

Sabine Knoch

Kollektive Flußphänomene in
158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen

— 2000 —

Experimentelle Physik

Kollektive Flußphänomene in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen

Diplomarbeit

von

Sabine Knoche

vorgelegt dem Fachbereich Physik der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

angefertigt im Institut für Kernphysik der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

— August 2000 —

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen	5
2.1	Quarks, Gluonen und die starke Wechselwirkung	5
2.2	Der Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma	6
2.3	Ablauf einer ultrarelativistischen Schwerionenreaktion	7
2.4	Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas	8
3	Das WA98-Experiment	13
3.1	Aufbau des WA98-Experiments	13
3.1.1	Die Kalorimeter	15
3.1.2	Das Plastic-Ball-Spektrometer	16
3.1.3	Das Photonenspektrometer LEDA	17
4	Die Reaktionsebene	19
4.1	Methoden zur Bestimmung der Reaktionsebene	19
4.2	Φ -Verteilung des Reaktionsebenenwinkels	20
4.3	Probleme bei der Bestimmung der Reaktionsebene	21
4.3.1	Die Auflösung der Reaktionsebene	21
4.3.2	Autokorrelationen	24
5	Der Kollektive Fluß	27
5.1	Fourierentwicklung azimuthaler Verteilungen	29
5.1.1	Photonen	31

6	Die Analyse der Plastic-Ball Daten	35
6.1	Die Mixed-Event Methoden	35
6.1.1	1. Methode	35
6.1.2	2. Methode	36
6.2	Die Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten vom transversalem Impuls .	38
6.2.1	Protonen	38
6.2.2	Pionen	39
6.3	Die Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten von der Zentralität	41
6.3.1	Protonen	41
6.3.2	Pionen	43
6.4	Die Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten von der Rapidität	43
6.4.1	Protonen	43
6.4.2	Pionen	46
7	Zusammenfassung	49
A	Kinematische Variablen	51
B	N_{part} - und N_{coll} -Werte	53
	Literaturverzeichnis	54
	Danksagung	57

1. Einleitung

Die ultrarelativistische Schwerionenphysik befaßt sich mit dem Studium von Kernmaterie unter extremen Bedingungen. Man erhofft sich, Aussagen über die Zustandsgleichung stark wechselwirkender Materie machen zu können. Das vorrangige Ziel ist dabei der Nachweis eines neuen Materiezustandes. Man versucht diesen Zustand mittels ultrarelativistischer Schwerionenkollisionen, in denen Kernmaterie bei hoher Temperatur so stark verdichtet wird, daß die Quarks und Gluonen nicht länger an einzelne Nukleonen gebunden, sondern innerhalb eines gewissen Volumen frei beweglich sind, zu erzeugen. Dieser neue Zustand wird Quark-Gluon-Plasma genannt. Man nimmt an, daß ein solcher Zustand während eines kurzen Zeitraumes nach dem Urknall vorgeherrscht hat und das Universum im Laufe der Entwicklung durch Erkalten in den heutigen Zustand übergegangen ist.

Ein bedeutendes Experiment in diesem Bereich ist das WA98-Experiment, welches sich am Super Proton Synchrotron (SPS) am Conseil Européen de la Recherche Nucléaire (CERN) befindet.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung kollektiven Flußverhaltens der in einer solchen Reaktion produzierten Teilchen. Dieses gibt Aufschluß über die Änderung der Zustandsgleichung der Kernmaterie. Diese Änderung ist ein wichtiger Hinweis für die Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Daten des WA98-Experimentes, in dem Pb+Pb-Reaktionen bei einer Energie von 158 GeV pro Nukleon untersucht wurden, ausgewertet.

Kapitel 2 gibt zunächst einen Überblick über die theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis von Schwerionenreaktionen und zum Quark-Gluon-Plasma beitragen. In Kapitel 3 wird das WA98-Experiment vorgestellt, wobei speziell auf die für diese Analysen relevanten Detektoren, das Plastic-Ball-Spektrometer und das Bleiglaskalorimeter LEDA¹ eingegangen wird. Da die genaue Kenntnis der Reaktionsebene Voraussetzung für die Analyse des kollektiven Flusses ist, befaßt sich das 4. Kapitel mit Methoden zur Bestimmung dieser Reaktionsebene und den dabei gewonnen Ergebnissen. Das Verhalten des kollektiven Flusses wird anhand der azimuthalen Asymmetrien der produzierten Teilchen untersucht. Die Methode dieser

¹Lead Glass Detektor Array

Analyse und die Ergebnisse, die unter Verwendung des LEDA-Detektors und des Plastic-Ball-Spektrometers gewonnen werden konnten, werden in Kapitel 5 und 6 vorgestellt.

2. Grundlagen

2.1 Quarks, Gluonen und die starke Wechselwirkung

Nach dem heutigem Stand der Kenntnis unterscheidet man zwei Arten von Elementarteilchen, aus denen die Materie aufgebaut ist – die Leptonen und die Quarks. Die Leptonen unterliegen im Gegensatz zu den Quarks nicht der starken Wechselwirkung. Die Teilchen, die stark wechselwirken, werden als Hadronen bezeichnet und sind gebundene Zustände von Quarks, welche ebenso wie die Leptonen Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen, also Fermionen, sind. Man teilt die Hadronen in zwei Gruppen ein: die Baryonen, zu denen unter anderem auch die Nukleonen zählen, und die Mesonen, deren leichtester Vertreter das Pion ist. Die Mesonen haben ganzzahligen Spin (0, 1, ...), das heißt sie unterliegen der Bose-Einstein-Statistik, und können durch eine Kombination von einem Quark und einem Antiquark¹ beschrieben werden, während die Baryonen einen halbzahligen Spin ($\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, ...) besitzen, demnach die Fermi-Dirac-Statistik erfüllen. Baryonen sind im einfachsten Fall aus drei Quarks aufgebaut. Die bekannten Quarks sind das u (up)-, d (down)-, c (charm)-, s (strange)-, t (top)-, und das b (bottom)-Quark.

Betrachtet man die Δ^{++} -Resonanz, welche ein Zustand von drei gebundenen u-Quarks ist, so würde eine Verletzung des Pauli-Prinzips, das für identische Fermionen eine antisymmetrische Wellenfunktion verlangt, vorliegen. Aus diesem Grund führt man einen neuen Freiheitsgrad – die Farbe – ein. Die Farbladung der Quarks kann als Analogon zur elektrischen Ladung im Falle der elektromagnetischen Wechselwirkung gesehen werden. Jedes Quark kann in drei verschiedenen Farben vorkommen, zum Beispiel: rot, grün und blau. Hadronen sind farbneutrale Teilchen, das heißt, sie sind entweder aus zwei Quarks mit einer Farbe und der entsprechenden Antifarbe oder aus drei Quarks unterschiedlicher Farbe aufgebaut. Das Phänomen, daß nur farblose Teilchen als freie Teilchen existieren können, bezeichnet man als Color-Confinement².

¹Zu jedem Quark existiert ein entsprechendes Antiquark. Dieses hat die gleiche Masse wie das dazugehörige Quark, ansonsten aber entgegengesetzte Quantenzahlen.

²to confine = einsperren

In Anlehnung an die Feldtheorie des Elektromagnetismus, der Quantenelektrodynamik (QED), wird die starke Wechselwirkung mit Hilfe der Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Ein wesentlicher Unterschied zwischen der Quantenelektrodynamik und der Quantenchromodynamik besteht in der Tatsache, daß das Photon als Träger der Kraft zwischen geladenen Teilchen elektrisch neutral ist und somit nicht mit sich selbst wechselwirken kann, wohingegen das Gluon, das Feldquant der starken Wechselwirkung, eine Farbladung besitzt und deshalb mit sich selber wechselwirken kann.

Die Stärke der Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen wird durch die Kopplungskonstante α beschrieben. Diese ist im allgemeinen keine Konstante, da sie vom Betragsquadrat des Viererimpulses Q^2 abhängt. Für die starke Wechselwirkung ist diese Abhängigkeit im Gegensatz zur elektromagnetischen Wechselwirkung stark. Der Grund hierfür ist, daß die Gluonen als Träger von Farbladungen an andere Gluonen koppeln können. Für große Werte von Q^2 beziehungsweise für kleine Abstände der Quarks voneinander wird die Kopplung der Quarks so gering, daß man die Quarks im Limes $Q^2 \rightarrow \infty$ als frei ansehen kann (asymptotische Freiheit). Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ergibt sich aus der Störungsrechnung der Quantenchromodynamik zu:

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

Hierbei ist N_f die Anzahl der beteiligten Quarktypen, so daß $N_f \leq 6$ gilt. Λ nimmt als einziger freier Parameter der QCD einen ungefähren Wert von 250 MeV [Pov96] an.

2.2 Der Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma

Die verschiedenen Phasen der Kernmaterie sind in Abbildung 2.1 zusammengefaßt. Bei niedrigen Temperaturen und geringen Dichten liegt die Materie als hadronische Materie — einem Gemisch aus Nukleonen, Δ -Baryonen, Pionen und einigen anderen Mesonen — vor.

Jedes Nukleon nimmt im Kern unter diesen Bedingungen ein Volumen von ungefähr 0.6 fm^3 [Pov96] ein. Verdichtet man einen Kern auf das 5 bis 10-fache seiner normalen Dichte, so kann ein Phasenübergang auftreten. Anschaulich kann man

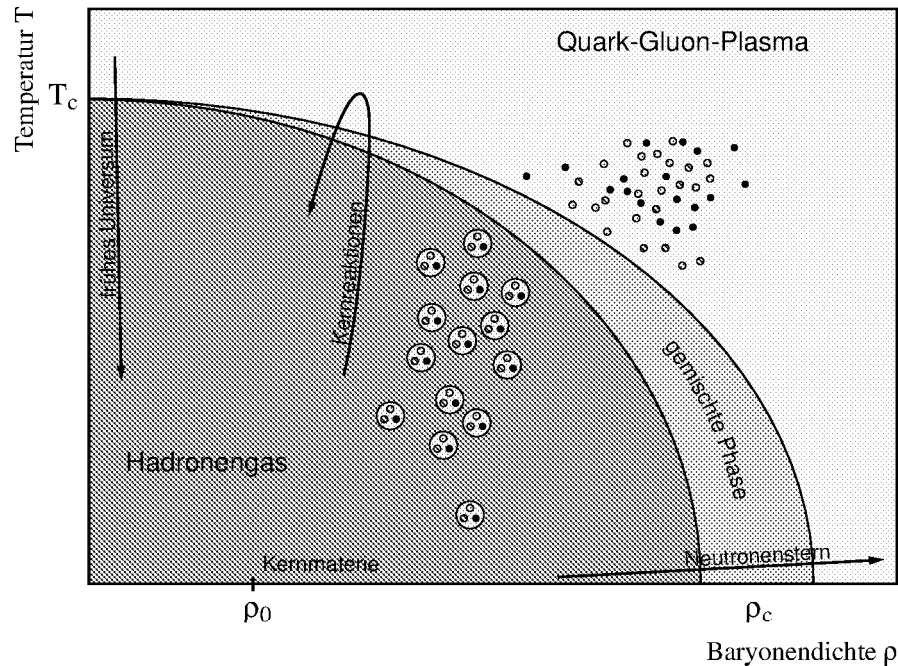


Abbildung 2.1: Phasendiagramm hadronischer Materie.

sich dieses als ein Überlappen der Nukleonen vorstellen. Die Quarks und Gluonen können nicht mehr einzelnen Nukleonen zugeordnet werden, sondern sind innerhalb des Kernvolumens frei beweglich. Ein Phasenübergangs kann auch durch die Erhöhung der Temperatur bei konstanter Nukleonendichte herbeigeführt werden. Bei einer Temperatur von 200 MeV steht genügend Energie für die Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas zur Verfügung.

2.3 Ablauf einer ultrarelativistischen Schwerionenreaktion

Ultrarelativistische Kernreaktionen können mit Hilfe des Participant-Spectator-Modells [Gos77] (siehe Abbildung 2.2) veranschaulicht werden. Grundlage dieses Modells ist die Tatsache, daß die Wellennatur der an solchen Reaktionen beteiligten Teilchen vernachlässigbar ist und man zwischen Nukleonen, die an der Reaktion direkt teilnehmen, den Participants, und Nukleonen, die sich nicht im Überlappungsbereich der Kerne befinden, den Spectators, unterscheidet. Dieser Begriff ist im strengen Sinne nicht ganz gerechtfertigt, da diese ebenfalls an der Reaktion mitbeteiligt sind. Im Targetfragmentationsbereich kann es zu sekundären Streuprozessen

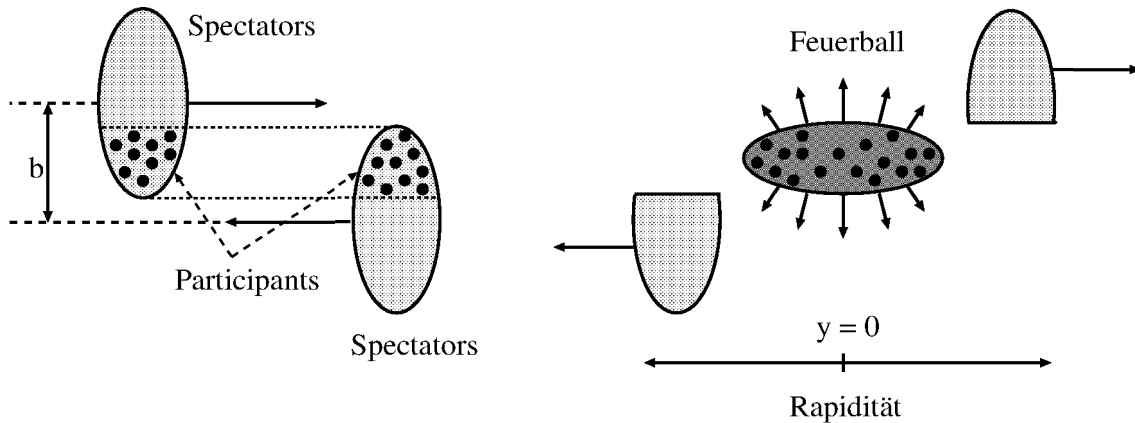


Abbildung 2.2: Kernreaktion im Participant-Spectator Modell. Die beteiligten Kerne erscheinen aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit lorentz-kotrahirt. Der geometrische Überlappungsbereich bildet nach der Reaktion den Feuerball.

zwischen den in einer Reaktion produzierten Teilchen und den Spectators kommen (Rescattering).

In Abbildung 2.3 ist die raum-zeitliche Entwicklung einer solchen Kernreaktion im Björken-Bild [Sat91] dargestellt. Wird durch Mehrfachkollisionen der Nukleonen eine genügend hohe Energiedichte erzeugt, so kann es nach einer kurzen Vergleichgewichtsphase zur Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas kommen, welches expandiert und sich abkühlt.

Bei einer kritischen Temperatur von 200 MeV , liegt eine gemischte Phase vor, in der sich das Quark-Gluon-Plasma umwandelt und sich das Hadronengas bildet. Die während der Reaktion erzeugten Teilchen wechselwirken mit dem Erreichen einer Ausfrieretemperatur nicht mehr miteinander (Freeze-Out).

