

Markus Rammler

Produktion neutraler Pionen
in ultrarelativistischen
 $p+Pb$ - und $p+C$ -Kollisionen

— 2007 —

Markus Rammler

Produktion neutraler Pionen
in ultrarelativistischen
 $p+Pb$ - und $p+C$ -Kollisionen

Diplomarbeit
der Naturwissenschaften im Fachbereich Physik
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von
Markus Rammler
aus Münster

— 2007 —

Dekan: Prof. Dr. Johannes P. Wessels
Erster Gutachter: Prof. Dr. Johannes P. Wessels
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Christian Weinheimer

Tag der mündlichen Prüfung: 26.03.07

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	3
2	Grundlagen	5
2.1	Quarks, Gluonen und Quark-Gluon-Plasma	5
2.2	Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen	8
2.2.1	Nukleon-Nukleon- und Nukleon-Kern-Reaktionen	10
2.2.2	Ablauf einer Schwerionenreaktion	13
2.2.3	Signale eines Quark-Gluon-Plasmas	15
2.3	Jet-Quenching	17
2.3.1	Das Glauber-Modell	20
3	Motivation	23
4	Das WA98-Experiment	27
4.1	Der Aufbau des Experiments	27
4.1.1	Das Target	27
4.1.2	Zentralitätsbestimmung	28
4.1.3	Multiplizitätsmessung	29
4.1.4	Spektrometrie geladener Teilchen	31
4.1.5	Der Trigger	31
4.2	Das Bleiglaskalorimeter LEDA	32
4.2.1	Funktionsweise	32
4.2.2	Aufbau	33
5	Analyse der WA98-Daten	35
5.1	Analyse der LEDA-Daten	35
5.1.1	Kalibrierung und Korrekturen	35
5.1.2	Clusteranalyse und Teilchenidentifizierung	35
5.2	Auswahl der Ereignisse	36
5.3	Voranalyse zur π^0 -Messung	38
5.4	Defekte Module	38

6	Messung neutraler Pionen	41
6.1	Event-Mixing-Methode	42
6.2	Asymmetrie	43
6.3	Bestimmung des unkorrigierten Spektrums	44
6.4	Korrelationen benachbarter Treffer	47
6.5	Korrekturen	47
6.5.1	Korrektur für Reaktionen außerhalb des Targets	48
6.5.2	Akzeptanz	51
6.5.3	Rekonstruktionseffizienz	52
6.5.4	Konversionskorrektur	55
6.5.5	Bin-Shift-Korrektur	56
6.5.6	Verzweigungsverhältnis	56
6.6	Fehlerrechnung	56
6.6.1	Berechnung des statistischen Fehlers	57
6.6.2	Abschätzung des systematischen Fehlers	57
6.7	Berechnung der invarianten Multiplizität	61
7	Ergebnisse	63
7.1	π^0 -Spektrum aus p+C-Kollisionen und die Blattnig-Parametrisierung	64
7.2	Untersuchung des Cronin-Effekts in p+Pb-Kollisionen	65
7.3	Nuklearer Modifikations-Faktor	66
7.3.1	π^0 -Produktion in den 12,7% zentralsten Pb+Pb-Kollisionen .	67
7.3.2	Zentralitätsabhängigkeit des nuklearen Modifikations-Faktors .	68
7.4	π^+ -induzierte Spektren	72
8	Zusammenfassung	75
A	Kinematische Variablen	77
B	Wirkungsquerschnitt	79
C	Invariante Masse	81
D	Analysierte Runs	83
E	Defekte Module	87
F	Tabellen	89
Literaturverzeichnis		94
F.1	Danksagung	99

1. Einführung

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist aus heutiger Sicht die Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung zwischen den Quarks. Die Quarks tragen Farbladungen und die starke Wechselwirkung wird durch den Austausch von Gluonen zwischen den Quarks vermittelt. Eine besondere Eigenschaft der starken Wechselwirkung ist, dass Quarks in der uns bekannten Materie immer in farbneutralen Hadronen eingeschlossen sind. Bei extrem hoher Temperatur oder Baryonendichte wird jedoch ein Phasenübergang zu einem neuen Materiezustand, dem Quark-Gluon-Plasma (QGP), vorhergesagt. Dieser Phasenübergang ist mit einem steilen Anstieg der Energiedichte verbunden. In diesem Zustand der Materie wird der Einschluss der Quarks und Gluonen aufgehoben. Diese können sich dann über einen größeren Raumbereich bewegen. Es wird vermutet, dass das frühe Universum kurz nach dem Urknall den Phasenübergang vom QGP zu einem Hadronengas vollzogen hat, bevor sich die Kernmaterie bilden konnte. Außerdem wird ein QGP im Innern von Neutronensternen erwartet.

Indem man in Schwerionenreaktionen schwere Kerne auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und diese anschließend miteinander kollidieren lässt, hofft man ausreichend hohe Energiedichten zu erzeugen, um in den Phasenbereich des QGP zu gelangen. Das Ziel der Untersuchung von Schwerionenreaktionen besteht darin, zu einem besseren Verständnis der QCD zu gelangen. Schwerionenexperimente werden seit Beginn der 1980er durchgeführt. Die ersten Experimente dienten dazu, die Kenntnisse über den Ablauf der komplexen Schwerionenreaktionen zu erweitern und zu verstetigen.

Zum Nachweis eines QGPs wurden einige Signale vorgeschlagen, wobei nur deren gemeinsame Beobachtung die Erzeugung eines QGP erklären kann, da jedes Signal für sich auch bei der Erzeugung eines Hadronengases auftreten kann. Ab 1994 konnten am CERN-SPS bei Genf in der Schweiz zum ersten Mal Bedingungen geschaffen werden, um ein mögliches QGP nachzuweisen und es traten tatsächlich einige der Signale eines QGP zum Vorschein. Später am RHIC in Brookhaven bei New York konnten die erreichbaren Energiedichten weiter gesteigert werden und die Signale zeigten sich deutlicher. Der Nachweis eines QGP gilt heute als weitgehend gesichert. Da aber auch die Erforschung der Eigenschaften des QGP von großem Interesse ist, sind noch eine Reihe von systematischen Untersuchungen erforderlich.

Eines der Signale für die Erzeugung eines QGP ist die Unterdrückung von Hadronen mit hohem Impuls transversal zur Strahlachse, die aus so genannten Jets stammen. Es wird in diesem Zusammenhang auch von Jet-Quenching gesprochen, da die Unterdrückung dieser Hadronen aus der Unterdrückung von Jets resultiert. Als Referenz für die Quantifizierung der Hadronenproduktion in Kern-Kern-Reaktionen wird ein

Reaktionssystem herangezogen, in dem keine Erzeugung eines QGP erwartet wird. Dabei kann es sich um die Hadronenproduktion bei hohen Transversalimpulsen in Proton-Proton-Reaktionen handeln.

Interessant ist die Frage, inwieweit die Produktion der Hadronen mit hohem Transversalimpuls in Kern-Kern-Reaktionen durch Effekte beeinflusst wird, die mit der Struktur der beiden Kerne zusammenhängen und nicht mit der eventuellen Erzeugung eines QGP in Verbindung stehen. Zur Untersuchung solcher Effekte lassen sich Proton-Kern-Reaktionen heranziehen, da in diesen Reaktionssystemen keine Ausbildung eines QGP erwartet wird.

In der vorliegenden Arbeit wird die Produktion von neutralen Pionen in p+Pb- und p+C-Reaktionen bei SPS-Energien mit Daten vom WA98-Experiment untersucht. Die Unterdrückung der neutralen Pionen mit hohem Transversalimpuls wurde am RHIC in zentralen Au+Au-Stößen schon gemessen. Es stellt sich also die Frage, ob es eine solche Unterdrückung auch bei den am SPS erreichten Energien gibt.

Die Beantwortung dieser Frage ist das Ziel dieser Arbeit. Dazu ist sie wie folgt gegliedert:

In Kapitel 2 werden zunächst die Grundlagen von Schwerionenreaktionen sowie die wesentlichen Aspekte der QCD erläutert. Das Kapitel 3 stellt dar, aus welchem Grund die Untersuchung der Produktion neutraler Pionen in p+Pb- und p+C-Kollisionen bei SPS-Energien so interessant ist. Dann wird in Kapitel 4 das WA98-Experiment mit Schwerpunkt auf den Detektor, der zur Messung neutraler Pionen genutzt wird, vorgestellt. In den Kapiteln 5 und 6 wird die Analyse zur Gewinnung der π^0 -Spektren aus p+C- und p+Pb-Reaktionen erläutert. Das Kapitel 7 befasst sich mit der Interpretation der π^0 -Spektren aus p+C- und p+Pb-Reaktionen. Außerdem werden π^0 -Spektren aus Pb+Pb-Reaktionen verschiedener Zentralität aus einer früheren Analyse der Daten des WA98-Experiments herangezogen, um Vergleiche mit diesen anzustellen. Eine wichtige Rolle spielt dabei die Untersuchung der Pionenproduktion in Pb+Pb-Reaktionen in Abhängigkeit von der Zentralität.

2. Grundlagen

2.1 Quarks, Gluonen und Quark-Gluon-Plasma

Im Standardmodell der Teilchenphysik unterscheidet man drei Teilchengruppen. Es gibt *Quarks* und *Leptonen* (siehe Tabelle 2.1) sowie jeweils deren Antiteilchen und die *Feldteilchen*. Bei den Quarks und Leptonen handelt es sich um Fermionen mit halbzahligem Spin, bei den Feldteilchen um Bosonen mit ganzzahligem Spin. Die Quarks und Leptonen tragen Ladungen. Die Kräfte zwischen ihnen werden durch den Austausch der Feldteilchen, die an die für sie charakteristische Ladung koppeln, vermittelt. Zum Beispiel koppeln die Feldteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung, die Photonen, an die elektrische Ladung der Quarks und Leptonen.

Quarks tragen neben der elektrischen Ladung auch Farbladungen. Nach der Quantenchromodynamik (QCD) wird die Farbwechselwirkung, auch starke Wechselwirkung genannt, zwischen den Quarks durch den Austausch masseloser Gluonen vermittelt.

Die Stärke der Wechselwirkungen wird durch Kopplungskonstanten beschrieben. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ergibt sich näherungsweise zu [Per87]:

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

$N_f \leq 6$ ist die Anzahl der beteiligten Quarksorten und Λ der freie Skalenparameter der QCD, der empirisch bestimmt werden muss. Tatsächlich handelt es sich bei der Kopplungskonstanten um keine Konstante, da sie vom Impulsübertrag q^2 abhängt. Für hohe Impulsüberträge, welche gleichbedeutend mit kleinen Abständen sind, verschwindet die Kopplungskonstante α_s . In diesem Fall können sich die Quarks frei bewegen und man spricht von *asymptotischer Freiheit*. Eine Besonderheit der QCD ist die Selbstwechselwirkung der Gluonen. Die Gluonen tragen Farbladungen und können deshalb selbst mit Quarks und Gluonen durch den Austausch anderer Gluonen wechselwirken. Versucht man ein Quark-Antiquark-Paar zu trennen, so bildet

Fermionen	Familie			elektr. Ladung	Farbe
	1	2	3		
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	-
	e^-	μ^-	τ^-	-1	-
Quarks	up	charm	top	+2/3	rot, grün, blau
	down	strange	bottom	-1/3	rot, grün, blau

Tabelle 2.1: Die Fermionen des Standardmodells. Es gibt jeweils sechs Leptonen und Quarks.

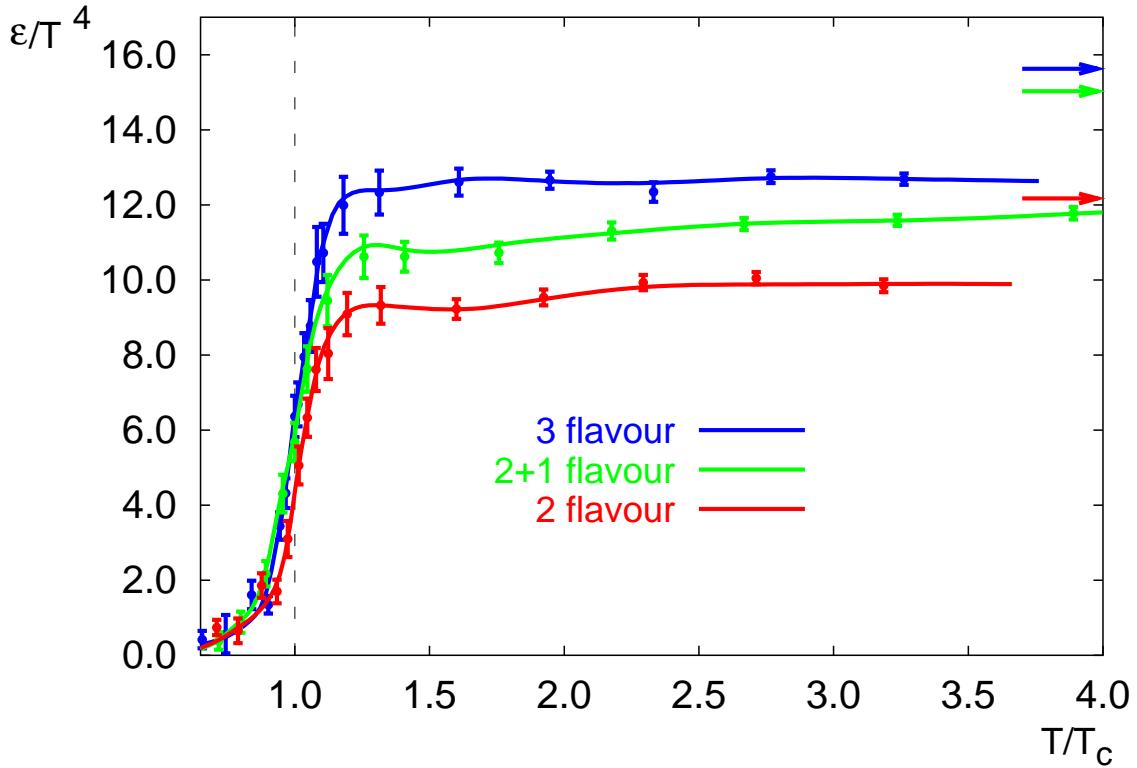


Abbildung 2.1: Die aus einer QCD-Gitterrechnung erhaltene Temperaturabhängigkeit der reduzierten Energiedichte ϵ/T^4 für $\rho_B = 0$ [Kar02]. Die verschiedenen Kurven resultieren daraus, dass die Rechnungen mit einer unterschiedlichen Anzahl der beteiligten Quarksarten (Flavour) durchgeführt wurden. Die Pfeile geben die Ergebnisse aus Rechnungen für ein ideales Gas an.

sich wegen der Selbstwechselwirkung ein Farbschlauch zwischen dem Quark und dem Antiquark aus. Dieser hält das Paar wie ein Gummiband zusammen. Die Energie, die zur Trennung des Quark-Antiquark-Paares aufgewendet wird, reicht letztlich aus, um zwischen dem Paar ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Dieses Verhalten führt dazu, dass keine freien Quarks in der Natur beobachtet werden können und nur in nach außen farbneutralen Zuständen, den Hadronen, vorkommen (*Confinement*). Der Quarkeinschluss zeigt sich in der Kopplungskonstanten durch ihren starken Anstieg bei großen Abständen bzw. kleinen Impulsüberträgen.

Die Quarks und Gluonen werden als Bestandteile der Hadronen zusammenfassend auch als Partonen bezeichnet. Hadronen lassen sich unterscheiden in Mesonen und Baryonen. Bei den Mesonen handelt es sich um Zustände aus einem Quark mit Farbe und einem Antiquark mit entsprechender Antifarbe, während Baryonen aus drei Quarks unterschiedlicher Farbe zusammengesetzt sind.

Da die Kopplungskonstante für hohe Impulsüberträge verschwindet, lässt sich die starke Wechselwirkung in diesem Fall störungstheoretisch untersuchen. Bei kleinen Impulsüberträgen hingegen ist die Anwendung von Gitterrechnungen nötig. In diesen Gitterrechnungen wird die QCD auf Gitterpunkte diskretisiert und durch numeri-

sche Rechnungen das Resultat ermittelt, indem von den Anfangsbedingungen ausgehend die Lösungen zu jedem Zeitpunkt aus der vorhergehenden iterativ bestimmt werden. Gitterrechnungen mit endlicher Netto-Baryonendichte ρ_B , also für den Fall dass die Zahl der Quarks und die Zahl der Antiquarks nicht identisch ist, erweisen sich zur Zeit noch als sehr schwierig. Eine Vorhersage der Gitterrechnungen für verschwindende Netto-Baryonendichten ist ein Phasenübergang hadronischer Materie zu einem Zustand der Materie, der als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnet wird. In dieser Phase sind die Quarks und Gluonen nicht länger in farbneutralen Hadronen eingeschlossen und können sich über einen größeren Raumbereich bewegen. Abbildung 2.1 zeigt das Ergebnis einer solchen Gitterrechnung [Kar02]. Der Phasenübergang ist verbunden mit einem steilen Anstieg der Energiedichte bei einer kritischen Temperatur $T_c \approx 175 \text{ MeV} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ K}$. Die kritische Energiedichte ϵ_c aus dieser Gitterrechnung beträgt $0,7 \text{ GeV/fm}^3$. Da die Energiedichte eines idealen Gases mit T^4 ansteigt, wird die reduzierte Energiedichte ϵ/T^4 angegeben. So lassen sich Abweichungen vom Verhalten eines idealen Gases, in dem die Quarks und Gluonen voneinander entkoppelt sind, verdeutlichen. Die Abbildung zeigt, dass bei T_c kein ideales Gas aus Quarks und Gluonen, sondern ein System aus aneinander gekoppelten Quarks und Gluonen, vorliegt.

Die Entstehung eines QGP bei verschwindender Netto-Baryonendichte und hoher Temperatur lässt sich wie folgt verstehen. Das QCD-Vakuum eines Raumbereiches wird durch Zuführung von Wärme angeregt. Dadurch werden leichte Hadronen aus dem Vakuum erzeugt. Den Großteil produzierter Hadronen machen Pionen aus. Aufgrund der endlichen Ausdehnung der Hadronen beginnen diese, sich ab der kritischen Temperatur zu überlappen. Wird die Temperatur weiter erhöht, schreitet die Überlappung soweit voran, dass es nicht mehr sinnvoll ist von einzelnen Hadronen zu sprechen. Das hadronische System geht über in ein System aus Quarks und Gluonen, die sich über den gesamten Raumbereich bewegen können. In diesem heißen QGP ist die Zahl der Quarks aufgrund der Baryonenzahlerhaltung gleich der Zahl der Antiquarks.

Ein kaltes QGP, also eines mit niedriger Temperatur und hoher Netto-Baryonendichte, lässt sich erzeugen, indem hadronische Materie bei $T \approx 0 \text{ K}$ adiabatisch komprimiert wird. Hier tritt die Überlappung ab einer kritischen Dichte ein. Durch weitere Kompression wird ein System aus Quarks und Gluonen erzeugt, in dem die Zahl der Quarks größer ist als die der Antiquarks.

Abbildung 2.2 zeigt das Phasendiagramm hadronischer Materie. Aufgetragen ist die Temperatur T gegen das baryochemische Potential μ_B . Das baryochemische Potential ist ein Maß für die Netto-Baryonendichte. Eingezeichnet ist der Phasenübergang bei der kritischen Temperatur T_c . Dieser ist durch ein phänomenologisches Modell, dem Bag-Modell¹ [Won94], zu höheren Werten für μ_B extrapoliert. Zu sehen sind außer-

¹Das Bag-Modell beschreibt Hadronen als Beutel (engl. Bag), in denen die Partonen eingeschlossen sind und sich dort frei bewegen können.

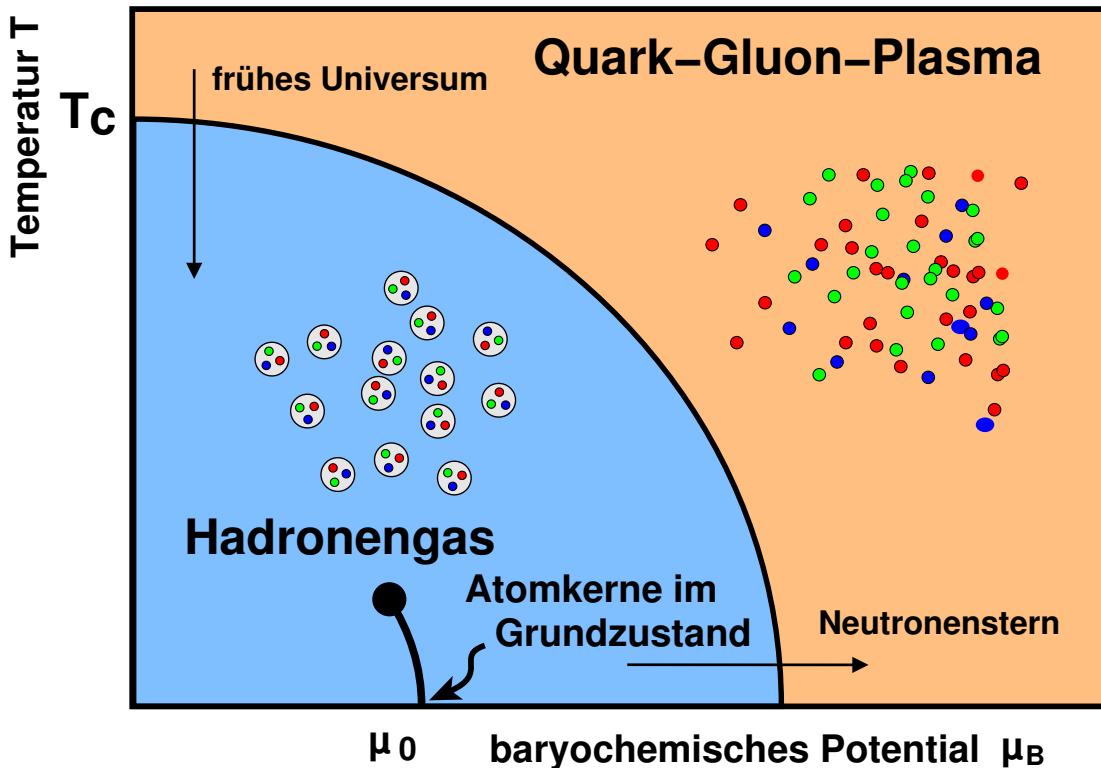


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Phasendiagramms stark wechselwirkender Materie. Dargestellt ist der Verlauf der Phasengrenze zwischen Hadronengas und Quark-Gluon-Plasma in Abhängigkeit von der Temperatur und vom baryochemischen Potential μ_B . Zusätzlich ist der Phasenübergang von Kernmaterie im Grundzustand zum Hadronengas eingezeichnet (Zeichnung: K.Reygers).

dem zwei natürliche Szenarien, in denen ein QGP erwartet wird. Vermutlich durchlief das frühe Universum kurz nach dem Urknall den Phasenübergang vom QGP zum Hadronengas bei niedrigem baryochemischen Potential und hoher Temperatur. Außerdem wird bei hohem baryochemischen Potential und geringer Temperatur ein QGP in Neutronensternen vermutet.

2.2 Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen

Im Labor wird versucht, durch Kernreaktionen ein Quark-Gluon-Plasma zu erzeugen und zu untersuchen. Tabelle 2.2 gibt einen historischen Überblick über die zur Untersuchung von Schwerionenreaktionen eingesetzten Beschleuniger. Mit der Zeit konnten die Schwerpunktsergien bei gleichzeitiger Verwendung schwererer Kerne gesteigert werden. Dadurch ergaben sich immer bessere Bedingungen für die mögliche Erzeugung eines QGPs.

Beginn	Beschleuniger	Projekt	$\sqrt{s_{NN}}$
1986	AGS (BNL)	Si	5 GeV
1986	SPS (CERN)	O,S	20 GeV
1992	AGS (BNL)	Au	5 GeV
1994	SPS (CERN)	Pb	17,2 GeV
2000	RHIC(BNL)	Au	200 GeV
2007	LHC (CERN)	Pb	5500 GeV

Tabelle 2.2: Überblick über die zur Untersuchung von Schwerionenreaktionen eingesetzten Beschleuniger. Angegeben sind jeweils die schwersten verwendeten Ionen und die maximal erreichbare Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$.

Zunächst wurde am AGS² in Brookhaven versucht, durch Beschleunigung von ^{28}Si -Kerne auf 14,4 GeV pro Nukleon, ein QGP zu erzeugen. Am CERN³-SPS⁴ wurde die Phasengrenze zum QGP wahrscheinlich nur kurzzeitig überschritten. Einige Ergebnisse [Hei00] deuten aber darauf hin, dass ein QGP erzeugt worden ist. Da aber nicht nur der Nachweis eines QGP gelingen soll, sondern auch die Erforschung der Eigenschaften der heißen, dichten Materie von Interesse ist, wird mit dem RHIC⁵ am BNL⁶ in der Nähe von New York zum ersten Mal ein Collider zur Untersuchung von Schwerionenreaktionen eingesetzt. Durch die höheren erreichbaren Schwerpunktsenergien bietet sich hier die Möglichkeit, die Phasengrenze zum QGP noch weiter zu überschreiten. Die Ergebnisse zeigen deutliche Hinweise auf die Erzeugung eines QGP [Adc05]. Zusätzlich werden in den Experimenten die Ionengrößen und die Schwerpunktsenergien variiert, um die Erzeugung eines QGP in Abhängigkeit von diesen Parametern zu studieren. Während bei RHIC- und SPS-Energien vermutlich ein stark gekoppeltes QGP vorliegt (vgl. Abschnitt 2.1), erhofft man sich am LHC⁷ ein schwach gekoppeltes QGP untersuchen zu können. Durch die längere Lebensdauer eines QGP am LHC sollten außerdem die Signale zu seinem Nachweis noch deutlicher als am RHIC zum Vorschein treten.

²Alternating Gradient Synchrotron

³Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Das Europäische Kernforschungszentrum in der Schweiz bei Genf heißt heute „Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire“. Die Abkürzung **CERN** bleibt weiter bestehen.)

⁴Super-Proton-Synchrotron

⁵Relativistic Heavy Ion Collider

⁶Brookhaven National Laboratory

⁷Large Hadron Collider

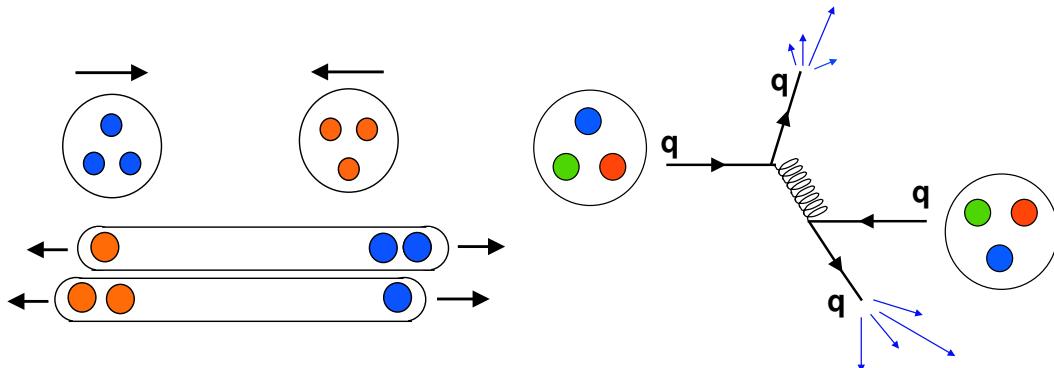


Abbildung 2.3: Links: Beispiel für die Erzeugung eines Strings in einem weichen Prozess. Durch Farbaustausch entsteht zwischen den Partonen zweier Nukleonen ein String. Rechts: Schematische Darstellung der Entstehung von Jets in einem harten Prozess anhand der Streuung zweier Quarks.

2.2.1 Nukleon-Nukleon- und Nukleon-Kern-Reaktionen

In diesem Abschnitt wird auf die Eigenschaften von Nukleon-Nukleon- und Nukleon-Kern-Reaktionen eingegangen. Da in beiden Reaktionssystemen die Erzeugung eines QGP nicht erwartet wird, stellen sie einen wichtigen Vergleichsmaßstab für Kern-Kern-Reaktionen dar.

Nukleon-Nukleon-Reaktionen

Zum Verständnis der komplexen Kern-Kern-Reaktionen ist die Kenntnis über das Verhalten der Teilchenproduktion in Nukleon-Nukleon-Reaktionen notwendig.

In Nukleon-Nukleon-Reaktionen verlieren die einlaufenden Nukleonen einen Teil ihrer Energie. Diese wird zur Produktion neuer Teilchen aufgewendet. Pionen machen dabei mit 80% – 90% den Großteil der produzierten Teilchen aus. Die Anzahl der produzierten geladenen Teilchen lässt sich über den folgenden Ausdruck parametrisieren [Won94]:

$$\langle N_{\text{ch}} \rangle = 0,88 + 0,44 \ln s + 0,118 \ln^2 s. \quad (2.2)$$

\sqrt{s} ist die im Schwerpunktssystem der Reaktion zur Verfügung stehende Gesamtenergie und s wird in Einheiten von GeV^2 angegeben. Im Transversalimpulsbereich⁸ von $0 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$ fallen die Spektren der produzierten Teilchen exponentiell ab:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \sim \exp(-p_T/T) \quad T \approx 160 \text{ MeV}. \quad (2.3)$$

T wird als *inverser Steigungsparameter* bezeichnet. Die Teilchenproduktion ist in

⁸zur Definition des Transversalimpulses p_T siehe Anhang A

diesem Bereich dominiert durch Streuprozesse mit kleinen Impulsüberträgen, so genannte weiche Prozesse. Diese Prozesse finden über, im Verhältnis zu Größenordnungen der QCD, große Abstände statt und lassen sich mit Hilfe phänomenologischer Stringmodelle beschreiben. Bewegen sich zwei Nukleonen aufeinander zu, dann können sie durch Farb- oder Impulsaustausch miteinander wechselwirken (siehe Abb. 2.3 links). Dadurch können sich Quark-Diquark-Paare bilden, die sich voneinander weg bewegen. Wie bei einem Quark-Antiquark-Paar (vgl. Abschnitt 2.1) bildet sich hier mit zunehmendem Abstand ein Farbschlauch, auch String genannt, zwischen einem Quark-Diquark-Paar aus. Ist die durch den größer werdenden Abstand frei werdende Energie groß genug, bricht der String unter Bildung neuer Teilchen auf, er fragmentiert.

Bei höheren Transversalimpulsen stammen die erzeugten Teilchen überwiegend aus Prozessen mit hohen Impulsüberträgen. Diese Prozesse werden auch harte Prozesse genannt. Die Stringmodelle können die Teilchenproduktion in diesem Fall nur unbefriedigend beschreiben. Für harte Prozesse wird jedoch die QCD-Störungstheorie anwendbar. Die Nukleon-Nukleon-Kollisionen lassen sich in diesem Fall auf Basis der elementareren Parton-Parton-Prozesse betrachten. Die Nukleonen bewegen sich aufeinander zu und zwei Partonen können durch Austausch eines Gluons aneinander streuen (siehe Abb. 2.3 rechts). Die Partonen bewegen sich nach dem Stoß mit hohen Energien unter großen Streuwinkeln (hohe Transversalimpulse) voneinander weg bevor sie in Jets fragmentieren. Bei Jets handelt es sich um Teilchenbündel aus Hadronen. Die Transversalimpulsverteilungen lassen sich im Bereich hoher p_T durch Potenzgesetze der Form

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \sim p_T^{-n} \quad (2.4)$$

beschreiben.

Wenn die Teilchenspektren als Funktion der transversalen Masse

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2} \quad (2.5)$$

dargestellt werden, beobachtet man, dass ihre Form für sämtliche Teilchensorten identisch ist. Man spricht deshalb von m_T -Skalierung der Teilchenproduktion.

Einflüsse auf Teilchenproduktion in Proton-Kern-Reaktionen

Möchte man Kern-Kern-Reaktionen mit Nukleon-Nukleon-Reaktionen vergleichen, dann ist es wichtig, sich klar zu machen, welche Veränderungen durch die Anwesenheit der Kerne auftreten. Zur Untersuchung solcher Kerneffekte eignen sich $p+A$ -Reaktionen, da an diesen Reaktionen ein Kern beteiligt ist und aufgrund des kleinen Reaktionsvolumens keine Erzeugung eines QGP erwartet wird. An dieser Stelle werden Kerneffekte diskutiert, die sich auf die Teilchenproduktion auswirken:

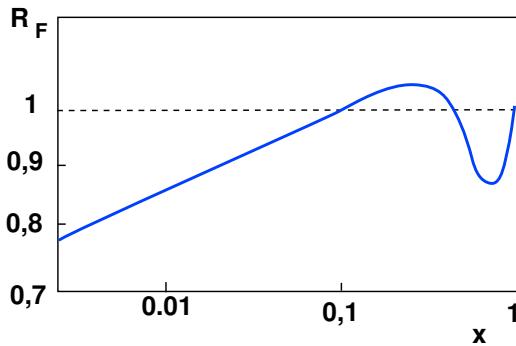


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des experimentell ermittelten Verhältnisses $R_F = F_2^A / F_2^d$ als Funktion von x [Ama95, Ari88]. Die Achsenbeschriftungen spiegeln Größenordnungen wieder.

