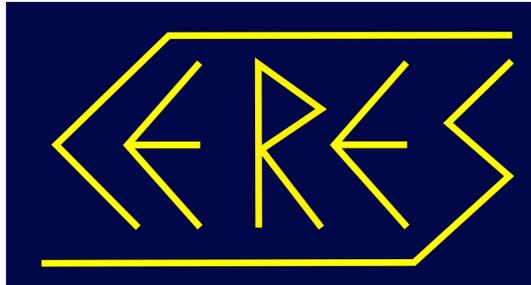


BOSE-EINSTEIN-KORRELATIONEN  
in Pb-Au Stößen bei einer  
Strahlenergie von  
80 GeV pro Nukleon



DIPLOMARBEIT

von  
SIMONE SCHUCHMANN

3. DEZEMBER 2008

INSTITUT FÜR KERNPHYSIK FRANKFURT (IKF),  
Goethe Universität Frankfurt am Main



Für  
Lilo & Jens  
und  
im Gedenken  
an Roland



---

## EINLEITUNG

---

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen des Forschungsgebietes der Schwerionen-Physik entstanden. Grundlage der hier durchgeführten Datenanalyse sind die Ergebnisse von ultrarelativistischen Kollisionen zwischen Blei- und Gold-Kernen bei einer Strahlenergie von 80 GeV pro Nukleon, die mit dem CERES-Detektor am SPS-Beschleuniger des CERN im Jahr 2000 aufgezeichnet wurden.

Anhand von Schwerionen-Kollisionen können Eigenschaften der Kernmaterie unter extremen Bedingungen untersucht werden: Im Vergleich zum Grundzustand der Kerne herrschen in der Kollisionszone infolge der großen Schwerpunktsenergie sehr hohe Temperaturen und Drücke. Zur Untersuchung der darin ablaufenden physikalischen Prozesse ist das Studium der Evolution des expandierenden Systems nach dem Zusammenstoß der Kerne von großer Bedeutung. Über die Vermessung der Raumzeit-Dimensionen des Feuerballs aus Kernmaterie ist es möglich zu erfahren, auf welche Weise sich dieses System ausgedehnt hat, wie heiß es zuletzt war und wie lange es existierte, bevor sich aus den Elementen der Kollision wieder Teilchen formierten, die schließlich in dem Detektor nachgewiesen werden können.

Als geeignete Analyseverfahren für diese Studien wird die Untersuchung von Impulskorrelationen identischer Bosonen (Bose-Einstein-Korrelationen) aus dem teilchenemittierenden Feuerball eingesetzt. Die technische Durchführung der Analyse erfolgt über die Hanbury-Brown-Twiss-Interferometrie (HBT-Interferometrie).

Die Parameter der HBT-Interferometrie reflektieren die Ausdehnungen des Kollisionssystems kurz nach seinem Zerfall durch Rekombination der heißen Materie zu einzelnen Teilchen. Von mehreren Experiment-Kollaborationen wurden HBT-Parameter bereits für unterschiedliche Kollisionsenergien gemessen. Letztere erstrecken sich über Schwerpunktsenergien im Bereich von 1 GeV bis 200 GeV. Eine auf Grund dieser Messungen zu beobachtende Energieabhängigkeit der HBT-Parameter kann im Rahmen eines universellen Ausfrierszenarios der Kern-Kern-Reaktion interpretiert werden. Jedoch ist eine diesbezügliche Interpretation nur möglich, wenn keine signifikanten Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen von vergleichbaren Experimenten auftreten. Im Bereich der SPS-Energien lassen systematische Unsicherheiten allerdings bisher keine schlüssigen Deutungen aus den Anregungsfunktionen der HBT-Parameter zu. Die bisherigen HBT-Ergebnisse der CERES-Kollaboration, die in [1] veröffentlicht wurden, weisen große systematische Fehler auf. Infolge einer verbesserten Kalibrierungsprozedur konnte nun die Impulsauflösung gegenüber der ersten HBT-Analyse erhöht werden. Dies gab Anlass, die aufgenommenen Datensätze für die Strahlenergien von 40, 80 und 158 GeV pro Nukleon einer systematischen Reanalyse zu unterziehen. In [2] wurde im Rahmen der Kalibrierungsoptimierung bereits der Datensatz für

158 GeV pro Nukleon bearbeitet. In der vorliegenden Arbeit werden die Analyse sowie die neuen Ergebnisse für die Strahlenergie von 80 GeV pro Nukleon präsentiert.

Der Aufbau dieser Diplomarbeit ist wie folgt gegliedert: Zunächst wird in Teil I eine Einführung in die physikalischen Hintergründe der Untersuchung von Schwerionenkollisionen gegeben. In Kapitel 1 werden wichtige Observablen und Forschungsschwerpunkte sowie mögliche Kollisionsszenarien besprochen. Anschließend folgt eine kurze Vorstellung des aktuellen Forschungsstandes bezüglich der HBT-Analyse sowie des Experimentes CERES. Das darauf folgende Kapitel 2 in Teil I erläutert detailliert den physikalischen Hintergrund der hier durchgeführten Analyse - die Untersuchung von Bose-Einstein-Korrelationen.

Teil II beinhaltet die Darstellung der experimentellen Aspekte der Datenanalyse. Begonnen wird mit einer Beschreibung des CERES-Experiments in Kapitel 3, worin der Aufbau des Detektors sowie die Extraktion physikalischer Informationen aus den gemessenen Daten besprochen wird. Nach einer Dokumentation der Qualitätsanalyse des verwendeten Datensatzes in Kapitel 4 endet dieser Teil mit der Erläuterung der Datenselektion für die anschließende HBT-Analyse.

Die letzten beiden Kapitel 5 und 6, in Teil III, befassen sich mit der Datenauswertung sowie mit der Interpretation der Ergebnisse aus den gemessenen Bose-Einstein-Korrelationen. Abschließend erfolgt in Teil IV eine Zusammenfassung dieser Arbeit.

---

# INHALTSVERZEICHNIS

---

I	Physikalischer Hintergrund	1
1	Kollisionsexperimente mit schweren Ionen	3
1.1	Motivation	3
1.2	Materie unter extremen Bedingungen	4
1.3	Kollisionsszenarien und Systemevolution	6
1.4	Observablen und Signaturen des QGP	10
1.5	Der Status quo der HBT-Interferometrie bei CERN SPS-Strahlenergien	13
2	Bose-Einstein-Korrelationen	17
2.1	Grundlegendes Konzept	18
2.2	Zwei-Teilchen-Korrelationen in Schwerionenkollisionen	19
2.3	Die Korrelationsfunktion	20
2.3.1	Statische Quellen	22
2.3.2	Expandierende Quellen	22
2.3.3	Die Korrelationsfunktion für eine gaußförmige Quelle	23
2.3.4	Die Bertsch-Pratt Parametrisierung	25
2.4	Interpretation der HBT-Parameter	27
2.4.1	Transversalimpuls-Abhängigkeit	28
2.4.2	Universelle Ausfrierbedingungen für Pionen	31
2.5	Erweiterungen der Korrelationsfunktion	32
2.5.1	Endzustandswechselwirkungen	33
2.5.2	Experimentelle Bestimmung der Korrelationsfunktion	34
II	Das CERES-Experiment	37
3	Experimentaufbau und Detektoren	39
3.1	Target- und Triggersystem	39
3.2	Die Spurendriftkammer	42
3.2.1	Funktionsprinzip	42
3.2.2	Die CERES-TPC	44
3.3	Spurrekonstruktion und Datenstruktur	47
3.3.1	Rekonstruktion der Rohdaten: Das Tracking	47
3.3.2	Datenaufbereitungsschema und Datenstruktur	49

4	Qualitätsanalyse der Datenaufbereitung	53
4.1	Datenqualität: Monitoring von step2-Daten	53
4.2	Weitere Kalibrierungen	55
4.2.1	Impulskalibrierung	55
4.2.2	Zentralitätskalibrierung	58
4.3	Datenselektion auf step3-Niveau	61
4.3.1	Selektionskriterien	61
III	HBT-Analyse	67
5	HBT-Analyse	69
5.1	Paarselektion	69
5.2	Einflüsse und Korrekturen	73
5.2.1	Impulsauflösung	73
5.2.2	MC-Studien zur Impulsauflösung	74
5.2.3	MC-Studien zur Coulomb-Wechselwirkung	75
5.3	Anpassungsprozedur	78
5.4	Fehleranalyse	79
6	Ergebnisse und Diskussion	81
6.1	Vergleich der Ergebnisse	81
6.1.1	Vergleich mit den publizierten HBT-Ergebnissen von CERES	81
6.1.2	HBT-Ergebnisse in feineren $k_{\perp}$ -Einheiten	85
6.1.3	Vergleich mit den veröffentlichten HBT-Ergebnissen von NA49	85
6.2	Schlussfolgerungen aus den gemessenen HBT-Parametern	88
6.2.1	Transversalimpuls-Abhängigkeit der HBT-Parameter	88
6.2.2	Rapiditätsabhängigkeit der HBT-Parameter	92
6.3	Universelle Ausfrierbedingungen für Pionen	93
IV	Résumé	101
	Literaturverzeichnis	105
	Abbildungsverzeichnis	111
	Tabellenverzeichnis	119
A	Kinematische Variablen	125
B	Ergänzende Abbildungen	129
B.1	Datenproduktion	129
B.2	Analyse-Ergebnisse	132

Teil I

Physikalischer Hintergrund



# KAPITEL 1

---

## KOLLISIONSEXPERIMENTE MIT SCHWEREN IONEN

---

### 1.1 MOTIVATION

Im Forschungsgebiet der Schwerionenphysik wird versucht, mit Hilfe von Kern-Kern-Kollisionen im ultrarelativistischen Geschwindigkeitsbereich durch Variation von Druck und Temperatur in den Reaktionen das Verhalten von Materie unter extremen Bedingungen zu studieren. Von zentralem Interesse ist hierbei die Frage, wie aus der anfänglichen *partonischen Materie*, den freien Quarks und Gluonen, unsere heutige Kernmaterie aus gebundenen Quarks entstanden ist.

Der gebundene Zustand von drei Quarks ( $qqq$ ), wie er beispielsweise im Proton vorliegt, wird *Baryon* genannt. Teilchen, die aus zwei Quarks - einem Quark und einem Antiquark - aufgebaut sind ( $q\bar{q}$ ), heißen *Mesonen*. Diese, durch die *starke Kraft* zusammengehaltenen Quarkverbindungen werden allgemein als *Hadronen* bezeichnet. In Analogie zur elektromagnetischen Kraft tragen die Quarks eine Ladung der starken Kraft, die sogenannte *Farbladung*, zusätzlich zur ihrer elektromagnetischen Ladung. Die Gesamtfarbladung in einem gebundenen Zustand ist, wie bisher noch nicht anders detektiert, stets neutral. Da auch noch kein einzelnes, freies Quark nachgewiesen werden konnte, nennt man diesen durch die Farbneutralität geforderten Einschluss der Quarks in Hadronen im Rahmen der Theorie der starken Wechselwirkung - der Quantenchromodynamik (QCD) - *Confinement*.

Im Gegensatz zu den Photonen als Austauscheteilchen der elektromagnetischen Kraft, sind die Austauscheteilchen der starken Kraft, die masselosen *Gluonen*, auch farbgeladen. Eine Wechselwirkung der Austauscheteilchen untereinander ist daher möglich, was sich in der Formulierung der QCD als nicht-abelsche Eigenschaft dieser Eichtheorie ausdrückt. Das entsprechende Potential der starken Kraft beinhaltet wegen der Farbladung der Gluonen neben dem zum Coulombpotential analogen  $1/r$ -Term, der durch die Kopplungskonstante  $\alpha_s(r)$  vermittelt wird, einen zusätzlichen linearen Term:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r)}{r} + k \cdot r. \quad (1.1)$$

Letzterer dominiert bei großen Abständen und ist gleichbedeutend mit einer konstanten Kraft, die das Austreten eines Quarks aus einem Hadron verhindert. Hinzu kommt, dass im Gegensatz zur Feinstrukturkonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung  $\alpha$ , die bei zunehmenden Abständen nicht nur schwach abnimmt, sondern stets kleiner 1 bleibt,  $\alpha_s$  stark anwächst. Eine störungstheoretische Behandlung,

wie sie in der QED<sup>1</sup> auf Grund der Konvergenz der Entwicklung der Lösungen in Potenzen der Kopplungskonstante möglich ist, kann wegen  $\alpha_s \geq 1$  nicht erfolgen. Mit Modellrechnungen wie der Gitter-Eichtheorie der QCD wird durch Diskretisierung der Raumzeit versucht, Zustände in diesem Bereich zu berechnen.

Bei kurzen Abständen, die noch unterhalb der Größenordnung des Protonradius von 0,8 fm liegen, wird  $\alpha_s(r)$  hingegen verschwindend klein: Die Quarks sind in diesem Bereich *quasi frei*, sie können sich unterhalb dieser Schwelle frei bewegen. Transformiert man die Längenskala mit Hilfe der Heisenberg'schen Unschärfe-Relation

$$\Delta p \cdot \Delta r \geq \frac{\hbar}{2} \quad (1.2)$$

mit  $\hbar$ , dem Plank'schen Wirkungsquantum, in einen Impulsübertrag  $Q^2$ , so kann dieser als *asymptotische Freiheit* bezeichnete Zustand sowohl durch  $\alpha_s(r \rightarrow 0) \rightarrow 0$  als auch durch hohe Impulsüberträge wegen  $\alpha_s(Q^2 \rightarrow \infty) \rightarrow 0$  erreicht werden. Nun ist eine störungstheoretische Behandlung ebenfalls möglich, da auch hier  $\alpha_s < 1$  gilt. Im Rahmen der Störungstheorie lautet somit der Ausdruck für die Kopplungskonstante:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}n_f)\ln\frac{Q^2}{\lambda_{\text{QCD}}^2}} \quad (1.3)$$

wobei  $n_f$  für die Anzahl der Quarksorten, den sogenannten Flavorfreiheitsgrad (Anzahl der Quarksorten) steht und  $\lambda_{\text{QCD}}$  der freie Skalenparameter der QCD, welcher im Renormalisierungsprozess eingeführt wird, darstellt [3].

Wird einem System von mehreren Hadronen, wie er in einem Atomkern vorliegt, etwa durch Wärmezufuhr bzw. erhöhtem Druck künstlich Energie zugeführt, so kann wegen der großen Impulsüberträge ebenfalls der Zustand der asymptotischen Freiheit sogar über einen Raumbereich in der Größenordnung der Kerndimensionen erzeugt werden. Dieser Zustand von freier, partonischer Materie soll ca.  $10^{-33}$  Sekunden nach dem Urknall geherrscht haben. Dabei waren die Stöße zwischen den Partonen so hart, dass keine Quarkverbindungen eingegangen werden konnten. Erst nach Abkühlung des Systems nach etwa  $10^{-6}$  Sekunden war die Bildung von Hadronen möglich.

Zum Verständnis der Abläufe kurz nach dem Urknall bzw. der Entstehung der uns umgebenden Materie wird versucht, den auch als *Deconfinement* oder **Quark-Gluon-Plasma**, kurz QGP, bezeichneten Zustand im Hochenergiephysik-Labor mit Hilfe von (ultra-) relativistischen Schwerionenkollisionen zu erzeugen. Zur Durchführung dieser Stoßexperimente kommen Teilchenbeschleuniger zum Einsatz, womit Protonen und Atomkerne (Ionen) zur Kollision gebracht oder auf festes Material (Target) geschossen werden können. Die dabei erreichten Geschwindigkeiten der Teilchen liegen im Bereich der Lichtgeschwindigkeit.

## 1.2 MATERIE UNTER EXTREMEN BEDINGUNGEN

Die Ausbildung des QGPs kann bisher allerdings nicht durch ein einfaches „Kochrezept“ beschrieben werden. In Analogie zum Phasendiagramm des Wassers werden auch für das Verhalten von Kernmaterie unter verschiedenen thermodynamischen

---

1 Quantenelektrodynamik, Eichtheorie der Elektromagnetischen Wechselwirkung.

Bedingungen Phasenübergänge erwartet. Jedoch sind weder die Mechanismen zur Überschreitung eindeutig bestimmt, noch ist das Verhalten der Materie in einer QGP-Phase durch eine entsprechende Zustandsgleichung klar festgelegt. Experimentell versucht man einen Phasenübergang zum QGP-Plasma zu erzeugen, indem analog des in Abbildung 1.1 angenommenen Phasendiagramms eine Balance zwischen hohen Temperaturen und hohen Drücken<sup>1</sup> bzw. hohen Dichten der Kernmaterie gewählt wird. Die eingetragenen Beschleunigeramen deuten den von ihnen messbaren Bereich des Phasendiagramms an. Je höher der von den Beschleunigern zur Verfügung gestellte Impuls des Teilchenstrahls, umso höhere Temperaturen sind in der Reaktionszone der Kerne erreichbar. Das baryochemische Potential<sup>2</sup>  $\mu_B$ , welches äquivalent zur Dichte der baryonischen Materie, nimmt entsprechend ab.

Ein entscheidendes Kriterium zur Ausbildung des QGP ist das Überschreiten einer kritischen Energiedichte. Den Berechnungen zufolge [4] liegt diese bei einem 5- bis 10-fachen der Energiedichte in normaler Kernmaterie mit einer Grundzustandsenergiedichte von  $\varepsilon_0 \approx 0,17 \text{ GeV}/\text{fm}^{-3}$ . Unter der Annahme, dass sich die kollidierende Kernmaterie wie ein Quantengas verhält, kann durch die so gegebene Proportionalität des Drucks zur Energiedichte eine entsprechend starke Kompression zum Überschreiten der erforderlichen, kritischen Energiedichte führen.

Eine Druckausübung auf die Kernmaterie ist auf zwei verschiedene Arten erreichbar: Zum einen kann durch Erhöhung der Temperatur, d.h. durch Steigerung der Schwerpunktsenergie der Kollisionen infolge der Impulserhöhung des Teilchenstrahls ein dynamischer Druck ausgeübt werden. Zum anderen ist es möglich, durch den sogenannten Fermidruck über die Erhöhung der Nettobaryonenzahl bzw. des baryochemischen Potentials im Zentrum der Kollision eine Druckverstärkung zu bewirken. Auf Grund des zunehmenden Abstoppens der aufeinander prallenden Nukleonen in der Kollisionszone bei niedrigeren Schwerpunktsenergien (siehe auch Abschnitt 1.3) ist dieser Prozess für eine Druckerhöhung in dieser Energieregion dominierend.

Ob die auf diese beiden Arten erzeugten Drücke wirklich ausreichen, um den neuen Materiezustand auszubilden, ist dennoch fraglich. Neben der Überschreitung der kritischen Energiedichte stellt sich zusätzlich die Frage nach der Notwendigkeit der Ausbildung eines thermischen Gleichgewichtszustandes. Hierzu müssten entsprechende lange Evolutionszeiten gegeben sein, die jedoch in den Kollisionsexperimenten wahrscheinlich nicht erreicht werden [5]. Die genannten Fragestellungen sind Gegenstand aktueller Diskussionen.

Die beiden Beschleuniger **R**elativistic **H**eavy **I**on **C**ollider (RHIC) am **B**rookhaven **N**ational **L**aboratory (BNL) in den USA sowie der **L**arge **H**adron **C**ollider (LHC) am europäischen Kernforschungszentrum CERN<sup>3</sup> bei Genf können den Berechnungen in Abbildung 1.1 zu Folge die Abläufe der Materieformung vom Beginn des frühen Universums bis hin zur normalen Kernmaterie nachbilden. Für diesen Bereich mit

1 *Hohe* Temperaturen bzw. Drücke sind in Relation zu sehen zur normalen Kernmaterie bei  $\mu_B = 1 \text{ GeV}$  im Phasendiagramm.

2 Ein niedriges Potential bedeutet, dass die Energie pro Baryon im Verhältnis zu normaler, baryonischer Materie klein ist. Wegen der verschwindenden Baryon-Antibaryon-Asymmetrie in der Reaktionszone, die sich auf Grund der ausgeglichenen Neuproduktion von Materie und Antimaterie einstellt, verteilt sich die Restenergie gleichermaßen auf beide Teilchensorten, wodurch der Anteil der Energie pro Baryon abnimmt.

3 Begriffserklärung in Kapitel 1.5.

sehr kleinem  $\mu_B$  und hohen Temperaturen wird ein sogenanntes *Cross-Over*, d.h. eine Phasenkoexistenz zwischen Hadronengas und QGP, postuliert. Auch dem **Super-Proton-Synchrotron** (SPS) des CERN ist diese Region bei niedrigerer Temperatur und höherem  $\mu_B$  zugänglich. Der Phasenübergang erster Ordnung, der die QGP-Phase von der hadronischen Materie trennt, erstreckt sich vom sogenannten *Kritischen Punkt*<sup>1</sup> bei  $\mu_B \approx 0,6$  GeV und  $T = 160$  MeV in Abbildung 1.1 beginnend bis in den Bereich der Neutronensterne bei geringen Temperaturen. Auch im Forschungsbereich der Astrophysik gibt es daher Studien zum Verständnis des QGP. Das **Alternating Gradient Synchrotron** (AGS) des BNL sollte bereits Ergebnisse aufweisen, die sensitiv auf den Kritischen Punkt sind, der nach den Gitter-QCD-Rechnungen [4] einen Phasenübergang zweiter Ordnung darstellt. Bisher zeigten sich weder bei den vergangenen Messungen am BNL noch in den Daten anderer Experimente, die nahe des Punktes gemessen haben, eindeutige Anzeichen eines solchen Phasenübergangs. Die Existenz des Bereichs der Farbsupraleitung (Superconductivity) steht derzeit noch unter Diskussion. Zwar existieren bezüglich der Lage des Kritischen Punktes und des Verlaufs des Phasenübergangs je nach Modellrechnung sehr verschiedene Ergebnisse, weshalb das Phasendiagramm in Abbildung 1.1 auch nur als schematische Darstellung betrachtet werden darf. Die Vorstellung einer Existenz beider Übergänge jedoch ist überwiegend anerkannt und Gegenstand brisanter Forschungsbemühungen.

Für den Nachweis der beiden Phasenübergänge von hadronischer Materie zum QGP bzw. für die experimentelle Bestimmung ihrer Lage im Phasendiagramm werden auf diese sensitive aussagekräftige Observablen und Signaturen benötigt. Um zu entsprechenden Formulierungen zu gelangen, ist das Verständnis der Abläufe während einer Kern-Kern-Reaktion essentiell. In den nun anschließenden Abschnitten werden zwei mögliche Kollisionsszenarien sowie einige Observable und Signaturen des QGP vorgestellt. Dabei wird auf eine detaillierte Abhandlung der für die vorliegenden Arbeit nicht relevanten Begriffe verzichtet.

### 1.3 KOLLISIONSSZENARIOEN UND SYSTEMEVOLUTION

Zur Beschreibung des Reaktionsverlaufs in Schwerionenkollisionen werden häufig die Szenarien der beiden Autoren Bjorken und Landau zitiert. Ihre idealisierten, auf zwei extreme Situationen bezogenen Bilder reichen zwar nicht zur vollständigen Beschreibung der Prozesse aus, tragen jedoch zu einem anschaulichen Verständnis der Vorgänge bei, welches oft als phänomenologischer Ansatz für komplexere Theorien verwendet wird:

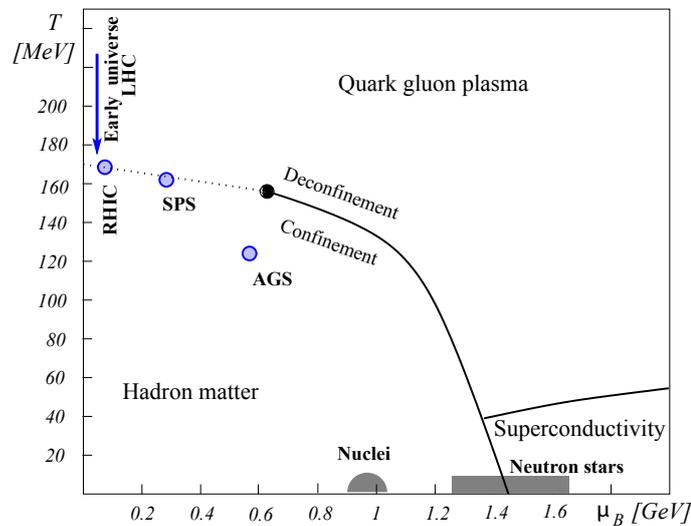
- **Landau-Bild**

Im sogenannten Landau-Bild kommt es im Überlappbereich der kollidierenden Kerne zu einem vollständigen Abstoppen<sup>2</sup> der aufeinander prallenden Nukleonen (Partizipanten). Die gesamte Energie dieser baryondominierten Region steht somit zur Teilchenerzeugung im Midrapiditätsbereich ( $z \approx 0$  in Abbildung

---

1 Begriff aus der Thermodynamik: Kennzeichen des kritischen Punktes eines Stoffes sind eine kritische (krit.) Temperatur, ein krit. Druck und ein krit. Dichte. Die Unterschiede zwischen zwei Aggregatzuständen verschwinden, es kommt zu einer Koexistenz beider Phasen.

2 Auch Baryon-Stopping genannt.



**Abbildung 1.1:** Eine Version der Darstellung des Phasendiagramms der stark wechselwirkenden Materie [6]. Die Temperatur  $T$  ist gegen das baryochemische Potential  $\mu_B$  aufgetragen. Der markierte Punkt bei  $(0,6 \text{ GeV}/160 \text{ MeV})$  gibt die Lage des Kritischen Punktes an. Die offenen Symbole stehen für den ungefähren chemischen Ausfrierbereich, der mit den verschiedenen Beschleunigern erreichbar ist (siehe Text). Die Phasenübergänge sind durch die durchgezogenen Linien angedeutet. Die gestrichelte Linie gibt die Fortsetzung des Phasenübergangs im Mischzustandsbereich von hadronischer Materie und dem QGP an.

1.5, siehe auch Anhang A) zur Verfügung. Die entsprechenden Teilchenmultiplizitäten weisen nach Landaus Berechnungen in diesem Fall eine gaußförmige Distribution in Abhängigkeit von der Rapidität auf.

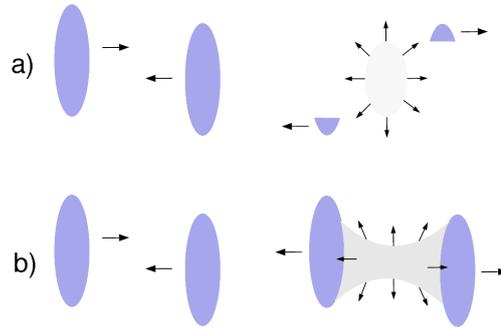
Eine schematische Darstellung des Szenarios ist in Abbildung 1.2a) zu sehen. Die nicht reagierenden Kernfragmente, auch Spektatoren genannt, fliegen weiter in ihrer anfänglichen Bewegungsrichtung und hinterlassen eine expandierende, teilchenemittierende Quelle.

Zur Berechnung der Zustandsgleichungen kann unter Annahme der vollständigen Thermalisierung der Formalismus der klassischen, relativistischen Hydrodynamik eines idealen Gases angewendet werden. Anfangs wird von einer ausschließlich longitudinalen Expansion ausgegangen, die bei vergleichbaren Ausdehnungen in  $z$  und in der transversalen Ebene zu einer  $(2+1)$ -dimensionalen Expansion übergeht. Hinzu kommt die Voraussetzung, dass die Entropie im gesamten System in jeder Zone während der Expansion unverändert bleibt. Mit Hilfe dieser Annahmen lassen sich Kollisionen bis zu Strahlenergien von etwa  $15A \text{ GeV}^1$  relativ gut beschreiben, da hier von einem hohen Baryon-Stopping ausgegangen werden kann.

- **Bjorken-Bild**

In höheren Bereichen der Strahlenergie werden die nun stark lorentzkontrahierten Kerne in einer Kollision stets transparenter. Die Nukleonen verlieren

1 Spezielle Einheit der Strahlenergie: Energie pro Nucleon des Kerns  $A$ , siehe Anhang A.



**Abbildung 1.2:** Skizze des Landau- (a) und Bjorken-Szenarios (b).

entsprechend weniger Energie bei  $z \approx 0$  und fliegen in ihrer ursprünglichen Flugrichtung verlangsamt weiter. Nach Bjorken [7] bildet sich in der Reaktionszone infolgedessen ein hochangeregtes, longitudinal expandierendes Farbfeld zwischen den auseinanderfliegenden Kernen aus, wie es in Abbildung 1.2b) schematisch dargestellt ist. Im Vergleich zum Landau-Bild ändert sich dadurch nicht nur das longitudinale Expansionsverhalten bzw. die raum-zeitliche Systementwicklung, sondern auch die Teilchenproduktion auf Grund der abnehmenden Nettobaryondichte ( $\mu_B \approx 0$ ) im Midrapiditätsbereich: In der Teilchenproduktion, die als Multiplizität jeder Teilchensorte in Abhängigkeit von der Rapidität gemessen wird, macht sich das teilchenemittierende Feld zwischen den Kernen als Plateau in einem großen Bereich um die Midrapiditätsregion bemerkbar. Dementsprechend sind die Rapiditätsdichten  $dN/dy$  der Teilchen in diesem Bereich unabhängig von der Rapidität selbst.

Aus den genannten Überlegungen interpretierte Bjorken, dass es sich um eine sogenannte *boost-invariante* Expansion handelt, woraus er die (1+1)d-Hydrodynamik, die Hydrodynamik in der  $z$ - und  $t$ -Dimension, zur Beschreibung der eindimensional expandierenden Quelle entwickelte:

Boost-Invarianz bedeutet, dass jeder Beobachter, der sich auf der Rapiditätsachse im Bereich des Plateaus befindet, im mitbewegten Lorentzsystem jedes Quellelements eine unendlich ausgedehnte expandierende Quelle wahrnimmt. Das raumzeitliche Verhalten ist demnach überall gleich, da eine Symmetrie der Raumzeitentwicklung der Quelle gegenüber longitudinalen Lorentztransformationen gegeben ist. Für jedes Quellelement gilt daher

$$v_1 = \frac{z}{t}. \quad (1.4)$$

Das heißt, dass die longitudinale Geschwindigkeitskomponente  $v_1$  durch den Ort des Elements und durch die verstrichene Zeit seit Beginn der Expansion charakterisiert ist. Die transversale Expansion hingegen wird vernachlässigt, da durch die wesentlich größeren transversalen Abmessungen der Quelle zu Beginn der Reaktion der hohe Druckgradient in longitudinaler Richtung die longitudinale Expansion antreibt. Der Effekt des entsprechenden Geschwindigkeitsgradienten beim Ausfrieren, dem Zeitpunkt der letzten Wechselwirkungen

der emittierten Teilchen,

$$\frac{dv_{\parallel}}{dz} = \frac{1}{\tau_f}, \quad (1.5)$$

mit der Ausfrierzeit  $\tau_f$  des Elements<sup>1</sup>, kann allerdings durch die thermische Bewegung

$$\bar{v}_{\text{therm}} = \sqrt{\frac{T}{m}}, \quad (1.6)$$

mit  $m = \sqrt{m_0^2 + p_{\text{therm}}^2}$ , kompensiert werden. Folglich kann die Temperaturverteilung die Korrelation von Ort und Zeit auflösen. Unter der Annahme, dass im lokalen Ruhesystem des Quellelements  $p_{\parallel} \approx 0$  ist, ist es jedoch möglich,  $p_{\text{therm}} = p_{\perp}$  zu setzen, wodurch sich nun mit  $m = \sqrt{m_0^2 + p_{\perp}^2} = m_{\perp}$  nach Makhlin und Sinyukov [8]

$$dz = \tau_f \cdot \sqrt{\frac{T}{m_{\perp}}} = \tau_f \cdot \bar{v}_{\text{therm}} = \tau_f \cdot \Delta v_z \quad (1.7)$$

ergibt. Die Strecke  $dz$  ist die Länge, über welche die kollektive Geschwindigkeitsänderung  $\Delta v_z$  der thermischen Geschwindigkeit  $v_{\text{therm}}$  entspricht. Die mittlere Ausfrierzeit des Systems kann durch Messung der von Sinyukov in [8] als *Homogenitätslänge* bezeichneten Strecke  $dz$  zugänglich gemacht werden. Der Begriff Homogenitätslänge wird im folgenden Kapitel über *Bose-Einstein-Korrelationen* im Rahmen der Ausdehnungsbetrachtungen der Teilchenquelle näher erläutert werden. Es soll hier an dieser Stelle noch erwähnt sein, dass es sich bei diesen Längen nicht um geometrische Abmessungen der Quelle, sondern, wie aus den obigen Kalkulationen ersichtlich, es sich um die Ausdehnung von Quellelementen mit der Eigengeschwindigkeit  $v_{\parallel}$  handelt. Demnach werden durch die Homogenitätslängen Geschwindigkeitsfelder beschrieben, deren gemessene Ausdehnung von der transversalen Masse der betrachteten Teilchen abhängt. Die Teilchenmasse fungiert sozusagen als Wellenlängenfilter bei der „Betrachtung“ der Quelle durch Teilchendetektion.

Ein Blick in die Daten für verschiedene Kollisionsenergien zeigt, dass das Bjorken-Szenario nur bedingt der Realität entspricht: Von dem Experiment Brahms am RHIC wurde in Au+Au-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$  MeV die in Abbildung 1.3 gezeigte Rapiditätsverteilung von Pionen gemessen. Die gaußförmige Verteilung lässt eher auf ein Szenario nach Landau schließen als auf eine Bjorken'sche boost-invariante Quelle. Jedoch ist auch keine ideale Gaußkurve zur Anpassung möglich, wodurch nicht von einem vollständigen Baryonstopping des Landau-Bildes ausgegangen werden kann [9]. Auch bei niedrigeren Energien, wie z.B. am SPS, ist keine eindeutige Zuordnung der Reaktion zu einem der beiden Szenarien möglich [10].

In Abbildung 1.4 ist die Rapiditätsverteilung der Nettoprotonen für Energien von AGS bis RHIC aufgetragen. Die Daten sind in den Fragmentationsregionen, die weit vom Midrapiditätsbereich entfernt sind ( $y \simeq 3 - 4$ ), wegen der relativ hohen Nettobaryondichte mit dem Bjorkenbild konsistent. Allerdings ist auch

<sup>1</sup> Die Eigenzeit des Quellelementes ist definiert durch:  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ , siehe auch Anhang A.

erkennbar, dass eine signifikante Anzahl von Baryonen in die Region um  $y = 0$  transportiert wird, sodass die Annahme der baryonenfreien Zone nicht gelten kann [11].

Das Landau- wie auch das Bjorkenbild sind als zwei extreme Ausprägungen der Systementwicklung zu sehen, deren Gültigkeit in der Realität - insbesondere auf Grund der tatsächlichen 3-dimensionalen Expansion des Systems - durch weitere Untersuchungen wie z.B. der Bose-Einstein-Korrelationen erforscht werden kann.

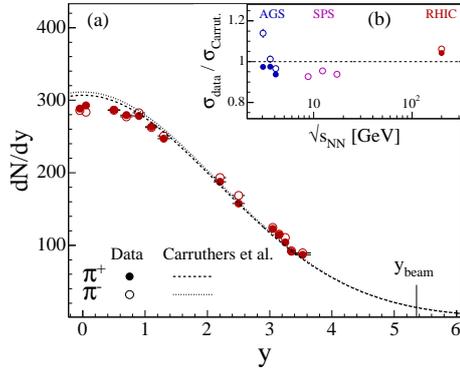
In den beiden oben erwähnten Szenarien wird von einem sich sehr schnell einstellenden thermischen Gleichgewicht des Systems sowie von einer anschließenden isentropischen Expansion, die von hydrodynamischen Gesetzen bestimmt wird, ausgegangen. Die folgenden Betrachtungen möglicher Systemevolutionen sind somit unabhängig von der Wahl des Kollisionsszenarios.

Zwei unterschiedliche raum-zeitliche Verläufe einer Schwerionenkollision sind in Abbildung 1.5 skizziert, wobei die Szenarien mit und ohne Ausbildung eines QGP einander gegenübergestellt sind. Der Verlauf wird in verschiedene Entwicklungsphasen der Materie eingeteilt: Es wird angenommen, dass das System unmittelbar nach der Kollision thermalisiert (Vorgleichgewichtsphase). Ohne Formation eines QGP kühlt sich das System durch die Expansion rasch ab. Bei der Temperatur  $T_{\text{ch}}$  vollzieht sich das chemische Ausfrieren (Freeze-Out), die Teilchenkomposition der Hadronen durch neue Quarkkombinationen ist ab diesem Zeitpunkt festgelegt. Die nun anschließende Phase wird wegen der fehlenden hadronischen bzw. wegen der rein elastischen Wechselwirkungen als Hadron-Gas bezeichnet. Es folgt mit zunehmender Expansion ein kinematisches bzw. thermisches Ausfrieren bei der niedrigeren Temperatur  $T_f$ , d.h. es finden auch keine elastischen Stöße mehr statt, die Impulsverteilungen sind festgelegt. Der beschriebene Ablauf ändert sich in der Entwicklung, falls ein QGP nach der Vorgleichgewichtsphase ausgebildet wird. Erst nach Erreichen der kritischen Temperatur  $T_c$ , die, wie in Abbildung 1.1 dargestellt, abhängig von der Baryonendichte in der Reaktion ist, und dem Durchlaufen einer Mischphase, kommt es zum chemischen Freeze-Out. Dieser findet wesentlich später als im gegenübergestellten Szenario statt. Obwohl die nachfolgende Phase des Hadron-Gases etwas kürzer ausfällt, wird der gesamte Ablauf unter der Ausbildung eines QGP insgesamt mit einer längeren Prozessdauer in Verbindung gebracht. Aus der Messung der Lebenszeit bzw. der verschiedenen Ausfrierzeiten der Quelle sollten sich daher Observablen für die Ausbildung eines QGP ergeben. Im folgenden Abschnitt werden diesbezüglich weitere Observablen und Signaturen vorgestellt.

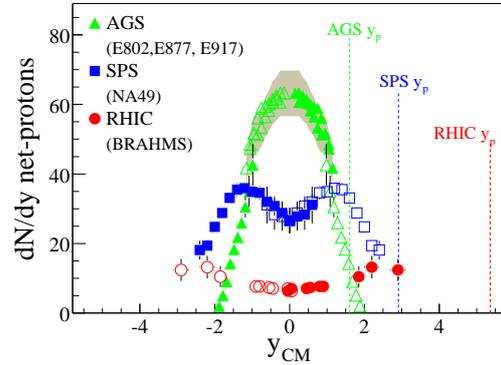
## 1.4 OBSERVABLEN UND SIGNATUREN DES QGP

Eine eindeutige Messung des freien Materiezustandes anhand bestimmter Observablen könnte Aufschluss über zusätzliche Formungsbedingungen liefern oder klären, ob die Überschreitung einer kritischen Energiedichte zur Erzeugung des QGP ausreicht. Bei der Definition von Observablen und Signaturen, die entsprechend sensitiv auf diesen Zustand sind, wird zwischen zwei Gruppen unterschieden:

1. *die Modifizierung von spezifischen Teilcheneigenschaften durch ihre Wechselwirkung mit dem QGP,*



**Abbildung 1.3:** Vergleich der Rapidityverteilung von Pionen und eine Vorhersage im Landau-Bild bei  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV (a). Das Verhältnis der Breiten  $\sigma_{\text{data}}/\sigma_{\text{Carruth}}$  ist als Funktion von  $\sqrt{s_{NN}}$  in (b) gezeigt. *Carruth* steht für Carruthers et al., die ein vereinfachtes Landau-Modell zur Beschreibung der Teilchenspektren konstruiert haben [9].

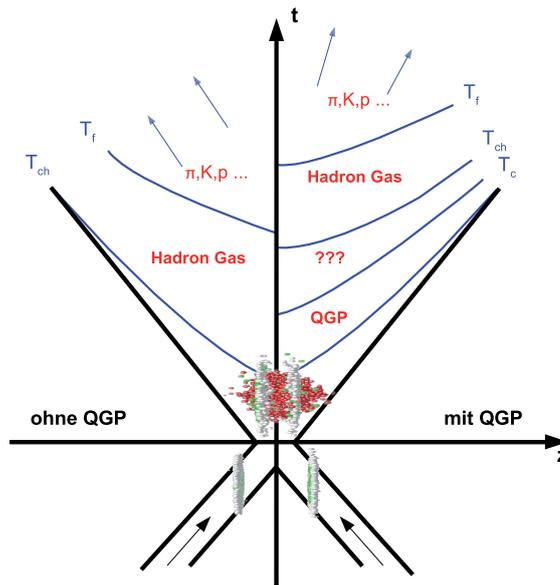


**Abbildung 1.4:** Rapidityverteilung der Nettoprotonen für AGS- (Au+Au bei  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  GeV), SPS- (Pb+Pb bei  $\sqrt{s_{NN}} = 17$  GeV) und für RHIC-Daten (Au+Au  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV). Alle Daten sind aus zentralen Kollisionen (0-5%) extrahiert worden. Bei RHIC wurden die vollen Punkte gemessen, die offenen Symbole sind aus Symmetriegründen gespiegelt aufgetragen, während für die AGS- und SPS-Daten die umgekehrte Darstellung gewählt wurde [11].

2. die auf den QGP-Zustand sensitiven Eigenschaften des Vielteilchensystems aus den emittierten Teilchen, sogenannte globale Eigenschaften des teilchenemittierenden Feuerballs.

Die erste Kategorie von Observablen fasst die Modifizierung der Massen von Resonanzen bzw. Vektormesonen sowie die Änderung der Teilchenproduktionswahrscheinlichkeiten von Hadronen aus schwereren Quarksorten durch die Modifikation von Partoneigenschaften auf Grund ihrer Interaktion mit anderen Partonen des Mediums zusammen. Messgrößen hierfür sind Invariante-Massenspektren von Dileptonen (z.B.  $e^+e^-$ ), die Produktionshäufigkeit von Mesonen aus schweren Quarks gleicher Sorte (Quarkonia, z.B.  $J/\psi$ ), von direkten Photonen sowie von Teilchen mit hohem transversalen Impuls (Jets). Letztere sind in der Regel aus der Fragmentation von Quarks mit einem hohen Transversalimpulsanteil, die das Medium schnell durchqueren bevor es vollständig ausfriert, hervorgegangen. Generell werden Teilchen mit hohem  $Q^2$  als *Hard Probes*, harte Proben bezeichnet. Die elektromagnetischen Proben, wie Photonen und Dileptonen, werden auch unter dem Begriff *Penetrating Probes*, durchgehende Proben, zusammengefasst. Sie sind zu Beginn der Kollision erzeugte Sonden, die wegen ihrer ausschließlich elektromagnetischen Wechselwirkung mit dem Medium vor dem Zeitpunkt des letzten Ausfrierens Informationen aus bestimmten Stadien der Systemevolution bzw. des Plasmazustandes transportieren.

Zu der zweiten Gruppe von Observablen zählen das Verhalten von thermodynamischen Variablen, wie die Energiedichte und die Entropie, die Fluktuationen von Teilchenzahlen und Ladungsverhältnissen sowie das räumliche Expansionsverhalten und die Lebens- bzw. Ausfrierzeit der Quelle. Die entsprechend Messgrößen sind Teilchenspektren in Abhängigkeit von der Rapidity und des Transversalimpulses



**Abbildung 1.5:** Evolution einer Schwerionenkollision in Raumzeitkoordinaten, links ohne und rechts mit Ausbildung einer Quark-Gluon-Plasma-Phase.

(siehe Abschnitt 2.4), Teilchenmultiplizitäten, der elliptische Fluss als Maß für den Druck während der Systemevolution und *Teilchenkorrelationen*, unter anderem *Bose-Einstein-Korrelationen*. Als Signatur für die Ausbildung des QGP-Zustandes wird neben der Überschreitung der kritischen Energiedichte eine Diskontinuität in den Anregungsfunktionen der genannten globalen Observablen erwartet.

Das raum-zeitliche Verhalten des Systems, worunter auch die Kollektivität der Expansion fällt, lässt sich mit Hilfe der Bose-Einstein-Interferometrie (HBT-Interferometrie) untersuchen. Die damit verbundenen Messungen sind neben den im vorherigen Abschnitt bereits erwähnten Geschwindigkeitsfeldern auch sensitiv auf die Zustandsgleichung bzw. die Thermalisierung des Systems.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden folgende raum-zeitlichen Observablen der Qu addedynamik untersucht, die über die Analyse von Bose-Einstein-Korrelationen zugänglich sind:

- die *Ausfrierzeit* zum Zeitpunkt des kinetischen Ausfrierens,
- die *geometrischen Radien* und *Homogenitätslängen*, durch welche
- das *Ausfriervolumen* und die *mittlere freie Weglänge* von Teilchen berechnet werden können.

Das anschließende Kapitel 2 widmet sich ausführlich der Erläuterung und Herleitung dieser Observablen zum Studium der Materie unter extremen Bedingungen. Zuvor folgt nun eine kurze Vorstellung des Forschungsprogramms des CERES-Experimentes, dessen Messungen Grundlage der hier durchgeführten Analysearbeit sind. Zudem wird in einer kurzen Darstellung über den aktuellen Forschungsstand bezüglich der HBT-Interferometrie bei SPS-Energien berichtet.

## 1.5 DER STATUS QUO DER HBT-INTERFEROMETRIE BEI CERN SPS-STRAHLENERGIEN

Das **Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN)** bei Genf ist das zur Zeit größte Hochenergiephysik-Labor zur Erzeugung von „Urknallmaterie“. Seit 1957 werden dort Experimente zum Studium von Kernmaterie durchgeführt.

Standen bisher die Ergebnisse der SPS-Experimente im Fokus der am CERN studierten Schwerionenphysik, liegt die Aufmerksamkeit nun auf dem LHC-Experiment **ALICE, A Large Ion Collider Experiment**, das die Kernmaterie unter noch extremeren Bedingungen bei Schwerpunktsenergien von bis zu  $\sqrt{s} = 14$  TeV untersuchen wird. Zum Verständnis der Systementwicklung in Abhängigkeit von der Kollisionsenergie sind die Experimente bzw. die Ergebnisse bei niedrigeren Energien nach wie vor von sehr wichtiger Bedeutung. Daher wird es am SPS auch in Zukunft weitere Forschungsbemühungen geben. Zusätzlich wird der SPS-Beschleuniger in der kommenden Ära des LHC diesem als Beschleunigungsvorstufe dienen (siehe Abbildung 1.7).

Das CERES-Experiment, **CERENKOV-RING-ELEKTRON-SPECTROMETER**, war von 1994 bis 2000 eines der zahlreichen *Fixed-Target*<sup>1</sup>-Experimente zur Untersuchung von Schwerionenreaktionen am SPS in der so genannten **North-Area (NA)** des CERN-Geländes (siehe Abbildung 1.7). Ursprünglich stand bei der Konzeption des CERES-Detektors die Dielektronen-Physik - die Messung der invarianten Masse von  $e^+e^-$ -Paaren aus leptonischen Zerfällen - im Vordergrund [12]. Das auch als NA45 bezeichnete Experiment hatte die Möglichkeit, Elektronen von geladenen Pionen<sup>2</sup> zu unterscheiden und somit den kombinatorischen Untergrund relativ zu halten. Ab dem Jahr 1999 wurde das Spektrometer um eine Spurendriftkammer (siehe Kapitel 3.2) zur Verbesserung der Impulsauflösung erweitert. Infolgedessen wurde auch das Physikprogramm um die nun mögliche systematische Untersuchung von Hadronen ergänzt. Die Messung von Hadronen ist Grundlage der Bose-Einstein-Interferometrie, die in den meisten Fällen anhand von Impulsmessungen geladener Pionen durchgeführt wird.

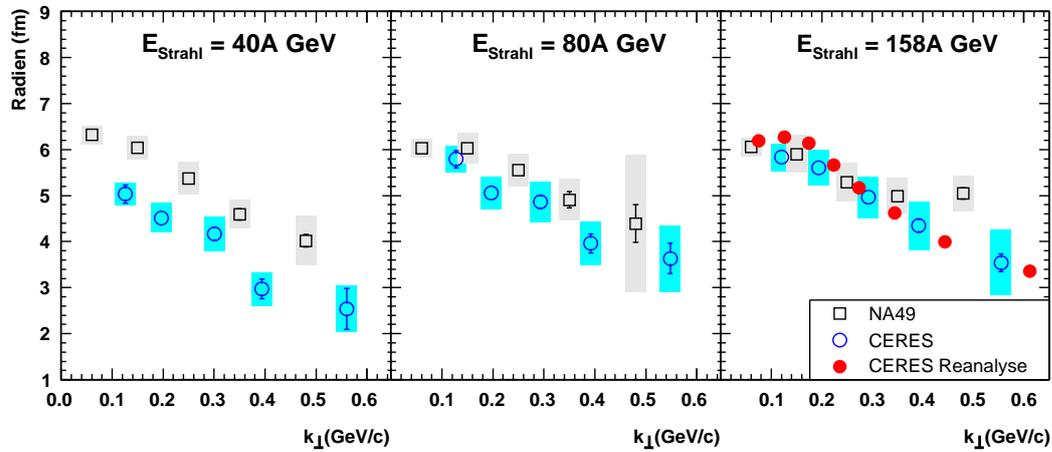
Im Bereich der SPS-Strahlenergien gibt es hauptsächlich zwei Experimente, die Kollisionen von Blei-Ionen mit einem Target bei gleichen Strahlenergien unter dem Aspekt der Teilchenkorrelationen untersucht haben: das CERES-Experiment und das Experiment NA49. Der Unterschied beider Kollisionssysteme besteht in der Wahl des Targets, das bei CERES aus Gold und bei NA49 aus Blei bestand. Auf Grund der annähernd gleichen Nukleonenzahlen sind die Stoßexperimente beider Kollaborationen vergleichbar.

In Abbildung 1.6 sind ausgewählte Ergebnisse beider Experimente aus der Untersuchung von Bose-Einstein-Korrelationen für die Strahlenergien von 40, 80 und 158A GeV gezeigt<sup>3</sup>. Erkennbar sind signifikante Diskrepanzen in den Messungen der beiden Experimente für die Strahlenergien von 40A GeV und 80A GeV sowie leichte Unterschiede bei 158A GeV. Ebenso sind große systematische Unsicherheiten für alle drei Strahlenergien vorhanden. In einer erneuten Analyse der CERES-Daten für

1 Der Teilchenstrahl des Beschleunigers trifft auf ein fest installiertes Ziel (Target), in der Regel eine dünne Folie des zu untersuchenden Stoffes, wie z.B. Blei (Pb).

2 Pionen gehören zu der Teilchengruppe der Mesonen.

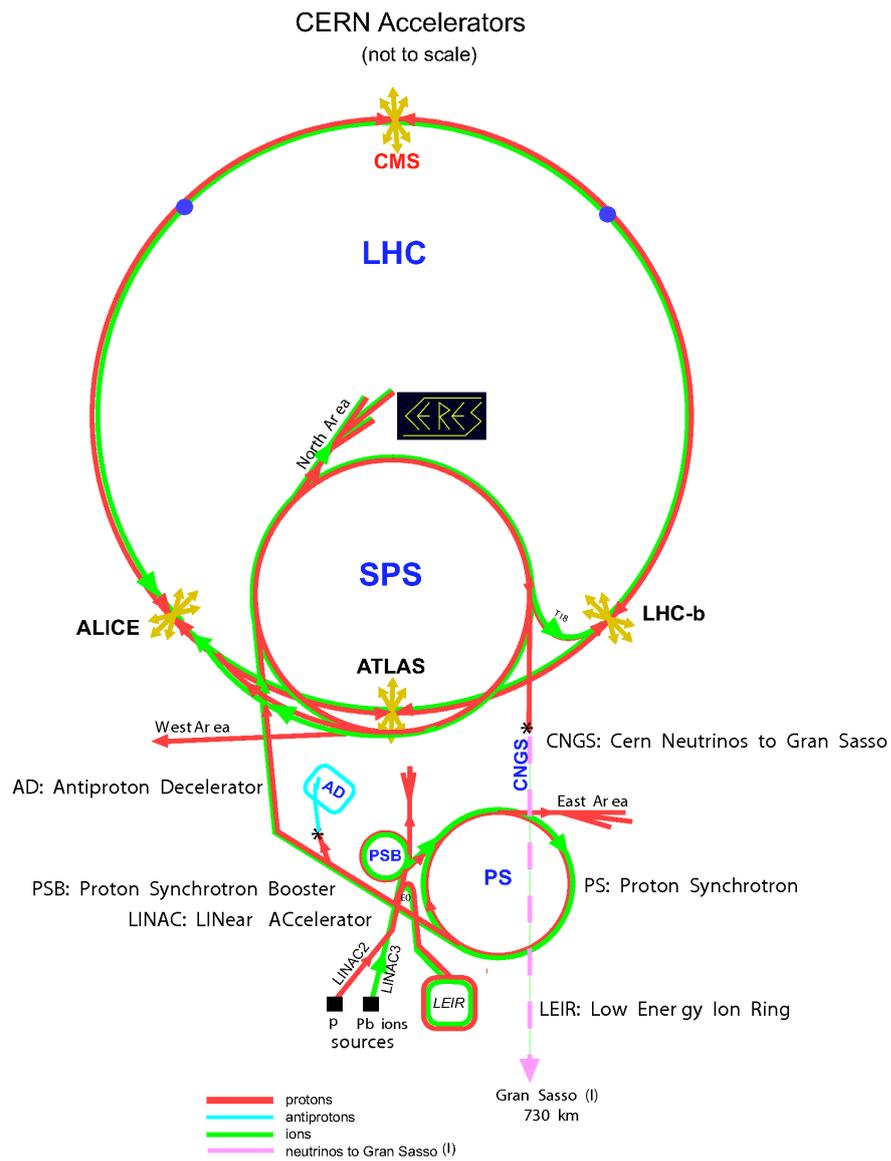
3 Die dargestellten Größen werden im anschließenden Kapitel ausführlich erläutert.



