TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN

Zweiteilchenkorrelationen von Protonen und geladenen Pionen in Schwerionenreaktionen von Ar + KCl bei 1,756 AGeV

Diplomarbeit
zur Erlangung des wissenschaftlichen Grades
Diplom-Physiker

vorgelegt von

Christian Wendisch
geboren am 03.04.1984 in Berlin

Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden
2009

Eingereicht am 11.12.2009

1. Gutachter: Prof. Dr. Burkhard Kämpfer
2. Gutachter: Jun.-Prof. Dr. Arno Straessner

Kurzdarstellung

Die Erforschung von hadronischer Materie unter extremen Bedingungen ist ein Schwerpunkt der aktuellen Kern- und Teilchenphysik. Dazu werden verschiedene Experimente durchgeführt. Insbesondere wird das **H**igh **A**cceptance **D**i-**E**lectron **S**pectrometer (HADES) am Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) für die Untersuchung von seltenen Leptonenpaarzerfällen der Vektormesonen ρ, ω und ϕ in Schwerionenkollisionen bei Strahlenergien von 1-2 GeV je Nukleon eingesetzt.

Im September und Oktober 2005 wurde das mittelschwere Stoßsystem aus Ar (Projektile) und KCl (Targetmaterial) bei einer Strahlenergie von 1,756 AGeV untersucht. Es wurden ca. 850 Millionen semi-zentrale Reaktionen aufgezeichnet und daran demonstriert [Sch08, Lor08], dass HADES, obwohl für die Identifikation von e^+-e^--Paaren optimiert, wegen der guten Spurerkennung auch sehr gut zur Untersuchung von Hadronen geeignet ist. Es bietet sich daher an, zum Studium der raum-zeitlichen Struktur von Schwerionenkollisionen eine intensitäts-interferometrische Analyse anhand von Protonen und Pionen durchzuführen.

Dazu werden hier anfangs die theoretischen Grundlagen der Intensitätsinterferometrie identischer Bosonen und Fermionen diskutiert und die experimentelle Umsetzung erklärt. Anschließend wird die Aufbereitung und Selektion der Daten geschildert und schließlich die verschiedenen Korrelationsfunktionen von Protonen- und Pionenpaaren analysiert. Aus den ermittelten mittleren Quellradien von $(2,4 \pm 0,2)$ fm für Protonen und $(3,5 \pm 0,6)$ fm bei den Pionen folgt, dass diese Teilchensorten sensitiv auf verschiedene raum-zeitliche Bereiche der Kollision sind. Durch die Interpretation von Abhängigkeiten der extrahierten Quellparameter von Phasenraumvariablen, wie dem transversalen Impuls und der Rapidität der Teilchenpaare, werden Details der Dynamik der betrachteten Schwerionenkollision festgelegt.

Die Ergebnisse werden mit denen anderer Experimente mit ähnlichen Stoßsystemen verglichen und im Rahmen von Stabilitätsuntersuchungen bei Variation der Analyseparameter auf ihre Genauigkeit bewertet. Abschließend wird anhand von experimentellen dreidimensionalen Korrelationsfunktionen ein Ausblick auf weiterführende mehrdimensionale Studien hinsichtlich der Intensitätsinterferometrie gegeben.

Abstract

The investigation of hadronic matter under extreme conditions is in the focus of current nuclear physics and particle physics. For this purpose different experiments are performed. In particular, the **H**igh **A**cceptance **D**i-**E**lectron **S**pectrometer (HADES) at the GSI Helmholtz Centre for Heavy Ion Research is utilised to study rare direct decays of the vector mesons ρ, ω and ϕ into lepton pairs in heavy-ion collisions at beam energies between 1 and 2 GeV per nucleon.

In September and October 2005, collisions of the medium-heavy nuclei Ar (projectiles) and KCl (target material) were investigated at a beam energy of 1.756 AGeV. Approximately 850 million semi-central reactions were recorded. It was demonstrated [Sch08, Lor08] that HADES, originally optimised for e^+-e^- pair identification, renders itself very well for the investigation of hadrons due to its excellent tracking capability. Hence, even an intensity-interferometric analysis on the basis of protons and pions for investigation of the spatio-temporal structure of heavy-ion collisions can be considered.

The theoretical bases of the intensity interferometry of identical bosons and fermions are discussed first and the experimental realisation is explained. Subsequently, the processing and selection of the experimental data is described, and finally the different correlation functions from pairs of protons and pions are extensively analysed. As the different average source radii of pions were determined at (3.5 ± 0.6) fm and those of protons at (2.4 ± 0.2) fm, it can be inferred that these particle species are associated with different spatio-temporal areas of the collision. Details of the dynamics of the examined heavy-ion collision are analysed by studying the dependence of the extracted source parameters on phase space variables like transverse momentum and the rapidity of the respective particle pairs.

The results are compared with those of other experiments with similar systems. The precision of those results is evaluated within the scope of stability investigations by applying varied analysis parameters. Finally, on the basis of experimental three-dimensional correlation functions, an outlook is given on multidimensional studies of intensity interferometry.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis **7**

Tabellenverzeichnis **9**

1 Einführung und Motivation **10**
1.1 Quarks und Gluonen 10
1.2 Kernmaterie unter extremen Bedingungen 11
1.2.1 Raum-zeitliche Entwicklung einer Schwerionenreaktionen 12
1.3 Zielsetzung der Arbeit 13

2 Intensitätsinterferometrie **15**
2.1 Theoretische Grundlagen 15
2.2 HBT - Intensitätsinterferometrie 17
2.3 Die Korrelationsfunktion 18
2.4 Wechselwirkungen identischer Teilchen 19
2.4.1 Quantenstatistik 20
2.4.2 Coulomb-Wechselwirkung 21
2.4.3 Starke Wechselwirkung 22
2.4.4 Erwarteter Verlauf 23
2.5 Ableitung von Quellparametern 24
2.6 Experimentelle Bestimmung der Korrelationsfunktion 27

3 Das HADES - Experiment **29**
3.1 Komponenten des Spektrometers 31
3.1.1 Die Vieldrahtdriftkammern (MDC) 31
3.1.2 Die START- und VETO-Detektoren 32
3.1.3 Die Flugzeitdetektoren TOF und TOFino 32
3.2 Spurrekonstruktion 34

4 Datenanalyse **35**
4.1 Experiment und Datenaufnahme 35
4.2 Datenkalibrierung 37
4.3 Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung 37
4.4 Teilchenspurselektion 39
4.5 Teilchenidentifikation 40
4.5.1 Flugzeitmethode 41
4.5.2 Energieverlustmethode 42
4.6 Paarselektion 44
4.6.1 Statistik der Auswertung 47
4.7 Konstruktion der Korrelationsfunktion 48
4.7.1 Akzeptanzkorrektur 49
4.8 Extraktion der Radien 52
4.9 Kinematische und selektive Intervalle 54
4.10 Systematische Einflüsse 56

5 Diskussion der Ergebnisse **63**
5.1 Multiplizitätsabhängigkeit der Quellradien 63
5.2 Auflösung der raum-zeitlichen Ausdehnung der Quelle 64
5.3 Zusammenhang von Quellausdehnung und Phasenraum 67
5.4 Vergleich mit anderen Experimenten 70

6 Zusammenfassung und Ausblick **72**

A Kinematische Variablen **75**
A.1 Koordinatensysteme 75
A.2 Phasenraumverteilungen 76

B Dreidimensionale Korrelationsfunktionen **78**

C Weiterentwicklung des HADES - Event Displays **81**

Literaturverzeichnis **83**

Abbildungsverzeichnis

1.1 QCD-Phasendiagramm 11
1.2 Schematischer Ablauf einer Schwerionenkollision 13

2.1 Messprinzip der Intensitätsinterferometrie 16
2.2 Korrelationsfunktion identischer Bosonen und Fermionen 19
2.3 Theoretische Protonen-Korrelationsfunktionen verschiedener Quellgrößen . 23
2.4 Theoretische Protonen- und Pionen-Korrelationsfunktion 24
2.5 Theoretische Pionen-Korrelationsfunktionen verschiedener Quellgrößen . . 27

3.1 Explosivzeichnung des HADES-Detektorsystems 29
3.2 Querschnittszeichnung des HADES-Detektorsystems 30
3.3 Aufbau eines Driftkammermoduls 31
3.4 Schematische Darstellung der Spurverfolgung im Magnetspektrometer . . . 34

4.1 Stoßparameterverteilung verschiedener Triggerbedingungen 36
4.2 Schematische Darstellung der Spurrekonstruktion im Magnetfeld 38
4.3 Prinzip der Flugzeit-Teilchenidentifikation 42
4.4 Prinzip der Energieverlust-Teilchenidentifikation 44
4.5 Verteilung der Reaktionsvertices 45
4.6 Verteilungen der Spurqualitätsvariablen 46
4.7 Relativimpulsverteilung der Protonenpaare 48
4.8 Uneingeschränkte experimentelle Korrelationsfunktionen 49
4.9 Simulierte Akzeptanzkorrektur 50
4.10 Korrigierte p-p-Korrelationsfunktion 51
4.11 π^--π^--Korrelationsfunktion nach der Coulombkorrektur 52
4.12 π^+-π^+-Korrelationsfunktion nach der Coulombkorrektur 53
4.13 Vergleich der experimentellen p-p-Korrelationsfunktion mit Modellkurven . 54
4.14 Einteilung der Phasenraumverteilungen in Intervalle 55
4.15 Einteilung der analytischen Intervalle 56
4.16 Einfluss des Öffnungswinkelschnitts auf die Pionen-Quellradien 57

4.17 Einfluss der Impulsauflösung auf die Pionen-Quellradien 58
4.18 Einfluss der Normierung auf die Pionen-Quellradien 59
4.19 Einfluss der Normierung auf die Protonen-Quellradien 59
4.20 Einfluss der Coulombkorrektur auf die Pionen-Quellradien 60
4.21 Einfluss des Anpassungsbereichs auf die Pionen-Quellradien 61

5.1 Multiplizitätsabhängigkeit der Quellradien 64
5.2 Abhängigkeit der Quellradien vom Relativwinkel 65
5.3 Abhängigkeit der Quellradien vom Impuls im Schwerpunktsystem 66
5.4 Rapiditätsabhängigkeit der Quellradien 67
5.5 Transversalimpulsabhängigkeit der Quellradien 68
5.6 Phasenraumabhängigkeit der Protonen-Quellradien 69
5.7 Phasenraumabhängigkeit der Pionen-Quellradien 69
5.8 Vergleich der Protonen-Quellradien mittelschwerer Stoßsysteme 70

6.1 Λ-p-Korrelationsfunktion 74

A.1 Phasenraumverteilungen der Teilchenpaare 77

B.1 3D-Protonen-Korrelationsfunktion 79
B.2 3D-Pionen-Korrelationsfunktion 80

C.1 Event-Display 82

Tabellenverzeichnis

4.1 Parameter der untersuchten Kollision 35
4.2 Qualitätsbedingungen an selektierte Spuren 45
4.3 Teilchenstatistik 47

5.1 Pionen-Quellradien verschiedener Experimente 71

1 Einführung und Motivation

Nach heutigem Wissensstand trägt die sichtbare Materie im Universum nur etwa 4% zum Energie-Massen-Budget des Universums bei. Dennoch steht die Struktur dieses geringen Anteils der Materie seit Anfang der Naturwissenschaft im besonderen physikalischen Fokus, nicht zuletzt weil es die Form der Materie ist, die uns unmittelbar umgibt und aus der wir selbst zusammengesetzt sind. Die sichtbare Materie besteht aus Protonen und Neutronen, welche die Atomkerne bilden, die mit einer Wolke von Elektronen umgeben sind. Die Nukleonen (Proton und Neutron) setzen sich ihrerseits aus Quarks und Gluonen zusammen, welche wie die Elektronen als elementar im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik angenommen werden.

1.1 Quarks und Gluonen

Die Physik der elementaren Bausteine der Nukleonen (Quarks und Gluonen) wird durch die starke Wechselwirkung beherrscht, welche durch die renormierbare Eichfeldtheorie der Quantenchromodynamik beschrieben wird. Die starke Kraft wirkt auf fundamentalem Niveau nur zwischen solchen Teilchen, welche Farbladung tragen, wie die Quarks und Gluonen, und wird gleichzeitig durch die Gluonen vermittelt. Jedoch wurden Quarks nie einzeln beobachtet, sondern stets nur eingeschlossen ("confinement") in farbneutralen Strukturen, welche Hadronen genannt werden. Dazu zählen die Baryonen, die sich aus drei Konstituenten-Quarks zusammensetzen und die Mesonen, welche ein Konstituenten-Quark-Antiquark-Paar repräsentieren. In der vorliegenden Arbeit sind insbesondere Protonen (ein Baryon) und Pionen (ein Meson) von Bedeutung. Eine Eigenart der Quantenchromodynamik ist die Energie- bzw. Abstandsabhängigkeit der Stärke der Wechselwirkung, der Kopplung α_s, von Objekten mit Farbladung die bei kleinen Abständen schwächer wird. Man spricht daher von "asymptotischer Freiheit". In diesem Grenzfall kann die Theorie mittels Störungsrechnung behandelt werden; für kleine Energien und größere Abstände ist dies dagegen nicht möglich. Diese Besonderheiten spiegeln sich in den Eigenschaften der Botenteilchen (den Gluonen) wider, welche im Gegensatz zum elektromagnetischen Pendant Photon selbst eine Ladung (Farbe) tragen und daher untereinander stark wechselwirken.

Zudem sind aufgrund der Existenz von Neutronensternen, welche eine mehrfach höhere Dichte als Atomkerne (ca. $0,17\ \mathrm{fm}^3$) besitzen und der Urknall-Hypothese, welche ein frühes Universum extrem hoher Energiedichte impliziert, Bereiche des Universums bekannt, in denen nach gegenwärtiger Theorie die Materie nicht in den bekannten hadronischen Zuständen vorkommen kann. Demnach stellt sich die Frage, ob Bedingungen existieren, bei denen sich Quarks und Gluonen über einen größeren Raum quasi-frei bewegen können und somit "deconfined" auftreten. Diesen neuen Zustand der Materie bezeichnet man als Quark-Gluon-Plasma.

Eine weitere fundamentale Frage ist die nach der Herkunft der Masse der Nukleonen. Aus der Quarkzusammensetzung ist diese nicht zu erschließen, da die drei enthaltenen Quarks nur einen geringen Teil (ca. $1/50$) davon ausmachen. Diese bisher wenig verstandenen Phänomene und weitere offene Fragen der starken Kraft bestimmen die Struktur der Materie maßgeblich und darum ist es die Erforschung der hadronischen Materie, welche die Funktionsweise dieser Wechselwirkung aufdecken kann.

1.2 Kernmaterie unter extremen Bedingungen

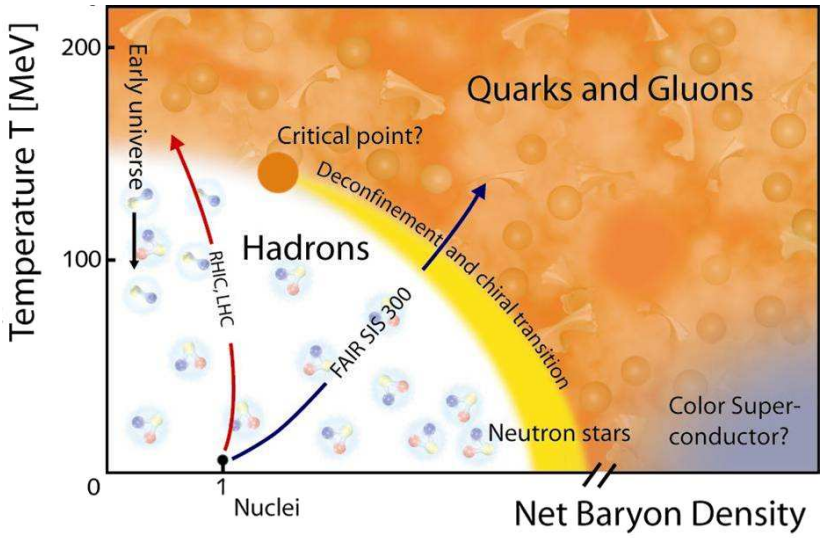


Abbildung 1.1: Schematisches Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie [GSI09].

Die von der Thermodynamik von Gasen adaptierte Beschreibung der Kernmaterie mittels einer Zustandsgleichung legt die Darstellung des Zustands der Hadronen in einem Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie nahe, welches in Abbildung 1.1 als

Schema gezeigt ist. Demnach werden unterschiedliche Phasenübergänge des Hadronengases in ein Quark-Gluon-Plasma erwartet: ein kontinuierlicher Übergang wie im frühen Universum oberhalb des vermuteten kritischen Punktes und ein diskontinuierlicher Übergang unterhalb diese Punktes, der wahrscheinlich bei der Entstehung von Neutronensternen realisiert ist. Zur Erforschung der Eigenschaften der Kernmaterie wird daher in zahlreichen Experimenten, die u.a. an den in Abbildung 1.1 bezeichneten Beschleunigern[1] operieren, das Phasendiagramm systematisch untersucht. Ein vorzügliches Instrument dafür sind Kollisionen schwerer Ionen bei hohen Energien.

1.2.1 Raum-zeitliche Entwicklung einer Schwerionenreaktionen

Das **S**chwer**i**onen-**S**ynchrotrons (SIS) am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt beschleunigt schwere Ionen bis zu Energien von 2 AGeV [2]. Die Ionen werden mit Atomkernen in einem präparierten Target zur Kollision gebracht. Die Nukleonen einer Schwerionenreaktion in diesem Energiebereich besitzen eine relativ kleine de-Broglie-Wellenlänge von $\lambda = \frac{h}{p} \approx 0,5\,\mathrm{fm}$, demnach können Beugungseffekte ausgeschlossen werden. Der Verlauf einer Schwerionenkollision im Energiebereich von 1-2 AGeV kann daher rein geometrisch betrachtet werden. Im Schwerpunktsystem sind die zwei Kerne aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit lorentzkontrahiert und treffen mit einem Stoßparameter[3] b aufeinander, wie in Abbildung 1.2 schematisch dargestellt ist.

Bei peripheren Stößen teilt der Stoßparameter die Nukleonen in Teilnehmer aus dem Überlappungsbereich der beiden Kerne und Zuschauer, welche nahezu unbeeinflusst ihre Bewegung fortsetzen. Bei der hier untersuchten Schwerionenreaktion bei einer Strahlenergie von 1,756 AGeV werden die teilnehmenden Nukleonen im Schwerpunktsystem vollständig abgebremst (Landau-Bild), und es bildet sich ein stark wechselwirkendes System aus komprimierter Materie, ein sogenannter Feuerball. Im Bereich des Feuerballs wird die aus der Abbremsung stammende Energie in neue Teilchen umgewandelt, wofür zentrale Stöße symmetrischer Stoßsysteme besonders günstig sind, um einen möglichst großen Feuerball hoher Dichte zu erzielen. Anschließend erfolgt eine kollektive Expansion, welche maßgeblich durch den Druckgradienten im System bestimmt ist.

Bei sehr hohen Energien, wie sie beispielsweise am **S**uper-**P**rotonen-**S**ynchrotron (SPS)

[1] RHIC: **R**elativistic **H**eavy **I**on **C**ollider am Brookhaven National Laboratory,
LHC: **L**arge **H**adron **C**ollider am CERN (**C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire) bei Genf,
FAIR SIS 300: **S**chwer**i**onen-**S**ynchrotron (SIS) der **F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch in Darmstadt.

[2] D.h. GeV pro Nukleon.

[3] Der Stoßparameter b ist als minimaler Abstand der Schwerpunkte der stoßenden Teilchen definiert. Die Zentralität einer Kollision wird anhand von b quantifiziert. Unterschieden wird in zentrale Stöße, bei denen $b \approx 0$ ist und periphere Stöße, welche große Stoßparameter auszeichnen.

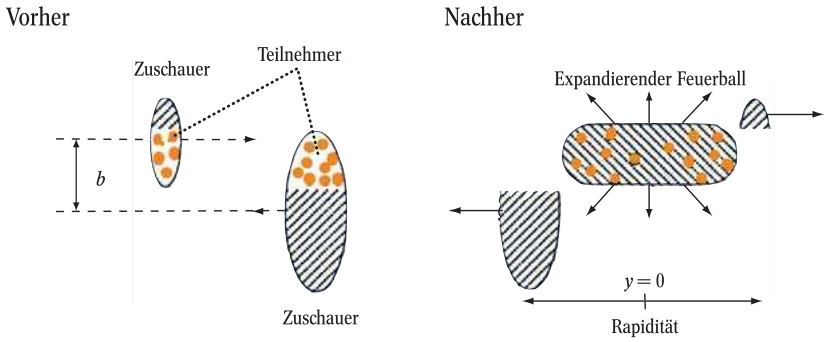


Abbildung 1.2: Schematischer Ablauf einer Schwerionenkollision, Quelle: [Eck02].

mit 158 AGeV typisch sind, durchdringen sich hingegen die Teilnehmer der beiden Kerne und behalten weitgehend ihre longitudinale Bewegung bei. Sie werden dabei nur teilweise (Bjorken-Bild) abgebremst und infolgedessen die Expansion zusätzlich durch die longitudinale Ausbreitung beeinflusst.

Im Falle eines erzeugten Quark-Gluon-Plasmas stellt sich schnell ein thermisches Gleichgewicht ein (Äquilibration) und der weitere Verlauf kann anhand thermodynamischer und hydrodynamischer Gesetze beschrieben werden. Infolge der schnellen Ausdehnung kühlt sich das System ab und erfährt einen Übergang zum Hadronengas. Unterhalb einer bestimmten kritischen Dichte bzw. Ausfriertemperatur finden keine weiteren kurzreichweitigen starken Wechselwirkungen zwischen den Hadronen mehr statt (Ausfrieren) und sie erreichen ihren Endzustand.

Die vorübergehende Bildung eines Quark-Gluon-Plasma wurde bei den bisher durchgeführten Schwerionenkollisionen am SPS und RHIC vermutet [Bag89, Ars05]. Mögliche Signaturen dieses extremen Zustands sind die unterdrückte Erzeugung von schweren Mesonen (z.B. J/ψ, Υ und χ_c) sowie das Erreichen der nötigen Energiedichte. Zur Bestimmung der in einer Schwerionenkollision erreichten Energiedichte ist eine Messung der Lebensdauer und Ausdehnung des Feuerballs erforderlich. Aufgrund der sehr kurzen Lebensdauer des untersuchten Systems ist es jedoch unmöglich dafür herkömmliche Methoden wie Teilchenstreuung zu verwenden. Die Möglichkeit der "direkten" Messung der raum-zeitlichen Struktur der Kollision bietet eine Untersuchung von Zweiteilchenkorrelationen.

1.3 Zielsetzung der Arbeit

Im Rahmen der HADES-Kollaboration wurden zahlreiche Untersuchungen von invarianten Massenspektren, bei denen Korrelationen von e^+e^-- Paaren analysiert werden, durchgeführt (u.a. [Lan08]). Daher liegt es nah, die vorhandenen Daten des Ar+KCl-Experimentes

nach Korrelationen von hadronischen Observablen zu untersuchen. Obwohl mit Hadronen nur der Zeitpunkt des Ausfrierens beobachtet wird, sind darin dennoch Informationen über die frühe Phase, wie die Geometrie der Quelle oder der Strangenessanteil, enthalten. Mittels Zweiteilchenkorrelationen ist es insbesondere möglich, Zeitskalen für die Emissionsdauer sowie räumliche Skalen für die Geometrie der Quelle zu rekonstruieren. Dabei wird anstelle des invarianten Massenspektrums die Relativimpulsverteilung der untersuchten Teilchenpaare betrachtet. Die Grundlagen für diese Analysemethode, die als HBT-Analyse[4] oder allgemein als Intensitätsinterferometrie bezeichnet wird, werden im folgenden Kapitel beschrieben.

Für das betrachtete System Ar+KCl bei einer Energie von 1,756 AGeV wird natürlich nicht erwartet, dass ein Quark-Gluon-Plasma erzeugt wird. Zur Untersuchung der komprimierten Kernmaterie ist eine HBT-Analyse dennoch von Interesse, da deren Ergebnisse mit denen anderer Stoßsysteme verglichen und so Aussagen über die Dynamik der Kollisionen und deren Systematik abgeleitet werden können. Bei Experimenten am SPS, AGS[5] und RHIC sowie am SIS wurden bereits für zahlreiche Energien und Stoßsysteme HBT-Analysen, vorzugsweise anhand von Pionen und Protonen, durchgeführt. Aufgrund der hohen Teilchenmultiplizitäten, welche insbesondere bei Experimenten am SPS und RHIC auftreten, ist speziell die Intensitätsinterferometrie eine gute Methode, um die raum-zeitliche Strukturen aufzulösen. Für den SIS-Energiebereich von 1-2 AGeV existieren lediglich Ergebnisse von Protonen-Korrelationen ähnlicher Systeme [Kot97, Lis93, Gus84]. Pionenkorrelationen wurden für Ar+KCl im SIS-Energiebereich bisher lediglich mit geringer Statistik am Lawrence Berkeley National Laboratory untersucht [Zaj84]. Eine umfassende Analyse des vergleichbaren Stoßsystems Ni+Ni bezüglich Pionenkorrelationen wurde bei FOPI[6] [Goe95] durchgeführt. Die in dieser Arbeit vorgestellte Untersuchung des Systems Ar+KCl bei 1,756 AGeV bezüglich Proton-Proton- und Pion-Pion-Korrelationen liefert daher einen weiteren wichtigen Beitrag zu den vorhandenen HBT-Ergebnissen.

[4] Die Intensitätsinterferometrie wurde erstmals von Robert Hanbury-Brown und Richard Twiss angewandt [HB56] und nach ihnen benannt.

[5] Das **A**lternating **G**radient **S**ynchrotron (AGS) ist ein Teilchenbeschleuniger des Brookhaven National Laboratory.

[6] FOPI ist ein Detektor am SIS zur Messung geladener Teilchen im gesamten Raumwinkelbereich von 4π (FOPI).

2 Intensitätsinterferometrie

Dieses Kapitel setzt sich mit den Grundlagen der Intensitätsinterferometrie sowie ihrer Anwendung in teilchenphysikalischen Experimenten auseinander. Dabei wird der zugrunde liegende HBT-Effekt identischer Teilchen direkt aus ihrer quantenmechanischen Beschreibung abgeleitet und die geschichtliche Entwicklung seiner Erforschung aufgezeigt. Anschließend werden die experimentelle Anwendung mittels Zweiteilchen-Korrelationen sowie die Unterschiede zwischen den in dieser Arbeit untersuchten verschiedenen Teilchen (Pionen und Protonen) erklärt. Die Diskussion der theoretischen Erwartungen führt schließlich zur Beschreibung der Extraktion von raum-zeitlichen Quellparametern.

2.1 Theoretische Grundlagen

Werden zwei Teilchen gleichzeitig mit einem räumlichen Abstand Δr emittiert, so wären nach klassischer Vorstellung, durch Messung der Impulse $p_{1,2}$[1] der Teilchen mit einem Detektor am Ort r, die Trajektorien der Teilchen und somit ihr Erzeugungsort eindeutig festgelegt.

In der quantenmechanischen Betrachtung verschwindet jedoch dieser Determinismus. Hier wird der Teilchenzustand als Wellenfunktion dargestellt, und deren Absolutquadrat in der Ortsdarstellung gibt die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Teilchens an. Demnach ist ein Teilchen nicht exakt lokalisiert sondern mit der Breite seiner Wahrscheinlichkeitsamplitude im Raum verteilt. Die Heisenberg'sche Unschärferelation verknüpft diese Breite im Ortsraum Δr mit der Breite im Impulsraum Δp:

$$\Delta r \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} \,. \tag{2.1}$$

Daraus folgt, dass für zwei Teilchen, die mit einem geringen Phasenraumabstand ($\approx \frac{\hbar}{2}$) gleichzeitig emittiert werden, grundsätzlich nicht mehr feststellbar ist, welches der beiden

[1] Zur Darstellung von Vektoren werden in dieser Arbeit normal gedruckte Buchstaben mit Pfeil verwendet. Vektorkomponenten und Vierervektoren hingegen erhalten keine Hervorhebung. Die beschriebenen Gleichungen und Berechnungen werden in natürlichen Einheiten der Teilchenphysik mit $\hbar = c = 1$ ausgeführt.

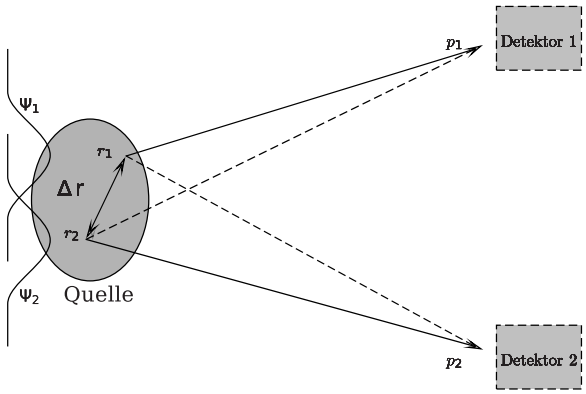


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Messprinzips der Intensitätsinterferometrie. Ist der Abstand Δr hinreichend klein kann prinzipiell nicht zwischen Teilchen 1 und 2 unterschieden werden.