- Die Strukturfunktion F_2 gibt Auskunft über die Anzahl der Quarks, die einen Impulsbruchteil x vom Gesamtimpuls des Nukleons tragen [Per87]. Der Impulsbruchteil x wird auch als *Bjørken'sche Skalenvariable* bezeichnet. Die Strukturfunktion für Nukleonen im Kern F_2^A kann gegenüber der für freie Nukleonen verändert sein. Man kann die Strukturfunktion des Deuteriums F_2^d als mittlere Strukturfunktion des Nukleons F_2^N auffassen. Effekte, die durch den Kern hervorgerufen werden, lassen sich dann durch Bildung des Verhältnisses $R_F = F_2^A / F_2^d$ untersuchen. Abbildung 2.4 zeigt, wie sich R_F als Funktion von x verhält. Der Ursprung für die Abweichungen von $R_F = 1$ ist noch unklar. Es werden verschiedene Effekte, wie zum Beispiel Wechselwirkungen der Quarks und Gluonen über die Nukleonen hinweg oder die Vereinigung von Nukleonen innerhalb der Kerne, diskutiert. Die Bjørken'sche Skalenvariable kann über

$$x = \frac{2 p_T}{\sqrt{s}} \quad (2.6)$$

abgeschätzt werden [Per87]. Bei SPS-Energien und $p_T = 2,5 \text{ GeV}/c$ beträgt $x \approx 0,3$ und es ergibt sich $R_F \approx 1$.

- Zur Beschreibung der Hadronenproduktion in $p+A$ -Reaktionen lässt sich der Wirkungsquerschnitt für unterschiedliche Targets wie folgt parametrisieren:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(p + A) = A^\alpha(p_T) E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(p + p). \quad (2.7)$$

Bei kleinen p_T liegt α zwischen 0,6 und 0,8. Der Wirkungsquerschnitt skaliert näherungsweise mit der Oberfläche des Kerns ($\sim A^{2/3}$). Zu höheren p_T wird der Cronin-Effekt [Ant79] sichtbar, α ist größer als 1. Zurückführen lässt sich der Cronin-Effekt auf vielfache weiche Streuungen des einlaufenden Partons vor dem eigentlichen harten Stoß [Lev83] (siehe Abb. 2.5 links). Ein weiterer Effekt wird durch die Betrachtung einer Parton-Parton-Kollision in der azimutalen Ebene sichtbar (s. Abbildung 2.5 rechts):

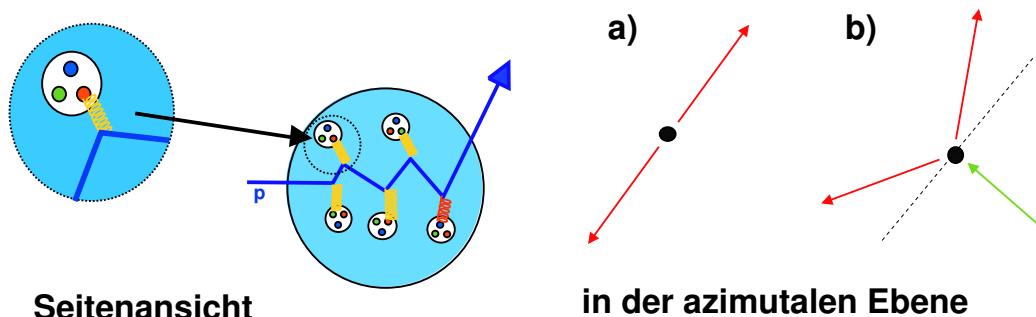


Abbildung 2.5: Links: Schematische Darstellung des Cronin-Effekts: Das einlaufende Parton kann durch Abstrahlung weicher Gluonen (gelb) mit den Partonen des Kerns streuen. Dadurch erhält es im Mittel einen zusätzlichen Transversalimpuls vor dem eigentlichen harten Stoß (rot). Rechts: a) Zwei Partonen streuen aneinander und bewegen sich unter Winkel von 180° auseinander (rote Pfeile). b) Die Partonen besitzen vor dem Stoß einen Impuls in transversaler Richtung. Dieser führt dazu, dass sich die Partonen unter einem von 180° abweichenden Winkel voneinander weg bewegen.

- a) Zwei Partonen ohne Impuls in transversaler Richtung wechselwirken in einem harten Prozess miteinander und bewegen sich nach der Streuung unter einem Winkel von 180° voneinander weg.
- b) Besitzen die Partonen durch die vielfachen weichen Streuungen einen Transversalimpuls, dann bewegen sie sich unter einem von 180° abweichenden Winkel voneinander weg, bevor sie in Jets aus Hadronen fragmentieren. Wird über viele Ereignisse jeweils ein hochenergetisches Hadron aus einem der miteinander korrelierten Jets selektiert und sämtliche Hadronen der beiden Jets in Korrelation zu diesem gemessen, dann ergibt sich eine Aufweitung der Winkelverteilung bei den Hadronen, die bei Winkel um 180° gemessenen werden. Es wird in diesem Fall auch von einer Aufweitung des Transversalimpulses gesprochen.

2.2.2 Ablauf einer Schwerionenreaktion

Bei Schwerpunktsenergien oberhalb von 10 GeV pro Nukleon wird die Wellennatur der Teilchen vernachlässigbar. Viele Eigenschaften von Kern-Kern-Reaktionen lassen sich dann mit Hilfe rein geometrischer Überlegungen verstehen. Das Participant-Spectator-Modell macht sich dieses Verhalten zu Nutze. In diesem Modell werden die Nukleonen, die an einer Reaktion teilnehmenden Kerne, in zwei Gruppen eingeteilt (siehe Abb. 2.6). Die Spectator (Zuschauer) nehmen praktisch nicht an der Reaktion teil und fliegen idealerweise ungehindert weiter. Aus der Energie der Spectator lässt sich der Stoßparameter b bzw. die Zentralität einer Reaktion ermitteln. Die Participants (Teilnehmer) befinden sich im Überlappungsbereich der beiden Kerne und sind die an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen, die den Feuerball bilden.

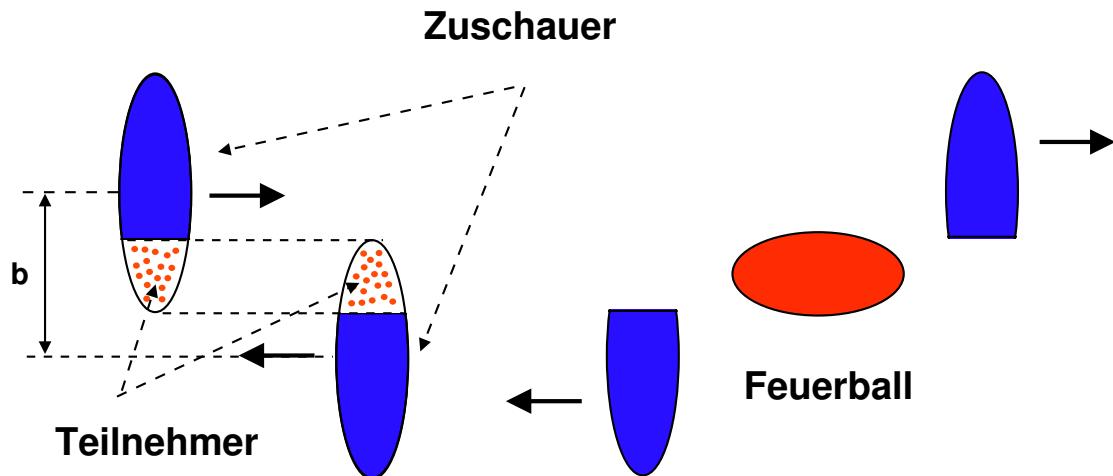


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung einer Kernreaktion bei Schwerpunktsenergien oberhalb von 10 GeV im Participant-Spectator-Modell.

Eine Schwerionenreaktion, in der ein QGP erzeugt wird, lässt sich in verschiedene Phasen untergliedern. Treffen die beiden Kerne aufeinander, dann werden die Participants durch Stöße abgebremst. Der durch die Abbremsung der Participants frei werdende Teil der kinetischen Energie wird zur Produktion neuer Teilchen aufgewendet. Dadurch entsteht in der Reaktionszone ein Feuerball hoher Energie- und Teilchendichte. Für den Nachweis eines QGP sind vor allem zentrale Kernreaktionen schwerer Kerne interessant, da in diesen Reaktionen die Zone hoher Energiedichte über ein möglichst großes Raumvolumen erzeugt werden kann und sich so die Signaturen zum Nachweis eines QGP (vgl. Abschnitt 2.2.3 und 2.3) deutlicher ausbilden können⁹. Zunächst befindet sich der aus Partonen bestehende Feuerball in einer Vorgleichgewichtsphase. Durch Stöße der erzeugten Quarks und Gluonen werden zusätzliche Partonen erzeugt. Weitere Wechselwirkungen der partonischen Materie führen zu einer Thermalisierung des Systems und man kann von der Entstehung eines QGP sprechen. Durch die Thermalisierung, in der die Partonen weiter miteinander wechselwirken, bildet sich ein Druck in der Reaktionszone aus. Dieser führt zur Expansion und Abkühlung des Systems. Es kommt zur Hadronisierung, in der sich die Quarks und Gluonen zu Hadronen zusammenschließen¹⁰ und der Phasenübergang zum Hadronengas vollzogen wird. Im Hadronengas folgt das Energiespektrum der Hadronen einer Boltzmann-Verteilung, die sich auch in die durch Gleichung 2.3 gegebene Transversalimpulsverteilung umformen lässt. Der inverse Steigungsparameter

⁹Zum Beispiel müssen die hochenergetischen Quarks aus harten Stößen (vgl. Abschnitt 2.3) in einer zentralen Reaktion im Mittel eine größere Wegstrecke durch ein QGP zurücklegen als dies in peripheren Reaktionen der Fall ist. Dadurch ist der mittlere Energieverlust durch Gluon-Bremsstrahlung und damit die Unterdrückung von Hadronen mit hohem Transversalimpuls in zentralen Reaktionen erhöht.

¹⁰In zentralen Pb+Pb-Reaktionen werden bei SPS-Energien etwa 1600 neue Teilchen produziert [Bac99].

T ist ein Maß für die Temperatur des Systems¹¹. Die weitere Expansion führt zum Ausfrieren, bei dem die Hadronen die Wechselwirkungen untereinander einstellen. Damit ist die Temperatur durch die Impulsverteilung der Hadronen zum Zeitpunkt des Ausfrierens festgelegt.

Die im Feuerball erzeugte Energiedichte ist vom Abbremsvermögen der Participants abhängig (s.o.). Es lassen sich zwei Extremfälle unterscheiden. Bei Schwerpunktsenergien von 5-10 GeV wird die Reaktion durch das Landau-Szenario [Lan53a] beschrieben. Treffen die beiden Lorentz-kontrahierten Kerne aufeinander, dann werden die Participants vollständig abgebremst (*Stopping*) und es entsteht bei mittlerer Rapidity¹² (Schwerpunktsrapidity) ein Feuerball dessen Volumen mit dem Lorentz-kontrahierten Volumen der beiden Kerne identisch ist. In diesem Fall wird ein kaltes QGP mit hoher Netto-Baryonendichte erzeugt. Bei Schwerpunktsenergien oberhalb von 100 GeV können die Kerne aufgrund ihrer starken Lorentz-Kontraktion durch dünne Scheiben repräsentiert werden. Das Bjørken-Szenario beschreibt die Reaktion wie folgt: Die Participants verlieren in der Reaktionszone durch Stöße einen Teil ihrer Energie und können den Feuerball durchdringen. Die Kerne sind in diesem Fall so gut wie durchsichtig füreinander (*Transparenz*). In der Reaktionszone bildet sich ein baryonenarmer Bereich mit hoher Temperatur aus.

Mit Hilfe des Bjørken-Szenarios lässt sich die in einer Kern-Kern-Reaktion erreichbare Energiedichte ϵ abschätzen [Bjo83]:

$$\epsilon = \frac{\langle m_T \rangle}{A \cdot \tau} \frac{dN}{dy}|_{y=0}. \quad (2.8)$$

A ist die Überlappfläche der Kerne, $\langle m_T \rangle$ die mittlere transversale Masse und $dN/dy|_{y=0}$ die Rapiditysdichte der produzierten Teilchen bei mittlerer Rapidity. Für die Formationszeit τ wird häufig ein Wert von 1 fm/c verwendet. Die Energiedichte in den 1% zentralsten Pb+Pb-Reaktionen wurde im WA98-Experiment (s. Abschnitt 4) zu 2,9 GeV/fm³ abgeschätzt [Rey99]. Man kann diese Abschätzung jedoch in Frage stellen, da es sich bei SPS-Schwerpunktsenergien um eine Mischung aus Bjørken- und Landau-Szenario handelt.

2.2.3 Signale eines Quark-Gluon-Plasmas

Im Folgenden sollen einige Signale, die für den Nachweis eines QGP erforderlich sind, vorgestellt werden. Jedes Signal für sich kann auch in einem Hadronengas auftreten. Die gleichzeitige Messung mehrerer Signale sollte aber ein Bild liefern, dass nur mit der Erzeugung eines QGP konsistent ist. Die Unterdrückung von Hadronen mit

¹¹Auch in p+p- und p+A-Reaktionen wird der inverse Steigungsparameter manchmal als Temperatur interpretiert. Es gibt jedoch keinen Mechanismus, der ein lokales thermisches Gleichgewicht in diesen Reaktionssystemen beschreiben kann.

¹²Zur Definition der Rapidity siehe Anhang A.

hohem p_T im QGP stellt den Schwerpunkt dieser Arbeit dar und wird deshalb in Abschnitt 2.3 ausführlicher vorgestellt.

Photonen

Photonen nehmen nicht an der starken Wechselwirkung teil und können deshalb die Reaktionszone praktisch unbeeinflusst verlassen. Damit sind sie ideale Informationsträger der frühen heißen Phase der Reaktion. Zu den direkten Photonen gehören unter anderem Photonen aus harten Stößen die zu Beginn einer Kern-Kern-Kollision stattfinden. Diese werden auch als prompte Photonen bezeichnet und dominieren das Spektrum direkter Photonen bei hohen Transversalimpulsen. Den restlichen Beitrag der direkten Photonen machen thermische Photonen aus. Diese entstehen in einem thermalisierten QGP und ihre Verteilung ist proportional zu $\exp(-E_\gamma/T)$. Durch Messung der p_T -Verteilung der thermischen Photonen lässt sich deshalb im Prinzip die Temperatur im thermalisierten QGP bestimmen. Bei der Bestimmung der direkten Photonen ist der große Untergrund der Zerfallsphotonen neutraler Mesonen zu beachten, der mit den direkten Photonen das inklusive Photonenspektrum bildet. Eine Schwierigkeit stellen zudem direkte Photonen dar, die in einem Hadronengas erzeugt werden. Diese lassen sich nur schwer, durch Vergleich mit Modellrechnungen, von den direkten Photonen aus einem QGP unterscheiden.

Signale der Aufhebung des Quark-Einschlusses

Bei Bildung eines QGP wird eine erhöhte Produktion von Teilchen mit Seltsamkeit vorhergesagt [Raf82]. In einem Hadronengas ist zur Erzeugung seltsamer Teilchen die assoziierte Produktion zweier Hadronen erforderlich. Dazu muss eine Energieschwelle von ca. 700 MeV überschritten werden. Die Produktion von Hadronen aus den leichteren u- und d- Quarks ist damit viel wahrscheinlicher als für solche, die seltsame Quarks enthalten. In einem QGP kann die thermische Erzeugung von $s\bar{s}$ -Paaren stattfinden. Die Energieschwelle dazu ist nur von der Ruhemasse des $s\bar{s}$ -Paars abhängig und mit ca. 300 MeV deutlich geringer als im Hadronengas.

Bei Aufhebung des Quark-Einschlusses wird zudem eine Unterdrückung des J/Ψ erwartet [Mat86]. Das J/Ψ -Meson stellt einen gebundenen Zustand aus einem $c\bar{c}$ -Paar dar und kann aufgrund seiner großen Masse nur zu Beginn der Reaktion erzeugt werden, da die einlaufenden Teilchen dann noch die vollständige Energie besitzen. Das c und das \bar{c} können sich in einem QGP über einen großen Raumbereich bewegen und werden durch die anderen Quarks und Gluonen des Plasmas voneinander abgeschirmt. Tritt nun die Hadronisierung ein, dann ist die Wahrscheinlichkeit, dass das c und das \bar{c} mit einem der leichteren Quarks ein D-Meson bilden viel größer als die Erzeugung eines J/Ψ .

Thermodynamische und hydrodynamische Signale

Größen wie Temperatur und Druck lassen sich zur Beschreibung des Feuerballs erst heranziehen, wenn sich eine Thermalisierung eingestellt hat.

Die in einer Schwerionenreaktion erreichte Energiedichte ϵ lässt sich durch Messung der Rapiditätsverteilung der produzierten Hadronen $dN/dy|_{y=0}$ und ihrer mittleren transversalen Masse $\langle m_T \rangle$ abschätzen (s. Gleichung 2.8). Ein Phasenübergang erster Ordnung macht sich dadurch bemerkbar, dass bei Erhöhung der Energiedichte die Temperatur konstant bleibt. Das System befindet sich dann in einer gemischten Phase aus hadronischer und partonischer Materie. Durch gleichzeitige Messung von Temperatur und Energiedichte lässt sich der Phasenübergang untersuchen.

Der hydrodynamische Fluss produzierter Teilchen lässt sich auf einen Druckgradienten, der sich innerhalb der Reaktionszone ausbildet, zurückführen. Durch Messung des Flussverhaltens der produzierten Teilchen und Vergleich mit theoretischen Voraussagen, die sich auf Kombinationen verschiedener Modelle stützen, lassen sich Aussagen über die Zustandsgleichung hadronischer Materie machen. Diese gibt den Zusammenhang von Druck, Temperatur und Baryondichte an. Modelle, die die Entstehung eines QGP berücksichtigen, führen zu einem geringeren kollektiven Fluss als solche mit Hadronengas.

2.3 Jet-Quenching

Als Sonde für die mögliche Ausbildung eines QGP kommen hochenergetische Quarks und Gluonen aus harten Streuprozessen in Frage. Die harten Streuprozesse (vgl. Abschnitt 2.2.1) finden zu Beginn der Reaktion noch vor der möglichen Ausbildung eines QGP statt und somit liefern die hochenergetischen Partonen vor allem Informationen über die frühe heiße Phase einer Kernreaktion. Die in den harten Stößen erzeugten harten Partonen müssen die erzeugte, stark wechselwirkende Materie durchlaufen und werden von dieser beeinflusst, bevor sie in Jets aus Hadronen, darunter zum Großteil Pionen, mit hohem p_T , welche dann gemessen werden können, fragmentieren (siehe Abb. 2.7). Damit ist die Hadronenproduktion bei hohen p_T von der erzeugten Materie abhängig.

In [Bjo82] wird vorgeschlagen, dass hochenergetische Partonen im QGP durch Kollisionen mit den Partonen des Plasmas Energie verlieren. Ein wesentlich höherer Beitrag zum Energieverlust der hochenergetischen Partonen im QGP wird durch Gluon-Bremsstrahlung erwartet (siehe Abb. 2.8). Der Verlust der Energie führt zu einer Unterdrückung der Jets (*Jet-Quenching*) und damit zu einer Unterdrückung von Hadronen mit hohem p_T . Damit lassen sich Hadronen aus Jets als Sonde für ein QGP heranziehen [Bai00]. Zur Beschreibung des Energieverlustes in Abhängigkeit von der durch das Parton im Medium zurückgelegten Wegstrecke werden zum aus der

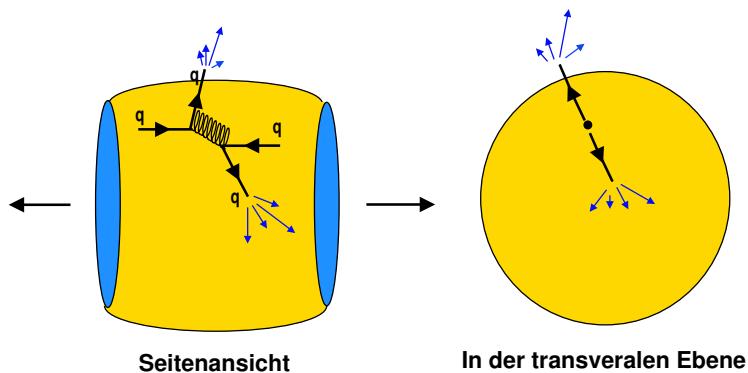


Abbildung 2.7: Die in einer Kernreaktion erzeugte stark wechselwirkende Materie (gelb) beeinflusst die hochenergetischen Partonen aus harten Streuprozessen, die in neutrale Pionen und andere Hadronen mit hohem p_T fragmentieren. Damit ist die Teilchenproduktion bei hohen p_T abhängig von der erzeugten Materie.

Elektrodynamik bekannten LPM¹³-Effekt analoge Effekte diskutiert [Lan53b, Mig56] (siehe Abb. 2.9). Durchlaufen hochenergetische Quarks und Gluonen Materie mit geringer Farbladungsdichte, dann verlieren sie durch inkohärente Emission von Gluonen Energie. In diesem Fall steigt der Energieverlust linear mit der zurückgelegten Wegstrecke an. Besitzt das erzeugte Medium eine ausreichend hohe Dichte an Farbladungsträger, so können weitere Streuprozesse stattfinden, bevor sich das Gluon aus dem ersten Stoß vom Quark entfernt hat. Auf diese Weise kommt es zu einer kohärenten Emission der Gluonen und die Theorie sagt eine Verringerung des Energieverlustes voraus. Das ist der LPM-Effekt. Außerdem erhalten die abgestrahlten Gluonen durch den LPM-Effekt einen zusätzlichen Transversalimpuls, der mit der zurückgelegten Wegstrecke ansteigt. Deshalb interferieren immer weniger Gluonen und der Energieverlust des hochenergetischen Partons wird größer. Als Ergebnis ergibt sich eine quadratische Abhängigkeit des Energieverlusts von der zurückgelegten Wegstrecke [Bai97a, Bai97b]. Eine Möglichkeit, die Produktion von Hadronen bei

¹³Landau-Pomeranchuk-Migdal

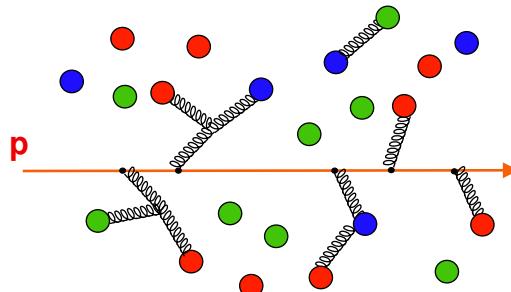


Abbildung 2.8: Ein hochenergetisches Parton durchläuft die Materie aus Quarks und Gluonen und verliert durch Gluon-Bremsstrahlung Energie.

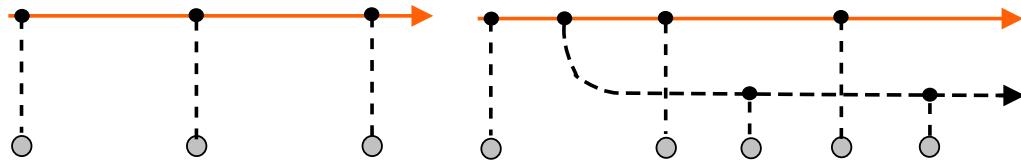


Abbildung 2.9: Zur Illustration des LPM-Effekts: Schematische Darstellung der Wechselwirkung eines schnellen Partons (rot) mit den Farbladungen (graue Kreise) in einem Medium mit geringer Farbladungsdichte (links) und in einem Medium mit hoher Farbladungsdichte (rechts). Die Gluonen sind als gestrichelte Linien dargestellt.

hohem p_T zu untersuchen, besteht in der Messung azimutaler Winkelkorrelationen von Hadronenpaaren. In harten Streuprozessen entstehen in der Ebene senkrecht zur Strahlachse unter einem Winkel von 180° zwei Jets. Die Jets enthalten ein so genanntes *Leading Particle*. Das ist ein Hadron mit hohem p_T , das wahrscheinlich das streuende Parton enthält und sich in der ursprünglichen Richtung des Partons bewegt. In der Messung werden die Leading Particles selektiert. Die mit dem Leading Particle korrelierten Hadronen lassen sich bei Winkel um 0° und 180° in der azimutalen Ebene relativ zum Leading Particle messen. Bildet sich in einer Kern-Kern-Reaktion ein QGP aus, dann ist der Energieverlust der beiden Partonen vom Ort der Streuung abhängig (siehe Abb. 2.7). Die Hadronen aus den Jets der Leading Particles stammen in der Regel von Partonen ab, die im Mittel einen kürzeren Weg durch das QGP zurücklegen als die Partonen, die sich in entgegengesetzter Richtung bewegen und deshalb aufgrund ihrer längeren Wegstrecke durch das Medium mehr Energie verlieren. Der unterschiedliche Energieverlust führt zu einer Unterdrückung der Hadronen bei Winkeln um 180° . Da Kern-Kern-Kollisionen mit hohen Teilchenmultiplizitäten verbunden sind, ist es schwierig bis unmöglich, einzelne Jets zu identifizieren. Außerdem führt die Selektion von Hadronen mit hohem p_T zu einer verschlechterten Statistik. Eine andere Methode, die Produktion von Hadronen mit hohem p_T zu quantifizieren, besteht darin, die Einteilchenverteilungen der in einer Schwerionenreaktion produzierten Hadronen gemittelt über viele Ereignisse zu untersuchen. Dazu werden die Hadronenspektren aus Kern-Kern-Reaktionen mit solchen verglichen, in denen keine Modifikation der Teilchenproduktion erwartet wird. Als Vergleichsspektren lassen sich Spektren aus Nukleon-Nukleon-Reaktionen verwenden.

Da der Wirkungsquerschnitt für harte Streuprozesse sehr klein ist, können Kerne für diese Prozesse als inkohärente Superposition von Partonen betrachtet werden. Mit dieser Überlegung lassen sich Kern-Kern-Kollisionen als unabhängige Überlagerung von inelastischen (binären) Nukleon-Nukleon-Kollisionen N_{coll} auffassen.

Zur Quantifizierung der Teilchenproduktion bei hohen p_T wird das Spektrum aus Kern-Kern-Reaktionen auf N_{coll} normiert und mit dem Spektrum aus Nukleon-Nukleon-Reaktionen verglichen. Dazu wird der nukleare Modifikations-Faktor

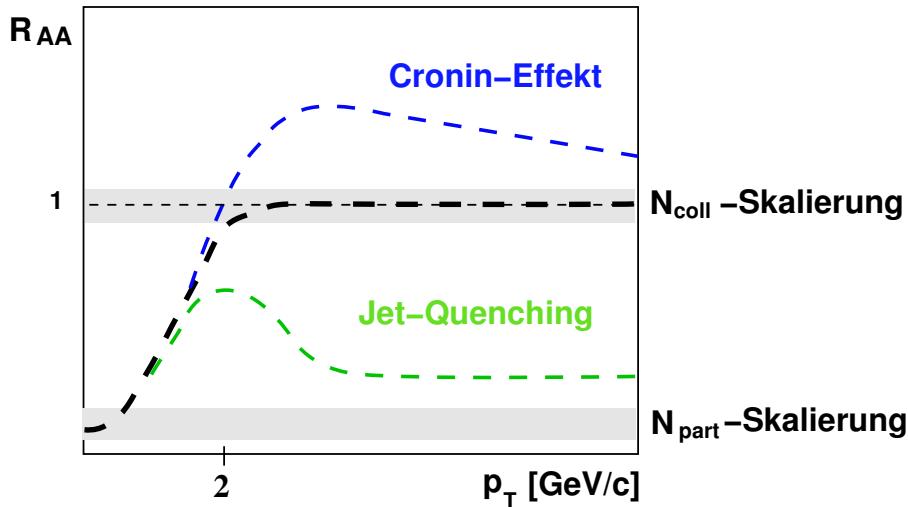


Abbildung 2.10: Qualitativer Verlauf des nuklearen Modifikations-Faktors R_{AA} in Abhängigkeit der möglichen Effekte.

$$R_{AA}(p_T) = \frac{(E \frac{d^3N}{dp^3}(p_T)/N_{\text{coll}})_{AA}}{(E \frac{d^3N}{dp^3}(p_T))_{NN}} \quad (2.9)$$

eingeführt. $E \frac{d^3N}{dp^3}(p_T)$ ist die Lorentz-invariante Multiplizität (s. Anhang B).

Da die Hadronenproduktion bei hohen p_T durch harte Streuprozesse dominiert ist, wird erwartet dass die Teilchenproduktion in diesem Bereich ohne Modifikation der Kernmaterie mit N_{coll} skaliert und sich ein nuklearer Modifikations-Faktor von 1 ergibt (siehe Abb.2.3). Eine Unterdrückung von Hadronen mit hohem p_T führt zu $R_{AA} < 1$ während der Cronin-Effekt (s. Abschnitt 2.2.1) zu $R_{AA} > 1$ führt. Im Bereich $p_T \lesssim 2 \text{ GeV}/c$ tragen hauptsächlich weiche Stöße zur Teilchenproduktion bei. In solchen Prozessen skaliert die Teilchenproduktion mit der Anzahl der an der Kern-Kern-Reaktion teilnehmenden Nukleonen N_{part} (Participants). Da N_{coll} größer als N_{part} ist, führt das zu $R_{AA} < 1$ im Bereich $p_T \lesssim 2 \text{ GeV}/c$.

2.3.1 Das Glauber-Modell

Die N_{part} - und N_{coll} -Werte sind experimentell nicht zugänglich. Sie lassen sich aber mit Hilfe von Simulationen ermitteln. Das Glauber-Modell [Mil07] ist ein semiklassisches Modell, das zur Berechnung des inelastischen Wirkungsquerschnitts (siehe Anhang B) und zur Bestimmung der Participants N_{part} und der binären Nukleon-Nukleon-Kollisionen N_{coll} in Kern-Kern-Kollisionen herangezogen wird. Es soll an dieser Stelle in groben Zügen dargestellt werden.

Im Glauber-Modell werden folgende Näherungen gemacht:

- Die Kern-Kern-Kollisionen werden als Überlagerung unabhängiger Nukleon-Nukleon-Stöße aufgefasst.

- Die Nukleonen bewegen sich geradlinig aufeinander zu und bleiben nach einem Stoß unbeeinflusst. (Diese Näherung ist in hochenergetischen Kern-Kern-Reaktionen gut erfüllt.)
- Der Nukleon-Nukleon Wirkungsquerschnitt σ_{in}^{NN} ist identisch mit dem der Nukleonen im Vakuum.

In einer Glauber-Monte-Carlo-Simulation werden die Nukleonen zufällig entsprechend einer vorgegebenen Dichteverteilung verteilt [Col67]. Für schwere Kerne wie Blei wird als Dichteverteilung eine Woods-Saxon-Parametrisierung vorgegeben, während leichte Kerne einfach durch eine sphärische Verteilung beschrieben werden. Nun werden verschiedene Stoßparameter für Kern-Kern- bzw. Nukleon-Kern-Reaktionen simuliert und bei einem gegebenen Stoßparameter der Stoßparameter aller Paare der aufeinander treffenden Nukleonen bestimmt. Anschließend wird überprüft, ob eine Reaktion stattgefunden hat. Als Ergebnis erhält man den inelastischen Wirkungsquerschnitt sowie die mittlere Zahl der Participants $\langle N_{\text{part}} \rangle$ und der binären Nukleon-Nukleon-Kollisionen $\langle N_{\text{coll}} \rangle$.

Bei der Berechnung der N_{coll} -Werte muss man also auf Modellvorstellungen zurückgreifen. Problematisch scheint dabei, dass der nukleare Modifikations-Faktor abhängig vom jeweils verwendeten Modell ist. Mit Hilfe der direkten Photonen bei hohen p_T (vgl. Abschnitt 2.2.3) lassen sich die ermittelten Werte jedoch überprüfen. Diese werden auch in harten Streuprozessen zu Beginn einer Kollision erzeugt und bleiben weitgehend von der erzeugten Materie unbeeinflusst. Damit ist ihre Anzahl ein Maß für die harten Streuprozesse sofern andere Effekte wie zum Beispiel der Cronin-Effekt unberücksichtigt bleiben.

3. Motivation

Eines der wichtigsten Ergebnisse der RHIC-Experimente ist die Messung der Unterdrückung von Hadronen mit hohem p_T . In Abbildung 3.1 ist der in Au+Au-Reaktionen gemessene nukleare Modifikations-Faktor R_{AA} bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV pro Nukleonpaar für die 10% zentralsten Ereignisse dargestellt. Hier zeigt sich eine Unterdrückung um einen Faktor 4-5. Interessant ist jetzt die Frage nach der Abhängigkeit der Unterdrückung von der Schwerpunktsenergie und vom Reaktionsvolumen. Die Produktion von Hadronen mit hohen p_T ist bei SPS-Energien noch wenig erforscht. Auch wenn die Phasengrenze zum QGP in Pb+Pb-Reaktionen bei SPS-Energien vermutlich nur kurzzeitig überschritten wird, gibt es dort einige Indizien für die Erzeugung der heißen dichten Materie [Hei00]. Damit stellt sich die Frage, ob es Jet-Quenching auch bei SPS-Energien gibt.

