbGI-Sektor im Ostarm zur Verfügung.

### 10.3.1 Der Bleiszintillator-Detektor

Der PbSc-Detektor ist ein *Sampling*-Kalorimeter aus sich abwechselnden Bleiabsorber- und Plastiksintillatorplatten, die durch Lichtleiter ausgelesen werden. Die 15552 einzelnen Detektoreinheiten (*Tower*) decken eine Gesamtfläche von 48 m<sup>2</sup> ab. Kenndaten des PbSc sind in Tabelle 10.1 zusammengefaßt.

Die Grundeinheit des Detektors bildet ein Modul, das vier optisch getrennte *Tower* umfaßt. Der Aufriß eines Moduls ist in Abb. 10.3 dargestellt. Jede Szintillatorschicht eines Moduls besteht aus vier identischen Plättchen mit 36 Löchern für Auslese-Lichtleiter. Diese durchqueren die *Tower* jeweils zweimal und werden an beiden Enden durch Photovervielfacher ausgelesen. Auf diese Weise wird die Abhängigkeit des Signals von der Schauertiefe im Modul herabgesetzt.

Eine Ecke der Szintillator-Plättchen ist abgeflacht, so daß beim Zusammensetzen der Plättchen in der Mitte ein Durchgang für einen weiteren Lichtleiter bleibt. Dieser



**Abbildung 10.4:** Schematische Darstellung eines der beiden PbGl-Sektoren mit  $12 \times 16$  Supermodulen und Trägerkonstruktion. Das Bild gibt die Implementierung des Sektors in einer GEANT-Computersimulation des PHENIX-Experiments wieder [Büs02].

dient zur Einkopplung von Licht eines YAG-Lasers, das als Referenzsignals dient. Jeweils vier Szintillatorplättchen bilden zusammen mit einem Absorberplättchen eine Zelle. Ein Stapel aus 66 Zellen wird zu einem Modul verschweißt.  $6 \times 6$  Module bilden eine mechanische Einheit, die Supermodul genannt wird. Jeder Sektor besteht aus  $6 \times 3$  Supermodulen.

### 10.3.2 Der Bleiglas-Detektor

Für den PbGl-Detektor wurde ein Teil des in Abschnitt 4.2 beschriebenen LEDA-Detektors des WA98-Experiments in veränderter geometrischer Anordnung wiederverwendet. Durch die kompakte Bauweise konnten die Supermodule neu kombiniert werden, ohne daß die Kalibration verloren ging. Beide Sektoren bestehen nun aus  $16 \times 12$  Supermodulen (vgl. Abb. 10.4), so daß der PbGl insgesamt 9216 Auslesekanäle besitzt.

Im PHENIX-Experiment wird eine neu entwickelte Ausleseelektronik eingesetzt, die für den PbSc- und PbGl-Detektor gemeinsam entwickelt wurde und auch in weiteren Detektoren des Experiments Verwendung findet. Ihr Design baut auf der im LEDA-Detektor des WA98-Experiment eingesetzten Technologie auf [You94].

Die Ausleseelektronik ist auf sogenannten Frontend-Karten (*Front End Electronics*, FEE) untergebracht. Ein FEE liest 144 ADC-Kanäle aus. Für den PbGI-Detektor sind das sechs Supermodule, im Fall des PbSc-Detektors kann ein FEE genau ein Supermodul auslesen.

Wie im WA98-Experiment spaltet die Ausleseelektronik das Signal eines Photovervielfachers in zwei Signale auf, die unterschiedlich verstärkt werden. Dadurch wird die Auflösung bei niedrigen Signalen erhöht. Das Verhältnis der beiden Verstärkungsfaktoren wurde im Vergleich zum WA98-Experiment von 8 auf 16 erhöht.

Auch das aus dem WA98-Experiment übernommene Prinzip der analogen Zwischenspeicherung der Signale, bis eine positive Triggerentscheidung gefällt wird, kommt in der PHENIX-Elektronik wieder zum Einsatz. Die Zahl der Speicherzellen (AMU<sup>9</sup>) wurde von 16 auf 64 erhöht.

Die AMUs sind Kondensatoren, in denen die Signale als Ladungsmenge gespeichert werden. Um den ADC auf das nächste Ereignis vorzubereiten, wird ständig ein Teil der Ladung abgeführt. Auf eine Korrektur dieses Effekts, wie sie in [Blu98] beschrieben wird, kann im PHENIX-Experiment verzichtet werden, da die Zeitkonstante des Ladungsabfalls im Vergleich zum WA98-Experiment erhöht wurde.

Die gesamte FEE des PHENIX-Experiments ist mit dem Takt der *beam clock* des RHIC von 9.34 MHz synchronisiert. Dieses Zeitsignal wird an alle RHIC-Experimente verteilt. Die *beam clock* legt den Zeittakt fest, in dem sich die *bunches* der beiden Teilchenstrahlen des RHIC kreuzen.

---

<sup>9</sup>Analog Memory Unit

# 11. Analyse der PHENIX-Daten

Die mit dem Bleiglasdetektor gemessenen Daten müssen vor Beginn der eigentlichen Analyse zu physikalischen Informationen verarbeitet werden. Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die dazu notwendigen Schritte.

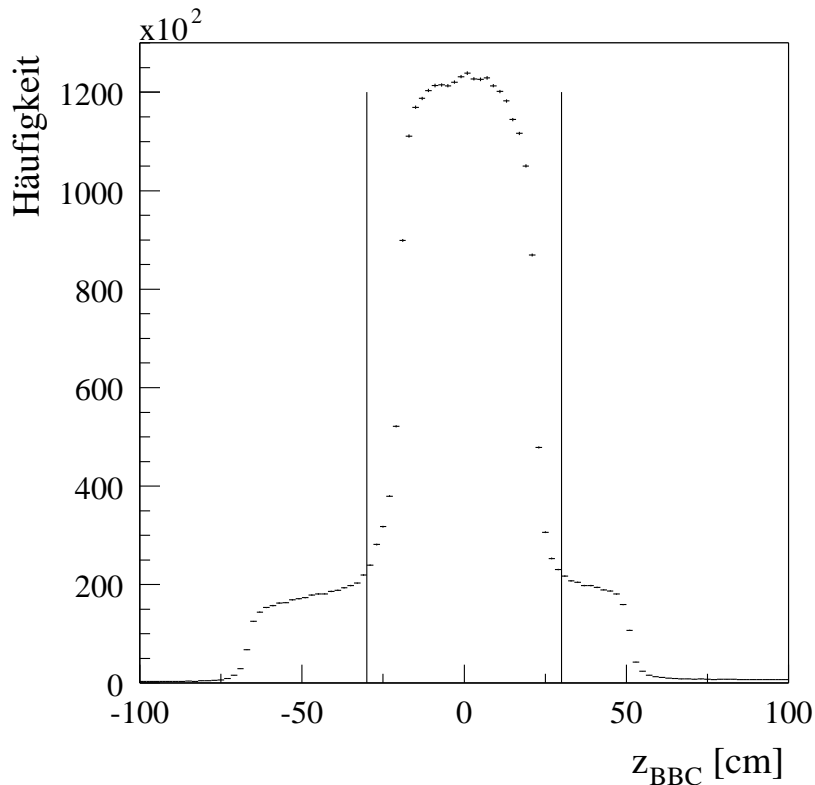
Bevor die ADC-Signale der Ausleseelektronik in Energieäquivalente umgerechnet werden können, muß eine Reihe von Anpassungen und Korrekturen vorgenommen werden, die sich aus der Arbeitsweise der Ausleseelektronik ergeben. Eine ausführliche Darstellung der dazu erforderlichen Schritte findet sich in [Büs02].

Aus den Energiesignalen der einzelnen Module werden als nächstes Energie und Ausdehnung der Teilchenschauer rekonstruiert. Dazu werden räumlich zusammenhängende Module zu Clustern zusammengefaßt. Zur Rauschunterdrückung werden nur Module zu einem Cluster zugelassen, deren Energiewerte bestimmte Schwellen überschreiten. Da im PHENIX-Experiment eine neue Ausleseelektronik eingesetzt wird, mußten die im WA98-Experiment verwendeten Cluster-Schwellen verändert werden [Mer00] (vgl. Abschnitt 5.2.2). Wegen der geänderten Cluster-Schwellen mußten auch die Korrekturen von Nichtlinearitätseffekten in der Antwort des Detektors angepaßt werden [Kle00]. Die Modifikationen der Cluster-Analyse sind in [Büs02] zusammengefaßt.

Die Kalibration des Bleiglasdetektors im PHENIX-Experiment kann im wesentlichen aus dem WA98-Experiment übernommen werden. Aufgrund des langen Zeitraums seit dem letzten Einsatz des Detektors muß die Kalibration des Kalorimeters allerdings noch einmal überprüft werden. Darauf wird in Abschnitt 11.3 eingegangen.

Wie im WA98-Experiment werden die Unterschiede zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern zur Identifizierung von Photonen ausgenutzt. Die Besonderheiten der Teilchen-Identifizierung im PHENIX-Experiment werden in Abschnitt 11.4 behandelt.

Vorab werden in den Abschnitten 11.1 und 11.2 allgemeine Kriterien zur Auswahl geeigneter Ereignisse und deren Einteilung entsprechend der Zentralität der Reaktion diskutiert.

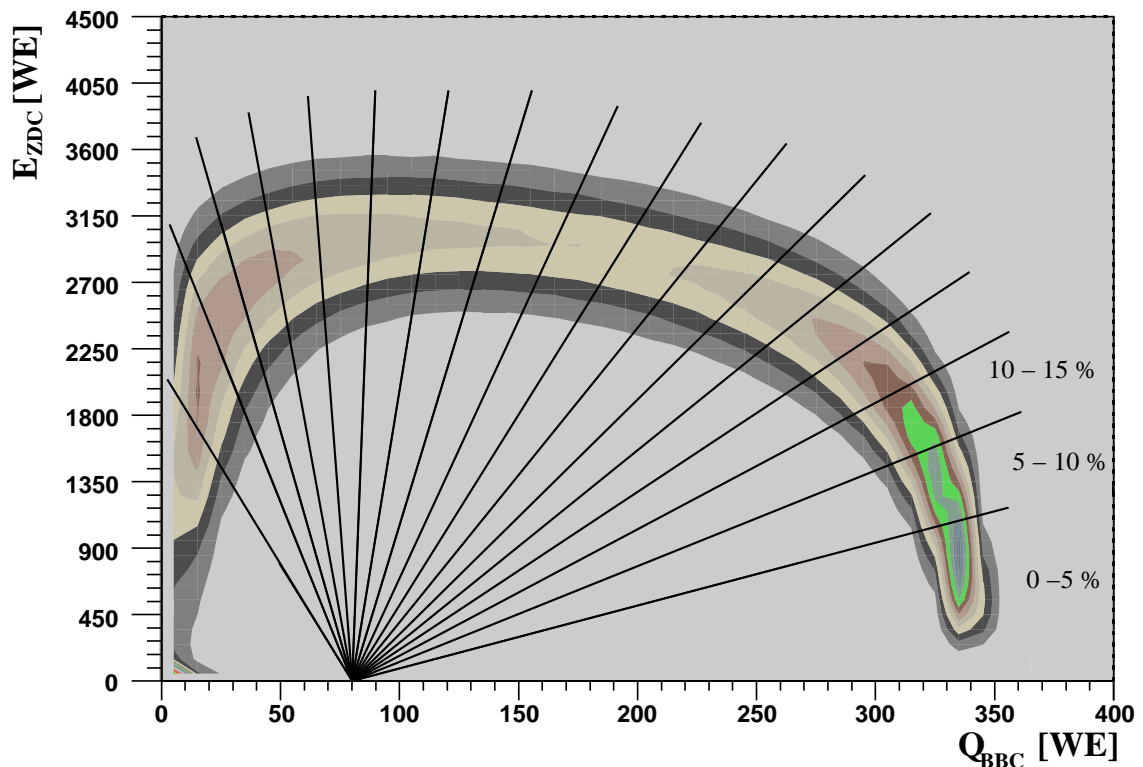


**Abbildung 11.1:** Verteilung der mit dem BBC gemessenen  $z$ -Koordinate der Vertex-Position. Das Intervall der in der Analyse zugelassenen Positionen mit  $|z_{vertex}| < 30$  cm ist durch senkrechte Linien angedeutet.

## 11.1 Auswahl der Ereignisse

Die in den folgenden Kapiteln vorgestellte  $\pi^0$ -Analyse beruht auf der Auswertung von Daten der ersten RHIC-Strahlzeit im Jahr 2000. Am 15. Juni 2000 konnten die ersten  $Au + Au$ -Kollisionen im PHENIX-Experiment beobachtet werden. Nach einer Anfangsphase bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 70$  GeV pro Nukleonpaar wurde die Energie des Beschleunigers auf  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV erhöht. In dieser Arbeit wird ausschließlich der bei  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV gemessene Datensatz verwendet.

Zu Beginn der Analyse werden die aufgezeichneten Daten auf ihre Verwendbarkeit für die  $\pi^0$ -Analyse geprüft. *Runs*, bei denen technische Probleme auftraten, oder bei denen zu Testzwecken besondere Einstellungen vorgenommen wurden, werden von der Analyse ausgeschlossen. Um eine möglichst hohe Statistik zu erhalten, werden sowohl Ereignisse mit ein- wie mit ausgeschaltetem zentralen Magneten benutzt.



**Abbildung 11.2:** Energiesignal des ZDC als Funktion des Ladungssignals des BBC in willkürlichen Einheiten (WE). Die Linien deuten die Einteilung der Ereignisse in Zentralitätsklassen an.

Außerdem soll sichergestellt werden, daß der Vertex der Kollision in einem bestimmten Bereich der Wechselwirkungszone der beiden Teilchenstrahlen des RHIC liegt. Bereits während der Messung wurde dieser Bereich durch das Trigger-Signal des BBC eingeschränkt. Abbildung 11.1 zeigt die Verteilung der mit dem BBC gemessenen Vertex-Positionen entlang der Strahlachse. Liegt der Vertex-Punkt außerhalb des Intervalls  $|z| < 30$  cm, werden die in der Reaktion produzierten Teilchen teilweise durch den zentralen Magneten abgeschirmt. Die Analyse wird daher auf Ereignisse aus diesem Intervall beschränkt. Es verbleiben dann etwa 2.8 Millionen Ereignisse für die weitere Auswertung.

## 11.2 Zentralitätbestimmung

Mit abnehmendem Stoßparameter nimmt die Energiedichte der Reaktion zu. Ein Phasenübergang der Kernmaterie wird deshalb vor allem für zentrale Reaktionen

erwartet. Die ausgewählten Ereignisse werden daher in Zentralitätsklassen eingeteilt, die separat untersucht werden.

Im PHENIX-Experiment wird die Zentralität einer Reaktion aus einer Kombination des ZDC- und des BBC-Signals bestimmt. Der BBC mißt die Multiplizität der Teilchen im Intervall  $3.0 < |\eta| < 3.9$ , der ZDC mißt die Energie der freien Neutronen, die nicht durch die Kollision abgelenkt werden (vgl. Abschnitt 10.2.3). Abbildung 11.2 zeigt das Energiesignal des ZDC als Funktion des Ladungssignals des BBC. Je zentraler eine Reaktion ist, desto größer ist die Multiplizität und damit auch die im BBC gemessene Ladung.

Die Abhängigkeit des ZDC-Signals von der Zentralität ist komplizierter: Kommt es im Kreuzungsbereich der beiden RHIC-Strahlen nicht zu einer Kollision, werden die Strahlteilchen von den RHIC-Magneten um das ZDC herumgelenkt und wieder in den Beschleuniger geleitet. In ultra-peripheren Reaktionen, in denen die Strahlteilchen nur elektromagnetisch miteinander wechselwirken, werden die Kerne bereits zur Emission von Neutronen angeregt, die auf das ZDC treffen. Das ZDC kann deshalb auch als Trigger für diese ultra-peripheren Reaktionen eingesetzt werden. In Reaktionen, die durch die starke Wechselwirkung bestimmt werden, entstehen ausserhalb des geometrischen Überlappbereichs der Kerne Verdampfungsneutronen aus den *Spectator*-Teilchen. Die Verdampfungsneutronen werden nicht von den RHIC-Magneten abgelenkt und treffen somit das ZDC. Die Fragmentation des *Spectator*-Bereichs nimmt mit zunehmender Zentralität der Reaktion mehr und mehr zu, so daß mehr Verdampfungsneutronen emittiert werden und das ZDC-Signal ansteigt. Nimmt die Zentralität weiter zu, wird die Zahl der *Spectators* schließlich so klein, daß das ZDC-Signal wieder abnimmt. Für sich allein genommen, erlaubt das ZDC-Signal also keine eindeutige Bestimmung der Zentralität. In Kombination mit dem BBC trägt das ZDC jedoch zur Verbesserung der Zentralitätsbestimmung bei. Dies gilt vor allem in peripheren und zentralen Reaktionen, wo das ZDC-Signal stärker von der Zentralität abhängt als das BBC-Signal.

Um aus dem BBC-ZDC-Bild eine Einteilung der Ereignisse in Zentralitätsklassen zu erhalten, wird für jedes Ereignis der Winkel  $\phi$  der Signale ( $BBC, ZDC$ ) des Ereignisses relativ zu einem festen Punkt ( $BBC_0, ZDC_0$ ) im BBC-ZDC-Bild berechnet:

$$\tan \phi = \frac{(BBC - BBC_0)/BBC_{max}}{(ZDC - ZDC_0)/ZDC_{max}}, \quad (11.1)$$

mit  $BBC_{max} = 400$  und  $ZDC_{max} = 4500$ . Die Winkelverteilung aller Ereignisse wird in 5%-Schritten in einzelne Klassen des geometrischen Wirkungsquerschnitts unterteilt. Je nach Winkel definiert sich dann die Zentralitätsklasse eines Ereignisses. Die Grenzen zwischen den Klassen sind in Abbildung 11.2 eingezeichnet.



Klasse	% $\sigma_{geo}$	$N_{coll}$
zentral	0–10 %	$905 \pm 96$
peripher	60–80 %	$20 \pm 6$

**Tabelle 11.1:**  $N_{coll}$ -Werte für die beiden untersuchten Zentralitätsklassen. Für das Verhältnis gilt:  $N_{coll}^{cen}/N_{coll}^{per} = 45 \pm 13$ .

Die Wahl des Bezugspunkts ( $BBC_0, ZDC_0$ ) ergibt sich aus einer Simulation der BBC- und ZDC-Signale für festgehaltene Werte des Stoßparameters [Kel00]. In der Simulation erhält man für jeden Wert des Stoßparameters eine Verteilung im BBC-ZDC-Bild, deren Orientierung durch einen Strahl beschrieben werden kann. Die Strahlen scheinen sich im Punkt  $(0.2 \cdot BBC_{max}, 0)$  zu treffen.

Für jede Zentralitätsklasse wird die Zahl der Nukleon-Nukleon-Kollisionen in einer Glauber-Rechnung bestimmt [Rey01]. Die Glauber-Rechnung beruht auf einem geometrischen Modell, in dem sich die Nukleonen auf geradlinigen Trajektorien bewegen. Wechselwirkungen zwischen den Nukleonen werden durch einen festen Wirkungsquerschnitt beschrieben, der sich auch nach einer Wechselwirkung nicht ändert. Die  $N_{coll}$ -Werte für die hier untersuchten Zentralitätsklassen sind in Tabelle 11.1 angegeben.

## 11.3 Kalibration

Zur Kalibration des Bleiglasdetektors im PHENIX-Experiment wurde auf Ergebnisse der in Kap. 5.2.1 beschriebenen Teststrahlzeit am CERN für den Einsatz des Detektors im WA98-Experiment zurückgegriffen<sup>1</sup>. Die Übertragung der Kalibration auf das PHENIX-Experiment ist in [Büs02] dokumentiert. Aufgrund des langen Zeitraums seit dem letzten Einsatz des Detektors im WA98-Experiment im Jahr 1996 und der ersten PHENIX-Strahlzeit im Jahr 2000 mußte die Kalibration des Kalorimeters allerdings noch einmal überprüft werden. Gleichzeitig konnte dabei die korrekte Zuordnung der einzelnen Kanäle des Referenzsystems und der ADC-Ausleseelektronik sichergestellt werden. Zeitliche Änderungen der Kalibration wer-

<sup>1</sup>Da am RHIC, insbesondere in  $p+p$ -Kollisionen, Teilchen höherer Energie produziert werden als am SPS, wurde in einer weiteren Teststrahlzeit am CERN, vor Beginn der Messungen am RHIC, das Antwortverhalten der Bleiglasmodule auch im Energiebereich bis 80 GeV untersucht [Awe02b, Büs02, Mex99].

den wie im WA98-Experiment durch ein Referenzsystem überwacht (vgl. Kap. 4.2.2). Um die Kalibration des Detektors weiter zu optimieren, wurde eine relative Angleichung der Verstärkungsfaktoren der einzelnen Module untereinander und eine absolute Anpassung des Signals durch Vergleich der rekonstruierten zur tatsächlichen Masse des  $\pi^0$  durchgeführt:

Eine Beschreibung der relativen Kalibration findet sich in [Vol01]. Die Energiespektren der einzelnen Module werden durch Exponentialfunktionen parametrisiert:

$$\frac{dN}{dE} \sim \exp\left(-\frac{E}{T}\right). \quad (11.2)$$

Das Anpassungsintervall wird dabei durch zwei Energiewerte definiert, bei denen das Spektrum auf festgelegte Bruchteile des Maximalwerts abgefallen ist. Die inversen Steigungsparameter  $T$  der Anpassungsfunktionen ergeben eine Verteilung, die im allgemeinen asymmetrisch ist. Der häufigste Wert  $T_{peak}$  der Verteilung wird als Zielwert festgelegt. Werden die Energiesignale der einzelnen Module mit dem Faktor  $f = T_{peak}/T$  korrigiert, besitzen nach der Korrektur alle Spektren dieselbe inverse Steigung  $T_{peak}$ . Der mittlere Kalibrationsfaktor wird durch die Korrektur nicht verändert. Die relative Kalibration wird iterativ durchgeführt, bis die individuellen Steigungsparameter  $T$  konvergieren.

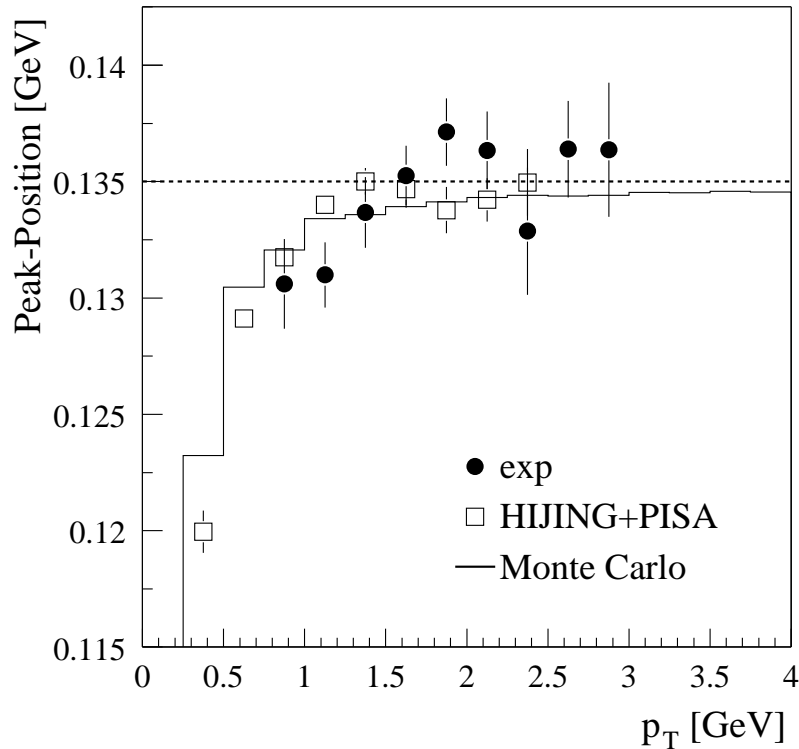
Mit zunehmendem Einfallswinkel erstreckt sich ein Schauer über eine steigende Zahl von Modulen. Der Anteil der Energie, den ein einzelnes Modul erhält, nimmt dabei ab. Daher sind die Steigungsparameter der Energiespektren vom Einfallswinkel abhängig, der sich aus der Position eines Moduls relativ zum Vertexpunkt ergibt. Die Korrekturfaktoren müssen diese Winkelabhängigkeit berücksichtigen: Es wird die Funktion

$$f(\vartheta) = a \cdot \exp(b \cdot \vartheta) + c \quad (11.3)$$

an die Winkelabhängigkeit der Korrekturfaktoren angepaßt. Die Korrekturfaktoren werden dann auf die angepaßte Winkelabhängigkeit normiert, so daß der mittlere Korrekturfaktor, unabhängig vom Einfallswinkel, eins ergibt.

Kann für ein Modul kein Korrekturfaktor bestimmt werden, wird es in der Analyse nicht berücksichtigt. Außerdem werden Cluster verworfen, deren Schwerpunkt an ein solches Modul angrenzt. Da sich Cluster in der Regel auf mehr als ein Modul erstrecken, würde sonst das Energiesignal verfälscht. Aus dem gleichen Grund werden auch Cluster in den Randmodulen des Detektors von der Analyse ausgeschlossen.

Ein Vergleich der rekonstruierten mit der tatsächlichen Masse des  $\pi^0$  von 135 MeV ergab, daß die gemessene Energie mit einem zusätzlichen Faktor 1.152 skaliert werden mußte. Es konnte nicht geklärt werden, warum diese Skalierung der



**Abbildung 11.3:** Vergleich der  $p_T$ -Abhängigkeit der  $\pi^0$ -Peak-Position in peripheren Ereignissen mit dem Verhalten in der HIJING+PISA-Simulation und der Monte-Carlo-Simulation.

Energie erforderlich ist, zumal die mittlere Position der LED-Peaks in PHENIX und im WA98-Experiment auch ohne diesen Korrekturfaktor übereinstimmen [Büs02]. Im PHENIX-Experiment scheint demnach weniger Čerenkov-Licht die Photokathode zu erreichen als im WA98-Experiment.

Nach der Korrektur stimmt die beobachtete  $\pi^0$ -Peak-Position gut mit der erwarteten Position überein: In Abb. 11.3 wird die  $p_T$ -Abhängigkeit der in peripheren Ereignissen gemessenen Peak-Position mit zwei Simulationen verglichen; zum einen mit einer in Abschnitt 12.4 näher vorgestellten Simulation zur Bestimmung der Effizienz. In diesem Fall wird nur die intrinsische Energieauflösung berücksichtigt. Zum anderen wird mit den Ergebnissen einer vollständigen Simulation der Detektoreffekte im Rahmen der PHENIX-Simulationsumgebung PISA verglichen. Sie basiert auf *minimum bias*-Ereignissen<sup>2</sup> des Ereignisgenerators HIJING.

Der Abfall der Peak-Position zu kleinen  $p_T$ -Werten kann durch eine Verschiebung der  $p_T$ -Werte aufgrund der intrinsischen Energieverschmierung erklärt wer-

<sup>2</sup>Die unterschiedliche Zentralitätsklasse ändert die Peak-Position nur um etwa 1 MeV.

den. Da das unkorrigierte  $\pi^0$ -Spektrum bedingt durch die Form der Akzeptanz (vgl. Abb. 12.3) für  $p_T < 1$  GeV steil ansteigt, liefern verschobene  $p_T$ -Werte nur dann einen signifikanten Beitrag, wenn die Verschiebung hin zu kleineren Werten erfolgt. Wird dadurch also die Energie eines Photons verringert, dann gilt dies auch für den  $p_T$ -Wert des Photonenpaares, was schließlich zu einer kleineren invarianten Masse führt.

