

Fakultät für Physik der Technischen Universität München  
Physik Department E12

# Identifikation und Analyse von $e^+e^-$ -Paaren in C+C Stößen bei 1 AGeV

Tassilo Christ

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:  
Prüfer der Dissertation:

Univ.-Prof. Dr. Wolfram Weise

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

Die Dissertation wurde am 1.10.2007 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 22.10.2007 angenommen.



## Zusammenfassung

Das bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt installierte HADES-Spektrometer misst die Produktion von Dielektronenpaaren in Kern-Kern-Stößen sowie in Proton- und Pion-induzierten Reaktionen. Im Rahmen des Schwerionenprogramms wird dabei untersucht, ob die Verteilungen der rekonstruierten  $e^+e^-$ -Paare durch Produktion und Zerfall bekannter Mesonen bzw. baryonischer Resonanzen erklärbar sind, oder ob andere Quellen sowie Effekte, die durch die hohe Materiedichte in der Kollisionszone hervorgerufen werden, berücksichtigt werden müssen.

Gegenstand dieser Arbeit ist die Analyse der mit HADES für das Stoßsystem  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  bei einer Strahlenergie von  $E = 1$  AGeV aufgenommenen Daten. Im Rahmen der Dissertation wurde ein Wahrscheinlichkeitsalgorithmus zur effizienten  $e^+/e^-$ -Identifikation und Hadronenunterdrückung entwickelt und in die HADES Analysesoftware integriert. Die Methode wurde mit umfangreichen Simulationen getestet und erreicht für Impulse bis  $p = 600$  MeV/c eine Identifikationseffizienz von mehr als 95%. Hadronischer Untergrund im  $e^+/e^-$ -Ensemble wird bis  $p = 600$  MeV/c auf weniger als 2% reduziert. Für größere Impulse ist die Kontamination mit geladenen Pionen kleiner als 5%, für Protonen bei Polarwinkeln unter  $44^\circ$  steigt sie nicht über 14%.

Nach Kombination der identifizierten  $e^+/e^-$ -Spuren zu Paaren und Abzug des kombinatorischen Untergrunds verbleiben als physikalisches Signal  $47687 \pm 1528$   $e^+e^-$ -Paare, für welche die Verteilungen ihrer invarianten Masse, Transversalimpulse und Rapiditäten ermittelt werden. Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis S/B liegt bei Paarmassen zwischen 80 und 450 MeV/c<sup>2</sup> zwischen 0.2 und 1. Durch weitere Schnitte auf das Paarensemble wird der Untergrund durch Konversionsleptonen deutlich reduziert. Nach allen Schnitten verbleiben  $11000 \pm 432$   $e^+e^-$ -Paare. Für  $M_{e^+e^-} > 200$  MeV/c<sup>2</sup> steigt S/B von etwa 2 exponentiell auf Werte bis zu 10 an. Für Paare mit Massen unter 150 MeV/c<sup>2</sup> wird ein systematischer Fehler der Analyse von 17.5%, für größere Massen von 23% ermittelt. Für Transversalimpuls bzw. Rapidität ergeben sich unter (über)  $M_{e^+e^-} = 150$  MeV/c<sup>2</sup> systematische Fehler von 17.5% (21.4%) bzw. 15.3% (33.5%).

Die Daten werden mit Simulationsergebnissen und mit Messungen der DLS-Kollaboration bei gleicher Systemgröße und Strahlenergie verglichen. Für Paare mit invarianter Masse  $M_{e^+e^-} > M_{\pi^0}$  liegen die gemessenen Multiplizitäten um einen Faktor  $\mathcal{R}_Y(\text{HADES}) = 6.0 \pm 1.0(\text{stat}) \pm 1.4(\text{syst}) \pm 2.0(\text{norm})$  über einem thermischen Referenzmodell aus unabhängig gemessenen  $e^+e^-$ -Quellen. Es ergibt sich quantitative Übereinstimmung mit dem bei DLS gemessenen Multiplizitätsüberschuss:  $\mathcal{R}_Y(\text{DLS}) = 6.8 \pm 0.5(\text{stat}) \pm 2.1(\text{syst}) \pm 1.5(\text{norm})$ . Zusammen mit den von HADES publizierten  $e^+e^-$ -Multiplizitäten für das System  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  bei  $E = 2$  AGeV, wird aus den Messergebnissen die Anregungsfunktion des Multiplizitätsüberschusses ermittelt. Die gefundene Energieabhängigkeit ähnelt derjenigen neutraler Pionen. Untersuchungen zur Kinematik der nicht durch das Referenzmodell erklärbaren Komponenten des  $e^+e^-$ -Spektrums geben einen Hinweis darauf, dass die Anregung der  $\Delta$ -Resonanz in der frühen Phase der Kollision eine bislang unterschätzte Rolle bei der Produktion von  $e^+e^-$ -Paaren spielt. Auch mit neuen Transportrechnungen, die hadronische Bremsstrahlungsprozesse berücksichtigen, wird eine wesentlich verbesserte Beschreibung der Messdaten erreicht.



## Abstract

The HADES-Spectrometer, set up at the Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt, measures the production of dielectron pairs in collisions of atomic nuclei, as well as in proton- and pion-induced reactions. Within the heavy-ion program one investigates, whether the distributions of reconstructed  $e^+e^-$ -pairs can be explained by production and decay of known mesons and baryonic resonances, or if other sources as well as effects induced by the high matter-density in the collision zone have to be taken into account.

The object of this thesis is the analysis of the data that have been recorded with HADES for the system  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  at a beam energy of  $E = 1$  AGeV. Within this work a probabilistic algorithm for efficient  $e^+/e^-$  identification and hadron suppression has been developed and integrated into the HADES analysis software. The method has been tested with extensive simulations and achieves an identification efficiency above 95% for momenta below  $p = 600$  MeV/c. Hadronic background in the  $e^+/e^-$ -sample up to  $p = 600$  MeV/c is reduced to less than 2%. For larger momenta the contamination with charged pions remains below 5%, for protons at polar angles below  $44^\circ$  it does not exceed 14%.

After combination of the identified  $e^+/e^-$ -trajectories into pairs and subtraction of the combinatorial background there remains a physics signal of  $47687 \pm 1528$   $e^+e^-$ -pairs, for which distributions of invariant mass, transverse momentum and rapidity are determined. The signal-to-background ratio S/B for pair masses between 80 and 450 MeV/ $c^2$  is between 0.2 and 1. By applying further cuts upon the pair-sample the background induced by leptons from conversion processes is reduced substantially. After all cuts  $11000 \pm 432$   $e^+e^-$ -pairs remain. For  $M_{e^+e^-} > 200$  MeV/ $c^2$  S/B rises exponentially from about 2 to values of up to 10. The systematic error of the analysis for pairs with masses below 150 MeV/ $c^2$  is determined to be 17.5%, for higher masses a value of 23% is found. For transverse momentum and rapidity one finds below (above)  $M_{e^+e^-} = 150$  MeV/ $c^2$  systematic errors of 17.5% (21.4%) and 15.3% (33.5%) respectively.

The data are compared to simulation results and to measurements by the DLS-collaboration at the same system size and beam energy. For  $e^+e^-$ -pairs with invariant masses  $M_{e^+e^-} > M_{\pi^0}$  the measured data exceed a thermal reference model composed of independently measured  $e^+e^-$ -sources by a factor of  $\mathcal{R}_Y(\text{HADES}) = 6.0 \pm 1.0(\text{stat}) \pm 1.4(\text{syst}) \pm 2.0(\text{norm})$ . Quantitative agreement is found with the results of the DLS-experiment:  $\mathcal{R}_Y(\text{DLS}) = 6.8 \pm 0.5(\text{stat}) \pm 2.1(\text{syst}) \pm 1.5(\text{norm})$ . Together with  $e^+e^-$  multiplicities published by HADES for the system  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  at  $E = 2$  AGeV the excitation function of the excess-multiplicity is determined from the measurement results. The found energy dependence resembles the one of neutral pions. Investigations with respect to the kinematics of those components of the  $e^+e^-$ -spectrum that are not explainable by the reference model hint that the excitation of the  $\Delta$ -resonance in the early phase of the collision plays a hitherto underestimated role in the production of  $e^+e^-$ -pairs. Also with new transport calculations that take into account the emission of hadronic Bremsstrahlung a substantially better description of the experimental data is achieved.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Kernphysik mit Schwerionen . . . . .	1
1.2	Dichteeffekte in stark wechselwirkender Materie . . . . .	2
1.3	$e^+e^-$ Paare als Probe des nuklearen Mediums . . . . .	3
1.3.1	Bisherige Messungen . . . . .	3
1.3.2	Das DLS-Rätsel . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Das HADES Experiment</b>	<b>7</b>
2.1	Zielsetzung des Experiments . . . . .	7
2.2	Aufbau des Spektrometers . . . . .	8
2.2.1	Der Ringabbildende Cherenkov-Detektor . . . . .	9
2.2.2	Das Driftkammersystem . . . . .	10
2.2.3	Flugzeitwand und PreShower-Detektor (META-System) . . . . .	11
2.2.4	Triggerelektronik und Datenaufnahme . . . . .	12
2.3	Das Experiment C+C bei $E = 1$ AGeV . . . . .	12
2.3.1	Kohlenstofftarget und Strahl . . . . .	13
2.3.2	Triggerraten und Ereignisselektion . . . . .	14
2.4	Simulationen . . . . .	14
2.4.1	Der PLUTO Leptonencocktail . . . . .	15
2.4.2	UrQMD Transportrechnungen . . . . .	16
2.5	Detektorsimulation . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Analyse von Mess- und Simulationsdaten</b>	<b>19</b>
3.1	Die Analyse-Software . . . . .	19
3.2	Treffersuche in RICH, Flugzeitwand und PreShower . . . . .	20
3.3	Spurbestimmung in den Driftkammern . . . . .	23
3.4	Trefferkorrelation . . . . .	25
3.5	$e^+/e^-$ -Identifikation . . . . .	27
3.5.1	Vorselektion von Spuren . . . . .	27
3.5.2	Analyse der RICH-Observablen . . . . .	30
3.5.3	PreShower Observable . . . . .	33
3.6	$e^+/e^-$ -Identifikation mit dem Schwellwert-Verfahren. . . . .	33
3.6.1	Güte des Schwellwertverfahrens . . . . .	35
3.7	Probabilistische Teilchenidentifikation mit dem Bayesschen Satz. . . . .	38
3.7.1	Mathematischer Hintergrund . . . . .	39
3.7.2	Verteilungsdichte kinematischer Obervablen . . . . .	40
3.7.3	Extraktion von $e^+/e^-$ -Signaturen aus dem Experiment . . . . .	43
3.7.4	Modifikation von Wahrscheinlichkeitsdichten . . . . .	49

---

3.7.5	Experimentelle Bestimmung der Modifikationsparameter . . . . .	51
3.7.6	Kombination von Wahrscheinlichkeitsdichten . . . . .	52
3.8	Güte der Bayesschen Teilchenidentifikation . . . . .	55
3.8.1	Vergleich mit dem Schwellwertverfahren . . . . .	57
3.8.2	$e^+/e^-$ -Verteilungen in Experiment und Simulation . . . . .	58
<b>4</b>	<b>Ergebnisse der Paaranalyse</b>	<b>63</b>
4.1	Paarbildung und kombinatorischer Untergrund . . . . .	63
4.2	Normierung der Paarspektren . . . . .	65
4.2.1	Normierung simulierter Spektren . . . . .	66
4.2.2	Normierung der Experiment-Daten . . . . .	66
4.3	Analyse des experimentellen Datensatzes . . . . .	68
4.3.1	Schnitte auf das Paarensemble . . . . .	69
4.3.2	Verteilung der Paarobservablen . . . . .	72
4.4	Analyse der Simulationsdaten . . . . .	75
4.4.1	Einfluß der Paarschnitte auf den PLUTO-Cocktail . . . . .	75
4.4.2	Zuverlässigkeit von Analyse und Untergrundsubtraktion . . . . .	76
4.5	Korrekturen . . . . .	80
4.5.1	Akzeptanzfilter . . . . .	81
4.5.2	Effizienzkorrektur . . . . .	82
4.5.3	Selbstkonsistenz der Analyse . . . . .	86
4.5.4	Effizienzkorrigierte Messdaten . . . . .	88
4.5.5	Fehlerdiskussion . . . . .	90
<b>5</b>	<b>Diskussion und Interpretation der Ergebnisse</b>	<b>97</b>
5.1	Vergleich von experimentellen Daten und PLUTO-Simulation . . . . .	97
5.2	Vergleich mit den Ergebnissen des DLS-Experiments . . . . .	103
5.3	Energieabhängigkeit der Überschussmultiplizität . . . . .	107
5.4	Vergleich mit dem HSD-Transportmodell . . . . .	109
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>113</b>
6.1	Rekapitulation der Ergebnisse . . . . .	113
6.2	Vergleich von Messdaten und Simulation . . . . .	114
6.3	Ausblick . . . . .	115
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>117</b>
A.1	Massenverteilung rekonstruierter $e^+e^-$ -Paare . . . . .	117
A.2	Systematische und statistische Fehler des invarianten Massenspektrums	118
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>120</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Kernphysik mit Schwerionen

Die Kernphysik untersucht die Struktur, die Eigenschaften und die Dynamik von Kernmaterie auf allen für Atomkerne und ihre Bestandteile relevanten Größen- und Energieskalen. Die räumlichen Ausdehnungen der untersuchten Systeme erstrecken sich von typischen Kernradien in der Größenordnung einiger Femtometer bis hinab zu Strukturen unterhalb der Ausdehnung eines einzelnen Nukleons bzw. Baryons von weniger als 1 fm, die gewöhnlich der Elementarteilchenphysik zugerechnet werden.

Gegenstand des Interesses sind sowohl die Eigenschaften von Kernen als Ganzes, als auch die Wechselwirkung ihrer Konstituenten, der Protonen und Neutronen, untereinander. Auf einer noch kleineren räumlichen Skala untersucht man die Wechselwirkung der fundamentalen Bausteine hadronischer Materie, der Quarks und Gluonen. Dabei sind aus kernphysikalischer Sicht unter anderem Phänomene von Bedeutung, die sich nur in ausgedehnten Kernmaterialesystemen beobachten lassen, in welchen es also nicht um elementare Wechselwirkungen zwischen zwei Reaktionspartnern geht. Vielmehr wird untersucht, wie die Gegenwart zahlreicher starker Wechselwirkungspartner auf ein einzelnes Parton oder Hadron zurückwirkt. Bei Kernen mit Anregungsenergien nahe dem Grundzustand können dies zum Beispiel langreichweitige Korrelationen sein, die als sogenannte Restwechselwirkung in die Beschreibung des Kernzustands eingehen. Bei höheren Anregungsenergien spielt auch die Frage nach der Abhängigkeit der Systemeigenschaften von thermodynamischen Parametern eine wichtige Rolle. Die Theorie der starken Wechselwirkung, die *Quantenchromodynamik* (QCD), macht für ausgedehnte stark wechselwirkende Systeme Vorhersagen über die Veränderung der Systemeigenschaften mit Temperatur und Dichte des nuklearen *Mediums*. Bei hohen *Temperaturen* beobachtet man in Gitter-Eichrechnungen einen als *Deconfinement* bezeichneten Übergang [Lae03] [Raj02] von gebundenen Hadronen zu freien Quarks und Gluonen. Jüngste Experimente am Super Proton Synchrotron (SPS) des Europäischen Kernforschungszentrums CERN [Fri06] und am Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) in den USA [Adc05] scheinen diese Vorhersagen in der Tat zu bestätigen. Ausserdem erwartet man, dass sich bei hohen *Energiedichten* die beobachtbaren Eigenschaften von im Medium gebildeten Hadronen verändern. Diese Modifikation ist ebenfalls durch einen Phasenübergang bedingt, der im Folgenden erläutert werden soll.

## 1.2 Dichteeffekte in stark wechselwirkender Materie

Die QCD sagt bei Umgebungsbedingungen, die durch eine erhöhte Materiedichte und Temperatur gekennzeichnet sind, eine wenigstens teilweise Wiederherstellung der chiralen Symmetrie der starken Wechselwirkung voraus [Bro95] [Hat92] [Rap00]. Diese - im Vakuum gebrochene - Symmetrie impliziert, dass Axialvektor-Transformationen der QCD-Lagrangefunktion, im Grenzfall masseloser Quarks, eine *exakte* Symmetrioperation darstellen. Die kleinen Massen der Quarks führen zu einer *expliziten* Brechung der Symmetrie. Wegen der auf der QCD-Skala kleinen Quarkmassen von etwa 5 – 10 MeV können Axialvektortransformationen jedoch immer noch als ungefähre Symmetrie der starken Wechselwirkung behandelt werden. Eine solche ungefähre Symmetrie hätte zur Folge, dass bei chiralen Transformationen ineinander übergehende Quantenfeld-Konfigurationen gleiche oder annähernd gleiche Massen haben müssten [Koc95]. Dies ist jedoch zum Beispiel für die chiralen Partner  $\rho$  ( $M=770$  MeV) und  $a_1$  ( $M=1260$  MeV) nicht erfüllt. Die beobachtete Massendifferenz hat also eine andere Ursache. Sie ist Ausdruck einer *spontanen* Brechung der Axialvektor-Symmetrie der QCD, die dafür sorgt, dass der Grundzustand nicht die gleichen Symmetrieeigenschaften hat wie der Hamiltonoperator bzw. die Lagrangedichte des Systems. Der Grad der Brechung wird durch einen Ordnungsparameter beschrieben, welcher ein Maß für die skalare Quark-Antiquark-Dichte des Vakuums ist [Wei96] [Lae03]. Für dieses sogenannte *Quark-Kondensat*  $\langle q\bar{q} \rangle$  wird im Vakuum ein negativer Erwartungswert von  $\approx -(240 \text{ MeV})^3$  berechnet [Koc95] [Wei96]. Die Brechung der chiralen Symmetrie und der damit verbundene große Betrag des  $\langle q\bar{q} \rangle$  Kondensats ist auch verantwortlich für die großen Massen der beobachteten Hadronen, welche um Größenordnungen über den Massen der beteiligten Quarks liegen.

Bereits in normaler Kernmaterie ist durch die Gegenwart von Quarks und Antiquarks der Betrag des Kondensats um  $\approx 30\%$  verringert, was zu einer messbaren Beeinflussung der Spektralfunktionen der Hadronen im Medium führt. Die vorhergesagten Einflüsse [Wei02], [Kli97], [Pet98], [Fri97] sind am stärksten für die Vektormesonen  $\rho, \omega$  und  $\phi$ , deren Spektralfunktionen daher eine wichtige Probe des Mediums darstellen. Ein wichtiges experimentelles Werkzeug zur Untersuchung von Kernmaterie bei extremen Umgebungsbedingungen sind Kollisionen von Atomkernen. Durch Variation von Systemgröße und Einschussenergie können die Umgebungsbedingungen des in den Stößen gebildeten Mediums über einen weiten Bereich variiert werden. Mit dem bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt aufgebauten HADES-Spektrometer (*High Acceptance DiElectron Spectrometer*) werden mit einem fest installierten Target Kollisionen leichter und schwerer Kerne sowie Proton- und Pioninduzierte Reaktionen untersucht [Fri99]. Der vom Schwerionen-Synchrotron (SIS) der GSI bereitgestellte Teilchenstrahl hat eine maximale Energie von 4.7 GeV für Protonen und 2 GeV·A für Ionen [SD07]. In diesem Energiebereich werden in Kern-Kern-Kollisionen Materiedichten von etwa zwei- bis dreifacher Grundzustandsdichte erreicht, während die Temperatur des Mediums kleiner als  $\approx 100$  MeV bleibt und damit den Deconfinement-Bereich nicht erreicht.

### 1.3 $e^+e^-$ Paare als Probe des nuklearen Mediums

Die Messung der Eigenschaften von in Kern-Kern-Stößen gebildeten Mesonen ist wegen ihrer kurzen Lebensdauer ( $\mathcal{O}(fm/c)$ ) nur über ihre Zerfallsprodukte möglich, welche mit großer Sorgfalt rekonstruiert und miteinander kombiniert werden müssen, um Aufschluß über die Spektralfunktionen zu gewinnen. Eine experimentelle Schwierigkeit bei der Untersuchung mesonischer Eigenschaften im Medium besteht darin, dass hadronische Zerfallsprodukte auf ihrem Weg zum Detektor durch Wechselwirkung mit der umgebenden Kernmaterie gestört werden. In den Stößen mit anderen stark wechselwirkenden Teilchen wird die Information über den Zerfall des Mutterteilchens verändert. Aus diesem Grund benötigt man eine Sonde, die keine oder nur geringe Endzustandswechselwirkung mit dem Medium erfährt, insbesondere also nicht der starken Wechselwirkung unterliegt. Der wichtigste Kanal sind hierbei die direkten  $e^+e^-$  Zerfälle und die  $\gamma e^+e^-$ -Dalitz-Zerfälle der Mesonen. Da die elektromagnetische Kopplungskonstante jedoch um Größenordnungen kleiner ist als die der starken Wechselwirkung, sind diese Zerfälle gegenüber den hadronischen Zerfallskanälen stark unterdrückt. Tabelle 1.1 gibt einen Überblick über die Eigenschaften und die dominierenden Zerfallskanäle einiger Mesonen, die sich als Proben eignen und in den von HADES untersuchten Stoßsystemen von Bedeutung sind. Die experimentelle Herausforderung bei HADES und anderen Dielektronen-Experimenten besteht also unter anderem darin, das  $e^+/e^-$ -Signal hinreichend anzureichern - z.B. durch geeignete Triggerbedingungen - und den dominierenden hadronischen Untergrund um mehrere Größenordnungen zu unterdrücken. In den Kapiteln 2 und 3 wird erläutert, wie diese Probleme bei HADES gelöst werden.

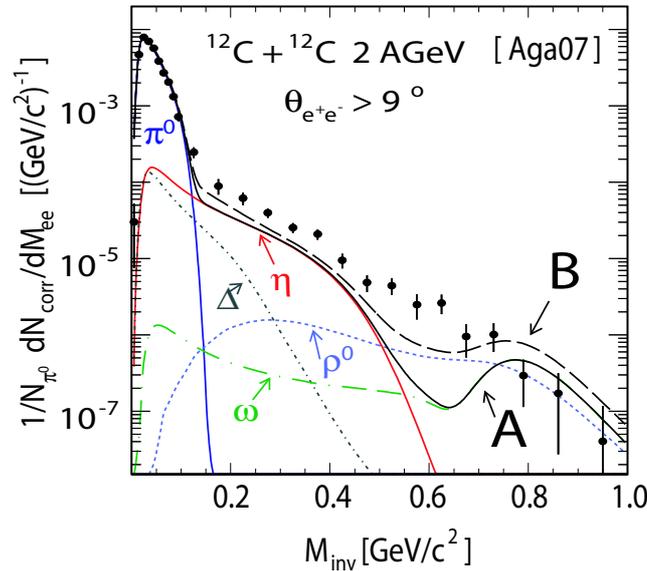
Meson	Reichweite $c\tau$	Masse [MeV/c <sup>2</sup> ]	wichtigste Zerfallskanäle	Wahrscheinlichkeit
$\pi^0$	25.1 nm	135	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	$\sim 0.99$ $\sim 0.01$
$\eta$	30 fm	547	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$ $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$	$\sim 0.39$ $\sim 4.9 \cdot 10^{-3}$
$\rho$	1.3 fm	770	$\rho \rightarrow \pi\pi$ $\rho \rightarrow e^+e^-$	$\sim 1$ $\sim 4.5 \cdot 10^{-5}$
$\omega$	23 fm	782	$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ $\omega \rightarrow e^+e^-$	$\sim 0.89$ $\sim 7.2 \cdot 10^{-5}$
$\phi$	44 fm	1020	$\phi \rightarrow K^+K^-$ $\phi \rightarrow e^+e^-$	$\sim 0.5$ $\sim 2.9 \cdot 10^{-4}$

**Tabelle 1.1:** Eigenschaften leichter pseudoskalarer Mesonen und Vektormesonen nach [Hag02].

#### 1.3.1 Bisherige Messungen

Die HADES Kollaboration hat in bereits abgeschlossenen Experimentphasen die Schwerionensysteme C+C bei einer Strahlenergie von 2 AGeV und Ar+KCl bei 1.76 AGeV untersucht. Ausserdem wurden Daten für das System  $p + p$  bei 1.25, 2.2 und 3.5 GeV sowie für  $d + p$  bei 1.25 AGeV aufgenommen. Die endgültigen Ergebnisse der Kohlenstoffmessung bei 2 AGeV sind in [Aga07] publiziert. Für die anderen Messkampagnen

sind Publikationen in Vorbereitung. Die von HADES in C+C bei 2 AGeV gemessene Verteilung der  $e^+e^-$ -Paarmassen weist gegenüber theoretischen Vorhersagen eine systematische Überhöhung bei Massen  $m > m_{\pi^0}$  auf. In Abbildung 1.1 werden die Messergebnisse mit zwei einfachen theoretischen Modellen verglichen. Die Erzeugung dieser *Cocktails* erfolgte durch inkohärente Superpositionen von  $e^+e^-$  Paarquellen, deren Produktionsraten bekannt sind [Ave97], oder aus wohlbegründeten theoretischen Annahmen [Ern98b] abgeleitet wurden. Die genaue Zusammensetzung der Modelle wird in Kapitel 2 und Kapitel 5 diskutiert. Für Massen unterhalb von  $M = 150 \text{ MeV}/c^2$ , wo der Dalitz-Zerfall neutraler Pionen dominiert, herrscht gute Übereinstimmung, jedoch unterschätzen beide Cocktails das Spektrum bei höheren Paarmassen. In den Bereichen, in denen durch andere Experimente [Ave97] Messungen der Produktion des  $\eta$ -Mesons existieren, liegt das Spektrum etwa um einen Faktor 2 über der durch  $\eta$ -Dalitz-Zerfälle zu erwartenden Multiplizität. Die Berücksichtigung anderer in diesem Bereich möglicherweise beitragender Prozesse (z.B. der Dalitz-Zerfall der  $\Delta$  Resonanz) im Cocktail verbessert die Übereinstimmung nicht wesentlich. Um festzustellen, ob der Beitrag des  $\eta$ -Dalitz-Zerfalls die Ursache für die Unterschiede ist oder ob andere Zerfälle berücksichtigt werden müssen, wurde mit dem HADES-Spektrometer das gleiche Stoßsystem bei einer Energie von 1 AGeV untersucht. Bei dieser Energie kann das  $\eta$ -Meson im freien Nukleon-Nukleon Stoß nicht gebildet werden und nur mehrstufige Prozesse können zur  $\eta$ -Produktion führen. Entsprechend sollte die Übereinstimmung mit Modellrechnungen besser werden, falls ausser dem Dalitz-Kanal keine anderen Quellen relevant sind.

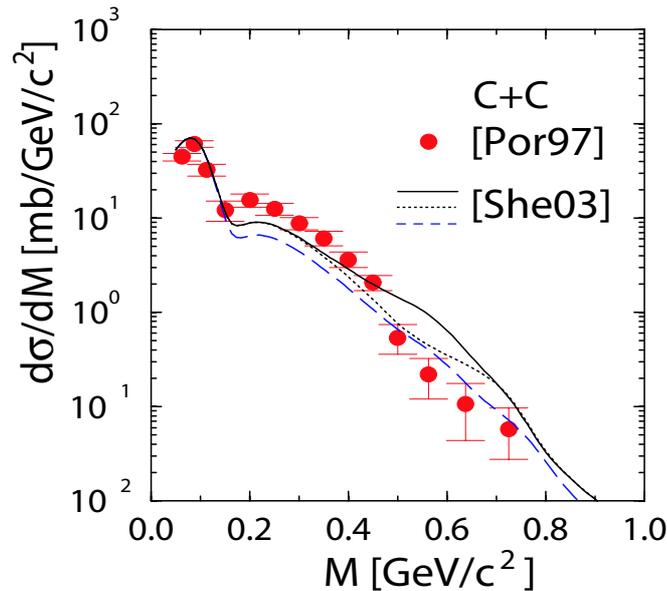


**Abbildung 1.1:** Massenverteilung mit HADES rekonstruierter  $e^+e^-$  Paare für das System C+C bei  $E = 2 \text{ AGeV}$  [Aga07] im Vergleich mit einem parametrisierten Cocktail aus bekannten Quellen.

**Cocktail A:**  $\pi^0/\eta/\omega$ -Dalitz-Zerfälle +  $\omega \rightarrow e^+e^-$ , **Cocktail B:** Cocktail A +  $\Delta$ -Dalitz-Zerfall +  $\rho \rightarrow e^+e^-$

### 1.3.2 Das DLS-Rätsel

Das in dieser Arbeit untersuchte Kollisionssystem  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  wurde bereits von der DLS-Kollaboration<sup>1</sup> am Lawrence Berkely National Laboratory in den USA bei einer etwas höheren Strahlenergie ( $E = 1.04 \text{ AGeV}$ ) untersucht [Por97]. Während die von DLS publizierten Daten für  $e^+e^-$  Produktion in  $p + p$  und  $p + d$  Stößen [Wil98] gut von Modellrechnungen beschrieben werden, gilt dies nicht für Kern-Kern Kollisionen! In Abbildung 1.2 ist der von DLS gemessene  $e^+e^-$ -Produktionsquerschnitt als Funktion der invarianten Masse gezeigt. Die ebenfalls in Abbildung 1.2 gezeigten theoretischen Kurven sind Ergebnisse einer Transportrechnung mit dem QMD Modell [She03], [Aic91], bei der Interferenz- und Dekohärenzeffekte mesonischer Resonanzen sowie die Stoßverbreiterung durch Wechselwirkung mit dem Medium berücksichtigt wurden. Der gemessene Wirkungsquerschnitt wird von keinem der Modelle in allen Massenbereichen gleichzeitig befriedigend reproduziert. Auch mit anderen Transportmodellen [She03], [Cas99], [Bra98b], [Ern98b] ist bislang keine befriedigende theoretische Beschreibung des gemessenen Spektrums möglich, die gleichzeitig mit den Daten aus  $p + p$  und  $p + d$  Stößen konsistent ist. Die Rechnungen unterschätzen im Allgemeinen den Wirkungsquerschnitt im Massenbereich zwischen 200 und 600  $\text{MeV}/c^2$ .

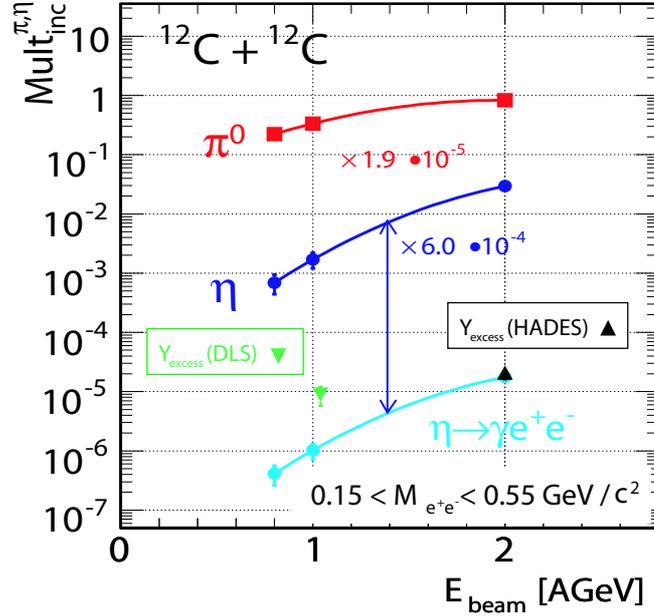


**Abbildung 1.2:** DLS-Messung des differentiellen  $e^+e^-$ -Produktionsquerschnitts bei  $E = 1.04 \text{ AGeV}$  als Funktion der invarianten Masse [Por97] im Vergleich mit theoretischen Vorhersagen aus [She03].

In Abbildung 1.3 sind die in [Ave97] veröffentlichten Produktionsraten von  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Mesonen in C+C bei verschiedenen Strahlenergien dargestellt. Ausserdem ist der von beiden Experimenten im Massenintervall  $150 \text{ MeV}/c^2 < M_{inv} < 550 \text{ MeV}/c^2$  gemessene Überschuss der  $e^+e^-$ -Multiplizität sowie die zu erwartende Multiplizität aus dem Zerfall  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  gezeigt. Letztere wurde aus der angegebenen  $\eta$ -Produktionsrate

<sup>1</sup>DiLepton Spectrometer

und dem bekannten Verzweigungsverhältnis des Kanals abgeschätzt.



**Abbildung 1.3:**  $\pi^0$ - und  $\eta$ - Produktionsraten in C+C als Funktion der Strahlenergie [Ave97], sowie die in [Aga07] und [Por97] gemessene Überschussmultiplizität im Vergleich zur  $e^+e^-$ -Multiplizität aus dem  $\eta$ -Dalitz-Zerfall.

Bei  $E = 2$  AGeV ist die Überschussmultiplizität von der Größenordnung des Beitrags aus dem  $\eta$ -Dalitz-Zerfall (siehe Abbildung 1.1). Bei 1.04 AGeV sind die gemessenen Raten hingegen deutlich größer als die durch  $\eta$ -Produktion unterhalb der Schwelle erklärbaren Dalitz-Multiplizitäten! Dies widerlegt noch nicht die Hypothese, dass der Überschuss bei 2 AGeV auf eine ungenaue Messung bzw. eine ungenügende Modellbeschreibung von Bildung und Zerfall des  $\eta$ -Mesons zurückzuführen ist. Ganz offensichtlich existieren jedoch weitere Beiträge zum Spektrum, die bei kleinen Strahlenergien gegenüber dem  $\eta$ -Meson deutlicher hervortreten, als oberhalb dessen Produktionsschwelle. Ein wesentliches Ziel der Messung des Systems C+C bei HADES war daher eine unabhängige Bestimmung der Massenverteilung und der Produktionsrate von  $e^+e^-$ -Paaren bei den beiden Strahlenergien  $E = 1$  AGeV und  $E = 2$  AGeV.

