

# Teilchenspektren und Korrelationen in Blei-Blei-Reaktionen bei 158 GeV pro Nukleon

Stefan Schöfelder

Dissertation

Max-Planck-Institut für Physik



# MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK

WERNER-HEISENBERG-INSTITUT

## Teilchenspektren und Korrelationen

in Blei-Blei-Reaktionen

bei 158 GeV pro Nukleon

Stefan Schönfelder

Januar 1997

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für ..... Physik .....  
der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors ..... der Naturwissenschaften .....

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: .....

Prüfer der Dissertation:

1. ....

2. ....

3. ....

Die Dissertation wurde am ..... bei der Technischen Universität München  
eingereicht und durch die Fakultät für .....

am ..... angenommen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Ultrarelativistische Kern-Kern-Reaktionen . . . . .	7
2.2	Das Quark-Gluon-Plasma . . . . .	10
2.3	Die Korrelationsanalyse . . . . .	12
2.3.1	Bose-Einstein-Korrelationen . . . . .	13
2.3.2	Coulomb-Korrelationen . . . . .	20
2.4	Intermittenz . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Der Versuchsaufbau</b>	<b>27</b>
3.1	Koordinatensysteme . . . . .	28
3.2	Der Bleistahl am Super-Proton-Synchrotron . . . . .	28
3.3	Der Aufbau des Experimentes NA49 . . . . .	29
3.3.1	NA49 im Überblick . . . . .	29
3.3.2	Die Spurendriftkammer (TPC) . . . . .	30
3.3.2.1	Funktionsweise einer TPC . . . . .	30
3.3.2.2	Aufbau der NA49 TPCs . . . . .	34
3.3.3	Die weiteren Komponenten . . . . .	37
3.3.3.1	Die Strahlbestimmungsdetektoren . . . . .	37
3.3.3.2	Das Target . . . . .	39
3.3.3.3	Die Magnete . . . . .	39
3.3.3.4	Die Flugzeitdetektoren . . . . .	39
3.3.3.5	Die Kalorimeter . . . . .	41
3.3.3.6	Das Datennahmesystem . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Datengewinnung und -korrektur</b>	<b>45</b>
4.1	Ereignisselektion . . . . .	45
4.2	Mustererkennung . . . . .	46
4.2.1	Clusterrekonstruktion . . . . .	47

4.2.2	Bestimmung der Driftgeschwindigkeit . . . . .	49
4.2.3	Spurrekonstruktion . . . . .	51
4.2.4	Bestimmung der TPC Position zur Koordinatentransformation . . . . .	54
4.2.5	Impulsrekonstruktion . . . . .	56
4.3	Einteilchenverteilungen . . . . .	57
4.3.1	Akzeptanzkorrektur . . . . .	57
4.3.2	Untergrundkorrektur . . . . .	59
4.4	Korrelationsfunktionen . . . . .	59
4.4.1	Experimentelle Bestimmung . . . . .	59
4.4.2	Zweiteilchen-Impulsauflösung . . . . .	64
4.4.3	Diskussion des Kontaminationseinflusses . . . . .	67
4.4.4	Coulombkorrektur . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>80</b>
5.1	Einteilchenverteilungen . . . . .	80
5.1.1	Transversalmassenverteilungen . . . . .	82
5.1.2	Rapiditätsdichteverteilungen . . . . .	84
5.2	Zweiteilchenkorrelationen . . . . .	87
5.2.1	Rapiditäts- und Transversalimpulsabhängigkeit der Radiusparameter . . . . .	87
5.2.2	Der Chaotizitätsparameter . . . . .	95
5.2.3	Vergleich mit Modellen . . . . .	96
5.3	Korrelationsintegrale . . . . .	103
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>108</b>
	<b>A Bezugssysteme und kinematische Variablen</b>	<b>112</b>
	<b>B Die vollständige Monte-Carlo-Simulation</b>	<b>114</b>
	<b>C Auswahl experimentell bestimmter Korrelationsfunktionen</b>	<b>120</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>131</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>132</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>135</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>139</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Elementarteilchenphysik spielt in der heutigen Grundlagenforschung eine zentrale Rolle. So stellte dieser Zweig der modernen Physik vier der zehn Physik-Nobelpreisträger der Jahre 1986-1995. Die Fragestellungen, mit denen sich die Elementarteilchenphysik beschäftigt, sind von grundlegender Bedeutung für das Verständnis der Natur und ihrer Zusammenhänge. Ziel dabei ist es, die verschiedenen Wechselwirkungen der Natur (Elektromagnetismus, schwache und starke Kraft, Gravitation) durch eine vereinheitlichte Theorie zu beschreiben. Eine solche Theorie würde weit über die Elementarteilchenphysik hinaus wesentlich zum kosmologischen und astrophysikalischen Verständnis beitragen. Der theoretische Hintergrund für die vermutete Existenz einer solchen Theorie ist die beobachtete Energieabhängigkeit der die Stärke der Wechselwirkung charakterisierenden Kopplungskonstanten. Die Energieabhängigkeit deutet nämlich darauf hin, daß bei einer bestimmten Energie (etwa  $10^{16}$  GeV) die Stärke aller Kräfte dieselbe ist<sup>1</sup>. Eine experimentelle Verifizierung dieses Sachverhalts ist allerdings aufgrund der sehr hohen Energie nicht möglich, so daß man auf Extrapolationen angewiesen ist.

Falls die vereinheitlichte Beschreibung der Wechselwirkungen gerechtfertigt ist, würde sich der Ablauf des Urknalls, bei dem diese hohe Energie zur Verfügung stand, folgendermaßen darstellen: Zunächst wechselwirken sämtliche Teilchen über eine einzige Kraft, die Urkraft, miteinander. Mit der Zeit expandiert das Gas der Teilchen und kühlt sich dabei ab. Werden bestimmte kritische Energien unterschritten, wird die Symmetrie der Kräfte spontan gebrochen; so separiert sich die starke von der elektroschwachen Kraft, und die elektroschwache spaltet sich in die elektromagnetische und schwache Kraft auf. Analog verläuft die Nukleosynthese: Quarks und Gluonen formieren sich zu Hadronen, Hadronen zu Nukleonen, Nukleonen zu Kernen, Kerne zu Atomen und Atome zu Molekülen - entsprechend der abnehmenden Bindungsenergien. Tatsächlich wurden jedoch bis heute noch keine freien Quarks beobachtet, obwohl sie aufgrund ihrer drittelzahligen Ladung leicht zu erkennen sein sollten. Der Grund hierfür liegt an dem bei großen Abständen ansteigenden bindenden Potential der starken Wech-

---

<sup>1</sup>Die Gravitation, die eine Sonderrolle einnimmt, sei hierbei und im Folgenden außer acht gelassen.

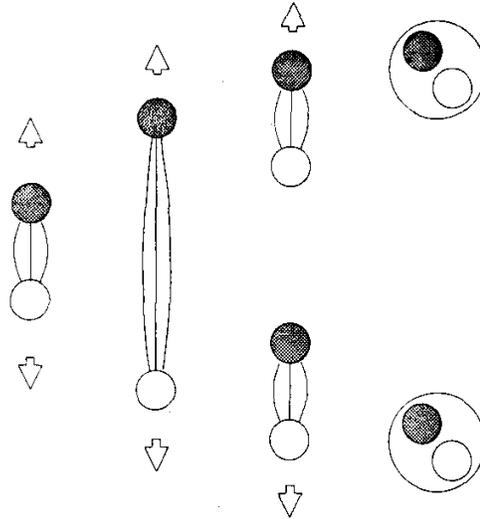


Abbildung 1.1: Der Quark-Einschluß (*confinement*). Werden Quarks zu weit voneinander entfernt, reißt der String zwischen ihnen auf und an den Bruchstücken entstehen neue Quarks.

selwirkung, was eine Separation der Quarks verhindert (*confinement*) und somit die Quarks in den Hadronen (*bags*) einschließt. Versucht man trotzdem, durch Energieaufwand den Abstand der Quarks zu erhöhen, führt dies schließlich zur Erzeugung neuer Quarks (Gleichheit von Energie und Masse<sup>2</sup>), da dies energetisch günstiger ist als eine weitere Separation der Quarks (siehe Abb. 1.1). Da das Potential der starken Wechselwirkung mit kleiner werdendem Abstand abnimmt, können sich Quarks bei kleinem Abstand quasifrei bewegen (*deconfinement*). Dies motiviert die Suche nach dem sogenannten Quark-Gluon-Plasma (QGP), bei dem der hadronische Einschluß der Quarks und Gluonen aufgehoben ist und sie sich in ausreichend großen Volumina ( $\gg 1 \text{ fm}^3$ ) wie freie Teilchen verhalten.

Die Frage nach der Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas ist eine der Hauptmotivationen der ultrarelativistischen Schwerionenphysik. Hier werden die höchsten derzeit auf der Erde herstellbaren Energiedichten erzeugt, und zwar in größeren Reaktionsvolumina als beispielsweise bei reinen Nukleon-Nukleon-Reaktionen. Wie Abb. 1.2 zeigt, kann der Plasmazustand sowohl durch eine hohe baryonische Dichte erreicht werden (wie beispielsweise im Innern von Neutronensternen) als auch durch eine hohe Temperatur (wie z. B. in der primordialen Phase des Universums). Theoretische Unsicherheit herrscht sowohl über die Art des Phasenüberganges als auch über die genauen Werte der kritischen Temperatur und der kritischen Dichte. Der Grund hierfür liegt darin, daß eine störungstheoretische Behandlung der starken Wechselwirkung aufgrund der mit dem Abstand anwachsenden Kopplungskonstanten nicht möglich ist. Daher ist

<sup>2</sup>Hier und im Folgenden wird die Lichtgeschwindigkeit sowie das Plancksche Wirkungsquantum zu Eins gewählt

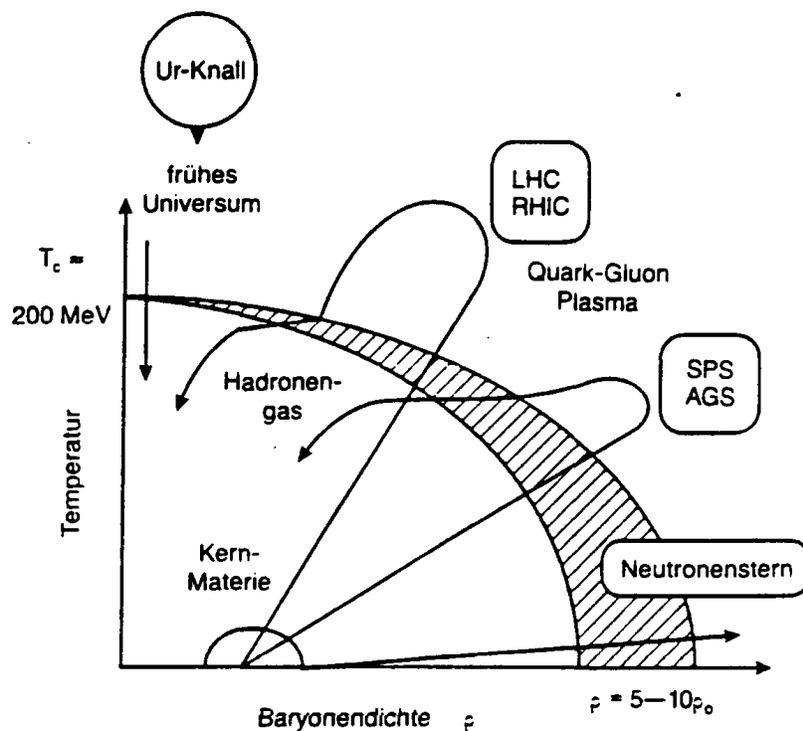


Abbildung 1.2: Phasendiagramm des Übergangs eines Hadronengases zu einem Quark-Gluon-Plasma [Sch93b].

man entweder auf phänomenologische Modelle angewiesen oder bedient sich Gittereichtheorien, die die Bewegungsgleichungen auf einem quantisierten vierdimensionalen Raum-Zeit Gitter numerisch lösen. Aus Rechenzeitgründen ist man hierbei jedoch häufig zu stark vereinfachenden Annahmen (wie beispielsweise endliche Zahl von Gitterpunkten, meist  $\leq 32^3$ ) gezwungen. Sowohl die theoretisch vorhergesagte kritische Dichte von einigen  $\text{GeV}/\text{fm}^3$  (was in etwa der zehnfachen Dichte gewöhnlicher Kernmaterie entspricht) als auch die kritische Temperatur von etwa 150 MeV wurden bei den Experimenten, die sich des 158 GeV/A Bleistrahl des Super-Proton-Synchrotrons (SPS) am CERN bedienen, erreicht. Ein Phasenübergang sollte also bei diesen Experimenten, ausreichend große Reaktionsvolumina vorausgesetzt, theoretisch beobachtet werden können. Eine besondere Stellung unter diesen Experimenten nimmt das Experiment NA49 ein, das sich durch hohe geometrische Akzeptanz und hohe Auflösung bei gleichzeitiger Teilchenidentifizierung auszeichnet. Die Auswertung der bei diesem Experiment gewonnenen Daten (siehe Abb. 1.3) vor allem im Hinblick auf einen möglichen Phasenübergang zu einem Quark-Gluon-Plasma ist Hauptbestandteil dieser Arbeit.

Die Arbeit gliedert sich dabei wie folgt: Nach dieser Einführung zur Motivation ultrarelativistischer Schwerionenphysik wird im zweiten Kapitel auf theoretische Grundlagen eingegangen. Hier werden zunächst Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas diskutiert; anschließend erfolgt eine Einführung in die Korrelationsanalyse. Es wird der Zusam-

menhang zwischen den mittels dieser Analyse bestimmten Korrelationsparametern und der Quellverteilungsfunktion erläutert. Auch das Thema der Vielteilchenkorrelationen wird behandelt. Im dritten Kapitel erfolgt eine vollständige Beschreibung des experimentellen Aufbaus von NA49. Dieses Kapitel ist bewusst etwas ausführlicher gehalten, um eine einführende und möglichst komplette Darstellung der experimentellen Anordnung zu bieten. Im vierten Kapitel wird versucht, alle technischen Aspekte der Datenanalyse zu beleuchten. Neben der eigentlichen Mustererkennung wird auf die notwendigen Korrekturen der Rohdaten eingegangen. Das letzte Kapitel schließlich zeigt die Einteilchenverteilungen, die Zwei- und Mehrteilchenkorrelationen sowie deren Interpretation im Rahmen von theoretischen Modellen. Abgerundet wird die Arbeit durch den Anhang, in dem die Bezugssysteme und die in dieser Arbeit verwendeten kinematischen Variablen vorgestellt werden. Desweiteren erfolgt hier die Beschreibung der vollständigen Monte-Carlo-Simulation. Außerdem wird eine Auswahl experimentell bestimmter Korrelationsfunktionen gezeigt.

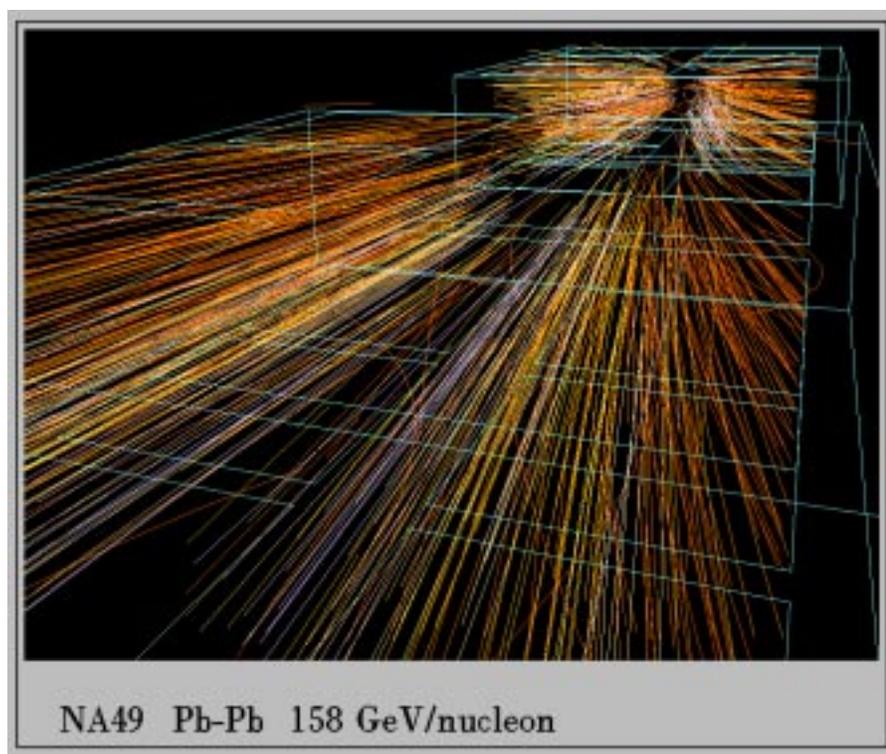


Abbildung 1.3: Das Bild zeigt den Endzustand einer Blei-Blei-Reaktion bei einer Strahlenergie von 158 GeV pro Nukleon, wie er in den Spurendriftkammern des NA49-Experimentes gesehen wird. Jedes geladene Teilchen setzt beim Durchgang durch das gasgefüllte Detektorvolumen Elektronenwolken frei (Punkte), deren Verbindungslinien die Trajektorien der erzeugten Teilchen charakterisieren.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

Ziel ultrarelativistischer Schwerionenphysik ist es, das Verhalten stark wechselwirkender Materie bei hohen Energiedichten zu untersuchen. Gitterrechnungen der Quantenchromodynamik (QCD) sagen unter bestimmten Bedingungen (große Energiedichten, die über eine ausreichend lange Zeit aufrecht erhalten werden können) einen Phasenübergang von hadronischer Materie zu einer neuen und bisher unbekanntenen Quark-Gluon-Plasma-Phase vorher, in der sich Quarks und Gluonen quasifrei bewegen können. Motiviert werden solche Untersuchungen durch Fragen wie: warum sind bis heute noch keine einzelnen Quarks gefunden worden? Wie verändern sich die Massen der Quarks in einer QGP-Phase (Restauration der chiralen Symmetrie)? Wie läuft ein Phasenübergang, bei dem elementare Quantenfelder involviert sind, dynamisch ab? Von welcher Ordnung ist der Phasenübergang (Erzeugung latenter Wärme)? Wie verhalten sich quasifreie Quarks und Gluonen?

Zentrales Problem der Suche nach dem QGP ist die Tatsache, daß eine direkte Untersuchung der QGP-Phase aufgrund ihrer Kurzlebigkeit nicht möglich ist. Da erst der hadronische Endzustand der experimentellen Beobachtung zur Verfügung steht, kann ähnlich einem Indizienprozeß nur bei Vorliegen einer Vielzahl von Einzelsignaturen die Schlußfolgerung, daß eine QGP-Phase vorgelegen hat, gezogen werden. Um zu verstehen, warum bestimmte Anzeichen für oder gegen das Auftreten von *deconfinement* sprechen, werden in diesem Kapitel Modelle zur Beschreibung ultrarelativistischer Kern-Kern-Reaktionen sowie die sich aus diesen Modellen ergebenden Schlußfolgerungen vorgestellt.

### 2.1 Ultrarelativistische Kern-Kern-Reaktionen

Eine ultrarelativistische Kern-Kern-Reaktion verläuft im Wesentlichen in drei Phasen (siehe Abb. 2.1) [Son94]: In der ersten Phase führt das Durchdringen der Kerne zu einem Feuerball. In dieser hochverdichteten energiereichen Materie bilden sich Hadronen (Szenario ohne QGP) oder Partonen (QGP-Szenario). In der zweiten Phase kühlt sich der expandierende Feuerball ab. Im QGP-Szenario tritt dabei ein Phasenübergang von

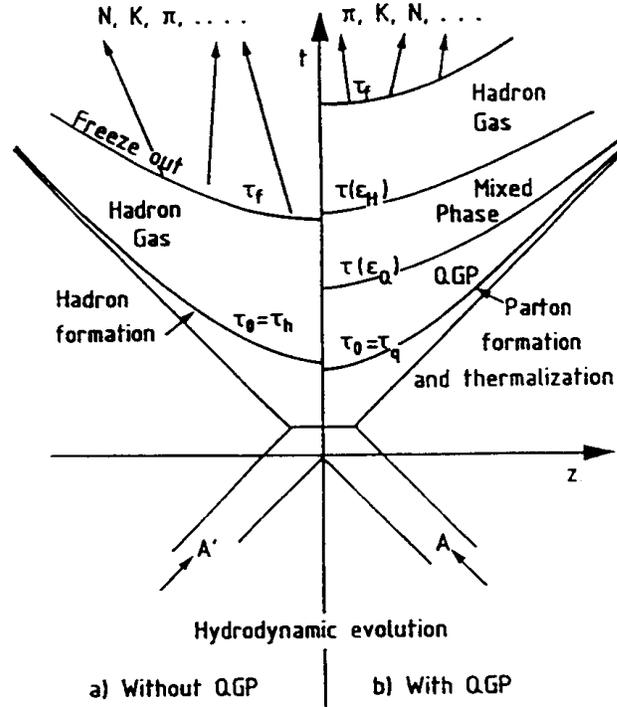


Abbildung 2.1: Zeitlicher und räumlicher Verlauf einer Schwerionenreaktion (aus [Son94]).

der QGP-Phase zu einem Hadronengas auf. Sollte es sich um einen Phasenübergang erster Ordnung handeln, tritt latente Wärme und somit eine gemischte Phase auf, in der sowohl Hadronen als auch Partonen vorkommen. In der dritten Phase schließlich sinkt die Energiedichte unter einen kritischen Wert, so daß es zu keiner weiteren starken Wechselwirkung zwischen den erzeugten Hadronen kommt und sie somit im Impulsraum erstarren (*freeze-out*). Da nur die dritte Phase der experimentellen Beobachtung unterliegt, ist eine möglichst vollständige Beschreibung des hadronischen Endzustandes von fundamentaler Bedeutung. Aus dem Endzustand läßt sich dann der Anfangszustand rekonstruieren, falls während des Abkühlvorgangs keine Information verloren geht (isentropische Expansion).

Charakteristiken des hadronischen Endzustandes sind vor allem Einteilchenspektren, Zwei- und Vielteilchenkorrelationen, sowie Multiplizitätsverteilungen und -fluktuationen. Kinematisch wird ein Teilchen der Ruhemasse  $m$  mit Laborenergie  $E$  und Laborimpuls  $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$  durch folgende Größen charakterisiert (Strahl in  $x_z$ -Richtung<sup>1</sup>):

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (2.1)$$

<sup>1</sup>Für den Ortsvektor  $\vec{x}$  wird die Notation  $(x_x, x_y, x_z)$  verwendet, um Mißverständnisse mit dem Raum-Zeit-Vierervektor  $x$  (siehe Seite 14) zu vermeiden.

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{t + x_z}{t - x_z} \quad (2.2)$$

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.3)$$

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2} \quad (2.4)$$

$$\Phi = \arctan \frac{p_y}{p_x} + \pi \Theta(-p_y) \quad (2.5)$$

mit  $Y$  der Rapidität<sup>2</sup> im Laborsystem,  $\eta$  der Raum-Zeit-Rapidität zur Zeit  $t$ ,  $p_T$  dem transversalen Impuls,  $m_T$  der transversalen Masse und  $\Phi$  dem Azimuthwinkel des Teilchens. Diese Variablen haben sich als günstig erwiesen, da sie ein einfaches Verhalten bei Lorentztransformationen zeigen; so ist neben  $p_T$ ,  $m_T$  und  $\Phi$  auch  $\Delta y = y_1 - y_2$  als Differenz der Rapidität zweier Teilchen invariant unter Lorentztransformationen in Strahl-Richtung.

Der mikroskopische Ablauf einer Schwerionenreaktion läßt sich nun in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie entweder im Landau- oder im Bjorkenbild beschreiben. Bei Schwerpunktsenergien von einigen GeV pro Nukleon sind die Kerne kaum lorentzkontrahiert und die Nukleonen haben ausreichend Zeit, ihre kinetische Energie durch Stöße mit anderen Nukleonen gleichmäßig zu verteilen (*full stopping*). Es bildet sich ein im Schwerpunktsystem ruhender Feuerball, der isotrop Teilchen emittiert (Landau-Bild). Sowohl die sich mit Strahlrapidity bewegendenden Projektilnukleonen als auch die ruhenden Targetnukleonen werden zur Rapidität des Schwerpunktsystems hin verschoben, so daß es in diesem Bereich zu einer Baryonenhäufung kommt.

Völlig unterschiedlich stellt sich diese Reaktion bei höheren Schwerpunktsenergien dar. Die Zeit, während der sich die stark lorentzkontrahierten Kerne durchdringen, reicht für ein vollständiges Abbremsen der Nukleonen nicht aus (*transparency*). Die Projektilnukleonen geben nur einen kleinen Teil ihrer Ursprungsrapidity an die Targetnukleonen ab, so daß sich im Bereich der Rapidität des Schwerpunktsystems nur sehr wenig Baryonen finden lassen (Bjorken-Bild [Bjo83]). Nimmt man an, daß es eine gewisse Zeit dauert, bis ein neues Teilchen erzeugt wird (*Formationszeit*), und nimmt man weiter an, daß Teilchenproduktion auch nach dem Durchdringen am Rand der auseinanderfliegenden Kernbruchstücke stattfindet, so erhält man eine in Strahlrichtung expandierende Teilchenquelle. Sie ist definiert als der Raum-Zeit-Bereich, innerhalb dessen Teilchenproduktion stattfindet. In diesem Bild würde man eine über einen weiten Bereich plateauartige Rapiditätsverteilung der produzierten Teilchen erwarten.

Um nun zwischen den verschiedenen Modellen unterscheiden zu können, ist die experimentelle Bestimmung der Rapiditätsverteilungen von großem Interesse. Weitere Aufschlüsse über den räumlichen und zeitlichen Verlauf der Reaktion gewinnt man mittels der in Abschnitt 4.4 vorgestellten Korrelationsanalyse.

---

<sup>2</sup>Soll explizit auf die bei der Berechnung der Rapidität verwendete Ruhemasse hingewiesen werden, wird im Folgenden ein die Teilchensorte charakterisierender Index angegeben, z.B.  $Y_\pi$  für die Pion-Rapidität.

## 2.2 Das Quark-Gluon-Plasma

Verbunden mit der Frage nach dem mikroskopischen Ablauf einer Schwerionenreaktion ist die Frage nach einem dabei möglicherweise auftretenden Phasenübergang von einem Hadronengas zu einem Quark-Gluon-Plasma. Neben den Rechnungen auf dem quantisierten Raum-Zeit-Gitter, die diesen Phasenübergang voraussagen, legt auch folgende einfache Überlegung diesen Phasenübergang nahe: bei einer typischen Blei-Blei-Kollision bei einer Strahlenergie von 158 GeV/A werden etwa 2000 geladene Teilchen erzeugt. Da all diese Hadronen aus dem Reaktionsvolumen stammen, das von der Größenordnung eines Bleikernes ist, muß es zu einer Überlappung der Hadronen im Kern kommen, die plausibel als Ursache für die Aufhebung der hadronischen Bindung der Partonen angenommen werden kann. Würde es gelingen, eine derartige partonische Phase zu erzeugen, wäre erstmals ein Studium der starken Wechselwirkung, bei der elementare Quantenfelder involviert sind, möglich; dies wäre ein Meilenstein auf dem Weg zu einer vereinheitlichten Feldtheorie.

Wie aber läßt sich nun ein derartiges Quark-Gluon-Plasma erzeugen? Analog zur Plasmaphysik, bei der Wasserstoffplasma zur Kernfusion erzeugt wird, ist auch für das QGP ein möglichst großer Wert für das Produkt aus Lebensdauer, Reaktionsvolumen und Energiedichte entscheidend. Wesentliche Annahme bei nahezu allen theoretischen Rechnungen ist die Ausbildung eines chemischen, zumindest aber eines thermischen Gleichgewichtszustandes, was die Forderung nach einer langen Lebensdauer bedingt. Die großen Reaktionsvolumina verringern Randeffekte und erhöhen ebenfalls die Wahrscheinlichkeit der Thermalisierung. Die hohe Energiedichte, die in diesem Fall durch den SPS-Beschleuniger am CERN bereitgestellt wird, führt zur Kompression und Erhitzung der Materie und ist unabdingbare Voraussetzung für den Phasenübergang (siehe Phasendiagramm Abb. 1.2). Die nächste Frage ist, wie sich ein solcher Phasenübergang erkennen läßt. Hier erwartet man mehrere charakteristische Signaturen (z.B. [Mül95]):

- Vergleich mit Nukleon-Nukleon- oder Nukleon-Kern-Daten. Findet man Unstetigkeiten bei Größen, die in Abhängigkeit von der Projektilenergie oder dem Stoßquerschnitt dargestellt werden, kann dies als Indiz für ein QGP gewertet werden. Falls sich die Kern-Kern-Kollision nicht als Superposition elementarer Kollisionsprozesse darstellen läßt, wird dies ebenfalls häufig als QGP-Signatur gewertet. Hierbei wird jedoch angenommen, daß das QGP in den elementaren Stoßprozessen nicht auftritt. Außerdem wird nicht berücksichtigt, daß die Zeit, innerhalb derer sich die Kerne bzw. Nukleonen durchdringen, völlig unterschiedlich ist. Somit ist es fraglich, ob ein gleicher Grad an Thermalisierung erreicht werden kann.
- Direkte Photonen. Da die elektromagnetische freie Weglänge in Kernmaterie wesentlich größer als der typische Quellradius ist, können direkt erzeugte Photonen das Reaktionsvolumen nach ihrer Entstehung praktisch ohne weitere

Wechselwirkung verlassen. Sie geben somit unmittelbaren Aufschluß über das Frühstadium der Reaktion und sind in dieser Hinsicht als Signatur für ein QGP äußerst geeignet. Man erwartet nämlich, daß das Spektrum direkter Photonen, das sich aus Bremsstrahlungsprozessen, Quark-Antiquark-Annihilationen, Quark-Gluon-Comptonstreuungen und Drell-Yan-Prozessen zusammensetzt, im Falle eines QGP deutlich von einem Spektrum ohne QGP-Phasenübergang unterscheidet. Experimentell hat man jedoch einen sehr hohen Untergrundanteil elektromagnetischer Zerfälle von Hadronen, der eine klare Interpretation der Spektren direkter Photonen bisher nicht zuläßt.

- Leptonpaare. Auch sie können als nicht stark wechselwirkende Teilchen das Reaktionsvolumen beinahe ungehindert verlassen und sind somit insbesondere als Zerfallsprodukte kurzlebiger Resonanzen als Signatur aus dem Frühstadium der Reaktion verwendbar. Ihr Spektrum setzt sich unterhalb invarianter Massen von 1 GeV neben dem Dalitz-Zerfall des  $\pi^0$  im Wesentlichen aus den leptonenischen Zerfällen der Mesonresonanzen  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\eta$  und  $\eta'$  zusammen. Experimentell stellt man fest, daß z.B. das Spektrum der Elektron-Positron Paare, wie es bei Nukleon-Kern-Reaktionen von CERES/NA45 gemessen wurde [NA45-96], hinreichend durch obige Zerfälle erklärt werden kann. Bei Schwefel-Gold- und Blei-Gold-Kollisionen wird von derselben Gruppe jedoch ein  $e^+e^-$ -Spektrum bestimmt, das eine im Vergleich zu den erwarteten Anteilen aus den leptonenischen Zerfällen der Mesonresonanzen deutliche Überhöhung von mehr als einem Faktor 2 im Bereich invarianter Massen von  $0.2 < m_{e^+e^-} < 1.5$  GeV zeigt. Neuere Rechnungen zeigen jedoch, daß Pion-Annihilationen in dichter Materie den überwiegenden Anteil dieses Überschusses erklären, und der Anteil der Leptonpaare aus der QGP-Phase gering ist [Sri95].
- lange Lebensdauern. Tritt ein Phasenübergang erster Ordnung auf, wird latente Wärme erzeugt, währenddessen das QGP und das Hadronengas koexistieren, was zu einer längeren Lebensdauer führt als bei einem Szenario ohne Phasenübergang. Lebensdauern lassen sich mittels der in Abschnitt 2.3 vorgestellten Korrelationsanalyse bestimmen. Die gemessenen Werte sowie die Interpretation dieser Werte erfolgt in Kapitel 5.
- Überschuß an Seltsamkeit (*strangeness enhancement*). In einem QGP liegt die zur Strangeness-Produktion erforderliche Schwellenenergie mit etwa  $m_{s\bar{s}} = 300$  MeV deutlich unter der Schwellenenergie in einer hadronischen Umgebung. Außerdem wird in einem QGP das chemische Gleichgewicht etwa 10 - 30 mal schneller erreicht als in einem Hadronengas. Diese beiden Effekte führen zu einer Erhöhung der Produktion von Seltsamkeit, die sich in einer Erhöhung des K/ $\pi$ -Verhältnisses bei ansteigender Zahl von an der Reaktion beteiligten Nukleonen ausdrücken sollte. Dieser Anstieg wird experimentell tatsächlich beobachtet (z.B. [E866-96]), kann jedoch auch in rein hadronischen Szenarien in mikroskopischen Modellen

wie RQMD [Sor89, Sor95] durch Stöße schwerer Mesonen mit schweren Baryonen erklärt werden.

- Unterdrückung der  $J/\Psi$ -Produktion ( $J/\Psi$ -suppression). Ein  $J/\Psi$ -Teilchen ist ein durch Farbkraft gebundener  $c\bar{c}$ -Zustand mit einer Masse von 3.1 GeV. In einer QGP-Umgebung findet diese Bindung nicht statt, da die Farbladungen im Plasma abgeschirmt werden. Eine derartige Unterdrückung der  $J/\Psi$ -Produktion wurde in Sauerstoff-Uran-, Schwefel-Uran- und Blei-Blei-Reaktionen tatsächlich beobachtet [NA50-96]. Berücksichtigt man jedoch die Streuungen an den zusammen mit dem  $J/\Psi$  erzeugten Hadronen (*comovers*), ergibt sich ebenfalls eine Unterdrückung der  $J/\Psi$ -Produktion ohne Annahme eines QGP [Sat96].
- nichtstatistische Multiplizitätsfluktuationen. Physikalische Größen wie magnetische Suszeptibilität oder Multiplizität zeigen am Phasenübergang häufig nichtstatistische Fluktuationen, die dann durch sogenannte kritische Exponenten beschrieben werden. Diese Signatur, die unter den Oberbegriff Intermittenz fällt, wird ausführlich im Abschnitt 2.4 vorgestellt. Die mit dieser Methode erhaltenen Ergebnisse sowie deren Interpretation erfolgt im Abschnitt 5.3.

Trotz der Vielzahl der vorgeschlagenen Signaturen ist der eindeutige Nachweis des Vorliegens einer QGP-Phase nicht leicht. So kann einerseits die bei einem Phasenübergang erster Ordnung auftretende gemischte Phase die Signaturen ausschmieren, und andererseits ist keine einzelne dieser Signaturen für ein QGP hinreichend. Erst wenn eine Vielzahl oder im Idealfall alle Signaturen vorliegen, kann mit hoher Wahrscheinlichkeit auf einen Phasenübergang geschlossen werden. Aus diesem Grund kommt einem Experiment wie NA49, das den hadronischen Endzustand möglichst genau und vollständig erfaßt, eine hohe Bedeutung zu.

## 2.3 Die Korrelationsanalyse

Die ursprünglich von Hanbury-Brown und Twiss [Han56] eingeführte Methode zur Bestimmung von Sterndurchmessern mittels Photon-Photon-Korrelationen wird erfolgreich in der Teilchenphysik zur Bestimmung des räumlichen und zeitlichen Verlaufs einer Teilchenkollision eingesetzt. Hierbei nutzt man die Tatsache, daß die Zweiteilchen-Korrelationsfunktion mit der Fouriertransformierten der Queldichtefunktion verknüpft ist. Physikalische Ursache für die auftretenden Korrelationen ist die Quantenstatistik, die für identische Bosonen symmetrisierte und für identische Fermionen antisymmetrisierte Wellenfunktionen verlangt. Teilchen sind jedoch nur identisch, wenn sie aus demselben Phasenraumvolumen  $\hbar^3$  kommen. Daher treten bei ausgedehnten Quellverteilungen, wie sie beispielsweise bei hochenergetischen Schwerionenkollisionen erwartet werden, Korrelationen nur für kleine Impulsunterschiede der Teilchen auf. Dieser reziproke Zusammenhang zwischen Quellgröße und Breite des Korrelationssignals stellt eine Herausforderung an das Auflösungsvermögen der Schwerio-

nenexperimente dar. Neben den durch die Quantenstatistik bedingten Bose-Einstein-Korrelationen (siehe Abschnitt 2.3.1) führen Endzustandswechselwirkungen ebenfalls zu Korrelationen, die in der Analyse berücksichtigt werden müssen. Sie werden ausführlich in Abschnitt 2.3.2 diskutiert.

### 2.3.1 Bose-Einstein-Korrelationen

Zur Beschreibung von q-Teilchenkorrelationen wird zunächst die q-Teilchendichte  $\rho_q$  eingeführt (siehe z.B. [Egg93, Kad94]). Ist  $\sigma_{tot}$  der totale und  $\sigma$  der inklusive Wechselwirkungsquerschnitt, so ist die q-Teilchendichte für d-dimensionale Vektoren  $\vec{x}_i$  ( $i=1, \dots, q$ ), an dem Punkt  $(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q)$  folgendermaßen definiert:

$$\rho_q(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q) \equiv \frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d^q \sigma}{d\vec{x}_1 \cdots d\vec{x}_q} \quad (2.6)$$

Um aus der q-Teilchendichte q-Teilchenkorrelationen berechnen zu können, bedarf es einer alternativen, jedoch zu Def. 2.6 äquivalenten Formulierung (s. [Kli67]). Hierzu betrachte man ein Ereignis  $a$ , bei dem sich  $n_a$  Teilchen an den d-dimensionalen Positionen  $\vec{X}_i$  ( $i=1, \dots, n_a$ ) befinden. Man definiert dann die q-Teilchendichte  $\hat{\rho}_q^a$  eines einzelnen Ereignisses  $a$  derart, daß an dem Punkt  $(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q)$  eine Eins addiert wird, falls sich an jeder der q-Positionen  $(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q)$  ein Teilchen befindet, ungeachtet der übrigen  $(n_a - q)$  Teilchen:

$$\hat{\rho}_q^a(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q) = \sum_{(i_1 \neq i_2 \neq \dots \neq i_q)=1}^{n_a} \delta(\vec{x}_1 - \vec{X}_{i_1}^a) \delta(\vec{x}_2 - \vec{X}_{i_2}^a) \cdots \delta(\vec{x}_q - \vec{X}_{i_q}^a) \quad (2.7)$$

Integriert man  $\hat{\rho}_q^a$  über den gesamten Phasenraum  $\Omega$ , erhält man die Anzahl der Möglichkeiten, q-Tupel aus  $n_a$  Teilchen zu bilden:

$$\int_{\Omega} d\vec{x}_1 \cdots d\vec{x}_q \hat{\rho}_q^a(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q) = n_a^{[q]} \quad (2.8)$$

Die faktorielle Potenz  $n^{[q]}$  ist dabei wie folgt definiert:

$$n^{[q]} = \binom{n}{q} q! = n \cdot (n-1) \cdots (n-q+1) \quad (2.9)$$

Die q-Teilchendichte  $\rho_q$  ergibt sich nun durch Mittelung von  $\hat{\rho}_q^a$  über alle Ereignisse  $N_{ev}$ :

$$\rho_q(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q) = \langle \hat{\rho}_q^a(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q) \rangle = \frac{1}{N_{ev}} \sum_{a=1}^{N_{ev}} \hat{\rho}_q^a(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q) \quad (2.10)$$

Durch geeignete Normierung erhält man aus der q-Teilchendichte  $\rho_q$  die q-Teilchen-Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P_q$ :

$$P_q(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q) \equiv \frac{\rho_q(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q)}{\int d\vec{x}_1 \cdots d\vec{x}_q \rho_q(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q)} \quad (2.11)$$

Schließlich ist die q-Teilchen-Korrelationsfunktion definiert als das Verhältnis aus der q-Teilchen-Wahrscheinlichkeitsverteilung und den q Einteilchen-Wahrscheinlichkeitsverteilungen:

$$C_q(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q) \equiv \frac{P_q(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q)}{P_1(\vec{x}_1) \cdots P_1(\vec{x}_q)} \quad (2.12)$$

Ist man an Zweiteilchenkorrelationen interessiert<sup>3</sup> und beschränkt sich im d-dimensionalen Phasenraum auf den dreidimensionalen Impulsraum, so erhält man aus der Def. 2.12 für die Zweiteilchen-Korrelationsfunktion mit Gln. 2.8 - 2.11:

$$C_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{P_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{P_1(\vec{p}_1)P_1(\vec{p}_2)} = \frac{\langle n \rangle^2}{\langle n(n-1) \rangle} \frac{\rho_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{\rho_1(\vec{p}_1)\rho_1(\vec{p}_2)} \quad (2.13)$$

Hierbei ist  $\langle n \rangle$  bzw.  $\langle n(n-1) \rangle$  die mittlere pro Ereignis erzeugte Anzahl von Teilchen bzw. Teilchenpaaren. Nach Gl. 2.6 folgt somit:

$$C_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{\langle n \rangle^2 \sigma_{tot}}{\langle n(n-1) \rangle} \frac{d^6 \sigma}{dp_1^3 dp_2^3} / \left( \frac{d^3 \sigma}{dp_1^3} \frac{d^3 \sigma}{dp_2^3} \right) \quad (2.14)$$

$C_2(p_1, p_2)$  ist somit proportional zum differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d^6 \sigma / (dp_1^3 dp_2^3)$  (der ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des gleichzeitigen Auftretens von Teilchen mit Impulsen  $p_1$  und  $p_2$  ist) dividiert durch das Produkt der Einteilchen-Wirkungsquerschnitte  $(d^3 \sigma / dp_1^3)(d^3 \sigma / dp_2^3)$ .

In der Näherung ebener Wellen für die Wellenfunktion und der Annahme statistisch unabhängiger Teilchenemission erhält man für die Zweiteilchen-Korrelationsfunktion [Cha95]:

$$C_2(\vec{Q}, \vec{K}) \simeq 1 + \frac{|\int d^4 x S(x, K) e^{iQx}|^2}{|\int d^4 x S(x, K)|^2} \quad (2.15)$$

Hierbei ist  $Q = (Q_0, \vec{Q}) = (E_1 - E_2, \vec{p}_1 - \vec{p}_2)$  ( $E_1, E_2$  die Energie der Teilchen) der Impulsunterschieds-Vierervektor,  $K = (K_0, \vec{K}) = \frac{1}{2}(E_1 + E_2, \vec{p}_1 + \vec{p}_2)$  der mittlere Impuls-Vierervektor und  $x = (t, \vec{x})$  der Raum-Zeit-Vierervektor.

Da Gleichung 2.15 nicht eindeutig nach  $S(x, K)$  aufgelöst werden kann, gewinnt man aus der Bestimmung der Zweiteilchen-Korrelationsfunktion nur unvollständige Informationen über die eigentlich interessierende Quellverteilungsfunktion. Man kommt daher nicht umhin, für  $S(x, K)$  bestimmte Parametrisierungen zu wählen, deren Parameter dann durch Anpassung an die experimentell bestimmte Korrelationsfunktion bestimmt werden.

Zunächst werden in weitgehend modellunabhängiger Weise Relationen zwischen den Korrelationsradien und den zweiten Momenten der Quellfunktion hergestellt. Anschließend wird auf das Modell der statischen bzw. dynamischen Quelle genauer eingegangen.

---

<sup>3</sup>Die Diskussion von Drei- und Mehrteilchenkorrelationen erfolgt im Abschnitt 2.4.

## Die Sattelpunkt-Näherung

Nähert man die Quellfunktion  $S(x, K)$  quadratisch um ihren Sattelpunkt  $\bar{x}$ , an dem die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen mit Impuls  $K$  zu emittieren, maximal ist, so erhält man (siehe [Cha95, Wie96, Hei96]):

$$S(x, K) \simeq S(\bar{x}, K) \exp \left[ -\frac{1}{2} B_{\mu\nu}(K) \tilde{x}^\mu \tilde{x}^\nu \right] \quad , \quad \mu, \nu = \{0, 1, 2, 3\} \quad (2.16)$$

wobei  $\tilde{x}_\mu = x_\mu - \bar{x}_\mu = x_\mu - \langle x_\mu \rangle$  die um den Sattelpunkt transformierten Koordinaten sind. Der Sattelpunkt  $\bar{x}_\mu$  und der Mittelwert  $\langle x_\mu \rangle$  fallen zusammen, da  $S(x, K)$  in der hier gewählten Näherung symmetrisch in  $x$  ist.  $B_{\mu\nu}(K) = -\delta_\mu \delta_\nu \ln S(x, K)|_{\bar{x}}$  ist der vollkommen symmetrische Krümmungstensor. Sein Inverses entspricht den zweiten Momenten der Quellfunktion und mißt somit deren räumliche und zeitliche Breite:

$$B_{\mu\nu}^{-1}(K) = \langle \tilde{x}_\mu \tilde{x}_\nu \rangle \quad (2.17)$$

In der Sattelpunktnäherung Gl. 2.16 ergibt sich für die Korrelationsfunktion nach Gl. 2.15 mit der Identität Gl. 2.17:

$$C_2(\vec{Q}, \vec{K}) = 1 + \exp \left[ -Q^\mu Q^\nu B_{\mu\nu}^{-1}(K) \right] = 1 + \exp \left[ -Q^\mu Q^\nu \langle \tilde{x}_\mu \tilde{x}_\nu \rangle \right] \quad (2.18)$$

Somit ist die Korrelationsfunktion durch die Komponenten des Krümmungstensors (*Bose-Einstein-Radien*) vollständig charakterisiert.

Weiterhin muß man berücksichtigen, daß  $Q_0$  nicht unabhängig von den anderen Komponenten des Impulsunterschiedsvektors ist:

$$Q_0 = \sum_i \beta_i Q_i \quad \text{mit} \quad \beta_i = \frac{2K_i}{E_1 + E_2} \approx \frac{K_i}{E_K} \quad \text{für} \quad |\vec{Q}| \ll E_K \quad , \quad i \in \{x, y, z\} \quad (2.19)$$

mit  $E_K = \sqrt{|\vec{K}|^2 + m^2}$ . Eine geeignete Parametrisierung der Korrelationsfunktion lautet daher<sup>4</sup>:

$$C_2(\vec{Q}, \vec{K}) = 1 + \lambda \exp \left( - \sum_i \sum_j Q_i Q_j R_{ij}^2 \right) \quad \text{mit} \quad R_{ij} = R_{ji} \quad (2.20)$$

Im Chaotizitätsparameter  $\lambda$  werden dabei alle Effekte zusammengefaßt, die zu einer Reduktion des Korrelationssignales führen. Dies sind beispielsweise kohärente Teilchenemission, langlebige Resonanzen, Kontamination, elektromagnetische oder starke Endzustandswechselwirkungen sowie die endliche Detektorauflösung.

Für die Krümmungsradien  $R_{ij}$ , die sich durch Anpassen der experimentell bestimmten Korrelationsfunktionen an die Parametrisierung 2.20 ergeben, folgt durch Vergleich von Gl. 2.20 und Gl. 2.18 unter Berücksichtigung von Gl. 2.19 für  $\lambda = 1$ :

$$R_{ij}^2 = \langle (\tilde{x}_i - \beta_i \tilde{t})(\tilde{x}_j - \beta_j \tilde{t}) \rangle \quad (2.21)$$

---

<sup>4</sup>Bei der hier gewählten Parametrisierung ergeben sich die Korrelationsradien um einen Faktor  $\sqrt{2}$  kleiner als bei der in NA35 gewählten Parametrisierung (siehe z.B. [Alb95])

Folgt man nun bei der Wahl des Koordinatensystemes einem ursprünglich auf Bertsch und Pratt [Ber89] zurückgehenden Vorschlag, daß nämlich  $\hat{z}$  ( $\hat{z}$  = Einheitsvektor in z-Richtung) in Strahlrichtung (*long*),  $\hat{x}$  in Richtung der zum Strahl senkrechten Komponente von  $\vec{K}$  (*out*) und  $\hat{y}$  senkrecht auf  $\hat{x}$  und  $\hat{z}$  (*side*) steht, so folgt unter der Annahme azimuthaler Symmetrie der Quellfunktion:

$$R_{side,out} = R_{side,long} = 0 \quad (2.22)$$

Der gemischte Term  $R_{out,long}$  ist im Allgemeinen von Null verschieden, und sollte daher in der Parametrisierung beibehalten werden [Cha95b]. Damit vereinfacht sich Gl. 2.20 zu:

$$C_2(\vec{Q}, \vec{K}) = 1 + \lambda \exp \left( -Q_{side}^2 R_{side}^2 - Q_{out}^2 R_{out}^2 - Q_{long}^2 R_{long}^2 - 2Q_{out}Q_{long}R_{out,long}^2 \right) \quad (2.23)$$

Da für azimuthalsymmetrische Quellen  $\beta_y = 0$  ist, erhält man mit  $\beta_{\perp} = \beta_x$  und  $\beta_{\parallel} = \beta_z$  aus Gl. 2.21 den folgenden von der tatsächlichen Quellverteilung  $S(x, K)$  unabhängigen Zusammenhang zwischen Krümmungsradien und Momenten der Quelle:

$$R_{out}^2(\vec{K}) = \langle (\tilde{x}_x - \beta_{\perp} \tilde{t})^2 \rangle \quad (2.24a)$$

$$R_{side}^2(\vec{K}) = \langle \tilde{x}_y^2 \rangle \quad (2.24b)$$

$$R_{long}^2(\vec{K}) = \langle (\tilde{x}_z - \beta_{\parallel} \tilde{t})^2 \rangle \quad (2.24c)$$

$$R_{out,long}^2(\vec{K}) = \langle (\tilde{x}_x - \beta_{\perp} \tilde{t})(\tilde{x}_z - \beta_{\parallel} \tilde{t}) \rangle \quad (2.24d)$$

Die physikalische Interpretation der Krümmungsradien als Emissionsdauer oder Ausdehnung der Quelle wird leichter, falls es gelingt, die örtlichen und zeitlichen Anteile der Quelle zu entkoppeln. Dieses Ziel verfolgt eine auf Yano und Koonin [Yan78] zurückgehende (und von Podgoretsky [Pod83] erweiterte) Parametrisierung, die zunächst von einer statischen Quelle ausgeht:

$$C_2(\vec{Q}, \vec{K}) = 1 + \lambda \exp \left( -Q_0^2 R_0^2 - Q_{\perp}^2 R_{\perp}^2 - Q_{\parallel}^2 R_{\parallel}^2 \right) \quad (2.25)$$

mit  $Q_{\perp} = \sqrt{Q_x^2 + Q_y^2}$  und  $Q_{\parallel} = Q_z$ . Der Chaotizitätsparameter  $\lambda$  und die Krümmungsradien  $R_{\perp}$ ,  $R_0$  und  $R_{\parallel}$  sind Fitparameter, die sich durch Anpassung von Gl. 2.25 an experimentelle Korrelationsfunktionen ergeben. Befindet sich der Beobachter in einem Bezugssystem, welches sich mit der Yano-Koonin-Geschwindigkeit  $v$  relativ zu dem Quellvolumen in Strahlrichtung bewegt, so ergibt die Lorentztransformation der Impulsunterschiede:

$$C_2(\vec{Q}, \vec{K}) = 1 + \lambda \exp \left[ -\gamma^2 (Q_0 - vQ_{\parallel})^2 R_0^2 - Q_{\perp}^2 R_{\perp}^2 - \gamma^2 (Q_{\parallel} - vQ_0)^2 R_{\parallel}^2 \right] \quad (2.26)$$

mit  $\gamma = (1 - v^2)^{-\frac{1}{2}}$ . Da Lorentztransformationen eine Gruppe bilden, ergeben sich in jedem in Strahlrichtung bewegten Bezugssystem dieselben Krümmungsradien; ein longitudinaler Boost wird vollständig durch den Parameter der Yano-Koonin-Geschwindigkeit  $v$  absorbiert.

Gleichung 2.26, die z.B. in [GIBS-95] zur Bestimmung der Yano-Koonin-Geschwindigkeit verwendet wird, läßt sich identisch umschreiben zu:

$$C_2(\vec{Q}, \vec{K}) = 1 + \lambda \exp \left[ -Q_{\perp}^2 R_{\perp}^2 + (Q_0^2 - Q_{\parallel}^2) R_{\parallel}^2 - (QU)^2 (R_0^2 + R_{\parallel}^2) \right] \quad (2.27)$$

mit  $U = \gamma(1, 0, 0, v)$ . Durch Vergleich mit Gl. 2.18 ergibt sich in einem relativ zu dem Quellvolumen in Strahlrichtung mitbewegten Bezugssystem ( $v(\vec{K}) = 0$ ) der folgende Zusammenhang zwischen den Momenten der Quelle und den Krümmungsradien:

$$R_{\perp}^2(\vec{K}) = \langle \tilde{x}_y^2 \rangle \quad (2.28a)$$

$$R_{\parallel}^2(\vec{K}) = \langle \tilde{x}_z^2 \rangle - 2 \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{\perp}} \langle \tilde{x}_x \tilde{x}_z \rangle + \frac{\beta_{\parallel}^2}{\beta_{\perp}^2} \langle \tilde{x}_x^2 - \tilde{x}_y^2 \rangle \quad (2.28b)$$

$$R_0^2(\vec{K}) = \langle \tilde{t}^2 \rangle - \frac{2}{\beta_{\perp}} \langle \tilde{x}_x \tilde{t} \rangle + \frac{1}{\beta_{\perp}^2} \langle \tilde{x}_x^2 - \tilde{x}_y^2 \rangle \quad (2.28c)$$

Vernachlässigt man die Momente, die klein sind ( $\langle \tilde{x}_x \tilde{x}_z \rangle$ ,  $\langle \tilde{x}_x \tilde{t} \rangle$  und  $\langle \tilde{x}_x^2 - \tilde{x}_y^2 \rangle$ ), so entkoppeln die räumlichen und zeitlichen Anteile der Quelle, und die physikalische Interpretation der gefundenen Krümmungsradien wird besonders einfach:

$$R_{\perp}^2(\vec{K}) = \langle \tilde{x}_y^2 \rangle \quad , \quad R_{\parallel}^2(\vec{K}) = \langle \tilde{x}_z^2 \rangle \quad , \quad R_0^2(\vec{K}) = \langle \tilde{t}^2 \rangle \quad (2.29)$$

Auch diese Ausdrücke sind von der Quellfunktion  $S(x, \vec{K})$  unabhängig. Sie erlauben, ebenso wie die Beziehungen 2.24, Krümmungsradien für verschiedene Quellfunktionen im Rahmen des jeweiligen Modells zu interpretieren.

Durch Vergleich von Gl. 2.27 (Yano-Koonin-Parametrisierung) mit Gl. 2.23 (Bertsch-Pratt-Parametrisierung) ergeben sich folgende Relationen:

$$R_{side} = R_{\perp} \quad (2.30a)$$

$$R_{out}^2 - R_{side}^2 = \beta_{\perp}^2 \gamma^2 (R_0^2 + v^2 R_{\parallel}^2) \quad (2.30b)$$

$$R_{long}^2 = (1 - \beta_{\parallel}^2) R_{\parallel}^2 + \gamma^2 (\beta_{\parallel} - v)^2 (R_0^2 + R_{\parallel}^2) \quad (2.30c)$$

$$R_{out,long}^2 = \beta_{\perp} (-\beta_{\parallel} R_{\parallel}^2 + \gamma^2 (\beta_{\parallel} - v)^2 (R_0^2 + R_{\parallel}^2)) \quad (2.30d)$$

Verifizierung dieser Gleichungen anhand der Daten liefert einen wichtigen Konsistenztest der experimentellen Fitprozedur. Dabei ist jedoch zu beachten, daß die Radien in demselben Bezugssystem bestimmt werden.

In dieser Arbeit wurden die folgenden drei Bezugssysteme verwendet:

- Das Schwerpunktsystem (*CMS*). Es ist gegenüber dem ruhenden Laborsystem mit der halben Strahlrapidity von 2.9 in Strahlrichtung geboostet. Dieses Bezugssystem ist für alle Teilchenpaare dasselbe.
- Das longitudinale Schwerpunktsystem (*LCMS*). Es ist gegenüber dem ruhenden Laborsystem mit einer Boostrapidity in Strahlrichtung verschoben. Die Boostrapidity bestimmt sich derart, daß der longitudinale Gesamtimpuls des betrachteten Teilchenpaares verschwindet. Damit ist dieses Bezugssystem für jedes Teilchenpaar unterschiedlich.

- Das fixierte longitudinale Schwerpunktsystem (*FLCMS*). Es ist gegenüber dem ruhenden Laborsystem mit einer festen Boostrapidität in Strahlrichtung verschoben. Die Boostrapidität ist das arithmetische Mittel aus der oberen und der unteren Grenze des Rapiditätsintervalls, innerhalb dessen Teilchen akzeptiert werden. Dieses Bezugssystem ist für alle Teilchenpaare dasselbe und kombiniert die Vorteile des CMS- und des LCMS-Systems. So ist es einerseits wie das CMS-System für alle Teilchenpaare fixiert, wodurch die Interpretation der gemessenen Größen (z.B. der Yano-Koonin-Geschwindigkeit) erleichtert wird, und andererseits verschwindet der mittlere longitudinale Gesamtimpuls aller Teilchenpaare bei rapiditätsunabhängiger Phasenraumbesetzung (was durch Wahl kleiner Rapiditätsintervalle erreicht werden kann).

In Anhang A findet sich eine Übersicht über die Transformationen der Impulskomponenten vom Laborsystem in die bewegten Bezugssysteme.

## Interpretation der Krümmungsradien

Um die Krümmungsradien mit den Parametern der Quellverteilung zu verknüpfen, bedarf es einer expliziten Parametrisierung der Quellverteilung. Hier sind vor allem zwei Fälle zu unterscheiden: das Modell der statischen und das Modell der dynamischen Gaußschen Quelle. Im Falle der statischen Quelle nimmt man an, daß die Quellparameter unabhängig vom mittleren Impuls  $K$  des Paares sind. Im Falle der dynamischen Quelle geht man von Korrelationen zwischen den Erzeugungspunkten der Teilchen und deren Impulsen aus, was zur Abhängigkeit der Quellparameter von  $K$  führt [Pra86]. Derartige Korrelationen werden im Falle kollektiver Expansion oder im Falle von kaskadenartiger Teilchenproduktion nach Bjorken [Bjo73] (*Inside-Outside Picture*) erwartet. Die in dieser Arbeit verwendete Bertsch-Pratt- bzw. Yano-Koonin-Parametrisierung der Korrelationsfunktion (s. Gl. 2.23 bzw. 2.27) enthält keine explizite  $K$ -Abhängigkeit und ist somit zur Beschreibung dynamischer Quellen ungeeignet. Stellt man sich eine dynamische Quelle jedoch als Superposition von sich relativ zueinander bewegenden statischen Quellen vor, so sind statische Parametrisierungen in kleinen Rapiditäts- und Transversalimpulsintervallen durchaus zur Beschreibung dynamischer Quellen geeignet. Das dynamische Verhalten der Quelle läßt sich dann durch die Rapiditäts- und Transversalimpulsabhängigkeit der Krümmungsradien bestimmen. Jede Mittelung über diese Größen führt jedoch im Falle dynamischer Quellen zu inkonsistenten Ergebnissen.

### Modell der statischen Gaußschen Quelle

Im einfachsten Fall wird für die Quelle eine im Schwerpunktsystem ruhende Gaußverteilung angenommen:

$$S_{stat}(x, K) = f(K) \exp \left[ -\frac{x_x^2 + x_y^2}{2R^2} - \frac{x_z^2}{2L^2} - \frac{t^2}{2(\Delta t)^2} \right] \quad (2.31)$$

Hierbei charakterisieren  $R$  bzw.  $L$  die transversale bzw. longitudinale räumliche sowie  $\Delta t$  die zeitliche Ausdehnung der Quelle. Bestimmt man mit Gl. 2.31 die Korrelationsfunktion nach Gl. 2.15, so erhält man durch Vergleich mit Gl. 2.23:

$$\begin{aligned} R_{out}^2 &= R^2 + \beta_{\perp}^2 (\Delta t)^2 \quad , \quad R_{side}^2 = R^2 \\ R_{long}^2 &= L^2 + \beta_{\parallel}^2 (\Delta t)^2 \quad , \quad R_{out,long}^2 = \beta_{\perp} \beta_{\parallel} (\Delta t)^2 \end{aligned} \quad (2.32)$$

Parametrisiert man  $C_2$  nach Gl. 2.27, erhält man:

$$R_{\perp} = R, \quad R_{\parallel} = L, \quad R_0 = \Delta t \quad (2.33)$$

Während sich die Raum-Zeit Struktur der Quelle in Gleichung 2.33 direkt ergibt, ist das Quadrat der Emissionsdauer  $(\Delta t)^2$  gemäß Gl. 2.32 proportional zu  $R_{out}^2 - R_{side}^2$  sowie zu  $R_{out,long}^2$ . Die longitudinale Ausdehnung der Quelle ergibt sich zu

$$L = \sqrt{R_{long}^2 - \frac{R_{out,long}^4}{R_{out}^2 - R_{side}^2}} \quad (2.34)$$

In beiden Fällen sind die bestimmten Krümmungsradien jedoch unabhängig von der Rapidität und dem Transversalimpuls der betrachteten Teilchenpaare.