**Abbildung 1.6:** Vergleich der Messungen von Parametern aus der HBT-Analyse des CERES- (offene Dreiecke) und NA49-Experimentes [13] (gefüllte Quadrate) für drei Strahlenergien des SPS. Die CERES-Daten für die Strahlenergie von 158A GeV wurden einer Reanalyse unterzogen [2] (gefüllte rote Dreiecke).

158A GeV Strahlenergie konnte unter Verwendung einer verbesserten Kalibrierungsprozedur eine deutliche Verringerung der systematischen Fehler erreicht werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die Messungen bei einer Strahlenergie von 80A GeV aus diesem Grund ebenfalls einer erneuten Analyse unterzogen.

Nach einer Einführung in die Theorie der Bose-Einstein-Korrelationen im nun anschließenden Kapitel wird das CERES-Experiment im darauf folgenden Kapitel 3 detailliert vorgestellt.



**Abbildung 1.7:** Skizze des Beschleuniger-Komplexes am CERN [14]. Die North-Area befindet sich in der Mitte des LHC-Beschleuniger-Rings, an dem die vier großen Experimente ALICE, CMS, LHC-b und ATLAS forschen werden. Der Standort des CERES-Experimentes ist durch das CERES-Logo angedeutet.



# KAPITEL 2

---

## BOSE-EINSTEIN-KORRELATIONEN

---

Der Begriff *Bose-Einstein-Korrelationen* bezieht sich auf Korrelationen<sup>1</sup> zwischen Teilchen mit bosonischem Charakter: Als *Bosonen* werden Teilchen mit ganzzahligem Spin bezeichnet, da sie durch die Bose-Einstein-Statistik beschrieben werden. Teilchen mit halbzahligem Spin unterliegen der Fermi-Dirac-Statistik und werden dementsprechend Fermionen genannt. Im Folgenden wird auf die Behandlung der fermionischen Eigenschaften von Teilchen weitestgehend verzichtet, da in der vorliegenden Arbeit Bosonen im Fokus der Analyse stehen. Die Ursachen von Teilchenkorrelationen werden in den nun anschließenden Abschnitten zunächst allgemein und schließlich für das Reaktionsszenario einer Kern-Kern-Kollision näher erläutert.

In der Theorie der Quantenmechanik wird ein Teilchen durch eine komplexwertige Wellenfunktion  $\Psi(r,t)$  beschrieben. Durch den komplexen Charakter der Funktion ist sie selbst keine Messgröße, lediglich das Betragsquadrat, d.h. die Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Zustandes, der durch die Wellenfunktion ausgedrückt wird, kann berechnet und gemessen werden. Interferenzen von Teilchenwellen sind daher durch Intensitätsinterferometrie<sup>2</sup> beobachtbar - im Gegensatz zu Interferenzphänomenen in der Optik, bei welcher sich Amplituden überlagern.

Auf Grund des statistischen Charakters der Aussagen über den Teilchenzustand, ist in der quantenmechanischen Beschreibung, im Gegensatz zur klassischen Formulierung der Physik, kein Determinismus im strengen Sinne vorhanden: Der Aufenthaltsort  $r$  und der Impuls  $p$  des Teilchens können gemäß des Heisenberg'schen Unschärfe-Prinzips (Gleichung (1.2)) nicht gleichzeitig scharf lokalisiert werden. Die Unsicherheiten im Ort  $\Delta r$  und Impuls  $\Delta p$  geben die jeweilige Breite der Wahrscheinlichkeitsverteilung im Phasenraum an und sind über das Planck'sche Wirkungsquantum miteinander korreliert. Wie im nachfolgenden Abschnitt noch gezeigt werden wird, gilt diese Korrelation auch auf Grund der Bose-Einstein-Statistik für die Orts- und Impulsunterschiede der Vierervektoren zweier Bosonen eines Zweiteilchenzustandes, die sich weder in ihrer Masse noch in ihrer Ladung unterscheiden.

Die Untersuchung von den daraus resultierenden Teilchenkorrelationen, die sogenannte *Teilcheninterferometrie*, findet ihre Anwendung sowohl in der Astrophysik zur Messung von Sterndurchmessern mit Hilfe von Photonenkorrelationen als auch in der Schwerionenphysik zur Untersuchung der Kollisionsdimensionen in Kern-Kern-Stößen

---

1 Korrelationen bezeichnet ganz allgemein die Wechselbeziehung oder den Zusammenhang zwischen zwei oder mehreren variablen Merkmalen.  
2 Die Intensität einer Wellenfunktion ist über ihr Betragsquadrat definiert.

über die Messung der Phasenraumverteilungen von Teilchenpaaren (siehe Kapitel 2.2). Erstmals angewendet wurde dieses Verfahren der Intensitätsinterferometrie zur Winkeldurchmesserbestimmung von Sternen 1956 durch die Physiker R. Hanbury-Brown und R.Q. Twiss. Ihre Messmethode zur Untersuchung teilchenemittierender Quellen ist als *HBT-Interferometrie* bekannt geworden.

## 2.1 GRUNDLEGENDES KONZEPT

Ausgangspunkt zur Erläuterung des grundlegenden Konzepts von Bose-Einstein-Korrelationen ist der Formalismus der Teilchenstatistik. Gemäß dem Spin-Statistik-Theorem unterliegt die entsprechende Wellenfunktion eines bosonischen Zweiteilchenzustandes dem Symmetrisierungsprinzip, ein fermionischer Zustand dagegen dem Antisymmetrisierungsprinzip. Die Schrödingergleichung liefert allgemein als Lösung für einen Zweiteilchenzustand ein Produkt aus den Einteilchenzuständen:

$$\Psi_{1,2}(r_1, r_2) = \Psi_1(r_1)\Psi_2(r_2). \quad (2.1)$$

Prinzipiell lassen sich zwei identische Teilchen, d.h. Teilchen gleicher Masse, Ladung und Spin, nicht unterscheiden, weshalb bei einem quantenmechanischen Zweiteilchenzustand nicht eindeutig geklärt werden kann, welches Teilchen  $j$  sich in welchem Zustand  $\Psi_j$  befindet. Unter Vertauschung der Indizes muss somit das Betragsquadrat des Zweiteilchenzustandes  $\Psi_{1,2}$  unverändert bleiben. Zur Konstruktion einer vollständigen Beschreibung des Zweiteilchenzustandes führt eine Linearkombination der Produkte:

$$\Psi_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_1(r_1)\Psi_2(r_2) + \Psi_1(r_2)\Psi_2(r_1)) = \Psi_{2,1} \quad \text{für Bosonen} \quad (2.2)$$

$$\Psi_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_1(r_1)\Psi_2(r_2) - \Psi_1(r_2)\Psi_2(r_1)) = -\Psi_{2,1} \quad \text{für Fermionen.} \quad (2.3)$$

Hieraus ist ersichtlich, dass sich zwei identische Bosonen im selben quantenmechanischen Zustand befinden dürfen, zwei identische Fermionen hingegen sich in mindestens einer Eigenschaft unterscheiden müssen, da sonst ihre Wellenfunktion verschwindet, was auf Grund der Energieerhaltung unmöglich ist (siehe Pauli-Prinzip).

Aufbauend auf diesem Hintergrund soll nun eine bosonenemittierende Quelle betrachtet werden: Werden zwei identische Bosonen in einem geringen Abstand  $\Delta r$  voneinander, d.h. in der Größenordnung, die durch die Kohärenzbedingung  $\Delta p \cdot \Delta r \simeq \hbar$  gegeben ist mit  $\Delta p = |p_1 - p_2|$ , produziert, so kann der entsprechende Zweiteilchenzustand wegen der dadurch vorhandenen Ununterscheidbarkeit<sup>1</sup> wie in Gleichung (2.2) beschrieben werden. Als Funktion von Entstehungsort  $r$  und Registrierungsort  $x$  (siehe Abbildung 2.1) lässt sich nun der Zweiteilchenzustand für zwei ebene Wellen formulieren:

$$\Psi_{1,2}(x_1, x_2, r_1, r_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ e^{\frac{i}{\hbar}(x_1-r_1)p_1} e^{\frac{i}{\hbar}(x_2-r_2)p_2} + e^{\frac{i}{\hbar}(x_1-r_2)p_1} e^{\frac{i}{\hbar}(x_2-r_1)p_2} \right]. \quad (2.4)$$

<sup>1</sup> Mit der DeBroglie-Wellenlänge  $\lambda_B = h/p$  entsprechen Teilchenwellenlängen durch  $\Delta r \simeq \hbar/\Delta p$  der Systemgröße, infolgedessen eine Interferenz der Teilchenwellen stattfinden kann.

Mit den Ersetzungen von  $\Delta p = p_1 - p_2$  und  $\Delta r = r_1 - r_2$  ergibt sich für den Erwartungswert von  $\Psi_{1,2}$ :

$$|\Psi_{1,2}|^2 = |\Psi_{2,1}|^2 = \Psi_{1,2}\Psi_{1,2}^* = 1 + \cos\left(\frac{\Delta p \cdot \Delta r}{\hbar}\right). \quad (2.5)$$

Ein verschwindend kleines Argument im Kosinus, d.h. ein kleiner Abstand der beiden Teilchen im Phasenraum, lässt den Erwartungswert mit  $|\Psi_{1,2}|^2 = 2$  maximal werden<sup>1</sup>. Bezogen auf die teilchenemittierende Quelle bedeutet dieses Resultat, dass bei einem verschwindenden Impulsunterschied die zweifache Nachweiswahrscheinlichkeit bei gleichzeitiger Registrierung beider Teilchen in  $x_1$  und  $x_2$  gegeben ist. Erreicht ihr Phasenraumvolumen das quantenmechanische Limit des Kohärenzvolumens, so liefert der Kosinus keinen Beitrag - die Teilchen sind nicht korreliert, der Zweiteilchenzustand entspricht der klassischen Überlagerung der normierten Einteilchenzustände. Denn außerhalb des Kohärenzvolumens ist die Ununterscheidbarkeit der Teilchen trotz identischer intrinsischer Eigenschaften nicht mehr gegeben.

Je größer die räumliche Ausdehnung der Quelle, umso kleiner müssen die Abstände im Impulsraum sein, um Korrelationen hervorzurufen. Aus diesen Überlegungen kann nun geschlossen werden, dass eine Messung der Impulsdifferenz zweier Teilchen gleichbedeutend mit der Messung der inversen Ortsdifferenz bei ihrer Emission ist. Der maximale Unterschied der Entstehungsorte kann allenfalls durch den Durchmesser der Teilchen emittierenden Quelle gegeben sein. Somit werden die räumlichen Ausdehnungen von sehr kleinen bzw. weit entfernten Quellen durch die Teilcheninterferometrie der Messung zugänglich gemacht.

## 2.2 ZWEI-TEILCHEN-KORRELATIONEN IN SCHWERIONENKOLLISIONEN

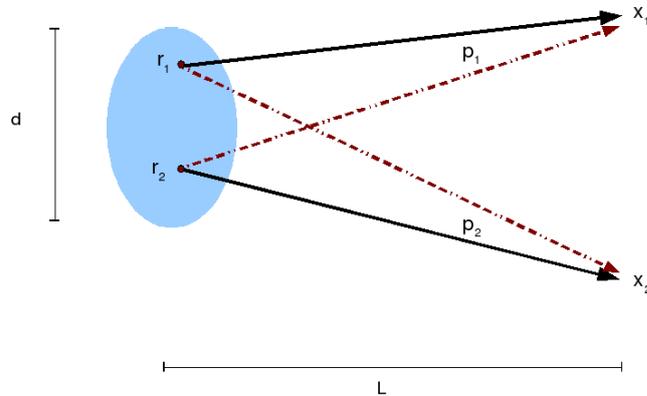
Die Physiker **G. Goldhaber**, **S. Goldhaber**, **W. Lee** und **A. Pais** (GGLP) entdeckten 1960 die Anwendungsmöglichkeit der Intensitätsinterferometrie in der Teilchenphysik [15]:

In der Reaktion

$$p + \bar{p} \rightarrow n \cdot \pi^+ + n \cdot \pi^- + X \quad (2.6)$$

mit  $n$ , der Anzahl der Pionen, traten Unterschiede in den Öffnungswinkeln zwischen jeweils zwei gleichgeladenen und zwischen zwei unterschiedlichen Pionen auf. Nachdem sie die wellenmechanische Betrachtung des Prozesses unter Beachtung des Symmetrisierungsprinzips auf Grund des bosonischen Charakters der Pionen einführten, gelang ihnen jedoch eine überzeugende Interpretation der Abweichungen. Die in Kollisionsexperimenten erzeugten Pionen haben Impulse in der Größenordnung bis einige 10 GeV/c. Umgerechnet auf die Wellenlänge mit  $\lambda_B = h/p$  liefert dies eine

<sup>1</sup> Nach Gleichung (2.5) erreicht eine maximale Korrelation den Wert von 2, den mittleren Wert von 1 bei ausbleibender Korrelation und 0 für eine Antikorrelation. Der allgemeinen Definition von Korrelation zweier Variablen entsprechend, nimmt der Korrelationskoeffizient dagegen die Werte 1,0,-1 an. Die Erhöhung um eine Einheit ist die Folge der quantenmechanischen Beschreibung: Der unkorrelierte Zweiteilchenzustand ist wegen der Erhaltung der Norm bzw. der Wahrscheinlichkeit auf 1 festgelegt.



**Abbildung 2.1:** Gleichzeitige Messung der von der Quelle emittierten Teilchen mit Impuls  $p_1$  bzw.  $p_2$  an den Orten  $x_1$  bzw.  $x_2$ . Mögliche Trajektorien sind mit den Pfeilen angedeutet. Mit  $d \ll L$  liegt eine Korrelation der Messung an  $x_1$  bzw.  $x_2$  für verschwindende Impulsdifferenzen  $\Delta p$  vor.

Längenskala von  $\lambda_B \approx 0,1-1$  fm, die den Abmessungen von Nukleonen entspricht. Eine quantenmechanische Beschreibung dieser Teilchen ist daher notwendig.

Die auf Grund des sogenannten GGLP-Effekt entdeckten Teilchenkorrelationen zwischen gleichgeladenen Pionen werden seit den 1970er Jahren durch die intensiven Studien von Kopylov, Podgoretsky, Shuryak und Cocconi auch zur Analyse der raum-zeitlichen Entwicklung von Kern-Kern-Reaktionen angewendet [16]. Die Reaktionszone, auch Feuerball genannt, dient als Teilchen emittierende Quelle, deren Ausdehnung durch Teilcheninterferometrie zugänglich gemacht werden kann. In Analogie zur Durchmesserbestimmung von Sternen wird die Untersuchung von Bose-Einstein-Korrelationen in Schwerionenreaktionen auch als *HBT-Interferometrie* bezeichnet.

Im Gegensatz zu Vermessungen von Sterngrößen befindet sich die teilchenemittierende Quelle in Kern-Kern-Stößen unter Einfluss der Expansion des Systems. Die Ausdehnung des Feuerballs während der Teilchenproduktion führt zu Modellentwicklungen, deren Ansätze häufig aus der Hydrodynamik oder Transporttheorie stammen und als Grundlage zur Beschreibung des Reaktionsverlaufs das eingangs erwähnte Bjorken-Szenario verwenden. In Kapitel 2.3.2 sowie in Kapitel 2.4.1 wird auf diese Problematik und die Integration der Expansion in den Formalismus der Teilchenkorrelation näher eingegangen. Es folgt nun die Diskussion der Korrelationsfunktion als Messgröße für Teilchenkorrelationen.

## 2.3 DIE KORRELATIONSFUNKTION

Zur Konstruktion der Korrelationsfunktion als Maß der vom relativen Paarimpuls abhängigen Teilchenkorrelation einer bosonenemittierenden Quelle ist die Kenntnis der Quellemissionsfunktion  $S(r,p)$  notwendig.

Der Zweiteilchenzustand  $\Psi_{1,2}$  beschreibt lediglich die Wahrscheinlichkeit dafür, dass zwei Teilchen mit genau der Impulsdifferenz  $\Delta \tilde{p}$  bzw. der Ortsdifferenz  $\Delta \tilde{r}$  emittiert

werden. Um alle möglichen Kombinationen der Differenzen im Phasenraum zu erfassen, muss der Zweiteilchenzustand über die Wahrscheinlichkeitsfunktion der Teilchenemission, der Emissionsdichterverteilung der Quelle, integriert werden:

$$P_{1,2}(p_1, p_2) = \int d^4 r_1 d^4 r_2 S(p_1, r_1) S(p_2, r_2) |\Psi_{1,2}|^2 \quad (2.7)$$

Dieses Integral beinhaltet durch den Zweiteilchenzustand neben dem Anteil von korrelierten Teilchen auch einen Anteil von unkorrelierten Paaren (siehe Abschnitt 2.1). Daher wird die Zweiteilchenwahrscheinlichkeitsfunktion durch die Einteilchenwahrscheinlichkeitsfunktionen

$$P_1(p) = \int d^4 r |\Psi_i|^2 S(r, p) \quad (2.8)$$

beider Teilchen dividiert, um den korrelierten Anteil hervorzuheben. Die Korrelationsfunktion ist somit definiert als [17]:

$$C_2(q) = \frac{P_2(p_1, p_2)}{P_1(p_1) P_1(p_2)}. \quad (2.9)$$

Der Quotient  $C_2(q)$  liefert den Wert 1, falls keine Korrelation vorliegt, da in diesem Fall  $P_2(p_1, p_2) = P_1(p_1) \cdot P_1(p_2)$  gilt. Dies bedeutet, dass der Zweiteilchenzustand identisch mit der (unabhängigen) Addition der Einteilchenzustände ist. Ein mögliches Szenario für einen solchen Fall, der für alle Impulse  $p_1, p_2$  gilt, ist eine vollständig kohärente Emissionsquelle, deren Emissionsfunktion eine eindeutige Phasenbeziehung zwischen Emissions- und Detektionsort herstellt. Als Folge faktorisiert der Zweiteilchenzustand und somit auch die Wahrscheinlichkeit für die Beobachtung des Zweiteilchenzustandes, wodurch die Korrelation verschwindet. Der Maximalwert der Korrelation beträgt 2, genau wie das Betragsquadrat des Zweiteilchenzustandes bei maximaler Korrelation, und den Minimalwert von -1 für eine Antikorrelation, wie es bei der Untersuchung von Fermionen der Fall ist.

Wird für die Einteilchenverteilung

$$\frac{d^3 p}{E} P_1(p) = \int S(r, p) d^4 r \quad (2.10)$$

angenommen, so lautet die Definition der Korrelationsfunktion für eine unbekannt-e Emissionsfunktion  $S(r, K)$  einer chaotischen (siehe Kapitel 2.3.1) Quelle mit  $K = \frac{1}{2}(p_1 + p_2)$  nach Anwendung des Wigner-Formalismus [18][19]:

$$C_2(q, K) \approx 1 + \frac{|\int d^4 r S(r, K) e^{iqr}|^2}{|\int d^4 r S(r, K)|^2} \quad (2.11)$$

Diese Form der Korrelationsfunktion ist Ausgangspunkt für die Einführung von komplexeren Quellapproximationen und Impulsparametrisierungen, wie sie in den Abschnitten 2.3.3ff vorgestellt werden. Es schließt sich nun eine Diskussion der grundlegenden Unterschiede in der Formulierung der Korrelationsfunktion von statischen und expandierenden Quellen an.

### 2.3.1 STATISCHE QUELLEN

Im Falle einer statischen Quelle, d.h. einer Quelle ohne innere kollektive Bewegungen, ist der Impuls der Teilchen unabhängig von ihrem Entstehungsort. Die entsprechende Emissionsdichteverteilung  $S(r,p)$  ist daher faktorisiert in einen orts- und einen impulsabhängigen Anteil:

$$S(r,p) = \rho(r) \cdot f(p) \quad (2.12)$$

woraus die Einteilchenwahrscheinlichkeitsfunktion  $P_1(p)$  mit Gleichung 2.8 folgt:

$$P_1(p) = f(p) \quad (2.13)$$

und für die Zweiteilchenwahrscheinlichkeitsverteilung:

$$\begin{aligned} P_2(p_1,p_2) &= f(p_1)f(p_2) \int d^4r_1 d^4r_2 \rho(r_1)\rho(r_2) |\Psi_{1,2}|^2 \\ &= f(p_1)f(p_2)(1 + |\tilde{\rho}(q)|^2). \end{aligned} \quad (2.14)$$

Durch Einsetzen der Wahrscheinlichkeitsfunktionen in Gleichung 2.9 erhält man:

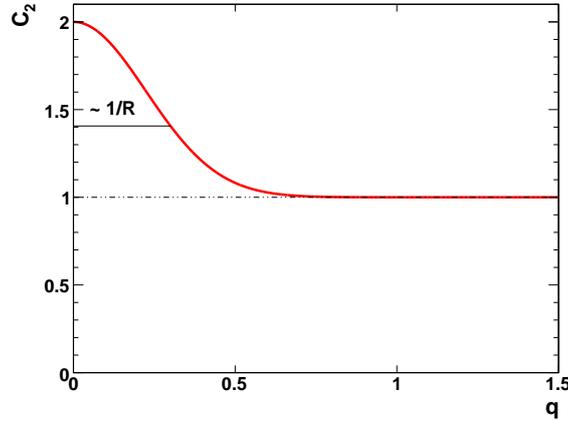
$$C_2(q) = 1 + |\tilde{\rho}(q)|^2. \quad (2.15)$$

Wie sofort erkennbar, entspricht  $|\tilde{\rho}(q)|^2$  der Fouriertransformierten der räumlichen Emissionsdichtefunktion  $\rho(\Delta r)$  - in Analogie zur Fraunhofer-Beugung in der Elektronstreuung bzw. in der Optik. Ein Beispiel für eine Quelle mit einer gaußförmigen Emissionsdichtefunktion ist in Abbildung 2.2 gezeigt.

Allerdings sind Fouriertransformierte im Allgemeinen nicht eindeutig umkehrbar, was eine direkte Bestimmung der Ausdehnung bzw. Form der Quelle aus der gemessenen Korrelationsfunktion erschwert oder sogar unmöglich macht. Zur Umgehung dieses Problems werden Annahmen über eine realistische Quellverteilung getroffen, um diese dann zur Überprüfung mit den Daten zu vergleichen.

### 2.3.2 EXPANDIERENDE QUELLEN

Expandierende Quellen hingegen sind nicht durch eine statische, faktorisierbare Emissionsfunktion beschreibbar. Es müssen zusätzliche Modellannahmen gemacht werden, die die Kollektivität der Quellelemente mit einbeziehen. Entscheidend bei expandierenden Quellen ist im Gegensatz zu statischen, dass für viele Teilchenpaare die Kohärenzbedingung  $\Delta p \Delta r \simeq \hbar/2$  nicht erfüllt ist. Durch die verschiedenen Geschwindigkeitsfelder, die von der Transversalimpulsabhängigkeit der Emissionsfunktion reflektiert werden, können selbst bei kleinen Ortsdifferenzen die Impulsunterschiede zu groß werden. Nur in den Kohärenzvolumina, d.h. in bestimmten Teilen der Quelle, wo der Expansionsgeschwindigkeitsgradient nicht zu groß ist, tritt Interferenz auf. Daher sind die gemessenen Radien als Homogenitätslängen der Geschwindigkeitsfelder zu interpretieren [20], die folglich kleiner ausfallen als die geometrischen Radien. Wie von Sinyukov in [21] gezeigt wird, hängen diese von dem kollektiven Geschwindigkeitsgradienten, der mittleren thermischen Geschwindigkeit, dem Temperaturgradienten und der transversalen Masse ab. Eine vertiefende Behandlung dieser Problematik findet sich in Kapitel 2.4.1.



**Abbildung 2.2:** Eine Beispieldarstellung der eindimensionalen Korrelationsfunktion  $C_2$  einer statischen, gaußförmigen Quelle mit gleichen Breiten in allen Raumrichtungen, als Funktion der Impulsdifferenz  $q$ . Die Funktion setzt sich aus der Fouriertransformierten der Gaußverteilung im Ort und der Konstante 1 zusammen. Deutlich erkennbar ist die Überhöhung bei kleiner werdenden Werten von  $q$ , deren Breite proportional zum inversen Radius der Quelle ist.

### 2.3.3 DIE KORRELATIONSFUNKTION FÜR EINE GAUSSFÖRMIGE QUELLE

Eine eindeutige Bestimmung der Emissionsdichtefunktion  $S(x, K)$  mit ( $r = x$ ) aus der Korrelationsfunktion ist, wie bereits in Abschnitt 2.3.1 erwähnt, nicht möglich. In den meisten Fällen wird die Approximation einer in allen Dimensionen gaußförmigen Emissionsdichtefunktion der Homogenitätsregionen gewählt [22]. Diese eignet sich nicht nur wegen der relativ guten Beschreibung der Daten als Ausgangspunkt, sondern auch auf Grund der Tatsache, dass die Fouriertransformierte einer Gaußfunktion wieder eine gaußförmige Funktion liefert.

Zur Konstruktion einer lorentz-kovarianten Korrelationsfunktion kann die quadratische Sattelpunktsapproximation [22]

$$B_{\mu\nu}(K) = -\partial_\mu \partial_\nu \ln S(x, K)|_{\bar{x}} \quad (2.16)$$

eingesetzt werden. Sie liefert für Teilchenpaare mit dem Paarimpuls  $K$  und  $\bar{x}(K) = \langle x^\mu \rangle$ , dem Ort maximaler Teilchenemission bzw. dem Erwartungswert des Emissionsortes des Paares, die Quellfunktion

$$S(x, K) \approx S(\bar{x}(K), K) \exp \left\{ -\frac{1}{2} \tilde{x}^\mu(K) B_{\mu\nu}(K) \tilde{x}^\nu(K) \right\}. \quad (2.17)$$

Die Variable  $\tilde{x}^\mu$  gibt hierbei den Abstand zum Erwartungswert  $\bar{x}^\mu$  an, der über die einfache Sattelpunktsapproximation

$$\partial_\mu \ln S(x, K)|_{\bar{x}} = 0 \quad (2.18)$$

definiert ist. Mit Hilfe des symmetrischen Krümmungstensors  $B_{\mu\nu}$  lassen sich die raumzeitlichen Varianzen in Abhängigkeit des Transversalimpulses der Quelle beschreiben,

indem der inverse Tensor gebildet wird:

$$(B_{\mu\nu})^{-1}(K) = \langle x_\mu x_\nu \rangle - \langle x_\mu \rangle \langle x_\nu \rangle \quad (2.19)$$

$$= \langle \tilde{x}_\mu \tilde{x}_\nu \rangle(K). \quad (2.20)$$

Seine Diagonalelemente können als die Quadrate der Homogenitätswerten interpretiert werden, die von Paaren mit dem Impuls  $K$  reflektiert werden. Die Quellradien, die durch Anpassung der Korrelationsfunktion an die Daten extrahiert werden, erhalten ihre Definition über diese Varianzen (siehe Gleichung (2.26)).

Aus den bisherigen Überlegungen (2.16) - (2.20) ist ersichtlich, dass eine Korrelation zwischen dem Paarimpuls  $K$  und den Homogenitätswerten folgt, wodurch die Ersetzung

$$C_2(q) \longrightarrow C_2(q, K) \quad (2.21)$$

notwendig wird. Eingesetzt in die allgemeine Definition der Korrelationsfunktion (2.11) liefert die in (2.17) angenommene Quellverteilung:

$$C_2(q, K) = 1 + \exp \{ -q^\mu q^\nu \langle \tilde{x}_\mu \tilde{x}_\nu \rangle(K) \} \quad (2.22)$$

Des Weiteren sind die Impulskomponenten  $q_\mu$  nicht unabhängig voneinander, da für Teilchen auf der Massenschale, d.h. für reelle Teilchen stets  $E^2 = m^2 + p^2$  mit  $c \equiv 1$  gilt. Die folgende Kalkulation führt zu dem daraus resultierenden *mass-shell constraint* (2.24):

$$E_1^2 - E_2^2 = (E_1 - E_2)(E_1 + E_2) = q_0 \cdot (E_1 + E_2)$$

$$E_1^2 - E_2^2 = (\vec{p}_1^2 - \vec{p}_2^2) = (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) = \vec{q} \cdot 2\vec{K}$$

$$q_0 \cdot (E_1 + E_2) = \vec{q} \cdot 2\vec{K} \quad (2.23)$$

$$\Rightarrow q_0 = \frac{2\vec{K}}{(E_1 + E_2)} \cdot \vec{q} = \vec{\beta} \cdot \vec{q} = \sum_{i=0}^3 \beta_i q_i. \quad (2.24)$$

Folglich ist ein vierdimensionaler Fit zur Bestimmung der Komponenten von  $(B_{\mu\nu})^{-1}(K)$  nicht möglich. Durch Substitution der Energie-Komponente mit Hilfe des *mass-shell constraint* kann jedoch die vom Dreierimpuls abhängige Funktion

$$C_2(\vec{q}, K) = 1 + \exp \{ -q_1^2 R_1^2(K) - q_2^2 R_2^2(K) - q_3^2 R_3^2(K) - 2q_1 q_2 R_{12}^2(K) - 2q_1 q_3 R_{13}^2(K) - 2q_2 q_3 R_{23}^2(K) \} \quad (2.25)$$

an die Daten angepasst werden mit den Ersetzungen:

$$R_{ij}^2 = \langle (x_i - \beta_i \tilde{t})(x_j - \beta_j \tilde{t}) \rangle - \langle x_i - \beta_i \tilde{t} \rangle \langle x_j - \beta_j \tilde{t} \rangle. \quad (2.26)$$

Diese Parameter werden allgemein als HBT-Radiusparameter bezeichnet. Für verschiedene Parametrisierungen des Impulses ändern sich diese Definitionen, wie im anschließenden Abschnitt gezeigt werden wird. Daher ist bei einem Datenvergleich die Angabe des verwendeten Bezugssystems von essentieller Bedeutung.

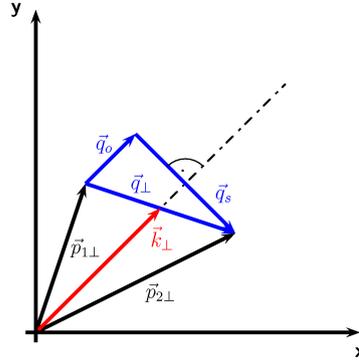
## 2.3.4 DIE BERTSCH-PRATT PARAMETRISIERUNG

Von G. Bertsch und S. Pratt wurde in den 1980er Jahren eine karthesische Parametrisierung der Korrelationsfunktion vorgeschlagen mit dem Ziel, die Symmetrie und die Ausdehnung in transversaler Richtung zur Strahlachse untersuchen zu können. Aus diesen Studien sollten sich Zeitinformationen sowie mögliche Signaturen für einen Phasenübergang zum QGP extrahieren lassen.

Pratt führte, ausgehend von der Zylindersymmetrie des Systems im Bjorken-Szenario, zunächst die Aufteilung des Paarimpulses  $K$  in einen transversalen und parallelen Anteil ein. In der Messung der Radien für verschiedene Richtungen parallel zum Paarimpuls sollte sich die Lebenszeit und die Expansionsgeschwindigkeit der Quelle ausdrücken [17]. Bertsch schlug diesbezüglich die Aufteilung der transversalen Impulsdifferenz vor und prägte die Begriffe *out* (o), *side* (s) und *long* (l) zur Parameterisierung des gesamten relativen Paarimpulses [23]. In Abbildung 2.3 ist die Zerlegung des relativen transversalen Paarimpulses  $\vec{q}_\perp = (\vec{p}_{2\perp} - \vec{p}_{1\perp})$  in *out* und *side* gezeigt. Die *out*-Komponente, die in die transversale Emissionsrichtung der Teilchen zeigt, verläuft parallel zum Transversalimpuls  $\vec{k}_\perp$  des Paares

$$\vec{k}_\perp = \frac{1}{2}(\vec{p}_{1\perp} + \vec{p}_{2\perp}), \quad (2.27)$$

die *side*-Komponente liegt entsprechend senkrecht dazu. Die Komponente *long* wird



**Abbildung 2.3:** Aufteilung des relativen transversalen Paarimpulses  $\vec{q}_\perp$  nach Bertsch.

parallel zur Strahlachse  $z$  gewählt. Hieraus ergibt sich mit Hilfe der Definition (2.25) für die zugehörige Korrelationsfunktion einer azimuthal symmetrischen Quelle folgende Beziehung:

$$C_2(\vec{q}, K) = 1 + \exp \left\{ -q_o^2 R_o^2(K) - q_s^2 R_s^2(K) - q_l^2 R_l^2(K) - 2q_o q_l R_{o,l}^2(K) \right\} \quad (2.28)$$

Die hier fehlenden Kreuzterme  $R_{o,s}$  sowie  $R_{s,l}$  entfallen auf Grund der angenommenen Azimutalsymmetrie. Somit folgt für die Paargeschwindigkeit  $\vec{\beta}$  wegen  $q_x \rightarrow q_o \parallel k_\perp$ :

$$\vec{\beta} = (\beta_\perp, 0, \beta_l) \quad (2.29)$$

Anhand der in [22] gefundenen Beziehung (2.26) läßt sich damit für die Radien im System der *osl*-Koordinaten schreiben:

$$R_o^2 = \langle (\tilde{x} - \beta_\perp \tilde{t})^2 \rangle \quad (2.30)$$

$$R_s^2 = \langle \tilde{y}^2 \rangle \quad (2.31)$$

$$R_l^2 = \langle (\tilde{z} - \beta_l \tilde{t})^2 \rangle \quad (2.32)$$

$$R_{o,l}^2 = \langle (\tilde{x} - \beta_\perp \tilde{t})(\tilde{z} - \beta_l \tilde{t}) \rangle \quad (2.33)$$

In der *long*- sowie in der *out*-Komponente sind Informationen der Emissionsdauer  $\tilde{t}$  enthalten, die *side*-Komponente gibt rein räumliche Ausdehnungseigenschaften an.

Neben der Parameterisierung ist es zusätzlich möglich, in der Untersuchung der Quelle durch die Wahl des Bezugssystems zur Berechnung der Impulsdifferenzen sensitiver auf bestimmte Effekte zu werden. Üblich ist es dabei, die Impulsdifferenzen im sogenannten *Longitudinal Comoving System* (LCMS) zu messen: Das Ruhesystem des Paares wird so gewählt, dass es sich entlang der Strahlachse bewegt und dadurch für den longitudinalen Impuls des Paares  $p_l = (p_{1l} + p_{2l}) = 0$  folgt. Auf Grund der daraus resultierenden Festlegung von  $\beta_l = 0$  vereinfachen sich die Definitionen der HBT-Parameter. Für den longitudinalen Radius ergibt sich:

$$R_l^2 = \langle \tilde{z}^2 \rangle. \quad (2.34)$$

Der Radius in *long*-Richtung beschreibt folglich nur noch die Homogenitätslänge in Strahlrichtung. Die Zeitinformation der mittleren Emissionsdauer der Quelle kann aus der quadratischen Differenz der beiden transversalen Komponenten extrahiert werden:

$$R_o^2 - R_s^2 = \beta_\perp^2 \langle \tilde{t}^2 \rangle - \beta_\perp 2 \langle \tilde{x} \tilde{t} \rangle + (\langle \tilde{x}^2 \rangle - \langle \tilde{y}^2 \rangle). \quad (2.35)$$

Wegen der angenommenen Azimutalsymmetrie gilt  $\langle \tilde{x}^2 \rangle = \langle \tilde{y}^2 \rangle$ . Unter Vernachlässigung der  $\tilde{x}\tilde{t}$ -Korrelation erhält man für die mittlere Emissionsdauer:

$$\langle \tilde{t}^2 \rangle \approx \frac{1}{\beta_\perp^2} (R_o^2 - R_s^2). \quad (2.36)$$

Für den Fall einer starken transversalen Expansion, kann trotz einer gegebenen Azimutalsymmetrie die Annahme  $\langle \tilde{x}^2 \rangle = \langle \tilde{y}^2 \rangle$  nicht mehr gelten, wodurch die Extraktion der Emissionsdauer durch die unterschiedlichen Größen der Varianzen in dieser Ebene erschwert wird. Auch die Vernachlässigung der  $\tilde{x}\tilde{t}$ -Korrelation ist nicht generell gerechtfertigt.

Für den Kreuzterm  $R_{o,l}$  folgt:

$$R_{o,l}^2 = \langle \tilde{x} \tilde{z} - \beta_\perp \tilde{t} \tilde{z} \rangle. \quad (2.37)$$

Die experimentelle Bestimmung der Teilchenkorrelationen sowie die Extraktion der hier vorgestellten HBT-Radien wird im letzten Abschnitt dieses Kapitels erläutert. Zuvor werden in dem nun folgenden Abschnitt Aussagen und Abhängigkeiten der HBT-Parameter besprochen.

## 2.4 INTERPRETATION DER HBT-PARAMETER

Neben den vorgestellten Informationen über die raum-zeitlichen Varianzen der Quelle beinhalten die HBT-Radien auf Grund ihrer Beeinflussung von thermischen und kollektiven Effekten zusätzlich Informationen über die Lebens- bzw. Ausfrierzeit, die transversale Expansionsgeschwindigkeit  $\beta_{\perp}$ , die räumlichen Ausdehnungen sowie über die Ausfrieretemperatur  $T_f$  der Quelle. Die Kenntnis dieser Größen ist zur Charakterisierung des Expansions- und Ausfrierverhaltens des Systems wichtig:

- **Die Ausfrierzeit** zum Zeitpunkt des kinetischen Ausfrierens ist, wie in Kapitel 1.3 bereits in der Beschreibung der Systemevolution erwähnt, eine brisante Observable für den Zustand des QGP: Während des Phasenübergangs erster Ordnung sowie in der anschließenden gemischten Phase ist bei der Expansion des Systems ein im Vergleich zur hadronischen Phase (für die gleiche Energiedichte) erheblich reduzierter Druck zu erwarten. Infolgedessen sollte sich auf Grund der somit länger konstant bleibenden Energiedichte, eine verlängerte Lebensdauer bzw. Ausfrierzeit der Quelle abzeichnen. Zusätzlich wird eine lange Emissionsdauer erwartet [17].

Die Messung der verschiedenen Zeiten der Evolutionsstadien könnte folglich Aufschluß über einen sogenannten *Softest Point* in der Zustandsgleichung - einen Zustand, in dem der Druck des Systems bzw. die Kompressibilität des Systems gering ist - liefern, der auf eine vorherige Ausbildung des QGP hindeuten würde.

In Kapitel 2.3.4 wurde bereits darauf hingewiesen, dass die HBT-Parameter von der Emissionsdauer beeinflusst werden. Letztere sowie die Ausfrierzeit sind über die Messung der Homogenitätswängen zugänglich (siehe Kapitel 2.4.1).

- **Das Ausfriervolumen** spielt sowohl zur Abschätzung der Energiedichte des Systems als auch zum Studium der geometrischen bzw. kollektiven Eigenschaften der Quelle eine große Rolle. Eine Messung des Ausfriervolumens in Abhängigkeit von der Kollisionsenergie könnte Aufschluss über mögliche Diskontinuitäten in der Systementwicklung bzw. in der Zustandsgleichung bei bestimmten Schwerpunktsenergien geben und so zur Feststellung einer QGP-Phase beitragen. In Abschnitt 2.4.2 wird auf diese Fragestellung sowie auf die Berechnung des Ausfriervolumens aus HBT-Parametern näher eingegangen.
- **Die Temperatur** wird zur Festlegung der Anfangsbedingungen für hydrodynamische, wie auch andere, modellabhängige Zustandsgleichungen benötigt. Zur Charakterisierung der Ausfrierstadien (siehe in Kapitel 1.3) und um Hinweise auf die Ausbildung eines QGP zu erhalten, ist die Kenntnis der einzelnen Temperaturen erforderlich. Anpassungen an Einteilchenspektren liefern diesbezüglich wichtige Informationen [24]. Mit Hilfe der HBT-Interferometrie ist allerdings nur die Ausfrieretemperatur  $T_f$  beim kinetischen Ausfrieren in den Messungen enthalten. Dennoch ist  $T_f$  nicht direkt zugänglich, da eine Korrelation der Temperatur mit weiteren Variablen besteht. Für die folgenden Betrachtungen wird von einer konstanten Ausfrieretemperatur von  $T_f = 120$  MeV ausgegangen.

Auf die weiteren genannten Größen wird sowohl im anschließenden Abschnitt 2.4.1, der sich mit der Transversalimpulsabhängigkeit der HBT-Radien befasst, als auch in

Kapitel 6 im Zusammenhang mit den Präsentation der Analyse-Ergebnisse näher eingegangen.

#### 2.4.1 TRANSVERSALIMPULS-ABHÄNGIGKEIT

Die HBT-Radien als Homogenitätslängen der Quelle werden durch die innere thermische Bewegung beeinflusst. Wie bereits in Abschnitt 1.3 beschrieben, wirkt dieser Effekt der kollektiven Expansion entgegen. Nach S. Chapman et al. [18] drückt sich dieses Verhalten in der inversen Proportionalität zum Gradienten der Flussgeschwindigkeit und in der Verschmierung der Parameter durch den Faktor der thermischen Geschwindigkeit  $\sqrt{T}/m_\perp$  aus. Allgemein lässt sich folgende Näherung für die HBT-Radien als Relation zu den tatsächlichen, geometrischen Abmessungen  $R_{\text{geom}}$  der Quelle formulieren [25]:

$$\frac{1}{R_{\text{HBT}}^2} \approx \frac{1}{R_{\text{geom}}^2} + \frac{1}{R_{\text{therm}}^2}. \quad (2.38)$$

Die kleinere der beiden Skalen dominiert somit die Homogenitätslänge  $R_{\text{HBT}}$ . Die aus dieser Relation resultierende  $m_\perp$ -Abhängigkeit der Parameter bei fester Temperatur führt zu einer  $k_\perp$ -Abhängigkeit, welche die dynamischen Eigenschaften der Quelle durch entsprechende Analysen der Korrelationsfunktion für verschiedene Transversalimpulse studieren lässt.

Nach Wiedemann [26] folgt für die Parameter  $R_o$  und  $R_s$  für den Fall einer boost-invarianten Expansion im LCMS:

$$R_o^2(k_\perp) = R_s^2(k_\perp) + \frac{1}{2} \left( \frac{T_f}{m_\perp} \right)^2 \beta_\perp^2 \tau_f^2, \quad (2.39)$$

$$R_s^2(k_\perp) = \frac{R_{\text{geom}}^2}{1 + \frac{m_\perp}{T_f} \eta_f^2}. \quad (2.40)$$

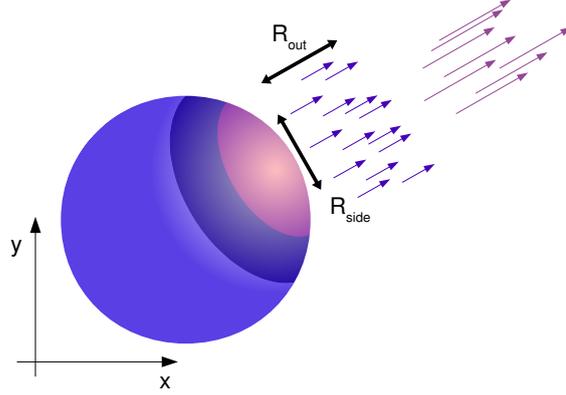
wobei  $T_f$  die Temperatur beim kinetischen Ausfrieren angibt. Die mittlere Ausfrierzeit  $\tau_f$  geht durch den longitudinalen Geschwindigkeitsgradienten in die Gleichung ein. Mit  $m_\perp = \sqrt{m_\pi^2 + |\vec{k}_\perp|^2}$  wird hier die transversale Masse des Pionen-Paares bezeichnet.  $\eta_f$  in Gleichung (2.40) gibt die transversale Flussrapidität an. Letztere resultiert aus der Parametrisierung des Modells in [26] aus der Verschmierung durch den transversalen Flussgradienten - in anderen Modellen wird die transversale Expansionsgeschwindigkeit stattdessen verwendet. Mit der Näherung

$$\tanh(\eta_f) \approx \langle v_\perp \rangle \quad (2.41)$$

können beide Größen verknüpft werden.

Die Länge  $R_{\text{geom}}$  misst die transversale geometrische Ausdehnung der Quelle und liegt für  $R_s$  in der Größenordnung von  $R_{\text{therm}}$ . Der daraus resultierende Ausdruck weist mit abnehmenden transversalen Massen bzw. mit kleinen transversalen Paarimpulsen eine Sättigung auf, welche die Grenzen der transversalen geometrischen Ausdehnung festlegt - es kommt zu einem sogenannten *Finite-Size*-Effekt. Eine Begründung für dieses Verhalten bei kleinen transversalen Massen könnte in der Überlagerung des Abkühlens und der gleichzeitigen Expansion der Quelle liegen. Infolgedessen wären hochenergetische Teilchen mit den früheren, heißeren Phasen, in denen die transver-

salen Ausdehnungen kleiner waren, korreliert [27]. Die kleinsten transversalen Massen würden somit die letzte messbare und folglich größte Ausdehnung widerspiegeln. Abbildung 2.4 zeigt zur Veranschaulichung dieses Szenarios eine schematische Zeichnung des transversalen Profils einer teilchenemittierenden Quelle mit unterschiedlichen Geschwindigkeitsfeldern. Eingezeichnet sind der  $R_o$ -Parameter in Emissionsrichtung sowie der  $R_s$ -Parameter transversal zu  $R_o$ .



**Abbildung 2.4:** Schematische Zeichnung einer teilchenemittierenden Quelle in der transversalen Ebene. Die Farbfelder deuten Geschwindigkeitsprofile an, woraus jeweils Teilchen mit gleichem Transveralimpuls emittiert werden.  $R_o$  misst die Homogenität in Emissionsrichtung,  $R_s$  die Breite transversal zu  $R_o$ .

In longitudinaler Richtung ist die thermische Ausdehnung wesentlich kleiner als die geometrische, wodurch nach Näherung (2.38) der Parameter  $R_l$  von der thermischen Längenskala dominiert wird. Sinyukov findet für dieses Szenario in [21] mit Gleichung (1.7) folgende Beschreibung der longitudinalen Homogenitätslänge:

$$R_l = \tau_f \cdot \sqrt{\frac{T_f}{m_\perp}} \frac{1}{\cosh(y)}. \quad (2.42)$$

Wird die Messung im Schwerpunktsystem der Kollision durchgeführt, wofür  $y = 0$  gilt, reduziert sich die Gleichung zu:

$$R_l = \tau_f \cdot \sqrt{\frac{T_f}{m_\perp}} = \tau_f \cdot \Delta v_z = \tau_f \cdot \bar{v}_{\text{therm}}. \quad (2.43)$$

In Analogie zur Hubble-Expansion des Universums lässt sich hier ein solches Ausdehnungsverhalten in Strahlrichtung feststellen, da der Geschwindigkeitsgradient  $\bar{v}_{\text{therm}}/R_l$  mit der mittleren Ausfrierzeit  $\tau_f$  abnimmt.  $\tau_f$  ist somit durch eine lineare Anpassung an die  $1/\sqrt{m_\perp}$ -Verteilung von  $R_l$  extrahierbar. Dies gilt jedoch nur dann, wenn  $m_\perp \gg T_f$  gegeben ist. Andernfalls lautet die nach Herrman und Bertsch in [28] vorgeschlagene Interpretation von  $R_l$  bei Midrapidität für transversale Massen

in der Größenordnung der Temperaturen:

$$R_{\perp} = \tau_f \cdot \sqrt{\frac{T_f}{m_{\perp}} \frac{K_2\left(\frac{m_{\perp}}{T_f}\right)}{K_1\left(\frac{m_{\perp}}{T_f}\right)}}, \quad (2.44)$$

wobei  $K_i$  die modifizierte Besselfunktion  $i$ -ter Ordnung darstellt.

Generell werden schwerere Teilchen, bzw. Teilchen mit hohem  $m_{\perp}$ , wegen ihrer kleineren thermischen Geschwindigkeiten durch den kollektiven Fluss stärker beeinflusst als leichtere Teilchen, sodass das von ihnen reflektierte Quellvolumen durch letzteren begrenzt wird. Im Fall eines longitudinalen Flusses bedeutet dies kleinere Werte für den Parameter  $R_{\perp}$  bei höheren  $m_{\perp} \gg T_f$ . Entsprechend hohe Temperaturen könnten diese Relation aufweichen, was allerdings für ein unrealistisches Szenario sprechen würde [28].

Über die quadratische Differenz der beiden HBT-Parameter  $R_s$  und  $R_o$  lässt sich nach Gleichung (2.36) die mittlere Emissionsdauer der Quelle berechnen. Durch die Kenntnis der Dauer der Emission wird nach [29] auch die Lebenszeit  $\tau$  bzw.  $\langle\tau\rangle$  zugänglich:

$$\langle\tau\rangle^2 = \langle\tau^2\rangle - \sigma(\tau) \quad (2.45)$$

Hier steht  $\sqrt{\sigma(\tau)}$  für die Emissionsdauer und  $\sqrt{\langle\tau^2\rangle}$  für die mittlere Ausfrierzeit  $\tau_f$ . Eine Emission, die beim Ausfrieren stattfindet, erlaubt die Ersetzung der Ausfrierzeit durch  $\sqrt{\langle\tau^2\rangle}$ , bei einer konstanten Emission pro Oberflächenelement ist  $\tau_f$  jedoch kleiner als  $\sqrt{\langle\tau^2\rangle}$ .

Ob  $\tau_f$  mit der wirklichen, absoluten Ausfrierzeit assoziiert werden kann, ist fraglich, da hierfür die Annahme gerechtfertigt sein müsste, dass das longitudinale Geschwindigkeitsprofil während der gesamten Evolutionszeit, d.h. nicht nur nach dem Ausfrieren sondern auch bis zum Zeitpunkt des Ausfrierens, einer boost-invarianten Expansion entspricht. Eine Beschleunigung vor dem Ausfrieren würde hingegen eine Verlängerung der Zeit zwischen dem ersten Kontakt der Kerne bis zum Ausfrieren zur Folge haben, die sich nicht in den Messung der Homogenitätslängen niederschlagen würde [26].

Die Kreuzterme  $R_{ij}$  des HBT-Formalismus spiegeln im Gegensatz zu den drei bisher beschriebenen Radiusparametern keine Längen wider, sondern messen die Symmetrieeigenschaften bzw. raum-zeitlichen Korrelationen der Quelle: Wenn das Ruhesystem des Beobachters nicht mit dem des vermessenen Quellelements übereinstimmt, d.h. wenn keine Boost-Invarianz gegeben ist, kommt es zu raum-zeitlichen Korrelationen. Hieraus resultiert ein Nichtverschwinden des Parameters  $R_{o,1}$ .

Im Fall einer boost-invarianten Ausdehnung im Midrapiditätsbereich ist eine Symmetrie in der ( $z = 0$ )-Ebene gegeben, so dass alle Terme, die linear von  $\tilde{z}$  abhängen, verschwinden. Der Kreuzterm  $R_{o,1}$ , der als einziger diese Abhängigkeit aufweist, ist somit ein Maß für Boost-Invarianz. Dieses Maß ist daher auch durch die Messung der Abhängigkeit der HBT-Parameter von der Rapidität gegeben. Folglich wird durch die Wahl des LCMS als Bezugssystem eine Abhängigkeit der Parameter-Messung von der Paarrapidität  $Y$

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E_1 + E_2 + p_{1z} + p_{2z}}{E_1 + E_2 - p_{1z} - p_{2z}} \right) \quad (2.46)$$

erzeugt, die bei einer boost-invarianten Expansion aufgehoben wird.

