

Zwei- und Viel-Teilchen-Korrelationen in zentralen Schwerionenkollisionen bei 200 GeV pro Nukleon

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Dittmar Brinkmann
aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main, 1995
(D F 1)

vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. Dietrich Wolf

Gutachter: Prof. Dr. Herbert Ströbele
Prof. Dr. Reinhard Stock

Datum der Disputation:

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Raum-Zeit-Entwicklung von stark wechselwirkender hadronischer Materie, wie sie in Schwerionenkollisionen bei 200 GeV/Nukleon erzeugt wird, untersucht. Durch die Messung von Viel-Teilchen-Korrelationen werden Aussagen über die Reaktionsdynamik von Schwerionenkollisionen bei 200 GeV/Nukleon möglich. Die durch diese Arbeit entstandenen 15000 zentralen $^{32}\text{S}+^{108}\text{Ag}$ Ereignisse und 3500 zentralen $^{32}\text{S}+^{197}\text{Au}$ Ereignisse ermöglichen eine systematische Analyse der Zwei- und Viel-Teilchen-Korrelationen.

Zusammen mit den Ergebnissen des TPC-Detektors wird die Abhängigkeit der Zwei-Teilchen-Korrelationen von der Targetmasse, der Rapidität und des Transversalimpulses untersucht. Dabei ergibt sich, daß die Expansion in longitudinaler Richtung im Raum-Zeit-Verhalten der Quelle dominiert. Dies wird durch hydrodynamische Modelle beschrieben. Dabei sind die transversalen effektiven Größen nur wenig vom mittleren transversalen Impuls der Teilchenpaare k_T abhängig. Durch Simulationen sieht man, daß ein möglicher leichter Abfall der transversalen Größen mit k_T durch Resonanzen erklärbar ist.

Weitere Ergebnisse der Zwei-Pionen-Interferometrieanalyse sind, daß die Systematik der gefundenen Quellgrößen in longitudinaler und transversaler Richtung ein Ausfrieren der Quelle bei konstanter Teilchendichte zeigt. Die Pionenemissionsdauer $\Delta\tau_f$ ist kleiner als 2 fm/c. Die Freeze-Out-Zeit τ_f ist etwa 4.5 fm/c. Die extrahierten Quellparameter aller untersuchten Reaktionen haben Werte zwischen $R=2.7$ fm und $R=6.5$ fm. Der transversale Quellparameter R_{side} ist um einen Faktor 1.7 größer als der projizierte Radius des S-Projektils. Aus τ_f und der Projektilgeschwindigkeit ergibt sich für die maximale Ausdehnung der Quelle in longitudinaler Richtung eine Länge von etwa 80-100 fm. Die Ergebnisse der $\pi^-\pi^-$ und der $\pi^+\pi^+$ Analyse stimmen überein.

Durch die simultan in der Streamerkammer gemessenen Ladungen, können systematische Abweichungen von der Standard-Gamow-Coulomb-Korrektur anhand der gemessenen $\pi^+\pi^-$ -Korrelationen quantifiziert werden. Die entsprechenden Korrekturen sind unabhängig von der Rapidität und vom transversalen Impuls. Die Größe der so bestimmten Quellparameter steigt dadurch bis zu 15% in allen Komponenten an.

Die Ergebnisse einer systematischen Analyse der Viel-Teilchen-Korrelationen sind zum einen, daß die Viel-Teilchen-Korrelationen als Superposition der Zwei-Teilchen-Korrelation erklärt werden können. Zum anderen ist der erwartete Drei-Teilchen- und damit Viel-Teilchen-Parameter kleiner als die systematischen und statistischen Fehler der untersuchten Datensätze. Desweiteren ist der Einfluß der Viel-Teilchen-Korrelationen auf die Zwei-Teilchen-Korrelation bei SPS-Energien vernachlässigbar gering. Durch die hohe Qualität des S+Ag-Streamerkammer-Datensatzes ist es möglich geworden, auch die N-Teilchen-Impulsdifferenzkomponenten in transversaler und longitudinaler Richtung zu untersuchen. Dabei zeigt sich, daß die Viel-Teilchen-Korrelationen zur Geometrie der Quellverteilung sensitiv sind. Es stellt sich heraus, daß die Quellverteilung nicht gaußförmig, sondern asymmetrisch ist.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
1.1	Ultrarelativistische Schwerionenstöße	7
1.2	Die Raum-Zeit-Entwicklung einer Schwerionenkollision	9
2	Das NA35-Experiment und die Streamerkammerauswertung	13
2.1	Der Experimentaufbau	13
2.1.1	Die Streamerkammer	14
2.1.2	Die NA35-Sweeper-Konfiguration	17
2.1.3	Die Meßgrößen	19
2.2	Der Bildverarbeitungskomplex	21
2.2.1	Das Datenbankkontrollsystem der Automatik	28
2.2.2	Die Effizienz der Bildverarbeitungsalgorithmen	31
3	Charakteristika der Datensätze und Ereignisselektion	35
3.1	Die räumliche Akzeptanz der Streamerkammer	35
3.1.1	Die Phasenraumpopulation des NA35-Experiments	36
3.1.2	Impulsauflösung des Streamerkammerdetektors für S+Ag	38
3.1.3	Das Koordinatensystem der Viererimpulsdifferenzen	39
3.1.4	Systematische Fehler der Einzelspurmessung	41

3.1.5	Zweispurauflösung	43
3.2	Daten- und Ereignisselektion	47
3.2.1	Rapidität y	48
3.2.2	Transversaler Impuls p_T und k_T	49
3.2.3	Mittlerer transversaler Impuls $\langle p_T \rangle$ pro Ereignis	50
3.2.4	Multiplizität N	51
4	Zwei-Teilchen Bose-Einstein-Korrelationen und Korrekturen	53
4.1	Vom HBT-Effekt zum GGLP-Effekt	53
4.2	Bose-Einstein-Korrelation	55
4.2.1	Die Korrelationsfunktion	56
4.2.2	Die experimentelle Bestimmung der Korrelationsfunktion	56
4.2.3	Gamow-Coulomb-Korrektur	57
4.2.4	Korrektur auf Kontaminationen	58
4.2.5	Parametrisierung der Korrelationsfunktion	59
4.3	Diskussion der Quellen systematischer Fehler	62
4.4	Effektive Coulomb-Korrektur	64
4.4.1	Die Standard-Gamow-Korrektur	64
4.4.2	Vergleich von Gamow-korrigierten und unkorrigierten Daten	66
4.5	Korrelationen ungleich geladener Pionen	68
4.5.1	Experimentell bestimmte Coulomb-Korrektur	70
4.5.2	Normierung und Vergleich der neuen und alten Korrektur	73
4.5.3	Simulation der effektiven Coulomb-Korrektur	74

5	Ergebnisse der Zwei-Teilchen-Korrelationen	79
5.1	Longitudinale und transversale Expansion	79
5.1.1	Rapiditätsabhängigkeit	80
5.1.2	Transversalimpulsabhängigkeit	83
5.2	Lebensdauer τ_f des Systems	88
5.3	Ausdehnung des Systems	89
5.4	Zeitdauer der Pionenemission $\Delta\tau_f$	90
5.5	Kinetischer Freeze-out	91
5.6	Der Einfluß von Resonanzen - Vergleich mit RQMD	92
5.7	Ereignisselektion	95
5.7.1	Abhängigkeit vom $\langle p_T \rangle$ /Ereignis	95
5.7.2	Multiplizitätsabhängigkeit	96
5.8	Der invariante Parameter R_{inv}	97
5.9	Erweiterung der Parametrisierung	100
6	Viel-Teilchen-Korrelationen	103
6.1	Zwei- und Viel-Teilchen-Formalismus	104
6.2	Vergleich der invarianten N-Teilchen-Impulsdifferenzen	107
6.3	Gaußförmige und asymmetrische Quelle	109
6.4	Echte Drei-Teilchen-Korrelationen	112
6.4.1	Gewichtungsmethoden	113
6.5	Einfluß der Viel-Teilchen auf die Zwei-Teilchen-Korrelationen	115
6.6	Ergebnisse der Viel-Teilchen-Analyse	118
	Ausblick	120

Anhang	123
A Korrelationsfunktionen	123
B Vergleich mit anderen Experimenten	131
B.1 Zusammenstellung der Ergebnisse	131
B.2 Umrechnungen zwischen den Experimenten	133
C Stoßgeometrie	135
C.1 Wirkungsquerschnitt	135
C.2 Projizierter Radius des ^{32}S -Projektils	136

1 Einleitung

Dieses Kapitel gibt zunächst eine kurze Einführung in die Physik ultrarelativistischer Schwerionenkollisionen. Im zweiten Kapitel wird das Experiment beschrieben, dessen Daten in der hier vorgestellten Untersuchung verwendet wurden. Dabei wird besonders auf die automatische Bildverarbeitung eingegangen, deren Leistungsfähigkeit die Voraussetzung für die umfassende Analyse von Zwei- und Viel-Teilchen-Korrelationen war. Im dritten Kapitel werden die Charakteristika der Ereignisse dargestellt, die für die Bose-Einstein-Analyse ausgewählt wurden. Im vierten Kapitel wird die Zwei-Teilchen-Korrelationsanalyse und die Korrekturen der Korrelationsfunktionen beschrieben. Hier werden $\pi^+\pi^-$ -Korrelationen analysiert und darauf aufbauend wird eine neue Coulomb-Korrektur vorgestellt. Im fünften Kapitel werden die Ergebnisse für $\pi^-\pi^-$ - und $\pi^+\pi^+$ -Korrelationen diskutiert. Ein Vergleich der empirisch gewonnenen Resultate mit Modellen führt zur Charakterisierung des Reaktionsverlaufs von Schwerionenreaktionen bei 200 GeV/Nukleon. Das sechste Kapitel behandelt die Viel-Teilchen-Korrelationen. Dabei wird sowohl die mögliche Erklärbarkeit durch die Zwei-Teilchen-Korrelation als auch der Einfluß auf die Zwei-Teilchen-Korrelation diskutiert. Im Rahmen dieser Arbeit konnten bisher offene Fragen aus früheren Arbeiten [1, 33], damals bedingt durch mangelnde Statistik, erstmals beantwortet werden.

1.1 Ultrarelativistische Schwerionenstöße

Den Rahmen dieser Arbeit bilden die Schwerionen-Experimente am CERN-SPS (Organisation (früher: Conseil) Européenne pour la Recherche Nucléaire - Super Proton Synchrotron) in Genf und am AGS (Alternating Gradient Synchrotron) am BNL (Brookhaven National Laboratory) in Brookhaven/USA, die ultrarelativistische Kern-Kern-Kollisionen untersuchen. Ziel dieser Experimente ist es, Aufschluß über die Charakte-

ristik, speziell über die Raum-Zeit-Entwicklung von stark wechselwirkender Materie bei hohen Energiedichten zu erlangen.

Nach den Vorhersagen der Quantenchromodynamik (QCD), der Eichtheorie der starken Wechselwirkung, könnte sich bei Energiedichten größer 1.5 GeV/fm^3 ein Quark-Gluon-Plasma (QGP) [2] ausbilden. In einem QGP verlieren die einzelnen Hadronen ihre Identität. Die Eigenschaften eines QGP sind durch die Quarks und durch die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen, charakterisiert. Wenn sich ein QGP gebildet hat, muß anschließend ein Übergang in hadronische Materie stattfinden. Dieser Phasenübergang könnte einen starken Einfluß auf die Raum-Zeit-Entwicklung des Systems haben, speziell auf dessen Lebensdauer und eine mögliche transversale Expansion. Je mehr latente Wärme während des Phasenübergangs von der entkoppelten (*deconfined*) Phase zur hadronischen Phase frei wird, desto länger ist die Lebensdauer und desto langsamer eine transversale Expansion.

Ein bekanntes Beispiel für ein expandierendes System ist das Universum. Hier ist die Geschwindigkeit v einer sich entfernenden Galaxie mit dem Abstand r des Beobachters zur Galaxie über den Hubble-Parameter H linear verknüpft: $v = H \cdot r$. Im Falle einer idealen *boost*-invarianten Expansion in Schwerionenkollisionen [3, 4] existiert eine ähnliche Verknüpfung zwischen der longitudinalen Geschwindigkeit v_L , mit der sich die Materie in Strahlrichtung bewegt, und der entsprechenden longitudinalen Koordinate mit dem inversen Zeitintervall H' zwischen Beginn und Ende der Expansion: $v_L = H' \cdot r_L$. Interessant ist die Tatsache, daß die hohen Energiedichten, wie sie kurz (etwa $1 \mu\text{s}$) nach dem Urknall geherrscht haben müssen, anscheinend in Schwerionenkollisionen bei CERN-SPS Energien erreicht werden können. Experimente bei Einschußenergien von 200 GeV/Nukleon bieten also die Möglichkeit, Zustände im Labor zu erzeugen, mit denen unser Verständnis über das frühe Universum erweitert werden kann.

Ein anderes astrophysikalisches Phänomen sind die Neutronensterne, die nach bisherigem Kenntnisstand aus hochverdichteter Kernmaterie oder einem QGP bestehen. Die QCD beschreibt die starke Wechselwirkung als die Kraft, die zwischen Farbladungen auftritt, deren Träger die Quarks und die Gluonen sind. Da die masselosen Wechselwirkungsteilchen, die Gluonen, selbst Farbladungen tragen, wechselwirken sie auch untereinander. Dies ist der Grund dafür, daß es keine freien Quarks gibt (*confinement*), und daß die Quarks nur in Hadronen (farblosen Objekten) vorkommen. Die asymptotische Freiheit der Quarks, die bei großen Impulsüberträgen auftritt, bedeutet, daß die Quarks hier als freie Teilchen behandelt werden können. Beide Phänomene lassen sich gleichzeitig durch die impulsabhängige Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung beschreiben. Diese wird umso kleiner, je größer die Relativimpulse sind. Die störungstheoretische Beschreibung eines stark wechselwirkenden Viel-Teilchen-Systems, d.h. eine Kern-Kern-Kollision bei hohen Energien, ist nicht durchführbar. Durch den

Viel-Teilchen-Charakter wird allerdings eine Beschreibung des Systems durch thermodynamische Modelle möglich. In diese statistischen Modelle geht die Zustandsgleichung der Materie, sei es hadronische Materie oder ein QGP, ein. Um die jeweils vorliegende Zustandsgleichung zu fixieren, bedarf es der experimentellen Bestimmung hydrodynamischer Größen wie z.B. Temperatur, Reaktionsvolumen und Energiedichte.

1.2 Die Raum-Zeit-Entwicklung einer Schwerionenkollision

Abb. 1.1 zeigt die Stadien einer Schwerionenreaktion anhand eines relativistischen Raum-Zeit-Diagramms [3]. Auf der rechten Seite ist die Entwicklung des Systems ohne die Ausbildung eines QGP, links mit QGP dargestellt. Da eine Dominanz der longitudinalen Expansion angenommen wird, liegen die Raum-Zeit-Punkte auf Hyperbeln der Form $c^2t^2 - x^2 = c^2\tau^2$, wobei t die Zeit, x der Ort und τ die Eigenzeit ist, zu der sich ein Zustand ausbildet. In den untersuchten Kern-Kern-Kollisionen fliegen zwei Kerne A und B mit 200 GeV/Nukleon aufeinander und durchdringen sich innerhalb von 1-2 fm/c. Beim Zusammenstoß verlieren die Nukleonen ihre Identität und es entsteht ein Nichtgleichgewichtszustand, der nicht hadronisch ist. Nach einer Materieformationszeit τ_0 erscheinen die Teilchen wieder als reelle Teilchen auf der Massenschale. Der anfängliche Nichtgleichgewichtszustand geht also in einen lokal thermalisierten Gleichgewichtszustand über, den man als Feuerball [5] bezeichnet. Je nach Anfangsbedingung entsteht aus dem Nichtgleichgewichtszustand entweder ein QGP, ein hadronischer Zustand oder ein Gemisch aus beidem. Sollte eine QGP-Phase überhaupt existieren, so ist sie nur von kurzer Zeitdauer $\tau(\epsilon_0)$, bevor sie in eine Mischphase aus Hadronengas und kleinen QGP-Bereichen übergeht. Die Kennzeichen eines QGP sind dabei stark ausgewaschen. Nach einer Zeit $\tau(\epsilon_H)$ geht die Mischphase in ein reines Hadronengas über. Endet die starke Wechselwirkung zwischen den Teilchen, so *frieren* diese aus. Dieser Zeitpunkt τ_f wird als *freeze-out Zeit* bezeichnet. Ab dieser Zeit können die Teilchen nachgewiesen werden. Die gestrichelten Hyperbeln deuten an, daß die jeweiligen Zeitabschnitte einer Phase nicht durch eine scharfe Zeit τ abgetrennt sind, sondern fließende Übergänge haben. Um eine Unterscheidung zu treffen, welche Endzustandsgleichung gilt, bedarf es zumindest der Kenntnis der im Stoß erzielten Energiedichten, welche man aus der dem System zugeführten Energie und dem Volumen des Feuerballs bestimmen kann. Grundsätzlich unterscheidet sich zudem die Hadronisierung eines QGP von der eines rein hadronischen Systems durch die längere Lebensdauer und die transversale Expansion. Aufgrund der auftretenden latenten Wärme bei einem Phasenübergang 1. Ordnung ist die Lebensdauer länger und die transversale Expansion kleiner.

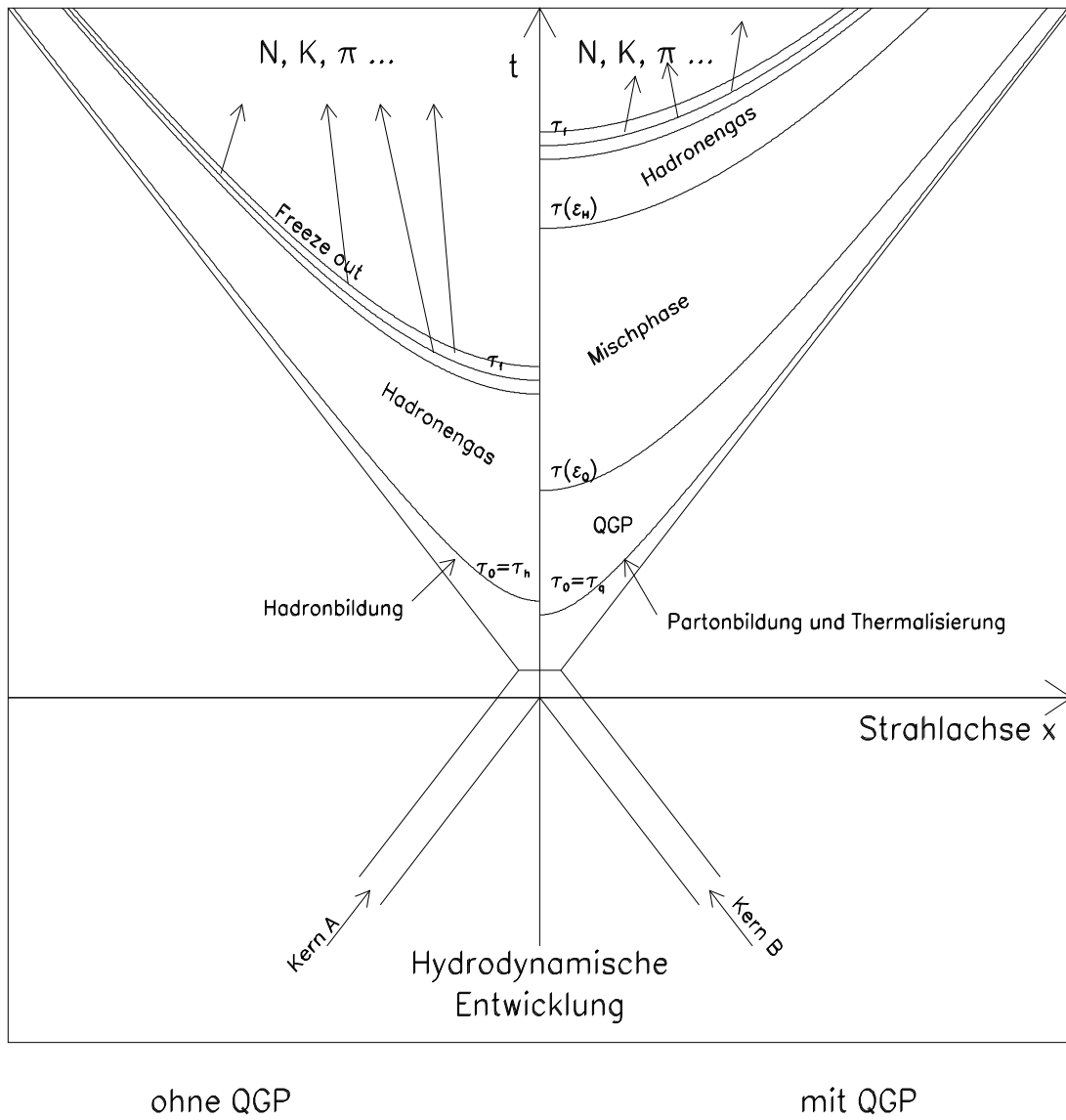


Abbildung 1.1 Relativistisches Raum-Zeit-Diagramm einer Schwerionenkollision ohne QGP ($x < 0$) und mit QGP ($x > 0$)

Ziel dieser Arbeit ist es, die räumliche Abmessung und die zeitliche Entwicklung der Hadronenquelle, wie sie in einer ultrarelativistischen Kern-Kern-Reaktion entstanden ist, zu bestimmen. Die Raum-Zeit-Entwicklung kann durch Bose-Einstein-Korrelationen extrahiert werden, die man durch Intensitätsinterferometrie erhält. Die in dieser Arbeit diskutierte Interferometrie von Pionen gibt die Möglichkeit zum Überprüfen, mit welchem Geschwindigkeitsprofil das System expandiert, und bei welcher Größe und nach welcher Zeit die Pionen “ausfrieren”. Dies sind Größen, die sich in einem hydrodynamischen Ansatz mit der Zustandsgleichung von stark wechselwirkender hadronischer Materie oder von einem QGP-Zustand verknüpfen lassen. Für das Szenario einer isentropen Expansion kann man aus den beobachteten experimentellen Daten auf das Frühstadium der Reaktion und damit auf die mögliche Bildung eines QGP schließen.

Leider ist die Frage nach der Existenz eines QGP-Anfangszustands damit noch nicht beantwortbar, da die Anfangsbedingungen des Nichtgleichgewichtszustandes nicht ausreichend bekannt sind, und da eine vollständige Beschreibung der Reaktionsdynamik im Rahmen der Thermo- und Hydrodynamik für ein hadronisches und ein QGP Szenario noch nicht verfügbar ist.

Um eine Pioneninterferometrieanalyse mit kleinen statistischen und systematischen Fehlern in allen Freiheitsgraden eines Pionenpaares vorzunehmen, sind eine große Phasenraumabdeckung, mehrere Stoßsysteme und eine hohe Statistik von Vorteil. Die Streamerkammer des NA35-Experiments bietet die Möglichkeit einer großen Phasenraumabdeckung mit einer gleichzeitigen guten Auflösung sowie die simultane Vermessung positiver und negativer Teilchen. Die Vorteile werden mit dem Nachteil erkaufte, daß es eines immensen Rekonstruktionsaufwandes bedarf. Eine hohe Statistik ist also nur mit effektiven Auswerteverfahren zu erreichen.

Daraus ergibt sich die Grundlage dieser Arbeit: eine höchst effiziente, automatische Analyse der aufgenommenen Streamerkammerdaten, die im nächsten Kapitel beschrieben werden soll.

2 Das NA35-Experiment und die Streamerkammerauswertung

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird das Experiment NA35 am CERN-SPS vorgestellt. Im zweiten Abschnitt folgt eine Erläuterung des Bildverarbeitungskomplexes, mit dem ein Datensatz von 15000 S+Ag Ereignissen innerhalb von zwei Jahren und ein Datensatz von 3500 S+Au Ereignissen innerhalb von vier Monaten ausgewertet worden ist. Schließlich werden im letzten Abschnitt dieses Kapitels die Effizienz, die systematischen Fehler und die Korrekturen besprochen. Ein wesentlicher Teil der Darstellungen dieses Kapitels wurde bereits in Referenz [6] publiziert.

2.1 Der Experimentaufbau

Das Experiment NA35 am CERN-SPS untersucht Kern-Kern-Kollisionen von p, d, ^{16}O und ^{32}S Projektilen bei einer Einschußenergie von 60 und 200 GeV/Nukleon mit verschiedenen Targets (C, S, Cu, Ag, Au und Pb). Im Rahmen dieser Arbeit wurden Streamerkammerdaten der Reaktion $^{32}\text{S}+^{108}\text{Ag}$ und $^{32}\text{S}+^{197}\text{Au}$ ausgewertet. Dabei wurden durch entsprechende Triggerbedingungen nur zentrale Ereignisse ausgewählt, die einen Wirkungsquerschnitt von 3% (S+Ag) und 6% (S+Au) des totalen inelastischen Reaktionsquerschnitts haben (vgl. Anhang C).

Das Experiment NA35 besteht aus einer Streamerkammer, die als Spurdetektor für Ereignisse hoher Multiplizität dient, einer Spurendriftkammer (Time Projection Chamber: TPC), die 6 m hinter dem Target angebracht ist, und einem Veto-Kalorimeter, das zur Selektion zentraler Stoßereignisse dient. Den vollständigen Experimentaufbau des NA35-Experiments zeigt Abb. 2.1. Die in dieser Arbeit rekonstruierten Streamerkammerereignisse entstanden in beiden dargestellten Konfigurationen. Für den S+Ag Datensatz befindet sich das Target unmittelbar vor der Streamerkammer, der Sweepmagnet (SM) ist nicht vorhanden. Für den S+Au Datensatz befindet sich das Target vor

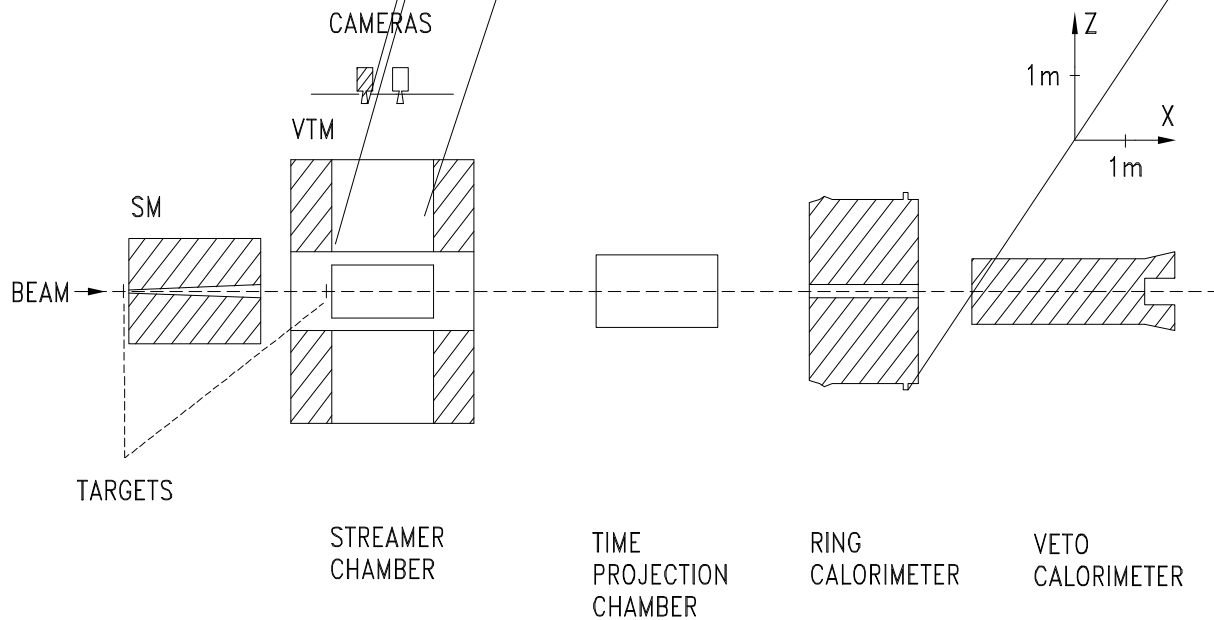


Abbildung 2.1 Vollständiger Experimentaufbau des NA35-Experiments am CERN-SPS: das Target befindet sich direkt vor der Streamerkammer oder in einer zweiten Konfiguration vor dem Sweeper-Magneten. Die Streamerkammer befindet sich innerhalb eines supraleitenden Magneten. Geladene Teilchen werden als Ionisationsspuren in der Streamerkammer nachgewiesen. Die TPC ergänzt als weiterer Spurdetektor die Akzeptanz für geladene Teilchen. Zentrale Ereignisse werden durch das Veto-Kalorimeter selektiert.

dem Swepermagneten (siehe 2.1.2). Die Streamerkammer befindet sich in einem supraleitenden Magneten (VTM) mit einer Magnetfeldstärke von $B=1.5$ T. Geladene Teilchen werden im Magnetfeld nach ihrer Ladung getrennt, ihre Spuren im Gasvolumen der Streamerkammer nachgewiesen und von drei Kameras fotografiert. Zur Selektion zentraler Ereignisse mißt das Veto-Kalorimeter Projektilspektatoren unter einem Öffnungswinkel von 0.3° . Der Forward-Energie-Trigger (FET) selektiert Kollisionen mit kleinem Stoßparameter, bei denen viele Projektilnukleonen mit dem Targetkern reagiert haben. Eine genaue Beschreibung der Kalorimeter und der mit ihnen gewonnenen Ergebnisse findet man in [7, 8, 9], die der TPC in [10, 11] und Grundlagen zur Streamerkammer in [12].

2.1.1 Die Streamerkammer

Die Streamerkammer (Abb.2.2) ist ein optischer Spurdetektor, dessen Information mit Hilfe von Mustererkennungs- und Bildverarbeitungsalgorithmen ausgewertet wird. Sie besteht aus einer $200\text{ cm} \times 120\text{ cm} \times 72\text{ cm}$ großen, mit einem Neon/Helium-Gasgemisch (80:20) gefüllten Kammer und wird bei Umgebungsdruck betrieben. Zur Optimierung der Helligkeit der sich ausbreitenden Streamer und der Reduzierung der Gedächtniszeit

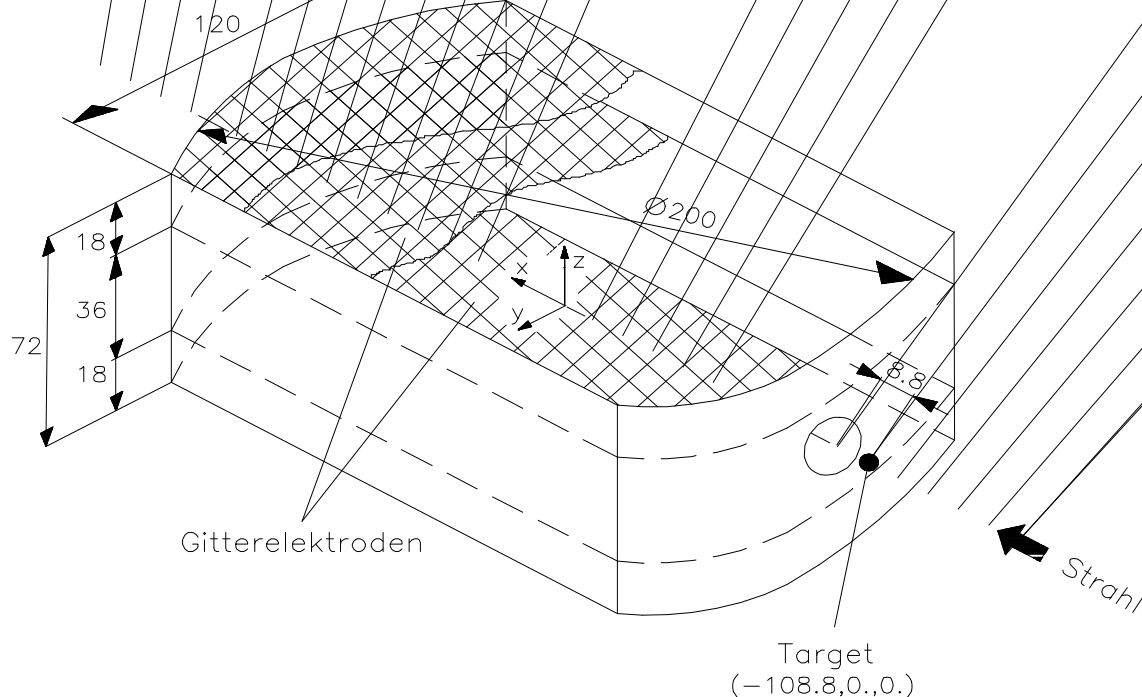


Abbildung 2.2 Die NA35 Streamerkammer

(etwa $10 \mu\text{s}$) wurden geringe Beimengungen von Isobutan und SF_6 zum Kammergas gegeben. Durch Anlegen eines etwa 340 kV starken und etwa 12 ns dauernden Hochspannungsimpulses an die in der Streamerkammer befindlichen Elektroden entsteht ein 20 kV/cm starkes elektrisches Feld. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch das Kammergas und beim anschließenden Anlegen dieses Feldes entwickelt sich am Ort der primären Ionisation eine Elektronenlawine (Streamer¹) mit einer typischen Größe von $1 \text{ mm}^2 \times 1 \text{ cm}$. Eine Teilchenspur ist bis zu 2 m lang und besteht aus vielen Streamern, die einen mittleren Abstand von 4 mm zueinander haben [13]. Die Position der Streamerkammer wird für jedes Ereignis durch fest angebrachte, eingeblendete Positionsmarken (*Fiducials*), bestimmt. Das Rekombinationslicht der Streamer wird durch ein auf dem Magneten montiertes stereoskopisches Bildverstärker-Kamerasystem auf 70 mm Film² festgehalten. Eine solche Fotografie zeigt Abb. 2.3 in digitalisierter Form. Der Vorteil der Streamerkammer ist die einfache Datenerfassung am Experiment, die große Informationsspeicherung durch Film und die einfache Handhabung durch menschliche Operateure. Die Nachteile allerdings sind die niedrige Datenrate von etwa 1 Hz, die langen nachträglichen Auswertezeiten, die durch das Vermessen der Ereignisse anfallen, und damit verbunden die geringe Statistik und der hohe Auswert- und Spurrekonstruktionsaufwand. Zusätzlich limitiert die projektive Geometrie den Nachweis hoher Teilchen-

¹Ein Streamer ist die schwach leuchtende Vorstufe eines Funkens.

²Ilford HP5, Kodak 2495, 1000 Asa, 56 Lp/mm

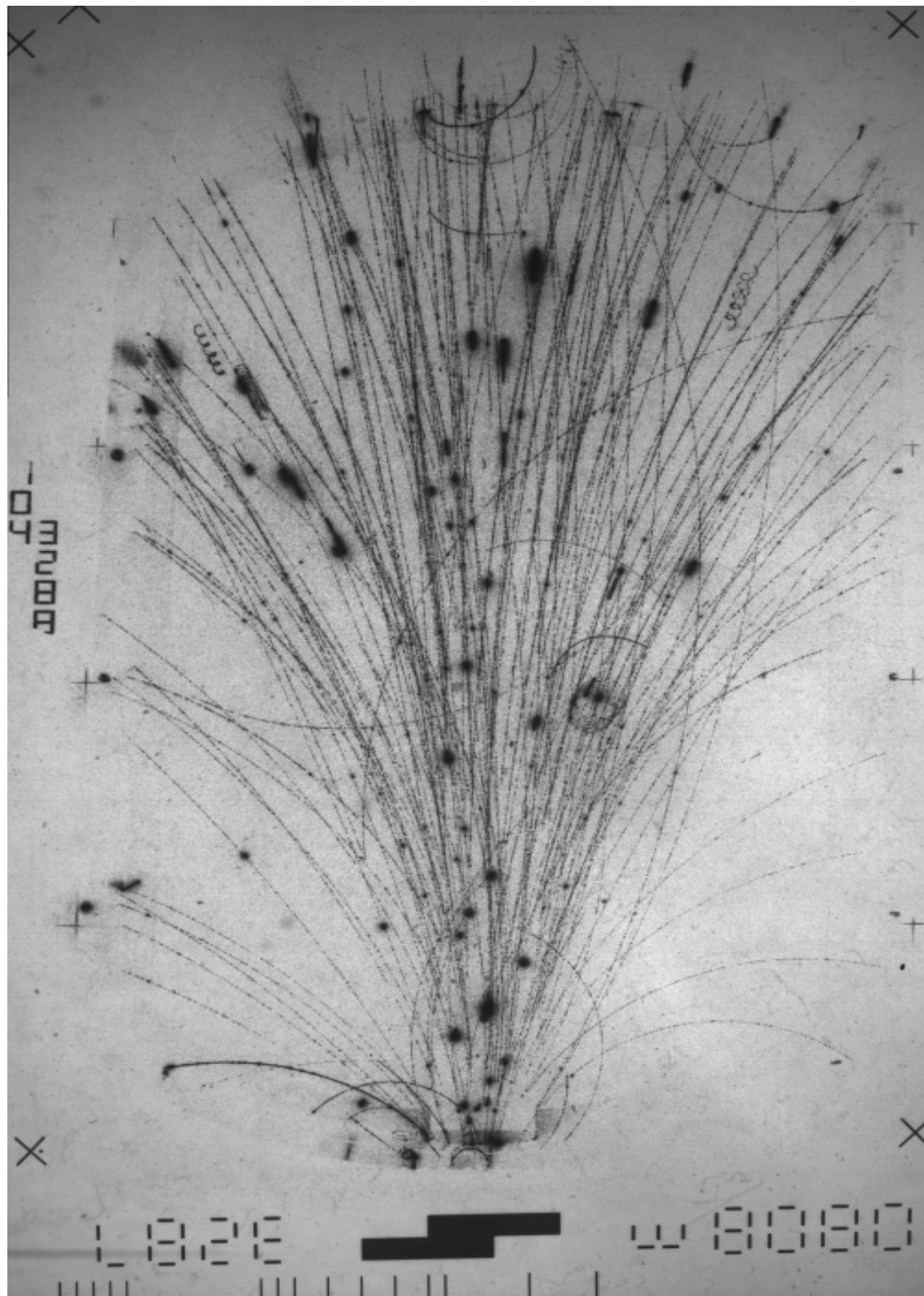


Abbildung 2.3 Digitalisiertes Bild eines zentralen S+Ag Stoßereignisses bei 200 GeV/Nukleon, wie es in dieser Arbeit ausgewertet wurde. Durch die abgedeckte untere Kammerhälfte und Ausblendung des Bereichs um die Strahlachse ist nur der obere Teil des vollständigen Ereignisses zu sehen.

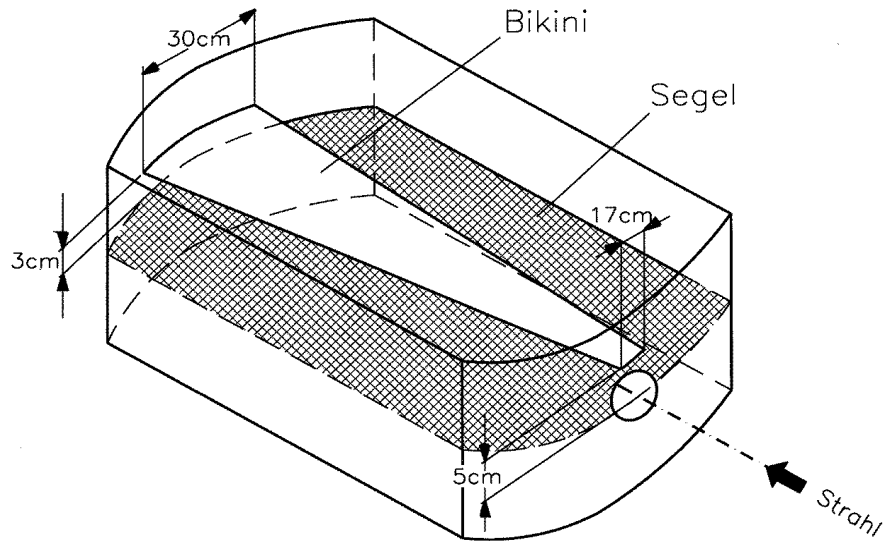


Abbildung 2.4 Die modifizierte Streamerkammer

multiplizitäten. Letzteres konnte durch die Abdeckung der unteren Hälfte der Kammer und durch Ausblenden des Bereichs um die Strahlachse deutlich verbessert werden [14]. Abb. 2.4 zeigt die modifizierte Konfiguration und Abb. 2.3 zeigt ein so aufgenommenes S+Ag Ereignis. Wie in Abb. 2.3 zu sehen, werden bei einem zentralen S+Ag Ereignis bei 200 GeV/Nukleon Einschußenergie etwa 400 geladene Teilchen erzeugt: 170 negative (Pionen, Kaonen) und etwa 230 positive Teilchen (Protonen, Pionen, Kaonen). Alle kommen von einem gemeinsamen Punkt, dem Vertex. Weiterhin gibt es etwa 35 neutrale *strange*-Teilchen, von denen ein kleiner Teil durch ihre Zerfallstopologie entweder in handvermessenen Ereignissen [15, 16, 17] oder durch ein spezielles automatisches Verfahren [17, 18, 19] nachgewiesen wird.

2.1.2 Die NA35-Sweeper-Konfiguration

Der Sweeper-Magnet¹ wurde ursprünglich zum Nachweis von *strange*-Teilchen in der für die Streamerkammer sonst unzugänglichen Vorwärtshemisphäre eingefügt [16]. Durch die mangelnde Akzeptanz der Detektoren im Bereich der Vorwärtshemisphäre war eine Untersuchung von asymmetrischen Systemen nicht vollständig. Die hohen Impulse in der Vorwärtshemisphäre können nur durch eine starke magnetische Ablenkung nachgewiesen werden. Daher wurde zusätzlich der Sweeper-Magnet zwischen Target und

¹Ursprünglich zur Strahlführung im SPS-Beschleuniger eingesetzt



Abbildung 2.5 S+Au Ereignis in der Sweeper-Konfiguration: durch den vor der Streamerkammer angebrachten Sweeper-Magneten werden nur Teilchen mit $y_\pi > 3.0$ (Vorwärts-hemisphäre) sichtbar. Das erklärt das fast gerade Aussehen der Spuren.

Streamer kammer angebracht. Teilchen mit hohen Impulsen werden daher in der Streamer kammer nachgewiesen und können gut getrennt werden. Vorher verschwanden diese Teilchen im sogenannten Pencil-Bereich der Streamer kammer. Abb. 2.5 zeigt ein S+Au Sweeper-Ereignis. Die Spuren verlaufen fast gerade, da die Teilchen mit hohen Impulsen nur sehr wenig im Magnetfeld des Streamer kammermagneten gekrümmt werden. Die Sweeper-Konfiguration stellt außerdem eine Ergänzung zu den S+Au Daten dar, die mit dem TPC-Detektor aufgenommen wurden, weil die Akzeptanz der Sweeper-Konfiguration bis zur kinematischen Grenze des Projektils auflösen kann. Um einen Aufschluß zu bekommen, wie sich die Observablen in der Vorwärtshemisphäre verhalten, wurden innerhalb eines halben Jahres 4000 Ereignisse der Sweeper-Konfiguration digitalisiert. 3500 Ereignisse wurden rekonstruiert und selektiert.

Durch die Inhomogenität des Magnetfeldes entlang der Strahlachse ist die Zurückverfolgung einer Spur zum Vertex sehr schwierig. Das Magnetfeld beträgt anfänglich etwa 2.1 Tesla und fällt bis zum Ende des Magneten auf 1.5 Tesla ab. Wegen den Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Material des Magneten kommt es zu Verunreinigungen der Ereignisse mit Sekundärteilchen. Um eine Größenordnung der Verunreinigung zu erhalten, wurde eine GEANT-Simulation vorgenommen [20], die diese Effekte berücksichtigt. Es zeigt sich, daß die Verunreinigungen nur in einem in der Untersuchung nicht verwendeten Bereich der Akzeptanz eine wesentliche Rolle spielen und daher vernachlässigt werden konnten.

2.1.3 Die Meßgrößen

Aus der stereoskopischen Rekonstruktion der Streamer kammeraufnahmen wird für jedes Teilchen eines Ereignisses der Impuls p , der Emissionswinkel φ und der Dip-Winkel λ bestimmt. Abb. 2.6 zeigt das verwendete Koordinatensystem und die Bedeutung der jeweiligen Winkel und Spurkoordinaten. Die optische Achse liegt in z -Richtung. Nach [21] ergibt sich der Impuls p (GeV/c) aus:

$$p = 0.3 \cdot z \cdot B \cdot R \cdot \frac{1}{\cos \lambda} \quad (2.1)$$

mit dem Dip-Winkel λ , dem Krümmungsradius R [m] der gemessenen Spur sowie dem Magnetfeld B [T] und der Ladungszahl z . Daraus wiederum lassen sich die drei räumlichen Impulskomponenten p_x , p_y und p_z

$$p_x = p \cdot \cos \lambda \cdot \cos \varphi \quad (2.2)$$

$$p_y = p \cdot \cos \lambda \cdot \sin \varphi \quad (2.3)$$

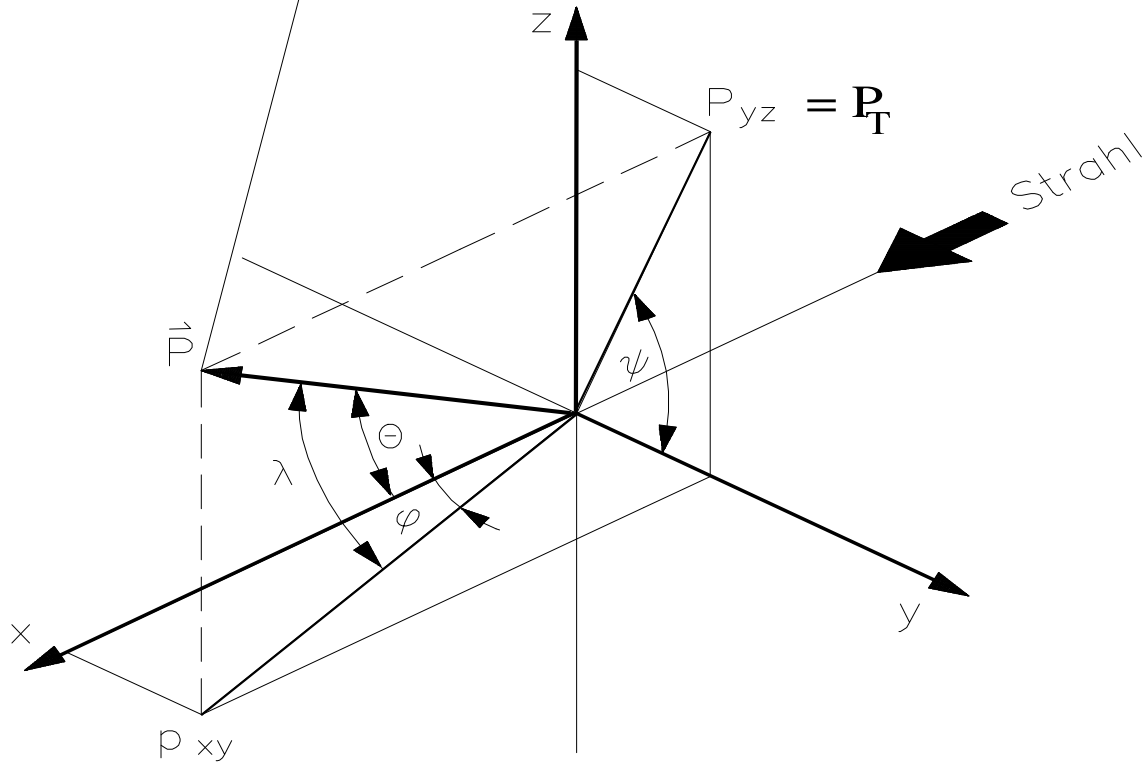


Abbildung 2.6 Das Koordinatensystem des NA35 Experiments

$$p_z = p \cdot \sin \lambda \quad (2.4)$$

und der zur Strahlachse x transversale Impuls p_T

$$p_T = \sqrt{p_y^2 + p_z^2} \quad (2.5)$$

ableiten. Der Polarwinkel θ und der Azimutwinkel ψ ergeben sich dann zu

$$\theta = \arccos\left(\frac{p_x}{p}\right) \quad (2.6)$$

$$\psi = \arccos\left(\frac{p_y}{p_T}\right). \quad (2.7)$$

Die Teilchenenergie E und die daraus abgeleitete Größe Rapidität y ergeben sich zu

$$E = \sqrt{p^2 + m^2} \quad (2.8)$$

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{E + p_x}{E - p_x}\right). \quad (2.9)$$

Später wird für die Masse die der Pionen angenommen, da keine individuelle Teilchenidentifikation durchgeführt wird, aber etwa 90% aller erzeugten negativen Teilchen Pionen sind. Die Rapidität y ist ein Maß für die longitudinale Geschwindigkeit. Sie nimmt Werte zwischen 0 (das Target im Labor) und 6 (aufgrund der Projektileinschußenergie am CERN-SPS) an und ist unter Lorentztransformation additiv.

2.2 Der Bildverarbeitungskomplex

Um einen Datensatz mit hoher Ereigniszahl zu erhalten, wurde die Streamerkammeranalyse automatisiert. Detaillierte Beschreibungen über die eingesetzten Bildverarbeitungsalgorithmen und die technische Realisierung findet man in [6], [14] und [22]. Der folgende Abschnitt soll über das Computerumfeld, die Rechenzeit-Optimierungen sowie über das neu entwickelte automatische System einen Überblick geben.

Um eine Automation der Bildverarbeitung zu erreichen, wurden existierende Bildverarbeitungsalgorithmen [23] weiterentwickelt und in ein produktionsähnliches Umfeld implementiert [24]. Die mit den ursprünglichen Algorithmen erzielte geringe Ausbeute an gefundenen Spuren [25] wurde wesentlich verbessert [6, 24]. Durch die Verfügbarkeit von leistungsfähigen RISC-Rechnern sowohl im lokalen Einsatz als auch im Einsatz in einem Cluster, durch die Existenz hochauflösender CCD-Kameras sowie durch die hohe grafische Auflösung von Workstations und durch den Einsatz effektiver Algorithmen konnte ein hoher Datendurchsatz in einer vollautomatischen Verarbeitungskette erreicht werden. Das System ist modular aufgebaut, es unterteilt sich also in mehrere Subsysteme. Dazu wurde ein Programmcode von insgesamt 50000 Zeilen C-Code geschrieben.

Die einzelnen Stationen der Datenaufnahme und Datenauswertung werden im Folgenden beschrieben und unterteilen sich im wesentlichen in:

- Fotografieren der Ereignisse am Experiment mit einem stereoskopisch zueinander angeordneten Kamerasystem (je drei Ansichten mit je 5000 Ereignissen = $70 \text{ mm} \cdot 5000 \cdot 3 = 1050 \text{ m}$ Film; Gesamtumfang des S+Ag Datensatzes (3 Rollen)=3150 m); Transport zur Auswertung nach Frankfurt.
1. Digitalisieren der drei Ansichten eines Ereignisses
 2. Automatische Bildverarbeitung und Mustererkennung durch ein UNIX-Rechner-Cluster
 3. Räumliche Rekonstruktion der Ereignisse
- Wiederholung der Schritte 1, 2 und 3 bis alle Ereignisse verarbeitet wurden
 - Auswertung der extrahierten physikalischen Größen

Abb. 2.7 zeigt einen Überblick über die eingesetzten Rechner und die für einen Prozeß benötigte Zeit.

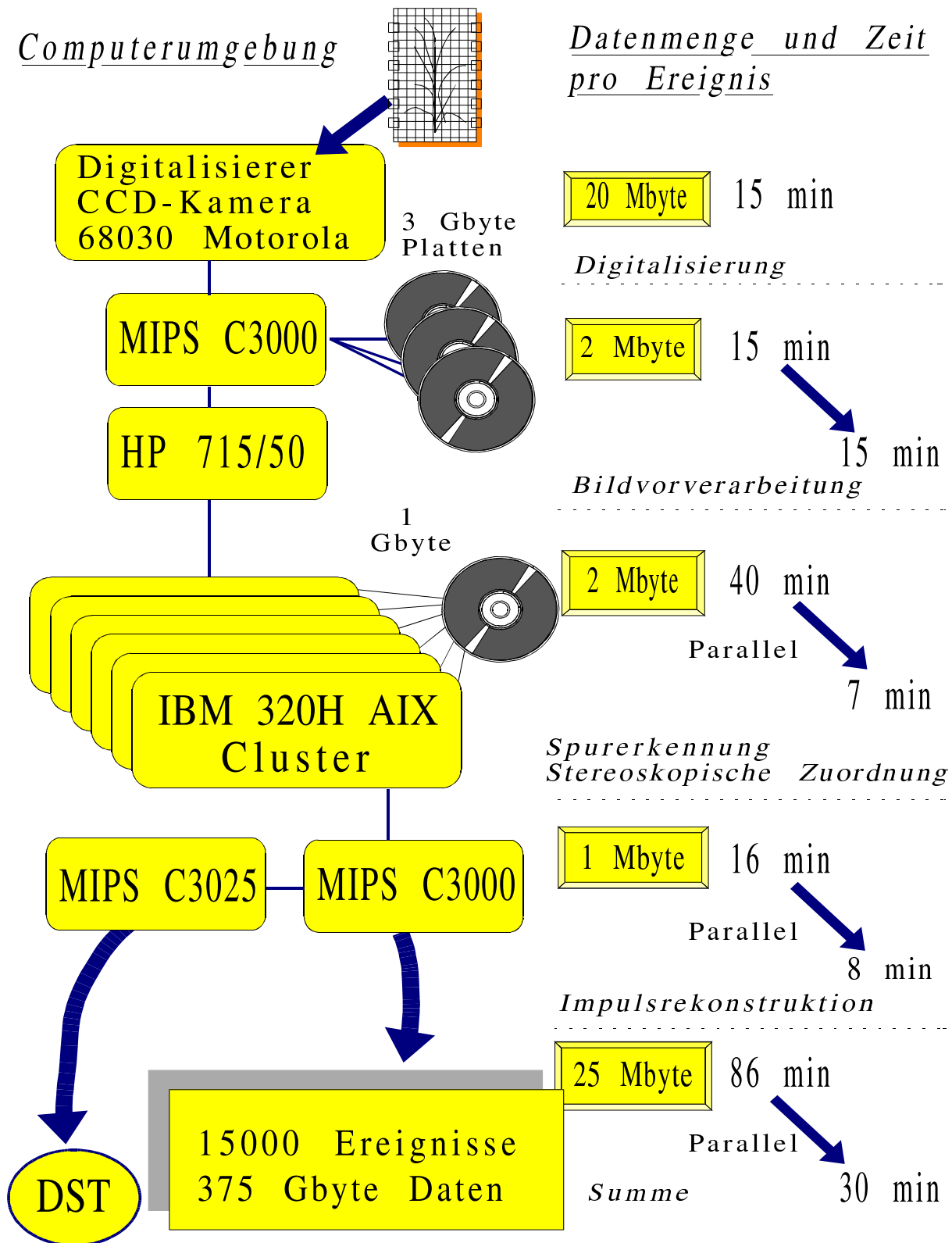


Abbildung 2.7 Überblick der im Bildverarbeitungskomplex eingesetzten Rechner und der benötigten Zeit pro Prozeß

Wichtig ist sowohl die ständige Kontrollierbarkeit jedes Schrittes mit der Möglichkeit des Eingreifens eines Operators als auch eine ständige Qualitätskontrolle.

Digitalisierung

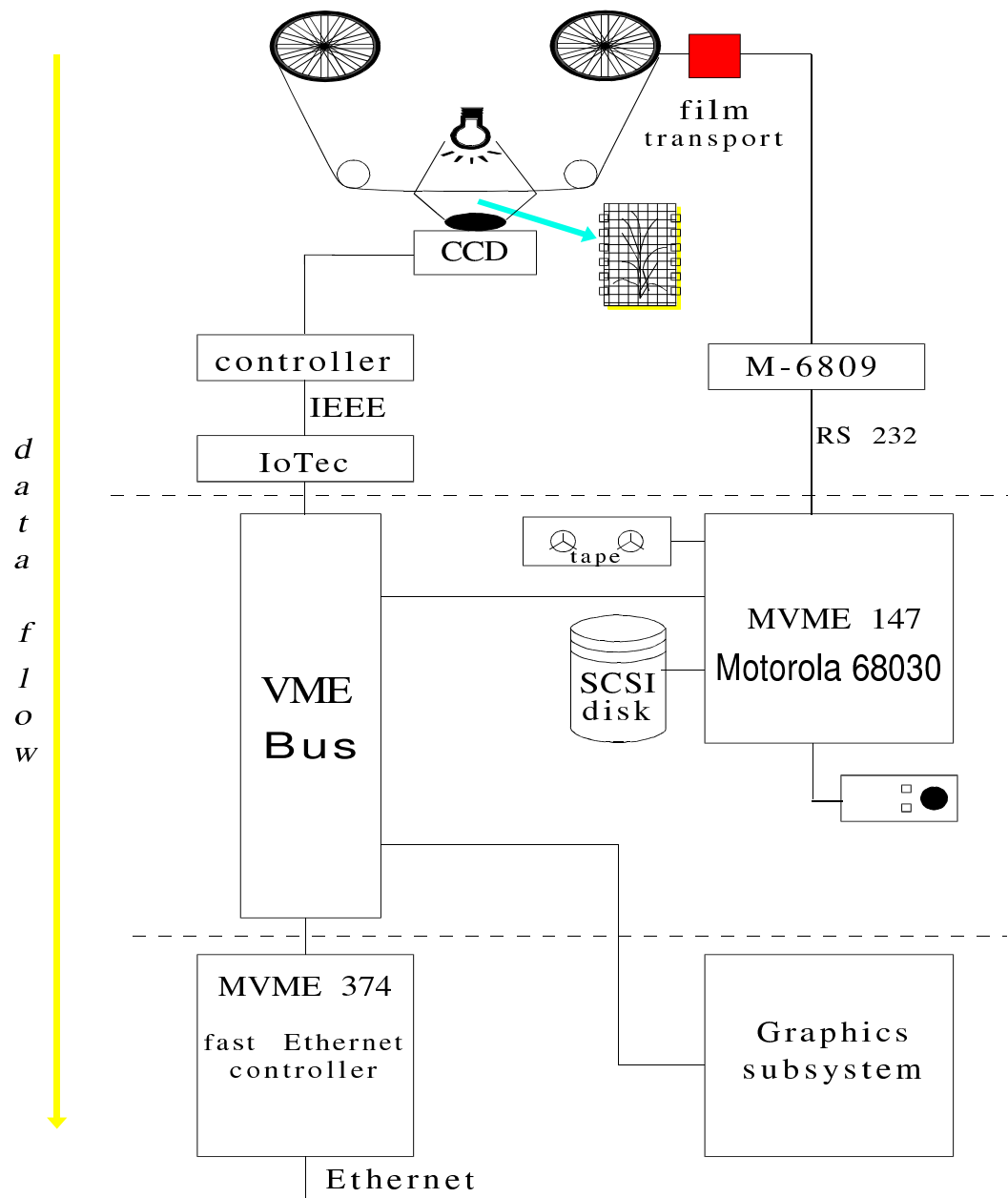


Abbildung 2.8 Blockschaftbild des Digitalisierers.

