

EXPERIMENTELLE PHYSIK

**Azimutale Korrelationen von  
Pionen im Targetfragmentations-  
bereich ultrarelativistischer  
Kernreaktionen**

Diplomarbeit

von

Thomas Lister

vorgelegt dem Fachbereich Physik der  
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

angefertigt im Institut für Kernphysik der  
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

Mai 1994



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
1.1	Entwicklung der Kernphysik . . . . .	3
1.2	Das Standardmodell . . . . .	4
1.3	Das Quark-Gluon-Plasma . . . . .	5
1.4	Ultrarelativistische Schwerionenstöße . . . . .	7
1.5	Motivation . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Das WA80-Experiment</b>	<b>13</b>
2.1	Ziel des Experimentes und Aufbau . . . . .	13
2.2	Die Detektoren . . . . .	14
2.2.1	Der Plastic-Ball . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Analyse der Daten</b>	<b>21</b>
3.1	Akzeptanz . . . . .	21
3.2	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	24
3.2.1	Azimutale Korrelationen . . . . .	24
3.2.2	Weitere Untersuchungen . . . . .	40
3.3	Vergleich mit dem Modell VENUS 4.12 . . . . .	42

<b>4</b>	<b>Diskussion</b>	<b>47</b>
4.1	Abhängigkeiten der azimutalen Korrelationen . . . . .	47
4.2	Ausbeuten . . . . .	51
4.3	Vergleich mit VENUS 4.12-Ergebnissen . . . . .	52
4.4	Ergebnisse anderer Arbeitsgruppen . . . . .	53
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>57</b>
<b>A</b>	<b>Zentralitätsaufteilungen</b>	<b>59</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Entwicklung der Kernphysik

Im Jahre 1911 entdeckte Rutherford [Rut11] bei Streuexperimenten mit  $\alpha$ -Teilchen an einer Goldfolie den Aufbau der Atome aus Kern und Hülle. Er entwarf ein auf seinen Ergebnissen basierendes Atommodell, das aber noch erhebliche Mängel aufwies. Verbessert werden konnte sein Modell durch Niels Bohr (Bohrsches Atommodell 1913), und es fand in der durch Schrödinger und Heisenberg in den zwanziger Jahren eingeführten Quantenmechanik seine erste befriedigende theoretische Beschreibung. Aus der Quantenmechanik wurde in den folgenden Jahren die Quantenelektrodynamik (QED) entwickelt, die die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen den geladenen Teilchen beschreibt und in der Vorhersage zahlreicher physikalischer Phänome sehr erfolgreich war.

Durch die Entdeckung des zweiten Nukleons, des Neutrons, 1932 durch Chadwick erhielt man folgendes Bild vom Aufbau der Atomkerne: der Kern setzt sich aus Protonen und Neutronen zusammen, er hat einen Radius von etwa  $10^{-14}\text{m}$ , die Nukleonen haben eine  $\approx 2000$ fach größere Masse als die Elektronen und zwischen ihnen herrscht eine anziehende Kraft, die stärker als die Coulombabstoßung der Protonen ist. 1935 postulierte Yukawa [Yuk35] das Austauscheteilchen dieser Kernkraft, das  $\pi^+$ -Meson, das erstmals 1947 von Lattes, Muirhead, Occhialini und Powell [Lat47] nachgewiesen wurde.

## 1.2 Das Standardmodell

In der Absicht, mehr über den Aufbau der Kerne und der Nukleonen zu erfahren, begann man in der zweiten Hälfte dieses Jahrhunderts mit dem Bau von Teilchenbeschleunigern, die es gemäß der de-Broglie-Beziehung  $\lambda = \hbar/p$  erlauben, durch immer höhere Teilchenenergien immer kleinere Abstände auflösen zu können. Die Folgen waren der Nachweis einer großen Anzahl bis dahin nicht gekannter Teilchen und die Entdeckung, daß Protonen und Neutronen eine innere Struktur besitzen. Die Fülle der neuen Teilchen und Erkenntnisse wurde 1964 durch die Einführung der Quarks unabhängig voneinander durch Gell-Mann [Gel64] und Zweig [Zwe64] in eine Ordnung gebracht. Heute faßt man die Teilchen, die allgemein als elementare Bausteine der Materie angesehen werden, im Standardmodell zusammen. Man trennt sie in zwei Gruppen, die Leptonen, die keine starke Wechselwirkung besitzen, und die Quarks, sowie in jeweils drei Familien (siehe Tabelle 1.1). Die Materie

### Quarks

<b>u</b>	Up	<b>c</b>	Charm	<b>t</b>	Top/Truth
	+2/3		+2/3		+2/3
	2 – 8 MeV/c <sup>2</sup>		1.3 – 1.7 GeV/c <sup>2</sup>		164 – 184 GeV/c <sup>2</sup>
<b>d</b>	Down	<b>s</b>	Strange	<b>b</b>	Bottom/Beauty
	-1/3		-1/3		-1/3
	5 – 15 MeV/c <sup>2</sup>		100 – 300 MeV/c <sup>2</sup>		4.7 – 5.3 GeV/c <sup>2</sup>

### Leptonen

<b>e<sup>-</sup></b>	Elektron	<b>μ<sup>-</sup></b>	Myon	<b>τ<sup>-</sup></b>	Tau
	-1		-1		-1
	0.511 MeV/c <sup>2</sup>		105.7 MeV/c <sup>2</sup>		1.784 GeV/c <sup>2</sup>
<b>ν<sub>e</sub></b>	Elektron-Neutrino	<b>ν<sub>μ</sub></b>	Myon-Neutrino	<b>ν<sub>τ</sub></b>	Tau-Neutrino
	0		0		0
	< 7.3 eV/c <sup>2</sup>		< 0.27 MeV/c <sup>2</sup>		< 35 MeV/c <sup>2</sup>

Tabelle 1.1: Standardmodell der Elementarteilchen; angegeben sind jeweils das Symbol, der Name, die elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung und die Ruhemasse. Das Top-Quark ist erst kürzlich nachgewiesen worden [CDF94] (alle anderen Werte aus [Par92]).

der täglichen Erfahrungswelt läßt sich aus den Teilchen der ersten Familie zusammensetzen, wobei das  $\nu_e$  bei den  $\beta$ -Zerfällen eine wichtige Rolle spielt.

Es gibt vier Wechselwirkungen (WW), auf die alle zwischen den Teilchen wirkenden Kräfte zurückführbar sind. Es sind dies die Gravitation, der Elektromagnetismus, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation spielt aufgrund ihrer geringen Stärke ( $\sim 1/10^{39}$  der starken WW) in den Atomkernen praktisch keine Rolle und läßt sich im Gegensatz zu den anderen WW bisher noch nicht auf quantenmechanischer Ebene verstehen. Der Elektromagnetismus und die schwache WW werden seit den siebziger Jahren zur elektroschwachen WW zusammengefaßt. Eine vereinheitlichte Beschreibung von Elektromagnetismus, schwacher und starker WW in einer einzigen Theorie wird angestrebt, ist aber bisher noch nicht gelungen.

### 1.3 Das Quark-Gluon-Plasma

Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben, die nach dem Vorbild der QED entwickelt worden ist. In dieser Theorie besitzen die Quarks eine weitere Ladung, die sogenannte Farbladung. Sie wird durch farbtragende Austauscheteilchen, die Gluonen, vermittelt. Eine Eigenart der starken Wechselwirkung ist, daß sie um so stärker wird, je größer der Abstand der miteinander wechselwirkenden Teilchen ist. Das hat zur Folge, daß sich die Quarks bei kleinen Abständen praktisch wie freie Teilchen verhalten, wie dieses bei tief inelastischen Elektron-Proton-Stößen zu sehen ist, und daß bei genügend hohen Energien statt freier Teilchen neue Quark-Antiquark-Paare entstehen. Zusätzlich wird verlangt, daß beobachtbare Materie farblos erscheint. Da die Gluonen ebenfalls eine Farbladung tragen, sollten auch sie nicht frei beobachtbar sein.

In der QCD wird unter ganz bestimmten Bedingungen die Bildung einer neuen Phase der Kernmaterie, des Quark-Gluon-Plasmas (QGP), vorhergesagt. Im QGP verhalten sich die Quarks und Gluonen über den gesamten Bereich, über den sich das Plasma ausdehnt, wie quasi freie Teilchen. Abbildung 1.1 zeigt qualitativ das zugehörige Phasendiagramm; es ist die Temperatur

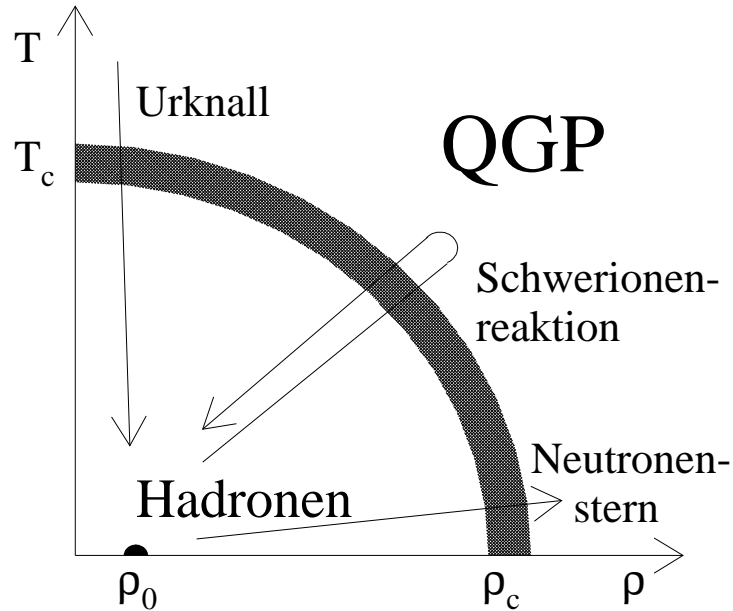


Abbildung 1.1: Phasendiagramm der Kernmaterie; die kritische Temperatur ist  $T_c \sim 200$  MeV, die kritische Baryonendichte liegt bei  $\rho_c \sim 0.85\text{-}1.7$  Baryonen/ $f\text{m}^3$ .

gegen die Baryonendichte<sup>1</sup> aufgetragen. Unangeregte Kernmaterie hat eine Baryonendichte von  $\rho_0 \sim 0.17$  Baryonen/ $f\text{m}^3$  und eine Energiedichte von  $\epsilon_0 \sim 0.15$  GeV/ $f\text{m}^3$ . In der Natur sind zwei Wege denkbar, wie sich ein QGP bilden kann: entweder durch sehr hohe Temperaturen, wie sie z.B. beim Urknall geherrscht haben dürften, oder durch die Komprimierung der Materie zu sehr hohen Baryonendichten, wie dieses wahrscheinlich in Neutronensternen der Fall ist. Beide Wege sind dem Experiment nicht direkt zugänglich. Daher versucht man im Labor mit Hilfe von Schwerionenstößen genügend hohe Energiedichten für den erwünschten Phasenübergang zu erreichen. Die Bildung eines QGP sollte sich an verschiedenen Signaturen manifestieren. Als Stichworte seien hier genannt (beschrieben in [Sin90]):

<sup>1</sup>Baryonen von griechisch  $\beta\alpha\rho\nu\sigma$  = schwer; diese Teilchen setzen sich aus je 3 Quarks zusammen.



- aus Quark-Antiquark-Vernichtungsstrahlung und Bremsstrahlungsprozessen stammende, direkt im Plasma erzeugte reelle und virtuelle Photonen,
- statistisch nicht erklärbare lokale Fluktuationen der Teilchenmultiplizitäten und der transversalen Energie,
- Unterdrückung von  $J/\Psi$ -Teilchen gegenüber hadronischen<sup>2</sup> Prozessen und
- verstärkte Strangeness-Produktion (= Produktion von Teilchen mit einem s- oder  $\bar{s}$ -Quark).

## 1.4 Ultrarelativistische Schwerionenstöße

Die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma wurde im 1986 am CERN<sup>3</sup> in Genf aufgenommen. Der Beschleuniger ist das sogenannte SPS, das **S**uper **P**roton **S**ynchrotron. Mit ihm wurden Protonen sowie  $^{16}\text{O}$ - und  $^{32}\text{S}$ -Strahlen auf Energien von 60 AGeV und 200 AGeV beschleunigt. Als Targets dienten Folien aus Kohlenstoff, Aluminium, Kupfer, Silber und Gold. Durch die Wahl dieser Projektil-, Target- und Energie-Kombinationen erhoffte man sich das Erreichen genügend hoher Energiedichten zur Bildung eines QGP sowie den Nachweis desselben.

Um hinreichend hohe Energiedichten erhalten zu können, müssen Projektil und Target stark genug miteinander wechselwirken. Ein einfaches Modell zur Beschreibung eines Stoßes ist das des Feuerballs. In ihm wird die Reaktion strikt in beteiligte („Participants“) und unbeteiligte („Spectators“) Materie aufgeteilt (Abbildung 1.2). Verschiedene Untersuchungen (siehe z.B. [Alb90],[Sch92],[Kam93]) haben aber bereits gezeigt, daß dieses Modell zu sehr vereinfacht ist, vielmehr ist der gesamte Targetkern an den nach dem Stoß ablaufenden Reaktionen beteiligt.

---

<sup>2</sup>Hadron von griechisch  $\alpha\delta\rho\sigma$  = stark, groß; als Hadronen bezeichnet man alle Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen.

<sup>3</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

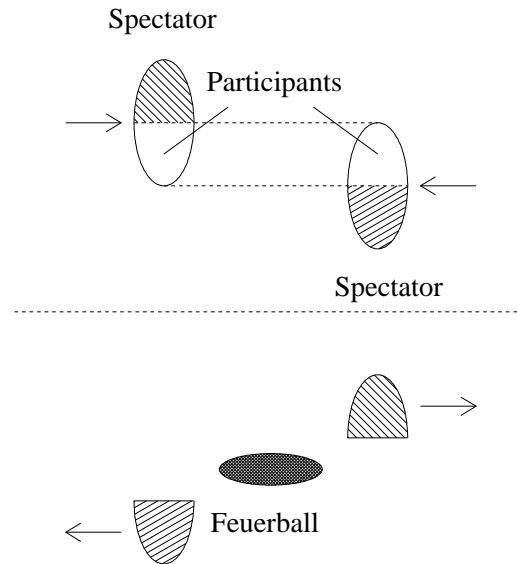


Abbildung 1.2: Das Modell des Feuerballs. Das Bild zeigt das System oben vor, unten nach dem Stoß.

Die Rapidity ist eine bei Hochenergieexperimenten häufig verwendete Größe zur Charakterisierung eines Teilchen. Sie ist definiert als  $y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E+p_L}{E-p_L} \right)$ , was eine sehr einfache Transformation in parallel zur Strahlrichtung bewegte Systeme zur Folge hat. Die Rapidityverteilungen geben einen gewissen Aufschluß darüber, wie ein Stoß bei einer fester Projektil/Target-Kombination vonstatten geht. Es gibt zwei gebräuchliche, auf dem Modell des Feuerballs basierende Bilder, die Aussagen über solche Verteilungen machen: das Björken-McLerran- und das Fermi-Landau-Bild.

Im Fermi-Landau-Bild tauschen die lorentzkontrahierten Stoßpartner ihre Energien vollständig miteinander aus. Es entsteht ein ebenfalls lorentzkontrahierter Feuerball. Die aus ihm emittierten Teilchen haben Rapidityen, die sich bei symmetrischen Stoßsystemen mit einer Gaußverteilung in der Mitte zwischen anfänglicher Target- und Projektilrapidity häufen. Im Björken-McLerran-Bild wechselwirken die Reaktionspartner dagegen nur unvollständig.

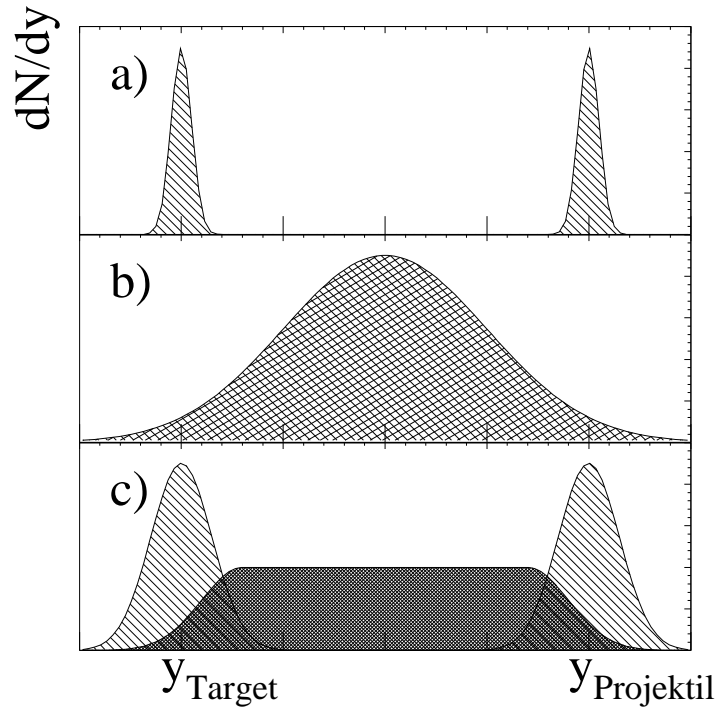


Abbildung 1.3: Modell-Rapidity-Verteilungen: a) vor dem Stoß, b) die Erwartung im Fermi-Landau-Bild, c) die Erwartung im Björken-McLerran-Bild.

Das wird durch eine gewisse Formationszeit erklärt, die die Teilchen benötigen, um nach einer Kollision wieder stoßen zu können. Während dieser Zeit erscheinen Target und Projektil füreinander transparent. In dieser Modell verschmieren die Rapidity-Verteilungen um den Target- und Projektilbereich herum; die neu erzeugten Teilchen füllen den mittleren Rapidity-Bereich (siehe Abb.1.3).

## 1.5 Motivation

Die Ziele der seit 1982 am Bevalac<sup>1</sup> mit dem eigens dafür konstruierten Plastic-Ball durchgeführten Experimente waren es, ein genaueres Verständnis der Reaktionsabläufe zu erreichen sowie die Bestimmung der nuklearen Zustandsgleichung ([Gut89],[Kam89]). Im WA80-Experiment sucht man ebenfalls nach einem möglichst genauen Verständnis der Reaktionsabläufe. Das ist schon deshalb notwendig, weil bei den hochenergetischen Schwerionenstößen von bis zu 200 GeV pro stoßendem Nukleon ein sehr hoher Untergrund aus gewöhnlichen hadronischen Prozessen auftritt, der die Signaturen eines möglicherweise erzeugten Quark-Gluon-Plasmas sehr stark überdecken würde. Um diese überhaupt noch erkennen zu können, ist somit ein genaues Kenntnis der Zusammensetzung des Untergrundes von hoher Wichtigkeit. Bei der Untersuchung des Reaktionsverlaufs interessiert insbesondere das Geschehen im direkten Stoßbereich; hier gilt es zu klären, was mit dem Target passiert. Meßgrößen sind z.B. die Teilchenmultiplizitäten oder der Energieübertrag.

Man versucht üblicherweise, Ergebnisse von kleinen (Nukleon→Kern) auf größere Systeme (Kern→Kern) zu extrapolieren. Stellt man hierbei Abweichungen von einer linearen Skalierung fest, so weist das auf kollektive Effekte in der Kernmaterie hin. Bereits bei den Experimenten am Bevalac stellte man sehr stark ausgeprägte kollektive Effekte bei der Emission von Baryonen und Pionen fest ([Gut89],[Kam89]). Man erklärte sie mit einem gerichteten kollektiven Fluß der Teilchen, wie er sich aus hydrodynamischen Modellen<sup>2</sup> herleiten läßt. Als alternative Erklärung für die beobachteten azimuthalen Asymmetrien der Pionen wurden Absorptionsprozesse in den Target-Spectators vorgeschlagen [Gut89].

Spätere Untersuchungen am WA80-Experiment über die Targetmassenabhängigkeit der Ausbeuten haben gezeigt, daß die Ausbeute der Baryonen linear mit der Targetmasse ansteigt, die der  $\pi^+$  aber nur proportional zu

---

<sup>1</sup>Das Bevalac ist ein Beschleuniger am Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, California, USA; es entstand 1974 aus der Fusion des Bevatron und des SuperHILAC.

