

Physik-Department E12 der Technischen Universität München

**Untersuchung π^0 -Mesonen induzierter e^+e^- -Paare
in C+C Stößen**

Thomas Eberl

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

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. Manfred Lindner

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. Reiner Krücken
2. Univ.-Prof. Dr. Stephan Paul

Die Dissertation wurde am 1. 12. 2003 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 20. 1. 2004 angenommen.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird über die ersten Messungen von e^+e^- -Paaren mit dem Spektrometer HADES berichtet.

HADES ist ein Dielektronenspektrometer am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt. Die wesentliche physikalische Zielsetzung ist, e^+e^- -Paare im invarianten Massenbereich bis $1 \text{ GeV}/c^2$ sowohl in pion- und protoninduzierten Reaktionen als auch in Schwerionenkollisionen massiver Systeme zu messen. Die Eigenschaften der aus diesen e^+e^- -Paaren rekonstruierten Vektormesonen ρ , ω sowie weiterer Hadronen sollen untersucht und die erwarteten Modifikationen innerhalb von Kernmaterie verifiziert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde in ersten Experimenten mit dem Gesamtsystem, allerdings in einem noch unvollständigen Ausbau, die Schwerionenkollision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei Projektilenergien von $E = 1 \text{ GeV}\cdot\text{A}$ und $E = 2 \text{ GeV}\cdot\text{A}$ untersucht. In der Messung konnte ausreichend Statistik gesammelt werden, um e^+e^- -Paare aus den Zerfällen des π^0 (Dalitz: $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ und Konversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$) zu rekonstruieren. Für die Analyse der Experimentdaten als auch von Simulationsrechnungen wurde (zusammen mit anderen HADES Mitarbeitern) das Softwarepaket HYDRA weiterentwickelt. Darüberhinaus wurden umfangreiche Spektrometersimulationen mit HGEANT durchgeführt, ein Konzept für die Analyse von e^+e^- -Paaren entwickelt und eine spezielle Software geschrieben, die zur Auswertung der vorliegenden Daten erfolgreich eingesetzt wurde.

Für Öffnungswinkel der Paare $\alpha > 4^\circ$ wurden bis zur Pionenmasse für $E = 1 \text{ GeV}\cdot\text{A}$ ($E = 2 \text{ GeV}\cdot\text{A}$) nach Abzug des Untergrundes 2087 (5245) e^+e^- -Paare gemessen. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis S/B beträgt 3,7 (2). Der Vergleich mit Monte-Carlo-Simulationen zeigt, dass etwa 59% (78%) dieser Paare aus einem π^0 -Dalitzzerfall stammen. In einem Öffnungswinkelbereich von $8^\circ < \alpha < 25^\circ$ ($6^\circ < \alpha < 18^\circ$) konnten nach Abzug des Untergrundes 713 (2844) e^+e^- -Paare mit einem S/B von 11 (3) gemessen werden. Die Simulation zeigt in diesem Fall, dass 90% (89%) dieser Paare richtig erkannte physikalische Paare sind und 78% (81%) aus dem π^0 -Dalitzzerfall stammen. 90% (87%) der rekonstruierten e^+/e^- -Spuren aus diesen Paaren werden richtig erkannt. Die noch fehlidentifizierten Spuren enthalten zu etwa 25% nicht aufgelöste enge Doppelspuren und zu etwa 70% Einzelspuren, die im Magnetfeld aus dem Nachweisbereich gebogen wurden. Der Anteil geladener Hadronen an den fehlidentifizierten Spuren ist kleiner als 1%.

Die identifizierten einzelnen e^+/e^- aus dem π^0 -Dalitzzerfall entstehen im Target und durchlaufen den gesamten Gasradiator des für den Elektron- und Positronnachweis verwendeten ringabbildenden Cherenkov-Detektors (RICH). Sie wurden benutzt, um die Materialparameter und damit die Leistungsfähigkeit des RICH-Detektors sektorweise und positionsaufgelöst zu überprüfen. Die zuvor aus Labormessungen erhaltenen Parameter konnten über den Vergleich mit detaillierten Simulationsrechnungen für den vollständigen Spektrometeraufbau im Wesentlichen bestätigt werden.

Abstract

This thesis reports on the first measurements of e^+e^- -pairs with the spectrometer HADES.

HADES is a high acceptance dielectron spectrometer, which is installed at the heavy ion synchrotron at GSI, Darmstadt. The main physics motivation of HADES is the measurement of e^+e^- -pairs in the invariant mass range up to $1\text{ GeV}/c^2$ in pion- and proton-induced reactions as well as in heavy ion collisions. The goal is to investigate the properties of the vector mesons ρ , ω and of other hadrons that are reconstructed from these e^+e^- pairs, and to verify the expected modifications within nuclear matter. In the scope of this thesis the heavy ion collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ at projectile energies of $E = 1\text{ GeV}\cdot\text{A}$ and $E = 2\text{ GeV}\cdot\text{A}$ was investigated in first experiments with the full system, but with a yet incomplete set-up. The measurement yielded sufficient statistics to reconstruct e^+e^- -pairs originating from the decays of the π^0 (Dalitz decay $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ and conversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$). The software package HYDRA has been extended (in collaboration with other HADES collaboration members) to allow for the physics analysis of experimental as well as simulated data. Furthermore, extensive spectrometer simulations with HGEANT have been done. A concept for the analysis of e^+e^- -pairs has been developed and a dedicated software has been implemented and successfully applied to the interpretation of the measured and simulated data.

For a pair opening angle of $\alpha > 4^\circ$ 2087 (5245) e^+e^- -pairs were measured after background subtraction up to the pion mass for $E = 1\text{ GeV}\cdot\text{A}$ ($E = 2\text{ GeV}\cdot\text{A}$). The signal-to-background ratio S/B is 3.7 (2). The comparison with the Monte-Carlo-simulations shows that about 59% (78%) of these pairs originated in a π^0 Dalitz decay. For a range of opening angles $8^\circ < \alpha < 25^\circ$ ($6^\circ < \alpha < 18^\circ$) 713 (2844) e^+e^- -pairs could be measured after background subtraction with a S/B of 11 (3). In this case, the simulation shows that 90% (89%) of these pairs were correctly recognized physical pairs and that 78% (81%) originated in a π^0 Dalitz decay. 90% (87%) of the e^+/e^- tracks from these pairs were reconstructed correctly. The still misidentified tracks contain 25% unresolved close double tracks and about 70% of only partly reconstructed single tracks, which are bent out of the sensitive volume by the magnetic field. The contribution of charged hadrons to the misidentified track sample is below 1%.

The identified single e^+/e^- from the π^0 Dalitz decay are created in the target and pass through the whole gas radiator of the ring imaging cherenkov counter (RICH), which is used for the detection of electrons and positrons. They are used to carry out a sector-by-sector and position resolved inspection of the performance and material properties of the RICH. The values that were previously obtained in laboratory measurements could be largely confirmed by means of detailed simulations for the complete spectrometer set-up.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Wissenschaftliche Fragestellung von HADES	1
1.2	Zielsetzung der Arbeit	5
2	Das HADES Spektrometer	7
2.1	Aufbau und Eigenschaften	7
2.2	Die Komponenten des Spektrometers	8
2.2.1	Der ringabbildende Cherenkovzähler	9
2.2.2	Das Magnetspektrometer	10
2.2.3	Teilchenidentifikation mit Flugzeit und elektromagnetischen Schauern	11
2.3	Das Trigger- und Datenaufnahmesystem	13
3	Die Analyse- und Simulationssoftware	15
3.1	Konzept	15
3.2	Ereignisgeneratoren	16
3.3	Teilchenpropagation und Detektorantwort	17
3.4	Parameterverwaltung	18
3.5	Analyseumgebung	18
3.6	Die Einzelelektronen- und Paaranalyse	21
4	Messung und Analyse von Elektronenspuren	23
4.1	Durchführung der Messungen	23
4.1.1	Details zum Experiment	23
4.1.2	Ereignisauswahl	24
4.2	Kalibration und Treffersuche	25
4.2.1	RICH	25
4.2.2	Minidriftkammern	27
4.2.3	Flugzeitwand	29
4.2.4	PreShower-Detektor	30
4.2.5	Impulsbestimmung	31
4.2.6	Detektorausrichtung	32
4.3	Spurrekonstruktion und Datenschnitte	33
4.3.1	Trefferkorrelation - Schnitt S0	34
4.3.2	Hadron-Elektron-Diskriminierung - Schnitte S1-S4	34
4.4	Analyse der Datenschnitte	38
4.4.1	Messgrößen des Spurensamples	38
4.4.2	Datenreduktion für C+C bei 1 GeV·A	38

4.4.3	Datenreduktion für C+C bei 2 GeV·A	43
4.4.4	Datenschnitte auf Spuren aus e^+e^- -Paaren	45
4.4.5	Vergleichende Diskussion der 1 GeV·A- und 2 GeV·A-Daten . . .	45
4.5	Ergebnisse	49
4.5.1	e^+/e^- -Spuren für C+C bei 1 GeV·A	49
4.5.2	e^+/e^- -Spuren für C+C bei 2 GeV·A	53
5	e^+e^--Paare	57
5.1	Rekonstruktion und Datenschnitte	57
5.2	Kombinatorischer Untergrund	60
5.3	Analyse der Datenschnitte	62
5.3.1	Messgrößen des Paarensembles	62
5.3.2	Entwicklung des Paarensembles	63
5.4	Ergebnisse	67
5.4.1	e^+e^- -Paare für C+C bei 1 GeV·A	67
5.4.2	e^+e^- -Paare für C+C bei 2 GeV·A	69
5.4.3	Paarausbeuten	70
6	Das RICH-Signal für e^+/e^- aus dem Target	73
6.1	Auswahl geeigneter Spuren und Ringe	73
6.2	Ergebnisse	74
7	Zusammenfassung und Diskussion	79
A	Anhang	83
A.1	Tabellen zu Datenschnitten	83
A.2	Spuranalyse für e^+e^- -Paare	85
A.2.1	Spuren aus e^+e^- -Paaren nach Schnitten auf Spureigenschaften .	85
A.2.2	Spuren aus e^+e^- -Paaren nach Schnitten auf Paareigenschaften .	86
A.3	Datentabellen zur Paaranalyse	91
A.4	Die Reaktion C+C in UrQMD 1.2	93
B	Glossar	95
	Literaturverzeichnis	98

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Wissenschaftliche Fragestellung von HADES

Das Studium der Eigenschaften von Hadronen innerhalb eines Mediums aus dichter Kernmaterie ist ein wesentlicher Bestandteil der heutigen kernphysikalischen Forschung. Es wird erwartet, daß sich beobachtbare Eigenschaften wie Masse und Zerfallsbreite im stark wechselwirkenden Medium ändern können und sie, sofern theoretisch beschreibbar, selbst wieder Auskunft über Parameter des Mediums wie Temperatur und Dichte liefern können. Eine weitere Motivation dafür ist, zu einem besseren Verständnis der starken Wechselwirkung im Bereich großer Abstände und kleiner Impulsüberträge zwischen den Konstituenten des Hadrons, der Quarks und Gluonen, zu kommen. In diesem Bereich und bei niedrigen Energien ist die Kopplungskonstante α der starken Wechselwirkung groß und eine störungstheoretische Beschreibung wie in der Hochenergiephysik ist nicht möglich.

Die zu Grunde liegende Theorie ist die Quantenchromodynamik (QCD). Bei der Beschreibung niederenergetischer Phänomene (gemessen an der typischen Energieskala der QCD von 200 MeV) weist diese Theorie konzeptionell und in Analogien viele Gemeinsamkeiten mit der Physik kondensierter Materie auf. Der QCD Grundzustand, den man auch „Vakuum“ nennt, hat eine sehr komplexe Struktur. Er enthält Kondensate aus Quark-Antiquark-Paaren und Gluonen. Der Erwartungswert der Quarkdichte $\langle q\bar{q} \rangle$ im Grundzustand spielt dabei eine besonders wichtige Rolle. Er stellt einen Ordnungsparameter für die spontan gebrochene chirale Symmetrie der QCD Lagrangedichte dar und sein Verhalten in Abhängigkeit von Temperatur und Dichte ist deshalb von großem Interesse. Demzufolge ist eine der wesentlichen Motivationen für das Studium von (mittel- und hochenergetischen) Schwerionenkollisionen die Beobachtung eines möglicherweise auftretenden chiralen Phasenübergangs bzw. seiner Vorläufer-Effekte. Diesen Phasenübergang nennt man auch die Restauration der chiralen Symmetrie. Dies soll im Weiteren näher erläutert werden.

Die chirale Symmetrie

Die QCD Lagrangedichte zeigt im Grenzfall masseloser Quarks eine globale Symmetrie bezüglich Axial- und Vektortransformationen. Diesen Umstand nennt man die chirale Symmetrie [Rap00] [Cas99]. Die Symmetrie unter Vektortransformationen führt dabei zur Erhaltung des Isospins, was für Hadronen wohlbekannt ist. Symmetrie unter axialen Transformationen impliziert dabei dieselbe Masse für die chiralen Part-

ner, z.B. die Mesonen ρ und a_1 . Offensichtlich sind deren Massen aber nicht identisch ($m_\rho = 770 \text{ MeV}/c^2$ und $m_{a_1} = 1260 \text{ MeV}/c^2$) [Hag02]. Diese große Diskrepanz in der Masse der Mesonen kann nicht durch die explizite Symmetriebrechung der Lagrangedichte durch die endlichen Stromquarkmassen erklärt werden, da die Massen $m_{u,d}$ der leichten Stromquarks bei ungefähr $5 - 10 \text{ MeV}/c^2$ liegen. Da die relevanten Energieskalen der QCD aber durch den Skalenparameter $\Lambda \approx 200 \text{ MeV}/c$ ihrer impulsübertragsabhängigen Kopplungskonstanten gegeben sind und $\Lambda \gg m_{u,d}$ gilt, kann man dennoch von einer näherungsweise Symmetrie ausgehen und versuchen, mit störungstheoretischen Ansätzen Ergebnisse zu erzielen [Koc95].

Die Lösung des Problems des großen Massenunterschieds liegt aber in der Annahme, dass der QCD Grundzustand nicht symmetrisch unter Axialvektortransformationen ist. Die spontane Brechung einer globalen Symmetrie impliziert die Existenz eines (masselosen) Goldstone-Bosons. In einer QCD mit nur 2 Flavours (dem Isospin-Dublett der leichten Quarks u und d) gibt es 3 pseudoskalare Goldstone-Bosonen, die mit den drei experimentell gefundenen Pionen identifiziert werden können und die kleinste Masse von allen Hadronen besitzen. Diese von Null verschiedene Masse dieser Goldstone-Bosonen ist eine Konsequenz der expliziten Symmetriebrechung durch die kleinen Stromquarkmassen [Wei02].

Die spontane Brechung der chiralen Symmetrie wird begleitet von einem nicht-perturbativen Phänomen der QCD, einer qualitativen Umstrukturierung des Vakuums, das mit Kondensaten aus Quark-Antiquark-Paaren und Gluonen gefüllt ist. Dies äußert sich in einem nicht verschwindenden Erwartungswert des Grundzustandes des Vakuums, der chirales Kondensat $\langle q\bar{q} \rangle$ genannt wird. Aus der experimentellen Kenntnis der Pionenmasse und der Pionenzerfallskonstanten kann mithilfe der Beziehung von Gell-Mann, Oakes und Renner [GM68] ein Wert des chiralen Kondensates von $\langle q\bar{q} \rangle \simeq -(240 \text{ MeV})^3 \simeq -1,8 \text{ fm}^{-3}$ berechnet werden [Wei02].

Die Phasenstruktur und Thermodynamik, die in der Lagrangedichte der QCD enthalten ist, kann untersucht werden, indem man die Abhängigkeiten des chiralen Kondensates von der Temperatur und der Baryonendichte betrachtet. Unser derzeitiges Wissen über die verschiedenen QCD Phasen und ihre Thermodynamik basiert hauptsächlich auf Resultaten von Rechnungen im Umfeld der QCD als Eichtheorie auf dem Gitter. Eine der Vorhersagen dieser Gitterrechnungen ist ein Phasenübergang bei einer kritischen Temperatur von $T_c = 173 \pm 8 \text{ MeV}$ [Kar01] (für 2 Flavour), bei dem gleichzeitig und korreliert die chirale Symmetrie wiederhergestellt und das Confinement der Quarks in farblosen Hadronen aufgehoben wird.

Um Vorläufer-Effekte der chiralen Symmetrierestauration zu beobachten, reicht es, nach dem Skalengesetz von Brown und Rho [Bro95], das chirale Kondensat zu reduzieren, indem man die Temperatur und/oder Dichte von Kernmaterie erhöht. Derartige Zustände von Kernmaterie, die zu beobachtbaren Effekten führen sollten, sind an bereits bestehenden Beschleunigeranlagen in zentralen Kollisionen von Atomkernen zugänglich. Eine prinzipiell experimentell zugängliche Vorhersage ist eine mit der Reduktion des chiralen Kondensates fallende Masse und Veränderung der Zerfallsbreite der Mesonen im Bereich $0,2 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{inv} \leq 1 \text{ GeV}/c^2$ [Kli98].

Eine Schwerionenkollision ist die z.Zt. einfachste bekannte Möglichkeit, sehr kurzlebige Hadronen als Sonden in einer Umgebung mit Kernmaterie erhöhter Temperatur und Dichte zu erzeugen. Eine solche Schwerionenkollision soll im Folgenden näher erläutert

werden.

Ablauf einer Schwerionenkollision

Ein wichtiger Parameter zur Charakterisierung einer Kollision ist die Zentralität. Sie wird durch den Stoßparameter beschrieben, der der minimalen Distanz zwischen den Zentren der aufeinander stoßenden lorentzkontrahierten Kerne entspricht. Die direkt an der Kollision beteiligten Nukleonen nennt man Partizipanten, die restlichen Nukleonen Spektatoren [Cse94].

Ein Teil der Schwerpunktsenergie wird bei der Kollision der Partizipanten in einem sogenannten „Feuerball“ bei Schwerpunktsrapidität deponiert. Dabei geht ein Teil der zunächst rein longitudinalen Bewegungsenergie in transversale über und es werden innere Freiheitsgrade der Nukleonen in Form von Resonanzen angeregt, die dann unter Erzeugung von Mesonen beispielsweise wieder zerfallen können. Die räumliche und zeitliche Entwicklung einer Schwerionenkollision hängt wesentlich von den Anfangsbedingungen wie der Schwerpunktsenergie ab. Mit den am SIS der GSI zur Verfügung stehenden Projektilenergien von 1 - 2 GeV pro Nukleon erwartet man eine Erhöhung der Kerndichte ρ_0 bis auf maximal $\rho = 3\rho_0$ und eine Aufheizung auf etwa $T = 80$ MeV. Unterschreitet das System bei seiner Expansion eine kritische Energiedichte, finden keine weiteren Wechselwirkungen mehr statt [Sto91]. Dieser sogenannte „Freeze-out“¹ findet in 2 Phasen statt. Beim chemischen Ausfrieren des Systems enden die inelastischen Prozesse und die Häufigkeiten der Teilchensorten sind festgelegt. Beim thermischen Ausfrieren enden auch die elastischen Prozesse und die Energien und Impulse der Teilchen verändern sich nicht weiter. Bei der Entwicklung des Feuerballs können kollektive Bewegungen der beteiligten Nukleonen transversal zur Strahlachse, der sogenannte „Flow“, auftreten [Cse94]. Die Gesamtdauer einer Kollision mit nachfolgender Expansion liegt in der Größenordnung der Lebensdauer der leichten Vektormesonen bei einigen 10^{-23} s = 3 fm/c und ist deshalb nicht direkt experimentell zugänglich. Informationen können nur aus den Eigenschaften der Teilchenensemble nach dem hadrochemischen und thermischen Freeze-out gewonnen werden.

Spektroskopie direkter e^+e^- - Paare

Um die oben erläuterten theoretischen Erwartungen über die Veränderung der Masse und Breite von Hadronen im Medium experimentell nachzuprüfen, wurde vorgeschlagen, den direkten Zerfall kurzlebiger Vektormesonen in ein Elektron-Positron-Paar innerhalb von Kernmaterie zu spektroskopieren. Dieser Kanal ist stark unterdrückt, hat gleichzeitig aber den Vorteil, dass die beiden Leptonen keiner Endzustandswechselwirkung im umgebenden Medium mehr unterworfen sind und somit die Information über ihre Zustandsgrößen bei ihrer Erzeugung fast ungehindert bis zum Messgerät tragen. In Tabelle 1.1 sind einige Daten der leichtesten Mesonen aufgeführt. Besonders das ρ -Meson ist wegen seiner kurzen Lebensdauer als Sonde geeignet: die Wahrscheinlichkeit, dass ein innerhalb des Feuerballs gebildetes ρ -Meson auch dort zerfällt, ist sehr hoch. Das ρ -Meson besitzt (ebenso wie das ω) einen stark unterdrückten Zerfallskanal, über

¹engl.: Ausfrieren

Meson	Reichweite $c\tau$	Masse [MeV/c ²]	Zerfallskanäle	Wahrscheinlichkeit
π^0	25,1 nm	135	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	$\sim 0,99$ $\sim 0,01$
η	30 fm	547	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$ $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$	$\sim 0,39$ $\sim 4,9 \cdot 10^{-3}$
ρ	1,3 fm	770	$\rho \rightarrow \pi\pi$ $\rho \rightarrow e^+e^-$	~ 1 $\sim 4,5 \cdot 10^{-5}$
ω	23 fm	782	$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ $\omega \rightarrow e^+e^-$	$\sim 0,89$ $\sim 7,2 \cdot 10^{-5}$
ϕ	44 fm	1020	$\phi \rightarrow K^+K^-$ $\phi \rightarrow e^+e^-$	$\sim 0,5$ $\sim 2,9 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 1.1: Eigenschaften der leichten Vektormesonen nach [Hag02].

den es direkt in ein e^+e^- -Paar zerfällt. Das entstehende e^+e^- -Paar kann die hadronische Materie ohne starke Wechselwirkung verlassen und so zur Messung der invarianten Masse des zerfallenen Mesons genutzt werden.

Aus dem lorentzinvarianten Produkt des 4-Impulses $\|p_\alpha p^\alpha\|$ des e^+ und e^- eines Paares lässt sich die Masse des zerfallenen Hadrons im Medium rekonstruieren. Wegen des hohen Impulses $p_{e^\pm} \approx 100 \text{ MeV}/c$ kann die Ruhemasse des Elektrons bzw. Positrons von $m_{e^\pm} = 511 \text{ keV}$ vernachlässigt werden. Es ergibt sich näherungsweise für die invariante Masse des zerfallenen Hadrons [Sch95]:

$$m_{inv} \approx 2 \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cdot \sqrt{p_{e^+} \cdot p_{e^-}} \quad (1.1)$$

Dabei bedeutet p_{e^\pm} den Impulsbetrag des Elektrons bzw. Positrons und α den Winkel zwischen den beiden Impulsvektoren.

Das invariante Massenspektrum von direkt elektromagnetisch zerfallenen Hadronen in einem Schwerionenexperiment zu messen ist anspruchsvoll, da es viele weitere Quellen von Elektronen und Positronen gibt. Demzufolge muss man alle Beiträge zu diesem sogenannten Cocktail inklusiv messen.

Frühere Dielektronexperimente

e^+e^- -Paarspektren aus Schwerionenkollisionen wurden in der Vergangenheit bereits von anderen Experimenten gemessen. CERES [Dre96] und HELIOS [Mas95] waren Experimente, die am CERN² SPS gemessen und einen signifikanten Überschuss an niederenergetischen e^+e^- -Paaren unterhalb der ρ/ω -Masse [Dre96] in schweren Reaktionssystemen (Pb+Au) verglichen mit leichteren Systemen (S+W) und Protonen-induzierten Reaktionen (p+Be) gefunden haben. Theoretisch kann dieser Überschuss in einem hadronischen Bild durch die Annahme einer im Medium fallenden ρ Masse oder durch die Berücksichtigung von im Medium modifizierten Spektralfunktionen für die Vektormesonen erklärt werden.

Eine ähnliche Situation ergab sich bei vergleichsweise niedrigen Strahlenergien von etwa

²Centre Européen pour la Recherche Nucléaire

1 GeV·A, bei denen die e^+e^- -Ausbeuten bei niedrigen invarianten Massen systematisch von theoretischen Rechnungen im Rahmen von Transportmodellen unterschätzt werden. Die entsprechenden experimentellen Daten wurden von der DLS Kollaboration am BEVALAC in Berkeley, USA, publiziert [Por97]. Im Gegensatz zu den Daten aus ultrarelativistischen Kollisionen am SPS kann der gemessene Überschuss nicht mehr durch die Effekte einer fallenden ρ Masse oder mediummodifizierter Spektralfunktionen erklärt werden. Diesen Umstand nennt man das DLS-Rätsel. Abbildung 1.1 zeigt das von der DLS Kollaboration gemessene invariante e^+e^- -Massenspektrum mit der Überhöhung im Bereich $0,2 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{inv} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$.

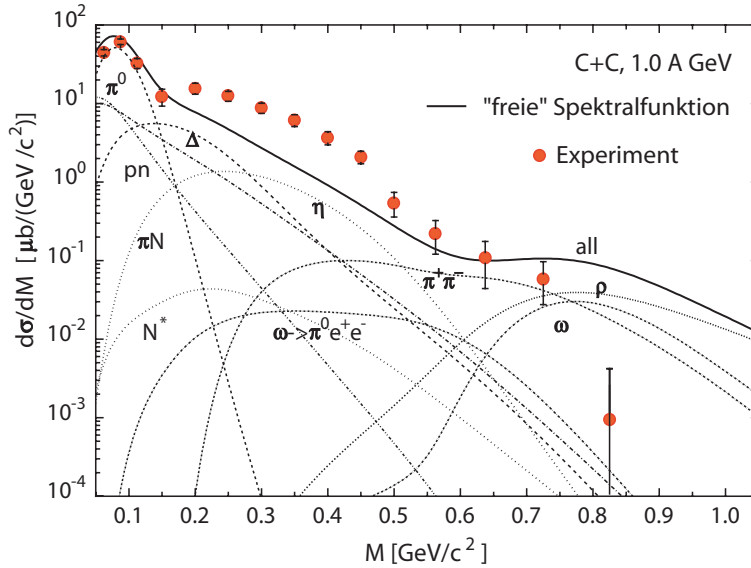


Abbildung 1.1: Von der DLS Kollaboration gemessenes invariables Massenspektrum von e^+e^- -Paaren für die Reaktion C+C bei $E = 1 \text{ GeV}\cdot\text{A}$ [Bra98]. Die Massenaufösung ist nicht ausreichend, um die Beiträge der verschiedenen Kanäle zu trennen.

Dielektronspektren wurden ebenfalls am KEK, Japan, in p+A Reaktionen bei einer Strahlenergie von 12 GeV gemessen [Oza01]. Auch in diesem Experiment wurde ein Überschuss an e^+e^- -Paaren im Vergleich zu der Erwartung aus den bekannten Quellen solcher Paare unterhalb der ω -Mesonmasse gefunden und als Änderung der Spektralfunktion der Vektormesonen interpretiert. Eine quantitative Erklärung der Messdaten durch eine fallende ω Masse oder eine Verbreiterung durch Kollisionen des Mesons mit anderen Teilchen in der dichten Kernmaterie bereitet aber auch hier Schwierigkeiten. HADES kann einen bedeutenden Beitrag zur Beantwortung der Frage nach den Medium-eigenschaften von Hadronen leisten. Mit seiner großen Akzeptanz und guten Massenaufösung wird es möglich sein, die Mediummassen der Vektormesonen direkt aus den Daten zu extrahieren.

1.2 Zielsetzung der Arbeit

In der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse der ersten Messungen mit dem **H**igh **A**cceptance **D**i-**E**lectron **S**pectrometer (HADES) bei der GSI, Darmstadt, vorgestellt.

HADES wurde konzipiert, um mit hoher Akzeptanz und Effizienz e^+e^- -Paare aus dem direkten Zerfall von Mesonen im invarianten Massenbereich $0,2 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{inv} \leq 1 \text{ GeV}/c^2$ zu messen. Es besteht aus einem komplexen Ringabbildenden Cherenkov Detektor (RICH), einer Flugzeitwand aus Plastiksintillatoren und einem elektromagnetischen PreShower-Detektor zur Teilchenidentifikation und zur Unterscheidung von Hadronen und e^+/e^- . Die Spurverfolgung geschieht mit je 2 Ebenen gasgefüllter Drahtkammern vor und nach dem Magnetfeld, das der Teilchenablenkung und damit der Impulsbestimmung der Teilchen dient.

Im November 2001 wurde in ersten Tests des Gesamtsystems, aber mit einem noch nicht vollständigen Ausbau, die Schwerionenreaktion C+C bei Strahlenergien von $1 \text{ GeV}\cdot\text{A}$ und $2 \text{ GeV}\cdot\text{A}$ untersucht. Ein Ziel dieser Messungen war es, die stärkste e^+/e^- -Quelle in diesen Reaktionen, die Zerfälle des π^0 -Mesons, mit ausreichender Statistik zu messen. Elektronen und Positronen aus dieser Quelle liefern, wenn sie nicht richtig identifiziert werden, den stärksten Beitrag zum kombinatorischen Untergrundsignal bei invarianten Massen auch oberhalb der des Pions. Diese Zerfälle sind $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (BR $\approx 98,8\%$) mit nachfolgender externer Paarkonversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$ und der Dalitzzerfall $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ (BR $\approx 1,2\%$) [Hag02]. Außerdem sollten die e^+/e^- aus dem gut bekannten Dalitzzerfall benutzt werden, um die Leistungsfähigkeit des RICH Detektors zu messen und zu überprüfen.

Die Aufgabenstellung dieser Arbeit ist es, eine Strategie zur e^+/e^- - und e^+e^- -Paar-Analyse zu entwickeln, erste Ergebnisse daraus zu diskutieren und mit detaillierten Simulationsrechnungen zu vergleichen. Abschließend werden die Eigenschaften des RICH Detektors mithilfe der Simulationen überprüft und die verbleibenden Unsicherheiten in der Analyse kurz umrissen.

Kapitel 2

Das HADES Spektrometer

2.1 Aufbau und Eigenschaften

Das HADES Spektrometer ist am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt in der Endphase von Aufbau und Inbetriebnahme. Es ist in mehreren Publikationen [HK94], [Sal95], [Gar98a], [Fri99], [Mün99]

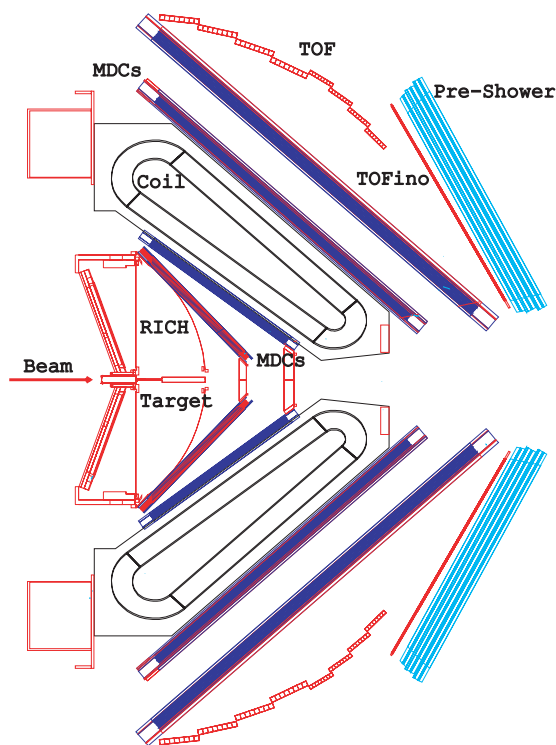


Abbildung 2.1: Der HADES-Detektor besteht aus einem Magnetspektrometer mit Driftkammern (MDCs) und 3 Systemen zur Hadron-Lepton-Diskriminierung: RICH, Flugzeitwand und PreShower-Detektor. Das System aus den Flugzeitwänden TOF und TOFinv sowie dem PreShower-Detektor wird auch META genannt.

detailliert beschrieben. Sein Aufbau und seine Eigenschaften sollen hier nur kurz zusammengefasst werden.

HADES wurde für den Nachweis von e^+e^- -Paaren konzipiert, die in zentralen und peripheren Stößen zweier Atomkerne und in Kollisionen einzelner Hadronen (vor allem

Protonen und Pionen) mit Atomkernen entstehen. In diesen unterschiedlichen Stoßsystemen variieren die Dichte und Temperatur der komprimierten Kernmaterie stark. Die Materiedichte ρ steigt bis zum dreifachen Wert normaler Kernmateriedichte ρ_0 an und die Temperatur T erreicht Werte bis zu 100 MeV. Die Beschleunigeranlage der GSI stellt hierfür Ionenstrahlen von Protonen bis Uran mit Energien bis zu 2 GeV·A und bis zu 10^{11} Teilchen/s zur Verfügung, die auf ein im Inneren des Detektors fixiertes Target gelenkt werden. Durch den zusätzlichen Einbau eines Pionenproduktionstargets in das Strahlführungssystem sind auch Experimente mit intensiven Sekundärstrahlen aus geladenen Pionen [Dia02] zur Untersuchung elementarer Wirkungsquerschnitte und von Mesoneneigenschaften möglich und geplant. Aus der geringen Produktionswahrscheinlichkeit der interessierenden Mesonen und dem kleinen Verzweigungsverhältnis ihrer leptonenischen Zerfallskanäle (vgl. Tabelle 1.1) ergeben sich folgende Anforderungen an den Aufbau des Spektrometers.

Raumwinkelakzeptanz und Ratenfestigkeit

Die Geometrie und Anordnung der Detektoren sind so gewählt, dass sich aufgrund der typischen Charakteristik des Zweikörperzerfalls eine große Akzeptanz für e^+e^- -Paare von über 40% bei mittlerer Rapidität ergibt [Sch96]. Damit ist die räumliche Akzeptanz von HADES um einen Faktor 100 größer als die des Vorgänger-Experimentes DLS [Yeg90] am BEVALAC in Berkeley, USA. Die Detektoren und die Ausleseelektronik sind so ausgelegt, dass Ereignisraten von 10^5 zentralen Stößen pro Sekunde mit Multiplizitäten bis zu 200 geladenen Teilchen pro Stoß verarbeitet werden können.

Impulsauflösung

Neben der effizienten Unterdrückung des hadronischen und elektromagnetischen Untergrundes wird eine Impulsauflösung von 1,5% und eine invariante Massenauflösung von $\Delta m/m = 1\%$ bei invarianten Massen $M_{inv} \leq 1 \text{ GeV}/c^2$ angestrebt. Dies soll durch die Genauigkeit der Ortsmessung ($\Delta x \approx 100 \mu\text{m}$) der Teilchenspuren in den Driftkammern und durch die Verwendung von Materialien mit großer Strahlungslänge zur Verminderung der Vielfachstreuung erreicht werden.

2.2 Die Komponenten des Spektrometers

Die Detektoren des HADES Spektrometers können im Wesentlichen in zwei mit unterschiedlichen Aufgaben versehene Untereinheiten eingeteilt werden. Zum einen sind der Ringabbildende Cherenkov-Detektor (RICH) und das Multiplizitäts-Elektron-Trigger-Array (META) zu nennen, das aus den Flugzeitwänden TOF und TOFino, sowie aus dem PreShower-Detektor besteht. Diese Detektoren dienen der Identifikation von Elektronen und Positronen und deren Unterscheidung von Spuren hadronischer geladener Teilchen. Zum anderen gibt es das eigentliche Spektrometersystem, das aus einem supraleitenden Magneten mit sechs Spulen besteht, die ein toroidales Magnetfeld mit Feldstärken bis zu 0,9 T zwischen den Spulen erzeugen. Vor und hinter dem Magnetfeld befinden sich je zwei Ebenen von Mini-Driftkammern, die die Bestimmung von Position

und Winkel der Flugbahn geladener Teilchen und damit die Messung der Komponenten des 4-Impulsvektors erlauben.

2.2.1 Der ringabbildende Cherenkovzähler

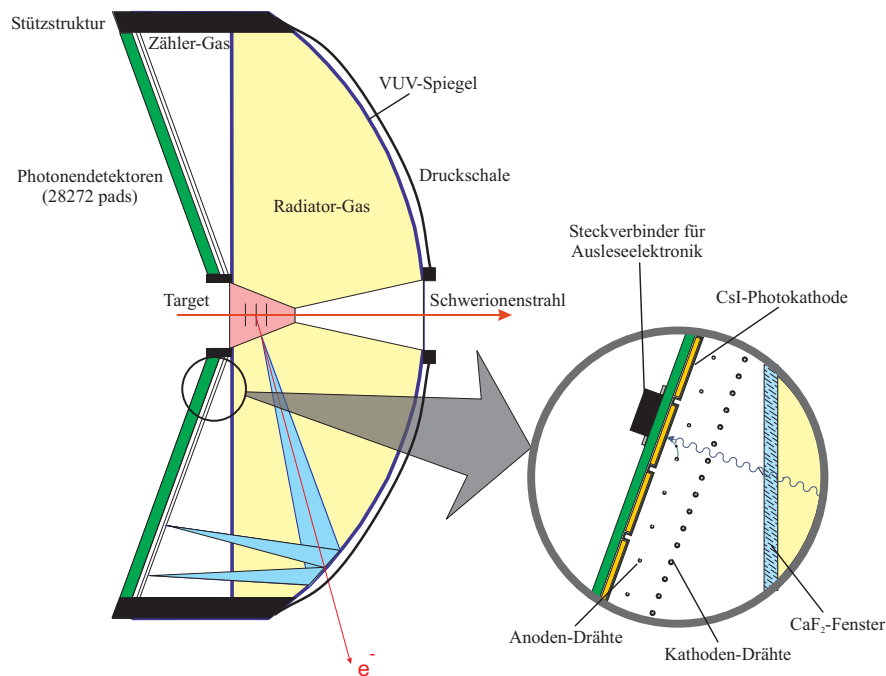


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Ringabbildenden Cherenkovzählers (RICH)

Der Ringabbildende Cherenkovzähler (RICH¹) wird eingesetzt, um e^+ und e^- zu identifizieren und in Echtzeit e^+e^- -Paare zu erkennen. Elektronen mit Impulsen p_e zwischen 100 MeV/c und 1500 MeV/c erzeugen Cherenkovstrahlung beim Durchlaufen des Radiatorgases C_4F_{10} , wohingegen alle Hadronen im selben Impulsbereich Geschwindigkeiten weit unterhalb des Schwellwertes ($\gamma_{thr} \simeq 18$ für C_4F_{10}) besitzen. Elektronen, die aus dem Target, das sich annähernd im Zentrum des RICH befindet, emittiert werden, durchlaufen eine polarwinkelabhängige Distanz zwischen 36 cm und 65 cm im Radiatorgas. Dies beeinflusst die Anzahl emittierter Photonen um bis zu einen Faktor 2. Die kegelförmig um die Teilchenbahn emittierte ultraviolette (VUV) Cherenkovstrahlung wird von einem segmentierten, sphärischen VUV-Spiegel reflektiert und auf einen unter Rückwärtswinkeln angebrachten positionsempfindlichen Photondetektor als Ring mit auf der gesamten Detektorebene annähernd konstantem Durchmesser fokussiert (vgl. Abb. 2.2). Der Photondetektor besteht aus 6 Vieldrahtproportionalkammern mit segmentierter Kathodenebene und einem aufgedampften CsI Photokonverter. Er wird mit Methan (CH_4) bei Normaldruck betrieben und ist empfindlich für Licht im Wellenlängenbereich $140 \text{ nm} < \lambda < 220 \text{ nm}$. Großer Wert wurde bei der Auswahl des Spiegel- und Druckschalenmaterials auf eine möglichst große Strahlungslänge gelegt, da alle Teilchen, die in den nachfolgenden Detektoren registriert werden sollen, durch

¹engl.: Ring Imaging Cherenkovcounter

diese Materialien hindurchtreten müssen. Ein großflächiges aus 64 hexagonalen Einzelkristallen zusammengesetztes CaF_2 -Fenster trennt die Gasvolumina des Radiators (C_4F_{10}) und des Photodetektors (CH_4). CaF_2 wurde aufgrund seiner guten VUV-Transmission, die jener der Gase nahe kommt, ausgewählt. Eine detaillierte Beschreibung des RICH und weitere Informationen finden sich in den Dissertationen [Kas00], [Fab03a], sowie in Publikationen über erste Meßergebnisse [Zei99], [Böh01], [Fab03b].

