Henner Büsching

Azimutale Photonen-Korrelationen in ultrarelativistischen p+A-, Pb+Pb- und Au+Au-Reaktionen

— 2002 —

Experimentelle Physik

Azimutale Photonen-Korrelationen in ultrarelativistischen p+A-, Pb+Pb- und Au+Au-Reaktionen

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

vorgelegt von
Henner Büsching
aus Bad Oeynhausen

— 2002 —

Dekan:	Prof. Dr. J. Pollmann
Erster Gutachter:	Prof. Dr. R. Santo
Zweiter Gutachter:	Priv.Doz.Dr. Thomas Peitzmann
Tag der mündlichen Prüfung:	10., 12. und 16.7.2002
Tag der Promotion:	16.7.2002

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung 5

2 Grundlagen 7
- 2.1 Quarks, Gluonen und das Quark-Gluon-Plasma . . . 7
- 2.2 Ultrarelativistische Schwerionenstöße . . . 10
  - 2.2.1 Ablauf einer Schwerionenreaktion . . . 10
  - 2.2.2 Die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma . . . 11
  - 2.2.3 Signale eines Quark-Gluon-Plasmas . . . 12
- 2.3 Jets und Jetquenching . . . 15
- 2.4 Kollektive Effekte . . . 22
  - 2.4.1 Radialer Fluß . . . 23
  - 2.4.2 Azimutal anisotroper Fluß . . . 23
- 2.5 Modelle für ultrarelativistische Kernreaktionen . . . 27

3 Das WA98-Experiment 31
- 3.1 Das SPS-Programm am CERN . . . 31
- 3.2 Aufbau des Experiments . . . 32
  - 3.2.1 Die Kalorimeter . . . 33
  - 3.2.2 Spektrometrie geladener Teilchen . . . 35
  - 3.2.3 Multiplizitätsmessung . . . 36
  - 3.2.4 Der Plastic-Ball-Detektor . . . 38
  - 3.2.5 Das Photonspektrometer LEDA . . . 39
  - 3.2.6 Der Trigger . . . 42

4 Analyse der WA98-Daten 45
- 4.1 Zentralitätsbestimmung . . . 45

4.2 Analyse der LEDA-Daten . . . 45
4.2.1 Kalibration und Korrekturen . . . 46
4.2.2 Clusteranalyse und Identifizierung von Photonen . . . 47
4.3 Analyse der Plastic-Ball-Daten . . . 49
4.4 Azimutalwinkelverteilungen . . . 50
4.5 Anpassung der Triggerbereiche . . . 52
4.5.1 Trigger in Pb+Pb . . . 52
4.5.2 Trigger in p+A . . . 55
4.6 Das Eventmixing . . . 59
4.6.1 Eventmixing in Pb+Pb . . . 59
4.6.2 Eventmixing in p+A . . . 61
4.7 Simulationen . . . 65

5 Azimutale Korrelationen in p+A-Reaktionen 67
5.1 Resonanzen . . . 69
5.2 Anpassung des Untergrunds . . . 71
5.2.1 Anpassung im $\Delta\phi$-Bild . . . 71
5.2.2 Übergang zur invarianten Masse . . . 72
5.2.3 Korrekturen . . . 76
5.3 Korrelationen in p+C und p+Pb . . . 79
5.4 Diskussion . . . 82
5.4.1 Vergleich mit Ereignisgeneratoren . . . 86

6 Azimutale Korrelationen in Pb+Pb-Reaktionen 93
6.1 Flußanalyse . . . 94
6.1.1 Klassische Analyse . . . 94
6.1.2 2-Teilchen-Korrelationen . . . 96
6.1.3 Exzentrizität . . . 101
6.1.4 Systematische Unsicherheiten . . . 104
6.2 Back-to-back-Effekte . . . 107
6.2.1 ν_2 in unterschiedlichen Phasenraumbereichen . . . 108
6.2.2 Entkopplung von Fluß- und BtB-Effekten . . . 112
6.3 Korrelationen relativ zur Reaktionsebene . . . 117
6.3.1 Bestimmung der Reaktionsebene . . . 117

6.3.2 Orientierung des Flusses . . . 120
6.3.3 Einfluß der Reaktionsebenenauflösung . . . 122
6.3.4 Back-to-Back-Effekte . . . 126

7 Das PHENIX-Experiment 127
7.1 Der RHIC-Beschleuniger . . . 127
7.1.1 Die Strahlerzeugung . . . 127
7.1.2 Die Experimente . . . 129
7.2 Aufbau des PHENIX-Experiments . . . 130
7.2.1 Die zentralen Arme . . . 130
7.2.2 Die inneren Detektoren und der ZDC . . . 133
7.2.3 Die Myonarme . . . 135
7.2.4 Das EmCal . . . 136
7.3 Die Strahlzeit 2000 . . . 141

8 Analyse der PHENIX-Daten 143
8.1 Auswahl der Ereignisse . . . 143
8.2 Zentralitätsbestimmung . . . 144
8.3 Analyse der EmCal-Daten . . . 146
8.3.1 Die Teststrahlzeit 1998 . . . 147
8.3.2 Verarbeitung der ADC-Signale . . . 148
8.3.3 Kalibration der Module . . . 152
8.3.4 Clusteranalyse und Identifizierung von Photonen . . . 160
8.3.5 Auffällige Module . . . 164
8.4 Realisierung der Analyse . . . 167
8.5 Azimutalwinkelverteilungen . . . 168
8.6 Eventmixing . . . 169

9 Azimutale Korrelationen in Au+Au-Reaktionen 171
9.1 Abhängigkeiten von der Zentralität . . . 176
9.2 Strengere Paarselektion . . . 180
9.3 Diskussion . . . 181

10 Zusammenfassung 187

A Kinematische Variablen 191

B Zentralitätsklassen WA98 193

C Zentralitätsklassen PHENIX 195

D Ergebnisse der Glauberrechnung 197

Literaturverzeichnis 200

Danksagung 211

1. Einleitung

> At a special seminar on 10 February, spokespersons from the experiments on CERN's Heavy Ion programme presented compelling evidence for the existence of a new state of matter in which quarks, instead of being bound up into more complex particles such as protons and neutrons, are liberated to roam freely [Cer01].

Mit diesen Worten beginnt eine Presseerklärung des CERN vom 10. Februar 2001, die ein vorläufiges Fazit des Schwerionenprogramms am CERN in Genf zog. Man glaubt, den Nachweis für die Existenz eines neuen Materiezustands - das Quark-Gluon-Plasma - gefunden zu haben.

In diesem Zustand sind Quarks und Gluonen nicht länger in Hadronen eingeschlossen, sondern können sich frei in einem größeren Gebiet, eben dem Plasma, bewegen. Nach dem Standardmodell der Entstehung unseres Universums befand sich die gesamte stark wechselwirkende Materie, aus der unsere Welt besteht, einige Mikrosekunden nach dem Urknall in diesem Zustand. Um das grundlegende Verständnis der Eigenschaften der Materie zu erweitern und bisher ungelöste astrophysikalische Fragestellungen zu beantworten, hat man Mitte der 80er Jahre des letzten Jahrhunderts mit Versuchen begonnen, ein Quark-Gluon-Plasma durch hochenergetische Kernreaktionen im Labor zu erzeugen.

Nach einer Reihe von Experimenten in den USA und Europa, die das Verständnis der physikalischen Prozesse in diesen hochenergetischen Kernreaktionen immer weiter vorangetrieben haben, ist es seit 1994 am CERN möglich, Bleikerne auf 158 GeV pro Nukleon zu beschleunigen. Dabei wurde in einigen Kollisionen der Atomkerne Kernmaterie mit so hoher Temperatur und Dichte erzeugt, daß die Auswertung der Meßdaten nahelegt, daß man wirklich ein Quark-Gluon-Plasma erzeugen konnte.

Um nun die physikalischen Eigenschaften dieses Plasmas besser untersuchen zu können, hat man im Jahr 2000 am BNL begonnen, Goldkerne bei noch höheren Energien, bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 130$ GeV pro Nukleonpaar, kollidieren zu lassen.

In dieser Arbeit werden Ergebnisse aus Experimenten an beiden Beschleunigern vorgestellt. Im Mittelpunkt der Arbeit steht die Untersuchung von Azimutalwinkelverteilungen von Photonen für $p + A$- und $Pb + Pb$-Kollisionen am CERN und für $Au + Au$-Kollisionen am BNL.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Abschnitt 2 gibt grundlegende Informationen über Schwerionenkollisionen, das Quark-Gluon-Plasma und die damit verbundenen Effekte in Azimutalwinkelkorrelationen. Abschnitt 3 stellt das WA98-Experiment am CERN vor; die Auswertung der Daten dieses Experiments wird in Abschnitt 4 beschrieben. Die Ergebnisse der Analyse für $p + A$-Kollisionen werden in Abschnitt 5 und die Ergebnisse für $Pb + Pb$-Kollisionen in Abschnitt 6 diskutiert.

Der zweite Teil der Arbeit widmet sich der Analyse der $Au + Au$-Kollisionen im PHENIX-Experiment. Nach einer kurzen Vorstellung des Experiments in Abschnitt 7 wird die Auswertung der Daten dieses Experiments in Abschnitt 8 beschrieben. Abschnitt 9 zeigt schließlich die Ergebnisse dieser Analyse.

2. Grundlagen

2.1 Quarks, Gluonen und das Quark-Gluon-Plasma

Das Standardmodell der Elementarteilchen hat sich als eine sehr zuverlässige Theorie erwiesen, um die elementaren Teilchen und ihre Wechselwirkung zu beschreiben. Nach heutiger Sicht der Dinge besteht die Materie aus drei unterschiedlichen elementaren Teilchenarten: Leptonen, Quarks und den Austauschteilchen der Kräfte. Es gibt sechs Quarks (*up, down, strange, charm, bottom, top*), genau soviele Leptonen (Elektron, Muon, Tau und jeweils ein Neutrino zu diesen dreien) und vier Typen von Austauschteilchen, den Bosonen (Gluon, Photon, Z/W, und das Graviton). Jedes Austauschteilchen ist einer anderen Wechselwirkung zugeordnet, in der Reihenfolge abnehmender Kraftstärke gilt: Die starke Wechselwirkung wird durch Gluonen vermittelt, die elektromagnetische Wechselwirkung durch das Photon, die schwache Kraft durch Z und W, und die Gravitation wird schließlich durch Gravitonaustausch bewirkt. Zu jedem Quark und Lepton gibt es ein Anti-Teilchen.

In Analogie zur elektrischen Ladung in der elektromagnetischen Wechselwirkung trägt jedes Quark eine von drei Farbladungen. Allerdings kann man diese Farbladungen bei "natürlichen" Teilchen nicht beobachten. Man hat durch Streuexperimente festgestellt, daß Quarks in farblosen Drei-Quark-Zuständen, den Baryonen, und Quark-Anti-Quark-Zuständen, den Mesonen, gebunden sind ("*Confinement*"). Die leichtesten Mesonen sind die Pionen, die leichtesten Baryonen sind Proton und Neutron. Baryonen und Mesonen werden zusammen als Hadronen bezeichnet.

Das Verständnis und die Untersuchung der Eigenschaften der starken Wechselwirkung und der sie beschreibenden Theorie, der Quanten-Chromo-Dynamik (QCD), ist heute eines der Hauptziele der Hochenergie-Teilchen- und Kernphysik.

In der QCD richtet sich die Stärke der starken Wechselwirkung nach der Entfernung zwischen den beteiligten Quarks oder, gleichberechtigt, nach dem Impulsübertrag. Versucht man, Quarks voneinander zu trennen, so wächst das Potential zwischen den Quarks an. Das Farbfeld zwischen den Teilchen nimmt durch die Wechselwirkung der Gluonen untereinander eine schlauchähnliche Form an. Da die Quarks dadurch wie durch ein Gummiband verbunden sind, bezeichnet man das Farbfeld auch als *String*. Werden die Quarks getrennt, so reißt der String, und es entstehen unter Bildung eines Quark-Antiquark-Paares zwei neue Strings. Auf diese

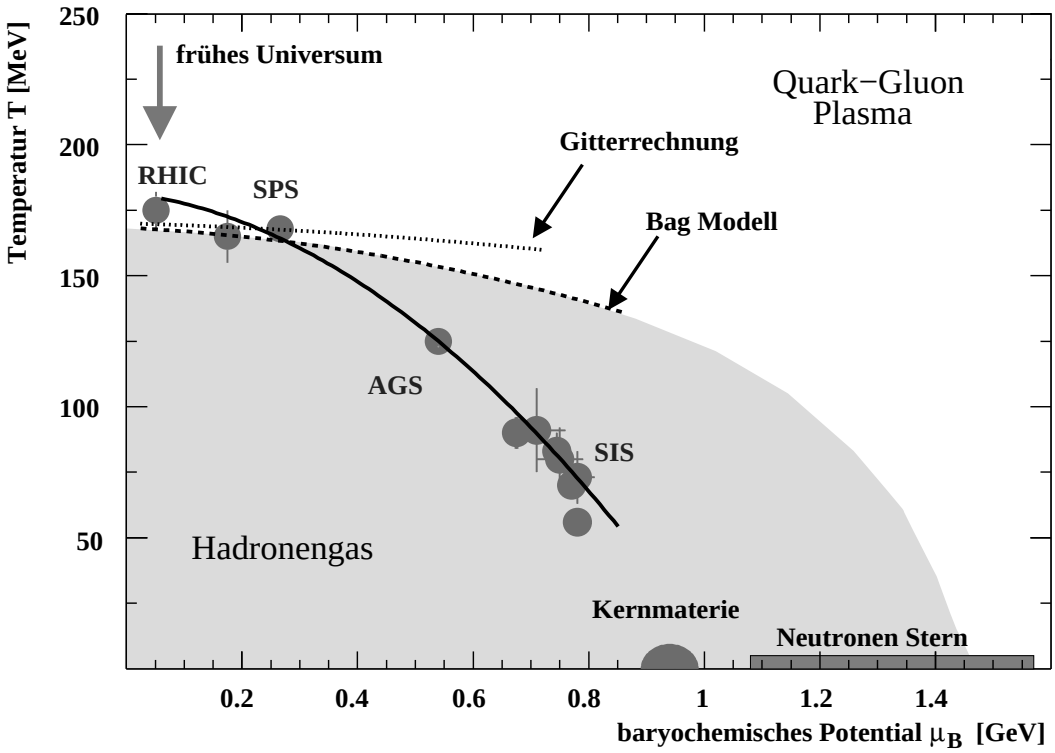

Abbildung 2.1: Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie. Eingezeichnet sind die Phasengrenze zwischen Hadronengas und QGP, sowie die Parameter des hadrochemischen Ausfrierens der Teilchen bei unterschiedlichen Energien (Nach [Cle98, Bra01]).

Weise erhält man also keine freien Quarks, sondern neue Hadronen. In den sogenannten Stringmodellen (Abschnitt 2.5) wird diese Theorie zur Beschreibung der Teilchenproduktion in Kern-Kern-Reaktionen umgesetzt.

Die QCD sagt voraus, daß die Stärke der Wechselwirkung kleiner wird, wenn der Abstand zwischen den Quarks kleiner wird. Diese Eigenschaft der QCD wird als asymptotische Freiheit bezeichnet. Für die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung gilt näherungsweise [Per87]:

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2 \cdot N_f) \cdot \ln(q^2/\Lambda^2)}. \tag{2.1}$$

N_f bezeichnet die Anzahl der unterschiedlichen Quarksorten und Λ den freien Skalenparameter der QCD, der experimentell bestimmt werden muß. α_s ist also keine Konstante, sondern hängt vom Viererimpulsübertrag q^2 ab. Es hat sich gezeigt, daß man mit störungstheoretischen Rechnungen experimentelle Befunde bei Strahlenergien im TeV-Bereich bemerkenswert gut bestätigen kann.

Der Bereich kleiner Impulsüberträge läßt sich störungstheoretisch nicht beschreiben, quantitative Aussagen der QCD lassen sich in diesem Fall nur mit numerischen Modellrechnungen auf dem Raum-Zeit-Gitter treffen [Wil74]. Ein richtungsweisendes Ergebnis dieser theoretischen Berechnungen war die Vorhersage, daß die Quark-Materie mit steigender kinetischer Energie oder Temperatur einen Übergang in eine andere Phase vollzieht. Andere Modelle sagen, davon ausgehend, ein ähnliches Verhalten auch für einen Anstieg der Dichte der Quarks und Gluonen voraus. Quarks und Gluonen, die in normaler Materie in den Hadronen gebunden sind, können sich quasi-frei in einem sehr viel größeren Raumvolumen bewegen. Diese neue Zustandsform der Materie zeichnet sich durch eine große Zahl von Freiheitsgraden der Quarks und Gluonen aus und wird allgemein als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnet.

Abbildung 2.1 zeigt in einem Phasendiagramm hadronischer Materie die Temperatur T als Funktion des baryochemischen Potentials μ_B. μ_B ist ein Maß für die Baryonendichte des Systems[1]. Der Zustand normaler Kernmaterie ist eingezeichnet. Bei niedrigen Temperaturen und kleinem μ_B liegt ein Hadronengas vor. Als Phasengrenze zwischen Hadronengas und einem QGP ist das Ergebnis einer Gitterrechnung für $\mu_B = 0$ angegeben; die Rechnung liefert eine kritische Temperatur T_c von $T_c \approx 170$ MeV. Gitterrechnungen können nur für Systeme ohne Nettobaryonenüberschuß durchgeführt werden, zu höheren Werten des baryochemischen Potentials wird T_c durch ein einfaches *Bag-Modell* extrapoliert [Bra01]. Beide Rechnungen gehen davon aus, daß eine ausreichend große Menge an Kernmaterie vorliegt, um Thermodynamik betreiben zu können. Ferner muß die Lebensdauer des Systems ausreichen, um ein thermisches Gleichgewicht zu erreichen.

Die Abbildung zeigt schließlich zwei natürliche Szenarien, in denen ein QGP vermutet wird. Die Kosmologie geht davon aus, daß das frühe Universum kurz nach dem Urknall bei sehr kleiner Dichte und hohen Temperaturen eine Entwicklung von einem QGP zu einem Hadronengas genommen hat; und in der Astrophysik wird angenommen, daß im Innern von Neutronensternen bei sehr kleinen Temperaturen, aber hoher Dichte ein QGP existiert. Für sehr hohe Werte des baryochemischen Potentials und kleine Temperaturen wird die Entstehung eines weiteren Zustands diskutiert, in dem sich neuartige Quark-Quark-Paare bilden. Dieses Phänomen wird in Anlehnung an ähnliche Effekte in der QED als Farb-Supraleitung bezeichnet [Pis99].

[1] Unter Annahme eines großkanonischen Ensembles läßt sich die Teilchendichte ρ durch das chemische Potential ausdrücken $\rho(\mu)$. Das baryochemische Potential beschreibt den Nettoüberschuß der Baryonen, für $\mu_B = 0$ gibt es die gleiche Zahl Quarks und Antiquarks. Die Phasengrenze zwischen Hadronengas und QGP ist als Funktion der Baryonendichte nicht scharf definiert, da sie sich während des Phasenübergangs ändert.

Die QCD-Rechnungen sagen außerdem voraus, daß die Helizität der Quarks in begrenzten Bereichen eines QGP wieder erhalten ist bzw. daß die chirale Symmetrie der QCD wiederhergestellt wird. Das bedeutet, daß links- und rechtshändige Quarks bezüglich der starken Wechselwirkung unabhängig voneinander sind. Diese Symmetrieeigenschaft der QCD-Lagrangedichte ist in normaler Kernmaterie gebrochen [Koc97]. Man spricht von einer spontanen Symmetriebrechung, weil ohne externes Einwirken die wahre Symmetrie des Systems durch die willkürliche Auswahl eines bestimmten asymmetrischen Grundzustands verborgen ist [Gri96]. Zusätzlich ist die Symmetrieeigenschaft der QCD-Lagrangedichte noch explizit durch die Quarkmassen gebrochen.

2.2 Ultrarelativistische Schwerionenstöße

Durch Kollision schwerer Ionen hofft man, im Labor eine so hohe Energiedichte zu erzeugen, daß ein QGP erzeugt wird, so daß man die thermodynamische Zustandsgleichung der Materie unter extremen Bedingungen untersuchen kann. Die Quarks und Gluonen könnten sich dann im Feuerball der Kollision frei bewegen. Ein eindeutiger Nachweis der Entstehung eines QGP in hochenergetischen Schwerionenreaktionen ist allerdings nicht einfach, da der Plasmazustand nur eine sehr flüchtige Existenz hätte. Durch das *Confinement* können die quasi-freien Quarks und Gluonen der Kollisionszone nicht entkommen. Um sie zu verlassen, müssen sie zu farbneutralen Hadronen kombinieren, die dann von Experimenten gemessen werden. Allerdings verwandelt sich der Feuerball immer in ein System von Hadronen, ganz unabhängig davon, ob sich zu Anfang der Reaktion ein QGP gebildet hat oder nicht. Bei einer zentralen $Pb+Pb$-Kollision am CERN[2]-SPS[3] entstehen etwa 1600 Teilchen [Bac99], 99 % davon sind Hadronen. Der Nachweis eines QGP im Anfangszustand der Reaktion kann somit nur durch eine Analyse der Teilchen im Endzustand und den Vergleich mit theoretischen Vorhersagen unter der Annahme der Ausbildung eines QGP erfolgen. Eine Auswahl der Signaturen zum Nachweis eines QGP findet sich in Abschnitt 2.2.3.

2.2.1 Ablauf einer Schwerionenreaktion

Die Wellennatur der Nukleonen kann in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen vernachlässigt werden, so daß bereits einfache geometrische Überlegungen eine Be-

[2] **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire
[3] **S**uper **P**roton **S**ynchrotron

schreibung der Reaktion erlauben. Die Atomkerne sind in diesem Bild nur eine Ansammlung von Nukleonen, die unter einem Stoßparameter b aufeinanderzufliegen. Man unterscheidet zwischen den an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen, den *Participants*, und den anderen, nur zuschauenden Nukleonen, den *Spectators*, die unbeeinflußt von der Kollision weiterfliegen. Mit diesem einfachen *Participant-Spectator*-Modell lassen sich bereits viele globale Eigenschaften der Reaktion erklären [Gos77]. In Abschnitt 2.4.2 werden anhand dieses Modells beispielsweise kollektive Flußeffekte der Teilchen verdeutlicht.

Die Zeitentwicklung der Schwerionenkollisionen kann in einzelne Abschnitte aufgeteilt werden. In dieser Darstellung soll dabei von der Entstehung eines QGP in der Reaktion ausgegangen werden. In der frühen Phase der Kollision stoßen sich die Partonen der Kerne, die Materie wird komprimiert und erwärmt sich. Der Druck wächst und in dieser Phase sehr hoher Temperatur und sehr hohen Drucks erreicht das System thermodynamisches Gleichgewicht, es equilibriert, und kann sich in ein Quark-Gluon-Plasma umwandeln ($\epsilon = 3 - 4\,\mathrm{GeV/fm^3}$, $T = 240$ MeV). Dann expandiert das System und kühlt sich ab. Falls es zur Erzeugung eines QGP gekommen ist, wird die Materie wieder die Phasengrenze durchqueren. Die Quarks, die sich, verglichen mit der Dimension von Hadronen, über einen großen Raumbereich ausgedehnt haben, werden sich zu neuen Hadronen zusammenschließen ($\epsilon = 1\,\mathrm{GeV/fm^3}$, $T = 170$ MeV). Mit weiterer Ausdehnung des Systems ($\epsilon = 50\,\mathrm{MeV/fm^3}$, $T = 100 - 120$ MeV) stellen die Hadronen jegliche Wechselwirkung mit dem System ein, sie frieren aus (*freeze-out*).

2.2.2 Die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma

Im Laufe der Jahre konnte man in Experimenten die Energiedichte und die Größe des Reaktionsvolumens immer weiter steigern. Die experimentellen Parameter, mit denen man die Eigenschaften des Systems ändern kann, sind die Strahlenergie, die Ionengröße sowie die Zentralität der Reaktion. Tabelle 2.1 gibt einen historischen Überblick über die bei der Untersuchung hochenergetischer Schwerionenreaktionen eingesetzten Beschleuniger, die jeweiligen Strahlteilchen sowie die höchste zur Verfügung stehende Energie. Der RHIC[4]-Beschleuniger am BNL[5] ist der erste Schwerionen-*Collider*; bei allen bisherigen Experimenten wurde der Teilchenstrahl auf ein ruhendes *Target* gelenkt (*fixed target*). Zusätzlich zu den angegebenen Reaktionssystemen wurden häufig noch andere Ionensorten bei geringerer Strahlenergie eingesetzt, um Abhängigkeiten von der Systemgröße besser untersuchen zu können.

[4] **R**elativistiv **H**eavy **I**on **C**ollider
[5] **B**rookhaven **N**ational **L**aboratory

Beschleuniger	Labor	Strahl	Energie $\sqrt{s}$ [GeV]	Verfügbarkeit
BEVALAC	LBL	^{197}Au	0.7	1982
SIS	GSI	^{197}Au	1.9	1990
AGS	BNL	^{16}O,^{28}Si	5.4	1986
		^{197}Au	4.9	1992
SPS	CERN	^{16}O,^{32}S	19.4	1986
		^{208}Pb	17.3	1994
RHIC	BNL	^{197}Au	130	2000
		^{197}Au	200	2001
LHC	CERN	^{208}Pb	5500	∼2008

Tabelle 2.1: Historischer Überblick über die bei der Untersuchung hochenergetischer Schwerionenreaktionen eingesetzten Beschleuniger, die jeweiligen Strahlteilchen sowie die höchste erreichte Schwerpunktsenergie im Nukleon-Nukleon System.

Zum Vergleich der Reaktionssysteme ist der Zeitpunkt, bei dem es zum hadrochemischen Ausfrieren kommt, im Phasendiagramm in Abbildung 2.1 mit eingezeichnet, die dargestellten Punkte sind das Ergebnis eines thermischen Modells [Cle98, Bra01]. Auf dem Weg vom SIS[6] zu $Pb + Pb$-Reaktionen am CERN-SPS wurde nun eine Energiedichte erreicht, die die normaler Kernmaterie um etwa einen Faktor 20 übersteigt, und es gibt Hinweise, daß ein neuer Materiezustand gefunden wurde [Cer01]. Mit den Annahmen des Modells in Abbildung 2.1 liegt der hadrochemische Ausfrierpunkt erstmals über der Phasengrenze. Die experimentellen Möglichkeiten, ein QGP nicht nur nachzuweisen, sondern seine Eigenschaften auch untersuchen zu können, sind jedoch am RHIC und in Zukunft am LHC[7] wesentlich besser als am SPS. Die sehr viel höhere Anfangstemperatur und die längere Lebenszeit eines QGP sollten die Beobachtung der Signaturen für ein QGP erleichtern, die nun in einem kurzen Überblick vorgestellt werden.

2.2.3 Signale eines Quark-Gluon-Plasmas

Der Nachweis des QGP basiert auf der Kombination unterschiedlicher Signaturen. Ein Großteil von ihnen läßt sich einzeln auch durch abweichende Modelle

[6] **S**chwer**I**onen**S**ynchrotron
[7] **L**arge **H**adron **C**ollider

erklären, die ohne einen QGP-Phasenübergang auskommen. Die Modelle versagen allerdings in einer gemeinsamen Erklärung der Meßergebnisse ohne Annahme eines Phasenübergangs. Im folgenden sollen die wichtigsten Signale eines QGPs kurz vorgestellt werden. Die für diese Arbeit relevanten Signale werden anschließend ausführlicher diskutiert. Eine allgemeine Übersicht der Signaturen findet sich in [Har96, Bas98].

Thermodynamische und kinematische Signale

Zur Beschreibung von hochenergetischen Schwerionenkollisionen werden häufig thermodynamische Variablen verwendet. Durch Messung des mittleren Transversalimpulses $\langle p_T \rangle$, der hadronischen Rapiditätsverteilung[8] dN/dy und der Verteilung der transversalen Energie dE_T/dy lassen sich Temperatur, Entropiedichte und Energiedichte des Systems ableiten. Um Informationen über die Zustandsgleichung der heißen und dichten Kernmaterie zu erhalten, kann man das kollektive Flußverhalten der produzierten Teilchen untersuchen. Theoretische Modelle sagen für den QGP-Phasenübergang eine Änderung des Flußverhaltens voraus. Diese kollektiven Effekte werden in Abschnitt 2.4 näher beleuchtet.

Elektromagnetische Signale

Eine direkte Untersuchung der frühen Phase der Reaktion ist nur mit elektromagnetischen Sonden möglich. Photonen und Leptonen nehmen nicht an der starken Wechselwirkung teil, und so gibt es eine größere Wahrscheinlichkeit als bei anderen Teilchen, daß sie unbeeinflußt aus der Reaktionszone entkommen können. Daher tragen sowohl direkte Photonen mit hohem Transversalimpuls, die in der Anfangsphase der Reaktion erzeugt werden (*prompt photons*), als auch thermische Photonen aus einem thermalisierten QGP ($qg \to q\gamma$, $q\bar{q} \to g\gamma$) Informationen über die Anfangsparameter der Reaktion. Die Produktion von direkten Photonen wurde vom WA98-Experiment untersucht. Trotz der großen experimentellen Schwierigkeiten durch die hohe Anzahl an Zerfallsphotonen ($\pi^0 \to \gamma\gamma$, $\eta \to \gamma\gamma$) konnte in zentralen $Pb + Pb$-Reaktionen ein signifikanter Beitrag direkter Photonen nachgewiesen werden [Agg00]. Da allerdings durch $\pi^{\pm}\rho^0 \to \pi^{\pm}\gamma$ und $\pi^+\pi^- \to \rho^0\gamma$ auch im Hadronengas direkte Photonen erzeugt werden können, ist der Nachweis eines QGP allein durch direkte Photonen nicht einfach.

[8] vgl. Anhang A

Signale der Aufhebung des Quark-Einschlusses

Eine Erhöhung der Produktion seltsamer Teilchen war eines der ersten vorgeschlagenen Signaturen für ein QGP [Raf82]. In einem hadronischen System ist die Erzeugung von Hadronen aus *up*- oder *down*-Quarks wahrscheinlicher als die Erzeugung von Hadronen, die *strange*-Quarks enthalten. Die nicht zu umgehende sogenannte assoziierte Produktion von zwei Hadronen mit entgegengesetzter Seltsamkeit führt zu einer hohen Produktionsschwelle von etwa 700 MeV (z.B. in $p+n \rightarrow \Lambda^0+K^++n$). Wird ein QGP gebildet, kann die thermische Produktion von $s\bar{s}$-Paaren einsetzen, sobald eine Produktionsschwelle in Höhe der doppelten Ruhemasse der s-Quarks überschritten wird. Diese liegt mit $\sim$ 300 MeV deutlich niedriger, und so geht man davon aus, daß sich die relative Anwesenheit von *strange*-Quarks erhöht. Von besonderem Interesse ist ferner die Produktion von *multi-strange*-Baryonen, da hier der Effekt besonders stark ist. Die Erhöhung der Produktion seltsamer Teilchen wurde am SPS beobachtet [And99] und war eines der Teil-Ergebnisse, die zu der Annahme geführt haben, daß man ein QGP gefunden hat (vgl. Abschnitt 1).

Das NA50-Experiment am CERN berichtet die Messung einer Unterdrückung des J/Ψ-Mesons in $Pb+Pb$-Kollisionen [Abr00]. Das J/Ψ ist ein gebundener Zustand eines $c\bar{c}$-Paares, das aufgrund seiner großen Masse nur in der Anfangsphase der Reaktion durch $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ oder $gg \rightarrow c\bar{c}$ gebildet wird, wenn die kollidierenden Teilchen noch ihre volle Energie haben. In einem QGP wird die Bildung des J/Ψ unterdrückt, da die Wahrscheinlichkeit, daß c und $\bar{c}$ eine Bindung eingehen, im QGP wesentlich kleiner als im Hadronengas ist. Die Quarks können sich über einen relativ großen Raum frei bewegen. Nach ihrer Erzeugung trennen sich c und $\bar{c}$ und werden in der Hadronisierung mit großer Wahrscheinlichkeit mit einem der ungleich häufigeren u- oder d-Quarks kombinieren, so daß sich ein D-Meson und kein J/Ψ bildet [Mat86]. Wenn sich das System sehr schnell abkühlt oder das J/Ψ ein ausreichend hohes p_T hat, kann es erhalten bleiben. Es wurden zahlreiche weitere Effekte vorgeschlagen, die auch ohne einen Phasenübergang zu einer Unterdrückung des J/Ψ führen können (*nuclear shadowing, final state absorption*); keins dieser Modelle konnte allerdings die von NA50 beobachtete Unterdrückung reproduzieren. In zentralen Reaktionen bei RHIC-Energien, in denen unter Umständen mehrere schwere $c\bar{c}$-Paare erzeugt werden, kann es sogar zu einer Erhöhung der J/Ψ-Produktion kommen, die die Unterdrückung durch das QGP kompensiert [The01].

Ein weiteres, besonders im Zusammenhang mit den Experimenten am RHIC und LHC häufig diskutiertes Signal, das sehr empfindlich auf die Entstehung eines QGP reagiert, ist der Energieverlust hochenergetischer Teilchen im Plasma. Diese Signatur wird in Abschnitt 2.3 ausführlich vorgestellt.

Signale der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie

Es wurde vorgeschlagen, als Signal für die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie im QGP nach der Ausbildung eines sogenannten disorientierten chiralen Kondensats (DCC) zu suchen. Beim Übergang vom QGP zurück zu normaler hadronischer Materie stellt sich normalerweise der Grundzustand wieder ein, die chirale Symmetrie wird wieder gebrochen. Kommt es allerdings zu einer schnellen ungleichmäßigen Abkühlung in begrenzten Bereichen des Plasmas, so kann auch ein anderer energetisch ungünstigerer Zustand angenommen werden. Pionen aus diesem Plasmabereich, dem DCC, zeigen ein vom Hadronengas abweichendes Verhältnis $N_{\pi^0}/N_\pi \neq 1/3$ untereinander.

Außerdem wird als Folge der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie erwartet, daß sich die Massen, Zerfallsbreiten und Verzweigungsverhältnisse der leichten Vektormesonen ρ, ω und ϕ, verglichen mit den Referenzwerten im Hadronengas ändern [Lis91]. Besonders interessant für das WA98- und das PHENIX-Experiment ist das ϕ-Meson ($s\bar{s}$), das sowohl als Signal der Erhöhung der *strangeness*-Produktion als auch der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie dienen kann.

2.3 Jets und Jetquenching

Als im Jahr 1972 am CERN der ISR[9]-Beschleuniger in Betrieb genommen wurde, konnte man zum ersten Mal an einem Hadronen-*Collider* experimentieren. Berichtet wurde die Beobachtung einer ungewöhnlich hohen Ausbeute an Sekundärteilchen mit hohem Tranversalimpuls [Büs73, Gei90]. Heute weiß man, daß dies die ersten Anzeichen für harte Stöße von punktartigen Quarks und Gluonen in den kollidierenden Protonen waren. In dieser modernen Version des Ruthford-Experiments haben sich Quarks und Gluonen zum ersten Mal direkt gezeigt.

Zehn Jahre später, 1982, präsentierte das UA2-Experiment am neuen Proton-Antiproton-Beschleuniger des CERN erste Anzeichen für Teilchen-*Jets*, Teilchenbündel mit hohem Transversalimpuls, die seitwärts, unter einem Azimutalwinkel von 180° (*back-to-back*) aus der Kollisionszone fliegen [Ban82, Arn83, Alb88]. Diese *Jets* werden der Fragmentation von Quarks und Gluonen zugeordnet und überzeugten die letzten Skeptiker von der Gültigkeit des Quark-Modells in der QCD.

Abbildung 2.2 zeigt den invarianten Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $p + p \rightarrow \pi^0 + X$ als Funktion des Transversalimpulses für drei verschiedene Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$, gemessen am CERN-ISR [Siv76, Jac88]. Bei kleinen p_T ist

[9] **I**ntersecting **S**torage **R**ings

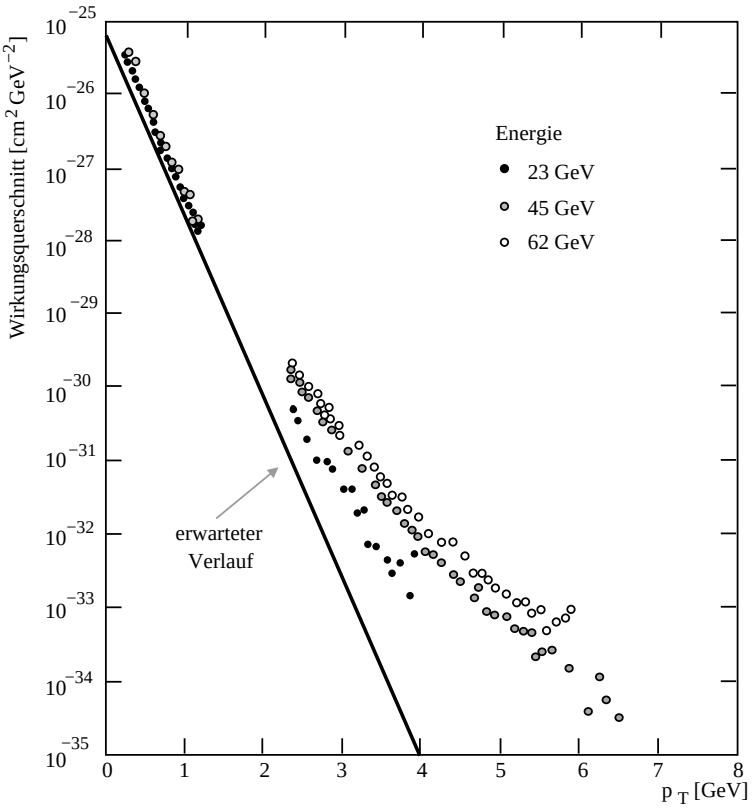

Abbildung 2.2: Invarianter Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $p + p \rightarrow \pi^0 + X$ als Funktion von p_T für drei verschiedene Schwerpunktsenergien, gemessen am CERN-ISR.

nur eine sehr schwache Variation mit $\sqrt{s}$ zu erkennen; die Teilchen unterliegen näherungsweise einer exponentiellen Verteilung $e^{-\alpha p_T}$ mit einem mittleren p_T von $0.3\,\mathrm{GeV}/c$. Die Extrapolation des erwarteten exponentiellen Verlaufs der Verteilung zu höheren p_T ist ebenfalls eingezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt bei hohen p_T weicht deutlich von der Erwartung ab und läßt sich eher durch eine mit $\sqrt{s}$ variierende Potenzfunktion beschreiben. Diese Teilchen ($p_T \gg 1\,\mathrm{GeV}/c$) entstehen bei Stößen mit hohem Impulsübertrag, sogenannten harten Stößen. Diese Prozesse lassen sich durch String-Modelle nicht zufriedenstellend beschreiben. Da jedoch bei hohem Impulsübertrag die Kopplungskonstante der QCD klein wird, wird die Störungstheorie anwendbar [Won94]. Eine erfolgreiche Beschreibung der Wirkungsquerschnitte liefert das Parton-Modell, das die Protonen als ein System unabhängiger Streuzentren - den Quarks - beschreibt.

Bereits 1971 war die Existenz solch elementarer Parton-Parton-Prozesse durch Spin-1 Gluon-Austausch vorhergesagt worden [Ber71], deren Wirkungsquerschnitt

deutlich über dem elektromagnetischen liegen sollte. Die UA2-Messungen festigten die Vorstellung, daß die Teilchen mit hohem Transversalimpuls aus Jets stammen. Heute interpretiert man Teilchen mit sehr hohem Transversalimpuls als *leading particle* eines Jets, das noch das stoßende Quark als Valenzquark enthält.

Im Experiment werden Jets als hadronische Teilchenbündel identifiziert, deren hohe tranversale Energie E_T man mit einem Kalorimeter bestimmt. Mit abnehmender transversaler Energie des Jets wird es jedoch immer schwieriger, Jets im Teilchenuntergrund zu erkennen. Theoretisch wird aber erwartet, daß sich harte Stöße auch zu kleineren p_T fortsetzen. Solche Jets bezeichnet man üblicherweise als Minijets, deren transversale Energie zu klein ist, um sie experimentell aufzulösen. Es soll noch einmal unterstrichen werden, daß das Auftreten von Jets ein sehr seltenes Phänomen ist und die Auswahl charakteristischer Ereignisse eine hohe Statistik erfordert.

Im Gegensatz zu Schwerionenkollisionen bei AGS- und SPS-Energien werden in den physikalischen Prozessen, die in der frühen Phase einer Kollision bei den sehr viel höheren RHIC- und LHC-Energien vorkommen, harte und semiharte Stöße eine zentrale Rolle spielen. Damit wird auch die Produktion von Teilchen-*Jets* immer wichtiger. Bei diesen Energien wird sogar erwartet, daß Minijets die Produktion transversaler Energie in der Region zentraler Rapidität dominieren. Man geht davon aus, daß bei Schwerpunktsenergien, wie sie am RHIC erreicht werden, in zentralen Stößen etwa 50% der transversalen Energie von Minijets getragen werden [Esk88, Kaj87]. Aber auch bei SPS-Energien sollte es harte Prozesse geben, deren genaue Untersuchung für die Interpretation der Daten bei RHIC- und LHC-Energien sehr wichtig ist. Insbesondere ist von Interesse, welcher Anteil der Teilchen noch eine "Erinnerung" an die Anfangskollision hat. Abbildung 2.3 zeigt zur Illustration ausgewählte Ergebnisse von Hijing-Simulationen für drei verschiedene Reaktionssysteme, die durch ihre besondere Azimutalwinkelverteilung hervorstechen. Dargestellt sind die Transversalimpulskomponenten p_X und p_Y. In $p + \bar{p}$- Reaktionen bei $\sqrt{s} = 1.8$ TeV sind die Teilchenjets sehr deutlich zu erkennen. Der linke Jet ist aus Darstellungsgründen abgeschnitten. Betrachtet man $Pb+Pb$-Reaktionen bei $\sqrt{s} = 17.3\,A$ GeV wie sie im WA98-Experiment untersucht wurden, ist es durch die sehr viel größere Teilchenmultiplizität bedeutend schwieriger, die Zerfallsprodukte harter Stöße zu erkennen. Jedoch gibt es in der Simulation Anzeichen von Teilchenpaaren mit höherem p_T, die *back-to-back* auseinanderfliegen. Bei den im PHENIX-Experiment untersuchten $\sqrt{s} = 200\,A$ GeV $Au + Au$-Reaktionen schließlich sind wieder deutliche Jets zu erkennen, die sich vom hohen Untergrund der Teilchen mit kleinerem p_T abheben.

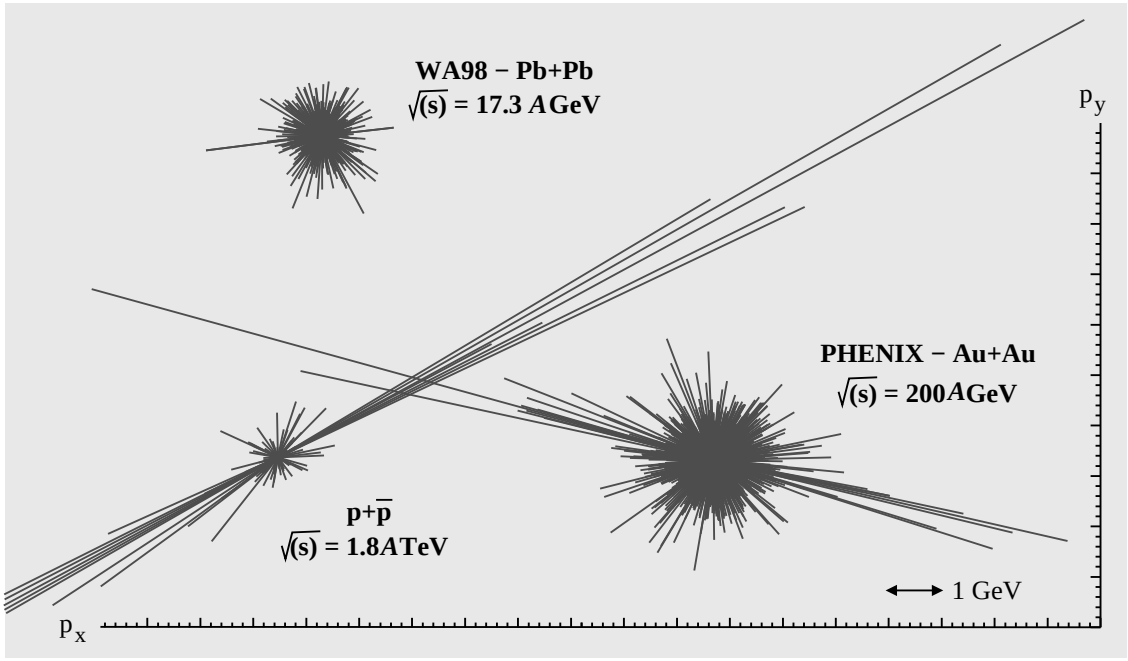

Abbildung 2.3: Ergebnisse von Hijing-Simulationen für drei verschiedene Reaktionssysteme. Dargestellt sind die Transversalimpulskomponenten p_X und p_Y.

Da diese harten Prozesse in der frühen Phase der Kollision stattfinden, können sie in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen eingesetzt werden, um mehr über die frühe Phase der Reaktion zu lernen [Wan97], in der es ein Quark-Gluon-Plasma gegeben haben könnte. Besonderes Interesse haben dabei in letzter Zeit die theoretischen Überlegungen ausgelöst, inwieweit die heiße, dichte Materie die Partonen beeinflussen könnte. Ein hoher Energieverlust und Mehrfachstreuungen werden für das QGP vorhergesagt, wenn die Quarks nicht mehr in Hadronen gebunden sind [Gyu94a, Bai95]. Dies würde zu einem Energieungleichgewicht und einer räumlichen Verschmierung der *back-to-back*-Jets führen, was dann sowohl Auswirkungen auf die Ein- als auch auf die Zweiteilchenverteilung hätte. Eine solche Unterdrückung von Teilchen mit hohem p_T durch Energieverlust im QGP im Vergleich mit $p+p$-Reaktionen wird als *Jet-quenching* bezeichnet (vgl. Abbildung 2.4 links).

Experimentell lassen sich *Jet-quenching*-Effekte durch die Messung von Energieverlust ΔE und einer Aufweitung des Transversalimpulses $\langle k_T^2 \rangle$ der Partonen nachweisen. Diese Größen hängen stark von der Dichte des durchquerten Mediums ab, in dem das Parton durch Gluon-Abstrahlung Energie verliert. Der spezifische

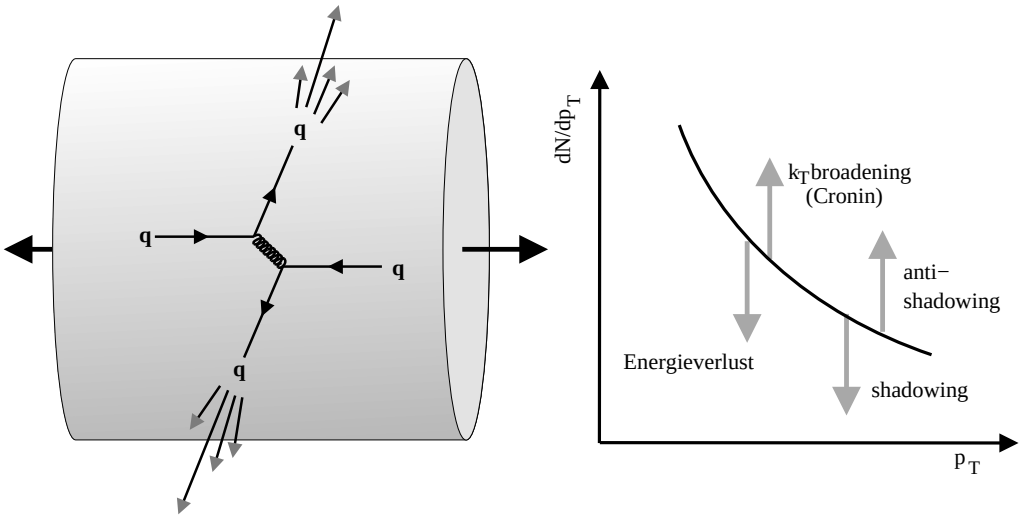

Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Entstehung eines Jet-Ereignisses mit Fragmentation der *leading particles*. Die umgebende heiße, dichte Materie ist angedeutet (links). Konkurrierende Einflüsse auf die p_T-Verteilung von Hadronen in $A+A$-Reaktionen. Die Pfeile geben qualitativ die Tendenz der Effekte wieder, die Position auf der p_T Achse ist willkürlich gewählt (rechts).

Energieverlust dE/dz läßt sich auf die totale Aufweitung des Transversalimpulses Δk_T^2 zurückführen [Bai97b]:

$$\frac{dE}{dz} = \frac{N_c \alpha_s}{8} \Delta k_T^2 \sim \frac{L}{\lambda_a} \tag{2.2}$$

λ_a ist die mittlere freie Weglänge, $N_c = 3$, und L beschreibt die Weglänge des Teilchens in der dichten Materie. Für den totalen Energieverlust gilt dann nach [Bai97a] $\Delta E \sim L^2$. In der naiven Erwartung würde sich der Energieverlust ΔE proportional zur Länge L verhalten; es müssen jedoch mit der Koherenz der induzierten Gluon-Strahlung quantenmechanische Phänomene berücksichtigt werden.

Zur Erklärung des Energieverlusts werden in [Bai97a] Interferenzeffekte diskutiert, die in Analogie zur QED Landau Pomeranchuk Migdal-Effekt (LPM) genannt werden. Beim Durchqueren des Plasmas verliert das Quark Energie durch die Abstrahlung von Gluonen. Wenn der Abstand zwischen den Streuzentren hinreichend klein ist, so interferieren die Gluonen und der Energieverlust der Quarks nimmt ab. Durch den LPM-Effekt wird der Energieverlust der Quarks somit kleiner, als er ohne Interferenz der Gluonen wäre. Zusätzlich beeinflußt der LPM-Effekt die Abhängigkeit des Energieverlusts von der durchlaufenen Wegstrecke, wenn der Abstand zwischen den Streuzentren hinreichend klein ist. Die Gluonen erhalten einen zusätzlichen Transversalimpuls p_T, der mit L anwächst. Die Kohärenzlänge nimmt

ab, und es interferieren weniger Gluonen. Auf diese Weise kommt es zu einer quadratischen Abhängigkeit des Energieverlusts von der Wegstrecke L.

Hat man einen Jet identifiziert, so kann dieser sowohl Hadronen aus der Fragmentation des *leading particles* als auch aus der Fragmentation der abgestrahlten Gluonen enthalten. Die Gesamtenergie des Jets ist gleich geblieben, aber die hadronische Zusammensetzung hat sich verändert. Um *Jet-quenching*-Effekte zu messen, kann man also beispielsweise die p_T-Verteilung von Hadronen eines Jets untersuchen.

Die Identifikation von einzelnen Jets ist in Schwerionenkollisionen aufgrund der hohen Teilchenmultiplizität sehr schwer bzw. bei SPS-Energien sogar unmöglich. Doch es besteht die Möglichkeit, die Einteilchenverteilung von Hadronen gemittelt über viele Ereignisse zu untersuchen. Um den effektiven Unterdrückungsfaktor zu bestimmen, läßt sich das Verhältnis der Hadronenverteilungen in $p+p$- und $A+A$-Reaktionen nach Anpassung mit der Anzahl der binären NN-Kollisionen N_{coll} bilden:

$$R_{AA}(p_T) = \frac{\left(E\,\frac{d^3N}{dp^3}(p_T)/N_{coll}\right)_{AA}}{\left(E\,\frac{d^3N}{dp^3}(p_T)\right)_{pp}} \tag{2.3}$$

R_{AA} wird häufig als *nuclear modification factor* bezeichnet [Wan01], $E\,d^3N/dp^3\,(p_T)$ beschreibt die invariante Multiplizität als Funktion von p_T. Da die Einteilchenverteilung jedoch eine Kombination vom Wirkungsquerschnitt für die Jet-Produktion und der Fragmentationsfunktion ist, hängt die Verteilung stark von den Anfangsbedingungen der Kollision ab. Zudem ist der eindeutige Nachweis dieser Unterdrückung bei hohem p_T in Ein-Teilchen-Spektren schwierig, da in $p+A$- bzw. $A+A$-Reaktionen auch andere konkurrierende Effekte berücksichtigt werden müssen, deren Beitrag nicht immer genau bekannt ist. Im folgenden sollen die wichtigsten Effekte kurz vorgestellt werden (vgl. Abbildung 2.4 rechts):

Vergleicht man die Wirkungsquerschnitte von $p + A$- mit $p + p$-Reaktionen, so beobachtet man, daß $p+A$-Reaktionen nicht einfach eine Überlagerung von einzelnen $p + p$-Reaktionen sind. Stattdessen wurde ein Zusammenhang

$$\sigma_{pA} = \sigma_{pp} \cdot (A)^{\alpha} \qquad \text{mit} \qquad \alpha > 1 \tag{2.4}$$

für große Transversalimpulse gefunden [Cro79]. Dieser Cronin-Effekt wird auf eine Vielfachstreuung der Partonen mit kleinen Impulsüberträgen vor dem eigentlichen harten Stoß gedeutet, was zu einem zusätzlichen Beitrag zum Transversalimpuls führt [Lev83].

Wesentlich kleinere Modifikationen der p_T-Verteilung werden von Kern-Effekten in den Strukturfunktionen hervorgerufen. Der innere Aufbau der Nukleonen wird

durch eine Strukturfunktion beschrieben, die angibt, wie häufig ein Quark im Innern des Nukleons einen bestimmten Bruchteil x von dessen Gesamtimpuls trägt. Aus tief-unelastischen Stößen weiß man, daß sich die Quark-Strukturfunktionen im Kern $F_2^A(x, Q^2)$ und in einem freien Nukleon $F_2^p(x, Q^2)$ unterscheiden. Die Unterschiede werden auf Effekte zurückgeführt, die häufig im Vergleich der Strukturfunktionen von Kern und Deuterium $R_{F_2}^A \equiv F_2^A / F_2^D$ kategorisiert werden [Pil99]:

a.)	*shadowing*	$(R_{F_2}^A \leq 1)$	für $x \leq 0.1$
b.)	*anti-shadowing*	$(R_{F_2}^A \geq 1)$	für $0.1 \leq x \leq 0.3$
c.)	EMC-Effekt	$(R_{F_2}^A \leq 1)$	für $0.3 \leq x \leq 0.7$
d.)	Fermi-Bewegung	$(R_{F_2}^A \geq 1)$	für $x \to 1$

Der Ursprung dieser Effekte ist weiterhin strittig, es wird jedoch angenommen, daß unterschiedliche Mechanismen je nach x für die Effekte verantwortlich sind [Arn94]. Ähnliche Effekte werden auch für die Strukturfunktion des Gluons erwartet, obwohl es dafür bisher noch keinen experimentellen Beweis gibt [Wan92b]. Diese Quark- und besonders die Gluon-Effekte beeinflussen die Anfangsbedingungen in Schwerionenreaktionen und können damit zu einer Unterdrückung bzw. Anhebung der p_T-Verteilungen führen.

Eine Analyse der experimentellen p_T-Verteilung des neutralen Pions [Agg01a] zeigt erste Anzeichen für einen Energieverlust der Teilchen bei SPS-Energien in sehr zentralen Kollisionen. Bei RHIC-Energien hingegen wurde eine deutliche Unterdrückung der π^0 gefunden [Adc02a, Bat02].

Um den Einfluß von *jet-quenching*-Effekten und die Unterscheidung von kollektiven Flußeffekten (vgl. Abschnitt 2.4) besser zu verstehen, wurde vorgeschlagen, die azimutale Winkelkorrelation von Hadronpaaren zu untersuchen [Wan92a]:

$$c(\phi_1, \phi_2) \equiv \frac{\rho(\phi_1, \phi_2)}{\rho(\phi_1)\rho(\phi_2)} \tag{2.5}$$

$\rho(\phi)$ ist die mittlere Teilchendichte im Azimutalwinkel ϕ. Anzeichen für Jet- bzw. Minijetstrukturen der Teilchen sollten sich durch die Clusterbildung der Fragmentationsprodukte der Jets im Phasenraum deutlich in der Zweiteilchenverteilung zeigen. Bei Ausbildung von Jets erwartet man sowohl klare *back-to-back*-Signale bei $\Delta\phi = 180^o$ als auch eine Erhöhung bei $\Delta\phi = 0^o$ durch Fragmentation. Im Gegensatz zur Einteilchenverteilung ist dieses Signal durch die Anfangsphase der Reaktion nicht stark beeinflußt. Da die Wahrscheinlichkeit der Jetausbildung mit steigendem Transversalimpuls größer wird, erwartet man einen eindeutigen Zusammenhang der Korrelation mit p_T. Allerdings gibt es weitere Effekte, die zu einer Korrelation bei

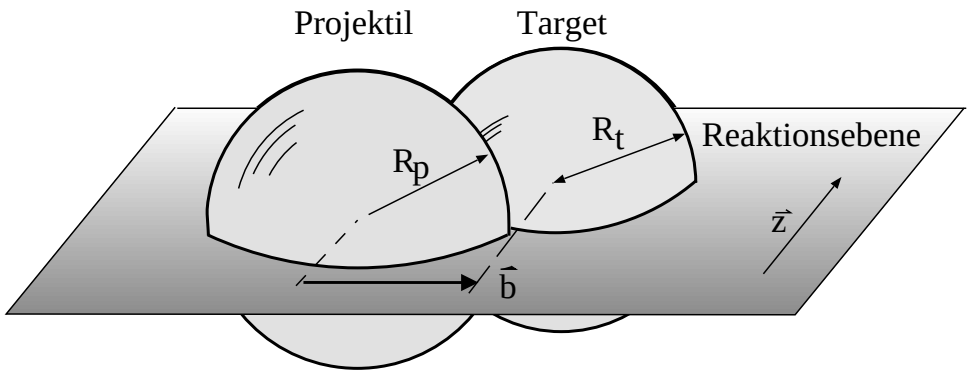

Abbildung 2.5: Schematische Darstellung einer semizentralen Kollision im Schwerpunktssystem. Der Stoßparameter $\vec{b}$ und die Strahlachse $\vec{z}$ spannen die Reaktionsebene auf.

$\Delta\phi = 180^o$ beitragen. Teilchen, die in der Primärkollision der Nukleonen entstehen, müssen allein durch lokale Impulserhaltung in p_T korreliert sein. Dies wird, besonders bei hohen p_T der beteiligten Teilchen, zu einer Antikorrelation in $\Delta\phi$ führen. Im strengen Sinne sind Jetstrukturen ein Überbleibsel dieser Korrelationen. Man erwartet einen fließenden Übergang von rein kinematischen Effekten zur Minijet- und Jetproduktion. Durch Vergleich der Stärke der Korrelation in unterschiedlichen Reaktionssystemen kann versucht werden, die Beiträge der unterschiedlichen Effekte zu entkoppeln. Die Untersuchung solcher azimutalen Winkelkorrelationen ist Gegenstand dieser Arbeit.

2.4 Kollektive Effekte

Mit ansteigender Größe des Reaktionssystems nehmen kollektive Effekte zu, die ebenfalls zu azimutalen Korrelationen beitragen können. So wurde 1984 im Plastic-Ball-Experiment am Bevalac in Berkeley festgestellt, daß es eine Korrelation zwischen den Azimutalwinkeln der bei einer Kernreaktion emittierten Teilchen und der Richtung des Stoßparameters gibt [Gus84]. Zur Erklärung dieser Korrelationen geht man heute davon aus, daß die Reaktionen in diesem Fall nicht mehr durch binäre Wechselwirkungen, sondern eher durch thermische Größen wie Druck, Temperatur und ihre Zustandsgleichung geprägt werden. Die Bewegung von Teilchen in dieser neuen Phase wird gemeinhin als kollektive Bewegung oder als Fluß bezeichnet. Heute ist die Fluß-Analyse eine weit verbreitete Methode, um Informationen über die Zu-

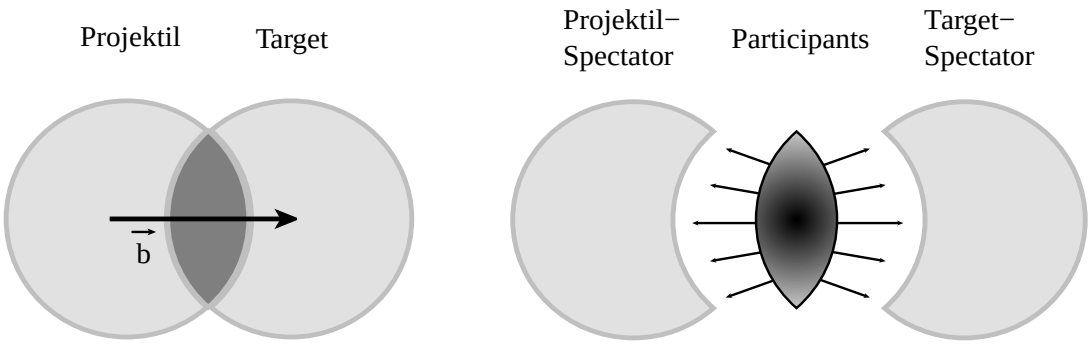

Abbildung 2.6: Schematische Darstellung einer semizentralen Kollision im Participant-Spectator-Modell. Die Strahlachse zeigt in die Zeichenebene.

standsgleichung, also den Zusammenhang von Druck, Temperatur und Dichte, und die Eigenschaften der heißen, dichten Kernmaterie zu gewinnen. Man unterscheidet drei verschiedene Typen des Flusses: den radialen, den gerichteten und den elliptischen Fluß.

2.4.1 Radialer Fluß

In zentralen Kollisionen läßt sich keine Richtung des Stoßparameters festlegen. Trotzdem gibt es auch in zentralen Kollisionen einen kollektiven Effekt, den radialen Fluß [Jeo94, Lis95]. Er zeigt eine isotrope Expansion in transversaler Richtung und ist theoretisch bei allen Zentralitäten vorhanden. Zur Bestimmung von Temperatur T und transversaler Flußgeschwindigkeit β_x vergleicht man p_T-Spektren mit hydrodynamischen Modellen; die Ergebnisse der Analyse von radialem Fluß sind somit stark modellabhängig [Agg99, Xu96]. Da der radiale Fluß keine Auswirkungen auf die azimutalen Teilchenverteilungen hat, soll er hier nicht weiter untersucht werden.

2.4.2 Azimutal anisotroper Fluß

Die beiden übrigen Flußtypen beschreiben eine anisotrope Expansion. Die Flußbewegung ist hier von der Reaktionsgeometrie der Stoßpartner in der frühen Phase der Kollision geprägt. Anders als der radiale Fluß sind diese azimutal anisotropen Flußeffekte im Experiment direkt zugänglich. In der Beschreibung der räumlichen Orientierung der Flußbewegung hat sich der Begriff der Reaktionsebene etabliert: Bei der Kollision zweier Kerne wird die Reaktionsebene durch den Stoßparameter $\vec{b}$ und die Strahlachse $\vec{z}$ aufgespannt (vgl. Abb. 2.5). Zur vollständigen räumlichen Beschreibung wird ferner noch die transversale Ebene senkrecht zur Strahlachse

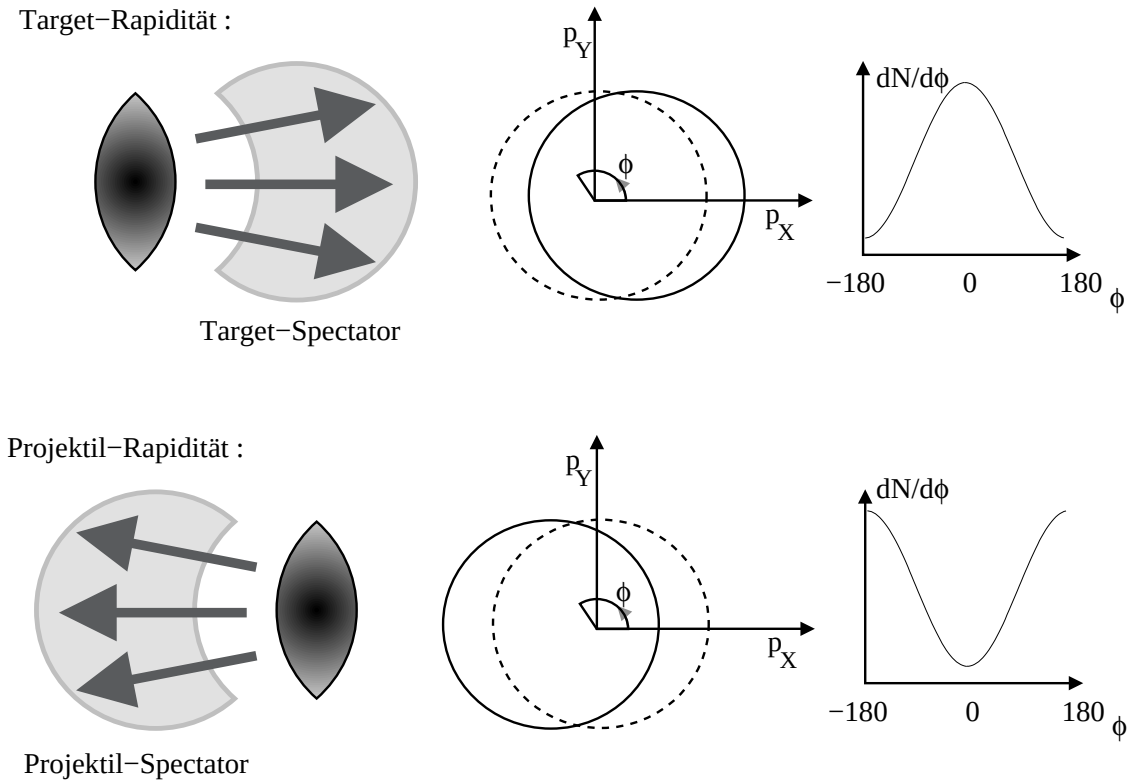

Abbildung 2.7: Schematische Darstellung von gerichtetem Fluß bei Projektil-(a) bzw. Target-Rapidität(b) in der transversalen Ebene. Spectator-Teilchen bekommen durch die Participants einen Zusatzimpuls transversal zur Strahlachse, die zwei-dimensionale transversale Impulsverteilung $d^2N/dp_x dp_y$ (x: Richtung des Stoßparameters, z: Strahlachse) wird in Richtung Reaktionsebene verschoben. Der Azimutalwinkel ϕ der Teilchen bezüglich der Reaktionsebene zeigt ein Maximum bei 0° bzw. bei ±180°.

verwendet. Gerichteter und elliptischer Fluß unterscheiden sich in der Orientierung ihrer Flußbewegung bezüglich dieser beiden Ebenen.

Gerichteter Fluß

Abbildung 2.6 zeigt die Kollision von zwei Kernen unter einem Stoßparameter $b \neq 0$ im Participant-Spectator-Modell in der transversalen Ebene. In diesem Modell wechselwirken die Nukleonen ausschließlich im Überlappbereich der beiden Kerne. Diese Überlappzone nennt man auch den Feuerball der Reaktion. In nicht-zentralen Kollisionen hat die Überlappzone eine geometrisch azimutal anisotrope Form (oft auch als Mandelform bezeichnet). Im Feuerball bildet sich ein Druck aus, der durch die geometrische Anisotropie eine Vorzugsrichtung hat. Die vom Feuerball emittier-

ten Teilchen werden in die Richtung mit dem größten Druckgradienten fließen; hier bewegen sie sich also in Richtung des Stoßparameters. Die Spectator-Teilchen bekommen durch die Participants ebenfalls einen Zusatzimpuls transversal zu ihrer Bewegung. Durch diese Seitwärtsbewegung wird die zwei-dimensionale transversale Impulsverteilung $d^2N/dp_x dp_y$ (x sei die Richtung des Stoßparameters und z die Strahlachse) in Richtung der Reaktionsebene verschoben (vgl. Abb. 2.7). Dieses Verhalten bezeichnet man als gerichteten Fluß. Der Azimutalwinkel ϕ der Teilchen bezüglich der Reaktionsebene zeigt eine charakteristische Verteilung; die Analyse des gerichteten Flusses anhand dieser ϕ-Verteilung wird in Abschnitt 6.1 diskutiert. Die Teilchen, die bei Target- bzw. Projektil-Rapidität gemessen werden, weisen aufgrund der Impulserhaltung eine genau entgegengesetzte Richtung in der Reaktionsebene auf. Bei mittlerer Rapidität ($y_{CM} = 0$) sollte der gerichtete Fluß aus Symmetriegründen verschwinden. Seine Stärke ist abhängig von der Zentralität der Reaktion: Bei zentralen Kollisionen verschwindet er - ebenfalls bedingt durch die Symmetrie der Reaktion. Experimentell wurde bei niedrigen Energien sowohl die Seitwärtsbewegung von Participant-Nukleonen bei mittlerer Rapidität ("*side-splash*") [Gus84] als auch die Ablenkung von Spectator-Teilchen bei Target- bzw. Projektil-Rapidität ("*bounce-off*") [Bec87] beobachtet.

Elliptischer Fluß

Obwohl der direkte Fluß bei $y_{CM} = 0$ verschwindet, ist anzunehmen, daß es auch bei mittlerer Rapidität durch die hohe Verdichtung in *Pb+Pb*-Kollisionen starke kollektive Effekte geben sollte. Teilchen, die in diesem Rapiditätsbereich abgestrahlt werden, stammen vorwiegend aus dem Feuerball, der Überlappzone der Kerne. Die Abstrahlcharakteristik wird dabei vom Zusammenspiel zweier unterschiedlicher Faktoren beeinflußt: Von der Fähigkeit des Feuerballs, durch Aufbau eines hinreichend hohen Druckgradienten eine transversale Ausdehnung der Feuerball-Materie zu erzeugen, und zum anderen von der Verweildauer der Spectator-Teilchen, die die transversale Ausdehnung behindern [Sor97]:

Wenn die Verweildauer der Spectator-Nukleonen gegenüber der Expansionszeit groß ist, blockieren sie den Weg der Teilchen aus dem Feuerball in Richtung Reaktionsebene, die Teilchen werden senkrecht zur Reaktionsebene abgestrahlt("*squeeze-out*", vgl. Abb. 2.8a). Die zwei-dimensionale transversale Impulsverteilung $d^2N/dp_x dp_y$ zeigt eine ellipsenförmige Deformierung aus der Reaktionsebene . Diese Emissionscharakteristik bezeichnet man darum auch als elliptischen Fluß senkrecht zur Reaktionsebene("*out-of-plane elliptic flow*").

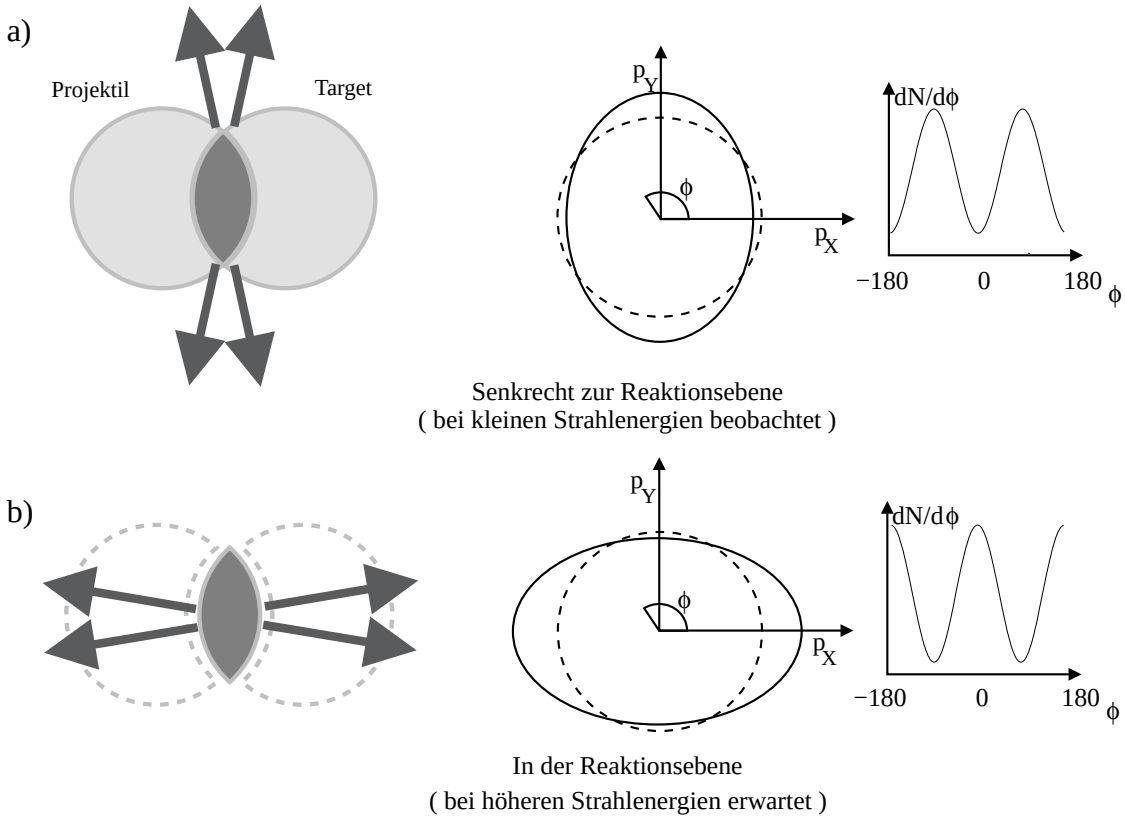

Abbildung 2.8: Schematische Darstellung von elliptischem Fluß senkrecht zur bzw. in der Reaktionsebene in der transversalen Ebene. Die zwei-dimensionale transversale Impulsverteilung $d^2N/dp_x dp_y$ (x: Richtung des Stoßparameters, z: Strahlachse) zeigt eine ellipsenförmige Deformierung. Der Azimutalwinkel ϕ der Teilchen bezüglich der Reaktionsebene zeigt eine charakteristische Verteilung.

Bei kurzer Verweildauer der Spectator-Nukleonen kommt es nicht zum Abblocken, die Teilchen aus dem Feuerball können auch in der Reaktionsebene abgestrahlt werden. Dies würde zu einer isotropen Abstrahlung führen. Bei Ausbildung einer teilweisen Thermalisierung wird jedoch im Feuerball ein Druck aufgebaut, der die Teilchen aus dem Feuerball vorwiegend in Richtung des Druckgradienten treibt. Durch die Anisotropie der Überlappzone ist der Druckgradient in der Reaktionsebene größer als senkrecht zur Reaktionsebene (vgl. Abb. 2.8b); die zwei-dimensionale transversale Impulsverteilung $d^2N/dp_x dp_y$ zeigt auch hier eine ellipsenförmige Deformierung. Die Emissionscharakteristik bezeichnet man als elliptischen Fluß in der Reaktionsebene(“*in-plane elliptic flow*”). Die Azimutalwinkel ϕ der emittierten Teilchen bezüglich der Reaktionsebene unterliegen auch in diesem Fall einer charakte-

ristischen Verteilung, die sowohl eine Unterscheidung zu direktem Fluß als auch Aussagen hinsichtlich der Orientierung des elliptischen Flusses ermöglicht. Experimentell wurde bei niedrigen Energien $E < 4$ A GeV elliptischer Fluß senkrecht zur Reaktionsebene gefunden [Gut89]. Bei SPS- und besonders bei RHIC-Energien sollten die Verweildauer der Spectators und damit die Abschattungseffekte so klein sein, daß man elliptischen Fluß in der Reaktionsebene erwartet.

Die azimutale Korrelation der emittierten Teilchen zur Reaktionsebene wirkt sich auch auf Zwei-Teilchen-Korrelationen aus. Dabei werden die Fluß-Beiträge zur Zwei-Photonen-Korrelation näher zu bestimmen sein. Eine mathematische Behandlung der $dN/d\phi$-Verteilungen und eine quantitative Untersuchung der Fluß-Effekte finden sich in Kapitel 6.

2.5 Modelle für ultrarelativistische Kernreaktionen

Zum Vergleich der experimentellen Daten mit theoretischen Beschreibungen werden in der Hochenergiephysik computergestützte Modelle eingesetzt, die auf der Basis von Monte-Carlo-Techniken Teilchenverteilungen, wie sie bei vorgegebener Reaktionskinematik entstehen, voraussagen. Es lassen sich dabei grundsätzlich zwei Arten von Modellen für ultrarelativistische Kernreaktionen unterscheiden: Mikroskopische Modelle betrachten die Reaktionen als Überlagerung von Einzelreaktionen, makroskopische Modelle hingegen gehen von einem lokalen chemischen Gleichgewicht aus und beschreiben das Reaktionssystem mit Hilfe eines hydrodynamischen Ansatzes, indem sie den entstehenden Feuerball als Flüssigkeit betrachten. Makroskopische Modelle werden in dieser Arbeit nicht verwendet, darum soll im folgenden nicht weiter auf sie eingegangen werden.

Alle mikroskopischen Modelle haben gemein, daß sie aufgrund ihrer Konzeption nicht von der Ausbildung eines QGP ausgehen; lediglich einzelne, isolierte Effekte eines Plasmas (wie z.B ein mögliches jet-quenching) sind bei manchen Modellen als freier Parameter implementiert. Eine große Gruppe innerhalb der mikroskopischen Modelle bilden die reinen Stringmodelle (FRITIOF [And93], VENUS [Wer93], RQMD [Sor89]) und die erweiterten Stringmodelle (HIJING [Gyu94b], NEXUS [Dre99, Dre00]), die zusätzlich Elemente der pertubativen QCD (pQCD) enthalten. In dieser Arbeit werden die Eventgeneratoren VENUS, HIJING und NEXUS eingesetzt.

Ausgangspunkt der Stringmodelle sind immer zwei Teilchen, in diesem Fall zwei Atomkerne, die unter festem Stoßparameter aufeinanderzufliegen; die möglichen

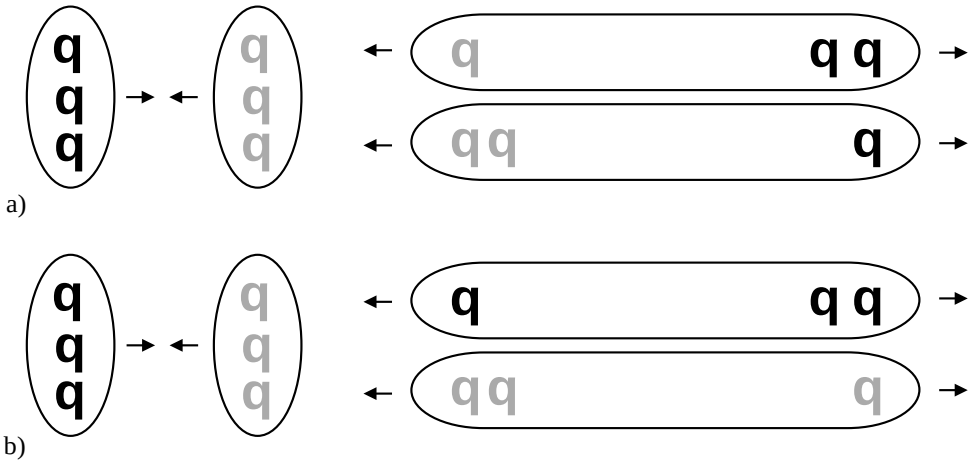

Abbildung 2.9: Stringanregungsmodelle mit Farbladungaustausch (a) oder Impulsaustausch (b).

Stoßparameter werden dabei durch die Geometrie der beiden Teilchen bestimmt. Kommt es zwischen den Teilchen oder ihren Konstituenten zu einer Wechselwirkung, bildet sich ein angeregter String aus (vgl. Abschnitt 2.1). Hierbei lassen sich wiederum zwei unterschiedliche Prinzipien der Anregung unterscheiden, wie sie in Abbildung 2.9 skizziert sind: Entweder es findet ein Farbladungsaustausch zwischen den Partonen statt (z.B. in den Modellen VENUS und NEXUS) oder es gibt, der Idee des Lund-Modells folgend, einen Impulsaustausch zwischen den Partonen, der dann zu einer longitudinalen Anregung führt(FRITIOF, HIJING).

Die Strings fragmentieren anschließend in physikalische Teilchen; im Modell werden die Strings entsprechend eines Fragmentationsmusters so lange aufgebrochen, bis die Bruchstücke realen Hadronen mit fester Masse und festem Tranversalimpuls entsprechen. Die dabei verwendeten Methoden unterscheiden sich von Modell zu Modell, wurden jedoch alle an experimentelle Daten von e^+e^--Reaktionen angepaßt. Sie sollen hier nicht weiter diskutiert werden. Zur korrekten Beschreibung von Schwerionenreaktionen weichen die heute verwendeten Stringmodelle von einer einfachen Überlagerung von Nukleon-Nukleon-Stößen ab. VENUS erlaubt Wechselwirkungen zwischen den Strings und zwischen den bei der Fragmentation produzierten Teilchen. Ferner werden auch Antiquarks am Farbladungsaustausch beteiligt.

Wie in Abschnitt 2.3 erläutert, wird mit zunehmender Schwerpunktsenergie die Teilchenproduktion durch harte Prozesse immer wichtiger. Da die Modellannahmen der pQCD-Modelle zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts für Jets bzw. Minijets für $p_T \rightarrow 0$ nicht mehr erfüllt sind, gibt es bis jetzt kein theoretisches Modell, das gleichzeitig harte und weiche Prozesse beschreiben kann. In den erwei-

terten Stringmodellen werden die Bereiche durch einen Abgrenzungsparameter p_0 getrennt [Wan02].

Das Hijing-Modell[10] kombiniert so ein von der pQCD inspiriertes Modell für harte Prozesse mit einem String-Modell vom Lund-Typ für weiche Wechselwirkungen. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Produktion von Minijets gelegt. Hijing orientiert sich an FRITIOF-Routinen und einem Dual-Parton-Modell für weiche A+B-Reaktionen bei mittleren Energien ($E < \sqrt{20}$ GeV/Nukleon) und der Implementierung von pQCD-Prozessen in PYTHIA [Sjö94] für harte Kollisionen. Der pQCD-Teil geht dabei von einer unabhängigen Produktion von mehreren Minijets aus.