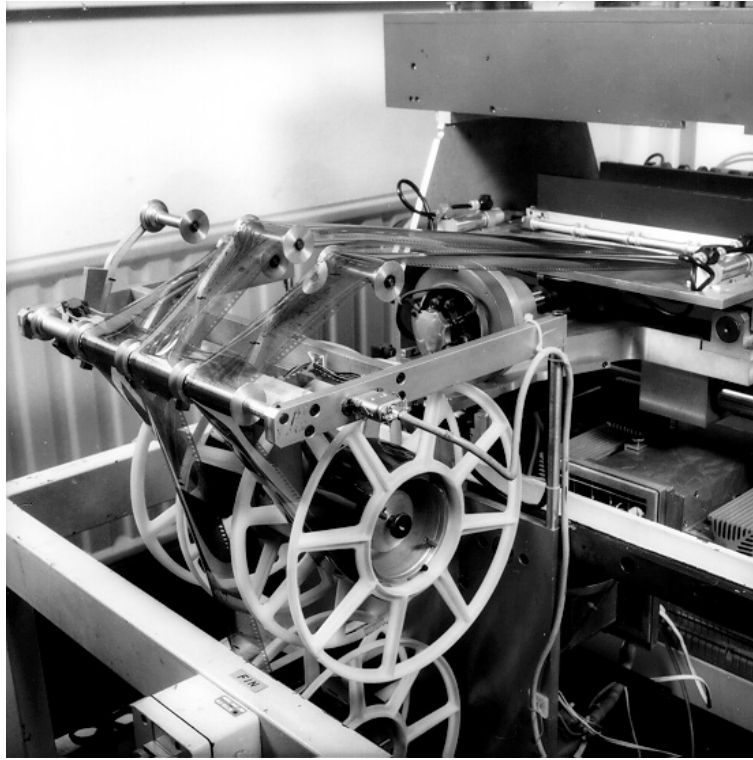


Abbildung 2.9 Foto des Filmtransports mit der CCD-Kamera



Abbildung 2.10 Foto der Steuereinheit des Digitalisierers

Der erste Schritt der Digitalisierungsphase ist die Digitalisierung der auf 70 mm Film fotografierten Streamerkammerereignisse mittels einer CCD-Kamera in 2048×4096 Pixel zu 8 bit in drei Ansichten. Gleichzeitig wird für die Weiterverarbeitung des Ereignisses eine auf 6 bit pro pixel komprimierte Kopie eines Bildes über eine *socket*-Verbindung auf einen zentralen Rechner geschickt. Danach werden die Positionsmarken des Films durch ein Schablonenverfahren gefunden und auf $1/3$ Pixel genau vermessen. Diese werden für die Verzerrungskorrektur benötigt: durch den Einsatz der Bildverstärker des Kamerasystems im Streufeld des Magneten entsteht eine Verzerrung der fotografierten Ereignisse. Diese Verzerrung kann nachträglich korrigiert werden, basierend auf dem genauen Vermessen eines Gitters, das oberhalb der Streamerkammer angebracht ist. Bei der Datennahme am Experiment wird nach jeweils 300 Ereignissen ein Ereignis fotografiert, das nur das von einer UV-Lampe angestrahlte Gitter zeigt. Die Gitterkreuzungspunkte haben einen Abstand von 10 cm und sind bis auf $100 \mu m$ genau vermessen. Die vermessenen Gitter liefern einen Satz von Verzerrungsvektoren, womit jedes Ereignis korrigiert wird. Ein Barcode-Leseprozess registriert die Bildnummer des digitalisierten Ereignisses, katalogisiert dieses mit den gemessenen Koordinaten der Positionsmarken in einer Datenbank und vergibt den Dateinamen des Ereignisses. Schließlich wird der Film um ein Bild weitertransportiert. Da der Filmtransport ein mechanischer Vorgang ist, wird die Positionierung des Films über die Lage eines Balkens am Ende eines jeden Bildes sichergestellt. Ein Ereignis besteht aus drei Ansichten, welche nacheinander digitalisiert werden. Eine Ansicht wird zu je 120 Bildern digitalisiert bevor eine andere der drei Ansichten eingestellt wird. Ein Ereignis kann erst weiterverarbeitet werden, wenn alle drei Ansichten digitalisiert wurden. Abb. 2.8 zeigt das Blockschaltbild des Digitalisierers. Abb. 2.9 und 2.10 zeigen jeweils den Filmtransport mit der CCD-Kamera und das Steuer- und Meßsystem des Digitalisierers. Nach einer einmaligen Positionierung des Films und dem Vermessen der Fiducials durch einen Operateur läuft dieser Prozeß über mehrere Tage automatisch weiter. Am Ende der Digitalisierungsphase eines Ereignisses ist eine Datenmenge von $3 \times 6 = 18$ Mbyte entstanden. Die Dauer dieser Phase beträgt 15 min.

Bildverarbeitung und Mustererkennung

Das auf 6 bit pro Pixel komprimierte Bild (64 Graustufen) wird mit einem 3×3 Pixel großen Hochpaßfilter und einem Tiefpaßfilter von jeweils nieder- und hochfrequentem Rauschen befreit. Durch einen auf die Form der Streamer optimierten Laplace-Filter wird ein Binärbild erstellt, womit das Grauwertbild maskiert wird. Dieses wird in 128×128 Pixel große Teilbilder zerlegt, worin Spurstücke lokal erkannt werden. Dabei entstehen kurze Geraden, die unter der Annahme eines gemeinsamen Ursprungs zu

kreisförmigen Spuren verbunden und mit dem Binärbild verifiziert werden. Diejenigen Spurstücke, die in das kreisförmige Spurmodell passen, werden aus der Liste der zuzuordnenden Spurstücke gestrichen. Dieser Prozeß wird solange wiederholt, bis keine weiteren Spuren mehr gebildet werden können. Die so entstandenen Spuren werden schließlich auf mögliche Doppeleintragungen überprüft. In dieser Phase entsteht eine Datenmenge von 1 Mbyte und die Dauer beträgt 15 min. auf einer HP 715/50-Workstation.

Stereoskopische Spurzuordnung

Die Spuren in den einzelnen Ansichten werden in zueinander passende Triplets, d.h. in Projektionen einer Spur in die drei Ansichten, überführt. Dabei entsteht eine Spur, der Raumpunkte zugeordnet werden. Diese Phase dauert 20 min auf einer RS6000 Workstation und erzeugt eine Datenmenge von 3 Mbyte.

Impulsrekonstruktion

Da die Teilchentrajektorien in der Streamerkammer wegen des Magnetfeldes Helices beschreiben, wird bei der Rekonstruktion durch ein iteratives, interpolatives Verfahren den Spurpunkten eine optimale lokale Helix im Raum angepaßt. Daraus wird dann der Impulsvektor am Target-nächsten Punkt jeder Spur berechnet. Die Ergebnisse der Impulsrekonstruktion werden schließlich in eine DST (=Data Summary Table) geschrieben, wo sie zur physikalischen Auswertung zur Verfügung stehen. Die Abb. 2.11 zeigt ein rekonstruiertes Ereignis von vorne und von der Seite. Eine Draufsicht und eine dreidimensionale Abbildung des rekonstruierten S+Ag Ereignisses ist in Abb. 2.12 zu sehen. Zusammenfassend zeigt Tabelle 2.1 die Zeitdauer und die Datenmenge pro Ereignis. Abb. 2.13 beschreibt, wie der Einsatz mehrerer Computer die Rechenzeit erheblich verkürzt. Die Verarbeitungsgeschwindigkeit pro Ereignis beträgt 33 min: daraus ergibt sich eine Tagesproduktion von etwa 50 Ereignissen. Würden die Prozesse nur sequentiell bearbeitet, so würde jedes Ereignis 105 Minuten Rechenzeit benötigen. Bei etwa 20000 Ereignissen wären das etwa 4 Jahre. Durch Parallelrechnung der meisten Prozesse ist es allerdings gelungen, eine effektive Rechenzeit von etwas weniger als 2 Jahren zu erhalten. Ein weiterer Faktor, der entscheidend zur Verarbeitungsgeschwindigkeit beiträgt, ist der Speicherplatz auf Magnetplatten. Ist kein Platz mehr vorhanden, so stoppt die Produktion. Ein zügiges Wegschreiben der Daten auf Band und die Löschung von den Platten ist hier essentiell. Pro Ereignis fällt eine Datenmenge von 23 Mbyte an. Dies ergibt für

die 15000 Ereignisse eine Gesamtdatenmenge von 364 Gbyte. Daher wurde eine Tapearchivierung entwickelt, die es ermöglicht, die Daten schnell und kontrolliert auf Tape zu schreiben. Den gesamten Automationsprozeß kontrolliert ein Datenbankkontrollsystem, das nun erläutert werden soll.

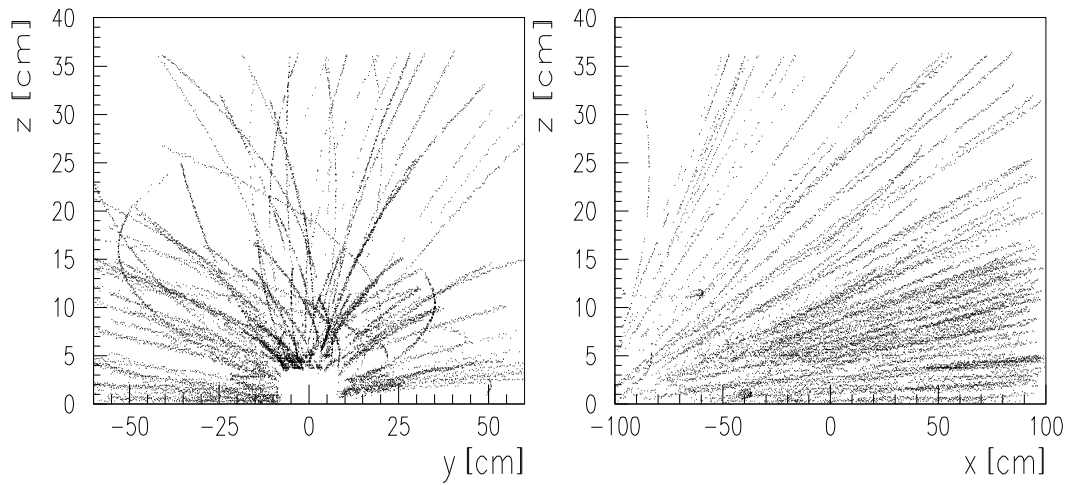


Abbildung 2.11 Rekonstruiertes S+Ag Ereignis in der x-z und y-z Ansicht

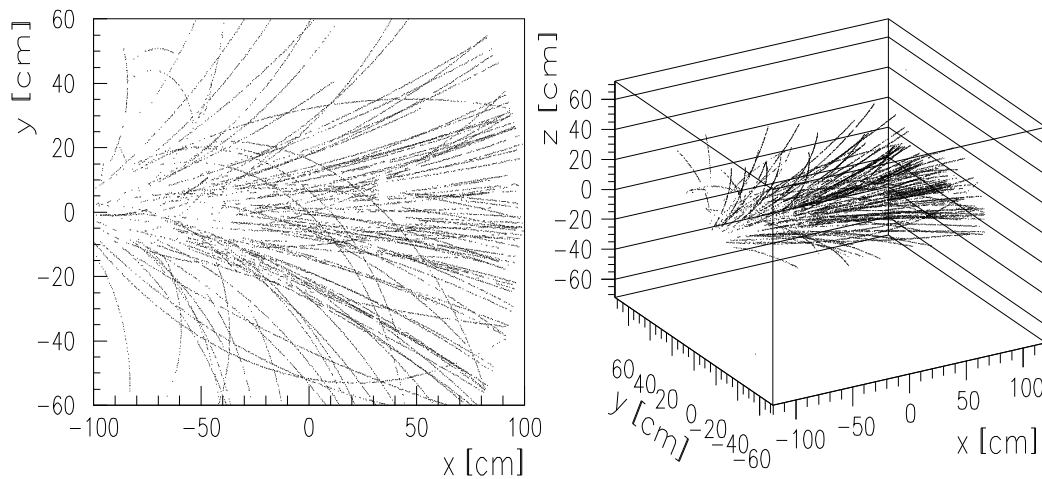


Abbildung 2.12 Draufsicht und dreidimensionale Abbildung eines rekonstruierten S+Ag Ereignisses

Verarbeitungsschritt	Rechner	Echtzeit [min]			Datenmenge [Mbyte]	
		sequentiell	parallel	effektiv	total	komprimiert
Digitalisierung	1	15	-	-	24	18
Bildverarbeitung	1	15	-	15	3	1
Mustererkennung	7	40	7	7	4	1
Stereoskopische Rek.	7	20	3	3	10	3
Impulsrekonstruktion	2	15	8	8	0.2	0.05
Summe	18	105	48	33	41.2	23.05

Tab. 2.1 Zeitdauer und Datenmenge für ein automatisch rekonstruiertes Ereignis mit etwa 170 Spuren. Parallele Verarbeitung bedeutet, daß gleichzeitig auf mehreren Rechnern verteilt der gleiche Prozeß für unterschiedliche Ereignisse läuft. Die effektive Zeitdauer eines Ereignisses setzt sich aus der parallelen Verarbeitung der Ereignisse durch mehrere Rechner und der sequentiellen Verarbeitung durch das Hintereinander-Verarbeiten durch einen Rechner zusammen.

2.2.1 Das Datenbankkontrollsystem der Automatik

Durch die auf etwa 500 Gbyte gesteigerte Datenmenge an Gesamtdaten wurde es unabdinglich, eine effektive Datenverarbeitung und deren Verwaltung einzuführen. Die Wichtigkeit eines solchen Konzeptes ersieht man aus den Tabellen 2.1 und 2.2, die die Anzahl der insgesamt rekonstruierten Ereignisse zusammenfaßt. Da dieses System erst nach dem S+S Datensatz entwickelt wurde, erklärt das die bessere Effizienz in der Ausnutzung der Speicherkapazität der Bänder. Das Archivierungssystem muß dafür sorgen, daß jeder Schritt der Verarbeitung festgehalten und ein bereits beendeter Schritt von der aktiven Datenplatte gelöscht wird. Dies wiederum gewährleistet, daß es keine Engpässe beim Speicherbedarf gibt. Um dieses komplexe System überschaubar und wartungsfreundlich zu halten, wurde ein Handbuch [26] und ein Transaktionsmonitor erstellt, der es ermöglicht, das System in einer ununterbrochenen Produktion zu betreiben. Die Datenbank der Automatik basiert auf dem Client/Server Konzept einer modernen Datenbank. Sie speichert jeden Schritt des Automatikkomplexes und kann jedes Ereignis gezielt steuern. Jeder Prozeß meldet an die Datenbank seinen Anfang und sein Ende. Bei eventuellen Ausfällen von Rechnern oder Netzen kann der Prozeß genau dort wieder gestartet werden, wo er aufgehört hat. Über einen Transaktionsmonitor kann der Benutzer während der Produktion in den Datenfluß eingreifen und sich zur Qualitätskontrolle

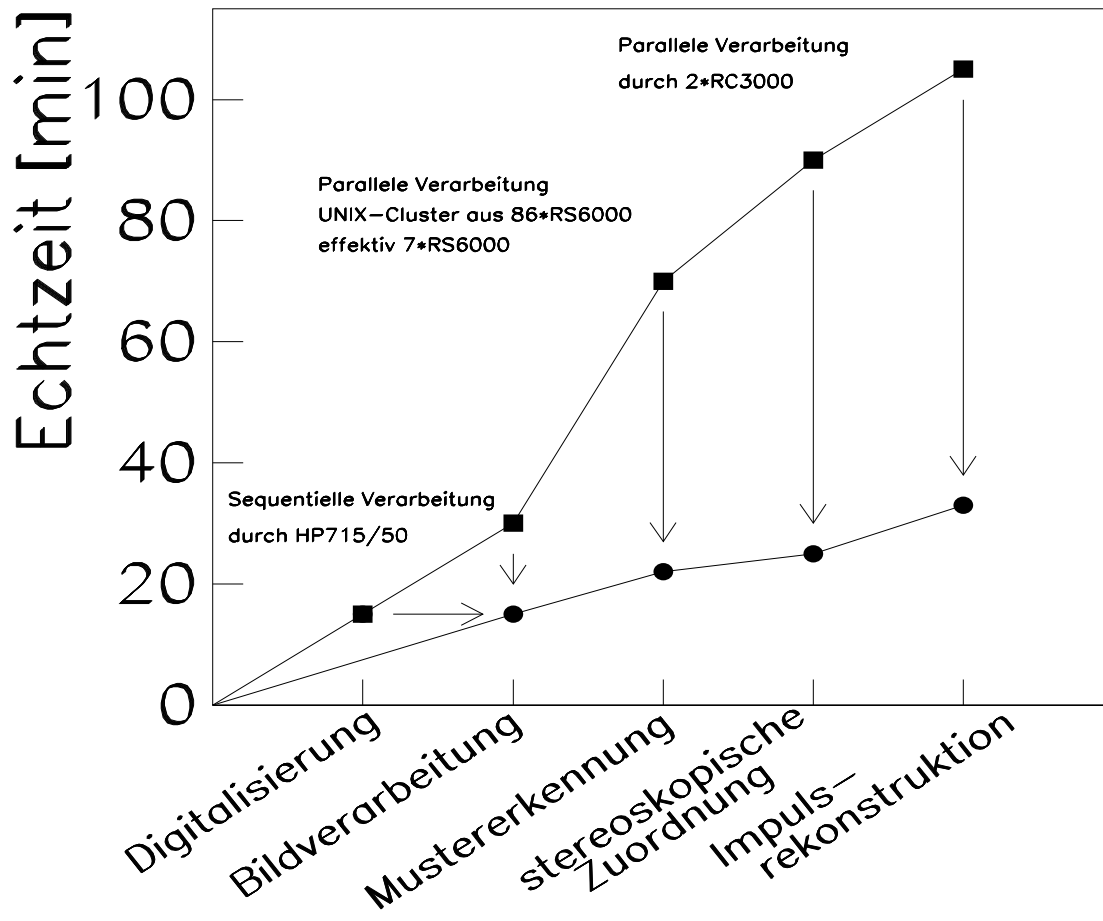


Abbildung 2.13 Zeitdauer für ein automatisch rekonstruiertes Ereignis in sequentieller und effektiver Rechenleistung

Reaktion	digitalisiert	autom. rekonstruiert	Datenmenge [Gbyte]	Tapes [Exabyte]
S+S	5,000	3,000	69	110
S+Ag	20,000	15,000	346	230
S+Au	4,000	3,500	81	54
Summe	29,000	21,500	496	394

Tab. 2.2 Zusammenfassung aller automatisch verarbeiteten Ereignisse am IKF in Frankfurt.

einzelne Phasen der Verarbeitung auf einer Workstation ansehen. Die Datenbank speichert auch die Information, warum ein digitalisiertes Ereignis nicht in die Analyse mit einbezogen wurde. Gründe dafür können sein:

- Das Bild ist in allen oder weniger Ansichten zu dunkel oder zu hell.
- Es konnten nicht genügend Fiducials rekonstruiert werden.
- Technische Fehler bei der Aufnahme am Experiment.

Die Mustererkennung und die stereoskopische Rekonstruktion werden am Rechenzentrum der Universität Frankfurt durch ein UNIX-Cluster aus 86 RS6000/AIX Rechnern durchgeführt. Um eine effektive Auslastung dieser Rechner zu gewährleisten, wurde dort ein Queuing-System (NQS und LoadLeveler) eingerichtet. Dieses System verteilt die Prozesse nach ihrem Speicherbedarf und ihrer Rechenzeitanforderung automatisch auf Rechner mit den jeweiligen Kapazitäten. Durch ein von der Datenbank kontrolliertes Script werden die Prozesse an dieses System verteilt. Der Datentransfer erfolgt mit Hilfe eines TCP/IP Protokolls über eine 64 kbit Leitung.

Am Digitalisierer wird durch eine Barcode-Kontrolle sichergestellt, daß das Transportsystem zuverlässig arbeitet und die richtige Bildnummer an die Ereignisse vergeben wird. Sollten Unstimmigkeiten auftreten, wird ein Operateur via email benachrichtigt, und der Digitalisiervorgang wird unterbrochen. Nachdem am Ende eines Ereignisprozesses das DST entstanden ist, werden alle Zwischenverarbeitungsschritte auf Tape gespeichert und entsprechend archiviert. Dadurch ist ein schneller Zugriff auf die Daten gewährleistet. Jedes Ereignis ist so mit all seinen Verarbeitungsschritten auf Magnetband gespeichert. Jedes Band bekommt einen von der Datenbank zugewiesenen Index, der ein Auffinden von Daten sehr erleichtert. Auch die Ergebnisse der danach durchgeführten Interferometrieanalyse des Datensatzes werden so auf Band gespeichert. Dadurch ist es möglich, mit einer aktiven Speicherkapazität von nur 3 Gbyte auszukommen. Es war erstmals möglich, einen konstanten Betrieb über mehrere Monate ohne Unterbrechung durchzuführen. Auch an den Wochenenden waren nur selten Eingriffe nötig und in der letzten Phase konnte der Transaktionsmonitor auch über ein Modem betrieben werden. Die Entwicklung der Datenproduktion während der letzten vier Jahre zeigt Abb. 2.15 und 2.16. Nach einer sechsjährigen Entwicklungszeit und einer Datenproduktion von zwei Jahren liegt nun ein Datensatz von 15000 zentralen S+Ag und 3500 zentralen S+Au Streamerkammerereignissen bei einer Einschußenergie von 200 GeV pro Nukleon vor, mit dem die zahlreichen Observablen eines ultrarelativistischen Kern-Kern-Stoßes systematisch untersucht werden können.

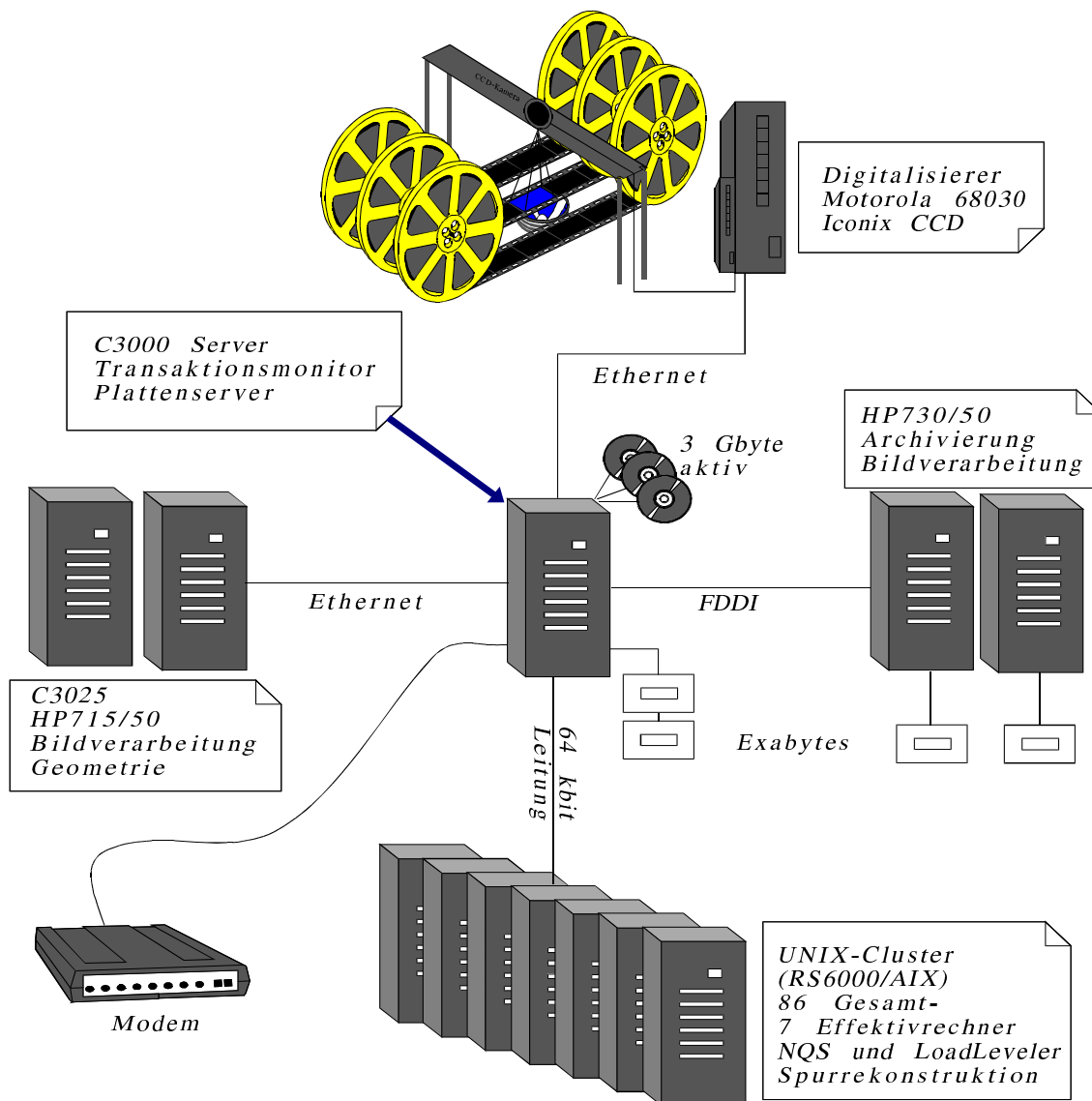


Abbildung 2.14 Das Datenbanksystem der Automatik. Basierend auf einem Client/Server-Modell steuert die Datenbank der Automatik jeden einzelnen Verarbeitungsschritt. Auch das Auffinden von Untergruppen von Daten wird hierdurch vereinfacht. Die Datenbank registriert ebenfalls die Ergebnisse der anschließenden physikalischen Analyse der Daten. Insgesamt werden durch die Datenbank 285 Exabyte-Tapes mit insgesamt 430 Gbyte Daten verwaltet.

2.2.2 Die Effizienz der Bildverarbeitungsalgorithmen

Ein wichtiger Leistungsfaktor für einen Detektor ist dessen Effizienz. Die in einer früheren Arbeit [14] verwendete Automatik wurde für den nun vorliegenden hochstatistischen Datensatz optimiert und die Rekonstruktionseffizienz erhöht. Anhand anfänglicher

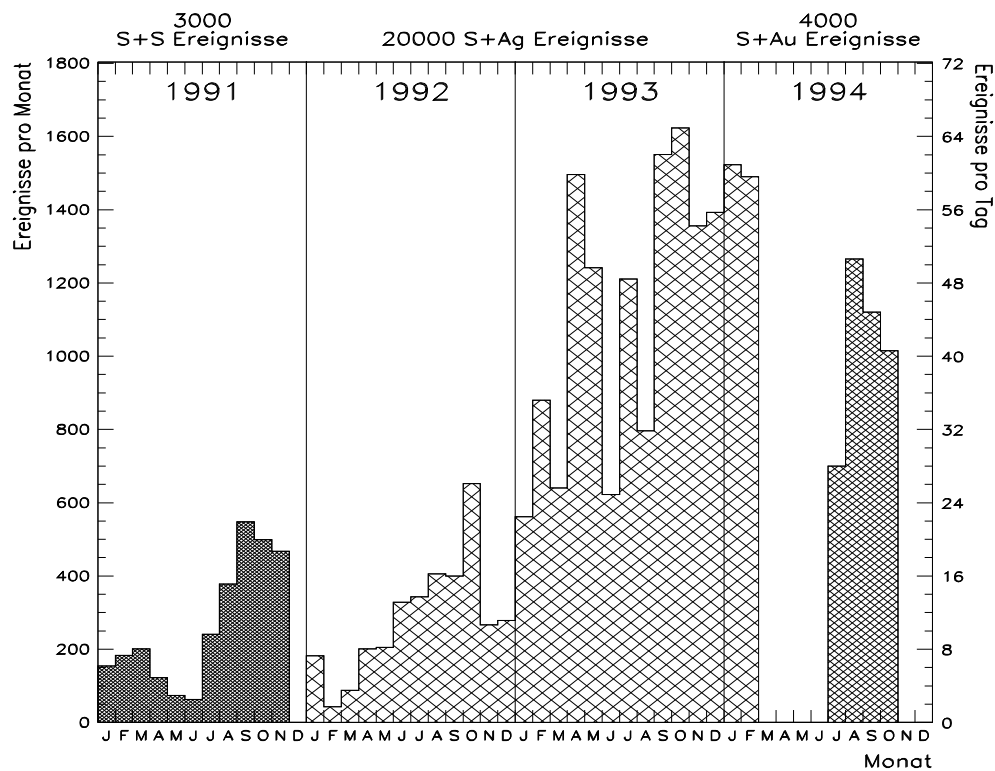


Abbildung 2.15 Durchschnittliche Produktionsrate von 1991 bis 1994

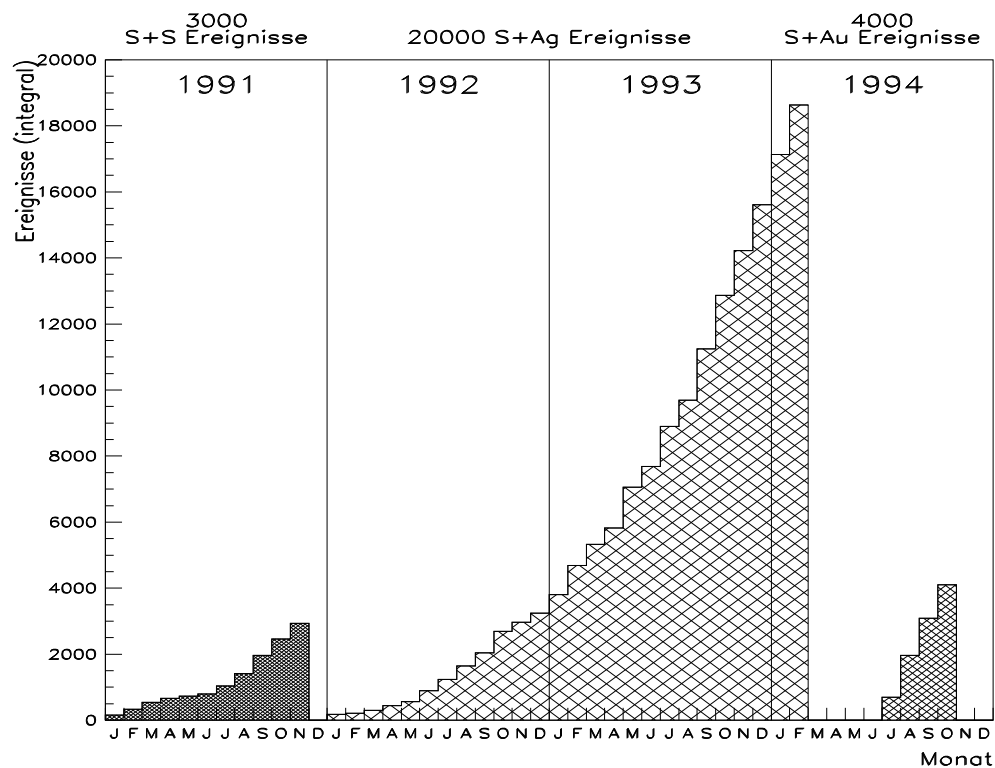


Abbildung 2.16 Integrale Darstellung des Ereignisproduktionsverlaufs der Jahre 1991 bis 1994

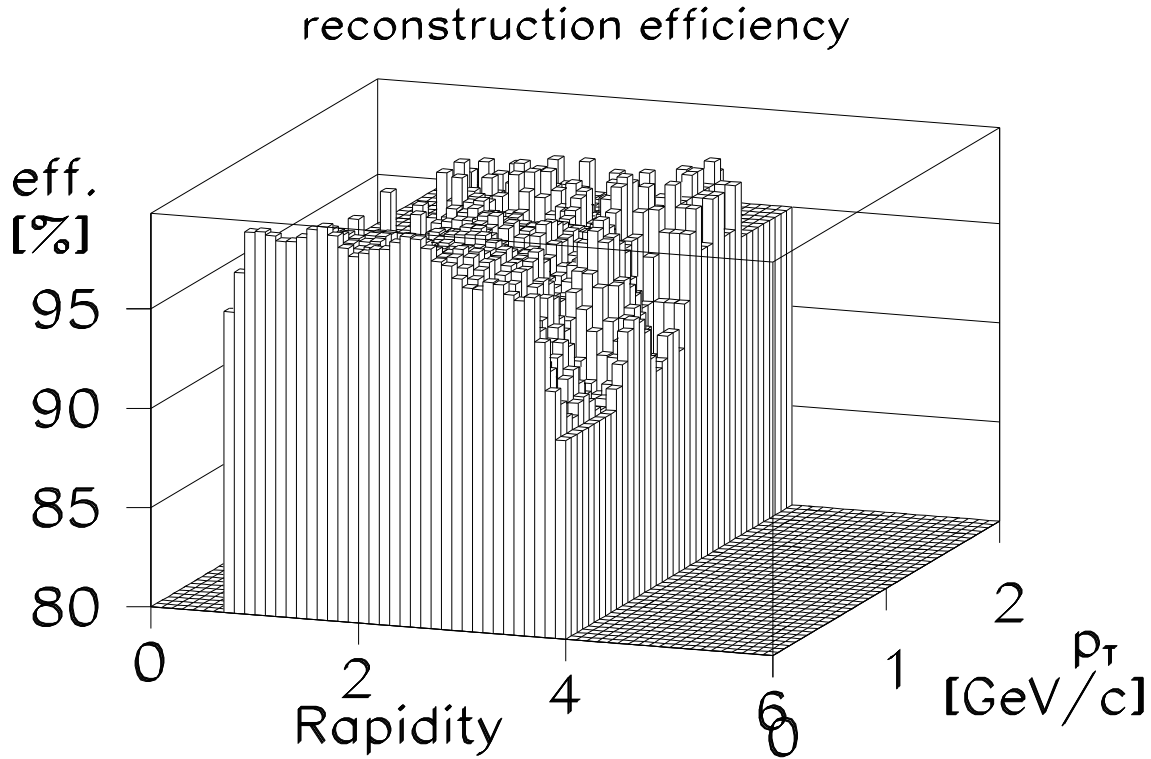


Abbildung 2.17 Die Rekonstruktionseffizienz als Funktion der Rapidity y und des Transversalimpulses p_T . Die Effizienz liegt zwischen 90% und 95% (Nullunterdrückung).

Gütekontrollen durch menschliche Operateure an hochauflösenden Grafik-Arbeitsplätzen wurde sichergestellt, daß die Bildverarbeitung eine hohe Effizienz hat. Ein nachträgliches Korrigieren der Ereignisse durch menschliche Operateure ist also nicht mehr nötig. In zwei parallelen Arbeiten [27] und [28] wurde die Effizienz der Bildverarbeitungsalgorithmen und der Einfluß von Ineffizienzen auf die Korrelationsfunktion bestimmt. Dazu wurden 1000 S+Ag Ereignisse mit einem Bild-Ereignisgenerator simuliert und eine Rekonstruktionseffizienz des Bildverarbeitungskomplexes von 95% innerhalb des Rapiditätsintervalls $0.5 < y < 4.0$ gefunden. Abb.2.17 zeigt die Rekonstruktionseffizienz für die S+Ag Ereignisse der Automatik. Diese wird als Korrekturtabelle für Spektren verwendet. Der Einfluß der restlichen 5% auf die Korrelationsfunktion wurde in der invarianten Viererimpulsdifferenz Q_{inv} (vgl. Kapitel 3) untersucht. Dazu wird die Zwei-Teilchen-Dichteverteilung aus dem Eingabedaten durch die Dichteverteilung der Ausgabedaten dividiert. Dabei ergibt sich ein Unterschied, der kleiner als 1% ist.

3 Charakteristika der Datensätze und Ereignisselektion

In diesem Kapitel wird speziell auf die Akzeptanz der Streamerkammer eingegangen und es werden die verwendeten Variablen der Bose-Einstein-Korrelationsanalyse vorgestellt. Außerdem werden die systematischen Fehler der Impulsdifferenzkomponenten dargelegt und Auswahlkriterien zur Selektion bestimmter Ereignisse und deren Bedeutung für die Reaktionsdynamik eines Schwerionenstoßes erläutert.

3.1 Die räumliche Akzeptanz der Streamerkammer

Für die Korrelationsanalysen ist es wichtig, Bereiche gleichbleibender Akzeptanz zu verwenden und Bereiche mit Ineffizienzen auszublenden, da sonst künstliche Korrelationen verursacht werden könnten. Die erstellten Datensätze S+Ag und S+Au unterscheiden sich in der räumlichen Konfiguration von Target, Magneten und Streamerkammer und somit im zugänglichen Rapiditätsbereich. Deutlich wird dieser Unterschied anhand der Abbildungen 3.1 und 3.2. Hier sind für geladene Teilchen, die in der Streamerkammer nachgewiesen wurden, die Azimuthwinkel gegen die Rapidität¹ aufgetragen. Der S+Ag Datensatz wurde mit der in der Mittelebene geteilten Kammer aufgenommen und hat daher keinen Spurnachweis oberhalb $\psi=180^\circ$. Hingegen deckt der S+Au Datensatz den vollen ψ -Winkel-Bereich ab. Der S+Ag Datensatz hat bei hohen Rapiditäten ($y \geq 3.5$) Verluste. Es handelt sich dabei um Teilchen, die aus der Kammermittelabdeckung heraustreten und dann nur mit kurzer Spurlänge rekonstruiert werden können. Stark in z -Richtung geneigte Spuren lassen sich nur mit geringer Effizienz rekonstruieren, was die sog. *Dip*-Verluste bei kleinen Rapiditäten ($y < 1$) und einem Azimuthwinkel um 90° erklärt. Aufgrund dieser geometrischen Akzeptanz wurden Auswahlkriterien fest-

¹Pionenmasse wird angenommen

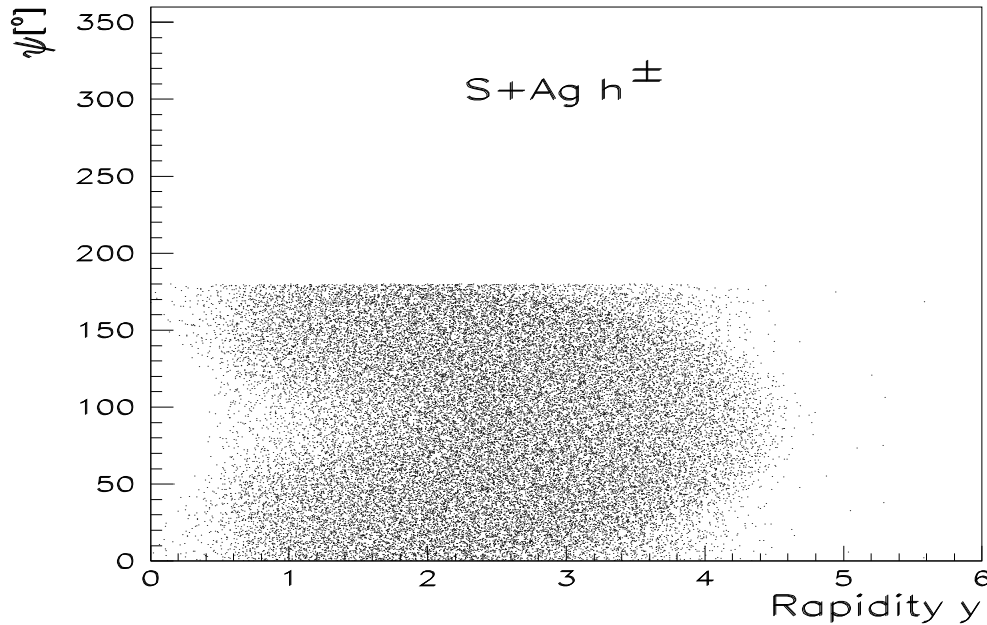


Abbildung 3.1 S+Ag Azimuthwinkel ψ gegen Rapidität y für geladene Teilchen (Pionenmasse wird angenommen).

gelegt, die Ereignisse und Spuren selektieren, die in die folgenden Analysen eingehen. Tabelle 3.1 faßt die angewandten Kriterien zusammen.

3.1.1 Die Phasenraumpopulation des NA35-Experiments

Durch die Streamerkammer und die TPC wird sichergestellt, daß der gesamte Phasenraum negativer Hadronen abgedeckt wird. Beide Detektoren sind zueinander komplementär. Die Korrelationsanalyse wird im gesamten Bereich des Phasenraums des NA35-Experiments durchgeführt. Die Phasenraumpopulation in $y - p_T$ für jeweils negative Hadronen zeigt Abb. 3.3 für S+Ag Streamerkammer (links), für S+Ag TPC (Mitte) und für die S+Au Sweeper-Ereignisse (rechts). Die durch die TPC erhaltenen Ergebnisse sind in [29, 30] veröffentlicht und in [10, 31] gewonnen worden und sollen in dieser Arbeit zusammenfassend behandelt werden.

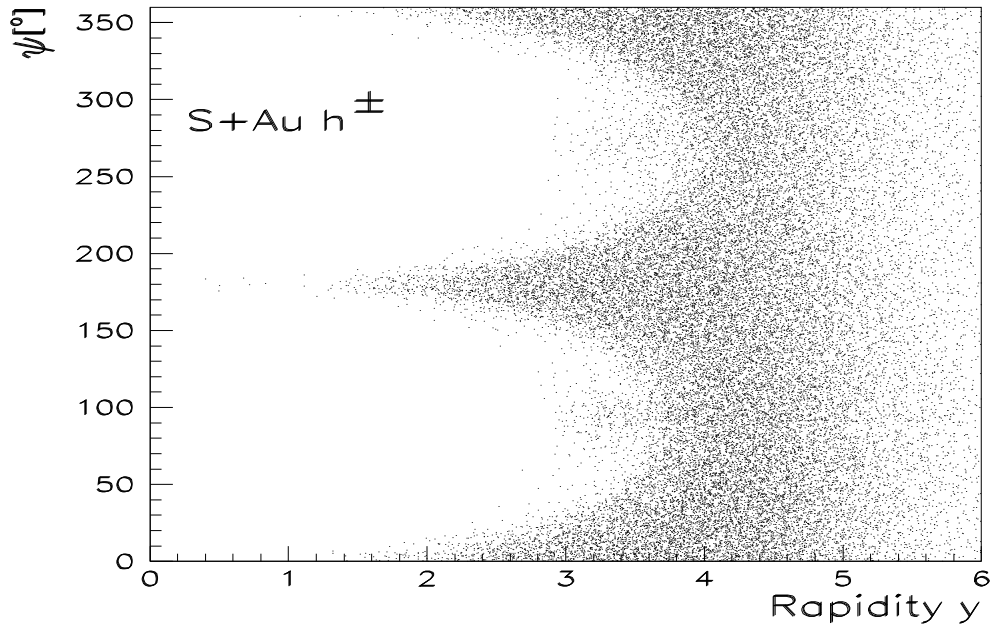


Abbildung 3.2 S+Au Azimuthwinkel ψ gegen Rapidität y für geladene Teilchen (Pionenmasse wird angenommen).

Selektionsvariable	Intervall	
	S+Ag	S+Au
Min. Punkte pro Spur	>11	>11
Gesamtimpuls p	$0.1 < p < 400 \text{ GeV}/c$	$0.1 < p < 400 \text{ GeV}/c$
relativer Impulsfehler $\frac{dp}{p}$	$<40\%$	$<50\%$
minimaler Abstand zum Hauptvertex	$<10 \text{ cm}$	$<10 \text{ cm}$
Spurlänge	$>20 \text{ cm}$	$>20 \text{ cm}$
Azimuthwinkel ψ	$0^\circ < \psi < 180^\circ$	$0^\circ < \psi < 360^\circ$
Endpunkt in y-Richtung	$-15 < y < 15 \text{ cm}$	-
Rapidität y	$0.5 < y < 3.5$	$4.0 < y < 6.0$
Transversalimpuls p_T	$50 < p_T < 600 \text{ MeV}/c$	$50 < p_T < 600 \text{ MeV}/c$
Minimum Multiplizität	$N > 62$	$N > 83$
Minimum an Fiducials	5	5
Teilchenladung	+/-	+/-
Summe der Ereignisse	14391	3417
Summe der Spuren	2079643	362128

Tab. 3.1 Auswahlkriterien für Ereignisse und Spuren, die in die Analyse eingehen.

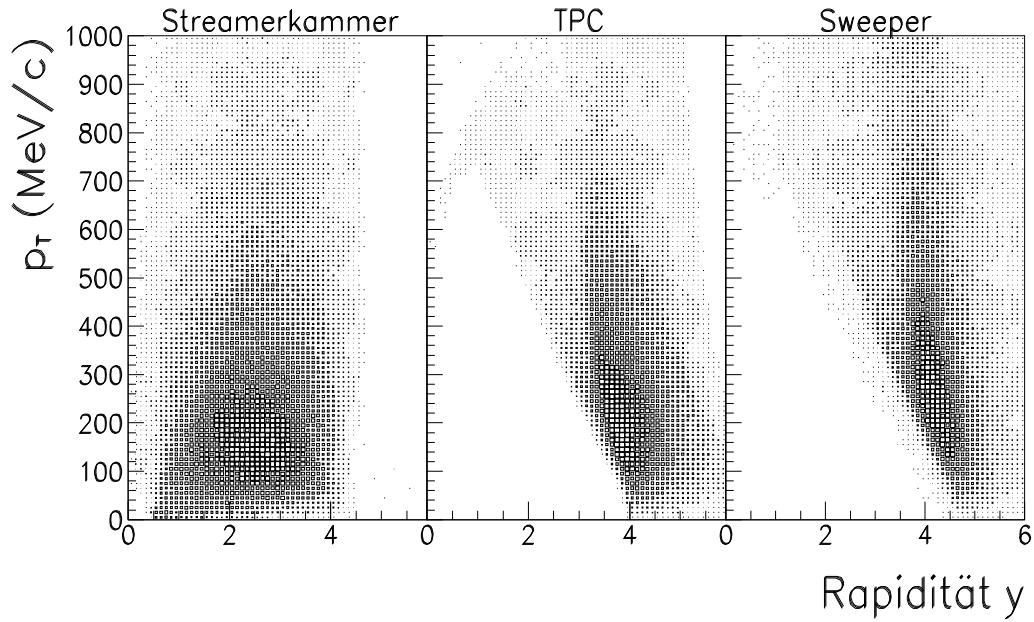


Abbildung 3.3 Phasenraumpopulation der Streamerkammer S+Ag (links), der TPC S+Ag (Mitte) und der S+Au Sweeper-Ereignisse (rechts) (Pionenmasse angenommen). Streamerkammer und TPC sind in ihrer Akzeptanz in y - p_T negativer Hadronen komplementär.

3.1.2 Impulsauflösung des Streamerkammerdetektors für S+Ag

Ein weiteres Leistungskennzeichen eines Detektors ist dessen Impulsauflösung für Einzelspuren. Für die Impulsauflösung eines Spektrometers gilt [32]:

$$\frac{dp}{p} = p \cdot \frac{1}{\kappa \cdot z \cdot B \cdot L} \cdot \frac{\sigma}{l} \cdot \sqrt{\frac{720}{N+6}}, \quad (3.1)$$

wobei L die im Magnetfeld zurückgelegte Strecke und l die gemessene Spurlänge in Metern, B die Magnetfeldstärke in Tesla, z die Ladung, σ der *setting error* in Meter, N die Anzahl der Meßpunkte und $\kappa \approx 0.3 \text{ GeV}/(T \text{ m c})$ ein Proportionalitätsfaktor ist. Die entsprechenden Daten für den S+Ag und S+Au Datensatz faßt Tabelle 3.2 zusammen. Der in [14] bestimmte Impulsfehler der Streamerkammer wird von den mit Glg.(3.1) gewonnenen Ergebnissen bestätigt und beträgt:

$$\frac{dp}{p} = 5 \times 10^{-4} \cdot p \quad (3.2)$$

Die Konstanz des Impulsfehlers trotz der gestiegenen Spurdichte im S+Ag Datensatz gegenüber den in [14] verwendeten S+S Datensatz um einen Faktor 1.7, deutet auf die Güte des entwickelten Bildverarbeitungssystems hin.

	S+Ag	S+Au
Meßfehler (rms)	380 μm	470 μm
mittl. gem. Spurl.	105 cm	151 cm
mittl. Anz. gem. Punkte	100	64
mittl. Anz. gem. Spuren	175	116

Tab. 3.2 Charakteristische Meßgrößen für den S+Ag und S+Au Datensatz der Streamerkammer

3.1.3 Das Koordinatensystem der Viererimpulsdifferenzen

In einer Schwerionenkollision bei 200 GeV/Nukleon ist die Ausdehnung der teilchen-emittierenden Quelle im Impulsraum asymmetrisch: die longitudinale Breite der Impulsverteilung im Schwerpunktsystem ist größer als die transversale [12]. In Kapitel 4 wird gezeigt, daß eine quantenstatistische Korrelation nur für solche Teilchen auftritt, die aus einer Phasenraumzelle (Größe einer Phasenraumzelle: h^3) emittiert wurden. Dann mißt man die Korrelation und schließt auf die Raum-Zeit-Entwicklung des untersuchten Phasenraumbereichs. Ein Pionenpaar mit den Impulsen $\vec{p}_1$ und $\vec{p}_2$ hat sechs Freiheitsgrade im Impulsraum. Im allgemeinen hängt die Zwei-Pionen-Korrelationsfunktion für expandierende Teilchenquellen ohne räumliche Symmetrie von allen sechs Freiheitsgraden ab. Aufgrund der azimuthalen Symmetrie um die Kollisionsachse hängt die Korrelationsfunktion für Ereignisensembles von nur fünf Freiheitsgraden ab. Mögliche azimuthale Anisotropien der Radiusparameter in einzelnen Ereignissen werden nicht untersucht.

Die Einteilchenimpulsvektoren¹ der beiden Teilchen eines Paares können in den mittleren Impulsvektor $\vec{k}_T = \frac{1}{2} \cdot (\vec{p}_{T1} + \vec{p}_{T2})$ und den relativen Impusvektor $\vec{Q}$ des Teilchenpaares aufgespalten werden, welche jeweils drei Freiheitsgrade tragen. Der relative Impulsvektor kann in die transversale *sideward* Q_{side} , in die transversale *outward* Q_{out} und in die longitudinale Q_{long} Komponenten aufgespalten werden. Die longitudinale Komponente Q_{long} ist parallel zur Strahlachse, die transversalen *sideward* und *outward* Komponenten sind senkrecht und parallel zum mittleren transversalen Impulsvektor des Paares $\vec{k}_T$ (beide sind senkrecht zum longitudinalen Impuls $\vec{p}_x$). Abb. 3.4 zeigt das Koordinatensystem für die Impulsdifferenzkomponenten.

¹Im Folgenden seien $\vec{p}_x = p_x \cdot \vec{e}_x$, $\vec{p}_y = p_y \cdot \vec{e}_y$ und $\vec{p}_z = p_z \cdot \vec{e}_z$

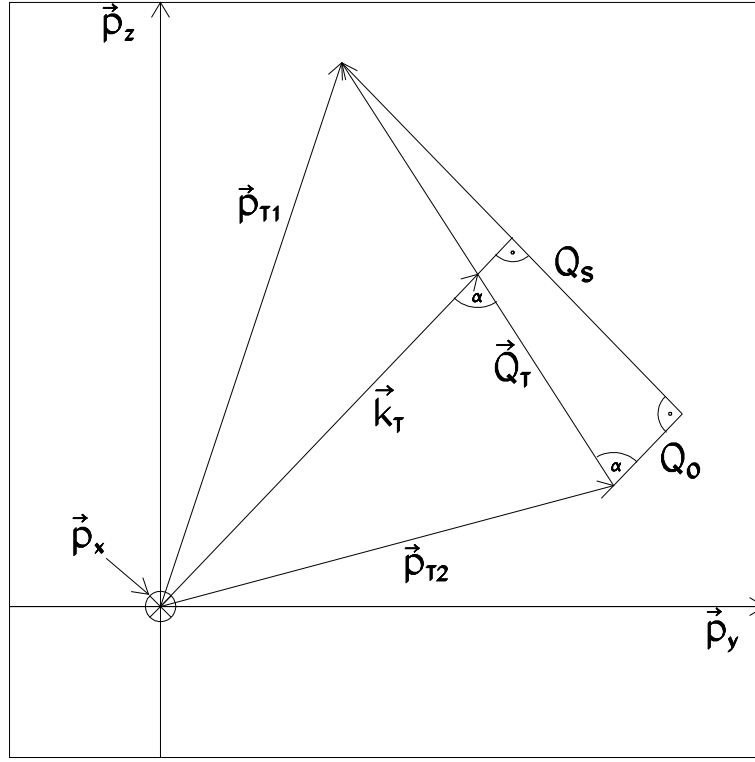


Abbildung 3.4 Koordinatensystem für die Impulsdifferenzkomponenten

$$\vec{k}_T = \frac{1}{2} \cdot (\vec{p}_{T1} + \vec{p}_{T2}) \quad (3.3)$$

$$\vec{Q}_T = (\vec{p}_{T1} - \vec{p}_{T2}) \quad (3.4)$$

$$Q_{side} = \frac{|\vec{Q}_T \times \vec{k}_T|}{|\vec{k}_T|}; [\perp \vec{k}_T, \perp \vec{p}_x] \quad (3.5)$$

$$Q_{out} = \frac{\vec{Q}_T \cdot \vec{k}_T}{|\vec{k}_T|}; [|| \vec{k}_T, \perp \vec{p}_x] \quad (3.6)$$

$$Q_{long} = (\vec{p}_{L1} - \vec{p}_{L2}); [\perp \vec{k}_T, || \vec{p}_x] \quad (3.7)$$

Weil die Q_{out} und Q_{long} Komponenten nicht invariant gegenüber Verschiebungen entlang des transversalen Impulses des Paares und entlang der Strahlachse sind, hängt deren Größe vom gewählten Bezugssystem ab. Das Bezugssystem, das in der Korrelationsanalyse benutzt wird, ist bei $y=3$ (Rapidity des Nukleon-Nukleon Schwerpunktsystems im Labor) und $p_T=0$ (transversaler Impuls) festgelegt. Der Effekt eines zur Quelle bewegten Beobachters wird in Kapitel 5 anschaulich erklärt. Als lorentzinvariante Impulsdifferenz definiert man:

$$Q_{inv} = -(p_1^\mu - p_2^\mu)^2 \quad (3.8)$$

mit den Viererimpulsen p_1^μ und p_2^μ zweier Teilchen.

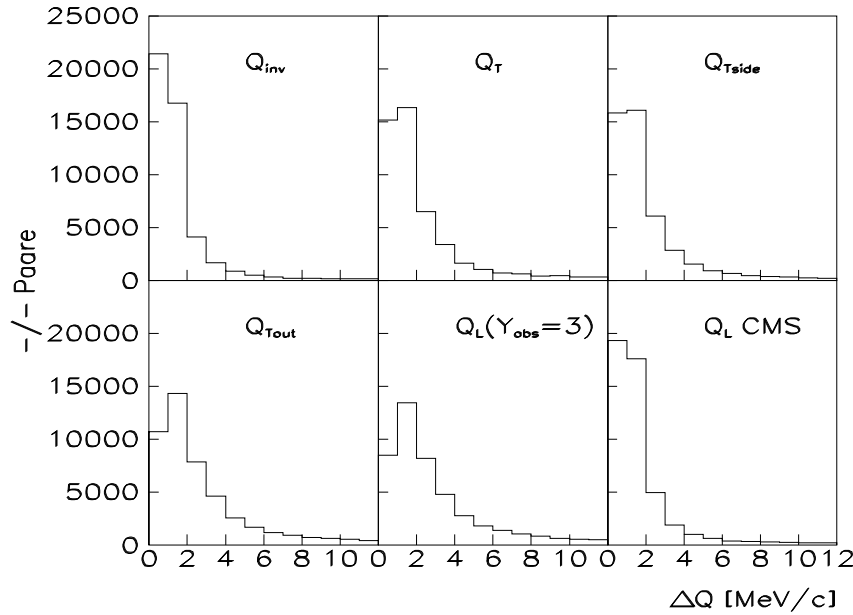


Abbildung 3.5 Viererimpulsdifferenzen negativer Teilchen von 100 unabhängigen Digitalisierungen desselben Ereignisses im Rapiditätsintervall $0.5 < y < 4.0$

3.1.4 Systematische Fehler der Einzelspurmessung

In diesem Abschnitt werden die systematischen Fehler der Einzelspurmessungen untersucht. Die Qualität der Korrelationsfunktion hängt entscheidend von der Zweispurauflösung der Detektoren und von der Zweispur-Impulsdifferenzauflösung ab. Der Fehler der Zweispur-Impulsdifferenzauflösung hängt seinerseits vom Spurmeßfehler und von der Vielfachstreuung ab.

