

Ansgar Kumpmann

Produktion neutraler Pionen  
in Proton-Proton-Stößen  
bei 62,4 GeV Schwerpunktsenergie  
am PHENIX-Experiment

— 2007 —







Produktion neutraler Pionen  
in Proton-Proton-Stößen  
bei 62,4 GeV Schwerpunktsenergie  
am PHENIX-Experiment

Diplomarbeit  
im Institut für Kernphysik  
des Fachbereichs Physik  
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster von

**Ansgar Kumpmann**

— 2007 —



# Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Grundlagen	7
2.1	Leptonen . . . . .	7
2.2	Quarks . . . . .	8
2.3	Austauschteilchen . . . . .	10
2.4	Quark-Gluon-Plasma . . . . .	10
2.5	Eigenschaften des QGP . . . . .	11
2.6	Signaturen des QGP . . . . .	12
2.7	Nuklearer Modifikationsfaktor . . . . .	15
3	Das Experiment	19
3.1	Aufbau . . . . .	19
3.1.1	Detektoren zur Ereignischarakterisierung . . . . .	20
3.1.2	Detektoren in den Myonenarmen . . . . .	22
3.1.3	Detektoren der Zentralarme . . . . .	22
3.2	Beam-Beam-Counter . . . . .	23
3.3	Elektromagnetisches Kalorimeter . . . . .	24
3.3.1	Bildung elektromagnetischer Schauer . . . . .	25
3.3.2	Bleiglaskalorimeter . . . . .	26
3.3.3	Bleiszintillator . . . . .	27
3.4	Datennahme . . . . .	28
3.5	Datenspeicherung und -zugang . . . . .	30
4	Der Datensatz	33
4.1	Minimum-Bias-Trigger . . . . .	33

4.2	EMCal-RICH-Trigger . . . . .	34
4.3	Ereignisse . . . . .	34
5	Auswertung	37
5.1	Vertex-Cut . . . . .	37
5.2	Trefferauswahl . . . . .	37
5.2.1	Trefferposition . . . . .	38
5.2.2	Schlechte Module . . . . .	38
5.2.3	Teilchenidentifikation . . . . .	40
5.2.4	Sektorkombinationen . . . . .	42
5.2.5	Asymmetrie-Cut . . . . .	43
5.3	Die Berechnung der invarianten Masse und des Transversalimpulses .	43
5.4	Peak-Extraktion . . . . .	44
5.4.1	Untergrund . . . . .	45
5.4.2	Event-Mixing-Methode und Untergrundsubtraktion . . . . .	46
5.5	Detektorkalibrierung . . . . .	46
5.6	Invarianter Wirkungsquerschnitt . . . . .	48
5.6.1	MB-Wirkungsquerschnitt, Vernier-Scan . . . . .	50
5.7	Korrekturen . . . . .	51
5.7.1	Minbias-Trigger-Bias . . . . .	51
5.7.2	Geometrische Akzeptanz . . . . .	52
5.7.3	Effizienz des ERT-Triggers . . . . .	52
5.7.4	Konversionsverlust . . . . .	54
5.7.5	Verzweigungsverhältnis . . . . .	55
5.7.6	Schauerüberlapp . . . . .	55
5.7.7	Bin-shift-Korrektur . . . . .	55
5.8	Bestimmung der Fehler . . . . .	56
5.8.1	Statistischer Fehler . . . . .	56
5.8.2	Systematische Fehler . . . . .	56
6	Ergebnisse	61
6.1	Datenübergang bei einem Transversalimpuls von $3 \text{ GeV}/c$ . . . . .	61
6.2	Kombination der Einzelspektren . . . . .	61

6.3	Spektrum des invarianten Wirkungsquerschnitts . . . . .	64
6.4	Vergleich mit ISR . . . . .	64
6.5	Vergleich mit pQCD-Rechnungen . . . . .	67
6.6	Vergleich mit früheren Daten . . . . .	67
A	Anhang . . . . .	I
A.1	Run-Nummern . . . . .	I
A.2	Schlechte Module . . . . .	II
A.3	Maskierte FEMs . . . . .	IV
A.4	Peaks . . . . .	V
A.5	Wirkungsquerschnitte . . . . .	VII
A.5.1	Kombiniertes Spektrum . . . . .	VII
A.5.2	Wirkungsquerschnitte in PbSc und PbGl . . . . .	VIII
A.5.3	Wirkungsquerschnitte im MinimumBias- und ERT-Datensatz .	IX
	Literatur . . . . .	XI



# 1. Einleitung

Seit Alters her beschäftigt sich die Menschheit mit der Frage, wie die uns umgebende Materie aufgebaut ist. Im Taoismus, einer traditionellen chinesischen Philosophie und Religion aus dem 4. Jh. v. Chr., werden die Naturphänomene den *Fünf Elementen* Holz, Feuer, Erde, Metall und Wasser zugeordnet.

Auch in der westlichen Antike gab es ähnliche Überlegungen, die hauptsächlich auf *Thales von Milet*<sup>1</sup> zurückgingen. Für ihn war Wasser der Urstoff und damit Grundlage aller anderen Materieformen. Nachdem später auch Feuer und Luft als Urstoff vorgeschlagen worden waren, entwickelte sich die *Vier-Elemente-Lehre*, die maßgeblich von *Empedokles*<sup>2</sup> verbreitet wurde, nach der alle Materie aus verschiedenen Mischungsformen der Elemente Erde, Feuer, Wasser und Luft besteht.

Der griechische Philosoph *Leukippos*<sup>3</sup> und sein Schüler *Demokritos*<sup>4</sup> lehrten, dass Materie nicht homogen, sondern aus kleinsten Bausteinen, den Atomen (gr.  $\alpha\tauομος$  = unteilbar), aufgebaut sei. Die verschiedenen Materialien entstünden durch Verbindung bestimmter Atome miteinander. Allerdings dauerte es bis ins frühe 19. Jahrhundert, bis *Dalton*<sup>5</sup> in seinem *Gesetz von den multiplen Proportionen* (1803) dieses Modell aufgriff und die moderne Erforschung des Atomaufbaus begann. Die ersten experimentellen Ergebnisse zum Atomaufbau lieferten *Rutherford*<sup>6</sup> et al. in ihrem Streuexperiment 1911. Sie entdeckten, dass ein Atom aus einem positiv geladenen Kern, der annähernd die gesamte Masse beinhaltet, und den wesentlich leichteren Elektronen, die die Atomhülle bilden, aufgebaut ist. Während die Ausmaße eines Atoms im Nanometerbereich liegen (Bohr'scher Radius des Wasserstoffatoms ist etwa ein halbes Ångström,  $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$ ), liegt der Radius der Atomkerne in der Femtometer-Größenordnung ( $10^{-15} \text{ m}$ ).

---

<sup>1</sup>Thales von Milet, \* um 624 v. Chr. in Milet/Kleinasiens, † um 546 v. Chr. in Kleinasiens

<sup>2</sup>Empedokles, \*494/482 v. Chr. in Akragas/Sizilien, † 434/420 v. Chr. auf dem Peloponnes/Griechenland

<sup>3</sup>Leukippos, \* etwa 450 v. Chr. Milet(?) / Kleinasiens, † etwa 370 v. Chr.

<sup>4</sup>Demokritos, \*460 v. Chr. in Abdera/Kleinasiens, † 371 v. Chr.

<sup>5</sup>John Dalton, \* 1766 in Eaglesfield/England, † 1844 in Manchester/England

<sup>6</sup>Ernest Rutherford, \* 1871 in Brightwater/Neuseeland, † 1937 in Cambridge/England

Seit den 1930er Jahren ist bekannt, dass die Kerne aus den Nukleonen, Protonen und Neutronen, aufgebaut sind. Diese bestehen ihrerseits aus jeweils drei Valenzquarks, wie es das *Quark-Modell* (1964) von *Gell-Mann*<sup>7</sup> postuliert [GM64]. Anhand dieses Modells kann die Vielzahl der Hadronen (der *Hadronenzoo*) mit großem Erfolg beschrieben werden.

Auch wenn unsere Kenntnisse über die Natur der Dinge immer weiter vertieft werden konnten, ist unser Wissen begrenzt; die Erforschung der Materie geht weiter. Ein aktuelles Forschungsgebiet ist das *Quark-Gluon-Plasma* (QGP), dessen Eigenschaften in Kapitel 2 vorgestellt werden. Das QGP kann nicht direkt beobachtet werden, sondern muss über verschiedene Signale detektiert werden. Eines dieser Signale ist das Jet-Quenching, dessen quantitative Stärke durch den nuklearen Modifikationsfaktor  $R_{AA}$  gegeben ist (vgl. Abschnitt 2.7).

In dieser Arbeit bestimme ich die zur  $R_{AA}$ -Berechnung notwendige Proton-Proton-Referenz. Dazu beschreibe ich in Kapitel 4 die benutzten Daten, führe die Standard-Analyseschritte durch (Kapitel 5) und vergleiche meine Ergebnisse zum Schluss (Kapitel 6) mit einer bereits vorhandenen Referenz sowie mit Weltdaten und Theoriewerten.

---

<sup>7</sup>Murray Gell-Mann, \*1926 in New York/USA

# 2. Grundlagen

Materie besteht nach heutigem Wissensstand aus drei Arten von Teilchen: Leptonen, Quarks und Austauschteilchen. Im Folgenden sollen diese drei Gruppen vorgestellt werden. Außerdem soll in diesem Kapitel das Quark-Gluon-Plasma beschrieben werden und welchen Beitrag die Bestimmung der  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitte in Proton-Proton-Kollisionen bei seiner Erforschung leisten kann.

## 2.1 Leptonen

Das bekannteste Lepton (gr.  $\lambda\epsilon\pi\tau\sigma\varsigma$  = leicht) ist das bereits erwähnte Elektron. Es ist Bestandteil der stabilen Materie und Träger des elektrischen Stroms in Feststoffen. Es gibt drei Familien von Leptonen, sie sind in Tabelle 2.1 aufgelistet. Das Elektron und sein Neutrino bilden die erste Familie.

Zu jedem Lepton gibt es ein Antiteilchen mit identischer Masse, aber entgegengesetzter Ladung. Das Antiteilchen des Elektrons ist das Positron.

	1. Familie		2. Familie		3. Familie	
Leptonen	e	-1 e 0,511 MeV/ $c^2$	$\mu$	-1 e 105,7 MeV/ $c^2$	$\tau$	-1 e 1777 MeV/ $c^2$
	$\nu_e$	0 $< 2,3$ eV/ $c^2$	$\nu_\mu$	0 $< 0,19$ MeV/ $c^2$	$\nu_\tau$	0 $< 18,2$ MeV/ $c^2$
Quarks	up	+2/3 e 1,5-5 MeV/ $c^2$	charm	+2/3 e 1,1-1,4 GeV/ $c^2$	top	+2/3 e 174 GeV/ $c^2$
	down	-1/3 e 3-9 MeV/ $c^2$	strange	-1/3 e 60-170 MeV/ $c^2$	bottom	-1/3 e 4,1-4,4 GeV/ $c^2$

**Tabelle 2.1:** Leptonen und Quarks mit ihren Ladungen und Massen [PDG06]. Neutrinomassen konnten bisher nicht gemessen werden, sicher ist lediglich, dass es Neutrinomassen  $> 0$  gibt. Auch die Zuordnung der Masseneigenzustände zu den Standardmodell-Eigenzuständen erfolgt über Mischungswinkel gemäß der Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix und ist damit nicht eindeutig. Angegeben sind die Massen asymptotisch freier Quarks. Ihre Konsituentenmassen liegen teils deutlich höher.

## 2.2 Quarks

Quarks kommen ausschließlich in Hadronen (gr.  $\alpha\delta\rho\varsigma$  = stark) vor. Hadronen teilen sich auf in die Baryonen (gr.  $\beta\alpha\rho\varsigma$  = schwer), die aus drei Quarks bestehen, und Mesonen (gr.  $\mu\epsilon\sigma\varsigma$  = mittel), die aus einem Quark und einem Antiquark bestehen. Tabelle 2.1 zeigt die - ebenfalls - drei Familien der Quarks.

Jedes Quark hat einen zusätzlichen Freiheitsgrad, die Farbladung. Sie wurde zunächst eingeführt, um in allen Hadronen das Pauli-Prinzip zu erhalten, nach dem keine zwei Fermionen<sup>1</sup> im selben Zustand vorkommen dürfen. Nach der Theorie der Farbladung kann ein Quark eine der drei Grundfarben rot, grün, blau und ein Antiquark eine der drei Komplementärfarben antirot, antigrün oder antiblau haben. In einem Baryon kommen demnach alle drei Grundfarben genau einmal vor, so dass die Farbsumme immer weiß ist. In einem Meson hat das Antiquark die Komplementärfarbe des Quarks, so dass auch die Mesonen nach außen stets farbneutrale Teilchen sind. Wie auch bei den Leptonen haben die Antiteilchen der Quarks identische Massen, aber umgekehrte Ladungen.

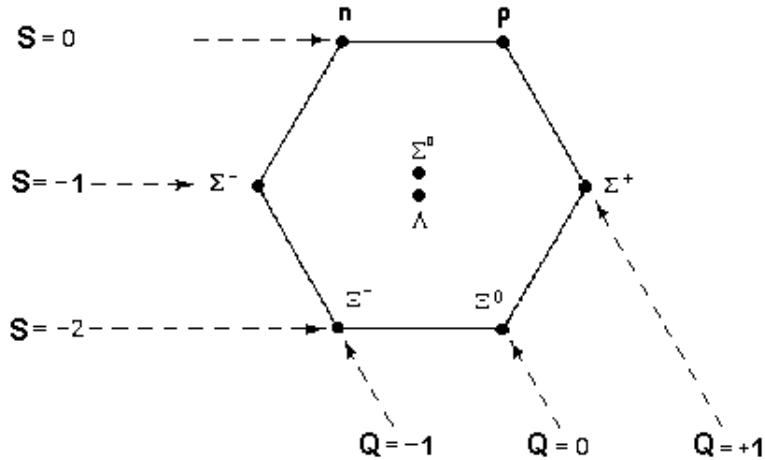
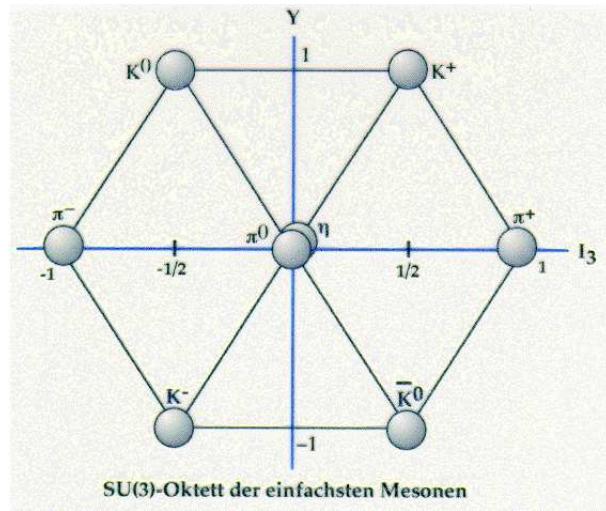


Abbildung 2.1: Das Baryonenoktett. Hier gilt  $J^P = 1/2^+$

Die in dieser Arbeit relevanten Hadronen sind das Proton und das neutrale Pion. Das Proton findet sich im Baryonenoktett (Abbildung 2.2) bei  $S = 0$  und  $Q = +1$ . Es besteht aus zwei up- und einem down-Quark und hat eine Masse von 938,27

<sup>1</sup>Fermionen sind Teilchen mit halbzahligem Spin. Quarks und Leptonen haben Spin  $S = 1/2$ .



**Abbildung 2.2:** Das Multiplett der pseudoskalaren Mesonen. Bei diesen Teilchen ist der Spin  $S = 0$ .

MeV/ $c^2$ . Das Proton ist das im Universum häufigste, leichteste und - nach bisherigem Wissensstand - einzige stabile Hadron.

Das neutrale Pion ( $\pi^0$ ) steht im Mesonenoktett (Abbildung 2.2) bei  $I_3 = Y = 0$ . Das  $\pi^0$  besteht aus einer Überlagerung eines  $u\bar{u}$ - sowie eines  $d\bar{d}$ -Zustandes. Mit einer Ruhemasse von  $134,98$  MeV/ $c^2$  [PDG06] ist es das leichteste Meson (und Hadron überhaupt). Es zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von  $(8,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-17}$  s gemäß der in Tabelle 2.2 angegebenen Verzweigungsverhältnisse.

Zerfall in	Wahrscheinlichkeit
$\gamma\gamma$	$(98,798 \pm 0,032)\%$
$e^+e^-\gamma$	$(1,198 \pm 0,032)\%$
$e^+e^+e^-e^-$	$(3,14 \pm 0,30)10^{-5}$
$e^+e^-$	$(6,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$
sonstige	$< 6 \cdot 10^{-4}$

**Tabelle 2.2:** Die Verzweigungsverhältnisse des  $\pi^0$ -Zerfalls [PDG06].

## 2.3 Austauschteilchen

Es gibt vier Grundkräfte: Die Gravitation, die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation (auch Schwerkraft) wirkt zwischen den Massen der Teilchen, ihr Trägerteilchen ist das Graviton, das nur postuliert ist, aber noch nicht experimentell gefunden werden konnte. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch Photonen, die Lichtquanten, übermittelt. Photonen haben keine Ruhemasse und bewegen sich deswegen mit Lichtgeschwindigkeit. Sie koppeln an die elektrischen Ladungen der Teilchen und - sofern es sie gibt - an magnetische Monopole. Diese beiden Kräfte haben uningeschränkte Reichweiten und sind damit makroskopisch beobachtbar. Träger der schwachen Wechselwirkung sind das  $W^+$ -, das  $W^-$ - und das neutrale Z-Boson. Die W-Bosonen ermöglichen Leptonen- und Quarkübergänge (in Tabelle 2.1 in vertikaler Richtung) sowie im Rahmen der vereinigten elektroschwachen Wechselwirkung auch Prozesse höherer Ordnung. Das Z-Boson übermittelt den Neutralen Strom. Die starke Wechselwirkung wird von den Gluonen (engl. to glue = kleben) übertragen. Diese Teilchen übertragen die Farbladungen zwischen den Quarks und sind - im Gegensatz zu Photonen, W- und Z-Bosonen - selbst Ladungsträger ihrer Wechselwirkung, interagieren also auch untereinander. Insgesamt gibt es acht verschiedene Gluonen.

## 2.4 Quark-Gluon-Plasma

Anders als in der elektromagnetischen Wechselwirkung, in der die Austauschteilchen nicht miteinander wechselwirken und das Coulomb-Potenzial

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \quad (2.1)$$

mit dem Abstand  $r$  abfällt, wechselwirken Gluonen miteinander. Das Potenzial der starken Wechselwirkung lässt sich beschreiben durch

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr. \quad (2.2)$$

$\alpha_s$  ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung, die aber, anders als der Name besagt, nicht konstant ist, sondern vom Impulsübertrag  $q^2$  (und damit entsprechend von den Abständen) abhängt:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_q) \cdot \ln \frac{q^2}{\lambda^2}} \quad (2.3)$$

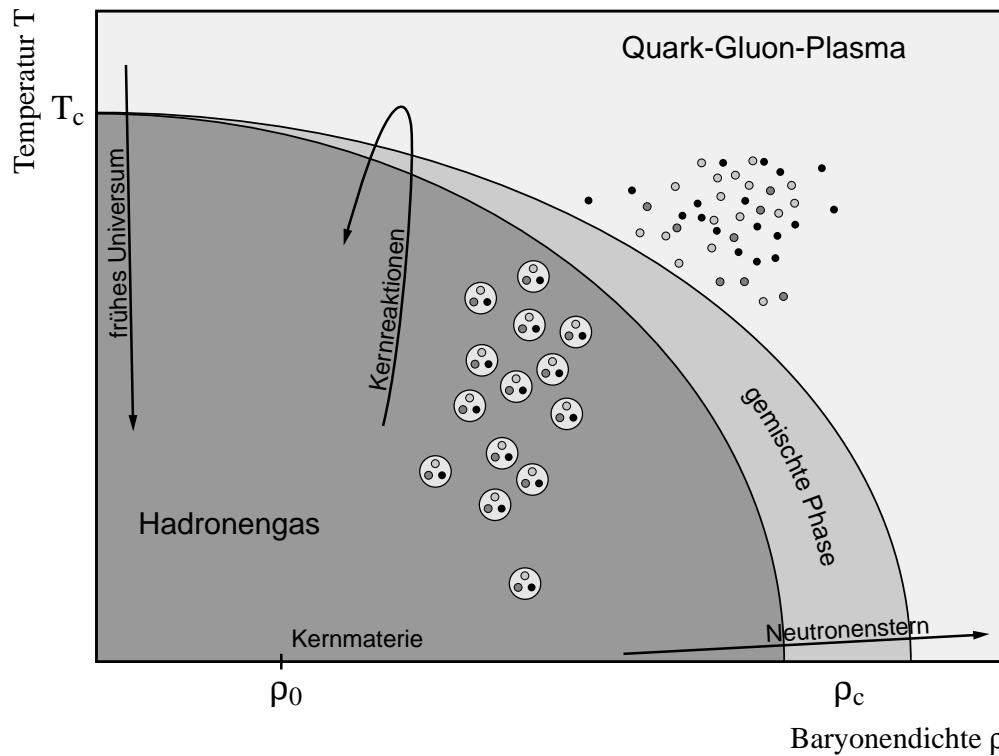
mit der Zahl der Quarksorten  $N_q = 6$  und einer Massenskala  $\lambda$ . Bei großen Impulsüberträgen  $q^2$  ( $\hat{=}$  Abständen  $r < r_{Nukleon}$ ) verschwindet  $\alpha_s$  und die Quarks können sich frei bewegen (*Asymptotische Freiheit*). Mit wachsenden Abständen steigt das Potenzial allerdings wegen des zweiten Terms linear an, so dass die Quarks in einem Raumbereich von der Größe eines Nukleons eingeschlossen sind (*Confinement*). Bei größeren Abständen steigt das Potenzial so weit an, dass die Energieschwelle für die Produktion eines neuen Quark-Antiquark-Paars erreicht wird und das Quark sich mit dem neuen Antiquark als Meson vom zurückbleibenden Baryon trennt. Freie Quarks sind demnach nicht möglich und wurden bisher auch nicht beobachtet.

Bei extrem hohen Drücken oder Temperaturen, bei denen sich einzelne Hadronen überlagern und nicht mehr voneinander unterschieden werden können, findet ein Phasenübergang statt ([KL07],[Kar07]). In diesem neuen Medium, dem Quark-Gluon-Plasma (QGP), können sich die Partonen, Quarks und Gluonen, frei bewegen (*Deconfinement*). Solch ein Medium herrschte nach der Urknalltheorie bis etwa  $10^{-6}$  s nach dem Urknall, bis das sich abkühlende Universum die Bildung von Hadronen ermöglichte. Außerdem wird ein QGP für das Innere von Neutronensternen vorausgesagt, in denen dann allerdings die Baryonendichten hoch und Temperaturen niedrig sein dürften. Im Labor lässt sich das QGP ebenfalls erzeugen, nämlich im Kollisionsbereich hochenergetischer schwerer Ionen. Das Diagramm 2.3 zeigt eine entsprechende schematische Darstellung der Quark-Phasen.

## 2.5 Eigenschaften des QGP

Das Quark-Gluon-Plasma ist ein Materiezustand, der nur unter Extrembedingungen existieren kann. Seine Eigenschaften theoretisch zu berechnen ist schwierig und mit großen Unsicherheiten behaftet, auch die experimentelle Bestimmung stellt eine große Herausforderung dar. Für die kritische Temperatur  $T_c$ , bei der ein Phasenübergang zwischen hadronischer Materie und dem QGP stattfinden soll, sagen Gitter-QCD-Rechnungen ([KL07],[Kar07]) Werte zwischen 160 und 200 MeV/ $k_B$  voraus, dies entspricht einer Größenordnung von  $10^{12}$  Kelvin. Die kritische Energiedichte beträgt  $\epsilon_c \approx 1 \text{ GeV/fm}^3$ , das ist etwa das Fünf- bis Sechsfache der Energiedichte normaler Kernmaterie, für die  $\rho = 0,17 \text{ GeV/fm}^3$  gilt.

In den Anfängen der QGP-Forschung wurde das Plasma als ideales Gas der Partonen betrachtet, inzwischen legen mehrere Messungen die Vermutung nahe, dass es



**Abbildung 2.3:** Schematische Darstellung der Phasen stark wechselwirkender Materie. Bei hohen Temperaturen  $T$  oder großer Baryonendichte  $\rho$  kommt es zu einem Übergang vom Hadronengas zum Quark-Gluon-Plasma.

sich eher wie eine ideale Flüssigkeit beschreiben lässt und sich erst bei noch nicht erreichten Temperaturen  $T \gg T_c$  wie ein Gas verhält [Son05].

## 2.6 Signaturen des QGP

Ein QGP kann nicht direkt beobachtet und gemessen werden. Vielmehr gibt es eine Reihe von sekundären Indizien, die für einen Phasenübergang hin zu einem QGP sprechen [HM96]:

### J/Ψ-Unterdrückung

Das  $J/\Psi$  ist ein ( $J^{PC} = 1^{--}$ )-Meson aus einem Charm- und einem Anticharm-Quark, seine Masse beträgt  $3097 \text{ MeV}/c^2$ . Dieser Charmonium-Zustand wird wegen seiner Masse nur in frühen und harten Nukleon-Nukleon-Stößen produziert und zer-

fällt meist hadronisch. In einem Quark-Gluon-Plasma hingegen schirmen die freien Farbladungsträger die beiden Quarks voneinander ab, so dass die Bildung eines gebundenen  $c\bar{c}$ -Zustandes unterdrückt wird. Es kommt zu einer ausgeprägteren Bildung von D-Mesonen.