Das Nexus-Modell basiert auf der Annahme, daß alle hochenergetischen Interaktionen einheitlich behandelt werden können, daß beispielsweise die Hadronisierung in Kernreaktionen den gleichen Regeln folgt, wie in der Elektron-Positron-Annihilation. Dafür gibt es einen Satz elementarer Wechselwirkungen zwischen den Nukleone, wobei das gleiche Nukleon an mehreren Wechselwirkungen teilnehmen kann. Dabei wird versucht, den scharfen Abgrenzungsparameter zwischen harten und weichen Prozessen durch eine Erweiterung der Gribov-Regge Theorie zu umgehen [Dre00].

Die Einbettung der Ereignisgeneratoren in die Analyse wird in Abschnitt 4.7 beschrieben.

[10] **H**eavy **I**on **J**et **IN**teraction **G**enerator

3. Das WA98-Experiment

Das WA98-Experiment wurde mit der Zielsetzung geplant, möglichst viele unterschiedliche Signale eines Quark-Gluon-Plasmas gleichzeitig zu messen und trägt damit der Erwartung Rechnung, daß nur durch simultane Messung mehrerer Observabler der Nachweis eines QGP gelingen kann. Das Experiment ist Teil des Pb-Ionen-Programms am CERN-SPS und untersucht Pb+Pb- bzw. p+A-Reaktionen bei 158 GeV pro Nukleon. Der Schwerpunkt des Experiments liegt auf der Messung von Photonen und verschiedenen neutralen Hadronen (π- und η-Mesonen), außerdem können auch geladene Hadronen untersucht und globale Reaktionsgrößen bestimmt werden.

Das Experiment steht in der Tradition der Experimente WA80 und WA93, die ^{16}O- bzw. ^{32}S- Reaktionen bei 200 A GeV untersucht haben [Pei97]. Mit der Erweiterung des SPS auf Bleiionen im Jahr 1994 (vgl. Abschnitt 2.2.2) mußte der experimentelle Aufbau an die sehr viel höhere Teilchenmultiplizität angepaßt werden. In der Reaktion ^{208}Pb+^{208}Pb standen damit erstmals wirklich schwere Ionen bei ultrarelativistischer Energie zur Verfügung und man hoffte, in der Reaktionszone durch das größere Reaktionsvolumen eine weitgehende Thermalisierung zu erzielen und damit die Chance für einen QGP-Phasenübergang zu erhöhen.

Die in dieser Arbeit diskutierten Daten wurden in drei Strahlzeiten zwischen 1994 und 1996 aufgenommen. Nach einem kurzen Überblick über das Pb-Ionen-Programm am CERN soll anschließend der Aufbau des WA98-Experiments vorgestellt werden.

3.1 Das SPS-Programm am CERN

Es gab sieben Experimente, die am Pb-Programm des SPS beteiligt waren: NA44, NA45/CERES, NA49, NA50, NA52/NEWMASS, WA97/NA57 und WA98. Die Experimente setzten unterschiedliche Schwerpunkte in der Untersuchung der Eigenschaften der $Pb + Pb$- und $Pb + Au$-Reaktionen. Einige wollten verschiedene Signaturen für einen Phasenübergang zum QGP gleichzeitig messen, andere konzentrierten sich auf die Suche nach seltenen Ereignissen, die dann mit hoher Statistik untersucht werden sollten. Das Konzept, unterschiedliche, sich gegenseitig ergänzende aber auch in den Ergebnissen redundante Experimente zu installieren hat sich als sehr erfolgreich erwiesen [Hei00]. Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die Schwer-

Experiment	Schwerpunkt
NA44	Identifizierte $\pi^{\pm}, K^{\pm}, p, \bar{p}, d, \bar{d}$ mit hoher Auflösung
	bei kleiner Akzeptanz, Zwei- und Dreiteilchen-Interferometrie
NA45	e^+e^--Paare (Vektormesonen ϱ, ω und ϕ)
	direkte Photonen, geladene Hadronen
NA50	Di-Myonen, ϕ-, J/ψ- und ψ'-Vektormesonen
	Thermische Di-Myonen, ρ- und ω-Mesonen
NA49	Geladene Teilchen und neutrale seltsame Teilchen
	mit großer Akzeptanz
NA52	Langlebige massive seltsame Teilchen (*Strangelets*)
	Teilchen und Antiteilchenproduktion
WA97	seltsame und mehrfach seltsame Teilchen,
	insbes. Hyperonen und Antihyperonen
WA98	Photonen und neutrale Hadronen
	Geladene Teilchen und Korrelationen

Tabelle 3.1: Schwerpunkte der Experimente des *Pb*-Programms am CERN-SPS.

punkte der einzelnen Experimente; zur physikalischen Motivation der Messungen vergleiche Abschnitt 2.2.3.

3.2 Aufbau des Experiments

Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau des WA98-Experiments [WA98a] in der endgültigen Form; er wurde zwischen den Strahlzeiten ständig erweitert. Beim WA98-Experiment handelt es sich um ein *fixed Target*-Experiment: der Teilchenstrahl[1] (^{208}Pb oder Protonen) kommt in der Darstellung von links unten und trifft auf eine 210 bzw. 410 μm dicke Bleifolie. Neben dem Blei-*Target* wurde im Protonenstrahl auch ein 10.022 mm dickes Kohlenstofftarget eingesetzt. Das *Target* befindet sich innerhalb des *Plastic-Ball-Detektors*. Es schließen sich ein Spektrometer zur Messung geladener Teilchen und verschiedene Kalorimeter zur Photonenmessung und Zentralitätsbestimmung an. Im folgenden sollen die wichtigsten Detektoren des Experiments in Aufgabe und Funktionsweise kurz vorgestellt werden.

[1] Eine Schilderung der Strahlerzeugung am SPS findet sich beispielsweise in [Rey99].

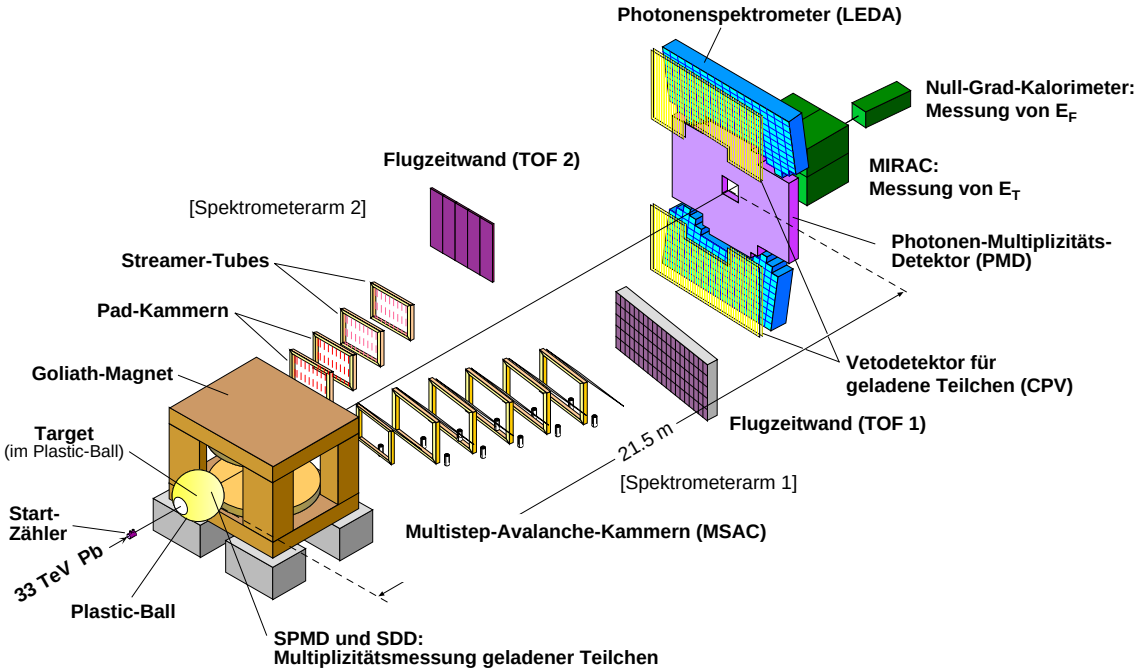

Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Aufbaus des WA98 Experiments in der letzten Ausbaustufe (1996).

3.2.1 Die Kalorimeter

Die Zentralitätsbestimmung der $Pb + Pb$-Kollisionen erfolgt im WA98-Experiment durch Messung des Anteils der in der Kollision zur Teilchenproduktion verbrauchten Energie an der Gesamtenergie der Pb-Ionen. Dabei wird sowohl die Vorwärtsenergie der Projektil-Spectatorteilchen als auch die Transversalenergie der emittierten Teilchen gemessen. Zur Festlegung der Zentralität der Reaktion vergleiche Abschnitt 4.1.

Das MIRAC-Kalorimeter

Das MIRAC-Kalorimeter[2] mißt die Transversalenergie der emittierten Teilchen. Es befindet sich 25 m hinter dem Target und deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $3.5 \leq \eta \leq 5.5$ ab. In der Mitte des MIRAC befindet sich eine Öffnung, durch die Teilchen hoher Rapidität ungehindert zum Null-Grad-Kalorimeter (s.u.) gelangen

[2] **MI**d-**RA**pidity-**C**alorimeter

können. Die transversale Segmentierung des Detektors erlaubt eine sehr gute Bestimmung der transversalen Energie E_T der erzeugten Teilchen. Es gilt:

$$E_T = \sum_{i=1}^{N} E_i \sin\theta_i \tag{3.1}$$

Man summiert über alle Module N die unter einem Polarwinkel θ_i gemessene Energie E_i. Der MIRAC ist aus 180 Modulen mit einer Frontfläche von jeweils 20×20 cm und einer Modullänge von 215 cm zusammengesetzt. Die Module sind in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Bereich unterteilt, die beide in der sogenannten *Sandwich*-Technik aufgebaut sind, bei der sich passive Absorberschichten und aktive Szintillatorschichten abwechseln.

Der elektromagnetische Bereich besteht aus 27 Blei- und Szintillatorplatten, das entspricht einer effektiven Länge von 15.6 Strahlungslängen[3]. In Testmessungen konnte man zeigen, daß Photonen einer Energie $E < 30$ GeV 90% ihrer Energie im elektromagnetischen Bereich deponieren [Awe89].

Im hadronischen Teil wechseln sich 119 Stahl- und Szintillatorplatten ab, der MIRAC entspricht damit in seinem hadronischen Teil 6.1 nuklearen Wechselwirkungslängen. Zusammen mit dem elektromagnetischen Teil entspricht die Länge des Detektors sogar 6.9 Wechselwirkungslängen[4], damit würde ein 50 GeV Proton etwa 90% seiner Energie im Detektor deponieren.

Die Szintillatoren der beiden Bereiche werden über Wellenlängenschieber und Lichtleiter von Photovervielfachern ausgelesen. Die Energieauflösung des elektromagnetische Bereichs beträgt $\sigma_E/E = 17.8\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$, die des hadronischen Teils $\sigma_E/E = 46.1\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ [Agg97a].

Das Null-Grad-Kalorimeter

Das Null-Grad-Kalorimeter (ZDC) mißt die Energie der Spectatorfragmente der Projektile. Es deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $\eta \geq 5.9$ ab, das entspricht einem Öffnungswinkel zur Strahlachse von $\theta \leq 0.3°$, und befindet sich in einer Entfernung von 30 m vom Target. Das ZDC ist aus 5×7 Modulen aufgebaut. Ein Modul besteht aus vier hintereinander angeordneten Gruppen von 36 sich abwechseln-

[3] Ein Photon erzeugt mit einer Wahrscheinlichkeit von $1-e^{-7/9} = 54\%$ in einer Schicht der Dicke X_0, der Strahlungslänge, ein Elektron - Positronpaar. Die Elektronen und Positronen verlieren ihrerseits innerhalb einer Strahlungslänge X_0 im Mittel (1-1/e) ihrer Energie durch Bremsstrahlung im Feld eines Kerns des Detektormaterials.

[4] Die mittlere freie Weglänge eines Hadrons bis zu einem inelastischen Stoß wird durch die nukleare Wechselwirkungslänge angegeben.

den Bleiabsorber- und Szintillatorschichten. Daraus ergibt sich für das Null-Grad-Kalorimeter eine effektive Tiefe von 8.57 hadronischen Wechselwirkungslängen. Die in den Szintillatoren erzeugten Lichtsignale werden auch hier über Wellenlängenschieber und Lichtleiter zu einem Photovervielfacher transportiert, der dann an der Modulrückseite ausgelesen wird [Vod93].

In dieser Arbeit wird zur Bestimmung der Zentralität nur der MIRAC-Detektor verwendet. Ein ausführlicher Vergleich der Zentralitätsbestimmung mit beiden Detektoren findet sich in [Rey99].

3.2.2 Spektrometrie geladener Teilchen

In Kombination mit dem Dipolmagneten GOLIATH erlauben zwei Trackingarme die Spurverfolgung geladener Teilchen. Zusammen mit zwei Flugzeitdetektoren läßt sich dann die Masse der Teilchen bestimmen. Der GOLIATH-Magnet befindet sich 3.28 m hinter dem Target. Negativ geladene Teilchen werden im Feld des Magneten ($\int B\,dl = 1.6$ Tm) entsprechend ihres Impulses in den ersten Trackingarm abgelenkt, positive geladene Teilchen in den zweiten Arm. Da die Spektrometer im folgenden in der Analyse nicht verwendet werden, sollen sie nur sehr kurz vorgestellt werden.

Der erste Trackingarm besteht aus sechs MSAC[5]-Kammern [Izy91, Izy94, Izy95] und einer Flugzeitwand. Geladene Teilchen ionisieren beim Durchqueren der Kammer entlang ihrer Spur die Ne/Ar-Atome des Kammergases. Durch Potentialunterschiede zwischen feinen Drahtgittern in der Kammer bildet sich eine Elektronenlawine aus, die die der Gasmischung beigefügten Triethylamid-Moleküle (TEA) zur UV-γ-Emission anregt. Über einen Wellenlängenschieber werden die Photonen in sichtbares Licht umgewandelt und über dünne Spiegel mit einer CCD-Kamera ausgelesen. Anhand der Signale der CCD-Kameras der verschiedenen Ebenen läßt sich die Spur der ionisierenden Teilchen und damit ihr Impuls rekonstruieren. Die MSAC-Kammern erreichen eine Ortsauflösung von ca. 3 mm.

Die ca. 8 m^2 große Flugzeitwand des ersten Trackingarms besteht aus 4×120 Szintillatoren mit Photovervielfacherauslese. Sie erreichen eine Zeitauflösung von etwa 130 ps.

Der zweite Trackingarm zur Messung positiv geladener Teilchen besteht aus zwei MSAC-Kammern und zwei Streamer-Tube-Wänden. Dieser Arm wurde erst nachträglich zur Blei-Strahlzeit 1996 eingesetzt. Die beiden MSAC-Kammern sind baugleich zu den im ersten Arm eingesetzen Kammern, allerdings werden sie nicht durch CCD-Kameras sondern mit $1 \times 1.6\,\mathrm{mm}^2$ großen Pads ausgelesen, die sich

[5] **M**ulti-**S**tep-**A**valanche-**C**hamber

hinter der letzten Drahtebene befinden [Car98a, Car98b]. Die Elektronenlawinen induzieren direkt Ladungen auf den Pads, und die indirekte Messung der Emissionsphotonen der TEA-Moleküle entfällt. Dadurch konnte auf den Einsatz des giftigen TEA verzichtet werden.

Die Bauweise der Streamer-Tube-Wände wurde vom Vetodetektor für geladene Teilchen (CPV[6], siehe Abschnitt 17) übernommen. Die Flugzeitwand des zweiten Arms besteht aus 5×96 Plastikszintillatoren mit Photovervielfacherauslese. Sie erreichen eine Zeitauflösung von etwa 80 ps.

3.2.3 Multiplizitätsmessung

In diesem Abschnitt sollen die Detektoren zur Messung der Teilchenmultiplizität vorgestellt werden. Geladene Teilchen werden mit dem Silicon-Pad-Multiplicity-Detektor (SPMD), dem Silicon-Drift-Detektor (SDD) und dem Vetodetektor für geladene Teilchen (CPV) gemessen. Zur Multiplizitätsmessung von Photonen steht der Photon-Multiplicity-Detector (PMD) und das Bleiglaskalorimeter LEDA[7] zur Verfügung. Ob seiner besonderen Bedeutung in dieser Arbeit wird der LEDA-Detektor in Abschnitt 3.2.5 separat behandelt.

Silicon-Pad-Multiplicity-Detektor

Der SPMD befindet sich 32.8 cm hinter dem Target und überdeckt einen Rapiditätsbereich $2.35 \leq \eta \leq 3.75$ und den vollen Azimutalwinkelbereich [Lin97, Ste98]. Ein durchfliegendes geladenes Teilchen erzeugt auf dem kreisförmigen, 300 μm dicken Silizium-Detektor freie Ladungen, die über 4×1012 Pads ausgelesen werden. Durch die hohe Teilchenmultiplizität in $Pb+Pb$-Kollisionen ist die Wahrscheinlichkeit von Doppeltreffern nicht zu vernachlässigen. Dies kann jedoch in der Analyse durch Berücksichtigung der Signalhöhe korrigiert werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des SPMD ist größer als 99 %.

Silicon-Drift-Detektor

Der SDD besteht aus einem ringförmigen, 280 μm dicken Silizium-Wafer mit einem Durchmesser von 4 Zoll, der sich 12.5 cm hinter dem Target befindet. In der Mitte hat der Wafer ein 15 mm dickes Loch, durch das nicht an der Kollision beteiligte Strahlteilchen hindurchfliegen können. Der SDD deckt damit einen Pseudorapiditätsbereich von $2.0 \leq \eta \leq 3.4$ ab. Durchquert ein geladenes Teilchen den Detektor,

[6] **C**harged-**P**article-**V**eto
[7] **L**ead-**G**lass-**D**etektor-**A**rray

wird eine elektrische Ladungswolke erzeugt, die durch die an den Wafer angelegte Spannung radial zum Rand des Detektors driftet. Durch Messung der Driftzeit ist es möglich, die Radialposition des durchfliegenden Teilchens zu bestimmen. Der Azimutalwinkel wird durch Bildung des Ladungsschwerpunkts der ansprechenden Anoden festgelegt. Man erreicht eine Ortsauflösung von bis zu 20 μm [Reh90, Pet98].

Der Veto-Detektor für geladene Teilchen

Etwa einen Meter vor dem Bleiglasdetektor LEDA (vgl. Abschnitt 3.2.5) befindet sich der CPV, dem im Experiment zwei unterschiedliche Aufgaben zukommen: Zum einen dient er ebenfalls der Multiplizitätsbestimmung geladener Teilchen, zum anderen soll er aber auch zur Unterscheidung von Photonen und geladenen Teilchen im LEDA verwendet werden [Bar98, Bat97, Rey95]. Der CPV besteht aus zwei Detektorhälften ober- und unterhalb der Strahlachse ($2.3 \leq \eta \leq 3.0$) mit je 86 Streamer-Tubes in Iarocci-Bauweise. Eine einzelne Streamer-Tube ist in 8 Kammern unterteilt, in denen sich jeweils ein 100 μm starker Anodendraht befindet. Eine an die Anoden angelegte Hochspannung erzeugt ein elektrisches Feld, in dem ein den Detektor durchquerendes geladenes Teilchen einen räumlich begrenzten Streamer erzeugt. Auf der Rückseite der Streamer-Tubes befinden sich 49120 kleine Pads (42×7 mm), auf die die Streamerentladungen Ladungssignale influenzieren. Es wird eine Ortsauflösung von 20 bzw. 24 mm erreicht.

Der Photon-Multiplicity-Detektor

In einer Entfernung von 21.5 m hinter dem Target befindet sich schließlich der PMD ($2.4 \leq \eta \leq 4.4$) zur Multiplizitätsmessung von Photonen [Agg96, Agg98b]. Der Detektor besteht aus 1.7 cm ($\approx$ 3 Strahlungslängen) dicken Bleiplatten, in denen Photonen mit einer mittleren Wahrscheinlichkeit von ca. 95 % in ein e^+e^--Paar konvertieren. Es bildet sich ein elektromagnetischer Schauer aus, dessen Schauerteilchen von etwa 54000 Szintillatorplättchen direkt hinter den Bleiplatten detektiert werden. Die Signale werden über wellenlängenschiebende Lichtleiter und Bildverstärker von CCD-Kameras ausgelesen. Da Hadronen aufgrund ihrer hohen Wechselwirkungslänge kaum Schauer ausbilden und in der Mehrheit nur als minimal ionisierende Teilchen ein Signal geringer Energie liefern, lassen sie sich in der Analyse durch Anwendung einer unteren Energieschwelle gut unterdrücken.

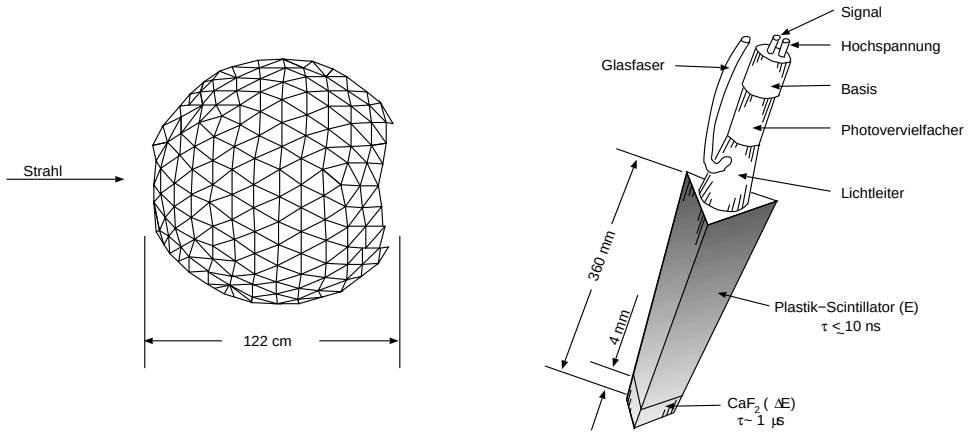

Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Plastic-Ball-Detektors und eines Einzelmoduls.

3.2.4 Der Plastic-Ball-Detektor

Der Plastic-Ball-Detektor wurde ursprünglich für Experimente am Bevalac in Berkeley gebaut [Gut89b]. Im WA98-Experiment dient er unter anderem zur Bestimmung der Reaktionsebene durch Messung der Richtung der Fragmente der Target-Spectator-Teilchen (vgl. Abschnitt 6.3). Der Plastic-Ball-Detektor umschließt das Target kugelförmig: Er deckt einen Polarwinkel θ relativ zur Strahlachse von $30° \leq \theta \leq 160°$ und den vollen Azimutalwinkelbereich ab. Er besteht aus 655 Einzelmodulen, die durch eine $\Delta E - E$-Messung die Teilchenidentifikation von Pionen, Protonen und leichten Kernfragmenten erlauben. Aufgrund der hohen Teilchenmultiplizität bei SPS-Energien können, verglichen mit dem ursprünglichen Design, 160 Module in Vorwärtsrichtung nicht verwendet werden. Ein Einzelmodul besteht aus zwei unterschiedlichen Szintillatoren, einem CaF_2-Kristall zur Messung des Energieverlusts ΔE und einem Plastikszintillator zur Messung der Energie der Teilchen. Durch das unterschiedliche Zeitverhalten der beiden Szintillatoren ist eine gemeinsame Auslese mit nur einem Photovervielfacher pro Modul möglich: Nach Auslese des um zwei Größenordnungen schnelleren Plastikszintillators wird der CaF_2-Kristall ausgelesen; der Plastikszintillator dient dann als Lichtleiter. Eine schematische Darstellung des Aufbaus des Plastic-Ball-Detektors und eines Einzelmoduls ist in Abbildung 3.2 zu finden.

Seit dem Ende der Datennahme im WA98 Experiment wird der Plastic-Ball im KVI Groningen/NL eingesetzt.

3.2.5 Das Photonspektrometer LEDA

Eines der wichtigsten Ziele des WA98-Experiments war die Messung thermischer direkter Photonen. Zu diesem Zweck wurde der Bleiglasdetektor LEDA eingesetzt [Blu98, Boh96, Cla96, Sch94a, Sch94b]. Der LEDA-Detektor befindet sich 21.5 m hinter dem Target und deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $2.3 \leq \eta \leq 3.0$ ab. Er ermöglicht den Nachweis von Photonen im Energiebereich $0.12 \leq E \leq 40$ GeV sowie die Messung von π^0- und η-Mesonen durch Rekonstruktion der Eigenschaften der Mesonen (invariante Masse, Transversalimpuls) aus ihren Zerfallsphotonen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit stützen sich im wesentlichen auf die Auswertung der Daten des LEDA-Detektors. Er soll daher im folgenden näher vorgestellt werden:

Funktionsweise

Trifft ein hochenergetisches Photon oder Elektron auf das Kalorimeter, so kommt es zu Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial, die zu einer Kaskade von Sekundärteilchen, einem sogenannten Schauer, führen. Durch die geladenen Schauerteilchen wird Čerenkovstrahlung ausgesandt, die am Modulende detektiert wird.

Elektronen und Positronen verlieren beim Durchgang durch Materie kinetische Energie und erzeugen Bremsstrahlungsphotonen; Photonen verlieren Energie durch Elektron-Positronpaar-Bildung. Die dabei entstehenden Sekundärteilchen wechselwirken anschließend in gleicher Weise erneut mit dem Detektormaterial. Es entsteht ein elektromagnetischer Schauer, dessen weitere Ausdehnung erst unterbrochen wird, wenn die Energie der Sekundärteilchen die kritische Energie E_c unterschreitet, bei der der Energieverlust der Teilchen durch Ionisation dem Energieverlust durch Bremsstrahlung entspricht.

Die Tiefe des Schauermaximums wird in Einheiten der materialabhängigen Strahlungslänge angeben:

$$\frac{X_{max}}{X_0} \sim \ln \frac{E}{E_c} - t \tag{3.2}$$

(t = 1.1 für Elektronen und t = 0.3 für Photonen.) Die Energiedeposition des Schauers in radialer Richtung fällt im wesentlichen exponentiell ab und kann durch den Molière-Radius R_M beschrieben werden:

$$R_M \equiv 21\,\text{MeV} \cdot X_0 E_c \tag{3.3}$$

Innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $2\,R_M$ um die Schauerachse werden etwa 95 % der Schauerenergie deponiert. Das im Experiment verwendete Bleiglas TF1 besitzt eine Strahlungslänge von 2.78 cm und einen Molière-Radius von 3.9 cm.

Material	TF1 (51 % PbO + 49 % SiO_2)
Molière-Radius	3.90 cm
Modulquerschnitt	4×4 cm^2
Modullänge	40 cm (=14.4 X_0 bzw. 1.05 λ_{int})
Gesamtzahl der Module	10080
Photovervielfacher	FEU-84
Energieauflösung	$\sigma_E/E = (5.5 \pm 0.6)\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} + (0.8 \pm 0.2)\%$
Ortsauflösung	$\sigma_x = (8.35 \pm 0.25)\mathrm{mm}/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} + (0.15 \pm 0.07)\mathrm{mm}$

Tabelle 3.2: Technische Daten des Bleiglaskalorimeters LEDA.

Die mittlere freie Weglänge von Hadronen ist sehr viel größer, im TF1-Bleiglas beträgt die hadronische Wechselwirkungslänge

$$\lambda = \frac{A}{\sigma N_A \rho} \tag{3.4}$$

(A: Molmasse, ρ: Dichte des Detektormaterials, N_A: Avogadrozahl, σ: inelastischer Wirkungsquerschnitt) etwa 38 cm. Da es innerhalb einer Wechselwirkungslänge mit einer Wahrscheinlichkeit von $1 - 1/e$ zu einem hadronischen Prozeß kommt, wird von etwa 63 % aller Hadronen innerhalb des Detektors ein hadronischer Schauer ausgelöst: Trifft ein hadronisches Teilchen auf das Kalorimeter, so erzeugt es in einer Reihe von inelastischen Stößen mit dem Detektormaterial andere sekundäre Hadronen. Es entstehen vornehmlich Pionen, die dann ebenfalls wieder inelastisch wechselwirken. Die Kaskade bricht ab, wenn die Schauerteilchen vollständig vom Material abgebremst oder absorbiert werden. Zusätzlich entstehen, beispielsweise durch Bremsstrahlung oder π^0-Zerfälle, auch elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen. Die mittlere Tiefe und die Breite der hadronischen Schauer ist somit größer als bei elektromagnetischen Schauern, was in der Analyse zur Unterscheidung von Photonen und Hadronen eingesetzt wird.

Die übrigen 37 % der Hadronen geben als minimalionisierende Teilchen nur einen Bruchteil ihrer Energie durch Ionisationsprozesse und Čerenkov-Strahlung ab; sie lassen sich in der Analyse durch eine untere Energieschwelle ebenfalls gut unterdrücken.

Geladene Schauerteilchen mit einer Geschwindigkeit $v > c/n = c_{Phas.}$ erzeugen beim Durchgang durch ein Material mit dem Brechungsindex n entlang ihrer Bahn Čerenkovstrahlung, die unter einem festen Winkel $\theta_{Cerenkov} = 1/\beta n \simeq 1/n$ relativ

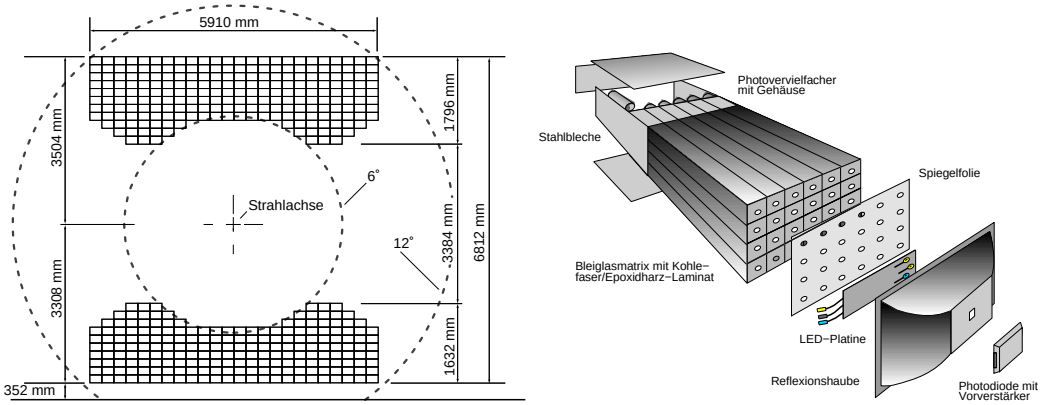

Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Aufbaus des LEDA-Detektors mit allen 420 Supermodulen (links) und Darstellung eines einzelnen Supermoduls (rechts).

zur Flugrichtung abgestrahlt wird. Für das TF1-Bleiglas ($n = 1.647$) ergibt sich ein Čerenkovwinkel von $\theta_{Cerenkov} = 53°$.

In den Bleiglasmodulen wird das Čerenkovlicht der Schauerteilchen durch Totalreflexion an den Glasoberflächen zu Photokathoden geleitet. Die Anzahl der pro Energieintervall emittierten Čerenkovphotonen ist dann proportional der zurückgelegten Strecke L (vgl. [Klei92])

$$\frac{dN_{Cerenkov}}{dE} = \frac{2\pi\alpha}{hc}(1 - \frac{1}{\beta^2\epsilon})L \tag{3.5}$$

(α: Feinstrukturkonstante, ϵ: Dielektrizität des Mediums) und damit proportional zur Anfangsenergie E_0 des Teilchens. Durch Absorptions- und *Leakage*effekte[8] wird die Anzahl der Čerenkovphotonen allerdings stark verringert. Die Kenndaten des LEDA-Detektors sind in Tabelle 3.2 noch einmal zusammengefasst.

Aufbau

Der Bleiglasdetektor LEDA besteht aus zwei Hälften oberhalb und unterhalb der Strahlachse, die einen Winkelbereich von etwa $6° \leq \theta \leq 12°$ und eine Fläche von etwa $16.13\,\mathrm{m}^2$ überdecken. Er setzt sich aus 10.080 einzelnen Bleiglasmodulen zusammen, deren Kern jeweils ein $4 \times 4 \times 40$ cm großer TF1-Bleiglasblock bildet. 6×4 Einzelmodule sind zu sogenannten Supermodulen zusammengefaßt (Abb. 3.3).

[8] Bei hoher Teilchenenergie fliegen einige Teilchen hinten aus dem Detektor heraus. Diesen Effekt bezeichnet man als *Leakage*.

Die Unterteilung des Detektors in 420 Supermodule mit jeweils eigenem Referenzsystem sollte den Einsatz des Detektors in anderen Konfigurationen ohne eine erneute Kalibration erlauben. Nach Ende der Datennahme wurden die Supermodule zum PHENIX-Experiment am BNL gebracht, wo sie nun Teil des elektromagnetischen Kalorimeters EmCal sind (vgl. Abschnitt 29). Die Konstruktion der Supermodule wird ausführlich in [Schl94] beschrieben.

Am Ende der Module befinden sich Photovervielfacher, die die im Bleiglas entstehenden Čerenkovphotonen detektieren (s.o.). Die Signale des Photovervielfachers werden in einem ladungsempfindlichen Analog-Digital-Converter (ADC) diskretisiert und der Datenverarbeitung zugeführt [Blu98].

Die Stabilität des Detektors wird durch ein Referenzsystem überwacht. Es besteht aus einer blauen und zwei gelben Leuchtdioden (LED), die unter einer Reflexionshaube an der Frontseite der Supermodule angebracht sind, um das Licht der LEDs gleichmäßig in alle Einzelmodule zu verteilen. Die LEDs imitieren die Eigenschaften des im Bleiglas erzeugten Čerenkovlichts wie Impulsverhalten, Intensität und Wellenlänge. Die LEDs werden ihrerseits von einer Photodiode überwacht. Eine detaillierte Beschreibung des Referenzsystems findet sich in [Sch94].

Sehr detaillierte Beschreibungen des LEDA-Detektors, seiner Funktionsweise, der verwendeten Hochspannungsversorgung und Ausleseelektronik finden sich in [Blu98, Buc99]. Auf weitere Einzelheiten wird außerdem im Zusammenhang mit der Analyse der Detektordaten im Rahmen des PHENIX-Experiments in Abschnitt 8.3 eingegangen.

3.2.6 Der Trigger

Über die Gültigkeit eines Ereignisses und damit über die Aufzeichnung der Daten entscheidet das Triggersystem des Experiments. Dazu werden die Informationen unterschiedlicher Detektoren miteinander verknüpft [Lee94]: Der Startzähler bestimmt den Zeitpunkt, zu dem das Strahlteilchen eintrifft, und liefert das Startsignal für die Flugzeitwände. Sekundärteilchen, die beispielsweise durch Kollisionen der Strahlteilchen mit Restgasatomen im Beschleuniger schon vor dem *Target* entstanden sind, ein sogenannter *Halo*, werden durch eine Szintillatorwand unterdrückt. Es kann auch zu Reaktionen der Strahlteilchen mit dem Startzähler selbst kommen, die dann mit dem *Little Veto*-Detektor, einem Quarz-Čerenkov-Zähler, festgestellt werden. Außerdem wird mit dem Plastic-Ball-Detektor geprüft, ob das Strahlteilchen wirklich mit dem *Target* und nicht erst hinter dem *Target* mit der Luft oder Detektormaterial reagiert (sog. *Downstream*-Ereignisse). Genügt ein Ereignis diesen Anforderungen

Reaktion	Strahlzeit	Magnet	Minimum Bias
$Pb + Pb$	1995	ON	6.867.544
		OFF	1.106.266
	1996	ON	4.827.413
		OFF	1.176.520
$p + C$	1996	ON	50.777
		OFF	1.820.121
$p + Pb$		ON	-
		OFF	3.176.075

Tabelle 3.3: Anzahl der untersuchten *Minimum Bias*-Ereignisse, getrennt nach Reaktion und Strahlzeit für unterschiedliche Stellungen des GOLIATH-Magneten.

und liegt seine Energie außerdem noch über einer festgelegten Schwelle im MIRAC-Kalorimeter, dann spricht man von einem *Minimum Bias*-Ereignis, das analysiert werden kann. Tabelle 3.3 gibt die Anzahl der in dieser Arbeit untersuchten *Minimum Bias*-Ereignisse der beiden Strahlzeiten 1995 und 1996 für unterschiedliche Stellungen des GOLIATH-Magneten an. Daten der ersten Strahlzeit 1994 wurden nicht berücksichtigt, da es zu Problemen während der Datennahme gekommen war.

Bei der Aufnahme der $p + A$-Daten kam zur Teilchenidentifizierung der Strahlteilchen ein Schwellen-Čerenkovzähler zum Einsatz. Es wurden sowohl p- als auch π^+-induzierte Reaktionen aufgezeichnet, von denen in dieser Arbeit allerdings nur der Proton-Datensatz verwendet wird. Weitere Einzelheiten zu unterschiedlichen Triggerbedingungen werden in Abschnitt 4.5 bei der Diskussion der Datenauswertung erläutert.

4. Analyse der WA98-Daten

4.1 Zentralitätsbestimmung

Wie bereits in Kapitel 2 erläutert, ändert sich die Stärke physikalischer Effekte in Schwerionenreaktionen mit der Zentralität der Kollisionen. Zur globalen Charakterisierung von Schwerionenreaktionen sind Größen wie die transversale Energie E_T, die Vorwärtsenergie E_F oder auch die Multiplizität geladener Teilchen experimentell zugänglich. Im WA98-Experiment erfolgt die Zentralitätsbestimmung der $Pb + Pb$-Kollisionen durch Messung des Anteils der in der Kollision zur Teilchenproduktion verbrauchten Energie an der Gesamtenergie der Pb-Ionen. In dieser Arbeit wird dazu die transversale Energie E_T des MIRAC verwendet. Abbildung 4.1 zeigt die Vorwärtsenergie E_F (gemessen mit dem ZDC) als Funktion der transversalen Energie E_T. Man beobachtet eine starke lineare Antikorrelation zwischen den beiden Größen, die sich im Bild des Participant-Spectator-Modells leicht erklären läßt: In stark peripheren Reaktionen berühren sich die Kerne kaum. Dies führt zu einer hohen Vorwärtsenergie und nur zu einer sehr geringen Produktion transversaler Energie. Mit zunehmender Zentraliät der Kollision wird der Anteil der transversalen Energie immer größer, die in Vorwärtsrichtung gemessene Energie nimmt hingegen ab.

Im weiteren wird zur Beschreibung der Zentralitätsabhängigkeit eine Einteilung der Reaktionen in acht Zentralitätsklassen verwendet. Diese sind zur Illustration in Abbildung 4.1 durch unterschiedlich schattierte Bereiche eingezeichnet. Die Abbildung zeigt ferner den prozentualen Anteil der jeweiligen Zentralitätsklassen am Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt. Die hier gezeigten Daten wurden mit ausgeschaltetem Goliath-Magneten gemessen, das Magnetfeld beeinflußt die gemessenen Werte für E_T leicht. Die E_T-Schwellen zwischen den Zentralitätsklassen sind im Anhang B, in Tabelle B.1 für verschiedene Magnetstellungen zusammengefaßt.

Bei der Analyse der $p+A$-Reaktionen wird keine Unterteilung der Ereignisse nach ihrer Zentralität vorgenommen, die Unterschiede in der Zentralität der Reaktionen werden vernachlässigt.

4.2 Analyse der LEDA-Daten

Die grundsätzlichen Analysetechniken der LEDA-Daten wurden bereits in vorhergegangenen Arbeiten sehr ausführlich vorgestellt. In diesem Abschnitt sollen daher nur

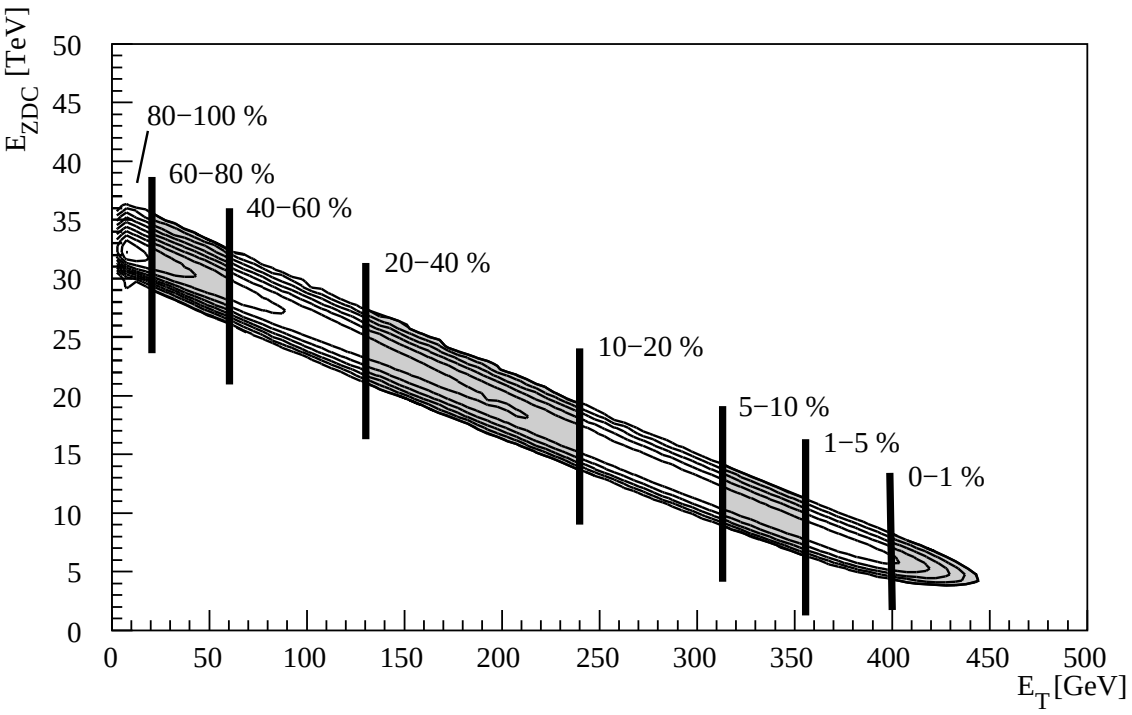

Abbildung 4.1: Vorwärtsenergie E_F als Funktion der transversalen Energie E_T. Die Einteilung in verschiedene Zentralitätsklassen wird durch unterschiedliche Schattierungen markiert. Angegeben ist jeweils der prozentuale Anteil am Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt.

kurz die wesentlichen Schritte rekapituliert werden. Dabei wird jeweils auf die entsprechende Referenz verwiesen, in der Einzelheiten der Analyse vertieft dargestellt werden. Besonderheiten bei der Auswertung der LEDA-Daten, die für die Untersuchung azimutaler Winkelkorrelationen neu entwickelt wurden, werden ausführlicher behandelt. Es sei darauf hingewiesen, daß Teilbereiche der Analyse in Abschnitt 8.3 bei der Besprechung der Auswertung der PHENIX-Daten wieder aufgenommen werden.

4.2.1 Kalibration und Korrekturen

Vor Beginn der Messungen mit *Pb*-Ionen wurde 1993/94 am CERN eine Teststrahlzeit mit Elektronen zur Kalibration der LEDA-Module durchgeführt. Dabei wurde die Antwort der einzelnen Module auf einen 10 GeV-Elektronstrahl bestimmt [Sch94a, Sch94b]. Zusätzlich wurden Messungen mit Elektronen unterschiedlicher Energie durchgeführt, um die Energie- und Ortsauflösung des Detektors zu bestimmen und Nichtlinearitätseffekte im Antwortverhalten des Detektors auszu-

messen. Außerdem wurde mit hadronischen Beimischungen im Teststrahl die Teilchenidentifizierung untersucht. Die Verstärkungsfaktoren der einzelnen Module wurden iterativ nach dem GAMS-Algorithmus [Mou85] bestimmt. Da die physikalischen Prozesse für einstrahlende Photonen und Elektronen sehr ähnlich sind, wurden die Ergebnisse der Elektronenmessung zur Kalibration der Module auch für die Messung von Photonen verwendet. Unterschiede im Antwortverhalten auf Photonen und Elektronen konnten mit einer Computersimulation näher bestimmt werden [Büs97] und werden in der Auswertung der Daten berücksichtigt.

Da die Detektorantwort zeitlichen Schwankungen unterworfen ist, wurde ein Monitorsystem eingesetzt, um diese Schwankungen aufzuzeichnen und später auszugleichen. Verstärkungsänderungen können durch Fluktuationen in der Hochspannungsversorgung der Photovervielfacher oder auch durch langfristige Veränderungen der Eigenschaften des Bleiglases hervorgerufen werden. Durch regelmäßige Messungen des Lichtpulses einer LED in jedem Modul wird eine Referenz zur Korrektur der Verstärkungsfaktoren geschaffen [Boh96, Cla96].

Anschließend werden auf die Daten zahlreiche Korrekturen angewandt: Es werden Module, die nie oder zu häufig ein Signal geben in der Analyse ausgeklammert; Auslesefehler und Module mit einem ungewöhnlichen Grundrauschen werden näher untersucht [Blu98].

4.2.2 Clusteranalyse und Identifizierung von Photonen

Nach diesen Korrekturen ist die gemessene Energie in jedem einzelnen Modul des Detektors wohlbekannt. Da sich elektromagnetische Schauer im Bleiglasdetektor meist über mehrere benachbarte Module gleichzeitig erstrecken, müssen diese nun zu sogenannten Clustern zusammengefaßt werden. Zur Unterdrückung von Rauschsignalen werden zur Clusterbildung nur Module einer Energie $E > 40$ MeV verwendet, wobei zusätzlich ein Modul pro Cluster (das Zentralmodul) mindestens eine Energie $E > 120$ MeV aufweisen muß.

Da bei hoher Teilchenmultiplizität die Überlappwahrscheinlichkeit von Schauern nicht zu vernachlässigen ist, werden Cluster, die mehrere Maxima haben, in einem iterativen Verfahren aufgeteilt [Boh96]. Für Schauer, die einen Abstand von mindestens zwei Modulbreiten haben, lassen sich auf diese Weise Cluster-Energie und Schauerposition gut rekonstruieren.

Schließlich werden Nichtlinearitätseffekte in der Antwort des Detektors korrigiert. Diese Nichtlinearität entsteht einmal durch eine energieabhängige Absorption der Čerenkovphotonen im Bleiglas durch unterschiedlich weite Eindringtiefen der

Untere Clusterschwelle:	$E_{C-member} = 40$ MeV
Clusterbildung:	$E_{C-maximum} = 120$ MeV $\Rightarrow p_{T,\gamma,C-max} = 30$ MeV
Energieschwelle:	$E_c = 750$ MeV
Transversalimpulsschwelle:	$p_{T_C} = 180$ MeV
Dispersionsschwelle:	$D_c = \begin{cases} 0.267\,\mathrm{Mu}^2 & , E \leq 10 \text{ GeV} \\ 0.167\,\mathrm{Mu}^2 + E \cdot 10^{-2} & , E > 10 \text{ GeV} \end{cases}$

Tabelle 4.1: Schwellen der Clusteranalyse und der Photon-Identifizierung im LEDA. (Mu = Moduleinheiten).

Photonen; zum anderen deponieren hochenergetische Photonen nur einen Teil ihrer Energie im Bleiglas; einige Schauerteilchen können den Detektor nach hinten verlassen(*Leakage*). Die Auswirkungen dieser Nichtlinearitätseffekte auf Energie- und Ortsbestimmung wurden mit Computersimulationen intensiv untersucht und die Effekte bei der Datenanalyse entsprechend korrigiert [Büs97, Kle00].

Da im weiteren nur Photonen untersucht werden sollen, wird versucht, die Verunreinigung durch Cluster hadronischen Ursprungs zu reduzieren. Geladene Hadronen, die als minimalionisierende Teilchen (MIP) nur einen Bruchteil ihrer Energie durch Ionisationsprozesse abgeben, erzeugen im LEDA ein MIP-Signal von etwa 512 MeV und werden in der Analyse durch eine untere Energieschwelle von 750 MeV deutlich unterdrückt. Diese Energieschwelle entspricht für Photonen mit maximalem Auftreffwinkel auf der Bleiglasoberfläche einer Transversalimpulsschwelle von 180 MeV. Soweit angegeben, wurde in der Analyse eine zusätzliche Schwelle von $p_T > 180$ MeV verwendet. Niederenergetische Photonen gehen auf diese Weise ebenfalls verloren, was durch den Einsatz des CPV verhindert werden kann (vgl. [Rey99] und Abschnitt 17). Da in dieser Analyse das Augenmerk auf Photonen höherer Energie liegt, wurde es bei dem strengen Energiecut belassen.

Da hadronische Schauer, verglichen mit elektromagnetischen Schauern, eine größere laterale Ausdehnung haben, lassen sich aufschauernde Hadronen ebenfalls recht effektiv identifizieren [Ber92]. Ein Maß für die laterale Ausdehnung eines Schauers ist das zweite Moment D_x, die Dispersion:

$$D_x = \frac{\sum_i E_i x_i^2}{\sum_i E_i} - \left(\frac{\sum_i E_i x_i}{\sum_i E_i} \right)^2 \tag{4.1}$$

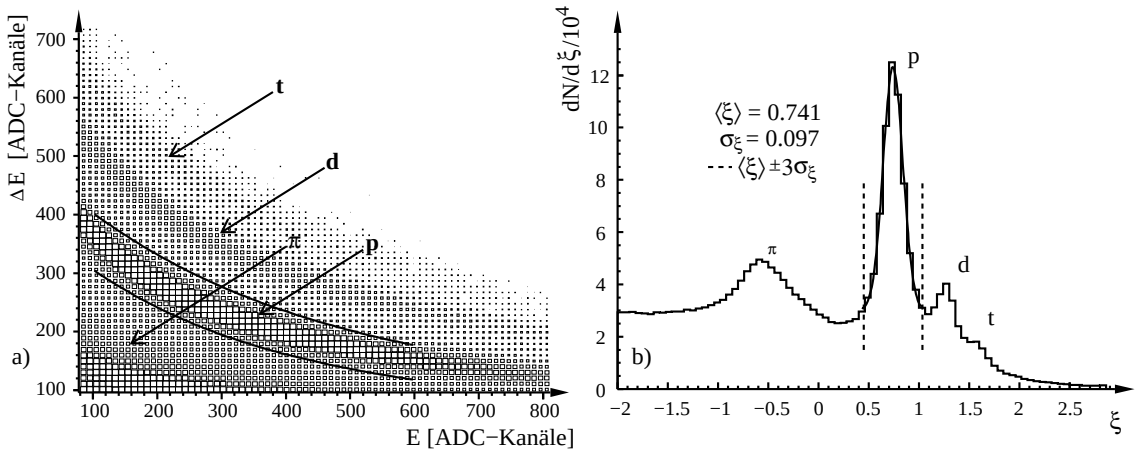

Abbildung 4.2: a) ΔE als Funktion der Energie im Plastic-Ball-Detektor. Eingezeichnet ist eine graphische Auswahl der Protonen. b) Linearisierte $\Delta E - E$-Projektion ξ. Eingezeichnet ist der ausgewählte Bereich zur Proton-Identifizierung.

(x_i:Relativkoordinate des i-ten Moduls bezüglich des Einschußmoduls ($x_i = 0$) in Moduleinheiten, E_i: Energie des i-ten Moduls). Es wird über alle Module eines Clusters summiert. Die Segmentierung der Bleiglasmodule ergibt eine untere Grenze für die Dispersion aus Clustern, die nur aus zwei Modulen bestehen und mit der die Dispersion korrigiert werden kann:

$$D_{x,korr} = D_x - (|\langle x \rangle| - \langle x \rangle^2) \tag{4.2}$$

Durch diese Korrektur wird die Dispersion unabhängig vom Einschußort. Cluster, deren korrigierte Dispersion $D_{max,korr} = max(D_{x,korr}, D_{y,korr})$ kleiner als eine energieabhängige Schwelle D_c ist, also $D_{max,korr} < D_c$, werden als Photonen identifiziert [Cle93, Hoe93]. D_c ist mit allen übrigen Schwellen der Clusteranalyse in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

4.3 Analyse der Plastic-Ball-Daten

Zur Bestimmung der Richtung der Reaktionsebene wird in Abschnitt 6.3 der Plastic-Ball-Detektor eingesetzt. Eine ausführliche Darstellung der Auswertung der Daten des Detektors findet sich in [Sch98], die dortigen Ergebnisse wurden in diese Arbeit übernommen. Besonderes Augenmerk wird in [Sch98] auf die Untersuchung auffälliger Module und die Teilchenidentifizierung gelegt. Da zur Bestimmung der Richtung der Reaktionsebene nur identifizierte Protonen, Deuteronen und Tritonen (p, d, t) beitragen, sollen die Ergebnisse der Vollständigkeit halber kurz rekapituliert

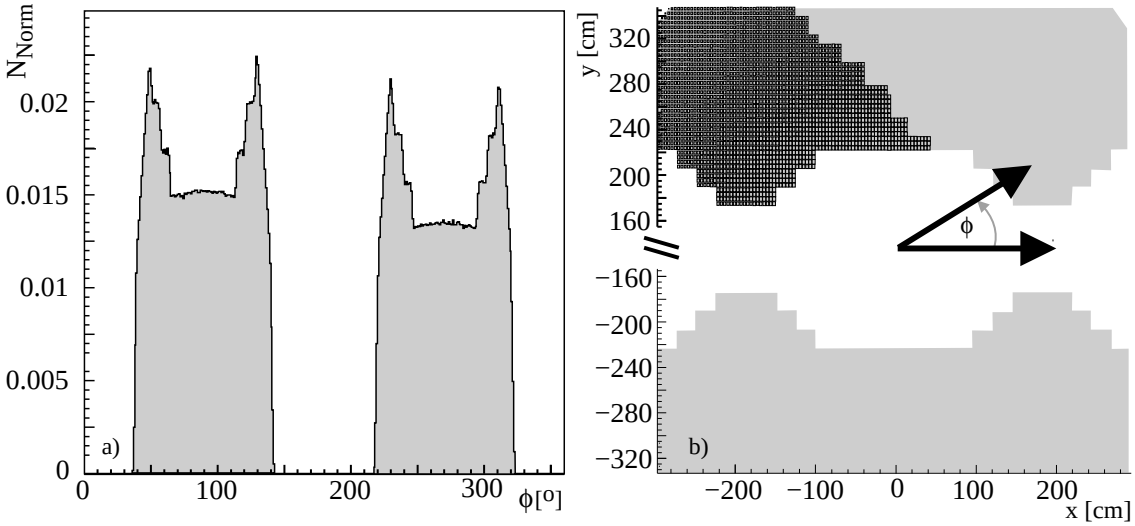

Abbildung 4.3: a) Verteilung der Azimutalwinkel ϕ der identifizierten Photonen im LEDA-Detektor. b) Konstruktion der Azimutalwinkel im x-y-Bild mit Blick in Strahlrichtung.

werden: Die Teilchenidentifizierung basiert auf der gleichzeitigen Messung von Energie E und Energieverlust ΔE. Abbildung 4.2 a) zeigt ΔE als Funktion der Energie. p, d und t sind klar zu unterscheiden. Eine linearisierte Projektion ξ mit

$$\xi = \log(1.95 \cdot \Delta E) + 0.95 \cdot \log(E + 0.5 \cdot \Delta E) - 11.122605 \tag{4.3}$$

auf die y-Achse ist in Abbildung 4.2 b) gezeigt. Zur Teilchenidentifizierung werden alle Teilchen innerhalb eines Bereichs von 3σ um den Mittelwert einer Anpassung einer Gaußfunktion an den entsprechenden Teil der ξ-Verteilung akzeptiert. Dies ist in der Abbildung für identifizierte Protonen gezeigt.

4.4 Azimutalwinkelverteilungen

Abbildung 4.3 a) zeigt die Verteilung der Azimutalwinkel ϕ der identifizierten Photonen im LEDA-Detektor. Die Verteilung wurde auf die Anzahl der Einträge normiert. Der Winkel $\phi = 0$ entspricht im x-y-Bild einem Photon, das seitlich zwischen den beiden Detektorteilen hindurchfliegt. Im rechten Bild sind die beiden Detektorhälften mit Blick in Strahlrichtung schematisch dargestellt, die Konstruktion der Azimutalwinkel ist eingezeichnet, in der oberen Hälfte ist die Granularität des Detektors angedeutet. Zusammen mit dieser x-y-Darstellung wird die Form der Azimutalwinkelverteilung verständlich: Neben den beiden klar getrennten Detektorhälften sind

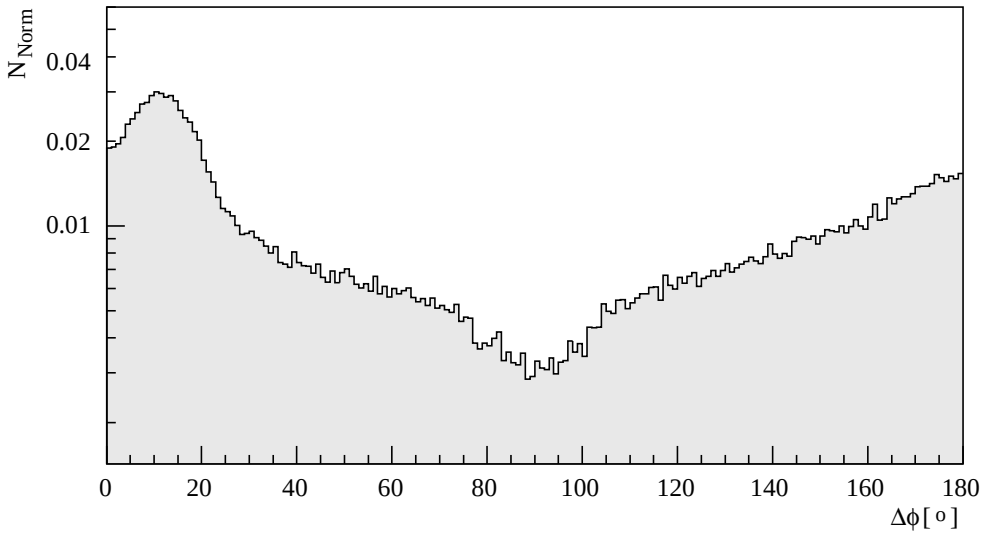

Abbildung 4.4: Verteilung des Differenzwinkels $\Delta\phi$ zwischen zwei Photonen.

auch die nach innen weisenden Ausbuchtungen des Detektors im linken Bild deutlich zu sehen. Die Fläche der oberen Detektorhälfte ist etwas größer als die der unteren.

Die ungleichmäßige azimutale Form des Detektors spiegelt sich auch in der Verteilung des Differenzwinkels $\Delta\phi$ zwischen zwei Photonen mit $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ wider: Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung der Differenzwinkel $\Delta\phi$, auch hier wurde die Verteilung auf die Anzahl der Einträge normiert. In dieser Darstellung wurde für $\Delta\phi$ immer der kleinere Differenzwinkel gewählt.

$$\Delta\phi = \begin{cases} \mid \phi_1 - \phi_2 \mid & \text{für} \quad \mid \phi_1 - \phi_2 \mid \leq 180^\circ \\ 360 - \mid \phi_1 - \phi_2 \mid & \text{für} \quad \mid \phi_1 - \phi_2 \mid > 180^\circ \end{cases} \tag{4.4}$$

Man sieht, daß Winkelkombinationen, die zu $\Delta\phi = 90^\circ$ führen, recht selten sind. Winkelkombinationen mit kleinerem bzw. größerem $\Delta\phi$ hingegen kommen aufgrund der Detektorform häufiger vor.

Außerdem beobachtet man eine starke Korrelation bei kleinen $\Delta\phi$, die nicht durch die Detektorform zu erklären ist. Es handelt sich um die Zerfallsphotonen aus π^0- oder auch η-Zerfällen, die einen kleinen Öffnungswinkel haben. Diese "Resonanzen" werden ausführlich in Abschnitt 5.1 behandelt.

Um ein physikalisch sinnvolles Ergebnis zu erhalten, muß die Detektorgeometrie korrigiert werden. In dieser Analyse wird dazu eine Methode gewählt, bei der die Photonen eines Ereignisses mit den Photonen eines anderen Ereignisses kombiniert werden. Für solche gemischten Ereignisse hat sich der Begriff *mixed events* etabliert. Diese gemischten $\gamma\gamma$-Kombinationen haben per Konstruktion keine physikalischen Korrelationen, sondern lediglich Korrelationen durch die Detektorform.

Im folgenden wird die Korrelationsfunktion $C(\Delta\phi)$ zur Beschreibung der azimutalen $\gamma\gamma$-Winkelkombinationen verwendet. Sie beschreibt das Verhältnis der korrelierten Paare $d^2N/d\varphi_1 d\varphi_2$ zum kombinatorischen Untergrund der unkorrelierten Paare $dN/d\varphi_1 \cdot dN/d\varphi_2$:

$$C(\Delta\phi) = \frac{d^2N}{d\phi_1 d\phi_2} \Big/ \left(\frac{dN}{d\phi_1}\frac{dN}{d\phi_2}\right) \tag{4.5}$$

Auf Einzelheiten und Besonderheiten in der Anwendung der *mixed events*-Methode wird in Abschnitt 4.6 ausführlich eingegangen.

4.5 Anpassung der Triggerbereiche

Da die Bandbreite der Datenaufzeichnung im Experiment begrenzt ist, können nicht alle Ereignisse, die die Minimum-Bias-Triggerbedingung erfüllen, aufgezeichnet werden. Deshalb wird bereits während der Datennahme entschieden, Ereignisse mit bestimmten Charakteristika aufzuzeichnen und andere zu verwerfen. In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Auswahlkriterien und ihre Auswirkungen auf die Auswertung der Daten im Hinblick auf Zweiteilchenkorrelationen für die $Pb+Pb$- und $p+A$-Datensätze erläutert.

4.5.1 Trigger in Pb+Pb

Bereits bei der Datennahme wurden die Ereignisse in grobe Zentralitätsklassen unterteilt. Diese Entscheidung wurde mit voreingestellten Schwellen auf ein analoges Signal des MIRAC gefällt, bei dem die Signale der Photovervielfacher bestimmter Detektorbereiche einfach addiert wurden. Da diese Einteilung aus nicht korrigierten Detektorsignalen bestimmt wurde, stehen die *Hardware*-Zentralitätsklassen nicht in eindeutigem Zusammenhang mit den aus der E_T-Verteilung gewonnenen Zentralitätsklassen, die in der Analyse verwendet werden. Abbildung 4.5 a) zeigt das korrigierte E_T-Spektrum des MIRAC und die drei *Hardware*-Zentralitätsklassen peripher, semi-zentral und zentral. Man erkennt deutlich die Überschneidungen der einzelnen Klassen im endgültigen Spektrum.

Diese Vorauswahl der Ereignisse wurde verwendet, um die allein aus geometrischen Gründen seltener auftretenden zentralen Ereignisse gegenüber den peripheren und semi-zentralen Ereignissen anzureichern: Bei der Datennahme wurden periphere und semi-zentrale Ereignisse seltener aufgezeichnet als zentrale. Die Stärke der Unterdrückung wird durch sogenannte *Scaledown*-Faktoren angegeben,

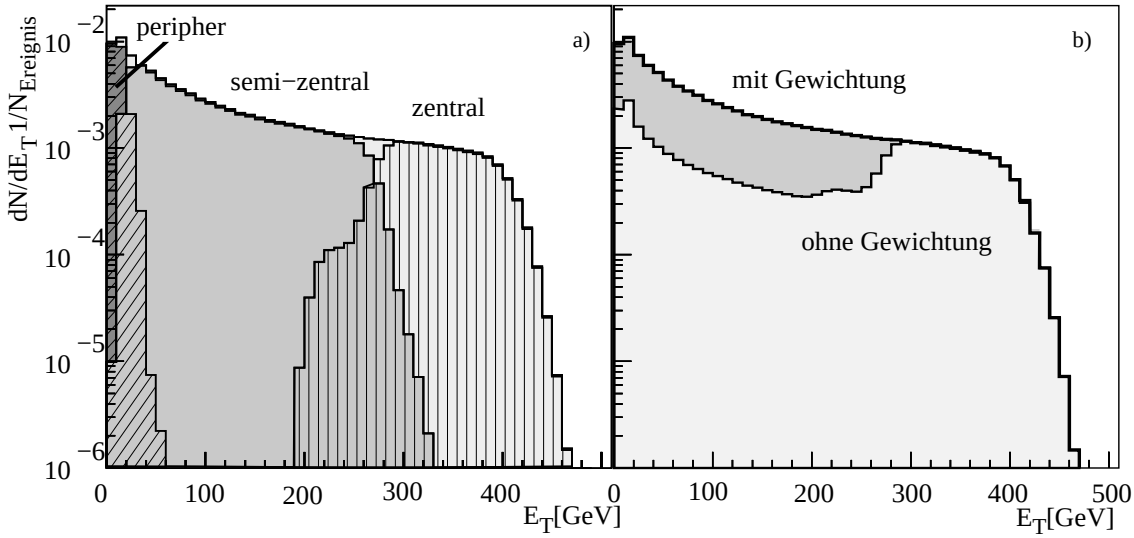

Abbildung 4.5: Korrigiertes E_T-Spektrum des MIRAC mit den drei *Hardware*-Zentralitätsklassen peripher, semi-zentral und zentral (a.), E_T-Spektrum vor und nach der Gewichtung mit den *Scaledown*-Faktoren (b.).

die anschließend in der Analyse berücksichtigt werden müssen, um wieder physikalisch sinnvolle Verteilungen zu erhalten. Abbildung 4.5 b) zeigt die Verteilung der transversalen Energie im MIRAC vor der Gewichtung mit den Gewichtsfaktoren ($\equiv 1/$*Scaledown*-Faktor[1]) und danach. Im Vergleich zu dem linken Bild sieht man sehr gut, daß zentrale Ereignisse von der Unterdrückung nicht betroffen sind. Das Bild zeigt E_T für den Datensatz bei ausgeschaltetem Magneten.

Die Berücksichtigung der Gewichtsfaktoren gestaltet sich in den meisten Analysen relativ unproblematisch. Bei der Untersuchung azimutaler Winkelkorrelationen stellt sich allerdings heraus, daß die Variation der Gewichtsfaktoren im Laufe der Strahlzeit die Korrelationen entscheidend stört. Abbildung 4.6 zeigt die Gewichtsfaktoren für die drei *Hardware*-Zentralitätsklassen als Funktion der *Run*-Nummer. Die Faktoren weisen im Laufe der Strahlzeit sehr starke Unterschiede auf. Bei semizentralen Ereignissen wurde beispielsweise zu Beginn der Datennahme nur jedes 60. Ereignis aufgezeichnet, am Ende wurde jedoch jedes achte Ereignis festgehalten.

Bei Gewichtung mit den *Scaledown*-Faktoren werden gleichwertige Ereignisse jedoch ungleich gewichtet. Statistische Fluktuationen aus Ereignissen mit hohem Gewichtsfaktor dominieren die $\Delta\phi$-Verteilungen, eine höhere Statistik mit kleinen Faktoren bringt dann keinen Vorteil mehr. Die *Scaledown*-Faktoren werden benötigt, um

[1]Im folgenden werden die Begriffe Gewichts- bzw. *Scaledown*-Faktor synonym verwendet, es gilt jedoch eigentlich vorstehender Zusammenhang.

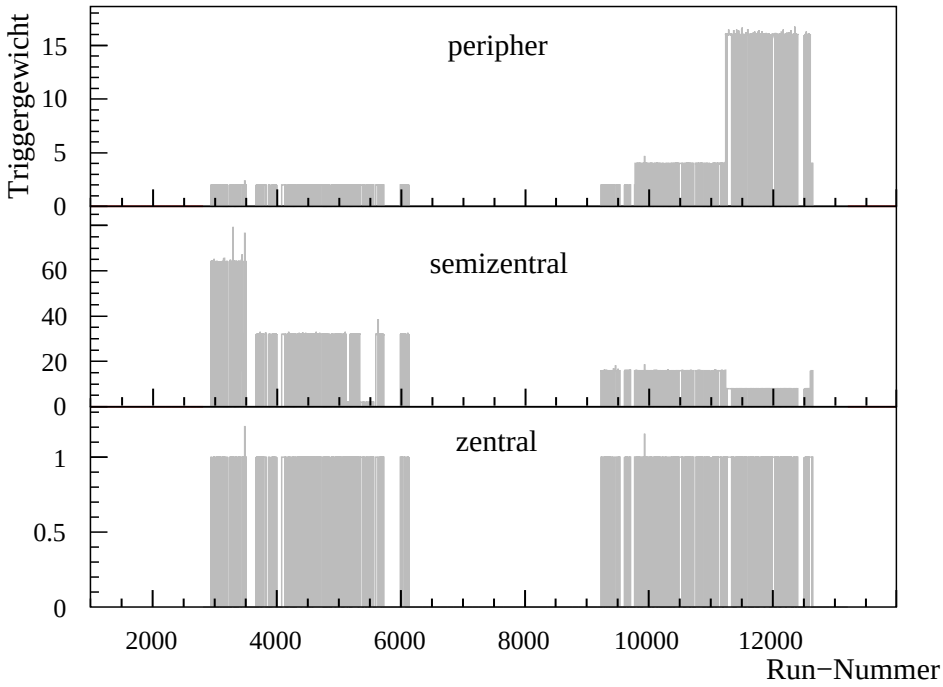

Abbildung 4.6: *Scaledown*-Faktoren für die drei *Hardware*-Zentralitätsklassen peripher, semi-zentral und zentral als Funktion der *Run*-Nummer.

die korrekte Gewichtung zwischen den *Hardware*-Zentralitätsklassen zu erreichen. Dies wirkt sich immer dann aus, wenn die E_T-Klasse eine Mischung unterschiedlicher *Hardware*-Zentralitätsklassen darstellt. Innerhalb einer *Hardware*-Zentralitätsklasse sind die *Scaledown*-Faktoren aus den obigen Gründen eher von Nachteil.

Zur Lösung dieses Problems wird der Datensatz in Gruppen konstanter Triggergewichte unterteilt, die zunächst separat analysiert und anschließend zusammengefügt werden. Die *Real*- und *Mix*-Verteilungen $(R_i(\Delta\phi), M_i(\Delta\phi))$ der Azimutalwinkel $\Delta\phi$ der einzelnen Datensatz-Gruppen i werden dazu normiert und, gewichtet mit der Anzahl der Einträge N_i, summiert. Die Anzahl der Einträge N_i entspricht dabei der Anzahl der Paarkombinationen aus den tatsächlich aufgezeichneten Teilchen (ungewichtet). Die Normierung ist nötig, da die einzelnen Ereignisse bereits mit dem Triggergewicht versehen sind. Nur so kann eine der Anzahl der tatsächlich aufgezeichneten Ereignisse entsprechende Gewichtung der einzelnen Datensätze erreicht werden. Dies wird insbesondere in der *Mix*-Verteilung deutlich, in die das Trigger-Gewicht quadratisch eingeht. Für die Korrelationsfunktion C ergibt sich dann:

$$C = \frac{\sum_i N_i^{Real} R_i^{norm}(\Delta\phi)}{\sum_i N_i^{Mix} M_i^{norm}(\Delta\phi)} \tag{4.6}$$

Man beachte, daß dieses Verfahren die korrekte Gewichtung zwischen den *Hardware*-Zentralitätsklassen nicht stört, wenn die Datensatz-Gruppen hinreichend groß sind. Im Spezialfall eines Triggergewichts von eins ergibt sich

$$C = \frac{\sum_i R_i(\Delta\phi)}{\sum_i M_i(\Delta\phi)}, \tag{4.7}$$

was der Definition von C aus Gleichung 4.5 entspricht. Die Einteilung in Datensatz-Gruppen ist in diesem Fall unerheblich.

4.5.2 Trigger in p+A

Bei der Aufnahme der Proton-Daten wurde neben dem bereits erwähnten Minimum-Bias-Trigger (MinBias) ein zusätzlicher *Hardware*-Trigger eingesetzt, der den Anteil von Ereignissen, die ein oder mehrere hochenergetische Teilchen enthalten, im *Datensample* anreichert. Dieser *High-Energy-Photon*-Trigger (HEP) eignet sich somit im besonderen Maße zur Auswahl von Ereignissen für die Analyse von Photonen mit hohem p_T. Um sowohl die HEP- als auch die MinBias-Ereignisse in der Analyse verwenden zu können, muß die Anzahl der HEP-Ereignisse an die MinBias-Ereignisse angepaßt werden. Das hierzu verwendete Verfahren ist ein anderes als die Methode, die üblicherweise für Transversalimpulsverteilungen angewendet wird (vgl. z.B. [Pur90]): Abbildung 4.7 zeigt das Verhältnis R der p_T-Verteilungen der Reaktion $p + C$ für HEP- und MinBias-Trigger:

$$R = \frac{\left.\frac{1}{N_{Evt}^{HEP}} \frac{dN}{dp_T}\right|_{HEP}}{\left.\frac{1}{N_{Evt}^{MinBias}} \frac{dN}{dp_T}\right|_{MinBias}} \tag{4.8}$$

$N_{Evt}^{MinBias}$ bezeichnet die Anzahl aller Min-Bias-Ereignisse vor dem Herunterskalieren (s.u.). Mit zunehmendem p_T steigt das Verhältnis an, bis der HEP-Trigger volle Effizienz erreicht und sich ein Plateau ausbildet. Die starken Schwankungen zu noch größerem p_T sind durch die geringe Statistik im MinBias-Sample zu erklären. Für die p_T-Verteilung verwendet man nun häufig

$$\frac{1}{N_{Evt}^{MinBias}} \frac{dN}{dp_T} = \begin{cases} \left.\frac{1}{N_{Evt}^{MinBias}} \frac{dN}{dp_T}\right|_{MinBias} & : \quad p_T < p_{T-cut} \\ \left.\frac{1}{N_{Evt}^{MinBias}} \frac{dN}{dp_T}\right|_{HEP} & : \quad p_T > p_{T-cut} \end{cases} \tag{4.9}$$

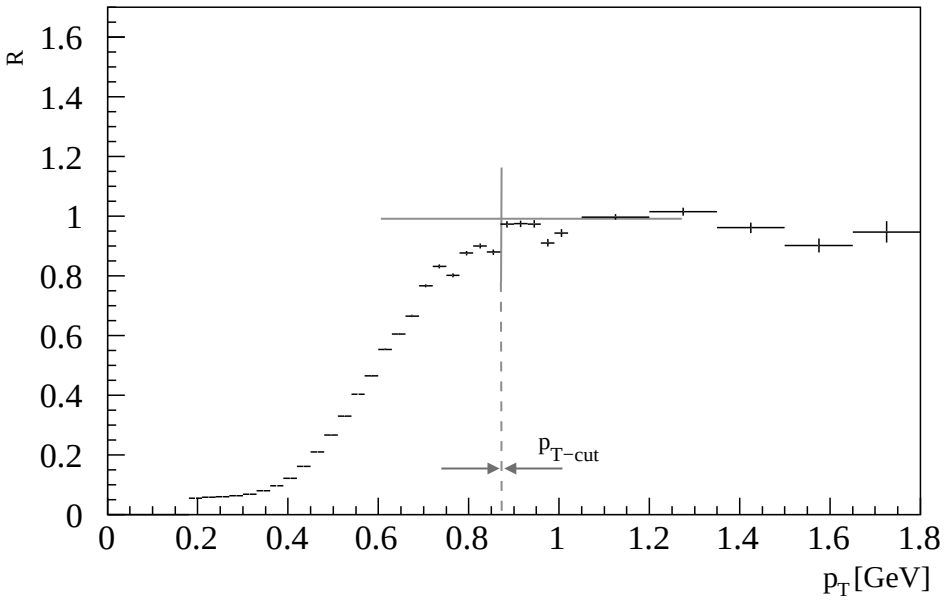

Abbildung 4.7: Verhältnis der Transversalimpulsverteilung aus Ereignissen mit HEP- und MinBias-Trigger.

Die Übergangsschwelle p_{T-cut} ist ebenfalls in Abbildung 4.7 eingezeichnet. p_{T-cut} wird zu Beginn des Plateaus gesetzt. So wird gewährleistet, daß man über den gesamten p_T-Bereich eine gute Statistik erhält. In anderen Analysen wird statt einer scharfen Übergangsschwelle ein Übergangsbereich verwendet.

Diese Methode läßt sich nicht ohne weiteres auf die Analyse von Teilchenpaaren übertragen. Eine scharfe Grenze zwischen den beiden Triggergruppen im Einzel-p_T der Teilchen führt zu einer Unstetigkeit in der p_{T1}-p_{T2}-Verteilung, da Ereignisse, die nicht nur ein, sondern sogar zwei Photonen mit einem p_T über der Übergangsschwelle p_{T-cut} haben, auch in HEP-Ereignissen kaum vorkommen.

Versuche, die p_{T1}-p_{T2}-Verteilung durch eine Kombination von Einzelwahrscheinlichkeiten auszudrücken, schlugen ebenfalls fehl: Wenn man den Zusammenhang zwischen den p_T-Verteilungen der Ereignisse mit HEP- und MinBias-Trigger als

$$\frac{1}{N_{Evt}^{MinBias}} \left.\frac{dN}{dp_T}\right|_{MinBias} = \frac{1}{P(p_T)} \cdot \frac{1}{N_{Evt}^{MinBias}} \left.\frac{dN}{dp_T}\right|_{HEP} \tag{4.10}$$

definiert, dann gibt $P_1(p_{T1}) \in [\,0,1\,]$ die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Photon mit p_{T1} aus einem HEP-Ereignis stammt. Die Wahrscheinlichkeit P_2, bei p_{T2} ein weiteres Photon aus dem gleichen HEP-Ereignis zu erhalten, ist jedoch nicht stochastisch unabhängig von P_1; der Zusammenhang zwischen den Wahrscheinlichkeiten ist unbekannt.

Statt die Triggerbereiche auf der Grundlage der p_T-Verteilungen der Photonen anzupassen, wird im folgenden eine Gewichtung der einzelnen Ereignisse entsprechend ihrer Triggerbedingungen, wie sie bei der Datennahme aufgezeichnet wurden, vorgenommen. Das Anpassungsproblem wird also wieder von der *Hit*- auf die Ereignisebene verlagert.

Bei der Aufzeichnung der Proton-Daten wurden die MinBias-Trigger gemäß ihres *Scaledown*-Faktors S unterdrückt. Ereignisse, die einen HEP-Trigger ausgelöst haben, wurden ausnahmslos aufgezeichnet. So wurde die Anzahl der HEP-Trigger-Ereignisse im Datensample angereichert. Aufgezeichnete MinBias-Trigger-Ereignisse, die zusätzlich einen HEP-Trigger ausgelöst haben, bekamen beide Trigger-*Flags*[2].Es gilt nun, die Gewichte der einzelnen Trigger-*Flag*-Kombinationen zu bestimmen. Mit den Definitionen

N_0	:	alle Ereignisse vor dem Herunterskalieren
N_{mb}	:	aufgezeichnete Ereignisse mit MinBias-*Flag*
$N_{(mb \wedge HEP)}$	:	aufgezeichnete Ereignisse mit MinBias- und HEP-*Flag*
$N_{\left(mb \wedge \overline{HEP}\right)}$	:	aufgezeichnete Ereignisse mit MinBias- aber ohne HEP-*Flag*

gilt dann also

$$N_0 = SN_{mb}, \tag{4.11}$$

aber auch

$$N_0 = \underbrace{N_{\left(\overline{mb} \wedge \overline{HEP}\right)}}_{\text{unterdrückt}} + \underbrace{N_{\left(mb \wedge \overline{HEP}\right)} + N_{\left(\overline{mb} \wedge HEP\right)} + N_{(mb \wedge HEP)}}_{\text{bekannt}}. \tag{4.12}$$

Lediglich die Ereignisse, die weder ein MinBias-*Flag* noch ein HEP-*Flag* haben, werden unterdrückt. Es gibt also einen Unterdrückungsfaktor k, mit

$$\begin{aligned} k &= \frac{\text{aufgezeichnete } \overline{HEP}\text{-Ereignisse}}{\text{alle } \overline{HEP}\text{-Ereignisse}} \\ &= \frac{N_{\left(mb \wedge \overline{HEP}\right)}}{N_{\left(mb \wedge \overline{HEP}\right)} + N_{\left(\overline{mb} \wedge \overline{HEP}\right)}}. \end{aligned} \tag{4.13}$$

Bestimmt man nun in einer Voruntersuchung die Anzahl der Ereignisse mit allen bekannten Trigger-*Flag*-Kombinationen $N_{\left(mb \wedge \overline{HEP}\right)}$, $N_{\left(\overline{mb} \wedge HEP\right)}$ und $N_{(mb \wedge HEP)}$ pro *run*, dann läßt sich mit Gleichung 4.11 und 4.12 der Faktor k berechnen. Aus

$$N_0 = 1/k \cdot N_{\left(mb \wedge \overline{HEP}\right)} + 1 \cdot N_{\left(\overline{mb} \wedge HEP\right)} + 1 \cdot N_{(mb \wedge HEP)} \tag{4.14}$$

[2] Die Ereignisse werden entsprechend der Trigger, die sie ausgelöst haben, für die Analyse markiert. Diese Markierung wird im folgenden als Trigger-*Flag* bezeichnet.

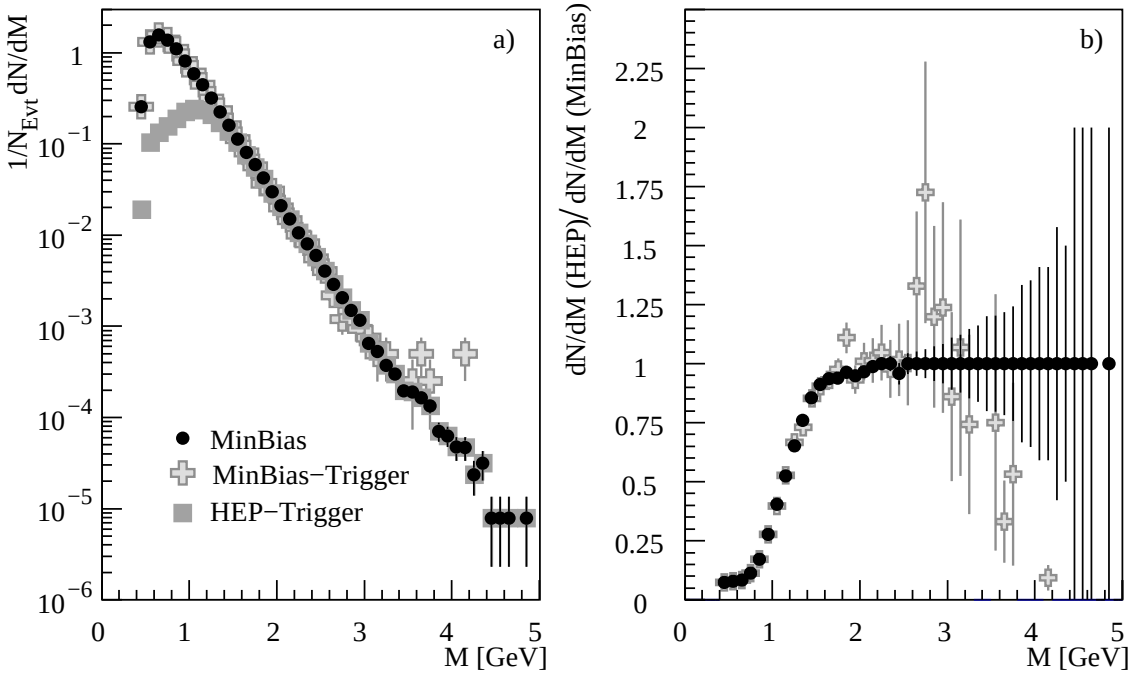

Abbildung 4.8: a) Verteilung der Transversalimpulssumme für verschiedene Trigger-*Flags* und die neu bestimmte Gewichtung (MinBias). b) Verhältnis der HEP- zu den MinBias-Verteilungen.

ergeben sich die Gewichtsfaktoren aller bekannten Trigger-*Flag*-Kombinationen. Berücksichtigt man diese Gewichtsfaktoren beim Füllen der Spektren in der Analyse, so wird die korrekte Gewichtung der einzelnen Tigger untereinander automatisch gewährleistet.