<sup>2</sup>Die hydrodyn. Modelle beruhen auf der Lösung der relativistischen hydrodyn. Gleichung; in ihnen wird die Kernmaterie wie eine Flüssigkeit behandelt. Die beiden wichtigsten sind das Fermi-Landau- und das Björken-McLerran-Modell.

$A_{Target}^{\sim 1/3}$  ist [Kam93]. Dieses Ergebnis deutete man so, daß bei den Baryonen der gesamte Targetkern mit in die Emission mit einbezogen wird, bei den  $\pi^+$  hingegen nur der direkte Stoßbereich. Diese Vermutung wird durch die aus 2-Teilcheninterferometrie gewonnenen Protonen- und  $\pi^+$ -Quellenradien ([Alb92],[Blu93],[Mei94],[Pei90]) erhärtet.

Um ein noch tieferes Verständnis zu erlangen, bemüht man sich um die Beobachtung weiterer kollektiver Effekte. Eine Möglichkeit stellt hier die Untersuchung azimuthaler Korrelationen dar. Das WA80-Experiment bietet dazu durch den Einsatz des fast den gesamten Raumwinkel abdeckenden Plastic-Balls sehr gute Bedingungen. Wie man azimuthale Korrelationen messen kann, wird in Kapitel 3.2.1 erläutert.



# Kapitel 2

## Das WA80-Experiment

### 2.1 Ziel des Experimentes und Aufbau

Die Datenaufnahme mit dem WA80-Experiment wurde 1986 am CERN gestartet und 1991 abgeschlossen. Ziel war die Untersuchung der Reaktions-

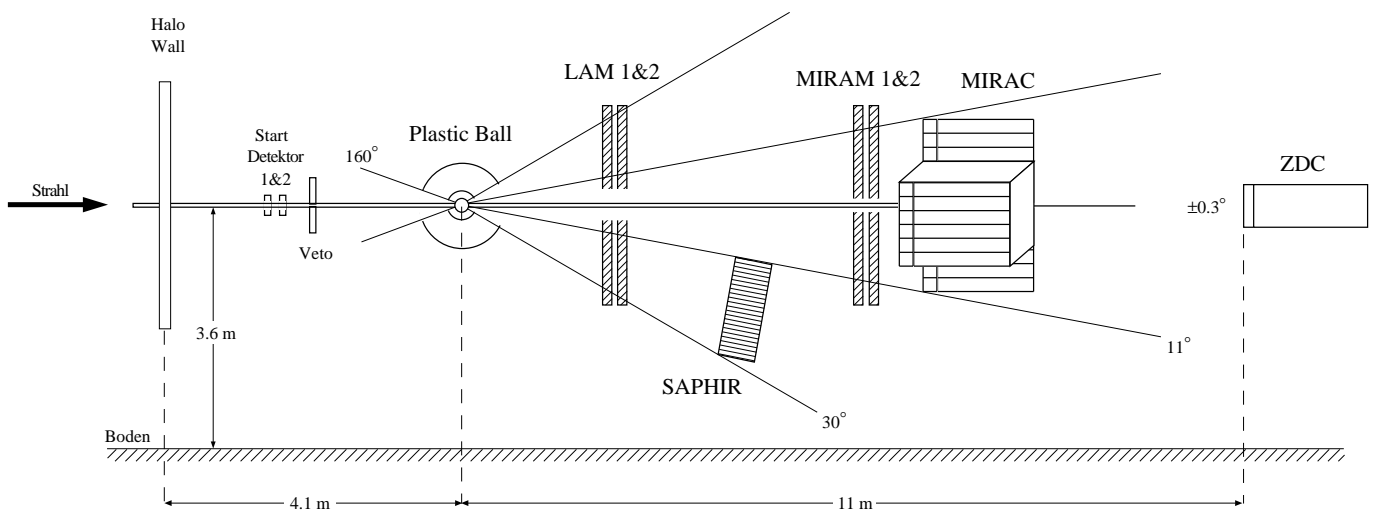


Abbildung 2.1: Aufbau des WA80-Experiments, Stand von 1986.

dynamik von Schwerionenstößen sowie der Nachweis von Signaturen eines möglicherweise erzeugten Quark-Gluon-Plasmas. Die Wahl der verwendeten Projektilen und Targets sowie der Stoßenergien wurde bereits in Kapitel 1.4 genannt.

## 2.2 Die Detektoren

Die Detektoren des WA80-Experimentes und ihre Aufgaben:

- **Innere Halowand, Kleines Veto und Startdetektoren**

Die innere Halowand deckt einen Bereich von  $\sim 1m^2$  um den Strahl herum ab und dient zur Detektion von den Strahl begleitenden Teilchen (meist  $\mu^+$ ), die aus Stößen der Projektilen mit Restgasatomen im Strahlrohr stammen. Das Kleine Veto steht in Strahlrichtung hinter den beiden Startdetektoren und erfüllt denselben Zweck, nur daß die hier nachgewiesenen Teilchen aus Stößen der Projektilen in den Startdetektoren resultieren. Zusätzlich wird mit ihm noch zum letzten Mal kontrolliert, ob der Strahl die richtige Richtung hat. Innere Halowand und Kleines Veto bestehen jeweils aus mehreren Szintillatoren. Die beiden Startdetektoren sind Čerenkov-Detektoren; das in ihnen emittierte Licht erlaubt die Analyse des Strahls auf seine Ladung. Nur wenn in Halowand und Veto keine Teilchen nachgewiesen werden und das Projektil noch die korrekte Ladung hat, werden die Daten aus dem Stoß aufgenommen. Die Startdetektoren geben dann das zeitliche Startsignal.

- **Plastic-Ball**

Die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten wurden mit dem Plastic-Ball aufgenommen, deshalb wird er in Kapitel 2.2.1. näher beschrieben.

- **SAPHIR**

Die Abkürzung steht für **S**ingle **A**rm **P**hoton **D**etector for **H**eavy **I**on **R**eactions. Der SAPHIR ist ein aus 1278 Bleiglasmodulen zusammengesetztes elektromagnetisches Kalorimeter. Seine Aufgabe ist die Orts- und Energiebestimmung von Photonen aus dem Zerfall von  $\pi^0$ s und  $\eta$ s. Aus



einem Quark-Gluon-Plasma stammende direkte Photonen sollten hier als Überschuß zu erkennen sein [Bau90].

- **MIRAC**

Das **Mid Rapidity Calorimeter** dient zur Bestimmung der transversalen Energie  $E_T$ . Es ist in Sandwichbauweise aus Plastiksintillatoren sowie zwei verschieden Arten von Absorbtionsmaterialien aufgebaut. Dabei wurden für den elektromagnetischen Teil Blei-Platten und für den hadronischen Teil Eisen-Platten verwendet [Awe89].

- **LAM und MIRAM**

Die beiden Abkürzungen stehen für **Large Angle Multiplicity Array** und **Mid Rapidity Multiplicity Array**. Hierbei handelt es sich um zwei aus Streamer-Tubes aufgebauten Doppelwände, die die Teilchenmultiplizitäten im Winkelbereich von  $0.3^\circ$  bis  $30^\circ$  ermitteln. In Verbindung mit dem Plastic-Ball ermöglichen sie die Bestimmung der Multiplizitäten über fast den gesamten Raumwinkel [Alb89].

- **ZDC**

Das **Zero Degree Calorimeter** ist ein Uran-Szintillator-Sandwich-Detektor und steht am hinteren Ende des Versuchsaufbaus. Es umfaßt einen Öffnungswinkel von  $0.3^\circ$  um den Strahl herum und mißt die in Strahlrichtung verbliebene Energie. Damit dient es hauptsächlich zur Ermittlung der Zentralität eines Stoßes [You89].

Alternativ zum ZDC kann man die im MIRAC ermittelte transversale Energie als Zentralitätsmaß verwenden. Werden Protonen als Projektil eingesetzt, muß man es sogar. Der Grund dafür ist, daß bei größeren Projektilen ein Teil der Einschußenergie dadurch in Strahlrichtung verbleiben kann, daß nur einige der Projektil-Nukleonen am direkten Stoßgeschehen teilnehmen, die anderen aber unbeeinflusst bleiben. Der stoßende Teil wird dabei vom Projektil abgestreift, was bei den Protonen ausgeschlossen ist. Bei einem erfolgreichen Stoß eines Protons kann die im ZDC gemessene Energie also nicht mehr aus dem ursprünglichen Strahl stammen. Der Verlauf von  $E_T$  mit  $E_{ZDC}$  ist in Abbildung 2.2 exemplarisch für S + Au bei 200 AGeV dargestellt; wie man sieht, fällt  $E_T$  nahezu linear mit dem Anstieg von  $E_{ZDC}$  ab.

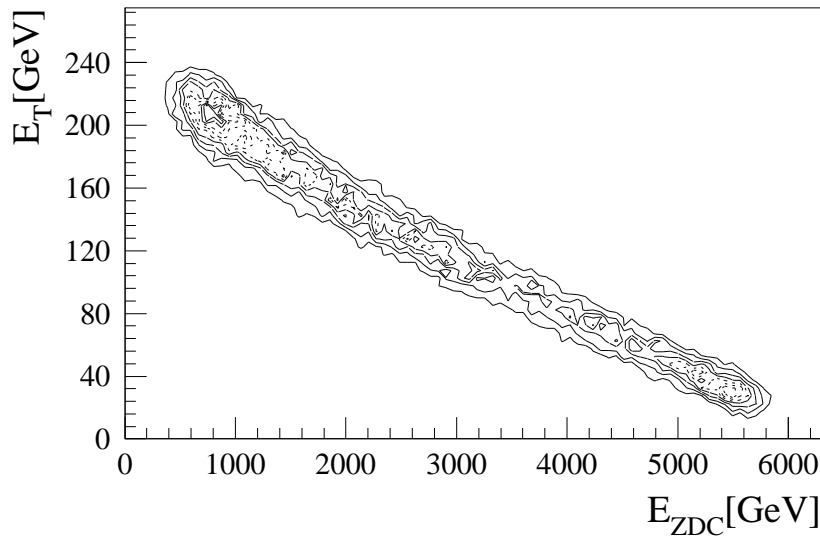


Abbildung 2.2: Verlauf von  $E_T$  mit  $E_{ZDC}$  bei S + Au, 200 AGeV.

### 2.2.1 Der Plastic-Ball

Der Plastic-Ball wurde speziell für seinen Einsatz am Bevalac für die Untersuchung der Reaktionsabläufe bei Schwerionenstößen bei mehreren hundert MeV Stoßenergie konzipiert. Da dabei vor allem räumliche Verteilungen und kollektive Effekte studiert werden sollten, waren die Anforderungen an ihn:

- gute Teilchenidentifikation, insbesondere die Erkennung von positiv geladenen Pionen,
- die Möglichkeit zur gleichzeitigen Detektion einer hohen Zahl von Teilchen (Multiplizitäten  $> 100$ ),
- hohe Granularität zur Vermeidung von Mehrfachtreffern in ein Modul bei gleichzeitig geringer Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen aus dem getroffenen Modul herausgestreut wird,
- azimutale Symmetrie und
- eine möglichst weitgehende Raumwinkelabdeckung.

Der aus diesen Anforderungen resultierender Aufbau wird im folgenden kurz beschrieben. Eine vollständige Beschreibung findet man in [Bad82].

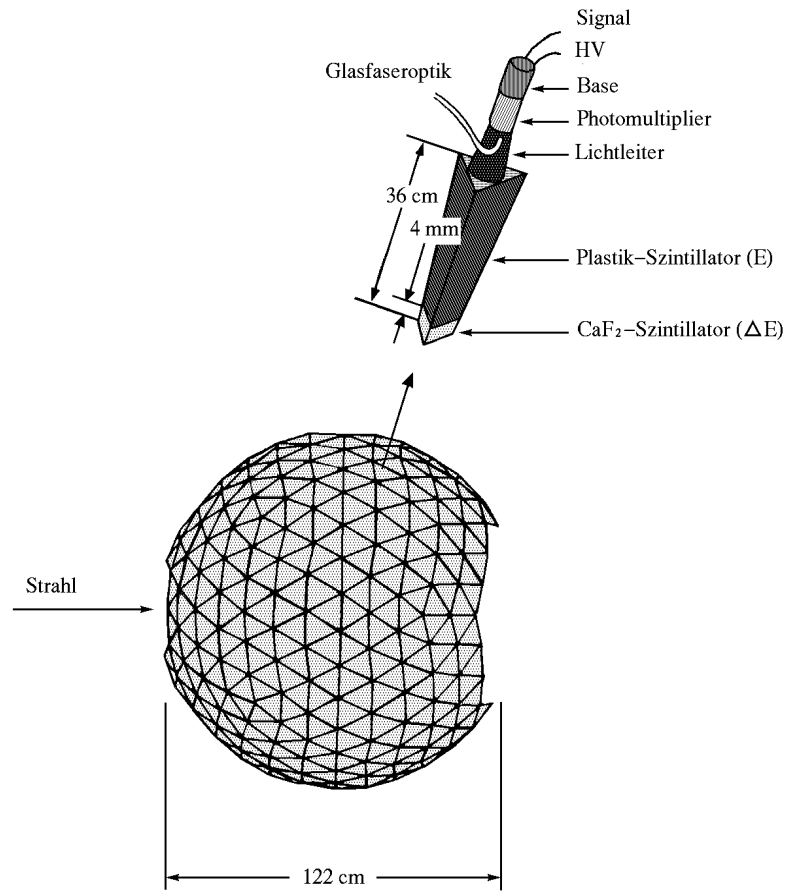


Abbildung 2.3: Der Plastic-Ball (aus [Bad82]).

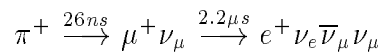
Der Plastic-Ball (Abbildung 2.3) ist eine aus 655 (ursprünglich 815)  $\Delta E$ -E-Teleskopen zusammengesetzte hohle Kugel. Er umfaßt das Target in einem Bereich von  $30^\circ \leq \vartheta \leq 160^\circ$  um die Strahlachse herum, was einer Pseudorapidität<sup>1</sup> von  $1.3 \geq \eta \geq -1.7$  entspricht. Die beiden Öffnungen wurden für den Strahl und die vorderen Detektoren freigelassen; die ehemals vorhandenen Module im Bereich bis  $\vartheta = 30^\circ$  mußten im WA80-Experiment wegen der dort auftretenden zu hohen Teilchenmultiplizitäten entfernt werden.

Die Module haben einen dreieckigen Querschnitt und sind aus zwei unterschiedlichen Szintillatormaterialien gebaut. Der  $\Delta E$ -Teil besteht aus Europium-dotiertem  $\text{CaF}_2$ , der kalorimetrische Teil ist ein Plastik-Szintillator.

<sup>1</sup>Die Pseudorapidität ist definiert als  $\eta = -\ln(\tan(\frac{\vartheta}{2}))$ ; sie ist gleich der Rapidität  $y$  im Grenzfall sehr hoher Energien ( $E \gg m_0$ ).

Die beiden Szintillatoren haben stark unterschiedliche Zeitkonstanten: die von  $\text{CaF}_2(\text{Eu})$  liegt bei  $\tau \sim 1\mu\text{s}$ , die des Plastiks bei  $\tau \leq 10\text{ns}$ , das E-Signal wird also viel schneller gesammelt als das  $\Delta\text{E}$ -Signal. Aufgrund dieser Tatsache kann man den Plastikszintillator als Leiter für das im  $\Delta\text{E}$ -Detektor emittierte Licht benutzen (sogenannte Phoswich-Technik). Die beiden Signale werden in der elektronischen Verarbeitung dadurch getrennt, daß man sie zu unterschiedlichen Zeiten integriert. Beim E-Signal dauert die Integration 80ns, die des  $\Delta\text{E}$ -Signals beginnt 240ns nach dem Beginn des E-Signals und dauert insgesamt  $1.5\mu\text{s}$ . Da vom kalorimetrischen Teil bereits nach 10ns ungefähr 90% des Signals gesammelt worden sind, ist so eine sehr gute nachträgliche Trennung von  $\Delta\text{E}$  und E möglich.

Die  $\Delta\text{E}$ -E-Bauweise ermöglicht die Identifikation von Protonen, Deuteronen, Tritonen,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  sowie von positiv geladenen Pionen. In Abbildung 2.4 erkennt man deutlich den hohen, störenden Untergrund. Um die  $\pi^+$  besser nachweisen zu können, macht man sich den Zerfall von im Detektor gestoppten  $\pi^+$  in  $\mu^+$  und weiter in  $e^+$  zunutze:



Die Positronen liefern ein zeitverzögertes Signal, das eine deutliche Unterscheidung der  $\pi^+$  vom Untergrund ermöglicht. Im Experiment werden die Zerfälle nur in einem Zeitraum von  $250\text{ns} \leq t \leq 10\mu\text{s}$  akzeptiert, wodurch etwa 10% der tatsächlichen vorhandenen  $\pi^+$  unerkant bleiben.

Der  $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ -Kristall ist 4mm, der Plastik-Szintillator 35.6cm lang. Diese Wahl der Abmessungen bietet „gute“ Signale im  $\Delta\text{E}$ -Bereich bei gleichzeitig geringer Anzahl von hier vollständig gestoppten Teilchen. Im E-Detektor bleiben Protonen bis 240 MeV stecken, wobei die Protonenenergiespektren bis 200 MeV nicht durch unvollständig gebremste Deuteronen gestört werden. „Saubere“ Energiespektren erhält man für Protonen im Bereich von 40 - 200 MeV, für  $\pi^+$  bei 20 - 120 MeV. In Analysen, in denen die Genauigkeit der Teilchenidentifikation und der Energiebestimmung weniger wichtig ist, werden Baryonen mit Energien bis zu 300 AMeV mit einbezogen.

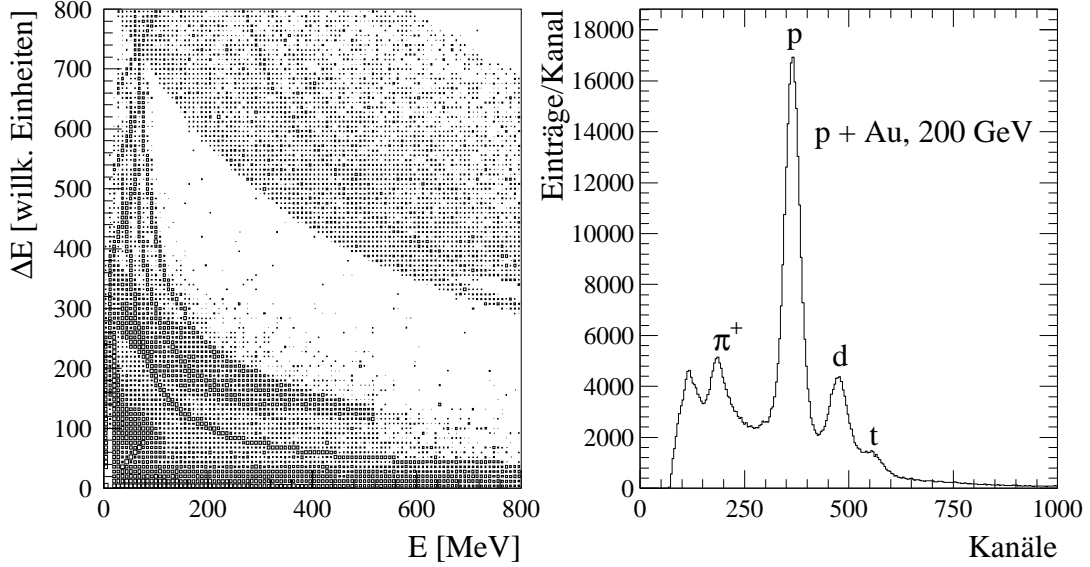


Abbildung 2.4: Links:  $\Delta E$  gegen  $E$  mit den vom Datenanalyseprogramm SUSY errechneten Werten, rechts: linearisiertes Spektrum (Projektion auf die  $\Delta E$ -Achse), wie man es aus den im Experiment gemessenen ADC-Werten erhält; beides im Stoßsystem: p + Au, 200 GeV. Links erkennt man deutlich die typischen  $\Delta E$ - $E$ -Bänder, rechts die Häufungen der verschiedenen Teilchen.