### Direkte Photonen

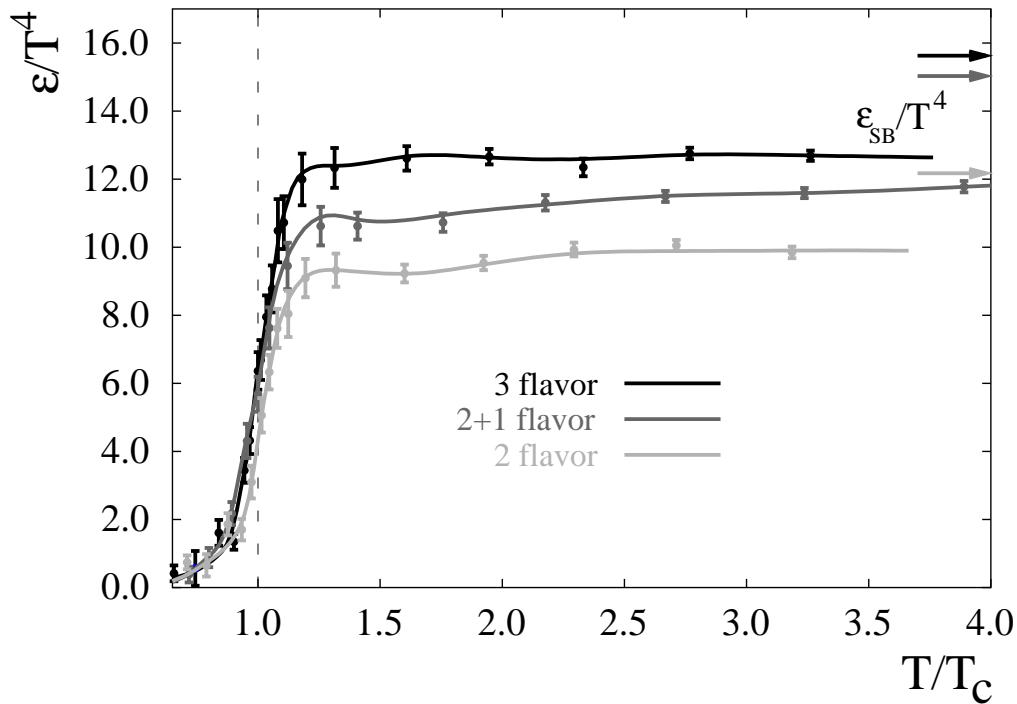
Photonen unterliegen lediglich der elektromagnetischen Wechselwirkung und sind von starker Wechselwirkung unbeeinflusst. Deshalb können sie sowohl ein Hadronengas als auch ein QGP praktisch wechselwirkungsfrei durchqueren. Als direkte Photonen bezeichnet man prompte und thermische Photonen. Prompte Photonen dominieren das Spektrum der direkten Photonen im Bereich der hohen Transversalimpulse. Sie entstehen in harten Partonstößen in der Frühphase der Schwerionenkollisionen und dienen als Sonden für dieses Stadium. Nach der Frühphase thermalisiert das QGP und strahlt thermische Photonen ab. Ihre Verteilung ist nach dem Planckschen Strahlungsgesetz proportional zu  $\exp(-E_\gamma/T)$ , so dass durch thermische Photonen die Temperatur des Mediums im Prinzip bestimmt werden kann. Zu beachten ist hierbei, dass auch Hadronengase thermische Photonen emittieren. Eine Unterscheidung der direkten Photonen aus einem QGP von direkten Photonen aus einem heißen Hadronengas ist schwierig und muss sich auf Modelle stützen.

### Energiedichte am Phasenübergang

Bei einem Phasenübergang erster Ordnung erfährt die Energiedichte  $\epsilon$  einen steilen Anstieg oder Abfall, während die Temperatur konstant bleibt. Durch gleichzeitige Messung der Rapiditätsverteilung der produzierten Hadronen  $dN/dy|_{y=0}$  und ihrer mittleren transversalen Masse kann die Energiedichte bestimmt und so die Phasengrenze untersucht werden. Abbildung 2.4 gibt Ergebnisse von QCD-Gitterrechnungen für die Energiedichte wieder.

### Erhöhte Produktion von Seltsamkeit

Seltame Quarks können in einem Hadronengas nur in assoziierter Produktion zweier Hadronen erzeugt werden, z.B. durch die Reaktion  $p + p \rightarrow p + K^+ + \Lambda$ , deren Energieschwelle bei etwa 670 MeV liegt. Hier geht die sogenannte Konstituenten-

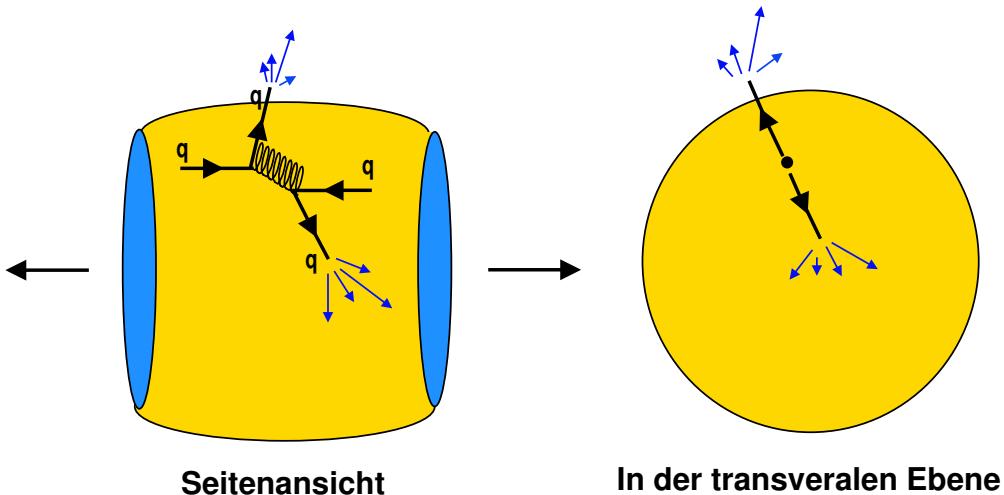


**Abbildung 2.4:** Der Phasenübergang in theoretischen Rechnungen. Die Energiedichte steigt rasant an, während die Temperatur etwa konstant bleibt [Kar02]

Quark-Masse ein, die deutlich höher liegt als die Masse eines entsprechenden asymptotisch freien Quarks (diese Massen sind in Tabelle 2.1 angegeben). Bei der thermischen Erzeugung eines  $q\bar{q}$ -Paars muss nur diese niedrigere Energieschwelle überschritten werden, im Fall von s-Quarks liegt sie bei etwa 300 MeV, so dass im QGP mehr Teilchen mit Seltsamkeit als in einem Hadronengas entstehen sollte.

### Jet-Quenching

In harten Nukleon-Nukleon-Streuprozessen entstehen Quarks und Gluonen mit hoher Transversalimpuls. Diese fragmentieren und können als hochenergetische Jets in transversaler Richtung detektiert werden. Nach Bildung eines QGP hingegen durchlaufen die im harten Streuprozess produzierten Teilchen das Medium unterschiedlich lang, wie in Abbildung 2.5 illustriert ist. Insbesondere durch Gluon-Bremsstrahlung, aber auch durch Kollisionen mit anderen Partonen des Plasmas verlieren sie dort ihre Energie und der Jet wird stark abgeschwächt oder ganz absorbiert. Der nukleare Modifikationsfaktor (Abschnitt 2.7) kann als ein quantitatives Maß für das Jet-Quenching dienen. Durch den Cronin-Effekt gewinnen Partonen im QGP hingegen



**Abbildung 2.5:** Jet-Quenching [Ram07]: Ein Teil der Jets wird bereits im Medium absorbiert. Außen werden dann entsprechend weniger oder schwächere Jets detektiert.

gen an Transversalimpuls, indem sie vor dem harten Stoß zuerst mehrmals elastisch an anderen Partonen im Medium stoßen. Dieser Effekt schwächt das Jet-Quenching im kleinen und mittleren Transversalimpulsbereich ( $p_T \leq 3\text{-}4 \text{ GeV}/c$ ) ab (vgl. 2.6). Wegen des komplexen Reaktionsverlaufs einer Schwerionenkollision kann nicht bei Beobachtung eines dieser Signale auf die QGP-Ausbildung geschlossen werden. Werden diese Signaturen hingegen in ihrer Gesamtheit beobachtet, machen sie die Existenz eines QGP wahrscheinlich.

## 2.7 Nuklearer Modifikationsfaktor

Bei hohen Energien können Kern-Kern-Stöße als überlagerte Kollisionen einzelner Nukleonen betrachtet werden, wobei die Zahl der Kollisionen  $N_{Koll}$  nicht experimentell bestimmbar ist und durch Glauber-Monte-Carlo-Simulationen abgeschätzt werden muss. Im Fall unabhängiger Kollisionen führt das zu  $R_{AA} = 1$ . Dieser nukleare Modifikationsfaktor  $R_{AA}$  ist das Verhältnis aus Hadronproduktion in Kern-Kern-Stößen zur Hadronproduktion in Proton-Proton-Stößen, die mit der Anzahl inelastischer Nukleon-Nukleon-Stöße  $N_{Koll}$  skaliert wurde [KB04]. Sinnvoll ist es, neutrale Pionen zur  $R_{AA}$ -Bestimmung zu verwenden, da sie zusammen mit den  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Mesonen als die leichtesten Hadronen die häufigsten Jet-Teilchen sind und

wegen ihres Zerfalls in zwei Photonen einfach nachzuweisen sind. Als Formel für den nuklearen Modifikationsfaktor ergibt sich damit:

$$R_{AA} = \frac{d^2 N_{AA}^{\pi^0} / dy dp_T}{N_{Koll} \cdot d^2 N_{pp}^{\pi^0} / dy dp_T} = \frac{d^2 N_{AA}^{\pi^0} / dy dp_T}{T_{AB} \cdot d^2 \sigma_{pp}^{\pi^0} / dy dp_T}, \quad (2.4)$$

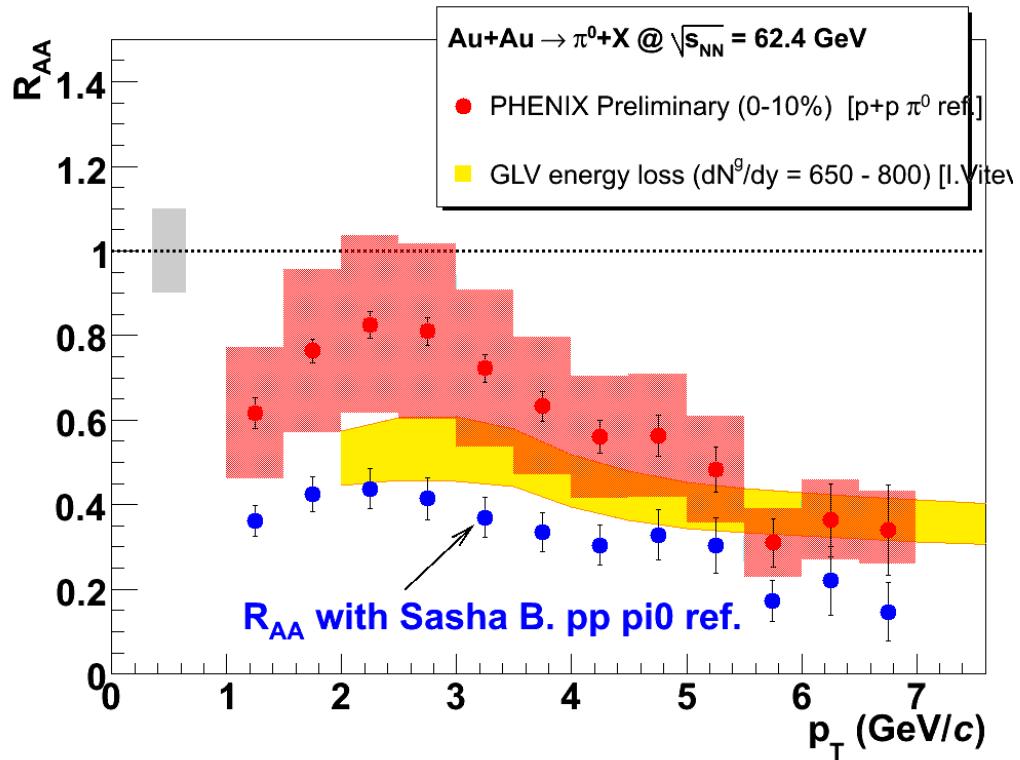
wobei

$$T_{AB} = \frac{N_{Koll}}{\sigma_{NN}} \quad (2.5)$$

die durchschnittliche Kerndicke in der Reaktionszone ist.  $\sigma_{NN}$  ist der inelastische Wirkungsquerschnitt der Nukleonen.  $d^2 N_{AA}^{\pi^0} / dy dp_T$  wird durch eine Analyse bestimmt, die analog zur hier vorliegenden Arbeit abläuft.

Ein Jet-Quenching geht stets mit einer geringeren Produktion von Hadronen mit hohem Transversalimpuls und daher mit einem nuklearen Modifikationsfaktor kleiner 1 einher. Der  $R_{AA}$  für Gold-Gold-Stöße bei  $\sqrt{s} = 62,4$  GeV ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Auch im niedrigen Transversalimpulsbereich ist  $R_{AA} < 1$ , denn hier dominieren weiche Nukleon-Nukleon-Stöße die Teilchenproduktion, die darum mit der Zahl der an der Kern-Kern-Kollision teilnehmenden Nukleonen  $N_{Part}$  skaliert [Ram07]. Im Bereich mittlerer Transversalimpulse kommt es - wie oben bereits erwähnt - wegen des Cronin-Effekts zu einer Erhöhung des  $R_{AA}$ .

Weil die  $\pi^0$ -Produktionsrate in Proton-Proton-Stößen als Faktor direkt in den Nenner des  $R_{AA}$  eingeht, muss große Sorgfalt auf die Bestimmung der  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitte gelegt werden. Zwar wurden diese Wirkungsquerschnitte bereits in mehreren Experimenten gemessen (siehe dazu Abschnitt 6.4 über den ISR-Fit), jedoch gelingt es nicht, alle experimentbedingten Messabweichungen zu bestimmen und im Ergebnis zu berücksichtigen. Daher ist es unerlässlich, für jedes Experiment eine eigene Analyse der  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitte durchzuführen und einmal gemessene Ergebnisse durch eine weitere, unabhängige Analysen zu verifizieren. Dies geschieht in dieser Arbeit. In [Baz06] wurde der Wirkungsquerschnitt ebenfalls untersucht, die Ergebnisse werden in Abschnitt 6.6 miteinander verglichen.



**Abbildung 2.6:** Bedeutung der  $\pi^0$ -Referenz. Mangels einer PHENIX-eigenen  $\pi^0$ -Referenz wurde zuerst auf Weltdaten (den ISR-Fit) zurückgegriffen (rote Punkte), nun kann der  $R_{AA}$  mit dieser neuen Referenz ermittelt werden (blaue Punkte) [d'E06].



# 3. Das Experiment

In dieser Diplomarbeit werden Daten ausgewertet, die mit dem PHENIX-Experiment aufgenommen wurden. PHENIX ist ein Akronym für **P**ioneering **H**igh **E**nergy **N**uclear **I**nteraction **E**Xperiment (=Wegweisendes Hochenergie-Kern-Wechselwirkungsexperiment). Neben Brahms<sup>1</sup>, Phobos<sup>2</sup>, die beide inzwischen nicht mehr betrieben werden, und STAR<sup>3</sup> ist es eines von vier Experimenten am RHIC/BNL. RHIC (**R**elativistic **H**eavy **I**on **C**ollider) ist ein Kollisionsbeschleuniger, der im Jahr 2000 in Betrieb genommen wurde. Er besteht aus zwei 3834 Meter langen Kanälen, durch die die gegenläufigen Strahlen geführt werden. An sechs Kreuzungspunkten können die Kollisionen der Strahlteilchen stattfinden. Hier stehen die vier Experimente des RHIC, zwei Kreuzungspunkte sind ungenutzt. RHIC ist in der Lage, Schwerionenstrahlen auf eine maximale Energie von jeweils 100 GeV pro Nukleon zu beschleunigen, so dass im Schwerpunktssystem eine Energie von  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV zur Verfügung steht. Bei Proton-Proton-Kollisionen erreicht RHIC Energien von  $\sqrt{s} = 500$  GeV.

In diesem Kapitel wird der PHENIX-Experimentaufbau mit allen Detektorsystemen erläutert. Außerdem wird beschrieben, wie die gemessenen Daten aufbereitet und für Analysen zugänglich gemacht werden.

## 3.1 Aufbau

Das PHENIX-Experiment [A<sup>+</sup>03a] ist großes Experimente in der aktuellen Teilchenforschung. Zum Experiment gehören eine Vielzahl von Detektoren und Detektorsubsystemen, die in Abbildung 3.1 gezeigt sind. Im Folgenden werden sie vorgestellt, weitere Informationen finden sich auf der PHENIX-Internetseite [PHE]. Der gesamte Experimentaufbau hat die Größe eines viergeschossigen Gebäudes und eine Masse von 3000 Tonnen, alleine der neun Meter hohe Zentralmagnet wiegt 500 Tonnen. Das Experiment gliedert sich in das Zentralspektrometer in den zwei Zentralarmen (3.1.3) und das Myonspektrometer in den zwei Myonenarmen (3.1.2). Im Zentrum direkt an der Stahlachse befinden sich die Ereignisdetektoren (3.1.1).

---

<sup>1</sup>Broad **R**ange **H**adron **M**agnetic **S**pectrometer

<sup>2</sup>PHOBOS ist kein Akronym

<sup>3</sup>Solenoid **T**racker **A**t **RHIC**

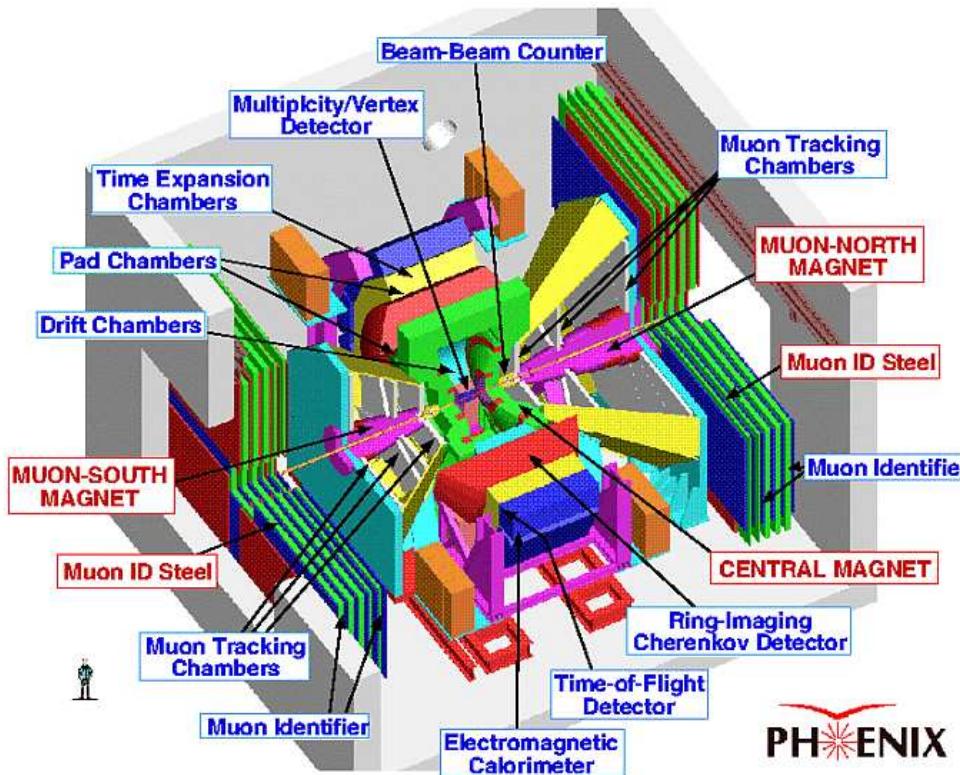
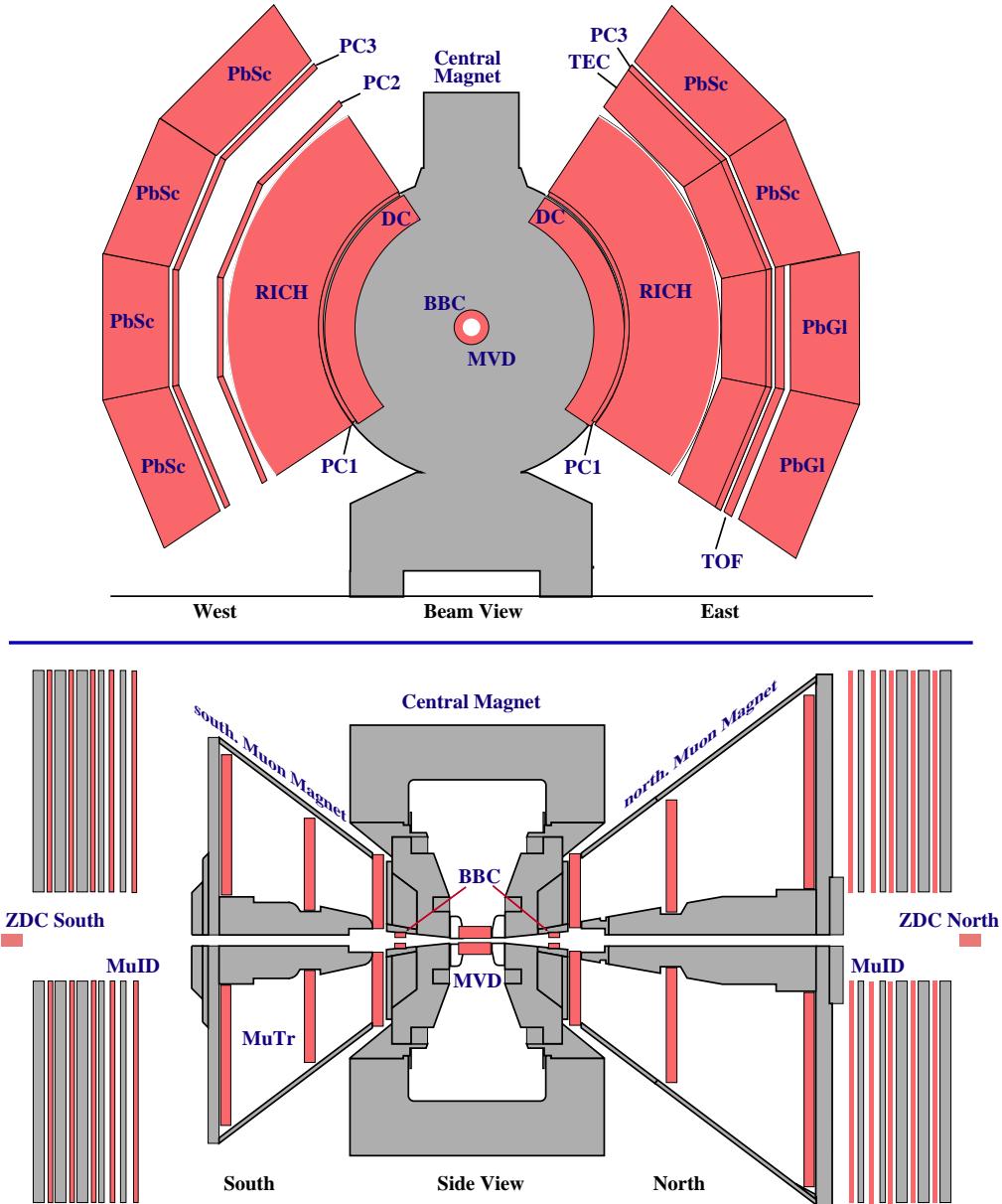


Abbildung 3.1: Der Aufbau des PHENIX-Experimentes.

### 3.1.1 Detektoren zur Ereignischarakterisierung

Zu dieser Detektorenguppe [A<sup>+</sup>03e] gehören die inneren Detektoren und die *Zero Degree Calorimeter* (ZDC). ZDCs gibt es an allen vier RHIC-Experimenten, dies erlaubt eine einheitliche Ereignisbeschreibung, um die Strahlqualität überwachen zu können. Die ZDCs messen den Kollisionsort und ermöglichen die Zentralitätsbestimmung. Die ZDCs des PHENIX-Experiments befinden sich in 18,25 Meter Entfernung zum nominalen Vertexpunkt in beide Richtungen entlang der Strahlachse.

Die inneren Detektoren bestehen aus dem *Beam Beam Counter* (BBC) und dem *Multiplicity Vertex Detector* (MVD), der allerdings kaum Daten liefert hat und bereits demontiert ist. Der BBC wird in dieser Arbeit eine zentrale Rolle spielen, so dass er in Kapitel 3.2 vorgestellt wird.



**Abbildung 3.2:** Der PHENIX-Aufbau während der ersten Betriebsjahre. Inzwischen wurde der MVD entfernt und verschiedene neue Detektoren hinzugefügt.

### 3.1.2 Detektoren in den Myonenarmen

In den mittleren Rapiditätsbereichen ( $1,2 < \eta < 2,4$ ) gibt es im PHENIX-Experiment zwei Myonendetektoren [A<sup>+</sup>03d], den *Muon Tracker* (MuTr) und den *Muon Identifier* (MuID). Mit dem MuTr soll die  $J/\Psi$ -Unterdrückung im QGP durch Messung des Zerfalls in zwei Myonen ( $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ) untersucht werden. In Myonen-Spektren gibt es meist große Untergrundbeiträge durch falsch-identifizierte geladene Pionen und durch Myonen aus Pionenzerfällen. Die Untergrundunterdrückung im PHENIX-Experiment geschieht durch Absorption im Zentralmagnet und in den Myon-Magneten sowie eine Myon-Identifikation im MuID [A<sup>+</sup>03d].