### Modell der dreidimensional expandierenden endlichen Quelle

In diesem von Chapman et al. vorstellten Modell einer endlichen dreidimensional expandierenden Quelle wird folgende Quellverteilung angenommen [Cha95, Cha95c]:

$$\begin{aligned} S_{dyn}(x, K) &= \frac{M_T \cosh(\eta - Y_{\pi\pi})}{(2\pi)^3 \sqrt{2\pi} (\Delta\tau)^2} \exp \left[ -\frac{K \cdot u(x)}{T} - \frac{r^2}{2R^2} - \frac{(\tau - \tau_0)^2}{2(\Delta\tau)^2} - \frac{\eta^2}{2(\Delta\eta)^2} \right] \\ u(x) &= \left( \sqrt{1 + \left(\frac{rv_T}{R}\right)^2} \cosh \eta, \frac{x_x v_T}{R}, \frac{x_y v_T}{R}, \sqrt{1 + \left(\frac{rv_T}{R}\right)^2} \sinh \eta \right) \end{aligned} \quad (2.35)$$

mit den folgenden Bezeichnungen:

$$\tau = \sqrt{t^2 - x_z^2} \quad (\text{longitudinale Eigenzeit}) \quad (2.36)$$

$$r = \sqrt{x_x^2 + x_y^2} \quad (2.37)$$

$$K_T = \frac{1}{2} \sqrt{K_x^2 + K_y^2} \quad (\text{mittlerer Transversalimpuls des Paares}) \quad (2.38)$$

$$M_T = \sqrt{K_T^2 + m^2} \quad (\text{mittlere transversale Masse des Paares}) \quad (2.39)$$

$$Y_{\pi\pi} = \frac{1}{2}(Y_1 + Y_2) \quad (\text{mittlere Rapidität des Pionpaares im Laborsystem}) \quad (2.40)$$

$T$  ist die konstante Ausfrieretemperatur,  $R$  die transversale Quellgröße,  $\Delta\tau$  die mittlere Lebensdauer der Quelle,  $\tau_0$  die Ausfrierzeit,  $\Delta\eta$  die Breite der Raum-Zeit-Rapiditätsverteilung und der Parameter  $v_T$  die transversale Ausbreitungsgeschwindigkeit der

Quelle beim Radius  $R$ ; die Einteilchen-Größen  $Y$  und  $\eta$  wurden bereits auf Seite 8 eingeführt<sup>5</sup>.

In der Yano-Koonin-Parametrisierung der Korrelationsfunktion ergibt sich damit:

$$\begin{aligned} R_0 &\simeq \Delta\tau, & R_\perp &\simeq R\left[1 + \frac{M_T v_T^2}{T} \cosh(\bar{\eta} - Y_{\pi\pi})\right]^{-\frac{1}{2}} \\ R_\parallel &\simeq \tau_0 \left[ \frac{M_T}{T} \cosh(\bar{\eta} - Y_{\pi\pi}) - \frac{1}{\cosh^2(\bar{\eta} - Y_{\pi\pi})} + \frac{1}{(\Delta\eta)^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (2.41)$$

mit  $\bar{\eta} = \tanh^{-1} v$ .

Diese Näherungen sind sowohl für relativistische als auch für nichtrelativistische  $v_T$  gültig für  $K_0 < T/v_T^2$ . Die Abhängigkeit der Krümmungsradien von  $M_T$  und  $Y_{\pi\pi}$  ist charakteristisch für das Verhalten einer dynamischen Quelle. Durch Vergleich mit den in Kapitel 5 vorgestellten Ergebnissen ist es möglich, dieses Modell auf Konsistenz zu überprüfen, und somit Aussagen über die Annahmen, die zu diesem Modell geführt haben, zu machen (siehe Abschnitt 5.2.3).

### 2.3.2 Coulomb-Korrelationen

Da der hadronische Endzustand nicht kurz nach dem Ausfrieren, sondern erst sehr viel später vermessen wird, können auch Endzustandswechselwirkungen zu Korrelationen beitragen. Ist man nun allein an den durch Bose-Einstein-Effekte verursachten Korrelationen interessiert, ist es daher notwendig, auf durch Endzustandswechselwirkungen hervorgerufene Korrelationen zu korrigieren. Nach [Bow88] ist der Einfluß der starken Wechselwirkung bei Pionpaaren gering; er wird daher hier nicht weiter diskutiert. Nicht zu vernachlässigen ist jedoch der Einfluß der elektromagnetischen Wechselwirkung, auf den im Folgenden eingegangen werden soll.

Die allein durch Coulomb-Effekte hervorgerufene Zweiteilchen-Korrelationsfunktion  $C_2^{em}$  zweier Teilchen an den Positionen  $\vec{x}_1, \vec{x}_2$  mit dem Schwerpunktsimpuls  $p$  lautet [Pra86b]:

$$C_2^{em}(p, r) = \frac{1}{2} \int d^3r' \rho(r') [\Psi(p, z)\Psi^*(p, z) + \Psi(p, -z)\Psi^*(p, -z)] \quad (2.42)$$

mit  $z = r[\vec{r}'(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)] / (|\vec{r}'| |\vec{p}_1 - \vec{p}_2|)$ ,  $r = |\vec{r}'| = |\vec{x}_1 - \vec{x}_2|$  und  $\Psi$  der Wellenfunktion des Paares.  $\rho(r)$  ist eine modellabhängige Parametrisierung der Quellverteilung, die zur Bestimmung der in Abschnitt 4.4.4 gezeigten Ergebnisse folgendermaßen angenommen wurde:

$$\rho(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{2R^2}\right) \quad (2.43)$$

---

<sup>5</sup>Die Einteilchen-Rapidity  $Y$  ist nicht mit der Pionpaar-Rapidity  $Y_{\pi\pi}$  zu verwechseln. Ist die Pionpaar-Rapidity  $Y_{\pi\pi}$  vom Laborsystem in ein anderes Bezugssystem transformiert worden, so wird dies im Folgenden durch Hochstellung angegeben (z.B.  $Y_{\pi\pi}^{CMS}$  für die in das Schwerpunktsystem transformierte Pionpaar-Rapidity).

Der Parameter  $R$ , der ein Maß für die Ausdehnung der Quelle ist, muß durch das Experiment festgelegt werden. In dieser Arbeit erfolgte dies durch Anpassung von  $C_2^{em}$  an Korrelationen von  $\pi^+\pi^-$ -Paaren (s. Abschnitt 4.4.4). Da die Coulombkraft hauptsächlich Paare mit einem Impulsunterschied von etwa 1 MeV (entsprechend dem inversen Bohr-Radius) beeinflusst und dies deutlich niedriger als die reduzierte Pionmasse von 70 MeV ist, ist die nicht-relativistische Behandlung des Problems gerechtfertigt, und im Schwerpunktsystem des Paares ergibt sich die Wellenfunktion  $\Psi$  in Gleichung 2.42 als Lösung der Schrödinger-Gleichung

$$\left[\frac{\nabla^2}{2m} + V(\vec{x}_1 - \vec{x}_2)\right]\Psi = 2\omega_p\Psi \quad (2.44)$$

mit dem Coulombpotential  $V(\vec{x}_1 - \vec{x}_2)$  zweier Teilchen mit Koordinaten  $\vec{x}_1, \vec{x}_2$  und dem Energieeigenwert  $\omega_p$  der Teilchen zu:

$$\Psi(p, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} (1 + i\kappa) \exp\left(ipz - \frac{\pi\kappa}{2}\right) \Phi[-i\kappa; 1; ip(r - z)] \quad (2.45)$$

Hierbei ist  $\kappa = \frac{me^2}{4\pi p}$  und  $\Phi$  die konfluente hypergeometrische Funktion [Bro79]. Im Grenzfall  $r = 0$  ergibt sich mit

$$\Phi(-i\kappa; 1; 0) = 1 \quad , \quad \Gamma(1 + i\kappa) \Gamma^*(1 + i\kappa) = \frac{\pi\kappa}{\sinh \pi\kappa}$$

der klassische Gamovfaktor  $G(p)$ :

$$C_2^{em}(p, 0) = G(p) = \frac{2\pi\kappa}{e^{2\pi\kappa} - 1} \quad (2.46)$$

Der Gamovfaktor läßt sich als Funktion des lorentzinvarianten Viererimpulsunterschiedes  $Q_{inv}$  (s. Gl. A.9) ausdrücken, denn es gilt im Schwerpunktsystem des Paares:

$$Q_{inv} = 2p \quad (2.47)$$

## 2.4 Intermittenz

Die Kenntnis der Korrelationsfunktionen in allen Ordnungen erlaubt die vollständige Beschreibung eines statistischen Ensembles. Somit sind neben den Ein- und Zweiteilchenverteilungen auch die Drei- und Mehrteilchenverteilungen notwendig, um hochenergetische Kern-Kern-Reaktionen vollständig zu beschreiben. Wie aus der statistischen Mechanik bekannt, sind Phasenübergänge häufig von nichtstatistischen Fluktuationen in bestimmten physikalischen Größen (wie z.B. der magnetischen Suszeptibilität) gekennzeichnet. Man erwartet daher insbesondere bei einem Phasenübergang zweiter Ordnung von hadronischer Materie zu einem QGP nichtstatistische Fluktuationen in der Teilchendichteverteilung. Diese Fluktuationen werden häufig unter dem Oberbegriff "Intermittenz" zusammengefaßt. Dieser Begriff wurde aus der Chaostheorie entlehnt und kennzeichnet dort den Übergang von einem stationären zu einem chaotischen System.

Zur Beschreibung von nichtstatistischen Dichtefluktuationen im Phasenraum werden mathematische Hilfsmittel wie faktorielle Momente, Korrelationsintegrale und Kumulanten eingeführt. Diese mathematischen Konstrukte werden mit einer Skala  $M$  versehen, indem der Phasenraum in  $M$  Phasenraumelemente unterteilt wird und die Anzahl von Teilchen oder von  $q$ -Tupeln in diesen Phasenraumelementen bestimmt wird. Von Intermittenz spricht man im Falle ultrarelativistischer Kern-Kern-Reaktionen dann, wenn die mathematischen Konstrukte mit einer Potenz  $\varphi$  in  $M$  anwachsen.  $\varphi > 0$  nennt man den Intermittenz-Index.

Unterschiede zeigen sich neben der Art der Normierung und der Bestimmung des Phasenraumvolumens eines gegebenen  $q$ -Tupels vor allem in der benötigten Rechenzeit und der statistischen Aussagekraft. So liefern beispielsweise faktorielle Momente (s. [Bia88]), die die Phasenraumunterteilung unabhängig von der tatsächlichen Phasenraumbesetzung wählen, gerade im interessierenden Bereich kleiner Impulsunterschiede Werte, die mit großen statistischen Fehlern behaftet sind.

Um statistisch signifikantere Aussagen machen zu können, bieten sich daher Korrelationsintegrale an, die die Phasenraumunterteilung in Abhängigkeit von der Phasenraumbesetzung vornehmen. Hier führt die Art und Weise, wie das Phasenraumvolumen eines gegebenen  $q$ -Tupels bestimmt wird, zu einer Vielzahl von Definitionen. Insbesondere zur Berechnung von Korrelationen höherer Ordnung  $q$  zeigen sich wesentliche Unterschiede in der benötigten Rechenzeit. So ist bei gegebener Teilchenzahl  $N$  die Anzahl der benötigten Rechenschritte der weiter unten vorgestellten Snake- und Grassberger-Hentschel-Procaccia-Integrale (s. [Egg93]) jeweils proportional zu  $N^q$ . Als wesentlich günstiger erweist sich insbesondere bei hohen Teilchenmultiplizitäten, wie sie bei hochenergetischen Schwerionenreaktionen vorliegen, das Star-Integral. Hier ist unabhängig von der gewählten Ordnung die Anzahl der benötigten Rechenschritte proportional zu  $N^2$ .

Im Folgenden wird zunächst eine kurze Einführung in die Definition der faktoriellen Momente und der Korrelationsintegrale gegeben. Anschließend wird das Star-Integral in verschiedenen Ordnungen berechnet, was es erlaubt, durch Vergleich mit experimentellen Werten den Einfluß von originären Vielteilchenkorrelationen zu untersuchen.

## Einführung

Nachdem die  $q$ -Teilchendichte  $\rho_q$  (s. Gl. 2.6 und 2.10) sowie die  $q$ -Teilchen-Korrelationsfunktion  $C_q$  (s. Gl. 2.12) bereits definiert wurden, bedarf es zunächst der Einführung des nicht normierten Korrelationsintegrals  $\xi_q(\Omega)$  der Ordnung  $q$ :<sup>6</sup>

$$\xi_q(\Omega) \equiv \int_{\Omega} d\vec{x}_1 \cdots d\vec{x}_q \rho_q(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q) \quad (2.48)$$

Aus Gl. 2.10 und Gl. 2.8 ergibt sich durch Vertauschen von Summation und Integration:

$$\xi_q(\Omega) = \frac{1}{N_{ev}} \sum_{a=1}^{N_{ev}} n_a^{[q]} \quad (2.49)$$

Das normierte Korrelationsintegral  $F_q$  ergibt sich daraus zu:

$$F_q(\Omega) \equiv \frac{\int_{\Omega} d\vec{x}_1 \cdots d\vec{x}_q \rho_q(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q)}{\int_{\Omega} d\vec{x}_1 \cdots d\vec{x}_q \rho_1(\vec{x}_1) \cdots \rho_1(\vec{x}_q)} = \frac{\xi_q(\Omega)}{[\xi_1(\Omega)]^q} \quad (2.50)$$

Chaotische Prozesse zeichnen sich vor allem durch Skalenverhalten aus. Dies bedeutet, daß man unabhängig vom gewählten Maßstab stets selbstähnliche Strukturen vorfindet. Daher ist es sinnvoll,  $\xi_q$  mit einer Skala  $M$  zu versehen. Korrelationsintegrale, bei denen der Phasenraum  $\Omega$  in  $M$   $d$ -dimensionale Phasenraumelemente unterteilt wird, ohne daß eine weitere Einschränkung in den Integrationsgrenzen entsprechend der Teilchenbesetzung erfolgt, nennt man faktorielle Momente. Sie lassen sich in Abhängigkeit von  $M$  untersuchen:

$$\xi_q^M(\Omega) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \xi_q(\Omega_j) \quad (2.51)$$

Da man nur an Korrelationen in der Phasenraumbesetzung und nicht an der Phasenraumbesetzung selbst interessiert ist, wird  $\xi_q^M$  noch geeignet normiert. Dadurch ergeben sich entsprechend der gewählten Normierung die horizontal bzw. vertikal normierten faktoriellen Momente  $F_q^h(M)$  bzw.  $F_q^v(M)$  (s. [Bia88]):

$$F_q^h(M) \equiv \frac{\xi_q^M(\Omega)}{[\frac{1}{M}\xi_1(\Omega)]^q} \quad F_q^v(M) \equiv \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \frac{\xi_q(\Omega_j)}{[\xi_1(\Omega_j)]^q} \quad (2.52)$$

Eine andere Art der Einführung einer Skala  $\epsilon$  ist durch Einschränkung der Integrationsgrenzen entsprechend der Phasenraumbesetzung möglich, was die bereits angesprochene verbesserte statistische Aussagekraft bewirkt. Die Einschränkung erfolgt durch Verwendung der Heaviside-Stufenfunktion  $\Theta_{ij} = \Theta(\epsilon - |\vec{x}_i - \vec{x}_j|)$ . Je nach Wahl

---

<sup>6</sup>Tatsächlich wurde es bereits im Nenner der Gl. 2.11 benutzt.

des Integrationsbereiches unterscheidet man das "Snake"-Integral, das "Grassberger-Hentschel-Procaccia"-Integral sowie das "Star"-Integral [Egg93]:

$$F_q^{Snake}(\epsilon) = \frac{\int_{\Omega} d\vec{x}_1 \cdots d\vec{x}_q \Theta_{12} \Theta_{23} \cdots \Theta_{q-1,q} \rho_q(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q)}{\int_{\Omega} d\vec{x}_1 \cdots d\vec{x}_q \Theta_{12} \Theta_{13} \cdots \Theta_{1,q} \rho_1(\vec{x}_1) \cdots \rho_1(\vec{x}_q)} \quad (2.53)$$

$$F_q^{GHP}(\epsilon) = \frac{\int_{\Omega} d\vec{x}_1 \cdots d\vec{x}_q \prod_{i<j} \Theta_{ij} \rho_q(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q)}{\int_{\Omega} d\vec{x}_1 \cdots d\vec{x}_q \prod_{i<j} \Theta_{ij} \rho_1(\vec{x}_1) \cdots \rho_1(\vec{x}_q)} \quad (2.54)$$

$$F_q^{Star}(\epsilon) = \frac{\int_{\Omega} d\vec{x}_1 \cdots d\vec{x}_q \Theta_{12} \Theta_{13} \cdots \Theta_{1,q} \rho_q(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q)}{\int_{\Omega} d\vec{x}_1 \cdots d\vec{x}_q \Theta_{12} \Theta_{13} \cdots \Theta_{1,q} \rho_1(\vec{x}_1) \cdots \rho_1(\vec{x}_q)} \quad (2.55)$$

Aus den weiter oben bereits angesprochenen Gründen beschränkt sich die weitere Diskussion auf das Star-Integral.

## Das Star-Integral

Das nicht normierte Star-Integral  $\xi_q^{Star}(\epsilon)$  (den Zähler der rechten Seite von Gl. 2.55) erhält man durch Einsetzen von Gl. 2.7 und Gl. 2.10:

$$\xi_q^{Star}(\epsilon) = \frac{1}{N_{ev}} \sum_{a=1}^{N_{ev}} \sum_{(i_1 \neq i_2 \neq \dots \neq i_q)=1}^{n_a} \Theta(\epsilon - X_{i_1, i_2}) \Theta(\epsilon - X_{i_1, i_3}) \cdots \Theta(\epsilon - X_{i_1, i_q}) \quad (2.56)$$

mit  $X_{i_1, i_k} = |\vec{X}_{i_1} - \vec{X}_{i_k}|$ , wobei  $X_i$  ( $i=1, \dots, n_a$ ) die Position des Teilchens  $i$  angibt. Die innere Summe von Gl. 2.56 liefert nur dann nichtverschwindende Summanden vom Wert Eins, falls durch die Summenindizes ein  $(q-1)$ -Tupel aus den  $\hat{n}_a(\vec{X}_{i_1}, \epsilon)$  Teilchen betrachtet wird, die sich innerhalb eines Kreises mit Radius  $\epsilon$  um das Teilchen  $\vec{X}_{i_1}$  befinden. Somit folgt:

$$\xi_q^{Star}(\epsilon) = \frac{1}{N_{ev}} \sum_{a=1}^{N_{ev}} \sum_{i_1=1}^{n_a} \hat{n}_a(\vec{X}_{i_1}, \epsilon)^{[q-1]} \quad (2.57)$$

Der Sphärenindex  $\hat{n}_a(\vec{X}_{i_1}, \epsilon)$  bestimmt sich zu:

$$\hat{n}_a(\vec{X}_{i_1}, \epsilon) = \sum_{(i_2 \neq i_1)=1}^{n_a} \Theta(\epsilon - X_{i_1, i_2}) \quad (2.58)$$

Setzt man die Einteilchenverteilung  $\rho_1(\vec{x}_k) = N_{ev}^{-1} \sum_a \sum_{i_k} \delta(\vec{x}_k - \vec{X}_{i_k}^a)$  in den Nenner der rechten Seite von Gl. 2.55 ein, so erhält man in analoger Weise die Normierung des Star-Integrals:

$$\xi_q^{norm}(\epsilon) = \frac{1}{N_{ev}} \sum_{a=1}^{N_{ev}} \left( \sum_{i=1}^{n_a} \frac{1}{N_{ev}^{q-1}} \sum_{b=1, b \neq a}^{N_{ev}} \hat{n}_b(\vec{X}_i^a, \epsilon)^{q-1} \right) \quad (2.59)$$

Der Sphärenindex  $\hat{n}_b(\vec{X}_i^a, \epsilon)$  bestimmt sich hier zu:

$$\hat{n}_b(\vec{X}_i^a, \epsilon) = \sum_{j=1}^{n_b} \Theta(\epsilon - X_{ij}^{ab}) \quad (2.60)$$

Er gibt die Anzahl aller Teilchen aus einem Ereignis  $b$  an, die sich innerhalb eines Radius  $\epsilon$  an der Position  $\vec{X}_i$  eines Teilchens  $i$  aus einem Ereignis  $a$  ( $b \neq a$ ) befinden. Ersetzt man die Ereignismittelung durch spitze Klammern, so ergibt sich das Star-Integral in folgender prägnanter Form:

$$F_q^{Star}(\epsilon) = \frac{\xi_q^{Star}(\epsilon)}{\xi_q^{norm}(\epsilon)} = \frac{\langle \sum_i \hat{n}_a^{[q-1]} \rangle}{\langle \sum_i \langle \hat{n}_b \rangle^{q-1} \rangle} \quad (2.61)$$

Während im Zähler wegen der Beschränkung auf unterschiedliche Indexkombinationen (s. Gl. 2.56) die faktorielle Potenz auftritt, erscheint im Nenner, bei dem keine derartige Restriktion vorliegt, die gewöhnliche Potenz.

## Kumulanten

Korrelationen werden in den in Gl. 2.50 eingeführten Korrelationsintegralen  $F_q$  bereits dann sichtbar, wenn Teilchen in irgendeiner Ordnung  $\leq q$  korreliert sind. Ist man speziell an Korrelationen der Ordnung  $q$  interessiert (originäre  $q$ -Teilchen-Korrelationen), bedarf es des Konzepts der Kumulanten (siehe z.B. [Car91, Cra96]). Die nicht normierten Kumulanten  $\zeta_q$  der Ordnung  $q$  sind derart definiert als Kombinationen der  $q$ -Teilchendichten, daß sie verschwinden, falls mindestens eines ihrer Argumente statistisch unabhängig von den anderen Argumenten ist. In den niedrigsten Ordnungen ergibt sich:

$$\zeta_2(\vec{x}_1, \vec{x}_2) = \rho_2(\vec{x}_1, \vec{x}_2) - \rho_1(\vec{x}_1)\rho_1(\vec{x}_2) \quad (2.62)$$

$$\begin{aligned} \zeta_3(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) &= \rho_3(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) - \rho_2(\vec{x}_1, \vec{x}_2)\rho_1(\vec{x}_3) - \rho_2(\vec{x}_2, \vec{x}_3)\rho_1(\vec{x}_1) - \\ &\quad - \rho_2(\vec{x}_3, \vec{x}_1)\rho_1(\vec{x}_2) + 2\rho_1(\vec{x}_1)\rho_1(\vec{x}_2)\rho_1(\vec{x}_3) \end{aligned} \quad (2.63)$$

Läßt man die Argumente weg und symbolisiert die expliziten Indexpermutationen durch Summen, deren Summenindex in runden Klammern die Anzahl der Permutationen angibt, so erhält man in der vierten und fünften Ordnung:

$$\zeta_4 = \rho_4 - \sum_{(4)} \rho_1\rho_3 - \sum_{(3)} \rho_2\rho_2 + \sum_{(12)} \rho_1\rho_1\rho_2 - 6\rho_1\rho_1\rho_1\rho_1 \quad (2.64)$$

$$\begin{aligned} \zeta_5 &= \rho_5 - \sum_{(5)} \rho_1\rho_4 - \sum_{(10)} \rho_2\rho_3 + 2 \sum_{(10)} \rho_1\rho_1\rho_3 + 2 \sum_{(15)} \rho_1\rho_2\rho_2 - \\ &\quad - 6 \sum_{(10)} \rho_1\rho_1\rho_1\rho_2 + 24\rho_1\rho_1\rho_1\rho_1 \end{aligned} \quad (2.65)$$

Die normierten Kumulanten  $K_q$  ergeben sich aus den nicht normierten Kumulanten  $\zeta_q$  in folgender Weise:

$$K_q(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q) = \frac{\int d\vec{x}_1 \cdots d\vec{x}_q \zeta_q(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_q)}{\int d\vec{x}_1 \cdots d\vec{x}_q \rho_1(\vec{x}_1) \cdots \rho_1(\vec{x}_q)} \quad (2.66)$$

Unter Verwendung der Definition 2.50 läßt sich damit aus den Gleichungen 2.62-2.65 folgender Zusammenhang zwischen Kumulanten und Korrelationsintegralen herstellen:

$$K_2 = F_2 - 1 \quad (2.67)$$

$$K_3 = F_3 - 3F_2 + 2 \quad (2.68)$$

$$K_4 = F_4 - 4F_3 - 3F_2^2 + 12F_2 - 6 \quad (2.69)$$

$$K_5 = F_5 - 5F_4 - 10F_2F_3 + 20F_3 + 30F_2^2 - 60F_2 + 24 \quad (2.70)$$

Nimmt man an, daß alle originären Vielteilchenkorrelationen der Ordnung 3 und höher verschwinden ( $K_3 = K_4 = K_5 = 0$ ), so vereinfachen sich diese Gleichungen zu:

$$F_3 = 3F_2 - 2 \quad (2.71)$$

$$F_4 = 3F_2^2 - 2 \quad (2.72)$$

$$F_5 = 15F_2^2 - 20F_2 + 6 \quad (2.73)$$

Hat man also die Korrelationsintegrale auch in höheren Ordnungen bestimmt, erlauben diese Gleichungen, auf die An- oder Abwesenheit von originären Vielteilchenkorrelationen zu schließen.

# Kapitel 3

## Der Versuchsaufbau

Das Experiment NA49 untersucht Blei-Kern-Reaktionen am 158 GeV/A Bleistrahl des CERN-SPS und wird in internationaler Kollaboration mit Gruppen des Lawrence Berkeley Laboratory, des Central Research Institute Budapest, des CERN, der Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt, des Institute of Nuclear Physics Krakau, des Max-Planck-Institutes für Physik München, des Institute Rudjer Boskovic Zagreb und den Universitäten Athen, Birmingham, Davis, Frankfurt, Los Angeles, Marburg, Seattle und Warschau im H<sub>2</sub>-Strahl der Nordhalle des CERN durchgeführt. Die erste Datennahme erfolgte im Herbst 1994.

Sowohl bei NA49 als auch beim Vorgängerexperiment NA35, bei dem Schwefel-Kern-Reaktionen bei einer Strahlenergie von 200 GeV/A untersucht wurden, stehen Energiedichten von etwa 3 GeV/fm<sup>3</sup> zur Verfügung. Beim Experiment NA49 werden jedoch aufgrund der größeren Target- und Projektilkerne etwa dreimal größere Reaktionsvolumina erzeugt, so daß die Wahrscheinlichkeit zur Ausbildung eines Quark-Gluon-Plasmas deutlich höher ist.

Der Aufbau des Experimentes wurde so gewählt, daß möglichst alle der bei einem zentralen Blei-Blei-Stoß erzeugten geladenen Teilchen (etwa 2000) nachgewiesen und identifiziert werden. Gelingt dies, lassen sich die in Abschnitt 2.2 beschriebenen Quark-Gluon-Plasma-Signaturen, wie beispielsweise der mittlere Transversalimpuls, das Kaon-zu-Pion-Verhältnis oder die Korrelationsradien simultan bestimmen, wodurch eine Aussage über einen möglichen QGP-Phasenübergang getroffen werden kann. Aufgrund der großen Zahl der pro Ereignis erzeugten Teilchen können die QGP-Signaturen nicht nur durch Mittelung über viele Ereignisse gesucht werden, sondern ebenso in einzelnen Ereignissen. Dadurch ist es möglich, das QGP auch dann zu entdecken, wenn es beispielsweise nur in einem Bruchteil aller aufgenommenen zentralen Stöße auftritt.

In diesem Kapitel wird nach einer kurzen Einführung der verwendeten Koordinatensysteme die Erzeugung der 158 GeV/A Blei-Ionen am CERN-SPS erklärt. Anschließend wird auf den Aufbau des Experimentes NA49 zunächst im Überblick und dann durch Skizzierung des Aufbaus und der Funktionsweise der einzelnen Detektoren im Detail eingegangen.

### 3.1 Koordinatensysteme

Das NA49-Koordinatensystem (oder auch externes Koordinatensystem) wurde so gewählt, daß  $z$  in nominaler Strahlrichtung,  $x$  in horizontaler Richtung strahlabwärts blickend nach links und  $y$  in vertikaler Richtung nach oben zeigt, so daß  $x,y,z$  ein rechtshändiges Orthogonalsystem bildet. Der Ursprung dieses Koordinatensystems befindet sich im Zentrum des zweiten Magneten.

Da die Spurrekonstruktion innerhalb der Spurendriftkammern stattfindet, sind die Spurparameter zunächst nicht an das NA49-Koordinatensystem gekoppelt. Daher ist für jeden Detektor (insbesondere für die beiden großen Spurendriftkammern) die Einführung von internen Koordinatensystemen sinnvoll, deren Ursprung sich in der Mitte des jeweiligen Detektors befindet.  $z$  verläuft hierbei in Richtung der Padreihen,  $y$  in vertikaler Richtung senkrecht zur HV-Kathode nach oben und  $x$  in horizontaler Richtung strahlabwärts blickend nach links, so daß  $x,y,z$  ein rechtshändiges Orthogonalsystem bildet. Die Bestimmung der sechs Parameter (drei Rotationen und drei Translationen), die ein internes in das externe Koordinatensystem überführen, geschieht mittels der in Abschnitt 4.2.4 beschriebenen Viel-Target-Runs.

Um von den zeitlichen Schwankungen der Strahlposition unabhängig zu sein, wurde das Beam-Koordinatensystem eingeführt, bei dem  $z$  in tatsächlicher Strahlrichtung,  $x$  in horizontaler Richtung strahlabwärts blickend nach links und  $y$  in vertikaler Richtung nach oben zeigt, so daß  $x,y,z$  ein rechtshändiges Orthogonalsystem bildet.

Falls nicht anders angegeben, beziehen sich in dieser Arbeit alle Koordinatenangaben auf das NA49-Koordinatensystem.

### 3.2 Der Bleistrahls am Super-Proton-Synchrotron

Ende 1994 gelang es am CERN Super Proton Synchrotron (SPS) erstmalig, vollständig ionisierte und auf eine Energie von 158 GeV pro Nukleon (GeV/A) beschleunigte Blei-Ionen herzustellen. Um diese Endenergie zu erreichen, sind mehrere Beschleunigerstufen nötig [Ang93]. Zunächst werden Bleiatome in einer Elektronen-Zyklotronresonanz-Quelle (ECR) bei einer Resonanzfrequenz von 14.5 GHz zu überwiegend  $Pb^{28+}$  ionisiert und elektrostatisch auf 2.5 keV/A beschleunigt. Die hierbei erzeugten  $2.85 \cdot 10^{10}$  Blei-Ionen pro SPS Zyklus (14.4 Sekunden) werden in einen Linearbeschleuniger (LINAC) eingespeist, in dem sie auf eine Energie von 4.2 MeV/A gebracht werden. Hinter dem LINAC befindet sich eine 1  $\mu$ m dicke Kohlenstoff-Folie, bei deren Passieren die  $Pb^{28+}$ -Ionen zu  $Pb^{53+}$  weiter ionisiert werden (*stripping*). Bei diesem Vorgang geht fast eine Größenordnung in der Strahlintensität verloren. Nach dem Strippen erfolgt die Injektion in den Proton-Synchrotron Booster (PSB), den die Blei-Ionen mit einer Energie von 95.4 MeV/A verlassen. Weitere Beschleunigung auf 98 % der Lichtgeschwindigkeit (4.25 GeV/A) erfolgt im Proton-Synchrotron (PS). Erst hinter dem PS erfolgt das Nackt-Strippen der Blei-Ionen auf  $Pb^{82+}$  mittels einer Kupfer- oder Nickelfolie. Die letzte Beschleunigungsstufe stellt das SPS dar, in dem die Blei-Ionen schließlich ihre

Endenergie von 158 GeV/A erhalten. Für die Experimente in der West- und Nordhalle stehen dann insgesamt  $3.93 \cdot 10^8$  Pb<sup>82+</sup>-Ionen pro SPS-Zyklus zur Verfügung.

In Bezug auf das nächste große CERN Projekt LHC [LHC-91] (*Large Hadron Collider*) wird diskutiert, die eben beschriebene Anordnung als Blei-Vorinjektor zu verwenden. Um dann jedoch die gewünschte LHC Blei-Luminosität von  $2 \cdot 10^{27}$  cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup> zu erreichen, müssen unter anderem die Verluste durch Wechselwirkung der Blei-Ionen mit dem Restgas weiter minimiert werden, sowie die von der Ionenquelle bereitgestellte Primärintensität erhöht werden, wie es beispielsweise durch Verwendung einer laserinduzierten Plasma-Ionenquelle denkbar ist; Anstrengungen in dieser Richtung werden derzeit am CERN unternommen.

### 3.3 Der Aufbau des Experimentes NA49

Nachdem im ersten Teil dieses Kapitels auf die Erzeugung und Beschleunigung der Blei-Ionen im CERN-SPS eingegangen wurde, erfolgt nun eine Beschreibung, auf welche Art und Weise die bei einem zentralen Stoß produzierten Teilchen nachgewiesen und identifiziert werden. Zunächst wird dazu der Aufbau des Experimentes NA49, welches sich innerhalb der Nordhalle des CERN-SPS befindet, erläutert und anschließend auf die von den einzelnen Gruppen der Kollaboration entworfenen und entwickelten Detektoren im Detail eingegangen. Die Spurendriftkammer (TPC), der zentrale Detektor des NA49-Experimentes, wird dabei besonders ausführlich vorgestellt.

#### 3.3.1 NA49 im Überblick

Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Aufbau des Experimentes. Auf die in der Abbildung angegebenen Bezeichnungen wird im Folgenden durch Klammerangaben Bezug genommen. Die auf 158 GeV/A beschleunigten und vollständig ionisierten Blei-Ionen, die den Bleistrahl ('BEAM') bilden, durchlaufen zunächst Strahlpositionsdetektoren ('BPD' = *beam position detectors*). In ihnen wird die exakte Position je-

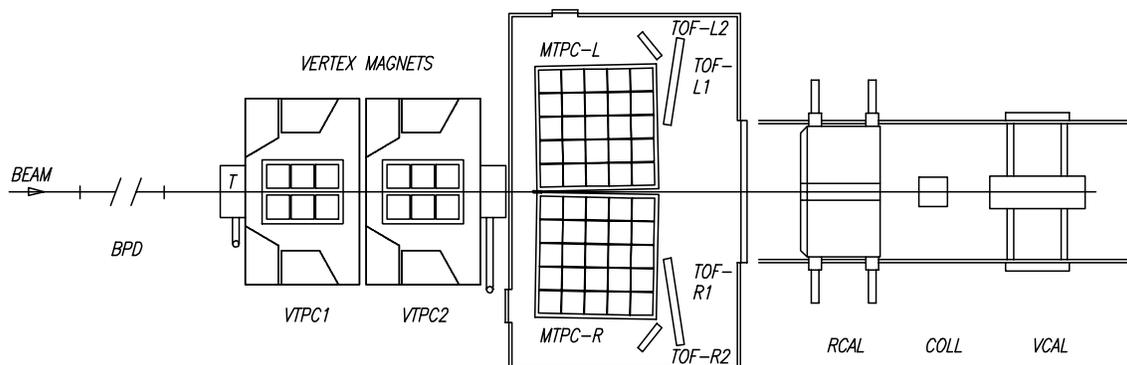


Abbildung 3.1: Der schematische Aufbau des Experimentes NA49 (siehe Text).

des Blei-Ions innerhalb des Bleistrahls bestimmt. Etwa 1 Prozent aller Blei-Ionen des Strahls wechselwirken mit dem Bleitarget ('T'). Hinter dem Target befinden sich zwei Vertex-Spuredriftkammern ('VTPC1', 'VTPC2') zur hochauflösenden Aufzeichnung der Trajektorien von durch (hauptsächlich Strahl-Target-) Wechselwirkungen erzeugten geladenen Teilchen. Zur Impulsbestimmung der geladenen Teilchen befindet sich jede der beiden Vertex-TPCs innerhalb eines Magneten ('VERTEX MAGNETS'); die Magneten werden bei einer Feldstärke von 1.5 T bzw. 1.1 T betrieben. Zwei weitere großvolumige Haupt-Spuredriftkammern ('MTPC-R', 'MTPC-L') befinden sich rechts und links hinter den Magneten. Ihre Aufgabe ist neben der Aufzeichnung der nun ungekrümmten Trajektorien produzierter Teilchen die Bestimmung des mittleren Energieverlustes pro Wegstrecke, aus dem bei bekanntem Impuls auf die Teilchenmasse geschlossen werden kann (Teilchenidentifizierung). Unmittelbar hinter den MTPCs befinden sich mehrere Flugzeitdetektoren ('TOF-R1', 'TOF-R2', 'TOF-L1', 'TOF-L2'), die einen Teil der MTPC-Akzeptanz abdecken, und die mittels Flugzeitbestimmung ebenfalls Teilchen bekannten Impulses identifizieren können. Sowohl die MTPCs als auch die Flugzeitdetektoren befinden sich innerhalb einer klimatisierten Hütte, so daß zumindest für diese Detektoren eine annähernd konstante Temperatur gehalten werden kann.

Weiter strahlabwärts und außerhalb der Hütte befindet sich das Ringkalorimeter ('RCAL'), das aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil besteht und zum Nachweis der Transversalenergie dient. Aufgrund der kurzen Ansprechzeiten von etwa 100 ns kann es ebenso wie das Vetokalorimeter ('VCAL') zur Ereignis Selektion verwendet werden. Das Vetokalorimeter, das die Energie der nicht an der Wechselwirkung beteiligten Kernbruchstücke (*spectators*) bestimmt, befindet sich hinter einer justierbaren Blende ('COLL' = collimator), die ihrerseits hinter dem Ringkalorimeter angeordnet ist. Sie dient hauptsächlich der Abschirmung der in der Wechselwirkung erzeugten Teilchen.

### 3.3.2 Die Spuredriftkammer (TPC)

Hauptbestandteil des NA49-Experimentes sind die Spuredriftkammern, die aufgrund des hohen Auflösungsvermögens, des Stabilitätsverhaltens auch bei hohen Teilchenmultiplizitäten und der vollelektronischen Spurrekonstruktion die in früheren Experimenten häufig verwendeten Streamerkammern ersetzt haben. Da der Hauptteil der in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse aus Daten der Spuredriftkammern gewonnen wurde, wird in diesem Abschnitt zunächst auf die allgemeine Funktionsweise einer Spuredriftkammer eingegangen, um dann anschließend den speziellen Aufbau der NA49-TPCs vorzustellen.

#### 3.3.2.1 Funktionsweise einer TPC

Spuredriftkammern, die zentraler Bestandteil mehrerer moderner Schwerionenexperimente (z.B. STAR [STAR-92], ALICE [Ali95]) sind, eignen sich einerseits zur Bestim-

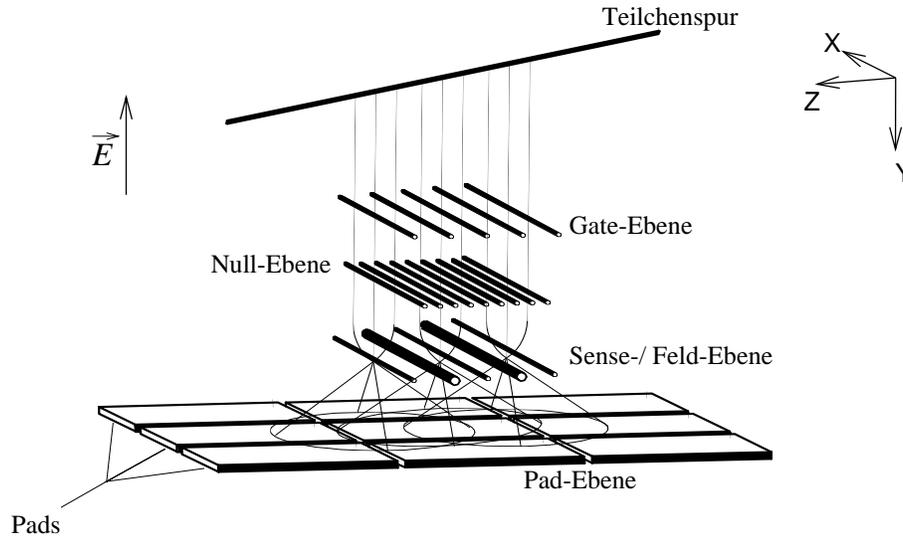


Abbildung 3.2: Das Prinzip der Signalerzeugung in einer Spurendriftkammer. Elektronen, die beim Durchqueren eines geladenen Teilchens durch die gasgefüllte TPC freigesetzt werden, driften entlang der elektrischen Feldlinien. Dabei passieren sie die Gate- und Nullebene und werden im Bereich der auf positiver Hochspannung befindlichen Sense-Ebene lawinenartig vervielfacht. Das schnelle Abfließen der Elektronen über die Sensedrähte erzeugt Ladungstrennung, wodurch ein meßbares Signal auf den Pads influenziert wird.

mung von Teilchentrajektorien im Raum sowie andererseits zur Messung des mittleren spezifischen Energieverlustes  $\langle -dE/dx \rangle$  des Teilchens, aus dem sich bei bekanntem Impuls dessen Identität in bestimmten Impulsbereichen ermitteln läßt. Wird außerdem ein Magnetfeld verwendet, läßt sich der Teilchenimpuls entweder aus der Krümmung der Trajektorie im Raum (TPC innerhalb des magnetischen Feldes) oder aus der Position und Richtung der ungekrümmten Teilchentrajektorie (TPC hinter dem magnetischen Feld) bestimmen.

Das einer TPC zugrundeliegende Prinzip ist das folgende (siehe auch Abb. 3.2): Ein geladenes Teilchen, das z.B. in einem ultrarelativistischen Stoß erzeugt wurde, durchquert das gasgefüllte Innere der TPC. Entlang der Teilchentrajektorie kommt es dabei zu Ionisation. Ein elektrisches Feld separiert die freigesetzten Elektronen und die Ionen voneinander. Während die Ionen zur Hochspannungskathode driften und dort abgesaugt werden, driften die Elektronen entlang der elektrischen Feldlinien zu den Drahtebenen der TPC, der Gate-Ebene, der Null-Ebene und der Sense-Feld-Ebene. Nahe der auf positiver Hochspannung befindlichen Sensedrähte werden die Elektronen lawinenartig vervielfacht und fließen etwa 1000-mal schneller ab als die bei der Vervielfachung gebildeten Ionen. Die somit verbleibende positive Ladung der Ionen influenziert ein Ladungssignal auf der der Sense-Ebene benachbarten Padebene. Die elektronische Auslese erfolgt nun entweder über die Sensedrähte oder über die elektrisch voneinander isolierten Pads. Das Signal wird durch Vorverstärker erhöht, durch Pulsformer (*Sha-*

per) gaußförmig modelliert und mittels Analog-Digital-Konverter (ADCs) in digitaler Form gespeichert.

Zur Rekonstruktion der Trajektorien der Primärteilchen wird bei der Offline-Analyse das auf den Pads erzeugte und in Form von ADC-Werten gespeicherte Elektronensignal in zusammenhängende Bereiche gruppiert, da die durch den Teilchendurchgang eines Primärteilchens freigesetzte Ladungswolke ebenfalls im Raum zusammenhängend ist. Eine Gruppe von nicht verschwindenden ADC-Werten, die auf einer gegebenen Padreihe (also auf allen Pads mit demselben Schwerpunkt in z-Richtung) sowohl in Pad- als auch in Zeitrichtung zusammenhängend ist, bezeichnet man als einen Cluster (siehe Abb. 3.3). Durch die Signale auf den typischerweise einige Millimeter breiten und ei-

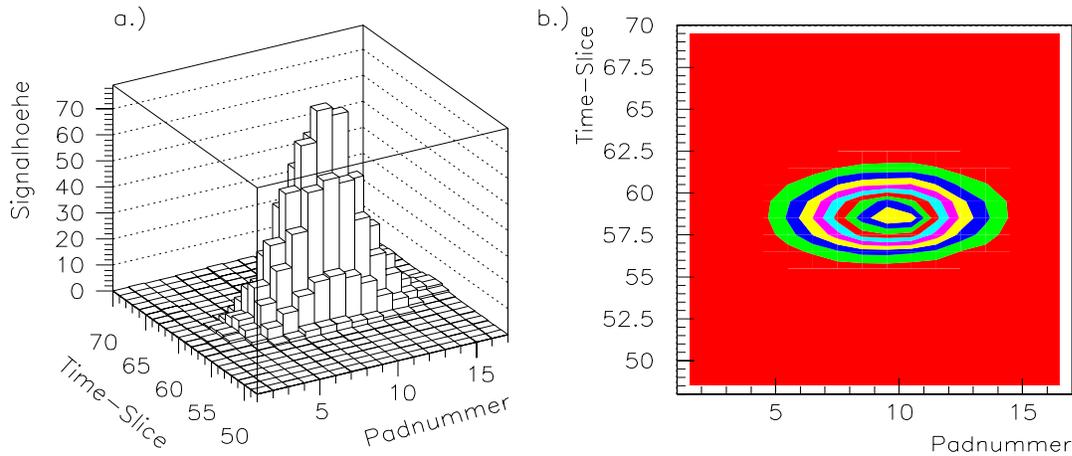


Abbildung 3.3: Zur Clusterdefinition. Ein Cluster ist der auf einer Padreihe in Pad- und Zeitrichtung zusammenhängende Bereich von nicht verschwindenden ADC-Werten. a) Lego-Plot b) Contour-Plot (aus [Sch93]).

nige Zentimeter langen Pads erhält man zwei Koordinaten ( $x, z$ ) eines Clusters; die dritte Raumkoordinate ( $y$ ) erhält man bei bekannter Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas aus der Messung der Zeitdifferenz zwischen Teilchendurchgang und Signalentstehung.

Sind die Primärteilchen im Raum ausreichend weit voneinander getrennt, erzeugen unterschiedliche Primärteilchen separate Mengen von Clustern, so daß durch Zuordnung zusammengehöriger Cluster (Spurrekonstruktion) die Trajektorie eines einzelnen Primärteilchens bestimmt werden kann. Eine für jede TPC charakteristische Größe ist dabei die Zweispurauflösung, die den Abstand kennzeichnet, bei dem zwei Spuren noch getrennt aufgelöst werden können. Sie ist proportional zur Clusterbreite, deren Quadrat sich aus den folgenden drei Beiträgen durch quadratische Addition zusammensetzt:

$$\sigma_i^2 = \sigma_{0,i}^2 + C_i^2 d + \frac{l \tan \alpha_i}{12} \quad (3.1)$$

Hierbei kennzeichnet der Index  $i$  die Transversalrichtung  $x$  oder die Driftrichtung  $y$ ,  $\sigma_0$  ist die minimal bei Driftstrecke Null erreichbare, durch die Geometrie und die Elektronik vorgegebene Signalbreite,  $C$  ist die Diffusionskonstante,  $d$  die Driftstrecke,  $l$  die Padlänge und  $\alpha$  der Winkel zwischen Padlängsachse und Spur in Transversalrichtung bzw. zwischen Pad-Ebene und Spur in Driftrichtung.

Da die Verstärkungsspannung der Sensedrähte im Proportionalbereich gewählt wird, ist die Anzahl der gasverstärkten Elektronen und damit auch die Höhe des Ausgangssignals proportional zur Anzahl der Primärelektronen. Somit gewinnt man aus der Signalthöhe der einem Cluster zugeordneten ADC-Werte Informationen über den spezifischen Energieverlust  $-dE/dx$  des Primärteilchens beim Durchgang durch das gasgefüllte Detektorvolumen. Betrachtet man alle einem Primärteilchen zugeordneten Cluster, so erhält man aufgrund der statistischen Schwankungen in der Anzahl der freigesetzten Primärelektronen eine Verteilung von spezifischen Energieverlusten  $-dE/dx$ , die sich nach einer von Landau vorgeschlagenen Funktion parametrisieren läßt:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda+e^{-\lambda})} \quad (3.2)$$

mit  $\lambda = (dE - dE_{max})/\langle dE \rangle$ .  $-dE$  ist dabei der tatsächliche Energieverlust,  $-dE_{max}$  der wahrscheinlichste und  $\langle -dE \rangle$  der mittlere Energieverlust. Um die große Breite der Landau-Funktion (Gl. 3.2) und somit den Fehler in der Bestimmung des mittleren Energieverlustes zu verringern, werden häufig die oberen 30 Prozent der Einträge im Energieverlust-Spektrum verworfen. Der Mittelwert des übrigbleibenden Teils ist nahezu gaußisch verteilt (*truncated mean*).

Die relative Auflösung  $\sigma(dE/dx)/\langle -dE/dx \rangle$  des mittleren spezifischen Energieverlustes erhöht sich dabei mit der Anzahl der Padreihen  $N$  und der Padlänge  $l$  (in cm) bei gegebenem Druck  $p$  (in Atmosphären) in einem Argon-Methan Gas nach der empirischen Formel [Wal79]:

$$\frac{\sigma(dE/dx)}{\langle -dE/dx \rangle} = 0.47 \cdot (pl)^{-0.32} \cdot N^{-0.43} \quad (3.3)$$

Setzt man die Spezifikation der NA49 MTPC ein ( $l = 3.95$  cm,  $p = 1$  atm,  $N = 90$ ), erhält man eine theoretische Auflösung von 4.4 %.

Nach Bethe-Bloch ist der mittlere spezifische Energieverlust  $\langle -dE/dx \rangle$ , den ein Teilchen mit Ladung  $z$  beim Durchgang durch eine Materieschicht der Kernladungszahl  $Z$  und der Massenzahl  $A$  erleidet, ein direktes Maß für die Geschwindigkeit  $\beta$  des Teilchens [PDG-96]:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle \propto \frac{z^2 Z}{\beta^2 A} \left\{ \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{2m_e \beta^2 T_{max}}{I^2 (1 - \beta^2)} \right] - \beta^2 \right\} \quad (3.4)$$

wobei  $m_e$  die Elektronruhemasse,  $I$  die mittlere Ionisationsenergie des Mediums und  $T_{max}$  die maximale kinetische Energie, die in einer einzigen Kollision auf ein freies Elektron übertragen werden kann, ist.

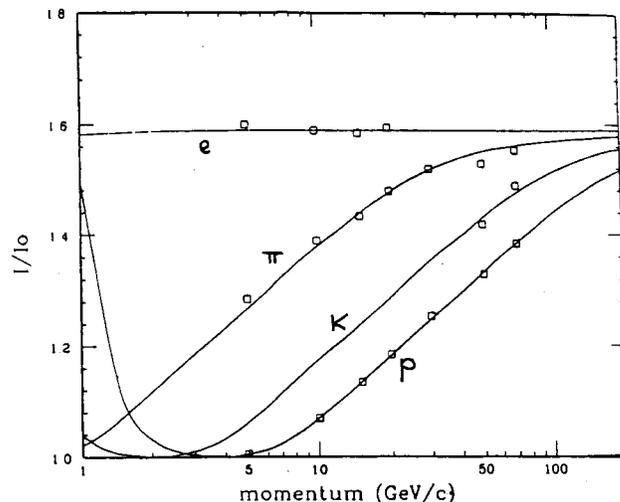


Abbildung 3.4: Teilchenidentifizierung durch Bestimmung des mittleren relativen Energieverlustes  $I/I_0$ . Bei bekanntem Impuls und ausreichend genauer Bestimmung von  $I/I_0$  lassen sich verschiedene Teilchensorten, hier z.B. Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen voneinander trennen.

Aus dem mittleren spezifischen Energieverlust läßt sich nach Gl. 3.4 die Geschwindigkeit des Teilchens bestimmen und somit, bei bekanntem Impuls, dessen Identität (siehe Abb. 3.4).

### 3.3.2.2 Aufbau der NA49 TPCs

Aufgrund der unterschiedlichen Positionen der TPCs (siehe Abschnitt 3.3.1) und der Tatsache, daß die VTPCs innerhalb und die MTPCs außerhalb eines Magnetfeldes betrieben werden, ergeben sich unterschiedliche Anforderungen an die einzelnen TPCs. So ist für die nahe am Target befindlichen VTPCs eine hohe Zweispurauflösung entscheidend, während die wesentlich größeren MTPCs mit ihrer größeren Anzahl von Padreihen zur Bestimmung des Energieverlustes gebaut worden sind (siehe Gl. 3.3). Die Charakteristika der einzelnen TPCs sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt. Jede der VTPCs besteht aus zwei in einer Gasbox (Wände aus  $100 \mu\text{m}$  Mylarfolie) symmetrisch zum Strahl angeordneten Feldkäfigen. Der Strahl verläuft somit zwischen den beiden Feldkäfigen durch nicht-sensitives Volumen, wodurch Raumladungseffekte durch die starke Ionisation in Strahlennähe im sensitiven Volumen verhindert werden. Die Feldstreifen bestehen aus aluminisierter Mylarfolie und sind um an einem Rahmen befestigten Keramikrohren freischwebend gewickelt sind. Die Hochspannungskathode, die sich einige Zentimeter innerhalb der Gasbox am Boden der TPC befindet, ist ebenfalls in Form von Feldstreifen realisiert worden. Zur Optimierung der Auflösung wurde ein Gas mit geringer Diffusion gewählt [Sch93].

	Größe	VTPC1	VTPC2	MTPC
a)	Gasboxvolumen [m <sup>3</sup> ]	2.0 x 2.5 x 0.7	2.0 x 2.5 x 0.7	3.8 x 3.8 x 1.2
	Höhe Feldkäfig [m]	0.54	0.54	1.12
	Anzahl Kanäle	27648	27648	63360
	Anzahl Sektoren	6	6	25
b)	Padreihen pro Sektor	24	24	18
	Pads pro Reihe	192	192	192 (128)
	Gapabstand	2	2	2 (3)
	Padgröße [mm <sup>2</sup> ]	3.4 x 28	3.4 x 28	3.13 (5.05) x 39.5
c)	Gasmischung	Ne-CO <sub>2</sub>	Ne-CO <sub>2</sub>	Ar-CH <sub>4</sub> -CO <sub>2</sub>
	Mischungsverhältnis	90:10	90:10	91:4.5:4.5
	$C_x$ [ $\frac{\mu\text{m}}{\sqrt{\text{cm}}}$ ]	220	220	250
	$C_y$ [ $\frac{\mu\text{m}}{\sqrt{\text{cm}}}$ ]	240	240	270
	$v_d$ [ $\frac{\text{cm}}{\mu\text{s}}$ ]	1.4	1.4	2.2
	$E_d$ [ $\frac{\text{V}}{\text{cm}}$ ]	200	200	150

Tabelle 3.1: Charakteristische Daten der NA49-TPCs: a) TPC-Geometrie b) Sektor-Geometrie c) typische Betriebsdaten der Runperiode 1995 mit  $C_x$ ,  $C_y$  der Diffusionskonstanten in x- bzw. y-Richtung,  $v_d$  der Driftgeschwindigkeit und  $E_d$  dem Driftfeld (in Klammern die Werte für die SR- bzw. SR'-Sektoren der MTPC).

Die hohe Zweispurauflösung der VTPCs wird weiterhin durch schmale Pads und einen kleinen Abstand zwischen Sense- und Padebene (Gapabstand) erreicht, was zu einer geringen minimalen transversalen Signalbreite (Pad-Response-Breite) führt. Da große Winkel zwischen Padlängsachse und Spur zu einer Verschlechterung der Auflösung führen würden (siehe Gleichung 3.1), sind die Pads der VTPCs Parallelogramme, deren Innenwinkel sich entsprechend der mittleren Spurwinkel mit der Position ändern. Jede VTPC besteht aus 6 Sektoren, von denen jeder 24 Padreihen mit je 192 Pads besitzt. Die Biegekraft der Magnete von etwa 9 Tm separiert die während des zentralen Stoßes erzeugten Teilchen ausreichend weit vom Strahl, so daß jede der MTPCs in einem eigenen Gasbehälter untergebracht ist. Gasbox und Feldkäfig wurden in derselben Technik wie bei den VTPCs hergestellt. Da bei den MTPCs im Gegensatz zu den VTPCs nicht so sehr die hohe Auflösung als vielmehr ein ausreichend großes sensitives Volumen im Vordergrund steht, wurde ein Gas mit einer etwas größeren Diffusionskonstanten gewählt. Die Driftgeschwindigkeit wurde ebenfalls höher eingestellt, so daß eine größere Driftstrecke ausgelesen werden kann, was sich in einem höheren Feldkäfig widerspiegelt. Die MTPCs sind um etwa 1 Grad um die y-Achse vom Strahl weg gedreht, um die Winkelanteile zur Signalbreite zu minimieren. Jede MTPC besteht

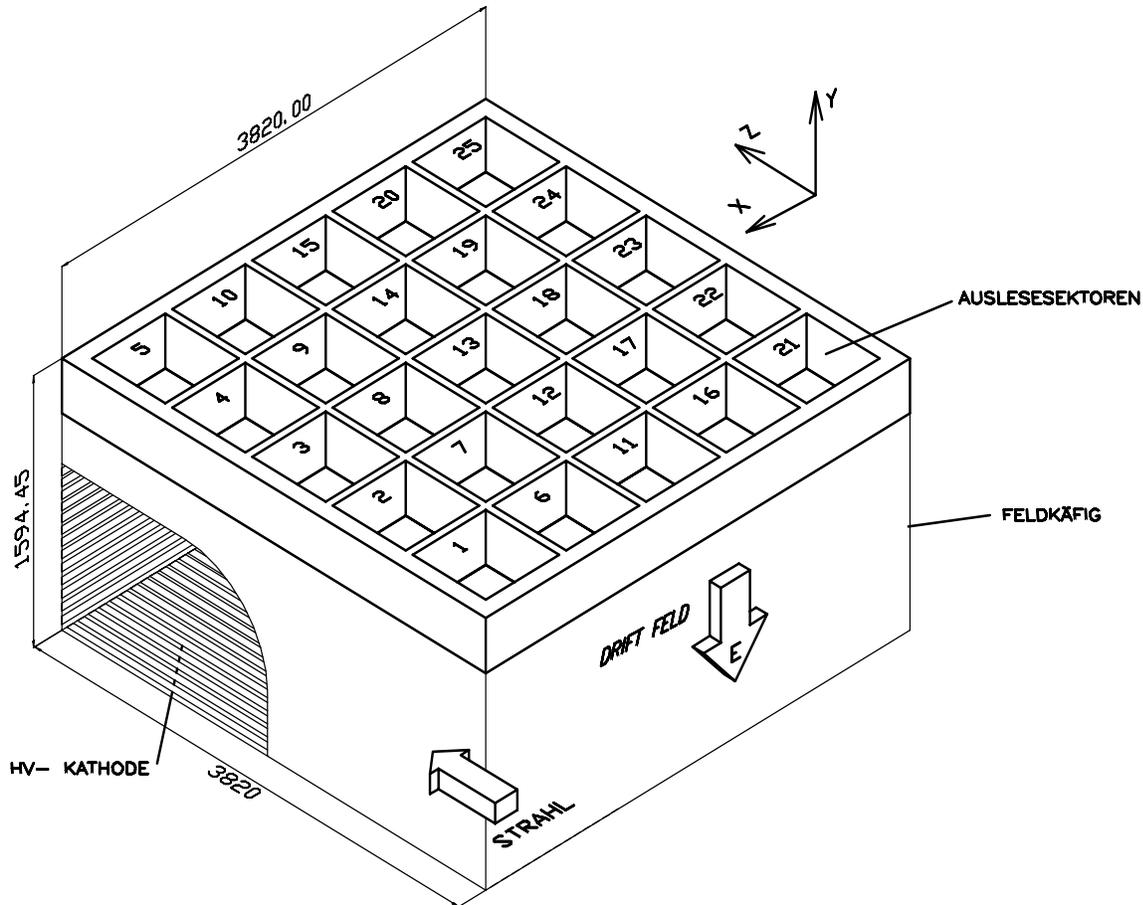


Abbildung 3.5: Aufbau der NA49 Main TPC (schematisch). Der Ursprung des gezeigten internen Koordinatensystems befindet sich im Mittelpunkt des Detektors.

aus 25 Sektoren, die in 5 Reihen zu je 5 Sektoren angeordnet sind (siehe Abb. 3.5). Insgesamt gibt es drei verschiedene Arten von Sektoren, die hochauflösenden (HR = *high resolution*), die normalauflösenden (SR = *standard resolution*) und die modifiziert normalauflösenden (SR' = *standard resolution prime*) Sektoren. Dieses Design wurde gewählt, um die entsprechend den unterschiedlichen Sektorpositionen notwendige Auflösung zu optimieren. In Verbindung mit dem Spurrekonstruktionsprogramm MTRAC (siehe Abschnitt 4.2.3) beträgt die mit dieser Anordnung erreichbare Zweispurauflösung 2 cm (siehe Abb. 3.6). Ermittelt wird sie, indem in einem Ereignis der Abstand aller Spurpaare in der Mitte der TPC bestimmt und die Verteilung der Abstände histogrammiert wird. Nachdem dieselbe Verteilung auch für Spurpaare aus verschiedenen Ereignissen ermittelt ist, werden diese beiden Verteilungen dividiert und bei großen Abständen auf Eins normiert.

Jeder Sektortyp besteht aus 18 Padreihen mit 192 bzw. 128 Pads pro Reihe für die HR- bzw. SR- und SR'-Sektoren. Die 5 HR-Sektoren, die sich in unmittelbarer Strahlhöhe (Sektoren 1-5 in Abb. 3.5) befinden und damit hohe Anforderungen an die Auflösung

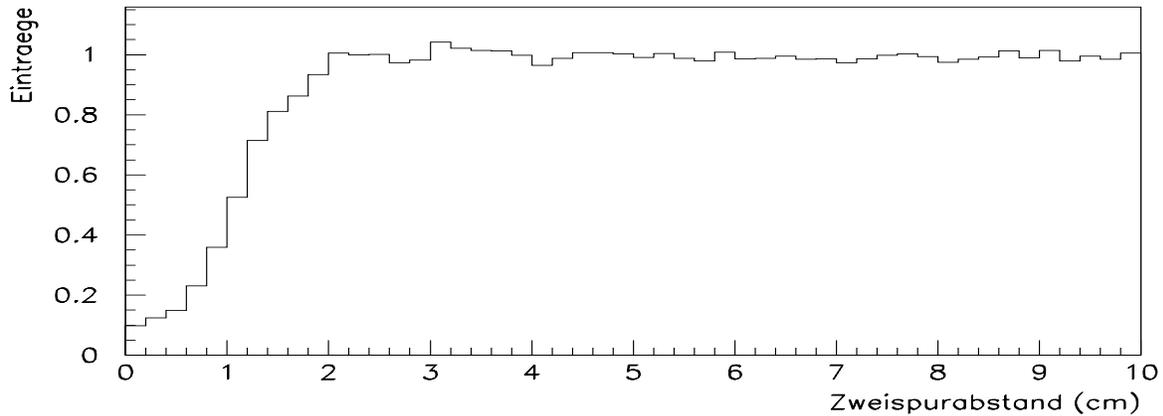


Abbildung 3.6: Zweispurauflösung der MTPC.

erfüllen müssen, haben die schmalsten Pads (und damit die meisten Pads pro Reihe) und den geringsten Gapabstand (siehe Tab. 3.1). Die 2. Reihe (Sektoren 6-10) besteht aus SR-Sektoren mit breiteren Pads und breiterem Gapabstand. Die 3. -5. Reihe (Sektoren 11-25) sind jeweils SR'-Sektoren, die sich von den SR-Sektoren durch Parallelogramme (15 Grad Neigung) anstelle von Rechtecken als Padform zur Minimierung der Winkelbeiträge in der Signaltiefe unterscheiden.