Die einzelnen Module haben einen Winkelabstand in  $\vartheta$  von  $7^\circ$  und in  $\phi$  von  $5^\circ$ , was zu einer Ortsauflösung<sup>2</sup> von  $\sigma_\vartheta = 2.02^\circ$  bzw.  $\sigma_\phi = 1.44^\circ$  führt. Die  $\Delta E$ - und  $E$ -Auflösung wurden für 75 MeV-Protonen und für 800 MeV- $\alpha$ -Teilchen mit den folgenden Ergebnissen ermittelt [Bad82]:

p (75 MeV)	$\sigma(E) = 2.13\%$	$\sigma(\Delta E) = 5.11\%$
$\alpha$ (800 MeV)	$\sigma(E) = 0.85\%$	$\sigma(\Delta E) = 4.26\%$

<sup>2</sup>Die Auflösung berechnet sich bei einer Rechteckverteilung der Breite  $\alpha$  zu  $\sigma = \alpha/\sqrt{12}$ .

Im Plastic-Ball treten verschiedene Effekte auf, die zu Fehlern bei der Teilchenidentifikation, der Multiplizitätsbestimmung und der Energiemessung führen. Dieses sind:

- unkorrekte Signale durch:
  - nicht vollständig gestoppte Teilchen
  - Verluste durch Kernreaktionen mit dem Detektormaterial
  - Streuung von Teilchen aus dem getroffenen Modul
  - aus einem Modul gestreute Positronen aus dem  $\pi^+$ -Zerfall
- Treffer von mehreren Teilchen in ein Modul
- Erhöhung der  $\Delta E$ - und E-Signale durch gleichzeitig treffende Neutronen.

Sich allein auf die Multiplizitätsbestimmung auswirkende Effekte sind:

- die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit für Pionen und
- die nicht vollständige  $4\pi$ -Abdeckung.

Diese Fehlerquellen müssen in den Analysen berücksichtigt werden. Das geschieht entweder durch den Ausschluß von als fehlerbehaftet erkannten Ereignissen oder durch die nachträgliche Anwendung von Korrekturfaktoren.

# Kapitel 3

## Analyse der Daten

### 3.1 Akzeptanz

Damit nur physikalisch interessante Ereignisse in die Datenanalyse einbezogen werden, definiert man im WA80-Experiment den sogenannten Minimum-Bias-Trigger[Alb93]. Physikalisch interessant sind solche Ereignisse, bei denen das Projektil das Target tatsächlich trifft und bei denen dieser Stoß nicht zu peripher ist. Der Trigger ist so definiert, daß er gültig ist, wenn

- ein gültiger Beam-Trigger vorliegt,
- im ZDC weniger als 88% der Strahlenergie gemessen werden (was dem Verlust von mindestens einem Nukleon des Projektils entspricht) und
- wenn mindestens ein geladenes Teilchen im Pseudorapiditätsbereich von  $1.3 < \eta < 4.2$  (= Detektion in LAM oder MIRAM) nachgewiesen wird.

Bei protoneninduzierten Reaktionen entfällt die zweite Bedingung, da die Protonen das Target nur als Ganzes treffen können, also entweder mit ihm stoßen oder nicht.

Weitere Einschränkungen ergeben sich aus den physikalischen Eigenschaften des Plastic-Balls. Wie schon in Kap.2.2.1 beschrieben, überspannt er einen Winkelbereich von  $30^\circ \leq \vartheta \leq 160^\circ$  und  $0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$ , deckt also nicht

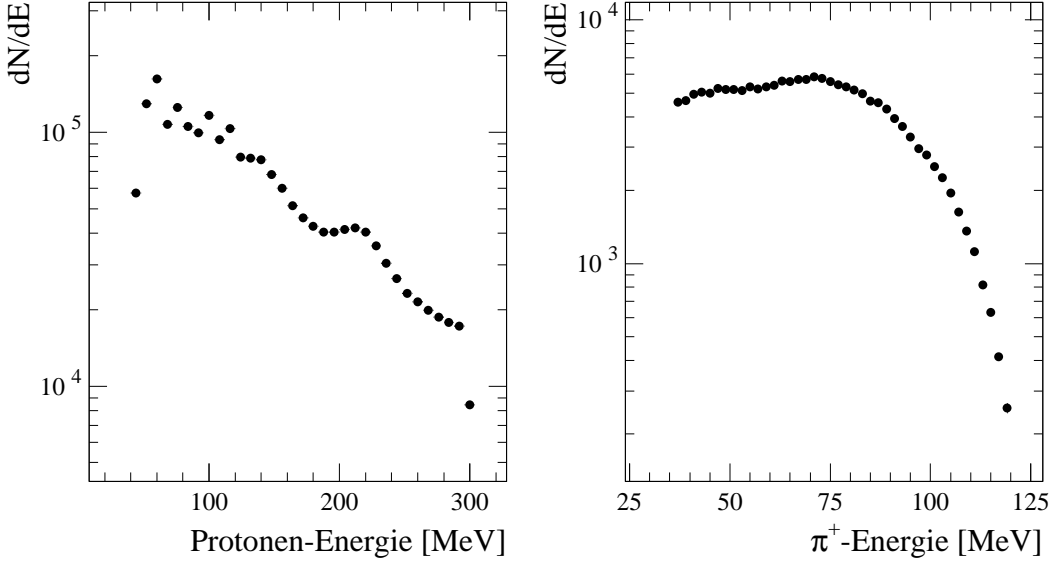


Abbildung 3.1: Energiespektren akzeptierter Protonen und  $\pi^+$  bei p + Au, 200 GeV; die erhöhte Zahl an Einträgen bei den Protonen bei  $\sim 220$  MeV stammt von hochenergetischen Deuteronen und Tritonen, die ihre Energie nicht vollständig im Detektor deponiert haben. Es wurde über einen Winkelbereich von  $30^\circ \leq \vartheta \leq 160^\circ$  integriert.

den gesamten Raumwinkel ab. Die akzeptierten Energien liegen für Protonen zwischen 40 MeV und 300 MeV und für  $\pi^+$  zwischen 35 MeV und 120 MeV. Die Energieverteilungen der Protonen und der  $\pi^+$  werden in Abbildung 3.1 gezeigt. Wie im  $\Delta E$ -E-Spektrum (Abb. 2.4) deutlich wird, benötigt man außerdem noch eine obere Grenze für  $\Delta E$ , da bei zu hohen Werten keine eindeutige Teilchenidentifikation mehr möglich ist; für Protonen wurde diese Grenze bei  $\Delta E = 440$  [willkürliche Einheiten] und für  $\pi^+$  bei  $\Delta E = 180$  [willkürliche Einheiten] gewählt. Die Beschränkungen in Geometrie und Energie haben eine Rapidityverteilung von ungefähr  $-0.71 \leq y \leq 0.64$  (Protonen) bzw.  $-1.06 \leq y \leq 0.95$  ( $\pi^+$ ) zur Folge. In den Rapidityverteilungen (Abb. 3.2) sieht man gewisse Auffälligkeiten, d.h. keine Einträge bei  $y=0$  und eine erhöhte Anzahl direkt daneben; dieser Effekt wird durch die Halterung des Targets (zwei Metallplatten) verursacht.



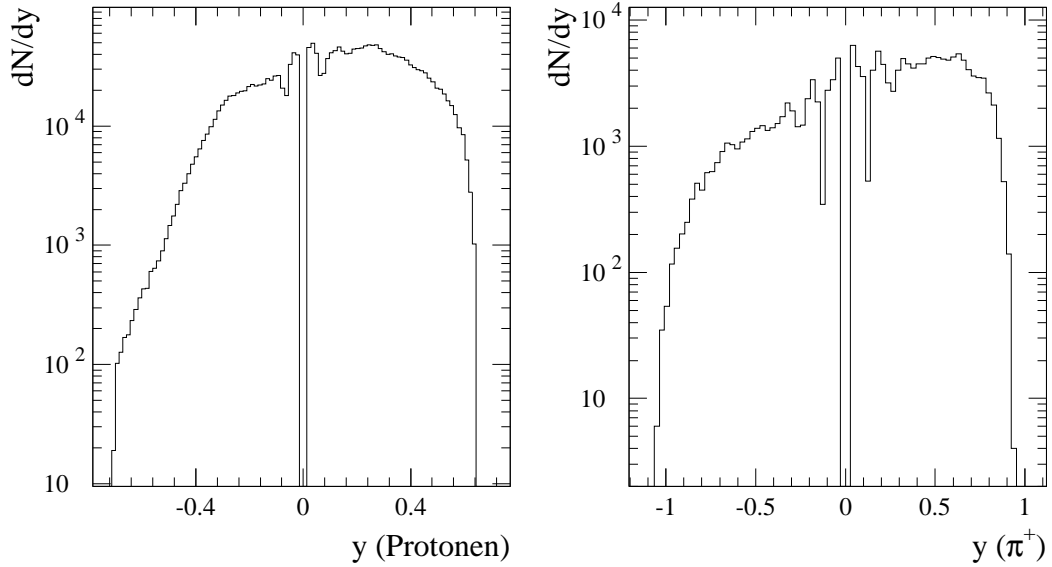


Abbildung 3.2: Histogrammdarstellung der Rapiditätsverteilungen von Protonen und  $\pi^+$  bei p + Au, 200 GeV.

Das von jedem getroffenen Modul abgegebene Zeitsignal erlaubt es, einen großen Teil von Fehlidentifikationen zu vermeiden bzw. unsichere Daten aus der Analyse auszuschließen. So dürfen Protonen nur ein TDC-Signal  $< 0.1\mu s$  haben; der erlaubte Bereich für die  $\pi^+$  liegt zwischen 250ns und  $10\mu s$ . Außerdem sollen die Ereignisse, in denen Positronen aus dem  $\pi^+$ -Zerfall aus dem ursprünglich getroffenen Modul in ein benachbartes gestreut werden, soweit wie möglich verworfen werden. Dazu hat sich eine Beschränkung auf Reaktionen, bei denen alle  $\pi^+$  untereinander eine Zeitsignaldifferenz von  $\Delta t > 20ns$  haben, als sinnvoll erwiesen.

Im Plastic-Ball gab es mehrere unbrauchbare Module. Sie lieferten entweder ständig ein Zeitsignal oder überhaupt keins. Mit ihnen aufgenommene Daten können nicht in der Analyse verwendet werden, da bei ihnen keine bzw. keine genaue Teilchenidentifikation möglich ist. Abbildung 3.3 zeigt, wie oft die übrigen Module im System p + Au bei 200 GeV von  $\pi^+$  getroffen wurden. Die Module mit den höheren Nummern befanden sich im vorderen  $\vartheta$ -Winkelbereich und haben eine dementsprechend höhere Zählrate als die rückwärtigen.

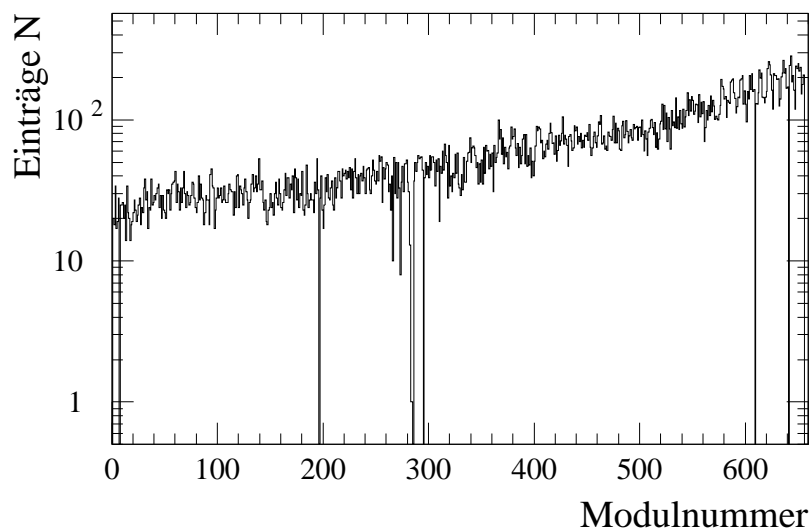


Abbildung 3.3: Häufigkeitsverteilung der von  $\pi^+$  getroffenen Module.

## 3.2 Experimentelle Ergebnisse

### 3.2.1 Azimutale Korrelationen

Mit der Untersuchung azimuthaler Korrelationen versucht man, Zusammenhänge bei der Emission von Teilchen in der senkrecht zur Strahlrichtung stehenden Ebene zu entdecken. Dazu teilt man jedes Stoßereignis anhand der Rapidität  $y$  in eine vordere und eine rückwärtige Hälfte auf (siehe Abbildung 3.4). Den Wert  $y_0$ , bei dem der Schnitt gemacht werden soll, ermittelt man aus der Rapiditätsverteilung der Protonen, und zwar findet man ihn an der Stelle, an der die Verteilung ihren maximalen Wert annimmt. Grund für diese Wahl ist die Annahme, daß sich der Targetkern nach dem Stoß mit dieser Rapidität  $y_0$  fortbewegt. Nach der Aufteilung berechnet man für jede Gruppe von Teilchen (in dieser Arbeit  $\pi^+$  oder Protonen) einzeln die Gesamttransversalimpulsvektoren der jeweiligen Hälften:

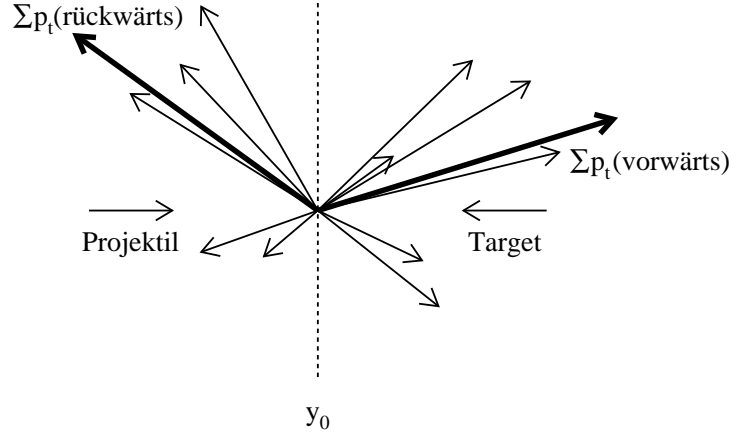


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Emission von Teilchen nach einem Stoß; eingezeichnet sind die Impulsvektoren und ihre Summen in Vorder- und Rückhälfte sowie die Rapiditytrennlinie bei  $y_0$ . In der Analyse wird der azimutale Öffnungswinkel zwischen den Summenvektoren ermittelt und daraus der Korrelationskoeffizient berechnet.

$$\vec{Q}_{vorwärts} = \sum_{i; y > y_0} \vec{p}_{\perp}^i \qquad \vec{Q}_{rückwärts} = \sum_{i; y \leq y_0} \vec{p}_{\perp}^i$$

Die aus den Daten zu extrahierende Größe ist der azimutale Öffnungswinkel zwischen dem Gesamttransversalimpuls der nach vorne und der nach hinten emittierten Teilchen. Er errechnet sich zu:

$$\Delta\varphi = \arccos \left( \frac{\vec{Q}_{vorwärts} \cdot \vec{Q}_{rückwärts}}{|\vec{Q}_{vorwärts}| \cdot |\vec{Q}_{rückwärts}|} \right)$$

Betrachtet man die so gewonnenen Öffnungswinkelverteilungen, dann liegt es nahe, diese mit einer Cosinus-Funktion anzunähern. Man erhält damit die Korrelationsfunktion:

$$C(\Delta\varphi) = \alpha \cdot (1 + \xi \cdot \cos(\Delta\varphi))$$

Als Maß für die Stärke der Korrelation definiert man

$$\zeta := \frac{C(0^\circ)}{C(180^\circ)} = \frac{1 + \xi}{1 - \xi}.$$

$\zeta$  nennt man den Korrelationskoeffizienten. Er ist ein Maß für die azimutale Asymmetrie im Impulsraum. Bei einer vollständig unkorrelierten Emission ist  $\zeta = 1$ , ein Wert  $> 1$  bedeutet die Bevorzugung kleiner,  $\zeta < 1$  die Bevorzugung großer Öffnungswinkel.

Die azimutalen Korrelationen wurden auf drei Möglichkeiten hin überprüft, und zwar auf Abhängigkeiten von

- der Zentralität des Stoßes,
- der Masse des Targets sowie
- der Masse des Projektils.

Als Zentralitätsmaß dient in dieser Arbeit die im MIRAC deponierte transversale Energie  $E_T$ . Bei protoneninduzierten Reaktionen ist zu beachten, daß  $E_T$  in ihnen nicht von vornherein als Maß für die Stoßzentralität angesehen werden kann, sondern eher ein Maß für die Anzahl der Stöße im Kern ist. Die Variation der Stärke der Korrelationen mit  $E_T$  läßt aber im nachhinein folgern, daß  $E_T$  auch bei den Protonen-Daten als Zentralitätsmaß gelten kann. Der  $E_T$ -Wert, bei dem die Grenze zwischen peripheren und zentralen Ereignissen gezogen wurde, mußte für jedes System einzeln bestimmt werden. Er wurden jedesmal so gewählt, daß der eine Teil der Ereignisse so periphere Stöße wie möglich beinhaltet und daß der Fehler des hieraus ermittelten Korrelationskoeffizienten keinen zu großen Wert annimmt. Für die hier vorgestellten Korrelationsanalysen muß die Gesamtzahl der Stoßereignisse relativ hoch sein. Das hat seine Ursache darin, daß man, um überhaupt einen Öffnungswinkel berechnen zu können, wenigstens zwei  $\pi^+$  pro Ereignis benötigt, während diese aber zum größten Teil gar keins oder nur ein einziges enthalten. Die Fehler der Korrelationskoeffizienten nehmen erst bei einer hohen Zahl an tatsächlich ausgewerteten Stößen so geringe Werte an, daß man qualitativ brauchbare Aussagen machen kann; aus diesem Grund konnte keine weitere Zentralitätsaufteilung vorgenommen werden.

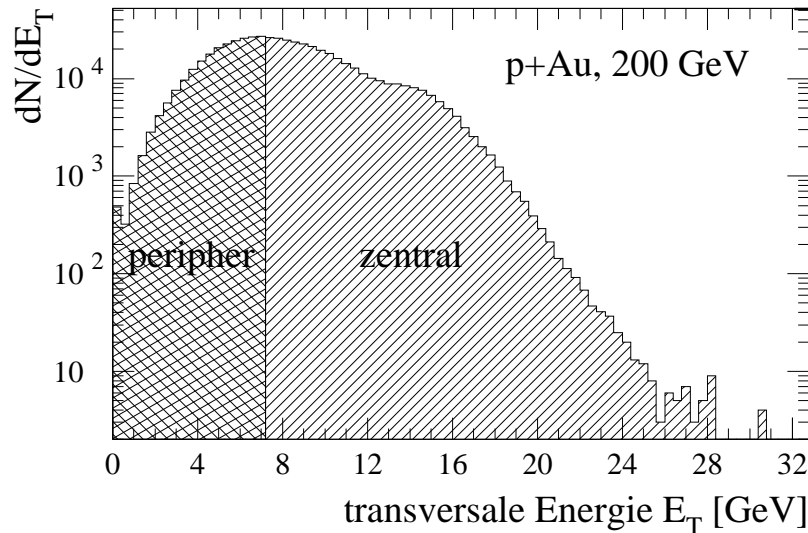


Abbildung 3.5: Aufteilung der Stoßereignisse nach der im MIRAC gemessenen transversalen Energie.

Abbildung 3.5 ist das  $E_T$ -Spektrum des MIRAC für das System  $p + Au$  bei  $200\text{ GeV}$ . Die schraffierten Flächen kennzeichnen die  $E_T$ -Bereiche, in denen die Ereignisse als peripher oder als zentral definiert wurden. Die Aufteilungen der anderen Stoßsysteme findet man im Anhang.