In jedem Streamerkammerbild werden 8 *fiducials* gemessen. Die Präzision dieser Messung beeinflusst die Genauigkeit aller Impulsvektoren gleichermaßen, nicht aber die Impulsdifferenzen der Bose-Einstein-Komponenten innerhalb eines Ereignisses. Dies gilt besonders für die sehr nahe beieinanderliegenden Spuren, also für die kleinen Impulsdifferenzen. Die Fehler der Einteilchenimpulsmessung hängen von der Spurlänge und der Auflösung des Digitalisierers ab. Da durch die vollständige Automatisierung des Rekonstruktionsvorganges alle Spuren reproduzierbar vermessen werden, können Ineffizienzen durch menschliche Operateure ausgeschlossen werden. Um eine Güte der Meßgenauigkeit der Viererimpulskomponenten anzugeben, wurde ein Streamerkammerereignis 100 mal rekonstruiert. Der Digitalisierungsvorgang wird hierzu nur soweit abgeändert, daß kein Filmtransport stattfindet, dennoch ein Bewegen des Filmes in Form einer Hin- und Her-

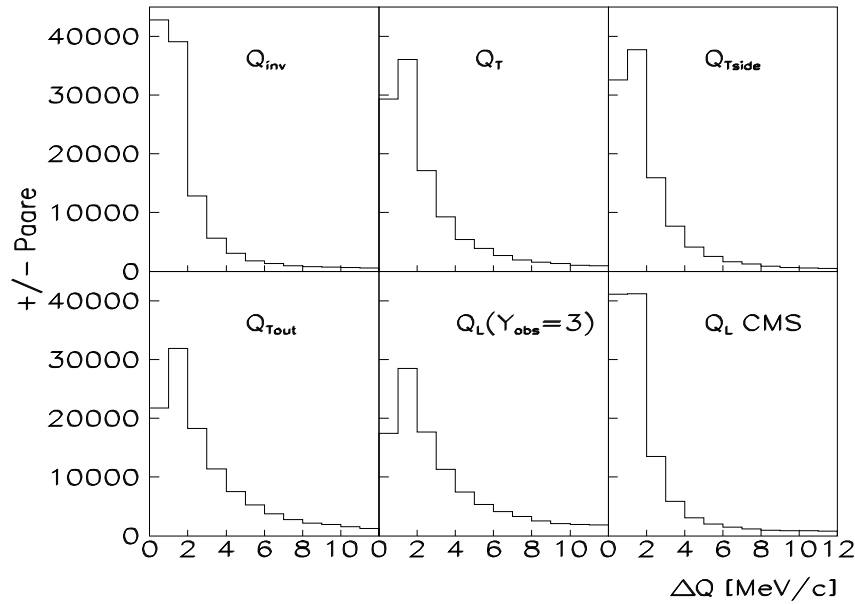


Abbildung 3.6 Viererimpulsdifferenzen positiver und negativer Teilchen von 100 unabhängigen Digitalisierungen desselben Ereignisses im Rapiditätsintervall $0.5 < y < 4.0$

bewegung verursacht wird. Die 100 unabhängig voneinander digitalisierten Bilder werden nun durch den Bildverarbeitungskomplex rekonstruiert und die extrahierten Impulse aus einer Messung werden miteinander kombiniert. Dazu werden die Interferometrie-Variablen Q_{side} , Q_{out} , Q_{long} und Q_{inv} für jeweils das gleiche Paar aus jeder Messung berechnet und die Differenzen aufgetragen. Idealerweise müßten die Impulsdifferenzen identisch sein; die Abbildungen 3.5 und 3.6 zeigen auch nur geringe Abweichungen. Der Fehler für die Bose-Einstein-Variablen ist kleiner als $Q < 3$ MeV, der Fehler auf den Gesamtimpuls $p < 10$ MeV und den Transversalimpuls $p_T < 5$ MeV. Die Entzerrungskorrektur und die Spurverfolgungsroutine könnten einen Impulsfehler im Rekonstruktionsprogramm verursachen. Um die Zweispurtrennung aufgrund dieses Fehlers zu erhalten, wurden in Abb. 3.7 die Impulse identischer Spuren aus den 100 Ereignissen gegen die Viererimpulsdifferenz Q_{inv} aufgetragen. Idealerweise sollte jede Spur den gleichen Impuls haben und die Impulsdifferenz gegen 0 MeV/c gehen. Da der Impulsfehler mit steigenden Impuls anwächst, erwartet man also eine diagonale Verteilung, wenn der Fehler nicht größer als die prinzipiell mögliche Zweispurtrennung in der Streamerkammer ist, die im folgenden Abschnitt behandelt wird.

Der Beitrag der Vielfachstreuung hängt vom Targetmaterial und dessen Dicke ab und überschreitet weder bei Ag (750 mg/cm^2) noch bei Au (940 mg/cm^2) einen Wert von $Q=6$ MeV/c. Diese beiden Beiträge addieren sich quadratisch zu einem kombinierten

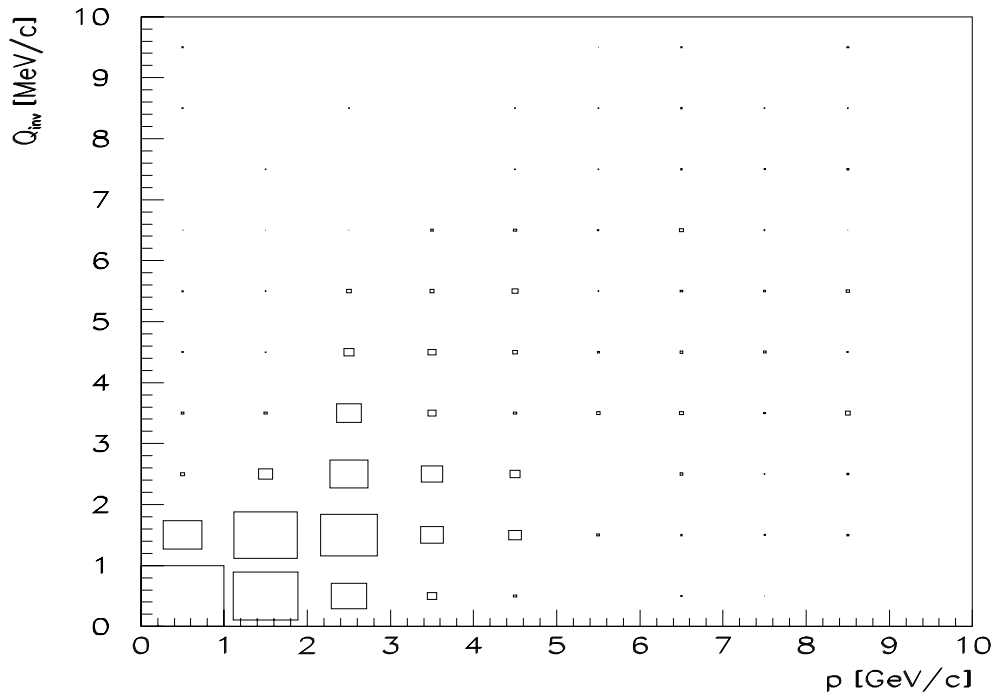


Abbildung 3.7 Impulsdifferenz derselben Teilchen aus je zwei unterschiedlichen Messungen von 100 unabhängigen Digitalisierungen desselben Ereignisses als Funktion des Gesamtimpulses im Rapiditätsintervall $0.5 < y < 4.0$ des S+Ag Datensatzes.

Relativimpulsfehler von etwa 7 MeV/c [33]. Die kleinste Bingröße in allen folgenden Analysen wird passend zur Impulsauflösung auf 10 MeV/c gesetzt (in allen Relativimpulskomponenten). Diese Impulsauflösung ist ausreichend, um eine typische Korrelationsfunktionsbreite von 50 MeV/c aufzulösen.

3.1.5 Zweispurauflösung

Für die in Kapitel 4 bis 6 diskutierten Korrelationsfunktionen ist die Zweispurauflösung eine entscheidende Größe. Die Zweispurauflösung ist abhängig von der Ortsauflösung, die besagt, bis zu welchem Abstand zwei Spuren im Raum voneinander getrennt werden können, und implizit vom Impuls, der proportional zum Kehrwert der Krümmung einer Spur im Magnetfeld ist. Je näher sich zwei Spuren kommen, desto kleiner ist ihre Impulsdifferenz. Als Maß für die Trennbarkeit zweier Spuren kann also die lorentzinvariante Viererimpulsdifferenz Q_{inv} zweier Teilchen benutzt werden.

Um die Effizienz der Zweispurauflösung zu erhalten, wird der Abstand der Endpunkte negativer (oder positiver) Spuren in einem Ereignis berechnet und durch die normierte Abstandsverteilung eines idealen Detektors¹ dividiert. Abb. 3.8 zeigt die Abstandsverteilung der Endpunkte zum nächsten Nachbarn für zentrale S+Ag Stöße jeweils für positive und negative Spuren:

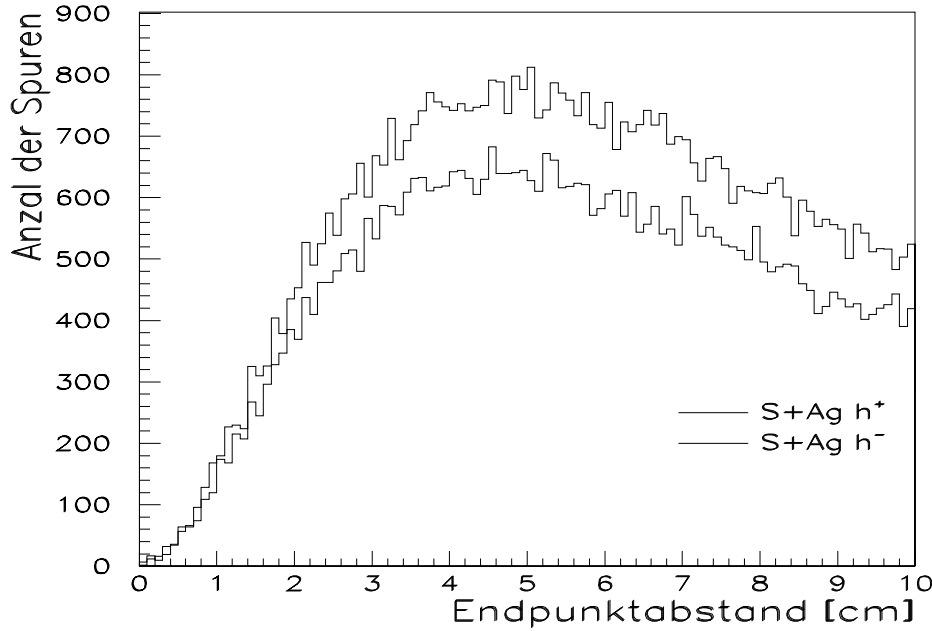


Abbildung 3.8 Verteilung der Abstände benachbarter Spurendpunkte in der Streamerkammer im Rapiditätsintervall $0.5 < y < 4.0$ für negative und positive Spuren

zwei Spuren mit einem mittleren Abstand von 3.5 - 4.5 cm treffen auf die Kammerwand, was einer mittleren Spurdichte von 0.05 Spuren pro cm^2 entspricht. Die Abstandsverteilung eines idealen Detektors erhält man durch Kombination aller Endpunkte eines Ereignisses mit allen anderen Endpunkten aus unterschiedlichen Ereignissen (*event mixing*). Abb. 3.9 und 3.10 zeigt die Effizienz als Funktion des Endpunkt Abstandes für jeweils negative und positive Teilchen des S+Ag und S+Au Datensatzes. Spuren, die einen kleineren Abstand als 5-8 mm haben, können nicht mehr aufgelöst werden. Dies entspricht etwa der Breite eines Streamers.

Um einen Untergrund aufgrund von ungenügender Zweispurtrennung zu vermeiden, werden Paare mit $Q_{inv} < 5 \text{ MeV}/c$ von der Analyse ausgeschlossen. Der von der Vielfachmessung eines Ereignisses erhaltene Impulsdifferenzfehler von etwa 3 MeV/c ergibt, daß

¹Ein idealer Detektor kann alle Spuren auflösen, auch wenn diese übereinander liegen.

zwei Spuren nicht mehr aufgelöst werden können, wenn diese im Idealfall innerhalb von $Q = 3 \text{ MeV/c}$ im Raum überlappen. Um auch die nicht idealen Fälle auszuschließen, wird der Schnitt auf $Q_{inv} = 5 \text{ MeV/c}$ gesetzt. Weiterhin schließt dieser Schnitt aus, daß falsche Spurpaare in die Analyse eingehen: z.B. können durch Spurstücke einer Teilchenbahn zwei Spuren rekonstruiert worden sein. Diese liegen im Bereich von $Q_{inv} < 3 \text{ MeV/c}$.

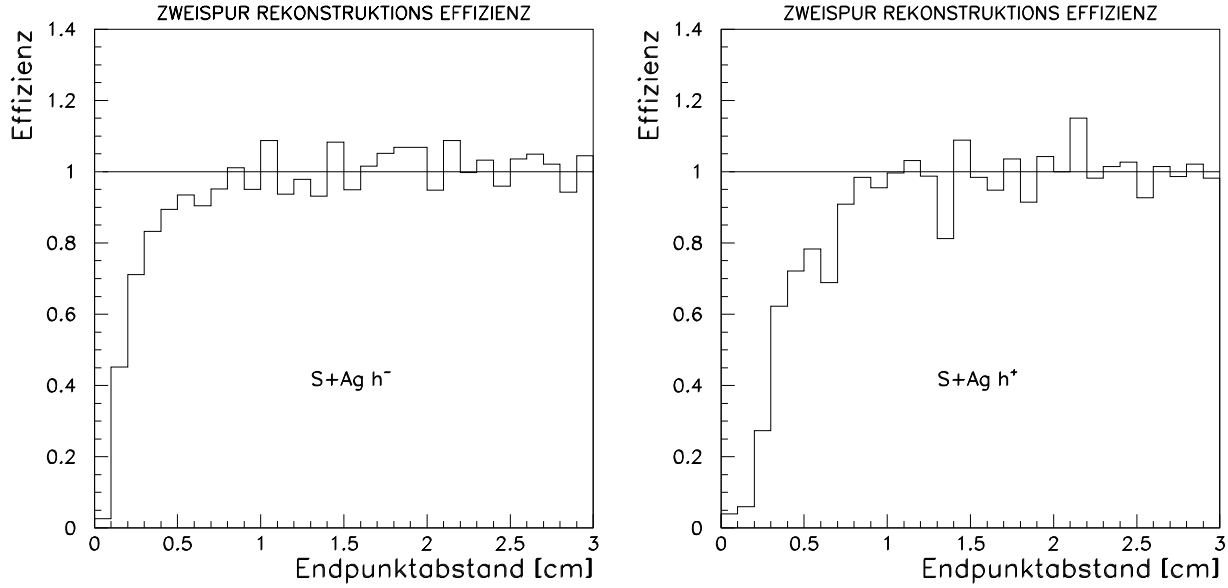


Abbildung 3.9 Effizienz der Zweispurtrennung des S+Ag Datensatzes als Funktion des Endpunkt- abstandes für (links) negative und (rechts) positive Spuren im Rapiditätsintervall $0.5 < y < 4.0$

Abb.3.11 zeigt den Endpunkt Abstand als Funktion von der invarianten Impulsdifferenz Q_{inv} . Die Anzahl der Paare unter einem Endpunkt Abstand von 0.6 cm ist gegenüber der Paaranzahl oberhalb von 0.6 cm sehr gering. Ebenso werden durch den Schnitt in $Q_{inv} < 5 \text{ MeV/c}$ nur wenige Paare von der Analyse ausgeschlossen. Dies wird auch durch Abb. 3.12 verdeutlicht, in der die invariante Impulsdifferenz Q_{inv} als Funktion der mittleren Rapidität des Teilchenpaares $\eta = \frac{y_1 + y_2}{2}$ für negative Teilchen in 10000 Ereignissen des S+Ag Datensatzes aufgetragen sind. Der Bereich unterhalb von $Q_{inv} = 5 \text{ MeV/c}$ ist wegen der niedrigen Phasenraumwahrscheinlichkeitsdichte kaum mit Pionenpaaren bevölkert.

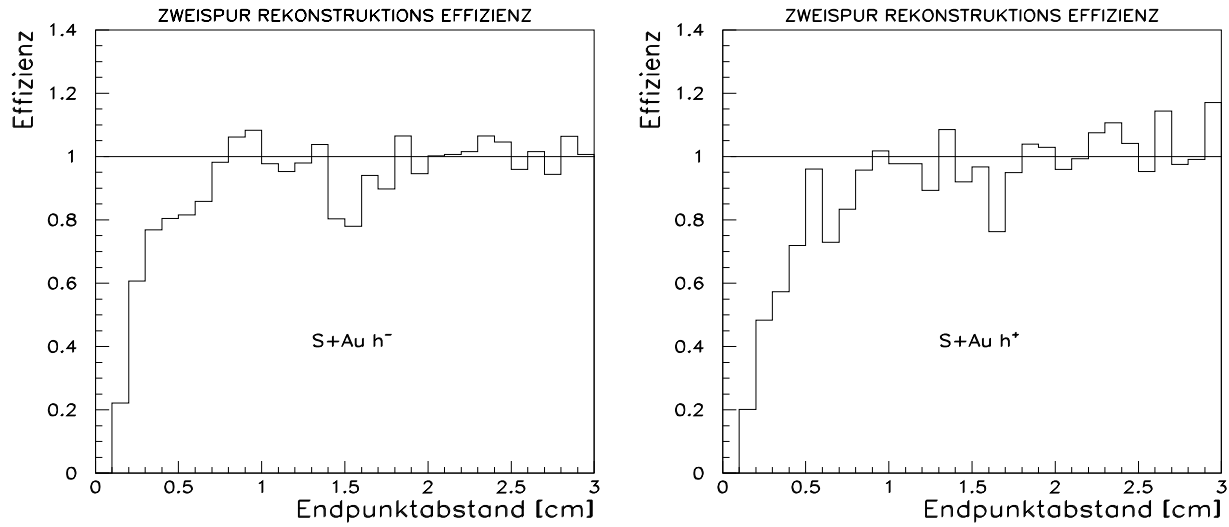


Abbildung 3.10 Effizienz der Zweisputrennung des S+Au Datensatzes als Funktion des Endpunkt-
abstandes für (links) negative und (rechts) positive Spuren im Rapiditätsintervall
 $4.0 < y < 5.8$

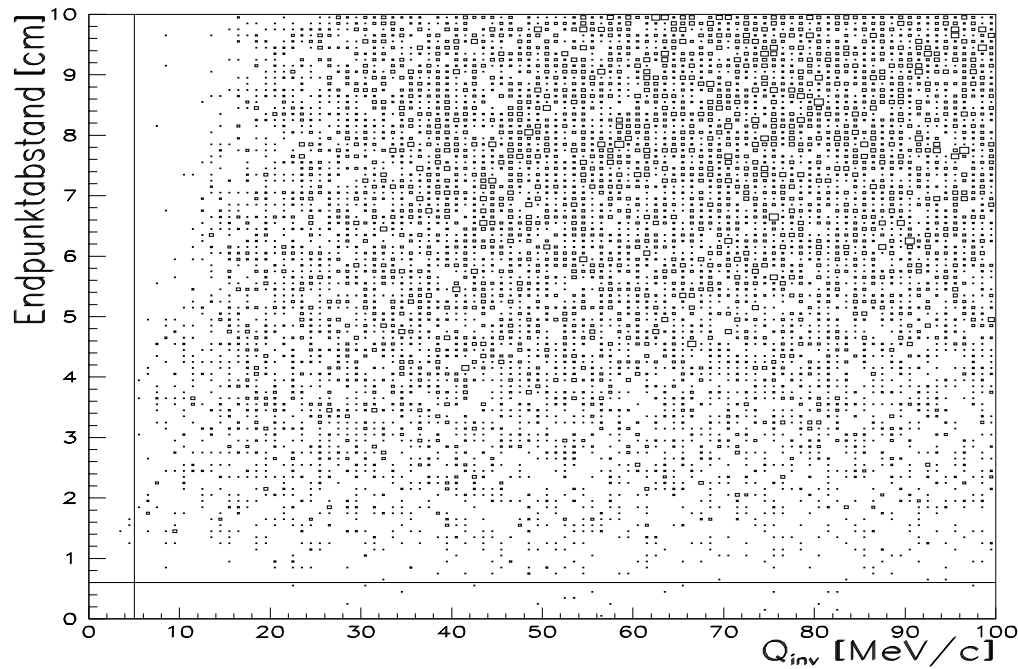


Abbildung 3.11 Endpunkt Abstand als Funktion von Q_{inv} . Der Bereich unterhalb von
 $Q_{inv} = 5$ MeV/c (vertikale Linie) und unterhalb eines Endpunkt Abstandes von
0.6 cm (horizontale Linie) ist nur von wenigen Teilchenpaaren bevölkert.

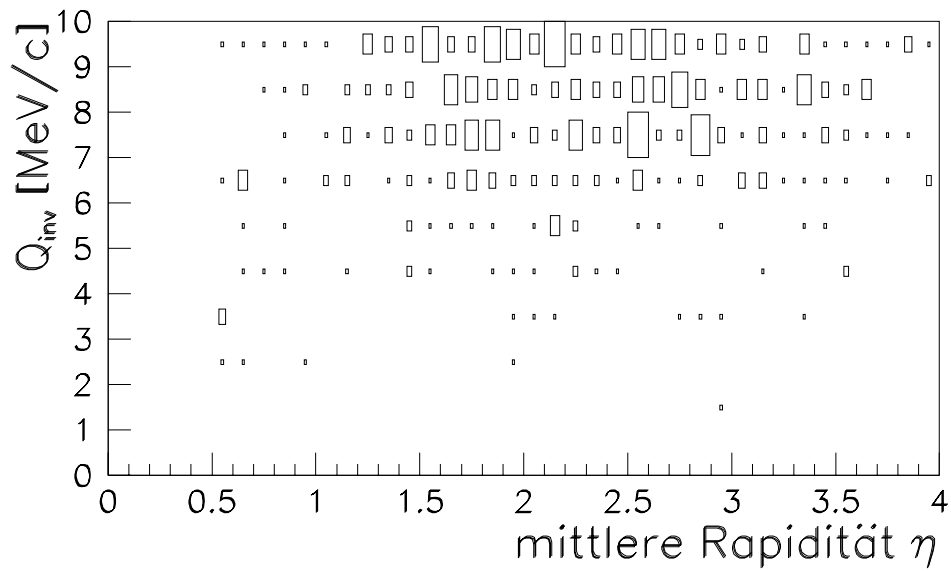


Abbildung 3.12 Q_{inv} als Funktion der mittleren Rapidity des Teilchenpaares η für negative Teilchen in 10000 S+Ag Ereignissen. Aufgrund der geringen Phasenraumwahrscheinlichkeitsdichte ist der Bereich unterhalb von $Q_{inv}=5$ MeV/c kaum mit Pionenpaaren bevölkert.

3.2 Daten- und Ereignisselektion

Der S+Ag Datensatz der Streamerkammer kann aufgrund seiner guten Statistik nach folgenden Kriterien unterteilt werden, um alle möglichen Freiheitsgrade der Pionenpaare auszunutzen.

- Phasenraum
 1. Rapidity y
 2. Transversaler Impuls p_T und mittlerer transversaler Impuls der Paare k_T
- Ereignisklassen
 1. Mittlerer transversaler Impuls pro Ereignis $\langle p_T \rangle$
 2. Multiplizität N
 3. Verhalten von Teilchen mit verschiedenen Ladungen

3.2.1 Rapidität y

Vergleicht man das Rapiditätsspektrum negativer Hadronen einer S+S Kollision mit der einer thermischen Verteilung, so beobachtet man eine um einen Faktor 2 breitere Verteilung der S+S Kollision. Die Rapiditätsverteilung negativer Hadronen (mehr als 90% von ihnen sind π^- -Mesonen) zeigt Abb. 3.13 [20] für zentrale S+S, S+Ag und S+Au Kollisionen. Die eingezeichnete Linie stellt die Rapiditätsverteilung von isotrop emittierten relativistischen Pionen im Nukleon-Nukleon Schwerpunktsystem dar. Es handelt sich um eine Boltzmann-Verteilung mit einer Temperatur von $T=150$ MeV und einem mittleren Transversalimpuls von $p_T=350$ MeV/c. Die größere Breite in der Verteilung der Daten deutet auf eine Anisotropie der gemessenen Hadronverteilung bei kinetischem Freeze-out hin, d.h. daß bereits die inklusiven Ein-Teilchen-Verteilungen auf eine longitudinale Expansion hindeuten. Variiert man die Temperatur, so ändert sich die Breite der Boltzmann-Verteilung kaum.

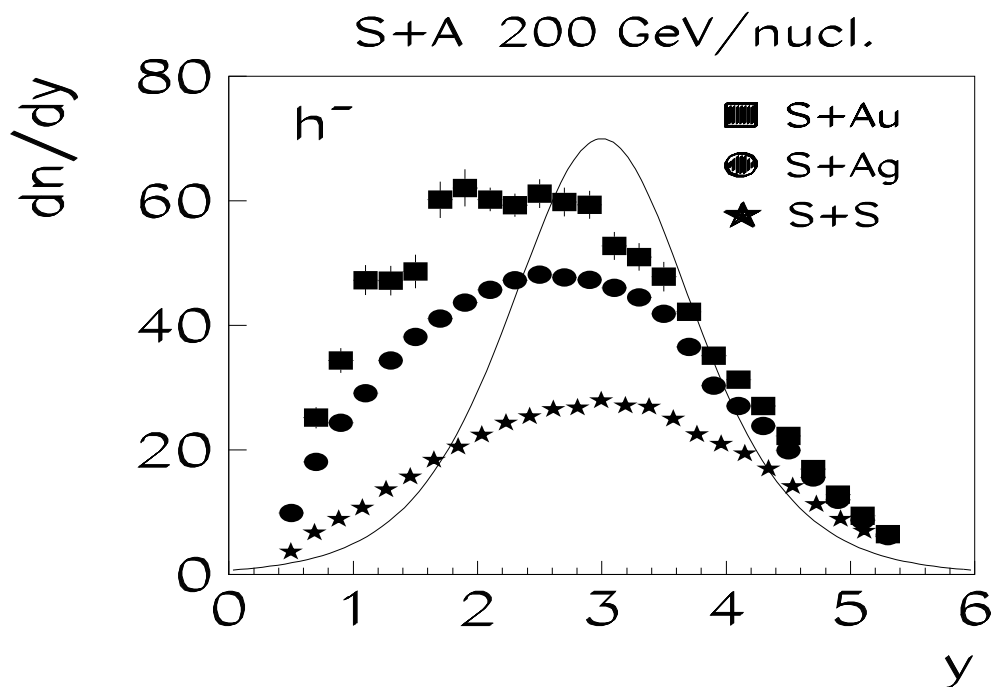


Abbildung 3.13 Rapiditätsverteilung von negativ geladenen Hadronen, die als π^- -Mesonen angenommen werden und in zentralen S+S, S+Ag und S+Au bei 200 GeV/c pro Nukleon erzeugt wurden. Die durchgezogene Linie stellt die Rapiditätsverteilung von isotrop emittierten, relativistischen Pionen im N+N Schwerpunktsystem ($y=3$) dar.

Die Untersuchung der Bose-Einstein-Observablen in Abhängigkeit der Rapidität kann zusätzliche Information über den Reaktionsablauf geben. Eine Rechnung, die auf der Geometrie in Abb. 1.1 basiert, zeigt, daß nur Teilchen, die ein Rapiditätsintervall von

$|\Delta y| \leq \ln(\tau_f/\tau_o)$ voneinander entfernt sind, miteinander korreliert sind. Generell wurden die Datensätze für die Analyse der Bose-Einstein-Observablen in eine Einheit der Rapidität $0.5 < y < 1.5$, $1.5 < y < 2.5$, $2.5 < y < 3.5$ (S+Ag) bzw. $3.8 < y < 4.8$, $4.8 < y < 5.8$ (S+Au) unterteilt.

3.2.2 Transversaler Impuls p_T und k_T

Abbildung 3.14 zeigt eine S+Ag Transversalimpulsverteilung negativer Hadronen im Rapiditätsbereich $2.0 < y < 3.0$ [20].

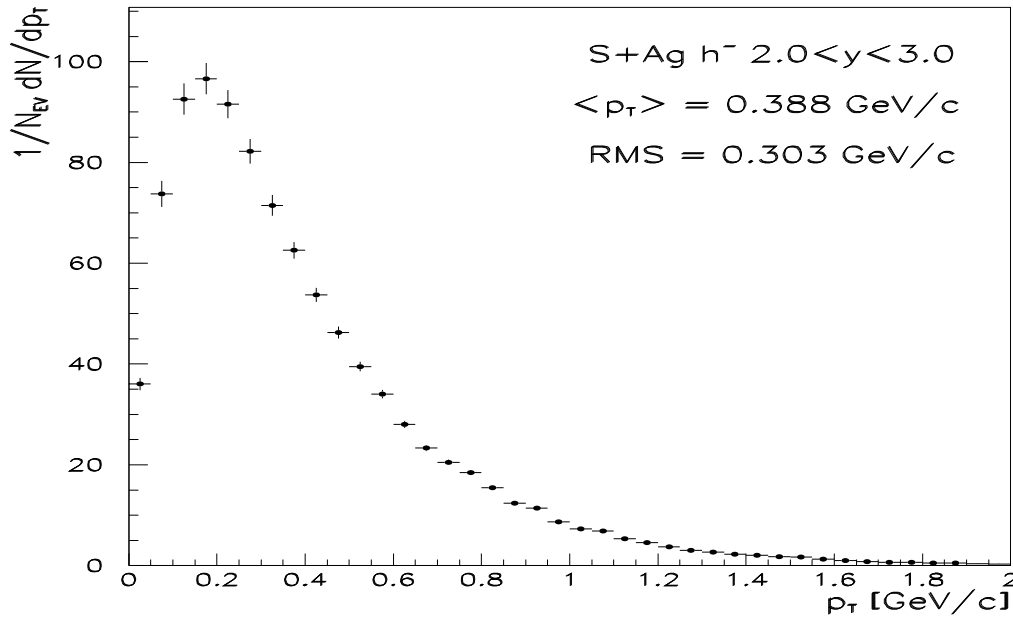


Abbildung 3.14 S+Ag Transversalimpulsverteilung negativer Hadronen im Rapiditätsintervall $2 < y < 3$

Die Untersuchung der Bose-Einstein-Observablen in Abhängigkeit des transversalen Impulses p_T wird Aufschluß über die Entwicklung der Quelle in transversaler Richtung geben. Vor allem die Anwesenheit von transversalem Fluß wird eine Änderung der Quellgröße in transversaler Richtung bewirken. Aus statistischen Gründen wurden die Datensätze in die Impulsintervalle: $50 < (p_T, k_T) < 150$, $150 < (p_T, k_T) < 250$, $250 < (p_T, k_T) < 600$ unterteilt¹.

¹Die Bezeichnung p_T meint den transversalen Impuls eines Teilchens und k_T ist der mittlere transversale Impuls eines Teilchenpaares (siehe Abschnitt 3.1.3).

3.2.3 Mittlerer transversaler Impuls $\langle p_T \rangle$ pro Ereignis

Eine Auswahl der Ereignisse ist diejenige nach dem mittleren transversalen Impuls der einzelnen Ereignisse. Hierbei wird für jedes Ereignis der mittlere transversale Impuls bestimmt, indem die Skalarwerte der Transversalimpulse aller negativen Teilchen addiert werden und durch die Anzahl der negativen Teilchen dividiert wird. Danach werden die Ereignisse in drei Klassen unterteilt. Es wird also nicht mehr ein Transversalimpulsintervall der Spuren untersucht, sondern eine Klassifikation der Ereignisse durchgeführt. Die Verteilung der mittleren transversalen Impulse negativer und positiver Teilchen pro Ereignis für die S+Ag Daten zeigt die Abbildung 3.15.

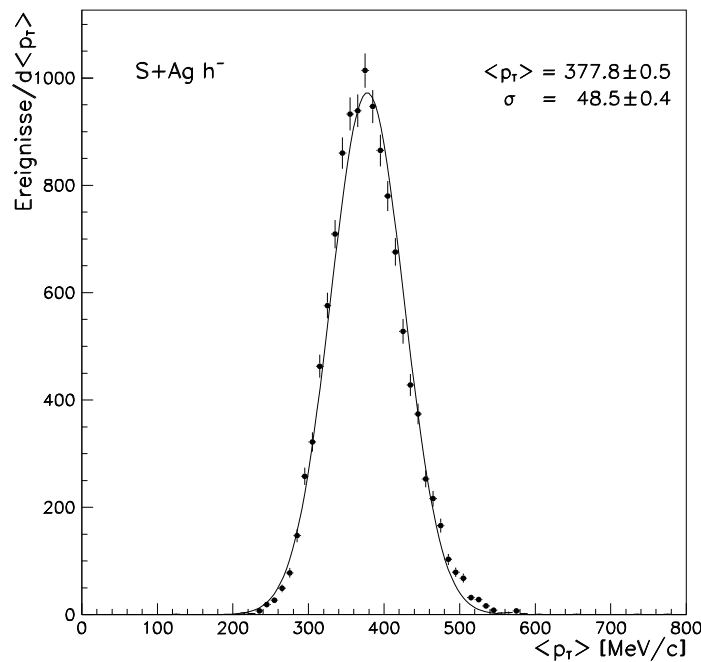


Abbildung 3.15 Verteilung der mittleren transversalen Impulse negativer Teilchen pro Ereignis im Rapiditätsintervall $0.5 < y < 4.0$ für den S+Ag Datensatz.

Es ist eine Abweichung von einer gaußförmigen Verteilung der mittleren transversalen Impulse der Ereignisse zu erkennen, was auf eine Asymmetrie der Impulsobservablen zurückgeführt werden kann, die bei $p_T=0$ MeV/c festgesetzt ist und nach hohen p_T offen ist. Um also das wahre $\langle p_T \rangle$ pro Ereignis zu extrahieren, sollte eine Poisson Statistik angewandt werden. Für die Analyse der Bose-Einstein-Observablen sind die Ereignisse, basierend auf gleicher Teilchenstatistik, in die Intervallklassen: $200 < \langle p_T \rangle < 340$: $\langle p_T \rangle = 314$ MeV/c, $340 < \langle p_T \rangle < 400$: $\langle p_T \rangle = 370$ MeV/c und $400 < \langle p_T \rangle < 600$: $\langle p_T \rangle = 436$ MeV/c unterteilt worden.

3.2.4 Multiplizität N

Die in der Streamerkammer beobachtete Multiplizität aller geladenen und negativer Hadronen des S+Ag Datensatzes zeigt Abbildung 3.16. Durch die künstlichen Abdeckungen des Detektors werden 2/3 der gesamten azimuthalen Akzeptanz verdeckt. Das erklärt die relativ niedrige Multiplizität von 70 negativ geladenen Teilchen pro Ereignis, gemessen in dem Rapiditätsbereich $0.5 < y < 4.0$. Die korrigierte $\langle h^- \rangle$ -Multiplizität beträgt etwa 170.

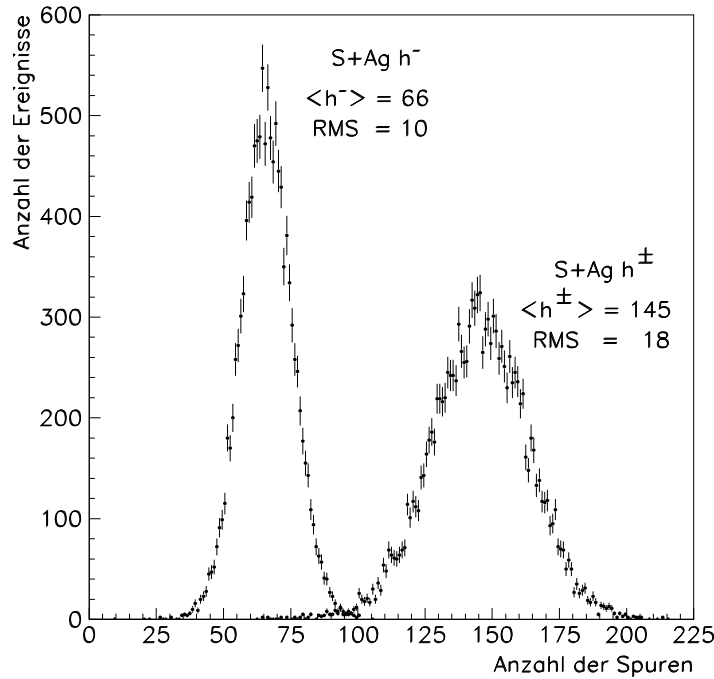


Abbildung 3.16 Verteilung der in der Streamerkammer sichtbaren Multiplizität für geladene und negative Teilchen im Rapiditätsintervall $0.5 < y < 4.0$ des S+Ag Datensatzes.

Eine Untersuchung der Bose-Einstein-Observablen in Abhängigkeit von der Multiplizität kann Aufschluß über die Reaktionsdichte und das Reaktionsvolumen geben. Die untersuchten Intervalle basieren auf gleicher Teilchenstatistik und betragen: $62 < N^{+-} < 139$: $\langle N^{+-} \rangle = 126$, $139 < N^{+-} < 155$: $\langle N^{+-} \rangle = 147$, $155 < N^{+-} < 210$: $\langle N^{+-} \rangle = 167$.

4 Zwei-Teilchen Bose-Einstein-Korrelationen und Korrekturen

Eine der Observablen der ultrarelativistischen Kern-Kern-Stöße ist die Bose-Einstein-Korrelation gleichgeladener Pionen, die in dieser Arbeit erstmals hinsichtlich aller systematischer Effekte und Fehler untersucht wurde. Es ist aufgrund der guten Statistik des großen Datensatzes von Streamerkammerereignissen erstmalig möglich, eine systematische Untersuchung vieler kleiner, bisher unverstandener Effekte in einem großen Phasenraumakzeptanzbereich vorzunehmen. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird das Prinzip der Bose-Einstein-Korrelationen erläutert. Im zweiten Teil werden die Korrekturen, die in die Korrelationsanalyse eingehen, diskutiert und es wird speziell auf die Coulomb-Korrektur eingegangen. In diesem Zusammenhang wird eine neue effektive Coulomb-Korrektur eingeführt.

4.1 Vom HBT-Effekt zum GGLP-Effekt

Die Methode der Intensitätsinterferometrie [34] bildet die Grundlage zur Untersuchung der Interferenzeigenschaften von Bosonen und wird sowohl in der Astro- als auch in der Teilchenphysik angewandt. Sowohl im Makro- als auch im Mikrokosmos dient sie der Bestimmung von Radien bosonenemittierender Quellen. Die erste Erweiterung des Michelson-Interferometers, in dem Amplituden elektromagnetischer Felder zweier Lichtbündel überlagert werden, stellt das von R. Hanbury-Brown und R.Q. Twiss (HBT) im Jahre 1956 entwickelte Intensitätsinterferometer dar [35]. Abb. 4.1a zeigt das Prinzip des HBT-Interferometers, das der Bestimmung von Sternwinkeldurchmessern diene. In zwei Detektoren A und B, die den Abstand D voneinander haben, wird monochromatisches Licht eines Sterns abgebildet, das in den Punkten α und β abgestrahlt wird. Die Wellenvektoren a_1 und b_2 des Quellpunktes α und die Wellenvektoren a_2 und b_1 des Quellpunktes β treffen jeweils auf die Detektoren A und B an den Orten $\vec{r}_1$ und

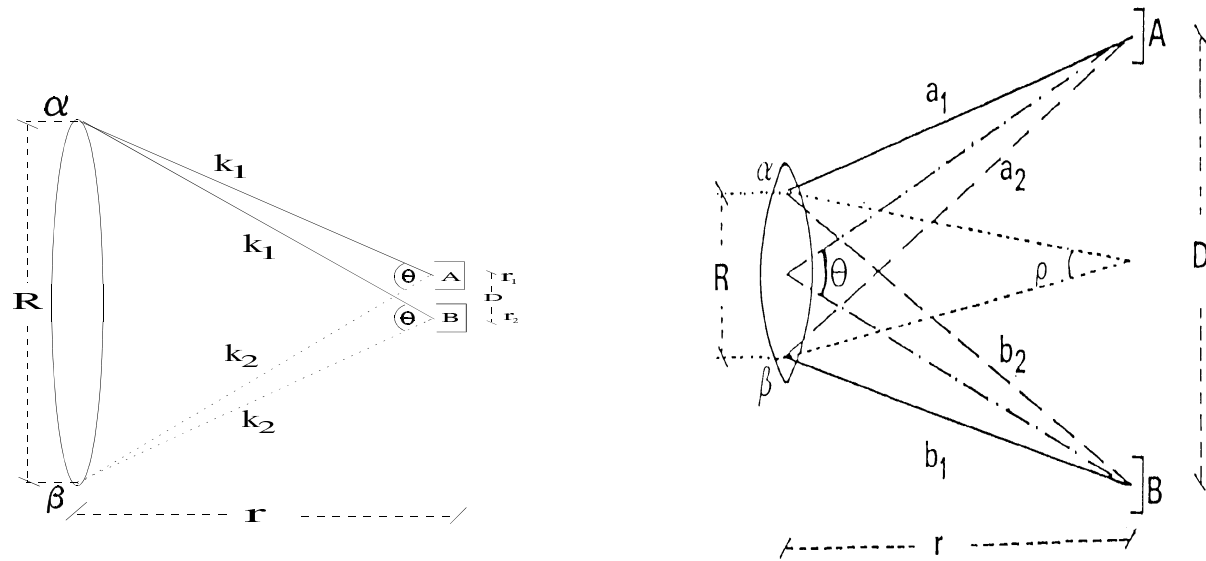


Abbildung 4.1 a) HBT-Prinzip und b) GGLP-Prinzip im Vergleich. Während beim HBT-Effekt Photonen unterschiedlicher Impulse in den Detektoren A und B überlagern, interferieren beim GGLP-Effekt die Bosonenfelder bereits in den Quellenpunkten α und β .

$\vec{r}_2$, die sich im Abstand r auf der Erde befinden. Durch Multiplizieren der unter dem Öffnungswinkel θ auftreffenden Signale erhält man die Korrelation an den Orten $\vec{r}_1$ und $\vec{r}_2$:

$$\langle I(\vec{r}_1)I(\vec{r}_2) \rangle = 1 + \cos[(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)] \quad (4.1)$$

Verändert man den Abstand D der Detektoren zueinander, so ist es möglich, die Wellenvektordifferenz $(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$ und damit den Öffnungswinkel¹ θ zwischen $\vec{k}_1$ und $\vec{k}_2$ zu messen.

Die Umkehrung des HBT-Effektes stellt der GGLP-Effekt dar [36]. Der nach seinen Entdeckern G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee und A. Pais benannte Effekt wurde im Jahre 1959 bei der Suche des ρ -Mesons in $p\bar{p}$ -Reaktionen bei 1.05 GeV am Bevatron gefunden. Dabei beobachtete man einen Unterschied in der Öffnungswinkelverteilung von gleichgeladenen gegenüber ungleichgeladenen Pionenpaaren. Das Prinzip zeigt Abb. 4.1b. Im Gegensatz zum HBT-Effekt, bei dem die Wellenvektoren der Lichtwellen vorgegeben sind und der Abstand der Detektoren verändert werden muß, werden im GGLP-Effekt die Impulse variiert. Das führt dazu, daß im HBT-Effekt die Interferenz erst im Detektor, aber im GGLP-Effekt bereits in der Quelle stattfindet, wie es in Abb. 4.1 angedeutet ist. Aus Abb. 4.1b kann man erkennen, daß es durch die De-

¹entspricht dem Winkeldurchmesser eines Sterns

tektoren A und B an den Orten $\vec{r}_A$ und $\vec{r}_B$ nicht zu unterscheiden ist, von welchem Quellpunkt ein Pion emittiert worden ist. Daher ist die Amplitude des Prozesses symmetrisch gegenüber der Vertauschung der Quellpunkte $\vec{r}_\alpha$ und $\vec{r}_\beta$. Die Zeitabhängigkeit verschwindet im Schwerpunktsystem der beiden Pionen und man erhält für das Betragsquadrat der Amplitude

$$|\psi_{12}^2| = 1 + \cos[(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot (\vec{r}_\alpha - \vec{r}_\beta)] . \quad (4.2)$$

Die Gleichungen (4.1) und (4.2) sind ähnlich. Glg. 4.2 zeigt im Zusammenhang mit Abb. 4.1, daß man durch Variation der Impulspaare $\vec{k}_1$ und $\vec{k}_2$ Information über die Pionenemissionsorte $\vec{r}_\alpha$ und $\vec{r}_\beta$ bekommt, während Gl. 4.1 aussagt, daß diese Information durch Variieren der Detektororte zu erhalten ist.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Korrelation zwischen zwei identischen Bosonen aufgrund der Symmetrie ihrer Wellenfunktion zustande kommt. Wegen der großen Ausdehnung eines Sterns sind die Emissionsorte der Photonen sehr weit voneinander entfernt und die Interferenz wird erst im Detektor gebildet. Hingegen beträgt die Abmessung eines hadronischen Feuerballs nur wenige fm und die Interferenz entsteht bereits in der Quelle.

4.2 Bose-Einstein-Korrelation

Die Intensitätsinterferometrie mit Pionen zur Untersuchung der Raum-Zeit-Entwicklung von Schwerionenkollisionen wurde von Kopylov und Podgoretskii [37], Shuryak [38] und Cocconi [39] eingeführt.

Die Ursache möglicher Korrelationen zwischen Bosonen, die in einer Schwerionenkollision erzeugt werden, sind einerseits Erhaltungssätze wie Energie-, Impuls- und Quantenzahl-Erhaltung sowie andererseits die Produktionsdynamik und Endzustandswechselwirkungen. Für ununterscheidbare Bosonenpaare kommt als Ursache noch die Bose-Einstein-Statistik hinzu. Bose-Einstein-Korrelationen beruhen aufgrund der symmetrischen Wellenfunktion von Bosonen, auf dem quantenmechanischen Effekt, Anhäufungen von Bosonen bei kleinen Impulsdifferenzen im Phasenraum zu finden. Außerdem dürfen die Bosonen keine feste Phasenbeziehung zueinander haben; sie sollten also aus einer chaotischen Quelle emittiert werden.

Die Korrelationsfunktion wird im Falle einer Expansion der Quelle stark vom relativistischen Doppler-Effekt beeinflusst. Daher ist es möglich, aus ihr viele Informationen zu extrahieren. Szenarien, wie eine lange Zeitdauer der Pionenemission, longitudinale

Expansion, Lebensdauer der Hadronenquelle, effektive transversale Größe und transversale Expansion sollten, sofern sie vorhanden sind, durch Bose-Einstein-Korrelationen zu sehen sein [40, 41, 42, 43]. Es soll nun gezeigt werden, wie die Parameter, die die Raum-Zeit-Entwicklung des Systems charakterisieren, aus der Korrelationsfunktion erhalten werden.

4.2.1 Die Korrelationsfunktion

Die Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktion $C_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ zweier identischer Teilchen mit den Impulsen $\vec{p}_1$ und $\vec{p}_2$ ist das Verhältnis des inklusiven Zwei-Teilchen-Wechselwirkungsquerschnitts $\sigma(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ und dem Produkt der beiden inklusiven Ein-Teilchen-Wechselwirkungsquerschnitte $\sigma(\vec{p}_1)$ und $\sigma(\vec{p}_2)$ [44]:

$$C_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{\sigma(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{\sigma(\vec{p}_1) \cdot \sigma(\vec{p}_2)} . \quad (4.3)$$

Die allgemeine Form der Korrelationsfunktion einer statischen Quelle wurde von Kopylov und Podgoretsky [37] erweitert, um die Raum-Zeit-Abhängigkeit der Pionenquelle extrahieren zu können:

$$C_2(Q) = 1 + |F(\rho(r, t))|^2 , \quad (4.4)$$

mit der Fouriertransformierten $F(\rho(r, t))$, Quellendichteverteilung $\rho(r, t)$ in Raum und Zeit:

$$F(\rho(r, t)) = \int e^{iqr} \rho(r, t) d^4r . \quad (4.5)$$

Nimmt man als Modell eine gaußförmige Verteilung der Quellendichte an, so ergibt sich allgemein die Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktion zu:

$$C_2(Q) = 1 + e^{-\frac{1}{2}Q^2 R^2} \quad (4.6)$$

mit der Viererimpulsdifferenz Q zwischen zwei Teilchen und der Breite der Korrelationsfunktion R . Der Faktor $\frac{1}{2}$ und die Umrechnungen zwischen Experimenten, die eine andere Quellendichte-Verteilung verwenden, werden im Anhang B erläutert.

4.2.2 Die experimentelle Bestimmung der Korrelationsfunktion

Experimentell wird die Korrelationsfunktion als Quotient aus einem Signal und einem Referenzsignal, dem Untergrund, gebildet. Das Signal wird von der Bose-Einstein-Korrelation beeinflusst, während der Untergrund idealerweise nur die Informationen der

Impulsraum-Verteilung der Paare von unkorrelierten Teilchen enthält. Die experimentell gemessene Signalverteilung wird für jedes Ereignis aus allen möglichen Kombinationen von Teilchenpaaren erzeugt. Die unkorrelierte Untergrundverteilung wird durch Kombinieren von Teilchen aus unterschiedlichen Ereignissen zu Teilchenpaaren gebildet. Dabei wurden zwei Methoden getestet: die eine kombiniert alle gleichgeladenen Teilchen aus einem Ereignis mit allen anderen Teilchen gleicher Ladung aus allen anderen Ereignissen (*event mixing*). Eine weitere Technik kombiniert ein Teilchen von einem Ereignis mit einem zufällig selektierten Teilchen gleicher Ladung aus einem anderen Ereignis (*random mixing*). Der Unterschied bei kleinen Q_{inv} zwischen beiden Methoden ist kleiner als 1%. Das ist verständlich, da bei der großen Anzahl von Teilchen pro Ereignis die kinematischen Korrelationen wegen der Energie- und Impulserhaltung klein sind und die zur Teilchenproduktion verfügbare Energie auf viele Teilchen verteilt wird. Weil der Zufallszahlengenerator¹ im Fall von dem (*random mixing*) Verfahren für jedes Teilchen aufgerufen werden muß, steigt die Rechenzeit entsprechend. Daher wurde das erste *event mixing*-Verfahren verwendet. Aufgrund der hohen Statistik und der endlichen Rechenleistung war es möglich und notwendig, eine Reduktion der Untergrundkombinatorik² vorzunehmen. Dabei wird eine Untermenge aus allen Ereignissen selektiert, die eine ähnliche Multiplizitätsverteilung aufweisen. Die Größe dieser Untermenge wird durch den Fehler im Signal bestimmt, der den Gesamtfehler dominieren muß. Für einen Datensatz von 15000 Ereignissen mit einer mittleren Multiplizität von 50 negativ geladenen Teilchen ergaben sich Rechenzeiten in der Größenordnung von etwa 2-7 Stunden (für alle Impulsdifferenzkomponenten), abhängig von den untersuchten Phasenraumbereichen. Weiterhin ist es möglich, einen Untergrund aus $\pi^+\pi^-$ -Paaren zu bilden. $\pi^+\pi^-$ -Paare sind nicht beeinflusst durch die Bose-Einstein-Statistik und sollten sensitiv auf die Coulomb-Wechselwirkung sein, wodurch die Daten gleichzeitig auf die Coulombwechselwirkung korrigiert würden (siehe weiter unten). Der Nachteil ist, daß die Anzahl der Paare im Signal und im Untergrund bei dieser Technik gleich groß ist und statistische Fluktuationen auch durch den Untergrund gegeben wären. Ebenso ist die Akzeptanz für π^+ und π^- -Teilchen leicht unterschiedlich, was zu einem weiteren Untergrund führt.

4.2.3 Gamow-Coulomb-Korrektur

Um auf Coulombabstoßung zwischen identischen Pionen zu korrigieren, wurde zunächst die Standard-Gamow-Korrektur [44, 45] angebracht (vgl. letzten Abschnitt). Jedes

¹Der Zufallszahlengenerator beruht auf einem iterativen Verfahren und muß für jedes Teilchen aufgerufen werden.

²Es müssen $\frac{N_{ev} \cdot (N_{ev} - 1)}{2} \cdot N_T^2$ Kombinationen gebildet werden, wobei N_{ev} die Anzahl der Ereignisse und N_T die mittlere Spuranzahl der Ereignisse sind.

Pionenpaar im unkorrelierten Untergrund wurde mit dem inversen Gamow-Faktor gewichtet:

$$G(\eta) = \frac{2\pi\eta}{\exp(2\pi\eta) - 1}, \eta = \frac{m_\pi\alpha}{Q_{inv}}; \quad (4.7)$$

mit m_π der Pionenmasse, α der Feinstrukturkonstanten und Q_{inv} der lorentzinvarianten Impulsdifferenz. Den Effekt der Gamowkorrektur auf die Daten kann man in Abb. 4.2 in 4.2.4 sehen. In 4.4 wird mit $\pi^+\pi^-$ -Korrelationen die Coulomb-Korrektur genauer untersucht. Die Gamow-Coulomb-Korrektur kann entweder durch Gewichten des Signals oder des unkorrelierten Untergrundes vorgenommen werden. Das Gewichten des Signals erspart Rechenzeit bei der anschließenden Berechnung des Untergrundes. Die Gewichtung im Untergrund hat den Vorteil, daß die Statistik im Untergrund eine mögliche Verstärkung von statistischen Fluktuationen durch eine starke Gamow-Korrektur verringert. Deswegen wurde letztere Technik gewählt.

4.2.4 Korrektur auf Kontaminationen

In der Streamerkammer wird keine Teilchenidentifikation vorgenommen. Daher sind die Datensätze der Streamerkammer mit weiteren Teilchen außer Pionen kontaminiert. Zum Beispiel gibt es bei den negativen Teilchen neben den 90% Pionen noch Kaonen, Anti-Protonen, direkt produzierte Elektronen sowie Elektronen, die im Targetmaterial durch Photonenkonversion entstehen. Weiterhin gibt es schwache Zerfälle und Sekundärwechselwirkungen. Bei den positiven Teilchen sind entsprechend Kaonen und Protonen zu berücksichtigen. Der Grad der Kontamination ist sowohl vom Phasenraumbereich als auch vom Targetmaterial und dessen Dicke abhängig und beträgt um die 15%. Im Targetfragmentationsbereich erreicht der Kontaminationsgrad sogar 70%. In der Korrelationsanalyse verschwindet der Bose-Einstein-Effekt für alle kontaminierten Paare¹. Um die Daten auf kontaminierte Paare zu korrigieren, ist es notwendig, die Anzahl der kontaminierten Paare im jeweiligen Impulsraum zu kennen und von der gemessenen Gesamt-Paarzahl abzuziehen. Der Kontaminationsanteil wurde mit Hilfe einer auf dem Fritiof-Modell [46] basierenden Monte Carlo Simulation für jedes Impulsintervall errechnet und von der originalen Anzahl der Paare im Intervall abgezogen. Das Fritiof-Modell wurde dabei soweit modifiziert, daß es Transversalimpuls- und Rapiditäts-Verteilungen der gemessenen Teilchen reproduziert. Jeder andere Ereignisgenerator, der experimentelle Teilchenspektren wiedergeben kann, könnte hierzu herangezogen werden. Eine volle Detektorsimulation wurde aufgesetzt, die auf dem GEANT-Simulationspaket [47] basiert. Die endgültige korrigierte Korrelationsfunktion wird erstellt, indem der normierte kontaminierte Untergrund B_c aus der Simulation vom gemessenen Signal S_m abgezogen

¹mindestens ein Partner ist ein Kontaminations-Teilchen

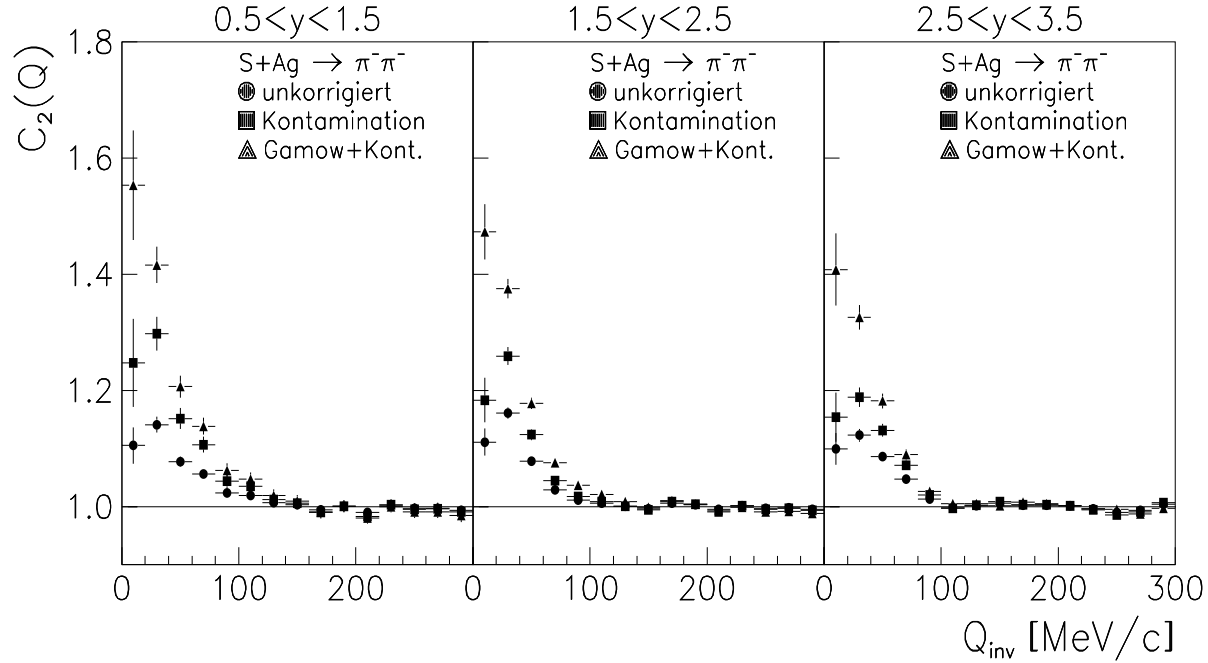


Abbildung 4.2 Der Effekt der Kontaminations- und der Gamow-Coulomb-Korrektur auf die Daten in drei Rapiditätsintervallen. Die Kreise zeigen die nicht korrigierten, die Quadrate die auf Kontamination korrigierten Daten. Die Dreiecke zeigen die zusätzlich Coulomb-korrigierte Korrelationsfunktion.

und durch die Differenz aus Gamow-gewichteten Kontaminationsuntergrund B_{Gc} der Simulation vom Gamow-gewichteten Untergrund B_{Gm} der Daten dividiert wird:

$$C = \frac{S_m - NB_c}{B_{Gm} - B_{Gc}}. \quad (4.8)$$

Den Effekt der Kontaminationskorrektur auf die Daten zeigt Abb. 4.2. Da der Kontaminationsbeitrag hauptsächlich aus unkorrelierten Paaren besteht, wird die Intensität der Korrelationsfunktion stark beeinflusst, nicht aber deren Breite. Die systematischen Unsicherheiten, die von der Kontaminationskorrektur herkommen, sind kleiner als 5% für die Quellparameter R_{side} , R_{long} , R_{out} und etwa 15% für die Korrelationsintensität λ .