2.2.2 Das Magnetspektrometer

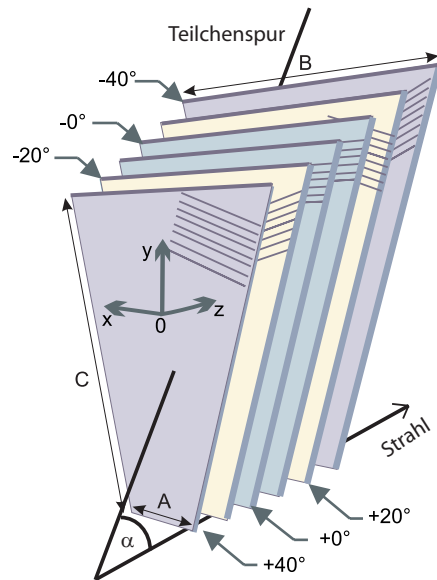


Abbildung 2.3: Aufbau der Minidrift-Kammern (MDC). Jede Kammer besteht aus 6 parallelen Ebenen mit unterschiedlicher Signaldrahtausrichtung.

Das System, mit dem der Teilchenimpuls gemessen und eine invariante Massenaufösung $< 1\%$ erreicht werden soll, besteht aus einem supraleitenden Magneten zur Ablenkung der Teilchen und 4 Ebenen von Vieldrahtkammern, zwei Ebenen vor und zwei nach dem Magnetfeld.

Der Magnet besteht aus 6 symmetrisch um die Strahlachse angeordneten Spulen und erzeugt ein räumlich eng begrenztes toroidales Feld, das bei einem Strom von 3450 A maximal 0,9 T zwischen den Spulen erreicht. In erster Näherung werden die Teilchen aufgrund der gut definierten Feldliniengeometrie nur in polarer Richtung, jedoch kaum in azimuthaler Richtung abgelenkt. Die Ergebnisse der Feldvermessung finden sich in [Bre99], das Prinzip der Impulsbestimmung ist kurz in Abschnitt 4.2.5 und im Detail in [SG03] beschrieben.

Die Trajektorien der Teilchen werden mit den Minidriftkammern bestimmt. Die einzelnen Module bestehen aus 6 Ebenen mit Driftzellen (siehe Abb. 2.3). Jede dieser Zellen ist aus 2 Kathodendrahtebenen, 2 Felddrähten und dazwischen einem Signaldraht, der die Anode bildet, aufgebaut. Die Größe dieser Driftzellen variiert von $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ für die innerste Ebene bis zu $10\text{ mm} \times 14\text{ mm}$ für die äußerste vierte Ebene, wodurch in allen Ebenen dieselbe Granularität erreicht wird. Die Zellen wurden so klein kon-

zipiert, um auch bei hohen Multiplizitäten geladener Teilchen (etwa 30 pro Segment) und hohen Ausleseraten die angestrebte Ortsauflösung von ca. $100 \mu\text{m}$ und damit eine ausreichende Doppeltreffertrennung gewährleisten zu können.

Die Driftgeschwindigkeiten der erzeugten Ladungswolke liegen im Mittel bei $4,3 \mu\text{s}/\text{cm}$. Die mit den 26828 Signaldrähten erreichte Ortsauflösung der Kammern ist besser als $80 \mu\text{m}$. Der Detektor und seine Eigenschaften sind in [Gar98b] und [Bok02] beschrieben.

2.2.3 Teilchenidentifikation mit Flugzeit und elektromagnetischen Schauern

Neben dem RICH-Detektor geschieht die Hadron-Lepton-Diskriminierung mit dem Multiplizitäts-Elektron-Trigger-Array (META), das aus den Flugzeitwänden TOF und TOFino sowie dem PreShower-Detektor besteht.

Die Flugzeitwände TOF und TOFino

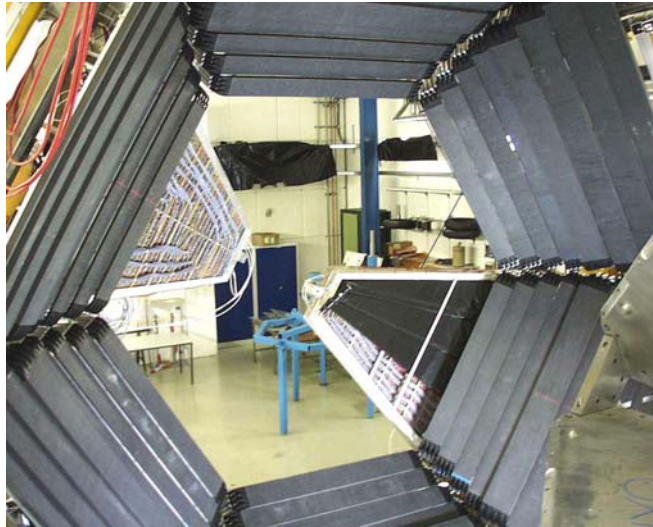


Abbildung 2.4: Photo des äußeren Flugzeit-Detektors TOF. Im Inneren sind zwei Sektoren des PreShower-Detektors zusehen.

Das Flugzeitsystem zur Geschwindigkeitsmessung besteht aus dem sich im Strahl befindlichen Start-Detektor und einer Flugzeitwand aus Szintillatoren. Der Start-Detektor besteht aus einem $100 \mu\text{m}$ dicken, 8-fach segmentierten, achteckigen CVD Diamantsubstrat mit etwa 25 mm Durchmesser und erlaubt bei hoher Strahlungshärte für Schwerionen Zeitmessungen mit $\Delta t \leq 80 \text{ ps}$ Zeitauflösung [Ber03]. Er befindet sich etwa 75 cm vor dem Targetpunkt.

Die Flugzeitwand ist zweigeteilt. Die äußere Wand ist in 384 Plastik-Szintillatoren mit 3 bzw. 2 cm Breite segmentiert, die jeweils an beiden Enden durch Photomultiplier ausgelesen werden. Der innere Teil der Flugzeitwand (TOFino) ($18^\circ - 45^\circ$) besteht z.Zt. noch aus 6×4 Szintillatoren mit einseitiger, radialer Auslese. Mit der äußeren Wand wird eine Zeitauflösung von $\Delta t \leq 150 \text{ ps}$ und Ortsauflösung von $\Delta x \approx 25 \text{ mm}$ in Richtung

des Szintillatorstabes gemessen [Ago02]. Für TOFinno beträgt die Zeitaufösung bedingt durch die Szintillatorgeometrie etwa 500 ps. Das System wird ergänzt durch einen weiteren segmentierten Diamantzahler, der auf der Strahlachse 75 cm hinter dem Target angeordnet ist und ein Trigger-Vetosignal für Strahlteilchen liefert, die mit keinem Targetatom kollidiert sind.

Der PreShower-Detektor

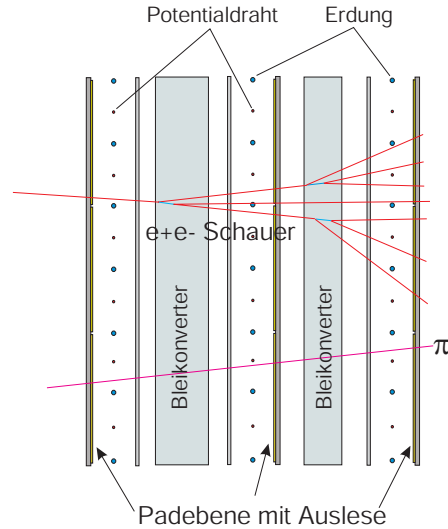


Abbildung 2.5: Schnitt durch den PreShower Detektor

Der bei kleinen Polarwinkeln ($18^\circ - 45^\circ$) eingesetzte PreShower-Zähler besteht aus 6 symmetrisch um die Strahlachse angeordneten Modulen und wird zur Unterscheidung von Hadronen (vor allem schnelle Pionen) und Elektronen benötigt, da für die in diesem Winkelbereich dominierenden Impulse eine Flugzeitmessung nicht ausreicht. Die Unterscheidung gelingt, da hochrelativistische Elektronen, die in Materie eindringen, durch abwechselnde Bremsstrahlungs- und Paarerzeugungsprozesse eine elektromagnetische Kaskade (einen sogenannten „Schauer“) auslösen. Für die viel massereichen Hadronen sind Bremsstrahlungsprozesse dagegen vernachlässigbar und die von ihnen ausgelösten Schauer deutlich kleiner. Hadronen- und leptoneninduzierte Schauer können daher durch unterschiedlich große Ladungsdeposition in Drahtkammern diskriminiert werden.

Jedes Modul (siehe Abb. 2.5) des Detektors besteht aus drei Vieldrahtkammern. Zwischen den Drahtebenen befinden sich Bleikonverter mit einer Dicke von 1 cm, was 2 Strahlungslängen entspricht. Jede Drahtkammer besteht aus einer Schicht aus Feld- und Signaldrähten in einem Abstand von 7,5 mm und 2 Kathodenebenen, von denen eine segmentiert ist. Die segmentierte Ebene ist in 942 Pads unterteilt und erzielt so die Ortsauflösung des Detektors, wobei die Anzahl der Pads in polarer Richtung konstant 32 beträgt und in azimuthaler Richtung von 32 bei großen bis 20 bei kleinen Polarwinkeln variiert. Eine genauere Beschreibung des Detektors findet sich in [Bal98] und [Bal03].

2.3 Das Trigger- und Datenaufnahmesystem

Die Detektorauslese wird zunächst von einer positiven Entscheidung des Triggers der ersten Stufe gestartet. Dieser erste Trigger wird aus einer schnellen, weniger als 100 ns dauernden Analyse der Messung der Teilchenhäufigkeit in der gesamten in TOF und TOFinno unterteilten Flugzeitwand gewonnen und soll Ereignisse mit verschiedenen Zentralitäten selektieren. Das Detektorsystem ist ausgelegt, bei Strahlintensitäten von maximal 10^8 Ionen pro Spill und einem einprozentigen Wechselwirkungstarget eine Triggerrate von $10^5/s$ zu verarbeiten. Diese Rate ist allerdings noch immer etwa 2 Größenordnungen zu hoch, um damit Ereignisse aufzeichnen zu können.

Um also die Aufzeichnungsrate zu reduzieren ohne dabei die primären Reaktionsraten verkleinern zu müssen, wurde ein System zur Anreicherung physikalisch interessanter Ereignisse konzipiert, der sogenannte Trigger der zweiten Stufe. Das Ziel dieses Triggers ist es, eine schnelle ($t < 10 \mu s$) Identifizierung von e^+e^- -Paaren in Echtzeit, also noch während der Auslese der Detektorsignale, zu erreichen [Tra01]. Dazu wird in speziellen elektronischen Bildverarbeitungseinheiten für den RICH [Leh99] [Leh00], die TOF-Wand [Lin01] und den elektromagnetischen PreShower-Detektor [Pet00] ein 3-stufiger Signalverarbeitungsprozess ausgeführt.

Im ersten Schritt wird auf der Padebene des RICH eine Suche nach ringförmigen Mustern aktiver bzw. gefeuerter Pads ausgeführt. Signalamplituden im PreShower-Detektor und Teilchentreffer in der Flugzeitwand mit einer hinreichend kleinen Flugzeit werden ausgewählt. Die resultierenden Koordinaten der Trefferpositionen der Elektronenkandidaten im RICH und in den beiden META-Zählern werden dann in der „Matching Unit“ miteinander verglichen, wobei die Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld zwischen den Zählern berücksichtigt wird. In einem dritten Schritt können identifizierte Elektronenkandidaten mit unterschiedlichem Vorzeichen bereits zu Paaren zusammengeordnet werden und ihre invariante Masse mithilfe einer Tabelle berechnet werden, die den Zusammenhang zwischen Ablenkwinkeln im Magnetfeld und Teilchenimpulsen darstellt. Abhängig von den Einstellungen dieses Triggersystems zieht ein einzelnes Elektron in RICH und META oder aber ein Paar mit einer Masse innerhalb eines variabel einstellbaren Fensters eine positive Entscheidung der zweiten Triggerstufe zur Aufzeichnung des Ereignisses nach sich. Eine ausführliche Beschreibung und erste Ergebnisse finden sich in [Tra01], [Leh03] und [Toi03].

Im Gegensatz zu Trigger und Datenauslese verwendet die Datenaufnahme in hohem Maße handelsübliche Komponenten. Die hochintegrierte Detektorelektronik wird von VMEbus-Steckkarten angesteuert, die auf sieben Crates verteilt sind. In jedem Crate liest eine CPU die Steckkarten aus und versendet die Daten mit Raten von bis zu 15 MByte/s über ein aus der Telekommunikation bekanntes ATM²-Netzwerk. Ein einfacher PC nimmt die Daten entgegen, setzt sie zu vollständigen Ereignissen zusammen und speichert sie in Dateien ab. Details zur Datenaufnahme finden sich in [Mün02].

Ein typisches Ereignis einer Ionenkollision (C+C) hat eine Größe von 4 kByte. Bei Aufzeichnungsraten von 1 kHz über ca. 70 h, wie sie im ersten Experiment 2001 er-

²engl.: Asynchronous Transfer Mode

reicht wurden, fallen ca. 0,5 - 1 TByte zu analysierende Rohdaten an. Inzwischen wurde das System im Hinblick auf Geschwindigkeit und Stabilität der Datenaufnahme verbessert. Die erwartete Datenmenge beträgt jetzt ca. 10 - 20 TByte pro Experiment. Derzeit können 2 Größenordnungen weniger Ereignisse pro Sekunde analysiert werden als im Experiment anfallen. Diese Diskrepanz muss durch eine entsprechende Anzahl simultan genutzter Prozessoren ausgeglichen werden.

Kapitel 3

Die Analyse- und Simulationssoftware

3.1 Konzept

In Experimenten, die wie bei HADES Signale aus 9 Detektoren mit ca. 80000 Kanälen liefern, können die physikalisch relevanten Größen in der Regel nicht direkt abgelesen und interpretiert werden. Die Analyse der gemessenen Daten erfordert die Untersuchung vielfältiger Korrelationen der verschiedenen Detektorsignale und ist nur im Zusammenwirken mit detaillierten Simulationen möglich.

Für das Design und Verständnis des Experimentes ist daher eine möglichst gute numerische Modellierung der Messgeräte und der bereits bekannten physikalischen Prozesse in den zu untersuchenden Reaktionen unerlässlich. Dies erlaubt es, sich eine recht genaue Vorstellung von den zu erwartenden Ergebnissen zu machen und die Anforderungen an die Messapparaturen genau einzuschätzen.

In diesem Zusammenhang ist es besonders wichtig, die geometrische Akzeptanz und Teilchennachweiseffizienz zu bestimmen. Dies kann z.B. durch den Vergleich der Messung einer bekannten Reaktion mit einer detaillierten Simulation geschehen.

Auch für das HADES Experiment wurde dieses Konzept verfolgt. Zur Simulation der untersuchten Schwerionen- und Meson-Kern oder Nukleon-Kern-Reaktionen werden sogenannte „Ereignisgeneratoren“ eingesetzt, die die entsprechenden Teilchen für eine Reaktion erzeugen und ihre kinematischen Variablen berechnen.

Die Verfolgung der Teilchenspuren durch die Messapparatur einschließlich der Erzeugung sekundärer Teilchen erfolgt in diskreten Zeitschritten mithilfe von Monte-Carlo-Verfahren. Dafür wird die exakte Geometrie der Detektoren, ihre Materialeigenschaften und die Kenntnis der Wechselwirkungs- und Zerfallsprozesse der propagierenden Teilchen benötigt. Diese Simulationen wurden mit dem von der HADES-Kollaboration entwickelten Programmpaket HGEANT erzeugt, das auf der am CERN entwickelten Software GEANT basiert.

In einem letzten Schritt werden die Eigenschaften der Ausleseelektronik und der eigentliche Nachweisprozess mithilfe von Modellen nachgebildet und damit ein Datensatz erzeugt, der den in einem realen Experiment gemessenen Rohdaten inhaltlich und strukturell so genau wie möglich entspricht.

Um die Simulation mit dem Experiment genau vergleichen zu können, sieht das weitere Konzept vor, simulierte und experimentelle Daten technisch exakt gleich zu behandeln und mit derselben Analysesoftware stufenweise zu verarbeiten. Hierfür wurde das Analysesoftwarepaket HYDRA von der HADES-Kollaboration entwickelt [SG03]. Es basiert auf der objekt-orientierten Klassenbibliothek ROOT [Bru00].

Die einzelnen verwendeten Pakete sowie der Einsatz des Relationalen Datenbanksystems ORACLE werden im Folgenden zusammenfassend dargestellt.

3.2 Ereignisgeneratoren

Am Anfang einer Experimentsimulation müssen die Teilchenspezies, die durch das Detektorvolumen propagieren sollen, mit ihren Impulsen definiert werden. Dies kann auf 2 Arten erreicht werden. Einerseits können gezielt interessierende Teilchen wie z.B. e^+ , e^- oder π^+ , π^- von einer punktförmigen oder räumlich ausgedehnten Quelle mit frei wählbaren Impuls- und Winkelverteilungen emittiert werden. Dies erlaubt jede Teilchenspezies mit beliebig großer Statistik zu untersuchen. Andererseits ist es möglich, die Kollision zweier Atomkerne mikroskopisch anhand theoretischer Modelle zu simulieren und daraus die Anfangswerte der kinematischen Variablen der Teilchen zu gewinnen. Diese Methode bedingt ähnlich wie das Experiment selbst große Ereigniszahlen und damit lange Rechenzeiten, um in schwachen Kanälen ausreichend Statistik zu akkumulieren.

Den ersten Ansatz verfolgt das von der HADES-Kollaboration entwickelte Programmpaket PLUTO [Kag00], das einen sogenannten „Ereignisgenerator“ darstellt. Es basiert auf dem Programmpaket ROOT [Bru00]. In diesem Programm können einfache Zerfälle, deren Eigenschaften in Tabellen abgelegt sind, oder aber auch ganze komplexe Zerfalls- und Wechselwirkungsketten spezifiziert werden. Weiterhin können Akzeptanz- und Effizienzfilter auf die resultierenden Teilchenverteilungen angewandt werden, um zu einer schnellen Einschätzung benötigter Datenraten und Teilchenhäufigkeiten im Spektrometer zu gelangen. Auch für die schnelle, untergrundfreie Untersuchung der Rekonstruktionseffizienz der Hardware und der eingesetzten Algorithmen für bestimmte Ereignisse ist PLUTO nützlich.

Der zweite, wesentlich komplexere Ansatz wird durch sog. Transportmodelle für Schwerionenkollisionen realisiert. Hauptsächlich wird für HADES-Simulationen das Modell zur Ultrarelativistischen QuantenMolekularDynamik UrQMD [Bas98] eingesetzt, das an der Univ. Frankfurt/M. in den letzten Jahren entwickelt wurde und die Vorgänge bei der Kollision zweier Atomkerne mikroskopisch nachbildet. Daneben wird auch noch BUU [Ber84] verwendet, ein weiteres Modell, das auf der Lösung der von Uehling und Uhlenbeck modifizierten Boltzmanngleichung mit Stoßterm basiert. Im UrQMD-Code werden einzelne Teilchen wie Nukleonen, Mesonen etc. jeweils bis zur nächsten Kollision bzw. bis zum nächsten Zerfall auf klassischen Trajektorien propagiert. Dann wird der Kollisionsterm ausgewertet, das nächste Elementarereignis bestimmt und von neuem propagiert. Dies führt eine effiziente dynamische Rasterung der Zeitschritte ein, die im Wesentlichen von der Kollisionsdichte abhängt. Die Kollisionswahrscheinlichkeiten werden geometrisch über tabellierte partielle und totale Wirkungsquerschnittsflächen bestimmt. Das UrQMD-Modell berücksichtigt eine große Zahl der im Particle Data Group Booklet [Hag02] aufgelisteten Teilchen und resonanzartigen Anregungen (bis 2,2 GeV) sowie ihre Zerfälle. Detaillierte Informationen finden sich in [Ble99].

Abbildung 3.1 zeigt die Impulsverteilung der π^0 -Mesonen in Abhängigkeit des polaren Emissionswinkels θ für den Akzeptanzbereich des Spektrometers $15^\circ < \theta < 85^\circ$. Die mit UrQMD 1.2 simulierte Reaktion, in der die π^0 s erzeugt wurden, war $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

bei 1 GeV·A. Pionen mit hohen Impulsen werden bevorzugt bei kleinen Polarwinkeln emittiert. Der mittlere Emissionswinkel ist $\langle\theta\rangle \approx 40^\circ$ und der mittlere Impuls liegt bei $p \approx 250$ MeV/c. Für die in den folgenden Kapiteln dargestellten Simulationen wurde Ur-

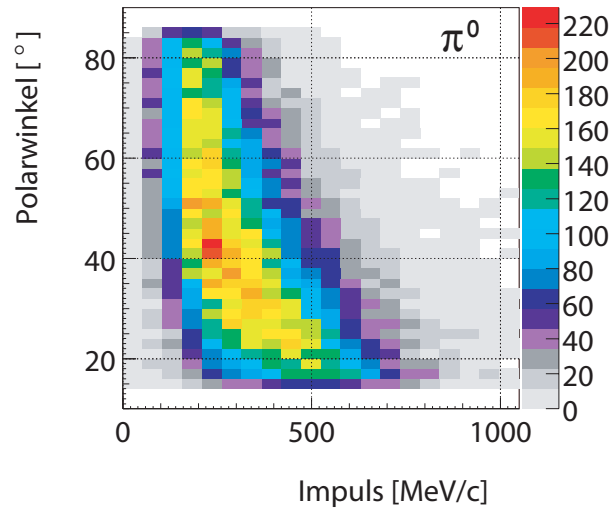


Abbildung 3.1: Impulsverteilung der π^0 -Mesonen in der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV·A Einschußenergie, aufgetragen gegen den Polarwinkel.

QMD in der Version 1.2 verwendet. Weitere Informationen wie Teilchenmultiplizitäten finden sich in Anhang A.4.

3.3 Teilchenpropagation und Detektorantwort

Für die Verfolgung der von den Ereignisgeneratoren in der Targetregion erzeugten Teilchen sowie die Produktion von Sekundärteilchen im Detektorvolumen wurde das Simulationspaket HGEANT entwickelt und eingesetzt. HGEANT ist ein im Wesentlichen in FORTRAN77 geschriebenes Paket aus Programmen zur Beschreibung der Geometrie und aller detektorspezifischen Wechselwirkungen des HADES-Spektrometers. Es wurde sowohl für die Optimierung kritischer Parameter des Experimentes als auch insbesondere für das Testen der Analyseprogramme verwendet. Es beruht auf der vom CERN über 30 Jahre hinweg (seit 1974) entwickelten Programmsammlung GEANT [Bru78] in der Version 3.21. Die gesamte Geometrie und alle Materialien unter Einschluss auch der passiven Komponenten wie Rahmen etc. wurden exakt in der von GEANT vorgegebenen Syntax modelliert. Die Spurberechnung erlaubt es dann, jedes einzelne Teilchen durch das Spektrometervolumen mit seinen verschiedenen Materialien und dem Magnetfeld zu verfolgen und dabei alle relevanten physikalischen Prozesse zu berücksichtigen. Dazu gehören beispielsweise die Erzeugung weiterer sekundärer Teilchen (die dann ebenfalls weiter propagiert werden) durch Zerfall und der Energieverlust, der durch elektromagnetische oder hadronische Wechselwirkung der primären Teilchen mit Bestandteilen der durchströmten Materie auftritt und den Impuls verändert. Auch die realistische Erzeugung von Cherenkov-Photonen im Radiator des RICH ist beispielsweise berück-

sichtig.

Trifft ein Teilchen ein „aktives“ Detektorvolumen, das dem Nachweis dieses Teilchens dient, so werden alle für die weitere Modellierung der (elektronischen) Detektorantwort relevanten physikalischen Parameter abgespeichert. Im Falle der RICH Kathodenebene also beispielsweise der Auftreffort und die Energie jedes Cherenkov-Photons.

Für jeden Detektorteil wurde von der verantwortlichen Gruppe innerhalb der Kollaboration ein Programmteil erstellt, der die elektronische Antwort des Detektors auf eintreffende Teilchen liefert. Diese sog. „Digitizer“ beinhalten in der Regel eine vereinfachende Modellierung des dem Nachweis zugrunde liegenden physikalischen Prozesses (z.B. Gasverstärkung, Szintillation) sowie Eigenschaften der Ausleseelektronik. Für eine genauere Beschreibung dieses wichtigen Programm-Moduls für den RICH Detektor siehe [Fab03a], für den PreShower [Otw03b], für die MDCs [Mar03] und für die Flugzeitwand [Zov03].

Mit der gesamten Simulationskette werden Daten der exakt gleichen Struktur und Bedeutung erzeugt, wie sie auch im realen Experiment aufgenommen und vom elektronischen Datenaufnahmesystem als HLD¹-Datei abgeliefert werden. Allerdings werden die Simulationsergebnisse im ROOT-Format zur Weiterverarbeitung abgespeichert.

Für die vorliegende Arbeit wurde etwa 1 TByte Simulationsdaten erzeugt und analysiert. Die Simulation nahm etwa 120 CPU-Tage² in Anspruch, die Analyse weitere 20 CPU-Tage.

3.4 Parameterverwaltung

Zur Verwaltung aller für die Datenaufnahme, Simulation und Analyse benötigten Parameterdaten, wie z.B. für Geometrien, Algorithmussteuerung und Eichungen, wurde das kommerzielle Datenbanksystem ORACLE eingesetzt. Beispielsweise werden Eichparameter für den RICH in Tabellen abgelegt und über ein Zeitmarkensystem wieder den Rohdaten zugeordnet. Dieses Zeitmarkensystem [Kön00] ermöglicht es, mehrere Versionen von Parametern abzulegen und auszuwählen. Die Initialisierung der aktuellsten bzw. gewünschten Version geschieht automatisch über einen Abgleich der Aufnahmezeit der Daten und des Gültigkeitszeitraumes der Parametersätze. Dieses System ist notwendig, da sich viele Eichwerte zeitlich während der Messungen ändern, da sie z.B. temperaturabhängig sind. Unter Verwendung der von ORACLE bereit gestellten Programmierschnittstellen wurden für die Analyse-, Simulations- und Datenaufnahmesoftware direkte Zugriffsmöglichkeiten auf die Datenbank geschaffen.

3.5 Analyseumgebung

Für die Analyse der (technisch) nicht unterscheidbaren Experiment- und Simulationsdaten wurde von der Kollaboration das Softwarepaket „HYDRA“ entwickelt [SG03]. Es ist in der objekt-orientierten Hochsprache C++ implementiert und besteht aus einer hierarchisch gegliederten Struktur von Programm-Modulen, den sogenannten

¹HADES Listmode Data

²1 CPU-Tag entspricht 24 Stunden Rechenzeit bei voller Auslastung eines Prozessors

„Klassen“, was den Paradigmen der verwendeten Programmiersprache entspricht. Diese Struktur basiert ihrerseits auf ROOT. Diese Klassensammlung stellt grundlegende Funktionalitäten für die Analyse, Speicherung und Visualisierung der Daten eines Teilchenphysikexperimentes zur Verfügung.

Das wesentliche Ziel von HYDRA ist es, aus gemessenen und simulierten Daten eine möglichst vollständige und identische physikalische Ereignisrekonstruktion zu erhalten. Weiterhin soll es Werkzeuge zur Leistungsbewertung, Fehlerdiagnose und Kalibration der Detektoren zur Verfügung stellen.

Eine wichtige Eigenschaft der Implementation ist, dass der relativ großen Zahl an räumlich (und mitunter auch zeitlich) getrennt beitragenden Programmierern ein weitestgehend modulares und vollständig abstrahiertes Grundgerüst zur Verfügung gestellt wird. Der abstrakte Basiscode kann von relativ wenigen Experten gepflegt, geändert und optimiert werden, ohne dass die weitaus größere Zahl der mit der konkreten Analyseprogrammierung befassten Mitarbeiter davon stark beeinflusst wird. Erweiterungen können leicht und ohne Kenntnis der exakten Implementierung der Grundfunktionalitäten hinzugefügt werden. Das Paket lässt sich in mehrere Funktionalitätseinheiten

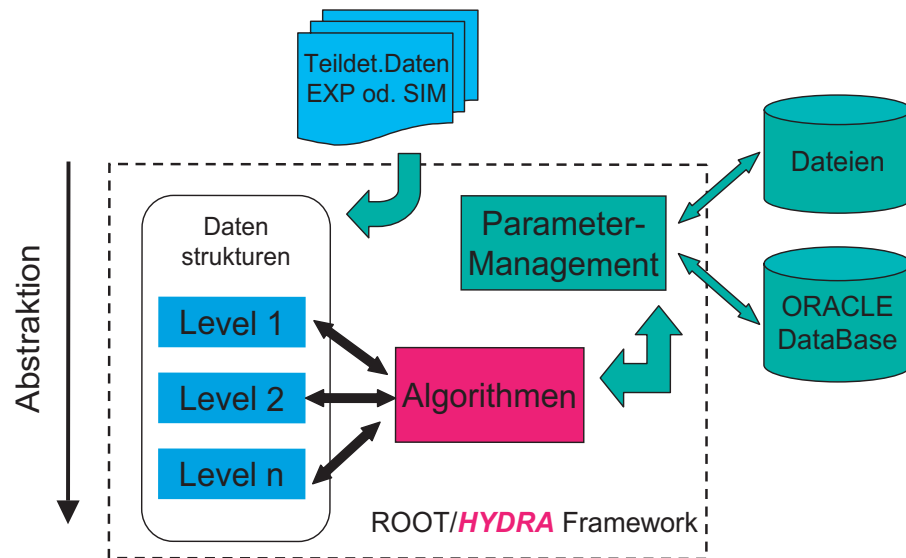


Abbildung 3.2: Konzept der Datenanalyse-Software HYDRA: Experiment- und Simulationsdaten werden gleich behandelt. Mithilfe verschiedener Algorithmen und Parameter werden die Detektorsignale immer weiter bis zur physikalischen Analyse abstrahiert.

untergliedern (vgl. Abb. 3.2), die aus Gruppen von Klassen bestehen, die

- Roh- oder bereits teilanalytierte Daten repräsentieren und verwalten
- die Gesamtheit aller numerischen und logischen Parameterdaten enthalten, verwalten und aus verschiedenen Quellen bereit stellen, die zur vollständigen Auswertung eines Ereignisses erforderlich sind (die sogenannte „Runtime-Database“)
- anzuwendende Rekonstruktionsalgorithmen definieren und ihre Reihenfolge und ihre Abhängigkeiten festlegen

- verschiedene Datenquellen zum Einlesen von Rohdaten oder der vom Rekonstruktionsprogramm selbst erzeugten Datenkategorien definieren.

Die sechsfache Segmentierung und der modulare geometrische Aufbau von HADES wird in den Datenstrukturen und Algorithmen abgebildet. Die Rekonstruktion eines Ereignisses bis zum Teilchenspurkandidaten als wichtige Aufgabe von HYDRA sei hier kurz exemplarisch dargestellt. Diese Darstellung gilt in gleichem Maße für gemessene wie für simulierte Daten.

- Zunächst wird die Datenquelle geöffnet und ein Ereignis wird zur Bearbeitung in den Speicher übertragen. Die Datenquelle kann dabei beliebig eine bereits früher von HYDRA erzeugte Datei im ROOT-Format oder eine von der elektronischen Datenaufnahme erzeugte HLD-Datei sein.
- Aus den spezifizierten Algorithmen zur Ereignisrekonstruktion werden die benötigten numerischen und logischen Parameter bestimmt und aus der dafür bezeichneten Datenquelle ebenfalls in den Speicher geholt. Datenquellen können dabei ASCII- und/oder ROOT-Dateien, sowie die Datenbank ORACLE sein.
- Jedes Teildetektorsignal wird mithilfe der geladenen Parameter für das zu bearbeitende Ereignis kalibriert.
- In jedem Detektor wird dann eine weitgehend von den anderen Detektoren unabhängige Trefferanalyse durchgeführt, z.B. Bestimmung der Ringmittelpunkte für den RICH oder Rekonstruktion von Spursegmenten in den MDC.
- Nachdem im System aus Driftkammern und META-Detektoren die Trefferanalyse abgeschlossen ist, werden in der sog. „Kickplane“-Analyse die wahrscheinlichsten Treffer in den Driftkammern vor dem Magnetfeld mit jenen in den META-Detektoren (mittlerweile auch unter Ausnutzung der Driftkammerebenen 3 und 4) kombiniert und aus der polaren und azimuthalen Ablenkung der Teilchentrajektorie der Impuls des Teilchens bestimmt. Für eine kurze Beschreibung der Kickplane-Analyse siehe 4.2.5 und [SG03].

Die technische Realisierung erfolgt über sogenannte „shared libraries“. Jede thematisch und funktionell eine Einheit bildende Gruppe von Klassen ist dabei in einer kompilierten Teilbibliothek abgelegt. Sie werden bei Bedarf von dem mit ROOT mitgelieferten C/C++ - Interpreter CINT geladen. Dieser interpretiert vom Benutzer der Analyse geschriebene Makros. Bei diesen handelt es sich um kleine Programme, die in einer C++ nachempfundenen Metasprache geschrieben sind. Mithilfe dieser Makros definiert der Benutzer Datenquellen, Aufbau des Spektrometers und Algorithmen sowie Beziehungen zwischen diesen und startet die Schleife, die die iterative Ereignisanalyse aktiviert. Der eigentlich zur Ausführung gelangende Programmcode liegt dabei aus Gründen der schnelleren Ausführbarkeit kompiliert in bei Bedarf in den Speicher nachgeladenen Bibliotheken.

3.6 Die Einzelelektronen- und Paaranalyse

Das Programmpaket HYDRA liefert in der derzeitigen Ausbaustufe als letzte Datenstrukturen die gefundenen Treffer in den einzelnen Detektoren und einen „Kicktrack“ genannten Teilchenspurkandidaten aus den Treffern in den Driftkammern vor dem Magnetfeld und den META-Detektoren. Für diese Teilchenspur ist der rekonstruierte Impuls bekannt. Mit diesen Informationen ist es möglich, die Teilchen zu identifizieren und für jede Teilchenart eine physikalische Analyse im Hinblick auf Winkel- und Impulsverteilungen sowie relative und absolute Ausbeuten durchzuführen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der Schwerpunkt auf Einzelelektronen und e^+e^- -Paare gelegt und für die physikalische Analyse bis zum invarianten Massenspektrum der e^+e^- -Paare wurden verschiedene Erweiterungen des Programmpaketes HYDRA vorgenommen:

- Ein Modul, das die tabellarisch bestimmten Winkelkoordinaten der Teilchen - im Wesentlichen e^+/e^- mit identifiziertem Ringmittelpunkt im RICH Photondetektor - mit Spur-Segmenten aus den Driftkammern vor dem Magnetfeld vergleicht. Bei diesen Segmenten handelt es sich um Kombinationen von Treffern in mindestens 4 der 6 Drahtebenen einer Driftkammer, die auf einer Linie mit dem Target liegen.
- Ein Modul, das die in der Treffer- und Korrelationsanalyse gewonnenen Informationen in neu erzeugten zugriffsoptimierten Datenstrukturen ablegt. Diese enthalten die wesentlichen Teilcheneigenschaften (Impuls, Emissionsrichtung) und stehen für die physikalische Analyse zur Verfügung. Desweiteren bereitet das Modul die in der Simulation zusätzlich zur Verfügung stehende Information auf und analysiert, welche wahren Teilchenspuren korrekt rekonstruiert wurden. Eventuelle neue Parameterversionen können für die Verwendung in einer weiteren Iteration wieder abgelegt werden.
- Verschiedene Klassen zur Auswahl und Filterung von Ereignissen und einzelnen Datenobjekten.
- Ein Programm zur Zusammenordnung von einzelnen Elektronenspuren zu Elektronenpaaren und zur Berechnung der physikalischen Observablen von Spuren und Paaren.
- Konzept und Entwicklung von Datenstrukturen zur Repräsentation von Teilchen, Paaren aus Teilchen und der Zusatzinformation der Simulation.
- Ein Programm zur Entwicklung und zum Test von Datenschnitten, sowie zur Visualisierung von geeigneten Variablen in Form von Histogrammen.

Diese „Postanalyse“ genannten Erweiterungen dienen zum einen dazu, die Datenmenge ohne Informationsverlust im Umfang effizient soweit zu reduzieren, dass mit herkömmlichen Rechnern eine schnelle und wiederholte Physikanalyse mit verschiedenen Bedingungen möglich wird. Zum anderen erlauben sie die gefundenen Spuren hinsichtlich der Identität des verursachenden Teilchens zu klassifizieren. Dies ist unabdingbar, um

e^+/e^- -induzierte von hadronischen Spuren zu trennen. Weiterhin werden die gefundenen Paare nach verschiedenen Eigenschaften klassifiziert. Diese Paarklassen sollen es dann ermöglichen, eine Entscheidung zu treffen, ob es sich bei dem Paar um eine Fehlzuordnung oder ein echtes Paar mit physikalischem Ursprung handelt.

Kapitel 4

Messung und Analyse von Elektronenspuren

4.1 Durchführung der Messungen

Die Messungen wurden am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt als „fixed target“-Experiment durchgeführt.

4.1.1 Details zum Experiment

Das SIS lieferte etwa 10^6 Kohlenstoffionen pro Sekunde bei einer Spilllänge von etwa 8 Sekunden.

Der zum Zeitpunkt der Messungen im November und Dezember 2001 aktuelle Ausbauzustand des Spektrometers kann der Abbildung 4.1 entnommen werden. Für die Ortsmessung wurden die Driftkammern vor dem Magnetfeld sowie der PreShower- und ToF-Detektor benutzt. Dies erlaubte nur eine reduzierte Impulsauflösung von etwa 7% (siehe Abschnitt 4.2.5).

Das Target bestand aus Kohlenstoff ^{12}C mit einem Durchmesser von 8 mm und einer

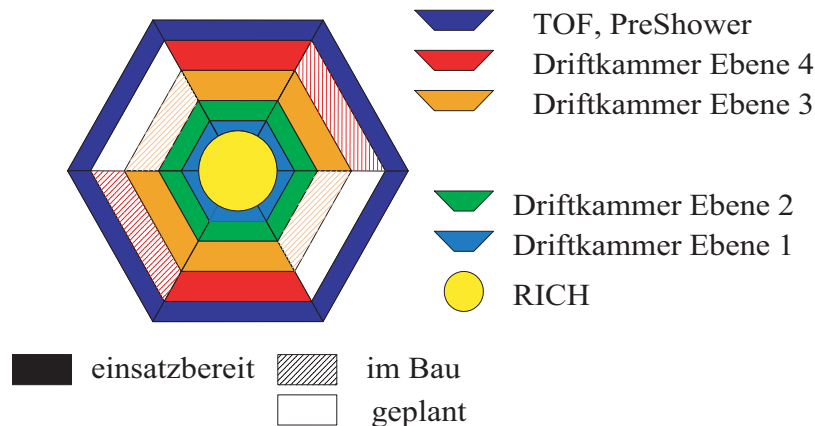


Abbildung 4.1: Spektrometerausbau im November 2001

Länge von 5 mm. Die Dichte war $2,15 \text{ g/cm}^3$. Daraus lässt sich berechnen, dass etwa

5% aller Ionen, die die Targetfläche treffen, eine Wechselwirkung mit einem Targetatom eingehen.

Der Trigger legt fest, unter welchen Bedingungen ein Ereignis im Detektor aufgezeichnet bzw. verworfen wird. Die Triggerbedingung wurde so gewählt, dass ein Ereignis aufgezeichnet wurde, wenn mindestens 4 geladene Teilchen in den Flugzeitwänden TOF und TOFinoregistriert wurden. Mithilfe der Monte-Carlo-Simulationen wurde vor dem Experiment bestimmt, dass diese Triggerbedingung die Zentralität der aufgezeichneten Kollisionen erhöht. So lässt sich beispielsweise zeigen, dass die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein neutrales π -Meson in einem aufgezeichneten Ereignis befindet, um etwa 20% gegenüber einer minimalen Ereignissignatur ($M_{ch.p.} = 1$, „min. bias“) erhöht wird ([Bie00]).

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit zwei Experimenten. Das Target und Kollisionssystem war in beiden Fällen identisch. Bei einer Messung wurden die Kohlenstoffionen mit einer kinetischen Energie von $1 \text{ GeV}\cdot\text{A}$ auf das Target geschossen, bei der zweiten mit $2 \text{ GeV}\cdot\text{A}$. Ein weiterer Unterschied bestand in der Magnetfeldstärke. Bei der $1 \text{ GeV}\cdot\text{A}$ Messung hatte das Feld eine reduzierte Stärke von etwa $0,07 \text{ T}$, erzeugt von einem elektrischen Strom in den supraleitenden Spulen des Magneten von 400 A . Im zweiten Experiment hatte es den für alle Messungen vorgesehenen Standardwert von etwa $0,5 \text{ T}$, einem Spulenstrom von 2497 A entsprechend. Für eine Übersicht dieser experimentellen Parameter vgl. Tabelle 4.1.