### 3.3.3 Die weiteren Komponenten

Neben den Spurendriftkammern besteht das Experiment NA49 aus zahlreichen weiteren Komponenten, deren jeweiliger Zweck und Aufbau in den folgenden Abschnitten kurz vorgestellt wird. Da die in dieser Arbeit benutzten Daten hauptsächlich während der Strahlzeit im Dezember 1995 gewonnen wurden, beziehen sich die in diesem Kapitel gegebenen Beschreibungen der Detektoren und deren Parameter auf die Bedingungen, die zu diesem Zeitpunkt herrschten.

#### 3.3.3.1 Die Strahlbestimmungsdetektoren

Neben den zur Strahlpositionierung und -fokussierung üblichen Elementen wie Dipol- und Quadrupol-Magnete befinden sich etliche Strahlzähler im Strahlengang, die zur Bestimmung der Strahlposition und als Flugzeit-Startzähler dienen. Die wichtigsten dieser Detektoren werden hier kurz vorgestellt. Position und Art aller sich im Strahlengang befindlichen Komponenten des NA49-Experimentes kann Tabelle 3.2 entnommen werden. Eine schematische, in keiner Weise maßstabgetreue Zeichnung der Anordnung findet sich in Abb. 3.7.

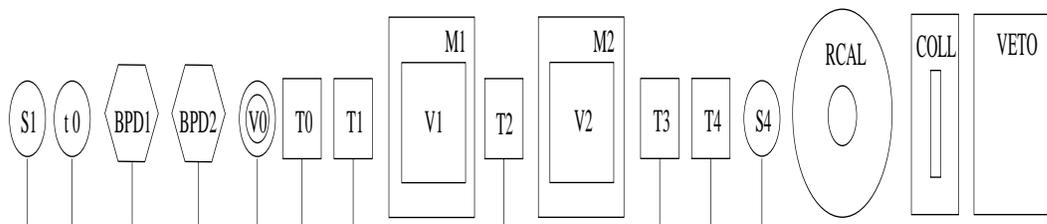


Abbildung 3.7: Schematische, nicht maßstabsgetreue Zeichnung der Anordnung der Komponenten im Strahlengang. Die beiden sich zwischen dem Target T4 und dem Detektor S4 befindlichen MTPCs sind seitlich vom Strahlengang versetzt und kommen daher in dieser Zeichnung nicht vor.

Kürzel	Beschreibung	Größe	z-Position [mm]
S1	Quartz	50 x 30 x 0.2 mm <sup>3</sup>	-39772
t0	Quartz	25 x 25 x 0.5 mm <sup>3</sup>	-39507
BPD1	Si-Streifenzähler	38 x 38 x 0.2 mm <sup>3</sup>	-39113
BPD2	Si-Streifenzähler	38 x 38 x 0.2 mm <sup>3</sup>	-16426
V0	Szintillator	$r_i = 5$ mm, $r_a = 40$ mm	-15441
T0	Tantal-Target	0.5 mm	-6434
T1	Blei-Target	224 mg/cm <sup>2</sup>	-5801
M1	Magnet 1	3.6 x 3.6 x 1.2 m <sup>3</sup>	-3802
V1	VTPC1	2.0 x 2.5 x 0.7 m <sup>3</sup>	-3802
T2	Tantal-Target	0.5 mm	-1815
M2	Magnet 2	3.6 x 3.6 x 1.2 m <sup>3</sup>	0
V2	VTPC2	2.0 x 2.5 x 0.7 m <sup>3</sup>	0
T3	Tantal-Target	0.5 mm	1571
T4	Blei-Target	379 mg/cm <sup>2</sup>	3340
S4	Szintillator	20 x 20 x 1 mm <sup>3</sup>	9400
RCAL	Ring Kalorimeter	s. Abschnitt 3.3.3.5	13800
COLL	Blende	variabel	19200
VETO	Veto Kalorimeter	s. Abschnitt 3.3.3.5	21800

Tabelle 3.2: Anordnung und Charakteristik der NA49-Komponenten im Bleistrahle.

Die Identifizierung des Bleistrahls erfolgt mithilfe der Quartz-Cerenkovzähler S1 oder t0, die beide auch als Startzähler für die Flugzeitdetektoren verwendet werden können. Hinter t0 passieren die Strahlteilchen zwei Silizium-Streifendetektoren, mittels derer Position und Richtung der einlaufenden Strahlteilchen bestimmt wird. Ein Detektor besteht aus 192 vertikalen und 192 horizontalen Silizium-Streifen, die auf der Vorder- und Rückseite eines Silizium-Wafers aufgebracht sind. Mit einer Streifenbreite von

200  $\mu\text{m}$  kann die Position des Teilchens mittels Gaußscher Schwerpunktsbildung auf besser als 50  $\mu\text{m}$  sowohl in x- als auch in y-Richtung bestimmt werden. Zu erwähnen ist außerdem der große dynamische Bereich der Ausleseelektronik (4 fC bis 100 pC), so daß sowohl minimal ionisierende Teilchen als auch Blei-Kerne detektiert werden können.

Zur Elimination von geladenen Teilchen, die durch Wechselwirkung des Strahls mit Detektor- oder Strahlwandmaterial erzeugt wurden, befindet sich der Vetoähler V0 im Strahlengang. Er hat einen Durchmesser von 80 mm und ein Loch von 10 mm im Zentrum. Ein weiterer als Vetoähler betriebener Szintillator S4, der durch das Ausbleiben eines großen Signals eine Blei-Wechselwirkung anzeigt, befindet sich kurz vor dem Ring-Kalorimeter RCAL. Um das Veto-Kalorimeter von Sekundärteilchen abzuschirmen oder um eine Selektion der im Veto-Kalorimeter ankommenden Strahlfragmente vorzunehmen, kann der Kollimator COLL verschoben und in seiner Größe variiert werden.

### 3.3.3.2 Das Target

Das Blei-Haupttarget T1 hat bei einer Massenbelegung von 224  $\text{mg}/\text{cm}^2$  (200  $\mu\text{m}$  Dicke) eine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von 1 %. Bei der Wahl der Targetdicke spielen mehrere Überlegungen eine Rolle: einerseits sollte das Target dünn genug sein, um möglichst wenig Sekundärstreuungen zwischen den produzierten Teilchen und dem Targetmaterial zu erzeugen, und andererseits dick genug, um eine ausreichend hohe Rate zentraler Stöße zu gewährleisten. Neben T1 kamen während der sogenannten Viel-Target-Runs, die zur Positionsbestimmung der TPCs dienten (s. Abschnitt 4.2.4), drei Tantal-Nebentargets T0, T2 und T3 zum Einsatz. Das Blei-Target T4 wurde bei einem besonderen Run verwendet, bei dem  $K^0$ -Zerfälle in den MTPCs gemessen wurden.

### 3.3.3.3 Die Magnete

Die zwei heliumgekühlten supraleitenden Magnete, die jeweils ein Volumen von etwa 3.6 x 3.6 x 1.2  $\text{m}^3$  haben, erzeugen Magnetfelder von bis zu 1.5 T bei Strömen von etwa 5 kA. Typische Betriebsdaten waren 1.5 T für Magnet 1 ( $z = -381$  cm) und 1.1 T für Magnet 2 ( $z = 0$  cm). Das Magnetfeld wurde sowohl theoretisch berechnet als auch experimentell mittels einer Hall-Sonde in Schritten von 4 bzw. 8 cm bestimmt. Ein Beispiel für den Feldlinienverlauf bei  $y = 20$  cm zeigt Abb. 3.8. Die Abweichungen zwischen berechneter und gemessener Feldstärke sind vernachlässigbar ( $\lesssim 0.004$  T), so daß für die Auswertung (siehe Kap. 5) das berechnete Feld verwendet wurde.

### 3.3.3.4 Die Flugzeitdetektoren

Vier Flugzeitdetektoren TOF-R1, TOF-R2, TOF-L1 und TOF-L2 (TOF = *time of flight*) ergänzen in einem Teil der MTPC-Akzeptanz die Teilchenidentifizierung mittels

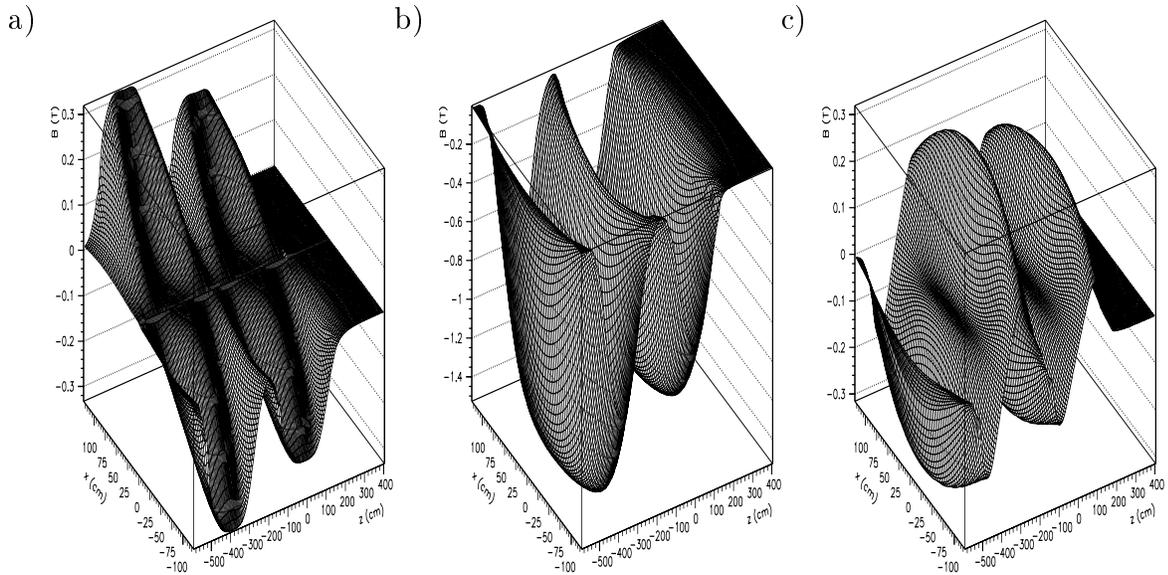


Abbildung 3.8: Das Magnetfeld bei NA49. Dargestellt sind 20 cm oberhalb des Strahls die 3 Komponenten des Magnetfeldes a)  $B_x$  b)  $B_y$  und c)  $B_z$ .

Flugzeitmessung. Je eine etwa  $2 \times 1 \text{ m}^2$  große TOF-Wand in Form eines Szintillatorarrays befindet sich etwa 20 cm hinter jeder MTPC (TOF-R1, TOF-L1). Jede Wand ist leicht so gegenüber der MTPC gedreht, daß die Teilchen möglichst orthogonal auf die kassettenförmig und ebenfalls unter einem Winkel in die Wand eingeschobenen Szintillatoren auftreffen. Eine Wand besteht aus 3 Reihen zu je 27 Kassetten, wobei jede Kassette 11 Szintillatoren und Photomultiplier enthält (bei TOF-L1 waren nur 18 Kassetten bestückt). Entsprechend der abnehmenden Teilchendichte haben die Szintillatoren eine Länge von 6, 7 oder 8 cm bei einer Breite von 3.2 cm und einer Dicke von 2.4 cm. Die Größe der Szintillatoren ergibt sich aus der Forderung nach einer Trefferwahrscheinlichkeit (Wahrscheinlichkeit, daß ein Szintillator in einem Ereignis ein Signal erzeugt) von etwa 10 Prozent. Nur eine Trefferwahrscheinlichkeit von deutlich kleiner als 1 ermöglicht die Zuordnung von MTPC-Spuren zu TOF-Signalen, was für die gegenseitige Positionskalibrierung der beiden Detektoren unabdingbar ist. Sind zwei oder mehr Teilchen Ursache für ein Szintillatorsignal, ist eine eindeutige Zuordnung zwischen MTPC-Spur und TOF-Signal nicht mehr möglich. Die Wahrscheinlichkeit hierfür (Doppelsignalwahrscheinlichkeit) liegt ebenfalls bei etwa 10 Prozent. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein signalgebendes Teilchen ein Photon ist (und somit keiner MTPC-Spur zugeordnet werden kann), beträgt etwa 20 Prozent. Die Zeitauflösung der TOF-Wände beträgt etwa 60 ps, die sich aus drei quadratisch zu addierenden Anteilen zusammensetzt:

- Intrinsische Zeitauflösung des Startdetektors S1 oder  $t_0$  von etwa 25 ps.

- elektronische Laufzeitunterschiede wie Jitter in Diskriminatoren oder Zeit-Digital-Wandlern (TDCs) von etwa 25 ps.
- Laufzeitunterschiede im Szintillator oder im Photomultiplier durch Spannungsschwankungen, Erwärmung, magnetische Felder oder Oberflächeneffekte von etwa 50 ps.

Ausgelesen wird neben der Ankunftszeit des Signales mittels eines CFD (*constant fraction discriminator*) auch die Signalamplitude, die zur Walk-Korrektur des CFD verwendet wird, was unter anderem ein Grund für die hervorragende Zeitauflösung ist.

Je eine weitere  $0.48 \times 1.3 \text{ m}^2$  große Flugzeitwand (TOF-R2, TOF-L2) befindet sich unmittelbar hinter den MTPCs bei  $x = 4.5 \text{ m}$ , was eine Flugzeitmessung für Spuren im Impulsbereich von 2 bis 5 GeV ermöglicht. Jede dieser Wände ist aus 48 horizontalen ( $2.5 \times 2.5 \times 48 \text{ cm}^3$ ) und 45 vertikalen ( $1.0 \times 1.5 \times 130 \text{ cm}^3$ ) BC408 Bicron Szintillatorstäben aufgebaut, an deren beiden Enden sich je ein Photomultiplier befindet. Die Anzahl der Szintillatoren (und damit der Photomultiplier) nimmt bei TOF-2 linear und bei TOF-1 quadratisch mit dem sensitiven Volumen zu. Spuren, die innerhalb der geometrischen Akzeptanz der Flugzeitwände verlaufen, erzeugen in TOF-2 Signale in 2 Szintillatoren, während sie bei TOF-1 meist nur von einem Szintillator registriert werden. Dadurch ist die etwas bessere Zeitauflösung von etwa 50 ps bei TOF-2 zu erklären. Die Trefferwahrscheinlichkeit liegt bei TOF-2 bei rund 40 %, während die Doppelsignalwahrscheinlichkeit 15 % beträgt.

### 3.3.3.5 Die Kalorimeter

Die Energiemessung erfolgt über zwei Kalorimeter, ein Ring-Kalorimeter (RCAL) zur Messung der transversalen Energie und ein Veto-Kalorimeter (VCAL) zur Bestimmung der Veto-Energie, also der Energie der nicht an der Reaktion beteiligten Projektil-Kernbruchstücke (*spectators*). Beide Kalorimeter können dank der schnellen Ansprechzeiten zur Ereignisselektion verwendet werden. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Mar83].

Das sensitive Volumen des zylindrischen Ring-Kalorimeters befindet sich zwischen dem äußeren Durchmesser von 3.53 m und dem inneren Durchmesser von 56 cm. Zur Jet-Suche und zur Bestimmung der Topologie von Ereignissen mit hoher transversaler Energie besteht das RCAL aus 240 unabhängigen Zellen, die einen polaren Winkel von  $9^\circ$  und einen azimuthalen Winkel von  $15^\circ$  besitzen. Jede dieser Zellen besteht aus einem Blei-Szintillator-Sandwich (16 Strahlungslängen) zur Bestimmung der elektromagnetischen Energie und einem Eisen-Szintillator-Sandwich (6 nukleare Wechselwirkungslängen) zur Messung der hadronischen Energie. Die in den Szintillatoren einer Zelle erzeugten Photonen gelangen über einen gemeinsamen Lichtleiter zu den Photomultipliern. Zur Separation des elektromagnetischen und des hadronischen Anteils

werden Wellenlängenschieber und optische Filter verwendet. Die Energieauflösung beträgt  $\sigma/E = 0.14/\sqrt{E}$  im elektromagnetischen und  $\sigma/E = 0.64/\sqrt{E}$  im hadronischen Teil.

Das Veto-Kalorimeter setzt sich bei einer sensitiven Gesamtfläche von etwa  $1 \text{ m}^2$  aus einem elektromagnetischen ( $\sigma/E = 0.17/\sqrt{E}$ ) und einem hadronischen Teil ( $\sigma/E = 0.74/\sqrt{E}$ ) zusammen.

### 3.3.3.6 Das Datennahmesystem

Die Charakteristiken, die das Datennahmesystem spezifizieren, sind die folgenden [Rau94]:

- Während eines Beschleunigerzykluses (*spill*) von 20 Sekunden Dauer wird für 5 Sekunden ein Strahl von etwa  $10^5$  Blei-Ionen extrahiert.
- 1 % aller Blei-Ionen wechselwirken innerhalb des Targets.
- Nur 5 % aller Blei-Blei-Wechselwirkungen erfüllen die Zentralitätsbedingungen der Strahlbestimmungsdetektoren und Kalorimeter (siehe Abschnitt 3.3.3).
- Pro Spill können bis zu 25 Ereignisse aufgezeichnet werden.
- Die Rohdatenmenge aus den Spurendriftkammern ( $1.8 \cdot 10^5$  Auslesekanäle bei 512 ADCs pro Kanal mit 1 Byte pro ADC) beträgt 88 MB, was den dominierenden Beitrag der Gesamtdatenmenge darstellt.
- Die Rohdaten können über 240 DSP 96002 Prozessoren online auf 10 % reduziert werden.
- Die kontinuierliche Datenrate auf Band beträgt etwa 14-16 MB/s.

Die TPC-Datennahme erfolgt in drei elektronischen Bauteilen, den  $90 \times 150 \text{ mm}^2$  großen Frontendkarten (*FE-Boards*), den  $700 \times 150 \text{ mm}^2$  großen Control-und Transferboards (*CT-Boards*) und den VME-Receiverboards. Für die Auslese der  $1.8 \cdot 10^5$  Pads der TPCs stehen 60 Receiver-Boards zur Verfügung, von denen jedes Signale von 4 CT-Boards verarbeiten kann; jedes CT-Board wiederum ist mit 24 FE-Karten über Flachbandkabel verbunden, von denen jede 32 Pads auslesen kann (siehe Abb. 3.9).

Aufgabe der am Detektor aufgesteckten FE-Karten ist es, das Analogsignal der Signaldrähte zu verstärken und gaußisch zu formen, was beides in einem eigens für diesen Zweck entworfenen integrierten PASA-Chip (PASA = *preamplifier shaper amplifier*) durchgeführt wird. Ein weiterer ebenfalls hierfür entworfener integrierter SCA-ADC-Chip (SCA = *switched capacitor array*) speichert das Eingangssignal mit einer Taktfrequenz von 10 MHz fortlaufend in einem von 512 Kondensatoren und führt anschließend im ADC eine Digitalisierung des Signals durch. Sowohl der PASA- als auch der SCA-ADC-Chip haben 16 Eingangskanäle, so daß sich je 2 dieser Chips auf jeder FE-Karte

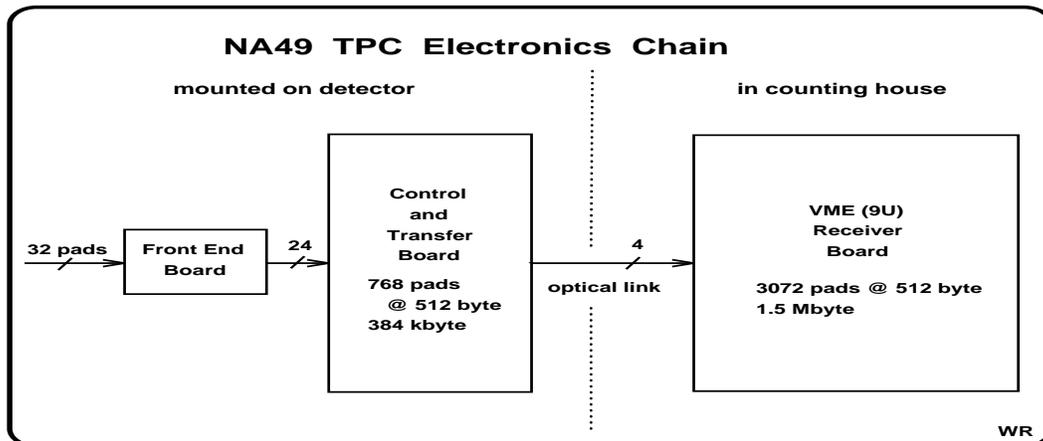


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau der TPC-Elektronikkette.

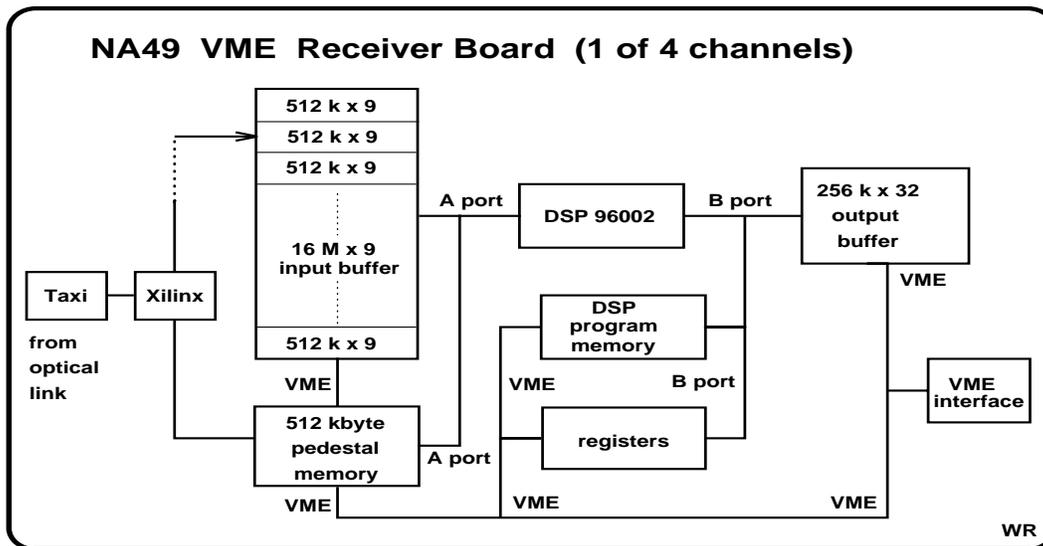


Abbildung 3.10: Schematischer Aufbau der TPC VME-Receiver-Boards (einer von vier Kanälen).

befinden. Die Gesamtleistung pro Kanal beträgt 50 mW, so daß eine Wasserkühlung erforderlich ist.

Das ebenfalls mit 10 MHz getaktete und am Detektor befindliche CT-Board steuert und sammelt die Auslese von je 24 FE-Karten und sendet 384 kB/Ereignis (768 Pads zu je 512 Byte) in 60 ms per optischem Link zu den Receivern in einer 30 m entfernten Elektronikhütte, wodurch die Detektorelektronik von der in der Hütte befindlichen Elektronik entkoppelt wird.

Jeder VME-Receiver hat 4 Eingangskanäle, und kann 32 Ereignisse gleichzeitig aufnehmen, wodurch die gesamte Spillzeit zur Datennahme genutzt werden kann. Auf den Receivern (siehe auch Abb. 3.10) wird das von den CT-Boards in willkürlicher Reihenfolge gesendete Signal in einem programmierbaren Gatter (*Xilinx*) geordnet und der in einem Speicher (*Pedestalmemory*) aufgezeichnete zeitunabhängige Offset (*Pedestals*) jeder SCA-Zelle vom Signal abgezogen. Das untergrundbereinigte Signal wird dann in den Receiver Eingangsspeicher geschrieben. Für die Nullunterdrückung wird pro Receiverkanal ein mit 40 MHz getakteter und auf dem Receiver befindlicher Prozessor vom Typ Motorola DSP96002 verwendet. Innerhalb von 350 ms werden die Daten vom DSP gelesen, komprimiert und in den 1 MB großen Receiver-Ausgangsspeicher geschrieben. Von dort werden die Daten über eine VME-VSB Verbindung zu einem Motorola 68040 Master Prozessor geschickt, über den die gesamte Steuerung der Datenaquisition erfolgt. Zusammen mit den in den CAMAC und FASTBUS Crates gesammelten Daten der übrigen Detektoren erfolgt die Datenübertragung über eine VME-SCSI Verbindung zu dem Signal-Controller der Bandeinheit. Dort werden die Daten mit einer Geschwindigkeit von maximal 16 MB/s auf 100 GB fassende Bänder geschrieben.

# Kapitel 4

## Datengewinnung und -korrektur

Dieses Kapitel erläutert zunächst, auf welche Weise die Ereignisselektion erfolgte. Anschließend wird beschrieben, wie aus den etwa 8 MB Rohdaten, die pro Ereignis vom Datennahmesystem aufgezeichnet werden, Teilchenbahnen und deren Impulse in den MTPCs rekonstruiert werden. Schließlich wird auf die experimentelle Bestimmung der Ein- und Zweiteilchenverteilungen eingegangen. Besonderes Augenmerk richtet sich dabei auf Korrekturen, die angebracht werden müssen, um eine physikalische Interpretation der Daten zu ermöglichen. Diese sind insbesondere die geometrische Akzeptanz, Untergrundkontaminationen, Endzustandswechselwirkungen, die endliche Detektoraufösung und die Rekonstruktionseffizienz.

### 4.1 Ereignisselektion

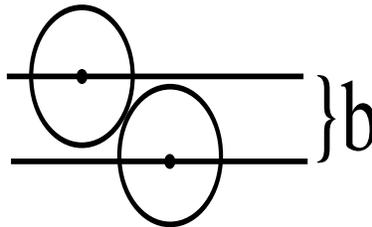


Abbildung 4.1: Der Stoßparameter  $b$  ist der minimale Abstand der zwei Kernzentren während ihrer Kollision. Zentrale Ereignisse sind durch kleine Stoßparameter gekennzeichnet.

Zur Ereignisselektion wird das in Abschnitt 3.3.3.5 beschriebene Veto-Kalorimeter verwendet. Da mit abnehmendem Stoßparameter  $b$  (siehe Abb. 4.1) die Veto-Energie (siehe S. 41) abnimmt, können zentrale Ereignisse ( $b \approx 0$ ) durch Schwellen im Veto-Kalorimeter ausgewählt werden. Die obere Schwelle für die Veto-Energie beträgt 6.7 TeV. Mit dieser Schwelle werden die etwa 5 % zentralsten Ereignisse in einem Stoßparameterbereich von 0 - 3.5 fm ausgewählt. Die von den Kalorimetern aufgenommenen Energieverteilungen sowie die gute Übereinstimmung mit dem mikroskopischen

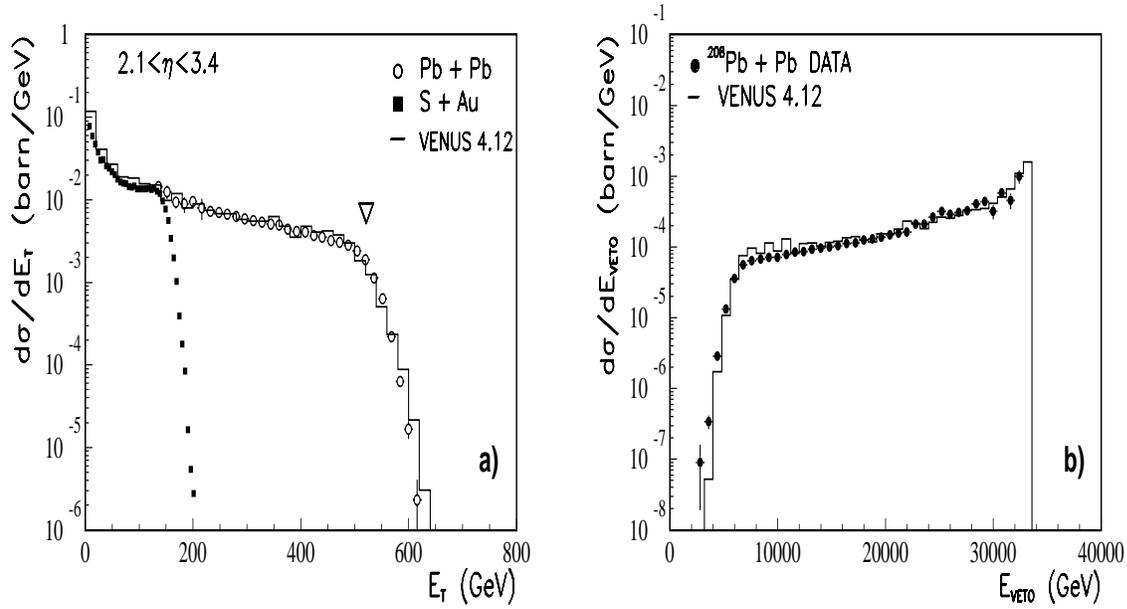


Abbildung 4.2: Energieverteilungen im Vergleich mit dem mikroskopischen Modell VENUS 4.12. a) Transversale Energieverteilung und Vergleich zu Schwefel-Gold-Reaktionen (NA35) b) Verteilung der Veto-Energie

Modell VENUS 4.12 zeigt Abb. 4.2 (aus [Mar95]). Aus der im Pseudorapiditätsintervall  $2.1 < \eta < 3.4$  bestimmten mittleren transversalen Energie von 504 GeV läßt sich durch Einsetzen in Bjorken's Formel die mittlere Energiedichte  $\epsilon$  abschätzen:

$$\epsilon = (dE_T/d\eta)/(\pi R^2 \tau) \quad (4.1)$$

Mit dem Projektilradius  $R = 1.2 A^{1/3}$  (bei einer Massenzahl von  $A = 208$ ) und einer angenommenen Formationszeit  $\tau = 1$  fm ergibt sich eine mittlere Energiedichte von  $2.9 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Dieser Wert ist vergleichbar mit Energiedichten, die bei Schwefel-Gold-Reaktionen bei einer Strahlenergie von 200 GeV/A erreicht wurden (siehe Abb. 4.2a), allerdings ist im Falle der Blei-Blei-Reaktionen das reaktive Volumen etwa dreimal größer.

## 4.2 Mustererkennung

Wie in Kapitel 3 beschrieben, wird die MTPC in 90 Padreihen zu je 704 Pads und 512 Zeitintervallen (*timeslices*) ausgelesen. Dadurch werden die durch den Teilchendurchgang freigesetzten Elektronenwolken diskretisiert, und es bedarf eines Mustererkennungsprogramms (*pattern recognition program*), um die ursprünglichen Teilchenbahnen zu rekonstruieren. Zur Verwendung kam hierbei das Programm MTRAC (**M**TPC **T**racking and **R**econstruction **A**nalysis **C**ode), das in Zusammenarbeit mit der Seattle-Gruppe entwickelt wurde. Der Prozeß der Mustererkennung erfolgt in mehreren Schritten: Cluster- und Spurrekonstruktion in internen Koordinaten sowie nach

Koordinatentransformation Impulsrekonstruktion in externen Koordinaten. Zur Koordinatentransformation benötigt man die Position der TPC, wie sie sich beispielsweise durch Analyse eines Viel-Target-Runs ergibt (siehe Abschnitt 4.2.4). Zur Bestimmung der y-Position der Cluster muß die Driftgeschwindigkeit bekannt sein (siehe Abschnitt 4.2.2).

### 4.2.1 Clusterrekonstruktion

Die Clusterrekonstruktion (zur Definition eines Clusters siehe Abb. 3.3) erfolgt derart, daß man zu einem gegebenen Pad nach einer in Zeitrichtung ununterbrochenen Sequenz von nicht verschwindenden ADC-Werten sucht (*Hit*). Da Cluster, die von nicht weit voneinander separierten Primärspuren stammen, überlappen können, zerlegt man Hits, die mehrere Maxima besitzen, an den Stellen ihrer Minima (*Gruppe*). Ein Hit besteht somit aus einer oder mehreren Gruppen. Der nächste Schritt besteht nun darin, Gruppen, die sich auf benachbarten Pads befinden, und deren Schwerpunkt in Zeitrichtung sich um nicht mehr als 300 ns unterscheidet, zusammenzufassen (*Padcluster*). Anschließend werden die in Zeitrichtung integrierten Padcluster auf Extrema untersucht und bei Auftreten mehrerer Maxima an den Stellen ihrer Minima zerlegt (*Cluster*). Dieses Verfahren gewährleistet, daß Cluster ein eindeutiges Maximum haben und somit mit hoher Wahrscheinlichkeit einem einzelnen Primärteilchen zugeordnet werden können. Außerdem wird ansatzweise eine Entfaltung sich überlappender Cluster versucht, wodurch die Zweispurauflösung der TPC (siehe Abb. 3.6) verbessert wird.

Die y-Position und im Falle der Zweipadcluster (Cluster, denen genau zwei Gruppen zugeordnet sind) auch die x-Position wird durch Schwerpunktbildung der Ladung gebildet. Hierbei ist jedoch zu bemerken, daß zur Bestimmung der y-Position in Zentimetern die Kenntnis der Driftgeschwindigkeit erforderlich ist (siehe nächster Abschnitt). Für Drei- und Mehrpadcluster wird die x-Position und die Breite des Clusters durch einen inversen Gaußfit an die Gruppe mit der größten Ladung und ihrer beiden benachbarten Gruppen bestimmt. Die Ladung wird durch Summation aller dem Cluster zugeordneten ADC-Werte bestimmt. Darüberhinaus wurden auch andere Algorithmen zur Bestimmung der Clusterparameter verwendet. Es zeigte sich jedoch, daß der gewählte Algorithmus die stabilsten und einheitlichsten Ergebnisse lieferte.

Die Clusterparameter werden stark von der Kammergeometrie, der Wahl des Kammergases sowie der Drift- und der Verstärkungsspannung beeinflusst. Bei der Wahl der Betriebsdaten der TPC spielen zahlreiche Gesichtspunkte eine Rolle: zunächst einmal wählt man Gas und Driftgeschwindigkeit derart, daß die Verbreiterung der Cluster durch Diffusion möglichst gering ist, um somit eine hohe Zweispurauflösung zu gewährleisten. Die untere Grenze der Driftgeschwindigkeit wird dadurch vorgegeben, daß das gesamte sensitive Volumen der TPC innerhalb der zur Verfügung stehenden 50  $\mu$ s ausgelesen werden muß. Die Zweispurauflösung ist außerdem umso höher, je kleiner die minimale Signaltbreite ist, die durch Wahl des Padpitches und des Abstandes zwischen

Pad- und Verstärkungsebene gewählt wird. Andererseits führt eine zu kleine minimale Signalbreite zu einer Erhöhung des Anteils der Zweipadcluster, deren Position aufgrund der fehlenden Möglichkeit des inversen Gaußfits schlechter bestimmt werden kann als die der Drei- und Mehrpadcluster.

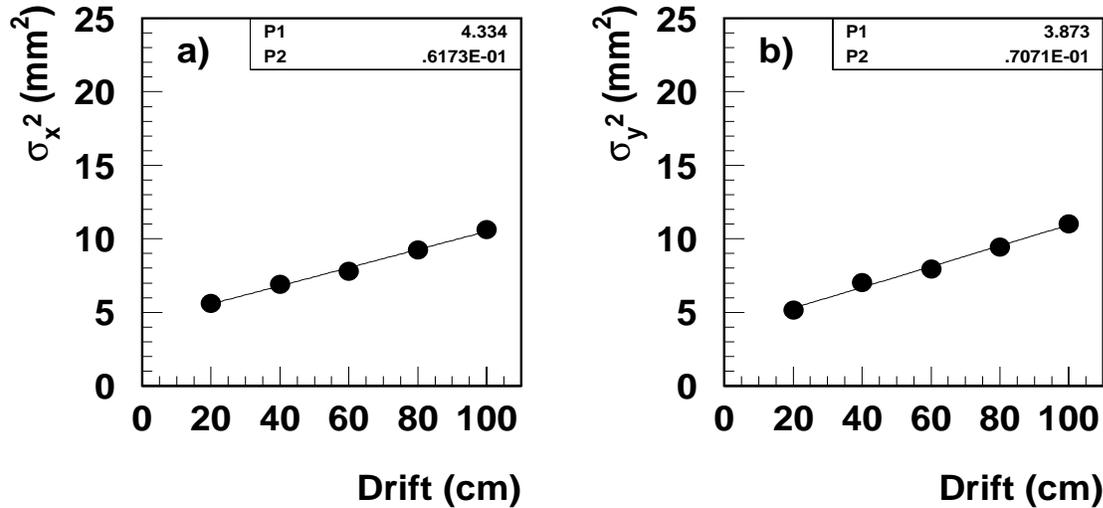


Abbildung 4.3: Quadrat der Clusterbreite in a) Transversalrichtung  $x$  und b) Drift-Richtung  $y$ , aufgetragen gegen die Driftstrecke (zugelassen wurden nur Cluster aus den HR-Sektoren).

Trägt man das Quadrat der Clusterbreite gegen die Driftstrecke auf, läßt sich in den HR-Sektoren (bei Vernachlässigung der Winkelanteile) die minimale transversale bzw. longitudinale Signalbreite zu 2.1 mm bzw. 2.0 mm und die transversale bzw. longitudinale Diffusionskonstante zu  $250 \frac{\mu\text{m}}{\sqrt{\text{cm}}}$  bzw.  $270 \frac{\mu\text{m}}{\sqrt{\text{cm}}}$  aus Gleichung 3.1 bestimmen (siehe Abb. 4.3).

Ein weiterer wählbarer Parameter ist die Verstärkungsspannung an den Sensedrähten. Sie sollte möglichst niedrig sein, da die Landaufschwüngen in der Ladungsfreisetzung einen möglichst großen dynamischen Bereich erfordern. Wird sie jedoch zu niedrig eingestellt, verschlechtert sich das Signal-zu-Rausch Verhältnis. Typischerweise beträgt der wahrscheinlichste Wert in der Verteilung der maximalen ADC-Werte eines Clusters 50 ADC-Einheiten (siehe Abb. 4.4). Für eine möglichst hohe Auflösung in der Energieverlustmessung ist hier auf die Driftstreckenabhängigkeit der freigesetzten Ladung, die bis zu 20 %/m betragen kann, zu korrigieren (siehe Abb. 4.5). Ursachen für diese Abhängigkeit sind die Elektronenabsorption durch vagabundierende Ionen (Raumladungseffekte, Sauerstoffkontamination), die Datenkompression bei der Datennahme sowie die Niveaushiftung zwischen ein- und auslaufendem Puls aufgrund der Formung durch den Shaper.

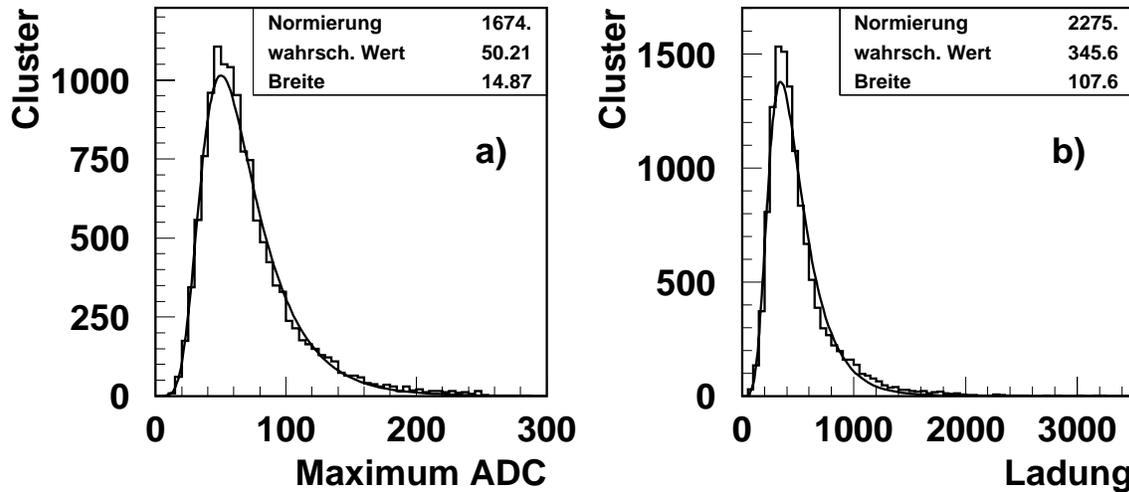


Abbildung 4.4: Verteilung a) der maximalen ADC-Werte und b) der Ladung von Clustern.

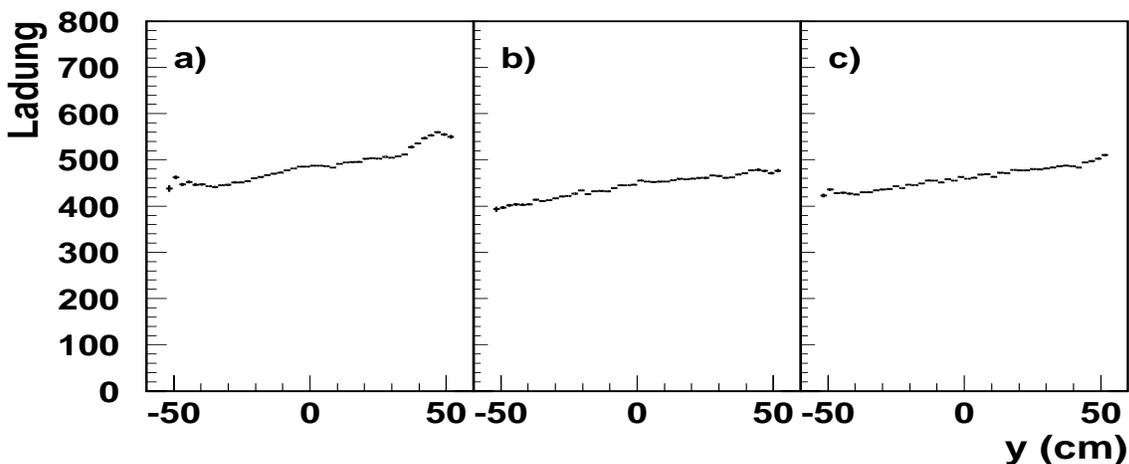


Abbildung 4.5: Driftstreckenabhängigkeit der mittleren Clusterladung in a) HR b) SR und c) SR' Sektoren der MTPC. Die HV-Kathode befindet sich bei  $y = -52.4$  cm und die Sense-Ebene bei  $y = 59.5$  cm.

### 4.2.2 Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

Aus der Zeit, die die Elektronen für die Drift durch den Feldkäfig benötigen, läßt sich bei bekannter Länge des Feldkäfigs ihre Driftgeschwindigkeit in unabhängiger Weise ermitteln. Bei dieser Methode nutzt man die Tatsache aus, daß unterhalb der die Hochspannungskathode formenden Feldstreifen überwiegend nur solche Cluster zur Ausleseebene gelangen können, die sich unterhalb eines Zwischenraumes zwischen zwei Feldstreifen befinden. Daß dies tatsächlich so ist, kann man an der  $y$ -Verteilung der Cluster sehen, die einen starken Abfall in Nähe der HV-Kathode bei  $y_{HV} = -52.4$  cm

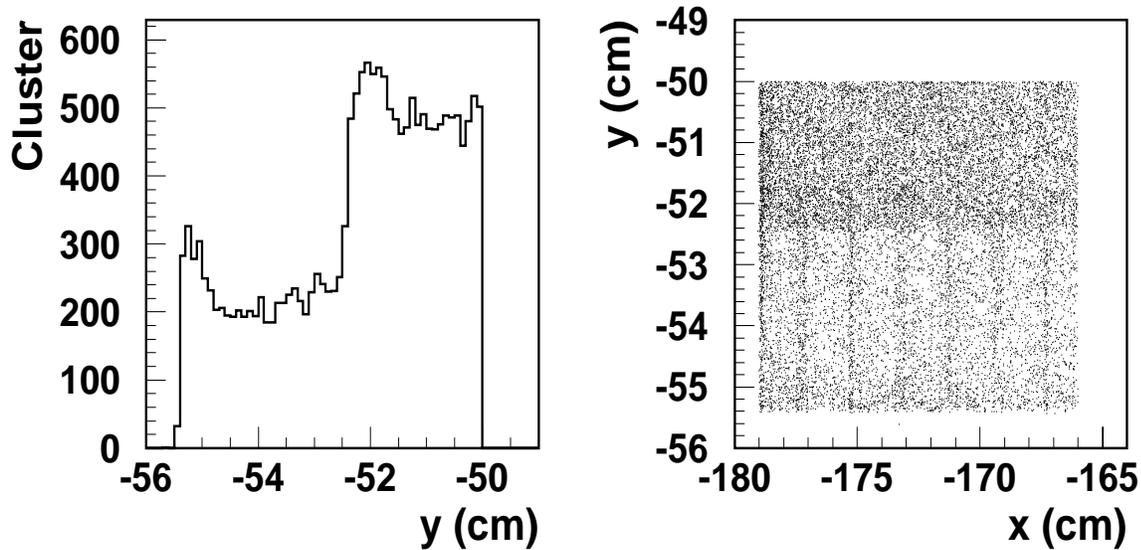


Abbildung 4.6: Verteilung der Cluster in Nähe der HV-Kathode. a) y-Verteilung b) x-y Verteilung für  $x < -166$  cm.

aufweist (siehe Abb. 4.6a). Trägt man die y-Verteilung der Cluster differentiell gegen x auf, kann die Streifenstruktur der HV-Kathode beobachtet werden (siehe Abb. 4.6b). Es ist nun in jedem Ereignis möglich, die Position dieser Stufe in der y-Verteilung der Cluster, die physikalisch mit der Position der HV-Kathode identisch ist, mittels Gaußfits an die Ableitung der y-Verteilung der Cluster zu bestimmen. Das Verfahren zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit ist damit wie folgt: zunächst gibt man sich einen Startwert der Driftgeschwindigkeit vor, wie er beispielsweise durch unabhängige Lasermessungen oder durch Driftgeschwindigkeitsmonitore [Mar95b] bestimmt wurde. Anschließend bestimmt man durch das oben beschriebene Verfahren die Istposition der HV-Kathode, die daraufhin mit der Sollposition verglichen wird. Aus der Abweichung dieser beiden Positionen läßt sich dann ein iterierter Wert für die Driftgeschwindigkeit bestimmen. Dieses Verfahren liefert bereits nach wenigen Ereignissen konvergente Werte für die Driftgeschwindigkeit.

Ein Nachteil der Methode ist, daß es etwa 10 Ereignisse benötigt, um konvergente Werte zu erhalten. Dieser Nachteil wird dadurch aufgehoben, daß die ersten 10 Ereignisse ein zweites Mal rekonstruiert werden, sobald der konvergente Wert der Driftgeschwindigkeit bestimmt wurde. Der damit verbundene zusätzliche Rechenaufwand ist gering, da Spurrekonstruktion beim ersten Durchgang nicht erforderlich ist. Ein weiterer Nachteil der Methode ist, daß die Werte, die sie liefert, von der vermessenen Position der HV-Kathode und der vermessenen Startverzögerung, die die Nullposition der Driftstrecke festlegt, abhängig ist.

Der entscheidende Vorteil der Methode ist, daß die Driftgeschwindigkeit durch die driftenden Elektronen selbstkonsistent bestimmt wird. Sämtlichen Veränderungen der

Driftgeschwindigkeit, wie sie sich durch Variation der Gaszusammensetzung, der Temperatur oder des Druckes ergeben, wird somit automatisch und unmittelbar Rechnung getragen. Driftgeschwindigkeiten, die auf andere Art und Weise ermittelt wurden (z.B. Driftgeschwindigkeitsmonitore, Laser, TOF) liefern zu der hier vorgestellten Methode konsistente Ergebnisse.

### 4.2.3 Spurrekonstruktion

Da sich die MTPCs außerhalb des Magnetfeldes befinden, sind die Trajektorien der Primärteilchen Geraden<sup>1</sup>. Aufgabe des Spurrekonstruktionsprogrammes ist es somit, Cluster, die auf einer Geraden liegen, zu verbinden. Zusätzlich kann die Tatsache berücksichtigt werden, daß die Primärteilchen in Driftrichtung nur schwach durch das Magnetfeld abgelenkt worden sind, und somit in dieser Richtung zum Hauptvertex extrapolieren. Zum Einsatz kamen zwei unterschiedliche Algorithmen: Projektives Tracking und 'Track Following'.

- Projektives Tracking. Hierbei wird angenommen, daß alle Spuren von einem virtuellen Extrapolationspunkt kommen. Ausgehend von diesem Punkt wird ein dreidimensionales Gitter von gleichgroßen Quadern über die TPC gelegt, wobei die Gitterkonstante in Strahlrichtung gerade der Padreihenpitch ist. In jedem Quader wird nun die Anzahl der darin befindlichen Cluster gezählt. Idealerweise wählt man die anderen beiden Gitterkonstanten des Quaders derart, daß sich im Mittel in jedem Quader genau ein Cluster befindet. Das dreidimensionale Gitter wird anschließend durch z-Projektion auf den Extrapolationspunkt auf ein zweidimensionales x-y Gitter reduziert. Jeder zweidimensionale Gitterpunkt wird mit allen Clustern verknüpft, die sich in Quadern befanden, über die projiziert wurde. Durch Geradenfit werden aus den Clustern eines Gitterpunktes Spurparameter bestimmt, wenn mindestens 15 Cluster mit dem Gitterpunkt verknüpft sind. Um diesen Spurkandidaten wird nun ein Zylinder von 5 mm Radius gelegt und alle Cluster bestimmt, die sich innerhalb des Zylinders befinden. Geradenfit und Entfernen von weit entfernten Clustern werden solange iteriert, bis alle Cluster in einem Radius von 3 mm um die Spur liegen. Die Spur wird akzeptiert, wenn sie mindestens 60 % der theoretisch möglichen Cluster enthält.
- Track Following. Hierbei werden die Spurkandidaten durch Verbinden des virtuellen Extrapolationspunktes mit jedem Cluster einer Padreihe gebildet. Ein solcher Spurkandidat wird auf die nächste Padreihe extrapoliert und das dem Extrapolationspunkt benachbarte Cluster wird bestimmt. Befindet es sich innerhalb eines vorgegebenen Abstandes, wird es akzeptiert und ein erneuter Spurfit wird durchgeführt. Dies geschieht solange, bis alle Padreihen durchsucht sind, oder bis eine

---

<sup>1</sup>Nichtlinearitäten durch elektrische Feldverzerrungen, die später ausführlich diskutiert werden, werden an dieser Stelle zunächst vernachlässigt.

wählbare Anzahl von unmittelbar aufeinanderfolgenden Padreihen keine Clusterkandidaten ergab. Spuren werden akzeptiert, wenn sie mit einer genügend großen Anzahl von Clustern verknüpft sind. Diese Methode wird mehrmals verwendet, wobei sich jeweils der virtuelle Extrapolationspunkt, die Anfangspadreihe und die Qualitätskriterien ändern.

Typischerweise werden bereits etwa 80 % aller 300 bis 400 Spuren eines Ereignisses in etwa 15 CPU Sekunden (IBM RISC Workstation 390) durch das projektive Tracking gefunden und die restlichen Spuren durch das Track Following in weiteren 5 CPU Sekunden.

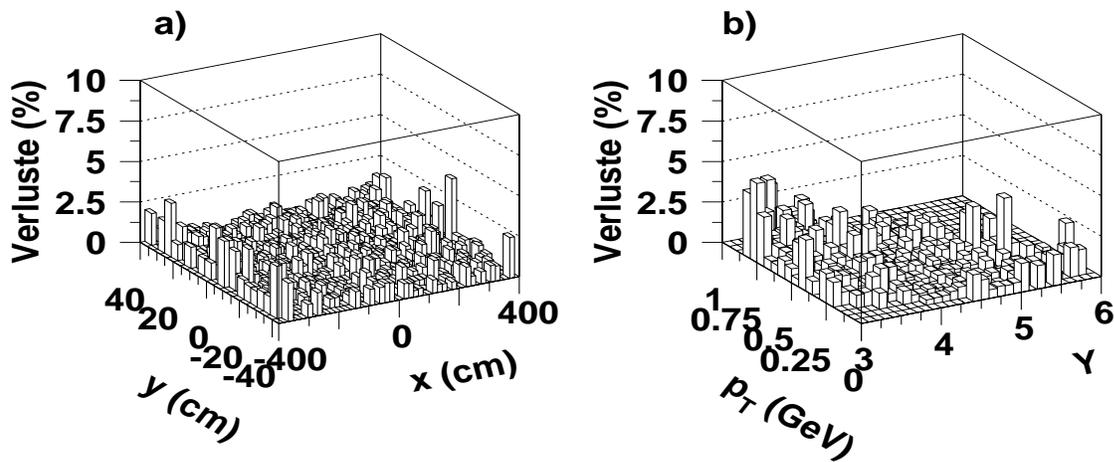


Abbildung 4.7: Rekonstruktionsverluste der MTPC als Funktion a) der  $x$ - und  $y$ -Position (NA49-Koordinaten) b) des Transversalimpulses und der Rapidität

Zur Bestimmung der die Detektorauflösung und die Qualität des Spurrekonstruktionsprogrammes charakterisierenden Rekonstruktionseffizienz, die das Verhältnis von rekonstruierten zu tatsächlichen Spuren angibt, ist eine vollständige Monte-Carlo-Simulation erforderlich (siehe Anhang B). Die von dem Ereignisgenerator erzeugten Teilchen werden durch das GEANT-Paket [Bru86] zu den Detektoren unter Berücksichtigung von Sekundärwechselwirkungen, Zerfällen und Vielfachstreuungen propagiert. Nach der Simulation des TPC Signals durch das Programm MTSIM [Toy97] werden die Teilchenbahnen mit dem Rekonstruktionsprogramm MTRAC bestimmt. Als letzter Schritt werden die rekonstruierten den generierten Spuren durch Forderung nach räumlicher Nähe zugeordnet und in jedem Raumelement das Verhältnis von nicht-rekonstruierten zu generierten Spuren ermittelt (siehe Abb. 4.7). Die auf diese Art ermittelten Rekonstruktionsverluste sind im gesamten kinematischen Bereich kleiner als 5 %.

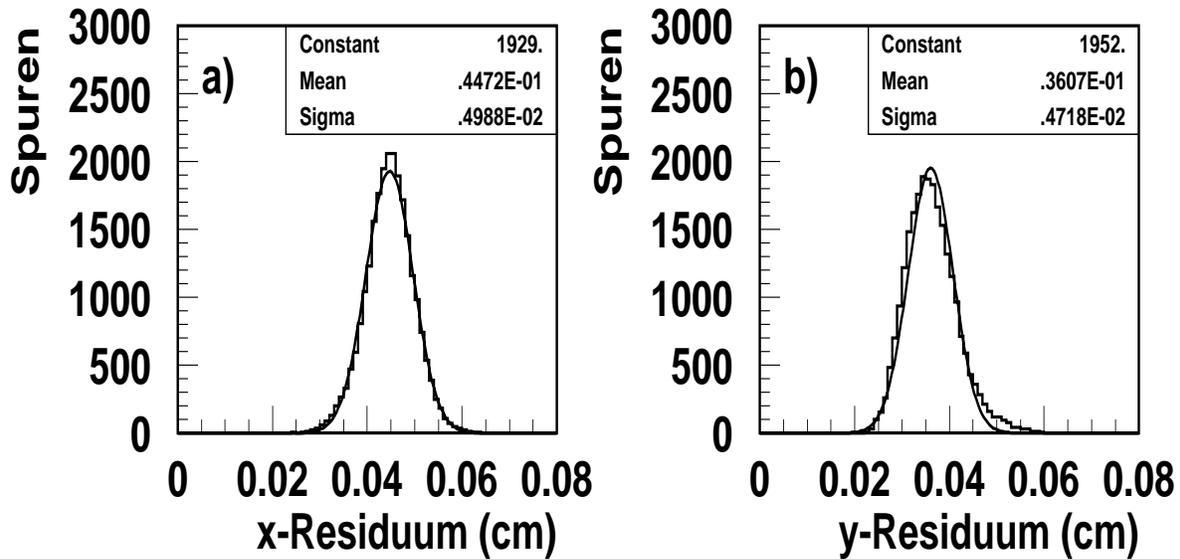


Abbildung 4.8: Mittlere Spur-Residuenverteilung (geschnitten auf lange Spuren aus den HR-Sektoren) in a)  $x$ -Richtung und b)  $y$ -Richtung.

Ein weiteres Indiz für die Qualität des Detektors ist der mittlere Abstand eines Clusters von der ihm zugeordneten Spur (Residuum). Dieser Abstand beträgt in  $x$ -Richtung etwa  $450 \mu\text{m}$  und in  $y$ -Richtung etwa  $360 \mu\text{m}$  mit einer Streuung von jeweils  $50 \mu\text{m}$  (siehe Abb. 4.8). Betrachtet man diese Residuenverteilung differentiell nach dem Ort innerhalb der TPC, so stellt man systematische Effekte in der Residuenverteilung fest (siehe Abb. 4.9). Die deutlich driftstreckenabhängigen systematischen Abweichungen vom Geradenfit (*distortions*) sind durch elektrische Feldverzerrungen zu erklären, die durch Raumladungseffekte oder durch Aufladungseffekte am Feldkäfig entstehen können. So sind insbesondere im Bereich der die elektrischen Feldstreifen unterstützenden Keramikpfosten systematische Verzerrungen in  $x$ -Richtung (Abb. 4.9a) von bis zu 1 mm sichtbar, die sich verlieren, wenn man sich weiter von dem Feldkäfig entfernt (Abb. 4.9c). In Driftrichtung ist insbesondere für große Driftstrecken eine parabolische Verzerrung erkennbar, die zu einem bestimmten Ausmaß durch die gravitationsbedingte Verformung der Ausleseebene erklärt werden kann. Eine Korrektur dieser systematischen Verzerrungen erfolgte durch Parametrisierung der Verzerrung in Driftrichtung unter der zusätzlichen Forderung nach Rückextrapolation der Spuren zum Hauptvertex. Diese Parametrisierung, die durch Analyse der feldfreien Viel-Target-Runs (siehe nächster Abschnitt) gewonnen wurde, schiebt nicht nur Cluster auf Spuren, sondern ändert auch die Spurparameter. Bereits durch diese Parametrisierung werden die mittleren Residuen auf unter  $100 \mu\text{m}$  reduziert. Die verbleibenden Verzerrungen werden durch Erstellen einer dreidimensionalen Tabelle korrigiert, indem die Cluster derart auf die Spur geschoben werden, daß sich die Spurparameter nicht ändern.