Eine Azimutalsymmetrie ist nur in zentralen Kollisionen, d.h. in Kollisionen mit verschwindendem Impaktparameter<sup>1</sup> - dem Abstand der Kernmittelpunkte in der transversalen Ebene -, gegeben. Ist diese Symmetrie gebrochen, hängt die Teilchenemission von der azimutalen Richtung des Einteilchenimpulses ab. Die Ausdrücke für die Radien sowie für die Kreuzterme müssen entsprechend unter Einführung des Winkels  $\psi$ , dem Winkel zwischen transversalem Paarimpuls und Impaktparameter  $\vec{b}$ , modifiziert werden. Somit bleibt der Kreuzterm der transversalen Komponenten,  $R_{o,s}$ , zur Berücksichtigung der azimutalen Asymmetrie erhalten. Der Parameter  $R_{s,1}$  kann nach Wiedemann [30] bei der Anpassung an die Daten generell vernachlässigt werden.

#### 2.4.2 UNIVERSELLE AUSFRIERBEDINGUNGEN FÜR PIONEN

Um nun das raumzeitliche Verhalten der Quelle zum Zeitpunkt des thermischen Ausfrierens noch detaillierter zu studieren, liegt es nahe, weitere Größen zu finden, die Funktionen der HBT-Parameter darstellen und in denen sich gleichzeitig eine Systematik in Abhängigkeit von der Kollisionsenergie widerspiegelt. In [31] wurde von der CERES-Kollaboration die Berechnung des effektiven Volumens und der mittleren freien Weglänge von geladenen Pionen aus den gemessenen Homogenitätswerten vorgeschlagen. Als Untersuchungsgegenstand für Bose-Einstein-Korrelationen eignen sich geladenen Pionen sehr gut, da sie einen Anteil von 70-90% an der Multiplizität der in einer Kollision produzierten geladenen Teilchen aufweisen und direkt, d.h. ohne Messung von Zerfallsprodukten, detektiert werden können.

Unter der Annahme, dass es sich um eine gaußförmige Quellverteilung handelt, deren Form für zentrale Kollisionen azimutalsymmetrisch ist, lässt sich für das Ausfrierenvolumen schreiben:

$$V_f = (2\pi)^{\frac{3}{2}} R_s^2 R_l \quad (2.47)$$

Der Parameter  $R_l$  bietet sich für die Studien des räumlichen Ausfrierungsverhaltens der Quelle an, da er zum einen im Vergleich zu den beiden verbleibenden Parametern  $R_s$  und  $R_o$  einen gleichmäßigeren und schnelleren Anstieg in der Energie von AGS bis zu RHIC-Energien aufweist. Zum anderen ist er durch die Wahl des LCMS als Berechnungssystem der Paarimpulse unabhängig von der Emissionsdauer.  $R_o$  enthält dagegen, wie bereits in Abschnitt 2.3.4 beschrieben, einen Beitrag der zeitlichen Ausdehnung der Quelle, weshalb er zur Berechnung des raumartigen Volumens nicht miteinbezogen wird [32].

Liegt die mittlere freie Weglänge eines Teilchens in der Größenordnung des Systems, so kann das Teilchen das System wegen der hinreichend großen Abstände zu Wechselwirkungszentren verlassen. Durch die Untersuchung dieser Längenskala kann auf die Dicke der Emissionsschicht geschlossen werden sowie die damit verbundene Transparenz bzw. Dichte der bis zuletzt expandierenden Quelle untersucht werden [33]. Die Anregungsfunktion<sup>2</sup> der mittleren freien Weglänge könnte Aufschluss über Diskontinuitäten in der Systementwicklung bei bestimmten Kollisionsenergien liefern. Die allgemeine Definition der mittleren freien Weglänge von Teilchen in einem

<sup>1</sup> Näherer Begriffserklärung siehe Anhang A.

<sup>2</sup> Die Darstellung von Parametern gegen die System- bzw. Schwerpunktsenergie.

Medium führt zur Berechnung der Weglänge für Pionen kurz vor dem thermischen Ausfrieren:

$$\lambda_f = \frac{1}{\rho_f \sigma} = \frac{V_f}{N \sigma}. \quad (2.48)$$

$\rho_f$  steht hier für die Dichte des Quellmediums beim Ausfrieren und  $\sigma$  für den totalen Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung von Pionen mit dem sie umgebenden Medium. Nach der Umrechnung der Dichte mit  $\rho = N/V$  wird das Systemvolumen  $V$  durch das Ausfriervolumen  $V_f$  der Quelle ersetzt. Das Produkt des Wirkungsquerschnittes  $\sigma$  und des Multiplizitätsparameters  $N$  (2.49) setzt sich aus einem entsprechend der möglichen Isospin-Zustände gewichteten Anteil der Pion-Pion- (2.50) sowie einem gewichteten Anteil der Pion-Nukleon-Wechselwirkungen (2.51) zusammen:

$$N \sigma = 3 \cdot N_\pi \sigma_{\pi\pi} + 2 \cdot N_N \sigma_{N\pi} \quad (2.49)$$

mit

$$N_\pi \sigma_{\pi\pi} = y_{\text{th}} \sqrt{2\pi} \cdot \left. \frac{dN_{\text{p}+\bar{\text{p}}}}{dy} \right|_{y=0} \cdot \sigma_{\pi\pi} \quad (2.50)$$

$$N_N \sigma_{N\pi} = y_{\text{th}} \sqrt{2\pi} \cdot \left. \frac{dN_{\pi^-}}{dy} \right|_{y=0} \cdot \sigma_{N\pi} \quad (2.51)$$

Wechselwirkungen von Pionen mit anderen Teilchenspezies werden vernachlässigt. Der Parameter  $y_{\text{th}}$  berechnet sich aus der mittleren thermischen Geschwindigkeit der Pionen. Dabei wird ein thermisches Gleichgewicht beim Ausfrieren mit einer für alle Strahlenergien konstanten Temperatur von  $T_f = 120$  MeV angenommen, woraus ein Wert von 0,87 resultiert. Die verwendeten Wirkungsquerschnitte betragen  $\sigma_{\pi N} = 72$  mb sowie  $\sigma_{\pi\pi} = 13$  mb.

Die Resultate der Extraktion des Ausfriervolumens und der zugehörigen mittleren freien Weglänge aus Daten verschiedener Experimente für unterschiedliche Energien sind in Kapitel 6.3 zu finden. Des Weiteren werden dort die Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit erweiterten Kompilation vorgestellt.

Im nun anschließenden letzten Teil des Kapitels über Bose-Einstein-Korrelationen wird auf die experimentellen Aspekte der Bestimmung der Korrelationsfunktion und der damit verbundenen Extraktion der HBT-Parameter aus den gemessenen Zweiteilchenkorrelationen geladener Pionen eingegangen.

## 2.5 ERWEITERUNGEN DER KORRELATIONSFUNKTION

In Kern-Kern-Reaktionen entstehen neben einer großen Anzahl von geladenen Pionen eine Vielzahl anderer, hauptsächlich geladener Teilchen, wodurch es zur Beeinflussung der Pionen-Korrelationen durch Endzustandswechselwirkungen, wie z.B. durch die starke und die Coulombwechselwirkung, kommt. Des Weiteren ist es möglich, dass einige Pionen aus Resonanzzerfällen stammen, die - kombiniert mit primären Pionen - die Korrelationsfunktion reduzieren. Auch andere Teilchenspezies, die durch Fehlidentifikation in die Korrelationsmessung mit eingehen können, bewirken diesen auch als *Purity*-Effekt bezeichneten Einfluss.

Zur Berücksichtigung der genannten Einflüsse muss die Korrelationsfunktion, die an die gemessene Verteilung angepasst werden soll, um Korrekturterme erweitert

werden. Im Folgenden werden mögliche Endzustandswechselwirkungen und deren Integration in den Formalismus erörtert sowie die experimentelle Bestimmung der Pion-Pion-Korrelationen und die zur Analyse verwendete Anpassungsfunktion vorgestellt.

### 2.5.1 ENZZUSTANDSWECHSELWIRKUNGEN

Als Endzustandswechselwirkungen werden Wechselwirkungen bezeichnet, die nach dem chemischen Ausfrieren der Quelle stattfinden. Sie können die Phasenraumverteilung der Teilchen beeinflussen, wodurch die Korrelationsfunktion ebenfalls modifiziert wird.

Der Einfluss der starken Wechselwirkung beschränkt sich durch die Streulänge der Pionen auf etwa 0,2 fm. In [34] wird von Bowler der Anteil der in diesem Abstand produzierten Pionen-Paare auf unter 1% geschätzt. Des Weiteren beträgt die in Schwerionenkollisionen zu erwartende Quellgröße ca. 6 fm, weshalb der Effekt der starken Kraft vernachlässigt werden kann.

Die Wirkung der Coulombkraft zwischen den geladenen Pionen und der zu Paaren kombinierten Pionen mit den restlichen, in einer A-B-Kollision produzierten Teilchen, ist hingegen nicht unwesentlich. In den Erweiterungen der Korrelationsfunktion werden letztere jedoch nicht berücksichtigt, da sie weder Korrelationen herbeiführen noch verwischen [35]. Allerdings führt die Betrachtung des Vielteilchensystems aus den Kollisionsprodukten als ein System mit einem gemeinsamen Zentralpotential der effektiven Ladung  $Z_{\text{eff}} = Z_A + Z_B$  zu einer Verschiebung der Einteilchenverteilungen im Betrag und im Argument. Für die Berechnung von  $C_2$  folgt daraus lediglich eine Änderung durch die Verschiebung der Impulse. Die Gradienten aus der Transformation der Einteilchen- sowie Zweiteilchenspektren hingegen annullieren sich gegenseitig. Jedoch erscheint die Quellgröße in der Messung von positiv geladenen Pionen kleiner als die tatsächliche Quellgröße, da positive Teilchen wegen  $Z_{\text{eff}} > 0$  beschleunigt werden und somit die Impulsdifferenzen tendenziell größere Werte annehmen. Negative Teilchen werden entsprechend abgebremst, wodurch eine größere Quelle gemessen wird. Bei der Analyse wird sich später zeigen, dass der Unterschied im Rahmen der statistischen Fehler liegt, sodass die Verteilungen beider Ladungen zur Extraktion der HBT-Parameter addiert werden können.

Ausgangspunkt zur Berechnung des Einflusses der Coulombwechselwirkung identischer Pionen untereinander ist die Lösung  $\Psi_{\text{coul}}(\vec{r})$ <sup>1</sup> der nicht-relativistischen Schrödinger-Gleichung für das durch beide Teilchen erzeugte effektive Coulombpotential [1]. Für die Korrelationsfunktion bedeutet die Berücksichtigung des Coulombeffektes nach Baym [37] eine Multiplikation der idealen Korrelationsfunktion mit dem Korrekturfaktor  $F_{\text{coul}}(q_{\text{inv}})$ , der durch Integration der Coulomb-Wellenfunktion  $\Psi_{\text{coul}}(\vec{r})$  über die Quellverteilung  $\rho(\vec{r})$  berechnet wird:

$$F_{\text{coul}}(q_{\text{inv}}) = \frac{C_2^{\text{corr}}(q)}{C_2^0(q)} = \int d^3r |\Psi_{\text{coul}}(\vec{k}, \vec{r})|^2 \rho(\vec{r}), \quad (2.52)$$

wobei  $\vec{k}$  der Impulsvektor eines Teilchens im Schwerpunktssystem des Paares darstellt. Im Limes einer punktförmigen Quelle reduziert sich die Korrektur zur nicht-

1 Die Definition von  $\Psi_{\text{coul}}(\vec{k}, \vec{r})$  findet sich in [36].

relativistischen Gamow-Funktion, dem Betragsquadrat der Coulombwellenfunktion im Ursprung [16], die in vielen älteren Analysen zur Berücksichtigung des Coulombeffekts verwendet wurde. Es hat sich allerdings gezeigt [2], dass diese Korrektur nicht vollständig die Daten beschreibt. In den weiteren Berechnungen wird daher  $F_{\text{coul}}$  (2.52) als Korrekturfaktor für die Anpassungsfunktion miteinbezogen.

### 2.5.2 EXPERIMENTELLE BESTIMMUNG DER KORRELATIONSFUNKTION

Die experimentelle Bestimmung der Korrelationsfunktion folgt der Definition aus Gleichung (2.9). Hierbei wird die Zweiteilchenverteilung durch die Signalverteilung der Impulsdifferenz von Pionenpaaren mit Partnern aus einer Kollision, aus einem sogenannten *Ereignis*,  $S(q)$  gebildet. Für das Produkt der Einteilchenwahrscheinlichkeitsverteilungen  $P_1(p_1) \cdot P_1(p_2)$  wird der Hintergrund  $B(q)$  aus Teilchenpaaren mit Partnern von verschiedenen Ereignissen (Mixed-Event-Methode) konstruiert, der im Idealfall keine Korrelationen aufweisen sollte:

$$C_2(\vec{q}, Y, k_\perp) = N \cdot \frac{S(\vec{q}, Y, k_\perp)}{B(\vec{q}, Y, k_\perp)}, \quad (2.53)$$

wobei  $N$  die Normierungskonstante darstellt. Da der berechnete Hintergrund nicht vollständig die Einteilchenverteilungen widerspiegelt, muss die experimentell bestimmte Korrelationsfunktion durch den Faktor  $N$  normiert werden, um die Basis des unkorrelierten Teils auf dem Wert 1 zu halten<sup>1</sup>. Sie berechnet sich aus dem Verhältnis der Signale zu den Hintergrundereignissen über

$$N = \frac{1}{2^{n-1}} \quad \text{mit } n > 1, \quad (2.54)$$

wobei  $n$  die Anzahl der verwendeten Hintergrundereignisse darstellt. Ein Beispiel für eine Signal- und Untergrundverteilung von geladenen Pionen sowie einer daraus berechneten experimentellen Korrelationsfunktion ist in Abbildung 2.5 gezeigt.

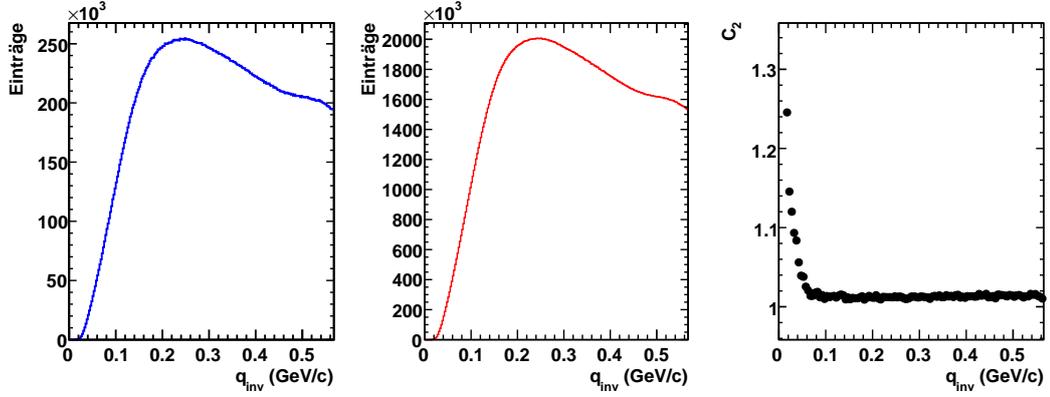
Zur differentiellen Untersuchung der Teilchenkorrelationen wird die Analyse in verschiedenen Bereichen des transversalen Paarimpulses  $k_\perp$  sowie der Paarrapidität  $Y = Y_{\pi\pi}$  durchgeführt. Wie in Kapitel 2.3.4 besprochen, kann so die Systemevolution in verschiedenen Geschwindigkeitsfeldern der Quelle studiert und Hinweise auf eine boost-invariante Expansion gefunden werden.

Die Extraktion der HBT-Parameter erfolgt in der Bertsch-Pratt-Parametrisierung unter Verwendung der Anpassungsfunktion von Csörgő aus [38], die aus Gleichung (2.25) abgeleitet ist:

$$C_2(\vec{q}, k_\perp) = N \cdot \left\{ 1 + \lambda(k_\perp) \cdot \exp \left( - \sum_{i,j=0,s,l} q_i q_j R_{i,j}^2 \right) \right\}. \quad (2.55)$$

Unter Berücksichtigung der Coulombwechselwirkung durch die Funktion  $F_{\text{coul}}(q_{\text{inv}})$

<sup>1</sup> Details zur Konstruktion des Hintergrundes in Kapitel 5.1 über die Selektion der Teilchenpaare.



**Abbildung 2.5:** Links: Die Signalverteilung von Paaren gleichgeladener Pionen in Abhängigkeit von der invarianten Impulsdifferenz. Mitte: Die entsprechende Hintergrundverteilung. Rechts: Die aus der Division der beiden vorherigen Verteilungen berechnete, normierte eindimensionale Korrelationsfunktion  $C_2$  in Abhängigkeit von  $q_{inv}$ . Die Norm berechnet sich mit vier Hintergrundereignissen pro Signalereignis zu  $N = 1/2^3 = 1/8$ .

(2.52) wird

$$C_2(q, k_{\perp}) = N \cdot \left\{ (1 - \lambda(k_{\perp})) + \lambda(k_{\perp}) \cdot F_{\text{coul}}(q_{inv}) \cdot \exp \left( - \sum_{i,j=o,s,l} q_i q_j R_{i,j}^2 \right) \right\}, \quad (2.56)$$

mit  $q_{inv} = \sqrt{|q|^2}$ , eingesetzt. Beide Anpassungen werden in Abhängigkeit von der Paarrapidität durchgeführt.

Der zusätzliche Parameter  $\lambda$  ist notwendig, da die Korrelationsstärke, d.h. die Stärke der Überhöhung bei kleinen Impulsdifferenzen, durch den Zerfall langlebiger Resonanzen wie  $\omega$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $K_s^0$  [38], durch Fehlidentifikation von Teilchen sowie von der Detektoraufösung beeinflusst wird. Um eine Überkorrektur der Anpassung zu vermeiden und die experimentell aus dem Verhältnis des Untergrundes zum Signal bestimmte Norm der Korrelationsfunktion auf 1 zu halten, wird der Coulombfaktor mit dem  $\lambda$ -Parameter kombiniert.

Langlebige Resonanzen mit einer mittleren Zerfallslänge von ca. 20 fm führen zu einem Halo-Effekt in der Quellverteilung: Wenn ein Pion außerhalb der Quelle produziert wird, trägt dies nur zum Einteilchenspektrum, d.h. nur zum Untergrund bei - die Überhöhung der Korrelationsfunktion wird somit kleiner. Außerdem wird die Impulsverteilung wegen der langen Zerfallslänge verschmiert. Längenskalen des Halos, die größer als 20 fm sind, führen zu einem scharfen Peak in der Korrelationsfunktion im Bereich  $q \leq 1/R \approx 10 \text{ MeV}/c$ , der allerdings auf Grund der endlichen Detektoraufösung und den entsprechend hohen statistischen Fehlern experimentell nur schwer messbar ist.

Bevor die experimentelle Bestimmung der Korrelationsfunktion aus den mit dem CERES-Detektor gemessenen Impulsverteilungen von geladenen Pionen erfolgt (Kapitel 5), werden in den jetzt anschließenden beiden Kapiteln, 3 und 4, das CERES-Experiment sowie die Aufbereitung der Rohdaten zur Extraktion von Informationen über physikalische Prozesse vorgestellt.



Teil II

Das CERES-Experiment



# KAPITEL 3

---

## EXPERIMENTAUFBAU UND DETEKTOREN

---

Das Fixed-Target-Experiment CERES bestand während seiner letzten Strahlzeiten am SPS des CERN in den Jahren 1999 und 2000 aus dem ursprünglichen Elektronenspektrometer und der Spurendriftkammer (TPC) zur Verbesserung der Impuls- bzw. Massenaufösung von Dileptonen. Zu den Komponenten des Elektronenspektrometers gehören die Target-Region, die Silizium-Drift-Detektoren (SDD) sowie die beiden Ring-Imaging-Čerenkov-Detektoren (RICH). Das gesamte CERES-Spektrometer, wie es in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt ist, deckte in der finalen Konfiguration einschließlich der TPC einen Akzeptanzbereich von  $8^\circ < \theta < 15^\circ$  ab. In den folgenden Abschnitten werden die eingesetzten Detektor-Typen näher erläutert.

Der ersten Datenaufnahme nach der Installation der TPC bei einer Blei-Strahlenergie von 40A GeV folgte im Jahr 2000 eine zweite, kurze Strahlzeit mit 80A GeV, der sich die Hauptstrahlzeit bei 158A GeV Strahlenergie anschloss.

Das weite Spektrum der aus diesen Datenaufnahmen resultierenden Veröffentlichungen und wissenschaftlichen Arbeiten reicht von der angedeuteten Dielektronen-Analyse über Strangeness-Studien ( $K$ ,  $\Lambda$ ), bis zu Fluss- und High- $p_\perp$ -Analysen [12]. Hinzu kommen die Untersuchungen von Teilchenkorrelationen, die Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit sind.

### 3.1 TARGET- UND TRIGGERSYSTEM

In der Targetregion befinden sich das segmentierte Goldtarget und die Teilchenzähl-detektoren für das Triggersystem. Das Target (T in Abbildung 3.2) besteht aus dreizehn 25  $\mu\text{m}$  dicken Goldfolien von 600  $\mu\text{m}$  Durchmesser, die in einem Abstand von 1,98 mm voneinander in der Strahllinie installiert sind. Diese Konfiguration ist so gewählt, dass die in den Kollisionen der Bleikerne des Strahls mit den Goldkernen des Targets entstandenen Teilchen kein weiteres Targetmaterial passieren, bevor sie in den sensitiven Detektionsbereich eintreten. Unerwünschte  $\gamma$ -Konversionen in Dileptonen-Paare, die bei Wechselwirkungen von geladenen Teilchen mit Material entstehen, können somit minimiert werden<sup>1</sup>.

Für die zeitliche Steuerung der Datennahme und zur Zentralitätsselektion<sup>2</sup> wird in Kollisionsexperimenten ein sogenanntes Triggersystem verwendet. Dieses System

---

1 Dies führt zu einer Minimierung des Untergrundes speziell für die Elektronenanalyse. Siehe dazu 1.5, das Physikprogramm von CERES.

2 Zur Erläuterung des Begriffs *Zentralität* siehe Kapitel 4.2.2 und Anhang A.

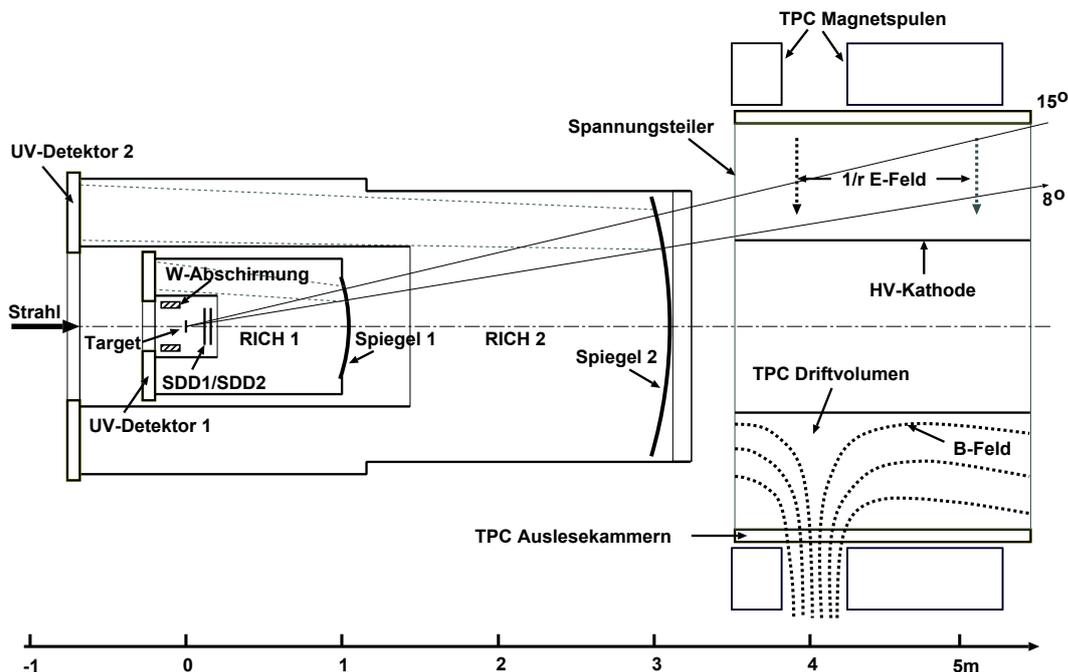


Abbildung 3.1: Schematische Zeichnung des Aufbaus des CERES-Experimentes [39].

stellt fest, ob eine Kollision von Strahlteilchen und Target stattgefunden hat und von welcher Zentralität sie war. Sind die verlangten Bedingungen zur Datennahme erfüllt, wird ein Startsignal vom Triggersystem an alle Detektorkomponenten sowie an die Datenauslesestruktur (siehe Kapitel 3.3) gesendet - der Detektions- bzw. Datennahmeprozess beginnt.

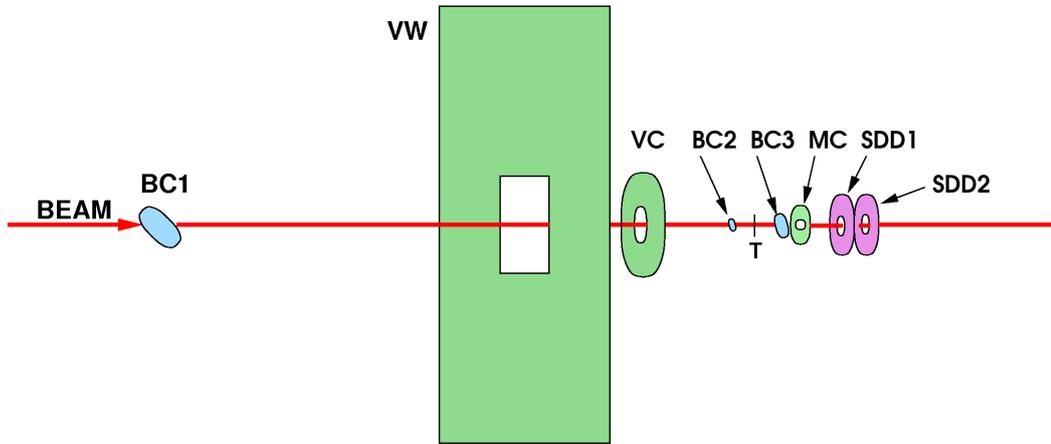
Im CERES Experiment werden sogenannte **Beam Counter** (BC, Strahlzähler) zur Detektion von Kollisionen eingesetzt. Sie werden als Gas-Čerenkov-Zähler mit Luft als Radiatorgas betrieben. Alle BCs sind auf der Strahlachse installiert, wobei sich BC1 sowie BC2 60 mm bzw. 40 mm vor und BC3 69 mm hinter dem Target befinden. Das Triggersignal für Stöße unabhängig von ihrer Zentralität wird Minimum-Bias-Signal genannt. Es wird zur Auslese-Elektronik gesendet, sobald die Bedingung

$$T_{\text{minb}} = BC1 \wedge BC2 \wedge \overline{BC3} \quad (3.1)$$

erfüllt ist: BC1 sowie BC2 detektieren die Teilchen des Bleistrahls des SPS, während BC3 keine Teilchen registriert, falls der Strahl durch Reaktion mit dem Targetmaterial absorbiert wurde (siehe Abbildung 3.2).

Für die Selektion von Kollisionen bestimmter Zentralität wird ein weiterer Zähler eingesetzt, der **Multiplicity Counter** (MC). Dieser Zähler aus Plastiksintillatormaterial ist ringförmig um die Strahlachse direkt hinter BC3 installiert. Unter der Annahme des Glauber-Modells<sup>1</sup>, dass mit zunehmender Zentralität die Anzahl der Sekundärteilchen steigt, wird zur Selektion zentraler Stöße eine Mindestanzahl von produzierten

<sup>1</sup> Erläuterung und Gleichung in Anhang A.



**Abbildung 3.2:** Die Targetregion mit Target T, Teilchenzählern und Vetodetektoren VW, VC (Plastiksintillatoren) [40].

Teilchen festgelegt, die im MC detektiert werden müssen, um die Bedingung

$$T_{\text{cent}} = T_{\text{minb}} \wedge MC \quad (3.2)$$

zu erfüllen. Studien simulierter Daten auf Grundlage des Glauber-Modells liefern die entsprechenden Werte für das Triggersystem (siehe auch Kapitel 4.2.2).

Alle bisher erwähnten Detektoren haben die Ionisation von Detektormaterial durch geladene Teilchen als Funktionsprinzip. Da neutrale Partikel das Material fast ungehindert durchdringen, ist die direkte Detektion von solchen Teilchen auf Grund der geringen Wechselwirkung generell sehr schwierig, denn die Hauptwechselwirkung bei Interaktion sich bewegender Teilchen mit Materie ist die elektromagnetische Wechselwirkung. Aus diesem Grund steht im Folgenden 'Multiplizität' für die Multiplizität geladener Teilchen.

Der erste Detektor in der Nähe der Kollisionszone, der zur Spurdetektion verwendet wird, ist der SDD. Zwei Lagen von  $280 \mu\text{m}$  dickem Silizium- Halbleitermaterial bilden seine Hauptbestandteile. Die Aufgabe dieser Komponente ist neben der Spurrekonstruktion (Tracking) die Rekonstruktion des Kollisionspunktes, des sogenannten Primärvertex. In einem Abstand von ca. 1 m zum SDD folgen die RICH-Detektoren zur Identifikation von Elektronen.<sup>1</sup>

Die Hauptkomponente des CERES-Spektrometers in seinem endgültigen Aufbau im Jahr 2000 bildete die zylindrische Spurendriftkammer (Time Projection Chamber, TPC), die hinter dem zweiten RICH-Detektor installiert wurde. Die in dieser Arbeit analysierten Daten basieren fast ausschließlich auf Messungen mit der TPC, daher wird im Folgenden zunächst das allgemeine Funktionsprinzip einer Spurendriftkammer erläutert und anschließend auf die Besonderheiten der CERES-TPC eingegangen.

<sup>1</sup> Da in die vorliegende Analysearbeit Informationen dieser beiden Detektoren nicht eingehen, wird auf eine Beschreibung der Funktionsweise verzichtet.

## 3.2 DIE SPURENDRIFTKAMMER

### 3.2.1 FUNKTIONSPRINZIP

Die Funktionsweise der Spurendriftkammer basiert auf dem Prinzip der Gasionisation. Wie die meisten Gasdetektoren besteht diese Kammer aus einem geschlossenen, mit elektrischen Feldlinien durchsetzten Gasvolumen und einem Signalverstärkungs- bzw. Signalauslesebereich.

Die Atome des Detektorgases werden durch sich bewegende geladene Teilchen im Detektorvolumen in Folge der Coulombwechselwirkung entlang der Teilchentrajektorie ionisiert. Mit Hilfe eines elektrischen Feldes werden die freigesetzten Elektronen in Richtung der Ausleseelektronik transportiert, die dazugehörigen Ionen werden von der gegenüberliegenden Kathode absorbiert. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen, die sich als Folge des Gleichgewichts zwischen Beschleunigung im elektrischen Feld und Energieverlust durch Stöße mit den Gasmolekülen einstellt, ist abhängig von Druck, Temperatur und Zusammensetzung des Gases. Kennt man die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im verwendeten Gas bei einer bestimmten Feldstärke, so lässt sich durch Messung ihrer Ankunftszeit auf den Ort ihrer Freisetzung zurückschließen. Das Startsignal zur Zeitmessung liefert auch hier das Triggersystem. Die Ortsinformation senkrecht zur Ausleseregion (meist  $z$ -Koordinate) wird folglich auf die gemessene Zeitkoordinate projiziert. Zur Messung der verbleibenden zwei Raumkoordinaten der dreidimensionalen Teilchenspur ( $x$ - bzw.  $y$ -Koordinate) dient die Ortsinformation des Signals auf der Ausleseebene. Diese Auslesestruktur besteht in der Regel aus segmentierten Kupferpads.

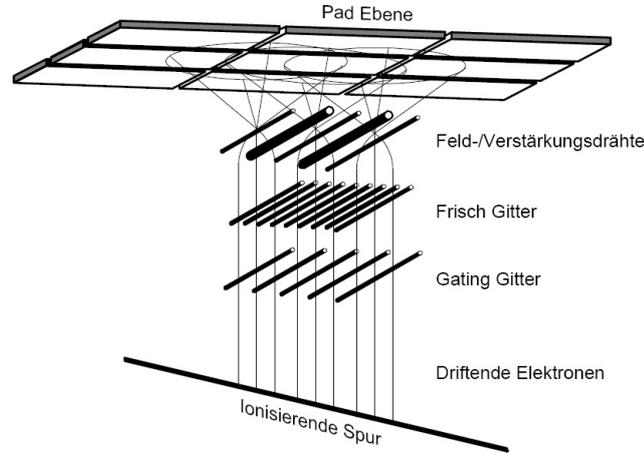
In Abbildung 3.3 sind die segmentierten Pads sowie drei Drahtebenen eingezeichnet. Zunächst passieren die driftenden Elektronen einer ionisierenden Teilchenspur das Gating-Gitter (Ausblendgitter), danach das Frisch-Gitter (Kathodendrahte) und schließlich die feldverstärkenden Anodendrahte. Diese Drahtebenen dienen zur Verbesserung bzw. Stabilisierung des Signals: Die Primärelektronen der Spur erfahren durch die Anodendrahte in der Nähe der Kupferpads eine starke Beschleunigung auf Grund der  $\frac{1}{r^2}$ -Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke der Drähte. Die dabei durch den Avalanche-Effekt<sup>1</sup> freigesetzten Sekundärelektronen werden sofort von den Anodendrahten absorbiert. Es kommt somit zur lawinenartigen Verstärkung des Signals durch eine große Anzahl neu produzierter Gasionen. Diese erzeugen auf den Kupferpads eine deutlich messbare Spiegelladung, die mit Hilfe der Ausleseelektronik in digitale Informationen umgewandelt werden kann.

Die meist auf Erdpotential gehaltene Kathodendrahtebene sorgt für gerade und parallel verlaufende Feldlinien im Driftvolumen sowie in der Gasverstärkungsregion und dient gleichzeitig zur Separation dieser beiden Zonen. Wenn kein Triggersignal vorliegt, werden mit Hilfe des schließbaren Gating-Gitters Signalstörungen durch in die sensitive Verstärkungsregion driftende Ionen aus dem Gasvolumen verhindert. Zusätzlich können Pile-Up-Effekte<sup>2</sup> während der Signalauslese durch Elektronen weiterer neuer Teilchenspuren sowie die Rückdrift von Ionen aus dem Verstärkungsbereich minimiert werden. Eine im Vorzeichen alternierende Spannung von Draht zu Draht bewirkt eine Sperrung der Ausleseregion für störende geladene Partikel.

---

1 Stoßionisation des Gases durch schnelle Elektronen.

2 Gleichzeitige Überlagerung von mehreren Signalen.



**Abbildung 3.3:** Skizze einer Spurprojektion in der TPC [41].

Zur Öffnung des Gitters für eine Messung werden die Drähte auf gleichem Potential gehalten.

Bisher wurde die Detektion von Teilchenspuren mit der TPC beschrieben. Um neben der Verlaufsinformation der Spur weitere, teilchenspezifische Informationen aus diesen Trajektorien zu extrahieren, kann auf zwei Effekte zurückgegriffen werden: Erstens, die Krümmung von Trajektorien geladener Objekte im Magnetfeld und zweitens, der spezifische Energieverlust beim Durchflug durch Materie.

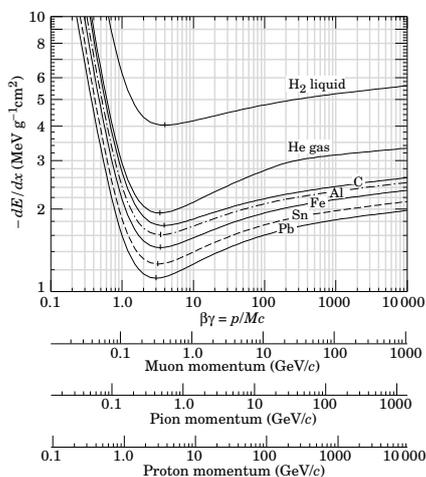
Ein homogenes Magnetfeld fächert den Kegel der sehr dicht nebeneinander verlaufenden Teilchenspuren nach Ladung und proportional zum Teilchenimpuls auf, gemäß:

$$R = \frac{m \cdot v}{B \cdot q \cdot \sin(\lambda)} = \frac{p}{B \cdot q \cdot \sin(\lambda)} \quad (3.3)$$

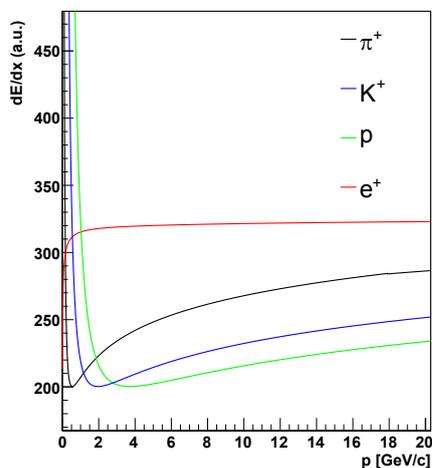
mit  $R$ , dem Radius der Teilchenspur,  $p$ , dem Impuls des Teilchens,  $q$ , der Teilchenladung und  $\lambda$ , dem Winkel zw.  $B$ -Feld und  $p$ . Ein kleiner Impuls bedeutet folglich einen kleinen Spurradius bzw. eine starke Krümmung. Die Richtung der Krümmung hängt vom Vorzeichen der Ladung ab. Die Ausstattung der TPC mit einem Magnetfeld erlaubt somit eine Impulsbestimmung, die essentiell für eine Teilchenidentifikation ist. Ohne Kenntnis der Geschwindigkeit des Teilchens kann jedoch keine Aussage über die Masse getroffen werden. Daher muss entweder die Geschwindigkeit direkt, z.B. mittels zusätzlicher Flugzeitdetektoren, gemessen werden oder indirekt, durch eine weitere Größe, die eine Beziehung zwischen Geschwindigkeit und Impuls herstellt. Eine solche, mit der TPC messbare Größe ist der differentielle Energieverlust  $dE/dx$  von geladenen Teilchen. Als Energie absorbierende Materie wird das Detektorgas der TPC verwendet. Es wird so gewählt, dass die Driftzeit der Elektronen, die Rekombination der Gasionen und der Energieverlust sich effizient zu einander verhalten. Allgemein wird der Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie durch die erweiterte Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (3.4)$$

wobei  $z$  für die Teilchenladung,  $Z$  für die Ladungszahl des Materials,  $A$  für die Massenzahl,  $I$  für das Ionisationspotential des Materials,  $\delta$  für die Dichtekorrekturefunktion steht.  $T_{\max}$  ist die maximale kinetische Energie, die einem freien Elektron bei einer Kollision übertragen werden kann [42]. Entscheidend ist hierbei die Abhängigkeit der Funktion von  $\beta$  bzw.  $\beta\gamma$ , der Teilchengeschwindigkeit. Abbildung 3.4 zeigt die Abhängigkeit von  $dE/dx$  von verschiedenen Materialien: Bei den dargestellten Feststoffen ist der Kurvenverlauf gleich, lediglich das Minimum verschiebt sich nach unten mit sinkendem materialspezifischen Verhältnis  $Z/A$  gemäß Gleichung 3.4. In Abbildung 3.5 ist der Verlauf des Energieverlustes als Funktion des Impulses für verschiedene Teilchen im gleichen Material aufgetragen. Deutlich unterscheiden sich hier die Kurven der Teilchenspezies Protonen, Elektronen und Pionen. Über die Zuordnung des Energieverlustes zu einem bestimmten Impulsbetrag lassen sich somit die durch Spurkrümmung gemessenen Impulse mit Teilchensorten identifizieren.



**Abbildung 3.4:** Energieverlust von Teilchen (siehe Skalen) in unterschiedlichen Materialien [42].



**Abbildung 3.5:** Ideale Energieverlustkurven in willkürlichen Einheiten für verschiedene Teilchen in  $\text{Ne}/\text{CO}_2$  als Funktion des Teilchenimpulses  $p$ .

### 3.2.2 DIE CERES-TPC

Im Vergleich zu den TPCs anderer Experimente zeichnet sich die zylindrische CERES-TPC durch ihr radiales Driftfeld aus. Als Kathode dient die in der Mitte um die Strahlachse montierte innere Hochspannungselektrode aus einem Aluminium-Zylinder von 972 mm Durchmesser (siehe Abbildung 3.6). Die Gegenelektrode besteht aus den auf Masse gelegten Kathodendrähten der 16 Ausleseammern in einem radialen Abstand von ca. 130 cm zur Strahlachse. Zwischen innerem Zylinder und den Kathodendrähten liegt eine Spannung von 30 kV. Mit einer Gaskomposition aus  $\text{Ne}/\text{CO}_2$  (80%/20%) ergibt sich für das radiale Driftfeld in dieser Feldkonfiguration eine Driftgeschwindigkeit der Elektronen zwischen 0,7 und 2,4  $\text{cm}/\mu\text{s}$ . Die maximale Driftzeit liegt bei 71  $\mu\text{s}$ . Um das Driftfeld entlang der Strahlachse konstant zu halten bzw. um ein wohldefiniertes Driftfeld im gesamten sensitiven Volumen der TPC zu garantieren, sind an den Endkappen des TPC-Zylinders konzentrische Spannungsteilerringe aus Kupfer angebracht, die sich auf einer 50  $\mu\text{m}$  dicken Folie aus

Kapton® (Polyimid) befinden. Entlang der Strahlachse wird von dem TPC-Zylinder eine Länge von 2 m abgedeckt. Mit seinem Durchmesser von 2,6 m ergibt sich damit ein aktives Detektorvolumen von ca. 9 m<sup>3</sup>.

Das Magnetfeld wird durch zwei normalleitende entgegengesetzt gepolte Magnetspulen erzeugt, die den TPC-Zylinder umgeben (siehe Abbildung 3.1). Die mittlere Stärke des Feldes zwischen den Spulen beträgt 0,5 T. In der Nähe der Strahlachse sowie in weiten Teilen der TPC verläuft das Magnetfeld inhomogen. Im Randbereich des Zylinders in azimuthaler Richtung sind die Magnetfeldlinien dagegen fast parallel zur Strahlachse. In Kombination mit den radialen elektrischen Feldlinien führt diese Magnetfeldkonfiguration zu einer zusätzlichen Komponente der Driftgeschwindigkeit  $\vec{v}_d$  in azimuthaler Richtung. Der Winkel  $\alpha_L$  zwischen  $\vec{v}_d$  und  $\vec{E}$  wird als Lorentzwinkel bezeichnet und ist wie folgt definiert:

$$\tan(\alpha_L) = \omega\tau = \frac{e}{m}B\tau = B\mu, \quad (3.5)$$

wobei  $\omega$  die Zyklotronfrequenz,  $\tau$  die Zeit zwischen zwei Kollisionen mit den Gasmolekülen und  $\mu$  die Elektronbeweglichkeit beschreibt.

Um dennoch eine weitestgehende lineare Bewegung der Elektronen zu gewährleisten, sollte der Lorentzwinkel und somit das Produkt  $B\mu$  möglichst klein gehalten werden. Da das Magnetfeld vorgegeben ist, kann die entsprechende Wahl der Gaskomposition, z.B. durch einen erhöhten CO<sub>2</sub>-Gehalt, auf die Elektronenmobilität kompensierend einwirken [40].

Auch die Ausleseammern der CERES TPC sind mit einer Gating-, Kathoden- und Anodenebene ausgestattet (siehe Abbildung 3.7). Die Drähte dieser Ebenen verlaufen entsprechend der speziellen Konzeption des Detektors in azimuthaler Richtung. Zum Schließen des Gating-Gitters wird dem ursprünglichen Potential der Drähte von -140 V alternierend von Draht zu Draht eine Spannung von  $\pm 70$  V überlagert, wodurch eine völlige Sperrung für Elektronen und eine Leckrate von  $10^{-4}$  für Ionen erreicht wird. An den Anodendrähnen liegt eine Spannung von 1,3 kV, die eine Gasverstärkung von  $8 \cdot 10^3$  bewirkt [39].

In Abbildung 3.8 ist die Innenseite einer Ausleseammern mit den Kathodenpadstreifen sowie eine Vergrößerung der Chevron-Pad-Struktur gezeigt. Deutlich erkennbar ist hier die segmentierte Kathodenauslese. Gegenüber gewöhnlichen, rechteckigen Pads hat diese Struktur bei gleicher Ortsauflösung des Signals den Vorteil einer Verringerung der Auslesekanäle.

Eine Ausleseammern besteht aus 20 Ausleseebenen (Pad-Streifen in Abbildung 3.8, links) in Richtung der Strahlachse. Für die Spurrekonstruktion (Tracking) sind somit maximal 20 Raumpunkte einer Teilchenspur messbar. Auf jeder Ebene sind 48 Pads aufgebracht, die einzeln ausgelesen werden. Mittels eines AD-Wandlers können die analogen Signale der Pads in 8 Bit-Signale für die digitale Datenspeicherung umgewandelt werden. Zusammen mit der zeitlichen Information jedes Pads aus 256 Zeiteinheiten und 15360 Kathoden-Pads, ergibt sich eine Zahl von ca. 4 Mio. messbaren Spurpunktinformationen, sogenannte Pixel. Eine ausführlichere Beschreibung des Trackings und der Datenspeicherung findet sich in Kapitel 3.3.1 und in [39].

Das Koordinatensystem der CERES-TPC ist in Abbildung 3.6 angedeutet, wobei sich der Ursprung des Systems jedoch im Zentrum des ersten SDD befindet. Die  $z$ -Achse ist entlang der Strahlachse definiert, die  $x$ - $y$ -Ebene liegt entsprechend senkrecht dazu, wobei die  $x$ -Achse zwischen Kammer 15 und Kammer 0 verläuft.

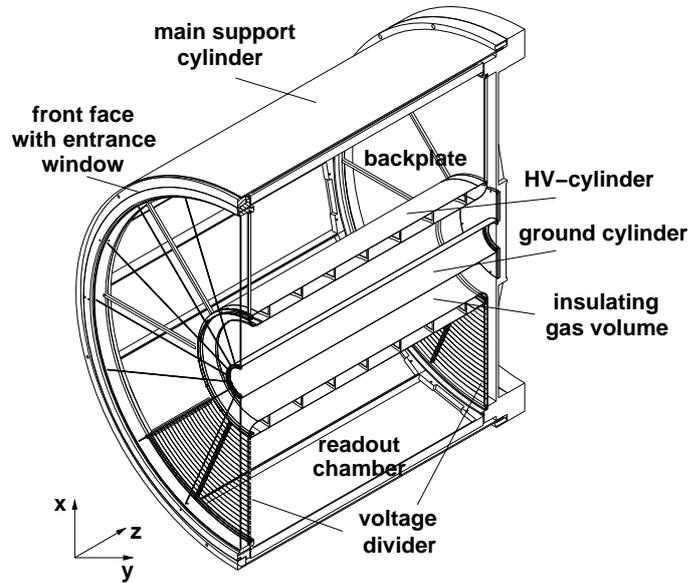


Abbildung 3.6: Schnitt durch die CERES TPC [39].

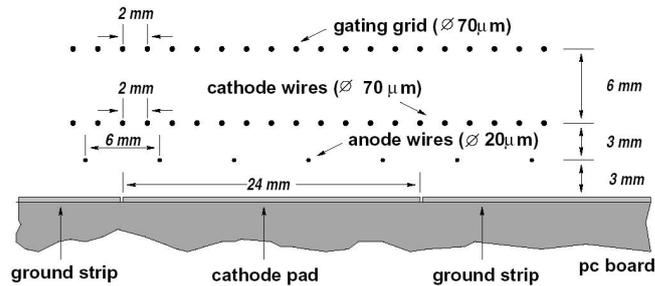
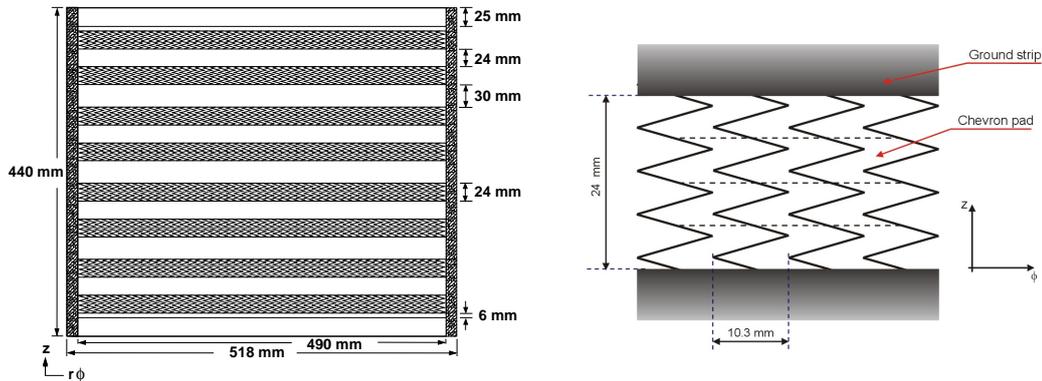


Abbildung 3.7: Die Drahtebenen mit der Kathoden-Pad-Ebene einer Auslesechamber [39].

In der  $x$ - $y$ -Ebene ist der Azimutalwinkel  $\phi$  äquivalent zu einer Padnummer der 16 Auslesechammern. Der Polarwinkel  $\theta$  gibt an, unter welchem Winkel zur Strahlachse ein Teilchen das Target verlassen hat.

In den anschließenden Abschnitten wird die Extraktion von Informationen über physikalische Prozesse aus den mit der CERES-TPC gemessenen Signalen beschrieben. Unterschieden wird dabei zwischen dem Ablauf der Rekonstruktion von Teilchentrajektorien in der TPC (Kapitel 3.3.1) und den einzelnen Datenaufbereitungsschritten zur Erzeugung von Analysedateien (Kapitel 3.3.2) mit Hilfe der experimenteigenen Programmbibliothek.



**Abbildung 3.8:** Links: Skizze eines Ausschnitts mit 8 Pad-Streifen einer Ausleseammer mit 20 Pad-Streifen [39]. Rechts: Vergrößerung der Chevron-Pad-Struktur der Pad-Streifen. Die Pads verlaufen senkrecht, ihr Rand ist durch die gezackten durchgezogenen Linien angedeutet. Jeweils 4 Pads sind über einen Auslesekanal (gestrichelte Linie) miteinander verbunden. Separiert werden die Pads in  $z$ -Richtung durch die *ground strips* [2].

### 3.3 SPURREKONSTRUKTION UND DATENSTRUKTUR

#### 3.3.1 REKONSTRUKTION DER ROHDATEN: DAS TRACKING

Zur Rekonstruktion einer Teilchenspur (Track) ist es zunächst notwendig, die gemessenen Signale auf den Pads der TPC-Ausleseammern als Spurpunktinformation einer echten Teilchenspur zu identifizieren, als sogenannte *Hits*. Ein Hit wird als Ansammlung bzw. *Cluster* von benachbarten Pads mit einer Amplitude größer Null charakterisiert<sup>1</sup>. Die als *Hit-Finding* bezeichnete Methode wird daher in der Rekonstruktionskette als erster Analyseschritt auf die Rohdaten nach dem Entpacken (s.u.) angewendet. Es folgen das *Track-Finding* - das Konstruieren von möglichen Spuren aus den Hit-Informationen - sowie zuletzt das *Track-Fitting*, wobei durch Vergleich mit simulierten Modellspuren der Impuls des Teilchens bestimmt wird. Im Einzelnen sieht die Rekonstruktionskette wie folgt aus (Details siehe [43] und [39]):

- **Hit-Finding**

Die Suche nach Hits orientiert sich an lokalen Maxima der gemessenen Pad-Amplituden benachbarter Pads und Zeitbins. Hierzu wird im Analyseprogramm zunächst für eine Padnummer eine Schleife über alle Zeitbins des zweidimensionalen Feldes aus Pads und Zeit durchlaufen, anschließend über alle Padnummern für ein festes Zeitbin. Erst wenn ein lokales Maximum in Ort und Zeit übereinstimmt, wird es einem Hit zugeordnet. Da sich mehrere Signal-Cluster überlagern können, gibt es einen Algorithmus, der überlappende Hits voneinander separiert (siehe [39]).