Die Messung mit reduzierter Magnetfeldstärke wurde durchgeführt, da der Akzeptanz-

System	E_{kin} [GeV·A]	Magnetfeld [T]	Stromstärke [A]
$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	1	0,07	400
$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	2	0,5	2497

Tabelle 4.1: Die wesentlichen Experimentparameter: Reaktion, Projektilenergie, Magnetfeldstärke, Spulenstrom

bereich des Spektrometers damit zu niedrigeren Impulsen hin erweitert wird. Dadurch können mehr e^+e^- -Paare aus externer Paarkonversion von Gammaquanten und aus π^0 -Dalitzzerfällen vollständig rekonstruiert werden. Bei voller Magnetfeldstärke wird ein Elektron dieser Paare mit hoher Wahrscheinlichkeit aus dem geometrischen Akzeptanzbereich herausgebogen.

Eine Anreicherung von vollständig rekonstruierten e^+e^- -Paaren aus Konversion und dem Dalitzzerfall des Pions ist zum genauen Studium dieser Prozesse wünschenswert, da sie die Hauptquelle von e^+/e^- -Spuren und damit des Untergrundsignals darstellen. Nur wenn diese Signale gut verstanden sind, können sie erkannt und gegebenenfalls verworfen werden, was Voraussetzung für eine klare Messung der Zerfallslinien von Mesonen mit höheren Massen ist.

4.1.2 Ereignisauswahl

Tabelle 4.2 zeigt die Zahl der aufgenommenen und simulierten Ereignisse, die in die Analyse eingegangen sind. Bei $1 \text{ GeV}\cdot\text{A}$ Einschussenergie wurden etwa $7,4 \cdot 10^6$ und

System	Energie [GeV·A]	aufg. Ereign.	sim. Ereign.	Trigger
$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	1	7365932	$15,63 \cdot 10^6$	$\text{Mult.}_{META} > 3$
$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	2	36220110	$13,87 \cdot 10^6$	$\text{Mult.}_{META} > 3$

Tabelle 4.2: Die Anzahl aufgenommener und simulierter Ereignisse, die in die Analyse eingegangen sind und mindestens eine Spur eines geladenen Teilchens enthalten haben.

bei 2 GeV·A etwa $36,2 \cdot 10^6$ Trigger ausgewertet. Die Anzahl der in der Simulation zur Verfügung stehenden und dem experimentellen Trigger der ersten Stufe äquivalenten Ereignisse, waren $15,63 \cdot 10^6$ bzw. $13,87 \cdot 10^6$. In den experimentellen Daten wurden nur Ereignisse mit mindestens einer Spur eines geladenen Teilchens in den Driftkammern vor dem Magnetfeld verwendet.

In einem ersten Schritt der Elektronenanalyse wurden die Ereignisse selektiert, die mindestens eine Teilchenspur enthalten, die innerhalb eines engen Winkelfensters zu den Koordinaten eines erkannten Cherenkovringes passt. Weiterhin wurde eine neue Datenstruktur geschaffen, die die wesentlichen Parameter aus der Analyse der Einzeldetektoren zusammenfasst bzw. die für die detaillierte Auswertung notwendige zusätzliche Information aus der Simulation aufbereitet und zu den Ergebnissen der Detektoranalyse in Beziehung setzt. Damit konnte der Umfang der in jedem Analyseschritt zu prozessierenden Datenmenge auf etwa 0,4% der ursprünglichen Datenmenge reduziert werden. Die verbleibende Anzahl an Ereignissen beträgt im Falle der 2 GeV·A Messungen noch 1,3% und bei den 1 GeV·A Messungen noch 2,1%.

Abbildung 4.2 zeigt zwei Ereignisse, die während der 2 GeV·A Messungen aufgezeichnet wurden. Es sind die aufleuchtenden Pads der segmentierten Kathodenebene des RICH-Detektors dargestellt. Die Farbe kodiert die ausgelesene Pulshöhe. Im linken Ereignis ist deutlich ein Cherenkovring zu erkennen. Links unten erkennt man eine Spur mit großer Pulshöhe (rot). Diese rührt vom Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Photodetektor her. Im rechten Ereignis sind zwei nahe Cherenkovringe zu sehen, die aufgrund des geringen Winkelabstandes mit großer Wahrscheinlichkeit von einem Elektron und einem Positron aus der Konversion eines Gammaquants oder aus dem Dalitzzerfall eines π^0 stammen. Die geringe Anzahl einzeln stehender Pads, die angesprochen haben, zeigt das geringe elektronische Rauschniveau des Detektors.

4.2 Kalibration und Treffersuche

4.2.1 RICH

Kalibration

Die Kalibration des RICH-Detektors besteht im Wesentlichen aus der kontrollierten Unterdrückung des elektronischen Rauschens. Jedes ausgelesene Pad zeigt auch im signallosen Zustand einen endlichen Ladungswert an. Im Experiment werden mehrere tausend Ereignisse ohne Strahl aufgenommen, wobei die Auslesebedingungen sonst unverändert bleiben, und für jedes Pad wird der arithmetische Mittelwert dieser „Blindladung“ sowie

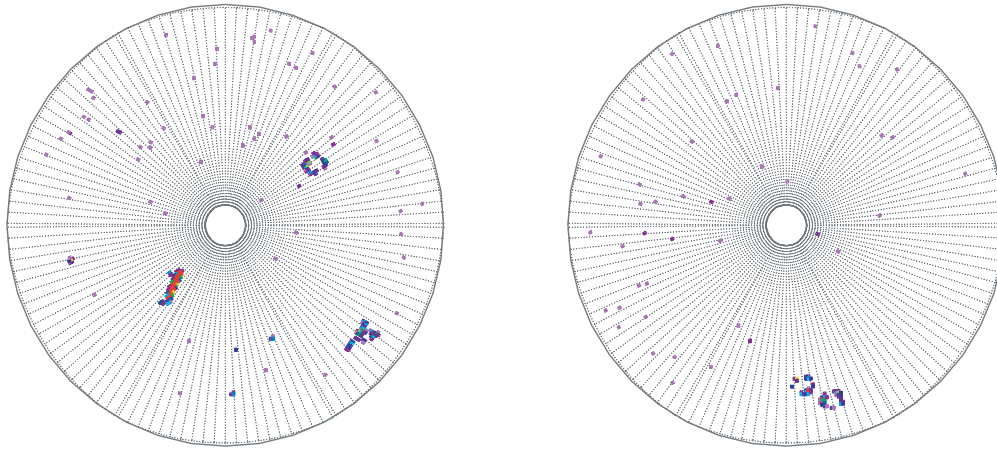


Abbildung 4.2: 2 Ereignisse der 2 GeV·A -Messung. Dargestellt ist die RICH-Kathodenebene. Die Farben kodieren die ausgelesene Pulshöhe. Links ist ein Cherenkovring und die Ladungsspur eines direkten Teilchentreffers zu erkennen. Rechts sieht man ein enges Ringpaar.

seine Streuung berechnet. Die maximale gewünschte Ansprechhäufigkeit aufgrund von elektronischem Rauschen wird für das Experiment mit Strahl eingestellt, indem dieser Mittelwert, erhöht um ein zu wählendes n -faches der Streuung, in eine Vergleichseinheit der Frontend-Ausleseelektronik geladen wird. Dabei wird angenommen, dass die Ladungsverteilung auf dem Pad über viele Ereignisse hinweg gaußförmig ist.

Kommt ein Padsignal über diese Schwelle, wird es ausgelesen, sonst nicht. Der Schwellwert wird von der Elektronik noch nicht abgezogen, um später nochmals eine unabhängige Überprüfung der Kanaluordnung zu haben. Typische experimentell bestimmte Werte sind etwa 70 ADC-Kanäle Mittelwert und eine Streuung von etwa einem ADC-Kanal. Der dynamische Bereich zur Auflösung des Signals erstreckt sich etwa bis 850 ADC-Kanäle und nutzt somit den vollen Bereich des 10-bit ADCs nicht ganz aus. Die ohne Strahl bestimmten Schwellwerte werden direkt aus dem Analyseprogramm in die ORACLE-Datenbank geschrieben und von dort wieder bei der nächsten Initialisierung in die Ausleseelektronik geladen. Bei der physikalischen Analyse der Daten werden dieselben Schwellwerte über ihren Zeitstempel wieder in der Datenbank aufgefunden und in das Analyseprogramm geladen. Erst hier wird von jedem Padsignal, das mit Strahl aufgenommen wurde, der Schwellenmittelwert abgezogen.

Einzelne defekte Kanäle, die immer einen Vollausschlag am ADC verursachen, wurden während des Experimentes abgeschaltet. Da es sich nur um einzelne Kanäle handelt, ist der Einfluss auf die Rekonstruktionseffizienz des RICH-Detektors und des Gesamtsystems in einer ersten Analyse vernachlässigbar und wurde hier nicht weiter untersucht. Da sich das elektronische Rauschen während eines Experimentruns (typischerweise 8 Stunden) z.B. aufgrund von Temperatureffekten verändern kann, wurde ein einfaches Konzept zur Nachkalibration des Detektors entwickelt und angewandt. Eine regelmäßige Unterbrechung der Datenaufnahme zur Neubestimmung der Schwellen ist während eines Produktionslaufes aus Zeitgründen nicht möglich. Die Nachkalibration erfolgt mit

den Daten, die während des Strahlbetriebs genommen werden.

Mustererkennung

Im Folgenden wird eine zusammenfassende Erläuterung zur Mustererkennung für den RICH-Detektor gegeben. Detaillierte Beschreibungen finden sich in [Prz02], [Fab03a]. Für die Erkennung von Ringmustern auf der Padplane, die durch e^+/e^- -induziertes Cherenkovlicht erzeugt werden, sind derzeit zwei unterschiedliche Algorithmen im Einsatz, die Matrixsuche und die Hough-Transformation. Der Ablauf der Mustererkennung ist in drei Schritte untergliedert. Zunächst werden alleinstehende Pads und Padgruppen untersucht und gegebenenfalls von der weiteren Analyse ausgeschlossen. Dann werden interessante Bereiche auf der Padebene markiert und im Folgenden aus Rechenzeitgründen nur noch die gefeuerten Pads in diesen markierten Bereichen untersucht.

Der erste Algorithmus, die „Matrixsuche“, versucht Ringe durch den Vergleich mit einer Schablone zu finden. Da die interessierenden Ringe einen festen Durchmesser und aufgrund der optischen Abbildung einen dünnen Rand besitzen, ist es möglich, sich das Bild eines idealen Ringes auf der Padplane vorzugeben. Dieses Ringbild kann in drei Regionen eingeteilt werden. Innerhalb des Umfangs ist ein Bereich, in dem sich keine angesprochenen Pads befinden sollten, da sie nicht von Photonen des Rings stammen können (Vetoregion 1). Auch außerhalb des Umfangs kann man mit derselben Argumentation eine Vetoregion 2 definieren. Nach heuristischen Gesichtspunkten werden verschiedene Gewichte für einzelne Pads in den Vetoregionen und auf dem Umfang vergeben.

Bei der eigentlichen Ringerkennung wird das Zentrum der Schablone über jedes Pad eines markierten Bereiches geschoben und die Summe über die positiven und negativen Gewichte in der Schablone für die gefeuerten Pads berechnet. Dann wird dieser Summenwert mit einer Schwelle verglichen und gespeichert oder verworfen.

Bei der zweiten Methode, der „Hough-Transformation“, bestimmt man aus jeweils drei Pads eines markierten Bereiches das Zentrum eines daran angepassten Kreises und trägt den Kreismittelpunkt in ein Histogramm ein. Auf diese Weise erhält man ein transformiertes Bild des Ringes mit einem ausgeprägten Maximum im Zentrum des wahren Ringes im Idealfall. Auf dieses Maximum kann dann wiederum geschnitten werden, bzw. die Topologie der transformierten Abbildung kann untersucht werden.

Für die weitere Analyse wird eine große Anzahl an Kenngrößen für die gefundenen Ringe gespeichert. Darunter sind beispielsweise die Anzahl der gefeuerten Pads im Ringbereich, der Zentroid, der ein Maß für die Elliptizität des Ringes darstellt usw. Diese Größen werden dann verwendet, um die gefundenen Ringkandidaten weiter zu testen und zu klassifizieren.

Details zur Bestimmung der Ringqualität aufgrund dieser Kenngrößen finden sich ebenfalls in [Fab03a].

4.2.2 Minidriftkammern

In jedem der 6 Sektoren befinden sich vor dem Magnetfeld 2 Driftkammern, die aus jeweils 6 aktiven Ebenen bestehen. Im Idealfall lässt ein durch die Kammer fliegendes geladenes Teilchen Drähte in allen 6 Ebenen ansprechen. Die der Spuranalyse zur Verfügung stehenden Informationen der Kammern sind die gemessenen Driftzeiten und

die Anzahl und Verteilung der angesprochenen Drähte. Für die Bestimmung der Driftzeiten ist die Kalibration der einzelnen TDCs an beiden Enden jedes Drahtes nötig. Bei einer maximalen, simulierten Multiplizität geladener Teilchen pro Sektor von 20 bis 25 im Falle einer Au+Au Kollision kann man ausrechnen, dass bis zu etwa 10^6 Kombinationen angesprochener Drähte gebildet werden können, um mögliche Teilchenspurdandidaten zu erhalten. Dies macht es notwendig, einen geeigneten Algorithmus

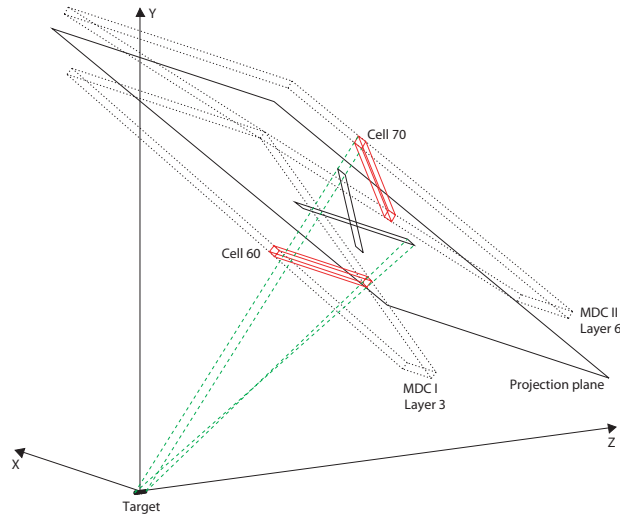


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Spurrekonstruktion in der MDC I und II. Die angesprochenen Drähte werden in Richtung des Targets auf eine virtuelle Ebene zwischen den Kammern projiziert.

zur Vorauswahl der Kombinationen zu verwenden. Eine zweite Besonderheit ergibt sich aus der Feldgeometrie des Magneten. Dieser ist so konstruiert, dass die inneren Driftkammern in guter erster Näherung magnetfeldfrei sind und daher keine Ablenkung zwischen oder innerhalb der Kammern auftritt.

Für die Spurrekonstruktion wurde der im Folgenden kurz umrissene Algorithmus gewählt. Wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist, werden die angesprochenen Drähte auf eine Ebene zwischen der ersten und zweiten Driftkammer in Richtung des Targets projiziert. Dabei wird die endliche Ausdehnung des Targets in Strahlrichtung berücksichtigt. Diese Projektion entspricht dem Schlagschatten der Drähte auf einem Schirm an der Stelle der Projektionsebene. Die „Lichtquelle“ für diesen Schattenwurf ist dabei in der Targetposition lokalisiert.

Die Projektionsebene ist so zwischen den Driftkammern angeordnet, dass die projizierte Drahtdicke ungefähr dieselbe für beide Kammern ist. Füllt man an der Stelle der Projektionsebene ein zweidimensionales Histogramm, in dem man für jede Driftzelle entlang eines gefeuerten Drahtes den Inhalt um 1 inkrementiert, so erhält man überlappende Drähte und ein ausgeprägtes Maximum am Kreuzungspunkt aller Drähte, die von einem Teilchen gefeuert wurden.

Nimmt man eine Nachweiseffizienz von 98% für jede Ebene einer MDC-Kammer an, so lässt sich in der Simulation zeigen, dass mehr als 99,5% aller Teilchenspuren ein

Maximum mit einer Höhe größer als 10 erzeugen werden, auf das geschnitten werden kann, um einen Kandidaten zu definieren.

Nachdem ein Kandidat auf diese Weise bestimmt wurde, werden alle zugehörigen Driftzeiten mittels einer Funktionalminimierung gefittet. Anhand des χ^2 -Tests kann eine Wahrscheinlichkeit dafür angegeben werden, dass es sich um eine wahre oder falsch gebildete Spur handelt und wie viele angesprochene Drähte zu diese Spur beigetragen haben.

Eine detaillierte Beschreibung und Effizienzanalyse der entwickelten Software findet sich in [Aga01].

4.2.3 Flugzeitwand

Die Flugzeitwand besteht aus 2 Systemen. Einmal aus der TOF genannten Szintillatorwand aus 384 horizontalen Stäben zwischen 45° und 88° , sowie aus 24 vertikal angeordneten Stäben (TOFino), die den Winkelbereich von 18° bis 45° vor dem PreShower-Detektor abdecken.

Die Kalibration und Trefferanalyse wurde bislang vor allem für die TOF-Wand entwickelt. Die Kalibration wird mittels eines kommerziellen $N_2 - Lasersystems$ ($\lambda = 337,1 \text{ nm}$) durchgeführt. Dabei wird das Laserlicht direkt über Glasfasern an verschiedenen Positionen in die Szintillatorstäbe eingekoppelt. Durch den Einsatz von abschwächenden Filtern kann der Effekt des Lichts jenem der im Experiment auftreffenden Teilchen angenähert werden. Details zu dieser Kalibration finden sich in [Ago02]. Wenn ein geladenes Teilchen einen Szintillatorstab trifft, löst es eine Lichtwelle aus, die in beide Richtungen entlang des Stabes bis zu den Photomultipliern am Ende propagiert. Dort hat man die Ankunftszeit t_L und t_R am linken bzw. rechten Stabende sowie die Amplitude dieser Lichtwelle als Information zur Verfügung. Die Trefferposition auf dem Stab kann nun aus der Laufzeitdifferenz innerhalb des Stabes oder aus dem Unterschied in der Abschwächung der Amplitude berechnet werden. Für eine absolute Flugzeitbestimmung ist noch ein externes Startsignal t_{start} nötig, das vom START-Detektor geliefert und dann ausgelöst wird, wenn eine Reaktion im Target geschieht. Die Flugzeit wird also mittels folgender Formel bestimmt:

$$t_{treffer} = \frac{k_L^{TDC} \cdot t_L + k_R^{TDC} \cdot t_R}{2} - t_{start} - t_{offset} + t_{timewalk}^{corr} \quad (4.1)$$

$k_{L,R}^{TDC}$ ist ein vom jeweiligen TDC abhängiger Korrekturfaktor, der während der Kalibration bestimmt wird. $t_{timewalk}^{corr}$ ist die sogenannte „Time-walk“-Korrektur. Sie berücksichtigt, dass die mit Schwellwerten arbeitende Ausleseelektronik bei einem Signal mit großer Amplitude zeitlich früher ansprechen wird als für ein identisches mit geringerer Amplitude. Für diese Korrektur wird die ursprüngliche Amplitude des Treffers aus der exponentiellen Abschwächung des Lichts bei der Propagation im Szintillationsmedium berechnet. Die Zeitaufösung dieses Detektors wurde zu $\sigma_{TOF} \leq 150 \text{ ps}$, die Ortsauflösung entlang des Szintillatorstabes zu $\sigma_x \leq 25 \text{ mm}$ bestimmt. Die Ortsauflösung in Polarwinkelrichtung beträgt 2 cm für die inneren (ab 45°) 32 Stäbe in jedem Sektor und 3 cm für die äußeren 32 [Ago02].

Da die auf dem TOF-Detektor auftreffenden Teilchen zuvor im Magnetfeld abgelenkt wurden, werden sie im Allgemeinen nicht senkrecht auf die Flugzeitwand auftreffen. Damit gibt es eine gewisse impulsabhängige Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Teilchen

mehr als einen Szintillatorstab durchquert. Da in den hier vorgestellten Experimenten die äußeren Driftkammern nach dem Magnetfeld noch nicht zur Verfügung standen, sondern die Position der Teilchen nach dem Magnetfeld mithilfe der begrenzten räumlichen Auflösung der META-Detektoren für die Impulsberechnung ermittelt wurde, war es nötig diese Mehrfachtreffer genauer zu untersuchen. Aus den GEANT-Simulationen lässt sich abschätzen, dass bei dem System C+C (1,5 GeV·A) etwa 8% der Treffer in der Flugzeitwand von solchen Doppeltreffern gebildet werden. Es wurden Algorithmen entwickelt, die es erlauben, aus Unterschieden der Flugzeit und Position sowie des Energieverlustes benachbarter Treffer eine Entscheidung zu treffen, ob es sich um ein Treffercluster aufgrund eines oder mehrerer Teilchen handelt. Dies gelingt mit hoher Effizienz bei einer gleichzeitig niedrigen Fehlidentifizierungsrate. Das ist von großer Wichtigkeit, da somit der Beitrag dieser Treffer zum kombinatorischen Untergrund reduziert werden kann. Details zu den von der TOF-Gruppe entwickelten Algorithmen und Methoden finden sich in [Zov02a] und [Zov02b].

Die in Vorwärtsrichtung angebrachte vorläufige Flugzeitwand TOF_{ino} liefert im Wesentlichen eine Zeitauflösung von $\sigma_{TOF_{ino}} \simeq 500$ ps. Die Flugzeitinformation der 24 Stäbe wird bislang nur dann verwendet, wenn genau ein Teilchentreffer in einem Szintillator registriert wurde, da sonst die Zuordnung zum korrespondierenden Treffer im dahinterliegenden PreShower-Detektor nicht eindeutig gelingt.

4.2.4 PreShower-Detektor

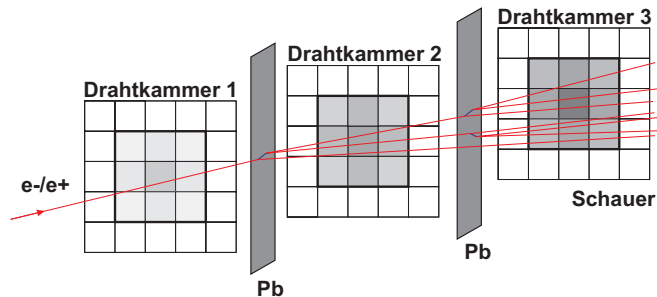


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Entwicklung eines Elektronenschauers in den aufeinander folgenden Modulen eines PreShower-Segments.

In den aufeinanderfolgenden Kammern (vgl. Abb. 4.4) des PreShower-Detektors wird folgendermaßen nach einem Elektronentreffer gesucht:

- In der ersten der drei aufeinanderfolgenden Kammern eines Sektors wird nach einem lokalen Ladungsmaximum auf einem Pad gesucht.
- Die Ladung des lokalen Maximums und der übrigen 8 Pads eines 3x3 Feldes werden aufintegriert.
- Mit derselben Padkoordinate als Zentrum wird die Ladung in einem 3x3 Feld in den beiden hinter den Bleikonvertern gelegenen Kammern aufsummiert.

- Um zu einer Entscheidung zu gelangen, ob es sich um einen Elektron- oder Hadronkandidaten handelt, wird eine Schwelle auf das Verhältnis der integrierten Ladung der ersten zur zweiten und zur dritten Kammer gesetzt:

$$\frac{\sum_2}{\sum_1} \equiv F_{21} \geq F_{th1}(p) \text{ und } \frac{\sum_3}{\sum_1} \equiv F_{31} \geq F_{th2}(p) \quad (4.2)$$

Die Schwelle $F_{th1,th2}(p)$ ist im Allgemeinen impulsabhängig und wird im einfachsten Fall als konstant angenommen. Im einfachen konstanten Fall kann sie auf den Wert 1,9 gesetzt werden. Dieser Wert wurde mithilfe der Simulationen bestimmt und garantiert bei einem Impuls der Elektronen von $p = 850 \text{ MeV}/c$ eine Erkennungseffizienz von 80%, wobei noch 10% der so selektierten Kandidaten Protonen mit einem mittleren Impuls von $2,1 \text{ GeV}/c$ sind [Otw03a].

Die impulsabhängige Schwellwertkurve, die in der vorliegenden Datenanalyse benutzt wurde, ist so eingestellt, dass sie für alle Elektronenimpulse eine Erkennungseffizienz von etwa 90% liefert und dabei 55% der Hadronen verwirft. Genaue Fehlidentifizierungsraten werden in Abhängigkeit der Experimentparameter später in diesem Kapitel diskutiert. Eine sorgfältige Kalibration der Verstärkung („gain“) jedes einzelnen Pads hat lediglich einen Einfluss von 2% auf die relative Erkennungseffizienz einer Kammer bezogen auf die zwei anderen desselben Sektors erbracht ([Bal03]).

4.2.5 Impulsbestimmung

Für die Experimente im November 2001 standen nur die Driftkammern vor dem Magnetfeld zur Analyse zur Verfügung. Der Teilchenort nach dem Magnetfeld wurde aus den Treffern in den ortsauflösenden META-Detektoren bestimmt. Der Impuls p eines Teilchens wird aus der Ablenkung berechnet, die es im exakt kartierten Magnetfeld [Bre99] aufgrund der Lorentzkraft erfährt (vgl. Abb. 4.5). Details zu der hier referierten Methode finden sich in [SG03]. Für die Impulsänderung p_{kick} gilt

$$|\vec{p}_f - \vec{p}_i| = |\vec{p}_{kick}| = 2 \cdot p \cdot \sin(\Delta\theta/2), \quad (4.3)$$

da $p = |\vec{p}_f| = |\vec{p}_i|$. $|\vec{p}_i|$ und $|\vec{p}_f|$ bezeichnen den Impulsbetrag vor und nach dem senkrechten Angreifen der Lorentzkraft. Die Bahnablenkung $\Delta\theta$ ist durch den Weg des Teilchens durch das Magnetfeld gegeben:

$$\Delta\theta = \frac{q}{p} \cdot \int_{s_1}^{s_2} B \cdot \sin(\alpha) ds, \quad (4.4)$$

wobei $\Delta\theta$ der Ablenkwinkel, B das ortsabhängige Magnetfeld und α der Winkel zwischen Teilchenbahn und Magnetfeldrichtung ist. Die Größe s bezeichnet die Teilchenbahn. Im Fall des toroidalen Magnetfeldes von HADES kann $\sin(\alpha) = 1$ angenommen werden. Für kleine Ablenkungen (große Impulse) gilt $\sin(\Delta\theta) \simeq \Delta\theta$ und die Impulsänderung p_{kick} (der sogenannte „Impulskick“) hängt nur noch vom Eintrittspunkt der Teilchenbahn in das ortsabhängige Magnetfeld ab, da die Bahnlänge und die Feldstärke über die Bahnkrümmung korreliert sind:

$$p_{kick} = q \cdot B \cdot (s_2 - s_1). \quad (4.5)$$

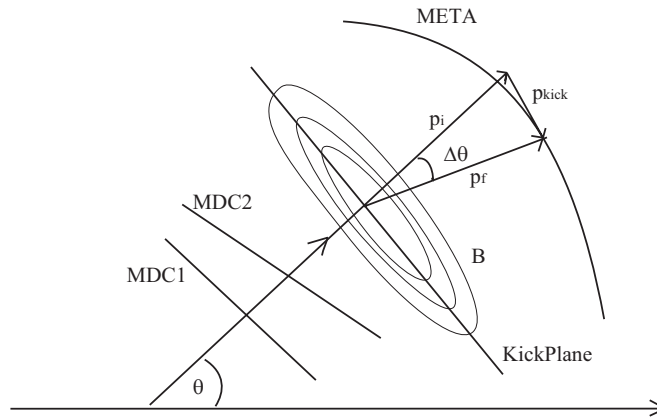


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Ablenkung eines Teilchens auf der sogenannten „KickPlane“.

Die toroidale Feldgeometrie bei HADES impliziert, dass jede Teilchenbahn durch das Magnetfeld in einer Ebene liegt. Damit kann in Analogie zur Linsenoptik, die kontinuierliche Ablenkung des ausgedehnten Magnetfeldes durch eine einmalige Impulsänderung, den „Impulskick“, ersetzt werden. Es lässt sich zeigen, dass die Kreuzungspunkte der in das Feld hinein extrapolierten geraden Teilchenbahnsegmente vor und hinter der Magnetfeldregion jeweils die Punkte sind, an denen dieser Impulskick anzuwenden ist. Interessanterweise liegen alle diese Punkte auf einer zweidimensionalen, nahezu flachen Hyperebene, der „KickPlane“, die sich einfach parametrisieren lässt. Die Impulskicks wurden mithilfe der HGEANT Simulationen tabelliert. Der Impulskick beträgt im Mittel $p_{kick} = 75 \text{ MeV}/c$ und nimmt Werte $40 \text{ MeV}/c < p_{kick} < 140 \text{ MeV}/c$ an. Die Impulsauflösung wird dabei vollkommen von der Ortsauflösung der META-Detektoren beherrscht. Sie wurde mithilfe der Simulationen gemittelt über alle Impulse zu $\Delta p/p = 7,3 \pm 1,0 \%$ bestimmt und steigt linear von 2% bei 150 MeV/c bis etwa 12% bei 800 MeV/c an (vgl. auch Abb. 4.7).

4.2.6 Detektorausrichtung

Bisher beschränkte sich die Trefferanalyse auf jeweils eine Detektorgruppe, ohne den Versuch, die verschiedenen Treffer in ein gemeinsames Koordinatensystem zu transformieren und zur Spurverfolgung miteinander zu vergleichen.

Dies gelingt nur dann, wenn die Position jedes Detektors im Laborkoordinatensystem, das seinen Ursprung definitionsgemäß in der Mitte des Targets hat, exakt bekannt ist. Andernfalls ergeben sich bei der Transformation vom Detektorkoordinatensystem ins Laborkoordinatensystem Abweichungen, die es unmöglich machen können, die Treffer in verschiedenen Teildetektoren zu korrelieren.

Daher ist es nötig, die Position jedes Detektors, und dazu zählen sowohl die einzelnen Sektoren der META-Detektoren wie auch die einzelnen Module in den verschiedenen Sektoren bei den Driftkammern, für jeden Messaufbau neu exakt zu vermessen, um die Verschiebungen von der in der Simulation verwendeten Sollposition bei den Koordinatentransformationen zu berücksichtigen. Dies wird im Falle der Driftkammern mit

einem speziell entwickelten Lasersystem, dem sogenannten „RASNIK“, erreicht. Es wurden im Experiment zusätzlich Daten ohne Magnetfeld und damit ohne Teilchenablenkung aufgenommen, um aus den geraden Teilchenspuren die relative Verschiebung der Teildetektoren zueinander und die Position des Targets bzw. des Wechselwirkungspunktes, des sogenannten „Vertex“, zu bestimmen.

Eine ausführliche Beschreibung der entwickelten Methodik der Detektorausrichtung findet sich in [AP02].

4.3 Spurrekonstruktion und Datenschnitte

In diesem Abschnitt wird erläutert, wie Teilchenspuren aus den einzelnen Detektortreffern rekonstruiert werden. Dazu ist es zunächst nötig, die einzelnen Treffer in den in Strahlrichtung gesehen hintereinander angeordneten Detektoren räumlich miteinander zu korrelieren. Dies wird im weiteren mit „Trefferkorrelation“ bezeichnet. Wenn auf diese Weise das Spurenensemble in einem Ereignis gewonnen wurde, können Bedingungen hinsichtlich der Spureigenschaften eingeführt werden, um verschiedene Teilmengen des Spurensamples zu selektieren. Diese Bedingungen sollen im Weiteren mit „Datenschnitten“ bezeichnet werden.

Das Ziel dieser Analyse ist es, möglichst viele der „wahren“ Elektronenspuren zu identifizieren, die sich nach der Trefferkorrelation im Ensemble befinden. Gleichzeitig sollen möglichst viele der „falschen“ Spuren von den Datenschnitten zurückgewiesen werden. Unter einer wahren Spur soll hier eine Kombination von Detektortreffern verstanden werden, die dem Signal desselben Elektrons oder Positrons entspricht. Eine falsche Spur bedeutet dann eine Kombination, bei der mindestens ein Detektortreffer von einem anderen oder überhaupt keinem Teilchen stammt. Wenn es gelingt, den Anteil an wahren Spuren bei gleichzeitig bekanntem Anteil an falschen Spuren zu erhöhen, so ist es möglich, Einsicht in die physikalischen Eigenschaften der Elektronen aus den interessierenden Zerfällen zu erlangen und diese zu echten e^+e^- -Paaren zu kombinieren.

Im Experiment ist es zunächst unmöglich zu entscheiden, ob es sich um eine wahre oder falsche Spur handelt, was vor allem durch die Problematik enger Spurpaare verschärft wird. Um überhaupt sinnvolle Schnitte für das Spurenensemble entwickeln zu können, wurde deshalb sehr großer Wert auf die Entwicklung möglichst exakter Simulationen der Detektorantwort für die untersuchten Reaktionen gelegt. In der Simulation steht zusätzlich zu den „Messgrößen“ noch die Information aus dem Ereignisgenerator und der Spurverfolgung in HGEANT (vgl. Kap. 3) zur Verfügung. Damit kennt man im Prinzip für jeden Detektortreffer die Teilchen, die beigetragen haben und kann daraus wieder die wahren Spuren rekonstruieren, bzw. überprüfen, ob es sich bei einer rekonstruierten Spur um eine wahre oder falsche handelt.

In diesem Abschnitt werden geeignete Datenschnitte anhand simulierter Spuren entwickelt und detailliert analysiert. Dabei wird gezeigt, dass die Simulationen hinreichend realistisch sind, um die entwickelten Schnitte auf die Messdaten anwenden zu dürfen. Abschließend werden die Eigenschaften der gemessenen e^+/e^- -Spuren in Abhängigkeit der Datenschnitte im Vergleich mit den Simulationsergebnissen gezeigt.

In diesem Kapitel werden nur Datenschnitte auf Einzelspureigenschaften referiert. Durch die Rekonstruktion von Paaren und die Entwicklung von geeigneten Schnitten auf Paa-

reigenschaften können ebenfalls sehr effizient Spuren charakterisiert und selektiert werden. Die Analyse von Spuren aus der Paarrekonstruktion wird im Anhang A.2 ausführlich dargestellt.

4.3.1 Trefferkorrelation - Schnitt S0

Wie schon in Abschnitt 4.2.5 zur Impulsbestimmung erläutert, berechnet der Kickplane-Algorithmus den Impuls eines Teilchens im Laborsystem aus der gefitteten Teilchenspur vor dem Magnetfeld und dem Auftreffpunkt des Teilchens in einem der META-Detektoren nach dem Magnetfeld. Um ein Entscheidungskriterium zu erhalten, ob es sich bei den so gebildeten Teilchenspuren um Elektronen oder Hadronen handelt, muss die RICH-Information herangezogen werden. Dazu wird der polare und azimuthale Laborwinkel der Teilchenspur in den Driftkammern vor dem Magnetfeld mit der Position der Ringe im RICH verglichen.

Um einen Zusammenhang zwischen der Position eines Ringes auf der Padplane und den Laborwinkeln einer e^+/e^- -Spur herzustellen, wurden mithilfe einer Monte-Carlo-Simulation für jeden denkbaren Ringmittelpunkt auf der Padebene die Laborwinkel der Teilchenspur bestimmt, die zu dem Ringmuster geführt hat [Sch00]. Dabei wurde angenommen, dass es sich um ein Elektron aus dem Targetbereich handelt.

Aufgrund von Vielfachstreuung ändert sich die Richtung einer Elektronenspur geringfügig (dies ist impulsabhängig, aber weniger als ein Grad in polarer und azimuthaler Richtung, vgl. [Kas00]) zwischen dem RICH Radiator und der ersten Driftkammer. Um ein Winkelfenster zu bestimmen, innerhalb dessen ein Ring und eine Teilchenspur zusammengeordnet werden, wird die Verteilung ihrer polaren und azimuthalen Winkeldifferenzen für Experimentdaten betrachtet, die ohne magnetisches Feld aufgenommen wurden. Nach Anpassung und Abzug eines breiten gaußförmigen Untergrundes der unkorrelierten Trefferkoordinaten ergibt sich ein Signal mit einer Breite von $\sigma = 0,7^\circ$ für beide Winkelkoordinaten (siehe Abb. 4.6). Die Breite ist durch die Ortsauflösung der RICH-Kathodenebene (dies schließt die Güte der algorithmischen Mittelpunktsbestimmung ein) und durch die Vielfachstreuung gegeben. In der folgenden Spuranalyse wurde ein Korrelationsfenster von im Mittel $1,75^\circ$ (einer $2,5\sigma$ -Umgebung um den Mittelwert der jeweiligen Winkeldifferenz entsprechend) verwendet. Details zu dieser Korrelationsanalyse und zur RICH-Effizienz finden sich in [Fab03a].

4.3.2 Hadron-Elektron-Diskriminierung - Schnitte S1-S4

Eigenschaften der Cherenkov-Ringe - Schnitt S1

Da die Selektion einer Elektronenspur davon abhängt, ob ein Ring auf der Padplane des RICH-Detektors erkannt wurde, wurde besonderer Wert auf eine möglichst exakte Simulation der RICH-Detektorantwort gelegt. Details zur Simulation und zur Wahl der unten kurz erläuterten Qualitätsparameter können in [Fab03a] nachgelesen werden.

Jeder Ring kann durch die Angabe einiger Messgrößen in seinen Eigenschaften charakterisiert werden. Diese Variablen können auch herangezogen werden, um eine Entscheidung zu treffen, ob und mit welcher Wahrscheinlichkeit es sich bei dem Ring um das Signal eines Elektrons oder um ein falsch als Cherenkovring erkanntes Muster handelt.

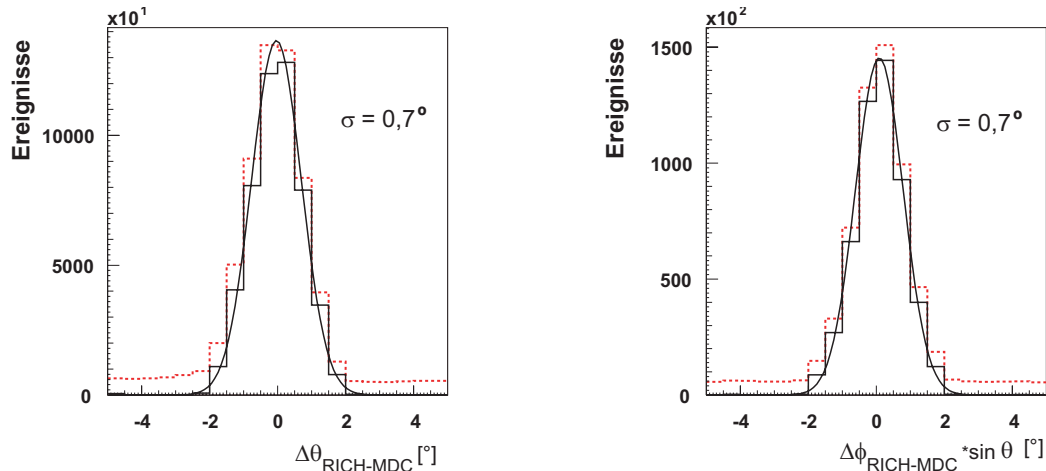


Abbildung 4.6: Experiment: C+C Kollisionen bei 1 GeV·A. Links: Die Polarwinkeldifferenz in Grad zwischen allen gemessenen RICH Ringen und allen MDC-Spuren vor dem Magnetfeld vor (rot) und nach (schwarz) dem Abzug des Untergrundbeitrags von unkorrelierten Treffern. Rechts: Dieselbe Verteilung für die Azimuthwinkelkoordinaten der Treffer im RICH und den vorderen Driftkammern. Der polarwinkelabhängige Faktor $\sin \theta$ sorgt für ein Korrelationsfenster, das immer denselben Raumwinkel einschließt.

Diese Entscheidung kann in der Simulation einfach überprüft und optimiert werden. Die Variablen, die sich als aussagekräftig für diese Entscheidung erwiesen haben sind:

- Die Anzahl der Pads N^{Pad} , die in einem erkannten Ring angesprochen haben. Dabei wird eine Fläche von 13×13 Pads um das erkannte Ringzentrum in die Berechnung mit einbezogen. Die minimal nötige Anzahl an gefeuerten Pads in einem Ring wurde zu $N_{min}^{Pad} \geq 4$ gewählt.
- Die mittlere Ladung $\langle Q \rangle$, die in einem erkannten Ring deponiert wurde. Dabei handelt es sich um das Verhältnis aus den aufintegrierten Werten der angesprochenen ADC-Kanäle und ihrer Anzahl. Der Mindestwert beträgt hier $\langle Q \rangle = \Sigma Q_i / N^{Pad} \geq 5$.
- Der Qualitätsparameter des Ringerkennungsalgorithmus „Matrixsuche“. Näheres dazu findet sich in Abschnitt 4.2.1. Ringe mit einem höheren Qualitätswert aus diesem Erkennungsalgorithmus haben eine höhere Wahrscheinlichkeit, ein echtes Elektronensignal zu sein. Der für diese Analyse gewählte Schwellwert ist $P_{Matrix} \geq 200$.
- Der sogenannte „Ringzentroid“ ϵ_{Ring} . Dieser ist definiert als der Abstand zwischen der Koordinate des Schwerpunktes der Padverteilung auf dem Ringumfang und dem von der Ringerkennung bestimmten Zentrum des Ringes. Ein großer Zentroid deutet auf einen verzerrten bzw. nur teilweise abgebildeten Ring hin. Die Analyse der Simulationsdaten zeigte, dass es sich bei Ringen mit großem Zentroid häufig um falsch erkannte Ringe aus elektronischem Rauschen handelt. Der für diese

Analyse gewählte Schwellwert liegt bei $\epsilon_{Ring} \leq 2,8$. Die Pulshöheninformation der ausgelesenen Pads wurde nicht benutzt.