2.4 Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas

Derzeit werden eine Reihe von Signaturen diskutiert, die Rückschlüsse auf die mögliche Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas in einer Schwerionenreaktion zulassen. Man unterscheidet verschiedene Arten von Signaturen:

- elektromagnetische Signaturen
- Signaturen, die auf das Deconfinement hinweisen

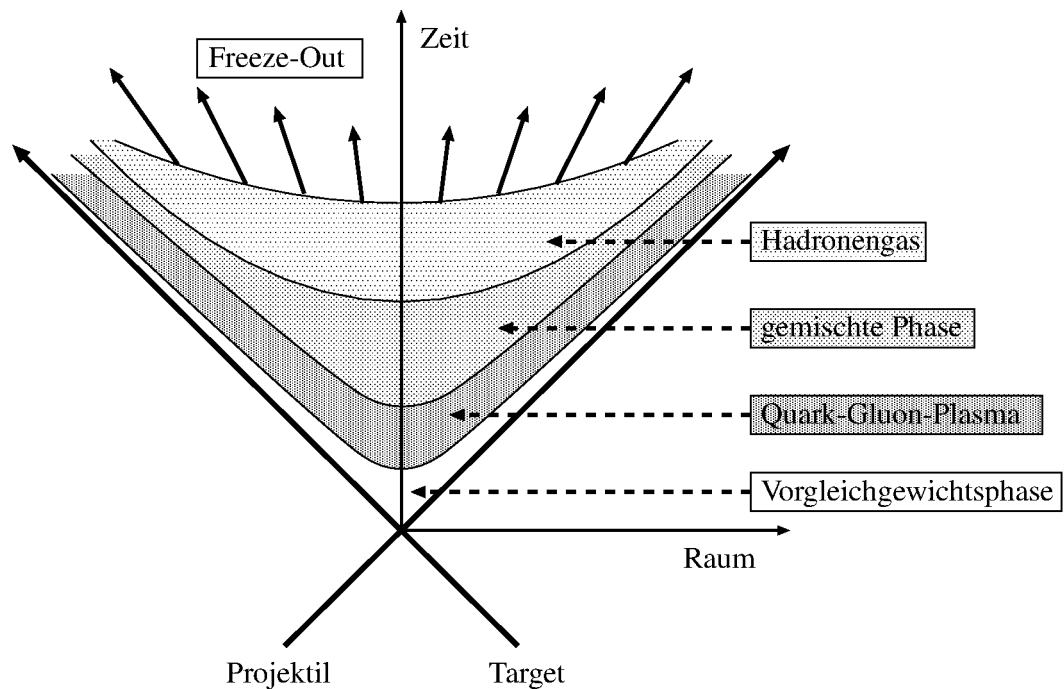


Abbildung 2.3: Raum-Zeit-Diagramm einer ultrarelativistischen Schwerionenreaktion im Björken-Bild

- Signaturen, die Aufschluß über die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie geben
- thermodynamische Signaturen

Im Folgenden werden einige dieser Signaturen näher beschrieben. Für eine detaillierte Übersicht siehe man unter [Har96, Bas98b, Won94].

Zu den elektromagnetischen Signaturen zählen die thermischen Di-Leptonen und direkten Photonen. Die Di-Leptonen können in einem Quark-Gluon-Plasma erzeugt werden, wenn ein Quark mit einem Antiquark wechselwirkt, wobei ein virtuelles Photon entsteht, welches dann in ein Lepton und ein Antilepton zerfällt [Won94]. Zusätzliche Quellen für Leptonenpaare sind sogenannte Drell-Yan-Prozesse, geladene Hadronen und Resonanzen, die einen so großen Untergrund erzeugen, daß die Extraktion des eigentlichen Signals erschwert wird. Das Problem des großen Untergrundes existiert auch für die direkten Photonen, das heißt Photonen, die nicht aus Teilchenzerfällen, sondern aus Quark-Antiquark-Annihilation und Quark-Gluon-

Comptonstreuung, stammen. Dieser Untergrund rührt hauptsächlich von Zerfällen neutraler Mesonen, wie des π^0 - und das η -Meson her.

Eine weitere Signatur, die J/Ψ -Unterdrückung, gehört zu den am meisten diskutierten Sonden, die aufgrund des Deconfinements entstehen. Die Unterdrückung der Produktion von J/Ψ -Mesonen in einem Quark-Gluon-Plasma ist eine Folge des Debye-Screenings der Farbwechselwirkung. Das J/Ψ -Teilchen setzt sich aus einem Charm- und einem Anticharm-Quark zusammen; im Quark-Gluon Plasma ist das anziehende Potential zwischen diesem Paar durch die hohe, freie Farbladungsdichte abgeschirmt, so daß die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines J/Ψ -Mesons sehr gering ist.

Die erhöhte Strangeness-Produktion stellt ebenfalls eine solche Sonde dar. In einem Hadronengas ist die Produktion eines Teilchens, das ein Strange-Quark enthält, immer gekoppelt an die Produktion eines Teilchens mit einem Antistrange-Quark. Die untere Schwellenenergie für die Strangeness-Produktion beträgt $671 \text{ MeV}/c^2$, das ist die Produktions-Schwelle für $\Lambda^0 - K^+$. In einem Quark-Gluon-Plasma sollte die Produktion von Teilchen mit Strangeness erhöht sein, da die Schwelle zur Produktion von $s\bar{s}$ nur durch die Ruhemasse der Quarks bestimmt ist und deshalb bei $2 m_s \approx 300 \text{ MeV}/c^2$ liegt.

Die Bildung eines disorientierten chiralen Kondensats ist ein Zeichen für die kurzfristige Wiederherstellung der chiralen Symmetrie im Quark-Gluon-Plasma, nachweisbar durch Fluktuationen des π^0/π -Verhältnisses.

Zu den thermodynamischen Signaturen zählt das Verhalten bestimmter Observablen (zum Beispiel die Teilchenmultiplizität), die bei Phasenübergängen ein charakteristisches Verhalten zeigen. Dieses unterscheidet sich von den statistischen Fluktuationen der Observablen, die durch die begrenzte Anzahl von Ereignissen bedingt werden.

Der kollektive Fluß gehört ebenfalls zu der letzten Klasse der hier aufgeführten Signaturen, da dessen Anregungsfunktion sensitiv auf die Zustandsgleichung der Materie ist (siehe Abbildung 2.4). Die kollektive Bewegung, welche eine Folge des Druckgefälles im Feuerball ist, wird direkt von der Kompressibilität – eine die Zustandsgleichung charakterisierende Größe – beeinflusst. Mit Hilfe des kollektiven Flusses als Maß für die Kompressibilität der während einer Reaktion erzeugten Materie lassen sich daher Aussagen über die Zustandsgleichung treffen. Unter der Annahme, daß der Phasenübergang erster Ordnung ist, wird eine weichere Zu-

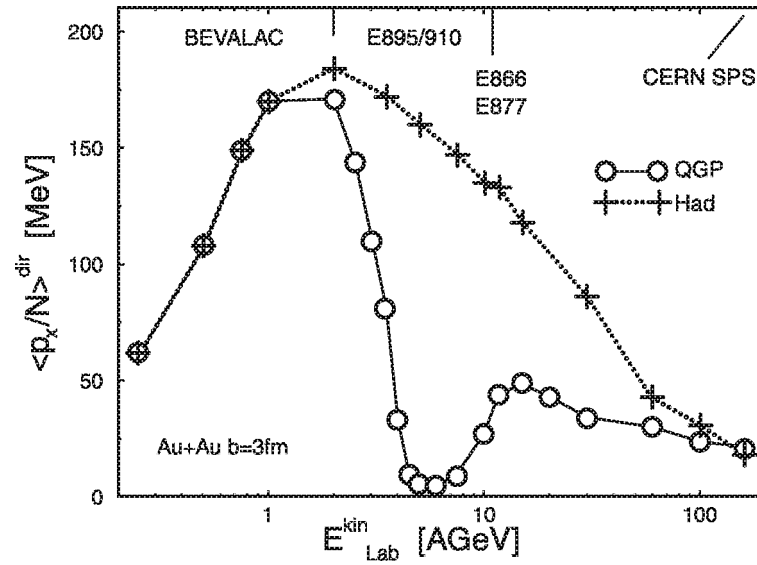


Abbildung 2.4: Anregungsfunktion des gerichteten Flusses für $Au + Au$ -Kollisionen bei einem Stoßparameter $b = 3\text{ fm}$

standsgleichung aufgrund der anwachsenden Anzahl von Freiheitsgraden im Bereich der kritischen Temperatur vorhergesagt. Dadurch wird die dynamische Entwicklung des Systems beeinflusst und es wird ein geringerer kollektiver Fluß erwartet.

3. Das WA98-Experiment

Die Untersuchungen von Schwerionenkollisionen des CERN am SPS, bei denen $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ -Reaktionen bei einer Energie von 158 AGeV analysiert wurden, begannen 1994. In den nächsten zwei Jahren gab es insgesamt drei Strahlzeiten mit einem Bleistahl dieser Energie.

Die Intention des WA98-Experimentes als Nachfolger des WA80- und des WA93-Experimentes ist die Untersuchung von Kernmaterie unter extremen Bedingungen anhand ultrarelativistischer Schwerionenstöße. Es sollen so Signaturen für die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas gefunden werden. Eine Besonderheit dieses Experimentes besteht in der Möglichkeit, ein globales Bild von Schwerionenreaktionen zu bekommen. Durch die Vielfalt der Detektoren ist die Messung einer großen Zahl verschiedener Observabler gesichert. Der Aufbau besteht zum einen aus Multiplizitätsdetektoren, die zum Nachweis geladener und neutraler Teilchen dienen, zum anderen aus Spektrometern und Kalorimetern für die Detektion von Photonen und Hadronen. Die Untersuchung von direkten Photonen und von Zerfallsphotonen neutraler Mesonen ist das Hauptziel dieses Experimentes [WA98].

3.1 Aufbau des WA98-Experiments

Der experimentelle Aufbau des WA98-Experimentes ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt.

Zur Identifizierung eines gültigen Ereignisses dient im WA98-Experiment der Trigger. Dieser ist ein System aus mehreren Detektoren: Als Startzähler wird ein Čerenkov-Gaszähler mit einer Zeitauflösung von 27 ps eingesetzt. Ein aus Szintillatortpaddles aufgebauter Halodetektor vor dem Startdetektor dient dazu, Reaktionen des Strahls mit Restgasatomen im Strahlrohr von Reaktionen des Strahls mit dem Target zu unterscheiden oder Myonen auszuschließen. Das MIRAC-Kalorimeter, das im Abschnitt 2.1.1 näher beschrieben wird, mißt die transversale Energie einer Reaktion, so daß Ereignisse in zentrale, semi-zentrale und periphere Ereignisse eingeteilt werden können. Mit Hilfe des Plastic-Ball-Spektrometers (siehe Abschnitt 3.1.2) lassen sich Ereignisse, in denen ein Strahlteilchen anstatt mit dem Target mit dem

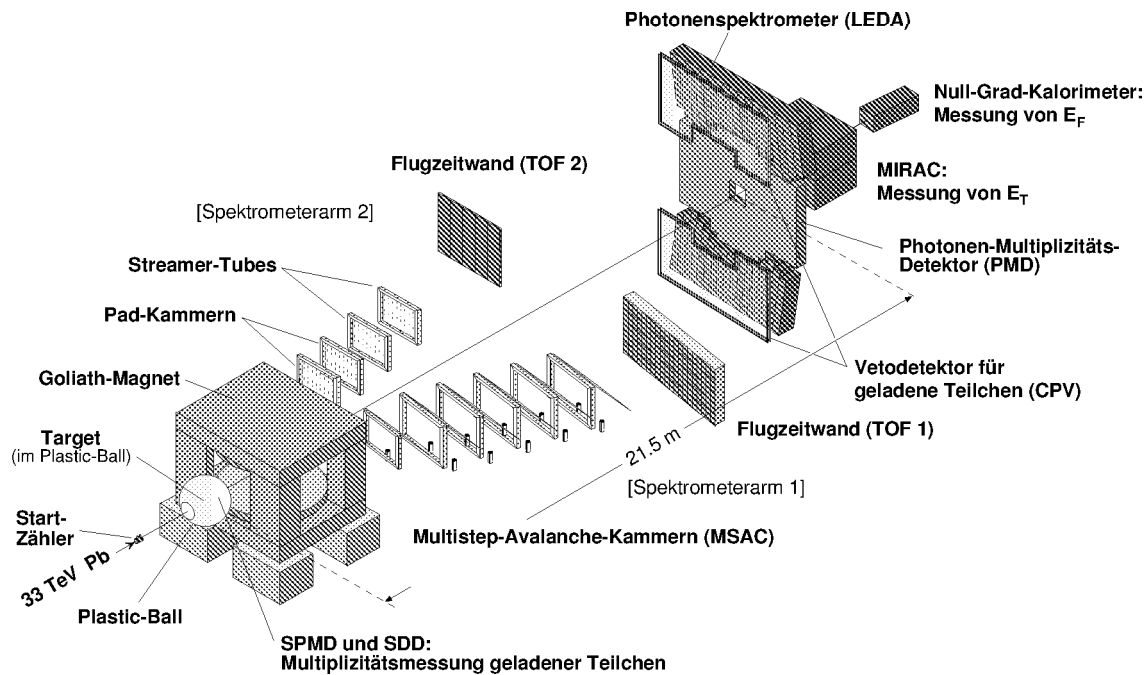


Abbildung 3.1: Aufbau des WA98-Experiments (1996).

Detektormaterial oder mit der Luft reagiert, ausschließen. Ein weiterer Detektor, der Little-Veto-Detektor, hat die Aufgabe, Reaktionen, die im Čerenkovgaszähler stattfinden, auszuschließen. Er sorgt dafür, daß nur Strahlteilchen akzeptiert werden, die zentriert auf das Target treffen. Hierzu hat dieser Szintillator eine Öffnung mit einem Durchmesser von 3 mm.

Der Aufbau enthält mehrere Multiplizitätsdetektoren. Dies sind im einzelnen für die Messung der Multiplizität geladener Teilchen ein Silicon Pad Multiplicity Detector (SPMD), der eine Nachweiswahrscheinlichkeit von über 99% hat, ein Silicon Drift Detector (SDD) und ein Charged-Particle Veto-Detector (CPV), der zusätzlich zur Unterstützung des LEDA-Detektors (siehe Abschnitt 3.1.3) dient. Eine Multiplizitätsmessung von Photonen ermöglicht der Photon Multiplicity Detector (PMD).

Die Messung geladener Teilchen erfolgt über die zwei Spektrometerarme, wobei der erste Spektrometerarm aus sechs MSAC¹-Detektoren und einer TOF²-Wand zur Messung negativ geladener Teilchen besteht, während der zweite Spektrometerarm

¹Multi Step Avalanche Chamber

²Time-Of-Flight Detektor

aus zwei Reihen Streamer-Tubes, zwei MSAC-Detektoren und einer TOF-Wand die Messung positiver Teilchen ermöglicht.

Einige Detektoren werden im Weiteren näher beschrieben, da sie für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analyse von besonderer Bedeutung sind.

3.1.1 Die Kalorimeter

Zur Bestimmung globaler Variablen, wie der transversalen Energie und der in Vorwärtsrichtung emittierten Energie, dienen das MIRAC-Kalorimeter und das Null-Grad-Kalorimeter, mit Hilfe derer es möglich ist, die einzelnen Kern-Kern-Stöße vorher festgelegten Zentralitätsklassen zuzuordnen.

Das MIRAC-Kalorimeter

Das **Mid-Rapidity-Calorimeter** wurde ursprünglich für das WA80-Experiment konzipiert, um die transversale Energie zu messen. Die transversale Energie E_T ist hierzu definiert als

$$E_T = \sum_{i=1}^N E_i \sin \vartheta_i. \quad (3.1)$$

N ist die Anzahl der Module, in denen die Energie E_i deponiert wird, und ϑ_i ist der Polarwinkel des jeweiligen Moduls.

Im WA98-Experiment befindet sich das Kalorimeter ungefähr 25 m hinter dem Target. Es besteht aus 180 Modulen, wobei jedes Modul einen elektromagnetischen und einen hadronischen Bereich besitzt. Der elektromagnetische Teil besteht aus abwechselnd angeordneten Blei- und Szintillatorplatten, während der hadronische Teil aus Eisen- und Szintillatorplatten aufgebaut ist, die ebenfalls abwechselnd angeordnet sind. Die Energieauflösung σ_E/E beträgt $17,8\%/\sqrt{E/GeV}$ für den elektromagnetischen und $46,1\%/\sqrt{E/GeV}$ für den hadronischen Teil. Das MIRAC-Kalorimeter deckt im WA98-Experiment einen Pseudorapiditätsbereich von $3.5 \leq \eta \leq 5.5$ ab.

Das Null-Grad-Kalorimeter

Die Aufgabe des Null-Grad-Kalorimeters ist es, die Gesamtenergie aller an der Reaktion beteiligten Teilchen, deren Pseudorapidität $\eta \geq 5.9$ ist, was einem Öffnungswinkel von $\vartheta \leq 0,3^\circ$ entspricht, zu messen. Es befindet sich hinter dem

MIRAC-Kalorimeter, etwa 30 m vom Target entfernt, und ist ebenso wie das MIRAC-Kalorimeter in Sandwich-Bauweise konstruiert. Die 35 Module des Null-Grad-Kalorimeters bestehen aus Blei- und Szintillatorplatten. Die Energieauflösung ist zu $\sigma_E/E = 80\%/\sqrt{E/GeV}$ [Vod93a] bestimmt worden.