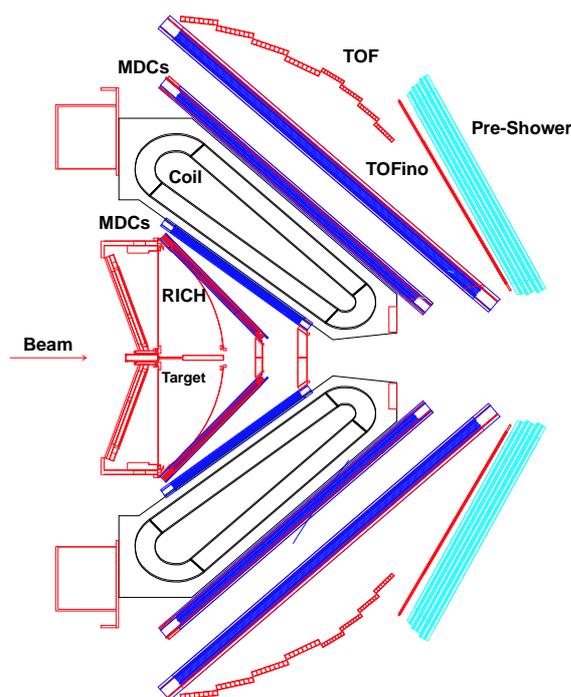
Die Darstellung der Datenanalyse und der Ergebnisse in dieser Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: In Kapitel 2 werden der für die Messung verwendete experimentelle Aufbau sowie die gemessenen und simulierten Datensätze vorgestellt. Eine neu entwickelte Methode der Teilchenidentifikation und die Analyse einzelner  $e^+/e^-$ -Spuren werden in Kapitel 3, die Paaranalyse in Kapitel 4 diskutiert. In Kapitel 5 werden die Messdaten den Simulationsergebnissen sowie den Resultaten des DLS-Experiments gegenübergestellt und mit neueren theoretischen Vorhersagen verglichen.

## Kapitel 2

### Das HADES Experiment

#### 2.1 Zielsetzung des Experiments

Das in Abbildung 2.1 gezeigte HADES-Experiment wurde als Dielektronenspektrometer hoher Auflösung und Akzeptanz konzipiert. Es dient der Untersuchung von  $e^+e^-$  Paaren, die in Stößen von Atomkernen und in Hadron-Hadron Kollisionen gebildet werden.



**Abbildung 2.1:** Das HADES Spektrometer im Querschnitt: In einer Kollision produzierte Teilchen werden im toroidalen Magnetfeld abgelenkt und ihre Trajektorien werden in den Driftkammern (MDC) rekonstruiert. Anhand ihrer Impulse, ihrer Flugzeiten (TOF, TOFino), sowie ihrer Signaturen im RICH- und im PreShower-Detektor werden sie einer Teilchenspezies zugeordnet.

Die Geometrie des Spektrometers ist für Experimente mit festem Target und Ionenstrahlenergien zwischen 1 und 2 AGeV optimiert. Dies entspricht dem am Schwerionensynchrotron (SIS) der GSI in Darmstadt zur Verfügung stehenden Energiebereich. Die Beschleunigeranlage liefert Ionen- und Protonenstrahlen mit Intensitäten von bis

zu  $1.4 \cdot 10^{11}$ /s. Sekundärstrahlen aus geladenen Pionen erreichen Intensitäten bis zu einigen  $10^6$ /s [Dia02]. Die in der Kollision gebildeten kurzlebigen Mesonen und hadronischen Resonanzen haben geringe Produktionsquerschnitte und kleine elektromagnetische Zerfallswahrscheinlichkeiten. Damit nun eine Messung dieser Zerfallskanäle mit hinreichender Statistik überhaupt möglich ist, muß das Spektrometer bei hohen Strahlintensitäten betrieben werden und eine möglichst große geometrische Akzeptanz haben. Gleichzeitig müssen Hadronen effizient aus dem Teilchenspektrum entfernt werden, um den Untergrund durch Fehler bei der Teilchenidentifikationen so klein wie möglich zu halten. Um Veränderungen der mesonischen Spektralfunktionen zu vermessen, ist eine äusserst genaue Impulsrekonstruktion der Zerfallsprodukte notwendig.

## 2.2 Aufbau des Spektrometers

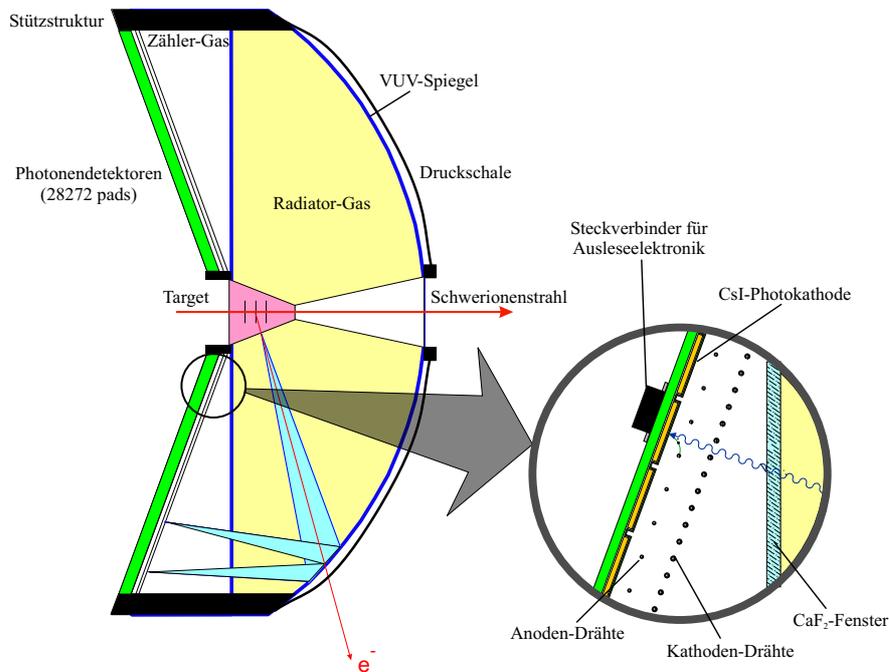
Im Folgenden werden die wesentlichen Komponenten des HADES-Spektrometers vorgestellt. Neben einer Erläuterung der prinzipiellen Funktionsweise werden die einzelnen Detektoren in Bezug auf ihre Rolle bei der Teilchenidentifikation und der  $e^+e^-$  Analyse diskutiert. Details des Spektrometers finden sich in [HK94], [Sal95], [Gar98a], [Fri99] sowie in [Aga08a]. Sämtliche HADES-Detektorsysteme sind im Azimuth sechsfach segmentiert. Mit Ausnahme der Randbereiche der Sektoren ist die  $\phi$ -Akzeptanz damit nahezu vollständig. Im Polarwinkel wird der Bereich  $18^\circ \leq \Theta \leq 86^\circ$  abgedeckt. Die Akzeptanz für in der Wechselwirkungszone gebildete Teilchen wird gewöhnlich in den kinematischen Variablen *Transversalimpuls* ( $p_T$ ), *Invariante Masse* ( $M_{inv}$ ), *Rapidity* ( $y$ ) und *Öffnungswinkel*  $\alpha$  angegeben. Die entsprechenden Größen sind für das *Labor-system* in Tabelle 2.1 definiert. In [Sch96] wurde bei  $E = 1$  AGeV für Leptonenpaare mittlerer Rapidity ( $y_C = 0.68$ ) eine geometrische Akzeptanz des Spektrometers von etwa 35% ermittelt.

Paar-Viererimpuls $p$	$(E, p) = (E_{e^+} + E_{e^-}, p_{e^+} + p_{e^-})$
Transversalimpuls $p_T$	$p \cdot \sin(\Theta)$
Longitudinalimpuls $p_L$	$p \cdot \cos(\Theta)$
Öffnungswinkel $\alpha$	$\arccos\left(\frac{p_{e^+} \cdot p_{e^-}}{ p_{e^+}  \cdot  p_{e^-} }\right)$
Invariante Paarmasse $M_{inv}$	$\sqrt{p_{e^+} \cdot p_{e^-}} \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)$
Rapidity $y$	$\frac{1}{2} \cdot \log\left(\frac{E+p_L}{E-p_L}\right)$

**Tabelle 2.1:** Für die Beschreibung des  $e^+e^-$ -Paarensembles relevante kinematische Größen. Alle Größen sind im Laborsystem angegeben.

### 2.2.1 Der Ringabbildende Cherenkov-Detektor

Um das fest installierte HADES-Target herum ist ein Ringabbildender Cherenkov Detektor (*RICH*<sup>1</sup>) montiert [Zei99], der für die Suche und Identifikation von relativistischen Elektronen und Positronen optimiert ist.



**Abbildung 2.2:** Der HADES RICH Detektor besteht aus einem Radiorteil in dem ausschließlich  $e^+$  und  $e^-$  Cherenkov-Photonen erzeugen. Die Photonen werden in einer in Rückwärtsrichtung angeordneten Vieldraht-Proportionalkammer nachgewiesen.

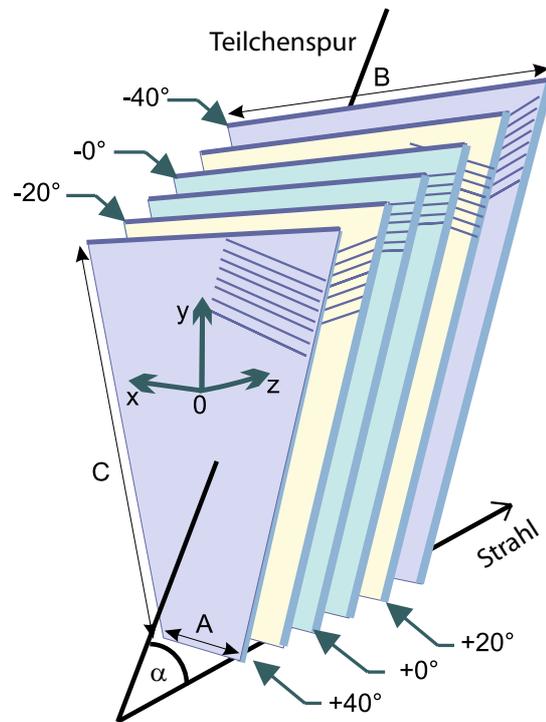
Der RICH (siehe Fig. 2.2) besteht aus einer Radiorkammer und einer Vieldraht-Proportionalkammer, die mit  $\text{CH}_4$  betrieben wird. Durch sorgfältige Materialauswahl [Zei99] bei der Konstruktion werden  $\gamma$ -Konversionsprozesse im Detektorvolumen minimiert. Der in Vorwärtsrichtung befindliche Radiorteil verwendet als Arbeitsgas  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  mit einer Cherenkov-Schwelle von  $\gamma_{thr} = 18$ . Dies stellt sicher, dass im untersuchten Strahlenergiebereich ausschließlich Elektronen und Positronen schnell genug sind, um dort Cherenkov-Strahlung zu erzeugen. Ein Spiegel reflektiert das Cherenkov-Licht zurück auf die segmentierte CsI-Photokathode der vor dem Target angeordneten Vieldraht-Proportionalkammer. Die beiden Kammervolumina werden von einem  $\text{CaF}_2$  Fenster getrennt. Die Transmissionseigenschaften der gereinigten Gase und des  $\text{CaF}_2$ -Fensters sind dabei optimal an den sensitiven Spektralbereich der Photokathode (140 nm – 220 nm) angepaßt. Durch Photoelektronen ausgelöste Ladungslawinen induzieren Signale auf der Kathode. Diese werden durch die Detektorelektronik ausgelesen und einem in Echtzeit arbeitenden Ringerkennungsmodul zugeführt. Die sphärische Geometrie des Spiegels und die Neigung der Kathodenebene sorgen dafür, dass überall auf der Kathode Cherenkov-Ringe mit konstantem Durchmesser nachgewiesen werden.

<sup>1</sup>engl.: Ring Imaging CHerenkovcounter

Eine detaillierte Analyse und Simulation der RICH-Eigenschaften und insbesondere der Signalcharakteristik wird in [Fab03] gegeben. Detaillierte Beschreibungen des Detektors finden sich in [Kas00] und [Zei99].

## 2.2.2 Das Driftkammersystem

Die Rekonstruktion der Teilchenspuren und Impulse erfolgt mittels vier Lagen von Vieldraht-Driftkammern (Multi-Wire-Driftchambers *MDC*) und eines toroidalen Magnetfelds, das durch supraleitende Spulen aufgebaut wird. Die Kammern stehen paarweise vor und hinter dem Feld, dessen Geometrie fast ausschließlich eine polare Ablenkung geladener Teilchen bewirkt, so dass zusammengehörende Spursegmente vor und hinter dem Feld den gleichen Azimutalwinkel haben. Die magnetische Feldstärke variiert zwischen 2.4 T am Rand der Spulenkästen und 0.8 T in der Mitte zwischen zwei Spulen, was in einem Impulsübertrag auf geladene Teilchen zwischen 40 und 120 MeV/c resultiert [Mar03].



**Abbildung 2.3:** In jeder Driftkammer des HADES-Spektrometers liegen 6 Drahtebenen unterschiedlicher Neigung hintereinander. Dies erlaubt eine Stereo-Rekonstruktion von Spursegmenten.

Fig. 2.3 zeigt die Geometrie der in jeder Kammer verlaufenden Anodendrähte. Diese sind in jeweils sechs Ebenen hintereinander angeordnet, welche mit der Horizontalen Winkel von  $\pm 40^\circ$ ,  $\pm 20^\circ$  und zweimal  $0^\circ$  einschließen. Zwischen je zwei Anodenebenen liegt eine - nicht dargestellte - dazu parallele Kathodendrahtebene. Die unterschiedliche Orientierung der Drähte erlaubt es, Mehrdeutigkeiten beim Ansprechen der einzelnen Kanäle nach einem Teilchendurchgang aufzulösen. Die Anodendrähte wechseln

sich mit Felddrähten ab. Eine sogenannte *Driftzelle* besteht aus zwei Felddrähten, dem Anodendraht und den benachbarten Kathodendrahten. Wichtigstes Kriterium beim Design der Driftkammern war eine hohe und konstante Granularität, die bei großen Spurmultiplicitäten in Stößen schwerer Ionen eine Trennung eng benachbarter Trajektorien ermöglicht. Um dies zu gewährleisten und die Wahrscheinlichkeit von Doppeltreffern zu minimieren, wurden die Abmessungen der Driftzellen entsprechend angepasst. Die Fläche einer Zelle wächst von  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  in den innersten Driftkammern auf  $10 \times 14 \text{ mm}^2$  in den äussersten Modulen. In zentralen Au+Au-Kollisionen werden bei maximaler SIS-Energie etwa 200 geladene Teilchen in der HADES Akzeptanz erzeugt. Die mittlere Trefferwahrscheinlichkeit einer Driftzelle beträgt in einem solchen Ereignis  $\approx 8\%$  [Gar98b]. Die Ortsauflösung der Anodendrahte und die Winkelgenauigkeit der Spurrekonstruktion wurden im Detail in [Mar03] untersucht. Dort, sowie in [Bok02] findet man auch eine detaillierte Beschreibung des Detektors. In der Endausbaustufe mit vier Kammern wird eine Impulsauflösung von  $\delta p/p \approx 1.5\%$  angestrebt. In Kapitel 3.3 wird ein kurzer Überblick über die Verfahren zur Spursuche und Impulsrekonstruktion gegeben. Details findet man in [SG03], [Rus06] und [Kön06b].

### 2.2.3 Flugzeitwand und PreShower-Detektor (META-System)

Um die kinematische Information eines Teilchens zu vervollständigen, verfügt HADES über ein Flugzeit-Messsystem. Bei Polarwinkeln größer als  $44^\circ$  steht ein hochauflösender *Time-Of-Flight* Detektor (*TOF*) [Ago02] zur Verfügung, der aus 6 Sektoren mit je 64 Szintillatorstäben mit einer Zeitauflösung von  $\delta t \approx 150 \text{ ps}$  aufgebaut ist. Die Länge der Szintillatoren wird mit zunehmendem Polarwinkel größer. Sie werden beidseitig über Sekundärelektronenvervielfacher (Photomultiplier) ausgelesen und durch Laufzeitvergleich der Signale wird eine Ortsbestimmung durchgeführt. Bei Vorwärtswinkeln zwischen  $18^\circ$  und  $44^\circ$  werden Flugzeiten mit einem in jedem Sektor azimuthal vierfach segmentierten Szintillatorsystem gemessen, das eine Zeitauflösung von etwa  $500 \text{ ps}$  erreicht und nur *einseitig* ausgelesen wird. Wegen der fehlenden Segmentierung in polarer Richtung kann dieser *TOFino*-Detektor Mehrfachtreffer nicht auflösen. Um in diesem Winkelbereich die Reaktionsprodukte schwerer Stoßsysteme rekonstruieren zu können, wird der Detektor zur Zeit durch einen ortsauflösenden RPC-Detektor<sup>2</sup> mit verbesserter Zeitauflösung ersetzt [Fon01]. Das Startsignal für die Flugzeitmessung wird von zwei Diamantdetektoren (*START + VETO*) erzeugt, die sich jeweils  $75 \text{ cm}$  strahlaufwärts bzw. strahlabwärts vom Target befinden. Die nur  $100 \mu\text{m}$  dicken Diamantzähler können bei einer Zeitauflösung von  $\approx 30 \text{ ps}$  [Ber03] mit Strahlintensitäten von bis zu  $10^7/s$  betrieben werden, ohne durch Strahlungsschäden beeinträchtigt zu werden.

Bei hohen Impulsen reicht die kinematische Information nicht aus, um Hadronen und Elektronen mit hinreichender Güte zu trennen. Zufällig mit RICH-Ringen korrelierte Protonen und geladene Pionen werden daher zusätzlich mit dem hinter dem TOFino angeordneten PreShower-Detektor unterdrückt. Der PreShower-Detektor besteht aus drei mit einem Ar-iButan-Heptan Gemisch gefüllten Vieldrahtkammern mit Anodendrahten und Kathodenebenen. Zwischen den Kammern befinden sich Bleikonverter, in denen relativistische Elektronen und Positronen beim Durchgang Energie durch Emission von Bremsstrahlung verlieren. Die Photonen konvertieren wiederum

<sup>2</sup>engl.: Resistive Plate Chamber

in  $e^+e^-$ -Paare. Durch mehrfache Wiederholung dieses Prozesses entstehen so aus einzelnen Elektronen und Positronen *Ladungsschauer*. Die Schauerteilchen ionisieren das Gas in den Drahtkammern und die auf der Kathodenebene induzierten Signale werden elektronisch ausgelesen. Da der Energieverlust durch Bremsstrahlung für Hadronen keine Rolle spielt, gibt es hinter den Konvertern keine von Protonen und geladenen Pionen erzeugten Schauersignale. Durch Vergleich der Signale in den drei Detektor-Modulen lassen sich also Elektronen und Hadronen voneinander trennen. Details zum PreShower-Detektor findet man in [Bal04] und [Bal98]. Die Flugzeit-Detektoren und das PreShower-System werden zusammenfassend als *META*-Detektoren (für *Multiplicity-Elektron-Trigger-Array*) bezeichnet.

## 2.2.4 Triggerelektronik und Datenaufnahme

HADES verfügt zur effizienten Selektion interessanter Kollisionsereignisse über ein zweistufiges Triggersystem. Die Flugzeitwand liefert innerhalb von 100 ns nach einem Stoß einen Multiplizitätstrigger, der aus der Gesamtheit aller Ereignisse solche mit einer minimalen Zentralität selektiert. Dies wird auch als Trigger erster Stufe oder *LVL 1-Trigger* bezeichnet. Um Stoßereignisse anzureichern, in denen  $e^+e^-$ -Paare gebildet wurden, ohne gleichzeitig die Primärdatenrate zu verringern, werden die vom Trigger erster Stufe selektierten Ereignisse gepuffert und einer zweiten Triggerentscheidung unterworfen. Dabei suchen spezielle Elektronikkomponenten - sogenannte *Image-Processing-Units (IPUs)* - im RICH [Leh00] [Leh99], in der TOF-Wand [Lin01] und im PreShower-Detektor [Pet00] innerhalb von 10  $\mu$ s in jedem Ereignis nach einzelnen  $e^+/e^-$  Kandidaten. Im RICH werden beispielsweise Photonenringe konstanten Durchmessers durch Faltung der Padmuster mit einer Gewichtsmatrix identifiziert. Im Flugzeit-System werden schnelle Teilchen mit einer Flugzeit  $t < 8$  ns als  $e^+/e^-$  Kandidaten behandelt und im PreShower-Detektor dienen charakteristische Ladungssignale als Hinweis auf  $e^+e^-$  Ereignisse. Sind die Bedingungen dieses Triggers zweiter Stufe (*LVL 2-Trigger*) erfüllt, werden die Signaturen durch eine sogenannte *Matching-Unit* [Tra01] im Polar- und im Azimutwinkel korreliert. Dabei wird die Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld berücksichtigt. Für Ereignisse mit mindestens einer korrelierten Signatur im RICH und in den META-Detektoren werden die Daten der einzelnen Detektorsysteme ausgelesen, zusammengesetzt und gespeichert. Durch Anwendung des LVL 2-Triggers findet nochmals eine Reduktion der Datenrate um etwa einen Faktor 15 statt. Um nachträglich die Effizienz der Triggerentscheidung überprüfen zu können, wird ausserdem, *unabhängig* von der Entscheidung des LVL-2-Triggers, ein konstanter Bruchteil (etwa 10 – 30%) *aller* LVL 1-Ereignisse gespeichert. Eine detaillierte Darstellung des HADES-Triggersystems findet man in [Leh03] und [Toi03]. Die Datenaufnahme wird in [Mün02] beschrieben.

## 2.3 Das Experiment C+C bei $E = 1$ AGeV

Die HADES Kollaboration hat im Rahmen des Schwerionenprogramms seit der ersten Produktionsstrahlzeit im Jahr 2001 Daten für die Stoßsysteme C+C bei  $E = 1$  bzw. 2 AGeV sowie Ar+KCl bei  $E = 1.76$  AGeV aufgenommen. Die Hauptquelle von  $e^+e^-$  Paaren bei der vorliegenden Energie sind neutrale Pionen, die entweder über den

Dalitz-Kanal ( $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ ) oder in ein Photonenpaar mit anschließender Konversion ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma/\gamma \rightarrow e^+e^-$ ) zerfallen. Aus Transportrechnungen und aus den Spektren geladener Pionen läßt sich abschätzen, dass im System C+C bei  $E = 1$  AGeV etwa in jedem zweiten der ausgewählten Ereignisse ein neutrales Pion erzeugt wird ([Mou07]).

Die wesentlich interessanteren Zerfälle sind jedoch der Dalitz-Zerfall des  $\eta$ -Mesons ( $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ ) sowie der Zweikörperzerfall des  $\rho$  Mesons ( $\rho \rightarrow e^+e^-$ ). Beide Mesonen können bei der vorliegenden Strahlenergie nicht im freien Nukleon-Nukleon Stoß gebildet werden. Ihre Produktionsrate hängt daher stark vom Einfluß von Mehrfachstößen sowie von eventuellen Effekten des nuklearen Mediums ab.

### 2.3.1 Kohlenstofftarget und Strahl

Für die Untersuchung des Systems C+C bei  $E = 1$  AGeV standen alle Detektoren mit Ausnahme der äußersten Driftkammern (MDC IV) in den Sektoren 1 und 4 zur Verfügung. Es kamen zwei unterschiedliche Targetanordnungen zum Einsatz. Die erste Anordnung bestand aus einem einzelnen zylindrischen Target mit einer Länge von 4.5 mm und einem Durchmesser von 13 mm. Dies entspricht einer Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von ca. 4.6% für jedes Strahlteilchen. Die zweite Anordnung bestand aus drei ebenfalls zylindrischen Targets mit einer Länge von jeweils 1.5 mm und einem Durchmesser von 3.0 mm, die mit einem Abstand von jeweils 15 mm in Strahlrichtung hintereinander montiert waren. Dieser Aufbau erlaubt es, die Konversion von in der Kollision gebildeten Photonen in  $e^+e^-$  Paare zu reduzieren, da diese wegen der in Längsrichtung gestreckten Materialbelegung und der kleineren Abmessungen weniger Targetmaterial durchfliegen.

Der vom SIS-18 bereitgestellte Kohlenstoffstrahl wurde auf die im Zentrum des RICH montierte Targetstation fokussiert. Der Strahldurchmesser im Experiment betrug etwa  $d = 2$  mm, die horizontale bzw. vertikale Emittanz lag bei  $\epsilon_x = 1\pi$  mm · mrad bzw.  $\epsilon_y = 4\pi$  mm · mrad. Es wurde eine mittlere Intensität des Ionenstrahls von ca.  $\langle \dot{N} \rangle \simeq 10^6 s^{-1}$  gemessen. Die Feldstärke des Magneten wurde während des ganzen Experiments auf den Sollwert von  $B = 0.5$  T in der Mitte zwischen den Spulenkästen eingestellt, wobei der Spulenstrom  $I_S = 2500$  A betrug. Tabelle 2.2 fasst die wichtigsten Strahl- und Magnetfeldparameter zusammen.

Targetlänge	4.5 mm
Targetdurchmesser	13 bzw. 3 mm
Strahldurchmesser	2 mm
Emittanz $\epsilon_{x/y}$	$1\pi/4\pi$ mm · mrad
Strahlintensität $\langle \dot{N} \rangle$	$1.0 \cdot 10^6/s$
Magnetfeld B	0.5 T
Spulenstrom $I_S$	2500 A

**Tabelle 2.2:** Strahl- und Magnetspektrometerparameter für das Experiment C+C bei  $E = 1$  AGeV.

### 2.3.2 Triggerraten und Ereignisselektion

Die Geschwindigkeit der Datenaufnahme und der Onlinesuche nach  $e^+e^-$  Signaturen begrenzt die maximale Rate, mit der Daten aufgenommen und gespeichert werden können. Um den Anteil an relevanten Ereignissen zu erhöhen, wurde als Bedingung für den LVL 1 Trigger eine Gesamttrefferzahl von  $> 4$  in den Flugzeitdetektoren gefordert. Aus Simulationsrechnungen kann man abschätzen, dass diese Multiplizitätsbedingung in etwa der Hälfte aller Stöße erfüllt ist. Entsprechend der Selektion spricht man auch von einem Ereignistrigger auf *semizentrale* Stöße. Für die Korrelation zwischen RICH und META-Detektoren wurde eine Polarwinkeldifferenz von höchstens  $30^\circ$  sowie eine Differenz im Azimuth von höchstens  $15^\circ$  zugelassen. Unter diesen Bedingungen erreichten die Triggerraten erster und zweiter Stufe Werte von etwa 9 kHz bzw. 0.6 kHz. Die Gesamtrate der für die weitere Analyse gespeicherten Ereignisse lag wegen der Unterersetzung des Triggers erster Stufe und wegen des partiellen Überlapps der beiden Triggerkomponenten bei etwa 2 kHz.

Die vorliegende Analyse erfasst nur die Daten, die mit dem Einzeltarget aufgenommen wurden. Insgesamt wurden von der Ausleseelektronik  $1.03 \cdot 10^9$  Triggerereignisse erster Stufe überprüft, in denen es zu  $5.7 \cdot 10^7$  positiven Triggerentscheidungen zweiter Stufe kam. Nach der Einzelspur- und Paaranalyse (Siehe Kapitel 3 und 4) liegen in den Ereignissen zweiter Stufe insgesamt 12752  $e^+e^-$ -Paare vor, von denen nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes noch 11000 verbleiben. Eine differenzierte Diskussion der Signal-zu-Untergrund Verhältnisse findet in Kapitel 4.3.2 statt. Tabelle 2.3 faßt die wichtigsten Zahlen zu Datenraten und  $e^+e^-$ -Multiplizitäten zusammen.

Reaktionswahrscheinlichkeit im Target	4.6%
Datenrate LVL1-Trigger	9 kHz
Datenrate LVL2-Trigger	0.6 kHz
1 <sup>st</sup> LVL Ereignisse	$1.03 \cdot 10^9$
2 <sup>nd</sup> LVL Ereignisse	$5.7 \cdot 10^7$
Rekonstruierte $e^+e^-$ -Paare	12752
Rekonstruierte $e^+e^-$ -Paare nach Untergrundabzug	11000

**Tabelle 2.3:** Überblick über experimentelle Triggerraten und Umfang des aufgenommenen Ereignis- bzw. Paarensembles.

## 2.4 Simulationen

Um die Ergebnisse der Analyse von Schwerionenreaktionen mit unterschiedlichen theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, werden sogenannte *Ereignisgeneratoren* verwendet. Diese simulieren anhand der ihnen zu Grunde liegenden physikalischen Modellannahmen die Reaktionsdynamik und Teilchenerzeugung in Schwerionenstößen. Nach Faltung mit experimentellen Akzeptanzfiltern können die Resultate den Messungen gegenübergestellt werden. In Kapitel 5 wird das HSD<sup>3</sup>-Modell [Ehe96] in dieser

---

<sup>3</sup>Hadron String Dynamics

Weise verwendet, um zu überprüfen, ob es die experimentellen Resultate korrekt reproduziert.

Kombiniert man die Ergebnisse von Ereignisgeneratoren mit GEANT-Simulationen der Detektorantwort, ist es möglich das Verhalten und die Effizienz der Detektorkomponenten und die Konsistenz der Datenanalyse zu testen. Hierfür kommen in dieser Arbeit zwei mit den Ereignisgeneratoren *PLUTO* [Frö07] und UrQMD<sup>4</sup> [Bas96], [Bas98], [Bas04] erzeugte Datensätze zum Einsatz, die im Folgenden kurz diskutiert werden.

### 2.4.1 Der PLUTO Leptoncocktail

Der *PLUTO*-Ereignisgenerator [Kag00] [Frö07] wurde zur Simulation von Produktion und Zerfall hadronischer Resonanzen in Nukleon-Nukleon Stößen entwickelt. Durch Parametrisierung von Spektralfunktionen und Verzweigungsverhältnissen der erzeugten Teilchen können auch leptonische Endzustände schnell und effizient simuliert werden. Eine Erweiterung des Modells [Hol00] produziert hadronische Resonanzen mit einer thermischen Energieverteilung und berechnet davon ausgehend die Phasenraumverteilung von Produkten einer Schwerionenkollision. Dabei können die zu untersuchenden Produktions- und Zerfallskanäle individuell gewichtet bzw. ausgeschaltet werden. Dies erlaubt es, seltene Prozesse anzureichern und mit vertretbarem Rechenaufwand genügend Statistik für eine Analyse zu erhalten. Die Form der für die Vektormesonen verwendeten Spektralfunktionen wird explizit vorgegeben und dient als Wahrscheinlichkeitsverteilung, aus der der Generator die Eigenschaften der Zerfallsprodukte durch Erzeugung entsprechend verteilter Zufallszahlen bestimmt. Der Ablauf der Kollision sowie Einflüsse des nuklearen Mediums auf die Teilchen werden in *PLUTO* jedoch nicht explizit simuliert. Der aus der Simulation hervorgehende  $e^+e^-$ -Cocktail ist also nicht dazu geeignet, um solche Effekte zu untersuchen, sondern dient der Gewinnung eines hinreichend großen Datensatzes für einfache Vergleiche mit Messergebnissen und für Tests der Analyseverfahren. Für die Simulation des Systems C+C bei 1 AGeV wurde ausserdem die Produktion von Hadronen deaktiviert, was den Rechenaufwand für die sich anschließende Detektorsimulation deutlich senkt.

Die wichtigsten Quellen von  $e^+e^-$ -Paaren sind die Dalitz-Zerfälle der in [Ave97] untersuchten  $\eta$  und  $\pi^0$  Mesonen. Jedoch wurden auch Beiträge von baryonischen Resonanzen und schwereren Vektormesonen berücksichtigt. Letztere werden bei einer Energie von 1 AGeV weit unterhalb der Schwelle nur durch Mehrfachstöße erzeugt. Die zu erwartenden Multiplizitäten aus Zerfällen von  $\rho$ - und  $\omega$ - Mesonen wurden gemäß dem in [Bra98a] vorgeschlagenen  $m_T$ -scaling Ansatz ermittelt. Um den Beitrag von  $\Delta$ -Dalitz-Zerfällen zum  $e^+e^-$ -Spektrum abzuschätzen, wurde für die Produktionsrate dieselbe Energieabhängigkeit wie für die neutralen Pionen angenommen. Für das Verzweigungsverhältnis des Dalitz-Kanals wurde der in [Ern98b] berechnete Wert verwendet. Insgesamt wurden für die vorliegende Analyse  $1.5 \cdot 10^7$  Stoßereignisse ohne Zentralitätselektion simuliert, in denen die elektromagnetischen Zerfallswahrscheinlichkeiten neutraler Pionen um einen Faktor 3 und diejenigen aller anderen  $e^+e^-$  Quellen um einen Faktor 2000 angehoben wurden. Für die Emission der Mesonen wurde eine Quelltemperatur  $T_{\text{Feuerball}} = 55$  MeV angenommen. Tabelle 2.4 fasst die Multiplizitäten  $\mathcal{M}$ , Verzweigungsverhältnisse  $BR$  und Anreicherungs-faktoren der  $e^+e^-$ -Quellen

<sup>4</sup>Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics

zusammen und gibt die jeweilige Anzahl der in der Analyse (siehe Kapitel 3 und 4) vollständig rekonstruierten Paare  $N_{rek}$  an.

Zerfallskanal	$BR$	$\mathcal{M}[evt^{-1}]$	Anreicherung	$N_{rek}$
$\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$	0.988	0.32	3	6646
$\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$	0.012			
$\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$	0.006	0.0018	2000	118605
$\rho \rightarrow e^+ e^-$	$4.48 \cdot 10^{-5}$	0.0056		9733
$\omega \rightarrow e^+ e^-$	$7.15 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-5}$		322
$\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	$5.9 \cdot 10^{-4}$			658
$\Delta(1232) \rightarrow p e^+ e^-$	$4.4 \cdot 10^{-5}$	0.96		315684

**Tabelle 2.4:** Zusammensetzung des zum Vergleich mit den Messdaten verwendeten PLUTO-Cocktails. Für jede Spezies sind die berücksichtigten Zerfallskanäle, die vorgegebene (unskalierte) Multiplizität  $\mathcal{M}$  pro Ereignis, der Skalierungsfaktor sowie die Anzahl  $N_{rek}$  der nach allen Analyseschritten rekonstruierten  $e^+e^-$ -Paare angegeben.