Abbildung 4.8 a) zeigt die Verteilung der Transversalimpulssumme $p_{T1}+p_{T2}$ aller in einem Ereignis auftretenden Photonpaare $(p_{T1}\,, p_{T2})$, normiert auf die Anzahl der Ereignisse. Dargestellt ist die neu bestimmte Verteilung aller Ereignisse vor dem Herunterskalieren (in der Abbildung als MinBias bezeichnet) im Vergleich zu den Verteilungen aus Ereignissen mit MinBias- bzw. HEP-*Flag*. Bei kleiner Transversalimpulssumme ist die Verteilung aller Ereignisse identisch mit der MinBias-*Flag*-Verteilung, für große Werte der Transversalimpulssumme gleicht sie der HEP-*Flag*-Verteilung. Bei einer Charakterisierung der Photonenpaare über ihre Transversalimpulssumme ließe sich damit die Anpassung zwischen MinBias-*Flag*- und HEP-*Flag*-Ereignissen auch durch eine Übergangsschwelle $(p_{T1}+p_{T2})_{cut}$ erreichen. Abbildung 4.8 b) zeigt, in Analogie zu Abbildung 4.7, das Verhältnis der HEP- zu den MinBias-Verteilungen als Funktion der Transversalimpulssumme. Man sieht, daß die neu bestimmte Verteilung einen gleichmäßigeren Übergang zwischen den Triggerbereichen gewährlei-

stet. Paarcharakterisierungen über das p_T der beteiligten Photonen sind, wie oben erläutert, nur durch die neu bestimmte MinBias-Verteilung möglich.

4.6 Das Eventmixing

In Abschnitt 4.4 wurde zur Korrektur von Effekten der begrenzten Detektorakzeptanz bei der Beschreibung der azimutalen Winkelkorrelationen durch die Korrelationsfunktion C die Methode des *Eventmixing* eingeführt. In diesem Abschnitt sollen einige Eigenschaften und technische Besonderheiten dieser Methode diskutiert werden, da sich gezeigt hat, daß bei der Analyse von Zwei-Teilchen-Korrelationen die korrekte Behandlung des kombinatorischen Untergrunds von entscheidender Bedeutung ist.

Das *Eventmixing* ist ein häufig eingesetztes Verfahren zur Generierung einer Untergrundverteilung. Es wurde im WA98-Experiment bereits erfolgreich zur Beschreibung der Verteilung der invarianten Masse in der π^0-Analyse verwendet [Blu98]. Es findet auch in anderen Korrelationsanalysen [Alb92, Awe94] und Resonanzmessungen [Dri84] breite Anwendung.

Beim *Eventmixing* wird der Differenzwinkel $\Delta\phi$ aus der Kombination eines Teilchens aus dem aktuellen Ereignis mit einem Teilchen aus einem anderen Ereignis bestimmt. Dabei werden alle möglichen Teilchenkombinationen gebildet. So erhält man eine Verteilung, die keine Korrelationen oder Resonanzsignale enthält. Durch Kombination des aktuellen mit einer beliebigen Anzahl anderer Ereignisse läßt sich der statistische Fehler der Untergrund-Verteilung prinzipiell beliebig stark verkleinern. In der Realität ist dies jedoch durch die zur Verfügung stehenden Computerresourcen beschränkt. In dieser Analyse wurden zur Untergrundbestimmung pro Ereignis zehn andere *Mixing*-Partner-Ereignisse herangezogen.

4.6.1 Eventmixing in Pb+Pb

Ein gutes *Eventmixing* zeichnet sich dadurch aus, daß es bis auf die zu untersuchenden physikalischen Korrelationen alle Eigenschaften der realen Ereignisse reproduziert. Insbesondere sollen in diesem Zusammenhang *mixed events* erzeugt werden, die eine dem realen Ereignis ähnliche Zwei-Teilchen-p_T-Verteilung haben. Für die gemischten Ereignisse müssen darum die gleichen kinematischen Einschränkungen gemacht werden, die auch für reale Ereignisse gelten. Insbesondere dürfen sich beim *Eventmixing* die Teilchen nur so nahe kommen, wie dies auch in realen Ereignissen vorkommt; in realen Ereignissen ist dies durch die Detektorsegmentierung und die

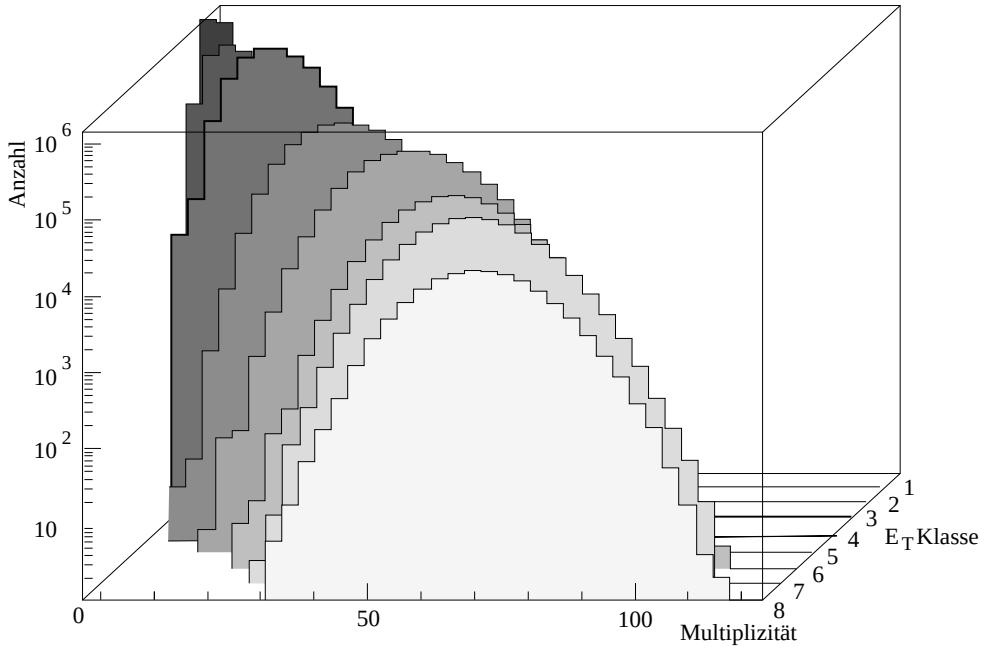

Abbildung 4.9: Verteilung der Photonenmultiplizität auf dem LEDA für die acht E_T-Zentralitätsklassen.

Clusteranalyse beschränkt. Daher wird für alle Ereignisse ein minimaler Abstandscut A_C von $A_C = 10$ cm eingeführt.

Weiterhin werden nur Ereignisse der gleichen E_T-Klasse (vgl. Anhang B.1) miteinander gemischt. Dadurch werden nur Teilchen vergleichbarer Zentralität und damit ähnlicher Phasenraumverteilung miteinander kombiniert. Zudem wird sichergestellt, daß die Auswirkungen stark unterschiedlicher Photonenmultiplizitäten verhindert werden. Abbildung 4.9 zeigt die Verteilung der Photonenmultiplizität auf dem LEDA für die acht E_T-Klassen. Die Korrelation der Photonenmultiplizität und der Zentralität ist klar zu erkennen. Um auch Multiplizitätsunterschiede innerhalb einer E_T-Klasse auszugleichen, wurden die *mixed events* mit einem Korrekturfaktor κ gewichtet: In einem Ereignis mit n Photonen gibt es $n(n-1)/2$ Zweiteilchenkombinationen, beim *Eventmixing* mit einem anderen Ereignis der Multiplizität m gibt es jedoch $n \cdot m$ Paare. Der Gewichtsfaktor

$$\kappa = \frac{n-1}{2m} \cdot \omega_{aktuell} \cdot \omega_{Partner} \tag{4.15}$$

gleicht dieses Mißverhältnis aus. Zusätzlich werden in κ noch die Triggergewichte (vgl. Abschnitt 4.5.1) $\omega_{aktuell}$ und $\omega_{Partner}$ der beteiligten Ereignisse berücksichtigt.

Im Rahmen dieser Analyse wurden umfangreiche Untersuchungen zur Methodik des *Eventmixings* bei $Pb + Pb$-Reaktionen durchgeführt. Neben der zuvor beschriebenen Methode wurden nur Ereignisse mit gleicher Multiplizität gemischt. Dazu wurde das Datensample in 10 Multiplizitätsklassen unterteilt [Blu98]. Außerdem wurde eine Kombination aus E_T- und Multiplizitätsklassen getestet, bei der die einzelnen E_T-Klassen in Multiplizitäts-Unterklassen unterteilt wurden. Alle beschriebenen Methoden liefern vergleichbare Ergebnisse.

4.6.2 Eventmixing in p+A

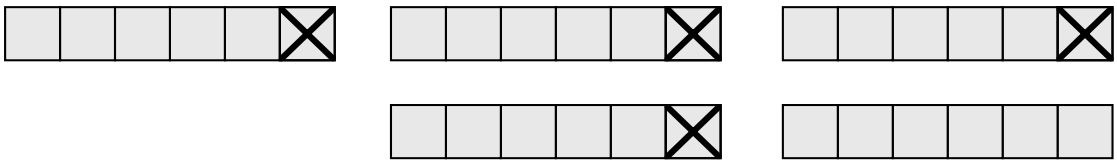

Abbildung 4.10: (a) HEP-Ereignis mit sechs Photonen, eins davon ist das HEP-Teilchen (×). (b) *Eventmixing* für zwei HEP-Ereignisse, (c) *Eventmixing* für ein HEP- und ein MinBias-Ereignis.

Die Generierung der *mixed events* für den $p + A$-Datensatz folgt prinzipiell der Methode, die im letzten Abschnitt für $Pb + Pb$-Daten vorgestellt wurde. Lediglich die Unterteilung in Multiplizitätsklassen unterbleibt, da sich gezeigt hat, daß eine Unterteilung in zu kleine Multiplizitätsklassen zu Verzerrungen der *mixed events*-Verteilung führt. Diese Besonderheit wird im Laufe dieses Abschnitts näher erläutert. Ferner müssen auch beim *Eventmixing* die unterschiedlichen Triggerbedingungen bei der Aufnahme der Proton-Daten berücksichtigt werden (vgl. Abschnitt 4.5.2). Es ist zu untersuchen, ob die nach Abschnitt 4.14 gewichteten MinBias-Ereignisse, wie im letzten Abschnitt beschrieben, zur Erzeugung von *mixed events* verwendet werden können, oder ob die Gewichtung beim *Eventmixing* Artefakte erzeugt, die es in realen Ereignissen nicht gibt.

Ein einfaches Modell zum Einfluß der Triggerbedingungen

Es wird gefordert, daß auch die zu HEP-Ereignissen passenden *mixed events* bis auf Korrelationen eine den realen Ereignissen entsprechende Zwei-Teilchen-p_T-Verteilung haben sollen. Da ein hochenergetisches Photon ausreicht, den HEP-Trigger auszulösen, ist in den HEP-Ereignissen in der Regel auch genau ein hochenergetisches Photon mit einer Energie über der Triggerschwelle enthalten. Alle an-

deren Teilchen des Ereignisses folgen einer exponentiellen p_T-Verteilung, so daß es sehr unwahrscheinlich ist, daß sich ein zweites hochenergetisches Photon im Ereignis befindet.

Wenn man nun ein HEP-Ereignis mit einem weiteren HEP-Ereignis mischt, wie es in der gewichteten MinBias-Verteilung vorkommen kann, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß dieses Ereignis zwei hochenergetische Teilchen beinhaltet, immer gleich eins. Deshalb sollen in diesem Modell HEP-Ereignisse nur mit MinBias-Ereignissen gemischt werden. Außerdem muß man beim Mixen der HEP- und MinBias-Ereignisse sicherstellen, daß das Verhältnis der Anzahl der Photon-Paare, die ein hochenergetisches Teilchen enthalten, zur Anzahl der Paare ohne hochenergetisches Teilchen bei *real*- und *mixed events* identisch ist.

Die Problematik soll an einem Beispiel verdeutlicht werden. Im folgenden wird davon ausgegangen, daß es in einem HEP-Ereignis nur ein hochenergetisches Photon gibt, das den HEP-Trigger ausgelöst hat, im weiteren HEP-Teilchen (H) genannt. Alle anderen Teilchen (M) des Ereignisses folgen einer exponentiellen MinBias-p_T-Verteilung. Abbildung 4.10 a) zeigt ein HEP-Ereignis mit sechs Photonen, eins davon ist das HEP-Teilchen (×). Außerdem ist das *Eventmixing* für zwei HEP-Ereignisse (b) sowie für ein HEP- und ein MinBias-Ereignis gezeigt (c). Es ergeben sich folgende Paarkombinationen:

a.)	HEP-Ereignis	H+M Paare	5	$(n-1)$
	Real	M+M Paare	10	$(n-1)(n-2)/2$
b.)	HEP-HEP-Ereignis	H+H Paare	1	1
	Mixed	H+M-Paare	10	$(n-1)+(m-1)$
		M+M Paare	25	$(n-1)(m-1)$
c.)	HEP-MinBias-Ereignis	H+M Paare	6	m
	Mixed	M+M Paare	30	$m(n-1)$

Zusätzlich ist der allgemeine Fall von n Photonen im HEP-Ereignis und m Photonen im *Eventmixing*-Partner-Ereignis angeführt. Die Verhältnisse V_x der Anzahl von (H+M)- zur Anzahl von (M+M)-Paaren ergeben sich daraus zu:

a.)	HEP-Ereignis *Real*	$V_{Real} = \dfrac{\text{H+M}}{\text{M+M}} = \dfrac{2}{n-2}$
c.)	HEP-MinBias-Ereignis *Mixed*	$V_{Mixed} = \dfrac{\text{H+M}}{\text{M+M}} = \dfrac{1}{n-1}$

Die Möglichkeit (b), zwei HEP-Ereignisse zu mischen, wird also verworfen, da die (H+H)-Paare keine Entsprechung in den *Real*-Ereignissen haben. Außerdem wird klar, daß die Verhältnisse V_x bei *real-* und *mixed events* unterschiedlich sind. Dieser Unterschied wird durch einen Korrekturfaktor κ ausgeglichen:

$$\begin{aligned} \kappa_{H+M} &= \frac{(H+M)_{Real}}{(H+M)_{Mixed}} = \frac{n-1}{m} \\ \kappa_{M+M} &= \frac{(M+M)_{Real}}{(M+M)_{Mixed}} = \frac{n-2}{2m} \end{aligned} \tag{4.16}$$

Bei Gewichtung der Anzahl der (H+M)-Paare in den *mixed events* mit κ_{H+M} und der (M+M)-Paare, entsprechend mit κ_{M+M}, sind V_{Real} und V_{Mixed} identisch. Dazu muß vor dem *Eventmixing* die Anzahl der Photonen in den beiden beteiligten Ereignissen bekannt sein. Außerdem muß man im HEP-Ereignis das HEP-Teilchen kennen. Im Modell wird dazu aus pragmatischen Gründen das Photon mit dem höchsten p_T als HEP-Teilchen gekennzeichnet.

Ein Vergleich der $\Delta\phi$-Verteilung der *mixed events* nach diesem Modell und der aus den gewichteten MinBias-Ereignissen bestimmten *mixed events* zeigt im Rahmen der Fehler keine Abweichungen. Der Einfluß der im Modell aufgezeigten Unterschiede zu gewichteten MinBias-Ereignissen auf Grund der Triggerbedingungen kann also vernachlässigt werden.

Multiplizitätseffekte

Einen starken Einfluß auf die Form der *Mixed-events*-Verteilung haben Einschränkungen der Multiplizität der Ereignisse. So hat sich gezeigt, daß es aufgrund der kleinen Treffermultiplizität in $p + A$-Reaktionen auf dem LEDA einen großen Unterschied macht, ob Ereignisse mit nur einem Treffer auf dem LEDA beim *Eventmixing* berücksichtigt werden oder nicht. Diese Einzeltreffer tragen zu der Bestimmung von Photonenpaaren in realen Ereignissen naturgemäß nicht bei. Beim *Eventmixing* müssen sie dennoch berücksichtigt werden. Abbildung 4.11 a) zeigt das Verhältnis der $\Delta\phi$-Verteilung für *mixed events* ohne Berücksichtigung der Einzeltreffer und der *Mixed-events*-Methode, die hier zur Analyse der $p + A$-Daten verwendet wird. Im Bereich abnehmender Akzeptanz des Detektors bei $\Delta\phi = 90°$ beobachtet man ein starkes Anwachsen der $\Delta\phi$-Verteilung, wenn Einzeltreffererereignisse nicht verwendet werden. Die Ergebnisse sind durch Modellrechnungen ohne jegliche Korrelation der Photonen bestätigt worden.

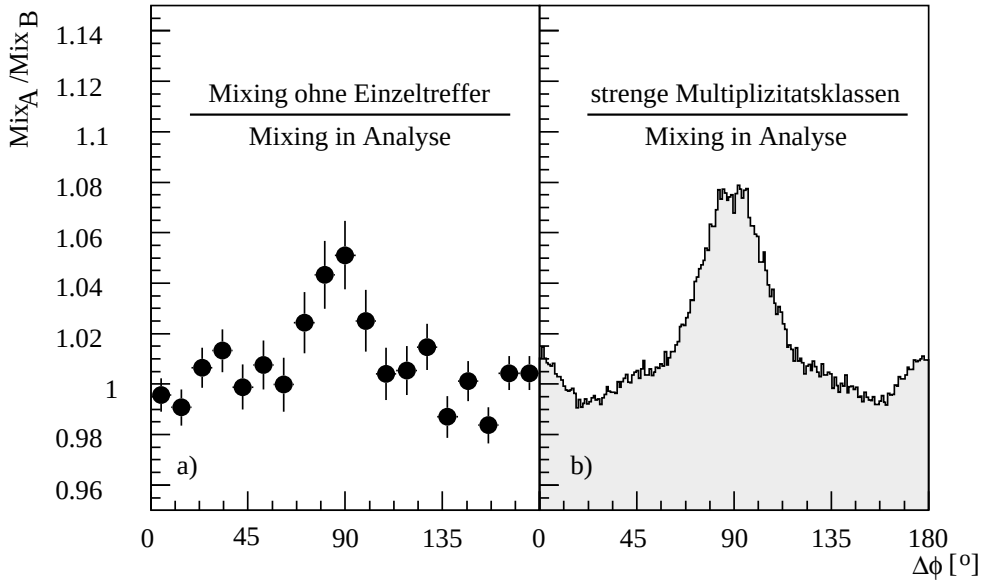

Abbildung 4.11: Verhältnis der $\Delta\phi$-Verteilungen für verschiedene *mixed events*-Methoden.

Aus diesem Grund führt eine alternative *Eventmixing*-Methode [Sta01], die allein auf der Zweiteilchenverteilung beruht, zu falschen Ergebnissen. Bei dieser Methode wird die ϕ_1, ϕ_2-Verteilung aller möglichen Photonenpaare für reale Ereignisse aufgenommen, aus der dann die $\Delta\phi$-Verteilung bestimmt werden kann. Anschließend werden aus der ϕ_1, ϕ_2-Verteilung die ϕ_1- und ϕ_2-Projektionen gebildet. Aus diesen Projektionen werden dann alle möglichen ϕ_1, ϕ_2-Kombinationen gebildet: die ϕ_1- und ϕ_2-Projektionen werden zu einer neuen (*Mixed-events*)-ϕ_1, ϕ_2-Verteilung multipliziert, aus der dann wiederum die (*Mixed-events*)-$\Delta\phi$-Verteilung bestimmt werden kann. Dieser *Eventmixing*-Algorithmus kommt der Definition der Korrelationsfunktion in 4.5 sehr nah. Allerdings bleiben durch die Konstruktion Einzeltreffereignisse unberücksichtigt.

Einen weiteren Multiplizitätseffekt kann man beobachten, wenn man eine Einteilung der Ereignisse in zu strenge Multiplizitätsklassen vornimmt. Abbildung 4.11 b) zeigt das Verhältnis der $\Delta\phi$-Verteilungen für *mixed events* für den Fall, daß nur Ereignisse gleicher Multiplizität miteinander gemischt werden, zur endgültigen Methode. Einzeltreffer werden in diesem Fall wieder nicht berücksichtigt; man sieht, daß Unregelmässigkeiten in der Verteilung noch zunehmen.

Residuelle Effekte

Schließlich wurde intensiv untersucht, wie stark der Einfluß von residuellen Effekten auf die *Mixed-events*-Verteilung ist. In [Zaj84] wird diskutiert, daß sich Korrelatio-

nen in realen Ereignissen auch in den daraus erzeugten *mixed events* niederschlagen. Dort wird eine rekursive Methode zur Unterdrückung dieser Korrelationen vorgeschlagen. In dieser Analyse konnten keine Hinweise auf derlei Effekte festgestellt werden. Ferner wurde der Einfluß der Aufteilung des LEDA in zwei unverbundene Sektoren ober- und unterhalb der Strahlachse auf die $\Delta\phi$-Verteilung in *mixed events* studiert. Auch dies muß in der Analyse nicht gesondert berücksichtigt werden.

4.7 Simulationen

Zum Vergleich mit den experimentellen Daten müssen die Ergebnisse der in Abschnitt 2.5 vorgestellten Ereignisgeneratoren HIJING, VENUS und NEXUS an die experimentellen Gegebenheiten angepaßt werden. Dazu wurde in den Simulationen der Akzeptanzbereich des LEDA-Detektors nachgebildet. Neben dem exakten modularen Aufbau des Detektors ist es auch möglich, alle Photonen im entsprechenden Pseudorapiditätsintervall $2.3 \leq \eta \leq 3.0$ zu untersuchen, wodurch die Rechenzeit der Simulationen stark verkürzt wird. Außerdem wurde für Photonen die Energieauflösung [Kle00] des LEDA-Detektors

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{(8.48 \pm 0.45)\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + ((2.43 \pm 0.43)\%)^2} \tag{4.17}$$

berücksichtigt (E in GeV).

Da im HIJING-Modell einige Teilchen nicht weiter zerfallen, wurde nachträglich ein möglicher Zerfall mit dem Programmpaket JETSET [Sjö94] simuliert. Dies betrifft vor allem π^0- und η-Mesonen.

Die Einteilung der $Pb + Pb$-Reaktionen in unterschiedliche Zentralitätsklassen erfolgt analog zu den experimentellen Daten anhand der transversalen Energie E_T. Dazu wird die Energieauflösung sowie, in einfacher Form, der Akzeptanzbereich des MIRAC-Detektors in der Simulation nachgebildet. Schließlich wird in der Simulation

	E_T-Schwelle	σ_{mb}
VENUS	4.5 GeV	(6313 ± 63) mb
HIJING	4.2 GeV	(6299 ± 8) mb
Experiment	-	(6296 ± 1) mb

Tabelle 4.2: E_T-Schwellen und MinBias-Wirkungsquerschnitte für verschiedene Ereignisgeneratoren und experimentelle Daten.

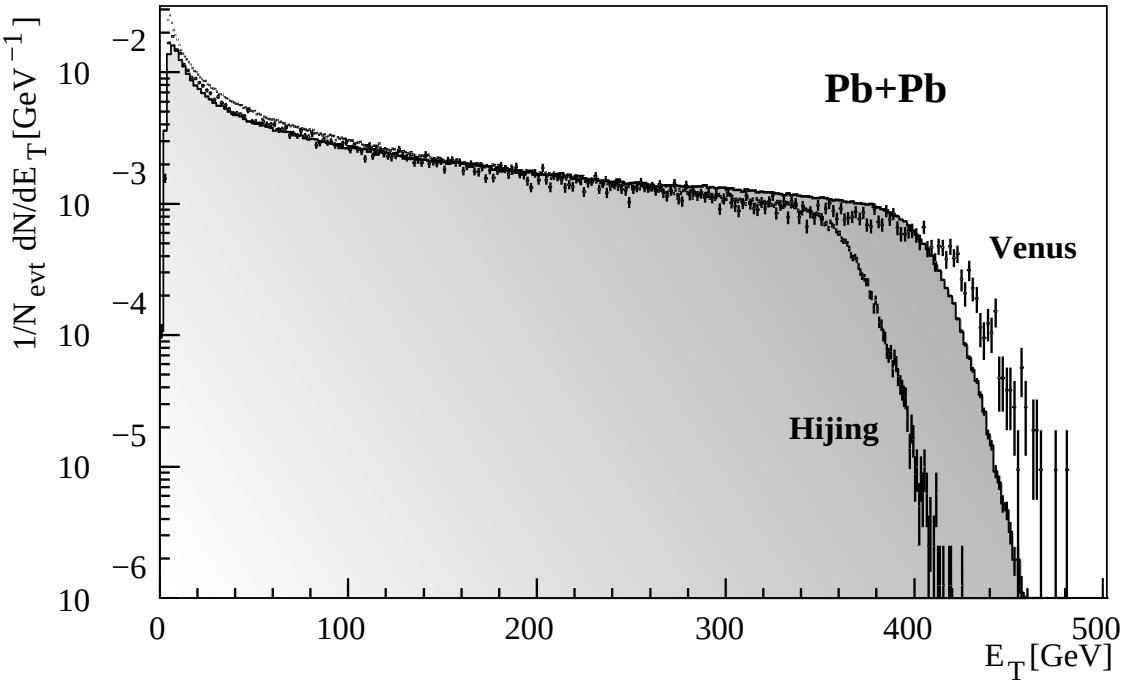

Abbildung 4.12: Verteilung der transversalen Energie für die Ereignisgeneratoren HIJING und VENUS für $Pb + Pb$-Reaktionen im Vergleich zu experimentellen Daten (grau).

der Einfluß des Minimum-Bias-Triggers berücksichtigt. Die Analyse folgt dabei der in [Pob99] für VENUS-Ereignisse vorgestellten Methode. Es wird eine untere Transversalenergieschwelle berechnet, so daß der Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt in Simulation und Experiment identisch ist. Für kleine Stoßparameter b gilt in guter Näherung $\sigma = \pi b^2$. Damit ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/db = 2\pi b$. Unter Verwendung dieser Näherung erhält man für die Ereignisgeneratoren die in Tabelle 4.2 angegebenen Wirkungsquerschnitte, die im Rahmen der Fehler mit dem experimentellen Wirkungsquerschnitt [Rey01] übereinstimmen.

Abbildung 4.12 zeigt die Verteilung der transversalen Energie für die Ereignisgeneratoren HIJING und VENUS für $Pb + Pb$-Reaktionen im Vergleich zu experimentellen Daten (grau). Die Einteilung der simulierten Daten in Zentralitätsklassen ist in Tabelle B.2 zusammengefaßt.

5. Azimutale Korrelationen in p+A-Reaktionen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Analyse azimutaler Korrelationen in $p+A$-Reaktionen vorgestellt. Dazu wird zuerst die untergrundkorrigierte Korrelationsfunktion $C(\Delta\phi)$ aus Gleichung 4.5 zur Beschreibung des Verhältnisses der korrelierten zu den unkorrelierten Paaren betrachtet. Zusätzlich zum Azimutalwinkel $\Delta\phi$ werden die Photonenpaare durch die sogenannte Pseudomasse M mit

$$M = p_{T1} + p_{T2} \tag{5.1}$$

charakterisiert, p_{T1} bzw. p_{T2} bezeichnen die Transversalimpulse der beiden Photonen. Dazu werden die Photonenpaare in sechs Pseudomassengruppen eingeteilt:

1. $0.36 \leq M < 0.60$ GeV
2. $0.60 \leq M < 0.90$ GeV
3. $0.90 \leq M < 1.20$ GeV
4. $1.20 \leq M < 1.80$ GeV
5. $1.80 \leq M < 2.40$ GeV
6. $2.40 \leq M$ GeV

Die Schrittweite berücksichtigt die mit ansteigendem M abnehmende Statistik im *Datensample*. Pseudomassen < 0.36 GeV kommen aufgrund der unteren p_T-Schwelle in der Analyse nicht vor. Abbildung 5.1 zeigt die Korrelationsfunktion C als Funktion des Azimutalwinkels $\Delta\phi$ für alle sechs Pseudomassengruppen für $p+C$-Reaktionen. Die Verteilungen wurden jeweils auf die Anzahl der Einträge normiert. Deutlich ist eine starke Korrelation bei $\Delta\phi = 180°$ zu erkennen, die mit zunehmender Pseudomasse stärker wird. Diese Korrelation wird erst nach der Korrektur des Untergrunds durch die *mixed events* sichtbar (vgl. Abbildung 4.4). Es gibt also Teilchen, die noch eine "Erinnerung" an den primären Produktionsprozeß behalten haben. Im weiteren wird die Aufgabe darin bestehen, die Stärke dieser *back-to-back*-Korrelationen (BtB-Korrelationen) quantitativ zu bestimmen.

Die bereits im Zusammenhang mit Abbildung 4.4 erwähnten Korrelationen bei kleinen $\Delta\phi$ sind nach der Aufspaltung in Pseudomassengruppen besonders bei kleinen Pseudomassen wiederzufinden. Sie sollen nun näher diskutiert werden.

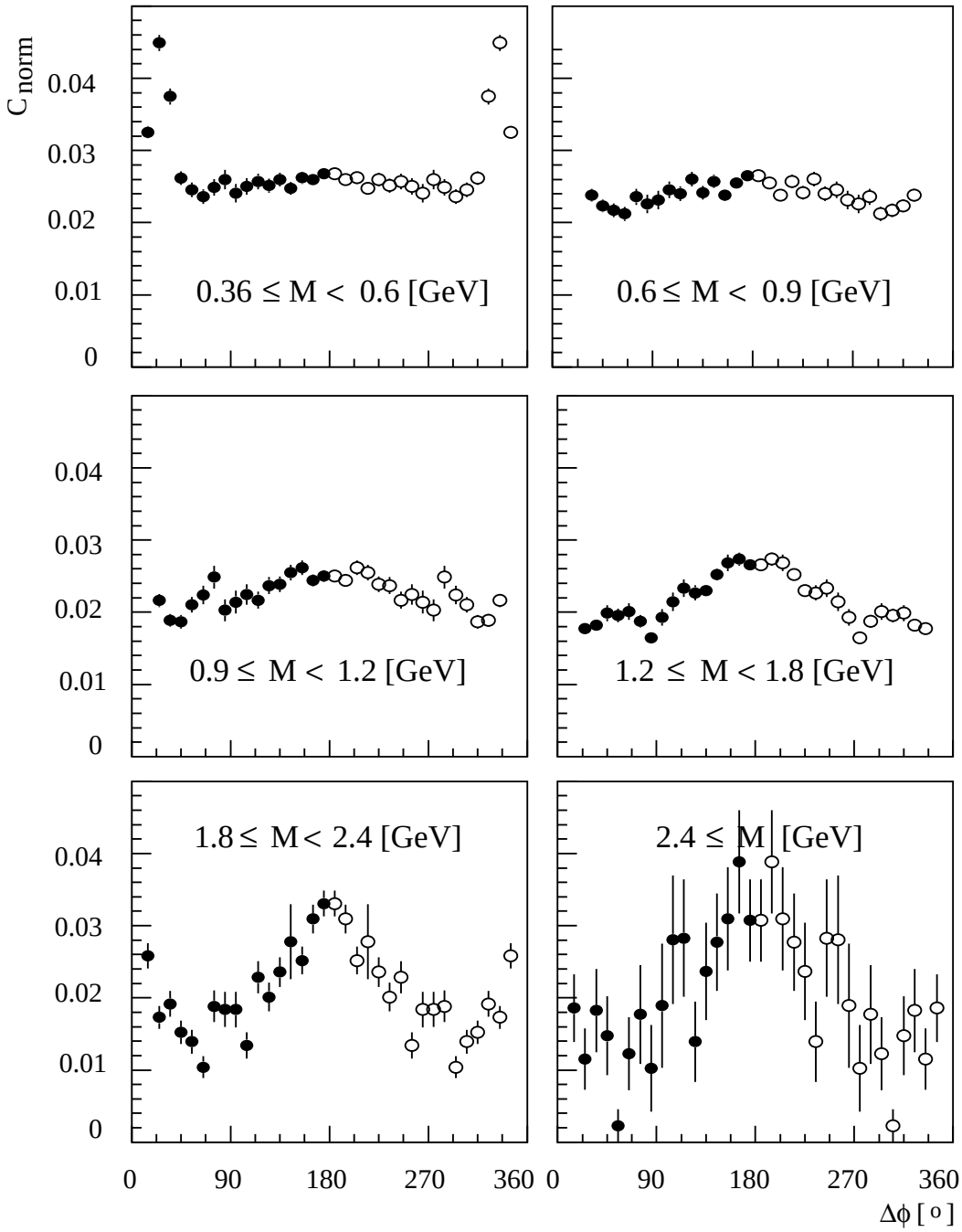

Abbildung 5.1: Korrelationsfunktion C als Funktion des Azimutalwinkels $\Delta\phi$ für sechs verschiedene Pseudomassengruppen für $p+C$-Reaktionen. Die Verteilungen wurden jeweils auf die Anzahl der Einträge normiert. Die weißen Datenpunkte sind bei $\Delta\phi = 180°$ gespiegelt.

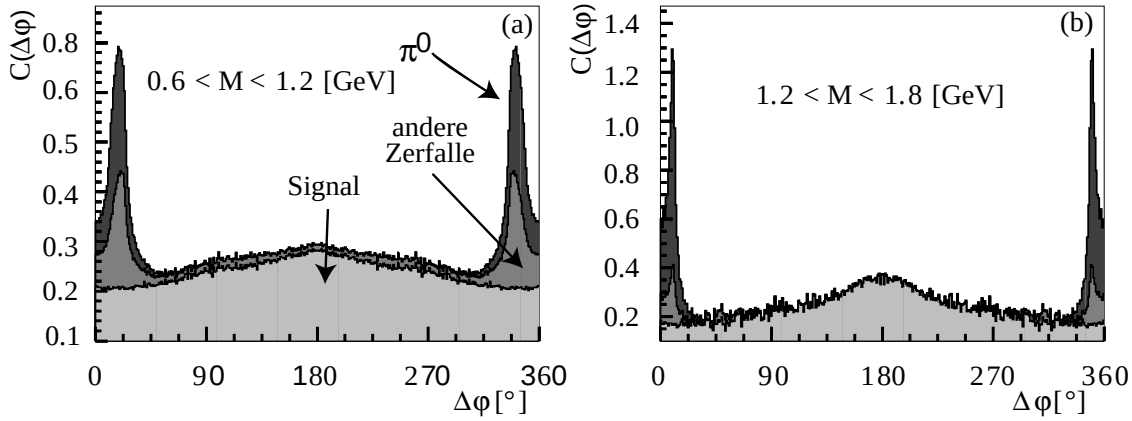

Abbildung 5.2: Korrelationsfunktion C als Funktion des Azimutalwinkels $\Delta\phi$ für zwei ausgewählte Pseudomassenbereiche als Ergebnis einer HIJING-Simulation. Die Einteilung in die drei Photonenpaargruppen ist im Text erläutert.

5.1 Resonanzen

Bei kleinen $\Delta\phi$ finden sich die Zerfallsphotonen aus π^0- und anderen Zwei-Photon-Resonanzzerfällen, die einen kleinen Öffnungswinkel haben. Das π^0-Meson ist mit einer Masse von $m_0 = 134.9764 \pm 0.0006\,\mathrm{MeV}/c^2$ das leichteste aller bekannten Mesonen [Gro00] und dominiert die Verteilung. Es zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von $\tau = (8.4 \pm 0.6)10^{-17}\,s$ und einer Wahrscheinlichkeit von $98.798 \pm 0.032\,\%$ in zwei Photonen. Das η-Meson ($m_0 = 547.30 \pm 0.12\,\mathrm{MeV}/c^2$) liefert den nächststarken Beitrag. Hier dominieren die 2γ- und $3\pi^0$-Zerfälle (Wahrscheinlichkeiten $39.21 \pm 0.34\,\%$ bzw. $32.2 \pm 0.4\,\%$). Weitere Zerfallsphotonen stammen aus ω, $\eta\prime$, K^0_S und ρ-Zerfällen; diese sind jedoch wesentlich seltener. Simulationen haben gezeigt, daß in $Pb + Pb$-Reaktionen 97 % aller Photonen aus π^0- und η-Zerfällen stammen [Agg00].

Die verschiedenen Beiträge der $\Delta\phi$-Verteilung sollen anhand einer Computersimulation noch einmal verdeutlicht werden: Abbildung 5.2 zeigt das Ergebnis einer HIJING-Simulation für $p + C$-Reaktionen. Die Korrelationsfunktion C als Funktion des Azimutalwinkels $\Delta\phi$ ist für zwei ausgewählte Pseudomassenbereiche dargestellt. In der Simulation ist es möglich, die Photonen zu kennzeichnen, die vom gleichen "Eltern"-Teilchen stammen. So werden in der Abbildung drei Gruppen von Photonenpaaren unterschieden: Paare, deren Konstituenten kein gemeinsames "Eltern"-Teilchen haben, in der Abbildung als "Signal" gekennzeichnet, Paare, deren Photonen vom gleichen π^0 abstammen und Paare, deren Photonen ein anderes gemeinsames "Eltern"-Teilchen haben. Die "Signal"-Paare sind die für die Untersu-

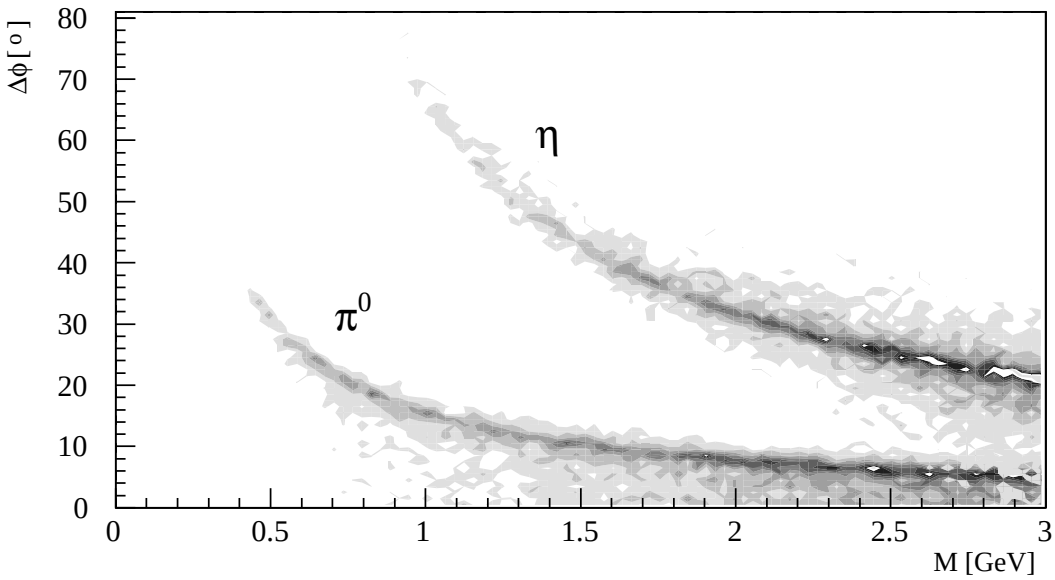

Abbildung 5.3: Verteilung der Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen aus π^0- und η-Zerfällen als Funktion der Pseudomasse als Ergebnis einer Simulation mit dem Programmpaket JETSET.

chung von BtB-Effekten eigentlich interessanten Kombinationen. Man sieht jedoch auch in der Computersimulation, daß die Photonenpaare aus Resonanzzerfällen je nach Pseudomassenbereich bei kleinen Winkeln einen deutlichen Beitrag zur Korrelationsfunktion liefern, der bei der Bestimmung des BtB-Signals beachtet werden muß.

Mit ansteigender Pseudomasse wird der Öffnungswinkel der Photonenpaare aus Resonanzzerfällen immer kleiner. Dies läßt sich gut an einer einfachen Simulation mit dem bereits erwähnten Programmpaket JETSET verdeutlichen. Abbildung 5.3 zeigt die Verteilung der Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen aus π^0- und η-Zerfällen als Funktion der Pseudomasse. Es wurden willkürliche p_T-Verteilungen der Mesonen verwendet, die über den gesamten Pseudomassenbereich für eine ausreichende Statistik in der Darstellung sorgen. Die Rapiditätsverteilung wurde an das WA98-Experiment angepaßt. Die Abhängigkeit des Öffnungswinkels von der Pseudomasse ist klar zu erkennen. Für Pseudomassen $M \geq 1$ GeV ist der Bereich $\Delta\phi > 17\,^\circ$ praktisch frei von Photonenpaaren aus π^0-Zerfällen. Die Photonenpaare aus η-Zerfällen müssen bei der Beschreibung des B2B-Signals allerdings über einen größeren Winkelbereich berücksichtigt werden.

5.2 Anpassung des Untergrunds

Um eine quantitative Aussage über die Stärke der BtB-Korrelation zu treffen, soll das Verhältnis der Anzahl der korrelierten Paare bei $\Delta\phi = 180°$ zur Anzahl der unkorrelierten Paare untersucht werden. Gestützt auf Ergebnisse der HIJING-Simulationen (Abbildung 5.2) und auf die Form der experimentellen Verteilungen (Abbildung 5.1), wird im folgenden angenommen, daß es bei $\Delta\phi = 0°$ keine BtB-Korrelationen gibt. Als Maß für die Korrelationsstärke R gelte damit

$$R = \frac{\text{korrelierte Paare bei } \Delta\phi = 180°}{\text{alle Paare bei } \Delta\phi = 0°}. \tag{5.2}$$

Durch den Öffnungswinkel der Resonanzen im $\Delta\phi$-Bild ist die Bestimmung der Korrelationsstärke R jedoch nicht trivial, denn so gibt es keinen Bereich in der $\Delta\phi$-Verteilung, der vollständig korrelationsfrei ist.

Zur Bestimmung von R wird die Form der BtB-Korrelation in $C(\Delta\phi)$ durch eine Gaußverteilung + Konstante

$$C_{BtB} = X_0 + A \cdot \exp\left(-\frac{(\Delta\phi - 180°)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{5.3}$$

angenähert. Damit gilt $R = A/X_0$. Im folgenden werden zwei unterschiedliche Methoden vorgestellt, C_{BtB} und damit R zu bestimmen: Ein *Fit* im $C(\Delta\phi)$-Bild und eine Bestimmung der Konstante X_0 in der Darstellung der invarianten Masse des Photonenpaares. Die Abweichungen der beiden Methoden werden im systematischen Fehler berücksichtigt.

5.2.1 Anpassung im $\Delta\phi$-Bild

Abbildung 5.4 zeigt einen *Fit* mit der Funktion 5.3 an $C(\Delta\phi)$ für drei ausgewählte Pseudomassengruppen aus $p+C$-Reaktionen. Für die Darstellung wurde die Verteilung auf $1/X_0$ normiert. Um den *Fit* nicht durch die Korrelationen aus Resonanzzerfällen zu stören, wurde der *Fit*-Bereich eingeschränkt. Der $\Delta\phi$-Bereich, in dem der Öffnungswinkel der η-Mesonen erwartet wird, wurde ausgespart, er ist in der Abbildung grau hinterlegt. Der $\Delta\phi$-Bereich der Öffnungswinkel der π^0s wurde ebenfalls beim *Fit* nicht berücksichtigt und ist in der Abbildung durch nicht ausgefüllte Symbole gekennzeichnet.

Man sieht, daß für große M der Fehler in der Bestimmung von X_0 recht groß wird, da im Bereich um $\Delta\phi = 90°$ die Akzeptanz des Detektors am schlechtesten ist und dadurch die statistischen Fluktuationen groß werden. Da der Öffnungswinkel

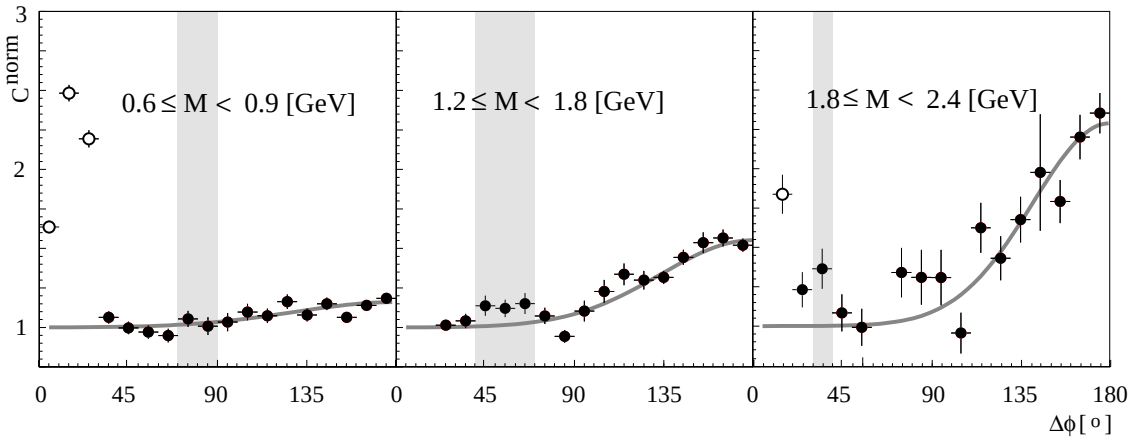

Abbildung 5.4: Korrelation C als Funktion des Azimutalwinkels $\Delta\phi$ für drei ausgewählte Pseudomassengruppen für $p+C$-Reaktionen, gefittet mit Funktion 5.3. Die Verteilung wurde auf $1/X_0$ normiert. Der $\Delta\phi$-Bereich der Öffnungswinkel der η-Mesonen ist grau hinterlegt, der $\Delta\phi$-Bereich der π^0s durch nicht ausgefüllte Symbole gekennzeichnet.

der π^0-Resonanzen mit steigender Pseudomasse abnimmt, ließ sich die Qualität des *Fits* durch eine M-abhängige untere Grenze des *Fit*-Bereich verbessern. Versuche, die Korrelationen durch Resonanzzerfälle mit einer Computersimulation zu bestimmen und dann vom experimentellen Spektrum abzuziehen, erwiesen sich nicht als erfolgreich. Die Einführung der unteren p_T-Schwelle von 180 MeV in der Analyse ist ein entscheidendes Hilfsmittel zur Unterdrückung der Resonanzkorrelationen, da dadurch ihr mittlerer Öffnungswinkel abnimmt.

5.2.2 Übergang zur invarianten Masse

Eine alternative Methode, die Konstante X_0 zu bestimmen, besteht darin, die invariante Masse m_{inv} der Photonenpaare zu untersuchen. Es gilt:

$$m_{inv} = \sqrt{(P_1^\mu + P_2^\mu)^2} = \sqrt{2E_1E_2(1-\cos\psi)} \tag{5.4}$$

P^μ bezeichnet den Viererimpuls des jeweiligen Photons, E seine Energie und ψ den Öffnungswinkel zwischen den Photonen. Der zweite Teil der Gleichung gilt, da Photonen keine Ruhemasse haben.

In Abbildung 5.5 ist die invariante Masse m_{inv} als Funktion von $\Delta\phi$ für drei Pseudomassenbereiche für $p+C$-Reaktionen gezeigt. Man sieht, daß die BtB-Korrelationen bei großen invarianten Massen auftreten. Mit steigender Pseudomasse wandert der BtB-Korrelationsbereich zu höheren m_{inv}. Bei kleinen m_{inv} verschwindet die BtB-Korrelation hingegen, so daß die Konstante X_0 auch bei kleinen m_{inv}

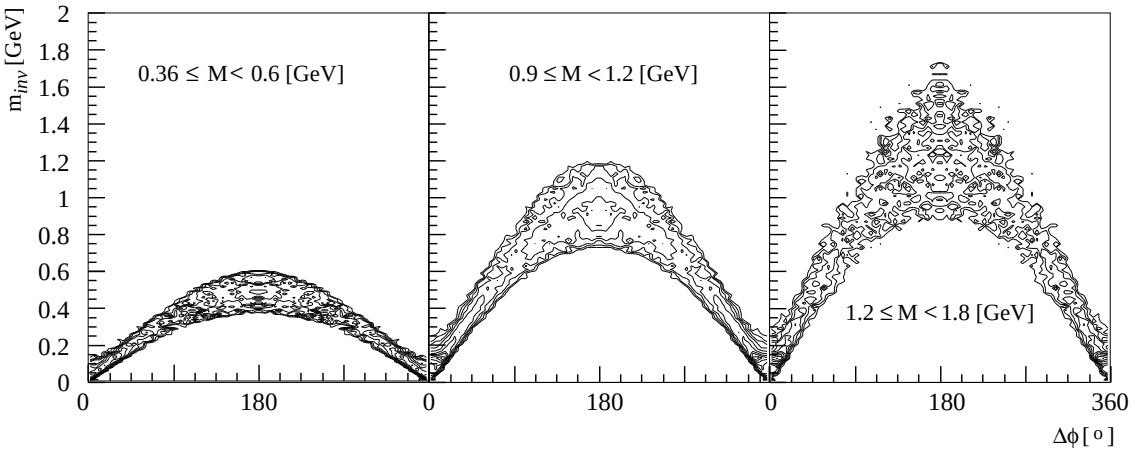

Abbildung 5.5: Invariante Masse m_{inv} als Funktion von $\Delta\phi$ für drei Pseudomassenbereiche für $p + C$-Reaktionen.

bestimmt werden kann. Dies soll anhand von Ergebnissen einer HIJING-Simulation erläutert werden: Abbildung 5.6 zeigt

$$C_{inv}^{Norm} = \frac{1}{X_0} \cdot \frac{dN_{real}/dm_{inv}}{dN_{mix}/dm_{inv}} \tag{5.5}$$

für vier unterschiedliche Pseudomassengruppen als Ergebnis einer HIJING-Simulation von $p + C$-Reaktionen. Die Normierung mit $1/X_0$ nimmt bereits das Ergebnis der Anpassung mit Funktion 5.6 vorweg. In Analogie zu Abbildung 5.2 sind die Photonenpaare in Gruppen mit gleichem Elternteilchen (grau) und ohne gemeinsames Elternteilchen (weiß) dargestellt. Die weiße Verteilung entspricht der BtB-Korrelation. Man sieht, daß die BtB-Korrelationen mit steigender invarianter Masse zunehmen, wie schon in Abbildung 5.5 beobachtet wurde. Unter der Annahme, daß die BtB-Korrelationen bei $\Delta\phi = 0$ und damit $m_{inv} = 0$ verschwinden, ergibt sich $X_0 = C_{inv}^{BtB}(m_{inv} = 0)$. Dieser Wert soll durch Extrapolation aus den Datenpunkten bei höherer invarianter Masse bestimmt werden. In der Abbildung sind Anpassungen mit der Funktion

$$F(m_{inv}) = X_0 + a\, m_{inv}^3 \tag{5.6}$$

als durchgehende Linien gezeigt. Das Polynom F erfüllt die Nebenbedingung, $F'(0) = 0$. Die Normierung in Abbildung 5.6 wurde mit der Konstanten X_0 aus F durchgeführt. Die beiden Funktionen wurden an die Datenpunkte $m_{inv} > 0.2$ GeV angepasst und beschreiben den Verlauf der Verteilung recht gut.

Um ein realistisches Bild zu erhalten, müssen allerdings die Photonenpaare aus Resonanzzerfällen berücksichtigt werden. In der Simulation erkennt man den π^0-*Peak*

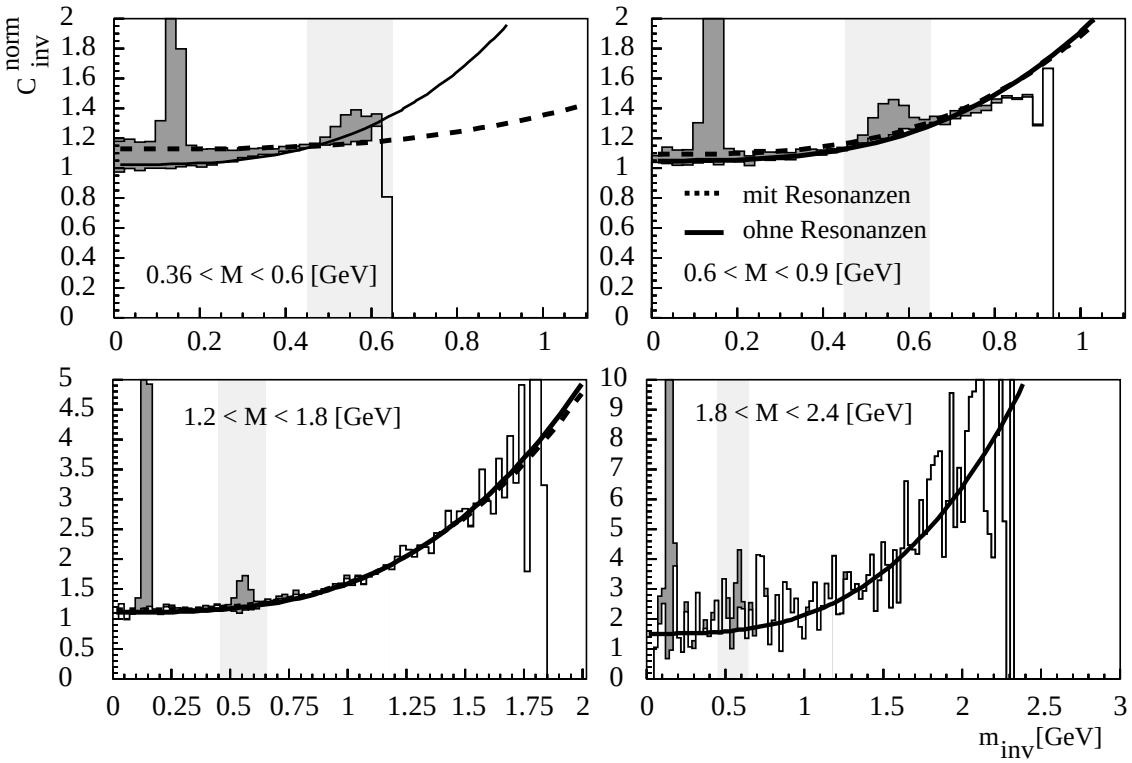

Abbildung 5.6: Invariante Masse der Photonenpaare für vier unterschiedliche Pseudomassengruppen als Ergebnis einer HIJING-Simulation von $p + C$-Reaktionen. Gezeigt sind alle Paare (grau) und nur die Paare ohne gemeinsames Elternteilchen (weiß). Die unterschiedlichen *Fits* sind im Text erläutert, der π^0-*Peak* ist aus Darstellungsgründen abgeschnitten.

bei ~ 135 MeV und den η-*Peak* bei 547.3 MeV. In Abbildung 5.6 sind Anpassungen mit der Funktion F an die grau dargestellte Verteilung der Photonenpaare mit Resonanzzerfällen als gestrichelte Linien eingezeichnet. Es wurde der gleiche *Fit*-Bereich wie oben gewählt, lediglich der η-Bereich $0.45 < m_{inv} < 0.65$ GeV wurde ausgespart (im Bild hellgrau unterlegt). Man sieht, daß sich die Funktionen mit und ohne Resonanzzerfälle mit zunehmender Pseudomasse M immer besser annähern. Lediglich bei sehr kleinen M treten größere Abweichungen auf. Aus der Analyse der Daten mit Resonanzzerfällen läßt sich demnach bei hinreichend hohem M auf den Faktor X_0 schließen. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, daß die Resonanzen in diesem Bild auf einen wohldefinierten Bereich beschränkt bleiben.

Alternative Rechnungen ohne untere p_T-Schwelle haben gezeigt, daß die Form der Verteilung für $M < 0.36$ (hier nicht gezeigt) in den beiden Fällen mit und ohne Resonanzzerfälle eine sehr stark unterschiedliche Form hat, so daß die hier diskutierte Methode in diesem M-Bereich nicht angewendet werden könnte.

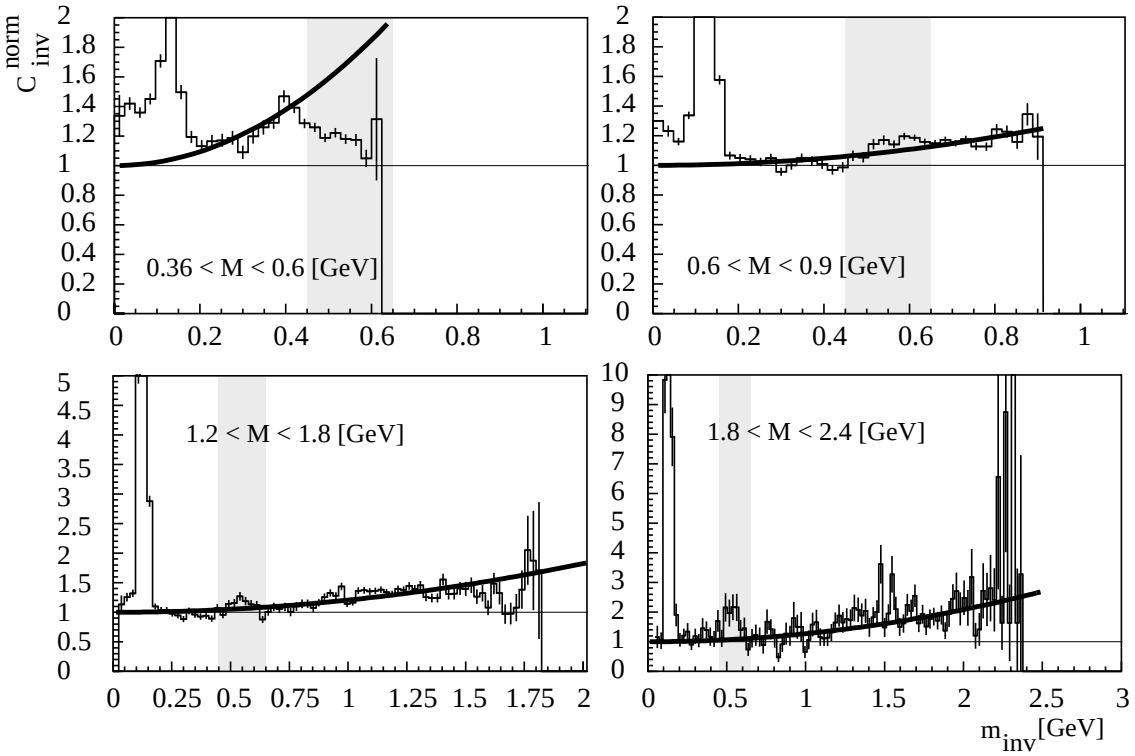

Abbildung 5.7: Invariante Masse der Photonenpaare für vier unterschiedliche Pseudomassengruppen für gemessene $p + C$-Reaktionen.

Abbildung 5.7 zeigt die gleichen Pseudomassenbereiche für gemessene $p + C$-Daten. Der *Fit* mit $F(m_{inv})$ ist mit einer durchgezogenen Linie eingezeichnet. Auch hier wurde auf die Konstante $1/X_0$ aus $F(m_{inv})$ normiert. Die Fitbereiche sind identisch mit den oben erläuterten Bereichen. Der Anteil der laut *Fit* unkorrelierten Paare ist durch eine Hilfslinie angedeutet. Die Auswirkung von Variationen im Fitbereich wurden ausführlich untersucht. Die Form der Verteilung um 400 MeV im ersten Teilbild ist nicht verstanden. Zusätzlich zu den π^0-Resonanzen erkennt man auch in den Daten das η-Meson recht deutlich. In diesem Zusammenhang sei bemerkt, daß die Ergebnisse dieser Untersuchung einen direkten Einfluß auf die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der π^0- und η-Produktion in $p + A$-Reaktionen haben, da der Beitrag der BtB-Korrelationen im m_{inv}-Spektrum berücksichtigt werden muß. Nur durch die BtB-Korrelationen läßt sich die Form des m_{inv}-Spektrums verstehen.

Das aus der Verteilung der invarianten Masse gewonnene X_0 wird anschließend dazu verwendet, aus der $\Delta\phi$-Verteilung, wie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben, $R(M)$ zu bestimmen. X_0 wird dabei festgehalten.

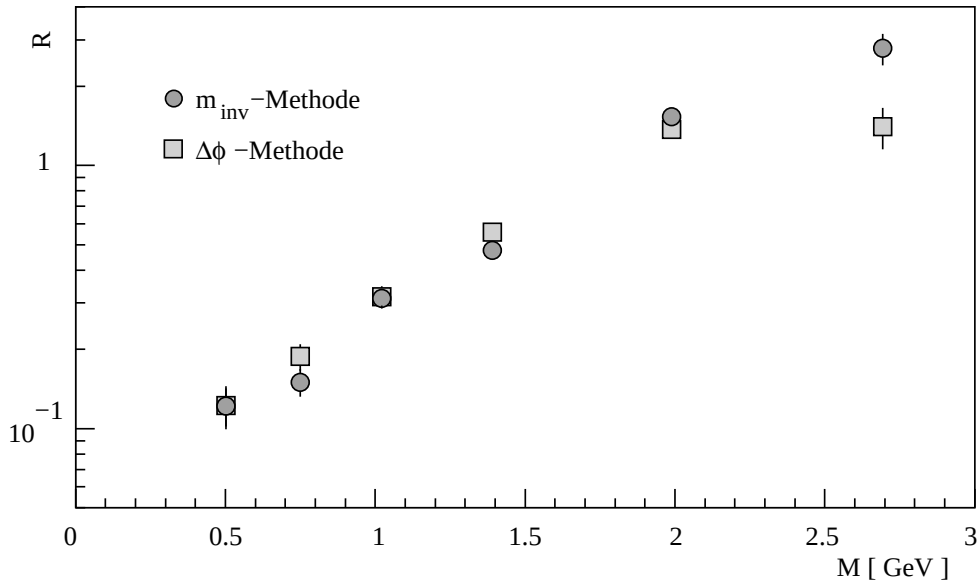

Abbildung 5.8: Korrelationsstärke $R(M)$ als Funktion der Pseudomasse M für beide Analysemethoden für $p + C$-Reaktionen. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an.

5.2.3 Korrekturen

Abbildung 5.8 zeigt die Ergebnisse der Bestimmung der Korrelationsstärke $R(M)$ als Funktion der Pseudomasse M für beide Analysemethoden für $p+C$-Reaktionen. Die Methode der Bestimmnung von X_0 aus der m_{inv}-Verteilung wird im folgenden mit m_{inv}-Methode bezeichnet, die Methode, in der auch X_0 aus der $\Delta\phi$-Verteilung bestimmt wurde, als $\Delta\phi$-Methode. Deutlich ist eine annähernd exponentielle Zunahme der Korrelationsstärke mit der Pseudomasse zu erkennen. Die Punkte bei der höchsten Pseudomasse weichen stärker voneinander ab, als der statistische Fehler vermuten läßt. Dies deutet auf eine zusätzliche systematische Unsicherheit hin. Die in der Abbildung verwendete Pseudomassenposition der Datenpunkte entspricht dem Schwerpunkt der Einträge im entsprechenden Bereich der gemessenen Pseudomassenverteilung.

Systematische Abweichungen der mit der m_{inv}- bzw. $\Delta\phi$-Methode bestimmten Korrelationsstärke von der tatsächlichen Stärke der Korrelation können anhand von Monte-Carlo-Simulationen mit den Ereignisgeneratoren HIJING und VENUS bestimmt und dann in den gemessenen Daten korrigiert werden. Dazu wird jeweils das

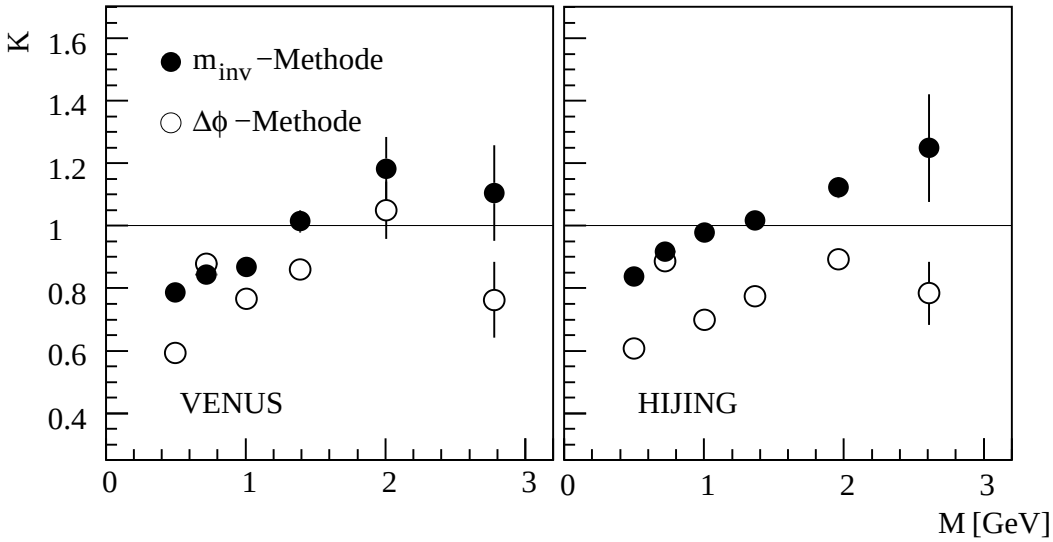

Abbildung 5.9: Korrekturfaktoren K für beide Analysemethoden als Funktion der Pseudomasse. Gezeigt sind die Ergebnisse von Monte-Carlo-Simulationen mit den Ereignisgeneratoren VENUS (links) und HIJING (rechts) für die Reaktion $p + C$.

Verhältnis K der nach Analysemethode X bestimmten Korrelationsstärke $R_{MethodeX}$ zur wahren Korrelationsstärke R_{BtB} bestimmt:

$$K = \frac{R_{MethodeX}}{R_{BtB}} \tag{5.7}$$

Die wahre BtB-Korrelation in der Simulation wird dabei wie in Abschnitt 5.1 durch Photonenpaare ohne gemeinsames Elternteilchen definiert.

Abbildung 5.9 zeigt die Korrekturfaktoren K für die beiden Analysemethoden als Funktion der Pseudomasse für die Reaktion $p + C$. Die Ergebnisse der Venus-Simulation sind links, die Ergebnisse der Simulation mit HIJING rechts dargestellt. Man sieht, daß die systematischen Abweichungen der m_{inv}-Methode vom wahren Wert in der Regel kleiner sind als die Abweichungen bei Verwendung der $\Delta\phi$-Methode. Außerdem werden die Abweichungen mit zunehmender Pseudomasse kleiner. Beide Methoden unterschätzen den wahren Wert von R bei kleinen M. Dies ist bereits in Abbildung 5.6 zu erkennen, da die Resonanzen im *Fit* zu einem zu großen X_0 führen, was dann eine zu kleine Korrelationsstärke $R = A/X_0$ zur Folge hat. Die in der Abbildung verwendete Pseudomassenposition der Datenpunkte entspricht jeweils dem Schwerpunkt der Einträge im entsprechenden Bereich der Pseudomassenverteilung des Ereignisgenerators. Abweichungen zu den Pseudomassenpositionen der gemessenen Datenpunkte aus Abbildung 5.8 bleiben bei der Korrektur unberücksichtigt.

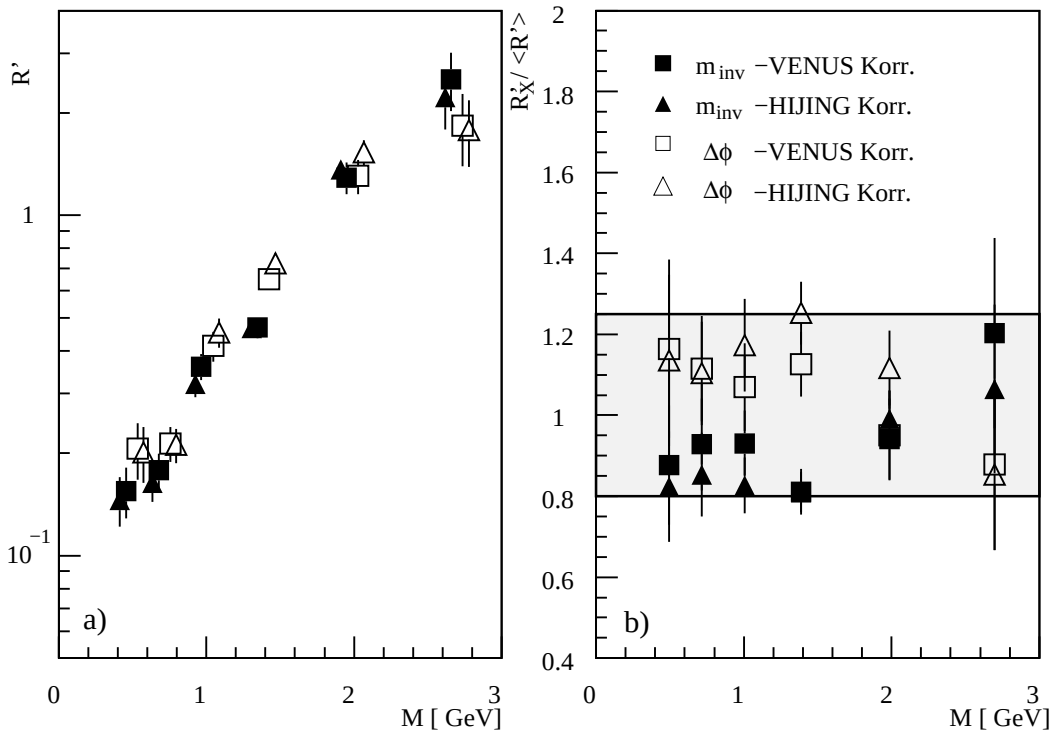

Abbildung 5.10: a) Korrelationsstärke $R'(M)$ nach der Korrektur für verschiedene Korrekturfaktorsätze als Funktion der Pseudomasse M. b) Verhältnis der korrigierten Datensätze zu ihrem Mittelwert. Der systematische Fehler ist als graues Band eingezeichnet.

Die Korrelationsstärke $R'(M)$ nach der Korrektur durch die Korrekturfaktoren

$$R' = 1/K \cdot R \tag{5.8}$$

ist in Abbildung 5.10 a) für die verschiedenen Korrekturfaktorsätze gezeigt. Die Datenpunkte bei gleicher Pseudomasse wurden dabei auf der Abszisse untereinander leicht verschoben, um Unterschiede zwischen den Datenpunkten besser kenntlich zu machen. Eine Abschätzung der wahren Korrelationsstärke liefert der Mittelwert $\langle R' \rangle$ dieser vier korrigierten Datensätze. Dieser wird im folgenden als Korrelationsstärke für $p + C$-Reaktionen verwendet.

Aus den Abweichungen der einzelnen korrigierten Datensätze R'_X vom Mittelwert $\langle R' \rangle$ wird der systematische Fehler der Korrelationsstärke bestimmt. Abbildung 5.10 b) zeigt das Verhältnis $R'_X / \langle R' \rangle$ als Funktion der Pseudomasse für die verschiedenen korrigierten Datensätze. Der angenommene systematische Fehler ist als graues Band eingezeichnet. Es ergibt sich eine Abschätzung für den systematischen Fehler von $^{+25}_{-20}$ %. Die Fehlerbalken an den Datenpunkten geben nur den statistischen Fehler

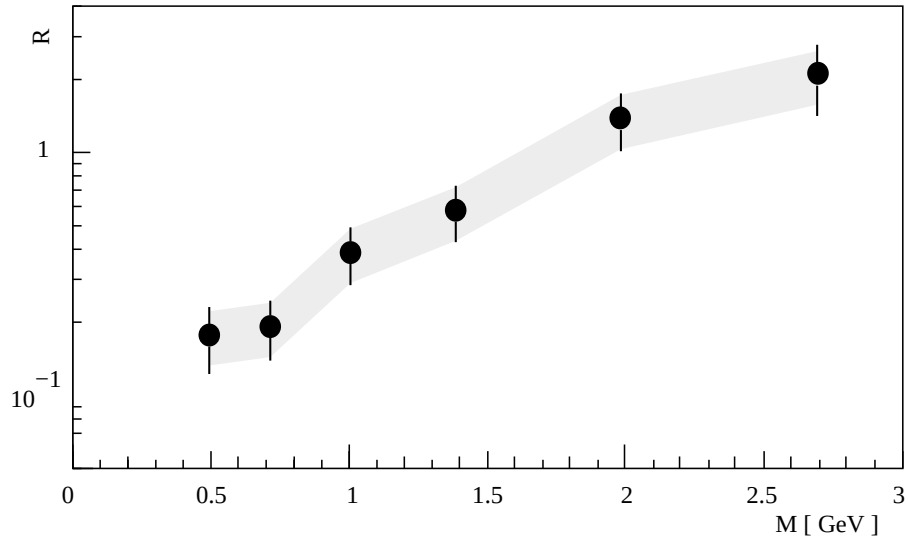

Abbildung 5.11: Korrelationsstärke R für die Reaktion $p + C$ als Funktion der Pseudomasse. Der systematische Fehler ist als graues Band eingezeichnet, die Fehlerbalken repräsentieren den Gesamtfehler.

wieder. In der folgenden Diskussion wird der Mittelwert $\langle R' \rangle$ zur Vereinfachung nur noch als R_{p+C} bezeichnet.

5.3 Korrelationen in p+C und p+Pb

Abbildung 5.11 zeigt diese Korrelationsstärke R für die Reaktion $p+C$ als Funktion der Pseudomasse. Auch in diesem Bild ist der systematische Fehler als graues Band eingezeichnet. Die Fehlerbalken repräsentieren in diesem Fall den Gesamtfehler, statistische und systematische Fehler wurden quadratisch addiert. Für den statistischen Fehler wurde das arithmetische Mittel der statistischen Fehler der korrigierten Datensätze aus Abbildung 5.10 b) angenommen. Deutlich ist auch unter Berücksichtigung der Fehler die annähernd exponentielle Form der Pseudomassenabhängigkeit von R zu erkennen. Die Korrelationsstärke nimmt über den untersuchten Pseudomassenbereich um etwa eine Größenordnung zu.

Um die Abhängigkeit der Korrelationsstärke von der Größe des Systems in $p+A$-Reaktionen aufzuzeigen, sollen nun die Reaktionen $p + C$ und $p + Pb$ verglichen werden. Dazu wurde der $p + Pb$-Datensatz analog zum bisher diskutierten $p + C$-Datensatz analysiert: Nach der Extraktion des Signals mit den beiden in den Abschnitten 5.2.1 und 5.2.2 diskutierten m_{inv}- bzw. $\Delta\phi$-Methoden wurden mit Monte-Carlo-Simulationen neue Korrekturfaktoren K_{p+Pb} bestimmt, die dann auf die Daten

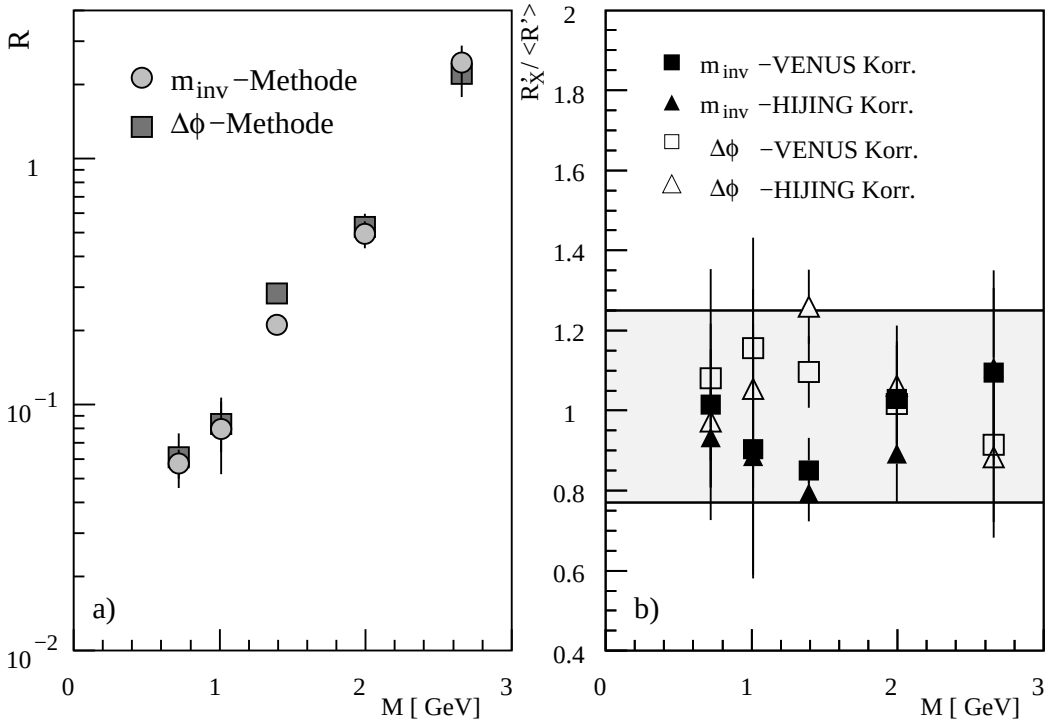

Abbildung 5.12: $p+Pb$-Reaktionen: a) Unkorrigierte Korrelationsstärke $R(M)$ für die m_{inv}- und $\Delta\phi$-Methode als Funktion der Pseudomasse M. b) Verhältnis der korrigierten Datensätze zu ihrem Mittelwert. Der systematische Fehler ist als graues Band eingezeichnet.

angewendet wurden. Es fällt auf, daß die notwendigen Korrekturen kleiner als die in Abbildung 5.9 für die Reaktion $p + C$ gezeigten Korrekturfaktoren sind. So gilt $K_{p+Pb} \in [\,0.75, 1.05\,]$. Die bereits in der Diskussion von Abbildung 5.9 beschriebene Systematik der einzelnen Methoden gilt auch für K_{p+Pb}, die Korrekturen werden mit zunehmender Pseudomasse kleiner. Auf eine graphische Darstellung der Korrekturfaktoren K_{p+Pb} wird verzichtet.

Abbildung 5.12 a) zeigt die unkorrigierte Korrelationsstärke $R(M)$ als Funktion der Pseudomasse M, bestimmt nach der m_{inv}- und $\Delta\phi$-Methode für $p + Pb$-Reaktionen. Auch für $p + Pb$-Reaktionen läßt sich eine annähernd exponentielle Form der Pseudomassenabhängigkeit von R erkennen. Die Abweichungen der einzelnen korrigierten Datensätze R'_X vom Mittelwert $\langle R' \rangle$ werden in Abbildung 5.12 b) gezeigt. In Analogie zu Abbildung 5.10 geben die Fehlerbalken an den Datenpunkten den statistischen Fehler wieder, der systematische Fehler ist als graues Band eingezeichnet. Es ergibt sich eine Abschätzung für den systematischen Fehler von

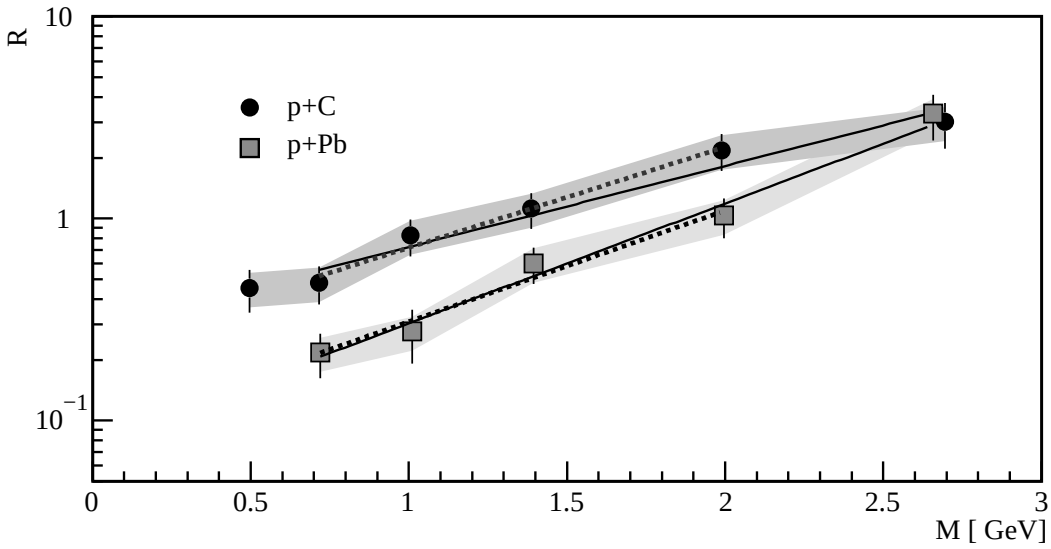

Abbildung 5.13: Korrelationsstärke R für die Reaktionen $p + C$ und $p + Pb$ als Funktion der Pseudomasse. Der systematische Fehler ist als graues Band eingezeichnet, die Fehlerbalken repräsentieren den Gesamtfehler.

$^{+25}_{-24}$ %. Auch hier soll der Mittelwert $\langle R' \rangle$ im folgenden zur Vereinfachung nur noch als R_{p+Pb} bezeichnet werden.