### 3.1.3 Detektoren der Zentralarme

Die beiden Zentralarme ([A<sup>+</sup>03b],[A<sup>+</sup>03c]) des PHENIX-Experiments, der östliche und der westliche Arm, beinhalten sieben verschiedene Detektorsysteme. Von innen nach außen sind dies:

- Die *Drift Chambers* (DC) messen die Position und den Impuls geladener Teilchen.
- Die *Pad Chambers* (PC) messen ebenfalls die Position geladener Teilchen, erlangen im Gegensatz zu den DCs allerdings eine größere Präzision. Im Westarm gibt es drei Lagen PCs, im Ostarm zwei.
- Die *Ring Imaging Cherenkov<sup>4</sup> Detectors* (RICH) identifizieren Elektronen.
- Die *Time Expansion Chambers* (TEC) befinden sich nur im Ostarm. Sie dienen zur Identifikation geladener Teilchen und deren Positions- und Impulsbestimmung.
- Die *Time-of-Flight* (TOF) befinden sich nur im Ostarm direkt vor den Bleiglas-Kalorimetern. Auch sie identifizieren geladene Teilchen und messen deren Position.
- Die *Electromagnetic Calorimeters* (EMCal) sind die äußersten Detektoren der Zentralarme. Das EMCal misst die Energie der Photonen und Elektronen. Es ist der Hauptdetektor dieser Analyse und wird in Abschnitt 3.3 erläutert.

---

<sup>4</sup>Čerenkov selbst schrieb sich in englischer Transkription nie mit „h“. Diese Schreibweise allerdings ebenfalls üblich und wird hier benutzt, um einen eleganten Akronymnamen für den Detektor zu haben.



**Abbildung 3.3:** Ein Beam-Beam-Counter. Mit seinem Loch in der Mitte wird er direkt auf der Strahlachse positioniert.

## 3.2 Beam-Beam-Counter

Zum Beam-Beam-Counter [A<sup>+</sup>03e] gehören zwei Detektoren, die jeweils 145 Zentimeter vom nominalen Mittelpunkt, direkt außerhalb der Pole des Zentralmagnets, angebracht sind. Jeder dieser zwei Detektoren besteht aus 64 Čerenkov-Zählern, die ringförmig um die Strahlachse herum derart angeordnet sind, dass sie geladene Teilchen im Pseudorapiditätsintervall von  $3,1 < |\eta| < 4,0$  bei voller  $2\pi$ -Azimutabdeckung detektieren.

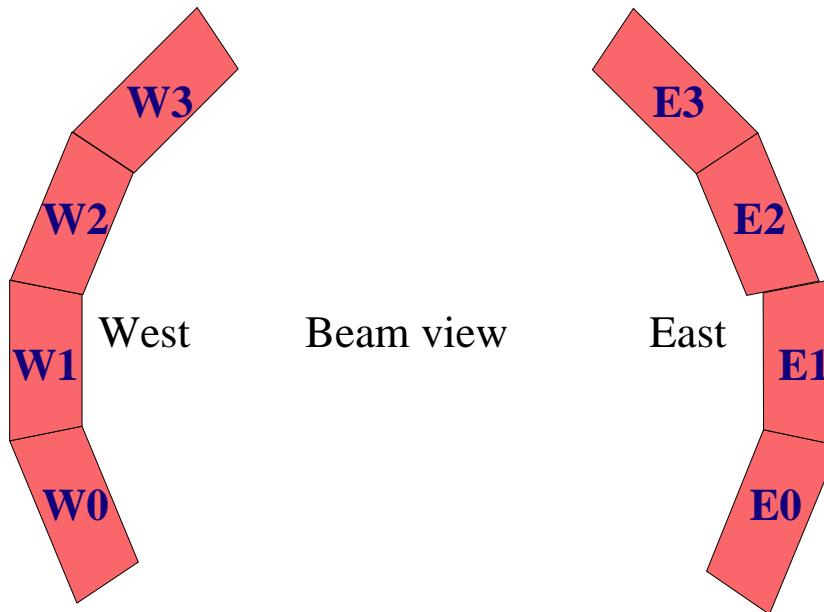
Der BBC hat verschiedene Funktionen. Zum einen dient er als Minimum-Bias-Trigger (siehe Abschnitt 4.1). Dann dient sein Signal als Maß für die Ladung der ihn treffenden Teilchen, woraus sich in Schwerionenkollisionen in Verbindung mit dem Zero-Degree-Calorimeter (ZDC) die Zentralität des Stoßes ergibt. Weiterhin gibt er für die Flugzeitmessungen (TOF) das Startsignal und bestimmt aus der Differenz der Teilchenlaufzeiten den Ereignis-Vertexpunkt, der für den Vertex-Cut benutzt wird (siehe Abschnitt 5.1).

### 3.3 Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (EMCal) [A<sup>+</sup>03f] ist der am weitesten außen gelegene Detektor in den Zentralarmen des PHENIX-Experiments, sein Abstand zur Strahlachse beträgt über 5 Meter. Das EMCal misst die Energien der auftreffenden Teilchen und bildet damit die Grundlage dieser Analyse.

Grundsätzlich gibt es zwei verschiedene Arten von elektromagnetischen Kalorimetern, die homogenen und die Sampling- bzw. Sandwich-Detektoren. Im PHENIX-EMCal kommen beide Arten vor. Dies erlaubt einen Experiment-internen Cross-Check, der in Abschnitt 6.2 vorgenommen wird.

Zum EMCal gehören acht Sektoren, die jeweils über Vorderseitenabmessungen von  $196,8 \text{ cm} \times 393,9 \text{ cm}$  verfügen, so dass insgesamt ein Rapiditätsintervall von  $-0,35 < \eta < 0,35$  und ein Azimuthalwinkel von  $8 \times 22,5^\circ = 180^\circ$  abgedeckt wird. Zwei Sektoren bilden das Bleiglas-Kalorimeter (PbGl) und sechs Sektoren das Bleiszintillator-Kalorimeter (PbSc).



**Abbildung 3.4:** Das elektromagnetische Kalorimeter. Im Ostarm liegen die beiden Blei-Glas-Sektoren (E0 und E1) sowie zwei der sechs Blei-Szintillator-Sektoren, die anderen Vier befinden sich im Westarm.

### 3.3.1 Bildung elektromagnetischer Schauer

In dieser Analyse sollen Photonen, die Zerfallsprodukte des  $\pi^0$  (siehe Tabelle 2.2), nachgewiesen werden. Bei den hier betrachteten Energien liegen die Zerfallsphotonen in einem Energiebereich, in dem sie fast nur durch Paarbildung mit Materie reagieren, während Photo- und Comptoneffekt vernachlässigbar sind. Paarbildung (auch Konversion genannt) ist das Umwandeln eines hochenergetischen Photons in Elektron und Positron:  $\gamma \rightarrow e^- e^+$ . Diese Reaktion kann nur in Materie stattfinden, denn zur Erhaltung des Impulses wird ein weiterer Reaktionsteilnehmer, möglichst ein schwerer Atomkern, benötigt.

Die entscheidende Größe zur quantitativen Beschreibung der Konversion ist die Strahlungslänge  $X_0$ , das ist die Wegstrecke, nach der die Energie eines Elektrons auf  $1/e$  seiner Anfangsenergie abgefallen ist [KB00]. Ein hochenergetisches Photon konvertiert innerhalb dieser Strecke mit einer Wahrscheinlichkeit [KB00]

$$P_{Konversion} = 1 - e^{-7/9} = 54\%. \quad (3.1)$$

Die Energieverluste der Elektronen und Positronen werden vor allem durch Bremsstrahlung hervorgerufen, bei der wiederum Photonen erzeugt werden, die ihrerseits konvertieren können. Ein hochenergetisches Photon löst auf diese Weise eine Kaskade von Paarbildungen aus und es entsteht ein elektromagnetischer Schauer. Die Energie der erzeugten Elektronen und Positronen nimmt mit zunehmender Zahl der Kaskadenstufen schnell ab, bis Ionisationseffekte gegenüber der Bremsstrahlung dominieren und der Schauer endet [KB04]. Im gesamten Schauer ist die aufaddierte Weglänge aller Elektronen und Positronen proportional zur Energie des ursprünglichen Photons.

Der Wirkungsquerschnitt der Paarbildung ist proportional zum Quadrat der Kernladungszahl  $Z$  des beteiligten Atoms, somit sind die Strahlungslängen abhängig vom durchlaufenen Material.

Im Gegensatz zu Photonen verlieren stark wechselwirkende Teilchen ihre Energie im Wesentlichen durch inelastische Stöße mit Kernen der durchlaufenen Materie. In Analogie zur Strahlungslänge kann eine nukleare Wechselwirkungslänge  $\lambda$  definiert werden, innerhalb derer  $1-e^{-1} \approx 63\%$  der Teilchen inelastisch gestoßen haben. Bei diesen Stößen entstehen weitere Hadronen, hauptsächlich Pionen, so dass ein hadronischer Schauer geformt wird. Hadronische Schauer unterscheiden sich durch ihre Form und Ausbreitung von elektromagnetischen Schauern, siehe dazu auch Abschnitt 5.2.3.

Wenn geladene Teilchen ein Medium mit der Brechzahl  $n$  durchqueren, werden die benachbarten Atome kurzzeitig polarisiert, indem ihre Ladungsträger leicht verschoben und dabei beschleunigt und abgebremst werden. Bei Teilchengeschwindigkeiten  $v$ , die größer als die Lichtgeschwindigkeit  $c/n$  in dem Medium sind, interferieren die bei der Ladungsverschiebung erzeugten elektromagnetischen Wellen nicht mehr destruktiv, und breiten sich kegelförmig im Medium aus. Der Öffnungswinkel  $\theta_C$  des Čerenkov-Strahlung genannten Kegels ist durch

$$\cos \theta_C = \frac{c}{n \cdot v} \quad (3.2)$$

gegeben, so dass die Teilchengeschwindigkeit durch Messen des Winkels bestimmt werden kann. Die Zahl der Čerenkov-Photonen je Strahlungslänge ist konstant. Weil ihre Wellenlängen üblicherweise im blauen, optischen Bereich des elektromagnetischen Spektrums liegen, ist der Energieverlust der geladenen Teilchen durch Čerenkov-Strahlung sehr klein.

### 3.3.2 Bleiglaskalorimeter

Die beiden PbGl-Sektoren (E0 und E1) [A<sup>+</sup>03f] befinden sich im östlichen Zentralarm im Abstand von 5,40 Metern von der nominalen Strahlachse. In einem PbGl-Sektor gibt es 4608 Module in einer  $48 \times 96$ -Anordnung.  $6 \times 4$  dieser Module bilden ein Supermodul, so dass ein PbGl-Sektor aus  $12 \times 16$  Supermodulen besteht. Ein Front-End-Modul liest  $2 \times 3$  Supermodule ( $= 12 \times 12$  Module) aus.

Jedes Modul besteht aus einem  $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$  großen Bleiglaskörper, der mit einer spiegelnden Folie ummantelt ist, sowie einem Photomultiplier.

Die Strahlungslänge im Bleiglas beträgt 2,8 cm, ein Bleiglas-Block ist also etwa 14,3 Strahlungslängen lang. Trifft ein hochenergetisches Photon auf einen Bleiglaskörper, strahlt sein Schauer Čerenkov-Licht ab, wobei die Zahl der erzeugten Čerenkov-Photonen proportional zur Energie des Schauers ist. Der PbGl ist damit ein homogenes Kalorimeter, denn die Schauer- und Signalbildung finden im selben Medium statt. Die Čerenkov-Photonen werden nun durch den Photomultiplier detektiert. Per Summation der Signale benachbarter Module kann die Energie des Photons berechnet werden.

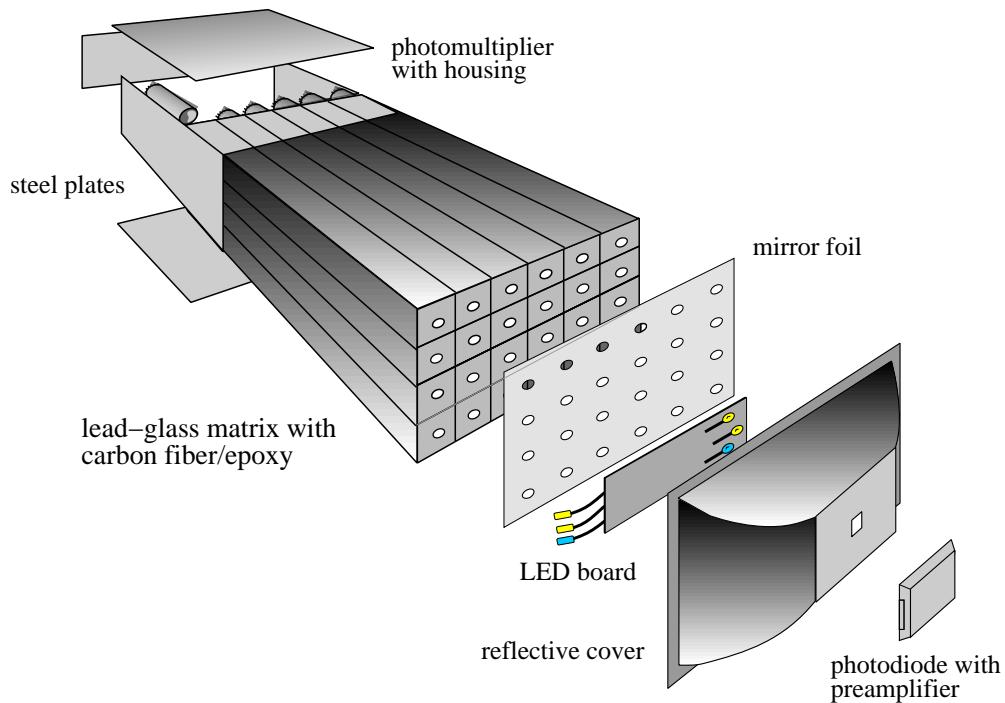
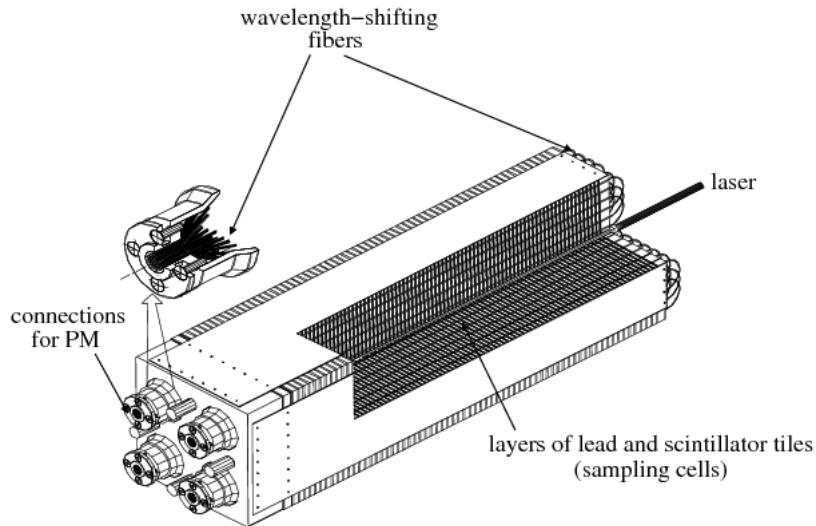


Abbildung 3.5: Ein PbGl-Supermodul. Es besteht aus  $4 \times 6$  Bleiglasblöcken.

### 3.3.3 Bleiszintillator

Neben den PbGl-Sektoren befinden sich im östlichen Zentralarm auch zwei PbSc-Sektoren (E2 und E3), die anderen vier PbSc-Sektoren liegen im westlichen Zentralarm, jeweils 5,10 Meter von der Strahlachse entfernt [A<sup>+</sup>03f].

In einem Sampling-Detektor wie dem PbSc sind einzelne Zellen in einen passiven und einen dahinterliegenden aktiven Bereich getrennt. Dies bietet den Vorteil, dass für beide Bereiche optimierte Materialien verwendet werden können. Als passives Medium wird ein Material mit hoher Kernladungszahl gewählt. Im PbSc-EMCal ist dies eine 1,5 mm dicke Bleischicht. Trifft ein hochenergetisches Teilchen auf dieses Medium, bildet es einen Schauer aus, wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben. Dieser Schauer pflanzt sich in den aktiven Szintillatorbereich fort. Wenn die Schauerphotonen eine genügend niedrige Energie erreicht haben, können sie vom Szintillatormaterial absorbiert werden, das die aufgenommene Energie als Szintillationslicht wieder abstrahlt. Als Szintillatormaterial wurde ein 4 mm-Polystyrol-Körper (IUPAC-Name Polystyren) (1,5% PT/0,01% POPOP) gewählt, der glasklar ist. In jedem PbSc-Tower liegen 66 derartige Zellen hintereinander, sie sind von 36 Glasfaserkabeln durchzogen, durch die das Szintillationslicht eingesammelt und zum



**Abbildung 3.6:** Ein PbSc-Modul aus vier Toren. Glasfaserkabel durchziehen die 66 hintereinanderliegenden Zellen eines Towers und werden von Photomultipliern ausgelesen.

Photomultiplier geleitet wird. Ein Tower hat bei einer  $5,535 \text{ cm} \times 5,535 \text{ cm}$  großen Vorderseite eine Tiefe von 37,5 cm. Ein Tower ist 18 Strahlungslängen tief, damit beträgt  $X_0$  etwa 2cm im PbSc-Detektor.

Jeweils vier Tower sind mechanisch zu einem Modul<sup>5</sup> zusammengefasst,  $6 \cdot 6$  Module bilden ein Supermodul, das von einem Front-End-Modul ausgelesen wird. Jeder der sechs PbSc-Sektoren besteht aus  $3 \cdot 6$  Supermodulen, insgesamt gibt es also 15552 Bleiszintillator-Tower im PbSc-Detektor. Abbildung 3.6 zeigt den schematischen Aufbau eines PbSc-Moduls.

### 3.4 Datennahme

RHIC liefert Ereignisraten von mehreren kHz in Schwerionenstößen und bis zu 500 kHz in p+p-Stößen [KB04]. Ein inelastischer Stoß erzeugt eine Vielzahl an Sekundärteilchen, die von den verschiedenen Detektorsystemen des PHENIX-Experiments gemessen werden. Es entsteht ein enormer Datenstrom, der nur durch geschickt gewählte Trigger und ein leistungsfähiges Datenaufnahmesystem (DAQ) handhabbar ist. Die in dieser Analyse benutzten Trigger werden im Kapitel 4 beschrieben, im

<sup>5</sup>Im PbGl ist das Modul die kleinste Einheit, im PbSc ein Tower, von denen vier jeweils zu einem Modul zusammengesetzt sind. Dennoch werden diese kleinsten EMCal-Segmente im Folgenden Module genannt.

Folgenden wird der Datenweg vom Detektor zum Speicherband nachgezeichnet. Grafisch dargestellt ist er in Abbildung 3.8.

### Front-End-Module

Alle PHENIX-Detektoren münden in FEMs, die von der Front-End-Elektronik ausgelesen werden. Diese Elektronik speichert die analogen Auslesedaten und digitalisiert sie. Auf Bedarf werden diese Daten an das DCM (siehe unten) weitergegeben.

### Level-1-Trigger

Das *Local Level-1-Trigger-System* (LL1) sammelt Informationen einzelner Detektoren. Diese werden in ein Bitmuster für jeden Durchgang zweier Stahlenbündel übersetzt, vom *Global Level-1-System* (GL1) übernommen und mit Bitmustern anderer LL1 kombiniert. Auf diese Weise formt das GL1 eine Binärzahl, in der für jeden der möglichen Trigger eine Stelle reserviert ist. Erfüllt das Ereignis die notwendigen Bedingungen für einen Trigger, setzt das GL1 eine ‚1‘, ansonsten eine ‚0‘ ins entsprechende Feld. Damit erzeugt das GL1 die vorläufigen Trigger und prüft gegebenenfalls, ob ein DCM freie Kapazitäten hat. Im Erfolgsfall wird der Trigger damit zum „Live Trigger“. Dann werden die Trigger mit einem möglichen Scaledown-Zähler verglichen. In einer zur ersten analogen, zweiten Binärzahl werden die Trigger eingetragen, die diesen Scaledown überstanden haben; Trigger ohne Scaledown werden direkt übernommen. Sie heißen „Scaled Trigger“. Gibt es mindestens einen Scaled Trigger, so gibt das GL1 den Befehl zur Auslese der FEMs.

### Data Collection Module

Wenn ein Trigger ausgelöst wurde, werden die Daten der Front-End-Module vom Detektor ins experimenteigene Rechenzentrum, das Counting House, zu den Data Collection Moduls (DCMs) übertragen. Dort wird der Datenstrom aus etwa 350000 Auslesekanälen formatiert, überprüft und zur Weiterverarbeitung durch den Event Builder bereit gehalten. Kurzfristig können hier Daten von bis zu fünf Ereignissen gespeichert werden.

### Event Builder

Der Event Builder (EvB) ist die letzte Stufe der Ereignisaufzeichnung. Die Daten der DCMs werden auf einen der Sub-Event-Buffer (SEB) im EvB übertragen. Ein SEB sammelt alle Daten eines Ereignisses und gibt sie im *Raw PHENIX Data Format* (RPDF) aus. Im EvB werden ebenfalls die Level-2-Trigger gesetzt, die aber in dieser Auswertung nicht benutzt werden. Anschließend werden die Ereignisdaten in *Data Storage Tables* (DSTs) übersetzt und auf Speicherband geschrieben.

### 3.5 Datenspeicherung und -zugang

Inzwischen werden immer mehr Datensätze nur noch über das *High Performing Storage System* (HPSS) zugänglich gemacht, so auch der dieser Analyse zugrunde liegende Datensatz der Proton-Proton-Stöße aus Run 6.



**Abbildung 3.7:** Symbolfoto: Ein HPSS besteht aus einem Magazin mit Magnetspeicherbändern, die automatisch per Robotergreifarm eingelagert und wieder an die Einlesepunkte gebracht werden.

---

Der online-Zugang zu den Daten erfolgt ausschließlich über das sog. „Analyse-Taxi“, das jeden Datensatz bei Bedarf einmal pro Woche für die Auswertung verfügbar macht. Die Schnittstelle, an der der Analysecode ansetzt, wird durch den „Fun-For-All“-Rahmen definiert [Pin].

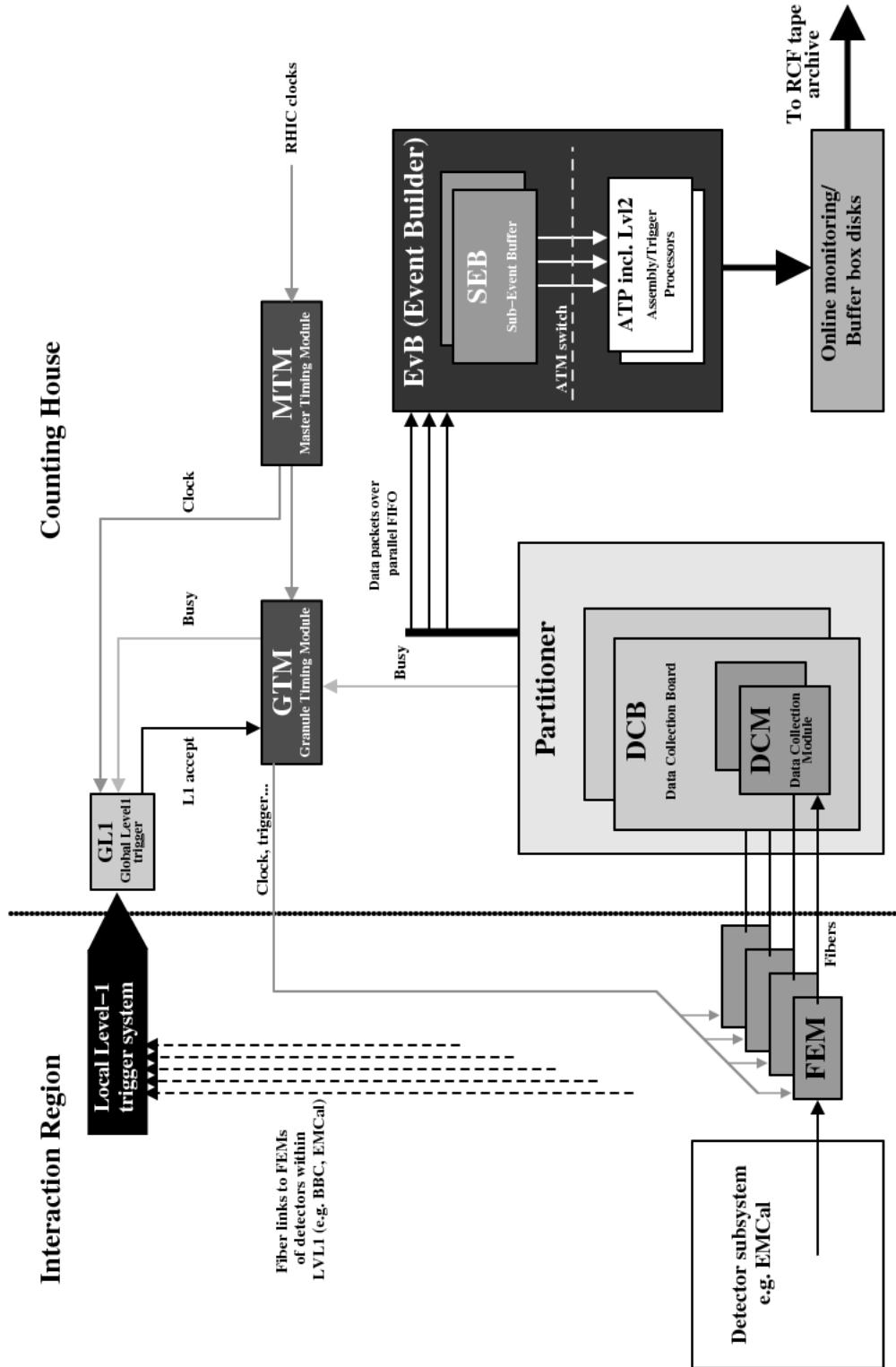


Abbildung 3.8: Der Datenweg vom Detektor zum auf Band geschriebenen Ereignis [KB04]



# 4. Der Datensatz

Insgesamt wurden in der Zeit vom 9. bis zum 20. Juni 2006 144 Runs aufgezeichnet. In 34 dieser Segmente traten Fehler bei der Online-Kalibrierung auf, sie sind möglicherweise im Nachhinein noch reparierbar. Dies ist bisher allerdings nicht geschehen, so konnten sie auch in dieser Analyse nicht berücksichtigt werden. Bei drei weiteren Runs gab es Probleme beim Auslesen der Sektoren W2 und W3, ihre Ausbeuten lagen jeweils etwa 6 Prozent unter dem Durchschnitt. Sie wurden ebenfalls aus der Analyse ausgeschlossen, die damit 107 Runs beinhaltet. Die Nummern dieser Runs sind im Anhang A.1 notiert.