Für die gewählten Schwellwerte werden in der Simulation 18% von allen erkannten Ringen verworfen. Nimmt man eine räumliche Trefferkorrelation wie oben beschrieben an, werden damit in der Simulation von allen falsch rekonstruierten Spuren 51% der zugehörigen Ringe zurückgewiesen, aber nur 4% von korrekt rekonstruierten e^+/e^- -Spuren. Damit sind unter den verbleibenden Ringen 78% von wahren Elektronenspuren und 22% sind unphysikalischer Natur. Es wurde darauf geachtet, dass jeder Ring nur einmal gezählt wird. In den Messdaten werden von diesen Schnitten nur 13% aller Ringe verworfen. Dies deutet darauf hin, dass die experimentellen Ringeigenschaften aufgrund des Beitrages geladener Teilchen und eines sich zeitlich verändernden elektronischen Rauschens leicht abweichen.

Impulsabhängige Bedingung auf elektromagnetische Schauer - Schnitt S2

Dieser Schnitt dient bei kleinen Polarwinkeln dazu, Spuren von Hadronen, die fälschlicherweise einem Ring zugeordnet sind, zu erkennen und zu verwerfen. Dies ist von Bedeutung, da schnelle Pionen nur noch schlecht mithilfe eines Schnittes auf die Flugzeit absepariert werden können.

Für diesen Schnitt wurden die Verhältnisse aus der aufintegrierten Ladung in der ersten und zweiten bzw. ersten und dritten Kammer des PreShower-Detektors in Abhängigkeit des Impulses bestimmt (vgl. Gl. 4.2) und mit einem Polynom dritten Grades gefittet:

$$F_{th1/2}(p) = A_{1/2} + B_{1/2} \cdot p + C_{1/2} \cdot p^2 + D_{1/2} \cdot p^3; \quad (4.6)$$

Die Fitparameter des Polynoms in Tabelle 4.3 [Otw03a] wurden so gewählt, dass die Erkennungseffizienz für e^+/e^- des ganzen Impulsbereiches etwa 90% beträgt.

A_1	B_1	C_1	D_1
$-1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,38 \cdot 10^{-3}$	$-1,027 \cdot 10^{-6}$	$2,66 \cdot 10^{-10}$
A_2	B_2	C_2	D_2
$-1,057 \cdot 10^{-1}$	$1,178 \cdot 10^{-3}$	$-5,453 \cdot 10^{-7}$	$8,93 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 4.3: Die Parameter des Polynoms (vgl. Gl. 4.6) zur Berechnung der impulsabhängigen PreShower-Bedingung in Gl. 4.2 [Otw03a]

Impulsabhängige Geschwindigkeitsfenster - Schnitt S3

Die Flugzeitinformation wird ausgenutzt, um noch vorhandene Spuren von Protonen, Pionen sowie durch Detektorrauschen induzierte und aus unkorrelierten Detektortreffern kombinierte Spuren zurückzuweisen. Dazu wurde in Impulsintervallen von 100 MeV/c Breite die mit TOF und TOFino gemessene Teilchengeschwindigkeit mit einer Gaußfunktion gefittet und ihre Standardabweichung bestimmt. Das Verfahren wurde für Spuren positiver und negativer Polarität sowie für den Polarwinkelbereich

des TOF und TOFino Detektors getrennt angewandt. Für TOFino wurde nur die untere Geschwindigkeitsgrenze verwendet. Aufgrund der niedrigen Ortsauflösung kommt es zu Doppeltreffern in einem Szintillatorsegment des TOFino. In diesem Fall kann (bislang) nur die Ankunftszeit des ersten Teilchens verwendet werden, das häufig, wie die Simulation zeigt, ein schnelles Sekundärteilchen ist. Eine obere Geschwindigkeitsgrenze erniedrigt die Rekonstruktionseffizienz, da beiden Treffern im entsprechenden Segment des PreShower-Detektors die Ankunftszeit des ersten Teilchens zugewiesen und dann auch die zweite Spur verworfen wird [Otw03a].

Bei diesem Schnitt wurden alle Spuren akzeptiert, die in einer 3σ -Umgebung um den maximalen Wert liegen. Die Tabelle A.1 im Anhang zeigt alle impulsabhängigen Geschwindigkeitsfenster und die Unterschiede in Simulation und Experiment. Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Verteilung keine Variation mit dem Impuls und auch keine signifikanten Unterschiede für Spuren positiver und negativer Polarität zeigt. Für TOF gilt: $0,9 < \beta_{exp} < 1,15$ und $0,94 < \beta_{sim} < 1,09$. Für TOFino: $\beta_{exp} > 0,81$ und $\beta_{sim} > 0,83$. Werte von $\beta = v/c > 1$ sind unphysikalisch, aber durch die Zeitauflösung und Kalibration bedingt. Für die Zeitmessung mit dem TOF-Detektor ist die experimentelle Verteilung etwa 60% breiter als für die simulierte, die Mittelwerte stimmen jedoch innerhalb der Auflösung von etwa $3 \cdot 10^{-2} c$ überein, $\langle \beta_{exp} \rangle \approx 1,02 c \pm 0,03 c$. Für TOFino liegt die Auflösung bei etwa $0,15 c$. Die untere Geschwindigkeitsschwelle ist in Experiment und Simulation praktisch identisch.

Spurqualität im Magnetfeld - Schnitt S4

Die Spuren, die vor dem Magnetfeld in den Driftkammern erkannt werden, werden von der Kickplane-Analyse mit Teilchentreffern in den META-Detektoren kombiniert. Der Algorithmus und die verwendeten Parameter sind in [SG03] nachzulesen.

Die azimuthale Distanz zwischen der gemessenen Position eines Teilchentreffers und der für einen bestimmten Impuls erwarteten Position kann als Qualitätsparameter dafür aufgefasst werden, ob eine Spur in den vorderen MDCs und ein META-Treffer eine wahre Spur bilden. Dieser Parameter wurde für Impulsintervalle von 100 MeV/c Breite für wahre Elektronenspuren in der Simulation bestimmt und seine Verteilung mit einer Gaußfunktion gefittet. Das Verfahren wurde für Elektronen und Positronen und für den Bereich des TOF und TOFino Detektors getrennt angewandt. Innerhalb einer 3σ -Umgebung um den maximalen Wert werden in dieser Analyse alle Spuren akzeptiert. Die genauen Werte finden sich im Anhang in Tab. A.2.

Zusammenfassung der Spurschnitte

Die folgende Tabelle 4.4 fasst die entwickelten Datenschnitte zusammen. Die Schnitte, die kurz mit S0 bis S4 in den folgenden Tabellen bezeichnet werden, wurden in der Analyse kumulativ benutzt, d.h. jeder Schnitt wurde auf das von den vorhergehenden Schnitten erzeugte Spurensensemble angewandt.

Schnitt	Bedingung
S0	Räumliche Trefferkorrelation zwischen RICH-Ringen und Driftkammerspuren vor dem Magnetfeld, rechteckiges Fenster mit $ \Delta\theta < 1,7^\circ$ und $ \Delta\phi \cdot \sin\theta < 1,8^\circ$
S1	Schwache Bedingung auf die Qualität der RICH-Ringe: $N_{min}^{Pad} \geq 4$, $\langle Q \rangle = \sum Q_i / N^{Pad} \geq 5$, $P_{Matrix} \geq 200$, $\epsilon_{Ring} \leq 2,8$.
S2	Impulsabhängige Schwellen auf den Anstieg des ausgelesenen Pad-signals in aufeinander folgenden Modulen des PreShower-Detektors: $\frac{\sum_{2,3}}{\sum_1} \equiv F_{21,31} \geq F_{th1,2}(p)$ mit der Schwellwertkurve (Polynom 3. Grades) $F_{th1,2}(p)$.
S3	Impulsabhängige Schwellen auf das Flugzeitsignal, getrennt nach TOF- und TOFino-Wand, sowie für Spuren positiver und negativer Polarität. Zusammenfassung: Unabhängigkeit von Spurpolarität und Impuls mit $0,9 < \beta_{exp}^{TOF} < 1,15$ und $0,94 < \beta_{sim}^{TOF} < 1,09$. $\beta_{exp}^{TOFino} > 0,81$ und $\beta_{sim}^{TOFino} > 0,83$.
S4	Impulsabhängige Schwellen auf die Qualität der Trefferkombination vor und nach dem Magnetfeld, basierend auf der azimuthalen Ablenkung der Teilchen, identisch für Simulation und Experiment, vgl. Tab. A.2

Tabelle 4.4: Zusammenfassende Übersicht über die zur Spuranalyse entwickelten Datenschnitte. Alle aufeinanderfolgenden Schnitte wurden in der weiteren Analyse kumulativ angewandt.

4.4 Analyse der Datenschnitte

4.4.1 Messgrößen des Spurensamples

Um die Wirkung der in Abschnitt 4.3.2 eingeführten Datenschnitte auf das gebildete Spurensample zu untersuchen, wird eine Reihe von Messgrößen eingeführt, die in den Tabellen 4.5 und 4.6 definiert sind. Die Größen n^- , n^+ und r^{+-} können für die Simulation und für die Messdaten angegeben werden, die anderen wn^- bis ff nur für die Simulation. Der Grund ist, dass für die Experimentdaten die rekonstruierten Spuren lediglich gezählt werden und die Veränderung in der Anzahl als Funktion der Schnitte gezeigt werden kann. In den Simulationsdaten ist dagegen eine genaue Aufschlüsselung der Spuren in richtig und falsch rekonstruierte möglich. In den falsch bestimmten Spuren (Tab. 4.6) wird genauer untersucht, welche Art von Fehlkombinationen den größten Anteil haben. Dies kann einer weiteren Entwicklung von Datenschnitten zur Verminderung des Anteils falscher Spuren dienen.

4.4.2 Datenreduktion für C+C bei 1 GeV·A

Die experimentellen Bedingungen und die aufgenommene Anzahl an Triggern bei dieser Messung finden sich in Abschnitt 4.1 in den Tabellen 4.1 und 4.2.

Tabelle 4.7 fasst die Ergebnisse der Untersuchung des Spurensamples für die Reaktion C+C bei 1 GeV·A zusammen. Eingetragen sind die Werte für die in den Tabellen 4.5 und 4.6 definierten Messgrößen, die die rekonstruierten Spuren in Experiment- und

Messgröße	Definition
n^-	Die Anzahl der im Experiment rekonstruierten Spuren, die im Magnetfeld zu größeren Polarwinkeln abgelenkt werden, also negative Polarität besitzen. Diese können von Teilchen mit negativer elektrischer Ladung stammen.
n^+	wie Messgröße n^- , aber für Spuren mit positiver Polarität.
r^{+-}	$r^{+-} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{(n^+ + n^-)^m}{(n^+ + n^-)^0}$. Der Prozentsatz der verbleibenden Spuren nach Schnitt S_m bezogen auf die Summe der Spuren negativer und positiver Polarität nach Schnitt S_0 .
wn^-	Der Prozentsatz der rekonstruierten Spuren negativer Polarität, der in der Simulation Spuren von wahren e^- entspricht. Die Differenz zu 100 % entspricht dem Anteil an Spuren negativer Polarität, die fälschlicherweise für eine Teilchenspur eines negativ geladenen Teilchens gehalten werden. Diese Größe gibt die relative Effizienz eines Datenschnitts an, macht aber keine Aussage über die absolute Rekonstruktionseffizienz, da sie auf die Zahl der tatsächlich rekonstruierten Spuren und nicht auf die in der Simulation insgesamt vorhandenen e^- bezogen ist.
wn^+	wie Messgröße wn^- , aber für Spuren positiver Polarität.
wr^{+-}	$wr^{+-} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{(wn^+ + wn^-)^m}{(wn^+ + wn^-)^0}$. Der Prozentsatz der verbleibenden richtig rekonstruierten Spuren negativer und positiver Polarität nach Schnitt m bezogen auf die Anzahl nach Schnitt S_0 . Diese Größe gibt den Verlust an richtig erkannten Teilchenspuren aufgrund eines Datenschnittes an.

Tabelle 4.5: Definition der Messgrößen, die zur Charakterisierung des Spurensamples und der darauf angewandten Datenschnitte untersucht werden. Die Größen n^- , n^+ und r^{+-} können zum Vergleich sowohl für Messdaten als auch für simulierte Daten angegeben werden. Die anderen können nur mithilfe der zusätzlichen Information aus der Simulation bestimmt werden.

Simulationsdaten charakterisieren, als Funktion der in Abschnitt 4.3.2 (Tabelle 4.4) vorgestellten Schnitte.

Die Größen n^- und n^+ verdeutlichen die Abnahme der Anzahl der Spuren negativer und positiver Polarität als Funktion der kumulativen Schnitte S_0 bis S_4 . Die Bedingung auf die Ringqualität verwirft 19% der Spuren. Nach Schnitt S_4 werden 30% der durch die räumliche Korrelation zwischen RICH Ringen und Spursegmenten in den vorderen Driftkammern in Schnitt S_0 gebildeten Teilchenbahnen verworfen (Größe r^{+-}). Dabei werden etwa 35% der Spuren mit positiver Polarität, aber nur 27% der Spuren mit negativer Polarität aussortiert. Dies liegt vor allem an den positiv geladenen Protonen, die vor dem Schnitt auf die Kenngrößen der RICH Ringe noch im Spurensample sind. Nach S_4 sollte das Spurensample bereits hauptsächlich aus wahren, rekonstruierten Teilchenbahnen von e^+ und e^- bestehen. Interessanterweise gibt es nach S_4 etwa 7% mehr Spuren negativer als positiver Polarität. Bedingt durch die Reaktionskinematik werden die e^+ und e^- aus den am häufigsten vertretenen Quellen ($\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$, $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ mit nachfolgender Konversion $\gamma \rightarrow e^+ e^-$) bei kleinen Polarwinkeln emittiert.

Messgröße	Definition
f	$f \stackrel{\text{def}}{=} 100 - \frac{wn^+ + wn^-}{2}.$ <p>Der Prozentsatz der rekonstruierten Spuren, der keinem wahren Teilchen in der Simulation entspricht. Dies bedeutet, dass nicht alle für eine Spur kombinierten Detektortreffer ein Signal desselben Teilchens aufweisen. Es wird keine Schwelle auf die Stärke des beigetragenen Signals oder die Unsicherheit in der Rekonstruktion von Messgrößen wie dem Impuls gesetzt. Die folgenden Größen schlüsseln diesen Anteil falscher Spuren weiter auf.</p>
fe	Der Prozentsatz der Gesamtzahl der falsch rekonstruierten Spuren, der einem nur teilweise richtig rekonstruierten e^- entspricht. Teilweise richtig bedeutet hier, dass ein Detektortreffer, der in die Rekonstruktion eingegangen ist, nicht von demselben Teilchen stammte.
fp	wie Messgröße fe, aber für e^+ .
fep	Der Prozentsatz der falsch rekonstruierten Spuren, der einem teilweise rekonstruierten e^- und e^+ entspricht. Detektorsignale, die von mindestens zwei verschiedenen Teilchen ausgelöst wurden, wurden für die Rekonstruktion der Spuren verwendet. Ein Beispiel dafür sind nicht getrennte Doppelspuren in den Driftkammern vor dem Magnetfeld.
fepH	Der Prozentsatz der falsch rekonstruierten Spuren, deren Detektorsignale von einem e^+/e^- und einem Hadron verursacht wurden. Ein Beispiel hierfür wäre eine zufällige räumliche Korrelation zwischen einem richtig erkannten RICH-Ring und der Spur eines $\pi^{+/-}$ oder p in den vorderen Driftkammern.
fh	Der Prozentsatz der falschen Spuren, die einem teilweise rekonstruierten Hadron entsprechen. Ein Beispiel hierfür wäre eine zufällige räumliche Korrelation zwischen einem falsch erkannten RICH-Ring aufgrund elektronischen Rauschens und der Spur eines $\pi^{+/-}$ oder p in den vorderen Driftkammern.
ff	Der Prozentsatz der falschen Spuren, bei denen alle Detektorsignale von unterschiedlichen Teilchen stammen.

Tabelle 4.6: Definition der Messgrößen, die zur Charakterisierung des Ensembles der als falsch in der Simulation erkannten Spuren benutzt werden.

Durch die Richtung des magnetischen Feldes werden Positronen zum Strahlrohr hin abgelenkt und verlassen dadurch die Spektrometerakzeptanz, während die nach außen (zu großen Polarwinkeln) abgelenkten Elektronen nachgewiesen werden.

S2 (Schnitt mithilfe des PreShower-Detektors) verwirft 10% der durch S0 und S1 vorselektierten Spuren. S3 (Schnitt auf die Teilchengeschwindigkeit) weist weitere 6% der Spuren zurück, S4 nur noch 1%. Dies zeigt, dass die Spurqualität aus der Kickplane-Analyse für schnelle Teilchen höher ist.

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} @ 1 \text{ GeV}\cdot\text{A}$					
Messgröße	S0 (Korr.)	S1 (Ring)	S2 (Shower)	S3 (TOF)	S4 (Spur)
Experiment ME1					
n^-	85853	73608	67751	63712	63008
n^+	90235	69816	63090	59377	59229
r^{+-} [%]	100	81,4	74,3	69,9	69,4
Simulation SE1					
Messgröße	S0	S1	S2	S3	S4
n^-	183228	169081	151770	144495	142934
n^+	183402	158066	138823	130672	130223
r^{+-} [%]	100	89,2	79,2	75,0	74,5
wn^- [%]	74,2	76,8	77,9	81,3	81,6
wn^+ [%]	65,2	72,3	74,3	77,8	77,9
wr^{+-} [%]	100	95,6	86,6	85,7	85,3
f [%]	30,3	25,3	23,8	20,3	20,2
fe [%]	15,6	19,4	20,2	18,0	18,0
fp [%]	13,7	17,1	18,0	15,6	15,5
fep [%]	39,7	51,2	54,8	63,3	63,4
fepH [%]	0,9	1,1	0,7	0,4	0,4
fH [%]	25,4	9,1	4,4	1,5	1,5
ff [%]	4,7	2,1	1,9	1,2	1,2

Tabelle 4.7: Datentabelle für die Reaktion C+C bei 1 GeV·A. Die Werte der in den Tabellen 4.5 und 4.6 definierten Größen (Zeilen) zur Charakterisierung des Spurensamples sind als Funktion der in Abschnitt 4.3.2 erläuterten Datenschnitte S0 bis S4 (Spalten) gezeigt.

Vergleich mit der Simulation

Für simulierte Daten verwirft S1 11%, S2 weitere 10%, S3 4% und S4 weniger als 1% der Spuren. Nach S4 wurden insgesamt 25% der Spuren verworfen. 22% der zurückgewiesenen Spuren haben negative und 29% positive Polarität. Damit ist die Ladungsasymmetrie der geometrischen Akzeptanz des Spektrometers in Simulation und Experiment für e^+ / e^- in guter Näherung gleich (Differenz $< 2\%$), allerdings werden in der Simulation vor allem durch S1 5% weniger Spuren verworfen als im Experiment. Dieser Unterschied in der gesamten Reduktion der gebildeten Spuren kann verschiedene Gründe haben. Einerseits wird die Simulation bislang mit der idealen Geometrie berechnet. Kleine durch den Ausrichtungsalgorithmus für den wahren Experimentaufbau nicht kompensierte Positionsabweichungen können zu einer etwas anderen Zusammensetzung des Spurensamples nach der Trefferkorrelation zwischen RICH und den MDCs führen. Andererseits ist die Simulation stark sensitiv auf die Qualität der Nachbildung der Detektorphysik und dort speziell des elektronischen Rauschens. Dieses hat z.B. für die Ortsauflösung der Driftkammern und die Ringerkennungseffizienz des RICH-Detektors eine entscheidende Bedeutung. Bereiche lokaler Effizienzschwankungen sind

bislang nicht in allen Teildetektorsimulationen berücksichtigt. Für den RICH, dem hier neben den Driftkammern die größte Bedeutung zukommt, wurden deshalb sektorweise unterschiedliche Photon- und Elektronnachweeffizienzen implementiert. Die Daten dazu stammen aus einer Kalibrationsmessung, die im November 2002 ausgeführt wurde [Fab03a]. Andererseits gibt es in Sektor 5 des RICH ein etwa 100 Pads umfassendes Gebiet, in dem die Kanäle ein erhöhtes elektronisches Rauschniveau aufweisen. Diese Pads führen zu einer lokal erhöhten Wahrscheinlichkeit, einen Ring zu identifizieren. Da es sich um vorgetäuschte Ringe handelt, werden sie durch S1 zum Teil entfernt. Die Größen w_n^- und w_n^+ charakterisieren für simulierte Daten die „Reinheit“ (den Anteil wahrer Spuren) des Spurensamples getrennt für e^+ und e^- . Nach S0 entsprechen bereits 74% der Spuren negativer und 65% der Spuren positiver Polarität einem wahren e^- bzw. e^+ . Dieser Anteil wird durch S1 um 2,5% bzw. 7% erhöht. Der Grund liegt wiederum in den Protonen, die durch diesen Schnitt unterdrückt werden. Nach S4 liegt die Reinheit im Mittel bei 80% und konnte für e^- um 7% bzw. um 12% für e^+ verglichen mit S0 erhöht werden. Die Größe w_r^{+-} gibt an, wie viele der nach S0 vorhandenen wahren Teilchenspuren durch die kumulativen Schnitte weggeworfen werden. Es handelt sich also um einen unerwünschten Verlust, der in Kauf genommen wird, um den Beitrag falscher Teilchenspuren in der späteren Paaranalyse, wo er zu kombinatorischem Untergrund führt, zu reduzieren. Durch S1 gehen etwas mehr als 4% der eigentlich richtig rekonstruierten e^+/e^- verloren. Den größten Verlust verursacht S2, der 9% des rekonstruierten Signals verwirft. S3 und S4 sind in diesem Sinne sehr effizient, da sie die Reinheit um 3% steigern, aber nur 1% des Signals zusätzlich verwerfen. Eine Effizienz kategorisierung, also eine Qualitätsaussage für die Schnitte aufgrund ihres Verhältnis von erhöhter Reinheit zu verworfenem Signal, ist hier nicht möglich, da die Schnitte jeweils auf das Resultat des vorhergehenden angewandt wurden. Die Größe w_r^{+-} ist nur relativ zu verstehen und gibt keine Auskunft über die absolute Rekonstruktionseffizienz der eingesetzten Schnitte, da sie auf die Anzahl der Spuren des Ensembles nach S0 bezogen ist und nicht auf die absolute Anzahl der in der Spektrometerakzeptanz simulierten e^+/e^- .

Die Größen f bis ff (Tab. 4.6) beschäftigen sich mit dem Anteil falsch rekonstruierter Spuren. Ein Verständnis der Art der Fehlkombination ist für die Analyse der HADES-Daten essentiell, da nur so Schnitte entwickelt werden können, die den kombinatorischen Untergrund bei der Rekonstruktion von Dielektronen reduzieren. Die Größe f als Funktion der Schnitte gibt die Entwicklung des Anteils an, den die falschen Spuren noch am gesamten Spurensample haben. Gleichzeitig mit der Zunahme der Reinheit (Größen w_n^- und w_n^+) nimmt f ab. Die Größen f_e bis ff schlüsseln diesen Anteil nach der Art der verschiedenen möglichen Fehlkombinationen auf.

Bei Spuren der Kategorie f_e und f_p handelt es sich zumeist um einzelne e^+/e^- mit niedrigem Impuls, die im Magnetfeld aus der Akzeptanz gebogen werden. Das Teilchen, das den Treffer in META verursacht hat, der in die Spurrekonstruktion eingegangen ist, passt dann nicht zu den Teilchen, die die Signale vor dem Magnetfeld ausgelöst haben. Ihr Anteil an den falschen Spuren wird durch die Schnitte im Mittel von etwa 14,5% um 2% gesteigert. Die Kategorie f_{ep} gibt den Anteil an sogenannten „Doppelspuren“ an. Hierbei handelt es sich um enge e^+e^- -Paare, die einen so kleinen Öffnungswinkel haben, dass sie weder im RICH noch in den vorderen Driftkammern aufgelöst werden konnten. Diese Paare stammen mehrheitlich aus der Konversion eines harten Gammaquants und

eines ihrer e^+/e^- hat einen zu kleinen Impuls, um sich nach der Ablenkung durch das Magnetfeld noch im Akzeptanzbereich zu befinden. Damit enthält die simulierte Spur von beiden Teilchen je ein Signal in einem RICH-Ring und einem Driftkammersegment vor dem Magnetfeld, aber keine entsprechenden Treffer in den META-Detektoren. Diese engen Paare haben den größten Anteil an den falschen Spuren. Nach allen Schnitten der Elektron-Hadron-Diskriminierung macht ihr Anteil 63% aus.

Die Kategorie fH zeigt den Beitrag an teilrekonstruierten Spuren von Hadronen. Anfänglich beträgt ihr Anteil an den falschen Spuren 25%, wird aber durch den Schnitt auf die Ringqualität auf 9% und schließlich durch die Bedingungen auf das PreShower-Signal und die kombinierte Impuls-Flugzeit-Beziehung auf 1,5% gesenkt.

Der Beitrag der Spuren, die nur aus unkorrelierten Detektorsignalen zusammengesetzt werden (ff) macht nach S0 immerhin noch 5% aus, wird aber durch die Schnitte ebenfalls auf einen Betrag von etwa 1% reduziert. Spuren, bei denen Detektorsignale von e^+/e^- und Hadronen gemischt wurden (fepH) spielen keine wesentliche Rolle.

Ergebnis

Nach dieser Analyse ist klar, dass das rekonstruierte Einzelspurensensemble praktisch hadronenfrei ist, aber noch einen Anteil von fast 13% Doppelspuren aufweist, die dann nur noch zu unphysikalischen Paaren, dem sogenannten „Kombinatorischen Untergrund“, kurz „CB“¹, kombiniert werden können. Weitere 7% sind hauptsächlich teilrekonstruierte Einzelspuren. Es kann noch versucht werden, den Anteil dieser falschen Spuren durch Schnitte auf die Eigenschaften der rekonstruierten Paare zu senken. Dies wird in Kapitel 5 näher erläutert.

Das Ergebnis dieser Simulation zeigt auch, dass der schwache Schnitt auf die Qualität der RICH-Ringe bereits 15% der nach der räumlichen Korrelation verbliebenen Hadronen entfernt, dabei aber nur 4% der wahren Elektronen verwirft. Der Schnitt auf das Schauersignal verwirft bei gleichzeitig schwächerer Reduktion der falschen Spuren bereits weitere 10% der Elektronen. Möglicherweise kann dieser Schnitt durch einen strengeren aber effizienteren auf die Ringqualität für ein so leichtes Stoßsystem wie C+C mit geringer Pionenausbeute bei niedrigen Polarwinkeln ersetzt werden. Dies bleibt ebenso zu untersuchen wie ein sich in Entwicklung befindliches Verfahren zur Erkennung und Rejektion von Doppelspuren ([Bie03]).

4.4.3 Datenreduktion für C+C bei 2 GeV·A

Tabelle 4.8 gibt einen Überblick über die Ergebnisse der 2 GeV·A-Messung (vgl. Abschnitt 4.1). Der Schnitt auf die Ringqualität S1 verwirft in dem Spurensensemble, das aus den Messdaten gewonnen wurde, 15% der anfänglichen Spuren, S2 weitere 12%, S3 7,5% und S4 0,5%. Es werden mit S1 bis S4 28% der Spuren negativer Polarität und 43% der Spuren positiver Polarität zurückgewiesen, im Mittel also etwa 35%. Nach S4 bleiben 21% mehr rekonstruierte Spuren von Teilchen mit negativer als mit positiver Ladung übrig.

Der Vergleich mit der Simulation zeigt, dass S1 9%, S2 15%, S3 5% und S4 0,7% der

¹engl.: Combinatorial Background

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} @ 2 \text{ GeV}\cdot\text{A}$					
Messgröße	S0 (Korr.)	S1 (Ring)	S2 (Shower)	S3 (TOF)	S4 (Spur)
Experiment ME2					
n^-	654143	590348	530713	477769	472016
n^+	681980	540935	439691	392020	389009
r^{+-} [%]	100	84,7	72,6	65,1	64,4
Simulation SE2					
Messgröße	S0	S1	S2	S3	S4
n^-	316299	297270	259612	242133	239307
n^+	289177	256198	200840	187794	186402
r^{+-} [%]	100	91,4	76,0	71,0	70,3
wn^- [%]	71,8	73,6	76,5	81,6	82,0
wn^+ [%]	60,4	65,9	72,0	76,5	76,8
wr^{+-} [%]	100	96,4	85,4	84,9	84,5
f [%]	33,6	29,9	25,4	20,6	20,2
fe [%]	17,9	20,6	20,7	17,5	17,3
fp [%]	15,7	18,2	18,0	14,7	14,5
fep [%]	38,8	46,1	52,2	62,0	62,3
fepH [%]	1,5	1,7	1,2	0,8	0,7
fH [%]	20,0	9,9	5,7	3,3	3,4
ff [%]	6,1	3,5	2,2	1,7	1,8

Tabelle 4.8: Datentabelle für die Reaktion C+C bei 2 GeV·A, siehe auch Tab. 4.7.

Spuren zurückweist. Es werden bis einschließlich S4 24% der Spuren negativer und 35% der Spuren positiver Polarität verworfen. Dies sind im Mittel insgesamt etwa 30% der Spuren. Insgesamt bleiben etwa 28% mehr rekonstruierte Spuren von Teilchen mit negativer als mit positiver Ladung übrig. Damit ergibt sich nach S4 eine Asymmetrie in der Akzeptanz zwischen Experiment und Simulation von etwa $(28/43) \cdot (35/24) \approx 0,95$, also etwa 5%. Außerdem weisen die Schnitte in der Simulation 5% weniger Spuren zurück als im Experiment, wobei Spuren positiver Polarität stärker betroffen sind. Den größten Unterschied von 6% trägt S1 bei. Interessanterweise werden von S1 im Experiment mehr Spuren verworfen, von S2 aber in der Simulation (3%).

Die Reinheit des Spurensambles (Größen wn^- und wn^+) für e^- und e^+ beträgt nach S0 72% bzw. 60%. S1 erhöht die Reinheit um 2% bzw. 5%, S2 um 3% bzw. 6%, S3 um 5% bzw. 4,5%. S4 trägt mit weniger als 1% dazu bei, den Anteil wahrer Spuren weiter zu erhöhen. Nach S4 wurde die Reinheit damit um 10% bzw. 16% gesteigert und beträgt 82% bzw. knapp 77%. Durch die Schnitte S1 bis S4 werden 16% der nach S0 im Ensemble vorhandenen wahren Spuren im Mittel über Elektronen und Positronen verworfen. Die größte Abnahme erzeugt der Schnitt auf das PreShower-Signal mit 10%. Der Anteil falscher Spuren (f) liegt nach S0 bei knapp 34% und lässt sich durch einschließlich S4 auf 20% erniedrigen. Alle drei Schnitte S1, S2, S3 tragen etwa gleich zur

Reduktion bei. In der Aufschlüsselung der Art der Fehlkombination der rekonstruierten Spuren (fe bis ff) erkennt man, dass der Anteil der Doppelspuren von knapp 39% auf 62% der falschen Spuren erhöht wird. Dies bedeutet, dass die Schnitte S1 bis S4 vor allem Spuren von Hadronen, völlig unkorrelierte Spuren und nur teilweise rekonstruierte Einzelspuren zurückweisen, aber nicht geeignet sind, um enge Spurpaare zu eliminieren. Diese werden im Weiteren mit Schnitten auf Paareigenschaften untersucht. Der Beitrag der Hadronen sinkt mit S4 von 20% auf 3%, die Anteile der teilrekonstruierten e^- und e^+ bleibt etwa konstant bei unter 18%, wobei die e^- einen etwa 2% höheren Anteil nach S0 haben, der sich nach S4 leicht um 1% vergrößert hat.

4.4.4 Datenschnitte auf Spuren aus e^+e^- -Paaren

Für die Entwicklung von effizienten Datenschnitten ist es wichtig zu verstehen, wie die Kombination von Einzelspuren zu e^+e^- -Paaren die Eigenschaften des daraus resultierenden Spurensamples bestimmt. Deshalb wird in Anhang A.2.1 die eben vorgestellte Analyse nochmals für Spuren aus rekonstruierten e^+e^- -Paaren durchgeführt. Durch diese zusätzliche Bedingung verändert sich das untersuchte Ensemble, da z.B. Ereignisse mit nur einer einzelnen erkannten elektronischen Spur verworfen werden.

Das wesentliche Ergebnis ist, dass die Reinheit des so ausgewählten Spurensamples einige Prozent schlechter ist als es dem Mittel des in diesem Kapitel untersuchten Einzelspurensembles entspricht. Es ist klar, dass dies durch enge Doppelspuren verursacht wird, die nicht aufgelöst werden können. Gute Einzelspuren in Ereignissen mit nur einem Teilchen in der Akzeptanz werden dagegen durch die Kombination zu Paaren verworfen. Diese Aussagen gelten sowohl für die Messungen bei 1 GeV·A als auch bei 2 GeV·A.

In Anhang A.2.2 werden nur noch die Spuren der Einzelspuranalyse unterzogen, die zu e^+e^- -Paaren kombiniert wurden, die ihrerseits wieder von verschiedenen Datenschnitten auf Paareigenschaften ausgewählt wurden. Da diese Schnitte dazu dienen, entweder den Gehalt an physikalischen Paaren zu erhöhen oder bestimmte zerfallene Teilchen wie das π^0 herauszupräparieren, ist es interessant, die Eigenschaften dieser Spuren näher zu betrachten.

Als wesentliches Ergebnis ist zu nennen, dass sich die Reinheit des Spurensamples durch die Paarschnitte etwa um weitere 8% (2 GeV·A-Messung) bis 10% (1 GeV·A-Messung) steigern lässt. Dies geschieht durch Schnitte auf große Paaröffnungswinkel, die aufgrund der Reaktionskinematik der externen Paarkonversion und des π^0 -Dalitz-Zerfalles eine starke Reduktion des Anteils an unaufgelösten Doppelspuren zur Folge haben. Die Ausbeute an verbleibenden Spuren geht dabei jedoch um etwa 2 Größenordnungen zurück.

4.4.5 Vergleichende Diskussion der 1 GeV·A- und 2 GeV·A-Daten

Das Experiment für die Reaktion C+C bei 1 GeV·A Strahlenergie wird im Folgenden mit ME1, für 2 GeV·A mit ME2 abgekürzt. Die entsprechenden Simulationen werden mit SE1 und SE2 bezeichnet.

Normiert man die Summe der rekonstruierten Spuren positiver und negativer Polarität auf die Anzahl der analysierten Kollisionen, erhält man die in Tabelle 4.9 eingetragenen Teilchenraten. Für ME1/SE1 stimmen die Raten auf 5% überein, SE2 dagegen

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV·A			
Rate	e^+	e^-	Summe
ME1	$8,0 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{-3}$	$16,5 \cdot 10^{-3}$
SE1	$8,3 \cdot 10^{-3}$	$9,1 \cdot 10^{-3}$	$17,4 \cdot 10^{-3}$
$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV·A			
Rate	e^+	e^-	Summe
ME2	$10,7 \cdot 10^{-3}$	$13,0 \cdot 10^{-3}$	$23,7 \cdot 10^{-3}$
SE2	$13,4 \cdot 10^{-3}$	$17,2 \cdot 10^{-3}$	$30,6 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 4.9: Vergleich der Raten für einzelne e^+/e^- in Experiment und Simulation für beide gemessenen Energien. Ermittelt wurde die Anzahl der Spuren positiver und negativer Polarität pro analysierter Kollision mit mindestens einer geladenen Spur.

überschätzt die in ME2 gemessene Rate um etwa 30%.

Berücksichtigt man, dass das Experiment TAPS² [Ave97] (Tab. 4.10) in der Reaktion C+C bei 2 GeV·A etwa einen Faktor 2,5 mehr Pionen als bei 1 GeV·A gemessen hat, so kann man aus den Messraten in Tab. 4.9 schließen, dass die Akzeptanz des Spektrometers für e^+/e^- bei ME1 70% höher war als bei ME2. Dies ist qualitativ verständlich, da bei ME1 der Magnet nur eine Feldstärke von $B = 0,07$ T zwischen den Spulen erzeugte, um eben die Impulsakzeptanz für e^+/e^- aus Zerfällen des π^0 zu erhöhen. Bei ME2 dagegen wurde er bei der nominellen Feldstärke von etwa $B = 0,5$ T eingesetzt.

Auffällig ist, dass S4 etwa gleich viele Spuren negativer Polarität in ME1 und ME2 verwirft, aber etwa 7% mehr Spuren positiver Polarität in ME2 als in ME1. Dieses Verhalten ist ebenso in der Simulation zu beobachten. Der Grund ist ähnlich wie bei der ladungsasymmetrischen Wirkung der Schnitte (siehe oben) in der größeren ablenkenden Lorentzkraft in ME2/SE2 und der typischen Emissionscharakteristik der Pionen und der Reaktionskinematik ihrer Zerfälle zu suchen. Positiv geladene Teilchen, die bei kleinen Polarwinkeln entstehen, werden vermehrt vom Magnetfeld, das in ME2 stärker ist als in ME1, aus der Akzeptanz und in die Strahlrohrregion gebogen. Deshalb bleiben in ME2 21% mehr Spuren negativer als positiver Polarität nach S4 übrig, in ME1 sind es nur 7%. In SE2 und SE1 beobachtet man ein Verhältnis von 28% zu 10%.

Die Reinheit der Spurensamble ist für beide Energien nach S4 bei etwa 80%. In beiden Fällen werden etwa 6% mehr Elektronen als Positronen richtig durch die Schnitte rekonstruiert. Für beide Energien beträgt der Verlust der nach S0 richtig rekonstruierten e^+/e^- durch die weiteren Schnitte 16%. Im Ensemble nach S4 befinden sich jeweils noch 20% falsche Spuren, von denen knapp über 60% Doppelspuren sind. Der Anteil der verbleibenden aus Detektorsignalen von Hadronen fehlkombinierten Spuren ist 3% in SE2 und 1% in SE1.

Die Teilchenratenunterschiede für ME1/SE1 und ME2/SE2 können verschiedene Gründe

²Two-Arm-Photon-Spectrometer

haben. Einerseits kann die Simulation der Schwerionenkollision hinsichtlich der Raten und Impulsverteilungen der erzeugten Teilchen von der Realität abweichen. Für einen Überblick über den verwendeten Ereignisgenerator UrQMD siehe Kapitel 3 und Anhang A.4. Andererseits kann die Simulation der Detektorantwort, also die sogenannten „Digitizer“ (siehe Kapitel 3), von der Realität abweichen. Dies kann daran liegen, dass die numerischen und heuristischen Modelle der Detektorphysik nicht ausreichend sind oder aber dass die in die Simulation eingehenden Materialparameter, die z.Zt. nur im Labor an Prototypen gemessen wurden, sich von den Werten zur Laufzeit des Experimentes unterscheiden.

Da die wesentliche Quelle der gemessenen e^+/e^- die Zerfälle des π^0 s sind, wurde zunächst überprüft, ob die Erzeugungsraten für π^0 s im Ereignisgenerator UrQMD mit den Werten übereinstimmen, die von der TAPS-Kollaboration gemessen wurden. Es zeigt sich, dass UrQMD 1.2 die gemessene Produktion um rund 50% für beide Energien überschätzt, wie Tabelle 4.10 zu entnehmen ist ³. Hier ist allerdings zu beachten, dass

System	$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$			
Quelle	TAPS	UrQMD 1.2	TAPS	UrQMD 1.2
Energie [GeV·A]	1,04	1,0	2,0	2,0
Δy	0,42 - 0,74	-	0,8 - 1,08	-
$\langle M \rangle_{\pi^0}^{\Delta y} [10^{-2}]$	$8,0 \pm 0,5$	-	$13,7 \pm 1,7$	-
y	ges.	ges.	ges.	ges.
$\langle M \rangle_{\pi^0}^{4\pi} [10^{-2}]$	$33,5 \pm 2,5$	52,0	$82,6 \pm 8,4$	122,3

Tabelle 4.10: Vergleich der von TAPS [Ave97] gemessenen und der von dem Ereignisgenerator UrQMD erzeugten π^0 -Ausbeuten. y ist die Rapidität, $\langle M \rangle$ bezeichnet die Ausbeute oder Produktion pro Stoß. Die Experimentdaten sind auf den Raumwinkel $\Omega = 4\pi$, d.h. das gesamte Rapiditätsintervall (letzte Zeile) extrapoliert.

die TAPS-Werte von den kleinen Rapiditätsintervallen $0,42 < y < 0,74$ bei 1 GeV·A und $0,8 < y < 1,08$ bei 2 GeV·A, die ausgemessen werden konnten, in den vollen Raumwinkel extrapoliert wurden, indem eine isotrope Winkelverteilung angenommen wurde. Außerdem ist die mittlere Zentralität der gemessenen Stöße, die einen Einfluss auf die Pionenausbeuten hat, für das TAPS-Experiment nicht bekannt.