### Ergebnisse der Korrelationsuntersuchungen

Die Abbildung 3.6 zeigt die Verteilungen der azimuthalen Öffnungswinkel für Protonen und  $\pi^+$  im System  $p + Au$  bei  $200\text{ GeV}$ . Es wurden alle den Minimum-Bias-Trigger-Bedingungen genügenden Ereignisse in die Analyse aufgenommen. Man sieht, daß Protonen und  $\pi^+$  ein entgegengesetztes Verhalten zeigen: die Protonen werden bevorzugt mit großem, die  $\pi^+$  hingegen bevorzugt mit kleinem azimuthalem Öffnungswinkel emittiert. Die Bevorzugung großer Winkel durch die Protonen läßt sich leicht mit Hilfe der Impulserhaltung erklären; daß sie dabei nicht ausschließlich „Rücken an Rücken“ emittiert werden, liegt an den in der Summe zu unkorrelierter Emission führenden

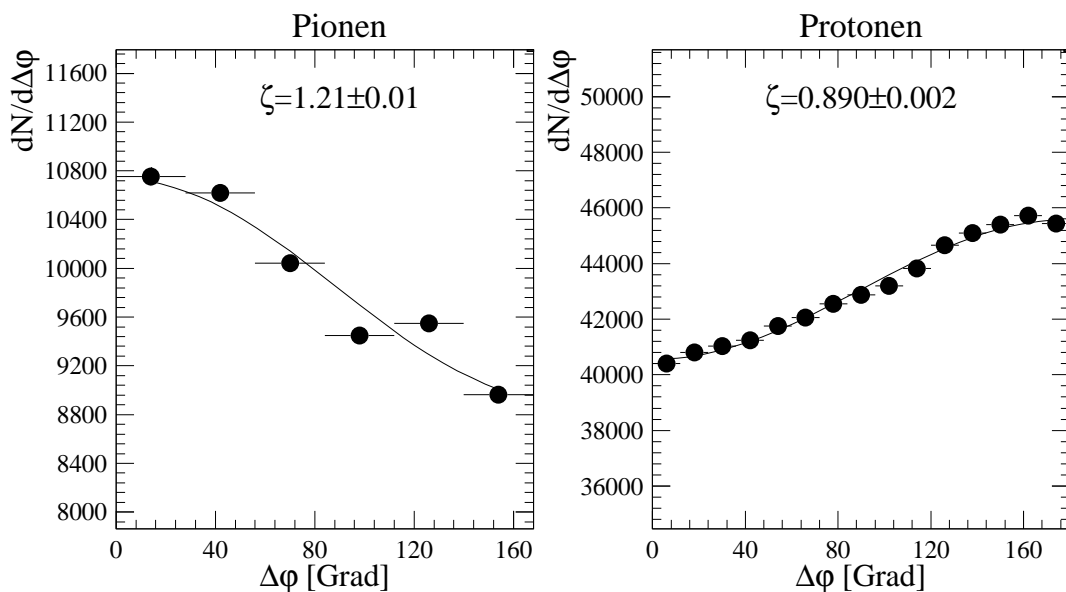


Abbildung 3.6: Azimutale Öffnungswinkelverteilungen von  $\pi^+$  und Protonen in der Summe aller Minimum-Bias-Ereignisse bei 200 GeV p + Au. Aufgrund der hohen Zahl an Protonen konnte für sie eine feinere Unterteilung vorgenommen werden.

Streuprozessen der Protonen in den Target-Spectators und untereinander. Da hier das Verhalten der  $\pi^+$  untersucht werden soll und die Protonen keine signifikante Zentralitätsabhängigkeit zeigen, soll für sie zunächst auf weitere Abbildungen verzichtet werden. Die Protonenkorrelationskoeffizienten der verschiedenen Stoßsysteme sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Projektil	Target			
	Au	Ag	Cu	C
p	$0.883 \pm 0.003$	$0.844 \pm 0.006$	$0.832 \pm 0.007$	$0.721 \pm 0.011$
$^{16}\text{O}$	$0.941 \pm 0.006$	-	-	-
$^{32}\text{S}$	$0.967 \pm 0.003$	-	-	-

Tabelle 3.1: Gesamtkorrelationskoeffizienten der Protonen; auf alle Systeme wurde der Minimum-Bias-Trigger angewendet. Stoßenergie war jedesmal 200 AGeV.

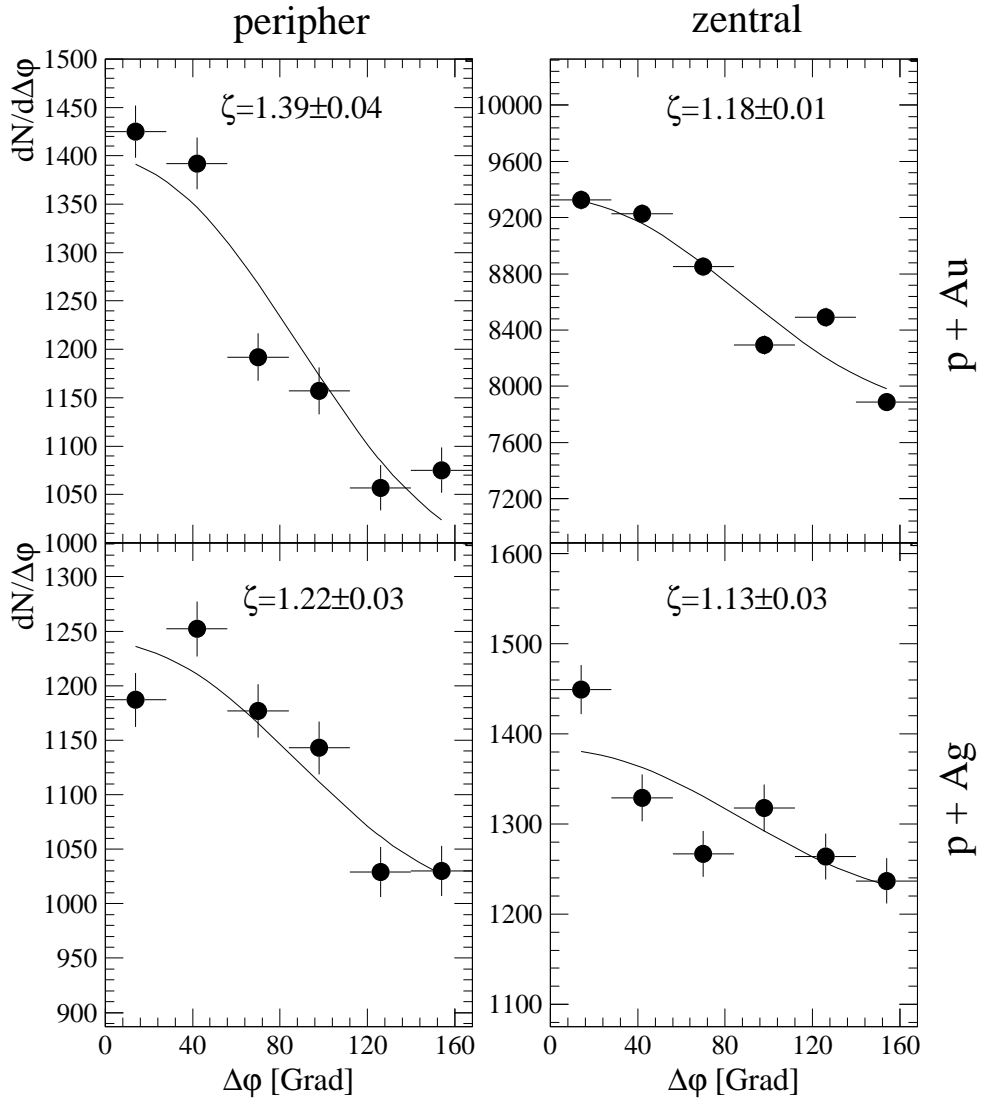


Abbildung 3.7: Öffnungswinkelverteilungen der  $\pi^+$  bei p + Au und p + Ag (200 GeV); links periphere, rechts zentrale Ereignisse.  $\zeta$  ist der jeweilige Korrelationskoeffizient. Die Verteilungen für die kleineren Targets finden sich auf der nächsten Seite.

Die Abbildungen 3.7 und 3.8 zeigen die Verteilungen der azimuthalen Öffnungswinkel zwischen den Transversalimpulssummen der nach vorne und der nach hinten emittierten  $\pi^+$  sowie die dazugehörigen Korrelationskoeffizienten  $\zeta$  in peripheren und zentralen Ereignissen bei 200 GeV protoneninduzierten

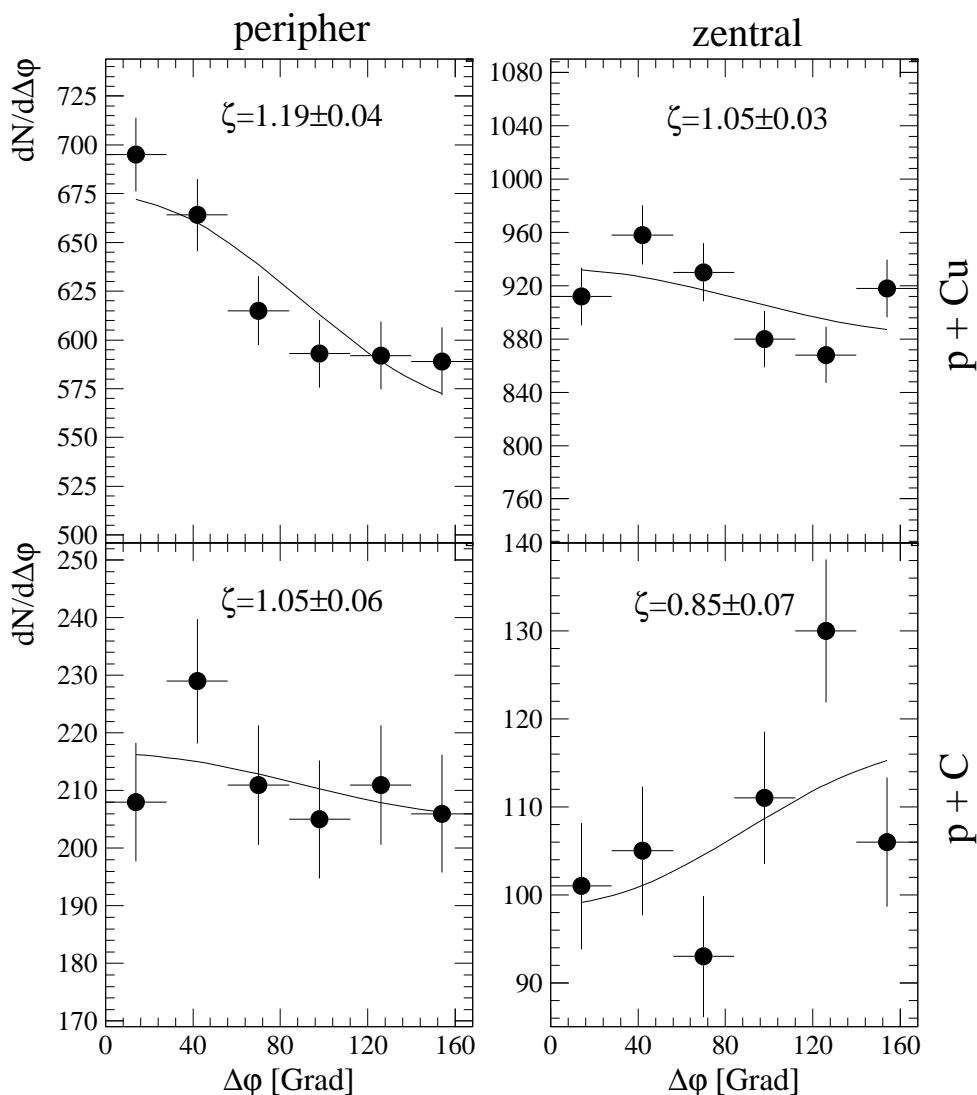


Abbildung 3.8: Öffnungswinkelverteilungen der  $\pi^+$  bei p + Cu und p + C (200 GeV).

Reaktionen. Auf der jeweils linken Seite sind die Verteilungen der peripheren, auf der rechten die der zentralen Stöße abgebildet. Die Targetmasse nimmt von oben nach unten ab. Man kann erkennen, daß, abgesehen von den zentralen p + C-Reaktionen, die  $\pi^+$  immer bevorzugt Seite an Seite emittiert werden. Die Korrelation ist in allen Systemen in peripheren Stößen stärker ausgeprägt als in zentralen. Sie wird von großen zu kleinen Targets hin schwächer.



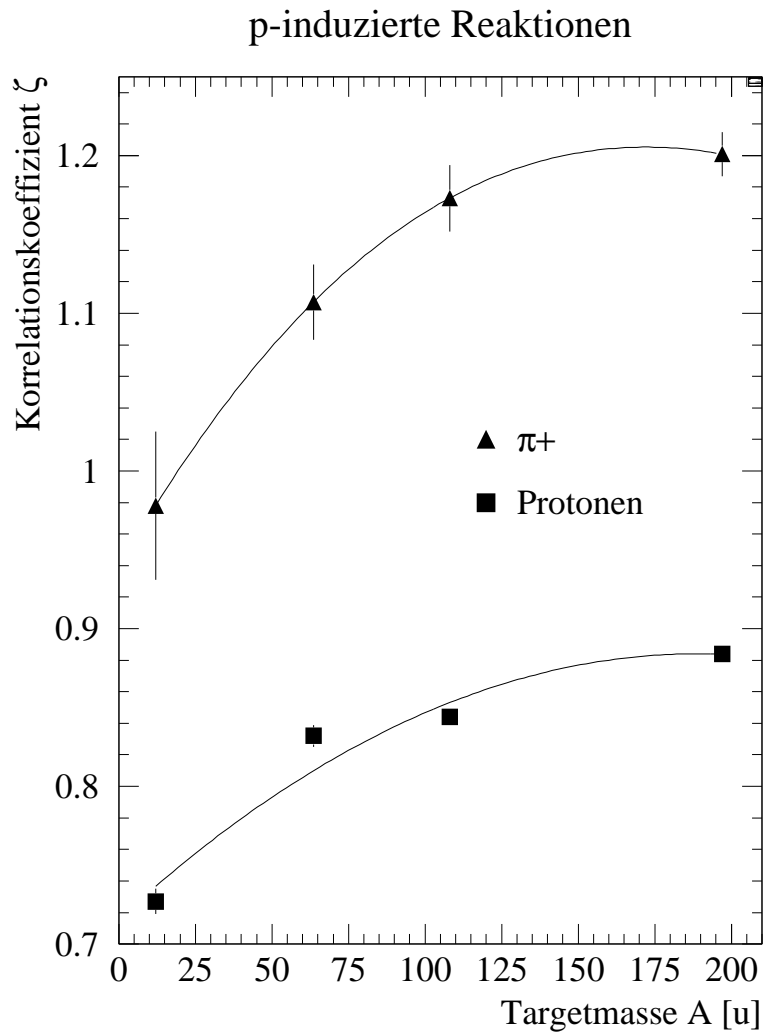


Abbildung 3.9: Abhängigkeit des Korrelationskoeffizienten von der Targetmasse.

Abbildung 3.9 zeigt die Abhängigkeit der Korrelationskoeffizienten für  $\pi^+$  und für Protonen von der Targetmasse. Sie wurden ohne Unterscheidung der Stöße nach Zentralität oder Energie ermittelt. Die beiden Kurven erhält man durch die Anpassung eines Polynoms 3. ( $\pi^+$ ) bzw. 2. Ordnung (Protonen) an die Datenpunkte; sie dienen ausschließlich zur Veranschaulichung der Abhängigkeit. Bei den  $\pi^+$  nimmt die Stärke Korrelation mit der Targetmasse zu, die der Protonen nimmt mit ihr ab (zur Erinnerung:  $\zeta = 1$  bedeutet unkorrelierte Emission).

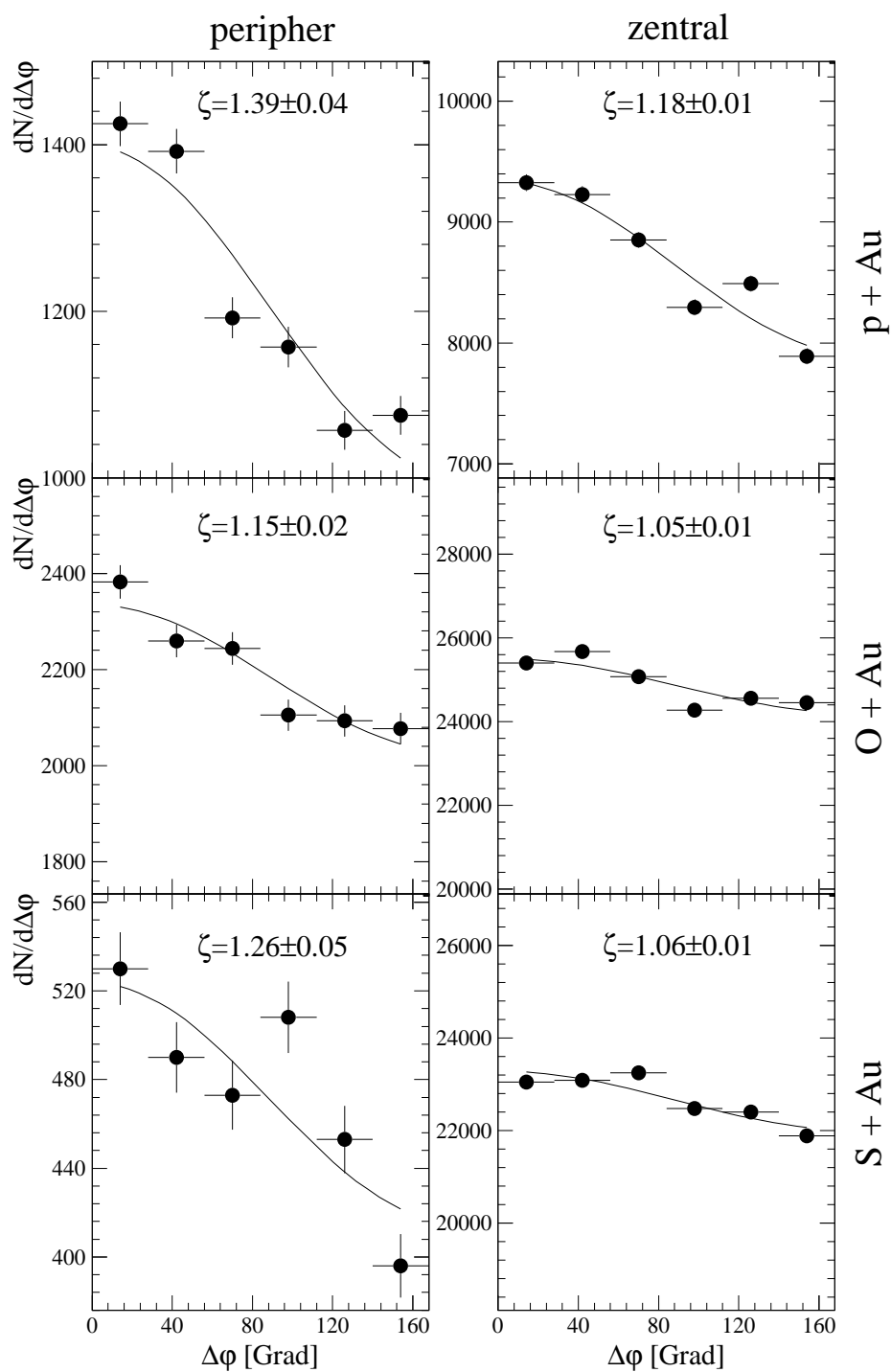


Abbildung 3.10: Abhängigkeit der azimutalen Korrelationen von der Projekttilmasse.

Abbildung 3.10 zeigt die Öffnungswinkelverteilungen der Systeme p,  $^{16}\text{O}$  und  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  bei jeweils 200 AGeV. Auch hier wurde eine Unterscheidung nach der Stoßzentralität vorgenommen. Die Zentralitätsabhängigkeit ist offensichtlich, eine eindeutige Projektilabhängigkeit ist auch in der Summe aller  $\pi^+$  nicht zu erkennen. Diese Beobachtung könnte ihren Grund darin haben, daß die verschiedenen Projektile mit unterschiedlichen Zentralitätsverteilungen gemessen wurden, so daß z.B. bei den  $^{16}\text{O}$ -Stößen im Verhältnis viel mehr zentrale Reaktionen in die Analyse aufgenommen wurden als bei den protoneninduzierten. Um eine eventuell vorhandene Projektilabhängigkeit feststellen zu können, müßte man die Daten auf das gleiche Maß an peripheren und zentralen Ereignissen normieren.