## 11.4 Photonen-Identifizierung

Die Grundidee der in Kapitel 12 beschriebenen  $\pi^0$ -Analyse besteht darin, vollständig korrigierte  $\pi^0$ -Spektren für verschiedene Methoden der Photonenidentifizierung zu erstellen. Es werden drei verschiedene Methoden verglichen:

- keine Teilchenidentifizierung (im folgenden als PID<sup>3</sup> A bezeichnet)
- Einschränkung des Flugzeit (TOF)-Signals des Clusters (PID B)
- Einschränkung der Flugzeit und der Dispersion (PID C)

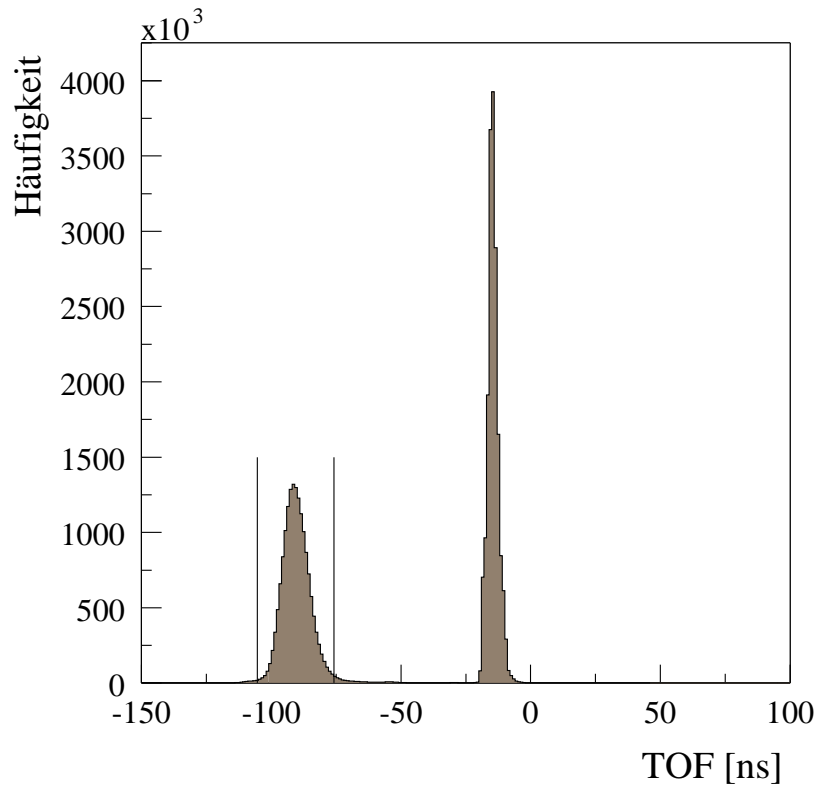
Die Identifizierung erfolgt auf Cluster-Ebene. Nach einer Korrektur des Photonen-Verlusts, der mit der jeweiligen Methode einhergeht, sollten alle  $\pi^0$ -Spektren im Rahmen der Fehler gleich sein, unabhängig davon, nach welcher Methode die Photonen identifiziert wurden. Verbleibende Unterschiede können zur Abschätzung des systematischen Fehlers genutzt werden (vgl. Abschnitt 12.6).

Die im WA98-Experiment zur Unterdrückung der MIPs eingesetzte Energieschwelle von 750 MeV (vgl. Abschnitt 5.2.2) kann nicht auf das PHENIX-Experiment übertragen werden. Da es sich hier um ein Collider-Experiment handelt, entfällt der Longitudinalimpuls, der im WA98-Experiment auf der Bewegung des Schwerpunktsystems relativ zum Laborsystem beruht. Die Energie der im PbGl-Detektor gemessenen Teilchen entspricht damit näherungsweise ihrem Transversalimpuls.

Zum Zeitpunkt der Analyse stand kein korrigiertes Flugzeit-Signal zur Verfügung. Insbesondere ist das Startsignal des BBC-Detektors nicht berücksichtigt. Abb. 11.4 zeigt das unkorrigierte Flugzeitspektrum. Der Peak bei  $-100$  ns repräsentiert die gültigen Flugzeitmessungen. Das Intervall der akzeptierten Treffer ist durch senkrechte Linien angedeutet. Der andere Peak bei  $-10$  ns kommt durch Treffer zustande, deren Energiesignal nicht groß genug war, um eine Flugzeitmessung auszulösen. Die Flugzeitschwelle wirkt wie eine Energieschwelle. In späteren Analysen soll die Flugzeit zur Unterdrückung von Hadronen eingesetzt werden.

---

<sup>3</sup>Particle Identification



**Abbildung 11.4:** Unkorrigiertes Flugzeitspektrum (TOF). Der Peak bei  $-100$  ns repräsentiert die gültigen Flugzeitmessungen. Das Intervall der akzeptierten Treffer ist durch senkrechte Linien angedeutet. Die große Ausdehnung und die Position des Peaks bei negativer Flugzeit ergeben sich daraus, daß zum Zeitpunkt der Analyse kein korrigiertes TOF-Signal zur Verfügung stand. Insbesondere ist das Startsignal des BBC-Detektors nicht berücksichtigt.

Bisher wird zur Unterdrückung von Hadronen ausschließlich die Dispersionschwelle eingesetzt. Sie wird bereits im WA98-Experiment verwendet (vgl. Abschnitt 5.2.2). Die in Gleichung 5.4 definierte Dispersionschwelle muß im PHENIX-Experiment allerdings erweitert werden, da hier größere Einfallswinkel auftreten als im WA98-Experiment. Da sich die Schauer mit zunehmendem Einfallswinkel über eine größere Zahl von Modulen erstrecken, würde mit der WA98-Schwelle ein großer Teil der Photonen verworfen.

Die Abhängigkeit der Dispersion  $D^{corr}$  (s. Gleichung 5.4) vom Einfallswinkel  $\vartheta$  wurde mit Hilfe von *Geant*-Simulationen [Gea94] studiert [Kle00]. Gestützt auf diese Simulationen wurde folgende Einschränkung der Dispersion gewählt:

$$D^{corr} < p_1 + p_2\vartheta + p_3\vartheta^2 \quad (11.4)$$

mit

$$p_1 = 0.270 \text{ ME}^2, \quad p_2 = -0.0145 \text{ ME}^2, \quad p_3 = 0.00218 \text{ ME}^2. \quad (11.5)$$

Der Winkel  $\vartheta$  in Gleichung 11.4 wird in Grad angegeben. Man erwartet, daß sich mit dieser Schwelle 50 - 60 % der hadronischen Schauer bei einem Photonenverlust von 2 % verwerfen lassen. Diese Angaben gelten bei Abwesenheit von Schauer-Überlagerungen und für eine Einschußenergie von 10 GeV. Schauer-Überlagerungen erhöhen die Dispersion. Deshalb wird der Photonenverlust mit zunehmender Multiplizität ansteigen.

## 12. Messung neutraler Pionen

Dieses Kapitel behandelt die Messung neutraler Pionen. Zunächst wird die Extraktion des unkorrigierten  $\pi^0$ -Signals vorgestellt. Im folgenden werden die Korrekturen dargelegt, die zur Erstellung eines physikalischen  $\pi^0$ -Spektrums erforderlich sind. Schließlich wird die Abschätzung des systematischen Fehlers diskutiert. Die  $\pi^0$ -Analyse ist auch in verschiedenen PHENIX-internen Berichten dokumentiert [Awe01a, Awe01b, Awe02a].

Das  $\pi^0$ -Meson ist mit einer Masse von 134.98 MeV das leichteste bekannte Hadron [Bar96]. Es zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 98.8 % in zwei Photonen. Außerdem ist noch der Dalitz-Zerfall  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  mit einer Wahrscheinlichkeit von 1.2 % von Bedeutung. Der Anteil aller übrigen Zerfälle ist um Größenordnungen kleiner. Aufgrund der kurzen Lebensdauer des  $\pi^0$  ( $c\tau = 25.1$  nm) zerfällt es praktisch im Vertex-Punkt der  $Au + Au$ -Kollision. Die Impulse  $\vec{p}_1$  und  $\vec{p}_2$  der Zerfallsphotonen lassen sich folglich über die Messung der Energie  $E_1, E_2$  und der Position der Photonen im Bleiglasdetektor festlegen. Für den Impuls  $\vec{p}$  des  $\pi^0$  gilt dann

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2. \quad (12.1)$$

Aufgrund der hohen Multiplizität in Schwerionenkollisionen lassen sich die Photonen jedoch nicht eindeutig einem  $\pi^0$  zuordnen. Deshalb müssen alle Paar-Kombinationen von Photonen gebildet und jeweils die relativistisch invariante Masse

$$m_{inv}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad (12.2)$$

des Photonen-Paares berechnet werden. Da die Photonen keine Ruhemasse besitzen, läßt sich  $m_{inv}$  alternativ auch durch die Energien und den Öffnungswinkel  $\psi$  der Photonen ausdrücken:

$$m_{inv}^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\psi). \quad (12.3)$$

Paare korrelierter Photonen lassen sich daran erkennen, daß ihre invariante Masse der Ruhemasse des  $\pi^0$  entspricht. Der kombinatorische Untergrund unkorrelierter Photonenpaare, deren invariante Masse rein zufällig bei 135 MeV liegt, wird über eine *event-mixing*-Methode bestimmt.

## 12.1 Event-Mixing

Die *event mixing*-Methode beruht darauf, daß zwei Photonen nicht korreliert sind, wenn sie aus unterschiedlichen Ereignissen stammen. Der kombinatorische Untergrund unkorrelierter Photonenaare läßt sich also berechnen, indem Photonen aus dem aktuellen Ereignis mit Photonen aus alten Ereignissen kombiniert werden. Für das *event mixing* werden acht Multiplizitäts- und fünf Vertex-Klassen definiert, so daß es insgesamt 40 verschiedene *event mixing*-Klassen gibt.

Die Einteilung der Ereignisse in Multiplizitätsklassen ist erforderlich, da sich die Treffer aus Ereignissen unterschiedlicher Multiplizität aufgrund von Überlagerungseffekten unterscheiden. Gleichzeitig wird so möglichen Unterschieden zwischen den Zentralitätsklassen Rechnung getragen.

Würden Treffer aus unterschiedlichen Vertex-Klassen miteinander kombiniert, könnten in gemischten Ereignissen größere Öffnungswinkel auftreten als in realen Ereignissen. Daraus würden sich signifikante Unterschiede zwischen der wahren Untergrund-Verteilung der invarianten Masse und der über das *event mixing* berechneten Verteilung ergeben.

Der Effekt wird dadurch, daß nur Photonen von Ereignissen derselben Vertex-Klasse miteinander kombiniert werden, abgeschwächt, jedoch nicht vollständig aufgehoben. Um dieses Problem zu beheben, werden die Impulse  $\vec{p}_i$  aller Treffer des aktuellen und des alten Ereignisses bezogen auf den mittleren Vertex

$$z = (z_{\text{aktuell}} + z_{\text{alt}})/2 \quad (12.4)$$

neu berechnet, bevor die Treffer miteinander kombiniert werden. Die Klassifizierung der Ereignisse nach dem Ereignis-Vertex ist bei *fixed target*-Experimenten nicht erforderlich, da dort der Kollisionspunkt durch das Target scharf definiert ist.

Die *event mixing*-Klassen werden nach Art von FIFO<sup>1</sup>-Speichern gefüllt, in denen jeweils die letzten zehn Ereignisse einer Klasse gespeichert werden. Das aktuelle Ereignis wird entsprechend seiner *hit*-Multiplizität und seines Vertex klassifiziert und mit den zehn Ereignissen seiner *event mixing*-Klasse *gemischt*, indem alle Paarkombinationen von Photonen aus dem aktuellen Ereignis mit Photonen aus den alten Ereignissen gebildet werden.

---

<sup>1</sup>*First In First Out*



## 12.2 Asymmetrie-Schwelle

Die Asymmetrie der Energien  $E_1, E_2$  der beiden Zerfallsphtononen eines  $\pi^0$  kann definiert werden als

$$\alpha = \left| \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2} \right|. \quad (12.5)$$

Man erwartet eine flache Verteilung der Asymmetrie, was sich durch eine Monte-Carlo-Simulation bestätigt. Die Asymmetrie von unkorrelierten Photonen-Paaren hingegen ist nicht flach. Wegen des annähernd exponentiellen Abfalls des Photonen-Spektrums wird ein hochenergetisches Photon mit vielen niederenergetischen Partnern kombiniert. Durch eine Einschränkung der Asymmetrie läßt sich also das Verhältnis der korrelierten zu den unkorrelierten Paaren verbessern, wodurch sich der statistische Fehler verringert. Gleichzeitig verliert man aber korrelierte Paare, was sich wiederum nachteilig auf den statistischen Fehler auswirkt. In der Regel läßt sich jedoch eine optimale Asymmetrie-Schwelle finden. In dieser Analyse wird, basierend auf Erfahrungen früherer Arbeiten, eine Asymmetrie-Schwelle von  $\alpha < 0.7$  verwandt.

Eine Einschränkung der Asymmetrie verhindert außerdem, daß niederenergetische Teilchen die Messung von  $\pi^0$ 's bei hohen Transversalimpulsen beeinflussen. Da die Energiekalibration ohnehin bei kleinen Energien nicht gut bekannt ist, ist dies ein weiterer Vorteil der Asymmetrie-Schwelle.

## 12.3 Extraktion des Pionen-Signals

Die Extraktion des  $\pi^0$ -Signals gliedert sich in zwei Schritte. Zuerst wird der von unkorrelierten  $\gamma\gamma$ -Paaren stammende kombinatorischen Untergrund von der Verteilung der invarianten Masse für jedes  $p_T$ -Intervall<sup>2</sup> subtrahiert. Anschließend wird die verbleibende  $m_{inv}$ -Verteilung integriert, um die Anzahl der  $\pi^0$ 's in diesem  $p_T$ -Intervall zu erhalten.

### 12.3.1 Normierung des Untergrunds

Bevor der mit Hilfe des *event mixing* abgeschätzte Untergrund von der aus realen Ereignissen erhaltenen  $m_{inv}$ -Verteilung ( $m_{inv}^{real}$ ) subtrahiert werden kann, muß die aus dem *event mixing* erhaltene Verteilung ( $m_{inv}^{mix}$ ) normiert werden. Dies ist erforderlich, da es in *mixed events* weitaus mehr Paar-Kombinationen gibt: Während in einem

<sup>2</sup>Zur Definition des Transversalimpulses siehe Anhang A.

$p_T$ -Intervall	$1.5 < p_T < 2.0$ GeV
Peak-Inhalt	$4630.9 \pm 613.5$ (603.7 stat., 109.2 sys.)
Untergrund (nicht normiert)	3 302 946
Normierungs-Intervall	$m_{inv} : 0.040 \dots 0.087, 0.189 \dots 0.240$ GeV
Normierungs-Faktor	$0.0484 \pm 0.0001$
Integrations-Intervall	$0.0998 < m_{inv} < 0.1763$ GeV
Peak-Position	140 MeV
Peak-Breite ( $\sigma$ )	13 MeV

**Tabelle 12.1:** Verschiedene Kennwerte zum  $\pi^0$ -Peak aus Abb. 12.1 für zentrale Ereignisse mit PID C (TOF- und Dispersions-Schwelle) und einer Asymmetrie-Schwelle von  $\alpha < 0.7$  im  $p_T$ -Intervall  $1.5 < p_T < 2.0$ .

realen Ereignis  $N_{hit}(N_{hit}-1)/2$  Kombinationen gebildet werden, sind in *mixed events*  $N_{hit,i} \cdot N_{hit,j}$  Paar-Kombinationen pro Ereignis möglich. Bei einer Speichertiefe von 10 alten Ereignissen beträgt der Normierungsfaktor also ungefähr  $1/20$ .

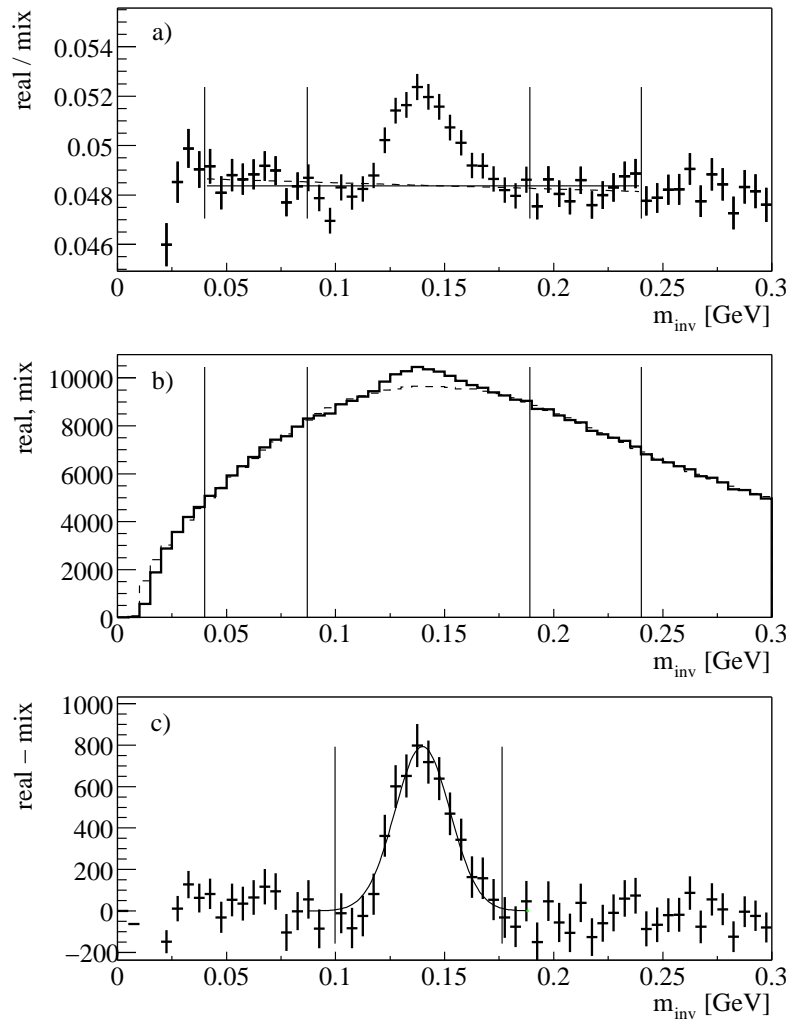
Der genaue Normierungsfaktor wird aus dem Verhältnis der  $m_{inv}$ -Verteilung aus realen Ereignissen und *mixed events* bestimmt. Dies ist im oberen Teilbild von Abb. 12.1 für ein beispielhaft ausgewähltes  $p_T$ -Intervall dargestellt. Man erkennt einen Peak bei der  $\pi^0$ -Masse, der sich durch korrelierte Paare ergibt. Außerhalb dieses Peaks wird eine Konstante an das Verhältnis angepaßt. Der Wert der Konstanten entspricht dann dem gesuchten Normierungsfaktor.

Das Intervall der Anpassung wird durch die erwartete Peak-Position  $m_P$  und die erwartete Peak-Breite  $\sigma_P$  festgelegt. Auf die Bestimmung von  $m_P$  und  $\sigma_P$  wird im weiteren Verlauf des Abschnitts eingegangen. Die Intervallgrenzen sind in Abb. 12.1 a) eingezeichnet. Das Intervall umfaßt den Bereich  $m_P \pm 8\sigma_P$ , wobei der Peak-Bereich  $m_P \pm 4\sigma_P$  ausgespart wird. Außerdem darf die untere Intervallgrenze den Wert 0.04 GeV nicht unter- und die obere Grenze 0.3 GeV nicht überschreiten, um nicht in den Bereich der stark abfallenden Flanken der  $m_{inv}$ -Verteilung zu kommen (vgl. Abb. 12.1 b). Es gilt also:

$$m_{inv} \in [m_P \pm 8\sigma_P] \quad (12.6)$$

$$\wedge m_{inv} \notin [m_P \pm 4\sigma_P] \quad (12.7)$$

$$\wedge m_{inv} \in [0.04; 0.30 \text{ GeV}]. \quad (12.8)$$



**Abbildung 12.1:** Verteilungen der invarianten Masse im Intervall  $1.5 < p_T < 2.0$  GeV für zentrale Ereignisse mit PID C (TOF- und Dispersions-Schwelle) und einer Asymmetrie-Schwelle von  $\alpha < 0.7$ . **a)** Verhältnis von realen Ereignissen zu *mixed events*. Die vertikalen Linien geben das Intervall der Anpassung für die Normierung der *mixed events* an. Die horizontalen Linien stellen die Anpassung einer Konstanten und einer Geraden an das Verhältnis dar. **b)** Reale Ereignisse und normierte *mixed events*. Die vertikalen Linien geben wieder das Intervall der Anpassung an. **c)** Reale Ereignisse abzüglich der normierten *mixed events*. Die vertikalen Linien geben diesmal das Intervall der Peak-Integration an. Die Kurve zeigt die Anpassung einer Gauß-Funktion. (vgl. Tab. 12.1)

Die Intervallgrenzen sind willkürlich so gewählt, daß der Beitrag der Untergrund-Normierung zum statistischen Fehler von gleicher Größe ist wie der Beitrag der Abschätzung der unkorrelierten Paare<sup>3</sup>. Bei Wahl eines kleineren Intervalls würde sich der statistische Fehler insgesamt deutlich erhöhen. Bei Wahl eines größeren Intervalls würde sich der statistische Fehler andererseits nicht wesentlich verringern. Gleichzeitig würde sich der systematische Fehler erhöhen, falls sich die Normierungsfaktoren in der näheren und weiteren Umgebung des Peaks unterscheiden.

Die *mixed events*-Verteilung wird mit dem Normierungsfaktor der Anpassung skaliert und von der Verteilung aus realen Ereignissen subtrahiert. Abb. 12.1 b) zeigt die  $m_{inv}$ -Verteilung aus realen Ereignissen und die normierte *mixed events*-Verteilung. Die Intervallgrenzen der Anpassung sind wieder durch senkrechte Linien gekennzeichnet. Abb. 12.1 c) zeigt schließlich die reale Verteilung nach Subtraktion der *mixed events*. In Tabelle 12.1 sind einige Kennwerte des  $\pi^0$ -Peaks aus Abb. 12.1 zusammengefaßt.

Die vorgestellte Methode erlaubt es, den Normierungsfaktor auch bei geringer Statistik in einem automatisierten Verfahren verläßlich zu berechnen. Es wurde abgeschätzt, daß der systematische Fehler, der sich aus der Normierung ergibt, nicht größer ist als bei einer komplexeren Methode, bei der statt eines konstanten Normierungsfaktors die Normierung beispielsweise durch ein von  $m_{inv}$  abhängiges Polynom parametrisiert wird.

### 12.3.2 Peak-Integration

Die Anzahl der gemessenen  $\pi^0$ 's wird aus dem Integral der  $m_{inv}$ -Verteilung nach Abzug des Untergrunds bestimmt. Das Integral beschränkt sich dabei auf ein festes Intervall um die Peak-Position:  $m_{inv} \in [m_P - 3\sigma_P; m_P + 3\sigma_P]$ . Das Integral wird dann auf die Zahl der analysierten Ereignisse und die Breite des  $p_T$ -Intervalls normiert. Um den systematischen Fehler abzuschätzen, wird außerdem über größere und kleinere Bereiche der  $m_{inv}$ -Verteilung integriert (s. u.). In Abb. 12.1 c) ist das Integrationsintervall durch senkrechte Striche angedeutet. Zum Vergleich ist ferner eine an den Peak angepaßte Gauß-Funktion eingezeichnet.

Die einfache Integration hat gegenüber der Bestimmung des Peak-Inhalts aus einer an den Peak angepaßten Gauß-Funktion mehrere Vorteile. Die Integration ermöglicht eine Bestimmung des Peak-Inhalts auch bei geringer Statistik, wenn der Algorithmus zur Anpassung der Gauß-Funktion nicht mehr verläßlich arbeitet. Außerdem ist die Integrationsmethode unabhängig von der Form des Peaks. Dies ist

<sup>3</sup>Zur Berechnung des statistischen Fehlers siehe Abschnitt 12.3.3.

insbesondere dann von Vorteil, wenn der Peak aufgrund von Überlagerungs-Effekten Ausläufer aufweist, die sich mit einer Gauß-Funktion nicht beschreiben lassen.

Es wurde bereits erwähnt, daß das Intervall zur Peak-Integration und zur Untergrund-Normierung durch die Peak-Position  $m_P$  und Breite  $\sigma_P$  festgelegt wird. Um  $m_P$  und  $\sigma_P$  als Funktion von  $p_T$  und der Zentralität zu bestimmen, wird zunächst für jedes  $p_T$ -Intervall eine Gauß-Funktion an den  $\pi^0$ -Peak der untergrundbereinigten  $m_{inv}$ -Verteilung angepaßt. Um zufällige Schwankungen von  $m_P$  und  $\sigma_P$  auszugleichen, werden in einem ersten Schritt *minimum bias*-Ereignisse, also der größte verfügbare Datensatz, zur Anpassung herangezogen.

Die  $p_T$ -Abhängigkeit von  $m_P$  und  $\sigma_P$  wird durch ein Polynom 2. Grades beschrieben. Anschließend wird dieses Verfahren für zentrale und periphere Ereignisse wiederholt, wobei die Parameter 1. und 2. Ordnung des Polynoms aus der *minimum bias*-Anpassung übernommen werden. Auf diese Weise wird die in *minimum bias*-Ereignissen bestimmte  $p_T$ -Abhängigkeit skaliert, um dem variierenden Einfluß der Treffer-Überlagerung in Ereignissen unterschiedlicher Zentralität Rechnung zu tragen.

### 12.3.3 Statistischer und systematischer Fehler

Die Berechnung des statistischen Fehlers der Anzahl der gemessenen  $\pi^0$ 's basiert auf folgender Überlegung:  $N$  sei die Zahl der gemessenen,  $S$  die Zahl der korrelierten und  $B$  die Zahl der unkorrelierten Photonen-Paare im Integrations-Intervall der  $m_{inv}^{real}$ -Verteilung. Dann gilt

$$N = S + B. \quad (12.9)$$

Der Untergrund  $B$  der  $m_{inv}^{real}$ -Verteilung ist jedoch nicht bekannt. Er muß aus der  $m_{inv}^{mix}$ -Verteilung abgeschätzt werden:

$$B' = kM \quad (12.10)$$

$B'$  ist der geschätzte Untergrund,  $M$  die Zahl der gemessenen Photonen-Paare im Integrations-Intervall der  $m_{inv}^{mix}$ -Verteilung und  $k$  der Normierungsfaktor des Untergrundes wie in Abschnitt 12.3.1 beschrieben. Die Erwartungswerte von  $B$  und  $B'$  sind gleich:

$$\langle B' \rangle = \langle B \rangle. \quad (12.11)$$

Auch die Zahl der korrelierten Paare  $S$  ist nicht bekannt. Sie muß aus  $N$  und  $B'$  abgeschätzt werden:

$$S' = N - B' = N - kM \quad (12.12)$$

$S'$  bezeichnet die geschätzte Zahl der korrelierten Paare. Für die Erwartungswerte von  $S$  und  $S'$  gilt wieder:

$$\langle S' \rangle = \langle S \rangle. \quad (12.13)$$

Aus Gleichung 12.12 kann schließlich der Fehler der geschätzten Zahl der korrelierten Paare  $S'$  nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz abgeleitet werden:

$$\sigma^2(S') = \sigma^2(N) + \sigma^2(k)M^2 + k^2\sigma^2(M) \quad (12.14)$$

$$= N + \sigma^2(k)M^2 + k^2M \quad (12.15)$$

$$= S' + B' + \sigma^2(k)M^2 + k^2M. \quad (12.16)$$

$\sigma$  bezeichnet den Fehler und es wird angenommen, daß  $N$  und  $M$  der Poisson-Statistik unterliegen. Für  $\sigma(k)$  wird der Fehler aus der Anpassung der Konstanten an das Verhältnis der  $m_{inv}^{real}$ - zur  $m_{inv}^{mix}$ -Verteilung verwendet.