- **Track-Finding**

Nun werden die gefundenen Hits zu Teilchenspuren kombiniert. Durch die

<sup>1</sup> Induzierte Ladungen auf einzelnen, verstreuten Pads werden meist durch anderweitige, sekundäre Prozesse hervorgerufen.

Anzahl von 20 Pad-Ebenen in Strahlrichtung ist das Maximum von 20 möglichen Spurpunkten festgelegt. Als sinnvolles Minimum zur Vermeidung von Rekonstruktionen künstlicher (unechter) Spuren werden 6 Hits angenommen. Begonnen wird die Spurrekonstruktion in der Mitte der TPC zwischen Plane 5 und 10, da hier die Spurpunktdichte am geringsten ist [43]. Ein sogenannter Hit-Kandidat wird mit den zwei nächstliegenden Hits, Plane auf- und abwärts, kombiniert, um das Ladungsvorzeichen aus der Krümmung in  $\phi$ -Richtung zu bestimmen. Mittels linearer Extrapolation werden weitere Spurpunktkandidaten in  $\phi$ -Richtung innerhalb eines vorgegebenen Fensters  $\Delta\phi$  sowie  $\Delta\theta$  vorhergesagt. Werden dort keine passenden Hits gefunden, bricht der Algorithmus ab. Zur Berechnung weiterer möglicher Positionen noch fehlender Hits wird dann ein Polynom zweiter Ordnung verwendet. Ein Spurpunkt wird stets nur einer Trajektorie zugeordnet.

- **Track-Fitting**

Zur vollständigen Spurrekonstruktion gehört die Überprüfung von gefundenen Trajektorien bzw. Spursegmenten auf Zuverlässigkeit bzw. Echtheit durch Anwendung einer Anpassungsprozedur. Allerdings ist auf Grund der starken Inhomogenität des Magnetfeldes, insbesondere für Teilchen mit niedrigem Impuls (*soft tracks*), keine analytische Beschreibung der Spuren realisierbar. Daher wird für die Anpassungsprozedur eine zusammengesetzte Anpassungsfunktion basierend auf Referenzwerten simulierter Teilchentrajektorien mit unterschiedlichen Impulsen und Polarwinkeln  $\theta$  eingesetzt. Die mit Hilfe des *GEANT*-Software-Pakets [44] durchgeführte Simulation von Spuren durch das vollständige CERES-Experiment liefert ihre Spurwinkel  $\phi$  und  $\theta$  sowie ihre inversen Impulsbeiträge mit Ladungsvorzeichen.

Der Polarwinkel  $\theta$  der gemessenen Trajektorie resultiert aus einer linearen Anpassung zwischen den Hits in der  $r$ - $z$ -Ebene, da angenommen werden kann, dass fast keine Ablenkung durch das Magnetfeld in dieser Ebene stattfindet. Allerdings kann es zu einer Verschiebung des Spurrursprungs  $r_0$  vom Vertex kommen. Unter Annahme, dass es sich nur um Vertexspuren handelt, wird die Anpassung durch einen Korrekturwinkel an den Vertex angeglichen.

Die hauptsächliche Ablenkung der Teilchen durch das Magnetfeld in der TPC geschieht in azimuthaler Richtung. In der  $\phi$ - $z$ -Ebene werden die Spuren daher durch Referenzspuren aus der *GEANT*-Simulation vervollständigt. Hierfür können die bereits durch das Track-Finding konstruierten Spurstücke alternativ sowohl mit Hilfe von zwei als auch drei Parametern angepasst werden: Die Zwei-Parameter-Anpassung nimmt an, dass die Spuren ausschließlich vom Vertex stammen, die Drei-Parameter-Anpassung bezieht mögliche Vielfachstreuungen mit ein, die hauptsächlich am RICH2-Spiegel stattfinden. Bei letzterem wird eine Neigung im Azimutalwinkel vor Eintritt in die TPC zugelassen. Diese Anpassungsprozedur arbeitet optimal bei Teilchen mit niedrigem Impuls auf Grund der erhöhten Vielfachstreuung in diesem Impulsbereich. Die Zwei-Parameter-Anpassung ist hingegen besser für höhere Impulse ( $> 4 \text{ GeV}/c$ ) geeignet, weshalb eine Kombination aus beiden Resultaten berechnet wird, um

bestmögliche Ergebnisse zu erzielen:

$$p_{\text{comb}} = \left( \frac{p_2}{\sigma_2^2} + \frac{p_3}{\sigma_3^2} \right) / \left( \frac{1}{\sigma_2^2} + \frac{1}{\sigma_3^2} \right) \quad (3.6)$$

wobei  $p_i$  den Impuls der  $i$ -Parameter-Anpassung und  $\sigma_i = \Delta p_i/p_i$  die Auflösung der Anpassung darstellt.

Als Endresultat der Track-Fitting-Prozedur werden die Spurwinkel und der Impulsbetrag ausgegeben.

Im Unterschied zur ersten Spurrekonstruktion aus dem 80A GeV Datensatz im Jahr 2001 (siehe [40]), wurde zur Datenaufbereitung für die vorliegende Arbeit das oben beschriebene, verbesserte Spurrekonstruktionsschema aus [43] eingesetzt. Hierbei wird im Gegensatz zur älteren Analyse mit erweiterten Referenztabellen für ein größeres Impulsspektrum sowie mit der kombinierten Anpassungsprozedur in der  $\phi$ - $z$ -Ebene zur verbesserten Impulsbestimmung gearbeitet. Des Weiteren werden mehr Hits zur Spurfindung hinzugezogen und ein komplexerer Algorithmus zur Vorhersage weiterer Spurpunktpositionen verwendet. Insgesamt tragen diese Verbesserungen, relativ zur ersten Datenproduktion, deren Analysewerte in [1] veröffentlicht sind, zu einer erhöhten Impulsauflösung bei.

### 3.3.2 DATENAUFBEREITUNGSSHEMA UND DATENSTRUKTUR

Im vorherigen Abschnitt wurde die Rekonstruktionsskette für Teilchenspuren in der CERES-TPC beschrieben. Verzichtet wurde dabei auf die Einbettung dieser Prozedur in den vollständigen Aufbereitungsprozess der Daten für die Analyse. Hier soll nun das Prinzip der eingesetzten CERES-Software für die Produktion von qualitativ untersuchbaren Daten mit Aussagen über physikalische Prozesse aus den Rohdaten erläutert werden<sup>1</sup>. Eine schematische Zusammenfassung des Produktionsablaufs findet sich in einer Auflistung der eingesetzten Programme der CERES-Software im Anhang B.1.

- **Produktionsvorbereitung und Kalibrierung**

Vor jeder Iteration zur Spuranalyse müssen die gespeicherten und komprimierten Rohdaten aller Detektoren entpackt und die SOR-Dateien (**Start Of Run**), die Informationen wie z.B. Temperatur, Gasdruck, Feldstärke etc. enthalten, geladen werden.

- **Erste Iteration über die Rohdaten: step0**

Die in den Rohdaten enthaltenen Informationen über die gemessenen Signalpositionen und -breiten in den Detektoren werden listenweise in den jeweiligen Detektorklassen der Analysebibliothek COOL<sup>2</sup> zusammen mit den SOR-Dateien gespeichert. Dieser Schritt hat ausschließlich die Triggerkalibrierung zum Ziel.

- **Zweite Iteration über die Rohdaten: step1**

Als Ergebnis dieses Durchlaufs werden detektorspezifische Kalibrierungsdateien

<sup>1</sup> Detailliertere Informationen in [43] und [2].

<sup>2</sup> Ceres **O**bject **O**riented **L**ibrary, eine Kollektion von C++-Klassen zur Analyse von CERES-Daten.

erzeugt: Zunächst werden die im vorherigen Schritt generierten Triggerinformationen auf die Daten angewendet, indem eine erste, vorläufige Spurrekonstruktion vorgenommen wird. Dafür werden sogenannte *ROOT*-Dateien als neues Datenformat zur Verwendung der Analyse-Software *ROOT* (siehe [45]) erstellt: Alle gefundenen Spur- und Spurpunktinformationen werden hierzu in Programmschleifen eingelesen und in n-Tuples sowie Histogrammen detektorweise gespeichert. Im Folgenden kann dann anhand dieser Informationen die Kalibrierung in einer weiteren Iteration (*step1.5*) über die *ROOT*-Dateien sowohl detektorweise als auch detektorübergreifend stattfinden. Die daraus extrahierten Werte werden zur verbesserten Kalibrierung im nächsten Iterationsschritt in Kalibrierungsdateien gespeichert.

- **Dritte Iteration über die Rohdaten: step2**

Hier werden die Rohdaten unter Verwendung der neuen Kalibrierungsinformationen aus *step1.5* zu einer weiteren Rekonstruktion von Spuren und zur Teilchenidentifikation analysiert. Zusammen mit den gefundenen Hit- und Spurinformatoren werden alle detektorrelevanten Daten in *ROOT-Trees*<sup>1</sup> als *ROOT*-Dateien im *CASTOR*-System<sup>2</sup> am CERN gespeichert.

Prinzipiell ist es nun möglich, anhand dieser Daten eine Analyse durchzuführen. Zur Verbesserung der Impulsauflösung erfolgt jedoch noch eine weitere Iteration (*step2.5*) über die bereits gespeicherten *ROOT*-Dateien: Aus der Analyse von Spuren identifizierter Pionen mit einem Impuls über 4 GeV/c werden Korrekturwerte für die Kombination der Spurpunkte extrahiert, die im letzten Iterationsschritt *step3c* miteingearbeitet werden.

Am Schluss dieser Prozedur findet eine Qualitätsprüfung der Ergebnisse statt, das sogenannte *Monitoring* (siehe dazu 4.1), um vor dem finalen Produktionsschritt etwaige Analysefehler korrigieren zu können.

- **Vierte Iteration über step2-Daten: step3c**

Dieser letzte Produktionsschritt vor der Hauptanalyse dient neben dem erneuten Anpassen der gefundenen Spuren (*Track-Refitting*) anhand der erwähnten Korrekturwerte aus *step2.5* auch der Vertexrekonstruktion sowie der Einarbeitung von Korrekturen, die während des *Monitoring* festgestellt wurden. Die erneute Vertexrekonstruktion ist notwendig, da bereits in *step2* eine Abweichung der gefundenen Vertexpositionen von den realen Positionen der 13 Goldtargets festgestellt werden kann.

Eine weitere Aufgabe dieser Iteration ist die Datenkomprimierung durch effektive Speicherung von ausschließlich für die Analyse relevanten Informationen. Die Einteilung der Informationen erfolgt dabei in zwei Klassen: in die Ereignis- und in die Spur-Klasse. Anhand dieser Aufteilung kann die Datenselektion (siehe Kapitel 4.3) auf globaler Ereignis-Ebene, d.h. nach charakteristischen Eigenschaften der Kollision, sowie auf der Ebene einzelner Spuren, d.h. nach Teilcheneigenschaften, erfolgen. Die Speicherung der Daten findet auch in diesem Schritt im *ROOT-Tree*-Format statt.

---

1 Eine Datenstruktur zur instanzweisen Speicherung von Daten, siehe auch [45].

2 *CASTOR*, kurz für **CERN Advanced STORage Manager**. Es ist ein hierarchisches Datenspeicherungssystem, worin Produktions- und Anwenderdaten auf Festplatten und Magnetbändern gespeichert werden können.

Für die folgende Datenanalyse auf Spur-Ebene ist die genaue Kenntnis der Zentralität von Ereignissen sehr wichtig. Daher muss die Zentralität richtig kalibriert sein, was nun zusammen mit den gespeicherten Trigger-Informationen aus den vorherigen Produktionsschritten möglich ist.

Zum Schluss dieses Produktionsschrittes `step3c` findet auch hier ein Monitoring statt, welches allerdings für diese Arbeit manuell ausgeführt wurde (siehe Kapitel 4.3).

Strukturell sieht die Datenspeicherung nach Durchlauf von `step3c` wie folgt aus:

$$\boxed{\text{Unit} \supset \text{Run} \supset \text{Burst} \supset \text{Event} \supset \text{Track}}$$

Eine *Unit* entspricht der Datenmenge von ca.  $10^5$  *Bursts*. Die Unterteilung in *Runs* erfolgt stundenweise bzw. nach Starten und Stoppen der Datennahme durch die Experimentatoren, auf Grund von notwendigen Interventionen. Dagegen ist die zeitliche Abgrenzung eines *Bursts* durch die Natur des Bleistrahls festgelegt: Als ein *Burst* wird ein Paket von beschleunigten Blei-Ionen des SPS-Strahls bezeichnet, das alle 19 Sekunden auf das Goldtarget trifft. Mit Hilfe eines *Event-Builders* werden die während der 4 Sekunden andauernden Extraktion des Bleistrahls auf das Target stattfindenden Ereignisse (*Events*) zeitlich separiert. Die dabei entstehenden Signale der Teilchenspuren im Detektor können während der Datenspeicherung somit den einzelnen Ereignissen zugeordnet werden. Ein *Burst* schließlich umfasst nach Durchlauf der Produktionskette eine ROOT-Datei mit mehreren solcher Ereignisse. Die Dateien eines *Runs* erhalten zusätzlich zur *Burst*-Nummer ihre entsprechende *Run*-Nummer und werden im Ordner mit der zugehörigen *Unit*-Nummer abgelegt. Jeweils zehn *Bursts* werden zu einer komprimierten *tar*-Datei zusammengefasst, um Speicherplatz im CASTOR-System zu sparen und das *staging*, das Verfügbarmachen der Daten auf lokalen Festplatten, zu beschleunigen.

In Tabelle B.1 in Anhang B.1 sind alle aufgenommenen *Units* des hier analysierten Datensatzes mit der Anzahl der jeweiligen *Bursts* und *Runs* aufgelistet.

Die Verbesserung des Kalibrierungsschemas der CERES-TPC liegt hauptsächlich in der Einführung der Produktionsschritte `step2.5` und `step3c`. Im Rahmen der Arbeiten [43] sowie [2] wurden die entsprechenden Schemata mit dem Erfolg einer verdoppelten Impulsauflösung von

$$\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{(2\%)^2 + (p \cdot 1\%)^2} \quad (3.7)$$

entwickelt. Grundlage hierfür bildet zusätzlich die Veränderung des Iterationsschrittes `step2` durch die verbesserte Prozedur der Spurpunktfindung und der Spuranpassung. Auf Grund der Deaktivierung der beiden RICH-Detektoren während der Strahlzeit bei 80A GeV Strahlenergie, kann allerdings keine Identifikation von Pionen mit hohem Impuls stattfinden, weshalb die Durchführung von `step2.5` für diesen Datensatz nicht möglich ist. Infolgedessen können auch die auf diesen Schritt aufbauenden erneuten Anpassungen der Spuren und der Vertexposition nicht angewendet werden. Dennoch wird für diesen Datensatz eine Verbesserung der Impulsauflösung infolge des neuentwickelten Produktionsschrittes `step2` erreicht. Studien zur Impulsauflösung sowie deren Auswirkung auf die Resultate der HBT-Analyse werden in Kapitel 5.2 besprochen.

Das nun folgende Kapitel beschäftigt sich mit dem Verlauf der Datenproduktion und mit der Datenselektion für die HBT-Analyse.

# KAPITEL 4

---

## QUALITÄTSANALYSE DER DATENAUFBEREITUNG

---

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Qualitätsüberprüfung der Analysedaten nach Anwendung des im vorherigen Kapitel beschriebenen Datenaufbereitungsschemas. Die Überprüfung wird auf zwei Ebenen vorgenommen: Zunächst werden die Daten auf dem unkomprimierten step2-Niveau begutachtet, um grundsätzliche Probleme während des Aufbereitungsprozesses, insbesondere bei der Kalibrierung, aufzudecken (siehe Kapitel 4.1). Nach der Behebung von möglichen Fehlkalibrierungen erfolgt im Anschluss die Durchführung des Rekonstruktionsschrittes step3c sowie eine abschließende Qualitätsprüfung der Ergebnisse.

Bevor die Daten endgültig zur HBT-Analyse verwendet werden, findet eine phänomenologische Kalibrierung des Impulses anhand der in step3 identifizierten Teilchenspuren statt (siehe Kapitel 4.2.1). Weiterhin ist es wichtig, Spuren aus möglichst ähnlichen Ereignissen zu selektieren, um Prozesse unter gleichen Kollisionsbedingungen zu untersuchen. Dabei wird eine grundlegende Einteilung der Ereignisse in Klassen der Zentralität einer Kollision vorgenommen<sup>1</sup>. Hierzu ist in Abschnitt 4.2.2 dieses Kapitels die Zentralitätskalibrierung dokumentiert. Anschließend werden die nun vollständig kalibrierten Ergebnisse des step3c für die Analyseprozedur nach bestimmten Spureigenschaften selektiert (siehe Kapitel 4.3).

Der Tabelle B.1 in Anhang B.1 kann eine detaillierte Aufstellung aller aufgezeichneten Daten der Strahlzeit bei 80A GeV Strahlenergie sowie die Einteilung der Daten in Units entnommen werden.

### 4.1 DATENQUALITÄT: MONITORING VON STEP2-DATEN

Im Monitoring des Datensatzes nach dem ersten Durchlauf der neuen Kalibrierungsprozedur zeigten sich eindeutige Probleme in der Anwendung der Kalibrierung. Ein Beispiel hierzu ist in Abbildung 4.1 dargestellt, worin der Driftzeitkorrekturfaktor für die TPC in Abhängigkeit vom Aufnahmezeitpunkt der Daten zu sehen ist. Für die Zeit um (25-00h) sind deutliche Abweichungen in der Korrektur im Vergleich zu den vorherigen Korrekturen erkennbar. Nach der Behebung des Problems der falschen Kalibrierung verläuft die Driftzeitkorrektur (siehe Abbildung 4.2) weitestgehend

---

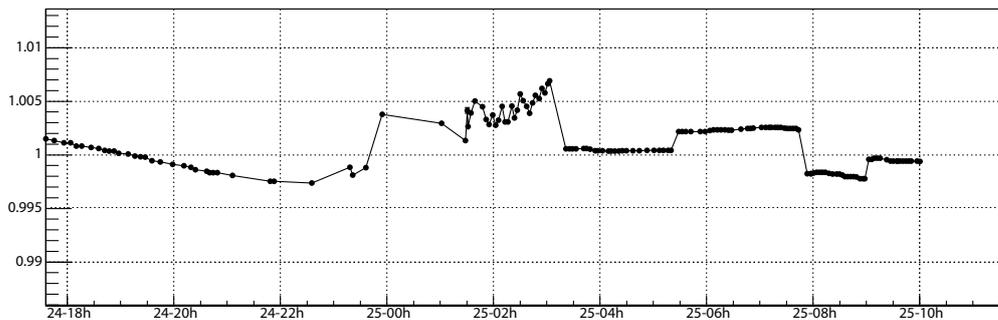
<sup>1</sup> In manchen Fällen werden die Ereignisse auch nach der Orientierung der Reaktionsebene der Kerne, der Lage des Impaktparametervektors (siehe Anhang A) in der transversalen Ebene zur Strahlachse, sortiert. Auf Grund der geringen Statistik des hier verwendeten Datensatzes ist diese Einteilung nicht möglich.

regelmäßig.

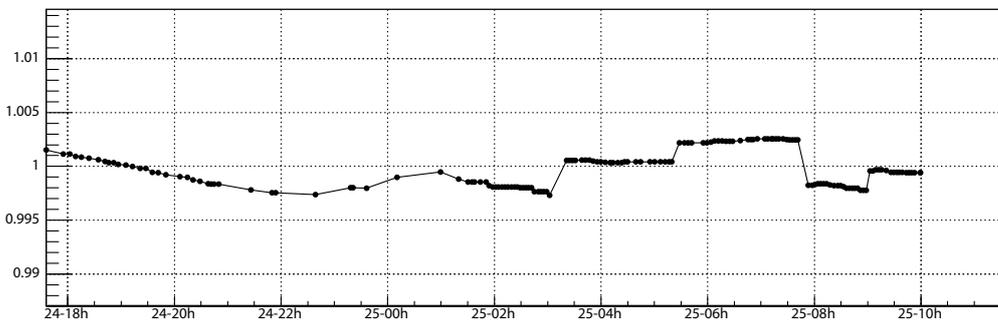
Neben diesen globalen Überprüfungen wurden auch einzelne Verteilungen von Spurinformationen für den Zeitraum von 10 Bursts begutachtet. Zwei Beispiele, die ein qualitativ gutes einem fehlerhaften Datenpaket gegenüberstellen, sind in Abbildung 4.3 zu sehen. Es besteht bei der dort gezeigten fehlerhaften Multiplizitätsverteilung im MC sowie in der TPC die Vermutung, dass in den betrachteten Zeiteinheiten Probleme während der Datenauslese, wie z.B. kurzzeitige Fehlfunktionen der Elektronik, zu diesen Resultaten geführt haben.

Auffällige Daten dieser Art, deren Werte nicht auf eine fehlerhafte Kalibrierung zurückgeführt werden konnten, werden in der späteren Durchführung der HBT-Analyse nicht miteinbezogen. Der aussortierte Anteil solcher fehlerhaften Dateneinheiten ist im Vergleich zur Gesamtmenge des Datensatzes jedoch gering ( $< 1\%$ ).

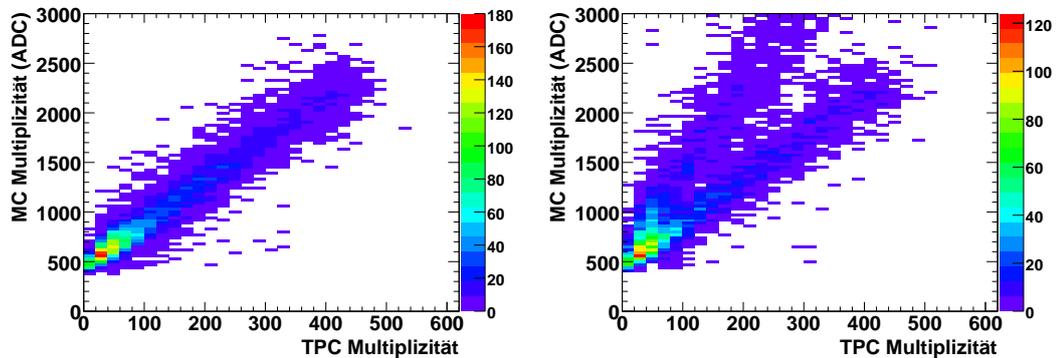
Nach der abgeschlossenen Beurteilung der Daten des Aufbereitungsschrittes step2 und der Behebung aller Kalibrierungsprobleme erfolgte die Durchführung des Aufbereitungsschrittes step3c. Die in den nachfolgenden Abschnitten präsentierten Daten und Berechnungen basieren ausschließlich auf Informationen aus step3c.



**Abbildung 4.1:** Driftzeitkorrekturfaktor für die TPC in Abhängigkeit von der Aufnahmezeit der Daten. Dabei stellt die erste Zahl den Tag und die zweite die Stunde dar. Die Stufen deuten die Zeiträume einer Unit an. Innerhalb einer Unit sollte die Driftzeitkorrektur weitestgehend konstant bleiben, weshalb zu der Zeit (25-02h) von einer Fehlkalibrierung ausgegangen werden kann.



**Abbildung 4.2:** Driftzeitkorrekturfaktor für die TPC nach der Fehlerbehebung in der Kalibrierungsprozedur in Abhängigkeit von der Aufnahmezeit der Daten. Dabei stellt die erste Zahl den Tag und die zweite die Stunde dar. Die Stufen deuten die Zeiträume einer Unit an.



**Abbildung 4.3:** Die MC-Multiplizität gegen die TPC-Multiplizität. Links für den regulären Fall, rechts für den Fall einer fehlerhaften Datennahme.

## 4.2 WEITERE KALIBRIERUNGEN

### 4.2.1 IMPULSKALIBRIERUNG

Die Kalibrierung des Detektors bzw. der Daten findet während der Datenaufbereitung anhand von speziellen Kalibrierungsdateien statt (siehe Kapitel 3.3.2). Mit Hilfe dieser Informationen können die meisten detektorspezifischen Effekte, die eine Variation des absoluten Impulswertes zur Folge haben, eliminiert werden. Alle übrigen, unbekanntem Einflüsse auf die Bestimmung des Impulswertes müssen nachträglich phänomenologisch korrigiert werden. Ursachen hierfür können eine unzureichende Kenntnis der Geometrie des Detektors sowie des elektrischen wie auch des magnetischen Feldes sein. Hinzu kommen können nicht ausreichende Kalibrierungen auf Grund einer zeitlichen Änderung der Gaskomposition, des Druckes, der Temperatur in der TPC etc.

Eine Abweichung der mittels Spurfindung bestimmten Impulse von ihren realen Werten zeigt sich im inversen Impulsspektrum von Teilchen mit der Ladung  $q$  durch eine Verschiebung des Minimums der  $q/p$ -Verteilung vom Nullpunkt: Im Idealfall, d.h. im Falle einer konstanten unendlichen Zeit- und Ortsauflösung des Detektors, sollte für gleiche Häufigkeiten beider Ladungen das Minimum der Verteilung exakt bei Null liegen. Überwiegt allerdings infolge einer endlichen Impulsauflösung die Unsicherheit in der Zuordnung eines bestimmten Vorzeichens zu einer Spur, so ergibt sich infolgedessen eine ungleiche Verteilung von positiv und negativ geladenen Teilchen. Dementsprechend wird die Minimumposition durch die entstehende Überhöhung für eine Ladung in Richtung des entgegengesetzten Vorzeichens verschoben.

Die Fehlidentifikation des Vorzeichens trifft meist für Spuren mit hohem Absolutwert des Impulses auf Grund der sehr geringen Krümmung durch das Magnetfeld und der stark sinkenden Impulsauflösung in diesem Impulsbereich zu. In Abbildung 4.4 ist eine gemessene inverse Impulsverteilung von identifizierten Pionen gezeigt, deren Minimum etwas in den negativen Bereich verschoben ist. Neben der falschen Ladungszuordnung trägt in diesem Fall auch die Kontamination des Impulsspektrums mit Protonen und positiven Kaonen auf Grund einer nicht perfekten Teilchenidenti-

fizierung zu einer Überhöhung des Spektrums für positive Teilchen bei. Aus dieser Überhöhung resultiert zusätzlich eine leichte Verschiebung der Minimumposition zu negativen Werten.

Durch den Vergleich der aus gemessenen Protonen und Pionen rekonstruierten Masse der  $\Lambda$ -Hyperonen ( $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ ) mit der rekonstruierten Masse der  $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen ( $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$ ) kann eine sogenannte Nominalposition der  $q/p$ -Verteilung gefunden werden: Erst wenn beide Massen, die aus jeweils den Impulsen entgegengesetzt geladener Tochterpartikeln berechnet werden, zugleich übereinstimmen, kann von einer korrekten Impulsbestimmung ausgegangen werden. Im Fall des Datensatzes für 158A GeV beträgt der Wert der nominalen Minimumposition  $\Delta q/p_{\text{min.Pos}}(0) = -0,004 \text{ (GeV}/c)^{-1}$ . Die entsprechende Studie wurde mit Hilfe von GEANT-Simulationen durchgeführt. Da die Massen der  $\bar{\Lambda}$  aus dem hier analysierten Datensatz nicht bestimmt werden konnten, wurde der Wert der Nominalposition aus der Analyse des 158A GeV Datensatzes entnommen.

Zur endgültigen Korrektur der einzelnen Impulswerte werden zusätzlich Verschiebungen der  $q/p$ -Spektren von der Nominalposition für verschiedene Bereiche der Spurwinkel, in Abhängigkeit von der Unit-Nummer sowie für Datenpakete von 10 Bursts extrahiert, um sowohl geometrische Effekte als auch zeitliche Änderungen in der Impulsbestimmung zu erfassen. Die Extraktion einer Minimumposition  $\Delta q/p_{\text{min.Pos}}$  erfolgt stets über die Anpassung von:

$$F(q/p) = F(0) + P1 \cdot (q/p - \Delta q/p_{\text{min.Pos}})^2 + P2 \cdot (q/p - \Delta q/p_{\text{min.Pos}})^4 \quad (4.1)$$

mit  $F(0)$ , der Verschiebung des Minimums in der Höhe sowie  $P1$  und  $P2$ , den Streckungsparametern. Als Referenz zur Extraktion der Positionen werden inverse Impulsverteilungen von mittels  $dE/dx$  identifizierten Pionen verwendet, da diese Teilchensorte etwa gleiche Multiplizitäten für beide Ladungen aufweist. Außerdem stellt ihre Häufigkeit einen hohen Anteil an der Multiplizität der direkt registrierten, geladenen Teilchen dar.

Die aus dieser Untersuchung der inversen Impulsspektren von Pionen resultierende Korrektur für Impulse aller Teilchensorten setzt sich aus drei voneinander abhängigen Komponenten zusammen, die aufeinander aufbauend bestimmt werden:

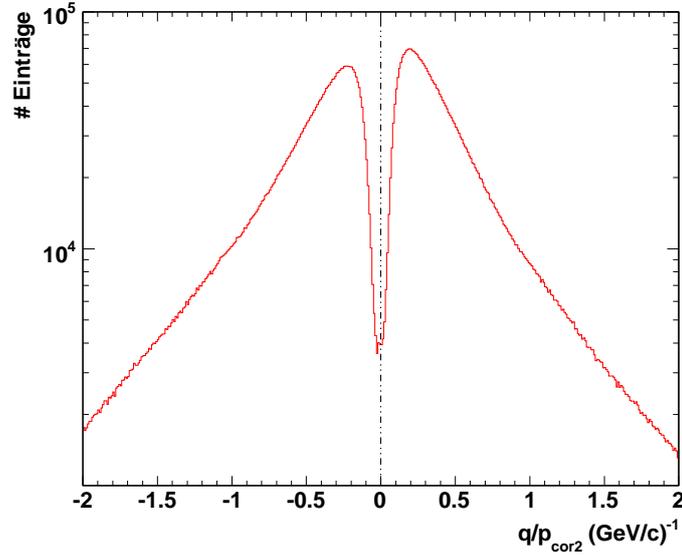
$$(q/p_n)_{\text{korr}} = (q/p_n) - [\Delta(1/p_n)_{M1} + \Delta(1/p_n)_{M2} + \Delta(1/p_n)_{M3}]. \quad (4.2)$$

Für jede Impulsanpassung, d.h. für  $p_{\text{cor}2}$  ( $n = 2$ ) sowie für  $p_{\text{cor}3}$  ( $n = 3$ ), wird eine individuelle Korrektur berechnet. Der kombinierte Impuls  $p_{\text{comb}}$ , der sich aus diesen Impulsen nach Gleichung 3.6 zusammensetzt, erhält somit seine Korrektur über seine Komponenten.

Im ersten Korrekturschritt M1:

$$\Delta(1/p_n)_{M1} = \Delta(1/p_n)(Unit) + 0,004 \cdot B + \left[ \Delta(1/p_n)(\theta, \phi) - \overline{\Delta(1/p_n)} \right], \quad (4.3)$$

wird zunächst die Minimumposition des Spektrums einer Unit  $\Delta(1/p_n)(Unit)$  durch die Korrektur M1 subtrahiert, um das Minimum der Impulswerte einer Unit auf die Null-Position zu schieben. Anschließend wird eine Verschiebung zur Nominalposition bei  $-0,004 \text{ (GeV}/c)^{-1}$  vorgenommen.  $B$  beschreibt hierbei das Vorzeichen des Magnetfeldes. Der dritte Term  $\Delta(1/p_n)(\theta, \phi)$  stellt die Minimumposition der Impulsspektren



**Abbildung 4.4:** Ein inverses Impulsspektrum  $q/p$  von Pionen mit Ladung  $q$  und Impuls  $p = p_{\text{cor2}}$  (rote Linie). Die gestrichelte Linie deutet die Position  $q/p = 0$  an. Die Pionen wurden anhand ihres Energieverlustes identifiziert.

für unterschiedliche Einheiten des Azimutalwinkels sowie in Bereichen von  $\theta$  mit  $\Delta\phi = 43,5$  mrad bzw.  $\Delta\theta = 20,0$  mrad dar<sup>1</sup>. Durch die Subtraktion des letzten Beitrags in M1, der Verschiebung des Spektrums der gesamten verfügbaren Statistik  $\Delta(1/p_n)$ , wird erreicht, dass die Fluktuationen bezüglich der mittleren Position des gesamten Datensatzes korrigiert werden.

Die Korrektur M1 trägt zur Minimierung der relativ starken Fluktuationen der Minimumpositionen um den Nullpunkt für verschiedene Bereiche des Polarwinkels bei, wie sie in Abbildung 4.5 vor der ersten Korrektur erkennbar sind.

Eine zusätzliche Korrektur M2:

$$\Delta(1/p_n)_{M2} = B \cdot \left[ \Delta(1/p_n)(\theta, Unit) - \overline{\Delta(1/p_n)(Unit)}(\theta) \right], \quad (4.4)$$

sorgt für das Verschwinden der noch innerhalb einer Unit bestehenden leichten Streuung der Minimumpositionen um den Mittelwert  $\overline{\Delta(1/p_n)(Unit)}(\theta)$  eines  $\theta$ -Bereiches über alle Units. Für diese Korrektur werden inverse Impulsspektren jeder Unit in sieben Bereichen des Polarwinkels  $\theta$  mit  $\Delta\theta = 20,0$  mrad untersucht.

Zuletzt wird eine noch feinere Korrektur für jeweils 10 Bursts durchgeführt, um zeitliche Variationen der Minimumpositionen zu erfassen:

$$\Delta(1/p_n)_{M3} = B \cdot \left[ \Delta(1/p_n)(10Bursts) - \overline{\Delta(1/p_n)(10Bursts)} \right] \quad (4.5)$$

Die Resultate der vollständigen Impulskorrektur sind in Abbildung 4.6 für den kombinierten Impuls  $p_{\text{comb}}$  dargestellt. Im Vergleich zu den in Abbildung 4.5 aufge-

<sup>1</sup> Die Korrekturwerte in Abhängigkeit von  $\phi$  mussten auf Grund der zu großen Unsicherheiten in den entsprechenden Impulsspektren dem 158A GeV Datensatz entnommen werden.

tragenen Minimumpositionen der unkorrigierten  $q/p$ -Verteilungen zeigt sich, dass die Fluktuationen in den unterschiedlichen Polarwinkelbereichen weitestgehend eliminiert werden konnten: Als Endergebnis verbleibt eine nahezu gleiche Position für alle Winkelbereiche von  $\theta$ , unabhängig von der Unitnummer, welche die nominale Verschiebung für  $p_{\text{comb}}$  widerspiegelt. Auf Grund der verbesserten Impulsauflösung von  $p_{\text{comb}}$  liegt seine Nominalposition etwas näher an der idealen Position bei Null als sie für  $p_{\text{cor2}}$  und  $p_{\text{cor3}}$  ermittelt wurde.

#### 4.2.2 ZENTRALITÄTSKALIBRIERUNG

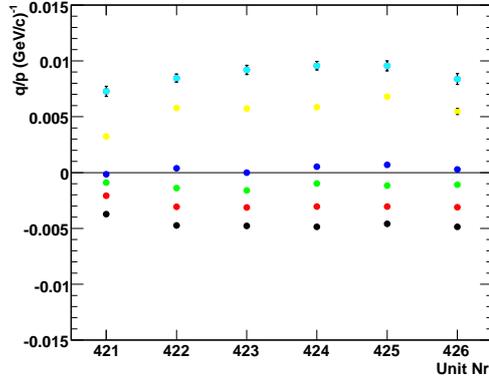
Die Zentralität eines Ereignisses wird festgelegt durch den Impaktparameter  $b$ , dem Abstand der Kernmittelpunkte der kollidierenden Kerne A und B in transversaler Richtung (siehe Anhang A). Bei vollständiger Überlappung der Kerne erreicht der Impaktparameter dieser Reaktion sein Minimum mit  $b = 0$ . Eine periphere Kollision weist einen entsprechend größeren Impaktparameter auf. Da die direkte Messung der Überlappung nicht möglich ist, muss eine Relation zwischen der messbaren Multiplizität geladener Teilchen in einer Reaktion und der entsprechenden Zentralität gefunden werden.

Mit zunehmender Überlappung der Kerne bzw. mit kleiner werdendem  $b$  in der Kollision steigt die mittlere Anzahl produzierter geladener Teilchen  $N_{\text{ch}}$  pro Ereignis. Die Fläche einer gemessenen Multiplizitätsverteilung von Kollisionen jeder Zentralität entspricht daher dem totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{AB}}$  einer A-B-Kern-Reaktion. Dieser gibt im Rahmen des Überlappmodells von Glauber (siehe Anhang A) den über alle möglichen Impaktparameter  $b$  integrierten Wirkungsquerschnitt dafür an, dass in einer Kollision mindestens eine inelastische N-N-Reaktion stattfindet. Eine direkte Verbindung zwischen  $N_{\text{ch}}$  und  $b$  bzw. der Zentralität kann aus dieser Relation allerdings nicht erfolgen: Im Beispiel der Abbildung 4.7 deuten die gestrichelten Linien die Zentralitätsbereiche in Abhängigkeit des *mittleren* Impaktparameters bzw. der Multiplizität  $N_{\text{ch}}$  an. Die grundlegende Annahme dieser Darstellung ist die monotone Relation zwischen dem mittleren Impaktparameter  $\langle b \rangle$  und  $N_{\text{ch}}$ . Für einen bestimmten Wert von  $b$  weist die Multiplizität entsprechend der Wahrscheinlichkeitsverteilung der N-N-Reaktionen eine Verteilung mit einer nichtverschwindenden Breite auf, wodurch keine eindeutige Zuordnung eines Wertes von  $b$  und einer Multiplizität durch eine Gleichung herstellbar ist.

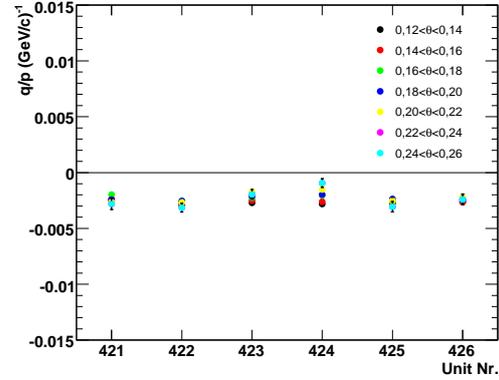
Daher erfolgt die Einteilung von Ereignissen in sogenannte Zentralitätsklassen (siehe Tabelle 4.1), wie sie von den meisten Experimenten angegeben werden. Die Zentralitätsangabe 5-10% beispielsweise bedeutet hierbei, dass alle Ereignisse mit  $\tilde{N}_{\text{ch}}$  im Bereich  $k_{\text{cent}\simeq 5\%} < \tilde{N}_{\text{ch}} < k_{\text{cent}\simeq 10\%}$  für diese Klasse zugelassen werden. Die Variablen  $k$  stellen die Grenzen des Integrals über die Multiplizitätsverteilung im Zähler des Quotienten

$$\text{cent} = \frac{\int_k^\infty \frac{dN_{\text{ereign}}}{dN_{\text{ch}}} dN_{\text{ch}}}{\int_0^\infty \frac{dN_{\text{ereign}}}{dN_{\text{ch}}} dN_{\text{ch}}} \cdot 100 = \frac{\int_k^\infty \frac{dN_{\text{ereign}}}{dN_{\text{ch}}} dN_{\text{ch}}}{\sigma_{\text{inel}}^{\text{AB}}} \cdot 100, \quad (4.6)$$

dar, für die der Quotient 5% bzw. 10% liefert.  $dN_{\text{ereign}}$  gibt die Anzahl der Ereignisse für eine gegebene Anzahl geladener Teilchen an. Da die Werte von  $k$  ganze Zahlen sind, kann keine kontinuierliche Relation zwischen der Zentralitätsangabe und  $k$  gefunden werden.



**Abbildung 4.5:** Minimumpositionen der unkorrigierten  $q/p$ -Verteilungen des Impulses  $p_{\text{comb}}$  in verschiedenen  $\theta$ -Bereichen (rad) für jede Unit. Legende siehe Abbildung 4.6.



**Abbildung 4.6:** Minimumpositionen der  $q/p$ -Verteilung des vollständig korrigierten Impulses  $p_{\text{comb}}$  in verschiedenen  $\theta$ -Bereichen (rad) für jede Unit.

Der Zähler wird häufig mit einem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für die Produktion von mindestens  $k$  geladenen Teilchen assoziiert, der über die Relation

$$\sigma \propto \langle b \rangle^2, \quad (4.7)$$

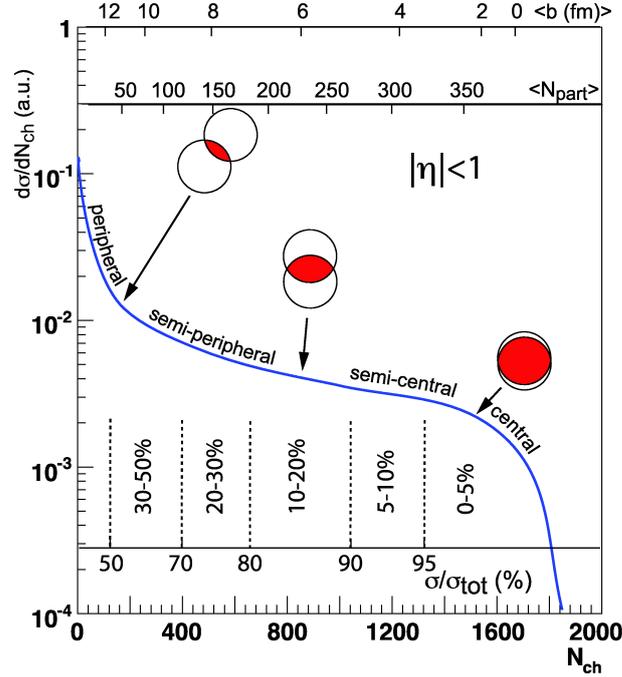
mit dem mittleren Impaktparameter  $\langle b \rangle$  verknüpft wird. Anhand der einfachen Beziehung

$$\frac{\sigma(\langle b \rangle)}{\sigma_{\text{inel}}^{\text{AB}}} \approx \frac{\pi \cdot \langle b \rangle^2}{\sigma_{\text{inel}}^{\text{AB}}}, \quad (4.8)$$

kann ein mittlerer Impaktparameter  $\langle b \rangle$  für Kollisionen mit mindestens  $k$  produzierten, geladenen Teilchen angegeben werden. Für die beiden Grenzen  $k_{\text{cent}}$  kann jeweils ein maximaler und minimaler mittlerer Impaktparameter berechnet werden.

Da die Registrierung von sehr peripheren Kollisionen aufgrund experimenteller Gegebenheiten nicht vollständig möglich ist, entspricht das gemessene Spektrum nicht der wirklichen Multiplizitätsverteilung im Bereich von Werten, die kleiner als  $N_{\text{ch}} \simeq 100$  Teilchen sind: Es müssten für diesen Bereich eine große Anzahl von Ereignissen mit sehr peripheren Kollisionen aufgezeichnet werden, um die nötige Statistik für diesen Bereich zu erhalten. Die entsprechende Datenmenge und die Registrierungszeit, die trotz der fast leeren Ereignisse nachwievor durch Abspeicherung der einzelnen Ereignisse stark zunehmen würde, macht ein Triggern auf solche Prozesse ineffizient. Zusätzlich ist es anhand der Ausleseelektronik des MC erst ab einer festen Schwelle von 500 AD-Werten möglich, eine effiziente Registrierung von Ereignissen zu gewährleisten, wodurch eine minimale Multiplizität festgelegt wird. Zur Bestimmung der Zentralitätsklassen für den 80A GeV Datensatz wird daher mit einer Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen aus simulierten Pb-Au-Kollisionen gearbeitet: Mit Hilfe der simulierten Verteilung anhand des UrQMD-Modells<sup>1</sup> lässt

<sup>1</sup> Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics, ein Modell womit ultrarelativistische Schwerionenkollisionen simuliert werden können [47].



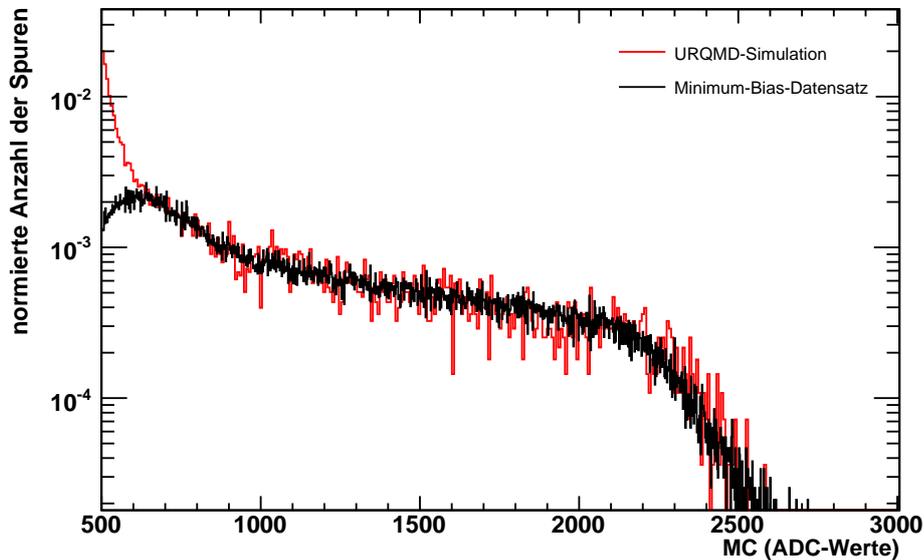
**Abbildung 4.7:** Eine schematische Darstellung der Zentralitätseinteilung, welche die Parameter des Glauber-Modells  $b$ ,  $N_{\text{part}}$  mit der experimentell messbaren Grösse  $N_{\text{ch}}$  in Verbindung setzt. Es lässt sich hieraus die prozentuale Zentralitätsangabe  $\sigma/\sigma_{\text{tot}} = \sigma/\sigma_{\text{inel}}^{\text{AB}}$  berechnen [46]. Zu beachten ist, dass hier nicht  $b$  sondern der Mittelwert  $\langle b \rangle$  mit einer Multiplizität  $N_{\text{ch}}$  assoziiert wird (siehe Text).

sich der nicht gemessene Bereich abschätzen indem die simulierten Daten an die reale Verteilung durch Skalieren in  $N_{\text{ch}}$ -Richtung aneinander angeglichen werden. Zuvor werden die Flächen beider Verteilungen jeweils durch ihr Integral normiert.

Die Multiplizität kann prinzipiell sowohl anhand des MC als auch anhand von Informationen der TPC bestimmt werden. Die Zentralitätsklassen in Tabelle 4.1 wurden ausschließlich mit Hilfe des MC-Spektrums in Abbildung 4.8 ermittelt, da diese Verteilung einen größeren Bereich in  $N_{\text{ch}}$  abdeckt und somit eine feinere Einteilung der Zentralitätsklassen zulässt, als es für Daten aus der TPC möglich wäre. Der inelastische Wirkungsquerschnitt für eine Pb-Au-Reaktion bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 12,7$  GeV beträgt, unter Verwendung der Woods-Saxon-Dichteverteilung und einem inelastischen N-N-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}} = 30$  mb,  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{PbAu}} = 6,94$  b [48].

Bin	$\sigma/\sigma_{\text{inel}}^{\text{PbAu}}$ [%]	$b_{\text{min}} - b_{\text{max}}$ [fm]	$N_{\text{ch}}$ (MC)
1	$\leq 5$	$< 3.3$	$> 1948$
2	5 - 10	3.3 - 4.7	1660 - 1948
3	10 - 15	4.7 - 5.8	1421 - 1659
4	15 - 25	5.8 - 6.94	1050 - 1420

**Tabelle 4.1:** Die Zentralitätsklassen (Bin) und die Zuordnung zur Multiplizität geladener Teilchen im MC für 80A GeV. Eine Zentralität 0-5% bedeutet dabei, dass Kollisionen zwischen einem Impaktparameter von  $\langle b \rangle = 0$  bis zu  $\sigma(\langle b \rangle)/\sigma_{\text{inel}}^{\text{PbAu}} = 5\%$  berücksichtigt werden.



**Abbildung 4.8:** Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen im MC. Im Falle des MCs musste die simulierte Verteilung um den Wert 500 verschoben werden, da die Multiplizitäten im MC durch die ADC-Werte des Detektors gegeben sind. Der effektive Startwert der Teilchenzählung liegt bei diesem Offset. Skaliert wurde die Verteilung mit dem Faktor 3,55.

### 4.3 DATENSELEKTION AUF STEP3-NIVEAU

Die Datenselektion für die HBT-Analyse findet auf drei Ebenen statt: Zunächst ist es wichtig, die Qualität der letzten Kalibrierungen des Aufbereitungsschrittes step3c zu prüfen. Dies geschieht, wie auf step2-Datenniveau, über die Beurteilung von charakteristischen Verteilungen, welche sensitiv auf die Effizienz des Detektors sind. Die nächste Ebene der Datenselektion stellt die Ebene der einzelnen Ereignisse dar, die durch ihre Zentralität charakterisiert werden. Zuletzt wird eine Auswahl auf der Ebene der einzelnen Spuren getroffen.

Es werden nun die einzelnen durchgeführten Selektionsschritte näher erläutert.

1

#### 4.3.1 SELEKTIONSKRITERIEN

**Selektion der Datensätze:** Anhand einer detaillierten Analyse jeder Dateneinheit können gravierende Defizite durch Aussortierung der betreffenden Einheiten beseitigt werden. Für die hier durchgeführte Analyse wurden Runs und Gruppen von jeweils zehn Bursts aus der Analyseprozedur ausgeschlossen, die bereits in step2 starke Auffälligkeiten zeigten und bei denen es nicht möglich war, durch weitere Kalibrierungsschritte eine Verbesserung zu erzielen. Der damit verbundene Ereignisverlust

1 Eine weitere Variable zur Selektion ist die Einteilung in Klassen der Orientierung der Reaktionsebene zur, d.h. in Richtungsbereiche des zur Strahlachse transversalen Impaktparametervektors  $\vec{b}$ . Auf Grund der vergleichsweise niedrigen Statistik des Datensatzes für 80A GeV, ist diese Sortierung jedoch nicht möglich.

liegt bei 2,3% für zentrale Ereignisse (bei ca. 1% für den gesamten Datensatz).

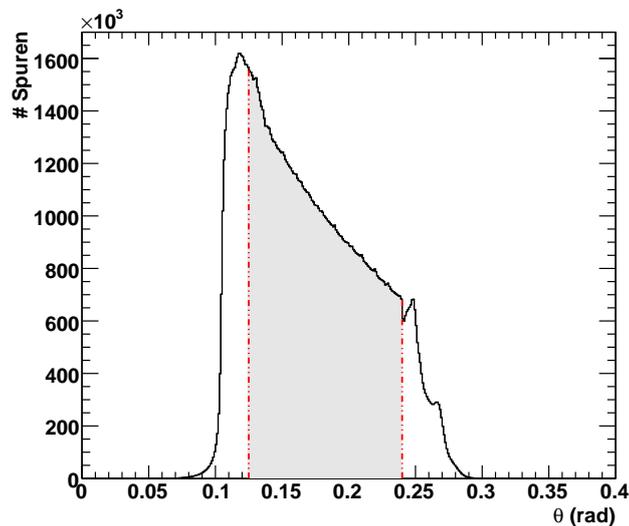
**Ereignisselektion:** Generell werden nur solche Ereignisse zugelassen, deren Daten eine Triggerinformation eines Minimum-Bias-Ereignisses oder eines zentralen Stoßes zugeordnet wurde (siehe Bedingung 3.1 und 3.2). Der nächste Selektionsschritt in der Analyseprozedur ist die Festlegung der Zentralitätsklasse, wie im vorherigen Abschnitt 4.2.2 bereits erläutert.