Abbildung 3.2 zeigt das Ergebnis einer Messung der azimuthalen Winkelkorrelation

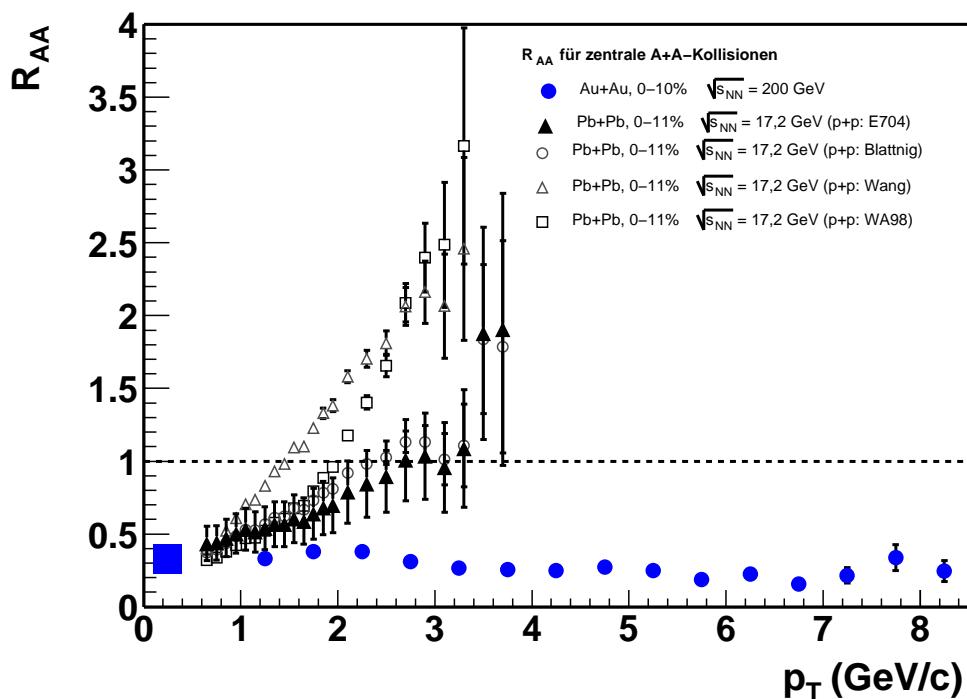


Abbildung 3.1: Nuklearer Modifikations-Faktor R_{AA} in zentralen Reaktionen. Die Resultate vom RHIC bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV sind als blaue Datenpunkte dargestellt [Adl03]. Die Ergebnisse bei SPS-Energien (schwarz) hängen stark von der Wahl der verwendeten p+p-Referenz (E704 [Ada96], WA98 [Agg02], Blattnig et al. [Bla00], Wang und Wang [Wan01a]) ab.

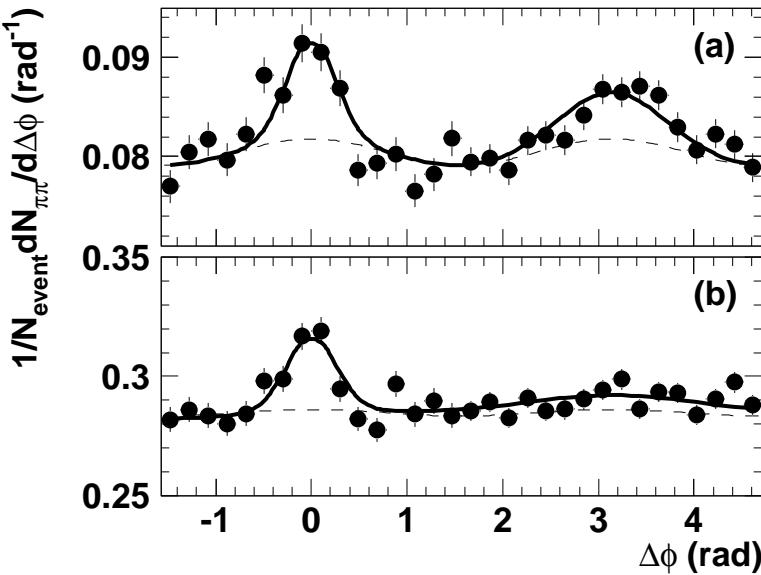


Abbildung 3.2: Gezeigt ist die Verteilung des azimuthalen Öffnungswinkels zwischen geladenen Pionen mit $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ in peripheren (oben) und zentralen (unten) Pb+Au-Reaktionen [Aga04].

von Paaren geladener Pionen bei SPS-Energien. Die durchgezogene Linie gibt die Summe aus dem so genannten elliptischen Fluss und der azimuthalen Winkelverteilung der Pionen aus Jets an. Durch die gestrichelte Linie wird der Beitrag des elliptischen Flusses repräsentiert. Damit stellt die Linie eine Referenz für die Darstellung von Winkelkorrelationen der Pionen aus Jets dar. In peripheren Pb+Au-Reaktionen gibt es deutliche Korrelationen bei $\Delta\phi = 0$ und $\Delta\phi = \pi$. Die Verbreiterung der Korrelation bei $\Delta\phi = \pi$ lässt sich unter anderem auf den Cronin-Effekt zurückführen, da die vielfachen weichen Streuungen vor dem eigentlichen harten Stoß zu einer Aufweitung des Transversalimpulses führen (vgl. Abschnitt 2.2.1). In zentralen Pb+Au-Stößen zeigt sich bei $\Delta\phi = \pi$ eine so starke Verbreiterung, dass die Korrelation fast verschwindet. Die Zunahme der Verbreiterung kann ihre Ursache in der Verstärkung des Cronin-Effekts haben, da dieser in zentralen Kollisionen stärker ausgeprägt ist. Eine Aufweitung des Transversalimpulses lässt sich jedoch auch einem Energieverlust von Partonen im QGP zuschreiben, da mit steigendem Energieverlust der Öffnungswinkel der Jets verbreitert wird. Auch wenn das Ergebnis Raum für Spekulationen lässt, macht es die Frage nach einer Unterdrückung von Hadronen bei SPS-Energien umso interessanter.

Zur Klärung dieser Frage lassen sich Spektren neutraler Pionen aus Pb+Pb-Reaktionen [Agg02], die im WA98-Experiment (vgl. Kapitel 4) für verschiedene Zentralitäten gemessen wurden, heranziehen.

Abbildung 3.3 zeigt einen Vergleich einer QCD-Störungsrechnung von Wang, die ohne Annahme der Ausbildung eines QGP durchgeführt wurde, mit dem π^0 -Spektrum aus den 12,7% zentralsten Ereignissen in Pb+Pb-Reaktionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 17,2 \text{ GeV}$. Im Bereich von $m_T - m_0 \approx 2,5 \text{ GeV}/c^2$ beträgt das Verhältnis vom gemessenen zum

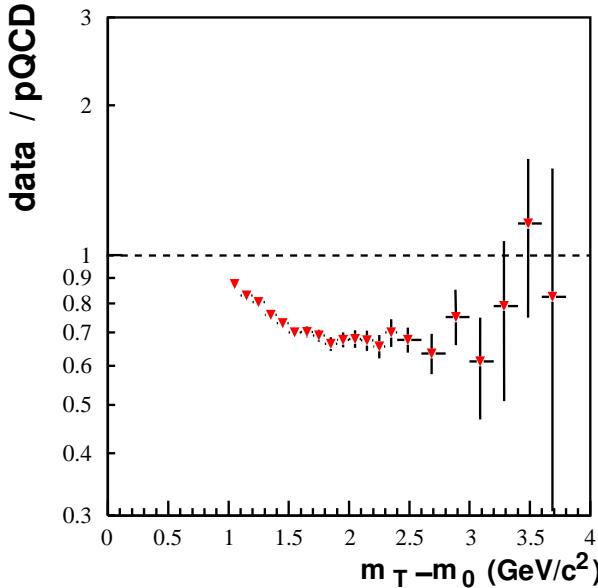


Abbildung 3.3: Vergleich von Spektren neutraler Pionen gemessen in den 12,7% zentralsten Pb+Pb-Reaktionen bei SPS-Energien [Agg02] mit einer QCD-Störungsrechnungen von X.N. Wang [Wan98] (Abbildung entnommen aus [Rey02].).

berechneten Spektrum ca. 0,7. Vergleiche anderer QCD-Rechnungen [Lev02] mit den Daten bestätigen diese Tendenz. Diese Ergebnisse lassen sich als Hinweis darauf deuten, dass Jet-Quenching bei SPS-Energien nicht ausgeschlossen ist.

Der wirkliche Nachweis einer möglichen Unterdrückung der Hadronen mit hohem p_T kann jedoch nur auf Basis experimenteller Daten stattfinden. Die Ermittlung des nuklearen Modifikations-Faktors erfordert die Bestimmung von π^0 -Spektren aus p+p-Reaktionen. Diese wurden im WA98-Experiment nicht gemessen. Zur Bestimmung von R_{AA} muss man also auf andere Methoden zurückgreifen.

- Es lassen sich Parametrisierungen als Ersatz für die fehlende p+p-Referenz verwenden. Zur Erzeugung einer Parametrisierung wird die Teilchenproduktion unterschiedlicher Experimente auf die Schwerpunktsenergien, die man untersuchen möchte, extrapoliert und gefittet. In Abbildung 3.1 sind die nuklearen Modifikations-Faktoren unter Verwendung verschiedener Parametrisierungen als p+p-Referenz für die 11% zentralsten Ereignisse aufgetragen.
- Da aufgrund des kleinen Reaktionsvolumens sehr peripherer Ereignisse in diesen keine Ausbildung eines QGP erwartet wird, sollten diese bei entsprechender Normierung auf die Anzahl der binären Nukleon-Nukleon-Kollisionen N_{coll} als Ersatz für die p+p-Referenz herangezogen werden können. Es lässt sich also folgender Ausdruck untersuchen:

$$R_{CP}(p_T) = \frac{(E \frac{d^3N}{dp^3}(p_T)/N_{\text{coll}})_{\text{zentral}}}{(E \frac{d^3N}{dp^3}(p_T)/N_{\text{coll}})_{\text{peripher}}} \quad (3.1)$$

Abbildung 3.4 zeigt das Ergebnis des so gebildeten nuklearen Modifikationsfaktors.

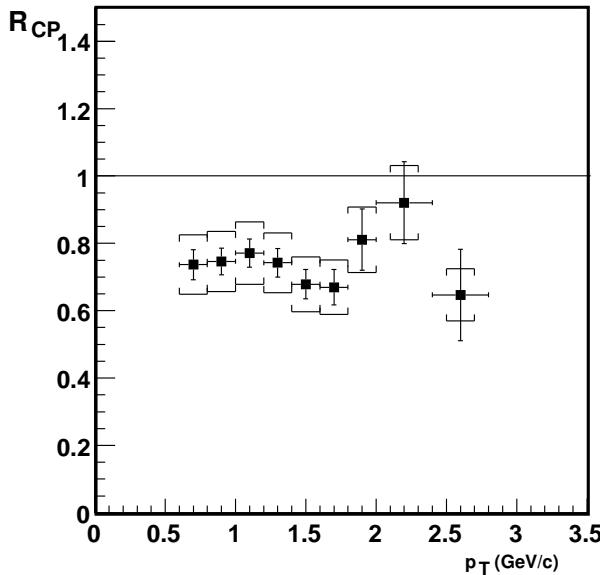


Abbildung 3.4: Verhältnis von zentralen ($N_{\text{coll}} = 651 \pm 65$) zu peripheren ($N_{\text{coll}} = 30 \pm 5$) π^0 -Spektren aus Pb+Pb-Reaktionen bei SPS-Energien. Die beiden Spektren sind normiert auf die Anzahl der binären Nukleon-Nukleon-Kollisionen N_{coll} (Abbildung entnommen aus [Rey02].).

Die großen Abweichungen der p+p-Referenzen ergeben sich aus den Modellannahmen, die beim Extrapolieren der Spektren gemacht werden. Auch der Vergleich der zentralen mit den peripheren Spektren ist problematisch, da für die peripheren Ereignisse große Unsicherheiten in einer Korrektur für Reaktionen außerhalb des Targets (vgl. Abschnitt 6.5.1) bestehen. Außerdem ist der für die peripheren Ereignisse bestimmte N_{coll} -Wert mit großen Unsicherheiten behaftet. Damit sind die bisher gemachten Ansätze zur Bestimmung von R_{AA} nicht aussagekräftig.

In dieser Arbeit wird zur Bestimmung des nuklearen Modifikations-Faktors eine andere Methode verwendet. Zunächst werden die π^0 -Spektren aus p+C- und p+Pb-Reaktionen bei SPS-Energien ermittelt. Da in p+C-Reaktionen eine relativ geringe Anzahl binärer Nukleon-Nukleon-Reaktionen N_{coll} erwartet wird, lässt sich vermuten, dass die fehlende p+p-Referenz durch die p+C-Daten ersetzt werden kann. Außerdem lässt sich durch Vergleich der p+Pb-Daten mit den p+C-Daten der Cronin-Effekt in p+Pb-Reaktionen untersuchen. Des Weiteren sollte sich durch Verwendung der p+Pb-Daten als Referenz der Cronin-Effekt zumindest teilweise aus dem nuklearen Modifikations-Faktor eliminieren lassen.

4. Das WA98-Experiment

In diesem Abschnitt wird das WA98¹-Experiment vorgestellt. Dabei liegt der Schwerpunkt auf der Messung neutraler Pionen aus p+A-Reaktionen.

Am CERN-SPS konnten ab 1994 (vgl. Abschnitt 2.2) Bleikerne auf Energien von 158 AGeV (GeV pro Nukleon) beschleunigt und auf ein Bleitarget geschossen werden. Daraus ergab sich im Schwerpunktssystem eine Energie von $\sqrt{s_{NN}} = 17,2$ GeV pro Nukleon-Paar. Damit standen dem WA98-Experiment schwere Ionen bei ultra-relativistischen Energien zur Verfügung. Mit den großen Reaktionsvolumina, die in den zentralen Pb+Pb-Reaktionen erreicht wurden, ergaben sich viel bessere Bedingungen als in anderen, früher untersuchten Kern-Kern-Reaktionen (siehe Tabelle 2.2), um eine Thermalisierung und damit verbunden ein mögliches Überschreiten der Phasengrenze zu einem QGP zu erreichen.

Schwerpunkt des WA98-Experiments war die Messung von Photonen und neutralen Mesonen über ihren Zerfall in zwei Photonen. Zusätzlich ließen sich geladene Hadronen nachweisen und globale Größen, wie zum Beispiel die Multiplizität einer Reaktion, bestimmen [WA98]. Durch die Möglichkeit der Messung verschiedener Observablen in einem Experiment wurde berücksichtigt, dass nur durch die gleichzeitige Messung verschiedener Signaturen auf die Erzeugung eines QGP geschlossen werden kann (vgl. Abschnitt 2.2.3).

4.1 Der Aufbau des Experiments

Abbildung 4.1 zeigt den Aufbau des WA98-Experiments [WA98]. Es handelt sich um ein so genanntes Fixed-Target-Experiment. Trifft ein Teilchenstrahl² auf ein Target, kann es zu Reaktionen der Projektilteilchen mit den Targetkernen kommen. Während einer Reaktion werden Teilchen produziert, die in den Detektoren strahl-abwärts vom Target nachgewiesen werden können. Im Folgenden soll der Aufbau des Experiments dargestellt werden. Dabei werden die Detektoren anhand ihrer Funktionsweisen und ihrer Aufgaben im Experiment kurz erläutert.

4.1.1 Das Target

Im Experiment kommen unterschiedliche Targets zum Einsatz (siehe Tabelle 4.1). Neben den Strahlzeiten, in denen Bleikerne als Projektilteilchen benutzt wurden,

¹West Area (Anm.: Die Experimente werden in der West Area und in der North Area des SPS durchgeführt. Zur Kennzeichnung werden die Experimente zusätzlich mit einer Laufnummer versehen.)

²Informationen zur Strahlerzeugung finden sich in [Rey99].

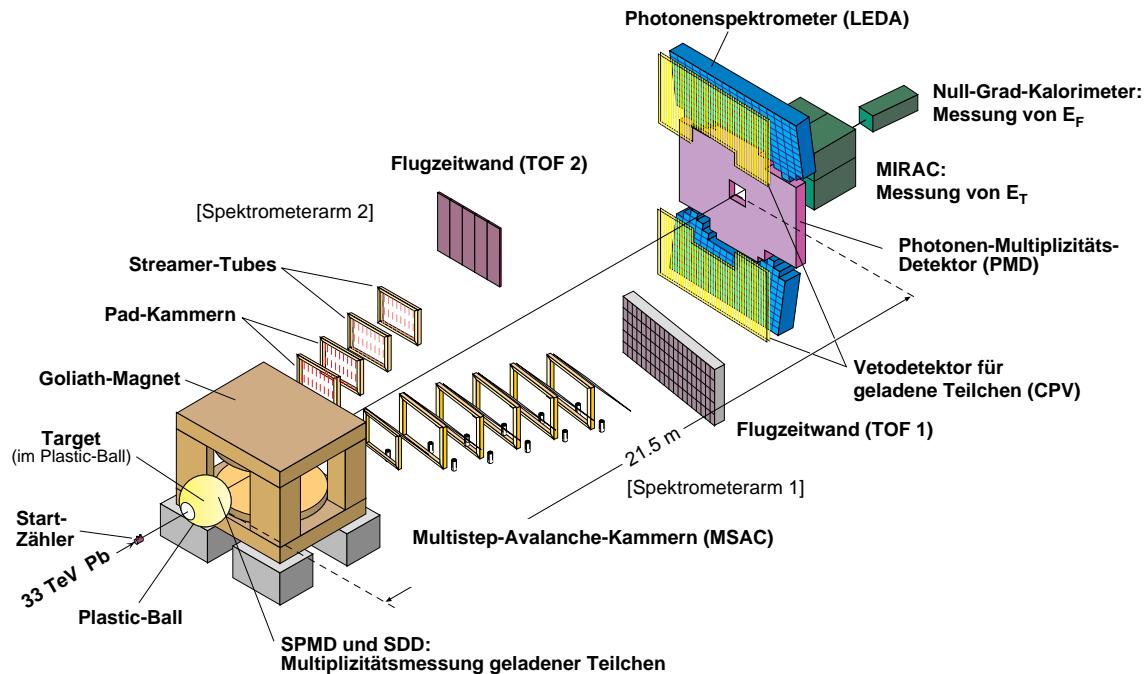


Abbildung 4.1: Das WA98-Experiment 1996 (Zeichnung: K. H. Kampert, W. Hassenmeier, N. Heine).

gab es auch solche, in denen sich Protonen p und positiv geladene Pionen π^+ gemeinsam als Projektilteilchen im Teilchenstrahl befanden. Diese Strahlzeiten, aus denen die Daten für diese Arbeit stammen, werden im Folgenden einfach als Protonenstrahlzeiten bezeichnet. Zur Unterscheidung der p und π^+ dient ein Schwellen-Čerenkovzähler. Die p bzw. π^+ mit Energien von 158 GeV werden mit ^{12}C - bzw. ^{208}Pb -Kernen zur Reaktion gebracht. Da in diesen Reaktionen keine Ausbildung eines QGP erwartet wird und Protonen als Nukleonen Bestandteile von Kernen sind, eignen sich die p -induzierten Reaktionen als Vergleichsmaßstab für Kern-Kern-Reaktionen. Außerdem lassen sich in diesen Reaktionen eventuelle Modifikationen der Teilchenproduktion durch Kerneffekte untersuchen.

4.1.2 Zentralitätsbestimmung

Da die Erzeugung eines QGP vor allem für zentrale Kern-Kern-Reaktionen erwartet wird, ist die Untersuchung der Teilchenproduktion für verschiedene Zentralitätsklassen interessant. Die Zentralität einer Kern-Kern-Reaktion lässt sich durch Messung der Vorwärtsenergie E_F der nicht an der Reaktion teilnehmenden Projektilfragmente oder aus der Transversalenergie E_T der produzierten Teilchen bestimmen (s. Abschnitt 2.2.2). Im WA98-Experiment kann die Zentralität über beide Messgrößen von zwei unterschiedlichen Kalorimetern bestimmt werden.

Target	Dicke [μm]	Strahlzeit
²⁰⁸ Pb	210	Pb94/95/96,Pr96
²⁰⁸ Pb	436	Pb94/95/96,Pr96
⁹³ Nb	254	Pb94/95/96
⁵⁸ Ni	250	Pb94/95/96
¹² C	10022	Pr96

Tabelle 4.1: Die verwendeten Targets und ihre Dicken. Zusätzlich sind die Strahlzeiten angegeben, in denen die Targets verwendet wurden. Pb94/95/96 steht für die Bleistrahlzeiten 1994, 1995 und 1996 und Pr96 für die Protonenstrahlzeit 1996.

Das MIRAC-Kalorimeter

Das MIRAC³-Kalorimeter befindet sich 25 m hinter dem Target und deckt dort einen Pseudorapiditätsbereich von $3,5 < \eta < 5,5$ ab. Es misst die transversale Energie der produzierten Teilchen. Dazu ist der Detektor seitlich in einzelne Module aufgeteilt. Die transversale Energie ergibt sich aus

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

E_i ist dabei die in den einzelnen Modulen deponierte Energie und θ_i der Polarwinkel zur Strahlachse. Die Module bestehen aus einem elektromagnetischen Teil, dem sich ein hadronischer Teil anschließt. Beide Teile sind in Sandwich-Bauweise realisiert, das heißt aus einer Folge sich abwechselnder Absorberplatten und Szintillatorschichten. Diese Bauweise führt zu einer geringeren Energieauflösung als bei homogenen Kalorimetern, da die Energie nur segmentweise gemessen wird. Eine höhere Energieauflösung ist für Bestimmung der Zentralität auch nicht erforderlich.

Das Null-Grad-Kalorimeter

Das Null-Grad-Kalorimeter (ZDC⁴) befindet sich 30 m hinter dem Target. Da es einen Pseudorapiditätsbereich von $\eta > 5,9$ abdeckt, misst es die Vorwärtsenergie der nicht an der Reaktion teilnehmenden Projektil oder Projektilfragmente. Das ZDC besteht aus 5×7 Modulen in Sandwich-Bauweise, die über Photoelektronenvervielfacher ausgelesen werden [Vod93a].

4.1.3 Multiplizitätsmessung

Die Messung der Multiplizität geladener Teilchen erfolgt mit dem *Silicon Pad Multiplicity Detector* (SPMD), dem *Silicon Drift Detector* (SDD) und dem *Vetodetektor*

³Mid Rapidity Calorimeter

⁴Zero Degree Calorimeter

für geladene Teilchen (CPV⁵). Außerdem lässt sich die Multiplizität von Photonen mit dem *Photon Multiplicity Detector* (PMD) und dem Bleiglaskalorimeter LEDA messen. Da das Bleiglaskalorimeter für diese Arbeit eine besondere Bedeutung hat, wird es in Abschnitt 4.2 eingehender vorgestellt.

Silicon Pad Multiplicity Detector

Der SPMD [Lin97, Ste98] besteht aus einer Siliziumscheibe, die 32,8 cm hinter dem Target angebracht ist. Geladene Teilchen erzeugen beim Durchgang durch den Detektor freie Ladungsträger, die über 4000 aufgedampfte Pads ausgelesen werden.

Silicon Drift Detector

Der SDD [Reh90, Pet98] besteht aus einer Siliziumscheibe, die sich 12,5 cm hinter dem Target befindet. Durchquert ein geladenes Teilchen den Detektor, wird eine Ladungswolke erzeugt. Diese driftet in einem radialen elektrischen Feld nach außen auf die Anoden zum Rand des Detektors. Aus der Position der ansprechenden Anode lässt sich der Azimutalwinkel und aus der Driftzeit die Radialposition des geladenen Teilchens festlegen. Damit ist der Ort des Teilchendurchgangs festgelegt.

Der Vetodetektor für geladene Teilchen

Der CPV dient neben der Multiplizitätsmessung geladener Teilchen zur Unterscheidung zwischen Photonen und Elektronen im Bleiglasdetektor [Rey99]. Dazu ist der CPV vor dem Bleiglasdetektor angebracht. Der CPV ist, wie das Bleiglaskalorimeter, in zwei Hälften unterteilt. Jede Hälfte besteht aus 86 Streamer-Tubes. Bei den Streamer-Tubes handelt es sich um Gasdetektoren, die aus röhrenförmigen Kammern bestehen. Jede Kammer besteht aus einem Anodendraht und ist mit einem Zählgas gefüllt. Beim Durchgang durch den Detektor erzeugen geladene Teilchen einen räumlich begrenzten Entladungskanal (Streamer). Diese Entladungen werden von außerhalb der Streamertubes angebrachten Pads detektiert.

Photon-Multiplicity Detector

Zur Multiplizitätsmessung von Photonen befindet sich 21,5 m hinter dem Target zwischen den Detektorhälften des Bleiglasdetektors der PMD [Agg96, Agg98a]. Treffen Photonen auf die Bleiplatten des Detektors, verursachen sie im Blei einen elektromagnetischen Schauer. Die Schauerteilchen werden über Szintillatorplättchen detektiert, die sich hinter den Bleiplatten befinden. Hadronen bilden im Blei kaum Schauer aus und werden deshalb minimal ionisierende Teilchen genannt. Sie lassen sich durch eine Energieschwelle unterdrücken.

⁵Charged Particle Veto

4.1.4 Spektrometrie geladener Teilchen

Das Plastic-Ball-Spektrometer

Die 655 Szintillatormodule des kugelförmig konstruierten Plastic-Ball-Spektrometers [Bad82] umschließen das Target fast vollständig. Der Aufbau eines Szintillatormoduls aus einem CaF_2 -Kristall zur Messung des Energieverlusts ΔE und einem Plastiksintillator zur Messung der Energie E , die beide über einen gemeinsamen Photoelektronenvervielfacher ausgelesen werden, erlaubt die Identifizierung von Protonen und positiv geladenen Pionen über eine ΔE - E -Messung. Außerdem lässt sich die Reaktionsebene, die von der Strahlachse und dem Stoßparameter b aufgespannt wird, durch Messung der Richtung der Target-Spectator-Teilchen untersuchen [Büs02, Kur97, Sch98]. Dies erlaubt eine Untersuchung des kollektiven Flussverhaltens in Bezug zu dieser Ebene.

Magnetspektrometer

Geladene Teilchen werden vom Dipolmagneten Goliath in Richtung der Spektrometerarme gelenkt. Negativ geladene Teilchen durchlaufen den Spektrometerarm 1 und positiv geladene Teilchen den Spektrometerarm 2. Der Impuls der Teilchen lässt sich aus der Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld bestimmen. Diese wird über die Teilchenspur hinter dem Magneten gemessen. Die Bahnen der Teilchen werden dazu mit den Spurenkammern der Spektrometerarme verfolgt. Die geladenen Teilchen lassen sich über ihre Masse identifizieren, die sich aus der Flugzeit der Teilchen berechnen lässt. Zur Bestimmung der Flugzeit befindet sich im Anschluss an die Spurenkammern in jedem Spektrometerarm eine Flugzeitwand aus Plastiksintillatoren, die sich über Photoelektronenvervielfacher auslesen lassen. Zusammen mit dem Startzähler des Triggers lässt sich so die Flugzeit bestimmen.

4.1.5 Der Trigger

Aufgabe des Triggers ist es, durch die Kombination verschiedener Signale über die Gültigkeit eines Ereignisses zu entscheiden [Lee94].

Der Zeitpunkt, zu dem ein Strahlteilchen eintrifft, wird mit einem Startzähler vor dem Target bestimmt. Dieser besteht aus einem Gas-Čerenkovdetektor der über Photoelektronenvervielfacher ausgelesen wird. Die einlaufenden Projektilen werden anhand ihrer Ladung identifiziert. Die mit 27 ps gute Zeitauflösung des Detektors [Chu96] ist erforderlich, da er gleichzeitig das Startsignal für die Flugzeitmessung der geladenen Teilchen liefert. Zusätzlich lassen sich Ereignisse, die zu dicht aufeinander folgen und von den Detektoren zeitlich nicht mehr aufgelöst werden können, verwerfen.

Außerdem wechselwirken die Projektilteilchen mit den Restgasmolekülen und den Wänden des Strahlrohrs. Dadurch werden geladene Pionen erzeugt, die ihrerseits

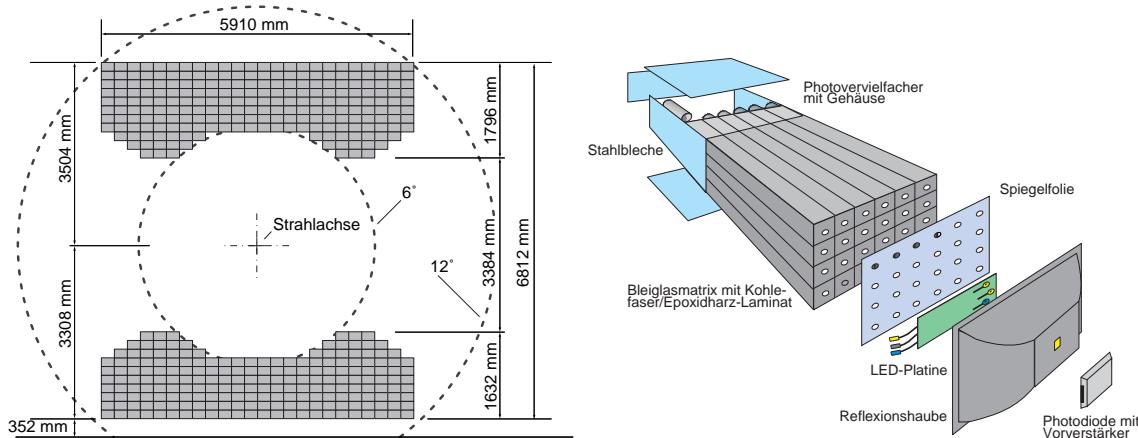


Abbildung 4.2: Aufbau des LEDA-Detektors in der Vorderansicht mit allen 420 Supermodulen (links) und die Darstellung eines einzelnen Supermoduls (rechts) (Zeichnung: N. Heine, 1993).

in Myonen zerfallen. Die Projektilteilchen sind deshalb ständig von einem Halo aus Myonen umgeben. Zur Unterdrückung von Ereignissen die durch Wechselwirkung des Halos mit dem Target hervorgerufen werden, befindet sich vor dem Target eine Szintillatorwand. Zur Rauschunterdrückung muss zusätzlich die transversale Energie im MIRAC eine Energieschwelle überschreiten. Erst dann erfüllt ein Ereignis die minimalen Anforderungen und man spricht von einem Minimum-Bias-Ereignis (MinBias). In den Protonenstrahlzeiten gab es neben dem MinBias-Trigger einen Trigger für hochenergetische Photonen im Bleiglaskalorimeter. Dieser Trigger wird als HEP⁶-Trigger bezeichnet. Informationen zur Verarbeitung der Triggerdaten finden sich in Abschnitt 5.2.

4.2 Das Bleiglaskalorimeter LEDA

Das Bleiglaskalorimeter LEDA⁷ dient zur Messung hochenergetischer Photonen und von Photonen aus Zerfällen neutraler Mesonen wie dem π^0 [Blu98, Boh96, Cla96, Sch94b]. Da die Messung der π^0 im Mittelpunkt dieser Arbeit steht, soll das Bleiglaskalorimeter an dieser Stelle ausführlicher vorgestellt werden.

4.2.1 Funktionsweise

Trifft ein hochenergetisches Photon auf den Detektor, dann erzeugt es einen elektromagnetischen Schauer im Bleiglas. Bei einem elektromagnetischen Schauer handelt es sich um eine Kaskade aus Elektronen, Positronen und Photonen, die durch

⁶High Energy Photon

⁷Lead Glass Detector Array

Material	TF1 (51 % PbO + 49 % SiO ₂)
Brechungsindex	n = 1,647
Molière-Radius	3,90 cm
Strahlungslänge X ₀	≈ 2,8 cm
Modulquerschnitt	4 × 4 cm ²
Modullänge	40 cm (=14,4X ₀ bzw. 1,05λ _{had})
Gesamtzahl der Module	10080
Photoelektronenvervielfacher	FEU-84
Energieauflösung	σ _E /E = (5,5±0,6)% / √(E/GeV) + (0,8±0,2)%
Ortsauflösung	σ _x = (8,35±0,25)mm / √(E/GeV) + (0,15±0,07)mm

Tabelle 4.2: Technische Daten des Bleiglaskalorimeters LEDA [Büs02].

Paarerzeugung und Bremsstrahlung erzeugt werden. Diese Kaskade bricht bei der kritischen Energie E_c ab, bei der der Energieverlust durch Bremsstrahlung die Größenordnung des Energieverlustes durch Ionisation erreicht [Kle92]. Ein Schauer lässt sich durch die mittlere Strahlungslänge X_0 [Bar98] und durch die laterale Ausbreitung beschreiben. Die mittlere Strahlungslänge ist definiert als die Länge, nach der die Energie des eintreffenden Teilchens auf 1/e seiner ursprünglichen Energie abgefallen ist. Die laterale Ausdehnung eines Schauers wird in Einheiten des Molière-Radius

$$R_M = 21 \text{ MeV} \frac{X_0}{E_c} \quad (4.2)$$

angegeben, wobei sich ein elektromagnetischer Schauer über einen Bereich von 3 R_M erstreckt [Kle92].

Beim Durchgang durch das Medium erzeugen die geladenen Teilchen Čerenkov-Photonen. Diese entstehen, wenn die Geschwindigkeit geladener Teilchen im Medium mit dem Brechungsindex n größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium. Bis auf Leakage-Effekte (siehe [Blu98]) ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Anzahl der erzeugten Čerenkov-Photonen und der Energie des ursprünglichen Photons, da die Spurlänge der Positronen und Elektronen proportional zu dieser Energie ist. Die Čerenkov-Photonen werden unter einem Winkel von $\cos \Theta_C = 1/\beta n$ zur Flugrichtung der geladenen Teilchen abgestrahlt und an den Wänden der Module in Richtung Photokathode reflektiert. Für das verwendete Bleiglas TF1 mit dem Brechungsindex $n = 1,647$ beträgt der Winkel 53° [Büs02].