3.1.2 Das Plastic-Ball-Spektrometer

Das Plastic-Ball-Spektrometer [Bad82] wurde zur Untersuchung von relativistischen Schwerionenreaktionen gebaut. Es wurde zuerst am Bevalac in Berkeley eingesetzt. Danach wurde es in den WA80-Aufbau integriert, und schließlich von dort in den WA98-Aufbau übernommen. Die Teilchenidentifizierung von Protonen, positiv geladenen Pionen und leichten nuklearen Fragmenten (Wasserstoff und Helium-Isotope) im Targetfragmentationsbereich ist mit dem Plastic-Ball-Spektrometer möglich.

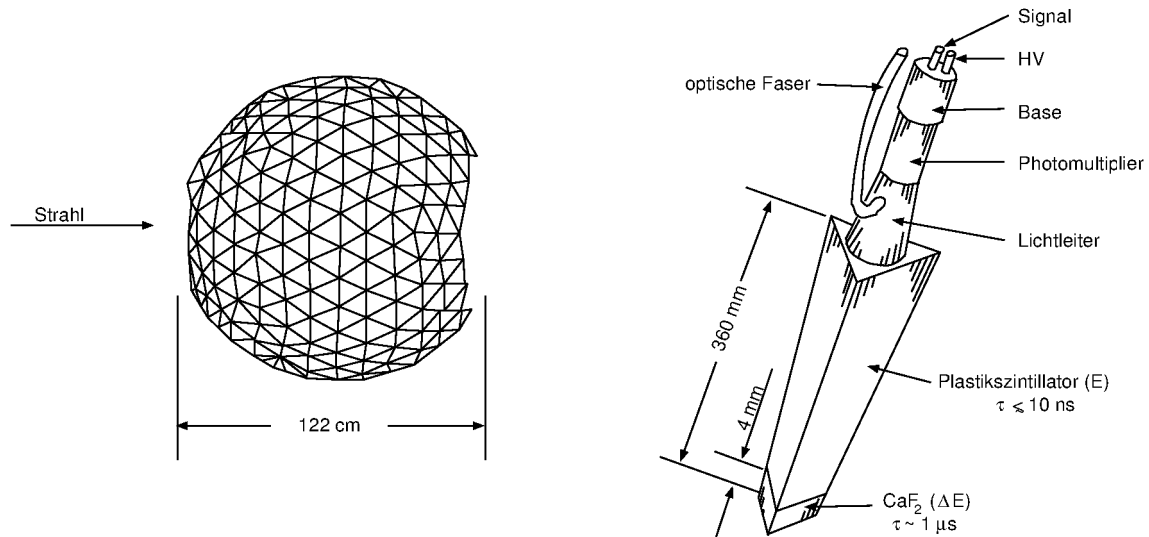


Abbildung 3.2: Das Plastic-Ball-Spektrometer. Jedes Dreieck in der linken Abbildung präsentiert ein ΔE -E-Teleskop. Das rechte Bild zeigt den Aufbau eines Teleskopes.

Aufgebaut aus 655 Detektor-Modulen umschließt das Plastic-Ball-Spektrometer das Target und deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $-1.7 \leq \eta \leq 1.3$ ab. Jedes der 655 Detektormodule besteht aus zwei Detektoren, über die die Teilchenidentifizierung via ΔE -E Messung erfolgt. Die Bestimmung des Energieverlustsignales ΔE erfolgt über den inneren Detektor. Dieser ist ein 4 mm dicker Eu-dotierter CaF_2 Kristall. Der äußere Detektor ist ein Plastikszintillator von 35.6 cm Länge. Die Zeitkonstante der beiden Szintillatormaterialien ist sehr unterschiedlich, die des

ΔE -Zählers beträgt $1\mu s$, wohingegen die des E-Zählers eine charakteristische Zerfallskonstante ≤ 10 ns hat. Beide Szintillatoren sind optisch gekoppelt und werden über einen Lichtleiter ausgelesen, welcher mit einem Photomultiplier gekoppelt ist.

Da die Pionen bei einer reinen ΔE -E Identifikation durch den Untergrund überdeckt werden, identifiziert man sie zusätzlich über ihren Zerfall:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \nu_\mu. \quad (3.2)$$

Mit diesem zusätzlichen Zerfallsnachweis können Pionen mit einer kinetischen Energie zwischen 20-200 MeV nachgewiesen werden. Eine gute Identifikation von Protonen ist in einem Energiebereich $40 \text{ MeV} \leq E_{kin} \leq 240 \text{ MeV}$ möglich.

3.1.3 Das Photonenspektrometer LEDA

Zur Messung hochenergetischer Photonen und neutraler Mesonen wurde das Bleigaskalorimeter LEDA entwickelt (siehe Abbildung 3.3). Es steht ungefähr 21.5 m hinter dem Target und deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $2.3 \leq \eta \leq 3.0$ ab.

Insgesamt besteht dieses Photonenspektrometer aus 10080 Bleiglasmodulen. 6×4 dieser $4 \times 4 \times 40 \text{ cm}^3$ großen Module sind jeweils zu einer Einheit, einem sogenannten Supermodul, mechanisch zusammengefaßt. Ein Vorteil dieser Supermodule ist, daß man sie auf unterschiedliche Weise geometrisch zusammensetzen kann und sich so verschiedene Konfigurationen des Spektrometers realisieren lassen.

Im Bleiglas können elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen, wie hochenergetische Photonen beziehungsweise Positronen und Elektronen durch Elektron-Positron-Paarbildung beziehungsweise durch Bremsstrahlung einen elektromagnetischen Schauer auslösen. Der Schauer hält an, solange die Energie der Photonen zur Paarbildung ausreicht und solange der Energieverlust der Elektronen und Positronen durch Bremsstrahlung den Ionisationsverlust überwiegt. Die maßgebliche Materialgröße eines solchen Schauers ist die Strahlungslänge X_0 . Sie entspricht dem Weg, den ein Elektron im Mittel zurücklegt, bis seine Energie auf das $1/e$ -fache der Primärenergie abgesunken ist. X_0 ist abhängig von der Nukleonen- und der Ordnungszahl des Absorbermaterials [Das95]:

$$X_0[\frac{g}{cm^2}] \simeq 170 \frac{A}{Z^2}. \quad (3.3)$$

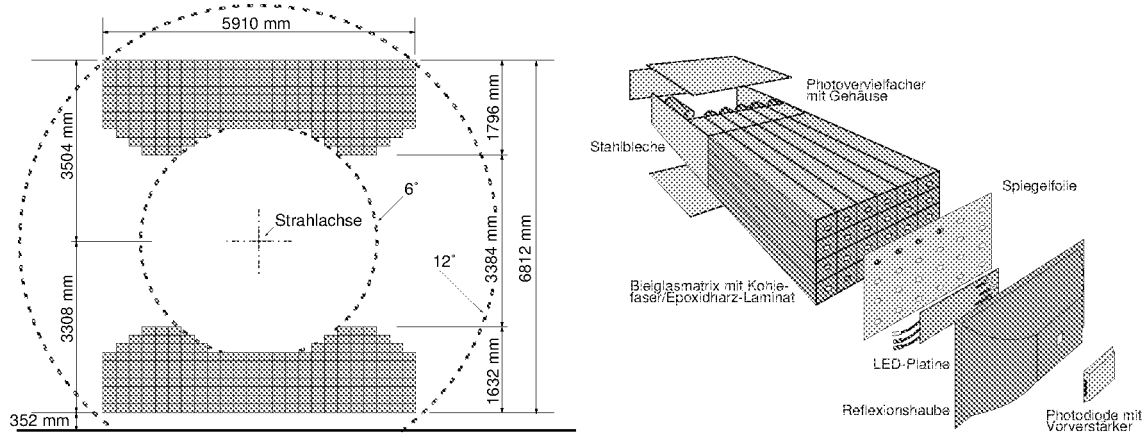


Abbildung 3.3: Geometrischer Aufbau des Bleiglasdetektors LEDA. Jedes Rechteck in der linken Abbildung stellt eines der 420 Supermodule dar. Das rechte Bild zeigt den Aufbau eines Supermoduls.

Ein hochenergetisches Hadron, welches inelastisch und hadronisch mit den Kernen des Absorbermaterials wechselwirkt, kann die Entstehung eines hadronischen Schauers auslösen. Geladene Hadronen, die nicht hadronisch wechselwirken, werden als minimal-ionisierende Teilchen (MIP) bezeichnet.

Bei der hadronischen Komponente sind die Fluktuationen der Teilchenzahl erheblich größer als bei elektromagnetischen Schauern. Daher ist die Energieauflösung im allgemeinen wesentlich schlechter. Ein Maß für die räumliche Ausdehnung von hadronischen Schauern ist die hadronische Wechselwirkungslänge λ .

Geladene Teilchen erzeugen Čerenkov-Photonen, wenn sie das Bleiglas mit einer Geschwindigkeit durchlaufen, die größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes im Bleiglas ist.

Mißt man das von diesen Teilchen erzeugte Čerenkov-Licht, so erhält man ein zur Energie des Primärteilchens proportionales Signal. Jedes Bleiglasmodul wird durch einen Photovervielfacher ausgelesen [Cla96, Pei97, Blu98], durch die das Čerenkov-Licht nachgewiesen wird. Die Länge eines Bleiglasmoduls entspricht ungefähr 14.4 Strahlungslängen und etwa einer hadronischen Wechselwirkungslänge.

Seit Ende 1999 befindet sich der Bleiglasdetektor im PHENIX³-Experiment am Brookhaven National Laboratory. Für eine detaillierte Beschreibung des LEDA-Detektors siehe man unter [Sch98, Blu98, Rey99].

³Pioneering High Energy Nuclear Ion EXperiment

4. Die Reaktionsebene

Für die Untersuchung des kollektiven Flusses, insbesondere des direkten Flusses, benötigt man eine Bezugsebene, um dann eine bevorzugte Bewegung der Teilchen relativ zu dieser Richtung feststellen zu können. Als Bezugsrichtung dient üblicherweise die Reaktionsebene. Sie ist definiert als die Ebene, die von der Strahlachse und dem Stoßparameter aufgespannt wird. Im Folgenden werden zwei Methoden zur Bestimmung der Reaktionsebene vorgestellt.

4.1 Methoden zur Bestimmung der Reaktionsebene

Bei niedrigen Energien findet die Methode des transversalen Impulses zur Bestimmung der Reaktionsebene, die von Danielewicz und Odyniec [Dan85] vorgeschlagen wurde, Anwendung. Bei dieser Methode wird zuerst der sogenannte Directivity-Vektor $\vec{Q}$ berechnet. Er ist definiert als Summe über die transversalen Impulsvektoren $\vec{p}_T$ aller identifizierten Teilchen ν :

$$\vec{Q} = \sum_{\nu=1}^M w_{\nu}(y) \cdot \vec{p}_{T;\nu} \quad (4.1)$$

mit

$$w_{\nu}(y) = \begin{cases} 1 & : y \geq y_{cm} + \delta \\ 0 & : y_{cm} - \delta \leq y \leq y_{cm} + \delta \\ -1 & : y \leq y_{cm} - \delta. \end{cases}$$

Als Gewichtung $w_{\nu}(y)$ wird üblicherweise +1 und -1 gewählt, so daß $\vec{Q}$ ein Maß für den transversalen Impulsübertrag zwischen der vorderen und hinteren Hemisphäre ist. Der Parameter δ wird so gewählt, daß der Bereich der Midrapidität y_{cm} vermieden wird. Dies sichert die maximale Sensitivität für die Ebenenbestimmung [Cha97, Cro97, Gut89a].

Bei Experimenten hoher Energie, wie sie zum Beispiel am AGS oder am SPS vorliegen, erhält man meistens nur Multiplizitäts- oder Kalorimeterinformationen

über einen großen Akzeptanzbereich. In diesem Fall verwendet man eine allgemeinere Methode, um die Reaktionsebene zu berechnen, die sogenannte Fourier-Analyse der azimutalen Winkelverteilung [Pos98]. Für jedes Ereignis läßt sich der n -te Fourierkoeffizient Q_n schreiben als

$$Q_n = \sum_{\nu=1}^M w_{\nu} \cdot e^{in\phi_{\nu}}, \quad (4.2)$$

wobei die Summe über alle Teilchen M geht. ϕ_{ν} ist der azimutale Winkel des ν -ten Teilchens und w_{ν} ist die Wichtung. Je nachdem, ob die transversale Energie, der transversale Impuls oder die Multiplizität gemessen werden, wählt man $w_{\nu} = E_T, P_t, 1$. In dieser Arbeit wurden Analysen mit $w_{\nu} = p_t$ durchgeführt; Analysen mit E_t finden sich in [Sch98]. Die Richtung der Reaktionsebene im Raum wird durch den azimutalen Winkel ϕ festgelegt. Dieser kann für jedes Ereignis einzeln berechnet werden:

$$\Phi_n = \frac{\arctan(\frac{Q_n^y}{Q_n^x})}{n}, \quad (4.3)$$

mit

$$Q_n^y = \sum_{\nu=1}^M w_i \cdot \cos(n\phi_i)$$

$$Q_n^x = \sum_{\nu=1}^M w_i \cdot \sin(n\phi_i).$$

Die Summe geht über alle Teilchen, die zur Bestimmung der Reaktionsebene benutzt wurden. Die Reaktionsebene kann für jede Ordnung n berechnet werden. In dieser Arbeit soll nur die erste Ordnung betrachtet werden.

4.2 Φ -Verteilung des Reaktionsebenenwinkels

Abbildung 4.1 zeigt die Φ -Verteilung des Reaktionsebenenwinkels. Zur Bestimmung der Reaktionsebene wurden Protonen, Pionen, Deuteronen und Tritonen verwendet. Voraussetzung für die Bestimmung des Reaktionsebenenwinkels Φ ist eine Mindestanzahl von vier Teilchen pro Event, da die Verteilung ansonsten anisotrop erscheint [Sch98]. Der Reaktionsebenenwinkel kann mit Hilfe der Fourierkoeffizienten wie in Gleichung 4.3 beschrieben berechnet werden.

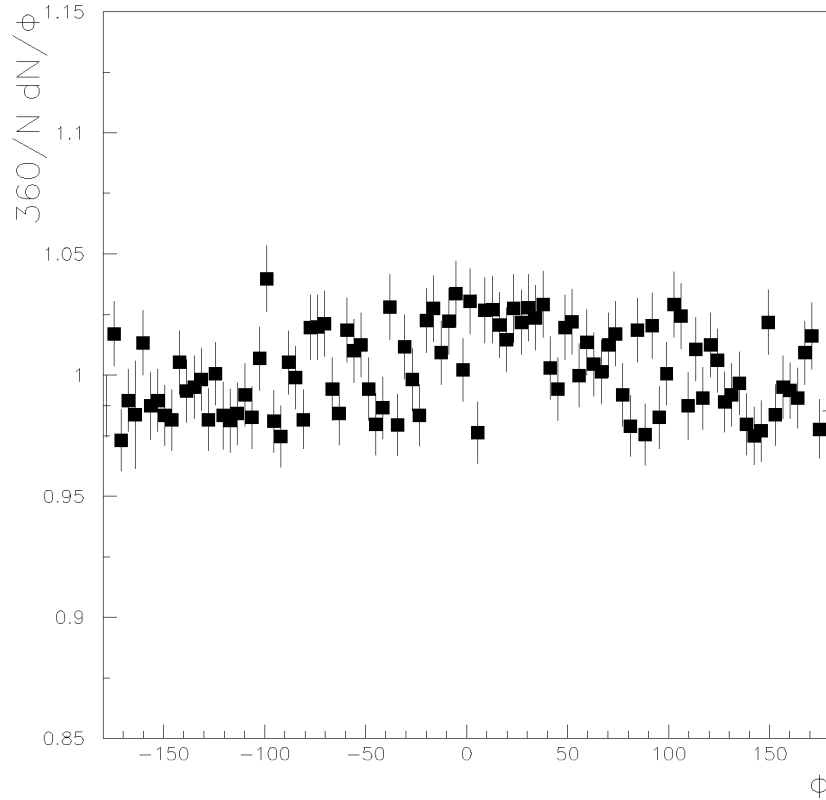


Abbildung 4.1: Die $2\pi/N \, dN/d\Phi$ -Verteilung des Reaktionsebenenwinkels Φ , berechnet aus Protonen, Pionen, Deuteronen und Tritonen.