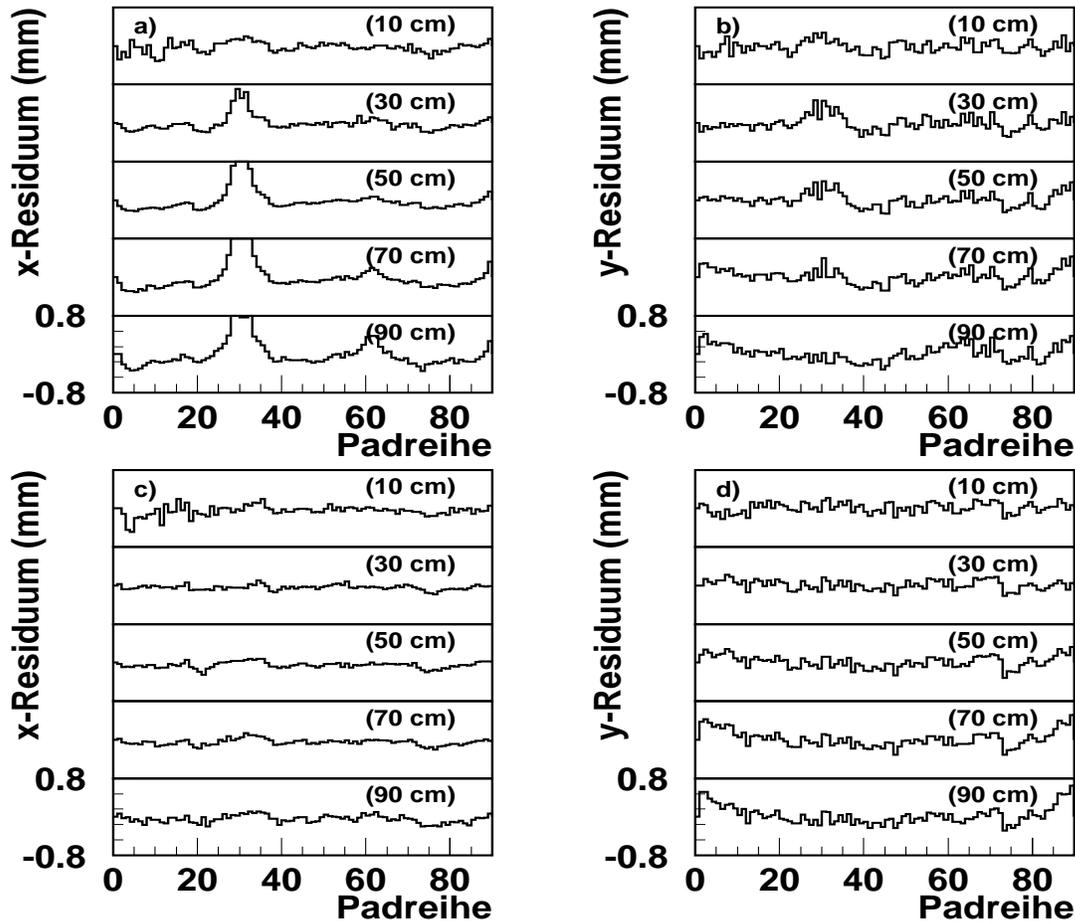


Abbildung 4.9: Differenzielle Residuenverteilung der Cluster. Gezeigt ist das mittlere Residuum in mm gegen die Padreihe für Driftstrecken von 10 bis 90 cm mit einem Schnitt auf Cluster aus den zwei strahlennahen Vierteln aller HR-Sektoren der MTPCL. a) x-Residuum strahlennächstes Viertel b) y-Residuum strahlennächstes Viertel c) x-Residuum zweitnächstes Viertel d) y-Residuum zweitnächstes Viertel

#### 4.2.4 Bestimmung der TPC Position zur Koordinatentransformation

Sowohl die Cluster- als auch die Spurrekonstruktion erfolgt vollständig in internen TPC-Koordinaten. Erst zur Impulsbestimmung ist die Transformation in externe Koordinaten nötig, was eine genaue Kenntnis der Position der TPC im Raum verlangt. Die TPC Position wurde einerseits durch Geometer-Messungen und andererseits durch spezielle Datenruns, bei denen sich drei Targets simultan im Strahlengang befanden,

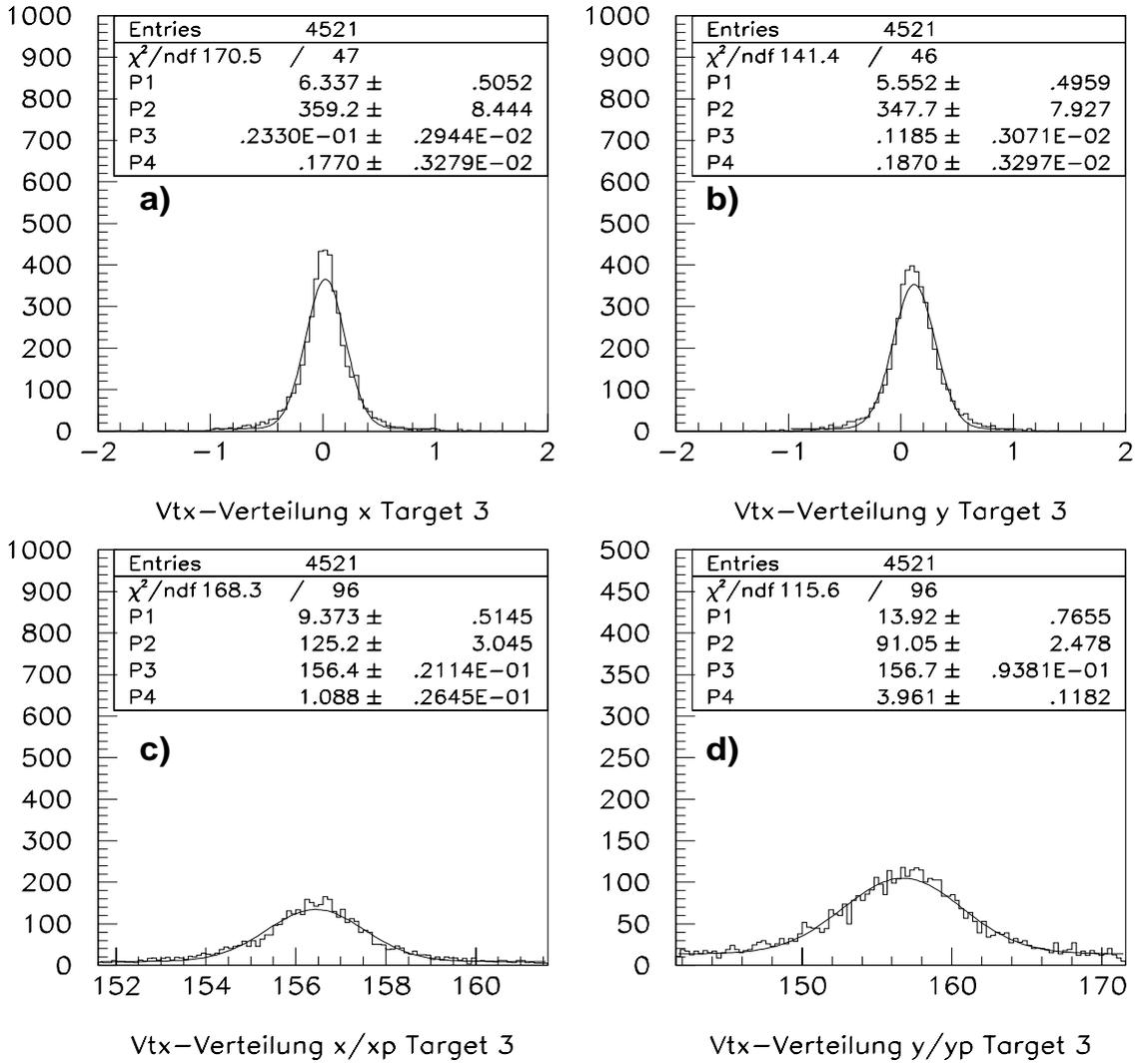


Abbildung 4.10: Bestimmung der TPC-Position durch Viel-Target-Run. Gezeigt sind Verteilungen der rückextrapolierten Spuren an der Sollposition des dritten Targets. a) x-Richtung b) y-Richtung c)  $z_x$ -Richtung d)  $z_y$ -Richtung

bestimmt. Durch Rückextrapolation der Spuren lassen sich die Targetpositionen relativ zu der angenommenen TPC Position bestimmen (siehe Abb. 4.10). Durch Vergleich mit den vermessenen Targetpositionen erhält man so die absolute Position der TPC im Raum. Da man bei den in Abb. 4.10c,d gezeigten Projektionen annimmt, daß der Strahl exakt in  $z$ -Richtung verläuft, wurden die Schnittpunkte der Spuren am jeweiligen Target auch noch durch die Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt. In beiden Fällen stimmten die Positionen der MTPCs innerhalb von 2 mm in  $z$ -Richtung und innerhalb einiger 100  $\mu\text{m}$  in  $x$ - und  $y$ -Richtung mit der vermessenen Position überein [Sch95].

### 4.2.5 Impulsrekonstruktion

Im Gegensatz zu den sich innerhalb des Magnetfeldes befindlichen VTPCs ist der Impuls in den sich außerhalb des Magnetfeldes befindlichen MTPCs nicht durch die Krümmung, sondern durch die Lage der Trajektorien im Raum für im Target erzeugte Teilchen eindeutig festgelegt. Um den Zusammenhang zwischen Impuls und Teilchenbahn zu bestimmen, propagiert man Teilchen bekannten Impulses vom Target durch das Magnetfeld und ermittelt anschließend die Lage der Trajektorie innerhalb der MTPC. Aufgrund der Eindeutigkeit läßt sich der gefundene Zusammenhang umkehren, und so zu jeder möglichen Spur  $j$  mittels Interpolation durch Tschebyscheff-Polynome deren ungefährender Impuls  $\vec{p}_{0,j}$  bestimmen. Um die Impulsmessung weiter zu verbessern, wird die Trajektorie eines Primärteilchens mit Impuls  $\vec{p}_{0,j}$  unter Berücksichtigung des Magnetfeldes bestimmt und mit der tatsächlichen Position der Spur im Detektor verglichen. Aus der festgestellten Abweichung im Ortsraum wird ein iterierter Impuls  $\vec{p}_{1,j}$  berechnet. Wie sich gezeigt hat, konvergiert dieses Verfahren bereits nach der ersten Iteration.

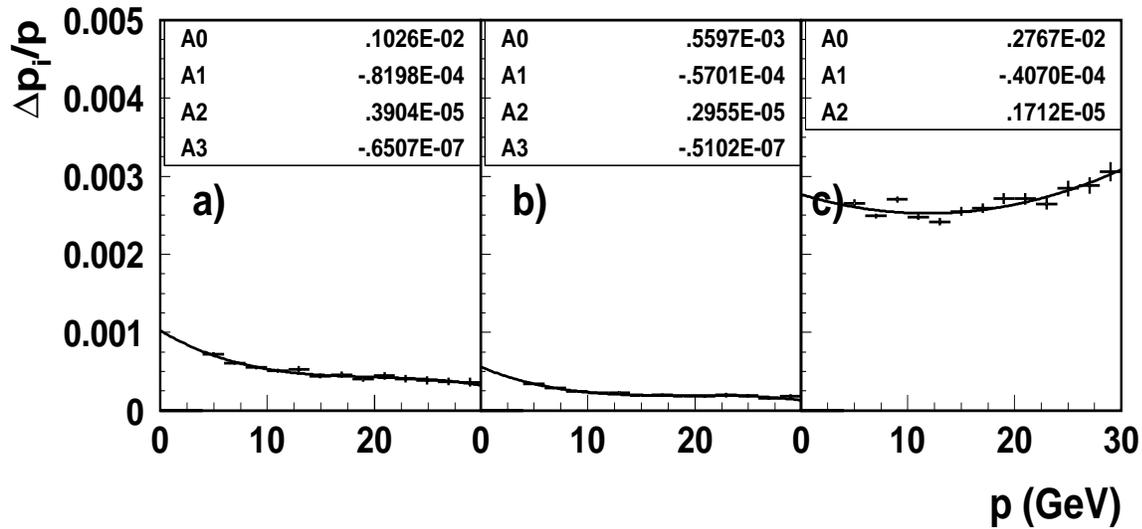


Abbildung 4.11: Komponenten der MTPC Impulsauflösung  $\Delta p_i/p$  ( $i \in \{x,y,z\}$ ), aufgetragen gegen den Impuls  $p$  des Teilchens bei vollem Feld. In den transversalen Richtungen wurde ein Polynom dritten Grades, in Strahlrichtung eine Parabel an die Daten angepaßt. a) x-Komponente b) y-Komponente c) z-Komponente.

Eine entscheidende Kenngröße für jedes Hochenergie-Experiment ist die erreichbare Impulsauflösung. Zu ihrer Bestimmung wird ebenso wie bei der Ermittlung der Rekonstruktionseffizienz auf die komplette Monte-Carlo-Simulation zurückgegriffen. Durch Vergleich der generierten und rekonstruierten Impulse erhält man die normierten Varianzen  $\Delta p_i/p$ ,  $i \in \{x,y,z\}$  der Impulskomponenten (siehe Abb. 4.11).

## 4.3 Einteilchenverteilungen

Einteilchenverteilungen, die die (gewichtete) mittlere Anzahl von Teilchen pro Ereignis in Abhängigkeit von Variablen wie transversalem Impuls, transversaler Masse oder Rapidität angeben, müssen auf vielfältige Effekte korrigiert werden. Dies ist zum einen die begrenzte geometrische Akzeptanz des Detektors, die zu einer Verfälschung der Spektren führt, und zum anderen die fehlende oder mangelhafte Teilchenidentifizierung und Vertexzuordnung. Die Korrekturen werden mithilfe von Simulationen bestimmt, wobei bis auf die geometrische Akzeptanz sämtliche Korrekturen in modellabhängiger Weise erfolgen. Aus diesem Grund ist es wichtig, Simulationen zu verwenden, die der Realität möglichst nahe kommen. Eine Beschreibung der verwendeten Monte-Carlo-Kette findet sich in Anhang B. Für alle modellabhängigen Korrekturen wird dabei der Ereignisgenerator VENUS 4.12 verwendet.

### 4.3.1 Akzeptanzkorrektur

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein stabiles Teilchen mit transversalem Impuls  $p_T$ , Rapidität  $Y$  und Azimuthalwinkel  $\Phi$  im Detektor registriert wird, bezeichnet man als die geometrische Akzeptanz des Detektors. Sie wird bestimmt, indem Teilchenverteilungen homogen in  $p_T$ ,  $Y$  und  $\Phi$  durch einen Ereignisgenerator erzeugt werden und durch das Magnetfeld in den Detektor propagiert werden. Anschließend wird überprüft, welcher Prozentsatz der ursprünglichen Teilchen in das sensitive Volumen der TPC gelangt. Dieser Prozentsatz, die geometrische Akzeptanz, ist in Abb. 4.12a in Abhängigkeit

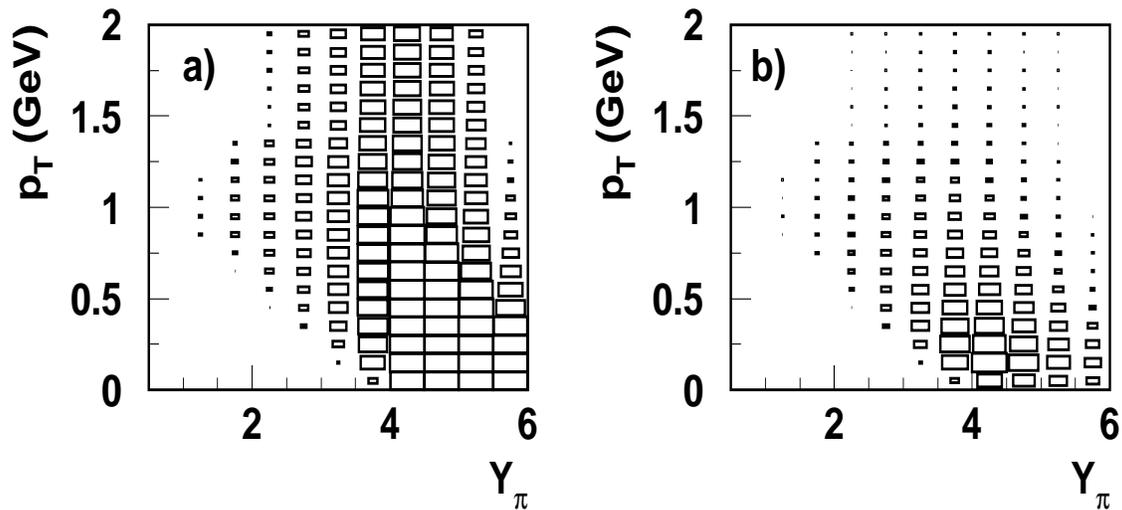


Abbildung 4.12: a) Geometrische Akzeptanz der MTPC bei vollem Magnetfeld. b) Akzeptierte Teilchenzahl der MTPC bei vollem Magnetfeld.

von  $p_T$  und  $Y$  gezeigt. Die Akzeptanzwahrscheinlichkeit ist dabei proportional zur Fläche eines Rechtecks, wobei die größte auftretende Fläche 100-prozentige Akzeptanz bedeutet. Abb. 4.12b zeigt die in der MTPC akzeptierte Teilchenzahl, wobei die Fläche eines Rechtecks zur Teilchenzahl proportional ist. Man erkennt, daß aufgrund von Phasenraumbeschränkungen der kinematische Bereich, in dem Teilchen tatsächlich detektiert werden, deutlich kleiner ist als die geometrische Akzeptanz. Ergebnisse, die in Abschnitt 4.4.1 vorgestellt werden, zeigen, daß bei Mittelung über viele Ereignisse Azimuthalsymmetrie der Reaktion vorliegt, so daß über den Azimuthalwinkel gemittelt werden kann. Wie aus Abb. 4.12 zu ersehen, liegt nur im Vorwärtsrapiditätsbereich  $3.5 < Y < 5.5$  gute Akzeptanz vor, so daß sich die in Kapitel 5 gezeigten Ergebnisse auf diesen Bereich beschränken.

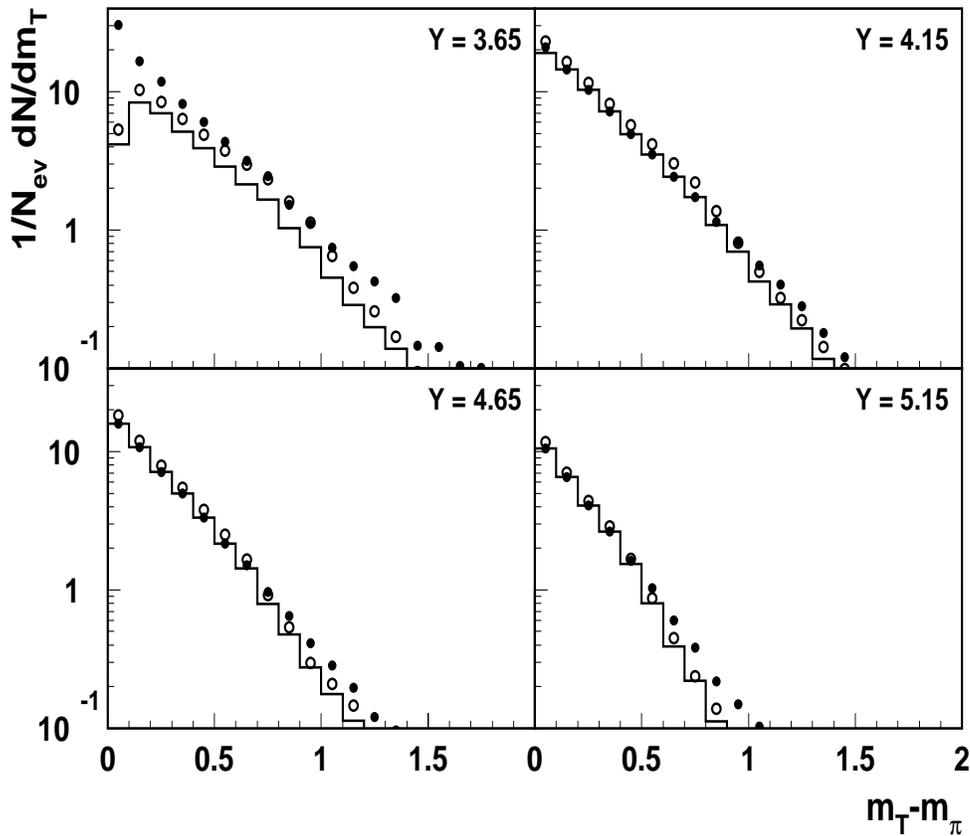


Abbildung 4.13: Einfluß der Korrekturen auf die Transversalmassenverteilung negativ geladener Teilchen für verschiedene Rapiditäten (siehe Bild). Ausgehend von den unkorrigierten Datenpunkten (weiße Kreise) wird zunächst der Untergrundanteil subtrahiert (Histogramm). Durch Wichtung mit der geometrischen Akzeptanz erhält man die vollständig korrigierten Datenpunkte (schwarze Kreise).

### 4.3.2 Untergrundkorrektur

Neben der modellunabhängigen Akzeptanzkorrektur muß zur Bestimmung der primär erzeugten Hadronen auf sekundär erzeugte Teilchen (z.B. durch Wechselwirkung mit dem Detektormaterial) sowie auf Beiträge oder Verluste durch Zerfälle korrigiert werden. Diese Korrekturen können nur in modellabhängiger Weise mittels der vollständigen Monte-Carlo-Simulation erfolgen. Auf eine Korrektur der Einteilchenverteilungen aufgrund von Rekonstruktionsineffizienzen wurde verzichtet, da diese Beiträge äußerst gering sind (siehe Abb. 4.7).

Abb. 4.13 zeigt den Einfluß der verwendeten Korrekturen. Ausgehend von den unkorrigierten Datenpunkten (weiße Kreise) wird zunächst der durch Elektronen dominierte Untergrundanteil abgezogen (Histogramm). Anschließend Division durch die Akzeptanzfaktoren (siehe Abb. 4.12) liefert die vollständig korrigierten Einteilchenverteilungen (schwarze Kreise). Man stellt fest, daß die Korrekturen hauptsächlich bei kleinen Rapiditäten merkliche Beiträge liefern. Bei höheren Rapiditäten fällt die sehr gute Akzeptanz auf, deren Einfluß an dem Unterschied zwischen den schwarzen Kreisen und dem Histogramm abgelesen werden kann. Die Gesamtkorrektur, also der Unterschied zwischen den weißen und schwarzen Kreisen, ist in weiten Bereichen gering, da die Untergrundkorrektur die Teilchenzahl erniedrigt, während die Akzeptanzkorrektur zu einer Erhöhung der Teilchenzahl führt.

## 4.4 Korrelationsfunktionen

Im folgenden Abschnitt wird auf die experimentelle Bestimmung der in Abschnitt 2.3 eingeführten Korrelationsfunktionen eingegangen. Bevor die erhaltenen Ergebnisse im Rahmen von Modellen (siehe Abschnitt 5.2.3) interpretiert werden können, müssen zahlreiche Korrekturen an den Korrelationsfunktionen angebracht werden. Warum diese Korrekturen nötig sind und wie sie bestimmt werden, wird ebenfalls in diesem Abschnitt erläutert.

### 4.4.1 Experimentelle Bestimmung

Zur Messung der Korrelationsfunktion bestimmt man einerseits eine durch die Quantenstatistik modifizierte Signalverteilung  $S$  und andererseits eine nicht durch Bose-Einstein-Korrelationen modifizierte Referenzverteilung  $B$ . Damit läßt sich die in Gleichung 2.13 definierte Korrelationsfunktion  $C_2(p_1, p_2)$  in Abhängigkeit von den Impulsen  $p_1$  und  $p_2$  zweier Teilchen folgendermaßen schreiben:

$$C_2(p_1, p_2) \propto \frac{S(p_1, p_2)}{B(p_1, p_2)} \quad (4.2)$$

Die Signalverteilung  $S$  gewinnt man, indem man aus allen Teilchenpaaren eines Ereignisses die Phasenraumverteilung des Impulsunterschiedes oder dessen Komponenten

bestimmt und diese Verteilung über viele Ereignisse mittelt. Die Referenzverteilung  $B$  erhält man, indem man dieselbe Verteilung aus Teilchenpaaren bildet, die sich aus Teilchen verschiedener Ereignisse zusammensetzen. Solche Teilchenpaare stammen aus jeweils verschiedenen Produktionsereignissen und zeigen somit keine Bose-Einstein-Korrelationen. Bei diesem Verfahren muß man auf alle nicht durch die Bose-Einstein-Statistik hervorgerufenen Effekte, die zum Korrelationssignal beitragen, korrigieren. Solche Effekte, wie zum Beispiel Endzustandswechselwirkungen oder Detektoreffekte, werden ausführlich in den Abschnitten 4.4.2-4.4.4 beschrieben.

Neben den Korrekturen spielt auch die Normierung eine wichtige Rolle. Hier nutzt man die Tatsache, daß das Korrelationssignal bei typischen Korrelationslängen von 6 fm aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation auf einen Impulsbereich von etwa 50 MeV beschränkt ist. Oberhalb von etwa 100 MeV sollten daher korrigierte Signal- und Referenzverteilung übereinstimmen und somit deren Verhältnis Eins ergeben. In dieser Arbeit wurde daher zur Normierung der Mittelwert des Verhältnisses von Signal- und Referenzverteilung des invarianten Impulsunterschiedes  $Q_{inv}$  (siehe Gl. A.9) im  $Q_{inv}$ -Bereich zwischen 100 und 300 MeV verwendet. Wie jedoch in Abb. 4.14a zu erkennen, ist die Korrelationsfunktion  $C_2$  im gesamten  $Q_{inv}$ -Bereich von 70 MeV bis 500 MeV innerhalb einiger Promille mit 1 verträglich, so daß die Normierungskonstante vom tatsächlich gewählten Normierungsbereich unabhängig ist.

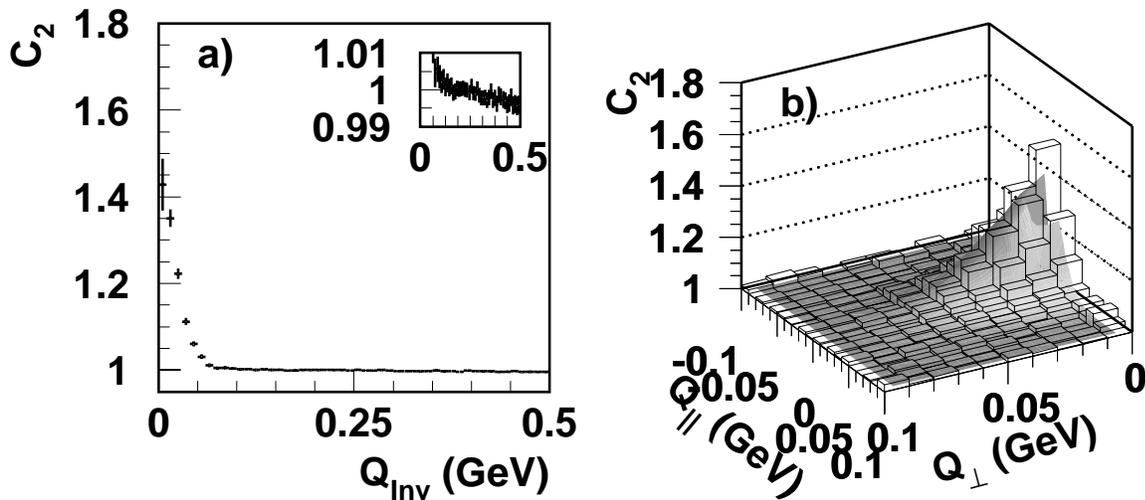


Abbildung 4.14: Beispiel einer Korrelationsfunktion im kinematischen Intervall  $4 < Y_{\pi\pi} < 5$  und  $0.0 < K_T < 0.1$  GeV (FLCMS System). a)  $C_2$  als Funktion des invarianten Impulsunterschiedes sowie Schwankungen von  $C_2$  um Eins (s. kleines Diagramm). b)  $C_2$  in transversaler und longitudinaler Komponente des Impulsunterschiedes sowie in Grau Ergebnis eines Fits nach Gl. 2.27

In Abb. 4.14b ist nach Berücksichtigung der in Abschnitt 4.4.4 beschriebenen Coulombkorrektur die dreidimensionale Korrelationsfunktion  $C_2(Q_0, Q_\perp, Q_\parallel)$  über die ersten 30 MeV in  $Q_0$  projiziert worden und als Funktion des transversalen und longitudinalen Impulsunterschiedes in Form eines Legoplots dargestellt worden. In Grau ist zusätzlich das Ergebnis eines auf zwei Dimensionen projizierten dreidimensionalen Fits nach Gl. 2.27 gezeigt. Man sieht, daß der Fit die Daten im allgemeinen recht gut wiedergibt. Für kleine Impulsunterschiede unterschätzt der Fit die Daten jedoch, so daß eine Interpretation der Chaotizitätsparameter nur mittels eindimensionaler Anpassungen an  $C_2(Q_{inv})$  (siehe Abschnitt 5.2.2) sinnvoll erscheint.

Die experimentell bestimmten Korrelationsfunktionen wurden nach Anbringen der Coulombkorrektur an die von Bertsch-Pratt bzw. Yano-Koonin vorgeschlagenen Parametrisierungen Gl. 2.23 bzw. 2.27 in verschiedenen Bezugssystemen angepaßt. Beispiele von ein- und zweidimensionalen Projektionen im Rapiditätsbereich  $4 < Y_{\pi\pi} < 5$  und im  $K_T$ -Bereich  $0.0 < K_T < 0.1$  GeV im FLCMS System zeigen die Abbildungen 4.15 - 4.18. Die Anpassungen (durchgezogene Linien) sind wiederum Projektionen eines dreidimensionalen Fits.

Der gezeigte Vergleich zwischen Daten und Anpassung erlaubt über die Bestimmung eines  $\chi^2$ -Wertes hinaus die visuelle Beurteilung der Qualität und damit die Aussagekraft der angepaßten Parametrisierungen. Bemerkenswert ist neben dem kleinen statistischen Fehler der Daten, der sich als Konsequenz der hohen Multiplizitäten und der großen Anzahl von ausgewerteten Ereignissen (etwa  $9 \cdot 10^4$ ) ergibt, vor allem die sehr gute Übereinstimmung zwischen Daten und Anpassung.

Sobald über mindestens eine Komponente des Impulsunterschiedes gemittelt wird, scheint die Stärke des Korrelationssignales gegenüber  $C_2(Q_{inv})$  (Abb. 4.14a) abzunehmen. Diese scheinbare Erniedrigung des Korrelationssignales wird verursacht, da bei der Integration und Mittelung über die anderen Komponenten auch korrelationsfreie Bereiche des Phasenraums beitragen. Wird  $C_2$  als Funktion des gesamten Impulsunterschiedes dargestellt (Abb. 4.14b), bleibt die Stärke des Korrelationssignales erwartungsgemäß erhalten. Die in selbiger Abbildung gezeigte Unterschätzung der Anpassung bei kleinen Impulsunterschieden wird in den eindimensionalen Darstellungen durch die Mittelung verschmiert. Die durch die Anpassung erhaltenen Parameter sind von diesen Effekten jedoch unabhängig, da die Anpassung in drei Dimensionen durchgeführt wurde.

Zu erwähnen ist außerdem, daß die statistischen Schwankungen und Fehler, die in der eindimensionalen Korrelationsfunktion  $C_2(Q_{inv})$  im Promillebereich liegen, bei den dreidimensionalen Korrelationsfunktionen für große Impulsunterschiede bis zu einigen Prozent betragen können. Aus diesem Grund tragen hauptsächlich Impulsdifferenzen, deren Betrag kleiner als 150 MeV ist, zur Festlegung der angepaßten Parameter bei.

Ein weiterer Punkt, der Aufmerksamkeit verlangt, ist die Besetzung des Phasenraums. Ist dieser in der Bertsch-Pratt-Parametrisierung aufgrund der Unabhängigkeit der gewählten Variablen im interessierenden Bereich komplett und ausreichend besetzt, kommt es in der Yano-Koonin-Parametrisierung aufgrund der Abhängigkeit

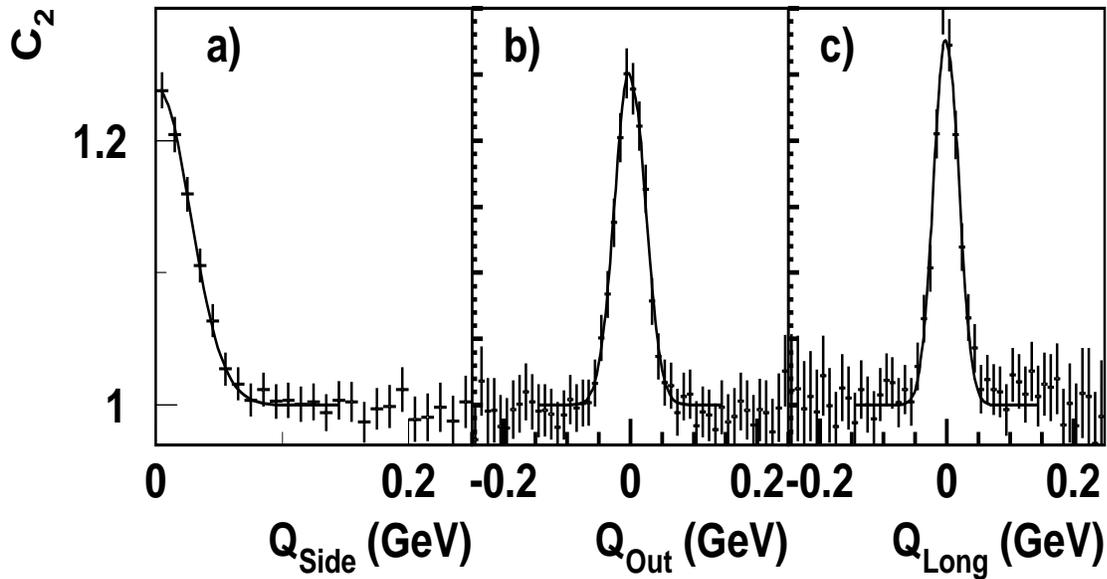


Abbildung 4.15: Eindimensionale Projektion der Korrelationsfunktion in Bertsch-Pratt-Variablen (FLCMS System) sowie Ergebnis des Fits (durchgezogene Linie). Projiziert wurde über die ersten 30 MeV in den anderen Variablen.

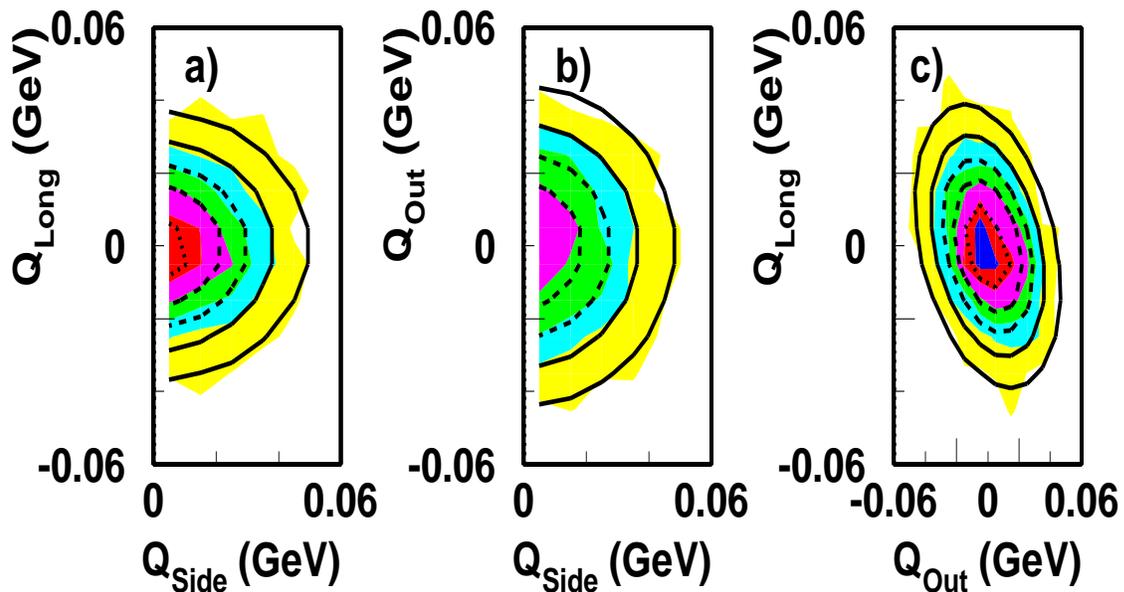


Abbildung 4.16: Zweidimensionale Projektion der Korrelationsfunktion in Bertsch-Pratt-Variablen (FLCMS System) sowie Ergebnis des Fits (durchgezogene Linie). Projiziert wurde über die ersten 30 MeV in der dritten Variable.

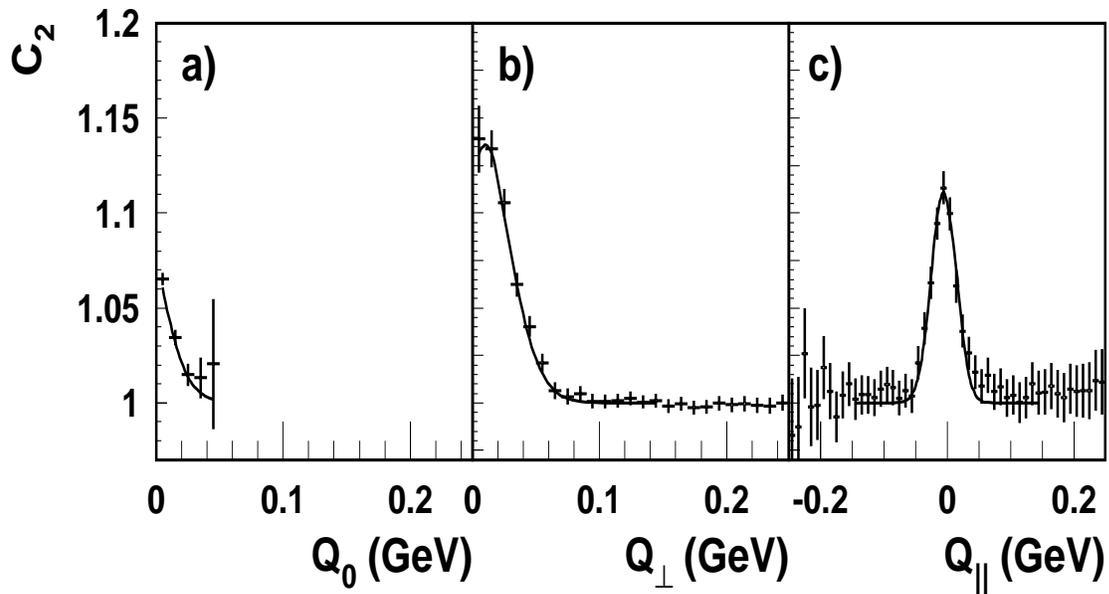


Abbildung 4.17: Eindimensionale Projektion der Korrelationsfunktion in Yano-Koonin-Variablen (FLCMS System) sowie Ergebnis des Fits (durchgezogene Linie). Projiziert wurde über die ersten 70 MeV in den anderen Variablen.

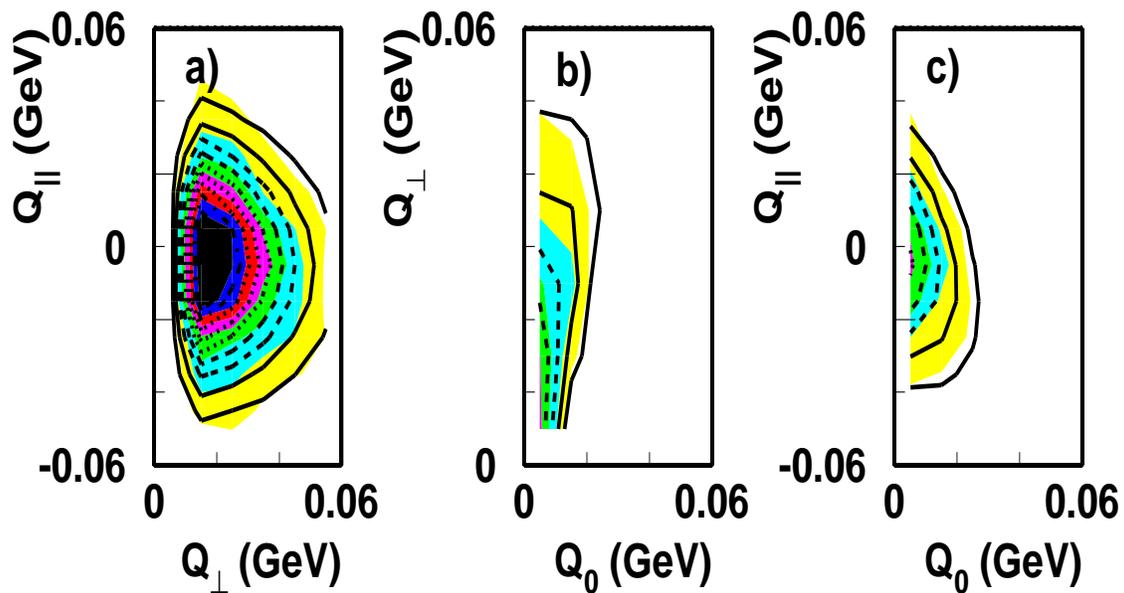


Abbildung 4.18: Zweidimensionale Projektion der Korrelationsfunktion in Yano-Koonin-Variablen (FLCMS System) sowie Ergebnis des Fits (durchgezogene Linien). Projiziert wurde über die ersten 70 MeV in der dritten Variable.

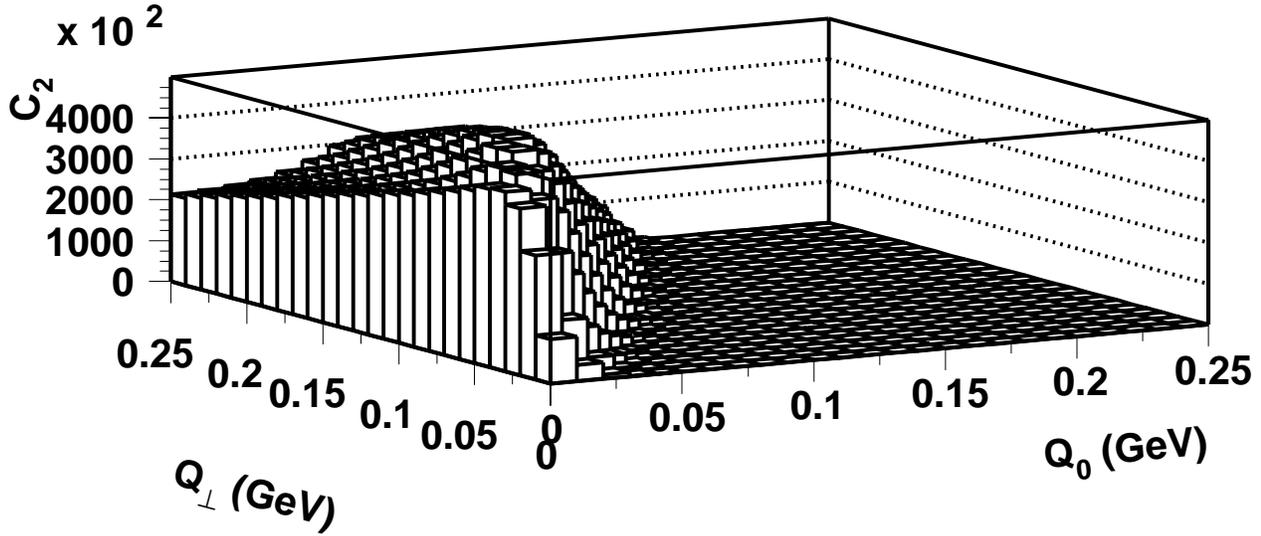


Abbildung 4.19: *Phasenraumbesetzung in Yano-Koonin-Variablen. Gezeigt ist die über 70 MeV in  $Q_{\parallel}$  projizierte Referenzverteilung in  $Q_{\perp}$  und  $Q_0$  (FLCMS System).*

der gewählten Variablen  $Q_0$ ,  $Q_{\perp}$  und  $Q_{\parallel}$  (Energie-Impuls Beziehung) zu kinematisch unterdrückten Phasenraumbereichen (siehe Abb. 4.19). Diese stark unterschiedliche Besetzung führt zu einer vom Phasenraum abhängigen Wichtung des Korrelations-signales bzw. zu starken kinematischen Einschränkungen insbesondere in  $Q_0$  (siehe Abb. 4.17a).

#### 4.4.2 Zweiteilchen-Impulsauflösung

Zur Bestimmung der Zweiteilchen-Impulsauflösung wird wie bei der Bestimmung der Eiteilchen-Impulsauflösung (siehe Abschnitt 4.2.5) auf die vollständige Monte-Carlo-Simulation zurückgegriffen (siehe Anhang B). Vom Ereignisgenerator simulierte Spuren werden nach der Propagation durch den Detektor und nach der Simulation der TPC-Response in völliger Analogie zu experimentellen Daten rekonstruiert. Durch die Forderung nach räumlicher Nähe werden simulierte und rekonstruierte Spuren einander zugeordnet. Anschließend wird der invariante Impulsunterschied (sowie dessen Komponenten) zweier rekonstruierter sowie der zwei zugeordneten simulierten Spuren berechnet. Durch Subtraktion dieser beiden Impulsunterschiede und Summation über alle möglichen Teilchenpaare erhält man eine Verteilung, die gut durch eine Gaußfunktion beschrieben werden kann. In Abb. 4.20 ist die Breite dieser Gaußfunktion für die

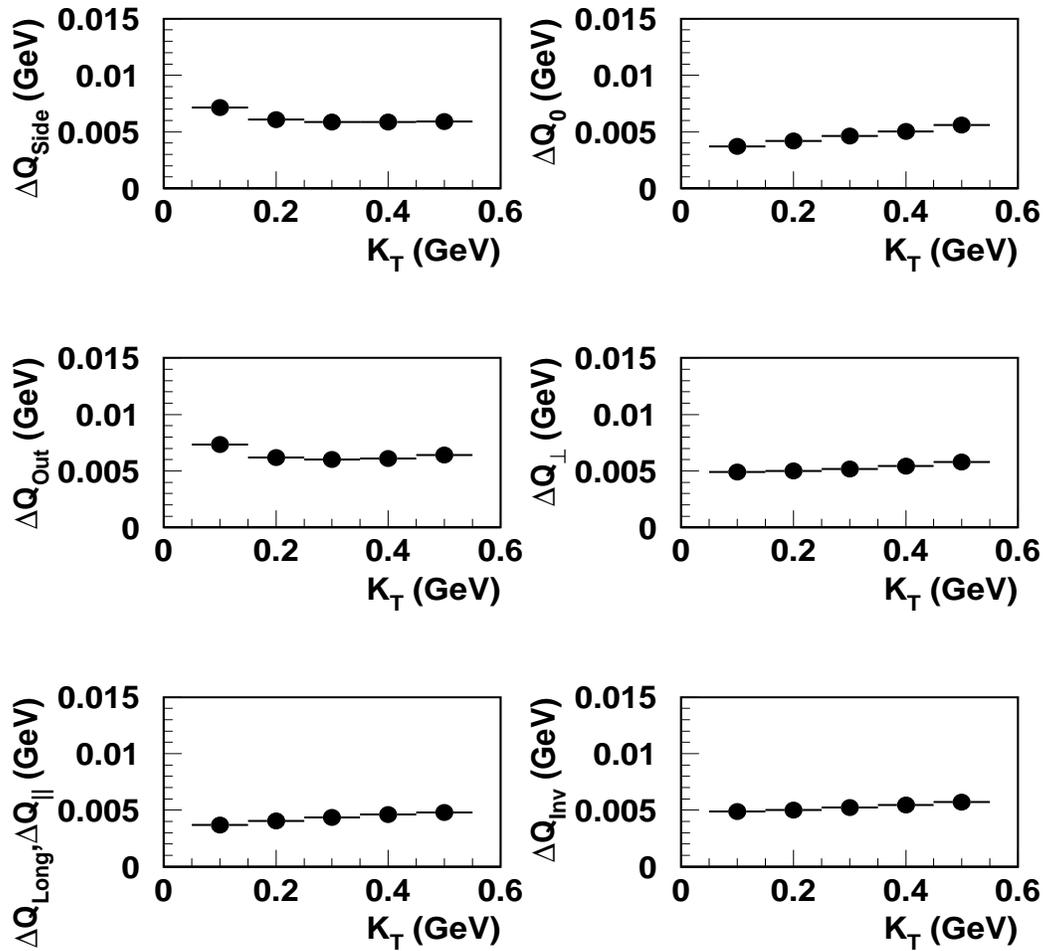


Abbildung 4.20: Die Zweiteilchen-Impulsauflösung in verschiedenen Komponenten des Impulsunterschieds, aufgetragen in Abhängigkeit vom mittleren Transversalimpuls des Teilchenpaares.

verschiedenen Komponenten des Impulsunterschieds in Abhängigkeit vom mittleren Transversalimpuls des Teilchenpaares aufgetragen. Man erkennt, daß die Zweiteilchen-Impulsauflösung in allen Komponenten deutlich unterhalb von 10 MeV liegt. Da die Korrelationsfunktion in dieser Arbeit in Schritten von 10 MeV histogrammiert wurde, reicht der Effekt der endlichen Impulsauflösung nur in den ersten Histogramm-Eintrag der Korrelationsfunktion.

Der Einfluß der endlichen Impulsauflösung auf die Korrelationsradien wurde ebenfalls mithilfe der Monte-Carlo-Simulation untersucht. Da die vom Ereignisgenerator VENUS 4.12 erzeugten Spuren keinerlei Bose-Einstein-Korrelationen enthalten, wurden diese nachträglich mittels des QBEC-Programmes (siehe [Kad92]) simuliert. Dabei wurden die Parameter dieses Programmes derart gewählt, daß die Bestimmung der Korrelationsradien zu ähnlichen Ergebnissen wie in den experimentellen Daten führte.

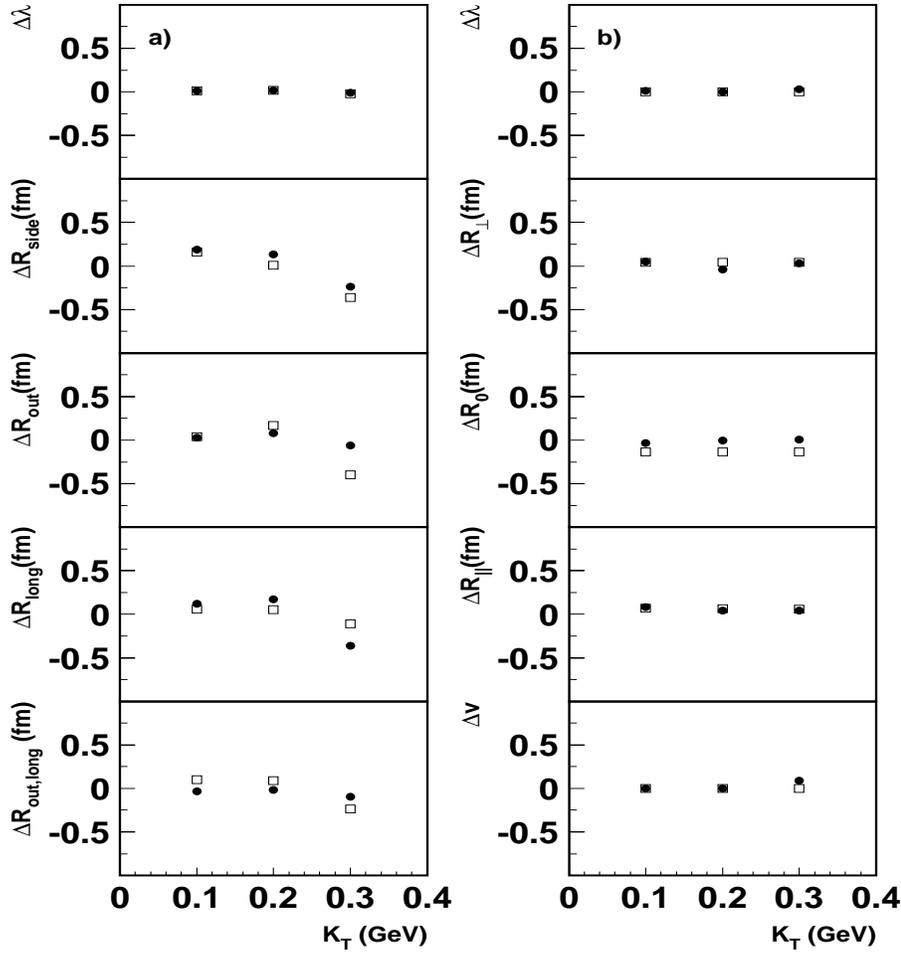


Abbildung 4.21: Einfluß der Impulsauflösung auf die Korrelationsparameter. Die Analyse erfolgte im Rapiditätsintervall  $4 < Y_{\pi\pi} < 5$  in den beiden Bezugssystemen FLCMS (Kreise) und CMS (Quadrate). a) Bertsch-Pratt-Parametrisierung b) Yano-Koonin-Parametrisierung.

Um den Einfluß der Impulsauflösung zu untersuchen, wurden die Korrelationsradien zweimal bestimmt: einmal durch Verwendung der vom QBEC-Programm gelieferten Impulse der Teilchen, und ein zweites Mal, indem diese Impulse in den drei kartesischen Komponenten auf zufällige Weise gaußisch modifiziert wurden, wobei die Breite der Gaußfunktion entsprechend der Abb. 4.11 gewählt wurde. Den Unterschied in den Korrelationsparametern der auf diese Weise bestimmten Korrelationsfunktionen zeigt Abb. 4.21 sowohl in der Bertsch-Pratt- als auch in der Yano-Koonin-Parametrisierung. Man erkennt, daß der Einfluß der Impulsauflösung in allen Korrelationsradien unterhalb von 0.5 fm liegt. Eine Korrektur der Radien gemäß Abb. 4.21 erfolgt daher nicht, stattdessen wird der Einfluß der endlichen Impulsauflösung im systematischen Fehler mit 0.5 fm berücksichtigt.

### 4.4.3 Diskussion des Kontaminationseinflusses

Sämtliche Teilchen, die nicht direkt erzeugte Pionen sind und trotzdem bei der Bestimmung der Pion-Korrelationsfunktion beitragen, bezeichnet man als Kontamination. Gründe für die Existenz der Kontamination sind die nicht perfekte Teilchenidentifizierung sowie die stark eingeschränkte Möglichkeit, zwischen direkt erzeugten Pionen und aus Zerfällen oder Sekundärwechselwirkungen stammenden Pionen zu unterscheiden. Die Kontamination kann möglicherweise den zu untersuchenden Bose-Einstein-Effekt der Pionpaare beeinflussen, da andere Teilchen zu anderen Zeiten und damit bei unterschiedlichen Temperaturen ausfrieren könnten. Die Quellverteilung zum Ausfrierzeitpunkt wäre z.B. für Kaonpaare anders als für Pionpaare. Der Einfluß der Kontamination auf die Korrelationsradien soll in diesem Abschnitt diskutiert werden.

Zunächst einmal soll der Kontaminationsanteil abgeschätzt werden. Hierzu wird auf die vollständige Monte-Carlo-Simulation zurückgegriffen (s. Anhang B). Die erzeugten und zum Detektor propagierten Teilchen werden rekonstruiert und durch Forderung nach räumlicher Nähe den ursprünglichen simulierten Spuren zugeordnet. Anschließend wird das Verhältnis von negativen Pionpaaren zu negativen Hadronpaaren unter Berücksichtigung sämtlicher für die Bestimmung der Korrelationsradien relevanten Schnitte gebildet. Dieses Verhältnis in Abhängigkeit von  $Q_{inv}$  zeigt Abb. 4.22.

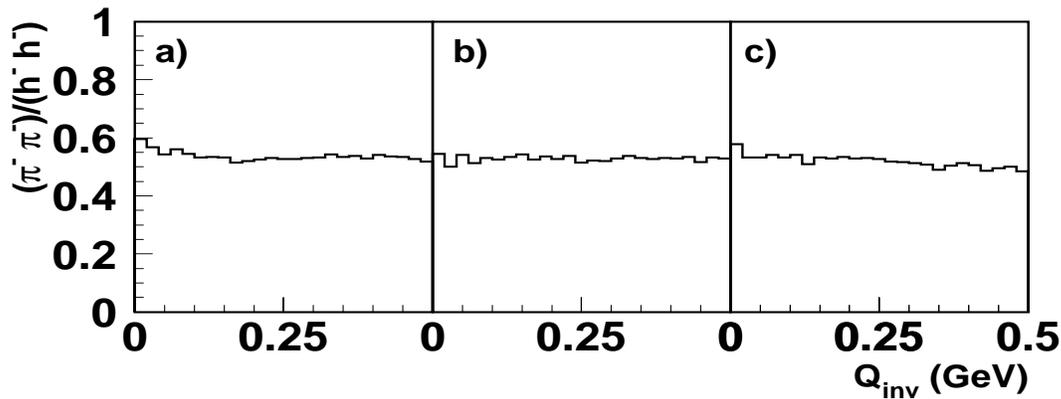


Abbildung 4.22: Kontaminationsanteil negativ geladener Paare. Gezeigt ist im Rapiditätsintervall  $4 < Y_{\pi\pi} < 5$  das Verhältnis negativer direkt erzeugter Pionpaare zu negativen Hadronpaaren für verschiedene mittlere Transversalimpulse  $K_T$ .

a)  $0.05 < K_T < 0.15$  GeV b)  $0.15 < K_T < 0.25$  GeV c)  $0.25 < K_T < 0.35$  GeV

Man erkennt, daß der Kontaminationsanteil negativer Teilchenpaare praktisch keine  $Q_{inv}$ -Abhängigkeit zeigt. Dieselbe Aussage gilt für unterschiedlich geladene Teilchenpaare (siehe Abb. 4.23). Damit ist gezeigt, daß zumindest als Funktion des invarianten Impulsunterschiedes keine Formänderung der Korrelationsfunktion aufgrund der Kontamination eintritt. Dies läßt nur einen geringen Einfluß der Kontamination auf die

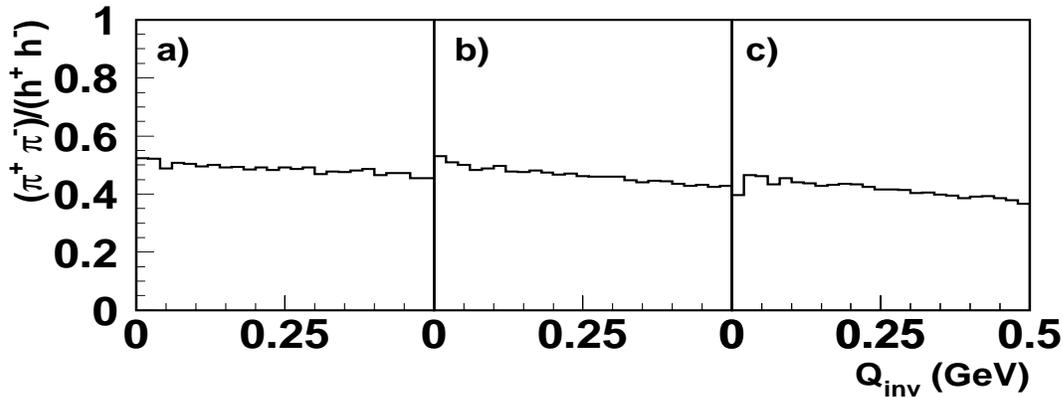


Abbildung 4.23: Kontaminationsanteil unterschiedlich geladener Paare. Gezeigt ist im Rapidityintervall  $4 < Y_{\pi\pi} < 5$  das Verhältnis unterschiedlich geladener direkt erzeugter Pionpaare zu unterschiedlich geladenen Hadronpaaren für verschiedene mittlere Transversalimpulse  $K_T$ .

a)  $0.05 < K_T < 0.15$  GeV b)  $0.15 < K_T < 0.25$  GeV c)  $0.25 < K_T < 0.35$  GeV

Korrelationsradien erwarten. Einzig die Stärke des Korrelationssignales, die durch den Chaotizitätsparameter  $\lambda$  ausgedrückt wird, ist durch die Kontamination beeinflussbar. Könnte man zeigen, daß auch in der dreidimensionalen Bertsch-Pratt- bzw. Yano-Koonin-Zerlegung des Impulsunterschiedes keine Formänderung der Korrelationsfunktion aufgrund der Kontamination einträte, wäre an dieser Stelle die Diskussion des Einflusses der Kontamination auf die Korrelationsradien abgeschlossen. Tatsächlich ist für eine derartige differentielle Analyse die derzeit vorliegende Statistik der vollständigen Monte-Carlo-Simulation nicht ausreichend. Daher wird im Folgenden eine Vorgehensweise gewählt, bei der die rechenzeitaufwendige Propagation der Teilchen zum Detektor durch GEANT [Bru86] durch ein einfacheres Verfahren ersetzt wird. So wird auf von VENUS 4.12 erzeugte und von dem Programm QBEC (s. Anhang B) modifizierte Blei-Blei-Ereignisse zurückgegriffen. Aus diesen Bose-Einstein-Korrelationen enthaltenden, simulierten Ereignissen werden die Korrelationsradien auf drei verschiedene Arten bestimmt:

- A) nur negative Pionen werden zugelassen.
- B) alle negativen Hadronen werden zugelassen.
- C) alle negativen Hadronen werden nach Zerfall aller instabiler Teilchen ( $K^0$ ,  $\Lambda$  usw.) zugelassen.

Den Unterschied der aus B) minus A) bestimmten Korrelationsradien zeigt Abb. 4.24. Die Unterschiede in den Korrelationsradien sind sowohl in der Bertsch-Pratt- als auch in der Yano-Koonin-Parametrisierung nie größer als 0.3 fm, in den meisten Fällen sogar

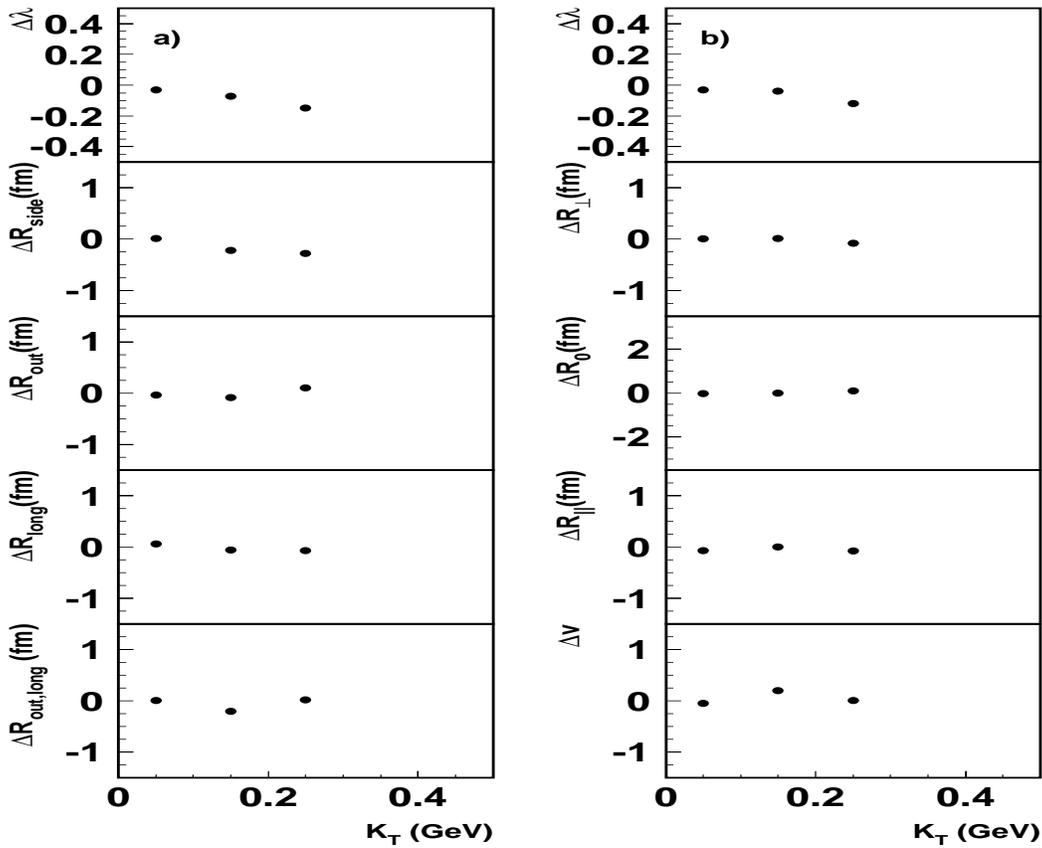


Abbildung 4.24: Differenz von simulierten Hadron- minus Pion-Korrelationsradien (Fall B minus Fall A). Die Analyse erfolgte im Rapiditätsintervall  $4 < Y_{\pi\pi} < 5$  im FLCMS-System. a) Bertsch-Pratt-Parametrisierung b) Yano-Koonin-Parametrisierung.

deutlich kleiner. Der Kontaminationsanteil nimmt in den simulierten Ereignissen von 7 % über 9 % auf 13.5 % mit steigendem  $K_T$  zu. Diese Zunahme spiegelt sich im Fall B) in einer Abnahme des aus der dreidimensionalen Parametrisierung bestimmten  $\lambda$ -Parameters wider, die in etwa dem Kontaminationsanteil entspricht.