Teilchen am Emissionsort r_1 bzw. r_2 erzeugt wurde. Diese Überlegung soll in Abbildung 2.1 veranschaulicht werden. In der quantenmechanischen Beschreibung entspricht diese Unsicherheit der Überlagerung der beiden Wellenfunktionen zu einem Zweiteilchenzustand $\Psi_{1,2}$. Ebenso stellt sich die prinzipielle Ununterscheidbarkeit identischer Teilchen im Rahmen der Quantenmechanik als Forderung nach Invarianz der Wahrscheinlichkeitsdichte des Zweiteilchenzustands $|\Psi_{1,2}|^2$ unter Teilchenvertauschung heraus:

$$|\Psi_{1,2}|^2 \stackrel{!}{=} |\Psi_{2,1}|^2 \,. \tag{2.2}$$

Die Wellenfunktion muss demnach entweder symmetrisch oder antisymmetrisch bei Vertauschung der Teilchen sein. Für ein System aus zwei Teilchen ergeben sich nach dieser Forderung folgende spezielle Linearkombinationen der Einteilchenwellenfunktionen Ψ_1, Ψ_2 in den Zuständen n und m:

$$\Psi^s_{1,2}(n,m) = \frac{1}{\sqrt{2}}\Big(\Psi_1(n)\Psi_2(m) + \Psi_1(m)\Psi_2(n)\Big) \qquad \text{symmetrisch,} \tag{2.3}$$

$$\Psi^a_{1,2}(n,m) = \frac{1}{\sqrt{2}}\Big(\Psi_1(n)\Psi_2(m) - \Psi_1(m)\Psi_2(n)\Big) \qquad \text{antisymmetrisch.} \tag{2.4}$$

Aus dem Spin-Statistik-Theorem folgt, dass Bosonen, d.h. Teilchen mit ganzzahligem Spin, stets symmetrische Wellenfunktionen und Fermionen, d.h. Teilchen mit halbzahligem Spin, stets antisymmetrische Wellenfunktionen besitzen. Somit beschreibt die Wellenfunktion (2.3) den Zweiteilchenzustand identischer Bosonen und Gleichung (2.4) jene identischer Fermionen. Systeme aus Fermionen im gleichen Zustand $n = m$ haben nach (2.4) die Wellenfunktion $\Psi^a_{1,2}(m,m) = 0$, und somit ist auch die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten solcher Systeme gleich Null. Es können demnach zwei identische Fermionen nicht

denselben Zustand besetzen. Diese Erkenntnis wird Pauli-Verbot genannt und ist im allgemeineren Pauli'schen Ausschließungsprinzip formuliert. Für Bosonen dagegen ergibt sich aus Gleichung (2.3) eine, im Vergleich zur klassischen Erwartung, doppelt so hohe Wahrscheinlichkeit für das Antreffen zweier Teilchen im selben Zustand $n = m$, d. h.

$$P_2 = |\Psi^s_{1,2}(m,m)|^2 = \left|\frac{2}{\sqrt{2}}\Psi_1(m)\Psi_2(m)\right|^2 = 2|\Psi_1(m)|^2|\Psi_2(m)|^2 \,. \tag{2.5}$$

Auf der rechten Seite von (2.5) steht das Produkt der Wahrscheinlichkeiten der Ein-Teilchen-Zustände, welches der klassischen Erwartung für nicht korrelierte, ununterscheidbare Teilchen entspricht. Aus der quantenmechanischen Sichtweise ergibt sich also eine Erhöhung der Wahrscheinlichkeit relativ zur klassischen Erwartung, welche als Bose-Einstein-Korrelation bezeichnet wird, da der Effekt nur bei Teilchen, die der Bose-Einstein-Statistik gehorchen, auftritt. Daraus folgt, dass Bosonen im gleichen Zustand, also mit geringer Impuls- und Ortsdifferenz $\Delta r \cdot \Delta p \leq \frac{\hbar}{2}$, wahrscheinlicher paarweise als einzeln erzeugt werden. Misst man nun die Impulskorrelation von Teilchenpaaren, so kann man daraus Aussagen über die räumliche Ausdehnung Δr der Teilchenquelle ableiten.

2.2 HBT - Intensitätsinterferometrie

Die Idee der Intensitätsinterferometrie wurde experimentell erstmals von Robert **H**anbury-**B**rown und Richard **T**wiss (HBT) im Jahre 1956 umgesetzt, um die Winkelgröße von astronomischen Radioquellen und Sternen zu bestimmen [HB56]. Sie beobachteten, dass Photonen vorwiegend in Bündeln korreliert von einem Stern emittiert werden (HBT-Effekt). Ihr Experiment hatte prinzipiell den in Abbildung 2.1 dargestellten Aufbau, allerdings mit dem Unterschied, dass bei astronomischen Objekten die Interferenz der Photonen nicht bereits in der Teilchenquelle, sondern erst in Detektornähe stattfindet, weil die Ausdehnung astronomischer Objekte üblicherweise den Detektorabstand deutlich übertrifft. Zwei Detektoren mit einigen Metern Abstand messen dabei das Koinzidenzsignal eines Sternes, und aus der Impulsdifferenz wird die Winkelgröße des Sterns bestimmt. Diese Methode wird Intensitätsinterferometrie genannt und hat gegenüber der klassischen Amplitudeninterferometrie den Vorteil, dass hier Intensitäten (also Wahrscheinlichkeiten) von Teilchen überlagert werden und somit die Messung unempfindlich gegenüber Phasenfluktuationen ist. Diese Vorzüge ermöglichen einen einfachen Aufbau und bieten dennoch ein enormes Auflösungsvermögen.

Auf die Teilchenphysik wurde diese Methode erstmals 1959 durch Gerson Goldhaber, Sulamith Goldhaber, Won-Yong Lee und Abraham Pais übertragen [Gol60]. Sie fanden

Korrelationen bei Paaren von Pionen, die in Kollisionen zweier Protonen gebildet wurden. Diese Korrelationen werden durch die Bose-Einstein-Korrelation erklärt. Im Gegensatz zum HBT-Experiment, findet hier die Interferenz bereits in der Quelle statt (siehe Abbildung 2.1). Die Methode der Intensitätsinterferometrie wurde anschließend für die Teilchenphysik weiterentwickelt, sodass man auch die zeitliche Entwicklung und kollektive Eigenschaften der Teilchenquelle damit ableiten kann.

1977 erweiterte Steven E. Koonin [Koo77] diese Methode schließlich auf Protonen, welche Fermionen sind und aufgrund des Pauli-Prinzips eine effektive Abstoßung erfahren und deshalb Antikorrelation zeigen. Aufgrund der weiteren auftretenden Wechselwirkungen zwischen Protonen ist die Untersuchung von Zwei-Protonenkorrelationen deutlich komplexer. Dieser Unterschied wird im folgenden anhand der Korrelationsfunktion verdeutlicht.

2.3 Die Korrelationsfunktion

Zur Quantifizierung der gemessenen Impulskorrelationen definiert man die Korrelationsfunktion $C_2(p_1, p_2)$ für Teilchenpaare als das Verhältnis zwischen der Wahrscheinlichkeit für die koinzidente (Impuls-)Messung zweier Teilchen $P_2(p_1, p_2)$ und der klassisch erwarteten Wahrscheinlichkeit für unkorrelierte Teilchenpaare, welche dem Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten für die getrennte Messung $P(p_1) \cdot P(p_2)$ gleichkommt,

$$C_2(p_1, p_2) = \frac{P_2(p_1, p_2)}{P(p_1) \cdot P(p_2)} \,. \tag{2.6}$$

Um Informationen über die Teilchenquelle im Ortsraum zu erhalten, wird die Korrelationsfunktion im Impulsraum untersucht. Dabei sind $p_{1,2}$ als Vierimpulse $p^\mu = (E, p_x, p_y, p_z)$ zu verstehen. Die Korrelationsfunktion $C_2(p_1, p_2)$ ist also von sechs unabhängigen Variablen der Impulse abhängig und es ist daher problematisch sich ihre Gestalt vorzustellen. Weil aber die uns interessierende Physik nicht von den absoluten Größen, sondern in diesem Fall nur von Relativimpulsen abhängt, definiert man die lorentzinvariante Größe:

$$q := \frac{1}{2}\sqrt{(p_1 - p_2)^2} = \frac{1}{2}\sqrt{(E_1 - E_2)^2 - (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2} \,. \tag{2.7}$$

Sie entspricht dem halben Relativimpulsbetrag im Schwerpunktsystem der Teilchen 1 und 2. Die Korrelationsfunktion wird nun in Abhängigkeit dieser eindimensionalen Größe q ausgewertet. Für Pionenkorrelationen wird diese Variable meist ohne den Faktor $1/2$ definiert, jedoch wird in dieser Arbeit konsequenterweise für jede Korrelation die Definition (2.7) verwendet, die für Protonenkorrelationen üblich ist und zudem in theoretischen Mo-

dellrechnungen benutzt wird. Die Korrelationsfunktion nimmt den Wert Eins an, wenn

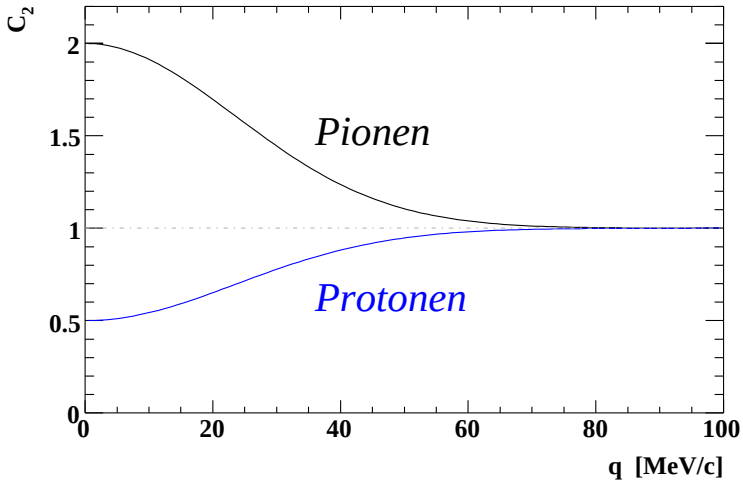


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Korrelationsfunktion C_2 als Funktion des Relativimpulsbetrags q, wobei die unterschiedliche Auswirkung der Anti- bzw. Symmetrisierung auf die Korrelationsfunktion hervorgehoben ist.

die beiden Teilchen unkorreliert sind; dies trifft für große Relativimpulse q zu. Bei kleinen Impulsdifferenzen hingegen wird die Korrelation zwischen den Teilchen stärker und die Korrelationsfunktion weicht von 1 ab, wie Abbildung 2.2 zeigt. Nach Gleichung (2.5) nimmt die Korrelationsfunktion für Bosonenpaare (z.B. Pionen) mit gleichem Impuls und Produktionsort, also $q \to 0$ den Wert 2 an. Diese Erhöhung kennzeichnet den Überlappungsbereich der Einteilchenwellenfunktionen; hier ist die Unterscheidung der Teilchen generell nicht mehr möglich. Für Fermionen sollte nach dem Pauli-Prinzip, wie oben beschrieben, für den Grenzfall $q \to 0$ die Wellenfunktion gleich Null und somit auch $C_2(q) = 0$ sein. Abbildung 2.2 zeigt für Protonen zwar eine negative- oder Antikorrelation ($C_2 \leq 1$), aber nur eine Unterdrückung auf $C_2(0) = 1/2$. Grund dafür sind weitere Wechselwirkungen, auf die im Folgenden eingegangen wird.

2.4 Wechselwirkungen identischer Teilchen

Ziel der Untersuchung von Schwerionenkollisionen mittels Intensitätsinterferometrie ist es zunächst, typische Skalen der Teilchenquelle zur Zeit der letzten Wechselwirkung, dem sogenannten Ausfrieren, zu ermitteln. In vertiefenden Analysen wird dann angesstrebt, ein genaueres Bild von der Teilchenquelle zu bekommen. Die Phasenraumverteilung des Endzustandes ist nach dem Ausfrieren durch die jeweilige Quantenstatistik, also die Bose-

Einstein- bzw. Fermi-Dirac-Statistik bestimmt. Jedoch unterliegen Teilchen, wie Pionen und Protonen, gegenseitiger langreichweitiger Coulomb- und kurzreichweitiger starker Endzustandswechselwirkungen. Das Zusammenwirken der zwei Wechselwirkungen und dem jeweiligen Quantenstatistikeffekt ergibt für Pionen und Protonen ein deutlich verschiedenes Ergebnis, welches mit ihren fundamentalen Eigenschaften zu erklären ist und im Folgenden qualitativ hergeleitet wird.

2.4.1 Quantenstatistik

Der gravierende Unterschied zwischen der Pionen- und Protonen-Korrelationsfunktion liegt in ihrer intrinsischen Eigenschaft Spin. Pionen sind pseudo-skalare Teilchen und besitzen den Spin 0, gehören daher zu den Bosonen. Dagegen haben Protonen den Spin $1/2$ und sind somit Fermionen. Ein System aus zwei Protonen wird demnach durch eine antisymmetrische Wellenfunktion beschrieben. Anders als in (2.4) hängt die Zweiteilchenwellenfunktion für Protonen neben den Ortskoordinaten auch von den Spin- und Isospinquantenzahlen der beiden Teilchen ab. Daher ist es nach dem Pauli-Prinzip dennoch möglich, zwei Protonen am selben Ort zu finden, wenn nämlich durch Spin-und Isospin die Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch bleibt, d. h. unter Teilchenvertauschung ihr Vorzeichen wechselt, d. h.

$$\Psi_{1,2} = \phi(r_1, r_2)\xi(s_1, s_2)\chi(i_1, i_2) \stackrel{!}{=} -\phi(r_2, r_1)\xi(s_2, s_1)\chi(i_2, i_1) = -\Psi_{2,1} \; . \tag{2.8}$$

Für den Grenzfall $q \to 0$ ist die gemeinsame Ortswellenfunktion $\phi(r_1, r_2)$ symmetrisch. Die Isospins der beiden Protonen koppeln zum Gesamtisospin $I = 1$, da jedes Proton den Isospin $i = 1/2,\ i_z = +1/2$ besitzt. Die Isospinwellenfunktion $\chi(i_1, i_2)$ ist daher auch symmetrisch. Damit die Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch wird, muss folglich die Spinwellenfunktion ebenso antisymmetrisch sein, und somit sind die zwei Protonenspins antiparallel ausgerichtet. Da dies nur in zwei der vier möglichen Kombinationen aus $s_{1,2} = \pm 1/2$ auftritt, ergibt sich für die Wahrscheinlichkeitsamplitude nur die Hälfte der Einteilchenwahrscheinlichkeiten. Folglich nimmt die Zweiprotonen-Korrelationsfunktion für $q \to 0$ den Wert $1/2$ an, wie es in Abbildung 2.2 dargestellt ist. Für Protonen sind daher verschwindende Relativimpulse nicht grundsätzlich verboten, sondern die Protonen erfahren lediglich eine effektive Abstoßung bei kleinen Werten von q.

Pionenpaare hingegen haben, wie für Bosonen mit symmetrischen Wellenfunktionen gezeigt wurde, eine um den Faktor 2 höhere Wahrscheinlichkeit für das Antreffen im selben Zustand und erfahren daher eine effektive Anziehung.

2.4.2 Coulomb-Wechselwirkung

Eine besondere Bedeutung kommt der Coulombwechselwirkung zwischen geladenen Teilchen zu. Bei gleich geladenen Teilchen führt sie zur gegenseitigen Abstoßung und damit zur Unterdrückung der Korrelationsfunktion bei kleinen Relativimpulsen. Um den Effekt der Quantenstatistik anhand der Korrelationsfunktion zu isolieren, muss der Einfluss der Coulombwechselwirkung mittels einer entsprechenden Korrektur eliminiert werden. Für Pionenkorrelationen wird hierfür im einfachsten Fall der Gamow-Faktor verwendet [Bay96]; er gleicht dem Amplitudenquadrat der Coulombwellenfunktion $\psi_C(0)$, welche eine Lösung der Schrödingergleichung der Relativbewegung des Teilchenpaares bei verschwindendem Abstand ist. Der Gamow-Faktor entspricht also der Wahrscheinlichkeit, zwei geladene Teilchen am gleichen Ort nachzuweisen, und ist entsprechend definiert als

$$G(\eta) = |\psi_C(0)|^2 = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1} \tag{2.9}$$

mit

$$\eta \;=\; \frac{zz'e^2}{v_{rel}} = \frac{zz'\alpha}{v_{rel}}\,,$$

wobei $v_{rel} = \frac{q}{m_{red}}$ ist und $\alpha \approx 1/137$ die Feinstrukturkonstante bezeichnet. In diesem Fall ist $m_{red} = \frac{m_1 m_2}{m_1+m_2} = \frac{m}{2}$ die reduzierte Masse des Pion-Paares, welches einfach geladene Teilchen ($|z| = |z'| = 1$) sind, d.h. $\eta = \dfrac{\alpha m_\pi}{2q}$. Für Paare mit entgegengesetzt geladenen Teilchen ändert sich das Vorzeichen von η.

Die Verwendung des Gamow-Faktors impliziert somit folgende Annahmen bezüglich des Paarsystems:

- Die beiden Teilchen werden bei verschwindendem Abstand erzeugt; die Quelle wird somit zunächst als punktförmig angenommen.
- Die Wechselwirkungen mit anderen geladenen Teilchen ist vernachlässigbar gering.
- Das Problem ist nichtrelativistisch und kann daher mit der Schrödinger-Gleichung beschrieben werden.

Es lässt sich zeigen, dass eine vollständig relativistische Betrachtung anhand der Klein-Gordon-Gleichung (für Pionen) nur geringe Abweichungen von der nichtrelativistischen Lösung liefert. Wechselwirkungen mit anderen Teilchen des Kollisionsbereichs lassen sich nur schwer beschreiben, da eine genaue Kenntnis der Teilchenverteilung nötig wäre und damit weitere Modellannahmen vorzunehmen sind. Merkliche Abschirmeffekte aufgrund der

anderen Teilchen in der Quelle werden jedoch erst erwartet, wenn die Relativgeschwindigkeit der beiden Teilchen in der Größenordnung der Paargeschwindigkeit in der expandierenden Quelle liegt. Dies kann jedoch für die Paare, die zum Korrelationssignal beitragen, ausgeschlossen werden, da diese geringe Relativimpulse $q < 100$ MeV/c aufweisen. Die Annahme einer punktförmigen Quelle hingegen ist für eine Schwerionenkollision keinesfalls gerechtfertigt. Um die endliche Ausdehnung der Quelle zu berücksichtigen, integriert man die Coulombwellenfunktion über eine geeignete Quelldichte $\rho(x)$. Ein häufig verwendetes Modell ist eine gaußförmige Quelle mit einer angenommenen Breite r_0 [Bay96]:

$$\frac{C_2^C(q)}{C_2^0(q)} = \frac{C_2^{r_0}(q)}{C_2^0(q)} = \int d^3x |\psi_C(\vec{x})|^2 \rho(x) \ . \tag{2.10}$$

Dafür wären also weitere Annahmen oder Untersuchungen zur Teilchenquelle nötig. Ferner zeigen Modellrechnungen [Bay96], dass die Abweichung von der Gamow-Korrektur für kleine Quellgrößen zwischen 1 und 3 fm (die für eine Ar+KCl Kollision ungefähr zu erwarten sind) relativ gering ausfallen. Obwohl es seit langem bekannt ist [Pra86a], dass der Gamow-Faktor die Coulombabstoßung für größere Quellen überschätzt, hat er sich als übliche Coulombkorrektur für Pionenkorrelationen etabliert. Deswegen wird hier nicht weiter auf diese Problematik eingegangen und zur Analyse der Pionenkorrelationen der Standard-Gamow-Faktor (2.9) verwendet. Für die Protonenkorrelation ist die Gamow-Korrektur hingegen nicht angemessen, da hier außerdem die starke Wechselwirkung einen erheblichen Einfluss nimmt.

2.4.3 Starke Wechselwirkung

Die Hadronen unterliegen der starken Wechselwirkung, die jedoch für verschiedene Teilchensorten unterschiedliche Wirkungen erzielt. Für Pionenpaare ist der Einfluss der starken Wechselwirkung nach [Bow88] so gering, dass sie vernachlässigt werden kann. Für Protonenkorrelationen spielt sie hingegen nach [Koo77] eine wesentliche Rolle.

Koonin [Koo77] untersuchte die Endzustandswechselwirkungen zwischen Protonen, insbesondere die Kernkraft, die proportional $(a \cdot r^{-3})$ attraktiv zur Korrelation beiträgt, also antiproportional zum Volumen des System innerhalb der Reichweite a der starken Kraft ist. Für typische Quellradien von 1-10 fm stellte sich heraus, dass der dominierende Beitrag aus der attraktiven s-Welle der Kernkraft herrührt. Das Ergebnis aus der Lösung der Schrödinger-Gleichung mit Kern- und Coulombpotential besteht in einer Erhöhung der Zwei-Proton-Korrelationsfunktion bei Werten des Relativimpulses um 20 MeV/c. Deren Höhe verhält sich antiproportional zur Ausdehnung der Quelle, siehe Abbildung 2.3. Die

kurzreichweitige Abstoßung der Kernkraft wirkt hingegen erst bei Abständen, die kleiner als 0,7 fm sind, und somit nicht auf die korrelierten Protonen einer Schwerionenkollision, da diese aus Punkten stammen, die weiter voneinander entfernt sind.

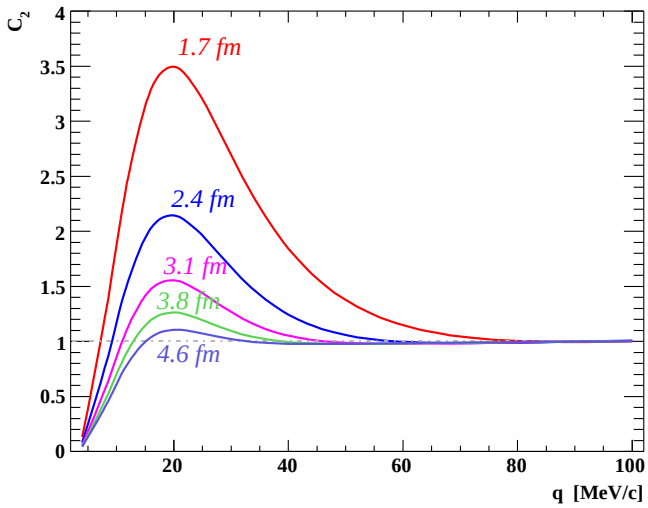


Abbildung 2.3: Nach dem Modell von Koonin [Koo77] berechnete Protonen-Korrelationsfunktionen C_2 als Funktion des Relativimpulsbetrags q für verschiedene Quellgrößen.

2.4.4 Erwarteter Verlauf

Das Zusammenspiel der verschiedenen Wechselwirkungen ergibt für Pionen und Protonen unterschiedliche Resultate, die in Abbildung 2.4 dargestellt sind. Für sehr kleine Relativimpulse ($q \lesssim 10$ MeV/c) ist die weitreichende repulsive Coulombkraft dominant; sie verhindert exakt gleiche Impulse der Pionen bzw. Protonen, unabhängig von dem Abstand, mit dem sie erzeugt wurden. Demzufolge strebt die Korrelationsfunktion für jede Quellgröße bei $q \to 0$ auch gegen Null. Die Breite dieser Unterdrückung ist für Protonen proportional zum Quellradius, da die Abstandsabhängigkeit der Coulombkraft $\propto r^{-2}$ schwächer als die der Kernkraft $\propto r^{-3}$ ist. Bei einem Relativimpulsbetrag von etwa 20 MeV/c liegt die Erhöhung aufgrund der attraktiven s-Wellen-Wechselwirkung, welche rasch wieder abklingt, wodurch bei etwas größeren Relativimpulsen eventuell ein schwaches Minimum wegen der weitreichenden Coulombabstoßung auftreten kann. Der Effekt der Antisymmetrisierung der Wellenfunktion geht bei der Überlagerung der Wechselwirkungen unter. Da für Pionen die starke Kraft eine geringe Rolle spielt, ist hier der Symmetrisierungseffekt dagegen deutlich erkennbar und wird nur von der Coulombabstoßung bei kleinen Relativimpulsen

überlagert. Für sehr große Relativimpulse lässt die gegenseitige Wechselwirkung nach und die Korrelationsfunktion strebt asymptotisch dem Wert Eins zu.

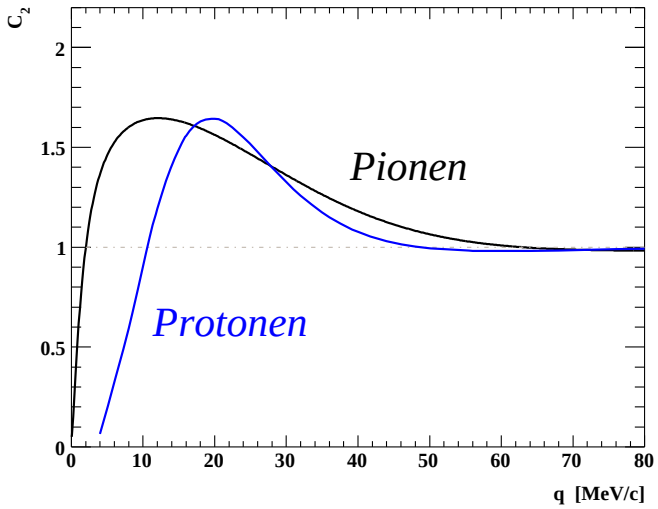


Abbildung 2.4: Theoretische Korrelationsfunktionen von Protonen- und gleichgeladenen Pionenpaaren für den Quellradius von 3 fm.

2.5 Ableitung von Quellparametern

Im Folgenden soll kurz beschrieben werden, wie man die raum-zeitliche Struktur der Teilchenquelle mit Hilfe der Korrelationsfunktion ableiten kann. Eine detaillierte Ausführung dazu ist in [Won94] zu finden. Der Ausgangspunkt ist die in (2.6) definierte Zweiteilchen-Korrelationsfunktion. Um die darin benannten Wahrscheinlichkeiten aufzustellen, wird von einem Teilchen ausgegangen, welches in der Quelle am Ort x erzeugt wurde und anschließend am Ort $\tilde{x}$ mit dem Impuls p vom Detektor registriert wird. Die Wellenfunktion dieses Teilchen wird folglich von einem Produktions- und einem Propagationsteil bestimmt, wobei letzterer in guter Näherung als ebene Welle beschrieben werden kann, sofern man von einer störungsfreien Entwicklung des Teilchenzustands nach der Emission ausgeht. Der Produktionsteil entspricht der Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Teilchens mit Impuls p am Ort x und lässt sich durch eine Amplitude $A(p, x)$ mit einer komplexen Produktionsphase $\varphi(x)$ beschreiben. Die Wellenfunktion des Teilchens hat damit die Gestalt

$$\Psi(p, x \to \tilde{x}) = A(p, x) e^{i\varphi(x)} e^{ip(x-\tilde{x})} \; . \tag{2.11}$$

Das Absolutquadrat der über die Quellverteilung (Quelldichte) $\rho(x)$ integrierten Wahrscheinlichkeitsamplituden ergibt die gesuchte Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen mit Impuls p zu messen. Bei der Integration ist die Produktionsphase $\varphi(x)$ wesentlich. Ist sie eine Zufallsfunktion des Emissionsortes, so mitteln sich die Produktionsphasen bei der Integration heraus und es ergibt sich

$$P(p) = \int dx \rho(x) A^2(p,x) \; . \tag{2.12}$$

Dieser Fall entspricht einer chaotischen (inkohärenten) Quelle. Sind dagegen die Produktionsphasen verschiedener Produktionsorte untereinander korreliert, so liegt eine kohärente Quelle vor und die korrekte Auswertung des Integrals setzt die genaue Kenntnis der Quelleigenschaften voraus.

Die Zweiteilchenwahrscheinlichkeit für die simultane Messung erfordert für Bosonen wieder die Symmetrisierung der Wellenfunktion bezüglich Teilchenvertauschung, welches hier der Vertauschung des Erzeugungsortes gleichkommt. Es ergibt sich daher die Wellenfunktion

$$\begin{aligned}\Psi(p_1 p_2, x_1 x_2 \to \tilde{x}_1 \tilde{x}_2) = \; & \frac{1}{\sqrt{2}} \big(A(p_1,x_1) e^{i\varphi(x_1)} A(p_2,x_2) e^{i\varphi(x_2)} e^{ip_1(x_1-\tilde{x_1})} e^{ip_2(x_2-\tilde{x_2})} \\ & + A(p_1,x_2) e^{i\varphi(x_2)} A(p_2,x_1) e^{i\varphi(x_1)} e^{ip_1(x_2-\tilde{x_1})} e^{ip_2(x_1-\tilde{x_2})} \big) \; .\end{aligned}$$

Durch Integration über die Quelldichte erhält man die Zweiteilchenwahrscheinlichkeit

$$P_2(p_1,p_2) = P(p_1) \cdot P(p_2) + \left| \int dx e^{i(p_1-p_2)x} \rho(x) A(p_1,x) A(p_2,x) \right|^2 , \tag{2.13}$$

die mit Einsetzen der effektiven Quelldichte

$$\rho_{eff}(x,p_1,p_2) = \frac{\rho(x) A(p_1,x) A(p_2,x)}{\sqrt{P(p_1) \cdot P(p_2)}} \tag{2.14}$$

bzw. ihrer Fourier-Transformierten $\tilde{\rho}_{eff}(Q,p_1,p_2) = \int dx e^{iqx} \rho_{eff}(x,p_1,p_2)$ in die gesuchte Korrelationsfunktion nach Definition (2.6) übergeht

$$C_2(p_1,p_2) = \frac{P_2(p_1,p_2)}{P(p_1) \cdot P(p_2)} = 1 + |\tilde{\rho}_{eff}(Q,p_1,p_2)|^2 \; . \tag{2.15}$$

Geht man weiterhin von einer gaußförmigen Quellverteilung aus

$$\rho_{eff}(x,p_1,p_2) = \frac{1}{(\sqrt{2\pi}R)^3} e^{-\frac{x^2}{2R^2}} , \tag{2.16}$$

so kann aus der gemessenen Korrelationsfunktion im Impulsraum anhand ihrer inversen Breite direkt die Ausdehnung der effektiven Quelle im Ortsraum bestimmt werden:

$$C_2(q) = 1 + e^{-R^2Q^2} \ . \tag{2.17}$$

Da der Relativimpuls $Q = (p_1 - p_2)$ einen Vierervektor darstellt, lässt sich durch geeignete Parametrisierung unmittelbar die räumliche und zeitliche Struktur der Quelle rekonstruieren:

$$C_2(q) = 1 + e^{-\vec{R}^2\vec{Q}^2 - \tau^2 t^2} \ . \tag{2.18}$$

R_x, R_y, R_z, τ stellen dann die gaußschen Breiten der effektiven Quelle dar; man bezeichnet diese Parameter auch einfach als HBT-Radien. Handelt es sich zusätzlich um eine statische Quelle, in der die Produktion von Teilchen mit Impuls p nicht vom Ort x abhängt, so ist die Produktionsamplitude unabhängig vom Ort $A(p)$ und die effektive gleich der wahren Quelldichte, d.h. $\rho_{eff}(x) = \rho(x)$. In diesem Fall erhält man also die echten Quellradien. Jedoch ist dieser spezielle Fall für eine expandierende Quelle in Schwerionenkollisionen nicht adäquat. Die gemessenen Quellbreiten im Ortsraum werden daher durch die kinematischen Zusammenhänge zwischen Ort und Impuls gemäß der Heisenberg'schen Unschärferelation beeinflusst. Die Struktur der Quelle kann also nicht vollständig bestimmt werden. Jedoch lässt sich die Dynamik der Quelle anhand von Abhängigkeiten der ermittelten Breiten von kinematischen Variablen, wie dem Transversalimpuls, untersuchen. Die entsprechenden HBT-Radien beschreiben dann einen dem Transversalimpuls entsprechenden Bereich der Quelle und nicht die tatsächliche Ausdehnung. Daher werden diese Größen auch Homogenitätslängen genannt. Die Annahme einer in Raum und Zeit gaußförmigen Quelle hingegen scheint für Schwerionenreaktionen eine angemessene Näherung zu sein.