4.2.5 Parametrisierung der Korrelationsfunktion

Die experimentelle Korrelationsfunktion wird als Funktion dreier Relativimpuls-Komponenten in verschiedenen Intervallen des mittleren transversalen Impulses des Paares k_T

und der Ein-Teilchen Rapidität y studiert. An die Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktion C_2 wird die Funktion

$$C_2 = 1 + \lambda \cdot e^{-\frac{1}{2}((Q_{side}^2 R_{side}^2) + (Q_{out}^2 R_{out}^2) + (Q_{long}^2 R_{long}^2))} \quad (4.9)$$

angepaßt, wobei λ die Korrelationsintensität ist und R_{side} , R_{out} und R_{long} die Parameter, die die effektive interferometrische Quellgröße beschreiben. Diese gaußsche Parametrisierung ist zur Bestimmung der Korrelationslänge R geeignet, die durch die Breite der Korrelationsfunktion gegeben ist. Allerdings beschreibt diese Funktion die Überhöhung bei kleinen Q -Werten (*Intercept*) nur unzureichend. Eine Analyse des λ -Parameters und des *Intercepts* sowie die Diskussion einer weiteren Parametrisierung [48] wird im Kapitel 5 behandelt.

Die Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktion wird mit der *maximum-likelihood*-Methode [49] gefittet. Die Normierung des unkorrelierten Untergrundes zum Signal wurde im Q_{inv} Intervall $100 < Q_{inv} < 300$ MeV/c einheitlich für alle Analysen vorgenommen. Für das Signal wird Poisson-Statistik angenommen. Die Fit-Qualität wurde systematisch durch zwei Methoden überprüft:

- Durch χ^2 /NDF-Werte, die zu jedem *likelihood*-Fit berechnet wurden. Die Werte liegen im Bereich von 1.
- Durch Projizieren der Korrelationsfunktionen auf eine Komponente in einem 30 MeV/c breiten Intervall der anderen Komponenten; an diese Projektionen wurden mit der *least-square*-Methode Gauß-Funktionen angepaßt, was ähnliche Ergebnisse liefern muß wie die Fits der dreidimensionalen Funktion aus Glg.(4.9).

Das Intervall von 30 MeV/c in den Projektionen wurde ausgewählt, da hier genügend Statistik vorhanden ist und die Korrelation nicht durch das Integral außerhalb der Bose-Einstein-Überhöhung unterdrückt wird. Abb. 4.3 zeigt die Korrelationsfunktionen der drei Komponenten als Projektionen über die jeweils anderen Komponenten. Dargestellt sind Projektionen über 10, 30 und 60 MeV/c der jeweils anderen beiden Komponenten. Abb. 4.4 zeigt die Ergebnisse des *least-square*-Fits in Abhängigkeit vom Projektionsbereich. Die Linie gibt das Resultat des dreidimensionalen *likelihood*-Fits wieder. Die Ergebnisse differieren je nach Impulsdifferenzkomponente ab einer bestimmten Projektion nur noch wenig von dem dreidimensionalen *likelihood*-Fit.

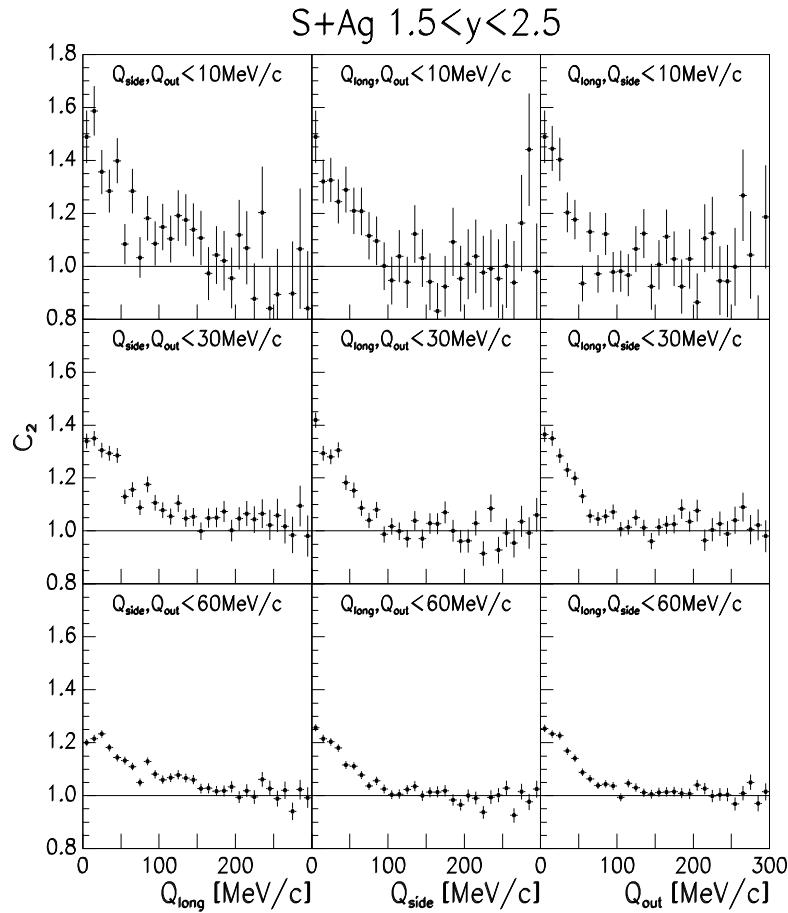


Abbildung 4.3 Korrelationsfunktionen in verschiedenen Projektionen der jeweils anderen Komponenten. (S+Ag $\rightarrow \pi^- \pi^-$)

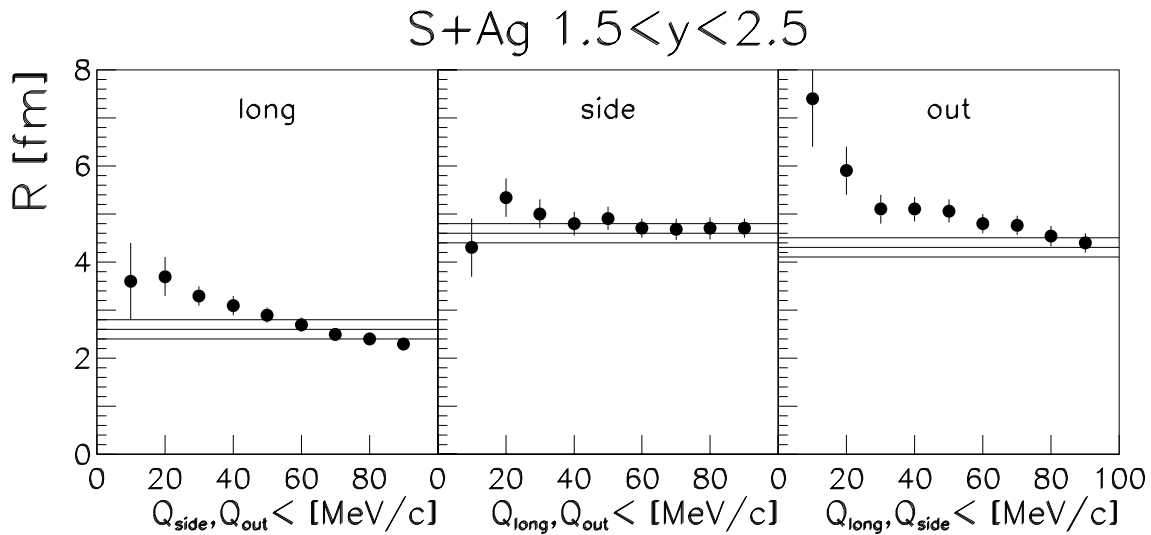


Abbildung 4.4 Vergleich der Fitergebnisse eines eindimensionalen *least-square*-Fits der Projektionen (Punkte) mit dem dreidimensionalen *likelihood*-Fit (Linie; Fehler: gestrichelte Linien). Die Fehler sind jeweils nur statistisch. (S+Ag $\rightarrow \pi^- \pi^-$)

4.3 Diskussion der Quellen systematischer Fehler

Für alle Untersuchungen der Korrelationsfunktion wurde ein fester **Normalisationsbereich** verwendet: $100 < Q_{inv} < 300$ MeV/c. Diese Wahl basiert auf einer detaillierten Studie, in der die extrahierten Parameter für unterschiedliche Normalisationsbereiche miteinander verglichen wurden. Ein Beispiel dieser Analyse zeigt Abb. 4.17 im letzten Abschnitt dieses Kapitels, in der die Parameter für unterschiedliche Normalisationsbereiche in Q_{inv} zu je 100 MeV/c Breite eingetragen sind. Gleichzeitig deutet der Stern das Ergebnis des verwendeten Normalisationsbereichs an. Die geringsten Schwankungen treten im Bereich 100 bis 300 MeV/c auf. Die anderen Punkte geben eine Abschätzung für den systematischen Fehler der Daten. Im Bezug auf die effektive Coulomb-Korrektur wird gezeigt, daß der gewählte Normalisationsbereich den effektiven Quellgrößen am nächsten kommt. Der resultierende systematische Fehler beträgt zunächst $<10\%$.

Die Analyse von **statistischen Schwankungen** der gefitteten Ergebnisse von unabhängigen Untermengen eines Datensatzes wurde zur weiteren Überprüfung der Fehler des Gesamtdatensatzes herangezogen. Dazu wurde der Datensatz von 14000 S+Ag Ereignissen in Untermengen zu jeweils 14×1000 , 5×2800 und 2×7000 Ereignissen zerlegt und die aus der *likelihood*-Fit-Prozedur erhaltenen Einzelergebnisse mit dem jeweiligen Mittelwert und der Standardabweichung des Ensembles und mit dem Ergebnis des Fits für den Gesamtdatensatz verglichen. Abb. 4.5 zeigt die Zusammenfassung der Einzelergebnisse. Die durchgezogene Linie ist der Mittelwert aus den Einzelergebnissen und die gepunkteten Linien deutet die Standardabweichung des Mittelwerts an. Die Fehlerbalken der Einzelmessungen sind das Ergebnis der Fit-Prozedur. Die Ergebnisse der Mittelwerte und der Standardabweichungen faßt Tabelle 4.1 zusammen, wobei der Wert für die 14000 Ereignisse das Resultat der Fit-Prozedur ist.

N×Ereignisse	R_{side}	$\sigma/\sqrt{N}$	R_{out}	$\sigma/\sqrt{N}$	$\gamma_L \cdot R_{long}$	$\sigma/\sqrt{N}$
14×1000	4.71 ± 0.73	0.20	4.50 ± 0.76	0.20	5.21 ± 0.96	0.26
5×2800	4.70 ± 0.38	0.17	4.49 ± 0.33	0.15	5.12 ± 0.52	0.23
2×7000	4.69 ± 0.23	0.16	4.50 ± 0.21	0.15	5.06 ± 0.27	0.19
1×14000	4.70 ± 0.18	0.18	4.50 ± 0.17	0.17	5.10 ± 0.22	0.22

Tab. 4.1 Mittelwerte und Standardabweichungen der Fit-Resultate der Einzelmessung eines jeweiligen Ensembles. $\sigma/N^{0.5}$ ist die Berechnung des Fehlers des Gesamtdatensatzes aus der Standardabweichung des Ensembles.

Ein Vergleich zwischen den Fehlern, die von der Fit-Prozedur geliefert werden, mit den Standardabweichungen aus der Fluktuationsanalyse zeigt, daß die Fit-Prozedur richtige statistische Fehler liefert und daher kein systematischer Fehler in Betracht gezogen werden muß. Zum Beispiel beträgt die Standardabweichung des 14×1000 Ensembles

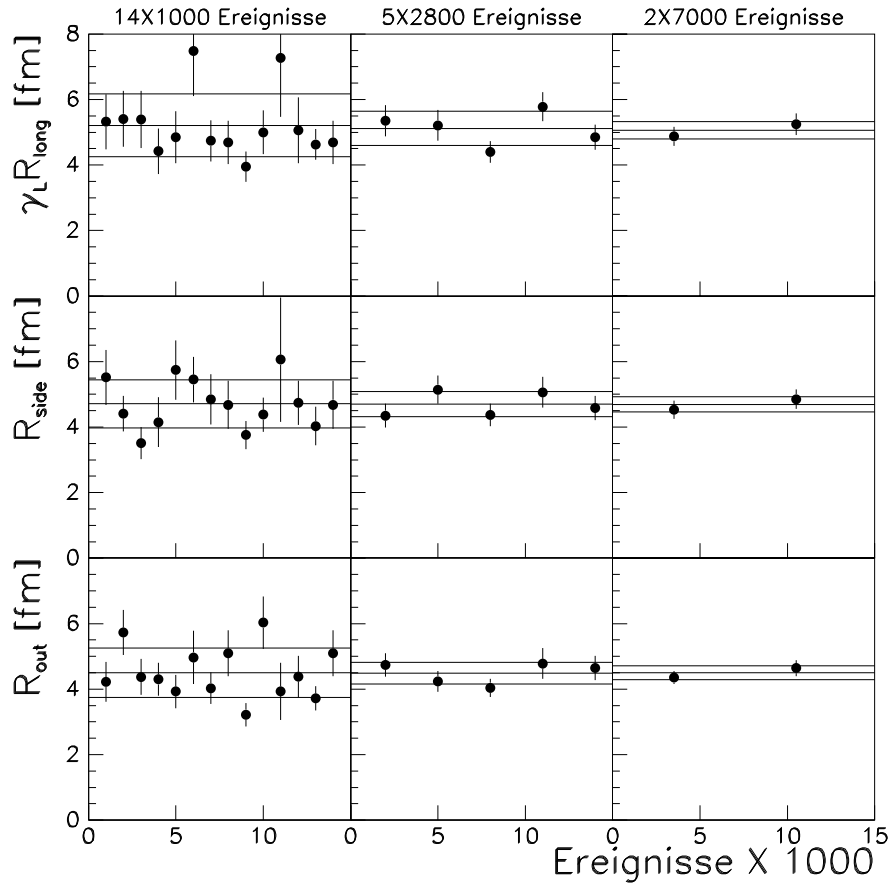


Abbildung 4.5 Extrahierte Parameter in Abhängigkeit von Untermengen unterschiedlicher Anzahl von Ereignissen. Die durchgezogene Linie ist der Mittelwert aus den Einzelergebnissen und die gepunkteten Linien die Standardabweichung des Mittelwertes.

$$\sigma_{1000}^{<R_{out}>} = \sqrt{\frac{\sum (R_{out} - <R_{out}>)^2}{N-1}} = 0.8 .$$

Der aus der Fit-Prozedur erhaltene Fehler der Einzelmessung beträgt:

$$\langle \sigma_{1000}^{Fit}(R_{out}) \rangle \approx 0.8 .$$

Der Fehler der Fit-Prozedur für den Gesamtdatensatz ist identisch mit der Standardabweichung der einzelnen Ensembles:

$$\sigma_{14000}^{Fit} = \frac{\sigma_{1000}^{Fit}}{\sqrt{14}} = 0.2 .$$

4.4 Effektive Coulomb-Korrektur

Vom Entstehungsort bis zum Detektor unterliegen geladene Teilchen der Coulombwechselwirkung, wodurch ihre Impulsdifferenz q modifiziert wird. Die Korrelationsfunktion wird für gleichgeladene Teilchen durch die Coulombabstoßung bei kleinen Impulsdifferenzen unterdrückt, bei ungleich geladenen Teilchen durch die Coulombanziehung überhöht. Um diesen Effekt zu kompensieren, führt man die Coulomb-Korrektur durch den Gamow-Faktor [45] ein. Allerdings zeigt sich, daß die gemessenen $\pi^+\pi^-$ -Korrelationsfunktionen von der Gamow-Funktion und die $\pi^\pm\pi^\pm$ -Korrelationsfunktionen für große Q_{inv} von der gaußschen Parametrisierung abweichen. Das deutet darauf hin, daß die Coulombwechselwirkung zwischen Pionen im Endzustand anders ist als bei der Berechnung der Gamow-Funktion angenommen. Dieser Effekt kann daher kommen, daß die Zwei-Teilchen Coulombkraft in einer Viel-Teilchen Umgebung modifiziert wird. Um die Zwei-Teilchen Korrelationsfunktion von gleichgeladenen Teilchen zu korrigieren, wird anstatt der Gamow-Funktion eine an die $\pi^+\pi^-$ -Korrelationsfunktion angepaßte Funktion verwendet. Die resultierenden korrigierten Korrelationsfunktionen haben eine gut definierte Grundlinie bei hohen Q_{inv} und ergeben Quellparameter, die etwa 5%-15% größer sind als die mit der Standard-Gamow-Funktion extrahierten Parameter. Dieser pragmatische Weg greift der Theorie vorweg, der es noch nicht gelang, eine brauchbare Lösung des Coulomb-Problems in hochenergetischen Schwerionenstößen zu geben.

4.4.1 Die Standard-Gamow-Korrektur

Die Gamow-Korrekturfunktion ergibt sich aus der Schrödinger-Gleichung für die relative Bewegung eines gleichgeladenen Teilchenpaares im Coulombfeld der beiden Teilchen mit dem Relativimpuls $\vec{q}$ im Schwerpunktsystem des Paares [50]:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta\Psi_q(\vec{r}) + \frac{e^2}{r}\Psi_q(\vec{r}) = -\frac{\hbar^2 q^2}{2\mu}\Psi_q(\vec{r}) \quad (4.10)$$

mit der Elementarladung e , der reduzierten Masse des Pionen-Paares $\mu = m_\pi/2$ und dem Relativimpuls $\vec{q}$ im Schwerpunktsystem des Paares. Für eine punktförmige Quelle ergibt sich als Gamow-Korrekturfunktion $G(\eta)$:

$$G(\eta) = \frac{2\pi\eta}{\exp(2\pi\eta) - 1} \quad (4.11)$$

mit

$$\eta = \frac{\mu e^2}{\hbar c q} = \frac{m_\pi \cdot \alpha}{Q_{inv}} \quad (4.12)$$

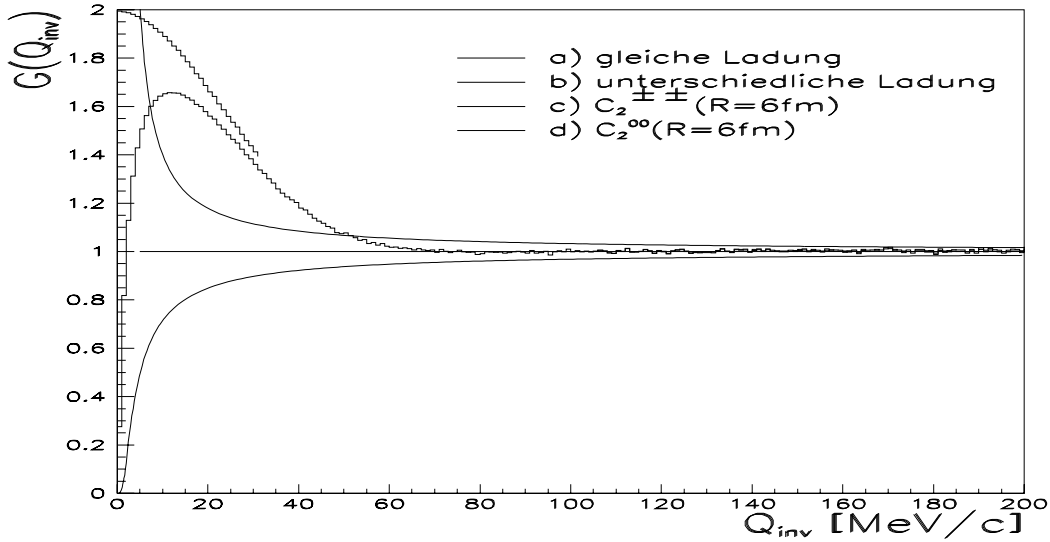


Abbildung 4.6 Gamow-Faktor für a) gleichgeladene Teilchen, b) ungleichgeladene Teilchen, c) nicht korrigierte Korrelationsfunktion und d) Gamow-korrigierte Korrelationsfunktion bzw. C_2 für ungeladene Teilchen

und der Feinstrukturkonstanten α . Der Relativimpuls $\vec{q}$ im Schwerpunktsystem des Paares ist identisch mit der lorentzinvarianten Impulsdifferenz $\frac{1}{2}Q_{inv}$. Abb. 4.6 zeigt die korrigierte und die unkorrigierte Korrelationsfunktion für einen Quellradius $r=6$ fm und der dazugehörenden Gamow-Funktion für gleichgeladene und ungleich geladene Teilchen. Der Gamow-Faktor, eingeführt von Gamow [45] zur Beschreibung des Alpha-Zerfalls, ist nur eine Annäherung, die gültig ist, wenn der Quellradius viel kleiner ist als der Bohrsche Radius des Teilchenpaares. Da dieser für ein Pionpaar etwa 390 fm beträgt, ist diese Annäherung in Schwerionenkollisionen gerechtfertigt. Die Schrödinger-Gleichung ist nur für nichtrelativistische Teilchen anzuwenden und sollte in die Klein-Gordon-Gleichung übergehen. Glg.(4.10) zeigt, daß die Gamow-Korrektur nur für relative Geschwindigkeiten $v_{rel} \approx \frac{c}{137}$ wichtig wird (kleine q), so daß die nichtrelativistische Näherung bisher als korrekt angenommen wurde. Durch den experimentellen Fortschritt ist man nun aber auch in der Lage, große relative Geschwindigkeiten ($\sim$ große q) zu messen. Hierfür ist eine Lösung der Coulomb-Korrektur mit der Klein-Gordon-Gleichung relevant [51]. Für ausgedehnte Quellen muß der Gamow-Faktor nach Rechnungen von [52, 53] als

$$G_{mod} = \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) |\Phi_s(u)|^2 = G_o(1 + 2q\eta \langle r \rangle + \dots) \quad (4.13)$$

mit der Wellenfunktion $\Phi_s(u)$ und dem mittleren Radius der Quelle $\langle r \rangle$ geschrieben werden. Weiter erhält man

$$2q\eta \langle r \rangle = 2q \frac{\mu e^2}{\hbar^2 q} \langle r \rangle = \frac{1}{137} \cdot \frac{m_\pi \langle r \rangle}{\hbar c} \approx \frac{1}{2} \% \text{ pro Fermi von } \langle r \rangle. \quad (4.14)$$

Daraus folgt also, daß der Effekt einer ausgedehnten Quelle sehr klein ist und für die Radien in der Größenordnung der in den CERN-Experimenten erhaltenen vernachlässigt werden darf. Das wird auch durch eine quantenmechanische Simulationsrechnung [40] bestätigt, die explizit die Coulombwellenfunktionen zwischen zwei Teilchen berechnet. Der Gamow-Faktor ist als Coulomb-Korrektur in der Pioneninterferometrie eine Standardkorrektur geworden, obwohl es erste Anzeichen gab, daß diese Korrektur die Stärke der Coulombabstoßung überschätzt [40, 54].

4.4.2 Vergleich von Gamow-korrigierten und unkorrigierten Daten

Im Folgenden sollen korrigierte und unkorrigierte Korrelationsfunktionen verglichen werden. Dazu zeigt Abb. 4.7 die Q_{inv} -Korrelationsfunktion jeweils in einem bestimmten Rapiditätsintervall mit der korrigierten und der unkorrigierten Korrelationsfunktion zusammen. Abb. 4.7 zeigt, daß für kleine Impulsdifferenzen eine starke Reduktion der Korrelationsfunktion zu beobachten ist und daß diese sehr gut durch die Gamow-Korrektur kompensiert wird. Wird allerdings die C_2 -Skala stark vergrößert (eingesetztes Bild), so zeigt sich kein Plateau für die korrigierten Korrelationsfunktionen im Bereich von $150 < Q_{inv} < 500$ MeV/c. Die Korrelationsfunktion ist unkorrigiert ab $Q_{inv} > 150$ MeV/c

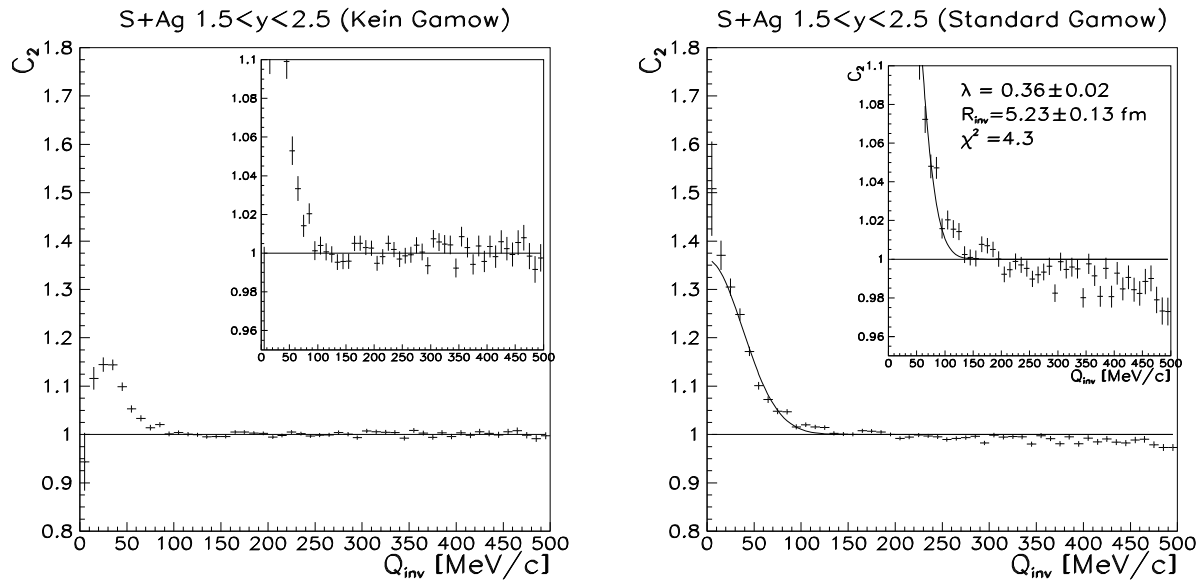


Abbildung 4.7 Unkorrigierte und korrigierte Korrelationsfunktionen im Rapiditätsintervall $1.5 < y < 2.5$.

stets flach, unabhängig von der Multiplizität (siehe Abb. 4.9), der Rapidität und, wie

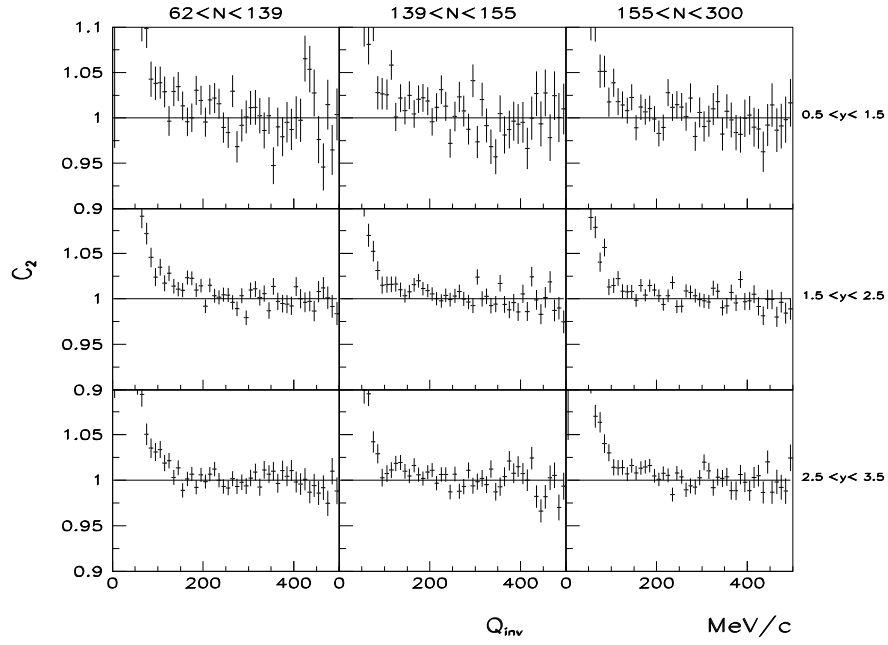


Abbildung 4.8 Gamow-korrigierte Korrelationsfunktionen in den Rapidityintervallen $0.5 < y < 1.5$, $1.5 < y < 2.5$, $2.5 < y < 3.5$ und unterteilt in die Multiplizitätsintervalle $62 < N < 139$, $139 < N < 155$, $155 < N < 300$. Die C_2 -Skala ist stark vergrößert.

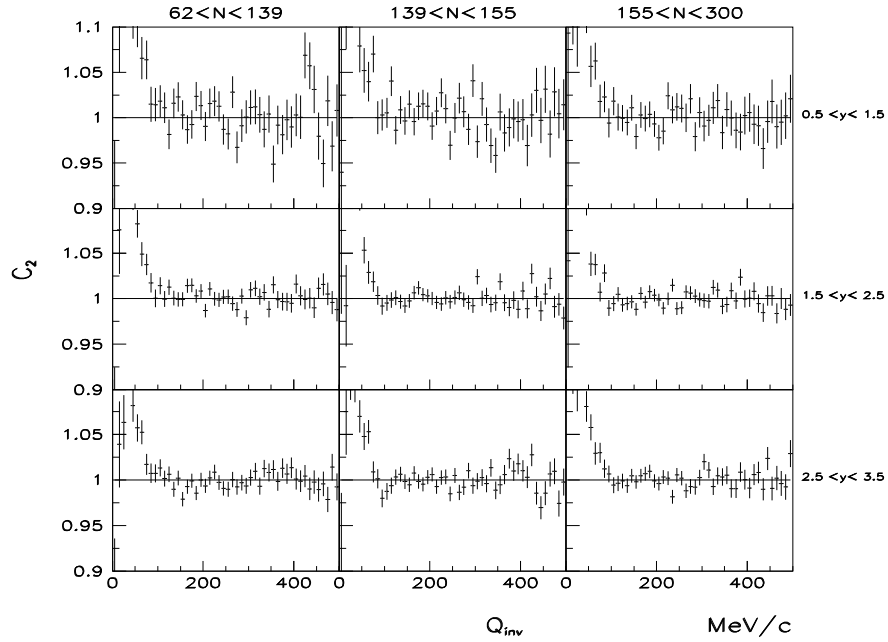


Abbildung 4.9 Unkorrigierte Korrelationsfunktionen in den Rapidityintervallen $0.5 < y < 1.5$, $1.5 < y < 2.5$, $2.5 < y < 3.5$ und unterteilt in die Multiplizitätsintervalle $62 < N < 139$, $139 < N < 155$, $155 < N < 300$. Die C_2 -Skala ist stark vergrößert.

man weiter zeigen kann, auch vom k_T -Bereich. Abb. 4.8 und 4.9 zeigt die Korrelationsfunktionen für verschiedene Rapiditäten und Multiplizitätsintervalle. Die Gamow-korrigierte Korrelationsfunktion hat stets eine abfallende Grundlinie, die der Gamow-Funktion ähnelt. Daher scheint es, daß die Gamow-Korrektur in diesem Bereich die Korrelationsfunktion überkorrigiert.

4.5 Korrelationen ungleich geladener Pionen

Die Daten können auf die effektive Coulomb-Korrektur hin untersucht werden. Eine Korrelationsanalyse zwischen ungleich geladenen Teilchen sollte sensitiv auf eine effektive Coulombwechselwirkung sein. Ungleich geladene Teilchen sind nicht durch die Bose-Einstein-Korrelation beeinflusst und sollten daher bis auf die Coulomb-Wechselwirkung keinerlei Korrelation zeigen.

Ungleich geladene Teilchen ziehen sich aufgrund der Coulombkraft an; deshalb ist die Impulsdifferenz im Endzustand reduziert. Allerdings ist eine Korrelationsanalyse zwischen ungleich geladenen Teilchen auch sensitiv auf e^+e^- -Paare, die aus Photon-Konversionen im Target entstehen. Außerdem werden die $\pi^+\pi^-$ -Korrelationen durch Resonanzen (η , ρ , Δ , ω) und Teilchen aus nicht identifizierten schwachen Zerfällen (Λ , $\bar{\Lambda}$, K_0^s , K^* , Φ) beeinflusst. Der Beitrag der Resonanzen (Δ , ω) und Teilchen aus Zerfällen auf die Korrelationsfunktion wurde durch Schnitte in der invarianten Masse der entsprechenden Teilchen ermittelt. Dabei wurde die Korrelationsfunktion ohne Schnitt in der invarianten Masse durch die Korrelationsfunktion mit einem Schnitt bei der invarianten Masse einer Resonanz oder Teilchen aus Zerfällen dividiert. Abb.4.10 zeigt, daß der Einfluß auf die Korrelationsfunktion dabei kleiner als 3% ist und deshalb im Weiteren vernachlässigt werden kann. Um auf e^+e^- -Paare zu korrigieren, wurde eine Kontaminationskorrektur eingeführt, die auf einer Simulation von Ereignissen [46] und vom Experiment samt Detektor [47] basiert. Abb 4.11 zeigt für das Rapiditätsintervall $0.5 < y < 1.5$ die C_2^{+-} -Korrelationsfunktionen für die Simulation und die Daten. Abb. 4.11a zeigt die simulierten Ereignisse für alle Teilchensorten, Abb. 4.11b nur die für Pionen. Darunter zeigt Abb. 4.11c die S+Ag Daten ohne Schnitt in p_T . Abb. 4.11d-f zeigen analog die Korrelationsfunktionen für jeweils $p_T > 200$ MeV/c. Ohne p_T -Schnitt ist in der Simulation eine Überhöhung für kleine Impulsdifferenzen zu sehen, während in der reinen $\pi^+\pi^-$ -Korrelationsfunktion keine Korrelation auftritt. Die Überhöhung ist auf die e^+e^- -Paare zurückzuführen. Auch in den Daten zeigt sich eine Überhöhung, die sowohl auf e^+e^- -Paare als auch auf die Coulombwechselwirkung der ungleich geladenen Teilchen zurückzuführen ist. Bei einem $p_T > 200$ MeV/c-Schnitt verschwinden die Korrelationen in den Simulationsereignissen und in den Daten bleibt die reine Coulombwechselwirkung

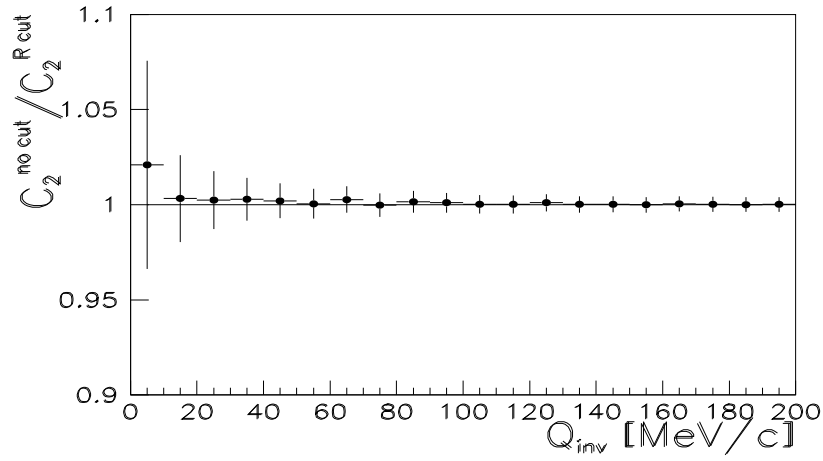


Abbildung 4.10 Verhältnis aus den Korrelationsfunktionen mit und ohne Schnitt auf Resonanzen. Der Resonanzbeitrag ist $<3\%$.

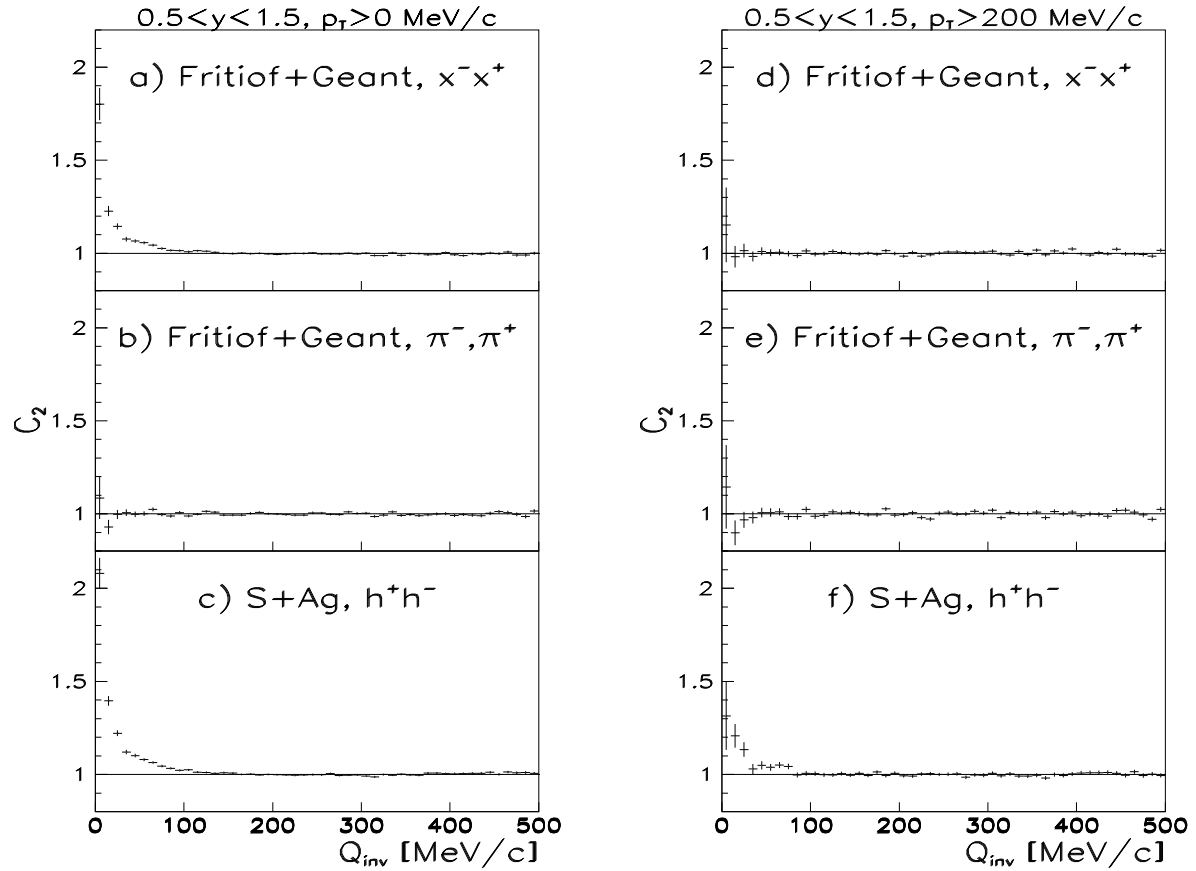


Abbildung 4.11 Simulierte und gemessene C_2^{+-} -Korrelationsfunktionen ohne (a-c) und mit (d-f) p_T -Schnitt im Rapiditätsintervall $0.5 < y < 1.5$, a,d) simulierte Korrelationsfunktion aller Teilchen, b,e) nur Pionen, c,f) Daten

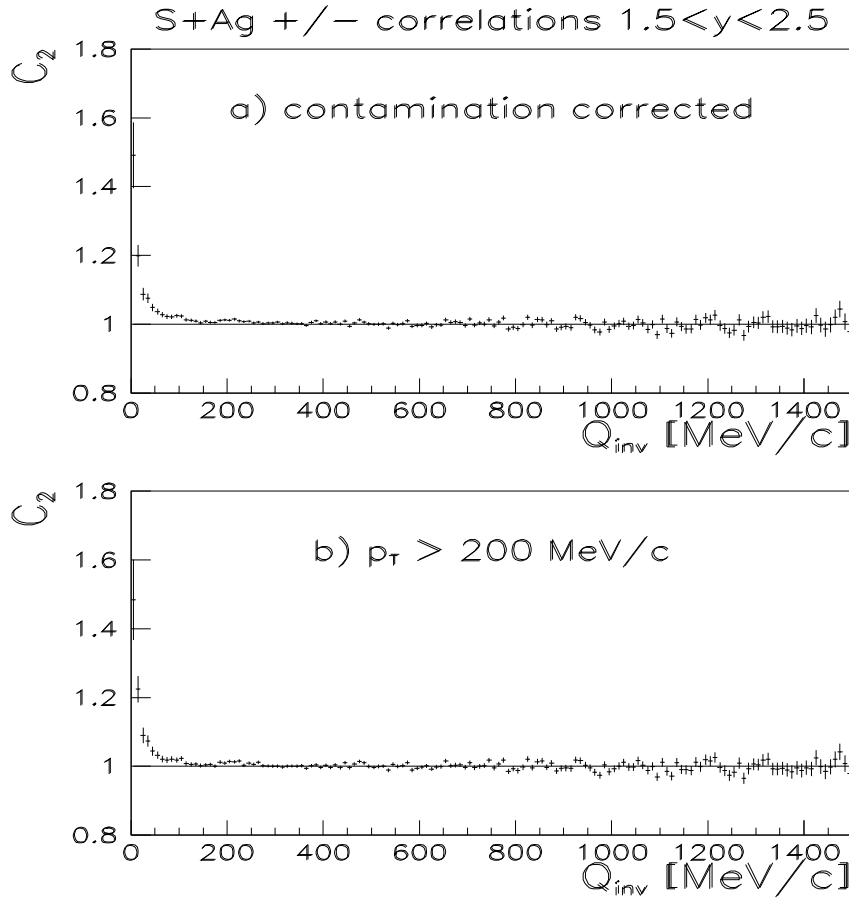


Abbildung 4.12 Gemessene C_2^{+-} -Korrelationsfunktion im Rapiditätsintervall $1.5 < y < 2.5$ a) Kontaminationskorrigiert, b) mit $p_T > 200 \text{ MeV}/c$ -Schnitt.

übrig. Um die Daten auf e^+e^- -Paare zu korrigieren, wird der Kontaminationsanteil von den Daten abgezogen. Diese Korrektur wird in Abb. 4.12 mit dem Schnitt bei $p_T > 200 \text{ MeV}/c$ verglichen. Es ist kein signifikanter Unterschied ($< 3\%$) zwischen der Korrektur und einem p_T -Schnitt zu sehen. Um von systematischen Fehlern, die von der Korrektur herrühren, unabhängig zu sein, wurde der p_T -Schnitt gewählt.

4.5.1 Experimentell bestimmte Coulomb-Korrektur

Um eine effektive Coulomb-Korrektur zu erhalten, wurde die Korrelationsfunktion ungleich geladener Teilchen an eine Funktion angepaßt, die die Standard-Gamow-Funktion

$G(Q)$ enthält und durch einen empirischen Faktor (freier Fitparameter) Q_0 ergänzt wird:

$$F^{+-}(Q) = (G(Q) - 1) \cdot e^{\frac{-Q}{Q_0}} + 1. \quad (4.15)$$

Die Funktion reproduziert die Gamow-Funktion für kleine Q und bringt diese für große Q schneller auf 1 zurück. Die neue Funktion F^{+-} stellt also eine effektive Coulomb-Korrekturfunktion dar und wurde an die C_2^{+-} -Korrelationsfunktion angepaßt. Abb 4.13 zeigt dies für die drei unterschiedlichen Rapiditätsintervalle.

Der Fitparameter $Q_0 \approx 70 \pm 20$ MeV/c ist unabhängig von der Rapidität. Beides konnte auch für die Multiplizitätsintervalle und die k_T -Bereiche verifiziert werden.

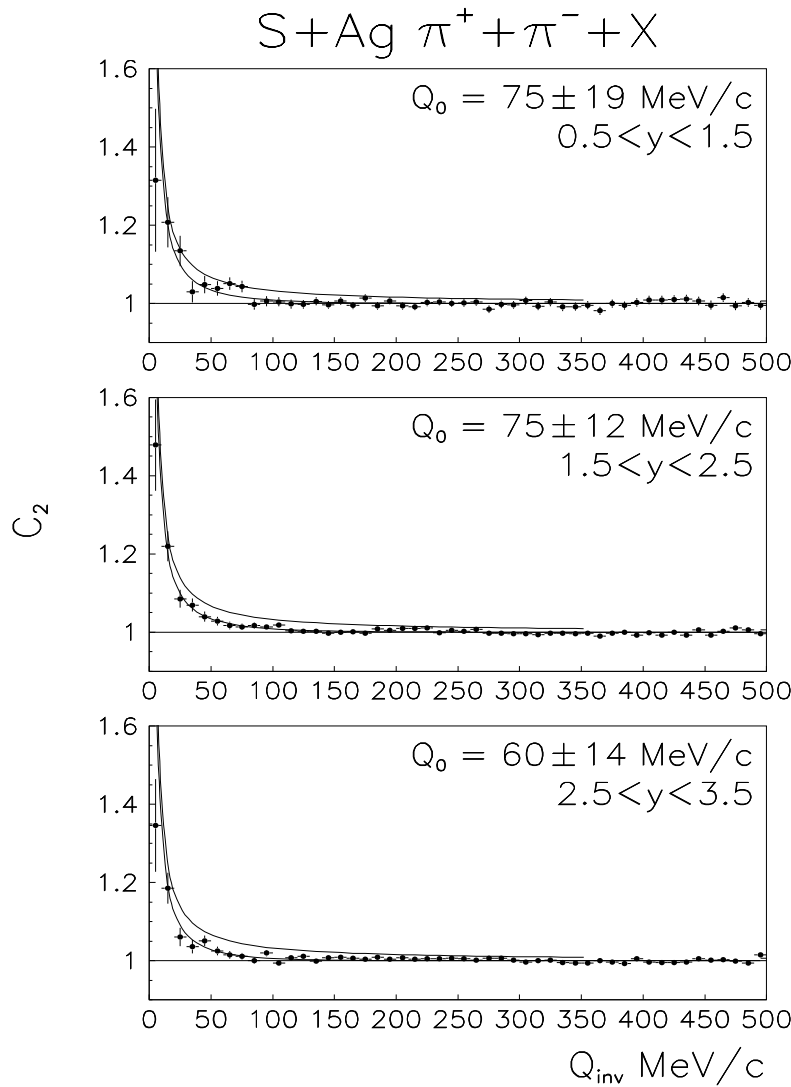


Abbildung 4.13 Gemessene C_2^{+-} -Korrelationsfunktionen in den Rapiditätsintervallen $0.5 < y < 1.5$, $1.5 < y < 2.5$ und $2.5 < y < 3.5$. Der Fit ist die effektive Coulomb-Korrekturfunktion F^{+-} .

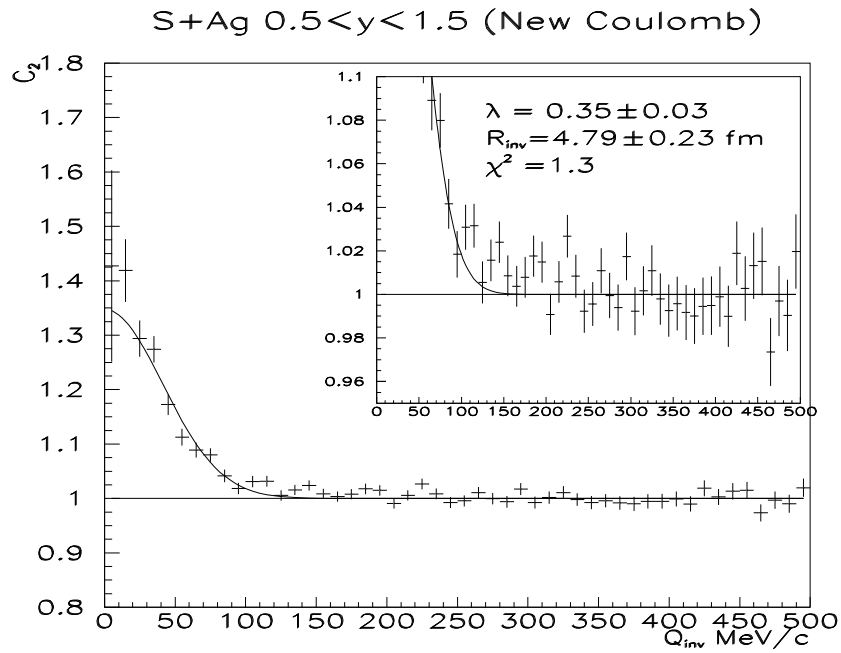


Abbildung 4.14 Korrelationsfunktion mit der effektiven Coulomb-Korrekturfunktion korrigiert im Rapiditätsintervall $0.5 < y < 1.5$.

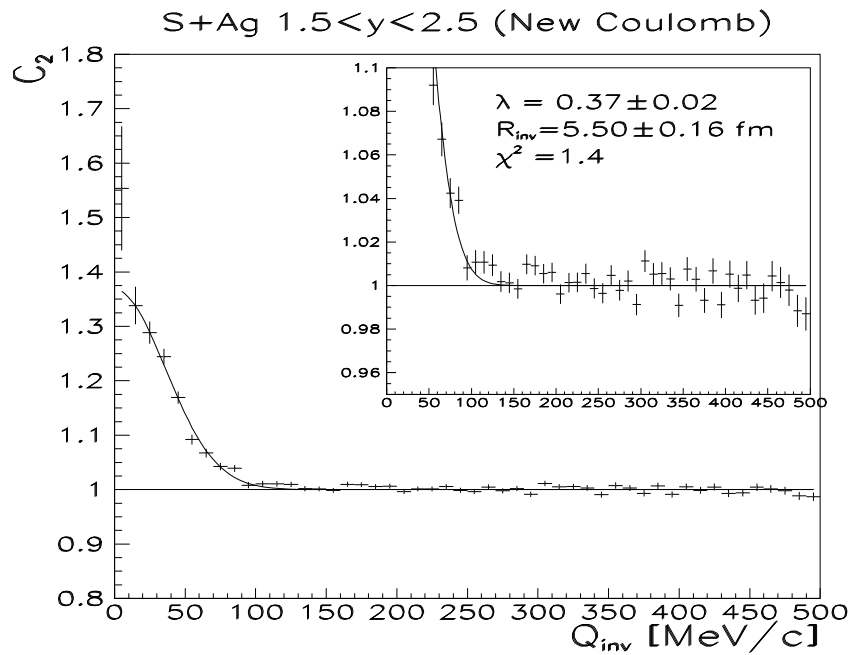


Abbildung 4.15 Korrelationsfunktion mit der effektiven Coulomb-Korrekturfunktion korrigiert im Rapiditätsintervall $1.5 < y < 2.5$.

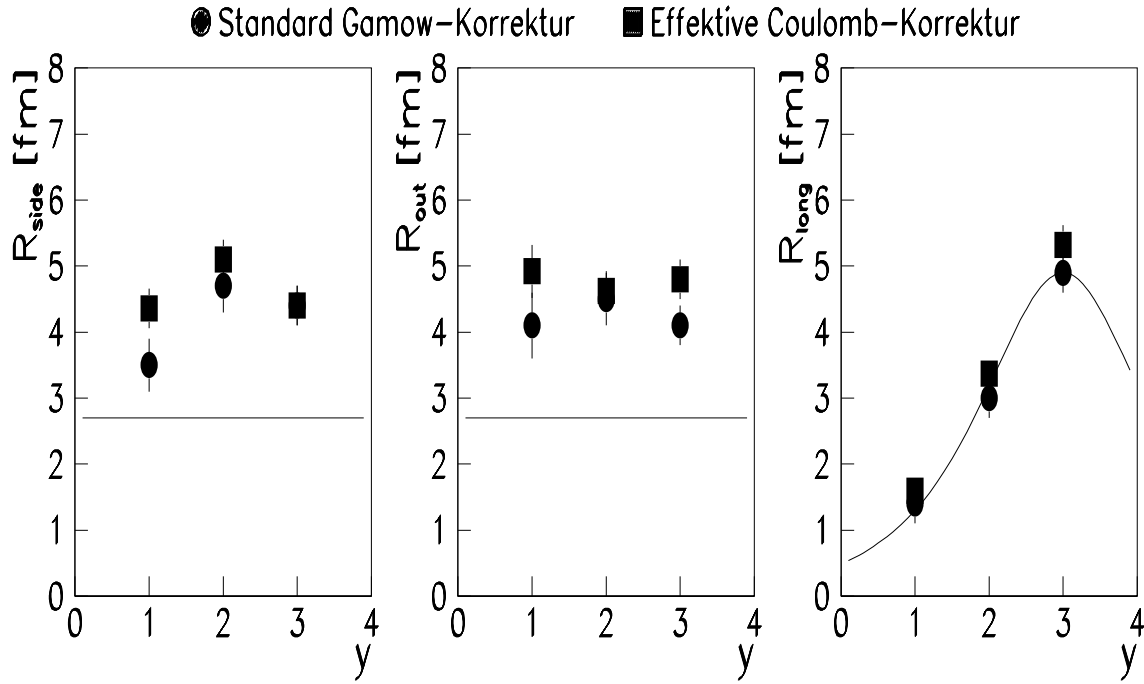


Abbildung 4.16 Extrahierte Quellparameter der Reaktion $S+Ag \rightarrow \pi^+ \pi^-$ als Funktion der Rapidität. Die Kreise zeigen die durch die Standard-Gamow-Korrektur erhaltenen Quellparameter. Die Quadrate zeigen die durch die effektive Coulomb-Korrektur erhaltenen Werte.

Abb. 4.14 und 4.15 zeigt die C_2 -Korrelationsfunktion mit der neuen effektiven Coulomb-Korrekturfunktion. Die extrahierten Quellparameter steigen mit der effektiven Coulomb-Korrektur um etwa 5%-15%, wie es in der Abb.4.16 gezeigt wird. Die Präsenz des Kaon-Pion Coulombeffekts in der effektiven Coulomb-Korrekturfunktion F^{+-} erzeugt keine weiteren Probleme, denn diese Beiträge sind ebenfalls in den Korrelationsfunktionen der gleichgeladenen Teilchen vorhanden und werden daher automatisch von der Korrekturfunktion korrigiert.

4.5.2 Normierung und Vergleich der neuen und alten Korrektur

Um dem Problem der abfallenden Grundlinie in den Korrelationsfunktionen zunächst zu entgehen, wurde ein Normalisierungs-Bereich in der Korrelationsfunktion gewählt. Abb. 4.17 zeigt die extrahierten Werte für R_{long} , R_{side} und R_{out} in Abhängigkeit des Normalisationsbereichs für die Standard-Gamow-Korrektur und für die neue Coulomb-Korrektur. Es wurde der Normierungsbereich $100 < Q_{inv} < 300$ MeV/c gewählt, da

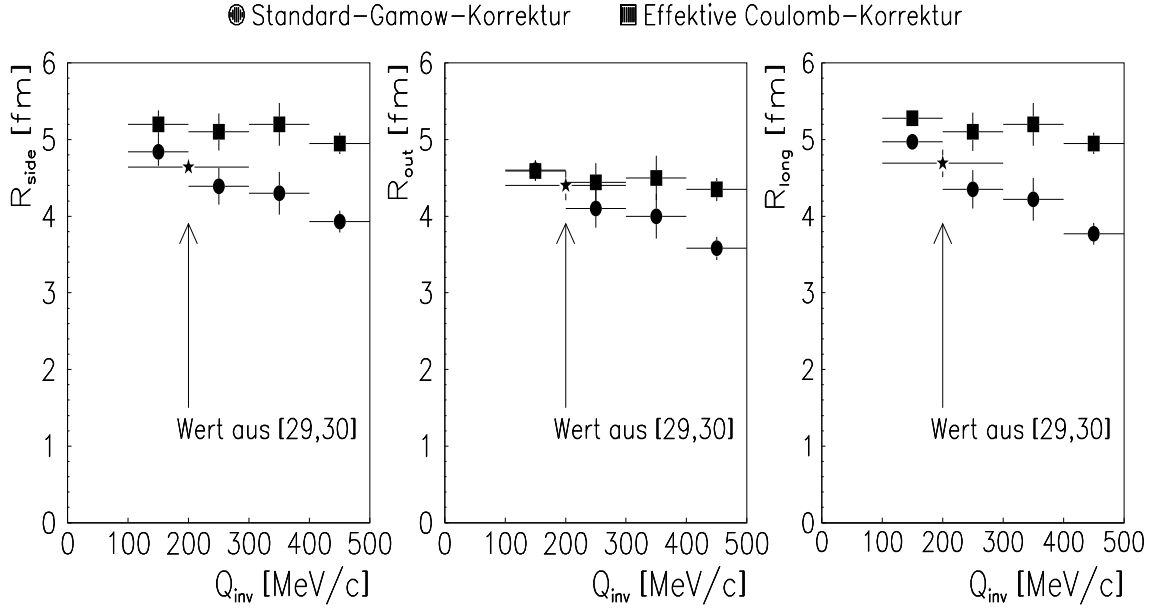


Abbildung 4.17 Korrelationslängen, wie sie aus unterschiedlich normierten Korrelationsfunktionen im Rapiditätsintervall $1.5 < y < 2.5$ extrahiert werden. Der Stern zeigt den ad-hoc gewählten Normalisierungsbereich, wie er für die Veröffentlichungen [29,30] gewählt wurde.

man hier weit genug von der Korrelationsüberhöhung entfernt ist. Da diese Normierung für alle Datensätze und Korrelationsfunktionen (in unterschiedlichen Rapiditäts- und Impulsfenstern) gleichermaßen durchgeführt wurde, konnte ein gleichmäßiger systematischer Fehler von etwa 10% abgeschätzt werden. Gleichzeitig zeigt Abb. 4.17 die Unabhängigkeit der extrahierten Parameter vom Normalisationsbereich mit der neuen effektiven Coulomb-Korrektur. Durch diese ist es nun möglich, im Bereich von $150 < Q_{\text{inv}} < 500$ MeV/c zu normieren. Gleichzeitig fällt der systematische Fehler von 10% weg. Die im Folgenden gezeigten Korrelationsfunktionen und die extrahierten Größen sind vollständig korrigiert, und es wird keine Verbesserung oder Verringerung der statistischen und systematischen Fehler mehr geben.