### Mittlere $\pi^+$ -Multiplizitäten

Die Untersuchung der mittleren  $\pi^+$ -Multiplizitäten soll weiteren Aufschluß über die Vorgänge im Targetfragmentationsbereich geben. In Abbildung 3.11 (nächste Seite) sind sie in Abhängigkeit von der Protonen-Multiplizität abgebildet. Bei den protoneninduzierten Daten sieht man, daß die Zahl der erzeugten  $\pi^+$  nicht linear mit der der Protonen ansteigt. Die Stoßsysteme p + Au, Ag und Cu zeigen untereinander ein sehr ähnliches Verhalten, bei p + C liegen die Werte deutlich niedriger. Bei den  $^{16}\text{O}$ - und  $^{32}\text{S}$ -induzierten Stößen ist die Zahl der  $\pi^+$  stark erhöht. Die mittlere  $\pi^+$ -Multiplizität steigt auch hier nicht konstant mit der Protonenzahl an, sondern geht (bei  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  sehr deutlich zu sehen) sogar in eine Sättigung.

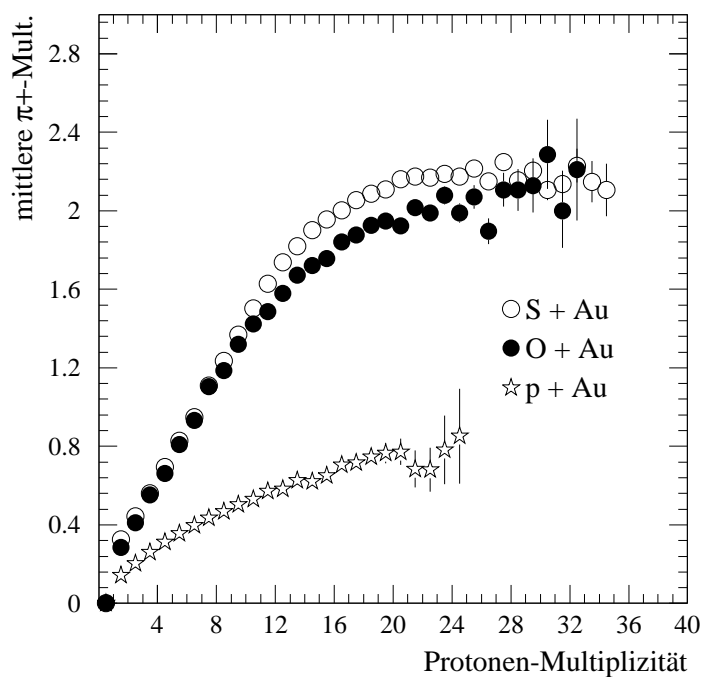
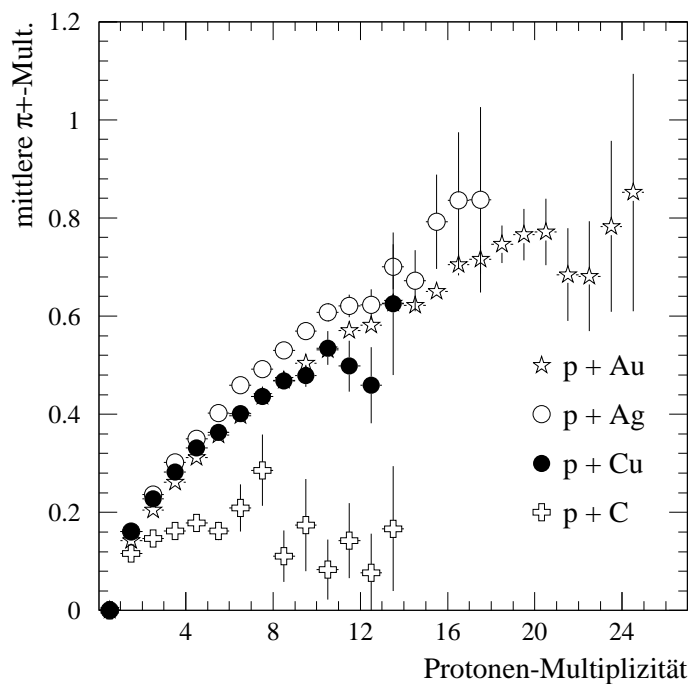


Abbildung 3.11: Mittlere  $\pi^+$ -Multiplizität in Abhängigkeit von der Protonenmultiplizität, oben bei protoneninduzierten Reaktionen, unten bei p,  $^{16}\text{O}$  und  $^{32}\text{S}$  + Au bei Stoßenergien von jeweils 200 AGeV.

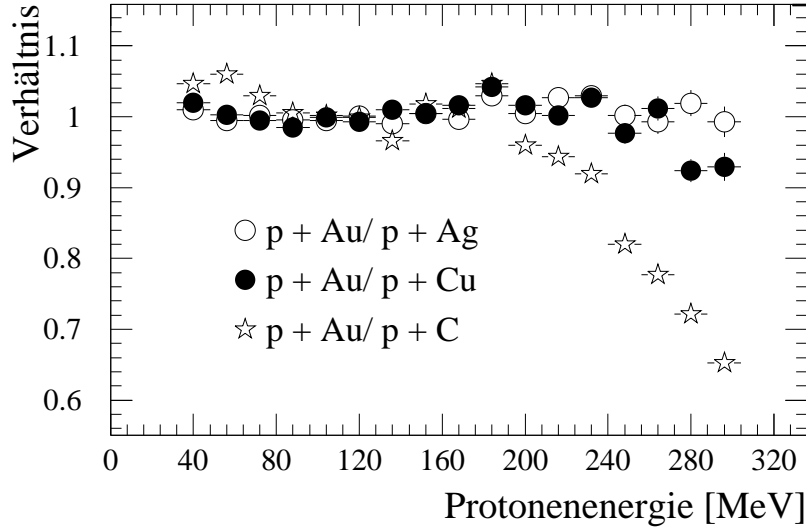


Abbildung 3.12: Verhältnisse der Protonen-Energiespektren von p + Au zu p + Ag, Cu und C bei 200 GeV.

### Verhältnisse der Energie- und Transversalimpulsspektren

Es wurden hier die Energiespektren der  $\pi^+$  und der Protonen sowie die Transversalimpulsspektren der  $\pi^+$  bei p + Au mit denen der Systeme p + Ag, Cu und C bei 200 GeV verglichen. Dazu wurden sie auf die gleiche Anzahl an Einträgen normiert und dann miteinander dividiert. Um Einflüsse durch Effekte aus dem mittleren Rapiditybereich auszuschließen, wurde die Akzeptanz im  $\vartheta$ -Winkel nochmals verkleinert, und zwar auf einen Bereich von  $160^\circ \geq \vartheta \geq 65^\circ$ . Der daraus resultierende Pseudorapiditybereich ist  $-1.7 \leq \eta \leq 0.45$ .

Bei leichten Targets sind die höheren Protonenenergien im Vergleich zu den schwereren Targets bevorzugt. Die  $\pi^+$  zeigen auch hier ein dem entgegengesetztes Verhalten, bei ihnen haben die aus den Stößen mit den schweren Targets stammenden  $\pi^+$  eine im Mittel höhere Energie.

Die Verhältnisse der Transversalimpulsspektren der  $\pi^+$  bei unterschiedlichen Targets zeigen eine sogar noch stärkere Bevorzugung hoher Transversalimpulse

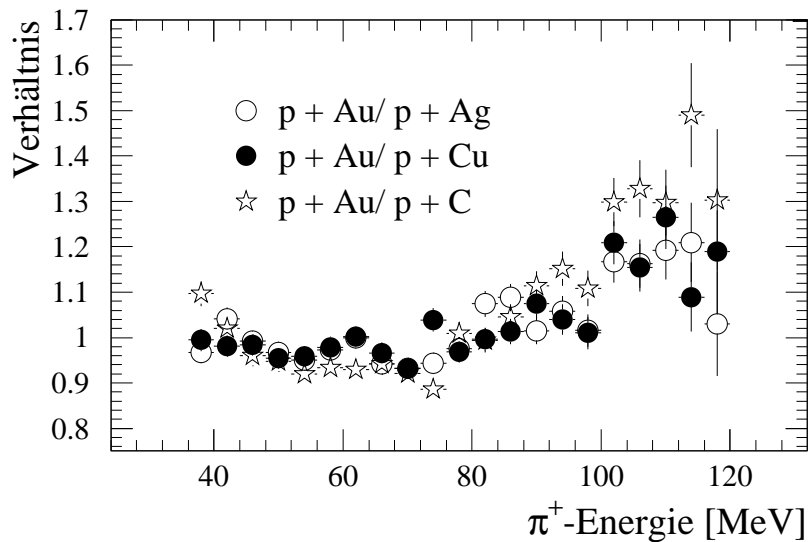


Abbildung 3.13: Verhältnisse der  $\pi^+$ -Energiespektren von p + Au zu p + Ag, Cu und C bei 200 GeV.

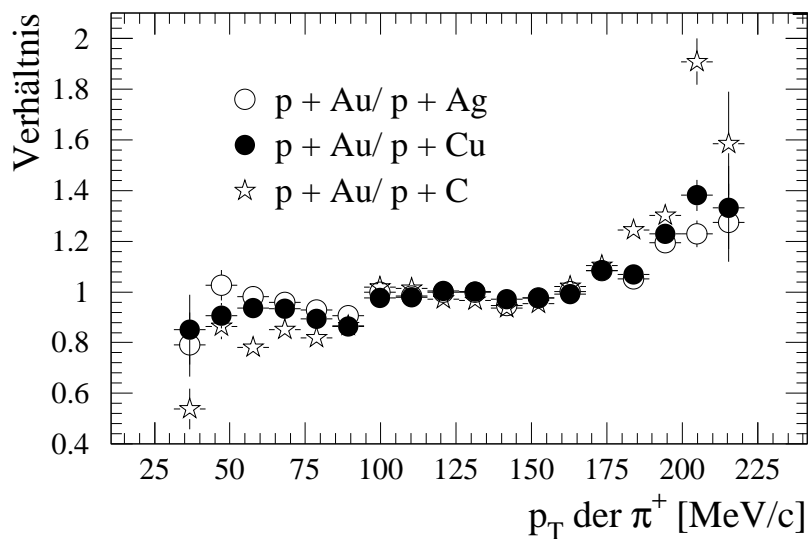


Abbildung 3.14: Verhältnisse der  $\pi^+$ -Transversalimpulsspektren von p + Au zu p + Ag, Cu und C bei 200 GeV.

bei größeren Targets gegenüber kleineren (siehe Abbildung 3.14). Für Protonen ist diese Untersuchung nicht durchgeführt worden.

### $\pi^+$ -Energien relativ zur Reaktionsebene

Die in Kern-Kern-Stößen erzeugten Teilchen werden nicht isotrop in den Raum emittiert, sondern sie finden sich vorzugsweise in einer Ebene, die man mit der Reaktionsebene identifizieren kann. Bei den in dieser Arbeit untersuchten stark asymmetrischen Systemen läßt sich die Reaktionsebene nicht aus den Daten aller Teilchen rekonstruieren, da für die Emission der meisten, wie z.B. der Protonen, die Impulserhaltung als dominierender Effekt angesehen werden muß; daher läßt sie sich hier nur aus den  $\pi^+$  ermitteln. Im Folgenden wird trotzdem am Beispiel der Protonen zusätzlich eine von der  $\pi^+$ -Emission unabhängige ermittelte Reaktionsebene berechnet werden.

Die Reaktionsebene wird durch zwei in ihr liegende Vektoren bestimmt. Einer dieser Vektoren ist immer die Strahlachse; zur Berechnung des anderen stehen mehrere unterschiedliche Verfahren zur Auswahl. Bei dem hier benutzten Verfahren addiert man in den einzelnen Stoßereignissen die Transversalimpulse  $p_T$  der jeweiligen Teilchen zum einen im vorderen, zum anderen im hinteren Stoßbereich auf (vorne und hinten werden anhand der Targetrapidität  $y_0$  unterschieden; siehe Seite 23). Bei Teilchen, die bevorzugt mit großen azimuthalen Öffnungswinkeln zueinander emittiert werden, erhält man den gesuchten zweiten Reaktionsebenenvektor durch die Subtraktion der beiden Transversalimpulssummen voneinander:

$$\vec{Q} = \sum_{i; y > y_0} \vec{p}_\perp^i - \sum_{i; y \leq y_0} \vec{p}_\perp^i$$

Man subtrahiert, damit man nicht einfach nur die Impulserhaltung überprüft, die zu  $\vec{Q}=0$  führen würde. Bei den bevorzugt Seite an Seite emittierten  $\pi^+$  addiert man die beiden Einzelsummen.

Da es sich bei den untersuchten Ereignissen zum größten Teil um  $2\pi^+$ -Ereignisse handelt, wird die wie oben beschrieben berechnete Reaktionsebene fast immer durch ein einziges höherenergetisches Teilchen bestimmt. Wenn

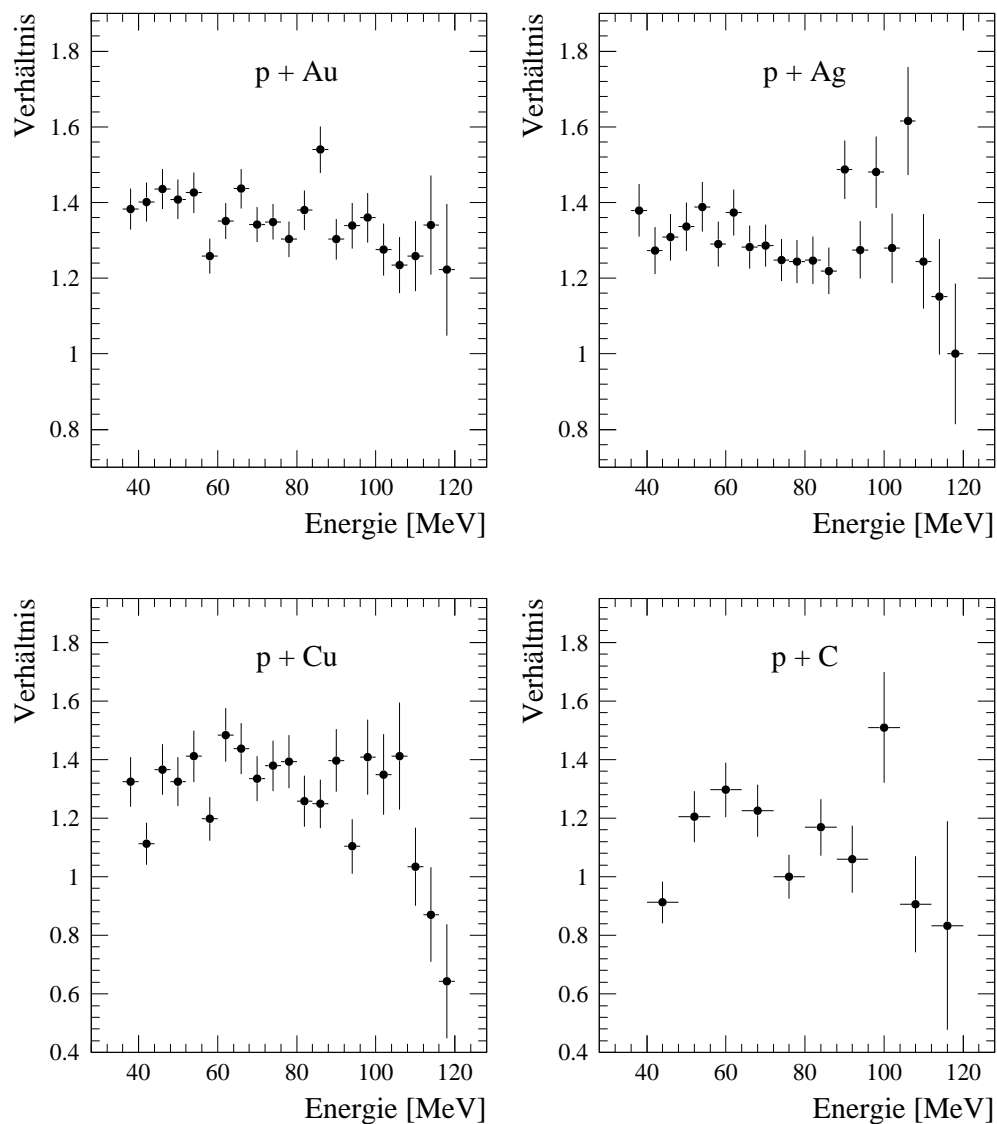


Abbildung 3.15: Verhältnisse der Energien von in der Reaktionsebene zu senkrecht zu ihr emittierten  $\pi^+$  (protoneninduzierte Daten bei 200 GeV).

man dann die Verteilung der Energien relativ zu Ebene untersucht, besteht die große Gefahr der Messung einer Autokorrelation, bei der man eine bevorzugte Emission von höherenergetischen  $\pi^+$  in der Ebene feststellen würde. Daher



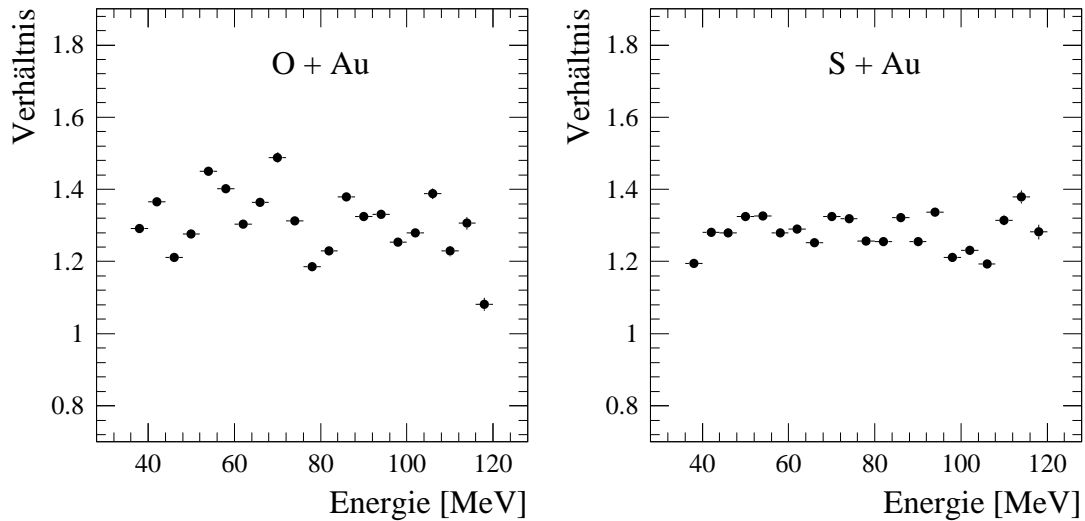


Abbildung 3.16: Verhältnisse der Energien von in der Reaktionsebene zu senkrecht zu ihr emittierten  $\pi^+$  (Projektile  $^{16}\text{O}$  und  $^{32}\text{S}$  bei 200 AGeV, Target Au)

wurden speziell für diese Untersuchungen die Transversalimpulse der  $\pi^+$  durch die transversalen Richtungsvektoren ersetzt.

Die Reaktionsebene kann wegen der meist geringen  $\pi^+$ -Multiplizität nur mit einer beschränkten Genauigkeit ermittelt werden. Deshalb wurden in der Analyse  $\pi^+$  mit einem Öffnungswinkel von  $\pm 30^\circ$  zur Reaktionsebene als in ihr emittierte angenommen. Die gleiche Akzeptanz gilt für den Bereich senkrecht zur Ebene. In den Abbildungen 3.15 und 3.16 sind die Verhältnisse der Energien der  $\pi^+$  in der Reaktionsebene zu senkrecht zu ihr gemessen für die Systeme p + Au, Ag, Cu und C sowie für  $^{16}\text{O}$  und  $^{32}\text{S}$  + Au bei jeweils 200 AGeV zu sehen. Bei den protoneninduzierten Reaktionen erkennt man, daß das Verhältnis zu höheren Energien hin abnimmt. Das bedeutet, daß die Energien der senkrecht zur Ebene emittierten  $\pi^+$  im Mittel höher sind als die der in ihr emittierten. Bei  $^{32}\text{S}$  + Au ist keine solche Bevorzugung zu beobachten; die Werte für  $^{16}\text{O}$  + Au schwanken zu stark, um eine verlässliche Aussage machen zu können.