Wie in Abschnitt 2.3 definiert wurde, werden in dieser Arbeit die Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit des halben Relativimpulses $q = \frac{1}{2}Q$ dargestellt. Für die eindimensionale Korrelationsfunktion (2.17) folgt somit:

$$C_2(q) = 1 + \lambda \cdot e^{-R^2(2q)^2} \ . \tag{2.19}$$

Abbildung 2.5 zeigt den Effekt verschiedener Quellausdehnungen auf die Korrelationsfunktion (2.19) identischer Bosonen. Für den Fall einer kohärenten Quelle, in der ein wohldefinierter Zusammenhang zwischen Produktionsphase und Ort existiert, kann man zeigen [Won94, S. 451 ff.], dass die Zweiteilchenwahrscheinlichkeit sich in die Einteilchen-

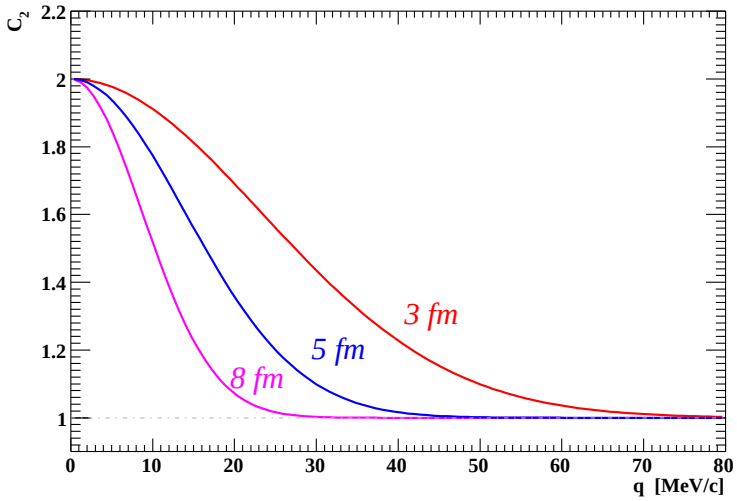


Abbildung 2.5: Pionen-Korrelationsfunktionen verschiedener Quellgrößen ohne Endzustandswechselwirkungen.

wahrscheinlichkeiten zerlegen lässt und somit die Korrelation verschwindet:

$$C_2(p_1, p_2)^{\text{kohärent}} = \frac{P(p_1) \cdot P(p_2)}{P(p_1) \cdot P(p_2)} = 1 \ . \tag{2.20}$$

Durch Einführung eines Parameters λ in die Korrelationsfunktion gemäß

$$C_2(q) = 1 + \lambda \cdot e^{-\vec{R}^2(2\vec{q})^2 - \tau^2 t^2} \tag{2.21}$$

lässt sich die Abweichung von einer vollständig chaotischen Quelle messen. λ wird daher Chaotizitätsparameter genannt und nimmt Werte zwischen Null und Eins an. Aus der Korrelationsfunktion an der Stelle $q = 0$ kann somit direkt der Grad der Kohärenz der Quelle abgelesen werden. Allerdings unterliegt dieser Parameter außerdem anderen Einwirkungen wie falsche Teilchenidentifikation, begrenzte Impulsauflösung etc. Daher ist die Interpretation des Chaotizitätsparameters sehr aufwendig und wird in dieser Arbeit nicht behandelt.

2.6 Experimentelle Bestimmung der Korrelationsfunktion

Mit Gelichung (2.6) wurde die Korrelationsfunktion als Verhältnis aus Zweiteilchenwahrscheinlichkeit und dem Produkt der Einteilchenwahrscheinlichkeiten definiert. In einem

Experiment mit Schwerionenkollisionen können die Wahrscheinlichkeiten P und P_2 als normierte Ein- und Zweiteilchen-Impulsverteilung bestimmt werden. Dabei stellt die Zweiteilchen-Impulsverteilung gerade die Relativimpulsverteilung von Teilchenpaaren aus einer Kollision (einem Ereignis) dar, welche der Signalverteilung entspricht. Um die Einteilchenverteilung direkt zu messen, müsste man sicher stellen, dass die verwendeten Teilchen unkorreliert sind und dürfte daher nur Ereignisse verwenden, welche ausschließlich ein Teilchen der gewählten Teilchensorte enthalten. Dies würde jedoch die vorhandene Statistik beträchtlich reduzieren. Daher bedient man sich der Ereignismischung ("event mixing"). Dabei wird ein Teilchen eines Ereignisses mit einem Teilchen aus einem anderen Ereignis kombiniert und daraus eine Zweiteilchen-Referenzimpulsverteilung ohne Korrelationen generiert. Aufgrund der durch diese Technik benötigten großen Rechenzeit wird dieses Verfahren nicht mit allen verfügbaren Ereignissen durchgeführt, sondern nur mit so vielen, sodass die Anzahl der "gemischten Paare" etwa zehn mal größer ist als diejenige der Signalverteilung. Dadurch wird die statistische Messabweichung der Referenzverteilung vernachlässigbar klein gehalten gegenüber der Signalverteilung. Als Folge des Anzahlunterschiedes ist ein Normierungsfaktor N erforderlich, der gleich dem Verhältnis der Gesamtzahl der Teilchenpaare in Referenz- und Signalverteilung ist. Die experimentelle Korrelationsfunktion berechnet sich nach

$$C_2(q) = N \cdot \frac{Signal(q)}{Referenz(q)} \; . \tag{2.22}$$

Nach der Coulombkorrektur für die Pionenkorrelation können nun direkt die Quellbreiten (Radien und Lebensdauer) durch Vergleich mit Gleichung (2.21) ermittelt werden. Für Protonen kommt es aufgrund ihrer größeren Masse und der dominanten starken Wechselwirkung zu einem komplizierteren Zusammenspiel der Wechselwirkungen und es sind vergleichende Modellrechnungen nötig, um die raum-zeitlichen Quellparameter zu ermitteln. Diese Berechnungen wurden anhand der Ausführungen von Koonin 1977 [Koo77] mit Hilfe des dafür entwickelten Programms von Dr. H.W. Barz (siehe [Kot99]) durchgeführt.

3 Das HADES - Experiment

Für die Untersuchung von hadronischer Materie stellen die leichten Vektormesonen ρ, ω und ϕ gut geeignete Sonden dar, weil sie einerseits eine kurze Lebensdauer besitzen und daher bei Schwerionenstößen im Energiebereich von 1-2 AGeV mit Ausnahme des ϕ noch im Medium zerfallen. Außerdem besitzen sie elektromagnetische Zerfallskanäle in Paare von Leptonen, welche nicht der starken Wechselwirkung im Endzustand unterliegen und somit unverfälschte Informationen aus dem Inneren des Feuerballs bereitstellen.

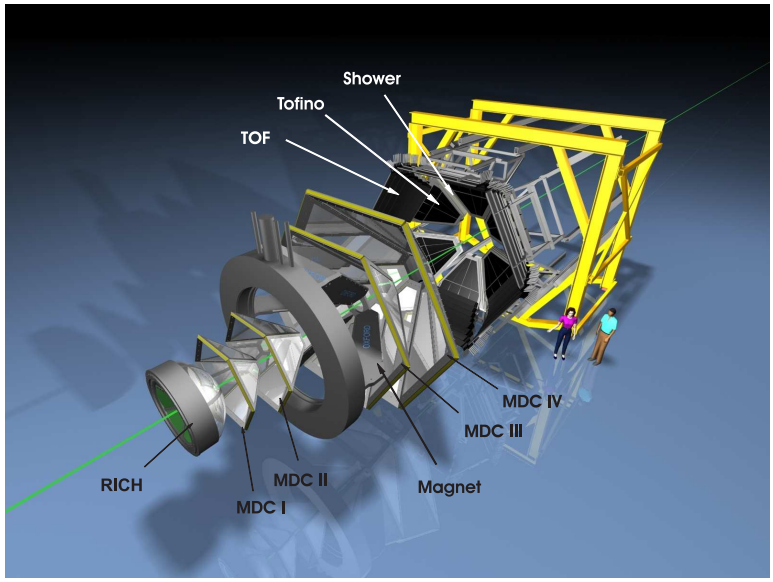


Abbildung 3.1: Explosivdarstellung des HADES-Detektorsystems.

Das **H**igh **A**cceptance **Di**-**E**lectron **S**pectrometer (HADES) wurde optimiert, um Veränderungen der Eigenschaften leichter Vektormesonen im Medium anhand von deren dileptonischen Zerfällen in e^+e^-- Paare zu studieren. Es ist am Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) iin Darmstadt aufgebaut und bekommt vom Schwerionen-Synchrotron SIS18 Ionenstrahlen aus Deuteronen bis hin zu Uran-Kernen mit Energien von 0,4-2 GeV je Nukleon zur Verfügung gestellt. Außerdem beschleunigt das SIS18 Protonen bis zu ca. 3,5 GeV und stellt auch sekundäre Protonenstrahlen bereit.

Das Spektrometer HADES besteht aus sechs gleichen Sektoren, welche die Strahlachse in Vorwärtsrichtung symmetrisch umgeben und je 60° in der Azimutebene abdecken, wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist. Im Azimutwinkel wird somit eine geometrische Akzeptanz von 85% erreicht, welche nur durch die Rahmen der Sektormodule beschränkt ist. In Polarwinkelrichtung deckt der Detektor den Bereich von 18° bis 85° ab. Die Querschnittszeichnung in Abbildung 3.2 zeigt die Anordnung der einzelnen Detektorkomponenten des Spektrometers. Unter diesen befinden sich mit dem **R**ing **I**maging **C**herenkov **D**etektor (RICH) und dem PreSHOWER Detektor zwei Elemente, die in erster Linie auf die Identifizierung von Elektronen und Positronen spezialisiert sind und somit für die Hadronenidentifikation nicht verwendet werden. Daher wird auf diese Komponenten nicht weiter eingegangen. Dennoch hat sich erwiesen [Sch08], dass HADES aufgrund seiner guten Impulsauflösung sehr gut zur Messung von Hadronen geeignet ist. Nichtsdestotrotz stellt der RICH als Trigger für Leptonen (Level-2-Trigger) eine wichtige Komponente dar und deckt daher den vollen Akzeptanzbereich des Spektrometers ab.

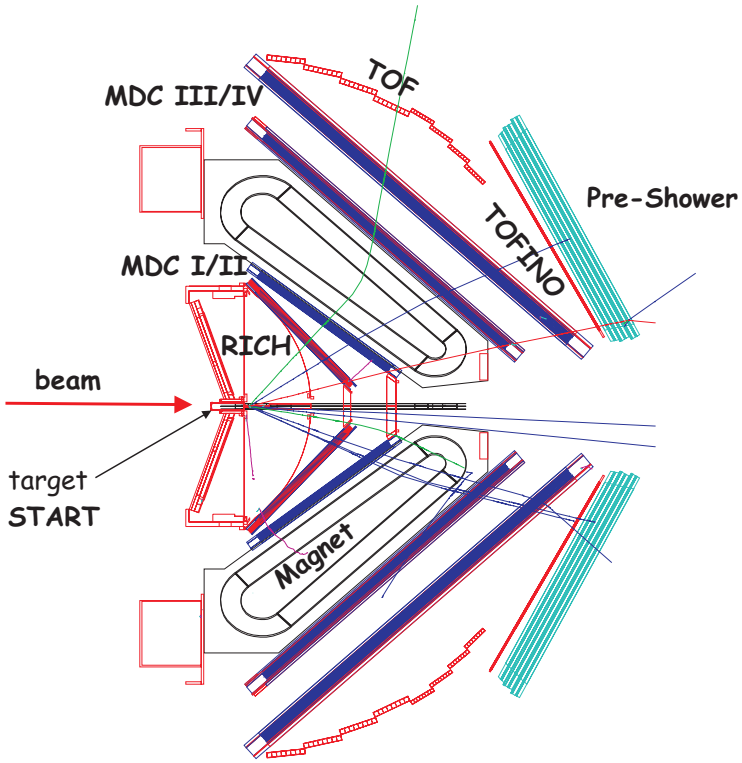


Abbildung 3.2: Querschnitt des HADES-Detektorsystems mit allen Komponenten.

Dieser Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über die Funktionsweise der zur Untersuchung von hadronischen Sonden eingesetzten Detektorkomponenten. Eine detaillierte Beschreibung aller Komponenten ist in [Aga09] dargestellt.

3.1 Komponenten des Spektrometers

3.1.1 Die Vieldrahtdriftkammern (MDC)

Die inneren und äußeren Vieldrahtdriftkammern MDC (**M**ultiwire **D**rift **C**hambers) bilden zusammen mit dem supraleitenden Magneten das Magnetspektrometer, welches der Impuls- und Spurrekonstruktion dient. Wie in Abbildung 3.1 zu erkennen, kommen dafür

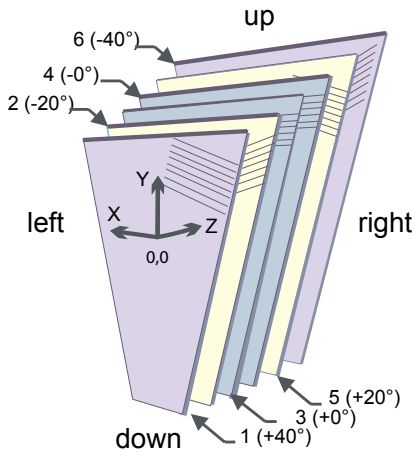


Abbildung 3.3: Aufbau eines MDC-Moduls, mit Angabe der Ausrichtung der Signaldrähte in den sechs Drahtebenen.

in jedem der sechs Sektoren je zwei Ebenen von Driftkammern vor und hinter dem Magnetfeld zum Einsatz. Um eine präzise Spurrekonstruktion und die sich über die Ablenkung im Magnetfeld ergebende Impulsbestimmung zu leisten, benötigen die Vieldrahtkammern eine hohe Ortsauflösung. Dafür besteht jedes der 24 Module seinerseits aus sieben Ebenen von Kathoden- und Felddrähten sowie den jeweils dazwischen liegenden sechs Signaldrahtebenen, womit insgesamt 1100 Driftzellen zustande kommen. Abbildung 3.3 zeigt die Ausrichtung der Feld- und Signaldrähte in fünf verschiedenen Winkeln zueinander, welche die maximale Ortsauflösung in Polarrichtung erzielt. Die Drähte der Ebenen 3 und 4 ($\pm 0°$) sind parallel zur x-Achse um eine halbe Driftzelle versetzt ausgerichtet. Während der Strahlzeit im September 2005 wurden die Drahtkammern mit einem Gasgemisch aus 84% Argon und 16% Isobutan für die MDC I Ebene und einem Gemisch aus 60% Helium und 40% Isobutan in den MDC II -IV Ebenen betrieben. Ein durchfliegendes geladenes Teilchen ionisiert das Gas entlang seiner Flugbahn. Die frei werden Elektronen driften mit Geschwindigkeiten um 30 μm/ns im elektrischen Feld zwischen den Signal- und Feld-/Kathodendrähten. Erst kurz vor den Signaldrähten werden sie aufgrund des Feldgradienten so stark beschleunigt,

dass sie Stoßionisation der Gasatome erzeugen. Der nachfolgende Lawineneffekt überragt die Rekombinationsrate von Elektronen und Ionen und erzeugt einen Impuls im Signaldraht. Die in Gegenrichtung driftenden Ionen erzeugen einen ähnlich starken Impuls in den Kathoden- bzw. Felddrähten. Zur Vermeidung von Dauerentladungen der Kammern, welche durch Photoemission induziert werden, wird dem Zählgas das Löschgas Isobutan beigefügt, um emittierte Photonen zu absorbieren.

Die inneren Driftkammern MDC I, II erreichen auf diese Weise eine Auflösung von 60-100 μm in Polarrichtung und 120-200 μm in Azimutrichtung [Mar05]. Obwohl die Ausleseelektronik der Driftkammern keine Möglichkeit zur Messung der Signalhöhe bietet, kann anhand der Signalbreite der Energieverlust der registrierten Teilchen ermittelt werden. Eine in [Sch08] vorgestellte spezielle Kalibrierung der Elektronik ermöglicht es, eine Energieverlustinformation zu erzeugen, welche zur Teilchenidentifikation mit der dE/dx-Verteilung nach Bethe-Bloch verglichen werden kann.

3.1.2 Die START- und VETO-Detektoren

Zur Messung der Flugzeit sowie der Driftzeit in den MDCs eines Teilchens ist zunächst die Kenntnis des Zeitpunktes der Reaktion erforderlich. Dazu werden zwei identische quadratische Diamantstreifendetektoren verwendet, die aufgrund der Positionierung im Schwerionenstrahl extreme Strahlhärte aufweisen müssen. Sie sind symmetrisch im Abstand von 45 cm in Strahlrichtung vor und hinter dem Target angeordnet. Um Kleinwinkelstreuung der Strahlteilchen zu minimieren, sind die quadratischen Detektoren mit einer Kantenlänge von 10 mm nur 50-60 μm (START) bzw. 110-120 μm (VETO) dick. Sie liefern ein Zeitsignal mit einer Auflösung von etwa 96 ps, welches als Nullpunkt für die Flugzeitmessung der TOF und TOFino Detektoren verwendet wird.

3.1.3 Die Flugzeitdetektoren TOF und TOFino

Die Bestimmung der Flugzeit wird unter Verwendung der Referenzzeit vom START-Detektor anhand des Zeitsignals des **M**ultiplicity and **E**lectron **T**rigger **A**rray (META) vollzogen. Der META-Detektor ist ein System aus den drei verschiedenen Detektoren TOF (**T**ime **O**f **F**light), TOFino und PreSHOWER. Letzterer dient in erster Linie der Leptonen-Identifikation (mittels elektromagnetischer Schauer) liefert jedoch zusammen mit den TOF- und TOFino-Detektoren zur Flugzeitmessung einen weiteren Punkt der Teilchenflugbahn. Der Durchstoßpunkt im META-Detektor wird daher zusätzlich zu den Ortsinformationen der Driftkammern zur Spur- und Impulsrekonstruktion verwendet.

Die Flugzeitdetektoren teilen sich entlang des Polarwinkels in TOFino, der den Bereich

von 18° bis 45° abdeckt, und TOF, der 44° bis 88° des Polarwinkels überspannt, siehe Abbildung 3.2. Jeder Sektor des TOF-Detektors setzt sich aus acht Stapeln mit je acht Plastikszintillatorstreifen zusammen. Durchdringt ein geladenes Teilchen einen Szintillator, erzeugt es darin angeregte Zustände, welche sich durch Emission von Licht abregen. In Sekundärelektronenvervielfachern an jedem Ende der Streifen werden die Lichtsignale in elektrische Impulse umgewandelt und ein Zeitsignal ausgegeben. Darüber hinaus werden auch Signalhöhen gemessen, wodurch die Messung des Energieverlusts im Szintillator ermöglicht wird. Der TOF-Detektor erreicht aufgrund seiner hohen Granularität eine Zeitauflösung von ca. 150 ps sowie eine damit korrelierte Ortsauflösung von 2,5 cm in Streifenrichtung.

Da der TOFino hingegen je Sektor aus nur 4 Szintillatoren mit je einem Sekundärelektronenvervielfacher besteht, ergibt sich eine deutlich schlechtere Ortsauflösung; daher wird der hinter ihm installierte PreSHOWER-Detektor zur Berechnung des Durchstoßpunktes zur Hilfe gezogen. Aufgrund der geringen Granularität ergibt sich für den TOFino ein Zeitauflösungsvermögen von ca. 400 ps und nach [Sch08] eine Doppeltrefferwahrscheinlichkeit von etwa 65% für die untersuchten Ar+KCl-Reaktionen. Daher wird derzeit zur Verbesserung der Flugzeitmessung der TOFino Detektor durch neue Detektoren auf der Basis von "**R**esistive **P**late **C**hambers" (RPC) ersetzt.

3.2 Spurrekonstruktion

Aufgrund der vier vorhandenen Driftkammerebenen werden nur vier Punkte der Teilchenbahnen durch die MDCs festgelegt. Eine sehr präzise Messung der wenigen Spurpunkte ist somit zur weiteren Interpolation nötig. Die Rekonstruktion der Teilchenspuren erfolgt demnach im wesentlichen anhand der gemessenen Treffer (Cluster) in den vier Driftkammerebenen. Wie in Abbildung 3.4 dargestellt ist, ergeben sich durch Verbindung der beiden

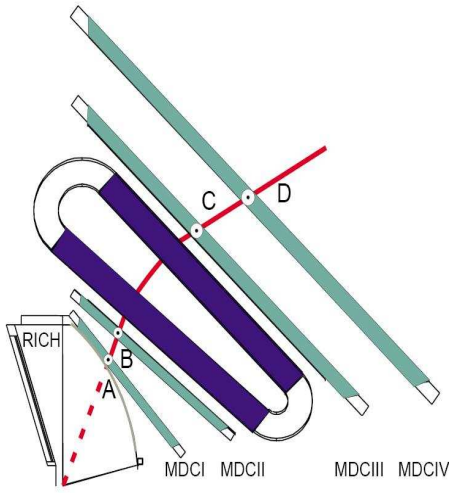


Abbildung 3.4: Die schematisierte Funktionsweise des Magnetspektrometers. Die gemessenen Treffer (A-D) in den Driftkammern bilden ein inneres (A,B) und ein äußeres (C,D) Spursegment (rote Linie), mit denen die Ablenkung im Magnetfeld (supraleitender Magnet: dunkelblau) bestimmt wird.

inneren bzw. der beiden äußeren Ebenen für jede Spur je ein Spursegment (Gerade) vor und hinter dem Magnetfeldbereich. Die Ablenkung durch das Magnetfeld wird somit gemessen und der Teilchenimpuls anhand der bekannten (vermessenen) Verteilung der magnetischen Flussdichte $\vec{B}$ bestimmt. Dafür werden mehrere, unterschiedlich genaue Methoden verwendet, welche, wie die Techniken zur Teilchenidentifikation, im folgenden Kapitel 4 beschreiben werden.

4 Datenanalyse

4.1 Experiment und Datenaufnahme

Die Korrelationsanalysen in dieser Arbeit basieren auf Daten vom September und Oktober 2005, die mit dem HADES-Spektrometer an der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt aufgenommen wurden. In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Projektil- und Targeteigenschaften aufgelistet.

Strahl:	Projektil	${}^{40}_{18}Ar^{18+}$
	Energie	$1,756$ AGeV
Target:	Material	${}^{39,098}_{19}\mathrm{K}$ ${}^{35,459}_{17}\mathrm{Cl}$
	Dichte	1,988 g/cm^3
	Durchmesser	3 mm
	Dicke	1,25 mm
	Geometrie	4 Segmente, je 8 mm Abstand

Tabelle 4.1: Parameter des Experiments.

Für die Datenaufnahme wurde zur Reduktion der Datenrate und zur Selektion signifikanter Ereignisse eine Vorauswahl der aufzuzeichnenden Ereignisse getroffen. Anhand eines mehrstufigen Triggersystems werden die anfallenden Daten um bis zu einem Faktor 1000 reduziert und außerdem die Totzeit des Detektors verringert.

Die erste Bedingung, der Level-1-Trigger, verlangt eine Multiplizität von mindestens 18 Treffern im META-Detektor. Eine zweite Kondition, der Level-2-Trigger, fordert mindestens einen Lepton-Kandidaten im RICH und in den META-Detektoren. Die Rate der durch den Level-1-Trigger akzeptierten Ereignisse lag im Mittel bei 3,5 kHz. Zur Triggereffizienzbestimmung wurde neben allen Level-2-Ereignissen auch jedes zehnte Ereignis, dass den Level-1-Trigger erfüllte, aufgezeichnet (Untersetzungsfaktor 10), unabhängig davon, ob es dem Level-2-Trigger entsprach. Ziel dieser Trigger ist es, in erster Linie möglichst nur zentrale Stoßereignisse aufzuzeichnen, da bei ihnen möglichst viele Partizipanten beteiligt sind und damit stärkere Medium-Effekte von Hadronen erwartet werden als bei

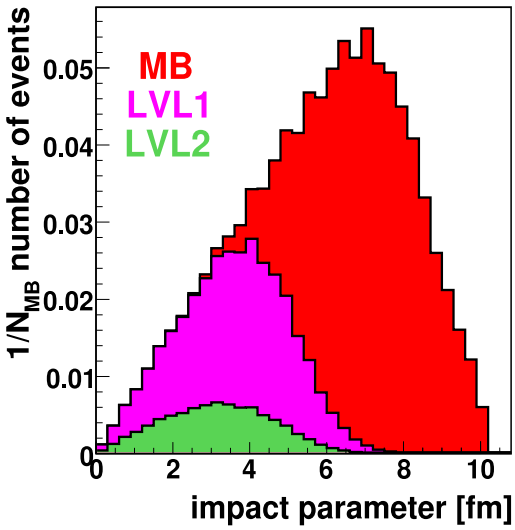


Abbildung 4.1: Stoßparameterverteilung verschiedener Trigger: "minimum bias" (MB), Level-1 (LVL1) und Level-2 (LVL2) aus einer UrQMD-Simulation, Quelle: [Kri08].

peripheren Stößen. Die Messung des Stoßparameters ist jedoch nicht unmittelbar möglich. Stattdessen wird er, ebenso wie die mittlere Anzahl der Partizipanten, per Modell über die Korrelation zur Teilchenmultiplizität bestimmt. So ist es mit Hilfe von Simulationen mit einem Transportmodell (wie UrQMD[1] im vorliegenden Fall) möglich, im Vergleich mit experimentellen Daten die Wirkung der Trigger auf die Zentralität der aufgezeichneten Ereignisse zu ermitteln. Experimentell muss man mindestens ein Reaktionsprodukt, d.h. ein geladenes Teilchen, im Detektor fordern, welches bereits eine Mindestdeformation ("minimum bias") der Multiplizitätsverteilung ergibt. Die mittels UrQMD generierten Ereignisse stellen diese sogenannten "minimum bias"-Ereignisse dar. Dies sind also jene, bei denen überhaupt eine Reaktion stattgefunden hat. Der Vergleich mit den getriggerten Ereignissen ergibt eine Stoßparameterverteilung wie sie in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Sie zeigt die erwartete stärkere Auswahl von zentralen Kollisionen für die verwendeten Trigger. Der Level-1-Trigger selektiert demnach ungefähr 35% der Kollisionen mit den kleinsten Stoßparametern, die im Mittel 3,5 fm betragen. Weitere errechnete Werte, wie die Anzahl der Teilnehmer (siehe Abbildung 1.2), sind in [Kri08] aufgeführt.

Innerhalb der dreiwöchigen Strahlzeit wurden etwa 4600 Dateien mit einer Datenmenge von max. je 2 GBytes im Rohdatenformat **H**ADES-**L**istmode-**D**ata (hld) aufgenommen. In diesen Dateien werden durch die Datenaufnahme (DAQ[2]) des Experiments alle digitalisierten Detektorsignale von je rund 200.000 Ereignissen gespeichert. Anhand eines Zeit-

[1] Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics [Bas98].
[2] **D**ata **Aq**uisition.

stempels in jeder Datei wird mittels der Oracle-Datenbank von HADES eine Verknüpfung der experimentellen Daten zum "slow-control" System aufgebaut, wodurch eine Validierung der Daten erfolgen kann. Das "slow-control" System ermöglicht die Überwachung der Funktionalität aller Detektorkomponenten und ermöglicht so den Ausschluss von Daten, bei deren Messung Detektorgruppen instabil liefen oder partiell ausfielen. Nach Prüfung der Daten für alle Detektorkomponenten verblieben 4200 Dateien für die Analyse, welche zunächst kalibriert werden mussten, um daraus Teilcheneigenschaften wie Impuls, Flugzeit und Energieverlust zu berechnen.