4.5.3 Simulation der effektiven Coulomb-Korrektur

In diesem Abschnitt soll ein Versuch gemacht werden, zu erläutern, weshalb die Gamow-Korrektur eine Überkorrektur darstellt und die C_2^{+-} -Korrelationsfunktion von der Gamow-Funktion abweicht. In [33] wurde angenommen, daß der physikalische Grund der Abweichung die Abschirmung der Coulombwechselwirkung sei. Ist der Raum zwischen zwei

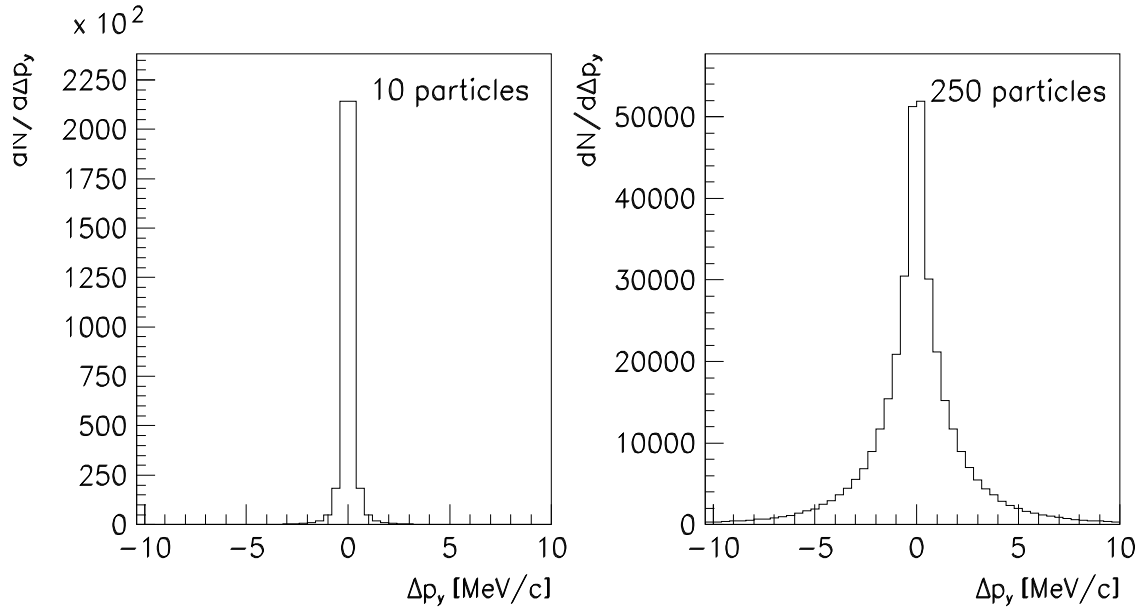


Abbildung 4.18 Änderung Δp_y für verschiedene Multiplizitäten. Mit zunehmender Multiplizität wird die Verteilung $\Delta p_y = p_{anfang} - p_{ende}$ breiter. Δp_x und Δp_z sehen ähnlich aus.

Pionen mit genügend vielen geladenen Teilchen bevölkert, wird die Coulombwechselwirkung zwischen den beiden Teilchen abgeschirmt. Zunächst sei daran erinnert, daß der Gamow-Faktor nur die Coulombwechselwirkung zwischen zwei Teilchen berücksichtigt. In einem Ereignis einer Schwerionenkollision (CERN-Energien) werden aber typischerweise bis zu 2000 geladene Teilchen produziert. Das beobachtete Teilchenpaar kommt also aus einer Wolke von positiv und negativ geladenen Teilchen, welche alle miteinander Coulomb-wechselwirken. In Analogie zu einem Plasma könnte man erwarten, daß die Wechselwirkung eines Pionenpaares von einer solchen Ladungswolke abgeschirmt wird. Einfach ausgedrückt bedeutet dies, daß bei immer größeren Teilchenmultiplizitäten ein immer größerer Abschirmeffekt stattfindet. In den Daten ist allerdings kein Anzeichen für einen solchen Effekt mit der Multiplizität zu beobachten. Das kann darauf hinweisen, daß ein solcher Abschirmeffekt, falls überhaupt vorhanden, bereits bei sehr kleinen Teilchenmultiplizitäten erfolgt. Um dies zu testen, wurde eine Monte-Carlo-Simulation vorgenommen [55]. Hierbei wurde die Coulombwechselwirkung zwischen allen Teilchen in einem Ereignis berücksichtigt. Mit Hilfe des RQMD-Ereignisgenerators [56] wurden 1000 Ereignisse erzeugt. Die Teilchen haben alle einen bekannten Erzeugungsort, Impuls, Masse und Ladung. Nun wird die Coulombwechselwirkung zwischen allen geladenen Teilchen in jedem Ereignis ausgerechnet und bis zu einem bestimmten Zeitpunkt ($t \rightarrow \infty = 100000$ fm/c) integriert. Es wird jeweils die Coulombkraft zwischen jedem Teilchen in einem Ereignis, das eine Gesamtmultiplizität von 2, 10, 100, 250, 500 und 1000 Teilchen hat, über ein großes Zeitintervall integriert und der Anfangs- mit dem Endzustand verglichen. Je mehr Teilchen sich innerhalb eines konstant gehaltenen Volumens

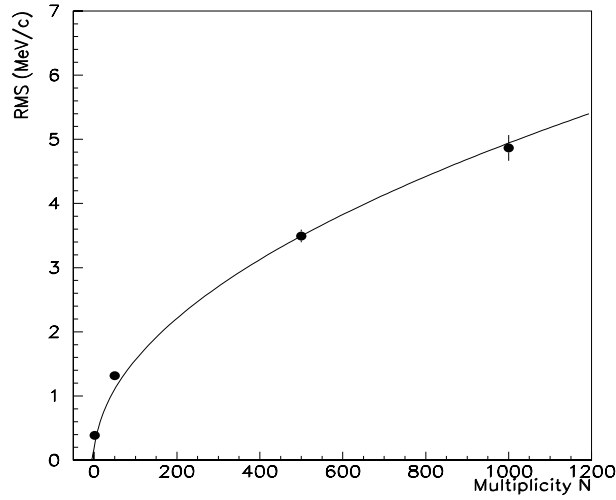


Abbildung 4.19 Verlauf der Verbreiterung mit der Multiplizität N der geladenen Teilchen pro Ereignis.

befinden - effektiv wird also die Teilchendichte erhöht -, desto mehr Streuungen finden zwischen den Teilchen statt. Abb. 4.18 zeigt jeweils die Änderung der Anfangs- und Endimpulse p_y der Teilchen für jeweils 2, 100 und 500 Teilchen. Die Breite der Funktion nimmt mit $\sqrt{N}$ zu. Abb. 4.19 zeigt den Verlauf der Verbreiterung mit der Multiplizität. Nun sollen die ursprünglichen Q_{inv} -Verteilungen mit den integrierten verglichen werden, indem man die Anfangs- und die End-Verteilungen durcheinander dividiert. Daraus ergibt sich dann eine effektive Coulomb-Wechselwirkung, wie sie zwischen allen Teilchen in einem Ereignis stattfindet. Abb. 4.20 zeigt die Korrelationsfunktionen aus den Q_{inv} -Verteilungen der Anfangs- und Endzustände der Coulombwechselwirkungsintegrationen zwischen den Teilchen in einem Ereignis. Bereits für 2 Teilchen in einem Ereignis weicht die Korrelationsfunktion von der Standard-Gamow-Funktion ab. Diese Abweichung ist unabhängig von der Multiplizität. Ein Abschirm-Effekt kann also nicht nachgewiesen werden. Daher scheint bereits der Ansatz der Gamow-Funktion im Bereich der Schwerionenkollisionen nicht zuzutreffen. Abb. 4.21 zeigt den Vergleich der Daten mit der Coulombintegration, der neuen Fit-Funktion und der Standard-Gamow-Funktion. Die coulombintegrierte Korrelationsfunktion stimmt mit der C_2^+ -Korrelationsfunktion der Daten und der neuen Fit-Funktion überein.

Mit Hilfe der $\pi^+\pi^-$ -Korrelationen wurde eine neue effektive Coulomb-Korrektur eingeführt. Die extrahierten Radien sind um 5%-15% größer als die Radien, die mit der Standard-Gamow-Korrektur erhalten werden. Die Abhängigkeit der Radien von der Wahl der Normierung der Korrelationsfunktion und der dadurch eingeführte systematische Fehler von 10% entfällt. Die durchgeführten Simulationsrechnungen bestätigen die Abwesenheit eines Abschirmeffekts. Um einen eventuell abweichenden Ansatz für die Coulombwechselwirkung in Schwerionenkollisionen zu überprüfen, sind weitere Simulationsrechnungen und ein tieferes theoretisches Verständnis des Prozesses notwendig.

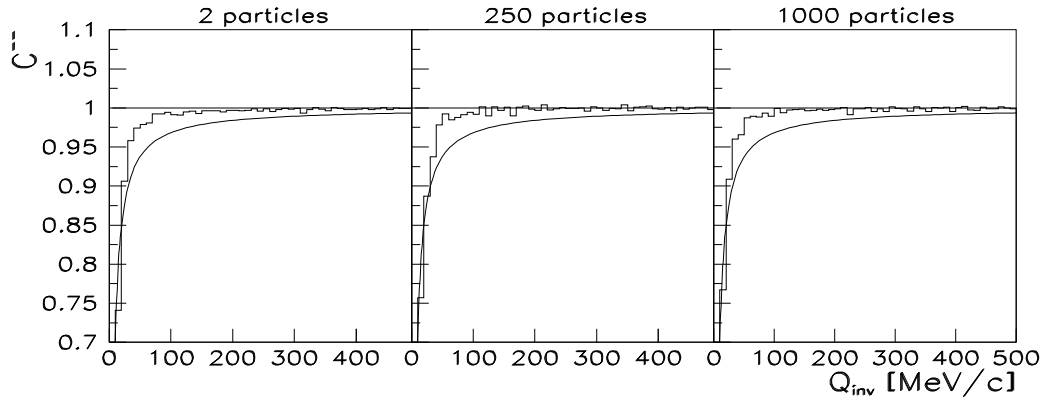


Abbildung 4.20 Korrelationsfunktionen aus den Q_{inv} -Verteilungen der Anfangs- und Endzustände der Coulombwechselwirkungsintegrationen zwischen den Teilchen in einem Ereignis. Die gestrichelte Linie stellt die Standard-Gamow-Funktion dar. Bereits ab 2 Teilchen in einem Ereignis weicht die Korrelationsfunktion von der Standard-Gamow-Funktion ab. Die Abweichung ist unabhängig von der Multiplizität (proportional zur Teilchendichte).

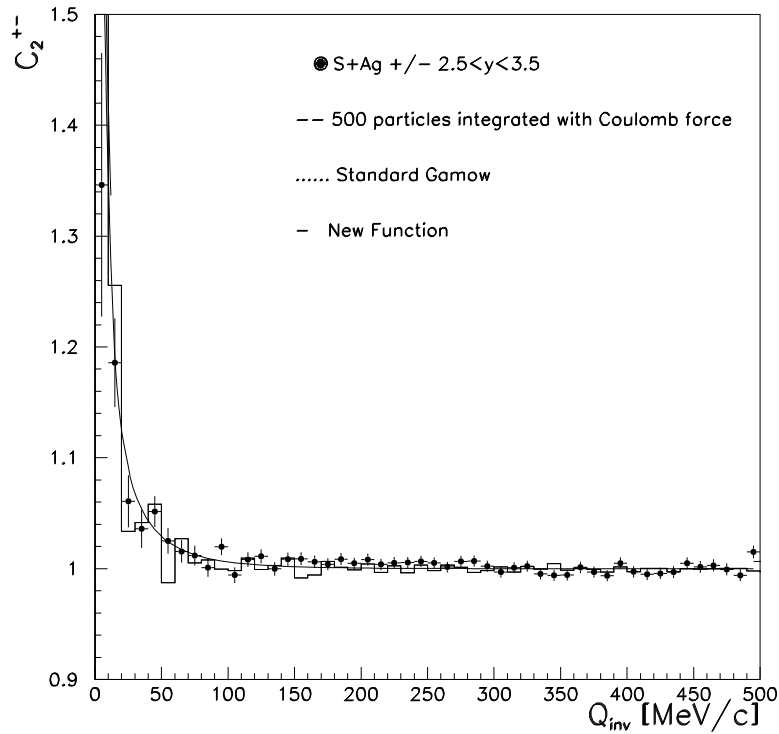


Abbildung 4.21 Vergleich der Daten mit der Coulombintegration, der neuen effektiven Coulomb-Funktion und der Standard-Gamow-Funktion.

5 Ergebnisse der Zwei-Teilchen-Korrelationen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse zu Größe und Lebensdauer der Pionenquelle aus der Bose-Einstein-Korrelationsanalyse für zwei gleichgeladene Pionen vorgestellt. Die Ergebnisse werden im Zusammenhang mit der Beschreibung der Reaktionsdynamik erläutert.

5.1 Longitudinale und transversale Expansion

Für eine **statische Quelle** mit kurzer Lebensdauer sind die Orte der Pionenemission zueinander in Ruhe und alle Quellpunkte tragen gleichermaßen zur kinematisch erlaubten Region bei. Die mit der Pioneninterferometrie gemessene Größe hängt dann nicht vom Impulsbereich ab, weshalb die wahre Größe der Quelle ermittelt werden kann. Anders sieht es bei einer **expandierenden Quelle** aus, bei der eine Korrelation zwischen Ort und Impuls des Teilchens besteht. Hier ist z.B. die Hadronenquelle ein in x-Richtung elongierter Zylinder, der vor und während der Teilchenemission longitudinal expandiert. Ein solches Szenario wird durch das hydrodynamische Bjorken-Modell [3] beschrieben. Der HBT- bzw. GGLP-Effekt und damit auch die Pioneninterferometrie unterscheiden sich prinzipiell von visuellen Effekten, weil Impulsdifferenzen und keine Lichtbündel “beobachtet” werden. Während sich zum Beispiel J. Terrell [57] mit der Unsichtbarkeit der Lorentz-Kontraktion bei schnell bewegten Objekten befaßt, muß in der Pioneninterferometrie (bei den hier untersuchten Energien von 200 GeV/Nukleon) die relativistische Doppler-Verschiebung berücksichtigt werden. Aufgrund der Doppler-Verschiebung gibt es keine Pionen, die weiter voneinander entfernt sind und dennoch ähnliche Impulse haben. Daher mißt die Pioneninterferometrie nur die Pioneninterferenz, die aus Pionen mit kurzer Entfernung ($\hbar/m_\pi c \approx 1$ fm) und damit kleiner relativer Geschwindigkeit hervorgeht. Das Phänomen, das hier diskutiert wird, tritt auf, wenn

die Impulse zweier Pionen innerhalb $\Delta pc \leq \hbar/\hbar/(m_\pi c) = m_\pi c^2 \approx 0.2 \text{ GeV}$ gleich sind. Letztlich werden in der Zwei-Pionen-Korrelationsanalyse in der longitudinalen Richtung Homogenitätslängen [58] gemessen und nicht die Gesamtlänge der Quelle.

5.1.1 Rapiditätsabhängigkeit

In Abb. 5.1 ist der extrahierte longitudinale Parameter in Abhängigkeit von der Rapidität für negative Pionen aufgetragen. Ein auf $y_{obs}=3$ gesetzter Beobachter (*fixed*) wird durch die Funktion und die Datenpunkte, ein Beobachter, der sich jeweils im Bezugssystem des Paares befindet, wird durch die Dreiecke dargestellt.

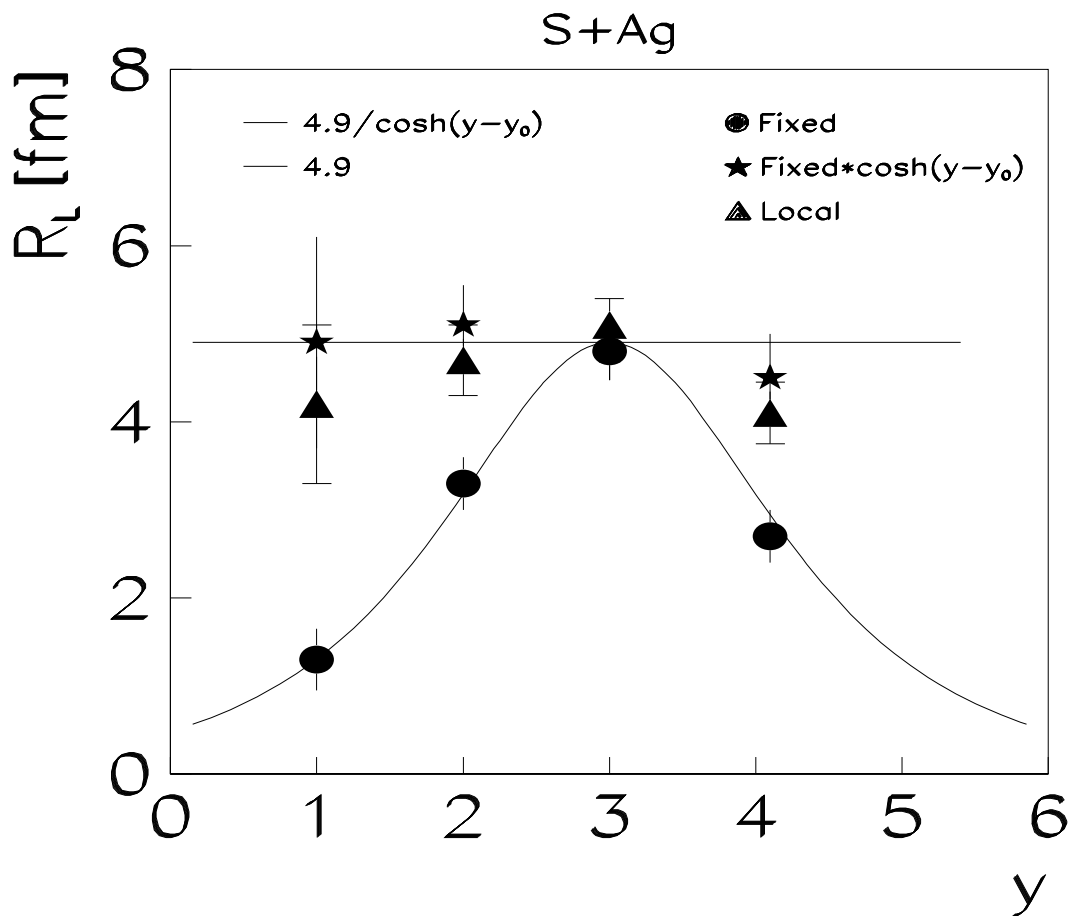


Abbildung 5.1 Rapiditätsabhängigkeit der extrahierten Quellgröße R_{long} für die Reaktion S+Ag $\rightarrow \pi^- \pi^-$; Die Kreise zeigen R_{long} mit einem Beobachter bei $y_{obs}=3.0$, die Dreiecke für einen Beobachter, der sich im Ruhesystem des Paares befindet ($\gamma_L R_{long}$). Die Sterne stellen $R_{long} \cdot \cosh(y - y_{obs})$ dar. Die gestrichelte Linie ist die Funktion $4.9/\cosh(y - y_{obs})$ und die Parallele zur y -Achse stellt den Wert $R_{long}(y = 3.0)=4.9$ dar.

Die Sternsymbole stellen die Werte $\gamma_L \cdot R_{long}$ dar, mit $\gamma_L = \cosh(y - y_{obs})$. Allgemein decken sich die Meßwerte mit der eingezeichneten Kurve, was auch durch die mit dem Faktor γ_L multiplizierten Werte angedeutet wird. Ein kleiner Unterschied deutet sich in den *fixed* und *local*-Werten an, die theoretisch stets bei $\gamma_L \cdot R_{long}=4.9$ liegen sollten. Die Abweichung (max=10%) liegt allerdings innerhalb der statistischen Fehler und somit nicht signifikant und kann als Maß für systematische Fehler aufgefaßt werden. Abb. 5.2 zeigt R_{long} für das Stoßsystem S+Ag und S+Au. Die Funktion, die durch die Linie dargestellt wird, ist: $R_{long} = R_{long}(y = 3)/\cosh(y - 3)$. Der longitudinale Parameter R_{long} variiert sehr stark mit der Rapidität und hat ein Maximum bei $y=3$, was die Rapidität des in der Analyse verwendeten Referenzsystems darstellt. Das Verhalten des longitudinalen Parameters in Abhängigkeit der Rapiditäts y ist eine Konsequenz der kollektiven, isentropen, **longitudinalen Expansion** des Systems [3].

R_{side} und R_{out} zeigen viel geringere Variationen mit der Rapidität, wie in Abb. 5.3 zu sehen ist. Generell ist kein Unterschied zwischen den Ergebnissen der positiven und der negativen Paaranalyse zu beobachten.

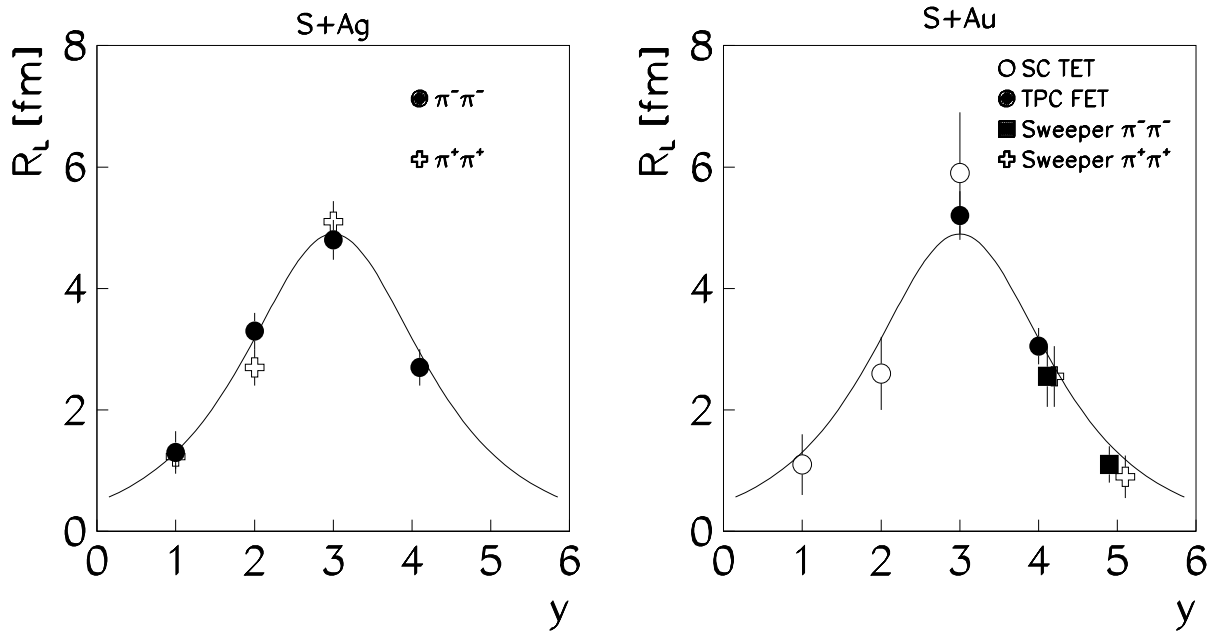


Abbildung 5.2 Rapiditätsabhängigkeit der extrahierten Quellgröße R_{long} für die Reaktionen S+Ag und S+Au. Das Referenzsystem ist bei $y_{obs}=3$ fixiert. Die Funktion stellt $R_{long} = 4.9/\cosh(y - y_{obs})$ dar.

Die **Wahl der Breite des Rapiditätsintervalls** wurde auf der Basis der Paar-Statistik für die R_{long} -Systematik bei hohen k_T vorgenommen. Da die Korrelationsfunktion durch

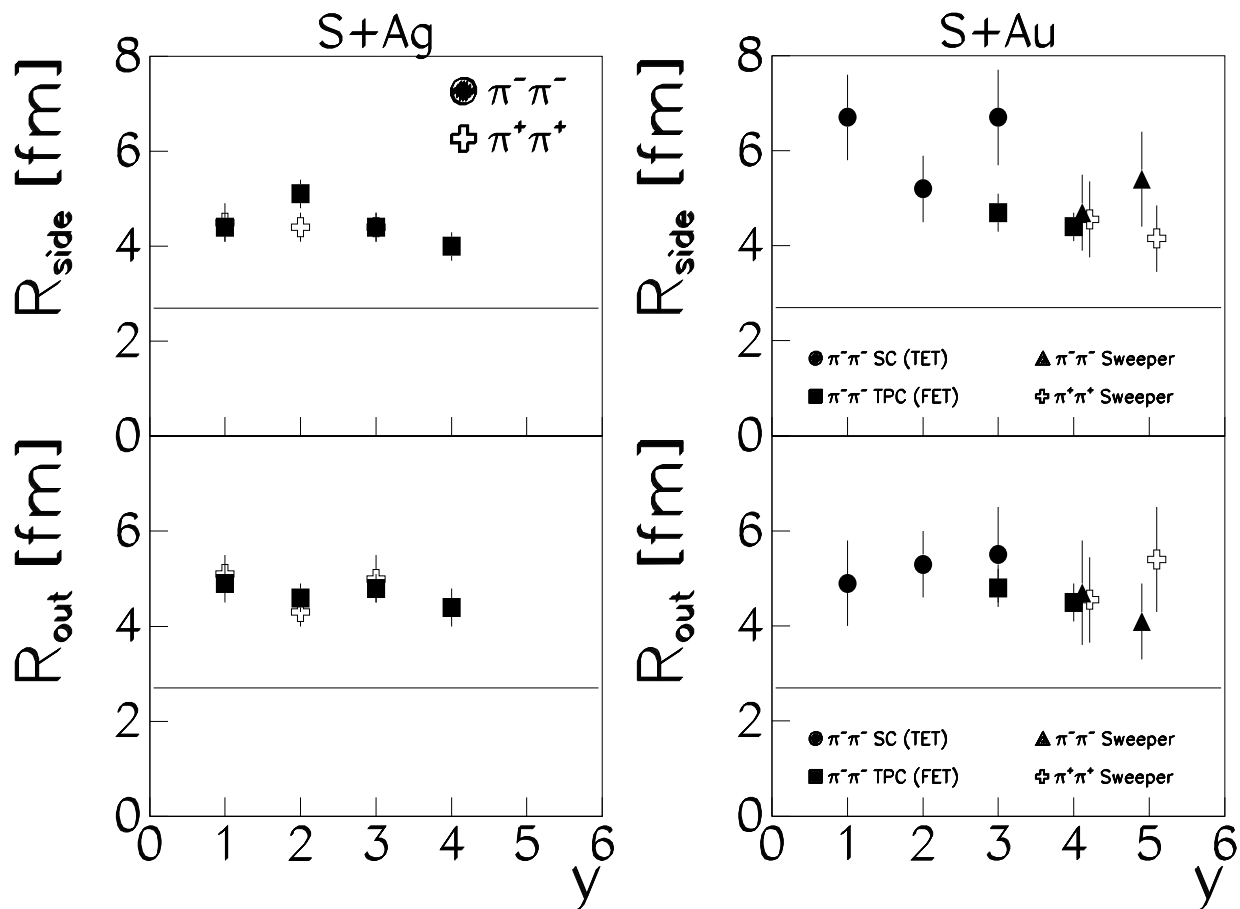


Abbildung 5.3 Abhängigkeit der extrahierten Parameter R_{side} und R_{out} von der Rapidität y für die Reaktionen S+Ag und S+Au (Sweeper Konfiguration). Die gepunktete Linie stellt den projizierten geometrischen Radius $R_T=2.7$ des Schwefel-Projektils dar (vgl. Anhang C.2).

eine gut definierte Grundlinie gegeben sein muß, um eine stabile Anpassung zu erlauben, bedarf es auch großer Impulsdifferenzen in Q_{long} . Um eine entsprechende Statistik zu erhalten wurde daher ein Rapiditätsintervall von $\Delta y=1$ gewählt. Ein breiteres Intervall wäre aufgrund der Doppler-Verschiebung nicht sinnvoll, weil die Paare nur bis zu einer bestimmten Länge miteinander korreliert sind. Engere Intervalle sind aufgrund mangelnder Statistik nicht sinnvoll, weil die Abhängigkeit der Größen von der Rapidität verschmiert. Dennoch soll hier vorgestellt werden, wie sich die Parameter bei unterschiedlichen Intervallbreiten in y (ohne k_T -Schnitte) ändern. Abb. 5.4 zeigt die Quellparameter in Abhängigkeit des gewählten Rapiditätsintervalls. Je größer das Intervall wird, desto geringer sind die Fluktuationen in den Parametern. Bei einem Rapiditätsintervall von 0.3 sind die größten Fluktuationen zu erkennen, die mit zunehmender Rapiditätsbreite immer kleiner werden und bereits ab $\Delta y=0.5$ verschwinden. Da die Werte von der Rapidität abhängen, deuten die unterschiedlichen Symbole den gewählten Rapiditätsbereich an.

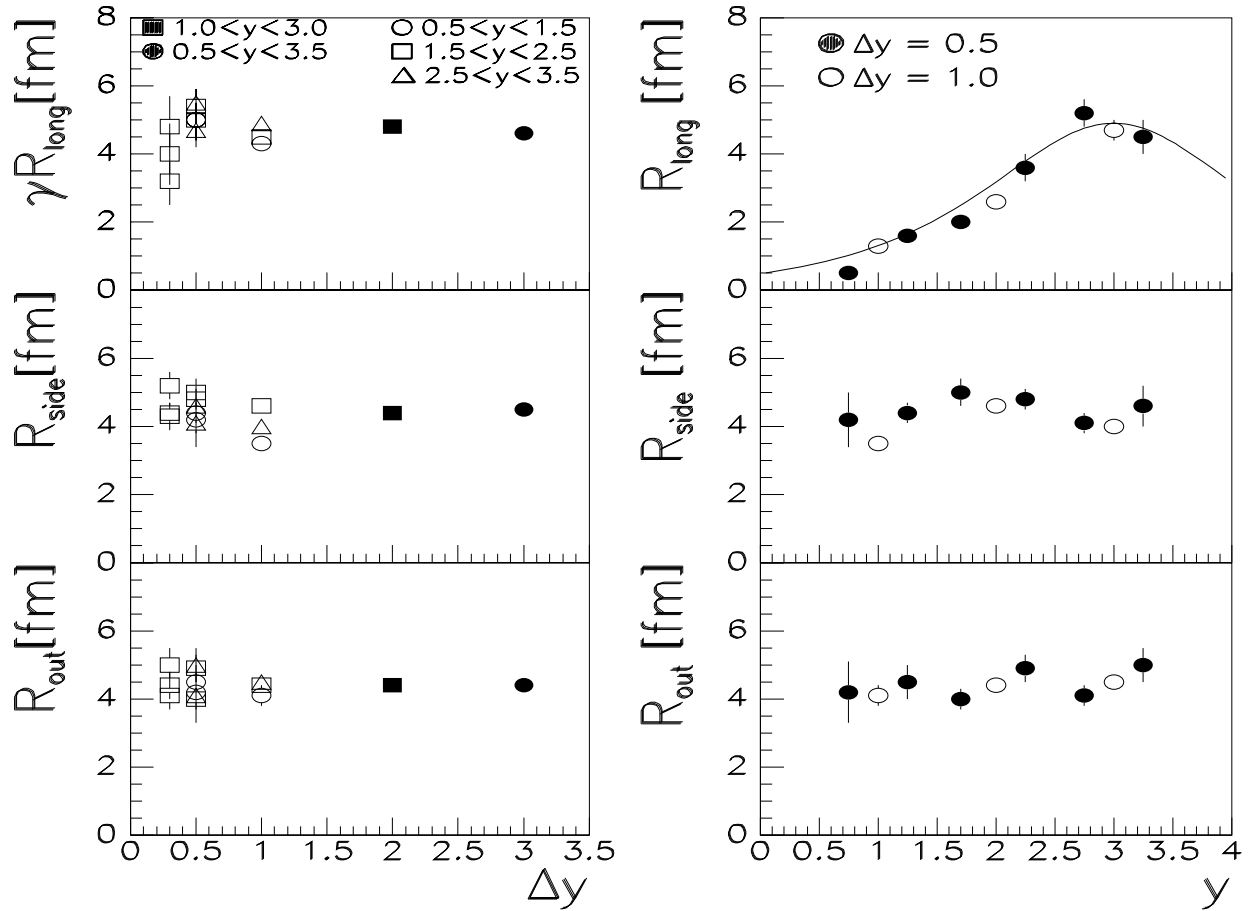


Abbildung 5.4 Abhängigkeit der extrahierten Parameter R_{long} , R_{side} und R_{out} von der Rapiditätsbreite Δy für die Reaktion $S+Ag \rightarrow \pi^- \pi^-$. Die Fehler sind nur statistisch.

Zusammenfassend für die Rapiditätsabhängigkeit stellt Abb.5.5 die Werte für die unterschiedlichen Targetkombinationen des NA35-Experiments dar. Die in die S+S-Daten eingezeichnete Linie ist eine Rechnung basierend auf dem hydrodynamischen Modell [59].

5.1.2 Transversalimpulsabhängigkeit

Abb.5.6 zeigt den longitudinalen Parameter R_{long} jeweils für negative und positive Teilchen in Abhängigkeit vom mittleren transversalem Impuls des Teilchenpaares k_T (Punkte) und p_T (offene Kreise) für drei verschiedene Rapiditäten. Jeder Punkt auf der Abbildung ist auf den Mittelwert von k_T bzw. p_T mit $Q_{inv} < 50$ MeV/c in jedem korrespondierenden Intervall gesetzt. Um das Vergleichen von Ergebnissen aus unterschiedlichen Rapiditätsintervallen zu erleichtern, sind die R_{long} Ergebnisse in das Bezugssystem

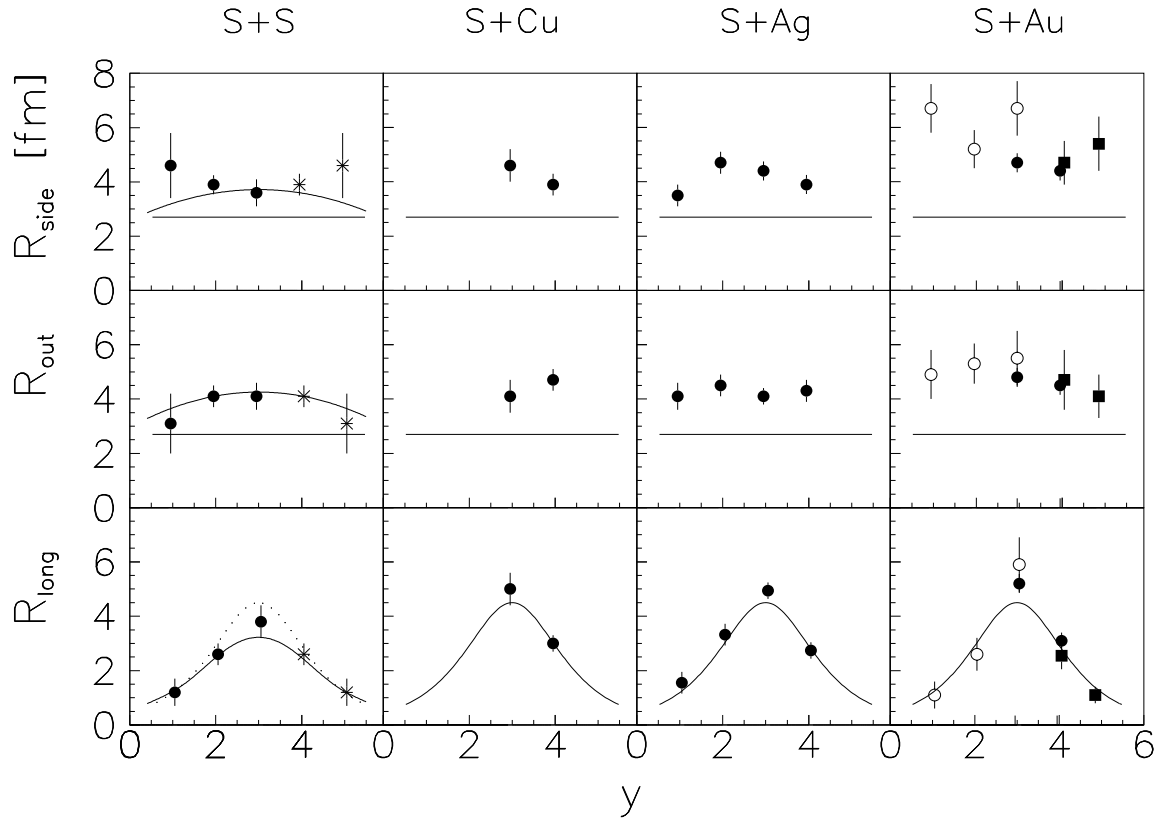


Abbildung 5.5 Rapidityabhängigkeit der extrahierten Quellgrößen für die Reaktionen S+S, Cu, Ag und Au $\rightarrow \pi^- \pi^-$; R_{long} ist für einen Beobachter bei $y_{obs}=3.0$ dargestellt. Für die S+S-Daten sind die Vorhersagen des hydrodynamischen Modells eingezeichnet. Die gepunktete Linie in R_{long} stellt $4.9 \cdot \cosh(y_{obs} - y)$ dar. Die Linie stellt den projizierten Radius des S-Projektils dar (vgl. Anhang C.2).

verschoben worden, das zum mittleren Rapidityintervall y_{obs} gehört. Dazu wurde der Verschiebungsfaktor $\gamma_L = \cosh(y_{obs} - 3)$ verwendet. Die Funktion, die an die Daten angepaßt wird, lautet [42] (siehe auch Kapitel 5.3)

$$R_L(y_{obs}, y, m_T) = \sqrt{\frac{2T_f}{m_T}} \cdot \frac{\tau_f}{\cosh(y - y_{obs})}, \quad (5.1)$$

mit der mittleren transversalen Masse der beiden Pionen $m_T = \sqrt{k_T^2 + m_\pi^2}$ bzw. $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_\pi^2}$, τ_f als freien Parameter in fm/c und $T_f=150$ MeV. Allgemein wird τ_f als Lebensdauer der Pionenquelle oder *freeze-out*-Zeit bezeichnet. Diese Funktion gilt unter der Annahme, daß die Pionenquelle longitudinal in einem *boost*-invarianten Weg expandiert und Pionen ab einer mittleren Zeit τ_f während einer Zeitdauer $\Delta\tau_f$ mit einem thermischen Spektrum der Temperatur T_f emittiert werden. Ursprünglich wurde Glg.(5.1) für R_{long} als Funktion von Q_{long} und m_T unter der Voraussetzung $Q_{side} = Q_{out} = 0$ entwickelt. In diesem speziellen Fall gilt $p_{T_1} = p_{T_2} = k_T$ und $m_{T_1} = m_{T_2}$, so daß es keinen Unterschied zwischen p_T und k_T gibt. In der Analyse experimenteller Daten sind Q_{side} ,

Q_{out} und Q_{long} klein, wenn es Korrelationen gibt. In diesem Fall gilt die Annäherung $k_T \approx p_T$. Im Bereich großer Impulsdifferenzen Q gibt es für k_T mehr Paare als für p_T . Allerdings sind diese unkorreliert. Dies wiederum wird genutzt, um die Grundlinie der Korrelationsfunktionen besser zu definieren.

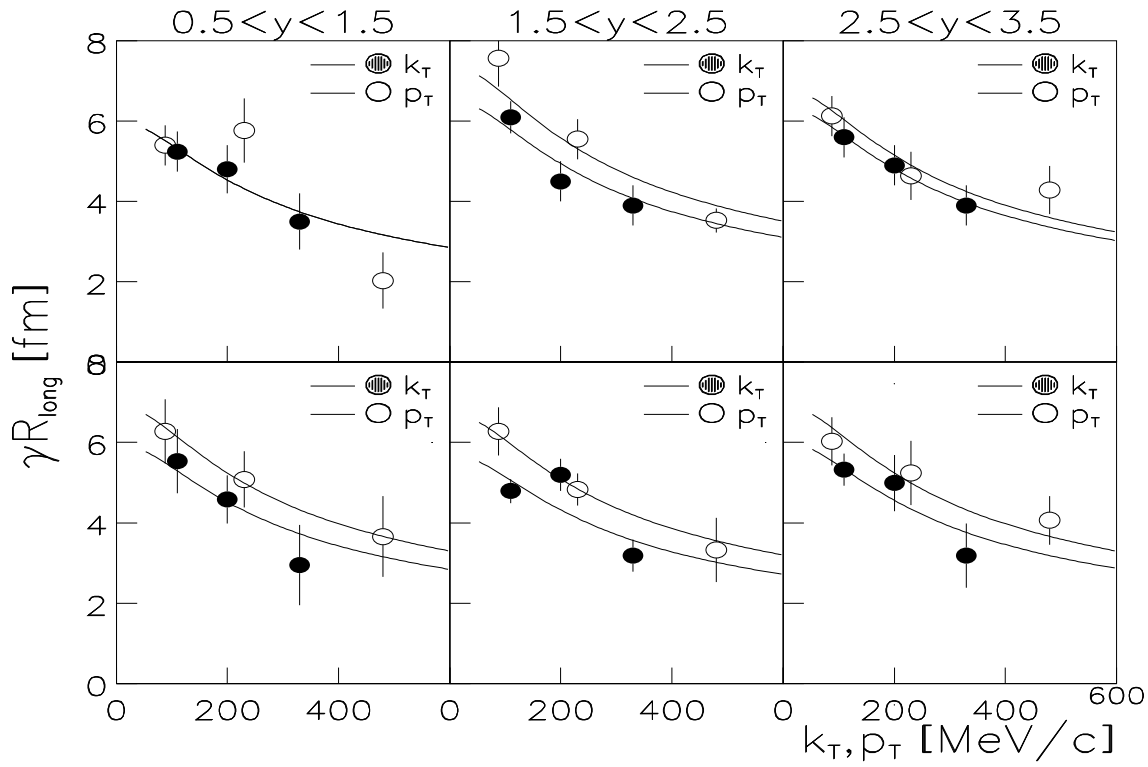


Abbildung 5.6 Abhängigkeit von R_{long} vom mittleren transversalen Impuls k_T (gefüllte Kreise) eines Teilchenpaares bzw. vom transversalen Impuls p_T (offene Kreise) eines Teilchens für die Reaktion $S+Ag \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm$ in den drei Rapiditäten. Die Linien stellen jeweils eine Anpassung an die Daten nach Glg. (5.1) dar.

Die gestrichelte bzw. gepunktete Linie bezieht sich jeweils auf die k_T - bzw. p_T -Werte. Unabhängig von der Rapidität fällt R_{long} mit steigenden Transversalimpuls um einen Faktor 2 ab, wie durch Glg.(5.1) vorhergesagt.

Um eine mögliche **transversale Expansion** nachzuweisen, werden die transversalen Bose-Einstein-Observablen in Abhängigkeit des transversalen Impulses studiert. Im Falle einer transversalen Expansion sollen die transversalen Bose-Einstein-Parameter R_{side} und R_{out} nach [40, 60, 61] mit dynamischen Größen der Expansion (z. B. $\vec{v}$) gefaltet sein. Bei differentieller Messung der Bose-Einstein-Parameter kann dann im Rahmen dieser Modelle auf die Expansionsdynamik und vielleicht sogar auf die Anfangsbedingung der Expansion geschlossen werden. Pratt beschreibt in einer theoretischen Arbeit [40], daß die transversalen Quellparameter in Abhängigkeit von k_T sensitiv auf die kollektive Expansion sein sollen: dabei nimmt er eine isentrope Expansion eines sphärischen

Hadronen-gefüllten Bereichs mit einer Anfangsenergiedichte von 2 GeV/fm^3 an. Diesen läßt er bei einer Temperatur von 120 MeV ausfrieren. Dabei beobachtet er den Abfall der Parameter R_{side} und R_{out} um einen Faktor 2 im Transversalimpulsbereich von $0 < k_T < 600 \text{ MeV/c}$. Das heißt, daß auch die transversalen Größen wie R_{long} eine $1/\sqrt{m_T}$ -Abhängigkeit zeigen sollten.

Experimentelle Hinweise auf die Präsenz von transversalem Fluß werden erstmals in [62, 63, 64, 65, 66] diskutiert. Bei Bevalac Energien ($1.2\text{-}2.1 \text{ GeV/N}$) wird der Abfall von R_{out} und R_{side} mit steigenden k_T um einen Faktor 2 beobachtet [67]. Der Grund dafür ist, daß die longitudinale Expansion der Quelle hier nicht so dominant ist wie bei SPS-Energien. Bei den Bevalac Energien wird also eine sphärische Quelle anstatt einer elongierten, zylindrischen Quelle beobachtet. Transversaler Fluß ist demnach bei kleineren Energien ausgeprägter und von der gleichen Größenordnung wie der longitudinale Fluß. Die Abhängigkeit der Parameter R_{out} und R_{side} vom mittleren transversalen Impuls der Pionenpaare k_T bzw. p_T zeigt Abb. 5.7. Zusammenfassend zeigt Abb.5.8 die Targetmassenabhängigkeit. Eine signifikante Abhängigkeit der Bose-Einstein-Parameter vom transversalen Impuls läßt sich nur für R_{long} beobachten. Die transversalen Größen sind viel weniger abhängig von k_T bzw. p_T als die longitudinalen Größen.

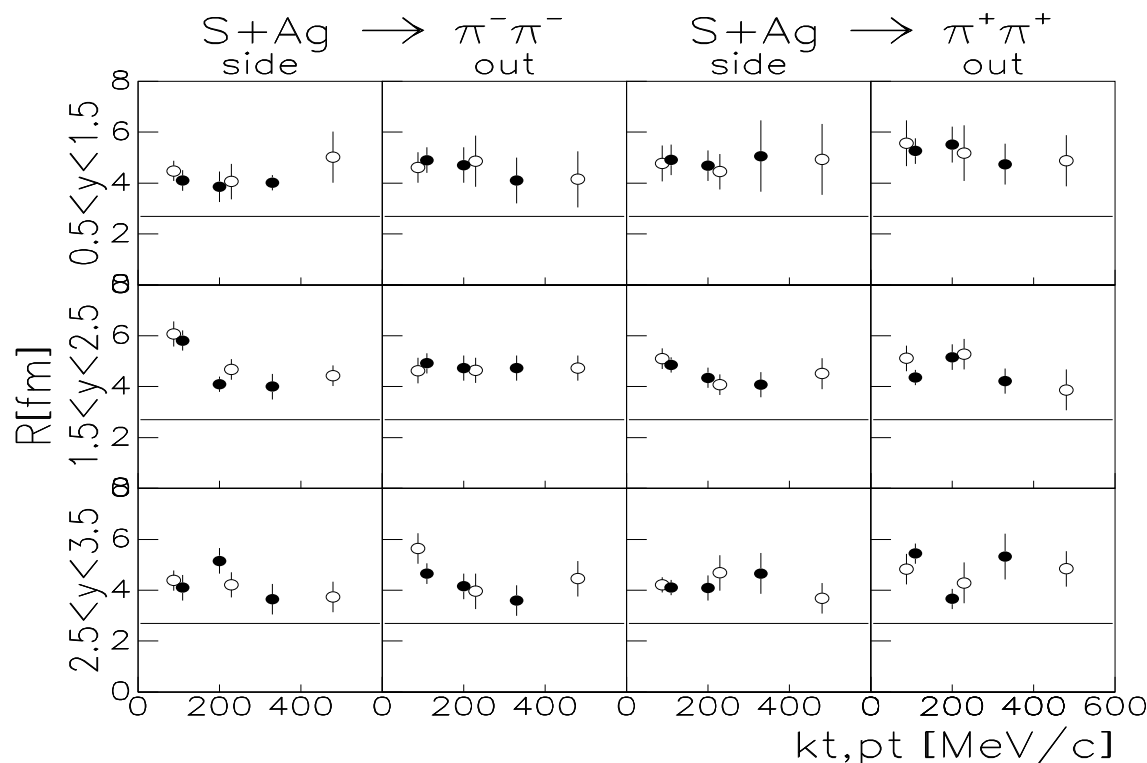


Abbildung 5.7 Abhängigkeit von R_{out} und R_{side} vom mittleren transversalem Impuls k_T eines Teilchenpaares (gefüllte Kreise) bzw. vom transversalem Impuls p_T (offene Kreise) und der Rapidität y für die Reaktion $S+Ag \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm$.

Um ein Maß für die Stärke einer möglichen $1/\sqrt{m_T}$ -Abhängigkeit der Bose-Einstein-Parameter von k_T bzw. p_T zu erhalten, wurde an die Daten die Formel

$$R(m_T) = \left(\frac{2T_f}{m_T}\right)^\alpha \cdot \tau \quad (5.2)$$

angepaßt, wobei $T_f=150$ MeV und $\tau=4.1$ fm/c gesetzt wurde. Abb. 5.9 zeigt α in Abhängigkeit von der Rapidity für die Reaktion S+Ag $\rightarrow \pi^-\pi^-$, Abb. 5.10 zeigt die Targetmassenabhängigkeit von α . Für die NA35-Daten zeigt nur R_{long} die erwartete $1/\sqrt{m_T}$ -Abhängigkeit, während R_{out} und R_{side} eine geringere Abhängigkeit zeigen.

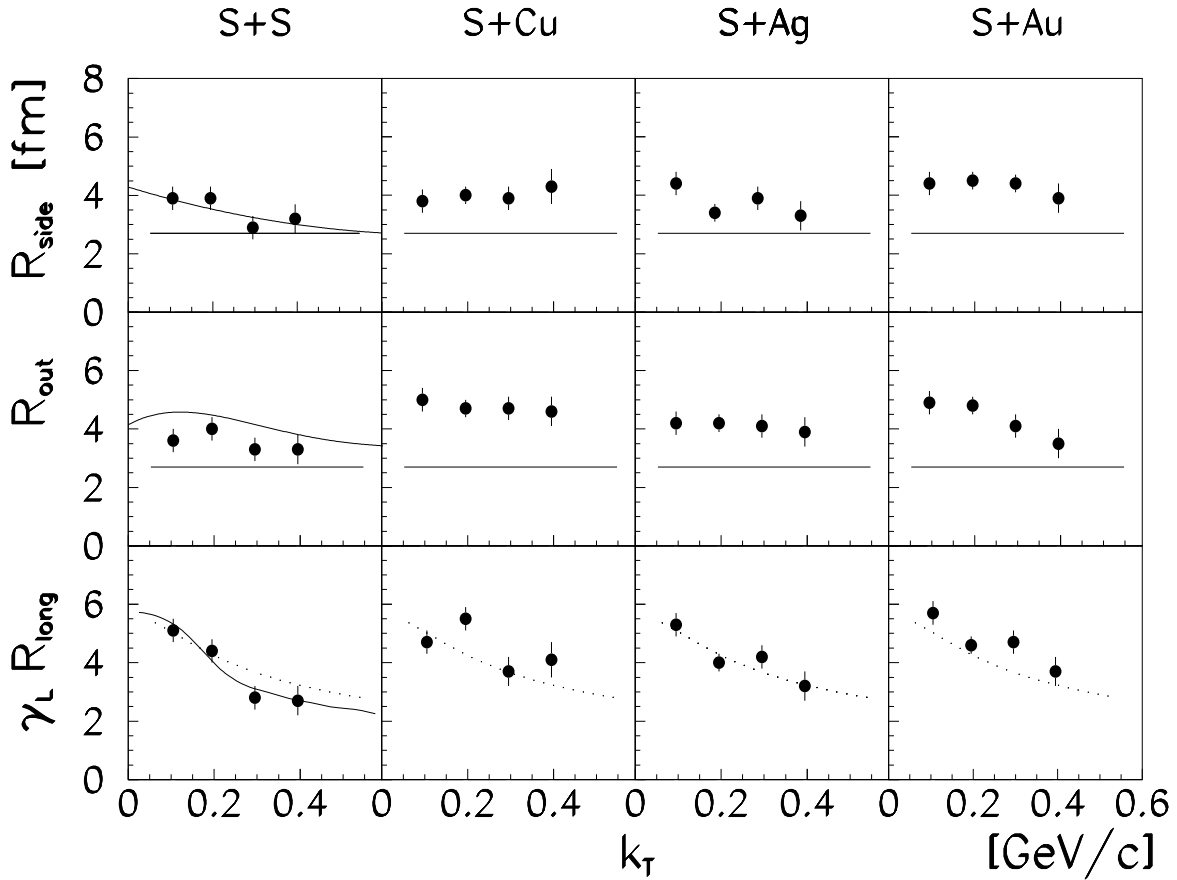


Abbildung 5.8 Abhängigkeit der Parameter vom mittleren transversalem Impuls k_T eines Teilchenpaares und der Rapidity y für die Reaktionen S+S, Cu, Ag und Au $\rightarrow \pi^-\pi^-$. Die Gerade zeigt den projizierten S-Radius, die gepunktete Linie durch R_{long} die Funktion aus Glg. (5.1). Die durchgezogene Linie in der Reaktion S+S zeigt eine Rechnung des hydrodynamischen Modells.

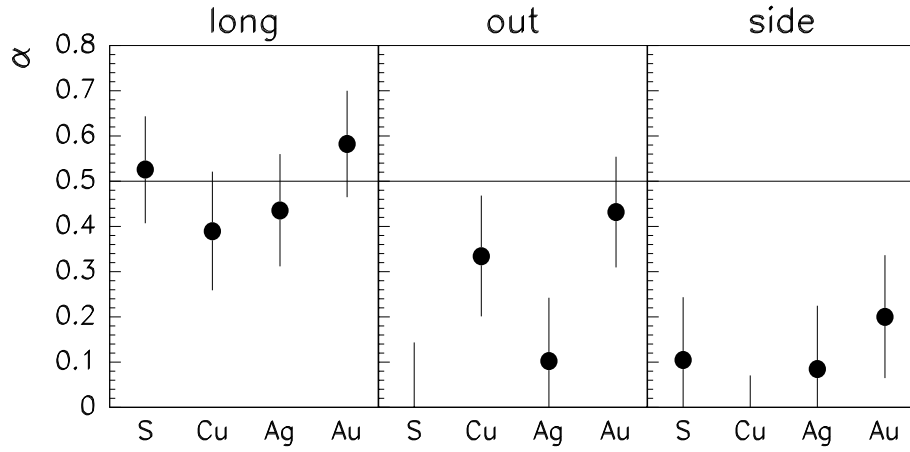


Abbildung 5.10 α als Maß für die Abhängigkeitsstärke der Parameter vom mittleren transversalem Impuls k_T eines Teilchenpaares als Funktion der Targetmasse (S, Cu, Ag und Au) im Rapiditätsintervall $3.5 < y < 4.5$.

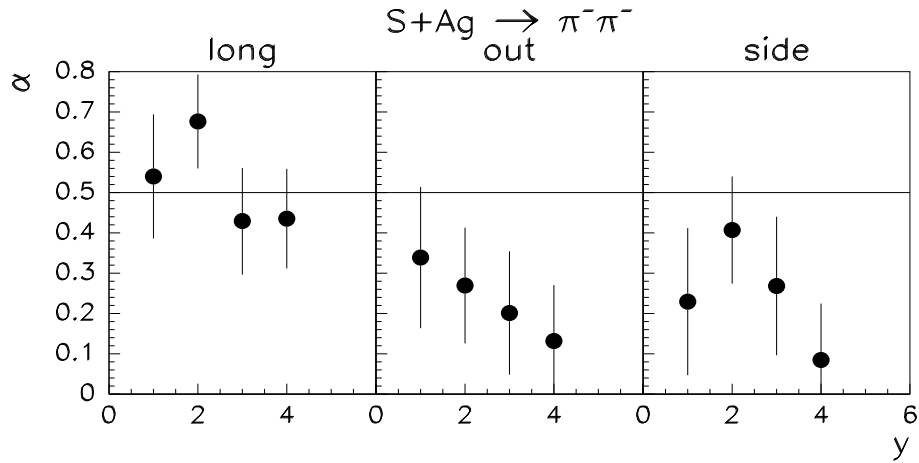


Abbildung 5.9 α als Maß für die Abhängigkeitsstärke der Parameter vom mittleren transversalem Impuls k_T eines Teilchenpaares als Funktion der Rapidität y für die Reaktion $S+Ag \rightarrow \pi^- \pi^-$.