Nimmt man vereinfachend an, dass die geometrische Akzeptanz und alle Effizienzigenschaften der Detektoren in der Simulation korrekt nachgebildet sind, müsste die Simulation etwa 50% mehr Spuren aufweisen, wobei sich das Verhältnis von wahren zu falschen Spuren nicht ändern sollte, wenn man die anfängliche π^0 -Ausbeute für die Spektrometersimulation ändert. Wendet man diese Korrektur an, so ergibt sich $20,6 \cdot 10^{-3}$ für die Summe der Raten für SE2 und $11,2 \cdot 10^{-3}$ für SE1.

Ein weiterer Korrekturfaktor ergibt sich, wenn man den geometrischen Akzeptanzun-

³Inzwischen wurde UrQMD in der Version 1.3 freigegeben. Die Ausbeute $\langle M \rangle_{\pi^0}^{4\pi}$ für C+C bei 1 GeV·A beträgt in der neuen Version $42,4 \cdot 10^{-2}$, für 2 GeV·A $94,4 \cdot 10^{-2}$ [Sud03].

terschied zwischen Simulation und Experiment für die zerfallenden Pionen betrachtet [Otw03a]. Für π^+ und π^- gelingt die Identifikation im Experiment mithilfe eines impulsabhängigen Schnitts auf die Teilchengeschwindigkeit mit hoher Konfidenz [Jas03]. Dabei zeigt sich, dass die Akzeptanz über π^+ und π^- gemittelt in Experiment und Simulation für die 2 GeV·A-Messung unterschiedlich ist.

Es gilt:

$$0,63 = (M_{\pi^-} + M_{\pi^+})/2 \text{ in der Simulation} \quad (4.7)$$

und

$$0,56 = (M_{\pi^-} + M_{\pi^+})/2 \text{ im Experiment,} \quad (4.8)$$

wobei mit M_{π^\pm} die im Spektrometer nachgewiesene Pionenmultiplizität bezeichnet wird. Damit ist die Ausbeute für Pionen in der Simulation um 12,5% höher. In guter erster Näherung kann man annehmen, dass dieser Ausbeuteunterschied auch für die neutralen π^0 -Mesonen gilt. Berücksichtigt man diesen und die 50% höhere Produktionswahrscheinlichkeit für π^0 s in der Simulation, so ergibt sich ein Korrekturfaktor:

$$1,33 \cdot \text{EXP} = \text{SIM} \quad (4.9)$$

Für die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV·A wurde die Ausbeutendifferenz noch nicht untersucht. In erster Näherung kann aber von einer ähnlichen Diskrepanz im Bereich von 10% ausgegangen werden, da diese auf die Unterschiede in der Geometrie und relativen Position der Detektoren zwischen Simulation und Experiment zurückzuführen sind. Diese Unterschiede waren für die Messungen bei beiden Energien und den unterschiedlichen Magnetfeldeinstellungen identisch.

Wendet man den Korrekturfaktor auf die Summe der Raten für beide Energien an, so erhält man $23,0 \cdot 10^{-3}$ für SE2 und $12,2 \cdot 10^{-3}$ für SE1. Für SE2 ist die Übereinstimmung nach der Korrektur mit dem gemessenen Wert für ME2 bei etwa 1%. SE1 dagegen unterschätzt ME1 um 35%.

In Abbildung 4.7 ist das Anzahlverhältnis gemessener und simulierter Spuren in

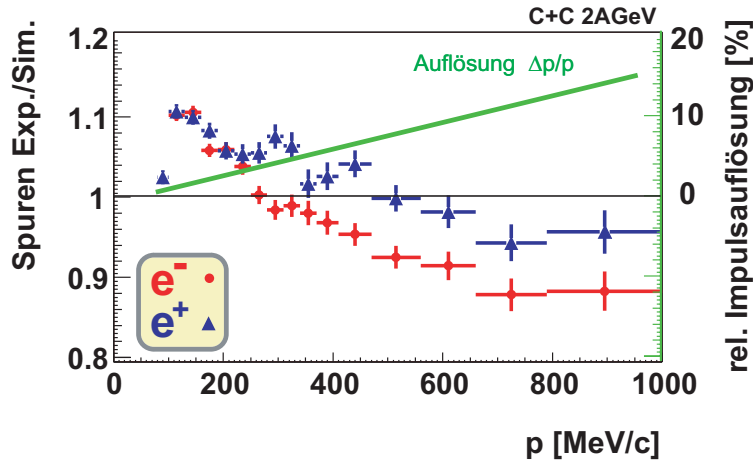


Abbildung 4.7: Anzahlverhältnis gemessener und simulierter Spuren in Abhängigkeit des Impulses für die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV·A. Die Simulation wurde um den Faktor 1,33 herunterskaliert. Ebenfalls eingezeichnet ist die relative Impulsauflösung $\Delta p/p$ [SG03].

Abhängigkeit des Impulses für die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei $2\text{ GeV}\cdot\text{A}$ gezeigt. Wie man deutlich sieht, ist die Übereinstimmung nach der Korrektur bemerkenswert, die Abweichungen liegen unter 10%. Bei kleinen Impulsen unterschätzt die Simulation die Anzahl der gemessenen Spuren um etwa 10%, bei großen Impulsen bis $1000\text{ MeV}/c$ überschätzt sie das Experiment um 10%. Aufgetragen ist das Anzahlverhältnis der in der Analyse bestimmten Spuren positiver und negativer Polarität, in der Abbildung kurz mit e^- und e^+ bezeichnet.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass

- die Simulationen das Experiment so gut nachbilden, dass die Wirkung der Datenschnitte sehr ähnlich ist.
- der Akzeptanzunterschied zwischen ME1 und ME2 und die daraus folgende ladungsabhängige Asymmetrie bei der Reduktion der Spuren durch die geänderte Magnetfeldstärke verstanden werden kann.
- der Anteil und die Zusammensetzung der falschen Spuren für SE1 und SE2 identisch ist und auch gleich viele richtig rekonstruierte Spuren weggeworfen werden.

4.5 Ergebnisse

4.5.1 e^+/e^- -Spuren für C+C bei $1\text{ GeV}\cdot\text{A}$

In diesem Abschnitt werden die gemessenen und simulierten Verteilungen ausgewählter Observabler für das verbleibende Spurensensemble nach Schnitt S4 gegenübergestellt. Die Simulationsdaten sind ohne den im vorherigen Abschnitt diskutierten Korrekturfaktor aufgetragen. In der Simulationsanalyse des vorhergehenden Abschnitts ergab sich, dass noch etwa 20% der Spuren unphysikalisch sind. Von diesen sind 95% halb rekonstruierte Spuren von niederenergetischen e^+/e^- , die im Magnetfeld aus der Akzeptanz gebogen werden.

Multiplizität

Abbildung 4.8 zeigt die Häufigkeitsverteilung für Spuren von Elektronen und Positronen an. Die Verteilung fällt in guter Näherung exponentiell ab und zeigt eine leicht erhöhte Häufigkeit für Einzelelektronen gegenüber einzelnen Positronen. Unphysikalische Ereignisse mit mehr als 4 Einzelspuren sind wenigstens 3 Größenordnungen unterdrückt. Simulation und Experiment sind in guter Übereinstimmung, wobei die Simulation im Mittel 7,5% mehr Elektronen und 3,6% mehr Positronen pro Ereignis aufweist.

Polarer Ablenkwinkel

Abbildung 4.9 zeigt den Winkel, um den ein e^- oder e^+ durch das Magnetfeld zwischen den vorderen Driftkammern und den META-Detektoren in polarer Richtung abgelenkt wird. Im Mittel werden Elektronen und Positronen um $2,3^\circ$ abgelenkt. Die Form der Verteilung stimmt zwischen Experiment und Simulation sehr gut überein. Ein Überschuss sowohl bei den Elektronen wie bei den Positronen in der Simulation ist bei den Ablenkwinkeln zu sehen, wo die meisten Teilchen gezählt werden. Das ist bei etwa

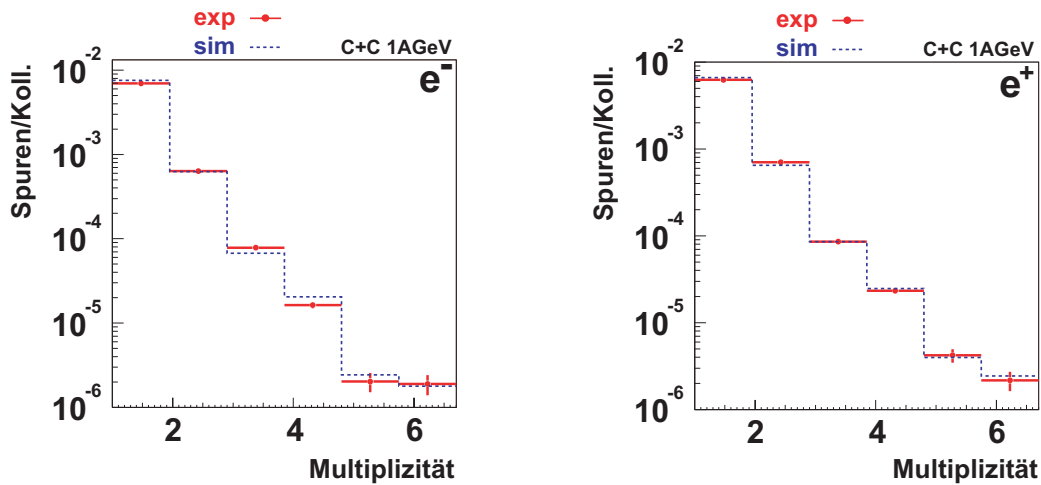


Abbildung 4.8: Die Häufigkeitsverteilung von Elektronen (links) und Positronen (rechts) pro C+C Kollision bei $E = 1 \text{ GeV} \cdot A$.

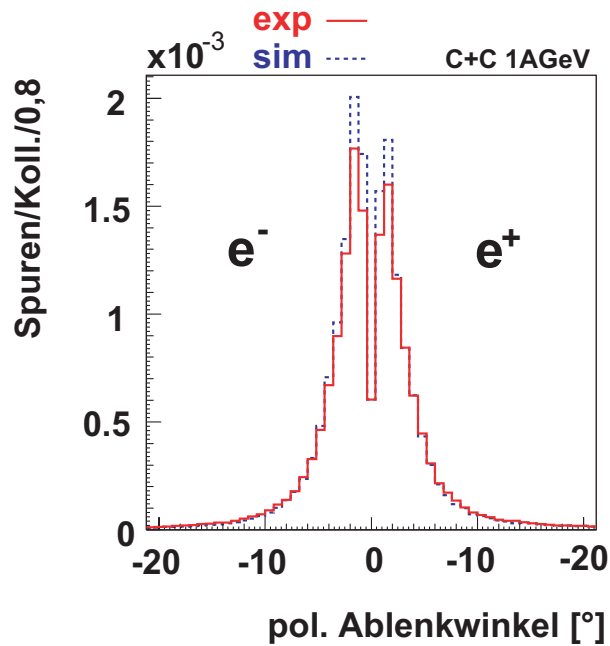


Abbildung 4.9: Verteilung der Ablenkwinkel in polarer Richtung zwischen den vorderen Driftkammern und den META-Detektoren. Aufgetragen ist die gemessene Anzahl von Spuren pro C+C-Kollision in Schritten von $0,8^\circ$. Die Akzeptanz für Elektronen ist etwas höher als für Positronen.

$1,6^\circ$ der Fall. In Abb. 4.10 ist für Messdaten der polare Ablenkwinkel gegen den Teilchenimpuls $q \cdot p$ aufgetragen, wobei q das Ladungsvorzeichen der Teilchen bezeichnet. Aus der erwarteten Korrelation zwischen Impuls und Ablenkwinkel ergibt sich, dass die Elektronen bei $1,6^\circ$ Ablenkung etwa $100 \text{ MeV}/c$ Impuls besitzen. Durch die geringe Magnetfeldstärke in dieser Messung war es möglich, Elektronen und Positronen auch

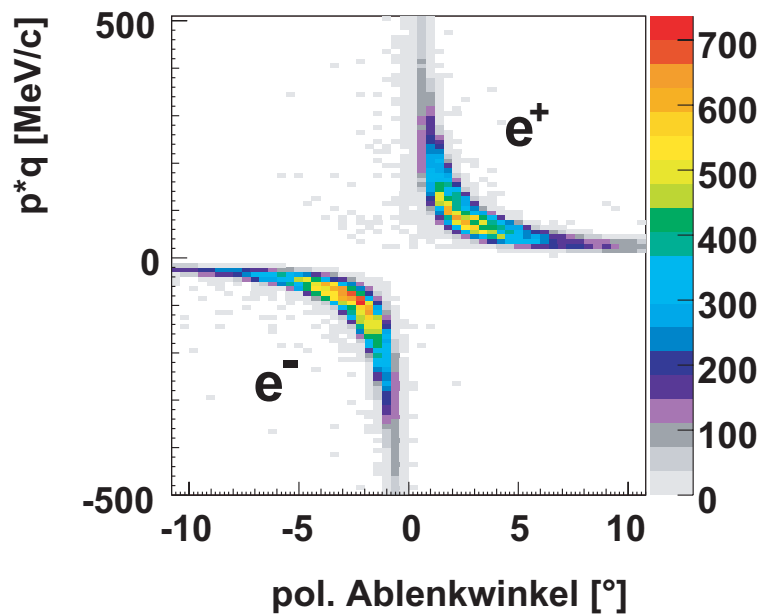


Abbildung 4.10: Korrelation aus polarem Ablenkwinkel im Magnetfeld und Impuls p der Elektronen und Positronen. Aufgetragen sind Messdaten für C+C bei $E = 1 \text{ GeV} \cdot A$ und $B = 0,07 \text{ T}$.

mit vergleichsweise niedrigen Impulsen $p \geq 30 \text{ MeV}/c$ nahe der RICH Nachweisschwelle noch zu identifizieren.

Impuls

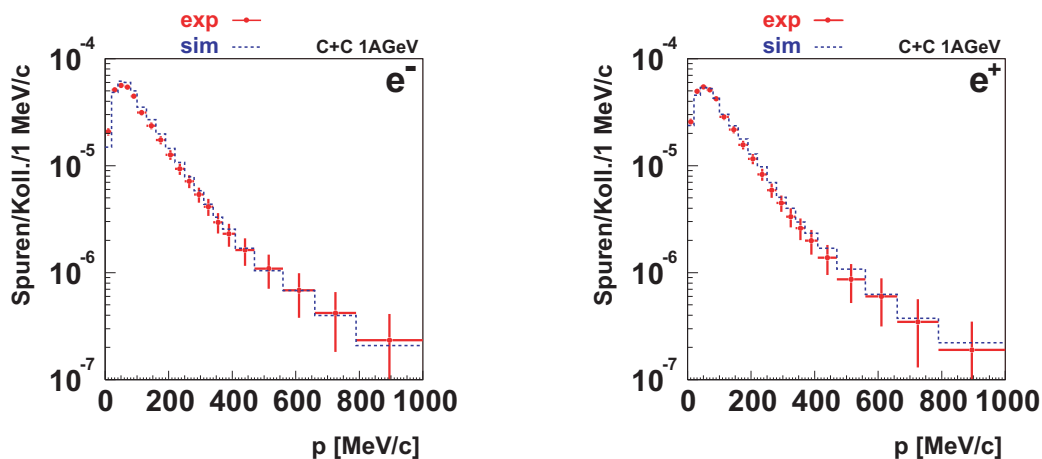


Abbildung 4.11: Die Impulsverteilungen für Elektronen (links) und Positronen (rechts) normiert auf die Zahl gemessener bzw. simulierter Kollisionen.

Abbildung 4.11 zeigt die Impulsverteilungen für Elektronen und Positronen. Der

Vergleich der Simulation mit dem Experiment zeigt, dass die Übereinstimmung gut ist, in der Simulation aber etwas höhere Impulse auftreten. Die meisten gemessenen Elektronen haben Impulse bis 200 MeV/c. Die Unsicherheit beträgt im Mittel etwa ± 15 MeV/c aufgrund der Impulsauflösung von etwa 7%, die Schrittweite des Histogramms ist der impulsabhängigen Auflösung angepasst.

Pseudorapidität

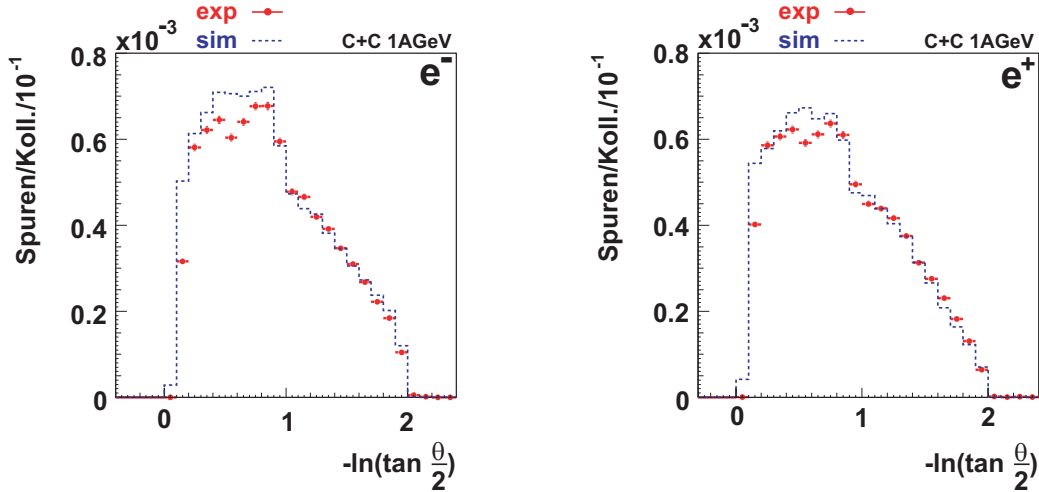


Abbildung 4.12: Verteilung der Pseudorapidität für Elektronen (links) und Positronen (rechts).

Die Pseudorapidität η ist eine einheitenlose, nicht-lorentzinvariante Winkelgröße, die für ultrarelativistische Teilchen wie die gemessenen Elektronen äquivalent zur Rapidität ist. Letztere ist dabei ein Maß für die Geschwindigkeit in Strahlrichtung. Die Pseudorapidität ist definiert als:

$$\eta = -\ln\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (4.10)$$

wobei θ den Winkel zwischen der Teilchenspur und der Strahlrichtung bezeichnet. Typische Werte sind damit 0 für 90° , 0,88 für 45° und 2 für $15,4^\circ$. Damit liegt die gesamte HADES Akzeptanz im Bereich $0 \leq \eta \leq 2$.

In Abbildung 4.12 ist diese Größe für Elektronen und Positronen im Vergleich mit der Simulation aufgetragen. Die Zahl gemessener Spuren macht bei 45° zu höheren Polarwinkeln hin einen Sprung nach unten. Dies geschieht direkt am Übergang vom TOF zum TOFino-PreShower System. Der Grund kann in einer unterschiedlichen Nachweiseffizienz dieser beiden Detektorsysteme liegen. Es ist aber auch möglich, dass der für die Hochfeldmessung entwickelte Algorithmus ([Zov02a]), der Doppeltreffer in benachbarten Szintillatorstäben der oberen Flugzeitwand erkennen soll, für die niederenergetischen Elektronen nicht korrekt funktioniert, da diese im Mittel andere Einfallswinkel besitzen. Dies bleibt zu untersuchen.

4.5.2 e^+/e^- -Spuren für C+C bei 2 GeV·A

Soweit möglich werden nur Unterschiede zu den 1 GeV·A Daten herausgearbeitet. Generell kann man sagen, dass für die höhere Energie und das stärkere Magnetfeld (0,5 T) die Diskrepanz zwischen der unkorrigierten Simulation und dem Experiment in der Ausbeute größer ist.

Multiplizität

Abb. 4.13 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Spuren pro Ereignis. Die Simulation überschätzt das Experiment leicht. Ereignisse mit mehr als 4 Spuren sind mindestens 3 Größenordnungen unterdrückt.

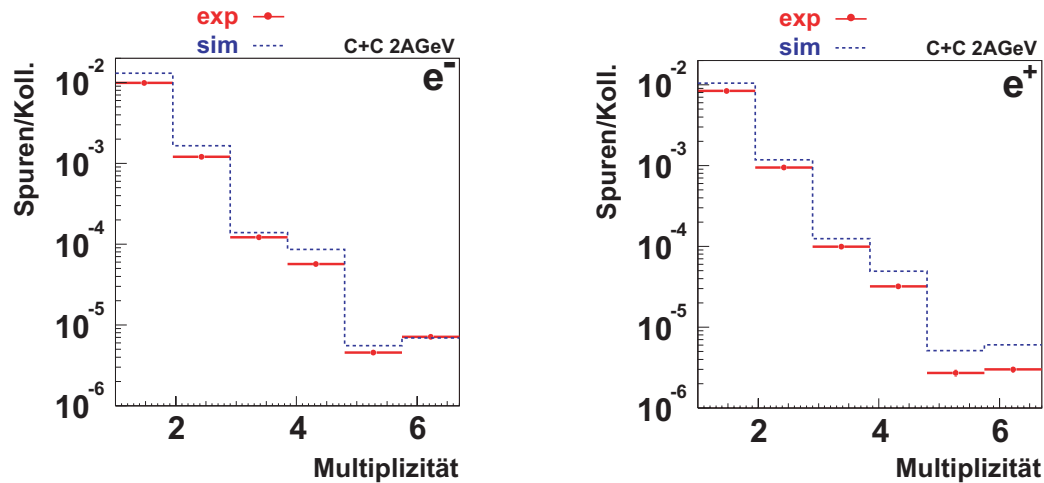


Abbildung 4.13: Die Häufigkeitsverteilung gemessener Elektronen (links) und Positronen (rechts) pro Ereignis.

Polarer Ablenkwinkel

Verglichen mit der Niederfeldmessung ist in Abb. 4.14 der mittlere Ablenkwinkel jetzt wesentlich größer und liegt bei etwa 9 Grad. Dies ist verständlich, da die ablenkende Lorentzkraft linear mit der magnetischen Feldstärke skaliert. Gleichzeitig werden Elektronen mit einem Impuls $p < 50$ MeV/c (Ablenkwinkel $\alpha > 30^\circ$) aus der Akzeptanz gebogen. Deutlich ist der Überschuss an Spuren pro Kollision in der Simulation zu sehen. Bei großen Ablenkwinkeln $\alpha > 15^\circ$ für e^+ und $\alpha > 20^\circ$ für e^- ist eine Formänderung der Verteilung zu erkennen, die gut von der Simulation reproduziert wird. Dort häufen sich in der Simulation falsch rekonstruierte Spuren.

Impuls

Die Impulsverteilungen sind in Abb. 4.15 zu sehen. Es fällt im Vergleich mit der Niederfeldmessung auf, dass das Maximum nun bei höheren Impulsen (um die 100 MeV/c

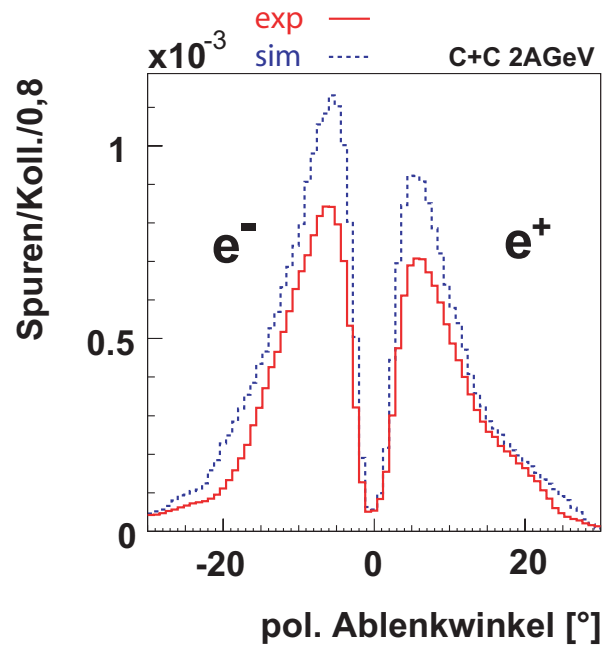


Abbildung 4.14: Der Winkel, um den ein e^- oder e^+ durch das Magnetfeld zwischen den vorderen Driftkammern und den META-Detektoren in polarer Richtung abgelenkt wird, vgl. Abb. 4.9.

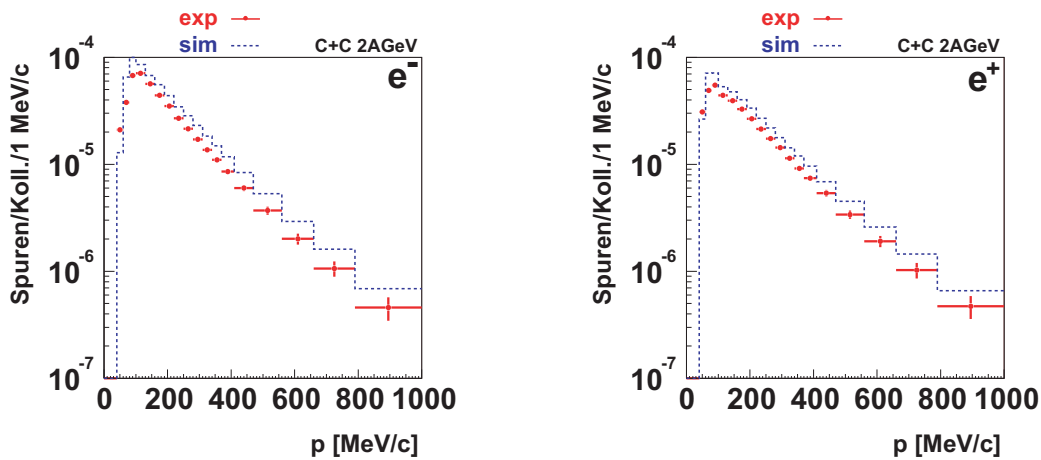


Abbildung 4.15: Die Impulsverteilung für Elektronen (links) und Positronen (rechts) normiert auf die Zahl gemessener bzw. simulierter Kollisionen.

gegenüber etwa 60 MeV/c bei der Niederfeldmessung) liegt. Die im Mittel höheren Impulse sind dadurch bedingt, dass nur steifere Elektronen durch das etwa eine Größenordnung stärkere Magnetfeld gelangen, ohne aufgrund der Lorentzkraft aus der Akzeptanz gebogen zu werden.

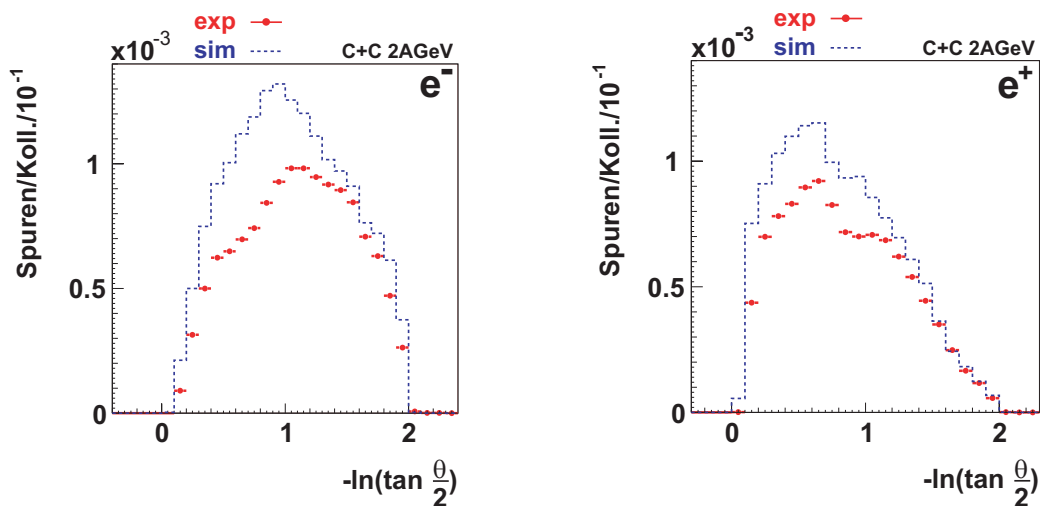


Abbildung 4.16: Verteilung der Pseudorapidität für Elektronen (links) und Positronen (rechts).

Pseudorapidität

Abb. 4.16 zeigt die Winkelgröße Pseudorapidität. Hier fällt auf, dass wie bei der Niederfeldmessung ein Sprung bei $\eta = 0,88$, d.h. $\theta = 45^\circ$, zu erkennen ist. Anders als bei der Niederfeldmessung ist hier eine höhere Ausbeute für Elektronen in der PreShower-Region zusehen und für Positronen in der TOF-Region, wie das aufgrund der Polarität des Magnetfeldes zu erwarten ist. Der eingetragene Polarwinkel wird mit den Driftkammern vor dem Magnetfeld gemessen. Elektronen, die also vor dem Magnetfeld bereits im TOF-Winkelbereich $45^\circ < \theta < 85^\circ$ gemessen wurden, haben damit eine größere Wahrscheinlichkeit aus der Akzeptanz gebogen zu werden.

Kapitel 5

e^+e^- -Paare

Eines der wesentlichen Ziele des HADES-Experimentes ist es, e^+e^- -Paare zu rekonstruieren, die im Zerfallsprozess eines gemeinsamen Mutterteilchens gebildet wurden. Das Ziel der vorliegenden Analyse ist, die ersten Messungen solcher Paare mit HADES zu referieren. Die Hauptquelle von e^+e^- -Paaren in den untersuchten Reaktionen sind die Zerfälle des π^0 -Mesons.

Aufbauend auf den Ergebnissen zur Rekonstruktion und Selektion einzelner Spuren in Kapitel 4 wird nun erläutert, wie in der Analyse vorgegangen wird, um Spuren zu Paaren mit gleichem und ungleichem Vorzeichen zu kombinieren. Im weiteren werden die Schnitte erklärt, die entwickelt wurden, um die physikalisch unkorrelierten Paare zu verringern und die Anzahl der über den Dalitz-Kanal zerfallenen π^0 -Mesonen zu bestimmen. Dazu wird kurz auf den sogenannten „Kombinatorischen Untergrund“ eingegangen, der eine wichtige statistische Korrektur darstellt. Die Messergebnisse werden detailliert mit Simulationen verglichen.

5.1 Rekonstruktion und Datenschnitte

Um e^+e^- -Paare zu bilden werden alle aus der Trefferkorrelation (S0) hervorgegangenen Elektron- und Positronkandidaten eines Ereignisses systematisch kombiniert. Auf diese Weise werden Elektronen und Positronen zu Paaren mit ungleichem Vorzeichen (kurz: US¹) und zusätzlich 2 Elektronen bzw. 2 Positronen jeweils zu einem Paar mit gleichem Vorzeichen (kurz: LS^{±2}) kombiniert. Es wird bereits bei den Spuren der Kategorie S0 mit der systematischen Paarbildung begonnen, um Größen wie die Reinheit des entstehenden Paarensembles auch in Abhängigkeit der Wirkung der Spurschnitte auf das Paarensemble studieren zu können.

Nicht alle rekonstruierten US-Paare entsprechen einem physikalischen Zerfallsprozess. Zum einen steht im Experiment zunächst keine Information darüber zur Verfügung, welche Spurkombinationen einem wahren Paar entsprechen, zum anderen ist aus der Spuranalyse deutlich geworden, dass sich unter den vermeintlichen Einzelspuren (nach S4 beispielsweise) noch etwa 10% unaufgelöste, enge Doppelspuren befinden und weitere 10% fehlkombinierte Teilchenspuren sind. Abhängig von der Spürhäufigkeit pro Ereignis kann es mehr falsche als wahre US-Paare geben. Deshalb ist es unerlässlich, mithilfe der Simulationen und aufgrund der bekannten physikalischen Eigenschaften wahrer Paare

¹engl.: unlike-sign

²engl.: like-sign

geeignete Schnitte zu entwickeln, die gezielt die unphysikalischen Paare unterdrücken und Paare aus bestimmten Zerfallsquellen im verbleibenden Ensemble anreichern. Um den Beitrag der unphysikalischen US-Paare zu allen US-Paaren abschätzen zu können, werden für jedes Ereignis auch unphysikalische LS-Paare mit positiver und negativer Ladung rekonstruiert. Dies ermöglicht es, eine einfache Abschätzung des kombinatorischen Untergrundes (CB) der unkorrelierten US-Paare zu geben. Dies wird genauer in Abschnitt 5.2 erklärt.

Die möglichen Datenschnitte auf e^+e^- -Paare lassen sich in verschiedene Kategorien einteilen. Ein Paar besteht aus 2 Teilchenspuren. Diese Spuren bestehen ihrerseits aus den in verschiedenen Detektoren gefundenen Teilchentreffern. Ein Schnitt, der ein Paar akzeptiert oder zurückweist, kann sich auf eine Paarobservable wie den Öffnungswinkel oder die invariante Masse beziehen oder auch auf die Messgrößen, die die Spuren und die Detektortreffer in den Spuren charakterisieren.

Im Falle eines Spurschnitts auf ein Paar ergeben sich weitere Überlegungen, wie optimal auf das Paarensemble geschnitten werden sollte. So ist es möglich:

- alle Paare zurückzuweisen, die eine Spur enthalten, die verworfen wurde oder
- nur Paare zurückzuweisen, die zwei ungültige Spuren enthalten.

Im ersten Fall ist weiter zu entscheiden, ob auch die zweite, gültige Spur aus dem Spurenensemble entfernt wird, das zur Paarrekonstruktion verwendet wird. Bezieht man auch Schnitte auf die Detektortreffer mit ein, ergeben sich weitere noch komplexere Möglichkeiten, Regeln aufzustellen.

Schneidet man auf Paareigenschaften, muss man entscheiden, ob die Spuren eines verworfenen Paares ebenfalls aus dem Ensemble entfernt oder für weitere Kombinationen in anderen Paaren verwendet werden sollen. Ob dies sinnvoll ist, hängt von der Art der Bedingung auf das Paar ab, da ein Entfernen der Spuren aus dem Ensemble einer Entscheidung darüber gleich kommt, ob es sich um ein physikalisches Paar handelt. Um die optimale Strategie zu finden, sind systematische Untersuchungen der einzelnen Schnittvarianten nötig.

Nachdem ein Ensemble von Paaren mit bestimmten Eigenschaften durch geeignete Schnitte selektiert wurde, ist es instruktiv, die Eigenschaften des Spur- bzw. Detektortrefferensembles zu untersuchen, das sich aus den rekonstruierten Paaren ergibt. Dies ist in Kapitel 6 für die Eigenschaften von Cherenkovringen und in Anhang A.2.1 für die Spureigenschaften nach Paarrekonstruktion nachzulesen.

Tabelle 5.1 gibt eine Zusammenfassung der im Folgenden genauer beschriebenen Schnitte auf Paareigenschaften. Alle diese Schnitte werden nur noch auf die Paare angewendet, deren (beide) Spuren alle kumulativen Spurschnitte (S0-S4) (siehe Tabelle 4.4) überstanden haben.

S5 und S6 sind nicht kumulativ. S7 ist das logische UND aus allen Schnitten S0 bis S6. Ebenso operiert S8 auf dem Ensemble, das nach S7 übrig bleibt. S9 stellt einen Sonderfall dar, da es der einzige ist, der für die beiden Messungen mit unterschiedlicher Energie und unterschiedlichem Magnetfeld verschiedene Parameter hat. Er operiert auf dem resultierenden Ensemble von S7.

Schnitt	Bedingung
S5	Schnitt S0 - S4 und Paare, deren Spuren bis auf den Treffer in den META-Detektoren identisch sind, werden zurückgewiesen.
S6	Schnitt S0 - S4 und Paare, deren Spuren denselben Treffer in den META-Detektoren aufweisen, werden verworfen.
S7	Schnitt S5 \wedge S6
S8	Schnitt S5 \wedge S6 und Paare, die einen Öffnungswinkel $\alpha < 4^\circ$ haben, werden verworfen.
S9	$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, 1 GeV·A: Schnitt S5 \wedge S6 und Öffnungswinkel $8^\circ < \alpha < 25^\circ$ $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, 2 GeV·A: Schnitt S5 \wedge S6 und Öffnungswinkel $6^\circ < \alpha < 18^\circ$

Tabelle 5.1: Zusammenfassende Übersicht über die Schnitte auf Paareigenschaften.

Nicht-aufgelöste Spurpaare vor dem Magnetfeld - Schnitt S5

Von diesem Schnitt werden alle Paare zurückgewiesen, deren Spuren denselben Ring im RICH-Detektor und dasselbe Spuresegment in den Driftkammern vor dem Magnetfeld aufweisen. Diese Spuren unterscheiden sich also nur im META-Treffer, der für die Korrelation der Treffer vor und nach dem Magnetfeld in der Kickplane-Analyse verwendet wurde. Zwei solche Spuren legen nahe, dass es sich um ein korreliertes Paar handelt, das in einem Zerfall mit sehr kleinem Öffnungswinkel gebildet wurde. Ein Beispiel dafür ist die Konversion eines Gammaquants noch im Target oder im RICH-Detektor vor dem Spiegel oder auch, mit geringerer Wahrscheinlichkeit, der π^0 -Dalitzzerfall. Wenn weder der RICH-Detektor noch die vorderen Driftkammern in der Lage sind die engen Spuren aufzulösen, werden sie in der Analyse in einer Spur zusammengefasst. Da es sich um zwei Teilchen mit unterschiedlicher elektrischer Ladung handelt, werden sie im Magnetfeld durch die entgegengesetzt ablenkende Lorentzkraft getrennt und die Spuren öffnen sich. Daraus resultieren zwei gut getrennte Treffer in den META-Detektoren. US-Paare mit dieser Charakteristik sind zwar mit hoher Wahrscheinlichkeit physikalische Paare, da sie aber nicht aufgelöst sind, lassen sich ihre Eigenschaften wie die invariante Masse und der Öffnungswinkel nicht berechnen. Folglich werden sie verworfen.

Dieser Schnitt wird sowohl auf LS- wie auch auf US-Paare angewendet. Für die nachfolgenden Analyseschritte wurden die Spuren aus den durch diesen Schnitt verworfenen Paaren weiter verwendet. In der Simulation wurde der Unterschied bestimmt, der sich im resultierenden Paarensemble ergibt, je nachdem ob die Spuren eines zurückgewiesenen Paares in weitere Paare eingegangen sind oder nicht. Werden die Spuren entfernt, so nimmt die Zahl der US-Paare auf 55% ab (für C+C bei 2 GeV·A). Gleichzeitig geht die Zahl der rekonstruierten Konversionspaare ebenfalls auf 55%, die der Dalitzpaare auf 58% zurück. Aufgrund der unterschiedlichen Öffnungswinkelcharakteristik der beiden Prozesse ist zu erwarten, dass Konversionspaare stärker unterdrückt werden als Dalitzpaare. Wegen des mittleren Öffnungswinkelunterschieds der beiden Prozesse von mindestens 10° sollte der Unterschied aber stärker ausgeprägt sein. Damit bringt der strengere Schnitt wenig, um den Anteil an Paaren aus dem Dalitz-Zerfall des Pions zu erhöhen. Eine Untersuchung der LS-Paare zeigt, dass dieser strengere Schnitt ebenfalls 45% der LS^- -Paare, aber nur 26% der LS^+ -Paare verwirft, was zu einer Verzerrung bei

der Berechnung des kombinatorischen Untergrundes führt. Der Unterschied in der Wirkung auf Paare gleicher Polarität ($\Delta = \text{LS}^-(\text{S5})/\text{LS}^-(\text{S4}) \cdot \text{LS}^+(\text{S4})/\text{LS}^+(\text{S5})$) beträgt also $\Delta = 73\%$, ohne die Spurentfernung nur $\Delta = 9\%$. Dies ist bislang unverstanden. Alle Paare, die von diesem Schnitt verworfen werden, werden auch von Schnitt S8 auf Öffnungswinkel $\alpha > 4^\circ$ verworfen. Dennoch wurde dieser Schnitt in seiner Wirkung auf den kombinatorischen Untergrund untersucht, um möglicherweise einen so starken Schnitt wie S8 (s.u.) vermeiden zu können.