## 2.4.2 UrQMD Transportrechnungen

Anders als mit dem PLUTO-Generator wird in Transportrechnungen mit dem UrQMD-Modell die Dynamik einer Schwerionenkollision im Detail nachvollzogen. Die Hamiltonschen Bewegungsgleichungen einzelner Nukleonen, Resonanzen und Mesonen werden in diskreten Zeitschritten durch numerische Integration gelöst. Wechselwirkungen der Teilchen untereinander (elastische und inelastische Stöße) sowie Zerfälle werden anhand gemessener oder parametrisierter Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse simuliert. Das UrQMD Modell berücksichtigt dabei alle Baryonen bis zu einer Masse von  $2.2 \text{ GeV}/c^2$  sowie zahlreiche Mesonen und deren Anregungen [Bas04]. Die explizite Simulation aller an der Kollision beteiligten Teilchen ist rechentechnisch sehr aufwendig. Transportrechnungen haben aber den Vorteil, dass sie den Ablauf der Kollision und insbesondere die Emission von Reaktionsprodukten explizit beschreiben. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurde UrQMD verwendet, um die Multiplizität und Verteilung verschiedener Teilchenarten zu simulieren und das Ansprechverhalten der Detektoren und die Güte der  $e^+/e^-$ -Identifikation zu analysieren. Hierzu wurden zunächst mit dem Generator insgesamt  $2.2 \cdot 10^8$  C+C Kollisionen erzeugt. Mit dem Monte-Carlo Simulationsprogramm HGEANT (siehe Kapitel 2.5) wurden anschließend die Wechselwirkungen der Reaktionsprodukte mit dem Spektrometer nachvollzogen und schließlich die zugehörigen Detektorsignale ermittelt. Diese Signale sind das Endergebnis der Simulation und können den gleichen Triggerbedingungen und Analyseschritten unterworfen werden wie die experimentellen Daten.

Das von UrQMD erzeugte  $e^+e^-$ -Paarensemble wird vom  $\pi^0$ -Dalitz-Zerfall und Konversionsprozessen dominiert. Andere Quellen tragen nur mit vernachlässigbarer Statistik bei. Eine künstliche Anreicherung fand nicht statt, dementsprechend wurde keine über die Teilchenrekonstruktion hinausgehende Paaranalyse durchgeführt. Da jedoch hadronische und leptonische Multiplizitäten ( $M_H, M_{e^+e^-}$ ) realistisch simuliert werden, eignen sich die Ergebnisse, um die Rate fehlidentifizierter Protonen und Pionen im  $e^+/e^-$  Ensemble zu bestimmen und durch Anpassung der Analyseschritte zu minimieren. Die

Ergebnisse der Teilchenidentifikation werden in Kapitel 3.6 und 3.8 diskutiert. Tabelle 2.5 gibt einen Überblick über die wichtigsten Kennzahlen des UrQMD Ereignissensembles.

UrQMD Version	1.3
Insgesamt simulierte Ereignisse	$2.2 \cdot 10^8$
Wichtigste $e^+e^-$ -Quellen	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma/\gamma\gamma^* \rightarrow e^+e^- \gamma$
$\pi^0$ -Multiplizität (in $4\pi$ sr)	0.41/Ereignis
$M_H/M_{e^+e^-}$ (in d. HADES-Akzeptanz)	$\approx 10^4$
Rekonstruierte $e^+/e^-$ Spuren	928416
Rekonstruierte $e^+e^-$ Paare	$\pi^0 \rightarrow e^+e^- \gamma$ : 12687 $\gamma \rightarrow e^+e^-$ : 43343

**Tabelle 2.5:** Wichtige Kenndaten des UrQMD Datensatzes.

## 2.5 Detektorsimulation

Die Wechselwirkungen der in den PLUTO- und UrQMD-Ereignissen produzierten Teilchen mit dem Spektrometer wurden mit dem Softwarepaket HGEANT [Hol05] simuliert. Dieses basiert auf dem in Fortran 77 programmierten CERN-Paket GEANT [Bru78] und wurde an die speziellen Bedürfnisse von HADES angepasst. Um das Ansprechverhalten der HADES-Detektoren exakt zu simulieren, werden alle Detektor-komponenten einschließlich der Haltestruktur innerhalb der Software in Teilvolumina unterteilt. Die so parametrisierte Geometrie des Detektors wird zusammen mit den Materialien der jeweiligen Teilvolumina in einer Datenbank gespeichert. HGEANT konstruiert aus diesen Informationen ein vollständiges Detektormodell. In der Simulation durchqueren die Kollisionsprodukte unter Berücksichtigung des magnetischen Feldes schrittweise die Detektoren. In jedem Schritt wird ermittelt, ob und wie ein Teilchen mit dem Material des Teilvolumens wechselwirkt, in dem es sich gerade befindet. Dabei werden alle möglichen physikalischen Prozesse berücksichtigt, die ein Teilchen in Materie erfahren kann. Von besonderer Bedeutung ist hierbei die Paarkonversion hochenergetischer  $\gamma$ -Quanten, da dieser Prozess maßgeblich zum kombinatorischem Untergrund beiträgt.

Um aus den physikalischen Wechselwirkungen schließlich Messsignale zu erzeugen, muß das Ansprechverhalten der aktiven Bauteile des Detektors berücksichtigt werden. Hierzu werden die für den jeweiligen Detektor relevanten physikalischen Prozesse (z.B. Photoelektronen-Emission durch Cherenkov-Photonen, Ladungsvervielfachung und Induktion von Spiegelladungen auf der CsI-Kathode des RICH) in speziell optimierten Softwaremodulen simuliert. Das Verhalten der Hardware, der Detektorgase und der Elektronik wird durch ein Modell parametrisiert, dessen Parameter angepasst werden, bis eine realistische Simulation der gemessenen Signale gelingt. Für den RICH ist dieses Verfahren in [Fab03] dokumentiert. Für den PreShower-Detektor [Otw03], die Driftkammern [Mar03] und die Flugzeitwand [Zov03] existieren ebenfalls detaillierte Dokumentationen. Die Kriterien für die Teilchenidentifikation und die Effizienzkorrektur des Spektrometers werden teilweise aus Simulationen abgeleitet. Um die Güte und

die Effizienz der  $e^+/e^-$  Identifikation einschätzen zu können, ist es daher wichtig, dass die Signale in den Detektoren so realistisch wie möglich simuliert werden. Daher wurde für die vorliegende Analyse insbesondere das Antwortverhalten von RICH-Detektor und PreShower-Zähler sorgfältig an die jeweils gemessene Charakteristik angepasst. Das in der Simulationskette erzeugte Datenformat entspricht dem der Experimentdaten, so dass beide Datensätze der gleichen Analyse unterworfen werden können. Darüberhinaus enthält die Simulation Informationen die zur Verifikation und Optimierung der Analyseschritte verwendet werden können (siehe Kapitel 3.6 und 3.7).

## Kapitel 3

# Analyse von Mess- und Simulationsdaten

Im Folgenden werden die zur Datenanalyse eingesetzten Verfahren diskutiert. Diese werden auf die simulierten Datensätze aus PLUTO und UrQMD in gleicher Weise angewandt wie auf die Messdaten, um die entwickelten Algorithmen zu optimieren und auf ihre Effizienz zu überprüfen.

### 3.1 Die Analyse-Software

Zur Analyse der HADES Daten wird das auf C++ und dem CERN-Paket ROOT [Bru00] basierende Analyse-Paket *HYDRA* [SG99] verwendet, welches von der HADES Kollaboration entwickelt wurde. Ein einführender Überblick über die Implementation findet sich in [SG03] sowie in [Ebe03]. Die Analyse erfolgt in mehreren Teilschritten, welche jeweils die Signale eines einzelnen Detektors auswerten, bevor die Subsysteme miteinander korreliert werden. Durch sorgfältige Wahl der verwendeten Korrelationsparameter können bereits in diesem Schritt Hadronen um nahezu 4 Größenordnungen unterdrückt werden. Im Anschluß an die Korrelation erfolgt die Selektion einzelner Elektronen und Positronen durch ein speziell entwickeltes Teilchenidentifikations-Modul. Im letzten Schritt werden die gefundenen  $e^+/e^-$ -Spuren zu Paaren kombiniert und weiteren Auswahlkriterien unterworfen, um unphysikalische Kombinationen und Konversionsprodukte zu eliminieren.

Die Datenformate für die Zwischenergebnisse der Analyse werden unter konsequenter Verwendung objektorientierter Programmiermethoden von Basisklassen abgeleitet und mit weitgehend standardisierten Analyseroutinen bearbeitet. Während einer Analyse-sitzung werden alle erzeugten Objekte und Ergebnisse in einer baumartigen Containerstruktur im Speicher vorgehalten. Die permanente Speicherung auf Festplatte oder Band erfolgt mittels abstrahierter Verfahren, die vom ROOT-Basispaket zur Verfügung gestellt werden. Die Zusammenfassung und Strukturierung der gespeicherten Ergebnisse folgt dabei strikt der Ereignis-Struktur der Rohdaten. Die für die meisten Analyseschritte notwendigen Kalibrations- und Analyseparameter werden in einer hierfür optimierten Datenstruktur verwaltet. Diese als *Runtime Database*<sup>1</sup> bezeichnete Softwarekomponente ermittelt an Hand von für jeden Datensatz individuell vergebenen Identifikationsnummern (*Run-Ids*) und den Analysebedingungen die relevanten Parameter und lädt sie aus einer zentralen Datenbank. Die Daten werden mittels einer in der Datenbank implementierten Versionskontrolle zeitlich und inhaltlich verschiedenen

---

<sup>1</sup>engl.: Laufzeit-Datenbank

Datensätzen und Analyseschritten zugeordnet. Dieses System erfasst auch die für die Teilchenidentifikation verwendeten Parameter. Da sowohl einfache Variablentypen als auch komplexe Objekte in der Datenbank gespeichert werden können, sind die Erzeugung und die konsistente Verwaltung der Parameter sehr komfortabel und fehlersicher.

## 3.2 Treffersuche in RICH, Flugzeitwand und PreShower

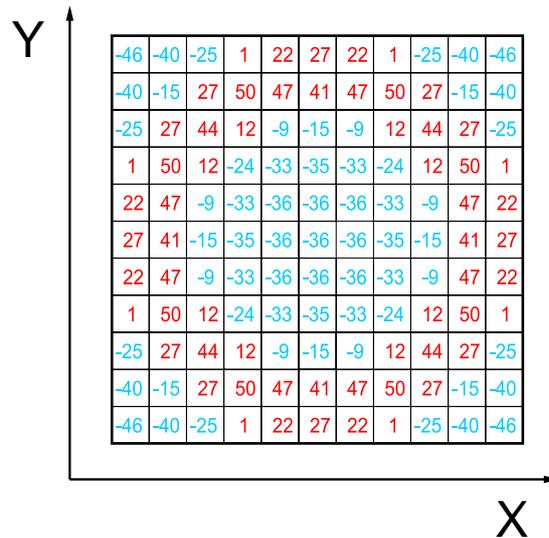
### Ringsuche im RICH

Der wichtigste Detektor für die sichere und effiziente Identifikation von Leptonen ist der RICH. Die zur Analyse der RICH Signale eingesetzte Software muss anhand der Signale einzelner Kathodenpads Ringmuster erkennen und Störsignale entfernen. Zunächst werden die Pulshöhen aller ansprechenden Kathodenpads in einem Kalibrationsschritt um ihren individuellen Signaloffset bereinigt. Anschließend werden die Bereiche der Kathodeneben eliminiert, die auf den Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Photonendetektor hindeuten. Die verbleibenden Signalkomponenten werden nach Kandidaten für durch Positronen und Elektronen induzierte Ringe durchsucht. Eine detaillierte Diskussion der Ringidentifikation sowie Studien zur Signalsimulation findet sich in [Prz02] und in [Fab03]. Im Folgenden wird eine kurze Zusammenfassung gegeben.

- Im ersten Analyseschritt werden sogenannte *regions of interest* definiert, die aus zusammenhängenden Gebieten der CsI-Ebene mit erhöhter Signalaktivität bestehen.
- Danach werden zwei Verfahren zur Mustererkennung auf die so definierten Bereiche angewendet, die mit niedrig eingestellten Schwellwertkriterien entscheiden, ob ein Ringkandidat vorliegt. Die beiden Methoden liefern für die Teilchen ID äußerst wichtige Kenngrößen, die im Folgenden diskutiert werden.

Der erste Algorithmus besteht in der Faltung eines Ringkandidaten mit einer Gewichtsmatrix fester Größe (siehe Abbildung 3.1). Dabei ist jeder Position auf der Pad-Matrix ein Gewicht zugeordnet, das auf dem erwarteten Ringumfang ein positives und innerhalb sowie ausserhalb des Rings ein negatives Vorzeichen hat. Die in Abbildung 3.1 gezeigte Verteilung der Gewichte auf der Matrix ist so gewählt, dass bei Faltung mit einem ausgeprägten Ring auf der Padebene das Produkt aus Gewichtsmatrix und Ladungsmuster große Werte annimmt. Zufällig verteilte Pads oder Durchgänge geladener Teilchen führen hingegen zu kleinen Skalarprodukten. Die Matrix wird über den interessanten Bereich der Pad-Ebene verschoben und durch Bildung des Skalarprodukts mit den kalibrierten Ladungssignalen wird jeder Position des Matrix-Mittelpunkts in der *region-of-interest* ein Zahlenwert zugeordnet. Überschreitet dieser einen Mindestwert, werden der entsprechende Ringmittelpunkt auf der Kathodenebene und das zugehörige Skalarprodukt, das als *Pattern-Matrix-Güte* (*PMG*) bezeichnet wird, als Parameter eines neuen Ringkandidaten gespeichert.

Der zweite Suchalgorithmus für  $e^+/e^-$ -induzierte Ringe wird als Hough-Transformation bezeichnet. Dabei werden mögliche Ringmittelpunkte durch eine geometrische Transformation aus dem Ortsraum, der hier durch die Padebene repräsentiert ist, in einen



**Abbildung 3.1:** Die *Pattern Matrix* wird mit dem Ringmuster gefaltet. Jedes Feld der  $11 \times 11$  Matrix entspricht dabei der Position eines Pads auf dem durch die Matrix abgedeckten Bereich der Kathodenebene. Die Gewichte in den einzelnen Feldern sind so gewählt, dass das Skalarprodukt für gut ausgeprägte Ringe maximiert wird.

Merkmalsraum identifiziert. Bei der Ringsuche liegen die Ergebnisse der Transformation ebenfalls im Ortsraum. Es wird für jeweils drei ansprechende Pads auf der Kathode der hypothetische Mittelpunkt eines Kreises bestimmt, auf dem alle drei Pads liegen. Wenn die Orte der gefundenen Mittelpunkte eine Häufung aufweisen, deutet dies auf das Vorliegen eines echten Rings hin. Durch einen Schnitt auf die Anzahl der in einem zweidimensionalen Ortsraum-Histogramm zusammenfallenden Mittelpunkte von jeweils drei Pads können Zufallskorrelationen effizient eliminiert werden, während echte Ringe zuverlässig gefunden werden.

Im identifizierten Satz von Ringkandidaten liegen immer noch zahlreiche durch elektronisches Rauschen, geladene Teilchen und algorithmische Artefakte induzierte unphysikalische Ringe vor, die durch eine Korrelation mit anderen Detektortreffern und eine weiterführende Analyse entfernt werden müssen. Aus den beiden Verfahren lassen sich verschiedene Kenngrößen ableiten, welche vom Teilchenidentifikationsmodul benutzt werden, um Ringe von Rauschereignissen zu separieren. In Kapitel 3.5.2 werden diese Observablen und Ihre Verteilungen detailliert untersucht und es werden Kriterien für die Teilchenidentifikation abgeleitet.

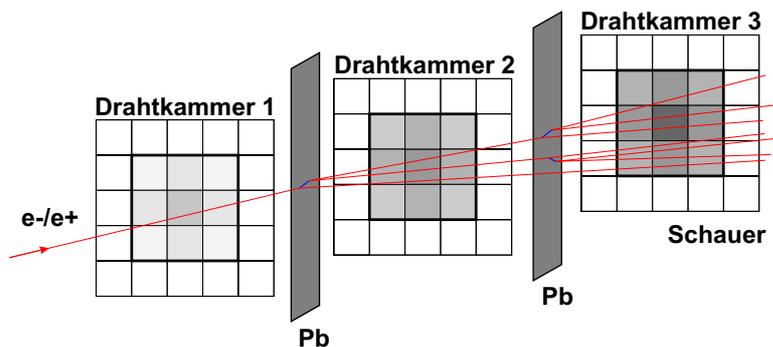
### Flugzeitmessung

Das zweigeteilte TOF/TOFino System des HADES Detektors liefert zusammen mit dem Startsignal des Diamantzählers Flugzeitdaten für jeden Detektortreffer. Aus der Zeitdifferenz, dem Startsignal, der Amplitudeninformation sowie aus Kalibrationsdaten des Detektors bestimmt die Analysesoftware im TOF-System den Ort des Durchgangs in Szintillatorrichtung. Bei einer Zeitauflösung von  $\delta t \approx 150$  ps erreicht man längs eines

Szintillatorstabs eine Ortsauflösung von 2.5 cm. Details zur Kalibration und zur Datenverarbeitung findet man in [Ago02]. Im TOFinio Detektor werden Flugzeiten mit einer Auflösung von  $\delta t \approx 500$  ps gemessen. Die azimuthale Winkelauflösung  $\delta\phi$  ist durch die Segmentierung der TOFinio Szintillators festgelegt und beträgt  $\approx 15^\circ$ , Polarkoordinaten können mit dem TOFinio nicht ermittelt werden. Ein TOF/TOFinio Treffer ist ausser durch die Zeitdifferenz zum Startsignal und die azimuthale und polare Winkelposition auch charakterisiert durch die deponierte Lichtmenge. Diese kann prinzipiell auch für die Teilchenidentifikation verwendet werden, jedoch existieren derzeit noch keine ausgereiften Algorithmen hierfür.

### Treffersuche im PreShower-Detektor

Die Aufgabe des PreShower-Detektors ist es, Hadronen mit Impulsen  $p > 500$  MeV/c aus dem  $e^+/e^-$  Ensemble zu entfernen, falls sie wegen der hohen Spurdichte bei kleinen Polarwinkeln zufällig einem Ring im RICH zugeordnet werden. Das in den Kammern des PreShower Detektors von einem Teilchen erzeugte Ladungssignal wird mit einer konstanten Ortsauflösung von  $\delta x = \delta y = 2.5$  cm lokalisiert. Die Treffersuche für die weitere Analyse beginnt mit einer Identifikation lokaler Ladungsmaxima in der ersten Kammer des Detektors (siehe Abbildung 3.2). Um ein lokales Maximum wird in einem  $3 \times 3$  Feld die Gesamtladung aufintegriert. Danach wird in den beiden dahinterliegenden Kammern bei den gleichen Padkoordinaten ebenfalls über ein  $3 \times 3$  Feld integriert. Die drei auf diese Weise gewonnenen Ladungswerte sowie die Ortsinformation stellen die für die weitere Analyse relevanten Größen dar. Eine ausführliche Beschreibung des PreShower-Detektors findet man in [Bal04].



**Abbildung 3.2:** Ladungsdeposition im PreShower-Detektor. Durch Bremsstrahlungs- und Konversionsprozesse erzeugen Elektronen und Photonen in den Kammern hinter den Konvertern größere Ladungssignale als Hadronen.

Tabelle 3.1 fasst die aus den Flugzeit-, RICH- und PreShower-Treffern gewonnenen Orts- und Zeitinformationen zusammen. Die zur Teilchenidentifikation verwendeten Observablen werden in Kapitel 3.5 zusammen mit weiteren abgeleiteten Größen diskutiert.

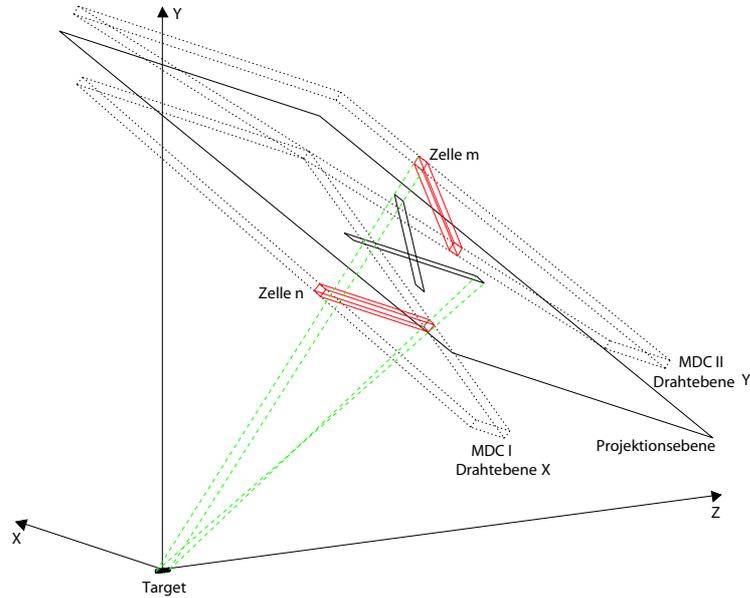
Subsystem	Observable	Auflösung
RICH	Ringposition [°]	$\delta\Theta \approx \delta\Phi \approx 0.5^\circ$
PreShower	Ort. d. Ladungsdeposition [cm]	$\delta x = \delta y = 2.5 \text{ cm}$
TOF/TOFino	Flugzeit [ns]	$\delta t_{TOF} = 150 \text{ ps}$ $\delta t_{TOFino} = 500 \text{ ps}$
TOF	Ort d. Szintillatortreffers [cm]	$\delta y_{TOF} = 2 \text{ cm} (\Theta < 60^\circ)$ $\delta y_{TOF} = 3 \text{ cm} (\Theta > 60^\circ)$ $\delta x_{TOF} \approx 2.5 \text{ cm}$
TOFino	Azimuthwinkel d. Szintillatortreffers [°]	$\delta\phi_{TOFino} = 15^\circ$

**Tabelle 3.1:** Primäre Observablen von Treffern in den Flugzeitdetektoren sowie im RICH und im PreShower-Subsystem.

### 3.3 Spurbestimmung in den Driftkammern

Gundlegende Voraussetzung für die kinematische Analyse eines Ereignisses ist die genaue Rekonstruktion der aus der Kollision hervorgehenden Teilchentrajektorien. In der HADES-Analyse geschieht dies in vier Teilschritten, die im Folgenden kurz zusammengefasst werden:

- Suche nach Spursegmenten vor und hinter dem Magnetfeld: Für diesen Schritt werden zunächst innerhalb jedes Sektors die Drahttreffer in den Driftkammern vor dem Magnetfeld auf eine virtuelle Ebene zwischen den Kammern projiziert (siehe Fig. 3.3). Als Quellpunkt dient dabei das Target. Bei der Projektion werden die endliche Ausdehnung von Target und Driftzelle berücksichtigt und die Ebene wird so gewählt, dass die projizierte Zellgröße in der Zwischenebene für Zellen aus beiden Kammern etwa gleich groß ist. Aus der Überlagerung der angesprochenen Drähte ergeben sich Regionen, in denen gehäufte Überschneidungen der Drahtprojektionen auf den Durchgang eines Teilchens hinweisen. Durch einen Schnitt auf die Anzahl der sich überschneidenden Drahtabbildungen werden Treffer für die weitere Analyse ausgewählt. Das gleiche Verfahren wird für die beiden Driftkammern hinter dem Magnetfeld verwendet. Als Quellpunkt für die Projektion dienen hier die Durchstoßpunkte von verlängerten Spuren aus den vorderen Kammermodulen durch eine virtuelle Hyperebene im Magnetfeld. Diese Ebene wird als *Kickplane* bezeichnet und kann, falls keine äusseren Driftkammern zur Verfügung stehen, auch zur Impulsrekonstruktion der Teilchen eingesetzt werden. Das entsprechende Verfahren wird in [SG03] diskutiert, kommt jedoch in dieser Arbeit nur zur Anwendung um mit geringem Rechenaufwand eine Ausgangshypothese für ein exakteres Impulsrekonstruktionsverfahren zu gewinnen.
- Bestimmung der Spurrichtung: Da das HADES Magnetsystem so ausgelegt ist, dass in den Driftkammern nur ein sehr geringes Feld herrscht, kann man dieses in erster Näherung für die Richtungsbestimmung vernachlässigen und innerhalb der Kammern ein gerades Spurmodell verwenden. Die identifizierten Spurkandidaten werden durch Minimierung der quadratischen Abweichung der Spurpunkte des Modells von den durch die Drahtsignale definierten Spurpunkten in *Spursegmente* überführt. Spurkandidaten, für die die Minimierung versagt, werden vor der

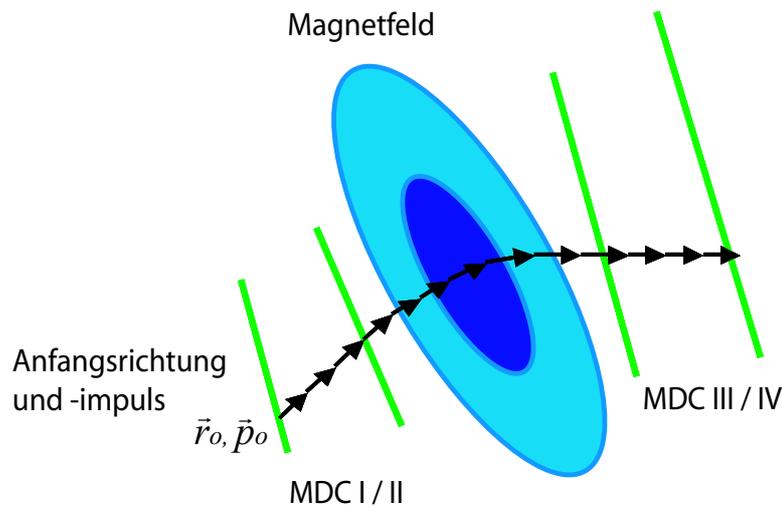


**Abbildung 3.3:** Durch Projektion in eine virtuelle Ebene zwischen den Driftkammern werden Drahttreffer miteinander zu Spurkandidaten kombiniert.

weiteren Analyse markiert und aus dem Ensemble entfernt. Details des Verfahrens findet man in [Mar03] sowie in [Ier03]. Die Segmente repräsentieren noch keine Teilchen. Sie dienen lediglich als Startpunkte für die Korrelation von Treffern vor und hinter dem Magnetfeld.

- **Trefferkombination:** Vor und hinter dem Magnetfeld gefundene Segmente werden zu Spurkandidaten kombiniert. Dabei werden die Durchstoßpunkte beider Segmente durch die Kickplane ermittelt. Die Fehler dieser Ortskoordinaten ergeben sich aus der Richtungsungenauigkeit der Segmente. Nach Normierung auf den Gesamtfehler  $\sigma_{total}$  des Abstandes wird ein Schnitt auf  $3.0 \cdot \sigma_{total}$  durchgeführt um unphysikalische Spurkandidaten zu eliminieren. Details zu diesem Verfahren finden sich in [Rus06]. Eine direkte Korrelation von Segmenten vor dem Feld und Trefferpositionen in den META-Systemen ist ebenfalls möglich, findet aber in der vorliegenden Analyse keine Anwendung.
- **Impulsberechnung:** Für die Bestimmung des Teilchenimpulses stehen bei HADES mehrere Algorithmen zur Verfügung. In dieser Arbeit wurde das sogenannte *Runge-Kutta*-Verfahren [Myr79] verwendet, das derzeit die beste Impulsauflösung bietet. Nachdem mit dem oben erwähnten Kickplane-Algorithmus bzw. einer in [Rus06] entwickelten *Spline-Fit*-Methode eine Anfangshypothese für Betrag und Richtung des Teilchenimpulses gewonnen wurde, ermittelt das Runge-Kutta-Verfahren durch numerische Integration der Bewegungsgleichung im Magnetfeld die Trajektorie des Teilchens. Die Hypothese über den Impuls und die Spurrichtung wird solange angepasst, bis die durch das Modell ermittelten Spurko-

ordinaten möglichst genau den für die Segmente gemessenen Werten entsprechen [Kön06b]. Mit dem Runge-Kutta Verfahren erreicht man zur Zeit bei HADES eine relative Impulsauflösung von  $\delta p/p \approx 4\%$ , wenn alle vier MDC Ebenen zur Verfügung stehen, und  $\delta p/p \approx 7.5\%$  bei Fehlen der äussersten Kammerebene [Rus06]. Die Güte der Impulsbestimmung wird begrenzt durch das Spurmodell für Segmente vor dem Magnetfeld, das keine Krümmung zulässt, durch die nur mit endlicher Genauigkeit bekannten Positionen der Driftkammern, und die Kalibration der Driftzeitmessung in der MDC.



**Abbildung 3.4:** Durch die iterative, numerische Lösung der Bewegungsgleichung eines geladenen Teilchens im Magnetfeld erreicht das Runge-Kutta Verfahren auf der Basis einer Anfangshypothese für Teilchenimpuls und -richtung im Mittel eine Impulsauflösung von  $\approx 4\%$ .

### 3.4 Trefferkorrelation

Zur Teilchenidentifikation und für die weitere Analyse werden die Treffer der verschiedenen Detektorsysteme räumlich miteinander assoziiert. Dabei werden die Spursegmente der inneren MDC-Kammern mit Ringen im RICH und die Segmente der äußeren Kammern mit Treffern in den META-Systemen korreliert.

#### Driftkammer-META Korrelation

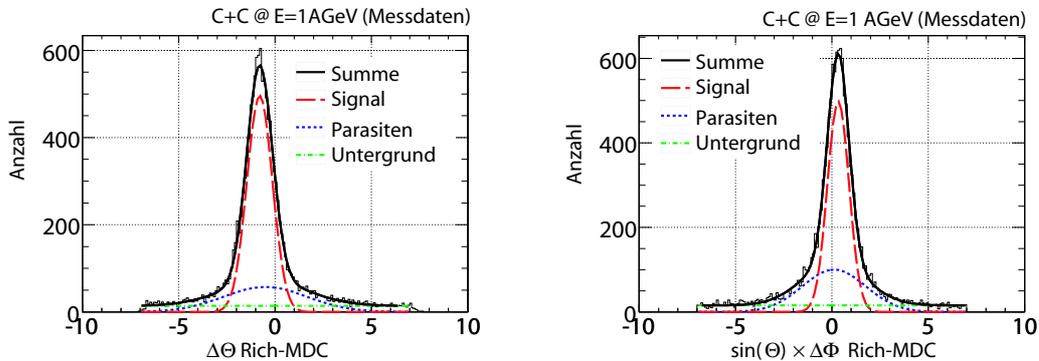
Im ersten Schritt werden in den äußeren Driftkammern gefundene Spuren in den TOF bzw. den PreShower verlängert, und der Soll-Eintrittsort des Teilchens ( $x_{Soll}, y_{Soll}$ ) in den Detektor bestimmt. Gemessene Treffer in diesen Systemen ( $x_{META}, y_{META}$ ) werden mit dem Segment zu Kandidaten verknüpft, wenn die Abweichung zwischen Sollkoordinaten und gemessenen Koordinaten mit der Ortsauflösung der META-Detektoren verträglich ist. Die Schwelle  $\Delta R$  für die zulässige Abweichung wird für das TOF-System und den PreShower-Detektor getrennt bestimmt (siehe Gleichung 3.1), da in beiden Systemen verschiedene Ortsauflösungen zu berücksichtigen sind. Die gemessene Ortsdiffe-

renz wird zunächst um kalibrations- und positionierungsbedingte systematische Abweichungen ( $x_{sys}, y_{sys}$ ) bereinigt und anschließend durch die Ortsauflösung des Detektors  $\sigma_{x/y TOF}$  bzw.  $\sigma_{x/y PreShower}$  dividiert. Durch quadratische Addition der normierten Residuen wird die Gesamtabweichung  $\Delta R$  ermittelt [Rus06]. Auf diese normierte Gesamtabweichung wird in der weiteren Analyse ein Schnitt auf  $\Delta R \leq 5.0$  angewendet. Detailliertere Untersuchungen über die Impuls- und Polarwinkelabhängigkeit von  $\Delta R$  sind in Vorbereitung.

$$\Delta R = \sqrt{\left(\frac{x_{META} - x_{Soll} - x_{sys}}{\sigma_x (TOF/PreShower)}\right)^2 + \left(\frac{y_{META} - y_{Soll} - y_{sys}}{\sigma_y (TOF/PreShower)}\right)^2} \quad (3.1)$$

### RICH-Driftkammer Korrelation

Abbildung 3.5 zeigt für Sektor 0 des Spektrometers die Verteilung der azimuthalen und polaren Winkeldifferenz zwischen gemessenen Driftkammersegmenten und Ringmittelpunkten im RICH. Der gezeigte Bereich wurde dabei auf ein großes Fenster von  $\pm 7^\circ$  ausgedehnt. Man erkennt auf einem breiten Untergrund von zufällig korrelierten Spursegmenten und Ringen einen Signalpeak. Im Folgenden wird ein Modell konstruiert, mit dem der Untergrund und das Signal zufriedenstellend beschrieben werden. Aus diesem Modell können dann engere, impulsabhängige Korrelationsfenster gewonnen werden, die dem Phänomen der Mehrfachstreuung Rechnung tragen.



**Abbildung 3.5:** Links: Polarwinkeldifferenz  $\Delta\Theta$  zwischen RICH und MDC für Impulse  $250 \text{ MeV}/c \leq p \leq 300 \text{ MeV}/c$  in einem HADES-Sektor. Signal und Untergrund werden im Text diskutiert. Rechts: Azimutalwinkeldifferenz  $\Delta\Phi$ . Die Gewichtung mit  $\sin(\Theta)$  erlaubt es, trotz gekrümmter Koordinaten  $\Delta\Phi$ -Werte bei unterschiedlichem  $\Theta$  zu vergleichen.

Zur Untersuchung der Korrelationsfenster und ihrer Impulsabhängigkeit werden zunächst alle von der Impulsrekonstruktion gebildeten Teilchenspuren verwendet, die mit einem Ring korreliert sind und die folgenden Kriterien erfüllen:

- Die Spur muß hinter dem Magnetfeld mit einem META Treffer korreliert sein, um die Teilchengeschwindigkeit messen zu können.
- Der Güteparameter des Runge-Kutta Verfahrens darf einen empirisch bestimmten Höchstwert nicht überschreiten. Durch diese Bedingung werden etwa 3 % aller

Spuren verworfen.<sup>2</sup>

- Um Artefakte in der Verteilung, die an den Sektorgrenzen durch unvollständige Akzeptanz induziert werden, zu vermeiden, wird die Analyse auf einen Polarwinkelbereich von  $25^\circ < \Theta < 75^\circ$  und auf Azimutalwinkel von  $\pm 20^\circ$  um die jeweilige Sektormitte eingeschränkt.
- Schließlich werden noch Ringe verworfen, die einen Mindestwert von 200 für die Pattern-Matrix-Güte nicht erreichen.