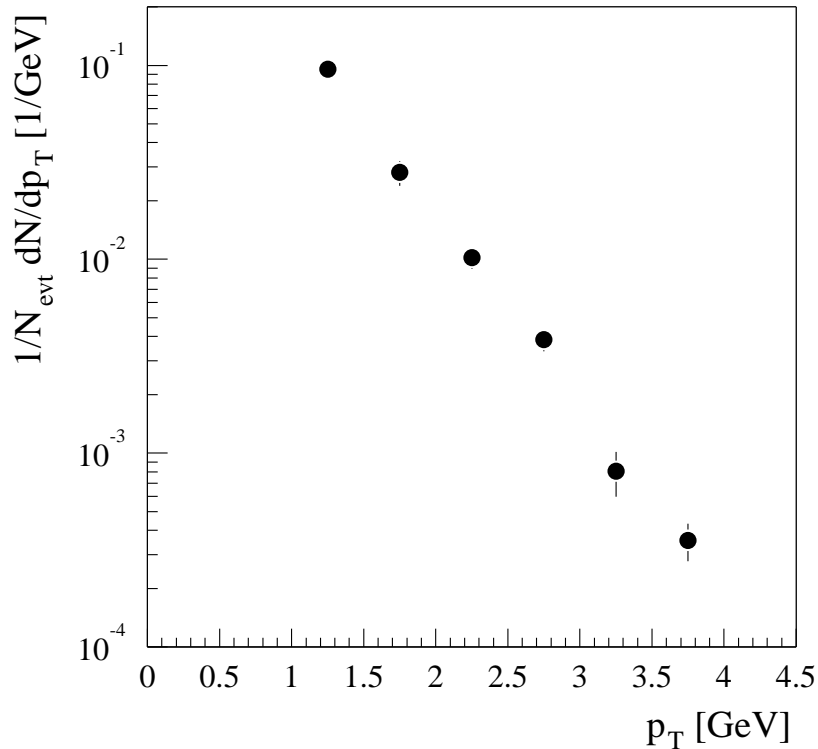
Es sei angemerkt, daß diese Abschätzung sich prinzipiell von der häufig verwendeten Näherung

$$\sigma^2(S') \approx S' + 2B'. \quad (12.17)$$

unterscheidet. In Gleichung 12.17 bleibt unberücksichtigt, daß der statistische Fehler nicht nur von der Größe des Integrals der Peak-Integration, sondern auch von der Wahl des Integrals der Untergrund-Normierung abhängt.

Zur Bestimmung des systematischen Fehlers der Untergrund-Normierung wird eine analoge Analyse durchgeführt, bei der eine lineare Funktion an das Verhältnis der  $m_{inv}$ -Verteilungen aus realen Ereignissen und *mixed events* angepaßt wird. Der Unterschied der so erhaltenen Zahl an  $\pi^0$ 's zur nach der Standardmethode erhaltenen Zahl, bei der eine Konstante an das Verhältnis angepaßt wird, wird als systematischer Fehler der Untergrund-Normierung betrachtet. Ein Beispiel für die lineare Anpassung findet sich ebenfalls in Abb. 12.1. Der systematische Fehler läßt sich in der Regel gegenüber dem statistischen Fehler vernachlässigen (vgl. Tab. 12.1). Weitere Untersuchungen zum systematischen Fehler der  $\pi^0$ -Analyse finden sich in Abschnitt 12.6. Der Fehler der Untergrund-Normierung ist korreliert zu den in diesem Abschnitt beschriebenen Fehlern und kann deshalb als obere Abschätzung verstanden werden.

Abbildung. 12.2 zeigt schließlich beispielhaft ein unkorrigiertes  $\pi^0$ -Spektrum in zentralen Ereignissen für PID C (TOF- und Dispersions-Schwelle) und eine Asymmetrie-Schwelle von  $\alpha < 0.7$ . In der Darstellung sind der statistische Fehler und der aus der Untergrund-Normierung erhaltene systematische Fehler quadratisch addiert. Für  $p_T < 1 \text{ GeV}$  wird auf die Darstellung des  $\pi^0$ -Spektrums aufgrund des

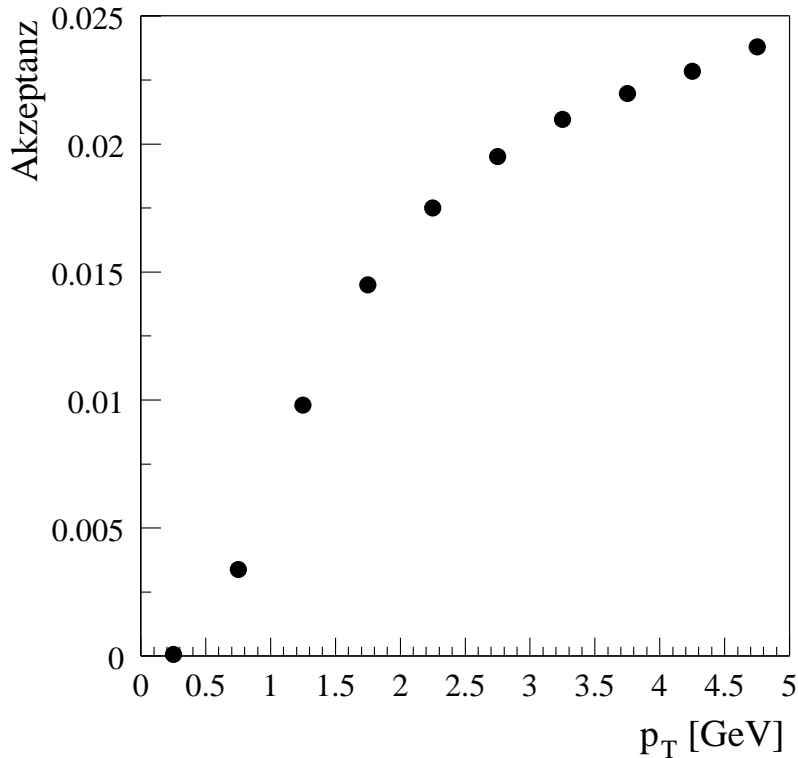


**Abbildung 12.2:** Unkorrigiertes  $\pi^0$ -Spektrum in zentralen Ereignissen für PID C (TOF- und Dispersions-Schwelle) und eine Asymmetrie-Schwelle von  $\alpha < 0.7$ . Die Fehlerbalken geben die quadratische Summe des statistischen Fehlers und des aus der Untergrund-Normierung erhaltenen systematischen Fehlers wieder.

großen kombinatorischen Untergrundes, der geringen Akzeptanz (s. u.) und eventueller Unsicherheiten der Kalibration in diesem Bereich verzichtet. Die Korrekturen, die erforderlich sind, um aus dieser  $\pi^0$ - $p_T$ -Verteilung ein physikalisches Spektrum zu erhalten, werden im folgenden Abschnitt beschrieben.

## 12.4 Akzeptanz- und Effizienz-Korrektur

Um vom unkorrigierten  $\pi^0$ -Spektrum in Abb. 12.2 zu einem vollständig korrigierten Spektrum zu gelangen, sind zwei weitere Schritte erforderlich: eine Akzeptanz- und eine Effizienz-Korrektur. Die geometrische Akzeptanz beschreibt, wie viele  $\pi^0$ 's eines gegebenen Transversalimpulses prinzipiell detektiert werden können. Ein  $\pi^0$ , das unter einem beliebigen Winkel in der transversalen Ebene produziert wird, gilt dann als akzeptiert, wenn beide Zerfallsphotonen auf die aktive Fläche des PbGI-Detektors



**Abbildung 12.3:** Geometrische Akzeptanz des in der Strahlzeit 2000 aktiven PbGl-Sektors E1 für  $\pi^0$ 's im Rapiditätsbereich  $-0.45 < y < 0.45$ .

treffen. Mit Hilfe der Effizienz wird der Einfluß von intrinsischer Energieauflösung, Treffer-Überlagerung und Verlusten aufgrund der Teilchenidentifizierung korrigiert.

In dieser Analyse werden sowohl die Akzeptanz als auch die Effizienz mit Hilfe einer sogenannten schnellen Monte-Carlo-Simulation berechnet. Für zukünftige Analysen wird daran gearbeitet, die Effizienz durch Einbettung einzelner simulierter  $\pi^0$ 's in gemessene Ereignisse auf der Ebene der Detektorsignale zu bestimmen. Diese Methode wurde bereits erfolgreich im WA98-Experiment eingesetzt [Agg00b] (vgl. auch Abschnitt 7.1.1).

Die Monte-Carlo-Simulation (MC-Simulation) verwendet Routinen aus der Programmbibliothek *Jetset* [Sjö94] zur Simulation des  $\pi^0$ -Zerfalls. Die mit Hilfe der MC-Simulation bestimmte Akzeptanz ist in Abb. 12.3 dargestellt. Sie wird für neutrale Pionen im Rapiditätsintervall  $-0.45 < y < 0.45$  bestimmt. Wenn Pionen außerhalb dieses Intervalls erzeugt werden, können nicht beide Zerfallsphotonen den Detektor treffen; selbst dann nicht, wenn der Kollisions-Vertex im Bereich  $\pm 30$  cm variiert. Die Akzeptanz zeigt eine starke Abhängigkeit von  $p_T$ , da der Öffnungswinkel nach



Gleichung 12.3 mit abnehmendem  $p_T$  größer wird und es so immer unwahrscheinlicher wird, daß beide Photonen den Detektor treffen.

Die Rekonstruktions-Effizienz ist definiert als das Verhältnis der gemessenen Verteilung (Ausgangsverteilung) zur wirklichen, physikalischen Verteilung (Eingangsverteilung):

$$\varepsilon_{PbGl}(p_T) = \frac{dN_{\pi^0}/dp_T|_{out}}{dN_{\pi^0}/dp_T|_{in}}. \quad (12.18)$$

Um die Rekonstruktions-Effizienz zu berechnen, wird zunächst eine physikalische Eingangsverteilung der  $\pi^0$ 's,  $dN/dp_T|_{in}$ , als Startwert der Rechnung angenommen. Dann wird simuliert, wie sich die Detektoreffekte auf diese Eingangsverteilung auswirken. Als Ergebnis der Simulation erhält man eine Ausgangsverteilung,  $dN/dp_T|_{out}$ , die in der Simulation das gemessene  $\pi^0$ -Spektrum repräsentiert.

Durch Division der Ausgangsverteilung, dem Ergebnis der Simulation, durch die Eingangsverteilung, dem Startwert der Simulation, erhält man entsprechend Gleichung 12.18 die Rekonstruktions-Effizienz. Um ein korrigiertes  $\pi^0$ -Spektrum zu erhalten, wird das gemessene  $\pi^0$ -Spektrum schließlich durch die Rekonstruktions-Effizienz dividiert.

Die Rekonstruktions-Effizienz hängt nicht nur von den Detektor-Effekten, sondern nach Gleichung 12.18 auch von der gewählten Eingangsverteilung ab. Die Eingangsverteilung sollte deshalb der wahren Verteilung möglichst genau entsprechen. Die Effizienz-Funktion läßt sich in einem iterativen Verfahren verbessern, indem die zuvor gewählte Eingangsfunktion in der nächsten Iteration jeweils durch das vollständig korrigierte Spektrum ersetzt wird.

Es sei angemerkt, daß mit der Definition aus Gleichung 12.18 die Effizienz nicht auf  $\varepsilon_{PbGl}(p_T) < 1$  beschränkt ist. Ferner werden die  $\pi^0$ 's in der Simulation mit einer flachen  $p_T$ -Verteilung erzeugt, um auch bei hohem  $p_T$  die Effizienz mit einem kleinen statistischen Fehler bestimmen zu können. Die  $\pi^0$ 's werden anschließend entsprechend der zugrundegelegten Eingangsverteilung gewichtet.

Um in der Simulation Detektoreffekte nachzubilden, verschmiert man den Energiewert mit

$$\sigma_E/E = 5.5\%/\sqrt{E/\text{GeV}} + 3\% \quad (12.19)$$

und den Auftreffort mit

$$\sigma_x = 8.35\text{mm}/\sqrt{E/\text{GeV}} + 0.15\text{mm}. \quad (12.20)$$

Die Parameter der Auflösungen sind in Testmessungen bestimmt worden (vgl. Tab. 4.1). Der konstante Term der Energieverschmierung wurde gegenüber den Testmessungen erhöht, um die in peripheren Ereignissen gemessene Breite des  $\pi^0$ -Peaks

in der Simulation reproduzieren zu können (vgl. Abschnitt 7.2.1). Die Unterschiede in der Energieauflösung werden Unzulänglichkeiten der relativen Energiekalibration zugeschrieben.

Außerdem wird in der Simulation ein einfaches Modell zur Treffer-Überlagerung eingesetzt. Es werden zwei Fälle betrachtet: a) Eine vollständige Überlagerung, so daß für beide Schauer insgesamt nur ein Cluster im PbGl-Detektor gefunden wird, und b) keine Überlagerung. Dieses Modell beschreibt die tatsächlichen Überlagerungseffekte nicht exakt, kann aber als brauchbare Näherung angesehen werden. Die Überlagerungswahrscheinlichkeit wird so gewählt, daß die gemessene Position und Breite des  $\pi^0$ -Peaks in der Simulation näherungsweise reproduziert werden.

Für jedes Zerfallsphoton in der Simulation wird zufällig entsprechend der Überlagerungswahrscheinlichkeit entschieden, ob eine Überlagerung stattfindet. Falls ja, wird zur ursprünglichen Energie des Photons eine Energie addiert, die ebenfalls zufällig entsprechend der gemessenen Energieverteilung ausgewählt wird<sup>4</sup>.

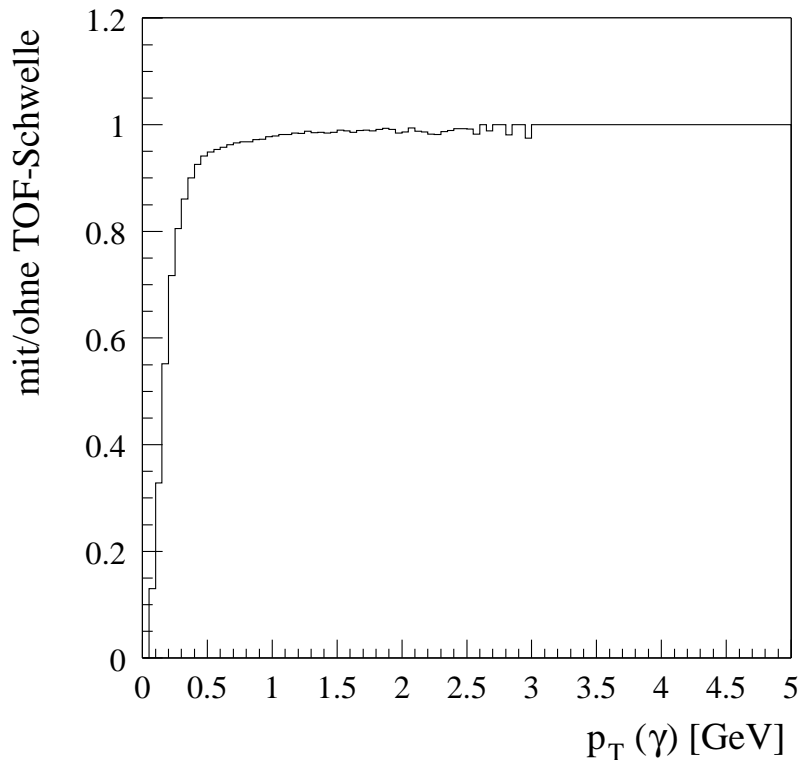
Nach der Verschmierung von Energie und Ort der Zerfallsphotonen werden Transversalimpuls und invariante Masse der neutralen Pionen rekonstruiert. Wie bereits beschrieben, wird der Peak in einem festen Intervall integriert, das sich mit  $p_T$  ändert. Exakt das gleiche Intervall wird auch in der Simulation benutzt. Das heißt, nur  $\pi^0$ 's, deren rekonstruierte invariante Masse nach der Verschmierung innerhalb des Integrations-Intervalls liegt, werden akzeptiert.

Die bisherige Beschreibung der Simulation gilt für den Fall, daß keine weiteren Einschränkungen zur Teilchenidentifizierung gemacht werden (PID A). Die in Abschnitt 11.4 beschriebenen Einschränkungen (PID B, PID C) können zu weiteren Verlusten von Photonen und damit auch von neutralen Pionen führen. Dies muß in der Effizienz-Simulation berücksichtigt werden. Die Einschränkung der Flugzeit (PID B) entspricht effektiv einer Energieschwelle (Abschnitt 11.4). Diese wird in der Simulation durch eine von der Energie abhängige Wahrscheinlichkeit beschrieben, nicht durch die TOF-Schwelle verworfen zu werden. Diese Wahrscheinlichkeit ergibt sich aus dem Verhältnis der unkorrigierten  $p_T$ -Verteilungen der Photonen mit und ohne TOF-Schwelle (Abb. 12.4).

Der Verlust von Photonen aufgrund der Dispersions-Schwelle (PID C, Abschnitt 11.4) wird aus dem Vergleich der unkorrigierten  $\pi^0$ -Spektren mit und ohne Dispersions-Schwelle abgeschätzt (Abb. 12.5). In der Simulation wird die so ermittel-

---

<sup>4</sup>Ein weiteres Beispiel für eine Simulation der Treffer-Überlagerung findet sich in Abschnitt 7.2.1.



**Abbildung 12.4:** Verhältnis der (unkorrigierten)  $\gamma$ - $p_T$ -Verteilungen mit und ohne TOF-Schwelle. Das Verhältnis entspricht der Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon nicht durch die TOF-Schwelle verworfen wird. Die Wahrscheinlichkeit hängt vom  $p_T$ -Wert des Photons ab. Sie wird in der Effizienz-Rechnung zur Simulation des Einflusses der TOF-Schwelle verwandt.

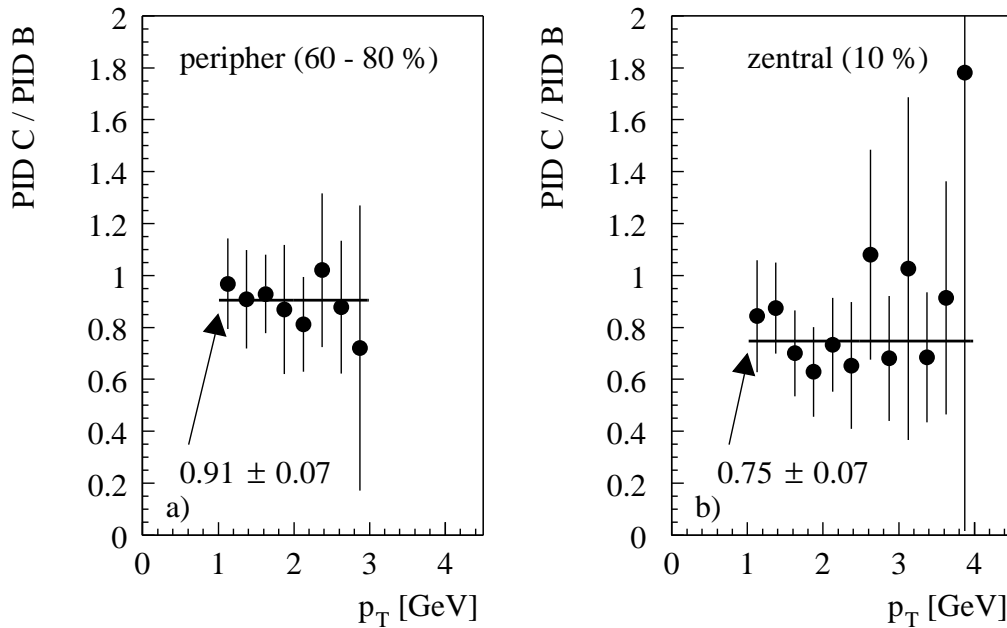
te Wahrscheinlichkeit, daß ein  $\pi^0$  nicht durch die Dispersions-Schwelle verlorengeht, in die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon nicht verlorengeht, umgesetzt:

$$p_{survival}^{\gamma} = \sqrt{p_{survival}^{\pi^0}}. \quad (12.21)$$

Außerdem wird die gleiche Einschränkung der Asymmetrie  $\alpha$  vorgenommen wie in den experimentellen Daten.

Man erhält schließlich die Effizienz als Funktion von  $p_T$  wie in Gleichung 12.18 definiert. Wird das gemessene, bezüglich der Akzeptanz korrigierte  $\pi^0$ -Spektrum durch diese Effizienz-Funktion dividiert, erhält man das vollständig korrigierte  $\pi^0$ -Spektrum.

Abbildung 12.6 zeigt die Effizienz für periphere und zentrale Ereignisse. Die Effizienz steigt mit  $p_T$  an, was vor allem durch Überlagerungseffekte zu erklären ist: Im Fall einer Überlagerung geht der Treffer mit der geringeren Energie praktisch



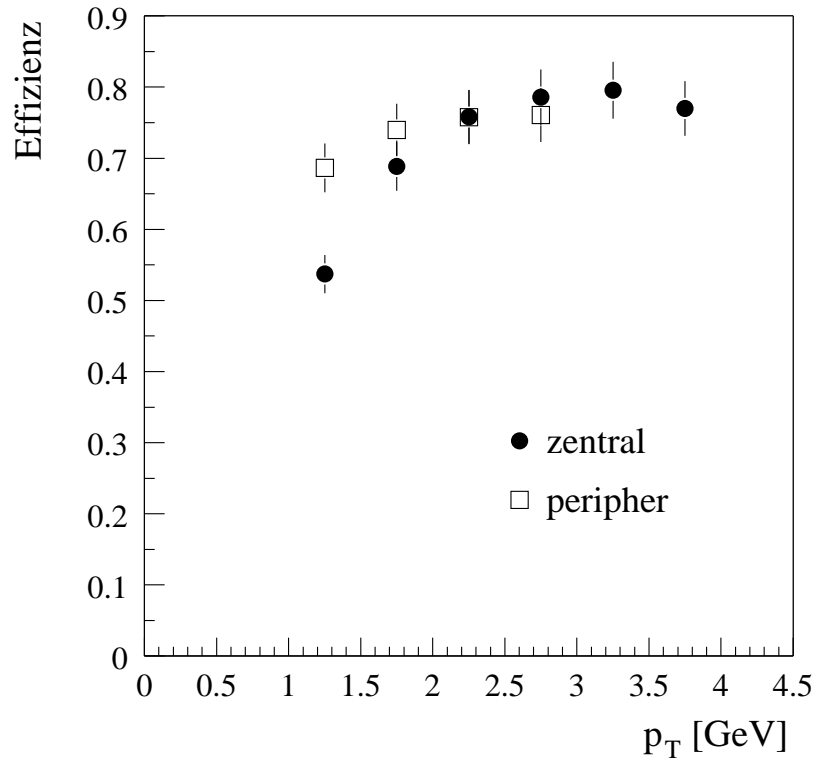
**Abbildung 12.5:** Verhältnis der unkorrigierten  $\pi^0$ -Spektren mit (PID C) und ohne Dispersions-Schwelle (PID B) in peripheren (a) und zentralen Ereignissen (b). Das Verhältnis kann als konstant angesehen werden (vgl. Anpassung) und geht in die Effizienz-Simulation ein (vgl. Text).

verloren, während die Energie des anderen weiter erhöht wird. Die Überlagerungswahrscheinlichkeit ist in zentralen Reaktionen größer als in peripheren.

Das akzeptanz- und effizienz-korrigierte  $\pi^0$ -Spektrum ist in Abb. 12.7 beispielhaft für zentrale Ereignisse dargestellt. Die Fehlerbalken repräsentieren bisher ausschließlich den statistischen Fehler. Die Abschätzung des systematischen Fehlers wird in Abschnitt 12.6 behandelt. Die Größe  $1/N_{evt} \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{dp_T d\eta}$  entspricht bis auf einen Faktor  $1/p_T$  der invarianten Multiplizität  $E \frac{d^3N}{dp^3}$  (vgl. Anhang B). Auf die Division durch  $p_T$  wurde verzichtet, um das korrigierte Spektrum besser mit dem unkorrigierten aus Abb. 12.2 vergleichen zu können.

## 12.5 Bin-Shift-Korrektur

Werden die Datenpunkte des  $\pi^0$ -Spektrums in einem gegebenen  $p_T$ -Intervall einfach in der Mitte des Intervalls dargestellt, ist dies für exponentiell abfallende Spektren nicht korrekt, da der Schwerpunkt nicht in der Mitte des Intervalls liegt. Es gibt zwei Möglichkeiten, dies zu korrigieren:

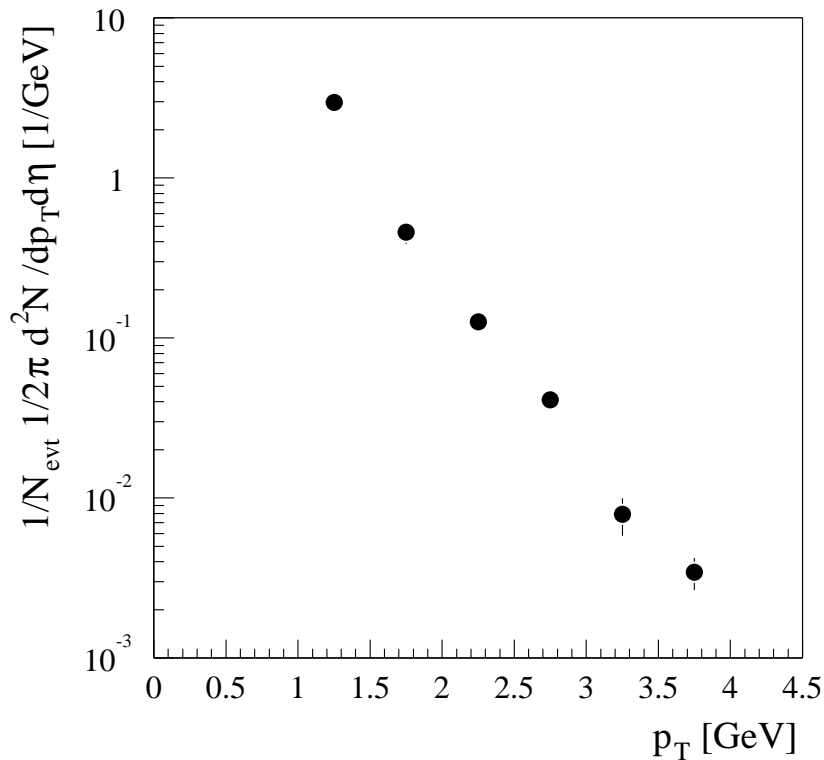


**Abbildung 12.6:** Effizienz als Funktion von  $p_T$  in zentralen und peripheren Ereignissen für PID C (TOF- und Dispersions-Schwelle) und eine Asymmetrie-Schwelle von  $\alpha < 0.7$ .

- a.) Die Datenpunkte werden vertikal verschoben und weiterhin in der Mitte des  $p_T$ -Intervalls dargestellt.
- b.) Die Höhe bleibt unverändert, der Punkt wird jedoch entlang der  $p_T$ -Achse verschoben.

Im folgenden wird Methode a) angewandt. Als erstes wird eine Funktion  $f$  an das  $\pi^0$ -Spektrum angepaßt. Dies kann eine Exponential- oder eine Potenz-Funktion sein. Die Anpassungsfunktion wird als eine Näherung des wirklichen  $\pi^0$ -Spektrums angesehen. Für diese Funktion wird für jedes  $p_T$ -Intervall das Verhältnis  $r$  aus dem mittleren Wert der Funktion und dem Wert in der Mitte des Intervalls,  $p_T^c$ , berechnet:

$$r = \frac{1/\Delta \cdot \int_{p_T^c - \Delta/2}^{p_T^c + \Delta/2} f(p_T) dp_T}{f(p_T^c)} \quad (12.22)$$



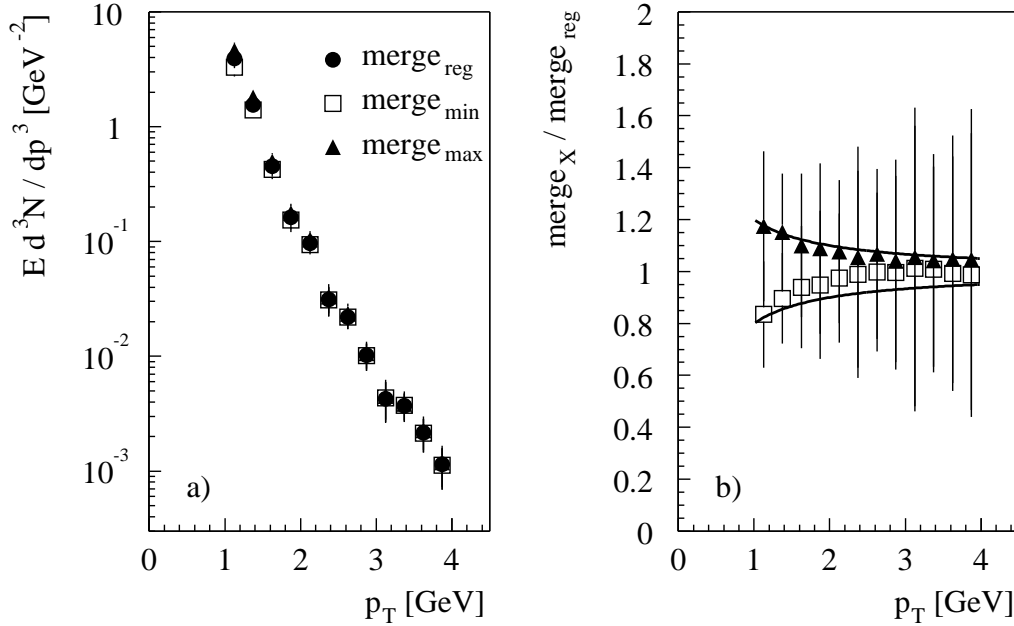
**Abbildung 12.7:** Korrigiertes  $\pi^0$ -Spektrum in zentralen Ereignissen (Akzeptanz- Effizienz- und *bin shift*-Korrektur) für PID C (TOF- und Dispersions-Schwelle) und eine Asymmetrie-Schwelle von  $\alpha < 0.7$ . Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler wieder.