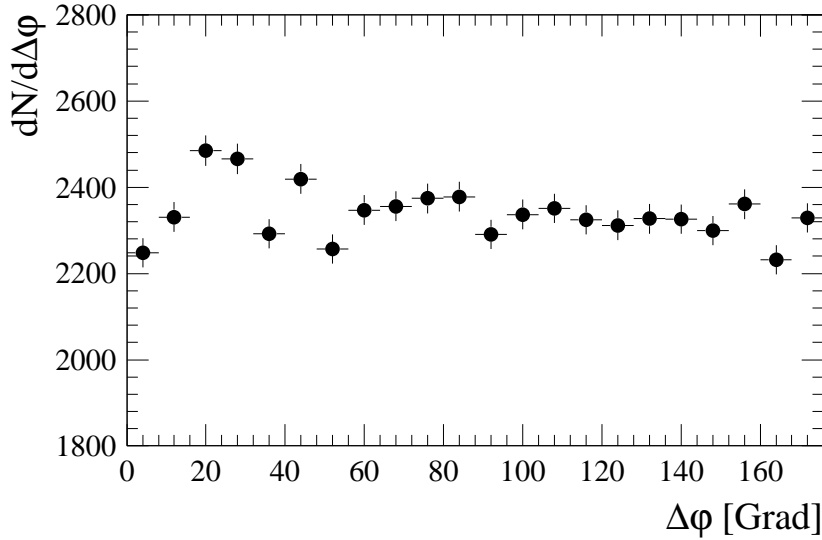


Abbildung 3.17: Öffnungswinkelverteilung von Protonen- und  $\pi^+$ -Reaktionsebenen zueinander bei p + Au, 200 GeV.

Wenn man in stark asymmetrischen Systemen die Reaktionsebene tatsächlich nicht aus den Protonen rekonstruieren kann, dann ist zu erwarten, daß die  $\pi^+$ -Reaktionsebene und die trotzdem aus den Protonen berechnete Reaktionsebene nicht miteinander korreliert sind. Daß dieses wirklich der Fall ist, zeigt Abbildung 3.17 am Beispiel p + Au bei 200 GeV.

### 3.2.2 Weitere Untersuchungen

Die Größe, die hier untersucht wird, ist der Verlauf der Targetmassenabhängigkeit der Ausbeute mit dem Transversalimpuls  $p_T$ . Es wird angenommen, daß die Ausbeute proportional zur Masse des Targets ist. Das bedeutet in diesem Fall eine angenommene Proportionalität  $dN/dp_T \propto A^\alpha$ .  $\alpha$  ermittelt man für verschiedene  $p_T$ -Bereiche einzeln, indem man die Ausbeute in Abhängigkeit von der Targetmasse aufträgt und die erhaltenen Verteilungen jeweils mit einer Funktion  $A^\alpha$  annähert.

Die Abbildungen 3.18 und 3.19 zeigen die Targetmassenabhängigkeiten  $\alpha(p_T)$  für Protonen und  $\pi^+$ , wie sie sich aus den protoneninduzierten Reaktionen

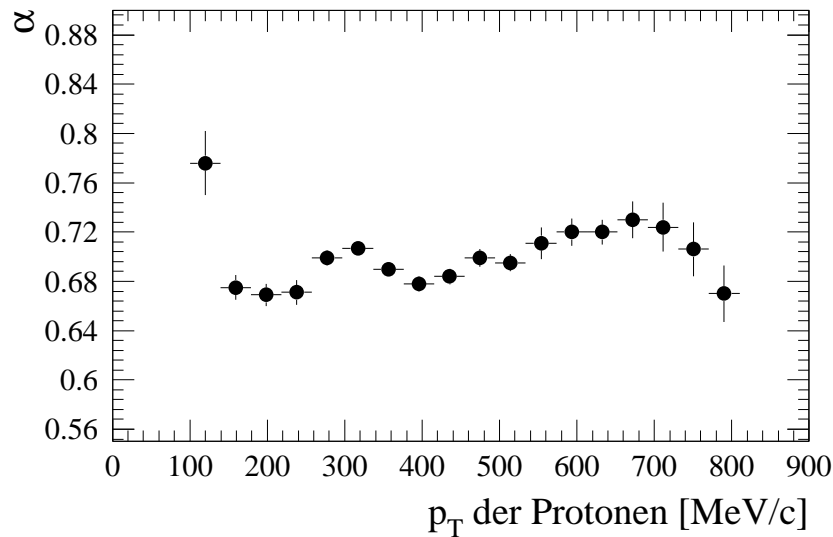


Abbildung 3.18: Targetmassenabhängigkeit  $\alpha$  der Ausbeuten der Protonen; ermittelt aus 200 GeV p + Au, Ag, Cu und C -Reaktionen.

berechnen lassen. Die Werte sind in beiden Fällen über einen weiten Bereich in etwa konstant. Abgesehen von sehr niedrigen und sehr hohen Transversalimpulsen ist  $\alpha(p_T)$  für Protonen  $\sim 0.7$  und für  $\pi^+ \sim 0.4$ . Es muß darauf hingewiesen werden, daß für eine exakte Bestimmung der Abhängigkeit mehrere Korrekturen in die Analyse eingebaut werden müssen. Zu berücksichtigende Effekte sind z.B. :

- Ungenauigkeiten durch elektronisches und durch Detektor-Rauschen,
- Mehrfachtreffer in ein Modul mit einer im vorderen Winkelbereich höheren Wahrscheinlichkeit als im hinteren,
- Fehlidentifikation von Teilchen sowie
- eine energieabhängige Detektionswahrscheinlichkeit für  $\pi^+$ .

Die ohne Korrekturen gewonnenen  $\alpha(p_T)$ -Werte können nur als Anhaltspunkte dienen und erfüllen nicht das für eine quantitative Analyse notwendige Maß an Genauigkeit.

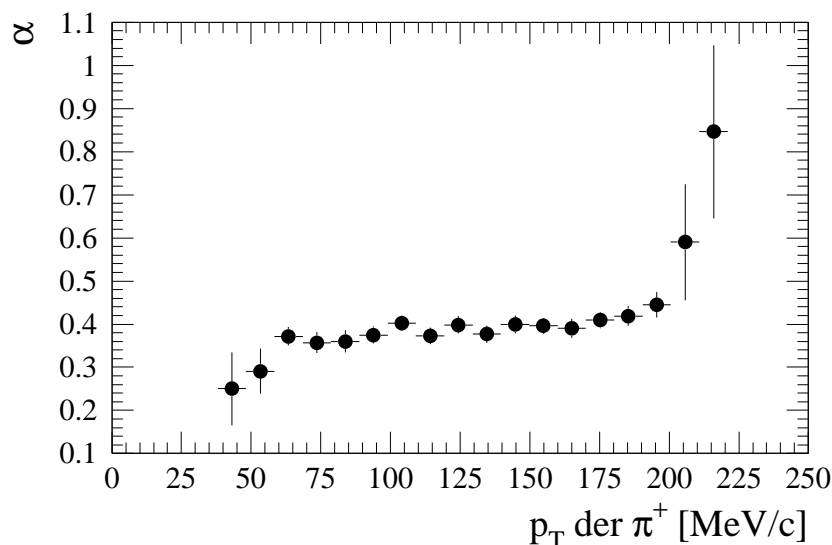


Abbildung 3.19: Targetmassenabhängigkeit  $\alpha$  der Ausbeuten der  $\pi^+$ ; ebenfalls aus 200 GeV p + Au, Ag, Cu und C-Stößen ermittelt.

### 3.3 Vergleich mit dem Modell VENUS 4.12

Bei dem Ereignisgenerator VENUS [Wer89] handelt es sich um ein Stringmodell-Programm zur Simulation von Kernstößen. Mit ihm werden Datensätze erzeugt, die die selben Informationen tragen wie aus dem Experiment erhaltene. Physikalische Grundlage der Modellrechnung ist die Extrapolation von den seit langem erforschten und gut bekannten Proton-Proton- und Elektron-Positron-Stößen auf schwerere Systeme; es werden keine besonderen Annahmen, wie z.B. über die Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas, gemacht. Projektil und Target bewegen sich auf geraden Bahnen aufeinander zu. Unterschreiten sie einen festgelegten Abstand voneinander, dann wechselwirken sie miteinander; dieser Abstand entspricht gemessenen Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitten. Die Wechselwirkung geschieht durch den Austausch von Farbladungen mit nachfolgender Bildung von Strings<sup>1</sup> zwischen einem

<sup>1</sup>Die Gluonen tragen eine Ladung, die Farbladung, können also untereinander wechselwirken. Im Stringmodell existieren analog zur QED Farbfeldlinien zwischen den Quarks, die

Quark und einem Antiquark oder einem Quark und einem Diquark. Es werden ausschließlich Farbladungen ausgetauscht, es findet kein Teilchenaustausch und auch kein Impulsübertrag statt. Die detektierbaren Teilchen, die Hadronen, werden in diesem Modell durch das Aufbrechen der Strings erzeugt; das Aufbrechen wird durch den Artru-Mennessier-Formalismus [Art74] beschrieben.

Im weiteren Verlauf der Reaktion können die erzeugten Hadronen sowohl untereinander als auch mit den verbliebenen Target-Spectators stoßen („Rescattering“). Von entscheidender Bedeutung sind hierbei die Abstände der Teilchen voneinander, unterhalb derer weitere Reaktionen stattfinden. Man nennt sie die Rescattering-Parameter; sie sind für Baryonen und Pionen unabhängig voneinander frei wählbar. In VENUS wird die Anregung der Target-Spectators auf den Rescattering-Mechanismus zurückgeführt. Daher kann man in gewissem Maße durch Variation der Parameter die Ergebnisse der Modellrechnung an die aus dem Experiment erhaltenen Werte anpassen.

### Ergebnisse

Die hier verwendete Version des Simulationsprogrammes war VENUS 4.12. Da die Produktion einer ausreichenden Anzahl von VENUS 4.12-Datensätzen recht zeitaufwendig ist und andere Projektil/Target-Kombinationen keine physikalisch interessanten Unterschiede erwarten lassen, wurde die Modellrechnung zunächst nur für das Stoßsystem  $p + Au$  bei 200 GeV durchgeführt. Die mit VENUS 4.12 erstellten Daten wurden mit dem selben Programm ausgewertet wie die experimentell aufgenommenen. Dabei waren zwei Änderungen nötig: zum einen die zusätzliche Berechnung, ob die Minimum-Bias-Trigger-Bedingungen erfüllt sind und zum anderen eine nachträgliche Beschränkung auf Teilchen, die im Akzeptanzbereich des Plastic-Balls liegen.

Der aus allen Ereignissen ermittelte Korrelationskoeffizient ist für Protonen  $\zeta = 1,20 \pm 0.01$ , für  $\pi^+$  ist er  $\zeta = 1.00 \pm 0.04$ . Damit zeigen die Protonen ein dem Experiment entgegengesetztes Verhalten einer bevorzugten Seite-an-Seite-Emission, während die  $\pi^+$  in der Summe vollständig unkorreliert emittiert

---

sich aufgrund der starken Selbstwechselwirkung der Gluonen zu Strings (= engl. für Schnur, Faden) zusammenziehen.

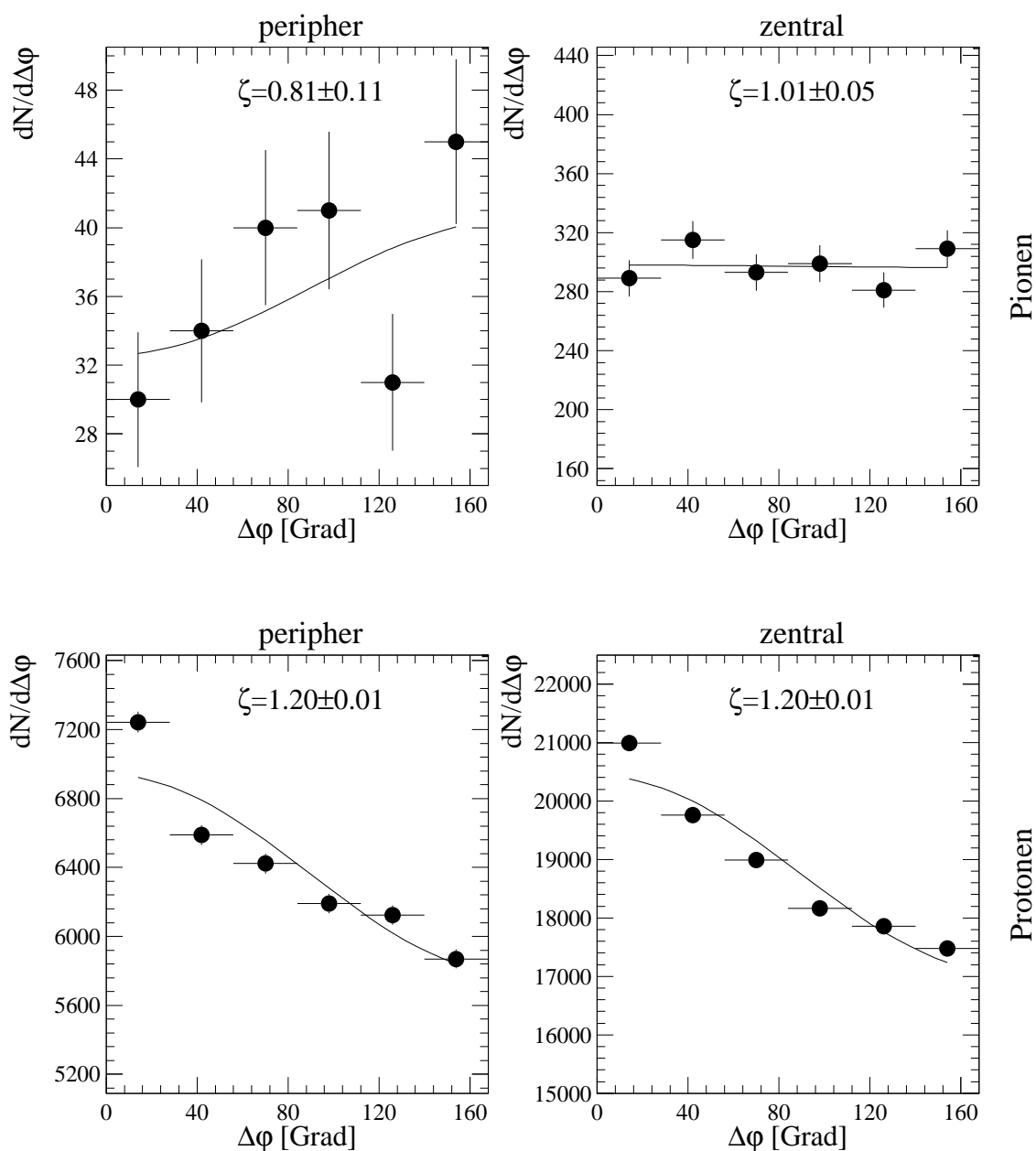


Abbildung 3.20: Öffnungswinkelverteilungen der  $\pi^+$  (oben) und der Protonen (unten) im Modell VENUS 4.12 im System p + Au bei 200 GeV.

werden. Die Abbildung 3.20 zeigt die Öffnungswinkelverteilungen der Protonen und der  $\pi^+$  mit einer Unterscheidung nach der Zentralität des Stoßes. In beiden Fällen wurde Stöße mit  $E_T(\text{MIRAC}) < 7$  GeV als peripher, alle anderen

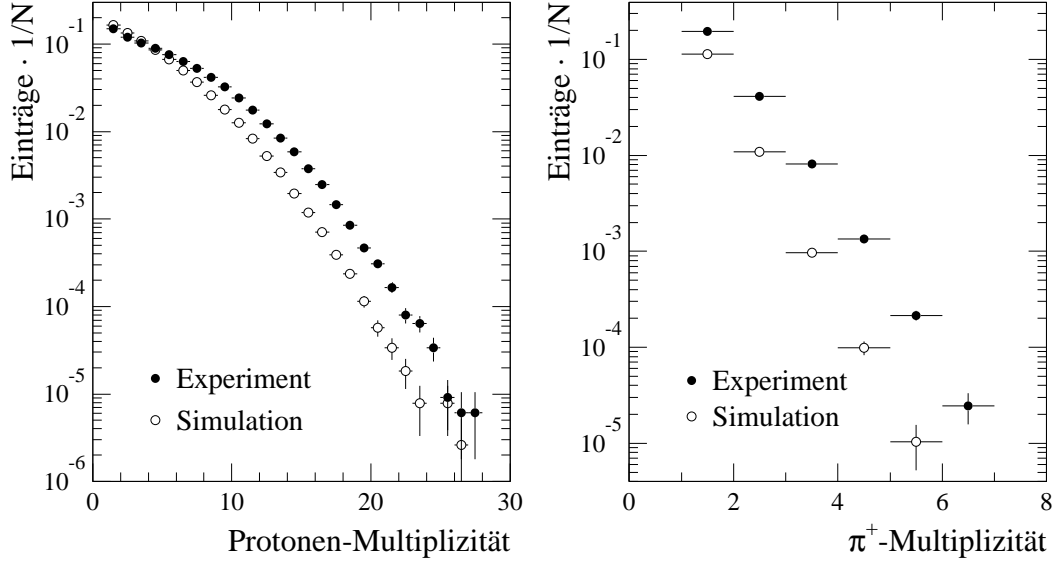


Abbildung 3.21: Protonen- und  $\pi^+$ -Multiplizitäten pro Minimum-Bias-Ereignis bei  $p + \text{Au}$ , 200 GeV; eingezeichnet sind experimentelle und VENUS 4.12-Ergebnisse.

als zentral definiert (bei einem  $E_T$ -Maximalwert von  $\sim 25$  GeV). Die aus peripheren Stößen stammenden  $\pi^+$  werden bevorzugt mit großem azimuthalem Öffnungswinkel emittiert, bei zentralen Stößen ist keine Bevorzugung zu sehen. Bei den Protonen ist keine Zentralitätsabhängigkeit zu erkennen.

In Abbildung 3.21 sind im Vergleich von experimentellen zu VENUS 4.12-Daten die Häufigkeiten der Protonen- und  $\pi^+$ -Multiplizitäten pro Minimum-Bias-Ereignis im System  $p + \text{Au}$  bei 200 GeV eingezeichnet. Man sieht, daß das Modell die niedrigen Protonenmultiplizitäten gut reproduziert und die höheren um maximal 10% unterschätzt. Die  $\pi^+$ -Multiplizitäten werden in jedem Bereich zu niedrig eingeschätzt; sie liegen im Experiment um bis zu 20% höher. Eine bessere Annäherung der Ergebnisse an das Experiment durch die Änderung der Rescattering-Parameter läßt sich, ohne dabei für ihn unphysikalisch hohe Werte anzunehmen, nicht erreichen.

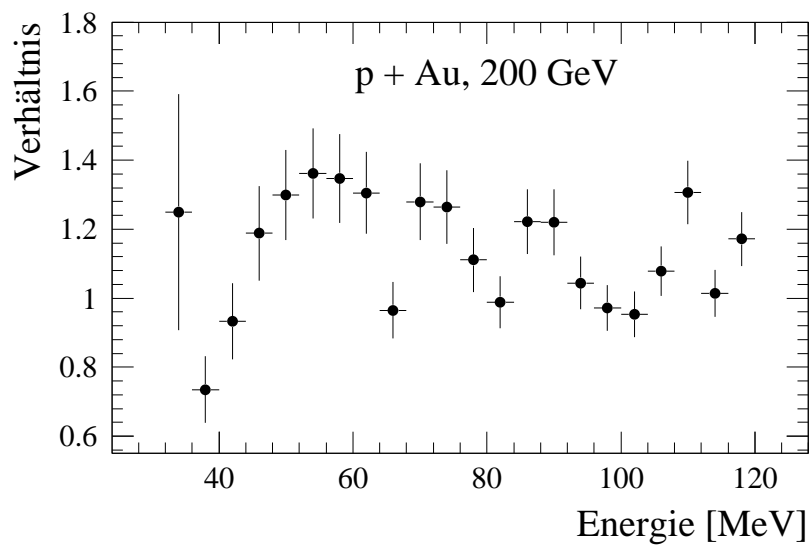


Abbildung 3.22: Verhältnis der Energien von  $\pi^+$  in der Reaktionsebene zu senkrecht zur ihr emittierten.