Paare mit Doppeltreffer in den META-Detektoren - Schnitt S6

Dieser Schnitt entfernt alle Paare, deren Spuren im selben Treffer im TOF- oder PreShower-Detektor enden. Von den US-Paaren sind von diesem Schnitt nur 0,5% (2 GeV·A) bzw. 2,2% (1 GeV·A) betroffen. Damit werden effektiv keine richtig rekonstruierten Paare weggeworfen. Von den LS-Paaren werden jedoch im Mittel 40% verworfen. Dieser Schnitt korrigiert ein mögliches Überschätzen des kombinatorischen Untergrundes durch zu viele LS-Paare, die durch Fehlzuordnungen im Kickplane-Algorithmus erzeugt werden. Das äußert sich in einem Anstieg des Anzahlverhältnisses aus US-Paaren und berechnetem kombinatorischen Untergrund. Dieses Verhältnis kann als Maß für die Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes durch die Schnitte angesehen werden. Es ist in einer komplizierten, nicht-linearen Weise mit dem Verhältnis der richtig rekonstruierten physikalischen Paare zur Anzahl aller rekonstruierten Paare und damit mit der „Reinheit“ des verbleibenden Ensembles verknüpft. Bei diesem Schnitt werden die Spuren aus verworfenen Paaren grundsätzlich für weitere Kombinationen zu Paaren verwendet.

Schnitt auf den Öffnungswinkel eines Paares - Schnitt S8,S9

Wie Tabelle 5.1 zu entnehmen ist, werden drei verschiedene Schnitte auf den Öffnungswinkel eines Paares verwendet.

Der erste Schnitt verwirft alle Paare mit einem Öffnungswinkel $\alpha < 4^\circ$ und ist identisch für die 1 GeV·A- und 2 GeV·A-Daten. Dieser Schnitt ist gegen enge aufgelöste Paare gerichtet, die aufgrund der Öffnungswinkelcharakteristik mehrheitlich Konversionspaare sind. Er dient damit in erster Linie dazu, den Gehalt an Dalitz-Paaren gegenüber den Paaren aus Konversion zu erhöhen. Für beide Messungen wird der Anteil der π^0 -Dalitz-Paare an allen US-Paaren um 20% gesteigert.

Um den Anteil der Dalitz-Paare am gesamten Ensemble und gleichzeitig den Anteil richtig rekonstruierter derartiger Paare zu maximieren, wurden weitere Schnitte auf verschiedene Öffnungswinkelbereiche untersucht. Wie sich zeigt, ist für die 1 GeV·A-Messung ein Paarschnitt auf einen Öffnungswinkelbereich $8^\circ < \alpha < 25^\circ$ und für die 2 GeV·A-Messung auf $6^\circ < \alpha < 18^\circ$ geeignet. Dies ist in den Tabellen A.9 und A.10 in Anhang A.3, sowie in der Abbildung 5.1 zu sehen.

5.2 Kombinatorischer Untergrund

Aus der Spuranalyse wurde deutlich, dass Ereignisse mit zwei und mehr rekonstruierten Spuren etwa eine Größenordnung gegenüber Ereignissen mit einer gemessenen

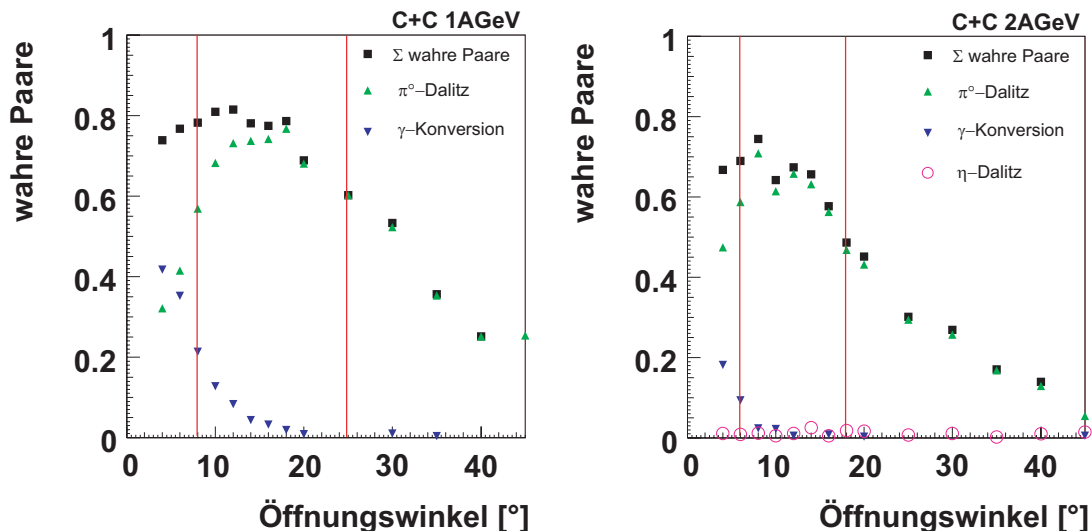


Abbildung 5.1: Der Anteil der in der Simulation korrekt rekonstruierten Paare (wahre Paare) am gesamten Paarensemble nach Schnitt S8 aufgetragen gegen den Paaröffnungswinkel. Das gesamte Signal (schwarz) ist aufgespalten in die dominierenden Komponenten, die Paare aus der Konversion eines Gammaquants (blau) und die Elektronenpaare aus dem π^0 -Dalitz Zerfall (grün). e^+e^- -Paare aus dem η -Dalitz Zerfall konnten nur in der Simulation für 2 GeV·A rekonstruiert werden, da dort die Energieschwelle für η -Produktion im NN-Stoß erreicht wird. Das gezeigte Verhältnis wurde verwendet, um den Öffnungswinkelbereich (rote Linien) für Schnitt S9 zu bestimmen, der den Anteil an π^0 -Dalitz-Paaren optimal herauspräpariert.

Spur unterdrückt sind. Nur in solchen Ereignissen können e^+e^- -Paare rekonstruiert werden. Wie bereits erwähnt stammen aber auch nicht alle diese e^+e^- -Paare aus dem Zerfallsprozess eines gemeinsamen Mutterteilchens und im Experiment steht zunächst keine Information darüber zur Verfügung welche e^+/e^- zu einem wahren, physikalischen e^+e^- -Paare zusammenzuordnen sind.

Es gibt zwei denkbare Quellen dieser physikalisch unkorrelierten e^+/e^- . Zum einen können zwei Teilchen im gleichen Ereignis über einen e^+/e^- erzeugenden Kanal zerfallen sein. Selbst wenn alle 4 e^+/e^- richtig rekonstruiert werden, können in diesem Idealfall 2 wahre und 2 falsche Paare gebildet werden. Wird nur eines der e^+/e^- nicht nachgewiesen, bleibt ein falsch kombiniertes und ein wahres Paar mit ungleichem Vorzeichen übrig. Ohne eine effiziente Möglichkeit diesen Untergrund zu reduzieren, wird das resultierende Signal vom Anteil der kombinatorischen Paare dominiert sein. In den vorliegenden Messungen sind die verschiedenen Zerfälle des π^0 -Mesons die dominante e^+/e^- -Quelle. Jedes erzeugte π^0 (vgl. Tab. 4.10) hat eine Gesamtwahrscheinlichkeit von einigen 10^{-2} ein e^+/e^- zu erzeugen. Die Produktion von 2 Pionen in einem Ereignis ist zusätzlich durch einen Boltzmannfaktor unterdrückt. Damit spielt diese Quelle kombinatorischer Paare für die vorliegende Arbeit eine untergeordnete Rolle.

Andererseits ist aus der Spuranalyse klar geworden, dass e^+e^- -Paare nach S4 25% und nach S8 noch etwa 10% falsche Spuren enthalten. Diese können mehrfach kombiniert werden, so dass in der Simulation nach S8 30% (1 GeV·A) bzw. 45% (2 GeV·A) der rekonstruierten Paare keinem physikalischen Paar entsprechen. Die dominante Quelle

des kombinatorischen Untergrundes sind also fehlidentifizierte Spuren.

Um den Beitrag der wahren e^+e^- -Paare zur Verteilung einer Paarobservablen wie der invarianten Masse zu erhalten, ist es nötig, den Untergrund der zufällig kombinierten oder „kombinatorischen“ Paare zu berechnen und von der Gesamtverteilung abzuziehen. Dies ist eine rein statistische Korrektur, da die „falschen“ Paare nicht einzeln aufgrund ihrer Eigenschaften identifiziert werden können, sondern ihr Beitrag zur Ausbeute nur intervallweise berechnet wird.

In der Literatur werden verschiedene Möglichkeiten zur Berechnung des kombinatorischen Beitrags vorgeschlagen. Beispielsweise lässt sich zeigen, dass der kombinatorische Untergrund aus den Ausbeuten der unphysikalischen Dielektronen mit gleichem Vorzeichen bestimmt werden kann [Her01]. Dies kann geschehen, indem man die Elektronen und Positronen aus dem gleichen Ereignis zu Paaren kombiniert oder indem Spuren mit unterschiedlicher Polarität aus verschiedenen Ereignissen gemischt werden. Letzteres hat den Vorteil, dass unphysikalische Korrelationen, die zwischen den Teilchen innerhalb eines Ereignisses auftreten können (z.B. aufgrund bestimmter Detektoreigenschaften oder aufgrund der Ausleseelektronik) vermieden werden. Diese Methode und hier speziell die Normierung ist innerhalb der Kollaboration derzeit noch in der Diskussion. Deswegen wurde für diese Arbeit auf die erste Methode zurückgegriffen, bei der der Untergrund aus den Dielektronen mit gleichem Vorzeichen in derselben Kollision berechnet wird. In guter Näherung ist dann [Her01]

$$n_{e^+e^-} = 2 \cdot \sqrt{n_{e^-e^-} \cdot n_{e^+e^+}} \quad (5.1)$$

wobei $n_{e^-e^-}$ und $n_{e^+e^+}$ die gemessenen Ausbeuten an LS-Paaren für Elektronen und Positronen darstellen und $n_{e^+e^-}$ der sich daraus ergebende kombinatorische Untergrund ist.

Abbildung 5.2 zeigt den mit den beiden verschiedenen Methoden berechneten kombinatorischen Untergrund. Die roten Punkte repräsentieren den nach Gl. 5.1 aus den LS^+ - und LS^- -Paaren jeweils eines Ereignisses erhaltenen Beitrag. Die blauen Quadrate dagegen stellen den korrelationslosen Untergrund aus US-Paaren dar, die mit Spuren verschiedener Ereignisse rekonstruiert wurden. Die beiden Verteilungen unterscheiden sich in der Form, speziell für kleine invariante Massen $M_{inv} < 50 \text{ MeV}/c^2$. Dies zeigt, dass die LS-Paare aus dem jeweils gleichen Ereignis noch Korrelationen enthalten. Dennoch wurde der nach Gl. 5.1 berechnete Untergrund als gute erste Näherung in der weiteren Analyse verwendet. Es lässt sich zeigen, dass dieser Untergrund den wahren kombinatorischen Untergrund überschätzt [Her01]. Daher sind die Angaben für das extrahierte Signal im Folgenden nach Untergrundabzug nur als Untergrenze zu verstehen.

5.3 Analyse der Datenschnitte

5.3.1 Messgrößen des Paarensembles

In Tabelle 5.2 werden die Messgrößen eingeführt, die untersucht werden, um die Entwicklung des rekonstruierten Paarensembles in Abhängigkeit der Datenschnitte S0 bis S9 zu charakterisieren. Die Schnitte sind in den Tabellen 5.1 und 4.4 zusammengefasst. Die Spurschnitte S1 bis S4 wurden jeweils auf beide Spuren eines untersuchten Paares

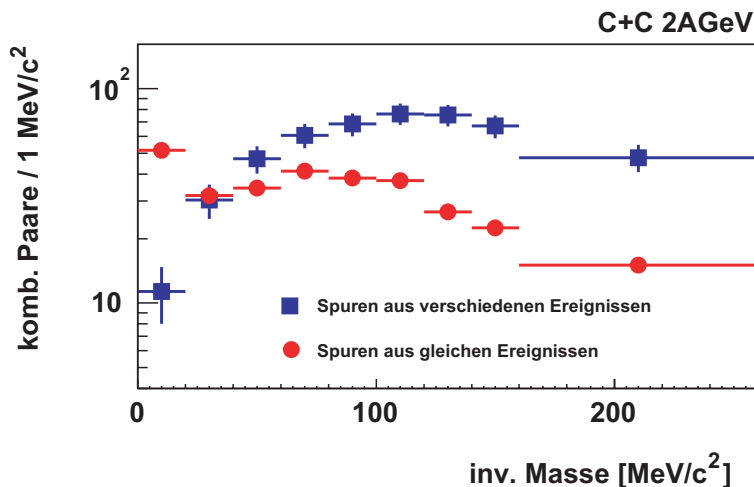


Abbildung 5.2: Kombinatorischer Untergrund für den invarianten Massenbereich bis $M_{inv} < 200 \text{ MeV}/c^2$. Die roten Punkte bezeichnen den nach Formel 5.1 aus LS-Paaren des jeweils gleichen Ereignisses berechneten Untergrund. Die blauen Quadrate repräsentieren den aus Spuren verschiedener Ereignisse direkt berechneten Untergrund aus e^+e^- -Paaren. Die Normierung ist willkürlich.

angewendet. Die ersten 7 Größen US bis S/B können zum Vergleich sowohl für Messdaten als auch für simulierte Daten angegeben werden. Die anderen können nur mithilfe der zusätzlichen Information aus der Simulation bestimmt werden. Um die Entwicklung einer Messgröße in Abhängigkeit der Datenschnitte besser zu verdeutlichen, wird in der weiteren Analyse auch $A_0^n \stackrel{\text{def}}{=} A(S_n)/A(S_0)$ gebildet, wobei A für eine der definierten Messgröße steht.

5.3.2 Entwicklung des Paarensembles

C+C bei 1 GeV·A

Im Anhang A.3 in Tabelle A.9 sind die Analyseergebnisse für das Ensemble der rekonstruierten e^+e^- -Paare in Abhängigkeit der Schnitte S0 bis S9 aufgelistet. Im Folgenden werden die wesentlichen Messgrößen dieser Datentabelle herausgegriffen, graphisch dargestellt und diskutiert.

Abbildung 5.3 stellt die Größe S/B, das Verhältnis aus US-Paarsignal zu CB für $M_{inv} < 140 \text{ MeV}/c^2$ dar. S/B bleibt für die Spurschnitte bis S4 nahezu konstant und steigt erst stark an, wenn auf Paareigenschaften geschnitten wird. Eine Ausnahme bildet S5, der das Verhältnis verschlechtert. Dies zeigt, dass dieser Schnitt stärker auf LS- als auf US-Paare wirkt. Die Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment ist gut, wesentliche Abweichungen treten erst bei Schnitten auf den Öffnungswinkel auf.

Eng korreliert mit dem S/B ist die Reinheit des Paarensembles, die in Abb. 5.4 visualisiert ist. R^{+-} steigt im Wesentlichen linear von 40% auf 78% an, wobei S5 einen größeren Anstieg zur Folge hat als S6. Die Schnitte auf den Öffnungswinkel erhöhen die Reinheit jeweils um 10%. Interessant ist die Größe R_p^{+-} . Sie gibt an wie gut nach dem Untergrundabzug die berechnete Anzahl an physikalischen Paaren mit der wah-

Messgröße	Definition
US	Gesamtzahl der rekonstruierten e^+e^- -Paare (US-Paare).
$US_{<140}$	Gesamtzahl der rekonstruierten e^+e^- -Paare mit $M_{inv} < 140 \text{ MeV}/c^2$.
P	$P \stackrel{\text{def}}{=} US_{<140} - \text{CB}$
LS^+	Gesamtzahl der rekonstruierten e^+e^+ -Paare (LS^+ -Paare) mit $M_{inv} < 140 \text{ MeV}/c^2$.
LS^-	Gesamtzahl der rekonstruierten e^-e^- -Paare (LS^- -Paare) mit $M_{inv} < 140 \text{ MeV}/c^2$.
CB	Kombinatorischer Untergrund (CB) mit $M_{inv} < 140 \text{ MeV}/c^2$, berechnet aus e^+e^+ -Paaren und e^-e^- -Paaren. Diese Größe kann nicht direkt mithilfe von Gl. 5.1 aus den Größen LS^- und LS^+ gewonnen werden, da die Beiträge differenziert für verschiedene Intervalle der invarianten Masse berechnet wurden.
S/B	$S/B \stackrel{\text{def}}{=} \frac{US_{<140}}{\text{CB}}$ „Signal zu Untergrund“-Verhältnis.
Γ	Anzahl der richtig rekonstruierten e^+e^- -Paare mit $M_{inv} < 140 \text{ MeV}/c^2$ aus der Konversion eines γ -Photons.
Π	Anzahl der richtig rekonstruierten e^+e^- -Paare mit $M_{inv} < 140 \text{ MeV}/c^2$ aus dem Dalitzzerfall eines π^0 -Mesons.
H	Anzahl der richtig rekonstruierten e^+e^- -Paare mit $M_{inv} < 140 \text{ MeV}/c^2$ aus dem Dalitzzerfall eines η -Mesons.
R^{+-}	$R^{+-} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\Gamma + \Pi + H}{US_{<140}}$ Reinheit des rekonstruierten Paarensembles
R_P^{+-}	$R_P^{+-} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\Gamma + \Pi + H}{P}$ Reinheit der wahren Anzahl physikalischer Paare nach Untergrundsubtraktion
ΠR^{+-}	$\Pi R^{+-} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\Pi}{US_{<140}}$ Reinheit des herauspräparierten π^0 -Dalitzzerfalles
ΠR_P^{+-}	$\Pi R_P^{+-} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\Pi}{P}$ Reinheit der wahren Anzahl der herauspräparierten π^0 -Dalitzzerfälle nach Untergrundsubtraktion.

Tabelle 5.2: Definition der Messgrößen, die zur Charakterisierung des Paarensembles und der darauf angewandten Datenschnitte untersucht werden.

ren Anzahl in der Simulation übereinstimmt. S5 verzerrt deutlich den CB durch seine unterschiedliche Wirkung auf US- und LS-Paare. Nach allen Schnitten stimmt die vom Untergrund befreite und die wahre Zahl der physikalischen Paare in der Simulation bis auf 10% überein, wobei das berechnete das wahre Signal überschätzt. ΠR^{+-} und ΠR_P^{+-} geben die Reinheit bezüglich der Paare aus dem Dalitzzerfall des π^0 an. Nach S9, der diesen Kanal speziell herauspräparieren soll, stammen 70% aller Paare aus diesem Zerfall. Dies ist ein wichtiges Ergebnis dieser Analyse, da speziell diese e^+/e^- aus dem Target in Kapitel 6 benutzt werden, um die Eigenschaften des RICH-Detektors zu untersuchen.

Abb. 5.5 stellt den Verlust an richtig rekonstruierten e^+e^- -Paaren aus dem π^0 -Dalitzzerfall und der Konversion bezogen auf den Gehalt nach S0 dar. S5 führt zum höchsten

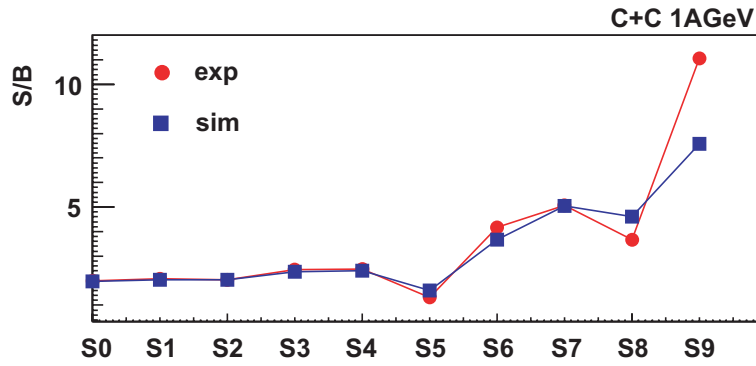


Abbildung 5.3: C+C 1 GeV·A, Verhältnis aus der Summe der rekonstruierten US-Paare und dem berechneten kombinatorischen Untergrund bis zur Pionenmasse: „Signal zu Untergrund“-Verhältnis.

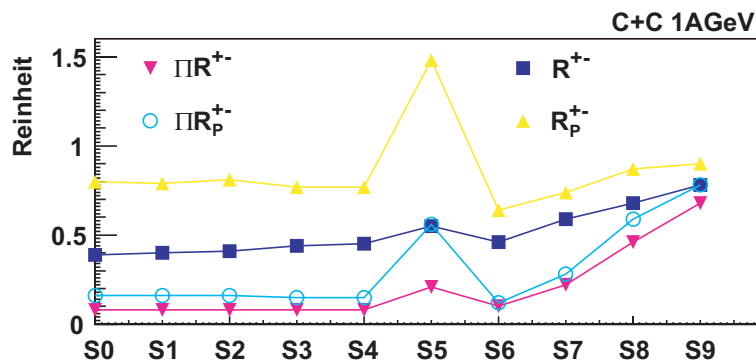


Abbildung 5.4: Reinheit des Paarensembles für C+C bei 1 GeV·A. R_p^{+-} steigt bei S5 über 1 an, da der Schnitt auf Doppelspuren stark unterschiedlich auf US- und LS-Paare wirkt. Tab. 5.2 enthält die Definition der 4 Messgrößen.

Verlust an wahren Paaren und ist auch der erste Schnitt, der in seiner Wirkung eine klare Trennung der beiden physikalischen Prozesse erreicht. Die unterschiedliche Wirkung ist auf die verschiedene Öffnungswinkelcharakteristik der Prozesse zurückzuführen. S6 verwirft keine physikalischen Paare. Während nach S9 22% der Dalitzpaare übrig bleiben, werden Konversionspaare auf weniger als 1% ihrer ursprünglichen Anzahl verringert.

C+C bei 2 GeV·A und Unterschiede zu 1 GeV·A

Abbildung 5.6 zeigt das „Signal-zu-Untergrund“ Verhältnis S/B. Die relative Wirkung der Schnitte entspricht der bei ME1/SE1, das Maximum ist allerdings einen Faktor 2,5 kleiner. Simulation und Experiment stimmen vergleichbar gut überein.

Die Entwicklung der Reinheit des Paarensembles verhält sich analog zu der bei SE1 (Abb. 5.7), erreicht allerdings nur einen maximalen Wert von 54% nach S8 statt 68% bei SE1. Die geringere Akzeptanz für e^+/e^- mit kleinen mittleren Impulsen $\langle p \rangle < 100$ MeV/c aus den Pionzerfällen führt offensichtlich zu einer höheren Zahl von teilrekonstruierten Spuren und damit Paaren. Diese Beobachtung ist konsistent mit

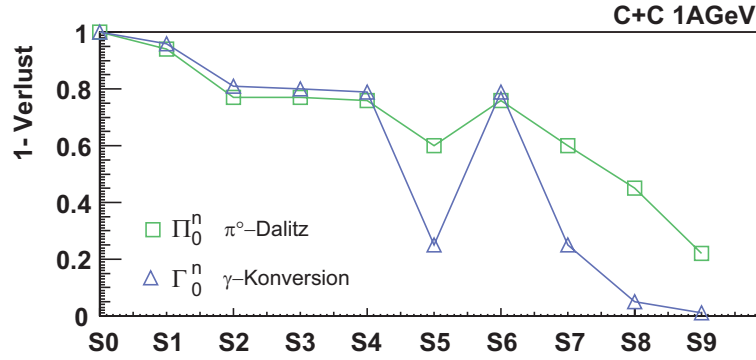


Abbildung 5.5: Abnahme der Anzahl richtig rekonstruierter e^+e^- -Paare für C+C bei 1 GeV·A als Funktion der Schnitte und aufgeschlüsselt in die beiden dominierenden e^+/e^- -Quellen. Die Werte sind auf die Anzahl bei S0 normiert.

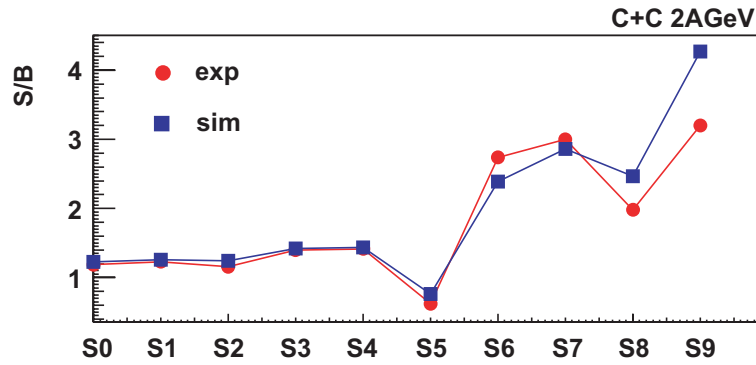


Abbildung 5.6: C+C 2 GeV·A, Verhältnis aus der Summe der rekonstruierten US-Paare und dem berechneten kombinatorischen Untergrund bis zur Pionenmasse: „Signal zu Untergrund“-Verhältnis.

jener aus der Spuranalyse. Dies hat Einfluß auf den kombinatorischen Untergrund und führt zu einem deutlich anderen Verhalten der Größe R_P^{+-} . Solange nur auf Spureigenschaften geschnitten wird, wird der CB überschätzt. Damit ist P zu klein und R_P^{+-} erreicht Werte von annähernd 2. S5 wirkt noch unterschiedlicher auf US- und LS-Paare als in SE1 und führt zu einem starken Überschätzen des CB, was negative Werte von P zur Folge hat. Damit ist die Wirkung umgekehrt verglichen mit SE1.

Die Verluste (Abb. 5.8) an physikalischen Paaren, die nach S0 richtig rekonstruiert waren, sind in SE2 einige Prozent höher als in SE1. In SE2 konnten auch etwa 300 e^+e^- -Paare aus dem Dalitzzerfall des η -Mesons nach S0 rekonstruiert werden. Nach S8 sind davon noch 120 Paare übrig. Dieses Ensemble entwickelt sich mit Ausnahme von S9 analog dem aus dem π^0 -Dalitzzerfall. Auffällig ist auch, dass die Spurschnitte, die im Wesentlichen alle impulsabhängig sind, weniger e^+e^- -Paare aus dem η -Zerfall als aus den Pionzerfällen verwerfen. Dies liegt an den im Mittel höheren Impulsen und der damit besseren Spurqualität dieser e^+/e^- .

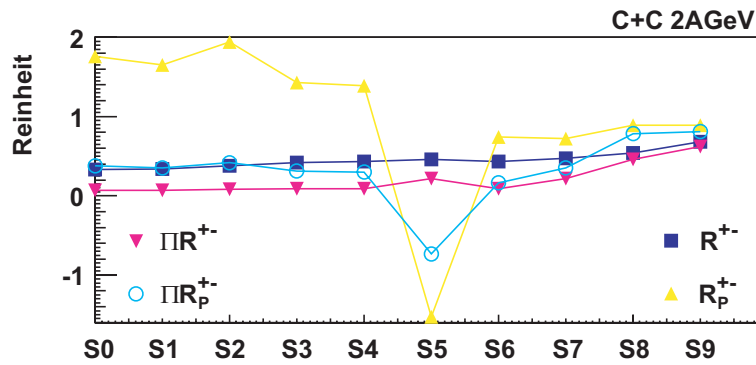


Abbildung 5.7: Reinheit des Paarensembles für C+C bei 2 GeV·A. Werte größer als 1 treten auf, da die Spurschnitte den CB unterschätzen. Negative Werte kommen durch ein starkes Überschätzen des CB zustande. Tab. 5.2 enthält die Definition der 4 Messgrößen.

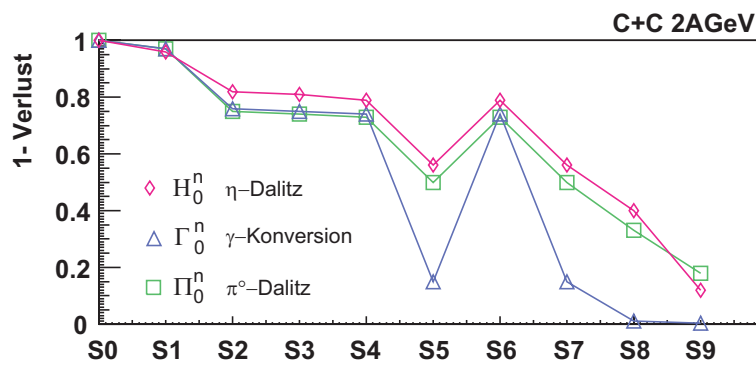


Abbildung 5.8: Abnahme der Anzahl richtig rekonstruierter e^+e^- -Paare für C+C bei 2 GeV·A als Funktion der Schnitte und aufgeschlüsselt in die drei dominierenden e^+/e^- -Quellen. Die Werte sind auf die Anzahl bei S0 normiert.

5.4 Ergebnisse

5.4.1 e^+e^- -Paare für C+C bei 1 GeV·A

Öffnungswinkelverteilungen

Abbildung 5.9 zeigt die gemessene Öffnungswinkelverteilung α der e^+e^- -Paare nach Schnitt S8 (rote Punkte). Aufgetragen ist die Paarausbeute nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes pro Kollision mit mindestens einem nachgewiesenen geladenen Teilchen. Die unterschiedlich großen Intervalle der Verteilung sind durch ihre Breite dividiert, so dass die Ausbeute pro 1° und Kollision gezeigt ist. Die Fehlerbalken geben die statistische Unsicherheit wieder, die aus den Unsicherheiten der Verteilungen berechnet wurde, die in das e^+e^- -Signal und den CB eingegangen sind. Zum Vergleich ist das Ergebnis der Simulation (blaue gestrichelte Linie) eingezeichnet. Es wurde um den in Kapitel 4 referierten Korrekturfaktor $\text{corr} = 1,33$ herunterskaliert. Dieser Wert soll in erster, grober Näherung eine Korrektur der Pionenausbeuten des Ereignisgenerators und der in Simulation und Experiment unterschiedlichen Hadronenakzeptanz

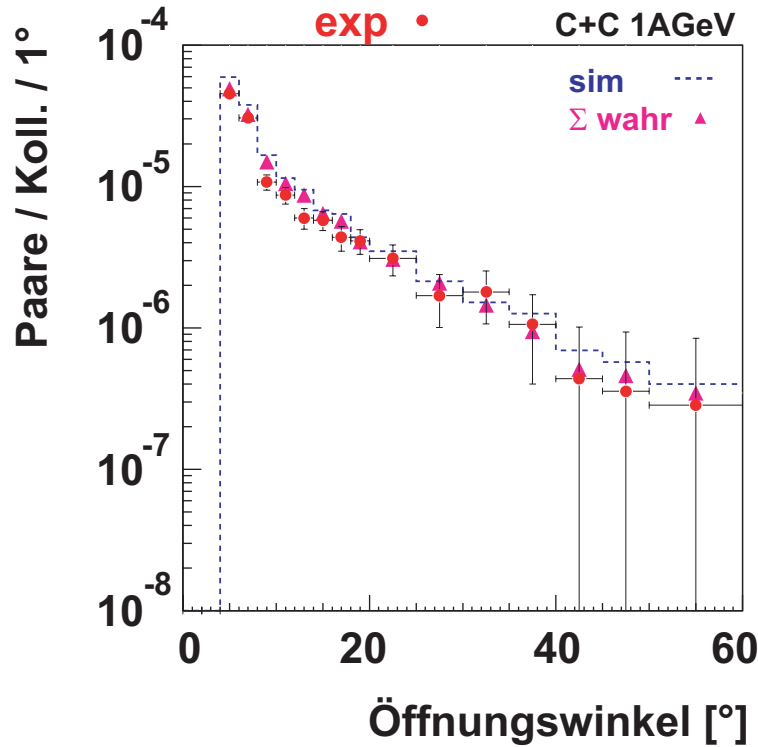


Abbildung 5.9: C+C bei 1 GeV·A: Öffnungswinkelverteilung der gemessenen und simulierten Dielektronen nach Schnitt S8.

liefern. Der Korrekturfaktor wurde auch auf die folgenden Spektren angewendet. Der Anteil wahrer Paare (violette Dreiecke) bezieht sich auf die Simulationsausbeute vor Abzug des kombinatorischen Untergrundes. Wird dieser durch die Berechnungsmethode überschätzt, können die simulierten Paarausbeuten (blaue Linie) nach Abzug des CB unter dem Anteil der wahren Paare liegen. Die Übereinstimmung zwischen der simulierten und gemessenen Verteilung ist bemerkenswert gut, vor allem was den Verlauf bei kleinen Öffnungswinkeln angeht, wo die statistische Unsicherheit den Vergleich zulässt. Bei Winkeln knapp unter $\alpha = 10^\circ$ ist eine Änderung in der Steigung zu sehen. Wie ein Vergleich mit Abbildung 5.1 zeigt, kommt der dominante Beitrag zur Ausbeute bei $\alpha < 8^\circ$ von Konversionspaaren, darüber von Paaren aus dem π^0 -Dalitzzerfall.

Invariante Masse

Abb. 5.10 zeigt die invariante Massenverteilung der rekonstruierten e^+e^- -Paare nach S8. Gezeigt sind nur die Beiträge bis $M_{inv} < 150 \text{ MeV}/c^2$, da darüberhinaus das gemessene Signal innerhalb der statistischen Unsicherheit mit dem berechneten Untergrund übereinstimmt. Die Simulation überschätzt die gemessene Paarausbeute auch nach Anwendung des Korrekturfaktors etwas. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation in der Form des exponentiellen Abfalls des Signals bis zur Pionenmasse ist gut. Integriert man über die simulierte Ausbeute (blaue Linie) bis zur Pionenmasse, so gibt die Größe R^{+-} in Tab. A.9 bzw. in Abb. 5.4 an, dass 87% der so berechneten

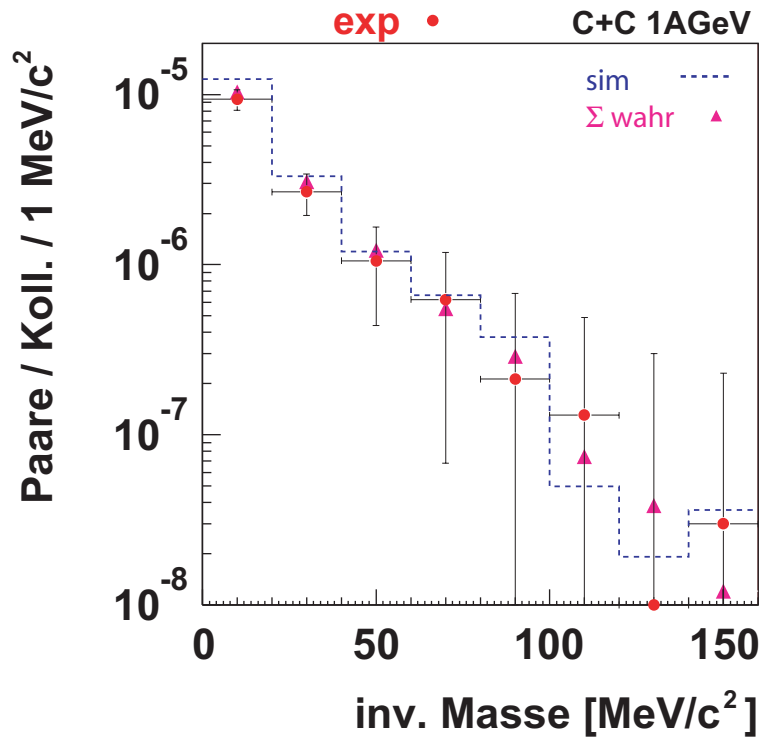


Abbildung 5.10: C+C bei 1 GeV·A: Invariantes Massenspektrum der gemessenen und simulierten Dielektronen nach S8. Für Massen $M_{inv} > 150 \text{ MeV}/c^2$ konnten keine statistisch signifikanten Datenpunkte oberhalb des CB gemessen werden.

Ausbeute wahren physikalischen Paaren entsprechen. Dieses Verhältnis spiegelt sich in der guten Übereinstimmung zwischen den Dreiecken und der gestrichelten Linie wider.

5.4.2 e^+e^- -Paare für C+C bei 2 GeV·A

Öffnungswinkelverteilungen

Für die in ME2/SE2 bestimmten Öffnungswinkelverteilungen gilt dasselbe wie für ME1/SE1. Der gemessene mittlere Öffnungswinkel beträgt $\langle \alpha \rangle = 12,7^\circ$, was mit dem theoretisch erwarteten aus dem π^0 -Dalitzzerfall von $\langle \alpha \rangle = 13,4^\circ$ (bei Mittelung von 0° bis 60°) in guter Übereinstimmung ist. Insgesamt lässt sich sagen, dass die Diskrepanz zwischen ME2 und SE2 höher ist als für ME1 und SE1. Generell scheint die Simulation auch nach der oben beschriebenen Korrektur die Messwerte zu überschätzen. Dies kann an einer geringeren Effizienz des Spektrometers im Vergleich zu den in die Simulation als Materialparameter, Geometrie und Modellierung der Detektorphysik indirekt eingegangenen Effizienzwerte liegen, die zu einer unterschiedlichen Antwort der rekonstruierten Spur- und Paarensemble auf die entwickelten Schnitte führen.

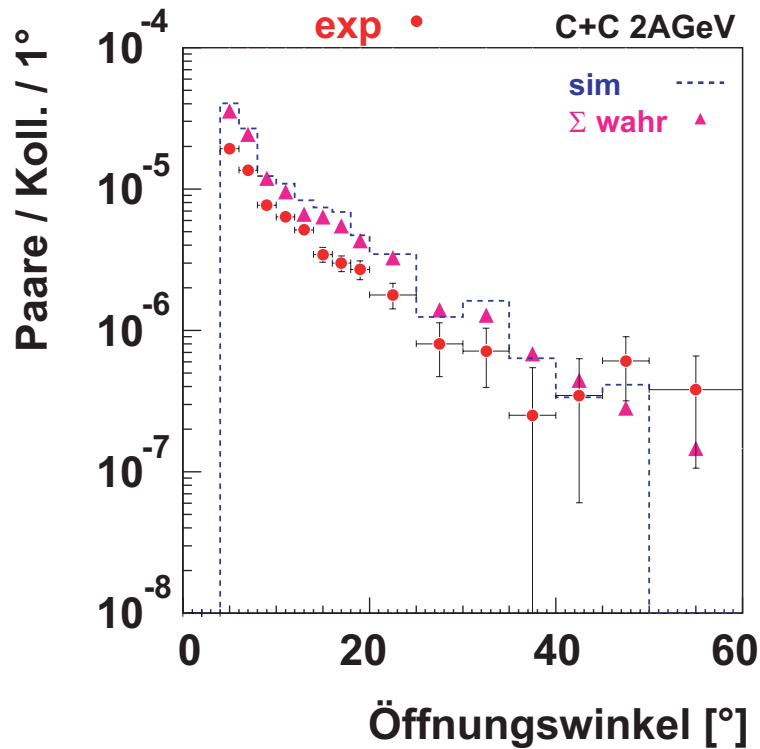


Abbildung 5.11: C+C bei 2 GeV·A: Öffnungswinkelverteilung der gemessenen und simulierten Dielektronen, siehe auch Abb. 5.9. Der mittlere Öffnungswinkel beträgt $\langle \alpha \rangle = 12,7^\circ$.

Invariante Masse

Das in Abb. 5.12 gezeigte invariante Massenspektrum ist nur bis zu $M_{inv} < 250 \text{ MeV}/c^2$ gezeigt. Für größere Werte der invarianten Masse konnten keine Beiträge überhalb des berechneten kombinatorischen Untergrundes mit statistischer Signifikanz gemessen werden. Auch hier überschätzt die herunterskalierte Simulation die Messwerte noch um etwa einen Faktor 2 bei kleinen Massen.