4.2 Datenkalibrierung

Die Kalibrierung der Detektoren erfordert zuerst die exakte Kenntnis der Detektorpositionen, wofür vor der eigentlichen Messung verschiedene Methoden der Detektorjustierung angewandt werden (siehe [Sch08]). Die Kalibrierung der Rohdaten ist der rechenintensivste Teil der Analyse. Dabei werden die Detektordaten, wie z.B. ADC-Werte[3], in korrekte Größen, wie Flugzeiten oder Positionen im Detektorkoordinatensystem umgewandelt. Dazu sind vor allem die Kalibrierung der START- bzw. VETO-Nullpunkte für die Flugzeiteichung der TOF- und TOFino-Detektoren sowie der Driftkammern und Eichung des Energieverlustverhaltens der Driftkammern durchzuführen. Am Ende der Kalibrierung werden die Daten in so genannten **D**ata **S**ummary **T**apes (DST) abgespeichert, in denen nun die benötigten physikalischen Informationen der ermittelten Teilchenspuren enthalten sind.

4.3 Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung

Das Fehlen von Detektoren im Magnetfeld bedeutet, dass die Ablenkung und damit der Impuls der Teilchen aus der Anpassung der inneren und äußeren Spursegmente berechnet werden muss, welche ihrerseits aus den Treffern in den Driftkammern bestimmt werden. Die Spursegmente stellen Geraden dar, die Position und Richtung des Spurabschnitts angeben und folglich die Grundlage für alle Verfahren zur Teilchenbahn- und Impulsbestimmung bilden. In diesem Zusammenhang wurden drei Methoden entwickelt, welche unterschiedliche Voraussetzungen im Bezug auf die Anzahl der eingesetzten Driftkammern je Sektor erfordern und mit bekannter Magnetfeldstärke Teilchenimpulse mit einem theoretischen Auflösungsvermögen von ca. 1% zu berechnen erlauben.

[3]Signale aus einem Analog-Digital-Wandler (**A**nalog-to-**D**igital-**C**onverter).

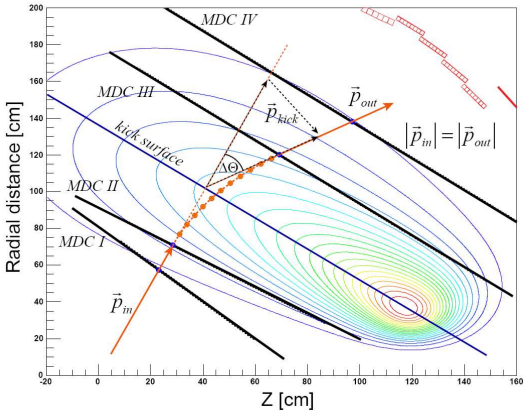


Abbildung 4.2: Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung im Magnetfeld (Konturlinien) anhand des inneren ($\vec{p}_{in}$) und äußeren Spursegments ($\vec{p}_{out}$).

"Kick surface"-Impulsbestimmung: Die Ablenkung im Magnetfeld erfolgt kontinuierlich entsprechend der Lorentzkraft $\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$ in Abhängigkeit von der lokalen magnetischen Flussdichte $\vec{B}$. Für die Durchquerung des gesamte Magnetfelds ergibt sich eine totale Änderung des Teilchenimpulses $\Delta\vec{p}$. Die "kick surface"-Methode bestimmt diese Richtungsänderung anhand eines gedachten einzigen Knicks der ansonsten geraden Teilchenspuren. Dazu werden die geraden Spursegmente $(\vec{p}_{in}, \vec{p}_{out})$ in die Feldregion extrapoliert und aus ihrem geringsten Abstand eine Oberfläche berechnet, welche den Ort der Knick-Punkte beschreibt und "kick surface" bezeichnet wird, siehe Abbildung 4.2. Der Ablenkwinkel $\Delta\Theta$ wird in Polarrichtung aus der Position der Teilchenspur auf dieser Oberfläche und dem Spurpunkt im META-Detektor berechnet und anhand einer durch Simulation erstellten Tabelle dem Impulsübertrag $\Delta\vec{p} = \vec{p}_{kick}$ zugeordnet. Abbildung 4.2 veranschaulicht die trigonometrische Beziehung

$$sin\left(\frac{\Delta\Theta}{2}\right) = \frac{|\vec{p}_{kick}|}{2|\vec{p}_{in/out}|}, \tag{4.1}$$

aus welcher der Teilchenimpuls berechnet werden kann. Diese Methode stellt eine sehr einfache Möglichkeit der Impulsbestimmung dar und ist auch die schnellste Methode. Sie wird hauptsächlich für Sektoren mit nicht arbeitenden äußeren Driftkammern eingesetzt. Sie zeigt zudem eine stark impulsabhängige Auflösung.

"Spline" Impulsbestimmung: Die hochauflösende "spline"-Methode ermöglicht eine präzisere Impulsbestimmung, benötigt jedoch die Ortsinformationen aus mindestens drei Driftkammerebenen. Sie basiert auf der Lösung der Bewegungsgleichungen auf einer zuvor bestimmten Teilchenbahn. Die Anpassung einer Kurve ("spline") dritter Ordnung im Feldbereich zwischen den inneren und äußeren Spursegmenten erfolgt durch Lösung der Be-

wegungsgleichungen in Punkten mit äquidistanten Abständen (siehe Abbildung 4.2) unter den Randbedingungen der gemessenen Spurpunkte und deren ersten und zweiten Ableitung. Im Gegensatz zur "kick surface"-Methode wird bei der "spline"-Berechnung auch eine Impulsänderung im Azimutwinkel berücksichtigt, welches die Genauigkeit der Methode erhöht. Dieser Impuls dient nun als Ausgangswert für das iterative Runge-Kutta-Verfahren.

Runge-Kutta Impulsbestimmung: Die bisherigen Methoden gehen von geraden Spursegmenten zwischen den beiden Ebenen der inneren und äußeren Driftkammern aus. Jedoch zeigt Abbildung 4.2, dass das Magnetfeld schwach in den Bereich der Driftkammern hineinreicht und somit eine Abweichung von den geraden Trajektorien bewirkt, welche bei Teilchen geringen Impulses besonders deutlich wird. Die "spline"-Methode beschreibt zudem kein realistisches Spurmodell, da sie die starke azimutale Ablenkung in der Nähe der Magnetspulen sowie den Energieverlust im Detektor nicht berücksichtigt. Zur präzisen Spurrekonstruktion werden daher die Bewegungsgleichungen mit den Ausgangswerten der Spline-Methode iterativ gelöst. Durch Extrapolation werden aus der Lösung der Gleichungen am Anfangspunkt die Anfangswerte zur Berechnung des nächsten Spurpunktes bestimmt. Durch Vergleich mit den gemessenen Spurpunkten wird so die errechnete Trajektorie und der daraus bestimmte Impuls iterativ optimiert. Die Qualität der rekonstruierten Spur wird gleichzeitig in Form eines χ^2-Wertes bestimmt. Ein bedeutender Vorteil des Runge-Kutta-Verfahrens ist die Möglichkeit der Berechnung der gesamten Teilchenbahn vom Target bis zum META-Detektor. Daher wird die Impulsbestimmung in dieser Arbeit stets mit der Runge-Kutta-Methode vorgenommen.

Aufgrund vielfältiger Kombinationen von Spursegmenten in den Driftkammern und Treffern ("hits") in den META-Detektoren und dem RICH kann es unter bestimmten Bedingungen zu uneindeutigen Zuordnungen der Spurabschnitte und somit zu mehreren Spurkandidaten für einen Treffer im Einzeldetektor kommen. Dadurch erreichen die kalibrierten DST eine Größe von etwa 10 TByte, welches mehr ist als die Rohdatengröße. Es ist nun Aufgabe der Spurselektion innerhalb einer post-DST-Analyse aus diesen Kandidaten echte Teilchenspuren zu selektieren.

4.4 Teilchenspurselektion

Die eindeutige Auswahl der korrekten Spuren ist für das untersuchte Stoßsystem Ar+KCl besonders wichtig, da im Vergleich zu früheren Untersuchungen von C+C Kollisionen die Teilchenmultiplizitäten hier vierfach höher sind und sich somit durch die Kombinatorik der

Spursegmente die Zahl der Spurkandidaten je Reaktion im Mittel auf ca. 45 erhöht (bei C+C-Kollisionen mit HADES sind es nur 5,5). Daher erfordert die korrekte Selektion der Teilchenspuren eine umfangreiche Auswertung, die für Leptonen in [Lan08] und Hadronen in [Sch08] im Detail dargestellt wird. Die Spurrekonstruktions- und Impulsbestimmungs-Algorithmen liefern χ^2-Größen, welche ein Maß für die Qualität der jeweiligen Anpassung sind. Die Hadronenselektion verwendet im wesentlichen die zwei Größen χ^2_{META} und χ^2_{RK}. Die geometrische Abweichung des Treffers im META-Detektor vom extrapolierten Spursegment der äußeren Driftkammern quantifiziert die Größe χ^2_{META}. Der Wert χ^2_{RK} ist das Qualitätsmaß der Runge-Kutta-Impulsbestimmung und berechnet sich aus dem mittleren geometrischen Abstand der rekonstruierten Teilchenspur zu den gemessenen Treffern in den Driftkammern. Die Gesamtqualität jedes Spurkandidaten wird anhand des Produktes $\chi^2_{META} \cdot \chi^2_{RK}$ bestimmt. Anschließend werden, angefangen mit dem Kandidaten mit dem niedrigsten Wert dieses Produktes, alle Spurelemente nach einmaliger Verwendung aus der Menge der Kombinationsmöglichkeiten entfernt und somit die mehrfache Verwendung von META Treffern oder Spursegmenten verhindert und folglich das künstliche Aufspalten von Spuren ("track splitting") weitgehend ausgeschlossen. Daraufhin erhält man eindeutige Teilchenspuren, welchen anschließend in einer weiteren Analyse die Teilchenart zugeordnet werden kann.

4.5 Teilchenidentifikation

Da der HADES-Detektor primär zur Messung von Dileptonen konstruiert wurde, stellt er mit dem RICH und dem PreSHOWER zwei Detektoren bereit, welche die direkte Identifikation von Elektronen und Positronen erlauben. Zur Messung von anderen Teilchen, insbesondere Hadronen, sind diese Detektoren daher nicht optimiert und im Falle des RICH sogar blind. Der PreSHOWER-Detektor kann jedoch zur Korrektur der Flugzeitmessung durch den TOFino-Detektor mittels der von ihm bestimmten Ortsinformation verwendet werden. Für die Hadronenidentifikation bleiben daher nur das Magnetspektrometer und die Flugzeitwände TOF bzw. TOFino. Der RICH-Detektor wird zusätzlich zum Ausschluss von fehlidentifizierten Elektronen und Positionen verwendet. Für die eindeutige Identifikation eines Teilchens ist nur die Kenntnis von dessen Masse und Ladung nötig. Beide Größen können jedoch bei relativistischen Geschwindigkeiten nicht direkt gemessen werden. Indirekt gelingt dies aber durch Messung von Impuls und Flugzeit oder Energieverlust. Für einfach geladene Teilchen, wie die hier untersuchten Pionen und Protonen, legt bereits die Polarität, d.h. das Vorzeichen der Ladung, die Ladung eindeutig fest. Die Polarität ist anhand der Spurkrümmung im Magnetfeld leicht zu bestimmen, denn der HADES-Magnet

ist so eingestellt, dass beim Ar+KCl-Experiment positiv geladene Teilchen zur Strahlachse hin und negative von ihr weg gelenkt wurden. Die Identifikation neutraler Teilchen gelingt bei HADES nur über den Nachweis ihrer geladenen Zerfallsprodukte. Dies ist aber für diese Arbeit nicht erforderlich, da nur Protonen und geladene Pionen rekonstruiert werden müssen.

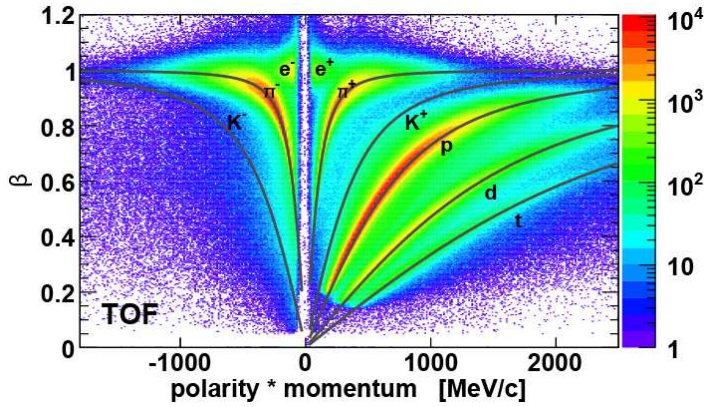
4.5.1 Flugzeitmethode

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Methode zur Teilchenidentifikation basiert auf den kinematischen Größen Impuls und Geschwindigkeit, welche aus der rekonstruierten Teilchenspur und der gemessenen Flugzeit bestimmt werden. Die Teilchenmasse lässt sich aus der Definition des Impulses berechnen. Für den Impuls gilt $p = \gamma \cdot m_0 \cdot \beta \cdot c$, wobei $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ der Lorentzfaktor ist und $\beta = v/c$ die Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit ist. Damit ergibt sich die Teilchenmasse als

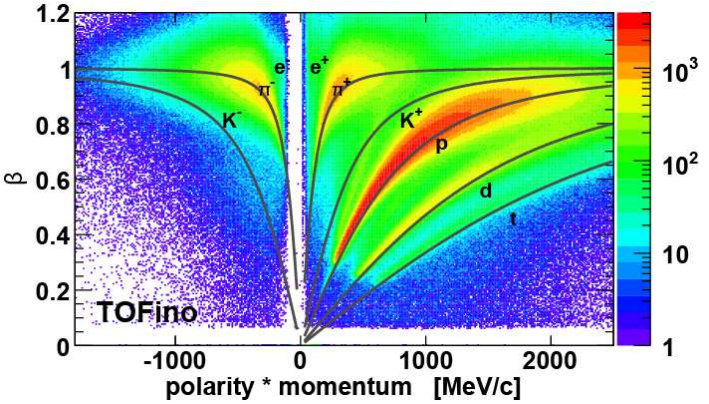
$$m_0 = \frac{p}{\gamma \cdot \beta \cdot c} \,. \tag{4.2}$$

Es werden also nur die Geschwindigkeit β und der Impuls p des Teilchens zur Bestimmung seiner Masse benötigt. Der Impuls wird durch das hochauflösende Runge-Kutta-Verfahren geliefert sowie zusätzlich die zurückgelegte Flugstrecke s und die Polarität q des Teilchens. Mit Hilfe der Flugzeit t, welche sich aus der Zeitdifferenz der Signale im START- und TOF- bzw. TOFino/PreSHOWER-Detektor ergibt, wird auch die Geschwindigkeit $\beta = \frac{s}{t \cdot c}$ des Teilchens bestimmt. Die Teilchenidentifikation erfolgt in dieser Methode anhand der drei Größen Geschwindigkeit, Impuls und Polarität. Stellt man diese wie in Abbildung 4.3 als Abhängigkeit $\beta\,(q \cdot p)$ dar, werden deutlich getrennte Verteilungen der verschiedenen Teilchen sichtbar. Die Identifikation der Teilchen kann demnach über grafische Schnitte entlang der ersichtlichen Verteilungen erfolgen, welche dementsprechend eine impulsabhängige Massenauswahl treffen.

Wegen der unterschiedlichen Flugzeitauflösung der TOF- und TOFino-Detektoren wird in der Analyse grundsätzlich zwischen beiden unterschieden. Abbildung 4.3 zeigt den deutlichen Unterschied zwischen beiden Detektorkomponenten. Die Ursache für die schlechtere Flugzeitauflösung des TOFino-Detektors ist seine niedrige Granularität von nur 4 Szintillatorsegmenten je Sektor. Außerdem ist die Wahrscheinlichkeit für mehrfache Treffer in einem Segment je Ereignis in den untersuchten Ar+KCl-Kollisionen mit etwa 65% recht hoch, sodass die eindeutige Zuordnung der Flugzeit nur im Fall eines einzelnen Treffers je Segment möglich ist. Bei Mehrfachtreffern im TOFino ist die Flugzeitmethode nicht geeignet und es wird daher die nachfolgende Technik angewendet.



(a)



(b)

Abbildung 4.3: Teilchenidentifikation anhand der Flugzeit- und Impulsmessung in Einheiten der skalierten Geschwindigkeit β und dem Produkt aus Polarität und Impuls. Der theoretische Verlauf ist durch graue Linien dargestellt, (a) für TOF, (b) für TOFino. Quelle: [Sch08].

4.5.2 Energieverlustmethode

Der Energieverlust je zurückgelegter Strecke dE/dx im Medium durch Ionisation und Anregung für relativistische Teilchen der Geschwindigkeit β wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung [Ams08] beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2}\right] . \qquad (4.3)$$

Die Bedeutung der Größen ist wie folgt:

N_A	Avogadrozahl	$N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ mol^{-1}
r_e	klassischer Elektronenradius	$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$
m_e	Elektronenmasse	$m_e = 510,9989$ keV/c^2
z	Ladungszahl des einfallenden Teilchens	
Z, A	Ladungs- und Massenzahl des Mediums	
I	mittleres Ionisationspotential	$I = 16 \cdot Z^{0,9}$ eV
$\delta(\beta\gamma)$	ionisationsspezifische Dichtekorrektur.	

T_{max} ist der maximale Energieübertrag des einfallenden Teilchens auf ein freies Elektron bei einem einzelnen Stoß. Dieser berechnet sich für ein einfallendes Teilchen der Masse M und der Geschwindigkeit β:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2\gamma m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \,. \tag{4.4}$$

Wie man sieht, ist der Energieverlust pro Weglänge unabhängig von der Masse des einfallenden Teilchens; er ist im wesentlichen eine Funktion der Teilchengeschwindigkeit. Demzufolge ergibt die Darstellung in Abhängigkeit von $\beta\gamma$ für alle einfach geladenen Teilchen den gleichen Verlauf. In Abhängigkeit vom Impuls separieren hingegen die verschiedenen Teilchen aufgrund ihrer unterschiedlichen Masse. Anhand der Messung von Impuls, Energieverlust im Detektor und Polarität eines Teilchens ist mit Hilfe der Bethe-Bloch-Gleichung die Teilchenidentifikation möglich. Die Messung dieser Größen ist allein mit den Driftkammern nach einer besonderen Kalibrierung der Ausleseelektronik möglich, obwohl diese nicht für die Energieverlustmessung konstruiert wurden. Dabei wird die Energieverlustinformation aus der sogenannten "Time over Threshold"[4] Größe gewonnen. Die ausführliche Beschreibung dieser Methode ist in [Sch08] zu finden. Der so ermittelte Energieverlust wird auf die typischen Einheiten der Bethe-Bloch-Gleichung normiert und ermöglicht eine einfache Identifikation der Teilchen durch den Vergleich mit dem theoretischen Energieverlust. Dies ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Im Vergleich zur Flugzeitmethode ist das Trennungsvermögen der verschiedenen Teilchenarten hier allerdings schlechter. Daher wird die Energieverlustmethode nur für den bereits diskutierten Fall von Mehrfachtreffern im TOFino-Detektor angewendet. Die Identifikation erfolgt auch hier anhand grafischer Schnitte entlang der theoretischen Kurven. Die Flugzeitdetektoren liefern ihrerseits ebenfalls eine eigene Energieverlustinformation und besitzen dabei im Fall des TOF-Detektors eine höhere

[4] Das ist die Zeitspanne, in der ein Driftkammersignal über der definierten Schwelle liegt.

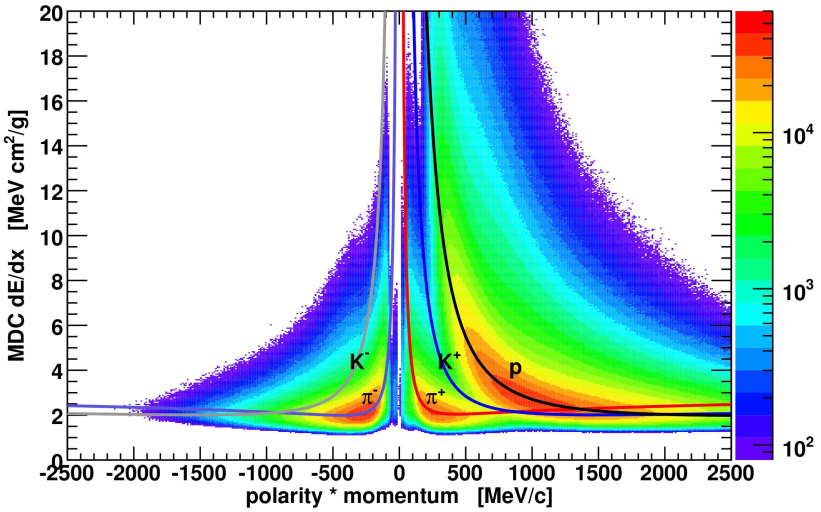


Abbildung 4.4: Teilchenidentifikation anhand der Energie- und Impulsmessung in den MDCs. Der theoretische Verlauf ist durch farbige Kurven dargestellt. Quelle: [Sch08].

Auflösung als die Driftkammern. Aufgrund der hochgradigen dE/dx-β-Korrelation von einfach geladenen Teilchen entsprechend Gleichung (4.3) stellt der Energieverlust in den Flugzeitdetektoren eine redundante Information dar. Da die Flugzeitmethode im Bereich des TOF-Detektors somit ausreichend ist und im Bereich des TOFino natürlich auch für den Energieverlust die Mehrfachtreffer eine eindeutige Zuordnung verwehren, wird für diese Analyse der Energieverlust in den Flugzeitdetektoren nicht verwendet.

4.6 Paarselektion

Nach der Identifikation der gesuchten Teilchen ist eine weitere feinere Spurselektion nötig, weil die Korrelation nur durch einen sehr geringen Unterschied in Signal- und Referenzverteilung hervorgebracht wird (siehe dazu Abbildung 4.7 in Abschnitt 4.7) und daher die Verunreinigung durch fehlidentifizierte Teilchen besonders reduziert werden sollte.

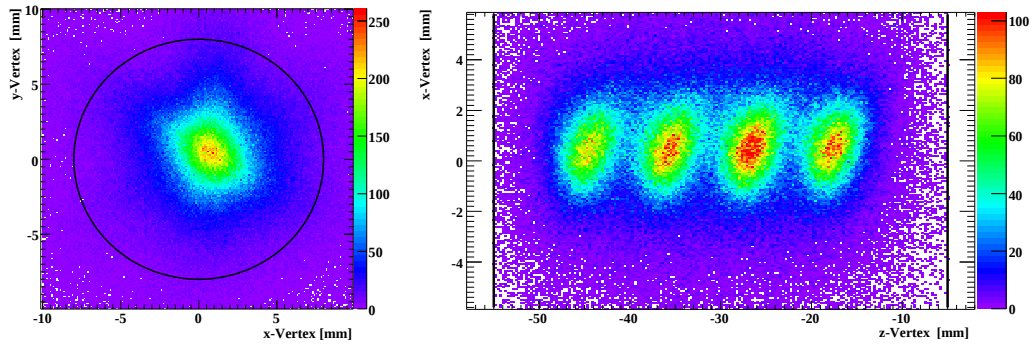
Außerdem werden Teilchenpaare mit großem Öffnungswinkel $\theta = \measuredangle(p_1, p_2)$ verworfen, um nur die für die Korrelationsanalyse relevanten Teilchenpaare mit geringer Impulsdifferenz zu extrahieren und dadurch Rechenzeit sowie Speicherplatz einzusparen. Der Wert für den verwendeten oberen Öffnungswinkelschnitt ist für Pionen und Protonen aufgrund ihrer unterschiedlichen Massen verschieden und wurde mittels der Simulation im Abschnitt 4.7.1 abgeschätzt und ist in Tabelle 4.2 aufgeführt.

Weiterhin ist es selbstverständlich Ziel der Analyse, Größen der primären Ar+KCl-Kollision zu bestimmen. Demzufolge sollten Teilchenspuren ausgeschlossen werden, die

Qualitätsmaß	Schnittwert
$\chi^2_{InnerSegment}$	< 20
$\chi^2_{OuterSegment}$	< 30
$\chi^2_{RungeKutta}$	< 10
$\chi^2_{MetaMatch}$	< 3.5
z-Vertex-Abstand	-55 mm $<$ z $<$ -5 mm
x,y-Vertex-Abstand	$\sqrt{x^2+y^2} < 8$ mm
Öffnungswinkel	$< 20°(\pi),\ < 8°(p)$

Tabelle 4.2: Bedingungen an die Spurqualitätsgrößen.

nicht aus dieser Reaktion stammen, sondern beispielsweise aus Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial oder durch den Zerfall langlebiger Resonanzen entstehen. Dieser unerwünschte Untergrund kann mittels geometrischer Schnitte auf die Lage des Reaktionsvertex minimiert werden. Dazu wird die Spur aus der Runge-Kutta-Rechnung zurück extrapoliert und der kürzeste Abstand zur bekannten Strahlachse berechnet. Die verwendeten Konditionen für die Lage des Reaktionsvertex wurden in der transversalen Ebene (x-y-Ebene) und entlang der Strahlrichtung (z-Achse) festgelegt. Diese Grenzen sind in Abbildung 4.5 als schwarze Linien dargestellt.



(a) (b)

Abbildung 4.5: Verteilung und verwendete Schnitte (schwarze Linien) auf die rekonstruierten Reaktionsvertices, (a) in x-y-Richtung (Auflösung $\sigma_{x,y} = 0,3$ mm) und (b) in z-Richtung (Auflösung $\sigma_z = 1,5$ mm).

Zur weiteren Untergrundreduktion werden zusätzlich Schnitte auf die Qualitätsgrößen der Spuranpassung, χ^2_{RK} und χ^2_{META} sowie $\chi^2_{InnerSegment}$ und $\chi^2_{OuterSegment}$, wie in [Sch08] eingesetzt. Die beiden letzteren Größen sind Maße für die Güte der Anpassung der einzelnen Spursegmente vor und hinter dem Magnetfeld an die gemessenen Durchstoßpunkte in den inneren bzw. äußeren Driftkammern. Tabelle 4.2 zeigt die verwendeten Wertebereiche,

welche in Abbildung 4.6 anhand des schraffierten Bereichs der Verteilung der Qualitätsgrößen dargestellt sind.

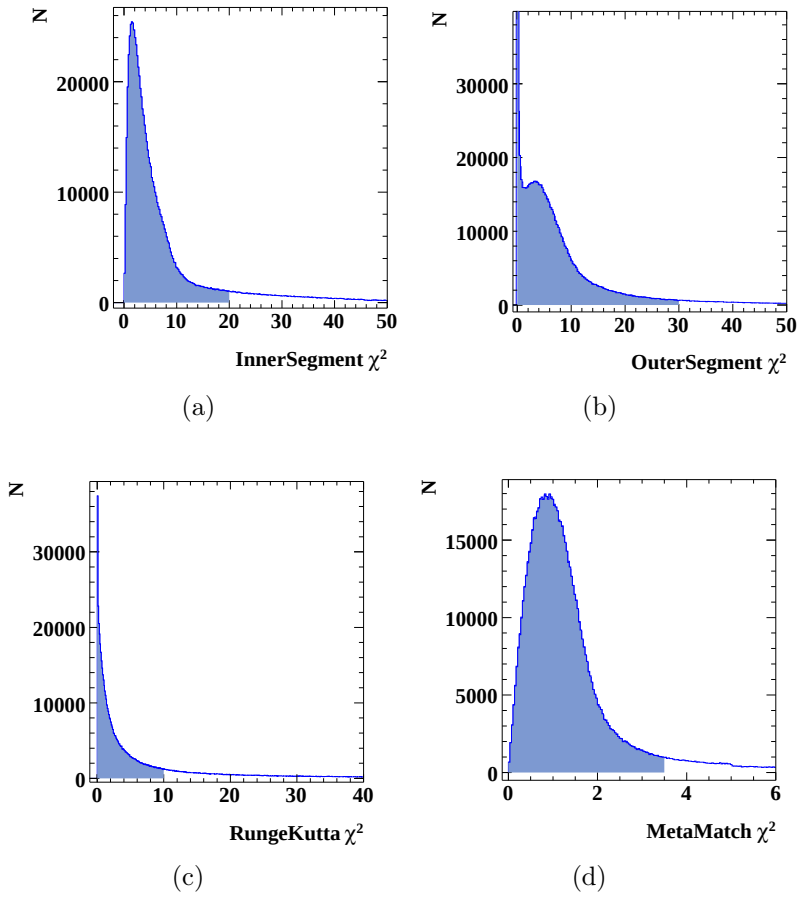


Abbildung 4.6: Verteilung und verwendete Schnitte (blau unterlegter Bereich) auf die Qualitätsgrößen (a) $\chi^2_{InnerSegment}$, (b) $\chi^2_{OuterSegment}$, (c) $\chi^2_{RungeKutta}$ und (d) $\chi^2_{MetaMatch}$ der Spurrekonstruktion.