Analog zeigt Abb. 4.25 den Unterschied der aus C) minus A) bestimmten Korrelationsradien. Der Fall C), der durch den Zerfall aller instabilen Hadronen die Propagation der Teilchen zum Detektor simulieren soll, liefert eine obere Abschätzung des nicht elektronischen Kontaminationsanteils. Die Diskussion der elektronischen Kontamination erfolgt weiter unten.

Wie man sieht, betragen die Unterschiede in den Korrelationsradien bis auf  $R_0$  stets weniger als 0.5 fm. Der Korrelationsparameter  $R_0$ , der sowieso durch große statistische Fehler gekennzeichnet ist, zeigt Abweichungen von bis zu 1 fm. Der Kontaminationsanteil hat sich durch den Zerfall der instabilen Teilchen auf 25 % für alle  $K_T$ -Werte

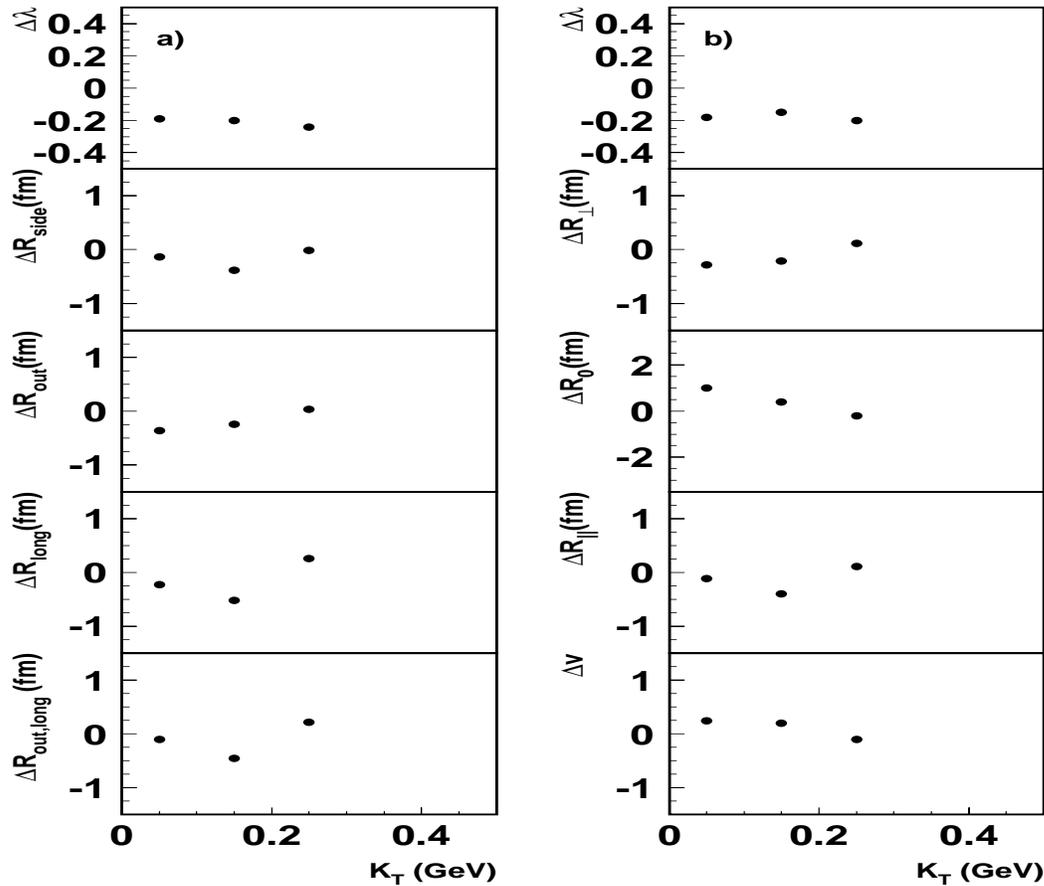


Abbildung 4.25: Differenz von nach Zerfall der instabilen Teilchen simulierten Hadron-minus Pion-Korrelationsradien (Fall C minus Fall A). Die Analyse erfolgte im Rapiditätsintervall  $4 < Y_{\pi\pi} < 5$  im FLCMS-System. a) Bertsch-Pratt-Parametrisierung b) Yano-Koonin-Parametrisierung.

erhöht, was im Fall C) zu einer Abnahme des  $\lambda$ -Parameters entsprechend dem Kontaminationsanteil geführt hat.

Da bereits gezeigt wurde, daß die dreidimensionale Anpassung die Korrelationsfunktion bei kleinen Impulsunterschieden unterschätzt (s. Abb. 4.14b), wurde noch die Abhängigkeit des  $\lambda$ -Parameters, wie er sich aus einer eindimensionalen Exponentialanpassung an  $C_2(Q_{inv})$  ergibt, untersucht (siehe auch Abschnitt 5.2.2). Abb. 4.26 zeigt das Ergebnis für die drei untersuchten Fälle. Beträgt der aus der Exponentialanpassung bestimmte  $\lambda$ -Parameter im Fall A) etwa 1.2, so fällt er im Fall B) auf etwa 1.0 und im Fall C) auf etwa 0.8 (jeweils gemittelt über  $K_T$ ). Diese Werte entsprechen in etwa wiederum der Zunahme des Kontaminationsanteils und sind somit im Einklang mit den aus der dreidimensionalen Anpassung gefundenen Werten.

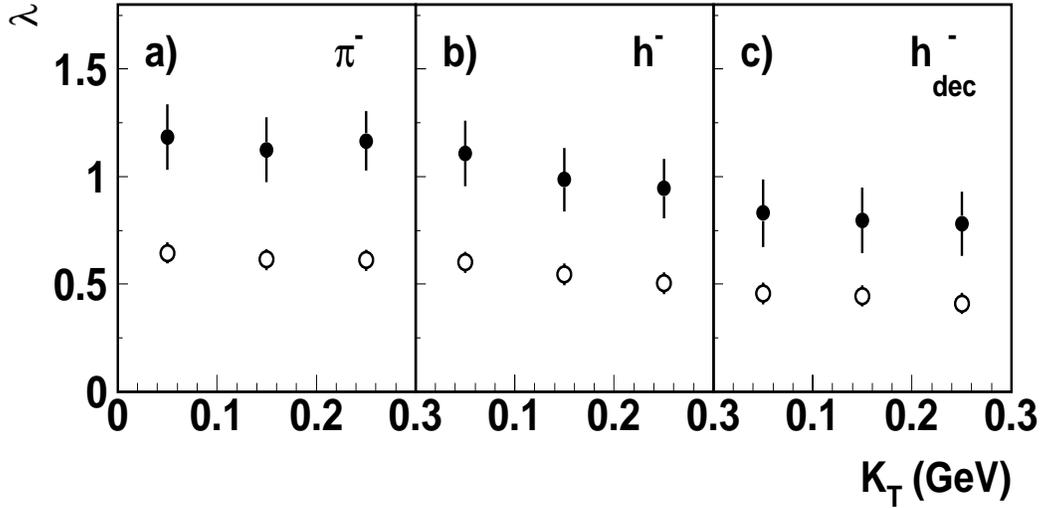


Abbildung 4.26: Einfluß der Kontamination auf den Chaotizitätsparameter. Während die schwarzen Kreise das Ergebnis eines Exponentialfits an die Korrelationsfunktion sind, zeigen die weißen Kreise den bei 15 MeV simulierten Datenpunkt. Die Analyse erfolgte im Rapiditätsintervall  $4 < Y_{\pi\pi} < 5$  für drei verschiedene Fälle (s. Text): a) nur negative Pionen b) alle negativen Hadronen c) alle negativen Hadronen nach Zerfall aller instabilen Teilchen.

Daß kontaminierte Pionpaare (also Paare, die mindestens ein nicht direkt erzeugtes Pion enthalten) tatsächlich zu einer Änderung des Chaotizitätsparameters führen, zeigt folgende Überlegung: Sei  $S_{true}$  bzw.  $B_{true}$  die Anzahl aller direkt erzeugten Signal- bzw. Untergrund-Pionpaare. Weiterhin sei  $S_{meas}$  bzw.  $B_{meas}$  die Anzahl aller gemessenen Signal- bzw. Untergrund-Teilchenpaare. Nimmt man an, daß einerseits das Verhältnis  $x_{true} = B_{true}/B_{meas}$  aus direkt erzeugten Pionpaaren zu allen gemessenen Teilchenpaaren unabhängig von  $Q_{inv}$  ist (siehe Abb. 4.23), und andererseits die Anzahl der kontaminierten Signal-Teilchenpaare  $S_{cont}$  identisch ist mit der Anzahl der kontaminierten Untergrund-Teilchenpaare  $B_{cont}$ , so ergibt sich zwischen der korrigierten Korrelationsfunktion  $C_{true}$  und der kontaminierten Korrelationsfunktion  $C_{meas}$  der folgende Zusammenhang:

$$C_{true} = \frac{S_{true}}{B_{true}} = \frac{\frac{S_{meas}}{B_{meas}} - \frac{S_{cont}}{B_{meas}}}{\frac{B_{true}}{B_{meas}}} = \frac{C_{meas} - 1 + \frac{B_{meas} - B_{cont}}{B_{meas}}}{x_{true}} \quad (4.3)$$

Es ergibt sich somit die Gleichung:

$$C_{true} = \frac{1}{x_{true}}(C_{meas} - 1) + 1 \quad (4.4)$$

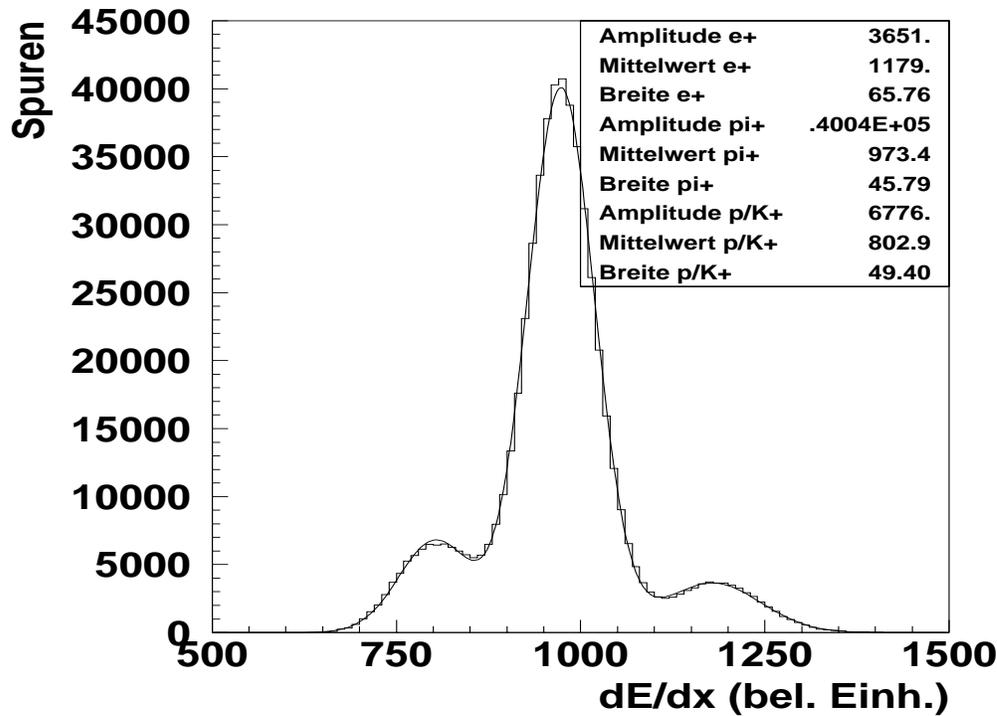


Abbildung 4.27: Verteilung des mittleren Energieverlustes positiver Teilchen im Impulsbereich  $5.5 < p < 6.0$  GeV. Man findet den Peak der Elektronen bei 1179.0, den Peak der Pionen bei 973.4 und den Peak des Proton-Kaon Gemisches bei 802.9.

Zur Bestimmung des Einflusses des elektronischen Untergrundes wird auf die  $dE/dx$ -Information der MTPC zurückgegriffen. Zunächst wird der mittlere Energieverlust jeder Spur durch Berechnung des Mittelwertes der nach oben abgeschnittenen Landauverteilung (*truncated mean*) bestimmt. Anschließend wird der mittlere Energieverlust auf die durch Elektronenabsorption und Datenkompression hervorgerufene Driftstreckenabhängigkeit, auf Druck- und Temperaturschwankungen sowie auf Winkelbeiträge korrigiert. Da der Energieverlust nach Bethe-Bloch [PDG-96] nur von der Teilchengeschwindigkeit abhängt, kann er zur Separation unterschiedlich schwerer Teilchen gleichen Impulses verwendet werden. Ein Beispiel einer mittleren Energieverlustverteilung positiver Teilchen findet sich in Abb. 4.27. Diese Verteilung läßt sich durch drei überlagerte Gaußkurven gut anpassen. Aus dieser Anpassung erhält man sowohl das Maximum als auch die Breite der Energieverlustverteilung der Pionen. Beides läßt sich als Funktion des Impulses parametrisieren (siehe Abb. 4.28). Um also den nicht-pionischen Anteil zu senken, werden in der Korrelationsanalyse nur Teilchen verwendet, die sich innerhalb von  $3\sigma$  um den maximalen Energieverlust der Pionen befinden. Der Einfluß dieses zusätzlichen Schnittes auf die Korrelationsradien ist allerdings gering, wie der Vergleich von Korrelationsradien mit und ohne diese Schnittbedingung ergab (siehe Abb. 4.29).

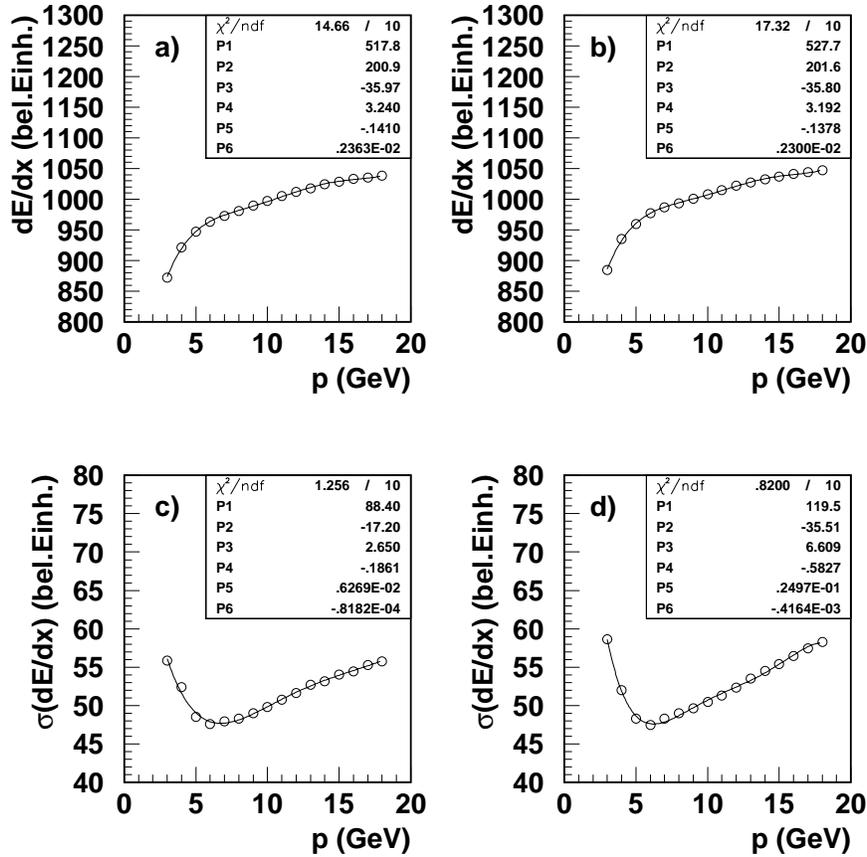


Abbildung 4.28:  $dE/dx$ -Parametrisierung der Pionen. In Abhängigkeit vom Impuls ist der mittlere Energieverlust für a) negative und b) positive Pionen in willkürlichen Einheiten aufgetragen. Die Streuung des mittleren Energieverlustes um diesen Mittelwert für c) negative und d) positive Pionen ist ebenfalls gezeigt. An die Daten wurde jeweils ein Polynom fünften Grades angepaßt.

#### 4.4.4 Coulombkorrektur

Wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben, muß die gemessene Korrelationsfunktion auf die elektromagnetische Wechselwirkung der Teilchenpaare korrigiert werden. Da die Korrelationsradien empfindlich von dieser Korrektur abhängen, kommt ihr unter allen angebrachten Korrekturen die zentrale Bedeutung zu. Im Folgenden werden drei verschiedene Korrekturmöglichkeiten vorgestellt; während die ersten beiden Korrekturen in früheren Analysen verwendet wurden (z.B. [Alb95, Bri95]), stellt die dritte die in dieser Arbeit verwendete Korrektur dar.

- *Gamovkorrektur.* In nicht-relativistischer Näherung ergibt sich für isolierte Pionen, die von einer punktförmigen Quelle emittiert werden, der nur vom invarian-

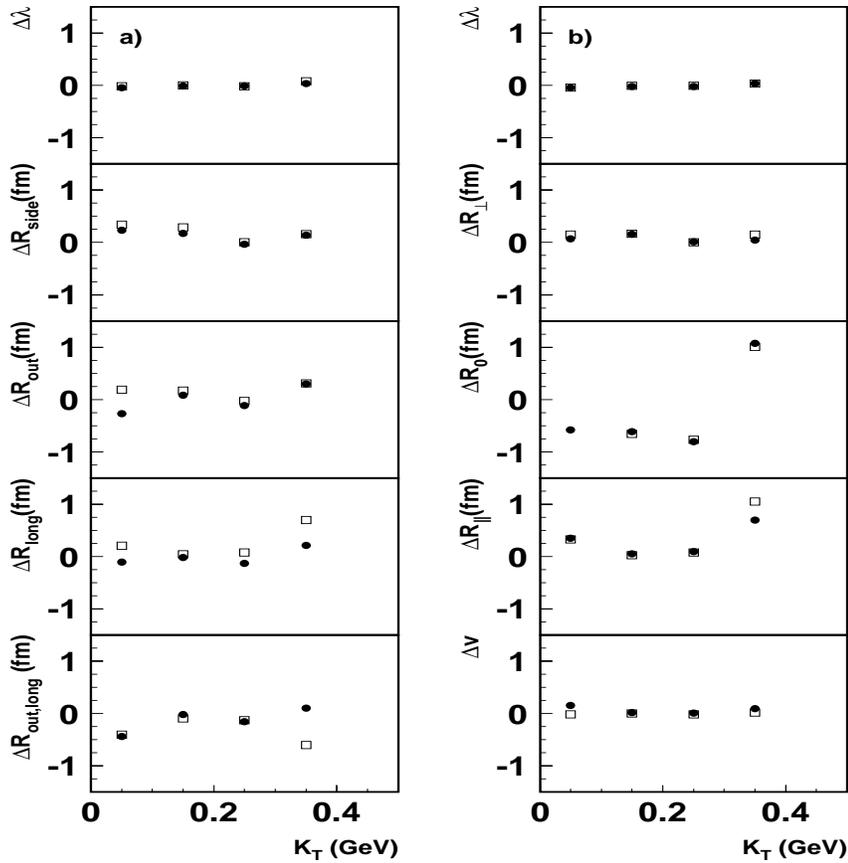


Abbildung 4.29: Einfluß der Unterdrückung nicht-pionischer Teilchen auf die Korrelationsparameter in Abhängigkeit von  $K_T$ . Der gezeigte Unterschied ist die Differenz der für Hadronen und Pionen (siehe Abschnitt 4.4.3) bestimmten Korrelationsparameter. Die Analyse erfolgte im Rapiditätsintervall  $4 < Y_{\pi\pi} < 5$  in den beiden Bezugssystemen FLCMS (Kreise) und CMS (Quadrate). Als Coulomb-Korrektur wurde das theoretische Modell für ausgedehnte Quellen verwendet (siehe Abschnitt 4.4.4). a) Bertsch-Pratt-Parametrisierung b) Yano-Koonin-Parametrisierung.

ten Impulsunterschied  $Q_{inv}$  abhängige klassische Gamovfaktor  $G(Q_{inv})$  gemäß Gl. 2.46 (siehe Abschnitt 2.3.2).

- *1d-Parametrisierung.* Für ausgedehnte Quellen stellt der Gamovfaktor keine gute Näherung dar [Zaj82]. Daher wurde in [App96, Bri95] die Coulomb-Korrekturfunktion durch Anpassung einer Parametrisierung an die experimentell bestimmte eindimensionale Korrelationsfunktion  $C_2^{+-}(Q_{inv})$  bestimmt. Hierbei geht man von der Überlegung aus, daß Korrelationen ungleich geladener Pionen aufgrund der Unterscheidbarkeit der Teilchen nicht durch die Bose-Einstein-Statistik hervorgerufen werden, sondern vor allem durch elektromagnetische End-

zustandswechselwirkungen. Effekte, die durch den Zerfall langlebiger Resonanzen oder starker Endzustandswechselwirkungen hervorgerufen werden, sind als klein abgeschätzt [Bow88] und werden auf diese Weise nicht berücksichtigt.

- *3d-Datenkorrektur*. Bei dieser Korrektur wird die in drei Dimensionen experimentell bestimmte Korrelationsfunktion ungleich geladener Pionen verwendet. Dadurch werden, anders als bei der 1d-Parametrisierung, Asymmetrien in der Quellverteilung berücksichtigt.

Abb. 4.30 zeigt die experimentell bestimmte Korrelationsfunktion  $C_2^{+-}$  unterschiedlich geladener Pionpaare im Rapiditätsbereich  $4 < Y_{\pi\pi} < 5$  und in verschiedenen Bereichen des Transversalimpulses  $K_T$  (s. Bildunterschrift). Die Kontaminationskorrektur erfolgte nach Gl. 4.4 mit einem aus Abb. 4.23 bestimmten Anteil direkt erzeugter Pionpaare von  $x_{true} = 50\%$ .

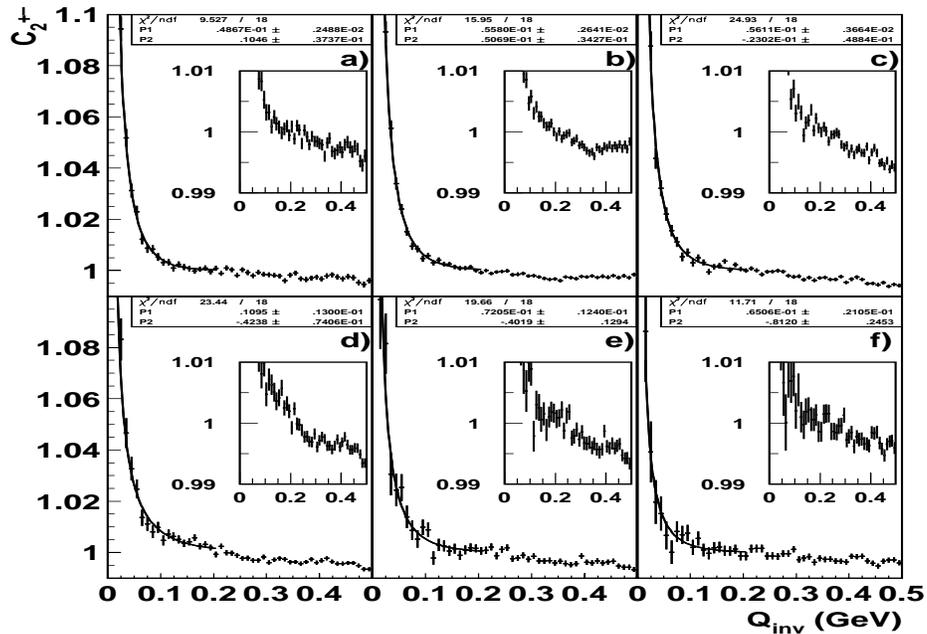


Abbildung 4.30:  $K_T$ -Abhängigkeit der Coulomb-Korrelationen. Die (im kleinen Fenster nochmal in vergrößerter Skala dargestellten) Datenpunkte zeigen die Untergrund korrigierten Korrelationen unterschiedlich geladener Pionpaare sowie die Parametrisierung 4.5 (durchgezogene Linie) für verschiedene  $K_T$ -Intervalle im Rapiditätsintervall  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$ . a)  $0.0 < K_T < 0.1$  GeV b)  $0.1 < K_T < 0.2$  GeV c)  $0.2 < K_T < 0.3$  GeV d)  $0.3 < K_T < 0.4$  GeV e)  $0.4 < K_T < 0.5$  GeV f)  $0.5 < K_T < 1.0$  GeV

Oberhalb von etwa 100 MeV würde man keine Coulomb-Korrelationen mehr erwarten; nichtsdestotrotz sind jedoch auch dort geringfügige (Anti-) Korrelationen im Promillebereich zu erkennen. Eine mögliche Erklärung sind Abschirmeffekte in der Coulomb-

$Y_{\pi\pi}$	$K_T$ (GeV)	$Q_{offset}$	$Q_{eff}$ (GeV)	$Q'_{eff}$ (GeV)
3.0 - 3.5	0.3 - 0.4	0.37(21)	0.039(10)	0.056(10)
	0.4 - 0.5	-0.35(31)	0.065(26)	0.045( 9)
3.5 - 4.0	0.1 - 0.2	-0.05(15)	0.046(10)	0.043( 4)
	0.2 - 0.3	-0.03(10)	0.043( 6)	0.042( 3)
	0.3 - 0.4	-0.16(10)	0.057( 8)	0.048( 4)
	0.4 - 0.5	-0.19(18)	0.053(13)	0.043( 5)
4.0 - 4.5	0.0 - 0.1	0.13( 5)	0.044( 3)	0.051( 2)
	0.1 - 0.2	0.05( 4)	0.054( 3)	0.057( 2)
	0.2 - 0.3	0.04( 6)	0.054( 5)	0.057( 3)
	0.3 - 0.4	-0.37( 9)	0.105(15)	0.066( 5)
	0.4 - 0.5	-0.40(15)	0.076(15)	0.049( 5)
	0.5 - 1.0	-0.46(34)	0.047(20)	0.027( 4)
4.5 - 5.0	0.0 - 0.1	0.07( 2)	0.060( 3)	0.065( 3)
	0.1 - 0.2	0.08( 6)	0.052( 4)	0.057( 3)
	0.2 - 0.3	-0.09(10)	0.051( 7)	0.046( 3)
	0.3 - 0.4	-0.52(14)	0.110(24)	0.056( 6)
	0.4 - 0.5	-0.39(25)	0.063(22)	0.040( 7)
	0.5 - 1.0	-1.53(55)	0.14 (13)	0.011( 6)
5.0 - 5.5	0.0 - 0.1	0.16(10)	0.050( 6)	0.059( 4)
	0.1 - 0.2	-0.10( 7)	0.083( 9)	0.074( 5)
	0.2 - 0.3	0.01(16)	0.045( 9)	0.045( 5)
	0.3 - 0.4	-0.57(29)	0.089(40)	0.043( 8)
4.0 - 5.0	0.0 - 0.1	0.10( 4)	0.049( 2)	0.055( 2)
	0.1 - 0.2	0.05( 3)	0.056( 3)	0.059( 2)
	0.2 - 0.3	-0.02( 5)	0.056( 4)	0.055( 2)
	0.3 - 0.4	-0.42( 7)	0.110(13)	0.063( 4)
	0.4 - 0.5	-0.40(13)	0.072(12)	0.046( 4)
	0.5 - 1.0	-0.81(25)	0.065(21)	0.023( 3)

Tabelle 4.1: Parametrisierung der Korrelationen ungleich geladener Pionen. Gezeigt sind die sich aus der Parametrisierung 4.5 in den verschiedenen Rapiditäts- und Transversalimpulsintervallen ergebenden Fitparameter  $Q_{offset}$  und  $Q_{eff}$  sowie der Fitparameter  $Q'_{eff}$ , der sich bei zu Null fixiertem  $Q_{offset}$  ergibt (in Klammern ist der statistische Fehler in der letzten Stelle angegeben).

Wechselwirkung aufgrund der hohen Multiplizitäten oder Korrelationen aufgrund der Energie-Impuls-Erhaltung. Weitere Darstellungen von Korrelationen ungleich geladener Pionen in verschiedenen Rapiditätsintervallen finden sich in Anhang C.

Es zeigt sich, daß mit der in [Bri95] gewählten Parametrisierung die Daten nur unzureichend beschrieben werden. Aus diesem Grund wurde folgende erweiterte Parametrisierung gewählt:

$$F(Q_{inv}) = 1 + (G(Q_{inv}) - 1)e^{Q_{offset} - Q_{inv}/Q_{eff}} \quad (4.5)$$

Sie geht für  $Q_{offset} = 0$  in die bei [Bri95] gewählte Parametrisierung über. Tabelle 4.1 zeigt eine Übersicht der Fitparameter  $Q_{offset}$  und  $Q_{eff}$  in den verschiedenen Rapiditätsintervallen. Zum Vergleich mit [Bri95] ist  $Q'_{eff}$  bei zu Null fixiertem  $Q_{offset}$  bestimmt worden.

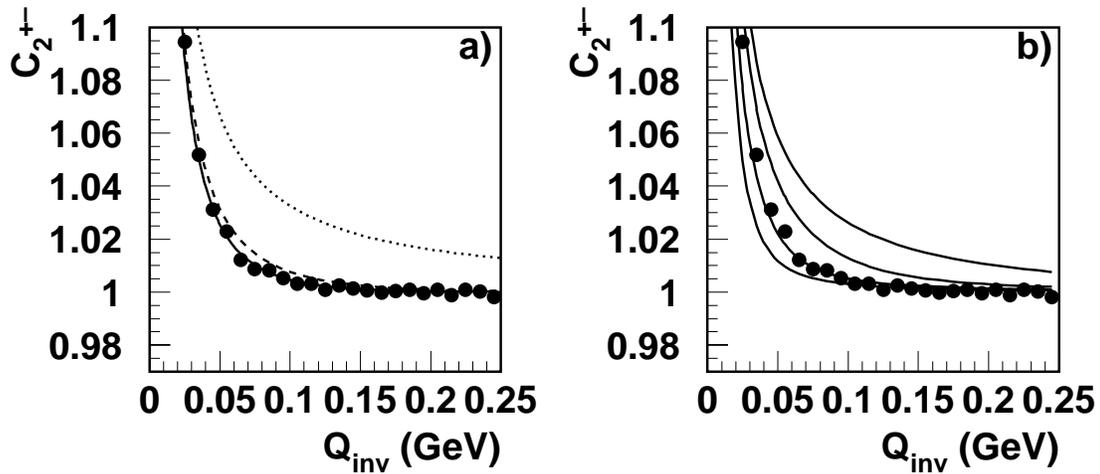


Abbildung 4.31: Korrelationen durch Coulomb-Wechselwirkung. Die Datenpunkte (Kreise) zeigen jeweils die Untergrund korrigierten Korrelationen unterschiedlich geladener Pionpaare für  $0.0 < K_T < 0.1$  GeV und  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$ . a) Die gepunktete Linie zeigt den Verlauf des für punktförmige Quellen gültigen nichtrelativistischen Gamovfaktors. Die durchgezogene bzw. gestrichelte Linie ist eine Anpassung an Pb-Pb (NA49) bzw. S-Ag-Daten (NA35). b) Modellrechnungen für Coulomb-Korrelationen im Falle ausgedehnter Quellen. Die Linien zeigen von oben nach unten die Ergebnisse des Modells für Quellen vom Radius 0.5 fm, 2 fm, 4.6 fm und 8 fm. Offensichtlich gibt ein Quellradius von 4.6 fm die Korrelationen von  $\pi^+\pi^-$ -Paaren am besten wieder.

Um die Gültigkeit der bei der Berechnung des Gamovfaktors gemachten Annahmen zu überprüfen, ist dieser zusammen mit der experimentell bestimmten Korrelationsfunktion  $C_2^{+-}$  dargestellt (siehe Abb. 4.31a).  $C_2^{+-}$  ist deutlich von der Gamovfunktion (gepunktete Linie) verschieden. Ebenfalls gezeigt ist ein Vergleich zu einer Anpassung an  $\pi^+\pi^-$ -Korrelationen in Schwefel-Silber-Reaktionen bei einer Strahlenergie von 200 GeV/A (gestrichelte Linie) [Fer97]. Wie man sieht, ist die Korrelation bei

Blei-Blei-Stößen entsprechend der größeren Ausdehnung der Quelle schmaler. Damit scheidet die theoretisch begründete Gamovfunktion als Korrekturfaktor aufgrund der großen Diskrepanz zu den  $C_2^{+-}$ -Daten offensichtlich aus (siehe auch z.B. [Bow91]).

Als Korrektur bietet sich daher die Verwendung von  $C_2^{+-}$  an. Hierzu wird zunächst untersucht, inwieweit die Coulomb-Korrelationen von  $\pi^+\pi^-$ -Paaren und von  $\pi^-\pi^-$ -Paaren übereinstimmen. Obwohl zwar die Coulombkraft ladungssymmetrisch ist, können die lange nach dem Freeze-Out im Detektor ankommenden Pionen unterschiedliche Korrelationen aufgrund unterschiedlicher Trajektorien aufweisen. Zur Abschätzung dieses Effekts wird auf das in Abschnitt 2.3.2 vorgestellte Modell zur Berechnung von Coulomb-Korrelationen ausgedehnter Quellen zurückgegriffen.

Zunächst wird die Korrelationsfunktion für verschiedene Quellradien berechnet (siehe Abb. 4.31b). Wie aufgrund des reziproken Zusammenhangs zwischen Quellradius und Korrelationsbreite zu erwarten und wie auch bereits der Vergleich der S-Ag- und Pb-Pb-Daten zeigte, wird die Korrelation mit abnehmendem Quellradius breiter, bis sie schließlich bei 0 fm in die Gamovfunktion übergeht. Der Vergleich mit der experimentell bestimmten Korrelationsfunktion zeigt gute Übereinstimmung für einen Quellradius von 4.6 fm. Mit diesem durch die experimentellen Daten festgelegten Quellradius können die Coulomb-Korrelationen negativ geladener Pionpaare berechnet werden. Den Unterschied in den Korrelationen gleich und ungleich geladener Pionen zeigt Abb. 4.32.

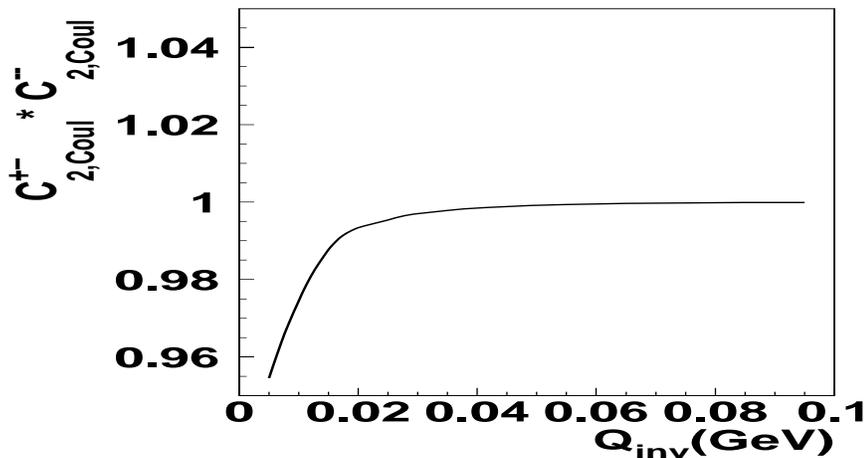


Abbildung 4.32: Produkt der Coulomb-Korrelationen für  $(+-)$  und  $(--)$ -Pionpaare. Die Linie ist das Ergebnis des Modells für ausgedehnte Quellen mit einem Quellradius von 4.6 fm. Die  $(--)$ -Coulomb-Korrelationen dominieren für  $5 \text{ MeV} < Q_{inv} < 15 \text{ MeV}$  zwischen 1 und 4.5 Prozent gegenüber den  $(+-)$ -Korrelationen.

Nun ist zu klären, inwieweit diese geringfügigen Abweichungen Einfluß auf die Bestimmung der Korrelationsradien haben. Hierzu erfolgte die Coulombkorrektur der experimentell bestimmten Korrelationsfunktionen  $C_2^{+-}$  mit der berechneten Coulomb-Korrelationsfunktion gleich und ungleich geladener Pionpaare. Die Differenz der auf

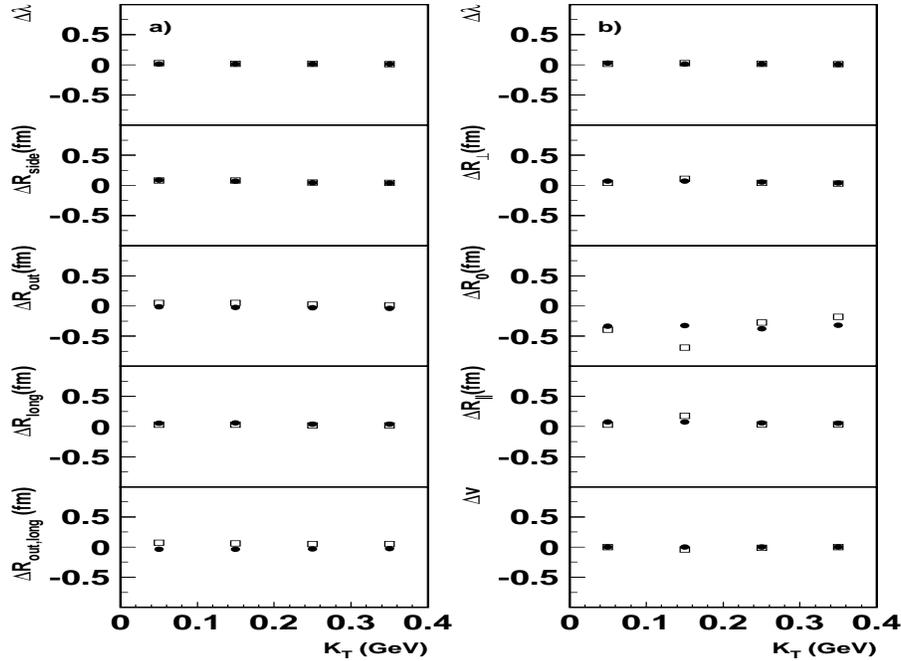


Abbildung 4.33: Differenz der Korrelationsradien bei Verwendung der berechneten Coulomb-Korrelationsfunktion gleich und ungleich geladener Pionpaare. Die Analyse erfolgte im Rapidityintervall  $4 < Y_{\pi\pi} < 5$  in den beiden Bezugssystemen FLCMS (Kreise) und CMS (Quadrate). a) Bertsch-Pratt-Parametrisierung b) Yano-Koonin-Parametrisierung.

diese Weise bestimmten Korrelationsradien zeigt Abb. 4.33. Bis auf den Korrelationsradius  $R_0$ , bei dem systematische Unterschiede von maximal 0.75 fm auftreten, können die Abweichungen in allen anderen Komponenten des Impulsunterschiedes als vernachlässigbar bezeichnet werden. Technisch wurde die berechnete Korrelationsfunktion in Form einer dreidimensionalen Korrekturtabelle in den betrachteten Komponenten des Impulsunterschiedes bestimmt, mit der die Anpassung an die experimentelle Korrelationsfunktion  $C_2^{--}$  binweise multipliziert wurde.

Dieses Ergebnis rechtfertigt es, die in drei Dimensionen experimentell bestimmte Korrelationsfunktion  $C_2^{+-}$  ungleich geladener Pionpaare zur Coulomb-Korrektur zu verwenden. Wie bereits ausgeführt, hat sie gegenüber der 1d-Parametrisierung den Vorteil, Asymmetrien in der Quellverteilung zu berücksichtigen. Zusätzlich muß erwähnt werden, daß erst die sehr gute statistische Genauigkeit des Experimentes diese Vorgehensweise ermöglicht.

# Kapitel 5

## Ergebnisse und Diskussion

Dieses letzte Kapitel faßt unter Berücksichtigung aller im Kapitel 4 beschriebenen Korrekturen die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen physikalischen Ergebnisse aus dem NA49-Experiment zusammen. Dazu gehören die Einteilchenverteilungen, die Zweiteilchenkorrelationen sowie die Mehrteilchenkorrelationsintegrale. Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, ist es anhand dieser Verteilungen möglich, Informationen über den dynamischen Ablauf einer Schwerionenreaktion zu gewinnen. Außerdem erlauben sie wichtige Rückschlüsse über die zentrale Frage, ob ein Phasenübergang zu einer QGP-Phase stattgefunden hat oder nicht.

### 5.1 Einteilchenverteilungen

Basierend auf Ereignissen, die während der Runperiode 1995 aufgezeichnet wurden, werden in diesem Abschnitt die Ergebnisse zu den Einteilchenverteilungen vorgestellt. Neben den Ergebnissen, die durch Mittelung über viele Ereignisse gewonnen werden, ist auch die Verteilung bestimmter Größen in einzelnen Ereignissen interessant. Der Hintergrund für dieses Interesse ist die Annahme, daß die Bedingungen für die Erzeugung eines QGP-Phasenüberganges nicht in jedem Ereignis vorliegen, sondern nur in einem bestimmten, möglicherweise sehr kleinen Bruchteil aller aufgezeichneten Ereignisse. Ist diese Annahme gerechtfertigt, würde man erwarten, daß für bestimmte physikalische Größen wie z.B. die Multiplizität oder den mittleren Transversalimpuls zwei Ereignisklassen auftreten. Typischerweise würde man also nach Doppelpeakstrukturen in den Verteilungen dieser Größen suchen.

Abb. 5.1 zeigt die Multiplizitätsverteilung in den beiden MTPCs nach Anwendung der Qualitätskriterien. Diese sind ein Schnitt auf Primärvertexspuren während der Impulsbestimmung sowie die Forderung nach einer minimalen Spurlänge von 200 cm. Anhand der gezeigten weder akzeptanz- noch untergrundkorrigierten Verteilungen kann man sich ein Bild machen, mit welchen mittleren Teilchenmultiplizitäten die MTPCs pro Ereignis beladen werden. Außerdem erkennt man deutlich einen Überschuß von positiven gegenüber negativen Teilchen, der im Wesentlichen durch die an der Reaktion

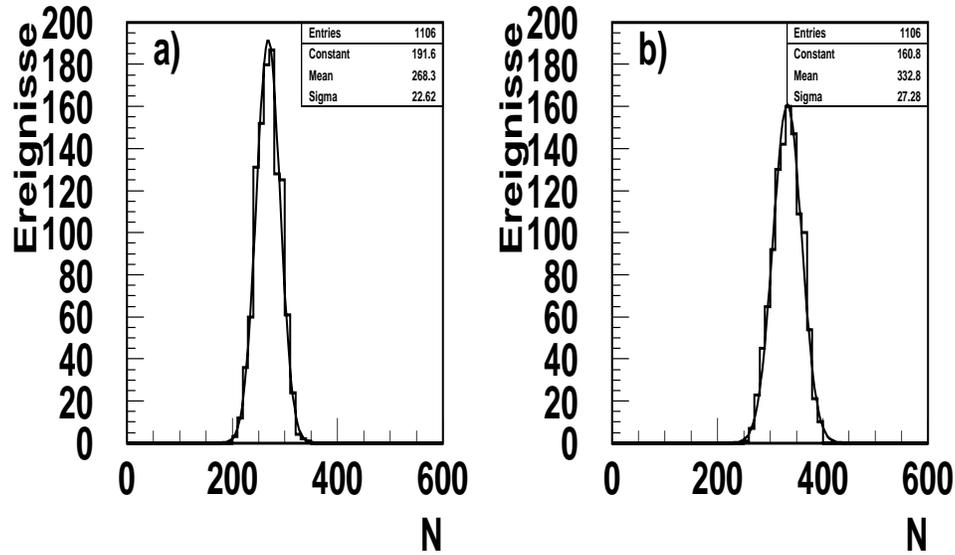


Abbildung 5.1: Die Multiplizitätsverteilung in den beiden MTPCs bei vollem Feld und positiver Polarität nach Anwendung der Qualitätskriterien. Die Kurven stellen an die Daten angepaßte Gaußfunktionen dar. a) MTPCR (negative Teilchen) b) MTPCL (positive Teilchen)

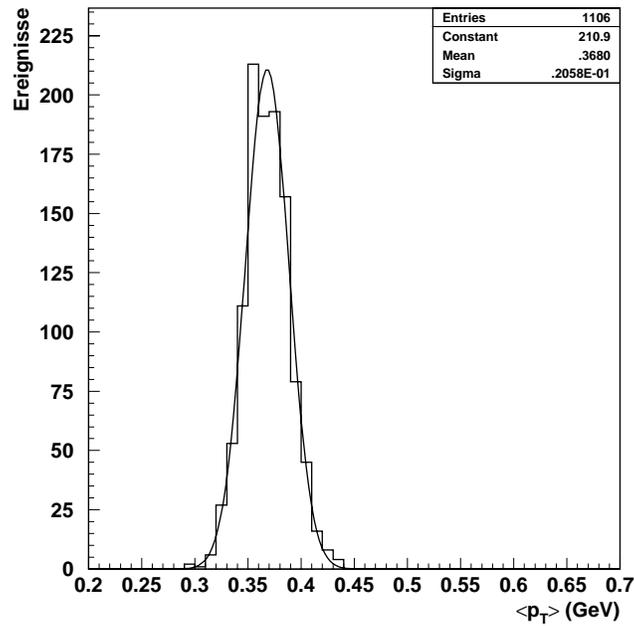


Abbildung 5.2: Verteilung des mittleren Transversalimpulses bei vollem Feld nach Anwendung der Qualitätskriterien. Die Kurve stellt eine an die Daten angepaßte Gaußfunktion dar.

beteiligten Protonen erklärt wird. Desweiteren sind keine Anzeichen für die erwähnte Doppelpeakstruktur sichtbar. Dies kann einerseits auf das Nichtvorhandensein einer QGP-Phase hindeuten. Andererseits kann es auch bedeuten, daß der Bruchteil der Ereignisse mit QGP-Phase derartig gering ist, daß die Doppelpeakstruktur nicht aufgelöst werden kann. Weiterhin ist es auch vorstellbar, daß die Multiplizitätsverteilung auf den QGP-Phasenübergang nicht sensitiv ist.

Weiteren Aufschluß erhält man, wenn man sich die Verteilung des mittleren Transversalimpulses ansieht. Hierzu wird aus dem im Einzelereignis bestimmten mittleren Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$  der Hadronen eine Ereignis-Verteilung der  $\langle p_T \rangle$ -Werte gebildet. Die in Abb. 5.2 gezeigte Verteilung des mittleren Transversalimpulses wurde akzeptanz-, nicht aber untergrundkorrigiert. Auch hier ist keine Doppelpeakstruktur erkennbar.

### 5.1.1 Transversalmassenverteilungen

Trägt man die zu dem lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitt  $E d^3\sigma/dp^3$  proportionale Größe  $N_{ev}^{-1} m_T^{-1} d^2N/(dm_T dY)$  gegen die Masse  $m_T - m_\pi$  auf, kann man durch Vergleich mit thermischen Modellen Aussagen über den Grad der Thermalisierung treffen. In Abbildung 5.3a ist eine derartige akzeptanz- und untergrundkorrigierte, durch Mittelung über viele Ereignisse gewonnene Transversalmassenverteilung für negative Hadronen (also im Wesentlichen  $\pi^-$ ,  $K^-$  und  $\bar{p}$ ) im Rapiditätsintervall von  $2.9 < Y < 5.4$  in Schritten von  $\Delta Y = 0.5$  gezeigt. Um die Verteilungen für verschiedene Rapiditäten übersichtlich darzustellen, sind nur die Datenpunkte für  $Y = 3.15$  unskaliert aufgetragen, während die übrigen Daten mit zunehmender Rapidität jeweils mit einem Skalierungsfaktor von 0.1 multipliziert wurden. Darüberhinaus wurde an die Datenpunkte eine Exponentialkurve angepaßt:

$$\frac{1}{N_{ev}} \frac{1}{m_T} \frac{dN}{dm_T} \propto \exp\left(-\frac{m_T - m_\pi}{T}\right) \quad (5.1)$$

Man erkennt deutlich, daß die Datenpunkte durch einen rein exponentiellen Verlauf sowohl für große als auch für kleine transversale Massen unterschätzt werden. Die Anpassung erfolgte daher nur im Bereich  $0.2 < m_T - m_\pi < 1.1 \text{ GeV}$ , in dem der exponentielle Verlauf gewährleistet ist. Die Abweichungen vom rein exponentiellen Verlauf, die in der Literatur als *low and high  $m_T$  enhancement* bezeichnet werden ([Sor91, Sch92]). Im Allgemeinen deuten die Transversalmassenverteilungen aufgrund der hohen Übereinstimmung mit dem exponentiellen Verlauf auf einen hohen Grad von Thermalisierung hin.

Der häufig als Temperatur  $T$  bezeichnete inverse Steigungsparameter der Exponentialanpassung ist in Abhängigkeit von der Rapidität in Abb. 5.3b dargestellt. Bei zentraler Rapidität ( $Y = 2.9$ ) erreicht die Temperatur ihr Maximum und nimmt nach außen zu höheren (und aufgrund der Symmetrie der Reaktion damit auch zu niedrigeren) Rapiditäten hin ab. Dieses Verhalten ist in Übereinstimmung mit dem naiven Bild, daß

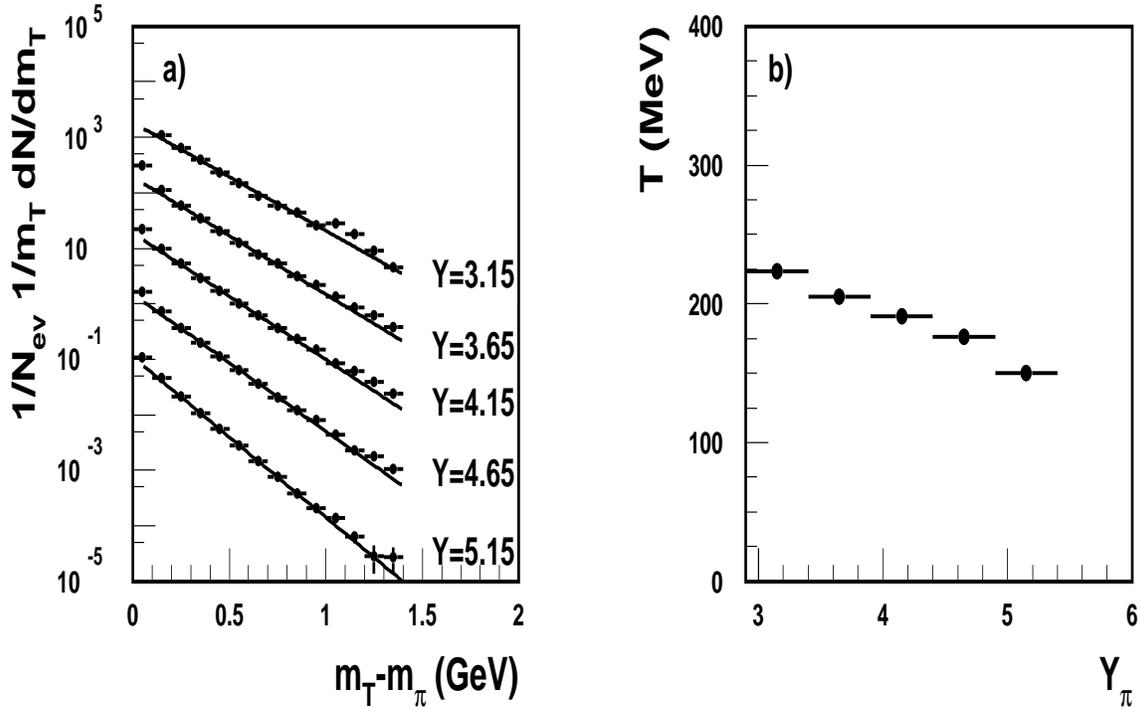


Abbildung 5.3: a) Vollständig korrigierte Transversalmassenverteilung negativer Hadronen. Die Datenpunkte (Kreise), an die eine Exponentialfunktion (Linie) angepaßt wurde, sind mit zunehmender Rapidität jeweils mit einem Faktor 0.1 skaliert worden. b) Rapiditätsabhängigkeit der Temperatur negativer Hadronen (siehe Text).

im zentralen Rapiditätsbereich, in dem die höchste Teilchendichte vorliegt, auch die höchsten Temperaturen erreicht werden und die Temperatur mit abnehmender Teilchendichte abfällt.

Auch ohne die Zuhilfenahme der (nur einen Teil der MTPC-Akzeptanz abdeckenden) Flugzeitdetektoren und ohne Verwendung der  $dE/dx$ -Information<sup>1</sup> kann das Spektrum der Netto-Protonen (also des Protonenüberschusses über die Antiprotonen) durch Subtraktion der Spektren negativer von denen der positiven Hadronen in guter Näherung bestimmt werden. Hierbei nimmt man an, daß gleichviele Teilchen und Antiteilchen produziert werden. Diese Annahme erweist sich in mikroskopischen Modellen (z.B. [Wer93]) als gerechtfertigt. Das Ergebnis zeigt Abb. 5.4. Auch hier scheint ein hoher Grad an Thermalisierung vorzuliegen, da die Daten in weiten Bereichen dem exponentiellen Verlauf folgen. Während die Anzahl der Nettoprotonen deutlich niedriger als die Anzahl der negativen Hadronen ist, liegt die sich durch die Exponentialanpassung ergebende Temperatur deutlich höher (vgl. Abb. 5.3b und Abb. 5.4b); ebenso wie bei den negativen Hadronen sinkt sie mit zunehmender Rapidität. Die Ergebnisse las-

<sup>1</sup>Spektren, die unter Zuhilfenahme der  $dE/dx$ -Information gewonnen wurden, finden sich in [Moc97]

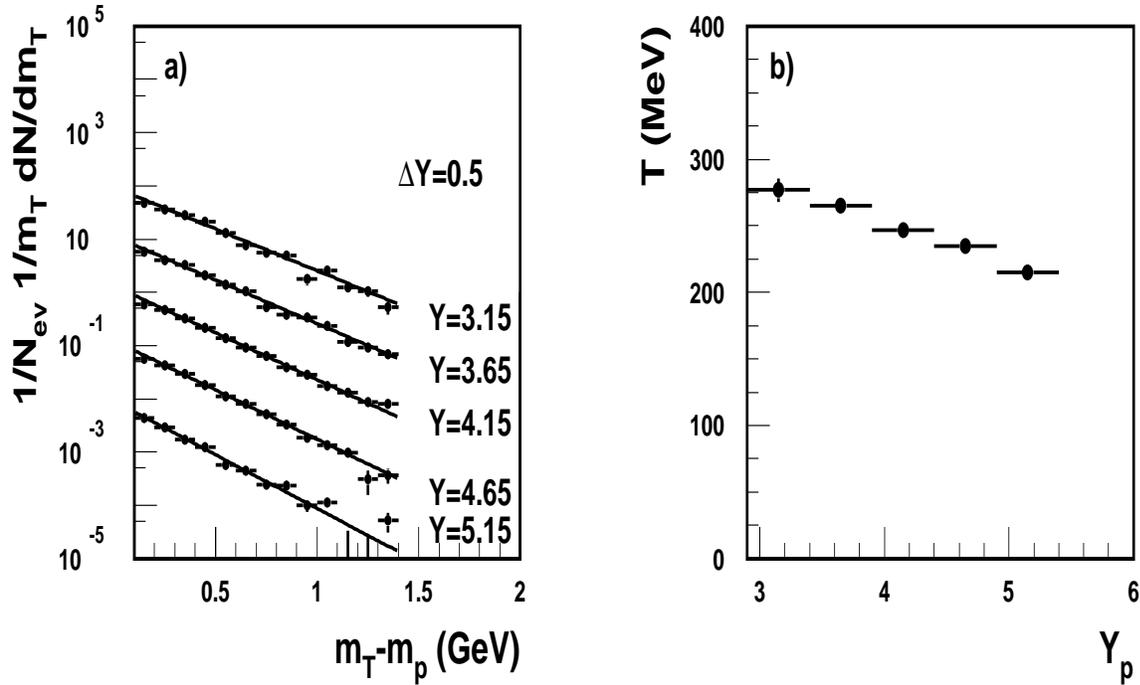


Abbildung 5.4: a) Vollständig korrigierte Transversalmassenverteilung der Protonen durch Subtraktion negativer von positiven Teilchen. Die Datenpunkte (Kreise), an die eine Exponentialfunktion (Linie) angepaßt wurde, sind mit zunehmender Rapidity jeweils mit einem Faktor 0.1 skaliert worden. b) Rapidityabhängigkeit der Temperatur der Protonen (siehe Text).

sen sich dahingehend interpretieren, daß unterschiedlichen Teilchen unterschiedliche Temperaturen zuzuordnen sind, was mit der Annahme verträglich ist, daß schwerere Teilchen (z.B. Protonen) bereits früher und somit bei einer höheren Temperatur ausfrieren als leichtere Teilchen (z.B. Pionen). Nimmt man hingegen an, daß ein gerichteter transversaler Fluß der Teilchen zu der beobachteten Massenabhängigkeit der Temperatur führt, lassen sich die Ergebnisse jedoch auch dahingehend interpretieren, daß alle Teilchen bei ein und derselben Ausfrieretemperatur im Impulsraum erstarren.

### 5.1.2 Rapiditydichteverteilungen

Durch Summation der  $N_{ev}^{-1} d^2 N / (dm_T dY)$ -Verteilungen über  $m_T$  erhält man die normierten Rapidityverteilungen  $N_{ev}^{-1} dN/dY$ . Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, geben sie Aufschluß über den dynamischen Ablauf der Reaktion.

Abb. 5.5 zeigt in Abhängigkeit von der Pionrapidity  $Y_\pi$  die normierte Rapiditydichteverteilung negativer Hadronen ( $\pi^-$ ,  $K^-$  und  $\bar{p}$ ) im Bereich  $3.5 < Y_\pi < 5.5$ , entsprechend der geometrischen Akzeptanz der MTPCs. Sämtliche in Abschnitt 4.3 besprochenen Korrekturen wurden angebracht. Aufgrund der großen Zahl an ausge-

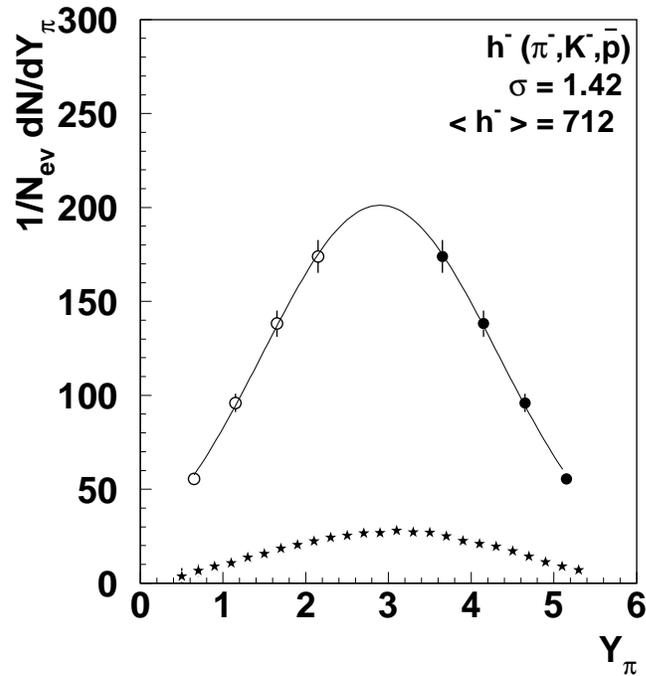


Abbildung 5.5: Vollständig korrigierte Rapiditätsdichteverteilung negativer Hadronen ( $\pi^{-}$ ,  $K^{-}$  und  $\bar{p}$ ). Die gemessenen Datenpunkte (schwarze Kreise) wurden aufgrund der Reaktionssymmetrie an der Rapidität des Schwerpunktsystems gespiegelt (weiße Kreise). Die Kurve zeigt die Anpassung einer Gaußfunktion an die Daten. Der gezeigte Gesamtfehler ist dominiert durch den systematischen Fehler von 5 %. Zum Vergleich ist die von NA35 gemessene Verteilung negativer Hadronen in Schwefel-Schwefel-Reaktionen bei einer Strahlenergie von 200 GeV/A (Sterne) gezeigt.

werteten Ereignissen sind die statistischen Fehler verschwindend klein. Allerdings muß der systematische Fehler, der im Wesentlichen durch die modellabhängigen Untergrundkorrekturen bedingt ist, mit etwa 5 % angegeben werden. Da Projektil- und Targetkern gleich sind, ist die Rapiditätsdichteverteilung bezüglich der Rapidität des Schwerpunktsystems symmetrisch, was die Spiegelung der Datenpunkte an dieser Achse rechtfertigt. Man stellt fest, daß am meisten Teilchen bei der Rapidität des Schwerpunktsystems ( $Y = 2.9$ ) erzeugt werden, einem Bereich, bei dem auch die Temperatur am höchsten ist (siehe Abb. 5.3b). Paßt man eine Gaußfunktion an die Datenpunkte an, so erhält man eine Breite von 1.42 Rapiditätseinheiten. Die über einen weiten Bereich experimentell bestimmte Verteilung sowie die gute Übereinstimmung mit der Gaußfunktion erlauben es, die Fläche unter der Gaußkurve mit der mittleren Anzahl der produzierten negativen Hadronen zu identifizieren. Es ergibt sich ein Wert von 712 produzierten negativen Hadronen pro Ereignis bei einem systematischen Fehler von 5 %.