Die verbleibenden Kandidaten werden in Impulsintervalle nicht-konstanter Größe einsortiert. Die entstehenden eindimensionalen Verteilungen (Siehe Abbildung 3.5) für  $\Delta\Phi$  und  $\Delta\Theta$  werden in jedem Sektor und jedem Impulsintervall mit einem Modell gefittet, das drei verschiedene Anteile berücksichtigt und sowohl die gemessenen Verteilungen, als auch die Daten aus Simulationsrechnungen gut beschreibt:

- Einen räumlich konstanten Untergrund, der auf zufällig mit einem Ring korrelierte hadronische Spuren zurückzuführen ist.
- Von Leptonen induzierte Cherenkov-Ringe, die durch eine schmale um den Ursprung zentrierte Gaußkurve parametrisiert werden.
- Parasitäre Ringe, die in der Nachbarschaft eines Cherenkov-Rings durch zufällige Rauschereignisse (siehe Abbildung 3.6), sowie durch nicht-aufgelöste *Doppelringe* und *Spurpaare* vorgetäuscht werden. Diese Anteile werden durch eine zweite (breitere) Gaußverteilung parametrisiert und sollen ebenfalls unterdrückt werden.

Für die Wahl der endgültigen Korrelationsfenster sind allein Mittelwert  $M_s$  und Breite  $\sigma_s$  der schmalen Signalkomponente entscheidend. Vor der weiteren Analyse werden diese Parameter durch einen Fit an das Modell bestimmt und nur Ring-Spurkorrelationen mit einer Winkeldifferenz innerhalb eines Fenster von  $M_s \pm 2.0 \sigma_s$  werden als Leptonenkandidaten behandelt. Abbildung 3.7 zeigt, dass die Breite der Korrelationfenster mit steigendem Impuls wegen der geringeren Kleinwinkelstreuung abnimmt.

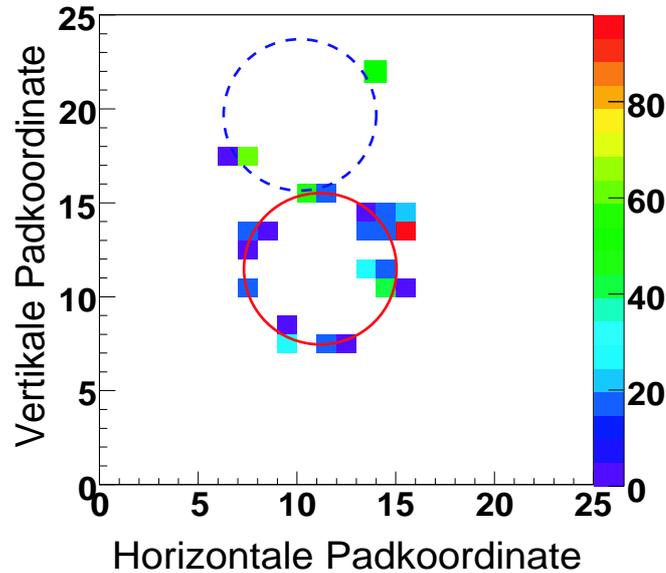
## 3.5 $e^+/e^-$ -Identifikation

### 3.5.1 Vorselektion von Spuren

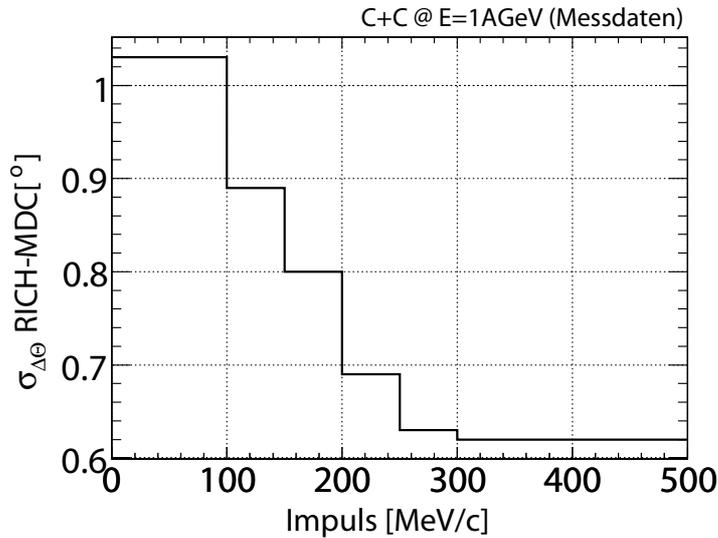
Wie in Kapitel 1 erläutert, sind die elektromagnetischen Zerfälle mesonischer Resonanzen gegenüber den hadronischen Zerfallskanälen um mehrere Größenordnungen unterdrückt. Darüberhinaus werden in einem Schwerionenstoß bei der hier untersuchten Strahlenergie vorwiegend Protonen, Neutronen, sowie geladene und neutrale Pionen produziert. Mit HADES sind nur Spuren geladener Teilchen nachweisbar. Pro rekonstruierter Hadronenspur findet man in der HADES-Akzeptanz nur etwa  $10^{-5}$  bis  $10^{-4}$

---

<sup>2</sup>Für künftige Analysen ist die Bestimmung einer impulsabhängigen Schwelle für den Güteparameter vorgesehen.



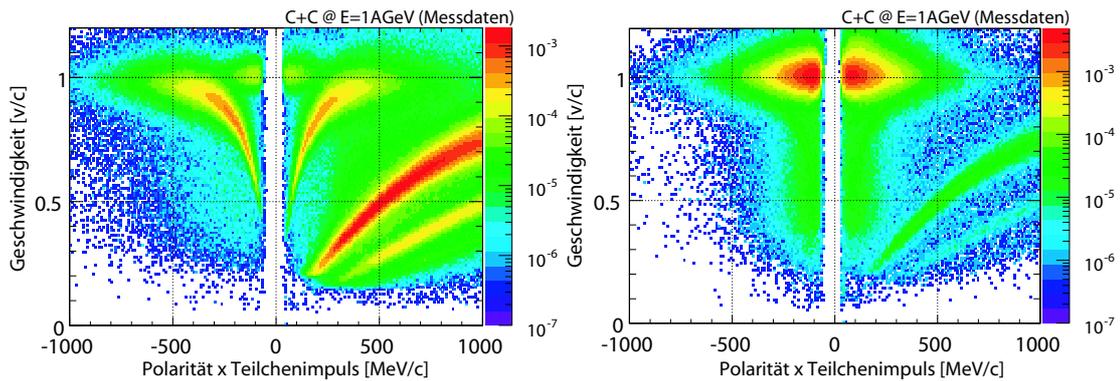
**Abbildung 3.6:** Cherenkov-Ring (rot, durchgezogen) und durch elektronisches Rauschen induzierter *Parasit* (blau, gestrichelt). Die Signalhöhe der Pads (in ADC-Kanälen) ist farblich codiert.



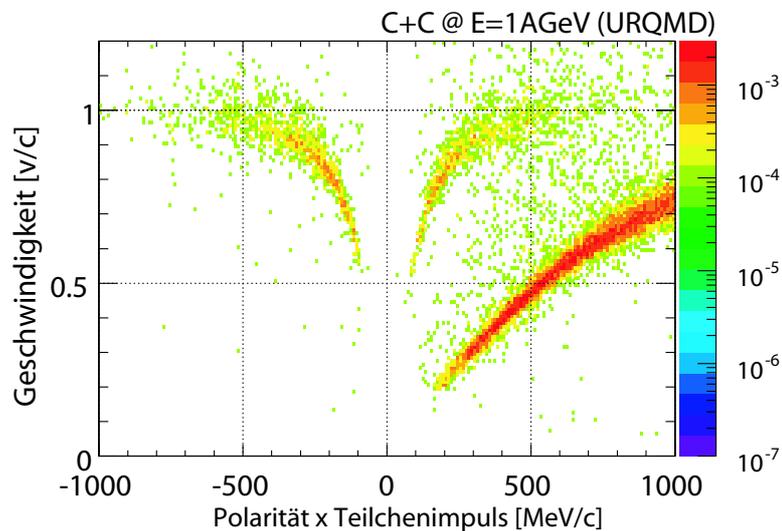
**Abbildung 3.7:** Breite der in Sektor 0 gemessenen Polarwinkelabweichung  $\Delta\Theta$  zwischen MDC und RICH als Funktion des Impulses.

$e^+e^-$ -Paare aus mesonischen Quellen. Der einfachste Weg zur effizienten Hadronenunterdrückung besteht darin, zuerst alle Spuren zu ignorieren, die keinem Ring zugeordnet sind. Abbildung 3.8 zeigt die Verteilung von rekonstruiertem Impuls und gemessener Flugzeit in einem Teildatensatz des Experiments vor und nach diesem Schritt. Nach Anwendung des Ringkriteriums dominieren Positronen und Elektronen das Spektrum, jedoch sind immer noch viele hadronische Spuren mit einem Ring korreliert. Zur Ver-

deutlichung zeigt Abbildung 3.9 die Verteilung vollständig rekonstruierter Hadronen aus dem UrQMD Ereignisgenerator, die zufällig mit einem Ring korreliert sind. Es ist offensichtlich, dass bei Impulsen jenseits von 400 MeV/c Pionen nicht durch einen Schnitt auf die Geschwindigkeit unterdrückt werden können, ohne gleichzeitig  $e^+/e^-$ -Spuren ( $\beta \approx 1$ ) zu verlieren. Da jedoch gerade  $e^+/e^-$ -Spuren mit hohen Impulsen für die Rekonstruktion großer invarianter Massen relevant sind, dürfen Sie nicht verworfen werden. Der hadronische Untergrund muß also für die weitere Analyse auf andere Weise unterdrückt werden.



**Abbildung 3.8:** Links: Geschwindigkeit und Impuls experimentell rekonstruierter Spuren aus LVL1-Ereignissen. Rechts: Dieselbe Verteilung nach Korrelation der Spuren mit RICH-Ringen. Eine deutliche Anreicherung von Leptonen ( $\beta \approx 1$ ) ist sichtbar. Beide Verteilungen sind auf ein Integral von 1 normiert.



**Abbildung 3.9:** Geschwindigkeits-Impulsdiagramm von Hadronenspuren aus UrQMD, die zufällig mit einem RICH-Ring korreliert sind. Bei Impulsen  $p > 400$  MeV/c können Hadronen (insb.  $\pi^\pm$ ) und  $e^+/e^-$ -Spuren ( $\beta \approx 1$ ) kinematisch nicht mehr hinreichend getrennt werden. Die Normierung erfolgte wie in Abbildung 3.8.

Um Kriterien zur weiteren Reduktion hadronischer Spuren - insbesondere durch

den RICH und den PreShower Detektor - zu gewinnen, müssen Observable identifiziert werden, die eine Trennung verschiedener Spezies erlauben. Dazu werden die Detektorsignale beim Durchgang unterschiedlicher Teilchenarten simuliert und mit den gemessenen Signalen verglichen. Anschließend wird die Detektorsimulation solange angepasst, bis sie das Verhalten des realen Spektrometers hinreichend exakt beschreibt, um aus der Simulation gewonnene Kriterien auf experimentelle Daten anwenden zu können. Eine zweite Möglichkeit besteht darin, durch direkte *Messung* der relevanten Observablen solche Unterscheidungskriterien abzuleiten. Dies vermeidet, dass die Erkennung durch Unvollkommenheiten in der Detektorsimulation beeinträchtigt wird. Die Vor- und Nachteile beider Methoden, sowie die Details der Parameterextraktion werden aus der folgenden Diskussion deutlich.

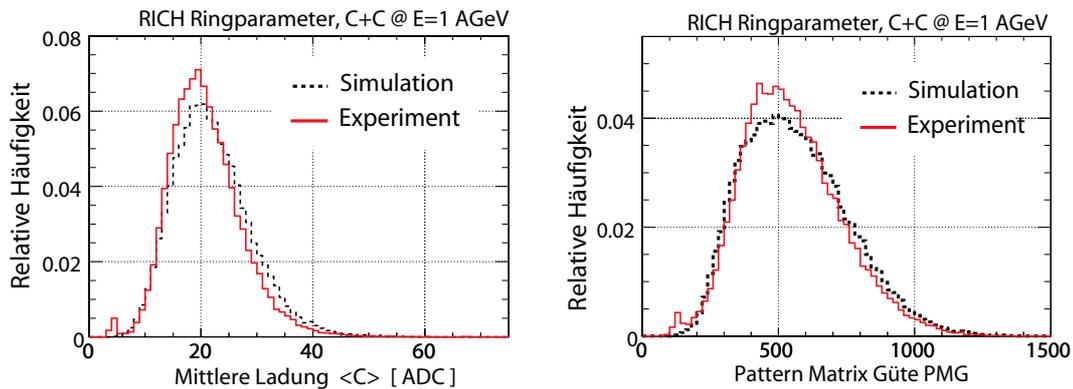
### 3.5.2 Analyse der RICH-Observablen

Für die Analyse der Ringqualität wurden in den Arbeiten [Fab03] und [Ebe03] vier aussagekräftige Messgrößen bestimmt:

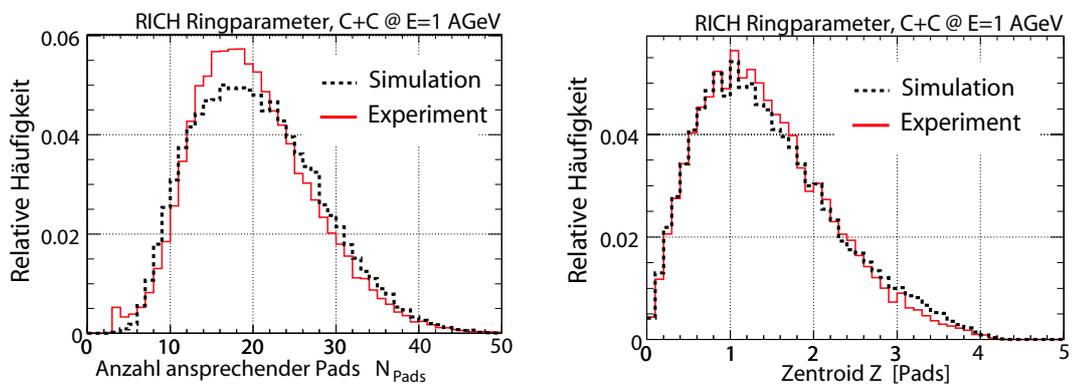
- der bereits in Kapitel 3.2 erläuterte Qualitätsparameter *PMG* der 'Pattern-Matrix' Suche,
- die Anzahl der Pads, die innerhalb der Suchmatrix zu einem Ring beitragen ( $N_{pads}$ ),
- die *mittlere* Ladung  $\langle C \rangle$  pro Pad auf dem Ring ausgedrückt in ADC-Kanälen sowie
- ein Geometrieparameter, der als *Zentroid* ( $Z$ ) bezeichnet wird. Dieser Parameter beschreibt die Abweichung des Ladungsschwerpunktes eines Rings vom durch die Mustererkennung bestimmten Ringmittelpunkt. Weichen die beiden Koordinaten stark voneinander ab, ist die Ringposition auf der Padplane mit einer großen Unsicherheit behaftet. Dies deutet darauf hin, dass die Signale nicht durch Cherenkov-Photonen sondern durch geladene Teilchen erzeugt wurden, die die Padplane durchquert haben.

Die Verteilungen dieser Größen sind in den Abbildungen 3.10 und 3.11 für in Experiment und Simulation identifizierte Ringe dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden alle Verteilungen auf ein Integral von 1 normiert. Die Abbildungen zeigen dabei jeweils nur die in einem Sektor gefundenen Ringe, da die Musterverteilungen durch das sektorspezifische Anodenpotential und die ebenfalls sektorabhängige elektronische Rauschunterdrückung beeinflusst werden.

Die Eigenschaften des Detektors werden durch die Simulationen gut wiedergegeben. Die noch verbleibenden Abweichungen sowie sektorspezifische Variationen können nur mit sehr hohem Aufwand bei der Parameteranpassung und hoher Simulationsstatistik weiter reduziert werden. In Kapitel 3.7 wird erläutert, wie diesen Abweichungen auf andere Weise Rechnung getragen werden kann. Um ausgehend von den Verteilungen 3.10 und 3.11 zu einer Aussage über sinnvolle Schnitte auf Ringeigenschaften zu kommen, werden im nächsten Schritt die simulierten Verteilungen für verschiedene Teilchenarten betrachtet. Hierzu werden Spuren verwendet, die folgende Kriterien erfüllen:



**Abbildung 3.10:** **Links:** Die mittlere Ladung pro ansprechendem Pad für Ringe in Sektor 0, die mit einer Spur korreliert sind. **Rechts:** Die Pattern-Matrix-Güte für das gleiche Ringensemble.



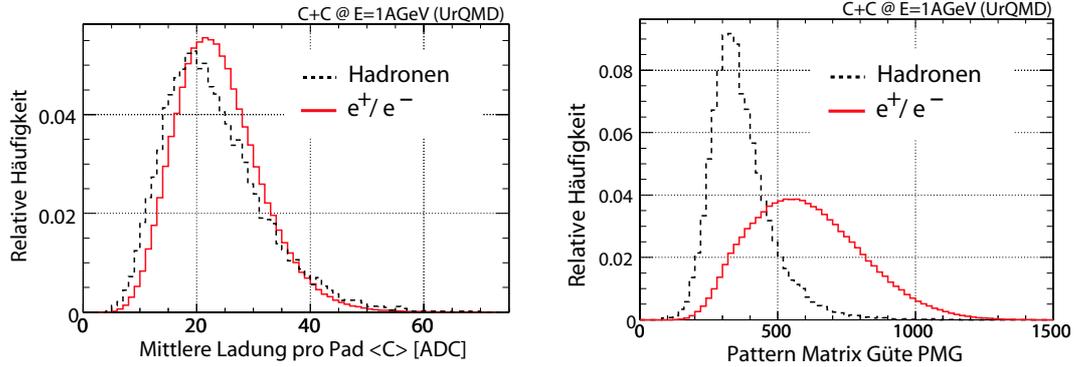
**Abbildung 3.11:** **Links:** Die Anzahl der zu einem Ring beitragenden Pads für Ringe, die mit einer Spur korreliert sind. **Rechts:** Der Zentroid für das gleiche Ringensemble.

- Innerhalb aller zu einer Spur beitragenden Detektortreffer (mit Ausnahme der äußeren Driftkammer) muß das gleiche vom Ereignisgenerator erzeugte und von HGEANT durch den Detektor verfolgte Teilchen vorkommen.
- Für Leptonen muß darüberhinaus der mit der Spur assoziierte Ring vom gleichen Teilchen wie die Spursegmente kommen.

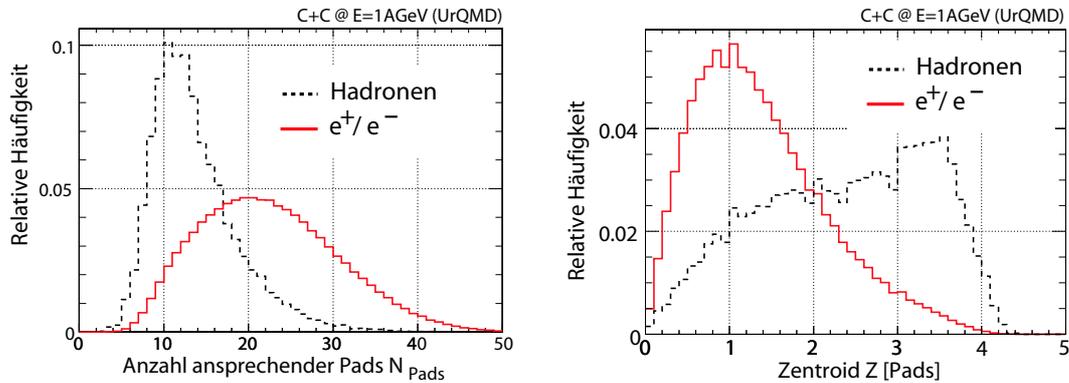
Die Forderung nach Ansprechen der äußeren Driftkammern wurde nicht erhoben, da bei HADES auch Impulsrekonstruktionsalgorithmen mit niedrigerer Impulsauflösung [SG03] zum Einsatz kommen, welche die Spurpunkte aus diesen Detektoren nicht verwenden.

Die Abbildungen 3.12 und 3.13 zeigen die Verteilungen der in den Simulationen mit UrQMD und HGEANT gefundenen Observablen für Ringe, die Elektronen bzw. Hadronen zugeordnet sind. Die Darstellung ist zur Verbesserung der zur Verfügung stehenden UrQMD Statistik nicht sektordifferentiell. Allerdings sind die sektorspezifischen Variationen in der Simulation auch sehr viel kleiner als im Experiment.

Während die mittlere Ladung in der eindimensionalen Darstellung keine signifikanten Unterschiede zwischen Ringen zeigt, die mit einem Hadron bzw. mit einem Lepton



**Abbildung 3.12:** Links: Mittlere Ladung pro ansprechendem Pad für Ringe, die in den UrQMD-Daten mit Hadronen bzw. Elektronen und Positronen korreliert sind. Rechts: Die Pattern-Matrix Güte für das gleiche Ringensemble.



**Abbildung 3.13:** Links: Anzahl ansprechender Pads für Ringe, die in den UrQMD-Daten mit Hadronen bzw. Elektronen und Positronen korreliert sind. Rechts: Die geometrische Abweichung von Ringmittelpunkt und Ladungsschwerpunkt (Zentroid) für das gleiche Ringensemble.

korreliert sind, weisen die drei anderen Variablen einen unterschiedlichen Verlauf für die beiden Ringensembles auf. Die mittlere Ladung ist weniger gut zur Trennung der Teilchenarten geeignet als die Pattern-Matrix-Güte, da insbesondere bei den in Abbildung 3.6 diskutierten parasitären Ringen ein einziges zum Ring beitragendes Photon bereits eine hohe mittlere Ladung pro Pad induziert, auch wenn dieser ansonsten überwiegend durch elektronisches Rauschen vorgetäuscht wurde. Unphysikalische Ringe mit hoher mittlerer Ladung entstehen jedoch auch beim Durchgang geladener Teilchen durch die Kathodenebene des RICH. Dabei werden große Ladungsmengen in einem kleinen räumlichen Bereich deponiert, die geometrische Verteilung der dabei ansprechenden Pads ist jedoch sehr verschieden von derjenigen eines Cherenkov-Rings. Dies erlaubt die Trennung von echten und falschen Ringen durch Auswertung der Pattern-Matrix und des Zentroid-Parameters. Anhand der gezeigten Verteilungen werden in den Kapiteln 3.6 und 3.7 Kriterien zur Unterdrückung von parasitären und unphysikalischen Ringkandidaten festgelegt.

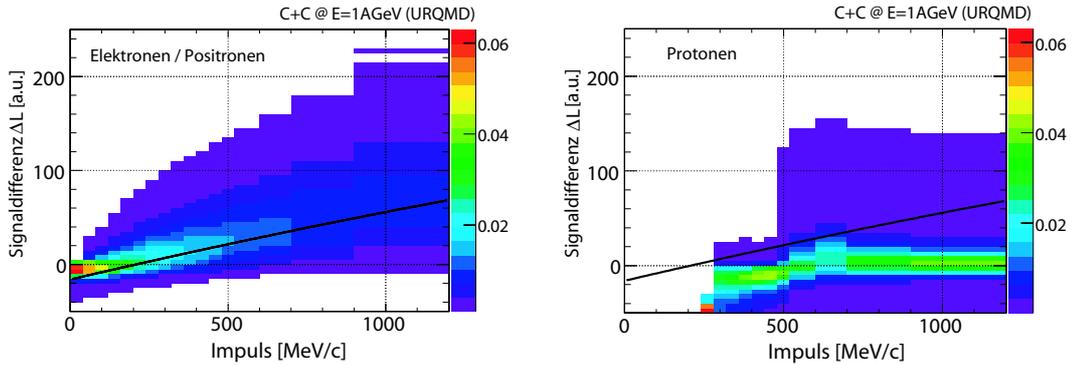
### 3.5.3 PreShower Observable

Zur Verbesserung der Trennung schneller Protonen von Positronenspuren werden Information aus dem PreShower-Detektor benötigt. Die Teilchensignaturen werden anhand vollständig rekonstruierter Hadronen (URQMD) und  $e^+/e^-$ -Spuren (PLUTO) ermittelt, die einen Treffer im PreShower-Detektor haben.

Als Observable zur Trennung wird im Folgenden die *Differenz*  $\Delta L$  der Signale  $L_1$ ,  $L_2$  der Kammern hinter den Bleikonvertern (*PostShower-Kammern*) und  $L_0$  vor den Bleikonvertern untersucht:

$$\Delta L = L_1 + L_2 - L_0 \quad (3.2)$$

Abbildung 3.14 zeigt die Verteilung von  $\Delta L$  für  $e^+/e^-$ -Spuren und Protonen als Funktion des Teilchenimpulses. Unterhalb von 600 MeV/c steigt der differenzielle Energieverlust für Protonen stark an. Die Teilchen sind nicht mehr minimal ionisierend und können den Bleikonverter nicht durchdringen, daher ergeben sich im Bereich  $p < 500$  MeV/c negative Werte für  $\Delta L$ . Für größere Impulse erleiden Protonen vor und hinter dem Konverter ähnlichen Energieverlust, was zu einem verschwindenden Differenzsignal führt.

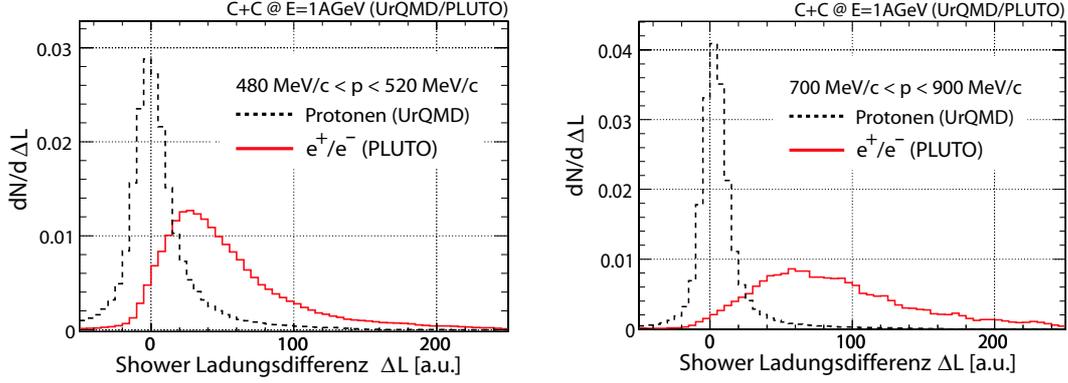


**Abbildung 3.14: Links:** Die Differenz  $\Delta L$  der in der PLUTO-Simulation vor und hinter dem ersten Konverter im PreShower-Detektor deponierten Ladung für  $e^+e^-$ . **Rechts:** Die Ladungsdifferenz  $\Delta L$  für Protonen. Die Verteilungen sind in jedem Impulsintervall auf ein Integral von 1 normiert. Die durchgezogene schwarze Linie repräsentiert den in Kapitel 3.6 diskutierten impulabhängigen Schwellwert für die  $e^+/e^-$ -Identifikation.

Für Elektronen und Positronen steigt das Schauersignal durch Bremsstrahlung mit wachsender Energie bzw. wachsendem Impuls. Um abzuschätzen, wie gut in verschiedenen Impulsintervallen die Teilchentrennung durchgeführt werden kann, wurden deswegen die Verteilungen innerhalb jedes Intervalls auf ein Integral von 1 normiert. In Abbildung 3.15 ist die Verteilung von  $\Delta L$  für die Bereiche  $480 \text{ MeV}/c < p < 520 \text{ MeV}/c$  und  $700 \text{ MeV}/c < p < 900 \text{ MeV}/c$  für Protonen und Elektronen dargestellt. In den folgenden Kapiteln werden unterschiedliche Ansätze zur Teilchenidentifikation mit diesen Signalverteilungen diskutiert.

## 3.6 $e^+/e^-$ -Identifikation mit dem Schwellwert-Verfahren.

Um anhand der in Kapitel 3.5 diskutierten Observablen eine Entscheidung über die Teilchensorte einer Spur zu treffen, stehen für die Analyse von Schwerionenreaktionen



**Abbildung 3.15:** Links: Das PreShower Signal für Elektronen und Protonen mit Impulsen  $480 \text{ MeV}/c < p < 520 \text{ MeV}/c$ . Rechts: Die gleichen Verteilungen für Impulse  $700 \text{ MeV}/c < p < 900 \text{ MeV}/c$ .

zwei unabhängige Verfahren zur Verfügung. Für das sogenannte Schwellwertverfahren wurde ein ausschließlich auf die Identifikation von  $e^+/e^-$ -Spuren abgestimmter Satz von Datenschnitten entwickelt. Entsprechend ist das wichtigste Ziel des Algorithmus eine möglichst vollständige Unterdrückung von hadronischen Spuren.

### Flugzeitschwellen

Aus Abbildung 3.9 wird deutlich, dass sich die meisten Hadronen durch einen Schnitt auf die Geschwindigkeit  $\beta$  der Teilchen aus dem Ensemble der Leptonenkandidaten entfernen lassen. Durch Anpassung einer Gaußfunktion an die gemessene  $\beta$ -Verteilung der  $e^+/e^-$ -Spuren wurde in [Pac07] für jedes Impulsintervall der Mittelwert  $\beta_M(p)$  und die Auflösung  $\sigma_\beta(p)$  bestimmt. Dabei wurde nur eine geringe Abhängigkeit von  $\beta_M$  und  $\sigma_\beta$  vom Impuls festgestellt. Die sektorspezifische Variation beträgt weniger als 1 Prozent. Für die Geschwindigkeit akzeptierter Elektronen und Positronen wurden anhand der Werte für  $\beta_M$  und  $\sigma_\beta$  sektor- und polaritätsabhängig obere ( $\beta_o$ ) und untere ( $\beta_u$ ) Schwellen festgelegt:

$$\beta_{o/u} = \beta_M \pm 2\sigma_\beta \quad (3.3)$$

Die im TOF akzeptierten  $\beta$ -Werte für Leptonen liegen für die Simulation im Bereich  $0.96 < \beta < 1.06$ . Im Experiment ist der akzeptierte Geschwindigkeitsbereich breiter:  $0.93 < \beta < 1.09$ . (Geschwindigkeiten größer als  $\beta = 1.0$  ergeben sich durch die endliche Genauigkeit der Messung von Flugzeit und Pfadlänge der Trajektorie.) Die größeren experimentellen Unsicherheiten sind auf unvollkommenes Kenntnis der exakten Drahtpositionen und die endliche Genauigkeit der Orts-Zeit-Kalibration in den Driftkammern zurückzuführen. Für den TOFINO-Detektor wurden nur untere Geschwindigkeitsschwellen verwendet, da wegen der geringen Granularität des Detektors schnelle Sekundärteilchen nicht von Primärteilchen zu trennen sind [Ebe03] und durch unphysikalische Trefferkorrelationen viele Teilchen mit  $\beta > 1$  vortäuschen. Ein Verwerfen dieser Spuren durch eine obere  $\beta$ -Schwelle würde gleichzeitig zu einer Unterdrückung von Leptonen im PreShower-Bereich des Spektrometers führen. Die im TOFINO ver-

wendeten unteren Schwellwerte liegen je nach Sektor zwischen  $\beta = 0.89$  und  $\beta = 0.93$ .

### Schwellwerte für die RICH-Observablen

In [Fab03] und [Ebe03] wurden Schwellwertkriterien für Pattern-Matrix, Zentroid, mittlere Ladung und Padanzahl vorgeschlagen, die ein Ring erfüllen muß, damit eine assoziierte Teilchenspür als  $e^+/e^-$ -Kandidat behandelt wird. Diese wurden in [Pac07] für das hier untersuchte System angepasst. Tabelle 3.2 fasst die verwendeten Schwellwerte zusammen. Die Schnitte sind für die Unterdrückung von parasitären Ringen und von Signalen geladener Teilchen auf der Padplane optimiert und reduzieren gleichzeitig die Leptonenstatistik um weniger als 10%. Wie man aus den Simulationsverteilungen 3.12, 3.13 und den Abbildungen 3.10, 3.11 erkennt, führt nur der Schnitt auf den Ring-Zentroid, zu einer substantiellen Unterdrückung hadronischer Spuren.

### Impulsabhängiger Schwellwert für das PreShower-Signal

Für die Hadronenunterdrückung mit dem PreShower-Signal  $\Delta L$  wurde gemäß [Otw06] ein impulsabhängiger Schwellwert  $\Delta L_T(p)$  eingeführt (siehe Abbildung 3.14), der an das Simulationssignal für Protonen und Leptonen angepasst wurde. Die Schwelle wurde durch ein Polynom dritter Ordnung im Impuls  $p$  der Teilchenspuren parametrisiert:

$$\Delta L_T(p) > \sum_{i=0}^3 a_i \cdot (p[\text{MeV}/c])^i \quad (3.4)$$

Die Koeffizienten  $a_i$  des Polynoms sind in Tabelle 3.3 angegeben. Spuren, für die  $\Delta L_T(p)$  die Schwelle unterschreitet, werden aus dem Leptonenensemble entfernt. Der mit dem Impuls ansteigende Schwellwert entfernt die meisten Protonen aus dem Spurensensemble. Der starke Überlapp von hadronischen und elektronischen Signalen, der auch bei großen Impulsen nicht vernachlässigbar ist, führt jedoch dazu, dass der Schnitt auch viele  $e^+/e^-$ -Spuren verwirft. Aus diesem Grund wird in Kapitel 3.7.3 eine alternative, wahrscheinlichkeitsorientierte Methode zur Trennung von Signalen aus dem PreShower-Detektor diskutiert, die dem Überlapp quantitativ Rechnung trägt und nicht auf Simulationsinformationen angewiesen ist.