In der hier beschriebenen Analyse wird die Produktion neutraler Pionen in inelastischen Stößen von Protonen mit Protonen untersucht. Solch ein Stoß wird als „Ereignis“ bezeichnet.

## 4.1 Minimum-Bias-Trigger

Als Standardtrigger dient der BBCLL1(>0tubes), der durch das vierte Bit (0x8) der im Abschnitt 3.4 erwähnten Binärzahl repräsentiert wird. Dieser Trigger wird im Beam-Beam-Counter zur Laufzeit ausgelöst und dient in dieser Auswertung als „Minimum Bias“(Minbias)-Trigger. Insgesamt wurden 258 Millionen Ereignisse aufgezeichnet, für die der Minbias-Trigger gesetzt war (Live Trigger). Es ist allerdings zu beachten, dass dieser Trigger herunterskaliert wurde, um die maximale Schreibgeschwindigkeit des Detektors nicht zu überschreiten und um Plattenplatz zu sparen. Die Skalierungsfaktoren variierten in den 107 Runs zwischen 1 (kein Scaledown) und 12. In die Analyse gehen aber als Minbias-Ereignisse nur diejenigen Ereignisse ein, die wegen ihres Minbias-Triggers aufgezeichnet wurden, das heißt, den Downscale überstanden haben (Scaled Trigger).

Dieser Trigger hat von allen Triggern den geringsten Bias („minimum bias“), er stellt die geringste Anforderung an ein Ereignis, um es zu erkennen. Dennoch hat auch dieser Trigger einen Bias, dieser soll in 5.7.1 diskutiert und korrigiert werden.

## 4.2 EMCal-RICH-Trigger

Die Geschwindigkeit, mit der der Detektor Ereignisse auslesen und abspeichern kann, ist technisch begrenzt. Weil insbesondere Pionen mit hohem Transversalimpuls von Interesse sind und der Anteil solcher Pionen im Minbias-Datensatz mit steigendem Transversalimpuls sinkt (5.7.1), wird ein zweiter Trigger benutzt, der hauptsächlich dann auslöst, wenn hochenergetische Photonen das EMCal treffen. So wird die Statistik für Pionen mit großem Transversalimpuls ( $p_T > 3 \text{ GeV}/c$ , siehe 6.1) deutlich besser. In dieser Analyse wird der ERTLL1\_2 $\times$ 2 benutzt, für den das neunte Bit (0x100) der Binärzahlen reserviert ist. Der EMCal-RICH-Trigger (ERT) ist ein Local-Level-1-Trigger aus einer Kombination des elektromagnetischen Kalorimeters mit dem RICH-Detektor, der für die Suche nach Leptonenpaaren und J/ $\Psi$ -Teilchen konzipiert worden ist. „2 $\times$ 2“ steht für eine Matrix aus 2 $\times$ 2 Photomultipliern, deren Signal in den FEMS addiert und mit der Triggerschwelle von 0,8 GeV verglichen wird.

Der ERT-Trigger ist in allen 107 Runs unabhängig von anderen Triggern ausgelöst worden. Dieser Trigger hat keinen Downscale, alle Ereignisse, bei denen der Trigger ausgelöst hat, wurden aufgeschrieben. Damit entfällt eine Unterscheidung zwischen Live-Bit und Scaled-Bit. In diesem Datensatz gibt es insgesamt 85,8 Millionen ERT-Ereignisse.

Dieser Trigger wird - wie beschrieben - nur benutzt, um eine bessere Statistik für Pionen mit hohem Transversalimpuls zu bekommen, ohne unnötig viele Minbias-Ereignisse aufzzeichnen zu müssen. Darum geht ein ERT-Ereignis nur in die Analyse ein, wenn auch der Minbias-Trigger ausgelöst hat, das Ereignis aber wegen des Downscals nicht sowieso aufgezeichnet wurde. Damit ist die Bedingung für ein ERT-Ereignis ein gesetztes ERT-Bit und ein gesetztes Minbias-Live-Bit.

## 4.3 Ereignisse

Aus den in 4.1 und 4.2 beschriebenen Ereignissen bleiben nach dem Vertex-Cut (5.1) folgende Ereignisse übrig:

Analysekasse 0 (Minbias&!ERT): In diese Klasse werden die Ereignisse einsortiert, für die der Minbias-Trigger ausgelöst hat, nicht aber der ERT-Trigger. Im hier ausgewerteten Datensatz sind das 206,5 Millionen Ereignisse.

Analysekasse 2 (Minbias&ERT): In diese Klasse werden die Ereignisse eingesortiert, für die die beiden Trigger ausgelöst haben. Dies sind 6,3 Millionen Ereignisse.

Analysekasse 3 (!Minbias&ERT): In diese Klasse werden Ereignisse eingesortiert, die den ERT-Trigger ausgelöst haben, nicht aber den Minbias-Trigger. Das traf auf 15,7 Millionen Ereignisse zu.

In der Analyse werden die gültigen Trefferpaare für ERT-Ereignisse noch weiter eingeschränkt, indem zusätzlich gefordert wird, dass nur die Paare genommen werden, deren höherenergetisches Photon auch den Trigger ausgelöst hat. Dadurch wird verhindert, dass Pionen (bzw. Trefferpaare) in der Analyse das ERT-Etikett bekommen, die den Trigger nicht ausgelöst haben und es auch nicht getan hätten, wäre er nicht sowieso gesetzt gewesen. Diese Teilchen werden in die Analyseklassen 6 (zusätzlich zur Analysekasse 2) bzw. 7 (zusätzlich zur Analysekasse 3) eingesortiert.

Der Rejection Factor ist das Verhältnis aller Ereignisse zu den ERT-Ereignissen und damit - weil der ERT-Trigger und der Minbias-Trigger unabhängig sind, das Verhältnis aller Minbias-Ereignisse zu denen, die zudem das ERT-Etikett haben:

$$RF = \frac{N_{evt}}{N_{ERT}} = \frac{N_{evt}^{Minbias}}{N_{evt}^{ERT \& Minbias}}. \quad (4.1)$$

Im hier untersuchten Datensatz liegt dieser Faktor bei  $\frac{206,5\text{Mio}+6,3\text{Mio}}{6,3\text{Mio}} = 33,6$ . Die beobachtete Luminosität  $L$  berechnet sich aus der Gleichung

$$\dot{N} = \sigma \times L \quad (4.2)$$

mit der Zahl der Pionen pro Zeitintervall  $\dot{N}$  und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ . Durch Integration über die Zeit erhält man die integrierte Luminosität, die angibt, wieviele Ereignisse der Beschleuniger im Experiment insgesamt produziert. Die integrierte Luminosität beträgt für diesen Datensatz etwa  $0,1 \text{ pb}^{-1}$  [Baz06].

Der Rejection-Faktor für den Minbias-Trigger beträgt etwa 33,6. Dieser Rejection-Faktor besagt, dass 33,6 Minbias-Ereignisse hätten aufgenommen werden müssen, um die gleiche Statistik für hochenergetische Pionen zu erhalten wie mit einem ERT-Ereignis. In der Analyse werden die Pionenausbeuten für Transversalimpulse ab drei GeV aus Minbias- und ERT-Ereignissen kombiniert, dabei müssen ERT-Daten mit diesem Faktor gewichtet werden. Auf diese Weise erhält man ein Maximum an Statistik im hohen Transversalimpulsbereich.



# 5. Auswertung

Das vorige Kapitel handelte davon, unter welchen Bedingungen das PHENIX-Experiment eine inelastische  $p+p$ -Kollision detektiert und abspeichert. In diesem Kapitel werden die Schritte beschrieben, die unternommen werden, um von den detektierten Ereignissen mit ihren einzelnen Treffern auf dem EMCAL zum vollständig korrigierten Spektrum des invarianten  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitts zu gelangen.

## 5.1 Vertex-Cut

Zuerst wird jedes Ereignis auf seinen Vertexpunkt hin untersucht. Um Randeffekte am Detektor auszuschließen, wird der Vertex-Cut auf  $\pm 30$  cm festgelegt. Ein Ereignis, dessen Vertex mehr als 30 cm vom nominalen Mittelpunkt des Experimentes abweicht, wird verworfen und nicht weiter analysiert.

## 5.2 Trefferauswahl

In dieser Arbeit wird die Produktion neutraler Pionen untersucht.  $\pi^0$ s entstehen direkt im Reaktionsvertex und zerfallen fast immer (siehe 5.7.5) in zwei Photonen. In einem inelastischen Stoß mit hoher Schwerpunktstenergie entstehen aber außer  $\pi^0$ s auch weitere Photonen, die nicht aus einem Pionenzerfall stammen, sowie andere Hadronen. Um diese unerwünschten Treffer möglichst aus der Analyse auszuschließen, werden in einem ersten Schritt Bedingungen an die Treffer bzw. Trefferpaare gestellt, so dass in die Analyse nur Trefferkombinationen eingehen,

- deren Energieangaben zuverlässig sind. Deswegen werden Treffer auf fehlerhaften oder ausgeschalteten Modulen sowie am Sektorenrand ausgeschlossen (5.2.2);
- deren Treffer mit großer Wahrscheinlichkeit von einem Photon ausgelöst wurden. Eventuell hadronische Schauer werden verworfen (5.2.3);
- die eine gültige Kombination von getroffenen Sektoren aufweisen (5.2.4) und
- deren Energien sich nicht zu stark unterscheiden (5.2.5).

Durch diese vier Einschränkungen muss ein Großteil der bei  $n$  Treffern grundsätzlich  $\binom{n}{2}$  möglichen Kombinationen aus jeweils zwei Treffern nicht weiter beachtet werden. Dennoch gibt es neben den tatsächlich korrelierten Photonenpaaren noch einen beträchtlichen kombinatorischen Untergrund. Dieser wird erst später im zweiten Schritt in der Peak-Extraktion (Abschnitt 5.4) statistisch ausgeglichen.

### 5.2.1 Trefferposition

Ein Teilchenschauer streut im Allgemeinen über mehrere EMCAL-Module. Durch Summation über alle Elemente  $i$  mit Position  $(x_i, y_i)$ , in denen eine Energie  $E_i$  deponiert wurde, kann der Energieschwerpunkt  $(\bar{x}, \bar{y})$  berechnet werden:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i E_i x_i}{\sum_i E_i} \quad \text{bzw.} \quad \bar{y} = \frac{\sum_i E_i y_i}{\sum_i E_i} \quad (5.1)$$

Wegen der endlichen Modulgröße weicht bei nicht-senkrechtem Einfall des Primärteilchens der Energieschwerpunkt von der tatsächlichen Auftreffposition  $(x_0, y_0)$  ab. Dieser Unterschied kann aufgrund von Teststrahl- und Simulationsergebnissen korrigiert werden. Diese Korrektur liefert für hadronische Schauer falsche Ergebnisse, solche Schauer werden aber sowieso in der Photon-Identifikation (5.2.3) ausgeschlossen.

### 5.2.2 Schlechte Module

Die EMCAL-Detektoren sind nicht fehlerfrei, es gibt defekte („tote“) Module, die gar kein Signal produzieren oder die beständig eine unphysikalisch hohe Trefferenergie angeben, so dass diese Module ausgeschaltet wurden.

Außerdem gibt es Module, die wesentlich häufiger auslösen als benachbarte Module („Sängermodule“). Dieses Phänomen lässt sich auf Schäden im Detektor, insbesondere schadhafte Photomultiplier, und auf elektronisches Rauschen zurückführen. Um solche Fehler aus der Analyse auszuschließen, werden Obergrenzen für Trefferzahlen definiert. Liegt die Anzahl der Treffer eines Moduls über dieser Grenze, werden die Daten dieses Moduls verworfen. Um die Obergrenzen festzulegen, werden zuerst die durchschnittliche Trefferzahl und ihre Varianz errechnet. Der Grenzwert wird in dieser Analyse in absoluten Zahlen festgelegt, die bei kleineren Energien etwa der durchschnittlichen Trefferzahl plus achtfacher Varianz entsprechen. Bei größeren Energien werden nur noch offensichtliche Sängermodule ausgeschlossen. Die genauen

Obergrenzen sind in Tabelle 5.1 genannt. In einer Analyse der Mesonenproduktion ist die genaue Höhe der Grenzwerte nicht so entscheidend wie in einer Analyse direkter Photonen, denn eine falsch gemessene Energie eines Teilchenschauers führt in der Berechnung der invarianten Masse des Mesons zu einem Wert, der mit großer Wahrscheinlichkeit außerhalb des Integrationsbereichs liegt oder einfach in den kombinatorischen Untergrund mit eingeht und dann in der Untergrundsubtraktion verschwindet. Im Rahmen dieser Analyse wird auch untersucht, welchen quantitativen Einfluss tiefere Obergrenzen (von etwa 2/3 der in Tabelle 5.1 angegebenen Werte) auf das finale Spektrum haben. Er liegt bei unter 1%.

Wie bereits beschrieben verbreiten sich die Teilchenschauer zumeist über mehrere Module. Deshalb müssen neben den schadhaften Modulen auch ihre direkten Nachbarn überprüft werden. Teilchenschauer in diesen Nachbarmodulen werden ebenfalls nicht gewertet. Analog muss an den Rändern der Sektoren verfahren werden, auch hier werden die Schauer auf den äußersten Modulen ausgeschlossen. Alle unbrauchbaren Module werden in eine gesonderte Karte, die BadModMap (schlechte-Module-Karte) eingetragen, in der auch ihre Nachbarmodule markiert werden (siehe dazu im Anhang A.2; dort werden zudem die Trefferzahlen auf den Sektoren gezeigt, wie sie ohne BadModMap gezählt werden).

Energiebereich	PbGl	PbSc
$E > 0,20 \text{ GeV}$	15000	20000
$1 \text{ GeV} < E < 2 \text{ GeV}$	500	1000
$2 \text{ GeV} < E < 3 \text{ GeV}$	30	50
$3 \text{ GeV} < E < 4 \text{ GeV}$	10	15
$4 \text{ GeV} < E < 6 \text{ GeV}$	5	10
$6 \text{ GeV} < E < 8 \text{ GeV}$	5	5
$8 \text{ GeV} < E < 10 \text{ GeV}$	5	5
$10 \text{ GeV} < E < 12 \text{ GeV}$	5	5
$E > 12 \text{ GeV}$	5	5

**Tabelle 5.1:** Die Obergrenzen für die BadModMap. Meldet ein EMCAL-Element mehr als die angegebenen Treffer in einem Energiebereich, wird es aus der Analyse ausgeschlossen. Wegen seiner feineren Segmentierung misst das PbGl weniger Treffer je Modul als das PbSc.

Die ausgeschlossenen Module verringern die Raumwinkelabdeckung des Detektors, deshalb muss die BadModMap auch bei der Bestimmung der geometrischen Akzeptanz (5.7.2) berücksichtigt werden.

### 5.2.3 Teilchenidentifikation

Hochenergetische Photonen bilden in Materie elektromagnetische Schauer, hochenergetische Hadronen hadronische Schauer. Diese zwei Schauerarten unterscheiden sich in verschiedenen Parametern, die benutzt werden, um Cuts zu definieren (sogenannte Photon-Identifikations(„PID“)-Cuts), anhand derer hadronische Schauer unterdrückt werden können.

	Name des Cuts	PbGl	PbSc
PID 0	- kein Cut -		
PID 1	Energie	$E > 0,2 \text{ GeV}$	$E > 0,2 \text{ GeV}$
PID 2	$\text{Disp} / \chi^2$	$\max(\text{Disp}(z), \text{Disp}(y)) < D_{cut}(\theta)$	$\chi^2 < 3$
PID 3	PID 1 & PID 2		

**Tabelle 5.2:** Die PID-Cuts, wie sie in dieser Auswertung definiert sind. In der Standardanalyse wird PID 3 verwendet.

Ein hadronischer Schauer fächert gewöhnlicherweise stärker auf als ein elektromagnetischer Schauer, so dass mehr Module des EMCAL ansprechen. Für die Bleiglassektoren berechnet man eine Dispersion D durch folgende Gleichung [KB04]:

$$D_x = \frac{\sum_i E_i x_i^2}{\sum_i E_i} - \left( \frac{\sum_i E_i x_i}{\sum_i E_i} \right)^2. \quad (5.2)$$

Wegen der endlichen Größe der Bleiglasblöcke muss dieser Wert noch mit dem Energieschwerpunkt aus Gleichung 5.1 korrigiert werden. Dies geschieht durch [Blu98]

$$D_{corr,x} = D_x + (\bar{x} - x_R) \cdot (\bar{x} - x_L), \quad (5.3)$$

wobei  $x_L$  und  $x_R$  für die Modulränder stehen.

Die korrigierte Dispersion in y-Richtung  $D_{corr,y}$  wird analog berechnet.

Weil sich alle Schauer mit zunehmendem Einfallsinkel  $\theta$  auf dem Detektor über mehr Module ausbreiten, wird für die Grenzdispersion folgende Form angesetzt [KB00]:

$$D_{cut}(\theta) = 0,27 - 0,145 \cdot \theta + 0,00218 \cdot \theta^2, \quad (5.4)$$

wobei  $\theta$  in Grad gemessen wird. Ein Schauer wird als photonischen Ursprungs gewertet, wenn die korrigierte Dispersion sowohl in x- als auch in y-Richtung kleiner als die Grenzdispersion ist (vgl. das Kriterium für PID 2 in Tabelle 5.2).

Die Schaueridentifikation im Bleiszintillator basiert auf dem Vergleich von gemessener Energie im jeweiligen Modul und der Erwartung bei einem elektromagnetischen Schauer mit gleicher Gesamtenergie. Diese erwartete Energieverteilung wurde anhand von Simulationen und Teststrahlen [BKea99] errechnet:

$$\frac{E_i^{ideal}}{E} = p_1(E, \theta) \cdot \exp\left(\frac{-r_{ESP}^3}{p_2(E, \theta)}\right) + p_3(E, \theta) \cdot \exp\left(\frac{-r_{ESP}}{p_4(E, \theta)}\right), \quad (5.5)$$

wobei  $E$  die Gesamtenergie des Schauers,  $r_{ESP}$  der Abstand zum Energieschwerpunkt und  $\theta$  der Einfallswinkel sind. Diese Energieverteilung beschreibt den Durchschnitt aus vielen Simulationen und Messungen, von dem die einzelne Energieverteilung abweichen kann. Dies wird durch folgende Varianz berücksichtigt [KB04]:

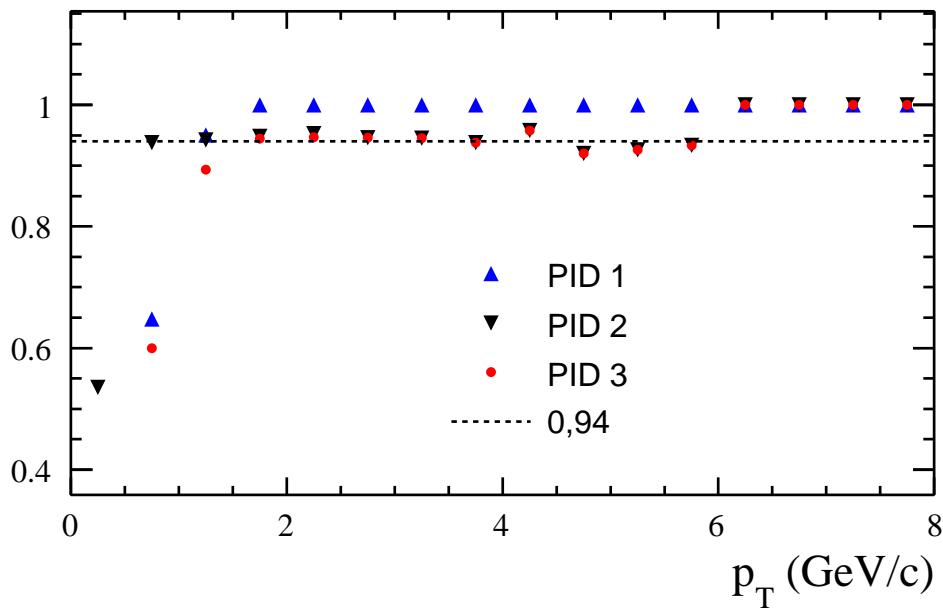
$$\sigma_i^2 = q(E) + C \cdot E_i^{ideal} \cdot \left( 1 + a_1 \cdot \frac{E_i^{ideal}}{E} + a_2 \left( \frac{E_i^{ideal}}{E} \right)^2 + f(E, \theta) \cdot \left( 1 - \frac{E_i^{ideal}}{E} \right) \right). \quad (5.6)$$

$f(E, \theta)$  beschreibt die Abhängigkeit der Energieschwankung vom Auftreffwinkel,  $q(E)$  ist der Verlust an gemessener Energie infolge von Energieschwellen des Detektors. Mit diesen beiden Gleichungen lässt sich  $\chi^2$  als Maß für den elektromagnetischen Charakter eines Schauers definieren, der sich über  $N$  Tower ausbreitet:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(E_i^{ideal} - E_i^{gemessen})^2}{\sigma_i^2}. \quad (5.7)$$

In dieser Analyse wird ein Teilchenschauer als elektromagnetisch akzeptiert, falls  $\chi^2 < 3$  gilt.

Abbildung 5.1 zeigt die Wirkung der PID-Cuts. Der Energie-Cut verwirft erwartungsgemäß nur Trefferpaare in den unteren  $p_T$ -Bins, denn die Energien der Zerfallsphotonen von Pionen mit großem Impuls liegen über der Cut-Grenze von 0,2 GeV oder wurden bereits vorher durch den Asymmetrie-Cut (Abschnitt 5.2.5) aussortiert. Etwa 5% der Trefferpaare können nicht mit genügender Sicherheit als photonischen Ursprungs erkannt werden, sie scheitern am Identifikations-Cut (PID 2).



**Abbildung 5.1:** Die Auswirkungen der PID-Cuts. Die Datenpunkte geben das Verhältnis der unkorrigierten Yields mit dem jeweiligen PID-Cut zum Yield ohne PID-Cuts an. Die Linie bei 94% ist eine Abschätzung der Rekonstruktionseffizienz, siehe Abschnitt 5.8.2.

### 5.2.4 Sektorkombinationen

Die Photonen eines Zwei-Photonen-Zerfalls<sup>1</sup> haben im Schwerpunktssystem stets die gleiche Energie und fliegen unter einem 180°-Winkel auseinander. Der im Laborsystem gemessene Öffnungswinkel der zwei Photonen ist bei den Impulsen der hier ausgewerteten Pionen meistens deutlich kleiner, aber für das EMCAL gut auflösbar (vgl. 5.7.6).

Durch eine Einschränkung der akzeptierten Sektorkombinationen kann demnach ein Großteil aller unkorrelierten Photonenpaare verworfen werden. Zugelassene Sektorkombinationen sind

- beide Photonen auf den PbGl-Sektoren,
- beide Photonen auf den östlichen PbSc-Sektoren und
- beide Photonen auf den westlichen PbSc-Sektoren.

Kombinationen zwischen östlichem und westlichem Arm werden nicht weiter ausge-

<sup>1</sup>Für die Photonen eines Zerfalls in drei oder mehr Photonen gelten diese Einschränkungen nicht.

wertet. Ebenfalls nicht gemischt werden Kombinationen zwischen einem PbGl- und einem PbSc-Sektor.

### 5.2.5 Asymmetrie-Cut

Bei Betrachtung der Photonen im Laborsystem unterscheiden sich ihre Energien. Ihre relative Energiedifferenz wird als Asymmetrie  $\alpha$  bezeichnet und durch

$$\alpha = \frac{|E_1 - E_2|}{E_1 + E_2} \quad (5.8)$$

definiert. Die Asymmetrie korrelierter Photonen verteilt sich gleichmäßig von 0 bis 1, weil die Richtung des Pionimpulses im Laborsystem unabhängig von der Ausbreitungsrichtung der beiden Zerfallsphotonen im Schwerpunktsystem ist. Kombiniert man hingegen die wegen der steil fallenden Spektren seltenen hochenergetischen Photonen mit den vielen niederenergetischen, erhält man ein Maximum im höheren Asymmetriebereich, wie Abbildung 5.2 zeigt.

In dieser Analyse wird ein Asymmetrie-Cut von 0,7 benutzt. Alle Trefferkombinationen mit  $\alpha > 0,7$  werden verworfen.