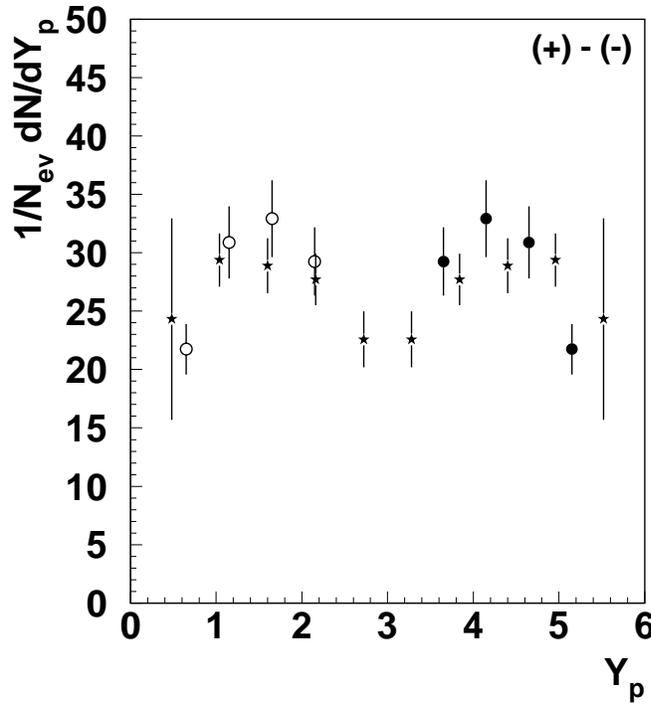


Abbildung 5.6: Vollständig korrigierte Rapiditydichteverteilung der Protonen durch Subtraktion negativer von positiven Teilchen. Die Reaktionssymmetrie erlaubt die gemessenen Datenpunkte (schwarze Kreise) an der Rapidity des Schwerpunktsystems zu spiegeln (weiße Kreise). Der gezeigte Gesamtfehler ist dominiert durch den systematischen Fehler von 10 %. Zum Vergleich ist die mit einem Faktor 7 skalierte von NA35 gemessene Protonüberschuß-Verteilung in Schwefel-Schwefel-Reaktionen bei einer Strahlenergie von 200 GeV/A (Sterne) gezeigt.

Zum Vergleich ist in Abb. 5.5 außerdem die von NA35 bestimmte Rapiditydichteverteilung in Schwefel-Schwefel-Reaktionen bei einer Strahlenergie von 200 GeV/A angegeben. Eine Anpassung mittels Gaußfunktion liefert hier eine Breite von 1.4 Rapidityeinheiten, die nahezu identisch zu der bei NA49 gemessenen Breite ist. Durch Vergleich der Teilchenmultiplizität bei der jeweiligen Rapidity des Schwerpunktsystems findet man, daß bei NA49 7.3-mal mehr Teilchen produziert werden als bei NA35. Um diesen Faktor bewerten zu können, muß man berücksichtigen, daß bei NA49 die Anzahl der Nukleonen 6.5-mal höher und zugleich die Schwerpunktsenergie 0.89-mal niedriger ist. Nimmt man an, daß die Anzahl der produzierten Teilchen linear mit der Nukleonenzahl und der Schwerpunktsenergie ansteigt, würde man ein Verhältnis der Teilchenmultiplizitäten erwarten, das deutlich unterhalb des beobachteten Verhältnisses liegt. Dies kann als Indiz für eine Abweichung vom linearen Zusammenhang gewertet werden. Es bleibt jedoch abzuwarten, ob diese Abweichung bestehen bleibt, falls man anstelle der Nukleonenzahl des Targets bzw. des Projektils die Anzahl der an der Reaktion beteiligten Nukleonen berücksichtigt.

Völlig analog gewinnt man die Rapiditätsdichteverteilung der Protonen aus den (+)-(-)-Spektren (Abb. 5.4). Sie ist, zusammen mit den bei der Rapidität des Schwerpunktsystems gespiegelten Werten, in Abbildung 5.6 aufgetragen. Zunächst einmal fällt auf, daß das Maximum der Verteilung nicht bei der Rapidität des Schwerpunktsystems liegt. In diesem Sinne kann also nicht von vollständigem Abstoppen der Protonen gesprochen werden (*full stopping*). Es scheint, als ob das Target für einen Teil der Projektilnukleonen transparent ist (*transparency*). Ein Maß für das Abstoppen der Protonen ist die Verschiebung der Rapidität vor und nach der Reaktion: vor der Reaktion war die Projektilrapidität innerhalb der Fermi-Bewegung um die Strahlrapidität von 5.8 zentriert, während die Targetnukleonen um Rapidität 0 zentriert waren. Nach der Reaktion liegt das Maximum der Rapiditätsdichte bei etwa 4.2 bzw. 1.6. Die Verschiebung der maximalen Rapiditätsdichte um 1.6 Einheiten ist ein Maß für das Bremsvermögen des Targetkerns. Im Bereich maximaler Rapiditätsdichte werden etwa 34 Protonen pro Rapiditätseinheit registriert. Im Vergleich zu den Werten, die bei NA35 gemessen wurden (siehe ebenfalls Abb. 5.6) bedeutet dies einen um einen Faktor 8 höheren Protonenüberschuß. Dies ist ebenfalls deutlich mehr, als man aufgrund einer naiven linearen Abhängigkeit der Protonenproduktion von der Nukleonenzahl und der Schwerpunktsenergie erwarten würde.

## 5.2 Zweiteilchenkorrelationen

Basierend auf etwa 90000 rekonstruierten Ereignissen, die während der Runperiode 1995 aufgezeichnet wurden, werden in diesem Abschnitt die Ergebnisse zu den Zweiteilchenkorrelationen von Pionen präsentiert. Zunächst werden die Ergebnisse zur Rapiditäts- und Transversalimpulsabhängigkeit der Radiusparameter vorgestellt. Anschließend erfolgt eine Diskussion des Chaotizitätsparameters sowie die Interpretation der erhaltenen Ergebnisse im Rahmen von theoretischen Modellen.

### 5.2.1 Rapiditäts- und Transversalimpulsabhängigkeit der Radiusparameter

Die dreidimensionale Bertsch-Pratt-Parametrisierung Gl. 2.23 sowie die ebenfalls dreidimensionale Yano-Koonin-Parametrisierung Gl. 2.27 wurden an die experimentell bestimmten Korrelationsfunktionen angepaßt. Da beide Parametrisierungen nur für statische Quellen gültig sind, erfolgt die Bestimmung der Korrelationsradien in kleinen Intervallen der Pionpaar-Rapidität  $Y_{\pi\pi}$  (siehe Gl. 2.40) und des mittleren Transversalimpulses  $K_T$  des Pionpaares (siehe Gl. 2.38). Implizit geht man dabei davon aus, daß die dynamischen Eigenschaften der Quelle allein durch die  $K_T$ - und  $Y_{\pi\pi}$ -Abhängigkeit der Korrelationsradien beschrieben werden können. Man stellt sich also die dynamische Quelle als Superposition von statischen Quellen vor, die sich relativ zueinander bewegen.

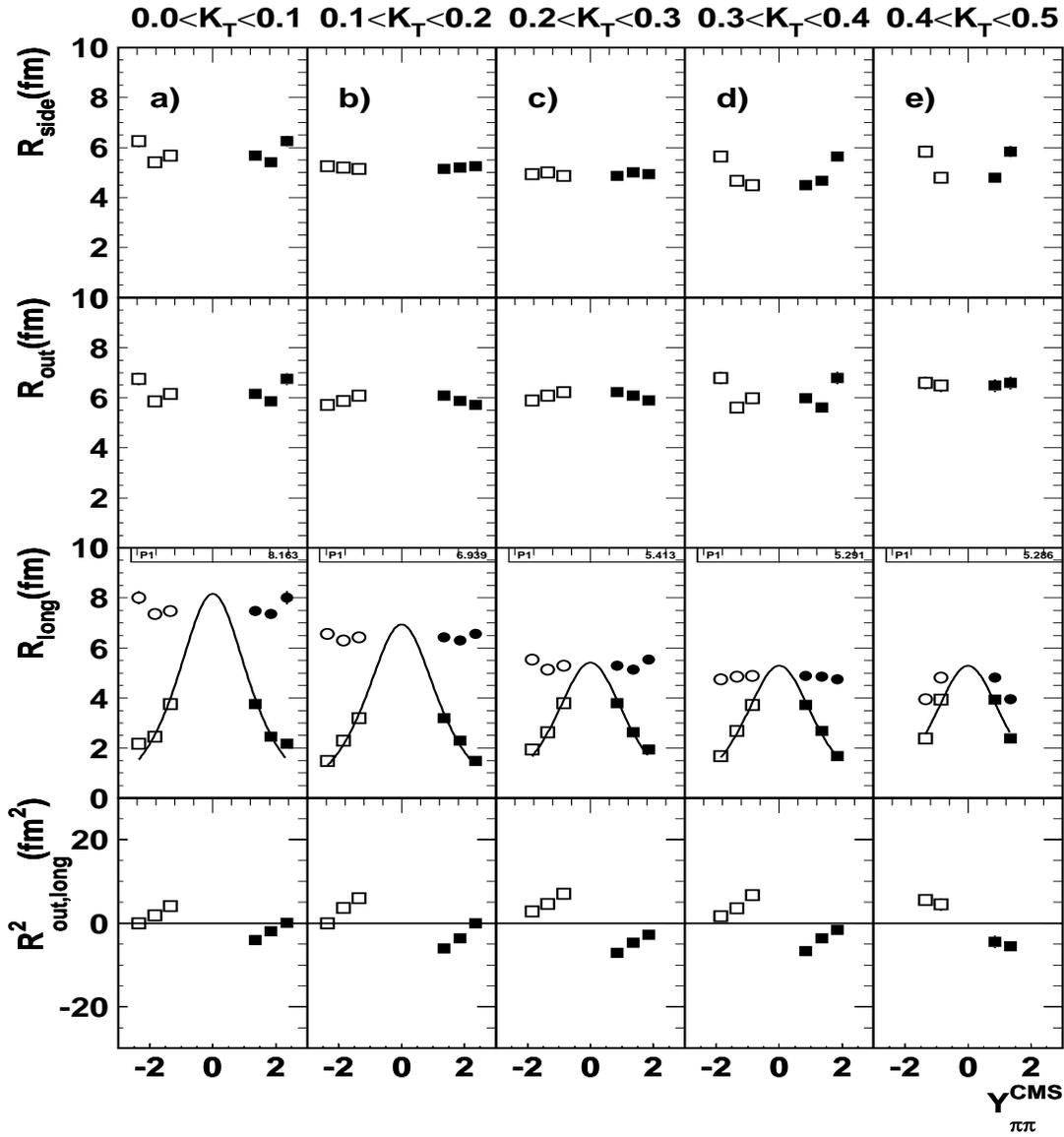


Abbildung 5.7: Rapiditätsabhängigkeit der Radiusparameter in der Bertsch-Pratt-Parametrisierung. Die Analyse erfolgte in zwei verschiedenen Bezugssystemen (Kreise: FLCMS-System, Quadrate: CMS-System). Die weißen Datenpunkte ergeben sich durch Spiegelung der gemessenen Datenpunkte (schwarz) an der Rapidität 2.9. Ebenfalls angegeben ist der bei longitudinaler Expansion erwartete an die Daten angepasste theoretische Verlauf von  $R_{long}$  (Linien). a)  $0.0 < K_T < 0.1$  GeV b)  $0.1 < K_T < 0.2$  GeV c)  $0.2 < K_T < 0.3$  GeV d)  $0.3 < K_T < 0.4$  GeV e)  $0.4 < K_T < 0.5$  GeV

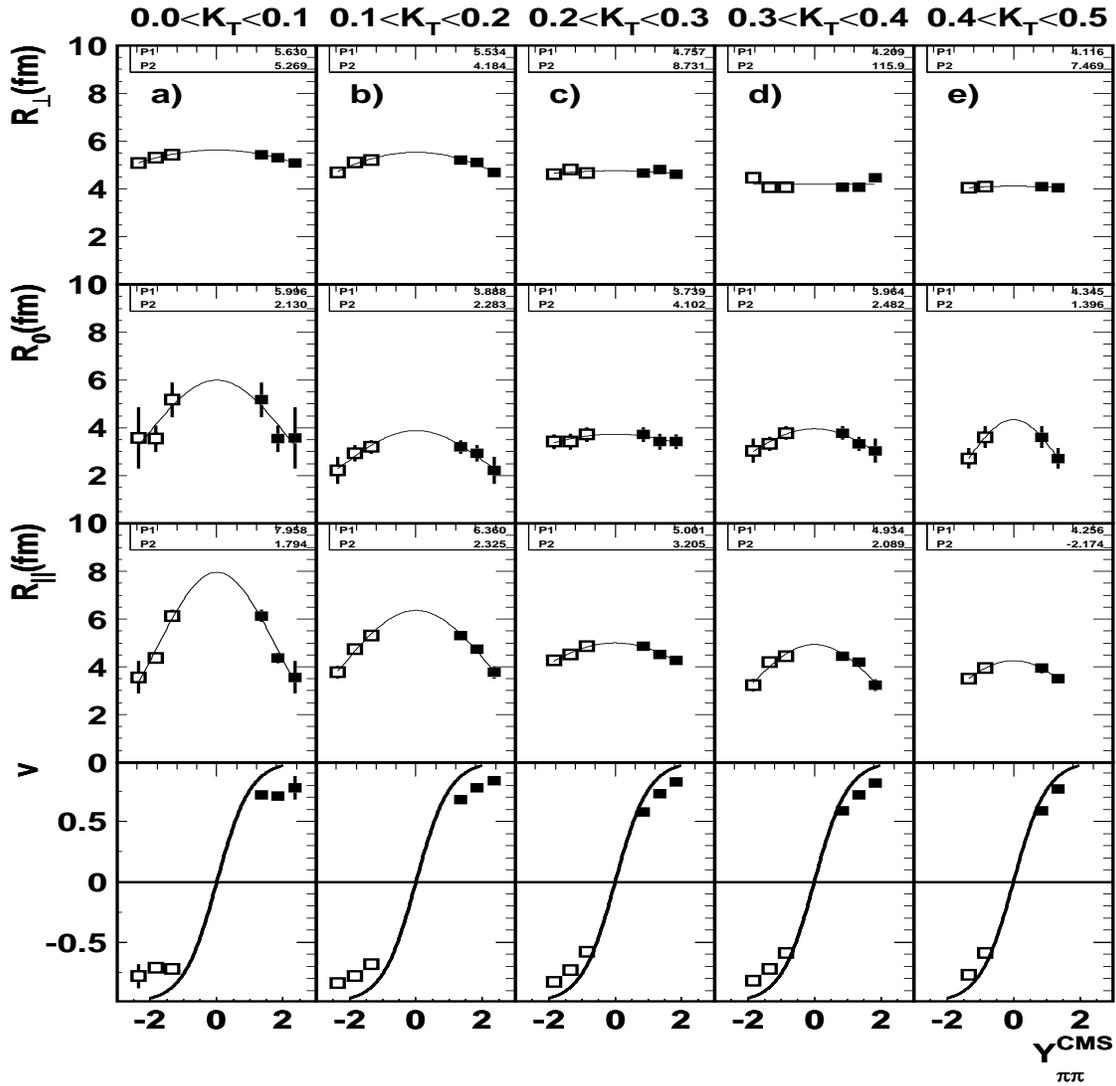


Abbildung 5.8: Rapiditätsabhängigkeit der Radiusparameter in der Yano-Koonin-Parametrisierung im CMS-System. Die weißen Datenpunkte ergeben sich durch Spiegelung der gemessenen Datenpunkte (schwarz) an der Rapidität 2.9. Ebenfalls angegeben ist die Amplitude und Breite von um Rapidität 0 zentrierten und sich durch Anpassung an die Daten ergebenden Gaußkurven (dünne Linien). Außerdem ist der theoretisch erwartete Zusammenhang zwischen Yano-Koonin-Geschwindigkeit und Pionpaar-Rapidität im Falle einer vollständig longitudinal boostinvarianten Pionquelle gezeigt (dicke Linien). a)  $0.0 < K_T < 0.1$  GeV b)  $0.1 < K_T < 0.2$  GeV c)  $0.2 < K_T < 0.3$  GeV d)  $0.3 < K_T < 0.4$  GeV e)  $0.4 < K_T < 0.5$  GeV

Abb. 5.7 bzw. 5.8 zeigt die Radiusparameter in der Bertsch-Pratt- bzw. Yano-Koonin-Parametrisierung die Abhängigkeit von der in das Schwerpunktsystem transformierten Pionpaar-Rapidity ( $Y_{\pi\pi}^{CMS}$ ) für  $0.0 < K_T < 0.5$  GeV in Intervallen von 0.1 GeV zusammen mit den statistischen Fehlern. Der in Abschnitt 4.4.2 abgeschätzte systematische Fehler, bedingt durch die endliche Impulsauflösung des Detektors, beträgt 0.5 fm. Weitere geringfügige systematische Unsicherheiten treten durch die nicht berücksichtigten Zerfälle langlebiger Resonanzen sowie von starken Endzustandswechselwirkungen auf, so daß der gesamte systematische Fehler zu 0.7 fm abgeschätzt wurde. Die Unterdrückung nicht-pionischer Teilchen erfolgte, wie in Abschnitt 4.4.3 beschrieben, unter Zuhilfenahme der  $dE/dx$ -Information der MTPC. Die Coulombkorrektur erfolgte in Form der 3d-Datenkorrektur (siehe S. 75). Aus diesen Daten kann im Rahmen von theoretischen Modellen auf den räumlichen und zeitlichen Ablauf einer Schwerionenkollision geschlossen werden (siehe Abschnitt 5.2.3).

In der Bertsch-Pratt-Parametrisierung zeigen die Radiusparameter das folgende Verhalten (s. Abb. 5.7):  $R_{side}$  und  $R_{out}$  sind für kleine Werte von  $K_T$  praktisch von der Rapidity unabhängig; für große  $K_T$ -Werte zeigt sich mit zunehmender Rapidity eine Zunahme.  $R_{long}$  zeigt im CMS-System eine starke Abhängigkeit von der in das Schwerpunktsystem transformierten Pionpaar-Rapidity  $Y_{\pi\pi}^{CMS}$ . An diese Abhängigkeit wurde die folgende Funktion angepaßt:

$$R_{long} \propto \frac{1}{\cosh(Y_{\pi\pi}^{CMS})} \quad (5.2)$$

In Abb. 5.7 ist bei  $R_{long}$  der sich durch die Anpassung an die Daten ergebende Proportionalitätsfaktor angegeben. Der funktionale Zusammenhang 5.2 ergibt sich sowohl in einem von Sinyukov vorgestellten Modell [Sin94] als Konsequenz der boostinvarianten longitudinalen Expansion der Quelle als auch in dem von Heinz vorgestellten Modell mit dreidimensionaler Expansion (s. Abschnitt 2.3.1). Man erkennt, daß die Daten mit dem theoretisch erwarteten Verlauf gut übereinstimmen, was als Indiz für die longitudinale Expansion der Quelle gewertet werden kann. Die Proportionalitätskonstante nimmt streng monoton von 8.2 fm bei kleinem  $K_T$  bis auf 5.3 fm bei großem  $K_T$  ab. Im FLCMS-System hingegen ist  $R_{long}$  bei gegebenem  $K_T$  praktisch von der Rapidity unabhängig. Berücksichtigt man den sich aufgrund der Rapiditydifferenz  $\Delta Y$  zwischen den betrachteten Bezugssystemen ergebenden Skalierungsfaktor von  $\cosh \Delta Y$ , erhält man gute Übereinstimmung in den beiden Bezugssystemen. Der im CMS-System gemessene Kreuzterm  $R_{out,long}$  strebt für große Rapiditäten gegen Null und ist für mittlere Rapiditäten deutlich von Null verschieden, was als Indiz für Abweichungen von der longitudinalen Boostinvarianz der Quelle gewertet werden kann [Cha95].

Betrachtet man die sich in der Yano-Koonin-Parametrisierung ergebenden Werte der Radiusparameter (s. Abb. 5.8), fällt zunächst die schwache Rapidityabhängigkeit von  $R_{\perp}$  auf. Die gemäß Gl. 2.30a zu erwartende Identität zwischen  $R_{side}$  und  $R_{\perp}$  ist in den Daten annähernd erfüllt. Der Radiusparameter  $R_0$  zeichnet sich vor allem durch größere statistische Fehler aus. Dies liegt vor allem an den kinematischen Phasenraumeinschränkungen für  $Q_0$  aufgrund der Energie-Impuls-Erhaltung (siehe Abb. 4.19). Er

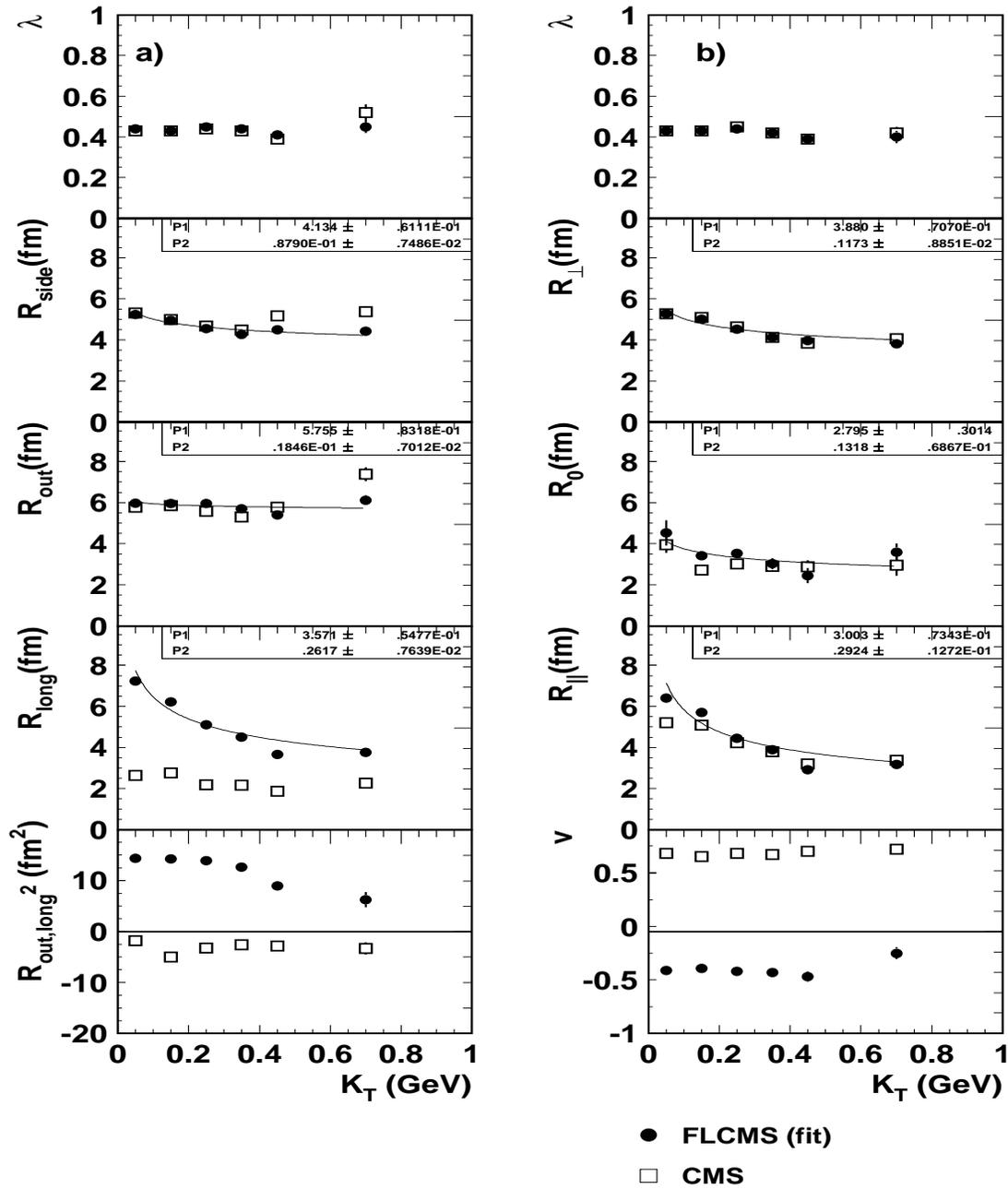


Abbildung 5.9: Transversalimpulsabhängigkeit der Radiusparameter. Die Analyse erfolgte im Rapiditätsintervall  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$  (Kreise: FLCMS-System, Quadrate: CMS-System). a) Bertsch-Pratt-Parametrisierung b) Yano-Koonin-Parametrisierung.

ist deutlich von Null verschieden, was im Rahmen des Heinz-Modells auf eine endliche Emissionsdauer der Quelle hindeutet. Wie bei den anderen Radiusparametern der Abb. 5.8 wurde auch an  $R_{||}$  eine Gaußfunktion angepaßt, die die Datenpunkte gut wiedergibt. Auffallend ist die starke  $K_T$ -Abhängigkeit von  $R_{||}$  (die Amplitude der Gaußkurve fällt von 8.0 fm bei kleinem  $K_T$  auf 4.3 fm bei großem  $K_T$ ). Schließlich ist auch die Rapiditätsabhängigkeit der Yano-Koonin-Geschwindigkeit  $v$  gezeigt. Hätte man strenge longitudinale Boostinvarianz der Quelle, ergäbe sich der folgende Zusammenhang zwischen der im CMS-System bestimmten Pionpaar-Rapidität  $Y_{\pi\pi}^{CMS}$  und  $v$ :

$$v = \tanh(Y_{\pi\pi}^{CMS}) \quad (5.3)$$

Dieser Zusammenhang ist in Abb. 5.8 bei der Yano-Koonin-Geschwindigkeit eingezeichnet (dicke Linien). Man erkennt deutlich, daß die gemessene Yano-Koonin-Geschwindigkeit betragsmäßig immer langsamer ist als die bei einer longitudinal boostinvariant expandierenden Quelle erwarteten Geschwindigkeit. Man beobachtet weiterhin, daß die Abweichung zwischen der theoretischen Kurve und den gemessenen Werten mit zunehmendem  $K_T$  in Übereinstimmung mit den Modellrechnungen in [Hei96] abnimmt.

Abb. 5.9 zeigt in völlig analoger Weise im Rapiditätsintervall  $4 < Y_{\pi\pi} < 5$  die Transversalimpulsabhängigkeit der vollständig korrigierten Radiusparameter differentiell für  $0.0 < K_T < 0.5$  GeV bzw.  $0.5 < K_T < 1.0$  GeV in Intervallen von 0.1 bzw. 0.5 GeV zusammen mit den statistischen Fehlern, die hier aufgrund der größeren kinematischen Akzeptanz kleiner sind als bei Abb. 5.7 bzw. 5.8. Außerdem ist eine Anpassung der  $K_T$ -Abhängigkeit der Radiusparameter  $R_i$  an eine Potenzfunktion gezeigt:

$$R_i = c * K_T^{-\alpha_i} \quad (5.4)$$

Die Proportionalitätskonstante  $c$  entspricht in Abb. 5.9 dem Parameter P1, während die Potenz  $\alpha_i$  durch den Parameter P2 wiedergegeben wird.

Zunächst fällt auf, daß der sich aus der dreidimensionalen Anpassung ergebende  $\lambda$ -Parameter weitgehend von  $K_T$  unabhängig ist und Werte zwischen 0.4 und 0.5 annimmt. Es wurde jedoch bereits gezeigt (siehe Abb. 4.14b), daß der dreidimensionale Fit die Daten deutlich unterschätzt. Daher wird die weitere Diskussion des Chaotizitätsparameters auf Abschnitt 5.2.2 verschoben. Während  $R_{side}$  nur schwach mit  $K_T$  abfällt ( $\alpha_{side} = 0.09$ ), ist  $R_{out}$  praktisch unabhängig von  $K_T$  ( $\alpha_{out} = 0.02$ ). Sowohl  $R_{side}$  als auch  $R_{out}$  sind von der Wahl des Bezugssystems nahezu unabhängig.  $R_{long}$  zeigt im FLCMS-System einen starken Abfall mit  $K_T$  ( $\alpha_{long} = 0.26$ ). Berücksichtigt man den sich aufgrund der Rapiditätsdifferenz zwischen den betrachteten Bezugssystemen ergebenden Skalierungsfaktor von  $\cosh 1.6$ , erhält man gute Übereinstimmung in den beiden Bezugssystemen. Der Kreuzterm  $R_{out,long}$  ist in beiden Bezugssystemen von Null verschieden und strebt sowohl für kleine als auch für große Werte von  $K_T$  gegen Null. Auffallend ist außerdem das Vorzeichen, das sich in beiden Bezugssystemen unterschiedlich ergibt.

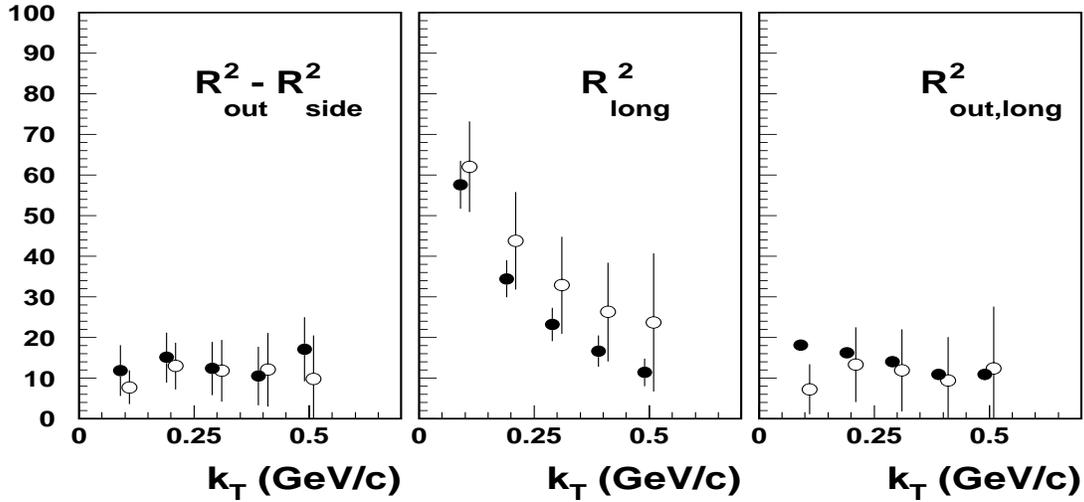


Abbildung 5.10: Verifizierung der experimentellen Fitprozedur mittels der Gln. 2.30. Innerhalb der statistischen Fehler sind die Bertsch-Pratt- und die Yano-Koonin-Korrelationsparameter konsistent bestimmt worden.

$R_{\perp}$  ist wiederum nahezu identisch mit  $R_{side}$  und fällt dementsprechend nur schwach mit  $K_T$  ( $\alpha_{\perp} = 0.12$ ).  $R_0$  fällt zunächst einmal durch die großen statistischen Fehler auf. Darüberhinaus ist  $R_0$  deutlich von Null verschieden, und fällt mit zunehmendem  $K_T$  auf einen Wert von 3 - 4 fm ab.  $R_{\parallel}$  sollte, wie auch  $R_{\perp}$  und  $R_0$ , vom Bezugssystem unabhängig sein. Während diese Bedingung für  $R_{\perp}$  und  $R_0$  gut erfüllt ist, stellt man hier bei kleinen  $K_T$ -Werten Diskrepanzen fest. Davon abgesehen zeigt  $R_{\parallel}$  jedoch eine ähnliche  $K_T$ -Abhängigkeit wie  $R_{long}$  ( $\alpha_{\parallel} = 0.29$ ). Der letzte zu diskutierende Parameter ist die Yano-Koonin-Geschwindigkeit  $v$ . Sie ist weitgehend von  $K_T$  unabhängig und nimmt im CMS-System Werte um 0.7 an, während im FLCMS-System negative Werte von bis zu -0.5 erreicht werden. Das in den beiden Bezugssystemen unterschiedliche Vorzeichen der Yano-Koonin-Geschwindigkeit wird dahingehend interpretiert, daß das Schwerpunktssystem der Quelle zwischen dem CMS- und dem FLCMS-System liegt, da die Yano-Koonin-Geschwindigkeit den Unterschied zwischen dem Beobachtungssystem und dem Schwerpunktssystem der Quelle mißt.

Neben der Bestimmung der Korrelationsparameter in verschiedenen Bezugssystemen erlaubt die Anpassung an zwei unterschiedliche Parametrisierungen eine zusätzliche Überprüfung der Fitprozedur mittels der in Abschnitt 2.3.1 vorgestellten Gleichungen 2.30. Wie Abb. 5.11 zeigt, sind die sich aus den Korrelationsradien der Bertsch-Pratt-Parametrisierung ergebende linke Seite (schwarze Kreise) und die sich aus den Radien der Yano-Koonin-Anpassung ergebende rechte Seite (weiße Kreise) dieser Gleichungen innerhalb der statistischen Fehler verträglich. Dies belegt die Konsistenz der experimentellen Fitprozedur.

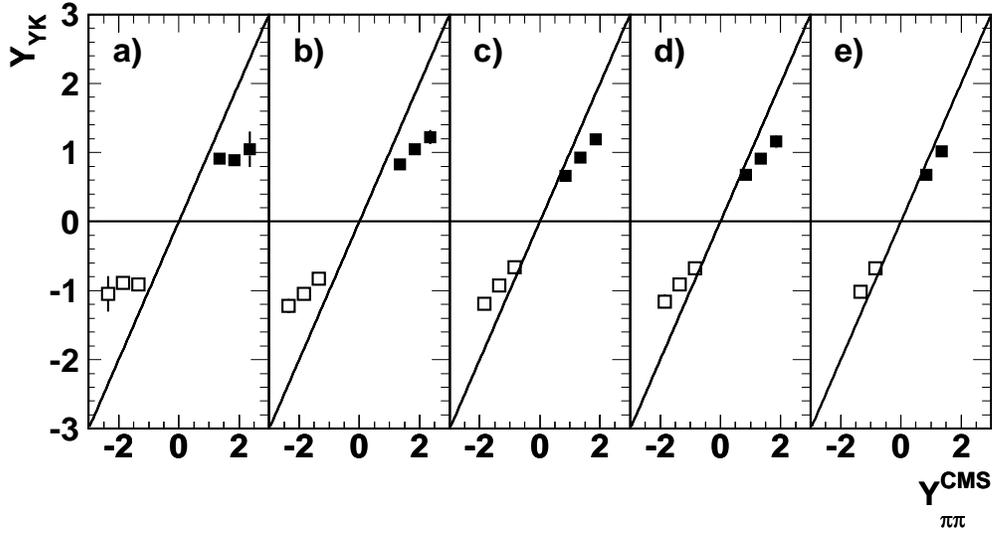


Abbildung 5.11: Yano-Koonin-Rapidity  $Y_{YK}$  gegen Rapidity  $Y_{\pi\pi}^{CMS}$  des Pionpaares im CMS-System. Aufgrund der Reaktionssymmetrie ergeben sich die weißen Quadrate durch Spiegelung der experimentellen Daten (schwarze Quadrate). Bei longitudinal boostinvarianter Expansion sind  $Y_{YK}$  und  $Y_{\pi\pi}^{CMS}$  identisch (Linien). a)  $0.0 < K_T < 0.1$  GeV b)  $0.1 < K_T < 0.2$  GeV c)  $0.2 < K_T < 0.3$  GeV d)  $0.3 < K_T < 0.4$  GeV e)  $0.4 < K_T < 0.5$  GeV.

Interessant ist weiterhin die Frage, ob die Quelle Korrelationen zwischen dem Erzeugungspunkt der Teilchen und deren Impulsen enthält (dynamische Quelle) oder nicht (statische Quelle). Hierzu stellt man die sich aus der Yano-Koonin-Geschwindigkeit ergebende Yano-Koonin-Rapidity (siehe Gl. A.3) gegen die Pionpaar-Rapidity dar (siehe Abb. 5.11). Im Falle einer statischen im Schwerpunktsystem ruhenden Quelle erwartet man im Schwerpunktsystem eine Yano-Koonin-Rapidity, die unabhängig von der Pionpaar-Rapidity konstant Null ist [GIBS-95]. Die im CMS-System gemessene Yano-Koonin-Rapidity ist aber deutlich von Null verschieden und steigt mit zunehmender Rapidity der Pionpaare an, woraus die longitudinale Expansion der Quelle gefolgert werden kann. Dieselbe Darstellung erlaubt außerdem, Aussagen über die longitudinale Boostinvarianz der Quelle zu treffen: im Falle von longitudinaler Boostinvarianz erwartet man, daß die Yano-Koonin- und die Pionpaar-Rapidity identisch sind. Die Daten zeigen dieses Verhalten nicht. Die Unterschiede zwischen der Yano-Koonin- und der Pionpaar-Rapidity werden jedoch mit zunehmendem  $K_T$  geringer, so daß bei großem  $K_T$  annähernd Boostinvarianz vorliegt. Die beobachteten Abweichungen der Yano-Koonin-Rapidity von der Pionpaar-Rapidity sind erklärbar, da bereits die Rapidityverteilung der Pionen nicht die für ein boostinvariantes System erwartete Konstanz zeigt, sondern einen starken Abfall bei kleinen und großen Rapiditäten (siehe Abb. 5.5). Weiteres Indiz für Abweichungen von der longitudinalen Boostinvarianz der Quelle ist der nicht verschwindende Kreuzterm  $R_{out,long}$  [Cha95].

## 5.2.2 Der Chaotizitätsparameter

Die experimentell bestimmte eindimensionale Korrelationsfunktion  $C_2$ , die nur vom lorentzinvarianten Impulsunterschied  $Q_{inv}$  des Paares abhängt, wird gut durch eine Exponentialfunktion wiedergegeben:

$$C_2(Q_{inv}) = 1 + \lambda e^{-Q_{inv}R_{inv}} \quad (5.5)$$

Im Chaotizitätsparameter  $\lambda$  werden dabei alle Effekte zusammengefaßt, die zu einer Reduktion des Korrelationssignales führen. Dies sind beispielsweise kohärente Teilchenemission, langlebige Resonanzen, starke Endzustandswechselwirkungen, die endliche Detektoraufösung und Kontamination durch nicht-pionische Teilchen oder sekundär erzeugte Pionen. Der Korrelationsradius  $R_{inv}$ , dessen  $K_T$ -Abhängigkeit in Tab. 5.1 zusammengefaßt ist, gibt in etwa die über die drei Komponenten des Impulsunterschiedes gemittelte geometrische Ausdehnung der Quelle wieder. Es zeigt sich, daß der Querradius mit zunehmendem  $K_T$  von 11.6 fm bei  $K_T = 0.05$  GeV auf 9.8 fm bei  $K_T = 0.45$  GeV abfällt.

$K_{T,min}$ (GeV)	$K_{T,max}$ (GeV)	$R_{inv}$ (fm)
0.0	0.1	11.6
0.1	0.2	11.6
0.2	0.3	11.5
0.3	0.4	10.5
0.4	0.5	9.8

Tabelle 5.1: *Transversalimpulsabhängigkeit des invarianten Querradius  $R_{inv}$ , wie er sich aus einer Anpassung der experimentell bestimmten Korrelationsfunktion  $C_2(Q_{inv})$  an Gl. 5.5 ergibt.*

In Abb. 5.12 ist die Transversalimpulsabhängigkeit von  $\lambda$  dargestellt. Während die schwarzen Kreise das Ergebnis einer Anpassung der eindimensionalen Korrelationsfunktion  $C_2(Q_{inv})$  an Gl. 5.5 darstellen, symbolisieren die weißen Kreise den ersten, zwischen 5 und 10 MeV gemessenen Datenpunkt. Eine Kontaminationskorrektur gemäß Gl. 4.4 wurde nicht durchgeführt. Während die Datenpunkte nur eine schwache  $K_T$ -Abhängigkeit aufweisen, zeigt das Ergebnis der Anpassung eine deutliche  $K_T$ -Abhängigkeit. So fällt  $\lambda$  mit steigendem  $K_T$  von 83 % auf 44 %. Dieses Verhalten läßt sich allein durch die aus Resonanzzerfällen stammenden Pionen nicht erklären. Sie tragen nämlich zu einer Verbreiterung der gemessenen Quelle im Ortsraum bei, was sich in einer schärferen Korrelation im Impulsraum ausdrücken würde. Diese wiederum würde aufgrund der endlichen Impulsaufösung zu einer Abschwächung des meßbaren Korrelationssignales führen. Daher würde man bei einem mit  $K_T$  abnehmenden Anteil der aus

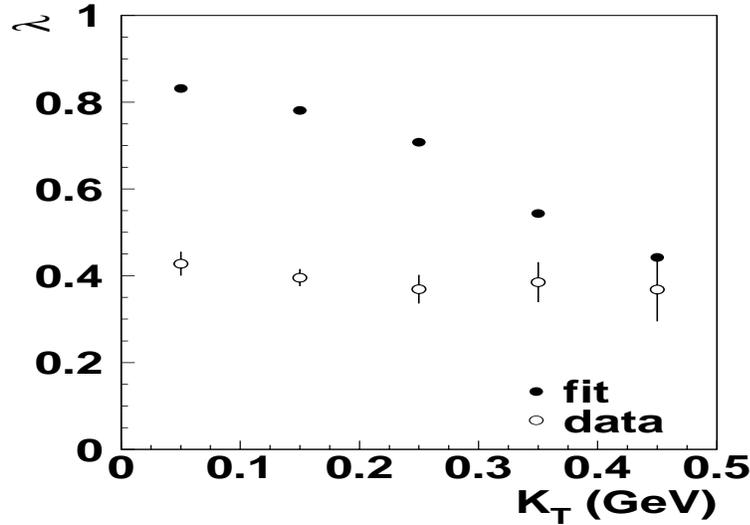


Abbildung 5.12: Transversalimpulsabhängigkeit des Chaotizitätsparameters im Rapiditätsintervall  $4 < Y_{\pi\pi} < 5$ . Die schwarzen Kreise sind das Ergebnis eines Exponentialfits an die Korrelationsfunktion, während die weißen Kreise den zwischen 5 und 10 MeV bestimmten Datenpunkt darstellen.

Resonanzzerfällen stammenden Pionen (siehe z.B. [Orn96]) einen Anstieg des Chaotizitätsparameters erwarten. Die  $K_T$ -Abhängigkeit des Chaotizitätsparameters hängt jedoch empfindlich von der Art der Untergrundbehandlung und der Coulombkorrektur ab, was die Interpretation des beobachteten Verhaltens erschwert.

Da die Exponentialanpassung theoretisch nicht gut begründet ist, läßt sich der bei kleinem  $Q_{inv}$  gemessene Datenpunkt ebenfalls als Chaotizitätsparameter interpretieren. In diesem Fall stellt man nur eine schwache  $K_T$ -Abhängigkeit fest. Will man den absoluten Werten Bedeutung beimessen, muß man zunächst eine Kontaminationskorrektur gemäß Gl. 4.4 durchführen. Man erhält bei einem sich aus Abb. 4.22 ergebenden Kontaminationsanteil von etwa 50 %  $\lambda$ -Werte zwischen 0.8 und 0.9, die mit der Annahme vollständig inkohärenter Teilchenemission ( $\lambda = 1$ ) verträglich sind [Gyu79].

### 5.2.3 Vergleich mit Modellen

Die Interpretation der Ein- und Zweiteilchenverteilungen in modellunabhängiger Weise ist nicht möglich (siehe Abschnitt. 2.3). Es existieren daher zahlreiche Modelle, die unter bestimmten Annahmen Aussagen über das Verhalten von meßbaren Größen machen. Aus der Übereinstimmung der Daten mit den Modellvorhersagen läßt sich die Gültigkeit der Modellannahmen bewerten. Bei guter Übereinstimmung werden die Modellparameter durch Anpassung an die Daten festgelegt, was die Interpretation der Daten im Rahmen des jeweiligen Modells erlaubt.

Die wichtigsten der derzeit existierenden Modelle sollen hier kurz vorgestellt werden:

- Sinyukov-Modell [Sin89]. Hier wird eine boostinvariante rein longitudinale Expansion der erzeugten Materie angenommen. In diesem Fall erhält man eine Abnahme des longitudinalen Korrelationsparameters  $R_{long}$  mit  $M_T^{-0.5}$  (s. Gl. 5.2). Im Folgenden wird jedoch anhand von Anpassungen der Daten an Modelle, die transversale Expansion erlauben, gezeigt, daß die Annahme rein longitudinaler Expansion nicht ausreichend erscheint.
- Herrmann-Bertsch-Modell [Her95]. In diesem Modell wird eine boostinvariante rein longitudinale Expansion der erzeugten Materie in der sogenannten Prä-Hadronphase angenommen. Erst wenn die Teilchendichte unter einen (wählbaren) Schwellenwert fällt, geht das System von der Prä-Hadronphase in die konventionelle Hadronphase über und die jetzt stattfindenden binären Hadron-Hadron-Stöße führen zu einer globalen Expansion des Systems. In [Her95] kommen Herrmann und Bertsch zu der Schlußfolgerung, daß es im Rahmen eines Modells, das keine explizite transversale Expansion in der Prä-Hadronphase annimmt, nicht möglich ist, die experimentellen Daten zu beschreiben.
- Humanic-Modell [Hum96]. In diesem Modell wird implizit eine transversale Expansion in der Prä-Hadronphase angenommen, da Hadron-Hadron-Wechselwirkungen bereits ab der sehr hohen Teilchendichte von etwa 10 Teilchen pro  $\text{fm}^3$  zugelassen werden. Dieser Wert ist deutlich zu hoch, um von einer konventionellen Hadronphase sprechen zu können. Ein Vergleich zwischen dem Modell und den experimentellen Daten liefert gute Übereinstimmung.
- Csörgö-Modell [Csö96]. In diesem hydrodynamischen Modell einer dreidimensional expandierenden endlichen Quelle wird gezeigt, daß nicht nur die geometrische Ausdehnung und die endliche Lebensdauer der Quelle die Korrelationsradien beeinflussen, sondern auch die Ausfrieretemperatur und deren Gradienten sowie gerichteter transversaler Fluß. Die Korrelationsradien werden daher als Homogenitätswängen interpretiert, die sich aus einer geometrischen und thermischen Korrelationslänge zusammensetzen. Im Rahmen des sogenannten Core-Halo-Modells wird außerdem der Einfluß durch den Zerfall langlebiger Resonanzen auf die Form der Korrelationsfunktion untersucht.
- Schlei-Modell [Orn96]. Ausgehend von einer expliziten Zustandsgleichung, wie sie sich aus theoretischen Überlegungen für einen Phasenübergang erster Ordnung von einer partonischen zu einer hadronischen Phase ergibt, bestimmt dieses thermische Modell die Hyperflächen der Quelle zur Ausfrierzeit und daraus die dynamischen Eigenschaften der Korrelationsradien. In [Orn96] finden sich, basierend auf Anpassungen des Modells an Schwefel-Schwefel-Daten, Vorhersagen für Blei-Blei-Reaktionen, die erstaunlich gut mit ersten sehr vorläufigen NA49-Daten übereinstimmen. Aufgrund der Vorläufigkeit und der zum damaligen Zeitpunkt geringen Statistik der Daten (529 Ereignisse) muß jedoch die in [Orn96]

getroffene Schlußfolgerung, daß nämlich die Daten mit der Annahme eines Phasenübergangs zu einem Quark-Gluon-Plasma mit einer Lebensdauer von 3.4 fm bei einem Ausfriervolumen von 174 fm<sup>3</sup> verträglich sind, ebenfalls als vorläufig bezeichnet werden. Obwohl auch nicht gezeigt wurde, ob sich deutlich unterschiedliche Voraussagen für eine Zustandsgleichung ohne Phasenübergang ergeben würden, muß dieses Modell als äußerst interessant bezeichnet werden, da es als einziges allein aus der Zustandsgleichung und der Annahme von thermischem und chemischem Gleichgewicht Rückschlüsse aus dem hadronischen Endzustand auf die Quark-Gluon-Plasma-Phase zieht.

- Heinz-Modell [Cha95]. In diesem hydrodynamischen Modell wird ebenso wie im Csörgö-Modell eine endliche, dreidimensional expandierende Quelle betrachtet. Der Schwerpunkt der Betrachtungen widmet sich einer weitgehend modellunabhängigen Interpretation der Daten im Rahmen einer quadratischen Sattelpunktnäherung der Quellverteilungsfunktion. Letztendlich erfolgt aber auch hier eine Beschränkung auf eine Klasse von Modellen, die durch Vergleich mit den Daten auf die Bedingungen der Quelle zur Ausfrierzeit schließen lassen.

Im Folgenden wird nun das in Abschnitt 2.3.1 bereits ausführlich vorgestellte Heinz-Modell an die in dieser Arbeit bestimmten Ein- und Zweiteilchenverteilungen angepaßt, und die sich ergebenden Schlußfolgerungen diskutiert.

### Interpretation der Daten im Heinz-Modell

In [Cha95c] wird im Rahmen des in Abschnitt 2.3.1 vorgestellten Heinz-Modells die Einteilchenverteilung  $P_1(m_T, y)$  wie folgt angenähert:

$$P_1(m_T, y) \propto m_T R_*^2 \Delta\eta_* \left[ 1 + \frac{R_*^2}{2R^2} (\Delta\eta)_*^2 - \frac{m_T}{8T} (\Delta\eta)_*^4 \right] * \quad (5.6)$$

$$* \exp \left[ -\frac{m_T}{T} + \frac{v_T^2 (m_T^2 - m^2)}{2T(T + m_T v_T^2)} - \frac{0.5y^2}{(\Delta\eta)^2 + T/m_T} \right]$$

mit den Bezeichnungen

$$\frac{1}{R_*^2} = \frac{1}{R^2} \left( 1 + v_T^2 \frac{m_T}{T} \right) \quad \text{und} \quad \frac{1}{(\Delta\eta)_*^2} = \frac{1}{(\Delta\eta)^2} + \frac{m_T}{T} \quad (5.7)$$

Das Modell enthält also die folgenden vier Parameter: die Temperatur  $T$ , den transversalen Quellradius  $R$ , die transversale Expansionsgeschwindigkeit  $v_T$  beim Radius  $R$  und die Breite  $\Delta\eta$  der Quelle in Raum-Zeit-Rapidity. Nimmt man zunächst an, daß diese Parameter rapiditätsunabhängig sind, ergibt sich zwischen  $\Delta\eta$  und der (aus Abb. 5.5 zu 1.4 bestimmten) gaußischen Breite  $\Delta y$  der Rapidityverteilung der folgende Zusammenhang (siehe letzter Term im Exponenten der Gl. 5.6):

$$(\Delta y)^2 = (\Delta\eta)^2 + \frac{T}{m_T} \quad (5.8)$$

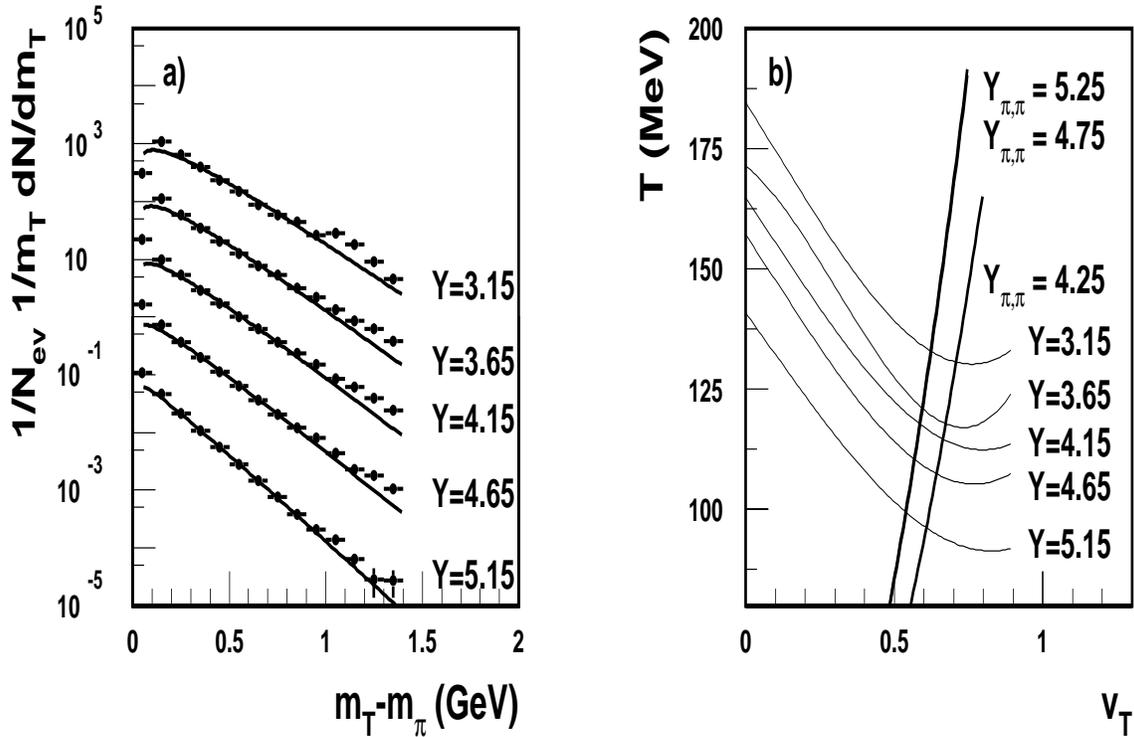


Abbildung 5.13: Interpretation der Transversalmassenverteilungen im Heinz-Modell. a) Anpassung von Gl. 5.6 an die experimentelle  $m_T$ -Verteilung, gezeigt für den Fall verschwindenden transversalen Flusses. b) Die Anpassungen gemäß Gl. 5.6 bzw. Gl. 5.9b an die Ein- bzw. Zweiteilchenverteilungen führen zu der gezeigten streng monoton fallenden bzw. steigenden Abhängigkeit der Temperatur von der transversalen Expansionsgeschwindigkeit der Quelle.

Mit der experimentell bestimmten mittleren transversalen Masse von  $m_T = 0.45$  GeV ergibt sich  $\Delta\eta = 1.3 \pm 0.1$  im gesamten realistischen Temperaturbereich zwischen 80 und 180 MeV. Aus der Analyse der Zweiteilchenverteilungen erhält man typischerweise  $R = 6.5$  fm (siehe weiter unten). Da  $v_T$  und  $T$  stark miteinander korreliert sind, wird zunächst der in Frage kommende Parameterraum für  $v_T$  und  $T$  bestimmt. Hierzu wird die Transversalgeschwindigkeit im Bereich zwischen 0.0 und 0.9 in Schritten von 0.1 festgelegt und die sich durch die Anpassung an die Transversalmassenverteilung ergebende Temperatur bestimmt (ein Beispiel einer solchen Anpassung für den Fall  $v_T = 0$  ist in Abb. 5.13a gezeigt). Auf diese Weise ergibt sich eine mit zunehmendem transversalen Fluß abfallende Temperatur der Quelle (siehe Abb. 5.13b).

Die Festlegung der Modellparameter Lebensdauer  $\tau_0$ , Emissionsdauer  $\Delta\tau$  und geometrischer Quellradius  $R$  erfolgt allein aus den Zweiteilchenverteilungen. Die hierbei relevanten Gleichungen, die bereits auf Seite 20 vorgestellt wurden, werden der Übersichtlichkeit halber hier noch einmal angegeben:

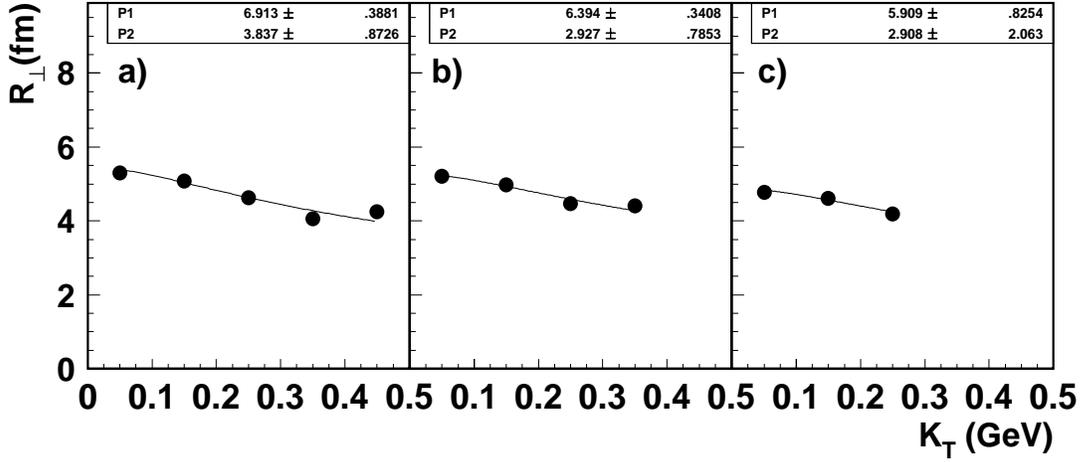


Abbildung 5.14: Interpretation der  $K_T$ -Abhängigkeit von  $R_\perp$  im Heinz-Modell nach Gl. 5.9b. a)  $4.0 < Y < 4.5$  b)  $4.5 < Y < 5.0$  c)  $5.0 < Y < 5.5$

$$R_0 \simeq \Delta\tau \quad (5.9a)$$

$$R_\perp \simeq R \left[ 1 + \frac{M_T v_T^2}{T} \cosh(\bar{\eta} - Y) \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (5.9b)$$

$$R_\parallel \simeq \tau_0 \left[ \frac{M_T}{T} \cosh(\bar{\eta} - Y) - \frac{1}{\cosh^2(\bar{\eta} - Y)} + \frac{1}{(\Delta\eta)^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (5.9c)$$

mit  $\bar{\eta} = \tanh^{-1} v$ .

Durch Anpassung dieser Gleichungen an die  $K_T$ -Abhängigkeit der (im FLCMS-System bestimmten) Yano-Koonin-Korrelationsparameter aus Abb. 5.9b erhält man die jeweiligen Modellparameter. Im Einzelnen wurde hierbei wie folgt verfahren: Die Tatsache, daß die Yano-Koonin-Geschwindigkeit  $v$  praktisch keine  $K_T$ -Abhängigkeit zeigt, erlaubt es, zur Bestimmung von  $\bar{\eta} = \tanh^{-1} v$  den über den gemessenen  $K_T$ -Bereich gemittelten Wert von  $v$  zu verwenden, der  $-0.39 \pm 0.01$  beträgt. Da im FLCMS-System die mittlere Rapidity eines Paares etwa 0 beträgt, ergibt sich der Ausdruck  $\cosh(\bar{\eta} - Y) = 1.08$ . Für  $\Delta\eta$  wird der aus den Einteilchenverteilungen bestimmte Wert von 1.3 verwendet. Gemäß Gl. 5.9b läßt sich die  $K_T$ -Abhängigkeit von  $R_\perp$  mit den zwei Fitparametern  $R$  bzw.  $\frac{v_T^2}{T}$  beschreiben (s. P1 bzw. P2 in Abb. 5.14). Auch hier liegt wieder eine Ambiguität zwischen Temperatur und transversalem Fluß vor, da  $v_T$  und  $T$  in der  $K_T$ -Abhängigkeit von  $R_\perp$  nicht unabhängig voneinander auftreten, sondern nur in der Kombination  $v_T^2/T$ . Nur der funktionale Zusammenhang zwischen  $v_T$  und  $T$  (siehe Abb. 5.13b) ist somit durch die Anpassung von  $R_\perp(K_T)$  an Gl. 5.9b bestimmt und als Kurve in Abb. 5.13b eingetragen. Man sieht, daß aus den Korrelationen im Wesentlichen der Wert von  $v_T$  eingegrenzt wird, jedoch nur geringe Sensitivität bezüglich der Temperatur besteht.

Nachdem nun der funktionale Zusammenhang zwischen  $v_T$  und  $T$  sowohl aus den Ein- als auch aus den Zweiteilchenverteilungen bestimmt wurde, läßt sich durch Schnittpunktbildung sowohl  $v_T$  als auch  $T$  zu jeder untersuchten Rapidity eindeutig und

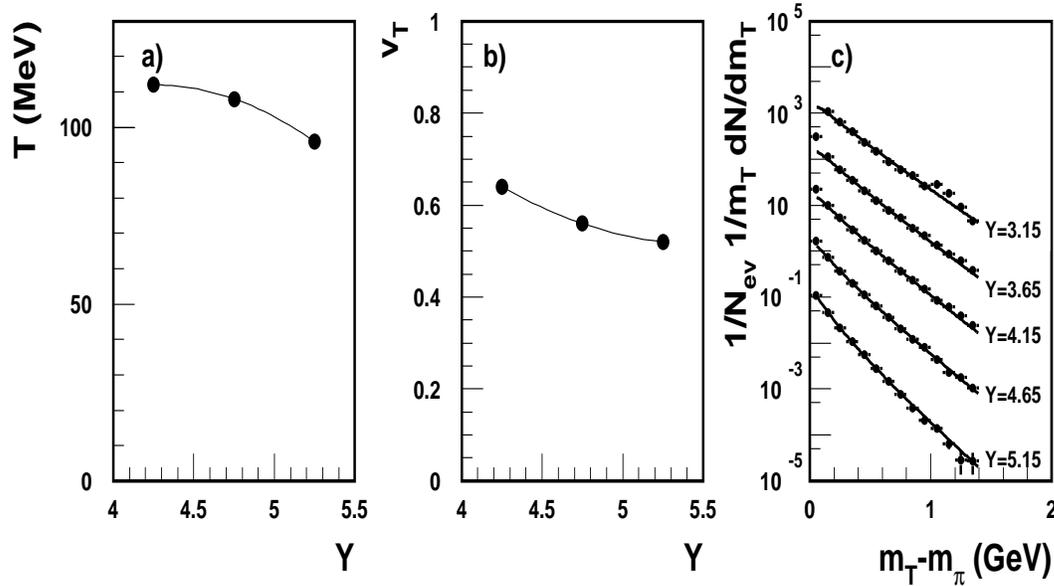


Abbildung 5.15: Rapiditätsabhängigkeit von a) Temperatur und b) transversalem Fluß im Heinz-Modell. c) Anpassung von Gl. 5.6 an die experimentelle  $m_T$ -Verteilung mit dem in b) bestimmtem transversalem Fluß. Als Temperatur ergibt sich durch die Anpassung der in a) gezeigte Wert.

konsistent festlegen. Das Ergebnis zeigt Abb. 5.15a,b. Man erkennt, daß sowohl Temperatur als auch transversaler Fluß abnehmen, je weiter man sich von der zentralen Rapidity entfernt.