Abbildung 3.22 zeigt das Verhältnis der Energien von in der Reaktionsebene zur Richtung senkrecht zu ihr emittierten  $\pi^+$ . Bei Energien  $> 50$  MeV ist genau wie im Experiment zu sehen, daß die senkrecht zur Reaktionsebene emittierten  $\pi^+$  eine im Mittel höhere Energie haben.



# Kapitel 4

## Diskussion

### 4.1 Abhängigkeiten der azimutalen Korrelationen

Zunächst einmal ist festzustellen, daß es sich bei der Korrelation der  $\pi^+$  primär um eine Ortskorrelation handelt. Das heißt, daß die Stärke der Korrelation unverändert bleibt, wenn die Transversalimpulsvektoren durch die Richtungsvektoren ersetzt werden. Diese Austauschbarkeit hat ihren Grund darin, daß in den Analysen praktisch nur Ereignisse, die nur zwei  $\pi^+$  enthalten, ausgewertet werden. In solchen Ereignissen macht es keinen Unterschied, ob man den Öffnungswinkel zwischen den Richtungs- oder den Impulsvektoren mißt, da dieser ja derselbe ist. Die Stoßereignisse mit geringer  $\pi^+$ -Multiplizität sind selbst in den  $^{16}\text{O}$ - und  $^{32}\text{S}$ -induzierten Reaktionen so dominant, daß in allen untersuchten azimutalen Öffnungswinkelverteilungen kaum Unterschiede zwischen orts- und impulsgewichteter Berechnung zu erkennen sind.

In allen untersuchten Stoßsystemen ist für die  $\pi^+$  eine Zentralitätsabhängigkeit der Korrelation zu beobachten, und zwar ist die Korrelation umso stärker, je peripherer der Stoß ist. Des weiteren zeigt sich sowohl für Pionen als auch für Protonen eine Zunahme des Korrelationskoeffizienten mit der Masse des Targets. Für die Pionen bedeutet das eine mit der Targetmasse zunehmende stärkere Bevorzugung der Seite-an-Seite-Emission. Für die Protonen nimmt

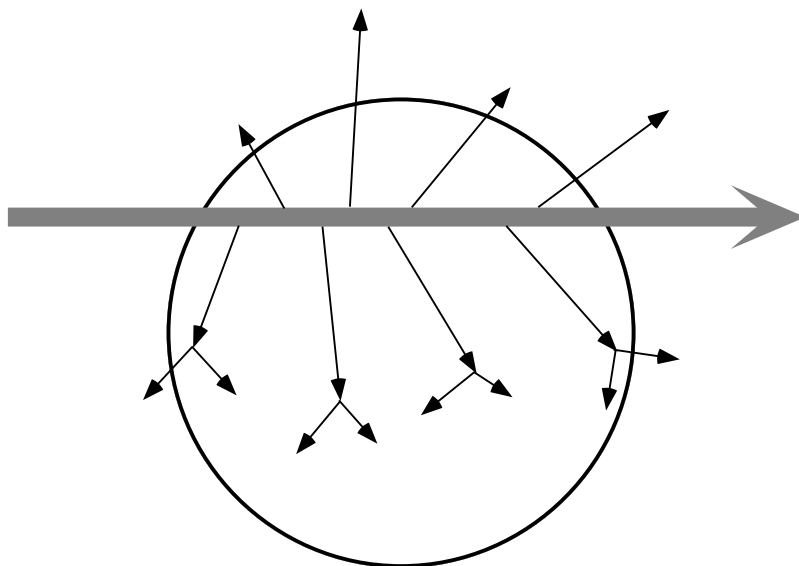
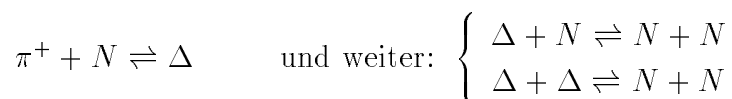


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung eines nichtzentralen Stoßes. Die Pfeile stehen für die dabei erzeugten Pionen; ein Teil von ihnen wird in der Targetmaterie absorbiert. Zeichnung: K.-H. Kampert.

die bei leichten Targets deutlich zu sehende Korrelation mit steigender Targetmasse zugunsten einer unkorrelierten Emission hin ab. Diese Beobachtungen lassen sich sehr einfach unter der Annahme erklären, daß  $\pi^+$  in hohem Maße in der Kernmaterie absorbiert werden können, Protonen hingegen nicht. Deren bevorzugte Emission bei großen Öffnungswinkeln folgt einfach aus der Erhaltung des Transversalimpulses.

Der Reaktionsmechanismus, der zu einer Absorption eines Teils der  $\pi^+$  und damit zu einer Verarmung an ihnen führen könnten, ist folgender ( $N$  steht für Nukleon):



Es gilt zu beachten, daß auch wieder  $\pi^+$  aus dem Zerfall von Resonanzen entstehen können. Ihre Emission ist dann zunächst isotrop; auch sie können wiederum mit den Targetnukleonen reagieren. Die gerichtete Absorption der  $\pi^+$  und ihre nachfolgende isotrope Emission ohne eine Netto-Abnahme

der Gesamtzahl an  $\pi^+$  stellt eine weitere Möglichkeit zur Erklärung der beobachteten azimutalen Korrelationen dar.

Die Zentralitätsabhängigkeit der Pionen ergibt sich im Absorptionsmodell aus der unterschiedlichen Weglänge, die die Teilchen in verschiedenen Richtungen durch die Kernmaterie zu durchqueren haben (siehe Abbildung 4.1). Bei peripheren Stößen haben die Pionen in der einen Richtung mehr Möglichkeiten zu stoßen und absorbiert zu werden als in der anderen. Das bedeutet, daß sie bei nicht zentralen Stößen hauptsächlich auf einer Seite des Kerns und damit mit kleinen Öffnungswinkeln zueinander detektieren werden können.

Die gemessene Targetabhängigkeit folgt auch aus dieser Überlegung: je weniger Targetnukleonen vorhanden sind, desto geringer ist auch die Gesamtwahrscheinlichkeit für einen Stoß mit ihnen. Für die Pionen bedeutet das eine herabgesetzte Absorbtiions- und Streuwahrscheinlichkeit, so daß bei sehr kleinen Targets die Impulserhaltung zum dominierenden Effekt wird. Für die Protonen kann man folgern, daß sie bei großen Targets eher unkorreliert und bei kleinen Targets stark bevorzugt mit großen Öffnungswinkeln zueinander emittiert werden.

Die mittleren  $\pi^+$ -Multiplizitäten weisen darauf hin, daß es sich bei dem Grund für die hier beobachteten Abhängigkeiten der Korrelationen um die Absorption von  $\pi^+$  mit einer Abnahme ihrer Gesamtzahl handelt. Sie steigen nicht nur nicht linear mit den Protonenmultiplizitäten an, sondern gehen für sehr hohe Teilchenzahlen sogar in eine Sättigung. Man kann berechtigterweise annehmen, daß im allgemeinen die Protonenmultiplizität eines Ereignisses mit der Zentralität des Stoßes zunimmt. Die mittleren  $\pi^+$ -Multiplizitäten zeigen demnach auch eine Abhängigkeit von der Stoßzentralität. Im Bild der Absorption heißt das: je zentraler ein Stoß, desto mehr  $\pi^+$  können insgesamt absorbiert werden. Dieses Ergebniss kann allerdings nur als weiterer Hinweis auf die Richtigkeit der Modellvorstellung dienen, da nicht auszuschließen ist, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit des Plastic-Balls für  $\pi^+$  bei hohen Gesamtteilchenzahlen so sehr abnimmt, daß die beobachtete Sättigung nur eine Folge der Detektoreigenschaften ist.

Die Verhältnisse der Energiespektren von Protonen und Pionen bei unterschiedlichen Targets zueinander können das Absorptions-Modell nicht bestäti-

gen. Die Verhältnisse der Energiespektren der Protonen sind dabei leicht zu erklären. Je größer das Target ist, desto größer ist auch die Wahrscheinlichkeit für Stöße mit den Targetnucleonen. Die erhöhte Zahl an Stößen hat einen höheren Grad an Thermalisierung des Systems, das bedeutet hier eine stärkere Angleichung der Teilchenenergien aneinander, zur Folge. Bei größeren Targets ist somit weniger wahrscheinlich, daß höherenergetische Protonen ihre volle Energie während des gesamten Reaktionsablaufs behalten; Protonen mit hohen Energien wird man eher bei kleinen Targets detektieren können. Das entgegengesetzte Verhalten der  $\pi^+$  läßt sich so nicht verstehen. Eine geringere Absorptionswahrscheinlichkeit von  $\pi^+$  mit höherer Energie könnte die Anreicherung bei großen Targets mit höherenergetischen  $\pi^+$  zwar erklären, ist aber nicht nachweisbar. Im besten Fall ist ein solcher Effekt als leichte Tendenz im System im System p + Au bei 200 GeV zu sehen: für  $\pi^+$  mit Energien  $\leq 70$  MeV ist der Korrelationskoeffizient  $\zeta = 1.20 \pm 0.02$ , für Energien  $> 70$  MeV ist  $\zeta = 1.18 \pm 0.02$ . Eine Verschiebung des Schnittes zu noch höheren Energien ist aufgrund der zu geringen Teilchenzahlen in diesem Bereich nur noch mit einer selbst für qualitative Aussagen zu geringen Genauigkeit zu erreichen. Die mittlere freie Weglänge der  $\pi^+$  in Kernmaterie unterliegt gerade in dem vom Plastic-Ball abgedeckten Energiebereich starken Schwankungen. So ist sie bei einer Temperatur von  $T = 120$  MeV bei einer Energie von 70 MeV am größten, wird aber zu kleineren und größeren Energien hin sehr schnell kleiner [Hag94]; aus diesem Grund sollten die Verhältnisse der Energiespektren im Absorptionsmodell genau andersherum aussehen, als sie gemessen worden sind.

Die Bevorzugung höherer Transversalimpulse bei größeren Targets wurde im WA80-Experiment bereits bei aus den Photonen im SAPHIR (Winkelbereich  $30^\circ \geq \vartheta \geq 11^\circ$ ) rekonstruierten  $\pi^0$ s gesehen. Erklärt wurde der Effekt dadurch, daß sich bei größeren Targets das Rescattering der Pionen stärker bemerkbar macht als in kleineren:

Durch die elastischen Stöße verlieren die Pionen keine Energie, ändern aber ihre Richtung. Dadurch wird ihre Verteilung im  $\vartheta$ -Winkel breiter, das heißt, sie werden in stärkerem Maße auch mit mittleren und größeren  $\vartheta$ -Winkeln emittiert. Da der Transversalimpuls von  $\vartheta$  abhängt, verbreitert sich so auch seine Verteilung. Weil beim Rescattering die Zahl der elastischen Stöße in

größeren Targets höher ist, ist damit in ihnen auch eine stärkere Bevorzugung höherer Transversalimpulse gegenüber kleinen Targets zu sehen.

Da sich bei den elastischen Stöße aber die Energien nicht ändern, steht eine befriedigende Erklärung der Verhältnisse der Energiespektren der  $\pi^+$  somit noch aus.

### Die Reaktionsebene

In allen in dieser Arbeit untersuchten Stoßsystemen ist das Verhältnis der Anzahl von  $\pi^+$  in der Reaktionsebene zur Richtung senkrecht zu ihr über alle Energien gemittelt größer als 1. Da die ausgewerteten Stöße meistens nur zwei  $\pi^+$  enthalten haben, bedeutet dieses die Verifizierung der festgestellten insgesamt bevorzugten Seite-an-Seite-Emission der  $\pi^+$ .

Weiter folgt, daß die senkrecht zur Reaktionsebene detektierten  $\pi^+$  fast immer (bei mehr als zwei Teilchen nicht zwingend) mit großem azimuthalem Öffnungswinkel zueinander emittiert worden sind. Deshalb liefert für die protoneninduzierten Reaktionen auch hier eine verringerte Absorptionswahrscheinlichkeit für  $\pi^+$  mit höheren Energien eine Erklärung: werden in den  $2\text{-}\pi^+$ -Ereignissen die höherenergetischen Teilchen bevorzugt mit großem azimuthalem Öffnungswinkel zueinander emittiert, dann befinden sie sich nach Definition der Reaktionsebene vorzugsweise nicht in ihr, sondern in der Richtung senkrecht zu ihr.

## 4.2 Ausbeuten

Bei den hier bestimmten Targetmassenabhängigkeiten  $\alpha$  der Ausbeuten vom Transversalimpuls ergeben sich für die Pionen auch ohne die beschriebenen notwendigen Korrekturen ähnliche Werte wie bei den in [Kam93] ermittelten Abhängigkeiten von  $\alpha$  von der Pseudorapidität  $\eta$ . Die Werte für Protonen variieren dort recht stark, und zwar liegen sie zwischen  $\sim 0.6$  (bei  $\eta = 1$ ) und  $\sim 0.85$  (bei  $\eta = -1.6$ ); zum Vergleich:  $\alpha(p_T)$  der Protonen liegt annähernd konstant bei  $\sim 0.7$ . Die Transversalimpulse wurden über den

gesamten Pseudorapiditätsbereich des Plastic-Balls gemessen; dabei war die Zahl der detektierten Teilchen im vorderen Winkelbereich ( $\eta > 0$ ) höher als im hinteren. Wenn man diese Tatsache in die Berechnung eines Mittelwertes von  $\alpha(\eta)$  einbezieht, dann entspricht  $\alpha(p_T)$  in etwa diesem Mittelwert.

Die großen Abweichungen vom jeweiligen Mittelwert von  $\alpha(p_T)$  bei sehr hohen und sehr niedrigen  $p_T$ -Werten lassen sich auf die dort zu geringe Anzahl an Teilchen zurückführen; die Unsicherheiten dieser Punkte sind dementsprechend groß.

### 4.3 Vergleich mit VENUS 4.12-Ergebnissen

In dieser Version des Simulationsprogrammes VENUS zeigen die Protonen ein gänzlich anderes Verhalten als in der älteren Version VENUS 3.07 (siehe [Kam93]). VENUS 3.07 konnte deren Öffnungswinkelverteilungen bei einem Korrelationskoeffizienten von  $\zeta = 0.76$  noch qualitativ reproduzieren, erzeugte aber  $\pi^+$  mit der gleichen Bevorzugung des azimuthalen Öffnungswinkels bei  $\zeta = 0.92$ . In dieser Hinsicht sind die VENUS 4.12-Daten realitätsnäher, denn hier werden die  $\pi^+$  in der Summe unkorreliert emittiert. Die Zentralitätsabhängigkeit der Korrelation für  $\pi^+$  wird in zum Experiment entgegengesetzter Weise vorhergesagt.

VENUS 4.12 weist in zwei für die Untersuchungen wichtigen Bereichen erhebliche Mängel auf. Zum einen ist die Zahl der Mittel erzeugten  $\pi^+$  auch bei sehr großen Rescattering-Parametern um bis zu 20% zu niedrig, zum anderen können die Energieverteilungen von Protonen und  $\pi^+$  nicht annähernd reproduziert werden; es werden zu wenig Teilchen mit geringen und zu viele mit hohen Energien erzeugt (siehe Abbildung 4.2).

Das Simulationsprogramm VENUS 4.12 liefert für die an mit ihm erzeugten Datensätzen durchgeführten Analysen in keiner Hinsicht befriedigende Ergebnisse.

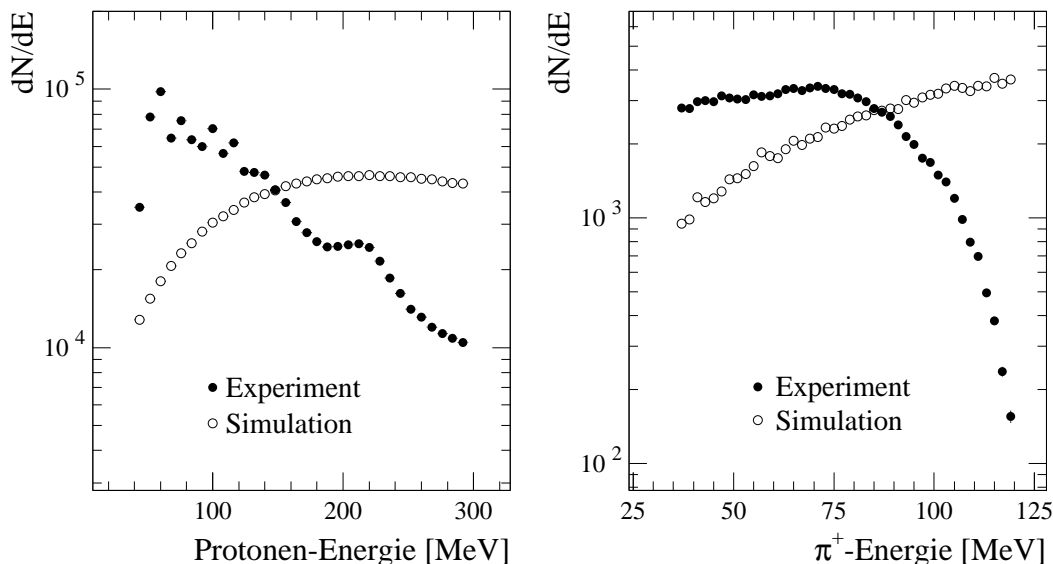


Abbildung 4.2: Energiespektren akzeptierter Protonen und  $\pi^+$  bei p + Au bei 200 GeV. Um experimentelle und VENUS 4.12-Daten besser vergleichen zu können, wurden die Spektren der Protonen und der  $\pi^+$  jeweils auf die gleiche Anzahl an Einträgen normiert.

## 4.4 Ergebnisse anderer Arbeitsgruppen

Auch andere Arbeitsgruppen haben für Pionen azimuthale Asymmetrien festgestellt und sind zu dem Schluß gekommen, daß der Grund hierfür die Absorption von Pionen in der Kernmaterie ist. Die Ergebnisse, die sie zu dieser Annahme veranlaßt haben, sollen hier kurz vorgestellt werden.

Am Schwerionensynchrotron (SIS) der GSI<sup>1</sup> wurde unter anderem die Reaktion  $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$  bei 1 AGeV Stoßenergie untersucht [Bri93]. Dabei wurden mit dem KaoS-Spektrometer  $\pi^+$  in einem Winkelbereich von  $40^\circ < \vartheta < 80^\circ$  und mit Impulsen zwischen 270 MeV/c und 1140 MeV/c erfaßt. Man stellte eine azimuthal asymmetrische Verteilung der  $\pi^+$  mit einer bevorzugten Emissionsrichtung senkrecht zur Reaktionsebene fest. Diese Anisotropie war in semizentralen Reaktionen für  $\pi^+$  mit hohem Transversalimpuls am stärksten

<sup>1</sup>Gesellschaft für SchwerIonenforschung

ausgeprägt. Das gleiche Stoßsystem wurde auch von der TAPS-Kollaboration untersucht, allerdings handelte es sich bei den untersuchten Teilchen um ungeladene Pionen [Ven93]. Man stellte ebenfalls eine bevorzugte Emission der  $\pi^0$  senkrecht zur Reaktionsebene fest; dabei waren die  $\pi^0$ -Energien senkrecht zur Ebene im Mittel höher als in ihr. Ein wichtiger Unterschied der beiden obigen Analysen zu der hier vorgestellten Arbeit ist, daß es sich bei ihnen um symmetrische Systeme, also um vollständig andere geometrische Voraussetzungen als im WA80-Experiment gehandelt hat. In ihnen konnte die Reaktionsebene aus allen Teilchen rekonstruiert werden. In den hier untersuchten asymmetrischen Systemen war die freie Raumrichtung des Stoßsystems eine ganz andere; die Verhältnisse der Energiespektren von in der Ebene zu senkrecht zu ihr emittierten  $\pi^+$  sind in den unterschiedlichen Stoßgeometrien nicht direkt miteinander vergleichbar.