Die Impulsdifferenz der Teilchen korreliert mit dem Öffnungswinkel θ bzw. mit dem Abstand der Teilchenspuren im Detektor. In dem für die Korrelationsfunktion wichtigen Bereich geringer Impulsdifferenzen verlaufen demnach die Spuren im Detektor nahe beieinander. Für sehr geringe Öffnungswinkel können sich die Detektorsignale der Teilchen überlagern und unter Umständen nicht separiert werden. Dieses Verschmelzen (das sogenannte "track merging") der Spuren ist ein typisches Akzeptanzproblem, tritt jedoch bei der Generierung des Untergrundes aus der Ereignismischung nicht auf, da die Detektorsignale aus unterschiedlichen Ereignissen sich nicht physisch überlagern. Die Korrelationsfunktion wird dadurch zu kleinen Impulsdifferenzen hin künstlich unterdrückt. Dieser Effekt lässt sich jedoch vermeiden, indem auf den geometrischen Abstand im Detektor bzw. den Öffnungswinkel der Teilchenpaare in Signal- und Hintergrundverteilungen gleichermaßen

geschnitten wird. Das Zweispurauflösungsvermögen hängt unmittelbar vom Algorithmus der Spurrekonstruktion und aufgrund des komplexen Detektoraufbaus von vielen Parametern ab. Die korrekte Wahl eines minimalen Öffnungswinkels kann innerhalb dieser Arbeit daher nur abgeschätzt werden und wird in Abschnitt 4.7.1 näher untersucht. Außerdem muss dieser möglichst klein gehalten werden, um die Korrelationsfunktion bei sehr kleinen Relativimpulsen nicht künstlich zu beschneiden.

Eine künstliche Überhöhung der Korrelationsfunktion kann durch "track-splitting" entstehen, tritt jedoch aufgrund der hier verwendeten Spurselektion (siehe Abschnitt 4.4) nicht auf, da kein Spursegment doppelt verwendet wird.

4.6.1 Statistik der Auswertung

Unter Verwendung der in der Tabelle 4.2 angegebenen Qualitätsbedingungen wurden die in Tabelle 4.3 aufgelisteten Anzahlen an Teilchen aus rund $7 \cdot 10^8$ Ereignissen rekonstruiert. Protonen weisen eine hohe Multiplizität von ca. 22 je Level-1-Ereignis auf [Sch08]. Geladene Pionen besitzen im Gegensatz nur eine Multiplizität von etwa 3,9 je Ereignis, da sie in der Reaktion als sekundäre Teilchen mit geringerer Häufigkeit produziert werden. Aufgrund der beschränkten Rekonstruktionseffizienz und den angewandten Qualitätsbedingungen, insbesondere der oberen Öffnungswinkelgrenze, werden nicht alle Teilchen verwendet. Somit liegt die ermittelte Paaranzahl deutlich unter der kombinatorisch möglichen Anzahl. Eine weitere Folge ist der Anzahlunterschied zwischen den verschieden geladenen Pionen. Die Ursache dafür ist die kritische Teilchenidentifikation der π^+ bei großen Impulsen. Wie Abbildungen 4.3 und 4.4 zeigen, überlappen die Verteilungen von Protonen und π^+ deutlich für sehr hohe Teilchenimpulse.

	Protonen	$\boldsymbol{\pi^-}$	$\boldsymbol{\pi^+}$
identifiziert	$2,812 \cdot 10^9$	$4,96 \cdot 10^8$	$3,661 \cdot 10^8$
Paare	$5,715 \cdot 10^9$	$2,035 \cdot 10^8$	$8,512 \cdot 10^7$
mit Öffnungswinkel	$< 8°$	$< 20°$	$< 20°$
Paare	48.470.680	9.076.763	3.774.688
Paare mit $q < 100$ MeV/c	14.160.075	7.608.830	3.018.770

Tabelle 4.3: Statistik der rekonstruierten Teilchen und Teilchenpaare.

4.7 Konstruktion der Korrelationsfunktion

Wie in Abschnitt 2.6 dargelegt wurde, errechnet sich die experimentelle Zweiteilchen-Korrelationsfunktion aus dem Verhältnis von Signal- und Referenzimpulsverteilung anhand von Gleichung (2.22). Die Referenzverteilung wird durch die beschriebene Ereignismischung erzeugt. Dabei wird darauf geachtet, dass die zufällig kombinierten Teilchen aus verschiedenen Ereignissen stammen, die der gleichen Multiplizitätsklasse angehören. Damit werden Paare aus Reaktionen mit annähernd gleicher Zentralität kombiniert. Außerdem werden solche Paare ausgeschlossen, die im selben Ereignisse nicht registriert werden könnten, welches für Spuren mit sehr geringem Abstand eintreffen würde, da dann ein Doppeltreffer im Flugzeitdetektor erzeugt werden würde. Somit sollen künstliche Effekte durch Spurrekonstruktion und Ereignisdifferenzen minimiert werden.

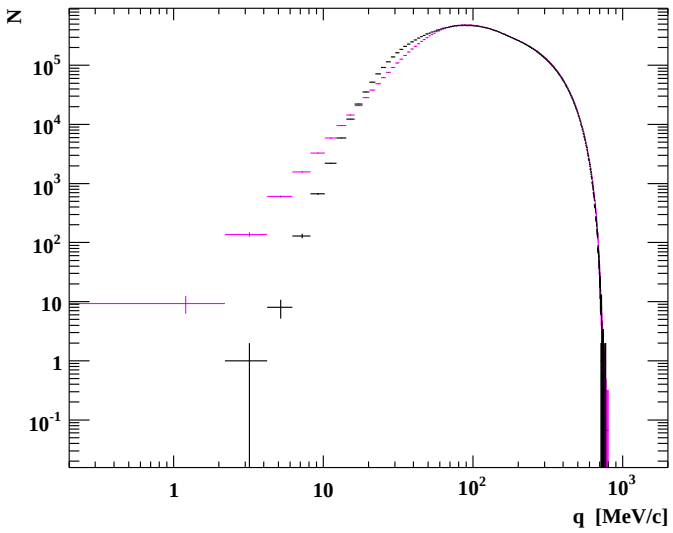


Abbildung 4.7: Verteilung der Relativimpulse der gemessenen Protonenpaare (schwarz) und der kombinierten Paare aus der Ereignismischung (magenta).

Die so errechneten Relativimpulsverteilungen für Signal und Ereignismischung zeigt Abbildung 4.7 beispielhaft für Protonenpaare. Auf den ersten Blick sind beide Verteilungen nahezu gleich. Erst durch die Bildung der Korrelationsfunktion (2.22) wird der Unterschied deutlich. Die in der Abbildung 4.8 dargestellten uneingeschränkten experimentellen Pionen- und Protonen-Korrelationsfunktionen zeigen den erwarteten Verlauf und lassen sich mit berechneten Modellkurven vergleichen. Jedoch fällt auf, dass die Erhöhung für die Protonen ihr Maximum nicht bei dem erwarteten Wert von $q \simeq 20$ MeV/c erreicht, sondern erst bei ca. 28 MeV/c. Außerdem liegen die Pionen-Korrelationsfunktionen deutlich unter der Korrelationsfunktion der Protonen. Offenbar sind kleine Relativimpulse bei

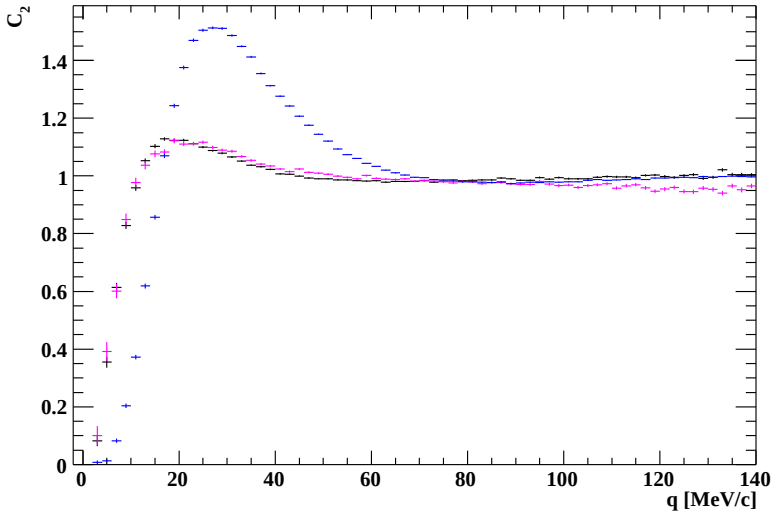


Abbildung 4.8: Uneingeschränkte Korrelationsfunktionen für p-p- (blau), π^--π^-- (schwarz) und π^+-π^+-Paare (magenta).

der Messung unterdrückt, sodass sich das Spektrum zu höheren Werten verschiebt. Grund dafür ist vermutlich die beschränkte Auflösung des HADES-Detektors, wobei Paare umso schlechter aufgelöst werden, je geringer ihr Öffnungswinkel ist. Da, wie oben bereits erwähnt, der Öffnungswinkel und der Relativimpuls korreliert sind, wird das Problem bei der Korrelationsfunktion für kleine Relativimpulse sichtbar.

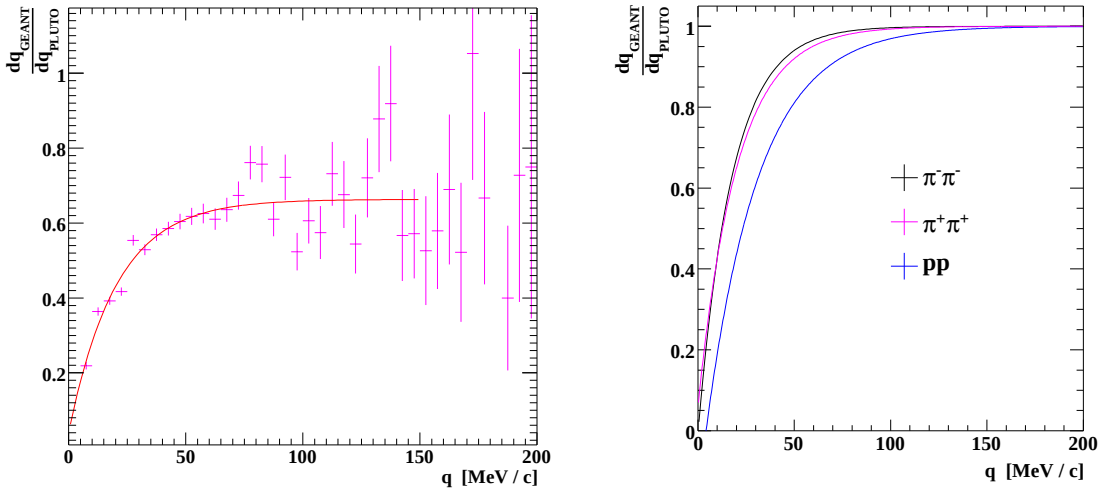
4.7.1 Akzeptanzkorrektur

Das vermutete Akzeptanzproblem bei kleinen Impulsdifferenzen wurde anhand des "track-merging" bereits in Abschnitt 4.6 erwähnt. Es wird nun versucht, anhand einer Simulation mit dem Ereignisgenerator PLUTO [Fro07] sowie der Detektorsimulation GEANT [GEA95], dieses zu beheben. Dazu wird mit dem, von der HADES-Kollaboration entwickelten, Ereignisgenerator PLUTO ein künstlicher Zerfall simuliert, bei dem zwei identische Teilchen (Protonen bzw. Pionen) entstehen, welche gerade den bei der Zweiteilchen-Korrelation bevorzugten Relativimpuls von $q = 20$ MeV/c besitzen. Das künstliche Mutterteilchen wird mit einem thermischen Impulsspektrum der Temperatur von 100 MeV isotrop produziert. Aus den erzeugten Teilchenpaaren werden mittels GEANT realistische Trajektorien innerhalb des Detektors, inklusive der Krümmung im Magnetfeld und der Energieverluste berechnet. Anschließend werden diese Teilchenspuren in echte Messdaten eingebettet, damit die Simulation einen realen Teilchenhintergrund erhält, und nachfolgend eine Korrelationsanalyse durchgeführt. Der Vergleich der Relativimpulsverteilungen

vor und nach der Detektorsimulation liefert eine Akzeptanzfunktion

$$acc(q) = \frac{dq_{GEANT}}{dq_{PLUTO}} \; . \tag{4.5}$$

Diese Simulation wurde sowohl für Protonen- als auch für Pionenpaare ausgeführt. Abbil-



(a) (b)

Abbildung 4.9: Simulierte Akzeptanzkorrekturen: (a) Berechnung einer Akzeptanzkorrektur aus der Detektorsimulation GEANT für π^+-π^+-Paare, (b) ermittelte Akzeptanzfunktionen für p-p- (blau), π^--π^-- (schwarz) und π^+- π^+-Paare (magenta).

dung 4.9 (a) zeigt die Bestimmung der Akzeptanzfunktionen aus dem Verhältnis der Verteilungen. Dabei wurde zur Parametrisierung die Funktion $A(q) = 1 - e^{-\frac{q-P_0}{P_1}}$ verwendet. In Abbildung 4.9 (b) sind die parametrisierten Akzeptanzfunktionen der drei verschiedenen Teilchensorten aufgetragen. Für die verschieden geladenen Pionen sind sie fast identisch. Für Protonen hingegen fällt die Akzeptanzfunktion etwas stärker zu kleinen Relativimpulsen hin ab. Ursache dafür ist wohl der allgemein kleinere Öffnungswinkel der Protonenpaare aufgrund der deutlich höheren Masse im Vergleich zu Pionen bei gleichem Relativimpuls.

Mittels dieser Akzeptanzfunktionen wurden die gemessenen q-Verteilungen korrigiert und daraus die Korrelationsfunktion berechnet. Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.10. Das Maximum der p-p-Korrelationsfunktion liegt nach der Korrektur bei dem erwarteten Wert von $q \approx 20$ MeV/c. Die Fehlerkreuze verdeutlichen die Zunahme der Messunsicherheit durch die Korrektur. Jedoch bewirkt die Akzeptanzkorrektur einen unphysikalisch hohes Maximum der p-p-Korrelationsfunktion, welches insbesondere im Vergleich mit Daten anderer Experimente offensichtlich wird (siehe dazu Abschnitt 5.4). Diese starke Erhöhung hat eine Verringerung der extrahierten Quellradien zur Folge, da sich die Höhe des Kor-

relationsmaximums antiproportional zur Ausdehnung der Quelle verhält. Die Ursache für diese Überkompensation durch die Akzeptanzkorrektur muss in weiterführenden Untersuchungen geklärt werden.

Alternativ wird daher die Wirkung des in Abschnitt 4.6 beschriebenen unteren Öffnungswinkelschnitts untersucht. Die Öffnungswinkelgrenze wurde in Schritten von 0,5° erhöht und die Korrelationsfunktion nur aus Teilchenpaaren mit Öffnungswinkeln θ größer als dem eingestellten Schnittwert gebildet. Abbildung 4.10 zeigt den Vergleich der resultierenden Korrelationsfunktionen mit der uneingeschränkten sowie der korrigierten Funktion und verdeutlicht die Überkompensierung durch die Akzeptanzkorrektur aus der Simulation. Bei Schnittwerten über 3,0° erfährt die Korrelationsfunktion keine weitere Anhebung bzw. Verschiebung ihres Maximums. Es wird hingegen die Erhöhung beschnitten, welches die weitere Analyse beeinträchtigen würde. Daher wird für die Analyse der Protonenkorrelationen ein unterer Öffnungswinkelschnitt von 3,0° verwendet.

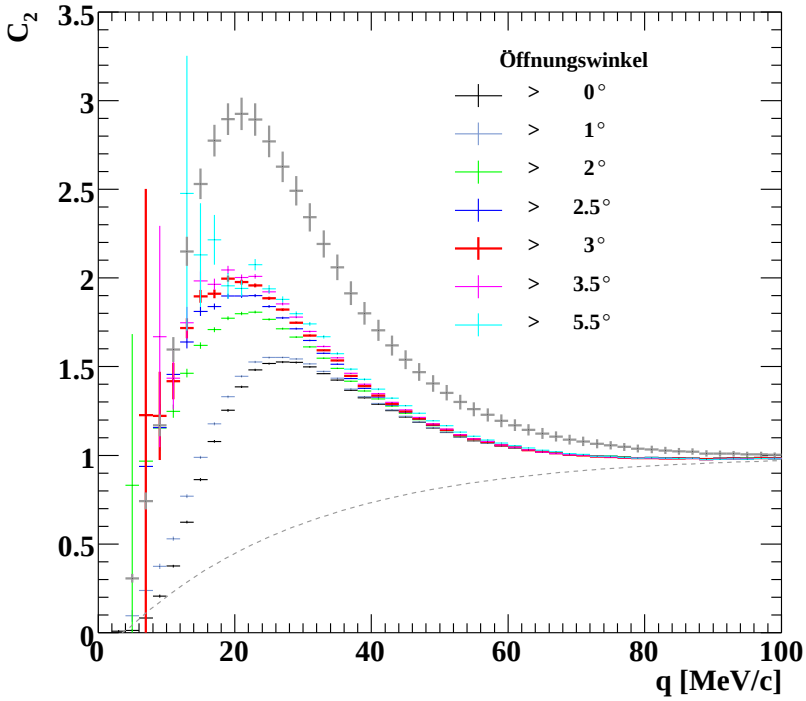


Abbildung 4.10: Vergleich der mit der Akzeptanzfunktion (grau gestrichelt) korrigierten p-p-Korrelationsfunktion (grau) mit den p-p-Korrelationsfunktionen verschiedener Öffnungswinkelschnitte (farbig) und der unkorrigierten Funktion (schwarz).

Bei den Pionen-Korrelationsfunktionen wurde die gleiche Untersuchung durchgeführt und 5,0° als adäquater Wert für den Öffnungswinkelschnitt bestimmt. Darüber hinaus wird bei den Pionen eine Coulombkorrektur anhand des Gamow-Faktors (2.9) durchgeführt,

bevor die Quellparameter extrahiert werden können, wie es in Abschnitt 2.4.2 dargelegt wurde und in Abbildung 4.11 für π^--π^--Paare dargestellt ist. Die korrigierte Funktion zeigt dennoch eine leichte Unterdrückung bei sehr kleinen Werten; in der weiteren Analyse wird dieser Bereich zur Anpassung der Korrelationsfunktion daher ausgeschlossen.

4.8 Extraktion der Radien

Zur Ableitung der Quellparameter wird für Pionen, wie in Kapitel 2.5 beschrieben, die korrigierte Korrelationsfunktion nach

$$C_2(q) = N(1 + \lambda e^{-R^2(2q)^2}) \tag{4.6}$$

angepasst. Im Vergleich zu Gleichung (2.19) wurde zusätzlich die Normierung der Signal- und Hintergrundverteilungen anhand des Parameters N in die Anpassung eingefügt. Das Ergebnis mit einem effektiven Radius $R_{\pi^-} = (3,54 \pm 0,02)$ fm bzw. $R_{\pi^+} = (3,93 \pm 0,04)$ fm ist in den Abbildungen 4.11 und 4.12 als rote Kurve dargestellt. Der Anpassungsbereich

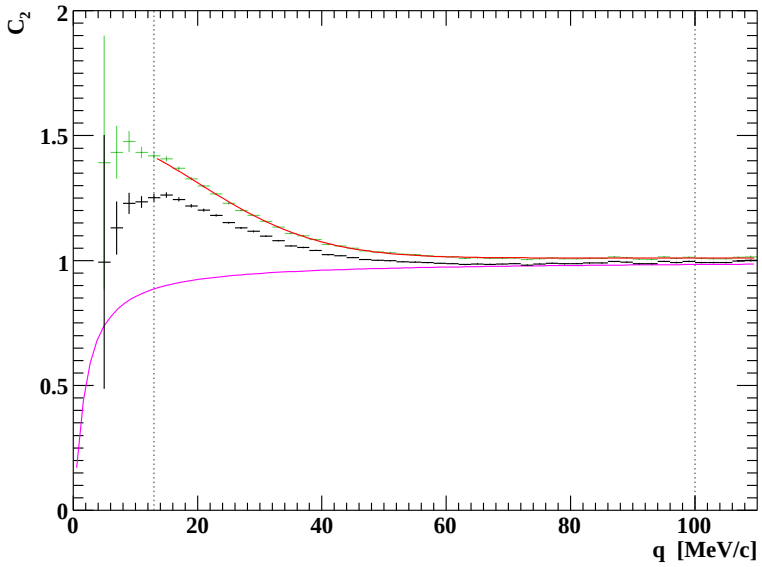


Abbildung 4.11: Anpassung der korrigierten π^--π^--Korrelationsfunktion (grün), unkorrigierte Funktion (schwarz) und Gamow-Funktion (magenta). Die rote Kurve zeigt die Anpassung mit einer gaußförmigen Quellverteilung gemäß (4.6); die Grenzen der Anpassung sind als gepunktete Linien eingezeichnet.

wurde dabei zwischen 13 und 100 MeV/c gewählt, da die Pionen-Korrelationsfunktionen nach der Korrektur bei sehr kleinen Werten teilweise weiterhin unterdrückt und aufgrund

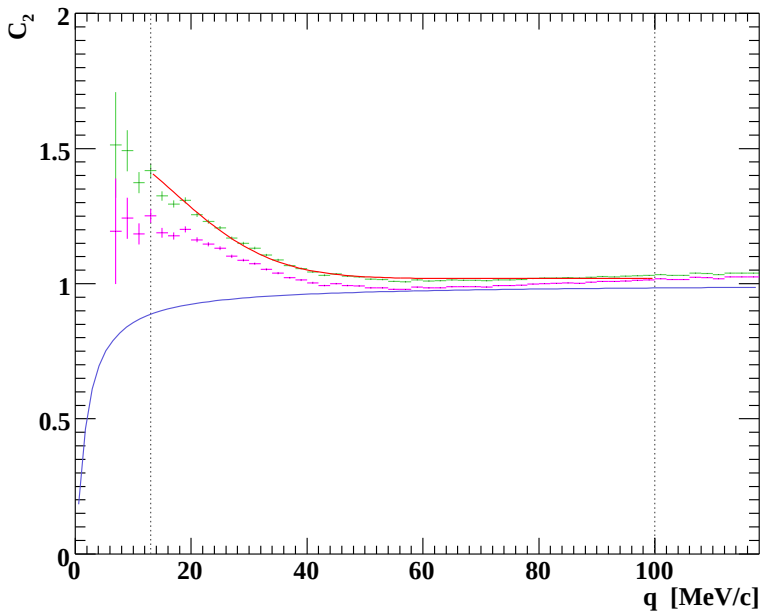


Abbildung 4.12: Anpassung der korrigierten π^+-π^+-Korrelationsfunktion (grün) wie in Abbildung 4.11, unkorrigierte Funktion (magenta) und Gamow-Funktion (blau).

der unteren Öffnungswinkelgrenze dort stark beschnitten sind. Für Werte $q > 100$ MeV/c sind keine Korrelationen zu erwarten. Eine Variation des Anpassungsbereichs wird in Bezug auf die systematischen Unsicherheiten in Abschnitt 4.10 untersucht. Die gepunkteten grauen Linien in Abbildung 4.11 markieren den gewählten Anpassungsbereich. Der Unterschied zwischen den Quellradien der verschieden geladenen Pionen beträgt ca. 10 %.

Für Protonen hingegen wird die experimentelle Korrelationsfunktion mit den errechneten Modellkurven nach Koonin [Koo77] verglichen und über die χ^2-Minimierung die beste Anpassung an die gemessenen Daten ermittelt. In Abbildung 4.13 sind aufgrund der Übersicht beispielhaft fünf Modellkurven eingezeichnet. Diejenige mit der besten Anpassung entspricht dem Radius $R_p = (2,42 \pm 0,02)$ fm.

Nach Gleichung (2.21) setzt sich der so ermittelte effektive Radius R aus einem räumlichen und einem zeitlichen Anteil zusammen:

$$R = \sqrt{\vec{R}^2 + (v\tau)^2}, \tag{4.7}$$

wobei τ der Emissionsdauer entspricht und v der Teilchenpaargeschwindigkeit. Diese raum-

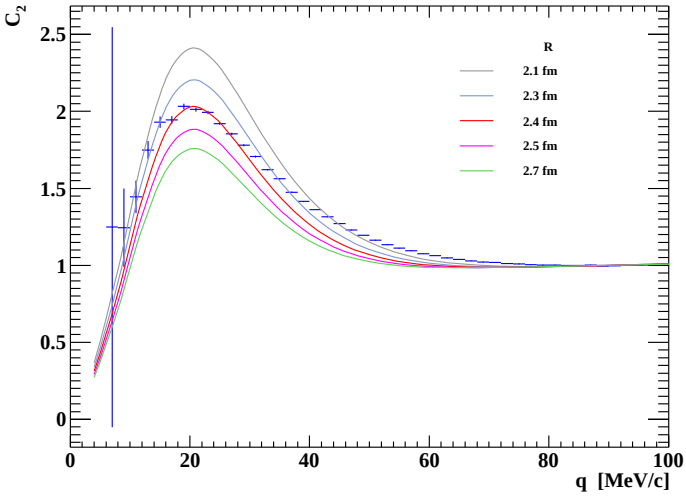


Abbildung 4.13: Vergleich der experimentellen (blaue Kreuze) und theoretischen (farbige Linien, für verschiedene effektive Quellradien, wie in der Legende angegeben) p-p-Korrelationsfunktionen.

zeitliche Zweideutigkeit kann mittels Analyse der Abhängigkeit vom Relativwinkel

$$\alpha = \arccos\left(\frac{\vec{P}_{CM} \cdot \vec{q}_{CM}}{|\vec{P}_{CM}||\vec{q}_{CM}|}\right) \tag{4.8}$$

zwischen Paarimpuls $\vec{P}_{CM}$ und Relativimpuls $\vec{q}_{CM}$ im Schwerpunktsystem der Kollision minimiert werden. Dieses Vorgehen ist in [Koo77] detailliert beschrieben. Dabei wird die Korrelationsfunktion anhand des Relativwinkels α in verschiedene Anteile zerlegt. Der longitudinale Anteil ist durch $|\cos(\alpha)| > 0,5$ definiert und der transversale durch $|\cos(\alpha)| < 0,5$. Man erwartet für Quellen mit einer endlichen Lebensdauer, dass der longitudinale Anteil, für den der Relativimpuls vorwiegend in Richtung des Paarimpulses zeigt, gegenüber dem transversalen Anteil etwas erhöht ist und demnach einen kleineren effektiven Radius besitzt. Ursache hierfür ist der geringere Quantenstatistikeffekt für longitudinal emittierte Teilchenpaare, d.h. Teilchen mit verschiedenen Emissions-Zeitpunkten. Dieser Zusammenhang soll innerhalb der Studie der Abhängigkeiten im Folgenden untersucht werden.

4.9 Kinematische und selektive Intervalle

Die umfangreiche Statistik (siehe Tabelle 4.3) des Experimentes erlaubt es, für Protonen und negativ geladene Pionen das Verhalten der Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit von verschiedenen kinematischen Größen zu untersuchen, um so möglichst viele Freiheitsgrade

der Teilchenpaare sowie Parameter der Kollision aufzudecken. Hier soll die Abhängigkeit von den Phasenraumkoordinaten Transversalimpuls P_t und Rapidität Y[5] des Teilchenpaares bzw. dem Paarimpuls im Schwerpunktsystem der Kollision P_{CM} studiert werden. Des weiteren wird der Zusammenhang der Quellausdehnung mit der Teilchenmultiplizität im Ereignis, welches ein Maß für die Zentralität des Stoßes ist, sowie mit dem Relativwinkel α (4.8) untersucht.

Aufgrund der geringeren Statistik werden diese Untersuchungen für Korrelationen positiver Pionen nicht durchgeführt. (Außerdem sind keine wesentlichen qualitativen Unterschiede zu den Korrelationen negativ geladenen Pionen zu erwarten, da das betrachtete Stoßsystem Ar+KCl eine nahezu gleiche Anzahl an Protonen und Neutronen aufweist.)

Für die Abhängigkeitsuntersuchungen werden die Verteilungen der entsprechenden Größen in mehrere Intervalle eingeteilt, wie es in Abbildungen 4.14 und 4.15 dargestellt ist. Für jedes Intervall wird eine separate Korrelationsfunktion konstruiert und der Quellradius wie beschrieben extrahiert. Die daraus resultierenden Ergebnisse werden in Abschnitt 5 aufgezeigt und interpretiert.

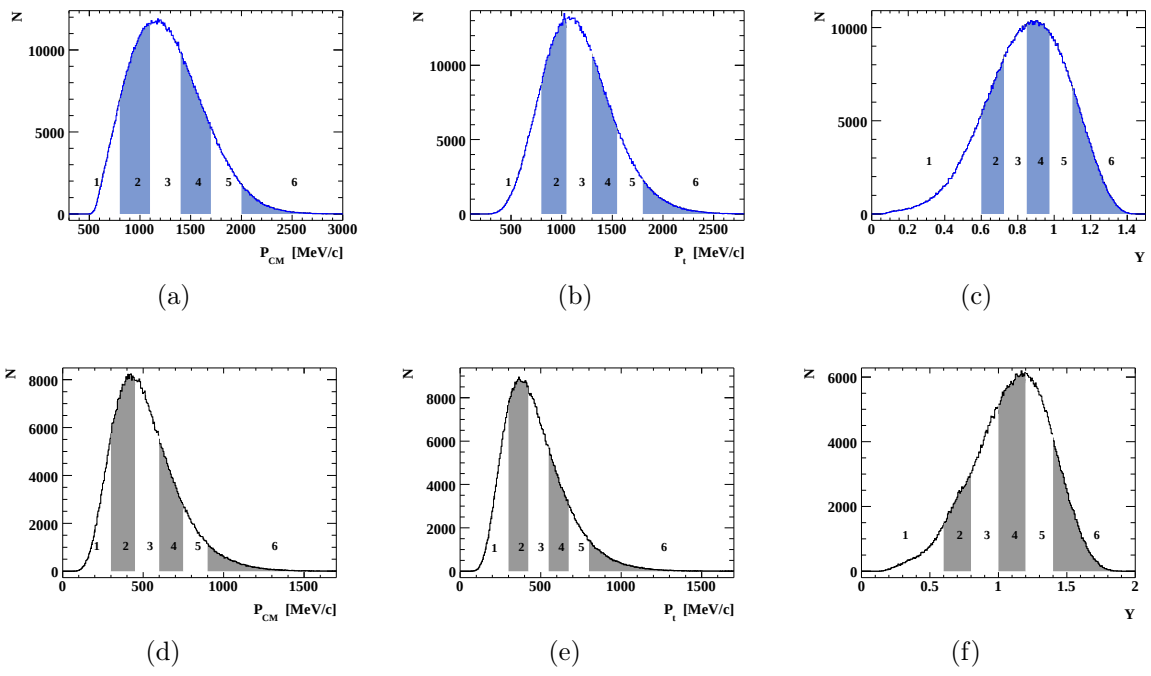
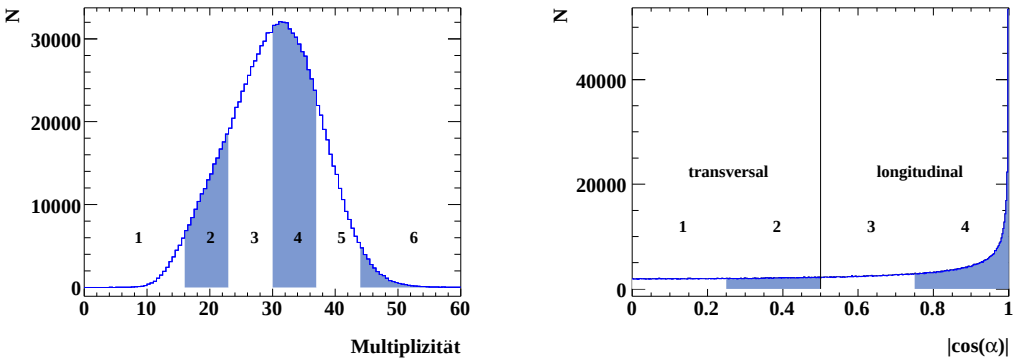


Abbildung 4.14: Verteilungen der gemessenen kinematischen Größen der Teilchenpaare: Impuls im Schwerpunktsystem der Kollision (a, d), Transversalimpuls (b, e) und Rapidität (c, f) sowie ihre Einteilungen in Intervalle für Protonen (obere Reihe) und π^- (untere Reihe).