5.2 Lebensdauer τ_f des Systems

Die gute Übereinstimmung von R_{long} mit der *boost*-invarianten Expansion legt nahe, die Lebensdauer τ_f zu extrahieren, indem man Glg. (5.1) an die Daten anpaßt, wie es in der Abb. 5.6 eingezeichnet ist. Die Lebensdauer τ_f bezeichnet man auch als die "freeze-out"-Zeit oder "Entkopplungszeit". Mit "entkoppeln" ist jeder Prozeß gemeint, der freie Teilchen emittiert. Ein solcher Prozeß kann zum Beispiel das Aufbrechen eines

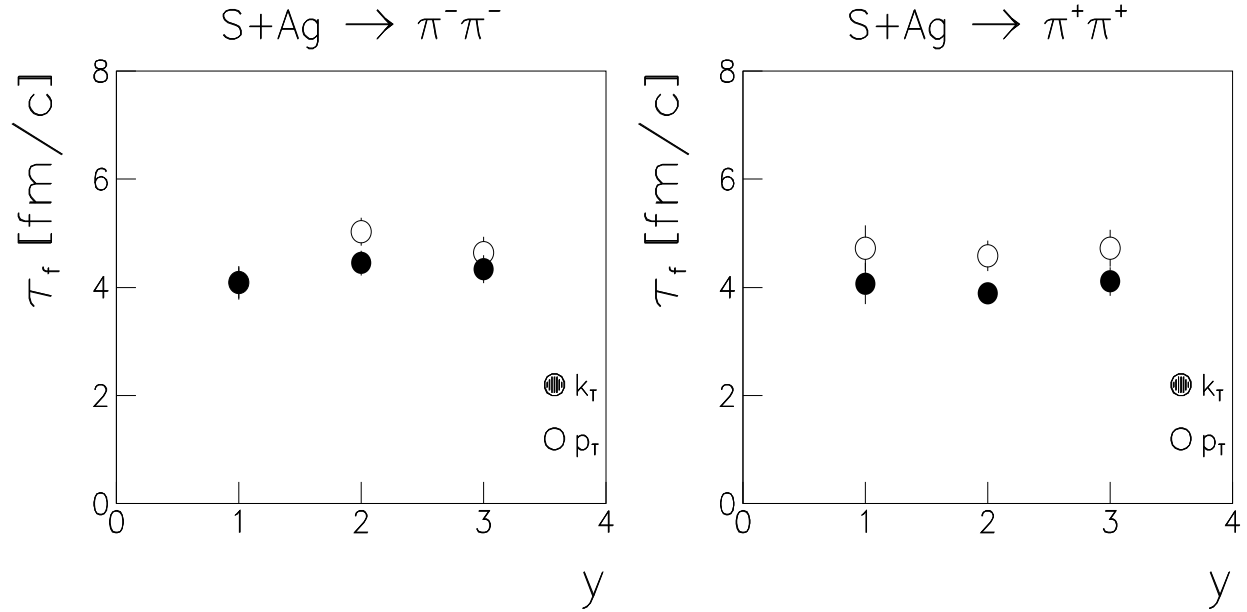


Abbildung 5.11 Extrahierte Parameter τ_f aus Glg.(5.1) für (links) negative, (rechts) positive Teilchen.

Strings, ein Resonanzzerfall oder Streuungen sein. Nimmt man eine Temperatur von $T_f=150$ MeV an und setzt die gemessenen Werte für R_{long} ein, so ergeben sich Entkopplungszeiten von etwa $\tau_f=4\text{--}5$ fm/c. Die extrahierten Werte für τ_f ändern sich nur wenig mit der Rapidität und sind in Abb. 5.11 zusammenfassend dargestellt. Glg. (5.1) ist eine gute Annäherung [68] für $R_{long}(m_T)$, wenn m_T größer als die Pionenmasse ist, während bei kleinen m_T R_{long} leicht überschätzt wird (z.B.: bei $k_T=0.1\text{ GeV}/c$ wird R_{long} um etwa 15% überschätzt).

5.3 Ausdehnung des Systems

Die Tatsache, daß der gemessene Wert für den Parameter R_{long} etwa gleich den Werten der transversalen Parameter ist, läßt zunächst auf eine sphärische Quelle hindeuten. Allerdings ergibt sich im Falle einer idealisierten *boost*-invarianten Expansion bis zur Projekttilrapidität $y_{max} = 6$ und unter Benutzung von τ_f die longitudinale Ausdehnung des Systems zur Entkopplungszeit, die in $y_{obs}=3$ gemessen wurde, zu:

$$R_{long_{total}} = 2\tau_f \sinh(|y_{obs} - y_{max}| = 3) = 80 - 100 \text{ fm}. \quad (5.3)$$

Hierbei handelt es sich um eine idealisierte Darstellung. Zum Beispiel sind auch kleinere Werte für y_{max} denkbar. Die Quelle hat also die Form eines langgezogenen Zylinders. Dies demonstriert die wichtige Eigenschaft der Interferometrie von expandierenden Systemen, nämlich daß Homogenitätslängen und nicht vollständige Quellgrößen gemessen

werden. Das läßt sich anschaulich so verstehen: aufgrund der Korrelation der Koordinaten und der Geschwindigkeit in der *boost*-invarianten Expansion werden zwei Pionen, die von zwei entfernten Orten entlang der Pionenquelle ausgehen, eine Dopplerverschiebung in entgegengesetzten Richtungen erfahren. Danach sind sie mit unterschiedlichen Impulsen behaftet. Auf der anderen Seite sind Pionen, die von nicht so weit entfernten Orten emittiert werden, zum Beispiel von Bereichen mit langsamer Relativbewegung, weniger dopplerverschoben und haben daher eine größere Chance, ähnliche Impulse aufzuweisen. Deswegen tragen letztere mehr zur Interferometriemessung bei und die effektive interferometrische Größe ist klein.

5.4 Zeitdauer der Pionenemission $\Delta\tau_f$

Ein weiterer wichtiger Parameter, der die Entwicklung der Pionenquelle beschreibt, ist die Zeitdauer der Pionenemission $\Delta\tau_f$. Ursprünglich haben Kopylov und Podgoretskii [37] vorgeschlagen, die Zeitdauer der Pionenemission von sphärischen, symmetrischen, nicht-expandierenden Quellen zu berechnen, indem man die Abhängigkeit der Korrelationsfunktion von der relativen Energie der Pionenpaare untersucht. Im Falle der *boost*-invarianten longitudinalen Expansion ist diese Methode so modifiziert worden [60, 61], daß die Korrelationsfunktion als Funktion der *outward*-Impulsdifferenz Q_{out} untersucht wird, und die folgende Relation geschrieben werden kann:

$$R_{out}^2 = R_{side}^2 + 2(\beta_T \Delta\tau_f)^2, \quad (5.4)$$

wobei β_T die transversale Pionenpaargeschwindigkeit ist. Die Sensitivität der $\Delta\tau_f$ Messung wächst mit zunehmendem β_T oder äquivalent mit k_T ($\beta_T = k_T/E$, mit E der mittleren Energie eines Paares).

Da nun eine Abschätzung der Lebensdauer τ_f , der transversalen Größe R_{side} und der Tiefe der Quelle R_{out} vorliegt, sollte man in der Lage sein, eine Abschätzung für die obere Grenze der Pionenemissionsdauer $\Delta\tau_f$ zu geben. Zunächst einmal kann die Zeitdauer $\Delta\tau_f$ nicht länger als τ_f selber sein, da sonst Teilchen bereits vor der Kollision emittiert worden wären. Eine obere Abschätzung von $\Delta\tau_f$ ist also $\Delta\tau_f \leq \tau_f$. Aus Glg. (5.4) folgt:

$$\Delta\tau_f = \sqrt{\frac{R_{out}^2 - R_{side}^2}{2\beta_T^2}}. \quad (5.5)$$

Weil die gemessene Differenz von R_{out} und R_{side} klein und weitgehend unabhängig von k_T ist, folgt in diesem Bild, daß die Dauer der Pionenemission von der Größenordnung $\Delta\tau_f < 2 \text{ fm}/c$ ist, was auf eine schnelle Pionenentkopplung zu einer Zeit von etwa 4–5 fm/c hindeutet. Das gilt aber nur unter der Voraussetzung, daß R_{out} auch wirklich die

echte Tiefe der Quelle mißt. Stellt man sich zum Beispiel vor, daß sich die Quelle durch einen Schockwellenmechanismus nach innen verkleinert, dann mißt R_{out} eine sich in der Zeit verkleinernde Quelle.

Auf ein ähnliches Resultat für die Dauer der Pionenemission kommt man, wenn man die gemessenen Größen für R_{side} mit der Stoßgeometrie vergleicht. R_{side} ist um einen Faktor 1.7 größer als der projizierte Radius des S-Projektils von $R_T=2.7$ fm (vgl. Anhang C.2).

5.5 Kinetischer Freeze-out

1951 beschrieb Pomeranchuk [69] das Ausfrieren von Pionen in einer Schwerionenkollision bei konstanter "freeze-out"-Dichte von der Größenordnung $m_\pi/\hbar^3 \approx 0.3 \text{ fm}^{-3}$. Mit "freeze-out" wird der Zeitpunkt bezeichnet, an dem die Teilchen nicht mehr stark wechselwirken. Generell erwartet man eine Abhängigkeit des Entkopplungsvolumens von der Multiplizität, weil Pionen nur dann entkoppeln können, wenn sich das System genügend ausgedehnt hat und die Dichte entsprechend klein geworden ist. In Abwesenheit von transversaler Expansion verschwindet die Dopplerverschiebung der Transversalimpulse von emittierten Pionen. Daher kann die transversale Entkopplungsgröße durch den effektiven Parameter R_{side} ausgedrückt werden. Mit der Annahme, daß R_{side} eine gute Annäherung für die transversale Entkopplungsgröße ist, kann man das Entkopplungsvolumen des Systems und dessen Abhängigkeit von der Multiplizität abschätzen. Eine Größe, die proportional zum Entkopplungsvolumen ist, ist $R_{side}^2 \cdot R_{long}$, welche bei mittlerer Rapidität errechnet werden kann. In den Abb. 5.12 und 5.13 sind R_{side} , R_{long} und $R_{side}^2 \cdot R_{long}$ von verschiedenen Experimenten am AGS, LBL und CERN gegen die Rapiditätsdichte negativer Hadronen aufgetragen. Die Werte der Experimente vom AGS [70, 71, 72, 73] und CERN [29, 74] beziehen sich auf den mittleren Rapiditäts-Bereich; die Daten vom LBL [75] dagegen beruhen auf einer 4π Akzeptanz und Vorwärtsrapiditäten. Man sollte beachten, daß die Unterschiede in der anfänglichen transversalen Größe für unterschiedliche Reaktionen auch zu einem Anstieg der Entkopplungsvolumens mit steigender Multiplizität führen können. Um daher jeweils gleiche Projektilgrößen miteinander zu vergleichen, wurden die Werte für ^{40}Ar -Kollisionen mit einem Faktor 3/4 skaliert. Der NA44-Punkt (leeres Dreieck) ist der Mittelwert aus den *high*- und *low*- p_T -Werten [74, 76] (vgl. Anhang B). Sollte die Hypothese Pomeranchuks stimmen, so wird die Rapiditätsdichte proportional zur Anzahl der ausfrierenden Teilchen sein, die von dem Volumen $R_{side}^2 \cdot R_{long}$ emittiert werden. Daraus würde folgen, daß das Volumen $R_{side}^2 \cdot R_{long}$ proportional zur Rapiditätsdichte dn/dy ist. Die Baryonendichte dominiert bei den Experimenten am AGS und LBL aufgrund der niedrigeren Energie gegenüber dem SPS die Gesamteilchendichte. Daher sollte das "Freeze-out"-Volumen

proportional zum Anfangsvolumen des Systems sein und somit unabhängig von der Pionenmultiplizität dn/dy . Tatsächlich beobachtet man hier keine Abhängigkeit von $R_{side}^2 \cdot R_{long}$ von dn/dy . Die offenen Kreise zeigen S+Ag Streamerkammerdaten, die durch

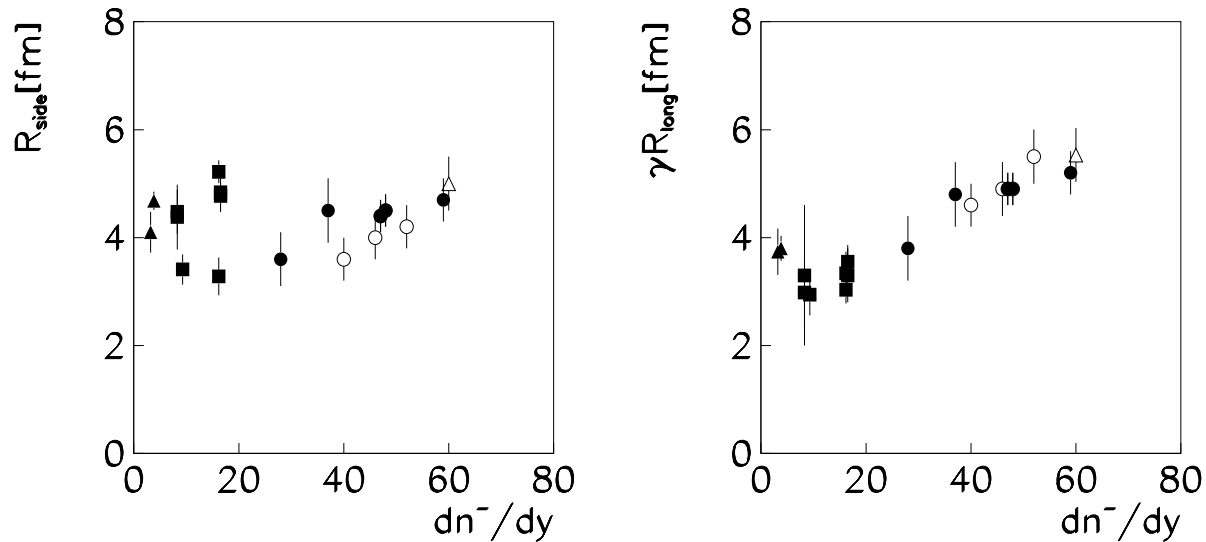


Abbildung 5.12 R_{side} links) und R_{long} rechts) in Abhängigkeit von der Multiplizität negativer Hadronen. Dreiecke: LBL, Quadrate: AGS, Kreise: NA35, offenes Dreieck: NA44.

Multiplizitätsselektion präpariert wurden (vgl. 5.7.2). Die Konsistenz der Daten mit einem linearen Anstieg des gemessenen Entkopplungsvolumens mit der Rapiditätsdichte für $dn/dy \geq 30$ deutet auf einen Entkopplungsprozeß bei konstanter Teilchendichte hin.

5.6 Der Einfluß von Resonanzen - Vergleich mit RQMD

Es stellte sich heraus, daß das ursprünglich vorgeschlagene Kennzeichen für die Anwesenheit transversaler Expansion der Pionenquelle, nämlich der Abfall von R_{side} mit steigendem k_T , kein eindeutiges Signal ist, weil andere Effekte zu einem ähnlichen Verhalten führen. Der wahrscheinlich wichtigste von diesen anderen Effekten ist die Produktion von Pionen aus Resonanzzerfällen. Resonanzen täuschen zum einen eine größere Quelle vor [77], zum anderen führt die Anwesenheit von langlebigen Resonanzen wegen der endlichen experimentellen Auflösung zum Abfallen des λ -Parameters unter einen Wert von 2 [78]. Der Grund für den größeren Quellradius ist, daß der überwiegende Teil an Pionen, die von Resonanzen kommen, hauptsächlich bei niedrigen Transversalimpulsen

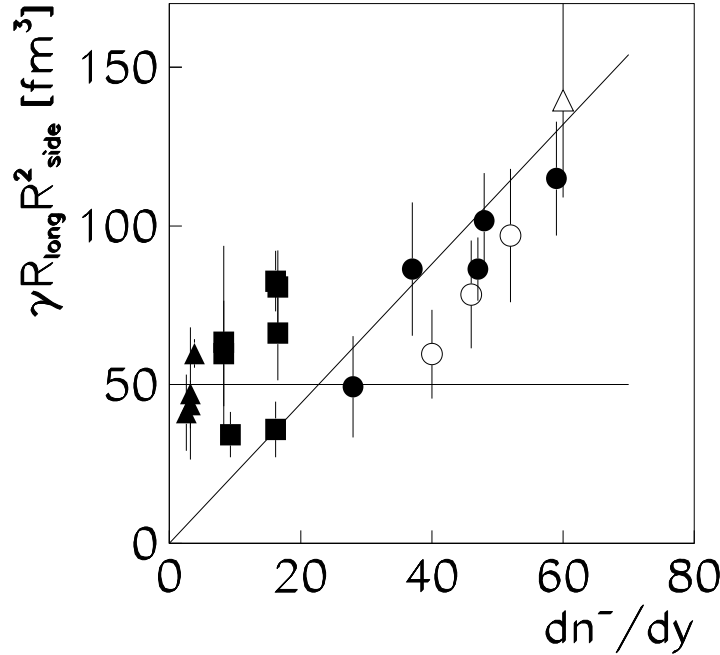


Abbildung 5.13 $R_{side}^2 \cdot R_{long}$ als Maß für das Reaktionsvolumen. Dreiecke: LBL, Quadrate: AGS, Kreise: NA35, offenes Dreieck: NA44.

liegen. Daher muß die räumliche Ausdehnung, von welcher Pionen mit niedrigem Transversalimpuls emittiert werden, größer sein. Resonanzen gehören zu den sogenannten Endzustandswechselwirkungen. Eine weitere Endzustandswechselwirkung ist die Coulombwechselwirkung und die starke Wechselwirkung zwischen den Pionen.

Mit RQMD [56] und SPACER [80] wurde der Einfluß der Resonanzen auf die Korrelationsfunktion studiert. Dazu wurden Ereignisse ohne sekundäre Kollisionen und transversale Expansion, allerdings mit Resonanzen erzeugt. Dabei konnte ein Abfall von R_{side} mit zunehmenden k_T ($100 \text{ MeV}/c < k_T < 480 \text{ MeV}/c$) von etwa 15% beobachtet werden. Dieser Effekt ist daher vollständig auf Resonanzzerfälle zurückzuführen. Ähnlich ist der vorhergesagte Abfall von R_{side} im k_T Intervall im hydrodynamischen Modell keine Konsequenz von transversaler Expansion sondern hauptsächlich Resonanzen zuzuordnen [78]. Auf der anderen Seite ist der Beitrag der Resonanzen nicht vollständig bekannt. Daher kann die Präsenz von transversaler Expansion nicht ausgeschlossen werden. Eine ähnliche Schlußfolgerung über die transversale Expansion folgt aus der Studie über nicht-seltsame und seltsame Teilchenspektren und Teilchenausbeuten [17].

Die Abb. 5.14 und 5.15 zeigen einen Vergleich der NA35-Daten mit Rechnungen des mikroskopischen RQMD-Modells. Mit Hilfe des RQMD-Ereignisgenerators wurden Ereignisse mit gleichen Triggerbedingungen und der gleichen Akzeptanz wie die des Ex-

periments simuliert. Abb. 5.14 zeigt R_{long} in Abhängigkeit des transversalen Impulses p_T . Der Abfall von R_{long} mit steigendem transversalen Impuls p_T ist in RQMD etwas stärker betont, als es die Daten zeigen. Bis auf den ersten Wert bei kleinen p_T wird der Trend allerdings gut von RQMD wiedergegeben, obwohl der absolute Wert um etwa 25% überschätzt wird. Abb. 5.15 zeigt die transversalen Quellparameter R_{side} und R_{out} in Abhängigkeit des mittleren transversalen Impulses des Teilchenpaares k_T für drei verschiedene Targetkombinationen. Der Parameter R_{out} wird auch um etwa 25% überschätzt, wohingegen der leichte Abfall von R_{out} mit k_T gut wiedergegeben wird. R_{side} stimmt dagegen mit RQMD sowohl absolut als auch qualitativ überein.

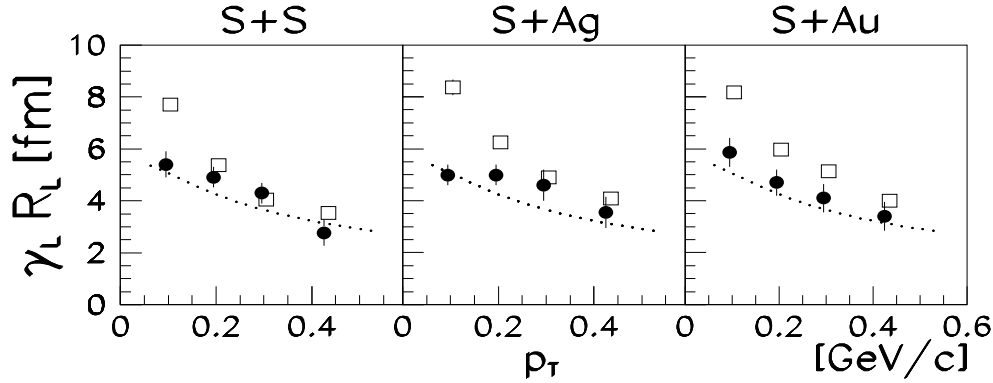


Abbildung 5.14 Vergleich des longitudinalen Parameters mit RQMD (Quadrate) in Abhängigkeit des transversalen Impulses p_T . Die gepunktete Funktion stellt die Glg. (5.1) dar.

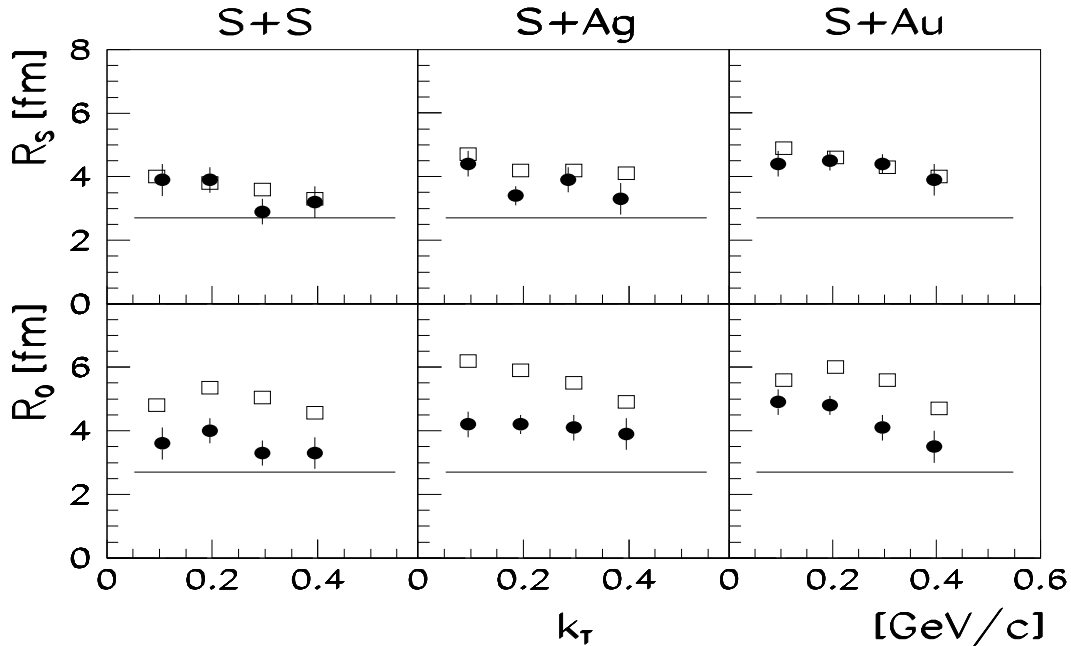


Abbildung 5.15 Vergleich der transversalen Parameter mit RQMD (Quadrate) in Abhängigkeit des mittleren transversalen Impulses der Teilchenpaare. Die Linie ist der projizierte Radius des S-Projektils (vgl. Anhang C.2).

Insgesamt sind die experimentellen und die simulierten Daten kompatibel mit einem Abfall um 20% von R_{out} und R_{side} bei steigendem k_T . Dieser Abfall reduziert sich auf etwa 10%, wenn in den RQMD-Simulationen die Resonanzen abgeschaltet werden.

Allgemein werden die Daten durch das Modell von Bjorken und von Sinyukov wiedergegeben und suggerieren also eine kollektive isentrope longitudinale Expansion. Im Resultat stimmt das RQMD-Modell mit den hydrodynamischen Modellen überein, benutzt aber unterschiedliche Mechanismen. So kommt die Korrelation zwischen longitudinalem Impuls und dem Ort im RQMD-Modell von der relativistischen Kinematik der Teilchenproduktion aus zerfallenden Strings, die entlang des Strahls orientiert sind. Auch das hydrodynamische Modell [59], das einen Phasenübergang beinhaltet, beschreibt die Daten. Ein möglicher transversaler Fluß ist deutlich schwächer ausgeprägt als der longitudinale Fluß.

5.7 Ereignisselektion

Bisher wurde die Abhängigkeit der Ergebnisse der Bose-Einstein-Korrelation von Größen diskutiert, die Teilchen selektieren. Die Selektion von Ereignissen hat den Vorteil, daß die Informationen über den gesamten Phasenraum (in der Akzeptanz des Detektors) in einem Ereignis erhalten bleiben. Auf der einen Seite werden nun Ereignisse selektiert, die sich vom Mittelwert der anderen Ereignisse abheben. Auf der anderen Seite sind die Selektionsgrößen $\langle p_T \rangle$ /Ereignis und die Multiplizität N proportional zur Temperatur und zur Energiedichte. Durch die Ereignisselektion können also Fragen nach der Abhängigkeit der Bose-Einstein-Observablen von der Temperatur und der Energiedichte beantwortet werden. Es soll nun der Einfluß einer Selektion von Ereignissen auf die Korrelationsvariablen beschrieben werden.

5.7.1 Abhängigkeit vom $\langle p_T \rangle$ /Ereignis

Eine Selektion von Ereignissen ist die nach dem mittleren Transversalimpuls der Ereignisse ($\langle p_T \rangle$ /Ereignis) (vgl. 3.2.3). Die Abhängigkeit der Parameter von $\langle p_T \rangle$ /Ereignis für die Reaktion $S+Ag \rightarrow \pi^-\pi^-$ zeigt Abbildung 5.16. Ähnlich zu den Einzelimpulsen ist ein zwar weniger ausgeprägter aber dennoch tendentieller Abfall der Parameter in Abhängigkeit von $\langle p_T \rangle$ /Ereignis zu beobachten.

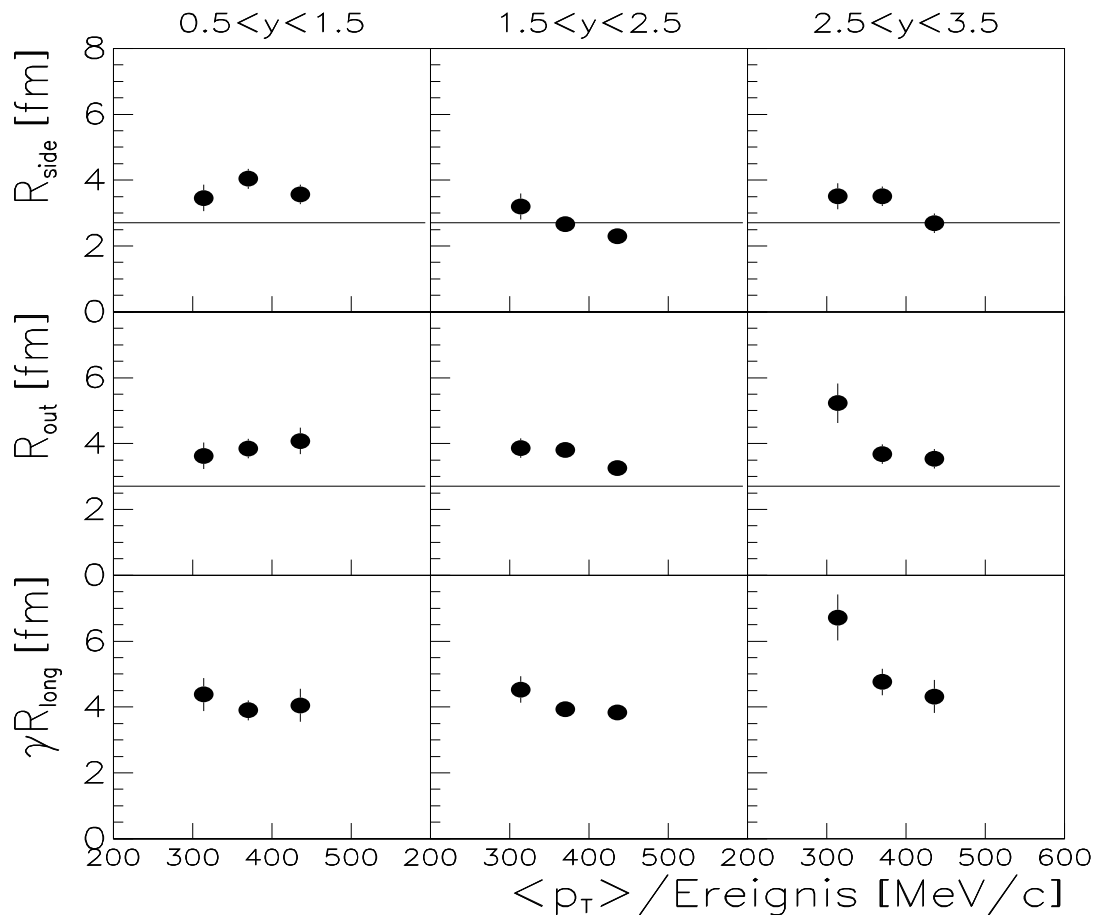


Abbildung 5.16 Abhängigkeit von R_{out} , R_{side} , R_{long} vom mittleren transversalen Impuls $\langle p_T \rangle$ pro Ereignis für die Reaktion $S+Ag \rightarrow \pi^- \pi^-$ in verschiedenen Rapiditätsintervallen. Die gestrichelte Linie zeigt den projizierten Radius des S-Projektils (Vgl. Anhang C.2)

5.7.2 Multiplizitätsabhängigkeit

Der Anstieg des Maximums von $R_{long}(y=3)$ (von $S+S=4$ bis $S+Au=5.5$ fm, vgl. Abb. 5.5) mit zunehmender Targetmasse kann ein Hinweis darauf sein, daß die Pionenkopplungszeit τ_f mit zunehmender Multiplizität ansteigt. Um dieses zu verifizieren, zeigt Abb. 5.17 die Abhängigkeit der Parameter von der Multiplizität der geladenen Teilchen für $S+Ag$ Ereignisse in drei Rapiditätsintervallen. Die angegebene Multiplizität ist die gemessene Multiplizität der geladenen Teilchen in der Akzeptanz der Streamerkammer. Die Punkte sind auf den Mittelwert des jeweiligen Multiplizitätsintervalls gesetzt worden. R_{long} , R_{out} und R_{side} steigen im Mittel, bei um 50% zunehmender Multiplizität, um etwa 15% an.

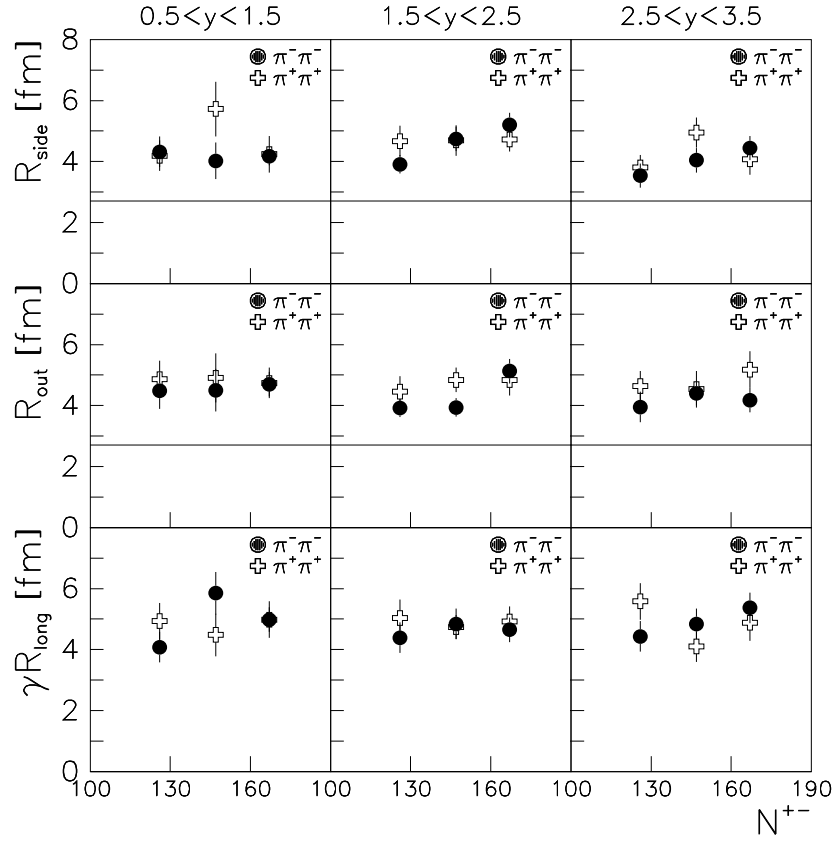


Abbildung 5.17 Abhängigkeit der extrahierten Parameter von der Multiplizität N . Die Kreuze stellen die Ergebnisse der positiven, die Punkte die der negativen Teilchen dar. Die gestrichelte Linie ist der projizierte Radius des S-Projektils.

5.8 Der invariante Parameter R_{inv}

Das invariante Quadrat der Impulsdifferenz ist definiert durch $Q_{inv}^2 = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2)^2 - (\vec{E}_1 - \vec{E}_2)^2$. Für massebehaftete Teilchen impliziert dies bei $Q_{inv}^2 = 0$, daß $\vec{k}_1 = \vec{k}_2$ gilt, und die Korrelationsfunktion bei $Q_{inv}^2 = 0$ ihr Maximum ($C_2(Q_{inv} = 0) = 2$) erreicht. Diese Beziehung gilt nur für die invariante Impulsdifferenz, was diese Variable interessant macht. Es ist allerdings nicht möglich, durch Q_{inv} eine direkte Information über die Raum-Zeit-Entwicklung der Quelle zu erhalten. Ein aufwendiges Verfahren, aus R_{inv}^2 Informationen über die Raum-Zeit-Entwicklung der Quelle zu erhalten, findet man in [78]. Diskussionen über fraktale Strukturen der Quelle (Intermittenz) [78] sind zur Zeit noch im Anfangsstadium. R_{inv} ist aber auch eine gute Variable, um die Ergebnisse der Zwei-Teilchen-Korrelation mit denen der N -Teilchen-Korrelationen zu vergleichen (vgl. nächstes Kapitel). Insbesondere ist die Handhabung der Bose-Einstein-Komponenten in dem N -Teilchen-Formalismus schwierig. Daher sollen hier die Ergebnisse zu R_{inv} in

Abhängigkeit der Rapidität und des transversalen Impulses dargestellt werden. Da die Q_{inv} -Größe die Vektorsumme über alle Komponenten darstellt, gleicht die Korrelationsfunktion $C_2(Q_{inv})$ eher einer exponentiellen als einer gaußförmigen Verteilung.

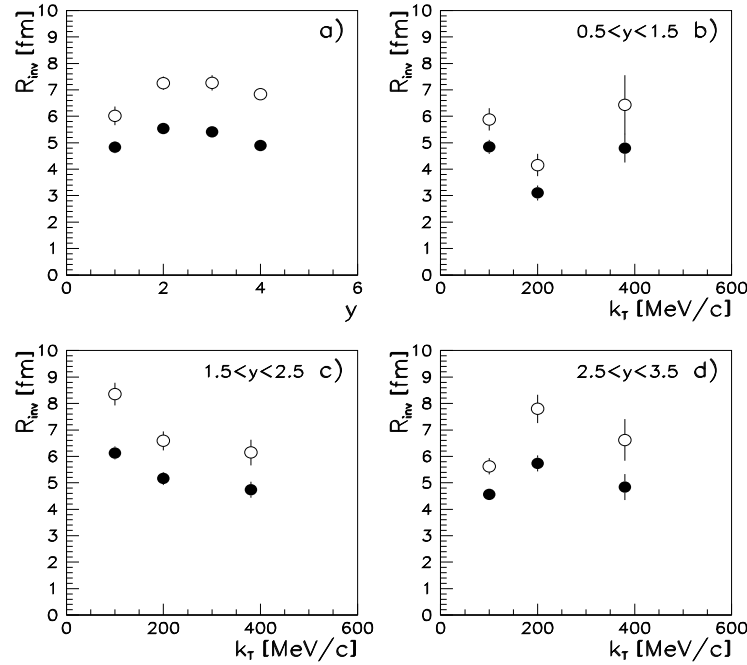


Abbildung 5.18 Invarianter Parameter R_e (offene Kreise) und R_g (gefüllte Kreise) in Abhängigkeit von a) der Rapidität und b-d) des mittleren transversalen Impulses k_T . Das χ^2 für die gaußförmige Anpassung beträgt 0.9-1.6, das für die exponentielle Anpassung 0.8-1.3 .

Um den Einfluß unterschiedlicher Annahmen über die Form der Korrelationsfunktionen zu dokumentieren, wird eine gaußförmige Verteilung:

$$C_2(Q_{inv}) = 1 + \lambda_g \cdot e^{-\frac{1}{2}(R^2 Q_{inv}^2)} \quad (5.6)$$

und eine exponentielle Verteilung:

$$C_2(Q_{inv}) = 1 + \lambda_e \cdot e^{-(R Q_{inv})} \quad (5.7)$$

angenommen. Hierbei ist λ_g , R_g und λ_e , R_e der Inkohärenzfaktor und der invariante Quellparameter der gaußförmigen bzw. exponentiellen Verteilung. Abb. 5.18 zeigt den invarianten Parameter in Abhängigkeit von der Rapidität und des mittleren transversalen Impulses. Der invariante Parameter ändert sich nur wenig.

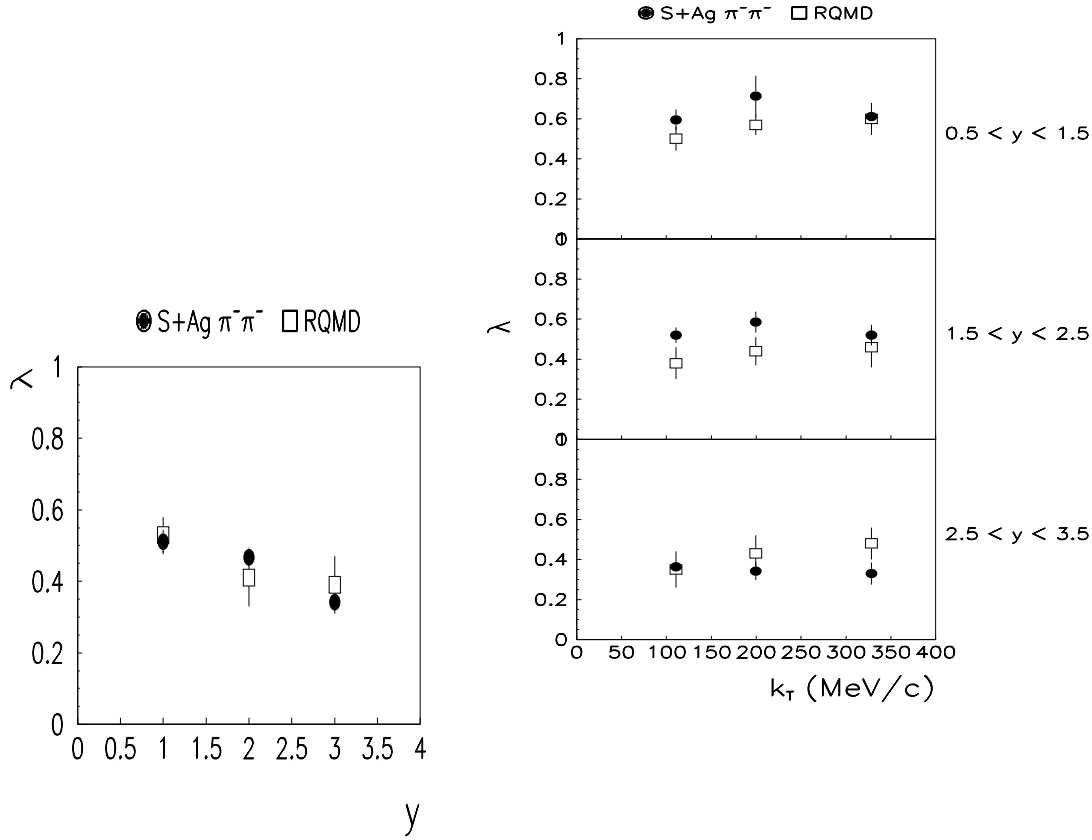


Abbildung 5.19 Vergleich des aus dem dreidimensionalen Fit extrahierten λ -Parameters der S+Ag Daten ($\pi^-\pi^-$) mit RQMD.

Der *intercept* der Korrelationsfunktion ist definiert als der Wert der Korrelationsfunktion für verschwindenden Relativimpuls $C(Q_{inv}=0)$. Aufgrund der endlichen Auflösung des Experiments in der Impulsdifferenz Q_{inv} stellt der *intercept* immer eine Extrapolation zur Impulsdifferenz $Q_{inv} = 0$ dar. Phänomene wie partielle Kohärenz, Zerfall langlebiger Resonanzen, Endzustandswechselwirkungen und Teilchenmißidentifikation können einen Einfluß auf den *intercept* haben. Trotz verschiedener systematischer Probleme nahe $Q_{inv}=0$ kann der wahre *intercept* von Abb. 4.2, Abb. 4.14 und Abb. 4.15 sowie ähnlichen Abbildungen (siehe Anhang A) abgelesen werden: er beträgt zwischen 1.4 und 1.7 für den S+Ag-Datensatz. Für andere Reaktionssysteme erreicht er sogar einen Wert von 2.1 [29]. Diese Werte sind kompatibel mit Vorhersagen für inkohärente Pionenemission in Anwesenheit langlebiger Resonanzen. Der λ -Parameter, der im dreidimensionalen Fit angepaßt wird, ist kein guter Wert für den wahren *intercept*, weil eine einfache gaußförmige Kurve nicht den steilen Anstieg der Korrelationsfunktion bei kleinen Impulsdifferenzen erklären kann. Dieser steile Anstieg kann durch langlebige Resonanzen entstehen. Außerdem hat diese Region ($Q_{inv} < 10$ MeV/c) nur wenig Einfluß auf den Fit, da hier nur wenige Paare beitragen. Dennoch soll hier der so ermittelte λ -Parameter in Abhängigkeit von der Rapidität und dem mittleren transversalen Impuls der Teilchen-

paare k_T untersucht werden. Abb. 5.19 zeigt die Abhängigkeit des λ -Parameters von der Rapidity und dem mittleren transversalen Impuls der Teilchenpaare k_T . Die Daten werden mit Ereignissen des RQMD-Ereignisgenerators verglichen. Es ergibt sich eine quantitative Übereinstimmung.

5.9 Erweiterung der Parametrisierung

In [48] wird eine weitere Parametrisierung der Korrelationsfunktion vorgestellt. Diese Parametrisierung basiert auf der Arbeit von [81] und benutzt den kovarianten Wigner-Funktions-Formalismus. Weiterhin wird zwar eine zylindrische Geometrie angenommen, allerdings Modell-unabhängige Ausdrücke für die Korrelationsradien verwendet.

Es sollen nun anhand zweier Beispiele die experimentellen Korrelationsfunktionen mit theoretischen Vorhersagen dieser Parametrisierung verglichen werden. Außerdem werden die Daten in Abhängigkeit dieser neuen Parametrisierung untersucht. Die Parametrisierung durch [48] fügt einen Kreuzterm $Q_{out} \times Q_{long}$ in Glg. (4.9) ein:

$$C_2^\times = 1 + \lambda \cdot e^{-\frac{1}{2}((Q_{side}^2 R_{side}^2) + (Q_{out}^2 R_{out}^2) + (Q_{long}^2 R_{long}^2) + 2(R_{OL}^2 \cdot Q_{out} \cdot Q_{long}))} \quad (5.8)$$

Dieser Kreuzterm verschwindet für $k_T=0$ MeV/c ($\beta_T=0$). Ebenso ist für $k_T=0$ MeV/c $R_{side} = R_{out}$ und es kann daher keine Differenz zwischen der *side*- und *out*-Richtung gemessen werden. Die Differenz und der Einfluß des Kreuzterms wird für große k_T maximal. Für $k_T > 0$ MeV/c gibt der Kreuzterm also die Möglichkeit, Asymmetrien in den Variablen Q_{out} und Q_{long} zu studieren. R_{OL}^2 kann positive und negative Werte annehmen.

Einen Hinweis auf die Existenz eines solchen Kreuzterms gibt Abbildung 5.20. Hier ist eine gerechnete [48] Korrelationsfunktion als Funktion von Q_{out} und Q_{long} für eine mittlere Rapidity von $y_{cm} = -2$ und einem mittleren transversalen Impuls $k_T = 200$ MeV ($Q_{side}=0$) dargestellt. Daneben zeigt die Abbildung die Korrelationsfunktion für S+Au Daten: die Rotation der Signale in Q_{out} und Q_{long} deuten auf die Existenz des Kreuzterms hin. Abb. 5.21 zeigt dieselbe Rechnung als Projektionen über zwei verschiedene Bereiche in Q_{long} . Daneben sind die Projektionen über die Korrelationsfunktion der Reaktion $S+Ag \rightarrow \pi^+ \pi^-$ dargestellt. Die Verschiebung der beiden Kurven belegt die Anwesenheit des Kreuzterms.

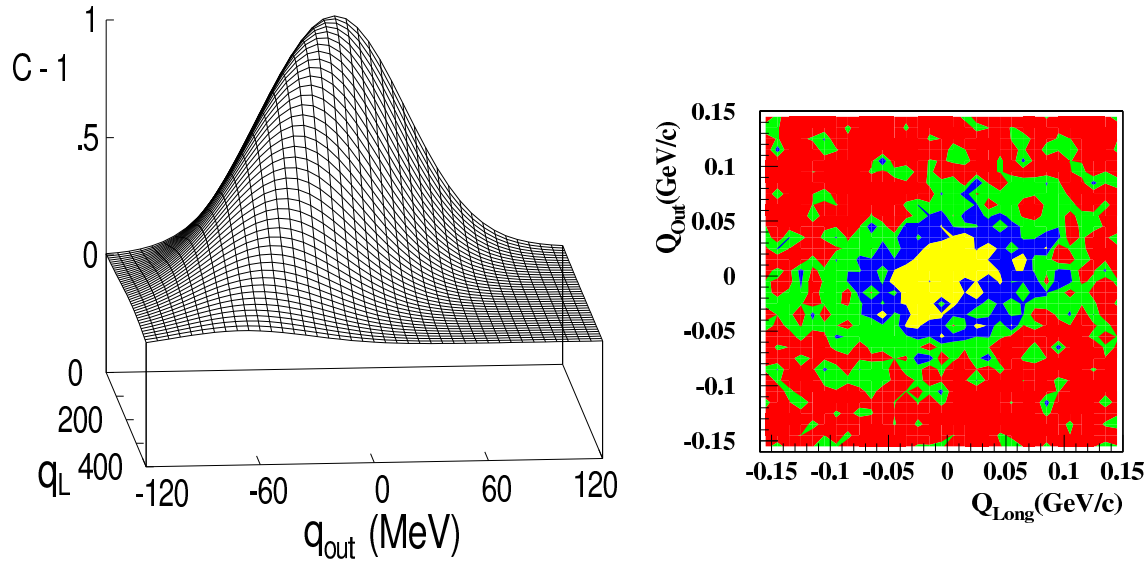


Abbildung 5.20 (links) Gerechnete Korrelationsfunktion mit dem Kreuzterm: $C-1$ als Funktion von Q_{out} und Q_{side} für eine mittlere Rapidity von $y_{cm} = -2$, mittleren transversalen Impuls $k_T=200$ MeV und $Q_{side}=0$. (rechts) Experimentelle Korrelationsfunktion C_2^x (unter Mitnahme des Kreuzterms) als Funktion von Q_{out} und Q_{side} für eine mittlere Rapidity von $y = 4$ ($y_{cm}=3$), mittleren transversalen Impuls $k_T=200$ MeV und $Q_{side}=0$.

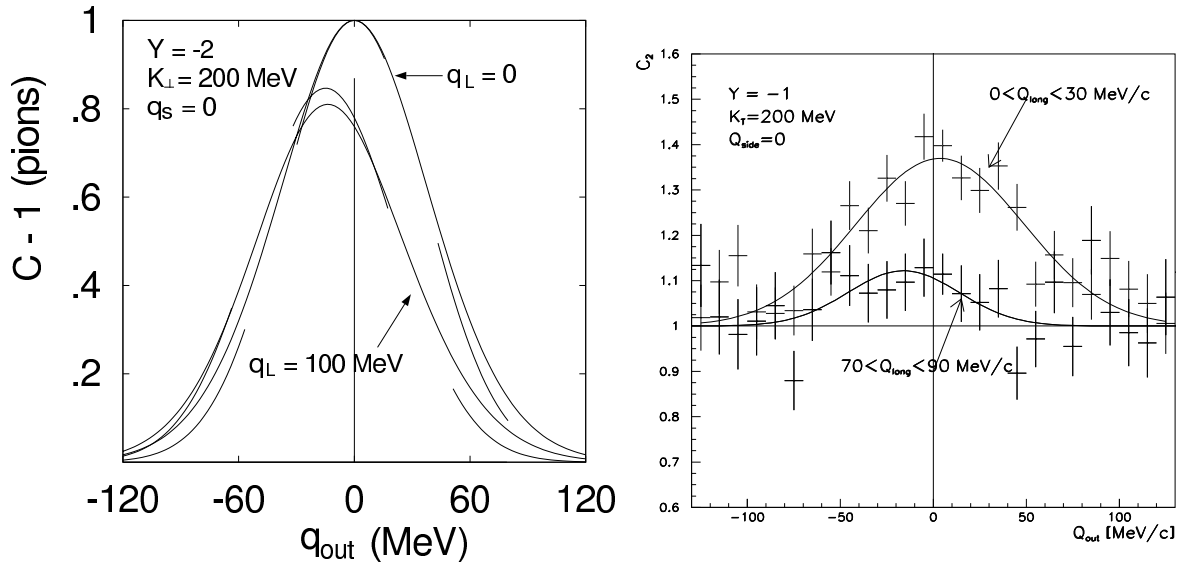


Abbildung 5.21 (links) Gerechnete Korrelationsfunktion als Funktion von Q_{out} für die Rapidity $y_{cm} = -2$, $k_T=200$ MeV, $Q_{side}=0$. Die durchgezogenen Linien sind exakte numerische Resultate, die gestrichelte Linie eine analytische Approximation. Die Quellparameter sind $v = \delta\tau = 0$, $R_G=3$ fm, $\tau_0=4$ fm, $\delta\eta=1.5$, $T=150$ MeV. (rechts) Korrelationsfunktion (S+Ag-Daten) als Funktion von Q_{out} für den Rapiditybereich $1.5 < y < 2.5$ und einem Transversalimpulsbereich von $150 < k_T < 250$ MeV. Die symmetrische Kurve ist eine Projektion über $0 < Q_{long} < 30$ MeV/c, die asymmetrische Kurve die Projektion über $70 < Q_{long} < 90$ MeV/c.

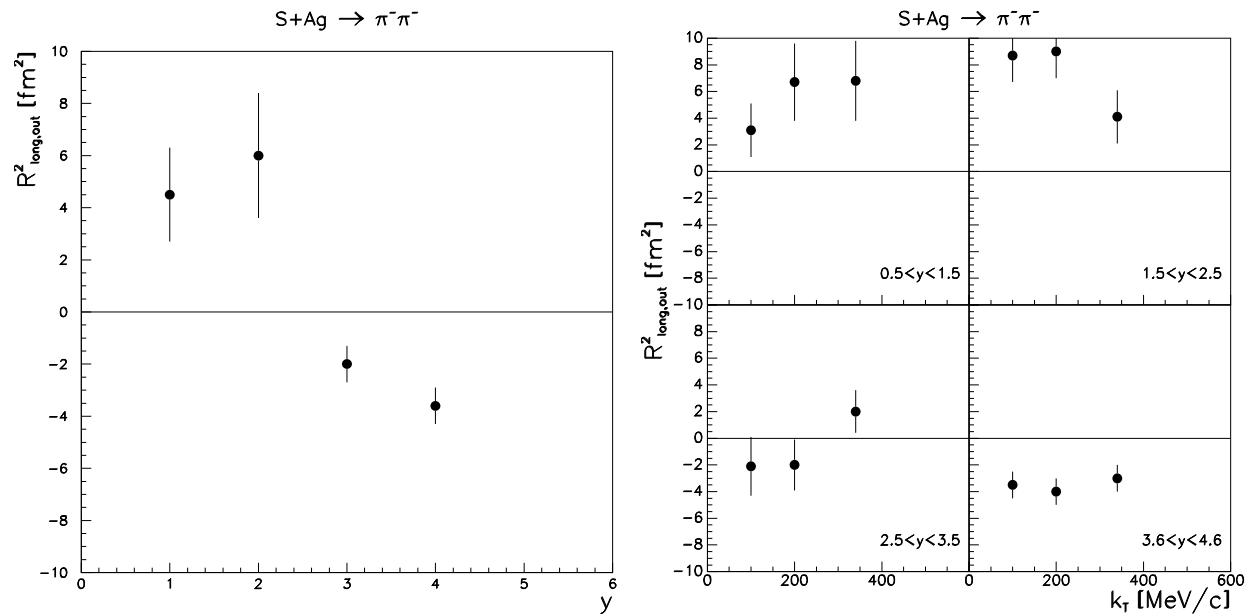


Abbildung 5.22 (links) $R^2_{out,long}$ in Abhängigkeit von der Rapidität y , (rechts) $R^2_{out,long}$ in Abhängigkeit vom mittleren Transversalimpuls des Teilchenpaares k_T .

Durch den neu eingeführten Kreuzterm verändern sich die anderen Parameter R_{out} , R_{side} und R_{long} um maximal 10%. Wie aber ändert sich der neue Parameter $R^2_{out,long}$ in Abhängigkeit von der Rapidität y und dem mittleren Transversalimpuls eines Teilchenpaares k_T ? Abb.5.22 zeigt dies für die Reaktion $S+Ag \rightarrow \pi^- \pi^-$. $R^2_{out,long}$ ist für Rapiditäten $y < 2.5$ größer als 0 und fällt mit steigender Rapidität unter 0. Die Abhängigkeit von k_T hängt seinerseits von der Rapidität ab. Diese Abhängigkeit des Kreuzterms $R^2_{out,long}$ von der Rapidität wird in [48] vorhergesagt. Insbesondere gilt $R^2_{out,long}=0$ für $y_{cms}=0$ oder $k_T=0$. Zukünftige Experimente sollten dies weiter untersuchen. In [48] wird darauf hingewiesen, daß es durchaus zu höheren Energien hin einen immer stärkeren Einfluß des Kreuzterms geben könne.

Die vorgestellten Daten beinhalten alle bekannten Korrekturen. Eine weitere Verbesserung ist nicht möglich und kann eventuell nur durch eine noch höhere Statistik gegeben werden. Die Ergebnisse der Bose-Einstein-Korrelationsanalyse basieren auf Mittelwerten, die aus vielen Ereignissen erhalten werden. Daher kann nicht ausgeschlossen werden, daß Ereignisse mit einer langen Lebensdauer existieren. Zukünftige Experimente (NA49, STAR, ALICE) wurden bzw. werden zum Zweck eines solchen Studiums gebaut. Sie werden neue Einblicke in die untersuchten Gebiete geben.

6 Viel-Teilchen-Korrelationen

In diesem Kapitel sollen die Resultate einer systematischen Viel-Teilchen-Analyse vorgestellt werden. Hierzu werden die Daten des S+Ag-Streamerkeramker-Datensatzes verwendet. Mit diesem kann erstmals sowohl eine vollständige Viel-Teilchen-Analyse in der longitudinalen und transversalen Komponente des Impulsabstandes als auch ein vollständiger Vergleich der N-Teilchen-Korrelationen mit den Ergebnissen der Zwei-Teilchen-Korrelationen vorgenommen werden. Es wird außerdem das Modell einer gaußförmigen Quelle dem einer asymmetrischen Quelle gegenübergestellt und mit der Viel-Teilchen-Analyse verglichen. Weiterhin wird der Einfluß einer Viel-Teilchen-Korrelation auf die Zwei-Teilchen-Korrelation untersucht.

Die Untersuchung von Teilchen-Korrelationen höherer Ordnung ist interessant, weil hierdurch einerseits die Ergebnisse der Zwei-Teilchen-Korrelation verifiziert werden können. Andererseits versucht man, Viel-Teilchen-Korrelationen zu finden, die nicht das Produkt von einfachen Zwei-Teilchen-Korrelationen sind. Weiterhin können Annahmen, die in die Zwei-Teilchen-Analyse eingegangen sind, durch Viel-Teilchen-Korrelationen überprüft werden. So kann zum Beispiel ausgetestet werden, ob die Annahme einer gaußförmigen Quellverteilung richtig ist oder durch eine asymmetrische Quellverteilung ersetzt werden muß. Schließlich sind die Viel-Teilchen-Korrelationen aufgrund von großen Teilchenanhäufungen in den Kollisionen zwischen zwei Nukleonen bei hohen Energien nicht mehr zu vernachlässigen. Im Bereich dieser großen Multiplizitäten studiert man dann die Clusterbildung großer Zahlen von Pionen im Phasenraum.

Der Bose-Einstein-Effekt beeinflußt die Zwei-, Drei- und N-Teilchen-Korrelationen. Die Multiplets gleicher Ladung zeigen aufgrund des Bose-Einstein-Effekts eine Überhöhung bei kleinen Impulsdifferenzen. Der Vergleich von Zwei- und Viel-Teilchen-Korrelationen kann sowohl einen Konsistenztest als auch Informationen über Viel-Teilchen-Korrelationen liefern, die nicht direkt aus der Bose-Einstein-Statistik folgen. Erstens dient also eine solche Analyse der Feststellung, ob es außer den Zwei-Teilchen-Korrelationen weitere

Korrelationen gibt, die nicht bereits durch die Zwei-Teilchen-Korrelationen berücksichtigt wurden, und zweitens, ob es außer den Bose-Einstein-Korrelationen keine weiteren Effekte gibt. Dies wäre konsistent zu *intermittency*-Analysen [82, 93] und weiteren Studien auf dem Gebiet der Viel-Teilchen-Bose-Einstein-Interferometrie [83]-[94].