4.2.2 Aufbau

Das Bleiglaskalorimeter befindet sich 21,5 m hinter dem Target. Dort deckt es einen Pseudorapiditätsbereich von $2.3 < \eta < 3.0$ ab. Die Module sind auf zwei Detektorhälften verteilt, die jeweils um einen Winkel von 8,3° zur Strahlachse geneigt sind.

So treffen die gemessenen Teilchen weitgehend senkrecht auf den Detektor. In Tabelle 4.2 sind die technischen Daten des Bleiglaskalorimeters aufgelistet. Es handelt es sich bei diesem Detektor um ein homogenes Kalorimeter in Modulbauweise. Der Detektor besteht aus 10080 Einzelmodulen. Jeweils 6×4 Module bilden ein Supermodul mit eigenem Referenzsystem (vgl. Abschnitt 5.1.1). Die Supermodule lassen sich in unterschiedlichen geometrischen Aufbauten anordnen. Der Detektor wurde nach der Datennahme im WA98-Experiment im PHENIX⁸-Experiment eingesetzt. Durch die Modulbauweise kann den unterschiedlichen experimentellen Anordnungen entsprochen werden.

Die Fläche eines Moduls beträgt $4 \times 4 \text{ cm}^2$ und entspricht damit dem Molière-Radius. Damit verbleibt ein Schauer innerhalb einer 3×3 Modulmatrix. Die Länge eines Moduls ist mit $14,4 X_0$ so gewählt, dass Elektronen, Positronen und Photonen fast vollständig abgebremst werden. Hadronen verlieren nur einen kleinen Teil ihrer Energie, da die Länge nur 1,05 hadronischen Absorptionslängen λ_{had} entspricht. Auf der Rückseite der Module sind Photoelektronenvervielfacher angebracht, die das Signal der Čerenkov-Photonen verstärken. Mit Hilfe eines Analog-Digital-Converters (ADC) wird dieses Signal digitalisiert.

⁸Pioneering High Energy Nuclear Interaction Experiment

5. Analyse der WA98-Daten

5.1 Analyse der LEDA-Daten

Während der Datennahme werden die Rohdaten der Detektoren in Pakete zusammengefasst, die eine ähnliche Anzahl von Ereignissen enthalten und in denen die Detektoreinstellungen stabil sind. Diese Pakete werden als Runs bezeichnet. Aus den Runs lassen sich DSTs¹ erzeugen, die auf Magnetbänder gespeichert werden. Die DSTs enthalten aus den Detektordaten berechnete physikalische Größen. Die Analyse der LEDA-Daten erfolgt damit in zwei Schritten. In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie aus den gemessenen ADC-Werten der Module (vgl. Abschnitt 4.2.1) Energie und Ort der LEDA-Treffer ermittelt werden, bevor sich diese aus den DSTs auslesen und wie im nächsten Kapitel dargestellt, zu π^0 -Spektren weiterverarbeiten lassen.

5.1.1 Kalibrierung und Korrekturen

Vor Beginn der eigentlichen Datennahme wurden die Module des Bleiglasdetektors mit Hilfe eines Teststrahls geeicht. Die Kalibrierung erfolgte, indem die Detektorantwort auf ein bekanntes Signal ermittelt wurde [Sch94a, Sch94b]. Als Signal diente ein Elektronenstrahl mit einer Energie von 10 GeV. Da Photonenschauer geringe Abweichungen von Elektronenschauern aufweisen, wurden diese in einer Simulation mit einem Rechner nachgebildet und mit Hilfe dieser Simulation korrigiert. Auswirkungen von Nichtlinearitätseffekten sowie die Energie- und Ortsauflösung des Detektors wurden durch Beschuss des Detektors mit Elektronenstrahlen unterschiedlicher Energie ermittelt. Um das Verhalten des Detektors auf unterschiedliche Teilchensorten zu erforschen, wurde der Teststrahl mit einem hadronischen Anteil versehen. Durch Schwankungen der Spannungsversorgung der Photoelektronenvervielfacher und durch Alterungsprozesse des Bleiglases treten Variationen in der Verstärkung des Detektorsignals auf. Um diese Variationen zu erfassen, wird für jeden Run die Antwort der Module des Detektors auf die Lichtimpulse einer LED gemessen. Diese Antwort dient als Referenzsignal zur Korrektur des Verstärkungsfaktors [Boh96, Cla96].

5.1.2 Clusteranalyse und Teilchenidentifizierung

Ein Schauer erstreckt sich in der Regel über mehrere Module (vgl. Abschnitt 4.2.2). Ein Bereich, in dem mehrere benachbarte Module ansprechen, nennt man Cluster.

¹Data Summary Tape

Target	^{208}Pb	^{12}C	$^{208}\text{Pb}_{\text{noT}}$	$^{12}\text{C}_{\text{noT}}$
$n_{\text{mb}}^{\text{ai}} [10^6]$	58,6	244,9	1,5	6,9
$n_{\text{hep}}^{\text{ai}} [10^6]$	1,29	2,7	0,008	0,25
$n_{\text{beam}}^{\text{ai}} [10^9]$	24,9	12,7	3,9	2,3

Tabelle 5.1: Die Anzahl der Strahlteilchen *after inhibit* $n_{\text{beam}}^{\text{ai}}$ und die Anzahl der Ereignisse *after inhibit* $n_{\text{mb,hep}}^{\text{ai}}$ in den analysierten Runs. Parallel zu den Runs mit Target wurden auch welche ohne Target aufgezeichnet (vgl. Abschnitt 6.5.1). Diese sind mit noT gekennzeichnet.

Damit ein Cluster akzeptiert wird, muss in mindestens einem Modul des Clusters eine Energie oberhalb von 120 MeV deponiert sein. Außerdem müssen alle am Cluster beteiligten Module zur Rauschunterdrückung eine Energie oberhalb von 40 MeV besitzen. Der Trefferort ergibt sich als Schwerpunkt eines Schauers, wobei die Orte x_i der ansprechenden Module mit den in ihnen deponierten Energien E_i gewichtet werden:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i E_i x_i}{\sum_i E_i} \quad (5.1)$$

Da nur elektromagnetische Schauer gemessen werden sollen, müssen hadronische Schauer unterdrückt werden. Ein Teil der hadronischen Schauer wird durch die Wahl der Modullänge (vgl. Abschnitt 4.2.1) unterdrückt. Andere Hadronen machen sich als minimal ionisierende Teilchen bemerkbar. Diese deponieren nur einen geringen Teil ihrer Energie im Detektor und lassen sich durch eine Schwelle für die gesamte deponierte Energie von 750 MeV unterdrücken. Außerdem lassen sich hadronische Schauer von elektromagnetischen Schauern aufgrund ihrer größeren lateralen Dispersion unterscheiden. Die π^0 -Analyse lässt sich für unterschiedliche Methoden der Teilchenidentifizierung (PID²) durchführen:

- PID0: Energieschwelle
- PID1: Dispersionsschwelle
- PID2: Energie- und Dispersionsschwelle

5.2 Auswahl der Ereignisse

Da die Auslesegeschwindigkeit der Detektoren begrenzt ist, lassen sich nicht alle Ereignisse aufzeichnen. Das Ziel der Nutzung von Triggern besteht darin, die Auslesegeschwindigkeit optimal auszunutzen, indem die physikalisch uninteressanten Ereignisse zugunsten der physikalisch interessanten Ereignisse unterdrückt werden. An

²Particle Identification

Projektil	p				π^+			
	^{208}Pb	^{12}C	$^{208}\text{Pb}_{\text{noT}}$	$^{12}\text{C}_{\text{noT}}$	^{208}Pb	^{12}C	$^{208}\text{Pb}_{\text{noT}}$	$^{12}\text{C}_{\text{noT}}$
Target								
$n_{\text{mb}}^{\text{ana}} [10^3]$	1281	1518	210	212	1316	795	338	127
$n_{\text{hep}}^{\text{ana}} [10^3]$	757	2292	1,3	118	722	1185	2,0	100
$n_{\text{mb} \wedge \text{hep}}^{\text{ana}} [10^3]$	369	915	1,3	18,8	319	442	2,0	9,8

Tabelle 5.2: Anzahl der analysierten MinBias- bzw. HEP-Ereignisse $n_{\text{mb},\text{hep}}^{\text{ana}}$. Zusätzlich ist auch die Anzahl der Ereignisse $n_{\text{mb} \wedge \text{hep}}^{\text{ana}}$ angegeben, die gleichzeitig den HEP- und den MinBias-Trigger ausgelöst haben.

dieser Stelle wird gezeigt, wie die Auswahl der Ereignisse mit Hilfe der Trigger (vgl. Abschnitt 4.1.5) im WA98-Experiment durchgeführt wird.

Der MinBias-Trigger hat die Aufgabe über die Gültigkeit eines Ereignisses zu entscheiden. Ereignisse, die die MinBias-Bedingung erfüllen, werden unterdrückt, indem nur ein Bruchteil der MinBias-Ereignis aufgezeichnet wird. Ereignisse, die die HEP-Bedingung erfüllen, werden hingegen ohne Ausnahme aufgezeichnet, da gerade sie die für die Analyse so interessanten hochenergetischen Photonen enthalten. Damit ergeben sich drei verschiedene Arten von aufgezeichneten Ereignissen:

1. $\text{min} \wedge \overline{\text{hep}}$: Ereignisse, die nur die MinBias-Bedingung erfüllen.
2. $\overline{\text{min}} \wedge \text{hep}$: Ereignisse, die nur die HEP-Bedingung erfüllen.
3. $\text{min} \wedge \text{hep}$: Ereignisse, die sowohl die MinBias- als auch die HEP-Bedingung erfüllen.

Zum MinBias-Spektrum tragen der 1. und 3. Fall und zum HEP-Spektrum der 2. und 3. Fall bei. Bei der Bestimmung der π^0 -Spektren werden die HEP- und die MinBias-Ereignisse zunächst getrennt behandelt, bevor ihre Spektren zusammengeführt werden.

Während der Datennahme werden für jeden Run die Anzahl der MinBias- und HEP-Ereignisse sowie die Anzahl der Strahlteilchen gezählt und in einer Datenbank gespeichert. Für die vorliegende Arbeit sind die Zählerwerte *after inhibit* von Interesse. Damit sind die Zählerwerte gemeint, die dann erhöht werden, wenn die Datennahme zur Aufzeichnung eines Ereignisses bereit ist. Unter den Strahlteilchen befinden sich auch solche, die nicht eindeutig als p oder π^+ identifiziert werden können (vgl. Abschnitt 4.1.1). Diese Ereignisse werden in der Analyse verworfen. Die Anzahl der Ereignisse, die der Analyse danach und nach dem Herunterskalieren der MinBias-Ereignisse zur Verfügung steht, lässt sich in der Analyse ermitteln. Damit ergeben sich die Folgenden für die Analyse relevanten Zählerwerte:

- $n_{\text{mb}}^{\text{ai}}, n_{\text{hep}}^{\text{ai}}$: Anzahl der MinBias- bzw. HEP-Ereignisse *after inhibit*

Target	^{208}Pb	^{12}C	$^{208}\text{Pb}_{\text{noT}}$	$^{12}\text{C}_{\text{noT}}$
$\bar{p}_{\text{ww}}^{\text{mb}}$	0, 23%	1, 93%	0, 04%	0, 3%
$\bar{p}_{\text{ww}}^{\text{hep}}$	0,0052%	0, 02%	0, 00021%	0, 01%

Tabelle 5.3: Die mittleren Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten \bar{p}_{ww} der verbleibenden Runs. Zur Berechnung wurde die Anzahl der Strahlteilchen und die Anzahl der Ereignisse aus Tabelle 5.1 herangezogen.

- $n_{\text{mb}}^{\text{ana}}, n_{\text{hep}}^{\text{ana}}$: Anzahl der aufgezeichneten MinBias- bzw. HEP-Ereignisse, die der Analyse zur Verfügung stehen
- $n_{\text{beam}}^{\text{ai}}$: Anzahl der Strahlteilchen *after inhibit*

In Tabelle 5.1 ist die Anzahl der Strahlteilchen $n_{\text{beam}}^{\text{ai}}$ und die Anzahl der Ereignisse $n_{\text{mb,hep}}^{\text{ai}}$ *after inhibit* aufgelistet. Die Anzahl der analysierten HEP- bzw. MinBias-Ereignisse gibt Tabelle 5.2 wieder. Außerdem ist auch die Zahl der Ereignisse angegeben, die gleichzeitig den HEP- und den MinBias-Trigger ausgelöst haben.

5.3 Voranalyse zur π^0 -Messung

Bevor die in den DSTs enthaltenen Informationen zu physikalischen Spektren weiterverarbeitet werden können, werden die DSTs in einer Voranalyse bezüglich Abweichungen der mittleren LEDA-Treffer-Energie und der mittleren Wechselwirkungswahrscheinlichkeit \bar{p}_{ww} untersucht. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit ist definiert als die Anzahl der Ereignisse pro Strahlteilchen:

$$\bar{p}_{\text{ww}}^{\text{mb/hep}} = \frac{n_{\text{mb/hep}}^{\text{ai}}}{n_{\text{beam}}^{\text{ai}}} \quad (5.2)$$

Es wird dabei für jeden Treffer eine minimale Energie von 0.75 GeV vorausgesetzt. Runs, die starke Abweichungen von der mittleren LEDA-Treffer-Energie oder von der mittleren Wechselwirkungswahrscheinlichkeit aufweisen, werden in der weiteren Analyse nicht berücksichtigt. Die für die Analyse verbleibenden Runs sind im Anhang D aufgeführt. Die berechneten mittleren Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten dieser Runs sind in Tabelle 5.3 angegeben.

5.4 Defekte Module

Ein Teil der defekten Module wird schon während der Datennahme ausgeschaltet. Zusätzlich lassen sich Module, die auffällig häufig ansprechen, nachträglich in der

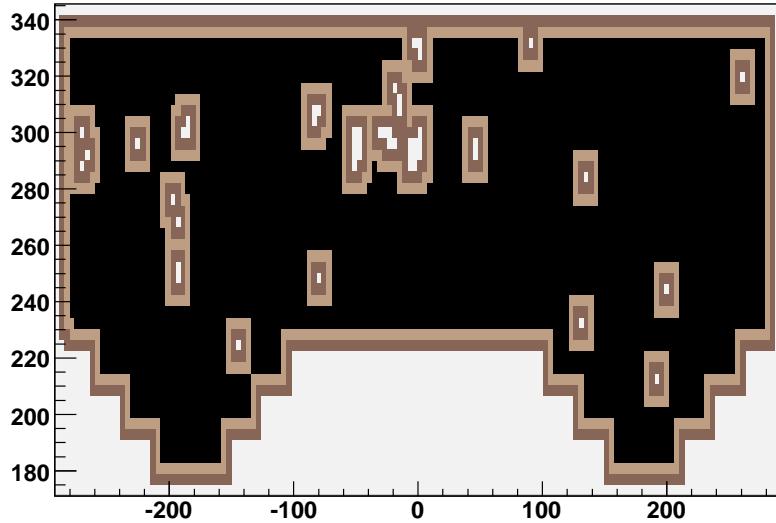


Abbildung 5.1: Defekte Module am Beispiel der oberen Detektorhälfte in p+Pb-Runs.

Analyse identifizieren. Dazu werden alle Module von der Analyse ausgenommen, die eine um einen Faktor $S_{AM} = 2,5$ höhere Anzahl an Treffer aufweisen als die über alle nächsten und übernächsten Nachbarmodule gemittelte Anzahl von Treffer.

Photonen, deren Cluster sich zu nahe bei den defekten Modulen oder zu nahe am Rand des Detektors befinden, deponieren nur einen Teil ihrer Energie im Detektor. Um die damit verbundene Energieverfälschung zu vermeiden, werden nur Treffer zugelassen, die einen minimalen Abstand d von zwei Moduleinheiten zu den ausgeschalteten Modulen bzw. zu den Randmodulen des Detektors besitzen.

Die Abbildungen im Anhang E und Abbildung 5.1 zeigen die defekten Module. In den Abbildungen ist die Detektorgeometrie des Bleiglaskalorimeters zu erkennen (vgl. Abb. 4.2). Die ausgeschalteten Module sind weiß eingezeichnet. Akzeptiert werden in der Analyse nur Cluster, die sich im aktiven, schwarz markierten Bereich des Detektors befinden. Tabelle 5.4 gibt den prozentualen Anteil des aktiven Bereichs vom Detektor an der Gesamtfläche des Detektors an.

aktiver Bereich	d [Moduleinheiten]	Pb	C
schwarz	2	64%	65%
schwarz + hellbraun	1	79%	80%
schwarz + hell- und dunkelbraun	0	93%	93%

Tabelle 5.4: Prozentualer Anteil des aktiven Bereichs vom Detektor an der Gesamtfläche des Detektors für verschiedene minimale Abstände d zu den defekten Modulen und zu den Randmodulen des Detektors.

6. Messung neutraler Pionen

In diesem Kapitel wird die Bestimmung der π^0 -Spektren erläutert. Dazu ist zunächst die Anzahl der gemessenen π^0 in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_T zu ermitteln. Im Anschluss daran werden die Korrekturen besprochen, die notwendig sind, um physikalische π^0 -Spektren zu erhalten. Zum Schluss des Kapitels wird die Fehlerrechnung veranschaulicht.

Das π^0 -Meson besitzt eine Ruhemasse von 134,98 MeV und zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 98,8% in zwei Photonen [Rev04]. Über diesen Zerfall wird das π^0 im WA98-Experiment gemessen. Die mittlere Lebensdauer des π^0 ist mit $\tau = (8,4 \pm 0,6) 10^{-17}$ s ($c\tau = 25$ nm) so kurz, dass die in einer Kernreaktion erzeugten π^0 im Vertex der Kollision, also schon im Target, zerfallen. Der Impuls eines Zerfallsphotons lässt sich damit in einfacher Weise über seinen Trefferort und seine Trefferenergie E im Bleiglasdetektor bestimmen. Der Impuls \vec{p} des π^0 ergibt sich über

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \quad (6.1)$$

aus den Impulsen \vec{p}_1 und \vec{p}_2 der beiden Zerfallsphotonen.

Da es in Proton-Kern-Reaktionen schwierig und in Kern-Kern-Reaktionen aufgrund der hohen Zahl der produzierten Teilchen unmöglich ist, die Zerfallsphotonen eines π^0 zu ermitteln, werden sämtliche Paarkombinationen von Photonen eines Ereignisses miteinander gebildet und für jedes Photonenpaar die invariante Masse¹

$$m_{\text{inv}}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad (6.2)$$

berechnet. Photonen besitzen keine Ruhemasse. Daher lässt sich die invariante Masse auch wie folgt aus den Energien E_1 und E_2 der Zerfallsphotonen und aus dem Öffnungswinkel ψ zwischen diesen berechnen:

$$m_{\text{inv}}^2 = 2E_1E_2(1 - \cos \psi) . \quad (6.3)$$

Stammen die kombinierten Photonen aus dem Zerfall eines π^0 , dann entspricht die invariante Masse der Ruhemasse des π^0 . Ein Problem stellt der Untergrund unkorrelierter Photonenpaare dar, deren invariante Masse zufällig der Ruhemasse des π^0 entspricht. Der Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsphotonen neutraler Pionen mit einem Transversalimpuls oberhalb von 0,5 GeV/c ist so klein, dass die Zerfallsphotonen nicht auf beide Detektorhälften verteilt sein können. Ein Teil des Untergrundes lässt sich deshalb eliminieren, indem nur Paarkombinationen betrachtet werden, in

¹Mehr Informationen zur invarianten Masse befinden sich in Anhang C.

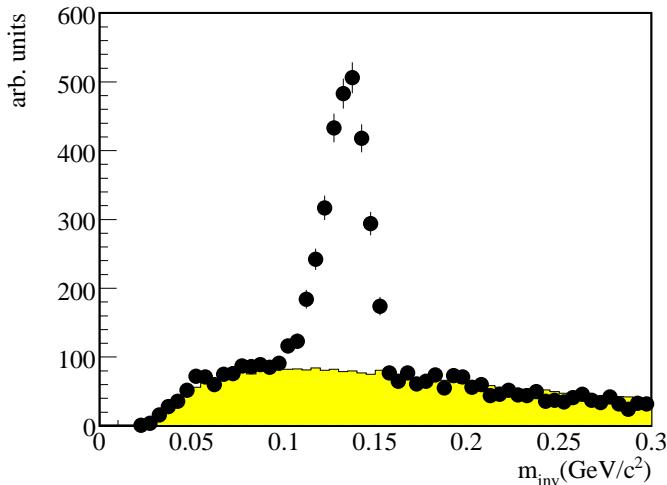


Abbildung 6.1: Invariantes Massenspektrum der innerhalb der Ereignisse gebildeten Photonenpaare aus p+Pb-Kollisionen im Bereich $0,9 < p_T < 1,6 \text{ GeV}/c$. Der kombinatorische Untergrund unkorrelierter Photonenpaare ist gelb markiert. Oberhalb des kombinatorischen Untergrundes befindet sich bei $m_{inv} \approx 135 \text{ MeV}$ ein Maximum (schwarze Datenpunkte) aus Photonenpaaren, die aus Zerfällen neutraler Pionen stammen.

denen die kombinierten Photonen auf die gleiche Detektorhälfte treffen. Der verbleibende Untergrund (siehe Abb. 6.1) wird über die im folgenden Abschnitt beschriebene Event-Mixing-Methode bestimmt und von der invarianten Massenverteilung abgezogen.

6.1 Event-Mixing-Methode

Zur Erzeugung einer Untergrund-Verteilung lässt sich die Event-Mixing-Methode heranziehen. Die Idee dieser Methode besteht darin, dass Photonen aus unterschiedlichen Ereignissen nicht miteinander korreliert sein können. Durch Bildung sämtlicher Paare von Photonen eines Ereignisses mit Photonen aus anderen Ereignissen lässt sich also eine Untergrundverteilung generieren.

Die erzeugte Untergrundverteilung soll dem tatsächlichen Untergrund entsprechen. Deshalb müssen beim Event-Mixing die Eigenschaften der realen Ereignisse bis auf Korrelationen reproduziert werden. Dazu sind folgende Punkte zu berücksichtigen:

- Aus der Transversalimpulsverteilung der produzierten Teilchen (s. Abschnitt 2.2.1) geht hervor, dass HEP-Ereignisse (s. Abschnitt 5.2) gewöhnlich nur ein Photon oberhalb der HEP-Triggerschwelle enthalten, während die Energien aller anderen Teilchen einem exponentiellen Verlauf folgen. Damit ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein HEP-Ereignis mehr als ein hochenergetisches Photon enthält, sehr gering. Werden zwei HEP-Ereignisse miteinander gemischt,

dann ist die Wahrscheinlichkeit, dass das gemischte Ereignis zwei hochenergetische Photonen enthält, gleich eins. Deshalb werden HEP-Ereignisse nur mit MinBias-Ereignissen gemischt.

- Ereignisse unterschiedlicher Treffer-Multiplizität, also mit einer unterschiedlichen Anzahl von Photonentreffern auf dem Bleiglasdetektor, unterscheiden sich durch Überlagerungseffekte dieser Treffer. Aus diesem Grund werden Multiplizitätsklassen definiert. Ereignisse werden beim Event-Mixing nur mit Ereignissen aus der gleichen Multiplizitätsklasse gemischt. Die folgende Tabelle zeigt die Multiplizitätsklassen für p+Pb- und p+C-Kollisionen und die dazu gehörigen Multiplizitäten:

Multiplizitätsklasse	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Multiplizität	0	1	2	3	4	5	6	7	8	>9

Je mehr Ereignisse miteinander gemischt werden, desto genauer lässt sich der Untergrund bestimmen. Da aber Rechnerleistung und Speicherkapazität begrenzt sind, muss die Anzahl der Ereignisse, die miteinander gemischt werden, eingeschränkt werden. Deshalb werden in dieser Analyse die letzten zehn MinBias-Ereignisse einer Multiplizitätsklasse gespeichert und mit dem aktuellen Ereignis der gleichen Multiplizitätsklasse gemischt.

6.2 Asymmetrie

Die Asymmetrie α der Energien E_1, E_2 der Zerfallsphotonen ist definiert als:

$$\alpha = \frac{|E_1 - E_2|}{E_1 + E_2} \quad (6.4)$$

Die Asymmetrie der Zerfallsphotonen neutraler Pionen ergibt einen flachen Verlauf. Werden jedoch unkorrelierte Photonenpaare miteinander kombiniert, dann ist die Asymmetrie nicht mehr flach (s. Abbildung 6.2), da aufgrund des exponentiell abfallenden Teilchenspektrums ein hochenergetisches Photon mit mehreren niedrigerenergetischen Photonen kombiniert wird. Durch eine Schwelle lässt sich das Verhältnis der korrelierten zu den unkorrelierten Photonenpaaren optimieren. Außerdem wird durch diese Schwelle der Einfluss niedrigerenergetischer Teilchen auf die π^0 -Messung verkleinert. Die Schwelle führt jedoch auch zu einem Verlust korrelierter Photonen. In dieser Analyse wird eine Schwelle von $\alpha < 0,7$ verwendet.

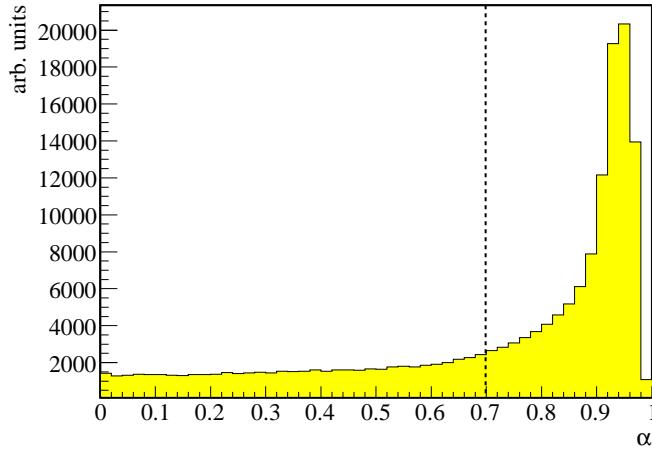


Abbildung 6.2: Die Anzahl der Photonenpaare in gemischten Ereignissen aus p+Pb-Kollisionen im Bereich $1,90 < p_T < 3,1 \text{ GeV}/c$ in Abhängigkeit von der Asymmetrie ihrer Energien. Die Asymmetrieschwelle bei $\alpha = 0,7$ ist als gestrichelte Linie eingezeichnet.

6.3 Bestimmung des unkorrigierten Spektrums

Um die unkorrigierten π^0 -Spektren zu bestimmen, muss die mit der Event-Mixing-Methode bestimmte und skalierte Untergrundverteilung $M_{\text{inv}}^{\text{mix,skaliert}}$ von der aus realen Ereignissen bestehenden Verteilung $M_{\text{inv}}^{\text{real}}$ abgezogen werden (s. Abbildungen 6.3 und 6.4). Die Skalierung der Untergrundverteilung ist notwendig, da in den gemischten Ereignissen $l_{\text{mix}} = N_i N_j$ Paarkombinationen² von Photonen möglich sind. In einem realen Ereignis hingegen kommen $l_{\text{real}} = N(N - 1)/2$ Photonenkombinationen vor. Die Anzahl der Paarkombinationen wird in der Untergrundverteilung durch die Berücksichtigung mehrerer alter Ereignisse n_{old} noch weiter erhöht. Da die mittlere Anzahl der Photonentreffer pro Ereignis in den hier untersuchten p+Pb- und p+C-Reaktionen ungefähr 2,5 beträgt und ein Ereignis mit 10 anderen Ereignissen gemischt wird, ergibt sich der Skalierungsfaktor mit einer groben Abschätzung zu:

$$S_U \approx \frac{l_{\text{real}}}{n_{\text{old}} \cdot l_{\text{mix}}} = 0,03. \quad (6.5)$$

Der tatsächliche Skalierungsfaktor für die $M_{\text{inv}}^{\text{mix}}$ -Verteilung lässt sich ermitteln, indem an das Verhältnis von $M_{\text{inv}}^{\text{real}}$ - zur $M_{\text{inv}}^{\text{mix}}$ -Verteilung eine Gerade angepasst wird. Die Anpassung erfolgt dabei in einem Bereich von $\pm 3\sigma$ außerhalb der Peak-Position, um sicherzustellen, dass der Peak keinen Einfluss auf die Bestimmung der Geraden ausübt. Außerdem werden eine untere sowie eine obere Grenze der Anpassung zur Vermeidung von Einflüssen der steil abfallenden Flanken der M_{inv} -Verteilungen festgelegt.

²N ist die Anzahl der Photonentreffer im Bleiglaskalorimeter in den Ereignissen i und j.

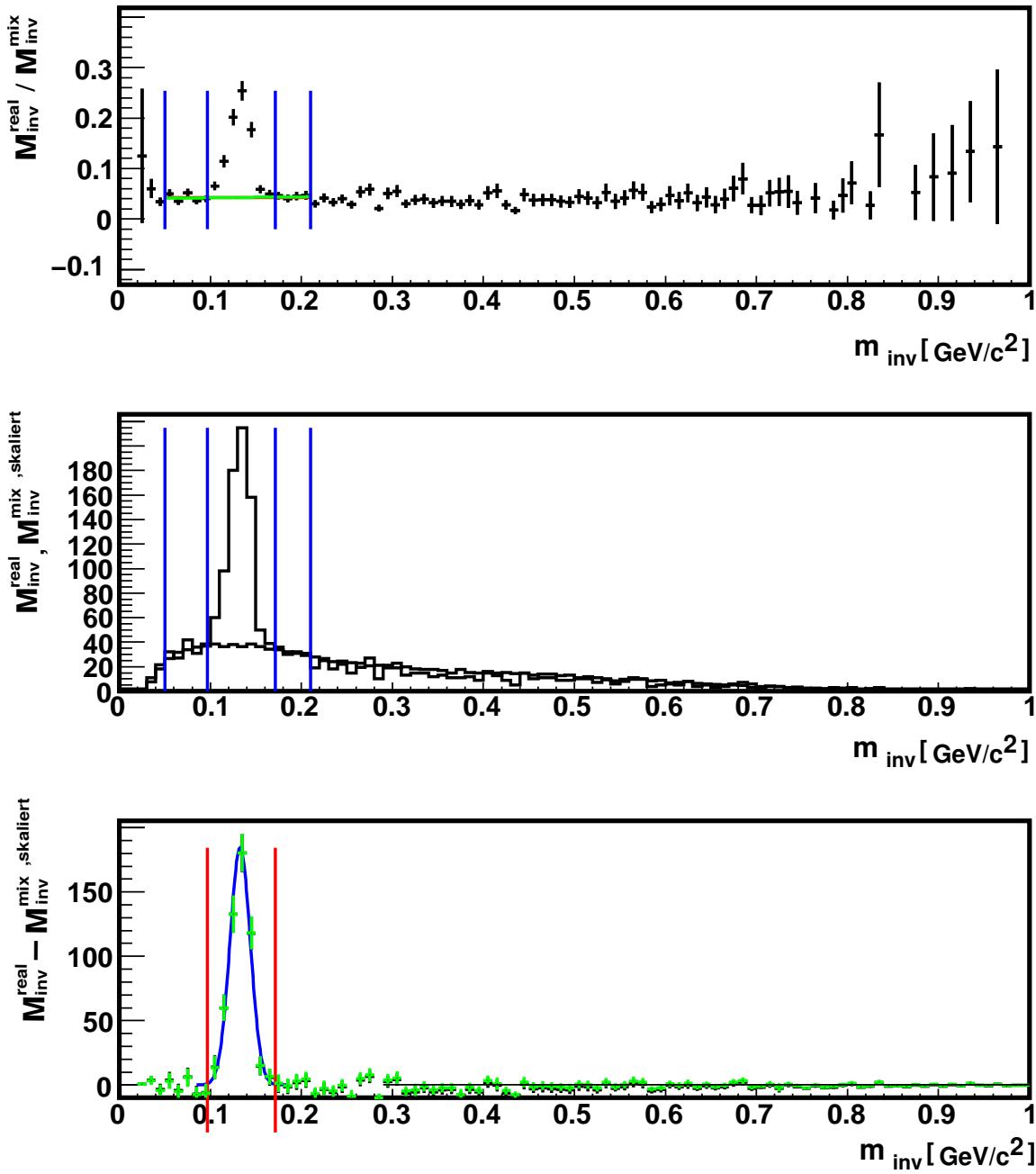


Abbildung 6.3: Darstellung der Peak-Extraktion am Beispiel der Verteilungen der invarianten Masse aus $p + \text{Pb}$ -Reaktionen im Intervall von $1,0 < p_T < 1,1 \text{ GeV}/c$. Die Verteilungen ergeben sich aus der Analyse nach PID2 (vgl. Abschnitt 5.1.2) und mit einer Asymmetrie-Schwelle von $\alpha < 0,7$. Die blauen Linien geben den Bereich an, in dem die Anpassung der Untergrundverteilung erfolgt. **Oben:** Verhältnis von der aus realen Ereignissen bestimmten Verteilung zur generierten Untergrundverteilung. **Mitte:** Die aus realen Ereignissen bestimmte Verteilung und die skalierte Untergrundverteilung. **Unten:** Die Untergrundverteilung ist von der Verteilung aus realen Ereignissen abgezogen. Hier geben die roten vertikalen Linien das Peak-Integrationsintervall an.