5.4.3 Paarausbeuten

Tabelle 5.3 enthält die Raten gemessener und simulierter e^+e^- -Paare mit $M_{inv} < 140 \text{ MeV}/c^2$ pro 10^4 C+C Kollisionen in Abhängigkeit der Datenschnitte S0 bis S9. Der kombinatorische Untergrund wurde nach Gl. 5.1 berechnet und abgezogen. Der Tabelle ist zu entnehmen, dass die ermittelten Raten in Abhängigkeit der kumulativen Schnitte stark abfallen. Den stärksten Schnitt stellt erwartungsgemäß S8 dar, da die meisten Paare aus den hier betrachteten Zerfällen kleine Öffnungswinkel besitzen. S5 stellt einen Sonderfall dar, da er sehr unterschiedlich auf US- und LS-Paare wirkt und zu einem so starken Überschätzen des CB führt, dass das US-Paarsignal sogar kleiner ist. S6 dagegen verwirft kaum US-Paare, aber viele LS-Paare, was zu einer Erhöhung des resultierenden Paarsignals im Vergleich mit S4 führt, obwohl S4 in S6 enthalten ist. Solange also der Anteil wahrer Paare nicht deutlich über 50% (vgl. R^{+-}) und

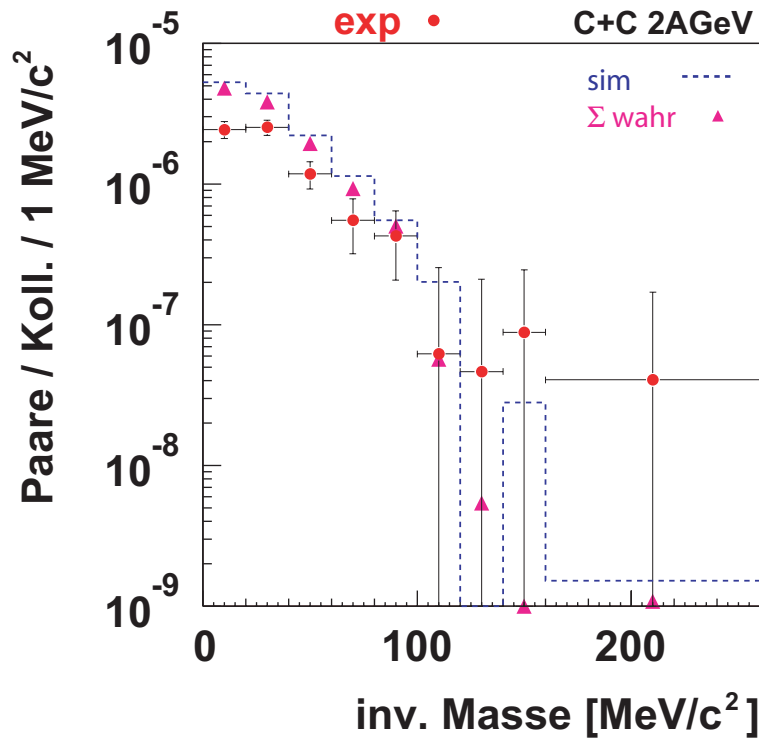


Abbildung 5.12: C+C bei 2 GeV·A: Invariantes Massenspektrum der gemessenen und simulierten Dielektronen, siehe auch Abb. 5.10.

S/B deutlich über 2 liegt, führt die Differenzbildung der etwa gleich großen Anzahlen $US_{<140}$ und CB zu starken Schwankungen in der Rate.

Für die 1 GeV·A-Daten überschätzt die Simulation das Experiment um einen Faktor 1,72 nach S8, was gut durch den in Kapitel 4 abgeschätzten Korrekturfaktor $\text{corr} = 1,33$ kompensiert wird, aber einen deutlich größeren Unterschied darstellt als bei den Spurraten (1,05). In den 2 GeV·A-Daten überschätzt die Simulation das Experiment um einen Faktor 2,57. Das entsprechende Verhältnis für die Spurraten war dagegen 1,29. Das Spurratenverhältnis konnte fast vollständig durch den Korrekturfaktor $\text{corr} = 1,33$ erklärt werden. Das Missverhältnis der Paarraten ist bislang im Detail unverstanden, wird aber offensichtlich durch eine stark unterschiedliche Wirkung von S8 in Simulation und Experiment verursacht.

Der Vergleich der Raten zwischen der 1 GeV·A- und 2 GeV·A-Messung muss wie schon bei der Spurratenanalyse die bei der 1 GeV·A-Messung um einen Faktor 7 erniedrigte Magnetfeldstärke berücksichtigen. Das schwächere Feld führt im Mittel zu kleineren Ablenkewinkeln und erhöht damit die Impulsakzeptanz des Spektrometers. Für einzelne e^+ / e^- wurde diese Erhöhung aus den Messdaten zu 70% abgeschätzt. Nach Berücksichtigung der unterschiedlichen Pionenausbeuten bei den beiden Energien erhält man eine um einen Faktor 5 erhöhte Paarakzeptanz nach S8. Eine naive quadratische Abschätzung aus dem Ergebnis für die Spuren ergäbe allerdings nur einen Faktor 3 für die Paare. Ein Grund kann in der generell unterschiedlichen Akzeptanz für e^+ und e^- liegen. Das Verhältnis aus erwarteter zu gemessener Paarakzeptanzhöhung ist für das Experiment

Rekonstruierte e^+e^- -Paare pro 10^4 C+C Kollisionen										
	S0	S1	S2	S3	S4	S5	S6	S7	S8	S9
ME1	37,9	36,7	31,2	32,5	32,2	3,8	40,4	12,0	2,8	1,0
SE1	37,3	36,2	29,6	30,9	30,7	6,6	37,4	13,3	4,8	1,7
ME2	13,8	15,4	8,5	14,5	14,5	-8,1	31,3	8,6	1,4	0,8
SE2	22,3	23,2	15,3	20,6	20,9	-5,8	39,3	12,5	3,6	1,9
Vergleich Simulation und Experiment										
SE1/ME1	0,98	0,99	0,95	0,95	0,95	1,75	0,92	1,11	1,72	1,69
SE2/ME2	1,61	1,51	1,8	1,42	1,44	0,72	1,25	1,47	2,57	2,37
Vergleich 1 GeV·A und 2 GeV·A										
ME1/ME2	2,75	2,38	3,67	2,24	2,22	-0,47	1,29	1,39	2	1,25
SE1/SE2	1,67	1,56	1,93	1,5	1,47	-1,14	0,95	1,06	1,33	0,89

Tabelle 5.3: Die Anzahl rekonstruierter e^+e^- -Paare mit $M_{inv} < 140 \text{ MeV}/c^2$ pro 10^4 C+C Kollisionen in Abhängigkeit der Datenschnitte S0 bis S9 nach Abzug des CB. ME1 und SE1 stehen für Experiment und Simulation bei 1 GeV·A und entsprechend ME2 sowie SE2 bei 2 GeV·A. Zum Vergleich sind die Verhältnisse zwischen gemessenen und simulierten Raten, sowie zwischen den Energien angegeben.

damit 1,65 und in der Simulation 1,75 (vgl. Tab. 4.9).

Kapitel 6

Das RICH-Signal für e^+/e^- aus dem Target

Im Folgenden werden die Kenngrößen der auf der Kathodenebene des RICH-Detektors abgebildeten Cherenkovringe untersucht. Dazu werden Ringe ausgewählt, die von einzelnen hochenergetischen e^+/e^- erzeugt wurden. Idealerweise würde man dafür ein Kalibrationsexperiment mit einem Elektronenstrahl durchführen, um die Antwortfunktion des Detektors positionsaufgelöst zu bestimmen. Da ein Elektronenstrahl mit $p_{e^-} > 10 \text{ MeV}/c$ bei der GSI routinemäßig nicht zur Verfügung steht, werden einzelne e^+/e^- aus dem Target betrachtet, die in den untersuchten C+C Kollisionen gebildet wurden. Es gibt 2 Hauptquellen von e^+/e^- in den untersuchten Reaktionen: Einmal den Dalitzzerfall des π^0 direkt im Target ($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$, BR $\approx 1,2\%$) und zum anderen die externe Paarkonversion der Gammaquanten ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) aus dem dominanten Zerfallskanal (BR $\approx 98,8\%$) des π^0 ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), wobei die Wahrscheinlichkeit für diese Konversion aufgrund der Zusammensetzung und Dicke aller Materialien auf dem Weg des Photons durch den Detektor bei etwa 3% liegt [Sch95]. Die e^+/e^- aus Konversion, die vom RICH nachgewiesen werden können, entstehen hauptsächlich im Target und im Gasradiator vor dem Spiegel. Die π^0 s selbst zerfallen aufgrund ihrer geringen mittleren Lebensdauer ($\tau \approx 10^{-16} \text{ s}$, $c\tau \approx 30 \text{ nm}$) alle noch innerhalb des Targets.

Zu beachten ist, dass die Vertizes der e^+/e^- aus Konversion sehr verschieden sind und damit auch ihre Weglängen im Gasradiator variieren. Die Weglänge eines e^+/e^- im Gasradiator ist außerdem vom polaren Emissionswinkel θ abhängig. Sie variiert zwischen 40 und 70 cm für $18^\circ < \theta < 85^\circ$. Diese Weglängenunterschiede beeinflussen die Photonenausbeute und damit die Nachweiswahrscheinlichkeit der Cherenkovringe. Vor allem Konversionspaare haben sehr kleine Öffnungswinkel ($\langle \alpha \rangle \approx 2^\circ$), die zu nicht aufgelösten Doppelringen mit im Vergleich zu Einzelringen erhöhter Photonenzahl und damit Padmultiplizität führen.

6.1 Auswahl geeigneter Spuren und Ringe

Für die Untersuchung der Ringeigenschaften muß das Ziel also sein, die oben erwähnten Mehrdeutigkeiten auszuschließen, indem im Target gebildete, weit geöffnete π^0 -Dalitzpaare identifiziert und ihre beiden e^+/e^- verwendet werden. Gleichzeitig sollten möglichst viele der e^+/e^- aus Konversion verworfen werden. Genau dieses Ziel wurde in Kapitel 5 mit dem dort entwickelten Schnitt S9 (S7 und zusätzlich Selektion von Paaren mit Öffnungswinkel $8^\circ < \alpha < 25^\circ$ für C+C bei $1 \text{ GeV}\cdot\text{A}$ bzw. $6^\circ < \alpha < 18^\circ$ für C+C bei $2 \text{ GeV}\cdot\text{A}$) verfolgt. Nach S9 stehen in SE1 (SE2) die e^+/e^- aus 3103

(3514) e^+e^- -Paaren für die Untersuchung der Eigenschaften der zugehörigen Ringe zur Verfügung.

Wie die Paaranalyse gezeigt hat, erhöht dieser Schnitt den Anteil wahrer Paare am verbleibenden Gesamtensemble auf $R^{+-} = 78\%$ (68%), wobei 87% (91%) davon e^+e^- -Paare aus dem π^0 -Dalitzzerfall sind (vgl. Tab. A.9 und Tab. A.10 in Anhang A.3).

Die Spuranalyse dieser e^+e^- -Paare zeigt, dass ihre e^+/e^- einen Anteil von $r^{+-} = 3,1\%$ (2,6%) der nach S0 erzeugten und von $w^{+-} = 4\%$ (3,4%) der zunächst richtig rekonstruierten Spuren enthalten. 90,9% (89,2%) der rekonstruierten Spuren negativer Polarität entsprechen in der Simulation wahren e^- (w_n^-) und 88,9% (83,7%) der Spuren positiver Polarität (w_n^+) wahren e^+ . Damit bleiben $f = 10,1\%$ (13,5%) falsche Spuren im weiter verwendeten Ensemble. Diese Spuren sind in dem Sinne falsch, dass sie nur im Bereich vor dem Magnetfeld richtig rekonstruiert werden konnten. Sie enthalten trotzdem zu etwa 95% wahre Cherenkovringe. Diese Zahlen können den Tabellen A.6 und A.7 im Anhang A.2.1 entnommen werden.

Ein wichtiger Unterschied zwischen den beiden in dieser Arbeit untersuchten Messungen ist die für das Experiment bei $E = 1 \text{ GeV}\cdot\text{A}$ auf $B = 0,07 \text{ T}$ ($2 \text{ GeV}\cdot\text{A}$: $B = 0,5 \text{ T}$) erniedrigte Magnetfeldstärke. Sie hat eine untere Impulsakzeptanzgrenze (vgl. Abb. 4.11 und 4.15) für die e^+/e^- von etwa $p > 10 \text{ MeV}/c$ zur Folge ($2 \text{ GeV}\cdot\text{A}$: $p > 50 \text{ MeV}/c$). Dies ist wichtig, da nur e^+/e^- mit Impulsen $p > 50 \text{ MeV}/c$ Ringe mit einem asymptotisch konstanten Durchmesser $d \simeq 8 \text{ Pads}$ (Padgröße: $6,6 \times 4,6 - 6,6 \times 7,1 \text{ mm}^2$) erzeugen. Ringe, die von langsameren Leptonen erzeugt werden, sind im RICH ($\gamma_{\text{thresh}} = 18$) mit kleineren Radien noch sichtbar, werden im Mittel aber von weniger Photonen gebildet und haben deswegen eine kleinere Nachweiswahrscheinlichkeit.

Aufgrund der guten Übereinstimmung von Simulation und Experiment für beide Reaktionen vor allem im qualitativen Verlauf der Öffnungswinkelverteilungen bis etwa $\alpha = 30^\circ$, aber auch bei den Verteilungen für einzelne e^+/e^- , wird der in der Simulation optimierte Schnitt S9 auch auf die Messdaten angewandt. Damit werden 787 e^+e^- -Paare aus ME1 und 4159 e^+e^- -Paare aus ME2 selektiert. Diese enthalten 747 verschiedene e^- und 757 verschiedene e^+ in ME1 und 3872 e^- bzw. 3838 e^+ in ME2. In ME2 wird dieselbe Spur also geringfügig häufiger in 2 verschiedenen Paaren verwendet als in ME1. Die Verwendung eines e^+/e^- in zwei verschiedenen Paaren ist unphysikalisch, die Analyse bis einschließlich S9 hat aber keine explizite Entscheidung über die Zusammengehörigkeit zweier e^+/e^- zu einem e^+e^- -Paar getroffen. Dennoch sind beispielsweise in ME1 $747/787 \approx 94,9\%$ der Paare vollständig disjunkt. Aufgrund des engen Winkelkorrelationsfensters zwischen Ringmittelpunkten und Spursegmenten in S0 entspricht jeder Spur genau ein Ring. In der weiteren Analyse wurde darauf geachtet, dass jeder Ring nur genau einmal in die jeweilige Verteilung einer Ringeigenschaft eingeht. Dies reduziert das Ensemble der Ringe aber nur um etwa 5% gegenüber der aus der Anzahl der Paare erwarteten Statistik.

6.2 Ergebnisse

In Abbildung 6.1 ist der mittlere gemessene Ringradius als Funktion des Polarwinkels in jeweils 6° breiten Intervallen aufgetragen. Verwendet wurden dazu Ringe aus Spuren, die das Paarensemble nach Schnitt S9 für die Reaktion $C+C$ bei $E = 2 \text{ GeV}\cdot\text{A}$ bilden.

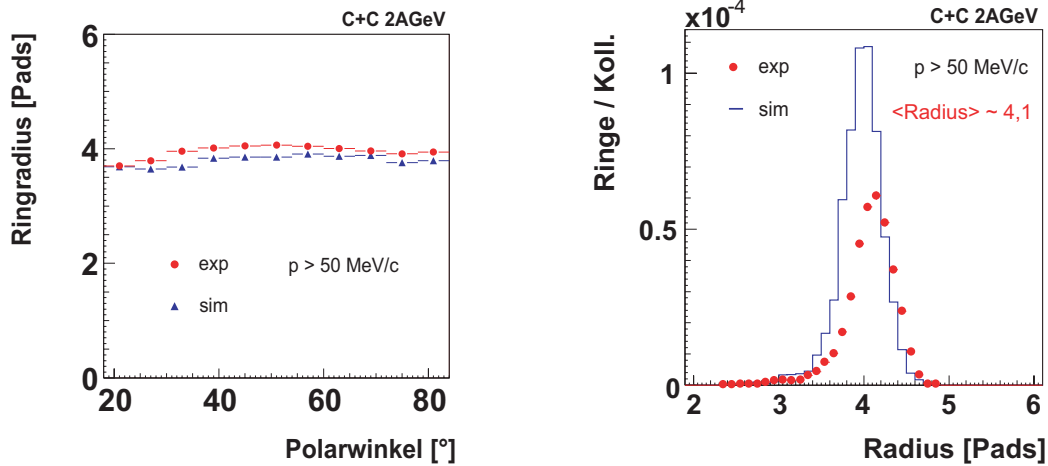


Abbildung 6.1: Verteilung der mittleren gemessenen Ringradien in 6° Intervallen des Polarwinkels für C+C bei 2 GeV·A nach Schnitt S9 auf e^+e^- -Paare (links) und die Radiusverteilung gemittelt über alle Polarwinkel (rechts).

Dies ist auch der Grund für die unterschiedliche Ringausbeute pro Kollision in Simulation und Experiment. Hier spiegelt sich die unterschiedliche Paar- und damit Spurrate wider, die nach dem Öffnungswinkelschnitt auftritt und bereits in Kapitel 5 diskutiert wurde. Die Schwankung beträgt weniger als 10% des mittleren Radius von $r = 4,1 \pm 0,3$ in Padkoordinaten. Die Simulation unterschätzt den gemessenen Radius im Mittel um weniger als 0,2 Pads. Der mittlere gemessene Radius bei der 1 GeV·A Messung ist mit dem bei $E = 2$ GeV·A identisch. Damit konnte die polarwinkelabhängige Variation der Ringradien in Padkoordinaten aufgrund sphärischer Aberration und einer nur näherungsweise Überdeckung der Fokalebene des Spiegels und der Photondetektorebene durch die angepasste Padgröße und -geometrie erfolgreich kompensiert werden. Damit ist eine essenziell wichtige Voraussetzung für die Bildverarbeitungseinheiten des Triggers der 2. Stufe erfüllt [Kas00] [Zei99]. Die bei Schnitt S1 gesetzte Bedingung $P_{Matrix} > 200$ legt das Radiusintervall für durch den Algorithmus erkennbare Ringe lediglich auf etwa 25% des Radius fest.

Zur Bestimmung der Padanzahl eines Ringes wurden alle aufgeleuchteten Pads in einem 13×13 Pads großen Quadrat um den Ringmittelpunkt gezählt. Bei dieser Definition der Padanzahl können noch Pads eines aufgelösten nahen zweiten Ringes mitgezählt werden. Der Anstieg der Padmultiplizität mit dem Polarwinkel in Abbildung 6.2 spiegelt die Zunahme der Gasradiatorlänge und damit die Photonenausbeute wider. Bei 27° werden $21,8 \pm 0,2$ (Simulation: $22,0 \pm 0,2$) und bei 75° $28,0 \pm 0,3$ (Simulation: $26,7 \pm 0,3$) gefeuerte Pads pro Ring gemessen. Die Simulation reproduziert die Messwerte hier sehr gut. Die über alle Polarwinkel integrierte mittlere Padanzahl beträgt $\langle N^{Pad} \rangle = 22,6 \pm 7,2$ für die Messwerte und $22,6 \pm 6,7$ für die simulierten Werte. Die 1 GeV·A Daten zeigen innerhalb der statistischen Unsicherheiten dieselben Messwerte.

Die Anzahl der nach S9 in ME2 verbleibenden e^+/e^- erlaubt auch eine winkelaufgelöste und sektorweise Untersuchung der Cherenkovringe. Abbildung 6.3 zeigt die mittlere Padanzahl sektorweise gegen den Polarwinkel aufgetragen. Die Simulationen sind mit

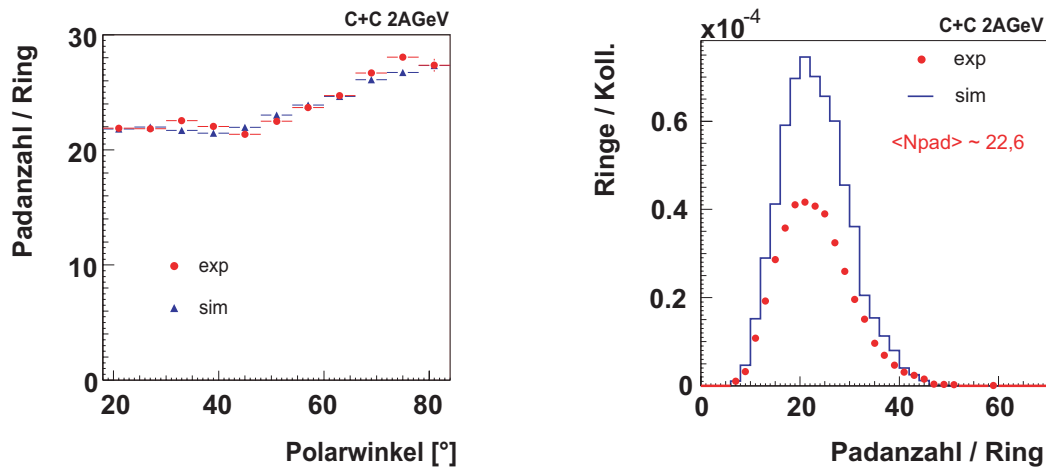


Abbildung 6.2: Verteilung der mittleren gemessenen Padanzahl pro Ring in 6° Intervallen des Polarwinkels für C+C bei 2 GeV·A nach Schnitt S9 auf e^+e^- -Paare (links) und die Padanzahlverteilung gemittelt über alle Polarwinkel (rechts).

den wesentlichen gemessenen Materialparametern [Fab03a] des RICH wie beispielsweise der Spiegelreflektivität, der Transmission des CaF_2 -Fensters und der Quanteneffizienz sektorweise korrigiert und zeigen gute Übereinstimmung mit den Messdaten in den einzelnen Sektoren. Auffällig ist, dass sich nicht alle Sektoren über den gesamten sensitiven Polarwinkelbereich hinweg gleich verhalten. Sektor 4 weist bei etwa 25° eine Überhöhung gegenüber der Simulation auf, die auf ein etwa 100 Pads großes Gebiet zurückzuführen ist, das während des Experiments eine erhöhte Ansprechwahrscheinlichkeit zeigte. Sektor 1 und Sektor 2 liegen mit ihrer über alle Polarwinkel integrierten mittleren Padanzahl $\langle N^{Pad} \rangle$ etwas unterhalb der der anderen Sektoren. Sektor 6 scheint die höchste Effizienz zu besitzen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Simulation und die gemessenen Eigenschaften der im RICH erzeugten und nachgewiesenen Cherenkovringe von einzelnen e^+/e^- aus dem Target in guter Übereinstimmung sind. Dies bedeutet, dass die in die Simulation eingegangenen und teilweise im Labor vermessenen Materialparametereigenschaften auch im RICH-Detektor unter Experimentbedingungen gültig sind. Ein signifikanter Unterschied zwischen den Sektoren 2 und 5 einerseits, die mit Carbonspiegeln bestückt waren, und den restlichen Sektoren, die Glasspiegel verwendeten, kann aus den Daten nicht abgeleitet werden.

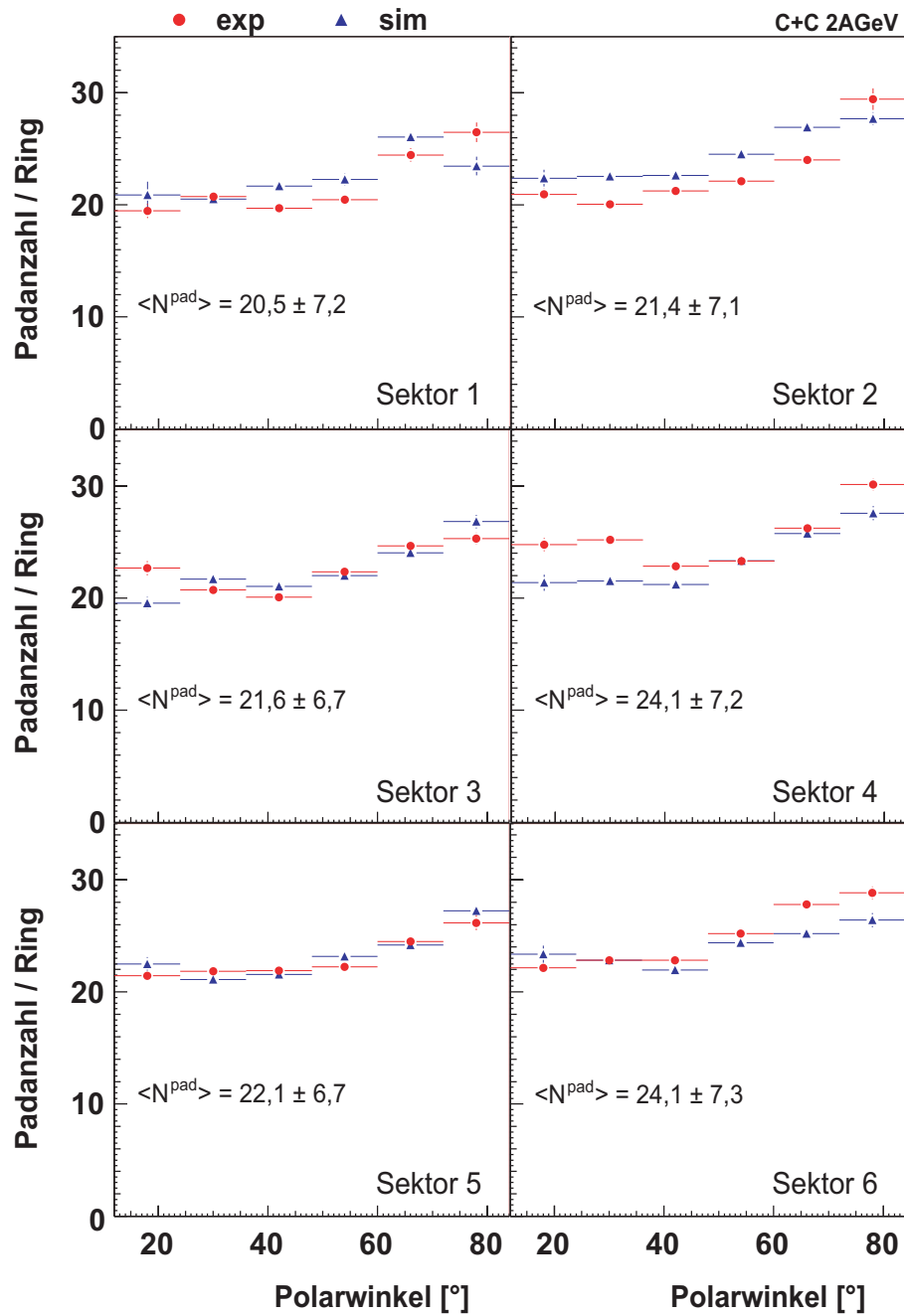


Abbildung 6.3: Sektoraufgelöste Verteilung der mittleren gemessenen Padanzahl pro Ring in 12° Intervallen des Polarwinkels für C+C bei 2 GeV·A nach Schnitt S9 auf e^+e^- -Paare.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Diskussion

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit den ersten Messungen von e^+e^- -Paaren aus C+C Kollisionen, die mit dem HADES Spektrometer während erster Tests mit einem noch unvollständigen Aufbau durchgeführt wurden. Die entwickelte Datenanalyse zur Identifizierung und Selektion von einzelnen e^+/e^- sowie von e^+e^- -Paaren wurde erläutert und die Ergebnisse im Rahmen der statistischen Unsicherheiten diskutiert. Es konnten Verteilungen der physikalischen Observablen von e^+/e^- für 2 verschiedene Energien der Projektilkerne und bei 2 verschiedenen Impulsakzeptanzen des Spektrometers gemessen werden. Die e^+/e^- stammen im Wesentlichen aus Zerfällen von π^0 -Mesonen, die in den untersuchten C+C Kollisionen gebildet werden. Detaillierte Monte-Carlo-Simulationen der Kollisionen und des gesamten Spektrometers wurden mit den Messergebnissen verglichen. Für die Verteilungen einzelner e^+/e^- wird gute qualitative und quantitative Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment beobachtet. Die Simulationen wurden hinsichtlich der verschiedenen Quellen einzelner Teilchenspuren und Paare, sowie möglicher Fehlzuordnungen aufgeschlüsselt. Die gute quantitative Übereinstimmung mit dem Experiment erlaubt, auf eine vergleichbare Zusammensetzung des gemessenen Teilchenensembles zu schließen. Dies ist ein wichtiges Ergebnis, da es erlaubt, weitere Selektionskriterien für physikalisch korrelierte Paare und zur Untergrundreduktion mithilfe der Simulationen zu entwickeln und zu optimieren.

Die resultierenden Selektionsbedingungen wurden benutzt, um Verteilungen von Paarobservablen wie der invarianten Masse zu extrahieren. Dazu wurde der Untergrund der falschen Paare aus den physikalisch unkorrelierten Paaren mit gleichem Vorzeichen näherungsweise berechnet und abgezogen. Der Vergleich der resultierenden Verteilungen mit der Simulation zeigt gute qualitative Übereinstimmung im statistisch signifikanten Bereich. Ein Vergleich der Paarausbeuten zeigt jedoch speziell für die 2 GeV-A-Messung, dass die Simulation das Experiment um einen Faktor 2,6 überschätzt. Ein bekanntes systematisches Überschätzen der Pionenausbeute durch die verwendete Simulation für die Schwerionenkollision kann nur etwa einen Faktor 1,5 erklären. Diese Diskrepanz tritt aufgrund unterschiedlicher Verteilungen bei kleinen Öffnungswinkeln von simulierten und gemessenen Paaren auf. Sie betrifft sowohl e^+e^- -Paare als auch die unkorrelierten Paare mit gleichem Vorzeichen, die in die Untergrundberechnung eingehen.

Für Öffnungswinkel der Paare $\alpha > 4^\circ$ wurden bis $M_{inv} < 140 \text{ MeV}/c^2$ in C+C Kollisionen für $E = 1 \text{ GeV}\cdot A$ ($E = 2 \text{ GeV}\cdot A$) nach Abzug des Untergrundes 2087 (5245) e^+e^- -Paare gemessen. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis S/B beträgt 3,7 (2). Der

Vergleich mit der Simulation zeigt, dass etwa 59% bzw. 78% dieser Paare aus einem π^0 -Dalitzzerfall stammten. In einem Öffnungswinkelbereich von $8^\circ < \alpha < 25^\circ$ ($6^\circ < \alpha < 18^\circ$) konnten nach Abzug des Untergrundes 713 (2844) e^+e^- -Paare mit einem S/B von 11 (3) gemessen werden. Die Simulation zeigt in diesem Fall, dass 90% (89%) dieser Paare richtig erkannte physikalische Paare sind und 78% (81%) aus dem π^0 -Dalitzzerfall stammen. 90% (87%) der rekonstruierten e^+/e^- -Spuren aus diesen Paaren werden richtig erkannt. Die noch fehlidentifizierten Spuren enthalten zu etwa 25% nicht aufgelöste enge Doppelspuren und zu etwa 70% Einzelspuren, die im Magnetfeld aus dem Nachweisbereich gebogen wurden. Der Anteil geladener Hadronen an den fehlidentifizierten Spuren ist kleiner als 1%.

Abschließend wurden physikalische e^+e^- -Paare mit großen Öffnungswinkeln aus dem π^0 -Dalitzzerfall benutzt, um einzelne e^+/e^- mit Vertex im Target und hohem Impuls aus dem gesamten Spurensensemble herauszupräparieren. Die zugehörigen Cherenkovringe wurden hinsichtlich ihrer Form und indirekt hinsichtlich ihrer Lichtmenge untersucht. Im Vergleich mit der Simulation werden so die Materialparameter des RICH indirekt getestet und konnten im Wesentlichen bestätigt werden.

Die bisherigen Ergebnisse zur π^0 -Ausbeute lassen noch die systematischen Unsicherheiten außer Acht, die im Folgenden eingeschätzt werden. Dies geschieht hinsichtlich ihres Einflusses auf die Kenntnis der Verteilung einer e^+e^- -Paarobservablen wie der invarianten Masse nach Abzug des Untergrundsignals.

- Magnetfeld: Das ortsabhängige Magnetfeld wurde hinreichend exakt vermessen und entspricht den Spezifikationen [Bre99]. Es stellt somit eine vernachlässigbare Quelle systematischer Unsicherheiten dar.
- Relative Teildetektorpositionen: Die Positionen der Detektoren wurden vermessen und die Koordinaten von Detektortreffern in der Software entsprechend korrigiert. Die Kenntnis dieser Korrektur ist entscheidend für die Teilchenspuridentifikation und Impulsbestimmung. Der Beitrag zur systematischen Unsicherheit kann als klein angenommen werden, da die Simulation bei Verwendung derselben Korrelationsbedingungen, aber idealer Detektorpositionen, dennoch eine Übereinstimmung bei Einzelspurausbeuten von einigen Prozent erreicht (vgl. Abschnitt 4.2.6 und 4.4.5).
- Antwortfunktion der Detektoren: Bereiche lokaler Ineffizienzen, die zu Schwankungen der Teilchennachweiseffizienz führen, wurden bislang nur teilweise untersucht. Ihr Einfluss wird aber als gering angenommen und konnte soweit bekannt in den Simulationen berücksichtigt werden.
- Die Impulsauflösung: Es standen zur Bestimmung der Spurkoordinaten eines Teilchens die MDCs vor dem Magnetfeld und die Flugzeitwand TOF bzw. der Pre-Shower Detektor nach dem Magnetfeld zur Verfügung (vgl. Abschnitt 4.2.5, 4.2.3, 4.2.4). Dies führt zu einer Unsicherheit in der Kenntnis des gemessenen Impulses von etwa 5% bei den e^+/e^- aus den π^0 -Zerfällen.
- Teilchenidentifikation: Einen größeren Einfluss hat die ungenaue Ortsbestimmung nach dem Magnetfeld bei der Teilchenidentifikation, da Spursegmente vor dem Magnetfeld nicht genau den Treffern in den META-Detektoren zugeordnet werden

können. Dies führt zu einem Anteil von einigen Prozent nur teilrekonstruierter Spuren am Gesamtensemble (vgl. Abschn. 4.4).

- Doppelspurauflösung: Die Diskriminierung von Hadronen und e^+/e^- gelingt sehr gut, aber die Unterscheidung zwischen Einzelspuren und engen Doppelspuren sowie die zusätzliche Bildung falscher Spuren sind eine Quelle von Unsicherheiten, was die Zusammensetzung des Spurensamples angeht. Der Anteil falscher Spuren kann bis auf 10% gesenkt werden. Die Hälfte davon sind nicht aufgelöste Doppelspuren.
- Algorithmen: Die implementierten Algorithmen zur Ereignisrekonstruktion aus einzelnen Detektorsignalen tragen ebenfalls zu den systematischen Unsicherheiten bei. Beispielsweise wurden zur Ortsbestimmung der Teilchenspuren in diesen Testmessungen noch keine Driftzeiten der MDCs verwendet. Ein anderes Beispiel sind die in der Impulsbestimmung gemachten Näherungen, die vor allem für kleine Ablenkungen der Teilchen im Magnetfeld und damit für große Impulse gelten.
- Vertex: Die Spurrekonstruktion ließ noch keine Aussagen über den Vertex einer Einzelspur oder des gesamten Ereignisses (Kollisionspunkt der Ionen im Ortsraum) zu. Dies hat vor allem Einfluss auf die Teilchenidentifikation und damit auf die Zusammensetzung und Reinheit des resultierenden Spur- und Paarsamples.
- Untergrundbestimmung: Wie sich aus der Paaranalyse ergab, ist der Untergrund von Paaren aus der Kombination wahrer und vermeintlicher e^+/e^- -Spuren in derselben Größenordnung wie das gesamte e^+e^- -Signal. Deshalb kommt der exakten Bestimmung dieses Untergrundes in Form und Größe für die Extraktion eines physikalisch aussagekräftigen e^+e^- -Signals essenzielle Bedeutung zu. Wie sich zeigt kann das benutzte Modell zur Berechnung dieses Untergrundes nur als erste Näherung gelten. Strukturen in der Verteilung dieses Untergrundes deuten auf Korrelationen zwischen Paaren mit gleichem Vorzeichen hin, deren Quelle einerseits in noch unverstandenem Detektorverhalten und andererseits in Artefakten der Analysealgorithmen zu suchen ist.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass der bedeutende Anteil an falsch gebildeten Spuren und die große Sensitivität des physikalischen Signals auf den kombinatorischen Untergrund die wesentlichen Unsicherheiten bei der Bestimmung von Paarobservablen darstellen. Wenn dies von der Simulation richtig reproduziert wird, ist diese Unsicherheit bereits in den angegebenen Anzahlen für die Dalitzzerfälle enthalten. Die unterschiedlichen Öffnungswinkelverteilungen, die sich als Unterschied in der Paarausbeute pro Kollision äußern, lassen diesen Schluss allerdings nicht ohne weitere Untersuchungen zu. Der kombinatorische Untergrund ist eine aus Paar- und damit aus Spurverteilungen abgeleitete Größe. Die Spurverteilungen ihrerseits sind eine Funktion der Detektortreffer und damit der Kalibration. Kleine Unsicherheiten in den Ausgangsverteilungen pflanzen sich in den Untergrund und damit in das physikalische Signal über eine Kette von Abbildungen fort. Jeder Datenschnitt ist eine Abbildung von einer Menge von Messgrößen auf eine Untermenge davon. Eine weitere Abbildung ist die Bildung von Produktmengen innerhalb einer Menge, z.B. werden Spuren zu Paaren

verknüpft. Dadurch können Korrelationen zwischen den Unsicherheiten der Anfangsverteilungen induziert werden, die am Ende der Kette beim Abzug des Untergrundes für eine bestimmte Observable entscheidende Bedeutung gewinnen. Dies systematisch zu untersuchen ist eine der wichtigsten und schwierigsten Fragestellungen bei der weiteren Entwicklung der Dielektronenanalyse für HADES.

Zur Klärung dieser Fragen wird gegenwärtig ein Kalibrationsexperiment vorbereitet, das den bekannten Dalitzzerfall des η -Mesons ($BR \approx 4,9 \cdot 10^{-3}$) benutzt. In elementaren Reaktionen sollen η -Mesonen mit bekanntem Wirkungsquerschnitt $27,5 \mu b \leq \sigma \leq 200 \mu b$ [Cal96] [Ber93] [Chi94] in p+p Reaktionen¹ bei Energien $1,5 \text{ GeV} \leq T_p \leq 2,5 \text{ GeV}$ des einlaufenden Protons produziert werden. Mit diesem Experiment, das für Januar 2004 geplant ist, können dann Akzeptanzen [Fab03a] und Effizienzen des Spektrometers in Abhängigkeit von e^+e^- -Paareigenschaften bestimmt werden. Die genaue Kenntnis dieser Größen wird es erlauben, absolut normierte Produktionsquerschnitte für Mesonen anzugeben.

¹p+p \rightarrow pp η mit nachfolgendem $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$

Anhang

A.1 Tabellen zu Datenschnitten

Impulsabhängige Geschwindigkeitsfenster - Schnitt 3 (S3)

Impuls p [MeV/c]	Geschwindigkeit β [c], 3σ -Umgebung							
	-/TOF		-/TOFino		+/TOF		+/TOFino	
	Exp	Sim	Exp	Sim	Exp	Sim	Exp	Sim
0-50	0,88;1,15	0,94;1,10	0,82	0,82	0,89;1,15	0,94;1,09	0,83	0,82
100-200	0,90;1,14	0,94;1,09	0,81	0,81	0,90;1,14	0,94;1,08	0,81	0,83
200-300	0,90;1,14	0,94;1,09	0,80	0,82	0,89;1,14	0,94;1,08	0,81	0,83
300-400	0,89;1,15	0,94;1,08	0,80	0,83	0,88;1,15	0,94;1,08	0,81	0,83
400-500	0,89;1,14	0,94;1,08	0,79	0,84	0,88;1,14	0,94;1,08	0,81	0,83
>500	0,89;1,14	0,94;1,07	0,79	0,84	0,89;1,15	0,93;1,10	0,81	0,83

Tabelle A.1: Die in Schnitt 3 verwendeten Geschwindigkeitsfenster $\Delta\beta$ für Impulsintervalle der Breite $\Delta p = 100 \text{ MeV/c}$. -/TOF bezieht sich auf Spuren negativer Polarität, deren Flugzeit mit dem TOF-Detektor gemessen wurde. +/TOF auf Spuren positiver Polarität in TOF. Entsprechend für TOFino. Angegeben sind für TOF die untere und obere ausschließliche Intervallgrenze der 3σ -Umgebung um den Mittelwert. Für TOFino wurde nur der untere Wert als Schnitt verwendet. Die Auflösung von TOFino beträgt ca. $0,15c$, die von TOF etwa $3 \cdot 10^{-2}c$.

Spurqualität im Magnetfeld - Schnitt 4 (S4)

Impuls p [MeV/c]	Pull-Variable, 3σ -Umgebung			
	-/TOF	-/TOFino	+/TOF	+/TOFino
0-50	-8,5;8,5	-6,6;6,0	-7,5;15,0	-9,0;18,5
100-200	-6,5;6,5	-5,8;5,8	-6,0;12,0	-6,5;13,0
200-300	-5,5;5,5	-5,3;5,3	-5,5;11,0	-5,5;11,0
300-400	-5,5;5,5	-5,0;5,0	-5,0;10,5	-5,0;10,5
400-500	-5,0;5,0	-4,8;4,8	-5,0;10,5	-4,8;10,0
>500	-5,0;5,0	-4,5;4,5	-5,0;10,5	-4,5;9,7

Tabelle A.2: Die in Schnitt 4 verwendeten oberen und unteren ausschließlichen Intervallgrenzen der 3σ -Umgebung der „Pull-Variable“ um den Mittelwert für Impulsintervalle der Breite $\Delta p = 100 \text{ MeV/c}$. Bedeutung der Spalten wie in Tabelle A.1. Experiment und Simulation zeigten keine Unterschiede.