**Spurselektion:** Neben den genannten Selektionskriterien für Ereignisse, wird auch auf der Ebene der Spuren eine Auswahl zur Verbesserung der Systematik getroffen. Die in dieser Arbeit angewendeten Kriterien basieren zum einen auf detektorspezifischen Gegebenheiten des CERES-Experimentes und zum anderen auf analysetechnischen Studien:

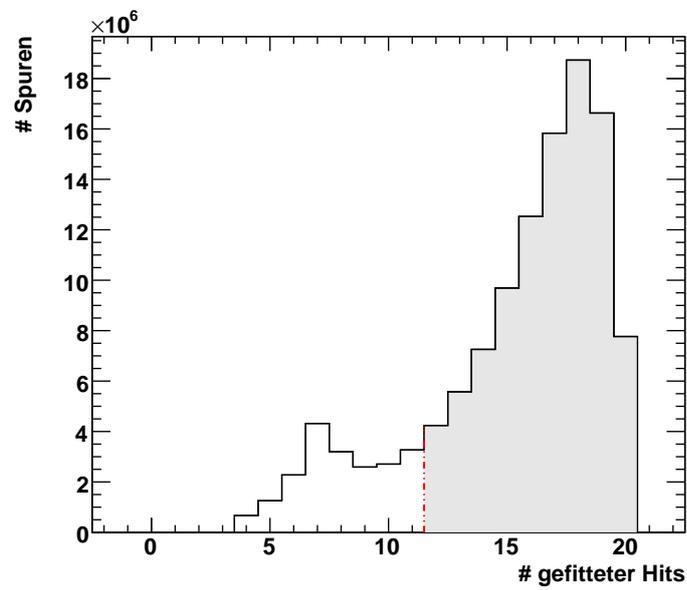
- **Die geometrische Akzeptanz** spielt eine entscheidende Rolle bei der Spurselektion. Eine Spur, deren Polarwinkel außerhalb des Akzeptanzbereichs von  $0,125 \text{ rad} < \theta < 0,24 \text{ rad}$  liegt, hat ihren Ursprungsort entweder im Vertex eines Teilchenzerfalls oder die gefundene Spur ist durch falsche Kombination von Spurpunkten entstanden. In Abbildung 4.9 ist die Polarwinkelverteilung aller gemessenen Ereignisse des 80A GeV Datensatzes mit der Selektion des Akzeptanzbereiches (grau hinterlegt) gezeigt. Jedoch können auch Spuren aus einem sekundären Vertex Polarwinkel im geometrischen Akzeptanzbereich aufweisen. Eine Selektion bezüglich des Vertex einer Spur kann auf Grund der unzureichenden Auflösung des Hauptvertex nicht durchgeführt werden. Da nur Informationen des MC und der TPC, die sich in größerer Entfernung zum Target befindet, zur Spurrekonstruktion vorliegen, ist eine genaue Rückführung der Spuren zum Hauptvertex nicht möglich.
- **Die Anzahl der angepassten Hits** entspricht einer weiteren Größe, um die Qualität der in der Analyse verwendeten Spuren zu sichern: Die maximale Anzahl der Spurpunkte ist durch die Anzahl von 20 Pad-Ebenen festgelegt. Eine gut angepasste Spur sollte mindestens einen Hit mehr als die Hälfte der möglichen Spurpunkte aufweisen. Der entsprechende Schnitt wird in der Verteilung der Spurpunkte pro Spur bei 11 Hits angesetzt, wie es in Abbildung 4.10 durch die rote, gestrichelte Linie angedeutet ist. Auf Grund der niedrigen Statistik des hier analysierten Datensatzes ist es nicht möglich, den idealen Fall von 20 angepassten Hits innerhalb der HBT-Analyse zu testen.
- **Die  $\chi^2$ -Selektion** ist wichtig, um ebenfalls Spuren mit einer hohen Güte der Anpassung für die Analyse zu verwenden. In der korrelierten Verteilung der radialen und azimutalen  $\chi^2$ -Verteilung in Abbildung 4.11 wird entsprechend der Häufigkeitsverteilung der korrelierten Werte ein ellipsenförmiger Schnitt eingesetzt, oberhalb dessen alle Spuren verworfen werden.
- **Die Teilchenidentifikation** ist notwendig, da ausschließlich Pionen zur Analyse verwendet werden sollen. Die Selektion in der Energieverlustsverteilung in Abbildung 4.12 erfolgt in einem Fenster entlang der theoretischen Kurve von Pionen. Diese Auswahl ist in einer weiteren Abbildung, 4.13, isoliert dargestellt. Allerdings stellt diese Selektion keine Garantie für eine reine Auswahl von

Pionen dar. Wie in Abbildung 4.12 zu sehen, verlaufen die theoretischen Energieverlustkurven von Pionen und Protonen (und Kaonen, vergl. Abbildung 3.5) nahe beieinander, so dass es zu einer Kontaminierung der Spurauswahl mit Protonen kommen kann. Aus diesem Grund ist die Breite des Auswahlfensters ab einem Impuls von 1 GeV/c verkleinert, da hier, im Vergleich zu niedrigeren Impulsen, eine höhere Kontaminierung mit Protonen möglich ist. In der gemessenen Korrelationsfunktion zeigt sich eine Kontaminierung des Impulsspektrums durch eine Verringerung der Überhöhung bei kleinen Impulsdifferenzen (siehe in Kapitel 2.5.2).

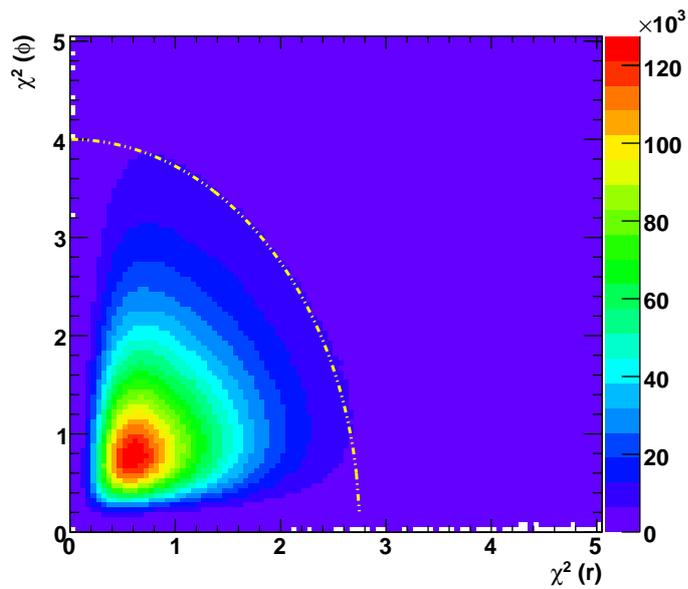
Die nun folgenden Kapitel beschäftigen sich mit der Analyse der Bose-Einstein-Korrelationen. Zunächst wird diesbezüglich die Selektion der Teilchenpaare sowie die Analysetechnik und die Fehlerbestimmung besprochen, der sich dann die Darstellung und die Interpretation der Ergebnisse in einem weiteren Kapitel anschließt.



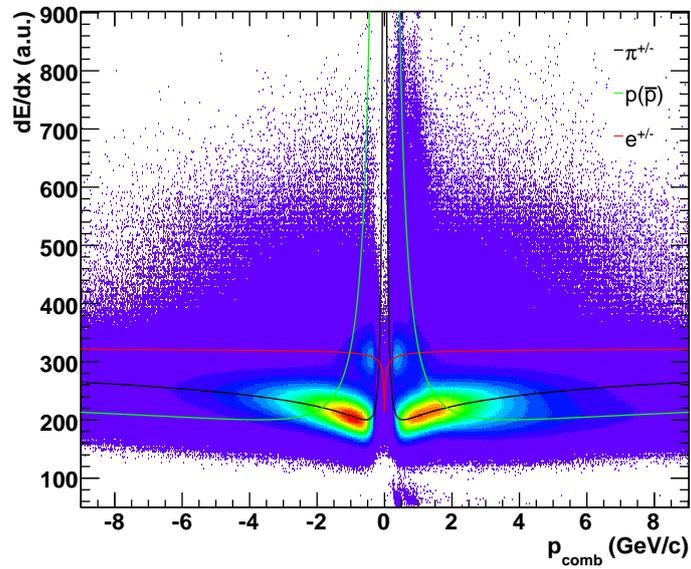
**Abbildung 4.9:** Die Verteilung des Polarwinkels  $\theta$  der gemessenen Spuren. Die grau hinterlegte Fläche zeigt den Akzeptanzbereich der TPC.



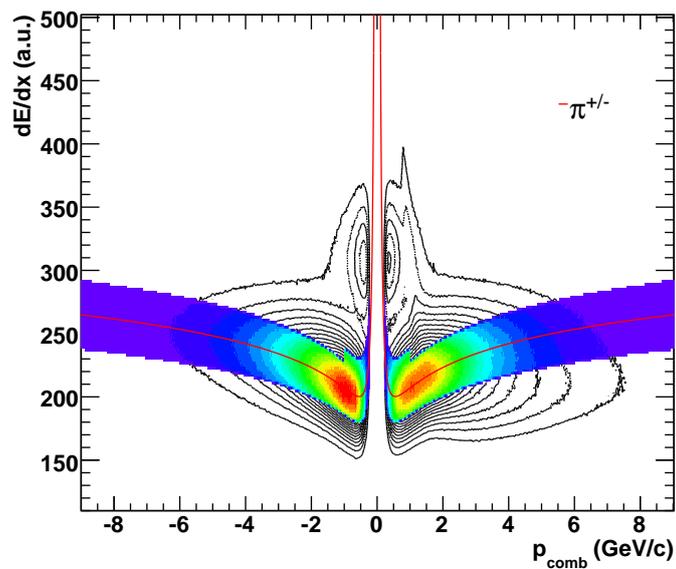
**Abbildung 4.10:** Die Verteilung der Anzahl der angepassten (fitted) Spurpunkte (Hits). Die grau hinterlegte Fläche zeigt den für die Analyse selektierten Bereich.



**Abbildung 4.11:** Die  $\chi^2$ -Verteilung der radialen ( $r$ ) und azimuthalen Anpassung ( $\phi$ ).



**Abbildung 4.12:** Der Energieverlust  $dE/dx$  von Teilchen in der TPC in Abhängigkeit des Impulses  $p_{\text{comb}}$ .



**Abbildung 4.13:** Ein Konturgraph des Energieverlustes in Abhängigkeit des Impulses  $p_{\text{comb}}$  mit der farbig dargestellten Auswahl für identifizierte Pionen im Fenster entlang der theoretischen Kurve (rote Linie).



Teil III

HBT-Analyse



# KAPITEL 5

---

## HBT-ANALYSE

---

Für die Analyse der Zweiteilchen-Korrelationsfunktion ist es äußerst wichtig, die verschiedenen Einflüsse auf die gemessenen Pionenpaare zu kennen und zu studieren. In Kapitel 2.5 wurde auf diese Problematik bereits eingegangen. Im Wesentlichen wurde darin der Formalismus der Anpassungsfunktion erörtert, der den Einfluss der Coulombwechselwirkung sowie von Purity-Effekten berücksichtigt. Die folgenden Abschnitte dieses Kapitels sind dagegen auf die Untersuchung von Einflüssen auf die extrahierten Radien durch die endliche Impulsauflösung und die Intergration des Coulombkorrekturfaktors in die Anpassungsfunktion fokussiert.

Zunächst wird die Selektion der Teilchenpaare für die HBT-Analyse vorgestellt, woran sich die Bestimmung der Impulsauflösung und der genannten Einflüsse auf die HBT-Parameter anschließt. In den darauf folgenden Abschnitten wird die damit zusammenhängende Berechnung des systematischen Fehlers sowie die Anpassungsprozedur besprochen.

### 5.1 PAARSELEKTION

Die Auswahl der Pionenpaare zur Konstruktion der experimentellen Korrelationsfunktion ist ein essentieller Schritt in der Analyseprozedur. Unterschieden wird dabei die Selektion bezüglich physikalischer Kriterien, wie die Wahl des Paarrapiditätsbereiches und des transversalen Paarimpulses, und bezüglich experimenteller Aspekte wie der Zweispurtrennung:

- **Die Zweispurtrennung** bzw. ihre Effizienz stellt das primäre Auswahlkriterium von Paaren in einer Zweiteilchenanalyse dar: Nahe beieinander verlaufende Trajektorien können auf Grund der endlichen Auflösung der TPC und der damit verbundenen endlichen Rekonstruktionseffizienz dieser Spuren nicht unendlich gut getrennt werden - die Spurseparation ist daher abhängig vom relativen Paarimpuls. Für Paare, deren Partner aus verschiedenen Ereignissen stammen, sollte dieser Effekt nicht auftreten, infolgedessen der für die HBT-Analyse konstruierte Hintergrund ebenfalls unbeeinflusst bleiben sollte. Die Konsequenz ist eine Beeinflussung der Korrelationsfunktion durch die Ineffizienzen in der Signalverteilung, die eine Verbreiterung und eine erniedrigte Überhöhung mit sich bringt.

Paare mit kleinen Impulsdifferenzen werden ähnlich im Magnetfeld abgelenkt und infolgedessen nahe zueinander gebracht, sodass sich die Güte der Zweispurauflösung mehr auf ihre Detektion auswirkt als auf die Messung anderer Paare.

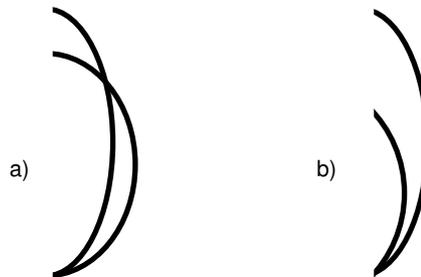
Zur Untersuchung dieser Beeinflussung werden zwei Topologien der Paarspuren unterschieden: Teilchenpaare, deren Trajektorien sich überkreuzen werden als *Cowboy*-Paare bezeichnet (siehe Abbildung 5.1a)), andernfalls werden sie *Sailor*-Paare genannt (siehe Abbildung 5.1b)). Die Berechnung der zugehörigen Variable zur Unterscheidung der Topologien  $SC$ , die für den Fall Cowboy den Wert 1 annimmt und den Wert 0 für Sailor-Paare, erfolgt über:

$$SC = (Q_1 \cdot Q_2) (Q_2 \cdot p_2 - Q_1 \cdot p_1) (\phi_2 - \phi_1), \quad (5.1)$$

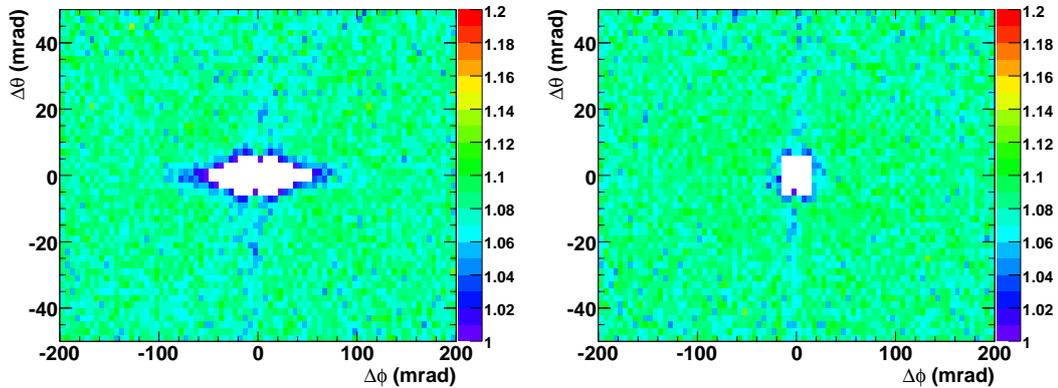
wobei  $Q_i$  die Ladung,  $p_i$  den Impuls und  $\phi_i$  den Azimutalwinkel des Teilchens  $i$  angibt.

Eine Überkreuzung bewirkt neben der Ineffizienz in  $\Delta\phi$  eine zusätzliche Unsicherheit in der Auflösung der Polarwinkeldifferenz  $\Delta\theta$ . In Abbildung 5.2 sind die Winkeldifferenzen in  $\theta$  und  $\phi$  der Teilchenpaare für beide Topologien aufgetragen. Deutlich erkennbar ist der Bereich der unzureichenden Zweispurtrennung bei kleinen Winkeldifferenzen und der Unterschied der beiden besprochenen Topologien. Auf Grund der geringen Statistik des vorliegenden Datensatzes können keine weiteren möglichen Strukturen, die auf Effizienzprobleme hindeuten würden, aufgelöst werden. Daher empfiehlt sich ein großzügiger Schnitt um den Ineffizienzbereich in Abhängigkeit vom Transversalimpuls und der Rapidität des Paares.

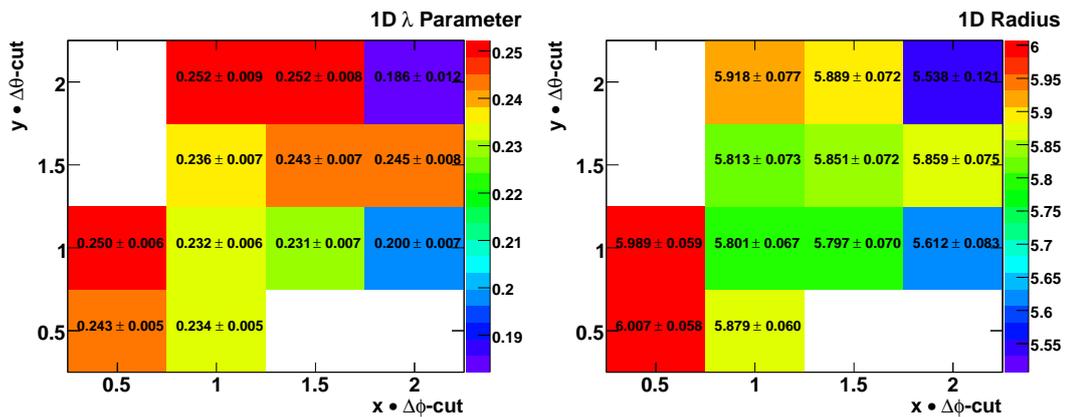
Zur Überprüfung der Effektivität des gewählten Schnittes wurde eine Untersuchung des  $\lambda$ - sowie des Radius-Parameters der Korrelationsfunktion aus einer eindimensionalen Anpassung in Abhängigkeit der Schnittweite in  $\Delta\theta$  sowie in  $\Delta\phi$  durchgeführt. Abbildung 5.3 und 5.4 zeigen die jeweiligen Werte der beiden Parameter für unterschiedliche Anteile der verwendeten Schnitte am vorgeschlagenen Schnitt. Als Signatur eines im Vergleich zum Bezugswert besseren Schnittes wird eine Erhöhung beider Parameter erwartet, da die Korrelationsfunktion in diesem Fall durch geringer einwirkende Ineffizienzen sowohl weniger verbreitert als auch weniger erniedrigt wird. Erkennbar ist in den Abbildungen allerdings, dass vergrößerte Schnittweiten auf Grund der abnehmenden Statistik erhöhte Fehler aufweisen und somit generell nicht geeignet erscheinen. Kleinere Schnitte haben zum Teil eine Vergrößerung der Parameter zur Folge, jedoch stimmen sie im Rahmen ihrer Fehler mit den Werten für den Bezugspunkt überein. Die gewählte Selektion stellt sich dementsprechend als stabil heraus.



**Abbildung 5.1:** Die Cowboy- a) und Sailor-Topologie b) der Trajektorien zweier gleich geladener Teilchen. Die Darstellung stellt eine zweidimensionale Projektion der Spuren dar, weshalb eine Überkreuzung in a) nicht unbedingt  $\Delta\theta = 0$  der Spuren bedeuten muss.

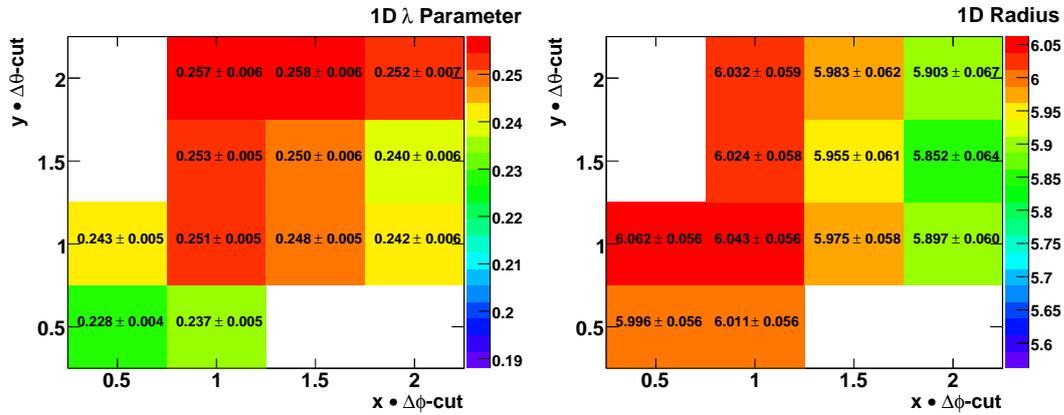


**Abbildung 5.2:** Öffnungswinkel ( $\Delta\phi/\Delta\theta$ ) für die Cowboy- (links) und die Sailor-Topologie (rechts). Die weißen Bereiche deuten auf die Ineffizienz der Zweispurauflösung in diesem Bereich hin.

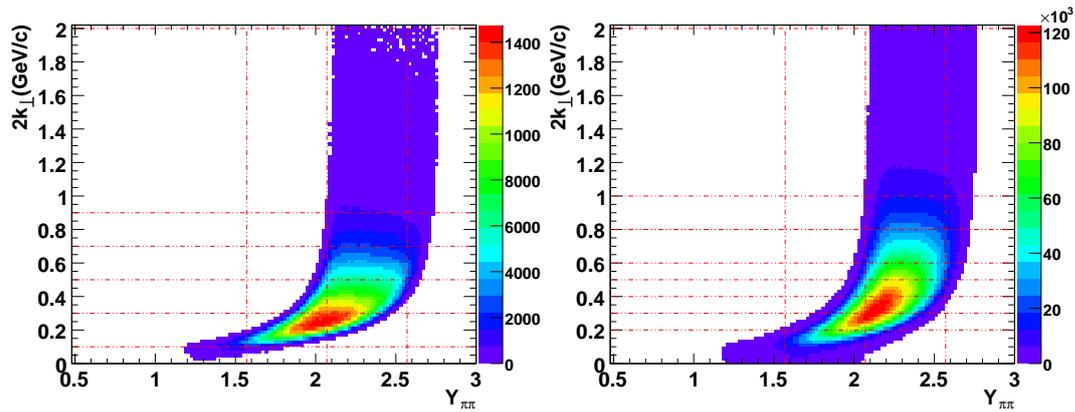


**Abbildung 5.3:** Der  $\lambda$ - und Radius-Parameter (fm) aus einer eindimensionalen Anpassung an die gemessene Korrelationsfunktion mit verschiedenen Schnittweiten in den Öffnungswinkeln in Anteilen ( $x,y$ ) am vorgeschlagenen Schnitt ( $\Delta\phi, \Delta\theta$ ) für die Cowboy-Topologie.

- **Der transversale Paarimpuls und die Paarrapidität** geben, wie in Kapitel 2.4 bzw. Kapitel 2.5.2 besprochen, ein weiteres Selektionskriterium zur Bestimmung der Korrelationsfunktion vor. Die Analyse wird analog der markierten Bereiche der beiden Darstellungen in Abbildung 5.5 in Einheiten der Paarrapidität und des transversalen Paarimpulses durchgeführt. Zum Vergleich der HBT-Daten aus der Veröffentlichung der CERES-Kollaboration in [1] mit den hier analysierten Daten, sind die Einteilungen in Abbildung 5.5 links entsprechend den in [1] angegebenen Werten entnommen. Die verbleibenden Studien der HBT-Parameter werden anhand der Wahl der feineren Transversalimpulsbereiche in [2] (Abbildung 5.5 rechts) durchgeführt, wobei die Einteilung in Bereiche der Paarrapidität aus [1] beibehalten wird. Die Wahl der Paarrapiditätsbereiche orientiert sich am Wert der Midrapidität bei  $y_{\text{mid}} = 2,57$ .



**Abbildung 5.4:** Der  $\lambda$ - und Radius-Parameter (fm) aus einer eindimensionalen Anpassung an die gemessene Korrelationsfunktion mit verschiedenen Schnittweiten in den Öffnungswinkeln in Anteilen ( $x, y$ ) am vorgeschlagenen Schnitt ( $\Delta\phi, \Delta\theta$ ) für die Sailor-Topologie.



**Abbildung 5.5:** Der transversale Paarimpuls  $P_{\perp} = 2k_{\perp}$  gegen die Paarrapidität von Pionenpaaren mit  $q_{inv} < 0,06$  GeV/c (links) bzw.  $q_{inv} < 0,15$  GeV/c (rechts). Die roten gestrichelten Linien deuten die Transversalimpuls- und Rapiditätseinheiten an, für welche die Korrelationsfunktion bzw. die HBT-Parameter gemessen werden. Links: Die Selektionskriterien entsprechen denen aus der Veröffentlichung von 2002 [1]. Rechts: Feinere Einteilung der Transversalimpulsbereiche, analog den Selektionskriterien in [2]. Die Rapiditätsbereiche aus der linken Abbildung werden beibehalten.

Die Paarselektion für die Signal- und Untergrundverteilung unterliegt den gleichen Kriterien. Zur Konstruktion des Hintergrundes werden Paare aus vier zusätzlichen Ereignissen entsprechend der Mixed-Event-Methode gebildet, um statistische Unsicherheiten zu reduzieren. Für diese Entscheidung wurde eine Balance zwischen einem zeitlich angemessenen Rechenaufwand und der Effektivität der Reduktion der Unsicherheiten gewählt.

## 5.2 EINFLÜSSE UND KORREKTUREN

Eine Korrektur auf Grund der Beeinflussung der Radien durch die Impulsauflösung wird im Gegensatz zum Einfluss der Coulombwechselwirkung nicht als Zusatz in die Anpassungsfunktion eingearbeitet. Stattdessen erfolgt eine Korrektur der gemessenen Radien nach der Anpassung: Hierzu werden Parametrisierungen für jeden Radiusparameter mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen (MC)<sup>1</sup> erstellt, die einen direkten Zusammenhang zwischen den gemessenen und den wirklichen Radien herstellen. Anhand von MC-Simulationen kann ebenfalls der Einfluss des Coulombkorrekturfaktors  $F_{\text{coul}}$  studiert werden.

Im nächsten Abschnitt wird die Bestimmung der Impulsauflösung für den verwendeten Datensatz besprochen. Anschließend erfolgt die Vorstellung der Resultate der einzelnen MC-Studien.

### 5.2.1 IMPULSAUFLÖSUNG

Auf die Auswirkung der Verschmierung der Impulsverteilung auf die Korrelationsfunktion infolge von Missidentifikation und Resonanzzerfällen wurde im Kapitel 2.5 bereits hingewiesen. Zur Berücksichtigung der dadurch entstehenden Erniedrigung der Überhöhung bei kleinen Impulsdifferenzen wurde der  $\lambda$ -Parameter eingeführt. Die Impulsauflösung des Detektors wirkt sich dagegen auf die gesamte Impulsverteilung (insbesondere auf hohe Impulse) und daher auch auf die Verteilung aller Impulsdifferenzen aus. Für die Korrelationsfunktion bedeutet dies nicht nur eine Reduzierung sondern auch eine Verbreiterung der Überhöhung auf Grund der verschmierten Impulsdifferenzverteilung. Infolgedessen werden durch die endliche Impulsauflösung kleinere Radien extrahiert.

Im Folgenden werden Methoden der Bemessung der Impulsauflösung vorgestellt:

Eine gängige Methode zur Bestimmung der Impulsauflösung ist der Vergleich der rekonstruierten Masse des  $\Lambda$ -Hyperons aus seinen gemessenen Zerfallsteilchen  $p$  und  $\pi^-$  mit der rekonstruierten Masse aus simulierten Zerfällen unter der Berücksichtigung der bekannten Ineffizienzen des Detektors. Aus Symmetriegründen wird dabei auch die Masse des Antiteilchens,  $\bar{\Lambda}$ , hinzugezogen. Differenzen der Massen deuten auf eine unvollständige Beschreibung der Detektorauflösung hin: Letztere wird so lange variiert, bis die Werte der Massen übereinstimmen, wodurch die endgültige Detektorauflösung festgelegt wird.

In Abbildung 5.6 ist eine Darstellung nach Armenteros und Podolanski [49] gezeigt, worin sich  $\Lambda$ -Teilchen als Halbellipse um den Mittelpunkt bei  $\alpha = 0,7$  und einem Maximalwert  $q_t = 0,1 \text{ GeV}/c$  abzeichnen. Auch in der Darstellung der invarianten Masse von Protonen und negativen Pionen in Abbildung 5.7 ist eine deutliche Signatur des  $\Lambda$  erkennbar. Das  $\bar{\Lambda}$  sollte im Armenterosdiagramm die auf der  $\alpha$ -Achse bei  $\alpha = 0$  gespiegelte Position einnehmen. Wie in der Abbildung ersichtlich, kann kein  $\bar{\Lambda}$  nachgewiesen werden.

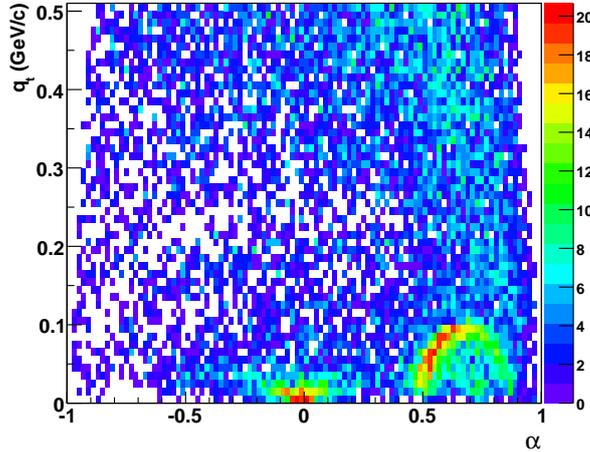
Alternativ ist es möglich, die Auflösung der Masse des  $K_s^0$ -Mesons über seinen Zerfall in  $\pi^+ + \pi^-$  zur Bestimmung der Impulsauflösung heranzuziehen. Die  $K_s^0$  sollten sich in dieser Darstellung als Halbellipse von  $-1 < \alpha < 1$  mit einem Maximalwert von

<sup>1</sup> Computer-Experimente, die zur Untersuchung von Sachverhalten mit Hilfe von stochastischen Simulationsalgorithmen durchgeführt werden.

0,21 GeV/c in  $q_t$  zeigen. Auf Grund der fehlenden Signatur, die durch eine zu geringe Statistik des Datensatzes hervorgerufen sein könnte, kann das  $K_s^0$  ebenfalls nicht zur Impulsauflösung verwendet werden.

Unabhängig des Nachweises von Teilchen über ihre Zerfallsprodukte erfolgt indes eine Abschätzung der gegebenen Impulsauflösung für den hier analysierten Datensatz anhand der Auflösungsinformationen des 158A GeV Datensatzes [43]: Als beste, obere Grenze wird angenommen, dass die Impulsauflösung während beider Strahlzeiten gleich war. Im schlechtesten Fall hat sich die Impulsauflösung des 80A GeV Datensatzes im Verlauf der neuen Datenaufbereitung mit verbessertem Kalibrierungsschema weder erhöht noch erniedrigt.

Zum Studium der Auswirkungen der beiden vorgestellten Grenzen für eine mögliche Impulsauflösung auf die HBT-Radien werden im folgenden Abschnitt Monte-Carlo-Simulationen von Korrelationsfunktionen besprochen.



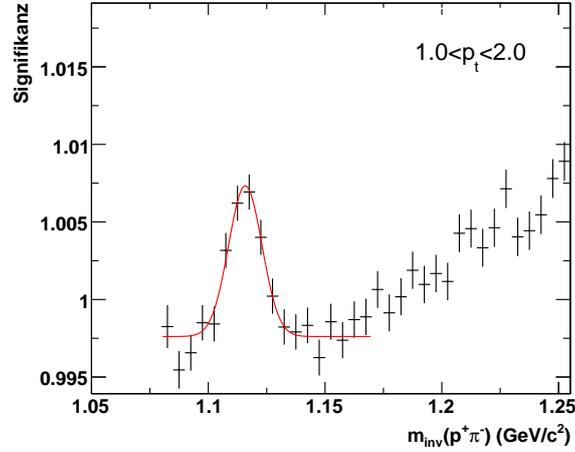
**Abbildung 5.6:** Armenteros-Podolanski-Diagramm für 80A GeV.  $\alpha$  misst die Asymmetrie der Impulse der beiden Zerfallsteilchen in longitudinaler Richtung des Impulses des Mutterteilchens  $P_{\parallel}$  im Verhältnis zu  $P_{\parallel}$ .  $q_t$  steht für den Anteil des Transversalimpulses des positiven Tochterteilchens am transversalen Impuls des Mutterteilchens.

### 5.2.2 MC-STUDIEN ZUR IMPULSAUFLÖSUNG

Mit Hilfe von simulierten Korrelationsfunktionen des *Fast Generator*<sup>1</sup> für unterschiedliche Quellradien bei einer festen Impulsauflösung lassen sich die Variationen der Radien für die jeweilige Impulsauflösung studieren: Wie in Abbildung 5.8 gezeigt, kann an die Verteilung der Radien für eine unendlich hohe Auflösung  $R_{\text{real}}$  in Abhängigkeit von den Radien für eine verschmierte Impulsverteilung  $R_{\text{gem.}}$  ein Polynom zweiter Ordnung angepasst werden.

Dabei zeigt sich, dass die Impulsauflösung den größten Einfluss auf den Parameter  $R_o$  ausübt: Die entsprechende Impulskomponente  $q_o$  ist über den Anteil der transversalen Impulsdifferenz am transversalen Paarimpuls  $k_{\perp}$  definiert (siehe Abbildung 2.3). Sie

<sup>1</sup> Ein schneller Generator zur Simulation von Korrelationsfunktionen auf Basis der Monte-Carlo-Methode, siehe [2].



**Abbildung 5.7:** Invariante-Masse-Spektrum für ein Proton  $p$  und ein negatives Pion  $\pi^-$ , den Tochterpartikeln aus dem Zerfall eines  $\Lambda$  mit einer Masse  $m_\Lambda = 1115,68 \text{ MeV}/c$ . Für diese Darstellung wurde die Signal-Verteilung aus  $(p, \pi^-)$ -Paaren eines Ereignisses mit gemeinsamen Transversalimpuls  $1,0 \text{ GeV}/c < p_t < 2,0 \text{ GeV}/c$  durch den normierten Untergrund auf Basis der Mixed-Event-Methode geteilt. Die Anpassung einer Gaußkurve liefert einen Mittelwert von  $m = 1115,83 \pm 1,0 \text{ MeV}/c$  und eine Breite von  $\sigma = 7 \pm 1 \text{ MeV}/c$ .

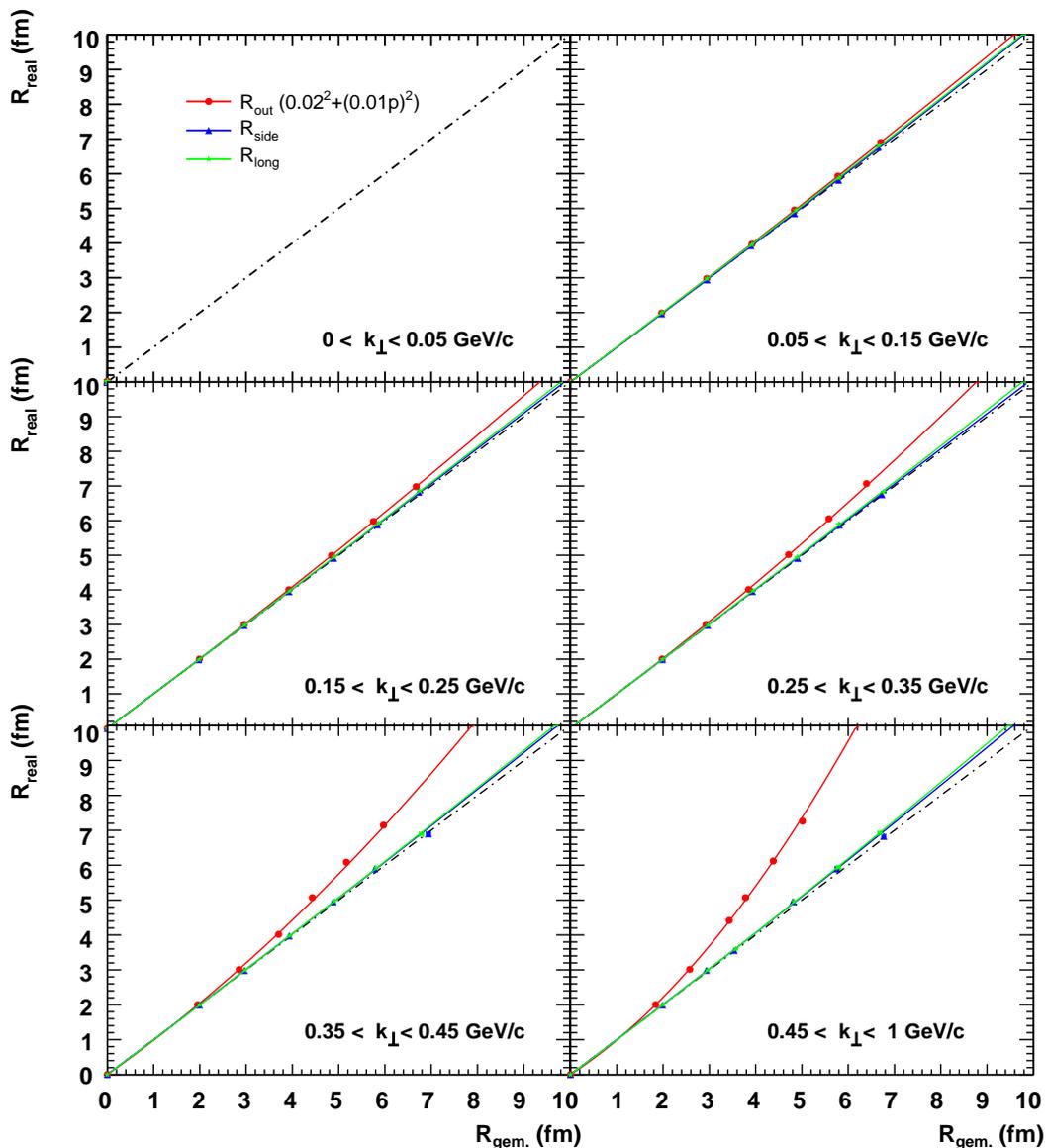
misst somit den Längenunterschied der Impulsvektoren beider Teilchen in transversaler Richtung und ist daher sensitiv auf Ungenauigkeiten des Transversalimpulses. Da die Unsicherheit  $\Delta p$  quadratisch mit dem Impuls steigt, nimmt die Abweichung von den gemessenen und den idealen Radien mit  $p$  und daher auch mit  $p_\perp$  bzw  $k_\perp$  zu. Der Parameter  $R_s$  reflektiert in erster Linie den Öffnungswinkel des Paares in transversaler Richtung und wird daher von der Ungenauigkeit des Impulsbetrages kaum beeinflusst. Für  $R_s$  sowie für  $R_l$  zeigt sich erst mit höheren Impulsen eine leichte Abweichung der gemessenen Radien.

Die Parametrisierungen in Abbildung 5.8 sind anhand der in [39] für den Datensatz von 158A GeV veröffentlichten Impulsauflösung berechnet worden. Unter der Annahme einer verschlechterten Auflösung, wie sie in der Arbeit [40] für die Publikation [1] bestimmt wurde, resultieren für  $R_o$  wesentlich größere Korrekturwerte. Zum Vergleich sind in Abbildung 5.9 beide Parametrisierungen für  $R_o$  gemeinsam dargestellt. Die Unterschiede für  $R_s$  sowie für  $R_l$  sind gering.

Die Korrekturen der endgültigen Ergebnisse erfolgen anhand der Parametrisierung aus Abbildung 5.8, da die Impulsauflösung für den hier bearbeiteten Datensatz, wie bereits erwähnt, nicht berechnet werden konnte. Die verbleibende Unsicherheit der Anwendung dieser Korrektur wird in die Berechnung des systematischen Fehlers miteinbezogen.

### 5.2.3 MC-STUDIEN ZUR COULOMB-WECHSELWIRKUNG

Der in Kapitel 2.5 vorgestellte Faktor  $F_{\text{coul}}(q_{\text{inv}})$  zur Berücksichtigung der Coulombwechselwirkung zwischen den Pionen eines Paares ist abhängig von der Wahl der Quellgröße, über welche die quadrierte Coulombwellenfunktion  $\Psi_{\text{coul}}(\vec{r})$  integriert wird. In Abbildung 5.10 sind die Unterschiede zwischen den Kurven des Faktors

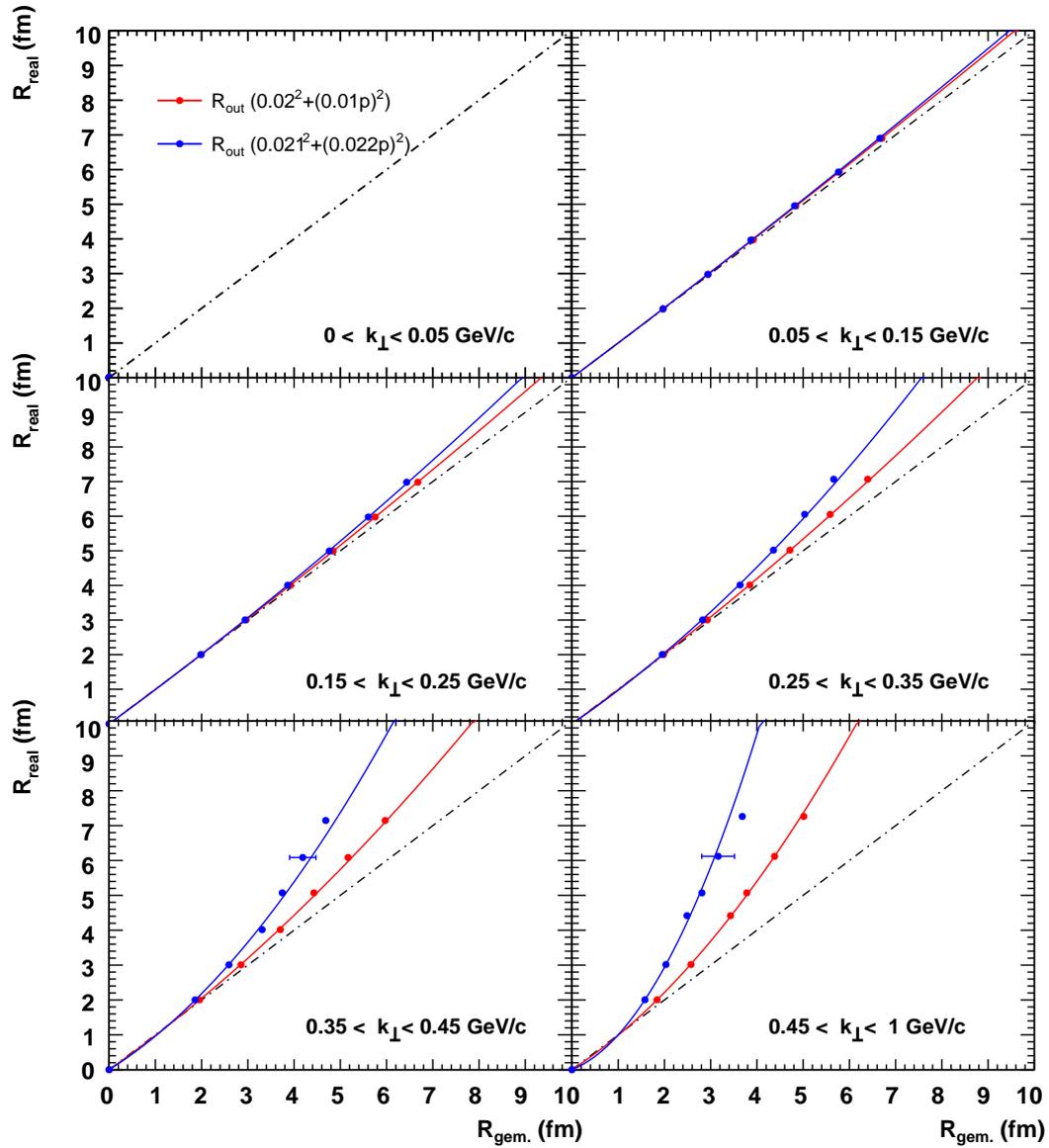


**Abbildung 5.8:** Die Parametrisierungen der Abhängigkeit der realen HBT-Radien von den gemessenen HBT-Radien unter Verwendung der Impulsauflösung des 158A GeV Datensatzes für verschiedene Paartransversalimpulsbereiche.

$F_{\text{coul}}$  in Abhängigkeit von  $q_{\text{inv}}$  für verschiedene Quellradien deutlich erkennbar. Mit zunehmenden Radien betrifft die Korrektur, wie auf Grund der  $1/r$ -Abhängigkeit des Coulombpotentials zu erwarten, stets kleinere Impulsdifferenzen.

Um nun den richtigen Faktor für die Anpassung der jeweiligen gemessenen Korrelationsfunktionen mit einer Breite  $\tilde{q} \simeq 1/R$  zu verwenden, wird zunächst zur Größenabschätzung eine Anpassung ohne eine Coulombkorrektur durchgeführt. Anschließend erfolgt dann anhand dieser Information die Anpassung der vollständigen Korrelationsfunktion (2.56).

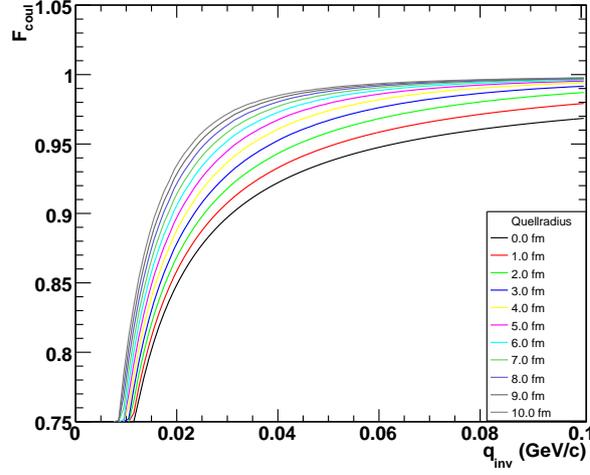
Zur Berechnung der in Abbildung 5.10 dargestellten Funktionen  $F_{\text{coul}}(q_{\text{inv}})$  werden



**Abbildung 5.9:** Die Parametrisierungen der Abhängigkeit der realen Werte des Radius-Parameters  $R_o$  von den gemessenen Werten für verschiedene Paartransversalimpulsbereiche. Verglichen werden hier die Resultate für die Impulsauflösung des 158A GeV Datensatzes und der Impulsauflösung aus [1].

quadierte Coulombwellenfunktionen über eine dreidimensional gaußförmige Quelle mit einer verschwindenden Breite in der zeitlichen Ausdehnung  $\sigma_t = 0$  gemittelt. Hierzu wurde, wie zur Abschätzung des Einflusses der Impulsauflösung, der Fast Generator eingesetzt.

Es wird nun im nächsten Abschnitt die Anpassungsprozedur vorgestellt, woran sich die Erläuterung der Fehlerbestimmung anhand der bisher vorgestellten Einflüsse auf die gemessenen HBT-Parameter anschließt.



**Abbildung 5.10:** Der Coulombkorrekturfaktor  $F_{\text{coul}}$  in Abhängigkeit von der invarianten Impulsdifferenz  $q_{\text{inv}}$  für verschiedene Quellradien.  $F_{\text{coul}}$  entspricht bei einem verschwindendem Quellradius der Gamow-Funktion. Je größer die Quelle, umso mehr beschränkt sich die Korrektur auf kleinere Impulsdifferenzen.

### 5.3 ANPASSUNGSPROZEDUR

Die Anpassungsprozedur wird unter Verwendung der Anpassungsfunktion (2.56) mit Hilfe des MINUIT-Pakets der ROOT-Bibliothek durchgeführt. Die Minimierung der Angleichung basiert auf der *Maximum-Likelihood-Methode* [42].

Die MINUIT-Prozedur *minimiert* hierzu:

$$-\ln(\mathcal{L}(R_{ij}^2)) = \sum_b [C_2(R_{ij}^2)N_b - n_b \ln(C_2(R_{ij}^2)N_b) + \ln(n_b!)] , \quad (5.2)$$

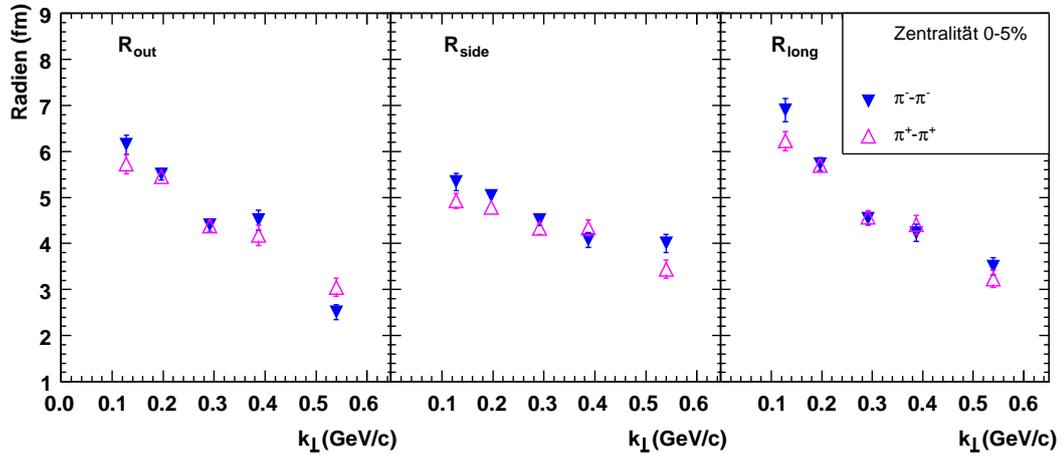
in mehreren Iterationsschritten mit  $\mathcal{L}(R_{ij}^2)$ , der Likelihood-Funktion für die Parameter  $(R_{ij}^2)$ .  $n_b$  sowie  $N_b$  geben die Anzahl der Signal- bzw. Hintergrund-Paare im Relativimpulsbereich  $b$  an.

Die Kreuzterme  $R_{o,s}$  sowie  $R_{s,l}$  werden nicht in die Anpassung mit einbezogen. Studien hierzu haben gezeigt, dass für eine Festsetzung dieser Parameter, auch für nicht zentrale Kollisionen, die Ergebnisse im Rahmen ihrer Fehler mit den Ergebnissen aus einer vollständigen Anpassung von (2.56) übereinstimmen.

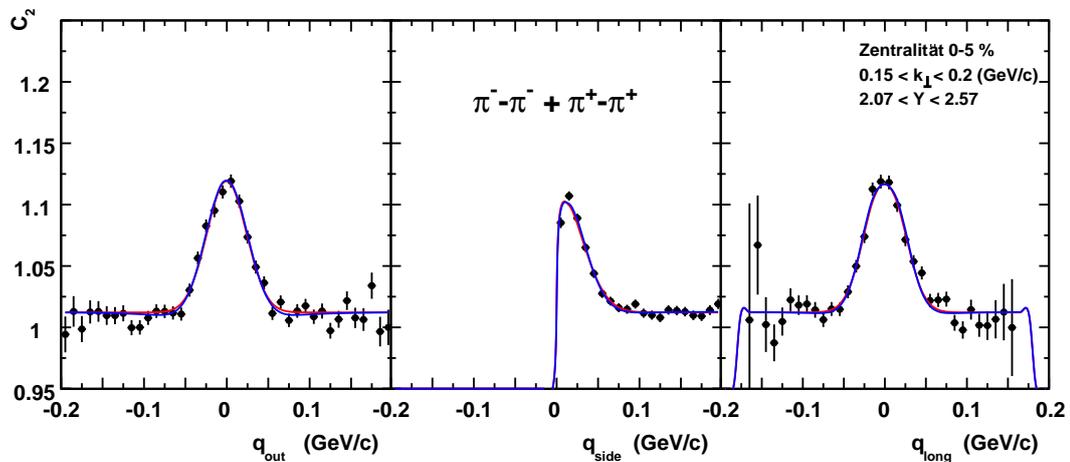
Die Projektionen der Korrelationsfunktion in zwei Dimensionen zur Darstellung der verbleibenden dritten Dimension erfolgen über einen Bereich von  $\pm 40$  MeV/c in den entsprechenden Impulsdifferenzkomponenten, wie es in Abbildung 5.12 und in den Abbildungen B.2 - B.4 im Anhang dargestellt ist. Die Breite der Impulseinheiten für jede Impulskomponente beträgt 10 MeV/c.

In Abbildung 5.11 sind die Anpassungsparameter  $R_o$ ,  $R_s$  und  $R_l$  in Abhängigkeit vom Paartransversalimpuls für Paare aus jeweils positiven und negativen Pionen dargestellt. Die Unterschiede in den Radien beider Paare liegen überwiegend innerhalb der statistischen Fehler, sodass die Anpassungen für die weitere Analyse über die addierten Verteilungen beider Paare erfolgen können. Gründe hierfür sind zum einen

die daraus resultierenden reduzierten statistischen Unsicherheiten und zum anderen die Vergleichbarkeit der Ergebnisse mit publizierten Daten.