Die DIOGENE-Kollaboration führte Experimente mit Ne-Projektilen bei 800 AMeV durch [Gos89]. Targetmaterialien waren NaF, Nb und Pb; der Detektor war eine den gesamten  $\phi$ -Winkel abdeckende Driftkammer im  $\vartheta$ -Winkelbereich von  $20^\circ < \vartheta < 132^\circ$ . Ein Ergebnis war, daß in diesen Experimenten bei hohen Targetmassen sowohl die  $\pi^+$  als auch die  $\pi^-$  in der zur Strahlrichtung senkrechten Ebene bevorzugt von den Target-Spectators weg zur Projektalseite hin emittiert worden sind.

Abschließend sollen zwei weitere Untersuchungen besprochen werden, in denen wie in dieser Arbeit die azimutalen Öffnungswinkel zwischen nach vorne und nach hinten emittierten Teilchen ermittelt worden sind. Am Kurchatov-Institut geschah die Untersuchung solcher azimutaler Korrelationen bei Stoßenergien von jeweils 3.6 AGeV in den Systemen C + Al, C + Cu, C + Pb, He + Al sowie He + Pb [Ady90]. Gemessen wurde der azimutale Öffnungswinkel zwischen einem Teilchen aus dem Bereich  $10^\circ \leq \vartheta \leq 18^\circ$  und einem Teilchen, das je nach Versuchsanordnung bei  $\vartheta = 45^\circ, 60^\circ, 80^\circ$  oder bei  $130^\circ$  nachgewiesen worden ist. Dabei hat man für Pionen eine bevorzugte Emission bei kleinem azimutalem Öffnungswinkel, für Protonen und Deuteronen eine Emission bei großem Öffnungswinkel festgestellt. Die Bevorzugung der Pionen lag in einer Größe von 3 - 7%. Die Stärke der Korrelation nahm mit zunehmender Teilchenmultiplizität (= zunehmender Zentralität) ab; die Korrelation war bei kleinen Targets stärker als bei großen. Aus [Ady90] geht leider nicht eindeutig



hervor, ob die Abhängigkeiten gleichsam für Pionen, Protonen und Deuteronen festgestellt werden konnten.

Mit dem Plastic-Ball aufgenommene Daten wurden schon in [Kam93] für Protonen und  $\pi^+$  auf die in dieser Arbeit beschriebene Weise auf azimutale Korrelationen hin untersucht. Das Stoßsystem war  $p + Au$  bei Energien von 4.9, 60 und 200 GeV. Ergebnis war die Feststellung einer bevorzugten Rücken-an-Rücken-Emission der Protonen und einer bevorzugten Seite-an-Seite-Emission der  $\pi^+$ . Die Stärke der Korrelation war für Protonen weitgehend unabhängig von der Stoßenergie und fiel für  $\pi^+$  mit steigender Stoßenergie ab. Die Analysen wurden auch an von den Simulationsprogrammen VENUS 3.07 und RQMD 1.07 für das System  $p + Au$  bei 200 GeV erzeugten Datensätzen durchgeführt. Das experimentelle Ergebnis der Protonen wird von beiden Modellen reproduziert, aber nur RQMD sagt auch die Bevorzugung kleiner azimutaler Öffnungswinkel für die  $\pi^+$  voraus. Als vermutlicher Grund für diese korrekte Vorhersage wird angegeben, daß RQMD den Mechanismus zur Bildung von  $\Delta$ -Resonanzen, das heißt die Absorption der  $\pi^+$  in der Targetmaterie, enthält.

Es deutet also vieles darauf hin, daß es sich bei der Ursache für die festgestellten azimutalen Asymmetrien um die Absorption eines Teils der Pionen in der Kernmaterie handelt. Die Verhältnisse der Energiespektren der  $\pi^+$  bei unterschiedlichen Targets und die am Kurchatov-Institut gemessenen stärkeren Korrelationen bei kleineren Targets lassen sich in diesem Modell allerdings noch nicht erklären.



# Kapitel 5

## Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden azimutale Korrelationen von  $\pi^+$  und Protonen untersucht. Für beide ist eine Targetabhängigkeit, für die  $\pi^+$  außerdem noch eine Zentralitätsabhängigkeit festgestellt worden. Eine Energieabhängigkeit der Korrelation scheint nicht vorhanden zu sein; über eine Projektilabhängigkeit läßt sich noch keine sichere Aussage machen. Des weiteren wurden die Abhängigkeiten der mittleren  $\pi^+$ -Multiplizitäten von den Protonen-Multiplizitäten und die Verhältnisse von Protonen- und  $\pi^+$ -Energien bei unterschiedlichen Targets zueinander ermittelt. Es wurde gezeigt, daß  $\pi^+$  in protoneninduzierten Reaktionen senkrecht zur Reaktionsebene eine im Mittel höhere Energie haben als in ihr. Bei der Auswertung der WA80-Daten wurden als letztes die Targetmassenabhängigkeiten der Ausbeuten von Protonen und  $\pi^+$  in Abhängigkeit vom Transversalimpuls berechnet. Anschließend wurden die experimentellen Ergebnisse der azimutalen Korrelationen mit denen des Simulationsprogrammes VENUS 4.12 verglichen. Dabei konnte festgestellt werden, daß VENUS 4.12 noch erhebliche Mängel aufweist und die azimutalen Korrelationen nicht beschreiben kann.

In der Diskussion wurde mit der Absorption eines Teils der  $\pi^+$  in den Targetspectators eine mögliche Erklärung für die meisten der beobachteten Effekte gegeben und gezeigt, daß dieses Modell auch durch die Ergebnisse anderer Arbeitsgruppen gestützt wird.

## Ausblick

Korrelationsanalysen mit 60 AGeV-Daten stehen noch aus; ebenso sollen weitere  $^{16}\text{O}$ - und  $^{32}\text{S}$ -Reaktionen mit kleineren Targets ausgewertet werden. Um eine mögliche Projektilabhängigkeit feststellen zu können, muß dabei Wert auf eine vergleichbare Aufteilung der verschiedenen Stoßsysteme nach den Zentralitäten gelegt werden.

Für die 200 AGeV-Reaktionen  $^{16}\text{O} + \text{Au}$  und  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  existieren noch zwei- bis dreimal mehr Daten, als in dieser Arbeit ausgewertet werden konnten. Wenn auch diese noch analysiert werden, sollte eindeutig feststellbar sein, ob die Stärke der azimuthalen Korrelationen der  $\pi^+$  zumindest in diesen Stoßsystemen von ihrer Energie abhängt.

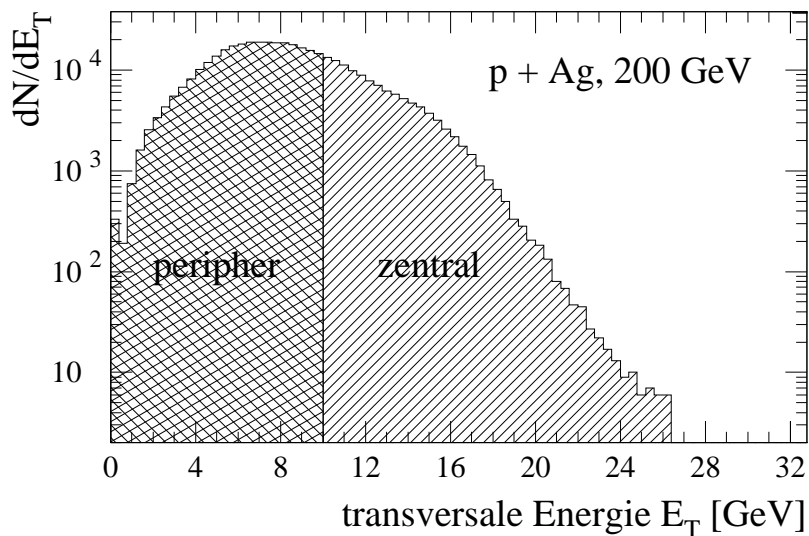
Weitere Aufschlüsse erhofft man sich aus der Analyse von mit dem Simulationsprogramm RQMD erstellten Daten. Wie bereits erwähnt, enthält RQMD auch die Absorption von  $\pi^+$  durch die Bildung von  $\Delta$ -Resonanzen. Dieser Mechanismus kann bei der Datenerzeugung allerdings auch weggelassen werden. In den kommenden Analysen soll geprüft werden, wie sich das Weglassen dieses Absorptionskanals auf die azimuthalen Korrelationen der  $\pi^+$  auswirkt.

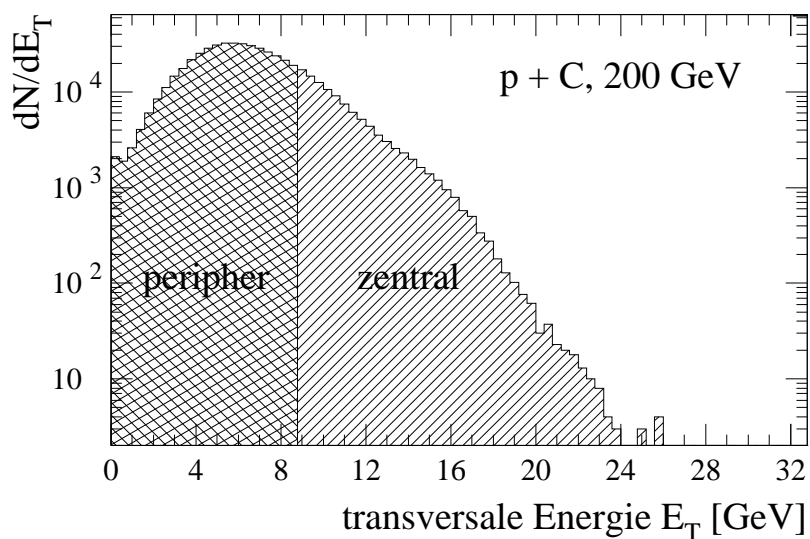
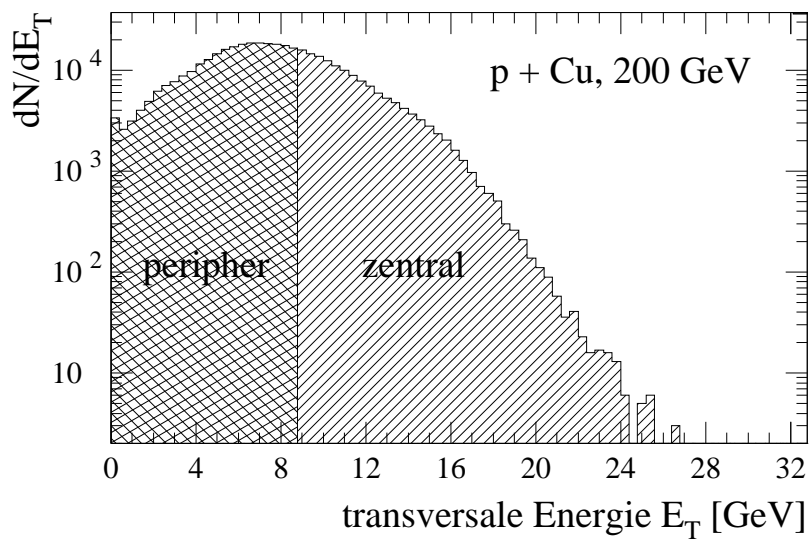
Die Untersuchung azimuthaler Korrelationen hat sich als hilfreiche Methode zur Untersuchung der Reaktionsabläufe in Targetbereich ultrarelativistischer Kernreaktionen erwiesen. Die Ergebnisse dieser Arbeit geben einen deutlichen Hinweis darauf, daß die Absorption von  $\pi^+$  in Kernmaterie bei diesen Reaktionsabläufen als ein wichtiger Effekt zur Erklärung der örtlichen Verteilungen der  $\pi^+$  angesehen werden muß. Es ist zu erwarten, daß die oben beschriebenen kommenden Untersuchungen diese Modellvorstellung weiter festigen werden.

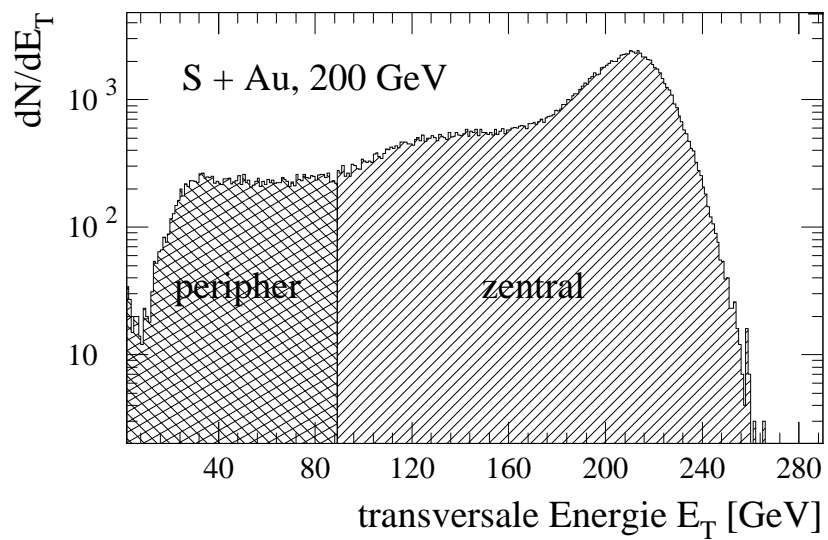
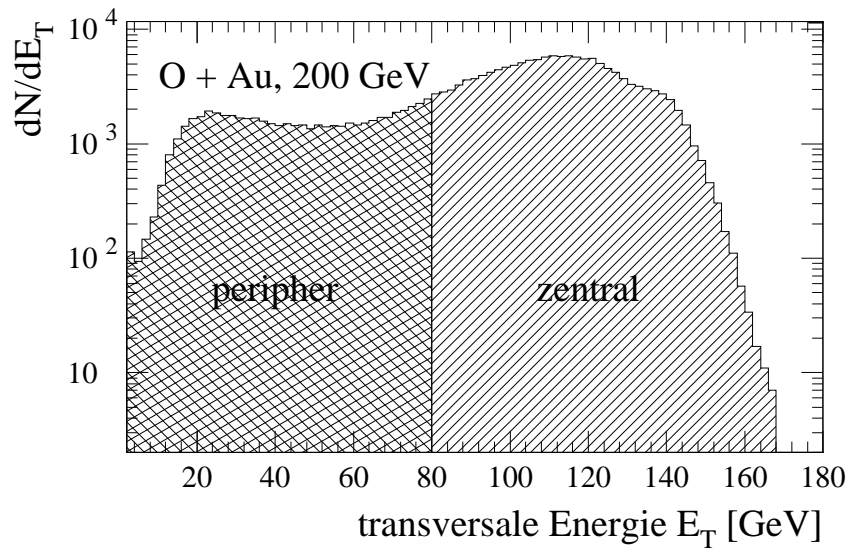
# Anhang A

## Zentralitätsaufteilungen

Die folgenden Abbildungen zeigen die Zentralitätsaufteilungen der Ereignisse nach der im MIRAC gemessenen transversalen Energie in den Stoßsystemen  $p + \text{Ag,Cu}$  und  $\text{C}$  sowie bei  $^{16}\text{O}$  und  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  bei je 200 AGeV. Eingezeichnet sind die Werte sämtlicher Minimum-Bias-Ereignisse. Da für die Berechnung eines Öffnungswinkels immer mindestens zwei Protonen oder  $\pi^+$  vorhanden sein müssen, was aber insbesondere bei peripheren Stößen selten der Fall ist, liegt die Zahl der tatsächlich in die Analysen aufgenommenen Ereignisse erheblich niedriger, als es die Zahl der Einträge vermuten läßt.











# Literaturverzeichnis

- [Ady90] B. Adyasevich et al., Nucl. Phys. **B16** (1990) 419
- [Alb89] R. Albrecht et al., Nucl. Instr. and Meth. **A276** (1989) 131
- [Alb90] R. Albrecht et al. (WA80 Collaboration), Z. Phys. **C 45** (1990) 529
- [Alb92] R. Albrecht et al. (WA80 Collaboration), Z. Phys. **C 53** (1992) 225
- [Alb93] R. Albrecht et al. (WA80 Collaboration), Z. Phys. **C 57** (1993) 37–42
- [Art74] X. Artru und G. Mennessier, Nucl. Phys. **B70** (1974) 93–115
- [Awe89] T. Awe et al., Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 479–502
- [Bad82] A. Baden et al., Nucl. Instr. and Meth. **203** (1982) 189–211
- [Bau90] H. Baumeister et al., Nucl. Instr. and Meth. **A292** (1990) 81
- [Blu93] C. Blume, *Proton-Proton-Korrelationen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, Mai 1993
- [Bri93] D. Brill et al., Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 336–339
- [CDF94] CDF Collaboration, *Evidence for Top Quark Production in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV*, Fermilab Pub.-94/097-E 1994, wird veröffentlicht
- [Gel64] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8** (1964) 214
- [Gos89] J. Gosset et al., Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1251–1254

- [Gut89] H. Gutbrod, A. Poskanzer, und H. Ritter, Reports on progress in physics **52** (1989) 1267
- [Hag94] K. Haglin und S. Pratt, *On the mean free paths of pions and kaons in hot hadronic matter*, preprint Michigan State University (MSUCL-924) 1994, wird veröffentlicht
- [Kam89] K. Kampert, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **15** (1989) 691–740
- [Kam93] K. Kampert et al. (WA80 Collaboration), Prog. Part. Nucl. Phys. **30** (1993) 171–180
- [Lat47] C. Lattes, H. Muirhead, G. Occhialini, und C. Powell, Nature **159** (1947) 694
- [Mei94] J. Meintgens, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, vorraussichtlich Nov. 1994
- [Par92] Particle Data Group, Phys. Rev. **D 45** (1992) II.4
- [Pei90] T. Peitzmann, *Bose-Einstein-Korrelationen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1990
- [Rut11] E. Rutherford, Phil. Mag. **21** (1911) 669
- [Sch92] H. Schmidt et al. (WA80 Collaboration), Nucl. Phys. **A544** (1992) 449c–454c
- [Sin90] B. Sinha, S.Pal und S.Raha, *Quark-Gluon-Plasma*, Springer, 1990
- [Ven93] L. Venema et al., Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 835–838
- [Wer89] K. Werner, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 2460–2463
- [You89] G. Young et al., Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 503–517
- [Yuk35] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17** (1935) 48
- [Zwe64] G. Zweig, CERN-Ber. (1964) Th-401 u. 412

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben:

Herrn Professor Dr. Rainer Santo für die interessante Aufgabenstellung und die Möglichkeit, an den DPG-Frühjahrstagungen 1993 in Mainz und 1994 in München teilzunehmen.

Herrn Dr. Karl-Heinz Kampert für die Betreuung der Arbeit und die vielen wichtigen und interessanten Hinweise und Anregungen.

Ich danke ferner allen weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppe für die vielen Hilfestellungen und für das gute Arbeitsklima:

Dipl.-Phys. Christoph Barlag, Dipl.-Phys. Christoph Blume, Dipl.-Phys. Dirk Bock, Dipl.-Phys. Ernst-Michael Bohne, Dipl.-Phys. Damian Bucher, Dipl.-Phys. Arne Claussen, Dr. Georg Clewing, Uwe Denningmann, Dr. Richard Glasow, Dr. Georg Hölker, Dipl.-Phys. Jörn Langheinrich, Dipl.-Phys. Jens Mantaj, Julia Meintgens, Ruth Ottenhues, Dr. Thomas Peitzmann, Georg Schepers, Hubertus Schlagheck, Dipl.-Phys. Michael Schnittker, Dipl.-Phys. Karsten Steffens und Dipl.-Phys. Dieter Stüken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Wolfgang Albrecht sowie Kerstin Mock, die mich mit Interesse und tatkräftiger Unterstützung durch mein Studium begleitet haben.

Ich danke meinen Eltern, ohne die dieses Studium nicht möglich gewesen wäre.



*Hiermit bestätige ich, daß ich diese Arbeit selbständig  
verfaßt und keine anderen als die angegebenen  
Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.*

Münster, den 31. Mai 1994

Thomas Lister