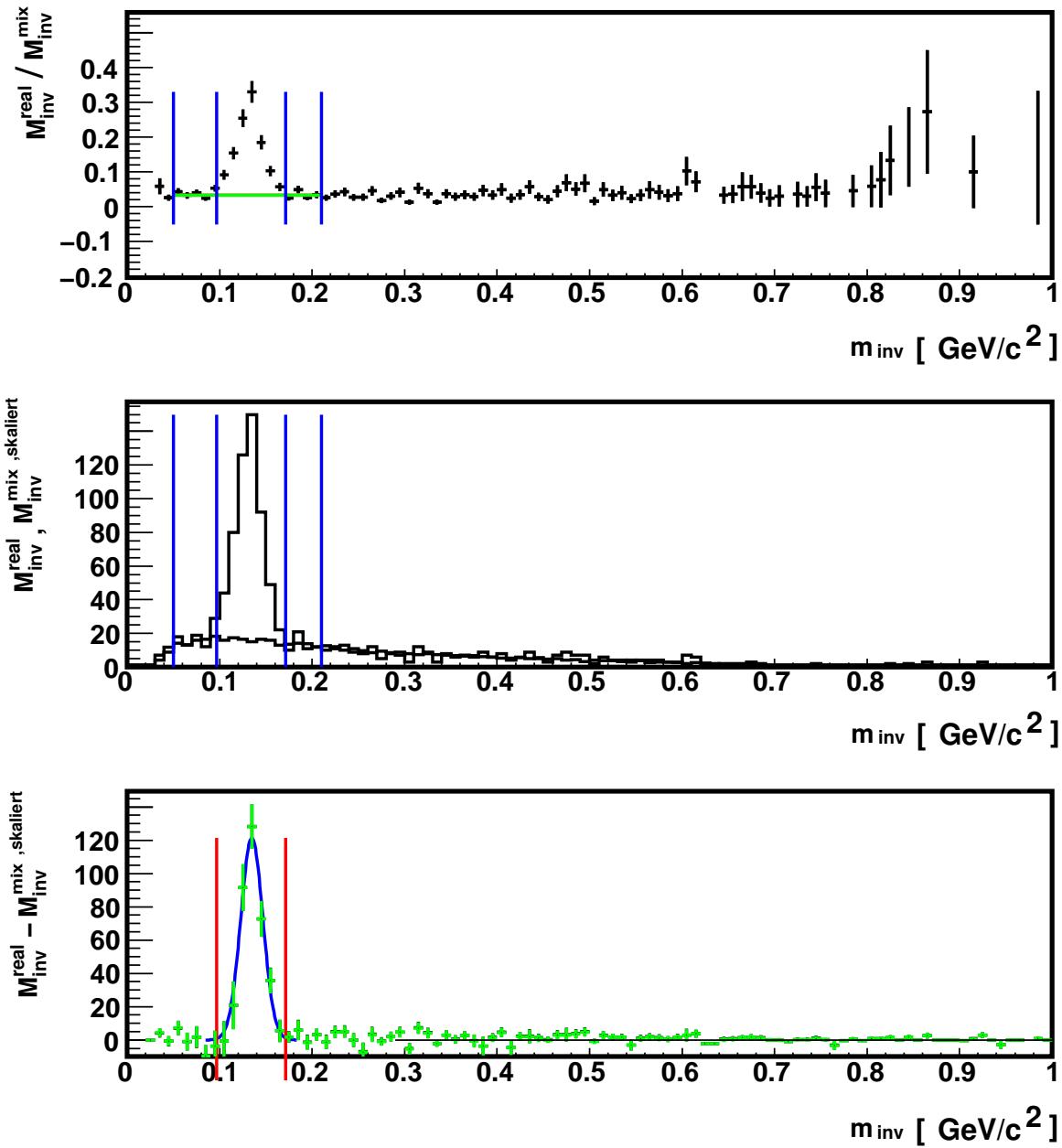


Abbildung 6.4: Darstellung der Peak-Extraktion am Beispiel der Verteilungen der invarianten Masse aus $p + C$ -Reaktionen im Intervall von $1,0 < p_T < 1,1 \text{ GeV}/c$. Zur Erläuterung vgl. Abbildung 6.3.

Die skalierte Untergrundverteilung $M_{\text{inv}}^{\text{mix,skaliert}}$ wird von der $M_{\text{inv}}^{\text{real}}$ -Verteilung abgezogen, übrig bleibt der π^0 -Peak. Durch Integration des Peak-Bereichs wird die Anzahl der gemessenen π^0 bestimmt. Die Peak-Extraktion wird für sämtliche p_{T} -Intervalle durchgeführt. Durch Normierung der so erhaltenen p_{T} -Verteilung auf die Anzahl der Ereignisse, die der Messung zugrunde liegen und auf die Breite der p_{T} -Intervalle, ergibt sich das unkorrigierte π^0 -Spektrum.

6.4 Korrelationen benachbarter Treffer

Neben den korrelierten Zerfallsphotonen neutraler Pionen können sich unerwünschte Korrelationseffekte auf die $M_{\text{inv}}^{\text{real}}$ -Verteilung auswirken. Durch Bildung des Verhältnisses der $M_{\text{inv}}^{\text{real}}$ - zur $M_{\text{inv}}^{\text{mix,skaliert}}$ -Verteilung, in der keine Korrelationen erwartet werden, lassen sich Auswirkungen solcher Korrelationseffekte auf die $M_{\text{inv}}^{\text{real}}$ -Verteilung untersuchen. Frühere Untersuchungen von Korrelationseffekten zeigen einen deutlichen Anstieg dieses Verhältnisses für $m_{\text{inv}} \rightarrow 0$ (siehe [Blu98]). Dabei zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Korrelationseffekte vom Abstand der beiden Treffer zueinander. Diese Abhängigkeit wird Schauerüberlagerungen zugeschrieben, die in den realen Ereignissen zu einer Verschiebung der Schauerschwerpunkte führen, während in den gemischten Ereignissen keine Verlagerung der Schauerschwerpunkte nahe beieinander liegender Treffer erfolgt. Korrelationen können bis in den Bereich des π^0 -Peaks reichen und dadurch die Peak-Integration verfälschen. Deshalb wird ein Mindestabstand zwischen den Trefferpaaren verlangt. Die Untersuchungen zeigen auch, dass sich die Korrelationen vor allem auf die Messung der π^0 bei kleinen p_{T} auswirken. Da mit steigendem p_{T} der Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsphotonen kleiner wird, führt ein fester Mindestabstand zu unnötigen Verlusten der π^0 bei hohen p_{T} . Deshalb wird der in [Blu98] verwendete, p_{T} -abhängige Mindestabstand

$$d_{\min} = 30 \text{ cm} (1.0 - 0.2 p_{\text{T}}) \quad (6.6)$$

in der vorliegenden Analyse verwendet.

6.5 Korrekturen

Um von den unkorrigierten zu physikalischen π^0 -Spektren zu gelangen, sind einige Korrekturen durchzuführen. Zu nennen sind hier die Akzeptanz- und die Effizienz-Korrektur sowie eine Korrektur für Reaktionen außerhalb des Targets. Außerdem sind die Konversion der Zerfallsphotonen und das Verzweigungsverhältnis für den π^0 -Zerfall in zwei Photonen zu berücksichtigen.

6.5.1 Korrektur für Reaktionen außerhalb des Targets

Zwischen den Runs mit Target wurden auch welche ohne Target aufgezeichnet. Die Analyse dieser Runs zeigt einen deutlichen Peak bei einer invarianten Masse von ca. 112 MeV. Die Peak-Position bei einem Wert unterhalb der Ruhemasse des π^0 resultiert vermutlich daraus, dass als Zerfallsort der π^0 der Ort des Targets angenommen wird. Die π^0 aus den Runs ohne Target entstehen jedoch zum Großteil an einem anderen Ort ca. 3,7 m hinter dem eigentlichen Target, wahrscheinlich durch Wechselwirkungen der Projektile mit einem Aluminiumring des Strahlrohrs. Zur Bestimmung des Spektrums, wie es sich aus Reaktionen alleine mit dem Target ergibt, wird in der Analyse für die MinBias-Ereignisse folgende Methode verwendet³ [Rey06]:

Zunächst wird der Bruchteil

$$S_{mb} = \frac{n_{mb}^{ai,noT} / n_{beam}^{noT}}{n_{mb}^{ai,T} / n_{beam}^T} \quad (6.7)$$

der Ereignisse, die durch Reaktionen außerhalb des Targets hervorgerufen werden an der Gesamtzahl der Ereignisse in den Runs mit Target ermittelt und von diesen abgezogen. Außerdem muss die ohne Target gemessene M_{inv} -Verteilung an die mit Target gemessene M_{inv} -Verteilung angeglichen und von dieser abgezogen werden. Der dazu notwendige Skalierungsfaktor lautet:

$$S_F = S_{mb} \frac{n_{mb}^{ana,T}}{n_{mb}^{ana,noT}} = \frac{(n_{mb}^{ana,T})^{noT}}{n_{mb}^{ana,noT}}. \quad (6.8)$$

Dabei beschreibt $(n_{mb}^{ana,T})^{noT} = S_{mb} n_{mb}^{ana,T}$ die Anzahl der analysierten Ereignisse in den Runs mit Target, die durch Reaktionen außerhalb des Targets hervorgerufen werden. Das auf die Anzahl der Ereignisse normierte und korrigierte MinBias-Spektrum ergibt sich damit zu:

$$\frac{1}{n_{mb}^{korr}} \frac{dN_{mb}^{korr}}{dp_T} = \frac{1}{(1 - S_{mb}) n_{mb}^{ana,T}} \left(\frac{dN_{mb}^T}{dp_T} - S_F \frac{dN_{mb}^{noT}}{dp_T} \right). \quad (6.9)$$

Während nach dieser Korrektur in den Verteilungen des Blei-Targets kein weiterer Peak sichtbar ist, zeigt sich in den Verteilungen mit Kohlenstoff als Target vor allem im Bereich unterhalb von $p_T = 1$ GeV/c ein Peak in Form einer Schulter am π^0 -Peak zu kleineren invarianten Massen. Dieser zusätzliche Beitrag für Reaktionen außerhalb des Targets kommt wahrscheinlich durch eine Aufweitung des Strahls aufgrund von Wechselwirkungen innerhalb des Targets und der damit verbundenen

³Die Anzahl der Ereignisse wird durch n beschrieben. Es werden die in Abschnitt 5.2 eingeführten Indizes verwendet. Die Zählerwerte befinden sich in den Tabellen 5.1 und 5.2. N ist die Anzahl der gemessenen π^0 .

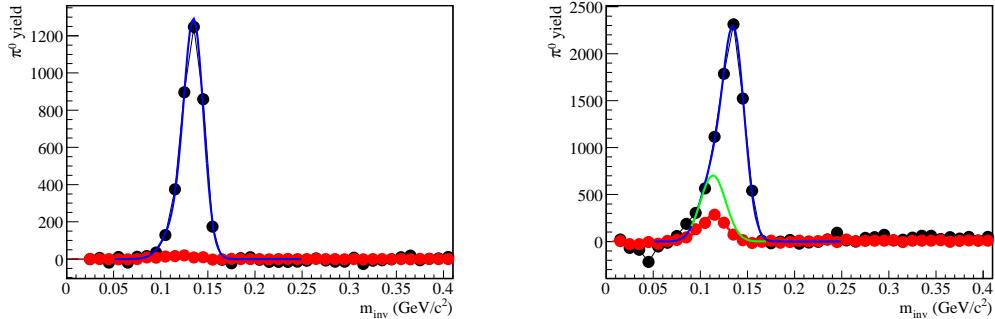


Abbildung 6.5: Die über den Bereich $0,2 < p_T < 2,8 \text{ GeV}/c$ integrierten M_{inv} -Verteilungen für p+Pb- (links) und p+C-Kollisionen (rechts). Schwarz eingezeichnet sind die M_{inv} -Verteilungen, die sich aus den Runs mit Target ergeben. Die roten M_{inv} -Verteilungen wurden ohne Target gemessen und sind mit dem Skalierungsfaktor S_F (siehe Gleichung 6.8) multipliziert.

erhöhten Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Projektilteilchen mit dem Aluminiumring zustande. Deshalb wird ein zusätzlicher Skalierungsfaktor bestimmt (vgl. Abbildung 6.5).

In einem ersten Schritt wird an den wie oben beschrieben skalierten und über den Bereich $0,2 < p_T < 2,8 \text{ GeV}/c$ integrierten π^0 -Peak aus Runs ohne Target eine Gaußkurve angepasst und die Parameter zur Beschreibung dieser Kurve ermittelt. Dann wird die Summe zweier Gaußkurven (in der Abbildung blau eingezeichnet) an die über diesen Bereich integrierte M_{inv} -Verteilung aus Runs mit dem C-Target angepasst. Dabei sind die Breite und Position der linken Kurve durch die Anpassung der Gaußkurve, wie sie sich aus dem ersten Schritt ergibt, festgelegt und die Höhe ist variabel. Die Parameter der zweiten Kurve bleiben sämtlich frei. Durch Bildung des Verhältnisses der Höhe der linken Kurve zur Höhe der Kurve aus dem ersten Schritt ergibt sich der zusätzliche Skalierungsfaktor zu 2,55. In Abbildung 6.5 ist für die Verteilungen mit dem C-Target, die aus dem ersten Schritt ermittelte und mit beiden Faktoren skalierte Gaußkurve grün eingezeichnet. Die Analyse peripherer Pb+Pb-Kollisionen [Blu98] ergibt einen zusätzlichen Skalierungsfaktor von 2,26. Dieser liegt damit in der gleichen Größenordnung wie der hier ermittelte Wert. Die Unsicherheit, die sich bei der Bestimmung des zusätzlichen Skalierungsfaktors ergibt, wird bei der Berechnung des systematischen Fehlers berücksichtigt.

HEP-Normierung

Die Unterdrückung der MinBias-Ereignisse (vgl. Abschnitt 5.2) kann durch Einstellung eines Unterdrückungsfaktors zwischen den Runs variiert werden. Dadurch kann sich die Unterdrückung der MinBias-Ereignisse für jeden Run ändern, unterliegt dabei aber keinen physikalischen Auswahlkriterien. Damit ist eine Normierung der analysierten MinBias-Spektren auf die Anzahl der ihnen zugrunde liegenden Ereignisse $n_{\text{min}}^{\text{ana}}$ möglich. Da sämtliche HEP-Ereignisse aufgezeichnet werden, wird das

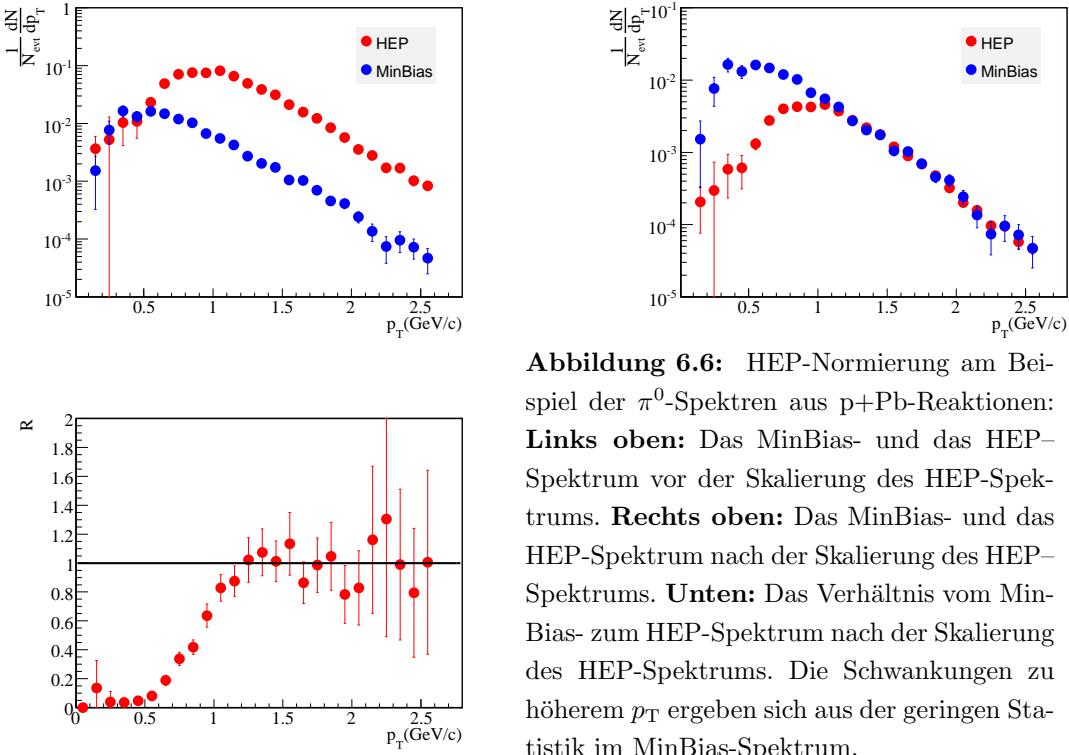


Abbildung 6.6: HEP-Normierung am Beispiel der π^0 -Spektren aus $p+\text{Pb}$ -Reaktionen:
Links oben: Das MinBias- und das HEP-Spektrum vor der Skalierung des HEP-Spektrums.
Rechts oben: Das MinBias- und das HEP-Spektrum nach der Skalierung des HEP-Spektrums.
Unten: Das Verhältnis vom MinBias- zum HEP-Spektrum nach der Skalierung des HEP-Spektrums. Die Schwankungen zu höherem p_T ergeben sich aus der geringen Statistik im MinBias-Spektrum.

Verhältnis von HEP- zu MinBias-Ereignissen verfälscht. Die HEP-Spektren müssen auf die Anzahl der MinBias-Ereignisse vor dem Herunterskalieren normiert werden. $n_{\text{mb} \wedge \text{hep}}$ ist die Anzahl der Ereignisse, die gleichzeitig den MinBias- und den HEP-Trigger auslösen. Sie ist gleichbedeutend mit der Anzahl der HEP-Ereignisse, nachdem diese in gleicher Weise wie die MinBias-Ereignisse herunterskaliert werden. Der Skalierungsfaktor, um den die MinBias-Ereignisse herunterskaliert werden, ergibt sich durch Bildung des Verhältnisses von HEP-Ereignissen vor dem Herunterskalieren zu den HEP-Ereignissen nach dem Herunterskalieren:

$$\frac{n_{\text{hep}}^{\text{ana,T}}}{n_{\text{mb} \wedge \text{hep}}^{\text{ana,T}}} . \quad (6.10)$$

Damit ist durch

$$n_{\text{mb}}^{\text{bs}} = n_{\text{mb}}^{\text{ana,T}} \frac{n_{\text{hep}}^{\text{ana,T}}}{n_{\text{mb} \wedge \text{hep}}^{\text{ana,T}}} \quad (6.11)$$

die Anzahl der MinBias-Ereignisse vor dem Herunterskalieren gegeben. Auch für die HEP-Ereignisse muss der Bruchteil S_{hep} der Ereignisse, die durch Reaktionen am falschen Target hervorgerufen werden an der Gesamtzahl der Ereignisse ermittelt werden:

$$S_{\text{hep}} = \frac{n_{\text{hep}}^{\text{ai,noT}} / n_{\text{beam}}^{\text{noT}}}{n_{\text{hep}}^{\text{ai,T}} / n_{\text{beam}}^{\text{T}}} . \quad (6.12)$$

Die bezüglich der Reaktionen außerhalb des Targets korrigierte Anzahl der MinBias-Ereignisse vor dem Herunterskalieren ist durch

$$n_{mb}^{bs,korr} = n_{hep}^{ana,T} \frac{n_{mb}^{ana,T}}{n_{mb \wedge hep}^{ana,T}} (1 - S_{mb}) \quad (6.13)$$

gegeben, das auf die Anzahl der Ereignisse normierte und korrigierte HEP-Spektrum durch:

$$\frac{1}{n_{mb}^{bs,korr}} \frac{dN_{hep}^{korr}}{dp_T} = \frac{1}{n_{mb}^{bs,korr}} \left(\frac{dN_{hep}^T}{dp_T} - S_{hep} \frac{n_{hep}^{ana,T}}{n_{hep}^{ana,noT}} \frac{dN_{hep}^{noT}}{dp_T} \right). \quad (6.14)$$

Das MinBias- und das HEP-Spektrum lassen sich wie folgt zusammenführen:

$$\frac{1}{N_{evt}} \frac{dN}{dp_T} = \begin{cases} \frac{1}{n_{mb}^{korr}} \frac{dN_{mb}^{korr}}{dp_T} < p_{T_{cut}} \\ \frac{1}{n_{mb}^{bs,korr}} \frac{dN_{hep}^{korr}}{dp_T} > p_{T_{cut}}. \end{cases} \quad (6.15)$$

Abbildung 6.5.1 zeigt das HEP- und MinBias-Spektrum vor und nach der Skalierung des HEP-Spektrums am Beispiel der Pb-Daten. Zusätzlich ist das Verhältnis vom HEP- zum MinBias-Spektrum nach der Skalierung dargestellt. Mit wachsendem p_T steigt das Verhältnis an, bis die HEP-Triggerschwelle $p_{T_{cut}}$ bei $p_T \approx 1,2 \text{ GeV}/c$ erreicht ist und das Verhältnis eins beträgt. In dieser Analyse wird $p_{T_{cut}} = 1,7 \text{ GeV}/c$ gewählt.

6.5.2 Akzeptanz

Die Akzeptanz eines Detektors gibt an welcher Anteil der produzierten Teilchen, die in einem Winkelbereich emittiert werden, auf den Detektor trifft. Damit ist die Akzeptanz abhängig von der Wahl des Winkelbereichs. Für den Bleiglasdetektor wird der auf den gesamten Azimutalwinkelbereich ($\Delta\Phi = 2\pi$) extrapolierte Pseudorapiditätsbereich⁴ $\Delta\eta$, in dem der Detektor vollständig enthalten ist, als Winkelbereich gewählt. Die Pseudorapidität hängt ausschließlich vom Winkel ϑ der Flugbahn der Teilchen relativ zur Strahlachse ab. Deshalb werden die in einem Pseudorapiditätsintervall produzierten Teilchen von ihrem Entstehungsort in einen Winkelbereich, den η -Ring, emittiert. Für den Nachweis einzelner Photonen ergibt sich die Akzeptanz des Bleiglaskalorimeters rein geometrisch als Bruchteil der vom Bleiglaskalorimeter in seinem Pseudorapiditätsbereich abgedeckten Fläche zur Gesamtfläche des η -Ringes und beträgt ca. 20% (siehe Abb. 6.7 rechts). Zum Nachweis neutraler Pionen müssen beide Zerfallsphotonen auf die Detektoroberfläche treffen. Damit wird die Akzeptanz p_T -abhängig. Sie lässt sich mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation ermitteln. Dazu werden neutrale Pionen in einem Bereich von $0,0 \leq p_T \leq 5,0 \text{ GeV}/c$ und $2,0 \leq y \leq 3,2$ generiert und der Zerfall dieser in zwei Photonen simuliert. Dabei

⁴zur Definition der Pseudorapidität η siehe Anhang A.

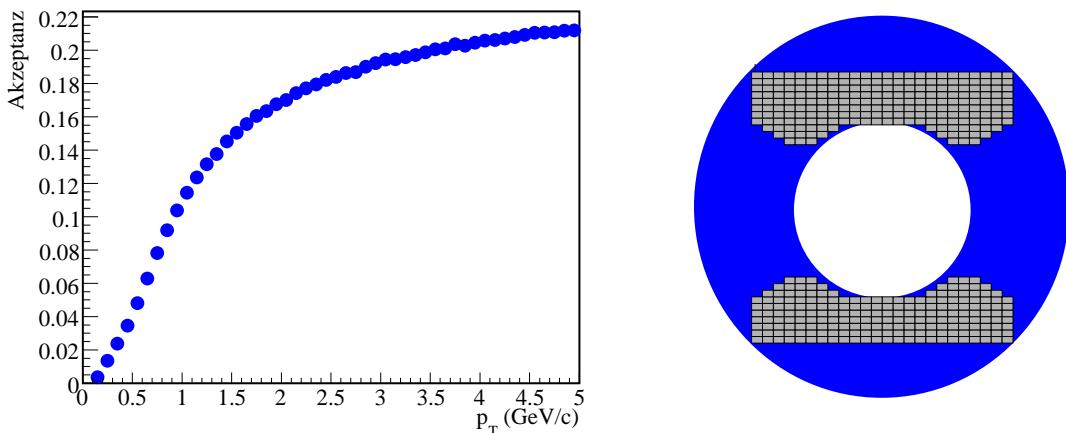


Abbildung 6.7: Links: Die Akzeptanz des Bleiglaskalorimeters für neutrale Pionen. Rechts: Schematische Darstellung des zum Bleiglaskalorimeter (grau) gehörigen η -Ringes (blau).

wird die Rapiditätsverteilung mit einem gaußförmigen Gewicht versehen, um der simulierten Verteilung eine realistische Form zu verleihen. Das Gewicht hat ein Maximum bei $y = 2,9$ und eine Breite von $\sigma = 1,5$. Wie bei der π^0 -Messung werden auch hier nur solche Zerfallsphotonen betrachtet, die beide auf die gleiche Detektorhälfte treffen. Die Akzeptanz (siehe Abb. 6.7 links) ergibt sich durch Normierung der akzeptierten neutralen Pionen auf die Verteilung der erzeugten neutralen Pionen. Zu kleineren p_T nimmt die Akzeptanz ab und geht gegen Null. Diese p_T -Abhängigkeit ergibt sich, da mit abnehmendem Transversalimpuls der Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen größer und damit die Wahrscheinlichkeit, dass beide Zerfallsphotonen auf den Detektor treffen, kleiner wird. Die Akzeptanz-Korrektur erfolgt, indem das gemessene Spektrum durch die Akzeptanz dividiert wird.

6.5.3 Rekonstruktionseffizienz

Die Effizienz berücksichtigt Detektoreffekte, die zum Verlust von Photonen oder zur Veränderung ihrer Energie führen. Sie gibt an, wie effizient ein Teilchen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls rekonstruiert werden kann. Die im Folgenden aufgeführten Effekte wirken sich auf die Effizienz aus:

- die Energie- und Ortsauflösung des Detektors (s. Tabelle 4.2),
- die zur Teilchenidentifizierung gesetzten Schwellen (s. Abschnitt 5.1.2),
- die Überlagerung von Schauern, die dazu führt, dass ein Teilchen nicht und das andere mit zu hoher Energie nachgewiesen wird,
- der aufgrund von Korrelationen eingeführte p_T -abhängige Mindestabstand zwischen zwei Treffern (s. Abschnitt 6.4),

- der minimale Abstand der Schauerschwerpunkte zu den defekten Modulen und zu den Randmodulen des Detektors (s. Abschnitt 5.4),
- die Asymmetrieschwelle (s. Abschnitt 6.2).

Zur Bestimmung der Effizienz geht man prinzipiell wie folgt vor. Es wird eine physikalische Eingangsverteilung vorgegeben. Dann werden in einer Simulation die oben genannten Detektoreffekte nachgebildet und auf das Eingangsspektrum angewendet. Als Resultat erhält man eine Ausgangsverteilung, welche dem gemessenen Spektrum entspricht. Die Effizienzfunktion $\epsilon_{(p_T)}$ ergibt sich indem die Ausgangsverteilung dN_{out}/dp_T durch die Eingangsverteilung dN_{in}/dp_T dividiert wird:

$$\epsilon_{(p_T)} = \frac{dN_{out}/dp_T}{dN_{in}/dp_T}. \quad (6.16)$$

Mit Hilfe des Programmpaketes GEANT lässt sich die Effizienz bestimmen. Dabei werden in der Simulation neutrale Pionen in einem Bereich von $0,0 \leq p_T \leq 5,0$ GeV/c und $2,0 \leq y \leq 3,2$ gleichverteilt erzeugt, damit die Effizienz auch bei hohen Transversalimpulsen mit hoher Genauigkeit bestimmt werden kann. Anschließend wird ihr Zerfall in zwei Photonen simuliert. Es werden nur solche Zerfälle akzeptiert, in denen beide Photonen einen Winkelbereich treffen, der einen etwas größeren Bereich als die Detektorfläche abdeckt. Dieses Vorgehen dient zur Verringerung der Rechenzeit und wird maximal 10 mal wiederholt.

Um den Einfluss von Schauerüberlagerungen auf die Effizienz zu ermitteln, lassen sich in der Analyse beide Zerfallsphotonen in reale Ereignisse einbetten. Übertrifft die Energie der GEANT-Schauer nach der Einbettung das zweifache ihrer ursprünglichen Energie, wird dieser Schauer als verloren gewertet. Sind beide Schauer nach dieser Prozedur noch vorhanden, so werden sie in gleicher Weise wie die realen Schauer analysiert und deren Transversalimpuls und ihre invariante Masse berechnet. Die so erhaltene Transversalimpulsverteilung stellt die Ausgangsverteilung dar.

Da die Position der simulierten wie die der realen π^0 -Peaks nicht mit der Ruhemasse neutraler Pionen übereinstimmt, wird die Energie der LEDA-Treffer um 1,3% korrigiert. Zusätzlich muss die Energie der realen Treffer auf der unteren Detektorhälfte mit dem Faktor 1,035 und für Treffer auf der oberen Detektorhälfte mit einem Faktor 1,044 skaliert werden, um eine bessere Übereinstimmung zwischen den realen und den simulierten π^0 -Peaks zu erhalten. Diese Faktoren wurden schon in [Blu98] verwendet. Außerdem wird die Breite der π^0 -Peaks aus der Simulation durch eine zusätzliche gaußförmige Verschmierung der Schauerenergie an die Breite der π^0 -Peaks aus realen Ereignissen angepasst. Die Breite der Verschmierung ist dabei wie in [Blu98] gewählt:

$$\sigma = 4.8\% + \frac{4.8\%}{\sqrt{E}}. \quad (6.17)$$

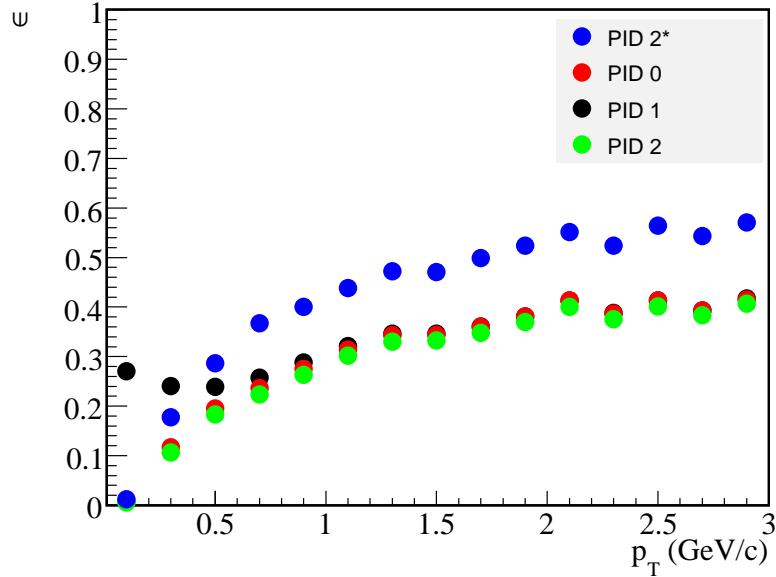


Abbildung 6.8: Die Effizienzfunktion $\epsilon_{(p_T)}$ neutraler Pionen aus $p+Pb$ -Kollisionen erstellt mit verschiedenen Methoden der Teilchenidentifizierung und zusätzlich für PID2 mit einem minimalen Abstand von einer Moduleinheit (PID2*) zu den defekten Modulen und zu den Randmodulen des Detektors.

Dabei ist E in Einheiten von GeV angegeben.

Die simulierten Verteilungen müssen mit einem Gewicht

$$\omega = \omega_{\text{phy}} \omega_N \omega_{\text{sim}} \quad (6.18)$$

versehen werden. Die einzelnen, in der Analyse verwendeten, Faktoren sollen hier kurz erläutert werden:

- $\omega_{\text{phy}} = \omega_{p_T} \omega_y$ setzt sich aus einem rapiditätsabhängigen ω_y und einem transversalimpulsabhängigen ω_{p_T} Anteil zusammen. Durch ω_{phy} wird dem Spektrum der in der Simulation gleichverteilt erzeugten neutralen Pionen eine physikalische Form verliehen. Die tatsächliche Form des Spektrums ist zu Beginn unbekannt. Deshalb wird als Startwert eine wahrscheinliche Form für das Spektrum angenommen. Nach einer vollständigen Analyse wird die gewählte Form durch das erhaltene Spektrum ersetzt. Dieser Schritt wird in einem iterativen Prozess so lange wiederholt, bis keine signifikanten Unterschiede zwischen dem aktuellen Spektrum und dem aus dem vorherigen Schritt bestehen. Um eine noch bessere Annäherung an das tatsächliche Spektrum zu erhalten, wird das rapiditätsabhängige Gewicht ω_y verwendet. Dieses Gewicht entspricht einer Gaußverteilung mit einem Maximum bei $y = 2,9$ und einer Breite von $\sigma = 1,4$.