Ein Vergleich der Korrelationsstärken R_{p+C} und R_{p+Pb} wird in Abbildung 5.13 als Funktion der Pseudomasse M gezeigt. Die Datenpunkte für $p+Pb$-Reaktionen liegen bis auf den letzten Punkt bei $M \approx 2.7$ GeV systematisch über den Datenpunkten für $p + C$-Reaktionen. Zusätzlich ist in der Abbildung ein *Fit* mit der Funktion

$$f(M) = c \cdot \exp(M/T_M) \tag{5.9}$$

eingezeichnet. Dabei wurden jeweils zwei unterschiedliche *Fit*-Bereiche untersucht, $M \in [\,0.6{-}2.\,]$ und $M \in [\,0.6{-}2.7\,]$. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Die Datenpunkte werden durch den exponentiellen Ansatz gut

		c	T_M
p+C	0.6-2.	0.0722 ± 0.0277	0.668 ± 0.125
	0.6-2.7	0.0977 ± 0.0245	0.830 ± 0.102
p+Pb	0.6-2.	0.0205 ± 0.0858	0.605 ± 0.106
	0.6-2.7	0.0177 ± 0.0741	0.562 ± 0.079

Tabelle 5.1: Parameter einer Anpassung der Funktion 5.9 an R_{p+C} und R_{p+Pb}.

beschrieben. Man sieht, daß die Steigung der Anpassung an R_{p+C} abnimmt, wenn man den letzten Datenpunkt bei $M \approx 2.7$ GeV mit berücksichtigt; die Anpassung an R_{p+Pb} zeigt hingegen den entgegengesetzten Trend.

5.4 Diskussion

Zur Erklärung der Form der Pseudomassenabhängigkeit von R_{p+C} und R_{p+Pb} soll im folgenden untersucht werden, wie stark $R(M)$ durch die zugrundeliegenden π^0-p_T-Verteilungen der beiden Reaktionssysteme bestimmt wird. Insbesondere soll untersucht werden, ob Unterschiede in der Steigung von $R(M)$ allein durch die Steigungen der π^0-p_T-Verteilungen erklärt werden können.

In einem einfachen Modell der BtB-Korrelationen kann man annehmen, daß korrelierte wie unkorrelierte π^0s der gleichen π^0-p_T-Verteilung unterliegen. Die korrelierten π^0s eines Ereignisses stammen dabei jeweils aus einer binären Kollision und tragen aus Impulserhaltungsgründen den gleichen Transversalimpuls. Die Annahme, daß immer zwei Teilchen, beide ein π^0, korreliert sind, stellt dabei das einfachste aller möglichen Szenarien dar. Die Wahrscheinlichkeit, zwei korrelierte π^0s eines Ereignisses mit gegebenem p_T zu finden, wird dann durch die π^0-p_T-Verteilung bestimmt, die Wahrscheinlichkeit, zwei unkorrelierte π^0s eines Ereignisses mit diesem p_T zu finden, durch das Produkt der p_T-Verteilungen.

Wenn man nun annimmt, daß die Pseudomasse M der beim Zerfall der π^0s erzeugten Photonen in direkter Beziehung zum p_T des π^0s steht, überträgt sich dieser Zusammenhang auf die Pseudomassendarstellung; eine ausführliche Darstellung der Beziehung zwischen $p_T(\pi^0)$ und M wird am Ende dieses Abschnitts gegeben. Die Pseudomassenverteilung der korrelierten γ-Paare ist also proportional zur p_T-Verteilung der π^0, die Pseudomassenverteilung unkorrelierter Paare ist proportional zur p_T-Verteilung der π^0 zum Quadrat. Für die Korrelationsstärke gilt damit $R \sim (dN_{\pi^0}/dp_T)^{-1}$ und insbesondere

$$f(M) \sim 1/F(p_T) \tag{5.10}$$

mit $f(M)$ aus der Anpassung 5.9 an $R(M)$ und $F(p_T)$ als Anpassung an die π^0-p_T-Verteilung.

Mit diesem Ansatz erklärt sich qualitativ der Unterschied in der absoluten Skalierung zwischen R_{p+C} und R_{p+Pb}: Abbildung 5.14 a) zeigt die akzeptanzkorrigierte π^0-p_T-Verteilung für die Reaktionen $p+C$ und $p+Pb$ [Awe01a]; das Verhältnis der p_T-Verteilungen der beiden Reaktionssysteme ist in Abbildung 5.14 b) gezeigt. Die Multiplizität der neutralen Pionen der Reaktion $p+Pb$ ist systematisch größer als

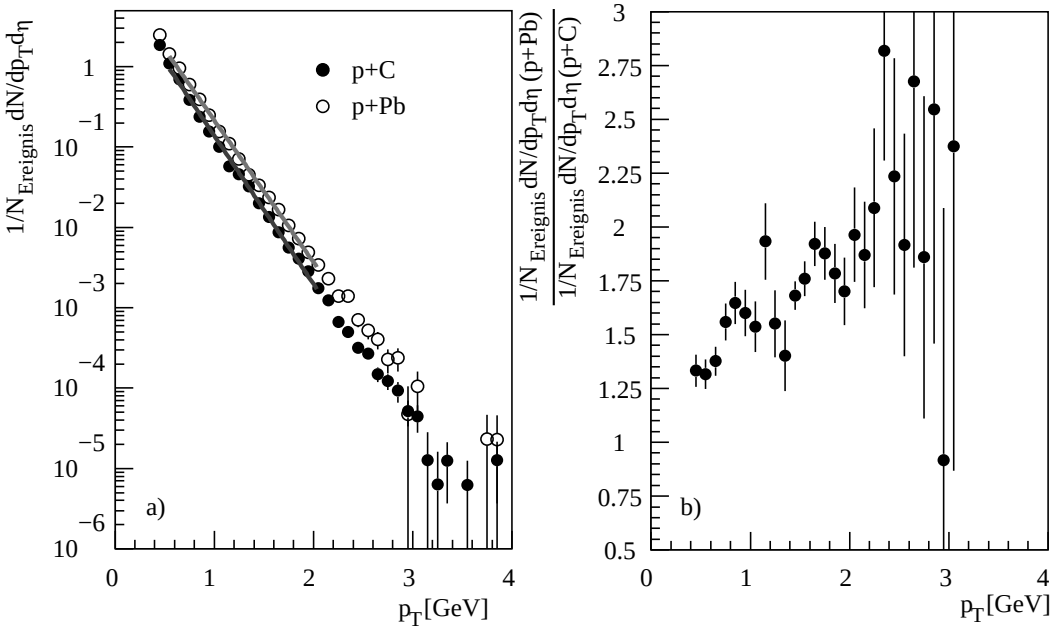

Abbildung 5.14: a) p_T-Verteilung (akzeptanzkorrigiert) neutraler Pionen für die Reaktionen p+C und $p + Pb$. b) Verhältnis der p_T-Verteilungen der beiden Reaktionssysteme.

die Multiplizität in $p + C$-Reaktionen. Dieses als *nuclear enhancement* bezeichnete Verhalten erklärt sich bereits durch das einfache Modell der Überlagerung einzelner Nukleon-Nukleon-Reaktionen in p+A-Reaktionen. Die höhere Multiplizität in p+Pb verglichen mit $p + C$ führt nach obiger Überlegung zu einer größeren Zahl unkorrelierter Photonenpaare und damit zu $R_{p+Pb} < R_{p+C}$. Eine quantitative Untersuchung der Abhängigkeit der Korrelationsstärke von der Größe des Reaktionssystems findet sich in Abschnitt 6.2.2, in dem die Ergebnisse der Analysen der $p + A$- und $Pb + Pb$-Daten gegenübergestellt werden.

Deutlich ist in Abbildung 5.14 b) die Abhängigkeit des *nuclear enhancement*-Effekts von p_T zu beobachten. In Abbildung 5.14 a) ist ein *Fit* mit der Funktion

$$F(p_T) = c \cdot \exp(-p_T/T_{\pi^0}) \tag{5.11}$$

über das Intervall $p_T \in [\,0.6 - 2.\,]$ eingezeichnet. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Man sieht, daß die Steigung in F_{p+Pb} kleiner ist als in F_{p+C}, die π^0-p_T-Verteilung der Reaktion $p + Pb$ ist also flacher. Es zeigt sich, daß eine Variation des *Fit*-Bereichs zu keiner wesentlichen Änderung der Steigung führt, wie man bereits in Abbildung 5.14 b) erkennen kann, da das Verhältnis der Verteilungen zu großen p_T im Rahmen der Fehler gleichmäßig ansteigt.

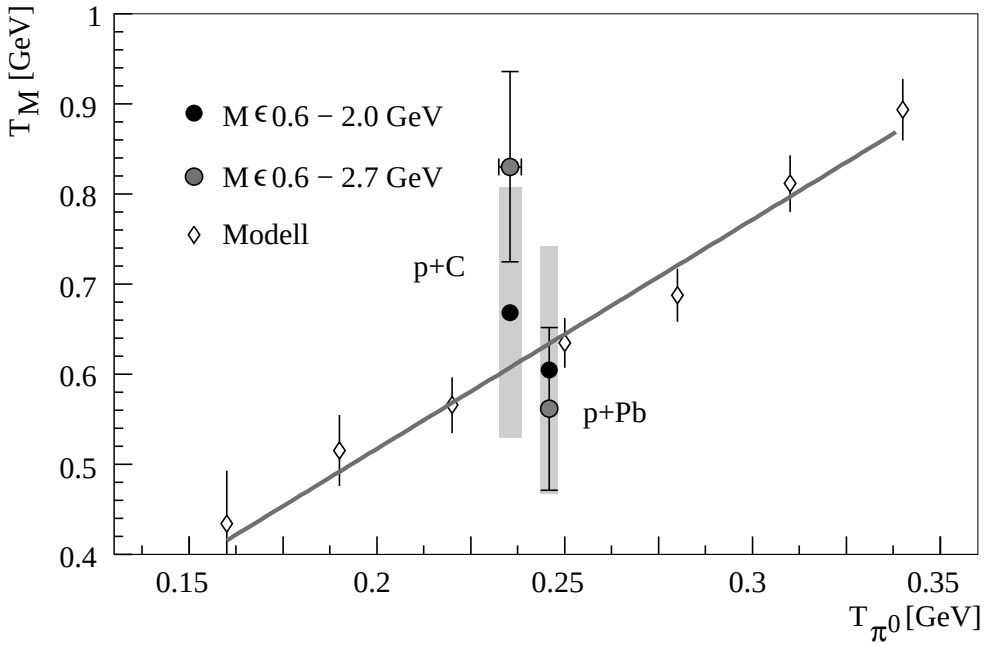

Abbildung 5.15: Vergleich der inversen Steigungen der Anpassungen $f(M)$ bzw. $F(p_T)$ für $p+C$ und $p+Pb$ im Vergleich mit einem einfachen Modell (im Text erklärt).

Ein Vergleich der inversen Steigungen der Anpassungen $f(M)$ bzw. $F(p_T)$ ist schließlich in Abbildung 5.15 für die beiden *Fit*-Bereiche aus Tabelle 5.1 gezeigt. Die Fehler der Datenpunkte werden dabei aus optischen Gründen graphisch unterschiedlich dargestellt.

Die Datenpunkte werden mit dem Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation verglichen, in dem das einfache, eingangs vorgestellte Interpretationsmodell umgesetzt wird: In der Simulation werden zwei korrelierte π^0s erzeugt, die beide den gleichen Transversalimpuls tragen, der entsprechend $F(p_T)$ mit vorgegebener Steigung $1/T_{\pi^0}$ gewählt wird. Die beiden π^0s haben eine Azimutalwinkeldifferenz von $\Delta\phi = 180°$ bei zufälliger Ausrichtung in ϕ. Die entsprechend einer realistischen Verteilung gewählte Pseudorapidität der π^0s wird bei Schwerpunktsrapidität gespiegelt. Obwohl die

	c	T_{π^0}
p+C	9.660 ± 0.361	0.235 ± 0.001
p+Pb	12.600 ± 0.413	0.246 ± 0.002

Tabelle 5.2: Parameter einer Anpassung der Funktion 5.11 an $1/N_{Ereig} dN/d_{p_T} d\eta\,(\pi^0)$.

y-Verteilung in $p + A$-Reaktionen nicht symmetrisch bezüglich des Schwerpunkts ist, sollte diese Näherung für harte Stöße erfüllt sein. Anschließend läßt man die π^0s unter Verwendung des Programmpakets JETSET zerfallen und bildet unter Berücksichtigung der Akzeptanz des LEDA-Detektors alle möglichen Photonenpaare. Aus der sich so ergebenden $\Delta\phi$-M-Verteilung wird die Anzahl der Teilchen $N_{corr}(M)$ im Intervall $\Delta\phi \in [\,175°, 180°\,]$ ermittelt.

In ähnlicher Weise wird ein weiteres, unabhängiges π^0-Paar erzeugt, das keinerlei Korrelation miteinander aufweist. Die gleiche Analyse liefert $N_{nicht-corr}(M)$. Aus dem Verhältnis $R = N_{corr}(M)/N_{nicht-corr}(M)$ ergibt ein *Fit* mit Funktion $f(M)$ den Zusammenhang zwischen T_{π^0} und T_M, der ebenfalls in Abbildung 5.15 eingezeichnet ist.

Man sieht, daß die Datenpunkte im Rahmen der Fehler mit den Annahmen des einfachen Modells zu erklären sind. Die Steigung in $R(M)$ läßt sich weitgehend bereits durch die Steigung der π^0-p_T-Spektren erklären, wenn man annimmt, daß die π^0s immer paarweise korreliert sind. Allerdings fällt auf, daß T_M mit zunehmender Größe des Reaktionssystems abnimmt; nach obiger Diskussion der Steigungsparameter T_{π^0} der π^0-p_T-Verteilungen war der gegenläufige Trend zu erwarten. Dieses Verhalten wird durch die Ausdehnung des *Fit*-Bereichs auf $M \approx 2.7$ GeV noch verstärkt. Die Beobachtung kann durch gängige Theorien nicht vollständig erklärt werden: Vielfachstöße im Ausgangskanal der Reaktion (*Rescattering*) bewirken eine Anreicherung der π^0-p_T-Verteilungen bei hohem p_T, was zu einer flacheren p_T-Verteilung führt. Für BtB-Korrelationen sollte diese Aufweichung der Korrelation damit ebenfalls zu einem größeren T_M führen. Das *Rescattering* müßte allerdings für $p + Pb$-Reaktionen stärker sein als für $p + C$-Reaktionen. Der genaue Einfluß von *Rescattering*-Effekten kann anhand von Simulationsrechungen näher untersucht werden. Auch Vielfachstreuungen der Partonen im Anfangszustand, die auf die p_T-Verteilungen der Pionen und das BtB-Signal unterschiedlich stark wirken, können den leichten Trend in der Abhängigkeit der T_M von der Größe des Reaktionssystems nicht erklären.

Unberücksichtigt bleibt der Einfluß von Korrelationen höherer Ordnung, in denen beispielsweise ein π^0 mit zwei anderen π^0s aufgrund der Impulserhaltung korreliert ist. Solche Korrelationen sollten eher für π^0s mit kleinem p_T wichtig sein, was zu einer leichten, p_T- bzw. M-abhängigen Verschiebung der gemessenen Zwei-Teilchen-Korrelation führen kann.

Der zu Beginn dieses Abschnitts erwähnte Zusammenhang zwischen der p_T-Verteilung der π^0s und der M-Verteilung der Photonenpaare soll nun anhand der einfachen, bereits vorgestellten Monte-Carlo-Simulation noch einmal illustriert wer-

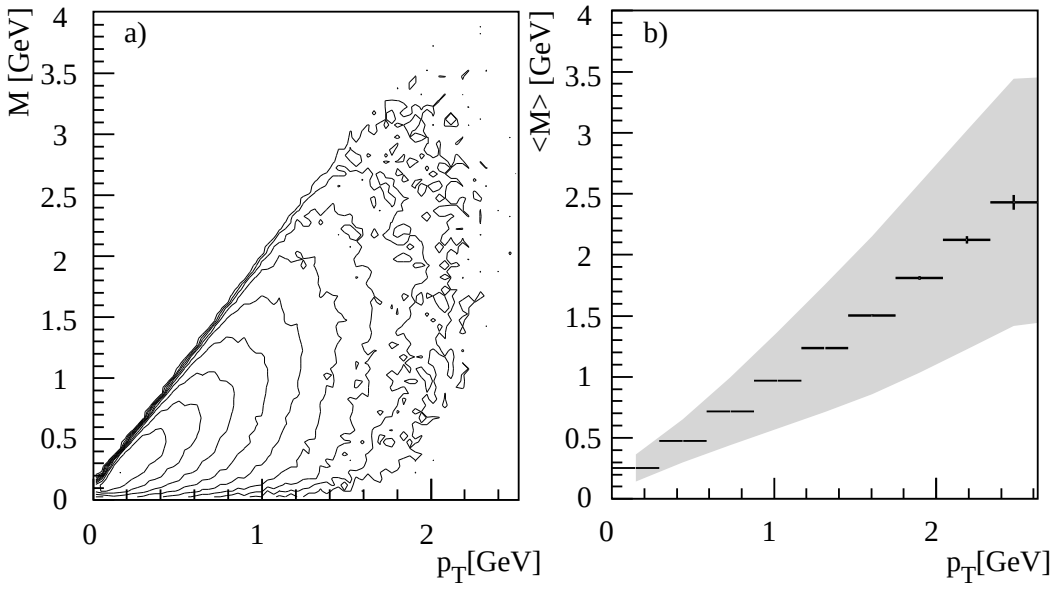

Abbildung 5.16: a) Pseudomasse M aller möglichen Kombinationen der Zerfallsphotonen als Funktion des p_T des π^0s. b) Mittlere Pseudomasse $\langle M \rangle$ als Funktion des p_T des π^0s. Dargestellt sind die Ergebnisse einer Monte-Carlo-Simulation.

den: Wieder werden - analog zur Berechnung von $N_{corr}(M)$ - zwei korrelierte π^0s erzeugt, die mit gleichem p_T *back-to-back* auseinander fliegen. Der Zusammenhang zwischen dem p_T der π^0s und der Pseudomasse M aller möglichen Kombinationen ihrer Zerfallsphotonen ist in Abbildung 5.16 gezeigt. Das rechte Bild zeigt die mittlere Pseudomasse $\langle M \rangle$, das graue Band gibt die Streuung der Pseudomassen an. Die Zerfallsphotonen eines π^0 mit $p_T(\pi^0)$ sind in sehr guter Näherung gleichmäßig im Intervall $p_T(\gamma) \in [\,0, p_T(\pi^0)\,]$ verteilt. Durch die exponentiell abfallende Form der π^0-p_T-Verteilung ist die Wahrscheinlichkeit am größten, daß ein Photon mit $p_T(\gamma)$ von einem π^0 mit $p_T(\pi^0) = p_T(\gamma)$ stammt. Die Pseudomasse und p_T der π^0s sind also direkt verbunden, was man bereits in einem Vergleich der Form der experimentellen Pseudomassenverteilung in Abbildung 4.8 und der π^0-p_T-Verteilung in Abbildung 5.14 erkennt.

5.4.1 Vergleich mit Ereignisgeneratoren

Die Pseudomassenabhängigkeit der Korrelationsstärke soll abschließend mit den Voraussagen von Monte-Carlo-Simulationen mit Ereignisgeneratoren verglichen werden. Abbildung 5.17 zeigt die Korrelationsstärke der BtB-Korrelation als Funktion der Pseudomasse für Simulationen mit den Programmpaketen HIJING, VENUS und

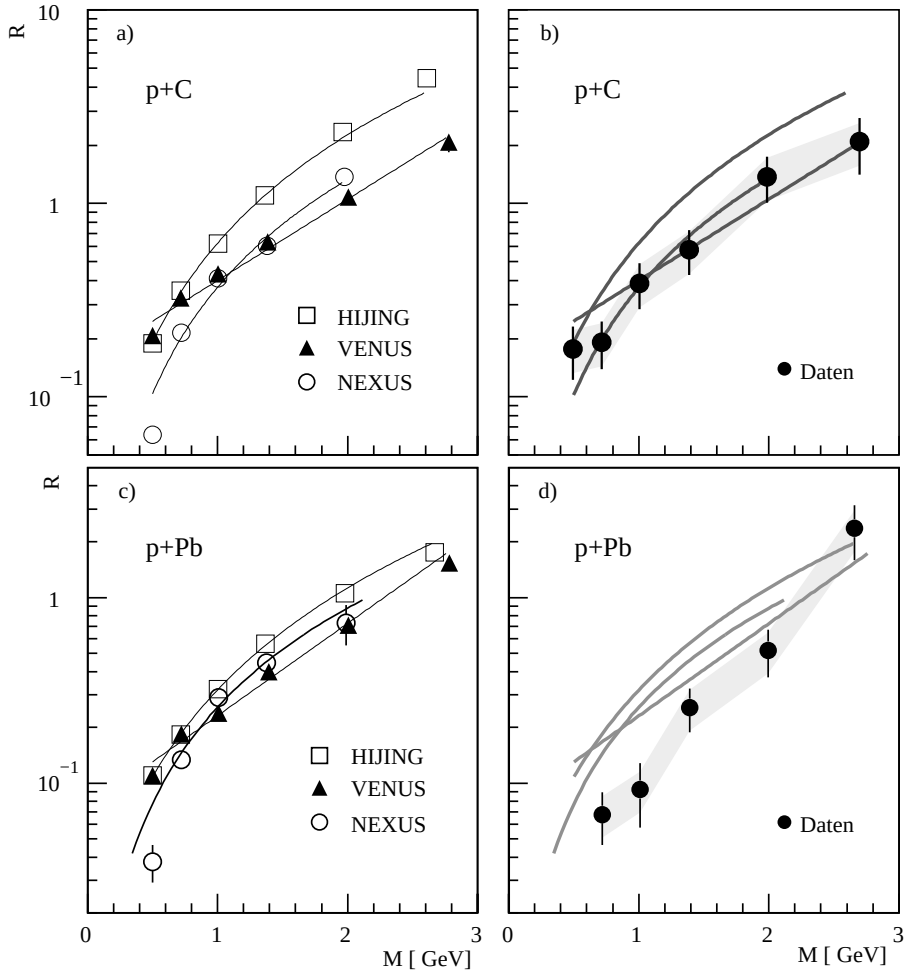

Abbildung 5.17: Korrelationsstärke der BtB-Korrelation als Funktion der Pseudomasse für Simulationen mit den Programmpaketen HIJING, VENUS und NEXUS der Reaktionen $p+C$ (a+b) und $p+Pb$ (c+d). Vergleich der Parametrisierungen der Simulationsergebnisse mit den Daten (b+d).

NEXUS. [1] Die Teilbilder a) und b) zeigen Ergebnisse von Simulationen der Reaktionen $p+C$, die Teilbilder c) und d) der Reaktion $p+Pb$.

Man sieht, daß HIJING systematisch höhere Korrelationsstärken voraussagt als VENUS oder NEXUS. Ferner fällt auf, daß sich die Form der Pseudomassenabhängigkeit der drei Ereignisgeneratoren unterscheidet: R_{Hijing} und R_{Nexus} zeigen ein stark von M abhängiges Steigungsverhalten, mit zunehmender Pseudomasse wird R flacher. R_{Venus} hingegen steigt exponentiell mit M an. Bemerkenswert ist

[1] Da der Zeitaufwand der Simulationen mit NEXUS unverhältnismässig hoch ist, konnte im höchsten Pseudomassen-*Bin* kein Ergebnis mit aussagekräftiger Statistik ermittelt werden.

die Tatsache, daß das VENUS-Modell, anders als HIJING und NEXUS, keine harten Prozesse enthält (vgl. Abschnitt 2.5). Bereits die generelle Impulserhaltung in VENUS führt zu einer Pseudomassenabhängigkeit von R, die ein ähnliches Ergebnis liefert wie im Experiment beobachtet.

Der unterschiedlichen Form von R in den drei Ereignisgeneratoren wird auch in der Anpassung der Parametrisierungen Rechnung getragen. Während sich R_{Venus} gut durch den exponentiellen Ansatz $f(M)$ (Funktion 5.9) beschreiben läßt, werden R_{Hijing} und R_{Nexus} durch eine Potenzfunktion angepaßt. Dieser phänomenologische Ansatz wurde in [Hag65] vorgeschlagen, um die beobachtete Krümmung der Einteilchenverteilungen zu beschreiben:

$$G(p_T) = c \cdot \left(\frac{p_0}{p_0 + p_T} \right)^n . \tag{5.12}$$

Nach den Überlegungen in Abschnitt 5.4 führt dies mit $g(M) \sim 1/G(p_T)$ zu einer Parametrisierung

$$g(M) = c \cdot \left(\frac{p_0'}{p_0' + M} \right)^{-n'} . \tag{5.13}$$

Die Steigung der Funktion $g(M)$ ergibt sich als

$$\begin{aligned} T_M &= \left(\frac{d}{dp_T} \log\, g \right)^{-1} \\ &= \frac{p_0 + M}{n} . \end{aligned} \tag{5.14}$$

Die Parametrisierungen sind ebenfalls in Abbildung 5.17 eingezeichnet. Die Teilbilder a) und c) zeigen jeweils den Vergleich der Parametrisierung mit den Ergebnissen der Simulation; in den Teilbildern b) und d) werden zur besseren Übersicht nur die Parametrisierungen gezeigt und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Die Ergebnisse der Anpassung an die Simulationen sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt. Dabei gibt T_M die Steigung im Punkt $M = 1$ GeV an. $\Delta T/\Delta M$ bezeichnet die Änderung der Steigung mit M und ist damit ein Maß für die Krümmung der Parametrisierung $g(M)$.

Man sieht, daß die $p+C$-Daten im Rahmen der Fehler sowohl mit den Voraussagen von VENUS als auch NEXUS beschrieben werden können. HIJING überschätzt die Stärke der BtB-Korrelation deutlich. Die $p + Pb$-Daten können hingegen von keinem der untersuchten Ereignisgeneratoren reproduziert werden. Die Korrelationsstärke in den Simulationen ist systematisch größer als in den Daten.

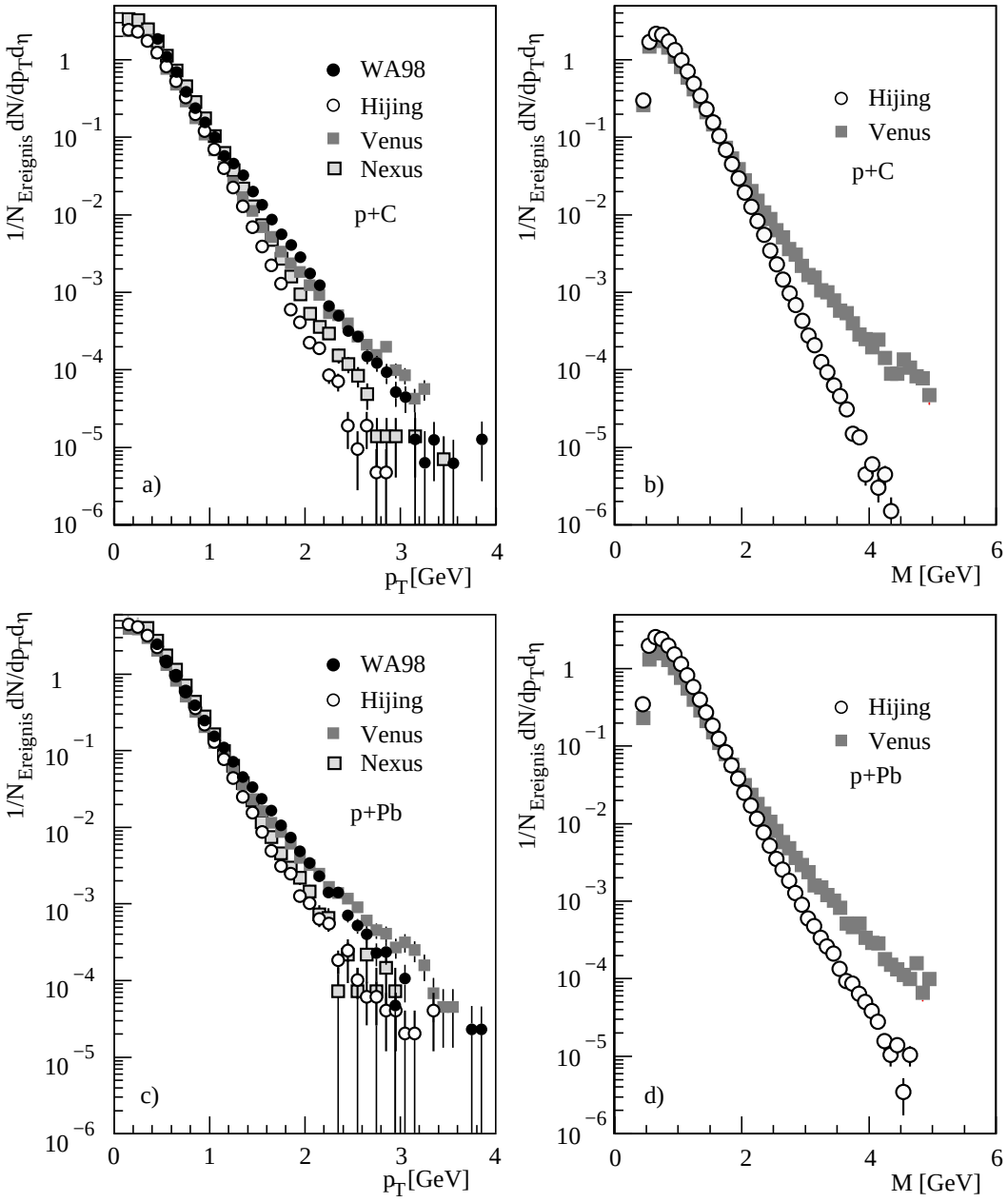

Abbildung 5.18: π^0-p_T-Verteilung für die Reaktionen $p+C$ (a) und $p+Pb$ (c) im Vergleich von Simulationen mit Ereignisgeneratoren und Daten. Die entsprechenden Pseudomassenverteilungen für ausgewählte Ereignisgeneratoren (b)+(d).

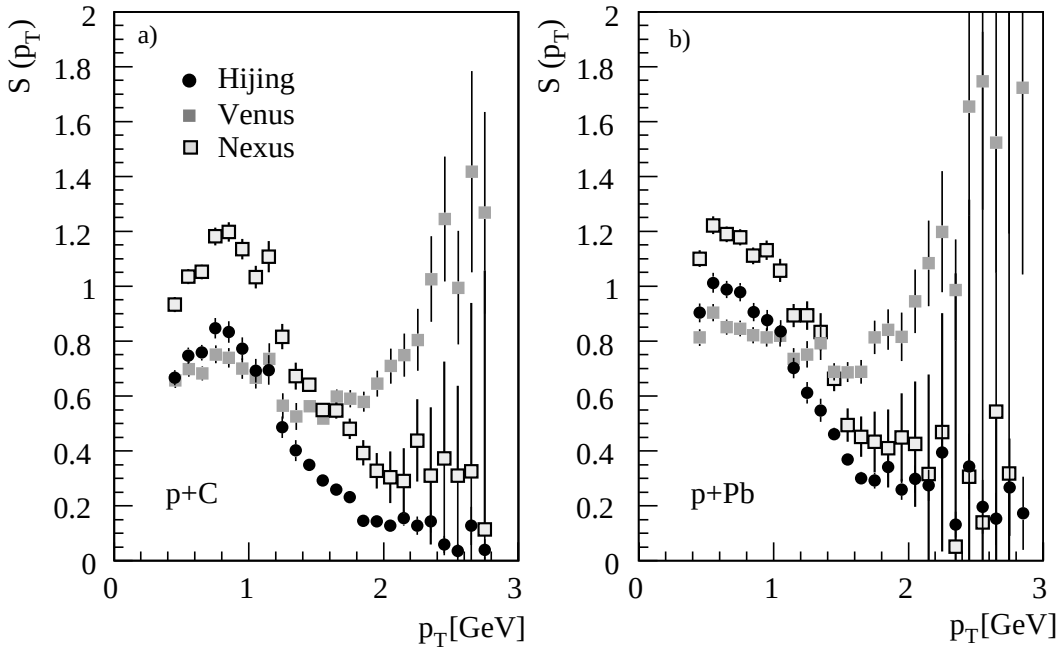

Abbildung 5.19: Verhältnis S der π^0-p_T-Verteilungen von Simulationen und Daten für die Reaktionen $p + C$ (a) und $p + Pb$ (b).

Diese Beobachtungen sollen nun mit den π^0-p_T-Verteilungen der untersuchten Ereignisgeneratoren verglichen werden. Abbildung 5.18 a) und c) zeigt die π^0-p_T-Verteilung $1/N_{Ereig} dN/d_{p_T} d\eta$ für die Reaktionen $p + C$ bzw. $p + Pb$ im Vergleich von Simulationen mit Ereignisgeneratoren und Daten. In den Teilbildern b) und d) sind zur Veranschaulichung die entsprechenden Pseudomassenverteilungen aller Photonenpaare für ausgewählte Ereignisgeneratoren gezeigt. In der Darstellung wird

		c $\times 10^{-4}$	T_M	$\Delta T/\Delta M$
p+C	HIJING	84.84 ± 0.70	0.556 ± 0.001	0.487 ± 0.001
	NEXUS	1.57 ± 0.99	0.542 ± 0.014	0.533 ± 0.013
	VENUS*	1515.40 ± 41.61	1.033 ± 0.028	
p+Pb	HIJING	124.61 ± 4.80	0.586 ± 0.014	0.450 ± 0.010
	NEXUS	6.38 ± 0.48	0.570 ± 0.017	0.549 ± 0.015
	VENUS*	735.04 ± 15.14	0.873 ± 0.013	

Tabelle 5.3: Parameter einer Anpassung der Funktionen 5.9 (*) bzw. 5.13 an $R(M)$.

		c	T_{π^0}	$(\Delta T/\Delta p_T) \times 10^{-4}$
p+C	HIJING	14.49 ± 0.18	0.196 ± 0.001	26.48 ± 0.81
	NEXUS	17.25 ± 0.09	0.206 ± 0.001	16.93 ± 0.09
	VENUS	14.60 ± 0.20	0.213 ± 0.008	357.30 ± 10.64
p+Pb	HIJING	23.562 ± 0.245	0.203 ± 0.003	28.796 ± 0.274
	NEXUS	25.742 ± 0.468	0.208 ± 0.004	13.661 ± 0.157
	VENUS	25.722 ± 0.496	0.228 ± 0.002	588.505 ± 3.653

Tabelle 5.4: Parameter einer Anpassung der Funktion 5.12 an $1/N_{Ereig} dN/d_{p_T} d\eta\,(\pi^0)$.

nicht unterschieden, ob die Photonen korreliert sind oder nicht. Das Verhältnis der π^0-p_T-Verteilungen von gemessenen Daten und Simulation

$$S(p_T) = \frac{1/N_{Ereig} dN/d_{p_T} d\eta|_{Simulation}}{1/N_{Ereig} dN/d_{p_T} d\eta|_{Daten}} \tag{5.15}$$

ist zum besseren Vergleich in Abbildung 5.19 gezeigt.

Auch in der π^0-p_T-Verteilung der Reaktion $p + C$ stimmen die Voraussagen der Modelle VENUS und NEXUS über weite p_T-Bereiche gut mit den gemessenen Daten überein. Die HIJING-Verteilung liegt hingegen systematisch unter den gemessenen Daten, was durch den geringeren kombinatorischen Untergrund die höhere Korrelationsstärke in Abbildung 5.17 a) erklärt. Allerdings ist bekannt, daß bereits $p + p$-Daten von HIJING nicht richtig beschrieben werden. Die π^0-p_T-Verteilungen der Reaktion $p + Pb$ zeigen eine ähnliche Systematik der Ereignisgeneratoren untereinander: VENUS hat bei hohem p_T die höchste Multiplizität pro p_T, HIJING die niedrigste, was ebenfalls mit den Beobachtungen in Abbildung 5.17 c) übereinstimmt. Allerdings werden die Daten in der π^0-p_T-Darstellung durch VENUS recht gut beschrieben; die in Abbildung 5.17 d) beobachteten Abweichungen zwischen Daten und Simulationen können nicht beobachtet werden.

In Tabelle 5.4 sind die Parameter von Anpassungen mit der Potenzfunktion 5.12 an die Simulationen zusammengefaßt. T_{π^0} gibt die Steigung im Punkt $p_T = 1$ GeV an. Es fällt auf, daß die π^0-p_T-Verteilungen aus VENUS die stärkste Krümmung aufweisen, die π^0-p_T-Verteilungen aus HIJING und NEXUS sind hingegen annähernd exponentiell. Dieses Verhalten ist genau entgegengesetzt zur Krümmung der Korrelationsstärke als Funktion der Pseudomasse in Tabelle 5.3. Das Krümmungsverhalten der π^0-p_T-Verteilungen aus VENUS ist auf die bereits erwähnten *Rescattering*-Effekte zurückzuführen; der genaue Einfluß auf die Form der Korrelationsstärke erschließt sich möglicherweise durch weitergehende Simulationen ohne diese Effekte.

6. Azimutale Korrelationen in Pb+Pb-Reaktionen

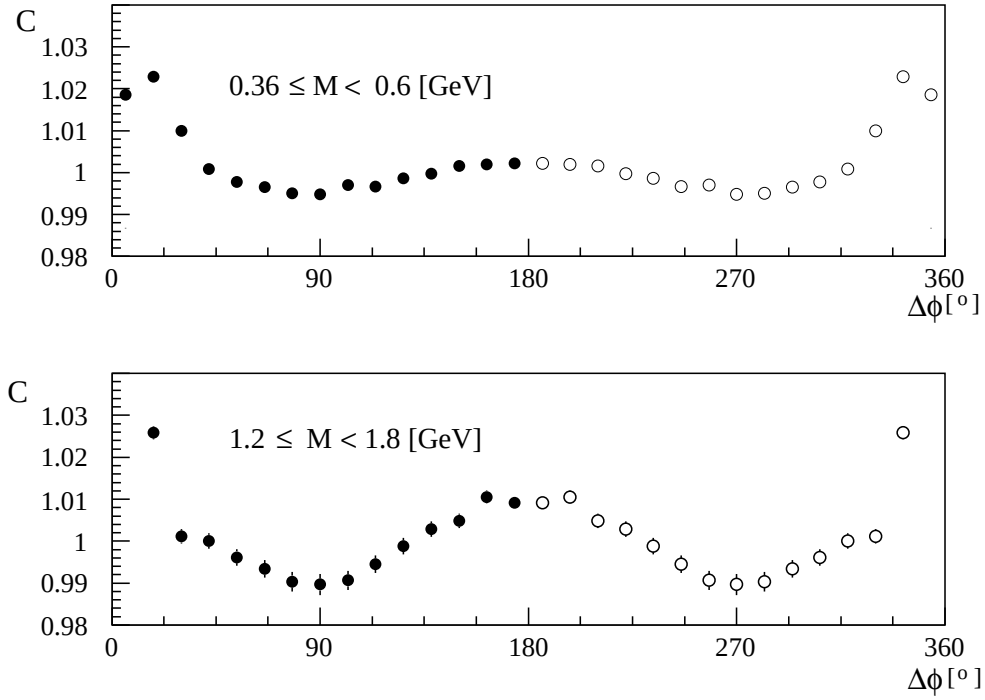

Abbildung 6.1: Korrelationsfunktion C als Funktion der Azimutalwinkeldifferenz $\Delta\phi$ für zwei verschiedene Pseudomassengruppen für semizentrale Pb+Pb-Reaktionen (E_T-Klasse 4). Die weißen Datenpunkte sind bei $\Delta\phi = 180°$ gespiegelt.

In diesem Abschnitt sollen die für p+A-Reaktionen eingeführten Analysemethoden nun auf Pb+Pb-Reaktionen unterschiedlicher Zentralität angewendet werden. Es zeigt sich, daß sich beim Übergang zu Pb+Pb-Reaktionen die Form der Korrelation C deutlich ändert. In Abbildung 6.1 ist die Korrelation als Funktion der Azimutalwinkeldifferenz $\Delta\phi$ für zwei verschiedene Pseudomassengruppen in semizentralen $Pb + Pb$-Reaktionen (E_T-Klasse 4) gezeigt. Für kleine $\Delta\phi$ beobachtet man ähnlich wie in p+A-Reaktionen die charakteristische Winkelform der Resonanzen, wobei der Öffnungswinkel der Resonanzen mit größerer Pseudomasse kleiner wird. Allerdings deutet die Form der Korrelation im übrigen Winkelbereich bereits an, daß C nicht mehr durch eine gaußförmige Verteilung beschrieben werden kann. Vielmehr wird C

durch eine periodische Verteilung dominiert. Dieser Wellencharakter wird allgemein mit einer Brechung der azimutalen Symmetrie durch die Reaktionsebene assoziiert. Man bezeichnet ein solches Verhalten als Fluß (vgl. Abschnitt 2.4).

In der Tat werden Zweiteilchenkorrelationen vorgeschlagen und eingesetzt, um genau diese Flußeffekte zu untersuchen. In der klassischen Flußanalyse geht man davon aus, daß die Zweiteilchenkorrelation ausschließlich von Fluß geprägt wird. Zusätzliche Korrelationen bleiben unberücksichtigt. Beim Übergang zu RHIC-Energien werden Korrelationen durch harte Stöße diese Art der Flußanalyse jedoch stark beeinflussen.

Im folgenden soll die $\gamma\gamma$-Korrelation C zuerst im Sinn einer klassischen Flußanalyse verwendet werden, das heißt unter der Annahme, daß C vollständig duch Flußeffekte zu erklären ist. Die hier verwendete Zwei-Teilchen-Korrelation ermöglicht dabei eine eigenständige Flußanalyse ohne Bestimmung der Reaktionsebene. Im weiteren wird dann versucht, die Anteile von Fluß- und Back-to-back-Effekten an der Korrelation zu entkoppeln.

6.1 Flußanalyse

6.1.1 Klassische Analyse

In den ersten Untersuchungen zum Flußverhalten in Schwerionenreaktionen wurde das sogenannte "*sphericity-model*" verwendet, in dem die Verteilung der Teilchen durch einen 3-dimensionalen Ellipsoid beschrieben wurde. Man definiert den sphärischen Tensor im Schwerpunktssystem durch die Impulse $p(\nu), \nu = 1, ..., N$ aller N gemessenen Teilchen als

$$S_{ij} = \sum_{\nu=1}^{N} \omega(\nu) p_i(\nu) p_j(\nu) \tag{6.1}$$

mit $p_i (i = 1, 2, 3)$ als i-te Komponente des Impulses. $\omega(\nu)$ ist ein Gewichtsfaktor. In [Gut90] wurde beispielsweise $\omega(\nu) = 1/(2m(\nu))$ eingesetzt, so daß S_{ij} den Fluß-Tensor der kinetischen Energie bildet. Der Tensor beschreibt die Abstrahlcharakteristik des Ereignisses im Raum. Der Polarwinkel $\theta_{Fluß}$ zwischen längster Hauptachse des Ellipsoids und der Strahlachse wird *Flußwinkel* genannt. Diese Methode wurde erfolgreich bei der ersten Beobachtung von kollektiven Flußeffekten in Kernreaktionen eingesetzt [Gus84]. Ein Nachteil dieser Methode besteht darin, daß alle Informationen über die Ereignisform in einer einzigen Variablen zusammengefaßt werden. Außerdem hängt der Flußwinkel stark von der Strahlenergie ab. Bei ultrarelativistischen Energien wird $\theta_{Fluß}$ sehr klein, unabhängig davon, ob es kollektive Effekte

gibt. Deshalb ist man dazu übergegangen, in der transversalen Ebene, senkrecht zur Strahlachse, nach Flußeffekten zu suchen.

Die klassische Flußanalyse gliedert sich dabei in drei Schritte:

1. Man bestimmt die Richtung der Reaktionsebene in der transversalen Ebene auf Ereignisbasis aus der Richtung der emittierten Teilchen.

2. Man bestimmt die azimutale Winkelverteilung der Teilchen relativ zur Reaktionsebene.

3. Man korrigiert diese Verteilung bezüglich der Ungenauigkeit in der Bestimmung der Richtung der Reaktionsebene.

Zur Bestimmung der Richtung der Reaktionsebene vgl. Abschnitt 6.3. Im folgenden sei die Richtung der Reaktionsebene bereits bekannt.

In [Vol96, Oll95] wurde vorgeschlagen, die azimutale Winkelverteilung der Teilchen relativ zur Reaktionsebene durch eine Fourierentwicklung zu beschreiben. Es gilt:

$$r(\phi) = \frac{x_0}{2\pi} + \frac{1}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}[x_n \cos(n\phi) + y_n \sin(n\phi)]. \tag{6.2}$$

$r(\phi)$ kann eine beliebige *Observable* als Funktion des Winkels ϕ sein. Die Fourierkoeffizienten x_0 und y_0 berechnen sich dabei aus dem Integral von $r(\phi)$, gewichtet mit $\cos(n\phi)$ beziehungsweise $\sin(n\phi)$. Für den Fall begrenzter Teilchenzahl geht das Integral in eine Summe über alle gemessenen Teilchen über:

$$x_n = \int_0^{2\pi} r(\phi)\cos(n\phi)d\phi = \sum_i r_i \cos(n\phi_i), \tag{6.3}$$

$$y_n = \int_0^{2\pi} r(\phi)\sin(n\phi)d\phi = \sum_i r_i \sin(n\phi_i), \tag{6.4}$$

ϕ_i ist der Azimutalwinkel des i-ten Teilchens relativ zur Reaktionsebene. Für $r(\phi) = dN/d\phi$ gilt aus Symmetriegründen

$$r(\phi) = r(-\phi) \Rightarrow y_n \equiv 0 \qquad \forall n \tag{6.5}$$

und daraus ergibt sich

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{1}{2\pi}[1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2\nu_n \cos(n\phi)]. \tag{6.6}$$

Durch den neu eingeführten Faktor 2 vor ν_n gilt dann [Pos98]

$$\nu_n = \langle \cos n\phi \rangle, \tag{6.7}$$

$\langle\rangle$ bezeichnen den Mittelwert über alle Teilchen, ν_n die Stärke des Flußeffekts der n-ten harmonischen Schwingung.

Falls es keine Korrelationen der Teilchen mit der Reaktionsebene gibt, ist $\frac{dN}{d\phi}$ flach, alle Fourierkoeffizienten außer ν_0 sind 0. Für $\nu_1 \neq 0$ ist

$$\nu_1 = \langle \cos \phi \rangle = \langle p_x/p_t \rangle \tag{6.8}$$

(x parallel zur Reaktionsebene). Man beobachtet eine Verschiebung der Verteilung in der transversalen Ebene, den direkten Fluß. Entsprechend ergibt sich für $\nu_2 \neq 0$

$$\nu_2 = \langle \cos 2\phi \rangle = \langle (p_x/p_t)^2 - (p_y/p_t)^2 \rangle. \tag{6.9}$$

Dies entspricht elliptischem Fluß. $4\nu_2$ beschreibt die Differenz von großer und kleiner Hauptachse der Ellipse.

Experimentell wird ν_n durch die begrenzte Auflösung der Reaktionsebene beeinflußt(vgl. Abschnitt 6.3):

$$\nu_{n^{theor}} = \nu_{n^{exp}} / \sigma_{Reaktionsebene(n)} \tag{6.10}$$

Die experimentelle Bestimmung von ν_n setzt demnach eine genaue Berechnung der Auflösung der Reaktionsebene voraus.

6.1.2 2-Teilchen-Korrelationen

Die Korrekturen für die Reaktionsebenenauflösung an den experimentell bestimmten Daten für ν_n liegen in der gleichen Größenordnung wie die Daten selbst. Die dadurch hohen Unsicherheiten erschweren den Vergleich mit theoretischen Modellen. Darum wurde vorgeschlagen [Wan91, Lac93], zur Untersuchung von Flußeffekten Mehrteilchenkorrelationen zu verwenden. Dabei werden die Bestimmung der Reaktionsebenenrichtung und die damit verbundenen Unsicherheiten umgangen, außerdem werden Unsicherheiten durch die Bestimmung der Akzeptanz oder der Nachweiswahrscheinlichkeit minimiert.
Die Azimutalwinkel ϕ_i, ϕ_j bezüglich der Reaktionsebene zweier Teilchen i, j des gleichen Ereignisses unterliegen nach 6.6 den Wahrscheinlichkeitsverteilungen:

$$\frac{dN}{d\phi_i} = C[1 + 2\nu_{1_i} \cos(\phi_i) + 2\nu_{2_i} \cos(2\phi_i)] \tag{6.11a}$$

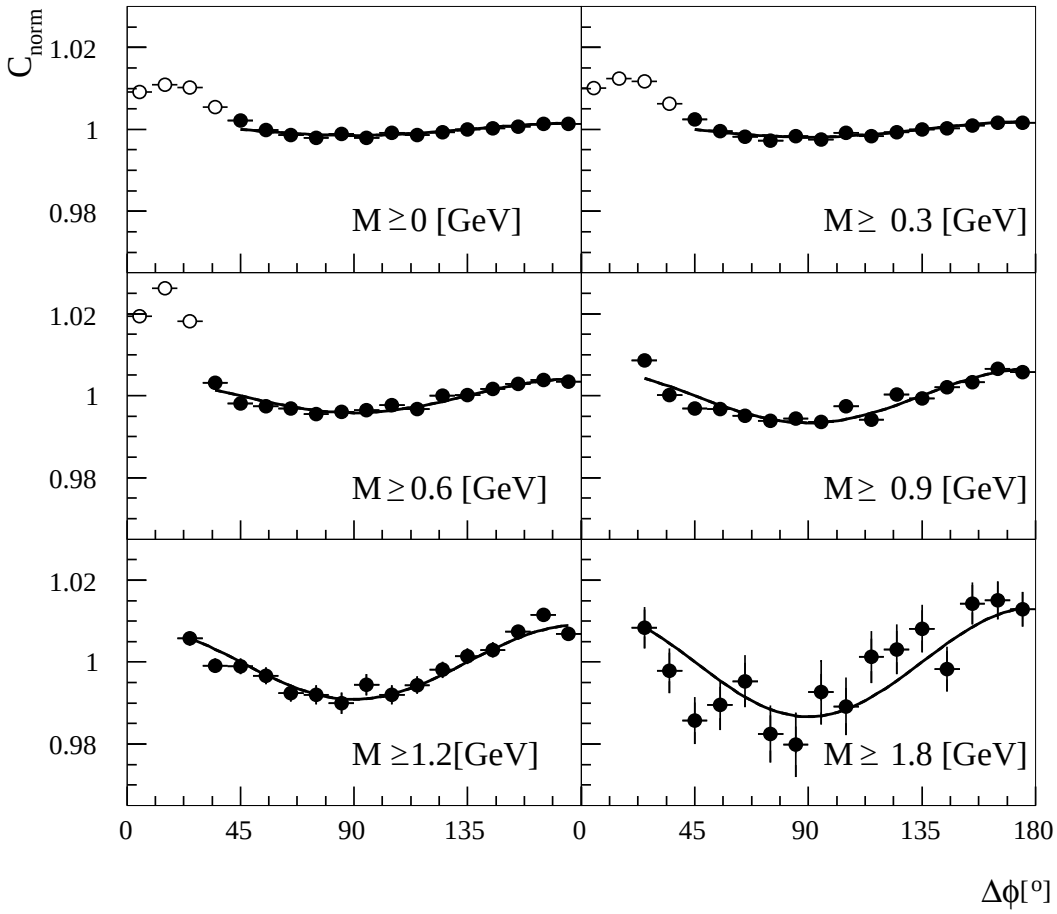

Abbildung 6.2: Korrelation C als Funktion von $\Delta\phi$ für sechs verschiedene untere Pseudomassengrenzen (Zentralitätsklasse 4).

---

und

$$\frac{dN}{d\phi_j} = C[1 + 2\nu_{1_j}\cos(\phi_j) + 2\nu_{2_j}\cos(2\phi_j)]. \tag{6.11b}$$

Dabei gilt

$$\begin{aligned}\phi_i &= \varphi_i - \Phi_R \\ \phi_j &= \varphi_j - \Phi_R\end{aligned} \quad \Rightarrow \quad \Delta\phi = \phi_i - \phi_j = \varphi_i - \varphi_j. \tag{6.12}$$

Φ_R ist der Azimutalwinkel der Reaktionsebene und φ_i, φ_j sind die entsprechenden Azimutalwinkel der Teilchen i und j im willkürlich gewählten Koordinatensystem. In Gleichung 6.11 wurden die Terme höherer Ordnung weggelassen, im folgenden sollen nur ν_1 und ν_2 betrachtet werden. Da die Teilchen i, j nicht unbedingt aus dem

gleichen Phasenraumbereich $\mathcal{D}(p_T, y)$ stammen müssen, gelte ersteinmal $\nu_{1_i} \neq \nu_{1_j}$ und $\nu_{2_i} \neq \nu_{2_j}$. Die Verteilung der Differenzwinkel $\Delta\phi$ läßt sich dann berechnen als:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d\Delta\phi} &= \frac{1}{(2\pi)^2}\int_0^{2\pi}\frac{dN}{d\phi_i}\frac{dN}{d(\phi_i+\Delta\phi)}d\phi_i \\ &= \frac{1}{2\pi}(1+2\nu_{1_i}\nu_{1_j}\cos(\Delta\phi)+2\nu_{2_j}\nu_{2_j}\cos(2\Delta\phi)). \end{aligned} \tag{6.13}$$

Für den Spezialfall zweier Teilchen aus dem gleichen Phasenraumbereich $\mathcal{D}$ gilt dann:

$$\frac{dN}{d\Delta\phi} = \frac{1}{2\pi}(1+2\nu_1^2\cos(\Delta\phi)+2\nu_2^2\cos(2\Delta\phi)). \tag{6.14}$$

In der Verteilung der Differenzwinkel $\Delta\phi$ ist der Reaktionsebenenwinkel Φ_R nicht mehr enthalten; eine Bestimmung der Reaktionsebene ist in dieser Methode nicht mehr notwendig.

Der hier vorgestellte Formalismus soll nun auf die Korrelationsfunktion C angewendet werden. Abbildung 6.2 zeigt C als Funktion von $\Delta\phi$ für sechs verschiedene untere Pseudomassengrenzen für Ereignisse der semizentralen Zentralitätsklasse 4. Eingezeichnet ist ein *Fit* mit der Funktion

$$C_{norm} = a(1+2\nu_2^2\cos(2\Delta\phi)). \tag{6.15}$$

Dabei wird angenommen, daß im Bereich der γ-Akzeptanz des Detektors $\eta = 2.3-3.0$ der direkte Fluß zu vernachlässigen ist: $\nu_1 \simeq 0$. Diese Annahme stützt sich auf Untersuchungen der Rapiditätsabhängigkeit der Flußstärke in [App98, Sch98]. Eine genauere Bestimmung des Einflusses von ν_1 auf den elliptischen Fluß findet sich in Abschnitt 6.1.4. Der Winkelbereich der π^0-Resonanzen (nicht ausgefüllte Symbole) wurde im *Fit* nicht berücksichtigt. Mit ansteigender Pseudomasse wird der Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen der Resonanzen kleiner. Aus Darstellungsgründen werden diese Datenpunkte nicht gezeigt, falls sie aus dem angegebenen C_{Norm}-Bereich herausragen, da sie im *Fit* ohnehin nicht berücksichtigt werden. Zur besseren Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Pseudomassenbereiche wurde C auf 1/a normiert. Es zeigt sich, daß der *Fit* die Daten gut beschreibt. Man beobachtet also elliptischen Fluß; mit ansteigender Pseudomasse nimmt dabei die Stärke des Flusses zu. Die eingezeichneten Fehler geben nur den statistischen Fehler wider.

Abbildung 6.3 zeigt die Abhängigkeit der Korrelationsfunktion C von der Zentralität der Reaktion beispielhaft für γ-Paare mit einer festen unteren Pseudomassenschwelle von $M \geq 0.9$ GeV. Eingezeichnet ist auch hier ein *Fit* mit der Funktion 6.15. Man sieht, daß die Datenpunkte über alle Zentralitäten von der Funktion recht gut

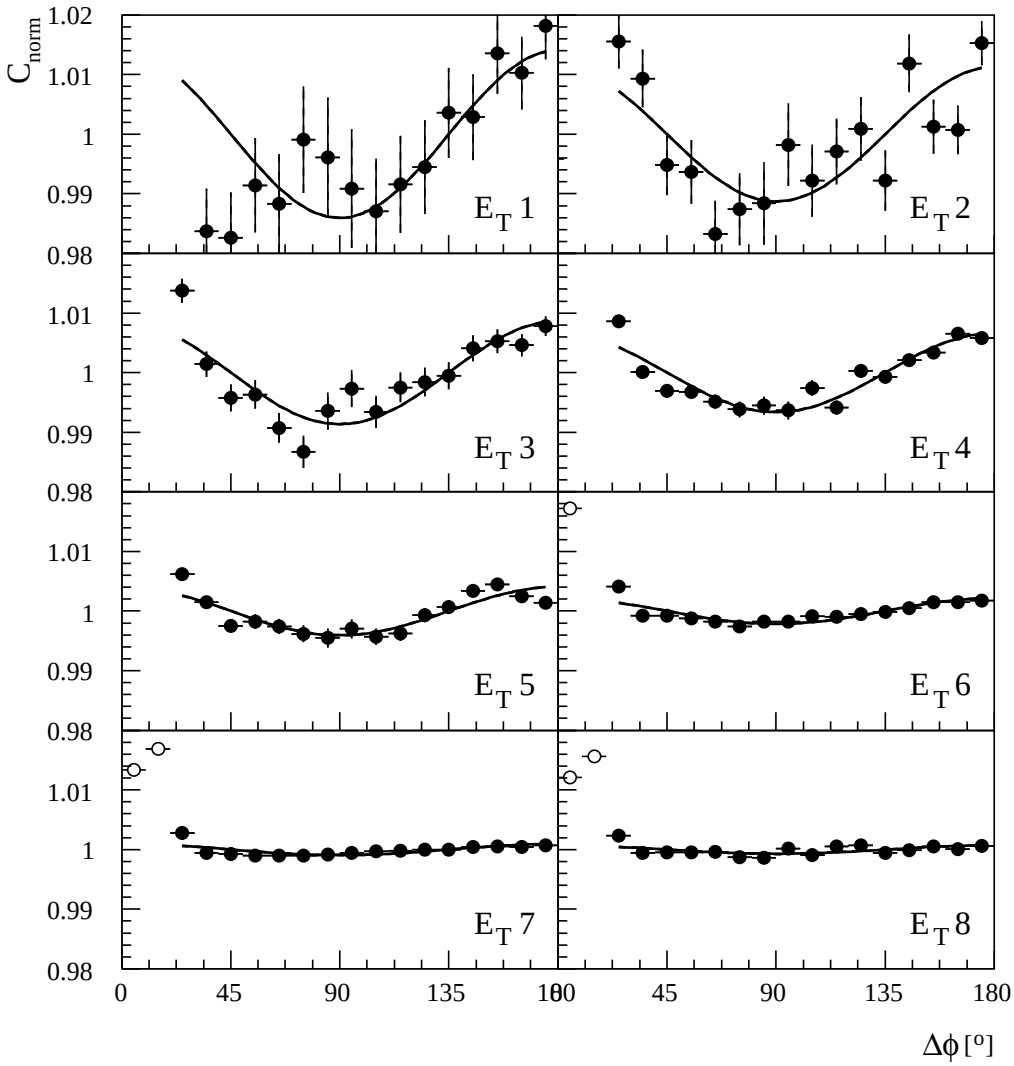

Abbildung 6.3: Korrelation C als Funktion von $\Delta\phi$ für acht verschiedene Zentralitätsklassen mit einer unteren Pseudomassengrenze von $M \geq 0.9$ GeV.

beschrieben werden. Die Stärke des Flusses nimmt dabei mit ansteigender Zentralität ab. Für periphere Reaktionen (E_T 1) sind die Abweichungen der Datenpunkte von der Form der Fluß-Parametrisierung am größten, was bereits darauf hindeutet, daß C nicht vollständig durch Flußeffekte erklärt werden kann. Diese Abweichungen werden in Abschnitt 6.2 ausführlich betrachtet.

Die Ergebnisse der quantitativen Analyse der Abhängigkeit der Flußstärke ν_2 von der unteren Pseudomassenschwelle M ist in Abbildung 6.4 für die verschiedenen Zentralitätsklassen zusammengefaßt. Aus Darstellungsgründen sind die Daten-

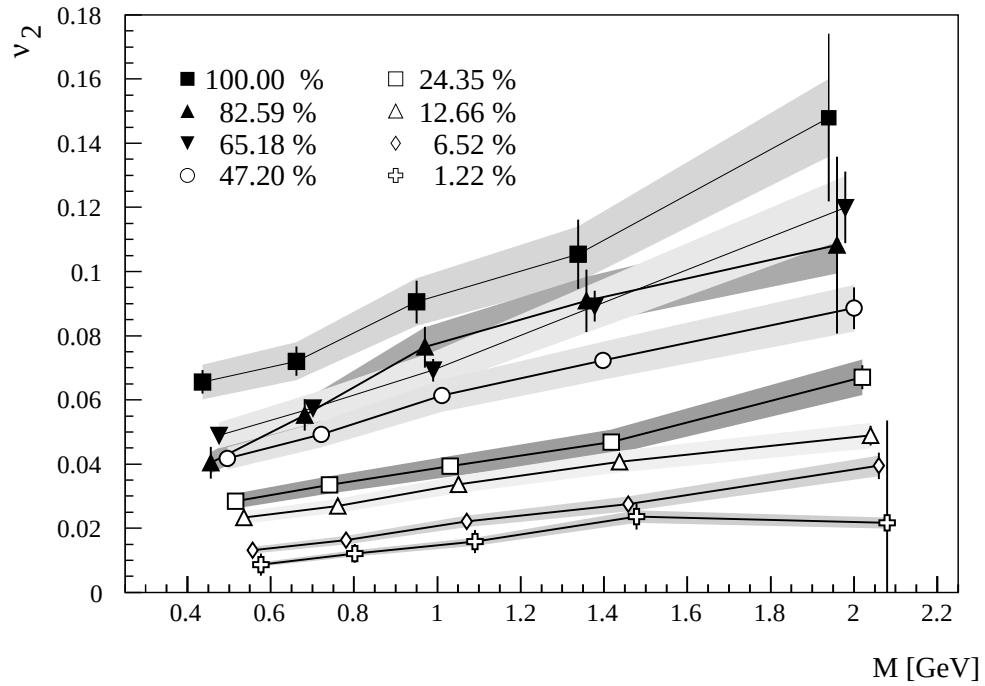

Abbildung 6.4: Abhängigkeit der Flußstärke ν_2 von der unteren Pseudomassenschwelle M für verschiedene Zentralitätsklassen. Die Prozentangaben beziehen sich auf den Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt und geben die obere Grenze des Intervalls bis zur nächsten Zentralitätsklasse an.

punkte gleicher Pseudomassenschwellen untereinander symmetrisch leicht um einen mittleren Pseudomassenwert verschoben, um die Größe der jeweiligen Fehler sichtbar zu machen[1]. Die statistischen Fehler sind als Fehlerbalken, die systematischen Fehler als Fehlerband eingezeichnet. Die Abschätzung des systematischen Fehlers wird ausführlich in Abschnitt 6.1.4 beschrieben. Die Verbindungslinien zwischen den einzelnen Datenpunkten sind nur eingeführt, um das Auge innerhalb einer Zentralitätsklasse zu führen. Deutlich sichtbar ist der Anstieg von ν_2 mit der Pseudomasse und die Abhängigkeit von der Zentralität; lediglich für periphere Reaktionen wird der systematische Anstieg von ν_2 mit abnehmender Zentralität durchbrochen. Es fällt auf, daß der relative Anstieg von ν_2 mit der Pseudomasse innerhalb einer Zentralitätsklasse mit zunehmender Zentralität abnimmt.

[1]Die in der Abbildung verwendete Pseudomassenposition der Datenpunkte entspricht dem Schwerpunkt der Einträge im entsprechenden Bereich der gemessenen Pseudomassenverteilung. Dieser wurde für diese Darstellung über alle Zentralitätsklassen gemittelt.

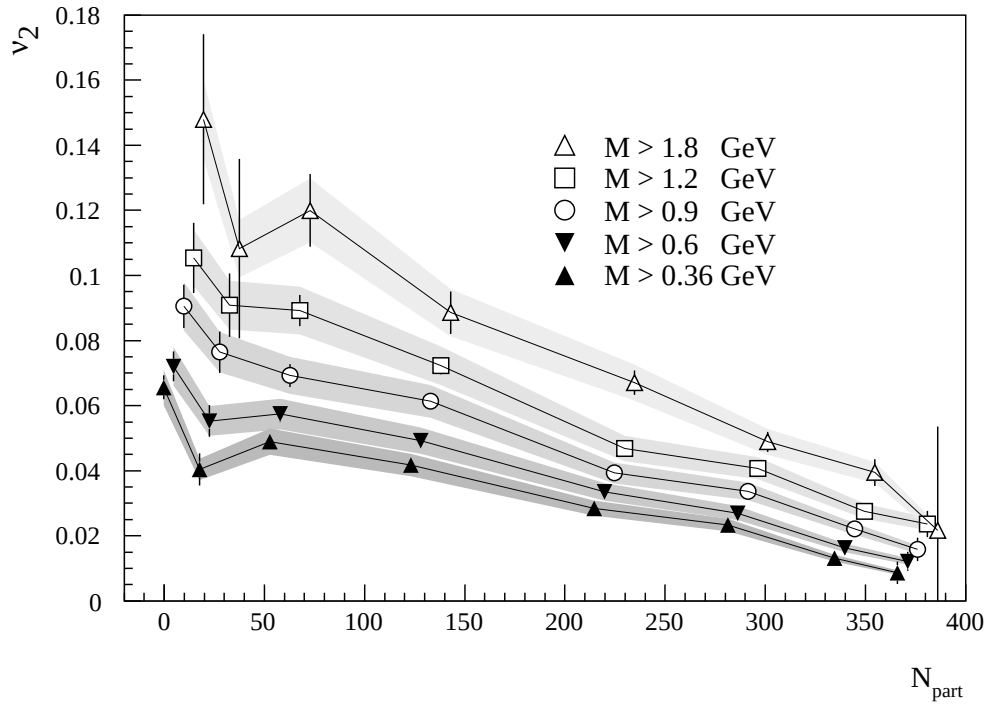

Abbildung 6.5: Abhängigkeit der Flußstärke ν_2 von der Anzahl der *Participants* als Maß für die Zentralität der Reaktion für verschiedene untere Pseudomassengrenzen.

Da sich mit der Zentralität der Kollision auch die Form des Reaktionsvolumens ändert, soll die Abhängigkeit der Stärke des elliptischen Flusses von der Zentralität nun genauer untersucht werden.

6.1.3 Exzentrizität

Abbildung 6.5 zeigt die Abhängigkeit der Flußstärke ν_2 von der Anzahl der *Participants* als Maß für die Zentralität der Reaktion für verschiedene untere Pseudomassengrenzen. Die statistischen Fehler sind als Fehlerbalken, die systematischen Fehler als Fehlerband eingezeichnet. Für sehr zentrale beziehungsweise sehr periphere Stöße sollte ν_2 trivialerweise gegen Null gehen, da es in stark symmetrischen Reaktionen keine ϕ-Abhängigkeit des Druckgradienten mehr gibt. Das gemessene ν_2 enthält somit gleichzeitig Informationen über die relative Stärke der Reaktionsasymmetrie (bedingt durch die einfliegenden Teilchen) und über die Stärke der Druckgradienten im erzeugten System. Um dynamische von rein geometrischen Effekten zu trennen, wurde vorgeschlagen [Hei99, Sor99], das gemessene ν_2 auf die Exzentrizität ϵ des

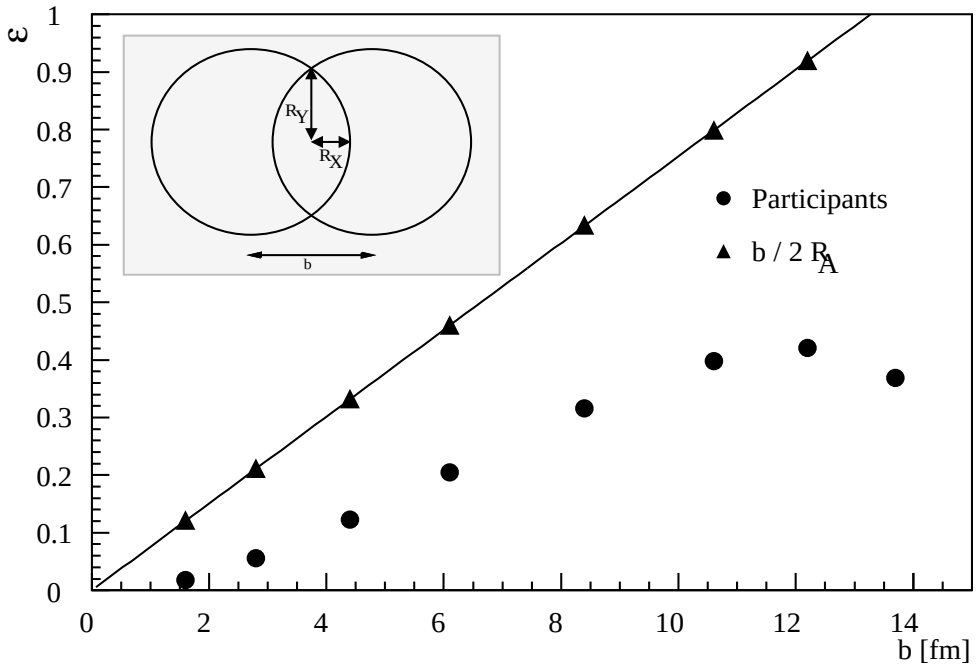

Abbildung 6.6: Exzentrizität ϵ als Funktion des Stoßparameters b, bestimmt aus der Position der *Participants* in einer Glauberrechnung und für ein einfaches geometrisches Modell.

Reaktionsvolumens zu normieren. Die Exzentrizität ist ein Maß für die Deformation der Reaktionszone und es gilt:

$$\epsilon = \frac{\langle y^2 \rangle - \langle x^2 \rangle}{\langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle} \quad . \tag{6.16}$$

In dieser Darstellung liegt z parallel zur Strahlachse und x parallel zum Stoßparameter. Die Reaktionsebene ist folglich die (x, z)-Ebene und die hier betrachtete (x, y)-Ebene liegt damit senkrecht zur Strahlachse. $\langle x \rangle$ bzw. $\langle y \rangle$ bezeichnen dabei das Mittel der Koordinaten x und y. Diese können sich etwa auf die *Participants* oder die Nukleon-Nukleon-Kollisionen beziehen.

Hier wurde ϵ durch eine Glauberrechnung aus den Positionen der *Participants* bestimmt [Rey01]. Dabei wurde eine Woods-Saxon-Dichte-Verteilung der Nukleonen und ein Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{NN} = 30$mb angenommen. Abbildung 6.6 zeigt die Exzentrizität $\epsilon_{Participants}$ als Funktion des Stoßparameters b. Die gezeigten Stoßparameterwerte entsprechen der Einteilung der Zentralitätsklassen aus Anhang B. Bei der Berechnung wurde die Auflösung des MIRAC berücksichtigt. Mit zunehmendem Stoßparameter verstärkt sich die Deformation der Reaktionszone, aber für stark periphere Reaktionen deutet sich bereits ein Abfall zu $\epsilon \to 0$ an.

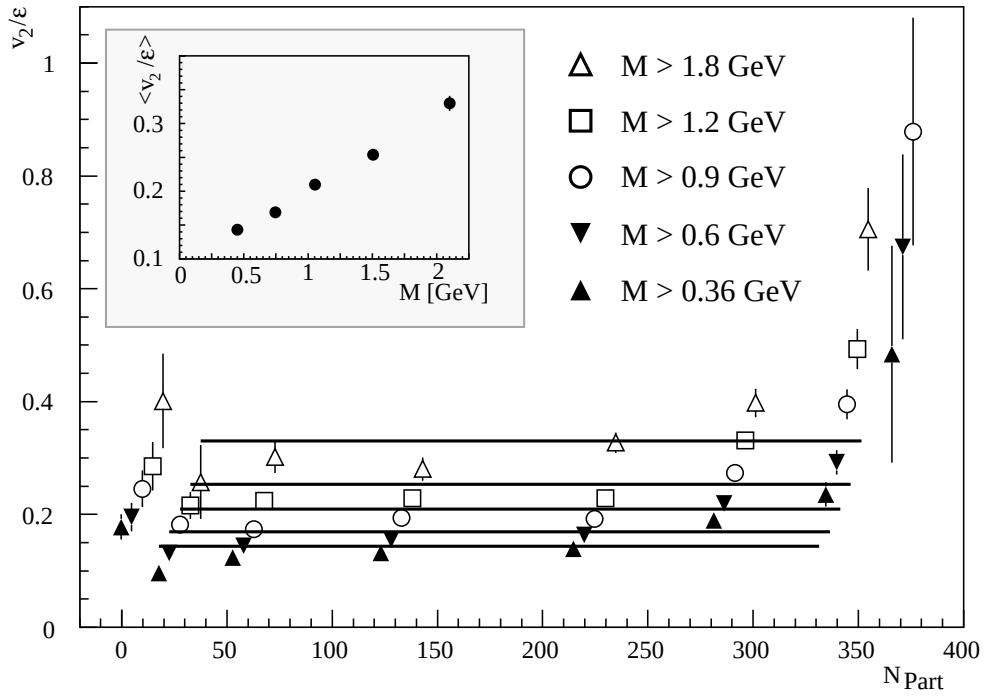

Abbildung 6.7: Abhängigkeit der mit der Exzentrizität skalierten Flußstärke ν_2/ϵ von der Anzahl der *Participants* für verschiedene untere Pseudomassengrenzen. Das kleine Bild zeigt die Ergebnisse der ebenfalls eingezeichneten Anpassung mit einer Konstanten.

Allerdings wird in peripheren Reaktionen auch die systematische Unsicherheit in der Berechnung der Exzentrizität größer.

Die azimutale Asymmetrie der Reaktionszone kann auch durch rein geometrische Überlegungen mit

$$\epsilon_{Geo} \equiv \frac{R_y^2 - R_x^2}{R_y^2 + R_x^2} \tag{6.17}$$

ohne Berücksichtigung einer Dichte-Verteilung der Nukleonen angenähert werden (vgl. 6.6 kleines Bild). Nimmt man für zwei Kerne mit Massenzahl A einen festen Radius $R_A \simeq 1.2A^{1/3}$ an, so ergeben sich für die transversale Überlappzone unter einem Stoßparameter b: $R_x = R_A - b/2$ und $R_y = \sqrt{R_A^2 - b^2/4}$. Damit gilt:

$$\epsilon_{Geo} \equiv \frac{b}{2R_A}\,. \tag{6.18}$$

Das so gewonnene ϵ_{Geo} ist ebenfalls in Abb. 6.6 dargestellt. Man sieht, daß die Exzentrizität $\epsilon_{Participants}$, wie man sie durch eine genauere Glauberrechnung erhält, von dem einfachen geometrischen Modell klar abweicht, sie ist signifikant kleiner. Im folgenden wird $\epsilon_{Participants}$ verwendet.

Die mit der Exzentrizität $\epsilon_{Participants}$ skalierten Werte von ν_2

$$\nu_2' = \nu_2/\epsilon_{Participants} \tag{6.19}$$

sind in Abbildung 6.7 als Funktion der Anzahl der *Participants* für verschiedene untere Pseudomassengrenzen gezeigt. In dieser Darstellung ist der systematische Fehler von ν_2 nicht mit eingezeichnet. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler wieder. Man sieht, daß die gemessene Flussstärke ν_2 größtenteils bereits durch die relative Stärke der Reaktionsasymmetrie erklärt werden kann. In peripheren bzw. zentralen Ereignissen gibt es jedoch Abweichungen von der sonst gleichmäßigen Verteilung von ν_2' mit der Zentralität. Diese können ihre Ursache in Unsicherheiten in der Bestimmung der Exzentrizität haben. Aber auch physikalische Erklärungen sind nicht auszuschließen: Zusätzliche Nicht-Fluß-Effekte, wie etwa BtB-Korrelationen, sollten besonders zu Abweichungen in peripheren Ereignissen beitragen. Abweichungen durch Entstehung eines QGP sollten hingegen in besonders zentralen Reaktionen auftreten.

Ebenfalls in Abbildung 6.7 sind Anpassungen an ν_2' gemeinsamer Pseudomassengrenzen mit einer Konstante gezeigt. Die Ergebnisse der *Fits* sind in dem kleinen Bild in Abbildung 6.7 gezeigt. Der Anstieg von ν_2' mit der Pseudomasse ist deutlich zu erkennen.

6.1.4 Systematische Unsicherheiten

In diesem Abschnitt sollen systematische Unsicherheiten in der Analyse von ν_2 diskutiert werden. In den Abbildungen 6.4 und 6.5 wurde bereits der systematische Fehler der Flußstärke ν_2 eingezeichnet. Zur Abschätzung dieses Fehlers wurden beispielsweise die Ereignisauswahl und die *Fit*-Bereiche variiert. Abbildung 6.8 zeigt das Verhältnis der nach Variation X bestimmten Flußstärke ν_{2_X} zum favorisierten ν_2 als Funktion der Pseudomasse für zwei Zentralitätsklassen. In der Abbildung kann nur eine Auswahl der untersuchten Variationen gezeigt werden. Diese sind im einzelnen:

- variierter *Fit*-Bereich. Es wurde der Einfluß der zur Unterdrückung der Resonanzen ausgesparten $\Delta\phi$-Bereiche untersucht.
- nur Ereignisse mit ausgeschaltetem Magnet.
- nur Ereignisse mit eingeschaltetem Magnet.
- variierte Bündelung der Ereignisse eines Triggergewichts, um den Einfluß der in Abschnitt 4.5.1 vorgestellten Unterteilung der Ereignisse in Datensatz-Gruppen zu untersuchen.

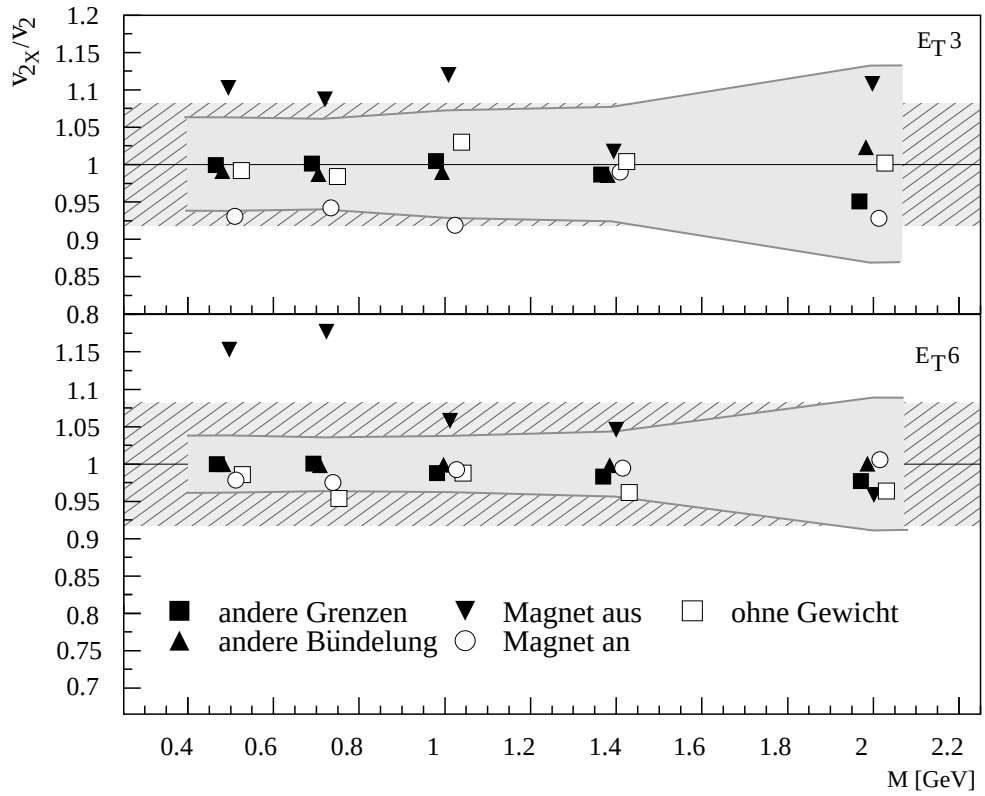

Abbildung 6.8: Verhältnis der nach Variation X bestimmten Flußstärke ν_{2_X} zum favorisierten ν_2 als Funktion der Pseudomasse für zwei Zentralitätsklassen.

- Bündelung der Ereignisse ohne Berücksichtigung des Triggergewichts (s.o.).

Der statistische Fehler des favorisierten ν_2 ist als hellgraues Band eingezeichnet. Man sieht, daß die unterschiedlichen Analysevariationen nur zu minimalen Änderungen von ν_2 führen, die in der Regel bereits im Rahmen des statistischen Fehlers bleiben. Allerdings scheint es systematische Abweichungen zwischen Ereignissen mit aus- bzw. eingeschaltetem Magneten zu geben. Bei ausgeschaltetem Magneten ist das gemessene ν_2 deutlich höher. Der Gesamtdatensatz, der zur Bestimmung des favorisierten ν_2 verwendet wird, ist von Ereignissen mit eingeschaltetem Magneten dominiert. Die Stärke dieser Abweichung variiert zwischen den Zentralitätsklassen; eine eindeutige Abhängigkeit von der Pseudomasse ist nicht festzustellen. Die Erhöhung der Flußstärke muß mit dem Einfluß von geladenen Teilchen zusammenhängen, die bei ausgeschaltetem Magneten auf den Detektor treffen und durch die Algorithmen zur Teilchenidentifizierung nicht verworfen werden. Denkbar ist beispielsweise der Einfluß von geladenen Pionen, die ähnliche Flußeigenschaften wie π^0s haben sollten und damit das gemessene ν_2 verstärken. Da solche Teilchen allerdings nicht mit ihrer

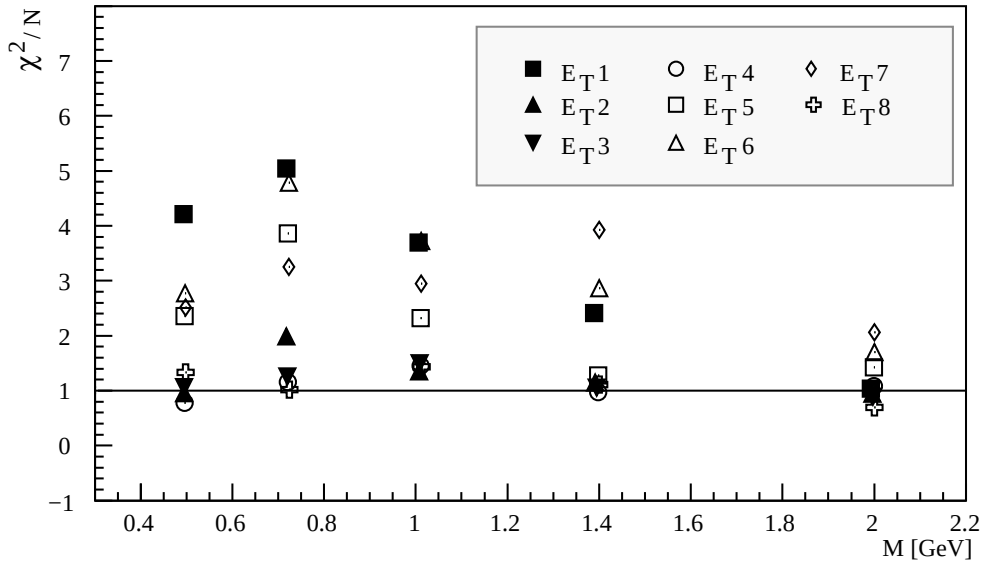

Abbildung 6.9: χ^2 des *Fits* mit der Funktion 6.15 an die Datenpunkte als Funktion der Pseudomasse für verschiedene Zentralitäten.

wahren Energie gemessen werden, können diese Effekte nicht korrekt berücksichtigt werden. Der Einfluß der geladenen Teilchen wird deshalb im systematischen Fehler abgeschätzt. Dazu werden die Abweichungen $\nu_{2-Magnet\,aus}$ von ν_2 über alle Zentralitätsklassen und Pseudomassen gemittelt. Es ergibt sich ein systematischer Fehler für ν_2 von 8 %. Der systematische Fehler ist in Abbildung 6.8 als grau schraffiertes Band eingezeichnet.