Die Variable  $\Delta$  beschreibt die Breite des  $p_T$ -Intervalls. Der korrigierte Wert des Spektrums in einem gegebenen  $p_T$ -Intervall wird dann nach

$$dN/dp_T|_{\text{korrigiert}} = \frac{dN/dp_T|_{\text{unkorrigiert}}}{r} \quad (12.23)$$

berechnet. Diese *bin shift*-Korrektur ist im in Abb. 12.7 dargestellten  $\pi^0$ -Spektrum bereits berücksichtigt.

Das gemeinsame Ergebnis der Messungen mit Bleiglas- und Bleizintillator-Detektor wird nach Methode b) korrigiert (vgl. Kap. 13). Diese Methode wird in [Tan01b] diskutiert: Wie in Methode a) wird zunächst eine Funktion  $f$  an das  $\pi^0$ -Spektrum angepaßt. Dann wird die Position  $\bar{p}_T$  berechnet, bei der die Funktion



**Abbildung 12.8:** a) Vergleich invarianter  $\pi^0$ -Spektren für Effizienz-Rechnungen mit unterschiedlichen Annahmen der Überlagerungs-Wahrscheinlichkeit. Die Spektren sind für zentrale Ereignisse ohne Asymmetrie-Schwelle erstellt. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler wieder. b) Verhältnis der Spektren mit variiert Wahrscheinlichkeit zum Spektrum mit der Standard-Wahrscheinlichkeit. Die Linien geben den systematischen Fehler an.

$f$  den Wert  $f(\overline{p_T})$  annimmt, der dem mittleren Wert von  $f$  in einem gegebenen  $p_T$ -Intervall entspricht:

$$f(\overline{p_T}) = 1/\Delta \cdot \int_{p_T^c - \Delta/2}^{p_T^c + \Delta/2} f(p_T) dp_T. \quad (12.24)$$

Für den Fall, daß  $f$  sich durch eine Exponentialfunktion der Form

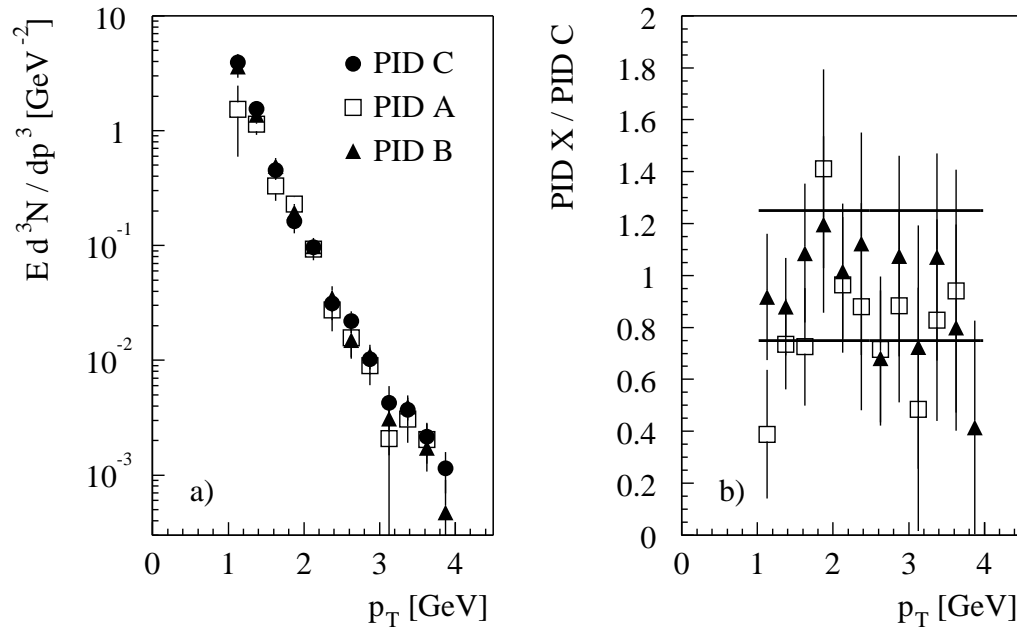
$$f(p_T) \sim \exp(-p_T/T) \quad (12.25)$$

beschreiben läßt, gilt:

$$\overline{p_T} = p_T^c - \frac{1}{24} \frac{\Delta^2}{T}. \quad (12.26)$$

## 12.6 Fehlerabschätzung

Zur Abschätzung des systematischen Fehlers der  $\pi^0$ -Spektren werden verschiedene Analysemethoden miteinander verglichen:

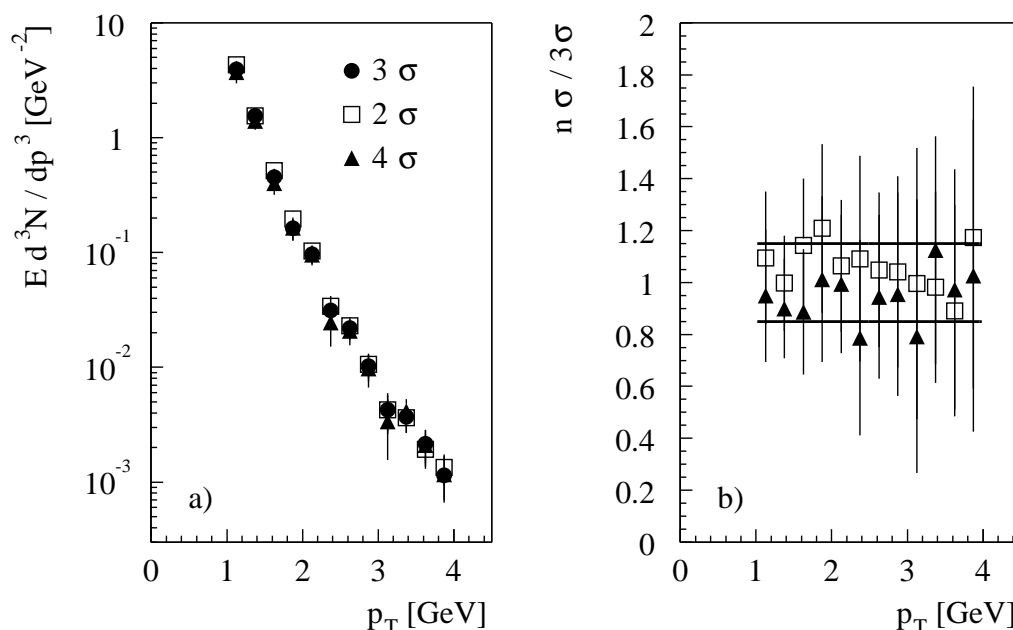


**Abbildung 12.9:** a) Vergleich invarianter  $\pi^0$ -Spektren für verschiedene Methoden der Photon-Identifizierung. Die Spektren sind für zentrale Ereignisse ohne Asymmetrie-Schwelle erstellt. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler wieder. b) Verhältnis der Spektren mit den verschiedenen Methoden der Photon-Identifizierung zum Spektrum mit der Standard-Methode. Die Linien geben den systematischen Fehler an.

- Die unkorrigierten  $\pi^0$ -Spektren werden mit unterschiedlichen Effizienz-Funktionen korrigiert, bei denen jeweils andere Überlagerungs-Wahrscheinlichkeiten angenommen werden. Die Überlagerungs-Wahrscheinlichkeit wird dabei auf Werte beschränkt, die in der Simulation und im Experiment zu vergleichbarer  $\pi^0$ -Peak-Position und -Breite führen.
- Vollständig korrigierte Spektren werden für verschiedenen Methoden der Photonidentifizierung erstellt.
- Vollständig korrigierte Spektren werden für verschiedene Größen des Peak-Integrations-Intervalls erstellt.
- Vollständig korrigierte Spektren werden für verschiedene Asymmetrie-Schwellen erstellt.

Abbildung 12.8 a) zeigt einen Vergleich invarianter  $\pi^0$ -Spektren für Effizienz-Rechnungen mit unterschiedlichen Annahmen der Überlagerungs-Wahrschein-



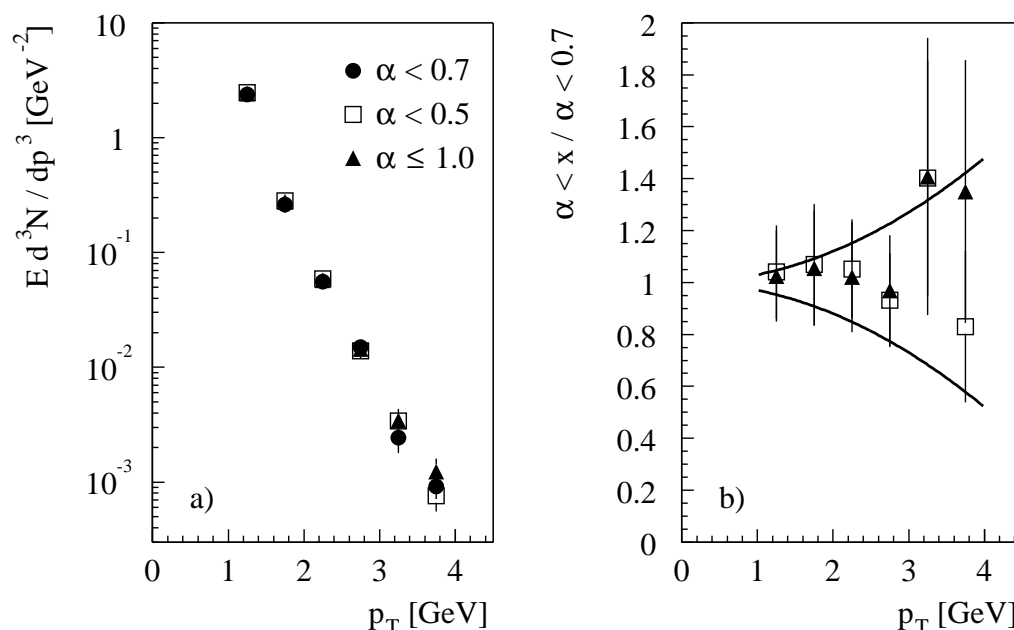


**Abbildung 12.10:** a) Vergleich invarianter  $\pi^0$ -Spektren für verschieden große Bereiche der Peak-Integration. Die Spektren sind für zentrale Ereignisse ohne Asymmetrie-Schwelle erzeugt. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler wieder. b) Verhältnis der Spektren mit den verschieden großen Bereichen der Peak-Integration zur Standard-Methode. Die Linien geben den systematischen Fehler an.

lichkeit. Die ausgefüllten Kreise repräsentieren die Standard-Wahrscheinlichkeit ( $\text{merge}_{\text{reg}}$ ), die offenen Quadrate ( $\text{merge}_{\text{min}}$ ) eine geringere und die geschlossenen Dreiecke ( $\text{merge}_{\text{max}}$ ) eine höhere Wahrscheinlichkeit. Die Spektren sind für zentrale Ereignisse ohne Asymmetrie-Schwelle erstellt. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler wieder.  $E d^3N/dp^3$  ist die lorentz-invariante Multiplizität (vgl. Anhang B.)

Damit Unterschiede zwischen den Spektren deutlicher sichtbar werden, ist in Abbildung 12.8 b) das Verhältnis der Spektren mit variierter Wahrscheinlichkeit zum Spektrum mit der Standard-Wahrscheinlichkeit dargestellt. Die Linien geben den systematischen Fehler an, der aus der Variation der Spektren abgeschätzt wird. Bei der Berechnung des statistischen Fehlers wurden Korrelationen vernachlässigt, so daß die Fehlerbalken nur einer oberen Abschätzung entsprechen.

Der Fehler, der sich aus der Photonenidentifizierung ergibt, kann aus Abb. 12.9 abgeschätzt werden. Das linke Teilbild zeigt einen Vergleich der nach unterschiedlichen Methoden der Identifizierung berechneten Spektren. Die ausgefüllten Kreise



**Abbildung 12.11:** a) Vergleich invarianter  $\pi^0$ -Spektren für verschiedene Asymmetrie-Schwellen. Die Spektren sind für zentrale Ereignisse erzeugt. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler wieder. b) Verhältnis der Spektren mit den verschiedenen Asymmetrie-Schwellen zur Standard-Methode. Die Linien geben den abgeschätzten systematischen Fehler wieder.

repräsentieren die Standard-Methode mit TOF- und Dispersions-Schwelle (PID C), die offenen Quadrate (PID A) sind ohne diese Schwellen und die geschlossenen Dreiecke (PID B) allein mit der TOF-Schwelle erstellt. In der Effizienz-Rechnung wurde jeweils die gleiche Methode benutzt wie in den experimentellen Daten. Abbildung 12.9 b) zeigt das Verhältnis der nach variierten Methoden erstellten Spektren zum Spektrum, das nach der Standard-Methode erzeugt wurde. Die Linien geben wieder den systematischen Fehler an.

Abbildung 12.10 a) zeigt einen Vergleich invarianter  $\pi^0$ -Spektren für verschiedenen große Bereiche der Peak-Integration. Die ausgefüllten Kreise repräsentieren die Standard-Methode mit einem Bereich von  $\pm 3\sigma$  um die Peakposition, die offenen Quadrate sind für  $\pm 2\sigma$  und die geschlossenen Dreiecke für  $\pm 4\sigma$ . In der Effizienz-Rechnung wurde jeweils die gleiche Breite benutzt wie in den experimentellen Daten. Abbildung 12.10 b) zeigt das Verhältnis der Spektren mit den verschiedenen großen Bereichen der Peak-Integration zur Standard-Methode. Die Linien geben den systematischen Fehler an, der aufgrund der Unsicherheit der Peak-Integration veranschlagt wird.

Variation	Fehler [%]
merge	11
PID	25
$\sigma$	15
$\alpha$	9
syst	32
stat	13
gesamt	35

**Tabelle 12.2:** Verschiedene Beiträge zum Fehler des  $\pi^0$ -Spektrums für das Intervall  $1.5 < p_T < 2.0$  GeV (vgl. Abb. 12.1). Die Bezeichnungen sind wie in den entsprechenden Abbildungen zur Fehlerabschätzung gewählt.

Schließlich wird der Fehler abgeschätzt, der sich aus der Variation der Asymmetrie-Schwelle ergibt. Abbildung 12.11 a) zeigt einen Vergleich invarianter  $\pi^0$ -Spektren in zentralen Ereignissen für verschiedene Asymmetrie-Schwellen. Die ausgefüllten Kreise repräsentieren die Standard-Methode mit einer Schwelle von  $\alpha < 0.7$ , die offenen Quadrate sind für eine strengere Schwelle von  $\alpha < 0.5$  und die geschlossenen Dreiecke sind ohne Asymmetrie-Schwelle erstellt ( $\alpha \leq 1.0$ ). In der Effizienz-Rechnung wurde jeweils die gleiche Schwelle benutzt wie in den experimentellen Daten. Abbildung 12.11 b) zeigt das Verhältnis der Spektren mit den verschiedenen Asymmetrie-Schwellen zur Standard-Methode. Die Linien geben den abgeschätzten systematischen Fehler wieder.

Die Fehlerabschätzungen aus der Variation der Effizienz, der Teilchenidentifizierung und der Größe des Peak-Integrations-Intervalls werden für  $\pi^0$ -Spektren ohne Einschränkung der Asymmetrie und eine feinere Unterteilung der  $p_T$ -Intervalle vorgenommen. Dies hat technische Gründe; die entsprechenden Effizienz-Funktionen wurden vor Einführung der Asymmetrie-Schwelle berechnet. Auf die Variation der Spektren und den daraus abgeschätzten systematischen Fehler sollte dies aber praktisch keinen Einfluß haben.

Die in den Abbildungen 12.8, 12.9, 12.10 und 12.11 angedeuteten Fehler werden quadratisch zum gesamten systematischen Fehler addiert. Die Größenordnungen der einzelnen Beiträge wird in Tabelle 12.2 beispielhaft für das bereits in Abb. 12.1 gezeigte  $p_T$ -Intervall  $1.5 < p_T < 2.0$  GeV verdeutlicht. Um den Gesamtfehler zu erhal-

ten, wird zum systematischen der statistische Fehler addiert (vgl. Tab. 12.1). Das mit dem Gesamtfehler versehene  $\pi^0$ -Spektrum wird im nächsten Kapitel vorgestellt.

## 13. Ergebnisse

Im letzten Kapitel soll das Ergebnis der  $\pi^0$ -Analyse vorgestellt und unter physikalischen Gesichtspunkten diskutiert werden. Dabei soll der in Kap. 9 erörterte Energieverlust von Partonen im Vordergrund stehen; er sollte sich in einer Abschwächung des Spektrums bei hohen Transversalimpulsen zeigen.

Abbildung 13.1 zeigt das vollständig korrigierte, invariante  $\pi^0$ -Spektrum für *minimum bias*, zentrale und periphere  $Au + Au$ -Kollisionen bei  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV. Die Fehlerbalken enthalten neben dem statistischen Fehler auch den in Abschnitt 12.6 abgeschätzten systematischen Fehler. Die Beiträge wurden quadratisch addiert. Die numerischen Werte der Spektren sind in tabellierter Form im Anhang zu finden (Tab. D.1).

Wird an die Spektren im Intervall  $1 < p_T < 3$  GeV eine Exponentialfunktion der Form

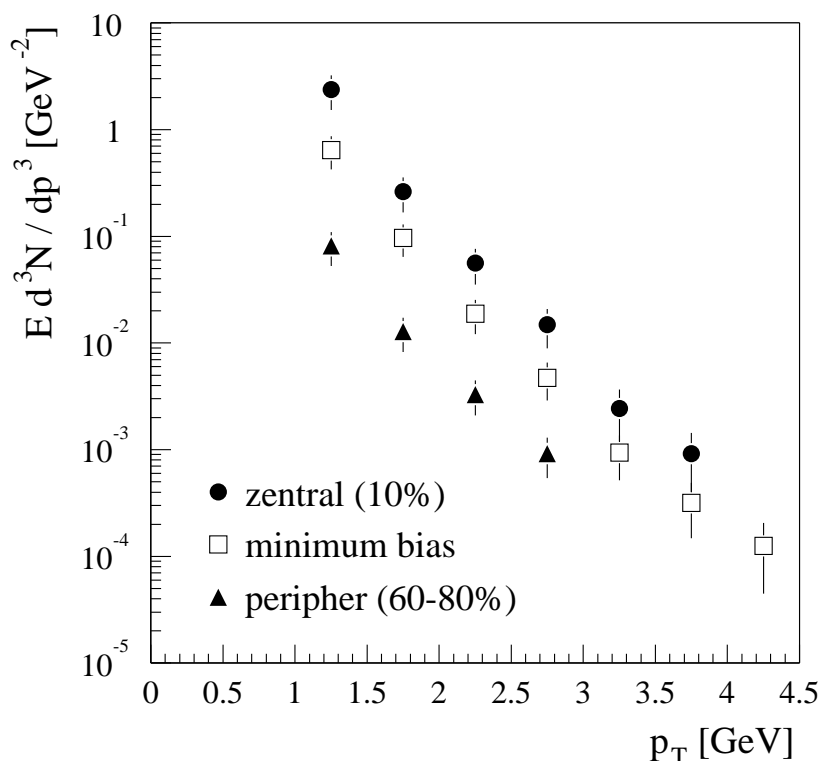
$$E \frac{d^3 N}{dp^3} \sim \exp\left(-\frac{p_T}{T}\right) \quad (13.1)$$

angepaßt, erhält man die in Tabelle 13.1 zusammengefaßten inversen Steigungsparameter  $T$ . Unter Vernachlässigung des transversalen Flusses und harter Streuung kann  $T$  als Temperatur zum Zeitpunkt des thermischen Ausfrierens interpretiert werden. Es fällt auf, daß die Steigung der Spektren praktisch nicht von der Zentralität abhängt.

Neben  $T$  ist auch der mittlere Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$  ein Maß für die Temperatur. Da die  $\pi^0$ - $p_T$ -Verteilungen nur für  $p_T > 1$  GeV gemessen werden, wird der mittlere Transversalimpuls oberhalb einer  $p_T$ -Schwelle  $c$  entsprechend

$$\langle p_T \rangle_c = \left( \int_c^\infty p_T \frac{dN}{dp_T} dp_T \Big/ \int_c^\infty \frac{dN}{dp_T} dp_T \right) - c \quad (13.2)$$

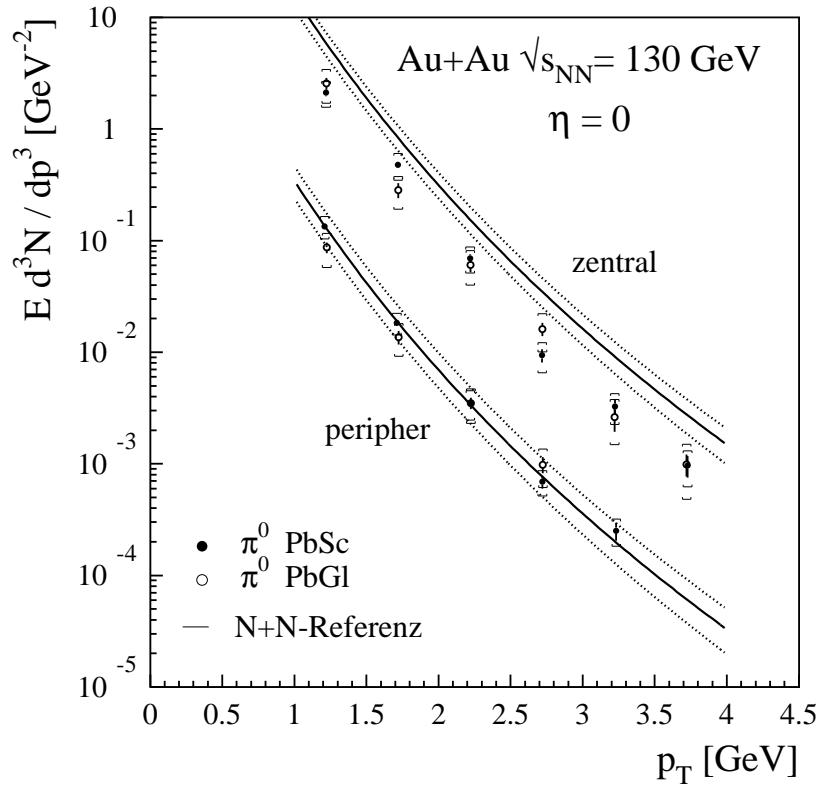
berechnet. Die untere Schwelle  $c$  wird in Gleichung 13.2 vom Mittelwert subtrahiert. Auf diesem Weg erhält man im Spezialfall einer exponentiellen Verteilung  $dN/dp_T \sim \exp(-p_T/T)$  für alle Schwellen den gleichen Mittelwert. Die aus den  $\pi^0$ -Spektren berechneten Werte von  $\langle p_T \rangle_c$  finden sich ebenfalls in Tabelle 13.1. Wie bereits bei den Steigungsparametern  $T$  läßt sich auch bei  $\langle p_T \rangle_c$  keine Zentralitätsabhängigkeit erkennen, die über die Fehler hinausgeht. Die für  $\langle p_T \rangle_c$  erhaltenen Werte sind mit Ergebnissen einer Messung geladener Hadronen im PHENIX-Experiment kompatibel [Adc02d].



**Abbildung 13.1:** Invariantes  $\pi^0$ -Spektrum für *minimum bias*, zentrale und periphere  $Au + Au$ -Kollisionen bei  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV. Die Fehlerbalken geben die quadratische Summe des statistischen und systematischen Fehlers wieder.

Neutrale Mesonen wurden auch mit dem Blei-Szintillator-Detektor gemessen und unabhängig analysiert [Adc02a]. Die Ergebnisse dieser Analyse stellen also einen guten Vergleichsmaßstab für die Messung mit dem Bleiglasdetektor dar. Abbildung 13.2 zeigt die  $\pi^0$ -Spektren in zentralen und peripheren Ereignissen für beide Messungen. In beiden Ereignis-Klassen stimmen die Ergebnisse der unabhängigen Messungen im Rahmen der Fehler überein. Dies ist ein starkes Indiz dafür, daß Messung und Datenanalyse keine zusätzlichen systematischen Fehler enthalten und die Datenpunkte den tatsächlichen Verlauf des Spektrums beschreiben.

Die Daten sollen im Hinblick auf eine mögliche Abschwächung des Spektrums bei hohen Transversalimpulsen mit  $\pi^0$ -Spektren aus  $N + N$ -Kollisionen verglichen werden. Diese werden entsprechend den Überlegungen in Kap. 9 mit der Zahl der binären Kollisionen  $N_{coll}$  skaliert. Da keine bei der Energie von  $\sqrt{s} = 130$  GeV gemessenen  $N + N$ -Daten existieren, werden Daten aus  $p + p$ -Kollisionen am ISR [Alp75] und  $\bar{p} + p$ -Kollisionen am Sp $\bar{p}$ S [Alb90] und am Tevatron [Abe88] interpoliert. Die



**Abbildung 13.2:** Invariante Multiplizität von neutralen Pionen als Funktion von  $p_T$  für zentrale (0-10 %) und periphere Ereignisse (60-80 %). Die ausgefüllten Kreise zeigen das Ergebnis der PbSc-Messung, die offenen Kreise das der PbGl-Messung. Der statistische Fehler ist durch Fehlerbalken, der systematische durch Klammern angezeigt. Ebenfalls eingezeichnet ist eine jeweils mit dem entsprechenden Wert von  $N_{coll}$  skalierte  $N + N$ -Referenz. Die gestrichelten Linien entsprechen der Unsicherheit der  $N + N$ -Referenz und der Bestimmung von  $N_{coll}$ .

interpolierten Werte des Wirkungsquerschnitts  $Ed^3\sigma/dp^3$  für die Produktion geladener Hadronen ( $h^+ + h^-$ ) werden anschließend durch  $A/(1 + p_T/p_0)^n$  parametrisiert. Es ergeben sich die Parameter  $A = 330 \text{ mb/GeV}^2$ ,  $p_0 = 1.72 \text{ GeV}$  und  $n = 12.4$  [Adc02a, Dre01, Dre02]. Diese Parametrisierung wird mit dem am ISR gemessenen Verhältnis von geladenen Pionen zu geladenen Hadronen  $\pi/h = 0.63 \pm 0.06$  skaliert [Alp75]. Schließlich wird noch mit dem  $N_{coll}$ -Wert der entsprechenden Zentralitätsklasse multipliziert und durch den inelastischen  $N + N$ -Wirkungsquerschnitt geteilt.

Die so erhaltene  $N + N$ -Referenz ist ebenfalls in Abb. 13.2 eingezeichnet. In peripheren Reaktionen stimmt die  $N + N$ -Referenz für  $p_T > 2 \text{ GeV}$  mit den Daten

Zentralität	$T$ [MeV]	$\langle p_T \rangle_c$ [MeV]	
		$c = 1$ GeV	$c = 2$ GeV
<i>min bias</i>	$303 \pm 36$	$401 \pm 47$	$457 \pm 62$
zentral	$300 \pm 44$	$400 \pm 47$	$440 \pm 60$
peripher	$337 \pm 49$	$392 \pm 45$	$368 \pm 56$

**Tabelle 13.1:** Inverse Steigungsparameter  $T$  aus der Anpassung einer Exponentialfunktion an die  $\pi^0$ -Spektren im Intervall  $1 < p_t < 3$  GeV sowie mittlerer Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle_c$  nach Gleichung 13.2 für zwei verschiedene Schwellen  $c$ .