[5]Siehe Anhang A.



(a) (b)

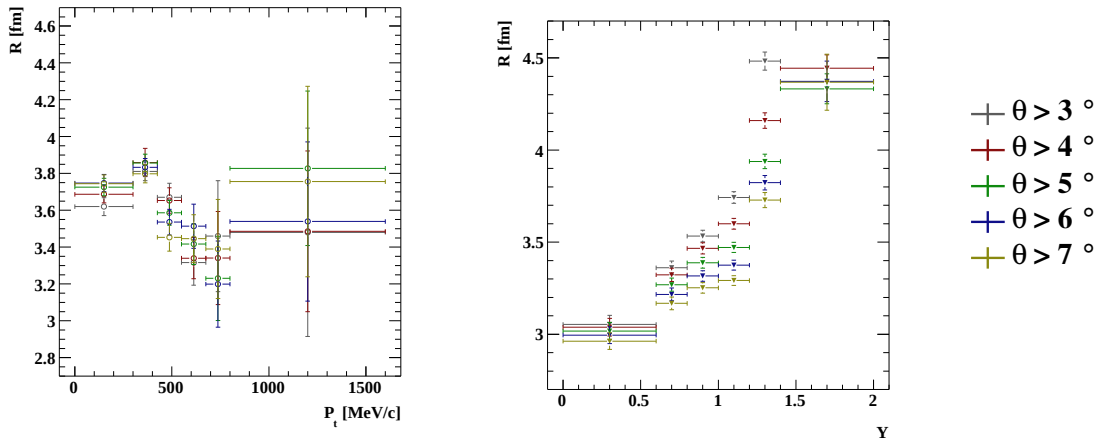
Abbildung 4.15: Verteilungen der gemessenen Multiplizität im Ereignis (a) und des Relativwinkels α von Protonenpaaren (b) sowie ihre Einteilungen in Intervalle.

4.10 Systematische Einflüsse

Neben den statistischen Unsicherheiten der Messung unterliegen die Analyseergebnisse weiteren systematischen Einflüssen. Der Einfluss einzelner Faktoren der Anpassungsfunktion (4.6) für Pionenkorrelationen sowie diverse Freiheitsgrade des Analyseverfahrens werden im Folgenden untersucht, um sicherzustellen, dass die ermittelten Ergebnisse kein Produkt von zufällig gewählten Analysekriterien sind. Die bestimmten Quellparameter sollten demnach stabil unter Veränderung einzelner Analyseparameter bleiben.

Öffnungswinkelschnitt: Aufgrund der Unterdrückung der Korrelationsfunktion bei kleinen Werten $q < 10$ MeV/c, wurde in Abschnitt 4.7.1 neben dem Versuch einer Akzeptanzkorrektur der Einfluss des unteren Öffnungswinkelschnittes auf die Korrelationsfunktion untersucht. Dazu wurde der Öffnungswinkelschnitt weitreichend variiert und der zu verwendende Wert für Protonen mit 3° und für Pionen mit 5° bestimmt.

Es soll nun festgestellt werden, in welchem Umfang sich die Wahl des gewählten Öffnungswinkelschnittes auf die Genauigkeit der extrahierten Quellradien auswirkt. Abbildung 4.16 zeigt die Wirkung einer Änderung des Schnittes um ±2° auf die Pionenkorrelationen in Abhängigkeit von den Phasenraumkoordinaten P_t und Y. Der Einfluss auf die Radien ist stark abhängig von den kinematischen Größen. Im Bereich kleiner Transversalimpulse und Rapiditäten ist der Einfluss mit $\Delta R < 0{,}2$ fm relativ gering. Die Statistik im interessanten Bereich kleiner Relativimpulse verringert sich mit steigenden Paarimpulsen $P_t > 400$ MeV/c bzw. Rapiditäten $Y > 1,2$. Die Korrelationsfunktion wird flacher und somit die Anpassung erschwert. Die großen Unsicherheiten der Radien verdeutlichen dies. Die größeren Abweichungen bei hohen Rapiditäten und Transversalimpulsen sind daher teilweise auf die



(a) (b)

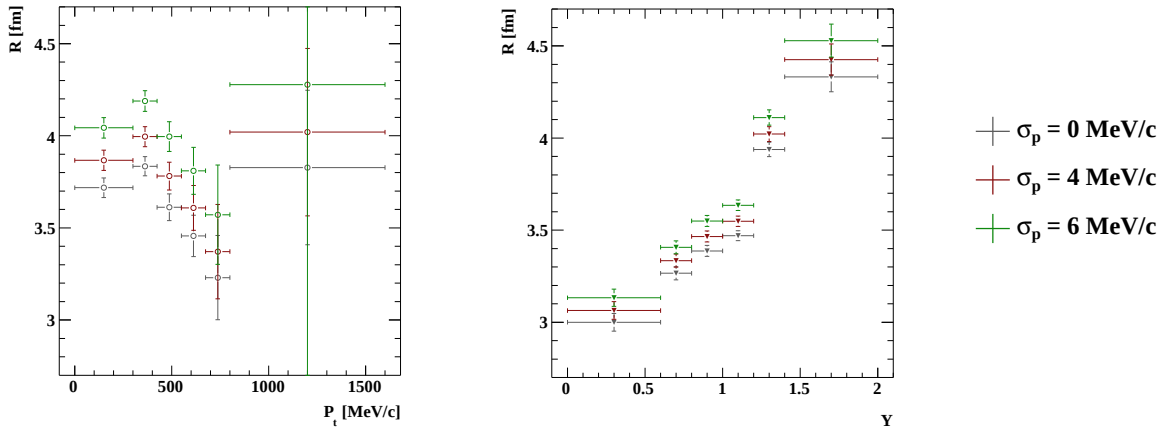
Abbildung 4.16: Einfluss der Variation des Öffnungswinkelschnitts auf die Quellradien der π^--π^--Korrelation in Abhängigkeit des Transversalimpulses (a) und der Rapidität (b) der Teilchenpaare.

zunehmend schlechtere Statistik zurückzuführen. Die Variation des Öffnungswinkelschnitts um $\pm 2°$ bewirkt eine mittlere systematische Änderung der Radien von $\pm 0,25$ fm für Pionen. Bei den Protonenkorrelationen hingegen bewirkt eine Erhöhung des Schnittwertes, wie in Abschnitt 4.7.1 festgestellt wurde, eine Bescheidung des Maximums der Korrelationsfunktion und verbietet somit die Bestimmung der Quellausdehnung. Die Verringerung des Öffnungswinkelschnitts um $1°$ bewirkt für die Protonenkorrelationen eine systematische Änderung der Radien von $+0,2$ fm.

Impulsauflösung: Einen zusätzlichen Einfluss auf die Korrelationsfunktion stellt die begrenzte Impulsauflösung des Detektor dar, welche zu einer Verbreiterung der Impulsverteilungen und folglich zu einer Absenkung und Verbreiterung der Korrelationsfunktion führt. Für die Pionenkorrelationen bedeutet das eine systematische Unterschätzung der Quellradien. Es wird daher der Einfluss der Impulsauflösung untersucht, indem die Analyse mit verschiedenen Werten für das Impulsauflösungsvermögen σ_p ausgeführt wird. Dabei wird die endliche Auflösung mittels Faltung der Anpassungsfunktion mit einer Gaußfunktion:

$$C_2^{\sigma_p}(q) = \sum_{q'}(1 + \lambda e^{-R^2(2q)^2}) \cdot \left(\frac{1}{\sigma_p\sqrt{2\pi}}\, e^{-\frac{1}{2}\frac{(q-q')^2}{\sigma_p^2}} \right) \tag{4.9}$$

in die Anpassung integriert. Für die Impulsauflösung σ_p werden Werte von 0 bis 6 MeV/c gewählt. In Abbildung 4.17 ist der Einfluss der Impulsauflösung auf die Radien der Pionenkorrelationen in Abhängigkeit von Phasenraumkoordinaten dargestellt. Der Effekt des



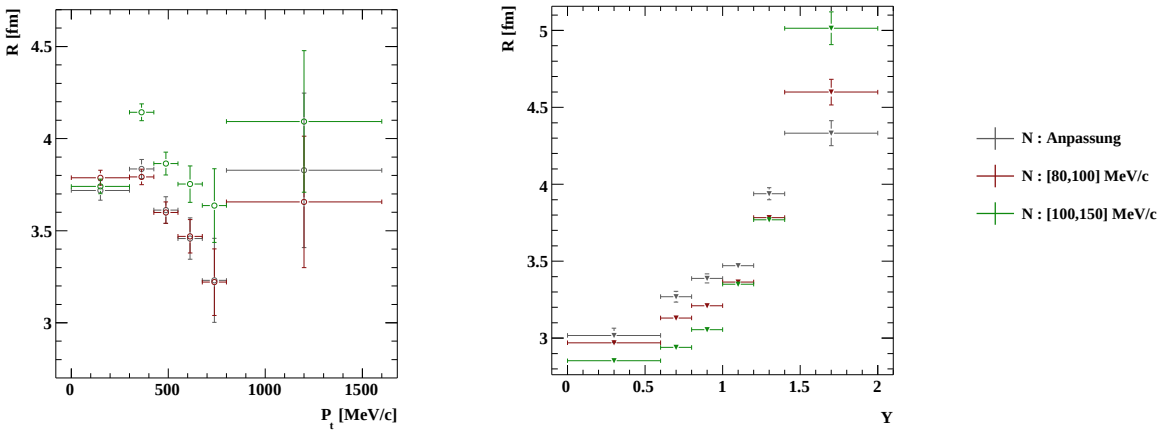
(a) (b)

Abbildung 4.17: Einfluss der Impulsauflösung σ_p auf die Quellradien der π^--π^--Korrelation in Abhängigkeit des Transversalimpulses (a) und der Rapidität (b) der Teilchenpaare.

begrenzten Auflösungsvermögens liegt bei $\Delta R \approx +0,3$ fm. Die Impulsauflösung wird daher in Abhängigkeit der kinematischen Intervalle in die Korrelationsanalyse integriert. Dazu wurde das Impulsauflösungsvermögen des Detektors für jedes Intervall aus der Detektorsimulation (Abschnitt 4.7.1) bestimmt und die Anpassungsfunktion nach Gleichung (4.9) mit Auflösungen σ_p zwischen 4 und 8 MeV/c gefaltet.

Da die Auswertung der p-p-Korrelationsfunktion besonders sensitiv auf deren Höhe ist, bewirkt die endliche Impulsauflösung hier einen ebenso gewichtigen Effekt. Hier wird jedoch durch die begrenzte Auflösung das Korrelationsmaximum erniedrigt. Der extrahierte Radius erscheint also größer. Daher wurde auch für die Protonenkorrelationen eine Auflösungskorrektur an den Modellkurven analog zur Gleichung (4.9) durchgeführt.

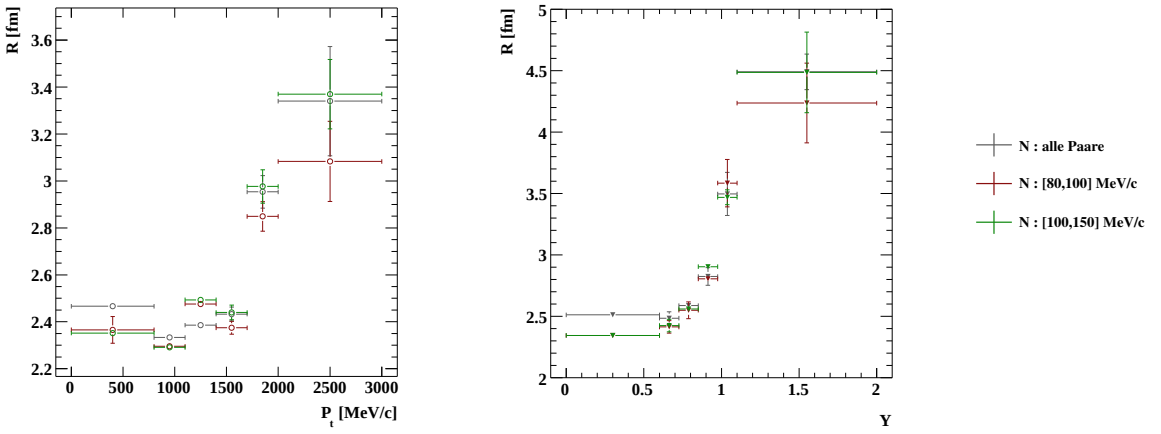
Normierung: Da die Korrelationsfunktion aus Signal- und Referenzverteilung unterschiedlicher Statistik gebildet wird, ist eine Normierung nötig, welche prinzipiell nach zwei verschiedenen Methoden erfolgen kann. Die erste Möglichkeit wurde in Abschnitt 2.6 beschrieben und normiert die Signal- und Referenzverteilung auf die Anzahl ihrer Einträge (Teilchenpaare). Da jedoch in der Signalverteilung aufgrund der positiven Korrelation bei kleinen Werten von q mehr Paare vorhanden sind, führt diese Normierung dazu, dass die Korrelationsfunktion, bei großen q geringfügig kleiner als Eins ist. Daher ist eine Normierung auf Eins im unkorrelierten Bereich bei hohen Werten von q zu bevorzugen. Die zweite Möglichkeit besteht darin, die Normierung als freien Parameter in die Anpassung nach Gleichung (4.6) zu integrieren. Für die Protonenkorrelationen ist letztere Methode



(a) (b)

Abbildung 4.18: Einfluss der Normierung auf die Ergebnisse der π^--π^--Korrelation in Abhängigkeit des Transversalimpulses (a) und der Rapidität (b) der Teilchenpaare.

nicht anwendbar, weil anstelle dieser Anpassung der Vergleich mit den Modellkurven eine explizite Normierung anhand der Paaranzahl verlangt. Um den Einfluss der verschiedenen



(a) (b)

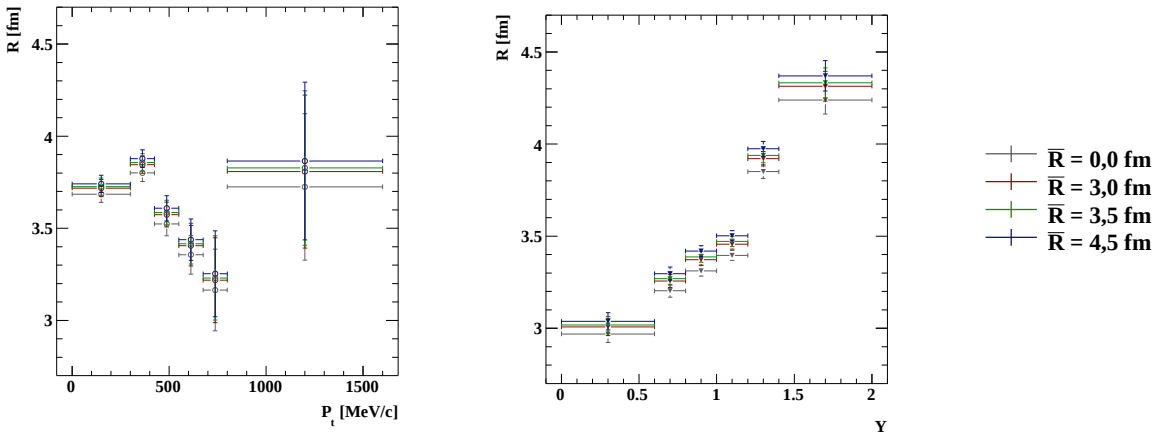
Abbildung 4.19: Einfluss der Normierung auf die Ergebnisse der Protonenkorrelation in Abhängigkeit des Transversalimpulses (a) und der Rapidität (b) der Teilchenpaare.

Methoden zu studieren, wird die Normierung über die Paare in unterschiedlichen Bereichen sowie über alle Paare im Fall der Protonen bzw. die Normierung über die Anpassung im Fall der Pionenkorrelation in Abbildungen 4.18 und 4.19 miteinander verglichen. Beide Korrelationen zeigen merkliche systematische Unterschiede der Quellradien zwischen den verschiedenen Normierungsmethoden, welche mit etwa $\pm 0,1$ fm bei den Protonen etwas geringer ausfallen, als im Fall der Pionen mit etwa $\pm 0,2$ fm. Aufgrund dynamischer Zusam-

menhänge, insbesondere des kollektiven Seitwärtsflusses der Protonen, ergeben sich gewisse Unterschiede in der Form der Relativimpulsverteilungen von Signal und Ereignismischung, sofern die Lage der Reaktionsebene unbeachtet bleibt. Eine Rotation der Reaktionsebene in eine einheitliche Richtung vor der Ereignismischung ist aufgrund der begrenzten Auflösung von Reaktionsebene und Multiplizität für das relativ kleine System Ar+KCl jedoch von geringem Effekt.

Coulombkorrektur: Wie in Abschnitt 2.4.2 dargelegt wurde, stellt der Gamow-Faktor für Quellen endlicher Ausdehnung keine exakte Coulombkorrektur dar. Eine Möglichkeit dieses Defizit zu minimieren, bietet eine in [Alb97] vorgeschlagene empirisch gewonnene Erweiterung der Gamow-Funktion $G(\eta)$ (2.9). Dazu wird die Korrelationsfunktion ungleich geladener Pionen herangezogen, welche aufgrund ihrer Unterscheidbarkeit keinen quantenstatistischen Korrelationen unterliegen, sodass ihre Impulsverteilung im Wesentlichen durch die Coulombwechselwirkung festgelegt wird. Daher kann der Einfluss der Coulombwechselwirkung extrahiert werden, indem man die gemessene π^--π^+-Korrelationsfunktion mit der Parametrisierung $F(q) = 1 + (G(\eta) - 1)e^{\frac{q}{q_{eff}}}$ aus [Alb97] anpasst.

Für große Werte von q fällt diese Korrektur schneller auf Eins ab und behebt damit eine wesentliche Schwäche der Gamow-Funktion, geht aber trotzdem für kleine q in diese über. Für die Messung der π^--π^+-Korrelationen wären aufgrund der verschiedenen Ablenkung



(a) (b)

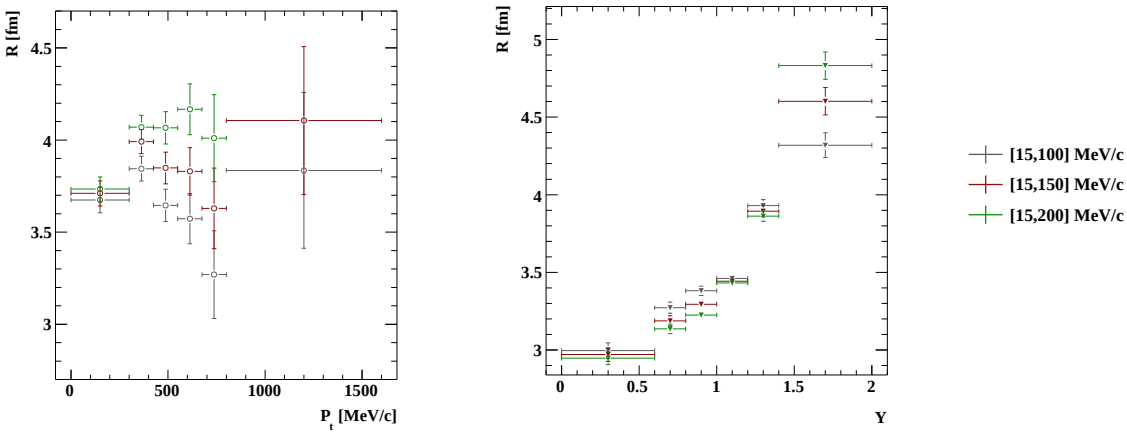
Abbildung 4.20: Einfluss der Coulombkorrektur verschiedener Quellgrößen auf die Ergebnisse der π^--π^--Korrelation in Abhängigkeit des Transversalimpulses (a) und der Rapidität (b) der Teilchenpaare.

im HADES-Detektor und der deutlich unterschiedlichen Akzeptanzen für positive und negative Teilchen weitere komplexe Untersuchungen nötig. Es wird hingegen aus den mittels

Gamow-Faktor gewonnenen mittleren Quellradien $\overline{R}$ der Anpassungsparameter q_{eff} abgeleitet und durch Variation der Einfluss der Coulombkorrektur auf die Ergebnisse der Pionenkorrelation bestimmt. Die optimierte Coulombkorrektur lässt sich demnach formulieren als

$$F_c(q) = 1 + (G(\eta) - 1)e^{\,q\cdot\overline{R}}\,. \tag{4.10}$$

Der Anpassungsparameter wird zwischen dem kleinsten (etwa 3,0 fm) und größten (etwa 4,5 fm) ermittelten HBT-Radius der Pionenkorrelation variiert. In Abbildung 4.20 werden die so bestimmten Coulombkorrekturen mit der Gamow-Funktion ($\overline{R} = 0$) verglichen. Es zeigt sich eine systematische Vergrößerung der HBT-Radien mit steigendem Radius der Coulombkorrektur, welche maximal $+0,1$ fm beträgt.



(a) (b)

Abbildung 4.21: Einfluss der Größe des Anpassungsbereichs auf die Quellradien der π^--π^--Korrelation in Abhängigkeit des Transversalimpulses (a) und der Rapidität (b) der Teilchenpaare.

Anpassungsbereich: Ein weiterer Freiheitsgrad der Analyse für Pionen ist die Wahl des Anpassungsbereichs. Sofern genügend Statistik vorhanden und der relevante Bereich der Korrelation enthalten ist, sollte das Ergebnis nicht von der Auswahl des Impulsbereiches der Anpassung abhängen. Es wurden daher die Korrelationsfunktionen in verschiedenen Bereichen angepasst und das Resultat in Abbildung 4.21 dargestellt. Der Effekt ist in Intervallen geringerer Statistik stärker, beträgt jedoch im Mittel $\pm 0,15$ fm.

Da bei der p-p-Korrelationsfunktion die Höhe ausschlaggebend für die Quellausdehnung ist, bewirkt eine Variation des Bereiches um das Maximum der Korrelationsfunktion für den Vergleich mit den Modellkurven kaum eine Veränderung der Ergebnisse.

Systematische Unsicherheiten: Die Untersuchungen in diesem Abschnitt verdeutlichen die Beeinflussung der extrahierten Quellradien von vielen experimentellen und analytischen Faktoren. Als maßgebliche Einflussgrößen wurden dabei die begrenzte Zweispurauflösung anhand des Öffnungswinkelschnittes und die Normierung ausgemacht. Die Wirkung der untersuchten Einflussgrößen ist dabei im Rahmen der statistischen Unsicherheiten kaum von den untersuchten Intervallen abhängig. Die systematische Unsicherheit der Radien wird somit für die gesamte Analyse abgeschätzt und liegt für die Pionenkorrelationen zwischen -0,6 fm und +0,7 fm und für Protonenkorrelationen im Bereich von -0,1 bis +0,3 fm.

5 Diskussion der Ergebnisse

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Korrelationsanalyse für das Stoßsystem Ar+KCl bei 1,756 AGeV dargestellt und interpretiert. Die Anpassung der Gesamt-Korrelationsfunktionen der Protonen- und Pionenpaare in Abschnitt 4.8 ergeben mit den statistischen und systematischen Messunsicherheiten die mittleren effektiven Quellradien:

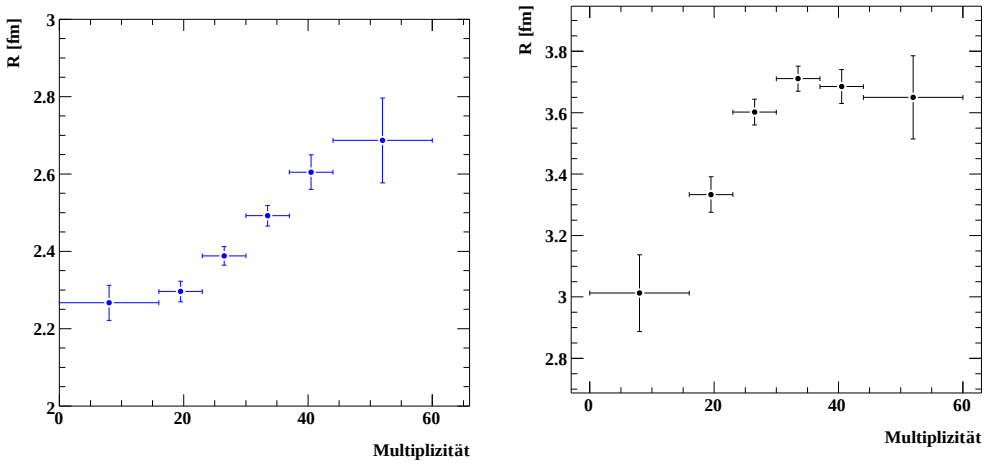
$$\begin{aligned} \bar{R}_{pp} &= (2,42 \pm 0,02\,^{+0,3}_{-0,1}) \text{ fm}, \\ \bar{R}_{\pi^-\pi^-} &= (3,5 \pm 0,02\,^{+0,7}_{-0,6}) \text{ fm}, \\ \bar{R}_{\pi^+\pi^+} &= (3,9 \pm 0,04\,^{+0,7}_{-0,6}) \text{ fm}. \end{aligned}$$

Die Differenz zwischen den Quellausdehnungen der Protonen- und geladenen Pionen von etwa 1 fm kann anhand der unterschiedlichen Emission der Teilchen erklärt werden. Pionen sind die leichtesten Hadronen und entstehen somit häufig aus den Zerfällen schwerer Hadronen wie z.B. Δ, Λ und K^0, wobei der dominante Produktionskanal im untersuchten Energiebereich aus dem Zerfall eines angeregten Nukleons, d.h. der Δ-Resonanz, resultiert: $N + N \rightarrow N\Delta \rightarrow NN\pi$. Aufgrund dieser sekundären Erzeugung und einer ganzen Kette von Pionenabsorptionen und -emissionen im Verlauf der Schwerionenkollision ist der Quellbereich der Pionen etwas ausgedehnter als im Fall der Protonen.

Da Protonen bereits zahlreich im Anfangszustand der Kollision existieren, werden sie hauptsächlich direkt aus der primären Reaktion emittiert. Ihre Quelle erscheint somit kompakter.

5.1 Multiplizitätsabhängigkeit der Quellradien

Abbildung 5.1 zeigt die Veränderung der Quellausdehnung in Abhängigkeit der Teilchenmultiplizität. Die Quellausdehnung der Protonen und Pionen nimmt mit steigender Multiplizität zu und zeigt bei Multiplizitäten über 40 keine weitere Zunahme. Insgesamt steigt die Quellgröße bis zu maximalen Multiplizitäten für Protonen um etwa 0,4 fm und für Pionen um etwa 0,8 fm. Aufgrund der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Korrelation der Multiplizität mit dem Stoßparameter b wird bei Ereignissen mit steigender Multiplizität der



(a) (b)

Abbildung 5.1: Abhängigkeit der Quellgröße von der Ereignismultiplizität für (a) Protonen und (b) negative Pionen.

Anteil an zentralen Kollisionen zunehmend größer und folglich der mittlere Stoßparameter kleiner. Da die Multiplizität bei dem vorliegenden, relativ kleinen Stoßsystem Ar+KCl jedoch keine ideale Observable zur Bestimmung des Stoßparameters ist (siehe [Kri08]), steigt der Anteil an zentralen Stößen bei sehr hohen Multiplizitäten nicht weiter an. Dieser Zusammenhang wird gut durch die hier bestimmte Multiplizitätsabhängigkeit der Quellradien wiedergegeben, da bei kleinerem Stoßparameter auch ein größeres Überlappvolumen der kollidierenden Kerne zu erwarten ist.