Die Güte der Anpassung der Funktion 6.15 an die Datenpunkte wird durch das χ^2/N des *Fits* angegeben. N ist die Anzahl der Freiheitsgrade des *Fits*. Abbildung 6.9 zeigt χ^2/N als Funktion der Pseudomasse getrennt nach Zentralitätsklassen. Die Qualität des *Fits* ist am höchsten für $\chi^2/N = 1$, allerdings ist auch χ^2/N statistischen Fluktuationen unterworfen. Man sieht, daß die Güte der Anpassung an C für die E_T-Klasse 1 systematisch nicht sehr gut ist.

Bisher wurde angenommen, daß im Bereich der γ-Akzeptanz des Detektors $\eta = 2.3 - 3.0$ der direkte Fluß zu vernachlässigen ist, $\nu_1 = 0$. Abschließend soll nun untersucht werden, wie stark ein möglicher Beitrag von $\nu_1 \neq 0$ das gemessene ν_2 ändert. Dazu wurde die Korrelationsfunktion analog zur bisher diskutierten Analyse, aber mit der Funktion 6.14 statt 6.15, parametrisiert. ν_1 wurde vorgegeben. Abbildung 6.10 (oben) zeigt beispielhaft die so erhaltene Flußstärke ν_2 als Funktion der vorgegebenen Flußstärke ν_1 für zwei Zentralitätsklassen und verschiedene Pseudomassengrenzen. Die Güte der Anpassung χ^2/N ist in der Abbildung in den

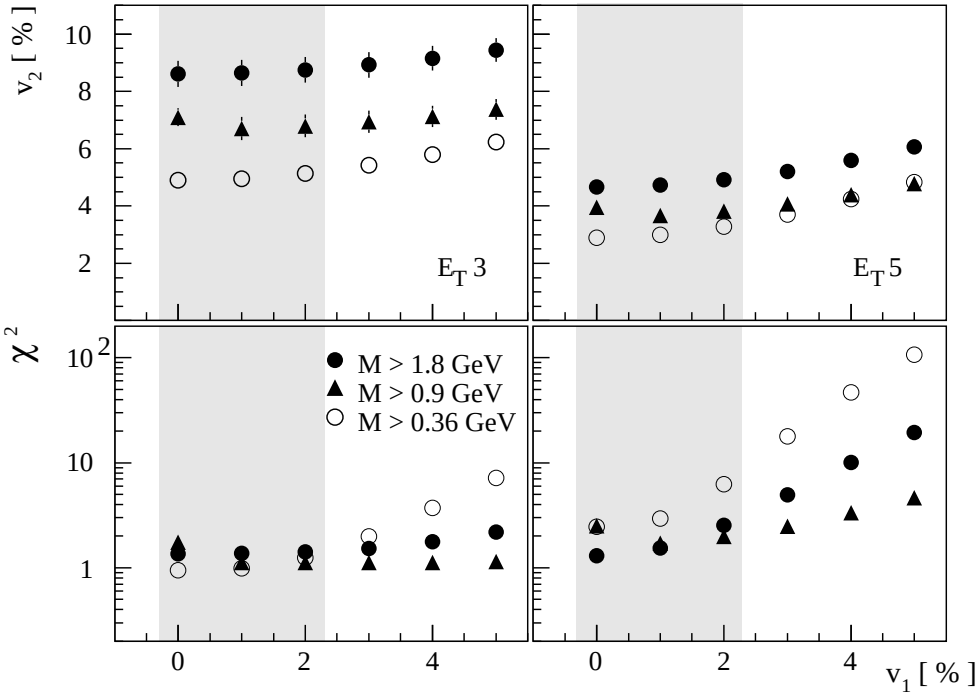

Abbildung 6.10: Flußstärke ν_2 und Güte der Anpassung χ^2/N als Funktion der vorgegebenen Flußstärke ν_1 für die Zentralitätsklassen E_T 3, E_T 5 und verschiedene Pseudomassengrenzen.

unteren Teilbildern für die gleichen Zentralitätsklassen und Pseudomassengrenzen gezeigt. Die mit den Untersuchungen in [App98, Sch98] verträglichen Werte für ν_1 sind in der Abbildung grau hinterlegt.

Man sieht, daß ν_2 mit zunehmendem ν_1 ansteigt. Ein erzwungener Beitrag des Terms erster Ordnung in der Fourierentwicklung führt in der Anpassung also zu einem höheren Beitrag des quadratischen Terms. Im Rahmen der nach [App98, Sch98] möglichen ν_1-Werte ist ν_2 jedoch annähernd konstant. Ferner wird deutlich, daß mit zunehmendem ν_1 die Qualität des *Fits* in beiden Zentraliätsklassen für alle Pseudomassengrenzen schlechter wird, was ebenfalls die Annahme $\nu_1 \simeq 0$ stützt.

6.2 Back-to-back-Effekte

Im folgenden soll untersucht werden, ob die Annahme der klassischen Flußanalyse, daß die azimutale Zweiteilchenkorrelation ausschließlich von kollektiven Flußeffekten geprägt ist, aufrecht erhalten werden kann. Bereits in [Bor00] wurde diskutiert, daß es weitere Effekte gibt, die zu azimutalen Korrelationen führen können, ohne daß eine Beziehung zur Richtung der Reaktionsebene besteht. Dazu gehören neben Korrela-

tionen durch Resonanzzerfälle eben auch BtB-Effekte. Daher wurde vorgeschlagen, bei der Bestimmung der Flußstärke diese anderen Effekte stärker zu berücksichtigen. Nach den Überlegungen in Abschnitt 5.4 sollten BtB-Effekte besonders in peripheren Reaktionen mit kleiner Teilchenmultiplizität beitragen. Zur Bestimmung der Stärke zusätzlicher Effekte ohne Beziehung zur Richtung der Reaktionsebene werden zwei Methoden vorgestellt: der Vergleich der Flußstärke in unterschiedlichen Phasenraumbereichen und eine Entkopplung der Effekte direkt im $\Delta\phi$-Bild (Abschnitt 6.2.2).

6.2.1 ν_2 in unterschiedlichen Phasenraumbereichen

In Abschnitt 6.1.2 wurde bei der Konstruktion der Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktion $dN/d\Delta\phi$ (6.13) angenommen, daß beide Teilchen eine Beziehung zur Richtung der Reaktionsebene haben. Allgemein gilt für die Koeffizienten c_n der Fourierentwicklung der Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktion [Bor00]

$$c_n(p_{T1}, y_1; p_{T2}, y_2) \equiv \langle \cos n(\phi_1 - \phi_2) \rangle = \frac{\iint \cos n(\phi_1 - \phi_2) \frac{dN}{d^3\mathbf{p}_1 d^3\mathbf{p}_2} d\phi_1 d\phi_2}{\iint \frac{dN}{d^3\mathbf{p}_1 d^3\mathbf{p}_2} d\phi_1 d\phi_2}. \quad (6.20)$$

ϕ_x beschreibt den Winkel des x-ten Teilchens zur Reaktionsebene, p_{Tx} und y_x entsprechend Transversalimpuls und Rapidität. Die Einteilchenimpulsverteilung wird hier als $dN/d^3\mathbf{p}$ bezeichnet. Die 2-Teilchen-Verteilung läßt sich dann als Summe einer unkorrelierten Verteilung und der 2-Teilchen-Korrelation schreiben:

$$\frac{dN}{d^3\mathbf{p_1} d^3\mathbf{p_2}} = \frac{dN}{d^3\mathbf{p_1}} \frac{dN}{d^3\mathbf{p_2}} \left(1 + C(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)\right). \quad (6.21)$$

$C(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ bezeichnet die 2-Teilchen-Korrelationsfunktion. Die Fourierkoeffizienten c_n bestehen aus zwei Beiträgen:

$$c_n(p_{T1}, y_1; p_{T2}, y_2) = c_n^{\text{Fluß}}(p_{T1}, y_1; p_{T2}, y_2) + c_n^{\text{Nicht-Fluß}}(p_{T1}, y_1; p_{T2}, y_2). \quad (6.22)$$

Wie in der Herleitung von Funktion 6.13 gezeigt wurde, gilt für den Flußbeitrag $c_n^{\text{Fluß}}$ an der Korrelation:

$$c_n^{\text{Fluß}}(p_{T1}, y_1; p_{T2}, y_2) = v_n(p_{T1}, y_1) \cdot v_n(p_{T2}, y_2). \quad (6.23)$$

Der übrige Beitrag $c_n^{\text{Nicht-Fluß}}$ stammt von direkten Korrelationen:

$$c_n^{\text{Nicht-Fluß}}(p_{T1}, y_1; p_{T2}, y_2) = \frac{\iint \cos n(\phi_1 - \phi_2) C(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \frac{dN}{d^3\mathbf{p}_1} \frac{dN}{d^3\mathbf{p}_2} d\phi_1 d\phi_2}{\iint \frac{dN}{d^3\mathbf{p}_1 d^3\mathbf{p}_2} d\phi_1 d\phi_2}. \quad (6.24)$$

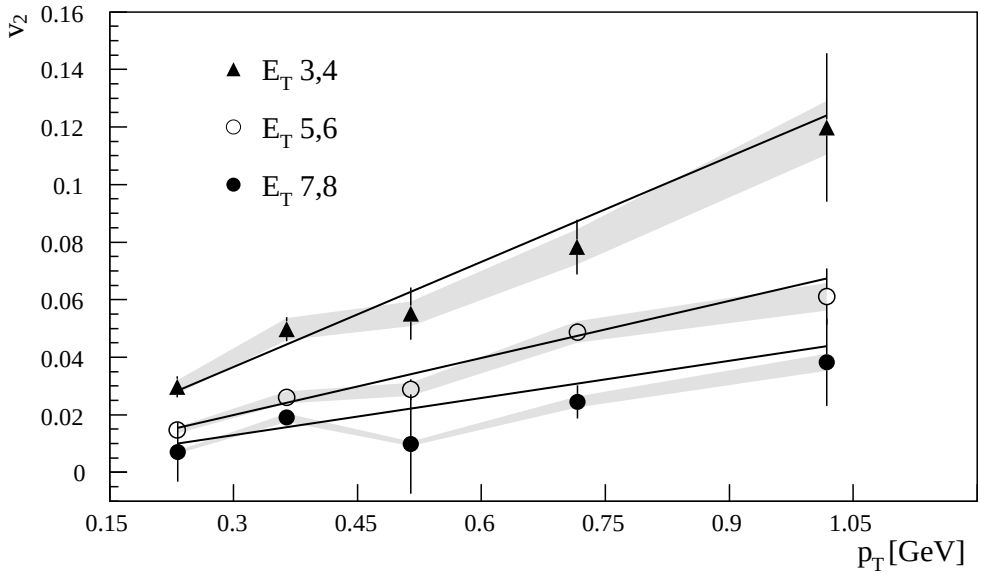

Abbildung 6.11: Abhängigkeit der Flußstärke vom p_T der Photonen für verschiedene Zentralitätsklassen.

Durch Vergleich der Fourierkoeffizienten in verschiedenen Phasenraumbereichen $\mathcal{D}(p_{Tx}, y_x)$ läßt sich somit untersuchen, ob es direkte Korrelationen $c_n^{\text{Nicht}-\text{Fluß}} \neq 0$ in der 2-Teilchen-Verteilung gibt. Es gelte

$$X = \frac{\sqrt{\nu_2(p_{T1}, y_1) \cdot \nu_2(p_{T2}, y_2)}}{c_2(p_{T1}, y_1; p_{T2}, y_2)}. \tag{6.25}$$

Bei reinen Flußeffekten ohne direkte Korrelationen gilt $X = 1$. Die Teilchenverteilung wird dann ausschließlich durch Korrelationen relativ zur Reaktionsebene definiert. In dieser Untersuchung werden die Phasenraumbereiche durch unterschiedliche p_T-Bereiche getrennt. Der y-Bereich wird durch den Detektor vorgegeben und ist für alle Photonen gleich. Um das Verhältnis X bestimmen zu können, muß also die Einteilung der Photonenpaare in Pseudomassengruppen aufgegeben werden. Stattdessen werden die Photonen auf einen wohldefinierten p_T-Bereich eingeschränkt. Zuerst werden $\nu_2(p_{T1}, y)$ und $\nu_2(p_{T2}, y)$ für Photonenpaare berechnet, in denen beide Photonen aus dem gleichen Bereich $\mathcal{D}(p_{Tx}, y)$ stammen. Anschliessend wird $c_2(p_{T1}, y; p_{T2}, y)$ für Photonenpaare bestimmt, bei denen ein Photon aus $\mathcal{D}(p_{T1}, y)$ und das andere aus $\mathcal{D}(p_{T2}, y)$ stammt.

Abbildung 6.11 zeigt die so bestimmte Abhängigkeit der Flußstärke vom p_T der Photonen für verschiedene Zentralitätsklassen. Da durch das strengere Auswahlkriterium auf das p_T der Photonen die zur Verfügung stehende Statistik stark einge-

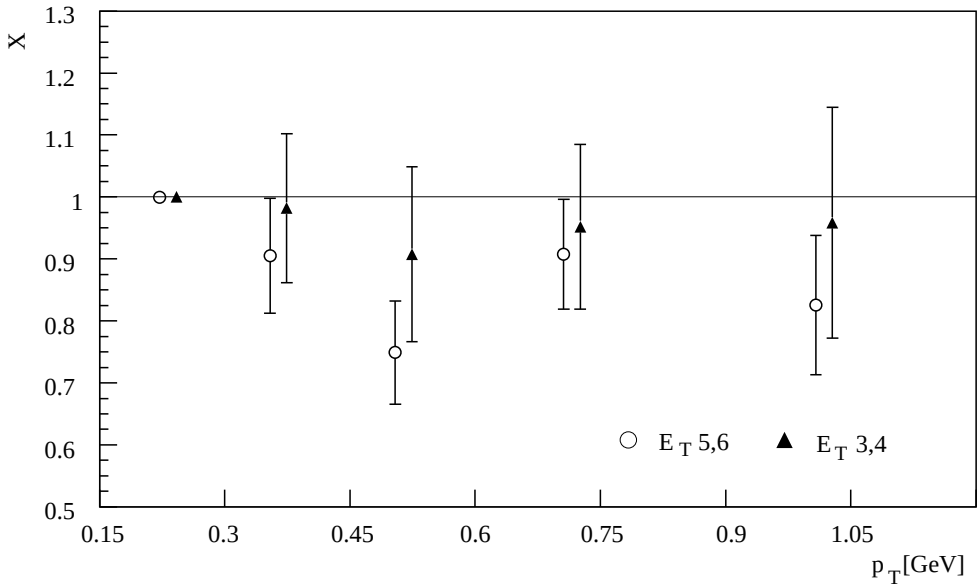

Abbildung 6.12: Vergleich der Fourierkoeffizienten X für verschiedene Zentralitätsklassen. p_{T2} wird bei festem $p_{T1} \in [0.18, 0.3]$ GeV variiert. Auf der Abszisse ist p_{T2} aufgetragen.

schränkt wird, werden jeweils zwei Zentralitätsklassen zusammengefaßt. Ein Vorteil dieser Analyse besteht darin, daß Photonenpaare mit stark asymmetrischen Transversalimpulsen nicht betrachtet werden. Hier ist eine annähernd lineare Zunahme der Flußstärke mit dem p_T der Photonen zu beobachten. Die Steigungsparameter der in der Abbildung gezeigten Anpassung mit

$$\nu_2(p_T) = T \cdot p_T \tag{6.26}$$

sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. In der Parametrisierung wird gefordert, daß $\nu_2(p_T = 0) = 0$. Mit abnehmender Zentralität nimmt die relative Stärke des elliptischen Flusses immer weiter zu. Für periphere Reaktionen sind die statistischen Fehler so groß, daß auf eine Darstellung verzichtet wurde. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler wieder, der systematische Fehler ist als graues Band

		T
semi-peripher	$E_T\,3 + E_T\,4$	0.0431 ± 0.0047
semi-zentral	$E_T\,5 + E_T\,6$	0.0662 ± 0.0025
zentral	$E_T\,7 + E_T\,8$	0.1219 ± 0.0066

Tabelle 6.1: Parameter einer Anpassung der Funktion 6.26 an $\nu_2(p_T)$.

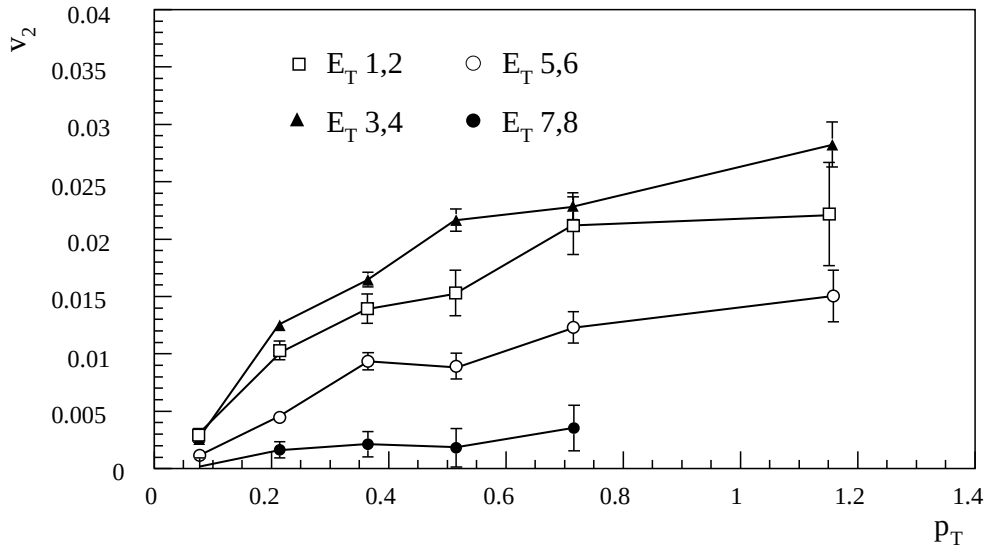

Abbildung 6.13: ν_2 als Funktion von p_T für verschiedene Zentralitätsklassen als Ergebnis einer Simulation mit dem Ereignisgenerator VENUS.

eingezeichnet. Die Bestimmung des systematischen Fehlers erfolgt analog zu der in Abschnitt 6.1.4 diskutierten Methode; dabei ergibt sich ein Fehler von $\pm 7.8\,\%$. Der systematische Fehler ist damit kleiner als in der Analyse von ν_2 als Funktion der Pseudomasse.

Der Vergleich der Fourierkoeffizienten X ist in Abbildung 6.12 für verschiedene Zentralitätsklassen gezeigt. Dabei wurde p_{T2} bei festem p_{T1} variiert. Auf der Abszisse ist p_{T2} aufgetragen, es gilt immer $p_{T1} \in [\,0.18, 0.3\,]$ GeV. Für $p_{T1} = p_{T2}$ erhält man definitionsgemäß $X \equiv 1$. Man sieht, daß für semi-periphere Reaktionen (E_T 3,4) keine signifikante Abweichung von $X = 1$ festzustellen ist. Für semi-zentrale Reaktionen (E_T 5,6) liegt X leicht unter 1, was auf einen kleinen Beitrag von Korrelationen ohne Beziehung zur Richtung der Reaktionsebene hindeuten kann. Die stärksten Abweichungen wären für periphere Reaktionen zu erwarten gewesen, für die, wie oben erwähnt, keine aussagekräftigen Ergebnisse angegeben werden können. Die Untersuchung von ν_2 in verschiedenen Phasenraumbereichen führt also in diesem Fall zu keinen neuen Erkenntnissen über den Beitrag von Nicht-Fluß-Korrelationen.

Prinzipiell lassen sich alle bisher diskutierten Analyseschritte auch anhand von Simulationen mit Ereignisgeneratoren durchführen. Die Einschränkung der p_T-Bereiche der Photonen erlaubt zusätzlich einen direkten Vergleich von gemessenem ν_2 mit dem (Nur-)Fluß-ν_2 in Ereignisgeneratoren: Da beide Photonen aus dem gleichen Phasenraumbereich $\mathcal{D}(p_T, y)$ stammen, kann die aus der Zweiteilchenkorrelation bestimmte Flußstärke mit dem Ergebnis einer klassischen Einteilchen-

Flußanalyse relativ zur Richtung der Reaktionsebene verglichen werden. In der klassischen Analyse wird gewährleistet, daß man die wahre Stärke des elliptischen Flusses ohne zusätzliche Korrelationen aus dem Modell extrahiert. Unter Verwendung der Pseudomasse lässt sich prinzipiell nur ein Vergleich der kombinierten Signale aus Fluß- und BtB-Korrelationen anstellen, die dann auch im Modell entkoppelt werden müssen.

Abbildung 6.13 zeigt das mit Gleichung 6.11a bestimmte ν_2 als Funktion von p_T für verschiedene Zentralitätsklassen als Ergebnis einer Simulation mit dem Ereignisgenerator VENUS[2]. Hier wird angenommen, daß im untersuchten Pseudorapiditätsintervall $2.3 \leq \eta < 3.0$ der direkte Fluß zu vernachlässigen ist ($\nu_1 = 0$). Wie in den Daten ist in der Simulation ein Anstieg der Flußstärke mit dem p_T der Photonen zu erkennen. Für periphere Reaktionen wird eine maximale Flußstärke von $\nu_2 < 3\,\%$ erreicht, mit zunehmender Zentralität der Reaktion wird ν_2 kleiner. Ein Vergleich mit Abbildung 6.11 zeigt, daß die Flußstärke in der Simulation damit deutlich kleiner als in den Daten ist.

6.2.2 Entkopplung von Fluß- und BtB-Effekten

Eine andere Methode, die Stärke von BtB-Effekten ohne Beziehung zur Richtung der Reaktionsebene zu bestimmen, besteht darin, $C(\Delta\phi)$ direkt mit einer Parametrisierung zu beschreiben, die Fluß- und BtB-Effekte gleichzeitig berücksichtigt. Dazu wird im folgenden $C(\Delta\phi)$ mit der Funktion

$$P(\Delta\phi) = a\left(1 + 2\nu_2^2\cos(2\Delta\phi) + R\cdot\exp\left(-\frac{(\Delta\phi - 180°)^2}{2\sigma^2}\right)\right) \tag{6.27}$$

angepaßt. $P(\Delta\phi)$ ist eine Kombination der Funktionen 5.3 und 6.15. ν_2 beschreibt wieder die Stärke des elliptischen Flusses und R gibt das Verhältnis der zusätzlichen, durch BtB-Effekte korrellierten Paare zu den nur durch Fluß-Effekte korrellierten Paaren bei $\Delta\phi = 180°$ an. Durch diese Parametrisierung wird also versucht, die beiden Korrelationseffekte zu entkoppeln, indem Asymmetrien in $C(\Delta\phi)$ bezüglich $\Delta\phi = 90°$ gesucht werden. In der Tat zeigt sich besonders in peripheren Reaktionen, daß $C(\Delta\phi)$ eher durch BtB-Effekte als durch elliptischen Fluß beschrieben werden kann. Abbildung 6.14 zeigt $C(\Delta\phi)$ für zwei verschiedene Zentralitäten zusammen mit einer Anpassung der Funktion 6.27. Für die Darstellung wurde $C(\Delta\phi)$ mit $1/a$ normiert. Zusätzlich ist jeweils der reine Flußanteil der Anpassung mit eingezeichnet. Dazu wurde ν_2 in Funktion 6.15 eingesetzt. Man sieht, daß in peripheren Reaktionen

[2] Die Einteilung der Zentralitätsklassen in der Simulation wird in Abschnitt 4.7 erläutert und ist in Tabelle B.2 zusammengefaßt.

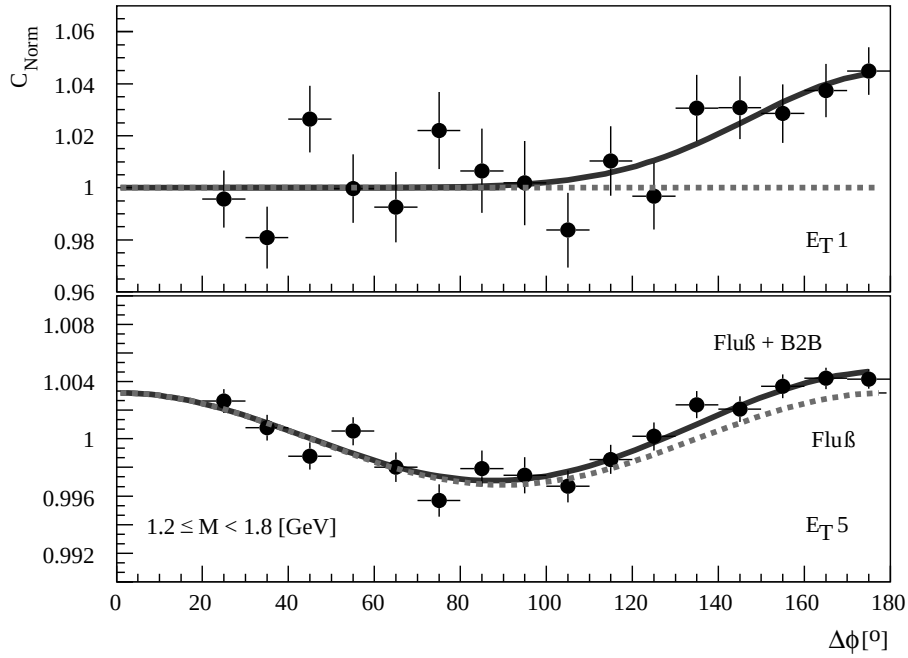

Abbildung 6.14: $C(\Delta\phi)$ für zwei verschiedene Zentralitäten mit einer Anpassung der Funktion 6.27 und dem reinen Flußanteil der Anpassung.

der Flußanteil vernachlässigt werden kann, während es in semi-zentralen Reaktionen zunehmend schwieriger wird, BtB-Effekte zu erkennen, da zum einen die Stärke des elliptischen Flusses bei mittlerer Zentraliät zunimmt und andererseits, wie in Abschnitt 5.4 erläutert, die Stärke von BtB-Effekten mit steigender Multiplizität der Reaktion abnehmen sollte.

Die Ergebnisse der Anpassung sind in Abbildung 6.15 zusammengefaßt. Dargestellt ist das Verhältnis R als Funktion der Anzahl der Kollisionen für verschiedene Zentralitäten und zwei ausgewählte Pseudomassengruppen. Die Anzahl der Kollisionen wurde dabei durch eine Glauberrechnung bestimmt [Rey01]; die Ergebnisse dieser Rechnung sind in Anhang D tabellarisiert. Zusätzlich sind die Datenpunkte aus der Analyse der $p + A$-Daten mit eingezeichnet (vgl. Abbildung 5.13). Besonders bei mittlerer Zentralität ist die Bestimmung der Korrelationsstärke schwierig, da Ereignisse dieser Zentralitäten bei der Datennahme stark unterdrückt wurden und somit die zur Verfügung stehende Statistik stark eingeschränkt ist. Teilweise kann daher für $R(N_{Coll})$ nur eine obere Grenze angegeben werden. Diese wird in der Darstellung durch einen Pfeil angedeutet, wobei das obere Ende des Pfeils die obere Grenze mit einem Vertrauensniveau von 90% (1.28σ) angibt. Eine intensive Untersuchung der systematischen Unsicherheiten zeigt, daß methodische Einflüsse

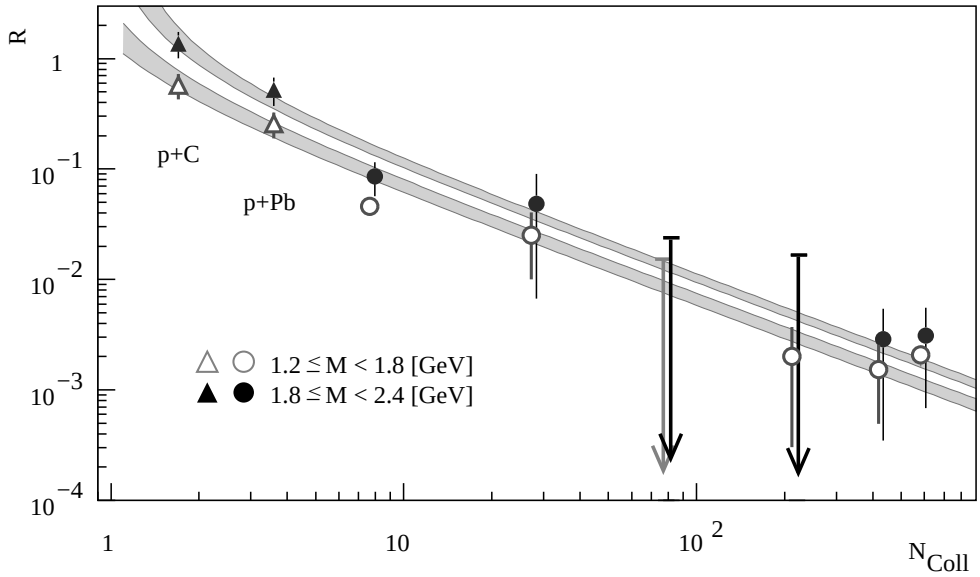

Abbildung 6.15: Verhältnis R als Funktion der Anzahl der Kollisionen für zwei ausgewählte Pseudomassengruppen. Gezeigt werden Ergebnisse aus der Analyse von $p+A$- und $Pb+Pb$-Reaktionen.

gegenüber dem teils großen statistischen Fehler vernachlässigt werden können. In den beiden höchsten Zentralitätsklassen war es nicht möglich, einen aussagekräftigen Wert für $R(N_{Coll})$ zu ermitteln.

Man sieht, daß $R(N_{Coll})$ mit zunehmender Anzahl der Kollisionen um Größenordnungen abnimmt, wobei die Korrelation bei höherer Pseudomasse systematisch stärker ist. Diese Beobachtungen bestätigen qualitativ die in Abschnitt 5.4 beschriebenen Ergebnisse für $p + A$-Reaktionen. Es ist also möglich, auch in $Pb + Pb$-Reaktionen in einzelnen Zentralitätsklassen im Rahmen der Fehler einen signifikanten Beitrag von BtB-Effekten zu bestimmen. Für manche Zentralitätsklassen ist das Ergebnis der Analyse allerdings mit $R(N_{Coll}) = 0$ verträglich.

Abbildung 6.15 zeigt schließlich den Versuch einer quantitativen Beschreibung der Korrelationsstärke R als Funktion der Anzahl der Kollisionen. In diesem einfachen Modell geht man davon aus, daß $A + A$-Kollisionen nur eine Superposition von $p + p$-Stößen sind. Unter der Annahme, daß die durch BtB-Effekte korrelierten Photonen aus einer binären Kollision stammen und der Anteil der korrelierten Photonen pro Kollision konstant ist, gilt für die Anzahl der korrelierten Photonenpaare $N_{BtB-korreliert} \sim N_{Coll}$. Alle Photonenpaare sind dann in etwa proportional zu N_{Coll}^2

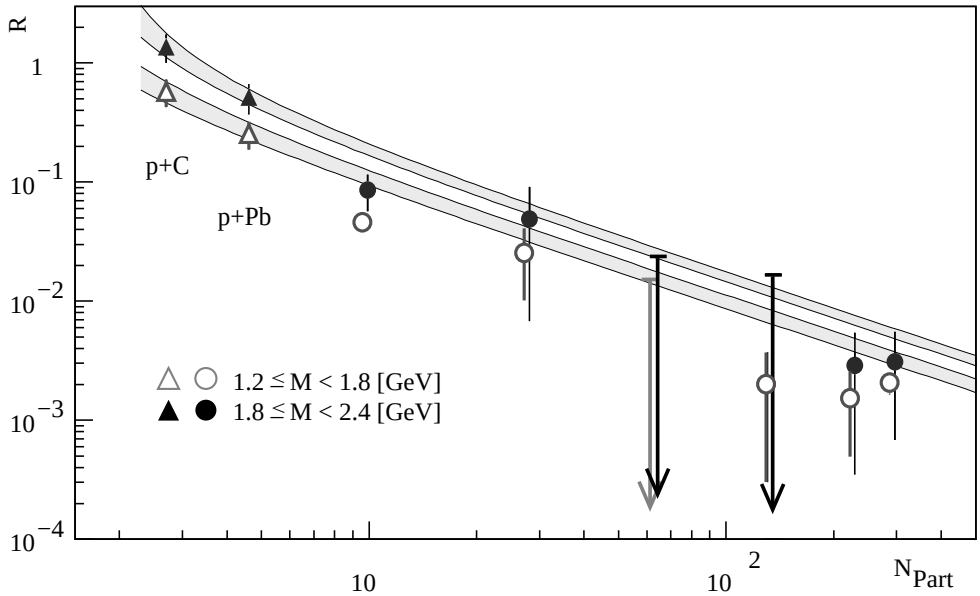

Abbildung 6.16: Verhältnis R als Funktion der Anzahl der *Participants* für zwei ausgewählte Pseudomassengruppen. Gezeigt werden Ergebnisse aus der Analyse von $p + A$ und $Pb + Pb$- Reaktionen.

und für das Verhältnis der korrelierten zu den unkorrelierten Photonenpaaren ergibt sich

$$R(N_{Coll}) = \frac{cN_{Coll}}{bN_{Coll}^2 - cN_{Coll}} = \frac{1}{aN_{Coll} - 1}. \tag{6.28}$$

Eine Anpassung mit Funktion 6.28 an die beiden $p + A$-Datenpunkte ist in Abbildung 6.15 für die verschiedenen Pseudomassengruppen gezeigt. Das Band gibt dabei jeweils den oberen bzw. unteren Fehler der Anpassung an. Die Extrapolation der Parametrisierung zu $Pb + Pb$-Reaktionen beschreibt die Datenpunkte recht gut. Die beobachteten BtB-Korrelationen lassen sich einheitlich in allen untersuchten Systemen mit dem Modell beschreiben. Dies legt nahe, daß die Korrelationen den gleichen Ursprung haben. Erwähnenswert ist die Tatsache, daß es keine Unterdrückung der BtB-Effekte bei hohen Zentralitäten gibt, wie sie bei einem möglichen Energieverlust der Teilchen im QGP diskutiert werden.

Allerdings lassen die relativ großen statistischen Fehler auch Raum für alternative Beschreibungen der Korrelationsstärke, die ohne die Annahme harter Stöße auskommen. In [Rey99] wird gezeigt, daß, wie vom *Wounded Nucleon*-Modell [Bia76] vorhergesagt, die Multiplizität annähernd mit der Anzahl der *Participants* N_{Part} ansteigt. Wenn man nun annimmt, daß die korrelierten Paare durch Anregung der

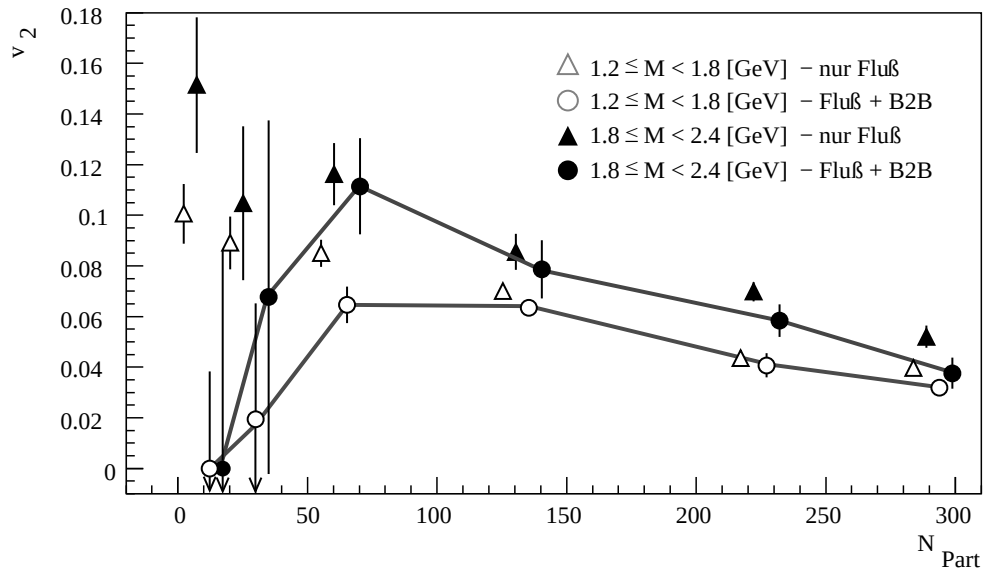

Abbildung 6.17: Vergleich der Flußstärke ν_2 mit und ohne Berücksichtigung von BtB-Korrelationen als Funktion der Anzahl der *Participants* für zwei Pseudomassengruppen.

Participants entstehen, gilt $N_{BtB-korreliert} \sim N_{Part}$. Das Verhältnis der korrelierten zu den unkorrelierten Paaren wäre in diesem Fall

$$R(N_{Part}) = \frac{1}{aN_{Part} - 1}. \tag{6.29}$$

Eine Anpassung an die $p + A$-Datenpunkte mit Funktion 6.29 ist in Abbildung 6.16 gezeigt. Im Rahmen der Fehler beschreibt auch die Extrapolation dieses Modells die $Pb+Pb$-Datenpunkte, obschon die Parametrisierung etwas zu hoch zu liegen scheint. Damit läßt sich keine eindeutige Aussage über den Ursprung der beobachteten BtB-Korrelationen treffen. Die *Fit*-Parameter der Anpassungen 6.28 und 6.29 sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt.

Einen deutlichen Einfluß haben die Ergebnisse dieser Analyse auf die Stärke des elliptischen Flusses. Berücksichtigt man die Korrelationsstärke R aus Abbildung 6.15

	a	
	N_{Coll}	N_{Part}
$1.2 \leq M < 1.8$:	1.532 ± 0.192	1.034 ± 0.135
$1.8 \leq M < 2.4$:	0.984 ± 0.089	0.639 ± 0.061

Tabelle 6.2: Parameter der Anpassungen 6.28 an $R(N_{Coll})$ und 6.29 an $R(N_{Part})$.

in der Anpassung der Funktion 6.27 an $C(\Delta\phi)$, so ändert dies natürlich die Flußstärke ν_2. Abbildung 6.17 zeigt einen Vergleich der auf diese Weise ermittelten Flußstärke zu ν_2 ohne BtB-Korrelationen (Anpassung mit Funktion 6.15) als Funktion der Anzahl der *Participants* für zwei Pseudomassengruppen. Das graue Band gibt den systematischen Fehler von ν_2 ohne BtB-Korrelationen an. In peripheren Reaktionen kommt es zu großen Abweichungen zwischen den beiden Analysen, während die Unterschiede in zentralen Reaktionen kaum ins Gewicht fallen. Allerdings ist der statistische Fehler der Flußstärke mit Berücksichtigung von R in peripheren Reaktionen recht groß.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die azimutale Zweiteilchenkorrelation nicht ausschließlich durch Flußeffekte geprägt ist, sondern daß es weitere Korrelationen gibt, die bei der Flußanalyse berücksichtigt werden müssen. Die zusätzlichen BtB-Korrelationen führen zu einer Verminderung von ν_2 in peripheren Reaktionen. Dies erklärt den mit einem kollektiven Flußmodell nicht zu erklärenden Anstieg von ν_2 mit abnehmender Zentralität der Reaktion in der reinen Zweiteilchen-Fluß-Analyse in Abbildung 6.5.

6.3 Korrelationen relativ zur Reaktionsebene

In Abschnitt 6.1 konnte gezeigt werden, daß die $\gamma - \gamma$-Korrelationen in $Pb + Pb$-Reaktionen bei mittlerer Rapidität zu einem großen Teil durch elliptischen Fluß bestimmt werden. Durch diese Art der Flußanalyse ist jedoch prinzipiell keine Aussage zu der Orientierung des elliptischen Flusses relativ zur Reaktionsebene, das heißt in der Ebene oder senkrecht zur Ebene, möglich. Im WA98-Experiment ist man jedoch in der Lage, die Richtung der Reaktionsebene durch den Plastic-Ball-Detektor bis auf eine gewisse Unsicherheit zu bestimmen. Im folgenden soll die Bestimmung der Reaktionsebene kurz skizziert werden. Anschließend wird versucht, die Orientierung des elliptischen Flusses relativ zur Reaktionsebene festzulegen, und den Informationsgewinn durch die Lage der Reaktionsebene zu nutzen, um die Stärke von Back-to-Back-Effekten besser bestimmen zu können.

6.3.1 Bestimmung der Reaktionsebene

Die Orientierung des Stoßparameters $\vec{b}$ und damit die azimutale Richtung der Reaktionsebene unterscheidet sich in Pb+Pb-Reaktionen von Ereignis zu Ereignis (vgl. Abb. 2.5). Im Experiment läßt sie sich durch Messung der Richtung der Fragmente der Target-Spectator-Teilchen bestimmen, da diese in guter Nähe-

rung in der Reaktionsebene verbleiben. Der Rapiditätsbereich der Fragmente der Target-Spectator-Teilchen wird dabei im WA98-Experiment durch den Plastic-Ball-Detektor abgedeckt. Zur Ermittlung der Orientierung der Reaktionsebene wird auch hier die azimutale Form des Ereignisses durch die Koeffizienten einer Fourierentwicklung parametrisiert. Für jedes Ereignis bestimmt man den $n$ten Fourierkoeffizienten $\vec{Q}_n$ als:

$$\vec{Q}_n = \sum_{i=1}^{N} \omega_i e^{in\phi_i}. \tag{6.30}$$

N sei die Teilchenmultiplizität und ϕ_i der Azimutalwinkel des i-ten Teilchens. Für das Gewicht ω_i wird in dieser Analyse die transversale Energie $E_{T,i}$ verwendet. Eine unabhängige Analyse der Plastic-Ball-Daten mit $\omega_i = p_{T,i}$ in [Agg98c] bestätigte dies Ergebnis. Man kann die Fourierkoeffizienten auch schreiben als:

$$\begin{aligned} \vec{Q}_n &= (Q_n^x, Q_n^y) \\ Q_n^x &= \sum_{i=1}^{N} E_{T,i} \cos(n\phi_i) \\ Q_n^y &= \sum_{i=1}^{N} E_{T,i} \sin(n\phi_i). \end{aligned} \tag{6.31}$$

Nun macht man sich den starken direkten Fluß bei Target-Rapiditäten zunutze. Dann ergibt sich für die Richtung der Reaktionsebene ein Azimutalwinkel Φ als

$$\Phi = \arctan\left(\frac{Q_1^y}{Q_1^x}\right). \tag{6.32}$$

Dieser Winkel wird unter Verwendung aller identifizierten Fragmente, p, d und t, für jedes Ereignis neu bestimmt. Da die im Plastic-Ball-Detektor gemessenen Pionen größtenteils aus dem Feuerball und nicht von den Spektatoren stammen, werden sie zur Bestimmung der Reaktionsebene nicht verwendet. Der Beitrag des Quadrupolmoments (n=2) und Therme höherer Ordnung können vernachlässigt werden. Eine detaillierte Analyse der azimutalen Orientierung der Reaktionsebene wurde in [Sch98] und in [Fok00] durchgeführt. In dieser Arbeit wurde die Berechnung der Fourierkoeffizienten aus [Sch98] übernommen.

Die nach Gleichung 6.32 bestimmte Richtung des Stoßparameters Φ gibt die wahre Richtung des Stoßparameters Ψ allerdings nur bis auf einen Fehler $\Delta\Phi$ genau an. Denn die eingeschränkte Zahl detektierter Teilchen sorgt für eine begrenzte Auflösung bei der Messung der Reaktionsebenenrichtung. Deshalb müssen alle Observablen, die relativ zur Reaktionsebene bestimmt werden, mit dieser Auflösung korrigiert werden. Mit der Definition [Dan85]

$$\sigma_{plane} = \langle \cos(\Phi - \Psi) \rangle \tag{6.33}$$

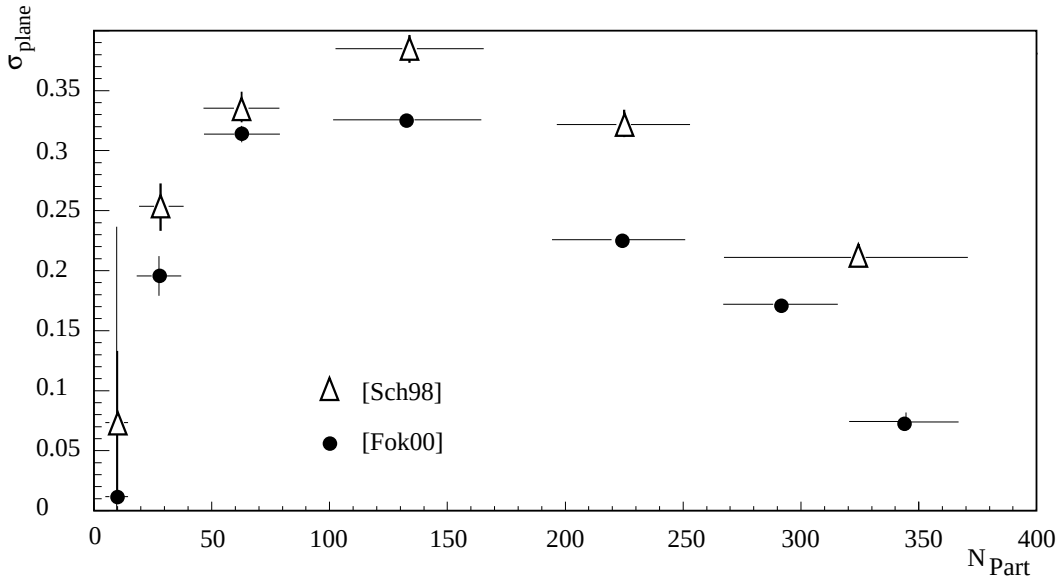

Abbildung 6.18: Reaktionsebenenauflösung σ_{plane} als Funktion der Anzahl der *Participants* aus zwei unabhängigen Analysen.

läßt sich zeigen:

$$\nu_n = \langle \cos(n\phi) \rangle = \frac{\nu_n'}{\sigma_{plane}} = \frac{\langle \cos(n\phi) \rangle'}{\sigma_{plane}}, \tag{6.34}$$

wobei ν_n den wahren Wert und ν_n' den gemessenen Wert des Fourierkoeffizienten angibt.

Es gibt verschiedene Vorschläge, σ_{plane} zu bestimmen [Oll98]. In [Sch98] wurde die Auflösung aus der Korrelation der Teilchen zweier Teilereignisse zur Reaktionsebene ermittelt(vgl. zur Methode [Vol96]). Auf die Einzelheiten der Analyse soll hier nicht weiter eingegangen werden; die Ergebnisse seien hingegen kurz vorgestellt, da sie im folgenden Verwendung finden. In Abbildung 6.18 ist die Reaktionsebenenauflösung σ_{plane} als Funktion der Anzahl der *Participants* aus [Sch98] einer unabhängigen Analyse in [Fok00] gegenübergestellt. Man sieht, daß σ_{plane} in der gleichen Größenordnung liegt wie die Fourierkoeffizienten ν_n, die die Stärke des Flusses angeben. Für semi-zentrale Reaktionen ist der direkte Fluß am stärksten und die Auflösung am besten. In sehr peripheren Reaktionen nimmt die Multiplizität sehr stark ab, so daß es zunehmend schwierig wird, eine Auflösung anzugeben. Der Vergleich der beiden Analysen deutet bereits an, daß die Korrektur der Flußobservablen durch die Auflösung der Reaktionsebene zu einer großen systematischen Unsicherheit führt.

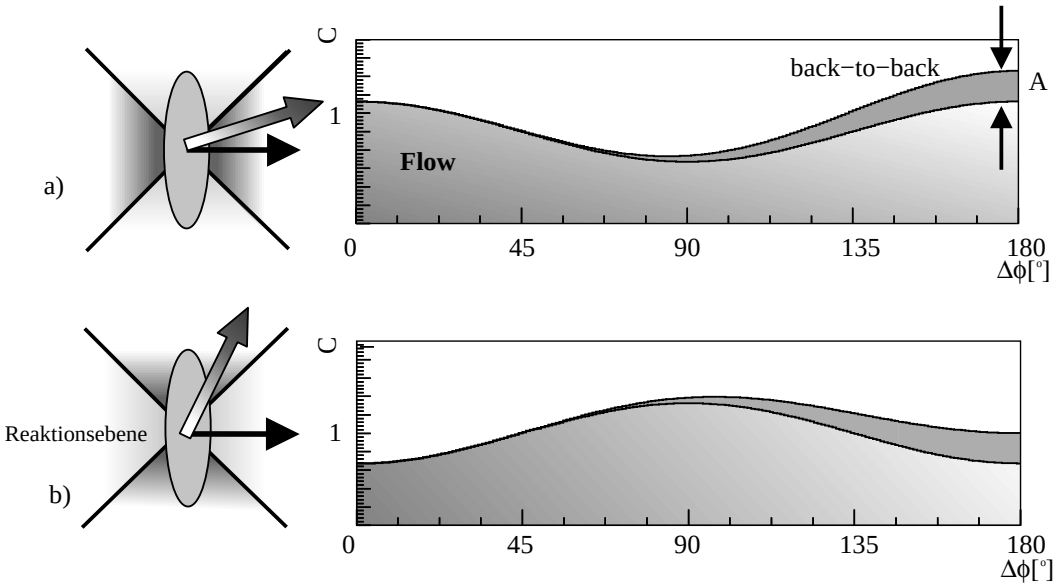

Abbildung 6.19: Schematische Darstellung. Orientierung der Korrelation (grauer Pfeil) zur Reaktionsebene (schwarzer Pfeil), Verteilung des Relativwinkels zwischen den beiden Photonen $\Delta\phi$ für elliptischen Fluß in der Reaktionsebene.

6.3.2 Orientierung des Flusses

Um die Orientierung des elliptischen Flusses relativ zur Reaktionsebene festzulegen, werden die γ-γ-Paare in zwei Gruppen unterteilt. Zur Veranschaulichung ist die Unterscheidung in Abbildung 6.19 skizziert.

1. Die Korrelation liegt in der Reaktionsebene:

   Eins der Photonen hat zur Reaktionsebene einen Relativwinkel $|\Delta\varphi| < 45°$ bzw. $|\Delta\varphi| > 135°$. (Abbildung 6.19 a)

2. Die Korrelation liegt senkrecht zur Reaktionsebene:

   Eins der Photonen hat zur Reaktionsebene einen Relativwinkel $45° < |\Delta\varphi| < 135°$. (Abbildung 6.19 b)

Abbildung 6.19 zeigt auf der linken Seite jeweils die Orientierung der Korrelation (grauer Pfeil) zur Reaktionsebene (schwarzer Pfeil). Auf der rechten Seite ist die Verteilung des Relativwinkels zwischen den beiden Photonen $\Delta\phi$ gezeigt (hellgrau). In der schematischen Skizze ist beispielhaft eine Orientierung des elliptischen Flusses in der Reaktionsebene angenommen. Auf den hier bereits skizzierten Einfluß von zusätzlichen Back-to-Back-Effekten wird in Abschnitt 6.3.4 eingegangen.

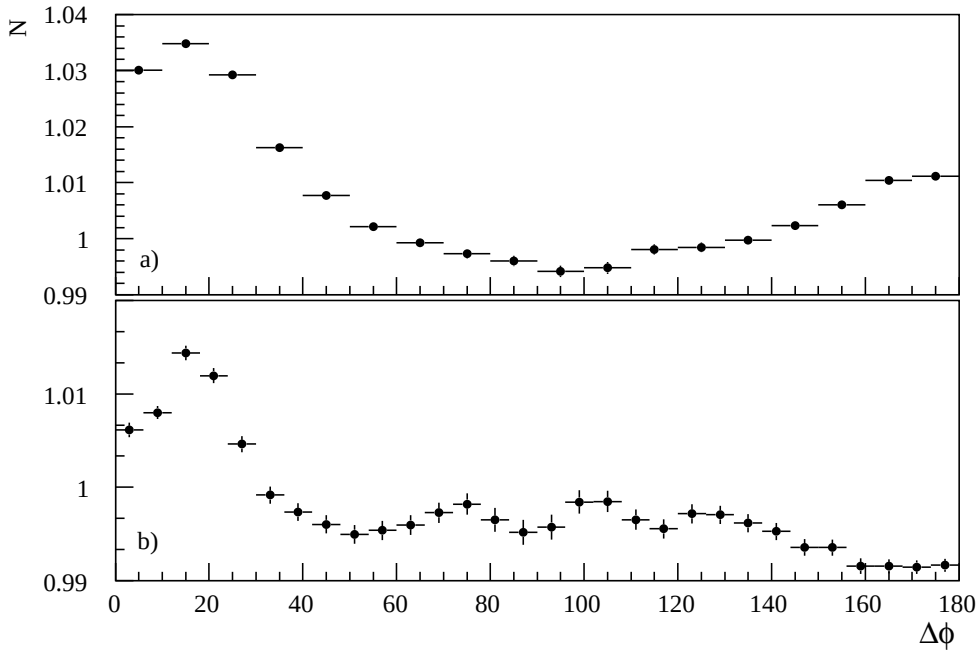

Abbildung 6.20: Verteilung des Relativwinkels $\Delta\phi$ für beide Orientierungen der γ-Paare. a) In der Reaktionsebene (Gruppe 1). b) Senkrecht zur Reaktionsebene (Gruppe 2).

Die Azimutalwinkel der Photonen sind in diesem Beispiel vorzugsweise in Richtung der Reaktionsebene ausgerichtet. Photonenpaare mit Orientierung von einem der Photonen in der Reaktionsebene (Teilbild a) zeigen damit verstärkt Winkeldifferenzen $\Delta\phi$ von Null und 180°. Bei Orientierung von einem der Photonen des Paares senkrecht zur Reaktionsebene (Teilbild b) gibt es hingegen häufiger Winkeldifferenzen $\Delta\phi = 90°$. Auf diese Weise erklären sich die Unterschiede in der Form der beiden $\Delta\phi$-Verteilungen.

Das hier skizzierte Verhalten zeigt sich auch in den Daten. Abbildung 6.20 zeigt die Verteilung des Relativwinkels $\Delta\phi$ für beide Orientierungen. Liegen die γ-Paare in der Reaktionsebene (Gruppe 1, 6.20 a) ist deutlich die aus Abb. 6.1 bekannte Form des elliptischen Flusses zu erkennen, es gibt starke Korrelationen bei 0 bzw. 180 Grad. Bei einer Orientierung der γ-Paare senkrecht zur Reaktionsebene (Gruppe 2, 6.20 b) beobachtet man diese Korrelationen nicht, sondern es gibt statt ihrer eine Korrelation bei $\Delta\phi = 90°$. Daraus kann man schließen, daß der Großteil der Photonen in der Reaktionsebene emitiert wird. Photonen, die senkrecht zur Reaktionsebene abgestrahlt werden, haben dann in Kombination mit den Photonen aus der Ebene vorzugsweise einen Relativwinkel $\Delta\phi = 90°$. In Abbildung 6.20 ist noch einmal gut die $\Delta\phi$-Verteilung der Zerfallsphotonen der π^0- und η-Resonanzen

zu sehen. Die Resonanzen bleiben durch die Orientierung der γ-Paare unbeeinflußt. Durch die Antikorrelation bei 0 Grad treten die Resonanzen in Abbildung 6.20 b) deutlich hervor.

Die Verteilung der Differenzwinkel $\Delta\phi$ für die beiden Gruppen läßt sich dann mit Gleichung 6.13 berechnen:

$$\begin{aligned}
\frac{dN}{d\Delta\phi}_{\text{inplane}} &= \frac{1}{(2\pi)^2}\left(\int_{-\frac{\pi}{4}}^{\frac{\pi}{4}} \frac{dN}{d\phi_i}\frac{dN}{d(\phi_i+\Delta\phi)}d\phi_i + \int_{\frac{3}{4}\pi}^{\frac{5}{4}\pi} \frac{dN}{d\phi_i}\frac{dN}{d(\phi_i+\Delta\phi)}d\phi_i\right) \\
&= \frac{1}{4\pi}\left(1+\frac{8\nu_2\cos^2(\Delta\phi)}{\pi}+2\nu_2^2\cos(2\Delta\phi)\right) \qquad (6.35)\\
\frac{dN}{d\Delta\phi}_{\text{out of plane}} &= 2\frac{1}{(2\pi)^2}\int_{\frac{1}{4}\pi}^{\frac{3}{4}\pi} \frac{dN}{d\phi_i}\frac{dN}{d(\phi_i+\Delta\phi)}d\phi_i \\
&= \frac{1}{4\pi}\left(1-\frac{8\nu_2\cos^2(\Delta\phi)}{\pi}+2\nu_2^2\cos(2\Delta\phi)\right). \qquad (6.36)
\end{aligned}$$

Zusätzlich zum ν_2^2-Term der Zweiteilchenkorrelation kommt noch ein ν_2-Term hinzu, der die Abhängigkeit des Flusses von der Reaktionsebene beschreibt. Ohne Berücksichtigung der Reaktionsebene heben sich die ν_2-Terme in den Gleichungen 6.35 und 6.36 gegenseitig auf und man erhält Gleichung 6.15. Für kleine ν_2 dominiert der $\cos^2$-Term die Verteilung.

6.3.3 Einfluß der Reaktionsebenenauflösung

Bei Aufspaltung der $\Delta\phi$-Verteilung in zwei Gruppen wird der Einfluß der Reaktionsebenenauflösung nicht mehr durch den einfachen Zusammenhang aus Gleichung 6.34 beschrieben. Die ungleiche Stärke der Korrelation in Abbildung 6.20 a) und b) für die unterschiedlichen Orientierungen läßt sich auf den Einfluß der Reaktionsebenenauflösung zurückführen.

Man kann zeigen, daß sich die Verteilung der Winkelabweichung $\Delta\Phi = \Phi - \Psi$ von gemessener Richtung Φ und wahrer Richtung Ψ des Stoßparameters durch einen einzelnen Parameter χ beschreiben läßt, der die Genauigkeit in der Bestimmung der Reaktionsebenenrichtung beschreibt [Oll98]. Für die Verteilung der Winkelabweichung $\Delta\Phi$ gilt dann [Oll97]:

$$\frac{dN}{\Delta\Phi} = \frac{1}{\pi}\exp(-\chi^2)\left\{1+z\sqrt{\pi}\,[1+\text{erf}(z)]\exp(z^2)\right\}, \qquad (6.37)$$

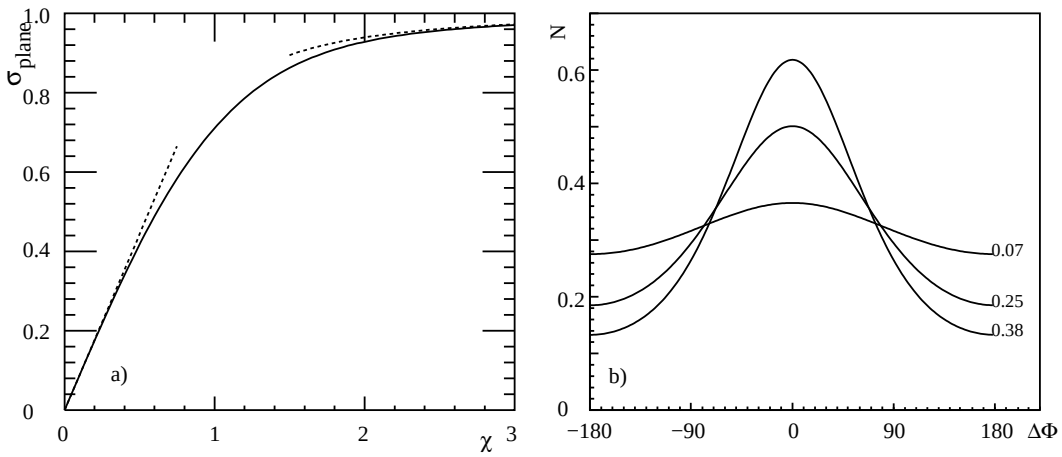

Abbildung 6.21: a) Reaktionsebenenauflösung σ_{plane} als Funktion von χ mit Näherungen. b) $dN/\Delta\Phi$ für drei ausgewählte Auflösungen.

mit $z = \chi \cos \Delta\Phi$ und $\mathrm{erf}(x)$ als Fehlerfunktion. $\frac{dN}{\Delta\Phi}$ wird so normiert, daß sich für große χ die Standardabweichung zu $\langle \Delta\Phi^2 \rangle^{1/2} = 1/(\chi\sqrt{2})$ berechnet. Für die Reaktionsebenenauflösung gilt dann

$$\sigma_{plane} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \chi e^{-\chi^2/2} \left[I_0\left(\frac{\chi^2}{2}\right) + I_1\left(\frac{\chi^2}{2}\right) \right]. \tag{6.38}$$

I_0 und I_1 beschreiben die modifizierten Besselfunktionen 0. bzw. 1. Ordnung. Abbildung 6.21 a) zeigt den Zusammenhang von χ und σ_{plane}. Die Auflösung wird für große χ am besten. Für $\chi \gg 1$ nähert sich die $\Delta\Phi$-Verteilung einer Gaußverteilung an:

$$\frac{dN}{d\Delta\Phi} \simeq \frac{\chi}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\chi^2 \Delta\Phi^2\right). \tag{6.39}$$

Und für die Auflösung gilt:

$$\sigma_{plane} \simeq \exp(-1/4\chi^2). \tag{6.40}$$

Im Grenzfall $\chi \ll 1$ kann σ_{plane} angenähert werden durch:

$$\sigma_{plane} \simeq \frac{\sqrt{\pi}}{2} \chi. \tag{6.41}$$

Beide Näherungen sind in Abbildung 6.21 a) eingezeichnet. Die hier verwendeten Auflösungen, $\sigma_{plane} < 0.38$, (vgl. Abbildung 6.18) werden demnach durch die Näherung 6.41 gut beschrieben. Aus der Umkehrung von Gleichung 6.41 läßt sich damit

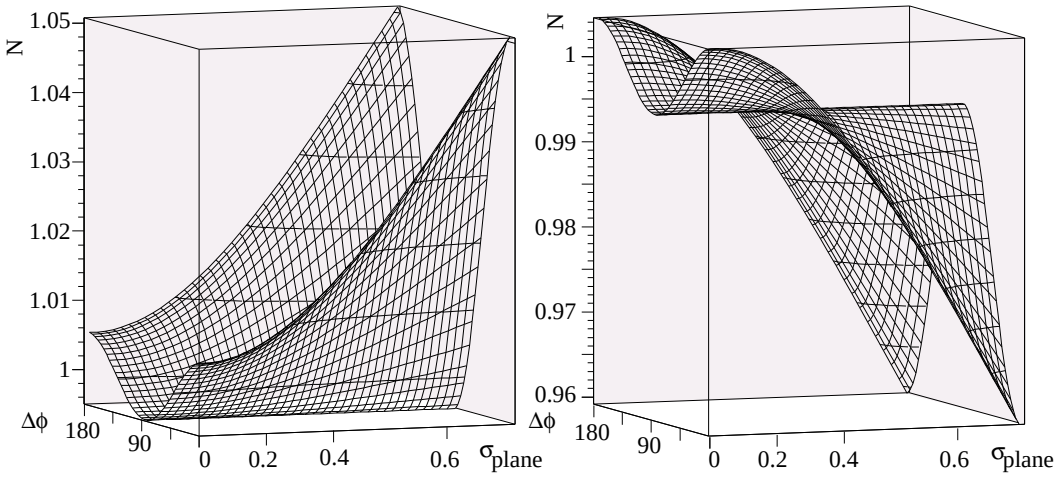

Abbildung 6.22: Verteilung der Differenzwinkel $\Delta\phi$ der γ-Paare als Funktion der Auflösung der Reaktionsebene im Modell. Orientierung in der Reaktionsebene (links) und senkrecht zur Reaktionsebene (rechts).

nach Gleichung 6.39 zu vorgegebener Auflösung die Verteilung von $dN/\Delta\Phi$ angeben. Abbildung 6.21 b) zeigt beispielhaft $dN/\Delta\Phi$ für drei ausgewählte Auflösungen aus [Sch98]. Je schlechter die Auflösung, desto breiter wird die Verteilung der Winkelabweichung $\Delta\Phi$ von gemessener Richtung Φ und wahrer Richtung Ψ der Reaktionsebene.

Berücksichtigt man in Gleichung 6.36 eine Verschiebung der Reaktionsebene um $\Delta\Phi$, dann ergibt sich aus der Symmetie von $\Delta\Phi$ für $\Delta\Phi\epsilon \geq 0$

$$\frac{dN}{d\Delta\phi}_{out,\Delta\Phi} = 2\frac{1}{(2\pi)^2}\int_{\frac{1}{4}\pi+\Delta\Phi}^{\frac{3}{4}\pi+\Delta\Phi}\frac{dN}{d\phi_i}\frac{dN}{d(\phi_i+\Delta\phi)}d\phi_i \tag{6.42}$$

$$= \frac{1}{4\pi}\left(1-\frac{8\nu_2\cos(2\Delta\Phi)\cos^2(\Delta\phi)}{\pi}+2\nu_2^2\cos(2\Delta\phi)\right) \tag{6.43}$$

Nach Integration über alle $\Delta\Phi$, gemäß Gleichung 6.37, läßt sich ein Korrekturfaktor k finden

$$k_{\sigma_{plane}} = \frac{\int_0^\pi \cos(2\Delta\Phi)\frac{dN}{d\Delta\Phi}_{\sigma_{plane}}d\Delta\Phi}{\int_0^\pi \frac{dN}{d\Delta\Phi}_{\sigma_{plane}}d\Delta\Phi} \qquad k\in[\,0,1\,], \tag{6.44}$$

so daß gilt:

$$\frac{dN}{d\Delta\phi}_{in} = \frac{1}{2\pi}\left(1+\frac{8k\nu_2\cos^2(\Delta\phi)}{\pi}+2\nu_2^2\cos(2\Delta\phi)\right) \tag{6.45}$$

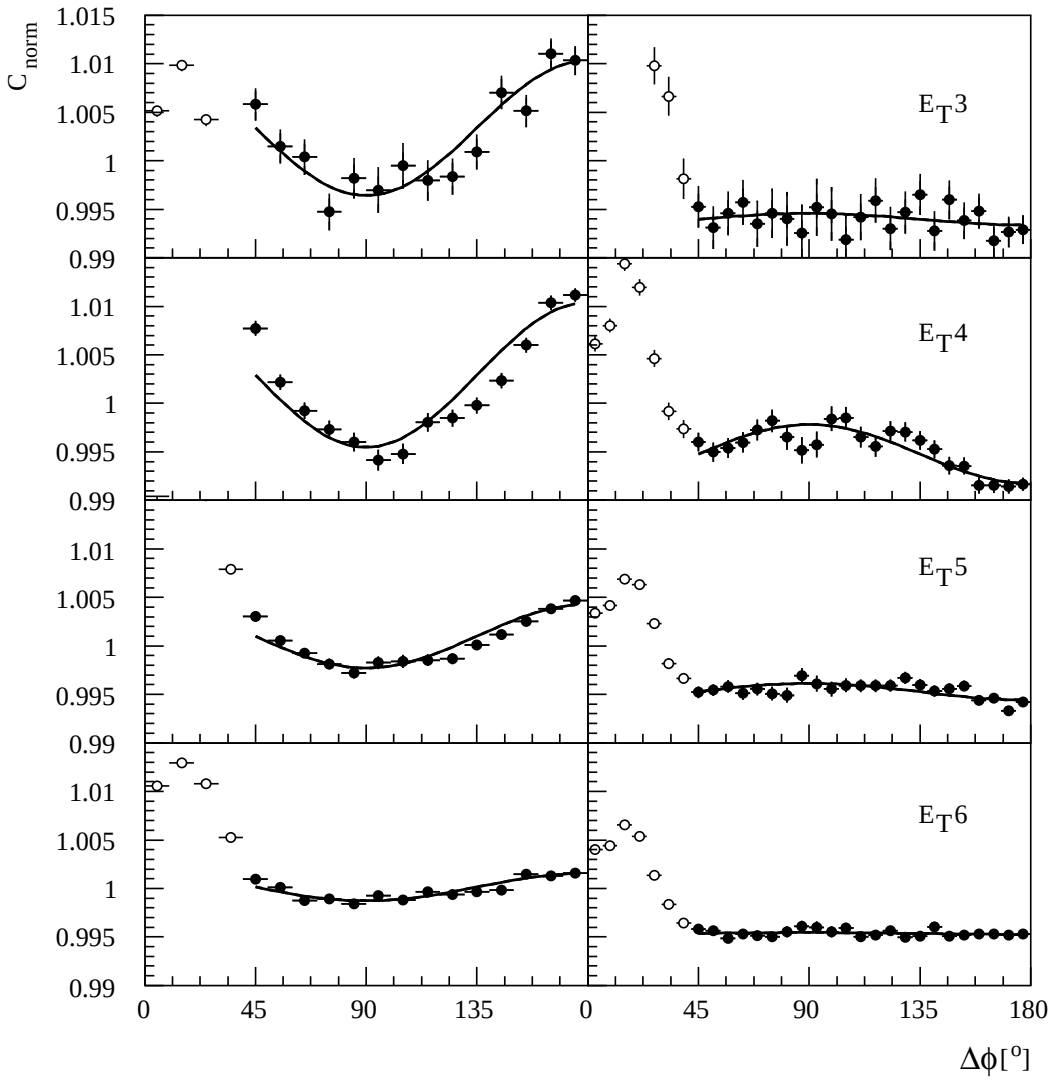

Abbildung 6.23: Verteilung der Differenzwinkel $\Delta\phi$ für verschiedene Zentralitätsklassen. Orientierung in der Reaktionsebene (links) und senkrecht zur Reaktionsebene (rechts).

$$\frac{dN}{d\Delta\phi_{out}} = \frac{1}{2\pi}\left(1 - \frac{8k\nu_2\cos^2(\Delta\phi)}{\pi} + 2\nu_2^2\cos(2\Delta\phi)\right). \tag{6.46}$$

k hängt von der Auflösung der Reaktionsebene ab. Ist die Richtung der Reaktionsebene exakt bekannt ($\sigma_{plane} = 1$), dann ist $k = 1$ und die Gleichungen 6.45 und 6.46 gehen in 6.35 bzw. 6.36 über. Im anderen Grenzfall, wenn die Auflösung der Reaktionsebene so klein wird, daß keine Aussage über die Richtung der Reaktionsebene mehr möglich ist ($\sigma_{plane} \to 1$), gehen 6.45 und 6.46 in die Verteilung 6.15 ohne Berücksichtigung der Reaktionsebene über.

Abbildung 6.22 zeigt diesen funktionellen Zusammenhang in Abhängigkeit von σ_{plane} für eine Orientierung der γ-Paare in der Reaktionsebene (links) und senkrecht zur Reaktionsebene (rechts) im Modell. Im linken Bild führt eine schlechtere Auflösung nur zu einer Abschwächung des Effekts. Im rechten Bild sorgt eine schlechtere Auflösung nicht nur zu einer Abschwächung, sondern sogar zu einer Umkehrung der Verteilung. Die Auflösungen aus [Sch98] liegen gerade in diesem Umkehrbereich.

6.3.4 Back-to-Back-Effekte

Die experimentelle Verteilung der Differenzwinkel $\Delta\phi$ ist in Abbildung 6.23 für vier verschiedene Zentralitätsklassen gezeigt. Die in [Sch98] bestimmte Auflösung ist für E_T4 am besten. Man sieht, daß die Verteilung bei einer Orientierung senkrecht zur Reaktionsebene (rechts) mit schlechterer Auflösung zunehmend flach wird. Die Beobachtung stimmt also mit dem Modell überein.

Es wird versucht, durch eine gemeinsame Anpassung mit den Funktionen 6.45 und 6.46 an die $\Delta\phi$-Verteilungen in der Reaktionsebene und senkrecht zur Reaktionsebene den Einfluß von BtB-Korrelationen besser zu bestimmen. BtB-Effekte sind von der Orientierung der γ-Paare unabhängig. Daher sollten sich BtB-Korrelationen in beiden Verteilungen bei $\Delta\phi = 180°$ bemerkbar machen. Dies ist bereits in der schematischen Darstellung 6.19 gezeigt. Die Auflösung der Reaktionsebene führt jedoch zu einer Abschwächung der Flußstärke, so daß es sehr schwer wird, zusätzliche Korrelationen zu erkennen. Es war daher nicht möglich, mit dieser Analysemethode aussagekräftige Ergebnisse zum Beitrag von BtB-Effekten zu erzielen.

7. Das PHENIX-Experiment

Das PHENIX-Experiment [Phe98] am Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) wurde mit der Zielsetzung entwickelt, Hadronen, Leptonen und Photonen sowohl aus Kern-Kern, Proton-Kern als auch Proton-Proton Stößen mit hoher Präzision zu messen. Das vorrangige Ziel ist, wie im WA98-Experiment, der Nachweis des Quark-Gluon-Plasmas und die Bestimmung seiner physikalischen Eigenschaften. Außerdem soll durch Experimente mit polarisierten Protonen die Spinstruktur der Nukleonen genauer untersucht werden [Sai98].

In diesem Abschnitt sollen der Beschleuniger und die einzelnen Experimente in der Anlage kurz vorgestellt werden, bevor der Aufbau des PHENIX-Experiments ausführlicher dargestellt wird.

7.1 Der RHIC-Beschleuniger

Im RHIC-Beschleuniger können Schwerionen bis zu einer Maximalenergie von 100 A GeV und polarisierte Protonen bis zu einer Energie von 250 GeV beschleunigt werden [Rhi89]. RHIC besteht aus zwei Ringen, in denen sich die Teilchenstrahlen gegenläufig bewegen. An sechs Kreuzungspunkten wechseln die Teilchenstrahlen die Bahn zwischen dem inneren und dem äußeren Ring von je 3.834 m Länge und können an diesen Punkten zur Kollision gebracht werden. Somit bietet der Beschleuniger Platz für sechs verschiedene Experimente gleichzeitig (vgl. Abbildung 7.1). Die Designluminosität des Beschleunigers für Au-Ionen bei 100 A GeV beträgt 2×10^{26} cm^{-2}s^{-1} bei einer Speicherdauer der Teilchen im Strahl von etwa 10 Stunden.

7.1.1 Die Strahlerzeugung

Die Gold-Ionen werden in einer gepulsten Cäsium-Sputter-Ionenquelle erzeugt und mit einer Intensität von 290 μA in den Tandem Van de Graaff-Beschleuniger injiziert [Ste02b]. Nach der Beschleunigung und dem Durchgang durch Kohlenstoffolien zur Erzeugung höherer Ladungszustände (*stripping*) erhält man einen Au^{+32}-Strahl einer Intensität von 80 μA und einer Energie von 182 MeV. Dieser wird über eine $\sim$ 550 m lange Transferleitung in den Booster-Beschleuniger (201.781 m Umfang) geschickt, der ihn auf 72 A MeV beschleunigt. Nach erneutem *stripping* gelangen

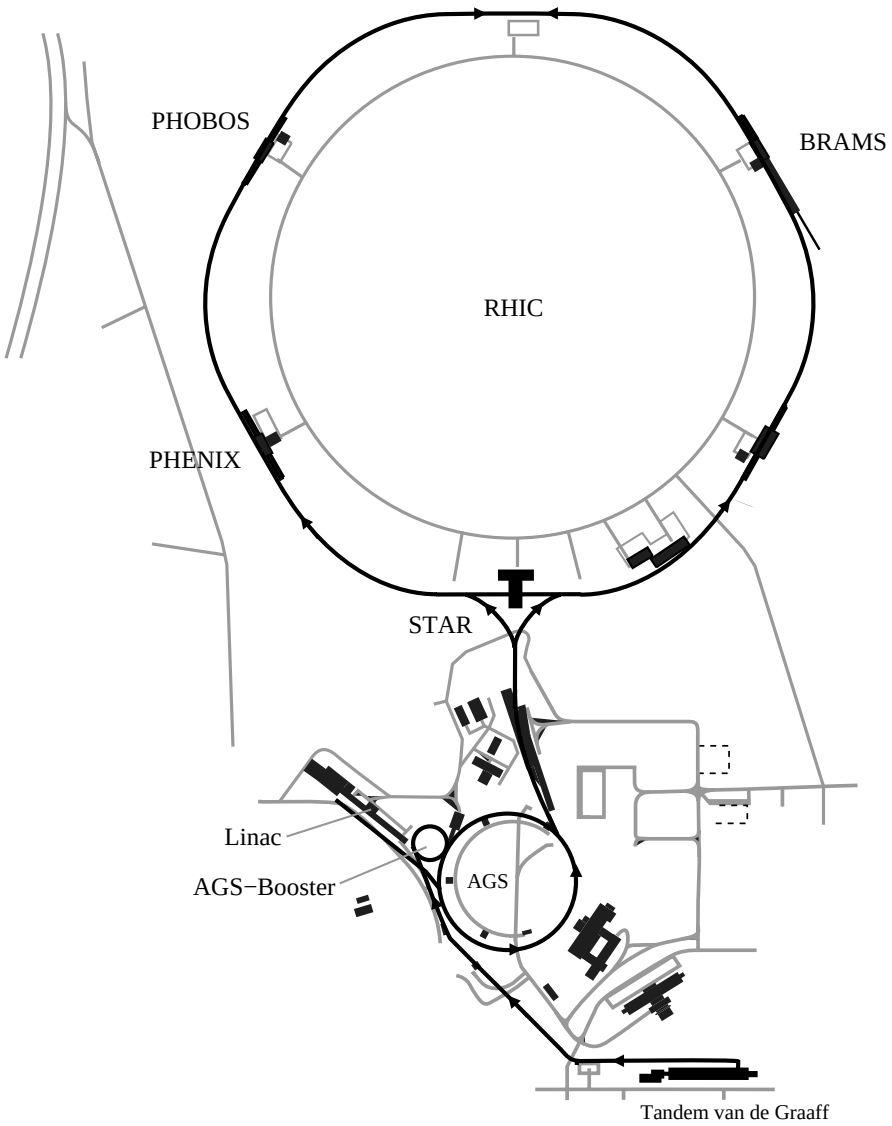

Abbildung 7.1: Karte des RHIC und der Vorbeschleuniger. Der Weg der Teilchenstrahlen ist dunkel hervorgehoben, die Strahlerzeugung wird im Text erläutert.

die Au^{+77}-Ionen zum AGS[1] (807.125 m Umfang). Hier werden sie auf 10 A GeV beschleunigt und erhalten beim finalen *stripping* ihre endgültige Ladung (Au^{+79}). Ablenkmagnete leiten den Strahl schließlich über einen weiteren Transferkanal im oder gegen den Uhrzeigersinn in die RHIC-Ringe.

[1] **A**lternating **G**radient **S**ynchrotron

Protonen stammen aus dem LINAC[2]. Ein polarisierter H^--Strahl von 200 MeV wird in den Booster injiziert. Beim *stripping* werden die H^--Ionen zu Protonen konvertiert, die dann auf 1.5 GeV beschleunigt werden. Vom Booster aus nimmt der Strahl den gleichen Weg wie die *Au*-Ionen: Der AGS beschleunigt die Protonen auf 28.3 GeV, anschließend werden sie in die RHIC-Ringe geleitet.

Das Design des RHIC sieht vor, daß sich gleichzeitig 60 Teilchenbündel (*bunches*) in jedem Ring des Beschleunigers befinden. Der AGS füllt die RHIC-Ringe in 20 Zyklen à drei Bündel innerhalb einer Minute. Komplett gefüllt, haben die Teilchenbündel einen mittleren Abstand von 64 m (212 ns) untereinander. Es dauert dann etwa eine weitere Minute, bis die Teilchenbündel von der Injektionsenergie auf die maximale Energie beschleunigt werden. Bei dieser Energie werden die Teilchenbündel für mehrere Stunden im Beschleuniger gehalten und stehen für Kollisionen in den Wechselwirkungszonen zur Verfügung [Hah02].

7.1.2 Die Experimente

Am RHIC-Beschleuniger gibt es vier Experimente, die unterschiedliche Strategien verfolgen, um ein QGP nachzuweisen: zwei große Experimente - PHENIX und STAR[3] - und zwei kleinere - BRAHMS[4] und PHOBOS.

Schwerpunkt des **STAR**-Experiments ist die Untersuchung der Produktion von Hadronen in einem großen Raumwinkelbereich auf der Basis einzelner Ereignisse [Har93]. Es wird eine großvolumige Spurendriftkammer (*Time Projection Chamber -TPC*) zur Spurverfolgung und Teilchenidentifizierung eingesetzt, die zusammen mit anderen Detektoren zur Energiebestimmung in einem großen zylinderförmigen Magneten untergebracht ist. Ferner sollen stark periphere Schwerionenkollisionen untersucht werden, um Photonwechselwirkungen in den dabei auftretenden starken elektromagnetischen Feldern zu studieren. STAR ist außerdem Teil des Spin-Programms am RHIC.

Das **BRAHMS**-Experiment untersucht geladene Hadronen über einen großen Rapiditäts- und Transversalimpulsbereich mit hoher Statistik [Vid94]. Es besteht im wesentlichen aus zwei hochauflösenden, schwenkbaren Magnetspektrometern, mit denen die baryonenreiche Fragmentationsregion in Vorwärtsrichtung und die baryonenarme Region hoher Temperatur senkrecht zur Strahlachse gleichzeitig untersucht werden kann. Mit diesem Aufbau können Teilchen jeweils nur in einem relativ klei-

[2] **LIN**ear **AC**celerator
[3] **S**olenoidal **T**racker **A**t **R**HIC
[4] **BR**oad **RA**nge **H**adron **M**agnetic **S**pectrometers

nen Raumwinkel gemessen werden, die Energie- und Impulsmessungen sind dafür sehr präzise.