überein. Sie bestätigen damit die Erwartung aus Kap. 9, daß in diesem  $p_T$ -Bereich eine Skalierung mit  $N_{coll}$  möglich ist. In zentralen Reaktionen, wo man die Bildung eines QGP erwartet, liegen die Daten deutlich unterhalb der  $N + N$ -Referenz.

Um diese Abweichung genauer zu untersuchen, werden die Ergebnisse der PbSc- und der PbGl-Messung kombiniert. Da sie im Rahmen des Fehlers übereinstimmen (vgl. Abb. 13.2), können sie als unabhängige Messungen  $A, B$  derselben Größe betrachtet werden. Sie werden deshalb gemittelt und dabei mit den jeweiligen Fehlern gewichtet:

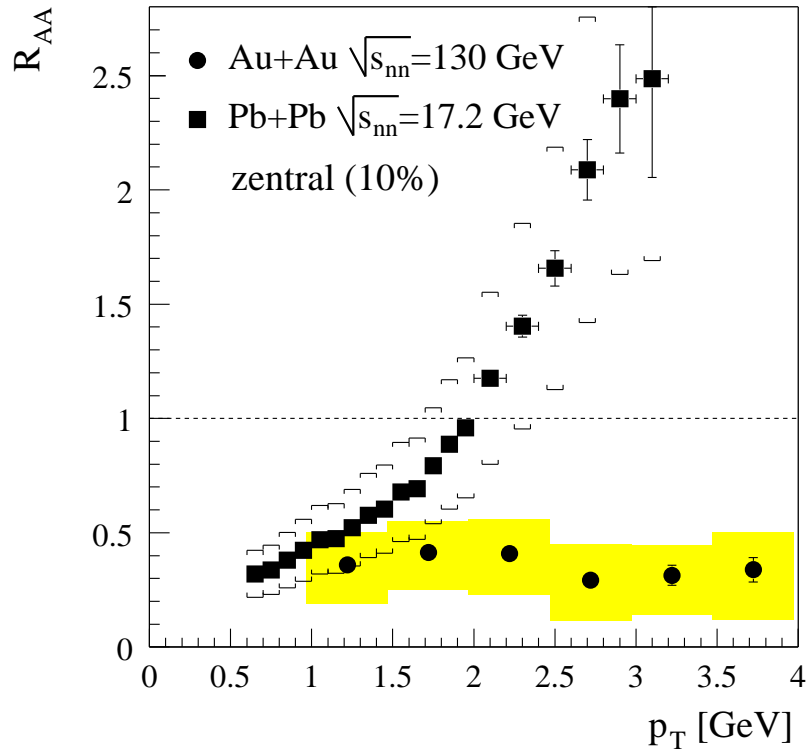
$$\langle A + B \rangle = \left( \frac{A}{\sigma_A^2} + \frac{B}{\sigma_B^2} \right) \cdot \sigma^2, \quad \text{mit } \frac{1}{\sigma^2} = \frac{1}{\sigma_A^2} + \frac{1}{\sigma_B^2} \quad (13.3)$$

Die Größe  $\langle A + B \rangle$  stellt dann den wahrscheinlichsten Wert dar,  $\sigma$  seinen Fehler [Bev92].

Für die kombinierten Daten wird der nukleare Modifikations-Faktor  $R_{AA}$  entsprechend Gleichung 9.2 berechnet. Abbildung 13.3 zeigt  $R_{AA}$  für zentrale Ereignisse als Funktion von  $p_T$  (s. auch Tab. D.2). Für  $p_T > 2$  GeV ist  $R_{AA}$  deutlich kleiner als eins. Diese Abschwächung der Teilchenproduktion ist umso bemerkenswerter, als in  $p + A$ -Reaktionen die Teilchenproduktion gegenüber einer Skalierung mit  $N_{coll}$  durch den Cronin-Effekt erhöht ist. Ein solcher Effekt wird auch bei der Produktion neutraler Pionen in  $Pb + Pb$ -Kollisionen bei SPS-Energien beobachtet, die vom WA98-Experiment gemessen wird. Das Ergebnis dieser Messung ist zum Vergleich ebenfalls in Abb. 13.3 gezeigt [Rey02]. Hier ist  $R_{AA}$  in zentralen Ereignissen im  $p_T$ -Intervall oberhalb von 2 GeV deutlich größer als eins<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Diese Zentralitätsklasse entspricht einem ähnlichen Anteil des Wirkungsquerschnitts wie in PHENIX. Zur Bestimmung von  $N_{coll}$  für die WA98-Datenpunkte siehe [Agg01], zur  $N + N$ -Referenz für diese Datenpunkte siehe [Agg02].





**Abbildung 13.3:**  $R_{AA}$  (s. Gleichung 9.2) als Funktion von  $p_T$  in zentralen Ereignissen (gewichtetes Mittel der PbSc- und PbGl-Messung). Die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler. Der systematische Fehler der Daten sowie die Unsicherheiten bezüglich der  $N + N$ -Referenz und  $N_{coll}$  sind durch den schattierten Bereich angegeben. Zum Vergleich ist außerdem  $R_{AA}$  für eine Messung neutraler Pionen bei SPS-Energien im WA98-Experiment gezeigt [Rey02]. Hier geben die Fehlerbalken den statistischen und systematischen Fehler der Daten an. Die Klammern zeigen die Unsicherheit bezüglich der  $N + N$ -Referenz und  $N_{coll}$ .

Phänomenologische Rechnungen [Wan01a], die das *shadowing* und den Cronin-Effekt berücksichtigen, sagen zudem für zentrale  $Au + Au$ -Kollisionen bei  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV im  $p_T$ -Bereich 3–9 GeV voraus, daß  $R_{AA} > 1$  mit einem Maximum von  $R_{AA} \approx 1.3$  bei  $p_T = 4$  GeV.

Um das  $\pi^0$ -Spektrum in zentralen Kollisionen auf Modifikationen bei hohen  $p_T$ -Werten zu untersuchen, kann es alternativ auch mit dem Spektrum in peripheren Ereignissen verglichen werden. Dazu werden beide Spektren auf die entsprechende Zahl der binären Kollisionen normiert. In Analogie zu Gleichung 9.2 kann das

Verhältnis der normierten Spektren als verallgemeinerter nuklearer Modifikationsfaktor  $R_{AA}^{cen/per}$  bezeichnet werden:

$$R_{AA}^{cen/per} = \frac{E \frac{d^3N}{dp^3}(p_T) / N_{coll}|_{cen}}{E \frac{d^3N}{dp^3}(p_T) / N_{coll}|_{per}}. \quad (13.4)$$

Wieder sollte gelten:  $R_{AA}^{cen/per} = 1$ , falls die Teilchenproduktion mit der Zahl der binären Kollisionen skaliert.  $R_{AA}^{cen/per}$  hat gegenüber  $R_{AA}$  den Vorteil, daß sich viele experimentelle Unsicherheiten aufheben, da beide Spektren im selben Experiment gemessen werden. Es wird angenommen, daß sich die systematischen Fehler, die aus der Variation von Überlagerungs-Wahrscheinlichkeit, Peak-Integrations-Intervall und Asymmetrie abgeschätzt werden, herauskürzen und nur der aus der Variation der Teilchen-Identifizierung ermittelte Fehler unkorreliert zwischen den Zentralitätsklassen ist und damit bestehen bleibt [Dav01] (vgl. Abschnitt 12.6). Außerdem fällt die Unsicherheit bezüglich der  $N + N$ -Interpolation heraus. Zusätzlich kommt jedoch die Unsicherheit von  $N_{coll}$  für periphere Ereignisse ins Spiel. Wie  $R_{AA}$  kann auch  $R_{AA}^{cen/per}$  durch den Cronin-Effekt und *shadowing* beeinflusst werden (vgl. Kap. 9).

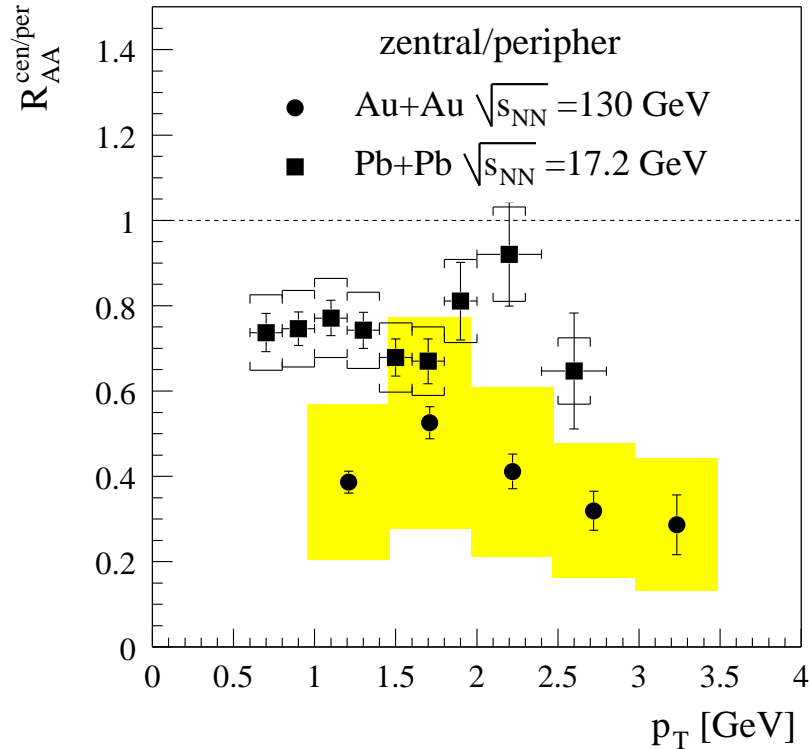
Abbildung 13.4 zeigt  $R_{AA}^{cen/per}$  als Funktion von  $p_T$  (s. auch Tab. D.3). Das Verhältnis liegt im gesamten  $p_T$ -Bereich unter eins. Die Teilchenproduktion pro  $N + N$ -Kollision ist in zentralen Ereignissen also gegenüber peripheren Ereignissen unterdrückt.

Zum Vergleich ist in Abb. 13.4 auch das im WA98-Experiment am SPS gemessene Verhältnis  $R_{AA}^{cen/per}$  eingezeichnet [Rey02]<sup>2</sup>. Auch bei der geringeren Kollisionsenergie am SPS ist  $R_{AA}^{cen/per} < 1$ , allerdings nicht so deutlich wie bei RHIC-Energien. Sowohl bei  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV als auch bei  $\sqrt{s_{NN}} = 17.2$  GeV ist die Teilchenproduktion pro binärer Kollision also in zentralen Kollisionen geringer als in peripheren.

Am SPS beruht diese Modifikation des *nuclear enhancement*, also die Beobachtung, daß  $R_{AA}^{cen/per} < 1$ , möglicherweise auf bisher unverstandenen Mechanismen der Teilchenproduktion. Andererseits wurde in semi-zentralen und zentralen  $Pb + Pb$ -Reaktionen am SPS eine anomale Unterdrückung der Produktion von  $J/\Psi$ -Mesonen beobachtet, was auf eine Aufhebung des Quark-Einschlusses hindeutet (vgl. Abschnitt 2.2.4). Es ist also durchaus denkbar, daß bereits bei der am SPS erreichten Kollisionsenergie ein Energieverlust einsetzt.

Die Unterdrückung des im PHENIX-Experiment gemessenen Spektrums kann nicht durch eine Modifikation des *nuclear enhancement* erklärt werden, da hier die Teilchenproduktion auch gegenüber der  $N + N$ -Referenz unterdrückt ist, bei der es

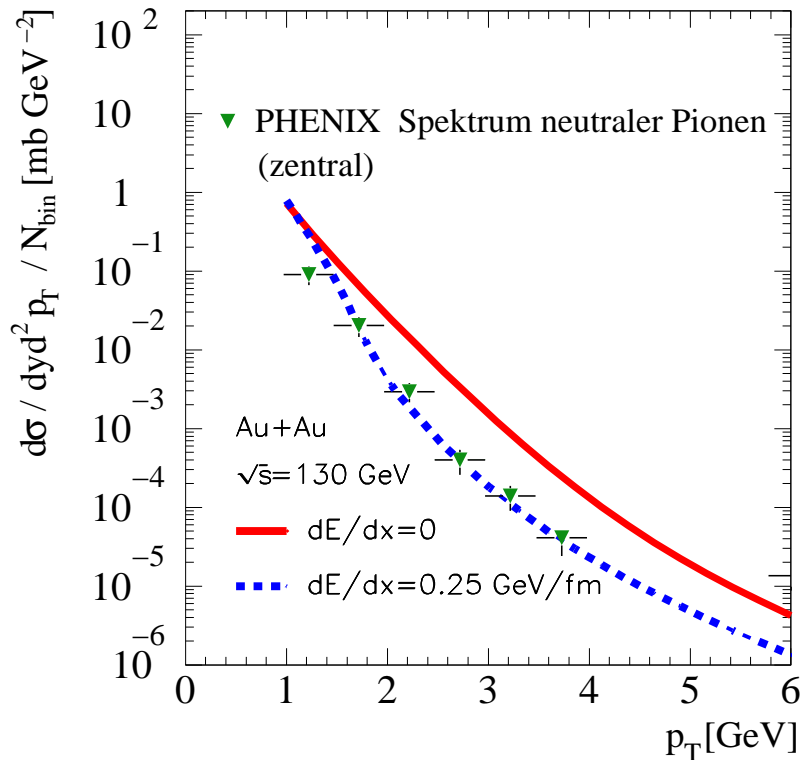
<sup>2</sup>Die Zentralitätsklassen entsprechen ähnlichen Anteilen des Wirkungsquerschnitts wie in PHENIX. Zur Bestimmung von  $N_{coll}$  für die WA98-Datenpunkte siehe [Agg01].



**Abbildung 13.4:** Verhältnis des PHENIX- $\pi^0$ -Spektrums (gewichtetes Mittel der PbSc- und PbGI-Messung) in zentralen zum Spektrum in peripheren Ereignissen. Die Spektren sind jeweils auf die entsprechende Zahl binärer  $N + N$ -Kollisionen normiert. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler wieder, die schattierten Bereiche verdeutlichen neben dem systematischen Fehler auch die Unsicherheit der Normierung. Zum Vergleich ist auch das im WA98-Experiment am SPS gemessene Verhältnis eingezeichnet [Rey02]. Hier enthalten die Fehlerbalken auch den systematischen Fehler der Daten, die Klammern repräsentieren allein die Unsicherheit der Normierung.

per definitionem kein *nuclear enhancement* gibt. Als einzige Erklärung kommt hier ein Energieverlust im nuklearen Medium in Betracht.

Eine naheliegende Erklärung für die im PHENIX-Experiment beobachtete Unterdrückung des  $\pi^0$ -Spektrums in zentralen Kollisionen ist der Energieverlust von Partonen in einem Quark-Gluon-Plasma. Diese Hypothese soll abschließend durch einen Vergleich des Spektrums mit pQCD-Rechnungen [Wan01b] überprüft werden. Abbildung 13.5 [Wan01b] zeigt das Spektrum zusammen mit den Ergebnissen zweier unterschiedlicher pQCD-Rechnungen. Wird in der Rechnung kein Energieverlust der Partonen angenommen, kann das experimentelle Spektrum nicht beschrieben werden. Erst mit einem Energieverlust von  $-dE/dx = 0.25$  GeV/fm stimmen Rechnung



**Abbildung 13.5:** Vergleich des PHENIX- $\pi^0$ -Spektrums in zentralen Ereignissen mit den Ergebnissen zweier unterschiedlicher pQCD-Rechnungen, einmal mit und einmal ohne Energieverlust der Partonen.

und Experiment überein. Berücksichtigt man, daß die Reaktionszone expandiert, läßt sich dies in einen Energieverlust in einem statischen System umrechnen [Wan02]. Dieser ist etwa 15 mal höher als der Energieverlust in kalter Kernmaterie, gemessen im HERMES-Experiment [Air01].

Eine analoge Messung der Spektren geladener Teilchen mit der Drift-Kammer und den Pad-Kammern PC1 und PC3 im Ostarm des PHENIX-Experiments zeigt ein ganz ähnliches Ergebnis [Adc02a]. Auch für geladene Hadronen ist  $R_{AA}$  deutlich kleiner als eins. Die Unterdrückung der  $\pi^0$ -Produktion wurde inzwischen auch bei einer Kollisionsenergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV eindrucksvoll bestätigt. Eine Messung des PHENIX-Experiments zeigt, daß dort  $R_{AA} \approx 0.2$  für  $p_T > 1$  GeV [Ent02]. Aufgrund höherer Statistik im zweiten PHENIX-Run erstreckt sich diese Messung sogar bis  $p_T = 8$  GeV.

# 14. Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses von Photonen in  $Pb + Pb$ -Reaktionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 17.2 \text{ GeV}$  pro Nukleonpaar und die Produktion neutraler Pionen in  $Au + Au$ -Reaktionen bei  $\sqrt{s} = 130 \text{ GeV}$  studiert. Die Untersuchung der  $Pb + Pb$ -Reaktionen basiert auf Messungen des WA98-Experiments am SPS-Beschleuniger des CERN.  $Au + Au$ -Reaktionen der höheren Kollisionsenergie werden im PHENIX-Experiment am kürzlich in Betrieb genommenen Hadronen-Collider RHIC des BNL gemessen. In beiden Experimenten wird ein hochsegmentiertes Bleiglaskalorimeter zur Messung von Photonen und neutralen Pionen eingesetzt.

Das Hauptziel der Experimente WA98 und PHENIX ist der Nachweis und die Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas (QGP), eines Zustands hadronischer Materie, in dem der Einschluß der Quarks und Gluonen in Nukleonen aufgehoben wird. In den untersuchten Schwerionenreaktionen sollte die Energiedichte so hoch werden, daß sich ein QGP erzeugen läßt. Man erwartet, daß bei diesem Phasenübergang charakteristische Signale ausgesandt werden, die experimentell zugänglich sind.

Ein mögliches Signal des QGP sind charakteristische Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses der produzierten Teilchen. Die generelle Stärke der Fluktuationen ist außerdem ein Maß für die Equilibrierung der Reaktionszone. Im ersten Teil der Arbeit werden diese Fluktuationen untersucht. Dazu wird die Verteilung des mittleren Transversalimpulses der mit dem Bleiglaskalorimeter gemessenen Photonen analysiert. Die Verteilung ist von statistischen Fluktuationen dominiert, die von eventuell auftretenden charakteristischen Fluktuationen getrennt werden müssen. Es werden zwei verschiedene Ansätze verfolgt, die sich in der Bestimmung der statistischen Fluktuationen unterscheiden: Einmal werden die statistischen Fluktuationen mit einer Event-Mixing-Methode ermittelt. Basierend auf früheren Erfahrungen wird eine Methode entwickelt, nach der die statistischen Fluktuationen mit hoher Präzision bestimmt werden können.

Der zweite Ansatz [Gaz92] kommt, wie gezeigt werden kann, durch geschickte Wahl der Observablen ohne das Event-Mixing aus. Die gewählten Observablen lassen sich allerdings nicht ohne weiteres durch gewöhnliche statistische Größen ausdrücken. Deshalb wird ein Zusammenhang zwischen den beiden Ansätzen hergestellt, der es erlaubt, die Ergebnisse der beiden Methoden miteinander zu vergleichen.

Neben solchen Fluktuationen, die charakteristisch für einen Phasenübergang sind, treten auch andere nicht-statistische Fluktuationen auf. Sie lassen sich in zwei Kategorien einteilen: Zwei- oder Mehr-Teilchen-Korrelationen und Korrelationen zwischen dem mittleren Transversalimpuls und der Zahl der in einer Reaktion gemessenen Teilchen. Photonen, die aus dem Zerfall neutraler Pionen stammen, sind beispielsweise paarweise korreliert. Korrelationen zwischen Transversalimpuls und Teilchenzahl entstehen zum Beispiel durch Treffer, die mit so kleinem Abstand auf den Detektor treffen, daß sie nicht unterschieden werden können. Auch durch Fluktuationen des Stoßparameters innerhalb einer Klasse von Ereignissen können solche Korrelationen entstehen. Die nicht-statistischen Fluktuationen werden in Simulationen und einfachen Modellrechnungen untersucht und quantifiziert.

Die auf diesem Weg ermittelten Fluktuationen werden schließlich mit den experimentell gemessenen Fluktuationen verglichen. Dabei wird diskutiert, wie sich Fluktuationen der verschiedenen Kategorien auf die Observablen beider Meßmethoden auswirken. Es werden Vor- und Nachteile beider Methoden aufgezeigt und eine Observable entwickelt, die die Vorteile beider Meßmethoden miteinander vereint. Aus dem Vergleich der gemessenen Fluktuationen mit den Ergebnissen der Simulation wird ein signifikanter Überschuß nicht-statistischer Fluktuationen deutlich. Dieser wird quantifiziert und anhand der verschiedenen Observablen ausgedrückt. Die Ergebnisse sind konsistent. Für zentrale Ereignisse (10% des Wirkungsquerschnitts) beträgt der Überschuß nicht-statistischer Fluktuationen  $\Delta\sigma = 4.18 \pm 0.92 \text{ MeV}$  oder  $\Delta\Phi_{p_T} = 2.35 \pm 0.55 \text{ MeV}$ .  $\Delta\Phi_{p_T}$  ist die in der zweiten Meßmethode betrachtete Observable.

Bei der Interpretation dieses Ergebnisses muß der Einfluß von Akzeptanz- und Effizienz-Effekten des Detektors berücksichtigt werden. Er hängt von der Art der zugrundeliegenden Fluktuationen ab und kann deshalb ohne deren Kenntnis nicht vollständig korrigiert werden. Die Größe der Korrektur kann deshalb nur beispielhaft diskutiert werden. Im Rahmen dieser Unsicherheit ist das Ergebnis mit anderen Experimenten konsistent.

Am RHIC eröffnet sich mit der höheren Kollisionsenergie eine neue Möglichkeit, das QGP nachzuweisen: Hier werden zu Beginn der Kernreaktion in harten Streuprozessen Teilchen mit hohem Transversalimpuls erzeugt. Bildet sich im weiteren Verlauf der Reaktion ein QGP, verlieren diese Teilchen durch Wechselwirkung mit den freigesetzten Quarks und Gluonen Energie. Der Energieverlust wird an einer Unterdrückung der Teilchen bei hohem Transversalimpuls sichtbar. Im zweiten Teil der Arbeit werden deshalb Verteilungen des Transversalimpulses neutraler Pionen auf eine Unterdrückung bei hohen Impulsen untersucht.

Grundlage der Untersuchung ist wieder die Messung von Photonen mit dem bereits im WA98-Experiment eingesetzten Bleiglaskalorimeter. Es wird im PHENIX-Experiment in veränderter geometrischer Anordnung wiederverwendet. Im Rahmen dieser Arbeit konnte ein Beitrag zur erfolgreichen Integration des Kalorimeters in das PHENIX-Experiment geleistet werden. Die analysierten Daten stammen aus der ersten Messung des Experiments im Jahr 2000.

Die Transversalimpulsverteilung neutraler Pionen läßt sich aus den mit dem Bleiglaskalorimeter gemessenen Zerfallspotonen rekonstruieren. Der Weg von der Extraktion des Pionen-Signals bis zu einer vollständig korrigierten Impulsverteilung wird beschrieben. Die Abschätzung des statistischen Fehlers dieser Untersuchung konnte gegenüber früheren Untersuchungen prinzipiell verbessert werden.

Um eine Unterdrückung der  $\pi^0$ -Produktion bei hohem Transversalimpuls  $p_T$  zu quantifizieren, wird ein Vergleichsmaßstab benötigt. Man erwartet, daß die Teilchenproduktion ohne zusätzliche Effekte des nuklearen Mediums für  $p_T \gtrsim 2$  GeV mit der Zahl der binären Nukleon-Nukleon-Kollisionen  $N_{coll}$  skaliert. Als Vergleichsmaßstab kann also die  $\pi^0$ -Produktion in  $N + N$ -Reaktionen mit  $N_{coll}$  skaliert werden.

In peripheren  $Au + Au$ -Reaktionen (60–80 % des geometrischen Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{geo}$ ) stimmt das gemessene  $\pi^0$ -Spektrum für  $p_T > 2$  GeV mit der  $N + N$ -Referenz überein. In zentralen Reaktionen (10 %  $\sigma_{geo}$ ), in denen man ein QGP erwartet, ist das  $\pi^0$ -Spektrum hingegen deutlich gegenüber der Referenz unterdrückt. Die  $\pi^0$ -Spektren sind mit dem Ergebnis einer analogen Messung mit dem Bleiszintillator-Detektor des PHENIX-Experiments konsistent. Beide Ergebnisse werden gemittelt, um die Unsicherheit zu reduzieren. Für das gemittelte Ergebnis beträgt das Verhältnis der Teilchenproduktion in zentralen  $Au + Au$ -Reaktionen zur  $N + N$ -Referenz etwa  $0.3 \pm 0.2$ , dies gilt im Intervall  $2 < p_T < 4$  GeV. Eine analoge Messung geladener Teilchen im PHENIX-Experiment kommt zu einem ähnlichen Ergebnis [Adc02a]. Die Unterdrückung ist umso bemerkenswerter, als die Teilchenproduktion in  $p + A$ -Reaktionen für  $p_T \gtrsim 2$  GeV gegenüber einer  $N + N$ -Referenz erhöht ist (Cronin-Effekt). Ein ähnlicher Anstieg wurde auch im WA98-Experiment gemessen.

Die Unterdrückung des  $\pi^0$ -Spektrums in zentralen  $Au + Au$ -Reaktionen ist mit einer pQCD-Rechnung kompatibel, wenn diese von einem Energieverlust  $-dE/dx = 0.25$  GeV/fm ausgeht. Dieser Wert läßt sich mit dem Energieverlust in einem statischen System vergleichen: Er ist etwa 15 mal größer als in kalter Kernmaterie. Die Unterdrückung der  $\pi^0$ -Produktion wurde inzwischen auch bei einer Kollisionsenergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV bestätigt [Ent02]. Die Unterdrückung von Teilchen mit hohem Transversalimpuls ist also ein vielversprechendes Signal des QGP.





# A. Kinematische Variablen

In der Hochenergiephysik werden die nach einer Reaktion vorliegenden Teilchen durch den Viererimpuls

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

beschrieben (vgl. [Rey99]).  $E$  ist dabei die Energie des Teilchens und  $\vec{p}$  der Dreierimpuls in kartesischen Koordinaten. Für ein freies Teilchen mit der Ruhemasse  $m_0$  gilt die relativistische Energie-Impuls-Beziehung

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

Dabei wird hier und im folgenden wie in der Hochenergiephysik üblich  $c \equiv 1$  gesetzt. Die Strahlachse definiert zumeist die  $z$ -Achse des Koordinatensystems. Der Dreierimpuls eines Teilchens, dessen Flugbahn unter einem Winkel  $\vartheta$  zur Strahlachse verläuft, wird in eine longitudinale Komponente  $p_L$  und eine transversale Komponente  $p_T$  aufgeteilt:

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

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

Hierbei ist  $p = |\vec{p}|$  der Betrag des Dreierimpulses.

Die longitudinale Geschwindigkeit  $\beta_L = p_L/E$  eines Teilchens wird durch die Rapidität  $y$  beschrieben:

$$y = \operatorname{atanh}(\beta_L) \quad (\text{A.5})$$

$$= \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}. \quad (\text{A.6})$$

Die Rapidität eines Teilchens hängt vom Bezugssystem ab. Anders als die longitudinale Geschwindigkeit  $\beta_L$  verhält sich die Rapidität jedoch additiv bei einem Wechsel in ein Bezugssystem, das sich mit einer Geschwindigkeit  $\beta$  relativ zum alten Bezugssystem bewegt:

$$y' = y + \operatorname{atanh}(\beta). \quad (\text{A.7})$$

Damit ist die Form der Rapiditätsverteilung einer Meßgröße, z.B. der Multiplizität produzierter Teilchen, unabhängig von der Wahl des Bezugssystems. Im nichtrelativistischen Grenzfall gilt  $y \approx \beta_L$ . Es gelten die Beziehungen

$$E = m_T \cdot \cosh(y) \quad (\text{A.8})$$

$$p_L = m_T \cdot \sinh(y). \quad (\text{A.9})$$

Dabei bezeichnet  $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$  die sog. transversale Masse des Teilchens.