4.3 Probleme bei der Bestimmung der Reaktionsebene

Die Bestimmung der Reaktionsebene ist nur mit einer begrenzten Auflösung möglich. Dies liegt an der begrenzten Zahl der im Experiment nachgewiesenen Teilchen. Ebenso können Autokorrelationseffekte eine Rolle spielen.

4.3.1 Die Auflösung der Reaktionsebene

Man definiert die Auflösung als Maß für die Genauigkeit als

$$\sigma_{ebene} = \langle \cos(\phi - \psi) \rangle. \quad (4.4)$$

ϕ ist hierbei der gemessene Reaktionsebenenwinkel, der mit Hilfe der Gleichung 4.4 bestimmt werden kann und ψ entspricht dem tatsächlichen Reaktionsebenenwinkel. Es wird über alle Teilchen und alle Reaktionen gemittelt. Die Auflösung kann mit Hilfe der sogenannten Subevent-Analyse bestimmt werden. Bei dieser Analyse werden die Teilchen eines Ereignisses, die zur Bestimmung der Reaktionsebene benutzt werden, in zwei Untereignisse A und B mit ungefähr der selben Anzahl von Teilchen eingeteilt. Die Zuordnung der Teilchen zu den einzelnen Unterereignissen erfolgt dabei zufällig. Für diese Untereignisse können die Winkel der dazugehörigen Reaktionsebenen Φ_A und Φ_B auf die selbe Art wie der Reaktionsebenenwinkel Φ des Ereignisses berechnet werden. Es ist

$$\langle \cos(\phi_A - \phi_B) \rangle = \langle \cos(\phi_A - \psi) \rangle \langle \cos(\phi_B - \psi) \rangle. \quad (4.5)$$

Diese Beziehung gilt unter der Annahme, daß es keine anderen Korrelationen bis auf den Fluß gibt, beziehungsweise diese Korrelationen vernachlässigt werden können. Analysen zu diesen Non-Flow-Korrelationen finden sich in [Pob99].

Aus Gleichung 4.5 ergibt sich

$$\langle \cos(\phi_A - \psi) \rangle = \sqrt{\langle \cos(\phi_A - \phi_B) \rangle}. \quad (4.6)$$

Dies entspricht der Auflösung für das Unterereignis. Unter der Annahme, daß es keine Non-Flow-Korrelationen gibt, sind die Ebenen der Unterereignisse unabhängig voneinander und haben dieselbe Auflösung. Da die Auflösung mit der Teilchenmultiplizität mit $\sqrt{N}$ skaliert, erhält man eine zweimal so hohe Auflösung für das gesamte Ereignis wie für die beiden Unterereignisse:

$$\sigma_{Ebene} = \sqrt{2 \cdot \sigma_{Subebene}}. \quad (4.7)$$

Daraus ergibt sich

$$\sigma_{ebene} = \sqrt{2 \cdot \langle \cos(\phi_A - \phi_B) \rangle}. \quad (4.8)$$

Die Abhängigkeit der Reaktionsebenenauflösung σ_{Ebene} von der Zentralität¹ ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Aus der Abbildung geht hervor, daß die Auflösung

¹Die Zentralität einer Reaktion wird bestimmt aus der Anzahl der Participants W_N (*Wounded Nucleons*).

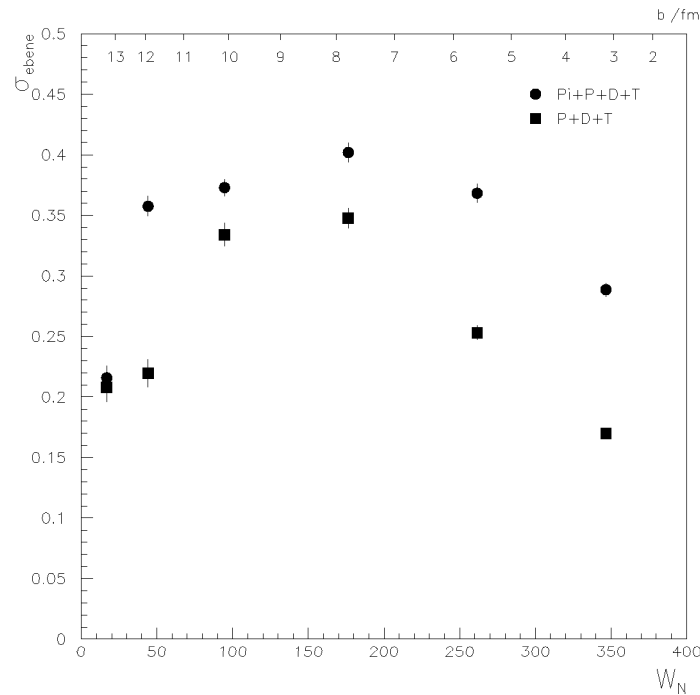


Abbildung 4.2: Die Reaktionsebenenauflösung in Abhängigkeit von der Zentralität.

am größten für semi-zentrale Ereignisse (siehe Anhang zur Erläuterung) ist. Der Reaktionsebenenwinkel kann also in Ereignissen am besten bestimmt werden, in denen auch der kollektive Fluß am größten ist.

Zum Vergleich sind die Auflösungen, die sich aus der Bestimmung der Reaktionswinkels aus Protonen, Deuteronen und Tritonen und aus Protonen, Deuteronen, Tritonen und Pionen ergeben haben, dargestellt. Beide zeigen das gleiche Verhalten in der Abhängigkeit von der Zentralität. Die zusätzliche Verwendung von Pionen führt zu einer Verbesserung bei der Bestimmung der Auflösung der Reaktionsebene.

Die Bestimmung der Reaktionsebene wurde für verschiedenen Kombinationen von Teilchensorten durchgeführt. In Abbildung 4.3 ist der relative Fehler der Auflösung $\frac{\sigma_e}{\sigma}$, der sich bei der Bestimmung der verschiedenen Reaktionsebenen ergeben hat, aufgetragen. Die Verwendung möglichst vieler Teilchen führt zu einer größeren Auflösung, so daß eine genauere Bestimmung des Reaktionsebenenwinkels möglich ist. In Tabelle 4.1 stehen die Werte der Auflösungen, die sich bei der Bestimmung des Reaktionsebenenwinkels aus unterschiedlichen Kombinationen von Teilchensorten ergeben haben.

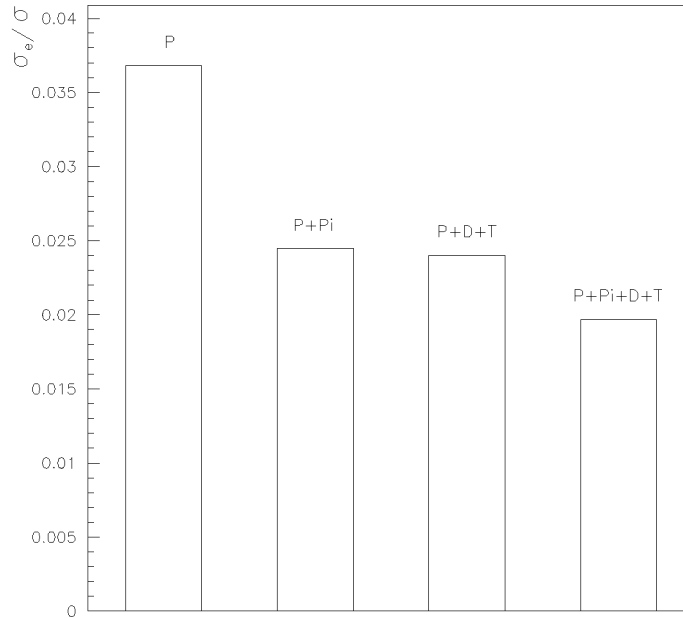


Abbildung 4.3: Der relative Fehler $\frac{\sigma_e}{\sigma}$ der Reaktionsebenenauflösung für die verschiedenen Kombinationen von Teilchensorten.

	$\sigma \pm \sigma_e$	σ_e/σ
P	0.256635 ± 0.009447	0.036811
P & Pi	0.325679 ± 0.007964	0.024452
P & D & T	0.347596 ± 0.008348	0.024015
P & Pi & D & T	0.401868 ± 0.007909	0.01968

Tabelle 4.1: Die Werte für die verschiedenen Auflösungen σ_{Ebene} . In der rechten Spalte ist der dazugehörige relative Fehler aufgelistet.

4.3.2 Autokorrelationen

Um Autokorrelationen zu vermeiden, wird die Reaktionsebene aus N-1 Teilchen berechnet. Für das Teilchen, was nicht für die Berechnung der Reaktionsebene verwendet wurde, wird der azimutale Winkel berechnet. Man vermeidet so Korrelationen

zwischen dem Teilchen und der Reaktionsebene, die sich ergeben würden, wenn man das Teilchen auch für die Bestimmung der Reaktionsebene verwenden würde. Die Korrelation wäre von der Stärke $\frac{1}{\sqrt{N}}$, wobei N die Anzahl der Teilchen ist [Dan85].

5. Der Kollektive Fluß

Das Studium des kollektiven Flusses ist, seit dieser zuerst am Bevalac in Experimenten mit dem Plastic-Ball [Gus84] beobachtet wurde, für die Schwerionenphysik von großem Interesse. Er ist eine Folge des Druckgradienten in heißer, dichter Materie. Die Kompressibilität der in einer Schwerionenkollision erzeugten Materie beeinflusst die kollektive Bewegung der produzierten Teilchen nach der Kollision, so daß man die Stärke des kollektiven Flusses als Maß für die Komprimierbarkeit der Kernmaterie ansehen kann.

Üblicherweise unterscheidet man drei Arten des kollektiven Flusses: den radialen, den gerichteten und den elliptischen Fluß. Auf sie soll im Folgenden näher eingegangen werden.

- radialer Fluß

Der radiale Fluß ist charakterisiert durch eine isotrope transversale Flußgeschwindigkeit [Agg98b]. Die Temperatur und die radiale Flußgeschwindigkeit wachsen mit der Zentralität einer Reaktion, so daß man in zentralen Reaktionen den größten radialen Fluß vorliegen hat. Die Bestimmung der Reaktionsebene ist nicht erforderlich, um diesen Fluß zu messen, da es keine ausgezeichnete Richtung gibt. Der radiale Fluß ist in allen Reaktionen vorhanden. Er wird aber in dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

- gerichteter Fluß

Aufgrund der Asymmetrie der Überlappungszone innerhalb einer nicht zentralen Kollision ist der Dichtegradient und somit der Druckgradient in der Reaktionsebene am größten. Der Fluß ist deshalb in der Reaktionsebene am größten. Der gerichtete Fluß beinhaltet zwei Effekte, den Side-splash- und den Bounce-off-Effekt. Unter dem Side-splash versteht man die azimutale Asymmetrie der Emission der produzierten Teilchen, das heißt, Teilchen werden bevorzugt innerhalb der Reaktionsebene und senkrecht zur Strahlachse emittiert. Dieser Effekt wird bei niedrigen Energien im Midrapidity-Bereich beobachtet [Gus84]. Auch der Bounce-off findet bevorzugt in dieser Richtung statt [Bec87]. Mit ihm bezeichnet man die Tatsache, daß die Spektatoren von den

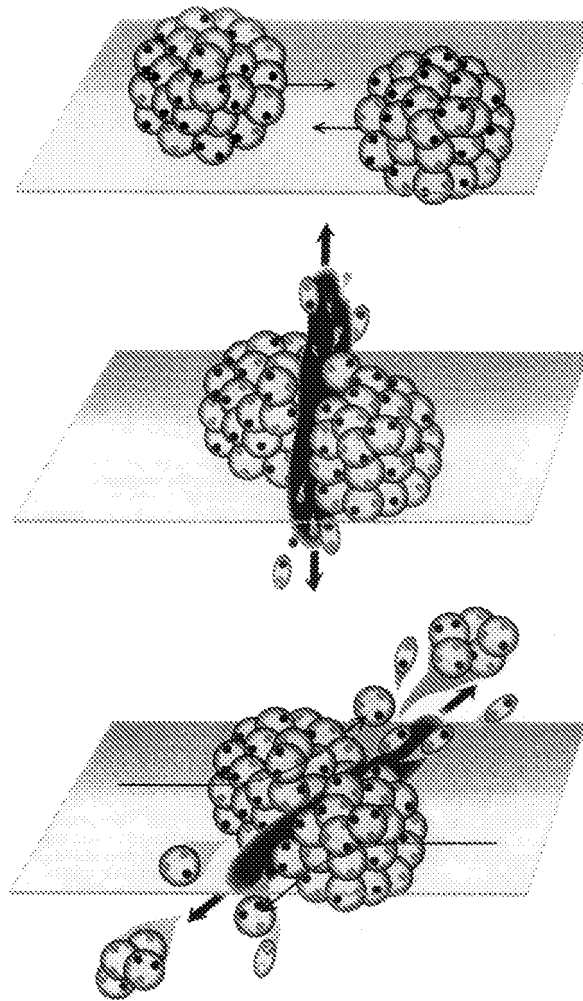


Abbildung 5.1: Das mittlere Bild zeigt den Squeeze-Out. Die Teilchen werden aus der Reaktionsebene emittiert. Im unteren Bild ist der Side-Splash dargestellt.

Participanten abgelenkt werden und deshalb auch anisotrop emittiert werden. Die Symmetrie der Reaktionszone nimmt mit der Zentralität zu und der direkte Fluß ist in zentralen Ereignissen geringer als in halbzentralen, da sich diese Symmetrie auf die Teilchenemission überträgt. In peripheren Reaktionen ist die Anisotropie auch geringer, da hier die übertragenen Impulse geringer werden.

- elliptischer Fluß

Abhängig von der Energie einer Schwerionenreaktion unterscheidet man zwischen einem elliptischen Fluß in der Reaktionsebene und einem senkrecht dazu. In niederenergetischen Schwerionenkollisionen verlassen die Spectators die Reaktionszone nicht schnell genug und versperren den Participants den Weg innerhalb der Reaktionsebene, was zu einem elliptischen Fluß senkrecht zur Reaktionsebene führt. Dieser Squeeze-out-Effekt wird kleiner mit anwachsender Zentralität, da dann weniger Spectatormasse vorhanden ist. In ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen spielt dieser Abschattungseffekt aufgrund der höheren Geschwindigkeit der Spectators keine Rolle. Da die Ausdehnung des Feuerballs in der Reaktionsebene kleiner ist als senkrecht zu ihr, ist auch der Druckgradient in der Reaktionsebene am größten und es entsteht ein elliptischer Fluß in der Reaktionsebene.

5.1 Fourierentwicklung azimuthaler Verteilungen

Die azimuthale Verteilungsfunktion $r(\phi)$ sei eine Funktion des azimuthalen Winkels ϕ . Dies kann zum Beispiel die Funktion $\frac{dp_T(\phi)}{d\phi}$ sein, wobei $p_T(\phi)$ der totale Impuls ist, der von den Teilchen unter dem azimuthalen Winkel ϕ emittiert wird. Man kann $r(\phi)$ in einer Fourierentwicklung schreiben als:

$$r(\phi) = \frac{x_0}{2\pi} + \frac{1}{\pi} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} [x_n \cdot \cos(n\phi) + y_n \cdot \sin(n\phi)]. \quad (5.1)$$

Die Koeffizienten dieser Fourierentwicklung von $r(\phi)$ lauten:

$$x_n = \int_0^{2\pi} r \cdot \phi \cdot \cos(n\phi) d\phi \quad (5.2)$$

$$y_n = \int_0^{2\pi} r \cdot \phi \cdot \sin(n\phi) d\phi. \quad (5.3)$$

Liegt eine endliche Anzahl von Teilchen vor, so können die Integrale durch Summen über die Anzahl der Teilchen ersetzt werden:

$$x_n = \sum_{\nu} r_{\nu} \cdot \cos(n\phi_{\nu}) \quad (5.4)$$

$$y_n = \sum_{\nu} r_{\nu} \cdot \sin(n\phi_{\nu}). \quad (5.5)$$

ϕ_ν ist der azimutale Winkel des ν -ten Teilchens. Ohne Fluß und mit vernachlässigbaren Fluktuationen ist r eine Konstante und alle Fourierkoeffizienten bis auf x_0 sind Null.