Ziel des **PHOBOS**-Experiments ist schließlich die Suche nach seltenen Ereignissen [Wys94]. Dazu werden globale Größen wie die Teilchenmultiplizität aufgenommen und Korrelationsmessungen der Teilchen durchgeführt. Das Experiment besteht aus verschiedenen Silizium-Detektoren, die die Wechselwirkungszone umgeben. Zusätzlich stehen zwei hochauflösende Magnetspektrometer zur Verfügung, mit denen etwa ein Prozent der produzierten Teilchen sehr präzise untersucht werden kann.

Das vierte Experiment am RHIC ist das **PHENIX**-Experiment, dessen Aufbau nun ausführlicher vorgestellt werden soll.

7.2 Aufbau des PHENIX-Experiments

PHENIX besteht aus vier Spektrometern oder Armen (Abbildung 7.2): zwei Myonarmen, die primär zur Myonidentifizierung bei Vorwärtsrapidität eingesetzt werden, und zwei zentralen Armen für die Messung von Hadronen, Elektronen und Photonen bei mittlerer Rapidität. Zusätzlich kommen noch die sogenannten inneren Detektoren und ein Null-Grad-Kalorimeter zum Einsatz.

Für die in dieser Arbeit untersuchte Strahlzeit 2000 stand noch nicht der volle Detektorsatz zur Verfügung. Der Aufbau des PHENIX-Experiments in dieser Strahlzeit ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Zusätzlich sind die für die Strahlzeit 2001 geplanten und auch installierten Detektorkomponenten mit eingezeichnet.

7.2.1 Die zentralen Arme

Um eine gute Teilchenidentifizierung für verschiedene Teilchenarten zu ermöglichen, sind die zentralen Spektrometer ($-0.35 < \eta < 0.35, \Delta\phi = 90°$) aus vielen unterschiedlichen Bauteilen zusammengesetzt, die sich gegenseitig ergänzen; sie sollen nun im einzelnen vorgestellt werden. Die Beschreibung der Detektoren folgt dabei der tatsächlichen Anordnung im zentralen Arm von innen nach außen.

Zur Unterscheidung der beiden Spektrometer werden im folgenden die Bezeichnungen Ost- bzw. Westarm verwendet. Die Position der Detektoren wird in einem Koordinatensystem angegeben, das seinen Ursprung im Zentrum des zentralen Magneten hat. Die z-Achse verläuft entlang der Strahlachse.

Den Kollisionspunkt umschließt der zentrale Magnet ($-0.35 < \eta < 0.35$) zur Separation geladener Teilchen entsprechend ihres Impulses. Geladene Teilchen wer-

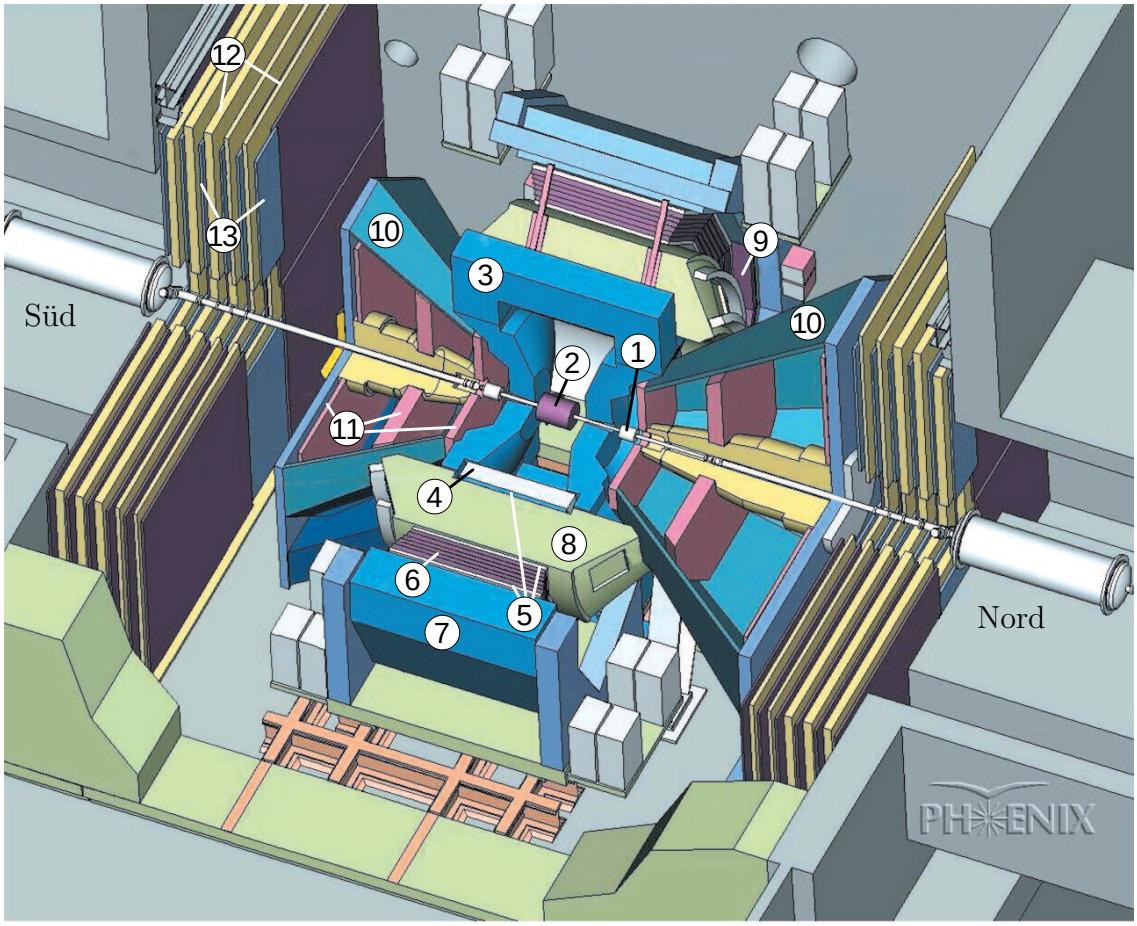

Abbildung 7.2: Schematische Darstellung des PHENIX-Experiments:
1. Start-Zähler (BBC), 2. Multiplizitäts-Vertex-Detektor (MVD), 3. zentraler Magnet, 4. Driftkammer (DC), 5. Pad-Kammern (PC), 6. Zeit-Expansions-Kammer (TEC), 7. elektromagnetisches Kalorimeter, 8. Ring-Imaging-Čerenkov-Detektor (RICH), 9. Flugzeitwand (TOF), 10. Myon-Magneten, 11. Myon-Tracking-Kammern (μT), 12. Absorberplatten, 13. Streamer-Tubes.

---

den durch das axiale Feld des Magneten in der x-y-Ebene abgelenkt. Die beiden Spulenpaare des zentralen Magneten können einzeln, zusammen oder gegensinnig betrieben werden und erreichen in Richtung der zentralen Arme eine maximale Ablenkung $\int Bdl = 0.78$ Tm. Da das magnetische Feld im RICH (s.u.) möglichst niedrig sein soll, nimmt es radial stark ab: $\int_{2.4\,\mathrm{m}}^{4.0\,\mathrm{m}} Bdl = 0.01$ Tm. Der Magnet hat eine Gesamthöhe von 9 m und wiegt 500 Tonnen.

Der innerste Detektor in jedem der Spektrometer ist die Driftkammer (DC) [Ria98]. Sie dient zur Spur- und Impulsmessung geladener Teilchen, die durch das Spektrometer fliegen. Die Driftkammer besteht aus 80 Drift-Zellen zu

je 40 Draht-Ebenen, die zylindersymmetrisch um die Strahlachse angeordnet sind. Jede Driftkammer deckt einen radialen Bereich von $202 < r < 246$ cm ab und überspannt $\Delta\phi = 90°$, $-80 < z < 80$ cm. Die Drahtebenen sind in einer besonderen X-U-V Konfiguration angeordnet: Die X-Ebenen laufen parallel zur Strahlachse, die U- und V-Ebenen sind um einen kleinen Winkel $\pm 5°$ verkipppt, um eine 3-dimensionale Spurrekonstruktion zu ermöglichen. Bei zentralen *Au+Au*-Kollisionen hat die DC so eine Drahtbelegung von ca. 2 Treffern pro Draht.

An der Rückseite der Driftkammer schließt sich die erste Pad-Kammer (PC1) an ($r_{innen} = 248$ cm), die zusammen mit ihren Partnerdetektoren PC2 und PC3 (s.u.) eine sehr präzise 3-dimensionale Spurrekonstruktion für geladene Teilchen ermöglicht [Nil99]. Die Pad-Kammern bestehen aus einlagigen Vieldraht-Proportionalkammern mit einer hochsegmentierten Kathodenebene, die zusammen eine Fläche von etwa 100 m^2 abdecken. Geladene Teilchen induzieren auf einem, *pixel* genannten, Kupferplättchen ein Signal. 9 *pixel* bilden ein *pad*. Die PC1 hat 34560 Auslesekanäle mit einer effektiven Auslesegröße auf dem Pad von 8.45×8.40 mm.

Hinter der PC1 folgt der zylindersymmetrisch geformte Ring-Imaging-Čherenkov Detektor (RICH), der wichtigste Detektor zur Elektronenidentifizierung [Aki99, Aki00]. In jedem Arm gibt es zwei identische RICH-Detektoren, jeder dieser Schwellen-Čerenkov-Detektoren besteht aus einem Gasgefäß, dünnen Reflektor-Spiegeln und einem Array von Photovervielfachern(PMTs) zur Detektion der Čerenkovphotonen. Als Čerenkovradiator wird CO_2 eingesetzt. Elektronen einer Energie größer 18 MeV erzeugen Čerenkovlicht im Gasradiator, Pionen mit Energien kleiner 4.9 GeV erzeugen hingegen kein Signal im RICH. Die Čerenkovphotonen werden von den Spiegeln reflektiert und auf die Photovervielfacher fokussiert. Wird eine minimale Anzahl von PMT-Treffern mit der Spur eines geladenen Teilchens assoziiert, so wird diese Spur einem Elektron zugeordnet.

Der Westarm enthält noch eine zweite Pixel-Pad-Kammer (PC2). Sie befindet sich unmittelbar hinter dem RICH ($r_{innen} = 419$ cm). Um die gleiche Ortsauflösung wie die PC1 zu erreichen, genügt aufgrund der höheren Entfernung zum Kollisionspunkt eine effektive Auslesegröße auf dem Pad von 14.25×13.553 mm bei ebenfalls 34560 Auslesekanälen. In Aufbau und Funktionsweise ist die PC2 identisch mit der PC1.

Im Ostarm schließt sich an den RICH eine Zeit-Expansions-Kammer (TEC) an ($410 < r < 500$ cm). Für sie gibt es kein Gegenstück im Westarm. Die TEC liefert zwei-dimensionale *Tracking*-Informationen in der r-ϕ-Ebene, aber keine Informationen zur z-Position der *Tracks*. Die Kammer trägt über eine dE/dx-Messung zur Elektron-Pion-Unterscheidung bei und ermöglicht durch eine hochauflösende Impulsbestimmung die Untersuchung geladener Teilchen mit hohem Transversal-

impuls [Ros99]. Die TEC enthält vier Drahtebenen, die sehr schnell ausgelesen werden können. Allerdings sind bisher nur zwei Ebenen instrumentiert. Die TEC befindet sich außerhalb des axialen magnetischen Feldes, deshalb kann man bei der Spurrekonstruktion von einer geraden Spur ausgehen.

Beide Arme enthalten noch eine weitere Pixel-Pad-Kammer PC3 ($r_{innen} = 490$ cm, Auslesegröße 16.7 × 16.0 mm). Allerdings wurde bisher nur die PC3 im Ostarm instrumentiert.

In einem Teil des Ostarms schließt sich ein Flugzeitdetektor (TOF) an ($r_{innen} = 510$ cm, $\Delta\phi = 30°$), der zusammen mit den Trackingdetektoren zur Identifizierung geladener Hadronen eingesetzt wird. Der Detektor ist hoch segmentiert und besteht aus 10 Platten (*panel*) mit je 96 Plastikszintillatorzählern mit Photovervielfacherauslese an beiden Enden. Die Zeitauflösung des TOF beträgt 80 ps, damit können Pionen und Kaonen bis zu einer Energie von 2.4 GeV getrennt werden. Zusätzlich zur Flugzeit liefern die Detektoren Informationen über die Longitudinalposition der Teilchen.

An den TOF schließen sich die beiden Arrays des Bleiglaskalorimeters (PbGl) an [Pei96], auf das aufgrund seiner großen Bedeutung für diese Arbeit in Kapitel 29 gesondert eingegangen wird.

Im übrigen Ostarm, direkt hinter der PC3, liegen zwei Arrays des Bleiszintillators PbSc ($\Delta\phi = 45°$) [Dav97]. Der gleiche Detektor bildet auch den Abschluß des Westarms. Der PbSc wird ebenfalls in Kapitel 7.2.4 näher beschrieben.

7.2.2 Die inneren Detektoren und der ZDC

Trigger, Zeitablauf und die Zentralität der Kollisionen werden mit Hilfe eines Beam-Beam-Counter-Paars (BBC) [Ike98] und zwei Zero-Degree-Kalorimetern (ZDC) bestimmt [Whi98, Adl01]. In der Zukunft wird zusätzlich ein Multiplicity-Vertex-Detector (MVD) eingesetzt werden [Ben99]. Der BBC besteht aus zwei identischen Detektoren, die zu beiden Seiten des Interaktionspunkts ($z = \pm 1.44$ m) entlang der Strahlachse positioniert sind ($3.0 < \eta < 3.9$, volle Azimutalüberdeckung). Er liefert das Startsignal für die Flugzeitmessung und bestimmt die Position des Kollisionspunkts. Die beiden Detektorteile bestehen aus Quarz-Čerenkov-Radiatoren, die von je 64 Photovervielfachern ausgelesen werden. Zeitpunkt und Position der Kollision werden durch den Laufzeitunterschied der Strahlteilchen an beiden Seiten bestimmt.

Den ZDC bilden ebenfalls zwei Teildetektoren, die sich zu beiden Seiten des Kreuzungspunkts ($z = \pm 18.25$ m) entlang der Strahlachse befinden. Die ZDCs sind hadronische Kalorimeter mit einer sehr kleinen Detektionsfläche ($\theta < 2$ mr um die

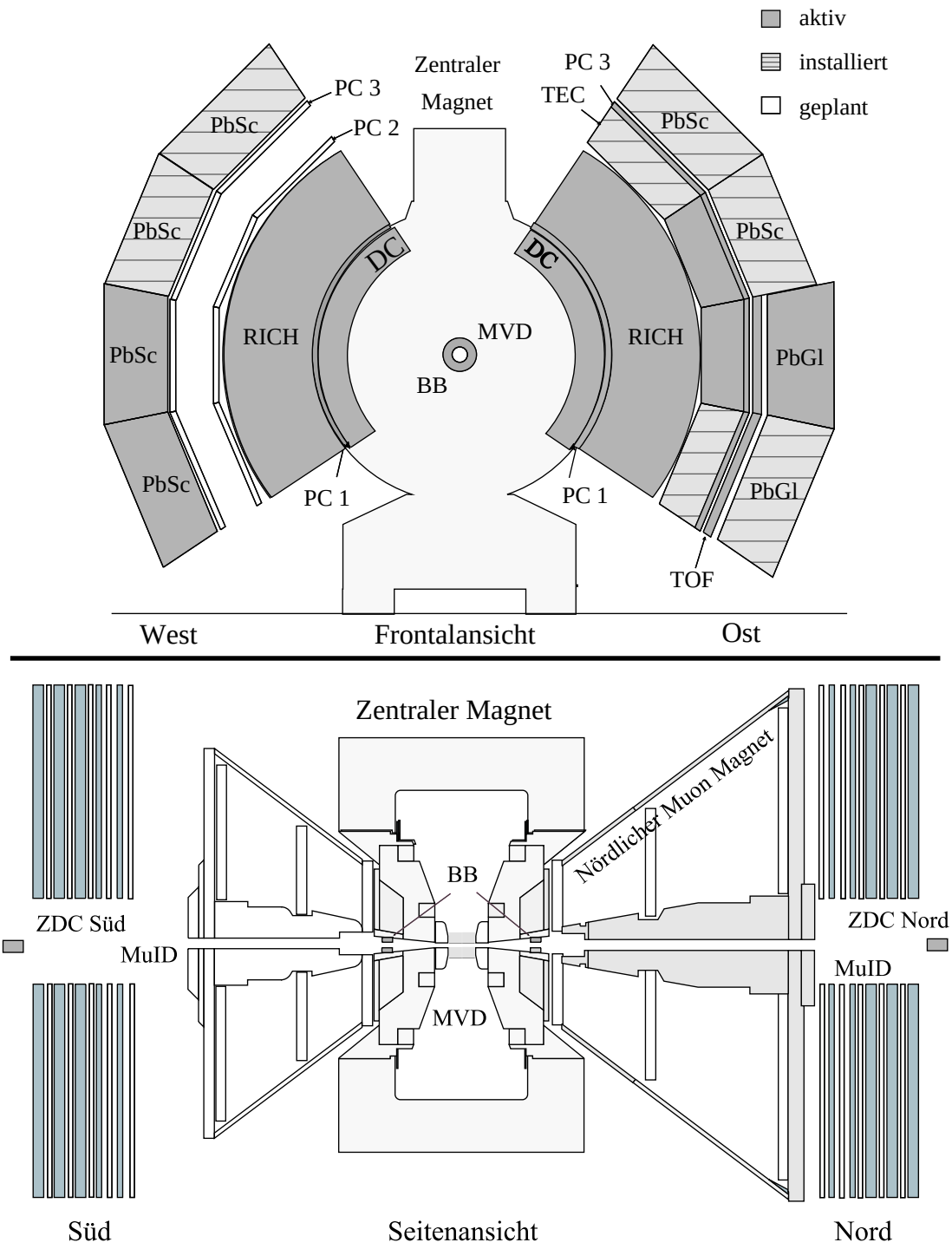

Abbildung 7.3: Aufbau des PHENIX-Experiments in der Strahlzeit 2000 in Frontal- und Seitenansicht. Die zur Verfügung stehenden Komponenten sind dunkelgrau, für die Strahlzeit 2001 vorgesehene Komponenten hellgrau eingezeichnet.

Strahlachse), die die Energie der Neutronen bestimmen, die durch die Kollision nicht abgelenkt werden, sondern in Strahlrichtung weiterfliegen. Ein Teildetektor besteht aus drei Modulen mit einer Tiefe von zwei hadronischen Wechselwirkungslängen, die von jeweils einem Photovervielfacher ausgelesen werden. Der ZDC mißt Eintreffzeitpunkt und Energie der Neutronen.

Der MVD ist ein hochsegmentierter *Silizium-Strip-* und *Pad-*Detektor. Er soll die Anzahl der bei der Kollision entstehenden geladenen Teilchen auf Ereignisebene messen. Außerdem soll er als *Trigger* eingesetzt werden und den Kollisionsvertex mit großer Genauigkeit festlegen. Der Detektor deckt neben dem vollen Azimutalwinkel- auch einen weiten Pseudorapiditätsbereich ab (-2.64 $< \eta <$ 2.64). Der Detektor besteht aus zwei Teilen: zwei konzentrischen Zylindern (-32 < z < 32 cm) und zwei Endkappen ($z = \pm 35$ cm). Jeder Zylinder besteht aus sechs Detektorschichten zu je 12 *panels* aus Silizium-Streifen. Die Endkappen bestehen jeweils aus 6 Silizium-*Pad-Wafern* zu je 252 Kanälen. Wenn der MVD voll instrumentiert ist, werden etwa 35000 Datenkanäle ausgelesen; er wurde in der Strahlzeit 2000 noch nicht eingesetzt.

7.2.3 Die Myonarme

Die beiden Myonarme werden zur Messung von Myonen in Vorwärtsrapidität ($|y| = 1.2 - 2.4$) eingesetzt. Mit ihnen können beispielsweise die Produktion von Vektormesonen, die in $\mu^+\mu^-$-Paare zerfallen, oder Drell-Yan-Prozesse untersucht werden. Einzelne Myonen mit hohem Transversalimpuls liefern Informationen über die Produktion schwerer Quarks und von Z- oder W-Bosonen. Jeder Myonarm muß neben Identifizierung und Spurverfolgung der Myonen eine gute Unterdrückung von Pionen und Kaonen erlauben. Aus diesem Grund werden sowohl ein Myon-Tracker (μTr) als auch ein Myon-Identifier (μID) eingesetzt. Der μTr besteht aus einem Magnetspektrometer mit radialem Magnetfeld, der μID aus einer schichtweisen Anordnung von Absorber- und *Tracking*-Schichten.

Jeder Arm des μTr besteht aus drei Kathodenstreifen-Kammern (CSC), die sich innerhalb der Endkappen des achteckigen Myon-Magneten befinden ($z_1 = \pm 160$ cm, $z_2 = \pm 300$ cm, $z_3 = \pm 460$ cm). Verschiedene Verkippungen der Kathodenstreifen- und Ausleseebenen helfen, die Spurverfolgung zu verbessern.

Der Myon-Identifier folgt dem Myon-Tracker und besteht aus 6 Stahlplatten, die abwechselnd mit Streamer-Tube-Detektoren geschichtet sind. Die erste, 30 cm starke Absorberplatte dient außerdem als Rückseite des Myon-Tracker-Magneten. Die übrigen Absorberplatten haben eine Stärke von 10 bzw. 20 cm und ergeben eine untere Energieschwelle der Myonen von 1.9 GeV. Der μID überragt mit einer Höhe von 10.18 m sogar die Detektoren der zentralen Arme.

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

Tabelle 7.1: Technische Daten eines Bleiszintillatormoduls.

7.2.4 Das EmCal

Das elektromagnetische Kalorimeter EmCal wird für die Bestimmung der Energie und Position von Photonen und Elektronen eingesetzt [Aph02]. Ferner dient es zur Teilchenidentifizierung und ist Teil des Triggersystems des Experiments. Das EmCal besteht aus zwei unterschiedlichen hochsegmentierten Detektorgruppen, einem Bleiglasdetektor (PbGl) und einem Bleiszintillator (PbSc). Es gibt im Experiment zwei PbGl-Sektoren und sechs PbSc-Sektoren (vgl. Abb. 7.3), die zusammen 24768 Auslesekanäle haben. Zur Strahlzeit im Jahr 2000 standen zwei PbSc-Sektoren im Westarm und ein PbGl-Sektor, direkt gegenüber liegend, im Ostarm zur Verfügung. Die beiden Detektorgruppen sollen im folgenden getrennt voneinander vorgestellt werden.

PbSc in PHENIX

Beim PbSc-Detektor wird eine "Schaschlik"-Technologie verwendet (*shashlik-type detector*); er besteht aus sich abwechselnden Bleiabsorber- und Szintillatorplatten[5], die durch Lichtleiter ausgelesen werden [Fes85]. Die 15552 einzelnen Detektoreinheiten (*Tower*) decken eine Gesamtfläche von ca. 48 m^2 ab und befinden sich in einer Entfernung von etwa 5.3 m vom Kollisionspunkt. Die technischen Daten des PbSc

[5]Die Szintillatorplatten bestehen aus Polystyrol mit einer Beimischung von 1.5 % PTP (p-Terphenyl) als Fluoreszensstoff und 0.04 % POPOP (1,4-Di-[2-(5-Phenyloxazoyl)]-Benzol $C_{24}H_{16}N_2O_2$) als Wellenlängenschieber.

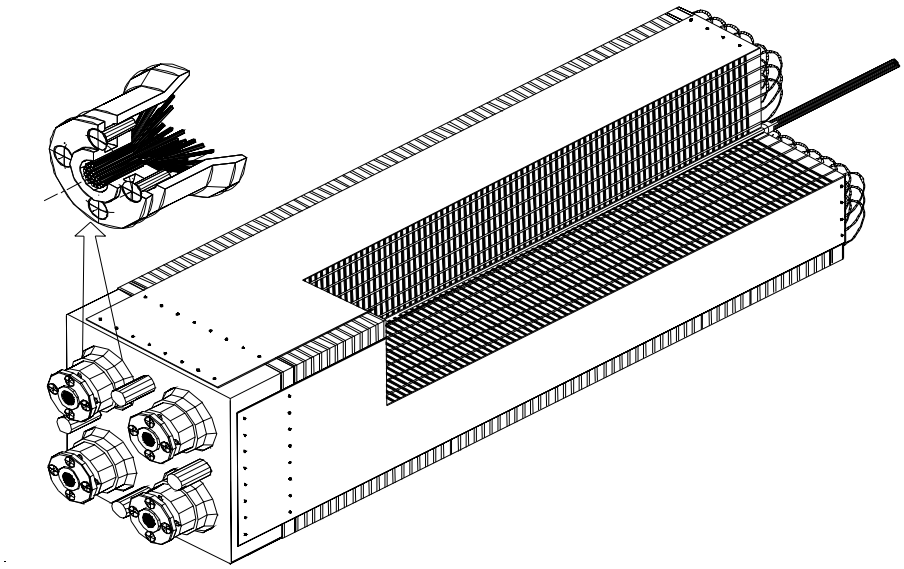

Abbildung 7.4: Schematische Darstellung eines PbSc-Moduls. Gezeigt ist die Stapelung der Szintillator- und *Pb*-Plättchen, das Lichtleiterauslesesystem mit Faserbündelung (vorne links) und der durchlässige Lichtleiter zur Lasereinkopplung in der Modulmitte.

sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt [Dav96, Dav98]. Die Grundeinheit des Detektors bildet ein Modul, das in vier optisch unabhängige *Tower* unterteilt ist. Jede Szintillatorschicht besteht aus vier identischen Plättchen (*Tile*), mit je 36 Löchern für die Auslese-Lichtleiter. Eine Ecke der Plättchen ist abgeflacht, so daß beim Zusammensetzen der Plättchen in der Mitte ein Durchgang bleibt, durch den ein weiterer Lichtleiter ein Lasersignal einkoppeln kann, durch das Schwankungen in der Auslese des Detektors kontrolliert werden können. Ein Aufriß eines Moduls ist in Abbildung 7.4 gezeigt. Abgesehen von der Eckaussparung, sind die Kanten der Plättchen durch Aluminium verspiegelt, an den Seiten der Plättchen wird das Licht durch TYVEK-Papier[6] reflektiert. Die vier Szintillatorquadranten bilden zusammen mit einem *Pb*-Absorberplättchen eine Zelle. Ein Stapel aus 66 Zellen wird schließlich zu einem Modul zusammengeschweißt. 6×6 Module werden zur mechanischen Stabilisierung und zwecks einer exakteren Positionierung im Experiment zu einem Supermodul verbunden.

Das in den *Towern* erzeugte Szintillationslicht wird über Lichtleiter, die mit einem wellenlängenschiebenden Material dotiert wurden und die Szintillatorplättchen verbinden, gesammelt. Jeder *Tower* wird von 2×18 Lichtleitern durchquert,

[6] TYVEK ist ein äußerst reißfestes Polyäthylen-Faservlies mit ähnlichen Reflektionseigenschaften wie Aluminiumfolie.

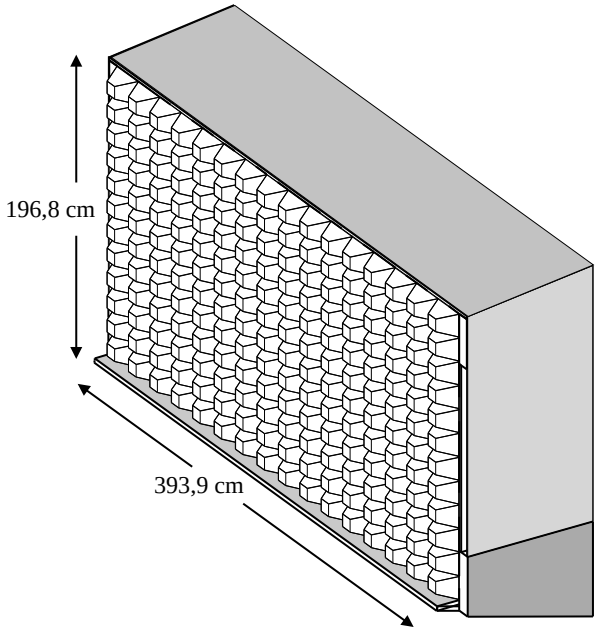

Abbildung 7.5: Schematische Darstellung eines der beiden PbGl-Sektoren mit 12×16 Supermodulen und Trägerkonstruktion. Gezeigt ist die Implementierung des Sektors in einer GEANT-Computersimulation des PHENIX-Experiments.

wobei jeder Lichtleiter einen Tower zweimal durchläuft und an beiden Enden durch Photovervielfacher ausgelesen wird. Auf diese Weise wird das Lichtsignal verstärkt und die Abhängigkeit des Signals von der Schauertiefe im Modul herabgesetzt. Die notwendige Anzahl der Auslesefasern pro Tower ergibt sich aus der Forderung, daß jedes im Szintillator emittierte Photon von einer Faser eingefangen werden soll, bevor es eine Distanz in Größenordnung der Strahlungslänge X_0 durchlaufen hat [Ato92]. Die 18 Fasern werden am Modulende zur Auslese optisch gebündelt.

Um Verstärkungsschwankungen des Detektors zu überwachen, wird das Signal eines YAG-Lasers aufgesplittet und über Lichtleiter in jedes einzelne Modul geleitet. Diese "undichte" Faser wurde so konstruiert, daß das austretende Licht das Tiefenprofil eines elektromagnetischen Schauers eines 1 GeV Teilchens imitiert.

PbGl in PHENIX

Für den PbGl-Detektor wurde ein Teil des in Abschnitt 3.2.5 bereits beschriebenen LEDA-Detektors des WA98-Experiments in anderer geometrischer Anordnung wieder verwendet. Jeder Sektor (vgl. Abbildung 7.5) besteht aus 16×12 Supermodulen, so daß der PbGl insgesamt 9216 Auslesekanäle hat. Durch die kompakte Bauweise

	PbGl	PbSc
Kanäle	9216	15552
Sektoren	2	6
Tower pro Modul	-	4
Module pro Supermodul	6×4	6×6
Supermodule pro Sektor	192 (16×12)	18 (6×3)
Supermodule-24 pro Sektor	192	-
Supermodule-144 pro Sektor	32	18
Module	9216	3888
Supermodule	384	108

Tabelle 7.2: Geometrie des EmCal.

konnten die Supermodule einfach neu kombiniert werden, ohne daß die Kalibration verlorenging. Lediglich in der Länge mußten die einzelnen Supermodule an die neue Umgebung angepaßt werden. Die Hochspannung für jeden Photovervielfacher wird, wie im WA98-Experiment, direkt auf der Base erzeugt [Neu95]. Sie wird für jeden Photovervielfacher einzeln durch ein Kontrollsystem (HIVOC[7]) geregelt. Jedes HIVOC ist in der Lage, 2048 Photovervielfacher zu kontrollieren.

Eine große Herausforderung bestand darin, die beiden unterschiedlichen Teildetektoren des EmCal zu einem Detektor zusammenzubringen. Unterschiedliche Segmentierungen, Bezeichnungen und Funktionsweisen mußten durch die Software ausgeglichen werden. In Tabelle 7.2 sind die unterschiedlichen geometrischen Daten und Bezeichungen der beiden Teildetektoren dokumentiert.

Die Ausleseelektronik

Im PHENIX Experiment wird eine neu entwickelte Ausleseelektronik eingesetzt, die für PbSc und PbGl gleichzeitig entwickelt wurde und auch in weiteren Detektoren des Experiments Verwendung findet [All99]. Ihr Design baut auf der am LEDA-Detektor im WA98-Experiment eingesetzten Technologie auf, die in [You94] ausführlich erläutert wird. Die Ausleseelektronik ist auf sogenannten Frontendkarten (*Front End Elektronics*, FEE) untergebracht. Ein FEE liest 144 Kanäle aus. Für den PbGl-Detektor sind das sechs Supermodule, im Fall des PbSc kann ein FEE genau ein Supermodul auslesen. Da eine grundsätzliche Kenntnis der Arbeitsweise der Aus-

[7] HIgh VOltage Controller

leseelektronik zum Verständnis der in Abschnitt 8.3.2 diskutierten Analyseschritte unerläßlich ist, soll sie hier kurz vorgestellt werden:

Das Signal des Photovervielfachers wird verstärkt und in einem Ladungsintegrator aufsummiert. Das integrierte Signal gelangt anschließend in einen weiteren Verstärker, der über zwei unterschiedliche Verstärkungsbereiche verfügt. Hier wird das Signal in ein unverändertes Signal und ein um den Faktor 16 verstärktes Signal aufgespalten. Die tatsächlichen Verstärkungsfaktoren variieren zwischen den Auslesekanälen und müssen individuell angepaßt werden (vgl. Abschnitt 35). Durch die unterschiedlichen Verstärkungsbereiche wird die Auflösung bei niedrigen Signalen erhöht. Außerdem liefert der Verstärker ein Signal, das in der Triggerlogik zur Konstruktion einer sehr schnellen Triggerentscheidung verwendet wird, um Ereignisse, die Teilchen hoher Energie enthalten, herauszufiltern.

Parallel zur Energieinformation wird aus dem Signal des Photovervielfachers ein Zeitsignal extrahiert, mit dem der Zeitpunkt, zu dem ein Teilchen das EmCal erreicht, relativ zum Signal des Startzählers bestimmt werden kann. Dieses Zeitsignal wird zur Photonenidentifizierung eingesetzt (vgl. Abschnitt 8.3.4).

Die beiden unterschiedlich verstärkten Energieinformationen und das Zeitsignal werden anschließend in einer analogen Speichereinheit (AMU[8]) zwischengelagert. Die AMU ist ein zyklischer Speicher, der aus 64 identischen Kondensatoren besteht. Die AMU wird im Takt der *RHIC-beam-clock*[9] jeweils um eine Speicherzelle weitergeschaltet, so daß nach 64 Zeittakten der alte Wert überschrieben wird. Die Speicherzeit von etwa 7 μs reicht aus, um die Zeitspanne von 40 *RHIC-beam-clock*-Zeittakten, die die Triggerlogik bis zu einer Entscheidung braucht, zu überbrücken.

Fällt die Triggerentscheidung, werden pro Information (Energie und Zeit) zwei AMU-Speicherzellen ausgelesen. Eine vor Eintreffen des Signals (Pre-Zelle) und eine danach (Post-Zelle). Im Experiment wird ein Abstand zwischen Pre- und Post-Zelle von 4 Speicherzellen (424 ns) verwendet. Anschließend wird der Wert der Pre-Zelle vom Wert der Post-Zelle abgezogen und das Ergebnis zur weiteren Datenverarbeitung [Adl02a] digitalisiert. Durch dieses Subtraktionsverfahren werden Rauscheffekte automatisch unterdrückt. Auswirkungen dieser Methodik auf die Datenanalyse werden in Abschnitt 8.3.2 diskutiert.

[8] Analog Memory Unit

[9] Die 9,43 MHz *RHIC-beam-clock* ist ein zentral an alle Experimente verteiltes Zeitsignal, daß zur Synchronisation aller Prozesse der Triggerlogik und der Datenerfassung mit den Wechselwirkungen der Teilchen-*bunches* eingesetzt wird. Der Zeittakt von 106 ns berücksichtigt bereits eine geplante Erweiterung des RHIC zu 120 Teilchenbündeln pro Beschleunigerring.

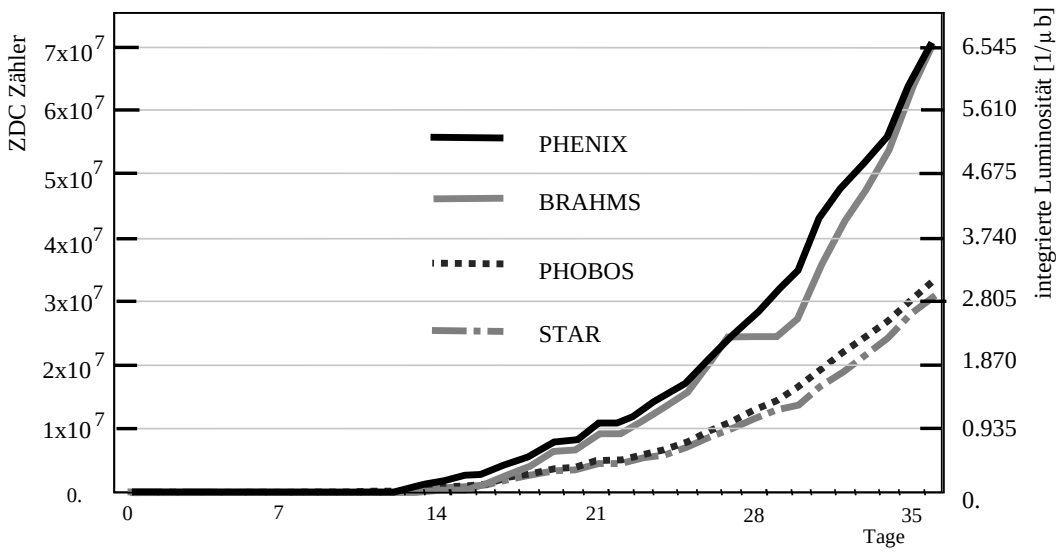

Abbildung 7.6: Anzahl der ZDC-Koenzidenzen und integrierte Luminosität als Funktion der Zeit für die letzten 36 Tage der Strahlzeit 2000 für alle vier Experimente am RHIC.

7.3 Die Strahlzeit 2000

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse beruhen auf der Auswertung von Daten, die während der ersten Strahlzeit des RHIC von Mai bis September 2000 genommen wurden. Am 15. Juni 2000 konnten die ersten Kollisionen des RHIC im PHENIX-Experiment beobachtet werden. Nach einer Anfangsphase mit einer Schwerpunktsenergie pro Nukleonpaar von $\sqrt{s_{NN}} = 70$ GeV wurde die Energie des Beschleunigers erhöht. Alle hier gezeigten Ergebnisse beziehen sich auf eine Strahlenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. Während der Strahlzeit wurde die Stabilität des Teilchenstrahls im Beschleunigerring und die Qualität der Strahlsteuerung in der Wechselwirkungszone ständig verbessert, so daß der Großteil der Daten zum Ende der Strahlzeit aufgenommen werden konnte. Abbildung 7.6 zeigt die Anzahl der ZDC-Koinzidenzen und die integrierte Luminosität als Funktion der Zeit für die letzten 36 Tage der Strahlzeit 2000 für alle vier Experimente am RHIC [Ros00]. Es wurde eine mittlere Luminosität von $\langle L \rangle = 2 \times 10^{25}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ mit 56 Teilchen-*bunches* pro Ring und einer Ionendichte von 5×10^8 *Au*-Ionen/*bunch* erreicht. Nach grundsätzlichen Einschränkungen durch die in Abschnitt 8 beschriebene Ereignisauswahl stehen für die Auswertung in dieser Arbeit etwa zwei Millionen Ereignisse zur Verfügung.

8. Analyse der PHENIX-Daten

Nach der Beschreibung des Experiments sollen nun die zur Analyse der aufgezeichneten Daten notwendigen Schritte vorgestellt werden. Zuerst werden allgemeine Kriterien zur Auswahl geeigneter Ereignisse und ihre Einteilung entsprechend der Zentralität der Reaktion diskutiert. Anschließend wird ausführlich auf die Auswertung der EmCal-Daten eingegangen. Nach einer Beschreibung der technischen Realisierung der Analyse werden schließlich die Besonderheiten azimutaler Winkelkorrelationen im PHENIX-Experiment erläutert.

8.1 Auswahl der Ereignisse

Zu Beginn der Auswertung werden die aufgezeichneten Daten auf ihre Verwendbarkeit für die Photon-Korrelationsanalyse untersucht. Entsprechend den Informationen, die während der Datennahme vermerkt wurden, werden *Runs*, bei denen technische Probleme auftraten oder bei denen besondere Einstellungen zur Untersuchung des Detektorverhaltens vorgenommen wurden, von der weiteren Analyse ausgeschlossen.

Weiterhin soll sichergestellt werden, daß der Vertex der Kollision in einem bestimmten Bereich innerhalb der Wechselwirkungszone der beiden RHIC-Teilchenstrahlen liegt. Durch Einschränkung des Zeitfensters zwischen den Triggersignalen der beiden BBC-Detektoren wurden bereits während der Datennahme einzelne Bereiche der Kreuzungspunkte ausgewählt. Die Position des Reaktionsvertex entlang der Strahlachse (z) ist in der Analyse zugänglich und ist in Abbildung 8.1 für eine Auswahl der Daten gezeigt. Für die weitere Analyse wurden nur Ereignisse mit einer BBC-z-Position des Vertex von $|z| < 30$ cm verwendet. Reaktionen außerhalb dieses Bereichs werden für Detektorstudien eingesetzt, die besonders in der Frühphase des Experiments von großer Bedeutung sind. Zusätzlich wurden noch Einschränkungen auf das Zeitfenster zwischen den Triggersignalen der beiden BBC-Detektoren ($|t_{BBC}| < 10$ ns) und das Signal des ZDC vorgenommen, um Untergrundereignisse zu unterdrücken. In der Analyse wurden sowohl Ereignisse mit aus- als auch mit eingeschaltetem Zentralmagneten berücksichtigt, um eine möglichst hohe Statistik zu erreichen.

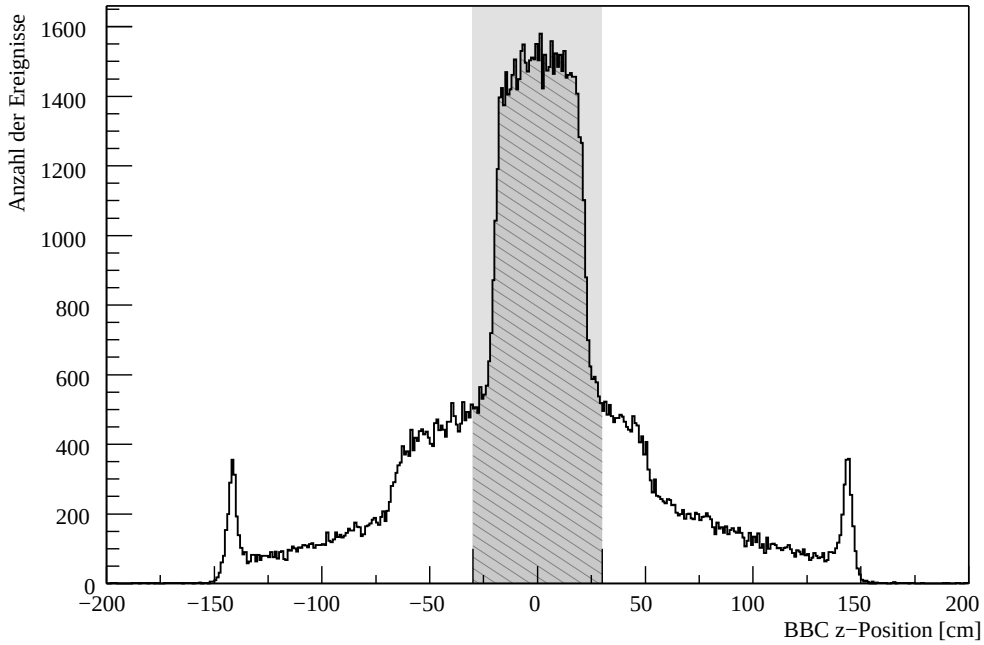

Abbildung 8.1: Position des Reaktionsvertex entlang der Strahlachse z, bestimmt mit dem BBC. Eingezeichnet ist der Vertexbereich der in der Analyse berücksichtigten Ereignisse.

8.2 Zentralitätsbestimmung

Im PHENIX-Experiment wird die Zentralität der Reaktion über eine Kombination der Signale des BBC und des ZDC bestimmt. Der BBC mißt die Multiplizität der geladenen Teilchen bei $3.0 \leq \eta \leq 3.9$, der ZDC mißt die Energie der freien Neutronen, die nicht in Deuteronen oder schwereren Kernfragmenten gebunden sind, und die durch die Kollision nicht abgelenkt werden (vgl. Abschnitt 7.2.2). Abbildung 8.2 zeigt die Energie im ZDC als Funktion der Ladung im BBC beispielhaft für einen *Run*. Mit steigender Zentralität der Reaktion steigt auch die Multiplizität der in der Reaktion erzeugten geladenen Teilchen und damit die gemessene Ladung im BBC. Für das ZDC-Signal ist der Zusammenhang mit der Zentralität nicht so eindeutig. Fliegen die *Au*-Ionen ohne Wechselwirkung aneinander vorbei, so werden sie durch die RHIC-Magneten wieder ins Strahlrohr geleitet und somit vom ZDC weggelenkt[1]. Mit zunehmender Zentralität der Reaktionen entstehen Verdampfungsneutronen aus

[1] Auch wenn die Kerne mit einem so großen Abstand aneinander vorbeifliegen, daß es nicht zu einer hadronischen Wechselwirkung kommt, können durch Coulomb-Wechselwirkung Neutronen freigesetzt werden, die auf den ZDC treffen. Es gilt $\sigma_{ZDC} = \sigma_{Hadron} + \sigma_{Coulomb}$ mit $\sigma_{Hadron} = 6.8$ b und $\sigma_{Coulomb} = 3.7$ b bei $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. Jeder dritte ZDC-Trigger wird durch Coulomb-Wechselwirkung erzeugt [Nys01].

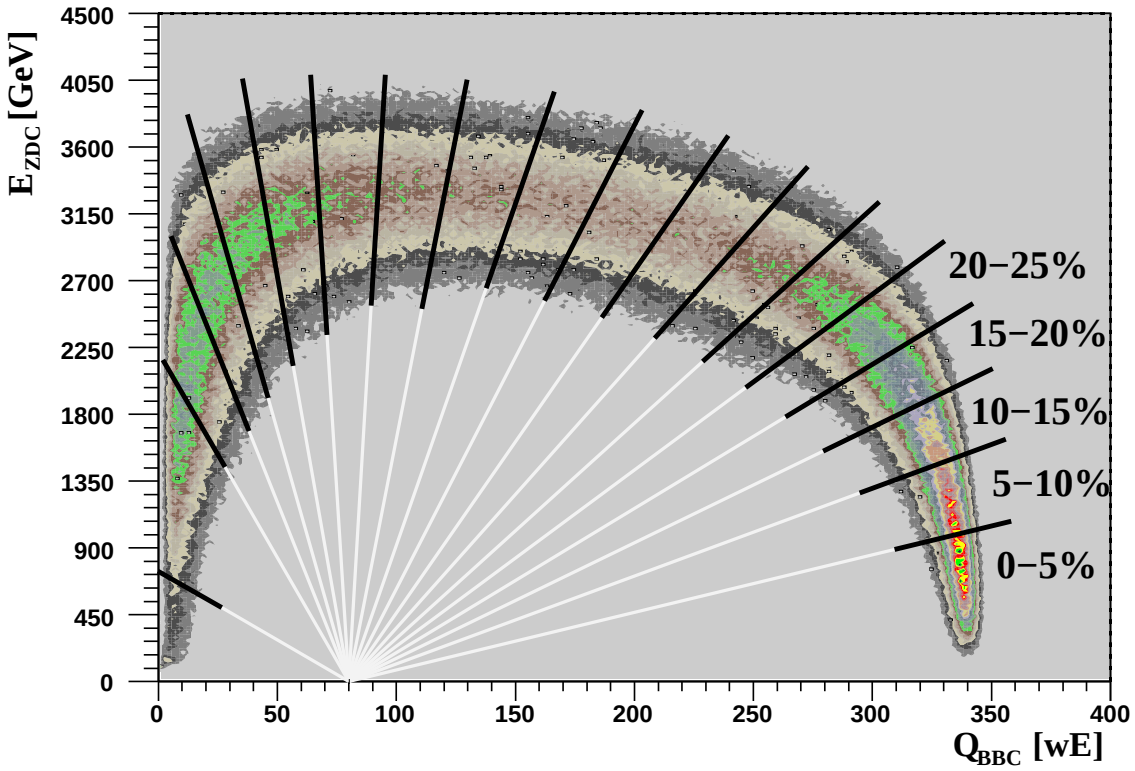

Abbildung 8.2: ZDC-Signale ($ZDC_{Nord}+ZDC_{Süd}$) als Funktion des BBC-Signals in willkürlichen Einheiten (wE). Eingezeichnet ist die Einteilung der Verteilung in verschiedene Zentralitätsklassen. Die Vorgehensweise wird im Text beschrieben.

den Kernfragmenten der *Spectator*-Teilchen, die im ZDC detektiert werden, da sie nicht mit den übrigen *Spectator*-Resten abgelenkt werden. Da außerdem mit steigender Zentralität die Fragmentation der *Spectator*-Teilchen zunimmt, werden diese Effekte verstärkt; es entstehen mehr freie Neutronen. Nimmt die Zentralität der Reaktion noch weiter zu, so wird der Anteil der freien Neutronen im ZDC wieder kleiner, da die Zahl der *Spectators* abnimmt. Bei ganz zentralen Reaktionen ist das ZDC-Signal null, da alle Teilchen an der Reaktion teilnehmen.

Im PHENIX-Experiment werden zwei unterschiedliche Methoden angewendet, aus dem ZDC-BBC-Bild eine Einteilung der Ereignisse in Klassen ähnlicher Zentralität zu erhalten, die beide den tatsächlichen Zentralitätsverlauf gut annähern. Im folgenden soll die Methode vorgestellt werden, die für die Zentralitätsauswahl in dieser Arbeit verwendet wurde; eine Darstellung der Alternativmethode findet

sich beispielsweise in [Adc01]. Es wird der Winkel der Ereignisse im ZDC-BBC-Bild relativ zu einem festen Punkt (BBC_0, ZDC_0) berechnet. Dann gilt

$$\tan\varphi = \frac{(ZDC - ZDC_0)/ZDC_{MAX}}{(BBC - BBC_0)/BBC_{MAX}}. \tag{8.1}$$

Die Winkelverteilung aller Ereignisse wird in 5%-Schritten in einzelne Klassen des Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitts unterteilt. Je nach Winkel definiert sich dann die Zentralitätsklasse eines Ereignisses. Die φ-Grenzen zwischen den Zentralitätsklassen sind in Abbildung 8.2 eingezeichnet, die Werte werden in Anhang C angegeben.

Bei einer Einteilung der Reaktionen entsprechend ihres Stoßparameters b ergibt eine Simulation im ZDC-BBC-Bild keine klaren Grenzen zwischen den Zentralitätsbereichen. Eine Glauberrechnung mit einer einfachen Simulation des BBC- und ZDC-Signals [Kel00] zeigt, daß die Orientierung der überlappenden Zentralitätsbereiche durch Strahlen charakterisiert werden kann, die sich alle in einem Punkt zu treffen scheinen. BBC_0 und ZDC_0 werden nun in der Analyse der Daten so gewählt $(0.2 * BBC_{MAX}, 0.)$, daß sie die Orientierung der Bereiche im Modell möglichst gut beschreiben. Die Anzahl der *Participants* und die Anzahl der Kollisionen, die sich aus dieser Glauberrechnung für die einzelnen Zentralitätsklassen ergeben, sind ebenfalls in Anhang C aufgeführt.

8.3 Analyse der EmCal-Daten

Die beiden Teildetektoren des Emcal-Detektors, PbGl und PbSc, stellen sehr unterschiedliche Anforderungen an die Analysesoftware. In der Analyse der PbGl-Daten konnte auf Erfahrungen aus dem WA98-Experiment zurückgegriffen werden. So konnte beispielsweise die Kalibration der Module als Startwert für eine weitere Optimierung übernommen werden. Für die Analyse des PbSc mußten die Algorithmen allerdings vollständig neu entwickelt werden. Ziel der Entwicklung der Analysesoftware für das EmCal war eine einheitliche Schnittstelle, die ohne Kenntnis der internen Unterschiede zwischen den beiden Detektorgruppen eine Untersuchung physikalischer Problemstellungen ermöglicht. Dieser Abschnitt konzentriert sich auf die Analyse der PbGl-Daten. Zu Besonderheiten der Analyse der PbSc-Daten wird gegebenenfalls auf die entsprechende Referenz verwiesen.

8.3.1 Die Teststrahlzeit 1998

In einer Teststrahlzeit im Spätsommer 1998 am CERN SPS-H6 Teststand wurden einzelne Module des PbSc und des PbGl getestet [Awe02]. Dazu stand ein Elektronenstrahl im Energiebereich von 10 - 80 GeV und ein π^+-Strahl einer Energie von 40 GeV zur Verfügung. Es wurde die Detektorantwort sowohl auf senkrecht einfallende, als auch auf schräg auf die Detektoroberfläche treffende Teilchen bestimmt. Für die im Proton-Programm des RHIC mit dem Kalorimeter zu bestimmenden Energiebereiche lagen bis dahin keine Testergebnisse vor, so daß das Hauptaugenmerk der Teststrahlzeit auf der Bestimmung der Energie- und Ortsauflösung sowie besonders der Linearität im Antwortverhalten der Detektoren bei sehr hoher Einschußenergie lag.

Im folgenden soll kurz auf die wesentlichen Ergebnisse der Auswertung der PbGl-Daten eingegangen werden [Mex99]. Es stellt sich heraus, daß die Energieauflösung bei einer Einschußenergie $E_0 > 30$ GeV von der bisher im WA98-Experiment verwendeten Parametrisierung [Büs97, Kle00] abweicht. Die ebenfalls vom WA98-Experiment übernommene Ortsrekonstruktionsmethode ergibt allerdings eine mit früheren Testmessungen für $E_0 < 30$ GeV im Rahmen der Fehler kompatible Ortsauflösung. Am stärksten fallen Unterschiede in der (Nicht)linearität des Antwortverhaltens des PbGl zur Extrapolation der Meßwerte bei kleiner Strahlenergie auf. Die Ergebnisse der Teststrahlzeit können allerdings auch durch veränderte Simulationsparameter nicht beschrieben werden [Kle00, Mer00]. Die Abweichung ist bisher nicht verstanden. Da ähnliche Abweichungen auch in der Analyse der PbSc-Daten auftreten, werden zur Erklärung unter anderem Nichtlinearitätseffekte in der Ausleseelektronik vermutet. Untersuchungen zur Winkelabhängigkeit der Antwortfunktion und zur Photonenidentifizierung bestätigen die bereits im WA98-Experiment eingesetzten Parametrisierungen.

Die oben angeführten Abweichungen zu den bisher verwendeten Werten sind aufgrund der relativ kleinen in der ersten PHENIX-Strahlzeit auftretenden Energie der bei den Kollisionen emittierten Teilchen bisher im PbGl nicht berücksichtigt worden. Dies muß für kommende Strahlzeiten allerdings neu überdacht werden. Die Ergebnisse der Auswertung der PbSc-Daten der Teststrahlzeit sind hingegen in die hier diskutierte Analyse größtenteils eingeflossen, da bisher weniger Referenzmessungen zur Verfügung standen.

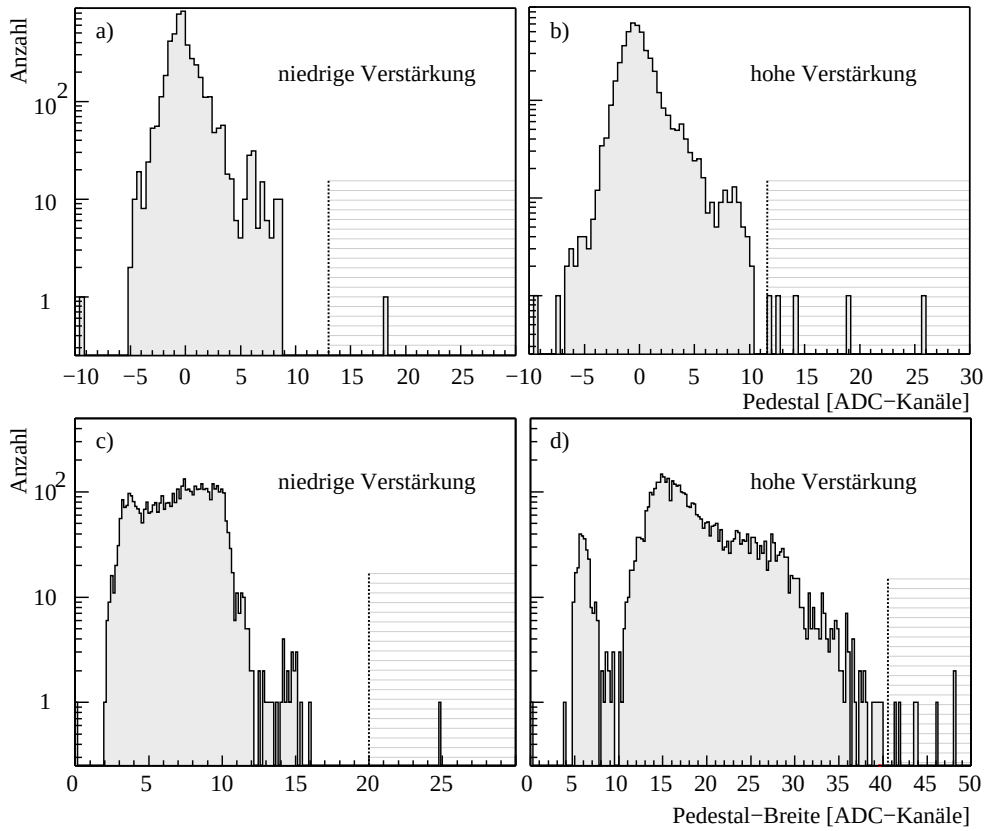

Abbildung 8.3: a+b) Verteilung der mittleren Pedestalwerte pro Auslesekanal für niedrigen und hohen Verstärkungsbereich beispielhaft für den Run 8969. c+d) Verteilung der Standardabweichung pro Auslesekanal.

8.3.2 Verarbeitung der ADC-Signale

Bevor man die ADC-Signale der Ausleseelektronik in Energieäquivalente umrechnen kann (Abschnitt 8.3.3), müssen verschiedene Anpassungen und Korrekturen durchgeführt werden, die sich aus dem Arbeitsprinzip der Ausleseelektronik ergeben, wie es in Abschnitt 30 skizziert wurde.

Pedestal-Korrektur

Wie bereits erwähnt, wird der ADC-Wert eines Verstärkungsbereichs aus der Differenz der Signale der Pre- und der Post-Speicherzelle des AMU-Speichers berechnet. Hierbei wird der Rauschanteil der Signale automatisch mit abgezogen[2], was einen

[2]Der Rauschanteil der Signale wird üblicherweise als *Pedestal*-Rauschen bezeichnet.

großen Vorteil dieser Vorgehensweise darstellt. Da die einzelnen Speicherzellen unterschiedliche Nullniveaus (*offset*) haben, kommt es bei der Differenzbildung jedoch zu ADC-Werten, die von Null abweichen, auch wenn kein äußeres Signal anliegt. Diese Abweichungen werden im folgenden, abweichend von der üblichen Konvention (siehe Fußnote), als *Pedestal* bezeichnet.

Die Pedestal-Werte müssen vor der eigentlichen Datennahme für jeden Auslesekanal und jede der 64 Speicherzellen getrennt voneinander bestimmt werden. Es stellt sich heraus, daß sich der *offset* einer Speicherzelle unterscheidet, wenn man die Zelle als Pre- oder Post-Speicherzelle verwendet [Kis00]. Für den eigentlichen ADC-Wert gilt dann:

$$ADC \sim (A_{\mathrm{Post}} - A_{\mathrm{Pre}}) - (\mathrm{Ped}_{\mathrm{Post}} - \mathrm{Ped}_{\mathrm{Pre}}). \tag{8.2}$$

A_{X} bezeichnet den Wert des Signals der Pre- bzw. Post-Speicherzelle, Ped_{X} den Wert der Speicherzelle ohne anliegendes Signal.

Die Pedestal-Werte wurden in speziellen Pedestal-*Runs* ohne physikalische Signale im Detektor zu Beginn und zu Kontrollzwecken auch während der Strahlzeit gemessen. Über einen *Run* gemittelt, ergeben sich dann für jeden Auslesekanal Mittelwert und Standardabweichung der (Post-Pre)-Pedestal-Werte, wie in Abbildung 8.3 beispielhaft an einem *Run* für beide Verstärkungsbereiche des PbGl-Detektors gezeigt wird[3]. Man sieht, daß sich die Verstärkungsbereiche in der Breite der Pedestalwertverteilung unterscheiden, da durch die höhere Verstärkung auch die Auswirkungen des Rauschens verstärkt werden, die somit die effektive Auflösung der ADCs bestimmen. In Abbildung 8.3 c) kann man deutlich drei verschiedene Gruppen von Modulen erkennen. Eine bei einer mittleren Standardabweichung von 8 ADC-Kanälen, die anderen bei 15 bzw. 25 ADC-Kanälen. Diese Gruppen können unterschiedlichen Produktionsserien der Hochspannungsbasen zugeordnet werden.

Auslesekanäle, deren mittlerer Pedestal-Wert oder deren Standardabweichung mehr als $4\,\sigma$ vom Normalwert der übrigen Auslesekanäle abweichen, werden näher untersucht. Die Schwellenwerte sind in Abbildung 8.3 ebenfalls eingezeichnet, sie beziehen sich jeweils auf die Modulgruppe mit den höchsten ADC-Werten.

Anpassung der Verstärkungsbereiche

Nach der Pedestal-Korrektur müssen die beiden Verstärkungsbereiche der ADCs aufeinander abgestimmt werden. Dazu muß für jedes Modul der relative Verstärkungsfaktor V_i individuell bestimmt werden. Für den PbGl-Detektor wird dazu das Signal

[3] In der Darstellung bleiben die Unterschiede der *offset*-Werte der einzelnen Speicherzellen eines Auslesekanals unberücksichtigt.

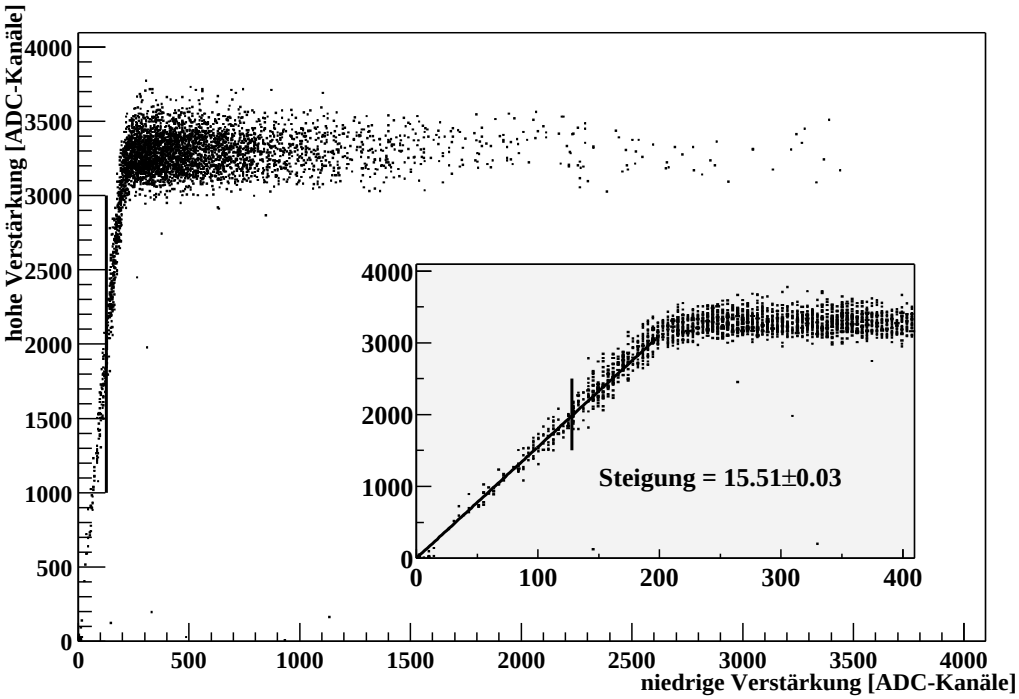

Abbildung 8.4: Verstärkungsfaktor zwischen niedrigem und hohem Verstärkungsbereich eines Moduls für Signale der *variable yellow*-LED. Das kleine Bild zeigt eine Ausschnittsvergrößerung des unteren Bereichs.

einer der beiden gelben LEDs des Referenzsystems verwendet (*variable yellow*, vgl. Abschnitt 18), deren Lichtstärke sich unterschiedlich einstellen läßt. In Abbildung 8.4 ist der Zusammenhang zwischen den beiden Verstärkungsbereichen exemplarisch für ein Modul für Signale der *variable yellow*-LED gezeigt. Für das Bild wurden alle *variable yellow*-Signale eines reinen Kalibrations-*Runs* akkumuliert. Der Verstärkungsbereich läßt sich durch Anpassung einer Ausgleichsgeraden an den unteren Bereich der Verteilung ermitteln, in dem der hoch verstärkte ADC-Wert noch nicht in der Sättigung ist. Das kleine Bild in Abbildung 8.4 zeigt eine Ausschnittsvergrößerung dieses Bereichs. Beim PbGl wird vom hochverstärkten ADC-Wert (HG) auf den niedrigverstärkten Wert (LG) umgeschaltet, wenn LG einen bestimmten Grenzwert überschreitet:

$$ADC_i = \begin{cases} LG_i \cdot V_i & \text{für } LG \geq 128 \text{ ADC-Kanäle} \\ HG_i & \text{für } LG < 128 \text{ ADC-Kanäle.} \end{cases} \tag{8.3}$$

Der Grenzwert ist ebenfalls in Abbildung 8.4 eingezeichnet.

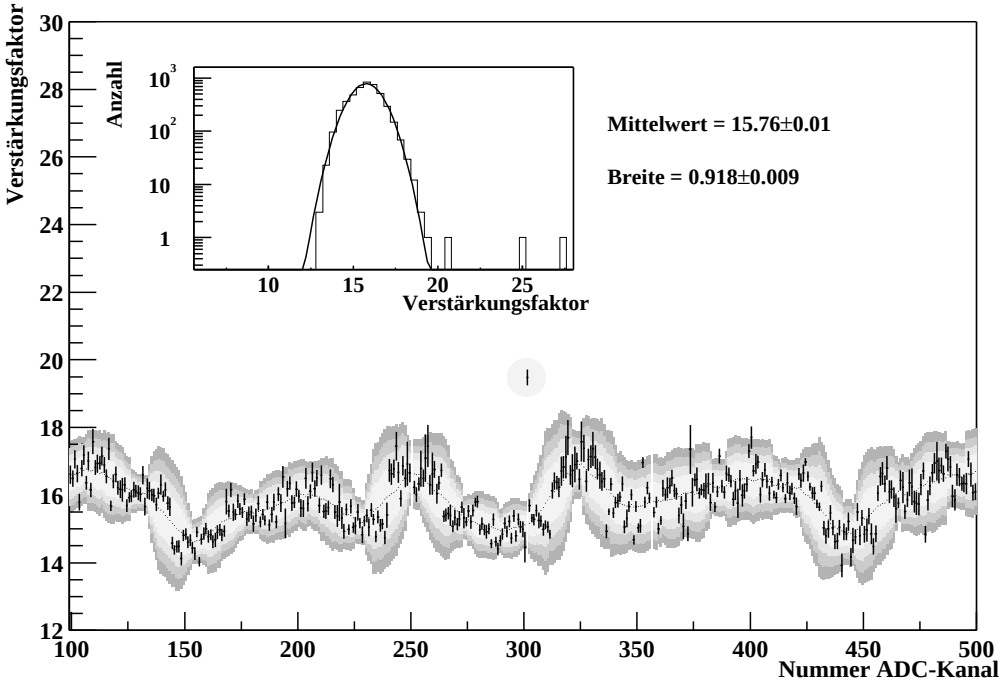

Abbildung 8.5: Verstärkungsfaktoren als Funktion der ADC-Kanalnummer für einen Ausschnitt von 400 Modulen. Das grau schattierte Band markiert einen Bereich von $1-2.5\,\sigma$ um das *running mean*. Das kleine Bild zeigt die Verteilung aller V_i im PbGl-Sektor.

Es zeigt sich, daß es eine systematische Variation der Verstärkungsfaktoren der einzelnen Module gibt, die damit zusammenhängt, daß benachbarte Module gemeinsam an einen Vorverstärker angeschlossen sind. Abbildung 8.5 zeigt die Verstärkungsfaktoren als Funktion der ADC-Kanalnummer für einen Ausschnitt von 400 Modulen. Die ADC-Kanalnummer ist eine interne Kennziffer der Module, die sich auf die Reihenfolge der Module bei der Auslese der FEE bezieht. Die Systematik in der Variation der Verstärkungsfaktoren wird verwendet, um Module, die einen auffallenden Verstärkungsfaktor haben, für die weitere Analyse auszusortieren. Dazu wird für jede ADC-Kanalnummer der Mittelwert $\langle V_i\rangle_{rm}$ der Verstärkungsfaktoren über alle benachbarten ± 10 Kanalnummern gebildet (*running mean*). Weicht V_i mehr als $3\,\sigma$ von $\langle V_i\rangle_{rm}$ ab, wird dieses Modul gekennzeichnet und nicht weiter verwendet. Das grau schattierte Band in Abbildung 8.5 markiert einen Bereich von $1-2.5\,\sigma$ um das *running mean*. In der Abbildung ist ein Modul das bei diesem Test herausfallen würde, grau hevorgehoben. Das kleine Bild in Abbildung 8.5 zeigt die Verteilung aller V_i im PbGl-Sektor. Es ergibt sich ein Mittelwert über alle Module

von $\langle V_i \rangle = 15.76 \pm 0.01$ und einer Breite von $\sigma_V = 0.918 \pm 0.009$. Die gleiche Analyse läßt sich statt mit den Signalen der *variable yellow*-LED auch mit physikalischen Daten durchführen. Die auf diese Weise ermittelten Verstärkungsfaktoren stimmen im Rahmen der Fehler mit den hier gezeigten Werten überein.

8.3.3 Kalibration der Module

Da seit dem letzten Einsatz des Detektors im Jahr 1996 viele Jahre vergangen waren und außerdem eine vollständig neue Ausleseelektronik verwendet wird, mußte die Kalibration des Detektors gründlich überprüft werden. Die Energieeichung der ADC-Kanäle für den PbGl-Detektor gliedert sich in drei Schritte. Nach der Übernahme der alten Kalibration aus dem WA98-Experiment wurde eine Relativkorrektur der Module untereinander durchgeführt und schließlich die absolute Kalibration der Module anhand der invarianten Masse des π^0 überprüft.

Übernahme der WA98-Kalibration

Da die einzelnen Supermodule ein eigenes autarkes Referenzsystem haben, war es möglich, die alte Kalibration aus dem WA98-Experiment im PHENIX-Experiment zu übernehmen. Als Referenz dient das von der PIN-Diode gemessene Licht der *Avalanche Yellow*-LED. Bei der Übertragung der alten Kalibrationswerte wurden die Module anhand ihrer Produktionsnummer eindeutig identifiziert. So konnten die Kalibrationswerte aller 9216 Module in die PHENIX-Datenbank überführt werden.

Im WA98-Experiment setzt sich die Energieeichung der ADC-Kanäle aus mehreren Beiträgen zusammen [Blu98]. Es gilt:

$$E_{\mathrm{WA98}} = ADC \cdot U_0 \cdot U_T(t) \cdot F_{ADC \Rightarrow E} \cdot CG, \tag{8.4}$$

mit

$$U_0 = \left.\frac{PM_{LED}}{PIN_{LED}}\right|_{Kalibration} \cdot \left.\frac{PIN_{LED}}{PM_{LED}}\right|_{t=t_0-WA98} \cdot g_{kal} \cdot f_{LED} \tag{8.5}$$

$$U_T(t) = \left.\frac{PM_{LED}}{PIN_{LED}}\right|_{t=t_0-WA98} \cdot \left.\frac{PIN_{LED}}{PM_{LED}}\right|_{t}. \tag{8.6}$$

Der Faktor U_0 beschreibt den zeitunabhängigen Anteil, U_T den zeitabhängigen Anteil der Eichung $F_{ADC \Rightarrow E} = (10/487.5$ GeV/Kanäle) gibt den globalen Umrechnungsfaktor der ADC-Werte in Energie und CG eine experimentell bestimmte Energiekorrektur an. In Gleichung 8.6 wird mit PM_{LED} bzw. PIN_{LED} die gemessene *Peak*-Position der LED im Photovervielfacher und in der PIN-Diode bezeichnet.

Das Verhältnis dieser beiden Größen zum Zeitpunkt der Kalibration und zu einem festgelegten Zeitpunkt $t = t_0 - WA98$ zu Beginn des WA98-Experiments sorgt in U_0 für die Umrechnung der Skalen der ADCs, die bei der Kalibration und im WA98-Experiment verwendet wurden. g_{kal} bezeichnet den individuellen Eichfaktor des Moduls aus der in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Kalibration der Module, f_{LED} gleicht die unterschiedliche Antwort der LEDs aus, falls aus technischen Gründen die *Avalanche Yellow*-LED nicht verwendet werden konnte. Da sich zeigt, daß die Eichfaktoren nicht konstant sind, müssen sie im Verlauf der Messung durch $U_T(t)$ nachkorrigiert werden. $U_T(t)$ beschreibt das Verhältnis von Photovervielfacher und PIN-Signal zum Zeitpunkt $t = t_0 - WA98$ und zu einem beliebigen Zeitpunkt t. Die zeitabhängigen Eichfaktoren müssen für jeden *Run* getrennt bestimmt werden.

Grundsätzlich kann die Energieeichung der ADC-Kanäle im PHENIX-Experiment nach dem gleichen Prinzip wie Gleichung 8.4 durchgeführt werden:

$$E_{PHENIX} = ADC \cdot C_0' \cdot C_T'(t) \cdot \kappa \cdot \lambda \tag{8.7}$$

mit

$$\begin{aligned} C_0' &= \frac{PM_{LED}}{PIN_{LED}}\Big|_{Kal} \cdot \frac{PIN_{LED}}{PM_{LED}}\Big|_{t=t_0-PHENIX} \cdot g_{kal} \cdot F_{ADC\Rightarrow E} \cdot f_{LED} \cdot CG \\ C'_T(t) &= \frac{PM_{LED}}{PIN_{LED}}\Big|_{t=t_0-PHENIX} \cdot \frac{PIN_{LED}}{PM_{LED}}\Big|_{t} . \end{aligned} \tag{8.8}$$

Zusätzlich zu den aus dem WA98-Experiment übernommenen Größen, die bereits in den Gleichungen 8.4 bis 8.6 erklärt wurden, muß noch das Verhältnis κ der beiden PIN-Diodensignale im WA98- und im PHENIX-Experiment berücksichtigt werden, da sich die Ausleseelektronik und damit auch die absolute *Peak*-Position der PIN-Dioden geändert hat.

Leider ist die Information über $PM_{LED}/PIN_{LED}|_{Kalibration}$ der WA98-Kalibration nicht einzeln, sondern nur in der U_0-Variablen erhalten geblieben. Daher mußte ein etwas komplizierterer Weg gewählt werden. Zuerst wurde die Energieeichung für einen der letzten *Runs* des WA98-Experiments nach Gleichung 8.4 bestimmt und als Konstante C_0 eingeführt. Anschließend mußte das Verhältnis von Photovervielfacher und PIN-Signal zu diesem Zeitpunkt aus den WA98-Daten extrahiert werden (G_0) und mit dem entsprechenden Verhältnis für den Anfang der PHENIX-Datennahme G_T kombiniert werden. Für die Energieeichung der ADC-Kanäle im PHENIX-Experiment gilt dann:

$$E_{PHENIX} = ADC \cdot C_0 \cdot G_0 \cdot G_T \cdot C_T(t) \cdot \kappa \cdot \lambda \tag{8.9}$$

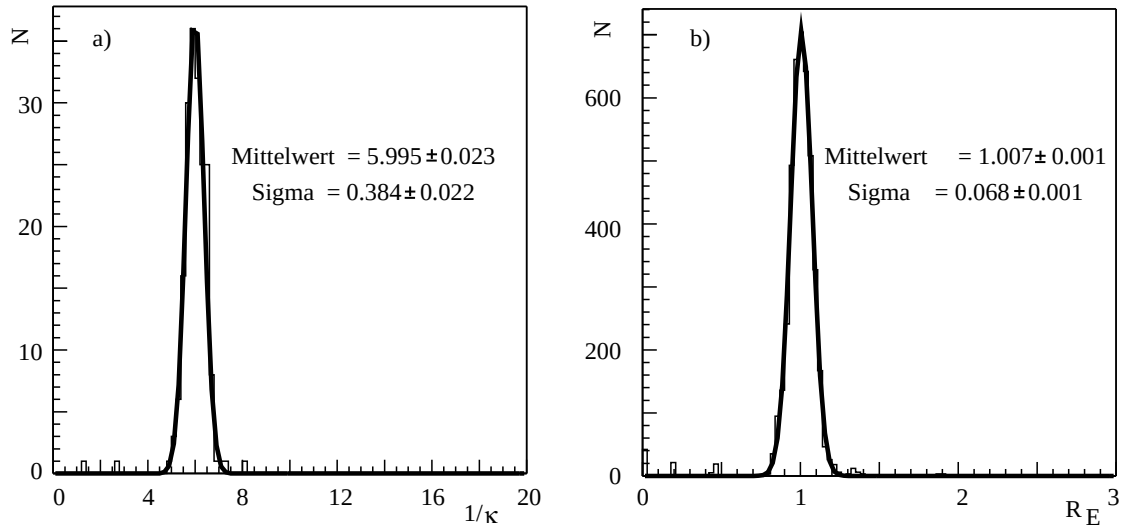

Abbildung 8.6: Verhältnis der PIN-Diodensignale $1/\kappa$ (a) und Vergleich der Energieäquivalente der *Avalanche Yellow*-LED R_E (b).

mit

$$C_0 = F_{ADC \Rightarrow E} \cdot U_0 \cdot U_T(t = t_{Ende\,WA98}) \cdot GC \tag{8.10}$$

$$G_0 = \left.\frac{PM_{LED}}{PIN_{LED}}\right|_{t=t-Ende\,WA98} \tag{8.11}$$

$$G_T = \left.\frac{PIN_{LED}}{PM_{LED}}\right|_{t=t_0-PHENIX} \tag{8.12}$$

$$C_T(t) = \left.\frac{PM_{LED}}{PIN_{LED}}\right|_{t=t_0-PHENIX} \cdot \left.\frac{PIN_{LED}}{PM_{LED}}\right|_{t} \tag{8.13}$$

$$\kappa = \frac{PIN_{LED}|_{WA98}}{PIN_{LED}|_{PHENIX}}. \tag{8.14}$$

Der Umrechnungsfaktor der PIN-Diodenposition κ ist in Abbildung 8.6 a) für ein Beispielereignis für alle PbGl-Supermodule gezeigt. Der zusätzliche Korrekturfaktor λ wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels beschrieben.

Als ein Test, ob die Übernahme der Kalibrationswerte aus der WA98-Datenbank korrekt durchgeführt wurde, und ob die Kalibration richtig umgerechnet wird, läßt

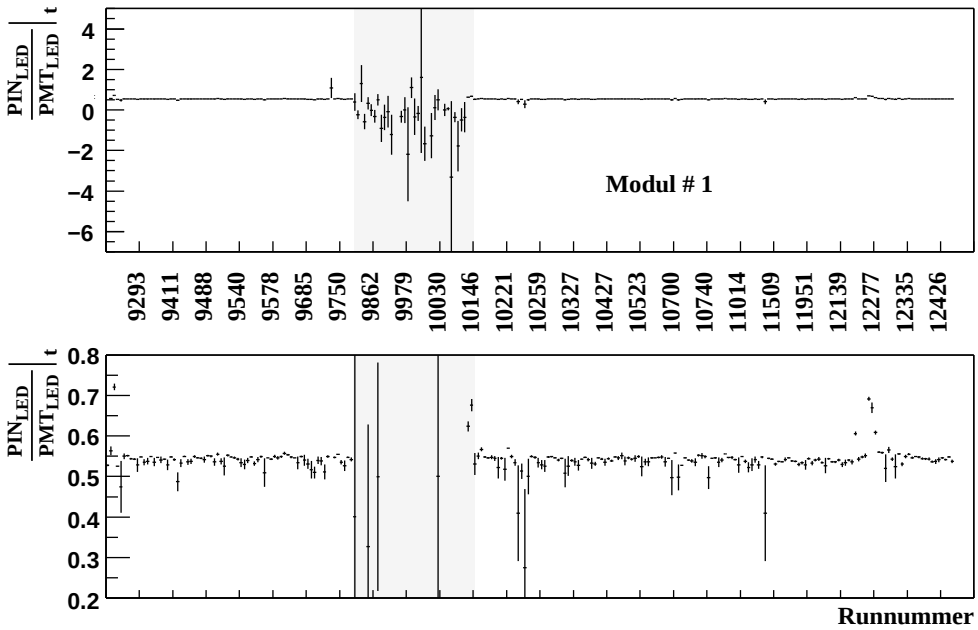

Abbildung 8.7: Verhältnis der *Peak*-Position der *Avalanche Yellow*-LED im Photovervielfacher $\mathrm{PMT_{LED}}$ und in der PIN-Diode $\mathrm{PIN_{LED}}$ als Funktion der Runnummer beispielhaft für ein Modul. Das untere Teilbild zeigt eine Vergrößerung des oberen Teilbilds.

sich das Energieäquivalent der *Avalanche Yellow*-LED in den beiden Experimenten vergleichen:

$$R_E = \frac{E_{PHENIX}}{E_{WA98}} = \frac{ADC_{PHENIX}}{ADC_{WA98}} \cdot G_0 \cdot G_T \cdot \kappa. \tag{8.15}$$

Für das Energieäquivalentverhältnis R_E sollte $R_E \approx 1$ gelten. In Abbildung 8.6 b) ist R_E für einen Beispiel-*Run* dargestellt. Der Vergleich zeigt $\langle R_E \rangle = 1.007 \pm 0.068$, die Kalibration der Module wurde also richtig übernommen. Die Breite der R_E-Verteilung wird weitgehend durch das Verhältnis der PIN-Diodenposition κ bestimmt.