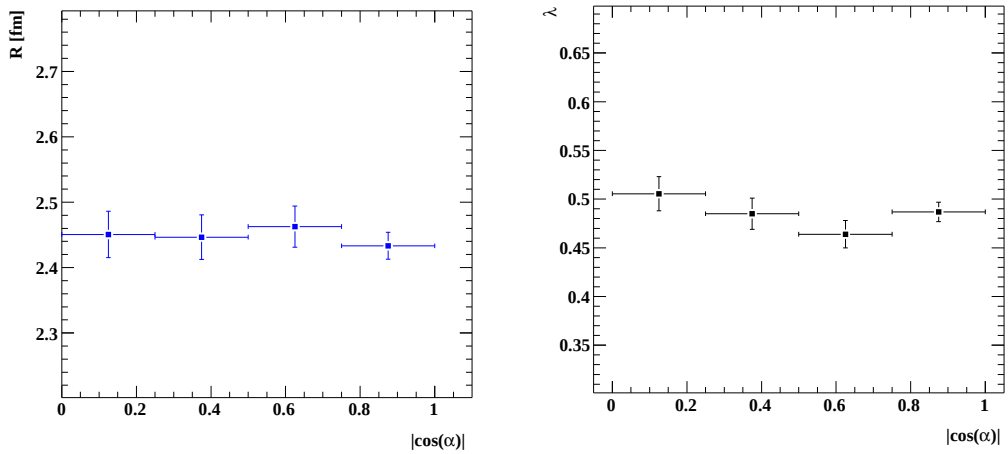
5.2 Auflösung der raum-zeitlichen Ausdehnung der Quelle

Die raum-zeitliche Zweideutigkeit der ermittelten Radien soll, wie in Abschnitt 4.8 beschrieben, zunächst anhand der Abhängigkeit vom Relativwinkel α (Gleichung (4.8)) im Schwerpunktsystem der Kollision aufgeklärt werden. Abbildung 5.2 (a) zeigt jedoch, dass eine Abhängigkeit der Protonen-Quellradien von diesem Winkel bzw. ein signifikanter Unterschied zwischen longitudinalen ($|cos(\alpha)| > 0,5$) und transversalen ($|cos(\alpha)| < 0,5$) Korrelationsfunktionen im Rahmen der Messunsicherheiten nicht festzustellen ist.

Nach [Koo77] wird für die longitudinale p-p-Korrelationsfunktion ein kleinerer effektiver Radius gegenüber der transversalen Korrelationsfunktion erwartet. Grund dafür ist die schwächere Pauli-Abstoßung bei endlichen zeitlichen Abständen, welche vorwiegend bei Relativimpulsen in longitudinaler Richtung auftreten. Für die longitudinale Korrelations-

funktion wird somit ein höheres Maximum erwartet als für die transversale Korrelationsfunktion.

Für die Pionenkorrelationen bedeutet dies, aufgrund der Unterdrückung des positiven Effekts der Symmetrisierung der Wellenfunktion, eine - im Vergleich zur transversalen - leichte Erniedrigung der longitudinalen Korrelationsfunktion. Ein Unterschied würde sich daher für Pionen weniger bei den HBT-Radien sondern eher beim Chaotizitätsparameter λ bemerkbar machen. In Abbildung 5.2 (b) ist daher $\lambda(|cos(\alpha)|)$ dargestellt und zeigt im Rahmen der Unsicherheiten ebenfalls keine signifikante Abhängigkeit.



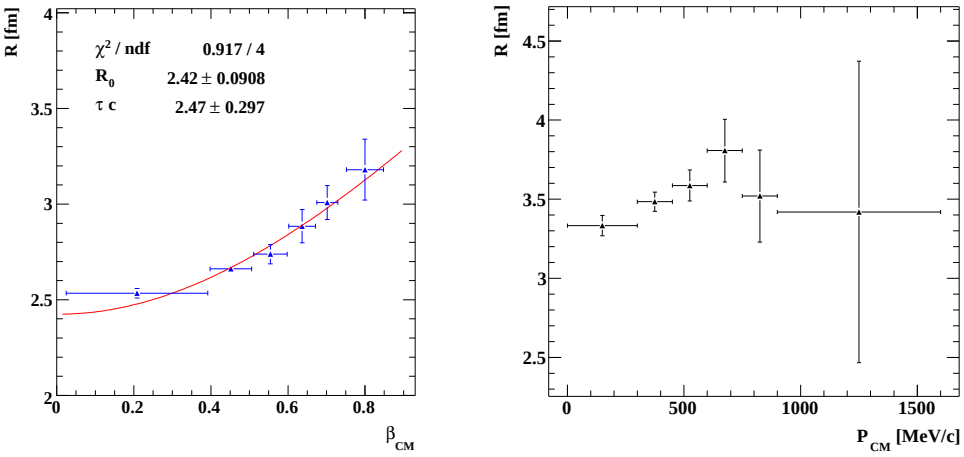
(a) (b)

Abbildung 5.2: Abhängigkeit der Quellgröße R für Protonen (a) und des Chaotizitätsparameters λ für π^- (b) von der Richtung des Relativimpulses (longitudinal:$|cos(\alpha)| > 0,5$, transversal:$|cos(\alpha)| < 0,5$).

Nach Gleichung (4.7) kann der zeitliche Anteil τ der Quellausdehnung ebenso mit Hilfe der Abhängigkeit von der Teilchengeschwindigkeit v ermittelt werden. Dazu wurde die Abhängigkeit der Quellausdehnung vom Paarimpuls im Schwerpunktsystem der Kollision P_{CM} untersucht, welcher im direkten Zusammenhang zur Geschwindigkeit β der im Schwerpunktsystem erzeugten Teilchen steht,

$$\beta_{cm} = \frac{P_{CM}}{\sqrt{P_{CM}^2 + m^2}} \,. \tag{5.1}$$

Der Impuls im Schwerpunktsystem der Kollision wurde unter Verwendung der Pion- bzw. Protonmasse [Ams08] in β_{cm} überführt und dessen Einfluss auf die Quellradien in Abbildung 5.3 dargestellt. Zur Reduktion der Paare aus peripheren Stößen wurden hierbei nur Teilchen mit Polarwinkeln im Schwerpunktsystem zwischen 70° und 110° verwendet, wodurch die Statistik nochmals verringert wird. Im Falle der Protonenkorrelation ist eine



(a) (b)

Abbildung 5.3: Abhängigkeit der Quellgröße vom Paarimpuls im Schwerpunktsystem der Kollision bzw. der Paargeschwindigkeit für (a) Protonen und (b) negative Pionen.

klare Abhängigkeit der Radien von der Paargeschwindigkeit festzustellen. Daher wird eine Anpassung nach Gleichung

$$R = \sqrt{\vec{R}^2 + \beta_{CM}^2 \cdot (c\tau)^2} \tag{5.2}$$

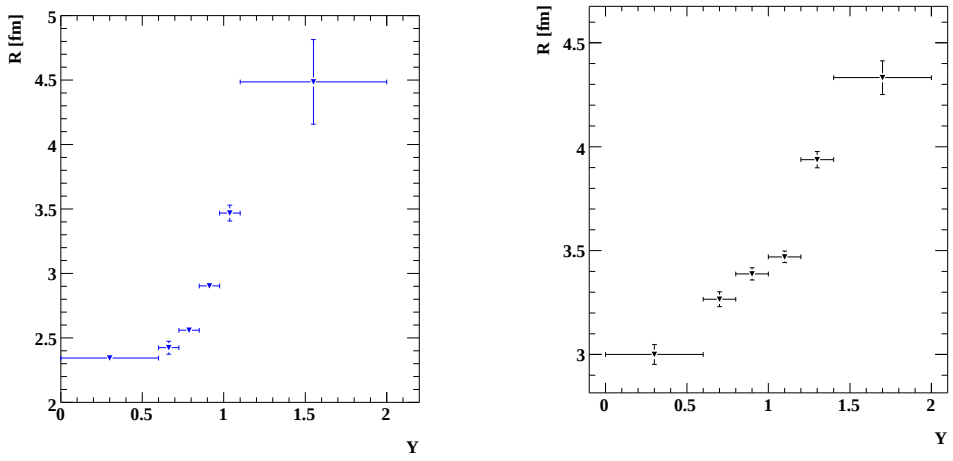
durchgeführt. Der zeitliche Anteil der Protonen-Quellausdehnung ergibt sich danach zu $\tau c = (2,5 \pm 0,3)$ fm und besitzt in etwa die gleiche Größe wie der räumliche Anteil $|\vec{R}| = (2,4 \pm 0,1)$ fm. Aufgrund möglicher wieterer Einflussgrößen der Impulsabhängigkeit, wie z.B. kollektive Bewegungen, sollte er lediglich als eine Abschätzung der Emissionsdauer betrachtet werden.

Bei den Pionen ist kein eindeutiger Trend zu erkennen, weshalb die Anpassung nicht durchgeführt wurde. Ursache dafür, dass longitudinale und transversale Korrelationsfunktionen sich nicht wesentlich unterscheiden, ist vermutlich die breite Stoßparametermischung unter den selektierten semi-zentralen Stößen (siehe Abbildung 4.1). Es wird somit nicht nur ein ausgezeichnetes Schwerpunktsystem der zentralen Kollision gebildet, sondern (symmetrisch um die Schwerpunktsrapidität $Y_{mid} = 0,86$) eine ganze Reihe von Schwerpunktsystemen der semi-zentralen Stöße. Die Bestimmung des richtigen Referenzsystems für jedes einzelne Teilchenpaar ist experimentell nicht möglich. Darüber hinaus ist eine Selektion von ausschließlich zentralen Stößen (z.B. $b/b_{max} \lesssim 0,3$ entsprechend einem integriertem geometrischen Wirkungsquerschnitt von 10%) mit den vorliegenden Daten für das relativ kleine Stoßsystem Ar+KCl ebenfalls nicht möglich. Die Hauptursache liegt in der zu geringen Granularität des TOFino-Detektors und dem Fehlen geeigneter Detektoren im Vorwärtsbereich ($\vartheta < 18°$). Der betrachtete Relativwinkel α im Schwerpunktsystem der

Kollision ist daher eine weniger geeignete HBT-Observable im Fall der vorliegenden Daten von Ar+KCl, die mit dem HADES-Detektor in seiner bisherigen Konfiguration gemessen wurden.

5.3 Zusammenhang von Quellausdehnung und Phasenraum

Die Dynamik der Quelle soll anhand der Abhängigkeit der HBT-Radien vom Phasenraum untersucht werden. Sowohl die Protonen- als auch die Pionenkorrelationen zeigen eine Vergrößerung der Quelle bei steigender Rapidität des Teilchenpaares, welche anhand der eindimensionalen Projektionen in Abbildung 5.4 deutlich werden. Hingegen ist eine signifikante Abhängigkeit vom Transversalimpuls des Teilchenpaares nur bei der Proton-Korrelation festzustellen, siehe Abbildung 5.5.

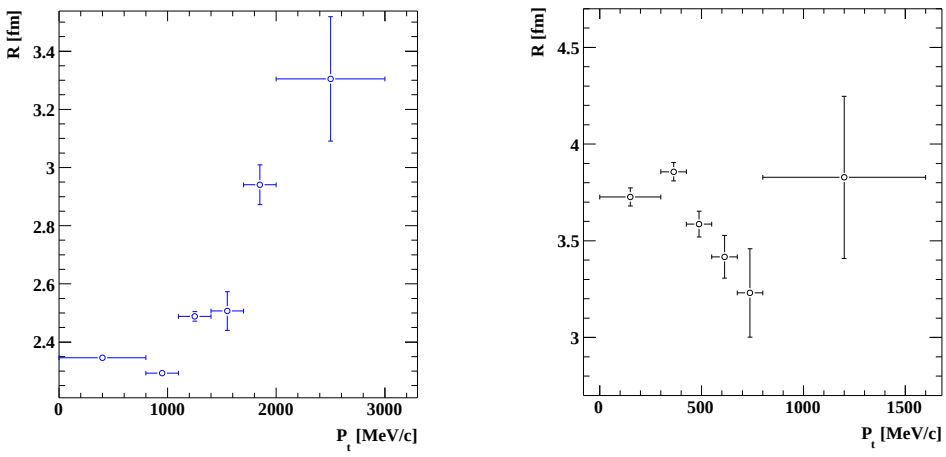


(a) (b)

Abbildung 5.4: Abhängigkeit der Quellgröße von der Rapidität Y der p-p-Paare (a) und π^--π^--Paare (b).

Anhand der in Abbildung 5.6 und 5.7 dargestellten zweidimensionalen Verteilungen der Quellradien in der $P_t - Y-$Ebene, werden Details der Phasenraumabhängigkeit sichtbar. Die Pionen-Quelle zeigt in der zweidimensionalen Darstellung keine eindeutige Phasenraumabhängigkeit.

Allerdings ist ein markanter Anstieg der Quellradien bei Rapiditäten um 1,4 und kleinen Transversalimpulsen unter 500 MeV/c auszumachen. Die Ursache dafür könnte im Beitrag der peripheren Kollisionen liegen, dessen Hauptstatistik sich in diesem Bereich oberhalb der Schwerpunktsrapidität $Y_{mid} = 0,86$ befindet.



(a) (b)

Abbildung 5.5: Abhängigkeit der Quellgröße von dem Transversalimpuls P_t der p-p-Paare (a) und π^--π^--Paare (b).

Die gleichmäßige Zunahme der Protonen-Quellradien mit steigendem Transversalimpuls und steigender Rapidität lässt auf eine Abhängigkeit der Quellausdehnung vom Impuls im Laborsystem schließen. In Untersuchungen bei geringeren [Lis93] Strahlenergien wurde jedoch stets eine Abnahme der Quellradien mit steigender Paarenergie festgestellt. Daher wird ebenso eine Abnahme mit steigenden Phasenraumkoordinaten erwartet. Wiederum könnte die ungenügende Selektion von zentralen Stößen diese Abhängigkeit zur Folge haben.

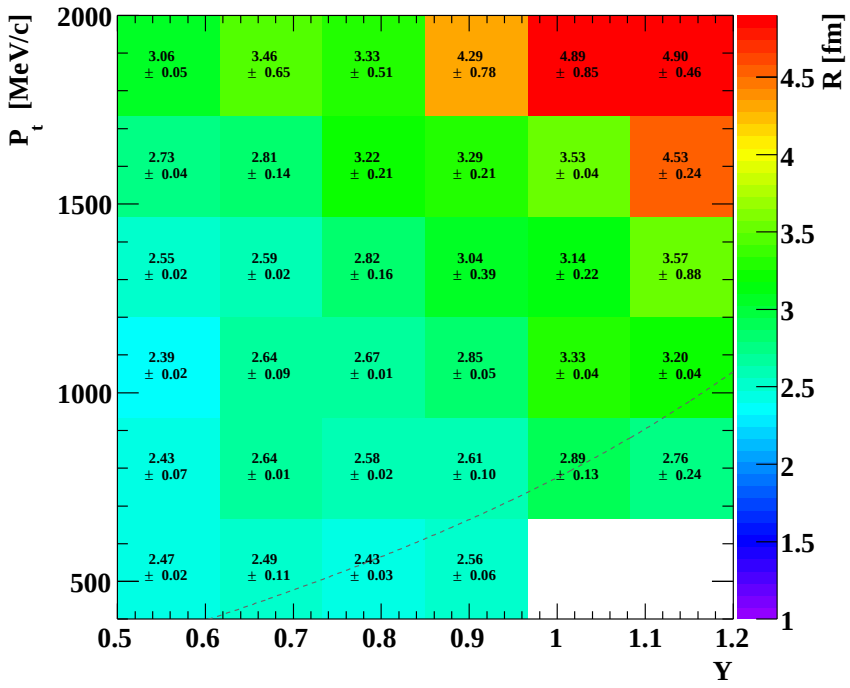


Abbildung 5.6: Abhängigkeit der Protonen-Quellgröße von Transversalimpuls und Rapidität des p-p-Paares, aufgrund der eingeschränkten Polarwinkelakzeptanz des Detektors ($\vartheta > 18°$) (grau gestrichelt) sind für zwei Intervalle (weiß) nicht ausreichend Daten für eine Anpassung vorhanden.

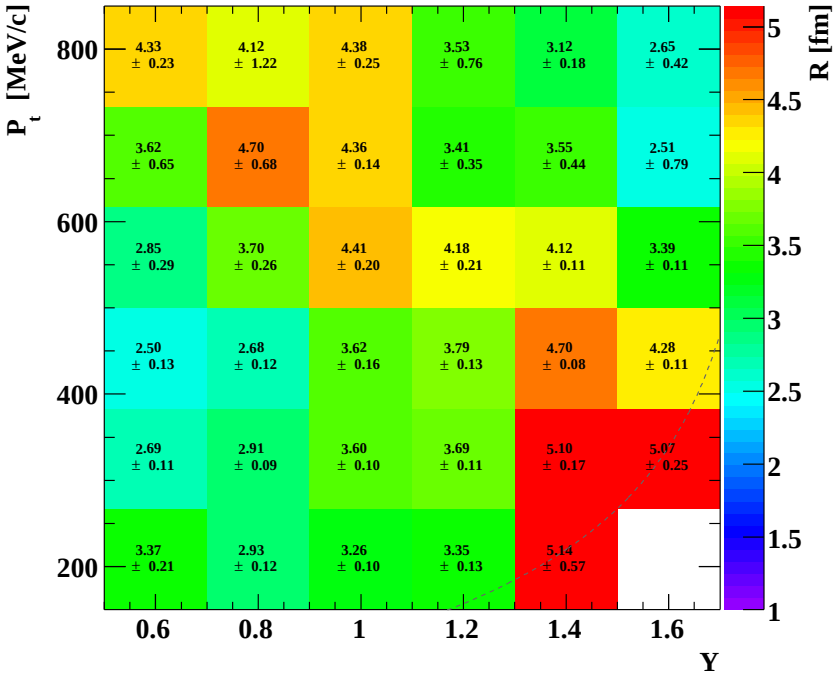


Abbildung 5.7: Wie Abbildung 5.6, aber für π^--π^--Korrelationen.

5.4 Vergleich mit anderen Experimenten

Wie bereits in Abschnitt 1.3 erwähnt, gibt es nur wenige HBT-Ergebnisse von anderen Experimenten im Energiebereich von 0,4-2 AGeV, welche im Folgenden mit den im Rahmen der vorliegenden Arbeit gewonnenen Resultaten verglichen werden.

Protonenkorrelationen im Energiebereich unter 200 AMeV wurden umfassend am Beschleuniger der Michigan State University (MSU) untersucht. Bei 400 AMeV wurden mittelschwere Systeme wie Ca+Ca durch das "Plastic Ball"-Experiment [Gus84] am Bevalac und am SIS/GSI durch die FOPI-Kollaboration [Kot97, Kot05] hinsichtlich Protonen-Korrelationen untersucht. Abbildung 5.8 zeigt die mit diesen Experimenten ermittelten HBT-Radien von Proton-Proton-Korrelationen in Abhängigkeit der Strahlenergie. Der in dieser Arbeit bestimmte Datenpunkt für Ar+KCl-Stöße (voller Kreis) ordnet sich hervorragend in die Anregungsfunktion für Ca+Ca ein, welche auf einen leicht fallenden Quellradius mit steigender Strahlenergie hinweist.

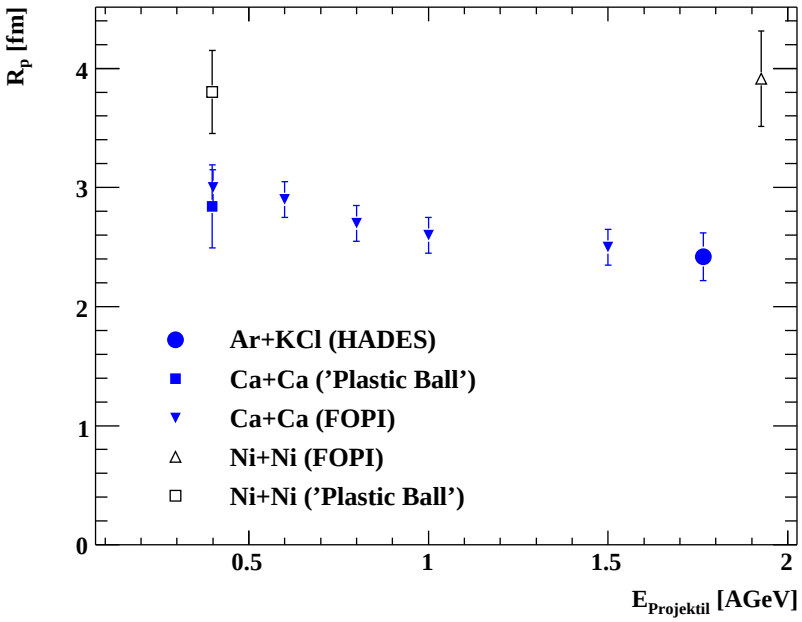


Abbildung 5.8: Mittlere Protonen-Quellradien mittelschwerer Stoßsysteme in Abhängigkeit der Strahlenergie. Quellen: "Plastic Ball" [Gus84] und FOPI [Kot97, Kot05].

Pionenkorrelationen wurden für zahlreiche verschiedene Stoßsysteme untersucht, jedoch für nur wenige verschiedene Energien im SIS-Bereich [L'H92]. Insbesondere wurde das Stoßsystem Ar+KCl diesbezüglich bisher lediglich mit geringer Statistik am Lawrence Berkeley Laboratory untersucht [Zaj84]. Tabelle 5.1 zeigt die existierenden Ergebnisse für Ar+KCl und ähnliche Stoßsysteme. Auch hier liegen die ermittelten Radien im Wertebereich der

anderen Experimente. In [L'H92] wurde zudem die Skalierung der Pionen-Quellradien in Abhängigkeit der Projektil- und Targetmasse untersucht. Die Korrelationsanalyse für das

Reaktion	$E_{Projektil}$/ AGeV	R_{π^-}/ fm	R_{π^+}/ fm
Ar+KCl	1,756	$3,5^{+0,6}_{-0,4}$	$3,9^{+0,7}_{-0,6}$
Ar+KCl [b]	1,8	$3,1^{+0,5}_{-0,9}$	$3,15^{+0,4}_{-0,5}$
Ar+BaI_2 [a]	1,8	$2,4 \pm 0,8$	
Ar+Pb_3O_4 [a]	1,8	$2,6 \pm 0,7$	
Fe+Fe [a]	1,7	$3,3 \pm 0,7$	
Ar+KCl [a]	1,5	$4,5 \pm 0,5$	
Ar+KCl [a]	1,2	$4,6 \pm 0,5$	
Ni+Ni [c]	1,06	$3,66 \pm 0,30$	$3,62 \pm 0,37$
Ni+Ni [c]	1,93	$3,83 \pm 0,14$	$3,5 \pm 0,1$

Tabelle 5.1: Vergleich der extrahierten Quellradien aus π^--π^--Korrelationen verschiedener Stoßsysteme und Strahlenergien. Quellen: [a] [L'H92], [b] [Zaj84] und [c] [Goe95]).

Stoßsystem Ni+Ni wurden im Rahmen einer Dissertation [Goe95] am FOPI-Experiment durchgeführt. Dabei wurde ebenfalls die Phasenraumabhängigkeit der Pionen-Quellradien untersucht und eine deutliche Verringerung der Quellausdehnung mit steigendem Transversalimpuls festgestellt. Eine Abnahme der Radien mit P_t lässt sich anhand des hier untersuchten Systems Ar+KCl nur ansatzweise erkennen, siehe Abbildung 5.5 (b).

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Intensitätsinterferometrie als Instrument zur Untersuchung von Zweiteilchenobservablen in Schwerionenreaktionen von Ar+KCl bei einer Strahlenergie von 1,756 AGeV studiert. Anhand der ermittelten Ergebnisse konnte gezeigt werden, dass es im Rahmen des HADES-Experiments möglich ist, eine umfangreiche HBT-Analyse von Korrelationen verschiedener Hadronen durchzuführen und damit Parameter der Kollision zu bestimmen.

Obwohl der Effekt des "track merging" eine Begrenzung des vorhandenen Potenzials der vorliegenden Hochstatistikdaten darstellt, konnte eine relativ genaue räumliche Ausdehnung der Quelle zum Zeitpunkt der letzten Wechselwirkung der Teilchen bestimmt werden. Es wurden mittlere Quellradien von $R_{\pi^-} = 3{,}5$ fm bzw. $R_{\pi^+} = 3{,}9$ fm für Pionen sowie $R_p = 2{,}4$ fm für Protonen extrahiert, welche konsistent mit den vorhandenen Ergebnissen anderer Experimente mit ähnlichen Stoßsystemen sind.
Aufgrund der umfangreichen Statistik von Teilchenpaaren, die im relevanten Bereich ($q <$ 100 MeV/c) der Korrelationsfunktion für Protonen über 14 Millionen und für π^- knapp 8 Millionen Paare umfasst, wurden die Abhängigkeiten der extrahierten HBT-Radien von den Freiheitsgraden Transversalimpuls und Rapidität der Teilchenpaare sowie der Teilchenmultiplizität untersucht.
Die Quellradien von Protonen und Pionen zeigen einen signifikanten Anstieg mit steigender Multiplizität, welcher mit der Zunahme der mittleren Zentralität der Ereignisse bei steigender Multiplizität und der daraus folgenden Vergrößerung des Überlappungsbereichs der kollidierenden Kerne erklärt werden kann.

Die Auflösung des zeitlichen Anteils der Quellausdehnungen konnte nicht mit dem üblichen Ansatz nach [Koo77] anhand der longitudinalen und transversalen Anteile der Korrelationsfunktion erfolgen, da eine hinreichend starke Unterdrückung des Anteils von peripheren Stößen mit dem bisherigen Detektoraufbau für das relativ kleine Stoßsystem experimentell nicht möglich ist. Daher wurde der zeitliche Anteil anhand der Abhängigkeit vom Teilchenimpuls im Schwerpunktsystem rekonstruiert. Jedoch hängt die Impulsabhängigkeit der Quellradien von weiteren Kollisionsparametern ab. Die ermittelte Zeitkomponente ist daher als eine Abschätzung der Dauer der Teilchenemission zu betrachten und liegt für

Protonen mit $\tau c = 2{,}5$ fm im Bereich der räumlichen Ausdehnung.

Die Untersuchung der Abhängigkeit von Transversalimpuls und Rapidität der Teilchenpaare ergab für Protonen einen kontinuierlichen Anstieg der Quellradien bei steigenden Phasenraumkoordinaten. Hingegen wurde für Pionen nur eine schwach ausgeprägte Phasenraumabhängigkeit der Quellausdehnung festgestellt.

Ob die ermittelten Abhängigkeiten von den kinematischen Größen durch Zerfälle von Resonanzen zu erklären sind oder ob für das kleine System Ar+KCl nicht zu erwartende kollektive Flussbewegungen einen Einfluss haben, bedarf einer ausführlichen Überprüfung im Rahmen von Modellstudien. Dafür könnten in weiterführenden Untersuchungen beispielsweise Transportmodellrechnungen nach Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU) in Verbindung mit einem Korrelator-Programm zur Generierung von Modell-Korrelationsfunktionen vergleichend herangezogen werden.

Der Relativimpuls besitzt drei Freiheitsgrade, welche als zwei Raumrichtungen und einer Energie- bzw. Zeitkomponente oder als drei Raumrichtungen interpretiert werden können. Demnach ergibt sich die Möglichkeit, eine dreidimensionale HBT-Analyse durchzuführen, welche ein vollständiges Bild der Quellstruktur liefern und zudem eine exakte Auflösung der räumlichen und zeitlichen Ausdehnung ermöglichen könnte. Dazu wird die Korrelationsfunktion in geeignete Koordinaten in Raum und Zeit parametrisiert. Eine Möglichkeit ist die von Bertsch und Pratt in [Ber89, Pra86b] vorgeschlagene Parametrisierung des Relativimpuls q in die drei Komponenten $q_{long}, q_{out}, q_{side}$. Eine Untersuchung der zweidimensionalen Projektionen der gemessenen Korrelationsfunktionen in dieser Parametrisierung ist in Abschnitt B für Protonen und Pionen beschrieben.

Außerdem könnten die Protonen- und Pionenkorrelationen mittels der modellunabhängigen "Source-Imaging"-Methode untersucht werden. Dabei wird durch eine Fourier-Transformation der Korrelationsfunktion die modellunabhängige räumliche Quelldichteverteilung der emittierten Teilchen bestimmt. Im Gegensatz zu der hier verwendeten Analyse, welche von vornherein eine gaußförmige Quelle annimmt, vermeidet diese Methode eine Annahme über die Form der Quellverteilung und liefert somit ein realistischeres Bild der Quelle.

Darüber hinaus werden die zurzeit durchgeführten Aufrüstungen des HADES-Detektors die Möglichkeiten des Spektrometers wesentlich erweitern. Der Austausch des TOFino-Flugzeitdetektors durch hochauflösende RPC-Detektoren wird eine genauere Spurrekonstruktion und somit eine bessere Teilchenidentifikation im unteren Polarwinkelbereich ermöglichen. In Folge dessen könnten nach [Lor08] auch geladene Kaonen im gesamten Akzeptanzbereich des Spektrometers effizient nachgewiesen werden und damit eine HBT-Analyse einer weiteren Teilchensorte durchgeführt werden.
Weiterhin erlauben es Untersuchungen von Korrelationen nichtidentischer Teilchen Rück-

schlüsse auf die Chronologie der Teilchenemission abzuleiten und wird zurzeit anhand von im vorliegenden Stoßsystem Ar+KCl erzeugten Λ-Hyperonen und Protonen durchgeführt [Kot09]. Ein vorläufiges Ergebnis mit einem Quellradius von rund 2,4 fm ist in Abbildung 6.1 dargestellt.