	X_0	ΔX	$p_{\text{konv}}^{\text{Material}}$	$p_{\text{konv}}^{\text{ges}}$
^{208}Pb -Target	$6,37 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$	$0,495 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$	3,0 %	9,2 %
^{12}C -Target	$42,7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$	$1,879 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$	1,7 %	8 %
Luft	30420 cm	2000 cm	5 %	
CPV		$0,02 X_0$	1,5 %	

Tabelle 6.1: Konversionswahrscheinlichkeiten in den einzelnen Materialien $p_{\text{konv}}^{\text{Material}}$ und die Gesamtkonversionswahrscheinlichkeit $p_{\text{konv}}^{\text{ges}}$ der verwendeten Targets [Rey99].

- Die Ereignisse tragen entsprechend ihrer Multiplizität unterschiedlich stark zum gemessenen Spektrum bei. Da jedes Ereignis nur mit einem Testteilchen überlagert wird, wird ein Testteilchen mit der Multiplizität $\omega_N = N$ des Ereignisses, in das es eingebettet ist, gewichtet.
- Mit einem π^0 werden in der Simulation mehrere Zerfallsversuche vorgenommen (s.o.). Dadurch wird die Akzeptanz verfälscht. Deshalb werden die simulierten Teilchen mit $\omega_{\text{sim}} = 1/N_{\text{sim}}$ gewichtet, wobei N_{sim} die Anzahl der Zerfallsversuche darstellt.

Abbildung 6.8 zeigt die Effizienzfunktion. Deutlich sichtbar ist der Einfluss der Energieschwelle, die zu einer Verringerung der Effizienz bei niedrigem p_T führt. Außerdem ist die Effizienz zusätzlich mit einem minimalen Abstand von einer Moduleinheit zu den defekten Modulen und zu den Randmodulen des Detektors dargestellt (vgl. Abschnitt 5.4). Es zeigt sich, dass der minimale Abstand zu diesen Modulen einen großen Einfluss auf Effizienz ausübt.

6.5.4 Konversionskorrektur

Auf dem Weg vom Target zum Detektor können Photonen in e^+e^- -Paare konvertieren. Diese Konversion führt unter anderem zu einem Verlust der Zerfallsphotonen neutraler Pionen. Die Konversionswahrscheinlichkeit für Photonen p_{konv} ist gegeben durch [Kle92]:

$$p_{\text{konv}} = 1 - e^{-\frac{\Delta X}{9/7X_0}}. \quad (6.19)$$

Damit ist die Konversionswahrscheinlichkeit abhängig von der Strahlungslänge X_0 und von der Wegstrecke ΔX des von den Photonen durchlaufenden Materials. Konversion findet auf dem Weg zum Detektor im Target, in der Luft und im CPV⁵ statt. Die Gesamtkonversionswahrscheinlichkeit

$$(1 - p_{\text{konv}}^{\text{ges}}) = (1 - p_{\text{konv}}^{\text{Target}})(1 - p_{\text{konv}}^{\text{Luft}})(1 - p_{\text{konv}}^{\text{CPV}}) \quad (6.20)$$

⁵s. Abschnitt 4.1.3)

ergibt sich aus der Konversionswahrscheinlichkeit $p_{\text{konv}}^{\text{Material}}$ in den einzelnen Materialien. Die berechneten Konversionswahrscheinlichkeiten finden sich in Tabelle 6.1. Da zur Messung neutraler Pionen beide Zerfallsphotonen nachgewiesen werden müssen, berechnet sich die π^0 -Verlustwahrscheinlichkeit $p_{\text{verl}}^{\pi^0}$ aus den Gesamtkonversionswahrscheinlichkeiten für zwei Photonen:

$$(1 - p_{\text{verl}}^{\pi^0}) = (1 - p_{\text{konv}}^{\text{ges}})^2. \quad (6.21)$$

Die korrigierte Anzahl neutraler Pionen $N_{\pi^0}^{\text{korr}}$ ergibt sich aus der Zahl der gemessenen neutralen Pionen $N_{\pi^0}^{\text{gemessen}}$ über

$$N_{\pi^0}^{\text{korr}} = \frac{1}{1 - p_{\text{verl}}^{\pi^0}} N_{\pi^0}^{\text{gemessen}}. \quad (6.22)$$

6.5.5 Bin-Shift-Korrektur

Bei exponentiell abfallenden Spektren lassen sich die Datenpunkte nicht ohne weiteres in der Mitte eines p_T -Intervalls darstellen. Der Schwerpunkt des Intervalls ist zu kleineren p_T verschoben. Eine Möglichkeit dies zu korrigieren besteht darin, die Datenpunkte senkrecht zu verschieben und in der Mitte der p_T -Intervalle zu belassen. Dazu wird an die Datenpunkte eine exponentielle Funktion angepasst und für jedes p_T -Intervall das Verhältnis r des Mittelwertes aus der Funktion in dem Intervall zum Wert der Funktion in der Mitte des betreffenden Intervalls berechnet. Der korrigierte Wert für den Datenpunkt in diesem Intervall ergibt sich dann aus:

$$dN/dp_T|_{\text{korrigiert}} = \frac{dN/dp_T|_{\text{unkorrigiert}}}{r}. \quad (6.23)$$

6.5.6 Verzweigungsverhältnis

Da die π^0 über ihren Zerfall in 2 Photonen nachgewiesen werden, ist das Verzweigungsverhältnis für die Reaktion $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ bei der Berechnung der π^0 -Spektren zu berücksichtigen. Dieses beträgt 0,988. Das unkorrigierte Spektrum wird durch diesen Wert dividiert.

6.6 Fehlerrechnung

An dieser Stelle wird auf die Fehlerrechnung eingegangen, wobei zunächst die Ermittlung des statistischen Fehlers erläutert wird. Der systematische Fehler setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen, diese werden im Einzelnen vorgestellt. Die systematischen Fehler und der statistische Fehler lassen sich quadratisch zum Gesamtfehler addieren.

6.6.1 Berechnung des statistischen Fehlers

Bei der Berechnung des statistischen Fehlers in der π^0 -Messung muss die Subtraktion des Untergrundes berücksichtigt werden:

Wenn N die Anzahl aller gemessenen, S die der korrelierten und B die der unkorrelierten Photonenpaare im Integrations-Intervall der $M_{\text{inv}}^{\text{real}}$ -Verteilung ist, dann folgt:

$$N = S + B. \quad (6.24)$$

Zunächst ist nur N bekannt. Der Untergrund B lässt sich aus der mit dem Skalierungsfaktor k normierten Untergrund-Verteilung $M_{\text{inv}}^{\text{mix}}$ wie folgt abschätzen:

$$B = kM. \quad (6.25)$$

M beschreibt die Anzahl der unkorrelierten Photonen der $M_{\text{inv}}^{\text{mix}}$ -Verteilung im Integrations-Intervall. Mit diesen Überlegungen lässt sich Gleichung 6.24 umformen zu:

$$S = N - B = N - kM. \quad (6.26)$$

Bei der Bestimmung des statistischen Fehlers von S muss der statistische Fehler von M und N und der Fehler $\sigma(k)$, der sich bei der Anpassung der Konstanten zur Bestimmung des Skalierungsfaktors ergibt berücksichtigt werden. Unter der Voraussetzung, dass für M und N die Poisson-Statistik gilt, ergibt sich der statistische Fehler der korrelierten Photonenpaare S durch Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes zu:

$$\begin{aligned} \sigma(S) &= \sqrt{\sigma^2(N) + \sigma^2(k)M^2 + k^2\sigma^2(M)} \\ &= \sqrt{N + \sigma^2(k)M^2 + k^2M} \\ &= \sqrt{S + B + \sigma^2(k)M^2 + k^2M}. \end{aligned} \quad (6.27)$$

6.6.2 Abschätzung des systematischen Fehlers

Peak-Extraktion

Bei der Peak-Extraktion (s. Abschnitt 6.3) führt die Wahl des **Peak-Integrations-Intervalls** zu einem systematischen Fehler. Zur Bestimmung dieses Fehlers werden unkorrigierte Spektren für verschiedene Größen des Integrationsintervalls um die Peak-Position erstellt und mit dem Ergebnis nach der Standard-Analyse-Methode verglichen. Das Integrationsfenster nach der Standard-Analyse-Methode beträgt $\pm 3\sigma$. Die Vergleichsspektren werden mit Integrationsfenstern der Größe $\pm 2\sigma$ bzw. $\pm 4\sigma$ erstellt. Der Fehler ergibt sich zu 2,3%.

Der systematische Fehler der Bestimmung des **Skalierungsfaktors für die Untergrundverteilung** lässt sich abschätzen, indem neben der linearen Funktion eine

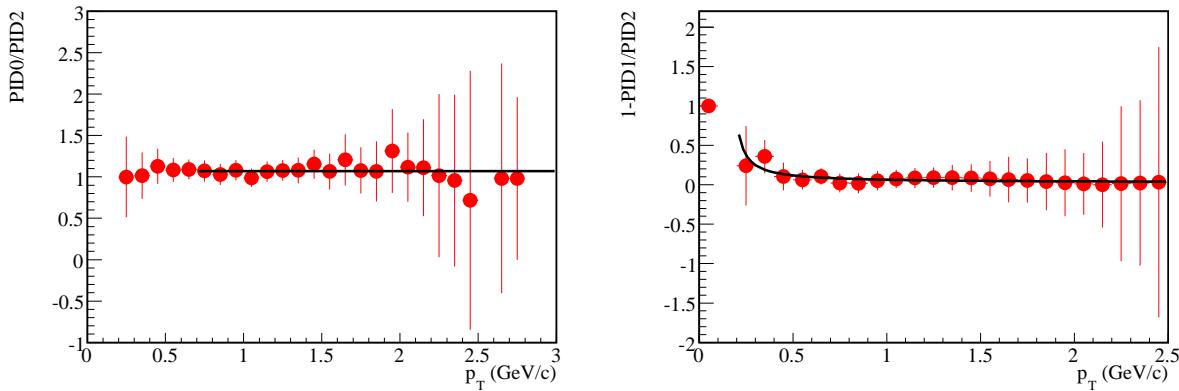


Abbildung 6.9: Systematische Unsicherheit durch die Dispersionsschwelle (links) und durch die Energieschwelle (rechts).

Konstante an das Verhältnis der M_{inv} -Verteilungen aus realen und gemischten Ereignissen angepasst wird und anschließend die nach den beiden Methoden bestimmten Spektren miteinander verglichen werden. Dieser Fehler beträgt 4%.

Zusätzlich ergibt sich bei der Skalierung des Untergrundes ein Fehler durch die Wahl des **Anpassungs-Intervalls**, das in der Analyse $\pm 3\sigma$ beträgt. Dieser wird durch Variation dieses Intervalls im Bereich von $\pm 2\sigma$ bis $\pm 4\sigma$ um die Peak-Position und Vergleich der daraus resultierenden Spektren mit dem aus der Analyse zu 3% abgeschätzt.

Der systematische Fehler, der sich aus der Korrektur für **Reaktionen am falschen Target** (s. Abschnitt 6.5.1) ergibt, wird durch Variation des zusätzlichen Skalierungsfaktors S_F um $\pm 10\%$ und Vergleich der daraus resultierenden unkorrigierten Spektren zu 0,5% ermittelt.

Akzeptanz

Der systematische Fehler der Akzeptanz wird durch Vergleich akzeptanzkorrigierter Spektren für verschiedene Faktoren S_{AM} (s. Abschnitt 5.4) zur Bestimmung der defekten Module abgeschätzt. Die Variation von S_{AM} zwischen 1,5 und 3,5 führt zu einem Fehler von 2,5%.

Rekonstruktionseffizienz

Die in Abschnitt 6.5.3 aufgelisteten Detektoreffekte führen zu systematischen Fehlern bei der π^0 -Rekonstruktion.

- Der systematische Fehler der zur **Photonenidentifizierung** gesetzten Schwellen lässt sich abschätzen, indem vollständig korrigierte Spektren für verschiedene Methoden der Teilchenidentifizierung miteinander verglichen werden:

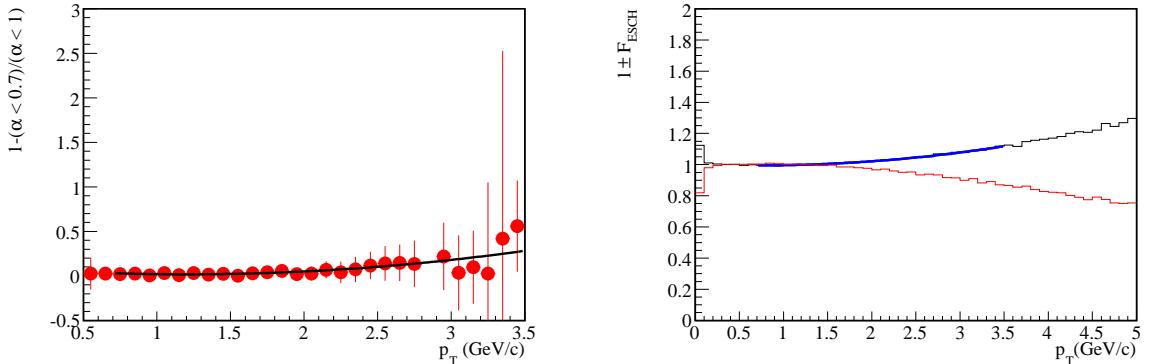


Abbildung 6.10: Systematischer Fehler der Asymmetrieschwelle (links) und der Energieverschmierung (rechts).

- Der Vergleich des π^0 -Spektrums aus der Standard-Analyse-Methode (PID2) mit dem ohne Dispersionsschwelle (PID0) führt zu einem systematischen Fehler von 6,8 % (siehe Abb. 6.9 links).
- Die Unsicherheit, die sich durch die Energieschwelle ergibt wird durch Vergleich des π^0 -Spektrums aus der Standardmethode (PID2) mit dem ohne Energieschwelle (PID1) bestimmt (s. Abb 6.9 rechts). Dieser Fehler F_{ES} hängt vom Transversalimpuls und lässt sich mit

$$F_{ES}(p_T) = \frac{0,0341}{p_T - 0,149} + 0,023. \quad (6.28)$$

angeben. Dabei wird p_T in Einheiten von GeV/c angegeben.

- Der Einfluss der **Asymmetrieschwelle** auf den systematischen Fehler wird durch Vergleich vollständig korrigierter Spektren mit und ohne Asymmetrieschwelle ermittelt (s. Abb 6.10 links). Dieser Fehler $F_{ASYM}(p_T)$ ist p_T -abhängig und lässt sich über den folgenden Ausdruck, mit p_T in Einheiten von GeV/c , beschreiben:

$$F_{ASYM}(p_T) = 0,09 - 0,12 p_T + 0,05 p_T^2. \quad (6.29)$$

- In der Monte-Carlo-Simulation lässt sich die im Bleiglasdetektor deponierte Energie entsprechend der Energieauflösung des Detektors (s. Tabelle 4.2) verschmieren. Durch Variation des konstanten Beitrags zur **Energieverschmierung** der simulierten Treffer und Vergleich der daraus resultierenden Spektren lässt sich die Unsicherheit der Energieverschmierung ermitteln. Der systematische Fehler $F_{ESCH}(p_T)$ der daraus resultiert ist (s. Abb 6.10 rechts):

$$F_{ESCH}(p_T) = |1 - 0,988196 + 0,004638 p_T + 0,004032 p_T^2|. \quad (6.30)$$

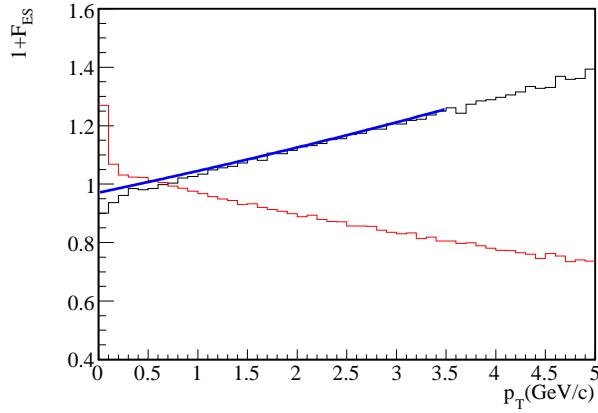


Abbildung 6.11: Systematischer Fehler der Energieskala.

Auch hier wird p_T in Einheiten von GeV/c angegeben. In der Abbildung ist eine der beiden Lösungen des systematischen Fehlers angegeben. Außerdem sind die Ergebnisse aus einer Simulation gezeigt.

Energieskala

Die Unsicherheit in der ADC-Energieskala (vgl. Abschnitt 4.2.2) lässt sich durch Vergleich der π^0 -Peak Position der simulierten und der realen neutralen Pionen zu ca. 1,5% abschätzen. Zur Ermittlung des Beitrags dieser Unsicherheit zum systematischen Fehler wird die einfachste Form der Parametrisierung eines π^0 -Spektrums

$$\frac{dN}{dp_T} \Big|_{\text{wahr}} = p_T \exp(-p_T/T). \quad (6.31)$$

verwendet und der Impuls, der für hochenergetische Teilchen mit der Energie identisch ist, um $\pm 1,5\%$ verschoben. Das verschobene Spektrum ist:

$$\frac{dN}{dp_T} \Big|_{\text{ver}} = \frac{p_T}{1 \pm 0,015^2} \exp\left(-\frac{1}{1 \pm 0,015} \frac{p_T}{T}\right). \quad (6.32)$$

Der systematische Fehler F_{ES} ergibt sich durch Vergleich des wahren Spektrums mit dem Spektrum mit verschobenen Transversalimpuls zu:

$$F_{\text{ES}} = \left| 1 - \frac{1}{1 \pm 0,015^2} \exp\left(-\left(\frac{1}{1 \pm 0,015} - 1\right) \frac{p_T}{T}\right) \right|. \quad (6.33)$$

Wobei der inverse Steigungsparameter $T = 0,2$ GeV verwendet wird. In Abbildung 6.11 ist eine der beiden Lösungen und Ergebnisse aus der Monte-Carlo-Simulation dargestellt.

6.7 Berechnung der invarianten Multiplizität

Nach den Korrekturen ist die Größe

$$\frac{1}{N_{\text{evt}}} \frac{\Delta N_{\pi^0}}{\Delta p_T} \quad (6.34)$$

bekannt. Die Lorentz-invariante Multiplizität ergibt sich mit B.5 wie folgt:

$$E \frac{d^3 N}{d\vec{p}^3} = \frac{1}{2\pi p_T N_{\text{evt}}} \cdot \frac{\Delta N_{\pi^0}}{\Delta p_T \Delta y}. \quad (6.35)$$

Da die π^0 im Rapiditätsintervall $2,0 \leq y \leq 3,2$ gemessen werden, beträgt $\Delta y = 1,2$.

7. Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Resultate der π^0 -Messung vorgestellt und unter physikalischen Gesichtspunkten diskutiert. Die π^0 -Spektren aus p+C- und p+Pb-Kollisionen und π^0 -Spektren aus Pb+Pb-Reaktionen verschiedener Zentralität [Agg02] bei gleicher Schwerpunktsenergie werden verwendet, um sie in Bezug auf eine mögliche Unterdrückung der Pionenproduktion in Pb+Pb-Kollisionen zu untersuchen. Außerdem wird der Cronin-Effekt in p+Pb-Kollisionen untersucht. Zusätzlich ergeben sich aus der Analyse neben den p -induzierten Spektren auch π^+ -induzierte Spektren sowohl für das Pb- als auch für das C-Target. Die π^+ -induzierten Spektren werden am Ende dieses Kapitels mit den p -induzierten Spektren verglichen.

Abbildung 7.1 zeigt die vollständig korrigierten Spektren neutraler Pionen aus p+C- und p+Pb-Reaktionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 17,2$ GeV. In den Fehlerbalken ist neben dem statistischen Fehler auch der systematische Fehler enthalten. Die Spektren sind im Bereich von $0,7 \leq p_T \leq 3,5$ GeV/c gemessen. Unterhalb von $p_T = 0,7$ GeV/c lässt sich aufgrund des großen Untergrundes kein π^0 -Signal extrahieren, bei hohen p_T sind die Spektren durch die zur Verfügung stehende Statistik begrenzt. In der folgenden Tabelle sind die aus einer Glauber-Simulation (s. Abschnitt 2.3.1) be-

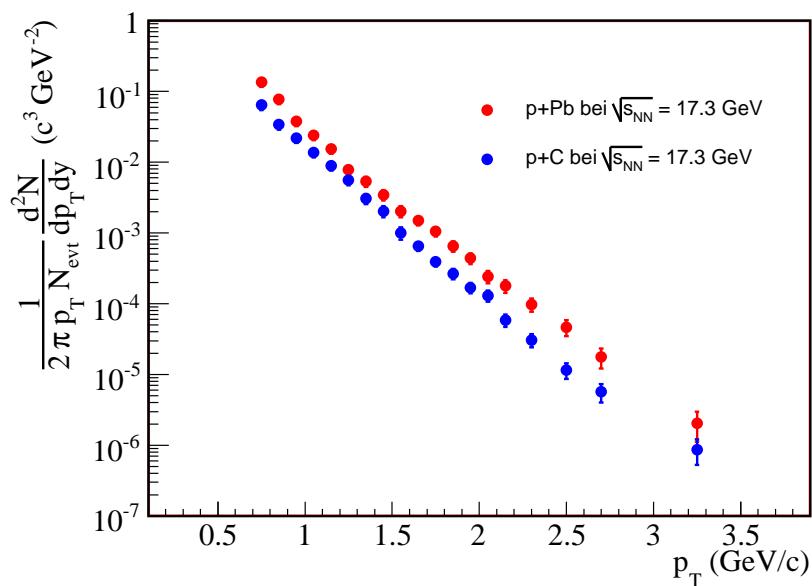


Abbildung 7.1: Invariante Multiplizität neutraler Pionen für p+C- und p+Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 17,2$ GeV in Abhängigkeit von p_T .

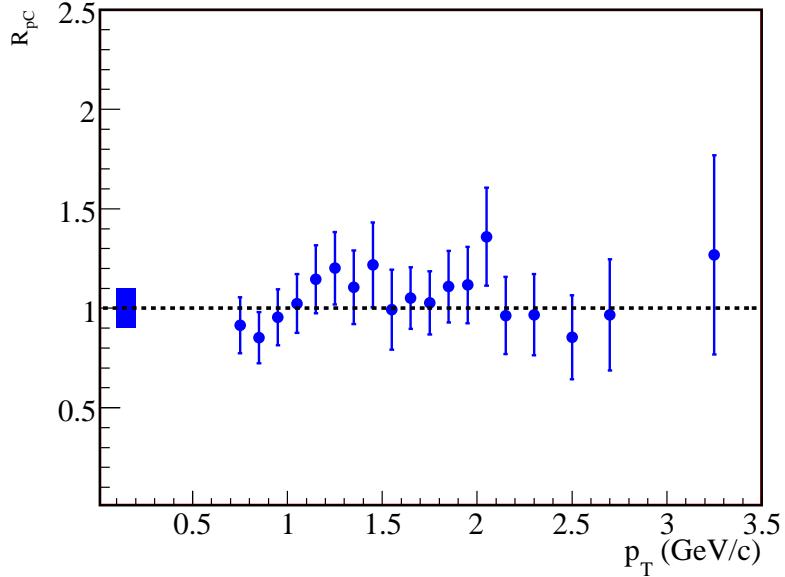


Abbildung 7.2: Verhältnis des auf $\langle N_{\text{coll}}^{p+C} \rangle$ normierten π^0 -Spektrums aus p+C-Kollisionen zur Blattnig-Parametrisierung [Bla00]. Der Balken bei kleinem p_T gibt die Unsicherheit von $\langle N_{\text{coll}}^{p+C} \rangle$ an.

rechneten $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ -Werte für p+Pb- und p+C-Kollisionen aufgeführt. Dabei ist in der Glauber-Rechnung der MinBias-Wirkungsquerschnitt berücksichtigt:

Reaktion	$\langle N_{\text{coll}}^{p+A} \rangle$
p+C	$1,7 \pm 0,2$
p+Pb	$4,1 \pm 0,4$

7.1 π^0 -Spektrum aus p+C-Kollisionen und die Blattnig-Parametrisierung

Der kleine $\langle N_{\text{coll}}^{p+C} \rangle$ -Wert lässt auf einen schwachen Cronin-Effekt in p+C-Kollisionen schließen. Deshalb kann das auf $\langle N_{\text{coll}}^{p+C} \rangle$ normierte π^0 -Spektrum aus p+C-Reaktionen als Ersatz für die fehlende p+p-Referenz herangezogen werden. Damit lassen sich die p+p-Parametrisierungen aus Kapitel 3 durch deren Vergleich mit dem auf $\langle N_{\text{coll}}^{p+C} \rangle$ normierten π^0 -Spektrum aus p+C-Kollisionen testen. Dazu wird folgender Ausdruck untersucht:

$$R_{pC}(p_T) = \frac{(E \frac{d^3N}{dp^3}(p_T) / \langle N_{\text{coll}} \rangle)_{p+C}}{(E \frac{d^3N}{dp^3}(p_T))_{p+p}}. \quad (7.1)$$

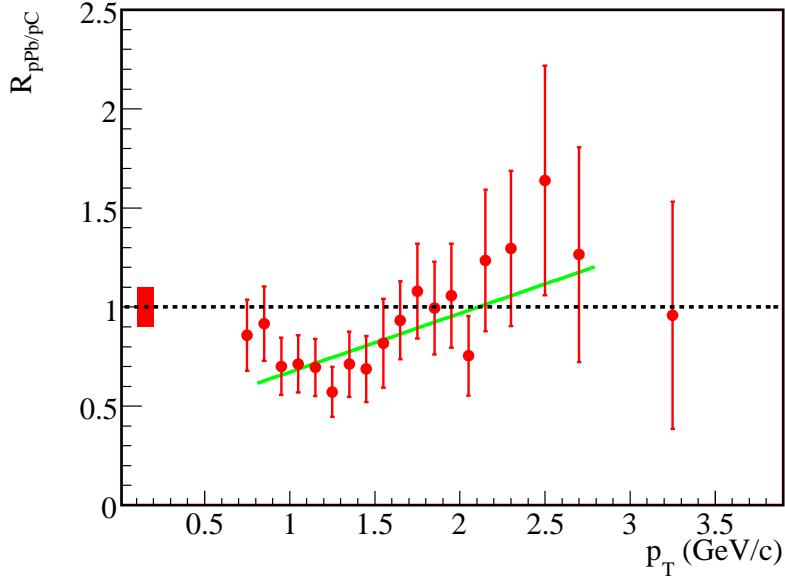


Abbildung 7.3: Verhältnis der jeweils auf $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ normierten π^0 -Spektren aus p+Pb- und p+C-Reaktionen. Der Balken gibt die Unsicherheit der $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ -Werte an.

Abbildung 7.2 zeigt R_{pC} unter Verwendung der Blattnig-Parametrisierung [Bla00] als Referenz. Die Blattnig-Parametrisierung stimmt innerhalb der Fehler mit dem auf $\langle N_{\text{coll}}^{p+C} \rangle$ normierten π^0 -Spektrum aus p+C-Kollisionen überein.

7.2 Untersuchung des Cronin-Effekts in p+Pb-Kollisionen

An dieser Stelle wird untersucht, wie stark der Cronin-Effekt in p+Pb-Kollisionen ausgeprägt ist. Dazu werden die π^0 -Spektren aus p+Pb- und p+C-Kollisionen auf ihren jeweiligen $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ -Wert normiert und miteinander verglichen, indem der folgende Ausdruck gebildet wird:

$$R_{pPb/pC}(p_T) = \frac{(E \frac{d^3N}{dp^3}(p_T) / \langle N_{\text{coll}} \rangle)_{p+Pb}}{(E \frac{d^3N}{dp^3}(p_T) / \langle N_{\text{coll}} \rangle)_{p+C}}. \quad (7.2)$$

Abbildung 7.3 zeigt R_{pPb} in Abhängigkeit von p_T . Die grüne Linie ist eine Anpassung an die Daten. Im messbaren p_T -Bereich zeigt sich ein nur schwach ausgeprägter Cronin-Effekt in p+Pb-Kollisionen.

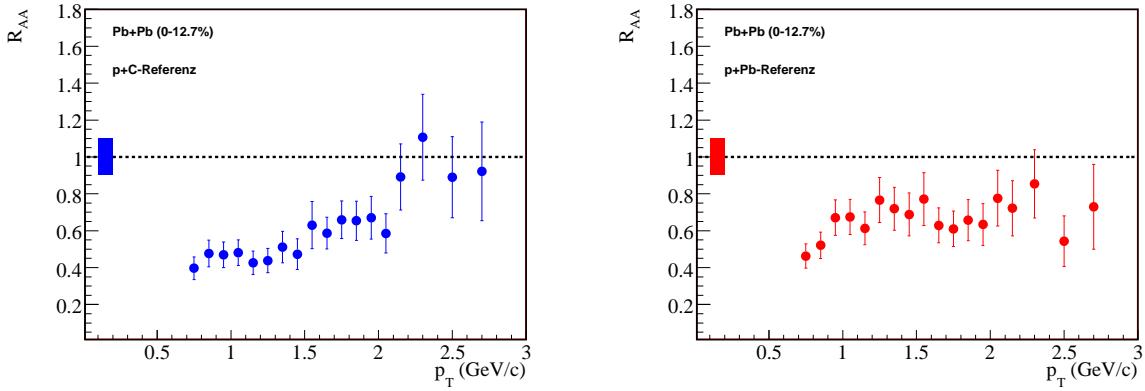


Abbildung 7.4: Nuklearer Modifikations-Faktor R_{AA} für die 12,7%-zentralsten Pb+Pb-Reaktionen mit der p+C- (links) und der p+Pb-Referenz (rechts). Die Balken geben die Unsicherheit des Verhältnisses $\langle T_{(Pb+Pb)} \rangle / \langle T_{(p+A)} \rangle$ an.

7.3 Nuklearer Modifikations-Faktor

Eine eventuelle Modifikation der Produktion neutraler Pionen mit hohem p_T in Pb+Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 17,2$ GeV soll an dieser Stelle durch Bildung des nuklearen Modifikations-Faktors (s. Gleichung 3.1) quantifiziert werden. Als Ersatz für die nicht gemessene p+p-Referenz werden aufgrund des kleinen $\langle N_{coll}^{p+C} \rangle$ -Wertes die π^0 -Spektren aus p+C-Kollisionen herangezogen. Da eine Unterdrückung durch den Cronin-Effekt kompensiert werden kann, wird außerdem das π^0 -Spektrum aus p+Pb-Kollisionen als Referenz verwendet. Durch Verwendung der p+Pb-Referenz sollte sich der Cronin-Effekt teilweise aus R_{AA} eliminieren lassen.

Die $\langle N_{coll} \rangle$ -Werte für Pb+Pb-Reaktionen wurden mit dem Ereignis-Generator VENUS 4.1 unter Verwendung eines totalen inelastischen Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{NN}^{\text{inel}}$ von 29,56 mb für unterschiedliche Zentralitäten bestimmt (siehe Tabelle F.1) [Agg02]. In der Glauber-Rechnung wurde zur Bestimmung der $\langle N_{coll} \rangle$ -Werte in p+Pb und- p+C-Kollisionen $\sigma_{NN}^{\text{inel}} = 32$ mb verwendet. Damit lassen sich die $\langle N_{coll} \rangle$ -Werte nicht ohne weiteres zur Bestimmung von R_{AA} heranziehen. Indem die $\langle N_{coll} \rangle$ -Werte durch die nukleare Überlapp-Funktion

$$\langle T_{(X+Y)} \rangle = \langle N_{coll}^{X+Y} \rangle / \sigma_{NN}^{\text{inel}} \quad (7.3)$$

ersetzt werden, wird R_{AA} unabhängig von der Wahl des totalen inelastischen Wirkungsquerschnitts. Mit diesen Überlegungen ergibt sich für den nuklearen Modifikations-Faktor folgender Ausdruck mit $A = \text{Pb}, \text{C}$:

$$R_{AA}(p_T) = \frac{(E \frac{d^3N}{dp^3}(p_T))_{Pb+Pb} / \langle T_{(Pb+Pb)} \rangle}{(E \frac{d^3N}{dp^3}(p_T))_{p+A} / \langle T_{(p+A)} \rangle}. \quad (7.4)$$

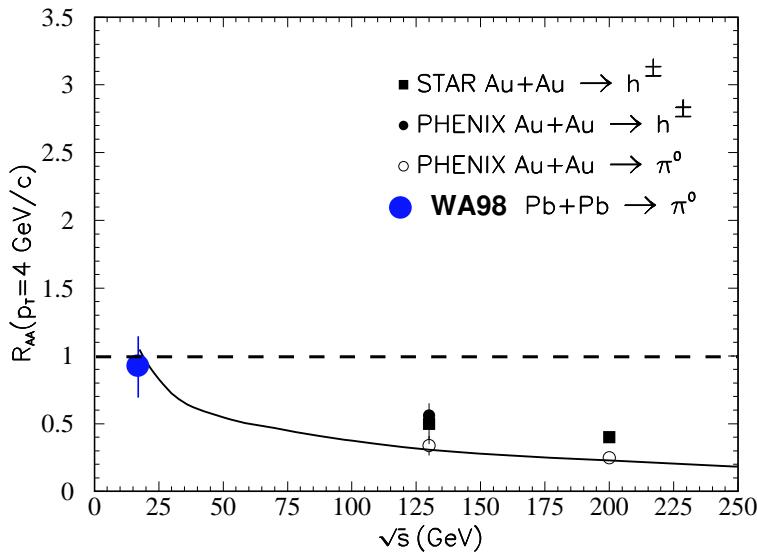


Abbildung 7.5: Nuklearer Modifikations-Faktor R_{AA} bei $p_T = 4 \text{ GeV}/c$ in den zentralsten Au+Au-Kollisionen aus dem PHENIX- [Adl03, Adc02] und dem STAR-Experiment [Adl02, Ada03] in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Die durchgezogene Linie stellt das Ergebnis einer Rechnung dar, die den Cronin-Effekt berücksichtigt (Abbildung entnommen aus [Wan03]). Einge tragen ist außerdem der nukleare Modifikations-Faktor bei $p_T = 2,7 \text{ GeV}/c$ aus Abbildung 7.4 mit der p+C-Referenz.