## 5.3 Die Berechnung der invarianten Masse und des Transversalimpulses

Aus der Energie der Treffer werden die invariante Masse und der Transversalimpuls des möglichen Teilchens berechnet. Die invariante Masse ist

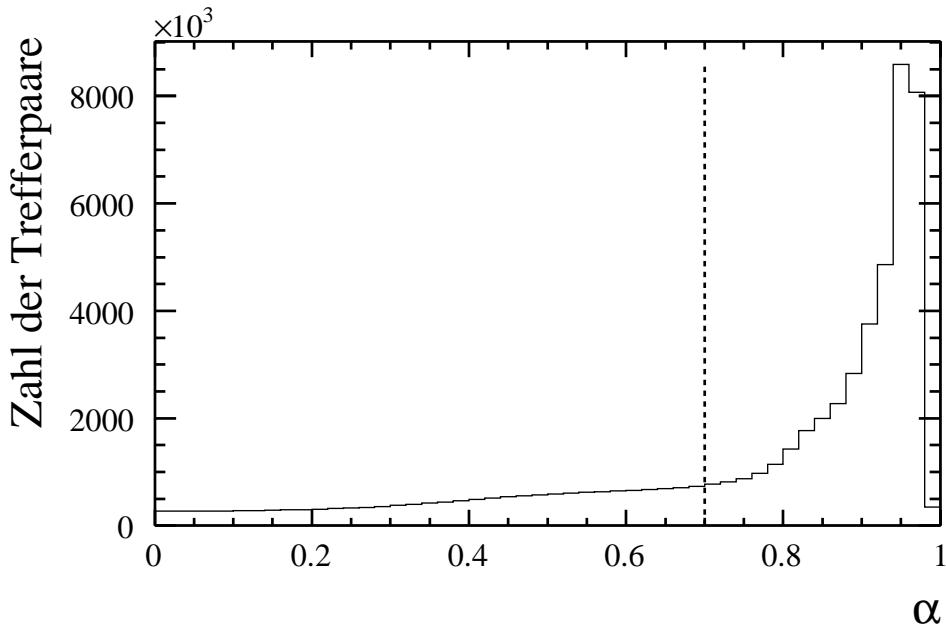
$$m_{inv} = \sqrt{E^2 - p^2}, \quad (5.9)$$

wobei

$p = \sqrt{(p_{x,1} + p_{x,2})^2 + (p_{y,1} + p_{y,2})^2 + (p_{z,1} + p_{z,2})^2}$  der gesamte Dreierimpuls und  $E = E_1 + E_2$  die Gesamtenergie beider Photonen ist. Der Transversalimpuls  $p_T$  berechnet sich aus den Impulsen in x- und y-Richtung, die senkrecht zur Strahlachse stehen:

$$p_T = \sqrt{(p_{x,1} + p_{x,2})^2 + (p_{y,1} + p_{y,2})^2}. \quad (5.10)$$

Indem in diesem Schritt alle Photonen paarweise miteinander kombiniert werden, erhält man auch viele Trefferpaare, deren Photonen nicht korreliert sind. Es ergibt



**Abbildung 5.2:** Die Asymmetrie der Trefferkombinationen, hier im PbSc für  $1 \text{ GeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c$ . In der Analyse werden nur Trefferpaare mit  $\alpha < 0,7$  verwendet.

sich ein kombinatorischer Untergrund, der durch die Event-Mixing-Methode (siehe dazu 5.4.2) berechnet und subtrahiert werden kann.

Jedes berechnete, mögliche Pion wird in ein zweidimensionales Diagramm gemäß seiner invarianten Masse und seines Transversalimpulses gespeichert.

## 5.4 Peak-Extraktion

Für diese Analyse wurden Transversalimpuls-Binbreiten von  $0,5 \text{ GeV}/c$  gewählt. Die  $\pi^0$ -Peaks extrahiert man, indem man das zweidimensionale Diagramm, dessen Inhalt in 5.3 beschrieben wurde, im entsprechenden  $p_T$ -Intervall auf die invarianten-Massen-Achse projiziert. In Anhang (Abschnitt A.4) sind die Peaks für Bleiglas und Bleiszintillator gezeigt. Nach der Subtraktion des Untergrundes (siehe dazu 5.4.1) bleibt der reine  $\pi^0$ -Peak übrig, der nun durch eine Gauß-Kurve beschrieben werden kann. Eine Summation über die verbleibenden Trefferpaare innerhalb der Integrationsgrenzen ergibt die Zahl der Pionen im jeweiligen Transversalimpuls-Bereich.

Diese Integrationsgrenzen belaufen sich in der Standardanalyse auf den Scheitelpunkt eines Peaks  $\pm 3$ -facher Standardabweichung.

Die unkorrigierten Spektren erhält man, indem die pro Ereignis produzierten  $\pi^0$ s gegen den Transversalimpuls aufgetragen werden. Abbildung 5.3 zeigt solch ein Spektrum für die Minbias-Ereignisse in PbSc und PbGl.

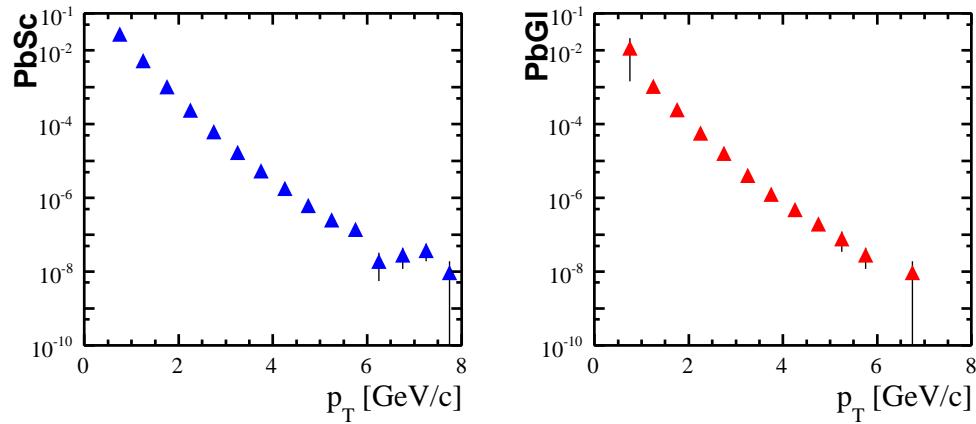


Abbildung 5.3: Der unkorrigierte Yield.

### 5.4.1 Untergrund

Der Untergrund setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen. Zum einen ist dies der zufällige Untergrund. Dieser stammt aus Photonen, die nicht aus Zerfällen neutraler Pionen entstanden sind, sondern aus anderen Reaktionen. Zum Zweiten trägt der kombinatorische Untergrund zum gesamten Untergrund bei. Wie im Kapitel 5.3 beschrieben, werden alle Photonen eines Ereignisses miteinander kombiniert, um mögliche Teilchen zu bestimmen. Auf diese Weise werden nicht nur die jeweils zwei Photonen aus dem Zerfall eines neutralen Pions kombiniert, sondern auch nicht miteinander korrelierte Photonen und weitere Teilchen, die die Cuts überstanden haben.

Der Gesamtuntergrund lässt sich sehr gut durch die sogenannte ‚Event-Mixing-Methode‘ parametrisieren, die im Folgenden beschrieben werden soll.

### 5.4.2 Event-Mixing-Methode und Untergrundsubtraktion

In der Event-Mixing-Methode werden Photonenpaare erzeugt, die sicher nicht-miteinander korreliert sind, indem Photonen aus verschiedenen Ereignissen miteinander kombiniert werden (die Ereignisse werden gemischt). Diese Trefferpaare werden - ebenso wie die realen Teilchen - in zweidimensionale Diagramme abhängig von ihrer invarianten Masse und ihres Transversalimpulses gespeichert.

Das weitere Vorgehen wird in Abbildung 5.4 illustriert. Oben ist das Verhältnis aus realen zu gemischten Teilchen gezeigt. Außerhalb der Peak- und innerhalb der Fitregion wird ein Polynom 1. Grades (eine Gerade) an dieses Verhältnis gefittet. Mit dieser Funktion wird der durch die Event-Mixing-Methode generierte Untergrund skaliert und zusammen mit der Verteilung der realen Teilchen im zweiten Bild geplottet. Im letzten Schritt wird der skalierte Untergrund von der Verteilung der realen Teilchen subtrahiert. Übrig bleibt die unkorrigierte Ausbeute (der unkorrigierte Yield) an  $\pi^0$ s in einem  $p_T$ -Bin.

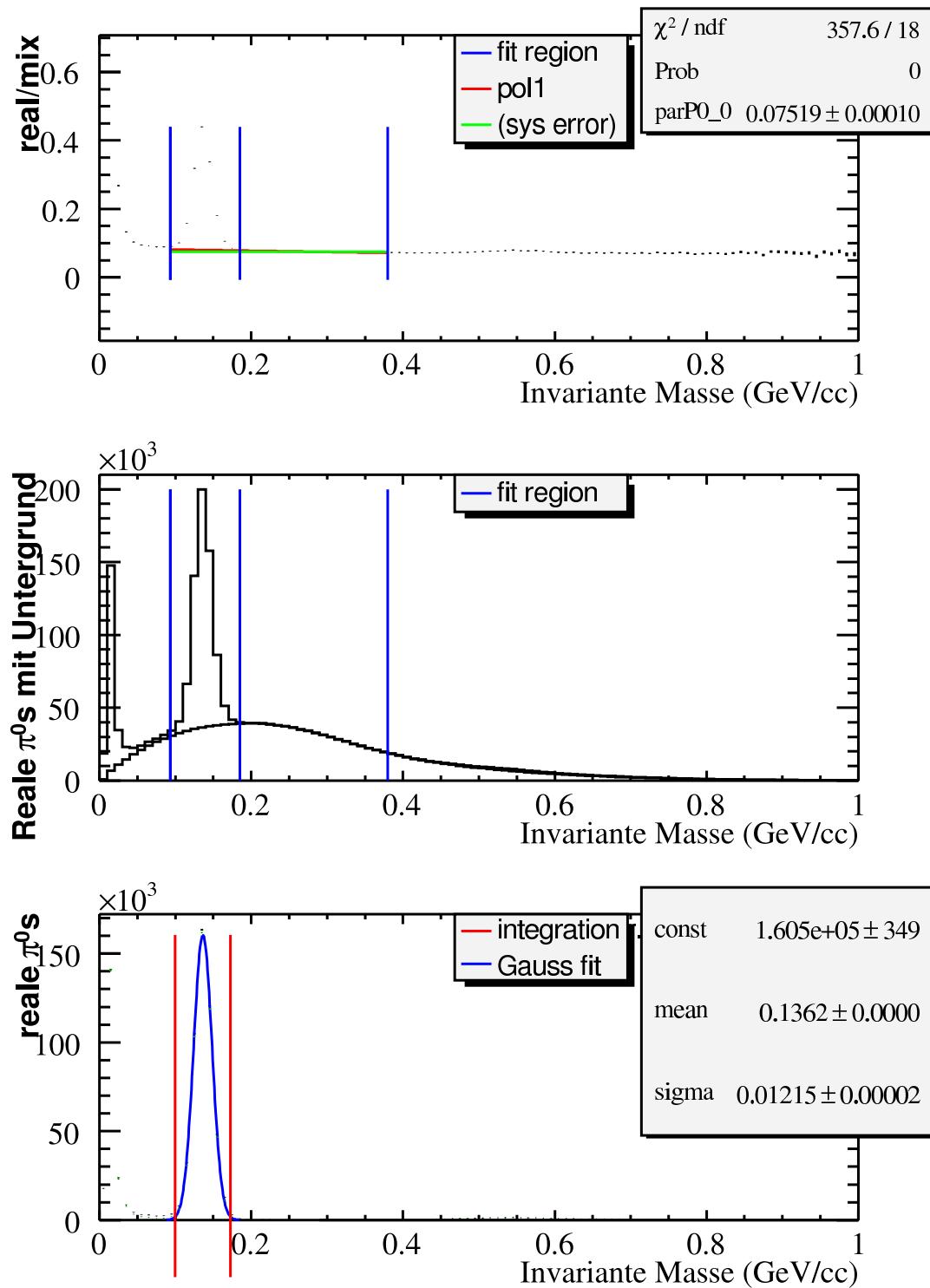
## 5.5 Detektorkalibrierung

Die Energieskala der Detektoren ist nicht absolut bestimmt und muss deshalb stets neu festgelegt werden. In der  $\pi^0$ -Analyse bietet sich der Vorteil, dass die absolute Energieskala durch Vergleich der gemessenen Peak-Positionen mit der Erwartung durch die Effizienzsimulation gegeben ist [KB04].

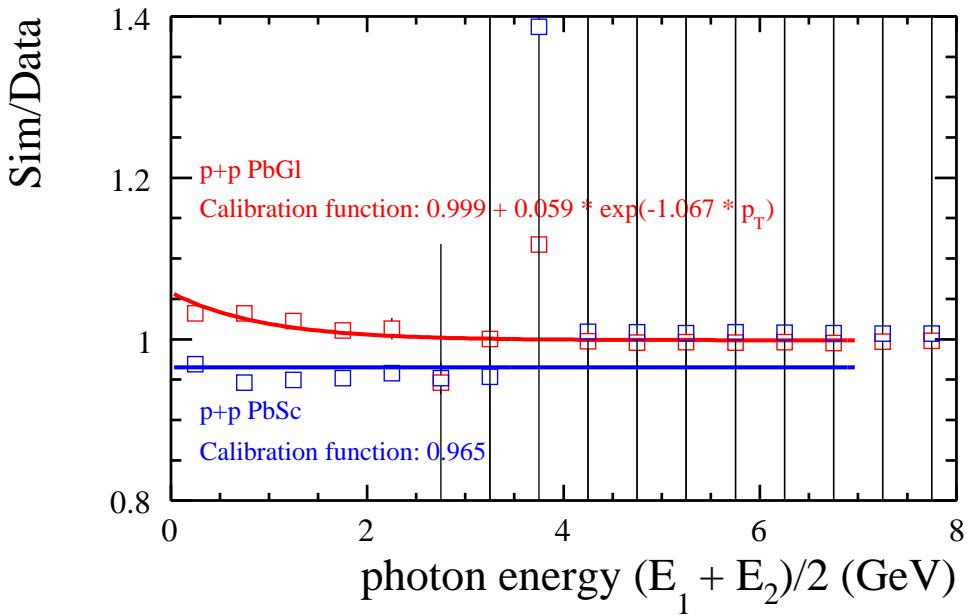
Zuerst bestimmt man die Energieauflösung des Detektors, die durch die Breiten der gemessenen  $\pi^0$ -Peaks gegeben ist (die natürliche Zerfallsbreite des  $\pi^0$  ist mit  $\Gamma = 8 \cdot 10^{-9}$  MeV wesentlich kleiner). Für diese Messung wird ein scharfer Asymmetrie-Cut von 0,2 verwendet, dass heißt

$$\frac{|E_1 - E_2|}{E_1 + E_2} < \alpha = 0,2, \quad (5.11)$$

so dass nur ähnliche Photonenenergien verwendet werden, auch wenn damit die Statistik bei größeren Transversalimpulsen deutlich gegenüber der normalen Messung sinkt (vgl. Abschnitt 5.2.5). Dann variiert man die Parameter der Simulation, bis die simulierten Peak-Breiten mit den gemessenen übereinstimmen. Diese Forderung konnte in dieser Analyse hinreichend erfüllt werden, siehe Abbildung 5.6. Für  $p_T$ -Bins bis 4 GeV/c ist die Übereinstimmung hervorragend, im Rahmen der Fehler kann sie aber auch für größere Transversalimpulse als gegeben angenommen werden.



**Abbildung 5.4:** Die Schritte zur Untergrundbestimmung, hier am Beispiel der Minbias-Ereignisse im  $p_T$ -Bereich von  $1 \text{ GeV}/c < p_T < 1,5 \text{ GeV}/c$  in PbSc



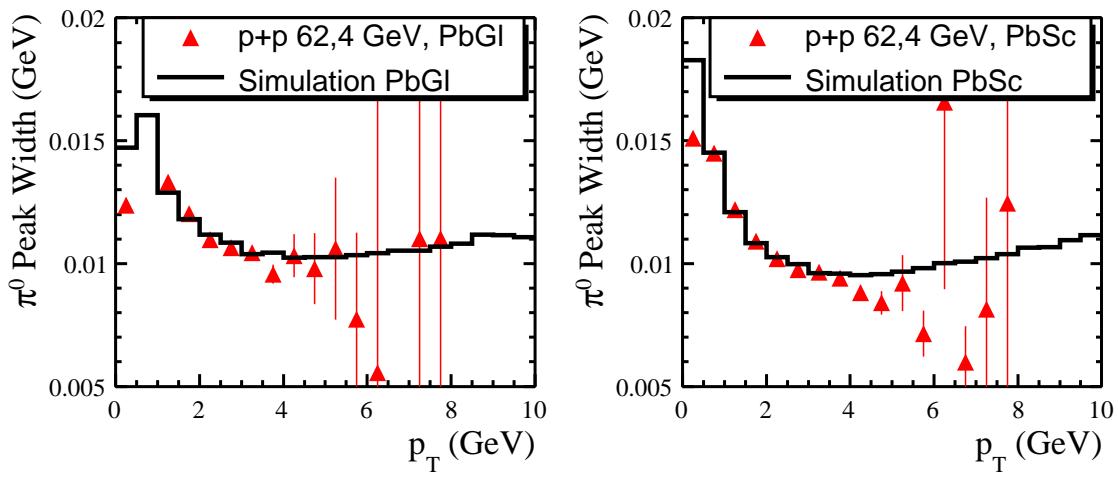
**Abbildung 5.5:** Kalibrationsfunktionen. Die gemessenen Energien werden mit diesen Funktionen korrigiert. Die hier gefundenen Funktionen stimmen mit den in [KB04] benutzten Funktionen gut überein.

Wenn die simulierten mit den gemessenen Peakbreiten übereinstimmen, geben die simulierten Peakpositionen die Erwartungen an die Energieskala wieder. Aus dem Vergleich mit den zuvor gemessenen Peakpositionen lässt sich die notwendige Kalibrierung (Energieskalenkorrektur) des Detektors bestimmen. Dieser Vorgang muss gegebenenfalls mehrfach iteriert werden, bis die gemessenen Peakbreiten und -positionen mit denen der Simulation übereinstimmen.

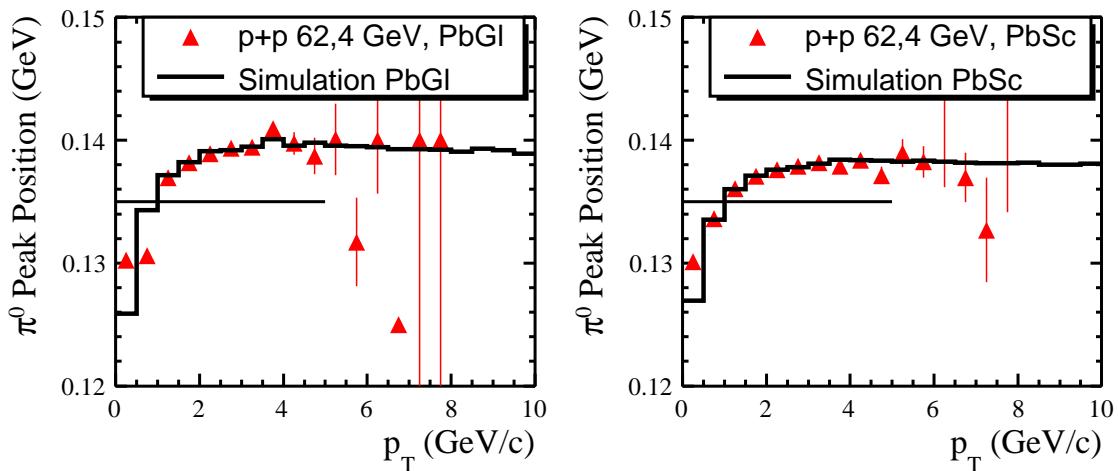
## 5.6 Invarianter Wirkungsquerschnitt

Die in Abbildung 5.3 gezeigte Verteilung ist das Rohspektrum im MinBias-Datensatz, das die unkorrigierte Zahl der erzeugten Pionen pro Ereignis angibt und durch

$$Yield_{raw} = \frac{1}{N_{evt}mb} \frac{dN_{unkorr}^{mb}}{dp_T}. \quad (5.12)$$



**Abbildung 5.6:** Die Peakbreiten. In die Peakbreiten geht insbesondere die Detektorauflösung ein und die Simulationsparameter müssen daran angepasst werden, bis die gemessenen und die simulierten Breiten übereinstimmen.



**Abbildung 5.7:** Die Peakpositionen. Sobald die Peakbreiten übereinstimmen, muss eine Kalibrationsfunktion gefunden werden, die die gemessenen an die simulierten Peakpositionen anpasst.

beschrieben wirdDer invariante Wirkungsquerschnitt

$$WQ_{inv} = \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3/E} \quad (5.13)$$

lässt sich unter Ausnutzung von

$$d\vec{p}^3 = p_T \cdot dp_T dp_L d\phi, \quad (5.14)$$

$$E = m_T \cdot \cosh y = \frac{dp_L}{dy} \Leftrightarrow \frac{E}{dp_L} = \frac{1}{dy} \quad (5.15)$$

und der Rotationsinvarianz in der Transversalebene ( $\phi$ -Symmetrie) zur hier benutzten Formel für den invarianten Wirkungsquerschnitt

$$WQ_{inv} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma}{dp_T dy} \quad (5.16)$$

umformen [Rey06]. Demnach wird das Rohspektrum 5.3 zum einen mit dem Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  (vgl. 5.6.1) multipliziert, zum anderen durch  $2\pi p_T dy$  dividiert, wobei  $dy$  das Rapiditätsintervall ist, wie es in der Fast-Monte-Carlo-Simulation zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz (vgl. 5.7.2) benutzt wird. In dieser Analyse ist  $dy = 2 \cdot 0,45$ .

### 5.6.1 MB-Wirkungsquerschnitt, Vernier-Scan

Um vom invarianten Yield zum invarianten Wirkungsquerschnitt zu gelangen, muss dieser invariante Yield mit dem Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt multipliziert werden. Dieser Wirkungsquerschnitt wird mittels eines Vernier-Scans ermittelt und beträgt  $\sigma = 14,3$  mbarn  $\pm 19\%$  für Proton-Proton-Stöße bei  $\sqrt{s} = 62,4$  GeV ([Ben06]).

In Vernier-Scans (auch nach seinem Erfinder van-der-Meer-Scans genannt) wird einer der zwei Strahlen schrittweise senkrecht zur Strahlachse gegen den anderen verschoben, so dass unterschiedliche räumliche Überdeckungen der Strahlbündel erzielt werden. Aus der Ereignisrate als Funktion der Verschiebung kann das transversale Strahlbündelprofil, die jeweilige Luminosität und der invariante Wirkungsquerschnitt ermittelt werden. Jeder Detektor kann nur einen Teil aller invarianten Stöße messen (vgl. Abschnitt 5.7.1). „Minium-Bias-Wirkungsquerschnitt“ ist der Wirkungsquerschnitt für Reaktionen, die der BBC, der den Minbias-Trigger auslöst, detektiert.

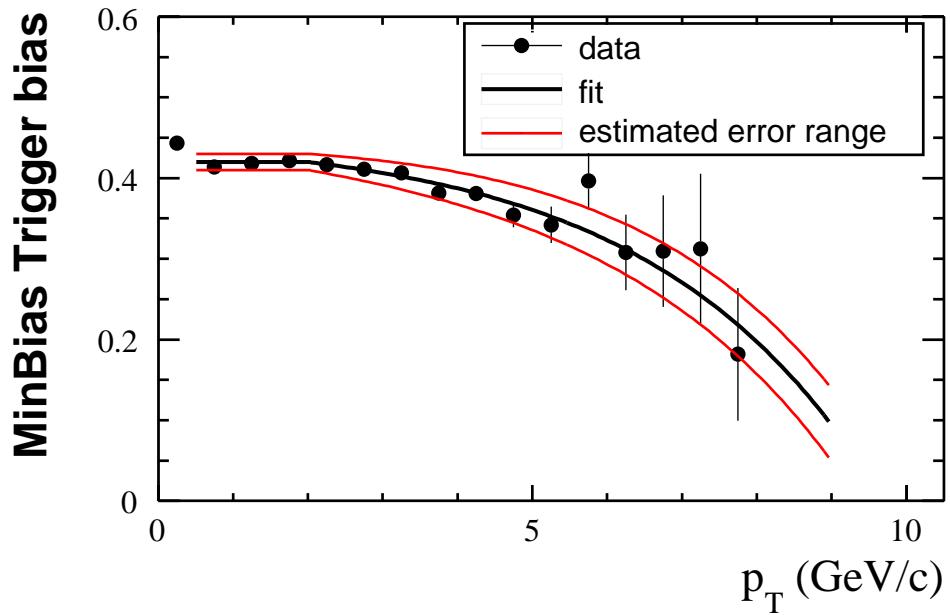
## 5.7 Korrekturen

Die gemessene Pionenausbeute unterscheidet sich von der tatsächlich in einer Proton-Proton-Kollision erzeugten Pionenverteilung. Um diese nun zu erhalten, müssen verschiedene Korrekturen angewandt werden, die die auftretenden Effekte, insbesondere Detektoreigenschaften, wieder aus dem Messergebnis herausrechnen.

### 5.7.1 Minbias-Trigger-Bias

Wie im Abschnitt 4.2 beschrieben, werden für Transversalimpulse bis 3 GeV/c nur Minbias-Ereignisse verwendet. Der Minbias-Trigger nimmt von allen inelastischen Proton-Proton-Kollisionen  $N_{event}^{inelastisch}$  aber nur einen Teil  $\epsilon_{trig}$  und von allen entstandenen Pionen nur einen Teil  $\epsilon_{\pi^0}$  auf:

$$N_{event}^{mb} = \epsilon_{trig} \cdot N_{event}^{inelastisch}, \quad N_{\pi^0}^{mb} = \epsilon_{\pi^0} \cdot N_{\pi^0}^{inelastisch} \quad (5.17)$$



**Abbildung 5.8:** Der Bias im Minbias-Trigger. Die hier gemessenen Werte stimmen mit den in [Baz06] angegebenen überein.

Während  $\epsilon_{trig}$  und damit auch  $N_{event}^{inelastisch}$  nicht bestimmt ist, lässt sich  $\epsilon_{\pi^0}$  errechnen, indem man einen anderen Trigger benutzt, der nicht in Koinzidenz mit dem

Minbias-Trigger geschaltet ist. In den 107 hier ausgewerteten Runsegmenten war der ERTLL1\_2 $\times$ 2-Trigger nicht in Koinzidenz mit dem Minbias-Trigger, so dass er sich für die Bestimmung von  $\epsilon_{\pi^0}$  eignet:

$$\epsilon_{\pi^0} = \frac{N_{\pi^0}^{Minbias}}{N_{\pi^0}^{inelastisch}} = \frac{N_{\pi^0}^{Minbias \& ERT2 \times 2}}{N_{\pi^0}^{ERT2 \times 2}} \quad (5.18)$$

### 5.7.2 Geometrische Akzeptanz

Die geometrische Akzeptanz der Detektoren wird durch eigene Fast-Monte-Carlo-Simulationen für das Bleiglas-EMCal und das Bleiszintillator-EMCal getrennt bestimmt. Diese Simulationen finden für das Rapiditätsintervall  $-0,45 < \eta < 0,45$  statt, damit gewährleistet ist, dass der Detektor komplett abgebildet wird und keine Randeffekte auftreten können. In die geometrische Akzeptanz gehen zwei Aspekte ein: die Detektorabmessungen und die BadModMap.