#### 3.6.1 Güte des Schwellwertverfahrens

Werden die in Tabelle 3.2 zusammengefassten Kriterien auf die Simulationsdaten angewandt, so lassen sich zwei Güte-Kriterien definieren, die bei hinreichender Übereinstimmung zwischen simulierter und gemessener Detektorcharakteristik auch Aussagen über die Qualität der experimentellen Analyse erlauben:

- Die *Reinheit*  $\mathcal{R}_{Pid}$  des von der Teilchenidentifikation gelieferten  $e^+/e^-$ -Ensembles entspricht dem Anteil *wahrer*  $e^+/e^-$  Spuren in der Gesamtmenge aller als solche identifizierten Spuren.

Parameter	Schwelle (Simulation)	Schwelle (Experiment)
Pattern-Matrix-Güte PMG	$PMG > 180$	
Mittlere Ladung $\langle C \rangle$ [ADC/Pad]	$\langle C \rangle > 5$	
Zentroid Z [Pads]	$Z < 2.8$	
Padanzahl $N_{pads}$	$N_{pads} \geq 4$	
Geschwindigkeit $\beta$ (TOF)	$0.96 < \beta < 1.06$	$0.93 < \beta_T < 1.09$
Geschwindigkeit $\beta$ (TOFino)	$0.96 < \beta$	$0.93 < \beta_T$
PreShower-Ladungsdifferenz $\Delta L$	$\Delta L_T(p) > \sum_{i=0}^3 a_i \cdot (p[\text{MeV}/c])^i$	

**Tabelle 3.2:** Kriterien des Schwellwertverfahrens für die  $e^+/e^-$ -Identifikation. Ein Teilchen, das eine der aufgelisteten Bedingungen *nicht* erfüllt, wird aus dem  $e^+/e^-$ -Ensemble entfernt.

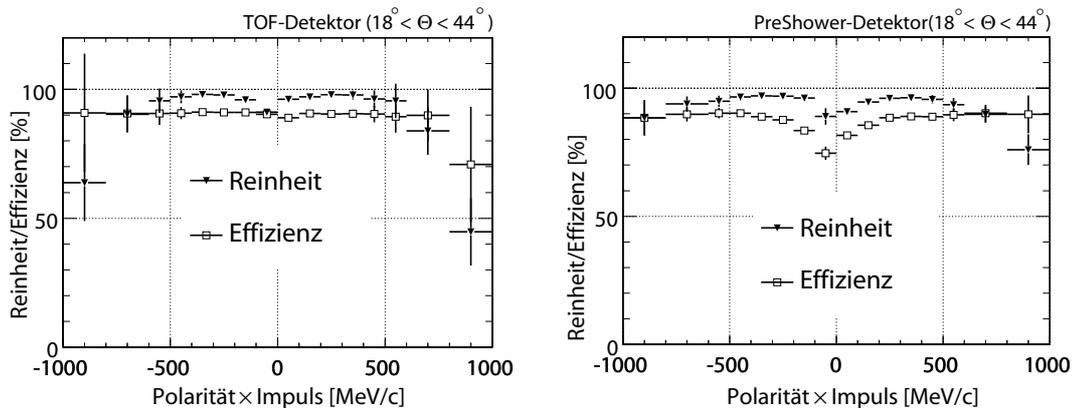
Ordnung $i$	Koeffizient $a_i$
0	$-1.60 \cdot 10^{+1}$
1	$7.84 \cdot 10^{-2}$
2	$-6.75 \cdot 10^{-6}$
3	$1.22 \cdot 10^{-10}$

**Tabelle 3.3:** Koeffizienten der Schwellwertfunktion  $\Delta L_T(p)$  für die  $e^+/e^-$ -Identifikation im PreShower-Detektor.

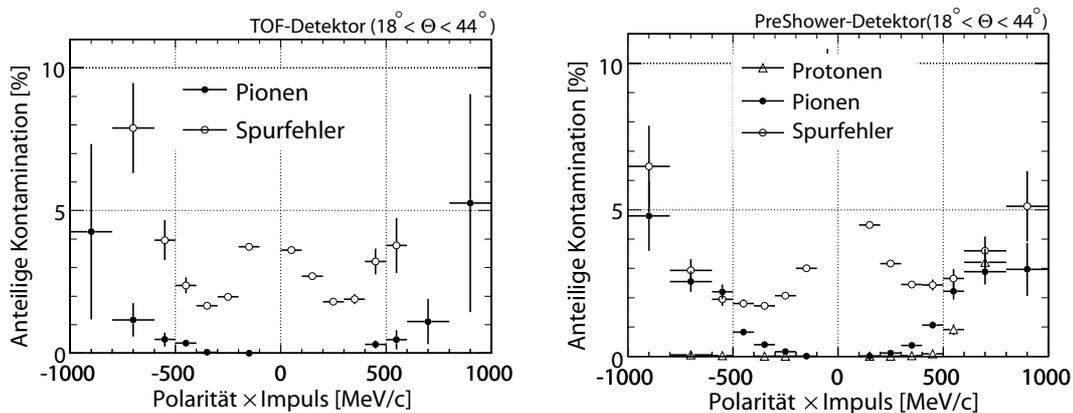
- Die *Effizienz*  $\mathcal{E}_{Pid}$  ist der mit dem Schwellwertverfahren korrekt identifizierte Bruchteil aller nach der Trefferkorrelation vorliegenden wahren  $e^+/e^-$ -Spuren.

In der Simulation gilt ein Positron bzw. Elektron als korrekt identifiziert, wenn es zu allen Treffern einer Teilchenspur beiträgt und alle in Tabelle 3.2 angegebenen Kriterien erfüllt. Die Effizienz  $\mathcal{E}_{Pid}$  der Teilchenidentifikation stellt also *nicht* die Gesamtnachweiseffizienz  $\mathcal{E}_G$  des Spektrometers für  $e^+/e^-$ -Spuren dar. In die Gesamteffizienz gehen sowohl  $\mathcal{E}_{Pid}$  als auch Nachweiseffizienzen der einzelnen Detektoren sowie die Einflüsse der in Kapitel 4.3.1 diskutierten Paarschnitte ein.

In Abbildung 3.16 sind die Effizienz  $\mathcal{E}_{Pid}$  und die Reinheit  $\mathcal{R}_{Pid}$  der Teilchenidentifikation mit dem Schwellwertverfahren als Funktion des Teilchenimpulses gezeigt.  $\mathcal{E}_{Pid}$  liegt in beiden Systemen für alle  $e^+/e^-$ -Impulse bei nahezu 90%. Die Reinheit fällt zu hohen Impulsen hin ab, da dort die kinematische Trennung von Hadronen und  $e^+e^-$  nicht eindeutig möglich ist. Wegen der geringen Leptonenmultiplizität verschlechtern dort bereits wenige fehlidentifizierte Hadronen die Reinheit deutlich. Die Zusammensetzung der fälschlicherweise als  $e^+/e^-$  identifizierten Teilchen ist in Abbildung 3.17 gezeigt. Im TOF-System tragen zufällig mit einem Ring korrelierte geladene Pionen nur bei Impulsen  $p > 800$  MeV/c wesentlich zum Untergrund bei, Protonen spielen keine Rolle. Bei hohen Impulsen und kleinen Polarwinkeln steigt die Hadronenmultiplizität stark an. Entsprechend kommt es im PreShower bereits bei Impulsen  $p > 500$  MeV/c zu nicht vernachlässigbaren Verunreinigungen durch geladene Pionen und Protonen.



**Abbildung 3.16:** Die Reinheit und die Effizienz der Teilchenidentifikation mit dem Schwellwertverfahren für die durch den TOF (links) bzw. TOFinio (rechts) abgedeckten Polarwinkelbereiche.



**Abbildung 3.17:** Zusammensetzung der fälschlicherweise als  $e^+/e^-$  identifizierten Teilchen Spuren im TOF- und im PreShower-Detektor.

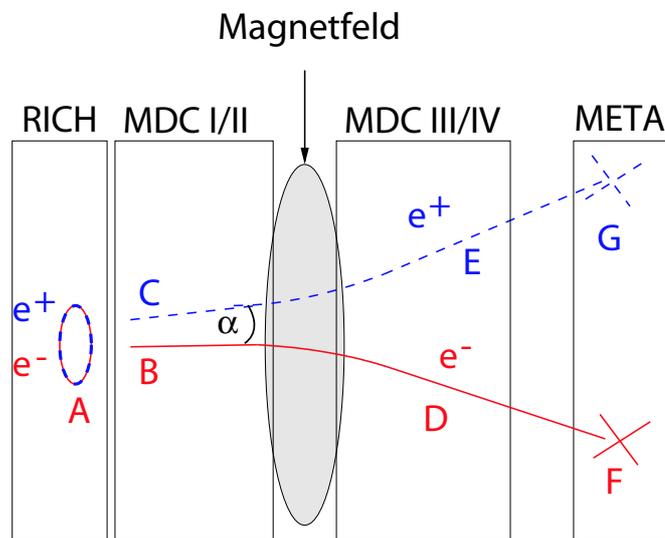
Sowohl im PreShower-Bereich ( $\Theta < 44^\circ$ ) als auch im TOF-Bereich ( $\Theta > 44^\circ$ ) sind jedoch unphysikalische Kombinationen von Detektortreffern (sogenannte *Spurfehler*) die Hauptquelle von fehlidentifizierten  $e^+/e^-$ -Spuren. Diese treten, wie in Abbildung 3.18 dargestellt, bevorzugt dann auf, wenn Leptonenpaare mit kleinem Öffnungswinkel  $\alpha$  rekonstruiert werden. Im zum  $e^+e^-$ -Paar gehörigen RICH-Ring (A) wurden Cherenkov-Photonen von beiden Teilchen registriert, die Spuren wurden ausserdem in den inneren Driftkammern (Segmente B/C), den äußeren Driftkammern (Segmente D/E) und in den META-Detektoren (Treffer F/G) nachgewiesen. Da a-priori nicht klar ist, welche Detektortreffer zum selben physikalischen Teilchen gehören, erzeugt die Analysesoftware wegen der kleinen Winkeldifferenzen der Segmente die folgenden Trefferkombinationen:

- A+C+E+G
- A+B+D+F
- A+B+E+G

- A+C+D+F

Die ersten beiden Kombination sind physikalisch sinnvoll, die letzten beiden sind Kombinationen von Treffern unterschiedlicher Teilchen und repräsentieren einen typischen Spurfehler.

Eine weitere Ursache von Fehlidentifikationen ist die geringe Granularität des TOFino Detektors, die bei Polarwinkeln unter  $44^\circ$  zu unphysikalischen Kombinationen von META Treffern mit Spursegmenten in den äußeren Driftkammern führt. Jedoch ist diese Komponente des Untergrundes bei kleinen Teilchenmultiplizitäten weit weniger ausgeprägt als die Spurfehler. Bei schweren Stoßsystemen dürfte Ihre Bedeutung zunehmen. Wie in Kapitel 2 erläutert, wird deswegen ein RPC-Detektor hoher Granularität das TOFino-System ersetzen.



**Abbildung 3.18:** Entstehung unphysikalischer Leptonenspuren durch Mehrfachkorrelation von Detektortreffern eng benachbarter Spuren.

### 3.7 Probabilistische Teilchenidentifikation mit dem Bayes-schen Satz.

Das oben erläuterte Schwellwertverfahren hat den Vorteil der einfachen und schnellen Anwendbarkeit, leidet jedoch unter gewissen Einschränkungen:

- Die Schwellwerte für den Ausschluß einer Spur von der weiteren Analyse sind bis auf das Geschwindigkeitskriterium aus Simulationen ermittelt worden. Nicht vollständig korrekt simuliertes Detektorverhalten führt daher unter Umständen zu systematischen Fehlentscheidungen.
- Das Verfahren eignet sich nicht für die Hadronenidentifikation. Hierzu müssten impulsabhängige Schwellen für die PreShower-Signatur und insbesondere die Teilchengeschwindigkeit zur Trennung von Pionen und Protonen definiert werden. Ein

entsprechendes Verfahren wurde in [Spa05] entwickelt und für  $p + p$ -Kollisionen getestet.

- Die Wahl der Schwellwerte ist stets mit einer gewissen Willkür behaftet. Es gibt keine einfache Möglichkeit, eine optimale Kombination von Schnitten zu ermitteln.
- Eine von einem Schwellwertkriterium *verworfen*e Spur kann nicht auf Grund der Signatur in einem anderen Detektor *wiedergewonnen* werden.

Es wird daher im Folgenden eine alternative Methode zur Identifikation von  $e^+/e^-$ -Spuren vorgestellt, die für die Datenanalyse in dieser Arbeit zur Anwendung kommt. Sie basiert so weit wie möglich auf gemessenen Detektorsignalen und benutzt den aus der Wahrscheinlichkeitstheorie bekannten *Satz von Bayes* (siehe z.B. [Siv06] und Kapitel 3.7.1), um zu einer Entscheidung über die Teilchensorte zu gelangen.

### 3.7.1 Mathematischer Hintergrund

Um bei der Teilchenidentifikation eine mathematisch möglichst objektive Entscheidung treffen zu können, soll für jede Spur anhand der Gesamtheit ihrer Meßgrößen  $\vec{x} = (x_1, x_2, x_3 \dots)^T$  die *Wahrscheinlichkeit*  $P(\mathcal{S}_i)$  berechnet werden, mit der sie einer Teilchensorte  $\mathcal{S}_i$  zuzuordnen ist. Für die Wahrscheinlichkeitsberechnung spielen folgende Größen und Beziehungen eine Rolle:

- Der Vektor der Observablen  $\vec{x}$ , der sich aus den Kenngrößen des (eventuell) mit der Spur korrelierten Rings (siehe Tabelle 3.2), der Flugzeit  $\beta$ , der Ladungsdifferenz  $\Delta L$  im PreShower-Detektor und gegebenenfalls weiteren Detektorsignalen zusammensetzt.

$$\vec{x} = (\beta, PMG, \langle C \rangle, \Delta L)^T \quad (3.5)$$

Die Ringobservablen *Padanzahl*  $N_{pads}$  und *Zentroid*  $Z$  werden derzeit noch nicht verwendet. Die entsprechende Erweiterung ist in Vorbereitung. Eine vorläufige Analyse der Korrelationen zwischen den Observablen zeigt jedoch, dass nur die Hinzunahme des Zentroids eine Verbesserung zur Folge haben dürfte.

- Die in Betracht kommenden Teilchenspezies  $\mathcal{S}_i$  ( $i = 1 \dots N_S$ ). Für die vorliegende Analyse wurden Protonen,  $\pi^+/\pi^-$  und  $e^+/e^-$  für die Teilchenidentifikation berücksichtigt.
- Die normierten, teilchenspezifischen Häufigkeitsverteilungen bzw. *Wahrscheinlichkeitsdichten* (PDFs)  ${}^3 \hat{P}(\vec{x}|\mathcal{S}_i)$  für die Observablen  $\vec{x}$ . Diese geben an, wie für eine gegebene Teilchenart  $\mathcal{S}_i$  die Beobachtungsgrößen  $\vec{x}$  verteilt sind. Per Definition sind die PDFs auf ein Integral von 1 normiert.
- Die *Multiplizitäten* bzw. Teilchengewichte  $\mathcal{G}_i(p, \Theta)$  der berücksichtigten Teilchensorten  $\mathcal{S}_i$  als Funktion von Impuls und Polarwinkel für ein Ereignisensemble fester Größe.

<sup>3</sup>engl.: Probability Density Functions

Sowohl die Teilchenmultiplizitäten als auch die Signaturen im PreShower-Detektor variieren stark mit dem Impuls  $p$  der Teilchen. Darüberhinaus hängen die Multiplizitäten und die RICH-Kenngrößen auch vom Polarwinkel  $\Theta$  ab. Es ist daher notwendig, die Größen  $G_i(p, \Theta)$  und  $\hat{P}(\vec{x}|\mathcal{S}_i, p, \Theta)$  zu betrachten, um diesen Abhängigkeiten Rechnung zu tragen und zu korrekten Schlußfolgerungen zu gelangen.

Sind Gewichte und Wahrscheinlichkeitsdichten für alle Teilchen bekannt, können sie mittels des *Bayesschen Theorems* [Siv06] (Gleichung 3.6) verknüpft werden, um für jede Spur die Wahrscheinlichkeit zu bestimmen, dass es sich um ein Proton, ein geladenes Pion oder ein Elektron bzw. Positron handelt.

$$P(\mathcal{S}_k|\vec{x}, p, \Theta) = \frac{\hat{P}(\vec{x}|\mathcal{S}_k, p, \Theta) \times \mathcal{P}_k(p, \Theta)}{\sum_{i=1}^{N_S} \hat{P}(\vec{x}|\mathcal{S}_i, p, \Theta) \times \mathcal{P}_i(p, \Theta)} \quad (3.6)$$

$$\mathcal{P}_k(p, \Theta) = \frac{\mathcal{G}_k(p, \Theta)}{\sum_{i=1}^{N_S} \mathcal{G}_i(p, \Theta)} \quad (3.7)$$

Im Rahmen der Wahrscheinlichkeitstheorie entsprechen die Multiplizitäten  $\mathcal{G}_k$  nach Normierung auf die jeweilige Summe  $\sum_{i=1}^{N_S} \mathcal{G}_i(p, \Theta)$  den *A-priori*-Wahrscheinlichkeiten  $\mathcal{P}_k$ , mit denen ohne Kenntnis der Observablen  $\vec{x}$  ein Teilchen in einem Phasenraumgebiet  $(p, \Theta)$  der Spezies  $\mathcal{S}_k$  zuzuordnen ist. Da die Normierungskonstante als Faktor in allen Termen in Zähler und Nenner des Bayesschen Theorems auftritt, spielt es bei der Berechnung der Wahrscheinlichkeiten gemäß Gleichung 3.6 keine Rolle, ob die Gewichte oder die A-priori-Wahrscheinlichkeiten benutzt werden.

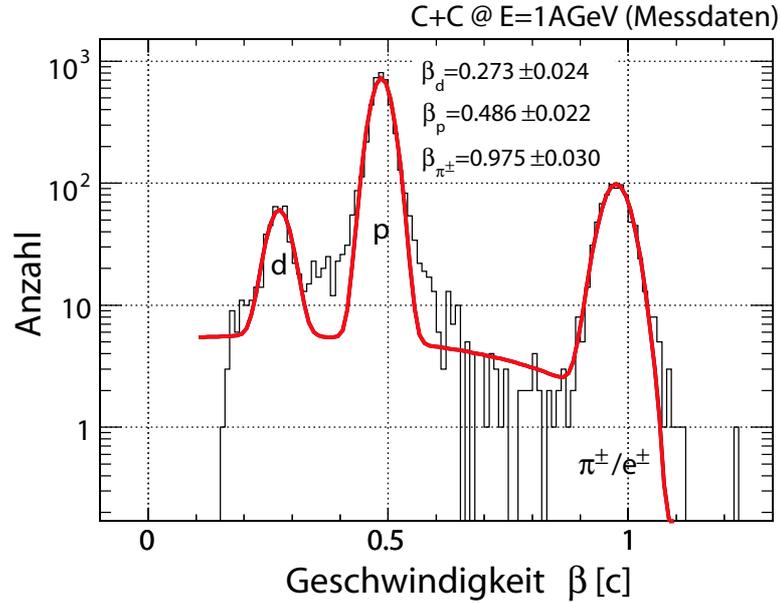
Die Größe  $P(\mathcal{S}_k|\vec{x}, p, \Theta)$  gibt die *A-posteriori*-Wahrscheinlichkeit für das Vorliegen der Teilchensorte  $\mathcal{S}_k$  an, die nach Messung aller relevanten Informationen  $\vec{x}$  ermittelt werden kann.  $P(\mathcal{S}_k|\vec{x}, p, \Theta)$  wird auch als *bedingte* Wahrscheinlichkeit bezeichnet, da sie *ausschließlich* unter den gegebenen Bedingungen für  $\vec{x}$ ,  $p$  und  $\Theta$  eine aussagekräftige Größe darstellt.

Damit der Bayessche Satz anwendbar ist, müssen die Gewichte  $\mathcal{G}_i$  sowie ein Ausdruck für die Wahrscheinlichkeitsdichten der Observablen  $\vec{x}$  gefunden werden.

### 3.7.2 Verteilungsdichte kinematischer Observablen

Zur Trennung verschiedener Teilchenspezies anhand der korrelierten Variablen Geschwindigkeit  $\beta$  und Impuls  $p$  benötigt man für alle Teilchensorten  $i$  die Wahrscheinlichkeitsdichte  $\hat{P}(\beta|\mathcal{S}_i, p, \Theta)$ . Die Bedingtheit der Verteilungsdichte bezüglich  $\Theta$  trägt der Variation der Auflösung  $\sigma_\beta$  mit dem Polarwinkel um etwa 1 Prozent Rechnung. Im Folgenden wird diskutiert, wie die Dichteverteilungen ermittelt werden.

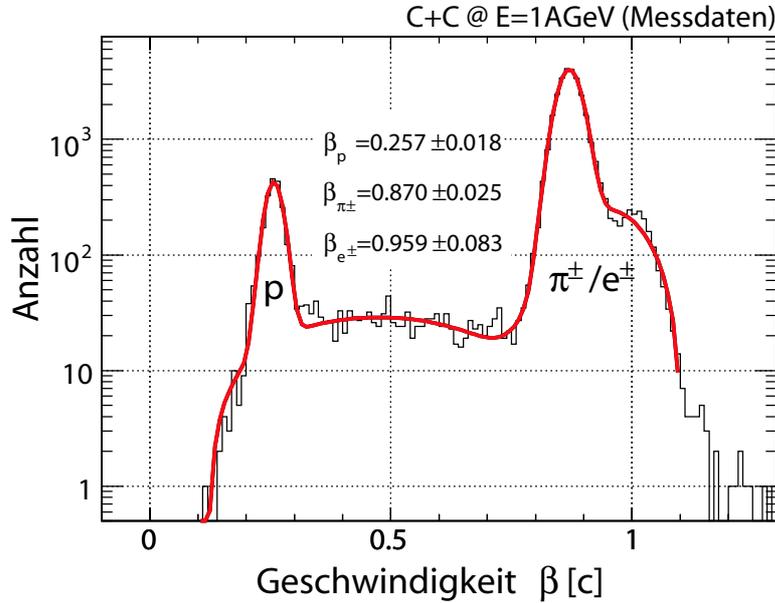
Abbildung 3.19 zeigt die Verteilung der experimentell gemessenen Geschwindigkeiten aller Teilchen mit Impulsen  $500 \text{ MeV}/c < p < 510 \text{ MeV}/c$  und Polarwinkeln  $30^\circ < \Theta < 50^\circ$ . Deutlich erkennbar sind Deuteronen, Protonen und Pionen. Elektronen und Positronen sind wegen der endlichen Geschwindigkeitsauflösung nicht von geladenen Pionen zu trennen. Die Verteilung wurde mit einer Modellfunktion gefittet, die sich aus je einer Gaußfunktion für die drei Signalkomponenten und einem breiten Untergrund zusammensetzt, der durch ein Polynom zweiter Ordnung parametrisiert wird.



**Abbildung 3.19:** Geschwindigkeitsverteilung experimentell rekonstruierter Teilchenspuren mit Impulsen  $500 \text{ MeV}/c < p < 510 \text{ MeV}/c$  und Polarwinkeln  $30^\circ < \Theta < 50^\circ$ .

Aus den Ergebnissen des Fits ergeben sich für jedes Impuls- und Polarwinkelintervall unmittelbar die gewünschten Parametrisierungen der Verteilungsdichten  $\hat{P}(\beta|\mathcal{S}_i, p, \Theta)$  die durch Breite und Mittelwert der jeweiligen Gaußfunktion repräsentiert sind. Ausserdem entsprechen die jeweiligen Vorfaktoren der Gaußschen Komponenten der *Fläche* unter der jeweiligen Glockenkurve und stellen somit ein Maß für die Teilchengewichte  $\mathcal{G}_i(p, \Theta)$  dar. Im gezeigten Impulsintervall ist kein Überlapp verschiedener Hadronenspezies erkennbar. Positronen und Elektronen können allerdings schon bei wesentlich geringeren Impulsen kinematisch nicht mehr eindeutig von Pionen separiert werden. Abbildung 3.20 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung aller Teilchen mit Impulsen  $230 \text{ MeV}/c < p < 240 \text{ MeV}/c$  und Polarwinkeln  $30^\circ < \Theta < 50^\circ$ . Man erkennt in diesem Bereich, dass bei Geschwindigkeiten nahe  $\beta = 1$  zwei Komponenten beitragen, ein klarer Trennschnitt ist jedoch nicht möglich. Auf Grund der endlichen Orts- und Impulsauflösung der Driftkammern und der damit verbundenen Unsicherheit von Pfadlänge und Geschwindigkeit eines Teilchens können bei Impulsen  $> 800 \text{ MeV}/c$  auch Protonen nicht mehr mit absoluter Sicherheit von Positronen getrennt werden. Wegen der kleinen absoluten Zahl von  $e^+/e^-$ -Spuren spielen hier auch geringste Multiplizitäten fehlidentifizierter Hadronen eine große Rolle. Entsprechend ist es wichtig, in diesem Bereich den Überlapp der beiden Verteilungen durch die Parametrisierung mit Dichtefunktionen zu quantifizieren. Für Protonen kann mit dem beschriebenen Verfahren bis zu Impulsen von  $p = 1.3 \text{ GeV}/c$  eine solche Parametrisierung erzielt werden. Für geladene Pionen ist ab Impulsen von etwa  $500 \text{ MeV}/c$  eine Extrapolation der Verteilungsdichte zu höheren Impulsen erforderlich. Für Elektronen und Positronen müssen aus Simulationsdaten impulsunabhängige Breiten  $\sigma_\beta(e^\pm)$  abgeschätzt und an die experimentelle Auflösung der Geschwindigkeitsmessung angepasst werden. Der Hauptgrund hierfür ist die geringe  $e^+/e^-$ -Statistik, die es nicht gestattet, bei Impulsen über  $p \approx 300 \text{ MeV}/c$  eine

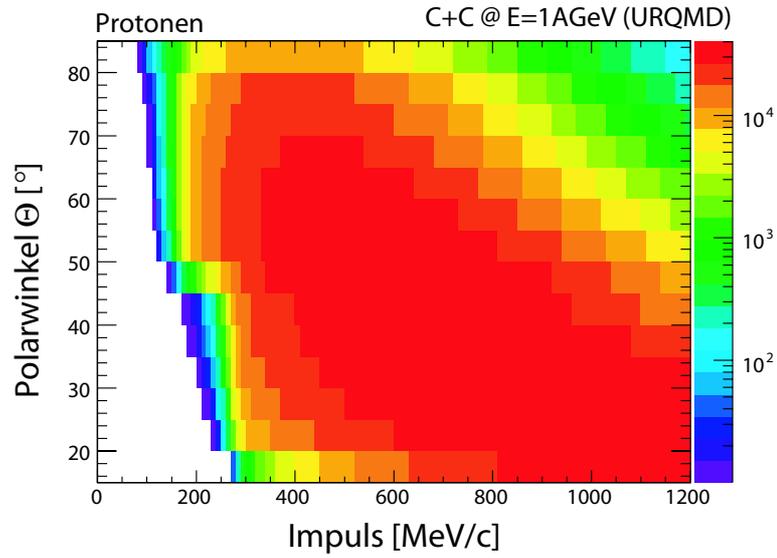
im Impuls *und* Polarwinkel differenzielle Verteilungsdichte zu ermitteln. Ausserdem ist im Impuls-Geschwindigkeitsdiagramm die Trennung der  $e^+/e^-$ -Spuren von geladenen Pionen nicht bzw. nur ungenügend möglich.



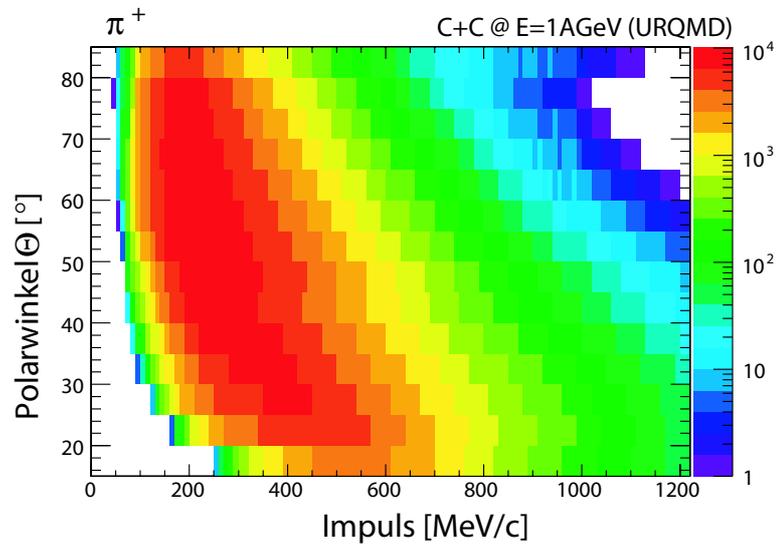
**Abbildung 3.20:** Geschwindigkeitsverteilung experimentell rekonstruierter Teilchenspuren mit Impulsen  $230 \text{ MeV}/c < p < 240 \text{ MeV}/c$  und mit Polarwinkeln  $30^\circ < \Theta < 50^\circ$

Die Form der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen  $\hat{P}(\beta|\mathcal{S}, p, \Theta)$  ist unabhängig vom untersuchten Kollisionssystem und muss nur bestimmt werden, wenn sich die Impuls- bzw. Geschwindigkeitsauflösung des Spektrometers ändert. Die Multiplizitäten  $\mathcal{G}_i$  der verschiedenen Spezies und damit die A-priori-Wahrscheinlichkeiten hingegen hängen von Systemgröße und Einschussenergie ab und müssen für jedes Experiment aus den gemessenen oder simulierten Daten ermittelt werden. Für die Analyse der Daten aus dem Experiment C+C bei  $E = 1 \text{ AGeV}$  stehen derzeit nur Teilchenmultiplizitäten aus der UrQMD Simulation zur Verfügung [Mou07]. Ein Abgleich mit gemessenen Multiplizitäten ist in Vorbereitung.

Für die Berechnung der A-priori-Wahrscheinlichkeiten  $\mathcal{P}_i(p, \Theta)$  gemäß Gleichung 3.7 ist es ausreichend, die Multiplizitäten  $\mathcal{G}_i(p, \Theta)$  aus einer Untermenge der Daten zu bestimmen. Voraussetzung ist lediglich, dass die Größe des dabei verwendeten Ereignisensembles für alle Spezies identisch ist. Abbildung 3.21 bis 3.23 zeigen die in einem Ensemble von etwa  $10^7$  UrQMD-Ereignissen ermittelten Häufigkeiten von Protonen,  $\pi^+$  und  $e^+$  als Funktion von Impuls und Polarwinkel. Wegen der geringen Leptonenstatistik bei großen Impulsen und Polarwinkeln wurden die Verteilungen aus dem Bereich kleinerer Impulse unter der Annahme eines exponentiellen Abfalls extrapoliert. Man erkennt deutlich, dass bei Impulsen  $p > 700 \text{ MeV}/c$  die Intensitäten der Protonen um 4 bis 5 Größenordnungen über den Intensitäten der Positronen liegen. Entsprechend wichtig ist eine effiziente Hadronenunterdrückung und  $e^+/e^-$  Identifikation im RICH und im PreShower-Detektor.



**Abbildung 3.21:** Protonen-Multiplizität  $\mathcal{G}_p$  als Funktion von Impuls und Polarwinkel in  $10^7$  UrQMD-Ereignissen.

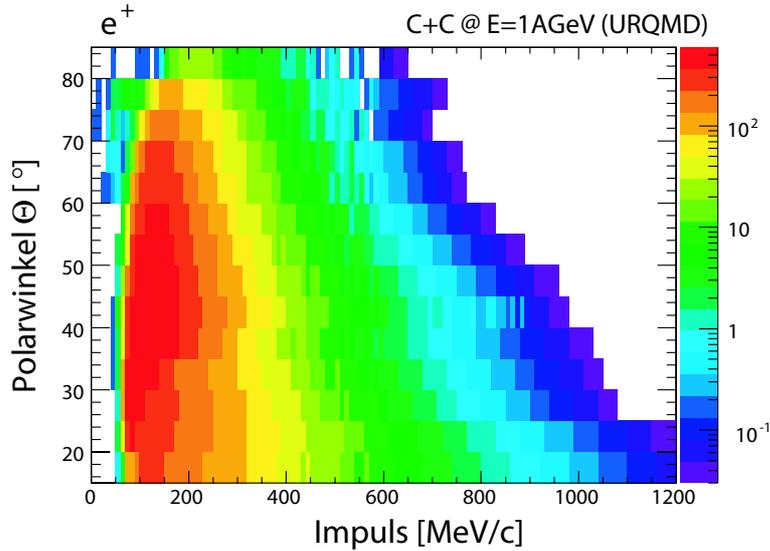


**Abbildung 3.22:** Multiplizität  $\mathcal{G}_{\pi^+}$  positiv geladener Pionen als Funktion von Impuls und Polarwinkel in  $10^7$  UrQMD-Ereignissen.