Die physikalische Interpretation der Fourierkoeffizienten wird deutlich, wenn man die Harmonischen der einzelnen Fourierkoeffizienten betrachtet. Jedes Fourier-Paar (x, y) , bei dem beide Werte von Null verschieden sind, ergibt eine von Null verschiedene Komponente der dazugehörigen Harmonischen:

$$v_n = \sqrt{x_n^2 + y_n^2} \quad (5.6)$$

mit

$$x_n = v_n \cdot \cos(n\phi_n)$$

$$y_n = v_n \cdot \sin(n\phi_n).$$

v_n ist ein Maß für die Stärke des dazugehörigen Flusses.

Ist r eine Konstante, so hat die Verteilung in der xy -Ebene die Form eines Kreises, der um Null zentriert ist. Ist die erste Harmonische ungleich Null, was ein Zeichen für das Vorhandensein eines direkten Flusses ist, dann ist die Verteilung nicht mehr um Null zentriert, sondern um einen endlichen Wert von Null verschoben. Ist die zweite Harmonische ungleich Null, nimmt die Verteilung die Form einer Ellipse an. Daher hat der elliptische Fluß seinen Namen.

Die erste Harmonische ist die Summe über alle transversalen Impulse $\langle \frac{p_x}{p_t} \rangle$, als Maß für die Verschiebung in x -Richtung. Der zweite Fourierkoeffizient ist $\langle (\frac{p_x}{p_t})^2 - (\frac{p_y}{p_t})^2 \rangle$, dies ist die Differenz der beiden Achsen des Ellipsoides. Es kann gezeigt werden, daß $v_2 = \frac{f_1 - f_2}{f_1 + f_2}$ ist, wobei f_1 und f_2 die beiden Größen für die beiden Hauptachsen des Ellipsoids sind. Die Hauptachse kann nur parallel oder senkrecht zur Reaktionsebene liegen. Liegt die Ellipse senkrecht zur Reaktionsebene, so ist dies ein Zeichen dafür, das Squeeze-out-Fluß vorliegt. v_3 ist nicht Null für asymmetrische Kernreaktionen und präsentiert eine Asymmetrie des Flusses aufgrund der zwei unterschiedlichen Größen der kollidieren Nukleonen- die Verteilung nimmt näherungsweise die Form eines Dreiecks an. Sind beide Effekte Squeeze-out und Side-splash von Bedeutung, so ist v_4 ungleich Null. Fourierkoeffizienten höherer Ordnung als zwei können vernachlässigt werden.

Da die Reaktionsebene nur mit einer endlichen Auflösung bestimmt werden kann, müssen die gemessenen Fourierkoeffizienten mit der Auflösung korrigiert werden:

$$v_n = \frac{v'_n}{\sigma_{ebene}}. \quad (5.7)$$

Im folgenden Abschnitt wird die Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten v_n für Photonen, die aus Zerfällen neutraler Pionen stammen, von der Zentralität untersucht. Eine genaue Analyse der Fourierkoeffizienten für Protonen und positiv geladenen Pionen schließt sich in Kapitel 7 an.

5.1.1 Photonen

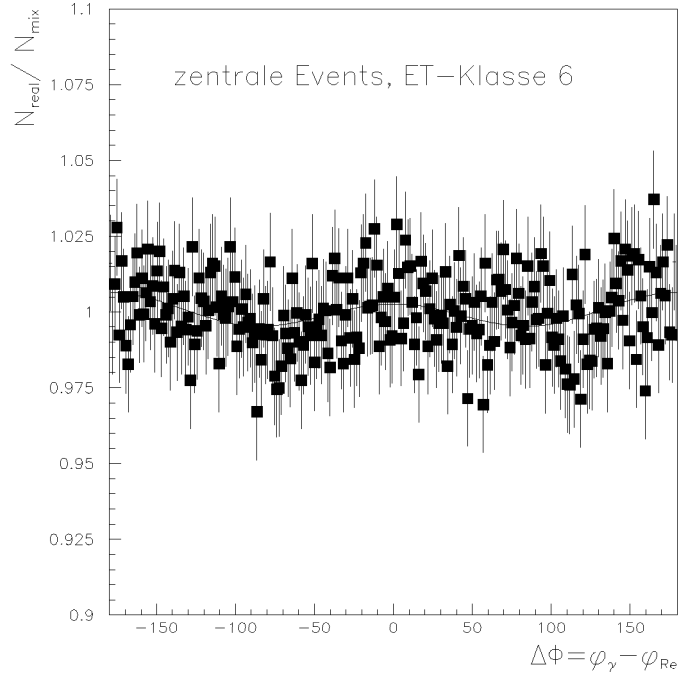
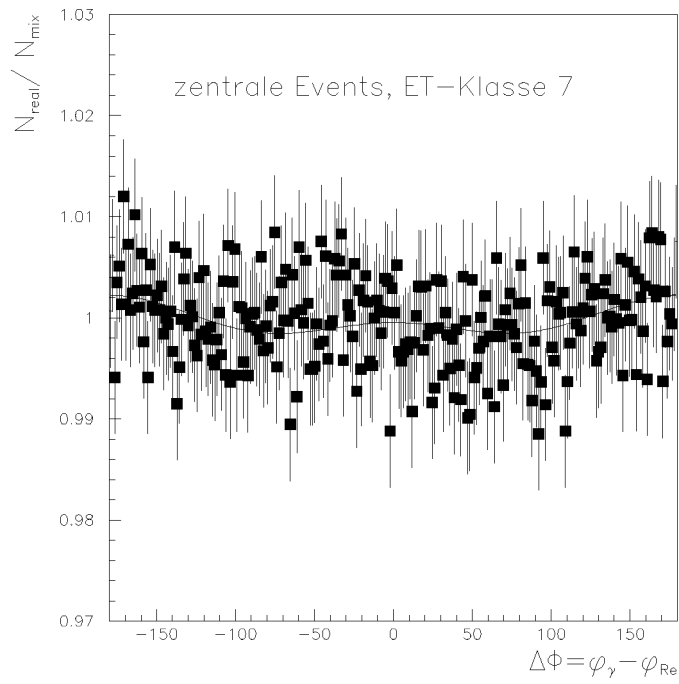
Die Abbildungen 5.1 und 5.2 zeigen die $\frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{d\phi}$ - Verteilungen für Photonen für zwei unterschiedliche Zentralitätsklassen. Der Winkel $\Delta\phi$ ist hierbei der Differenzwinkel eines gemessenen Photons ϕ_{Photon} und des Reaktionsebenenwinkels ϕ_{RE} . Um die Parameter der Korrelationsstärke von den azimuthalen Verteilungen zu extrahieren wird die folgende Fitfunktion verwendet:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\Delta\phi} = 1 + 2 \cdot v'_1 \cdot \cos(\Delta\phi) + 2 \cdot v'_2 \cdot \cos(2\Delta\phi)$$

Für die Messung des direkten Flusses der Photonen wird v_1 durch $-v_1$ ersetzt. Zur Messung der Photonen nahe Midrapidität dient der LEDA-Detektor. Da dieser Detektor nicht den vollen Akzeptanzbereich abdeckt, werden die realen Spektren durch die Mixed-Event-Spektren dividiert. Für die Mixed-Event-Spektren stammen der Winkel der Photonen ϕ_{Photon} und der Winkel der Reaktionsebene ϕ_{RE} aus unterschiedlichen realen Ereignissen.

Die Photonen zeigen einen sehr schwachen Flußeffect im Vergleich zu den Teilchen, die im Bereich der Targetrapidität gemessen werden (siehe Kapitel 7). Dies läßt sich dadurch erklären, daß die Photonen als Zerfallsprodukte nur einen Teil der Flußgeschwindigkeit der Pionen besitzen.

Aus den Abbildungen 5.2 und 5.3 geht hervor, daß die Photonen nur einen geringen direkten Fluß besitzen, während die elliptische Flußkomponente die entscheidende Rolle spielt. Der elliptische Fluß ist wie erwartet positiv, was auf einen elliptischen Fluß in der Reaktionsebene hindeutet.

Abbildung 5.2: Die $\Delta\phi$ -Verteilung für PhotonenAbbildung 5.3: Die $\Delta\phi$ -Verteilung für Photonen

In Abbildung 5.4 ist die Abhängigkeit des direkten Flusses von der Zentralität dargestellt. Man erkennt einen leichten Anstieg des direkten Flusses mit Abnahme der Zentralität. Der elliptische Fluß (siehe Abbildung 5.5) ist für semi-zentrale Ereignisse am größten und wird zu zentralen beziehungsweise peripheren Ereignissen kleiner.

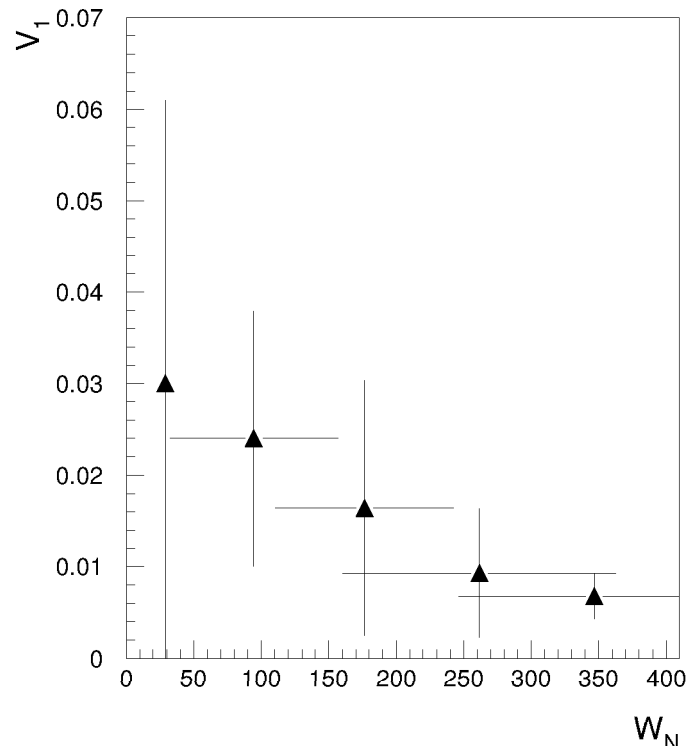


Abbildung 5.4: Die Abhängigkeit des direkten Flusses der Photonen von der Zentralität

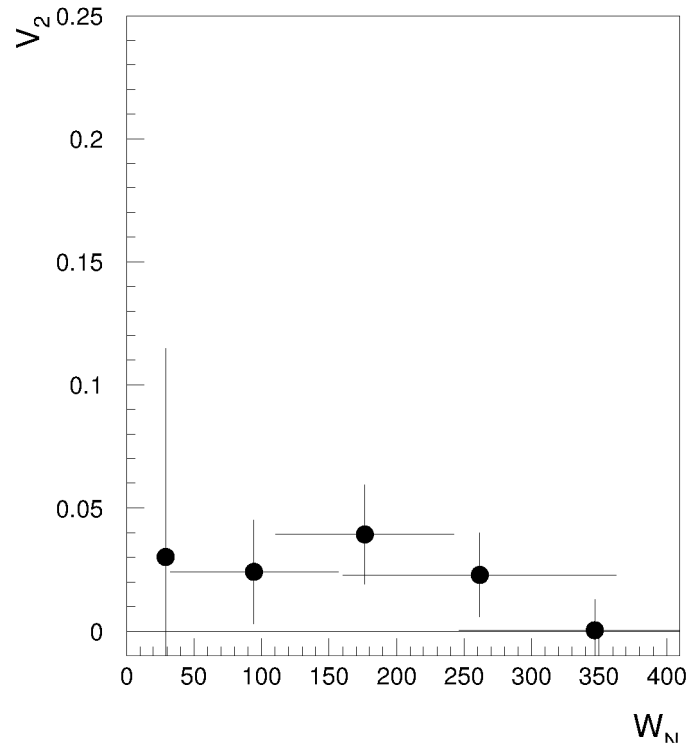


Abbildung 5.5: Die Abhängigkeit des elliptischen Flusses der Photonen von der Zentralität

6. Die Analyse der Plastic-Ball Daten

In diesem Kapitel wird die Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten v_n von Protonen und Pionen von dem Transversalimpuls, der Zentralität und der Rapidität untersucht. Die Daten des WA98-Experimentes werden mit Daten aus den Modellen RQMD und VENUS verglichen.

6.1 Die Mixed-Event Methoden

Der Einfluß von Mehrfachtreffern im Plastic-Ball-Spektrometer auf die Bestimmung des kollektiven Flusses soll untersucht werden. Die Auswirkungen physikalischer Korrelationen auf die Verteilungen der realen Ereignisse können mit Hilfe der sogenannten Mixed-Event-Methoden korrigiert werden. Im Folgenden werden zwei unterschiedliche Mixed-Event-Methoden vorgestellt.

6.1.1 1. Methode

Die erste Methode macht sich die Subevent-Analyse (siehe Kapitel 4) zu nutze. Es werden zwei Unterereignisse, die ungefähr die selbe Anzahl von Teilchen haben und aus der selben Zentralitätsklasse stammen, aber aus unterschiedlichen realen Ereignissen kommen, miteinander korreliert. Man nimmt an, daß die Korrelation zwischen zwei zufällig ausgesuchten Unterereignissen nur von der azimuthalen Verteilung der Teilchen abhängt. Detektoreffekte, wie zum Beispiel unkalibrierte Module würden zu einer Anisotropie in der azimuthalen Verteilung führen. Diese Anisotropie würde sich in einer Korrelation der beiden Subevents von verschiedenen realen Ereignissen widerspiegeln. Aus Abbildung 6.1 geht hervor, daß diese Art von Detektoreffekten vernachlässigbar ist, da die Verteilung flach ist.

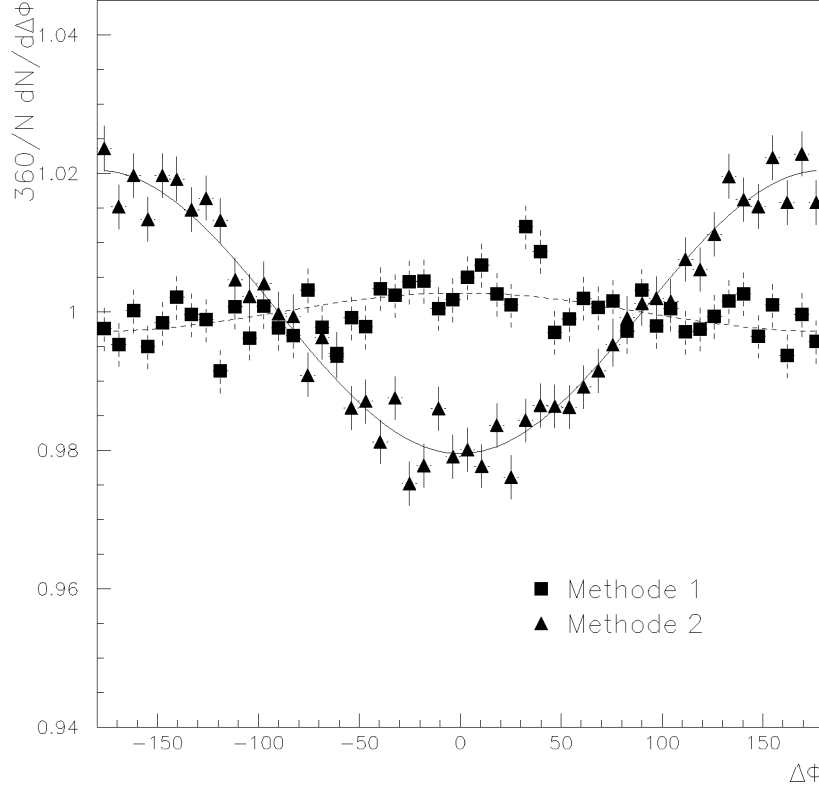


Abbildung 6.1: Der Differenzwinkel $\delta\phi = \phi_A - \phi_B$ zweier Unterereignisse für zentrale Ereignisse. Die Linien stellen einen Kosinusfit nach Gleichung 6.1 dar.