Bei dem hier eingeschlagenen Verfahren zur Bestimmung der Modellparameter ist die Konsistenz der Ergebnisse aus den Ein- und den Zweiteilchenverteilungen automatisch gewährleistet. Es bleibt jedoch zu zeigen, daß die konsistent gefundenen Werte die Daten tatsächlich besser beschreiben, als beispielsweise Parametersätze, die durch unabhängige Analyse der Ein- und Zweiteilchenverteilungen gefunden werden können. Hierzu erfolgt analog zu Abb. 5.13a eine Anpassung von Gl. 5.6 an die experimentelle  $m_T$ -Verteilung. Dieses Mal wird jedoch der transversale Fluß nicht zu Null angenommen, sondern es wird der sich für die jeweilige Rapidity aus Abb. 5.15b ergebende Wert verwendet. Das Ergebnis der Anpassung, bei dem sich die in Abb. 5.15a gezeigte Temperatur ergibt, zeigt Abb. 5.15c. Man erkennt deutlich, daß die Anpassung die Daten sowohl für kleine als auch für große  $m_T$ -Werte deutlich besser beschreibt als beispielsweise Abb. 5.13a. Dieser unabhängige Konsistenztest bestärkt das gefundene Ergebnis.

Nachdem somit die Temperatur festliegt, kann aus der  $K_T$ -Abhängigkeit von  $R_{||}$  die Lebensdauer der Quelle gemäß Gl. 5.9c ermittelt werden. In Abb. 5.16 spiegelt der Fitparameter P1 die Lebensdauer und der Fitparameter P2 die (fixierte) Temperatur der Quelle wider. Schließlich wird die mittlere Emissionsdauer  $\Delta\tau$  der Quelle durch den

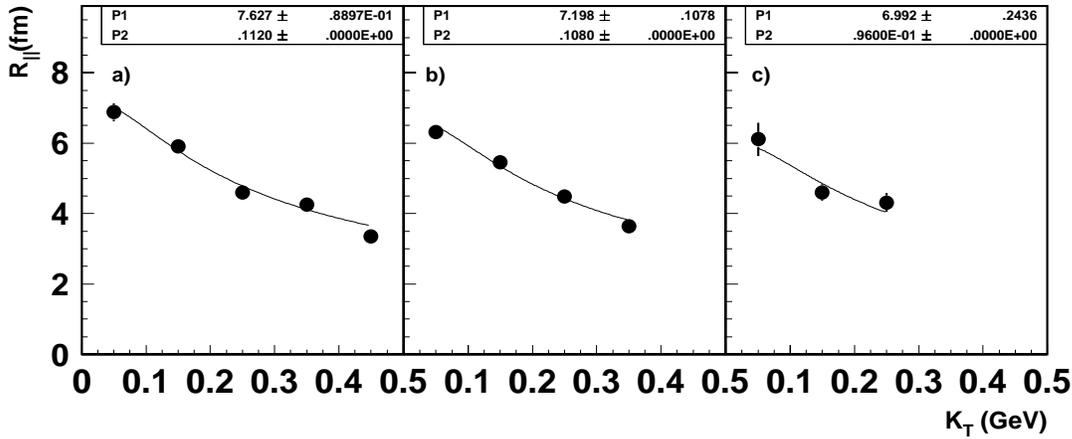


Abbildung 5.16: Interpretation der  $K_T$ -Abhängigkeit von  $R_{||}$  im Heinz-Modell nach Gl. 5.9c. a)  $4.0 < Y < 4.5$  b)  $4.5 < Y < 5.0$  c)  $5.0 < Y < 5.5$

bei großem  $K_T$  gemessenen Datenpunkt von  $R_0(K_T = 0.35)$  bestimmt (siehe Abb. 5.8). Eine Zusammenfassung der angepaßten Modellparameter findet sich in Tabelle 5.2.

Y-Bereich	4.0 - 4.5	4.5 - 5.0	5.0 - 5.5
$v_T$	0.64( 5)	0.56( 5)	0.52( 5)
$T$ (MeV)	112 ( 5)	108 ( 5)	96 ( 5)
$R$ (fm)	6.9 ( 4)	6.4 ( 3)	5.9 ( 8)
$\tau_0$ (fm/c)	7.6 ( 1)	7.2 ( 1)	7.0 ( 2)
$\Delta\tau$ (fm/c)	3.4 ( 3)	3.4 ( 3)	2.7 ( 6)

Tabelle 5.2: Modellparameter im Heinz-Modell in Abhängigkeit von der Rapidität (in Klammern ist der statistische Fehler in der letzten Stelle angegeben).

Die gefundenen Ergebnisse lassen sich wie folgt interpretieren: Der mittlere geometrische Radius der Quelle wird zu  $6.4 \pm 0.5$  fm bestimmt und ist damit etwas größer als der Korrelationsparameter  $R_{\perp}$ , der eine Mischung aus geometrischer und thermischer Korrelationslänge darstellt. Tendentiell ist eine Abnahme des geometrischen Radius mit zunehmender Rapidität zu erkennen. Der tatsächliche geometrische Radius eines Bleikernes beträgt  $R_{Pb} = 1.12 A^{1/3} \text{ fm} = 6.6 \text{ fm}$ . Um z.B.  $R_{\perp}$  und  $R_{Pb}$  miteinander vergleichen zu können, muß man  $R_{Pb}$  zunächst auf eine Dimension projizieren (da  $R_{\perp} = \sqrt{\langle \tilde{x}_y^2 \rangle}$ , s. Gl. 2.28a), wodurch sich für  $R_{Pb}$  ein um den Faktor  $\sqrt{5}$  reduzierter Wert ergibt. Der größte im untersuchten kinematischen Intervall gemessene Wert für  $R_{\perp}$  beträgt 5.3 fm. Dieser Wert ist (nach Berücksichtigung der Projektion auf eine Dimension) um 80 % größer als ein Bleikern. Analog ergibt sich, daß der Modellparameter  $R$ , dessen maximaler Wert 6.9 fm beträgt, um 130 % größer als der Radius eines

Bleikernes ist. Das gefundene Ergebnis, daß nämlich die Quelle zur Ausfrierzeit etwa den doppelten Radius (und damit das achtfache Volumen) eines Bleikernes besitzt, kann man ohne die Annahme von starkem transversalem Fluß vor dem Ausfrieren der Quelle nicht erklären. Diese Annahme wird durch den als tatsächlich groß gefundenen transversalen Fluß  $v_T$  (s. Tab. 5.2) bestätigt.

Die Lebensdauer der Quelle, die im Mittel zu  $7.4 \pm 0.2$  fm/c bestimmt wird, ist ebenfalls im Bereich der höchsten Teilchendichte am größten. Die mittlere Emissionsdauer, die sich mit  $3.2 \pm 0.4$  fm/c als deutlich von Null verschieden ergibt, läßt innerhalb der statistischen Fehler keine Rapiditätsabhängigkeit erkennen. Unter der Annahme verschwindenden transversalen Flusses erhält man Temperaturen von bis zu 190 MeV. Diese Annahme ist jedoch mit der  $K_T$ -Abhängigkeit der Korrelationsparameter nicht verträglich. Bei einer konsistenten Beschreibung der Ein- und Zweiteilchenverteilungen findet man eine große gerichtete transversale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Quelle, die zwischen 50 und 65 Prozent der Lichtgeschwindigkeit beträgt. Sie ist umso geringer, je weiter man von der zentralen Rapidität entfernt ist. Mit diesem transversalem Fluß ergibt sich eine Quelltemperatur zwischen 110 und 90 MeV, die ebenfalls mit zunehmender Rapidität abnimmt.

Das hier zur Anpassung an die Daten verwendete Modell vernachlässigt allerdings Effekte, die durch Resonanzzerfälle hervorgerufen werden. Ein neueres vorläufiges Modell, das diese Effekte mitberücksichtigt, zeigt jedoch, daß die  $K_T$ -Abhängigkeit der Radiusparameter vor allem durch den Zerfall der  $\omega$ -Resonanz beeinflusst wird [Wie97]. Es ist daher durchaus denkbar, daß der jetzt als groß gefundene transversale Fluß zum Teil durch den Zerfall von Resonanzen erklärt werden kann. Der tatsächliche transversale Fluß wäre dann niedriger, was wiederum höhere Quelltemperaturen zuließe.

## 5.3 Korrelationsintegrale

Die experimentelle Bestimmung der Korrelationsintegrale erfolgt, wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, in Form des Star-Integrals. Hierzu wird der Sphärenindex in Abhängigkeit des Sphärenradius  $\epsilon$  sowohl für die Signal- als auch für die Referenzverteilung bestimmt, woraus sich das Star-Integral nach Gl. 2.61 ergibt. Die Mittelung des Sphärenindex der Referenzverteilung erfolgte über 20 Ereignisse. Um weitgehend von Kontaminationen durch Sekundärwechselwirkungen unabhängig zu sein, wurde ein maximaler Spurabstand von 3 cm in der Driftrichtung am Vertex verlangt. Außerdem wurde eine minimale Spurlänge von 200 cm gefordert, um nur Spuren zu verwenden, deren Position mit hoher Genauigkeit bekannt ist. Außerdem wurde ein minimaler Zweispurabstand von 2 cm in der Mitte der TPC gefordert, was der Auflösung des Detektors entspricht (siehe Abb. 3.6). Wird dieser Schnitt nicht verwendet, wird die Anzahl der Teilchen in der Signalverteilung für kleine Radien  $\epsilon$  unterschätzt, was zu einer Vergrößerung im Star-Integral führt. Auf den Effekt der Coulomb-Korrelationen wurde nicht korrigiert, da die Coulomb-Wechselwirkung bereits ab 3 Teilchen analytisch nicht mehr lösbar ist (Vielteilchenproblem). Eine Untergrundkorrektur wurde

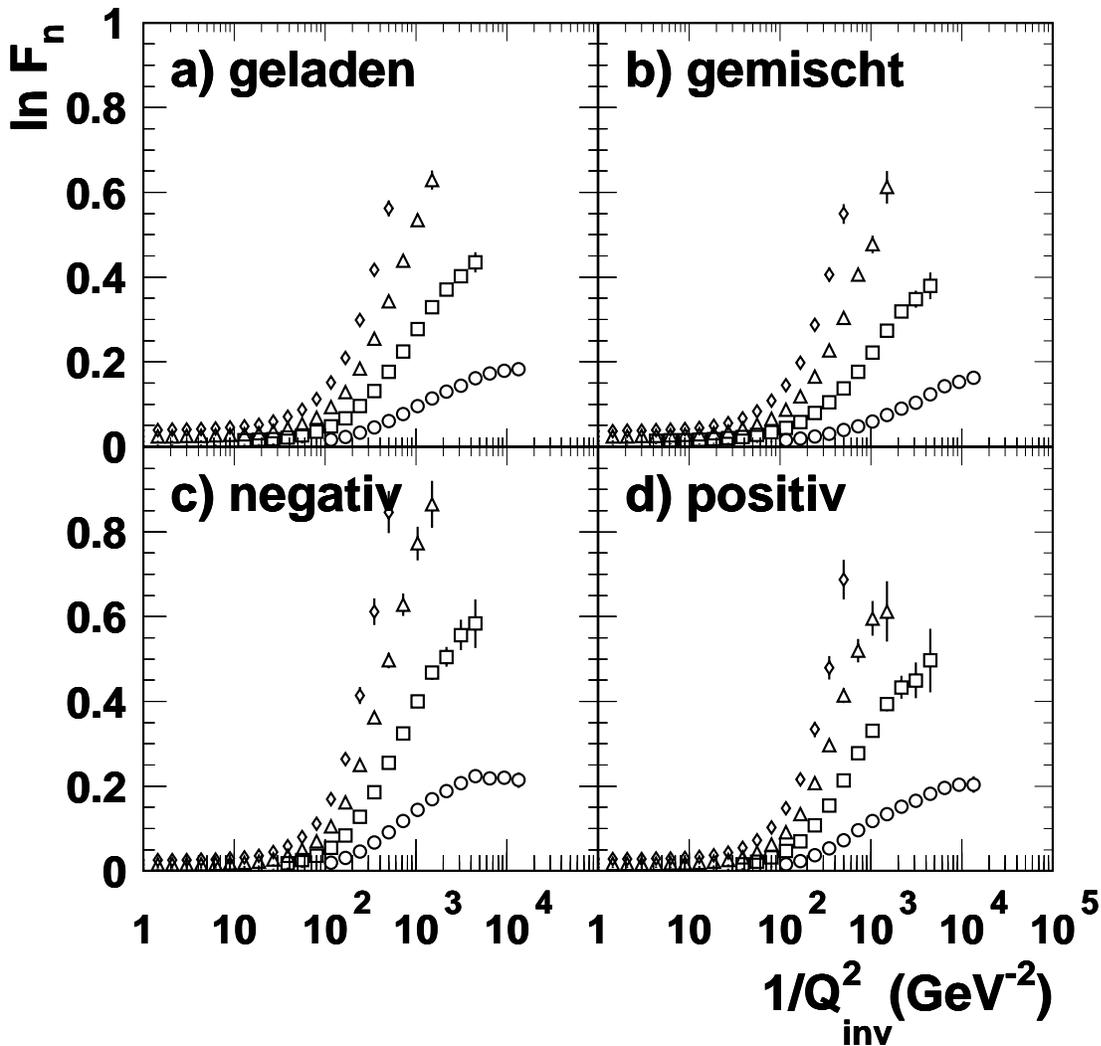


Abbildung 5.17: Abhängigkeit der Korrelationsintegrale von der Ordnung  $n$  für verschiedene Ladungskombinationen. Gezeigt sind die Ordnungen 2 (Kreise), 3 (Quadrate), 4 (Dreiecke) und 5 (Rauten) für a) geladene Teilchen b) Teilchen unterschiedlicher Ladung (s. Text) c) negative Teilchen d) positive Teilchen

ebenfalls nicht durchgeführt, so daß die gezeigten Ergebnisse für Hadronen, nicht jedoch für Pionen gültig sind. Der Einfluß der endlichen Impulsauflösung, der bereits im Falle der Zweiteilchen-Korrelationen äußerst gering war (siehe Abschnitt 4.4.2), wurde ebenfalls vernachlässigt. Als Datenmenge wurden 30k Ereignisse der Strahlperiode 1995 verwendet. Die Star-Integrale wurden bis zur fünften Ordnung in vier verschiedenen Ladungskombinationen berechnet: a) *geladen*, b) *gemischt*, c) *negativ* und d) *positiv*. In der Ladungskombination *geladen* tragen sämtlichen geladenen Teilchen zum Korrelationsintegral bei. *Negativ* (bzw. *positiv*) bedeutet, daß ausschließlich

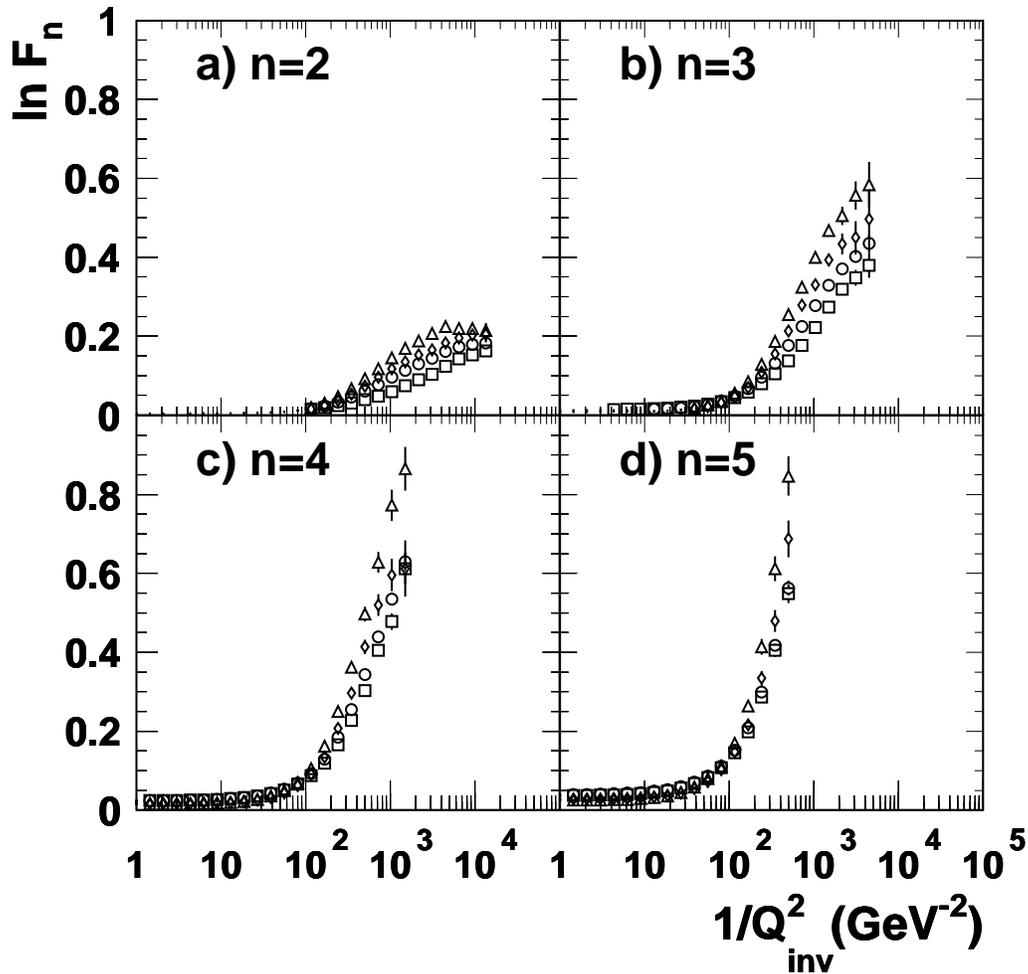


Abbildung 5.18: Abhängigkeit der Korrelationsintegrale von der Ladungskombination in verschiedenen Ordnungen  $n$ . Gezeigt sind die vier Ladungskombinationen gemischt (Quadrate), geladen (Kreise), positiv (Rauten) und negativ (Dreiecke) für a)  $n = 2$  b)  $n = 3$  c)  $n = 4$  d)  $n = 5$

negativ (bzw. positiv) geladene Teilchen verwendet wurden. Im Falle *gemischt* werden Kombinationen aus gemischt geladenen  $q$ -Tupeln gebildet. 'Gemischt' bedeutet im Falle  $q > 2$ , daß das zentrale Teilchen positiv (bzw. negativ) ist, und alle anderen Teilchen negativ (bzw. positiv) sind.

Abbildung 5.17 zeigt das Star-Integral in den Ordnungen  $2 \leq q \leq 5$  für die vier Ladungskombinationen. In allen Ladungskombinationen beobachtet man, daß sich in höheren Ordnungen größere Werte des Korrelationsintegrals ergeben. Dieses Verhalten ist aus der Definition des Star-Integrals Gl. 2.61 nicht ohne weiteres ersichtlich, da die Ordnung  $q$  sowohl im Zähler als auch im Nenner auftritt. Daß ein solches Verhalten jedoch bei Abwesenheit originärer Vielteilchenkorrelationen zu erwarten ist, sieht man

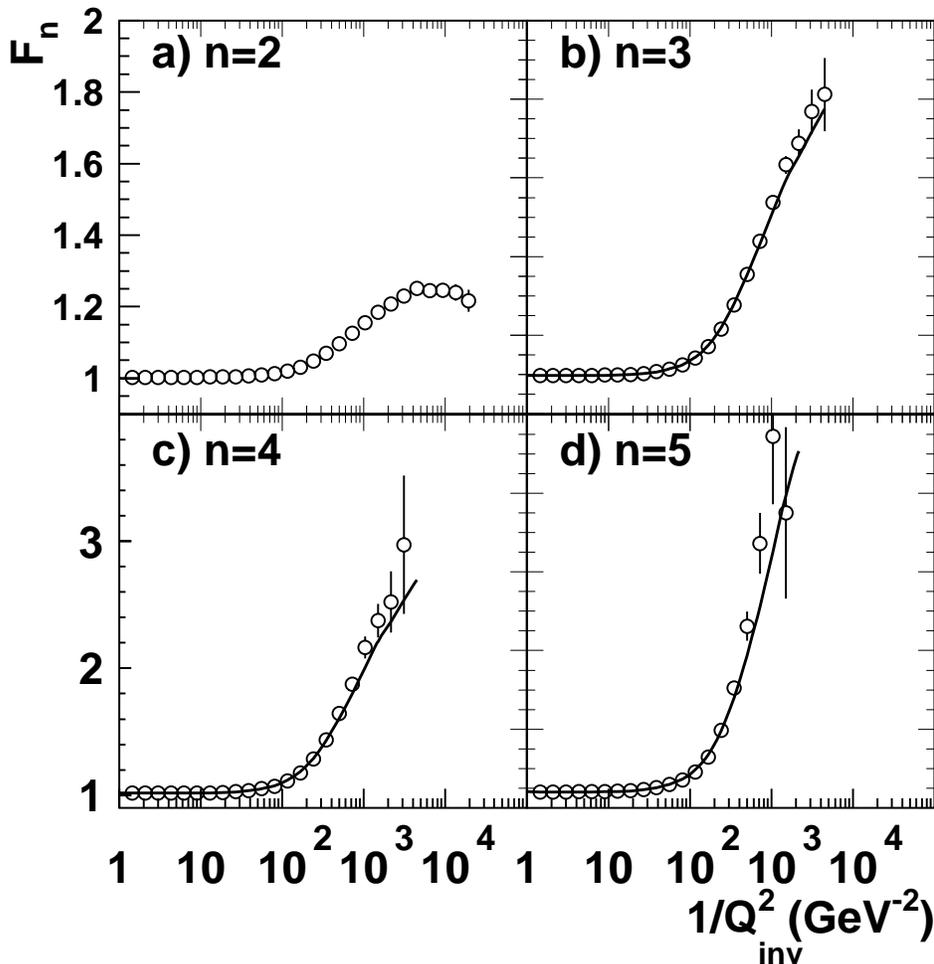


Abbildung 5.19: Abschätzung der originären Vielteilchenkorrelationen durch Korrelationsintegrale. Die in verschiedenen Ordnungen  $n$  gezeigten Korrelationsintegrale (Kreise) sind mit den sich unter der Annahme verschwindender originärer Vielteilchenkorrelationen aus  $F_2$  ergebenden Werten verglichen (Linien). a)  $n = 2$  b)  $n = 3$  c)  $n = 4$  d)  $n = 5$

an den Gln. 2.67, aus denen für  $F_2 > 1$  die strikte Ungleichung  $F_5 > F_4 > F_3 > F_2$  folgt.

Von Interesse ist darüberhinaus die Abhängigkeit der Korrelationsintegrale von der Ladungskombination. Wie aus Abbildung 5.18 ersichtlich, nimmt in allen betrachteten Ordnungen das Korrelationsintegral in der Reihenfolge *gemischt, geladen, positiv, negativ* zu. Dieses Verhalten ist mit der Annahme, daß Bose-Einstein-Korrelationen die Quelle des Intermittenz-Phänomens sind, verträglich. In diesem Falle zeigen nämlich gemischt geladene q-Tupel die geringste Korrelation, da hierbei explizit auf mindestens zwei nicht-identische Teilchen selektiert wird. Geladene q-Tupel werden zwar nicht explizit auf Nicht-Identität der Teilchen selektiert; es ergeben sich jedoch zufälli-

gerweise derartige Teilchenpaarungen. Nur im Falle *negativ* bzw. *positiv* schließt man ladungsunterschiedliche Teilchen unter den betrachteten  $q$ -Tupeln mit Sicherheit aus. Die Tatsache, daß die Ladungskombination *negativ* in allen Ordnungen eine stärkere Korrelation als *positiv* zeigt, ist jedoch nicht zufällig. Die Erklärung findet sich in dem aufgrund der fehlenden Teilchenidentifizierung nicht berücksichtigten Anteil von Protonen. Somit ist der Anteil der nicht-identischen  $q$ -Tupel für positive Ladungskombinationen größer als für negative, was zu dem beobachteten Korrelationsverhalten führt.

Abschließend soll untersucht werden, wie groß der Anteil der originären Vielteilchenkorrelationen ist. Wie in Abschnitt 2.4 gezeigt, ergeben sich im Falle der Abwesenheit originärer Vielteilchenkorrelationen die Gln. 2.67. Stellt man also die gemessenen Integrale  $F_3, F_4$  und  $F_5$  als Funktion von  $F_2$  dar, so läßt sich mithilfe dieser Gleichungen auf die An- oder Abwesenheit originärer Vielteilchenkorrelationen schließen. Abbildung 5.19 stellt diesen Zusammenhang dar. Die durchgezogene Linie zeigt den im Falle der Abwesenheit originärer Vielteilchenkorrelationen erwarteten theoretischen Verlauf. Hierfür wurde als Bezugsgröße das experimentell bestimmte Korrelationsintegral  $F_2$  verwendet. Man erkennt, daß die Abweichungen der experimentell bestimmten Korrelationsintegrale von dem theoretisch erwarteten Verlauf äußerst gering sind, was auf einen geringen Beitrag originärer Vielteilchenkorrelationen schließen läßt.

# Zusammenfassung

Diese Arbeit befaßt sich mit der räumlichen und zeitlichen Dynamik einer ultrarelativistischen Schwerionenkollision. Das experimentelle Material, das dieser Arbeit zugrunde liegt, wurde in dem am Super-Proton-Synchrotron am CERN stattfindenden Experiment NA49 gewonnen. Dieses in internationaler Kollaboration durchgeführte Fixed-Target-Experiment war Ende 1994, als es erstmals Daten von Blei-Blei-Kollisionen bei einer Strahlenergie von 158 GeV lieferte, zunächst nur zur Hälfte aufgebaut. Ende 1995, als das Experiment dem Design-Aufbau entsprach, wurden die für diese Arbeit relevanten Daten genommen.

Das Experiment zeichnet sich gegenüber anderen Experimenten vor allem durch seine große geometrische Akzeptanz aus. Dadurch ist eine nahezu vollständige Vermessung des hadronischen Endzustandes der Reaktion möglich, was Rückschlüsse auf die Bedingungen zum Zeitpunkt der Reaktion erlaubt. Zentrale Motivation dieses Experimentes ist die Suche nach einem Phasenübergang von rein hadronischer Materie zu einer Phase quasifreier Quarks und Gluonen, dem sogenannten Quark-Gluon-Plasma. Dieser Phasenübergang wird von theoretischen Modellen im Rahmen der Quantenchromodynamik unter bestimmten Bedingungen (große Energiedichten bei ausreichend großen Reaktionsvolumina) vorausgesagt.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse lassen sich inhaltlich in vier Hauptpunkten zusammenfassen:

- **Einzelereignis-Analyse.** Um zu verhindern, daß die QGP-Signaturen durch Mittelung über viele Ereignisse verloren gehen, werden bei dieser Analyse aus im Einzelereignis bestimmten Größen Ereignis-Verteilungen in diesen Größen gebildet. In diesen Verteilungen sucht man nach Anzeichen für mehrkomponentige Strukturen, wie sie bei Vorliegen von unterschiedlichen Ereignisklassen (z.B. Ereignisse mit und ohne Phasenübergang) auftreten sollten. Die hierbei in den Main-TPCs untersuchten Größen (Multiplizität, mittlerer Transversalimpuls) lassen derartige mehrkomponentige Strukturen nicht erkennen. Allerdings bleibt hier das Vorliegen einer besseren Statistik abzuwarten, bevor endgültige Aussagen mittels der Einzelereignis-Analyse getroffen werden können.
- **Einteilchenverteilungen.** Entsprechend der geometrischen Akzeptanz der Main-TPCs wurden Einteilchenverteilungen bestimmt, die den gesamten Bereich

der Vorwärtshemisphäre abdecken. Aufgrund der Reaktionssymmetrie bei Blei-Blei-Kollisionen können dadurch Rapiditäts- und Transversalmassenverteilungen gezeigt werden, die sich über den gesamten Rapiditätsbereich erstrecken. Ein Vergleich mit den Daten, die in den Vertex-TPCs gewonnen wurden, zeigt gute Übereinstimmung.

*Negative Hadronen.* Ein Vergleich der Rapiditätsverteilung negativer Hadronen mit der bei NA35 in Schwefel-Schwefel-Reaktionen bestimmten Verteilung zeigt, daß bei NA49 mit  $712 \pm 36$  etwa  $7.3 \pm 0.4$  mal mehr Teilchen produziert werden. Dieser Faktor ist etwas höher, als man es aufgrund einer linearen Abhängigkeit der Teilchenproduktion von der Target- bzw. Projektil-Nukleonenzahl erwarten würde. Die Breite der Rapiditätsverteilung, die mit 1.4 Einheiten in etwa mit der bei NA35 bestimmten Breite verträglich ist, kann in Modellen mit longitudinaler Expansion, nicht jedoch in statischen Modellen, erklärt werden. Die Temperatur, die sich durch exponentielle Anpassung an die Transversalmassenspektren ergibt, erreicht einen Maximalwert von 225 MeV im Bereich der Rapidität des Schwerpunktsystems und nimmt nach außen hin ab.

*Protonen.* Die Rapiditätsverteilung der Protonen deutet auf teilweise Transparenz des Targetkerns hin. Die effektive Temperatur der Protonen erreicht im Bereich der Rapidität des Schwerpunktsystems ihren Maximalwert von  $275 \pm 18$  MeV und sinkt nach außen hin ab. Dieser Wert liegt im Vergleich zu der in Schwefel-Schwefel-Reaktionen gemessenen Temperatur von  $180 \pm 14$  MeV deutlich höher, was als Anzeichen für kollektiven transversalen Fluß gewertet werden kann.

- **Zweiteilchenkorrelationen.** Die den Hauptbestandteil dieser Arbeit ausmachende Analyse der Zweiteilchenkorrelationen sowie die dabei gewonnenen Erkenntnisse lassen sich in vier Kernpunkten wie folgt zusammenfassen:

*Parametrisierungen.* Neben der den nichtverschwindenden Kreuzterm enthaltenden Parametrisierung nach Bertsch-Pratt wurde die ursprünglich von Yano-Koonin für statische Quellen entwickelte und von Podgoretsky auf dynamische Quellen verallgemeinerte Parametrisierung verwendet. In beiden Fällen erfolgte die Bestimmung der Korrelationsradien aufgrund der ausgezeichneten Statistik des Datenmaterials differentiell in drei Komponenten des Impulsunterschiedes. Während bei der Bertsch-Pratt-Parametrisierung räumliche und zeitliche Anteile der Quelle mischen, sind diese in den Yano-Koonin-Variablen praktisch vollständig entkoppelt und darüberhinaus vom gewählten Bezugssystem unabhängig, was deren Interpretation erleichtert. Die Bestimmung der Korrelationsradien erfolgte differentiell in Abhängigkeit vom mittleren Transversalimpuls und von der mittleren Rapidität des Paares. Zur Verifizierung der Fitprozedur wurden die Bose-Einstein-Radien in mehreren Bezugssystemen bestimmt. Außerdem erfolgte eine Überprüfung der Gleichungen, die sich aus der Äquivalenz der beiden Parametrisierungen ergibt. Beide Tests lieferten konsistente Ergebnisse.

*Korrekturen.* Vor der Bestimmung der Korrelationsradien müssen zahlreiche Effekte berücksichtigt werden. Hierzu gehört die endliche Zweispurauflösung des Detektors von 2 cm, die sich nur auf Paare mit  $Q_{inv} < 5$  MeV auswirkt, und auf die korrigiert wurde. Weiterhin wurde der Einfluß der endlichen Zweiteilchen-Impulsauflösung untersucht. Monte-Carlo-Untersuchungen ergeben, daß sie mit etwa 7 MeV einen vernachlässigenden Einfluß auf die Korrelationsradien hat. Außerdem wurden nicht-pionische Teilchen durch Verwendung der  $dE/dx$ -Information der Main-TPC weitgehend unterdrückt. Die Zusatz-Bedingung, die sich für die Trajektorien von Primärvertexspuren ergibt, erlaubt es, bei der Bestimmung des Teilchenimpulses Sekundärteilchen zum Teil zu eliminieren. Eine detaillierte Untersuchung der Coulomb-Korrelationen zeigt, daß der Gamov-Faktor, der für punktförmige Quellen nicht-relativistischer isolierter Pionpaare gilt, zur Beschreibung der  $\pi^+\pi^-$ -Korrelationen ungeeignet ist. Im Rahmen eines Modells für ausgedehnte Quellen kann gezeigt werden, daß die  $\pi^+\pi^-$ -Coulomb-Korrelationsfunktion und das Reziproke der  $\pi^-\pi^-$ -Coulomb-Korrelationsfunktion annähernd identisch sind, und beide Korrekturfunktionen annähernd identische Korrelationsradien liefern. Deshalb konnte die dreidimensionale Coulomb-Korrektur mithilfe der experimentell bestimmten  $\pi^+\pi^-$ -Korrelationen durchgeführt werden.

*Ergebnisse.* Die mit diesen Korrekturen erhaltenen Korrelationsradien zeigen eine starke  $K_T$ -Abhängigkeit in longitudinaler Richtung, was als longitudinale Expansion der Quelle gewertet werden kann. Statische Modelle können das beobachtete Verhalten nicht beschreiben. In transversaler Richtung hingegen wird eine schwache  $K_T$ -Abhängigkeit beobachtet. Dieses Verhalten deutet auf ein transversales Geschwindigkeitsfeld hin, welches durch Resonanzzerfälle oder durch Sekundärwechselwirkungen der erzeugten Teilchen entweder untereinander oder mit nicht an der Reaktion beteiligten Nukleonen verursacht werden kann. Das bei Vorliegen von Azimuthalsymmetrie vorhergesagte Verschwinden der Kreuzterme mit *Side*-Komponente konnte tatsächlich beobachtet werden. Das Nicht-Verschwinden des *Out-Long*-Kreuzterms ist ein erster Hinweis auf die nicht vollständige Boostinvarianz der Quelle. Ein weiteres Indiz hierfür liefert die Yano-Koonin-Rapidity, die von der Paarrapidity im Schwerpunktsystem abweicht. Die Rapidityabhängigkeit der im Schwerpunktsystem der Reaktion gemessenen Yano-Koonin-Rapidity ist außerdem ein Hinweis auf eine Quelle, die Korrelationen zwischen Erzeugungspunkt der Teilchen und deren Impuls enthält (dynamische Quelle).

*Modellinterpretation.* In einer Parametrisierung einer dynamischen Quelle [Cha95], die simultan an die Ein- und Zweiteilchenverteilungen angepaßt wurde, ergibt sich eine mittlere Emissionsdauer der Quelle, die mit etwa 3 fm/c erstmalig als von Null verschieden bestimmt wurde. Die Zeit zwischen der Formation der Hadronen und deren letzter Wechselwirkung, die sogenannte Ausfrierzeit, wird zu 7.4 fm/c bestimmt. Der transversale Quellradius zum Ausfrierzeitpunkt

ergibt sich zu 6.5 fm. Daraus ergibt sich, daß die pion-emittierende Quelle etwa das achtfache Volumen eines Bleikernes besitzt. Dies wiederum ist nur zu verstehen, wenn bereits vor dem Ausfrieren starker transversaler Fluß auftritt. Tatsächlich wird die transversale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Quelle zum Ausfrierzeitpunkt mit 60 % der Lichtgeschwindigkeit als groß bestimmt.

- **Vielteilchenkorrelationen.** Bei den Vielteilchenkorrelationen steht die Frage nach der Ursache dieser Korrelationen im Vordergrund. Falls ein Übergang zu einer QGP-Phase auftritt, könnten Vielteilchenkorrelationen auftreten, die durch herkömmliche Phänomene nicht erklärbar wären. Die Analyse ergibt jedoch, daß die beobachteten Vielteilchenkorrelationen weitgehend mit der Annahme von Bose-Einstein-Korrelationen als Quelle des Intermittenz-Phänomens verträglich sind. Der Anteil der originären Vielteilchenkorrelationen wird als gering eingeschätzt.

Hinsichtlich der Frage nach dem Auftreten einer QGP-Phase bleibt zusammenfassend festzustellen:

Die im Ring-Kalorimeter bestimmte mittlere Energiedichte liefert im Bjorken-Modell einen Wert von  $2.9 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  und ist damit vergleichbar mit Energiedichten, die bei Schwefel-Gold-Reaktionen bei einer Strahlenergie von  $200 \text{ GeV}/A$  erreicht wurden, allerdings bei einem in Blei-Blei-Reaktionen etwa dreimal größeren reaktiven Volumen. Die Anpassung des hydrodynamischen Modells von Heinz an die Transversalmassensverteilungen ergibt bei Annahme verschwindenden transversalen Flusses eine effektive Temperatur von  $T = 190 \text{ MeV}$ . Damit liegen Bedingungen vor, die gemäß QCD-Gitterrechnungen (unter stark vereinfachten Annahmen, wie zum Beispiel unendlich große Reaktionsvolumina) zu einem QGP-Phasenübergang führen sollten. Aufgrund der in dieser Arbeit vorgestellten Daten kann das Vorliegen einer QGP-Phase aber nicht bewiesen werden. Es besteht jedoch nach wie vor die Möglichkeit, daß ein Phasenübergang nur in einem kleinen Bruchteil aller aufgezeichneten Ereignisse stattfindet, und somit bei der Mittelung über viele Ereignisse die QGP-Signaturen verloren gehen. Für derartige Untersuchungen war die zum Zeitpunkt des Erstellens dieser Arbeit vorliegende Statistik nicht ausreichend.

Falls auch diese weitergehenden Untersuchungen die Beantwortung der Frage nach dem Quark-Gluon-Plasma nicht eindeutig zulassen, muß man die Experimente an den Beschleunigern der nächsten Generation abwarten. Hierzu gehören RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) in Brookhaven sowie LHC (*Large Hadron Collider*) am CERN. Auf Ergebnisse, die diese Beschleuniger liefern werden, darf man schon heute gespannt sein.

# Anhang A

## Bezugssysteme und kinematische Variablen

Sei  $S$  das Bezugssystem des Betrachters (Laborsystem), in dem ein Teilchen die Viererimpulskomponenten  $p = (E, p_x, p_y, p_z)$  habe und  $S'$  ein sich mit relativistischer Boost-Geschwindigkeit  $\beta$  in  $z$ -Richtung bewegendes Bezugssystem (z.B. CMS- oder LCMS-System), in dem das Teilchen die Viererimpulskomponenten  $p' = (E', p'_x, p'_y, p'_z)$  habe. Die Lorentztransformation von  $p$  nach  $p'$  lautet dann:

$$p' = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} p \quad \text{wobei} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (\text{A.1})$$

Die Rapidität  $Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$  eines Teilchens transformiert sich damit wie folgt:

$$Y' = Y - Y_b \quad (\text{A.2})$$

mit der Boost-Rapidität

$$Y_b = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \quad (\text{A.3})$$

Durch Auflösen von Gl. A.3 nach  $\beta$  erhält man:

$$\beta = \tanh Y_b \quad \text{sowie} \quad \gamma = \cosh Y_b \quad (\text{A.4})$$

Gemäß Gl. A.1 läßt ein Lorentz-Boost in  $z$ -Richtung die transversalen Impulskomponenten  $p_x$  und  $p_y$  unverändert, während sich  $E$  und  $p_z$  zusammen mit Gl. A.4 wie folgt transformieren:

$$E' = \gamma(E - \beta p_z) = E \cosh Y_b - p_z \sinh Y_b \quad (\text{A.5})$$

$$p'_z = \gamma(p_z - \beta E) = p_z \cosh Y_b - E \sinh Y_b \quad (\text{A.6})$$

Zur Beschreibung von Korrelationen zweier Teilchen mit im Laborsystem (LAB) definierten Viererimpulsen  $p_1$  und  $p_2$  und Masse  $m$  werden folgende Bezeichnungen eingeführt:

$$K = (K_0, \vec{K}) = \frac{1}{2}(E_1 + E_2, \vec{p}_1 + \vec{p}_2) \quad , \quad \vec{K} = \vec{K}_\perp + \vec{K}_\parallel = \begin{pmatrix} K_x \\ K_y \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ K_z \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

$$Q = (Q_0, \vec{Q}) = (E_1 - E_2, \vec{p}_1 - \vec{p}_2) \quad , \quad \vec{Q} = \vec{Q}_\perp + \vec{Q}_\parallel = \begin{pmatrix} Q_x \\ Q_y \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ Q_z \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

Für den lorentzinvarianten Impulsunterschied  $Q_{inv}$  gilt:

$$Q_{inv} = \sqrt{-Q_0^2 + \vec{Q}^2} = \sqrt{M_{inv}^2 - 4m^2} \quad \text{mit} \quad M_{inv} = 2\sqrt{K_0^2 - \vec{K}^2} \quad (\text{A.9})$$

Die von Bertsch vorgeschlagene Parametrisierung des Impulsunterschiedes in orthogonale Komponenten (siehe Seite 16) lautet im Laborsystem:

$$Q_{side} = |\vec{Q}_\perp \times \vec{K}_\perp^0| = \frac{|Q_x K_y - Q_y K_x|}{\sqrt{K_x^2 + K_y^2}} \quad (\text{A.10})$$

$$Q_{out} = \vec{Q}_\perp \cdot \vec{K}_\perp^0 = \frac{Q_x K_x + Q_y K_y}{\sqrt{K_x^2 + K_y^2}} \quad (\text{A.11})$$

$$Q_{long}^{LAB} = Q_z \quad (\text{A.12})$$

Im Gegensatz zu  $Q_{side}$  und  $Q_{out}$ , die nur über transversale Impulskomponenten definiert sind und damit von einem Boost in z-Richtung unabhängig sind, ist  $Q_{long}$  nicht lorentzinvariant. So ist das CMS-System mit der Rapidität  $Y_m$  (midrapidity) gegenüber dem Laborsystem geboostet. Im LCMS-System beträgt die Boost-Rapidität  $\frac{1}{2}(Y_1 + Y_2)$  mit  $Y_1, Y_2$  den Rapiditäten der beiden Teilchen. Setzt man die jeweilige Boost-Rapidität in Gl. A.6 ein, so ergibt sich mit Gl. A.12:

$$Q_{long}^{CMS} = Q_z \cosh Y_m - Q_0 \sinh Y_m \quad (\text{A.13})$$

$$Q_{long}^{LCMS} = Q_z \cosh \left( \frac{Y_1 + Y_2}{2} \right) - Q_0 \sinh \left( \frac{Y_1 + Y_2}{2} \right) \quad (\text{A.14})$$

Die von Yano-Koonin vorgeschlagene Zerlegung des Viererimpulsunterschiedes (siehe Seite 16) verwendet die voneinander abhängigen Variablen  $Q_0$ ,  $Q_\perp = |\vec{Q}_\perp| = \sqrt{Q_x^2 + Q_y^2}$  und  $Q_\parallel = |\vec{Q}_\parallel| = Q_{long}$ .  $Q_\perp$  ist invariant gegenüber Boosts in Strahlrichtung und  $Q_\parallel$  transformiert sich nach Gl. A.13 und A.14. Für  $Q_0$  folgt:

$$Q_0^{CMS} = Q_0 \cosh Y_m - Q_z \sinh Y_m \quad (\text{A.15})$$

$$Q_0^{LCMS} = Q_0 \cosh \left( \frac{Y_1 + Y_2}{2} \right) - Q_z \sinh \left( \frac{Y_1 + Y_2}{2} \right) \quad (\text{A.16})$$

# Anhang B

## Die vollständige Monte-Carlo-Simulation

Zur Bestimmung diverser Korrekturen der Ein- und Zweiteilchenverteilungen (Rekonstruktionseffizienz, Impulsauflösung und Untergrundanteil) ist man auf Simulationen angewiesen. Daher ist es notwendig, vollständige Monte-Carlo-Ketten aufzubauen, die die zu korrigierenden Verteilungen ausreichend gut wiedergeben. Eine derartige vollständige Monte-Carlo-Kette besteht typischerweise aus einem Ereignisgenerator (hier: VENUS), der die Kern-Kern-Reaktion bei der gewünschten Energie modelliert und stabile und instabile Hadronen und Resonanzen liefert. Ist man an Zweiteilchenkorrelationen interessiert, benötigt man meist ein weiteres Modell (hier: QBEC), das diese Korrelationen simuliert, da viele Ereignisgeneratoren nicht in der Lage sind, Zweiteilchenkorrelationen zu berücksichtigen. Anschließend werden die erzeugten Teilchen in ein Programm zur Simulation des experimentellen Aufbaus (hier: GEANT) eingespeist, welches die Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektormaterial simuliert und instabile Teilchen zerfallen läßt. Ist man außerdem an der Response der einzelnen Detektoren auf die ankommenden Teilchen interessiert, bedarf es eines weiteren detektorspezifischen Simulationsprogrammes (hier: MTSIM). Dieses liefert einen zu tatsächlichen Daten identischen Output, so daß nun die herkömmlichen Rekonstruktions- und Analyseprogramme verwendet werden können.

### Der Ereignisgenerator

Derzeit existieren zahlreiche unterschiedliche Modelle, die die Dynamik einer ultrarelativistischen Kern-Kern-Reaktionen zu beschreiben versuchen. Sie basieren entweder auf der Gribov-Regge Theorie GRT (Dual-Parton Modell [Cap87], Quark-Gluon-String-Modell [Kai91], VENUS [Wer93]), der klassischen Stringtheorie (FRITIOF [And87], ATILA [Gyu87]) oder störungstheoretischen QCD-Rechnungen (HIJING [Wan91]). Darüberhinaus existieren molekulare dynamische Modelle (RQMD [Sor89, Sor95],

HIJET [Sho89]), die nur Kern-Kern-Streuungen beschreiben; Nukleon-Nukleon Streuungen werden entweder parametrisiert oder von anderen Modellen beschrieben.

Während die Parameter der phänomenologischen Modelle (wie z.B. GRT-basierte Modelle) durch Anpassung an experimentelle Daten fixiert werden, betrachten mikroskopische Modelle einen Schwerionenstoß als Superposition binärer Parton-Parton-Stöße. Partonen sind abhängig vom jeweiligen Modell Quarks, Diquarks oder Strings. Die Wechselwirkung zwischen den Partonen erfolgt ebenfalls modellabhängig entweder in Form von Resonanzen oder von Strings. Auch bei der Art der Stringformation und -fragmentation unterscheiden sich die einzelnen Modelle. Wechselwirkung der erzeugten Teilchen untereinander (*rescattering*) oder mit nicht unmittelbar an der Reaktion beteiligten Nukleonen (*cascading*) findet ebenfalls nur in einem Teil der Modelle statt. Im Folgenden wird der in dieser Arbeit verwendete Ereignisgenerator VENUS 4.12 genauer vorgestellt.

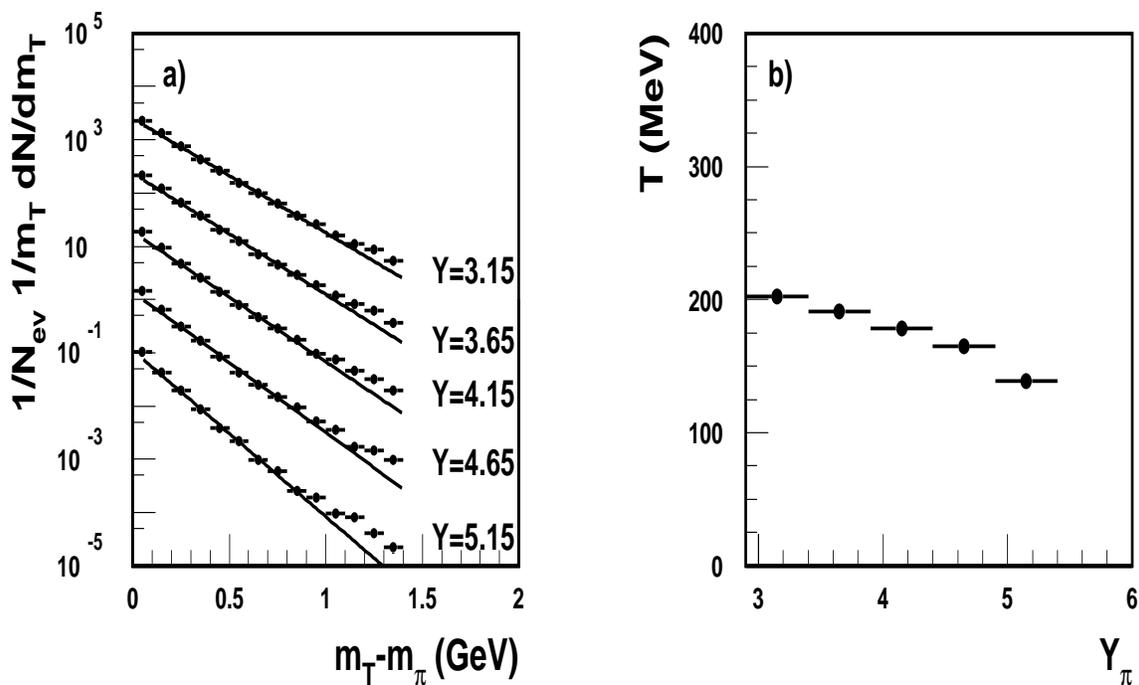


Abbildung B.1: a) Von VENUS erzeugte und mittels GEANT in die MTPC propagierte Transversalmassenverteilung von negativ geladenen Hadronen ( $\pi^-$ ,  $K^-$  und  $\bar{p}$ ). Die Datenpunkte (Kreise), an die eine Exponentialfunktion (Linie) angepaßt wurde, sind mit zunehmender Rapidity jeweils mit einem Faktor 0.1 skaliert worden. b) Rapiditätsabhängigkeit des Temperaturparameters negativ geladener Hadronen.

VENUS (**V**ery **E**nergetic **N**uclear **S**cattering), ein in relativistischer Quantentheorie formuliertes phänomenologisches Modell, gehört zur Klasse der GRT-Modelle. Die Parameter zur Quark-Quark- bzw. Quark-Diquark-Streuung wurden durch Daten aus den

$e^+e^-$  – bzw. Lepton-Nukleon-Streuexperimenten festgelegt. Zunächst wird die Geometrie durch eine Parametrisierung der Dichteverteilung des Projektil- und des Targetkerns festgelegt. Sind Projektil- und Targetnukleonen ausreichend nahe beieinander, wird die Wechselwirkung durch Stringerzeugung mittels Farbaustausch beschrieben. Die farbigen Strings brechen schließlich nach dem ko- und eichinvarianten energie- und impulserhaltenden AMOR-Modell [Art74] auf. Dabei entstehen entweder weitere Strings, die iterativ fragmentieren, oder aber farblose Hadronen oder Resonanzen. Die erzeugten Objekte wechselwirken anschließend durch *cascading* und *rescattering*. Das VENUS-Modell beschreibt die bei ultrarelativistischen Blei-Blei-Reaktionen gemessenen Einteilchenverteilungen ausreichend gut (vgl. Abb. B.1 und Abb. 5.3). Zwei- und Mehrteilchenkorrelationen werden von VENUS jedoch nicht wiedergegeben, so daß man hier auf andere Simulationsprogramme angewiesen ist (siehe nächster Abschnitt).

## Simulation der Zweiteilchen-Korrelationen

Der Ereignisgenerator VENUS 4.12 berücksichtigt durch die Quantenstatistik oder durch Coulombwechselwirkungen hervorgerufene Zweiteilchenkorrelationen nicht. Aus diesem Grunde wurde auf das Programm QBEC (**Q**<sub>inv</sub>-**d**ependant **B**ose-**E**instein & **C**oulomb **C**orrelations) zurückgegriffen [Kad92], welches die Impulse von Teilchen simulierter Ereignisse unter Berücksichtigung von Coulomb- und Bose-Einstein-Wechselwirkungen modifiziert. Neben dieser Methode gibt es andere Verfahren, die zu gegebenem invarianten Impulsunterschied  $Q$  Gewichte entsprechend der Bose-Einstein-Statistik und der Coulombwechselwirkung berechnen, ohne die ursprünglichen Impulse zu verändern (siehe z.B. [Pra86b]). Die hier verwendete Vorgehensweise hat jedoch den Vorteil, daß die die Korrelationen enthaltenden simulierten Ereignisse mit den auch für die Daten verwendeten HBT-Analyse- und Fitprogrammen bearbeitet werden können, wodurch ein erhöhtes Maß an Konsistenz gewährleistet ist.

Die Modifizierung der Teilchenimpulse erfolgt dabei wie folgt: Zunächst wird eine Parametrisierung der Phasenraumdichte  $f(Q)$  derart gewählt, daß für kleine  $Q$  die Anzahl der unmodifizierten Teilchenpaare proportional zum Phasenraumvolumen ist und für große  $Q$  die Phasenraumdichte verschwindet:

$$f(Q) = \frac{Q^2}{\sqrt{Q^2 + 4m^2}} \exp \left[ -\frac{1}{n} \left( \frac{Q}{Q_{max}} \right)^n \left( \frac{Q_{max}^2 + 8m^2}{Q_{max}^2 + 4m^2} \right) \right] \quad (\text{B.1})$$

mit  $n = \{1, 2\}$ <sup>1</sup>,  $m$  der Teilchenmasse und  $Q_{max}$  dem Impulsunterschied, bei dem die Phasenraumdichte maximal wird.  $Q_{max}$  ist somit ein Parameter, durch den sich die Parametrisierung an experimentell bestimmte Phasenraumverteilungen anpassen läßt. Für jedes aus gleichgeladenen Teilchen bestehende Teilchenpaar  $(i,j)$  ( $i,j = \{1,2,3,\dots,N\}$ ,

---

<sup>1</sup>Die in dieser Arbeit benutzte Parametrisierung verwendet  $n = 1$

$i \neq j$  und  $N$  die Zahl aller Teilchen) mit Impulsunterschied  $Q_{ij}^{old}$  wird nun ein modifizierter Impulsunterschied  $Q_{ij}^{new}$  gemäß folgender Integralgleichung numerisch bestimmt:

$$\int_0^{Q_{ij}^{old}} f(Q) dQ = \int_0^{Q_{ij}^{new}} f(Q) C_2(Q) G(Q) dQ \quad (\text{B.2})$$

Für die Zweiteilchenkorrelationsfunktion  $C_2(Q)$  wurde dabei folgende Parametrisierung gewählt:

$$C_2(Q) = 1 + \lambda e^{(-QR)^n} \quad (\text{B.3})$$

Die Parameter  $\lambda$  und  $R$  wurden so gewählt, daß die mit dieser Methode bestimmten Korrelationsfunktionen in etwa die experimentell bestimmten Korrelationsfunktionen wiedergeben. Zur Berücksichtigung der Coulombwechselwirkung wurde die Gamovfunktion  $G(Q)$  verwendet (siehe Gl. 2.46).  $Q_{ij}^{new}$  von Teilchenpaaren, die sich aus unterschiedlich geladenen Teilchen zusammensetzen, berechnet sich ebenfalls nach Gleichung B.2 mit  $C_2(Q) \equiv 1$  und  $G(Q)$  der inversen Gamovfunktion.

Aus  $Q_{ij}^{new}$  und den ursprünglichen Viererimpulsen  $p_i^{old}$ ,  $p_j^{old}$  der Teilchen läßt sich unter Berücksichtigung der Energie-Impuls-Erhaltung die Impulsverschiebung  $\delta p_{ij}$  berechnen. Der modifizierte Viererimpuls  $p_i^{new}$  eines Teilchen ergibt sich dann als Superposition aller Paarwechselwirkungen zu

$$p_i^{new} = p_i^{old} + \sum_{j=1, j \neq i}^N \delta p_{ij} \quad (\text{B.4})$$

Nachdem alle Impulse  $p_i^{new}$  auf diese Weise bestimmt wurden, ist eine globale Skalierung notwendig, um Energie und Impuls im gesamten Ereignis zu erhalten. Man erhält auf diese Weise Ereignisse, bei denen Energie, Impuls und Teilchenzahl erhalten ist, deren Phasenraumbesetzung für kleine  $Q$ -Werte jedoch so modifiziert ist, daß eine an experimentelle Werte angepaßte Zweiteilchenkorrelation beobachtet wird. Auf diese Weise läßt sich der Einfluß der fehlenden Teilchenidentifizierung sowie der Einfluß der endlichen Impulsauflösung auf die Korrelationsfunktion untersuchen.

## Die Simulation des experimentellen Aufbaus

Die vom Ereignisgenerator erzeugten und optional vom Korrelationsprogramm QBEC modifizierten Teilchen werden an das Simulationsprogramm GEANT 3.21 [Bru86] übergeben. Dieses propagiert die Teilchen von ihrem Erzeugungspunkt durch den gesamten experimentellen Aufbau. Hierbei werden einerseits die Eigenschaften der Teilchen selbst berücksichtigt (z.B. Zerfälle), als auch die Wechselwirkungen der Teilchen mit Materie und mit elektromagnetischen Feldern. Wahlweise können die folgenden

Prozesse berücksichtigt werden: Photoeffekt, Comptoneffekt, Rayleigh-Streuung, Paar-erzeugung, Vielfachstreuung, Ionisation, Erzeugung von Deltastrahlung, Bremsstrahlung, Elektron-Positron-Vernichtung, Tscherenkov-Strahlung, Synchrotron-Strahlung, hadronische Wechselwirkungen und Zerfälle. Ausgegeben werden die Orts- und Impulskoordinaten sowie die Identität der Teilchen.

## Die TPC-Simulation

Um die Response der TPC zu simulieren, wurde das Simulationsprogramm MTSIM [Toy97] verwendet. Es erzeugt entsprechend der TPC-Geometrie Cluster, deren Breite in Abhängigkeit von der Gas-Diffusion, der Pad-Geometrie und dem Spurwinkel parametrisiert ist. Nach Festlegung der Parameter mit den Betriebsgrößen zeigt sich gute Übereinstimmung zwischen simulierter und tatsächlicher Clusterbreite (vgl. Abb. B.2 und Abb. 4.3). Die Amplitude ist proportional dem parametrisierten Energieverlust,

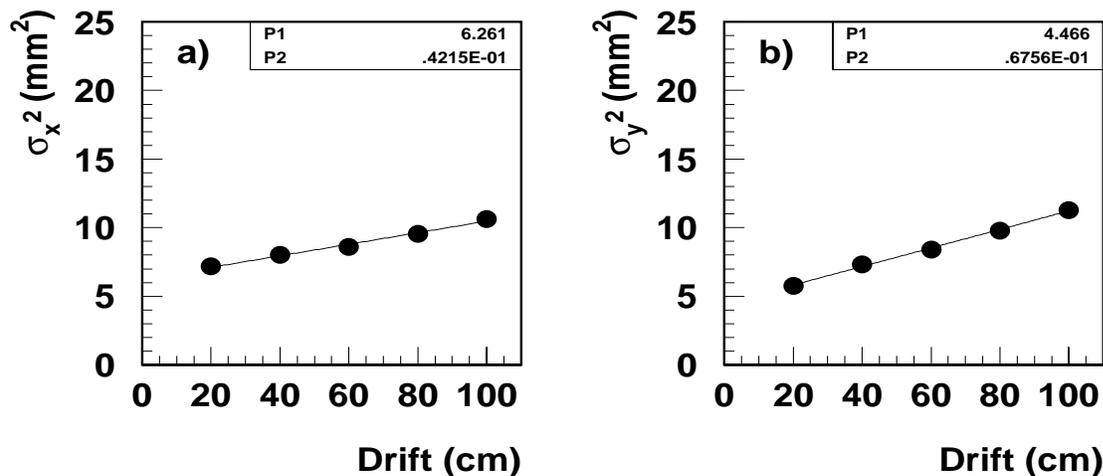


Abbildung B.2: Quadrat der a) transversalen und b) longitudinalen Monte-Carlo Clusterbreite gegen die Driftstrecke in den HR-Sektoren.

den das Teilchen beim Durchgang durch das TPC-Gas erleidet. Die Verschiebung des Ladungsschwerpunktes der Cluster durch Diffusion ist ebenfalls berücksichtigt; ein Vergleich zwischen experimenteller und simulierter Residuenverteilung (vgl. Abb. B.3 und Abb. 4.8) zeigt gute Übereinstimmung.

Damit ist gezeigt, daß die durch die vollständige Monte-Carlo-Simulation generierten Verteilungen die tatsächlichen Verteilungen in allen relevanten Aspekten ausreichend gut wiedergeben, so daß die Bestimmung der Korrekturfaktoren mittels der Simulation als gerechtfertigt erscheint.

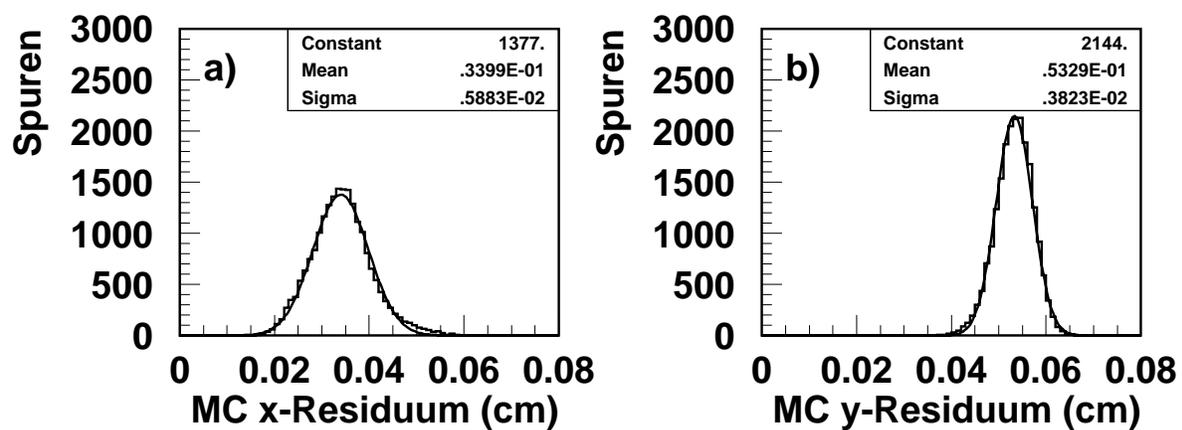


Abbildung B.3: Mittlere Monte-Carlo Spur-Residuenverteilung (geschnitten auf lange Spuren aus den HR-Sektoren) in a) x-Richtung und b) y-Richtung.