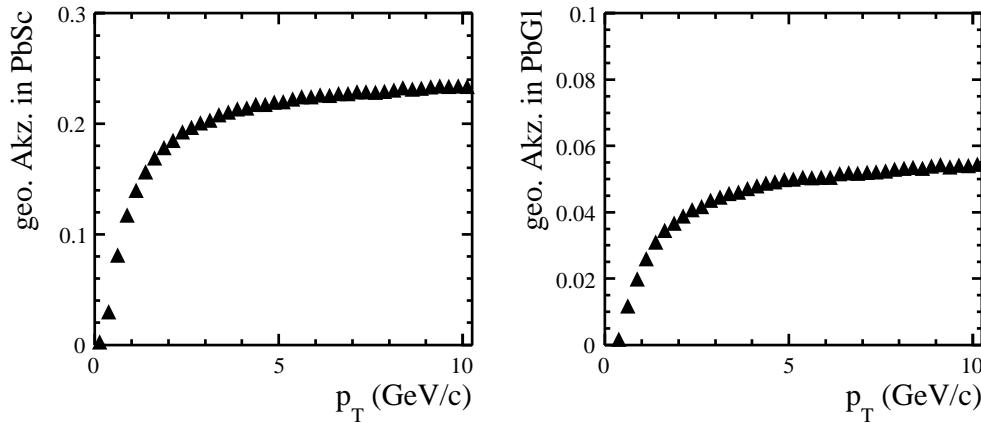


Abbildung 5.9: Die geometrische Akzeptanz der EMCal-Detektoren für neutrale Pionen.

### 5.7.3 Effizienz des ERT-Triggers

Die Effizienz des ERT-Triggers  $\epsilon_{ERT}$  wird von zwei Aspekten bestimmt. Zum einen gibt es eine Triggerschwelle von 0,8 GeV (siehe Abschnitt 4.2), so dass nur wenige Photonen mit kleiner Energie getriggert werden. Damit ergeben sich in der Teilchenrekonstruktion dann auch weniger Pionen mit kleinem Transversalimpuls, der Trigger unterdrückt solche Pionen, wie anhand der Bilder 5.10 klar zu erkennen ist.

Dieser Effekt verschwindet bei mittleren Transversalimpulsen, so dass die Effizienz spätestens bei  $3 \text{ GeV}/c$  ein konstantes Plateau erreicht.

Dieses Plateau ergibt sich aus dem zweiten Aspekt, der rein elektronischer Natur ist. Denn es gibt FEMs, die wie tote Module (Abschnitt 5.2.2) ausgeschaltet sind und keinen Trigger auslösen; sie werden auch als maskiert bezeichnet. Für die genaue Lage der maskierten FEMs siehe Anhang A.3. Von den 64 FEMs in PbGl betrifft das 7 (11,0 %) und von den 108 FEMs im PbSc zwei (1,9 %). Die rechnerische ERT-Effizienz  $\epsilon_{ERT}^{calc}$  ist bestimmt durch die Zahl der aktiven Module in maskierten FEMs  $N_{Mod}^{aktiv\&maskedFEM}$  und die Zahl aller aktiven Module  $N_{Mod}^{aktiv}$ :

$$\epsilon_{ERT}^{calc} = 1 - \frac{N_{Mod}^{aktiv\&maskedFEM}}{N_{Mod}^{aktiv}} \quad (5.19)$$

Sektor	$N_{Mod}^{aktiv}$	$N_{Mod}^{aktiv\&maskedFEM}$	$\epsilon_{ERT}^{calc}$
E0	3268	200	93,88 %
E1	4041	619	84,68 %
PbGl	7309	819	88,79 %
E2	2209	0	100 %
E3	2228	0	100 %
W0	2362	121	94,88 %
W1	2380	0	100 %
W2	2308	0	100 %
W3	2140	132	93,83 %
PbSc	13627	253	98,14 %

**Tabelle 5.3:** Die rechnerischen ERT-Effizienzen in den einzelnen Sektoren. Maskierte FEMs gibt es nur in E0, E1, W0 und W3.

Tabelle 5.3 gibt  $\epsilon_{ERT}^{calc}$  für jeden EMCAL-Sektor an. Entsprechend wird das Plateau bei 89% für PbGl und 98% für PbSc erwartet. Um die Effizienz experimentell zu bestimmen, nutzt man analog zum Bestimmung des Minbias-Trigger-Bias den Minbias-Trigger als nicht in Koinzidenz geschalteten Trigger:

$$\epsilon_{ERT} = \frac{N_{\pi^0}^{ERT2\times 2}}{N_{\pi^0}^{inelastisch}} = \frac{N_{\pi^0}^{ERT2\times 2\&Minbias}}{N_{\pi^0}^{Minbias}} \quad (5.20)$$

Diese Daten werden ab einem  $p_T$  von  $3 \text{ GeV}/c$  mit einer Konstanten gefittet. Zu bemerken ist, dass die errechnete Lage des Plateaus innerhalb der Fitunsicherheit

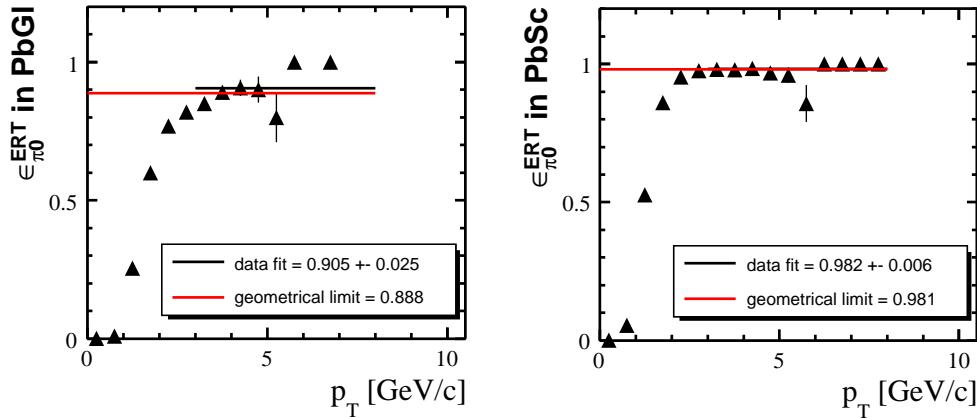


Abbildung 5.10: ERT-Effizienz. Die Effizienz ist durch maskierte FEMs beschränkt.

mit dem Fit übereinstimmt. Die Pionenproduktion aus Ereignissen, die wegen ihres ERT-Triggers ausgewertet wurden, muss mit dem Kehrwert der Effizienz multipliziert werden.

#### 5.7.4 Konversionsverlust

Konversion tritt nicht nur im elektromagnetischen Kalorimeter auf, sondern kann auch in einem der inneren Detektoren (vgl. Abbildung 3.2), also vor dem EMCAL, stattfinden. Damit ist die Konversionswahrscheinlichkeit abhängig vom Material zwischen der Strahlachse und dem EMCAL.

Die Konversionswahrscheinlichkeit für Photonen aus Pionenzerfällen im PHENIX wurde in [Hie05] bestimmt. Die Korrekturfaktoren zeigt Tabelle 5.4

Zur Vereinfachung wird in dieser Analyse ein gewichteter Mittelwert für den Bleiszintillatordetektor benutzt, dieser beträgt  $(106,0 \pm 2,0)\%$ .

	PbSc West	PbSc East	PbGl
$\epsilon_{Konversion}(\%)$	$106,3 \pm 2,1$	$105,4 \pm 1,5$	$108,8 \pm 2,5$

Tabelle 5.4: Konversionskorrekturfaktoren. Durch unterschiedliche Detektoren zwischen den PbGl, PbSc-West und PbSc-Ost und der Strahlachse (vgl. Abbildung 3.2 unterscheiden sich die notwendigen Konversionskorrekturen. Gewichteter Mittelwert für PbSc ist  $(106,0 \pm 2,0)\%$ .

### 5.7.5 Verzweigungsverhältnis

Nicht alle neutralen Pionen zerfallen in zwei Photonen, etwa 1,2% zerfallen in andere Kanäle. Die genauen Verzweigungswahrscheinlichkeiten listet Tabelle 2.2 auf. Weil die Pionenproduktion über den Zerfall in zwei Photonen bestimmt wird, muss das gemessene Spektrum mit dem Kehrbruch der Zerfallswahrscheinlichkeit  $P(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (98,798 \pm 0,032)\%$  multipliziert werden.

### 5.7.6 Schauerüberlapp

Diese Korrektur ist für diese Analyse nicht notwendig, da es erst ab Transversalimpulsen von etwa 10 GeV/c zu einem Überlapp der entstandenen Schauer kommt.

### 5.7.7 Bin-shift-Korrektur

Die Wirkungsquerschnitte fallen steil mit steigendem Transversalimpuls (siehe Abbildung 6.3). Nun ist aber jeder Datenpunkt nur ein Durchschnittswert innerhalb des jeweiligen  $p_T$ -Bins und dadurch stets zu groß. Dieser Effekt lässt sich korrigieren, indem der Datenpunkt entweder nach links (entlang der x-Achse) oder nach unten (entlang der y-Achse) verschoben wird. Damit die Datenpunkte in der Mitte eines jeden Bins bleiben, wird in dieser Analyse die bin-shift-Korrektur entlang der y-Achse vorgenommen.

Die Technik dieser Korrektur funktioniert folgendermaßen: Die Datenpunkte  $y_i$  werden mittels einer Hagedornfunktion

$$f(p_T) = c_0 \cdot \left( \frac{A}{A + p_T} \right)^n \quad (5.21)$$

angefittet. Über diesen Fit wird innerhalb eines jeden Bins integriert und das Ergebnis mit dem Produkt aus Datenpunkt und Bin-Breite verglichen. Der notwendige Korrekturfaktor  $b_{binshift}$  ist das Verhältnis dieser beiden Werte:

$$b_{Binshift} = \frac{\int_{p_{T,i}}^{p_{T,i} + \Delta p_T} f(p_T) \, dp_T}{y_i \cdot \Delta p_T} \quad (5.22)$$

## 5.8 Bestimmung der Fehler

### 5.8.1 Statistischer Fehler

Der statistische Fehler einer diskreten Messgröße  $n$  ist  $\frac{1}{\sqrt{n}}$ . Entsprechend werden die statistischen Unsicherheiten für jedes  $p_T$ -Bin aus der Zahl der  $\pi^0$ s bestimmt. Wegen der steil abfallenden Wirkungsquerschnitte werden weniger Pionen mit hohen Transversalimpulsen produziert, entsprechend steigt dann auch der statistische Fehler.

### 5.8.2 Systematische Fehler

Jeder Schritt in der Datenanalyse ist selbst fehlerbehaftet, jede Korrektur kann nur mit endlicher Genauigkeit vorgenommen werden. Deshalb ist es notwendig, diese systematischen Fehler abzuschätzen und im Endergebnis festzuhalten.

In der Peak-Extraktion wird der Untergrund bestimmt und von der Verteilung der invarianten Massen der realen Teilchen subtrahiert. Der systematische Fehler dieses Schrittes kann definiert werden als die Unsicherheit des linearen Fits an das Verhältnis aus realen und gemischten Teilchen. Alternativ kann auch der Unterschied des linearen Fits zu einem Fit einer Geraden mit einer aufaddierten Gauß-Kurve an eben jenes Verhältnis genommen werden. Das Ergebnis dieser Variante wird in Abbildung 5.11 gezeigt, der daraus resultierende Fehler wird mit 3% abgeschätzt.

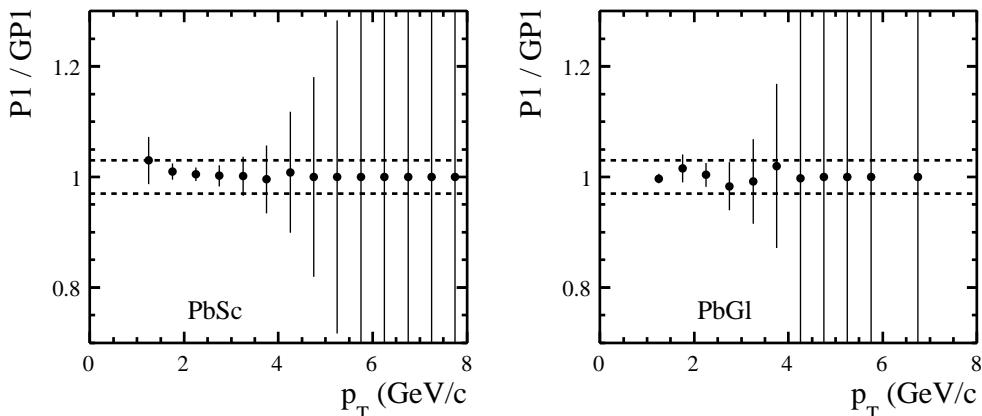
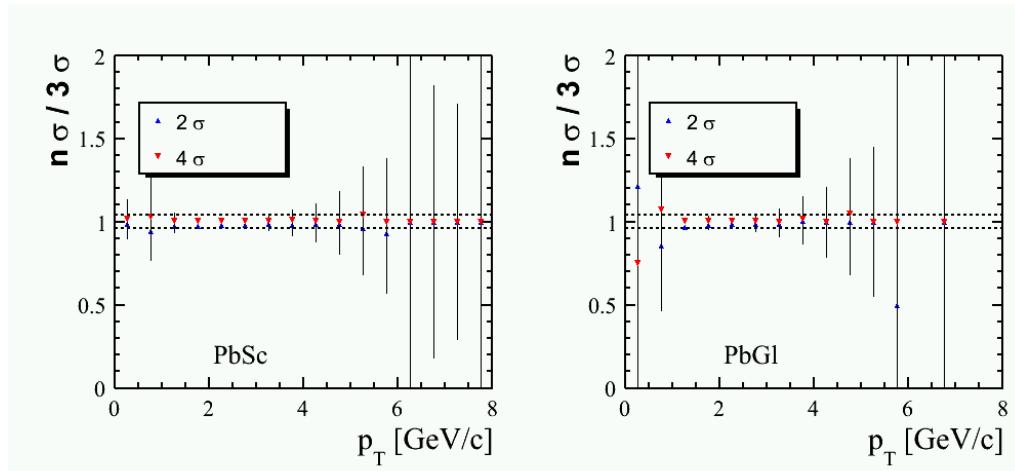


Abbildung 5.11: Vergleich der  $\pi^0$ -Ausbeuten bei Variation der Untergrundskalierungsfunktion

Zudem muss die Wahl der Größe des Integrationsfensters beachtet werden. Hierzu kann der Standardintegrationsbereich von  $\pm 3\sigma$  auf  $\pm 2\sigma$  verkleinert bzw. auf  $\pm 4\sigma$  ausgedehnt werden. In Abbildung 5.12 werden die auf diese Art erzielten  $\pi^0$ -Ausbeuten mit der des Analysestandards verglichen. Die systematische Unsicherheit wird mit 4% abgeschätzt.

Die beiden systematischen Fehler der Peakintegration werden quadratisch zum Gesamtfehler der Peak-Extraktion von 5% addiert. Dieser ist in Abbildungen 5.13 und 5.14 dargestellt.



**Abbildung 5.12:** Vergleich der  $\pi^0$ -Ausbeuten bei Variation des Integrationsbereichs. Standardbereich ist Peakmittelpunkt  $\pm 3\sigma$ , gezeigt sind die dazu relativen Ausbeuten bei Integrationsfenstern von  $\pm 2\sigma$  bzw.  $\pm 4\sigma$

In die Unsicherheit der Effizienz, mit der ein neutrales Pion rekonstruiert werden kann, spielen mehrere Effekte hinein. Eine Fehlerobergrenze hierfür kann beispielsweise durch Vergleich der  $\pi^0$ -Yields mit verschiedenen PID-Cuts gewonnen werden (vgl. Tabelle 5.2). Für diese Analyse wird ein  $p_T$ -unabhängiger Fehler von 6% abgeschätzt (vgl. Abb. ??).

Einen großen Beitrag zum gesamten systematischen Fehler liefert die Unsicherheit bei der Detektorkalibrierung. Die Energieskala kann nur mit endlicher Genauigkeit bestimmt werden, in dieser Analyse wird hierfür 1,6% angenommen. Eine Unsicherheit in der Energieskala muss aber nun auf die Spektren fortgepflanzt werden. Als Fehler betrachtet man den Unterschied zwischen dem Integral der Bin-shift-

Fitfunktion in einem  $p_T$ -Bin und dem Integral in Integrationsgrenzen, die um die Unsicherheit der Energieskala verschoben wurden:

$$\sigma_{Energieskala} = \frac{\int_{p_{T,i}}^{p_{T,i} + \Delta p_T} f(p_T) dp_T}{\int_{(p_{T,i})'}^{(p_{T,i})' + \Delta p_T} f(p_T) dp_T} \quad (5.23)$$

Die Unsicherheit in der Bestimmung des Minbias-Trigger-Bias ist in Abbildung 5.8 gezeigt. Ebenso ist der Fehler der ERT-Effizienz in Abbildung 5.10 angegeben.

Die systematischen Fehler, die durch die Korrektur der Konversionsverluste entstehen, gibt Tabelle 5.4 an. Die geometrische Akzeptanz wurde durch eine FastMC-Simulation errechnet. Als systematischen Fehler kann für höhere Transversalimpulse das Verhältnis aus Simulationen mit flacher und gewichteter Pionenverteilung verwendet werden. Wegen der steil ansteigenden Akzeptanz bei kleinen Transversalimpulsen ist dies hier nicht möglich, eine Interpolation liefert die in Abbildungen 5.13 bzw 5.14 gezeigten Werte.

Die Unsicherheit durch die Zerfallswahrscheinlichkeit eines Pions in zwei Photonen ist vernachlässigbar klein (siehe Tabelle 2.2), ebenfalls nicht berücksichtigt werden muss eine mögliche systematische Abweichung aus der Bin-shift-Korrektur (5.7.7), die beispielsweise durch Wahl der Fitfunktion entsteht.

Alle Fehler sind in Tabelle 5.5 aufgelistet und für beide Detektoren beispielhaft für zwei  $p_T$ -Bins angegeben. Den genauen Verlauf der Fehler über den ganzen  $p_T$ -Bereich zeigen Abbildungen 5.13 und 5.14.

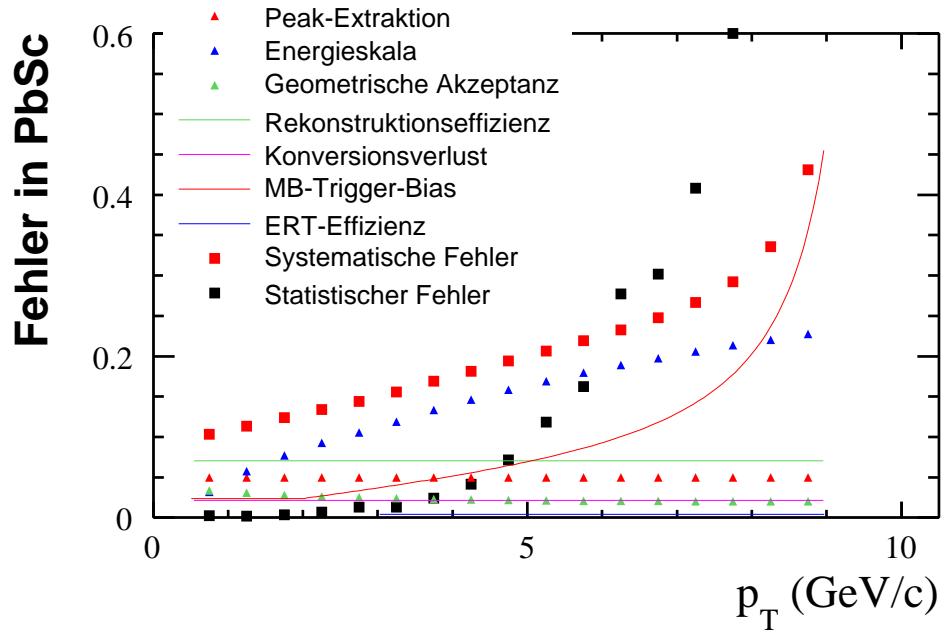


Abbildung 5.13: Der statistische (schwarze Punkte) und die einzelnen systematischen Fehler sowie quadratische Addition (rote Punkte) für das Bleiszintillator-Kalorimeter.

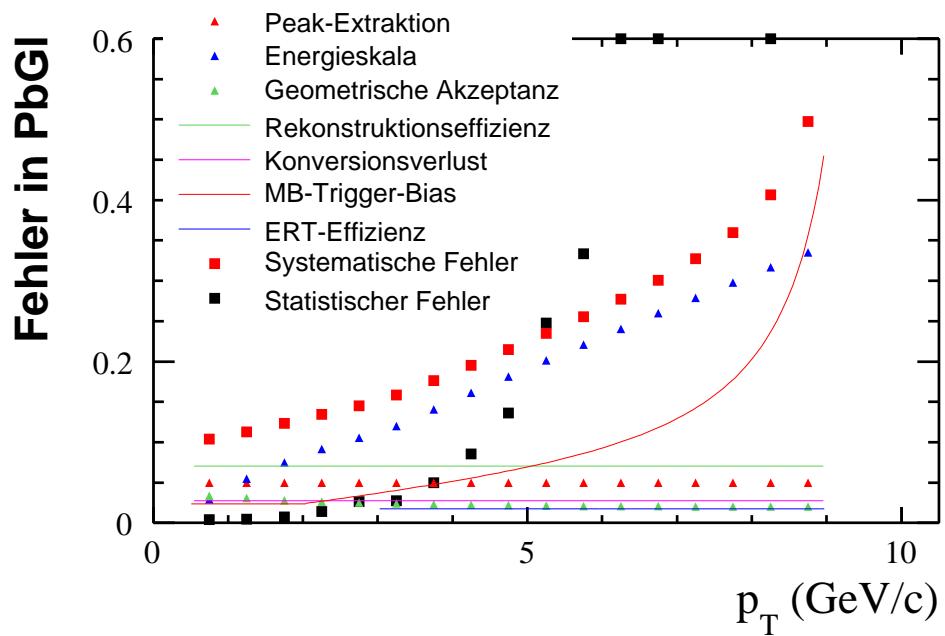


Abbildung 5.14: Der statistische (schwarze Punkte) und die einzelnen systematischen Fehler sowie ihre quadratische Addition (rote Punkte) für das Bleiglas-Kalorimeter.

Fehlerart	PbSc		PbGl	
	1,5-2 GeV	5,5-6 GeV	1,5-2 GeV	5,5-6 GeV
Peak-Extraktion	5%	5%	5%	5%
Rekonstruktionseffizienz	6%	6%	6%	6%
Energieskala	8%	18%	8%	22%
Konversionsverlust	2%	2%	3%	3%
MB-Trigger-Bias	2%	9%	2%	9%
ERT-Effizienz	–	0,4%	–	2%
Geometrische Akzeptanz	3%	2%	3%	2%
Systematische Fehler	12%	22%	12%	25%
Statistischer Fehler	0,4%	16%	0,7%	33%

**Tabelle 5.5:** Systematische und statistischer Fehler in PbSc und PbGl, angegeben sind jeweils die Fehler für zwei  $p_T$ -Bins. Der ERT-Effizienz-Fehler ist auf alle Ereignisse skaliert.