Zeitabhängigkeit der Kalibration

Zeitabhängige Änderungen der Kalibration werden in Gleichung 8.9 durch den Faktor $C_T(t)$ berücksichtigt. Dazu wird in regelmäßigen Abständen das Verhältnis der *Peak*-Position der *Avalanche Yellow*-LED im Photovervielfacher $\mathrm{PMT_{LED}}$ und in der PIN-Diode $\mathrm{PIN_{LED}}$ bestimmt und mit einem Referenzwert zu Beginn der Datennahme verglichen (Gleichung 8.13). Abbildung 8.7 zeigt das Verhältnis $\mathrm{PMT_{LED}/PIN_{LED}}$ als Funktion der Runnummer beispielhaft für ein PbGl-Modul. Es wurde für diese Darstellung über alle *Avalanche Yellow*-Ereignisse des Runs gemittelt. Das untere

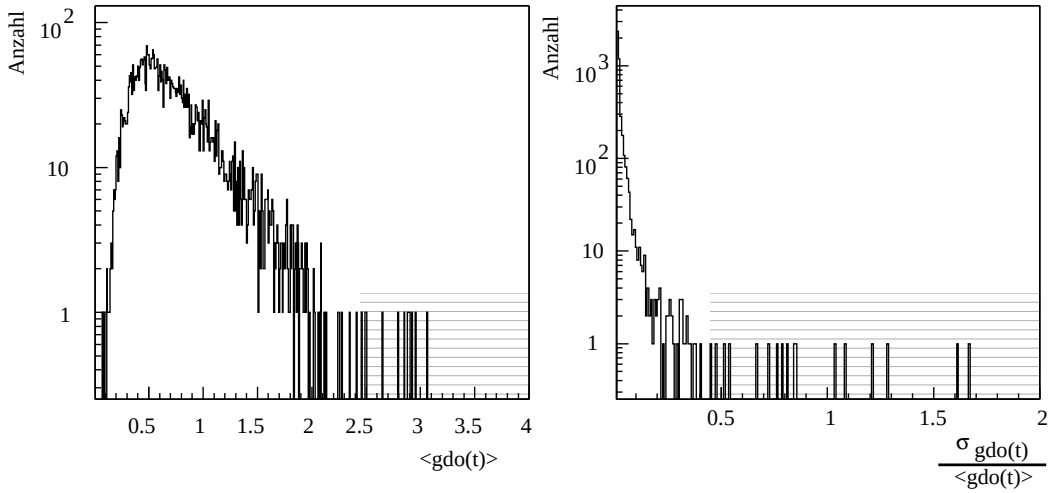

Abbildung 8.8: Verteilung der Mittelwerte $\langle gdo \rangle$ und der relativen Abweichung $\sigma_{gdo(t)}/\langle gdo \rangle$ für alle Module.

Teilbild zeigt eine Vergrößerung des oberen Teilbilds, um Fluktuationen besser erkennen zu können. Ab *Run* 9783 wurden für einige *Runs* die Einstellungen der Hochspannungsversorgung der Photovervielfacher geändert. Dies führte zu Problemen in der Datenauslese, wie an den unphysikalischen negativen Werten in der Abbildung zu sehen ist. Die *Runs* dieser grau hinterlegten Periode werden in der weiteren Analyse ausgeklammert. Insgesamt fällt auf, daß die Kalibration sehr stabil ist. Auf eine zeitabhängige Korrektur der PbGl-Kalibration wurde daher verzichtet. Die leichten zeitlichen Schwankungen der Kalibrationswerte werden später im systematischen Fehler der Analyse berücksichtigt. Wie in der Abbildung deutlich wird, sind größere Abweichungen auch mit einem größeren statistischen Fehler behaftet, was darauf hindeutet, daß die entsprechenden *Runs* nur wenige Ereignisse zum Datensample beisteuern.

Methodisch werden zur Korrektur von zeitlichen Schwankungen der Kalibrationswerte in der Analyse der EmCal-Daten zwei unterschiedliche Ansätze verfolgt. Neben einer nachträglichen Korrektur auf der Basis einzelner *Runs*, wie sie in Abbildung 8.7 gezeigt wird, wurde eine Überwachung von Verstärkungsschwankungen parallel zur Datenaufnahme entwickelt, die sich besonders für große Datenmengen empfiehlt, bei denen wiederholte Auswertungen des kompletten Datensatzes aus technischen Gründen unmöglich werden. Bei dieser Methode, dem sogenannten Tracer, wird das Verhältnis $gdo(t) = \mathrm{PMT_{LED}}/\mathrm{PIN_{LED}}$ über die zuletzt aufgenommenen N Ereignisse gemittelt[4]. Weicht der so neu hinzugekommene Mittelwert stärker von den

[4] **g**ain **d**ata **o**bject

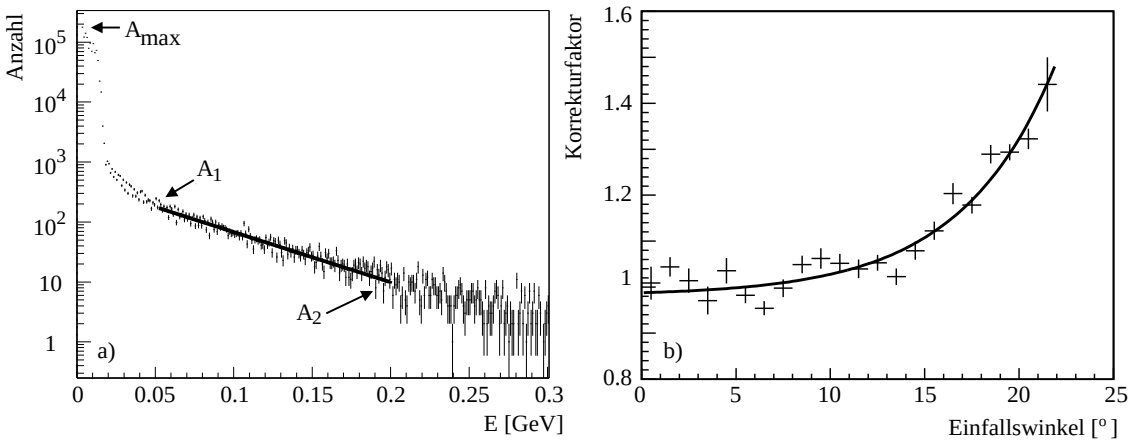

Abbildung 8.9: a) Energiespektrum eines Beispielmoduls akkumuliert über viele Ereignisse mit exponentiellem *Fit* zur Bestimmung der individuellen Korrekturfaktoren. b) Verteilung der Korrekturfaktoren als Funktion des Einfallswinkels der Teilchen im Modul.

bisherigen Werten ab, als durch einen Kontrollparameter vorgegeben wird, so wird ein Ankerpunkt gesetzt, der durch neue Kontrollparameter einen anderen Toleranzbereich festlegt, in dem die Mittelwerte streuen dürfen. Es werden für die spätere Korrektur nur die Ankerpunkte gespeichert, zwischen denen dann interpoliert wird. Diese Methode wurde nachträglich auf die PbSc-Daten angewandt und wird in der hier vorgestellten Analyse zur Korrektur der PbSc-Daten eingesetzt.

Schließlich kann der Verstärkungsparameter *gdo* verwendet werden, um Module mit auffälligem Verstärkungsverhalten zu kennzeichnen und in der weiteren Analyse auszuklammern. Dazu wird für jedes Modul die Verteilung der *gdo*-Werte aufgenommen und Mittelwert und Standardabweichung bestimmt. Abbildung 8.8 zeigt die Verteilung der Mittelwerte $\langle gdo \rangle$ und der relativen Streuung $\sigma_{gdo(t)}/\langle gdo \rangle$ für alle Module. Die Module mit einem mittleren Verstärkungsparameter $\langle gdo \rangle > 2.5$ oder einer relativen Abweichung $\sigma_{gdo(t)}/\langle gdo \rangle > 0.4$ werden in der weiteren Analyse gesondert behandelt.

Korrektur der relativen Kalibration

Nach der Übernahme der Eichfaktoren wurde eine Untersuchung der Energieverteilung in den einzelnen Modulen durchgeführt. Durch Vergleich der Energieverteilungen sollte auch für Module, die in der WA98-Analyse nicht berücksichtigt wurden und für die deshalb keine Eichung vorlag, Kalibrationsfaktoren bestimmt werden, um diese Module so zu reaktivieren. Man nahm an, daß häufig technische Probleme zum Ausfall der Module in WA98 geführt haben, die nun im neuen Aufbau be-

hoben werden konnten. Außerdem sollte die Eichung aller Module überprüft und gegebenenfalls korrigiert werden. Abbildung 8.9 a) zeigt das Energiespektrum eines Beispielmoduls akkumuliert über viele Ereignisse. Für die Bestimmung eines individuellen Korrekturfaktors λ_i wird der in einem begrenzten Bereich ($A_1 \rightarrow A_2$) exponentielle Abfall des Spektrums

$$\frac{dN_i}{dE} = A \cdot \exp(-k_i E) \tag{8.16}$$

ausgenutzt. Der *Fit*-Bereich wird durch vorgegebene Bruchteile des Maximalswerts A_{max} der Verteilung festgelegt. Die Steigung k_i unterscheidet sich von Modul zu Modul und, bezogen auf einen Referenzwert k_{ref}, ergibt sich ein Korrekturfaktor

$$\lambda_i = \frac{k_i}{k_{ref}}, \tag{8.17}$$

der iterativ bestimmt wird. Der Referenzwert wird so gewählt, daß die absolute Kalibration der Module erhalten bleibt; lediglich Unterschiede zwischen den Modulen werden ausgeglichen [Vol01].

Bei der Bestimmung der Korrekturfaktoren muß berücksichtigt werden, daß sich die Energiespektren der Module entsprechend der Position des Moduls im Aufbau unterscheiden. Je nach Auftreffwinkel der Teilchen bezüglich des Kollisionsvertex wird ein unterschiedlicher Anteil der Schauerenergie im Modul gemessen, dadurch unterscheiden sich auch die jeweiligen Steigungen. Abbildung 8.9 b) zeigt die Verteilung der gemittelten Korrekturfaktoren λ als Funktion des Einfallswinkels der Teilchen im Modul. Die Winkelabhängigkeit der Steigungskonstanten k_i muß auch bei der Korrektur erhalten bleiben. Daher werden die Korrekturfaktoren mit einem *Fit* an die Winkelverteilung normiert, so daß die Korrekturfaktoren λ_{norm} unabhängig vom Einfallswinkel um eins fluktuieren. Eine detaillierte Beschreibung dieser Untersuchung findet sich in [Bat02].

Durch den Vergleich der Energiespektren in den einzelnen Modulen konnten 50 der 94 ungenutzten Module des WA98-Experiments wieder reaktiviert werden [Kle01].

Korrektur der absoluten Kalibration

Trotz der Übereinstimmung des Energieäquivalents der *Avalanche Yellow*-LED in der alten (WA98-) und der neuen Kalibration und der relativen Justierung der Module zeigte sich bei einer Berechnung der invarianten Masse der π^0, daß die absolute Energieskala der Module um einen Faktor von 15.2% korrigiert werden mußte. Diese

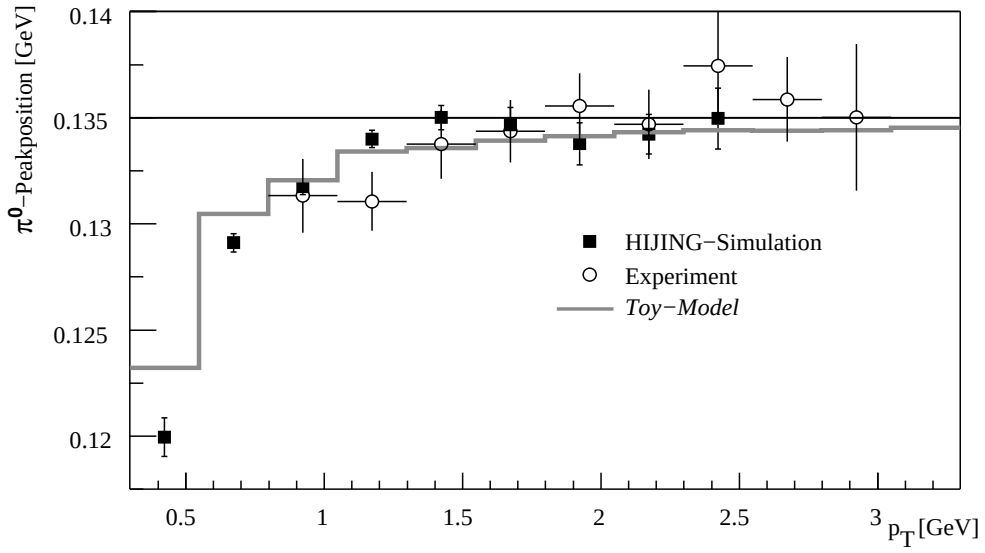

Abbildung 8.10: Vergleich der p_T-Abhängigkeit der invarianten Masse in peripheren Ereignissen mit zwei unterschiedlichen Simulationen.

absolute Korrektur ist nicht verstanden. Erklärungen müssen die Unterschiede in der Signalerzeugung durch das Referenzsystem und durch reale Teilchen berücksichtigen. Eine Theorie geht von der Alterung des optischen Fetts zwischen Modul und Photovervielfacher aus, die bei unterschiedlichem Strahlengang (Auftreffwinkel auf das Fett) zu unterschiedlichen Signalen führt: Photonen aus dem Referenzsystem treffen annähernd senkrecht auf den Photovervielfacher, Čerenkovphotonen werden von realen Teilchen unter dem Čerenkovwinkel $\theta_{\text{Cerenkov}} = 53\,^\circ$ abgestrahlt.

Nach dieser Korrektur stimmt die invariante Masse der π^0 mit dem erwarteten Wert im Rahmen der Fehler überein: Abbildung 8.10 zeigt die invariante Masse als Funktion des transversalen Impulses. Der aus den Daten bestimmte Wert wird mit zwei unterschiedlichen Simulationen verglichen: einer einfachen Modell-Rechnung (*Toy-Model*), die nur die Energieauflösung und die Akzeptanz des Detektors berücksichtigt [Awe01] und einer vollen Simulation von Minimum-Bias-Ereignissen mit HIJING+PISA [Ste02][5]. Der Abfall der invarianten Masse zu kleinen p_T läßt sich durch die Energieverschmierung im p_T-Spektrum der π^0 erklären: Durch die Akzeptanz des Detektors steigt das unkorrigierte p_T-Spektrum bei kleinen p_T steil an. Fluktuationen der Energie wirken sich je nach Richtung unterschiedlich aus; Fluktuationen zu höherem p_T gehen im steil ansteigenden Spektrum unter, Verschmierungen zu kleinerem p_T tragen signifikant zu den bei diesem p_T gemessenen π^0 bei. Über die

[5] **P**HENIX **I**ntegrated **S**imulation **A**pplication

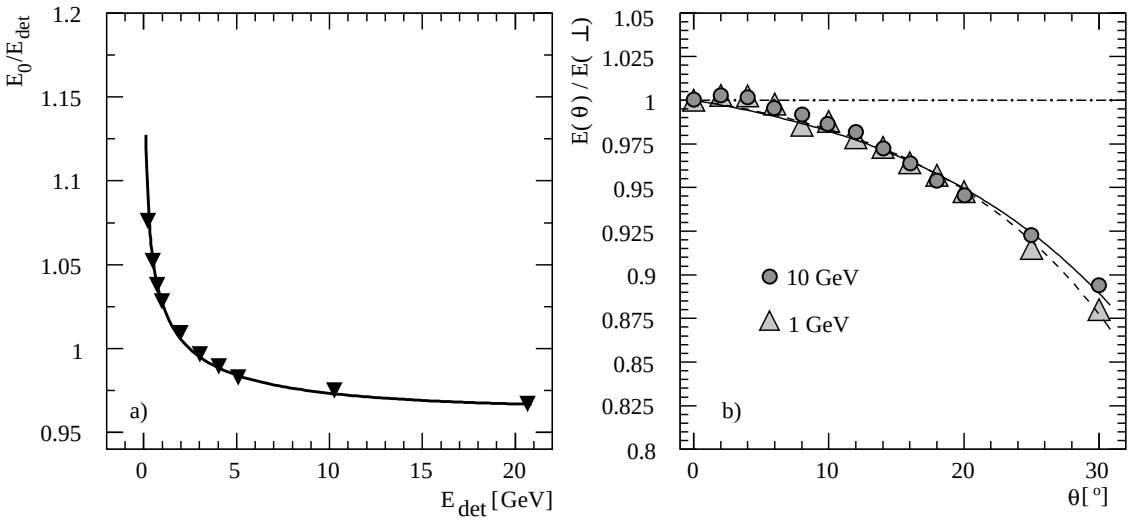

Abbildung 8.11: a) Korrekturfunktion zur Rekonstruktion der wahren Energie E_0 von Photonen aus der detektierten Energie E_{det}. b) Detektierte Energie von 1 und 10 GeV-Photonen als Funktion des Einfallswinkels θ. Es wurde auf senkrechten Einschuß normiert.

Zerfallsphotonen des π^0 wirkt sich dies auch auf die invariante Masse aus. Bei festem p_T ist die gemessene Energie niedriger als die tatsächliche Energie und damit die gemessene invariante Masse auch niedriger als die tatsächliche.

8.3.4 Clusteranalyse und Identifizierung von Photonen

Die Clusteranalyse der kalibrierten Module und die anschließenden Routinen zur Identifizierung von Photonen folgen für den PbGl-Detektor im wesentlichen dem bereits im WA98-Experiment verwendeten Analyseschema (vgl. Abschnitt 4.2.2). Ein gemeinsamer Clusteralgorithmus für PbSc und PbGl zum Auffinden benachbarter Module, die einen Energieeintrag über einer festgelegten Schwelle haben, wurde neu entwickelt. Untersuchungen in [Mer00] haben gezeigt, daß der neue Clusteralgorithmus bei gleichen Vorgaben zum selben Ergebnis kommt wie der alte WA98-Clusteralgorithmus. Da sich der Anteil des elektronischen Rauschens am Signal des PbGl durch den Einsatz einer neuen Ausleseelektronik geändert hat, müssen die Energieschwellen der Clusterroutine neu angepasst werden: Aus Abbildung 8.3 d) ergibt sich eine Pedestal-Breite im hohen Verstärkungsbereich von 22.7 ± 5.1 ADC-Kanälen für die Modulgruppe mit dem höchsten Rauschsignal. In diesem Verstärkungsbereich gilt das Energieäquivalent 1 ADC-Kanal $\triangleq$ 0.4 MeV. Um zu verhindern, daß einzelne Module durch elektronisches Rauschen bei der Clusterbildung berücksichtigt werden, wird eine untere Clusterschwelle von 14 MeV

eingesetzt. Zusätzlich wird eine Gesamtenergie aller Module eines Clusters von 60 MeV gefordert. Eine Schwelle auf die Energie des Moduls mit der höchsten Energie (Cluster-Maximum) wie im WA98-Experiment kann ebenfalls gesetzt werden, in der hier diskutierten Analyse kommt sie allerdings nicht zum Einsatz.

Durch die geänderten Clusterschwellen müssen auch die Korrekturen von Nichtlinearitätseffekten in der Antwort des Detektors angepaßt werden (vgl. Abschnitt 4.2.2). Abbildung 8.11 a) zeigt die Korrekturfunktion zur Rekonstruktion der wahren Energie E_0 aus der detektierten Energie E_{det} für Photonen als Ergebnis einer Monte-Carlo-Computersimulation [Kle00]. Es gilt:

$$\frac{E_0}{E_{det}} = a_1 + a_2 \cdot \ln E_{det} + a_3 \cdot \ln^2 E_{det}. \tag{8.18}$$

Die Parameter der Anpassung sind zusammen mit allen übrigen Schwellen und Parametern, die in der Clusteranalyse und zur Identifizierung von Photonen eingesetzt werden, in Tabelle 8.1 zusammengefaßt.

Da im PHENIX-Experiment die in einer Kollision erzeugten Teilchen unter einem größeren Winkel θ auf die Oberfläche des Bleiglases treffen können ($0° \leq \theta \leq 25°$)[6] als im WA98-Experiment ($0° \leq \theta \leq 10°$), werden Winkelabhängigkeiten in der Energie und Ortskorrektur besonders wichtig. Abbildung 8.11 b) zeigt die Abhängigkeit der detektierten Energie vom Einfallswinkel θ für Photonen einer Energie von 1 und 10 GeV, normiert auf die detektierte Energie bei senkrechtem Einfall [Kle00]. Da die im Bleiglas erzeugten Čerenkovphotonen eines Schauers bei schrägem Einfall eine größere Strecke im Modul zurücklegen müssen als bei senkrechtem Einfall, werden mehr Čerenkovphotonen absorbiert und damit wird weniger Energie nachgewiesen. In der Analyse werden die Daten mit der Parametrisierung

$$\frac{E(\theta)}{E(\perp)} = b_1 \cdot e^{b_2\theta} + 1 - b_1 \tag{8.19}$$

korrigiert. Die leichte Energieabhängigkeit der Winkelabhängigkeit bleibt in der Analyse unberücksichtigt, dies wird in zukünftigen Auswertungen verbessert werden. Der Einfluß des Einschußwinkels auf die Ortsrekonstruktion wird ausführlich in [Büs97] und [Kle00] erläutert und soll daher nicht weiter behandelt werden. In der Analyse werden die in [Kle00] angegebenen Korrekturparameter verwendet.

Auch die Kriterien, mit denen Cluster hadronischen Ursprungs unterdrückt werden sollen, müssen an die veränderten experimentellen Bedingungen angepaßt werden. Da PHENIX ein *Collider*-Experiment ist, entfällt der starke Vorwärtsimpuls

[6] θ ist der Einfallswinkel des Teilchens gegen die Senkrechte auf der Moduloberfläche. Die Winkelangaben beziehen sich auf Teilchen, die vom Kollisionspunkt kommen.

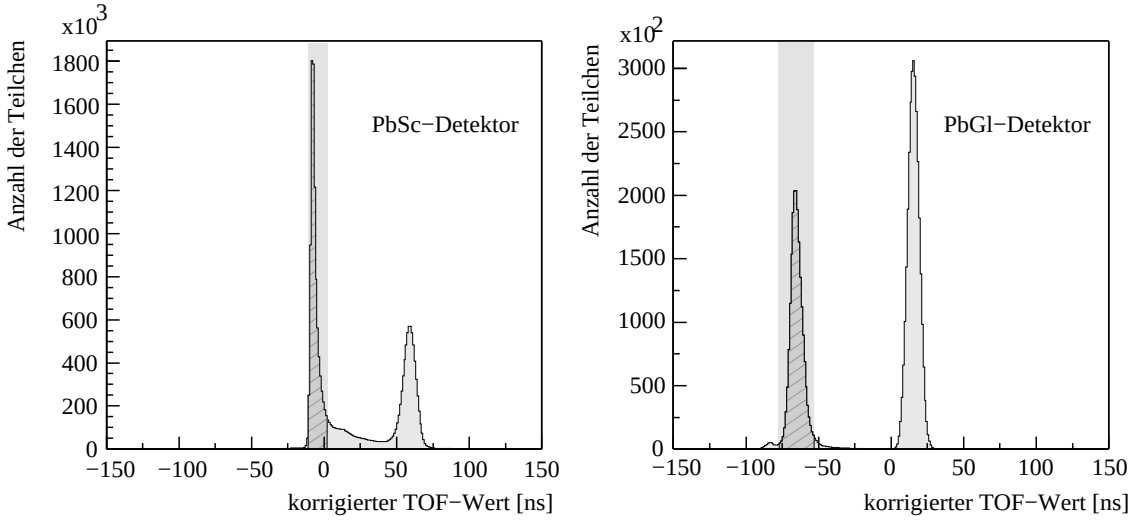

Abbildung 8.12: Gemessene Flugzeit der Teilchen im PbSc und PbGl bezüglich des Startsignals der Kollision nach einer vorläufigen Korrektur. Die in der Analyse verwendeten Teilchen sind hervorgehoben.

der in der Kollision produzierten Teilchen, der *Boost*, den es bei einem *fixed Target*-Experiment wie WA98 gibt. Im WA98-Experiment gilt näherungsweise der Zusammenhang $p_T \simeq 0.1\,E$, während bei PHENIX Energie und Transversalimpuls etwa gleich groß sind. Bei gleichem Transversalimpuls ist die Energie eines Teilchens im PHENIX-Experiment somit viel geringer. Dies hat Auswirkungen auf die Möglichkeiten, minimal ionisierende Teilchen durch eine Energieschwelle zu unterdrücken. Während im WA98-Experiment durch eine Energieschwelle von $E_c = 750$ MeV kein Photon mit einem Transversalimpuls $p_T > 180$ MeV mehr verworfen wird, würde eine ähnliche Energieschwelle in PHENIX auch noch Photonen mit einem Transversalimpuls $p_T = 750$ MeV verwerfen. Daher wird auf den Einsatz einer expliziten Energieschwelle verzichtet.

De facto werden jedoch Teilchen mit geringer Energie durch ein Auswahlfenster auf die Flugzeit der Teilchen unterdrückt. Abbildung 8.12 zeigt die gemessene Flugzeit der Teilchen im PbSc und PbGl bezüglich des Startsignals der Kollision nach einer vorläufigen Korrektur[7]. In der Abbildung sind zwei Gruppen von Flugzeitwerten zu erkennen. Nur die jeweils kleineren Werte entsprechen den wahren Flugzeiten der Teilchen; die Gruppe größerer Flugzeit wurde von Teilchen kleiner Energie erzeugt, bei denen keine sinnvolle Flugzeitmessung möglich war. In der Analyse werden

[7]Um die wahre Auflösung der Flugzeit extrahieren zu können, sind weitere Korrekturen notwendig. Außerdem sind nach der vorläufigen Korrektur die Flugzeitwerte insgesamt verschoben.

PbGl	Untere Clusterschwelle:	E_{C-Clus}	=	14 MeV
	Cluster Gesamtenergie:	$E_{C-total}$	=	60 MeV
	Energie-Korrektur:	a_1	=	(1.0386 ± 0.0007)
		a_2	=	(-0.0414 ± 0.0008)
		a_3	=	(0.0061 ± 0.0002)
	Energie-Korrektur:	b_1	=	(-0.01204 ± 0.00129)
	(winkelabhängig)	b_2	=	(-0.07791 ± 0.00356)
	Transversalimpulsschwelle:	p_{T_C}	=	180 MeV
	Flugzeit:	TOF	$\in$	$[-77.461, -52.819]$ ns
	Dispersionsschwelle:	D_c	=	$0.270\,\mathrm{Mu}^2 - 0.0145\,\mathrm{Mu}^2 \cdot \theta$ $+0.218 \cdot 10^{-2}\,\mathrm{Mu}^2 \cdot \theta^2$
PbSc	Untere Clusterschwelle:	E_{C-Clus}	=	3 MeV
	Cluster Gesamtenergie:	$E_{C-total}$	=	15 MeV
	Transversalimpulsschwelle:	p_{T_C}	=	180 MeV
	Flugzeit:	TOF	$\in$	$[-11.684, 1.648]$ ns
	Photonidentifizierung:	χ^2	$<$	3.

Tabelle 8.1: Schwellen und Parameter, die in der Clusteranalyse und zur Identifizierung von Photonen eingesetzt werden. Die einzelnen Parameter sind im Text erklärt (Mu = Moduleinheiten).

nur Teilchen mit einer gemessenen Flugzeit TOF von $TOF \in [-77.461, -52.819]$ verwendet ($TOF \in [-11.684, 1.648]$ für den PbSc). Die Auswahlbereiche und die so selektierten Teilchen sind in der Abbildung markiert. Die damit in der Analyse nicht berücksichtigten Teilchen mit "falschem" Flugzeitwert tragen alle Energien $E < 500$ MeV. Eine Untersuchung der Verteilung der invarianten Masse in [Bat02] zeigt, daß sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis durch die Anwendung des Flugzeitfensters stark verbessert.

Zur Unterdrückung hadronischer Schauer wird für den PbGl wie im WA98-Experiment die größere laterale Ausdehnung hadronischer Schauer, verglichen mit elektromagnetischen Schauern, ausgenutzt. Jedoch muß bei der Anwendung einer oberen Schwelle D_c auf die Dispersion der Schauer, ähnlich wie im Fall der bereits diskutierten Energie- und Ortskorrekturen, eine Winkelabhängigkeit berücksichtigt

werden. Die hier verwendete Parametrisierung für D_c nach [Kle00] ist in Tabelle 8.1 angegeben. Der Winkel θ ist analog seiner Definition in Gleichung 8.19 anzuwenden.

Die Identifizierung elektromagnetischer Schauer im PbSc erfolgt über den Vergleich der Schauerform mit Idealformen, die man aus Testmessungen und Monte-Carlo-Simulationen gewonnen hat [Mit02]. Diese idealen Schauerformen können als Funktion des Abstands r_{SP} zum Schwerpunkt des Schauers mit

$$E_{\text{Modul}}(r_{SP}) = p_1 \cdot \exp\left(-\frac{r_{SP}^3}{p_2}\right) + p_3 \cdot \exp\left(-\frac{r_{SP}}{p_4}\right) \tag{8.20}$$

parametrisiert werden. E_{Modul} gibt die deponierte Energie in einem Modul an, normiert auf die Gesamtenergie E des Schauers an. $p_i = p_i(\theta, E)$ sind die Parameter der Anpassung, die zusätzlich vom Auftreffwinkel θ abhängen.

Die Varianz der deponierten Energie in einem Modul für diese Idealform eines Schauers wird in der Analyse durch

$$\sigma_i^2 = C \cdot E_i^{\text{Ideal}} \cdot (1 + f(\theta, E)) \cdot \left(1 - \frac{E_i^{\text{Ideal}}}{E}\right) + q \tag{8.21}$$

beschrieben. E_i^{Ideal} gibt die aus E und θ nach Gleichung 8.20 vorhergesagte Energie eines idealen Schauers in einem Modul i an, und $f(\theta, E)$ bezeichnet die Winkelabhängigkeit der Fluktuationen der deponierten Energie. $f(\theta, E)$ wird durch Vergleich mit den Ergebnissen der Testmessungen bestimmt. Durch den zusätzlichen Term q wird die Stärke des elektromagnetischen Rauschens berücksichtigt.

Aus den Gleichungen 8.20 und 8.21 wird dann der Wert

$$\chi^2 = \sum_i \frac{E_i^{\text{Ideal}} - E_i^{\text{gemessen}}}{\sigma_i^2} \tag{8.22}$$

berechnet, der angibt, wie stark der "elektromagnetische Charakter" eines gemessenen Schauers ist. E_i^{gemessen} bezeichnet die gemessene Energie dieses Schauers im Modul i. In der Analyse werden Schauer mit $\chi^2 < 3$ als elektromagnetische Schauer charakterisiert.

Informationen zur Energiekorrektur von Nichtlinearitätseffekten und zur Ortskorrektur im PbSc, die in der hier vorgestellten Analyse berücksichtigt werden, finden sich ebenfalls in [Mit02].

8.3.5 Auffällige Module

Die Analyse von Azimutalwinkelkorrelationen ist sehr viel anfälliger für Probleme mit einzelnen Modulen als eine Analyse eines Signals, das sich quasi selbst kalibriert.

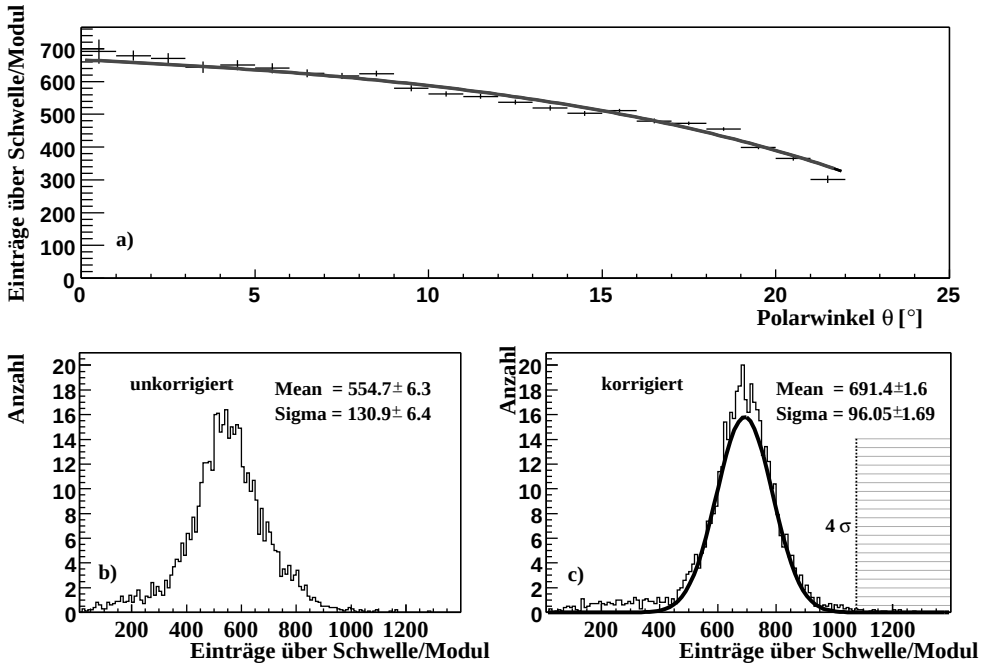

Abbildung 8.13: Anzahl der Ereignisse pro Modul, in denen eine Schwelle von $E_S = 150$ MeV überschritten wird als Funktion des Eintreffwinkels (a). Häufigkeitsverteilung vor (b) und nach der Winkelkorrektur (c).

Bei der Analyse des π^0-Signals bleiben Module, die zu einer falschen invarianten Masse führen, automatisch unberücksichtigt. Zusätzlich zu den bereits beschriebenen Kriterien zur Kennzeichnung auffälliger Module in den vorhergehenden Kapiteln wurden noch weitere Untersuchungen durchgeführt, um solche Module zu identifizieren. So wurden Module gesucht, die häufiger Signale über einer bestimmten Schwelle liefern als andere Module. Abbildung 8.13 a) zeigt die Anzahl der Ereignisse pro Modul, in denen eine Schwelle von $E_S = 150$ MeV überschritten wird, als Funktion des Eintreffwinkels. Auch hier muß die Winkelabhängigkeit der Energie im Modul wieder beachtet werden. Abbildung 8.13 b) zeigt die Häufigkeitsverteilung vor und 8.13 c) nach entsprechender Winkelkorrektur. Die Verteilung wird mit einer Gaußverteilung angepaßt und Module, die mehr als $4\,\sigma$ vom mittleren Verhalten abweichen, werden gekennzeichnet. Diese Untersuchung wurde für fünf unterschiedliche Schwellenwerte durchgeführt, $E_S = 100$ MeV, 150 MeV, 200 MeV, 250 MeV, 300 MeV. Module, die bei zwei der fünf Schwellenwerte auffallen, werden im folgenden nicht weiter verwendet.

Eine Analyse der mittleren Energie pro Modul kann ebenfalls Aussagen über auffällige Module liefern. Abbildung 8.14 zeigt die mittlere Energie pro Modul vor

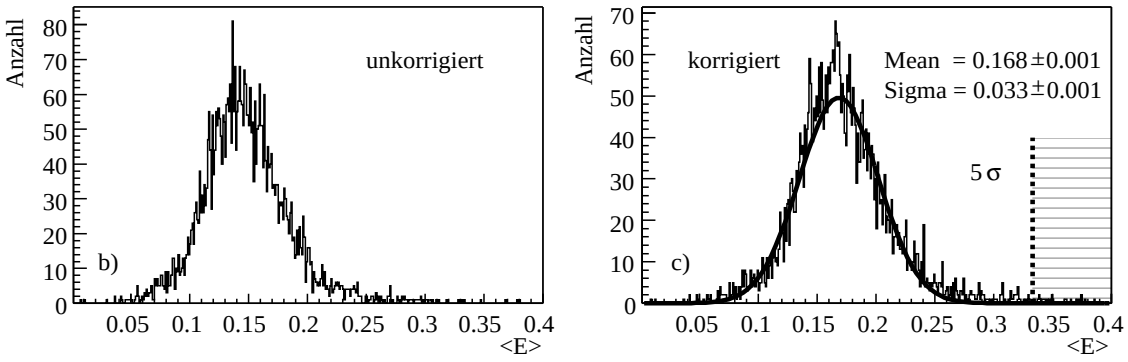

Abbildung 8.14: Mittlere Energie pro Modul vor (b) und nach (c) der Winkelkorrektur.

(b) und nach (c) der Winkelkorrektur. Auch hier wurde die Verteilung mit einer Gaußverteilung angepaßt und Module, die mehr als $5\,\sigma$ vom mittleren Verhalten abweichen, gekennzeichnet. Bei dieser Analyse sind 29 weitere Module auffällig. Diese Module bleiben in der Analyse, werden aber bei der Untersuchung der Winkelkorrelationen gesondert untersucht.

Die Kriterien zur Kennzeichnung auffälliger Module sind in Tabelle 8.2 noch einmal zusammengefaßt. Die Anzahl der betroffenen Module ist angegeben.

Kriterium	Bedingung	Anzahl Module
Pedestalwert	$(\mu_{PED})_i - \langle(\mu_{PED})_i\rangle > 4\sigma$ von $\langle(\mu_{PED})_i\rangle$	(8)
Pedestalbreite	$(\sigma_{PED})_i - \langle(\sigma_{PED})_i\rangle > 4\sigma$ von $\langle(\sigma_{PED})_i\rangle$	(+19)
LG-Verstärkungsfaktor	$(V_i - \langle V_i\rangle_{rm}) > 3\,\sigma$ von $\langle V_i\rangle_{rm}$	+3
gdo	$\langle gdo\rangle > 2.5$	+10
	$\sigma_{gdo}/\langle gdo\rangle > 0.4$	(+21)
Ansprechhäufigkeit	$N_i > 4\,\sigma$ von $\langle N\rangle_{E_S}$	17
Mittlere Energie	$\langle E\rangle_i > 5\,\sigma$ von $\overline{\langle E\rangle}$	(29)

Tabelle 8.2: Kriterien zur Kennzeichnung auffälliger Module. Die eingeklammerten Module werden gekennzeichnet und bleiben in der Analyse, ihr Einfluß kann so gesondert untersucht werden.

8.4 Realisierung der Analyse

Die hier diskutierte Analyse der EmCal-Daten wird in drei eigenständigen Programmpaketen realisiert, deren Aufbau und Zusammenhang kurz skizziert werden soll, um einen Überblick über den Aufbau der Auswertungssoftware zu erhalten. Ausgangspunkt der Analyse sind immer Rohdatenfiles, sogenannte PRDF[8]-Files, die die von der Ausleseelektronik erzeugten Informationen aller bei einer Messung beteiligten Detektoren enthalten. Anders als im WA98-Experiment ist die gesamte Analyse-Software nicht in FORTRAN, sondern in C++ geschrieben.

- Das EmCal-Online-Paket ermöglicht die Kontrolle der gemessenen Daten während der Datennahme selbst (*online*) oder zu einem späteren Zeitpunkt. Das heute verwendete Paket baut auf einer früheren Version der EmCal-Online-Software, genannt SPROOT, auf [Onu99]. Mit ihm können die Pedestalwerte bestimmt und die Verstärkungsbereiche des EmCal aufeinander abgestimmt werden. Die Routinen dieses Pakets übernehmen alle Aufgaben, die auf der ADC-Ebene durchgeführt werden müssen, dazu gehört auch die Kalibration der Module und die Zuordnung von Daten- und Referenzkanälen.

- Das EmCal-Offline-Paket enthält alle Routinen, die nach der Kalibration der Module ansetzen. Dazu gehören die Cluster-Algorithmen, alle notwendigen Korrekturen und Anpassungen. Zusätzlich wird eine gemeinsame Schnittstelle von Daten und Simulationsergebnissen zur Verfügung gestellt. Das EmCal-Offline-Paket ist Teil der PHENIX-Analyse-Umgebung PHOOL[9].

Bei der Rekonstruktion von Ereignissen werden einzelne Routinen des EmCal-Online-Pakets mit den Algorithmen des EmCal-Offline-Pakets kombiniert. Aus den PRDF-Files werden im Rekonstruktionsprozess DST-Files erzeugt[10], die anschließend in kleinere Micro-DST-Files umgewandelt werden, die nur noch die für spezielle Analysefragestellungen notwendigen Informationen enthalten.

- Die B2B-Analyseroutinen verwenden schließlich diese Micro-DST-Files zur Bestimmung der Stärke von Azimutalwinkelkorrelationen.

[8] **P**henix **R**aw **D**ata **F**ormat

[9] **PH**enix **O**bject-**O**riented **L**ibrary. Der Vorgänger von PHOOL war die Analyse-Umgebung STAF (**S**cientific **T**ables **A**nalysis **F**ramework), vor 1997 wurde PISORP (**PIS**A **O**utput **R**econstruction **P**ackage) verwendet. Diese Bezeichnungen werden in der PHENIX-Programmdokumentation häufig verwendet und sollen der Vollständigkeit halber erwähnt werden.

[10] **D**ata **S**ummary **T**ape

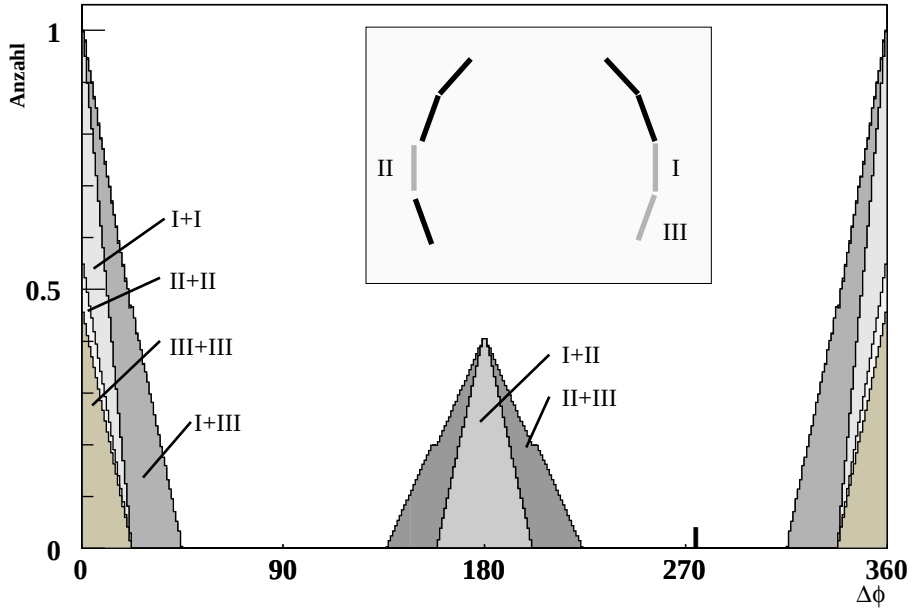

Abbildung 8.15: Verteilung der Differenzwinkel $\Delta\phi$ zwischen zwei Photonen. Detektorkombinationen, die zu Einträgen in entsprechenden Bereichen der Verteilung führen, sind durch Graustufen gekennzeichnet. Die Numerierung der Sektoren des Detektors ist in dem kleinen Bild erklärt.

8.5 Azimutalwinkelverteilungen

In diesem Abschnitt soll kurz auf die Besonderheiten der Azimutalwinkelverteilung in den EmCal-Daten des PHENIX-Experiments eingegangen werden. Die Azimutalwinkel liegen, wie im WA98-Experiment, in der x-y-Ebene (Abbildung 7.3 oben), senkrecht zur Strahlachse z. Wie bereits in der Abbildung zu sehen ist, war in der Strahlzeit 2000 nur ein Teil des EmCal-Detektors im Einsatz. Die begrenzte Akzeptanz in ϕ spiegelt sich auch in der Verteilung der Differenzwinkel $\Delta\phi$ der Photonen, die in Abbildung 8.15 gezeigt ist, wider. Die Verteilung soll nur zur Illustration dienen und wurde willkürlich normiert. Zur Konstruktion von $\Delta\phi$ aus den beiden Azimutalwinkeln der beteiligten Photonen vergleiche Gleichung 4.4. In der Abbildung fällt auf, daß die $\Delta\phi$-Verteilung auf drei isolierte Bereiche begrenzt ist. Differenzwinkel um 90 bzw. 270 ° können mit dem zur Verfügung stehenden Aufbau nicht gemessen werden. Durch den Ausbau des EmCal wird ab der Strahlzeit 2001 eine kontinuierliche $\Delta\phi$-Verteilung gemessen werden können. In der Abbildung sind die Detektorkombinationen, die zu Einträgen in entsprechenden Bereichen der Verteilung führen, durch unterschiedliche Graustufen gekennzeichnet. Die Numerierung der Sektoren des Detektors ist in dem kleinen Bild in der Abbildung erklärt.

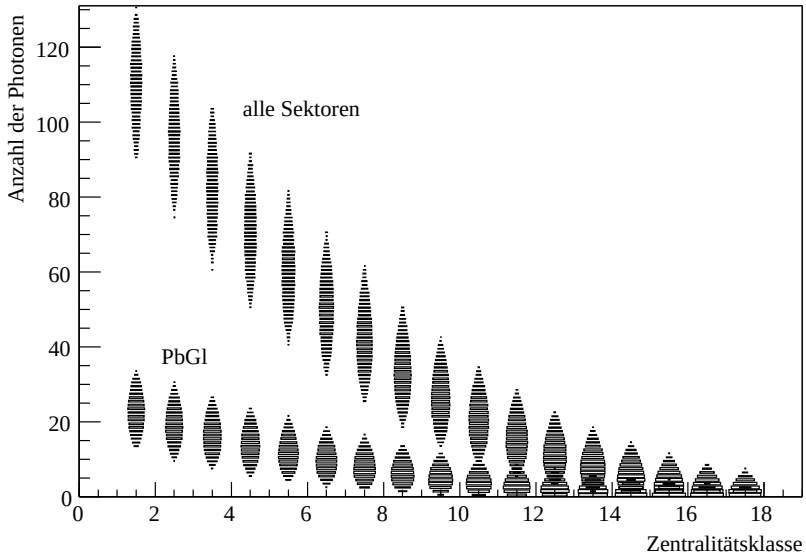

Abbildung 8.16: Photonenmultiplizität pro Ereignis auf allen Sektoren und nur auf dem PbGl als Funktion der Zentralitätsklasse.

Einträge bei $\Delta\phi = 180°$ entstehen also durch Kombination von Photonen aus den beiden gegenüberliegenden Sektoren. Hiermit wird deutlich, daß die Analyse sehr vom Zusammenspiel beider Teildetektoren abhängt. Die Daten müssen nicht nur innerhalb eines Teildetektors konsistent sein. In anderen Analysen [Adc02a] wurden bisher die Daten von PbGl und PbSc getrennt analysiert und dann verglichen.

Ferner wird durch die eingeschränkten $\Delta\phi$-Bereiche im Aufbau des Detektors die weitere Analyse der Daten erschwert, wie in Abschnitt 9 deutlich wird.

8.6 Eventmixing

Um die $\Delta\phi$-Verteilung von Effekten durch die Geometrie des Detektors zu bereinigen, wird auch in der Analyse der EmCal-Daten ein *Eventmixing*-Algorithmus angewandt. Das *Eventmixing* wird analog zur Beschreibung in Abschnitt 4.6 durchgeführt. Da bei der Datenaufnahme keine *Downscale*-Faktoren eingesetzt wurden und auch kein Trigger zur Kennzeichnung hochenergetischer Teilchen vorhanden war, können die in Abschnitt 4.6 eingeführten Besonderheiten beim *Eventmixing* unberücksichtigt bleiben. Es werden nur Photonen einer Zentralitätsklasse miteinander gemischt. So wird sichergestellt, daß nur Ereignisse ähnlicher Photonenmultiplizität miteinander kombiniert werden. Abbildung 8.16 zeigt die Photonenmultiplizität pro

Ereignis auf allen Sektoren und nur auf dem PbGl als Funktion der Zentralitätsklasse. Die Korrelation zwischen Photonenmultiplizität auf dem Detektor und Zentralitätsklasse ist klar zu erkennen.

9. Azimutale Korrelationen in Au+Au-Reaktionen

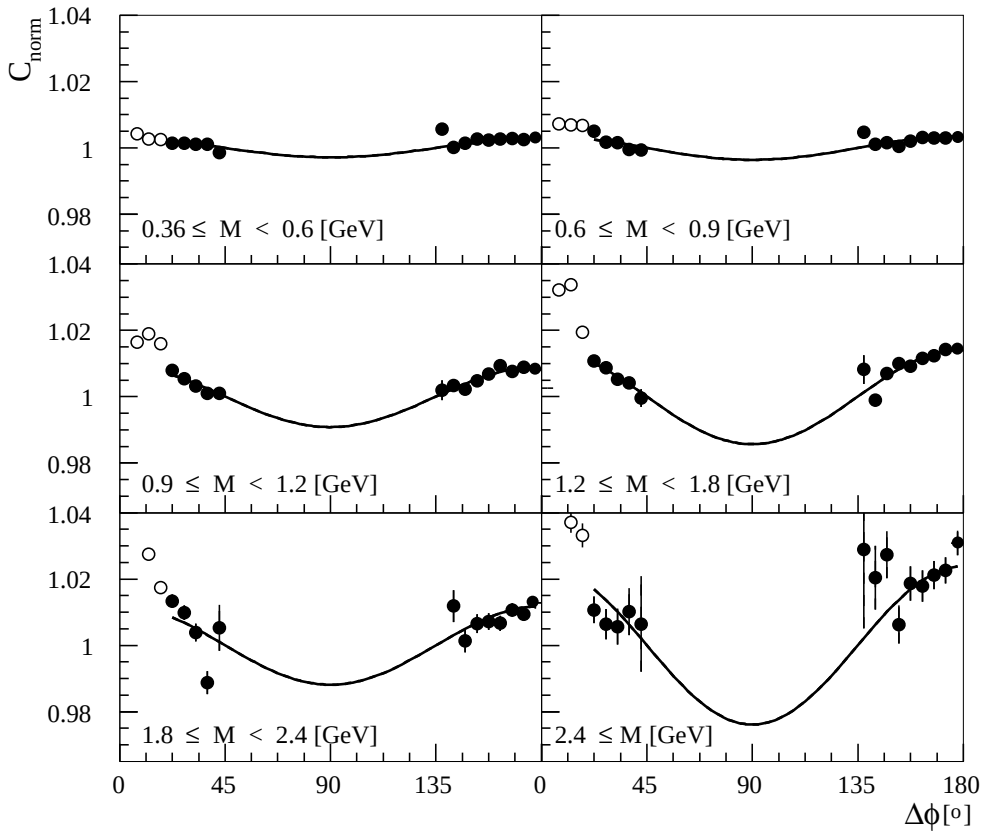

Abbildung 9.1: Korrelation C als Funktion von $\Delta\phi$ für sechs verschiedene Pseudomassenbereiche für die 20-40% zentralsten Ereignisse des Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitts.

In diesem Abschnitt soll schließlich die Korrelationsfunktion C für Photonen aus Au+Au-Reaktionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV untersucht werden. Dazu wird weitgehend der bereits in Abschnitt 6.1 vorgestellte Formalismus verwendet.

Abbildung 9.1 zeigt C_{norm} (s.u.) als Funktion von $\Delta\phi$ für sechs verschiedene Pseudomassenbereiche für die 20-40% zentralsten Ereignisse des Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitts. Wie bereits in Abschnitt 8.5 diskutiert, schränkt die begrenzte Akzeptanz des EmCal die $\Delta\phi$-Messung stark ein. Trotzdem ist über weite Pseudomassenbereiche deutlich zu erkennen, daß die Form der Verteilung der aus

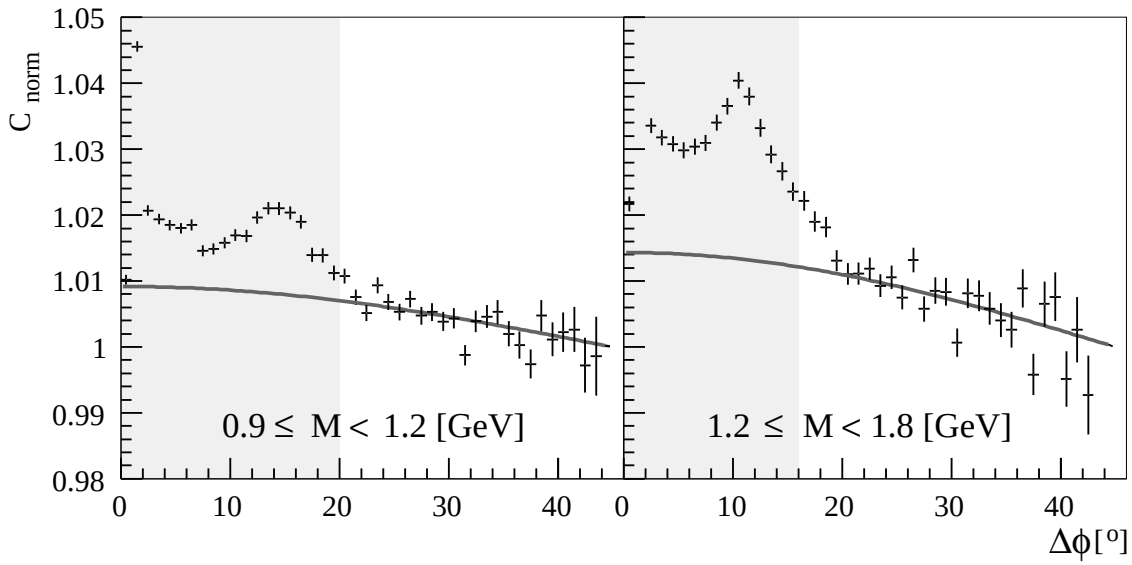

Abbildung 9.2: Vergrößerung eines Teilbereichs der Abbildung 9.1. Der in der Analyse bei der Anpassung ausgesparte Bereich der Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen der Resonanzen ist hellgrau hinterlegt. Die Anpassung mit Funktion 6.15 ist eingezeichnet.

Abbildung 6.1 bekannten perodischen Verteilung ähnelt, die auf den Einfluß von Flußphänomenen zurückzuführen ist.

Eingezeichnet ist ein *Fit* mit der Funktion 6.15. Die Daten werden durch die Anpassung gut beschrieben, was die Annahme bestätigt, daß die Photonen-Korrelationsfunktion auch in $Au + Au$-Reaktionen von elliptischem Fluß geprägt wird. Wie in der Analyse der WA98-Daten wird angenommen, daß im Bereich der γ-Akzeptanz des Detektors $-0.35 \leq \eta < 0.35$ der direkte Fluß zu vernachlässigen ist. Zur besseren Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Pseudomassenbereiche wurde C auf $1/a$ normiert (C_{norm}). Die eingezeichneten Fehler geben nur die statistischen Fehler wieder. Man sieht, daß die Stärke des elliptischen Flusses mit steigender Pseudomasse zunimmt. Der Winkelbereich der Zerfallsphotonen der π^0-Resonanzen, dargestellt durch nicht ausgefüllte Symbole, wurde im *Fit* nicht berücksichtigt.

Da die Verteilung der Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen der Resonanzen in dieser Darstellung nur schlecht zu erkennen ist, zeigt Abbildung 9.2 eine Vergrößerung des entsprechenden Bereichs für $0° \leq \Delta\phi < 45°$. Mit ansteigender Pseudomasse tritt der Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen klarer hervor und wird kleiner. Der in der Analyse bei der Anpassung ausgesparte Bereich ist hellgrau hinterlegt. Das Anwachsen der Korrelationsfunktion für sehr kleine $\Delta\phi$-Werte ist weder durch Flußeffekte noch durch die Verteilung der Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen zu

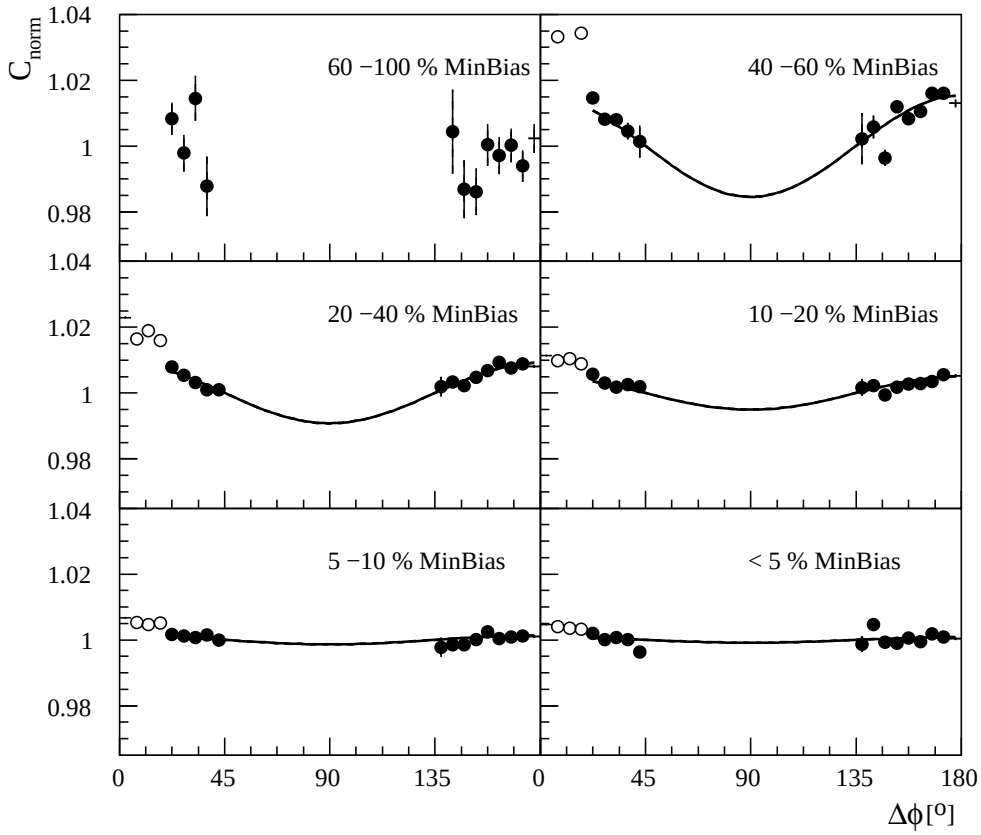

Abbildung 9.3: Korrelation C als Funktion von $\Delta\phi$ für sechs verschiedene Zentralitätsklassen für Photonenpaare aus dem Pseudomassenbereich $0.9 \leq M < 1.2$ GeV.

erklären. Möglicherweise handelt es sich dabei um bisher nicht erkannte Detektoreffekte; allerdings zeigen unabhängige Analysen der Daten der *Tracking*-Detektoren ähnliche Korrelationen bei kleinen $\Delta\phi$ für geladene Hadronen.

Abbildung 9.3 zeigt die Abhängigkeit der Korrelationsfunktion C von der Zentralität der Reaktion beispielhaft für Photonenpaare aus dem Pseudomassenbereich $0.9 \leq M < 1.2$ GeV. Eingezeichnet ist auch hier ein *Fit* mit der Funktion 6.15. Für diese Darstellung wurden die Zentralitäsklassen aus Anhang C zusammengefaßt[1]. Man sieht, daß die Datenpunkte, abgesehen von peripheren Reaktionen, über alle Zentralitäten von der Funktion recht gut beschrieben werden. Die Stärke des Flusses nimmt dabei mit ansteigender Zentralität ab. In peripheren Reaktionen läßt die un-

[1]Die Angabe $< 5\%$ MinBias bezeichnet die Ereignisklasse mit der höchsten Zentralität, die die $0 - 5\%$ zentralsten Ereignisse des Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitts enthält. Die Systematik der Bezeichungen wird entsprechend fortgeführt.

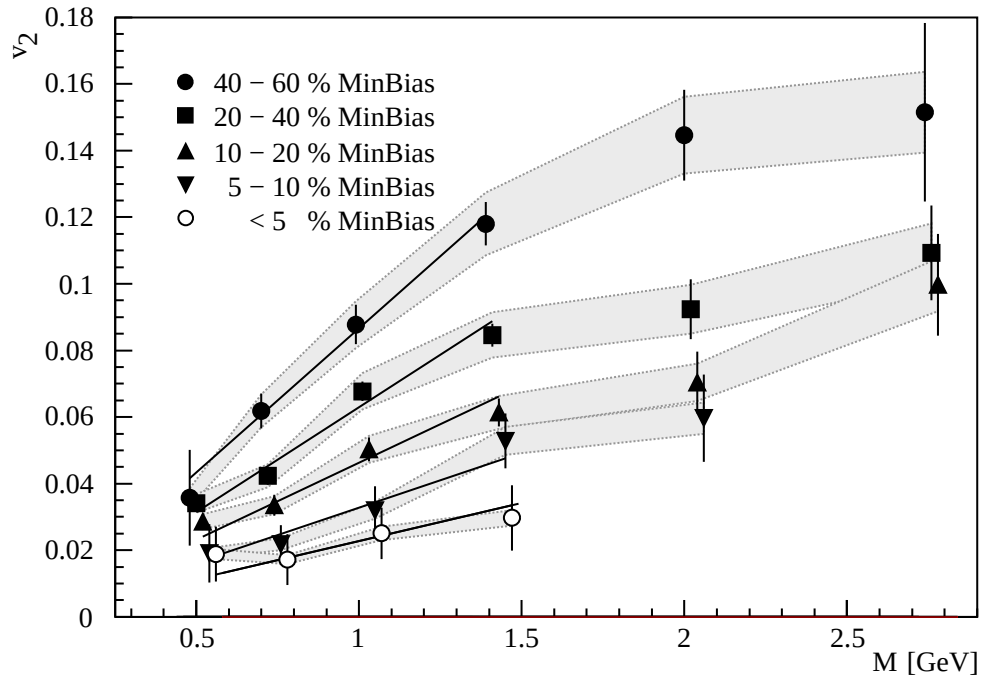

Abbildung 9.4: Abhängigkeit der Flußstärke ν_2 von der unteren Pseudomassenschwelle M für verschiedene Zentralitätsklassen.

zureichende Statistik keine aussagekräftige Bestimmung der Stärke des elliptischen Flusses zu.

Die Abhängigkeit der Stärke des elliptischen Flusses ν_2 sowohl von der Pseudomasse der Photonenpaare als auch von der Zentralität der Reaktion entspricht qualitativ den Beobachtungen in Abschnitt 6 für $Pb + Pb$-Reaktionen im WA98-Experiment. Um die Reaktionssysteme besser vergleichen zu können, soll ν_2 nun quantitativ bestimmt werden. Abbildung 9.4 zeigt ν_2 als Funktion der Pseudomasse M für verschiedene Zentralitäten. Die Datenpunkte gleicher Pseudomassenbereiche sind aus Darstellungsgründen, wie in der Beschreibung von Abbildung 6.4 erläutert, untereinander leicht verschoben. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler wieder. Zur Abschätzung systematischer Unsicherheiten wurden der *Fit*-Bereich und die *Bin*-Einteilung der Verteilung variiert. Dabei wurde neben der gleichmäßigen Unterteilung eine Unterteilung mit linear ansteigender ($0° < \Delta\phi < 90°$) und wieder abnehmender ($90° < \Delta\phi < 180°$) *Bin*-Breite untersucht, die die besondere Form der $\Delta\phi$-Verteilung berücksichtigt (vgl. Abbildung 8.5). Die in Abschnitt 6.1.4 vorgestellte Methode zur Bestimmung des systematischen Fehlers ergibt aus den untersuchten Variationen der Analyse einen Fehler von 5%. Aus der Auswertung der WA98-Daten ist bekannt, daß weitere Unsicherheiten in der Identifizierung der Photonen berück-

	a_M	b_{p_T}
40-60 % MinBias	0.087 ± 0.003	0.167 ± 0.019
20-40 % MinBias	0.062 ± 0.002	0.133 ± 0.008
10-20 % MinBias	0.046 ± 0.002	-
5-10 % MinBias	0.033 ± 0.004	-
< 5 % MinBias	0.023 ± 0.004	-
< 20 % MinBias	0.027 ± 0.002	0.068 ± 0.008

Tabelle 9.1: Parameter der Anpassungen der Funktion 9.1 an $\nu_2(M)$ und der Funktion 9.2 an $\nu_2(p_T(\gamma))$. Die Fehler geben nur den statistischen Fehler an.

sichtigt werden müssen. Da die in beiden Untersuchungen eingesetzen Verfahren zur Photonidentifizierung sehr ähnlich sind, wird wie bei der Auswertung der WA98-Daten im folgenden ein systematischer Fehler von ν_2 von 8% angenommen; er ist in der Abbildung als graues Fehlerband eingezeichnet.

Durch die begrenzte Akzeptanz des EmCal ist der statistische Fehler der Analyse größer als bei der Auswertung der $Pb + Pb$ Daten in Abbildung 6.4. Trotzdem ist deutlich ein Anstieg der Flußstärke ν_2 mit der Pseudomasse und eine klare Abhängigkeit von der Zentralität der Reaktion zu erkennen; ν_2 nimmt annähernd linear mit M zu, für große Pseudomassen wird der Anstieg flacher. In der Abbildung ist eine Anpassung mit der Funktion

$$V_2(M) = a_M \cdot M \tag{9.1}$$

für die Datenpunkte $0.50 \leq M \leq 1.41$ GeV eingezeichnet. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 9.1 zusammengefaßt. Man sieht, daß die Steigung mit zunehmender Zentralität der Reaktion abnimmt. Für sehr periphere Reaktionen ($> 60\,\%$ Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt) und große Pseudomassen in zentralen Reaktionen ist es nicht möglich, ein aussagekräftiges Ergebnis zu erzielen.

Das Anstiegsverhalten der Datenpunkte mit zunehmender Pseudomasse soll nun noch einmal näher untersucht werden. Abbildung 9.5 a) zeigt ν_2 als Funktion der Pseudomasse M für ausgewählte Zentralitäten. Im Vergleich zu Abbildung 9.4 werden die 20 % zentralsten Ereignisse zusammengefaßt. Wiederum ist eine Anpassung mit der Funktion 9.1 an die Datenpunkte mit $M \in [\,0.5, 1.41\,]$ GeV eingezeichnet. Das neu hinzugekommene Ergebnis ist ebenfalls Tabelle 9.1 zu entnehmen. Die Anpassung wird auf den übrigen Pseudomassenbereich extrapoliert. Abbildung 9.5 b)

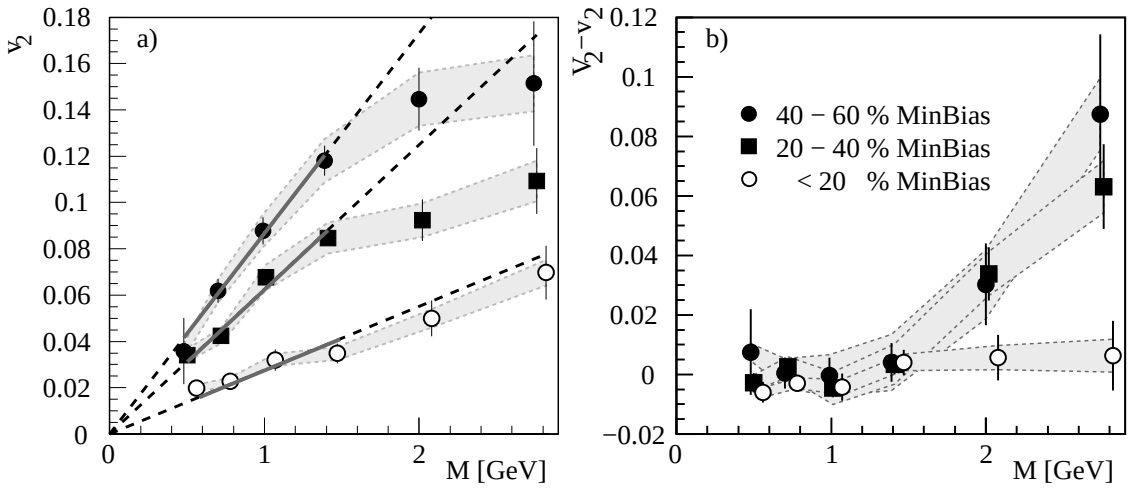

Abbildung 9.5: a) ν_2 als Funktion der Pseudomasse M für ausgewählte Zentralitäten mit einer Anpassung mit Funktion V_2. b) Differenz $V_2 - \nu_2$ als Funktion der Pseudomasse. Die Legende bezieht sich auf beide Teilbilder.

zeigt die Differenz $V_2 - \nu_2$ als Funktion der Pseudomasse für die einzelnen Zentralitäten. Man sieht, daß zentrale Ereignisse am wenigsten von der Linearität des Anstiegsverhaltens abweichen, mit abnehmender Zentralität der Reaktion wird die Abweichung stärker. In [Gyu00] wird diskutiert, daß der annähernd lineare Anstieg von ν_2 mit p_T der Hadronen von einem hohen Thermalisierungsgrad der Materie zeugt, so daß Abweichungen von der linearen Form auf weniger stark thermalisierte Reaktionen schließen lassen. Inwieweit sich dieser Zusammenhang auf die Pseudomassenabhängigkeit von v_2 überträgt, wird noch weiter zu untersuchen sein.

9.1 Abhängigkeiten von der Zentralität

Nach dem Einfluß der Pseudomasse soll nun die Abhängigkeit der Stärke des elliptischen Flusses von der Zentralität untersucht werden. Abbildung 9.6 zeigt die Abhängigkeit der Flußstärke ν_2 von der Anzahl der *Participants* als Maß für die Zentralität der Reaktion für verschiedene Pseudomassenbereiche. Die statistischen Fehler sind als Fehlerbalken, die systematischen Fehler als Fehlerband eingezeichnet. Deutlich ist die gleichmäßige Abnahme von ν_2 mit zunehmender Zentralität zu beobachten. Die Anzahl der *Participants* wird wieder durch eine Glauberrechnung bestimmt [Rey01]; die Ergebnisse dieser Rechnung sind in Anhang D.3 tabellarisiert. Beim Zusammenfassen der Zentralitätsklassen können die Ergebnisse der Glauberrechnung aus den ursprünglichen Klassen gemittelt werden.

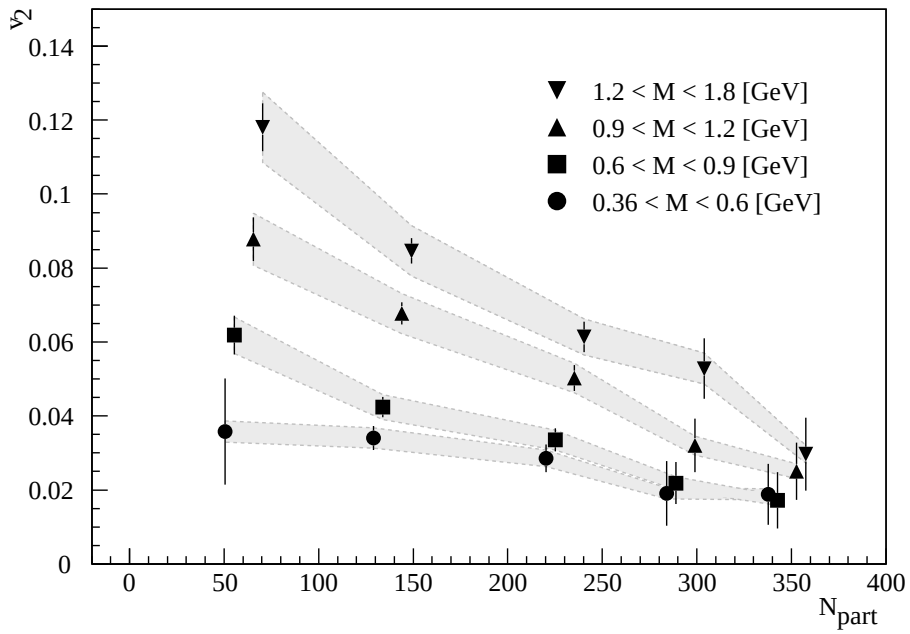

Abbildung 9.6: Abhängigkeit der Flußstärke ν_2 von der Anzahl der *Participants* als Maß für die Zentralität der Reaktion für verschiedene Pseudomassenbereiche.

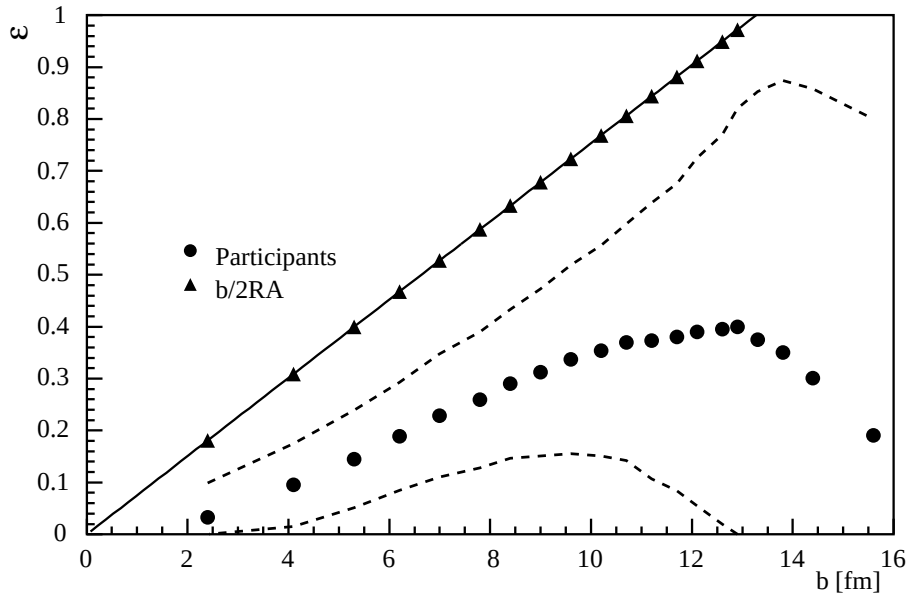

Abbildung 9.7: Exzentrizität ϵ als Funktion des Stoßparameters b, bestimmt aus der Position der *Participants* in einer Glauberrechnung und für das einfache geometrische Modell aus Abschnitt 6.1.3. Das gestrichelte Band zeigt die Standardabweichung der Exzentrizität für die Glauberrechnung.

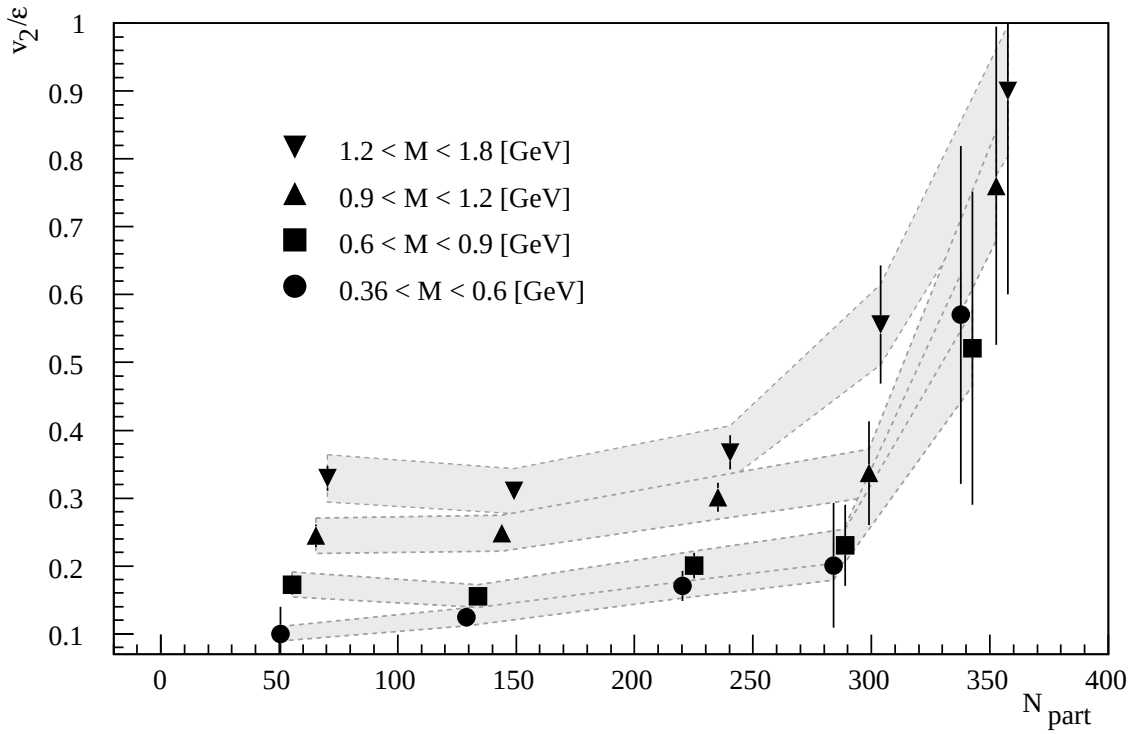

Abbildung 9.8: Abhängigkeit der mit der Exzentrizität skalierten Flußstärke ν_2/ϵ von der Anzahl der *Participants* für verschiedene Pseudomassenbereiche.

Um dynamische von rein geometrischen Effekten zu trennen, wird analog zur Diskussion der $Pb+Pb$-Daten in Abschnitt 6.1.3 das gemessene ν_2 auf die Exzentrizität ϵ des Reaktionsvolumens normiert. ϵ wurde ebenfalls durch eine Glauberrechnung aus den Positionen der *Participants* bestimmt [Rey01]. Abbildung 6.1.3 zeigt die Exzentrizität ϵ_{part} als Funktion des Stoßparameters b, die Werte sind in Anhang D.3 tabellarisiert. Der statistische Fehler ist sehr klein und in der Darstellung nicht zu erkennen. Um einen Eindruck von der Streuung der ϵ-Werte zu bekommen, ist die Standardabweichung als gestricheltes Band mit eingezeichnet. Zusätzlich ist in der Abbildung die rein geometrische Näherung ϵ_{geo} nach Funktion 6.18 gezeigt. Im folgenden wird ϵ_{part} verwendet. Bei der Berechnung der Exzentrizität in der Glauberrechnung wird eine systematische Unsicherheit von $\sim 7\,\%$ angenommen. Diese ist in der Abbildung nicht eingezeichnet.

Abbildung 9.8 zeigt schließlich die mit der Exzentrizität ϵ_{part} skalierten Werte von ν_2, $\nu_2' = \nu_2/\epsilon_{part}$, als Funktion der Anzahl der *Participants* für verschiedene Pseudomassenbereiche. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler wieder, die

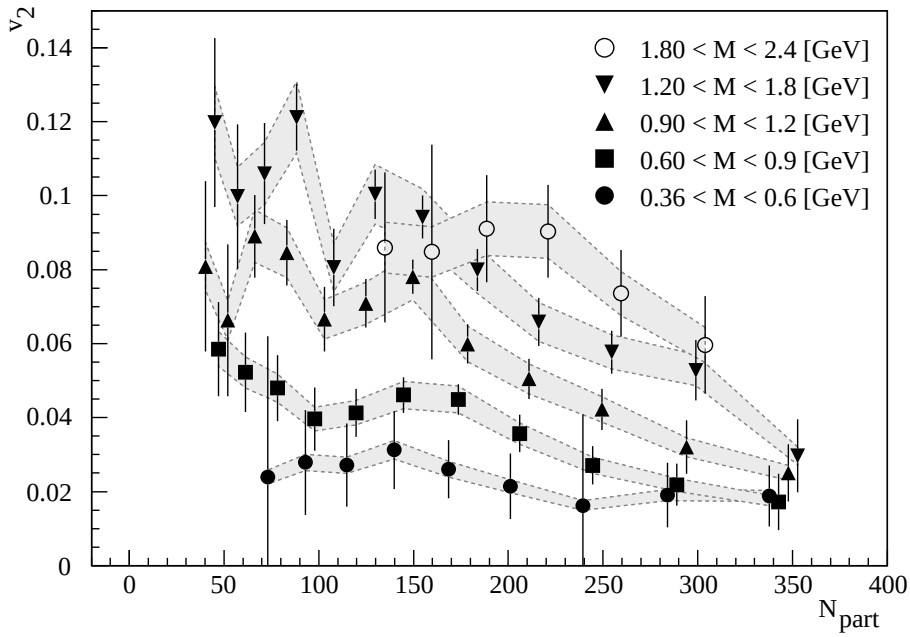

Abbildung 9.9: Abhängigkeit der Flußstärke ν_2 von der Anzahl der *Participants* für verschiedene Pseudomassenbereiche in einer feineren Unterteilung der Zentralität der Reaktion.

systematischen Fehler von ν_2 und ϵ wurden kombiniert und als graues Band eingezeichnet.

Wie bei der Untersuchung der $Pb + Pb$-Reaktionen in Abbildung 6.7 fällt auf, daß die gemessene Flussstärke ν_2 größtenteils bereits durch die relative Stärke der Reaktions-Asymmetrie erklärt werden kann. Zentrale Ereignisse zeigen jedoch auch für $Au + Au$-Reaktionen eine klare Abweichungen von der sonst gleichmäßigen Verteilung von ν_2' mit der Zentralität. Die mit der Exzentrizität skalierte Flußstärke wird in Abschnitt 9.3 beim Vergleich der Ergebnisse aus den Analysen der WA98- und PHENIX-Daten wieder aufgenommen.

Abschließend sollen noch kurz die Ergebnisse einer Analyse vorgestellt werden, in der eine feine Einteilung der Zentralität der Reaktionen vorgenommen wurde. Dazu wurden die 20 Standard-Zentralitätsklassen des PHENIX-Experiments verwendet, wie sie in Anhang C.1 dokumentiert sind. Die Einteilung der Zentralitätsklassen hat direkte Auswirkungen auf die zur Bestimmung der *mixed events* verwendeten Ereignisse, wie in Abschnitt 8.6 erläutert. Dadurch ermöglicht diese Analyse prinzipiell nicht nur die Untersuchung feinerer Zentralitätseffekte sondern stellt auch eine weitere Überprüfung systematischer Unsicherheiten der Analyse dar. Abbildung 9.9 zeigt ν_2 als Funktion der Anzahl der *Participants* für verschiedene Pseudomassenbereiche. Auch in diesem Fall läßt die unzureichende Statistik in peripheren Reaktionen keine

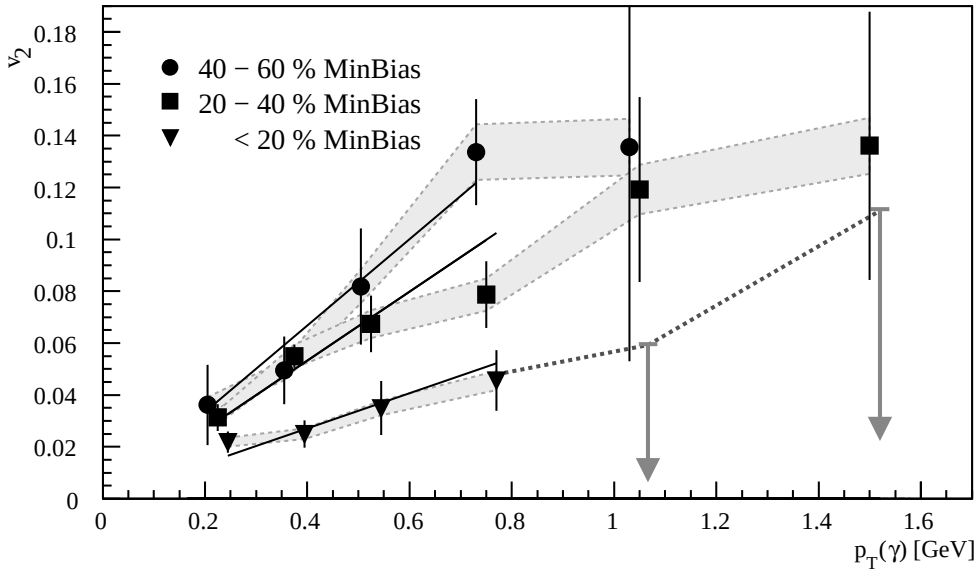

Abbildung 9.10: Abhängigkeit der Flußstärke vom p_T der Photonen für verschiedene Zentralitätsklassen.

aussagekräftige Bestimmung der Stärke des elliptischen Flusses zu. Durch die feinere Einteilung werden die statistischen Schwankungen größer, allerdings bestätigt diese Analyse die vorherigen Ergebnisse sehr gut.