Im Grenzfall  $E \gg m_0$  kann die Rapidität durch die Pseudorapidität  $\eta$  angenähert werden:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_L}{p - p_L} \quad (\text{A.10})$$

$$= -\ln \left[ \tan \left( \frac{\vartheta}{2} \right) \right]. \quad (\text{A.11})$$

Die Pseudorapidität eines Teilchens kann allein aus dem Winkel  $\vartheta$  der Flugbahn des Teilchens relativ zur Strahlachse bestimmt werden. Die Pseudorapidität ist damit experimentell meist einfacher zugänglich als die Rapidität. Analog zu (A.8) und (A.9) gilt

$$p = p_T \cdot \cosh(\eta) \quad (\text{A.12})$$

$$p_L = p_T \cdot \sinh(\eta). \quad (\text{A.13})$$

## B. Lorentz-invarianter Wirkungsquerschnitt

Die Teilchenproduktion in hochenergetischen Reaktionen wird häufig durch eine lorentz-invariante Größe, den Wirkungsquerschnitt  $E d^3\sigma/d\vec{p}^3$ , beschrieben (vgl. [Rey99]). Es gelten die folgenden Beziehungen:

$$\begin{aligned} \sigma_{inv} \equiv E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} &= E \frac{1}{p_T} \frac{d^3\sigma}{dp_T d\varphi dp_L} \\ &\stackrel{\frac{dp_L}{dy}=E}{=} \frac{1}{p_T} \frac{d^3\sigma}{dp_T d\varphi dy} \\ &\stackrel{\varphi\text{-Symmetrie}}{=} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma}{dp_T dy} \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

$$= \frac{1}{2\pi m_T} \frac{d^2\sigma}{dm_T dy}. \quad (\text{B.2})$$

Betrachtet man in einer inelastischen Reaktion die Produktion von Teilchen einer bestimmten Sorte  $X$ , so ergibt die Integration des zugehörigen lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitts das Produkt aus der mittleren Anzahl der pro inelastischer Reaktion erzeugten Teilchen und dem totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt:

$$\int E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} d\vec{p}^3 = \langle n_X \rangle \cdot \sigma_{in}. \quad (\text{B.3})$$

Im Experiment wird der lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitt dann entsprechend

$$E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} = \frac{1}{2\pi p_T N_{in}} \cdot \frac{\Delta N_X}{\Delta p_T \Delta y} \cdot \sigma_{in} \quad (\text{B.4})$$

bestimmt.  $\Delta N_X$  ist dabei die in  $N_{in}$  inelastischen Reaktionen gemessene Gesamtzahl an Teilchen, die in einem Transversalimpulsintervall  $[p_T, p_T + \Delta p_T]$  und in einem Rapiditätsintervall  $[y, y + \Delta y]$  nachgewiesen wurden.

Um unabhängig vom totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt zu sein, kann Gleichung B.4 auch durch  $\sigma_{in}$  geteilt werden. Man schreibt dann

$$E \frac{d^3N}{d\vec{p}^3} = \frac{1}{2\pi p_T N_{in}} \cdot \frac{\Delta N_X}{\Delta p_T \Delta y}. \quad (\text{B.5})$$



# C. Technische Aspekte der Fluktuations-Analyse

An dieser Stelle sollen einige Aspekte der Fluktuations-Analyse dargestellt werden, die von eher praktischer Bedeutung sind.

## C.1 Speicherung der Teilchen zur Erzeugung von Mixed-Events

Zur Berechnung der statistischen  $M_{p_T}$ -Verteilung können die Ereignisse beispielsweise in ihrer ursprünglichen Zusammensetzung gespeichert werden. Während der Voranalyse läßt sich dann zu jedem aktuellen Ereignis ein *mixed event* gleicher Teilchenzahl generieren, indem aus einer entsprechenden Anzahl alter Ereignisse zufällig jeweils ein Teilchen ausgewählt wird. Damit dies in jedem Fall möglich ist, muß mindestens eine der maximal auftretenden Teilchenzahl entsprechende Anzahl alter Ereignisse gespeichert werden.

Die Teilchen dürfen im allgemeinen jedoch nicht in der Reihenfolge verwendet werden, in der sie innerhalb der alten Ereignisse gespeichert sind. Diese Reihenfolge wird vor allem durch die Vorgehensweise der Cluster-Routine bestimmt. Sie hängt also von der geometrischen Lage der Treffer ab und ist damit nicht zufällig. Die Teilchen müssen deshalb ausdrücklich zufällig gewählt werden.

Das so gebildete *mixed event* sowie das aktuelle Ereignis werden dann analysiert. Anschließend wird das am längsten gespeicherte alte Ereignis durch das aktuelle Ereignis ersetzt. Dies entspricht der Arbeitsweise eines FIFO<sup>1</sup>-Speichers. So wird dafür gesorgt, daß nach und nach die gesamte Einteilchenverteilung zur Generierung der *mixed events* zur Verfügung gestellt wird.

Das bedeutet aber nicht, daß jeder einzelne  $p_T$ -Wert eines Ereignisses auch Verwendung findet. Aufgrund der zufälligen Teilchenauswahl verlassen viele Ereignisse den Zwischenspeicher zuvor wieder. Andere Teilchen werden hingegen mehrfach verwendet. Dadurch wird das Ergebnis zwar nicht systematisch verfälscht, die zur Verfügung stehende Statistik wird jedoch nicht optimal ausgenutzt.

---

<sup>1</sup>*First In First Out*

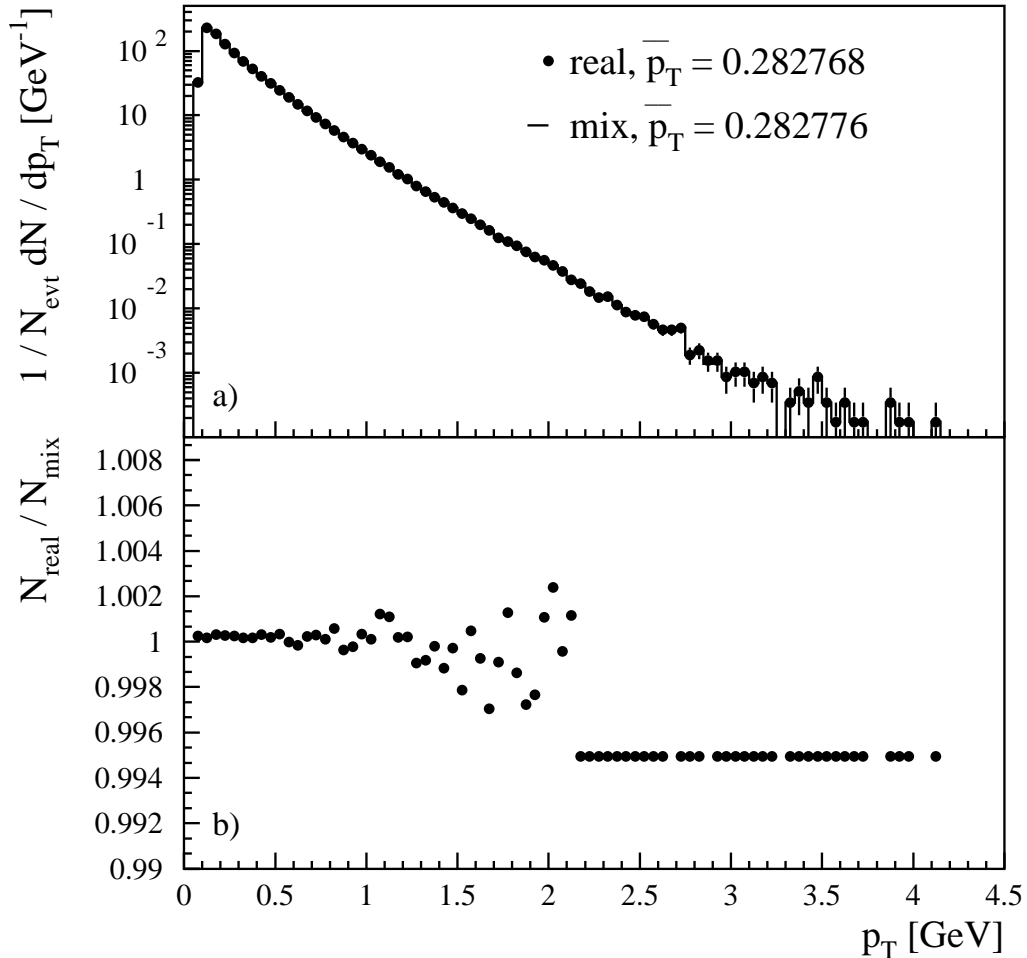
Deshalb soll hier ein alternatives Verfahren eingesetzt werden [Mit01]. Statt alte Ereignisse in ihrer ursprünglichen Struktur zu speichern und daraus *mixed events* zu kombinieren, wird jedes Teilchen direkt einem *mixed event* zugeordnet. Um Korrelationen auszuschließen, werden alle Teilchen eines aktuellen Ereignisses auf unterschiedliche *mixed events* verteilt. Die Zuordnung erfolgt wiederum zufällig. Die *mixed events* werden nach und nach gefüllt und verbleiben im Speicher, bis sie eine ihnen zugewiesene Teilchenzahl erreicht haben. Dann werden sie analysiert und durch neue *mixed events* ersetzt. Auch bei dieser Methode muß eine der maximal auftretenden Teilchenzahl entsprechende Anzahl von *mixed events* zur Verfügung stehen. Der Speicherbedarf ist also gleich. Es werden letztlich aber alle gemessenen Teilchen für die Erzeugung der *mixed events* verwendet.

Lediglich am Ende der Analyse bleibt eine kleine Anzahl unvollständiger *mixed events* übrig. Die darin gespeicherten Teilchen werden nicht verwendet. Dies fällt allerdings nicht ins Gewicht, falls die Gesamtzahl der analysierten Ereignisse groß genug ist. Wegen der Aufteilung der Analyse auf einzelne *runs* müssen die gespeicherten *mixed events* aber von *run* zu *run* weitergegeben werden. Sonst gehen zu viele Teilchen verloren.

Aufgrund der Art der Konstruktion der *mixed events* erwartet man, daß die  $p_T$ -Verteilungen für reale Ereignisse und *mixed events* identisch und ihre statistischen Fehler gänzlich korreliert sind. Nur die am Ende der Analyse übrigbleibenden *mixed events* können zu Abweichungen führen. Abbildung C.1 a) zeigt die  $p_T$ -Verteilung<sup>2</sup> für reale Ereignisse und *mixed events* beispielhaft für  $E_T$ -Klasse 7. Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse und die Schrittweite der  $p_T$ -Unterteilung normiert. In dieser Darstellung sind die Verteilungen nicht zu unterscheiden. Die relative Abweichung der Mittelwerte ist kleiner als  $3 \cdot 10^{-5}$ . Der statistische Fehler der Mittelwerte wird hier nicht betrachtet, da er aufgrund der Korrelation der Werte für deren Vergleich unerheblich ist.

Abbildung C.1 b) zeigt das Verhältnis der Verteilungen. Wie erwartet, liegt es bei 1. Mit zunehmendem  $p_T$  beginnt das Verhältnis um diesen Wert zu fluktuieren. Die Abweichungen werden den übrigbleibenden *mixed events* zugeschrieben. Da die  $p_T$ -Verteilung mit zunehmendem  $p_T$  abfällt, vergrößern sich die Fluktuationen zusehends. Bei großen  $p_T$  ist die Häufigkeit schließlich so gering, daß sich deren diskrete Struktur bemerkbar macht. Finden alle Meßwerte in den *mixed events* Verwendung, liegt das Verhältnis bei einem Wert, der sich durch die Normierung der Verteilungen ergibt. Aufgrund der etwas geringeren Anzahl von *mixed events* ist das Verhältnis dann kleiner als 1. Geht hingegen ein einzelner Meßwert durch ein übrigbleiben-

<sup>2</sup>Man beachte, daß die experimentellen  $p_T$ -Verteilungen hier nicht effizienz-korrigiert ist.



**Abbildung C.1:** a) Normierte  $p_T$ -Verteilung für reale Ereignisse und *mixed events* beispielhaft für  $E_T$ -Klasse 7. Zur besseren Übersicht wurde auf das Einzeichnen des statistischen Fehlers der *mixed events*-Verteilung verzichtet. Für beide Verteilungen ist der Mittelwert angegeben. b) Verhältnis der Verteilungen.

des *mixed event* verloren, liegt das Verhältnis bereits außerhalb des dargestellten Wertebereichs. So entstehen die beiden Lücken zwischen 2.5 und 3 GeV.

Aufgrund der geringen Häufigkeit bei großen  $p_T$  fallen diese Abweichungen aber nicht ins Gewicht. Die  $p_T$ -Verteilungen für reale Ereignisse und *mixed events* können für praktische Zwecke als identisch angesehen werden.

## C.2 Zuordnung der Teilchenzahlen bei der Event-Mixing-Methode

Die Zuordnung von Teilchenzahlen zu den *mixed events* kann ebenfalls auf verschiedene Weise erfolgen. Einmal kann die Verteilung der Teilchenzahlen in einer weiteren Voranalyse bestimmt und dann bereitgehalten werden. Aus dieser Verteilung läßt sich anschließend zu jedem *mixed event* zufällig eine Zahl auswählen.

Alternativ werden die Teilchenzahlen der Ereignisse genau wie die einzelnen Teilchen während der eigentlichen Voranalyse direkt den *mixed events* zugewiesen. Die Notwendigkeit einer weiteren Voranalyse entfällt damit.

Diese Methode ist aus einem weiteren Grund zu bevorzugen. Mit ihrer Hilfe läßt sich der Einfluß vorübergehend auftretender Detektoreffekte verringern. Es gibt beispielsweise fehlerhafte Module, die auch dann ein Signal liefern, wenn sie nicht von einem Teilchen getroffen wurden. In der Regel lassen sie sich ausfindig machen, da sie auffallend häufig in Erscheinung treten. Sie werden dann in der Analyse nicht berücksichtigt. Tritt dieser Effekt jedoch nur kurzzeitig auf, kann ein derartiges Modul unerkannt bleiben.

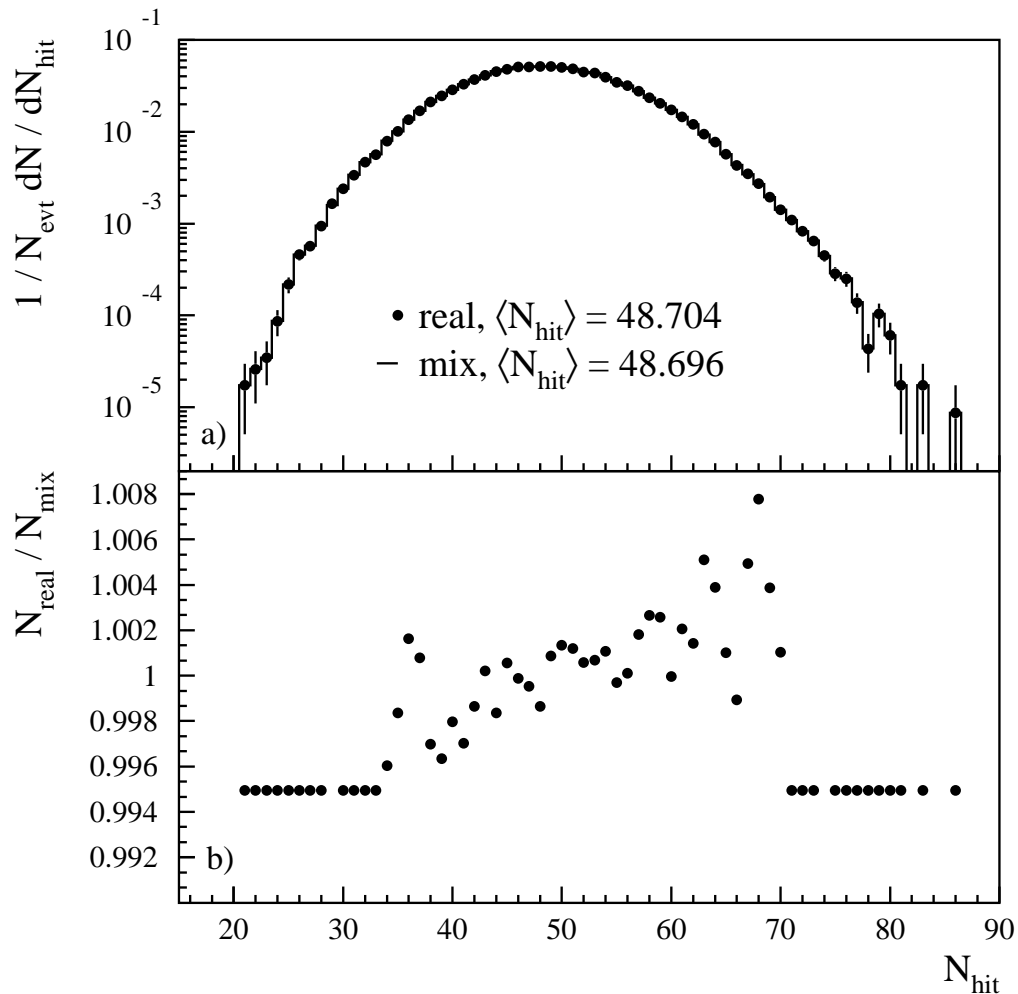
Durch die unphysikalischen Signale solcher Module erhöht sich scheinbar die Teilchenzahl. Entsprechen gleichzeitig die Signale einem ungewöhnlich hohen oder niedrigen Transversalimpuls, ergibt sich eine Korrelation von  $p_T$  und Teilchenzahl. Dies führt zu scheinbar erhöhten Fluktuationen von  $M_{p_T}$ .

Durch die Verwendung von Transversalimpulsen und Teilchenzahlen aufeinanderfolgender Ereignisse wird diese künstliche, sich über mehrere Ereignisse erstreckende Korrelation zwischen  $p_T$  und Teilchenzahl teilweise an die *mixed events* weitergegeben. Wird dann die Differenz zwischen realen Ereignissen und *mixed events* berechnet, heben sich diese unphysikalischen Fluktuationen gegenseitig auf.

Dieser Vorteil wird allerdings mit einem erhöhten technischen Aufwand erkaufte. Nicht jedem neuen *mixed event* kann sofort eine Teilchenzahl zugewiesen werden. Die Zuordnung erfolgt erst während des Füllens. Ein *mixed event* kann dann bereits mehr Teilchen enthalten als der zugeordneten Teilchenzahl entspricht. In diesem Fall werden nur die zuerst eingefüllten Impulse verwendet. Die übrigen werden in das neu angelegte *mixed event* übernommen.

Auf diese Weise funktioniert die Zwischenspeicherung wiederum nach Art eines FIFO. Dies hat den Vorteil, daß Teilchenzahlen und Transversalimpulse weiterhin aus aufeinanderfolgenden Ereignissen verwendet werden. So bleibt der oben beschriebene Mechanismus zur Unterdrückung künstlicher Korrelationen intakt.





**Abbildung C.2:** a) Normierte  $N_{hit}$ -Verteilung für reale Ereignisse und *mixed events* beispielhaft für  $E_T$ -Klasse 7. Der statistische Fehler der *mixed events*-Verteilung ist zur besseren Übersicht nicht eingezeichnet. Für beide Verteilungen ist der Mittelwert angegeben. b) Verhältnis der Verteilungen.

Um den Bedarf an Zwischenspeicher zu begrenzen, werden die Teilchenzahlen den *mixed events* mit der größten Anzahl bereits gespeicherter Impulse zugewiesen. So bleibt die Zahl der überzähligen Impulse klein. Die Zufälligkeit der *mixed events* wird dadurch nicht beeinträchtigt. Es reicht aus, die Impulse zufällig zuzuweisen.

Idealerweise stimmen auf diese Weise auch die Verteilungen der Teilchenzahlen für reale Ereignisse und *mixed events* überein. Die normierten Verteilungen sind in Abbildung C.2 a) zu sehen. Sie erscheinen zunächst identisch. Die relative Abweichung der Mittelwerte ist kleiner als  $2 \cdot 10^{-4}$ . Der statistische Fehler der

Mittelwerte kann aufgrund der Korrelation auch hier außer acht gelassen werden. Die Abweichung liegt jedoch nahezu eine Größenordnung höher als die relative Abweichung der  $p_T$ -Verteilungen. Das Verhältnis der  $N_{hit}$ -Verteilungen, dargestellt in Abbildung C.2 b), offenbart, daß es sich um eine systematische Abweichung handelt. Bei kleiner Häufigkeit, an den Rändern der Verteilung, wirkt sich wieder die diskrete Struktur der Häufigkeit aus. Davon abgesehen, steigt das Verhältnis mit zunehmender Teilchenzahl an. In *mixed events* sind große Teilchenzahlen folglich unterrepräsentiert.

Auch diese systematische Abweichung läßt sich auf die übrigbleibenden *mixed events* zurückführen. Zur Vervollständigung eines *mixed event* bedarf es einer umso größeren Anzahl von Schritten, je größer die ihm zugewiesene Teilchenzahl ist. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein *mixed event* am Ende der Analyse unvollständig bleibt, steigt deshalb mit der Teilchenzahl.

Die statistischen Fluktuationen einer Ereignisgröße sind annähernd proportional zu  $1/\sqrt{\langle N_{hit} \rangle}$  (vgl. Gl. 3.3). Durch die systematische Abweichung von  $\langle N_{hit} \rangle$  erhöht sich deshalb  $\sigma_{M_{p_T}}$  in *mixed events*. Die relative Abweichung ist von der Größenordnung  $10^{-4}$ . Bei quadratischer Subtraktion der Standardabweichungen ergibt sich entsprechend eine Abweichung von etwa 1%. Dieser Effekt kann wohlgemerkt nicht zu einem künstlichen Fluktuationsüberschuß in realen Ereignissen führen. Er wirkt im Gegenteil einem etwaigen Überschuß entgegen. Da die Abweichung relativ klein ist, kann die annähernde Proportionalität zu  $1/\sqrt{\langle N_{hit} \rangle}$  ausgenutzt werden, um  $\sigma_{M_{p_T}}$  in *mixed events* zu korrigieren. Die Standardabweichung wird zu diesem Zweck mit  $\sqrt{\langle N_{hit,mix} \rangle / \langle N_{hit,real} \rangle}$  multipliziert.

### C.3 Vermeidung numerischer Fehler

Die Berechnung der nicht-statistischen Fluktuationen ist anfälliger für numerische Fehler als beispielsweise die Messung eines Transversalimpulsspektrums. Das hat verschiedene Ursachen. Zum einen werden die Fluktuationen der Gesamtverteilung, wie in Abschn. 8.1 gezeigt wird, von statistischen Fluktuationen dominiert. Die nicht-statistischen Fluktuationen ergeben sich also als kleine Differenz zweier großer Zahlen. Dadurch wirken sich numerische Fehler besonders stark aus. Zum anderen werden die Werte der gesamten Verteilung zur Berechnung der Momente summiert. Dies erfolgt bei der Voranalyse in vielen einzelnen Schritten. Dabei kann es leicht zu numerischen Fehlern kommen. Um dies zu vermeiden, müssen die Werte mit besonderer Genauigkeit gespeichert werden. In der hier verwendeten Programmiersprache FORTRAN [Ans78] steht dazu der Variablentyp *double precision* zur Verfügung. Sei-

ne Genauigkeit von ca.  $10^{-16}$  genügt für diesen Zweck völlig. Eine Präzision von ca.  $10^{-7}$ , wie sie mit Variablen sogenannter einfacher Genauigkeit erreicht wird, wäre hingegen nicht ausreichend.

Zusätzlich werden die Werte auch in Histogrammen gespeichert. Dazu steht das Programmpaket HBOOK [Hbo95] zur Verfügung. Ein Histogramm gibt am Ende der Voranalyse dann jeweils die Verteilung einer Meßgröße wieder. Im Prinzip können die Momente einer Verteilung auch aus dem jeweiligen Histogramm berechnet werden. Dabei ergibt sich aber eine Unsicherheit, die der Breite einer Säule des Histogramms entspricht. In der Standardeinstellung von HBOOK werden die Einträge zudem lediglich mit einfacher Genauigkeit gespeichert. Optional lassen sich die Momente zwar auch beim Füllen des Histogramms mit doppelter Genauigkeit aus den Werten selbst berechnen. Diese Möglichkeit sollte dann der oben beschriebenen Speicherung der Werte in Variablen doppelter Genauigkeit entsprechen. Sie funktioniert jedoch nicht für mehr als ca.  $10^7$  Einträge in einem Histogramm. Aus diesem Grunde werden die Histogramme lediglich zur Veranschaulichung von Verteilungen genutzt. Die Momente einer Verteilung werden jedoch aus den in Variablen doppelter Genauigkeit gespeicherten Werten berechnet.



## D. Tabellierte Werte der Verteilungen neutraler Pionen

$p_T$ [GeV]	$Au + Au$ peripher (60-80 %), $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, PbGl				
	$Ed^3N/dp^3$ [GeV $^{-2}$ ]	$\sigma_{stat}$	$\sigma_{sys}$	$\sigma_{tot}$	$\sigma_{tot}^{rel}$
1.250	0.081360	0.008853	0.027325	0.028723	35%
1.750	0.012767	0.001803	0.004167	0.004540	36%
2.250	0.003276	0.000386	0.001116	0.001180	36%
2.750	0.000921	0.000152	0.000347	0.000379	41%
$p_T$ [GeV]	$Au + Au$ zentral (10 %), $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, PbGl				
	$Ed^3N/dp^3$ [GeV $^{-2}$ ]	$\sigma_{stat}$	$\sigma_{sys}$	$\sigma_{tot}$	$\sigma_{tot}^{rel}$
1.250	2.372661	0.289007	0.796865	0.847655	36%
1.750	0.262623	0.040632	0.085706	0.094850	36%
2.250	0.055977	0.007670	0.019062	0.020548	37%
2.750	0.014926	0.002055	0.005620	0.005984	40%
3.250	0.002433	0.000643	0.001058	0.001238	51%
3.750	0.000916	0.000207	0.000472	0.000516	56%
$p_T$ [GeV]	$Au + Au$ <i>minimum bias</i> , $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, PbGl				
	$Ed^3N/dp^3$ [GeV $^{-2}$ ]	$\sigma_{stat}$	$\sigma_{sys}$	$\sigma_{tot}$	$\sigma_{tot}^{rel}$
1.250	0.646267	0.052457	0.217051	0.223300	34%
1.750	0.096899	0.007693	0.031623	0.032545	33%
2.250	0.018772	0.001751	0.006392	0.006628	35%
2.750	0.004718	0.000399	0.001776	0.001821	38%
3.250	0.000938	0.000111	0.000408	0.000423	45%
3.750	0.000318	0.000044	0.000164	0.000170	53%
4.250	0.000125	0.000023	0.000077	0.000081	65%

**Tabelle D.1:**  $\pi^0$ -Spektrum in peripheren (60-80 %), zentralen (10 %) und *minimum bias* Ereignissen gemessen mit dem PbGl-Detektor (vgl. Abb. 13.1).