### 3.7.3 Extraktion von $e^+/e^-$ -Signaturen aus dem Experiment

#### RICH-Detektor

Um die unvollkommene Reproduktion des Detektorverhaltens in der Simulation bei der Analyse von experimentellen Daten zu umgehen, wird zur Gewinnung der Teilchensi-



**Abbildung 3.23:** Positronen-Multiplicität  $\mathcal{G}_{e^+}$  für Positronen als Funktion von Impuls und Polarwinkel in  $10^7$  UrQMD-Ereignissen.

gnaturen für den RICH und den PreShower-Detektor folgendes Verfahren verwendet: Zunächst werden alle gemessenen Ringe verworfen, die wenigstens eine der folgenden Mindestvoraussetzungen *nicht* erfüllen:

- Pattern-Matrix-Güte  $PMG > 200$
- Mittlere Ladung  $\langle C \rangle > 5$

Diese Einschränkungen verwerfen wie in Kapitel 3.6 diskutiert quasi keine  $e^+/e^-$ -Spuren. Temperatur- und ratenabhängige zeitliche Schwankungen des elektronischen Rauschens in einzelnen Sektoren des RICH führen jedoch in der Analyse zur Erkennung von Ringen mit extrem kleinen Werten der Güte-Parameter. Diese werden durch die Mindestanforderungen zuverlässig unterdrückt. Danach werden in den Driftkammern und META-Detektoren rekonstruierte Spuren selektiert, die sich aus kinematischen Gründen eindeutig einer hadronischen oder leptonischen Spezies zuordnen lassen. Zu diesem Zweck werden sowohl für Simulations- als auch für Experimentdaten die in Abbildung 3.24 abgegrenzten Bereiche ausgewählt. Damit das Verfahren für beide Datensätze vollständig identisch bleibt, wird in den Simulationsdaten bei der Ermittlung der Teilchenspezies darauf *verzichtet*, die vorhandene Teilchen-Informationen aus dem Generator zu verwenden. Eine Spur wird nach diesem Schema als Elektron bzw. Positron behandelt, wenn Sie folgende Bedingungen erfüllt:

- $p < 400 \text{ MeV}/c$
- $\beta > 0.85$

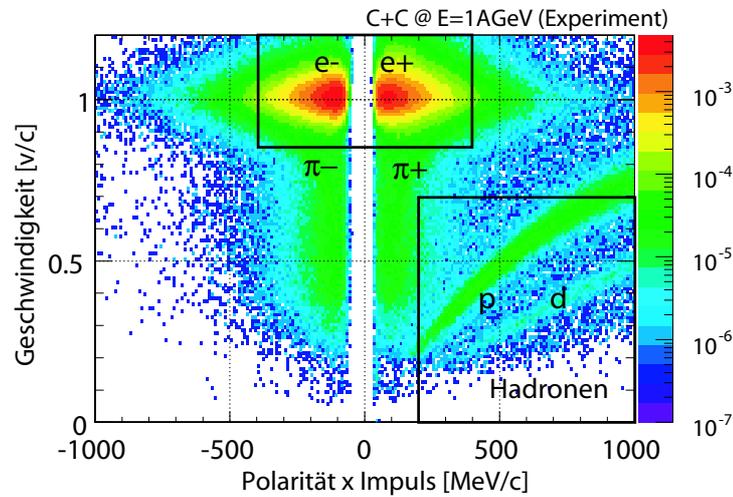
Um als Hadron zu gelten, muss die Spur folgenden Kriterien genügen:

- $p > 200 \text{ MeV}/c$

- $\beta < 0.7$

Deuteronen, Protonen und Pionen erzeugen kein RICH-Signal und sind nur zufällig mit Ringen korreliert. Die Teilchensorte hat also keinen Einfluß auf die Eigenschaften der Ringe. Da der RICH keine Signatur zur Trennung verschiedener Hadronen liefert, muss für die Wahrscheinlichkeitsdichten zwischen den hadronischen Spezies nicht weiter differenziert werden. Die mathematische Formulierung für die Nicht-Unterscheidbarkeit hadronischer Teilchen mit dem RICH lautet:

$$\hat{P}_d(PMQ, \langle C \rangle | p, \Theta) = \hat{P}_p(PMQ, \langle C \rangle | p, \Theta) = \hat{P}_{\pi^\pm}(PMQ, \langle C \rangle | p, \Theta) \quad (3.8)$$

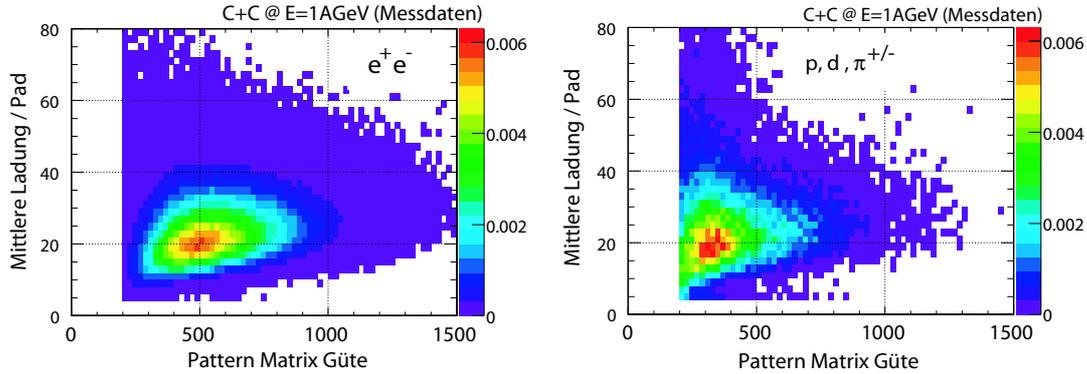


**Abbildung 3.24:** Kinematische Selektion von  $e^+/e^-$ -Spuren und hadronischen Trajektorien. Ringe die einer in den markierten Gebieten liegenden Spur zugeordnet sind, werden zur Bestimmung der Verteilungen der Meßgrößen  $PMQ$  und  $\langle C \rangle$  verwendet.

In den in Abbildung 3.24 abgegrenzten Gebieten werden die Verteilungen der Ringparameter ermittelt. Es darf dabei vorausgesetzt werden, dass nach der Eliminierung aller Spuren *ohne* Ring in dem mit  $e^+/e^-$  markierten Gebiet die leptonenischen Teilchenspezies stark dominieren. Hingegen sind für das zweite Gebiet keine echten Leptonen zu erwarten und das Spektrum ist von Ringen dominiert, die durch elektronisches Rauschen oder geladene Teilchen erzeugt werden, die den Photonendetektor durchqueren. Da - wie in der Abbildung erkennbar ist - eine Impulsselektion stattfindet, die Parameter aber universell für alle Impulse angewendet werden sollen, wird implizit vorausgesetzt, dass die Eigenschaften eines Rings für eine gegebene Teilchenart *impulsunabhängig* sind:

$$\hat{P}(PMG, \langle C \rangle | p, \Theta) = \hat{P}(PMG, \langle C \rangle | \Theta) \quad (3.9)$$

Diese Annahme trifft bei  $e^+/e^-$ -Impulsen  $p \geq 30$  MeV/c für die erzeugten Cherenkov-Ringe sicherlich zu, da für den Energieverlust durch Cherenkov-Strahlung und für den Öffnungswinkel des Cherenkov-Kegels nur die Geschwindigkeit der Teilchen relevant ist und für alle Elektronen und Positronen  $\beta \approx 1$  gilt. Da Hadronen im RICH wegen



**Abbildung 3.25:** Zweidimensionale Verteilung von gemessener mittlerer Ladung pro ansprechendem Pad und Pattern-Matrix-Güte für Ringe, die in Abbildung 3.24 einem  $e^+/e^-$  (**links**) bzw. einem Hadron (**rechts**) zugeordnet wurden.

der hohen Cherenkov-Schwelle kein eigenes Signal erzeugen, beeinflusst ihr Impuls auch nicht die Eigenschaften von zufällig korrelierten Ringen. Die Impulsunabhängigkeit der Ringeigenschaften wurde auch in Simulationen bestätigt.

In Abbildung 3.25 werden die zweidimensionalen Verteilungen von Pattern-Matrix-Güte und mittlerer Ladung pro Pad für die beiden kinematischen Bereiche dargestellt. Für mit  $e^+/e^-$ -Spuren korrelierte Ringe sind deutlich höhere Werte für die Pattern-Matrix-Güte sichtbar. Die Verteilung der mittleren Ladung  $\langle C \rangle$  erlaubt in der eindimensionalen Projektion (siehe Abbildung 3.12) noch keine Unterscheidung von Cherenkov-Ringen und Untergrundringen. In der zweidimensionalen Darstellung zeigen sich für beide Ringarten hingegen unterschiedliche Korrelationen mit der Pattern-Matrix-Güte, wodurch die Verteilungen besser getrennt werden können.

Für den RICH ist prinzipiell auch die Abhängigkeit der Weglänge der Teilchen im Radiator vom Polarwinkel zu berücksichtigen. Sie führt zu Emission unterschiedlich vieler Cherenkov-Photonen für verschiedene Emissionswinkel und damit zu unterschiedlichen Dichteverteilungen für die Pattern Matrix Güte. Wegen der begrenzten Statistik wird der RICH nur in zwei Polarwinkelbereiche ( $18^\circ \leq \Theta < 45^\circ$  und  $45^\circ \leq \Theta < 90^\circ$ ) unterteilt, in denen die zweidimensionalen Wahrscheinlichkeitsdichten  $\hat{P}_i(PMG, \langle C \rangle | \Theta)$  aller Teilchenarten ermittelt werden. Um die Observablen *Zentroid* ( $Z$ ) und *Padanzahl* ( $N_{pads}$ ) für die wahrscheinlichkeitsbasierte Analyse nutzen zu können, ist eine Korrelationsanalyse aller verwendeten RICH-Observablen notwendig. Entsprechende Voruntersuchungen wurden durchgeführt und eine Erweiterung der Methode ist in Vorbereitung.

### PreShower-Detektor

Wie in Kapitel 3.5.3 diskutiert wurde, spielt für Elektronen bzw. Positronen der Energieverlust durch Emission von Bremsstrahlung im PreShower-Detektor eine wichtige Rolle. Da dieser Prozess von der Teilchenenergie bzw. dem Teilchenimpuls abhängt, müssen die Wahrscheinlichkeitsdichten für verschiedene Impulsbereiche individuell bestimmt und normiert werden. Um insbesondere bei hohen Impulsen zuverlässig  $e^+/e^-$  bzw. Hadronen aus dem Teilchenensemble zu selektieren, das für die Konstruktion

der teilchenspezifischen PDFs benutzt wird, müssen also zusätzliche Kriterien definiert werden: Für die  $e^+/e^-$ -PDF werden nur Teilchen berücksichtigt, die *negative* Ladung haben. Dies eliminiert den dominanten Untergrund von zufällig mit einem Ring korrelierten Protonenspuren. Da die Emission von Cherenkov-Strahlung nicht vom Vorzeichen der Ladung abhängt, können die gewonnenen Verteilungsdichten sowohl auf Elektronen als auch auf Positronen angewandt werden. Ausserdem müssen  $e^+/e^-$  Kandidaten strengere Geschwindigkeitskriterien als bei der Erzeugung der RICH PDFs erfüllen, um auch bei höheren Impulsen eine möglichst gute Trennung von schnellen Pionen zu ermöglichen. Die Ringschwellen für die Pattern-Matrix-Güte und die mittlere Ladung werden nicht verändert, wodurch sich folgende Bedingungen an einen  $e^+/e^-$ -Kandidaten ergeben:

- *Negative* Polarität
- Korrelation mit einem Ring
- Pattern-Matrix-Güte  $PMG > 200$
- Mittlere Ladung  $\langle C \rangle > 5$
- $\beta > 0.85$

Bei Impulsen  $p > 500$  MeV/c haben Protonen und geladene Pionen gleicher Geschwindigkeit zwar identische Signaturen im PreShower-Detektor, mit sinkendem Impuls werden jedoch in Simulationsrechnungen Abweichungen sichtbar. Um eine Wahrscheinlichkeitsdichte für Pionen zu erzeugen, werden Teilchen ausgewählt, die folgenden Bedingungen genügen:

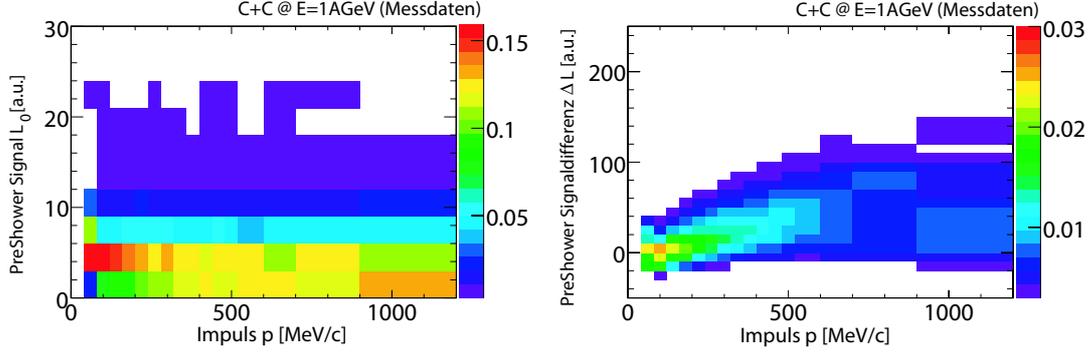
- *Negative* Polarität
- *Keine* Korrelation mit einem Ring

Durch die erste Bedingung werden Protonen unterdrückt. Spuren von Elektronen ohne Ring spielen nach Anwendung des zweiten Kriteriums wegen ihrer kleinen absoluten Zahl keine Rolle bei der Erzeugung der Verteilungsdichten.

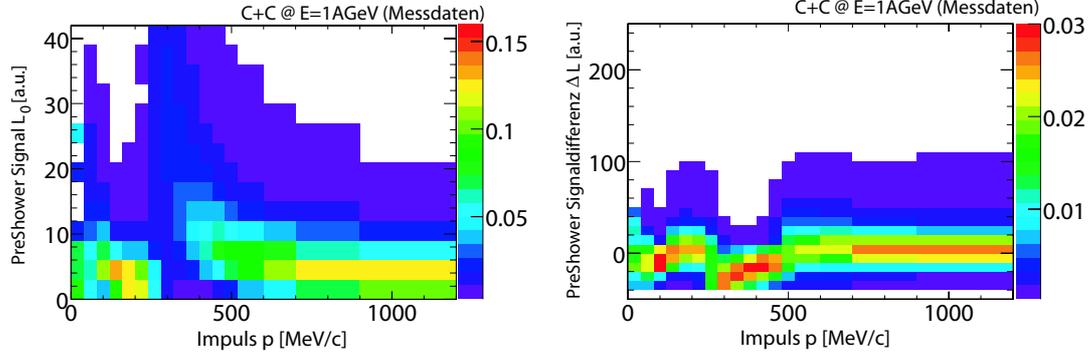
Für die Erzeugung der Protonen-PDF werden nur Spuren verwendet, die folgende Anforderungen erfüllen:

- *Positive* Polarität
- *Keine* Korrelation mit einem Ring
- $\beta < 0.8$ .

Für die Bayessche Analyse wird nicht nur die in Kapitel 3.5.3 eingeführte Ladungsdifferenz  $\Delta L$  in den PreShower Kammern vor und hinter den Konvertern verwendet. Als zweite Observable wird die vor dem Konverter deponierte Ladung  $L_0$  berücksichtigt. Abbildungen 3.26 und 3.27 zeigen die sich ergebenden Verteilungen von  $\Delta L$  und  $L_0$  als Funktion von Impuls und Polarwinkel für Spuren, die mit den obigen Kriterien Elektronen bzw. Protonen zugeordnet wurden.



**Abbildung 3.26:** Verteilung der PreShower-Ladungssignale  $L_0$  (links) und  $\Delta L$  (rechts) für Spuren, die Elektronen zugeordnet sind. Die Verteilungen sind in jedem Impulsintervall auf ein Integral von 1 normiert.



**Abbildung 3.27:** Verteilung der PreShower-Ladungssignale  $L_0$  (links) und  $\Delta L$  (rechts) für Spuren, die Protonen zugeordnet sind. Die Verteilungen sind in jedem Impulsintervall auf ein Integral von 1 normiert.

Die Form der Verteilung von  $L_0$  in Abbildung 3.26 zeigt für Elektronen bzw. Positronen keine Impulsabhängigkeit. Die Ladungsdifferenz  $\Delta L$  steigt mit zunehmendem Impuls an und die Verteilung wird breiter. Diese Beobachtung stimmt gut mit den Simulationsergebnissen aus Abbildung 3.14 überein. Für Protonen sind drei Bereiche zu unterscheiden: Unterhalb von  $p \approx 200$  MeV/c werden Protonen durch das Magnetfeld aus der Akzeptanz des HADES Spektrometers entfernt, daher zeigen die Verteilungsdichten in diesem Bereich Unstetigkeiten. Spuren unterhalb von 200 MeV/c, die dennoch die Kriterien für Protonen erfüllen, wurden entweder mit falschem Impuls rekonstruiert oder stammen von positiv geladenen Pionen. Die unvollständige Trennung von  $\pi^+$  und Protonen in diesem Bereich hat keinen Einfluß auf die Teilchenidentifikation, da die Protonengewichte  $\mathcal{G}_p$  im PreShower Bereich ( $\Theta < 44^\circ$ ) für Impulse  $p < 200$  MeV/c verschwinden (Siehe Abbildung 3.21) und die Dichteverteilung für geladene Pionen separat modelliert wurde.

Wie in Kapitel 3.5.3 diskutiert, erleiden Protonen mit Impulsen  $250 \text{ MeV/c} < p < 550 \text{ MeV/c}$  im PreShower einen so großen Energieverlust, dass sie den Konverter nicht durchdringen können. Entsprechend wird das Differenzsignal  $\Delta L$  negativ. Für Impul-

se jenseits 550 MeV/c ist der Energieverlust vor und hinter dem Konverter in etwa identisch und  $\Delta L$  liegt bei Werten um 0. Auch dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Simulation (vgl. Abbildung 3.14). Für den PreShower-Detektor hängt die Charakteristik des elektromagnetischen Schauers nicht signifikant vom Polarwinkel der Spur ab. Daher darf in der Wahrscheinlichkeitsdichte die Bedingtheit bezüglich  $\Theta$  weggelassen werden:

$$\hat{P}_i(\Delta L|p, \Theta) = \hat{P}_i(\Delta L|p) \quad (3.10)$$

$$\hat{P}_i(L_0|p, \Theta) = \hat{P}_i(L_0|p) \quad (3.11)$$

### 3.7.4 Modifikation von Wahrscheinlichkeitsdichten

Eine Besonderheit des HADES-Spektrometers ist die Hadronenblindheit des RICH. Diese Eigenschaft wirkt im Zusammenhang mit der probabilistischen Teilchenidentifikation mehrere Fragen auf:

- Auf welche Weise sind Spuren, für die ein Detektor kein Signal liefern *kann*, die also insbesondere keinen Ring haben, formal unter Verwendung des Bayesschen Satzes einer Teilchenspezies zuzuordnen?
- Können sie unter Umständen trotz fehlender Ringsignatur als  $e^+/e^-$  identifiziert werden?
- Wie müssen die RICH-Wahrscheinlichkeitsdichten gegebenenfalls modifiziert werden, damit die Anwendung des Bayesschen Theorems korrekte Ergebnisse liefert?

Die ersten beiden Fragen sind eindeutig zu beantworten: Liegt kein RICH Signal vor, wird die Teilchenspur in der weiteren Analyse in keinem Fall als  $e^+/e^-$ -Kandidat behandelt. Der Grund ist, dass die meisten  $e^+/e^-$ , die zu keinem Ring im RICH führen, von Sekundärprozessen (Konversion,  $\delta$ -Elektronen) hinter dem RICH-Gasradiator stammen. Sie sind für die Analyse nicht von Interesse. Wird kein Ring gefunden, ist der Wert  $\hat{P}(PMG, <C> | \mathcal{S}, p, \Theta)$  für die Wahrscheinlichkeitsdichte nicht definiert und der RICH wird für die Identifikation solcher Spuren nicht verwendet. Die PreShower-Information wird für die Analyse solcher Spuren ebenfalls nicht ausgewertet. Da das Teilchen wegen des Fehlens eines Rings *prinzipiell* nicht als  $e^+$  oder  $e^-$  in Frage kommt, besteht auch kein Risiko, das  $e^+$ -Ensemble durch Protonen zu verunreinigen. Liegt also kein Ring vor, kann eine Spur nur einer hadronischen Spezies zugewiesen werden. Die Teilchenidentifikation basiert dann ausschließlich auf Impuls- und Flugzeitinformation.

Für die Beantwortung der letzten Frage sind folgende Überlegungen notwendig:

1. Die Teilchengewichte  $\mathcal{G}_i$  und Detektorsignaturen  $\hat{P}_i$  sollen soweit möglich aus Messgrößen gewonnen werden. Modellannahmen bezüglich der Verteilung der Teilchen ausserhalb der Akzeptanz werden daher nicht gemacht. Entsprechend sind stets nur Teilchenensembles in der Akzeptanz des Spektrometers relevant.
2. Die Gewichte und Dichteverteilungen beziehen sich stets auf ein bestimmtes Teilchen- bzw. Ereignisensemble. Nur Gewichte und Wahrscheinlichkeitsdichten,

die aus dem *gleichen* Ensemble gewonnen wurden, sind miteinander im Sinne Bayesscher Wahrscheinlichkeit kombinierbar! Die getroffenen Wahrscheinlichkeitsaussagen sind auch nur für das so gewonnene Teilchenensemble korrekt.

3. Die Gewichte  $\mathcal{G}_i$  der Teilchenspezies sind in Ereignissen mit positiver Triggerentscheidung zweiter Stufe anders als in Ereignissen, für die lediglich ein positiver Trigger erster Stufe gefordert wurde. Der Grund ist vor allem die Bedingung, dass für einen positiven Trigger zweiter Stufe ein Ring gefunden werden muss. Dies reichert die Anzahl der Elektronen und Positronen gegenüber den in LVL1-Ereignissen zu erwartenden Multiplizitäten stark an.

Die für die Teilchenidentifikation verwendeten Teilchengewichte  $\mathcal{G}_i$  stammen aus Ereignissen mit positiven Triggerentscheidungen *erster* Stufe. Sie werden *ohne* Berücksichtigung der Triggerentscheidung zweiter Stufe und insbesondere unabhängig von Signalen im RICH erzeugt. Dies ist notwendig, da für die Untersuchung hadronischer Reaktionsprodukte, insbesondere für den Vergleich mit Daten anderer Experimente, eine Multiplizitätsanalyse in *allen* durch den LVL1-Zentralitätstrigger ausgewählten Ereignissen durchgeführt werden muss. Zur Erzeugung der kinematischen Dichteverteilungen und für die Normierung der Leptonenpaarspektren (siehe Kapitel 4.2) muss die Hadronenproduktion ebenfalls mit hinreichender Statistik gemessen werden. Darüberhinaus ist die Abbildung der Triggerentscheidung zweiter Stufe in der Simulationssoftware mit sehr großen Unsicherheiten und vielen Modellannahmen verbunden, wodurch der Vergleich mit dem Experiment erschwert wird.

Zur Erzeugung der Wahrscheinlichkeitsdichten für den RICH werden hingegen nur Spuren herangezogen, die mit einem Ring korreliert sind (siehe Kapitel 3.7.3). Den Bedingungen für die Wahrscheinlichkeitsdichte  $\hat{P}(PMG, \langle C \rangle | p, \Theta)$  ist also streng genommen hinzuzufügen, dass überhaupt ein Ring vorliegt:

$$\hat{P}(PMG, \langle C \rangle | p, \Theta) = \hat{P}(PMG, \langle C \rangle | p, \Theta, RING) \quad (3.12)$$

Die Dichtefunktion und die Gewichte werden also, anders als oben in Bedingung 2 gefordert, aus *unterschiedlichen* Spurensamples erzeugt! Gesucht wird nun eine RICH-Wahrscheinlichkeitsdichte  $\hat{P}'(PMG, \langle C \rangle | p, \Theta)$ , die mit den Teilchengewichten kompatibel und formal für *alle* LVL1-Spuren anwendbar ist. Da den meisten im Spektrometer rekonstruierten Spuren kein sinnvoller Wert für Pattern-Matrix-Güte und mittlere Ladung zugeordnet werden kann, wird Ihnen vorübergehend ein *negativer, unphysikalischer Wert*  $PMG_u$  bzw.  $\langle C \rangle_u$  zugewiesen, der ausdrückt, dass kein Signal im RICH vorliegt. Die Wahrscheinlichkeitsdichte  $\hat{P}(PMG, \langle C \rangle | p, \Theta)$  wird um diese unphysikalischen Werte  $PMG_u$  und  $\langle C \rangle_u$  erweitert, wodurch sie stark verzerrt wird (siehe Abbildung 3.28). Nur ein Bruchteil  $f_p$  bzw.  $f_{\pi^\pm}$  aller Protonen und geladenen Pionen aus LVL1-Ereignissen ist *zufällig* mit einem Ring korreliert und hat deshalb einen positiven Wert für die Ringsignaturen:

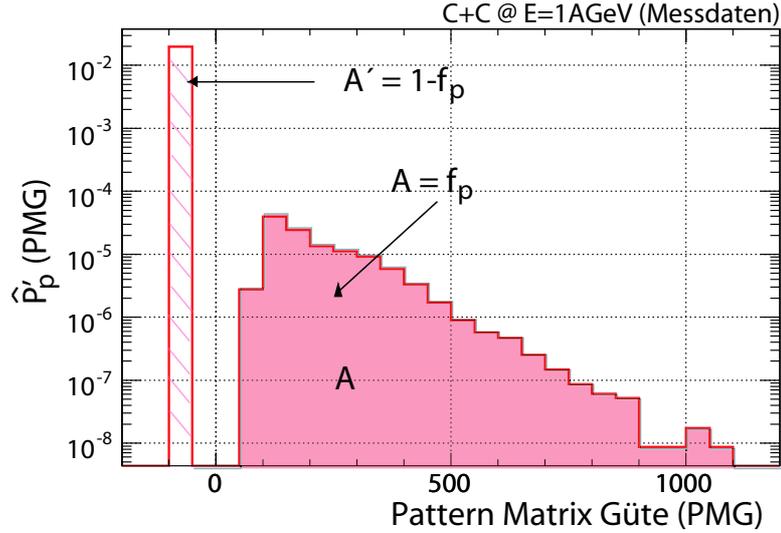
$$f_i(LVL1) = \frac{N_i(LVL1|RING)}{N_i(LVL1)}; \quad i \in \{p, \pi^\pm\} \quad (3.13)$$

Den allermeisten Hadronen werden hingegen die unphysikalischen (negativen) Standardwerte ( $PMG_u, \langle C \rangle_u$ ) zugewiesen. Auch für  $e^+/e^-$ -Spuren ist der Bruchteil  $f_{e^\pm}$

verschieden von 1, da hinter dem Radiator gebildete Konversionsleptonen und  $\delta$ -Elektronen kein Ringsignal erzeugen können.

Abbildung 3.28 zeigt beispielhaft in einer Dimension die *erweiterte* Dichteverteilung  $\hat{P}'_p(PMG)$  für Protonen, die sich nun auf das *gleiche* Spurensensemble bezieht, aus dem die Teilchengewichte  $\mathcal{G}_i$  ermittelt wurden. Falls eine Spur *ohne* Ring vorliegt, gilt gemäß Abbildung 3.28:

$$\hat{P}'_p(PMG, \langle C \rangle) = \hat{P}'_p(PMG_u, \langle C \rangle_u) \quad (3.14)$$



**Abbildung 3.28:** Erweiterte RICH-Wahrscheinlichkeitsdichte  $\hat{P}'_p(PMG)$  für Protonen in LVL1 Ereignissen. Der schraffierte Bereich  $A'$  repräsentiert die Erweiterung für Spuren *ohne* Ring. Die Fläche  $A$  unter der Verteilung für  $PMG > 0$  entspricht dem Bruchteil  $f_p$ .

Der RICH wird in diesem Fall nicht zur Identifikation benutzt, daher ist die explizite Angabe eines Dichtewerts  $\hat{P}'_p(PMG_u, \langle C \rangle_u)$  aber nicht notwendig. Die Implementation der modifizierten Wahrscheinlichkeitsdichten  $\hat{P}'_p(PMG, \langle C \rangle)$  erfolgt stattdessen, indem bei Anwendung des Bayesschen Satzes die ursprünglichen auf ein Integral von 1 normierten Dichteverteilungen  $\hat{P}_{p,\pi^\pm,e^\pm}(PMG, \langle C \rangle)$  mit dem jeweiligen Bruchteil  $f_{p,\pi^\pm,e^\pm}$  multipliziert werden. Für die Berechnung der Wahrscheinlichkeit werden die skalierten Dichtewerte benutzt:

$$\hat{P}'_{p,\pi^\pm,e^\pm}(PMG, \langle C \rangle) = f_{p,\pi^\pm,e^\pm} \cdot \hat{P}_{p,\pi^\pm,e^\pm}(PMG, \langle C \rangle) \quad (3.15)$$

Der PreShower-Detektor kann anders als der RICH *alle* geladenen Teilchen nachweisen. Das Signal *für eine gegebene Teilchenart* ist ausserdem unabhängig davon, ob das Teilchen mit einem Ring korreliert ist oder nicht. Die Wahrscheinlichkeitsdichten sind also auf alle Spuren aus dem LVL1 Ereignisensemble anwendbar und die Dichtefunktionen  $\hat{P}(\Delta L|p)$  und  $\hat{P}(L_0|p)$  müssen nicht modifiziert werden.

### 3.7.5 Experimentelle Bestimmung der Modifikationsparameter

Der Normierungsfaktor für Protonen  $f_p(p)$  wird experimentell bestimmt, indem man für einen Satz von Ereignissen mit positivem Trigger erster Stufe die Impuls-Geschwindig-

keits-Verteilung aller Spuren *mit Ring* ermittelt und diese anschließend durch die gleiche Verteilung *ohne* Bedingung auf ein RICH-Signal dividiert. Der so gewonnene Quotient  $f(p, \beta)$  ist in Abbildung 3.29 für Spuren positiver Polarität gezeigt, die bei Polarwinkeln größer als  $\Theta = 45^\circ$  emittiert werden.

Um aus dieser Darstellung Werte für  $f_p(p)$  zu erhalten, wird die relativistischen kinematischen Sollkurve verwendet:

$$\beta_p(\text{ideal}) = p/(m_p \cdot \gamma) \quad (3.16)$$

In jedem Impulsintervall wird nun der Mittelwert von  $f(p, \beta)$  in einem endlichen Geschwindigkeitsintervall  $\Delta\beta$  bestimmt:

$$f_p(p) = \langle f_p(p, \beta) \rangle_{\Delta\beta}; \quad \Delta\beta = \{\beta_p(\text{ideal}) - 0.05, \beta_p(\text{ideal}) + 0.05\} \quad (3.17)$$

Um der Polarwinkelabhängigkeit der Hadronenemission sowie der sektorspezifischen Charakteristik des RICH-Systems Rechnung zu tragen, wird dieses Verfahren sektorweise und getrennt für Polarwinkel größer bzw. kleiner als  $45^\circ$  angewendet. Abbildung 3.30 zeigt die gemessenen Werte von  $f_p$  für einen Sektor des HADES Spektrometers als Funktion des Impulses in beiden Polarwinkelbereichen. Deutlich erkennbar ist, dass im durch den TOFinio abgedeckten Bereich der Akzeptanz etwa zwei- bis dreimal mehr Protonenspuren zufällig mit Ringen korreliert sind als bei höheren Polarwinkeln. Ursache ist die hohe Spurdichte bei kleinen Polarkoordinaten, die mit einer erhöhten Anzahl geladener Teilchen einhergeht, die die Padebene des RICH durchqueren. Hingegen hängt  $f_p$  für Impulse jenseits von  $p = 400$  MeV/c nicht wesentlich vom Spurimpuls ab. Bei kleineren Impulsen führen fehlerhafte Kombinationen von Detektortreffern in den Driftkammern und META-Systemen zu Spuren mit unphysikalischen Trajektorien und kleinen Geschwindigkeiten, die den Bruchteil  $f_p$  künstlich erhöhen. Im Rahmen einer vorläufigen Untersuchung zeigte sich, dass in diesem kinematischen Bereich die Trennung von Hadronen und  $e^+/e^-$ -Spuren anhand der  $\beta$ -Verteilungsdichten und der RICH- und PreShower-Signale robust gegen die systematische Überschätzung von  $f_p$  ist.

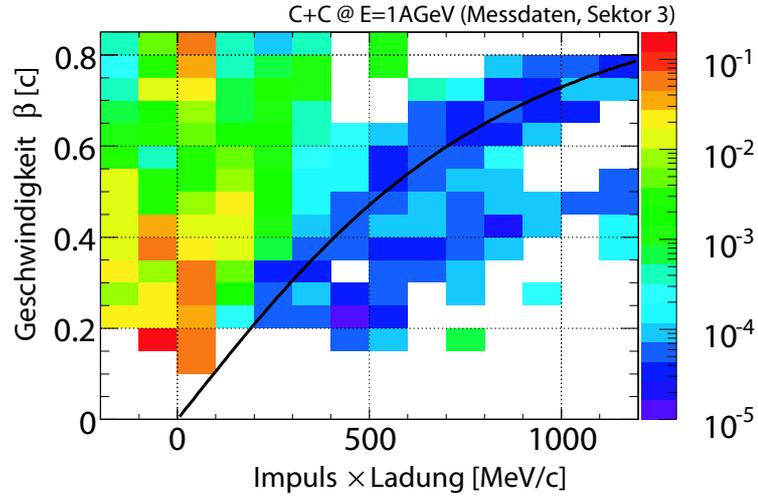
Es ist derzeit noch nicht möglich, die Normierungen  $f_{\pi^\pm}$  und  $f_{e^\pm}$  aus den experimentellen Daten zu gewinnen, da die kinematischen Verteilungen dieser Spezies teilweise überlappen. Dies führt dazu, dass wegen der endlichen Geschwindigkeitsauflösung zahlreiche  $e^+/e^-$ -Spuren von der Integration über das endliche  $\beta$ -Intervall für Pionen betroffen sind, was den Bruchteil  $f_{\pi^\pm}$  unrealistisch groß werden lässt. Daher wird für die geladenen Pionen in der weiteren Analyse angenommen, dass  $f_p \approx f_{\pi^\pm}$  gilt. In Simulationen, in denen die Trennung von  $e^+/e^-$  und  $\pi^\pm$  beliebig gut möglich ist, wurde diese Annahme sehr gut bestätigt und der Verlauf von  $f_{e^\pm}$  bestimmt.