9.2 Strengere Paarselektion

Bei einer Klassifizierung der Photonenpaare durch die Pseudomasse werden auch Photonenpaare mit stark asymmetrischen Transversalimpulsen betrachtet. Ein strengeres Auswahlkriterium ist die Einschränkung, daß beide Photonen des Paares aus dem gleichen Bereich $\mathcal{D}(p_T, y)$ stammen. Dieses in Abschnitt 6.2.1 bereits für die $Pb + Pb$-Daten diskutierte Auswahlkriterium soll nun auch auf den $Au + Au$-Datensatz angewendet werden.

Abbildung 9.10 zeigt die Abhängigkeit der Flußstärke ν_2 vom p_T der Photonen für verschiedene Zentralitätsklassen. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler wieder, der systematische Fehler ist als graues Band eingezeichnet. Es wird auch hier eine systematische Unsicherheit von 8 % angenommen. Durch das strengere Auswahlkriterium wird die zur Verfügung stehende Statistik stark eingeschränkt. Für zentrale Ereignisse kann daher bei hohem p_T nur eine obere Grenze für ν_2 angegeben werden. Diese wird in der Darstellung durch einen Pfeil angedeutet, wobei das obere Ende des Pfeils die obere Grenze mit einem Vertrauensniveau von 90 % ($1.28\,\sigma$)

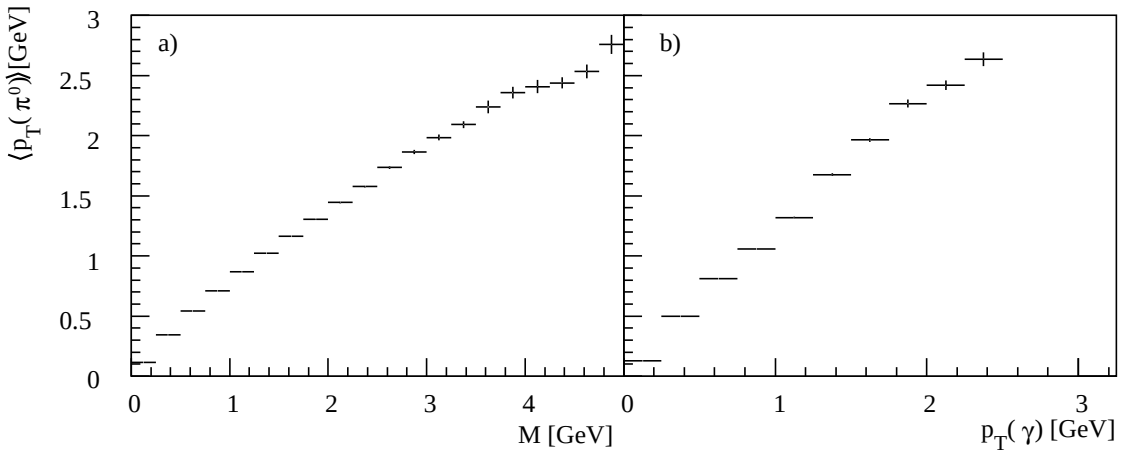

Abbildung 9.11: Mittlerer Transversalimpuls des π^0s $\langle p_T(\pi^0)\rangle$ als Funktion der Pseudomasse M und des Transversalimpulses der Photonen p_T.

angibt. Deutlich ist auch hier die Abhängigkeit der Flußstärke von der Zentralität der Reaktion und vom p_T der Photonen zu erkennen. ν_2 steigt für $p_T < 0.8$ annähernd linear an. Ob es wie in der Abhängigkeit der Flußstärke von der Pseudomasse in Abbildung 9.4 bei großem p_T zu einer Abflachung des Anstiegs kommt, läßt sich im Rahmen des statistischen Fehlers nicht beurteilen. Die Steigungsparameter der in der Abbildung gezeigten Anpassung im Bereich $p_T \in [0.2, 0.8]$ mit

$$V_2(p_T) = b_{p_T} \cdot p_T \tag{9.2}$$

sind in Tabelle 9.1 zusammengefaßt.

9.3 Diskussion

Schließlich sollen die für $Au + Au$-Reaktionen ermittelten Ergebnisse für die Stärke des elliptischen Flusses mit Ergebnissen aus der Analyse geladener Hadronen verglichen werden. Ferner soll versucht werden, die Systematik von ν_2 in den untersuchten Reaktionssystemen aufzuzeigen.

In der Analyse der $Au+Au$-Daten wurde aufgrund der begrenzten Akzeptanz des Detektors auf die Untersuchung von zusätzlichen Korrelationen durch BtB-Effekte verzichtet.

In Abschnitt 5.4 wurde eine einfache Monte-Carlo-Simulation vorgestellt, die den Zusammenhang zwischen der Pseudomasse M und dem p_T der zugrundeliegenden π^0s aufzeigt. Es wurde dabei angenommen, daß immer zwei π^0-Teilchen korreliert

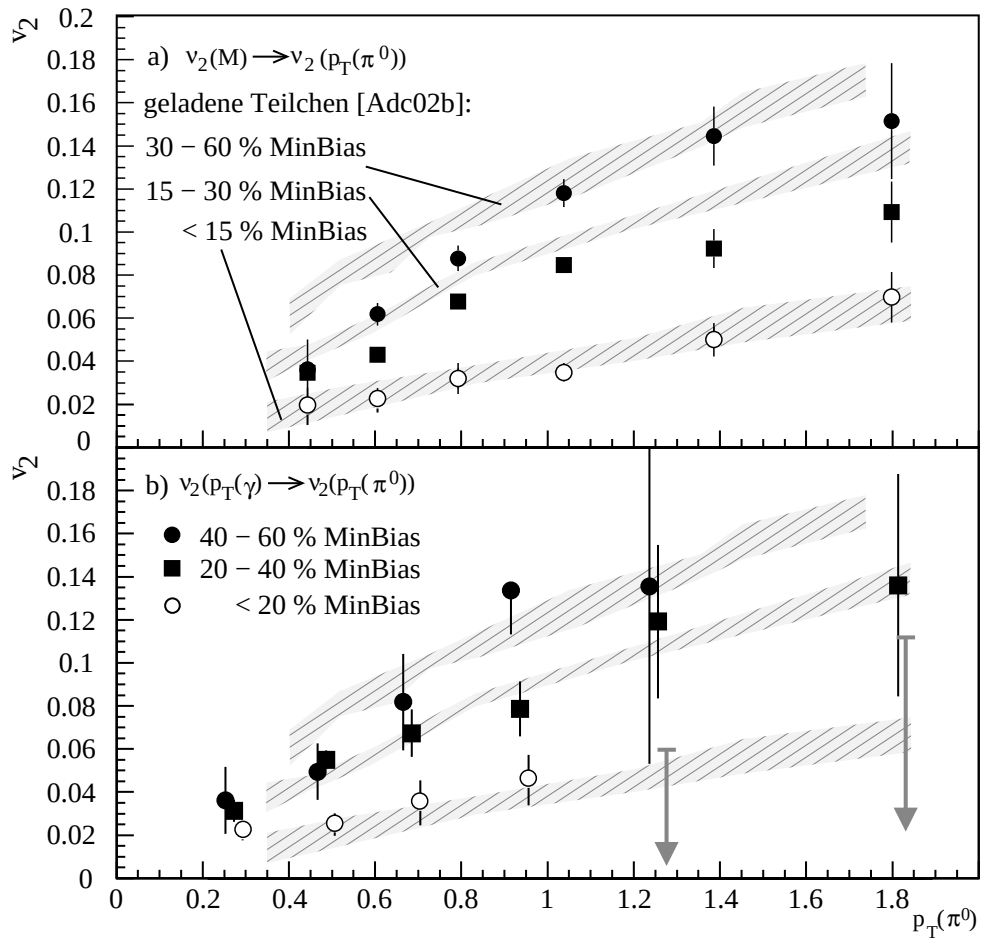

Abbildung 9.12: Abhängigkeit der Flußstärke vom p_T der Pionen für verschiedene Zentralitätsklassen. a) Ergebnis der Umrechnung 9.3 aus $\nu_2(M)$. b) Ergebnis der Umrechnung 9.4 aus $\nu_2(p_T(\gamma))$. Die Datenpunkte geben die Ergebnisse dieser Arbeit an. Die Flußstärke geladener Hadronen verschiedener Zentralität aus [Adc02b] ist durch Bänder angedeutet. Die Legende bezieht sich jeweils auf beide Teilbilder.

sind. Eine entsprechende Simulation wird für die $Au+Au$-Reaktionen durchgeführt, dabei wird eine Transversalimpulsverteilung der neutralen Pionen aus [Adc02a] verwendet. Abbildung 9.11 zeigt $\langle p_T(\pi^0)\rangle$ als Funktion der Pseudomasse M und als Funktion des Transversalimpulses der Photonen p_T. Im letzten Fall wird angenommen, daß beide Photonen des Paares aus dem gleichen Bereich $\mathcal{D}(p_T, y)$ stammen;für die Darstellung wird der mittlere Transveralimpuls der beiden Photonen verwendet[2]. Die Streuung der Daten verhält sich ähnlich wie die in Abbildung 5.16 gezeigten Wer-

[2]Man beachte, daß der in Abbildung 9.11 a) gezeigte Zusammenhang nicht die Umkehrfunktion des in Abbildung 5.16 gezeigten Zusammenhangs ist.

te. Mit den Ergebnissen der Simulation läßt sich die Abhängigkeit der Stärke des elliptischen Flusses von der Pseudomasse des Photonenpaares bzw. vom mittleren Transversalimpuls der Photonen $p_T(\gamma)$ in die Abhängigkeit vom Transversalimpuls der zugrundeliegenden π^0s umrechnen:

$$\nu_2(M) \rightarrow \nu_2(p_T(\pi^0)) \tag{9.3}$$

$$\nu_2(p_T(\gamma)) \rightarrow \nu_2(p_T(\pi^0)) \tag{9.4}$$

Abbildung 9.12 zeigt $\nu_2(p_T(\pi^0))$ für beide Fälle und ausgewählte Zentralitätsklassen. Das Ergebnis der Umrechnung 9.3 aus $\nu_2(M)$ ist in Teilbild a) und das der Umrechnung 9.4 aus $\nu_2(p_T(\gamma))$ in Teilbild b) zu sehen. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler wieder.

Zusätzlich ist ein Ergebnis der Analyse der Flußstärke geladener Hadronen aus [Adc02b] eingezeichnet: Die grauen Bänder zeigen den Wertebereich der ν_2 für verschiedene Zentralitäten. In der Analyse der geladenen Teilchen und der Photonenpaare wurden leicht unterschiedliche Zentralitätsbereiche gewählt. Daher ist ein direkter Vergleich nur bedingt möglich. Es zeigt sich, daß die Größenordnung der aus den Photonenkorrelationen gewonnenen Werte der Flußstärke von π^0s mit denen der Flußstärke geladener Hadronen in beiden Fällen recht gut übereinstimmt. Der starke elliptische Fluß geladener Hadronen, der auf eine weitgehende Thermalisierung hindeutet, kann somit auch in der Messung an π^0-Zerfallsphotonen beobachtet werden.

Zum Abschluß dieser Arbeit soll die Stärke des elliptischen Flusses der emittierten Photonen in Pb+Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV und Au+Au-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV gegenübergestellt werden. Zur Interpretation der Daten durch den Vergleich mit theoretischen Modellen bietet sich eine Darstellung an, in der man die Flußstärke als Funktion der Flächendichte der produzierten geladenen Teilchen in der Reaktionszone aufträgt. Diese kann definiert werden durch [Hei99]

$$\varrho_{ch} = \frac{1}{S} \cdot \frac{dN}{dy}. \tag{9.5}$$

Der Faktor S bezeichnet dabei die Fläche des Überlappungsbereichs der beiden Kerne, dN/dy gibt die Anzahl der geladenen Teilchen bei mittlerer Rapidität an. Die Überlappungsfläche S wird ähnlich zur Berechnung der Exzentrizität ϵ durch eine Glauberrechnung gewonnen [Rey01]. Die Überlappungsfläche kann definiert werden als

$$S = \pi \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle y^2 \rangle}. \tag{9.6}$$

Zur Definition von S vergleiche Abschnitt 6.1.3. Die Ergebnisse der Glauberrechnung für S sind in Anhang D.2 bzw. D.4 zusammengefaßt.

Abbildung 9.13 a) zeigt ν_2/ϵ als Funktion der Dichte der geladenen Teilchen ϱ_{ch} für die beiden Reaktionssysteme $Pb + Pb$ und $Au + Au$. Bei der Berechnung der hier gezeigten Werte von ν_2 wurde nur eine untere Pseudomassenschwelle von 360 MeV verwendet, die sich aus der unteren Schwelle für das p_T der Photonen in der Analyse ergibt. Zur Bestimmung der Anzahl der geladenen Teilchen dN/dy werden Ergebnisse für $dN/d\eta$ aus [Agg01b, Rey01] (WA98) und [Adc01] (PHENIX) verwendet. Dabei wird angenommen, daß für PHENIX-Daten der Zusammenhang $dN/dy = 1.15\, dN/d\eta$ gilt [Adl02b]; für die WA98-Daten gilt in guter Näherung, daß dN/dy und $dN/d\eta$ annähernd gleich sind.

Man sieht in der Abbildung, daß die Flußstärke der Photonen in den PHENIX-Daten nach Korrektur rein geometrischer Effekte systematisch höher liegt als in den WA98-Daten. Da die Dichte der geladenen Teilchen ein Maß für die Zentralität der Reaktion ist, lassen sich in dieser Darstellung auch Unterschiede der Reaktionssysteme in der Zentralitätsabhängigkeit der Flußstärke beobachten: Periphere WA98-Daten zeigen nur eine schwache Abhängigkeit von der Zentralität, für zentrale Reaktionen steigt ν_2/ϵ allerdings steil an. Die PHENIX-Daten hingegen zeigen einen kontinuierlichen Anstieg der Flußstärke mit der Zentralität. Die jeweils zentralste Klasse der beiden Datensätze wird in der Darstellung aufgrund der großen statistischen Fehler nicht gezeigt. Aufgrund des Beitrags zusätzlicher BtB-Korrelationen besonders in peripheren $Pb + Pb$-Reaktionen (Abschnitt 6.2) wird auch die aus Zwei-Photonen-Korrelationen bestimmte Flußstärke peripherer Ereignisse in diesem Vergleich nicht berücksichtigt.

Zusätzlich sind in der Abbildung Ergebnisse von Analysen der Flußstärke geladener Teilchen der Experimente STAR [Adl02b], NA49 [Pos99] und AGS/E877 [Bar94] gezeigt. Sie zeigen, im Unterschied zu den PHENIX/WA98-Daten, einen kontinuierlichen Übergang der Flußstärke zwischen den Strahlenergien. Der Unterschied in der absoluten Höhe von ν_2/ϵ läßt sich zu einem gewissen Grad durch die untere Schwelle auf den Transversalimpuls der Photonen verstehen. Geladene Hadronen bei STAR tragen einen mittleren Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ von etwa 500 MeV[Cal01]. Durch die untere Transversalimpulsschwelle ergibt sich für PHENIX eine mittlere Pseudomasse $\langle M \rangle$ von etwa 750 MeV, die sich nach Abbildung 9.11 in einen mittleren Transversalimpuls $\langle p_T(\pi^0) \rangle$ von etwa 620 MeV übersetzt. Unter der Annahme, daß ν_2/ϵ proportional zu $\langle p_T \rangle$ ansteigt, sollten die PHENIX-Ergebnisse um ein Viertel höher liegen.

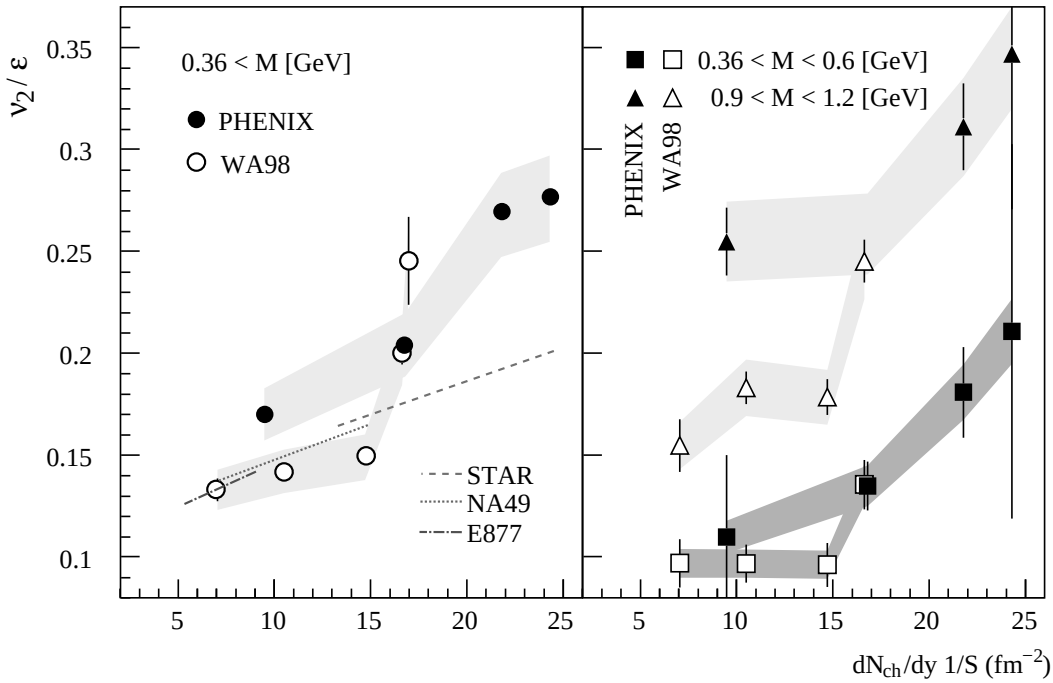

Abbildung 9.13: ν_2/ϵ als Funktion der Dichte der geladenen Teilchen für die beiden Reaktionssysteme $Pb + Pb$ (WA98) und $Au + Au$ (PHENIX). a) Ergebnisse einer Analyse mit einer unteren Pseudomassenschwelle von 360 MeV und b) eingeschränkten Pseudomassenbereichen. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler wieder, der systematische Fehler ist als graues Band eingezeichnet. Ergebnisse für geladene Teilchen aus den Experimenten STAR, NA49 und AGS/E877 sind als Linien gekennzeichnet.

Abbildung 9.13 b) zeigt ν_2/ϵ als Funktion der Dichte der geladenen Teilchen ϱ_{ch} für beide Reaktionssysteme unter Verwendung strengerer Pseudomasseneinschränkungen. Man sieht, daß das in Teilbild a) aufgezeigte Verhalten der relativen Flußstärke ν_2/ϵ nicht durch einzelne Pseudomassenbereiche hervorgerufen wird. Die Unterschiede zwischen den Reaktionssystemen sind unabhängig von der Wahl der Pseudomasse.

Anhand der Darstellung lassen sich Vorhersagen für das Verhalten der Flußstärke zweier unterschiedlicher theoretischer Modelle diskutieren: Hydrodynamische Modelle gehen von einer vollständigen Thermalisierung der Reaktionszone aus. Ohne einen Phasenübergang zum QGP ist ν_2/ϵ in diesen Modellen für alle Zentralitäten konstant [Oll92]. Die Stärke der Asymmetrie in der Winkelverteilung der emittierten Teilchen ergibt sich allein aus der Form der Wechselwirkungszone. Hydrodynamische Modelle, die eine Zustandsgleichung mit Phasenübergang verwenden, sagen hingegen einen leichten Anstieg von ν_2/ϵ mit abnehmender Zentralität voraus [Kol00]. In

diesem Fall gibt es neben rein geometrisch bedingten also weitere Flußeffekte durch den Phasenübergang. Hydrodynamische Modelle stellen einen Extremfall in der Beschreibung von Kernreaktionen dar; die mittlere frei Weglänge der Teilchen ist klein gegen die Ausdehnung der Reaktionszone.

Im anderen Grenzfall ist die mittlere frei Weglänge vergleichbar mit der Ausdehnung der Reaktionszone. Modelle, die von diesem Grenzfall ("*Low Density Limit*") ausgehen, sagen voraus, daß die Flußstärke sowohl von der Exzentrizität der Reaktionszone als auch von der Teilchendichte abhängt:

$$\nu_2 \sim \epsilon \frac{1}{S} \frac{dN}{dy}. \tag{9.7}$$

In Abbildung 9.13 a) führt dies zu einem linearen Anstieg von ν_2/ϵ. Die PHENIX-Daten sind mit den Vorhersagen des *Low Density Limit*-Ansatzes verträglich. Ein konstanter Wert für ν_2/ϵ, wie er im hydrodynamischen Bild zu erwarten ist, kann nicht festgestellt werden. Auffällig in den WA98-Daten ist der steile Anstieg bei $\varrho_{ch} \approx 15$ fm^{-2}, der sich in keinem der beiden Modelle beschreiben läßt.

10. Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden Azimutalwinkelverteilungen von Photonen für $p + A$- und $Pb + Pb$-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie pro Nukleonpaar von $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV und für $Au + Au$-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV untersucht. Die dazu verwendeten Daten wurden im Rahmen des WA98-Experiments am CERN-SPS und des PHENIX-Experiments am BNL-RHIC gemessen.

Ein Hauptziel der Untersuchung besteht darin, aus azimutalen Korrelationen von Photonen, die zumeist aus dem Zerfall von neutralen Hadronen, π^0 oder η, stammen, Informationen über den Anteil der produzierten Teilchen zu erhalten, die noch eine ,,Erinnerung" an ihren ursprünglichen Produktionsprozeß tragen. Die Teilchen, die in einer primären Kollision erzeugt werden, müssen aus Gründen lokaler Impulserhaltung eine Korrelation im Transversalimpuls aufzeigen. Dabei ist, besonders bei großem Transversalimpuls, eine Antikorrelation im Azimutalwinkel zu erwarten. Dies erinnert an Jet-Strukturen, wie man sie in der Teilchenemission bei sehr großen Energien beobachtet. Es sollte einen weichen Übergang von rein kinematischen Effekten zu Minijets oder Jets geben.

Für $p + C$- und $p + Pb$-Reaktionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV kann eine deutliche Antikorrelation im Azimutalwinkel der Photonen beobachtet werden. Es wird eine Analysemethode entwickelt, mit der die Stärke der Antikorrelation bestimmt werden kann. Dabei ist besonders der Einfluß von Resonanzen zu beachten, die dominant in zwei Photonen zerfallen. Die Stärke der Antikorrelation zeigt eine deutliche Abhängigkeit sowohl vom Transversalimpuls der Photonen als auch von der Größe des Reaktionssystems. Ziel ist es, durch eine systematische Untersuchung der Eigenschaften der Antikorrelation als auch der Leistungsfähigkeit der Methodik, Erkenntnisse für die Analyse weiterer Reaktionssysteme zu erhalten.

Unterschiede in der Stärke der Antikorrelation zwischen $p + C$- und $p + Pb$-Reaktionen können im Rahmen der Fehler auf Unterschiede in den zugrundeliegenden π^0-p_T-Verteilungen der Reaktionssysteme zurückgeführt werden. Ein Vergleich mit Simulationsrechnungen auf der Basis von Ereignisgeneratoren wird durchgeführt. Der Vergleich zeigt, daß die Antikorrelation am besten von Ereignisgeneratoren reproduziert wird, die ohne harte Stoßprozesse zur Beschreibung der Reaktionen auskommen. Möglicherweise lassen sich durch weitergehende Modellrechnungen Aufschlüsse über den Einfluß von *Rescattering* und ähnlichen Effekten gewinnen. Die Analyse zeigt, daß Antikorrelationen im Azimutalwinkel außerdem bei der Ex-

traktion von π^0- und η-Resonanzen anhand der invarianten Masse berücksichtigt werden müssen, da ohne sie die Form der Untergrundverteilung nicht verstanden werden kann.

Die Azimutalwinkelverteilungen von Photonen für $Pb + Pb$-Reaktionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV sind geprägt von kollektivem Fluß. Die Untersuchung der Zwei-Photonen-Korrelation bietet die Möglichkeit, die Stärke des Flußeffekts ohne Kenntnis der Reaktionsebene zu untersuchen. Dies ist ein großer Vorteil gegenüber der klassischen Flußanalyse, die die Richtung einzelner Photonen relativ zur Reaktionsebene beschreibt, da Unsicherheiten in der Bestimmung der Reaktionsebene unberücksichtigt bleiben können. Die Bestimmung der Eigenschaften von Flußeffekten durch Zwei-Photonen-Korrelationen bildet den zweiten Schwerpunkt der Arbeit.

Es kann gezeigt werden, daß bei mittlerer Rapidität elliptischer Fluß die Zwei-Photonen-Korrelation dominiert. Die Stärke des elliptischen Flusses ν_2 zeigt eine starke Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Photonen und von der Zentralität der Reaktion. Ein Vergleich mit der Asymmetrie der Reaktionszone, ausgedrückt durch die Exzentrizität, zeigt, daß die Zentralitäsabhängigkeit von ν_2 weitgehend bereits durch diese Asymmetrie erklärt werden kann. Für zentrale Reaktionen werden darüber hinausgehende Flußeffekte beobachtet. Durch Untersuchung der Orientierung der Zwei-Photonen-Korrelation relativ zur Reaktionsebene wird gezeigt, daß die Korrelation in der Reaktionsebene liegt.

Es kann gezeigt werden, daß besonders in peripheren $Pb + Pb$-Reaktionen Antikorrelationen im Azimutalwinkel der Photonen bei der Bestimmung von ν_2 aus Zwei-Photonen-Korrelationen berücksichtigt werden müssen. Aufgrund der höheren Multiplizität in $Pb + Pb$- verglichen mit $p + A$-Reaktionen ist die Extraktion der Stärke dieser Antikorrelation ungleich schwieriger. Trotzdem kann eine systematische Entwicklung der Stärke der Antikorrelation von $p + A$- zu $Pb + Pb$-Reaktionen verschiedener Zentralität aufgezeigt werden.

Bei hinreichend großen Transversalimpulsen sollte es die Analyse ermöglichen, den Einfluß eventuell auftretender Energieverlusteffekte, das sogenannte ,,jet quenching", zu untersuchen, das ein zur Zeit intensiv diskutiertes Signal für das Quark-Gluon-Plasma ist. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen in $Pb+Pb$-Reaktionen keinen Hinweis auf solche Einflüsse.

Der letzte Teil der Arbeit widmet sich der Analyse von $Au + Au$-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV im PHENIX-Experiment. Das PHENIX-Experiment konnte im Jahr 2000 erstmals Daten aufnehmen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde an der Aufbereitung und Auswertung der Daten des elektromagnetischen Kalorimeters mitgewirkt. Es konnten besonders im Bereich der Kalibration des Detektors Algo-

rithmen entwickelt werden, die dazu beigetragen haben, daß der Detektor erfolgreich in verschiedenen Untersuchungen eingesetzt werden konnte.

Auch die Azimutalwinkelverteilungen von Photonen für $Au + Au$-Reaktionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV zeigen starke Anzeichen von elliptischem Fluß. Trotz der begrenzten Akzeptanz des Detektors kann in einer Untersuchung von Zwei-Photonen-Korrelationen die Abhängigkeit der Stärke des elliptischen Flusses ν_2 von der Zentralität der Reaktion und dem Transversalimpuls des Photonenpaares bestimmt werden. Der Zusammenhang zwischen dem Transversalimpuls der Photonen und dem Transversalimpuls der zugrundeliegenden π^0s wird aufgezeigt. So läßt sich die Flußstärke als Funktion des p_T der π^0s beschreiben. Eine Analyse der Flußstärke für geladene Hadronen zeigt vergleichbare Ergebnisse. Der starke elliptische Fluß geladener Hadronen, der auf eine weitgehende Thermalisierung hindeutet, kann somit auch in der Messung an π^0-Zerfallsphotonen beobachtet werden.

Die Flußstärke der Photonen ist bei gleicher Zentralität und gleichem Transversalimpuls bei RHIC-Energien größer als bei SPS-Energien. Nach einer Skalierung der Flußstärke mit der Exzentrizität der Reaktionszone kann man zeigen, daß auch die von geometrischen Effekten bereinigte Flußstärke bei gleicher Dichte der geladenen Teilchen bei RHIC-Energien höher liegt.

Auf die Untersuchung zusätzlicher Antkorrelationseffekte und deren Auswirkung auf die Flußanalyse mußte aufgrund der geringen Statistik verzichtet werden.

Im zweiten Jahr des PHENIX-Experiments werden Daten des elektromagnetischen Kalorimeters mit wesentlich höherer Statistik bei größerer Akzeptanz zur Verfügung stehen. Zukünftige Analysen werden daher die Stärke des elliptischen Flusses ν_2 bei höheren Transversalimpulsen bestimmen können. Außerdem können Antikorrelationseffekte besser untersucht werden. Der Einfluß eines möglichen Energieverlusts hochenergetischer Teilchen durch „jet quenching"-Effekte sollte dann auch in Zwei-Photonen-Korrelationen bestimmbar sein. Bei hoher Statistik lassen sich zusätzlich Korrelationen höherer Ordnung zur Berechnung der Flußstärke einsetzen. Die hier entwickelten Analysemethoden schaffen die Voraussetzung für weitere vielversprechende Untersuchungen.

A. Kinematische Variablen

Zur Beschreibung ultrarelativistischer Schwerionenstöße werden verschiedene kinematische Variablen verwendet, die den Wechsel zwischen den Bezugssystemen erleichtern. Die wichtigsten der in dieser Arbeit verwendeten Variablen sollen im folgenden definiert werden:

In der Hochenergiephysik werden entsprechend den Regeln der speziellen Relativitätstheorie die Teilchen durch den Viererimpuls

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

beschrieben. E ist die Energie des Teilchens und $\vec{p}$ der Dreierimpuls in kartesischen Koordinaten. In dieser Notation werden, wie auch im folgenden, natürliche Einheiten verwendet; es gilt $c \equiv \hbar \equiv 1$. Für freie Teilchen mit der Ruhemasse m_0 gilt die relativistische Energie-Impuls-Beziehung

$$E^2 = m_0^2 + \vec{p}^2. \tag{A.2}$$

Der Viererimpuls p^μ hat die Eigenschaft, daß sein Betrag, die invariante Masse,

$$m_{inv}^2 = p^\mu p_\mu = -\vec{p} \cdot \vec{p} + E^2 \tag{A.3}$$

invariant unter Lorentz-Transformation ist. Weiterhin findet die Mandelstam-Variable s Verwendung, die aus der Summe der Viererimpulse der beiden einlaufenden Teilchen bei einer Streuung berechnet wird:

$$s = (p_1^\mu + p_2^\mu)^2. \tag{A.4}$$

Die Gesamtenergie einer Reaktion in deren Schwerpunktssystem wird dann durch $\sqrt{s}$ angegeben.

In Beschleunigerexperimenten wird die z-Achse des Koordinatensystems durch die Strahlachse festgelegt. Der Dreierimpuls eines Teilchens läßt sich dann in eine longitudinale Komponente p_L und eine transversale Komponente p_T bezüglich der Strahlachse aufteilen:

$$p_L = p \cdot \cos\vartheta = p_z \tag{A.5}$$

$$p_T = p \cdot \sin\vartheta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \tag{A.6}$$

Hier bezeichnet ϑ den Winkel der Ausbreitungsrichtung des Teilchens zur Strahlachse und $p = |\vec{p}|$ den Betrag des Dreierimpulses. Der Transversalimpuls p_T verhält sich invariant unter Lorentz-Transformation, die longitudinale Komponente p_L hingegen nicht. Die longitudinale Geschwindigkeit $\beta_L = p_L/E$ eines Teilchens wird daher durch die Rapidität y beschrieben:

$$y = \operatorname{atanh}(\beta_L) \tag{A.7}$$

$$= \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}. \tag{A.8}$$

Die Rapidität verhält sich additiv bei einem Wechsel in ein Bezugssystem, das sich mit einer Geschwindigkeit β relativ zum ursprünglichen Bezugssystem bewegt

$$y' = y + \operatorname{atanh}(\beta), \tag{A.9}$$

so daß sich die Form der Rapiditätsverteilung der Teilchen bei einem Wechsel der Bezugssysteme nicht ändert. Es gelten die Beziehungen

$$E = m_T \cdot \cosh(y) \tag{A.10}$$

$$p_L = m_T \cdot \sinh(y). \tag{A.11}$$

Dabei bezeichnet $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$ die sogenannte transversale Masse des Teilchens.

Ist es im Experiment nicht möglich, ein Teilchen zu identifizieren und damit die Masse des Teilchens zu bestimmen, so wird statt der Rapidität die Pseudorapidität η verwendet:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_L}{p - p_L} \tag{A.12}$$

$$= -\ln \left[\tan \left(\frac{\vartheta}{2} \right) \right]. \tag{A.13}$$

Die Pseudorapidität eines Teilchens läßt sich allein aus dem Emissionswinkel ϑ des Teilchens relativ zur Strahlachse bestimmen. Die Pseudorapidität ist damit experimentell einfacher zugänglich als die Rapidität. Analog zu (A.10) und (A.11) gilt:

$$p = p_T \cdot \cosh(\eta) \tag{A.14}$$

$$p_L = p_T \cdot \sinh(\eta). \tag{A.15}$$

Im Grenzfall $E \approx p \gg m_0$ nähern sich Rapidität und Pseudorapidität einander an.

B. Zentralitätsklassen WA98

E_T-Klasse	% von σ_{mb}	untere E_T-Schwelle [GeV]			
		Strahlzeit 95		Strahlzeit 96	
		Magnet an	Magnet aus	Magnet an	Magnet aus
8	1.22	460.00	406.60	443.20	395.00
7	6.52	410.95	369.45	380.35	341.35
6	12.66	361.55	324.55	326.05	291.65
5	24.35	281.05	249.25	237.35	212.15
4	47.20	161.55	139.15	114.85	102.05
3	65.18	79.05	67.75	55.45	50.55
2	82.59	28.35	24.65	20.35	18.75
1	100.0	0.00	0.00	0.00	0.00

Tabelle B.1: Definition der Zentraliätsklassen für $Pb + Pb$-Reaktionen bei 158 A GeV im WA98-Experiment (σ_{mb} bezeichnet den Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt).

E_T-Klasse	% von σ_{mb}	E_T-Schwelle [GeV]	
		Simulationen	
		Hijing	Venus
8	1	356	410.4
7	5	311	354.0
6	10	265	300.4
5	20	193	220.6
4	40	99	113.4
3	60	46	50.2
2	80	23	17.2
1	100	0	0.0

Tabelle B.2: Definitionen der Zentralitätsklassen für Simulationen mit den *Event*-Generatoren Venus und Hijing für $Pb + Pb$-Reaktionen bei 158 A GeV (σ_{mb} bezeichnet den Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt).

C. Zentralitätsklassen PHENIX

Zentralitäts -klasse	% von σ_{mb}	Winkel im ZDC-BBC Bild
1	5	19.0105
2	10	27.7195
3	15	34.7096
4	20	40.7829
5	25	46.5125
6	30	52.1848
7	35	57.9717
8	40	63.9877
9	45	70.1757
10	50	76.249
11	55	82.1505
12	60	87.5936
13	65	92.521
14	70	97.0474
15	75	101.287
16	80	105.642
17	85	112.059
18	90	140.42
19	95	-
20	100	-

Tabelle C.1: Definition der Zentraliätsklassen für $Au + Au$-Reaktionen bei $\sqrt{s} = 130\,A$ GeV im PHENIX-Experiment (σ_{mb} bezeichnet den Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt, der Winkel ist in Grad angegeben).

D. Ergebnisse der Glauberrechnung

E_T-Klasse	% von σ_{mb}	b	N_{Part}	N_{Coll}
8	1.22	1.6 ± 0.02	376.0 ± 0.40	826.2 ± 1.64
7	6.52	2.8 ± 0.01	344.6 ± 0.33	738.3 ± 1.08
6	12.66	4.4 ± 0.01	291.3 ± 0.31	595.1 ± 0.95
5	24.35	6.1 ± 0.01	224.7 ± 0.26	426.2 ± 0.71
4	47.20	8.4 ± 0.01	133.0 ± 0.21	216.2 ± 0.47
3	65.18	10.6 ± 0.01	62.8 ± 0.12	80.4 ± 0.22
2	82.59	12.2 ± 0.01	27.6 ± 0.07	27.8 ± 0.10
1	100.0	13.7 ± 0.01	9.7 ± 0.04	7.8 ± 0.04

Tabelle D.1: Ergebnisse der Glauberrechnung für $Pb + Pb$-Reaktionen bei 158 A GeV im WA98-Experiment bei Einteilung der Reaktionen in acht E_T-Klassen. Angegeben ist neben dem Stoßparamter b die Anzahl der Reaktionsteilnehmer (N_{part}) und die Anzahl der Nukleon-Nukleon-Stöße (N_{coll}).

E_T-Klasse	% von σ_{mb}	ϵ	S [fm^2]
8	1.22	0.018 ± 0.002	29.493 ± 0.027
7	6.52	0.056 ± 0.001	27.562 ± 0.017
6	12.66	0.123 ± 0.001	24.413 ± 0.016
5	24.35	0.205 ± 0.001	20.408 ± 0.013
4	47.20	0.316 ± 0.001	14.787 ± 0.011
3	65.18	0.398 ± 0.001	10.172 ± 0.011
2	82.59	0.421 ± 0.002	7.532 ± 0.013
1	100.0	0.369 ± 0.003	5.694 ± 0.019

Tabelle D.2: Weitere Ergebnisse der Glauberrechnung für $Pb + Pb$-Reaktionen bei 158 A GeV im WA98-Experiment bei Einteilung der Reaktionen in acht E_T-Klassen. Angegeben ist die Exzentrizität ϵ und die Überlappungsfläche S.

Zentralitäts-klasse	% von σ_{mb}	b	N_{Part}	N_{Coll}
1	5	2.40 ± 0.01	347.70 ± 0.18	1008.80 ± 0.88
2	10	4.10 ± 0.01	294.00 ± 0.19	794.20 ± 0.86
3	15	5.30 ± 0.01	249.50 ± 0.19	633.20 ± 0.80
4	20	6.20 ± 0.01	211.00 ± 0.19	502.20 ± 0.73
5	25	7.00 ± 0.01	178.60 ± 0.17	398.50 ± 0.65
6	30	7.80 ± 0.01	149.70 ± 0.16	312.00 ± 0.57
7	35	8.40 ± 0.01	124.80 ± 0.14	241.70 ± 0.46
8	40	9.00 ± 0.01	102.90 ± 0.13	184.40 ± 0.39
9	45	9.60 ± 0.01	83.20 ± 0.11	137.10 ± 0.31
10	50	10.20 ± 0.01	66.30 ± 0.09	99.80 ± 0.24
11	55	10.70 ± 0.01	52.10 ± 0.08	71.70 ± 0.18
12	60	11.20 ± 0.01	40.10 ± 0.07	50.00 ± 0.14
13	65	11.70 ± 0.01	30.10 ± 0.06	34.10 ± 0.10
14	70	12.10 ± 0.01	21.90 ± 0.04	22.60 ± 0.07
15	75	12.60 ± 0.	15.30 ± 0.04	14.20 ± 0.05
16	80	12.90 ± 0.	10.40 ± 0.03	8.80 ± 0.04
17	85	13.30 ± 0.	6.90 ± 0.03	5.30 ± 0.03
18	90	13.80 ± 0.	4.70 ± 0.02	3.40 ± 0.02
19	95	14.40 ± 0.	3.60 ± 0.02	2.40 ± 0.01
20	100	15.60 ± 0.01	2.80 ± 0.01	1.70 ± 0.01

Tabelle D.3: Ergebnisse der Glauberrechnung für $Au + Au$-Reaktionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV im PHENIX-Experiment bei Einteilung der Reaktionen in 20 Zentralitätsklassen. Angegeben ist neben dem Stoßparameter b die Anzahl der Reaktionsteilnehmer (N_{part}) und die Anzahl der Nukleon-Nukleon-Stöße (N_{coll}).

Zentralitäts-klasse	% von σ_{mb}	ϵ	S [fm^2]
1	5	0.033 ± 0.001	26.443 ± 0.013
2	10	0.095 ± 0.001	23.567 ± 0.014
3	15	0.145 ± 0.001	21.054 ± 0.014
4	20	0.189 ± 0.001	18.904 ± 0.014
5	25	0.229 ± 0.001	17.037 ± 0.015
6	30	0.259 ± 0.001	15.320 ± 0.015
7	35	0.290 ± 0.001	13.866 ± 0.015
8	40	0.312 ± 0.001	12.431 ± 0.016
9	45	0.337 ± 0.002	11.250 ± 0.017
10	50	0.354 ± 0.002	10.177 ± 0.018
11	55	0.370 ± 0.002	9.178 ± 0.019
12	60	0.373 ± 0.002	8.314 ± 0.021
13	65	0.380 ± 0.003	7.461 ± 0.023
14	70	0.390 ± 0.003	6.746 ± 0.026
15	75	0.395 ± 0.003	6.081 ± 0.028
16	80	0.400 ± 0.004	5.613 ± 0.031
17	85	0.375 ± 0.004	5.116 ± 0.035
18	90	0.350 ± 0.004	4.737 ± 0.036
19	95	0.301 ± 0.005	4.565 ± 0.040
20	100	0.191 ± 0.005	4.833 ± 0.045

Tabelle D.4: Weitere Ergebnisse der Glauberrechnung für Au + Au-Reaktionen bei $\sqrt{s_{NN}}$ = 130 GeV im PHENIX-Experiment bei Einteilung der Reaktionen in 20 Zentralitätsklassen. Angegeben ist die Exzentrizität ϵ und die Überlappungsfläche S.

Literaturverzeichnis

[Abr00] M. C. Abreu *et al.* Phys. Lett. **B 477** (2000) 28.

[Adc01] K. Adcox *et al.* Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3500.

[Adc02a] K. Adcox *et al.* Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 022301.

[Adc02b] K. Adcox *et al.*, Preprint nucl-ex/0204005, zur Veröffentlichung in Phys. Rev. Lett.

[Adl01] C. Adler, A. Denisov, E. Garcia, M. Murray, H. Strobele, und S. White Nucl. Instr. and Meth. **A 470** (2001) 488.

[Adl02a] S. Adler *et al.*, *PHENIX Online-Systems*, Nucl. Instr. and Meth., in Vorbereitung.

[Adl02b] C. Adler *et al.*, Preprint nucl-ex/0206001, zur Veröffentlichung in Phys. Rev. C.

[Agg96] M. M. Aggarwal *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 372** (1996) 143.

[Agg97a] M. M. Aggarwal *et al.*, UT/ORNL WA98 Preprint, 1997.

[Agg98a] M. M. Aggarwal *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 4087. Erratum ibid. **84** (1998) 578.

[Agg98b] M. M. Aggarwal *et al.*, *A Preshower Photon Multiplicity Detector for the WA98 Experiment*, Preprint hep-ex/9807026 (1998).

[Agg98c] M. M. Aggarwal *et al.*, *Directed flow in 158-A-GeV Pb-208 + Pb-208 collisions*, Preprint nucl-ex/9807004 (1998).

[Agg99] M.M. Aggarwal *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 926.

[Agg00] M. M. Aggarwal *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3595.

[Agg01a] M. M. Aggarwal *et al.*, Preprint nucl-ex/0108006.

[Agg01b] M. M. Aggarwal *et al.*, Eur. Phys. J. **C 18** (2001) 651.

[Aki99] Y. Akiba *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 433** (1999) 143.

[Aki00] Y. Akiba *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 453** (2000) 279.

[Alb88] C. Albajar *et al.*, Nucl. Phys. **B 309** (1988) 405.

[Alb92] R. Albrecht *et al.*, Z. Phys. **C 53** (1992) 225.

[All99] W. Allen *et al.*, ORNL Report HER019, 1999.

[And93] B. Andersson, G. Gustafson und H. Pi, Z. Phys. C **C 57** (1993) 485.

[And99] E. Andersen *et al.*, Phys. Lett. **B 449** (1999) 401.

[Aph02] L. Aphecetche *et al.*, *The PHENIX Calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth., in Vorbereitung.

[App98] H. Appelshäuser *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 4136.

[Arn83] G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **123 B** (1983) 115.

[Arn94] M. Arneono *et al.*, Phys. Rep. **240** (1983) 301.

[Ato92] G. S. Atoyan *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 320** (1992) 144.

[Awe89] T. Awes *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 279** (1989) 479.

[Awe94] T. Awes *et al.*, Z. Phys. **C 65** (1995) 207.

[Awe01] T. Awes *et al.*, Phenix Internal Analysis Note 69 (2001).

[Awe01a] T. Awes, private Mitteilung.

[Awe02] T. Awes *et al.*, *High Energy Beam Test of the PHENIX Lead-Scintillator EM Calorimeter*, Preprint nucl-ex/0202009 (2002).

[Bac99] J. Bachler *et al.*, Nucl. Phys. **A 661** (1999) 45.

[Bai95] R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, S. Peigné und D. Schiff, Phys. Lett. **B 345** (1995) 277.

[Bai97a] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne und D. Schiff, Nucl. Phys. **B 483** (1997) 291.

[Bai97b] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne und D. Schiff, Nucl. Phys. **B 484** (1997) 265.

[Ban82] M. Banner *et al.*, Phys. Lett. **B 118** (1982) 203.

[Bar94] J. Barrette *et al.*, Phys. Rev. **C 51** (1995) 3309.

[Bar98] C. Barlag et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 406** (1998) 299.

[Bas98] S. Bass *et al.*, J. Phys. **G 25** (1999) 1.

[Bat97] S. Bathe, *Untersuchungen zur Nachweiswahrscheinlichkeit eines Streamer-Tube-Detektors*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1997.

[Bat02] S. Bathe, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 2002.

[Bec87] P. Beckmann *et al.*, Mod. Phys. Lett. **A 2** (1987) 163.

[Ben99] M. Bennett *et al.*, Nucl. Phys. **A 661** (1999), 661c.

[Ber71] S. M. Berman *et al.*, Phys. Rev. **D 4** (1971) 3388.

[Ber92] F. Berger *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 321** (1992) 152.

[Bia76] A. Białas, A. Błeszynski und W. Czyż, Nucl. Phys. **B 111** (1976) 461.

[Blu98] C. Blume, *Produktion neutraler Mesonen in heißer hadronischer Materie*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1998.

[Boh96] E.-M. Bohne, *Einsatz eines Bleiglasdetektors zur Untersuchung der Produktion neutraler Pionen in ultrarelativistischen bleiinduzierten Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1996.

[Bor00] N. Borghini, P. M. Dinh und J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. **C 62** (2000) 34902.

[Bor01] N. Borghini, P. M. Dinh und J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. **C 64**, (2001) 54901.

[Bra00] L. V. Bravina, A. Fäsler, C. Fuchs und E. E. Zabrodin, Phys. Rev. **C 61**, (2000) 64902.

[Bra01] P. Braun-Munzinger und J. Stachel, Preprint nucl-th/0112051.

[Buc99] D. Bucher, *Produktion direkter Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenstößen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1997.

[Büs73] F. W. Büsser *et al.* Phys. Lett. **B 46** (1973) 471.

[Büs97] H. Büsching, *Untersuchung nichtlinearer Effekte im Bleiglaskalorimeter LEDA – Eine Computersimulation –*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1997.

[Cal01] M. Calderon de la Barca Sanchez, Nucl. Phys. **A 698** (2002) 503.

[Car98a] L. Carlén et al., Nucl. Instr. and Meth. **412** (1998) 361.

[Car98b] L. Carlén et al., Nucl. Instr. and Meth. **413** (1998) 92.

[Cer01] CERN Pressemitteilung, http://cern.web.cern.ch/CERN/Announcements/2000/NewStateMatter CERN, Genf, 2001.

[Cla96] A. Claussen, *Einsatz des Bleiglaskalorimeters LEDA zur Untersuchung ultrarelativistischer bleiinduzierter Schwerionenreaktionen in Hinblick auf die Produktion inklusiver Photonen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1996.

[Cle93] G. Clewing, *Untersuchungen zur Produktion direkter Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen bei 200 A GeV*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1993.

[Cle98] J. Cleymans und K. Redlich, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5284.

[Cro79] D. Antreasyan *et al.*, Phys. Rev. **D 19** (1979) 764.

[Dan85] P. Danielewicz, G. Odyniec, Phys. Lett. **B 157** (1985) 146.

[Dav96] G. David *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **43** (1996) 1491.

[Dav97] G. David *et al.*, Vortrag, *7th International Conference on Calorimetry in High-Energy Physics* (ICCHEP 97), Tucson, 1997.

[Dav98] G. David *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **45** (1998) 692.

[Din99] P. M. Dinh, N. Borghini und J. Y. Ollitrault, Phys. Lett. **B 477** (2000) 51.

[Dre99] H. J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko und K. Werner, J. Phys. **G 25** (1999) L91.

[Dre00] H. J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog und K. Werner, Phys. Rept. **350** (2001) 93.

[Dri84] D. Drijard *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 225** (1984) 367.

[Esk88] K. J. Eskola, K. Kajantie und J. Lindfors, Nucl. Phys. **B 323** (1989) 37.

[Fes85] H. Fessler *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 240** (1985) 284.

[Fok00] S. Fokin *et al.*, internal analysis note, Kurchatov Institute, Moskau, 2000.

[Gei90] W. M. Geist, Phys. Rep. **197** (1993) 263.

[Gri96] D. Griffiths, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Berlin, 1996.

[Gro00] D. E. Groom *et al.*, *Review of Particle Physics*, European Physical Journal **C15** (2000) 1.

[Gos77] J. Gosset *et al.*, Phys. Rev. **C 16** (1977) 269.

[Gus84] H. A. Gustafsson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1590.

[Gut89] H. H. Gutbrod, B. W. Kolb, H. R. Schmidt, A. M. Poskanzer, H. G. Ritter und K. H. Kampert, Phys. Lett. **B 216** (1989) 267.

[Gut89b] H. H. Gutbrod et al., Rep. Prog. Phys. **52** (1989) 1267.

[Gut90] H. H. Gutbrod *et al.*, Phys. Rev. **C 42** (1990) 640.

[Gyu94a] M. Gyulassy und X.-N. Wang, Nucl. Phys. **B 420** (1994) 420.

[Gyu94b] M. Gyulassy und X. N. Wang, Comput. Phys. Commun. **83** (1994) 307.

[Gyu00] M. Gyulassy, P. Levai und I. Vitev, Nucl. Phys. **B 594** (2001) 371.

[Hag65] R. Hagedorn, Suppl. Nuovo Cimento **3** (1965) 147.

[Hah02] H. Hahn *et al.*, Nucl. Instr. and Meth., in Vorbereitung.

[Har93] J. W. Harris *et al.*, Nucl. Phys. **A 566** (1994) 277C.

[Har96] J. W. Harris und B. Müller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46** (1996) 71.

[Har98] J. W. Harris, Vortrag, *Lake Louise Winter Institute: Quantum Chromodynamics*, Lake Louise, Canada, 1998.

[Hei99] H. Heiselberg und A. Levy, Phys. Rev. **C 59** (1999) 2716.

[Hei00] U. W. Heinz und M. Jacob, Preprint nucl-th/0002042.

[Hoe93] G. Hölker, *Produktion inklusiver Photonen und neutraler Pionen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1993.

[Ike98] K. Ikematsu *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 411** (1998) 238.

[Izy91] M. Izycki *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 310** (1991) 98.

[Izy94] M. Izycki *et al.*, Nucl. Phys. **A 566** (1994) 605C.

[Izy95] M. Izycki *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 367** (1995) 358.

[Jac88] M. Jacob, P. Landshoff, Spektrum der Wissenschaft, Heidelberg, 1988.

[Jeo94] S. C. Jeong *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 3468.

[Kaj87] K. Kajantie, P. V. Landshoff und J. Lindfors, Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2527.

[Kel00] S. Kelly *et al.*, Phenix Internal Analysis Note 33 (2000).

[Kis00] E. Kistenev, private Mitteilung, 2000.

[Kle00] C. Klein-Bösing, *Simulation der Detektoreigenschaften des Bleiglaskalorimeters in den Experimenten WA98 und PHENIX*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 2000.

[Kle01] C. Klein-Bösing, private Mitteilung, 2001.

[Koc97] V. Koch, Int. J. Mod. Phys. **E 6** (1997) 203.

[Kol00] P. F. Kolb, J. Sollfrank und U. W. Heinz, Phys. Rev. **C 62** (2000) 054909.

[Lac93] R. Lacey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 1224.

[Lee94] Y.Y. Lee, *Trigger System for WA98*, Internal Report WA98/94-01.

[Lev83] M. Lev und B. Petersson, Z. Phys. **C 21** (1983) 155.

[Lin97] W. Lin et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 389** (1997) 415.

[Lis91] D. Lissauer und E. V. Shuryak, Phys. Lett. **B 253** (1991) 15.

[Lis95] M. A. Lisa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 2662.

[Mat86] T. Matsui und H. Satz, Phys. Lett. **B 178** (1986) 416.

[Mer00] M. Merschmeyer, *Das Bleiglaskalorimeter in der Simulationsumgebung des PHENIX-Experiments*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 2000.

[Mex99] V. Mexner, *Hochenergietests eines elektromagnetischen Kalorimeters für das PHENIX-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1999.

[Mit02] J. Mitchell *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 482** (2002) 491.

[Mou85] T. Mouthuy *et al.*, CERN-Preprint CERN/EP/NA12/AP/jr, CERN, Genf, 1985.

[Neu95] S. Neumaier *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 360** (1995) 593.

[Nil99] P. Nilsson *et al.*, Nucl. Phys. **A 661** (1999) 665c.

[Nys01] J. Nystrand *et al.*, Phenix Internal Analysis Note 63 (2001).

[Oll92] J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. **D 46** (1992) 229.

[Oll95] J. Y. Ollitrault, Nucl. Phys. **A 590** (1995) 561C.

[Oll97] J. Y. Ollitrault, Preprint nucl-ex/9711003 (1997).

[Oll98] J. Y. Ollitrault, Nucl. Phys. **A 638** (1998) 195c.

[Onu99] V. Onuchin, *SPROOT Documentation*, BNL, 1999.

[Pei96] T. Peitzmann *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 376** (1996) 368.

[Pei97] T. Peitzmann, *Kernmaterie unter extremen Bedingungen – Die experimentelle Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma –*, Habilitationsschrift, Institut für Kernphysik, Münster, 1997.

[Per87] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, 1987.

[Pet98] V. Petráček, Czech. J. Phys. **48/S1** (1998) 87.

[Phe98] D. Morrison *et al.*, Nucl. Phys. **A 638** (1998) 565c.

[Pil99] G. Piller und W. Weise, Phys. Rep. **330** (2000) 1.

[Pis99] R. D. Pisarski und D. H. Rischke, Phys. Rev. **D 61** (2000) 074017.

[Pob99] U. von Poblotzki, *Skalierungsverhalten globaler Observablen und kollektiver Fluß in numerischen Simulationen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1999.

[Pos98] A. M. Poskanzer, S. Voloshin, Phys. Rev. **C 58** (1998) 1671.

[Pos99] A. M. Poskanzer *et al.*, Nucl. Phys. **A 661** (1999) 341.

[Pur90] M. Purschke, *Transversalimpulsverteilungen von Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1990.

[Raf82] J. Rafelski, Nucl. Phys. **A 374** (1982) 489c.

[Reh90] P. Rehak und E. Gatti, Nucl. Instr. and Meth **A 289** (1990) 410.

[Rey95] K. Reygers, *Aufbau eines Streamer-Tube Detektors mit Pad-Auslese durch einen integrierten Schaltkreis*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1995.

[Rey99] K. Reygers, *Teilchenproduktion in ultrarelativistischen p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1999.

[Rey01] K. Reygers, private Mitteilung.

[Rhi89] *Conceptual Design Of The Relativistic Heavy Ion Collider: RHIC*, BNL-52195, BNL, 1989.

[Ria98] V. Riabov, Nucl. Instr. and Meth. **A 419** (1998) 363.

[Ros99] M. Rosati *et al.*, Nucl. Phys. **A 661** (1999) 669c.

[Ros00] T. Roser, RHIC Retreat Workshop, Brookhaven, 2000.

[Sai98] N. Saito *et al.*, Nucl. Phys. **A 638** (1998) 575.

[Sch94a] G. Schepers, *Entwicklung und Erprobung eines LED-gestützten Monitorsystems für ein modulares Bleiglasspektrometer*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994.

[Sch94b] H. Schlagheck, *Konstruktion und Kalibration eines Bleiglaskalorimeters für ultrarelativistische Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994.

[Sch98] H. Schlagheck, *Collective Flow Phenomena in 33 TeV Pb+Pb Reactions*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1998.

[Siv76] D. Sivers, Phys. Rep. **23 C** (1976) 1.

[Sjö94] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. **82** (1994) 74.

[Sor89] H. Sorge, H. Stöcker und W. Greiner, Nucl. Phys. **A 498** (1989) 567c.

[Sor97] H. Sorge, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2309.

[Sor99] H. Sorge, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 2048.

[Sta01] P. Stankus, private Mitteilung, 2001.

[Ste98] P. Steinberg, *Search for Disoriented Chiral Condensates in 158 AGeV* ^{208}Pb + ^{208}Pb *Collisions*, Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, 1998.

[Ste02] J. Stewering, Messung der transversalen Energie mit dem Bleiglaskalorimeter des PHENIX-Experiments, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 2002.

[Ste02b] D. B. Steski, J. Alessi, J. Benjamin, C. Carlson, M. Manni, P. Thieberger und M. Wiplich, Rev. Sci. Instrum. **73** (2002) 797.

[The01] R. L. Thews, M. Schroedter und J. Rafelski, Phys. Rev. **C 63** (2001) 054905.

[Vid94] F. Videbaek *et al.*, Nucl. Phys. **A 566** (1994) 299C.

[Vod93] A. S. Vodopianov, *ZDC Status Report*, interner Bericht, GSI, Darmstadt, 1993.

[Vol96] S. Voloshin,Y. Zhang, Z. Phys. **C 70** (1996) 665.

[Vol99] S. A. Voloshin und A. M. Poskanzer, Phys. Lett. **B 474** (2000) 27.

[Vol01] M. Volkov, Phenix Internal Analysis Note 45 (2001).

[WA98a] WA98-Kollaboration, *Proposal for a Large Acceptance Hadron and Photon Spectrometer*, CERN/SPSLC 91-17, SPSLC/P260, CERN, Genf, 1991.

[Wan91] S. Wang *et al.*, Phys. Rev. **C 44** (1991) 1091.

[Wan92a] X. Wang und M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1480.

[Wan92b] X. N. Wang, Phys. Rev. **D 46** (1992) 1900.

[Wan97] X. Wang *et al.*, Phys. Rev. **C 55** (1997) 3047.

[Wan98] X. N. Wang, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 2655.

[Wan01] E. Wang und X. N. Wang, Phys. Rev. **C 64** (2001) 034901.

[Wan02] X. N. Wang, Nucl. Phys. **A 698** (2002) 296.

[Wer88] K. Werner, Phys. Lett. **B 208** (1988) 520.

[Wer93] K. Werner, Phys. Rep. **232** (1993) 87.

[Whi98] S. N. White, Nucl. Inst. Meth. **A 409** (1998) 618.

[Wil74] K. G. Wilson, Phys. Rev. **D 14** (1974) 2455.

[Wys94] B. Wyslouch *et al.*, Nucl. Phys. **A 566** (1994) 305C.

[Won94] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy.Ion Collisions*, World Scientific Publishing Co., Singapur, 1994

[Xu96] N. Xu *et al.*, Nucl. Phys. **A 610** (1996) 175C.

[You94] G. R. Young et al., *Monolithic Circuits for Lead-Glass Calorimetry*, Konferenzbeitrag in *Electronics for Future Colliders Conference*, Montvale, New Jersey, 1994.

[Zaj84] W. A. Zajc *et al.*, Phys. Rev. **C 29** (1984) 2173.

Danksagung

Schließlich und endlich möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. Rainer Santo danke ich für die Unterstützung meiner Arbeit, die sehr guten Arbeitsbedingungen am Institut für Kernphysik und die Möglichkeit, in zwei internationalen Kollaborationen mitarbeiten zu können. Außerdem danke ich für die Förderung meiner zahlreichen Arbeitsaufenthalte am CERN und BNL und der Teilnahme an nationalen wie internationalen Kongressen, Seminaren und Workshops.

Dr. Thomas Peitzmann danke ich für die stete Diskussionsbereitschaft und die anregende und kritische Begleitung meiner Arbeit. Die Hilfestellungen und Hinweise zur Problemlösung haben diese Arbeit entscheidend vorangebracht.

Bei Stefan Bathe und Dr. Klaus Reygers möchte ich mich für die tägliche Unterstützung und die unermüdlichen Diskussionen über die kleinen und großen Herausforderungen bedanken, die es zu bewältigen galt.

Dr. Terry Awes möchte ich für seinen großen Einsatz für das WA98-Experiment und sein stetes und aufmerksames Interesse an meiner Arbeit danken.

Ich danke Dr. Paul Stankus für die Diskussionen am BNL über meine Analyse und seinen guten Überblick über interessante Veröffentlichungen zu diesem Gebiet.

C. Klein-Bösing und M. Merschmeier danke ich für ihre Simulationsrechnungen, die in diese Arbeit eingegangen sind.

Ich möchte mich bei S. Bathe, Dr. Y. Goto, V. Mexner, U. v. Poblotzki, H. Torii, Dr. N. Saito und Dr. E. Kistenev für die gute Zusammenarbeit während der PHENIX-Teststrahlzeit bedanken.

Für ihren Einsatz beim Auf- und Abbau des LEDA-Detektors am CERN bzw. BNL danke ich N. Heine und W. Verhoeven.

Ich danke Dr. G. David und Dr. E. Kistenev für die Unterstützung am BNL. Ohne ihren unermüdlichen Einsatz hätten wohl keine EmCal-Daten in dieser Arbeit berücksichtigt werden können.

Dr. M. Große-Perdekamp danke ich für seinen Beitrag für die EmCal-Gruppe und die sehr angenehme Zusammenarbeit während der Aufenthalte am BNL.

Bei den anderen Mitgliedern der Emcal-Gruppe am BNL möchte ich mich ebenfalls für ihre Arbeit beim Aufbau des Detektors bzw. bei der Auswertung der Daten bedanken:
Dr. L. Aphecetche, Dr. A. Bazilevsky, Dr. H. Dellagrange, Dr. D. d'Enterria, A. Durum, H. Hamagaki, G. Martinez, T. Matsumoto, Y. Melnikov, S. Mioduszewski, A. Nyanin, K. Oyama, Y. Schutz, H. Torii, A. Vinogradov und M. Volkov.

Ebenso möchte ich mich bei H. H. Adam, C. Barlag, Dr. C. Blume, Dr. D. Bucher, Dr. R. Glasow, S. Keßen, S. Knoche, Dr. A. Khoukaz, N. Lang, Dr. J. Langheinrich, Dr. T. Lister, R. Menke, T. Mersmann, M. Hoppe, A. Nustede, Dr. C. Quentmeier, C. Schmidt, S. Steltenkamp, J. Stewering, D. Stüken, M. Wahn, A. Wälte, A. Wilk, O. Winkelmann und O. Zaudtke für die angenehme Zusammenarbeit und die Unterstützung bedanken.

Dr. T. Peitzmann, Dr. K. Reygers, S. Bathe und S. Büsching danke ich für die kritische Durchsicht der Arbeit.

Nicht zuletzt danke ich allen Mitgliedern der WA98- und PHENIX-Kollaborationen für ihren Einsatz beim Aufbau, der Durchführung und Auswertung der beiden Experimente.

Diese Arbeit wurde durch Stipendien der Graduiertenförderung des Landes Nordrhein-Westfalen und des Deutschen Akademischen Austauschdienstes gefördert. Ich danke für die Unterstützung.

WA98-Collaboration

[4] M.M. Aggarwal, [7] A.L.S. Angelis, [13] V. Antonenko, [6] V. Arefiev, [6] V. Astakhov, [6] V. Avdeitchikov, [16] T.C. Awes, [10] P.V.K.S. Baba, [10] S.K. Badyal, [14] S. Bathe, [6] B. Batiounia, [15] T. Bernier, [9] K.B. Bhalla, [4] V.S. Bhatia, [14] C. Blume, [14] D. Bucher, [14] H. Büsching, [12] L. Carlén, [2] S. Chattopadhyay, [3] M.P. Decowski, [15] H. Delagrange, [7] P. Donni, [2] M.R. Dutta Majumdar, [12] K. El Chenawi, [1] A.K. Dubey, [18] K. Enosawa, [13] S. Fokin, [6] V. Frolov, [2] M.S. Ganti, [12] S. Garpman, [6] O. Gavrishchuk, [19] F.J.M. Geurts, [8] T.K. Ghosh, [14] R. Glasow, [6] B. Guskov, [12] H. Å. Gustafsson, [5] H. H. Gutbrod, [17] I. Hrivnacova, [13] M. Ippolitov, [7] H. Kalechofsky, [13] K. Karadjev, [20] K. Karpio, [5] B. W. Kolb, [6] I. Kosarev, [13] I. Koutcheryaev, [17] A. Kugler, [3] P. Kulinich, [18] M. Kurata, [13] A. Lebedev, [8] H. Löhner, [15] L. Luquin, [1] D.P. Mahapatra, [13] V. Manko, [7] M. Martin, [15] G. Martínez, [6] A. Maximov, [18] Y. Miake, [1] G.C. Mishra, [1] B. Mohanty, [15] M.-J. Mora, [11] D. Morrison, [13] T. Mukhanova, [2] D. S. Mukhopadhyay, [7] H. Naef, [1] B. K. Nandi, [10] S. K. Nayak, [2] T. K. Nayak, [13] A. Nianine, [6] V. Nikitine, [6] S. Nikolaev, [12] P. Nilsson, [18] S. Nishimura, [6] P. Nomokonov, [12] J. Nystrand, [12] A. Oskarsson, [12] I. Otterlund, [14] T. Peitzmann, [13] D. Peressounko, [17] V. Petracek, [1] S.C. Phatak, [15] W. Pinganaud, [16] F. Plasil, [5] M.L. Purschke, [17] J. Rak, [9] R. Raniwala, [9] S. Raniwala, [10] N.K. Rao, [15] F. Retiere, [14] K. Reygers, [3] G. Roland, [7] L. Rosselet, [6] I. Roufanov, [15] C. Roy, [7] J.M. Rubio, [10] S.S. Sambyal, [14] R. Santo, [18] S. Sato, [14] H. Schlagheck, [5] H.-R. Schmidt, [15] Y. Schutz, [6] G. Shabratova, [10] T.H. Shah, [13] I. Sibiriak, [20] T. Siemiarczuk, [12] D. Silvermyr, [2] B.C. Sinha, [6] N. Slavine, [12] K. Söderström, [4] G. Sood, [11] S.P. Sørensen, [16] P. Stankus, [20] G. Stefanek, [3] P. Steinberg, [12] E. Stenlund, [17] M. Sumbera, [12] T. Svensson, [13] A. Tsvetkov, [20] L. Tykarski, [19] E.C.v.d. Pijll, [19] N.v. Eijndhoven, [3] G.J.v. Nieuwenhuizen, [13] A. Vinogradov, [2] Y.P. Viyogi, [6] A. Vodopianov, [7] S. Vörös, [3] B. Wysłouch, [16] G.R. Young

[1] Institute of Physics, Bhubaneswar 751005, India

[2] Variable Energy Cyclotron Centre, Calcutta 700064, India

[3] MIT Cambridge, MA 02139

[4] University of Panjab, Chandigarh 160014, India

[5] Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), D-64220 Darmstadt, Germany

[6] Joint Institute for Nuclear Research, RU-141980 Dubna, Russia

[7] University of Geneva, CH-1211 Geneva 4, Switzerland

[8] KVI, University of Groningen, NL-9747 AA Groningen, The Netherlands

[9] University of Rajasthan, Jaipur 302004, Rajasthan, India
[10] University of Jammu, Jammu 180001, India
[11] University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37966, USA
[12] University of Lund, SE-221 00 Lund, Sweden
[13] RRC "Kurchatov Institute", RU-123182 Moscow, Russia
[14] University of Münster, D-48149 Münster, Germany
[15] SUBATECH, Ecole des Mines, Nantes, France
[16] Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37831-6372, USA
[17] Nuclear Physics Institute, CZ-250 68 Rez, Czech Republic
[18] University of Tsukuba, Ibaraki 305, Japan
[19] Universiteit Utrecht/NIKHEF, NL-3508 TA Utrecht, The Netherlands
[20] Institute for Nuclear Studies, 00-681 Warsaw, Poland

PHENIX-Collaboration

[40]K. Adcox, [3]S.S. Adler, [27]N. Ajitanand, [14]Y. Akiba, [27]J. Alexander, [34]L. Aphecetche, [14]Y. Arai, [3]S.H. Aronson, [28]R. Averbeck, [29]T.C. Awes, [5]K.N. Barish, [19]P.D. Barnes, [21]J. Barrette, [25]B. Bassalleck, [22]S. Bathe, [30]V. Baublis, [12,32]A. Bazilevsky, [12,13]S. Belikov, [29]F.G. Bellaiche, [16]S.T. Belyaev, [19]M.J. Bennett, [35]Y. Berdnikov, [33]S. Botelho, [19]M.L. Brooks, [26]D.S. Brown, [25]N. Bruner, [22]D. Bucher, [22]H. Büsching, [12]V. Bumazhnov, [3,32]G. Bunce, [28]J. Burward-Hoy, [28,30]S. Butsyk, [19]T.A. Carey, [2]P. Chand, [5]J. Chang, [1]W.C. Chang, [25]L.L. Chavez, [12]S. Chernichenko, [8]C.Y. Chi, [14]J. Chiba, [8]M. Chiu, [2]R.K. Choudhury, [28]T. Christ, [39]T. Chujo, [15,19]M.S. Chung, [27]P. Chung, [29]V. Cianciolo, [8]B.A. Cole, [34]D.G. D'Enterria, [3]G. David, [34]H. Delagrange, [12]A. Denisov, [3]E.J. Desmond, [32]A. Desphande, [33]O. Dietzsch, [2]B.V. Dinesh, [28]A. Drees, [12]A. Durum, [2]D. Dutta, [24]K. Ebisu, [29]Y.V. Efremenko, [40]K. El Chenawi, [17,31]H. En'yo, [39]S. Esumi, [3]L. Ewell, [5]T. Ferdousi, [25]D.E. Fields, [16]S.L. Fokin, [42]Z. Fraenkel, [3]A. Franz, [9]A.D. Frawley, [5]S.-Y. Fung, [20]S. Garpman, [40]T.K. Ghosh, [36]A. Glenn, [33]A.L. Godoi, [32]Y. Goto, [40]S.V. Greene, [32]M. Grosse Perdekamp, [2]S.K. Gupta, [3]W. Guryn, [20]H.-Å. Gustafsson, [3]J.S. Haggerty, [7]H. Hamagaki, [19]A.G. Hansen, [24]H. Hara, [18]E.P. Hartouni, [38]R. Hayano, [31]N. Hayashi, [10]X. He, [28]T.K. Hemmick, [28]J. Heuser, [13]J.C. Hill, [43]D.S. Ho, [11]K. Homma, [15]B. Hong, [26]A. Hoover, [31,32]T. Ichihara, [17,31]K. Imai, [16]M.S. Ippolitov, [31,32]M. Ishihara, [28,32]B.V. Jacak, [15]W.Y. Jang, [28]J. Jia, [3]B.M. Johnson, [18,28]S.C. Johnson, [23]K.S. Joo, [41]S. Kametani, [43]J.H. Kang, [30]M. Kann, [2]S.S. Kapoor, [8]S. Kelly, [42]B. Khachaturov, [30]A. Khanzadeev, [41]J. Kikuchi, [43]D.J. Kim, [43]H.J. Kim, [43]S.Y. Kim, [43]Y.G. Kim, [19]W.W. Kinnison, [3]E. Kistenev, [39]A. Kiyomichi, [22]C. Klein-Bösing, [25]S. Klinksiek, [30]L. Kochenda, [5]D. Kochetkov, [12]V. Kochetkov, [25]D. Koehler, [11]T. Kohama, [42]A. Kozlov, [3]P.J. Kroon, [31,32]K. Kurita, [15]M.J. Kweon, [43]Y. Kwon, [26]G.S. Kyle, [27]R. Lacey, [13]J.G. Lajoie, [27]J. Lauret, [13]A. Lebedev, [19]D.M. Lee, [19]M.J. Leitch, [5]X.H. Li, [6,31]Z. Li, [43]D.J. Lim, [19]M.X. Liu, [6]X. Liu, [6]Z. Liu, [40]C.F. Maguire, [3]J. Mahon, [3]Y.I. Makdisi, [16]V.I. Manko, [16]Y. Mao, [21]S.K. Mark, [8]S. Markacs, [34]G. Martinez, [28]M.D. Marx, [17]A. Masaike, [28]F. Matathias, [28]T. Matsumoto, [19]P.L. McGaughey, [12]E. Melnikov, [22]M. Merschmeier, [28]F. Messer, [3]M. Messer, [39]Y. Miake, [40]T.E. Miller, [42]A. Milov, [3,36]S. Mioduszewski, [19]R.E. Mischke, [10]G.C. Mishra, [3]J.T. Mitchell, [2]A.K. Mohanty, [3]D.P. Morrison, [19]J.M. Moss, [28]F. Muehlbacher, [5]M. Muniruzzaman, [31]J. Murata, [14]S. Nagamiya, [24]Y. Nagasaka, [8]J.L. Nagle, [17]Y. Nakada, [5]B. Nandi, [36]J. Newby, [21]L. Nikkinen, [20]P. Nilsson, [7]S. Nishimura, [16]A.S. Nyanin, [20]J. Nystrand, [3]E. O'Brien, [13]C.A. Ogilvie, [3,11]H. Ohnishi, [4,40]I.D. Ojha, [39]M. Ono, [12]V. Onuchin, [20]A. Oskarsson, [20]L. ;, [20]I. Otterlund, [7,38]K. Oyama, [3]L. Paffrath, [19]A.P.T. Palounek, [28]V.S. Pantuev, [26]V. Papavassiliou,

[26]S.F. Pate, [22]T. Peitzmann, [13]A. Petridis, [3,27]C.H. Pinkenburg, [3]R.P. Pisani, [12]P. Pitukhin, [29]F. Plasil, [28,36]M. Pollack, [36]K. Pope, [3]M.L. Purschke, [42]I. Ravinovich, [29,36]K.F. Read, [22]K. Reygers, [30,35]V. Riabov, [30]Y. Riabov, [13]M. Rosati, [40]A.A. Rose, [43]S.S. Ryu, [31,32]N. Saito, [11]A. Sakaguchi, [7,41]T. Sakaguchi, [39]H. Sako, [31,37]T. Sakuma, [30]V. Samsonov, [18]T.C. Sangster, [22]R. Santo, [17,31]H.D. Sato, [39]S. Sato, [14]S. Sawada, [19]B.R. Schlei, [34]Y. Schutz, [12]V. Semenov, [5]R. Seto, [3]T.K. Shea, [12]I. Shein, [12]T.-A. Shibata, [14]K. Shigaki, [19]T. Shiina, [43]Y.H. Shin, [16]I.G. Sibiriak, [20]D. Silvermyr, [15]K.S. Sim, [19]J. Simon-Gillo, [4]C.P. Singh, [4]V. Singh, [3]M. Sivertz, [12]A. Soldatov, [18]R.A. Soltz, [29,36]S. Sorensen, [29]P.W. Stankus, [21]N. Starinsky, [8]P. Steinberg, [20]E. Stenlund, [44]A. Ster, [3]S.P. Stoll, [31,37]M. Sugioka, [11]T. Sugitate, [19]J.P. Sullivan, [11]Y. Sumi, [6]Z. Sun, [39]M. Suzuki, [33]E.M. Takagui, [31]A. Taketani, [41]M. Tamai, [14]K.H. Tanaka, [24]Y. Tanaka, [31,37]E. Taniguchi, [3]M.J. Tannenbaum, [28]J. Thomas, [18]J.H. Thomas, [25]T.L. Thomas, [6,36]W. Tian, [17,31]J. Tojo, [17,31]H. Torii, [19]R.S. Towell, [42]I. Tserruya, [39]Y. Tsuruoka, [16]A.A. Tsvetkov, [4]S.K. Tuli, [20]H. Tydesj;, [12]N. Tyurin, [24]T. Ushiroda, [19]H.W. VanHecke, [26]C. Velissaris, [28]J. Velkovska, [28]M. Velkovsky, [16]A.A. Vinogradov, [16]M.A. Volkov, [30]A. Vorobyov, [30]E. Vznuzdaev, [5]H. Wang, [31,32]Y. Watanabe, [3]S.N. White, [3]C. Witzig, [13]F.K. Wohn, [3]C.L. Woody, [5,42]W. Xie, [39]K. Yagi, [31]S. Yokkaichi, [29]G.R. Young, [16]I.E. Yushmanov, [8]W.A. Zajc, [28]Z. Zhang, [6]S. Zhou

[1]Institute of Physics, Academia Sinica, Taipei 11529, Taiwan

[2]Bhabha Atomic Research Centre, Bombay 400 085, India

[3]Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, USA

[4]Department of Physics, Banaras Hindu University, Varansi 221005, India

[5]University of California - Riverside, Riverside, CA 92521, USA

[6]China Institute of Atomic Energy (CIAE), Beijing, People's republic of China

[7]Center for Nuclear Study, Graduate School of Sience, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo, Tokyo 113-0033, Japan

[8]Columbia University, New York, NY 10027 and Nevis Laboratories Irvington, NY 10533, USA

[9]Florida State University, Tallahassee, FL 32306, USA

[10]Georgia State University, Atlanta, GA 30303, USA

[11]Hiroshima University, Kaganiyama, Higashi-Hiroshima 739-8526, Japan

[12]Institute for High Energy Physics (IHEP), Protvino, Russia

[13]Iowa State University, Ames, IA 50011, USA

[14]KEK, High Energy Accelerator Research Organisation, Tsukuba-shi, Ibaraki-ken 305-0801, Japan

[15]Korea University, Seoul, 136-701, Korea

[16]Russian Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

[17]Kyoto University, Kyoto 606, Japan

[18]Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA 94550, USA

[19]Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA

[20]Department of Physics, Lund University, Box 118, SE-221 00 Lund, Sweden

[21]McGill University, Montreal, Quebec H3A 2T8, Canada

[22]Institut für Kernphysik, University of Münster, D-48149 Münster, Germany

[23]Myongji University, Yongin, Kyonggido 449-728, Korea

[24]Nagasaki Institute of Applied Science, Nagasaki-shi, Nagasaki 851-0193, Japan

[25]University of New Mexico, Albuquerque, NM, USA

[26]New Mexico State University, Las Cruces, NM 88003, USA

[27]Chemistry Department, State University of New York - Stony Brook, Stony Brook, NY 11794, USA

[28]Department of Physics and Astonomy, State University of New York - Stony Brook, Stony Brook, NY 11794, USA

[29]Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN 37831, USA

[30]PNPI, Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Russia

[31]RIKEN (The Institute of Physics and Chemical Research), Wako, Saitama 351-0198, Japan

[32]RIKEN BNL Research Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, USA

[33]Universidade de São Paulo, Instituto de Física, Caixa Postal 66318, São Paulo CEP05315-970, Brazil

[34]SUBATECH (Ecole des Mines de Nantes, IN2P3/CNRS, Universite des Nantes) BP 20722-44307, Nantes-cedex 3, France

[35]St. Petersburg State Technical University, St. Petersburg, Russia

[36]University of Tennessee, Knoxville, TN 37996, USA

[37]Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Tokyo, 152-8551, Japan

[38]University of Tokyo, Tokyo, Japan

[39]Institute of Physics, University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

[39]Vanderbild University, Nashville, TN 37235, USA

[40]Waseda University, Advanced Research Institute for Science and Engineering, 17 Kikui-cho, Shinjuku-ku, Tokyo 162-0044, Japan

[41]Weizmann Institute, Rehovot 76100, Israel
[42]Yonsei University, IPAP, Seoul 120-749, Korea
[43]Individual Participant: KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics (RMKI), Budapest, Hungary

Lebenslauf und Bildungsgang

Name:	Henner Büsching
geb.:	23.07.1970 in Bad Oeynhausen
Eltern:	Heinz Büsching Ilse Büsching, geb. Schemel
Familienstand:	ledig
Schulbildung:	Grundschule: 1977–1981 Grundschule Vlotho–Uffeln Gymnasium: 1981 – 1990 Wesergymnasium Vlotho
Hochschulreife:	am 23.05.1990 in Vlotho
Zivildienst:	Juli 1990–Sep. 1991 in Bad Oeynhausen
Studium:	Okt. 1991 – Apr. 1997 Diplomstudiengang Physik an der Westfälischen Wilhelms–Universität Münster
Prüfungen:	Vordiplom: 28.09.1993 Diplom: 05.05.1997
Tätigkeiten:	Juni 1997–Nov. 1999 wiss. Hilfskraft, seit Dez. 1999 wiss. Mitarbeiter
Beginn der Dissertation:	01.05.1997 am Institut für Kernphysik bei Prof. Dr. R. Santo
Stipendien:	Dez. 1997–Nov. 1999 Stipendiat der Graduiertenförderung des Landes NRW Feb. 1999–Aug. 1999 Stipendiat des Deutschen Akademischen Austauschdienstes