# Anhang C

## Auswahl experimentell bestimmter Korrelationsfunktionen

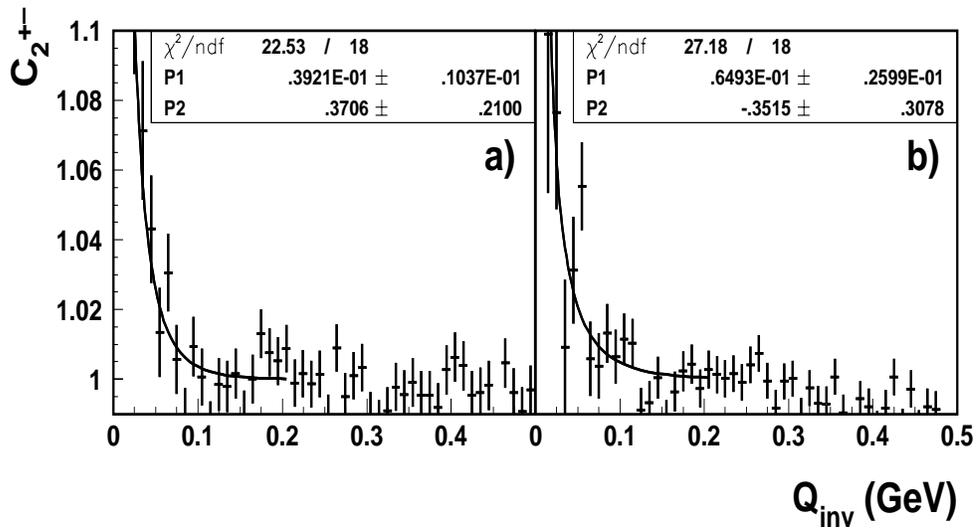


Abbildung C.1:  $K_T$ -Abhängigkeit der Coulomb-Korrelationen. Die Datenpunkte zeigen die Untergrund korrigierten Korrelationen unterschiedlich geladener Pionpaare sowie die Parametrisierung 4.5 (durchgezogene Linie) für verschiedene  $K_T$ -Intervalle im Rapiditätsintervall  $3.0 < Y_{\pi\pi} < 3.5$ . a)  $0.30 < K_T < 0.40$  GeV b)  $0.40 < K_T < 0.50$  GeV

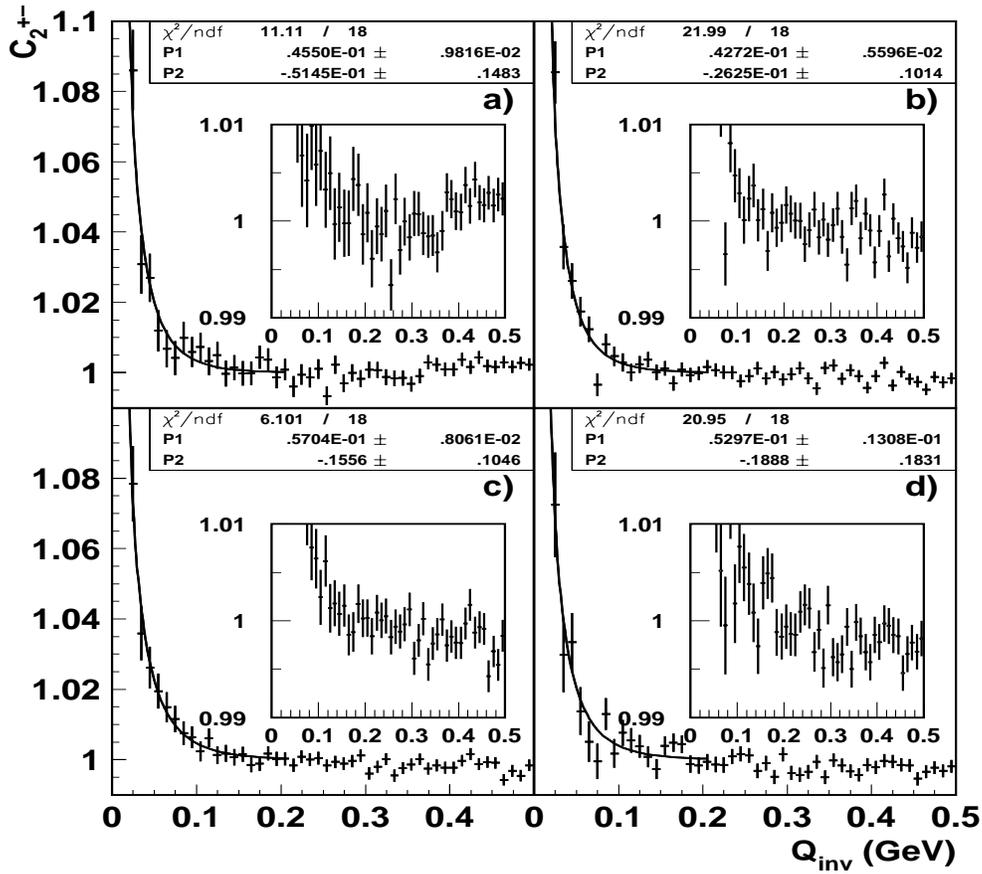


Abbildung C.2:  $K_T$ -Abhängigkeit der Coulomb-Korrelationen. Die (im kleinen Fenster nochmal in vergrößerter Skala dargestellten) Datenpunkte zeigen die Untergrund korrigierten Korrelationen unterschiedlich geladener Pionpaare sowie die Parametrisierung 4.5 (durchgezogene Linie) für verschiedene  $K_T$ -Intervalle im Rapiditätsintervall  $3.5 < Y_{\pi\pi} < 4.0$ . a)  $0.10 < K_T < 0.20$  GeV b)  $0.20 < K_T < 0.30$  GeV c)  $0.30 < K_T < 0.40$  GeV d)  $0.40 < K_T < 0.50$  GeV

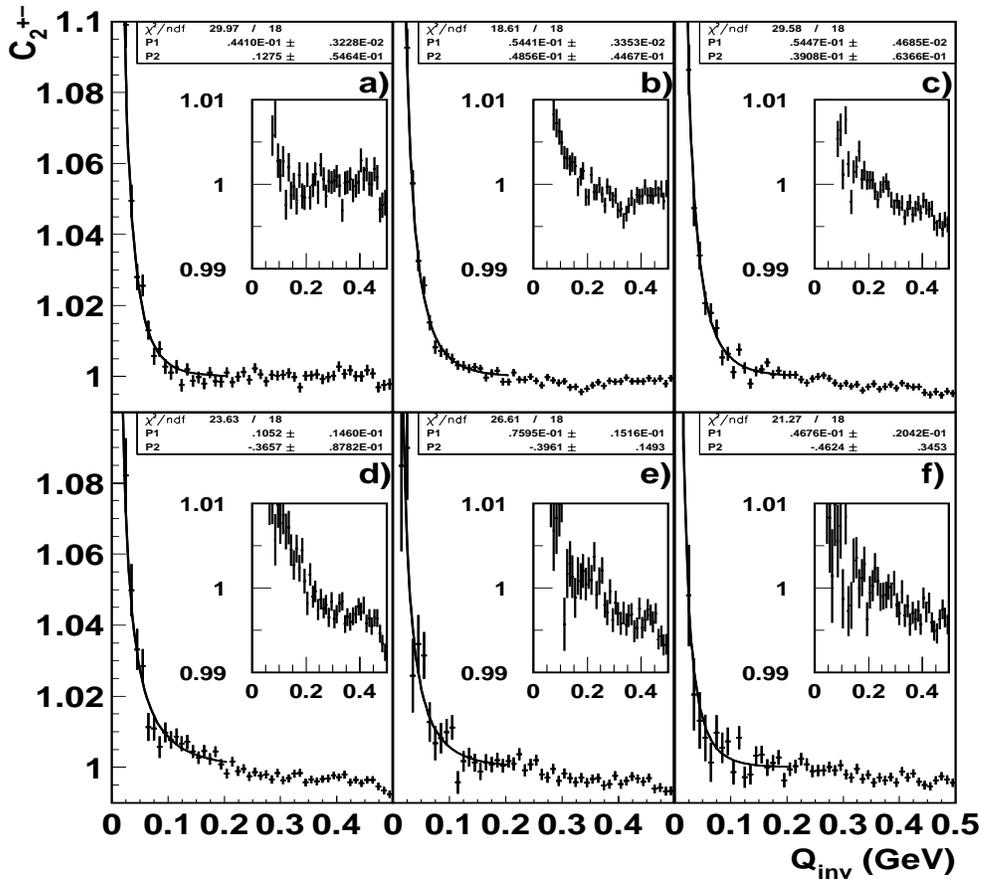


Abbildung C.3:  $K_T$ -Abhängigkeit der Coulomb-Korrelationen. Die (im kleinen Fenster nochmal in vergrößerter Skala dargestellten) Datenpunkte zeigen die Untergrund korrigierten Korrelationen unterschiedlich geladener Pionpaare sowie die Parametrisierung 4.5 (durchgezogene Linie) für verschiedene  $K_T$ -Intervalle im Rapiditätsintervall  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 4.5$ . a)  $0.00 < K_T < 0.10$  GeV b)  $0.10 < K_T < 0.20$  GeV c)  $0.20 < K_T < 0.30$  GeV d)  $0.30 < K_T < 0.40$  GeV e)  $0.40 < K_T < 0.50$  GeV f)  $0.50 < K_T < 1.00$  GeV

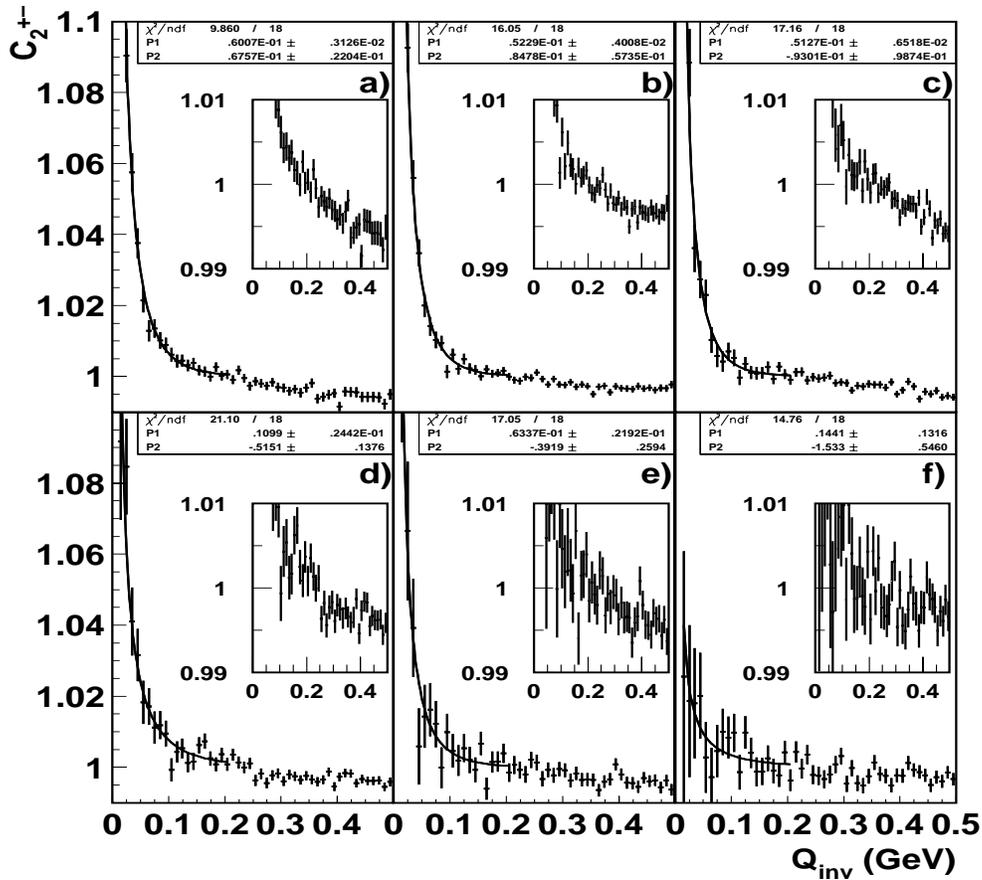


Abbildung C.4:  $K_T$ -Abhängigkeit der Coulomb-Korrelationen. Die (im kleinen Fenster nochmal in vergrößerter Skala dargestellten) Datenpunkte zeigen die Untergrund korrigierten Korrelationen unterschiedlich geladener Pionpaare sowie die Parametrisierung 4.5 (durchgezogene Linie) für verschiedene  $K_T$ -Intervalle im Rapiditätsintervall  $4.5 < Y_{\pi\pi} < 5.0$ . a)  $0.00 < K_T < 0.10$  GeV b)  $0.10 < K_T < 0.20$  GeV c)  $0.20 < K_T < 0.30$  GeV d)  $0.30 < K_T < 0.40$  GeV e)  $0.40 < K_T < 0.50$  GeV f)  $0.50 < K_T < 1.00$  GeV

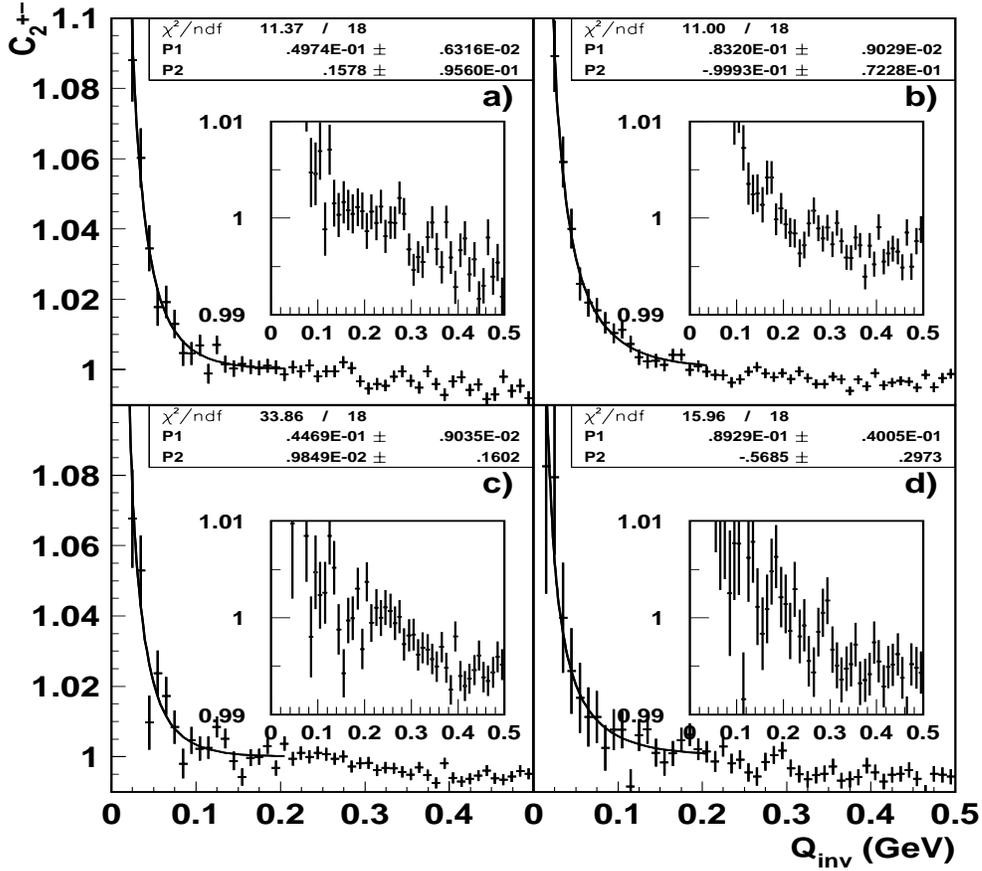


Abbildung C.5:  $K_T$ -Abhängigkeit der Coulomb-Korrelationen. Die (im kleinen Fenster nochmal in vergrößerter Skala dargestellten) Datenpunkte zeigen die Untergrund korrigierten Korrelationen unterschiedlich geladener Pionpaare sowie die Parametrisierung 4.5 (durchgezogene Linie) für verschiedene  $K_T$ -Intervalle im Rapiditätsintervall  $5.0 < Y_{\pi\pi} < 5.5$ . a)  $0.00 < K_T < 0.10$  GeV b)  $0.10 < K_T < 0.20$  GeV c)  $0.20 < K_T < 0.30$  GeV d)  $0.30 < K_T < 0.40$  GeV

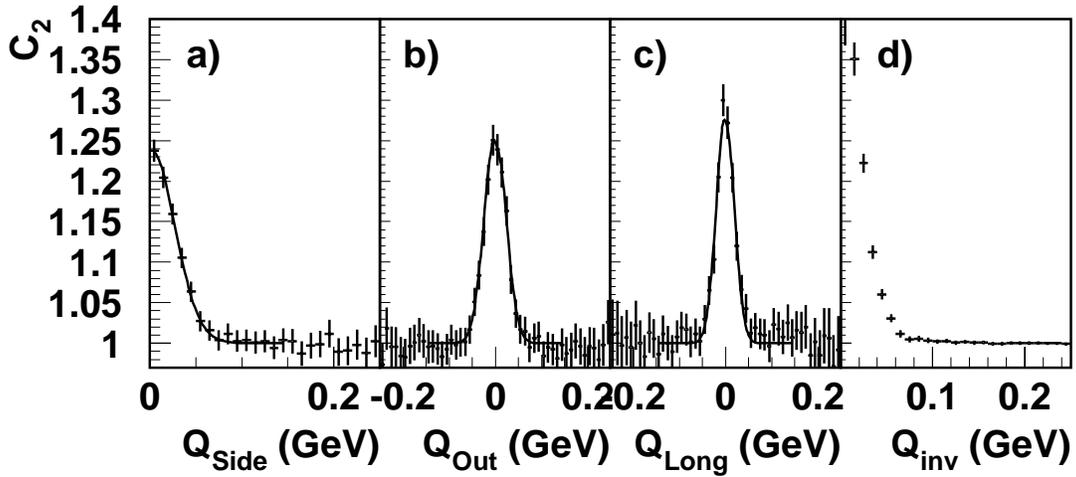


Abbildung C.6: Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion  $C_2$  im FLCMS-System in den Intervallen  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$  und  $0.0 < K_T < 0.1$ , zum einen eindimensional über 30 MeV projiziert auf die Bertsch-Pratt-Variablen a)  $Q_{side}$  b)  $Q_{out}$  c)  $Q_{long}$ , sowie zum anderen d) in Abhängigkeit des invarianten Impulsunterschiedes  $Q_{inv}$ . Die Linien zeigen eindimensionale Projektionen der dreidimensionalen Anpassung an die Daten nach Gl. 2.23.

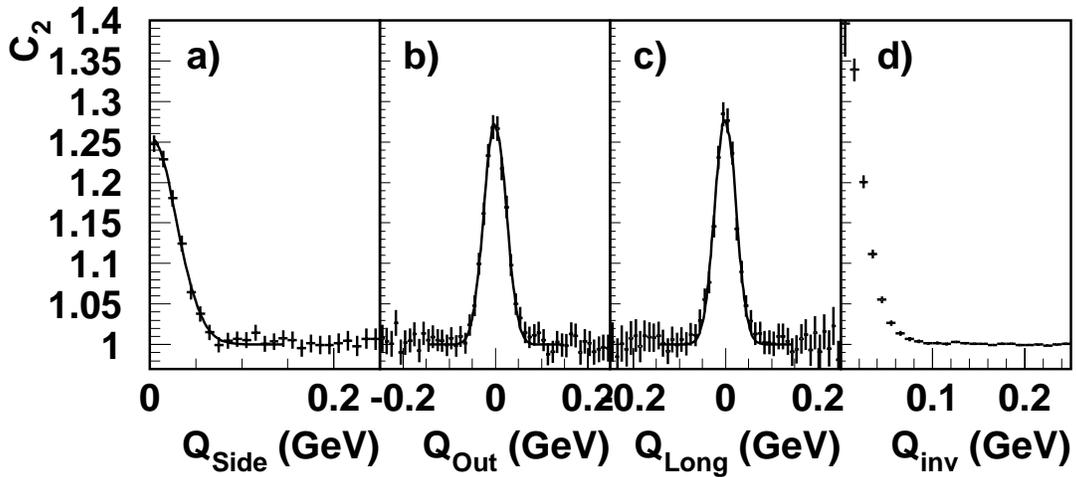


Abbildung C.7: Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion  $C_2$  im FLCMS-System in den Intervallen  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$  und  $0.1 < K_T < 0.2$ , zum einen eindimensional über 30 MeV projiziert auf die Bertsch-Pratt-Variablen a)  $Q_{side}$  b)  $Q_{out}$  c)  $Q_{long}$ , sowie zum anderen d) in Abhängigkeit des invarianten Impulsunterschiedes  $Q_{inv}$ . Die Linien zeigen eindimensionale Projektionen der dreidimensionalen Anpassung an die Daten nach Gl. 2.23.

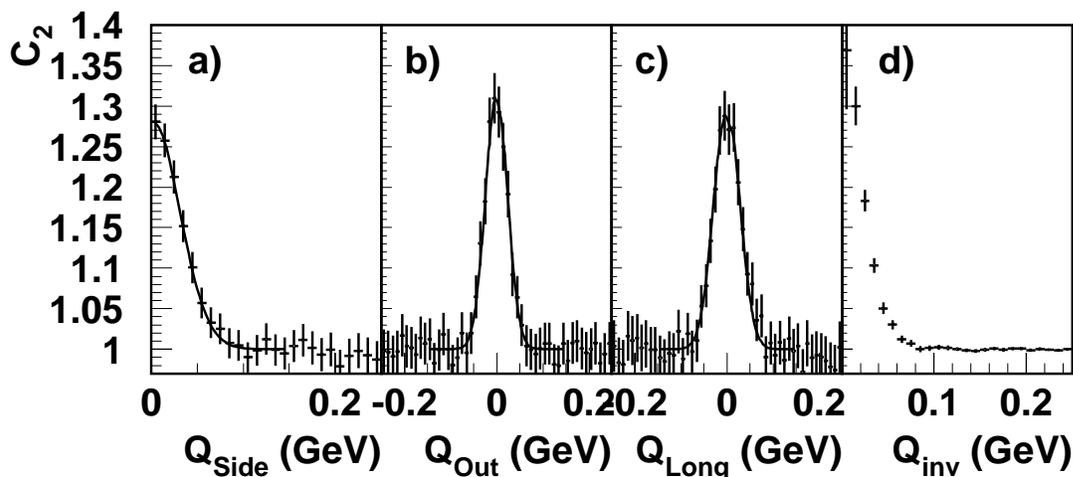


Abbildung C.8: Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion  $C_2$  im FLCMS-System in den Intervallen  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$  und  $0.2 < K_T < 0.3$ , zum einen eindimensional über 30 MeV projiziert auf die Bertsch-Pratt-Variablen a)  $Q_{side}$  b)  $Q_{out}$  c)  $Q_{long}$ , sowie zum anderen d) in Abhängigkeit des invarianten Impulsunterschiedes  $Q_{inv}$ . Die Linien zeigen eindimensionale Projektionen der dreidimensionalen Anpassung an die Daten nach Gl. 2.23.

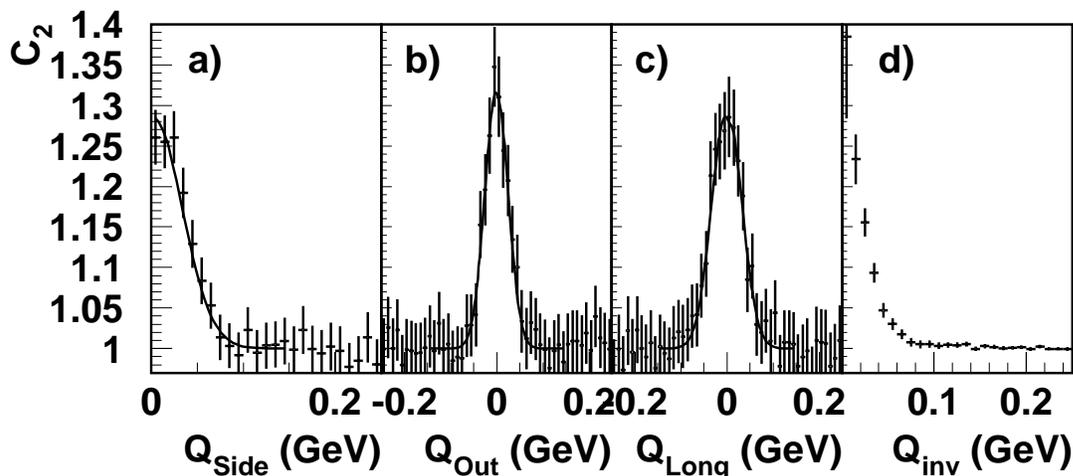


Abbildung C.9: Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion  $C_2$  im FLCMS-System in den Intervallen  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$  und  $0.3 < K_T < 0.4$ , zum einen eindimensional über 30 MeV projiziert auf die Bertsch-Pratt-Variablen a)  $Q_{side}$  b)  $Q_{out}$  c)  $Q_{long}$ , sowie zum anderen d) in Abhängigkeit des invarianten Impulsunterschiedes  $Q_{inv}$ . Die Linien zeigen eindimensionale Projektionen der dreidimensionalen Anpassung an die Daten nach Gl. 2.23.

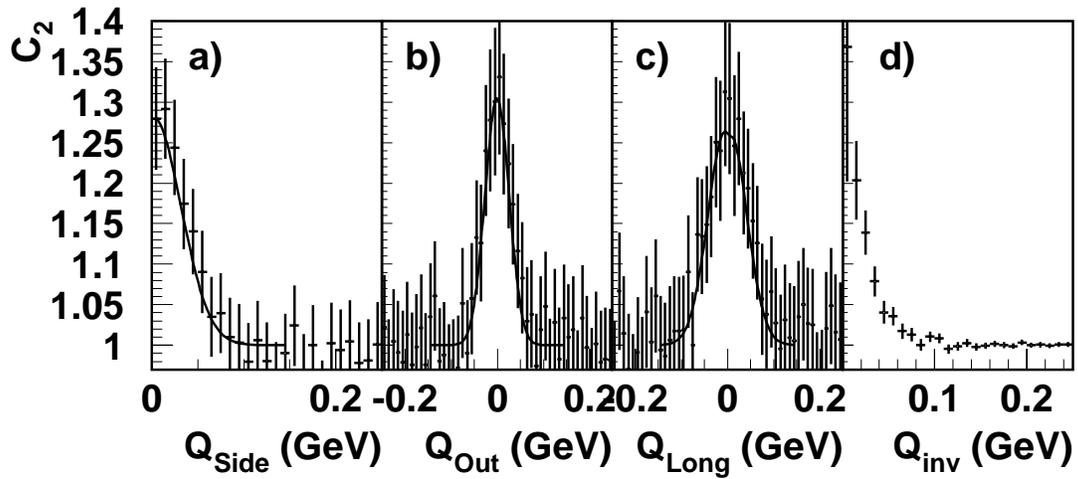


Abbildung C.10: Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion  $C_2$  im FLCMS-System in den Intervallen  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$  und  $0.4 < K_T < 0.5$ , zum einen eindimensional über 30 MeV projiziert auf die Bertsch-Pratt-Variablen a)  $Q_{side}$  b)  $Q_{out}$  c)  $Q_{long}$ , sowie zum anderen d) in Abhängigkeit des invarianten Impulsunterschiedes  $Q_{inv}$ . Die Linien zeigen eindimensionale Projektionen der dreidimensionalen Anpassung an die Daten nach Gl. 2.23.

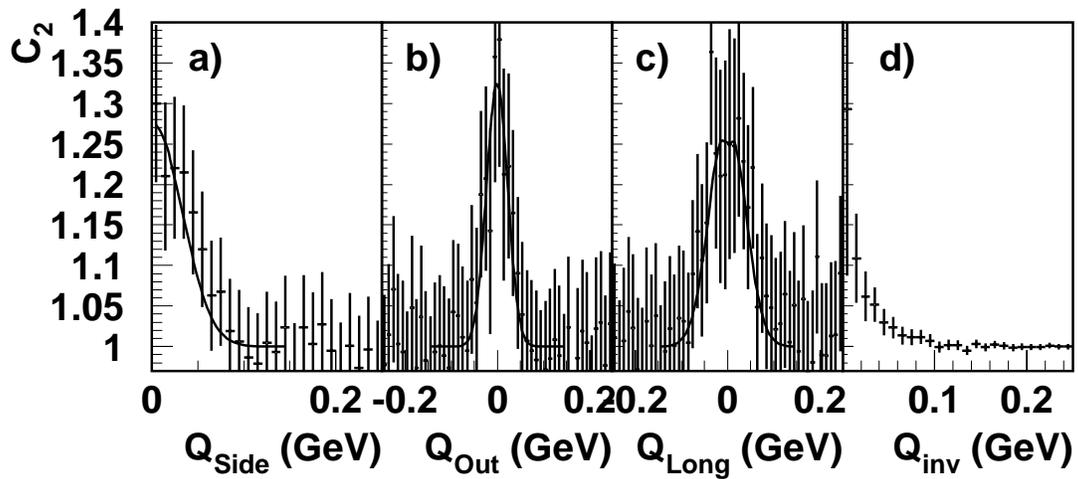


Abbildung C.11: Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion  $C_2$  im FLCMS-System in den Intervallen  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$  und  $0.5 < K_T < 1.0$ , zum einen eindimensional über 30 MeV projiziert auf die Bertsch-Pratt-Variablen a)  $Q_{side}$  b)  $Q_{out}$  c)  $Q_{long}$ , sowie zum anderen d) in Abhängigkeit des invarianten Impulsunterschiedes  $Q_{inv}$ . Die Linien zeigen eindimensionale Projektionen der dreidimensionalen Anpassung an die Daten nach Gl. 2.23.

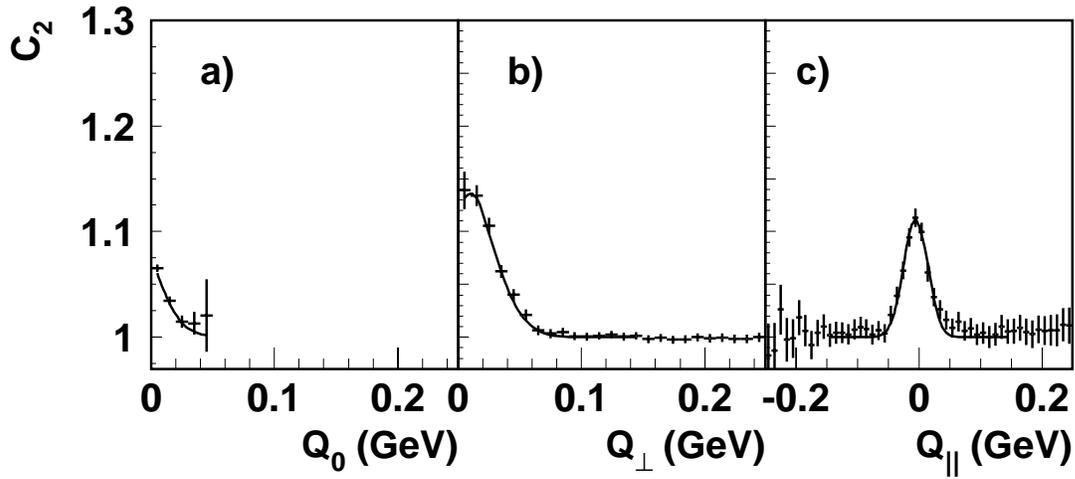


Abbildung C.12: Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion  $C_2$  im FLCMS-System in den Intervallen  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$  und  $0.0 < K_T < 0.1$ , eindimensional über 70 MeV projiziert auf die Yano-Koonin-Variablen a)  $Q_0$  b)  $Q_{\perp}$  c)  $Q_{\parallel}$ . Die Linien zeigen eindimensionale Projektionen der dreidimensionalen Anpassung an die Daten nach Gl. 2.27.

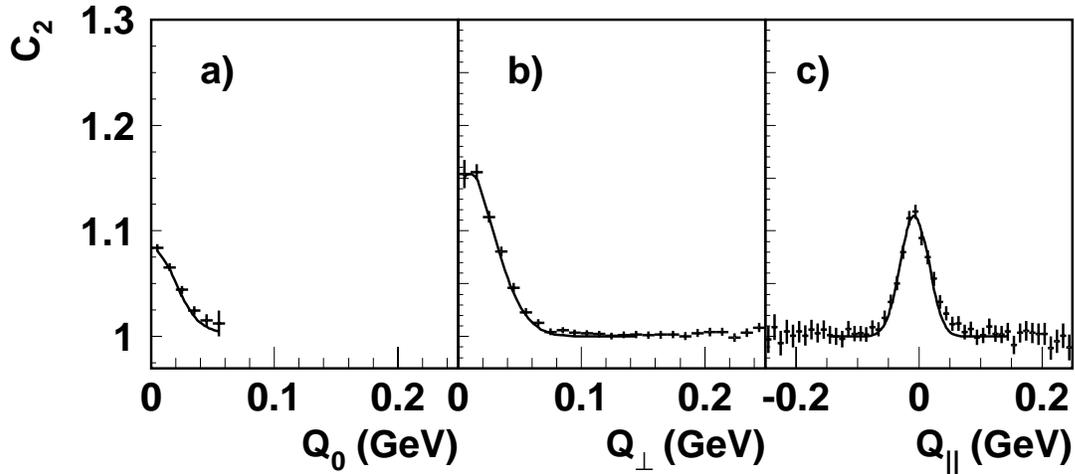


Abbildung C.13: Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion  $C_2$  im FLCMS-System in den Intervallen  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$  und  $0.1 < K_T < 0.2$ , eindimensional über 70 MeV projiziert auf die Yano-Koonin-Variablen a)  $Q_0$  b)  $Q_{\perp}$  c)  $Q_{\parallel}$ . Die Linien zeigen eindimensionale Projektionen der dreidimensionalen Anpassung an die Daten nach Gl. 2.27.

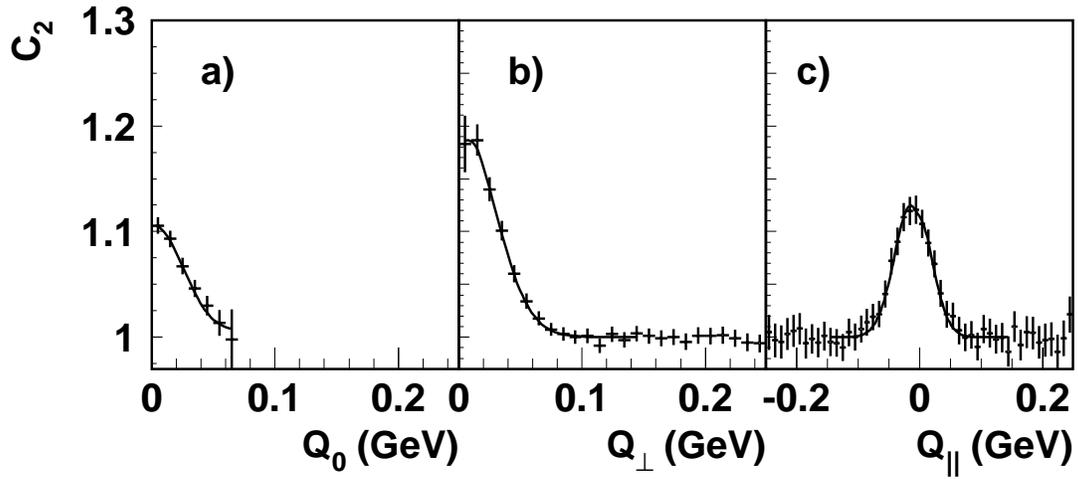


Abbildung C.14: Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion  $C_2$  im FLCMS-System in den Intervallen  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$  und  $0.2 < K_T < 0.3$ , eindimensional über 70 MeV projiziert auf die Yano-Koonin-Variablen a)  $Q_0$  b)  $Q_{\perp}$  c)  $Q_{\parallel}$ . Die Linien zeigen eindimensionale Projektionen der dreidimensionalen Anpassung an die Daten nach Gl. 2.27.

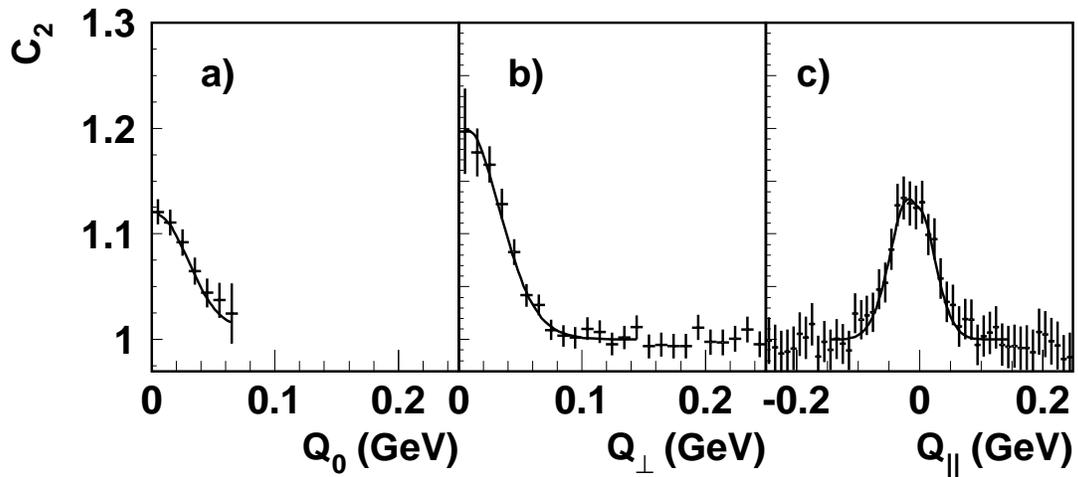


Abbildung C.15: Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion  $C_2$  im FLCMS-System in den Intervallen  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$  und  $0.3 < K_T < 0.4$ , eindimensional über 70 MeV projiziert auf die Yano-Koonin-Variablen a)  $Q_0$  b)  $Q_{\perp}$  c)  $Q_{\parallel}$ . Die Linien zeigen eindimensionale Projektionen der dreidimensionalen Anpassung an die Daten nach Gl. 2.27.

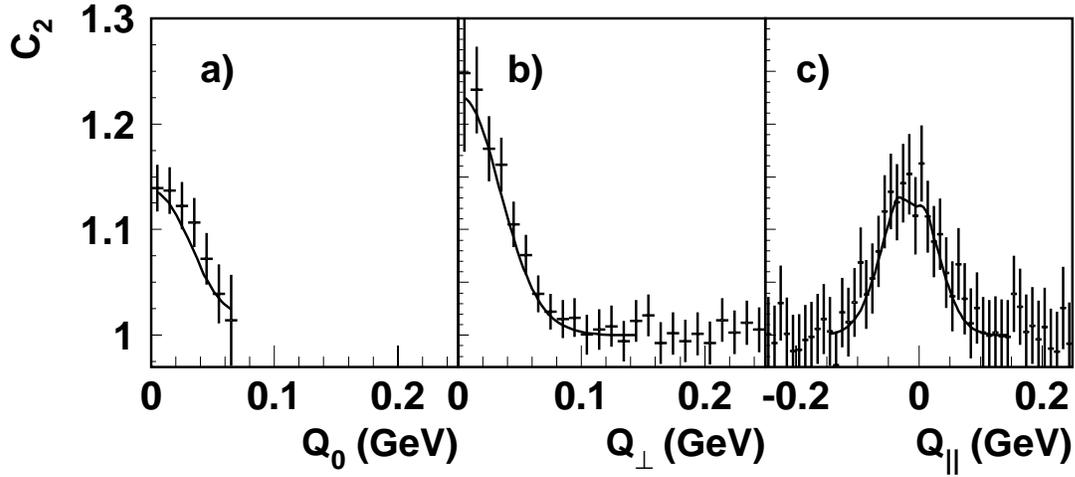


Abbildung C.16: Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion  $C_2$  im FLCMS-System in den Intervallen  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$  und  $0.4 < K_T < 0.5$ , eindimensional über 70 MeV projiziert auf die Yano-Koonin-Variablen a)  $Q_0$  b)  $Q_{\perp}$  c)  $Q_{\parallel}$ . Die Linien zeigen eindimensionale Projektionen der dreidimensionalen Anpassung an die Daten nach Gl. 2.27.

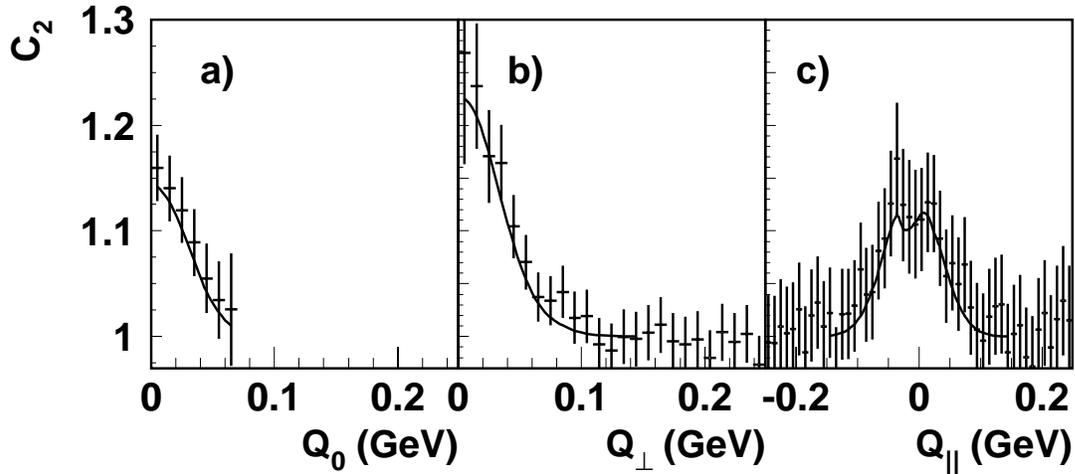


Abbildung C.17: Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion  $C_2$  im FLCMS-System in den Intervallen  $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$  und  $0.5 < K_T < 1.0$ , eindimensional über 70 MeV projiziert auf die Yano-Koonin-Variablen a)  $Q_0$  b)  $Q_{\perp}$  c)  $Q_{\parallel}$ . Die Linien zeigen eindimensionale Projektionen der dreidimensionalen Anpassung an die Daten nach Gl. 2.27.

# Tabellenverzeichnis

3.1	Charakteristische Daten der NA49-TPCs. . . . .	35
3.2	Anordnung und Charakteristik der NA49-Komponenten im Bleistrah. . . . .	38
4.1	Parametrisierung der Korrelationen ungleich geladener Pionen. . . . .	76
5.1	Transversalimpulsabhängigkeit des invarianten Quellradius. . . . .	95
5.2	Modellparameter im Heinz-Modell. . . . .	102

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Der Quark-Einschluß. . . . .	4
1.2	Phasendiagramm des Übergangs eines Hadronengases zu einem Quark-Gluon-Plasma. . . . .	5
1.3	Endzustand einer Blei-Blei-Reaktion. . . . .	6
2.1	Zeitlicher und räumlicher Verlauf einer Schwerionenreaktion. . . . .	8
3.1	Der schematische Aufbau des Experimentes NA49. . . . .	29
3.2	Das Prinzip der Signalerzeugung in einer Spurendriftkammer. . . . .	31
3.3	Zur Clusterdefinition. . . . .	32
3.4	Teilchenidentifizierung durch Bestimmung des mittleren Energieverlustes. . . . .	34
3.5	Aufbau der NA49 Main TPC (schematisch). . . . .	36
3.6	Zweispurauflösung der MTPC . . . . .	37
3.7	Schematische Anordnung der Komponenten im Strahlengang. . . . .	38
3.8	Das Magnetfeld bei NA49. . . . .	40
3.9	Schematischer Aufbau der TPC-Elektronik. . . . .	43
3.10	Schematischer Aufbau der TPC VME-Receiver-Boards. . . . .	43
4.1	Der Stoßparameter. . . . .	45
4.2	Verteilungen der Transversal- und der Veto-Energie . . . . .	46
4.3	Quadrat der Clusterbreite gegen Driftstrecke . . . . .	48
4.4	Verteilung der maximalen ADC-Werte und der Ladung von Clustern . . . . .	49
4.5	Driftstreckenabhängigkeit der Clusterladung . . . . .	49
4.6	Verteilung der Cluster in Nähe der HV-Kathode . . . . .	50
4.7	Rekonstruktionseffizienz der MTPC . . . . .	52
4.8	Mittlere Spur-Residuenverteilung . . . . .	53
4.9	Differentielle Residuenverteilung der Cluster . . . . .	54
4.10	TPC-Positionierung durch Viel-Target-Run . . . . .	55
4.11	Impulsauflösung der MTPC . . . . .	56
4.12	Geometrische Akzeptanz der MTPC . . . . .	57
4.13	Einfluß der Korrekturen auf die Transversalmassenverteilung . . . . .	58
4.14	Beispiel einer Korrelationsfunktion . . . . .	60

4.15	Eindimensionale Projektion der Korrelationsfunktion in Bertsch-Pratt-Variablen . . . . .	62
4.16	Zweidimensionale Projektion der Korrelationsfunktion in Bertsch-Pratt-Variablen . . . . .	62
4.17	Eindimensionale Projektion der Korrelationsfunktion in Yano-Koonin-Variablen . . . . .	63
4.18	Zweidimensionale Projektion der Korrelationsfunktion in Yano-Koonin-Variablen . . . . .	63
4.19	Phasenraumbesetzung in Yano-Koonin-Variablen. . . . .	64
4.20	Zweiteilchen-Impulsauflösung. . . . .	65
4.21	Einfluß der Impulsauflösung auf die Korrelationsparameter. . . . .	66
4.22	Kontaminationsanteil negativ geladener Paare. . . . .	67
4.23	Kontaminationsanteil unterschiedlich geladener Paare. . . . .	68
4.24	Differenz von simulierten Hadron- minus Pion-Korrelationsradien. . . . .	69
4.25	Differenz von nach Zerfall der instabilen Teilchen simulierten Hadron- minus Pion-Korrelationsradien. . . . .	70
4.26	Einfluß der Kontamination auf den Chaotizitätsparameter. . . . .	71
4.27	Energieverlustverteilung bei gegebenem Impuls. . . . .	72
4.28	dE/dx-Parametrisierung der Pionen. . . . .	73
4.29	Einfluß der Unterdrückung nicht-pionischer Teilchen auf die Korrelationsparameter. . . . .	74
4.30	$K_T$ -Abhängigkeit der Coulomb-Korrelationen für $4.0 < Y_{\pi\pi} < 5.0$ . . . . .	75
4.31	Korrelationen durch Coulomb-Wechselwirkung. . . . .	77
4.32	Modellrechnungen zu Coulomb-Korrelationen gleich und ungleich geladener Pionpaare. . . . .	78
4.33	Differenz der Korrelationsradien bei Verwendung der berechneten Coulomb-Korrelationsfunktion gleich und ungleich geladener Pionpaare. . . . .	79
5.1	Multiplizitätsverteilung. . . . .	81
5.2	Verteilung des mittleren Transversalimpulses. . . . .	81
5.3	Transversalmassenverteilung negativer Teilchen. . . . .	83
5.4	Transversalmassenverteilung der Protonen. . . . .	84
5.5	Rapiditysdichteverteilung negativer Hadronen. . . . .	85
5.6	Rapiditysdichteverteilung der Protonen. . . . .	86
5.7	Rapidityabhängigkeit der Radiusparameter in der Bertsch-Pratt-Parametrisierung. . . . .	88
5.8	Rapidityabhängigkeit der Radiusparameter in der Yano-Koonin-Parametrisierung. . . . .	89
5.9	Transversalimpulsabhängigkeit der Radiusparameter. . . . .	91
5.10	Verifizierung der experimentellen Fitprozedur. . . . .	93
5.11	Yano-Koonin-Rapidity gegen Rapidity des Pionpaares. . . . .	94

5.12	Transversalimpulsabhängigkeit des Chaotizitätsparameters. . . . .	96
5.13	Interpretation der Transversalmassenverteilungen im Heinz-Modell. . . . .	99
5.14	Interpretation der $K_T$ -Abhängigkeit von $R_{\perp}$ im Heinz-Modell. . . . .	100
5.15	Rapiditätsabhängigkeit von Temperatur und transversalem Fluß im Heinz-Modell. . . . .	101
5.16	Interpretation der $K_T$ -Abhängigkeit von $R_{\parallel}$ im Heinz-Modell. . . . .	102
5.17	Abhängigkeit der Korrelationsintegrale von der Ordnung. . . . .	104
5.18	Abhängigkeit der Korrelationsintegrale von der Ladungskombination. . . . .	105
5.19	Abschätzung der originären Vielteilchenkorrelationen durch Korrelationsintegrale. . . . .	106
B.1	Simulierte Transversalmassenverteilung von $\pi^-$ , $K^-$ und $\bar{p}$ . . . . .	115
B.2	Quadrat der Monte-Carlo Clusterbreite gegen Driftstrecke . . . . .	118
B.3	Mittlere Monte-Carlo Spur-Residuenverteilung . . . . .	119
C.1	$K_T$ -Abhängigkeit der Coulomb-Korrelationen für $3.0 < Y_{\pi\pi} < 3.5$ . . . . .	120
C.2	$K_T$ -Abhängigkeit der Coulomb-Korrelationen für $3.5 < Y_{\pi\pi} < 4.0$ . . . . .	121
C.3	$K_T$ -Abhängigkeit der Coulomb-Korrelationen für $4.0 < Y_{\pi\pi} < 4.5$ . . . . .	122
C.4	$K_T$ -Abhängigkeit der Coulomb-Korrelationen für $4.5 < Y_{\pi\pi} < 5.0$ . . . . .	123
C.5	$K_T$ -Abhängigkeit der Coulomb-Korrelationen für $5.0 < Y_{\pi\pi} < 5.5$ . . . . .	124
C.6	Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion in Bertsch-Pratt-Variablen für $0.0 < K_T < 0.1$ . . . . .	125
C.7	Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion in Bertsch-Pratt-Variablen für $0.1 < K_T < 0.2$ . . . . .	125
C.8	Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion in Bertsch-Pratt-Variablen für $0.2 < K_T < 0.3$ . . . . .	126
C.9	Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion in Bertsch-Pratt-Variablen für $0.3 < K_T < 0.4$ . . . . .	126
C.10	Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion in Bertsch-Pratt-Variablen für $0.4 < K_T < 0.5$ . . . . .	127
C.11	Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion in Bertsch-Pratt-Variablen für $0.5 < K_T < 1.0$ . . . . .	127
C.12	Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion in Yano-Koonin-Variablen für $0.0 < K_T < 0.1$ . . . . .	128
C.13	Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion in Yano-Koonin-Variablen für $0.1 < K_T < 0.2$ . . . . .	128
C.14	Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion in Yano-Koonin-Variablen für $0.2 < K_T < 0.3$ . . . . .	129
C.15	Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion in Yano-Koonin-Variablen für $0.3 < K_T < 0.4$ . . . . .	129
C.16	Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion in Yano-Koonin-Variablen für $0.4 < K_T < 0.5$ . . . . .	130
C.17	Coulombkorrigierte Korrelationsfunktion in Yano-Koonin-Variablen für $0.5 < K_T < 1.0$ . . . . .	130

# Literaturverzeichnis

- [\*] Der Referenzverweis, der in dieser Arbeit auf der in spitzen Klammern angegebenen Seitenzahl erfolgt, besteht aus den drei Anfangsbuchstaben des Autors, der Gruppe oder des Experimentes, gefolgt von dem Erscheinungsjahr der Publikation.
- [Alb95] T. Alber, Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik München (1995) <15>
- [Ali95] ALICE Kollaboration, Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71 (1995) <30>
- [And87] B. Andersen, G. Gustafson und B. Nielsson-Almqvist, Nucl. Phys. B 281 (1987) 289 <114>
- [Ang93] N. Angert et al., *CERN Heavy-Ion Facility Design Report*, CERN Report 93-01 <28>
- [App96] H. Appelshäuser, Dissertation, Universität Frankfurt (1996) <74>
- [Art74] X. Artru und G. Mennessier, Nucl. Phys. B 70 (1974) 93 <116>
- [Ber89] G. F. Bertsch, Nucl. Phys. A498 (1989) 173c <16>
- [Bia88] A. Bialas, R. Peschanski, Nucl. Phys. B273 (1986) 703; B308 (1988) 857 <22>
- [Bjo73] J. D. Bjorken, Lectures presented in the 1973 Proceedings of the Summer Institute on Particle Physics, SLAC-167 (1973) <18>
- [Bjo83] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D 27/1 (1983) 140 <9>
- [Bri95] D. Brinkmann, Dissertation, Universität Frankfurt (1995) <73>
- [Bow88] M. G. Bowler, Z. Phys. C39 (1988) 81 <20>
- [Bow91] M. G. Bowler, Phys. Lett. B 270 (1991) 69 <78>

- [Bro79] I. N. Bronstein, K. A. Semendjaev, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt (1979) <21>
- [Bru86] R. Brun et al., GEANT 3 User Guide, CERN/DD/EE/84-1 (1986) <117>
- [Cap87] A. Capella et al., *Z. Phys. C* 33 (1987) 541 <114>
- [Car91] P. Carruthers, H. C. Eggers und I. Sarcevic, *Phys. Lett. B* 254/1,2 (1991) 258 <25>
- [Cha95] S. Chapman, J. R. Nix, U. Heinz, *Phys. Rev. C* 52/5 (1995) 2694 <15>
- [Cha95b] S. Chapman, P. Scotto und U. Heinz, *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 4400 <16>
- [Cha95c] S. Chapman, P. Scotto und U. Heinz, *Heavy Ion Physics I* 1 (1995) 1 <98>
- [Cra96] J. G. Cramer und K. Kadija, *Phys. Rev. C* 53/2 (1996) 908 <25>
- [Csö96] T. Csörgö und B. Lörstad, *Phys. Rev. C* 54 (1996) 1390 <97>
- [E866-96] E866 Kollaboration, Proceedings of Quark Matter Konferenz 1996, Heidelberg, in Vorbereitung <11>
- [Egg93] H. C. Eggers, P. Lipa, P. Carruthers und B. Buschbeck, *Phys. Rev. D* 48/5 (1993) 2040 <13>
- [Fer97] D. Ferenc für die NA35 Kollaboration (in Vorbereitung) <77>
- [GIBS-95] GIBS Kollaboration, JINR Preprint E1-95-311, submitted to *Phys. Lett. B* (1995) <17>
- [Gyu79] M. Gyulassy, S. K. Kauffmann und L. W. Wilson, *Phys. Rev. C* 20 (1979) 2267 <96>
- [Gyu87] M. Gyulassy, Preprint CERN-TH 4794/87 (1987) <114>
- [Han56] R. Hanbury Brown und R. Q. Twiss, *Nature (London)* 178 (1956) 1046 <12>
- [Hei96] U. Heinz, B. Tomášik, U. A. Wiedemann und Y. F. Wu, *Phys. Lett. B* 382 (1996) 181 <15>
- [Her95] M. Herrmann und G. F. Bertsch, *Phys. Rev. C* 51 (1995) 328 <97>
- [Hum96] T. Humanic, Proceedings of Quark Matter Konferenz 1996, Heidelberg, in Vorbereitung <97>
- [Kad92] K. Kadija und P. Seyboth, *Phys. Lett. B* 287 (1992) 363 <116>

- [Kad94] K. Kadija und P. Seyboth, *Z. Phys. C* 61 (1994) 465 <13>
- [Kai91] A. Kaidalov, *Nucl. Phys. A* 525 (1991) 39c <114>
- [Kli67] Yu. L. Klimontovich, *The Statistical Theory of Non-Equilibrium Processes in a Plasma*, MIT Press, Cambridge, MA. (1967) <13>
- [LHC-91] *Design Study of the Large Hadron Collider (LHC)*, CERN 91-03 (1991) <29>
- [Mar83] C. De Marzo et al., *Nucl. Instr. and Meth.* 217 (1983) 405 <41>
- [Mar95] S. Margetis *Nucl. Phys. A*590 (1995) 355c <46>
- [Mar95b] C. Markert, Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1995) <50>
- [Moc97] A. Mock, Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik München, in Vorbereitung <83>
- [Mül95] B. Müller, *Rep. Prog. Phys.* 58 (1995) 611 <10>
- [NA45-96] CERES/NA45 Kollaboration, Proceedings of Quark Matter Konferenz 1996, Heidelberg, in Vorbereitung <11>
- [NA50-96] NA50 Kollaboration, Proceedings of Quark Matter Konferenz 1996, Heidelberg, in Vorbereitung <12>
- [Orn96] U. Ornik et al., *Phys. Rev. C* 54 (1996) 1381 <97>
- [PDG-96] Particle Data Group, Particle and Fields, *Phys. Rev. D* 54 (1996) 132 <33>
- [Pod83] M. I. Podgoretsky, *Sov. J. Nucl. Phys.* 37 (1983) 272 <16>
- [Pra86] S. Pratt, *Phys. Rev. D* 33 (1986) 1314 <18>
- [Pra86b] S. Pratt, *Phys. Rev. D* 33 (1986) 72 <20>
- [Rau94] W. Rauch, *IEEE Transactions on Nuclear Science* 41/1 (1994) 30 <42>
- [Sat96] H. Satz, Proceedings of Quark Matter Konferenz 1996, Heidelberg, in Vorbereitung <12>
- [Sch92] E. Schnedermann, J. Sollfrank und U. Heinz, Preprint Universität Regensburg TPR-92-29 (1992) <82>
- [Sch93] S. Schönfelder, Diplomarbeit, Technische Universität München (1993) <34>
- [Sch93b] J. Schukraft, *Nucl. Phys. A* 553 (1993) 31c <5>

- [Sch95] S. Schönfelder, NA49 Multitarget MTPC Analysis, NA49 Note (1995) <55>
- [Sho89] A. Shor und R. Longacre, Phys. Lett. B 218 (1989) 100 <115>
- [Sin89] Y. M. Sinyukov, Nucl. Phys. A 498 (1989) 151c  
A. N. Makhlin und Y. M. Sinyukov, Zeit. Phys. C 39 (1988) 69 <97>
- [Sin94] Y. M. Sinyukov, Nucl. Phys. A 566 (1994) 589c <90>
- [Son94] P. Sonderegger, CERN PPE/94-21 (1994) <7>
- [Sor89] H. Sorge, H. Stöcker und W. Greiner, Nucl. Phys. A 498 (1989) 567c <114>
- [Sor91] H. Sorge, Universität Frankfurt, UFTP-263/91 (1991) <82>
- [Sor95] H. Sorge, Universität Frankfurt, UFTP-393/95 (1995) <114>
- [Sri95] D. K. Srivastava, B. Sinha und C. Gale, Phys. Rev. C 53 (1996) R567 <11>
- [STAR-92] STAR Kollaboration, Conceptual Design Report PUB-5347 (1992) <30>
- [Toy97] M. Toy, Dissertation, University of California, Los Angeles, in Vorbereitung <118>
- [Wal79] A. H. Walenta, Nucl. Instr. and Meth. 161 (1979) 435 <33>
- [Wan91] X. N. Wang und M. Gyulassy, LBL 31036 (1991), LBL 31159 (1991) <114>
- [Wer93] K. Werner, Phys. Rep. 232 (1993) 87 <114>
- [Wie96] U. A. Wiedemann, P. Scotto und U. Heinz, Phys. Rev. C 53 (1996) 918 <15>
- [Wie97] U. A. Wiedemann und U. Heinz, *Resonance contributions to HBT correlation radii*, Preprint Universität Regensburg, in Vorbereitung <103>
- [Yan78] F. B. Yano und S. E. Koonin, Phys. Lett. 78B/5 (1978) 556 <16>
- [Zaj82] W. A. Zajc, Dissertation, Lawrence Berkeley Laboratory (1982) <74>

# Danksagung

Mein Dank gilt zunächst Herrn Prof. Dr. Norbert Schmitz für die Themenstellung, die Betreuung und die Unterstützung dieser Arbeit. Die mutige und richtige Entscheidung, mich diese Arbeit im Rahmen des NA49-Experimentes durchführen zu lassen, verdient aufgrund des Ende 1993 noch äußerst unsicheren Zeitablaufs des NA49 Experimentes besondere Erwähnung.

Herrn Dr. Peter Seyboth, der zu jeder Zeit für Fragen und Probleme ein offenes Ohr hatte, und der mich in die hohe Kunst der Datenauswertung einführte, möchte ich für die ausgezeichnete Unterstützung und Betreuung danken. Weiterer Dank gebührt Herrn Dr. Volker Eckardt, der bereits meine Diplomarbeit betreute, und der durch sein Votum maßgeblich dazu beitrug, daß ich die Doktorarbeit innerhalb der NA49 Kollaboration durchführen konnte.

Viel lernen konnte ich auch in Diskussionen mit Herrn Dr. Kreso Kadija, insbesondere auf dem Gebiet der Intermittenz. Bedanken möchte ich mich außerdem bei Dr. Thomas Alber, der mich geduldig und stets hilfsbereit in die Thematik der Korrelationsanalyse einführte. Auch Dipl. Phys. Andreas Mock stand stets tatkräftig zur Seite und trug zum Verständnis und Gelingen dieser Arbeit bei; bei Dipl. Phys. Michael Konrad möchte ich mich für sein stetes Interesse am Fortgang dieser Arbeit bedanken. Frau Janet Seyboth erleichterte mir das Leben durch ihren unermüdlichen Einsatz zur Aufrechterhaltung der NA49 Software.

Danken möchte ich auch Prof. Dr. John Cramer und Prof. Dr. Tom Trainor für die freundliche Aufnahme in Seattle. Die Zusammenarbeit mit Stephen Bailey, der mich in die Kunst der Spurrekonstruktion eingeführt hat, war immer eine Freude, wofür ich mich ganz herzlich bedanken möchte. Das gemeinsame Jahr mit Dr. Maria Vassiliou und Dr. Angelos Petridis möchte ich ebenfalls nicht missen. Ihre Beiträge zur Detektorsimulation finden sich in dieser Arbeit wieder. Für die hervorragende Unterstützung am CERN gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Andres Sandoval und Dipl. Phys. Predrag Buncic. Darüberhinaus gilt mein besonderer Dank an alle Mitglieder der NA49 Kollaboration, ohne deren tatkräftige Mithilfe diese Arbeit niemals zustande gekommen wäre.

Last but not least gebührt meiner Familie und Frau Melanie Kliesch Dank, daß sie mich in dieser Zeit stets geduldig ertragen und unterstützt haben.