$R_{AA}$ : PbGl							
$p_T[GeV]$	$R_{AA}$	$\sigma_{stat}$	$\sigma_{tot}(\text{data})$	$\sigma_{upper}$	$\sigma_{lower}$	$\sigma_+$	$\sigma_-$
1.221	0.416	0.0507	0.1487	0.1354	0.0864	0.1793	0.2074
1.721	0.326	0.0504	0.1177	0.1073	0.0748	0.1483	0.1671
2.221	0.376	0.0516	0.1382	0.1342	0.0928	0.1743	0.1994
2.721	0.444	0.0611	0.1780	0.1766	0.1158	0.2210	0.2581
3.221	0.273	0.0721	0.1390	0.1223	0.0745	0.1734	0.1987
3.721	0.341	0.0769	0.1920	0.1722	0.0966	0.2282	0.2691
$R_{AA}$ : $\langle \text{PbSc} + \text{PbGl} \rangle$							
$p_T[GeV]$	$R_{AA}$	$\sigma_{stat}$	$\sigma_{tot}(\text{data})$	$\sigma_{upper}$	$\sigma_{lower}$	$\sigma_+$	$\sigma_-$
1.220	0.359	0.0209	0.0775	0.1147	0.0757	0.1438	0.1677
1.720	0.413	0.0242	0.0927	0.1339	0.0958	0.1340	0.1634
2.220	0.409	0.0302	0.0896	0.1439	0.1017	0.1498	0.1811
2.720	0.293	0.0303	0.0767	0.1152	0.0769	0.1561	0.1781
3.222	0.314	0.0437	0.0903	0.1417	0.0850	0.1299	0.1724
3.724	0.338	0.0531	0.1129	0.1741	0.0940	0.1639	0.2198

**Tabelle D.2:** Nuklearer Modifikations-Faktor  $R_{AA}$  nach Gl. 9.2 für  $\pi^0$ 's in zentralen Ereignissen (10%  $\sigma_{geo}$ ) gemessen mit dem PbGl-Detektor (oben) und kombiniert für den PbSc- u. PbGl-Detektor (unten).  $\sigma^{upper}$  und  $\sigma^{lower}$  bezeichnen die Unsicherheit bezüglich der  $N + N$ -Referenz. Darin ist auch die Unsicherheit aus der Skalierung mit  $N_{coll}$  enthalten.  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  geben den gesamten Fehler an, der aus der Kombination der Beiträge von  $\pi^0$ -Spektrum und  $N + N$ -Referenz entsteht.

$R_{AA}^{cen/per}$ : PbGl				
$p_T[GeV]$	$R_{AA}^{cen/per}$	$\sigma_{stat}$	$\sigma_{tot}(\text{data})$	$\sigma_{tot}$
1.224	0.65312	0.10668	0.23300	0.36351
1.724	0.46070	0.09652	0.16733	0.25833
2.224	0.38269	0.06912	0.14291	0.21715
2.724	0.36297	0.07800	0.16431	0.22592
$R_{AA}^{cen/per}$ : $\langle \text{PbSc} + \text{PbGl} \rangle$				
$p_T[GeV]$	$R_{AA}^{cen/per}$	$\sigma_{stat}$	$\sigma_{tot}(\text{data})$	$\sigma_{tot}$
1.210	0.38622	0.02548	0.08146	0.18224
1.710	0.52576	0.03748	0.11069	0.24758
2.221	0.41146	0.04069	0.10048	0.19834
2.721	0.31938	0.04583	0.09041	0.15713
3.233	0.28685	0.07012	0.11783	0.15487

**Tabelle D.3:** Verallgemeinerter nuklearer Modifikations-Faktor  $R_{AA}^{cen/per}$  nach Gl. 13.4 für neutrale Pionen gemessen mit dem PbGl-Detektor (oben) und kombiniert für den PbSc- u. PbGl-Detektor (unten). Es wird angenommen, daß sich durch die Bildung des Verhältnisses ein Teil des systematischen Fehlers aufhebt.  $\sigma_{tot}(\text{data})$  gibt die quadratische Summe aus dem verbleibenden systematischen Fehler und dem statistischen Fehler an.  $\sigma_{tot}$  enthält zusätzlich die Unsicherheit aus der Skalierung mit  $N_{coll}$ .





# Literaturverzeichnis

- [Abe88] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1819.
- [Abr00] M. C. Abreu *et al.*, Phys. Lett. **B 477** (2000) 28.
- [Ada02] D. Adamová *et al.*, Nucl. Phys. **A 698** (2002) 253.
- [Adc01] K. Adcox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3500.
- [Adc02a] K. Adcox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 022301.
- [Adc02b] K. Adcox *et al.*, Phys. Rev. **C 66** (2002) 024901.
- [Adc02c] K. Adcox *et al.*, *PHENIX Central Arm Tracking System*, zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. (2002).
- [Adc02d] K. Adcox *et al.*, arXiv:nucl-ex/0207009, zur Veröffentlichung in Phys. Lett. **B** (2002).
- [Adl01a] C. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 112303.
- [Adl01b] C. Adler, A. Denisov, E. Garcia, M. Murray, H. Strobele, und S. White Nucl. Instr. and Meth. **A 470** (2001) 488.
- [Adl02] C. Adler *et al.*, Nucl. Phys. **A 698** (2002) 64.
- [Afa96] S. V. Afanasiev *et al.*, Nucl. Phys. **A 610** (1996) 188c.
- [Agg96] M. M. Aggarwal *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 372** (1996) 143.
- [Agg97] M. M. Aggarwal *et al.*, *Systematics of Transverse Energy Production in  $^{208}\text{Pb}$  Induced Collisions at 158 GeV/Nucleon*, UT/ORNL WA98 Preprint, 1997.
- [Agg98] M. M. Aggarwal *et al.*, *A Preshower Photon Multiplicity Detector for the WA98 Experiment*, Preprint hep-ex/9807026 (1998).

- [Agg00a] M. M. Aggarwal *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3595.
- [Agg00b] M. M. Aggarwal *et al.*, Submitted to Phys. Rev. **C**, arXiv:nucl-ex/0006007.
- [Agg01] M. M. Aggarwal *et al.*, Eur. Phys. J. **C 18** (2001) 651.
- [Agg02] M. M. Aggarwal *et al.*, Eur. Phys. J. **C 23** (2002) 225.
- [Air01] A. Airapetian *et al.*, Eur. Phys. J. **C 20** (2001) 479.
- [Aiz02] M. Aizawa *et al.*, *PHENIX Central Arm Particle I. D. Detectors*, zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. (2002).
- [Aki99] Y. Akiba *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 433** (1999) 143.
- [Aki00] Y. Akiba *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 453** (2000) 279.
- [Aki02] H. Akikawa *et al.*, *PHENIX Muon Arms*, zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. (2002).
- [Alb90] C. Albajar *et al.*, Nucl. Phys. **B 335** (1990) 261.
- [All02] M. Allen *et al.*, *PHENIX Inner Detectors*, zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. (2002).
- [Alp73] B. Alper *et al.*, Phys. Lett. **B 47** (1973) 75.
- [Alp75] B. Alper *et al.*, Nucl. Phys. **B 100** (1975) 237.
- [And99] E. Andersen *et al.*, Phys. Lett. **B 449** (1999) 401.
- [Ans78] American National Standards Institute, *American National Standard Programming Language FORTRAN*, ANS X3.9-1978, 1978.
- [Ant79] D. Antreasyan *et al.*, Phys. Rev. **D 19** (1979) 764.
- [Aph02] L. Aphecetche *et al.*, *PHENIX Calorimeter*, zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. (2002).
- [App99] H. Appelshauser *et al.*, Phys. Lett. **B 459** (1999) 679.
- [Arn84] R. G. Arnold *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 727.

- [Aro02] S. H. Aronson *et al.*, *PHENIX Magnet System*, zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. (2002).
- [Aub83] J. J. Aubert *et al.*, Phys. Lett. **B 123** (1983) 275.
- [Awe89] T. C. Awes *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 279** (1989) 479.
- [Awe92] T. C. Awes *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 311** (1992) 130.
- [Awe01a] T. C. Awes, S. Bathe, H. Buesching, C. Klein-Boesing, T. Peitzmann, K. Reygers und J. Stewering, *Neutral Pion Spectra from the Leadglass Calorimeter*, PHENIX internal analysis note AN069, BNL, Upton, New York, 2001.
- [Awe01b] T. C. Awes, S. Bathe, H. Buesching, C. Klein-Boesing, T. Peitzmann, K. Reygers, J. Stewering, M. Volkov, *Neutral Pion Spectra from the Leadglass Calorimeter with Limited Photon Pair Energy Asymmetry*, PHENIX internal analysis note AN073, BNL, Upton, New York, 2000.
- [Awe02a] T. C. Awes, S. Bathe, H. Buesching, C. Klein-Boesing, T. Peitzmann, K. Reygers, J. Stewering, M. Volkov, *Minimum Bias Neutral Pion Spectrum in  $\sqrt{s_{nn}} = 130$  GeV Au+Au Collisions from the Leadglass Calorimeter*, PHENIX internal analysis note AN097, BNL, Upton, New York, 2000.
- [Awe02b] T. Awes *et al.*, *High Energy Beam Test of the PHENIX Lead-Scintillator EM Calorimeter*, Preprint nucl-ex/0202009 (2002).
- [Bac02] B. B. Back *et al.*, Nucl. Phys. A **698** (2002) 416.
- [Bad82] A. Baden *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **203** (1982) 189.
- [Bai95] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, S. Peigne und D. Schiff, Phys. Lett. **B 345** (1995) 277.
- [Bai97a] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne und D. Schiff, Nucl. Phys. **B 483** (1997) 291.
- [Bai97b] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne und D. Schiff, Nucl. Phys. **B 484** (1997) 265.
- [Bai00] R. Baier, D. Schiff und B. G. Zakharov, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50** (2000) 37.

- [Ban82] M. Banner *et al.* Phys. Lett. **B 118** (1982) 203.
- [Bar96] R. M. Barnett *et al.*, Phys. Rev. **D 54** (1996) 1.
- [Bar98] C. Barlag *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 406** (1998) 299.
- [Bas98] S. Bass *et al.*, J. Phys. **G 25** (1999) 1.
- [Bat97] S. Bathe, *Untersuchungen zur Nachweiswahrscheinlichkeit eines Streamer-Tube-Detektors*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1997.
- [Bea02] I. G. Bearden *et al.*, Nucl. Phys. A **698** (2002) 29.
- [Ben99] M. Bennett *et al.*, Nucl. Phys. **A 661** (1999), 661c.
- [Ber92] F. Berger *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 321** (1992) 152.
- [Bev92] P. R. Bevington, D. K. Robinson, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill, Singapur, 1992.
- [Blu98] C. Blume, *Produktion neutraler Mesonen in heißer hadronischer Materie*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1998.
- [Boh96] E.-M. Bohne, *Einsatz eines Bleiglasdetektors zur Untersuchung der Produktion neutraler Pionen in ultrarelativistischen bleiinduzierten Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1996.
- [Bra01] P. Braun-Munzinger und J. Stachel, J. Phys. **G 28** (2002) 1971.
- [Buc99] D. Bucher, *Produktion direkter Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenstößen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1999.
- [Büs97] H. Büsching, *Untersuchung nichtlinearer Effekte im Bleigaskalorimeter LEDA – Eine Computersimulation* –, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1997.
- [Büs02] H. Büsching, *Azimutale Photonen-Korrelationen in ultrarelativistischen  $p+A$ -,  $Pb+Pb$ - und  $Au+Au$ -Reaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 2002.
- [Car98a] L. Carlén *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 412** (1998) 361.
- [Car98b] L. Carlén *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 413** (1998) 92.

- [Car99] L. Carlén *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 431** (1999) 123.
- [Cer01] CERN Pressemitteilung,  
<http://cern.web.cern.ch/CERN/Announcements/2000/NewStateMatter>  
CERN, Genf, 2001.
- [Cla96] A. Claussen, *Einsatz des Bleiglaskalorimeters LEDA zur Untersuchung ultrarelativistischer bleiinduzierter Schwerionenreaktionen in Hinblick auf die Produktion inklusiver Photonen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1996.
- [Cle98] J. Cleymans und K. Redlich, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5284.
- [Dav97] G. David *et al.*, Vortrag, *7th International Conference on Calorimetry in High-Energy Physics (ICCHEP 97)*, Tucson, 1997.
- [Dav01] G. David *et al.*, *Suppression of Hadrons with Large Transverse Momentum in Central Au + Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV*, PHENIX internal analysis note AN075 und Ergänzung dazu, BNL, Upton, New York, 2001.
- [Dre01] A. Drees, *Interpolating Transverse Momentum Spectra Obtained in pp and  $\bar{p}p$  data to  $\sqrt{s} = 130$  GeV*, PHENIX internal analysis note AN067, BNL, Upton, New York, 2001.
- [Dre02] A. Drees, Nucl. Phys. **A 698** (2002) 331.
- [Dum01] A. Dumitru, R. D. Pisarski, Phys. Lett. **B 504** (2001) 282.
- [Ent02] D. d'Enterria *et al.*, *High- $p_T$   $\pi^0$  Suppression in Au + Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*, zur Veröffentlichung in den Proceedings zur Konferenz Quark-Matter-2002, Nantes, Frankreich, 2002.
- [Esk02] K. J. Eskola, H. Honkanen, V. J. Kolhinen und C. A. Salgado, Phys. Lett. **B 532** (2002) 222.
- [Fod02] Z. Fodor and S. D. Katz, *Finite Temperature and Chemical Potential in Lattice QCD and its Critical Point*, Proceedings of Hirschegg 2002, Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions (2002) 180.
- [Fri01] V. Friese, *New results from NA49*, arXiv:hep-ph/0111423, Proceedings of ISMD 2001, Datong, China 2001.
- [Gaź92] M. Gaździcki, S. Mrówczyński, Z. Phys. **C 54** (1992) 127.

- [Gea94] Application Software Group, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W1013, CERN, Genf, 1994.
- [Gei97] K. Geiger, R. Longacre, D. K. Srivastava, *Comput. Phys. Commun.* **104** (1997) 70.
- [Gri96] D. Griffiths, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Akademie Verlag, Berlin, 1996.
- [Gyu90] M. Gyulassy und M. Plumer, *Phys. Lett.* **B 243** (1990) 432.
- [Hag71] R. Hagedorn, *Thermodynamics of Strong Interactions*, CERN-Report 71-12, 1971.
- [Hah02] H. Hahn *et al.*, zur Veröffentlichung in *Nucl. Instr. and Meth.*
- [Ham98] N. Hammon, A. Dumitru, H. Stoecker und W. Greiner, *Phys. Rev.* **C 57** (1998) 3292.
- [Han54] R. Hanbury-Brown und R. Q. Twiss, *Philos. Mag.* **45** (1954) 633.
- [Har96] J. W. Harris und B. Müller, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **46** (1996) 71.
- [Hbo95] Application Software and Databases Computing and Networks Division, *HBOOK Reference Manual Version 4.23*, CERN Program Library Long Writeups Y250, CERN, Genf, 1995.
- [Hei01] H. Heiselberg, *Phys. Rept.* **351** (2001) 161.
- [Ike98] K. Ikematsu *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 411** (1998) 238.
- [Izy91] M. Izycki *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 310** (1991) 98.
- [Izy94] M. Izycki *et al.*, *Nucl. Phys.* **A 566** (1994) 605C.
- [Izy95] M. Izycki *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 367** (1995) 358.
- [Jeo02] S. Y. Jeon, J. Jalilian-Marian und I. Sarcevic, arXiv:hep-ph/0207120.
- [Kaf77] T. Kafka *et al.*, *Phys. Rev.* **D 16** (1977) 1261.
- [Kar02] F. Karsch, *Nucl. Phys. A* **698** (2002) 199.

- [Kel00] S. Kelly, D. Morrison, J. Nagle, K. Reygers, *Calculation of the Number of Participating Nucleons for Centrality Classes Defined with the ZDC and the BBC*, PHENIX internal analysis note AN033, BNL, Upton, New York, 2000.
- [Kle92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1992.
- [Kle00] C. Klein-Bösing, *Simulation der Detektoreigenschaften des Bleiglaskalorimeters in den Experimenten WA98 und PHENIX*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 2000.
- [Koc97] V. Koch, *Int. J. Mod. Phys. E* **6** (1997) 203.
- [Kur98] M. Kurata *et al.*, *First Evidence of Directed Flow at CERN-SPS Energy from WA98 Experiment*, Proceedings of ICPA-QGP'97, Narosa Publishing House, Delhi (1998) 549c.
- [Lan53] L. D. Landau und I. Pomeranchuk, *Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz.* **92** (1953) 735.
- [Lee94] Y.Y. Lee, *Trigger System for WA98*, Internal Report WA98/94-01.
- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1987.
- [Lev83] M. Lev und B. Petersson, *Z. Phys. C* **21** (1983) 155.
- [Lin97] W. Lin *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A* **389** (1997) 415.
- [Mat86] T. Matsui und H. Satz, *Phys. Lett. B* **178** (1986) 416.
- [Mer00] M. Merschmeyer, *Das Bleiglaskalorimeter in der Simulationsumgebung des PHENIX-Experiments*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 2000.
- [Mex99] V. Mexner, *Hochenergetests eines elektromagnetischen Kalorimeters für das PHENIX-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1999.
- [Mig56] A. B. Migdal, *Phys. Rev.* **103** (1956) 1811.
- [Mis02] D. Miśkowiec, *Recent results from CERES*. Proceedings of Hirscheegg 2002, Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions (2002) 238.

- [Mit01] J. T. Mitchell, *Preliminary Results on Event-by-Event Fluctuations in the Mean  $p_T$  and  $E_T$  of  $\gamma = 70$  Au+Au Collisions in PHENIX*, PHENIX internal analysis note AN055, BNL, Upton, New York, 2001.
- [Mor98] D. P. Morrison *et al.*, Nucl. Phys. A **638** (1998) 565
- [Mou85] T. Mouthuy *et al.*, CERN-Preprint CERN/EP/NA12/AP/jr, CERN, Genf, 1985.
- [Mró93] S. Mrówczyński, Phy. Lett. **B 314** (1993) 118.
- [Nam61] Y. Nambu und G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122** (1961) 345.
- [Neu95] S. Neumaier *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 360** (1995) 593.
- [Nil99] P. Nilsson *et al.*, Nucl. Phys. **A 661** (1999) 665c.
- [Owe78] J. F. Owens *et al.*, Phys. Rev. **D 18** (1978) 1501.
- [Pei96] T. Peitzmann *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 376** (1996) 368.
- [Per87] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, Menlo Park, USA, 1987.
- [Per00] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000.
- [Pet98] V. Petráček, Czech. J. Phys. **48/S1** (1998) 87.
- [Pil00] G. Piller und W. Weise, Phys. Rept. **330** (2000) 1.
- [Pur90] M. Purschke, *Transversalimpulsverteilungen von Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1990.
- [Raf82] J. Rafelski, Nucl. Phys. **A 374** (1982) 489c.
- [Reh90] P. Rehak und E. Gatti, Nucl. Instr. and Meth **A 289** (1990) 410.
- [Rei02] J. G. Reid, Nucl. Phys. **A 698** (2002) 611.
- [Rey95] K. Reygers, *Aufbau eines Streamer-Tube Detektors mit Pad-Auslese durch einen integrierten Schaltkreis*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1995.



- [Rey99] K. Reygers, *Teilchenproduktion in ultrarelativistischen  $p+Pb$ - und  $Pb+Pb$ -Reaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1999.
- [Rey01] K. Reygers, *Number of Nucleon-Nucleon Collisions in Central and Peripheral  $Au + Au$  Reactions*, PHENIX internal analysis note AN078, BNL, Upton, New York, 2001.
- [Rey02] K. Reygers for the WA98 and PHENIX Collaborations, *High- $p_T$  neutral pion production in heavy ion collisions at SPS and RHIC*, Proceedings of Hirscheegg 2002, Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions (2002) 301.
- [Ria98] V. Riabov, Nucl. Instr. and Meth. **A 419** (1998) 363.
- [Ros99] M. Rosati *et al.*, Nucl. Phys. **A 661** (1999) 669c.
- [Ros02] T. Roser, Nucl. Phys. A **698** (2002) 23.
- [Sai98] N. Saito *et al.*, Nucl. Phys. A **638** (1998) 575.
- [Sch94a] G. Schepers, *Entwicklung und Erprobung eines LED-gestützten Monitor-systems für ein modulares Bleiglasspektrometer*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994.
- [Sch94b] H. Schlagheck, *Konstruktion und Kalibration eines Bleiglasskalorimeters für ultrarelativistische Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994.
- [Sch98] H. Schlagheck, *Collective Flow Phenomena in 33 TeV  $Pb+Pb$  Reactions*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1998.
- [Sjö94] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74.
- [Sol97] J. Sollfrank *et. al.*, Phys. Rev. **C 55** (1997)392.
- [Sor89] H. Sorge, H. Stöcker und W. Greiner, Nucl. Phys. **A 498** (1989) 567c.
- [Ste98] M. Stephanov, K. Rajagopal und E. Shuryak, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 4816.
- [Ste99] M. Stephanov, K. Rajagopal und E. Shuryak, Phys. Rev. **D 60** (1999) 114028.
- [Tan01a] M. J. Tannenbaum, Phys. Lett. **B 498** (2001) 29.

- [Tan01b] M. J. Tannenbaum, *Smearing and Binning of Falling Spectra*, PHENIX internal analysis note AN062, BNL, Upton, New York, 2001.
- [Vid94] F. Videbaek *et al.*, Nucl. Phys. **A 566** (1994) 299C.
- [Vod93] A. S. Vodopianov, *ZDC Status Report*, interner Bericht, GSI, Darmstadt, 1993.
- [Vol01] M. Volkov, *PHENIX PbPb Calibration and  $\pi^0$  Analysis*, PHENIX internal analysis note AN045, BNL, Upton, New York, 2001.
- [WA98] WA98-Kollaboration, *Proposal for a Large Acceptance Hadron and Photon Spectrometer*, CERN/SPSLC 91-17, SPSLC/P260, CERN, Genf, 1991.
- [Wan97] X. N. Wan, Phys. Rept. **280** (1997) 287.
- [Wan01a] E. Wang und X. N. Wang, Phys. Rev. **C 64** (2001) 034901.
- [Wan01b] X. N. Wan, Proceedings of ISMD 2001, Datong, China 2001.
- [Wan02] E. Wang und X. N. Wan, arXiv: hep-ph/0202105, 2002.
- [Wei89] W. Weise, *Subnukleare Physik – theoretische Konzepte und experimentelle Beispiele*, Physikalische Blätter 10 (1989) 391.
- [Wer93] K. Werner, Phys. Rep. **232** (1993) 87.
- [Whi98] S. N. White, Nucl. Inst. Meth. **A 409** (1998) 618.
- [Wil74] K. G. Wilson, Phys. Rev. **D 14** (1974) 2455.
- [Won94] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific Publishing Co., Singapur, 1994.
- [You94] G. R. Young *et al.*, *Monolithic Circuits for Lead-Glass Calorimetry*, Konferenzbeitrag in *Electronics for Future Colliders Conference*, Montvale, New Jersey, 1994.
- [Zaj02] W. A. Zajc *et al.*, Nucl. Phys. **A 698** (2002) 39.

# Danksagung

Zu guter Letzt möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. Rainer Santo danke ich für die Unterstützung meiner Arbeit, die sehr guten Arbeitsbedingungen am Institut für Kernphysik, die Möglichkeit, in zwei internationalen Kollaborationen zu arbeiten, für die Förderung zahlreicher Forschungsaufenthalte am CERN, BNL und in Tsukuba sowie für die Gelegenheit, an nationalen und internationalen Konferenzen und Workshops teilzunehmen.

Dr. Thomas Peitzmann danke ich für die Betreuung meiner Arbeit, seine stete Diskussionsbereitschaft und zahlreiche Anregungen und Hilfestellungen, die diese Arbeit entscheidend vorangebracht haben. Sein unerschöpflicher Erfahrungsschatz hat mir den Einblick in die Physik der ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen sehr erleichtert.

Bei Dr. Klaus Reygers und Dr. Henner Büsching möchte ich mich für die tägliche Unterstützung, ihre unermüdliche Diskussionsbereitschaft und ihre Hilfestellung bei zahllosen physikalischen und technischen Problemen bedanken, die es zu bewältigen galt. Dr. Klaus Reygers danke ich zudem für die sehr gute Zusammenarbeit bei der  $\pi^0$ -Analyse und Dr. Henner Büsching für die ebenso gute Zusammenarbeit während der Aufenthalte am BNL.

Dr. Terry Awes möchte ich für seinen großen Einsatz für das WA98-Experiment und sein aufmerksames Interesse am Fortgang meiner Arbeit danken.

C. Klein-Bösing, M. Merschmeier und J. Stewering danke ich für ihre Simulationsrechnungen, die in diese Arbeit eingegangen sind.

Ich möchte mich bei Dr. H. Büsching, Dr. Y. Goto, Dr. E. Kistenev, V. Mexner, U. v. Poblitzki, Dr. N. Saito und H. Torii für die gute Zusammenarbeit während der PHENIX-Teststrahlzeit bedanken.

Den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Y. Miake in Tsukuba danke ich für ihre Gastfreundschaft und die angenehme Zusammenarbeit.

Für ihren Einsatz beim Auf- und Abbau des Bleiglas-Detektors am CERN bzw. BNL danke ich N. Heine und W. Verhoeven.

Ich danke Dr. G. David und Dr. E. Kistenev für ihre Unterstützung am BNL. Ohne ihren unermüdlichen Einsatz hätten wohl keine EMCal-Daten in dieser Arbeit verwendet werden können.

Dr. M. Große-Perdekamp danke ich für seinen Beitrag für die EMCal-Gruppe und die sehr angenehme Zusammenarbeit während der Aufenthalte am BNL.

Bei den anderen Mitgliedern der EMCal-Gruppe am BNL möchte ich mich ebenfalls für ihre Arbeit beim Aufbau des Detektors bzw. bei der Auswertung der Daten bedanken:

Dr. L. Aphecetche, Dr. A. Bazilevsky, Dr. H. Delagrange, Dr. D. d'Enterria, A. Durum, H. Hamagaki, M. Lenz, G. Martinez, T. Matsumoto, Y. Melnikov, S. Mioduszewski, A. Nyanin, V. Onuchin, K. Oyama, Y. Schutz, P. Stankus, S. Stoll, Dr. M. Tannenbaum, H. Torii, A. Vinogradov, M. Volkov, Dr. S. White und Dr. C. Woody.

Ebenso möchte ich mich bei allen bisher nicht genannten Mitarbeitern der münsteraner Arbeitsgruppe für die angenehme Zusammenarbeit und die Unterstützung bedanken:

H. H. Adam, C. Barlag, Dr. C. Blume, Dr. E.-M. Bohne, Dr. D. Bucher, Dr. A. Clausen, Dr. R. Glasow, M. Hoppe, S. Keßen, S. Knoche, Dr. A. Khoukaz, T. Korfsmeier, N. Lang, Dr. J. Langheinrich, Dr. T. Lister, R. Menke, T. Mersmann, A. Nustedede, Dr. C. Quentmeier, Dr. H. Schlagheck, C. Schmidt, S. Steltenkamp, D. Stüken, M. Wahn, A. Wälte, A. Wilk, O. Winkelmann und O. Zaudtke.

Dr. T. Peitzmann, Dr. K. Reygers, Dr. H. Büsching und C. Klein-Bösing danke ich für die kritische Durchsicht des Manuskripts und ihre Unterstützung in der Endphase der Arbeit.

Nicht zuletzt danke ich allen Mitgliedern der WA98- und PHENIX-Kollaboration für ihren Einsatz beim Aufbau, der Durchführung und Auswertung der beiden Experimente.

Diese Arbeit wurde durch Stipendien der Graduiertenförderung des Landes Nordrhein-Westfalen und des Deutschen Akademischen Austauschdienstes gefördert. Ich danke für die Unterstützung.