### 3.7.6 Kombination von Wahrscheinlichkeitsdichten

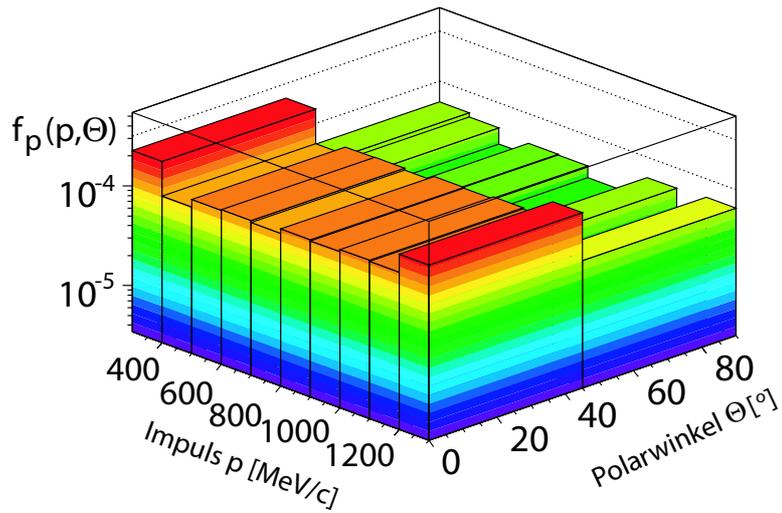
Im vorangegangenen Kapitel wurden die Bedeutung und die Erzeugung von Wahrscheinlichkeitsverteilungen  $\hat{P}(x_n | \mathcal{S}_i)$  für verschiedene detektorspezifische Beobachtungsgrößen  $x_n$  und Teilchenspezies  $\mathcal{S}_i$  diskutiert:

- RICH: Pattern-Matrix-Güte  $PMG$ , Mittlere Ladung  $\langle C \rangle$

$$\hat{P}'(PMG, \langle C \rangle | \mathcal{S}_i, p, \Theta) \equiv \hat{P}'(PMG, \langle C \rangle | \mathcal{S}_i, \Theta) \quad (3.18)$$



**Abbildung 3.29:** Der Bruchteil  $f$  aller mit einem Ring korrelierten Spuren positiver Polarität als Funktion von Impuls und Geschwindigkeit. Zur Orientierung ist die kinematische Sollkurve  $\beta(p)$  für Protonen eingezeichnet.



**Abbildung 3.30:** Der Bruchteil  $f_p(p, \Theta)$  aller mit einem Ring korrelierten Protonen in Sektor 3 als Funktion von Impuls und Polarwinkel.

- PreShower: Ladungssignale  $\Delta L, L_0$

$$\begin{aligned}\hat{P}(\Delta L|\mathcal{S}_i, p, \Theta) &\equiv \hat{P}(\Delta L|\mathcal{S}_i, p) \\ \hat{P}(L_0|\mathcal{S}_i, p, \Theta) &\equiv \hat{P}(L_0|\mathcal{S}_i, p)\end{aligned}\quad (3.19)$$

- TOF/TOFino: Teilchengeschwindigkeit  $\beta$

$$\hat{P}(\beta|\mathcal{S}_i, p, \Theta) \quad (3.20)$$

Dabei wurde, mit Ausnahme der Geschwindigkeitsverteilungen für  $e^+$  und  $e^-$ , der Normierung  $f_{e^\pm}$  und der Teilchengewichte  $\mathcal{G}_i$ , keine Simulationsinformation verwendet. Um

nun auf möglichst einfache Weise für die Anwendung des Bayesschen Theorems 3.6 eine gemeinsame Wahrscheinlichkeitsdichte  $P(\vec{x})$  für alle Observablen  $\vec{x}$  zu erzeugen, sind gewisse Überlegungen hinsichtlich der statistischen Unabhängigkeit der Messungen in verschiedenen Detektoren notwendig: Man betrachte ein Teilchen, dessen Trajektorie im PreShower-Detektor nachgewiesen wurde und das im RICH mit einem Ring korreliert ist. In diesem Fall sind alle 5 Observablen ( $\beta, \Delta L, L_0, PMG, \langle C \rangle$ ) für die Entscheidung über die Teilchensorte relevant. Für unkorrelierte Variablen kann die gemeinsame Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $P(\vec{x}|\mathcal{S}_i, p, \Theta)$  als das Produkt der einzelnen Dichten geschrieben werden:

$$\hat{P}(\vec{x}|\mathcal{S}_i, p, \Theta) = \prod_{n=1}^5 \hat{P}(x_n|\mathcal{S}_i, p, \Theta) \quad (3.21)$$

Da die Ringeigenschaften, wie in Kapitel 3.7.3 diskutiert, für Impulse über  $p = 30 \text{ MeV}/c$  weder für Hadronen noch für Elektronen von der Geschwindigkeit abhängen, können statistische Korrelationen zwischen den RICH-Observablen und den Impulsen bzw. Geschwindigkeiten der Teilchen gemäß Gleichung 3.9 ausgeschlossen werden. Für RICH- und PreShower-Observable liegt sicherlich eine *physikalische* Korrelation zwischen dem *Vorhandensein* eines Cherenkov-Rings und den Ladungssignalen  $\Delta L$  und  $L_0$  vor. Jedoch ist für eine bestimmte Teilchenart  $\mathcal{S}_i$  in einem festen Impuls- und damit Geschwindigkeitsfenster das Antwortverhalten des PreShower-Detektors unabhängig von der Signalcharakteristik des RICH. Beide Signale sind für *gegebenen* Impuls und *gegebene* Teilchenart lediglich beeinflusst von *statistischen* Schwankungen der Detektorsignale. Diese statistischen Schwankungen dürfen als unkorreliert betrachtet werden.

Für die Größen  $\Delta L$  und  $L_0$  wird derzeit eine Korrelationsanalyse durchgeführt, die jedoch noch nicht abgeschlossen ist. Im Folgenden werden die Observablen als unkorreliert angenommen, obwohl dies sicher nicht für alle Impulse und Teilchenspezies zutreffend ist. Diese Vereinfachung erlaubt es jedoch, bei gegebenem Impuls und Polarwinkel durch Multiplikation der Wahrscheinlichkeitsdichten gemäß Gleichung 3.21 eine Gesamtdichte  $\hat{P}(\vec{x}|\mathcal{S}_i, p, \Theta)$  zu berechnen. Auch ohne explizite Behandlung der Korrelationen der PreShower-Observablen erzielt die Methode sehr gute Ergebnisse (siehe Kapitel 3.8).<sup>4</sup>

### Zuweisung der Teilchensorte

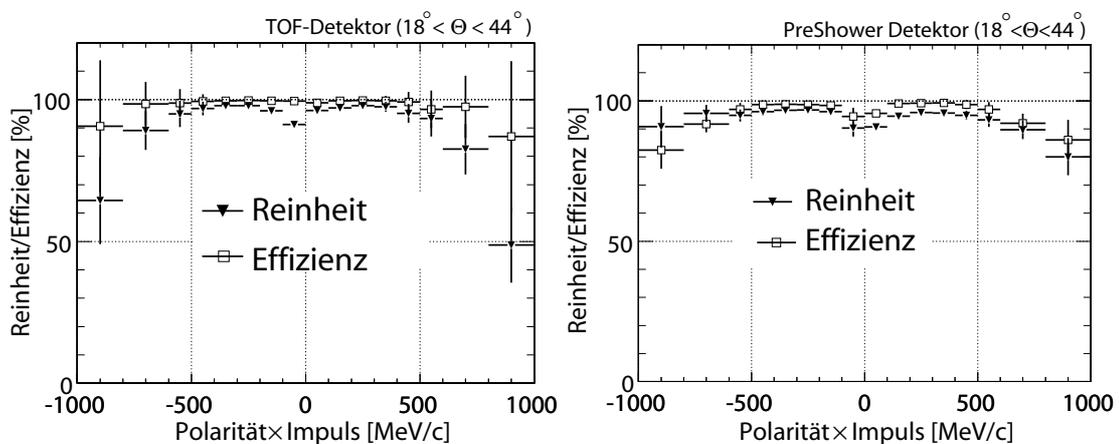
Damit sind alle Voraussetzungen erfüllt, um mittels des Bayeschen Theorems zu einer Entscheidung bezüglich der Teilchenart zu gelangen, die einer Spur zugeordnet werden soll. Allerdings kennt man für jede Spur bislang nur die *Wahrscheinlichkeit*, mit der es sich bei ihr zum Beispiel um ein Elektron oder Positron handelt. Eine Entscheidung über die endgültig zugewiesene Spezies ist noch zu treffen. Die Anzahl der *richtigen* Entscheidungen wird maximiert, wenn man jeder Spur diejenige Spezies  $\mathcal{S}_k$  zuordnet, für die die Wahrscheinlichkeit  $P(\mathcal{S}_k|\vec{x}, p, \Theta)$  maximal ist. Grundsätzlich erlaubt die Kenntnis der Wahrscheinlichkeiten auch eine stufenlose Variation der Entscheidungsschwellen. Die systematische Untersuchung einer solchen Variation steht allerdings noch

<sup>4</sup>Eine Möglichkeit, künftig Korrelationen im PreShower-Detektor korrekt zu behandeln, besteht darin, wie beim RICH eine zweidimensionale Verteilungsdichte  $\hat{P}_i(L_0, \Delta L)$  zu erzeugen. Entsprechende Erweiterungen des Verfahrens sind in Vorbereitung.

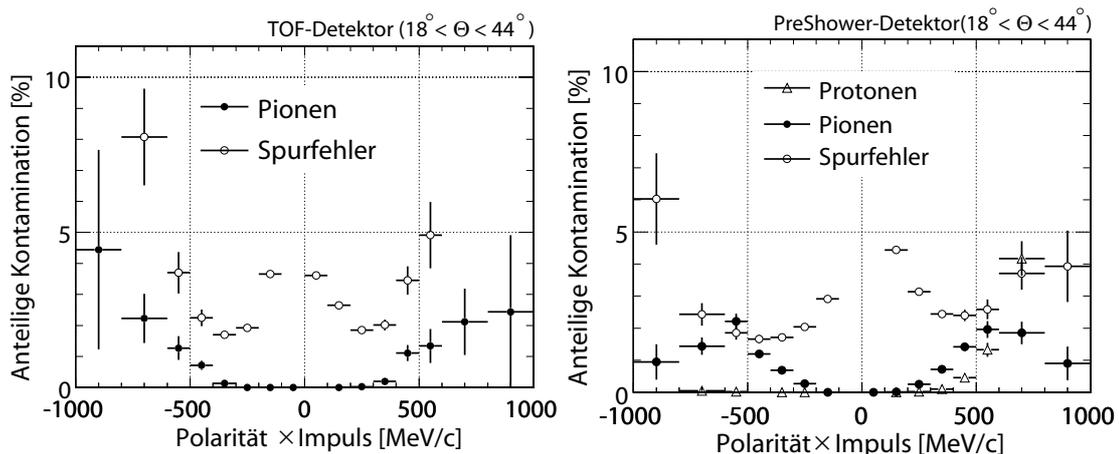
aus. Im Folgenden wird daher jeder Spur die jeweils wahrscheinlichste Teilchenart zugewiesen.

### 3.8 Güte der Bayesschen Teilchenidentifikation

Die in Kapitel 3.6 eingeführten Gütekriterien Reinheit  $\mathcal{R}_{Pid}$  und Effizienz  $\mathcal{E}_{Pid}$  der Teilchenidentifikation können aus UrQMD Simulationen auch für das probabilistische Verfahren bestimmt werden. Abbildung 3.31 zeigt  $\mathcal{R}_{Pid}$  und  $\mathcal{E}_{Pid}$  getrennt für das PreShower- bzw. das TOF-Detektorsystem. In Abbildung 3.32 wird die Zusammensetzung der Verunreinigungen gezeigt, die die Abweichung der Reinheit vom Wert 1 hervorrufen.



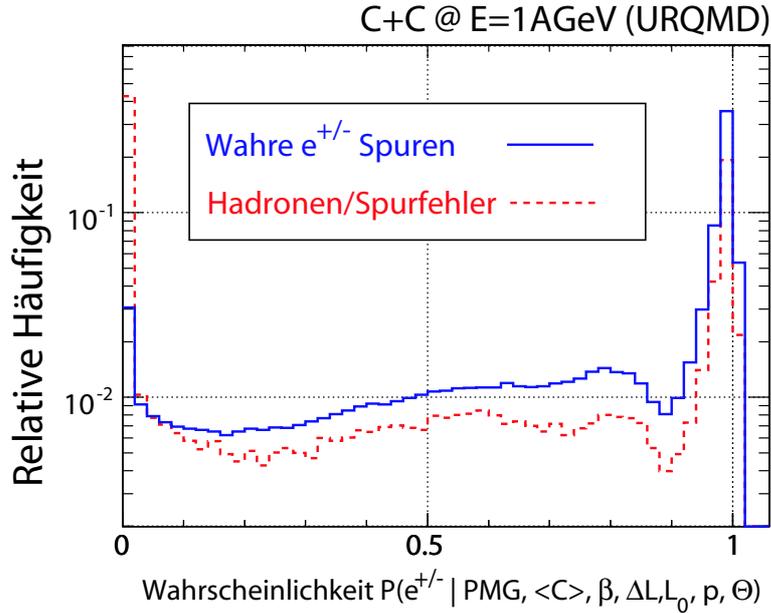
**Abbildung 3.31:** Die Reinheit und die Effizienz der Teilchenidentifikation mit dem Bayesschen Verfahren. **Links:** für die Flugzeitwand ( $18^\circ < \Theta < 44^\circ$ ). **Rechts:** für den PreShower-Detektor ( $44^\circ < \Theta < 86^\circ$ ).



**Abbildung 3.32:** Zusammensetzung der fälschlicherweise als  $e^+/e^-$  identifizierte Teilchenspuren in der Flugzeitwand und im PreShower-Detektor gemäß dem Wahrscheinlichkeitsansatz.

In beiden Systemen fällt die Effizienz niemals unter 80% und liegt für die mei-

sten Impulse nahe bei 100%. Die Reinheit zeigt im Wesentlichen die mit dem Schwellwertverfahren beobachtete Impulsabhängigkeit. In beiden Identifikationsverfahren sind die Hauptquellen von Verunreinigungen des  $e^+/e^-$ -Ensembles die in Kapitel 3.6 diskutierten *Spurfehler*. In diesem Zusammenhang sei im Vorgriff auf die Paaranalyse erwähnt, dass nahezu *alle* durch einen Spurfehler vorgetäuschten, unphysikalischen  $e^+/e^-$ -Spuren wegen ihrer engen Nachbarschaft zu mindestens einem weiteren Teilchen durch Anwendung eines Öffnungswinkelschnitts eliminiert werden können (siehe Kapitel 4.3.1), wodurch die Reinheit unabhängig von Impuls und Polarwinkel auf über 95% ansteigt.



**Abbildung 3.33:** Verteilung der gemessenen Wahrscheinlichkeitswerte für das Vorliegen eines Elektrons oder Positrons für Spuren aus der URQMD Simulation. Blau: Wahre  $e^+/e^-$ -Spuren, Rot: Vorgetäuschte Spuren, die auf Spurfehler, Hadronen und doppelt verwendete META-Treffer zurückzuführen sind. Beide Verteilungen sind auf ein Integral von 1 normiert.

Die Verteilung der Bayesschen Wahrscheinlichkeitssaussagen für das Vorliegen eines Elektrons oder Positrons  $P(e^\pm|\vec{x}, p, \Theta)$  ist von Interesse, um Aussagen über die prinzipielle Trennschärfe des Wahrscheinlichkeitsmaßes zu machen. In Abbildung 3.33 ist die in UrQMD-Simulationen gemessene Verteilung der Wahrscheinlichkeitswerte für das Vorliegen einer  $e^+/e^-$ -Spur  $P(e^\pm|\vec{x}, p, \Theta)$  aufgetragen. Es wurden alle im Spektrometer gefundenen Spuren verwendet, die mit einem Ring korreliert und somit  $e^+/e^-$ -Kandidaten sind. Die blaue Kurve zeigt die Verteilung der Wahrscheinlichkeitswerte für *wahre*  $e^+/e^-$ -Spuren. Die rote Kurve zeigt die Verteilung für durch Hadronen und Fehllassoziationen von Detektortreffern *vorgetäuschte*  $e^+/e^-$ -Kandidaten. Da hier nur die Form der Verteilungen interessiert, wurden beide Histogramme zur besseren Vergleichbarkeit auf die gleiche Fläche normiert. Die logarithmische Auftragung zeigt zwei auffällige Merkmale:

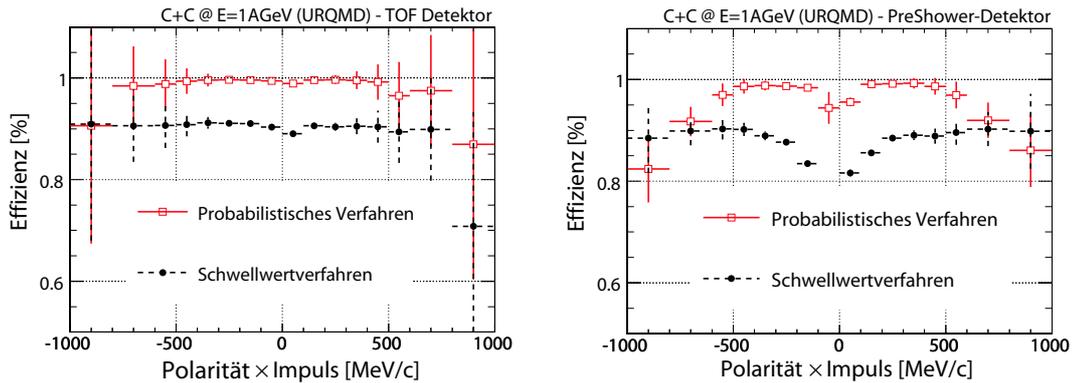
- Für die Mehrzahl der Spuren ist die Zuordnung mit absoluter Eindeutigkeit

möglich. Die Verteilungen haben ausgeprägte Maxima bei großen ( $\approx 1$ ) bzw. kleinen ( $\approx 0$ ) Wahrscheinlichkeiten. Mehr als 40% aller falschen Leptonenkandidaten haben eine  $e^+/e^-$ -Wahrscheinlichkeit von  $P(e^\pm) \approx 0!$  Dies ist nur für etwa 3% aller wahren Leptonen der Fall.

- Für falsche Leptonenspuren zeigt die Verteilung ebenfalls eine Häufung bei großen Wahrscheinlichkeiten. Dies ist zurückzuführen auf die oben erläuterten Spurfehler und doppelt verwendete META-Treffer. Insbesondere bei kleinen Öffnungswinkeln sind diese anhand der Detektorsignaturen nicht immer von echten Leptonensignalen zu unterscheiden, da die individuellen Detektortreffer meist von echten  $e^+/e^-$ -Spuren stammen, jedoch durch die endliche Detektorauflösung unphysikalische *Trefferkombinationen* entstehen.

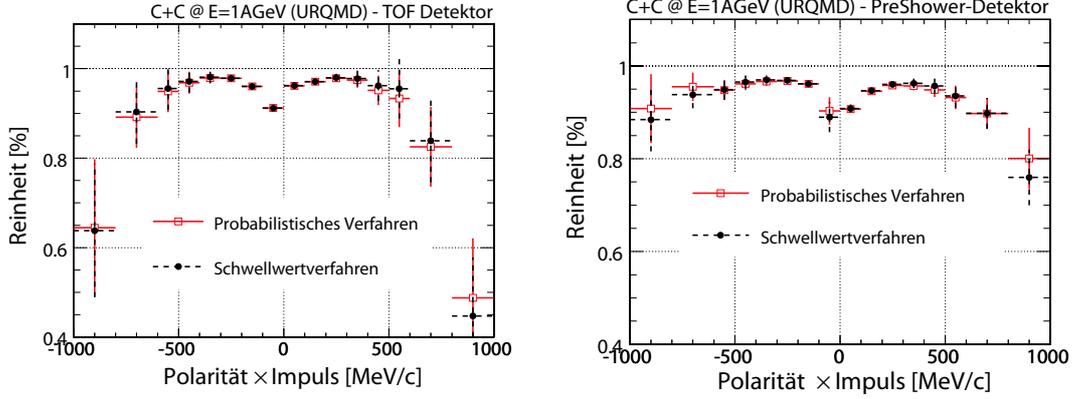
### 3.8.1 Vergleich mit dem Schwellwertverfahren

In den Abbildungen 3.34 und 3.35 werden für beide META-Systeme die Reinheiten und Effizienzen des Bayesschen Verfahrens und des Schwellwertverfahrens miteinander verglichen.



**Abbildung 3.34:** Die Effizienzen  $\epsilon_{Pid}$  der Teilchen-ID im TOF-Detektor ( $44^\circ < \Theta < 86^\circ$ ) und im PreShower-Detektor ( $18^\circ < \Theta < 44^\circ$ ) für das Schwellwertverfahren und das Bayessche Wahrscheinlichkeitsverfahren.

Man erkennt, dass die Bayessche Wahrscheinlichkeitsanalyse bei gleicher Reinheit  $\mathcal{R}_{Pid}$  in beiden META-Systemen eine verbesserte Nachweiseffizienz  $\mathcal{E}_{Pid}$  für  $e^+/e^-$ -Spuren hat. Lediglich im PreShower-System sinkt bei Impulsen  $p > 800$  MeV/c die Effizienz im Rahmen der Fehler auf bzw. unter die mit dem Schwellwertverfahren erreichten Werte. Die Verluste bei der Identifikation in diesem Bereich entstehen vor allem durch Verwechslung von  $e^+/e^-$ -Spuren mit geladenen Pionen, da die kinematischen Dichteverteilungen in diesem Bereich stark überlappen. Da sich die Reinheit ausserdem durch Anwendung von Paarselektionskriterien noch deutlich verbessern lässt (Siehe Kapitel 4.3.1), wird für die weitere Analyse - insbesondere die Bildung von  $e^+/e^-$ -Paaren - das von der Wahrscheinlichkeitsanalyse selektierte Spurensensemble verwendet. Die Verbesserung der Effizienz durch die Bayessche Analyse hat zwei Hauptursachen. Zum einen erlaubt die Verwendung der zweidimensionalen Dichteverteilung ( $\hat{P}(PMQ, <C>)$ ) im RICH eine bessere Trennung der Spezies. Zum anderen wurden

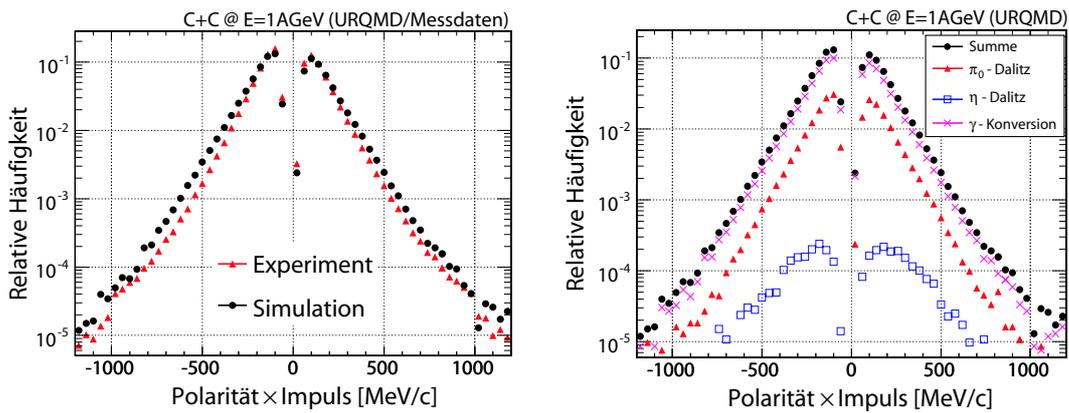


**Abbildung 3.35:** Die Reinheiten  $\mathcal{R}_{Pid}$  der Teilchen-ID im TOF-Detektor ( $44^\circ < \Theta < 86^\circ$ ) und im PreShower-Detektor ( $18^\circ < \Theta < 44^\circ$ ) für das Schwellwertverfahren und das Bayessche Wahrscheinlichkeitsverfahren.

Verluste durch die heuristischen Schwellwerte im PreShower-Detektor reduziert. Dies gelingt dank sorgfältiger Parametrisierung der Wahrscheinlichkeitsdichten für  $L_0$  und  $\Delta L$  und durch Kombination mit den RICH-Wahrscheinlichkeitsdichten.

### 3.8.2 $e^+/e^-$ -Verteilungen in Experiment und Simulation

Im Folgenden wird die Verteilung identifizierter  $e^+/e^-$ -Spuren in Simulation und Experiment gegenübergestellt. Hierzu eignet sich aus zwei Gründen der UrQMD-Datensatz sehr gut. Zum einen wird in Transportrechnungen hadronischer Untergrund und damit verbundene Fehlerquellen in der  $e^+/e^-$  Identifikation realistisch simuliert, zum anderen wurden für die Produktionsraten und die elektromagnetischen Verzweigungsverhältnisse der einzelnen  $e^+/e^-$ -Quellen realistische Werte aus unabhängigen Messungen verwendet.

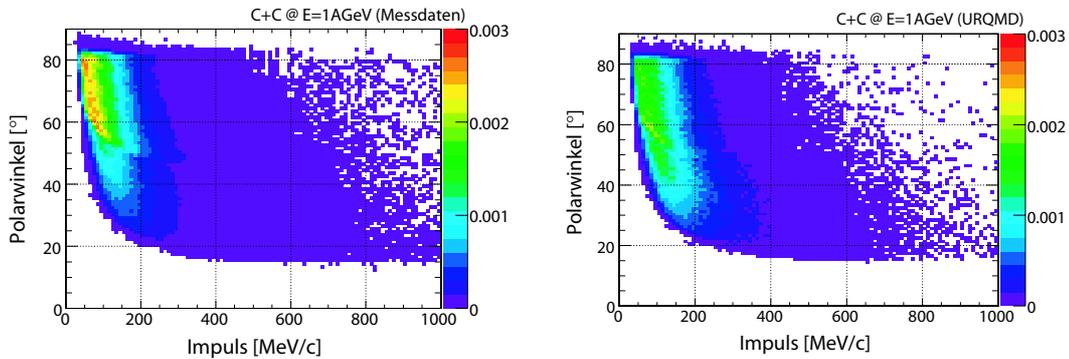


**Abbildung 3.36:** Impulsverteilung der im Experiment und in der UrQMD-Simulation rekonstruierten Elektronen und Positronen. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden beide Verteilungen auf die gleiche Fläche normiert.

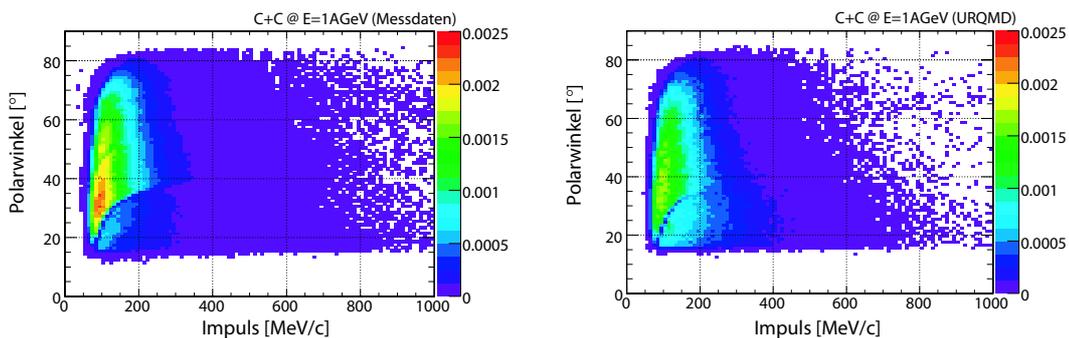
Auf der linken Seite von Abbildung 3.36 sind die Impulsverteilungen für in der Simu-

lation und im Experiment rekonstruierte Einzelelektronenspuren dargestellt. Die rechte Seite zeigt die Einzelbeiträge von Konversionsereignissen und Mesonenzerfällen für den Simulationsdatensatz. Der wesentliche Beitrag zum rekonstruierten Leptonenensemble stammt von  $\gamma$ -Konversionsprozessen.

Die Impulsverteilung der  $e^+/e^-$ -Spuren in UrQMD fällt für Impulse  $150 \text{ MeV}/c < p < 700 \text{ MeV}/c$  mit einer konstanten Steigung  $s^{-1}$  von etwa  $100 \text{ MeV}/c$  exponentiell ab. Das experimentelle Spektrum sinkt für kleine Impulse deutlich schneller als das simulierte. Es kann ausserdem im angegebenen Impulsbereich nicht mit einer einzelnen Exponentialfunktion beschrieben werden. Da beide Darstellungen zur besseren Vergleichbarkeit der spektralen Form auf die gleiche Fläche normiert wurden und kleine Impulse dominieren, sind die Unterschiede beider Verteilungen in der logarithmischen Darstellung - insbesondere für Elektronen - bei Impulsen über  $p \approx 250 \text{ MeV}/c$  besonders deutlich sichtbar. Um die Impulsspektren besser zu verstehen, sind in den Abbildungen 3.37 und 3.38 die zweifach differenziellen Verteilungen der rekonstruierten Elektronen und Positronen als Funktion von Impuls und Polarwinkel gezeigt.



**Abbildung 3.37:** Verteilung der in Experiment (links) und UrQMD-Simulation (rechts) rekonstruierten Positronen als Funktion von  $\Theta$  und  $p$ .

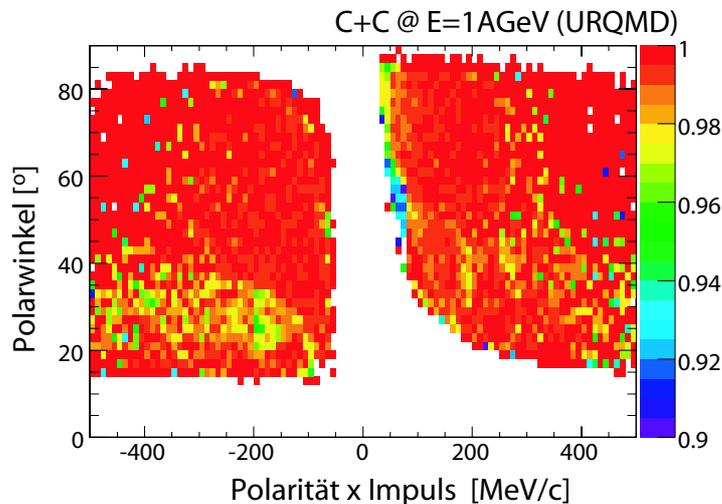


**Abbildung 3.38:** Verteilung der in Experiment (links) und UrQMD-Simulation (rechts) rekonstruierten Elektronen als Funktion von  $\Theta$  und  $p$ .

Auch hier wurden beide Histogramme auf ein Integral von 1 normiert. Es zeigt sich, dass im Experiment bei kleinen Impulsen und großen Polarwinkeln sowohl Elektronen als auch Positronen eine gegenüber der Simulation erhöhte Verteilungsdichte aufweisen.

Dies führt zu den in der eindimensionalen Darstellung 3.36 beobachteten unterschiedlichen Steigungen in der Impulsverteilung. Ursache für die Anreicherung von Leptonen mit kleinen Impulsen im Experiment sind mit größter Wahrscheinlichkeit Konversionsprozesse im Detektormaterial, die in der Simulation nur unvollständig wiedergegeben werden. Eine quantitative Untersuchung zur Unterdrückung solcher Prozesse in elementaren Reaktionen wurde in [Sai07] durchgeführt. Die dort entwickelten Verfahren sollen in Zukunft auf die Analyse des vorliegenden Schwerionen-Datensatzes übertragen werden. Sowohl für Elektronen als auch für Positronen ist der Übergangsbereich zwischen PreShower-Detektor und TOF-System sichtbar. Die Anzahl gefundener Teilchen verhält sich in diesen Bereichen unstetig. Insbesondere für Elektronen ist im  $p-\Theta$ -Diagramm unterhalb von  $\Theta = 40^\circ$  zudem ein Band auffallend geringer Nachweishäufigkeit sichtbar. Diese Struktur entsteht, weil im Überlappbereich der beiden Detektoren häufig ein und das selbe Teilchen in beiden Systemen nachgewiesen wird. Diese Doppeltreffer werden von der Analysesoftware identifiziert und zu einem einzigen Treffer zusammengefasst. Wenn dies nicht eindeutig möglich ist, werden die Spurkandidaten verworfen, um die Erzeugung unphysikalischer Spurpaare zu vermeiden.

Bei Polarwinkeln  $\Theta < 40^\circ$  fällt der Einbruch in der Dichte nachgewiesener Teilchen im Experiment deutlicher aus als in der Simulation. Polarwinkelabhängige Variationen der Teilchenidentifikationseffizienz  $\epsilon_{Pid}$  können als Ursache ausgeschlossen werden, da wie Abbildung 3.39 zeigt,  $\epsilon_{Pid}$  für Impulse unter  $500 \text{ MeV}/c$  auch bei kleinen Polarwinkeln stets über  $95\%$  liegt.



**Abbildung 3.39:** Effizienz der Bayesschen Teilchenidentifikation als Funktion von Impuls und Polarwinkel.

Zwar ist sowohl für Elektronen als auch für Positronen ein Absinken der Effizienz im PreShower-Gebiet erkennbar, allerdings beträgt die Variation gegenüber dem TOF-System nicht mehr als  $4\%$ . Der Grund für die unterschiedliche Ausprägung der Strukturen in der Simulation und den gemessenen Daten ist zum einen die konversionsbedingte Überhöhung der experimentellen Verteilung bei kleinen Impulsen. Diese ist für Polarwinkel im TOF-Bereich stärker ausgeprägt als im PreShower-Bereich. Jedoch wird derzeit auch untersucht, ob eine unvollständige Implementation des Detektorverhaltens

von PreShower- und TOFino-Subsystem in der Signalsimulation als Ursache in Frage kommt.

Mit der  $e^+/e^-$ -Identifikation ist die Analyse einzelner Teilchenspuren abgeschlossen. Im folgenden Kapitel werden die Algorithmen zur Erzeugung und Korrektur von Paarverteilungen diskutiert und die Ergebnisse der Paaranalyse von Simulations- und Messdaten vorgestellt.



## Kapitel 4

### Ergebnisse der Paaranalyse

Da beim elektromagnetischen Zerfall von Photonen und neutralen Mesonen stets Elektronen *und* Positronen entstehen, werden die aus der Teilchenidentifikation hervorgehenden einzelnen  $e^+/e^-$ -Spuren zu Dielektronen-Paaren kombiniert. Die Verteilungen der Paareigenschaften wie z.B. Masse, Rapidität und Transversalimpuls sind das physikalisch interessante Signal des HADES-Experiments, da sie Informationen über die Spektralfunktionen und Phasenraumverteilungen der Mutterteilchen tragen. Sie können mit Vorhersagen aus theoretischen Modellen verglichen werden, welche die Meßgrößen mit Eigenschaften des stark wechselwirkenden Mediums und der Kollisionsdynamik verknüpfen.