7.3.1 π^0 -Produktion in den 12,7% zentralsten Pb+Pb-Kollisionen

Abbildung 7.4 zeigt den nuklearen Modifikations-Faktor R_{AA} für die 12,7% zentralsten Pb+Pb-Reaktionen mit der p+C- und der p+Pb-Referenz. Bei Verwendung der p+C-Referenz skaliert die Teilchenproduktion oberhalb von $p_T \approx 2 \text{ GeV}/c$ innerhalb der Fehler mit $\langle N_{\text{coll}} \rangle$. Abbildung 7.5 zeigt einige in Experimenten vom RHIC ermittelte nukleare Modifikations-Faktoren in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie bei $p_T = 4 \text{ GeV}/c$. Außerdem ist das Ergebnis einer Rechnung für R_{AA} dargestellt [Wan03], die den Cronin-Effekt und eine Unterdrückung berücksichtigt. Da die nuklearen Modifikations-Faktoren unter Verwendung einer p+p-Referenz in den 10% zentralsten Au+Au-Kollisionen bestimmt wurden, stellt der in dieser Arbeit bestimmte nukleare Modifikations-Faktor in den 12,7% zentralsten Ereignissen in Pb+Pb-Kollisionen bei Verwendung der p+C-Referenz eine vergleichbare Situation dar. Da das Spektrum aufgrund der geringen Statistik zu höheren p_T begrenzt ist, wird zum Vergleich mit der Rechnung der nukleare Modifikations-Faktor bei $p_T = 2,7 \text{ GeV}/c$ in die Abbildung eingetragen. Dieser stimmt innerhalb der Fehler mit der Rechnung überein. Der Vergleich ist aufgrund des von der Rechnung abweichenden Transversalimpulses jedoch nur bedingt möglich.

Bei Verwendung der p+Pb-Referenz beträgt R_{AA} oberhalb von $p_T = 2 \text{ GeV}/c$ ca. 0,7. Dieses Ergebnis liegt damit im Bereich der Unterdrückung, die sich durch den

Vergleich der Pb+Pb-Daten mit der QCD-Rechnung von Wang [Wan98] ergibt (vgl. Abbildung 3.3).

7.3.2 Zentralitätsabhängigkeit des nuklearen Modifikations-Faktors

Abbildung 7.6 zeigt den nuklearen Modifikations-Faktor in Pb+Pb-Reaktionen für verschiedene Zentralitäten unter Verwendung der p+C-Referenz. In semi-zentralen Pb+Pb-Reaktionen (25,3 - 48,8% und 13 - 25,3% von $\sigma_{\text{mb}}^{\text{Pb+Pb}}$) ist der nukleare Modifikationsfaktor im Bereich oberhalb von $p_T = 2 \text{ GeV}/c$ größer als 1. Es deutet sich also der Cronin-Effekt an. Mit zunehmender Zentralität der Pb+Pb-Kollisionen (6,8 - 13% und 1,0 - 6,8% von $\sigma_{\text{mb}}^{\text{Pb+Pb}}$) skaliert die Teilchenproduktion innerhalb der Fehler in etwa mit N_{coll} ($R_{\text{AA}} \approx 1$). In den 1%-zentralsten Kollisionen zeigt sich eine deutliche Unterdrückung der Produktion neutraler Pionen oberhalb von $p_T = 2 \text{ GeV}/c$ ($R_{\text{AA}} \approx 0,5$).

In Abbildung 7.7 ist der nukleare Modifikations-Faktor für unterschiedliche Zentralitäten der Pb+Pb-Reaktionen mit der p+Pb-Referenz dargestellt. In den semi-zentralen Ereignissen skaliert die Teilchenproduktion mit N_{coll} . Der Cronin-Effekt lässt sich anscheinend durch Verwendung der p+Pb-Referenz eliminieren. In den Ereignissen mit einer Zentralität von 1,0 - 6,8% gibt es Anzeichen einer Unterdrückung. In den 1%-zentralsten Ereignissen zeigt sich, wie bei der Verwendung der p+C-Referenz, eine Unterdrückung um den Faktor 2.

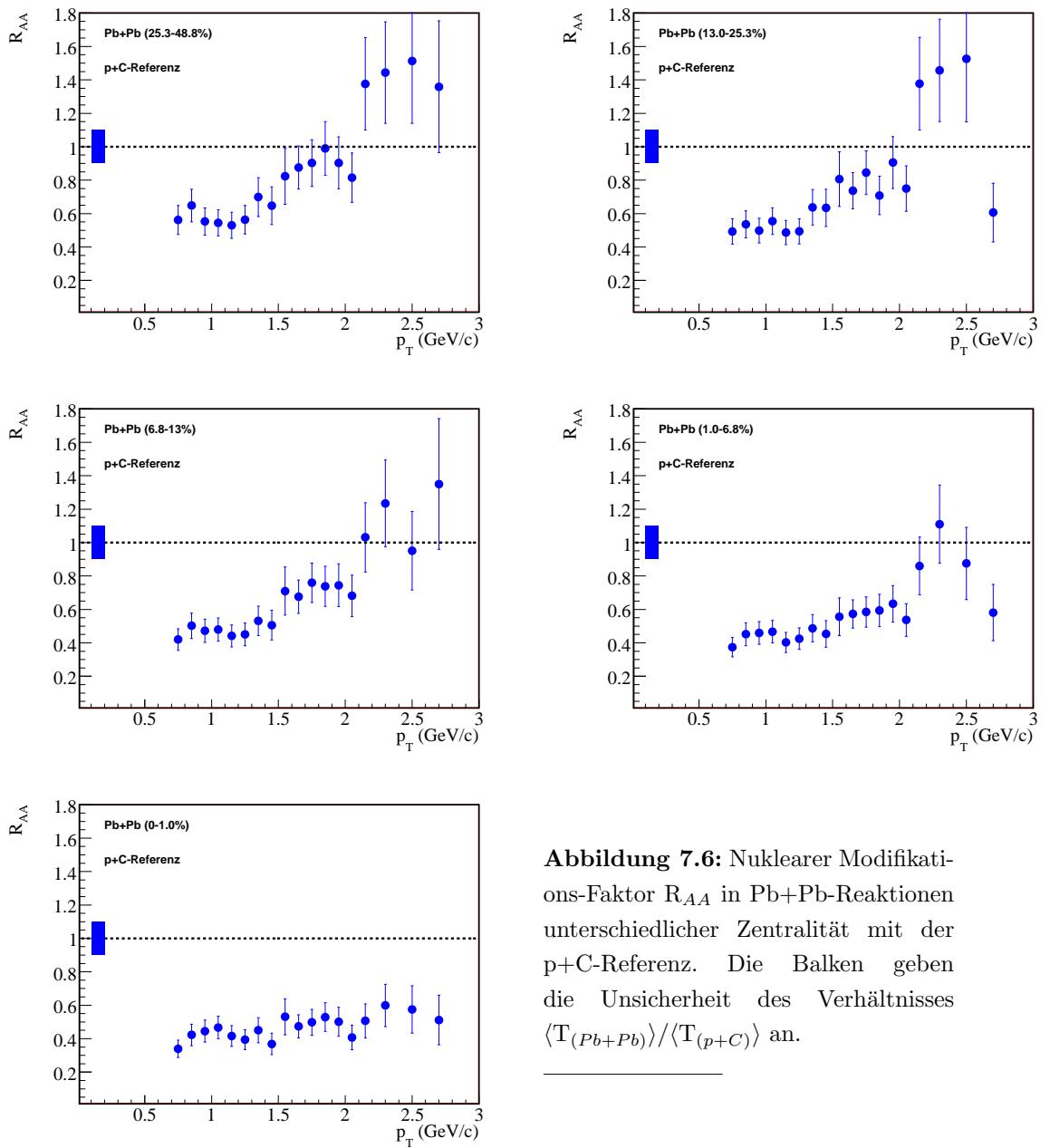


Abbildung 7.6: Nuklearer Modifikations-Faktor R_{AA} in Pb+Pb-Reaktionen unterschiedlicher Zentralität mit der p+C-Referenz. Die Balken geben die Unsicherheit des Verhältnisses $\langle T_{(Pb+Pb)} \rangle / \langle T_{(p+C)} \rangle$ an.

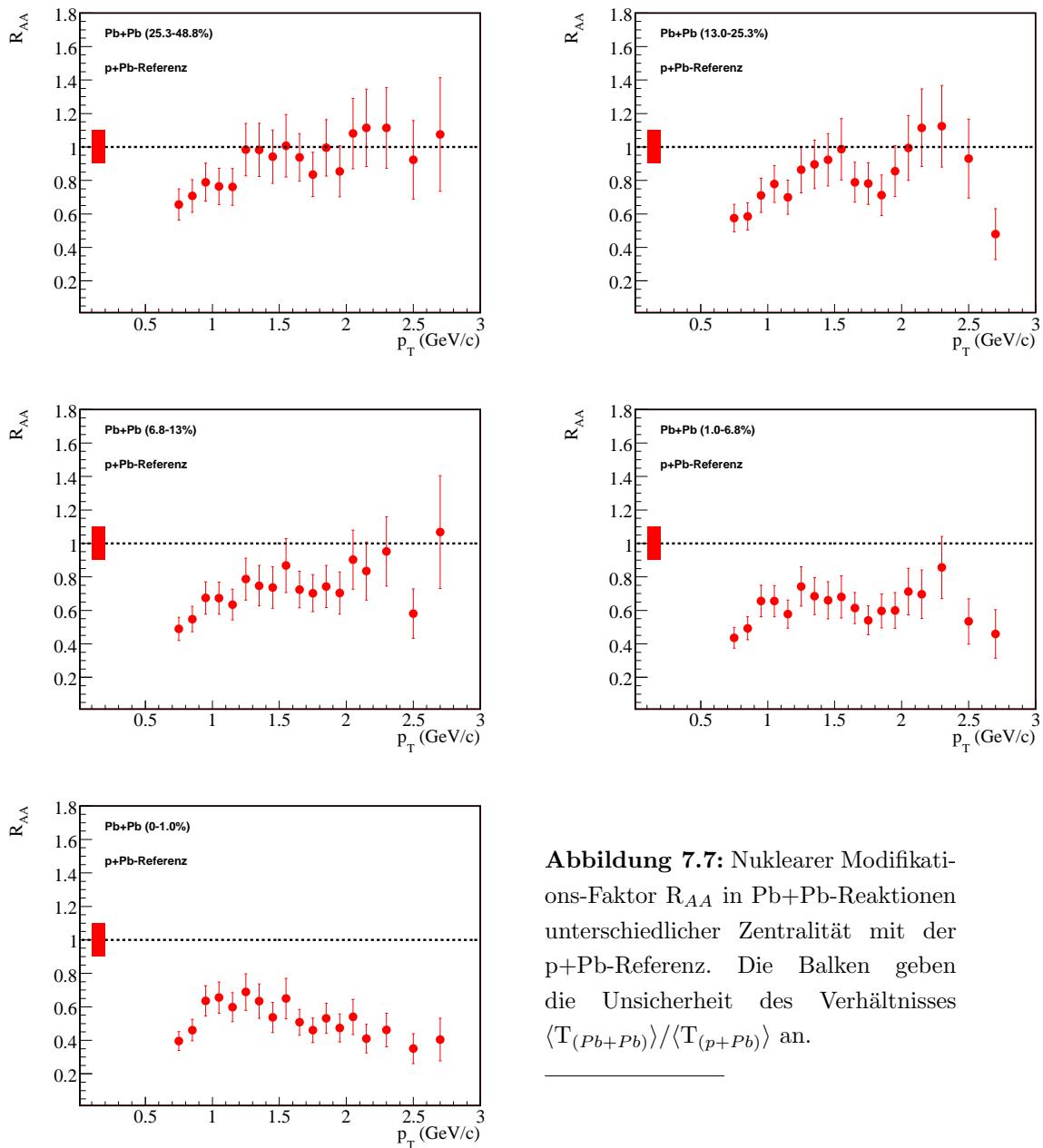


Abbildung 7.7: Nuklearer Modifikations-Faktor R_{AA} in Pb+Pb -Reaktionen unterschiedlicher Zentralität mit der $p+Pb$ -Referenz. Die Balken geben die Unsicherheit des Verhältnisses $\langle T_{(Pb+Pb)} \rangle / \langle T_{(p+Pb)} \rangle$ an.

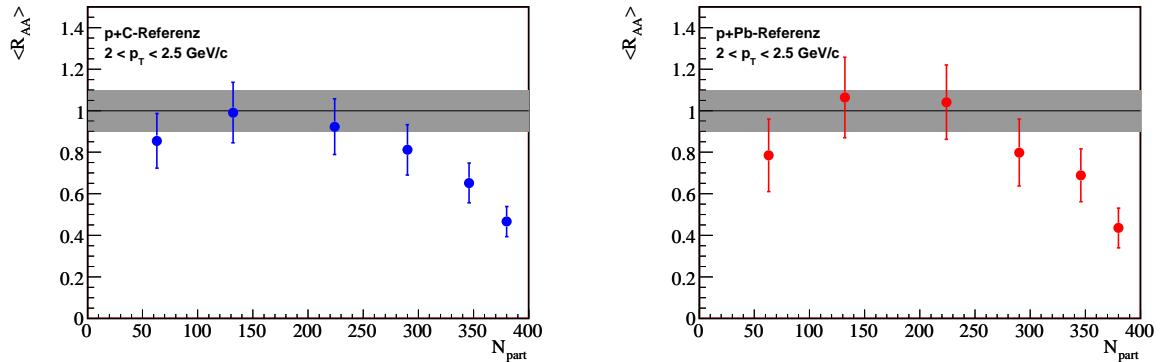


Abbildung 7.8: Zentralitätsabhängigkeit des mittleren nuklearen Modifikations-Faktors $\langle R_{AA} \rangle$ in Pb+Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s}_{NN} = 17.2$ GeV.

Ein Maß für die Zentralität einer Kern-Kern-Kollision ist die Anzahl der an der Kollision teilnehmenden Nukleonen N_{part} (vgl. Abschnitt 2.2.2). Durch die Anpassung einer Konstanten an den nuklearen Modifikations-Faktor im Bereich $2 \leq p_T \leq 2,5$ GeV/c für jede Zentralitätsklasse und unter Verwendung der N_{part} -Werte aus Tabelle F.1 lässt sich die Zentralitätsabhängigkeit des mittleren nuklearen Modifikations-Faktors $\langle R_{AA} \rangle$ in einer Graphik darstellen. Abbildung 7.8 zeigt, dass bei Verwendung beider Referenzen die Unterdrückung ab $N_{\text{part}} \gtrsim 300$ mit der Zentralität der Pb+Pb-Reaktionen ansteigt. Im Bereich $50 \lesssim N_{\text{part}} \lesssim 300$ skaliert die Teilchenproduktion mit N_{coll} . Die Ursache der Skalierung der Teilchenproduktion mit der Anzahl der binären Nukleon-Nukleon-Kollisionen N_{coll} über den großen Zentralitäts- bzw. N_{part} -Bereich liegt wahrscheinlich in der Kompensation einer möglichen Unterdrückung durch den Cronin-Effekt. Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass in diesem Bereich keiner der beiden Effekte einen wesentlichen Einfluss auf die Teilchenproduktion ausübt.

7.4 π^+ -induzierte Spektren

Neben den Protonen p befanden sich auch positiv geladene Pionen π^+ im Teilchenstrahl. Die π^+ - und p -induzierten Ereignisse lassen sich voneinander unterscheiden (vgl. Abschnitt 4.1.1) und unabhängig analysieren. Damit stehen zusätzlich π^0 -Spektren aus $\pi^+ + \text{Pb}$ - und $\pi^+ + \text{C}$ -Kollisionen zur Verfügung. In Abbildung 7.9 sind die π^+ -induzierten π^0 -Spektren dargestellt. Diese werden durch Bildung des Verhältnisses

$$R^{p/\pi^+}(p_T) = \frac{(E \frac{d^3 N}{dp^3}(p_T))_{p+A}}{(E \frac{d^3 N}{dp^3}(p_T))_{\pi^++A}} \quad (7.5)$$

mit den π^0 -Spektren aus $p+\text{C}$ - und $p+\text{Pb}$ -Reaktionen verglichen.

In einer naiven Vorstellung werden oberhalb von $p_T = 2 \text{ GeV}/c$ zwei Effekte erwartet. Die Teilchenproduktion ist in diesem Bereich durch harte Stöße dominiert. Diese können auf Basis von Wechselwirkungen zwischen den beteiligten Quarks betrachtet werden:

- Da ein Proton aus drei und ein Pion aus zwei Quarks besteht, sollte in Proton-Kern-Reaktionen eine größere Anzahl von harten Stößen möglich sein. Dieser Effekt führt zu $R^{p/\pi^+} > 1$.

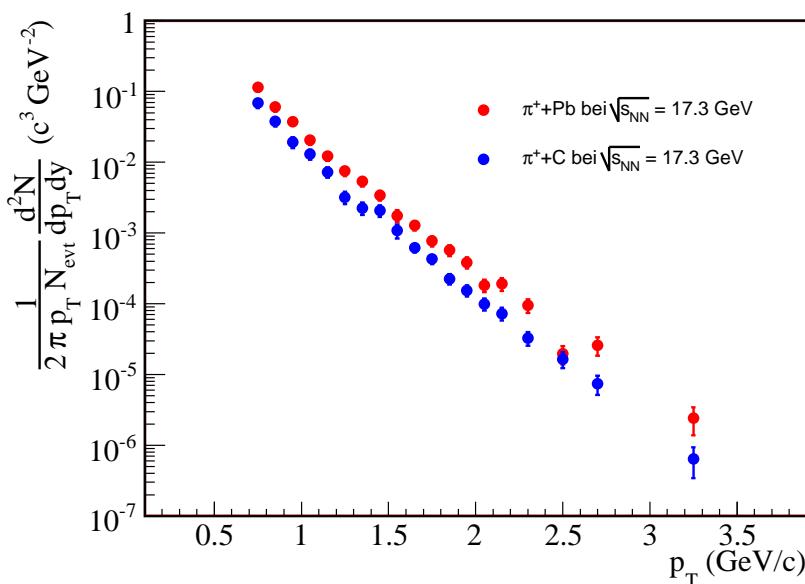


Abbildung 7.9: Invariante Multiplizität neutraler Pionen für $\pi^+ + \text{C}$ - und $\pi^+ + \text{Pb}$ -Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 17,2 \text{ GeV}$ in Abhängigkeit von p_T .

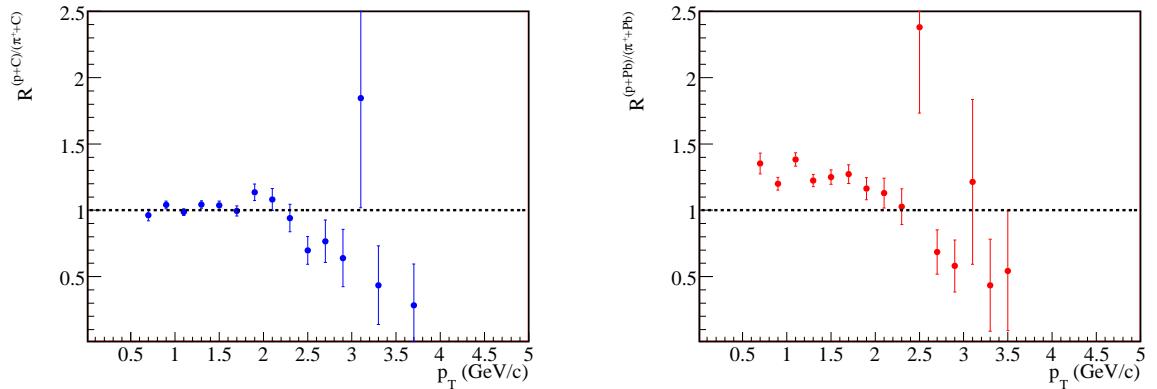


Abbildung 7.10: Verhältnis R^{p/π^+} für das C-Target (links) und für das Pb-Target (rechts).

- Es teilen sich nur zwei Quarks den Impuls des π^+ während der Impuls der Protonen von drei Quarks getragen wird¹. Dadurch entstehen mehr Teilchen mit höheren Transversalimpulsen in π^+ -induzierten Kollisionen als in p-induzierten Kollisionen.

In Abbildung 7.10 ist R^{p/π^+} für das Kohlenstoff-Target und für das Blei-Target dargestellt. Die π^0 -Spektren aus π^+ induzierten Kollisionen weisen einen flacheren Verlauf als die aus p-induzierten Kollisionen. R^{p/π^+} nimmt mit zunehmenden Transversalimpuls ab, bis oberhalb von $p_T = 2 \text{ GeV}/c$ $R^{p/\pi^+} < 1$ ist. Damit ist der zweite Effekt dominant.

¹Bei dieser Betrachtung wird vernachlässigt, dass Gluonen und Seequarks auch Impulsbruchteile des Projektilteilchens tragen.

8. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Produktion neutraler Pionen in p+C- und p+Pb-Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s_{NN}} = 17,2 \text{ GeV}$ in Abhängigkeit vom Transversalimpuls untersucht.

Zur Bestimmung der Transversalimpulsverteilungen werden Messdaten vom WA98-Experiment verwendet. Im WA98-Experiment lassen sich neutrale Pionen über ihren Zerfall in zwei Photonen mit dem Bleiglaskalorimeter LEDA messen. Die Rekonstruktion der neutralen Pionen aus den Messdaten und die Erstellung vollständig korrigierter Transversalimpulsspektren wird im Analyseteil der Arbeit vorgestellt.

Die Hadronenproduktion bei hohen Transversalimpulsen ist dominiert durch harte Stöße. Ein Effekt, der die Hadronenproduktion bei hohen Transversalimpulsen erhöht, ist der Cronin-Effekt. Der Cronin-Effekt lässt sich durch Vergleich der Hadronenproduktion in p+A-Kollisionen mit der Hadronenproduktion in p+p-Reaktionen für den betreffenden Kern untersuchen. Neutrale Pionen aus p+p-Reaktionen wurden bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s_{NN}} = 17,2 \text{ GeV}$ nicht gemessen. Da für leichte Kerne ein schwacher Cronin-Effekt erwartet wird, lässt sich die fehlende p+p-Referenz durch die gemessenen p+C-Daten ersetzen. Durch Vergleich der jeweils auf die Anzahl der binären Nukleon-Nukleon-Kollisionen normierten π^0 -Spektren aus p+C- und p+Pb-Kollisionen wird der Cronin-Effekt in p+Pb-Reaktionen untersucht. Dabei zeigt sich ein schwach ausgeprägter Cronin-Effekt in p+Pb-Kollisionen.

Das Ziel des WA98-Experiments ist die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma. Im Experiment wird versucht, das QGP in Pb+Pb-Kollisionen zu erzeugen. Ein Signal des QGP ist das Jet-Quenching. Mit dem Jet-Quenching ist eine Unterdrückung von Hadronen, wie zum Beispiel den neutralen Pionen, mit hohen Transversalimpulsen verbunden. Es wird nach einer Unterdrückung von neutralen Pionen in Pb+Pb-Kollisionen gesucht. Dazu stehen π^0 -Spektren aus einer früheren Analyse zur Verfügung. Durch Vergleich der jeweils auf die Anzahl der binären Nukleon-Nukleon-Kollisionen normierten π^0 -Spektren aus Pb+Pb- und p+C-Kollisionen wird nach einer eventuellen Unterdrückung der Produktion neutraler Pionen in Pb+Pb-Reaktionen gesucht. Zusätzlich werden die Pb+Pb-Spektren mit den p+Pb-Spektren verglichen, um den Einfluss des Cronin-Effekts auf diesen Vergleich zu eliminieren. Die Vergleiche zeigen eine Unterdrückung der Produktion neutraler Pionen in den zentralsten Pb+Pb-Kollisionen ab einer Anzahl der an

den Reaktionen beteiligten Nukleonen N_{part} von ungefähr 300. Dabei nimmt die Unterdrückung mit steigender Zentralität zu. Unterhalb von $N_{\text{part}} = 300$ skaliert die Teilchenproduktion über einen großen N_{part} -Bereich mit der Anzahl der binären Nukleon-Nukleon-Kollisionen N_{coll} . Dies ist ein Anzeichen dafür, dass eine Unterdrückung in diesem Bereich durch den Cronin-Effekt überdeckt wird oder eine Unterdrückung noch nicht eingesetzt hat. Außerdem zeigen Vergleiche der gemessenen Unterdrückungen mit theoretischen Vorhersagen gute Übereinstimmungen.

Zusätzlich werden Spektren neutraler Pionen aus $p+A$ -Kollisionen mit solchen aus π^++A -Kollisionen bei Verwendung von C und Pb als Target miteinander verglichen. Dabei zeigt sich im p_T -Bereich oberhalb von $2 \text{ GeV}/c$ eine erhöhte π^0 -Produktion in π^+ -induzierten Kollisionen gegenüber den p -induzierten Kollisionen. Dies weist darauf hin, dass die Teilchenproduktion bei hohen p_T in den untersuchten Reaktionen weniger von der Anzahl der beteiligten Quarks sondern eher durch den Impuls der Quarks dominiert ist.

A. Kinematische Variablen

Im Folgenden werden, wie in der Hochenergiephysik üblich, natürliche Einheiten verwendet. Es wird also $c = \hbar = 1$ gesetzt.

Die in einer Schwerionenkollision produzierten Teilchen werden durch den Viererimpuls

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

beschrieben. E ist die Energie eines produzierten Teilchens und \vec{p} dessen Dreierimpuls. Für ein freies Teilchen mit der Ruhemasse m_0 gilt die relativistische Energie-Impuls-Beziehung:

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

Die z-Achse wird häufig mit der Strahlachse identifiziert. Der Impuls lässt sich aufteilen in einen Anteil transversal und in einem longitudinal zur Strahlachse.

$$p_T = p \cdot \sin \vartheta, \quad (\text{A.3})$$

$$p_L = p \cdot \cos \vartheta \quad (\text{A.4})$$

(p : Impulsbetrag $|\vec{p}|$, ϑ : Winkel zur Strahlachse).

Der Transversalimpuls p_T ist invariant unter Lorentz-Transformation. Der Longitudinalimpuls ist nicht Lorentz-invariant.

Die longitudinale Geschwindigkeit $\beta_L = p_L/E$ verhält sich bei relativistischen Energien nicht additiv. Sie lässt sich durch die Rapiditytät beschreiben.

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right). \quad (\text{A.5})$$

Diese Größe verhält sich bei relativistischen Energien additiv:

$$y' = y + \operatorname{atanh} \beta. \quad (\text{A.6})$$

Damit ist die Form einer Rapiditytätsverteilung unabhängig vom Bezugssystem. Im Grenzfall nichtrelativistischer Energien gilt $y \approx \beta_L$. Im Grenzfall $E \gg m_0$ lässt sich die Rapiditytät durch die Pseudorapidität beschreiben.

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_L}{p - p_L} \right) \\ &= -\ln \left[\tan \left(\frac{\vartheta}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Damit ist die Pseudorapidität allein vom Winkel ϑ der Flugbahn des Teilchens relativ zur Strahlachse abhängig.

B. Wirkungsquerschnitt

Die Teilchenproduktion in hochenergetischen Reaktionen lässt sich durch den Lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitt $E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3}$ beschreiben. Es gelten folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned}\sigma_{inv} \equiv E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} &= E \frac{1}{p_T} \frac{d^3\sigma}{dp_T d\varphi dp_L} \\ &\stackrel{\frac{dp_L}{dy} = E}{=} E \frac{1}{p_T} \frac{d^3\sigma}{dp_T d\varphi dy} \\ &\stackrel{\varphi-Symmetrie}{=} E \frac{1}{2 \pi p_T} \frac{d^2\sigma}{dp_T dy} \quad (B.1) \\ &= E \frac{1}{2 \pi m_T} \frac{d^3\sigma}{dm_T dy} \quad (B.2)\end{aligned}$$

Wird in einer inelastischen Reaktion die Produktion einer Teilchensorte X betrachtet, so ergibt die Integration des für diese Reaktion maßgeblichen Lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitt das Produkt aus mittlerer Anzahl der in der inelastischen Reaktion erzeugten Teilchen $\langle n_x \rangle$ und dem totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt σ_{in} :

$$\int E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} d\vec{p}^3 = \langle n_x \rangle \cdot \sigma_{in} \quad (B.3)$$

Im Experiment ergibt sich der Lorentz-invariante Wirkungsquerschnitt danach wie folgt:

$$E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} = \frac{1}{2 \pi p_T N_{in}} \cdot \frac{\Delta N_X}{\Delta p_T \Delta y} \cdot \sigma_{in} \quad (B.4)$$

ΔN_X ist die in N_{in} inelastischen Reaktionen gemessene Anzahl von Teilchen der Teilchensorte X, die in einem Transversalimpulsintervall $[p_T, p_T + \Delta p_T]$ und in einem Rapiditysintervall $[y_T, y_T + \Delta y_T]$ nachgewiesen wurden. Häufig wird auch die Lorentz-invariante Multiplizität verwendet. Dieser ergibt sich, indem der Lorentz-invariante Wirkungsquerschnitt durch den totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt geteilt wird:

$$E \frac{d^3N}{d\vec{p}^3} = \frac{1}{2 \pi p_T N_{in}} \cdot \frac{\Delta N_X}{\Delta p_T \Delta y} \quad (B.5)$$

C. Invariante Masse

Das Quadrat des Viererimpulses (vgl. Anhang A) eines Teilchens lautet:

$$E^2 - \vec{p}^2 c^2 = p^2 c^2. \quad (\text{C.1})$$

In einem Bezugssystem, in dem dieses Teilchen ruht gilt: $\vec{p} = 0$ und $E = mc^2$. Damit lässt sich die invariante Masse

$$m_{\text{inv}} = \sqrt{p^2}/c \quad (\text{C.2})$$

des Teilchens berechnen.

Sehr kurzlebige Teilchen lassen sich über ihre Zerfallsprodukte mit der Methode der invarianten Masse rekonstruieren. Die invariante Masse des Teilchens ergibt sich wie folgt aus den Impulsen p_i und den Energien E_i der Zerfallsprodukte:

$$m_{\text{inv}}^2 c^4 = p^2 c^2 = \left(\sum_i p_i c\right)^2 = \left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i c\right)^2. \quad (\text{C.3})$$

D. Analysierte Runs

7005	7006	7007	7008	7009	7010	7011	7012	7013	7014	7015	7016	7017	7018	7026
7030	7031	7032	7033	7034	7035	7036	7037	7038	7039	7040	7041	7042	7043	7044
7045	7046	7047	7048	7049	7050	7051	7052	7053	7054	7056	7058	7059	7060	7061
7062	7063	7064	7065	7066	7067	7068	7069	7070	7071	7072	7073	7074	7075	7076
7077	7078	7079	7080	7081	7082	7083	7084	7086	7087	7088	7089	7090	7091	7092
7093	7094	7095	7096	7097	7105	7107	7108	7109	7110	7111	7112	7113	7114	7115
7116	7117	7121	7122	7123	7124	7125	7126	7128	7129	7130	7131	7132	7133	7134
7135	7136	7137	7138	7139	7141	7142	7143	7149	7150	7151	7152	7153	7154	7155
7156	7157	7158	7159	7160	7161	7162	7163	7164	7166	7167	7169	7170	7171	7172
7173	7174	7175	7176	7177	7178	7179	7180	7181	7182	7183	7184	7185	7193	7195
7196	7197	7199	7200	7201	7202	7203	7204	7205	7206	7207	7208	7209	7210	7211
7212	7213	7215	7216	7217	7218	7219	7220	7221	7222	7223	7233	7234	7235	7236
7237	7238	7239	7240	7241	7242	7243	7244	7245	7246	7247	7248	7249	7250	7251
7252	7253	7254	7255	7257	7258	7259	7261	7262	7263	7264	7265	7266	7269	7270
7271	7272	7273	7274	7275	7276	7277	7278	7279	7280	7281	7282	7283	7284	7285
7286	7288	7290	7291	7292	7307	7308	7309	7310	7311	7312	7313	7314	7315	7316
7317	7318	7319	7320	7321	7322	7323	7324	7325	7326	7327	7328	7329	7330	7331
7332	7333	7334	7335	7338	7339	7340	7343	7344	7368	7383	7385	7386	7387	7388
7389	7390	7391	7392	7394	7395	7396	7397	7398	7408	7409	7410	7411	7412	7413
7414	7415	7416	7417	7418	7419	7420	7421	7422	7423	7424	7425	7427	7428	7429
7430	7431	7432	7433	7437	7438	7439	7440	7441	7442	7443	7444	7445	7446	7448
7449	7450	7451	7453	7454	7455	7456	7457	7458	7459	7460	7461	7462	7463	7464
7465	7466	7468	7469	7470	7476	7477	7478	7479	7480	7481	7482	7483	7484	7485
7486	7487	7488	7489	7490	7491	7492	7493	7495	7496	7497	7498	7500	7501	7502
7504	7505	7506	7507	7508	7509	7510	7511	7512	7513	7514	7515	7516	7517	7518
7519	7520	7521	7522	7523	7524	7525	7526	7527	7528	7529	7531	7533	7534	7535
7536	7537	7538	7539	7540	7541	7542	7543	7544	7545	7546	7547	7548	7560	7561
7562	7563	7564	7565	7566	7567	7568	7569	7570	7571	7572	7573	7575	7576	7579
7580	7581	7586	7587	7588	7589	7591	7593	7594	7595	7596	7597	7598	7599	7600
7601	7602	7603	7604	7605	7606	7607	7608	7609	7610	7611	7612	7613	7615	7616

7617	7619	7620	7621	7622	7634	7635	7636	7637	7638	7639	7640	7641	7642	7643
7644	7645	7646	7647	7648	7649	7650	7651	7652	7653	7654	7655	7656	7658	7659
7660	7661	7662	7663	7664	7665	7668	7669	7670	7671	7672	7673	7674	7675	7676
7677	7678	7679	7680	7681	7682	7683	7684	7685	7686	7687	7688	7689	7690	7691
7692	7693	7694	7696	7697	7698	7699	7700	7701	7702	7703	7704	7748	7749	7750
7751	7752	7753	7755	7756	7757	7758	7759	7760	7761	7773	7774	7775	7776	7777
7778	7779	7780	7781	7782	7783	7784	7785	7786	7787	7788	7789	7790	7791	7792
7027	7028	7029	7794	7795	7796									

Tabelle D.1: Analysierte Runs mit dem Blei-Target.