Die Viel-Teilchen-Interferometrie liefert also eine alternative Methode zum Testen und Ergänzen der Ergebnisse der Zwei-Teilchen-Interferometrie-Analyse. Man hat außerdem eine unabhängige Möglichkeit zum Testen, ob das Gaußsche Modell ein konsistentes phänomenologisches Modell ist, das die pionenemittierende Quelle beschreibt, oder ob es einen Hinweis auf eine nicht-gaußförmige Quelle gibt.

6.1 Zwei- und Viel-Teilchen-Formalismus

Die folgende N-Teilchen-Analyse basiert auf der Berechnung des relativen Pionenimpulses zum Quadrat $Q_{ij}^2 = -(q_i - q_j)^2$, wobei i und j die Indizes der Teilchen eines Multiplets sind. Sie wurde auf die longitudinale und transversale Komponente des Impulses erweitert. Um einen systematischen Formalismus zu erstellen, wird nun vom Zwei-Teilchen-Ansatz ausgegangen und dieser auf die Drei- und Viel-Teilchen-Formulierung ausgedehnt, da die Drei- und Viel-Teilchen-Korrelationen identischer Teilchen mit Zwei-Teilchen-Korrelationen beschrieben werden können. Die Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktion wurde in den vorhergehenden Kapiteln mit

$$C_2 = \frac{P(p_1, p_2)}{P(p_1) \cdot P(p_2)}$$

beschrieben, wobei $P(p_1, p_2)$ die Wahrscheinlichkeitsdichte zweier Teilchen ist und $P(p_i)$ die korrespondierende Ein-Teilchenwahrscheinlichkeit. Dies kann auch als

$$C_2 = 1 + |F_{12}|^2 \quad (6.1)$$

geschrieben werden, mit der Fouriertransformierten der Quellendichte-Verteilung

$$F_{12} = \int e^{iQ_{12}r} \rho(r) d^4r ; \quad (6.2)$$

Q_{12} ist die Differenz zwischen zwei Viererimpulsen p_i , $\rho(r, t)$ ist die Raum-Zeit Verteilung der Quelle. Hiermit parametrisiert man die Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktion zu

$$C_2 = 1 + \lambda_2 e^{-\frac{1}{2} R_{2\pi}^2 Q_{2\pi}^2} , \quad (6.3)$$

wobei eine gaußförmige Quelle angenommen wird, oder es wird für

$$C_2 = 1 + \lambda_2 e^{-R_{2\pi} Q_{2\pi}} \quad (6.4)$$

eine exponentielle Verteilung der Quelle angenommen. Die nicht normalisierte Drei-Teilchen-Korrelationsfunktion folgt direkt

$$C_3 = 1 + |F_{12}|^2 + |F_{23}|^2 + |F_{31}|^2 + 2 \operatorname{RE}(F_{12}F_{23}F_{31}). \quad (6.5)$$

Falls ein gaußförmiges Modell angenommen wird, setzt man für die Fouriertransformierte

$$F_{ij}^2 = \lambda e^{-\frac{1}{2}R^2 Q_{ij}^2} \quad (6.6)$$

(λ und R sind die Ergebnisse der 2π -Korrelationsanalyse). Die ersten drei Terme der Drei-Teilchen-Korrelationsfunktion beinhalten drei korrelierte Paare. Der letzte Term ist der Triplett-Korrelationsterm, der sensitiv auf die Phasenfaktoren der Fouriertransformierten ist. C_3 kann nun als

$$C_3(Q_{ij}) = 1 + \lambda \sum e^{-\frac{1}{2}R^2 Q_{ij}^2} + 2\lambda^{3/2} e^{-\frac{1}{4}R^2 Q_{3\pi}^2} \quad (6.7)$$

mit

$$Q_{3\pi}^2 = Q_{12}^2 + Q_{23}^2 + Q_{31}^2 \quad (6.8)$$

geschrieben werden. Analog erhält man für die N-Teilchen-Korrelationen:

$$Q_{n\pi}^2 = \sum_{i < j=2}^n Q_{ij}^2. \quad (6.9)$$

Eine Parametrisierung der Triplett-Korrelationsfunktion kann ebenfalls analog zu der der Paare (6.3) formuliert werden:

$$C_3 = 1 + \lambda_3 e^{-\frac{1}{2}R_{3\pi}^2 Q_{3\pi}^2}, \quad (6.10)$$

oder analog zu (6.4)

$$C_3 = 1 + \lambda_3 e^{-R_{3\pi} Q_{3\pi}}, \quad (6.11)$$

bzw. allgemein für Viel-Teilchen-Korrelationen:

$$C_n = 1 + \lambda_n e^{-\frac{1}{2}R_{n\pi}^2 Q_{n\pi}^2}, \quad (6.12)$$

und exponentiell

$$C_n = 1 + \lambda_n e^{-R_{n\pi} Q_{n\pi}}. \quad (6.13)$$

Eine andere Parametrisierung folgt direkt aus der Quantenoptik und ist detailliert in [84] beschrieben. R_n und λ_n hängen von der Ordnung der Korrelation ab. Mit einer einfachen Umrechnung kann man R_n und λ_n zu R_2 und λ_2 umrechnen, wie später gezeigt wird. Generell ist $Q_{n\pi}$ die invariante Impulsdifferenz Q_{inv} für jedes Paar des Multiplets. Weiterhin wird die Analyse auf die longitudinale Impulsdifferenz Q_{long} und transversale Impulsdifferenz Q_{trans} ausgedehnt.

Für die Zwei-Teilchen-Korrelationsanalyse geladener Teilchen wird die Coulomb-Korrektur mit der folgenden Gamow-Korrektur-Funktion verwendet,

$$G_{12} = \frac{2\pi\eta_{12}}{\exp(2\pi\eta_{12}) - 1}, \quad (6.14)$$

wobei η_{12} der Sommerfeld Parameter α/β_{12} ist. α ist die Feinstrukturkonstante und β_{12} die Geschwindigkeit des Teilchens 1 relativ zu Teilchen 2 geteilt durch die Lichtgeschwindigkeit. Für die Drei-Teilchen-Gamow-Korrektur $G_{3\pi}$ kann die Näherung [85] geschrieben werden:

$$G_{3\pi} = G_{12} \cdot G_{31} \cdot G_{23}, \quad (6.15)$$

bzw. direkt für die N-Teilchen Gamow-Korrektur

$$G_{n\pi} = \prod_{i=1, i < j}^n G_{ij}. \quad (6.16)$$

Da dies nur Näherungen sind [95], wäre es durchaus interessant, mit Viel-Teilchen-Korrelationen Abweichungen von dieser Gamow-Korrektur zu finden.

Experimentell wird die Dichteverteilung (*Signal*) für z.B. drei Teilchen so konstruiert, indem drei gleichgeladene Teilchen desselben Ereignisses miteinander kombiniert werden, während die drei Pionen der unkorrelierten Dichteverteilung (*Untergrund*) von unterschiedlichen Ereignissen derselben Multiplizität genommen werden. Die integrierte Drei-Teilchen-Korrelationsfunktion ist das Verhältnis zwischen Signal und Untergrund.

Das Hauptproblem der Viel-Teilchen-Korrelationsanalyse ist die Rechenzeit. Obwohl Rechner mit einer Rechenleistung von 4 bis 130 MFLOPS zur Verfügung standen, hätte die Rechenzeit für den verwendeten Datensatz einige Jahre betragen, wenn die volle Anzahl der Ereignisse zur Bildung des Untergrundes benutzt worden wäre. Um dieses Problem zu umgehen, wird nur eine solche Untermenge der Ereignisse zur Bildung des Untergrundes verwendet, die die gleiche Multiplizitätsverteilung hat wie die gesamte Anzahl der Ereignisse. Die Größe dieser Untermenge wurde so ausgewählt, daß die statistischen Fehler der Untergrundverteilung klein sind im Vergleich zu denen in der Signalverteilung. Diese Methode der Optimierung hat keinen Effekt auf die Korrelationsfunktion, was durch einen kleineren Datensatz verifiziert wurde, aus dem ein Teiluntergrund und ein vollständiger Untergrund gebildet und verglichen wurde. Durch die Selektierung und weiterer Code-Optimierung wurde die Rechenzeit von Jahren auf Tage reduziert. Eine weitere Reduktion entstand aufgrund eines Verfahrens, Rechenprozesse in dem in Kapitel 2 beschriebenen UNIX-Cluster zu parallelisieren. Die Prozesse kommunizieren über eine Client/Server Datenbank miteinander und werden so gesteuert.

6.2 Vergleich der invarianten N-Teilchen-Impulsdifferenzen

Abb. 6.1 zeigt die Gamow-korrigierte Q_{inv} -Korrelationsfunktionen von jeweils 2-, 3-, 4- und 5-Teilchen-Korrelationen im Rapiditätsintervall $1.5 < y < 2.5$ der Reaktion $S+Ag \rightarrow n \cdot \pi^-$.

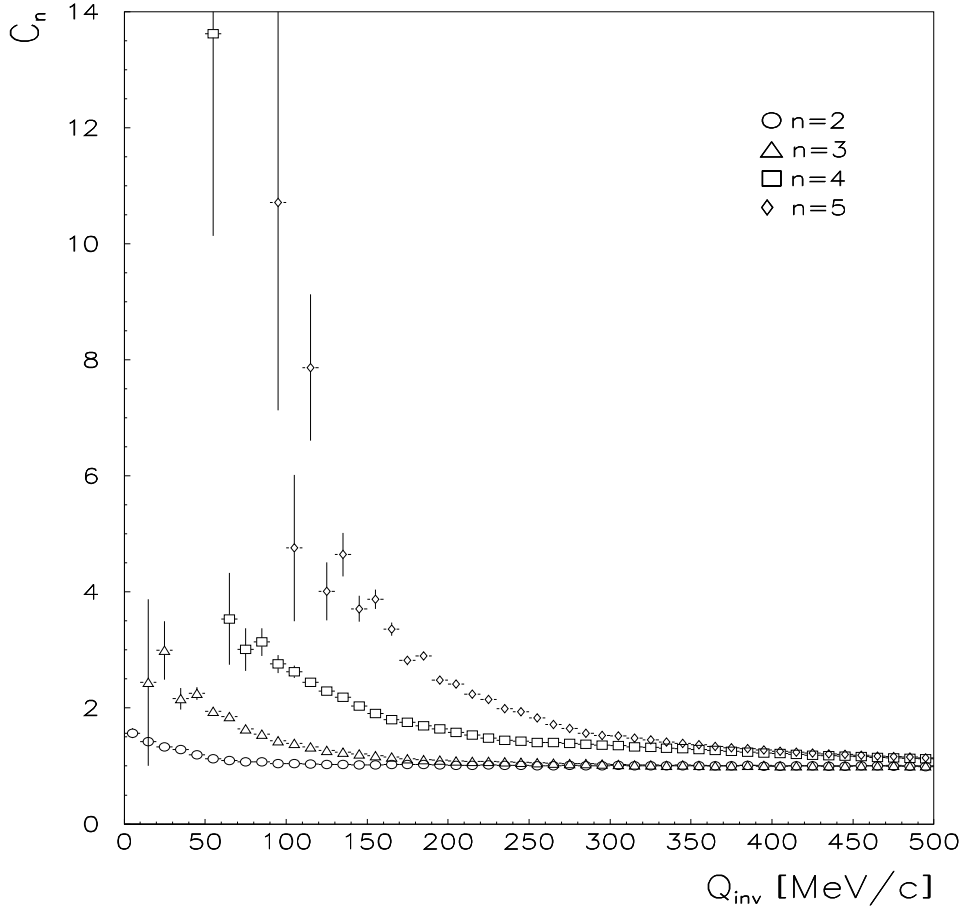


Abbildung 6.1 2-, 3-, 4- und 5- Teilchen Q_{inv} -Korrelationsfunktionen im Rapiditätsintervall $1.5 < y < 2.5$ des $S+Ag \rightarrow n \cdot \pi^-$ Datensatzes

Auf der Abzisse ist $\sqrt{Q_{n\pi}^2}$ aus Glg.(6.9) aufgetragen. Die Funktionen sind im Bereich $800 < Q_{inv} < 1000$ MeV/c normiert. Es zeigt sich, daß Q_{inv} mit einer exponentiellen Verteilung besser als mit einer Gaußschen Verteilung beschrieben wird. Verständlich wird dies dadurch, daß Q_{inv} das Integral über alle Q -Komponenten (also die Summe über viele Gauß-Verteilungen) ist. Weiterhin zeigt sich, daß die Beschreibung der N-Teilchen-Korrelationsfunktion mit einer exponentiellen oder einer gaußförmigen Verteilung nur innerhalb der ersten 300 MeV/c funktioniert. Für höhere Impusdifferenzen zeigen sich Strukturen, die weiter unten beschrieben werden. An die Korrelationsfunktionen wurden

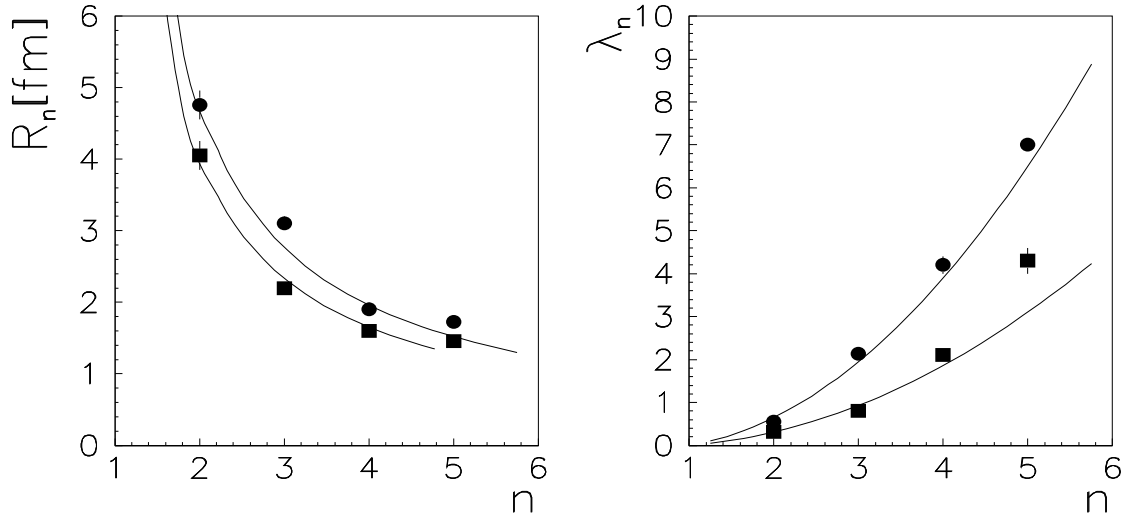


Abbildung 6.2 Vergleich der R_{inv} - und λ_{inv} -Fit-Ergebnisse für die 2-, 3-, 4- und 5- Teilchen Q_{inv} -Korrelationsfunktionen. Die Kreise zeigen die Ergebnisse der exponentiellen, die Quadrate die der gaußförmigen Verteilung. Die gestrichelten (exponentiell) und die gepunkteten (Gauß) Linien beschreiben jeweils den funktionalen Zusammenhang zwischen den Parametern R_n bzw. λ_n mit der Ordnung n .

die Gleichungen (6.12) und (6.13) angepaßt. Abb. 6.2 faßt die Fit-Ergebnisse für die 2-, 3-, 4- und 5- Teilchen Q_{inv} -Korrelationsfunktionen zusammen. Dabei ergeben sich mit der Ordnung n skalierende Ergebnisse. Für R_n ergibt sich

$$R_n = R_2 / \sqrt{\frac{n(n-1)}{2}}. \quad (6.17)$$

Wie in den Zwei-Teilchen-Korrelationen bereits gesehen, ist der Wert für $C_2(Q=0)$ in den Daten kleiner als 2. Theoretisch erwartet man

$$C_n(Q=0) = n! \quad (6.18)$$

für die Magnitude von N-Teilchen-Korrelationen. Aus Abb. 6.2 geht hervor, daß

$$\lambda_n = \lambda_2 \cdot \frac{n(n-1)}{2}. \quad (6.19)$$

Insgesamt skalieren also die Ergebnisse der N-Teilchen-Analyse mit den Ergebnissen der Zwei-Teilchen-Analyse.

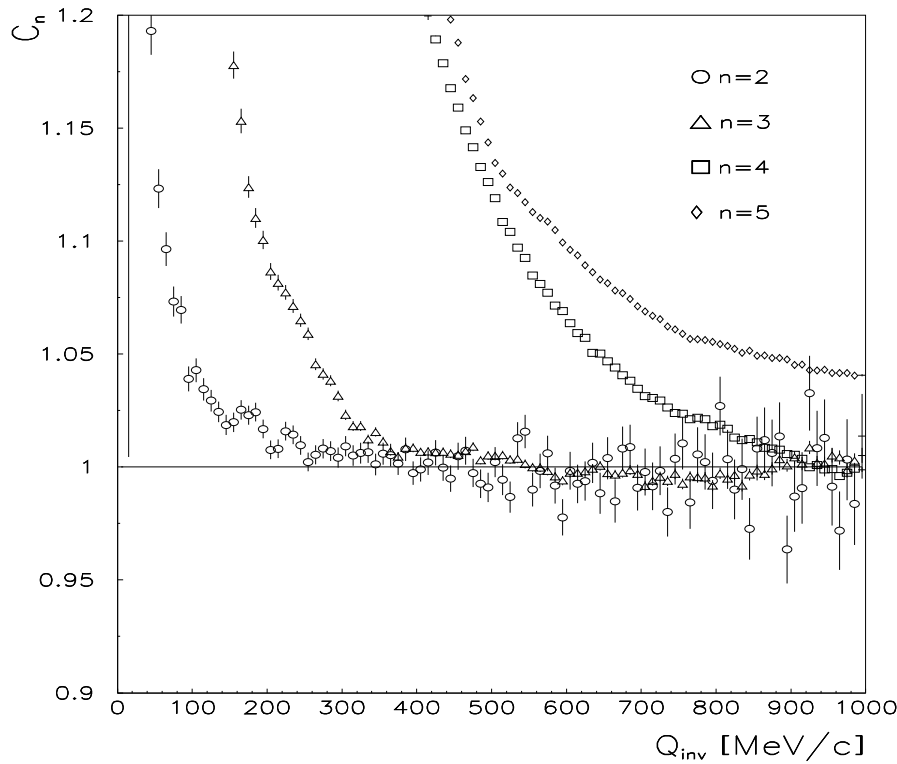


Abbildung 6.3 2-, 3-, 4- und 5- Teilchen Q_{inv} -Korrelationsfunktionen ($0 < Q_{inv} < 1000$ MeV/c) in einer stark vergrößerten C_n -Skala. (S+Ag $\rightarrow n \cdot \pi^-$, $1.5 < y < 2.5$)

6.3 Gaußförmige und asymmetrische Quelle

Betrachtet man die Q_{inv} -Verteilungen in der Abbildung 6.1 in einem vergrößerten Maßstab, so beobachtet man für größere Q_{inv} -Werte das Auftreten von Unstetigkeiten, wie es in Abb. 6.3 zu sehen ist. Diese verschieben sich mit zunehmender Korrelationsordnung nach höheren Q_{inv} . Das könnte ein erstes Anzeichen für eine nicht gaußförmige Quelle sein. Bestätigt wird dies durch eine Simulationsrechnung [96]. Abb. 6.4 zeigt die Simulation von 2- bis 5-Teilchen Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit der transversalen Impulsdifferenz Q_T und unter der Annahme einer gaußförmigen Quellverteilung. Die Abbildung zeigt die jeweiligen Korrelationsfunktionen stark vergrößert. Abgesehen von statistischen Schwankungen ist die Grundlinie der Korrelationsfunktionen flach. Anders sieht es bei einer angenommenen asymmetrischen Quellverteilung (eine halbierte Kugel) aus, wie Abb. 6.5 zeigt. Bereits bei den Zwei-Teilchen-Korrelationen treten Wellenerscheinungen auf, die immer deutlicher bei den N-Teilchen-Korrelationen werden. Die N-Teilchen-Korrelationsfunktionen sind also besonders empfindlich auf eine asymmetrische Quellverteilung.

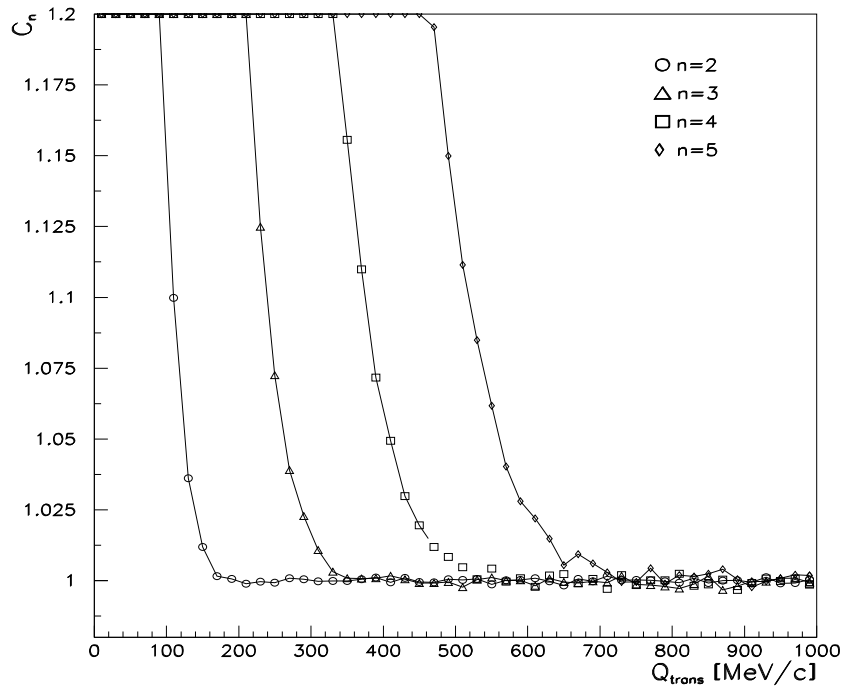


Abbildung 6.4 Simulierte 2-, 3-, 4- und 5- Teilchen Q_{trans} -Korrelationsfunktionen ($0 < Q_{trans} < 1000$ MeV/c) in einer stark vergrößerten C_n -Skala. Die Quelle wurde mit einer gaußförmigen Verteilung parametrisiert.

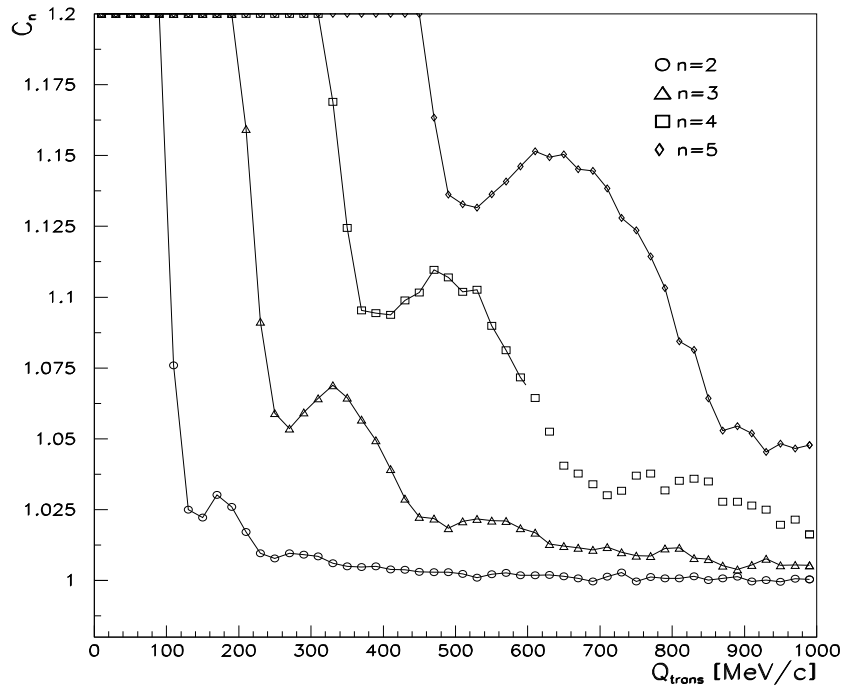


Abbildung 6.5 Simulierte 2-, 3-, 4- und 5- Teilchen Q_{trans} -Korrelationsfunktionen ($0 < Q_{trans} < 1000$ MeV/c) in einer stark vergrößerten C_n -Skala. Als Quellverteilung wurde eine asymmetrische Verteilung verwendet.

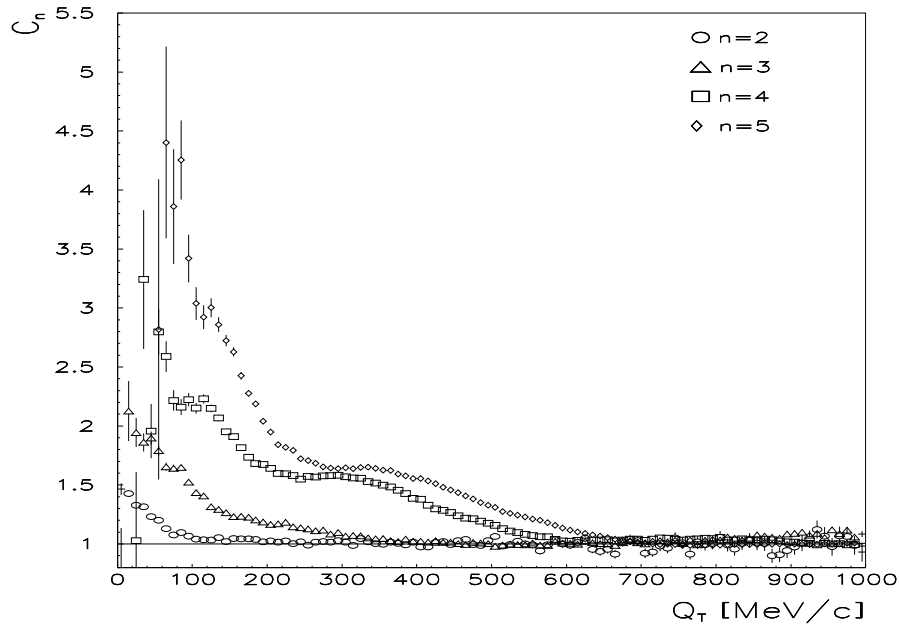


Abbildung 6.6 2-, 3-, 4- und 5- Teilchen Q_{trans} -Korrelationsfunktionen

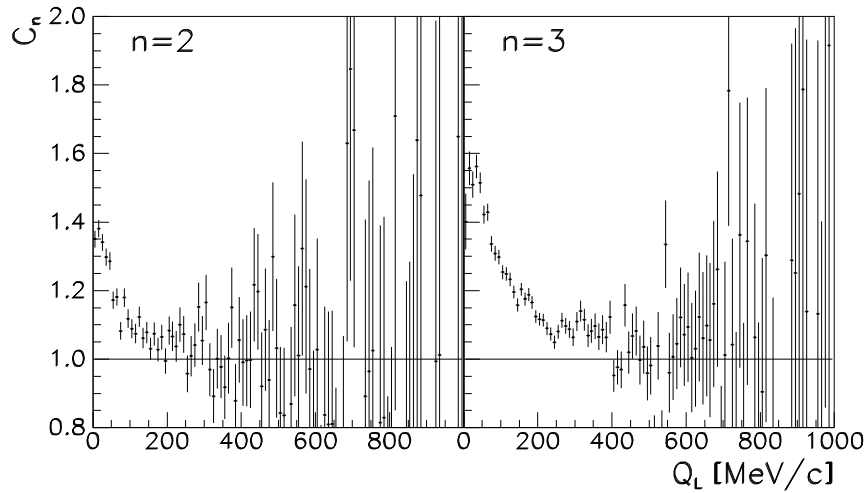


Abbildung 6.7 2-, 3-, 4- und 5- Teilchen Q_{long} -Korrelationsfunktionen

Die sich in den Q_{inv} -Verteilungen andeutenden Strukturen treten noch deutlicher in den transversalen und longitudinalen Impulskomponenten auf, wie in den Simulationen gesehen. Die vorher gezeigte Asymmetrie der Quelle läßt sich also weiter verdeutlichen. Q_{trans} in Abb. 6.6 zeigt Strukturen der Korrelationsfunktion für alle Ordnungen n . Für höhere Ordnungen von Korrelationsfunktionen sind diese ausgeprägter. Asymmetrien zeigen sich auch in den Q_{long} -Verteilungen für höhere Ordnungen, wie sie Abb. 6.7 für Zwei- und Drei-Teilchen zeigt. Die Vier- und Fünf-Teilchen Verteilungen sehen ähnlich aus, sind aber wegen der unklar definierten Grundlinie nicht sinnvoll darzustellen.

6.4 Echte Drei-Teilchen-Korrelationen

Generell enthält die Dichteverteilung im Impulsraum für drei korrelierte Pionen die gleichen Informationen, die bereits in den Zwei-Teilchen-Interferenzen enthalten sind. Um den zusätzlichen Term in den Gleichungen (6.5,6.7) und damit die Beiträge der Drei-Teilchen-Interferenz $Tri(p_1, p_2, p_3)$ zu isolieren, kann man die allgemeine Formel [84, 97]

$$\frac{Tri(p_1, p_2, p_3)}{Uncor(p_1, p_2, p_3)} = C(p_1, p_2, p_3) - [C(p_1, p_2) + C(p_1, p_3) + C(p_2, p_3)] + 2 \quad (6.20)$$

verwenden. $Tri(Q)$, die reine Dichteverteilung von drei korrelierten Teilchen, ist durch

$$Tri(Q) = Cor(Q) - [Two_{12}(Q) + Two_{23}(Q) + Two_{31}(Q)] + 2Uncor(Q) \quad (6.21)$$

gegeben, wobei $Two_{ij}(Q)$ die Dichteverteilungen für drei korrelierte Pionenpaare sind. Um $Two_{ij}(Q)$ zu erhalten, werden Pionenpaare von einem Ereignis selektiert und mit einem anderen Pion eines anderen Ereignisses derselben Multiplizität kombiniert. In einem angenommenen Gaußschen Modell ergibt sich dann der letzte Term der Glg (6.7)

$$\frac{Tri(Q)}{Uncor(Q)} = 2\lambda^{3/2} e^{-\frac{1}{4}R^2 Q_{3\pi}^2}. \quad (6.22)$$

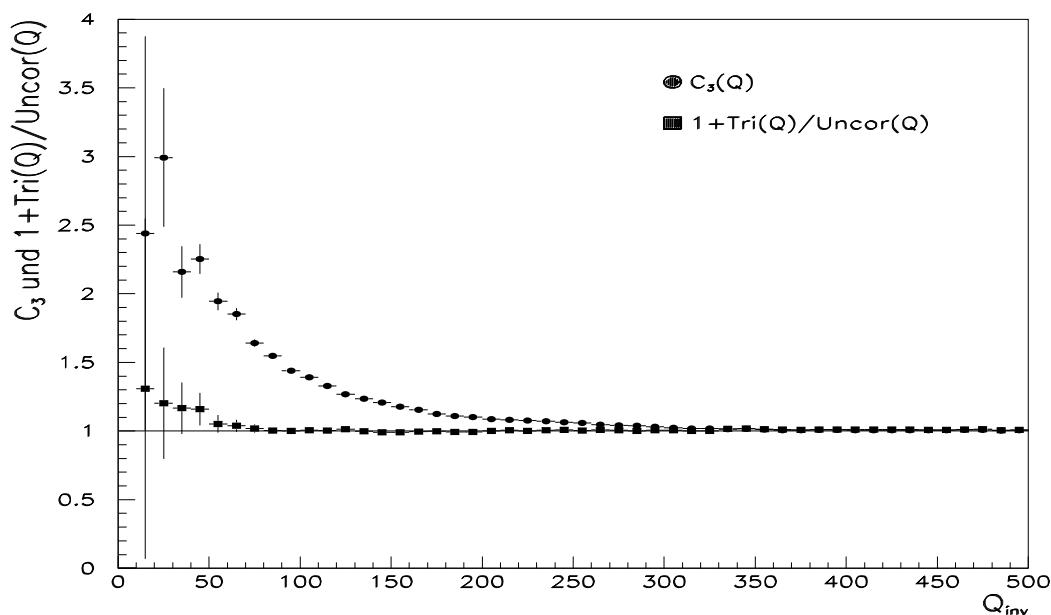


Abbildung 6.8 Drei-Teilchen Q_{inv} -Korrelationsfunktion (Kreise) und der Triplett-Korrelationsterm (Quadrate).

Abb. 6.8 zeigt die reine Drei-Pionen-Korrelationsfunktion von Glg.(6.22) und ist daher identisch zum letzten Term der Gleichungen (6.5,6.7). Man kann sehen, daß dieser Term zwischen 10%-17% des C_3 Wertes für $Q_{inv} < 50$ MeV/c liegt.

6.4.1 Gewichtungsmethoden

Zusätzlich werden zwei andere Methoden benutzt, um den letzten Term der Glg. (6.7) zu extrahieren und zu quantifizieren.

1. Eine direkte Methode [86], bei der der unkorrelierte Untergrund durch Glg. (6.7) gewichtet und für λ und R die Ergebnisse der Zwei-Teilchen-Korrelation eingesetzt werden. Das Verhältnis zwischen der beobachteten Drei-Teilchen-Funktion und dieser gewichteten Funktion würde restliche und zusätzliche nicht Bose-Einstein-Drei-Teilchen-Effekte als Abweichung von

$$C_{3\pi W} = \frac{C_{3\pi \text{ signal}}}{C_{3 \text{ reference}}} = 1 \quad (6.23)$$

zeigen. Als Gewichtungsfunktionen wurden zwei Gleichungen verwendet:

$$W_3^I(Q_{3\pi}, Q_{ij}) = 1 + \lambda \sum e^{-\frac{1}{2}R^2 Q_{ij}^2} + 2\lambda^{3/2} e^{-\frac{1}{4}R^2 Q_{3\pi}^2}, \quad (6.24)$$

$$W_3^{II}(Q_{ij}) = 1 + \lambda \sum e^{-\frac{1}{2}R^2 Q_{ij}^2}, \quad (6.25)$$

wobei Glg. (6.24) die vollständige Drei-Teilchen-Korrelationsfunktion (6.7) ist. Glg. (6.25) vernachlässigt die Beiträge der Phasenfaktoren auf die Korrelationsfunktion. Abb. 6.9 zeigt die gewichtete Drei-Teilchen-Korrelationsfunktion a) gewichtet mit Glg. (6.24) und b) gewichtet mit Glg. (6.25). Wie zu erwarten zeigt (b) größere Abweichungen von $C_3 = 1$. Die Beiträge der Phasenfaktoren verschwinden für $Q \rightarrow 0$.

2. Die vorhergehende Methode wurde weiterhin mit der originalen C_2 -Funktion durchgeführt. Das hat den Vorteil, daß man hier unabhängig von einer aufgeprägten modellabhängigen Fitfunktion ist. W_3^{III} berücksichtigt jedes Paar eines Triplets und lautet

$$W_3^{III}(Q_{3\pi}) = \sum C_2^{data}(Q_{ij}), \quad (6.26)$$

wobei $C_2^{data}(Q_{ij})$ der Wert der Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktion für die Impulsdifferenz Q_{ij} eines Paares des Triplets ist. Eine weitere Gewichtungsfunktion

$$W_3^{IV}(Q_{3\pi}) = \sum C_2^{data}(Q_{ij}) + C_2^{data}(Q_{3\pi}/\sqrt{3}), \quad (6.27)$$

addiert einen zusätzlichen Term $C_2^{data}(Q_{3\pi}/\sqrt{3})$, der den Einfluß von einer möglichen Drei-Teilchen-Korrelation austesten soll. Die Ergebnisse zeigt Abb. 6.10. Glg.(6.27) dämpft die Korrelationsfunktion zu stark für niedrige Q , während Glg. (6.26) die Korrelationsfunktion zu beschreiben scheint. Beide Funktionen ergeben aber $C_3 = 1$ für große Q .

3. Die N-Teilchen-Korrelationsfunktionen wurden wie bereits beschrieben mit den Gleichungen (6.12 und 6.13) gefittet. Das liefert λ_n und R_n , die mit den experimentellen Ergebnissen der Zwei-Teilchen-Korrelationsanalyse verglichen werden können. Alternativ kann man die Gleichungen (6.24 und 6.25) fitten und andere Formeln für N-Teilchen-Korrelationen und diese mit λ und R der Zwei-Teilchen-Ergebnisse vergleichen. Die Konsistenz der Fit-Ergebnisse untereinander zeigt sich in dem gefundenen funktionalen Zusammenhang (vgl. Abb. 6.2).

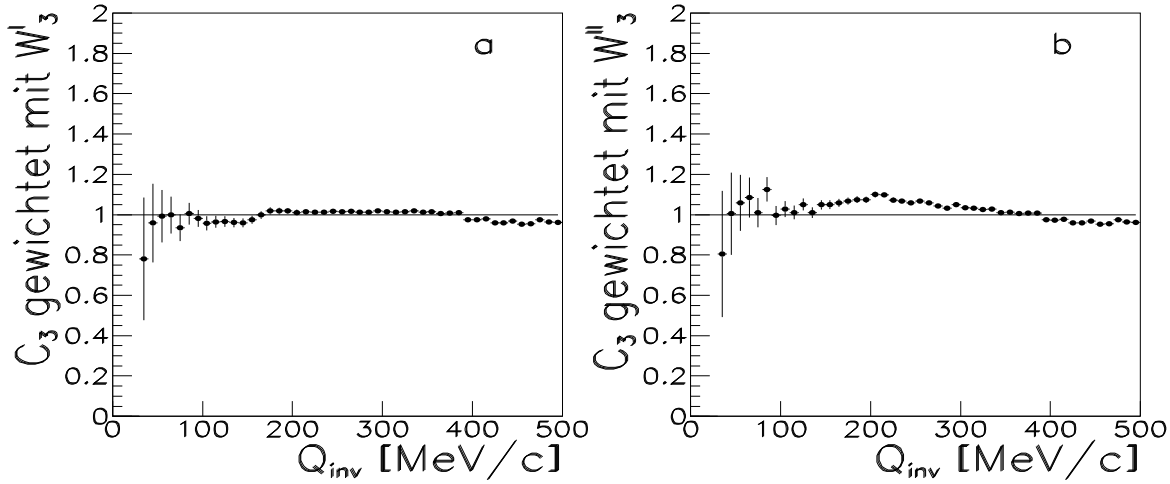


Abbildung 6.9 Gewichtete Korrelationsfunktionen für Drei-Teilchen-Korrelationen in Q_{inv} . a) C_3 gewichtet mit W_3^I aus Glg.(1.24), b) C_3 gewichtet mit W_3^{II} aus Glg.(1.25)

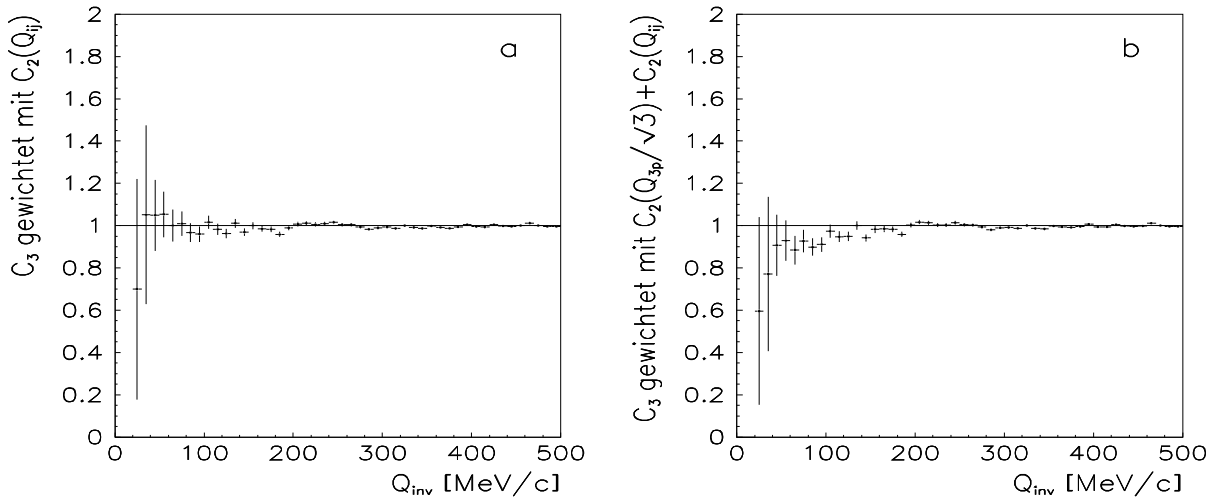


Abbildung 6.10 Drei-Teilchen-Korrelationsfunktion gewichtet mit der C_2 -Korrelationsfunktion aus den Daten. a) C_3 gewichtet mit W_3^{III} aus Glg. (6.26) b) C_3 gewichtet mit W_3^{IV} aus Glg. (6.27)

Die gewichteten Funktionen zeigen, daß die Korrelationsfunktionen innerhalb der Fehler durch Glg.(6.24) und (6.26) beschrieben werden. Das bedeutet, daß die N-Teilchen-Korrelationsfunktionen kompatibel mit den Ergebnissen der Zwei-Teilchen-Bose-Einstein Korrelationen sind, d.h. durch eine Überlagerung von Zwei-Teilchen-Bose-Einstein-Korrelationen beschrieben werden.

6.5 Einfluß der Viel-Teilchen auf die Zwei-Teilchen-Korrelationen

Die Häufigkeit ein Triplet oder ein Multiplet innerhalb einer Phasenraumzelle zu finden, steigt mit der Multiplizität und entsprechend mit der Dichte an. Die Multiplizität für negative Teilchen in einem S+Ag Ereignis in der Akzeptanz der Streamerkammer beträgt etwa 70. Bei einer Zwei-Teilchen-Korrelationsanalyse wird gewöhnlich der Korrelationsbeitrag von Teilchen-Multiplets vernachlässigt. Dieser Ausschluß verzerrt das Resultat der Zwei-Pionen Analyse. Um diesen Effekt zu untersuchen, wird in [85] eine Monte-Carlo-Studie vorgestellt, mit der 500000 korrelierte Paare zu jeweils Zwei-Teilchen-Ereignissen und ein gleicher Datensatz mit Ereignissen der Multiplizität 3 erzeugt werden. Es werden unterschiedliche Datensätze mit verschiedenen Temperaturen und Quellradien erzeugt und ein analytischer Ausdruck für die Verzerrung des Kohärenzfaktors λ beobachtet: $\Delta\lambda \propto 1/(R^2T)$. Die Verzerrung des Radius und des Kohärenzfaktors wachsen mit sinkender Temperatur T und Radius R der pionenemittierenden Quelle an. Eine große Verzerrung wird bei $R=3$ fm und $T=30$ MeV beobachtet. Bei $R=5$ fm und $T=60$ MeV ist die Verzerrung bereits vernachlässigbar. Die Temperaturen und die Radien der NA35-Streamerkammerdaten liegen nicht in der Region einer signifikanten Verzerrung der Quellparameter. Dennoch soll nun ein weiterer Test den Einfluß der Viel-Teilchen-Korrelationen auf einzelne Pionenpaare und auf die Zwei-Pionen-Interferometrie zu untersuchen, vorgestellt werden.

Im Prinzip kann man die Zwei-Pionen-Korrelationsfunktion in einem n-Pionen-Ereignis als

$$C_{2/n}(q) \propto \frac{Cor_{2/n}(q)}{Uncor(q)} \quad (6.28)$$

schreiben, wobei

$$Cor_{2/n}(q) = \int dp_1 \int dp_2 P_{2/n}(p_1, p_2) \delta(|p_1 - p_2| - q) \quad (6.29)$$

die Verteilung von korrelierten Pionenpaaren in Abhängigkeit von q ist und

$$Uncor(q) = \int dp_1 \int dp_2 P(p_1) P(p_2) \delta(|p_1 - p_2| - q) \quad (6.30)$$

die Verteilung der unkorrelierten Pionenpaare. Mit Glg. (6.28) kann die Zwei-Pionen-Korrelationsfunktion in einem n-Pionen Ereignis als

$$C_{2/n}(q) = C_2(q)\overline{C}_{n-2}(q) \quad (6.31)$$

geschrieben werden, wobei

$$\overline{C}_{2-n}(q) = \kappa \frac{Cor_{2/n}(q)}{Cor_{2/2}(q)} \quad (6.32)$$

und

$$Cor_{2/2}(q) = \int dp_1 \int dp_2 P_2(p_1, p_2) \delta(|p_1 - p_2| - q) \quad (6.33)$$

die Verteilung von korrelierten Pionenpaaren in einem Zwei-Pionen Ereignis und κ eine Normalisationskonstante ist. $\overline{C}_{n-2}(q)$ ist der Multi-Pionen-Korrelationsfaktor, der den Einfluß der Multi-Pionen-Korrelationen auf die Zwei-Pionen-Korrelationsfunktion reflektiert (z.B. für $n=2$, $\overline{C}_{n-2}(q) = 1$). Bildet man $\overline{C}_{n-2}(q)$ mit den oben beschriebenen Monte-Carlo-Ereignissen, so findet man folgendes: ist der Radius der Pionenquelle klein und die Multiplizität groß, so werden Multi-Pionen-Korrelationen wichtig. In einem solchen Fall ist die Verteilung $\overline{C}_{n-2}(q)$ für kleine Relativimpulse größer als 1. Durch den Einfluß der Multi-Pionen-Korrelationen wächst die Anzahl der korrelierten Pionen-Paare bei kleinem Relativimpuls an und fällt in der Region mit großem Relativimpuls ab. Weil die Korrelation zwischen zwei gleichgeladenen Pionen immer stärker wird, wenn $q \rightarrow 0$, wird der Einfluß der Multi-Pionen-Korrelationen immer schwächer. Im Fall der gleichen Pionenmultiplizität wird der Multi-Pionen-Korrelationsfaktor mehr vom Radius als von der Temperatur der Pionenquelle beeinflusst.

Führt man eine Zwei-Pionen-Korrelationsanalyse der Daten durch, so wird der Untergrund (Referenzsignal) durch das Kombinieren von Pionen aus unterschiedlichen Ereignissen der gleichen Multiplizität gebildet, was ausgedrückt werden kann als

$$Uncor'(q) = \int dp_1 \int dp_2 P'(p_1) P'(p_2) \delta(|p_1 - p_2| - q), \quad (6.34)$$

wobei $P'(p)$ die inklusive Ein-Teilchen-Verteilung in N-Teilchen Ereignissen ist:

$$P'(p) \propto P'(p) \int dp' P(p') C_{2/n}(p, p') = P(p) \int dp' P(p') C_2(p, p') \overline{C}_{n-2}(p, p'). \quad (6.35)$$

In Gleichung (6.34) und (6.35) kann man sehen, daß es Korrelationen höherer Ordnung im Referenzsignal $Uncor'(q)$ gibt, die sich direkt auf den Multi-Pionen-Korrelationsfaktor in einem N-Pionen-Ereignis beziehen. Es sei

$$\overline{Uncor}(q) = \frac{Uncor'(q)}{Uncor(q)}, \quad (6.36)$$

wobei man $\overline{Uncor}(q)$ den Restkorrelationsfaktor nennt, der die Korrelationen höherer Ordnung im Untergrund $Uncor'(q)$ gegen den korrelationsfreien Untergrund $Uncor(q)$

darstellt. Nun kann man sehen, daß

$$C_2(q) \propto \alpha \frac{Cor_{2/n}(q)}{Uncor'(q)}, \quad (6.37)$$

mit

$$\alpha = \frac{\overline{Uncor}(q)}{\overline{C}_{n-2}(q)}. \quad (6.38)$$

Der Einfluß der Viel-Teilchen-Korrelationen auf die Zwei-Teilchen-Interferometrie-Analyse kommt sowohl von dem Multi-Pionen-Korrelationsfaktor $\overline{C}_{n-2}(q)$ als auch von dem Restkorrelationsfaktor $\overline{Uncor}(q)$. Um den Multi-Pionen-Korrelationseffekt in experimentellen Ereignissen mit einer adäquaten Statistik zu vergleichen, wird Glg. (6.32) erweitert und man definiert

$$\overline{C}'_{n-2}(q) = \kappa \frac{\sum_{i=n}^{n'} Cor_{2/i}(q)}{\sum_{j=2}^m Cor_{2/j}(q)} (n \geq m), \quad (6.39)$$

wobei über einen bestimmten Bereich der π^- Multiplizität summiert wird. Der Gamow-Faktor zwischen zwei korrelierten Pionen kürzt sich in $\overline{C}'_{n-2}(q)$. Abb. 6.11 zeigt die Variation des Multi-Pionen-Korrelationsfaktors $\overline{C}'_{n-2}(q)$ für die experimentellen Daten. Der Summationsbereich von j nach m (siehe Glg. (6.39)) ist 125 bis 135 und von n nach n' 155 bis 165 der gesamten Teilchenzahl, die in einem Streamerkammerereignis der Reaktion S+Ag nachgewiesen wird. Abb. 6.12 zeigt einen Vergleich der $C_2(Q_{inv})$ -Korrelationsfunktionen in den zwei Multiplizitätsintervallen. Insgesamt sind die Unterschiede vernachlässigbar klein, was zu der Schlußfolgerung führt, daß bei SPS-Energien die Viel-Teilchen-Effekte die Zwei-Teilchen Resultate nicht signifikant beeinflussen.

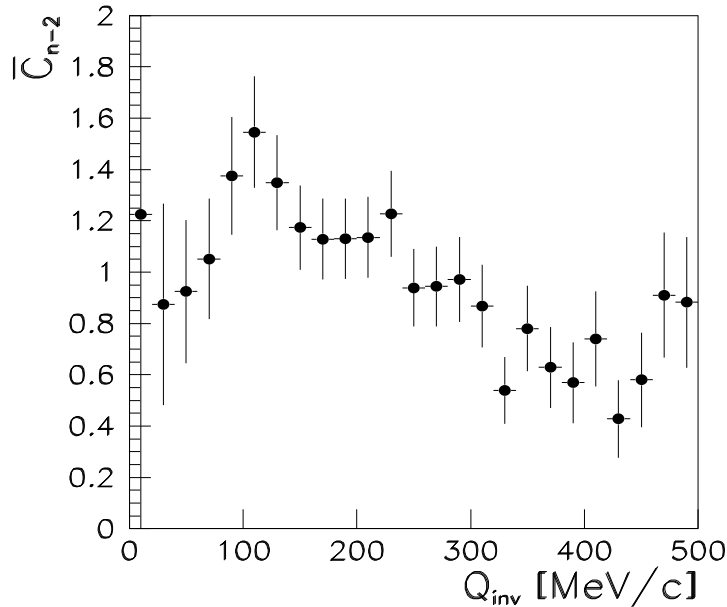


Abbildung 6.11 Variation des Multi-Pionen-Korrelationsfaktors $\overline{C}'_{n-2}(q)$ für die Reaktion S+Ag $\rightarrow \pi^- \pi^-$.

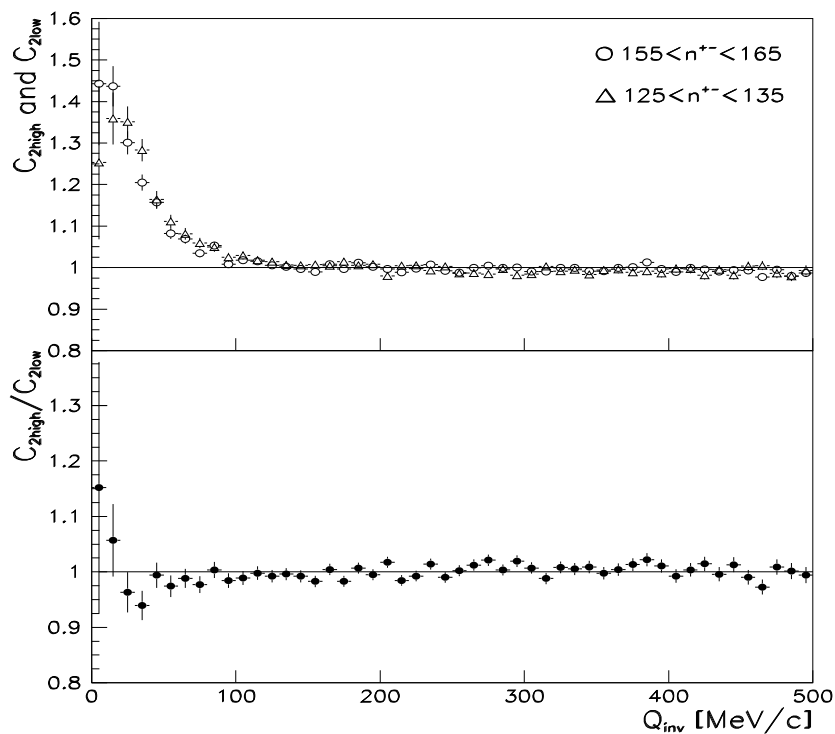


Abbildung 6.12 Vergleich der Q_{inv} -Korrelationsfunktion in zwei verschiedenen Multiplizitätsbereichen

6.6 Ergebnisse der Viel-Teilchen-Analyse

- Zusätzliche Viel-Teilchen-Korrelationen lassen sich in den bisher aufgenommenen Daten nicht nachweisen. Das führt zu dem Schluß, daß die Viel-Teilchen-Korrelationen in den NA35-Daten vollständig durch die Zwei-Teilchen-Korrelation erklärbar sind.
- Der Triplett-Korrelationsterm, der sensitiv zu der Fouriertransformierten der Quellenverteilung ist, ist $<10\%$. Daraus folgt, daß der Beitrag von nicht-Bose-Einstein-Effekten sehr klein ist, wenn überhaupt vorhanden.
- Die Strukturen in den N-Teilchen- Q_{inv} -Korrelationsfunktionen deuten auf eine asymmetrische Quellverteilung hin. Dies wird durch die Strukturen in den Q_{trans} - und Q_{long} -Korrelationsfunktionen sowie Simulationsrechnungen bestätigt.
- Die Fitergebnisse führen zu dem Schluß, daß

$$Q_{ij}^2 \approx Q_{3\pi}^2/3 \quad (6.40)$$

$$R_{3\pi}^2 \approx R_{2\pi}^2/3 \quad (6.41)$$

$$R_{n\pi} \approx R_{2\pi}/\sqrt{\frac{n(n-1)}{2}} \quad (6.42)$$

$$\lambda_{3\pi} \approx 3 \cdot \lambda_{2\pi} \quad (6.43)$$

$$\lambda_{n\pi} \approx \lambda_{2\pi} \cdot \frac{n(n-1)}{2} \quad (6.44)$$

Die noch offene Frage nach der N-Teilchen Coulomb-Korrektur muß geklärt werden. Eine weitere Studie von N-Teilchen +/- Korrelationen (wie für die Zwei-Teilchen-Analyse bereits geschehen) wird einen Aufschluß über eine neue N-Teilchen Coulomb-Korrektur bringen. Die Schwierigkeit hierbei ist die Frage nach der Kombination von +/- Paaren zu Triplets.

Die Untersuchung weiterer Stoßsysteme würde interessant sein, um die Natur der Strukturen in den $C_n(Q_{inv}, Q_{trans}, Q_{long})$ Korrelationsfunktionen zu studieren. So könnte die Asymmetrie in der Quellverteilung für unterschiedliche Stoßsysteme verschiedene Formen annehmen.

Ausblick

Der durch diese Arbeit entstandene Datensatz von 15000 zentralen S+Ag Reaktionen ist in bezug auf Paarstatistik und Phasenraumabdeckung der derzeit umfangreichste. Bei der Analyse wurden zum ersten Mal alle bekannten systematischen Fehler berücksichtigt und eine neue effektive Coulomb-Korrektur eingeführt. Die relativ große Statistik und die gleichzeitig hohe Impulsauflösung ermöglichen es, Viel-Teilchen-Korrelationen in den longitudinalen und transversalen Impulsdifferenzen zu untersuchen.

Der in dieser Arbeit dokumentierte Fortschritt in der Technik und dem Verständnis von Pionenkorrelationen in hochenergetischen Schwerionenkollisionen legt die Frage nach der Weiterentwicklung der physikalischen Fragestellungen nahe. Das Fernziel ist sicherlich die Bestimmung von Korrelationsfunktionen und damit von Radiusparametern für einzelne Stoßereignisse. Weil in der bisherigen Analyse von Ereignisgruppen trotz einer leichten Abhängigkeit der Korrelationsfunktion vom mittleren Transversalimpuls eines Teilchenpaares nicht ausgeschlossen werden kann, daß es Ereignisse gibt, die eine ausgeprägtere Abhängigkeit haben, ist ein Zwischenschritt schon die Analyse von Ereignisgruppen, die nach bestimmten Kriterien gebildet wurden. Die Kennzeichen einer möglichen Abhängigkeit werden deshalb unscharf, weil nur Ereignisensembles betrachtet werden. Deswegen wäre es denkbar, daß auch Ereignisse mit einer langen Lebensdauer existieren. Dies wird zu einem weiteren Untersuchungsgegenstand des NA35-Nachfolge-Experiments NA49, das zentrale $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ -Stöße bei 158 GeV/Nukleon analysiert. Dieses Experiment wurde zu dem Zweck gebaut, die Observablen in Einzelereignissen zu untersuchen. Da in einem zentralen $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ Ereignis etwa 1500 geladene Teilchen entstehen, reicht die Multiplizität eines einzelnen Ereignisses aus, um dieses als statistisches Ensemble zu behandeln. Ereignisse mit hohen Transversalimpulsen und anderen "exotischen" Werten können nun selektiert und ihr Einfluß auf die Bose-Einstein-, aber auch auf andere Observablen, untersucht werden. Ebenso bleibt eine signifikante Aussage über die Abhängigkeit von den Ereignisgrößen $\langle p_T \rangle$ /Ereignis und Multiplizität diesen Experimenten vorbehalten.