# WA98-Collaboration

<sup>4</sup> M.M. AGGARWAL, <sup>7</sup> A.L.S. ANGELIS, <sup>13</sup> V. ANTONENKO, <sup>6</sup> V. AREFIEV,  
<sup>6</sup> V. ASTAKHOV, <sup>6</sup> V. AVDEITCHIKOV, <sup>16</sup> T.C. AWES, <sup>10</sup> P.V.K.S. BABA,  
<sup>10</sup> S.K. BADYAL, <sup>14</sup> S. BATHE, <sup>6</sup> B. BATIOUNIA, <sup>15</sup> T. BERNIER, <sup>9</sup> K.B. BHALLA,  
<sup>4</sup> V.S. BHATIA, <sup>14</sup> C. BLUME, <sup>14</sup> D. BUCHER, <sup>14</sup> H. BÜSCHING, <sup>12</sup> L. CARLÉN,  
<sup>2</sup> S. CHATTOPADHYAY, <sup>3</sup> M.P. DECOWSKI, <sup>15</sup> H. DELAGRANGE, <sup>7</sup> P. DONNI,  
<sup>2</sup> M.R. DUTTA MAJUMDAR, <sup>12</sup> K. EL CHENAWI, <sup>1</sup> A.K. DUBEY, <sup>18</sup> K. ENOSAWA,  
<sup>13</sup> S. FOKIN, <sup>6</sup> V. FROLOV, <sup>2</sup> M.S. GANTI, <sup>12</sup> S. GARPMAN, <sup>6</sup> O. GAVRISHCHUK,  
<sup>19</sup> F.J.M. GEURTS, <sup>8</sup> T.K. GHOSH, <sup>14</sup> R. GLASOW, <sup>6</sup> B. GUSKOV,  
<sup>12</sup> H. Å. GUSTAFSSON, <sup>5</sup> H. H. GUTBROD, <sup>17</sup> I. HRIVNACOVA, <sup>13</sup> M. IPPOLITOV,  
<sup>7</sup> H. KALECHOFKY, <sup>13</sup> K. KARADJEV, <sup>20</sup> K. KARPIO, <sup>5</sup> B. W. KOLB, <sup>6</sup> I. KOSAREV,  
<sup>13</sup> I. KOUTCHERYAEV, <sup>17</sup> A. KUGLER, <sup>3</sup> P. KULINICH, <sup>18</sup> M. KURATA,  
<sup>13</sup> A. LEBEDEV, <sup>8</sup> H. LÖHNER, <sup>15</sup> L. LUQUIN, <sup>1</sup> D.P. MAHAPATRA, <sup>13</sup> V. MANKO,  
<sup>7</sup> M. MARTIN, <sup>15</sup> G. MARTÍNEZ, <sup>6</sup> A. MAXIMOV, <sup>18</sup> Y. MIAKE, <sup>1</sup> G.C. MISHRA,  
<sup>1</sup> B. MOHANTY, <sup>15</sup> M.-J. MORA, <sup>11</sup> D. MORRISON, <sup>13</sup> T. MUKHANOVA,  
<sup>2</sup> D. S. MUKHOPADHYAY, <sup>7</sup> H. NAEF, <sup>1</sup> B. K. NANDI, <sup>10</sup> S. K. NAYAK,  
<sup>2</sup> T. K. NAYAK, <sup>13</sup> A. NIANINE, <sup>6</sup> V. NIKITINE, <sup>6</sup> S. NIKOLAEV, <sup>12</sup> P. NILSSON,  
<sup>18</sup> S. NISHIMURA, <sup>6</sup> P. NOMOKONOV, <sup>12</sup> J. NYSTRAND, <sup>12</sup> A. OSKARSSON,  
<sup>12</sup> I. OTTERLUND, <sup>14</sup> T. PEITZMANN, <sup>13</sup> D. PERESSOUNKO, <sup>17</sup> V. PETRACEK,  
<sup>1</sup> S.C. PHATAK, <sup>15</sup> W. PINGANAUD, <sup>16</sup> F. PLASIL, <sup>5</sup> M.L. PURSCHKE, <sup>17</sup> J. RAK,  
<sup>9</sup> R. RANIWALA, <sup>9</sup> S. RANIWALA, <sup>10</sup> N.K. RAO, <sup>15</sup> F. RETIERE, <sup>14</sup> K. REYGERS,  
<sup>3</sup> G. ROLAND, <sup>7</sup> L. ROSSELET, <sup>6</sup> I. ROUFANOV, <sup>15</sup> C. ROY, <sup>7</sup> J.M. RUBIO,  
<sup>10</sup> S.S. SAMBYAL, <sup>14</sup> R. SANTO, <sup>18</sup> S. SATO, <sup>14</sup> H. SCHLAGHECK, <sup>5</sup> H.-R. SCHMIDT,  
<sup>15</sup> Y. SCHUTZ, <sup>6</sup> G. SHABRATOVA, <sup>10</sup> T.H. SHAH, <sup>13</sup> I. SIBIRIAK, <sup>20</sup> T. SIEMIARCZUK,  
<sup>12</sup> D. SILVERMYR, <sup>2</sup> B.C. SINHA, <sup>6</sup> N. SLAVINE, <sup>12</sup> K. SÖDERSTRÖM, <sup>4</sup> G. SOOD,  
<sup>11</sup> S.P. SØRENSEN, <sup>16</sup> P. STANKUS, <sup>20</sup> G. STEFANEK, <sup>3</sup> P. STEINBERG,  
<sup>12</sup> E. STENLUND, <sup>17</sup> M. SUMBERA, <sup>12</sup> T. SVENSSON, <sup>13</sup> A. TSVETKOV,  
<sup>20</sup> L. TYKARSKI, <sup>19</sup> E.C.V.D. PIJLL, <sup>19</sup> N.V. ELJNDHOVEN, <sup>3</sup> G.J.V. NIEUWENHUIZEN,  
<sup>13</sup> A. VINOGRADOV, <sup>2</sup> Y.P. VIYOGI, <sup>6</sup> A. VODOPIANOV, <sup>7</sup> S. VÖRÖS,  
<sup>3</sup> B. WYSŁOUCH, <sup>16</sup> G.R. YOUNG

<sup>1</sup> INSTITUTE OF PHYSICS, BHUBANESWAR 751005, INDIA

<sup>2</sup> VARIABLE ENERGY CYCLOTRON CENTRE, CALCUTTA 700064, INDIA

<sup>3</sup> MIT CAMBRIDGE, MA 02139

<sup>4</sup> UNIVERSITY OF PANJAB, CHANDIGARH 160014, INDIA

<sup>5</sup> GESELLSCHAFT FÜR SCHWERIONENFORSCHUNG (GSI), D-64220 DARMSTADT,  
GERMANY

<sup>6</sup> JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH, RU-141980 DUBNA, RUSSIA

<sup>7</sup> UNIVERSITY OF GENEVA, CH-1211 GENEVA 4, SWITZERLAND

<sup>8</sup> KVI, UNIVERSITY OF GRONINGEN, NL-9747 AA GRONINGEN, THE NETHERLANDS

- <sup>9</sup> UNIVERSITY OF RAJASTHAN, JAIPUR 302004, RAJASTHAN, INDIA
- <sup>10</sup> UNIVERSITY OF JAMMU, JAMMU 180001, INDIA
- <sup>11</sup> UNIVERSITY OF TENNESSEE, KNOXVILLE, TENNESSEE 37966, USA
- <sup>12</sup> UNIVERSITY OF LUND, SE-221 00 LUND, SWEDEN
- <sup>13</sup> RRC “KURCHATOV INSTITUTE”, RU-123182 MOSCOW, RUSSIA
- <sup>14</sup> UNIVERSITY OF MÜNSTER, D-48149 MÜNSTER, GERMANY
- <sup>15</sup> SUBATECH, ECOLE DES MINES, NANTES, FRANCE
- <sup>16</sup> OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY, OAK RIDGE, TENNESSEE 37831-6372, USA
- <sup>17</sup> NUCLEAR PHYSICS INSTITUTE, CZ-250 68 REZ, CZECH REPUBLIC
- <sup>18</sup> UNIVERSITY OF TSUKUBA, IBARAKI 305, JAPAN
- <sup>19</sup> UNIVERSITEIT UTRECHT/NIKHEF, NL-3508 TA UTRECHT, THE NETHERLANDS
- <sup>20</sup> INSTITUTE FOR NUCLEAR STUDIES, 00-681 WARSAW, POLAND

# PHENIX-Collaboration

<sup>40</sup>K. ADCOX, <sup>3</sup>S.S. ADLER, <sup>27</sup>N. AJITANAND, <sup>14</sup>Y. AKIBA, <sup>27</sup>J. ALEXANDER,  
<sup>34</sup>L. APHECETCHE, <sup>14</sup>Y. ARAI, <sup>3</sup>S.H. ARONSON, <sup>28</sup>R. AVERBECK, <sup>29</sup>T.C. AWES,  
<sup>5</sup>K.N. BARISH, <sup>19</sup>P.D. BARNES, <sup>21</sup>J. BARRETTE, <sup>25</sup>B. BASSALLECK, <sup>22</sup>S. BATHE,  
<sup>30</sup>V. BAUBLIS, <sup>12,32</sup>A. BAZILEVSKY, <sup>12,13</sup>S. BELIKOV, <sup>29</sup>F.G. BELLAICHE,  
<sup>16</sup>S.T. BELYAEV, <sup>19</sup>M.J. BENNETT, <sup>35</sup>Y. BERDNIKOV, <sup>33</sup>S. BOTELHO,  
<sup>19</sup>M.L. BROOKS, <sup>26</sup>D.S. BROWN, <sup>25</sup>N. BRUNER, <sup>22</sup>D. BUCHER, <sup>22</sup>H. BÜSCHING,  
<sup>12</sup>V. BUMAZHNOV, <sup>3,32</sup>G. BUNCE, <sup>28</sup>J. BURWARD-HOY, <sup>28,30</sup>S. BUTSYK,  
<sup>19</sup>T.A. CAREY, <sup>2</sup>P. CHAND, <sup>5</sup>J. CHANG, <sup>1</sup>W.C. CHANG, <sup>25</sup>L.L. CHAVEZ,  
<sup>12</sup>S. CHERNICHENKO, <sup>8</sup>C.Y. CHI, <sup>14</sup>J. CHIBA, <sup>8</sup>M. CHIU, <sup>2</sup>R.K. CHOUDHURY,  
<sup>28</sup>T. CHRIST, <sup>39</sup>T. CHUJO, <sup>15,19</sup>M.S. CHUNG, <sup>27</sup>P. CHUNG, <sup>29</sup>V. CIANCIOLO,  
<sup>8</sup>B.A. COLE, <sup>34</sup>D.G. D'ENTERRIA, <sup>3</sup>G. DAVID, <sup>34</sup>H. DELAGRANGE, <sup>12</sup>A. DENISOV,  
<sup>3</sup>E.J. DESMOND, <sup>32</sup>A. DESPHANDE, <sup>33</sup>O. DIETZSCH, <sup>2</sup>B.V. DINESH, <sup>28</sup>A. DREES,  
<sup>12</sup>A. DURUM, <sup>2</sup>D. DUTTA, <sup>24</sup>K. EBISU, <sup>29</sup>Y.V. EFREMENKO, <sup>40</sup>K. EL CHENAWI,  
<sup>17,31</sup>H. EN'YO, <sup>39</sup>S. ESUMI, <sup>3</sup>L. EWELL, <sup>5</sup>T. FERDOUSI, <sup>25</sup>D.E. FIELDS, <sup>16</sup>S.L. FOKIN,  
<sup>42</sup>Z. FRAENKEL, <sup>3</sup>A. FRANZ, <sup>9</sup>A.D. FRAWLEY, <sup>5</sup>S.-Y. FUNG, <sup>20</sup>S. GARPMAN,  
<sup>40</sup>T.K. GHOSH, <sup>36</sup>A. GLENN, <sup>33</sup>A.L. GODOI, <sup>32</sup>Y. GOTO, <sup>40</sup>S.V. GREENE,  
<sup>32</sup>M. GROSSE PERDEKAMP, <sup>2</sup>S.K. GUPTA, <sup>3</sup>W. GURYN, <sup>20</sup>H.-Å. GUSTAFSSON,  
<sup>3</sup>J.S. HAGGERTY, <sup>7</sup>H. HAMAGAKI, <sup>19</sup>A.G. HANSEN, <sup>24</sup>H. HARA, <sup>18</sup>E.P. HARTOUNI,  
<sup>38</sup>R. HAYANO, <sup>31</sup>N. HAYASHI, <sup>10</sup>X. HE, <sup>28</sup>T.K. HEMMICK, <sup>28</sup>J. HEUSER, <sup>13</sup>J.C. HILL,  
<sup>43</sup>D.S. HO, <sup>11</sup>K. HOMMA, <sup>15</sup>B. HONG, <sup>26</sup>A. HOOVER, <sup>31,32</sup>T. ICHIHARA, <sup>17,31</sup>K. IMAI,  
<sup>16</sup>M.S. IPPOLITOV, <sup>31,32</sup>M. ISHIHARA, <sup>28,32</sup>B.V. JACAK, <sup>15</sup>W.Y. JANG, <sup>28</sup>J. JIA,  
<sup>3</sup>B.M. JOHNSON, <sup>18,28</sup>S.C. JOHNSON, <sup>23</sup>K.S. JOO, <sup>41</sup>S. KAMETANI, <sup>43</sup>J.H. KANG,  
<sup>30</sup>M. KANN, <sup>2</sup>S.S. KAPOOR, <sup>8</sup>S. KELLY, <sup>42</sup>B. KHACHATUROV, <sup>30</sup>A. KHANZADEEV,  
<sup>41</sup>J. KIKUCHI, <sup>43</sup>D.J. KIM, <sup>43</sup>H.J. KIM, <sup>43</sup>S.Y. KIM, <sup>43</sup>Y.G. KIM, <sup>19</sup>W.W. KINNISON,  
<sup>3</sup>E. KISTENEV, <sup>39</sup>A. KIYOMICHI, <sup>22</sup>C. KLEIN-BÖSING, <sup>25</sup>S. KLINKSIEK,  
<sup>30</sup>L. KOCHENDA, <sup>5</sup>D. KOCHETKOV, <sup>12</sup>V. KOCHETKOV, <sup>25</sup>D. KOEHLER, <sup>11</sup>T. KOHAMA,  
<sup>42</sup>A. KOZLOV, <sup>3</sup>P.J. KROON, <sup>31,32</sup>K. KURITA, <sup>15</sup>M.J. KWEON, <sup>43</sup>Y. KWON,  
<sup>26</sup>G.S. KYLE, <sup>27</sup>R. LACEY, <sup>13</sup>J.G. LAJOIE, <sup>27</sup>J. LAURET, <sup>13</sup>A. LEBEDEV,  
<sup>19</sup>D.M. LEE, <sup>19</sup>M.J. LEITCH, <sup>5</sup>X.H. LI, <sup>6,31</sup>Z. LI, <sup>43</sup>D.J. LIM, <sup>19</sup>M.X. LIU, <sup>6</sup>X. LIU,  
<sup>6</sup>Z. LIU, <sup>40</sup>C.F. MAGUIRE, <sup>3</sup>J. MAHON, <sup>3</sup>Y.I. MAKDISI, <sup>16</sup>V.I. MANKO, <sup>16</sup>Y. MAO,  
<sup>21</sup>S.K. MARK, <sup>8</sup>S. MARKACS, <sup>34</sup>G. MARTINEZ, <sup>28</sup>M.D. MARX, <sup>17</sup>A. MASAIKE,  
<sup>28</sup>F. MATATHIAS, <sup>28</sup>T. MATSUMOTO, <sup>19</sup>P.L. MCGAUGHEY, <sup>12</sup>E. MELNIKOV,  
<sup>22</sup>M. MERSCHMEIER, <sup>28</sup>F. MESSER, <sup>3</sup>M. MESSER, <sup>39</sup>Y. MIAKE, <sup>40</sup>T.E. MILLER,  
<sup>42</sup>A. MILOV, <sup>3,36</sup>S. MIODUSZEWSKI, <sup>19</sup>R.E. MISCHKE, <sup>10</sup>G.C. MISHRA,  
<sup>3</sup>J.T. MITCHELL, <sup>2</sup>A.K. MOHANTY, <sup>3</sup>D.P. MORRISON, <sup>19</sup>J.M. MOSS,  
<sup>28</sup>F. MUEHLBACHER, <sup>5</sup>M. MUNIRUZZAMAN, <sup>31</sup>J. MURATA, <sup>14</sup>S. NAGAMIYA,  
<sup>24</sup>Y. NAGASAKA, <sup>8</sup>J.L. NAGLE, <sup>17</sup>Y. NAKADA, <sup>5</sup>B. NANDI, <sup>36</sup>J. NEWBY,  
<sup>21</sup>L. NIKKINEN, <sup>20</sup>P. NILSSON, <sup>7</sup>S. NISHIMURA, <sup>16</sup>A.S. NYANIN, <sup>20</sup>J. NYSTRAND,  
<sup>3</sup>E. O'BRIEN, <sup>13</sup>C.A. OGILVIE, <sup>3,11</sup>H. OHNISHI, <sup>4,40</sup>I.D. OJHA, <sup>39</sup>M. ONO,  
<sup>12</sup>V. ONUCHIN, <sup>20</sup>A. OSKARSSON, <sup>20</sup>L. ÖSTERMAN, <sup>20</sup>I. OTTERLUND, <sup>7,38</sup>K. OYAMA,  
<sup>3</sup>L. PAFFRATH, <sup>19</sup>A.P.T. PALOUNEK, <sup>28</sup>V.S. PANTUEV, <sup>26</sup>V. PAPAVALASSIOU,

<sup>26</sup>S.F. PATE, <sup>22</sup>T. PEITZMANN, <sup>13</sup>A. PETRIDIS, <sup>3,27</sup>C.H. PINKENBURG, <sup>3</sup>R.P. PISANI,  
<sup>12</sup>P. PITUKHIN, <sup>29</sup>F. PLASIL, <sup>28,36</sup>M. POLLACK, <sup>36</sup>K. POPE, <sup>3</sup>M.L. PURSCHKE,  
<sup>42</sup>I. RAVINOVICH, <sup>29,36</sup>K.F. READ, <sup>22</sup>K. REYGERS, <sup>30,35</sup>V. RIABOV, <sup>30</sup>Y. RIABOV,  
<sup>13</sup>M. ROSATI, <sup>40</sup>A.A. ROSE, <sup>43</sup>S.S. RYU, <sup>31,32</sup>N. SAITO, <sup>11</sup>A. SAKAGUCHI,  
<sup>7,41</sup>T. SAKAGUCHI, <sup>39</sup>H. SAKO, <sup>31,37</sup>T. SAKUMA, <sup>30</sup>V. SAMSONOV, <sup>18</sup>T.C. SANGSTER,  
<sup>22</sup>R. SANTO, <sup>17,31</sup>H.D. SATO, <sup>39</sup>S. SATO, <sup>14</sup>S. SAWADA, <sup>19</sup>B.R. SCHLEI, <sup>34</sup>Y. SCHUTZ,  
<sup>12</sup>V. SEMENOV, <sup>5</sup>R. SETO, <sup>3</sup>T.K. SHEA, <sup>12</sup>I. SHEIN, <sup>12</sup>T.-A. SHIBATA, <sup>14</sup>K. SHIGAKI,  
<sup>19</sup>T. SHIINA, <sup>43</sup>Y.H. SHIN, <sup>16</sup>I.G. SIBIRIAK, <sup>20</sup>D. SILVERMYR, <sup>15</sup>K.S. SIM,  
<sup>19</sup>J. SIMON-GILLO, <sup>4</sup>C.P. SINGH, <sup>4</sup>V. SINGH, <sup>3</sup>M. SIVERTZ, <sup>12</sup>A. SOLDATOV,  
<sup>18</sup>R.A. SOLTZ, <sup>29,36</sup>S. SORENSEN, <sup>29</sup>P.W. STANKUS, <sup>21</sup>N. STARINSKY,  
<sup>8</sup>P. STEINBERG, <sup>20</sup>E. STENLUND, <sup>44</sup>A. STER, <sup>3</sup>S.P. STOLL, <sup>31,37</sup>M. SUGIOKA,  
<sup>11</sup>T. SUGITATE, <sup>19</sup>J.P. SULLIVAN, <sup>11</sup>Y. SUMI, <sup>6</sup>Z. SUN, <sup>39</sup>M. SUZUKI,  
<sup>33</sup>E.M. TAKAGUI, <sup>31</sup>A. TAKETANI, <sup>41</sup>M. TAMAI, <sup>14</sup>K.H. TANAKA, <sup>24</sup>Y. TANAKA,  
<sup>31,37</sup>E. TANIGUCHI, <sup>3</sup>M.J. TANNENBAUM, <sup>28</sup>J. THOMAS, <sup>18</sup>J.H. THOMAS,  
<sup>25</sup>T.L. THOMAS, <sup>6,36</sup>W. TIAN, <sup>17,31</sup>J. TOJO, <sup>17,31</sup>H. TORII, <sup>19</sup>R.S. TOWELL,  
<sup>42</sup>I. TSERRUYA, <sup>39</sup>Y. TSURUOKA, <sup>16</sup>A.A. TSVETKOV, <sup>4</sup>S.K. TULI, <sup>20</sup>H. TYDESJÖ,  
<sup>12</sup>N. TYURIN, <sup>24</sup>T. USHIRODA, <sup>19</sup>H.W. VANHECKE, <sup>26</sup>C. VELISSARIS,  
<sup>28</sup>J. VELKOVSKA, <sup>28</sup>M. VELKOVSKY, <sup>16</sup>A.A. VINOGRADOV, <sup>16</sup>M.A. VOLKOV,  
<sup>30</sup>A. VOROBYOV, <sup>30</sup>E. VZNUZDAEV, <sup>5</sup>H. WANG, <sup>31,32</sup>Y. WATANABE, <sup>3</sup>S.N. WHITE,  
<sup>3</sup>C. WITZIG, <sup>13</sup>F.K. WOHN, <sup>3</sup>C.L. WOODY, <sup>5,42</sup>W. XIE, <sup>39</sup>K. YAGI, <sup>31</sup>S. YOKKAICHI,  
<sup>29</sup>G.R. YOUNG, <sup>16</sup>I.E. YUSHMANOV, <sup>8</sup>W.A. ZAJC, <sup>28</sup>Z. ZHANG, <sup>6</sup>S. ZHOU

<sup>1</sup>INSTITUTE OF PHYSICS, ACADEMIA SINICA, TAIPEI 11529, TAIWAN

<sup>2</sup>BHABHA ATOMIC RESEARCH CENTRE, BOMBAY 400 085, INDIA

<sup>3</sup>BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY, UPTON, NY 11973-5000, USA

<sup>4</sup>DEPARTMENT OF PHYSICS, BANARAS HINDU UNIVERSITY, VARANSI 221005, INDIA

<sup>5</sup>UNIVERSITY OF CALIFORNIA - RIVERSIDE, RIVERSIDE, CA 92521, USA

<sup>6</sup>CHINA INSTITUTE OF ATOMIC ENERGY (CIAE), BEIJING, PEOPLE'S REPUBLIC OF CHINA

<sup>7</sup>CENTER FOR NUCLEAR STUDY, GRADUATE SCHOOL OF SCIENCE, UNIVERSITY OF TOKYO, 7-3-1 HONGO, BUNKYO, TOKYO 113-0033, JAPAN

<sup>8</sup>COLUMBIA UNIVERSITY, NEW YORK, NY 10027 AND NEVIS LABORATORIES IRVINGTON, NY 10533, USA

<sup>9</sup>FLORIDA STATE UNIVERSITY, TALLAHASSEE, FL 32306, USA

<sup>10</sup>GEORGIA STATE UNIVERSITY, ATLANTA, GA 30303, USA

<sup>11</sup>HIROSHIMA UNIVERSITY, KAGANIYAMA, HIGASHI-HIROSHIMA 739-8526, JAPAN

<sup>12</sup>INSTITUTE FOR HIGH ENERGY PHYSICS (IHEP), PROTIVNO, RUSSIA

<sup>13</sup>IOWA STATE UNIVERSITY, AMES, IA 50011, USA

<sup>14</sup>KEK, HIGH ENERGY ACCELERATOR RESEARCH ORGANISATION, TSUKUBA-SHI, IBARAKI-KEN 305-0801, JAPAN



- <sup>15</sup>KOREA UNIVERSITY, SEOUL, 136-701, KOREA
- <sup>16</sup>RUSSIAN RESEARCH CENTER "KURCHATOV INSTITUTE", MOSCOW, RUSSIA
- <sup>17</sup>KYOTO UNIVERSITY, KYOTO 606, JAPAN
- <sup>18</sup>LAWRENCE LIVERMORE NATIONAL LABORATORY, LIVERMORE, CA 94550, USA
- <sup>19</sup>LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY, LOS ALAMOS, NM 87545, USA
- <sup>20</sup>DEPARTMENT OF PHYSICS, LUND UNIVERSITY, BOX 118, SE-221 00 LUND, SWEDEN
- <sup>21</sup>MCGILL UNIVERSITY, MONTREAL, QUEBEC H3A 2T8, CANADA
- <sup>22</sup>INSTITUT FÜR KERNPHYSIK, UNIVERSITY OF MÜNSTER, D-48149 MÜNSTER, GERMANY
- <sup>23</sup>MYONGJI UNIVERSITY, YONGIN, KYONGGIDO 449-728, KOREA
- <sup>24</sup>NAGASAKI INSTITUTE OF APPLIED SCIENCE, NAGASAKI-SHI, NAGASAKI 851-0193, JAPAN
- <sup>25</sup>UNIVERSITY OF NEW MEXICO, ALBUQUERQUE, NM, USA
- <sup>26</sup>NEW MEXICO STATE UNIVERSITY, LAS CRUCES, NM 88003, USA
- <sup>27</sup>CHEMISTRY DEPARTMENT, STATE UNIVERSITY OF NEW YORK - STONY BROOK, STONY BROOK, NY 11794, USA
- <sup>28</sup>DEPARTMENT OF PHYSICS AND ASTRONOMY, STATE UNIVERSITY OF NEW YORK - STONY BROOK, STONY BROOK, NY 11794, USA
- <sup>29</sup>OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY, OAK RIDGE, TN 37831, USA
- <sup>30</sup>PNPI, PETERSBURG NUCLEAR PHYSICS INSTITUTE, GATCHINA, RUSSIA
- <sup>31</sup>RIKEN (THE INSTITUTE OF PHYSICS AND CHEMICAL RESEARCH), WAKO, SAITAMA 351-0198, JAPAN
- <sup>32</sup>RIKEN BNL RESEARCH CENTER, BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY, UPTON, NY 11973-5000, USA
- <sup>33</sup>UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, INSTITUTO DE FÍSICA, CAIXA POSTAL 66318, SÃO PAULO CEP05315-970, BRAZIL
- <sup>34</sup>SUBATECH (ECOLE DES MINES DE NANTES, IN2P3/CNRS, UNIVERSITE DES NANTES) BP 20722-44307, NANTES-CEDEX 3, FRANCE
- <sup>35</sup>ST. PETERSBURG STATE TECHNICAL UNIVERSITY, ST. PETERSBURG, RUSSIA
- <sup>36</sup>UNIVERSITY OF TENNESSEE, KNOXVILLE, TN 37996, USA
- <sup>37</sup>DEPARTMENT OF PHYSICS, TOKYO INSTITUTE OF TECHNOLOGY, TOKYO, 152-8551, JAPAN
- <sup>38</sup>UNIVERSITY OF TOKYO, TOKYO, JAPAN
- <sup>39</sup>INSTITUTE OF PHYSICS, UNIVERSITY OF TSUKUBA, TSUKUBA, IBARAKI 305, JAPAN
- <sup>39</sup>VANDERBILD UNIVERSITY, NASHVILLE, TN 37235, USA
- <sup>40</sup>WASEDA UNIVERSITY, ADVANCED RESEARCH INSTITUTE FOR SCIENCE AND ENGINEERING, 17 KIKUI-CHO, SHINJUKU-KU, TOKYO 162-0044, JAPAN

<sup>41</sup>WEIZMANN INSTITUTE, REHOVOT 76100, ISRAEL

<sup>42</sup>YONSEI UNIVERSITY, IPAP, SEOUL 120-749, KOREA

<sup>43</sup>INDIVIDUAL PARTICIPANT: KFKI RESEARCH INSTITUTE FOR PARTICLE AND  
NUCLEAR PHYSICS (RMKI), BUDAPEST, HUNGARY

## Lebenslauf und Bildungsgang

**Name:** Stefan Bathe

**geb.:** 12.05.1971 in Warstein

**Eltern:** Hubert Bathe  
Hiltrud Bathe, geb. Grewe

**Familienstand:** ledig

**Schulbildung:** Grundschule: 1977 – 1981  
kath. Grundschule Warstein–Belecke  
Gymnasium: 1981 – 1990  
Gymnasium der Stadt Warstein

**Hochschulreife:** am 30.05.1990 in Warstein

**Wehrdienst:** Juli 1990 – Juni 1991 in Celle

**Studium:** Okt. 1991 – Mai 1997  
Diplomstudiengang Physik an der  
Westfälischen Wilhelms–Universität Münster

**Prüfungen:** Vordiplom: 28.09.1993  
Diplom: 05.05.1997

**Tätigkeiten:** Juni 1997 – Nov. 1999 wiss. Hilfskraft,  
seit Dez. 1999 wiss. Mitarbeiter

**Beginn der Dissertation:** Mai 1997  
am Institut für Kernphysik bei  
Prof. Dr. R. Santo

**Stipendien:** Dez. 1997 – Nov. 1999  
Stipendiat der Graduiertenförderung des Landes  
NRW  
Feb. 1999 – Aug. 1999  
Stipendiat des Deutschen Akademischen Austausch-  
dienstes