# 6. Ergebnisse

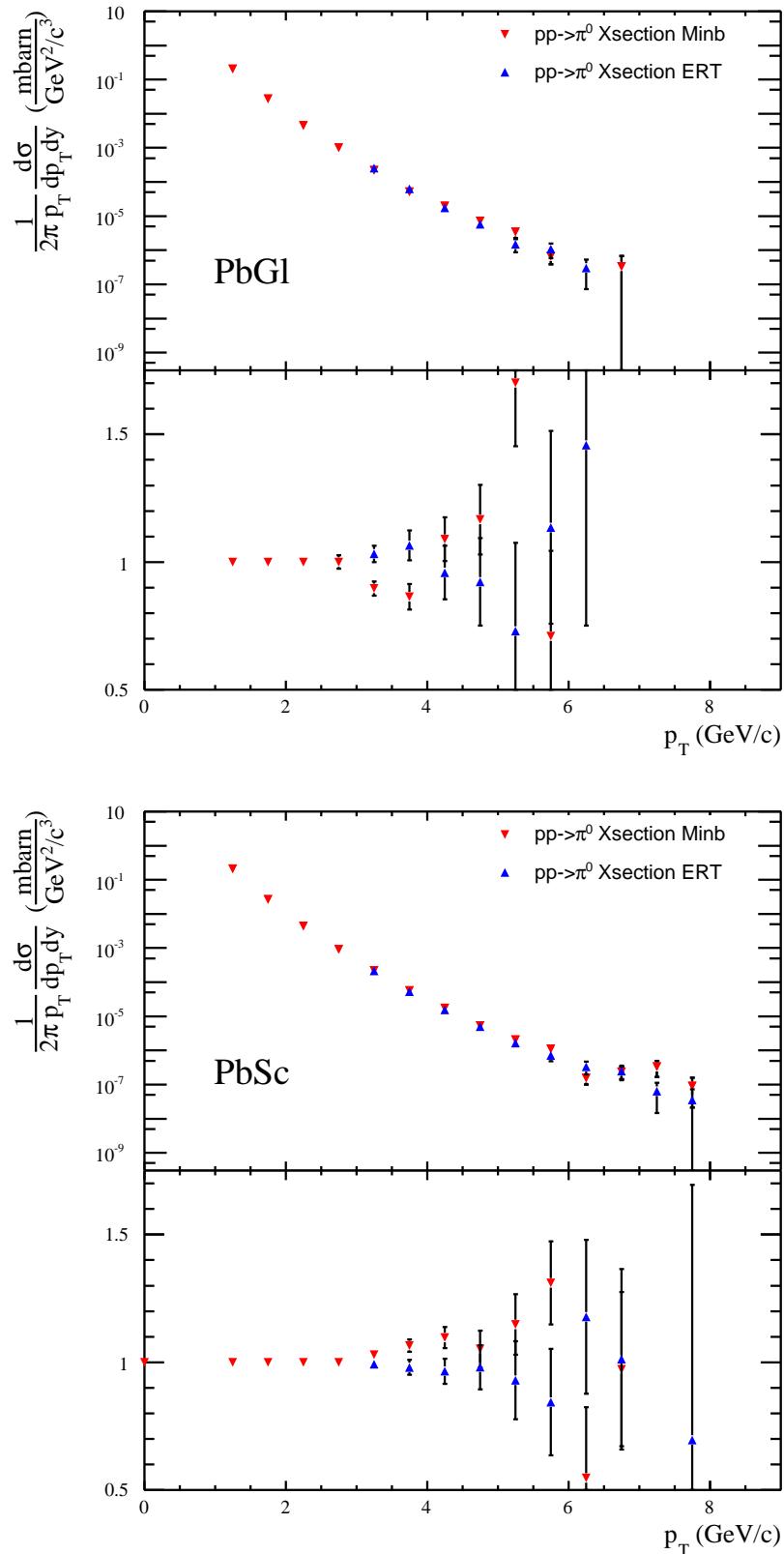
Nachdem im Kapitel 5 die einzelnen Analyseschritte vom gemessenen Datensatz zum vollständig korrigierten invarianten Wirkungsquerschnitt beschrieben und diskutiert worden sind, soll hier erklärt werden, wie aus den Einzelspektren für den Bleiglas- und den Bleiszintillatordetektor das gemeinsame Spektrum erzeugt wird. Anschließend wird dieses mit anderen Daten verglichen.

## 6.1 Datenübergang bei einem Transversalimpuls von $3 \text{ GeV}/c$

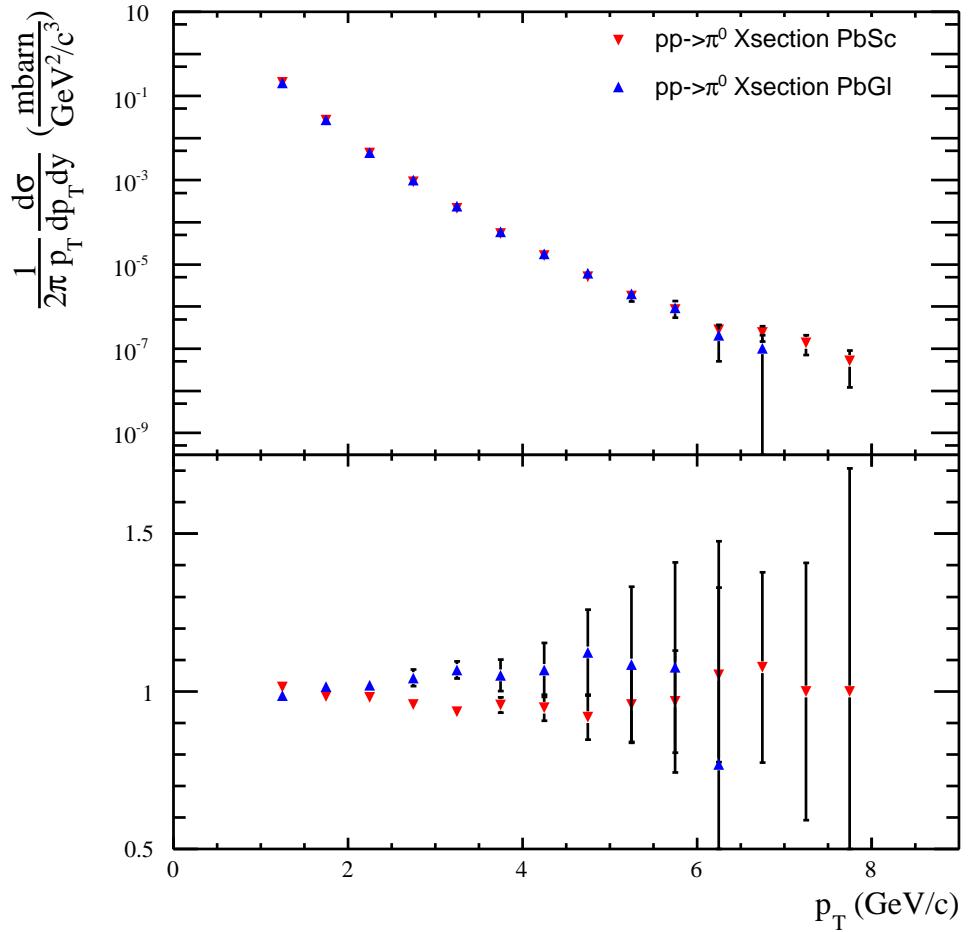
In 4.3 wurde bereits beschrieben, dass bei einem Transversalimpuls von  $p_T = 3 \text{ GeV}/c$  der Datensatz der ERT-Ereignisse hinzugenommen wird, um eine bessere Statistik bei Pionen mit hohem Transversalimpuls zu erreichen. Die  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitte der beiden Datensätze werden für das PbGl-EMCal und das PbSc-EMCal getrennt errechnet. Sie sind in den Abbildungen 6.1 gezeigt und im Anhang A.5.3 aufgelistet.

## 6.2 Kombination der Einzelspektren

Die Auswertung der Daten des Bleiglas- und des Bleiszintillator-Detektors wurde analog, aber vollkommen unabhängig voneinander durchgeführt, so dass der in Abschnitt 3.3 angekündigte Cross-Check der beiden Ergebnisse möglich ist. Es zeigt sich, dass die gemessenen Wirkungsquerschnitte für das PbGl leicht größer als die für das PbSc sind, innerhalb der Fehlergrenzen aber übereinstimmen. Die genaue Ursache der größeren Pionendetektion im PbGl ist unklar, wurde jedoch konsistent in allen Analysen von PHENIX-Datensätzen (z.B. [KB04],[Baz06],[RKBA<sup>+</sup>03]) beobachtet. Abbildung 6.2 zeigt, wie sich die Einzelspektren der beiden EMCal-Detektoren zum kombinierten Spektrum (siehe unten) verhalten. Die einzelnen Datenwerte sind im Anhang A.5.2 aufgelistet.



**Abbildung 6.1:** Minbias- und ERT-Daten in beiden EMCal-Detektoren. Oben: Die Wirkungsquerschnitte. Unten: Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Datensätze zum gemeinsamen Wirkungsquerschnitt. Die Fehlerbalken sind die statistischen Fehler.



**Abbildung 6.2:** Die Spektren für PbGl und PbSc. Oben: Die Wirkungsquerschnitte. Unten: Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Datensätze zum gemeinsamen Wirkungsquerschnitt. Die Fehlerbalken sind die statistischen Fehler.

Die beiden Einzelspektren stimmen gut überein und können zu einem einzigen Spektrum kombiniert werden. Dies geschieht, indem der Durchschnitt der jeweiligen  $p_T$ -Bineinträge - gewichtet mit ihren Unsicherheiten - ermittelt wird:

$$\bar{y} = \frac{y_1 \cdot \left(\frac{1}{\sigma_1}\right)^2 + y_2 \cdot \left(\frac{1}{\sigma_2}\right)^2}{\left(\frac{1}{\sigma_1}\right)^2 + \left(\frac{1}{\sigma_2}\right)^2} \quad (6.1)$$

## 6.3 Spektrum des invarianten Wirkungsquerschnitts

Abbildung 6.3 zeigt das Ergebnis dieser  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnittsanalyse. Im Anhang A.5.1 finden sich die Datenwerte. Interessant ist es, Funktionen an diese Werte zu fitten. Hierfür werden zwei Funktionstypen benutzt:

### Die Hagedorn-Funktion

Die Hagedorn-Funktion wird auch für die Bin-shift-Korrektur (siehe Abschnitt 5.7.7) benutzt:

$$f(p_T) = c \cdot \left( \frac{A}{A + p_T} \right)^b \quad (6.2)$$

Ein Fit an das endgültige Spektrum liefert

$$c = 59,3191,$$

$$A = 3,21153 \text{ und}$$

$$b = 17,8634.$$

### ISR-Funktion

Der ISR-Fit (siehe Abschnitt 6.4) wurde mit folgender Funktion erstellt:

$$g(p_T) = \frac{c}{(\exp(A \cdot p_T^2 + B \cdot p_T) + \frac{p_T}{C})^b} \quad (6.3)$$

Ein Fit dieser Funktion an das endgültige Spektrum liefert

$$c = 7976,44,$$

$$A = -0,0545655,$$

$$B = 0,991073,$$

$$C = 0,346458 \text{ und}$$

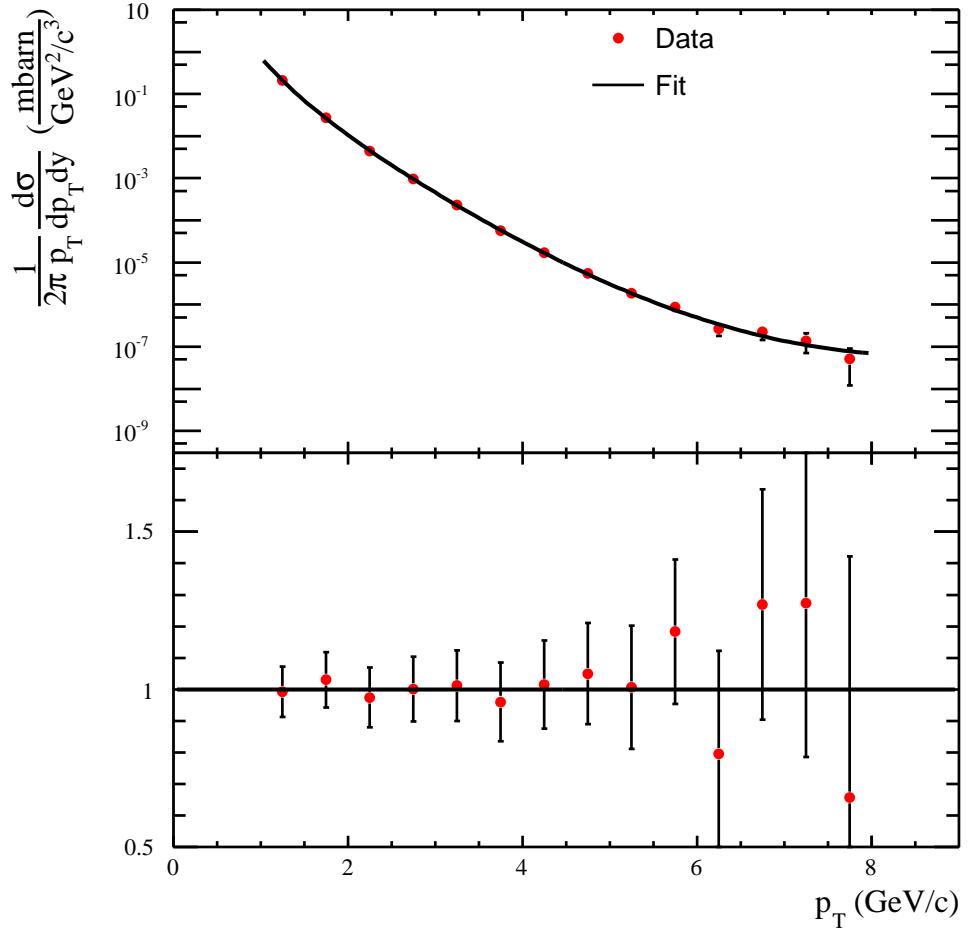
$$b = 5,51287.$$

Dies ist auch der in Abbildung 6.3 benutzte Fit.

## 6.4 Vergleich mit ISR

Der Verlauf des invarianten Wirkungsquerschnitts für die Produktion neutraler Pionen in Proton-Proton-Stößen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls wird seit den 1970-er Jahren untersucht. In mehreren Experimenten wurden verschiedene Verläufe ermittelt, einige Ergebnisse zeigt Abbildung 6.4.

Wie stark die einzelnen Daten tatsächlich voneinander abweichen, lässt sich nur auf einer linearen Skala sehen. Die Mittelwerte jedes  $p_T$ -Bereichs dieser Datensätze



**Abbildung 6.3:** Das endgültige Spektrum. Oben: Die Wirkungsquerschnitte. Unten: Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Datensätze zum gemeinsamen Wirkungsquerschnitt. Die Fehlerbalken sind die statistischen Fehler.

wurde in [d'E04] angefittet, dem „ISR“-Fit. Die einzelnen Datensätze geteilt durch diesen gemeinsamen Fit zeigt Abbildung 6.5.

Allgemein ist dieser Fit sehr umstritten. Auch ist er mit einer großen Unsicherheit behaftet, da die einzelnen Messergebnisse um mehr als einen Faktor 2 um diesen Fit streuen. Innerhalb eines  $\pm 25\%$ -Bereichs liegen  $2/3$  der Datenpunkte, so dass dies als Fehler des Fits angenommen wird. In Abbildung 6.6 werden die in dieser Analyse ermittelten Wirkungsquerschnitte mit dem ISR-Fit verglichen. Die ermittelten Daten bewegen sich zwischen dem 1,2-fachen und dem 2-fachen Wert des ISR und liegen somit im oberen Bereich der Verteilung aller früheren Analysen.

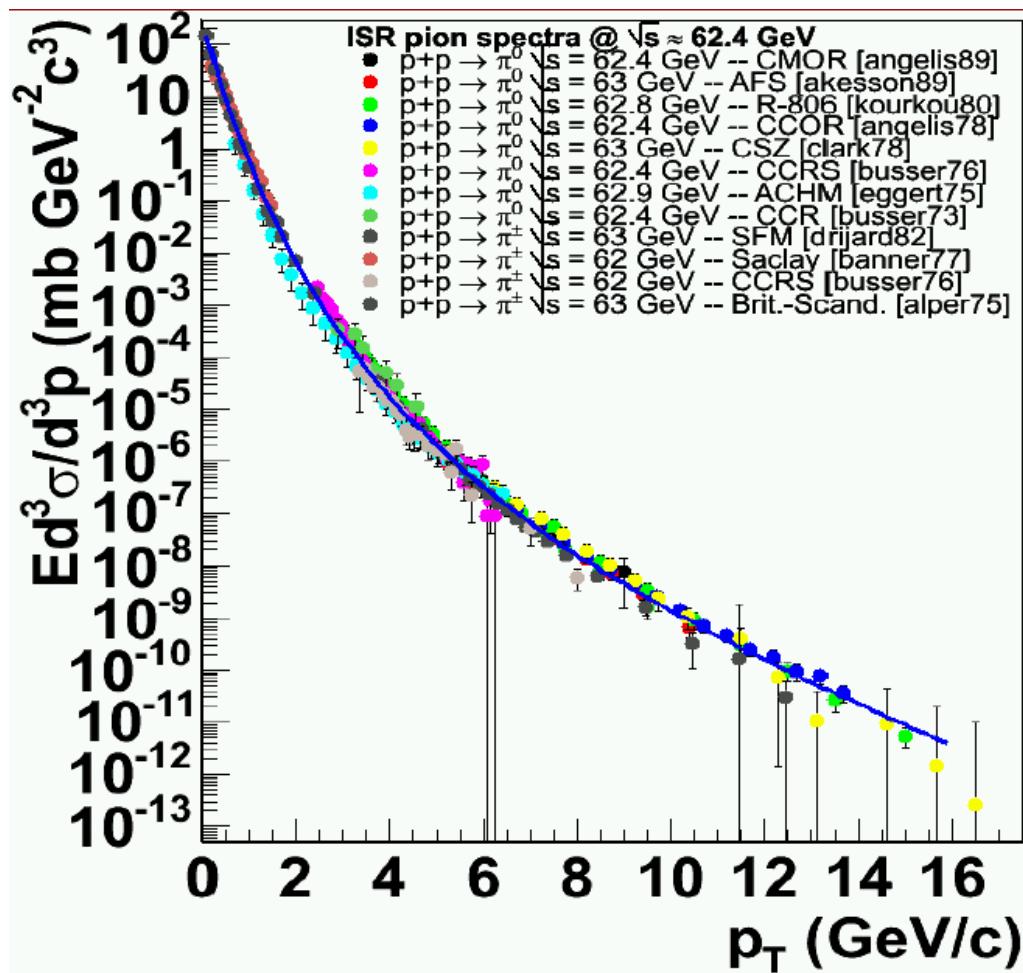


Abbildung 6.4: Verschiedene Datensätze

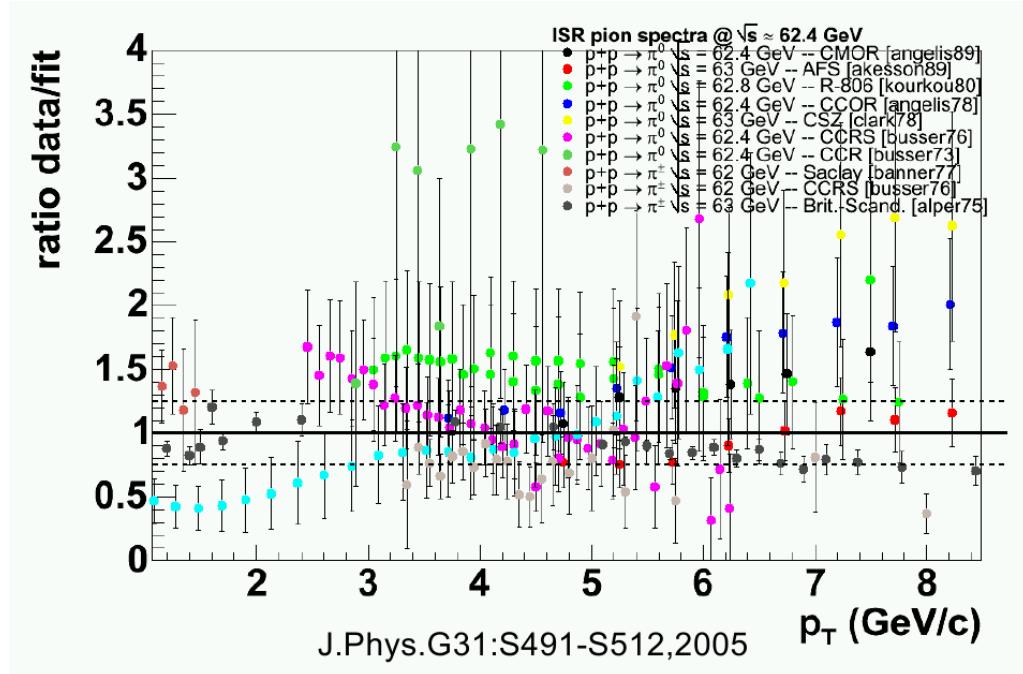


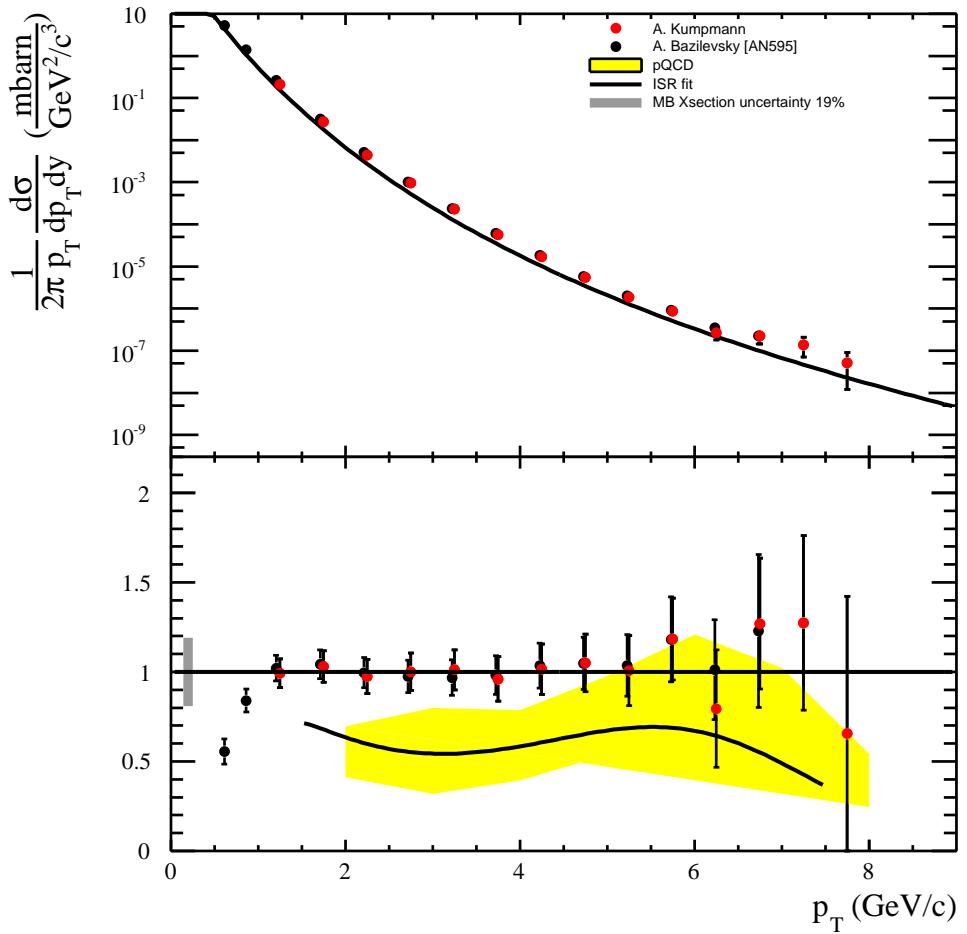
Abbildung 6.5: Die Datensätze geteilt durch den ISR-Fit

## 6.5 Vergleich mit pQCD-Rechnungen

Eine theoretische Berechnung der Wirkungsquerschnitte hängt wesentlichen von jeweils getroffenen Annahmen sowie dem benutzten Modell ab und ist dementsprechend mit großen Unsicherheiten behaftet. In [Arl07] wird eine Modellrechnung präsentiert, diese Ergebnisse sind in Abbildung 6.6 als gelber Bereich dargestellt. Die hier gewonnenen Daten liegen etwas über den errechneten Wirkungsquerschnitten. Eine Schwierigkeit für den direkten Vergleich stellt die schlechte Statistik im Bereich höherer Transversalimpulse im hier ausgewerteten Datensatz dar. Eine Aussage über das Verhältnis zwischen Datenwerten und pQCD-Rechnungen bei Transversalimpulsen  $p_T > 8 \text{ GeV}/c$  ist nicht möglich, auch wenn  $g(p_T)$  (vgl. 6.3) eine zunehmende Differenz andeutet.

## 6.6 Vergleich mit früheren Daten

In [Baz06] wurde derselbe PHENIX-Datensatz auf die Produktion neutraler Pionen hin untersucht, die Ergebnisse stehen ebenfalls in Abbildung 6.6. Die dortigen Daten konnten vollauf bestätigt werden, innerhalb der Fehlergrenzen stimmen beide Ergebnisse überein.



**Abbildung 6.6:** Vergleich mit dem ISR-Fit ([d'E04]) und einer unabhängigen Analyse ([Baz06]). Gelb markiert ist der in [Arl07] errechnete Bereich aus pQCD-Rechnungen. Alle Daten sind auf  $g(p_T)$  (vgl. 6.3) normiert.