**Abbildung 5.11:** Die Anpassungsparameter  $R_o$ ,  $R_s$  und  $R_l$  in Abhängigkeit vom Paartransversalimpuls für Paare aus jeweils positiven (offene Dreiecke) und negativen (geschlossene Dreiecke) Pionen.



**Abbildung 5.12:** Beispiel einer gemessenen Korrelationsfunktion aus addierten Verteilungen von Pionenpaaren mit jeweils positiven und negativen Ladungen. Gezeigt sind die Projektionen in den relativen Impulskomponenten  $q_o$ ,  $q_s$  und  $q_l$  zusammen mit den Anpassungskurven zur Extraktion der entsprechenden Radius-Parameter. Die blaue Kurve stellt eine Anpassung unter Berücksichtigung des Coulomb-Effektes, die rote Kurve eine Anpassung ohne Berücksichtigung des Coulomb-Effektes dar.

## 5.4 FEHLERANALYSE

Die Berechnung des Fehlers der Messwerte setzt sich aus Beiträgen von statistischen und systematischen Unsicherheiten zusammen. Aus den Anpassungen resultiert der statistische Fehler, der in allen folgenden Darstellungen der Ergebnisse durch

Fehlerbalken an den Datenpunkten angezeigt wird.

Der systematische Beitrag wird separat berechnet. Hauptquellen für systematische Unsicherheiten liegen in den Analysemethoden bzw. den angewendeten Korrekturen und Datenselektionen sowie in den verwendeten Informationen aus Simulationen. Für die Kalkulation des systematischen Fehlers werden Unsicherheiten aus

- der Coulomb-Korrektur,
- der Zweispurtrennung,
- der Impulsauflosungskorrektur,
- der MC-Simulation,

bestimmt.

Ein Fehler in der Extraktion der Radien aus der Anpassung kann auf Grund der angewendeten Coulomb-Korrektur durch die falsche Wahl des Coulomb-Korrekturfaktors  $F_{\text{coul}}$  entstehen. Wird die Quellgröße im ersten Anpassungsschritt nicht richtig abgeschätzt, so wird ein entsprechend falscher Korrekturfaktor während des zweiten Anpassungsschrittes verwendet. Zur Berechnung der Unsicherheit durch die Wahl des Korrekturfaktors wurde in der ersten Anpassung die Quellgröße zur Selektion von  $F_{\text{coul}}$  um  $\pm 0,5$  fm variiert. Anschließend wurden die Abweichungen der Radius-Parameter von den Parametern der Standardprozedur berechnet. Die durchschnittliche Abweichung der Radien beträgt ca. 0,5%.

Auch die Zweispurtrennung bzw. die Schnitte auf Grund von Ineffizienzen in der Zweispurtrennung beeinflussen die Ergebnisse. Die in Kapitel 5.1 vorgestellten Studien zur Überprüfung der Schnitte in der Öffnungswinkelverteilung wurden auch für die drei Radius-Parameter  $R_o$ ,  $R_s$  und  $R_l$  durchgeführt. Änderungen der Radien infolge unterschiedlicher Schnitte liefern eine Abschätzung des Einflusses durch die Wahl des Schnitts auf die Ergebnisse. Der Beitrag aus dieser Untersuchung beläuft sich auf 0,15 fm.

Der Fehler auf Grund der Impulsauflosungskorrektur wurde durch die Berechnung der in Abbildung 5.8 gezeigten Parametrisierungen für eine um  $\pm 30\%$  variierte Impulsauflösung bestimmt. Im Fall von  $R_s$  und  $R_l$  sind maximale Änderungen von 0,02 fm zu erwarten. Dieser Wert wird für alle  $k_{\perp}$ -Bereiche angesetzt. Für den Parameter  $R_o$  wurde dagegen ein transversalimpulsabhängiger Fehler berechnet, der zusätzlich mit dem Wert von  $R_o$  variiert. Dabei ergibt sich eine maximale Unsicherheit von 0,26 fm für die höchste  $k_{\perp}$ -Einheit. Der Fehler im Simulationsprozess der Werte für die verschiedenen Impulsaufösungen beträgt 0,01 fm.

Die Darstellung der systematischen Fehler erfolgt in farbigen Kästen um die Datenpunkte.

# KAPITEL 6

---

## ERGEBNISSE UND DISKUSSION

---

Zur Interpretation der gemessenen Homogenitätslängen und raum-zeitlichen Korrelationen des expandierenden Systems einer Kern-Kern-Kollision ist es erforderlich, die systematischen Unsicherheiten zu kennen und diese möglichst zu minimieren. Im Bereich der SPS-Energien erschweren die Diskrepanzen der publizierten HBT-Parameter in [1] und in [13] die Interpretation der Systemevolution mit der Schwerpunktsenergie. Um den vorhandenen Trend der bisherigen Ergebnisse von verschiedenen Experimenten in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie zu bestätigen bzw. im SPS-Bereich neu zu untersuchen, wurde im Rahmen dieser Arbeit für die Strahlenergie von  $80A$  GeV und der Arbeit in [2] für  $158A$  GeV eine Reanalyse der CERES-Daten durchgeführt.

Die Ergebnisse der neuen Analyse der vorliegenden Arbeit werden im Folgenden unter zwei Gesichtspunkten präsentiert: Zunächst werden die hier neu berechneten HBT-Parameter mit den veröffentlichten Ergebnissen der CERES-Kollaboration [1] verglichen. Die Einteilungen der Paartransversalimpulsbereiche und der Paarrapiditätsregion entsprechen den Einteilungen, die für die veröffentlichten Daten gewählt wurden. Der Vergleich findet in allen vier Zentralitätsklassen aus [40] statt.

Die weiteren Gegenüberstellungen, Schlussfolgerungen und Extraktionen der in Kapitel 2.4 vorgestellten Parameter aus den gemessenen HBT-Radien erfolgen anhand der Ergebnisse, die unter Verwendung einer feineren Einteilung in Einheiten des Transversalimpulses extrahiert wurden. Der Paarrapiditätsbereich aus der vorherigen Analyse bleibt erhalten.

Alle neuen Werte der HBT-Radien beinhalten eine Korrektur, die für die Impulsauflösung des  $158A$  GeV Datensatzes bestimmt wurde.

## 6.1 VERGLEICH DER ERGEBNISSE

### 6.1.1 VERGLEICH MIT DEN PUBLIZIERTEN HBT-ERGEBNISSEN VON CERES

In Abbildung 6.1 sind die aktuellen Ergebnisse der Parameter  $R_o$ ,  $R_s$ ,  $R_l$  zusammen mit den veröffentlichten HBT-Radien von CERES aus [1] für die zentralsten Ereignisse (0-5%) dargestellt: Bei diesem Vergleich kann im Rahmen der systematischen Fehler der publizierten Daten eine zufriedenstellende Übereinstimmung der Resultate beider Analysen festgestellt werden.

Unter genauerer Betrachtung sind für einige  $k_{\perp}$ -Bereiche allerdings kleine Unterschiede zwischen den neuen Ergebnissen und den vorherigen außerhalb des systematischen

Fehlers erkennbar. Dies legt den Schluss nahe, dass die Impulsauflösung in einigen  $k_{\perp}$ -Bereichen etwas überschätzt wurde, woraus zu kleine Korrekturfaktoren der Radien resultierten.

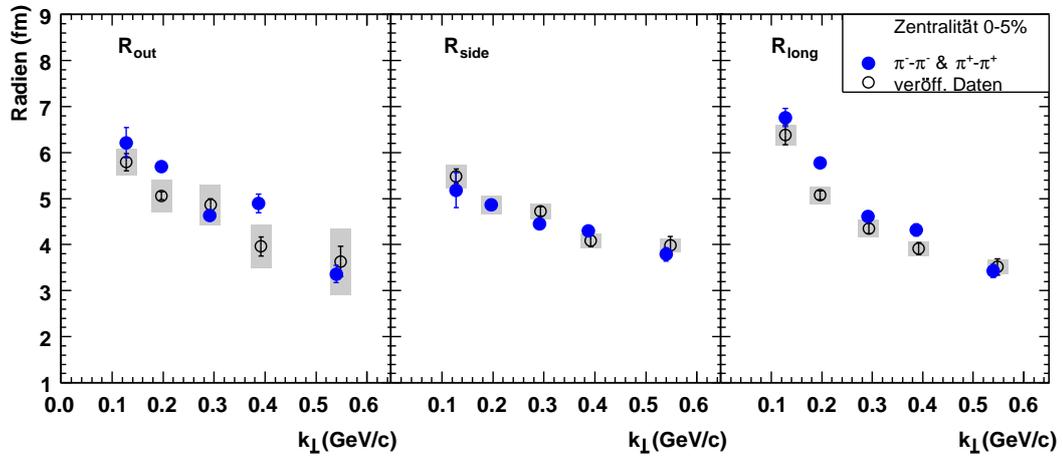
Die einzelnen Radius-Parameter zeigen unabhängig von den systematischen Unsicherheiten leichte Verschiebungen des Absolutwertes durch die Reanalyse: Die  $k_{\perp}$ -Abhängigkeit für die neuen Werte von  $R_s$  verläuft in der Tendenz etwas flacher. Dagegen liegen die aktuellen Werte von  $R_l$  - teils außerhalb des systematischen Fehlers - etwas höher als bisher. Für den Parameter  $R_o$  zeigt sich keine eindeutige Veränderung in eine bestimmte Richtung. Jedoch erreichen die Ergebnisse der ersten beiden  $k_{\perp}$ -Einheiten tendenziell höhere Werte.

Von größtem Interesse sind die Ergebnisse für die erste Zentralitätsklasse (0-5%), da diese am häufigsten mit den Werten anderer Experimente verglichen und zu weiteren Interpretationen des Ausfrierverhaltens herangezogen werden. Die in Abbildung 6.1 gezeigten Ergebnisse der neu durchgeführten Analyse für diese Klasse sind im Fall von  $R_s$  und  $R_l$  konsistent mit den Erwartungen aus bisherigen HBT-Analysen. Jedoch zeigt sich in  $R_o$  eine leichte Überhöhung bei  $k_{\perp} \approx 0,2$  GeV/c sowie bei  $k_{\perp} \approx 0,4$  GeV, die einen nicht monotonen Abfall von  $R_o$  suggeriert. Dieser lässt sich qualitativ nicht mit den Erwartungen vereinbaren. Ohne die Anwendung der Korrektur der Radien für die gegebene Impulsauflösung fällt diese Fluktuation jedoch etwas geringer aus. In Abbildung 6.2 sind die korrigierten Daten den unkorrigierten Werten zur Verdeutlichung des Effekts der Impulsauflosungskorrektur gegenübergestellt. Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Ursache für diese Fluktuation nicht geklärt werden.

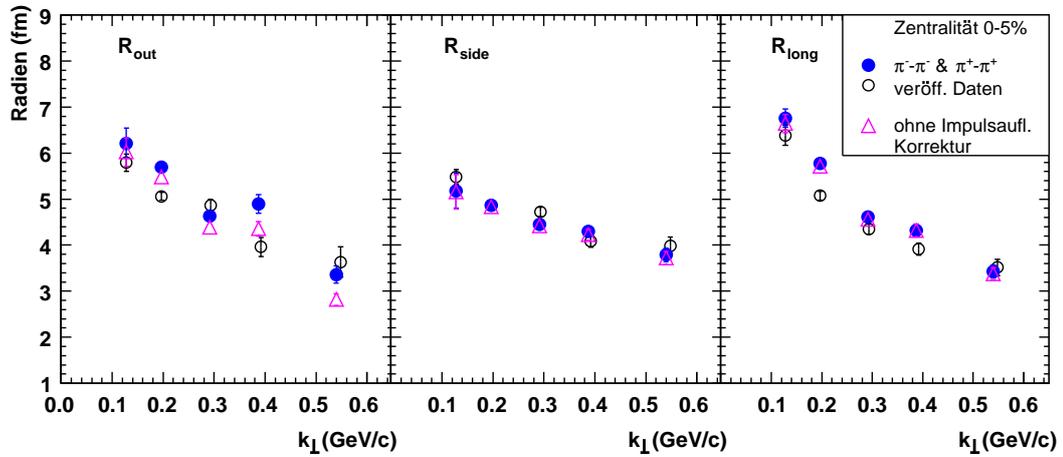
Die neuen Ergebnisse aller drei Radius-Parameter für die weiteren Zentralitätsklassen (Abbildung 6.3) stimmen hingegen qualitativ mit den Erwartungen, gemäß der theoretischen Überlegungen aus Kapitel 2.4, überein. Hingegen zeigen die veröffentlichten Ergebnisse für den Parameter  $R_o$  in der Zentralitätsklasse (10-15%) eine leichte Abflachung für kleine  $k_{\perp}$ , die sich nicht in die bisherigen Interpretationen bzw. Systematiken der Ergebnisse einfügen lässt. Infolge der Reanalyse konnte jedoch ein deutlicher Anstieg in den ersten beiden Transversalimpulseinheiten gemessen werden. Die Bestimmung von  $R_o$  wird am stärksten von der Impulsauflösung beeinflusst. Daher kann die gemessene Erhöhung von  $R_o$  mit einer Verbesserung der Impulsauflösung durch die neue Datenaufbereitungsprozedur in Verbindung gebracht werden. Für die Auswahl der Ereignisse der letzten Zentralitätsklasse wurden im Gegensatz zur Einteilung in der Publikation mit einer Zentralität von (15-19%), Ereignisse von (15-25%) zugelassen, um die Statistik für die Anpassung zu erhöhen. Auf Grund von strikteren Auswahlkriterien in der Datenselektion, u.a. während der neuen Kalibrierungsprozedur, wurde die Anzahl der analysierten Spuren in dieser Zentralitätsklasse deutlich verringert. Dies ist sogar trotz des vergrößerten Zentralitätsbereiches anhand der statistischen Fehler der neuen Werte erkennbar.

Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass unter Verwendung der Impulsauflösung des 158A GeV Datensatzes eine gute Übereinstimmung der Resultate der Reanalyse mit der Analyse in [40] innerhalb der systematischen Unsicherheiten vorhanden ist. Da die neuen Ergebnisse von  $R_o$  ohne eine Korrektur für die Impulsauflösung mit den publizierten Daten übereinstimmen (siehe Abbildung 6.2), kann angenommen werden, dass die Anwendung der verbesserten Kalibrierungsprozedur im Rahmen der vorliegenden Arbeit insgesamt zur Erhöhung der Impulsauflösung beigetragen hat.

Die im nachfolgenden Abschnitt gezeigten systematischen Fehler beinhalten eine

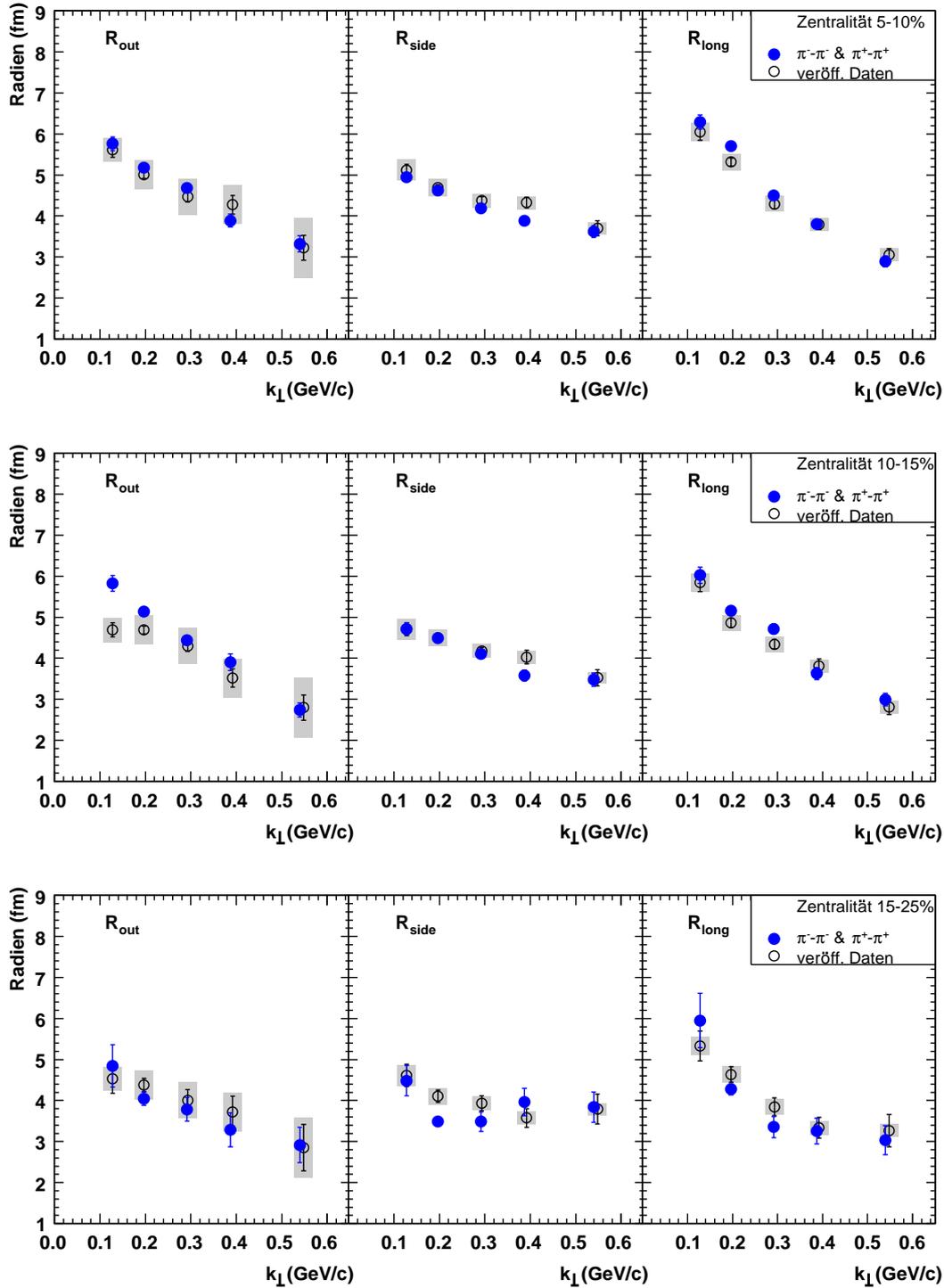


**Abbildung 6.1:** Die HBT-Radien  $R_o$ ,  $R_s$ ,  $R_l$  der neuen Analyse (gefüllte Kreise) in Abhängigkeit vom Paartransversalimpuls für die erste Zentralitätsklasse (0-5%) im Paarrapiditätsbereich  $2,07 < Y < 2,57 = Y_{mid}$ . Verglichen werden die Werte mit den publizierten Daten von CERES (offene Kreise). Die farbigen Kästen stellen den jeweiligen systematischen Fehler dar.



**Abbildung 6.2:** Die HBT-Radien  $R_o$ ,  $R_s$ ,  $R_l$  (gefüllte Kreise) zusammen mit den Werten vor der Impulsauflosungskorrektur (offene Dreiecke) und den publizierten Daten von CERES (offene Kreise).

Abschätzung der Ergebnisse für eine 30% schlechtere Impulsauflösung als sie für den 158A GeV Datensatz bestimmt wurde, da nicht eindeutig geklärt werden konnte, ob die Auflösung des 80A GeV Datensatzes dieser in vollem Umfang entspricht. Nach diesem Vergleich der neuen Ergebnisse für die HBT-Radien mit den veröffentlichten Daten von CERES werden nun die Werte für eine feinere Einteilung in Transversalimpulsbereiche vorgestellt.



**Abbildung 6.3:** Die HBT-Radien  $R_o$ ,  $R_s$ ,  $R_l$  (gefüllte Kreise) in Abhängigkeit vom Paartransversalimpuls für die drei Zentralitätsklassen (5-10%), (10-15%) sowie (15-25%) (Reihen 1-3) im Paarrapiditätsbereich  $2,07 < Y < 2,57 = Y_{mid}$ . Verglichen werden die Werte mit den publizierten Daten von CERES (offene Kreise). Die farbigen Kästen stellen den jeweiligen systematischen Fehler dar.

### 6.1.2 HBT-ERGEBNISSE IN FEINEREN $k_{\perp}$ -EINHEITEN

Die Abbildungen 6.4 sowie 6.5 zeigen die Ergebnisse der drei Radiusparameter  $R_o$ ,  $R_s$ ,  $R_l$  in einer feineren Einteilung der  $k_{\perp}$ -Bereiche für alle Zentralitätsklassen zusammen mit den systematischen Fehlern. Zusätzlich sind die Anpassungsfunktionen (2.40) bzw. (2.44) an die Verteilungen von  $R_s$  bzw.  $R_l$  als durchgezogene Linien eingezeichnet. Bei den Anpassungen wird eine konstante Ausfriertemperatur von  $T_f = 120$  MeV angenommen. Die daraus extrahierten Anpassungsparameter sowie ihre Interpretation finden sich in Kapitel 6.2.1.

Der  $\lambda$ -Parameter aus der Anpassung der Korrelationsfunktion 2.56 an die gemessenen Impulsdifferenzverteilungen ist im Anhang in Abbildung B.1 in Abhängigkeit von  $k_{\perp}$  für alle Zentralitätsklassen gezeigt.

In der ersten drei Zentralitätsklassen (Abbildung 6.4) folgen alle HBT-Radien den Erwartungen. Besonders auffällig ist, dass die leichte Überhöhung in  $R_o$ , die für die zentralsten Ereignisse in Abbildung 6.1 beobachtet wird, zurückgeht. Die schon in Abbildung 6.3 erkennbare Fluktuation der Radien für die letzte Zentralitätsklasse, insbesondere von  $R_s$ , tritt in den feineren  $k_{\perp}$ -Einheiten noch verstärkt auf. Die Anpassungen der  $k_{\perp}$ -abhängigen Funktionen aus Kapitel 2.4 werden für diese Zentralitätsklasse daher anhand der Daten in kleineren Einheiten von  $k_{\perp}$  durchgeführt.

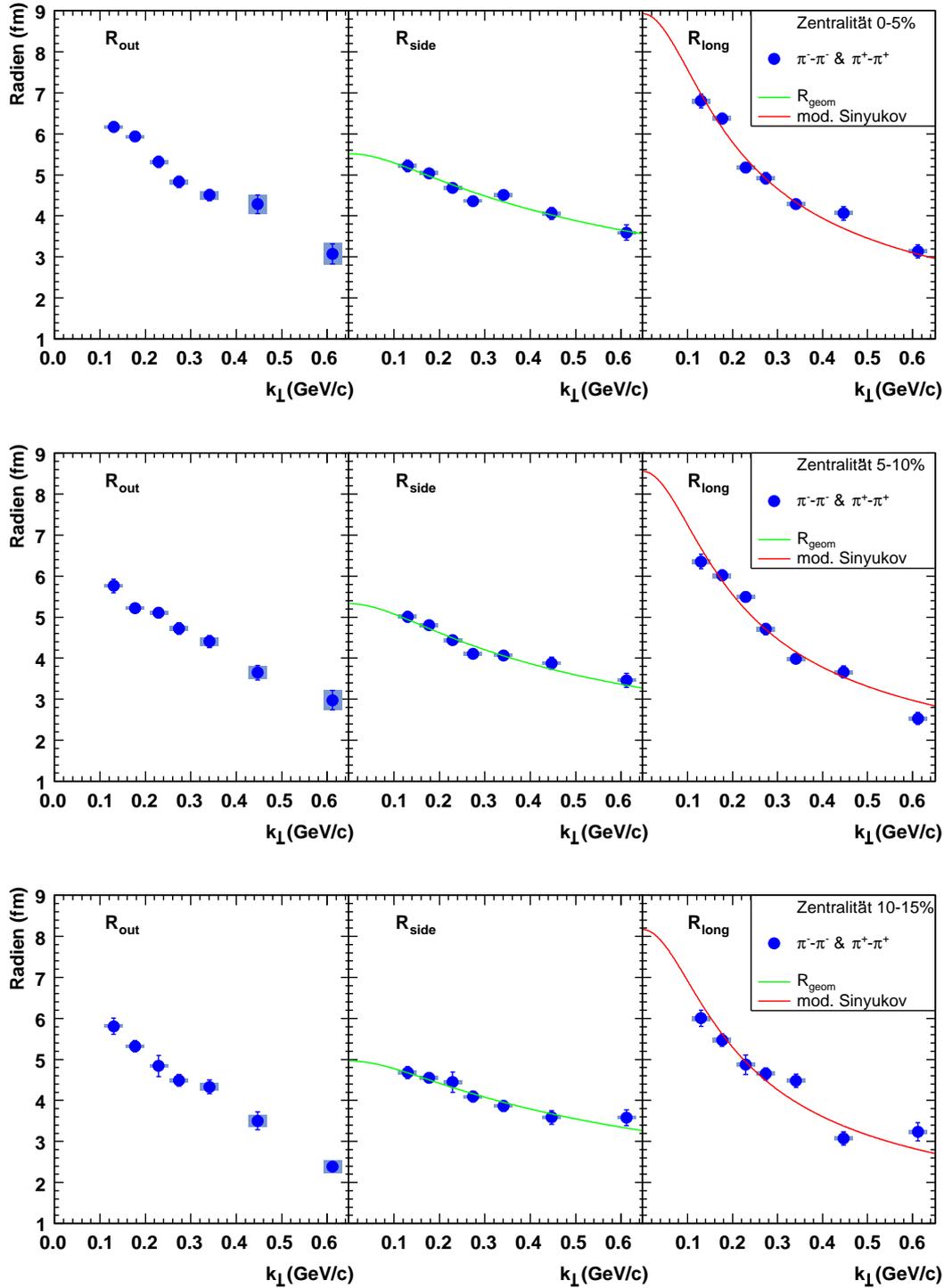
Im Vergleich mit den systematischen Fehlern der publizierten Daten konnte im Rahmen dieser Arbeit eine deutliche Verringerung der Unsicherheiten erreicht werden. Die eingezeichneten systematischen Fehler sind mit Ausnahme der Werte von  $R_o$  in den letzten beiden  $k_{\perp}$ -Bereichen kleiner als die statistischen Fehler. Auf Grund der Transversalimpulsabhängigkeit der Radien ändern sich die Werte der Fehler entsprechend mit  $k_{\perp}$ . Eine Änderung der Unsicherheiten mit der Zentralität wird nicht berücksichtigt.

### 6.1.3 VERGLEICH MIT DEN VERÖFFENTLICHTEN HBT-ERGEBNISSEN VON NA49

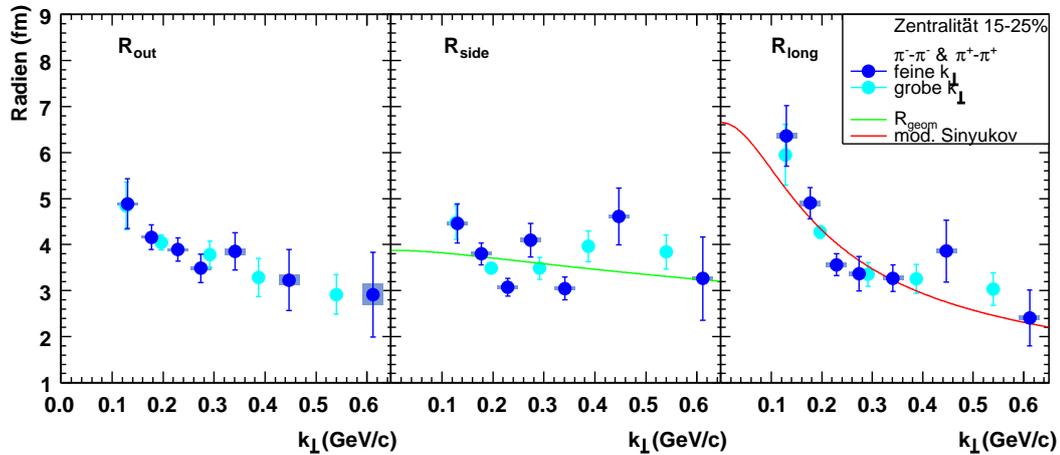
Ein Vergleich zwischen den Daten der beiden SPS-Experimente CERES und NA49 wurde bereits in Kapitel 1.5 angekündigt. In Abbildung 6.6 sind hierzu für die Strahlenergie von 80A GeV die aktuellen sowie die publizierten Ergebnisse von CERES zusammen mit den Werten von NA49 für alle HBT-Radien in Abhängigkeit von  $k_{\perp}$  dargestellt.

Die Ergebnisse der Radien  $R_l$  und  $R_s$  sind nach der Reanalyse konsistent. Die leichte Abweichung von  $R_s$  mit zunehmendem Transversalimpuls kann in der Wahl der Zentralität begründet liegen: In der Analyse von NA49 wurden Ereignisse mit einer Zentralität von 0-7,2% verwendet, was zu einer generellen Erniedrigung von  $R_s$  gegenüber einer Analyse mit einer Zentralität von 0-5% führt. Die Ergebnisse für  $R_o$  zeigen nach der Reanalyse eine bessere Übereinstimmung mit den Daten von NA49 - im Rahmen der systematischen Unsicherheiten lassen sich keine signifikanten Unterschiede mehr feststellen.

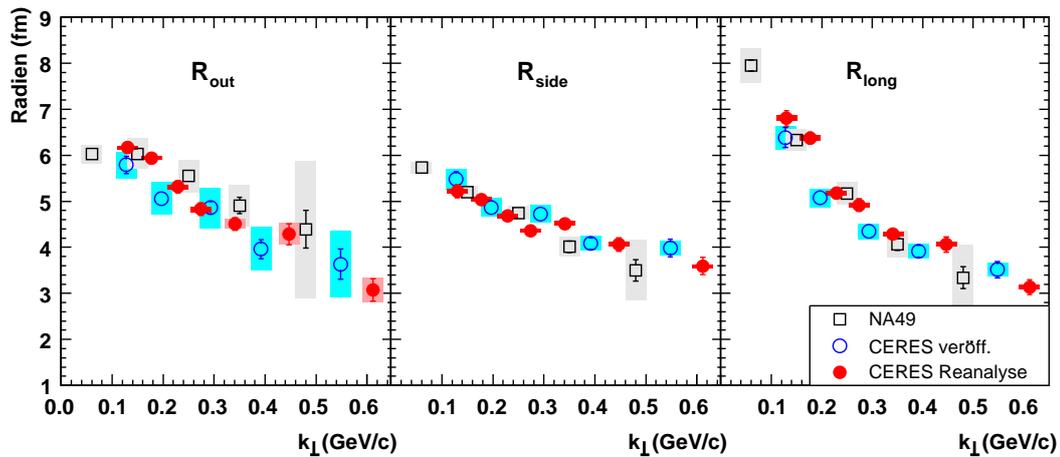
Die Abbildung 6.7 zeigt den Quotienten  $R_o/R_s$  für alle Ergebnisse von CERES sowie für NA49 bei der Strahlenergie von 80A GeV in Abhängigkeit von  $k_{\perp}$ . Dieses Verhältnis der beiden Parameter ist sensitiv auf kleine Unterschiede, die bei der Betrachtung der einzelnen Werte nicht auffallen. Es wird deutlich, dass sich der Trend der Daten von NA49 von dem Verlauf der Ergebnisse von CERES abhebt. Zwar liegen



**Abbildung 6.4:** Die HBT-Radien  $R_o$ ,  $R_s$ ,  $R_l$  in Abhängigkeit vom Paartransversalimpuls für die ersten drei Zentralitätsklassen (Reihen 1-3) im Paarrapiditätsbereich  $2,07 < Y < 2,57 = Y_{mid}$ . Durch die grauen Boxen wird der systematische Fehler markiert. Die durchgezogenen Linien deuten die verschiedenen Anpassungen an  $R_s$  (grün) und an  $R_l$  (rot) an.



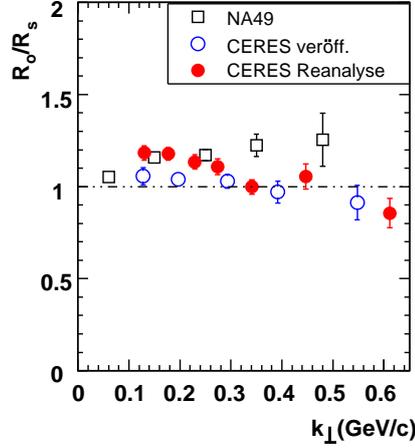
**Abbildung 6.5:** Die HBT-Radien  $R_o$ ,  $R_s$ ,  $R_l$  in Abhängigkeit vom Paartransversalimpuls für alle vier Zentralitätsklassen (Reihen 1-4) im Paarrapiditätsbereich  $2,07 < Y < 2,57 = Y_{mid}$ . Durch die grauen Boxen wird der systematische Fehler markiert. Die durchgezogenen Linien deuten die verschiedenen Anpassungen an  $R_s$  (grün) und an  $R_l$  (rot) an.



**Abbildung 6.6:** Vergleich der neuen Ergebnisse für  $R_o$ ,  $R_s$ ,  $R_l$  der Zentralitätsklasse (0-5%) (geschlossene Kreise) in Abhängigkeit von  $k_{\perp}$  mit den Daten von NA49 (0-7,2%) [13] (offene Quadrate) sowie mit den publizierten Daten von CERES (offene Kreise) mit den jeweiligen systematischen Fehlern (farbige Kästen).

die neuen Werte von CERES etwas über den publizierten Ergebnissen, jedoch bleibt der abnehmende Trend der Verhältnisse erhalten. Die Werte von NA49 hingegen tendieren zu einem saturierenden Anstieg mit  $k_{\perp}$ .

Dieser unterschiedliche Verlauf der Quotienten von NA49 und CERES gibt Anlass zu weiteren Untersuchungen, da ein Zusammenhang des Quotienten und der Emissionsdauer besteht: In [50] wird von Soff im Rahmen eines semiklassischen Transportmodells ein Ansteigen bzw. saturierendes Ansteigen des Quotienten mit  $k_{\perp}$  mit der Ausbildung eines QGP in Verbindung gebracht. Der beim Phasenübergang des QGP zu hadronischer Materie verringerte Druck bzw. die verminderte Kollektivität



**Abbildung 6.7:** Der Quotient  $R_o/R_s$  in Abhängigkeit von  $k_{\perp}$  aus den Ergebnissen von NA49 [13], von CERES [1] und den neuen Werten von CERES für 80A GeV.

bewirkt eine verlängerte Emissionszeit gegenüber einer rein hadronischen Phase ohne QGP. Daher wächst der Quotient wegen eines somit vergrößerten Wertes von  $R_o$  an. Ein anfängliches Ansteigen mit einem anschließenden Abfall hingegen würde für eine reine Hadronisierung des Systems ohne QGP sprechen. Somit suggerieren die NA49-Daten im Rahmen dieses Modells eher eine mögliche Ausbildung des QGP-Zustandes als die CERES-Daten.

## 6.2 SCHLUSSFOLGERUNGEN AUS DEN GEMESSENEN HBT-PARAMETERN

In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse aus den Anpassungen der Funktionen (2.40) sowie (2.40) an die Radius-Parameter, die Ergebnisse der Messungen in einer weiteren Rapidiätseinheit und die Werte des Kreuzterms  $R_{o,1}$  in Abhängigkeit von  $k_{\perp}$  präsentiert.

### 6.2.1 TRANSVERSALIMPULS-ABHÄNGIGKEIT DER HBT-PARAMETER

Durch die Transversalimpulsabhängigkeit wird eine Abhängigkeit der Pionen(-paare) von thermischen und kollektiven Einflüssen reflektiert. Deutlich erkennbar ist in den hier gezeigten Daten die allgemeine Abnahme der Radien mit höheren  $k_{\perp}$ , wie sie nach der Beschreibung in Kapitel 2.4 auf Grund der kollektiven Bewegungen erwartet wird.

Die stärkste Abhängigkeit vom Transversalimpuls weist der Parameter  $R_1$  auf (siehe Abbildungen 6.4 - 6.5), da von einer starken longitudinalen Expansion im Vergleich zur transversalen Ausdehnung gerechnet werden kann. Für  $R_s$  ist dagegen die schwächste Abhängigkeit gegeben. Dieser Parameter misst die Ausdehnung des Geschwindigkeitsfeldes transversal zu Emissionsrichtung, wodurch seine Abhängigkeit von  $k_{\perp}$  wesentlich geringer als für  $R_1$  ausfällt.  $R_o$  reflektiert die Dicke der Emissionsregion für ein bestimmtes  $k_{\perp}$ , die sich mit zunehmenden Transversalimpulsen auf Grund der steigenden Beeinflussung durch den kollektiven transversalen Fluss (radialer Fluss)

etwas stärker ändern sollte als für  $R_s$ . In den Daten ist dieser steilere Abfall von  $R_o$  gegenüber  $R_s$  für alle Zentralitäten erkennbar.

Aus der  $k_\perp$ -Abhängigkeit der Radien lassen sich weitere Schlussfolgerungen anhand der bereits genannten Anpassungsparameter aus Gleichung (2.40) sowie (2.44) ziehen<sup>1</sup>:

**Transversale Ausdehnung:** Eine Anpassung von Funktion (2.40) an die Verteilung von  $R_s$  liefert die transversale geometrische Ausdehnung  $R_{\text{geom}}$ , die in Abbildung 6.8 (links) in Abhängigkeit von der Zentralität dargestellt ist. Die entsprechenden Anpassungsfunktionen sind in den Abbildungen 6.4 und 6.5 als durchgezogene Linien eingezeichnet.

Trotz der relativ großen statistischen Unsicherheiten ist ein abfallender Trend der transversalen Ausdehnung mit abnehmender Zentralität erkennbar. Infolge der kleiner werdenden transversalen Fläche bei abnehmender Zentralität ist ein solches Verhalten zu erwarten.

Die erreichten Werte entsprechen in etwa den Werten von  $R_l$  im ersten  $k_\perp$ -Bereich für die jeweilige Zentralität. Nach Bjorken expandiert die Quelle kurz nach der Kollision ausschließlich longitudinal bis die longitudinale Ausdehnung in der Größenordnung der transversalen Abmessungen liegt. Danach expandiert das System dreidimensional bis zum Zeitpunkt des Ausfrierens. Somit könnte die Beobachtung der vergleichbaren transversalen Ausdehnungen mit den longitudinalen Abmessungen für kleine  $k_\perp$  in ein Szenario nach Bjorken eingeordnet werden, denn die letzte Ausdehnung der Quelle wird durch Teilchen mit kleinem  $k_\perp$  reflektiert.

Die Kenntnis von  $R_{\text{geom}}$  kann zusätzlich zur Beurteilung der Transparenz der teilchenemittierenden Quelle verwendet werden, wie in Kapitel 6.3 näher ausgeführt werden wird.

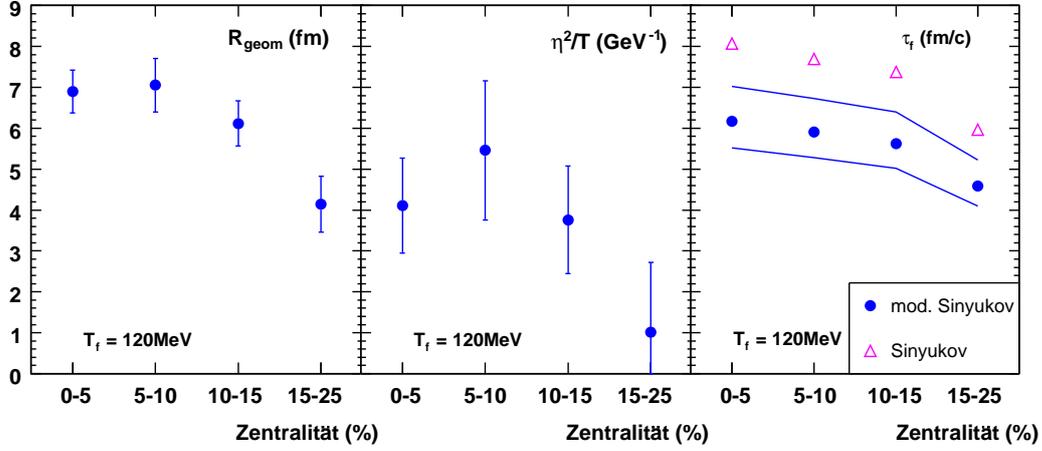
**Transversale Expansionsgeschwindigkeit:** Aus der Anpassung an  $R_s$  wird neben dem Parameter  $R_{\text{geom}}$  zusätzlich die transversale Flussrapazität  $\eta_f$  bzw. die transversale Expansionsgeschwindigkeit  $\langle v_\perp \rangle$  unter der Annahme einer festen Ausfrieretemperatur von  $T_f = 120$  MeV extrahiert. Die Werte des Quotienten  $\eta_f^2/T_f$  sind in Abbildung 6.8 Mitte gezeigt. Auf Grund der großen statistischen Fehler in dieser Bestimmung kann keine eindeutige Aussage über das Verhalten der transversalen Flussgeschwindigkeit getroffen werden. Innerhalb der Unsicherheiten ist jedoch ein konstantes Verhalten mit der Zentralität feststellbar, wenn der Datenpunkt bei (15-25%) vernachlässigt wird. Die Anpassung an  $R_s$  für diese Zentralitätsklasse konnte, wie in Abbildung 6.5 erkennbar, nicht sinnvoll durchgeführt werden.

Aus  $\eta_f$  lässt sich über

$$\tanh(\eta_f) \approx \langle v_\perp \rangle \quad (6.1)$$

die transversale Expansionsgeschwindigkeit  $\langle v_\perp \rangle$  berechnen. Die entsprechenden Werte in Abhängigkeit von der Zentralität sind in Abbildung 6.9 aufgetragen. Hier zeigt sich eine entsprechend konstante Expansionsgeschwindigkeit mit der Zentralität bei  $\langle v_\perp \rangle \approx 0,5 c$ , wie sie in [51] bereits publiziert wurde. Eine Änderung der Ausfrieretemperatur um  $\pm 20$  MeV würde Ergebnisse innerhalb der statistischen Fehler liefern, wie es in Abbildung 6.9 durch die durchgezogenen Linien angedeutet ist. Somit

<sup>1</sup> Alle Anpassungen verwenden eine feste Ausfrieretemperatur von  $T_f = 120$  GeV.



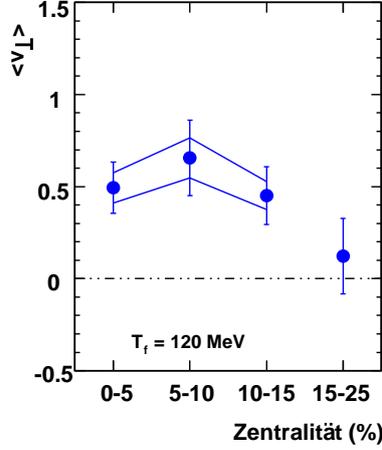
**Abbildung 6.8:** Die Parameter der Anpassungen an die Radien  $R_s$  ( $R_{\text{geom}}$ ,  $\eta_f^2/T_f$ ) und  $R_l$  ( $\tau_f$ ) in Abhängigkeit von der Zentralität. Die gefüllten Kreise stellen die Werte aus der Anpassung von Gleichung (2.40) bzw. (2.44) dar. Die offenen Dreiecke im rechten Bild markieren die Ergebnisse aus der Anpassung von (2.43), der vereinfachten Beziehung von (2.44). Für die letzte Zentralitätsklasse wurde die Anpassung an die Daten der groberen  $k_{\perp}$ -Einheiten durchgeführt. Mit den durchgezogenen Linien in der rechten Abbildung wird die Lage der Ausfrierzeiten bei einer Temperatur von +20 MeV (untere Kurve) und -20 MeV (obere Kurve) angedeutet.

ist die transversale Geschwindigkeit innerhalb der experimentellen Unsicherheiten unabhängig von realistischen Temperaturvariationen.

Mit Ausnahme der letzten Zentralitätsklasse sind die Ergebnisse konsistent mit den Resultaten der vorherigen Analyse des Datensatzes in [40].

**Ausfrierzeit:** Anhand der  $k_{\perp}$ -Abhängigkeit des Parameters  $R_l$  kann die mittlere Ausfrierzeit der Quelle unter Annahme eines boost-invarianten longitudinalen Flusses bestimmt werden. Die Anpassung von Gleichung (2.44) liefert die in Abbildung 6.8 rechts gegen die Zentralität aufgetragenen Werte von  $\tau_f$ . Mit den durchgezogenen Linien wird die Lage der Ausfrierzeiten bei einer Temperatur von  $T_f = 140$  MeV (untere Kurve) und  $T_f = 100$  MeV (obere Kurve) angedeutet. Die offenen Dreiecke markieren die Ergebnisse für die einfache Beziehung für  $R_l$  nach Sinyukov (2.43). Erkennbar ist ein leichter Abfall der Ausfrierzeit mit abnehmender Zentralität für beide Anpassungen, der infolge der allgemeinen Abnahme der Radien mit kleiner werdenden Zentralitäten zu erwarten ist. Dementsprechend sind die Ausfrierzeiten für die Strahlenergie von 80A GeV auch kleiner als für höheren Strahlenergien, wofür größere longitudinale Radien gemessen werden [2][52]: Da Energiedeposition in der Kollisionszone mit zunehmender Energie steigt, benötigt die Quelle mehr Zeit zum Abkühlen bzw. Ausfrieren, wodurch die Homogenitätslänge  $R_l$  auf Grund der starken longitudinalen Expansion bis zum Erreichen dieser Zeit zunimmt.

In Anbetracht der guten Beschreibung der Daten von beiden Anpassungen, die eine boost-invariante Expansion in longitudinaler Richtung voraussetzen, kann ein solches Expansionsverhalten der Quelle in Betracht gezogen werden. Auf die weitere Untersuchung der Expansion wird in Abschnitt 6.2.2 noch einmal eingegangen.



**Abbildung 6.9:** Die transversale Expansionsgeschwindigkeit für die vier Zentralitätsklassen bei einer angenommenen Ausfrieretemperatur  $T_f = 120$  MeV. Durch die blauen Linien werden die Ergebnisse für eine Temperatur  $T_f = 140$  MeV (obere Linie) bzw. für  $T_f = 100$  MeV (untere Linie) angedeutet.

Die Anpassung der einfachen  $k_{\perp}$ -Abhängigkeit nach Sinyukov an die neuen Werte von  $R_{\perp}$  liefert im Vergleich mit den Ergebnissen der ersten Analyse des 80A GeV Datensatzes in [40] einen etwas steileren Abfall mit der Zentralität, der auf die leichte Erhöhung der Werte für die Ausfrieretemperatur in den ersten beiden Zentralitätsklassen zurückgeführt werden kann.

**Emissionsdauer und Lebenszeit:** Die Differenz der Quadrate von  $R_o$  und  $R_s$  liefert eine Abschätzung der Emissionsdauer der Quelle. Wie in Kapitel 2.3.4 angedeutet wurde, ist die Berechnung der Emissionsdauer aus dieser Differenz nur möglich wenn  $\langle \tilde{x} \rangle = \langle \tilde{y} \rangle$  und  $\langle \tilde{x}\tilde{t} \rangle = 0$  gegeben ist. Der entsprechende Ausdruck lautet für diesen Fall:

$$R_o^2 - R_s^2 = \langle \tilde{t}^2 \rangle \cdot \beta_{\perp}^2 = \langle \tilde{t}^2 \rangle \cdot \left( \frac{k_{\perp}}{m_{\perp}} \right)^2. \quad (6.2)$$

Unter Beachtung der  $k_{\perp}$ -Abhängigkeit der Differenz in Abbildung 6.10 wird offensichtlich, dass die Emissionsdauer mit Ausnahme der letzten Zentralitätsklasse deutlich vom Transversalimpuls abhängt. Der Unterschied im Abfall von  $R_o$  und  $R_s$  ist so stark, dass  $R_o^2 - R_s^2$  für den letzten (auch für den vorletzten bei den nicht zentralen Ereignissen)  $k_{\perp}$ -Bereich negative Werte liefert, weshalb hierfür keine Emissionsdauer berechnet werden kann. Hinzu kommt, dass die oben gemachten Annahmen zur Berechnung der Emissionsdauer für Teilchen mit hohem  $k_{\perp}$  eventuell nicht mehr gelten, da sie sensitiver auf den transversalen Fluss und die damit verbundenen  $x$ - $y$ -Asymmetrien der Geschwindigkeitsprofile sowie der Ort-Zeit-Korrelationen sind.

Die messbaren Werte für die Emissionsdauer liegen im Bereich von  $\langle \tilde{t}^2 \rangle \approx 5 - 2$  fm/c. Da diese Zeit nicht die Emissionsdauer im System des Paares sondern im Beobachtersystem widerspiegelt, enthalten diese Werte einen Beitrag auf Grund der Mittelung über verschiedene  $z$ -Positionen innerhalb der Homogenitätsregion des Paares mit  $\tilde{t} = \sqrt{\tau_f^2 + z^2}$ . Die mittels Gleichung (6.2) berechnete Emissionsdauer wird auch bei

sofortiger Emission, d.h.  $\Delta\tau = 0$ , aller Teilchen eines bestimmten Transversalimpulsbereiches immer einen Wert größer Null aufweisen. Wegen der abnehmenden Radien bzw. Homogenitätslängen mit  $k_{\perp}$  wird auch die entsprechende Emissionsdauer mit  $k_{\perp}$  kleiner [40].

Auch der Quotient aus  $R_o$  und  $R_s$  wird in einigen Modellen als Observable für die Emissionsdauer verwendet. Liefert der Quotient etwa den Wert 1, so gilt dies als kurze Emissionsdauer und wird mit einer spontanen kurzen Emission aus einer dünnen Schicht in Verbindung gebracht. Ein Phasenübergang führt dagegen zu einer verzögerten Expansion und somit zu einer längeren Emissionsdauer, die durch eine Erhöhung des Quotienten reflektiert wird. Die Quelle erscheint infolgedessen eher transparent als dicht, was für eine kurze, spontane Emission der Fall wäre.

Neben der beschriebenen Abhängigkeit der Homogenitätslängen vom Paartransversalimpuls ist eine zusätzliche Abhängigkeit von der (Paar-)Rapidität gegeben. Im Folgenden werden die Ergebnisse für den zweiten hier analysierten Rapiditätsbereich (vergl. Abbildung 5.5) erläutert.

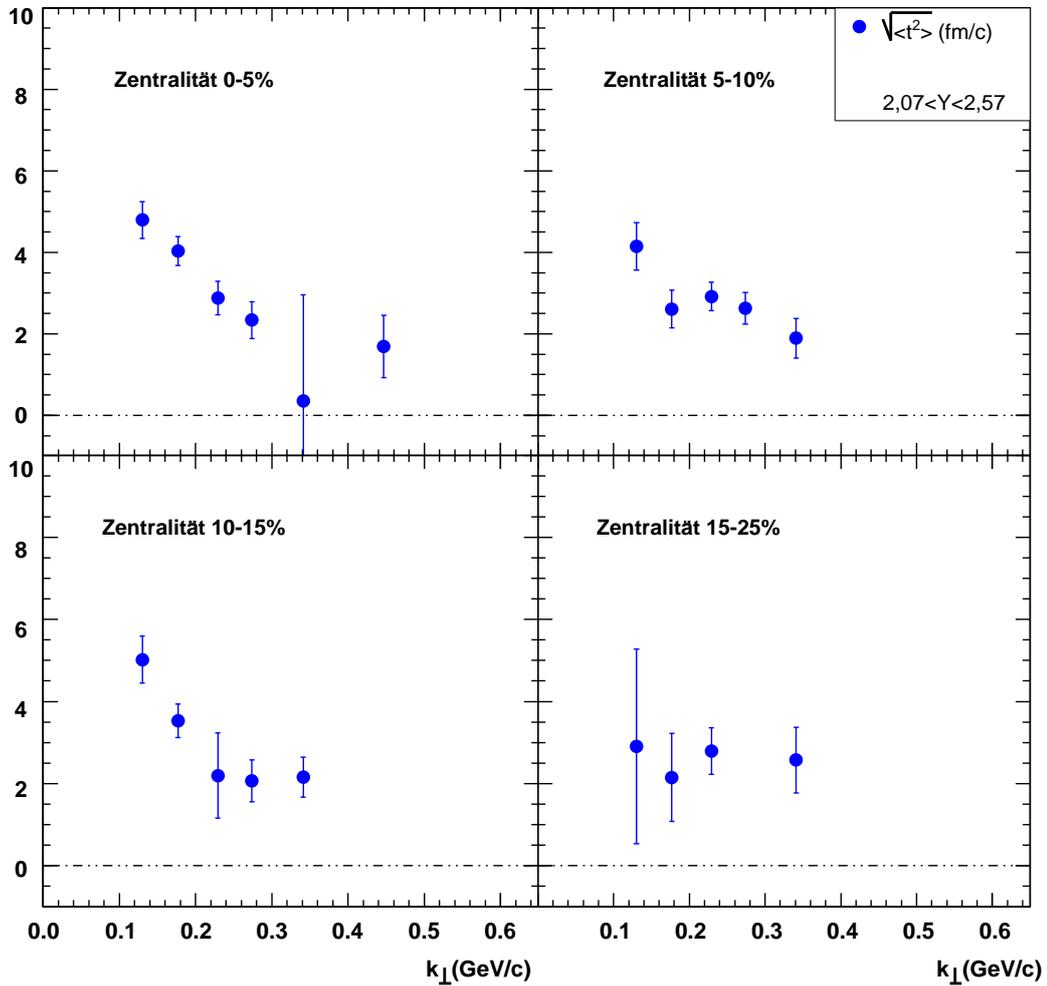
### 6.2.2 RAPIDITÄTSABHÄNGIGKEIT DER HBT-PARAMETER

In Abbildung 6.11 sind die im Rapiditätsbereich ( $2,07 < Y < 2,57 = Y_{\text{mid}}$ ) gemessenen Radien  $R_o$ ,  $R_s$ ,  $R_l$  als gefüllte Kreise und die im Rapiditätsbereich ( $1,57 < Y < 2,07 = Y_{\text{mid}} - 0,5$ ) extrahierten Radien als offene Dreiecke dargestellt. Im Rahmen der statistischen Unsicherheiten ist keine deutliche Änderung der Radien mit der Rapidität erkennbar. Insbesondere der Parameter  $R_l$ , der auf das Expansionsverhalten am stärksten sensitiv ist, zeigt keine nennenswerte Beeinflussung von der Rapidität der Paare. Auf Grund der zunehmenden Zahl von Pionen mit kleinen Transversalimpulsen bei kleineren Rapiditäten ist ein weiterer Datenpunkt bei niedrigen  $k_{\perp}$  hinzugekommen.