Die gegenwärtig vorgenommene Verbesserung der Datenerfassung ermöglicht die Steigerung der Statistik und erlaubt voraussichtlich die HBT-Analyse in Bereiche größerer Transversalimpulse auszudehnen und somit die verbleibenden statistischen Unsicherheiten zu minimieren. Das bereits in Betrieb genommene Vorwärts-Hodoskop wird es zudem erlauben, die Reaktionsebene zu bestimmen, wodurch Flusseffekte untersucht und in die Korrelationsanalyse einbezogen werden können. Außerdem könnte somit die transversale Ausdehnung des Stoßsystems relativ zur Reaktionsebene untersucht und damit die azimutale Asymmetrie des Systems im Ortsraum überprüft werden.
Zukünftige Experimente mit schwereren Stoßsystemen geben die Aussicht auf systemabhängige Korrelationsuntersuchungen mit HADES und so die Möglichkeit, die raum-zeitliche Struktur der unterschiedlichen Schwerionenkollisionen zu studieren. Verschiedene Zustände der hadronischen Materie können somit noch umfassender ergründet werden.

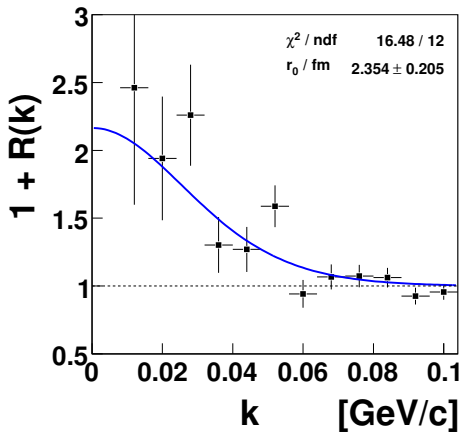


Abbildung 6.1: Λ-p-Korrelationsfunktion aus [Kot09] im Vergleich mit einem analytischen Modell nach Lednicky und Lyuboshitz [Led82].

A Kinematische Variablen

A.1 Koordinatensysteme

In der Teilchenphysik verwendet man üblicherweise die Viererschreibweise für Raum-Zeit- und Impuls-Energie-Koordinaten, z.B.

$$x = (t, x, y, z) \quad , \quad p = (E, p_x, p_y, p_z) \; . \tag{A.1}$$

Außerdem wird für Schwerionenreaktionen die z-Achse des kartesischen Koordinatensystems entlang der Strahlrichtung der beschleunigten Teilchen festgelegt. Eine alternative Darstellung des Viererimpulses mit Berücksichtigung der Rotationssymmetrie um die Strahlachse und unter Ausnutzung des Umstandes, dass $p_z >> p_x, p_y$ ist, verwendet die Variablen Transversalimpuls p_t, Rapidität y und Azimutwinkel φ. Deren Vorzüge sind die anschauliche Symmetrie und das additive Verhalten der Rapidität bei Lorentztransformationen entlang der Strahlrichtung.
Eine weitere Darstellung für Betrachtungen aus dem Schwerpunkt der Reaktion nutzt als Koordinaten den Impuls p_{CM}, Polarwinkel ϑ_{CM} und Azimutwinkel φ_{CM} des Teilchens im Schwerpunktsystem der kollidierenden Kerne.

Transversalimpuls

Der Transversalimpuls p_t ist der Impulsbetrag in der Ebene senkrecht (transversal) zur Strahlachse (z-Achse):

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \; . \tag{A.2}$$

Rapidität

Die Rapidität y ist ein lorentzinvariantes, alternatives Maß für die Geschwindigkeit in longitudinaler Richtung und wird definiert durch

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta_z}{1 - \beta_z} \right) = \tanh^{-1}(\beta_z) \; , \tag{A.3}$$

mit $\beta_z = \frac{v_z}{c}$. Der bedeutende Vorteil dieser dimensionslosen Größe ist ihr bereits erwähntes additives Verhalten unter Lorentztransformation. Dies wird deutlich bei der Berechnung der Rapidität des Reaktionsschwerpunktes y_{mid}. Sie berechnet sich aus dem Mittel der Rapiditäten der Reaktionspartner, d.h.

$$y_{mid} = \frac{1}{2}(y_1 + y_2) \; . \tag{A.4}$$

Für Fixed-Target-Experimente ergibt sich aufgrund des ruhenden Targets für die Schwerpunktsrapidität $y_{mid} = \frac{1}{2}y_{beam}$, also die Hälfte der Rapidität der Strahlteilchen. Im nichtrelativistischen Grenzfall, d.h. für kleine Rapiditäten, geht die Rapidität in die Geschwindigkeit in Einheiten von c über.

Azimutwinkel

Der Azimutwinkel, auch Horizontwinkel genannt, ist der Winkel im Polarkoordinatensystem entlang der Horizontebene (hier Transversalebene) und berechnet sich durch

$$\varphi = \arctan\left(\frac{p_y}{p_x}\right) \; . \tag{A.5}$$

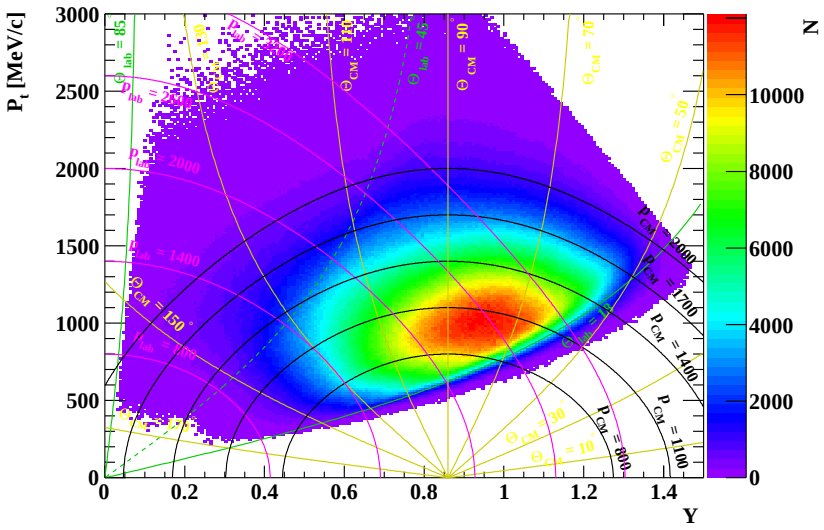
Polarwinkel

Der Polarwinkel entspricht der Höhe über der Horizontebene. Er ist der Winkel im Polarkoordinatensystem zwischen der Horizontebene (hier Transversalebene) und dem Vektor (Impuls) und berechnet sich durch

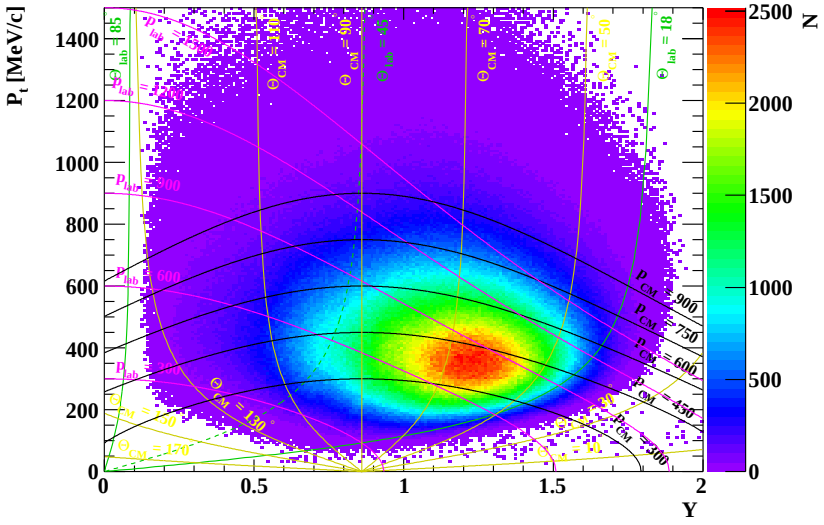
$$\vartheta = \arccos\left(\frac{p_z}{p}\right) \; . \tag{A.6}$$

A.2 Phasenraumverteilungen

Ein Überblick über die Gesamtstatistik der selektierten Teilchenpaare lässt sich anhand der Darstellung der Phasenraumverteilung in Abhängigkeit von der Rapidität Y und dem Transversalimpuls P_t der Teilchenpaare erhalten. Abbildung A.1 zeigt diese Verteilung sowie die verwendeten kinematischen Intervalle.



(a) Protonenpaare



(b) Pionenpaare

Abbildung A.1: Verteilungen der rekonstruierten Paare von Protonen (Pionen) im Phasenraum mit eingezeichneten Intervallgrenzen des Impulses im Schwerpunktsystem der Kollision (schwarz) von 800 (300) MeV/c bis 2000 (900) MeV/c in Schritten von 300 (150) MeV/c (siehe Abb. 4.14), des Polarwinkels im Schwerpunktsystem (gelb) von 10° bis 170° in Schritten von 20°, Laborimpuls (magenta) von 800 (300) MeV/c bis 3200 (1500) MeV/c in Schritten von 600 (300) MeV/c und die Polarwinkelakzeptanzgrenzen von HADES ($18° < \vartheta < 85°$) (grün) sowie die Grenze zwischen TOF und TOFino ($\vartheta = 45°$, grün gestrichelt).

B Dreidimensionale Korrelationsfunktionen

Zur Darstellung einer dreidimensionalen Korrelationsfunktion existieren verschiedene Parametrisierungen, welche unter Annahmen über die Form und Entwicklung der Quelldichteverteilung gewählt wurden. Hier wird die von Bertsch und Pratt in [Ber89, Pra86b] vorgeschlagene Parametrisierung des Relativimpulses q in die drei räumlichen Komponenten:

$$q_{long} = \frac{(p_{z,1} - p_{z,2})}{2}, \tag{B.1}$$

$$q_{out} = \frac{1}{2}\frac{|\vec{q}_t \cdot \vec{P}_t|}{|\vec{P}_t|}, \tag{B.2}$$

$$q_{side} = \frac{1}{2}\frac{|\vec{q}_t \times \vec{P}_t|}{|\vec{P}_t|}, \tag{B.3}$$

verwendet, wobei mit dem Index t die transversalen Anteile des Differenzen-$\vec{q}$ bzw. Paarimpulses $\vec{P}$ bezeichnet sind.
Abbildungen B.1 und B.2 zeigen die zweidimensionalen Projektionen der Korrelationsfunktion in den drei verschiedenen Richtungen.

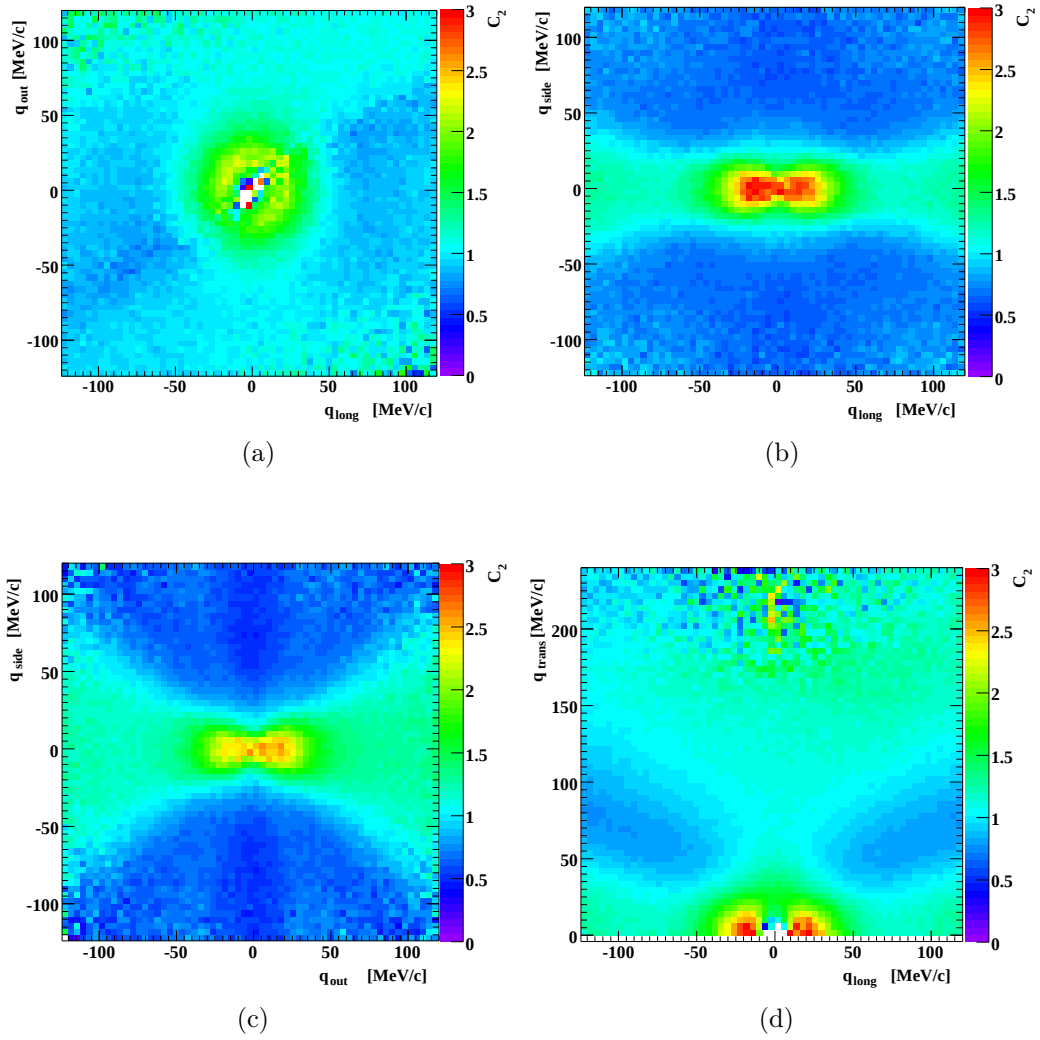


Abbildung B.1: Zweidimensionale Projektion der p-p-Korrelationsfunktion auf die Richtungen der Parametrisierung nach Bertsch und Pratt [Ber89, Pra86b]: (a) q_{long} - q_{out} - Ebene, (b) q_{long} - q_{side} - Ebene, (c) q_{out} - q_{side} - Ebene, (d) q_{long} - q_t - Ebene; die dritte Koordinate wurde jeweils über den Bereich von -30 MeV/c bis $+30$ MeV/c integriert.

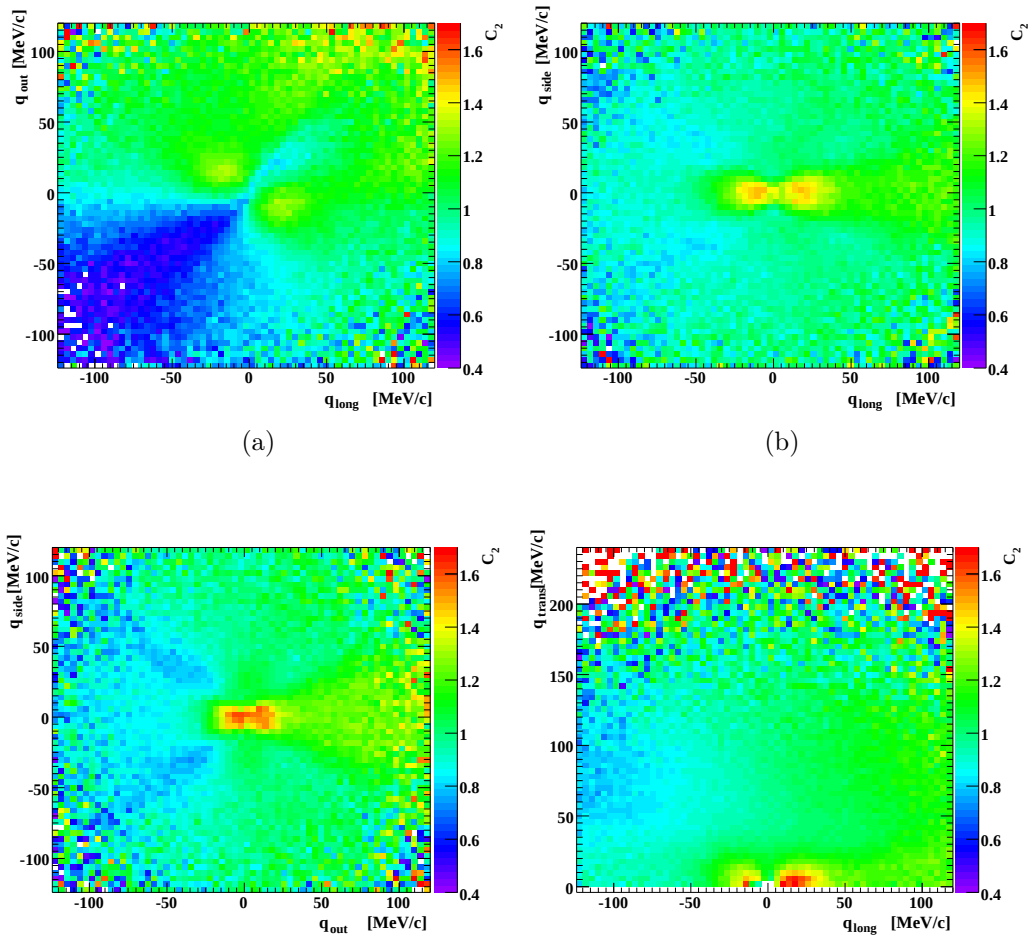


Abbildung B.2: Zweidimensionale Projektion der π^--π^--Korrelationsfunktion, wie in Abbildung B.1.

C Weiterentwicklung des HADES - Event Displays

Im Zuge von vorbereitenden Auseinandersetzungen mit der Thematik der Diplomarbeit wurde eine Software zur dreidimensionalen grafischen Darstellung der Ereignisse im Detektor weiterentwickelt. Das Resultat ist das HADES-Event-Display.
Ein aufgezeichnetes Ereignis aus dem Ar + KCl Experiment 2005 ist mit diesem Programm in Abbildung C.1 dargestellt und zeigt den Detektor aus der gleichen Perspektive wie in Abbildung 3.2, d.h. quer zur Strahlrichtung. Die roten Linien stellen die rekonstruierten Teilchenspuren dar, welche in den grün eingezeichneten Treffern in den Flugzeitdetektoren enden. Von den einzelnen Detektorkomponenten sind aufgrund der Übersichtlichkeit lediglich die Umrisse der aktiven Elemente eingezeichnet. Eine ausführliche Dokumentation sowie der installierbare Programmcode ist in [Wen08] zu finden.

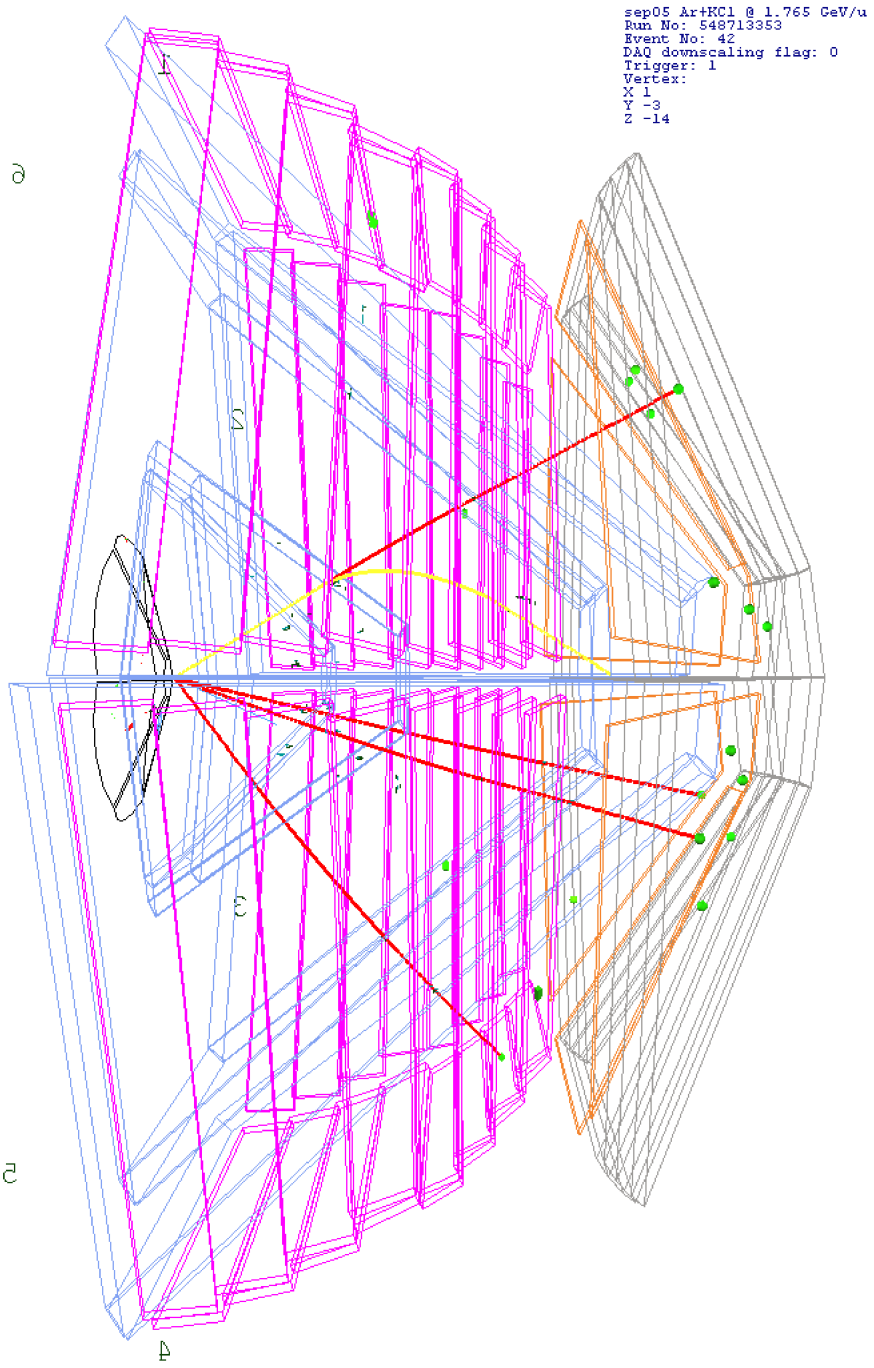


Abbildung C.1: Mit Hilfe des Event-Display visualisiertes Ereignis der aufgezeichneten Ar+KCl Reaktion innerhalb der schematisch dargestellten Detektorkomponenten von HADES: RICH (schwarz), MDC (blau), TOF (magenta), PreSHOWER (orange), TOFino (grau); Teilchenspuren (rot) und Treffer in Flugzeitdetektoren (grün).

Literaturverzeichnis

[Aga09] G. Agakishiev et al. *The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES*. **Eur. Phys. J. A 41**, 243–277 (2009).

[Alb97] T. Alber et al. *A new Coulomb correction method for Bose-Einstein correlations, based on the pi+pi- correlation measurements*. **Z. Phys. C 73**, 443–448 (1997).

[Ams08] C. Amsler et al. *Review of particle physics*. **Phys. Lett. B 667**, 1 (2008).

[Ars05] I. Arsene et al. *Quark Gluon Plasma an Color Glass Condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment*. **Nucl. Phys. A 757**, 1–27 (2005).

[Bag89] C. Baglin et al. *The production of J/Ψ in 200 GeV/nucleon oxygen-uranium interactions*. **Phys. Lett. B 220**, 471–478 (1989).

[Bas98] S. A. Bass et al. *Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions*. **Prog. Part. Nucl. Phys. 41**, 255–369 (1998).

[Bay96] G. Baym und P. Braun-Munzinger. *Physics of Coulomb corrections in Hanbury-Brown-Twiss interferometry in ultrarelativistic heavy ion collisions*. **Nucl. Phys. A 610**, 286c–296c (1996).

[Ber89] G. F. Bertsch. *Pion interferometry as a probe of the plasma*. **Nucl. Phys. A 498**, 173c–180c (1989).

[Bow88] M.G. Bowler. *Extended sources, final state interactions and Bose-Einstein correlations*. **Z. Phys. C 39**, 81–88 (1988).

[Eck02] V. Eckardt, N. Schmitz und P. Seyboth. *Schwerionenphysik am RHIC*. **Physik Journal 11**, 55–61 (2002).

[Fro07] I. Frohlich et al. *Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics*. **PoS ACAT2007**, 76 (2007).

[GEA95] GEANT. *Detector Description and Simulation Tool* (1995). `http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant_html3/geantall.html`

[Goe95] G. Goebels. *Untersuchung der Bose-Einstein Korrelationen geladener Pionen in relativistischen Schwerionenkollisionen der Systeme Au+Au und Ni+Ni im Energiebereich von 1 AGeV bis 2 AGeV*. Dissertation, Ruprecht-Karls - Universität Heidelberg (1995).

[Gol60] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W.-Y. Lee und A. Pais. *Influence of Bose-Einstein statistics on the antiproton proton annihilation process*. **Phys. Rev. 120**, 300–312 (1960).

[GSI09] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt. (2009). `http://www.gsi.de`

[Gus84] H. A. Gustafsson et al. *Freezeout Density in Relativistic Nuclear Collisions Measured by Proton-Proton Correlations*. **Phys. Rev. Lett. 53**, 544–547 (1984).

[HB56] R. Q. Hanbury-Brown und R. Twiss. *Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light*. **Nature 177**, 27–29 (1956).

[Koo77] S. E. Koonin. *Proton Pictures of High-Energy Nuclear Collisions*. **Phys. Lett. B 70**, 43–47 (1977).

[Kot97] R. Kotte et al. *Proton-proton correlations in central collisions of Ni+Ni at 1.93 AGeV and the space-time extent of the emission source*. **Z. Phys. A 359**, 47–54 (1997).

[Kot99] R. Kotte et al. *On the Space-Time Difference of Proton and Composite Particle Emission in Central Heavy-Ion Reactions at 400 AMeV*. **Eu. Phys. J. A 6**, 185–195 (1999).

[Kot05] R. Kotte et al. *Two-proton small-angle correlations in central heavy-ion collisions: a beam-energy and system-size dependent study*. **Eu. Phys. J. A 23**, 271–278 (2005).

[Kot09] R. Kotte. private Mitteilung. (2009).

[Kri08] F. Krizek. *Study of inclusive electron-positron pair production in collisions of Ar+KCl at 1.756 AGeV*. Dissertation, Czech Technical University in Prague (2008).

[Lan08] S. Lang. *Analyse der Elektronenpaarprodunktion im Stoßsystem Ar+KCl bei 1,76 AGeV*. Dissertation, Johann Wolfgang Goethe - Universität Frankfurt (2008).

[Led82] R. Lednicky und V.L. Lyuboshitz. *Effect of the final-state interaction on pairing correlations of particles with small relative momenta.* **Sov. J. Nucl. Phys. 35**, 770 (1982).

[L'H92] D. L'Hôte. *Pion interferometry in relativistic heavy ions: a review.* **Nuc. Phys. A 545**, 381–396 (1992).

[Lis93] M. A. Lisa et al. *Impact-parameter-selected two-proton intensity interferometry for ^{36}Ar+^{45}Sc at E/A=80 MeV.* **Phys. Rev. Lett. 70**, 3709–3712 (1993).

[Lor08] M. Lorenz. *Geladene Kaonen Produktion in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV.* Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe - Universität Frankfurt (2008).

[Mar05] J. Markert. *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experimentes.* Dissertation, Johann Wolfgang Goethe - Universität Frankfurt (2005).

[Pra86a] S. Pratt. *Coherence and Coulomb effects on pion interferometry.* **Phys. Rev. D 33**, 72–79 (1986).

[Pra86b] S. Pratt. *Pion interferometry of quark-gluon plasma.* **Phys. Rev. D 33**, 1314–1327 (1986).

[Sch08] A. Schmah. *Produktion von Seltsamkeit in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV mit HADES.* Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2008).

[Wen08] C. Wendisch und J. Wüstenfeld. *HADES event display documentation* (2008). `http://hades-wiki.gsi.de/cgi-bin/view/SimAna/EventDisplays`

[Won94] C.-Y. Wong. *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions.* World Scientific Pub. Co. Inc. Singapore (1994).

[Zaj84] W. A. Zajc et al. *Two-pion correlations in heavy ion collisions.* **Phys. Rev. C 29**, 2173–2187 (1984).

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. Thomas E. Cowan für die Aufnahme in das Institut für Strahlenphysik des Forschungszentrums Dresden-Rossendorf, wo mir stets ein unbeschwertes Arbeiten ermöglicht wurde.
Ein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Burkhard Kämpfer für die Möglichkeit, diese Diplomarbeit im rundum angenehmen Umfeld der Abteilung Hadronenphysik anzufertigen sowie für die durchgehende Unterstützung und hilfreiche Kritik.

Der größte Dank gilt Herrn Dr. Roland Kotte für die ausdauernde Zusammenarbeit und seine Erfahrung im Gebiet der Teilchenkorrelationen, von der ich viel profitieren durfte. Insbesondere danke ich ihm für die Beantwortung zahlreicher Fragen und endlosen Diskussionen über die theoretischen und technischen Aspekte der Analyse. Die intensive und dennoch entspannte Betreuung hat mich stets motiviert und somit den Fortschritt meiner Studien maßgeblich gefördert. Bei meinen weiteren Kollegen Dr. Lothar Naumann, Dr. Jörn Wüstenfeld und Ping Zhou bedanke ich mich für die freundliche und engagierte Zusammenarbeit. Der gesamten HADES-Kollaboration danke ich für die freundliche Aufnahme und angenehmen Atmosphäre.

Meinen Eltern Gabriele und Eckhard Wendisch danke ich für die große Zuversicht, die sie mir stets entgegenbrachten. Schließlich möchte ich meiner Freundin Virginie für ihren ausnahmslosen Rückhalt und ihr außerordentliches Vermögen, mich stets zu ermuntern, besonderes in den mühevollen Phasen dieser Arbeit danken.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Christian Wendisch
Dresden, 2. Februar 2010