6.1.2 2. Methode

In der oben beschriebenen Mixed-Event-Methode wird allerdings ein anderer Effekt, der sich aufgrund der endlichen Detektorgranularität ergibt, außer acht gelassen. Mehrfachtreffer, das heißt Treffer in dem selben Detektormodul, können im Plastic-Ball-Spektrometer nicht nachgewiesen werden. Schließt man diese Mehrfachtreffer künstlich aus, so erwartet man eine schwache Anti-Korrelation in der $\Delta\phi$ -Verteilung [Agg98b]. Bei dieser Methode wird für jedes Teilchen jedes realen Ereignisses ein Mixed-Event erzeugt. Die Teilchen dieser Mixed-Events sind nicht miteinander korreliert, sondern stammen aus unterschiedlichen realen Ereignissen. Es wurden nur Mixed-Events aus Teilchen realer Ereignisse der selben Zentralitätsklasse und der selben Multiplizitätsklasse

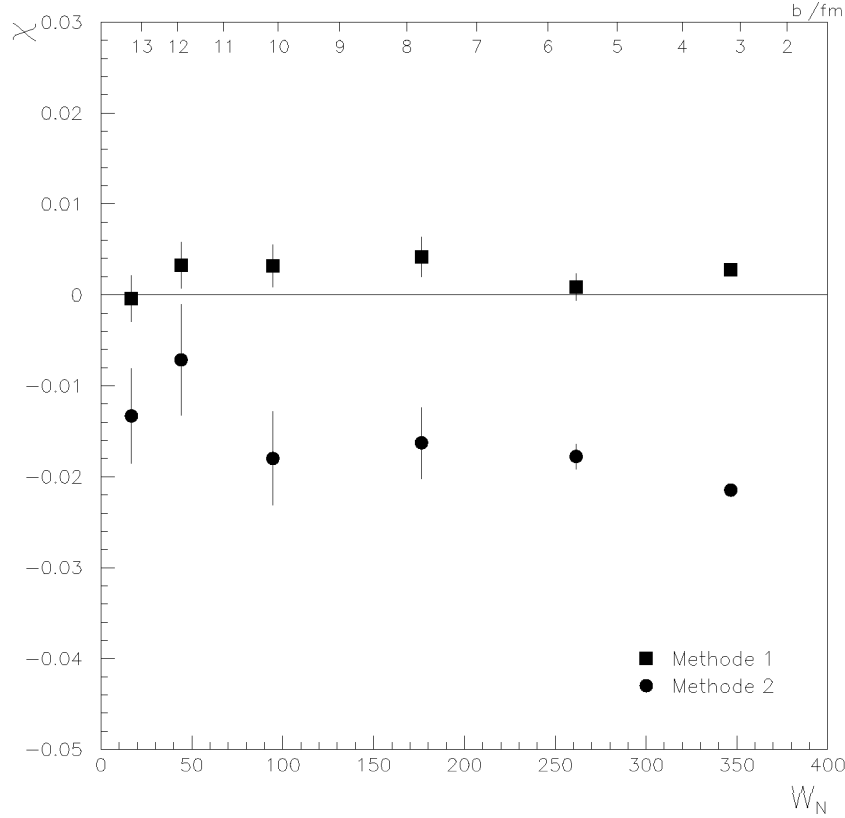


Abbildung 6.2: Die Abhängigkeit des Korrelationsparameters von der Zentralität.

erzeugt. Mixed-Events, in denen zwei Teilchen mit der selben Modulnummer vorkommen, werden verworfen. Die erwartete Antikorrelation zeigt sich in Abbildung 6.1. Man kann die Verteilung mit der folgenden Funktion anfitten:

$$\frac{2\pi}{N} \cdot \frac{dN}{d\phi} = 1 + \chi \cdot \cos(\Delta\Phi), \quad (6.1)$$

so daß sich die Korrelationsstärke ergibt zu $\chi = 0.0214 \pm 0.0045$. Abbildung 6.2 zeigt die Abhängigkeit der Korrelationstärke für die Mixed-Events beider Methoden von der Zentralität beziehungsweise vom Stoßparameter. Man erkennt, daß die Mixed-Events der ersten Methode für alle Zentralitätsklassen einen verschwindenden Wert annehmen, während für die Mixed-Events der zweiten Methode ein endlicher Wert angenommen wird, der zu peripheren Ereignissen schwach abnimmt.

6.2 Die Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten vom transversalem Impuls

Die Stärke des Flusses für Protonen ist in Reaktionen, deren Zentralität 20% – 40% des Minimum-Bias-Wirkungsquerschnittes entspricht, am größten, während man für die Pionen den größten Fluß in periphereren Reaktionen (40% – 80% cs) beobachtet. Die Abhängigkeit des transversalen Impulses wird für die Teilchen in der jeweiligen Zentralitätsklasse dargestellt. Die aus dem WA98-Experiment gewonnenen Daten werden mit Daten, die sich aus Simulationen mit den Eventgeneratoren VENUS und RQMD ergeben haben, verglichen.

6.2.1 Protonen

Die Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten v_n für Protonen vom transversalen Impuls p_T sind in Abbildung 6.3 dargestellt. Die Stärke des gerichteten Flusses v_1 ist negativ und zeigt eine lineare Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Dieses Verhalten wird durch die Annahme einer thermischen Emission der Protonen aus der Reaktionszone vorhergesagt [Bar97]. Der Fluß für die korrigierten Werte ist um circa 2% kleiner als für die unkorrigierten, da hier die Antikorrelation der Mixed-Events hereinspielt.

Die Werte für die zweite Harmonische sind verschwindend, sie zeigen keine typische Abhängigkeit von dem transversalen Impuls p_T . Die Steigung der ersten Harmonischen v_1 ist für die mit VENUS berechneten Werten für kleine Transversalimpulse größer als für die realen Daten, während sie im Bereich größerer Impulse einen vergleichbaren Abfall zeigt. Auch ist die absolute Größe der ersten Harmonischen für kleine Transversalimpulse im Mittel größer, während sie für größere p_T eher kleinere Werte annimmt.

Der mit VENUS berechnete elliptische Fluß zeigt ebenso wie für die realen Daten ein verschwindenden Wert.

RQMD überschätzt die absolute Größe des gerichteten Flusses über den gesamten p_t -Bereich.

Der elliptische Fluß der RQMD Daten hat einen geringen positiven Wert und zeigt einen leichten Anstieg mit zunehmendem Transversalimpuls.

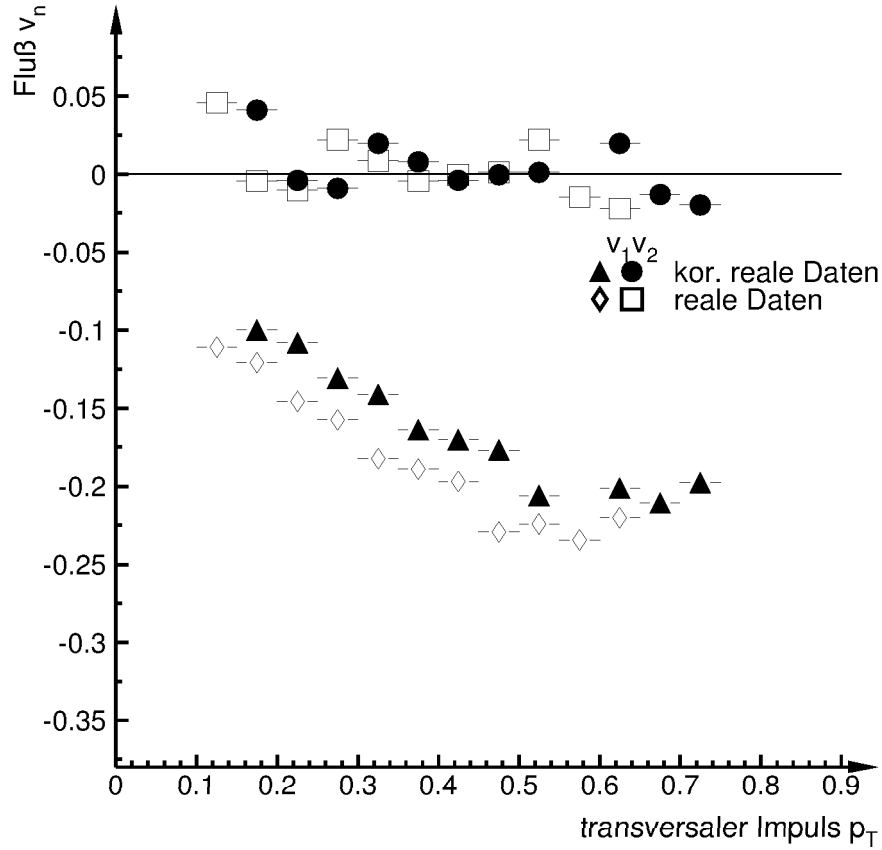


Abbildung 6.3: Die Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten v_n für die Protonen, berechnet aus den WA98-Daten. Die unkorrigierten realen Daten mit den korrigierten Daten im Vergleich.

6.2.2 Pionen

Abbildung 6.6 zeigt die Abhängigkeit des kollektiven Flusses positiv geladener Pionen vom transversalen Impuls. Hier nimmt v_1 wie erwartet nur positive Werte an und steigt mit wachsendem transversalem Impuls. Die korrigierten Werte liegen über den gesamten p_T -Bereich unter den unkorrigierten. Für größer werdende Transversalimpulse wächst die Differenz zwischen korrigiertem und unkorrigiertem Wert und der Anstieg für die korrigierten Werte nimmt zu große p_T -Werten hin ab. Die Werte für v_2 sind über den gesamten Bereich konsistent mit Null. Die Abhängigkeit der mit VENUS berechneten Fourierkoeffizienten sind zum Vergleich in Abbildung 6.7 dargestellt. Man erkennt keine eindeutige Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten vom transversalen

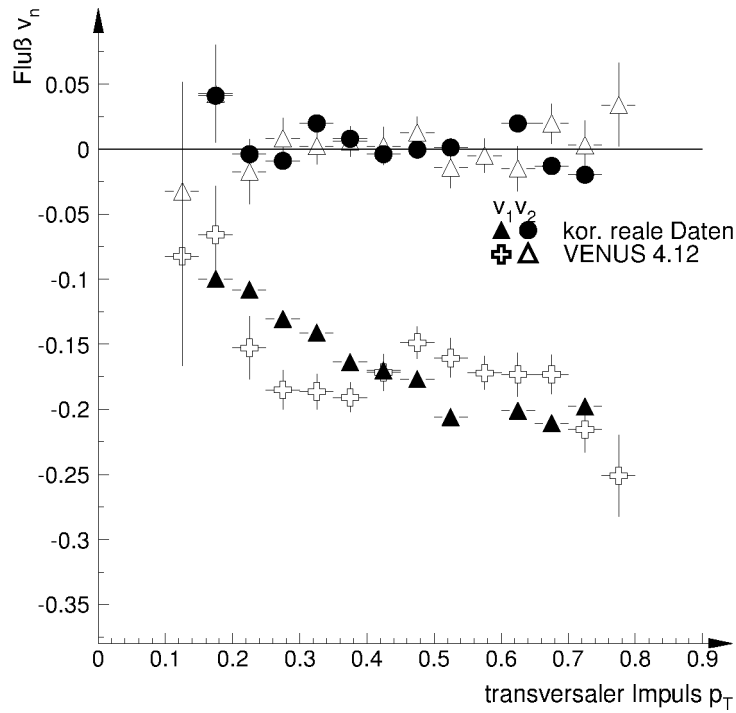


Abbildung 6.4: Die Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten vom Transversalimpuls.

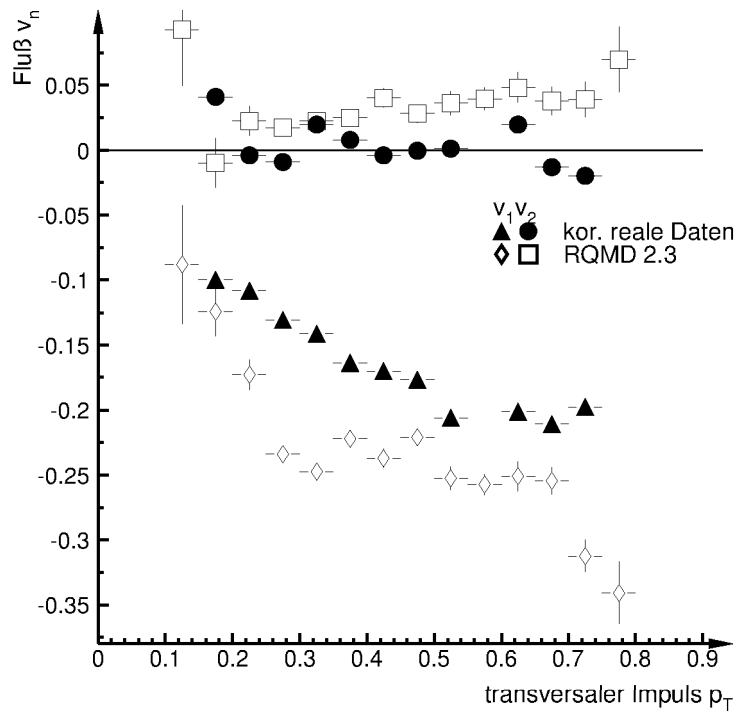


Abbildung 6.5: v_n als Funktion des Transversalimpulses. Korrigierte reale Daten im Vergleich mit Daten des RQMD-Modells.

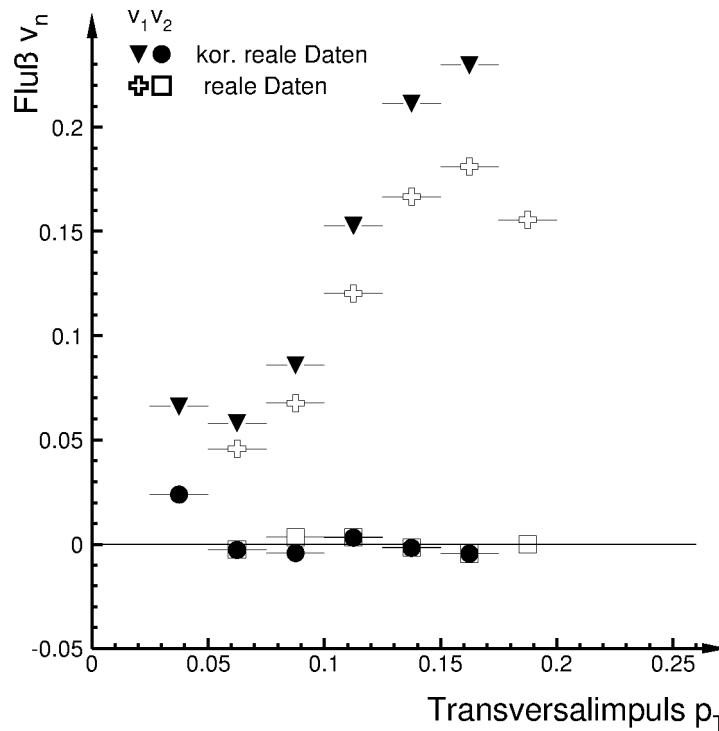


Abbildung 6.6: Die Fourierkoeffizienten als Funktion des transversalen Impulses.

len Impuls; es ist im Gegensatz zu den korrigierten realen Daten und den mit RQMD berechneten Daten kein linearer Anstieg vor. In Abbildung 6.8 sind die Fourierkoeffizienten der Pionen der korrigierten realen Daten und die des Modells RQMD dargestellt. Auch RQMD zeigt einen linearen Anstieg mit dem transversalen Impuls, allerdings ist dieser geringer als man es von den realen Daten erwarten würde. Auch zeigt sich, daß RQMD die absolute Größe von v_1 unterschätzt. Der mit RQMD berechnete elliptische Fluß zeigt einen linearen Anstieg mit steigendem transversalen Impuls.

6.3 Die Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten von der Zentralität

6.3.1 Protonen

Abbildung 6.9 spiegelt die Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten für Protonen von der Zentralität wieder. Der größte direkte Fluß liegt in semi-zentralen

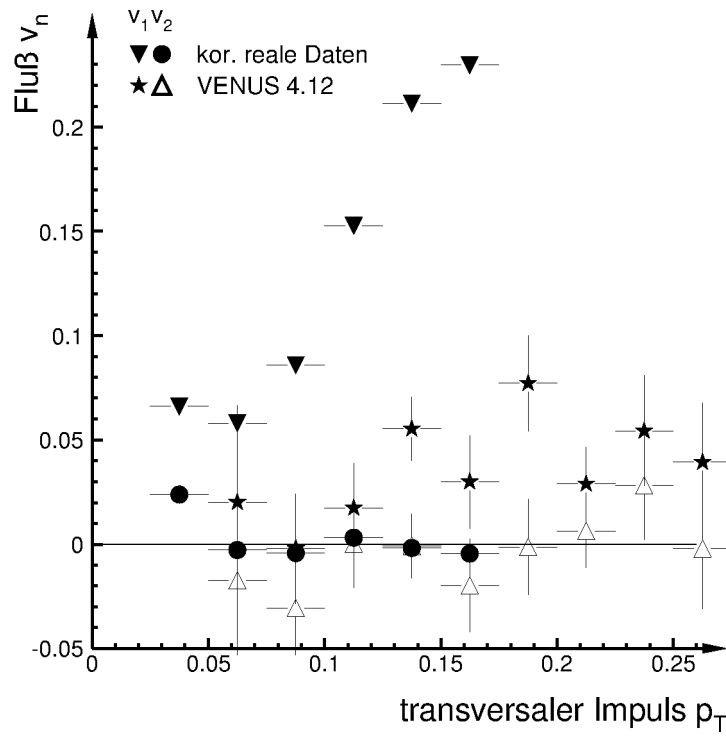


Abbildung 6.7: Fluß v_n als Funktion des transversalen Impulses.