Unter der Annahme azimuthaler Symmetrie wurden bisher nur fünf der sechs möglichen Freiheitsgrade eines Pionenpaares untersucht. Für das Studium möglicher azimuthaler Anisotropien müßten neben den zentralen Stößen auch Stöße mit niedrige-

ren Stoßparametern aufgenommen werden. Dies wäre ein weiterer Vorteil des NA49-Experiments.

Ein großes Problem zukünftiger Experimente mit schweren Ionen bei hohen Energien ist die Rechenzeitorientierung für die Ermittlung der Korrelationsfunktion (in Gruppen von Ereignissen). Die Rechenzeit steigt quadratisch ¹ mit der Anzahl der Teilchen in einem Ereignis. In der Analyse von 15000 S+Ag Ereignissen mit je 50 negativ geladenen Teilchen ergibt sich eine Rechenzeit von 7 Stunden; für 1500 Teilchen wäre dies ein Wert von 6300 Stunden (260 Tage). Dabei liegt der Schwerpunkt der Rechenzeit in der Bildung der Untergrundkombinatorik. Selbst eine Erhöhung der Rechengeschwindigkeit um eine Größenordnung löst das Problem der Rechendauer nicht. Neue Methoden zur Bestimmung der Korrelationsfunktion insbesondere des Quotienten (Untergrundes) sind gefragt. Eine analytische Vorgehensweise [101] ist eine der Möglichkeiten. Aus demselben Grund sind auch Viel-Teilchen-Korrelationsanalysen in den neuen Experimenten mit den bisherigen Verfahren nicht vorstellbar. Die hier vorgestellten Ergebnisse der N-Teilchen-Analyse werden daher vermutlich für lange Zeit die letzten ihrer Art sein.

¹quadratisch für 2 π -Korrelation, kubisch für 3 π -Korrelationen, etc.

A Korrelationsfunktionen

Hier sind die Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktionen der Reaktion $S+Ag \rightarrow \pi^-\pi^-$ (mit dem Streamerkammer-Detektor aufgenommen) in ihren Projektionen dargestellt. Die extrahierten reziproken Breiten sind in Kapitel 5 aufgeführt und diskutiert. Die eingezeichnete Linie durch die Korrelationsfunktionen ist ein *least-square*-Fit, wie in Kapitel 4 und 5 beschrieben. Die Darstellungen für Q_{long} , Q_{side} und Q_{out} sind über 30 MeV/c der jeweils anderen Variablen projiziert. Die Q -Intervallbreite beträgt 20 MeV/c und hat einen Bereich von 0-500 MeV/c. Die Korrelationsfunktionen werden mit der stets gut definierten Grundlinie von der Korrelationsfunktion $C(Q_{inv})$ normiert. Daher können die Korrelationsfunktionen in den Komponenten trotz kinematischer Grenzen auf $C_2(Q) = 1$ normiert werden.

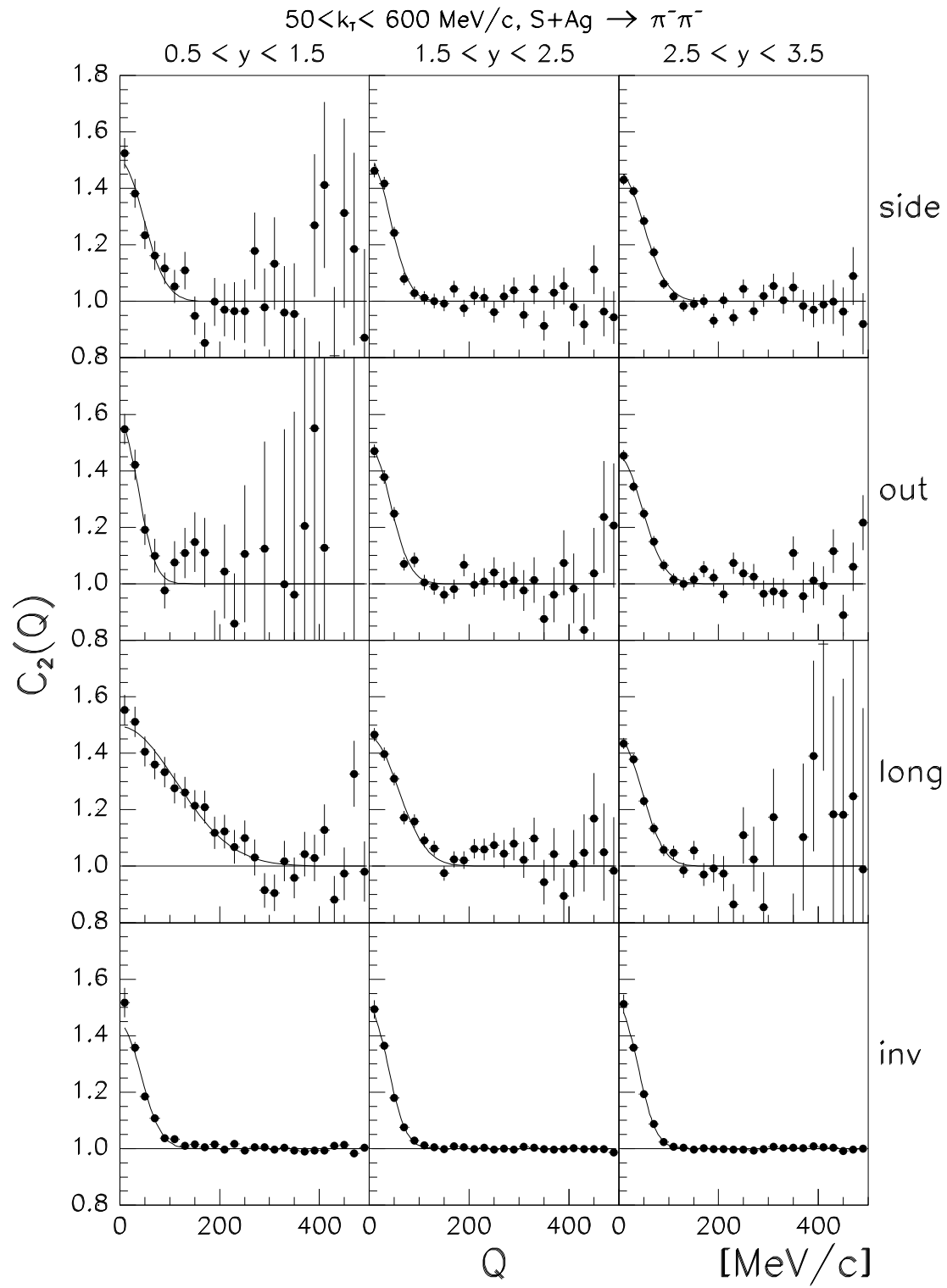


Abbildung A.1 Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit von der Rapidity. $50 < k_T < 600 \text{ MeV/c}$

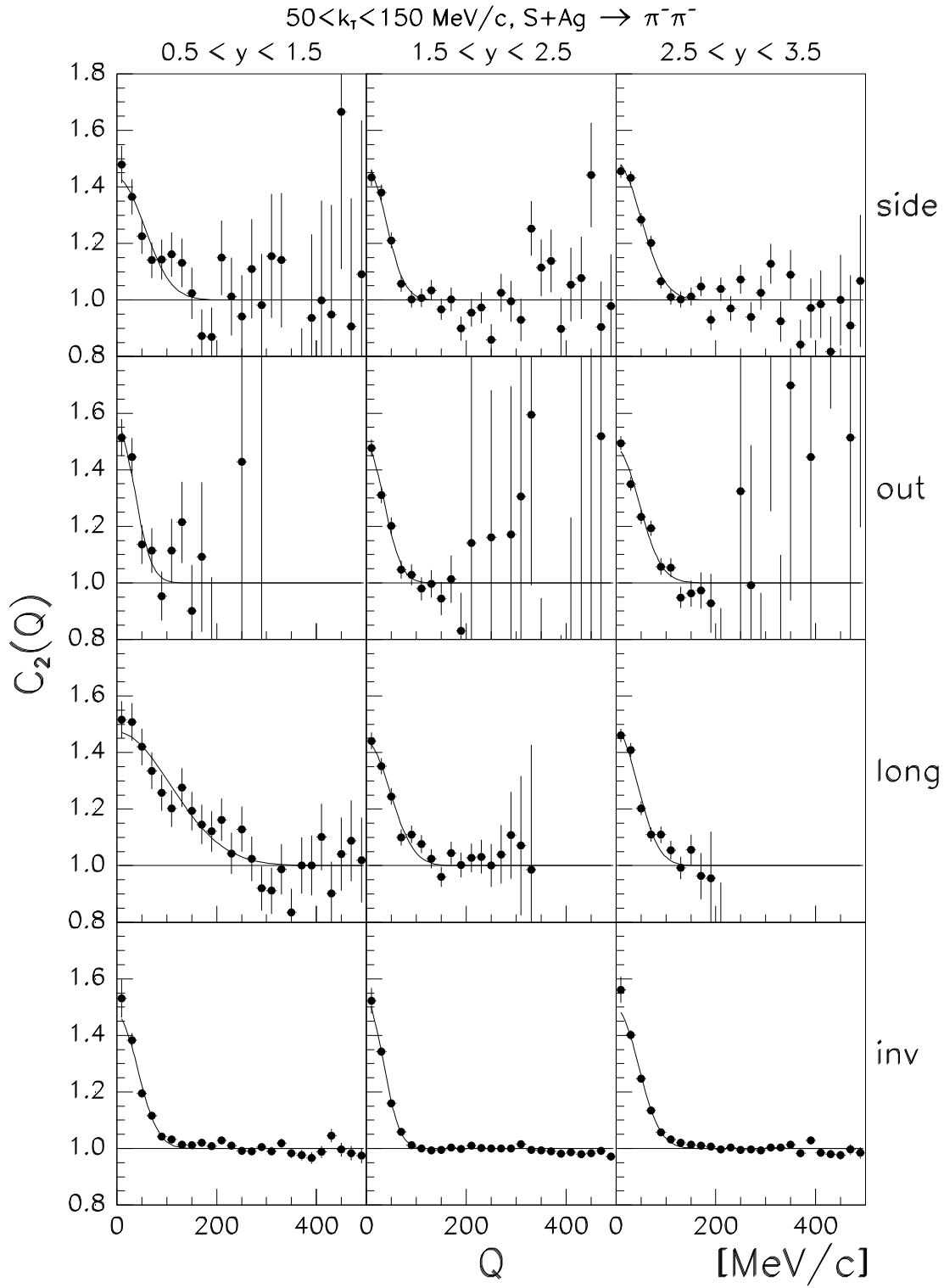


Abbildung A.2 Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit von der Rapidität in einem Intervall des mittleren Transverallimpulses des Teilchenpaares $50 < k_T < 150 \text{ MeV}/c$

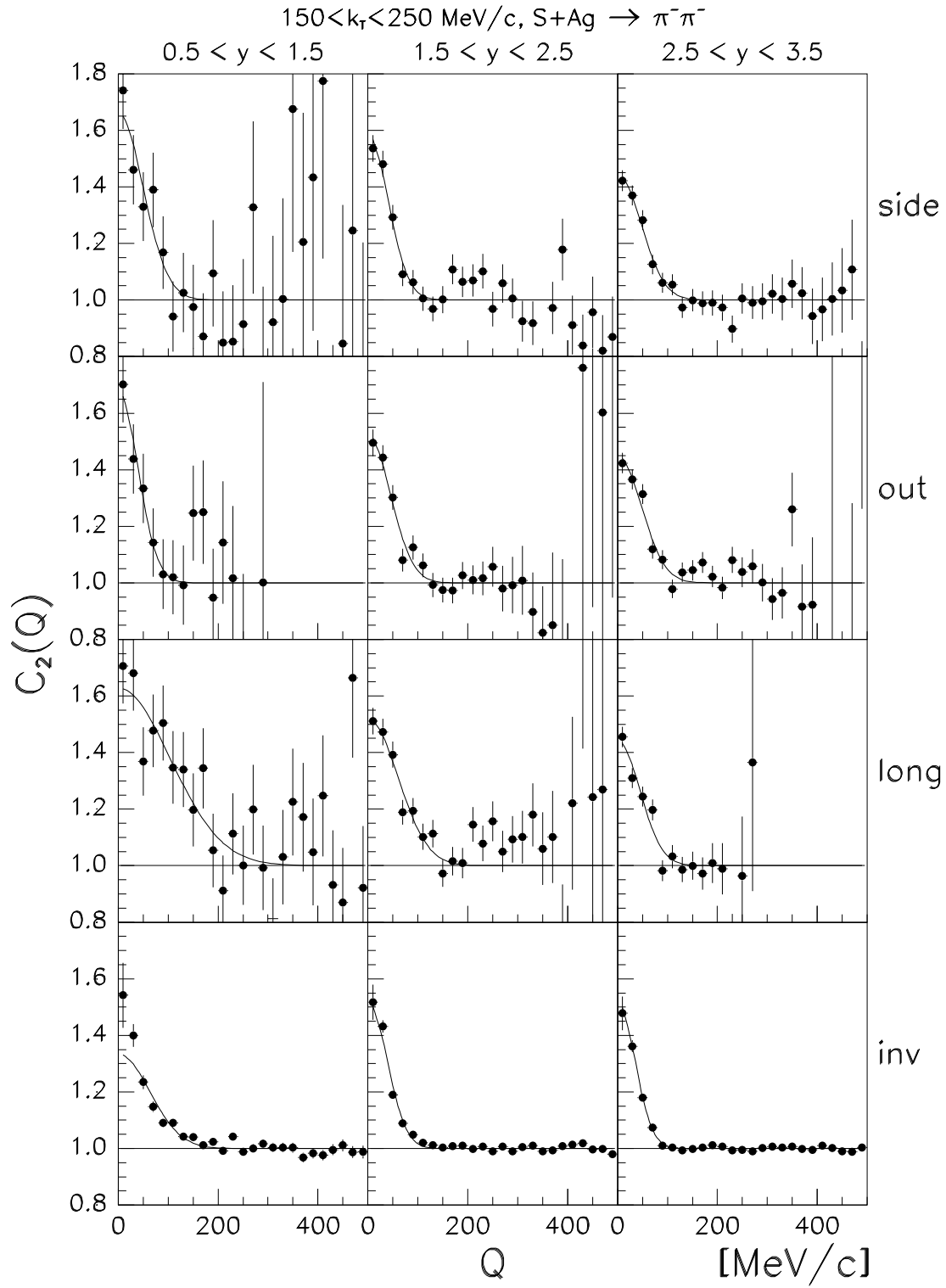


Abbildung A.3 Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit von der Rapidität in einem Intervall des mittleren Transveralimpulses des Teilchenpaares $150 < k_T < 250 \text{ MeV}/c$

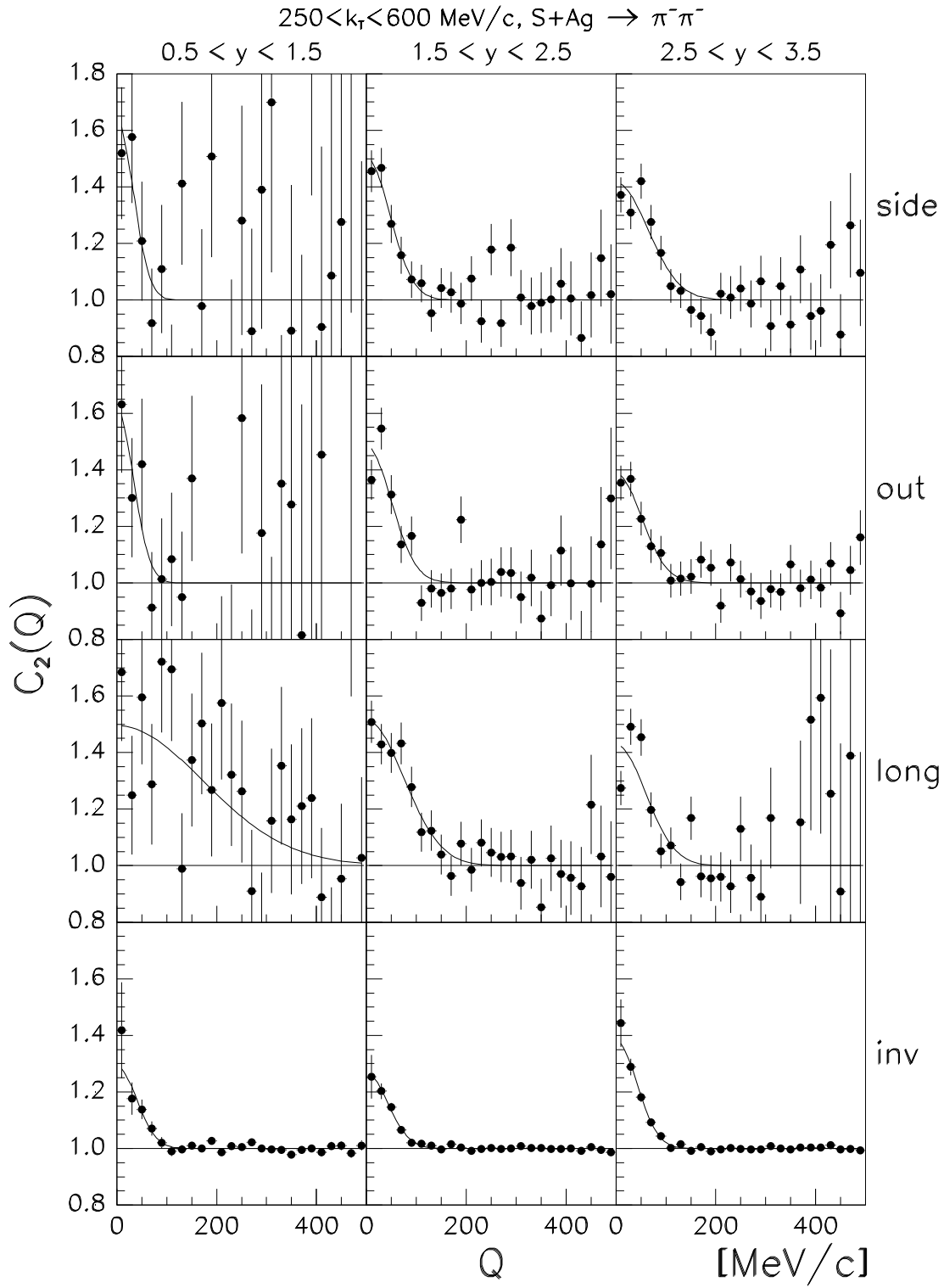


Abbildung A.4 Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit von der Rapidity in einem Intervall des mittleren Transverallimpulses des Teilchenpaares $250 < k_T < 600 \text{ MeV/c}$

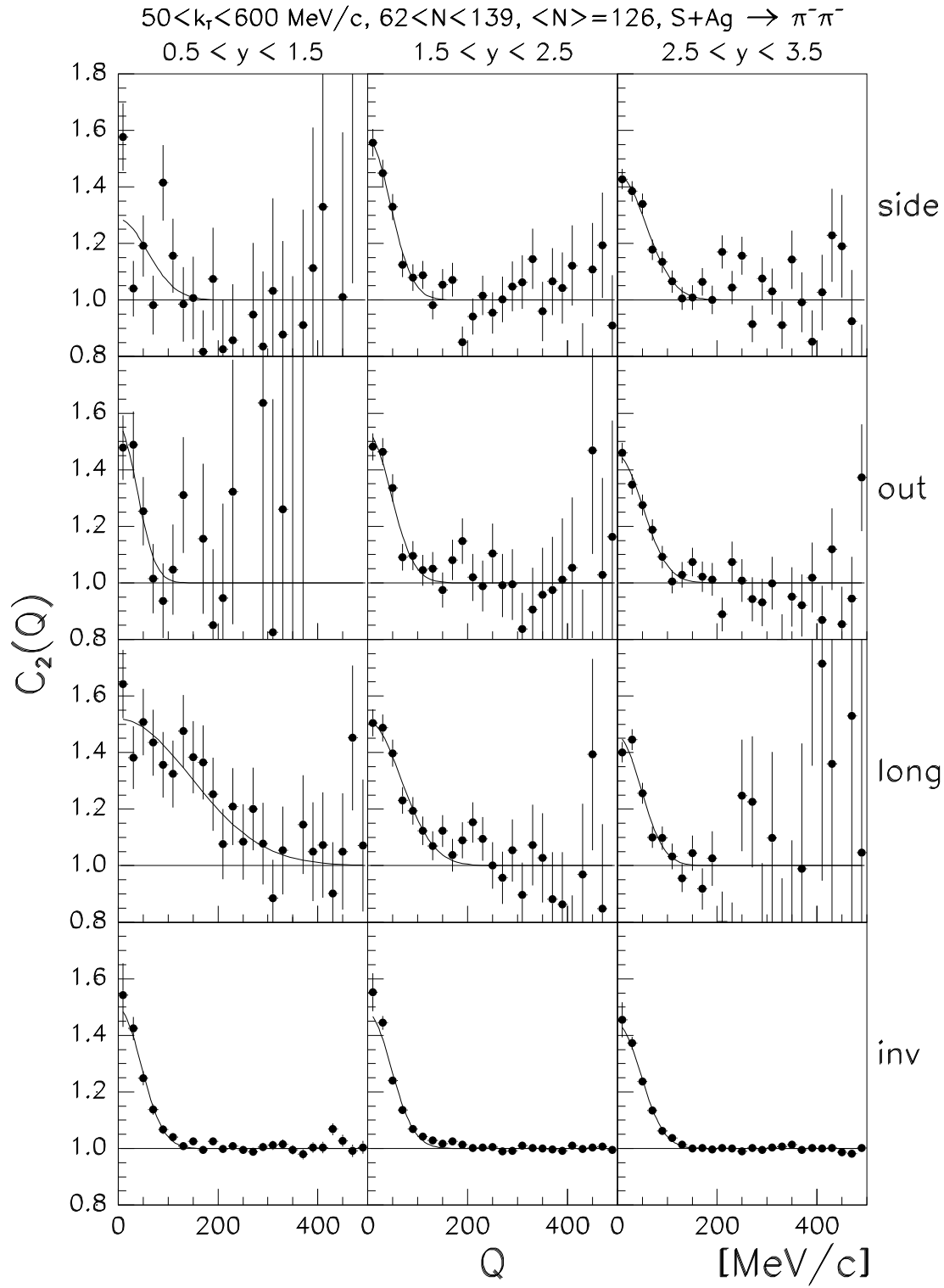


Abbildung A.5 Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit von der Rapidity in einem Intervall der gemessenen Gesamtmultiplizität $62 < N^{+/-} < 139$ MeV/c

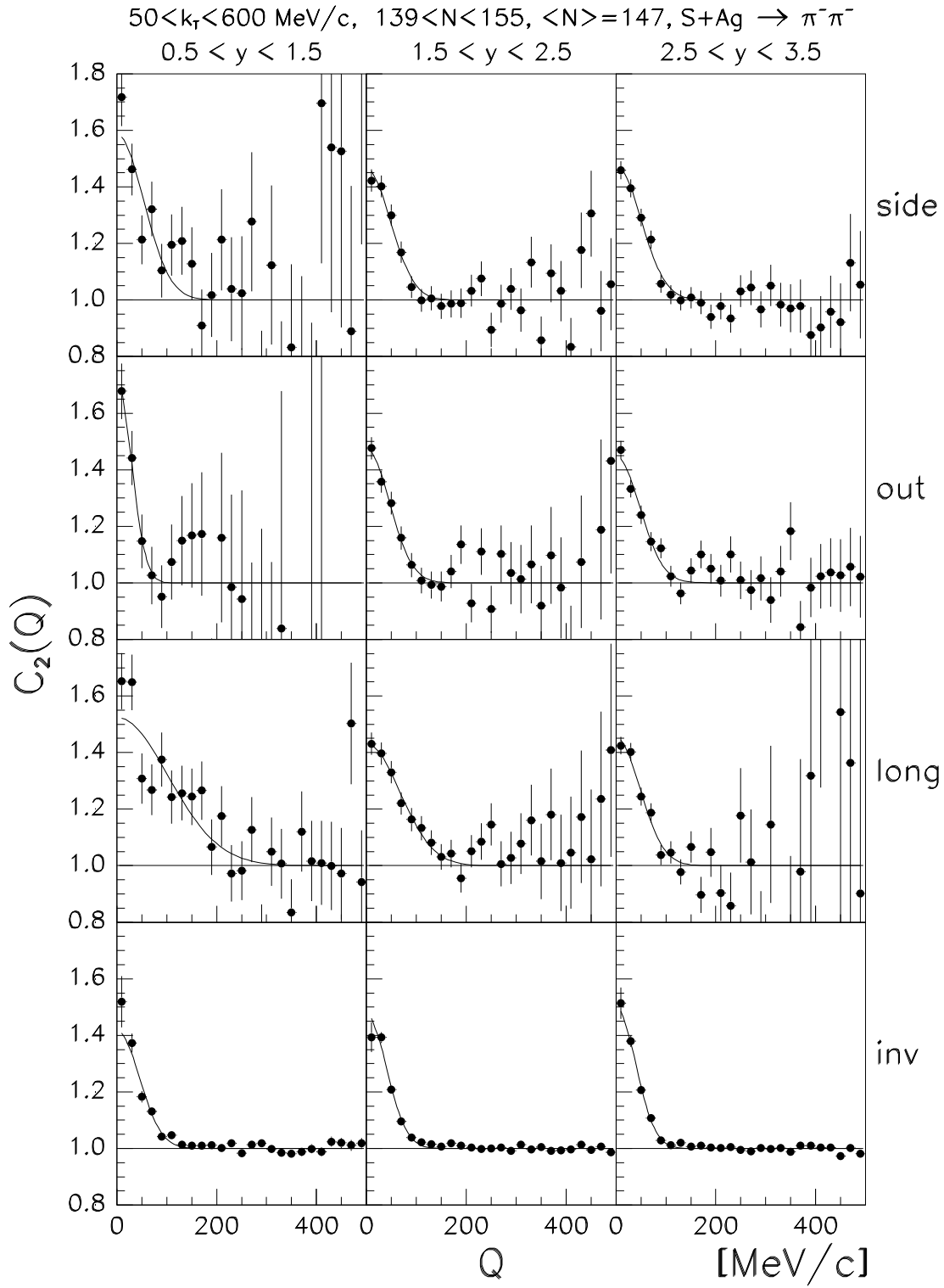


Abbildung A.6 Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit von der Rapidität in einem Intervall der gemessenen Gesamtmultiplizität $139 < N^{+/-} < 155 \text{ MeV/c}$

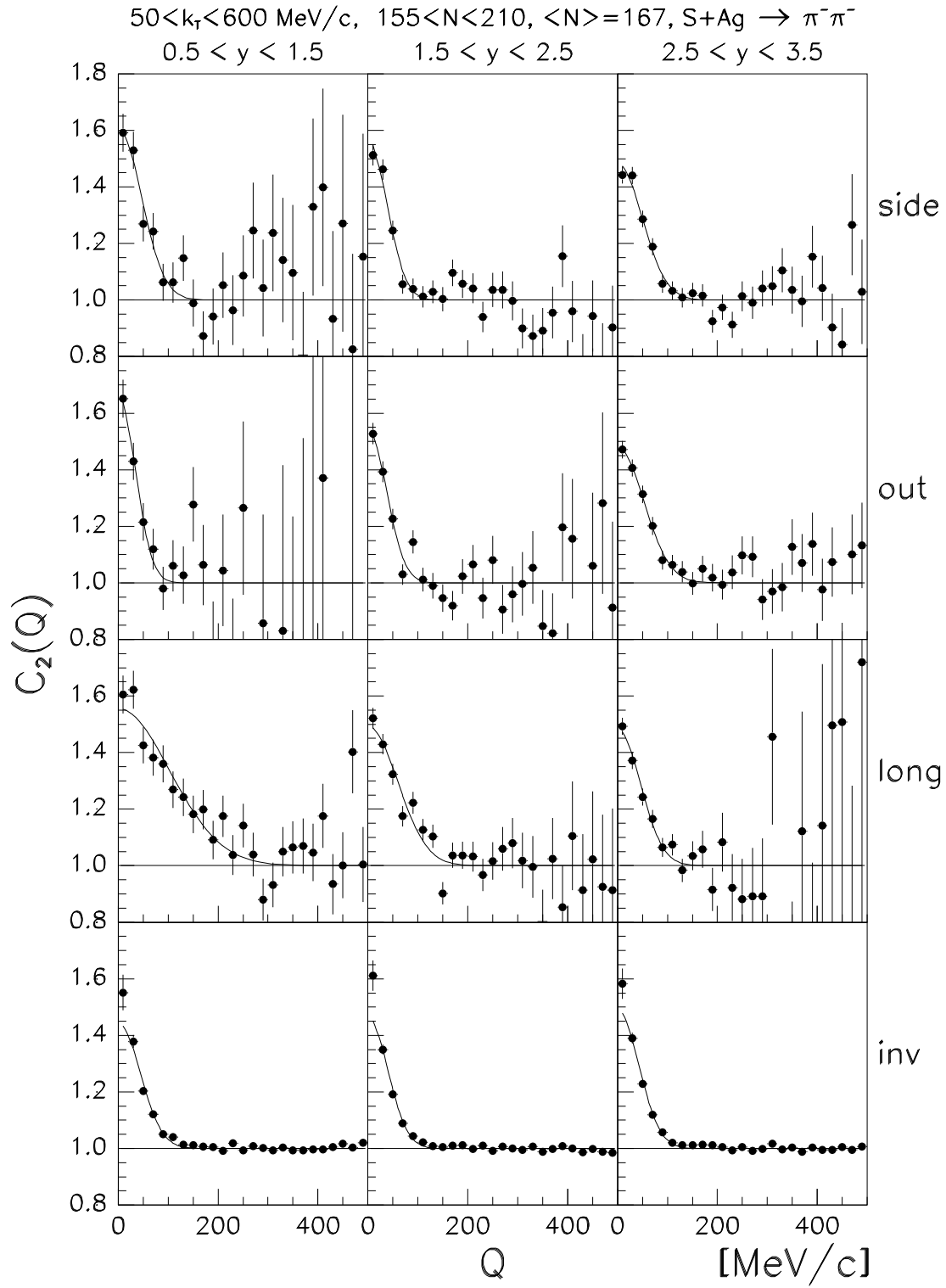


Abbildung A.7 Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit von der Rapidität in einem Intervall der gemessenen Gesamtmultiplizität $155 < N^{+/-} < 210$ MeV/c

B Vergleich mit anderen Experimenten

B.1 Zusammenstellung der Ergebnisse

Die Tabelle zeigt eine Zusammenstellung von gemessenen transversalen und longitudinalen Größen mehrerer Experimente. In Kapitel 5 wurden diese Ergebnisse im Zusammenhang des *kinetischen Freeze-outs* diskutiert. Die Stoßsysteme wurden so ausgewählt, daß das Projektil etwa die gleiche Anzahl von Nukleonen hat: ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ar . Die ^{40}Ar -Resultate vom AGS [75] wurden auf $A=30$ herunterskaliert (durch Multiplikation des Volumens mit $30/40$). Im Mittel haben die Projektile also alle gleich viele (30) Nukleonen. Der NA44-Wert ist der Mittelwert aus den *high-* und *low- p_T* Werten [74, 76]. dn^-/dy wurde auf einen ähnlichen Wert ($dn^-/dy=60$) wie für S+Au ($dn^-/dy=59$) gelegt.

Der Vollständigkeit halber sind alle veröffentlichten Resultate in der Tabelle aufgelistet. NA44 berichtet von interferometrischen Parametern für negative Pionen von $R_{side}=5.2\pm0.7$ fm, $R_{out}=5.1\pm0.3$ fm und $R_{long}=6.2\pm0.6$ fm [74, 76]. Diese Werte ergeben sich für ein sehr kleines Rapidityintervall. Innerhalb der statistischen und systematischen Fehler sind diese Werte mit den S+Au Werten des NA35-Experiments kompatibel. Weitere Ergebnisse von NA44 zeigen R_{out} , R_{side} , R_{long} in Abhängigkeit von k_T (2 Datenpunkte $p_T=150$ MeV/c, 450 MeV/c, S+Pb). Die Ergebnisse der Experimente NA35 und NA44 sind konsistent innerhalb der Meßgenauigkeit, obwohl die NA44 Kollaboration eine stärkere k_T -Abhängigkeit von R_{side} und R_{out} erhält. Das könnte auf eine Abhängigkeit der k_T -selektierten Daten vom Rapiditybereich hindeuten. Ein ähnliches Verhalten zeigen die NA35-TPC-Daten im Rapidityintervall $2.5 < y < 3.5$, in dem ein etwas deutlicherer Abfall von R_{side} mit steigendem k_T zu sehen ist [30].

System	y	$\langle y \rangle$	$\frac{dn^-}{dy}$	R_{RMS}	R_T [fm]	R_L [fm]	$R_T^2 \cdot R_L [fm^3]$	Ref.
Ar+KCL 1.2	-	-	2.6	4.65±0.61	-	-	54.8±16	[75]
Ar+KCL 1.8	-	-	3.8	5.27±0.17	4.68±0.17	3.80±0.23	79.7±6	[75]
Ar+La 1.8	-	-	3.2	4.75±0.35	4.1±0.38	3.74±0.43	58.3±10	[75]
Ar+Pb ₃ O ₄	-	-	3.2	4.87±0.96	-	-	62.9±27.7	[75]
Ar+KCL 1.2	-	-	2.6	4.65±0.61	-	-	41.1±12	[75]
Ar+KCL 1.8	-	-	3.8	5.27±0.17	4.68±0.17	3.80±0.23	59.8±4.5	[75]
Ar+La 1.8	-	-	3.2	4.75±0.35	4.1±0.38	3.74±0.43	43.7±7.5	[75]
Ar+Pb ₃ O ₄	-	-	3.2	4.87±0.96	-	-	47.2±20.8	[75]
Si+Al π^-	1.5-1.9	1.7	9.3	-	3.41±0.28	2.94±0.38	34.2± 7.14	[71]
Si+Al π^+	1.4-1.9	1.6	8.3	-	4.38±0.6	3.3±1.3	63.3±30.4	[71]
Si+Au π^-	1.5-1.9	1.7	16.5	-	4.84±0.37	3.3±0.5	66.2±14.8	[71]
Si+Au π^+	1.4-1.9	1.6	16.2	3.93±0.28	3.28±0.35	3.34±0.40	35.9±8.8	[71]
Si+Al π^+	1.4-1.9	1.6	8.3	-	4.48±0.41	2.98±0.62	59.8±16.6	[70]
Si+Au π^+	1.4-1.9	1.6	16.2	4.25±0.15	5.22±0.21	3.03±0.25	82.6±9.5	[73]
Si+Au π^-	1.5-1.9	1.7	16.5	-	4.77±0.27	3.55±0.31	80.8±11.5	[70]
O+Au	2.5-3.5	3.0	31	-	5.9±1.0	5.0±1.0	174.0±70	[29]
S+C	2.5-3.5	3.0	14	-	2.6±0.8	4.0±0.9	25.7±18	[29]
S+S	1.5-2.5	2.0	24	-	3.9±0.4	4.0±0.6	61.0±15	[29]
S+S	2.5-3.5	3.0	28	-	3.6±0.5	3.8±0.6	49.3±16	[29]
S+Cu	2.5-3.5	3.0	37	-	4.5±0.6	4.8±0.6	86.4±21	[29]
S+Cu	3.5-4.5	4.0	25	-	3.9±0.4	4.6±0.5	70.0±16	[29]
S+Ag	0.5-1.5	1.0	24	-	3.5±0.4	6.0±1.1	74.0±22	[29]
S+Ag	1.5-2.5	2.0	42	-	4.7±0.4	5.1±0.5	112.7±22	[29]
S+Ag	2.5-3.5	3.0	47	-	4.4±0.3	4.9±0.3	86.4±10	[29]
S+Ag	3.6-4.6	4.1	28	-	3.6±0.5	3.8±0.6	101.6±15	[29]
S+Au	2.5-3.5	3.0	59	-	4.7±0.4	5.2±0.4	114.9±18	[29]
S+Au	3.6-4.6	4.1	32	-	4.4±0.3	4.8±0.5	92.5±16	[29]
S+Au	2.5-3.5	3.0	67	-	6.7±1.0	5.9±1.0	265.0±91	[29]
S+Ag L	0.5-1.5	1.0	18	-	3.6±0.4	3.7±0.4	48.0±12	[29]
S+Ag M	0.5-1.5	1.0	24	-	4.2±0.5	5.6±0.6	99.0±26	[29]
S+Ag H	0.5-1.5	1.0	30	-	3.9±0.4	4.1±0.5	62.0±15	[29]
S+Ag L	1.5-2.5	2.0	36	-	3.6±0.4	4.6±0.4	60.0±13	[29]
S+Ag M	1.5-2.5	2.0	42	-	4.0±0.4	4.9±0.5	78.0±16	[29]
S+Ag H	1.5-2.5	2.0	48	-	4.2±0.4	5.5±0.5	97.0±17	[29]
S+Ag L	2.5-3.5	3.0	40	-	3.7±0.3	4.1±0.5	56.0±11	[29]
S+Ag M	2.5-3.5	3.0	46	-	4.6±0.4	5.2±0.5	110.0±21	[29]
S+Ag H	2.5-3.5	3.0	52	-	4.9±0.4	5.0±0.5	120.0±22	[29]
S+Pb	3.1-4.1	3.6	60	-	5.0±0.5	5.53±0.5	139.6±30.6	[76]
Pb+Pb	3.5-5.5	4.3	150	-	6.2±1.0	6.5±1.0	250.0±90	[100]

B.2 Umrechnungen zwischen den Experimenten

Die Ergebnisse in der Tabelle wurden so umgerechnet, daß sie mit der Parametrisierung der NA35-Daten übereinstimmen. Die unterschiedlichen Parametrisierungen der Korrelationsfunktion in den Experimenten kommt durch die unterschiedlichen Annahmen der Quellparametrisierung zustande. (Im folgenden bedeuten die Indizes T=transversal, L=longitudinal, S=sideward, O=outward).

AGS [70, 71] parametrisiert mit

$$C_2(Q_L, Q_T) = 1 + \lambda \exp(-q_L^2 R_L^2 - q_T^2 R_T^2); \quad (\text{B.1})$$

Bevalac [75] parametrisiert mit

$$C_2(Q_L, Q_T) = 1 + \lambda \exp(-0.5 \cdot (q_L^2 R_L^2 + q_T^2 R_T^2)); \quad (\text{B.2})$$

NA44 [74] parametrisiert mit

$$C_2(Q_L, Q_S, Q_O) = 1 + \lambda \exp(-q_L^2 R_L^2 - q_S^2 R_S^2 - q_O^2 R_O^2); \quad (\text{B.3})$$

NA35 [29] parametrisiert mit

$$C_2(Q_L, Q_S, Q_O) = 1 + \lambda \exp(-0.5 \cdot (q_L^2 R_L^2 + q_S^2 R_S^2 + q_O^2 R_O^2)); \quad (\text{B.4})$$

Die veröffentlichten Werte sind also in der Tabelle für die NA44 und die AGS-Daten mit $\sqrt{2}$ multipliziert, um sie mit den NA35- und Bevalac-Daten vergleichen zu können. Das Volumen ergibt sich dann aus

$$Vol = R_T^2 \cdot R_L \quad (\text{B.5})$$

wobei für R_T bei NA35 und NA44 jeweils R_{side} eingesetzt wurde.

Eine Umrechnungsmethode der R_{RMS} -Radien für unterschiedliche Experimente findet man in [98, 99].

C Stoßgeometrie

C.1 Wirkungsquerschnitt

Der kleinste Abstand der Kernzentren (der Stoßparameter b) charakterisiert einen Kern-Kern-Stoß. Man unterscheidet zwischen elastischen und inelastischen Stoß. Im Falle eines elastischen Stoßes ist der Stoßparameter größer als die Summe der Radien beider Kerne ($b > R_1 + R_2$). Die Ablenkung der beiden Kerne erfolgt dann auf einer Trajektorie, die durch die Coulombabstoßung gegeben ist. Die Coulombkräfte bewirken ihrerseits eine Abspaltung von Nukleonen, allerdings bleibt die Identität der beiden Kerne weitgehend erhalten. Bei einem inelastischen Stoß ist die Summe der beiden Kernradien kleiner als der Stoßparameter ($b < R_1 + R_2$). Hierbei findet starke Wechselwirkung zwischen den Nukleonen statt. Die Kerne verlieren Ihre Identität. Der Radius eines Kerns ist gegeben durch

$$R = r_0 \cdot A^{\frac{1}{3}}$$

mit $r_0 = 1.16$ fm. Damit ergibt sich für die unterschiedlichen Targets: $R(^{108}\text{Ag}) = 5.52$ fm, $R(^{197}\text{Au}) = 6.75$ fm. Um den totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt anzugeben, berechnet man die Kreisfläche für den Stoßparameter $b = R_1 + R_2$. Für das S+Ag Stoßsystem ergibt sich ein totaler inelastischer geometrischer Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{tot}^{inel} = \pi \cdot (R_1 + R_2)^2 = 2.65$ barn. Durch Messungen wurde eine Parametrisierung [104] gefunden, womit der totale inelastische Wirkungsquerschnitt besser beschrieben werden kann. Es ergibt sich für $^{32}\text{S}+^{108}\text{Ag}$ ein Wert von 3.05 barn, für $^{32}\text{S}+^{197}\text{Au}$ 4.02 barn.

Experimentelle Bestimmung des inelastischen Wirkungsquerschnitts

Die Wahrscheinlichkeit P_{int} für ein Strahlteilchen, mit einem Targetkern wechselzuwirken, ist

$$P_{int} = \sigma \cdot c_T, \quad (C.1)$$

mit einer Targetkonstanten $c_T = \rho_s \cdot N/A$ und dem Wechselwirkungsquerschnitt σ . ρ_s ist die Targetdichte, N die Avogadro-Konstante und A die Atommasse des Targets. P_{int} wird experimentell gemessen und ergibt sich zu

$$P_{int} = \frac{N_{Trig}}{N_{beam}}. \quad (C.2)$$

N_{Trig} ist die Anzahl der Trigger und N_{beam} die Anzahl der Strahlteilchen. Einsetzen in die Gleichungen (C.1 und C.2) ergibt

$$\sigma = \frac{N_{Trig}}{N_{beam}} \cdot \frac{A}{N \cdot \rho_s}. \quad (C.3)$$

Für die Reaktion S+Ag wurde $\sigma = 4.3 \cdot 10^{-4} \cdot 238.9 \text{ barn} = 0.103 \text{ barn}$ gemessen. Damit ergibt sich Wechselwirkungsquerschnitt

$$\sigma_{inel} = \frac{\sigma}{\sigma_{tot}} = 3.3\%$$

vom totalen inelastischen Wechselwirkungsquerschnitt σ_{tot} und für das Au-Target ergibt sich $\sigma_{inel} = 6.0\% \sigma_{tot}$.

C.2 Projizierter Radius des ^{32}S -Projektils

Die anfängliche transversale Energieverteilung entspricht der Überlappdichte der Kollisionspartner. Da es sich bei den untersuchten Reaktionen um zentrale Stöße von ^{32}S auf schwerere Targets handelt, entspricht die Verteilung der der transversalen Dichte von Schwefel. Diese ergibt sich aus der Ladungsdichte des ^{32}S , die man von Ref. [102, 103] erhält. Abb. C.1a zeigt die Ladungsdichte von ^{32}S . Die radiale Dichte wird über den longitudinalen Abstand integriert und durch

$$\rho_T(r_T) = \frac{dn}{dr_T^2} = a(1 + cr_T^2 + dr_T^4) \exp(-r_T^2/b)$$

mit $a=29.04 \text{ fm}^{-3}$; $b=4.78 \text{ fm}^2$; $c=0.20 \text{ fm}^{-2}$; $d=0.0003 \text{ fm}^{-4}$ parametrisiert. Abb C.1b zeigt das Integral mit der Parametrisierung. Aus [102] liest man den r.m.s Radius von ^{32}S zu 3.2 fm ab. Daraus ergibt sich der projizierte transversale r.m.s Radius zu

$$\sqrt{r_T^2} = \sqrt{2/3} \sqrt{r^2} \approx 2.6 \text{ fm}.$$

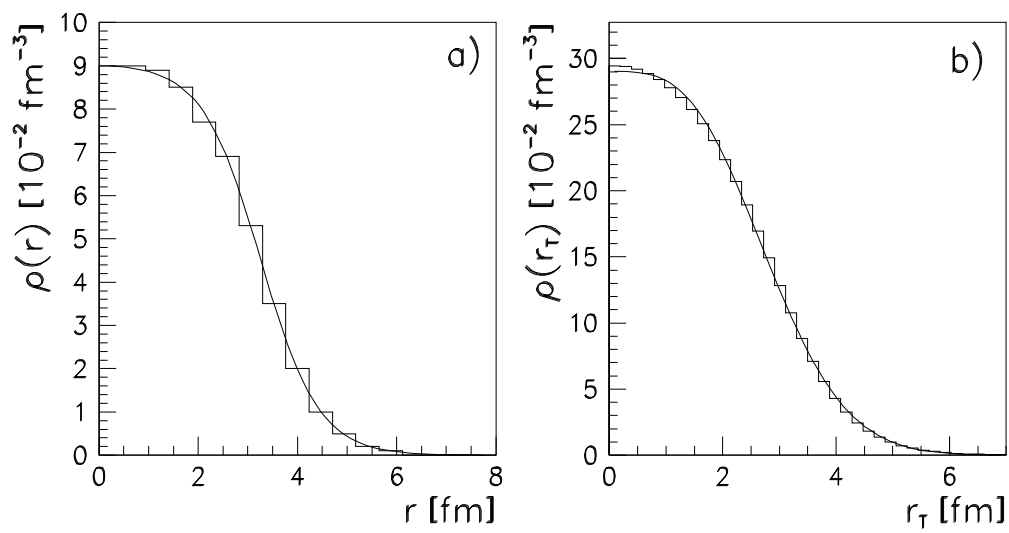


Abbildung C.1 a) Ladungsdichteverteilung von ^{32}S . b) Über r_{long} integrierte Ladungsdichteverteilung von ^{32}S .

Literaturverzeichnis

- [1] M. Lahanas, Dissertation, Institut für Kernphysik (IKF) der Universität Frankfurt (1990)
- [2] B. Müller, *Lecture Notes in Physics* **225** (1985)
- [3] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D27** (1983)140
- [4] B. Andersson und W. Hofmann, Phys. Lett. **B169** (1986)364
- [5] G. D. Westfall et al., Phys. Rev. Lett. **37**, (1976)1202
- [6] D. Brinkmann et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A354** (1995)419-436
- [7] S. Margetis, Dissertation, IKF, Universität Frankfurt (1990)
- [8] C. De Marzo et al., Nucl. Instr. and Meth. **217** (1983)405
- [9] J. Bächler et al., Z. Phys. **C51** (1991)239
- [10] G. Roland, Dissertation, IKF, Universität Frankfurt (1992)
- [11] J. Harris et al., Nucl. Inst. and Meth. **A315** (1992)33
- [12] S. Wenig, Dissertation, IKF, Universität Frankfurt (1990)
- [13] A. Piper, Dissertation, Universität Marburg (1991)
- [14] A. Kühmichel, Dissertation, IKF; Universität Frankfurt (1992)
- [15] S. Kabana, Dissertation, IKF, Universität Frankfurt (1994)
- [16] Y. Lee, Dissertation, IKF, Universität Frankfurt (1994)
- [17] Th. Alber et al., Z. Phys. **C64** (1994)195
- [18] J. Eschke, Dissertation, IKF, Universität Frankfurt (1993)
- [19] P. Foka, Thèse, Université de Genève, Genève (1994)

- [20] H. Rothard, Dissertation, IKF, Universität Frankfurt (1995)
- [21] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, deGruyter (1981)
- [22] D. Röhrich, Habilitationsschrift, IKF, Universität Frankfurt (1994)
- [23] F. Pühlhofer, R. Keidel, Nucl. Instr. and Meth. **A263** (1988)360
- [24] B. Fleischmann, et al. (1991), Track Recognition from stereoscopic images for high multiplicity events, Proc. High Energy, Image processing for future detectors for future accelerators
- [25] R. Keidel, Dissertation, Universität Marburg (1988)
- [26] D. Brinkmann, Handbuch zum NA35 Automatik-Komplex, IKF, Universität Frankfurt (1993)
- [27] E. Schmidt, Dissertation, IKF, Universität Frankfurt (1992)
- [28] B. Eberlein, Diplomarbeit, IKF, Universität Frankfurt (1993)
- [29] T. Alber et. al., Z. Phys. **C66** (1995)77
- [30] T. Alber et. al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995)1303
- [31] T. Alber, Dissertation, Max-Planck-Institut, München (1995)
- [32] R.K.Bock, H. Grote und M. Regler, Data Analysis Techniques for high energy physics experiments, Cambridge University Press (1990)310
- [33] D. Ferenc, PhD thesis, Zagreb (1992)
- [34] D. H. Boal et al., Rev. Mod. Phys. **62** (1990)553
- [35] R. Hanbury-Brown, R.Q. Twiss, Nature **177** (1956)27
- [36] G. Goldhaber et al., Phys. Rev. Lett. **3** (1959)181;
Phys. Rev. **120** (1960)300.
- [37] G. I. Kopylov, M. J. Podgoretskii, Yad. Fiz. **18** (1973)656
- [38] E. V. Shuryak, Phys. Lett. **B44**(1973)387
- [39] G. Cocconi, Phys. Lett. **B49**(1974)459
- [40] S. Pratt, Phys. Rev. **D33** (1986)1314
- [41] G. Bertsch et al., Phys. Rev. **C37** (1988)1896

- [42] A. N. Makhlin and Y. M. Sinyukov, Z. Phys. **C39** (1988)69
- [43] Y. Hama and S. Padula, Phys. Rev. **D37**(1988)3237
- [44] M. Gyulassy, S. Kauffmann, L. W. Wilson, Phys. Rev. **C20** (1979)2267
- [45] G. Gamow, Z. Phys. **51** (1928)204
- [46] B. Nilsson-Almqvist, E. Stenlund, "Interactions Between Hadrons and Nuclei: The Lund Monte Carlo-Fritiof Version 1.6", *Computer Phys. Com.* **43** (1987)387
- [47] GEANT Detector Simulation-Paket CERN
- [48] S. Chapman et al., HEPPH-9407405, HEPPH-9408207
- [49] F. James and M. Roos, "Function minimization and Error Analysis", CERN-Library, (1989)
- [50] Dawydov, A.S., Quantenmechanik, 7. Aufl. Berglin: VEB (1987)
Schiff, L.I., Quantum Mechanics, McGraw-Hill, 2. Edition (1955)
- [51] K. Baotic, Diplomarbeit, IKF, Iniversität Frankfurt (in Vorbereitung)
- [52] W. Zajc, PhD. Thesis, LBL, (1986)
- [53] W. A. Zajc, Phys. Rev. **D35** (1987)11
- [54] M.G. Bowler, Phys. Lett. **B270** (1991)69
- [55] B. Kämpfer et al., Phys. Rev. **C48** (1993)R955
- [56] H. Sorge, H. Stöcker and W. Greiner, Nucl., Phys. **A498** (1989)567c
In dieser Arbeit wurde die RQMD Version 1.08 verwendet.
- [57] J. Terrell, Phys. Rev. **116**, (1959)1041
- [58] B. Lörstad, Yu. M. Sinyukhov, Phys. Lett. **B265** (1991)159,
Yu. M. Sinyukhov in Quark Matter 88, Nucl. Phys. **A498** (1989)151
- [59] J. Bolz, U. Ornik, M. Plümer, B.R. Schlei and R.M. Weiner, Phys. Lett. **B300**(1993)404
- [60] S. Pratt, Phys. Rev. Lett. **53** (1984)1219
- [61] G.F. Bertsch, Nucl. Phys. **A498** (1988)173c
- [62] U. Heinz, K. S. Lee, E. Schnedermann, in "The Nuclear Equation of State", eds.
W. Greiner, H. Stöcker, NATO ASI series B, Physics **B216** (1989)385
- [63] K. S. Lee, U. Heinz, E. Schnedermann, Z. Phys. **C53** (1992)225

- [64] Yu. M. Sinyukov, V. A. Averchenkov, B. Lörstad, in "Correlations and Multi-particle Production (CAMP)". eds. M. Plümer, S. Raha, R. M. Weiner, World Scientific, Singapore (1991)157
- [65] R. Albrecht et al. (WA80 collaboration), Z. Phys. **C53** (1992)225
- [66] D. Ferenc et al., contribution to QM 91, Gatlinburg, Tenn., USA
- [67] D. Beavis, Phys. Rev. **C34**(1986)757
- [68] Y. Sinyukov, private Mitteilung
- [69] I. Ya. Pomeranchuk, Dokl. Akad. Nauk SSSR 78 (1951)884
- [70] G.S.F. Stephans et al., Nucl. Phys. **A566** (1994)269c
- [71] T. Abbott et. al., Phys. Rev. Lett. **69** (1992)1030
- [72] Y. Akiba et. al., Phys. Rev. Lett. **70** (1993)1057
- [73] O. E. Vossnack et al., Nucl. Phys. **A566** (1994)535c
- [74] H. Boggild et. al., Phys. Lett. **B349** (1995)386
- [75] W. B. Christie Jr. Ph.D. Thesis, Univ. of. California (1990)
- [76] H. Beker et. al., CERN-PPE/94-119
- [77] M. Gyulassy and S. Padula, Phys. Lett. **B217** (1988)181
- [78] B. Schlei, Dissertation, Universität Marburg (1993)
- [79] M. G. Bowler, Z. Phys. **C39** (1988)81
- [80] LUND preprint LU TP 91-10
- [81] G.F. Bertsch, P. Danielewicz, and M. Herrmann, Phys. Rev. **C49** (1994)442
- [82] A. Bialas, Institute of Physics, Jagellonie University, Poland
- [83] K. Boesebeck et al., Nucl. Phys. **B52** (1973)189
- [84] M. Biyajima, Phys. Lett. **B92** (1980)193
- [85] Y. M. Liu et al., Phys. Rev. **C5** (1986)1667
- [86] T. Akesson et al. (AFS), Phys. Rev. **C36** (1987)517
- [87] I. Juricic, Phys. Rev. **D39** (1989)1

- [88] R.Bock et al., Z. Phys. **A333** (1989)193
- [89] B. Lörstad, Z. Phys. **A334** (1989)355
- [90] M. Biyajima, Prog. of Theo. Phys., Vol.84, No.5, (1990)
- [91] LEBC-EHS (NA27) Collaboration, CERN-PPE/91-102
- [92] UA1-MINIMUM BIAS-Collaboration, CERN-PPE/91-156
- [93] P. Lipa et al., Phys. Lett. **B285** (1992)300
- [94] H.C. Eggers, P.Lipa, P.Carruthers, B.Buschbeck, Physics Letters **B301** (1993)298
- [95] J. G. Cramer, Phys. Rev. **C43** (1991)2798
- [96] J. G. Cramer, private Mitteilung
- [97] W.N. Zhang, Phys. Rev. **C47** (1993)2
- [98] J. Bartke and M. Kowalski, Phys. Rev. **C30** (1984)1341
- [99] J. Bartke, Phys. Lett. **B174** (1986)32
- [100] T. Alber vorläufiges Ergebnis, private Mitteilung
- [101] J. Cramer, "*No-Background*" *Maximum Likelihood Analysis in HBT Interferometry*, NA49 interner Bericht
- [102] H. de Vries, C. W. de Jager and C. de Vries, At. Data Nucl. Data Tables **36** (1987)495
- [103] D. Rychel, Phys. Lett. **B130** (1983)5
- [104] A. Bamberger et. al., Phys. Lett. **B205** (1988)583

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt den Herren Prof. Dr. Herbert Ströbele und Prof. Dr. Reinhard Stock für die Aufnahme in ihre Arbeitsgruppe und der wissenschaftlichen Betreuung meiner Arbeit.

Herrn Dr. Daniel Ferenc gilt mein weiterer Dank, der sich intensiv um die Genauigkeiten meiner Studien bemühte.

Herrn Dr. Richard Morse gilt mein Dank für seine Hilfe bei den RQMD-Rechnungen in dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. John Cramer danke ich für die Tips im Rahmen der Multi-Teilchen-Korrelationen und der dazu notwendigen Simulationsprogramme.

Allen weiteren Mitgliedern der NA35-Kollaboration möchte ich für die freundliche Unterstützung meiner Arbeit danken.

Meinen beiden angenehmen Zimmerkollegen, Christian Bormann und Jörg Günther, bin ich für die Entlastung bei der UNIX- und Rechner-Beratung dankbar.

Herrn PD Dr. Dieter Röhrich und Herrn Helmut Rothard danke ich für die Hilfe bei der Auswertung der S+Ag- und Sweeper-Ereignisse.

Frau Heidrun Rheinfels und Herrn Werner Amend danke ich für Ihren unermüdlichen Fleiß bei der Betreuung des NA35-Automatik-Komplexes.

Lebenslauf

31.Oktober 1966	geboren in Frankfurt am Main
1973-1977	Besuch der Grundschule in Schwalbach
1977-1983	Besuch des Leibnizgymnasiums in Höchst
1983-1986	Besuch der Gymnasialen Oberstufe in Schwalbach
Juni 1986	Allgemeine Hochschulreife
1986-1987	Grundwehrdienst in Eschweiler und Göttingen Dabei Ausbildung zum Elektronikmechaniker in der Instandsetzung
Oktober 1987	Beginn des Physikstudiums an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt
November 1989	Vordiplom in Physik
April 1991	Aufnahme der Diplomarbeit am Institut für Kernphysik
Juli 1992	Diplom in Physik
August 1992	Wissenschaftlicher Mitarbeiter und Aufnahme der Doktorarbeit am Institut für Kernphysik in Frankfurt
Januar 1993	Auszeichnung mit dem WE-Heraeus-Förderpreis
seit März 1993	Mitglied des Graduiertenkollegs "Schwerionenphysik"