Eine Rapiditätsunabhängigkeit der HBT-Radien würde auf eine vorhandene Boost-Invarianz der Systemevolution hindeuten. Abschließend lässt sich jedoch anhand der Daten in Abbildung 6.11 nicht beurteilen, ob entweder von einer eher boost-invarianten Expansion ausgegangen werden kann oder, ob der Effekt der Rapiditätsänderung durch einen zu großen Messbereich um die Midrapiditätsregion verwischt wurde.

Ebenso spricht ein verschwindender  $R_{o,l}^2$ -Parameter für eine boost-invariante Expansion. Wird allerdings Abbildung 6.12, die Darstellung des  $R_{o,l}^2$ -Parameters in Abhängigkeit vom Transversalimpuls für alle vier Zentralitätsklassen, hinzugezogen, so kann eine angenommene Boost-Invarianz nur mit Hinsicht auf höhere Transversalimpulse gelten<sup>1</sup>, da hier  $R_{o,l}^2$  nahe bei Null liegt. Das negative Vorzeichen des Parameters ist in der Rückwärtsrichtung der Rapidität auf Grund des Boostes der Pionenpaare in das LCMS zu erwarten [26]. Für hohe  $k_{\perp}$  konvergiert der Parameter zu Null, da der Radius  $R_l$  für stark longitudinal expandierende Systeme ebenfalls abnimmt. Zusätzlich verschwinden mit abnehmenden  $R_l$  auch die Korrelationen zwischen  $q_l$  und  $q_o$  als Folge der wieder hergestellten Symmetrie in longitudinaler

<sup>1</sup> Zusätzlich zu den Werten aus der feineren Einteilung in  $k_{\perp}$  (blaue Kreise) sind auch die Werte für die größeren Einheiten von  $k_{\perp}$  gezeigt (türkise Kreise), um die Auswirkung der feineren Einteilung sichtbar zu machen. Im Wesentlichen werden die Fluktuationen der blauen Kreise durch den Verlauf der türkisen Kreise repräsentiert.

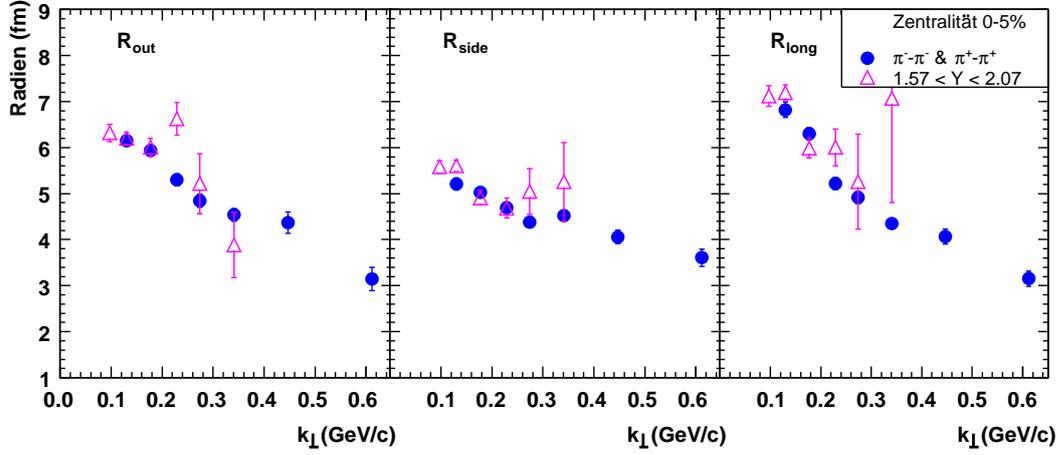


**Abbildung 6.10:** Die Emissionsdauer in Abhängigkeit von  $k_{\perp}$  für alle Zentralitätsklassen.

Richtung für Teilchen mit großem  $k_{\perp}$ .

### 6.3 UNIVERSELLE AUSFRIERBEDINGUNGEN FÜR PIONEN

Im Verlauf der systematischen Untersuchung der HBT-Parameter in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s_{NN}}$  hat sich gezeigt, dass diese allgemein nur kleinen Variationen unterliegen und kein markantes, nicht-monotones Verhalten bei bestimmten Energien zeigen. Zwar nimmt der Parameter  $R_l$  mit  $\sqrt{s_{NN}}$  sichtbar zu, was jedoch auf Grund der steigenden Transparenz der Kerne mit der Kollisionsenergie zu erwarten ist. Daher regt insbesondere die schwache Änderung von  $R_o$  sowie von  $R_s$  mit  $\sqrt{s_{NN}}$  zu weiteren Forschungsbemühungen an, da diese beiden Parameter mit der Emissionsdauer in Verbindung stehen, deren Verhalten sich mit



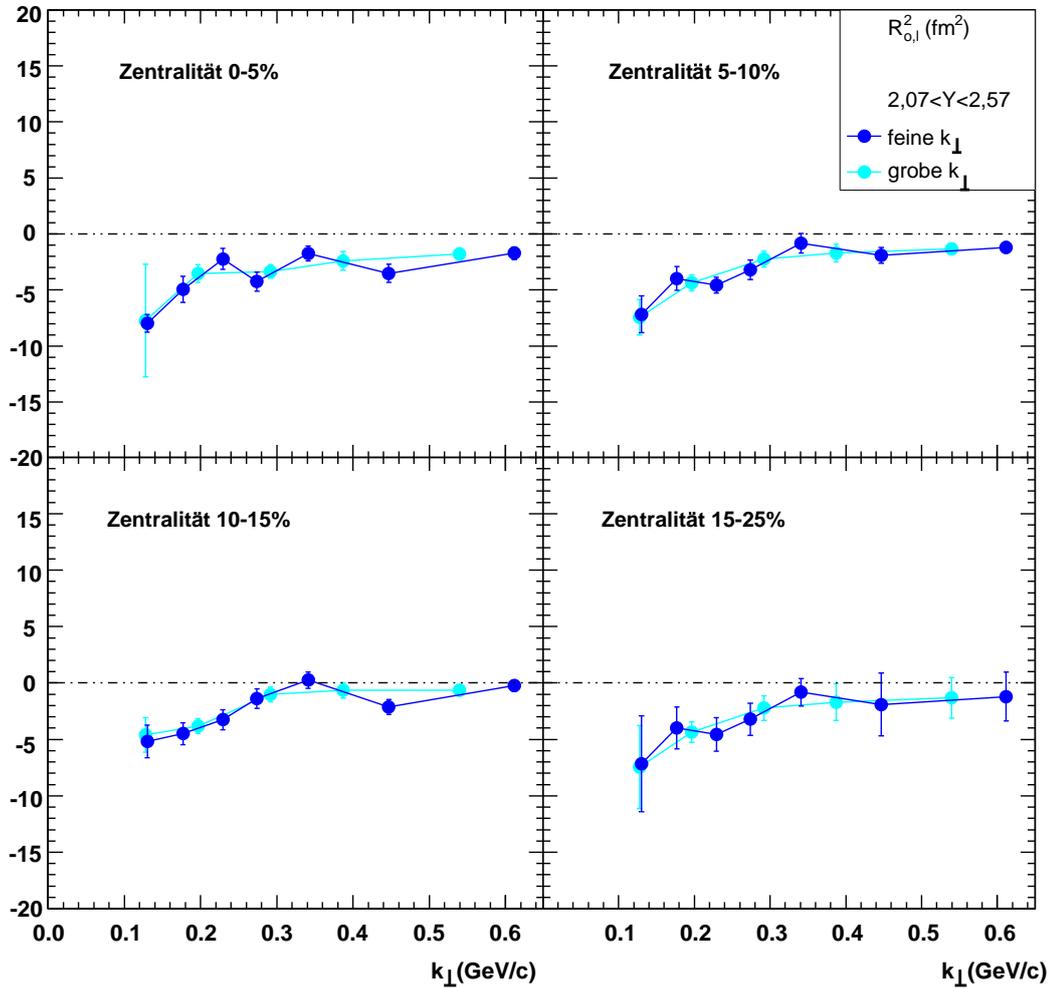
**Abbildung 6.11:** Die Parameter  $R_o$ ,  $R_s$ ,  $R_l$  in Abhängigkeit von  $k_{\perp}$  für den Paarrapiditätsbereich ( $2,07 < Y < 2,57 = Y_{\text{mid}}$ ) (gefüllte Kreise) sowie ( $1,57 < Y < 2,07 = Y_{\text{mid}} - 0,5$ ) (offene Dreiecke).

der Energie nach Modellberechnungen deutlich ändern sollte [53]<sup>1</sup>. Allerdings besteht zur Zeit eine Diskrepanz zwischen den gemessenen Daten und insbesondere den Hydrodynamik-Modellen. Diese Diskrepanz wird häufig auch als *HBT-Puzzle* bezeichnet.

Zur genaueren Analyse dieses zunächst nicht intuitiven Effektes der geringen Änderung der HBT-Parameter wurde von der CERES-Kollaboration in [31] die Berechnung des effektiven Volumens sowie der mittleren freien Weglänge von Pionen zum Zeitpunkt des Ausfrierens aus den gemessenen Homogenitätswerten  $R_l$  und  $R_s$  vorgeschlagen. Der Formalismus hierzu wurde im Kapitel 2.4.2 bereits erörtert und soll nun mit quantitativen Aussagen und Darstellungen verdeutlicht werden.

In Abbildung 6.13 sind die von verschiedenen Experimenten, u.a. vom CERES-Experiment, gemessenen Ausfrieravolumina gegen die Schwerpunktsenergie aufgetragen. Zur Berechnung des Volumens wurden HBT-Radien aus zentralen Ereignissen (0-5%) bei Midrapidität für einen mittleren Transversalimpuls des Pionenpaares von  $\langle k_{\perp} \rangle \approx 160 \text{ MeV}/c$  verwendet. Die folgenden Betrachtungen basieren auf der Annahme einer für alle Schwerpunktsenergien gleichen Ausfrieretemperatur von  $T_f = 120 \text{ MeV}$ . Die hier gezeigte Kompilation ist eine Vervollständigung der Darstellung in [31] mit Daten aus Messungen von leichteren Stoßsystemen wie S+S, p+p sowie mit Daten für weitere Kollisionsenergien. Neben den aktuellen Ergebnissen von CERES sind auch die publizierten CERES-Resultate (offene Kreise) eingetragen, um die Situation vor der Reanalyse der Daten bei  $80A \text{ GeV}$  ( $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 12,29 \text{ GeV}$ ) sowie bei  $158A \text{ GeV}$  ( $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17,21 \text{ GeV}$ ) Strahlenergie zu demonstrieren: Bei niedrigen SPS-Energien zeichnet sich ein Minimum des Ausfrieravolumens ab, welches durch die Lage der publizierten Ergebnisse von CERES am deutlichsten erscheint. Auffällig in dieser Energieregion sind hingegen auch die Diskrepanzen der Werte von NA49 und CERES, insbesondere für die Strahlenergie von  $40A \text{ GeV}$  ( $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8,75 \text{ GeV}$ ).

<sup>1</sup> Beispielsweise wird bei RHIC-Energien eine im Vergleich zu SPS-Energien deutlich längere Emissionsdauer erwartet.

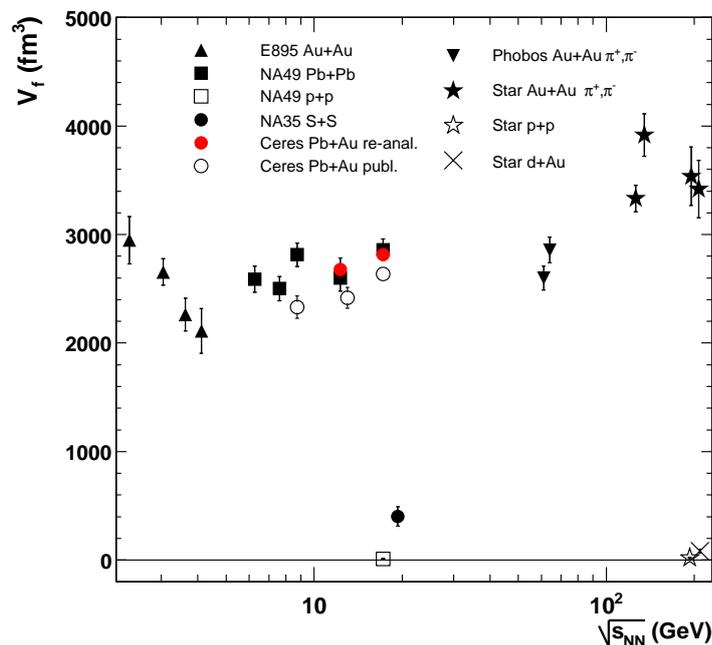


**Abbildung 6.12:** Der Parameter  $R_{0,1}^2$  in Abhängigkeit von  $k_{\perp}$  für alle Zentralitätsklassen.

Daher konnte bisher anhand dieser Ergebnisse bei SPS-Energien keine schlüssige Interpretation aus dieser Anregungsfunktion des Volumens gezogen werden. Die Lage des in der vorliegenden Arbeit bestimmten Ausfrier Volumens bei  $\sqrt{s_{NN}} = 12,29$  GeV sowie das anhand der neuen Ergebnisse für  $\sqrt{s_{NN}} = 17,21$  GeV aus [2] berechnete Volumen (rote gefüllte Kreise) deuten allerdings auf einen Trend zu den Werten der NA49-Kollaboration an. Auf Grund der gut übereinstimmenden Ergebnisse von CERES und NA49 für diese beiden Energien ist dies zu erwarten.

Jedoch verbleibt die Frage nach der Existenz eines Minimums, das eventuell für eine Änderung der Systemevolution bei kleinen SPS-Energien sprechen würde, da die Größe des Volumens aus CERES-Daten bei  $\sqrt{s_{NN}} = 8,75$  GeV (40A GeV) noch nicht überprüft wurde.

Die nächste Fragestellung bezüglich eines universellen Ausfrierverhaltens von Pionen betrifft die Abhängigkeit der mittleren freien Weglänge zum Zeitpunkt ihres Ausfrierens  $\lambda_f$  von der Schwerpunktsenergie. Berechnet wird  $\lambda_f$  über das Ausfrier Volumen und die chemische Systemkomposition, die mit dem inelastischen Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung von Pionen mit dem sie umgebenden Medium

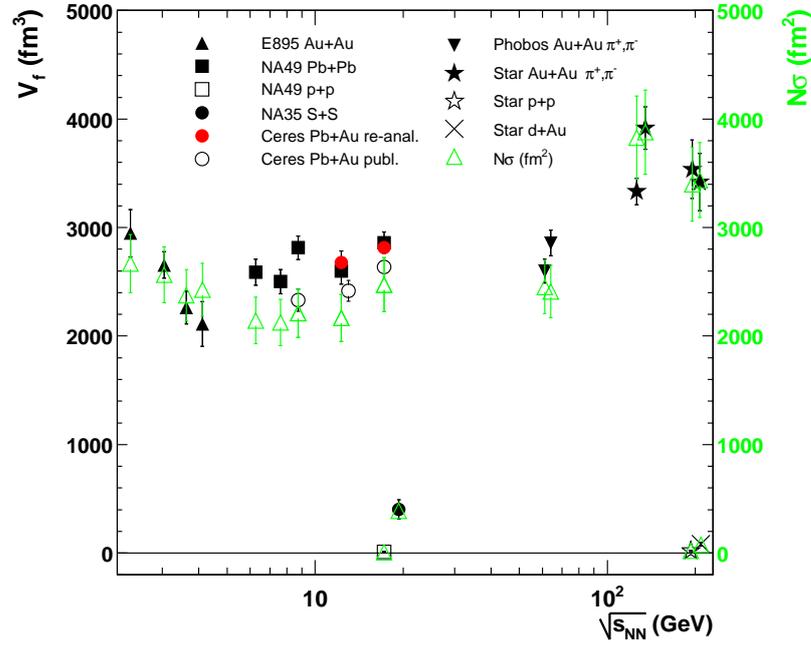


**Abbildung 6.13:** Das Ausfriervolumen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s_{NN}}$  der Kollisionssysteme. Durch die Fehlerbalken werden die statistischen Fehler angezeigt. Die Werte der HBT-Radien zur Berechnung des Volumens sind aus [31], [13], [54], [52], [55], [56], [57] entnommen bzw. extrahiert. Der CERES-Punkt bei  $\sqrt{s_{NN}} = 8,75$  GeV ist zur besseren Sichtbarkeit leicht in der Energie verschoben.

gewichtet wird.

In Abbildung 6.14 sind zunächst die Ausfriervolumina zusammen mit dem Produkt aus der Teilchenzahl und dem inelastischen Wirkungsquerschnitt,  $N\sigma$ , dargestellt. Dieses Produkt reflektiert die energieabhängige chemische Systemkomposition, die sich aus Anteilen von mesonischer und baryonischer Materie zusammensetzt (siehe Gleichung (2.49)). Für kleine Schwerpunktsenergien dominiert der baryonische Anteil durch eine vergleichsweise hohe Protonenzahl; mit höheren Energien überwiegt der mesonische Anteil auf Grund einer zunehmenden Produktion von Pionen. Der Übergang von der jeweils dominierenden Materieform liegt, wie das beobachtete leichte Minimum des Volumens, ebenfalls im Bereich von SPS-Energien [31]. Werden nur die CERES-Daten betrachtet, so ist der Verlauf der beiden Größen  $V_f$  und  $N\sigma$  bemerkenswert ähnlich.

Der Quotient aus beiden Verteilungen liefert die mittlere freie Weglänge  $\lambda_f$ , deren Anregungsfunktion in Abbildung 6.15 gezeigt ist. Auf Grund der Korrelation der Fehler des Ausfriervolumens und der Werte von  $N\sigma$ , stellen die eingetragenen Fehler von  $\lambda_f$  ausschließlich die statistischen Unsicherheiten der Bestimmung des Ausfriervolumens dar. Auffällig ist, dass innerhalb dieser Parametrisierung das Minimum der Anregungsfunktion des Ausfriervolumens verschwindet. Die Daten für verschiedene Kollisionssysteme und Energien zeigen, mit Ausnahme der Daten für SPS-Energien von NA49 sowie der neuen Werte von CERES, eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit einer mittleren freien Weglänge von  $\lambda_f \sim 1$  fm beim Ausfrieren. Die SPS-Daten



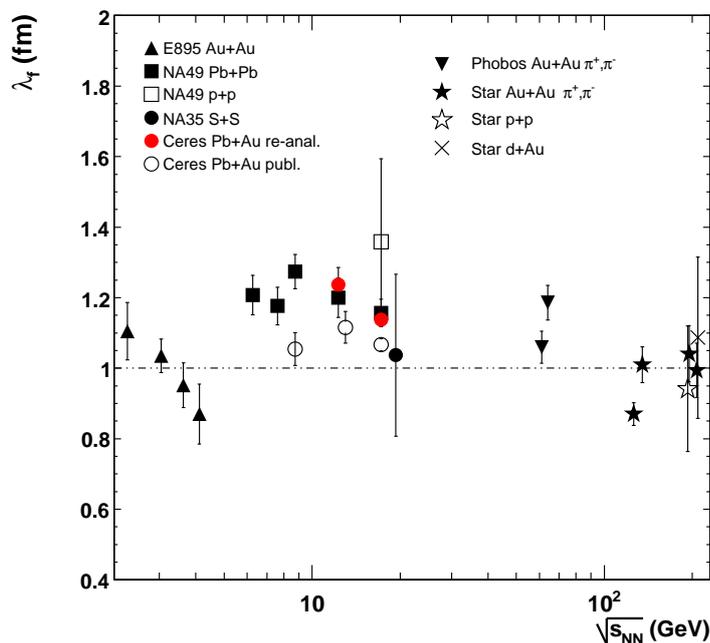
**Abbildung 6.14:** Das Ausfrieren zusammen mit der Größe  $N\sigma$ . Die Werte zur Berechnung von  $N\sigma$  sind aus [31], [58], [59], [60], [61], [62], [63] entnommen. Der CERES-Punkt des Ausfrierens bei  $\sqrt{s_{NN}} = 8,75$  GeV ist zur besseren Sichtbarkeit leicht in der Energie verschoben.

suggestieren hingegen einen leichten Anstieg von  $\lambda_f$ , der sich zu niedrigen RHIC-Energien wieder reduziert. Auf Grund der großen Fehler bei hohen AGS-Energien und niedrigen SPS-Energien lässt sich noch keine schlüssige Interpretation für das Verhalten von  $\lambda_f$  in dieser Region finden. Diesbezüglich spielt vor allem die noch bestehende Diskrepanz der Ergebnisse bei  $\sqrt{s_{NN}} = 8,75$  GeV eine entscheidende Rolle.

Unabhängig von diesen experimentellen Aspekten zeigt auch das Verhalten von anderen Observablen in dieser Energieregion Auffälligkeiten. Der elliptische Fluss beispielsweise, der den Druck bzw. Fluss bezüglich der Reaktionsebene einer Kern-Kern-Kollision<sup>1</sup> misst, ändert in dieser Energieregion sein Vorzeichen [64]. Diese Änderung deutet auf eine Umwandlung des Flusses aus der Reaktionsebene zu einem Fluss in die Ebene mit zunehmender Schwerpunktsenergie hin. Somit sollten sich das Expansionsverhalten und damit auch die Ausfrierbedingungen für Pionen verändern. Denn die emittierten Pionen tragen auch nach dem Ausfrieren Informationen der hydrodynamischen Abläufe bis zum Zeitpunkt des Ausfrierens. Dementsprechend sollte sich ebenso in den Ergebnissen der HBT-Interferometrie ein verändertes Flussprofil bemerkbar machen.

Wie bereits in Kapitel 2.4 angedeutet, ist die Vermutung eines Softest Point in der Zustandsgleichung während der Expansion ein Hinweis auf die Ausbildung eines

<sup>1</sup> Die Reaktionsebene wird durch die Lage des Impaktparametervektor und der Strahlachse aufgespannt.



**Abbildung 6.15:** Die mittlere freie Weglänge  $\lambda_f$  von Pionen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s_{NN}}$  der Kollisionssysteme, berechnet aus der Division des Volumens und  $N\sigma$ . Die dargestellten Fehler stammen ausschließlich aus dem statistischen Fehler des Ausfriervolumens.

QGP. Eventuell könnte dieser Punkt auch in der mittleren freien Weglänge der Pionen reflektiert werden: Für AGS- bis SPS-Energien bleiben die Werte von  $N\sigma$  weitestgehend konstant mit der Energie. Dementsprechend wird der Anstieg von  $\lambda_f$  in erster Linie durch das Volumen bestimmt. Ist das Ausfriervolumen größer bei gleicher Systemkomposition, so lässt dies möglicherweise auf ein verändertes Expansionsverhalten schließen. Eine Entkopplung von Teilchen von einem wechselwirkenden System kann erst stattfinden, wenn ihre mittlere freie Weglänge mindestens der Systemgröße entspricht. Eine größere mittlere freie Weglänge der Pionen bedeutet daher, dass die Dicke der Emissionsschicht im Vergleich zu kleineren Weglängen beim Ausfrieren auch entsprechend größer ist. Eventuell bewirkt eine verlängerte Emissionsdauer (siehe Erklärung zu  $(R_o/R_s)$ ) das Zunehmen der Dicke der Schicht und somit des Volumens bis zum völligen Ausfrieren, wodurch eine längere mittlere freie Weglänge zum Entkoppeln notwendig werden würde. Der Grund hierfür könnte damit zusammenhängen, dass die Wechselwirkungen wegen der größeren Temperaturen zu Beginn der langen Emission bei  $\lambda_f = 1$  fm noch zu stark sind. Somit können anfangs nur wenige Pionen emittiert werden. Die gemessene längere Weglänge reflektiert dann die im Mittel längeren Wegstrecken, die zur Emission der meisten Pionen bei einem entsprechend größeren Volumen notwendig sind.

Dieses angenommene Szenario kann in einer weiteren Untersuchung der Transparenz der Quelle diskutiert werden, die von Tomasik und Heinz in [65] vorgeschlagen wird.

Nach den beiden Autoren lässt sich ein Maß für die Transparenz angeben über

$$\omega = \frac{R_{\text{geom}}}{\lambda_f}, \quad (6.3)$$

dem Verhältnis der transversalen Ausdehnung der Quelle zur mittleren freien Weglänge beim Ausfrieren. Falls  $\lambda_f$  den transversalen Radius stark übersteigt, geht der Quotient gegen 0, was für eine transparente Quelle sprechen würde. Der Begriff Transparenz bezieht sich auf die ständige Emission von Teilchen während die Dichtigkeit eine spontane Oberflächenemission aus einer dünnen Schicht zum Zeitpunkt des Ausfrierens beinhaltet.

Die im SPS-Bereich gemessenen transversalen geometrischen Ausdehnungen liegen im Bereich von 6-9 fm für zentrale Ereignisse, sodass sich zusammen mit den Werten für die mittlere freie Weglänge etwa  $\omega \approx 5 - 10$  ergibt. Infolgedessen stellen sich die untersuchten Kollisionssysteme eher als dicht denn als transparent dar. Die Größenordnung der transversalen Ausdehnungen bleibt jedoch für alle untersuchten Strahlenergien erhalten. Daher kann angenommen werden, dass die durch die HBT-Interferometrie betrachtete Quelle generell für Pionen als eher dicht erscheint. Anhand der leichten Überhöhung der Werte von  $\lambda_f$  um 20-30% bei SPS-Energien könnte allerdings eine etwas geringere Dichtigkeit im Vergleich zu anderen Schwerpunktsenergien gemessen werden.

Die Tatsache, dass für SPS-Energien ebenfalls ein im Vergleich zu anderen Schwerpunktsenergien etwas größerer Quotient ( $R_o/R_s$ ) beobachtet wird [52], lässt weiteren Raum für derartige Überlegungen zu.



Teil IV

Résumé



---

## ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

---

Die HBT-Interferometrie bietet über die Analyse von Bose-Einstein-Korrelationen geladener Pionen die Möglichkeit, Raumzeit-Dimensionen von Kern-Kern-Reaktionen zu vermessen. Dadurch kann das Ausfrierverhalten der in diesen Reaktionen entstehenden teilchenemittierenden Quelle untersucht werden. Die so gewonnenen Informationen tragen zu einem Verständnis der in den Kollisionen ablaufenden Prozesse und somit zu Erkenntnissen über Kernmaterie unter extremen Bedingungen bei. Von besonderem Interesse ist dabei die Beobachtung der Ausbildung eines QGP-Zustandes. Hierfür sind systematische Studien von verschiedenen Kollisionssystemen und -energien von großer Bedeutung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Analyse von Bose-Einstein-Korrelationen in Pb-Au-Kollisionen bei einer Strahlenergie von  $80A$  GeV durchgeführt. Die hier analysierten Daten wurden mit dem CERES-Detektor am SPS-Beschleuniger des CERN aufgenommen. Diese Analyse stellt eine erneute Untersuchung des Datensatzes unter Verwendung einer verbesserten Kalibrierungsprozedur für den CERES-Detektor dar. Infolgedessen konnte eine Verringerung der systematischen Unsicherheiten erreicht werden. Die neuen Ergebnisse stimmen mit den von der CERES-Kollaboration bereits publizierten HBT-Ergebnissen zufriedenstellend überein. Der Vergleich mit den Ergebnissen des NA49-Experiments, das Pb-Pb-Kollisionen bei gleicher Strahlenergie unter dem Aspekt der HBT-Interferometrie untersucht hat, zeigt ebenfalls eine Übereinstimmung.

Durch diese Konsistenz und die Minimierung der systematischen Unsicherheiten im Bereich der SPS-Energien wird nun die Interpretation des Ausfrierhaltens der Quelle besser ermöglicht: In dieser Arbeit wurde eine universelle Ausfrierbedingung von Pionen bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien und für verschiedene Kollisionssysteme untersucht. Diesbezügliche Observablen sind das mittels HBT-Radien bestimmte Ausfrier Volumen und die mittlere freie Weglänge von Pionen zum Zeitpunkt des Ausfrierens der Quelle.

Bei dieser Untersuchung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie der Kollision zeichnet sich ein Minimum des Ausfrier Volumens bei hohen AGS- und niedrigen SPS-Energien ab. Zusätzlich ergibt sich für die mittlere freie Weglänge ein ebenfalls nicht monotonen Verhalten in diesem Energiebereich. Aus der dort vergrößerten Weglänge lässt sich auf eine erhöhte Emissionsdauer der teilchenemittierenden Quelle gegenüber anderen Energien schließen. Die Emissionsdauer spielt in Verbindung mit dem Nachweis eines QGP-Zustandes eine wichtige Rolle. Ob die beschriebenen Beobachtungen durch ein Ausbilden dieses Zustandes oder auf Grund von anderen unbekanntem Mechanismen hervorgerufen werden, kann abschließend noch nicht beurteilt werden. Denn verbleibende systematische Unsicherheiten bei niedrigen

---

Schwerpunktsenergien lassen derzeit keine weiteren Interpretationen zu. Insbesondere betrifft dies die noch bestehende Diskrepanz der Ergebnisse zwischen CERES und NA49 für eine Strahlenergie von 40A GeV. Daher ist eine Reanalyse der Daten von CERES bei dieser Strahlenergie von Bedeutung. Ebenso würde eine erneute systematische Messung im AGS-Energiebereich weitere grundlegende Interpretationen ermöglichen.

In Zukunft werden am RHIC-Beschleuniger des BNL in den USA und im Rahmen des FAIR-Projektes an der GSI bei Darmstadt Experimente in dieser Energieregion durchgeführt werden. Möglicherweise kann dann anhand dieser Messung ein universelles Ausfrierkriterium für Pionen sowie der Grund für ein verändertes Systemverhalten bei bestimmten Energien festgestellt werden.

---

## LITERATURVERZEICHNIS

---

- [1] ADAMOVIĆ, D. et al.: Beam energy and centrality dependence of two-pion Bose-Einstein correlations at SPS energies. In: *Nucl. Phys.* A714 (2003), S. 124–144 (Zitiert auf Seiten 5, 33, 49, 71, 72, 75, 77, 81, 88, 114 und 115)
- [2] ANTOŃCZYK, D.: *Detailed analysis of two-particle correlations in central Pb-Au collisions at 158 GeV per nucleon*, Techn. Universität Darmstadt, Diss., 2006 (Zitiert auf Seiten 5, 14, 34, 47, 49, 51, 71, 72, 74, 81, 90, 95, 111, 112 und 114)
- [3] *Kapitel 9, The Unification of Electroweak and other Interactions.* In: PERKINS, D. H.: *Introduction to High Energy Physics*. Cambridge University Press, 2000 (Zitiert auf Seite 4)
- [4] KARSCH, Frithjof: Lattice QCD at high temperature and density. In: *Lect. Notes Phys.* 583 (2002), S. 209–249 (Zitiert auf Seiten 5 und 6)
- [5] ARSENE, I. et al.: Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment. In: *Nucl. Phys.* A757 (2005), S. 1–27 (Zitiert auf Seite 5)
- [6] FRIES, R. J. und MÜLLER, B.: Heavy ions at LHC: Theoretical issues. In: *Eur. Phys. J.* C34 (2004), S. s279–s285 (Zitiert auf Seiten 7 und 111)
- [7] BJORKEN, J. D.: Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region. In: *Phys. Rev. D* 27 (1983), Nr. 1, S. 140–151 (Zitiert auf Seite 8)
- [8] MAKHLIN, A. N. und SINYUKOV, Yu. M.: The hydrodynamics of hadron matter under a pion interferometric microscope. In: *Z. Phys.* C39 (1988), S. 69 (Zitiert auf Seite 9)
- [9] BEARDEN, I. G. et al.: Charged meson rapidity distributions in central Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 162301 (Zitiert auf Seiten 9, 11 und 111)
- [10] SEYBOTH, P. et al.: Onset of deconfinement in Pb + Pb collisions at the CERN SPS. In: *Acta Phys. Polon.* B37 (2006) (Zitiert auf Seite 9)
- [11] BEARDEN, I. G. et al.: Nuclear stopping in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), S. 102301 (Zitiert auf Seiten 10, 11 und 111)
- [12] <http://www.physi.uni-heidelberg.de/Forschung/kp/ceres> (Zitiert auf Seiten 13 und 39)

- [13] ALT, C. et al.: Bose-Einstein correlations of pion pairs in central Pb+Pb collisions at CERN SPS energies. In: *Phys. Rev. C* 77 (2008), S. 064908 (Zitiert auf Seiten 14, 81, 87, 88, 96, 111, 115 und 116)
- [14] <http://ps-div.web.cern.ch/ps-div/PSComplex/CERNAcc.html> (Zitiert auf Seiten 15 und 111)
- [15] GOLDHABER, G. und GOLDHABER, S. und LEE, W. und PAIS, A.: Influence of Bose-Einstein statistics on the antiproton-proton annihilation process. In: *Phys. Rev.* 120 (1960), Nr. 1, S. 300–312 (Zitiert auf Seite 19)
- [16] GYULASSY, M. und KAUFFMANN, S. K. und WILSON, L. W.: Pion interferometry of nuclear collisions. I. Theory. In: *Phys. Rev. C* 20 (1979), S. 2267–2292 (Zitiert auf Seiten 20 und 34)
- [17] PRATT, S.: Pion interferometry of quark-gluon plasma. In: *Phys. Rev. D* 33 (1986), Nr. 5, S. 1314–1327 (Zitiert auf Seiten 21, 25 und 27)
- [18] CHAPMAN, S. und SCOTTO, P. und HEINZ, U.: Model independent features of the two particle correlation function. In: *HEAVY ION PHYS.* 1 (1995), S. 1 (Zitiert auf Seiten 21 und 28)
- [19] PRATT, S. und CSÖRGŐ, T. und ZIMANYI, J.: Detailed predictions for two pion correlations in ultrarelativistic heavy ion collisions. In: *Phys. Rev. C* 42 (1990), S. 2646–2652 (Zitiert auf Seite 21)
- [20] AKKELIN, S. V. und SINYUKOV, Yu. M.: The HBT interferometry of expanding sources. In: *Phys. Lett. B* 356 (1995), S. 525–530 (Zitiert auf Seite 22)
- [21] SINYUKOV, Yu. M.: Hanbury-Brown-Twiss correlations for expanding hadron and quark-gluon matter. In: *Nucl. Phys. A* 498 (1989), S. 151c–160c (Zitiert auf Seiten 22 und 29)
- [22] CHAPMAN, S. und NIX, J. R. und HEINZ, U.: Extracting source parameters from Gaussian fits to two-particle correlations. In: *Phys. Rev. C* 52 (1995), Nr. 5, S. 2694–2703 (Zitiert auf Seiten 23 und 26)
- [23] BERTSCH, G. F.: Pion interferometry as a probe of the plasma. In: *Nucl. Phys. A* 498 (1989), S. 173c–180c (Zitiert auf Seite 25)
- [24] SCHNEIDERMANN, Ekkard und SOLLFRANK, Josef und HEINZ, Ulrich W.: Thermal phenomenology of hadrons from 200-A/GeV S+S collisions. In: *Phys. Rev. C* 48 (1993), S. 2462–2475 (Zitiert auf Seite 27)
- [25] APPELSHÄUSER, H.: *private Kommunikation* (Zitiert auf Seite 28)
- [26] WIEDEMANN, U.A. und HEINZ, U. W.: Particle interferometry for relativistic heavy-ion collisions. In: *Phys. Rept.* 319 (1999), S. 145–230 (Zitiert auf Seiten 28, 30 und 92)
- [27] LISA, M. A. und PRATT, S. und SOLTZ, R. und WIEDEMANN, U.: Femtoscopy in relativistic heavy ion collisions. In: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 55 (2005), S. 357–402 (Zitiert auf Seite 29)

- 
- [28] HERRMANN, M. und BERTSCH, G. F.: Source dimensions in ultrarelativistic heavy ion collisions. In: *Phys. Rev. C* 51 (1995), Nr. 1, S. 328–338 (Zitiert auf Seiten 29 und 30)
- [29] HEISELBERG, Henning und VISCHER, Axel P.: Fluctuations and HBT scales in relativistic nuclear collisions. In: *Phys. Lett.* B421 (1998), S. 18–24 (Zitiert auf Seite 30)
- [30] WIEDEMANN, Urs A.: Two-particle interferometry for noncentral heavy-ion collisions. In: *Phys. Rev. C* 57 (1998), S. 266–279 (Zitiert auf Seite 31)
- [31] ADAMOVIĆ, D. et al.: Universal pion freeze-out in heavy ion collisions. In: *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), Nr. 2, S. 022301 (Zitiert auf Seiten 31, 94, 96, 97 und 116)
- [32] LI, Q. und BLEICHER, M. und STÖCKER, H.: Pion freeze-out as seen through HBT correlations in heavy ion collisions from FAIR/AGS to RHIC energies. In: *J. Phys.* G34 (2007), S. 2037–2044 (Zitiert auf Seite 31)
- [33] TOMASIK, B. und HEINZ, U. W.: Fine-tuning two particle interferometry. II: Opacity effects. (1998). *arXiv: 9805.016 [nucl-th]* (Zitiert auf Seite 31)
- [34] BOWLER, M. G.: Extended sources, Final state interactions and Bose-Einstein-Correlations. In: *Z. Phys.* C39 (1988), S. 81–88 (Zitiert auf Seite 33)
- [35] BAYM, G. und BRAUN-MUNZINGER, P.: Physics of Coulomb corrections in Hanbury-Brown-Twiss interferometry in ultrarelativistic heavy ion collisions. In: *Nucl. Phys.* A610 (1996), S. 286c–296c (Zitiert auf Seite 33)
- [36] PRATT, S.: Coherence and Coulomb effects on pion interferometry. In: *Phys. Rev. D* 33 (1986), Nr. 1, S. 72–79 (Zitiert auf Seite 33)
- [37] BAYM, G.: The physics of Hanbury Brown-Twiss intensity interferometry: From stars to nuclear collisions. In: *Acta Phys. Polon.* B29 (1998) (Zitiert auf Seite 33)
- [38] CSÖRGŐ, T. und LÖRSTAD, B. und ZIMANYI, J.: Bose-Einstein correlations for systems with large halo. In: *Z. Phys.* C71 (1996), S. 491–497 (Zitiert auf Seiten 34 und 35)
- [39] COLLABORATION, The C.: The CERES/NA45 Radial Drift Time Projection Chamber. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A593 (2008), S. 203–231 (Zitiert auf Seiten 40, 45, 46, 47, 75 und 112)
- [40] TILSNER, H.: *Zwei-Teilchen Korrelationen bei 40, 80 und 158 AGeV Pb-Au Kollisionen*, Universität Heidelberg, Diss., 2002 (Zitiert auf Seiten 41, 45, 49, 75, 81, 82, 90, 91, 92 und 112)
- [41] AFANASEV, S. et al.: The NA49 large acceptance hadron detector. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A430 (1999), S. 210–244 (Zitiert auf Seiten 43 und 112)
- [42] YAO, W.M. et al.: Review of Particle Physics. In: *Journal of Physics G* 33 (2006), 258–270. <http://pdg.lbl.gov> (Zitiert auf Seiten 44, 78 und 112)

- [43] YUREVICH, S.: *Electron-pair production in 158 AGeV/c Pb-Au collisions from CERES*, Universität Heidelberg, Diss., 2006 (Zitiert auf Seiten 47, 48, 49, 51 und 74)
- [44] BRUN, René et al.: GEANT3 - Detector Description and Simulation Tool - Technical report. In: *CERN Report* No. DD/EE/84-1 (1987) (Zitiert auf Seite 48)
- [45] BRUN, R. und RADEMAKERS, F.: ROOT: An object oriented data analysis framework. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A389 (1997), 81-86. <http://root.cern.ch/> (Zitiert auf Seite 50)
- [46] MILLER, M.L. und REYGERS, K. und SANDERS, S. J. und STEINBERG, P.: Glauber modeling in high energy nuclear collisions. In: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57 (2007), S. 205–243 (Zitiert auf Seiten 60, 113, 127 und 128)
- [47] BASS, S. A. et al.: Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 41 (1998), S. 255–369 (Zitiert auf Seite 59)
- [48] MIŚKOWIEC, D.: *Overlap computer program*. <http://www.linux.gsi.de/misko/overlap>. Version: 2004 (Zitiert auf Seite 60)
- [49] J., Podolanski und R., Armenteros: Analysis of V-Events. In: *Phil.Mag.* 45 (1954), S. 13 (Zitiert auf Seite 73)
- [50] SOFF, Sven und BASS, Steffen A. und DUMITRU, Adrian: Pion interferometry at RHIC: Probing a thermalized quark gluon plasma? In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), S. 3981–3984 (Zitiert auf Seite 87)
- [51] APPELSHÄUSER, H. et al.: Recent results on central Pb + Pb collisions from experiment NA49. In: *Nucl. Phys.* A638 (1998), S. 91–102 (Zitiert auf Seite 89)
- [52] ADAMS, J. et al.: Pion interferometry in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. In: *Phys. Rev.* C71 (2005), S. 044906 (Zitiert auf Seiten 90, 96, 99 und 116)
- [53] LI, Qingfeng und BLEICHER, Marcus und STOCKER, Horst: The effect of preformed hadron potentials on the dynamics of heavy ion collisions and the HBT puzzle. In: *Phys. Lett.* B659 (2008), S. 525–530 (Zitiert auf Seite 94)
- [54] BACK, B. B. et al.: Transverse momentum and rapidity dependence of HBT correlations in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ - GeV and 200-GeV. In: *Phys. Rev.* C73 (2006), S. 031901 (Zitiert auf Seiten 96 und 116)
- [55] CHAJECKI, Z.: Pion interferometry from p + p to Au + Au in STAR. (2005). *arXiv: 0511.035 [nucl-ex]* (Zitiert auf Seiten 96 und 116)
- [56] GANZ, R.: A systematic study of two particle correlations from NA49 at CERN SPS. In: *Nucl. Phys.* A661 (1999), S. 448–451 (Zitiert auf Seiten 96 und 116)
- [57] ALBER, T. et al.: Two-pion Bose-Einstein correlations in nuclear collisions at 200 GeV per nucleon. In: *Z. Phys.* C66 (1995), S. 77–88 (Zitiert auf Seiten 96 und 116)

- 
- [58] BACK, B. B. et al.: Identified hadron transverse momentum spectra in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  GeV. In: *Phys. Rev. C* 75 (2007), S. 024910 (Zitiert auf Seiten 97 und 116)
- [59] RUAN, L.:  $\pi$ , K, p and anti-p production from Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  GeV. In: *J. Phys. G* 31 (2005), S. S1029–S1034 (Zitiert auf Seiten 97 und 116)
- [60] ADLER, S. S. et al.: Identified charged particle spectra and yields in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. In: *Phys. Rev. C* 69 (2004), S. 034909 (Zitiert auf Seiten 97 und 116)
- [61] RUAN, L.: *Pion, kaon, proton and antiproton spectra in d + Au and p + p collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV at the Relativistic Heavy Ion Collider*, University of Science and Technology of China, Diss., 2005. *arXiv: 0503.018 [nucl-ex]* (Zitiert auf Seiten 97 und 116)
- [62] ALT, C. et al.: Inclusive production of charged pions in p p collisions at 158 GeV/c beam momentum. In: *Eur. Phys. J. C* 45 (2006), S. 343–381 (Zitiert auf Seiten 97 und 116)
- [63] ALBER, T. et al.: Charged particle production in proton, deuteron, oxygen and sulphur nucleus collisions at 200 GeV per nucleon. In: *Eur. Phys. J. C* 2 (1998), S. 643–659 (Zitiert auf Seiten 97 und 116)
- [64] PETERSEN, Hannah und LI, Qingfeng und ZHU, Xianglei und BLEICHER, Marcus: Directed and elliptic flow in heavy ion collisions at GSI- FAIR and CERN-SPS. In: *Phys. Rev. C* 74 (2006), S. 064908 (Zitiert auf Seite 97)
- [65] TOMASIK, Boris und HEINZ, Ulrich W.: Fine-tuning two particle interferometry. II: Opacity effects. (1998) (Zitiert auf Seite 98)



---

## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

---

1.1	Eine Version der Darstellung des Phasendiagramms der stark wechselwirkenden Materie [6]. Die Temperatur $T$ ist gegen das baryochemische Potential $\mu_B$ aufgetragen. Der markierte Punkt bei (0,6 GeV/160 MeV) gibt die Lage des Kritischen Punktes an. Die offenen Symbole stehen für den ungefähren chemischen Ausfrierbereich, der mit den verschiedenen Beschleunigern erreichbar ist (siehe Text). Die Phasenübergänge sind durch die durchgezogenen Linien angedeutet. Die gestrichelte Linie gibt die Fortsetzung des Phasenübergangs im Mischzustandsbereich von hadronischer Materie und dem QGP an. . . . .	7
1.2	Skizze des Landau- (a) und Bjorken-Szenarios (b). . . . .	8
1.3	Vergleich der Rapiditätsverteilung von Pionen und eine Vorhersage im Landau-Bild bei $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (a). Das Verhältnis der Breiten $\sigma_{\text{data}}/\sigma_{\text{Carrut}}$ ist als Funktion von $\sqrt{s_{NN}}$ in (b) gezeigt. <i>Carrut</i> steht für Carruthers et al., die ein vereinfachtes Landau-Modell zur Beschreibung der Teilchenspektren konstruiert haben [9]. . . . .	11
1.4	Rapiditätsverteilung der Nettoprotonen für AGS- (Au+Au bei $\sqrt{s_{NN}} = 5$ GeV), SPS- (Pb+Pb bei $\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV) und für RHIC-Daten (Au+Au $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV). Alle Daten sind aus zentralen Kollisionen (0-5%) extrahiert worden. Bei RHIC wurden die vollen Punkte gemessen, die offenen Symbole sind aus Symmetriegründen gespiegelt aufgetragen, während für die AGS- und SPS-Daten die umgekehrte Darstellung gewählt wurde [11]. . . . .	11
1.5	Evolution einer Schwerionenkollision in Raumzeitkoordinaten, links ohne und rechts mit Ausbildung einer Quark-Gluon-Plasma-Phase. . . . .	12
1.6	Vergleich der Messungen von Parametern aus der HBT-Analyse des CERES-(offene Dreiecke) und NA49-Experimentes [13] (gefüllte Quadrate) für drei Strahlenergien des SPS. Die CERES-Daten für die Strahlenergie von 158A GeV wurden einer Reanalyse unterzogen [2] (gefüllte rote Dreiecke). . . . .	14
1.7	Skizze des Beschleuniger-Komplexes am CERN [14]. Die North-Area befindet sich in der Mitte des LHC-Beschleuniger-Rings, an dem die vier großen Experimente ALICE, CMS, LHC-b und ATLAS forschen werden. Der Standort des CERES-Experimentes ist durch das CERES-Logo angedeutet. . . . .	15

2.1	Gleichzeitige Messung der von der Quelle emittierten Teilchen mit Impuls $p_1$ bzw. $p_2$ an den Orten $x_1$ bzw. $x_2$ . Mögliche Trajektorien sind mit den Pfeilen angedeutet. Mit $d \ll L$ liegt eine Korrelation der Messung an $x_1$ bzw. $x_2$ für verschwindende Impulsdifferenzen $\Delta p$ vor.	20
2.2	Eine Beispieldarstellung der eindimensionalen Korrelationsfunktion $C_2$ einer statischen, gaußförmigen Quelle mit gleichen Breiten in allen Raumrichtungen, als Funktion der Impulsdifferenz $q$ . Die Funktion setzt sich aus der Fouriertransformierten der Gaußverteilung im Ort und der Konstante 1 zusammen. Deutlich erkennbar ist die Überhöhung bei kleiner werdenden Werten von $q$ , deren Breite proportional zum inversen Radius der Quelle ist.	23
2.3	Aufteilung des relativen transversalen Paarimpulses $\vec{q}_\perp$ nach Bertsch.	25
2.4	Schematische Zeichnung einer teilchenemittierenden Quelle in der transversalen Ebene. Die Farbfelder deuten Geschwindigkeitsprofile an, woraus jeweils Teilchen mit gleichem Transveralimpuls emittiert werden. $R_o$ misst die Homogenitätslänge in Emissionsrichtung, $R_s$ die Breite transversal zu $R_o$ .	29
2.5	Links: Die Signalverteilung von Paaren gleichgeladener Pionen in Abhängigkeit von der invarianten Impulsdifferenz. Mitte: Die entsprechende Hintergrundverteilung. Rechts: Die aus der Division der beiden vorherigen Verteilungen berechnete, normierte eindimensionale Korrelationsfunktion $C_2$ in Abhängigkeit von $q_{inv}$ . Die Norm berechnet sich mit vier Hintergrundereignissen pro Signalereignis zu $N = 1/2^3 = 1/8$ .	35
3.1	Schematische Zeichnung des Aufbaus des CERES-Experimentes [39].	40
3.2	Die Targetregion mit Target T, Teilchenzählern und Vetodetektoren VW, VC (Plastiksintillatoren) [40].	41
3.3	Skizze einer Spurprojektion in der TPC [41].	43
3.4	Energieverlust von Teilchen (siehe Skalen) in unterschiedlichen Materialien [42].	44
3.5	Ideale Energieverlustkurven in willkürlichen Einheiten für verschiedene Teilchen in Ne/CO <sub>2</sub> als Funktion des Teilchenimpulses $p$ .	44
3.6	Schnitt durch die CERES TPC [39].	46
3.7	Die Drahtebenen mit der Kathoden-Pad-Ebene einer Auslesekammer [39].	46
3.8	Links: Skizze eines Ausschnitts mit 8 Pad-Streifen einer Auslesekammer mit 20 Pad-Streifen [39]. Rechts: Vergrößerung der Chevron-Pad-Struktur der Pad-Streifen. Die Pads verlaufen senkrecht, ihr Rand ist durch die gezackten durchgezogenen Linien angedeutet. Jeweils 4 Pads sind über einen Auslesekanal (gestrichelte Linie) miteinander verbunden. Separiert werden die Pads in $z$ -Richtung durch die <i>ground strips</i> [2].	47