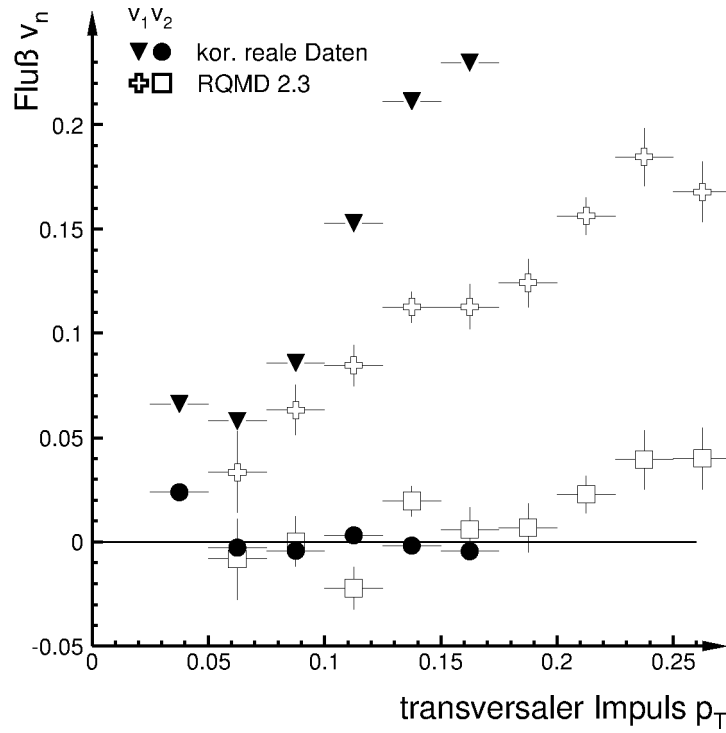


Abbildung 6.8: Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten für die Pionen vom Transversalimpuls

Ereignissen vor. Der direkte Fluß hat hier eine Größe von 17%. Die Werte für v_2 sind für die realen Daten konsistent mit Null. Die Abhängigkeit der mit VENUS berechneten Fourierkoeffizienten sind zum Vergleich in Abbildung 6.9 dargestellt. VENUS zeigt eine gute Übereinstimmung mit den realen Daten vor allem in zentraleren Ereignissen. Der elliptische Fluß der VENUS-Daten stimmt gut mit dem der sich aus den korrigierten realen Daten ergibt überein. Die Zentralitätsabhängigkeit der realen Daten ist größer als bei den mit dem Modell RQMD berechneten Daten.

RQMD zeigt eine leichte Abhängigkeit des elliptischen Flusses von der Zentralität. Der elliptische Fluß nimmt mit der Zentralität einer Reaktion zu.

6.3.2 Pionen

Der gerichtete Fluß der Pionen steigt von zentralen Ereignissen zu peripheren Reaktionen an. Der Fluß ist am stärksten in der periphersten Zentralitätsklasse. Er nimmt hier einen Wert von 14% an. Der elliptische Fluß ist auch hier wieder konsistent mit Null. VENUS zeigt ebenfalls einen linearen Anstieg zu peripheren Reaktionen, allerdings wird der reale Fluß von VENUS unterschätzt (siehe Abbildung 6.11). VENUS erreicht lediglich einen Maximalwert für den gerichteten Fluß von 7%. Wie aus Abbildung 6.12 hervorgeht, stimmen die Werte des gerichteten Flusses von RQMD in peripheren Ereignissen gut mit den realen Daten überein. In den zentraleren Ereignissen überschätzt RQMD den gerichteten Fluß. RQMD sagt einen geringen elliptischen Fluß in allen Zentralitätsklassen voraus.

6.4 Die Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten von der Rapidität

6.4.1 Protonen

Da der gerichtete Fluß der Protonen in semi-zentralen Reaktionen am größten ist, wird die Rapiditätsabhängigkeit in dieser Zentralitätsklasse untersucht. Das Maximum des gerichteten Flusses liegt bei ungefähr 2.2%.

Der elliptische Fluß nimmt verschwindende Werte an.

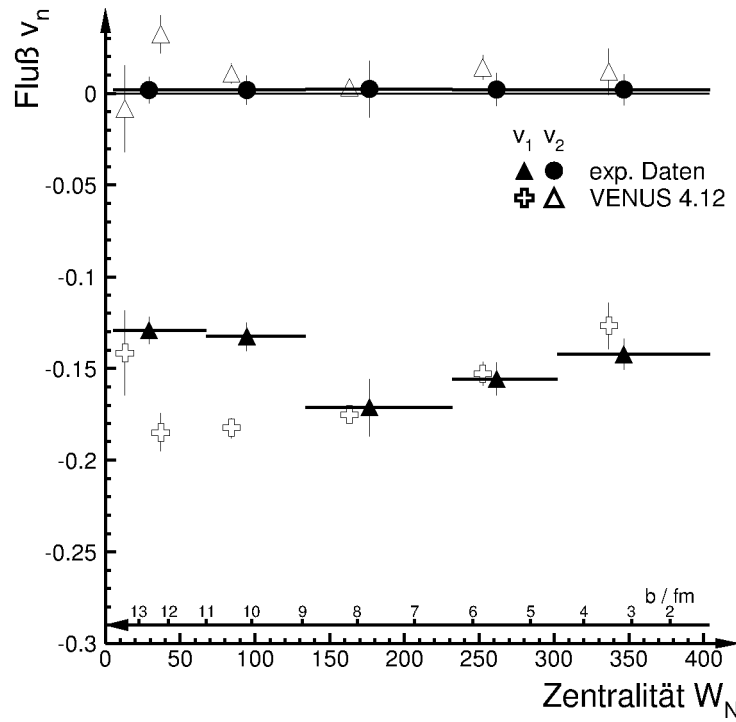


Abbildung 6.9: Der Fluß v_n als Funktion der Zentralität. Die korrigierten realen Daten im Vergleich mit Daten des Modell VENUS.

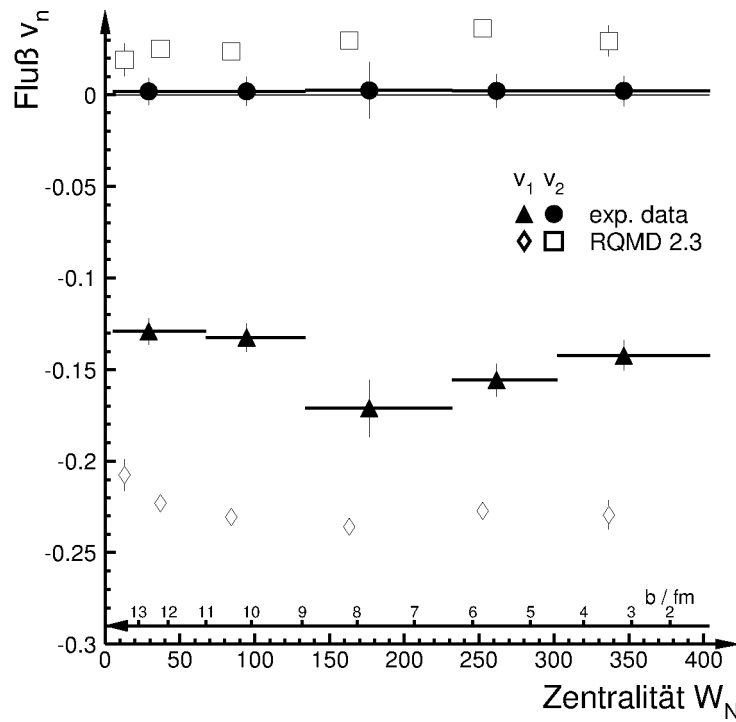


Abbildung 6.10: Zentralitätsabhängigkeit der Protonen für das Modell RQMD wiederum Vergleich mit den korrigierten realen Daten.

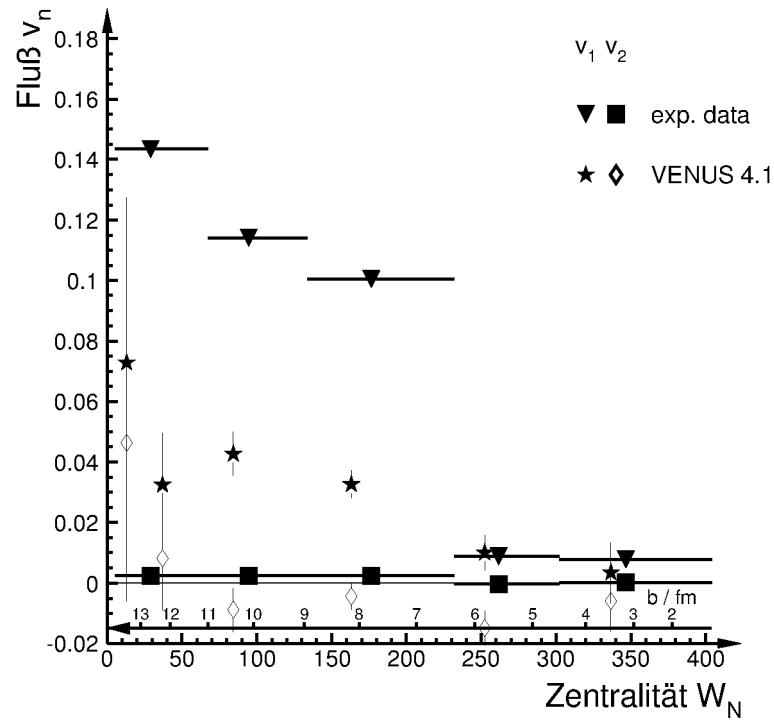


Abbildung 6.11: Die Abhängigkeit des direkten und elliptischen Flusses von der Zentralität.

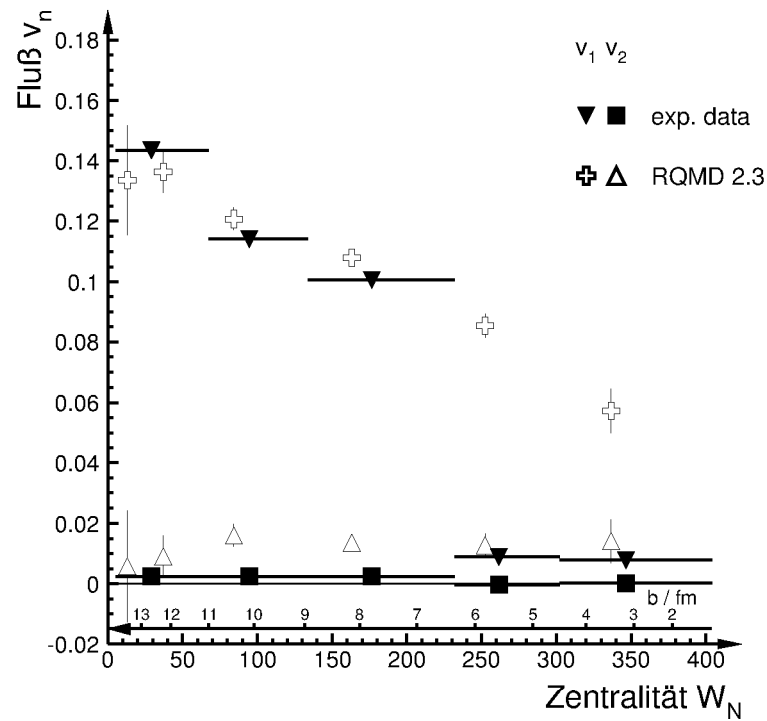


Abbildung 6.12: Zentralitätsabhängigkeit des direkten und elliptischen Flusses im Vergleich mit RQMD.

VENUS beschreibt die realen Daten im Targetrapiditätsbereich gut. Allerdings nimmt der Wert bei Verlassen des Targetrapiditätsbereiches schnell ab.

Das Maximum des gerichteten Flusses der RQMD-Daten überschreitet das Maximum des gerichteten Flusses für die realen Daten. Das Maximum des gerichteten Flusses liegt bei 2.8%.

Ein Anstieg des elliptischen Flusses zu mittleren Rapiditäten ist zu erkennen.

6.4.2 Pionen

Der gerichtete Fluß der Pionen ist in peripheren Ereignissen am größten, so daß die Rapiditätsabhängigkeit in dieser Klasse untersucht wird. Die realen Daten werden in den Abbildungen 6.15 und 6.16 mit denen der Modelle RQMD und VENUS verglichen. Die RQMD Werte des gerichteten Flusses nähern sich denen der realen Daten bis zu einem Maximalwert von 1.8% an. Nehmen dann aber für kleinere Rapiditäten wieder ab. Einen leichten Anstieg ist auch in den VENUS Werten zu erkennen. Wie sich aber schon in der Zentralitätsabhängigkeit gezeigt hat, gibt VENUS das kollektive Verhalten der Pionen nicht gut wieder.

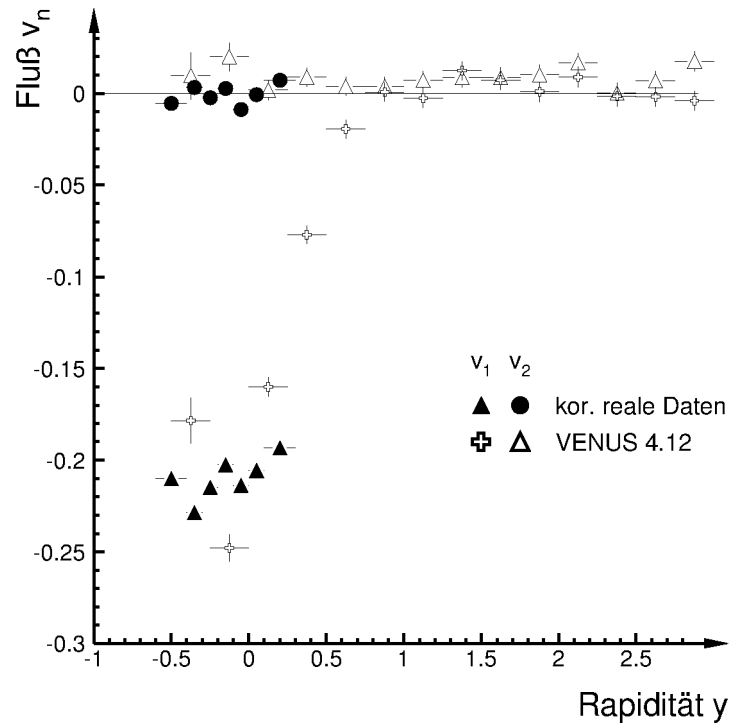
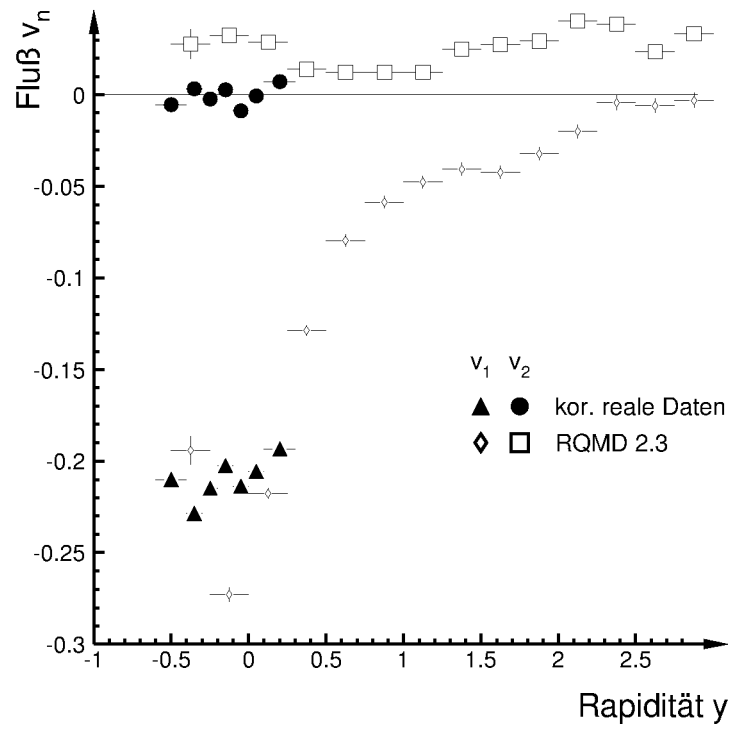


Abbildung 6.13: Rapiditätsabhängigkeit der Fourierkoeffizienten für Protonen.