A.2 Spuranalyse für e^+e^- -Paare

A.2.1 Spuren aus e^+e^- -Paaren nach Schnitten auf Spureigenschaften

Dieser Anhang enthält die Analyse der Spuren, die zu Paaren mit ungleichnamigem Vorzeichen kombiniert wurden. Diese Analyse ist vollständig analog zu der in Kapitel 4, allerdings um die Bedingung erweitert, dass nur Spuren aus Paarkandidaten akzeptiert werden, die physikalisch korreliert sein können.

Die Definitionen der in die Datentabellen eingetragenen Messgrößen und Schnitte finden sich in den Tabellen 4.4, 4.5 und 4.6. Durch die gewählten Datenschnitte lässt sich

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} @ 1 \text{ GeV}\cdot\text{A}$					
Messgröße	S0 (Korr.)	S1 (Ring)	S2 (Shower)	S3 (TOF)	S4 (Spur)
Experiment ME1					
n^-	44133	40643	35303	32454	31996
n^+	44542	41001	35729	33023	32614
r^{+-} [%]	100	92,1	81,1	73,8	72,9
Simulation SE1					
Messgröße	S0	S1	S2	S3	S4
n^-	93742	88419	73092	68671	67667
n^+	95367	89799	74532	69961	69080
r^{+-} [%]	100	94,2	78,1	73,3	72,3
wn^- [%]	70,4	71,3	72,3	75,1	75,4
wn^+ [%]	67,9	69,0	69,6	72,5	72,6
wr^{+-} [%]	100	95,6	80,0	78,2	77,3
f [%]	30,8	29,8	29,1	26,2	26,0
fe [%]	17,1	17,4	17,6	14,7	14,7
fp [%]	14,4	14,6	14,3	11,6	11,5
fep [%]	60,6	64,0	65,8	72,5	72,7
fepH [%]	1,1	1,1	0,6	0,4	0,3
fH [%]	3,5	1,6	0,8	0,3	0,3
ff [%]	3,3	1,3	0,9	0,5	0,5

Tabelle A.3: Datentabelle für die Reaktion C+C bei 1 GeV·A. Die Werte der in den Tabellen 4.5 und 4.6 definierten Größen (Zeilen) zur Charakterisierung des Spurensamples sind als Funktion der in Abschnitt 4.3.2 erläuterten Datenschnitte S0 bis S4 (Spalten) gezeigt. Verwendet wurden nur Spuren, die zu e^+e^- -Paaren zusammengeordnet werden konnten.

die Reinheit des Spurensamples um etwa 5% steigern, wobei gleichzeitig etwa 23% der zunächst richtig rekonstruierten Spuren verloren gehen. Die Reinheit des Samples beträgt nach der räumlichen Trefferkorrelation bereits im Mittel knapp 70%. Es fällt auf, dass die Reinheit des Samples nach allen Schnitten etwas schlechter ist als in der Spuranalyse ohne Paarbedingung, vgl. Kapitel 4. Dies bedeutet, dass zu den eigentlich physikalisch interessierenden Paaren Spuren kombiniert werden, die eine größere

Wahrscheinlichkeit haben, falsch zu sein als es dem Mittel des gesamten Spurensamples entsprechen würde. Dies liegt daran, dass es in vielen Ereignissen nur eine Spur gibt (siehe Kapitel 4, Abb. 4.8 Multiplizitätsverteilung), die eine hohe Wahrscheinlichkeit hat, wahr zu sein. In der Paaranalyse werden sie verworfen, da sie keinen Partner haben. Vergleicht man die Reduktionsfaktoren der Spuren mit dem Experiment so zeigt sich, dass es für dieses Ensemble eine bessere Übereinstimmung gibt als für das reine Spurensample ohne Paarbedingung. Für Simulation wie für Experiment ergibt sich nach S4 eine Reduktion auf 72% der Anzahl nach S0. Auch hier ist auffällig, dass der Anteil an falsch rekonstruierten Spuren 6% höher liegt als bei dem Spurensample ohne Paarbedingung. Der Anteil an falschen hadronischen Spuren und elektronischen Einzelspuren ist geringer, der Anteil an Doppelspuren jedoch um fast 10% erhöht. Dies bedeutet, dass die meisten falschen Paare aus einer nicht aufgelösten Doppelspur und einer weiteren, aus physikalischen Gründen mit hoher Wahrscheinlichkeit ebenfalls falschen Einzelspur, bestehen.

Die leichte Asymmetrie in der Anzahl der Elektron- und Positronkandidaten trotz der Selektion ungleichnamiger Paare liegt daran, dass in der Analyse erlaubt wurde, dass eine Spur mehr als ein Paar bilden kann. Dies ist zwar unphysikalisch, erhöht aber die Wahrscheinlichkeit, das physikalische Paar dennoch zu rekonstruieren, da a priori nicht klar ist, welche Spuren aus demselben Zerfall stammen. Ein verlässlicher Schnitt auf den Ursprungsort, den sogenannten „Vertex“ einer Spur, steht derzeit noch nicht zur Verfügung. Weitere Schnitte auf Paareigenschaften können dann verwendet werden, um die unphysikalischen Kombinationen doch noch zurückzuweisen.

Die Tabelle A.4 zeigt die Situation für das 2 GeV·A Stoßsystem.

Auch hier ist die Reduktion durch die Schnitte stärker als im Ensemble ohne die Paarbedingung. Ebenfalls wie bei der 1 GeV·A-Messung kommen sich die simulierten und die gemessenen Reduktionsfaktoren näher. Der Anteil an nicht aufgelösten Doppelspuren an den verbleibenden 25% falsch rekonstruierter Spuren im Ensemble hat hier den höchsten Wert und beträgt knapp 72%. Die Reinheit des Ensembles erreicht im Mittel nur noch 75%. Durch die gewählten Datenschnitte lässt sich die Reinheit des Spurensamples um knapp 10% steigern, wobei gleichzeitig etwa 30% der zunächst richtig rekonstruierten Spuren verloren gehen. Die Reinheit des Ensembles beträgt nach der räumlichen Trefferkorrelation bereits im Mittel etwa 65%. Tabelle A.5 gibt einen Überblick über die e^+/e^- -Raten, die sich aus dem selektierten Ensemble ergeben.

A.2.2 Spuren aus e^+e^- -Paaren nach Schnitten auf Paareigenschaften

Dieser Anhang enthält die Analyse der Spuren, die zu Paaren mit ungleichnamigem Vorzeichen kombiniert wurden und auf die weitere Schnitte auf Paareigenschaften angewandt wurden. Diese Analyse ist vollständig analog zu der in Kapitel 4, allerdings um die Bedingung erweitert, dass nur Spuren aus Paarkandidaten akzeptiert werden, die physikalisch korreliert sein können und bei denen durch weitere Paareigenschaftenchnitte versucht wurde, den Gehalt an wahren Paaren zu erhöhen. Die in diesen Paaren verwendeten Spuren zu untersuchen ist interessant, da sie Auskunft darüber geben, ob die entwickelten Paarschnitte beispielsweise in der Lage sind, die für den kombinatorischen Untergrund so entscheidenden nicht aufgelösten Doppelspuren zu reduzieren. Die Spurschnitte alleine waren dazu, wie in Kapitel 4 gezeigt, nicht in der Lage.

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} @ 2 \text{ GeV}\cdot\text{A}$					
Messgröße	S0	S1	S2	S3	S4
Experiment ME2					
n^-	248039	227899	172294	149049	146383
n^+	242445	222729	167553	147237	144775
r^{+-} [%]	100	91,9	69,3	60,4	59,4
Simulation SE2					
Messgröße	S0	S1	S2	S3	S4
n^-	125676	118901	86095	78717	77446
n^+	124515	117808	84367	77629	76388
r^{+-} [%]	100	94,6	68,1	62,5	61,5
wn^- [%]	69,3	70,6	73,5	77,5	77,8
wn^+ [%]	61,7	63,2	68,3	71,6	72,0
wr^{+-} [%]	100	96,6	73,7	71,1	70,3
f [%]	34,4	33,1	29,1	25,4	25,0
fe [%]	19,1	19,6	18,3	15,2	15,1
fp [%]	14,7	15,1	14,1	11,0	10,7
fep [%]	54,1	57,7	63,7	71,5	72,0
fepH [%]	2,0	2,0	1,2	0,8	0,7
fH [%]	5,1	2,7	1,3	0,7	0,7
ff [%]	5,0	2,9	1,4	0,8	0,8

Tabelle A.4: Datentabelle für die Reaktion C+C bei 2 GeV·A. Siehe auch Tabelle A.3

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV·A			
Rate	e^+	e^-	Summe
ME1	$4,4 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$	$8,7 \cdot 10^{-3}$
SE1	$4,4 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$	$8,7 \cdot 10^{-3}$
$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV·A			
Rate	e^+	e^-	Summe
ME2	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$8,0 \cdot 10^{-3}$
SE2	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$	$11,1 \cdot 10^{-3}$

Tabelle A.5: Vergleich der Raten für Einzelelektronen in Experiment und Simulation für beide gemessenen Energien aus US-Paaren. Ermittelt wurde die Anzahl der Elektronen bzw. Positronen pro analysiertem Ereignis mit mindestens einer geladenen Spur nach S4.

Die Differenz in der Anzahl der verbleibenden Spuren zwischen Experiment und Simulation für die Reaktion C+C bei 1 GeV·A wird durch die Paarschnitte größer als das bei den Spurschnitten der Fall war. Besonders deutlich wird das bei den Schnitten auf den Paaröffnungswinkel S8 und S9. Diese reduzieren auch die Zahl rekonstruierter Spuren sehr stark bis auf 6,3% bzw. 1,7% für ME1 und 9,8% bzw. 3,1% für SE1. Der Verlust an richtig rekonstruierten Spuren macht 88% aus. Der Anteil falscher Spuren wird jedoch auf 13% gesenkt. Interessant ist, dass durch die Schnitte auf den Öffnungswinkel der Anteil der Doppelspuren stark gesenkt werden kann. Dies ist verständlich, da Konversionspaare im Mittel mit einem Öffnungswinkel $\alpha < 2^\circ$ emittiert werden.

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} @ 1 \text{ GeV}\cdot\text{A}$					
Messgröße	S5	S6	S7	S8	S9
Experiment ME1					
n^-	10179	31641	9819	2778	747
n^+	10381	32229	9989	2819	757
r^{+-} [%]	23,2	72,0	22,3	6,3	1,7
Simulation SE1					
Messgröße	S5	S6	S7	S8	S9
n^-	24289	66952	23554	9198	2927
n^+	24741	68335	23977	9339	2954
r^{+-} [%]	26,0	71,5	25,1	9,8	3,1
wn^- [%]	78,9	75,6	79,9	88,0	90,9
wn^+ [%]	76,2	73,0	77,5	85,4	88,9
wr^{+-} [%]	29,1	76,8	28,6	12,3	4,0
f [%]	22,4	25,7	21,3	13,3	10,1
fe [%]	14,2	15,0	15,0	26,0	34,7
fp [%]	15,7	11,6	16,6	29,0	37,3
fep [%]	68,6	72,3	66,9	42,1	25,0
fepH [%]	0,3	0,3	0,3	0,4	0,8
fH [%]	0,6	0,3	0,6	1,3	1,0
ff [%]	0,4	0,5	0,6	1,2	1,2

Tabelle A.6: Datentabelle für die Reaktion C+C bei 1 GeV·A. Die Werte der in den Tabellen 4.5 und 4.6 definierten Größen (Zeilen) zur Charakterisierung des Spurensamples sind als Funktion der in Abschnitt 5.1 erläuterten Datenschnitte S5 bis S9 (Spalten) gezeigt. Verwendet wurden nur Spuren, die zu e^+e^- -Paaren zusammen geordnet werden konnten.

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} @ 2 \text{ GeV}\cdot\text{A}$					
Messgröße	S5	S6	S7	S8	S9
Experiment ME2					
n^-	43454	146060	43105	12341	3872
n^+	42856	144423	42477	12192	3838
r^{+-} [%]	17,6	59,2	17,4	5,0	1,6
Simulation SE2					
Messgröße	S5	S6	S7	S8	S9
n^-	25194	77269	25009	9702	3254
n^+	24759	76190	24539	9463	3225
r^{+-} [%]	20,0	61,3	19,8	7,7	2,6
wn^- [%]	76,9	77,9	77,3	85,8	89,2
wn^+ [%]	71,6	72,1	71,9	80,8	83,7
wr^{+-} [%]	22,6	70,2	22,5	9,7	3,4
f [%]	25,7	24,9	25,4	16,6	13,5
fe [%]	14,2	15,0	13,9	22,3	27,8
fp [%]	15,6	10,7	15,4	25,8	41,8
fep [%]	67,5	72,1	68,0	47,1	27,3
fepH [%]	0,7	0,7	0,7	0,7	0,6
fH [%]	1,3	0,7	1,3	2,7	0,8
ff [%]	0,7	0,8	0,7	1,4	1,7

Tabelle A.7: Datentabelle für die Reaktion C+C bei 2 GeV·A. Vgl. auch Tabelle A.6

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV·A			
Rate	e^+	e^-	Summe
ME1	$3,8 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-4}$	$7,6 \cdot 10^{-4}$
SE1	$6,0 \cdot 10^{-4}$	$5,9 \cdot 10^{-4}$	$11,9 \cdot 10^{-4}$
$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV·A			
Rate	e^+	e^-	Summe
ME2	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$6,8 \cdot 10^{-4}$
SE2	$6,8 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-4}$	$13,8 \cdot 10^{-4}$

Tabelle A.8: Vergleich der Raten für Einzelelektronen in Experiment und Simulation aus US-Paaren für beide gemessene Energien. Ermittelt wurde die Anzahl der Elektronen bzw. Positronen pro analysiertem Ereignis mit mindestens einer geladenen Spur nach S8.

A.3 Datentabellen zur Paaranalyse

Dieser Anhang enthält die beiden Datentabellen zur Analyse (vgl. Kapitel 5) von e^+e^- -Paaren in Simulation und Experiment für C+C Kollisionen bei 1 GeV·A und 2 GeV·A Einschussenergie.

Die verwendeten Messgrößen und Datenschnitte sind in den Tabellen 5.2 und 5.1 in Kapitel 5 definiert.

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} @ 1 \text{ GeV}\cdot\text{A}$										
	S0	S1	S2	S3	S4	S5	S6	S7	S8	S9
Experiment ME1										
US	56694	52228	45430	40651	40095	12021	39228	11154	2993	787
US _{<140}	56303	52011	45271	40512	39960	11886	39096	11022	2866	785
P	27893	27062	22964	23929	23706	2822	29739	8843	2087	713
LS ⁺	14329	12373	11083	8813	8739	4715	5305	1281	472	47
LS ⁻	13574	11995	10632	7793	7551	4435	4232	1062	468	46
CB	28409	24948	22306	16582	16253	9063	9356	2178	778	71
S/B	1,98	2,08	2,03	2,44	2,46	1,31	4,18	5,06	3,68	11,06
Simulation SE1										
US	119012	112060	91620	83842	82472	28110	80690	26328	9922	3103
US _{<140}	118182	111463	91226	83478	82119	27757	80340	25978	9575	3095
P	58318	56606	46298	48346	47990	10388	58435	20835	7496	2685
LS ⁺	30494	27440	22561	18211	17971	8993	12069	2955	1238	273
LS ⁻	28674	26616	21695	16930	16219	8739	10202	2610	1252	194
CB	59863	54856	44927	35131	34128	17368	21904	5142	2078	409
S/B	1,97	2,03	2,03	2,37	2,40	1,59	3,67	5,05	4,61	7,57
Γ	38263	36829	30841	30693	30374	9606	30330	9562	2088	312
Π	9753	9198	7531	7497	7436	5888	7424	5876	4431	2113
H	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
R ^{+−}	0,39	0,40	0,41	0,44	0,45	0,55	0,46	0,59	0,68	0,78
R _p ^{+−}	0,80	0,79	0,81	0,77	0,77	1,48	0,64	0,74	0,87	0,90
ΠR ^{+−}	0,08	0,08	0,08	0,08	0,08	0,21	0,10	0,22	0,46	0,68
ΠR _p ^{+−}	0,16	0,16	0,16	0,15	0,15	0,56	0,12	0,28	0,59	0,78

Tabelle A.9: Datentabelle zur Paaranalyse, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} @ 1 \text{ GeV}\cdot\text{A}$.

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} @ 2 \text{ GeV}\cdot\text{A}$										
	S0	S1	S2	S3	S4	S5	S6	S7	S8	S9
Experiment ME2										
US	324894	299022	221354	186930	182872	50920	182108	50156	13669	4159
US _{<140}	315807	292850	217293	183711	179736	47784	179020	47068	10588	4133
P	50219	55646	30659	52404	52730	-29549	113634	31330	5245	2844
LS ⁺	119036	102170	75031	56224	54783	35492	27000	7567	3514	565
LS ⁻	145970	133369	111530	78001	75091	44258	42400	11413	4794	784
CB	265587	237203	186633	131306	127005	77333	65385	15737	5342	1288
S/B	1,19	1,23	1,16	1,40	1,41	0,62	2,74	3,0	1,98	3,2
Simulation SE2										
US	166336	157186	109947	98294	96299	29235	95878	28814	10758	3514
US _{<140}	161362	153101	107346	96028	94077	27013	93663	26599	8545	3499
P	30955	32266	21287	28574	29048	-8145	54540	17300	5082	2679
LS ⁺	58687	53323	35093	28854	28062	16061	16816	4792	2363	381
LS ⁻	71790	67419	52209	41240	39556	21296	25121	6821	3378	479
CB	130406	120834	86058	67453	65028	35158	39122	9298	3462	819
S/B	1,23	1,26	1,24	1,42	1,44	0,76	2,39	2,86	2,47	4,27
Γ	42540	41457	32168	31859	31645	6402	31645	6402	514	155
Π	11986	11587	8965	8880	8809	5994	8809	5994	3949	2183
H	302	291	248	246	240	169	240	169	120	36
R ^{+−}	0,33	0,34	0,38	0,42	0,43	0,46	0,43	0,47	0,54	0,68
R _p ^{+−}	1,76	1,65	1,94	1,43	1,39	-1,53	0,74	0,72	0,89	0,89
$\Pi R^{+−}$	0,07	0,07	0,08	0,09	0,09	0,22	0,09	0,22	0,46	0,62
$\Pi R_p^{+−}$	0,38	0,35	0,42	0,31	0,30	-0,73	0,16	0,35	0,78	0,81

Tabelle A.10: Datentabelle zur Paaranalyse, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} @ 2 \text{ GeV}\cdot\text{A}$

A.4 Die Reaktion C+C in UrQMD 1.2

Der Ereignisgenerator UrQMD 1.2 zur „Ultrarelativistischen Quantenmolekulardynamik“ liefert für die beiden untersuchten Reaktionen folgende Teilchenhäufigkeitsverteilungen als Anfangszustand für die auf GEANT 3.21 basierende Spektrometersimulation HGEANT (3.13).

In der Spektrometersimulation HGEANT werden die Spuren dieser Teilchen verfolgt

Teilchen	$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} @ 1\text{GeV}\cdot\text{A}$ Anzahl [pro 100k Ereig.]	$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} @ 2\text{GeV}\cdot\text{A}$ Anzahl [pro 100k Ereig.]
γ	1281	2531
n	1199858	1201523
p	1200120	1197192
π^0	50674	124278
π^+	42224	110271
π^-	42359	108121
η	99	2609
Λ	20	1053
K^+	13	681
K_L^0	9	639
K_S^0	-	20
Σ^-	-	85
Σ^+	2	77
Σ^0	-	70

Tabelle A.11: UrQMD-Teilchenmultiplizitäten nach [Zum03]

und ihre Wechselwirkungen mit den Materialien des Spektrometervolumens berechnet. Zerfälle und die Produktion von Sekundärteilchen werden dabei berücksichtigt. Alle Elektronen und Positronen entstehen erst in den von GEANT berechneten Zerfällen im Spektrometer. Auf das Hinzufügen zusätzlicher Leptonen aus den direkten Zerfällen von Vektormesonen wurde in Anbetracht ihrer Produktionswahrscheinlichkeit, des Verzweigungsverhältnisses und der simulierten und gemessenen Statistik verzichtet. Damit gibt es in dieser Simulation ausschliesslich Elektronen und Positronen aus den Zerfällen des π^0 - und des η -Mesons, sowie aus der externen Paarkonversion von Gammaquanten, sowie Deltaelektronen.

Die Anzahl der simulierten Ereignisse und die Triggerbedingung entnimmt man Tabelle 4.2.

Abbildung A.1 zeigt die von UrQMD 1.2 berechnete Stoßparameterverteilung b für das Stoßsystem $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV·A Einschussenergie. Sie wurde unter der Bedingung berechnet, dass mindestens 4 geladene Teilchen in den Flugzeitwänden TOF und TOFino registriert wurden, was der Triggerbedingung erster Stufe im Experiment entspricht. Der mittlere Stoßparameter ist $\langle b \rangle = 2,7 \text{ fm}$. Für dasselbe Stoßsystem bei 2 GeV·A Projektilenergie und derselben Triggerbedingung ist der Stoßparameter identisch.

Abbildung A.2 zeigt die Verteilung der Teilchenhäufigkeit in der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV·A Einschussenergie. Aufgetragen ist die Summe der Verteilungen der 3 häufigsten

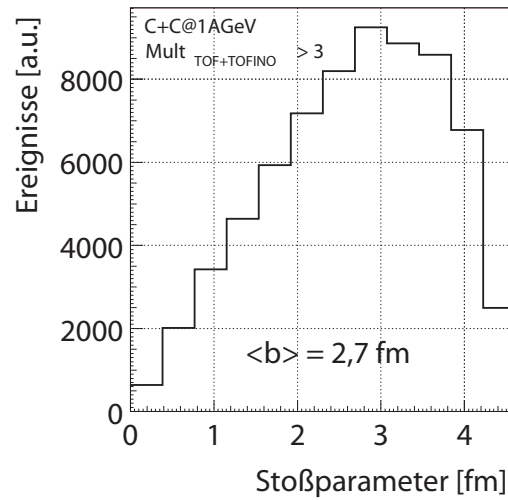


Abbildung A.1: Der Stoßparameter b in 10^{-15}m für das Stoßsystem $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV·A Einschußenergie.

geladenen Teilchen, p , π^+ und π^- im Akzeptanzbereich zwischen 20° und 85° Polarwinkel. Die mittlere Teilchenhäufigkeit liegt bei $\langle M \rangle = 5,6$. Für die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV·A liegt sie etwa 10% niedriger.

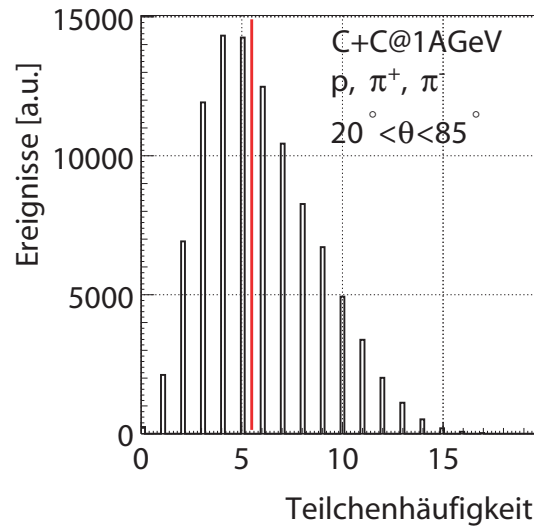


Abbildung A.2: Die Verteilung der Teilchenhäufigkeit in der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV·A Einschußenergie.

Glossar

Die Definition einiger Größen wurde an die Darstellung in [Boc98] und [Boc99] angelehnt.

Detektortreffer Ein ausgelesenes Detektorsignal, das den Wechselwirkungspunkt eines Teilchens mit einem aktiven Detektorvolumen angibt.

Ereignis Die Gesamtheit der ausgelesenen Daten und Vorgänge bei einer Kollision zweier Atomkerne als Folge eines positiven Triggersignals.

LS-Paar Ein e^+e^+ -Paar oder e^-e^- -Paar. Diese werden zur Untersuchung und Abschätzung des kombinatorischen Untergrundes gebildet. „LS“ steht für das Englische „like-sign“, also ein Paar mit gleichem Vorzeichen.

Multiplizität Synonym für Anzahl oder Häufigkeit.

Paar, wahres Ein e^+e^- -Paar, das aus dem Zerfall desselben Mutterteilchens stammt.

Paar, falsches Ein e^+e^- -Paar, das nicht aus dem Zerfall desselben Mutterteilchens stammt und damit unphysikalisch ist.

Polarität Mit Polarität des magnetischen Feldes bezeichnet man die Richtung der magnetischen Feldlinien, die sich je nach Stromrichtung in den Spulen umkehren lässt. Die Bewegungsrichtung eines geladenen Teilchens, das sich in einem Magnetfeld bewegt, wird senkrecht zu den Magnetfeldlinien und ladungsabhängig geändert. Je nach Ladung des Teilchens spricht man von positiver bzw. negativer Polarität der Spur oder Trajektorie eines Teilchens und unterscheidet damit die Krümmungsrichtung der Teilchenspur von der Ladung des Teilchens.

Polarwinkel Der Winkel vor dem Magnetfeld, den die Bahn eines Teilchens mit der z-Achse einschließt. Die z-Achse ist dabei in positiver Richtung parallel zum Ionenstrahl vor der Reaktion im Target definiert. Der Nullpunkt des kartesischen Laborkoordinatensystems liegt im Targetzentrum. Der Azimutwinkel wird im Uhrzeigersinn in der x-y-Ebene ausgehend von der x-Achse gemessen. Blickt man in Strahlrichtung, zeigt die positive x-Achse nach links.

Pseudorapidität Eine Winkelvariable, die definiert ist als: $\eta = -\log \tan(\theta/2)$, wobei θ der Winkel zwischen der Teilchenspur und der ursprünglichen Richtung des Ionenstrahles ist. Die Pseudorapidität η ist identisch mit der Rapidität y , wenn man $\beta = 1$ oder $m = 0$ setzt.

Rapidität Eine häufig benutzte Größe, um das Teilchenverhalten bei inklusiv gemessenen Reaktionen zu beschreiben. Die Definition lautet: $\tanh(y) = p_L/E$,

wobei y die Rapidität bezeichnet, p_L den auf die Strahlachse projizierten Teilchenimpuls und E die Energie des Teilchens. Ein Lorentzboost in Strahlrichtung entspricht einer additiven Konstanten. Die Rapidität kann nur Werte bis zu $|y_{max}| = \log(\gamma + \gamma\beta)$ annehmen, wobei sich γ und β auf die einlaufenden Teilchen beziehen.

Reinheit Der Anteil wahrer Spuren an einem Spurensensemble. Dieser kann nur in der Simulation zweifelsfrei ermittelt werden.

Schnitt Vorgang der Selektion einer Untermenge von Datenobjekten, z.B. von Spuren, aufgrund vorgegebener die Eigenschaften der Datenobjekte betreffender Kriterien.

Signal, rekonstruiertes Gesamtheit der wahren Spuren, die durch geeignete Datenschnitte von den unphysikalischen Spuren absepariert wurden.

Spur Teilchenbahn; mehrere Detektortreffer, die zur angenommenen Bahn eines Teilchens im Ortsraum kombiniert werden.

Spur, falsche Spur, die (in der Simulation) aus unkorrelierten Detektortreffern zusammengesetzt wurde und somit eine wahre Teilchenbahn nur vortäuscht.

Spur, rekonstruierte Teilchenbahn, die aus verschiedenen Detektortreffern gebildet wurde.

Spur, wahre Spur, die (in der Simulation) als aus Detektortreffern gebildet identifiziert wurde, die alle von demselben Teilchen verursacht wurden.

Stoßparameter Der minimale Abstand zwischen den Zentren zweier Körper bei einem Streueignis.

Target Ein aus dem Englischen entlehnter Ausdruck, der das Material bezeichnet, auf das die Ionen fokussiert werden, die mit hoher Geschwindigkeit aus dem Teilchenbeschleuniger ausgeleitet werden. Ein Target kann gasförmig, flüssig oder auch ein Festkörper sein.

Trigger Gesamtheit der elektronischen und informatischen Geräte, die benutzt werden, um ein schnelles Signal immer dann zu liefern, wenn ein physikalisch interessantes Ereignis im Detektor stattgefunden hat. Häufig wird der Begriff auch für das generierte Signal selbst verwendet.

Untergrund, kombinatorischer Gesamtheit der rekonstruierten e^+e^- -Paare, die unphysikalisch sind. Sie werden durch systematische Kombination von allen echten und vermeintlichen Einzelspuren gebildet, die sich nach Anwendung von Datenschnitten auf Spureigenschaften noch im Ensemble befinden, da a priori nicht bekannt ist, welches Elektron und Positron in demselben physikalischen Prozess gebildet wurde. Abk.: CB (engl.: combinatorial background)

US-Paar Ein e^+e^- -Paar. „US“ steht für das Englische „unlike-sign“, also ein Paar mit ungleichem Vorzeichen.

Vertex Der Koordinatenpunkt im Ortsraum, an dem eine Teilchenspur beginnt.

Zentralität Ein Maß für die Fläche, mit der zwei Kerne bei der Kollision überlappen. Bei einem sehr zentralen Kollisionsereignis haben die beteiligten Kerne einen kleinen Stoßparameter.

Literaturverzeichnis

- [Aga01] G. Agakishiev and W. Pechenov, *The Dubna track reconstruction manual*, HADES Interner Report, 2001.
- [Ago02] C. Agodi et al., Nucl. Instrum. Meth. A 492 (2002) 14–25.
- [AP02] H. Alvarez-Pol, *On the Multiwire Drift Chambers alignment of the HADES dilepton spectrometer*, Dissertation, Universidade de Santiago de Compostela, 2002.
- [Ave97] R. Averbeck et al., Z. Phys. A359 (1997) 65–73.
- [Bal98] A. Balanda et al., Nucl. Instrum. Meth. A 417 (1998) 360–370.
- [Bal03] A. Balanda et al., Nucl. Instrum. Meth. A in preparation.
- [Bas98] S. Bass et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 41 (1998) 225–370.
- [Ber84] G. Bertsch et al., Phys. Rev. C 29 (1984) 673.
- [Ber93] A. Bergdolt et al., Phys. Rev. D 48 (1993) R2969.
- [Ber03] E. Berdermann, *CVD-Diamond Detectors in Heavy-Ion Applications*, <http://www-wnt.gsi.de/detlab/CVD-Applications.htm>, 2003.
- [Bie00] J. Bielcik and A. Toia, *The estimation of π^0 multiplicities and data reduction as a function of HADES trigger*, <http://www-aix.gsi.de/bielcik/multiplicities.html>, 2000.
- [Bie03] J. Bielcik, *Dilepton spectroscopy with HADES experiment*, Dissertation, TU Darmstadt, 2003.
- [Ble99] M. Bleicher et al., J. Phys. G25 (1999) 1859–1896.
- [Boc98] R. Bock et al., *The particle detector briefbook*, Springer, Heidelberg, 1. Auflage, 1998.
- [Boc99] R. Bock et al., *The data analysis briefbook*, Springer, Heidelberg, 1. Auflage, 1999.
- [Böh01] M. Böhmer et al., Nucl. Instrum. Meth. A 471 (2001) 25–29.
- [Bok02] H. Bokemeyer et al., Nucl. Instrum. Meth. A 477 (2002) 397–400.
- [Bra98] E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, R. Rapp, and J. Wambach, Nucl. Phys. A634 (1998) 168–189.

-
- [Bre99] T. Bretz, *Magnetfeldeigenschaften des Spektrometers HADES*, Diplomarbeit, TU München, 1999.
- [Bro95] G. E. Brown and M. Rho, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 2720.
- [Bru78] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul, and J. C. Lassalle CERN-DD-78-2-REV.
- [Bru00] R. Brun, F. Rademakers, and S. Panacek Prepared for CERN School of Computing (CSC 2000), Marathon, Greece, 17-30 Sep 2000.
- [Cal96] H. Calen et al., Phys. Lett. B 366 (1996) 39.
- [Cas99] W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, Phys. Rept. 308 (1999) 65–233.
- [Chi94] E. Chiavassa et al., Phys. Lett. B 322 (1994) 270.
- [Cse94] L. Csernai, *Introduction to relativistic heavy ion collisions*, J. Wiley and Sons, Chichester, 1. Auflage, 1994.
- [Dia02] J. Diaz et al., Nucl. Instrum. Meth. A 478 (2002) 511–526.
- [Dre96] A. Drees, Nucl. Phys. A 610 (1996) 536c.
- [Fab03a] L. Fabbietti, *Study of the e^+e^- pair acceptance in the dilepton spectrometer HADES*, Dissertation, TU München, 2003.
- [Fab03b] L. Fabbietti et al., Nucl. Instrum. Meth. A 502 (2003) 256–260.
- [Fri99] J. Friese, Nucl. Phys. A 654 (1999) 1017c–1020c.
- [Gar98a] C. Garabatos, Nucl. Phys. B 61B (1998) 607–612.
- [Gar98b] C. Garabatos et al., Nucl. Instrum. Meth. A 412 (1998) 38–46.
- [GM68] M. Gell-Mann, R. Oakes, and B. Renner, Phys. Rev. 175 (1968) 2195.
- [Hag02] K. Hagiwara et al., Physical Review D 66 (2002) 010001+.
- [Her01] G. Hering, *Dielectron production in heavy ion collisions at 158 GeV/c per nucleon*, Dissertation, TU Darmstadt, 2001.
- [HK94] HADES-Kollaboration, *Proposal for a High-Acceptance Di-Electron Spectrometer*, GSI Report, 1994.
- [Jas03] M. Jaskuła, *Widma masowe lekkich mezonów uzyskiwane spektrometrem HADES*, Dissertation, UJ Kraków, 2003.
- [Kag00] M. Kagarlis and R. Holzmann, *Pluto++ : A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics*, <http://www-hades.gsi.de/computing/pluto/html/PlutoIndex.html>, 2000.
- [Kar01] F. Karsch et al., Nucl. Phys. B 605 (2001) 579.

- [Kas00] A. J. Kastenmüller, *Nachweis von e^+e^- -Paaren aus Schwerionenstößen mit einem RICH Detektor*, Dissertation, TU München, 2000.
- [Kli98] F. Klingl and W. Weise, *Acta Phys. Polon. B* 29 (1998) 3225.
- [Koc95] V. Koch LBNL-Report 38000.
- [Kön00] I. König, *Initialization in the HADES analysis program*, <http://www-hades.gsi.de/persons/ilse/initialization.htm>, 2000.
- [Leh99] J. Lehnert et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* 433 (1999) 268–273.
- [Leh00] J. Lehnert, *Echtzeit-Mustererkennung zum Elektronennachweis mit einem RICH-Detektor in relativistischen Schwerionenkollisionen*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2000.
- [Leh03] J. Lehnert et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* 502 (2003) 261–265.
- [Lin01] E. Lins, *Entwicklung eines Auslese- und Triggersystems zur Leptonenidentifizierung mit dem HADES-Flugzeitdetektor*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2001.
- [Mar03] J. Markert, *in Vorbereitung*, Dissertation, Johann-Wolfgang-Goethe Universität Frankfurt am Main, 2003.
- [Mas95] M. Masera, *Nucl. Phys. A* 590 (1995) 93c.
- [Mün99] C. Müntz, *Nucl. Phys. B* 78 (1999) 139–144.
- [Mün02] M. Münch, *Das Datenaufnahmesystem für das Elektronenpaar-Spektrometer HADES*, Dissertation, TU München, 2002.
- [Otw03a] J. Otwinowski, private Mitteilung, 2003.
- [Otw03b] J. Otwinowski, *Pomiar widm par e^+e^- wyprodukowanych w zderzeniach $C+C$ przy energii $E_{KIN} = 2A\text{GeV}$ przy uyciu spektrometru HADES*, Dissertation, UJ Kraków, 2003.
- [Oza01] K. Ozawa et al., *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 5019.
- [Pet00] M. Petri, *Entwicklung eines kombinierten Auslese- und Echtzeit-Triggersystems zum Nachweis von Elektronen/Positronen-Signaturen in einem elektromagnetischen Schauerdetektor*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2000.
- [Por97] R. Porter et al., *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997) 1229.
- [Prz02] W. Przygoda, *Identyfikacja czastek e^+/e^- za pomoca detektora RICH w spektrometrze HADES*, Dissertation, UJ Kraków, 2002.
- [Rap00] R. Rapp and J. Wambach, *Adv. Nucl. Phys.* 25 (2000) 1.
- [Sal95] P. Salabura et al., *Nucl. Phys. B* 44 (1995) 701–707.

-
- [Sch95] H. Schön, *HADES: Ein Dielektronenspektrometer hoher Akzeptanz für relativistische Schwerionenkollisionen*, Dissertation, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt am Main, 1995.
- [Sch96] R. Schicker et al., Nucl. Instrum. Meth. A380 (1996) 586–596.
- [Sch00] S. Schröder, *Entwicklung und Aufbau eines Systems zur Effizienzkalibration des HADES-RICH*, Diplomarbeit, TU München, 2000.
- [SG03] M. Sánchez-García, *Momentum reconstruction and pion production analysis in the HADES spectrometer at GSI*, Dissertation, Universidade de Santiago de Compostela, 2003.
- [Sto91] R. Stock, Ann. Phys. 48 (1991) 195.
- [Sud03] M. Sudol, private Mitteilung, 2003.
- [Toi03] A. Toia et al., Nucl. Instrum. Meth. A 502 (2003) 270–274.
- [Tra01] M. Traxler, *Real-Time Dilepton Selection for the HADES Spectrometer*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2001.
- [Wei02] W. Weise Presentation at CHIRAL02, Kyoto, Japan.
- [Yeg90] A. Yegneswaran et al., Nucl. Instrum. Meth. A 290 (1990) 61–75.
- [Zei99] K. Zeitelhack et al., Nucl. Instrum. Meth. A 433 (1999) 201–206.
- [Zov02a] D. Zovinec, *TOF cluster reconstruction*, HADES Interner Report, 2002.
- [Zov02b] D. Zovinec, *TOF Hit-finder*, HADES Interner Report, 2002.
- [Zov03] D. Zovinec, *in Vorbereitung*, Dissertation, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, 2003.
- [Zum03] P. Zumbbruch, private Mitteilung, 2003.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen meinen herzlichen Dank aussprechen, die auf vielfältige Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere:

Herrn Prof. Dr. Hans-Joachim Körner für die Aufnahme an seinem Institut, seine Motivation und seinen Rat.

Herrn Prof. Dr. Reiner Krücken für seine Unterstützung und sein Interesse.

Herrn Dr. Jürgen Friese für seinen unermüdlichen Einsatz für das Projekt HADES, seine gewährte Unterstützung und konstruktiven Vorschläge. Speziell in der Endphase dieser Arbeit für das intensive Korrekturlesen.

Herrn Dr. Roman Gernhäuser für seine guten Ideen, seine gute Laune und Bereitschaft zu diskutieren.

Frau Laura Fabbietti, mit der ich mehrere Jahre das Büro, die Arbeit und meine Kekse teilte, und ohne die HADES einfach nicht dasselbe gewesen wäre.

Herrn Benjamin Sailer und Herrn Ludwig Maier für die professionelle Betreuung der Rechnerinfrastruktur am Lehrstuhl, ohne die es die Datenanalyse und Simulation in dieser Arbeit nicht gegeben hätte.

Herrn Dr. Andreas Stolz für unzählige Tassen Tee und unterhaltsame Gespräche über ferne Länder.

Herrn Dr. Witold Przygoda, der zu Beginn der Arbeit mit Rat und Tat zur Seite stand und nie der Fragen müde war.

Allen anderen Mitarbeitern von E12, die es immer verstanden haben, ein lebenswertes Arbeitsumfeld zu schaffen, in dem auch der Spaß nicht zu kurz kam.

Den vielen engagierten Mitarbeitern der HADES-Kollaboration, speziell allen Kollegen der „SimAna“-Truppe, deren Einsatz und Enthusiasmus einfach erstaunlich waren, darunter: Dusan Zovinec, Tassilo Christ, Jacek Otwinowski, Jaroslav Bielik, Jochen Markert, Dr. Romain Holzmann, Dr. Piotr Salabura, Malgorzata Sudol, Marcin Jaskula, Dr. Pavel Tlusty, Dr. Vladimir Pechenov, Tomasz Wojcik, Dr. Ilse König, Dr. Hector Alvarez-Pol, Dr. Hejdar Agakichiev, Alexandre Sadovski, Kalliope Kanaki, Dr. Christian Müntz, Dr. Manuel Sanchez-Garcia, Alberica Toia, Dr. Denis Bertini