4.1	Driftzeitkorrekturfaktor für die TPC in Abhängigkeit von der Aufnahmezeit der Daten. Dabei stellt die erste Zahl den Tag und die zweite die Stunde dar. Die Stufen deuten die Zeiträume einer Unit an. Innerhalb einer Unit sollte die Driftzeitkorrektur weitestgehend konstant bleiben, weshalb zu der Zeit (25-02h) von einer Fehlkalibrierung ausgegangen werden kann. . . . .	54
4.2	Driftzeitkorrekturfaktor für die TPC nach der Fehlerbehebung in der Kalibrierungsprozedur in Abhängigkeit von der Aufnahmezeit der Daten. Dabei stellt die erste Zahl den Tag und die zweite die Stunde dar. Die Stufen deuten die Zeiträume einer Unit an. . . . .	54
4.3	Die MC-Multiplizität gegen die TPC-Multiplizität. Links für den regulären Fall, rechts für den Fall einer fehlerhaften Datennahme. . .	55
4.4	Ein inverses Impulsspektrum $q/p$ von Pionen mit Ladung $q$ und Impuls $p = p_{\text{cor2}}$ (rote Linie). Die gestrichelte Linie deutet die Position $q/p = 0$ an. Die Pionen wurden anhand ihres Energieverlustes identifiziert. .	57
4.5	Minimumpositionen der unkorrigierten $q/p$ -Verteilungen des Impulses $p_{\text{comb}}$ in verschiedenen $\theta$ -Bereichen (rad) für jede Unit. Legende siehe Abbildung 4.6. . . . .	59
4.6	Minimumpositionen der $q/p$ -Verteilung des vollständig korrigierten Impulses $p_{\text{comb}}$ in verschiedenen $\theta$ -Bereichen (rad) für jede Unit. . .	59
4.7	Eine schematische Darstellung der Zentralitätseinteilung, welche die Parameter des Glauber-Modells $b$ , $N_{\text{part}}$ mit der experimentell messbaren Grösse $N_{\text{ch}}$ in Verbindung setzt. Es lässt sich hieraus die prozentuale Zentralitätsangabe $\sigma/\sigma_{\text{tot}} = \sigma/\sigma_{\text{inel}}^{\text{AB}}$ berechnen [46]. Zu beachten ist, dass hier nicht $b$ sondern der Mittelwert $\langle b \rangle$ mit einer Multiplizität $N_{\text{ch}}$ assoziiert wird (siehe Text). . . . .	60
4.8	Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen im MC. Im Falle des MCs musste die simulierte Verteilung um den Wert 500 verschoben werden, da die Multiplizitäten im MC durch die ADC-Werte des Detektors gegeben sind. Der effektive Startwert der Teilchenzählung liegt bei diesem Offset. Skaliert wurde die Verteilung mit dem Faktor 3,55. . .	61
4.9	Die Verteilung des Polarwinkels $\theta$ der gemessenen Spuren. Die grau hinterlegte Fläche zeigt den Akzeptanzbereich der TPC. . . . .	63
4.10	Die Verteilung der Anzahl der angepassten (fitted) Spurpunkte (Hits). Die grau hinterlegte Fläche zeigt den für die Analyse selektierten Bereich. .	64
4.11	Die $\chi^2$ -Verteilung der radialen ( $r$ ) und azimutalen Anpassung ( $\phi$ ). . .	64
4.12	Der Energieverlust $dE/dx$ von Teilchen in der TPC in Abhängigkeit des Impulses $p_{\text{comb}}$ . . . . .	65
4.13	Ein Konturgraph des Energieverlustes in Abhängigkeit des Impulses $p_{\text{comb}}$ mit der farbig dargestellten Auswahl für identifizierte Pionen im Fenster entlang der theoretischen Kurve (rote Linie). . . . .	65
5.1	Die Cowboy- a) und Sailor-Topologie b) der Trajektorien zweier gleich geladener Teilchen. Die Darstellung stellt eine zweidimensionale Projektion der Spuren dar, weshalb eine Überkreuzung in a) nicht unbedingt $\Delta\theta = 0$ der Spuren bedeuten muss. . . . .	70

5.2	Öffnungswinkel ( $\Delta\phi/\Delta\theta$ ) für die Cowboy- (links) und die Sailor-Topologie (rechts). Die weißen Bereiche deuten auf die Ineffizienz der Zweispurauflösung in diesem Bereich hin. . . . .	71
5.3	Der $\lambda$ - und Radius-Parameter (fm) aus einer eindimensionalen Anpassung an die gemessene Korrelationsfunktion mit verschiedenen Schnittweiten in den Öffnungswinkeln in Anteilen ( $x,y$ ) am vorgeschlagenen Schnitt ( $\Delta\phi,\Delta\theta$ ) für die Cowboy-Topologie. . . . .	71
5.4	Der $\lambda$ - und Radius-Parameter (fm) aus einer eindimensionalen Anpassung an die gemessene Korrelationsfunktion mit verschiedenen Schnittweiten in den Öffnungswinkeln in Anteilen ( $x,y$ ) am vorgeschlagenen Schnitt ( $\Delta\phi,\Delta\theta$ ) für die Sailor-Topologie. . . . .	72
5.5	Der transversale Paarimpuls $P_{\perp} = 2k_{\perp}$ gegen die Paarrapidität von Pionenpaaren mit $q_{\text{inv}} < 0,06 \text{ GeV}/c$ (links) bzw. $q_{\text{inv}} < 0,15 \text{ GeV}/c$ (rechts). Die roten gestrichelten Linien deuten die Transversalimpuls- und Rapiditätseinheiten an, für welche die Korrelationsfunktion bzw. die HBT-Parameter gemessen werden. Links: Die Selektionskriterien entsprechen denen aus der Veröffentlichung von 2002 [1]. Rechts: Feinere Einteilung der Transversalimpulsbereiche, analog den Selektionskriterien in [2]. Die Rapiditätsbereiche aus der linken Abbildung werden beibehalten. . . . .	72
5.6	Armenteros-Podolanski-Diagramm für 80A GeV. $\alpha$ misst die Asymmetrie der Impulse der beiden Zerfallsteilchen in longitudinaler Richtung des Impulses des Mutterteilchens $P_1$ im Verhältnis zu $P_1$ . $q_t$ steht für den Anteil des Transversalimpulses des positiven Tochterteilchens am transversalen Impuls des Mutterteilchens. . . . .	74
5.7	Invariante-Masse-Spektrum für ein Proton p und ein negatives Pion $\pi^-$ , den Tochterteilchen aus dem Zerfall eines $\Lambda$ mit einer Masse $m_{\Lambda} = 1115,68 \text{ MeV}/c$ . Für diese Darstellung wurde die Signal-Verteilung aus ( $p,\pi^-$ )-Paaren eines Ereignisses mit gemeinsamen Transversalimpuls $1,0 \text{ GeV}/c < p_t < 2,0 \text{ GeV}/c$ durch den normierten Untergrund auf Basis der Mixed-Event-Methode geteilt. Die Anpassung einer Gaußkurve liefert einen Mittelwert von $m = 1115,83 \pm 1,0 \text{ MeV}/c$ und eine Breite von $\sigma = 7 \pm 1 \text{ MeV}/c$ . . . . .	75
5.8	Die Parametrisierungen der Abhängigkeit der realen HBT-Radien von den gemessenen HBT-Radien unter Verwendung der Impulsauflösung des 158A GeV Datensatzes für verschiedene Paartransversalimpulsbereiche. . . . .	76
5.9	Die Parametrisierungen der Abhängigkeit der realen Werte des Radius-Parameters $R_o$ von den gemessenen Werten für verschiedene Paartransversalimpulsbereiche. Verglichen werden hier die Resultate für die Impulsauflösung des 158A GeV Datensatzes und der Impulsauflösung aus [1]. . . . .	77
5.10	Der Coulombkorrekturfaktor $F_{\text{coul}}$ in Abhängigkeit von der invarianten Impulsdifferenz $q_{\text{inv}}$ für verschiedene Quellradien. $F_{\text{coul}}$ entspricht bei einem verschwindendem Quellradius der der Gamow-Funktion. Je größer die Quelle, umso mehr beschränkt sich die Korrektur auf kleinere Impulsdifferenzen. . . . .	78

5.11	Die Anpassungsparameter $R_o$ , $R_s$ und $R_l$ in Abhängigkeit vom Paartransversalimpuls für Paare aus jeweils positiven (offene Dreiecke) und negativen (geschlossene Dreiecke) Pionen. . . . .	79
5.12	Beispiel einer gemessenen Korrelationsfunktion aus addierten Verteilungen von Pionenpaaren mit jeweils positiven und negativen Ladungen. Gezeigt sind die Projektionen in den relativen Impulskomponenten $q_o$ , $q_s$ und $q_l$ zusammen mit den Anpassungskurven zur Extraktion der entsprechenden Radius-Parameter. Die blaue Kurve stellt eine Anpassung unter Berücksichtigung des Coulomb-Effektes, die rote Kurve eine Anpassung ohne Berücksichtigung des Coulombeffekts dar. . . .	79
6.1	Die HBT-Radien $R_o$ , $R_s$ , $R_l$ der neuen Analyse (gefüllte Kreise) in Abhängigkeit vom Paartransversalimpuls für die erste Zentralitätsklasse (0-5%) im Paarrapiditätsbereich $2,07 < Y < 2,57 = Y_{mid}$ . Verglichen werden die Werte mit den publizierten Daten von CERES (offene Kreise). Die farbigen Kästen stellen den jeweiligen systematischen Fehler dar. . . . .	83
6.2	Die HBT-Radien $R_o$ , $R_s$ , $R_l$ (gefüllte Kreise) zusammen mit den Werten vor der Impulsauflosungskorrektur (offene Dreiecke) und den publizierten Daten von CERES (offene Kreise). . . . .	83
6.3	Die HBT-Radien $R_o$ , $R_s$ , $R_l$ (gefüllte Kreise) in Abhängigkeit vom Paartransversalimpuls für die drei Zentralitätsklassen (5-10%), (10-15%) sowie (15-25%) (Reihen 1-3) im Paarrapiditätsbereich $2,07 < Y < 2,57 = Y_{mid}$ . Verglichen werden die Werte mit den publizierten Daten von CERES (offene Kreise). Die farbigen Kästen stellen den jeweiligen systematischen Fehler dar. . . . .	84
6.4	Die HBT-Radien $R_o$ , $R_s$ , $R_l$ in Abhängigkeit vom Paartransversalimpuls für die ersten drei Zentralitätsklassen (Reihen 1-3) im Paarrapiditätsbereich $2,07 < Y < 2,57 = Y_{mid}$ . Durch die grauen Boxen wird der systematische Fehler markiert. Die durchgezogenen Linien deuten die verschiedenen Anpassungen an $R_s$ (grün) und an $R_l$ (rot) an. . .	86
6.5	Die HBT-Radien $R_o$ , $R_s$ , $R_l$ in Abhängigkeit vom Paartransversalimpuls für alle vier Zentralitätsklassen (Reihen 1-4) im Paarrapiditätsbereich $2,07 < Y < 2,57 = Y_{mid}$ . Durch die grauen Boxen wird der systematische Fehler markiert. Die durchgezogenen Linien deuten die verschiedenen Anpassungen an $R_s$ (grün) und an $R_l$ (rot) an. . . .	87
6.6	Vergleich der neuen Ergebnisse für $R_o$ , $R_s$ , $R_l$ der Zentralitätsklasse (0-5%) (geschlossene Kreise) in Abhängigkeit von $k_{\perp}$ mit den Daten von NA49 (0-7,2%) [13] (offene Quadrate) sowie mit den publizierten Daten von CERES (offene Kreise) mit den jeweiligen systematischen Fehlern (farbige Kästen). . . . .	87
6.7	Der Quotient $R_o/R_s$ in Abhängigkeit von $k_{\perp}$ aus den Ergebnissen von NA49 [13], von CERES [1] und den neuen Werten von CERES für 80A GeV. . . . .	88

6.8	Die Parameter der Anpassungen an die Radien $R_s$ ( $R_{\text{geom}}, \eta_f^2/T_f$ ) und $R_l$ ( $\tau_f$ ) in Abhängigkeit von der Zentralität. Die gefüllten Kreise stellen die Werte aus der Anpassung von Gleichung (2.40) bzw. (2.44) dar. Die offenen Dreiecke im rechten Bild markieren die Ergebnisse aus der Anpassung von (2.43), der vereinfachten Beziehung von (2.44). Für die letzte Zentralitätsklasse wurde die Anpassung an die Daten der groberen $k_{\perp}$ -Einheiten durchgeführt. Mit den durchgezogenen Linien in der rechten Abbildung wird die Lage der Ausfrierzeiten bei einer Temperatur von +20 MeV (untere Kurve) und -20 MeV (obere Kurve) angedeutet. . . . .	90
6.9	Die transversale Expansionsgeschwindigkeit für die vier Zentralitätsklassen bei einer angenommenen Ausfrieretemperatur $T_f = 120$ MeV. Durch die blauen Linien werden die Ergebnisse für eine Temperatur $T_f = 140$ MeV (obere Linie) bzw. für $T_f = 100$ MeV (untere Linie) angedeutet. . . . .	91
6.10	Die Emissionsdauer in Abhängigkeit von $k_{\perp}$ für alle Zentralitätsklassen.	93
6.11	Die Parameter $R_o, R_s, R_l$ in Abhängigkeit von $k_{\perp}$ für den Paarrapiditätsbereich ( $2,07 < Y < 2,57 = Y_{\text{mid}}$ ) (gefüllte Kreise) sowie ( $1,57 < Y < 2,07 = Y_{\text{mid}} - 0,5$ ) (offene Dreiecke). . . . .	94
6.12	Der Parameter $R_{o,l}^2$ in Abhängigkeit von $k_{\perp}$ für alle Zentralitätsklassen.	95
6.13	Das Ausfriervolumen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ der Kollisionssysteme. Durch die Fehlerbalken werden die statistischen Fehler angezeigt. Die Werte der HBT-Radien zur Berechnung des Volumens sind aus [31], [13], [54], [52], [55], [56], [57] entnommen bzw. extrahiert. Der CERES-Punkt bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8,75$ GeV ist zur besseren Sichtbarkeit leicht in der Energie verschoben. . . . .	96
6.14	Das Ausfriervolumen zusammen mit der Größe $N\sigma$ . Die Werte zur Berechnung von $N\sigma$ sind aus [31], [58], [59], [60], [61], [62], [63] entnommen. Der CERES-Punkt des Ausfriervolumens bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8,75$ GeV ist zur besseren Sichtbarkeit leicht in der Energie verschoben. . . . .	97
6.15	Die mittlere freie Weglänge $\lambda_f$ von Pionen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ der Kollisionssysteme, berechnet aus der Division des Volumens und $N\sigma$ . Die dargestellten Fehler stammen ausschließlich aus dem statistischen Fehler des Ausfriervolumens. . . . .	98
A.1	Zwei kollidierende Kerne A und B mit ihren Nukleonen. Die Wechselwirkung der Konstituenten findet im Glauber-Modell nur entlang der Flugrichtung durch binäre Kollisionen statt (rot auf grün). Der Vektor $\vec{s}$ gibt die transversale Position eines Nukleons in Kern B relativ zum Kernmittelpunkt an. . . . .	128
A.2	Der Impaktparameter $b$ ist gegeben als Abstand der Kernmittelpunkte, transversal zur Strahlachse. . . . .	128
B.1	Der Lambda-Parameter in Abhängigkeit vom Paartransversalimpuls für alle vier Zentralitätsklassen im Paarrapiditätsbereich $2,07 < Y < 2,57 = Y_{\text{mid}}$ . . . . .	132

---

B.2	Projektionen der experimentellen Korrelationsfunktion auf $q_s$ und $q_l$ für die verschiedenen $k_{\perp}$ - sowie $Y_{\pi\pi}$ -Bereiche. Die Radien aus der Anpassung ohne Coulombkorrektur (rot) sowie mit Coulombkorrektur (blau) sind jeweils quadriert in ( $\text{fm}^2$ ) angegeben, die $k_{\perp}$ -Bereiche in ( $\text{GeV}/c$ ). . . . .	133
B.3	Projektionen der experimentellen Korrelationsfunktion auf $q_o$ und $q_l$ für die verschiedenen $k_{\perp}$ - sowie $Y_{\pi\pi}$ -Bereiche. Die Radien aus der Anpassung ohne Coulombkorrektur (rot) sowie mit Coulombkorrektur (blau) sind jeweils quadriert in ( $\text{fm}^2$ ) angegeben, die $k_{\perp}$ -Bereiche in ( $\text{GeV}/c$ ). . . . .	134
B.4	Projektionen der experimentellen Korrelationsfunktion auf $q_o$ und $q_s$ für die verschiedenen $k_{\perp}$ - sowie $Y_{\pi\pi}$ -Bereiche. Die Radien aus der Anpassung ohne Coulombkorrektur (rot) sowie mit Coulombkorrektur (blau) sind jeweils quadriert in ( $\text{fm}^2$ ) angegeben, die $k_{\perp}$ -Bereiche in ( $\text{GeV}/c$ ). . . . .	135



---

## TABELLENVERZEICHNIS

---

4.1	Die Zentralitätsklassen (Bin) und die Zuordnung zur Multiplizität geladener Teilchen im MC für 80A GeV. Eine Zentralität 0-5% bedeutet dabei, dass Kollisionen zwischen einem Impaktparameter von $\langle b \rangle = 0$ bis zu $\sigma(\langle b \rangle) / \sigma_{\text{inel}}^{\text{PbAu}} = 5\%$ berücksichtigt werden. . . . .	60
B.1	80A GeV Datenkollektion . . . . .	129



---

## NACHWORT(E)

---

Diese Nachworte widme ich den Menschen, die mich bis zum Abschluss meiner Diplomarbeit wissenschaftlich, moralisch und psychisch betreut, gefördert und gefordert haben:

An erster Stelle möchte ich meinen betreuenden Professor, Harald Appelshäuser, nennen. Durch seine wissenschaftliche Unterstützung hat er mich erfolgreich gefördert und immer neu gefordert.

Neben den sehr informativen Gesprächen über die Analysearbeit, als einen wichtigen Teil meiner Ausbildung, konnte ich zusätzlich mit ihm vielseitige Diskussionen über Lehrinhalte und -veranstaltungen führen. Ich danke ihm für seine hilfsbereite und kollegiale Art der Zusammenarbeit.

Keine Analyse ohne Daten! In aufwändiger Arbeit hat mir Dariusz Antończyk die erforderlichen Daten zur Analyse bereitgestellt und mich bei der Programmierung sowie bei der Auswertung in besonderer Weise unterstützt. In diesem Zusammenhang möchte ich ebenfalls die Mitglieder der CERES-Kollaboration erwähnen.

Stefan Kniege und Mateusz Płoskoń haben die gründliche Einarbeitung in die Analysesoftware ROOT und die Welt der Linux-Systeme übernommen. Verstärkt wurde meine Lernbereitschaft durch eine sehr humorvolle, aber äußerst produktive Zeit in dem ehemaligen CERES-Büro 1.407.

Aufmerksame Zuhörer und Berater bei größeren fachlichen Irritationen und Selbstzweifeln konnte ich glücklicherweise immer antreffen: Die drei Nothelfer Prof. Dr. Herbert Ströbele, Jun.-Prof. Dr. Christoph Blume und Christian Müntz werde ich deshalb besonders in Erinnerung behalten.

Gerade die schnelle Integration in die Arbeitsgruppe während meiner Zeit als studentische Hilfskraft war für mich sehr motivierend. Maßgeblich dazu beigetragen haben Werner Amend, Wolfgang Sommer, Matthias Hartig sowie alle Kollegen.

Und nicht zu vergessen: die nicht-wissenschaftlichen, diskutierfreudigen Kaffeepausen mit meiner Büro- und Studienkollegin Milica Utvić. Trotz ihres leichten Sarkasmus, ihrer kleinen Moralpredigten, gespickt mit osteuropäischem Humor, wurde sie eine meiner engsten Freundinnen.

Nicht in jeder Arbeitsgruppe gibt es Kollegen, die das Arbeitsklima mit viel Frohsinn und einer Prise freundschaftlicher, fast familiärer Atmosphäre würzen können. Henner Büching, Matthias Hartig und Tim Schuster haben die Zutatenliste mit gemeinsamen sportlichen, kulinarischen und musikalischen Freizeiterlebnissen sogar noch perfektioniert. Ein besseres (Arbeits-) Menü kann es nicht geben!

Gefördert wurde ich während meiner Studienzeit durch ein Stipendium der Studienstiftung Des Deutschen Volkes. Zusätzlich gab es in persönlichen Gesprächen und Wochenendseminaren eine vorbildliche Betreuung. Ich bedanke mich bei Dr. Thomas

Ludwig, Dr. Peter Antes und besonders bei Prof. Dr. Matthias Wagner auch für die mentale Begleitung in der Endphase meines Studiums.

„Der ist nie recht dankbar gewesen, der aufhört, dankbar zu sein.“ -  
Kaiser Friedrich I.

---

## ERKLÄRUNG DER SELBSTÄNDIGKEIT

---

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, mit Quellen- bzw. Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe.

Frankfurt am Main, den 3. Dezember 2008

Simone Schuchmann



# ANHANG A

---

## KINEMATISCHE VARIABLEN

---

**Teilchenvariablen:** Die wichtigsten Variablen zur Beschreibung sowie zur Analyse der Einteilchendynamik in ultrarelativistischen Kollisionsexperimenten sind der Impuls transversal zur Strahlrichtung  $p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  bzw. die transversale Masse  $m_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}$  und die Rapidity  $y$ . Unter der Verwendung von natürlichen Einheiten  $c \equiv 1$  lautet ihre Definition:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \right) = \ln \left( \frac{E + p_{\parallel}}{m_{\perp}} \right) \quad (\text{A.1})$$

Die Rapidity ist eine zur Geschwindigkeit eines Teilchens äquivalente Angabe, die in (ultra)relativistischen Systemen auf Grund ihres Wertebereiches von  $-\infty \dots \infty$  eine natürlichere Beschreibung liefert als das Verhältnis  $v/c$  mit Werten zwischen  $0 \dots 1$ . Im nichtrelativistischen Grenzfall geht die Rapidity in die longitudinale Geschwindigkeit  $v_{\parallel}$  in Einheiten von  $c$  über. Sie hat den weiteren Vorteil, sich unter Lorentztransformationen additiv zu verhalten:

$$y = y' + \ln(\gamma \cdot (1 + \beta)) \quad (\text{A.2})$$

mit der Systemgeschwindigkeit in Transformationsrichtung  $\beta = v/c$  und dem relativistischen Faktor  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ . Daher ist die Form der Rapidityverteilung einer Messgröße unabhängig von der Wahl des Bezugssystems. Im Fall symmetrischer Stoßsysteme beträgt die Rapidity des Schwerpunktsystems, auch Midrapidity genannt, exakt null da  $y_{P1} = -y_{P2}$ . Im Fixed-Target-Experiment ist  $y_T = 0$ , wodurch eine Lorentz-Transformation in das Schwerpunktsystem lediglich eine konstante Verschiebung der Rapidityen zur Folge hat, so dass die Schwerpunktrapidity bei 0 liegt und die Midrapidity bei  $y_P/2$ .

Die Betrachtung eines Bezugssystems, das sich gleichförmig parallel, beispielsweise zur  $z$ -Achse eines ruhenden Referenzsystems bewegt, bringt die Einführung der sogenannten Eigenzeit des bewegten Systems mitsich. Für die Eigenzeit gilt:

$$\tau = \sqrt{t^2 - z^2} = \frac{t}{\gamma}, \quad (\text{A.3})$$

wobei der Ort des Ursprungs des bewegten Systems  $z$  und die Zeit  $t$  im ruhenden Referenzsystem gegeben sind. Die Eigenzeit ist wegen  $\gamma > 1$  stets kleiner als  $t$ .

Eine massenunabhängige Rapidityangabe kann mit der sogenannten Pseudorapidity

dität gemacht werden,

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (\text{A.4})$$

welche nur den Winkel  $\theta$  der Teilchenspur beinhaltet. Im Falle von Teilchen mit  $E \gg m$  geht  $\eta$  in die Rapidität A.1 über:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p + p_{\parallel}}{p - p_{\parallel}} \right), \quad (\text{A.5})$$

wenn der Teilchenimpuls durch  $p = p_{\perp} / \sin \theta = p_{\parallel} / \cos \theta$  gegeben ist. Die Teilchengeschwindigkeit wird häufig durch

$$\beta = \frac{p}{E} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \quad \text{mit } p = |\vec{p}| \quad (\text{A.6})$$

angegeben.

Zur Zweiteilchenbetrachtung werden die invariante Masse  $m_{\text{inv}}$  und die invariante Impulsdifferenz  $q_{\text{inv}}$  berechnet. Mit den Vierervektoren  $\mathbf{p}_i = (E_i, -\vec{p}_i)$ ,  $i = 1, 2$  ergibt sich:

$$m_{\text{inv}}^2 = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (\text{A.7})$$

$$q_{\text{inv}}^2 = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2 = \sqrt{(E_1 - E_2)^2 - (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2} \quad (\text{A.8})$$

**Systemvariablen:** Charakterisiert werden Stoßsysteme durch die Energie der kollidierenden Kerne. Die Energie der Reaktion wird in der Regel im Schwerpunktsystem (center of momentum system: CMS) angegeben über:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_{\text{P}} + E_{\text{T}})^2 - |\vec{p}_{\text{P}} + \vec{p}_{\text{T}}|^2}, \quad (\text{A.9})$$

mit T für Target und P für Projektil. Die Schwerpunktsenergie eines Fixed-Target-Experiments ergibt sich wegen des ruhenden Targets mit  $p_{\text{T}} = 0$  bzw.  $E_{\text{T}} = m_{\text{T}}$  zu:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_{\text{P}} + m_{\text{T}})^2 - |\vec{p}_{\text{P}}|^2} \quad (\text{A.10})$$

$$= \sqrt{m_{\text{P}}^2 + m_{\text{T}}^2 + 2 \cdot E_{\text{P}} m_{\text{T}}} \quad (\text{A.11})$$

Im Falle von  $m_{\text{T}} = m_{\text{P}}$  folgt:

$$\sqrt{s} = \sqrt{2} \cdot \sqrt{m_{\text{P}}^2 + E_{\text{P}} m_{\text{P}}} \quad (\text{A.12})$$

und entsprechend für ein Collider-Szenario, d.h. in symmetrischen Stoßsystemem, mit der Bedingung  $\vec{p}_{\text{T}} = -\vec{p}_{\text{P}}$ :

$$\sqrt{s} = \sqrt{4E_{\text{P}}^2} = 2 \cdot E_{\text{P}} \quad (\text{A.13})$$

In Schwerionenexperimenten erfolgt die Angabe der Strahlenergie in Einheiten der Energie pro Nukleon ( $A$  GeV). Die Gesamtenergie eines Blei-Ions mit 208 Nukleonen beträgt in einem 80A GeV Bleistrahl dagegen ca. 17 TeV. Wird dieser Strahl auf ein

Goldtarget mit  $N_{\text{Au}} = 197$  geschossen, resultiert hieraus mit Gleichung A.11 eine Gesamtenergie im CMS von  $\sqrt{s} = 3,6$  TeV und mit  $m_N \approx 1$  eine Schwerpunktsenergie pro Nukleon von  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 12,7$  GeV. Die zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie pro Nukleon in einem Fixed-Target-Experiment bei Strahlenergien mit mehr als  $10A$  GeV<sup>1</sup> ist um den Faktor  $\sqrt{2E_P}$  kleiner als bei einem Collider-Experiment mit gleicher Strahlenergie.

**Das Glauber-Modell** Zur quantitativen Beschreibung der Interaktion zweier kollidierender ultrarelativistischer Kerne auf der Ebene ihrer Nukleonen (N) und der daraus resultierenden Teilchenproduktion wird häufig das sogenannte Glauber-Modell im optischen Limit verwendet.

Hierbei wird angenommen, dass bei genügend hohen Energien keine Ablenkung der Nukleonen durch Streuung stattfindet, während sich die Kerne durchdringen [46]. Des Weiteren gilt die Annahme, dass sich die Nukleonen unabhängig voneinander linear in der Reaktionszone bewegen, die Kernkraft kann wegen der großen Ausdehnung der Kerne vernachlässigt werden. Nach der ersten Kollision zweier Nukleonen erfolgen weitere Reaktionen entlang ihrer linearen Trajektorie in Strahlrichtung, wie es in Abbildung A.1 dargestellt ist. Die Wechselwirkung der Nukleonen ist daher abhängig vom freien inelastischen N-N-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}$ . Elastische Prozesse werden auf Grund ihres geringen Energietransfers in den Berechnungen vernachlässigt. Zur Beschreibung der Kern-Kern-Reaktion als multiple N-N-Reaktion reicht somit eine einfache analytische Formulierung aus, wie sie in [46] durchgeführt wird.

In Abbildung A.2 sind zwei lorentzkontrahierte Kerne A und B zu sehen, die mit einem Impaktparameter  $b$  als Abstand der Kernmittelpunkte kollidieren werden. Der entsprechende Vektor  $\vec{b}$  liegt stets senkrecht zur Strahlachse. Die Anzahl der möglichen, stattfindenden Reaktionen und der damit verbundenen möglichen Produktion von Teilchen aus inelastischen Reaktionen der Nukleonen wird in diesem Bild durch die Überlappung der Kerne beeinflusst. Mit Hilfe des Glauber-Modells lässt sich aus der Geometrie der Kollision ein Wirkungsquerschnitt dafür angeben, dass mindestens eine inelastische N-N-Reaktion bei einem bestimmten Impaktparameter stattfindet. Durch Aufsummierung der Binomialverteilung, welche die Wahrscheinlichkeit von  $n$  solcher N-N-Reaktionen angibt, über alle  $n$ , kann der differentielle, inelastische Reaktionsquerschnitt berechnet werden:

$$\frac{d^2\sigma_{\text{inel}}^{\text{AB}}}{db^2} = 1 - [1 - T_{\text{AB}}(b)\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}]^{\text{AB}} \quad (\text{A.14})$$

mit  $T_{\text{AB}}(b)$ , der Dickenfunktion der Kerne A und B bei einem Impaktparameter  $b$  [46]. Dabei gibt der Term  $[1 - T_{\text{AB}}(b)\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}]^{\text{AB}}$  die Wahrscheinlichkeit an, dass in einer Kern-Kern-Kollision keines der Nukleonen miteinander kollidieren wird. Die Integrierung über alle Impaktparameter liefert den totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt der Reaktion:

$$\sigma_{\text{inel}}^{\text{AB}} = 2\pi \int db b \left\{ 1 - [1 - T_{\text{AB}}(b)\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}]^{\text{AB}} \right\}, \quad (\text{A.15})$$

Aus dem vorgestellten Formalismus lässt sich auch die totale Anzahl der N-N-Kollisionen  $N_{\text{coll}}$  sowie die Anzahl der Partizipanten  $N_{\text{part}}$ , der Nukleonen, die an

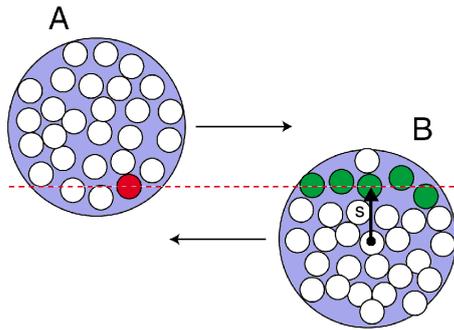
<sup>1</sup> Hier gilt  $\sqrt{2 + 2 \cdot E_P} \cong \sqrt{2 \cdot E_P}$

mindestens einer Reaktion teilgenommen haben, berechnen [46].

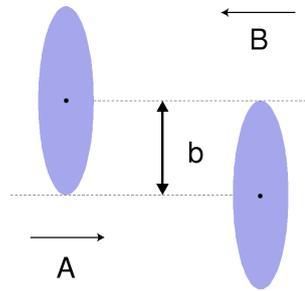
Die Einheit von Wirkungsquerschnitten wird in der ultrarelativistischen Schwerionen-Physik meist in *Millibarn* (mb):

$$1 \text{ mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2 \quad (\text{A.16})$$

angegeben.



**Abbildung A.1:** Zwei kollidierende Kerne A und B mit ihren Nucleonen. Die Wechselwirkung der Konstituenten findet im Glauber-Modell nur entlang der Flugrichtung durch binäre Kollisionen statt (rot auf grün). Der Vektor  $\vec{s}$  gibt die transversale Position eines Nucleons in Kern B relativ zum Kernmittelpunkt an.



**Abbildung A.2:** Der Impaktparameter  $b$  ist gegeben als Abstand der Kernmittelpunkte, transversal zur Strahlachse.

# ANHANG B

---

## ERGÄNZENDE ABBILDUNGEN

---

### B.1 DATENPRODUKTION

Dieser Abschnitt umfasst die tabellarische Auflistung der in der Strahlzeit bei 80A GeV aufgenommenen Datensätze B.1 sowie die Auflistung der zur Datenproduktion eingesetzten Programme in Reihenfolge ihrer Verwendung. Die schematische Darstellung des Produktionsprozesses in Abbildung 3.3 ist aus der hier dokumentierten Programmstruktur der *Perl-Script*-Datei *prodManager.pl* abgeleitet.

Unit	Run-Nr.	Bursts	Trigger	B-Feld
420 (minb)	run 1090	(40)	minb	zero
	run 1098	(35)	minb	zero
	run 1099	(62)	minb	zero
	run 1104	(21)	minb	4120?
421 (minb)	run 1105	217 (238)	minb	4120?
	run 1106	47 (50)	minb	4120?
	run 1111	29 (32)	minb	4120?
	run 1112	5 (8)	minb	4120
422 (zentral)	run 1114	34 (34)	cent	4160
	run 1115	9 (9)	cent	4160
	run 1116	10 (10)	cent	4160
	run 1118	268 (272)	cent	4160
423 (zentral)	run 1119	175 (207)	cent	4160
	run 1120	67 (93)	cent	4160
424 (zentral)	run 1121	41 (55)	cent	4160
	run 1122	138 (157)	cent	4160
	run 1123	119 (128)	cent	4160
425 (zentral)	run 1124	201 (201)	cent	4160
426 (zentral)	run 1124	156 (162)	cent	4160

**Tabelle B.1:** 80A GeV Datenkollektion

## **prodManager.pl**

(/afs/cern.ch/exp/ceres/sw/00/prod2000Data80Gev/scripts2000/)

```
prodDir = "/afs/cern.ch/exp/ceres/sw/00/prod2000Data80Gev";  
outDir = "/afs/cern.ch/exp/ceres/prod/prod2000";
```

1. initVal.pl
2. statQueue.pl
3. produce2000.pl
  - 3.1 prepareAnalysis.pl
    - getCalUnit.pl
    - findBfieldTable.pl
      - findTable.pl
  - 3.2 start\_batch1.pl
    - startProdBurst1.pl (analysisCode/firstIteration/)
      - step0.cpp (trigger/)
      - analyze.cpp
      - checktree.cpp (/scripts\_check)
  - 3.3 getRootFilesFromCastor.pl
  - 3.4 checkRootFiles.pl
    - checkThisFile.pl
      - checktree.cpp (/scripts\_check)
  - 3.5 createRootLogFile.pl
  - 3.6 startRootAnalysis.pl
    - sidcRootanalysis.pl (analysisCode/rootAnalysis/sidc/)
      - calsdd.pl
      - checkroot.cpp
      - gett0gain.cpp
      - getgain.cpp
      - getstopcor.cpp
      - gett0t1.cpp
      - getgain.cpp
      - addHistos.cpp
    - tpcRootAnalysis.pl (analysisCode/rootAnalysis/tpc/)
      - projectTreeToHisto.pl
        - CombinedTPCcalibration.cpp
      - stepAddandFit.pl
        - stepHistoToAdd.cpp

- fitStep.cpp
  - updateConfigTPCcal.pl
  - nonlinHistoAdd.cpp
  - fitNon.cpp
  - gainAddAndFit.pl
    - gainHistoAdd.cpp
    - fitGain.cpp
- richRootAnalysis.pl (analysisCode/rootAnalysis/rich)
  - compressRadDataR1.C (/cmp1)
  - makeCorrRich1.C (/mkc1)
  - makeCorrFinalRich1.C (/mkcf1)
  - same for Rich2!
  - gainAddAndFit.pl

### 3.7 prepareSecondIteration.pl

### 3.8 start\_batch2.pl

- startProdBurst2.pl
  - analyse.cpp (/analysisCode/secondIteration/)
    - includes CAnalyser.h, CDataStream.h, CCommandLinesArgs.h

### 3.9 sumUpCorFiles.pl (analysisCode/tpcmomcor/)

- addHistos.cpp
- step2.5.pl
  - addcortpc.C
  - lorentzfit.C
  - lorentzcomb.C
  - bdthefit.C
  - bdthecomb.C

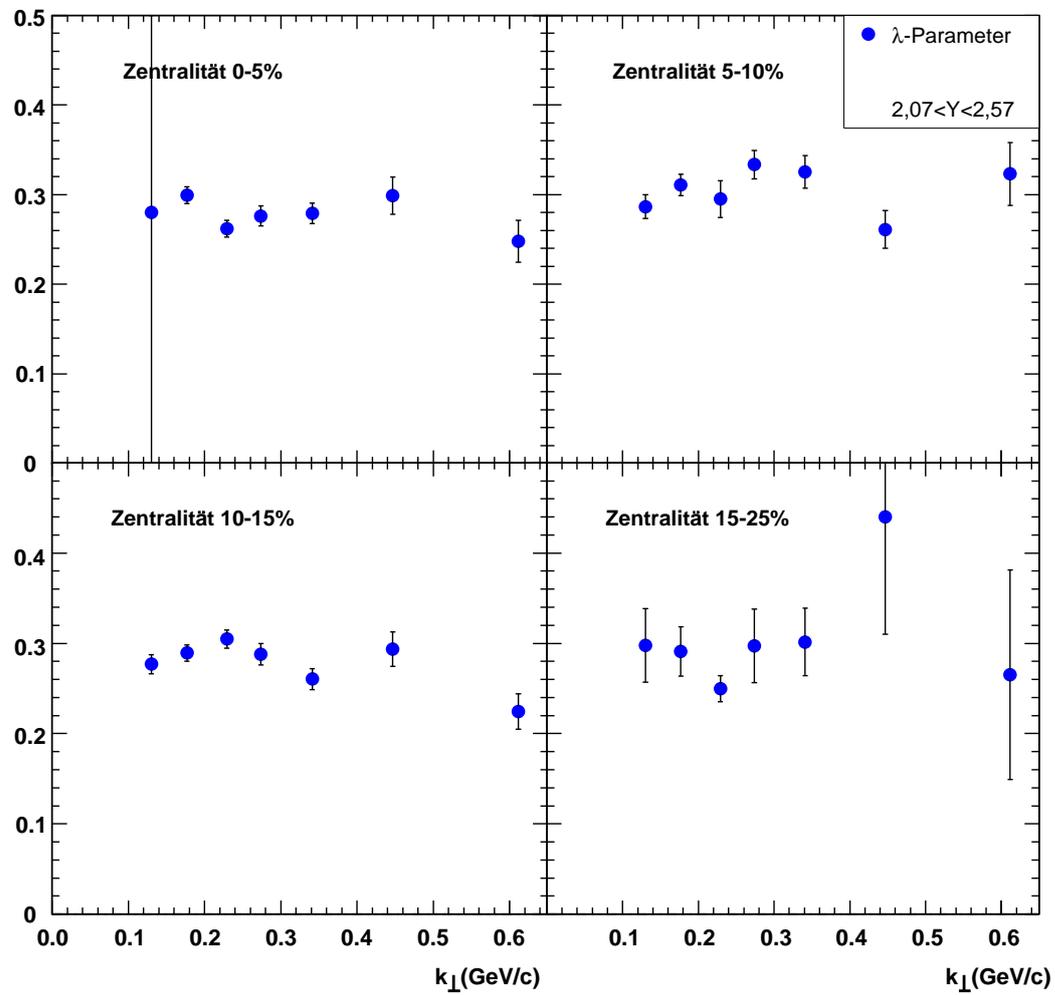
### 3.10 monitor.pl

- startMonitor.pl
  - monitor.cpp
  - fitmon.cpp
  - permon.cpp

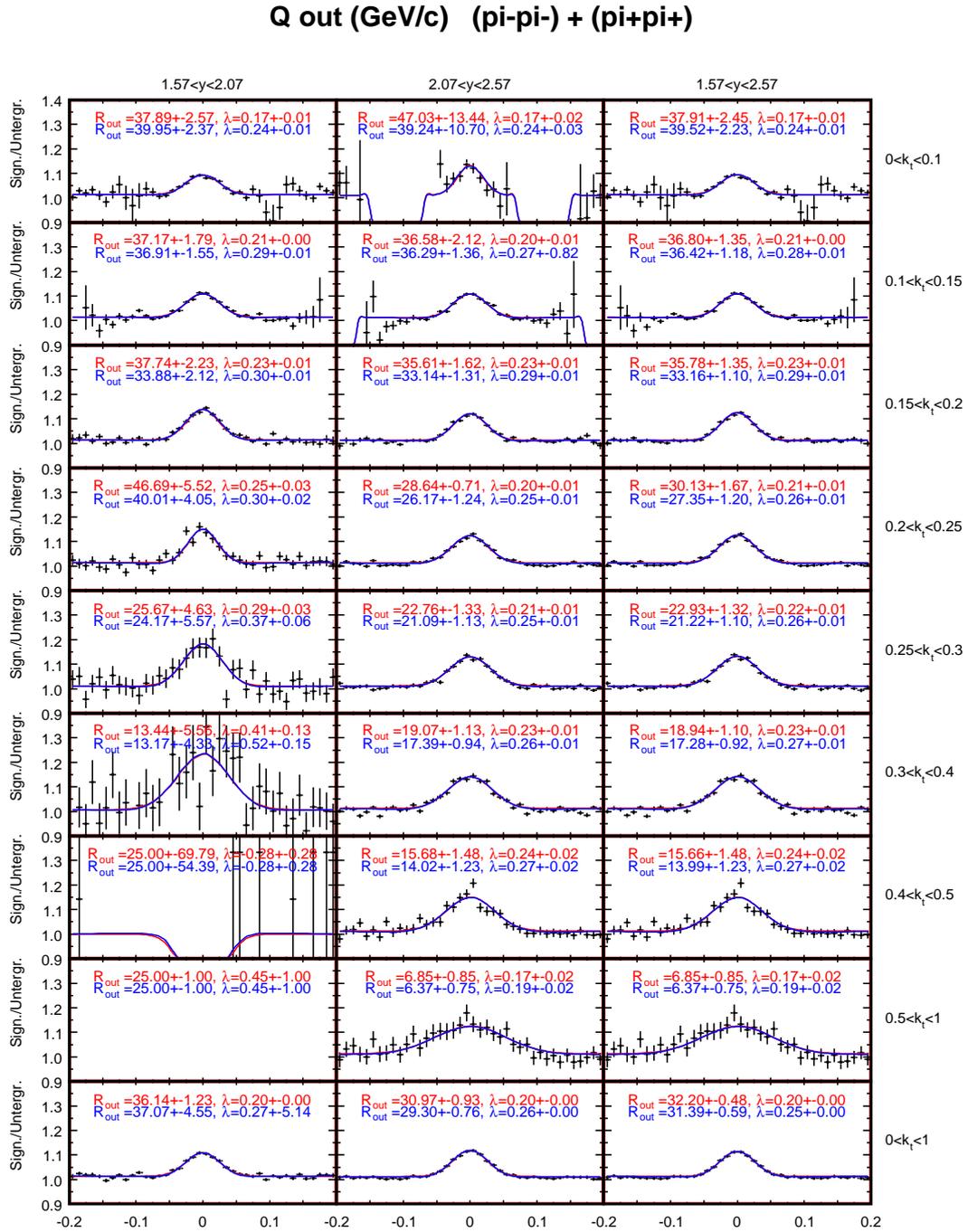
copy results

### 3.11 SaveAndcleanUp.pl

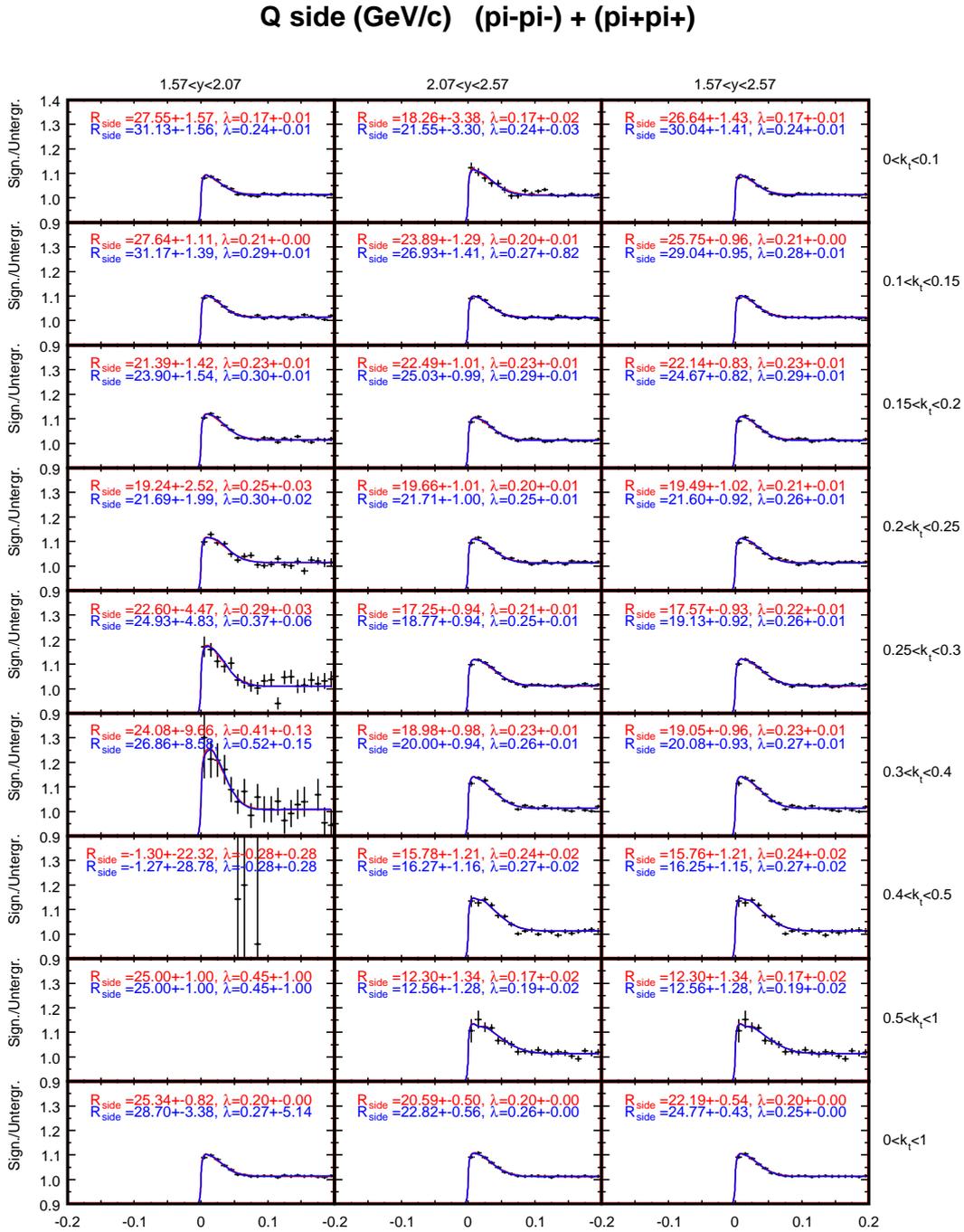
## B.2 ANALYSE-ERGEBNISSE



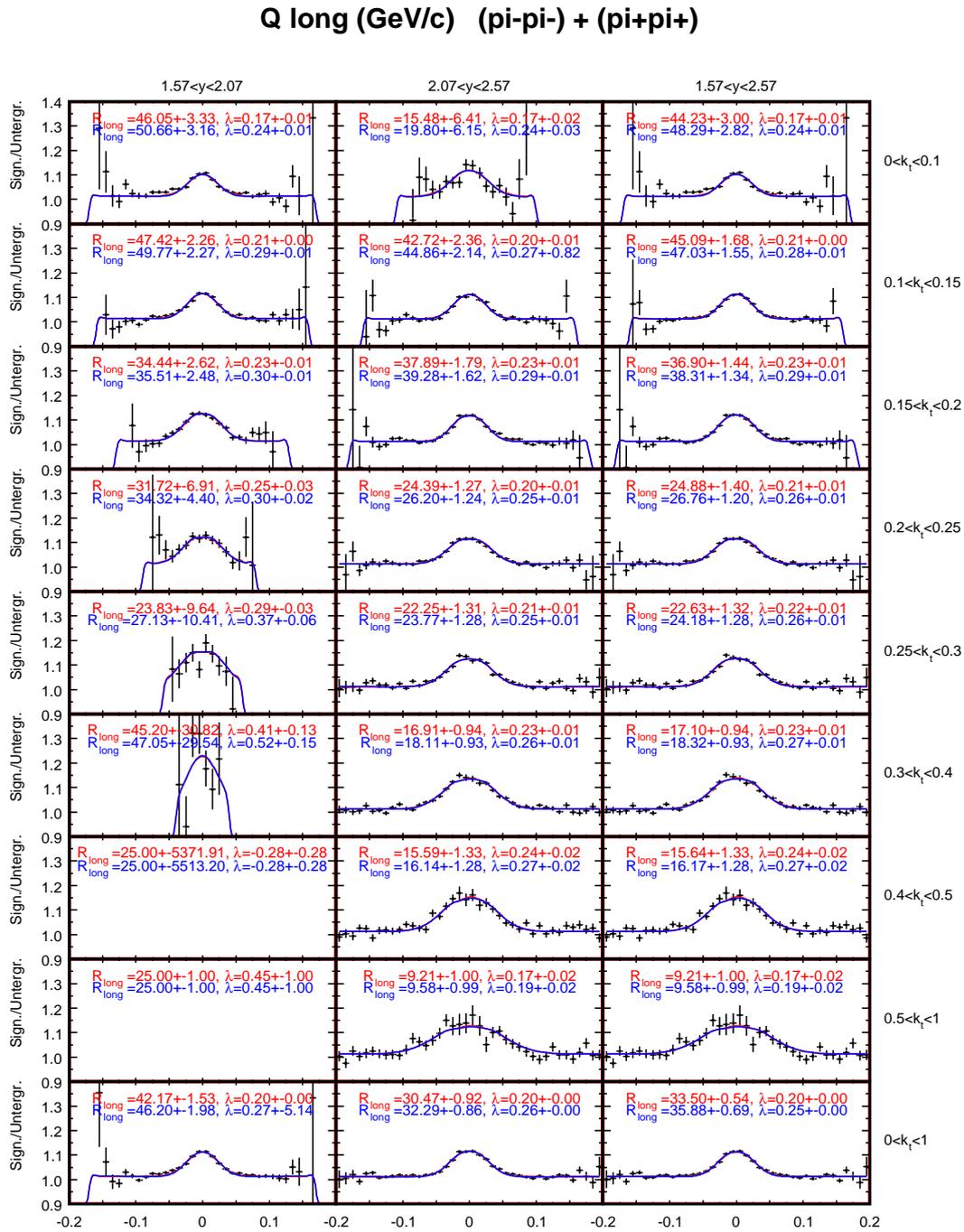
**Abbildung B.1:** Der Lambda-Parameter in Abhängigkeit vom Paartransversalimpuls für alle vier Zentralitätsklassen im Paarrapiditätsbereich  $2,07 < Y < 2,57 = Y_{\text{mid}}$ .



**Abbildung B.2:** Projektionen der experimentellen Korrelationsfunktion auf  $q_s$  und  $q_l$  für die verschiedenen  $k_{\perp}$ - sowie  $Y_{\pi\pi}$ -Bereiche. Die Radien aus der Anpassung ohne Coulombkorrektur (rot) sowie mit Coulombkorrektur (blau) sind jeweils quadriert in ( $\text{fm}^2$ ) angegeben, die  $k_{\perp}$ -Bereiche in ( $\text{GeV}/c$ ).



**Abbildung B.3:** Projektionen der experimentellen Korrelationsfunktion auf  $q_0$  und  $q_1$  für die verschiedenen  $k_{\perp}$ - sowie  $Y_{\pi\pi}$ -Bereiche. Die Radien aus der Anpassung ohne Coulombkorrektur (rot) sowie mit Coulombkorrektur (blau) sind jeweils quadriert in ( $\text{fm}^2$ ) angegeben, die  $k_{\perp}$ -Bereiche in ( $\text{GeV}/c$ ).



**Abbildung B.4:** Projektionen der experimentellen Korrelationsfunktion auf  $q_0$  und  $q_s$  für die verschiedenen  $k_{\perp}$ - sowie  $Y_{\pi\pi}$ -Bereiche. Die Radien aus der Anpassung ohne Coulombkorrektur (rot) sowie mit Coulombkorrektur (blau) sind jeweils quadriert in ( $\text{fm}^2$ ) angegeben, die  $k_{\perp}$ -Bereiche in ( $\text{GeV}/c$ ).