# A. Anhang

## A.1 Run-Nummern

Folgende 107 Runsegmente gehen in diese Auswertung ein:

205249	205456	206138	206288
205250	205457	206140	206289
205251	205458	206141	206290
205252	205539	206142	206291
205253	205558	206143	206297
205254	205559	206144	206299
205296	205560	206145	206390
205297	205658	206158	206391
205298	205659	206164	206392
205365	205660	206183	206393
205382	205662	206184	206394
205401	205823	206186	206395
205405	205848	206187	206396
205414	205852	206188	206397
205415	205858	206189	206398
205416	205859	206190	206399
205417	205860	206191	206440
205418	205861	206192	206441
205419	205862	206193	206442
205431	206025	206194	206443
205432	206028	206233	206444
205441	206041	206277	206445
205442	206042	206278	206446
205443	206046	206279	206447
205444	206047	206280	206448
205445	206048	206283	206495
205455	206052	206287	

## A.2 Schlechte Module

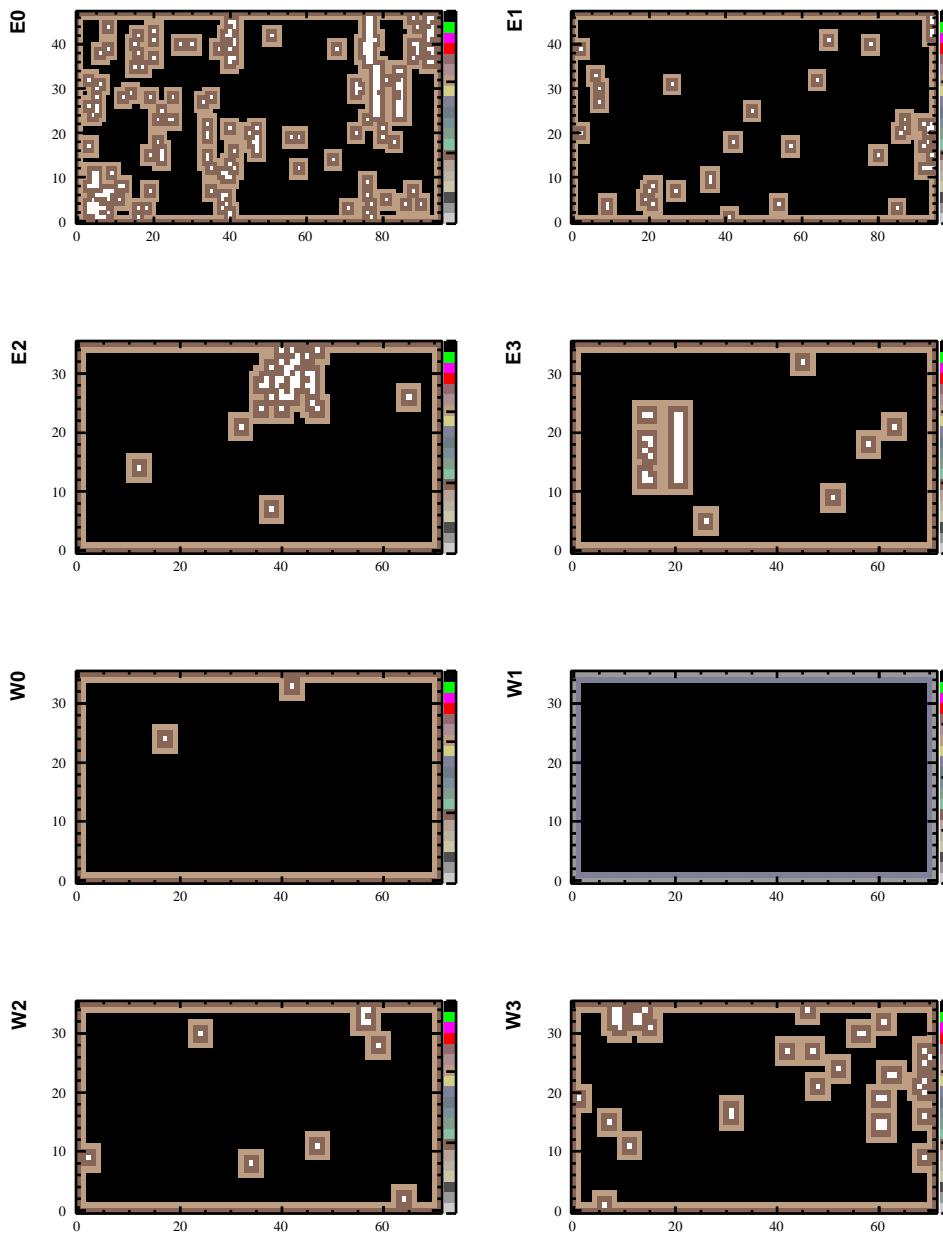
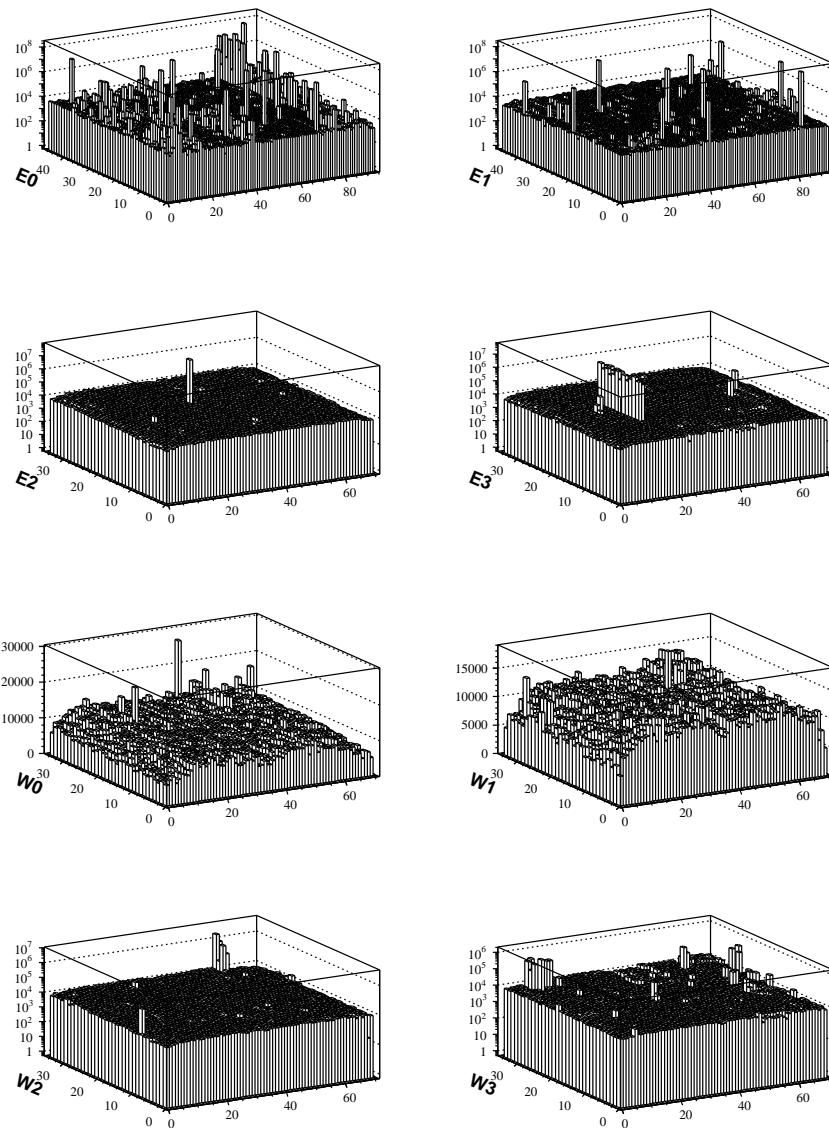
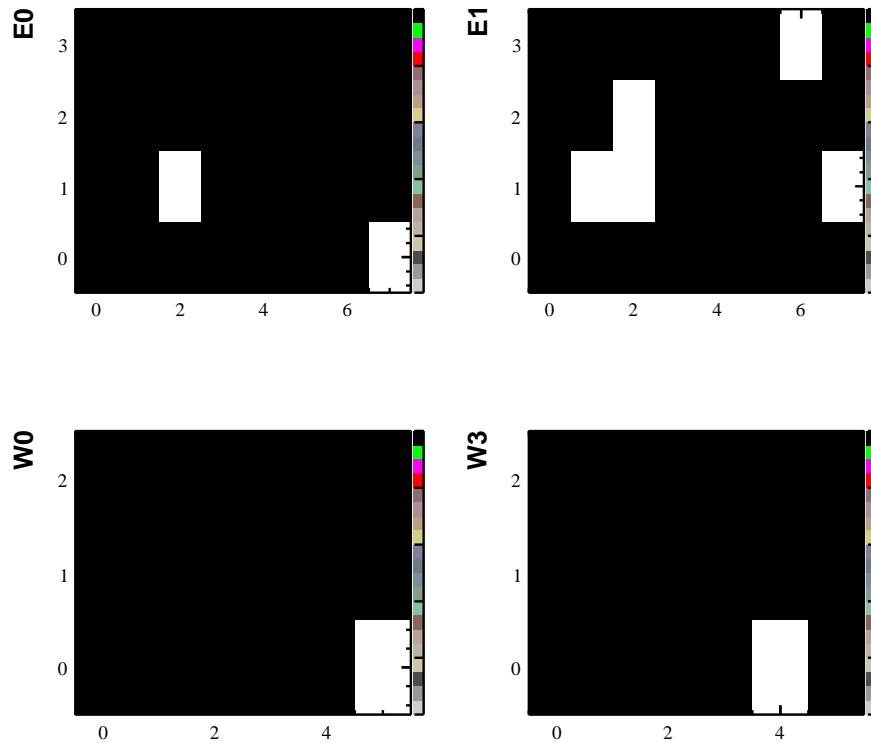


Abbildung A.1: Karten der schlechten Module.



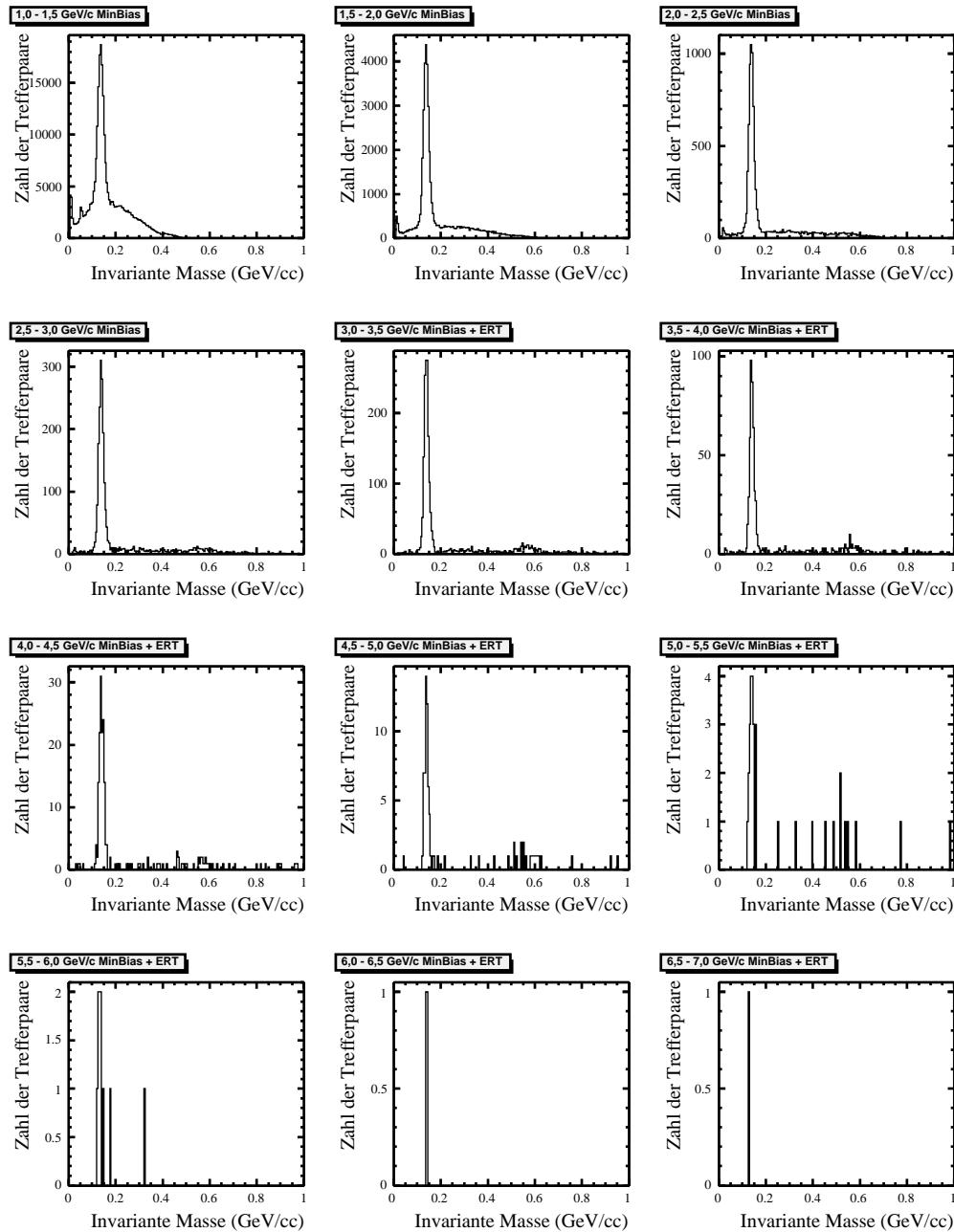
**Abbildung A.2:** Karten aller Treffer ohne BadModMap. Man beachte, dass - außer bei W0 und W1 - alle z-Achsen logarithmisch sind.

### A.3 Maskierte FEMs

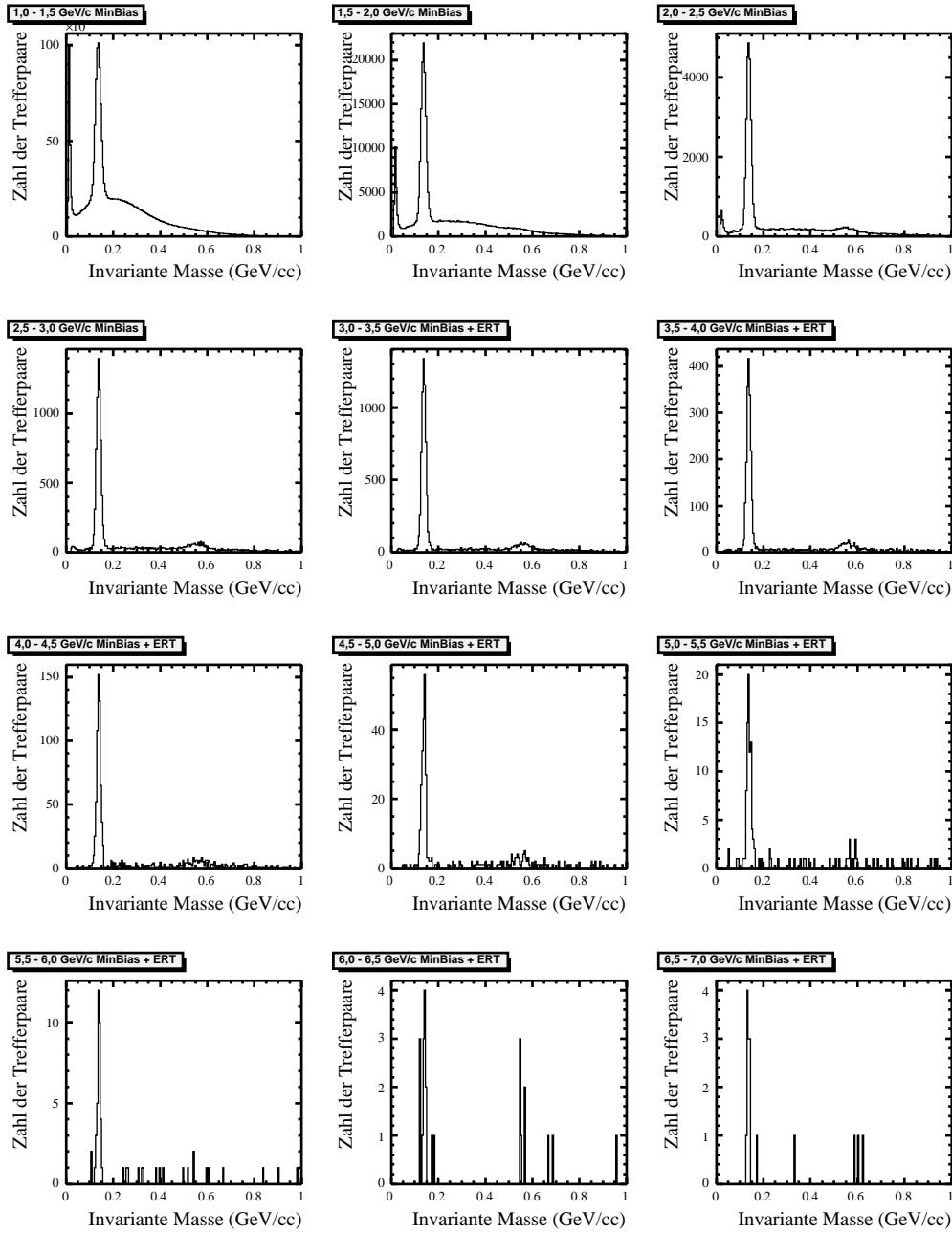


**Abbildung A.3:** Karten der maskierten Front-End-Module. In E2, E3, W1, W2 gibt es keine maskierten FEMs.

## A.4 Peaks



**Abbildung A.4:** Peaks im PbG1. Ab 3 GeV werden die ERT-Daten hinzugenommen.



**Abbildung A.5:** Peaks im PbSc. Auch hier werden ab 3 GeV die ERT-Daten hinzugenommen.

## A.5 Wirkungsquerschnitte

### A.5.1 Kombiniertes Spektrum

$p_T$	CrossSection (mbarn $\text{GeV}^{-2}\text{c}^3$ )	sysErr	statErr
1.25	2.086665e-01	8%	< 1%
1.75	2.706018e-02	9%	< 1%
2.25	4.462180e-03	9%	1%
2.75	9.600039e-04	10%	1%
3.25	2.288193e-04	11%	2%
3.75	5.638795e-05	12%	3%
4.25	1.698173e-05	13%	5%
4.75	5.534107e-06	14%	7%
5.25	1.872156e-06	15%	12%
5.75	8.785213e-07	16%	16%
6.25	2.697868e-07	17%	28%
6.75	2.271677e-07	18%	32%
7.25	1.392259e-07	27%	41%
7.75	5.092337e-08	29%	71%

**Tabelle A.1:** Wirkungsquerschnitte des endgültigen Spektrums mit systematischem und statistischem Fehler.

### A.5.2 Wirkungsquerschnitte in PbSc und PbGl

$p_T$	CrossSection (mbarn GeV $^{-2}c^3$ )	systErr	statErr
1.25	2.114918e-01	11%	< 1%
1.75	2.664368e-02	12%	< 1%
2.25	4.378037e-03	13%	1%
2.75	9.203826e-04	14%	1%
3.25	2.141553e-04	16%	1%
3.75	5.393731e-05	17%	2%
4.25	1.610271e-05	18%	4%
4.75	5.082764e-06	19%	7%
5.25	1.794910e-06	21%	12%
5.75	8.502331e-07	22%	16%
6.25	2.839374e-07	23%	28%
6.75	2.444872e-07	25%	30%
7.25	1.392259e-07	27%	41%
7.75	5.092337e-08	29%	71%

**Tabelle A.2:** Wirkungsquerschnitte mit systematischem und statistischem Fehler im PbSc.

$p_T$	CrossSection (mbarn GeV $^{-2}c^3$ )	sysErr	statErr
1.25	2.058468e-01	11%	< 1%
1.75	2.747623e-02	12%	1%
2.25	4.547395e-03	13%	1%
2.75	1.001200e-03	15%	3%
3.25	2.445237e-04	16%	3%
3.75	5.924496e-05	18%	5%
4.25	1.814050e-05	20%	9%
4.75	6.217980e-06	22%	14%
5.25	2.031264e-06	24%	25%
5.75	9.457094e-07	26%	33%
6.25	2.074811e-07	28%	71%
6.75	1.031892e-07	30%	100%

**Tabelle A.3:** Wirkungsquerschnitte mit systematischem und statistischem Fehler im PbGl.

### A.5.3 Wirkungsquerschnitte im MinimumBias- und ERT-Datensatz

$p_T$	CrossSection (mbarn $\text{GeV}^{-2}\text{c}^3$ )	sysErr	statErr
1.25	2.114918e-01	11%	< 1%
1.75	2.664368e-02	12%	< 1%
2.25	4.378037e-03	13%	1%
2.75	9.203826e-04	14%	1%
3.25	2.205316e-04	16%	1%
3.75	5.743889e-05	17%	2%
4.25	1.765756e-05	18%	4%
4.75	5.346468e-06	19%	7%
5.25	2.059653e-06	21%	12%
5.75	1.114476e-06	22%	16%
6.25	1.553616e-07	23%	28%
6.75	2.379332e-07	25%	30%
7.25	3.306123e-07	27%	41%
7.75	9.049801e-08	29%	71%

**Tabelle A.4:** Wirkungsquerschnitte mit systematischem und statistischem Fehler des Minbias-Datensatzes für das Bleiszintillator-Kalorimeter.

$p_T$	CrossSection (mbarn $\text{GeV}^{-2}\text{c}^3$ )	sysErr	statErr
3.25	2.125244e-04	16%	2%
3.75	5.286806e-05	17%	3%
4.25	1.553417e-05	19%	5%
4.75	4.983642e-06	21%	9%
5.25	1.668001e-06	23%	15%
5.75	7.172463e-07	25%	21%
6.25	3.345400e-07	26%	30%
6.75	2.474086e-07	28%	35%
7.25	6.453910e-08	31%	71%
7.75	3.539464e-08	34%	100%

**Tabelle A.5:** Wirkungsquerschnitte mit systematischem und statistischem Fehler des ERT-Datensatzes für das Bleiszintillator-Kalorimeter.

$p_T$	CrossSection (mbarn GeV $^{-2}c^3$ )	sysErr	statErr
1.25	2.058468e-01	11%	< 1%
1.75	2.747623e-02	12%	1%
2.25	4.547395e-03	13%	1%
2.75	1.001200e-03	15%	3%
3.25	2.191653e-04	16%	3%
3.75	5.115601e-05	18%	5%
4.25	1.975717e-05	20%	9%
4.75	7.250915e-06	22%	14%
5.25	3.457165e-06	24%	25%
5.75	6.717233e-07	26%	33%
6.75	3.307964e-07	30%	100%

**Tabelle A.6:** Wirkungsquerschnitte mit systematischem und statistischem Fehler des Minbias–Datensatzes für das Bleiglas-Kalorimeter.

$p_T$	CrossSection (mbarn GeV $^{-2}c^3$ )	sysErr	statErr
3.25	2.522970e-04	15%	03%
3.75	6.315062e-05	17%	06%
4.25	1.739481e-05	18%	10%
4.75	5.735342e-06	20%	17%
5.25	1.481551e-06	23%	35%
5.75	1.074208e-06	25%	38%
6.25	3.025638e-07	27%	71%

**Tabelle A.7:** Wirkungsquerschnitte mit systematischem und statistischem Fehler des ERT–Datensatzes für das Bleiglas-Kalorimeter.

# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>03a] K. Adcox et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 469.
- [A<sup>+</sup>03b] K. Adcox et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 489.
- [A<sup>+</sup>03c] M. Aizawa et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 508.
- [A<sup>+</sup>03d] H. Akikawa et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 537.
- [A<sup>+</sup>03e] M. Allen et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 549.
- [A<sup>+</sup>03f] L. Aphecetche et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 521.
- [Arl07] F. Arleo. *Quenching of photon and pion spectra at intermediate RHIC energy*, 2007.
- [Baz06] A. Bazilevsky.  *$\pi^0$  cross section at mid-rapidity in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 62$  GeV*, 2006. AN595.
- [Ben06] R. Bennett. *Vernier Scan Run 6 results*, 2006.
- [BKea99] A. Bazilevsky, V. I. Kochetkov und V. K. S. et al. *Instrum. Exp. Tech.* **42** (1999) 167.
- [Blu98] C. Blume. *Produktion Neutraler Mesonen in heisser hadronischer Materie*. Dissertation, 1998.
- [d'E04] D. d'Enterria. *Nucleon-nucleon reference  $p_t$  distribution for inclusive  $\pi^0$  production in Au+au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  GeV*, 2004. AN291.
- [d'E06] D. d'Enterria. *private Mitteilungen*, 2006.
- [GM64] M. Gell-Mann. *Physics Letters B Bd.8, 214* .
- [Hie05] H. Hiejima. *photon conversion study for  $\pi^0$  and  $\eta$  in Run-3*, 2005. AN388.

- [HM96] J. W. Harris und B. Müller. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci* **46** (1996) 71.
- [Kar02] F. Karsch. *Lattice QCD at High Temperature and Density*, 2002.
- [Kar07] F. Karsch. *Transition temperature in QCD with physical light and strange quark masses*, 2007.
- [KB00] C. Klein-Bösing. *Simulation der Detektoreigenschaften des Bleiglaskalorimeters in den Experimenten WA98 und PHENIX*. Diplomarbeit, 2000.
- [KB04] C. Klein-Bösing. *Production of Neutral Pions and Direct Photons in Ultra-Relativistic Au + Au Collisions*. Dissertation, 2004.
- [KL07] F. Karsch und E. Laermann. *Thermodynamics and in-medium hadron properties from lattice-QCD*, 2007.
- [PDG06] *PARTICLE PHYSICS BOOKLET*. Particle Data Group, 2006.
- [PHE] *Öffentlicher Internetauftritt der PHENIX-Kollaboration*. <http://www.phenix.bnl.gov>.
- [Pin] C. Pinkenburg. *Fun4All - Where The Fun Always Shines*. Präsentation.
- [Ram07] M. Rammler. *Produktion von neutralen Pionen in ultrarelativistischen p+Pb- und p+C-Kollisionen (to be submitted)*. Diplomarbeit, 2007.
- [Rey06] K. Reygers. *Ultrarelativistische Schwerionenphysik - Quarks, Gluonen und Quark-Gluon-Plasma*. Vorlesung, 2006.
- [RKBA<sup>+</sup>03] K. Reygers, C. Klein-Bösing, T. Awes et al. *Measurement of Neutral Pions in  $\sqrt{s} = 200$  GeV p+p-Collisions with the PbGl Calorimeter*, 2003. AN175.
- [Son05] D. Son. *Liquid universe hints at strings*. <http://physicsworld.com>, 2005.

# Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele Leute beigetragen, denen ich an dieser Stelle danken möchte.

Im Institut für Kernphysik habe ich hervorragende Arbeitsbedingungen erlebt. Herrn Prof. Dr. Johannes P. Wessels und der ganzen Arbeitsgruppe einen herzlichen Dank dafür.

Bedanken möchte ich mich bei vielen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, die in jahrelanger Arbeit Analyseskripte erstellt und sie mir zur Verfügung gestellt haben. Ohne die exzellente Vorarbeit wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Ein ganz besonderer Dank gilt Dr. Christian Klein-Bösing und PD Dr. Klaus Reygers, die mir unermüdlich meine vielen Fragen beantwortet und mich in meiner Arbeit stets unterstützt haben.

Für eine Durchsicht der Arbeit und viele nützliche Hinweise dazu bedanke ich mich bei Dr. Christian Klein-Bösing, PD Dr. Klaus Reygers, Baldo Sahlmüller, Melanie Klein-Bösing, Christoph Baumann, Alexander Wilk, Markus Rammler und Robert Lüchtenborg.

Ein herzlicher Dank gilt Robert Lüchtenborg, mit dem ich viele fruchtbare Diskussionen führen konnte. Mit ihm ein Büro zu teilen war mir eine Freude.

Ich bedanke mich bei den vielen Kommilitonen, die mich während des Studiums begleitet haben, und bei meinen Eltern, die mir mein Studium erst ermöglicht haben.



## **Eigenständigkeitserklärung**

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

Münster, 6. August 2007

**Ansgar Kumpmann**