6372	6373	6374	6375	6381	6382	6383	6384	6385	6386	6387	6388	6389	6390	6391
6397	6398	6399	6400	6401	6402	6403	6404	6405	6406	6407	6408	6409	6410	6411
6412	6414	6415	6416	6417	6418	6419	6420	6421	6423	6424	6425	6426	6427	6428
6429	6430	6431	6432	6433	6434	6441	6442	6443	6444	6446	6447	6465	6466	6467
6468	6469	6470	6471	6472	6473	6474	6501	6502	6503	6504	6505	6506	6508	6509
6510	6511	6514	6515	6518	6523	6524	6525	6542	6543	6544	6545	6546	6547	6548
6590	6591	6592	6593	6594	6595	6596	6597	6598	6599	6600	6604	6605	6606	6607
6608	6609	6610	6611	6614	6615	6616	6617	6618	6619	6664	6665	6666	6667	6668
6670	6671	6672	6673	6674	6675	6676	6677	6678	6683	6684	6685	6686	6692	6694
6697	6698	6699	6700	6702	6703	6711	6712	6713	6714	6715	6716	6717	6718	6719
6720	6721	6728	6729	6730	6731	6732	6733	6735	6736	6737	6738	6739	6740	6741
6742	6748	6749	6750	6751	6752	6753	6754	6755	6756	6757	6758	6759	6760	6761
6762	6763	6764	6765	6766	6767	6768	6769	6770	6771	6772	6773	6774	6775	6776
6782	6783	6784	6786	6787	6788	6789	6790	6791	6792	6793	6794	6795	6796	6797
6798	6799	6800	6801	6802	6803	6804	6805	6806	6807	6808	6809	6810	6811	6812
6813	6814	6815	6816	6817	6818	6819	6821	6822	6823	6824	6825	6826	6828	6829
6831	6832	6835	6836	6838	6840	6841	6842	6843	6844	6845	6846	6857	6858	6859
6860	6861	6869	6870	6871	6872	6873	6875	6876	6877	6878	6879	6880	6881	6882
6883	6884	6885	6886	6887	6888	6889	6890	6916	6917	6918	6919	6920	6921	6922
6924	6925	6926	6928	6929	6930	6931	6932	6933	6934	6957	6958	6959	6961	6962
6963	6964	6965	6966	6967	6968	7859	7860	7861						

Tabelle D.2: Analysierte Runs mit dem Kohlenstoff-Target.

6995	6996	6997	6998	7098	7099	7100	7101	7102	7103	7104	7144	7145	7146	7147
7148	7186	7187	7188	7189	7190	7191	7192	7225	7226	7227	7228	7229	7231	7232
7293	7294	7295	7296	7297	7298	7299	7300	7301	7302	7303	7304	7305	7306	7399
7400	7401	7402	7403	7405	7406	7471	7472	7473	7474	7475	7549	7550	7551	7552
7553	7554	7555	7557	7558	7559	7623	7624	7626	7627	7628	7629	7630	7631	7632
7633	7710	7711	7712	7713	7714	7715	7716	7717	7762	7763	7764	7765	7766	7767
7768	7769	7770	7771	7772										

Tabelle D.3: Analysierte Runs ohne Target. Die Runs wurden parallel zu denen mit dem Blei-Target aufgenommen.

6392	6393	6394	6 395	6396	6436	6437	6438	6439	6440	6519	6520	6521	6522	6551
6552	6553	6587	6588	6589	6660	6661	6662	6663	6743	6744	6745	6746	6975	6977
6978	6979	6980	6982	6983	6984	6985								

Tabelle D.4: Analysierte Runs ohne Target. Die Runs wurden parallel zu denen mit dem Kohlenstoff-Target aufgenommen.

E. Defekte Module

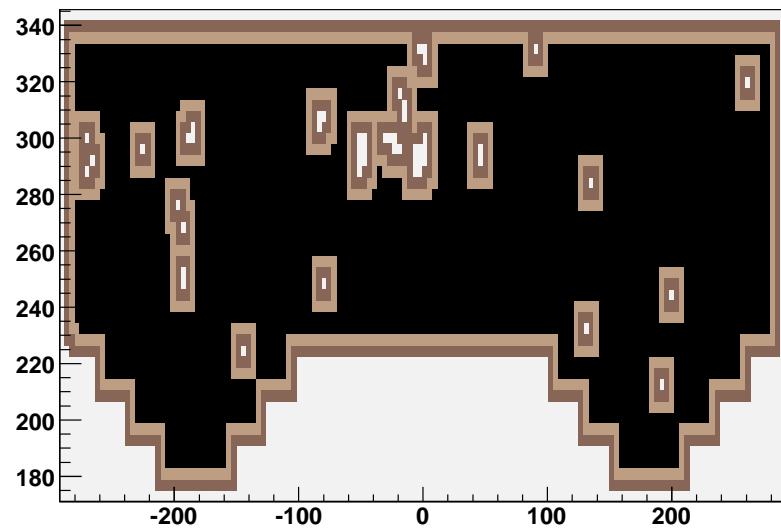


Abbildung E.1: Defekte Module der oberen Detektorhälfte in p+Pb-Runs.

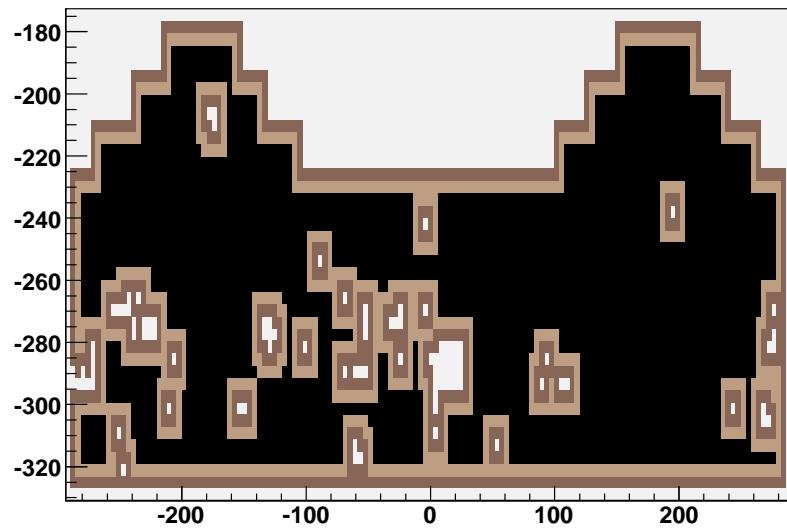


Abbildung E.2: Defekte Module der unteren Detektorhälfte in p+Pb-Runs.

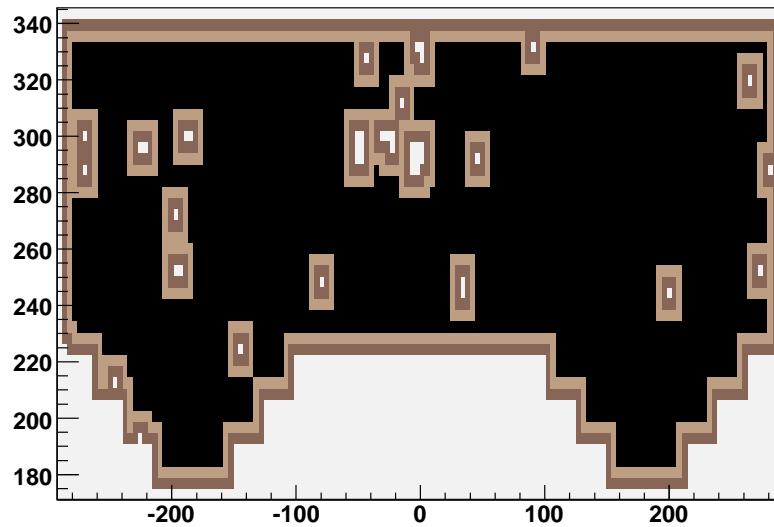


Abbildung E.3: Defekte Module der oberen Detektorhälfte in p+C-Runs.

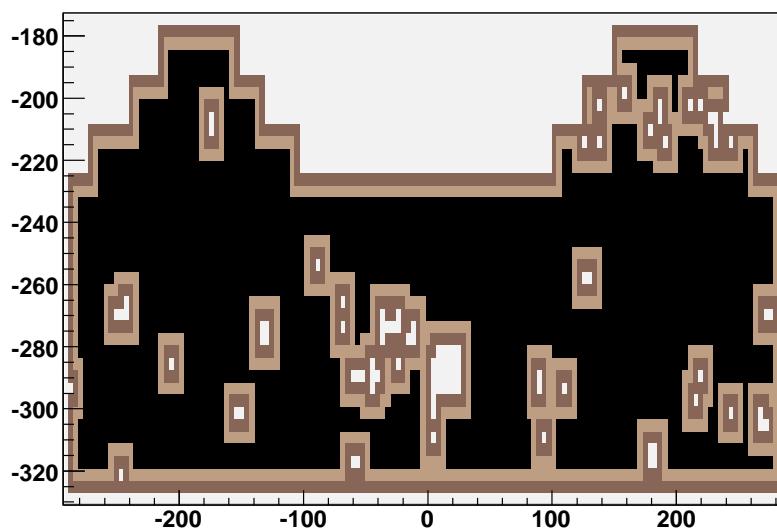


Abbildung E.4: Defekte Module der unteren Detektorhälfte in p+C-Runs.

F. Tabellen

Zentralitätsklasse	$\sigma/\sigma_{\text{mb}}$	$\langle N_{\text{part}} \rangle$	$\langle N_{\text{coll}} \rangle$
1	17, 2%	12 ± 2	$9,9 \pm 2,5$
2	15, 8%	30 ± 2	30 ± 5
3	18, 2%	63 ± 2	78 ± 12
4	23, 5%	132 ± 2	207 ± 21
5	12, 3%	224 ± 2	408 ± 41
6	6, 2%	290 ± 2	569 ± 57
7	5, 8%	346 ± 2	712 ± 71
8	1, 0%	380 ± 2	807 ± 81
6 - 8	12, 7%	323 ± 2	651 ± 65

Tabelle F.1: Die mit VENUS 4.1 berechnete mittlere Anzahl der Participants und der binären Nukleon-Nukleon-Kollisionen in Abhängigkeit der Zentralität der Pb+Pb-Kollisionen [Agg02].

p_T [GeV/c]	$E \frac{d^3N}{dp^3}$ [$c^3\text{GeV}^{-2}$]	σ_{stat} [$c^3\text{GeV}^{-2}$]	σ_{sys} [$c^3\text{GeV}^{-2}$]	σ_{ges} [$c^3\text{GeV}^{-2}$]
0.75	0.135826	0.00852244	0.017324	0.0193068
0.85	0.076916	0.00477105	0.00950571	0.0106359
0.95	0.0379055	0.00285432	0.00462176	0.00543211
1.05	0.0240012	0.00173886	0.00292729	0.0034048
1.15	0.0153809	0.00116757	0.00189664	0.00222721
1.25	0.00784375	0.00076017	0.000986103	0.00124509
1.35	0.00536282	0.000523268	0.000691898	0.000867487
1.45	0.00344214	0.000356576	0.000458155	0.000580562
1.55	0.00203173	0.000252849	0.00028019	0.000377411
1.65	0.00150528	7.16766e-05	0.000215859	0.000227449
1.75	0.00105474	5.44684e-05	0.000157766	0.000166904
1.85	0.000653901	4.22639e-05	0.000102299	0.000110686
1.95	0.00044035	3.07965e-05	7.22277e-05	7.85192e-05
2.05	0.000242348	2.2055e-05	4.17671e-05	4.72325e-05
2.15	0.000179706	1.82012e-05	3.26056e-05	3.73418e-05
2.3	9.80195e-05	8.98785e-06	1.92714e-05	2.12643e-05
2.5	4.65635e-05	5.86505e-06	1.02375e-05	1.17986e-05
2.7	1.77744e-05	3.4864e-06	4.38654e-06	5.60328e-06
3.25	2.05096e-06	6.0375e-07	6.9958e-07	9.24081e-07

Tabelle F.2: π^0 -Spektrum aus p+Pb-Kollisionen.

p_T [GeV/c]	$E \frac{d^3N}{dp^3} [c^3\text{GeV}^{-2}]$	$\sigma_{stat} [c^3\text{GeV}^{-2}]$	$\sigma_{sys} [c^3\text{GeV}^{-2}]$	$\sigma_{ges} [c^3\text{GeV}^{-2}]$
0.75	0.0641726	0.00554575	0.00818494	0.00988679
0.85	0.0339801	0.00297127	0.00419945	0.0051443
0.95	0.0218998	0.00181479	0.0026702	0.00322854
1.05	0.0136348	0.00105132	0.00166296	0.00196741
1.15	0.00894487	0.000740259	0.00110301	0.00132839
1.25	0.00555138	0.000464723	0.00069791	0.000838478
1.35	0.00305174	0.000321376	0.000393728	0.000508237
1.45	0.00202765	0.00023094	0.000269884	0.000355205
1.55	0.00100605	0.000149222	0.000138741	0.000203756
1.65	0.000652817	2.12128e-05	9.3615e-05	9.59883e-05
1.75	0.00039505	1.55784e-05	5.90906e-05	6.11097e-05
1.85	0.000266013	1.18501e-05	4.16163e-05	4.32705e-05
1.95	0.000168499	8.63845e-06	2.76377e-05	2.89563e-05
2.05	0.000130041	7.27911e-06	2.24118e-05	2.35643e-05
2.15	5.88706e-05	5.10637e-06	1.06814e-05	1.18392e-05
2.3	3.05998e-05	2.27631e-06	6.01617e-06	6.43241e-06
2.5	1.15019e-05	1.29416e-06	2.52884e-06	2.84075e-06
2.7	5.68911e-06	8.62122e-07	1.40402e-06	1.64758e-06
3.25	8.6669e-07	1.71355e-07	2.95627e-07	3.41698e-07

Tabelle F.3: π^0 -Spektrum aus p+C-Kollisionen.

p_T [GeV/c]	$E \frac{d^3N}{dp^3}$ [$c^3\text{GeV}^{-2}$]	σ_{stat} [$c^3\text{GeV}^{-2}$]	σ_{sys} [$c^3\text{GeV}^{-2}$]	σ_{ges} [$c^3\text{GeV}^{-2}$]
0.75	0.115014	0.00693152	0.0146695	0.0162247
0.85	0.0603481	0.00402015	0.00745815	0.00847264
0.95	0.0372662	0.00239251	0.0045438	0.0051352
1.05	0.0205318	0.0014984	0.00250415	0.00291821
1.15	0.0122568	0.00100629	0.00151141	0.00181576
1.25	0.00752498	0.000643435	0.000946028	0.00114411
1.35	0.00535643	0.00046298	0.000691074	0.000831825
1.45	0.00341006	0.00030278	0.000453885	0.000545608
1.55	0.0017602	0.000239598	0.000242743	0.000341074
1.65	0.00127965	6.3345e-05	0.000183503	0.000194129
1.75	0.000767636	4.60376e-05	0.000114821	0.000123707
1.85	0.000569695	3.68781e-05	8.91257e-05	9.64541e-05
1.95	0.000383301	2.74822e-05	6.28705e-05	6.86146e-05
2.05	0.000181869	1.83701e-05	3.1344e-05	3.63306e-05
2.15	0.000190796	1.7985e-05	3.46177e-05	3.90108e-05
2.3	9.53877e-05	8.95522e-06	1.8754e-05	2.07824e-05
2.5	1.95655e-05	3.79755e-06	4.30172e-06	5.73813e-06
2.7	2.59247e-05	3.96039e-06	6.39795e-06	7.52452e-06
3.25	2.40745e-06	6.24085e-07	8.21179e-07	1.03141e-06

Tabelle F.4: π^0 -Spektrum aus $\pi^+ + \text{Pb}$ -Kollisionen.

p_T [GeV/c]	$E \frac{d^3N}{dp^3}$ [$c^3\text{GeV}^{-2}$]	σ_{stat} [$c^3\text{GeV}^{-2}$]	σ_{sys} [$c^3\text{GeV}^{-2}$]	σ_{ges} [$c^3\text{GeV}^{-2}$]
0.75	0.0690402	0.00662982	0.00880579	0.0110225
0.85	0.0380689	0.00359889	0.00470477	0.00592342
0.95	0.0191649	0.00230353	0.00233674	0.00328126
1.05	0.0129903	0.00137316	0.00158436	0.00209661
1.15	0.00727672	0.000847062	0.000897305	0.00123397
1.25	0.0031992	0.000491069	0.000402198	0.000634754
1.35	0.00224547	0.000344247	0.000289705	0.000449928
1.45	0.0020753	0.000287097	0.000276227	0.000398404
1.55	0.00107706	0.000196789	0.000148535	0.000246553
1.65	0.000619875	2.65169e-05	8.88911e-05	9.2762e-05
1.75	0.000430491	2.00623e-05	6.43919e-05	6.74449e-05
1.85	0.000224783	1.38701e-05	3.5166e-05	3.78025e-05
1.95	0.000154171	1.08422e-05	2.52876e-05	2.75139e-05
2.05	9.89147e-05	8.34335e-06	1.70473e-05	1.89795e-05
2.15	7.25587e-05	6.83422e-06	1.31649e-05	1.48331e-05
2.3	3.25203e-05	3.07362e-06	6.39375e-06	7.09416e-06
2.5	1.64997e-05	2.05827e-06	3.62765e-06	4.17089e-06
2.7	7.42653e-06	1.31342e-06	1.83279e-06	2.25482e-06
3.25	6.4188e-07	2.01273e-07	2.18944e-07	2.97401e-07

Tabelle F.5: π^0 -Spektrum aus $\pi^+ + \text{C}$ -Kollisionen.

Literaturverzeichnis

- [Ada96] D. L. Adams, et al. Phys. Rev. **D53** (1996) 4747
- [Ada03] J. Adams, et. al.. *Transverse Momentum and collision dependence of high- p_T hadron suppression in Au+Au-collisions at ultrarelativistic energies* Phys. Rev. Lett. **91**, (2003) 172302
- [Adc02] K. Adcox et. al., Phys. Rev. Lett. **88**, (2002) 022301
- [Adc05] K. Adcox et. al., *Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC* arXiv:nucl-ex/0410003 (2005) Phys. Rev. Lett. **88**, (2002) 022301
- [Adl02] C. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 202301
- [Adl03] S. S. Adler et al., *Supressed π^0 Production at Large Transverse Momentum in Central Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.* , Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072301
- [Aga04] G. Agakichiev et al., Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 032301
- [Agg96] M. M. Aggarwal et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 372** (1996) 143
- [Agg98a] M. M. Aggarwal et al., *A Preshower Photon Multiplicity Detector for the WA98 Experiment*, Preprint hep-ex/9807026 (1998)
- [Agg02] M.M. Aggarwal et al., Eur. Phys. J. **C23** (2002) 225, nucl-ex/0108006
- [Ama95] P. Amaudruz et. al.: Nucl. Phys **441** (1995) 3
- [Ant79] D. Antreasyan *et al.*,Phys. Rev. **D 19** (1979) 764.
- [Ari88] M.Arnedo: Phys. Lett. **B211** (1988) 493
- [Bac99] J. Bachler et al., Nucl. Phys **A 661** (1999) 277
- [Bad82] A. Baden et al., Nucl. Instr. and Meth. **203** (1982) 189
- [Bai00] R. Baier, D. Schiff und B. G. Zakharov, Ann.Rev. Nucl. Part. Sci **50** (2000) 37.

- [Bai97a] R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, S. Peigné und D. Schiff, Phys. Lett. **B 483** (1997) 291
- [Bai97b] R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, S. Peigné und D. Schiff, Phys. Lett. **B 484** (1997) 265
- [Bar98] C. Barlag et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A 406** (1998) 299
- [Bat97] S. Bathe, *Untersuchungen zur Nachweiswahrscheinlichkeit eines Streamer-Tube-Detektors*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1997
- [Bjo82] J. D. Bjorken, Fermilab-Pub-82/59-THY (1982)
- [Bjo83] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D27** (1983) 140
- [Bla00] S.R. Blattnig, S.R. Swaminathan, A.T. Kruger, M. Ngom, J.W. Norbury Phys. Rev **D 62** (2000) 094030, hep-ph/0010170
- [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, WWU Münster, 1996
- [Büs02] H. Büsching, *Azimutale Photonen-Korrelationen in ultrarelativistischen p+A, PB+Pb Und Au+Au-Reaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 2002
- [Chu96] T. Chujo et al., Nucl. Instr. and Meth. **383** (1996) 409
- [Cla96] A. Claussen, *Einsatz des Bleiglaskalorimeters LEDA zur Untersuchung ultrarelativistischer bleiinduzierter Schwerionenreaktionen in Hinblick auf die Produktion inklusiver Photonen*, Dissertation, WWU Münster, 1996
- [Col67] H.R. Collard, L.R.B. Elton und R. Hofstadter, *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Group I: Nuclear Physics and Technology, Volume 2: Nuclear Radii*, Springer, Berlin (1967) 36
- [Cro75] J. W. Cronin et al., Phys. Rev. **D 11** (1975) 3105
- [Hei00] U. Heinze and M. Jacob, *Evidence for a New State of Matter*, CERN-TH-1211, Cern (2000)
- [Kar02] F.Karsch *Lect. Notes Phys.* **582** (2002) 209.
- [Kle92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag, 1992

- [Kur97] M. Kurata et al., *First Evidence of Directed Flow at CERN-SPS Energy from WA98 Experiment*, ICPA-QGP Proceedings 97
- [Lan53a] L. D. Landau, Izv. Akad. Nauk. SSSR **56** (1953) 51
- [Lan53b] L. D. Landau und I.Pomeranchuck, Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz. **92** (1953) 735.
- [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.
- [Lev02] P. Levai et. al. Phys.Rev. **C65** (2002) 034903
- [Lin97] W. Lin et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 389** (1997) 415
- [Mat86] T. Matsui und H. Satz, Phys. Lett. **B178** (1986) 416
- [Mig56] A.B. Migdal, Phys. Rev. **103** (1956) 1811. 1992
- [Mil07] M. Miller et al, *Glauber Modelling in High Energy Nuclear Collisions* arXiv:nucl-ex/0701025 (2007)
- [Per87] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, 1987
- [Pet98] V. Petráček, Czech. J. Phys. **48/S1** (1998) 87
- [Pil00] G. Piller und W. Weise, Phys. Rept. **330** (2000) 1
- [Raf82] J. Rafelski, Nucl. Phys. **A 374** (1982) 489c
- [Reh90] P. Rehak und E. Gatti, Nucl. Instr. and Meth **A 289** (1990) 410
- [Rev04] S. Eidelmann, et al., *Review of Particle Physics*, Phys. Let. **B 592** (2004)
- [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, WWU Münster, 1999
- [Rey06] K. Reygers, persönliche Mitteilungen, 2006
- [Rey02] K. Reygers, *High-p_T Neutral Pion Production in Heavy Ion Collisions at SPS and RHIC*, Proceedings of Hirschegg 2002, Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions (2002) 301

- [Sch94a] G. Schepers, *Entwicklung und Erprobung eines LED-gestützten Monitor-systems für ein modulares Bleiglaskalorimeter*, 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, WWU Münster, 1998
- [Ste98] P. Steinberg, *Search for Disoriented Chiral Condensates in 158 AGeV Pb + Pb Collisions*, doctoral thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1998
- [Vod93a] A. S. Vodopianov, *ZDC Status Report*, interner Bericht, GSI, Darmstadt, 1993
- [WA98] WA98-Kollaboration, *Proposal for a large Acceptance Hadron and Photon Spectrometer*, CERN/SPSLC 91-17, SPSLC/P260, CERN, Genf, 1991
- [Wan01a] E.Wang, X.-N. Wang, Phys. Rev. Lett. **C64** (2001) 034901, nucl-th/0104031
- [Wan03] X.-N. Wang, *Why the observed jet quenching at RHIC is due to parton energy loss* arXiv:nucl-th/0307036
- [Wan98] X.-N. Wang, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 2655-2658231
- [Won94] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific Publishing Co., 1994

F.1 Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. Johannes P. Wessels danke ich für die Förderung dieser Arbeit, die hervorragenden Arbeitsbedingungen am Institut für Kernphysik, die Möglichkeit an einem Workshop und an Tagungen teilzunehmen und Vorträge auf einer DPG-Tagung und im Hausseminar halten zu können.

Bei PD Dr. Klaus Reygers möchte ich mich für die zahlreichen Hilfestellungen und für die Diskussionsbereitschaft meiner *kurzen* Fragen, die dann doch häufig einer ausführlicheren Beantwortung bedurften, bedanken.

Christoph Baumann danke ich vor allem für die Durchführung der Korrektur für Reaktionen außerhalb des Targets und für die Simulationsrechnungen, die zur Durchführung dieser Arbeit nötig waren. Natürlich bedanke ich mich auch für die sonstigen zahlreichen Beiträge seinerseits, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Bei Prof. em. Dr. Rainer Santo bedanke ich mich für sein reges Interesse an dem Verlauf dieser Arbeit.

Für die Hilfestellungen, die Beantwortung zahlreicher Fragen und für die Diskussionsbereitschaft möchte ich mich bei Oliver Zaudtke, Dr. Christian Klein-Bösing, Baldo Sahlmüller und Alexander Wilk bedanken.

Bei Jan Auffenberg, Katharina Büscher, Melanie Klein-Bösing, Helge Grimm, Jan Fiete Grosse-Oetringhaus, Baldo Sahlmüller, Alexander Wilk, Uwe Westerhoff und Oliver Zaudtke bedanke ich mich für das gute Arbeitsklima im Büro.

Für die Durchsicht dieser Arbeit und für die kritischen Anmerkungen bedanke ich mich bei Melanie und Dr. Christian Klein Bösing, Baldo Sahlmüller, Alexander Wilk, Dr. Thomas Dietel, Christoph Baumann, Hannelore Dau und PD Dr. Klaus Reygers.

Herrn Norbert Heine danke ich für die Erstellung einiger Abbildungen, die ihren Platz in dieser Arbeit gefunden haben.

Bei allen sonstigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Johannes P. Wessels möchte ich mich bedanken: Bastian Bathen, Dr. Richard Glasow,

Holger Gottschlag, Henning Hünteler, Ansgar Kumpmann, Robert Lüchtenborg, Jan-Frederik Pietschmann und Wolfgang Verhoeven.

Frau U. Mayer und M.Ohagen danke ich für die Bearbeitung organisatorischer Probleme.

Bei allen Mitarbeitern und Mitgliedern aus anderen Arbeitsgruppen des Instituts für Kernphysik bedanke ich mich.

Ich bedanke mich bei meinen Eltern, die mir das Physikstudium ermöglicht haben.

Natürlich gilt mein Dank auch allen Mitarbeitern des WA98-Experiments und allen beteiligten der WA98-Kollaboration. Hervorheben möchte ich hier T.C. Awes, der den Fortgang dieser Arbeit mit regem Interesse verfolgt hat.

WA98-Kollaboration

M.M. Aggarwal¹, Z. Ahammed², A.L.S. Angelis³, V. Antonenko⁴,
V. Arefiev⁵, V. Astakhov⁵, V. Avdeitchikov⁵, T.C. Awes⁶,
P.V.K.S. Baba⁷, S.K. Badyal⁷, S. Bathe⁸, B. Batiounia⁵, C. Baumann⁸,
T. Bernier⁹, K.B. Bhalla¹⁰, V.S. Bhatia¹, C. Blume⁸, D. Bucher⁸,
H. Büsching⁸, L. Carlen¹¹, S. Chattopadhyay¹², M.P. Decowski¹²,
H. Delagrange⁹, P. Donni³, M.R. Dutta Majumdar², K. El Chenawi¹¹,
A.K. Dubey¹³, K. Enosawa¹⁴, S. Fokin⁴, V. Frolov⁵, M.S. Ganti²,
S. Garpmann¹¹, O. Gavrilchuk⁵, F.J.M. Geurts¹⁵, T.K. Ghosh¹⁶,
R. Glasow⁸, B. Guskov⁵, H. Å.Gustafsson¹¹, H. H.Gutbrod¹⁷,
I. Hrivnacova¹⁸, M. Ippolitov⁴, H. Kalechofsky³, R. Kamermans¹⁵,
K. Karadjev⁴, K. Karpio¹, B. W. Kolb¹⁷, I. Kosarev *⁵,
I. Koutcheryaev⁴, A. Kugler¹⁸, P. Kulinich¹², M. Kurata¹⁴, A. Lebedev⁴,
H. Löhner¹⁶, L. Luquin⁹, D.P. Mahapatra¹³, V. Manko⁴, M. Martin³,
G. Martínez⁹, A. Maximov⁵, Y. Miake¹⁴, G.C. Mishra¹³, B. Mohanty¹³,
M.-J. Mora⁹, D. Morrison²⁰, T. Mukhanova⁴, D. S. Mukhopadhyay²,
H. Naef³, B. K. Nandi¹³, S. K. Nayak⁹, T. K. Nayak², A. Nianine⁴,
V. Nikitine⁵, S. Nikolaev⁴, P. Nilsson¹¹, S. Nishimura¹⁴, P. Nomokonov⁵,
J. Nystrand¹¹, A. Oskarsson¹¹, I. Otterlund¹¹, S. Pavliouk⁵,
T. Peitzmann⁸, D. Peressounko⁴, V. Petracek¹⁸, S.C. Phatak¹³,
W. Pinganaud⁹, F. Plasil⁶, M.L. Purschke¹⁷, J. Rak¹⁸, M. Rammler⁸,
R. Raniwala¹⁰, S. Raniwala¹⁰, N.K. Rao⁷, F. Retiere⁹, K. Reygers⁸,
G. Roland¹², L. Rosselet³, I. Roufanov⁵, C. Roy⁹, J.M. Rubio³,
S.S. Sambyal⁷, R. Santo⁸, S. Sato¹⁴, H. Schlagheck⁸, H.-R. Schmidt¹⁷,
Y. Schutz⁹, G. Shabratova⁵, T.H. Shah⁷, I. Sibiriak⁴, T. Siemarczuk¹⁹,
D. Silvermyr¹¹, B.C. Sinha², N. Slavine⁵, K. Söderström¹¹, G. Sood¹,
S.P. Sørensen²⁰, P. Stankus⁶, G. Stefanek¹⁹, P. Steinberg¹²,
E. Stenlund¹¹, M. Sumbera¹⁸, T. Svensson¹¹, A. Tsvetkov⁴, L. Tykarski¹⁹,
E.C.v.d. Pijll¹⁵, N.v. Eijndhoven¹⁵, G.J.v. Nieuwenhuizen¹²,

A. Vinogradov⁴, Y.P. Viyogi², A. Vodopianov⁵, S. Vörös³, B. Wysłouch¹²,
und G.R. Young⁶

¹University of Panjab, Chandigarh 160014, India

²Variable Energy Cyclotron Centre, Calcutta 700 064, India

³University of Geneva, CH-1211 Geneva 4, Switzerland

⁴RRC Kurchatov Institute, RU-123182 Moscow, Russia

⁵Joint Institute for Nuclear Research, RU-141980 Dubna, Russia

⁶Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37831-6372, USA

⁷University of Jammu, Jammu 180001, India

⁸University of Münster, D-48149 Münster, Germany

⁹SUBATECH, Ecole des Mines, Nantes, France

¹⁰University of Rajasthan, Jaipur 302004, Rajasthan, India

¹¹Lund University, SE-221 00 Lund, Sweden

¹²MIT, Cambridge, MA 02139, USA

¹³Institute of Physics, 751-005 Bhubaneswar, India

¹⁴University of Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

¹⁵Universiteit Utrecht/NIKHEF, NL-3508 TA Utrecht, The Netherlands

¹⁶KVI, University of Groningen, NL-9747 AA Groningen, The
Netherlands

¹⁷Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), D-64220
Darmstadt, Germany

¹⁸Nuclear Physics Institute, CZ-250 68 Rez, Czech Rep.

¹⁹Institute for Nuclear Studies, 00-681 Warsaw, Poland

²⁰University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37966, USA

* Deceased

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Münster, 27. Februar 2007

Markus Rammler