Abbildung 6.14: v_n als Funktion der Rapidität.

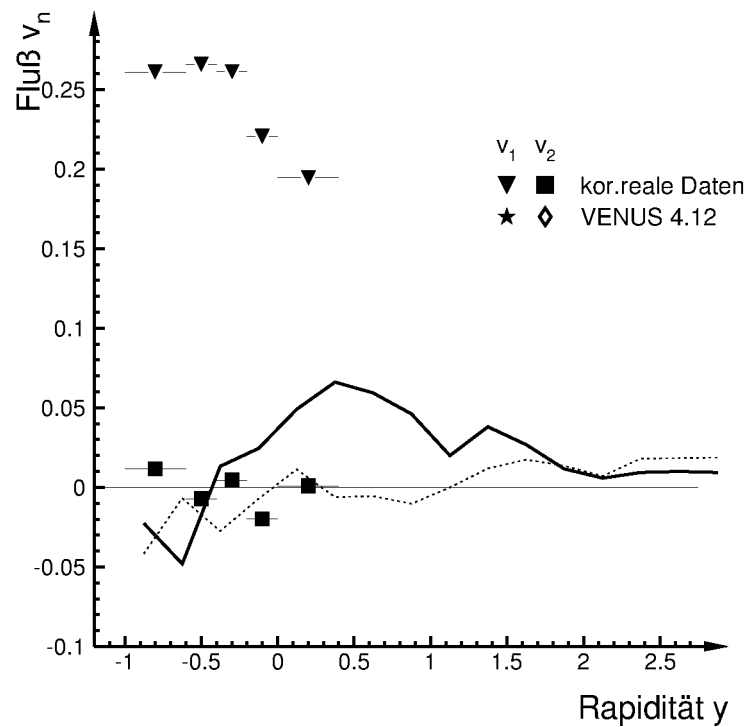


Abbildung 6.15: Die Abhängigkeit des direkten und elliptischen Flusses von der Rapidity

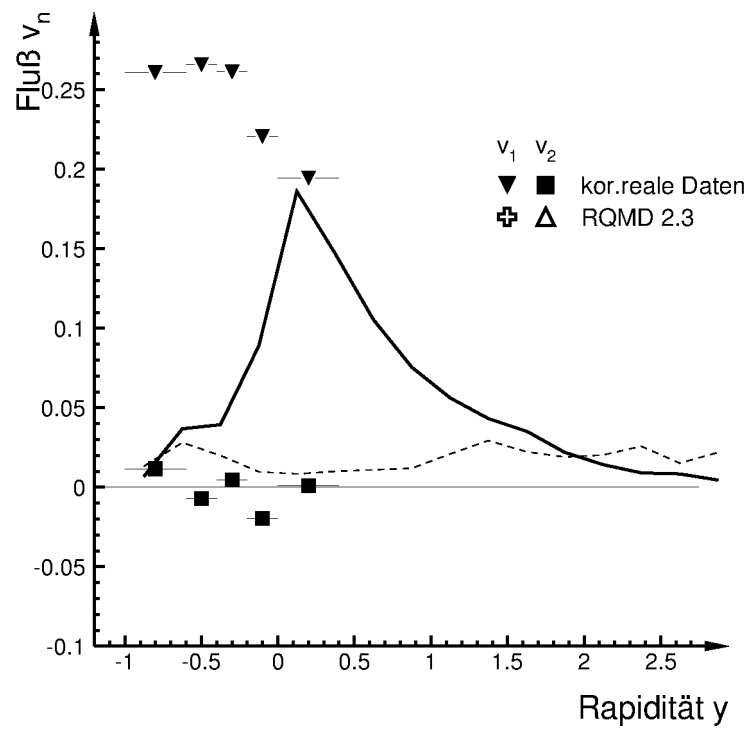


Abbildung 6.16: Rapidity-Abhängigkeit des direkten und elliptischen Flusses im Vergleich mit RQMD.

7. Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden ultrarelativistische Pb + Pb-Reaktionen, bei denen das Projektilteilchen mit einer Energie von 158 GeV pro Nukleon auf den ruhenden Bleikern trifft, untersucht. Die analysierten Daten stammen vom CERN-Experiment WA98. Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht die Untersuchung kollektiven Flußverhaltens von Teilchen.

Das Hauptziel bei der Untersuchung ultrarelativistischer Schwerionenreaktionen ist der Nachweis eines neuen Materiezustands, des Quark-Gluon-Plasmas. Mit Hilfe des kollektiven Flusses lassen sich Aussagen über die Zustandsgleichung der Kernmaterie machen. Eine Änderung der Zustandsgleichung erlaubt Rückschlüsse auf die mögliche Existenz des Quark-Gluon-Plasmas.

Der kollektive Fluß wird als Funktion des transversalen Impulses, der Zentralität und der Rapidität untersucht. Die aus Wa98-Experiment gewonnenen Daten werden mit Daten aus den Modellen RQMD und VENUS verglichen.

Die Untersuchung des kollektiven Flusses setzt die Kenntnis einer Reaktionsebene voraus. Hierzu kann im WA98-Experiment gezielt der Plastic-Ball-Detektor eingesetzt werden. Mit Hilfe der Fourieranalyse wird in dieser Arbeit die Reaktionsebene bestimmt. Die Reaktionsebene ist mit einer endlichen Auflösung behaftet; diese kann anhand der Subevent-Analyse berechnet werden. Die Auflösung der Reaktionsebene ist am größten, wenn man alle Teilchen, die im Plastic-Ball-Spektrometer nachgewiesen werden können, zur Bestimmung der Reaktionsebene benutzt.

Im Weiteren wurde der Einfluß von Mehrfachtreffern im Plastic-Ball-Spektrometer auf die den Fluß charakterisierenden Größen untersucht. Da Mehrfachtreffer im Plastic-Ball-Spektrometer nicht nachgewiesen können, wurden zu diesem Zweck Mixed-Events kreiert, in denen Mehrfachtreffer ausgeschlossen werden. Es zeigt sich eine leichte Antikorrelation in der $\Delta\phi$ -Verteilung von Unterereignissen, so daß dieser Effekt bei der Berechnung der Stärke des kollektiven Flußes mitberücksichtigt werden sollte.

Die Fourier-Analyse der azimuthalen Teilchenkorrelation dient zur gleichzeitigen Bestimmung der Fourierkoeffizienten v_n , welche ein Maß für die Stärke des kollektiven Flusses sind. Photonen, die aus Zerfällen neutraler Pionen stammen, zeigen einen schwachen direkten Fluß und einen elliptischen Fluß in der Reaktionsebene. Für die realen Daten zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen dem direkten Fluß und dem Transversalimpuls. Die Protonen weisen negative Werte für den direkten Fluß auf, während die Werte für die Pionen positiv sind, was ein Zeichen für einen vorhandenen Anti-Fluß ist. Die systematischen Untersuchungen im Vergleich mit den Simulationen zeigen, daß das Verhalten des transversalen Impulses durch die Modelle RQMD und VENUS nicht wiedergegeben wird.

A. Kinematische Variablen

In der Hochenergiephysik bewegen sich die Teilchen im Normalfall mit Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit. Daher gelten in diesem Bereich die Gesetze der speziellen Relativitätstheorie, in der die kartesischen Ortskoordinaten und die Zeit beziehungsweise die kartesischen Impulskoordinaten und die Energie durch Vierervektoren

$$x^\mu = (t, x, y, z) = (t, \vec{x}) \quad (\text{A.1})$$

$$p^\mu = (E, p_x, p_y, p_z) = (E, \vec{p}) \quad (\text{A.2})$$

beschrieben werden. Diese haben den Vorteil, daß deren Beträge invariant unter Lorentz-Transformationen sind. Die Gesamtenergie E eines Teilchens ist in Einheiten $c = 1$ definiert als

$$E^2 = m_0^2 + \vec{p}^2. \quad (\text{A.3})$$

m_0 ist hierbei die Ruhemasse des Teilchens.

Betrachtet man Streuexperimente, kann der Impulsvektor $\vec{p}$ in einen Anteil parallel zur Strahlachse und in einen senkrecht dazu aufgeteilt werden.

$$|\vec{p}| = \sqrt{p_T^2 + p_L^2} \quad (\text{A.4})$$

$$p_L = p \cdot \cos \vartheta = p_z \quad (\text{A.5})$$

$$p_T = p \cdot \sin \vartheta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (\text{A.6})$$

Der Transversalimpuls ist invariant gegenüber Lorentz-Transformationen in z-Richtung. Da dies nicht für den longitudinalen Anteil des Impulses gilt, wählt man für diesen eine neue Variable, die Rapidität:

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} \quad (\text{A.7})$$

$$= \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{E + p_L}{\sqrt{p_T^2 + m^2}}. \quad (\text{A.8})$$

Eine weitere Variable, die sogenannte Pseudorapidität wird eingeführt:

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{|\vec{p}| + p_L}{|\vec{p}| - p_L} \quad (\text{A.9})$$

$$= -\ln \left[\tan \left(\frac{\vartheta}{2} \right) \right]. \quad (\text{A.10})$$

Diese ist experimentell leichter zu bestimmen als die Rapidität, da hierfür nur eine Teilcheneigenschaft, nämlich der Winkel ϑ , das heißt der Winkel, zwischen dem Impuls $\vec{p}$ des Teilchens und der Strahlachse, bekannt sein muß. Die Rapidität kann aus der Pseudorapidität über die Beziehung

$$E \cdot \tanh(y) = p \cdot \tanh(\eta) \quad (\text{A.11})$$

berechnet werden.

Für große Impulse stimmen Rapidität und Pseudorapidität annähernd überein.

B. N_{part} - und N_{coll} -Werte

% von σ_{mb}	E_T -Schwelle [GeV]	N_{part}	N_{coll}	N_{part}	N_{coll}
		VENUS		Glauber	
1	398,8	380,7	810,7	386,6	919,0
5	355,8	355,8	739,3	363,0	842,6
10	313,1	310,9	621,7	317,6	705,5
15	275,2	269,7	518,5	275,8	587,4
20	239,8	233,3	429,5	238,3	485,0
25	208,0	202,0	357,2	206,2	400,4
30	179,2	174,2	293,6	177,2	327,6
35	153,7	149,3	240,1	152,8	269,1
40	130,3	128,2	197,3	131,1	219,1
45	109,7	109,3	159,4	112,1	177,2
50	91,2	91,4	126,1	93,4	138,7
55	74,8	76,2	99,2	77,9	108,6
60	60,4	62,6	76,7	63,8	83,1
65	47,9	51,2	59,1	51,6	62,7
70	37,0	41,3	44,8	42,4	48,6
75	27,9	32,4	32,6	32,7	34,7
80	20,5	25,5	24,2	25,3	25,1
85	14,7	19,5	17,3	19,6	18,2
90	10,3	14,6	12,1	14,9	13,1
95	6,9	10,9	8,6	11,6	9,7
100	0,0	8,3	6,2	9,1	7,2

Tabelle B.1: Ergebnisse der VENUS-Simulation und der Glauberrechnung für die Anzahl der Reaktionsteilnehmer (N_{part}) und die Anzahl der Nukleon-Nukleon-Stöße (N_{coll}) in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen. Die Reaktionen werden über die gemessene transversale Energie E_T in 21 Zentralitätsklassen eingeteilt. Die angegebenen E_T -bzw. E_F -Schwellen dieser und der folgenden Tabellen sind jeweils bei ausgeschaltetem Magneten gültig.

Literaturverzeichnis

- [Agg98a] M. M. Aggarwal et al., Phys. Lett. **B 420** (1998) 169
- [Agg98b] M. M. Aggarwal et al., *Directed Flow in 158 AGeV $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ Collisions*, 1998, submitted to Nucl. Instr. and Meth.
- [Bad82] A. Baden et al., Nucl. Instr. and Meth. **203** (1982) 189
- [Bar97] J. Barette et al., Phys. Rev. **c 55** (1997) 1420
- [Bas98b] S. Bass et al., J. Phys. **G25** (1999) 1
- [Bec87] P. Beckmann et al., Mod. Phys. Lett. **A 2** (1987) 163
- [Blu98] C. Blume, *Produktion neutraler Mesonen in heißer hadronischer Materie*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1998
- [Cha97] J. Change et al., Phys. Rev. Lett. **78**
- [Cro97] P. Crochet et al., Nucl. Phys. **A 627** (1997) 522
- [Cla96] A. Claussen, *Einsatz des Bleigaskalorimeters LEDA zur Untersuchung ultrarelativistischer bleiinduzierter Schwerionenreaktionen in Hinblick auf die Produktion inklusiver Photonen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1996
- [Das95] Ashok Das und Thomas Ferbel, *Kern-und Teilchenphysik*, Spektrum, 1995
- [Dan85] P. Danielewicz et al., Phys. Lett. **B 157** (1985) 146
- [Gos77] J. Gosset et al., Phys. Rev. **C 16** (1977) 629-657
- [Gus84] H. Gustafsson et al., Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1590
- [Gut89a] H. H. Gutbrod et al., Phys. Rev. **B 216** (1989) 267
- [Har96] J. W. Harris und B. Müller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46** (1996) 71

- [Pei97] T. Peitzmann, *Kernmaterie unter extremen Bedingungen – Die experimentelle Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma* –, Habilitationsschrift, Institut für Kernphysik, Münster, 1997
- [Pob99] U. von Poblotzki, *Skalierungsverhalten globaler Observablen und kollektiver Fluß in numerischen Simulationen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1999
- [Pos98] A. M. Poskanzer und S. A. Voloshin, *Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions*, preprint nucl-ex/9805001 (1998)
- [Pov96] B. Povh, K. Rith, C. Scholz und F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer, 1996
- [Rey99] K. Reygers, *Teilchenproduktion in ultrarelativistischen $p + Pb$ - und $Pb + Pb$ -Reaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1999
- [Sat91] H. Satz, CERN-TH 6216/91, Oktober 1991
- [Sch98] H. Schlagheck, *Collective Flow Phenomena in 33 TeV $Pb + Pb$ Reactions*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 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
- [Won94] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific Publishing Co., Singapur, 1994

Danksagung

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

Herrn Prof. Dr. R. Santo danke ich für die interessante Aufgabenstellung, die guten Arbeitsbedingungen am Institut für Kernphysik, sowie für die Möglichkeit, an der DPG - Tagung in Dresden teilnehmen zu können.

Bei Dr. T. Peitzmann möchte ich mich für die Betreuung während meiner Arbeit bedanken.

Besonderer Dank gilt auch Dr. D. Bucher, Dr. H. Schlagheck, U. v. Poblotski und S. Bathe für ihre Diskussionsbereitschaft, die Beantwortung vieler Fragen und ihre Unterstützung während dieser Arbeit.

Ebenso möchte ich mich bei H. Büsching, I. Geck, Dr. R. Glasow, C. Klein-Bösing, N. Lang, J. Langheinrich, Dr. T. Lister, M. Merschmeyer, V. Mexner, C. Quentmeier, Dr. K. Reygers, M. Wahn, A. Wälte und O. Winkelmann für das angenehme Arbeitsklima und die zahlreichen Hilfestellungen bedanken.

Für die kritische Durchsicht dieser Arbeit bedanke ich mich bei Dr. D. Bucher, Dr. T. Lister und C. Quentmeier.

Nicht zuletzt gilt mein Dank meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben und meinem Freund für seine Unterstützung.

Hiermit bestätige ich, daß ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig
verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel
verwendet habe.

Münster, den 20. August 2000

Sabine Knoche