#### 4.1 Paarbildung und kombinatorischer Untergrund

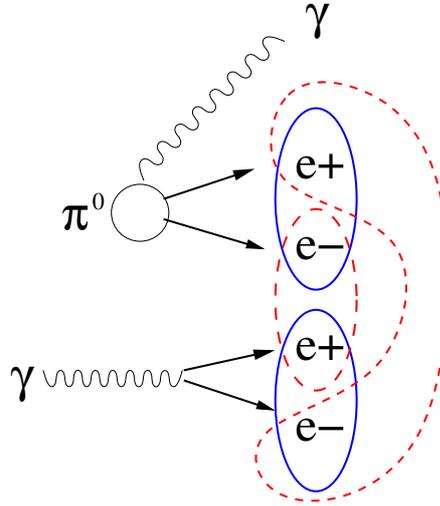
Innerhalb eines rekonstruierten Ereignisses werden nach der Teilchenidentifikation zunächst alle möglichen Paare aus Spuren ungleicher Polarität ( $e^+e^-$ ) gebildet. Die Anzahl der so gefundenen Spurpaare wird im Folgenden mit  $N_{+-}$  bezeichnet. Danach werden auf die gleiche Weise alle Paare gleicher Polarität ( $e^+e^+$  und  $e^-e^-$ ) konstruiert. Die Häufigkeiten  $N_{++}$  und  $N_{--}$  dieser unphysikalischen Paare werden benötigt, um den sogenannten kombinatorischen Untergrund (*CB*)<sup>1</sup> im Signalspektrum zu ermitteln. Dieser entsteht durch Paarung von ungleich geladenen Spuren aus unterschiedlichen Zerfallsprozessen. Abbildung 4.1 erläutert diesen Sachverhalt anhand zweier Zerfälle, die im gleichen Stoßereignis stattfinden. Die mit einer Rate von etwa 0.5/Stoßereignis am häufigsten produzierte mesonische Quelle von  $e^+e^-$ -Paaren ist das  $\pi^0$ -Meson, das mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 1% in den Dalitz-Kanal zerfällt. Im Mittel finden also pro Stoßreaktion nur  $\approx 5 \cdot 10^{-3}$   $\pi^0$  Dalitz-Zerfälle statt. Allerdings entstehen sowohl beim Dalitz-Zerfall als auch beim weitaus häufigeren Zerfall des Pions in zwei Photonen ( $BR \approx 99\%$ )  $e^+e^-$ -Paare durch  $\gamma$ -Konversion im Target und in den Detektoren. Auch durch Kernreaktionen, Bremstrahlungsprozesse und Energieverlust von  $\delta$ -Elektronen wird hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung frei, die ebenfalls zu Konversionsereignissen führen kann. Da jedes Photon eine mittlere Konversionswahrscheinlichkeit von ca. 0.5% im Targetmaterial und von ca. 1% im RICH-Radiator hat [Sch95], ist es möglich, dass, wie in Abbildung 4.1 gezeigt, in einem Ereignis mehr als zwei  $e^+/e^-$ -Spuren auftreten. Die eindeutige Kombination der Einzelspuren zu Paaren ist nicht möglich, da nicht festzustellen ist, welche Spuren in diesem Ereignis aus dem selben Zerfall bzw. un-

<sup>1</sup>Englisch: Combinatorial Background

terschiedlichen Prozessen kommen. Es müssen zunächst alle möglichen Paare gebildet werden und danach der unphysikalische Beitrag zum Paarensemble wieder subtrahiert werden. Um ein Maß für den Untergrund zu erhalten, sind zwei Verfahren gebräuchlich, die in der HADES Analyse miteinander kombiniert werden. Beim sogenannten *Like-Sign-Verfahren* werden, wie oben erklärt, Paare *gleichen* Vorzeichens gebildet, die nicht aus dem gleichen Zerfallsprozess stammen *können*<sup>2</sup>. Wie in [Ebe03] ausgeführt, kann als Maß für den wirklichen kombinatorischen Untergrund entweder das geometrische ( $CB_g$ ) oder das arithmetische ( $CB_a$ ) Mittel der beiden aus  $e^+e^+$  und  $e^-e^-$  Paaren gebildeten Untergrundensembles verwendet werden:

$$CB_g(M_{inv}/p_t/y) = 2 \times \sqrt{N_{++}(M_{inv}/p_t/y) \times N_{--}(M_{inv}/p_t/y)} \quad (4.1)$$

$$CB_a(M_{inv}/p_t/y) = N_{++}(M_{inv}/p_t/y) + N_{--}(M_{inv}/p_t/y) \quad (4.2)$$



**Abbildung 4.1:** Der kombinatorische Untergrund des  $e^+e^-$ -Paarspektrums entsteht durch die Ununterscheidbarkeit von Paaren aus derselben physikalischen Quelle (blau, durchgezogen) und unterschiedlichen Quellen (rot, gestrichelt). Der Untergrundbeitrag kann durch Bildung von Paaren gleichen Vorzeichens abgeschätzt werden, die nicht aus dem selben Zerfallsereignis stammen können.

Das Netto-Paarspektrum ergibt sich dann durch Subtraktion des CB vom Paarensemble aus Spuren ungleichen Vorzeichens:

$$N_{wahr} = N_{+-} - CB_{g/a} \quad (4.3)$$

Außerdem ist es möglich, den Anteil des kombinatorischen Untergrundes im Paarensemble  $N_{+-}$  durch Kombination von  $e^+/e^-$ -Spuren aus unterschiedlichen Ereignissen zu ermitteln (*Event-Mixing-Verfahren*<sup>3</sup> bzw. *Unlike-Sign-Verfahren*). Diese Paare zeigen keinerlei Korrelationen und können mit hoher Statistik gebildet werden, was eine Reduzierung der statistischen Fehler ermöglicht. Allerdings ist dieses Verfahren nicht in

<sup>2</sup>Der Zerfall  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$  produziert zwar jeweils zwei Teilchen gleichen Vorzeichens, hat jedoch ein so kleines Verzweungsverhältnis, dass er keinen nennenswerten Beitrag zum Paarensemble liefert.

<sup>3</sup>Ereignis-Mischung

der Lage, eventuelle *korrelierte* Beiträge des kombinatorischen Untergrundes zu reproduzieren, die durch unvollständige Trennung von Spuren mit kleinem Öffnungswinkel und damit verbundene Fehlidentifikation von  $e^+/e^-$  - Spuren entstehen (siehe Kapitel 3.6.1). Dieser korrelierte Untergrund ist vor allem bei Paarmassen unterhalb der  $\pi^0$ -Masse von Bedeutung. Um die Vorteile beider Methoden zu kombinieren, erfolgt die Konstruktion des Untergrundes daher mittels des sogenannten *Hybrid-Verfahrens* in mehreren Schritten:

- Um Korrelationen korrekt zu beschreiben, wird zunächst der Untergrund nach dem oben beschriebenen Like-Sign-Verfahren gebildet.
- Für Paarmassen über  $150 \text{ MeV}/c^2$  wird die *Form* des Untergrundes durch Event-Mixing bestimmt.
- Die Mixed-Event-Verteilung wird so normiert, daß ihr *Integral* im Massenintervall  $150 \text{ MeV}/c^2 < M_{inv} < 500 \text{ MeV}/c^2$  mit dem durch die Like-Sign Methode in diesem Bereich ermittelten Integral übereinstimmt.
- Der für die Subtraktion verwendete Hybrid-Untergrund wird aus den Like-Sign-Ergebnissen unterhalb von  $150 \text{ MeV}/c^2$  und aus den Ergebnissen des Mixed-Event-Verfahrens für größere Massen zusammengesetzt.

Das Hybrid-Verfahren wurde in die HADES-Analysesoftware integriert und erfolgreich mit Simulations- und Experimentdaten für das Kohlenstoff-Kohlenstoff-System bei 1 AGeV getestet. Im Folgenden wird zur Berechnung des Netto-Spektrums, falls nicht anders angegeben, stets der Hybrid-Untergrund verwendet. Eine Untersuchung im Hinblick auf die Selbstkonsistenz der Analyse (siehe Kapitel 4.4.2) zeigt, dass mit diesem Verfahren die beste Beschreibung des tatsächlichen Untergrundspektrums erzielt wird.

## 4.2 Normierung der Paarspektren

Für den Vergleich mit Simulationsdaten und theoretischen Modellen ist es notwendig, die rekonstruierten Paarverteilungen zu normieren oder differentielle *Wirkungsquerschnitte* als Funktion der Paarvariablen anzugeben. Die Angabe von Wirkungsquerschnitten für die  $e^+e^-$ -Produktion erfordert ein genaues Verständnis der Einflüsse von Triggerbedingungen auf die gemessenen Multiplizitäten. Ausserdem sind die Ergebnisse ohne Annahmen über die Raumwinkelverteilung der Leptonenpaare für die zu untersuchenden Prozesse nur in der Spektrometerakzeptanz gültig. Stattdessen können die gemessenen *Multiplizitäten* auf einen bereits bekannten und gut vermessenen Prozess normiert werden, für den solche systematischen Unsicherheiten nicht bestehen. Bei HADES wird zur Normierung die mittlere Multiplizität  $M_{\pi^0}$  der pro Kollision produzierten neutralen Pionen verwendet. Die Produktionsrate und die Winkelverteilung sind aus früheren Messungen [Ave97] bekannt. Zudem ist durch die gleichzeitige Messung der Multiplizität geladener Pionen (siehe Kapitel 4.2.2) eine unabhängige Überprüfung dieser Normierungsmethode möglich.

### 4.2.1 Normierung simulierter Spektren

Die Normierung simulierter Daten ergibt sich aus der Zahl der Pionen in den für den Vergleich mit Messdaten verwendeten Ereignissen. In Transportmodellen wird die Pionenerzeugung in den individuellen Stoß- und Zerfallsprozessen der beteiligten Nukleonen explizit simuliert. Der Berechnung liegen dabei gemessene bzw. theoretisch begründete Produktionsquerschnitte, Verzweigungsverhältnisse und Lebensdauern der beteiligten Mutterresonanzen zu Grunde (Siehe z.B. [Ern98a]). Die Wahl des Stoßparameterbereichs und damit die Anzahl binärer Nukleon-Nukleon Stöße spielt ebenfalls eine wichtige Rolle, da die Triggerbedingungen im Experiment ebenfalls eine Zentralityselektion implizieren. Bei einfachen Cocktailldaten, die mit dem PLUTO Generator erzeugt werden, ist die Multiplizität  $M_{\pi^0}$  der pro Kollision gebildeten Pionen eine vorgegebene Konstante. Diese wurde für die vorliegende Analyse an die in [Ave97] publizierte Multiplizität (0.32) angepasst. In der PLUTO-Simulation wurde die Hadronenproduktion deaktiviert und für die einzelnen Komponenten des  $e^+e^-$ -Cocktails (siehe Kapitel 2.4.1) erhöhte Produktionsraten verwendet. Bei der Normierung der Daten müssen daher alle gefundenen Paare mit dem *inversen* der Verstärkung skaliert werden, um realistische und mit experimentellen Daten vergleichbare Spektren zu erzeugen. Dies bedeutet konkret, dass für ein Paar  $P$  aus zwei Leptonen  $l_1, l_2$  mit den Gewichten  $w_1, w_2$  ein Gewichtungsfaktor  $w_P$  eingeführt wird, der sich wie folgt berechnet:

$$w_P = \begin{cases} (w_1)^{-1} & : \text{ falls beide Teilchen aus dem gleichen Zerfall stammen} \\ (w_1 \times w_2)^{-1} & : \text{ andernfalls} \end{cases} \quad (4.4)$$

Dieser Gewichtungsfaktor wird bei der Bildung aller Spektren für jedes Paar individuell bestimmt und beim Eintrag in die Verteilung berücksichtigt. Die von der Gewichtung einzelner Paare unabhängige Normierungskonstante der PLUTO-Spektren  $F_N^{pluto}$  ergibt sich aus der Anzahl der simulierten Ereignisse ( $N_{Sim} = 2.26 \cdot 10^8$ ), sowie der Multiplizität neutraler Pionen pro Ereignis ( $M_{\pi^0} = 0.32$ ) zu:

$$F_N^{pluto} = N_{Sim} \cdot M_{\pi^0} = 7.2 \cdot 10^7 \quad (4.5)$$

### 4.2.2 Normierung der Experiment-Daten

Da neutrale Pionen mit den HADES-Detektoren nicht direkt gemessen werden können und das Spektrometer eine begrenzte Raumwinkelakzeptanz hat, ist die experimentelle  $\pi^0$ -Multiplizität im vollen Raumwinkel nicht bekannt und muss mittels eines Modells bestimmt werden. Die Abschätzung erfolgt dabei unter der Annahme, dass neutrale Pionen wegen der Isospin-Symmetrie der starken Wechselwirkung mit gleicher Häufigkeit produziert werden wie geladene Pionen. Diese Hypothese wird in isospin-symmetrischen Systemen durch Transportrechnungen gestützt und ist experimentell ebenfalls verifiziert [Ave97] [Stu01]. Für die Normierung der Experimentdaten wird daher angenommen, dass für die Multiplizität neutraler Pionen  $M_{\pi^0}$  gilt:

$$M_{\pi^0} = \frac{1}{2}(M_{\pi^+} + M_{\pi^-}) \quad (4.6)$$

Geladene Pionen sind der Rekonstruktion direkt zugänglich. Ihre Produktion wurde für das Stoßsystem C+C bei  $E = 1$  AGeV im Detail in [Mou07] untersucht. Nach

Durchführung aller systematischen Korrekturen bezüglich Rekonstruktions- und Triggereffizienz sowie Untergrundabzug ergeben sich die in Tabelle 4.1 angegebenen, in der HADES-Akzeptanz gemessenen Multiplizitäten.

Teilchenart	Effizienzkorrigierte Multiplizität
$M_{\pi^+}$	$0.382 \pm 0.038$
$M_{\pi^-}$	$0.399 \pm 0.040$
$M_{\pi^0} = \frac{1}{2}(M_{\pi^+} + M_{\pi^-})$	$0.391 \pm 0.043$

**Tabelle 4.1:** Multiplizitäten geladener und neutraler Pionen für C+C bei E=1 AGeV in der HADES-Akzeptanz.

Für die Normierung der experimentellen Daten müssen die so bestimmten Multiplizitäten noch in den vollen Raumwinkel extrapoliert werden. In [Mou07] wird dabei angenommen, dass die in der UrQMD-Simulation ermittelte Winkelabhängigkeit  $dN_{\pi^\pm}/d\Theta$  des Emissionsspektrums auf das Experiment anwendbar ist. Die Multiplizität geladener Pionen im *vollen* Raumwinkel kann dann aus dem Verhältnis der in der HADES-Akzeptanz rekonstruierten und der insgesamt in der Simulation gebildeten geladenen Pionen bestimmt werden:

$$M_{\pi^\pm}(exp, 4\pi) = M_{\pi^\pm}(exp, rekonstr.) \cdot \frac{M_{\pi^\pm}(UrQMD, 4\pi)}{M_{\pi^\pm}(UrQMD, rekonstr.)} \quad (4.7)$$

Der Korrekturfaktor für die Extrapolation in den vollen Raumwinkel aus Gleichung 4.7 ergibt sich in [Mou07] für die geladenen Pionen zu:

$$\frac{M_{\pi^\pm}(UrQMD, 4\pi)}{M_{\pi^\pm}(UrQMD, rekonstr.)} = 1.38 \quad (4.8)$$

Damit erhält man für die neutralen Pionen in Ereignissen mit positiver Triggerentscheidung erster Stufe eine mittlere Multiplizität von

$$M_{\pi^0}(exp, 4\pi) = 0.538 \pm 0.059 \quad (4.9)$$

Damit die physikalische Normierung einen Vergleich mit Simulationsdaten erlaubt, muss noch einem weiteren Effekt Rechnung getragen werden. Für die folgende Diskussion der Paarobservablen werden nur  $e^+e^-$ ,  $e^+e^+$  und  $e^-e^-$ -Paare aus Ereignissen mit positivem Trigger zweiter Stufe (*LVL2*) verwendet. Eine Normierung auf die Gesamtheit aller Ereignisse erster Stufe (*LVL1*) unterstellt, dass die Selektion von Ereignissen mit dem LVL2-Trigger zu 100% effizient war. Für eine vorläufige Abschätzung wurde die Multiplizität der rekonstruierten  $e^+e^-$ -Paare nach allen Analyseschritten in einem Ereignisensemble ermittelt, das ausschließlich auf Basis einer positiven LVL1-Entscheidung aufgenommen wurde. Für jedes Ereignis mit einem rekonstruierten  $e^+e^-$ -Paar wurde überprüft, ob eine positive Triggerentscheidung zweiter Stufe vorlag. Die so ermittelte Effizienz des Triggers zweiter Stufe ergibt sich zu  $\epsilon_{LVL2} = 83\%$ . Zur Abschätzung des Fehlers wurde  $\epsilon_{LVL2}$  in verschiedenen invarianten Massenbereichen berechnet und die Wurzel aus der mittleren quadratischen Abweichung bestimmt. Es ergibt sich eine Unsicherheit  $\Delta\epsilon_{LVL2}$  von 6.1%.

$$\epsilon_{LVL2} = 0.83 \pm 0.06 \quad (4.10)$$

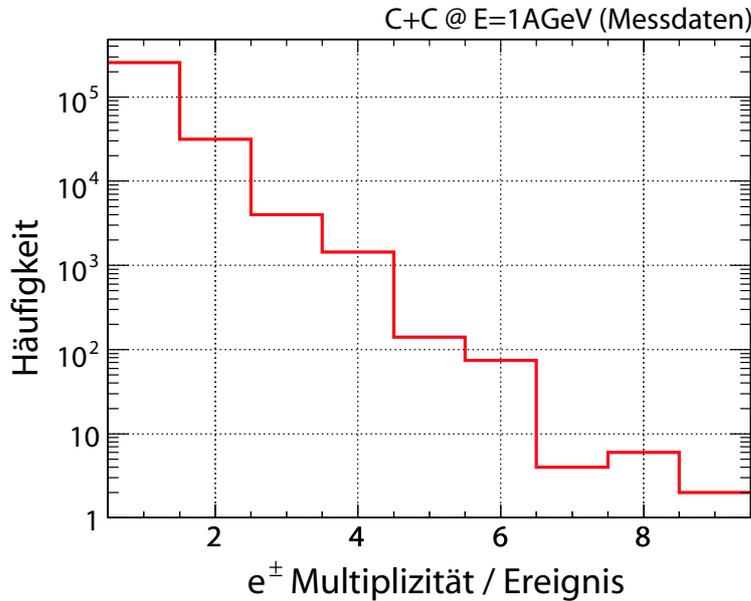
Die Untersuchung der Impuls- und Polarwinkelabhängigkeit der Effizienz ist derzeit noch nicht abgeschlossen, daher wird  $\epsilon_{LVL2}$  im Weiteren als globaler Faktor bei der Berechnung der Normierung berücksichtigt. Die Normierungskonstante  $F_N$  für die experimentellen Daten beträgt somit:

$$F_N = N_{evt}(LVL1) \cdot M_{\pi^0} \cdot \epsilon_{LVL2} = 3.88 \cdot 10^8 \quad (4.11)$$

Korrekturen, die Ineffizienzen der HADES-Detektoren oder den Einfluß von Analyseschritten kompensieren, werden in Kapitel 4.5.2 diskutiert. Sie haben auf die globale Normierung  $F_N$  *keinen* Einfluß, sondern müssen differentiell als Funktion von Impuls und Flugrichtung einzelner Teilchenspuren bestimmt werden. Bei der Darstellung der Paarobservablen in Form von Histogrammen werden darüberhinaus die in jedem Histogrammbin gefundenen Einträge durch die jeweilige Binbreite dividiert. Durch diesen Schritt können die Spektren unabhängig von der Wahl der Histogrammintervalle als Dichteverteilungen ( $dN/dM$ ,  $dNd_{p_T}$ , etc) interpretiert werden.

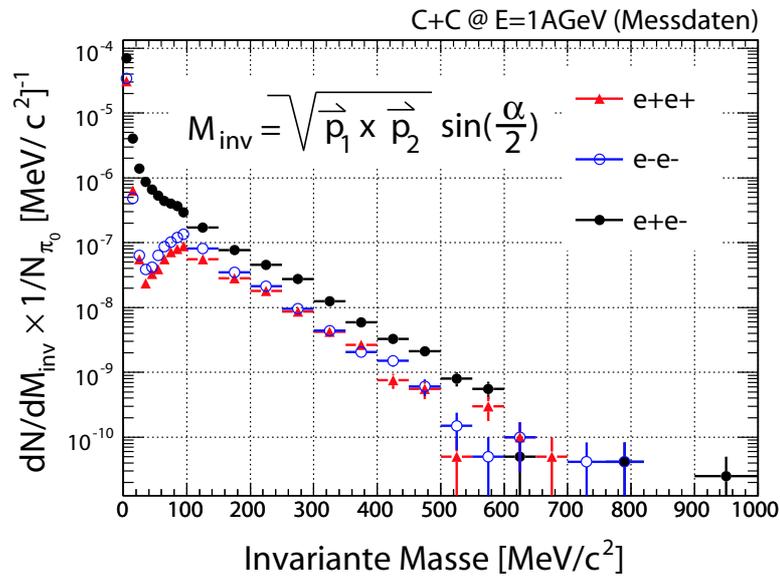
### 4.3 Analyse des experimentellen Datensatzes

Abbildung 4.2 zeigt die Multiplizitätsverteilung rekonstruierter Leptonen in Ereignissen mit wenigstens einer  $e^+$  oder  $e^-$  Spur. Wie man erkennt, wird in den meisten Ereignissen (etwa 87%) nur ein einzelnes Lepton gefunden. Diese spielen für die Paaranalyse keine Rolle und sind von der folgenden Diskussion nicht betroffen. Wird mehr als eine  $e^+/e^-$ -Spur gefunden, können hingegen Paare gleichen bzw. ungleichen Ladungsvorzeichens gebildet werden.



**Abbildung 4.2:** Verteilung der im Experiment vorliegenden  $e^+/e^-$ -Multiplizitäten.

Abbildung 4.3 zeigt die normierten Verteilungen der invarianten Massen  $M_{inv}$  für Leptonenpaare aller Polaritätskombinationen. Es wurden dabei alle rekonstruierten



**Abbildung 4.3:** Invariante Massenverteilung aller im Experiment rekonstruierten Leptonenpaare gleicher und ungleicher Polarität nach Normierung auf die Anzahl neutraler Pionen.

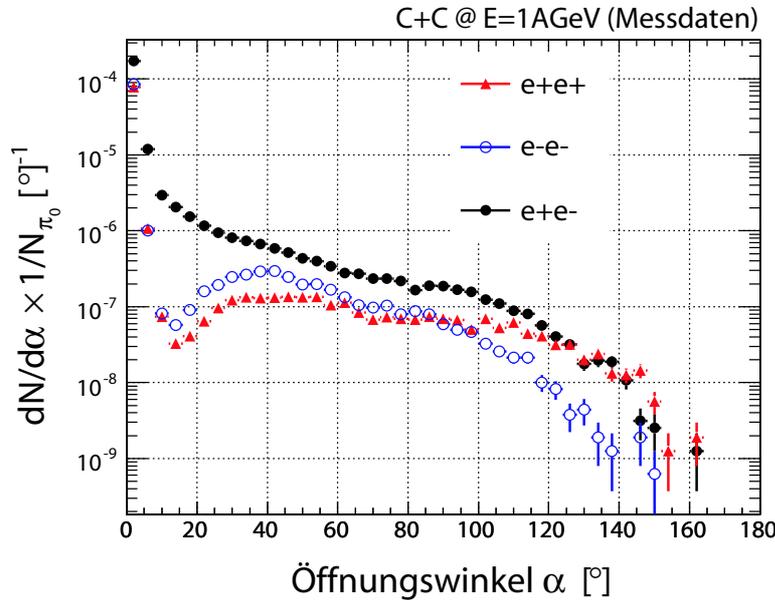
Paare verwendet. Bei Massen zwischen 40 und 100  $\text{MeV}/c^2$  hat die  $e^+/e^-$ -Verteilung einen deutlich anderen Verlauf als die Spektren für Paare gleicher Polarität. Den Hauptbeitrag zum  $e^+/e^-$ -Spektrum in diesem Bereich liefert der  $\pi^0$ -Dalitz Zerfall, sowie  $e^+e^-$ -Paare aus Konversionsprozessen. Für Paare gleichen Vorzeichens erkennt man im Bereich von Massen unterhalb von  $m \approx 100 \text{ MeV}/c^2$  hingegen ein Absinken des Spektrums, da der Beitrag neutraler Pionen im  $e^+e^-$ -Spektrum dort keine Entsprechung hat. Der steile Anstieg in allen drei Verteilungen bei Massen kleiner als  $40 \text{ MeV}/c^2$  ist ein Artefakt der Analyse. Er rührt her von Doppelspurpaaren in der Driftkammer vor dem Magnetfeld, die mit der gleichen Spur hinter dem Feld assoziiert wurden. Ein solch unvollständig rekonstruiertes Paar ist unphysikalisch und wird im weiteren Verlauf der Analyse aus dem Paarensemble entfernt.

### 4.3.1 Schnitte auf das Paarensemble

#### Schnitt auf den Öffnungswinkel

In Abbildung 4.4 ist die Öffnungswinkelverteilung  $dN/d\alpha$  der rekonstruierten Paare gezeigt. Der mittlere Wert für  $\alpha$  für  $e^+e^-$ -Paare aus dem Dalitz-Zerfall des Pions beträgt etwa  $14^\circ$ . Hingegen sind Konversionspaare durch sehr kleine Öffnungswinkel gekennzeichnet. Um Konversion effizient zu unterdrücken und gleichzeitig möglichst wenige Pionen zu verlieren, wird daher für jedes Paar ein minimaler Öffnungswinkel von  $9^\circ$  gefordert. Die zu verworfenen Paaren gehörenden Einzelspuren werden auch von der weiteren Paarung mit *anderen*  $e^+/e^-$ -Spuren ausgenommen. Man bezeichnet diesen Schritt als *rekursiven* Öffnungswinkelschnitt. Darüberhinaus werden auch einzelne  $e^+/e^-$ -Spuren entfernt, die mit einem *Hadron* einen Öffnungswinkel von weniger als  $9^\circ$  einschließen. Der Grund ist, dass *unabhängig* von der Teilchensorte für zwei nahe beieinander liegende Spuren in den inneren Driftkammern eine reduzierte Rekon-

struktions-effizienz und eine schlechtere Impulsauflösung ermittelt wurde. Wegen des Überlapps der an den beiden Spuren beteiligten Drahttreffern in der Driftkammern liefert das Fitverfahren dann unvernünftige Ergebnisse oder versagt ganz.



**Abbildung 4.4:** Öffnungswinkelverteilung der im Experiment gefundenen Leptonenpaare gleicher und ungleicher Polarität nach Normierung auf die Anzahl neutraler Pionen.

### Schnitt auf gemeinsame Detektortreffer

Wird eine Spur in den inneren Driftkammern mit mehr als einer Spur in den äusseren Kammern assoziiert, so handelt es sich dabei entweder um eine nicht aufgelöste Doppelspur, oder es ist im Korrelationsmodul der Analysesoftware nicht möglich, eine eindeutige Zuordnung vorzunehmen. Die entsprechenden Spuren haben einen Öffnungswinkel von  $\alpha = 0^\circ$  und werden daher verworfen. Im nächsten Schritt werden alle Spurpaare verworfen, die einen gemeinsamen Treffer in der Flugzeitwand oder im Pre-Schauer Detektor haben, da auch dies ein Hinweis darauf ist, dass mindestens eine unphysikalische Spur rekonstruiert wurde. Die Einzelspuren werden ebenfalls von der weiteren Analyse ausgenommen. (*Rekursiver* Schnitt auf die Trefferzuordnung.) Ein im RICH gefundener Ring, der beiden Spuren eines Paares zugeordnet wird, ist ein deutlicher Hinweis auf ein Konversionsereignis und führt ebenfalls zum Ausschluß des Paares und seiner beiden Einzelspuren.

### Schnitt auf unvollständig rekonstruierte Konversionspartner und kinematische Variablen

Bei Konversionsereignissen, in denen nur ein Partner vollständig rekonstruiert wird, ist ein Schnitt auf den Öffnungswinkel nur indirekt möglich. Der Öffnungswinkel muss mit dem in der Umgebung nachgewiesenen Spursegment vor dem Magnetfeld ermittelt

werden. Für alle identifizierten Elektronen und Positronen wird daher in einer Umgebung von  $9^\circ$  nach Spursegmenten gesucht. Werden Segmente gefunden, die mit einem Ring assoziiert sind, so wird das Teilchen als Konversionslepton eingestuft und von der weiteren Analyse ausgeschlossen. Im letzten Schritt werden schließlich alle Spuren mit einem Impuls  $p > 2 \text{ GeV}/c$  sowie Spuren mit einer rekonstruierten Geschwindigkeit  $\beta > 1.3$  entfernt, da es sich dabei offensichtlich um Ereignisse handelt, in denen die Impulsrekonstruktion und die Flugzeitbestimmung zu Werten führen, die nicht durch die endliche Detektoraufösung bedingt sind.

### Wirkung der Paarschnitte

Die Tabellen 4.2 und 4.3 fassen die Bedeutung der Datenschnitte zusammen und quantifizieren die Datenreduktion durch die einzelnen Schnitte auf das Paarensemble.

Schnitt	Bedeutung
S0	Paarbildung ohne Datenschnitte
S1	Schnitt auf Öffnungswinkel + Detektorzuordnung
S2	rekursive Anwendung von S1
S3	S2 + Schnitt auf nicht erkannte Konversionspartner + $p_{1,2} \leq 2 \text{ GeV}/c + \beta_{1,2} < 1.3$

**Tabelle 4.2:** Definition der auf das Paarensemble angewandten Datenschnitte.

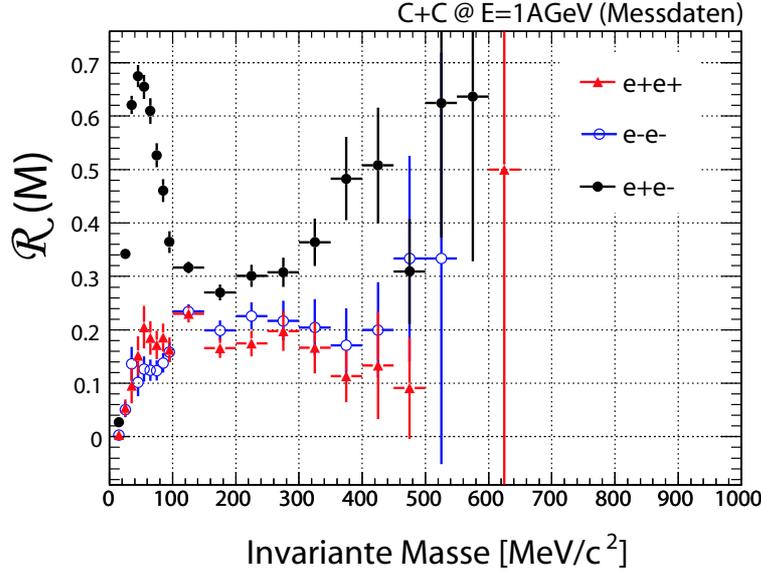
Schnitt	$e^+e^-$ gesamt	$M_{inv} < 150 \text{ MeV}/c^2$	$M_{inv} > 150 \text{ MeV}/c^2$
S0	319454	315968	3486
S1	23430	19948	3482
S2	17376	15271	2105
S3	12752	11687	1065

**Tabelle 4.3:** Anzahl im Experiment rekonstruierter  $e^+e^-$ -Paare als Funktion der Schnitte auf das Paarensemble.

Um die Wirkung der Paarschnitte auf das  $e^+e^-$ -Spektrum und die Komponenten des kombinatorischen Untergrunds zu veranschaulichen, ist in Abbildung 4.5 das Verhältnis  $\mathcal{R}$  der Massenspektren nach Anwendung der Schnitte ( $dN_S/dM$ ) zur jeweiligen Ausgangsverteilung ( $dN_0/dM$ ) gezeigt.

$$\mathcal{R}(M) = \frac{\frac{dN_S}{dM}}{\frac{dN_0}{dM}} \quad (4.12)$$

Paare ungleichen Vorzeichens werden unterhalb von  $40 \text{ MeV}/c^2$  stark unterdrückt, was auf die Sensitivität des Konversionsanteils des Spektrums bezüglich der Schnitte zurückzuführen ist. Darüber werden bis etwa  $100 \text{ MeV}/c^2$  maximal zwei Drittel der Paare durch die Schnitte entfernt. Der rasche Anstieg und Abfall des Verhältnisses in diesem Bereich ist bedingt durch den Phasenraum des Dalitz-Zerfalls des  $\pi^0$ , der unterhalb von etwa  $50 \text{ MeV}/c^2$  durch den Öffnungswinkelschnitt stark eingeschränkt wird



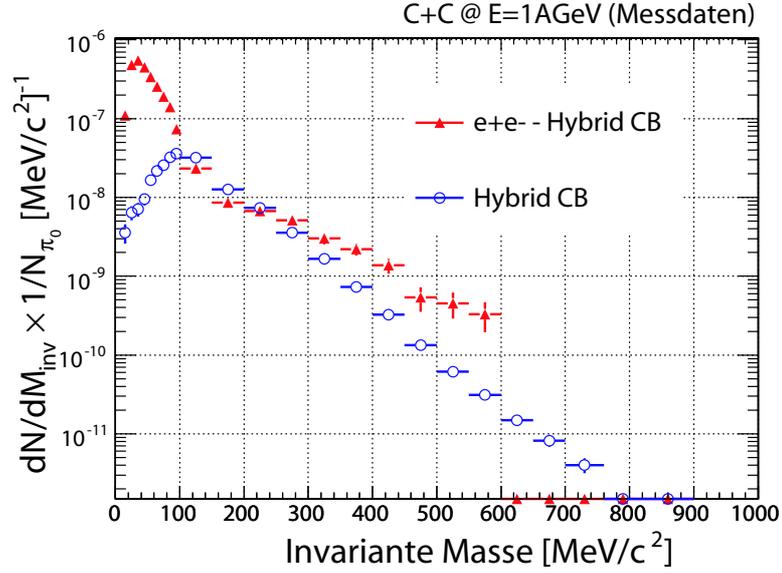
**Abbildung 4.5:** Verhältnis  $\mathcal{R}$  der experimentellen invarianten Massenverteilungen nach und vor Anwendung der Paarschnitte.

und zur Pionen-Ruhemasse hin sehr klein wird. Bei noch größeren Paarmassen wird das Spektrum der  $e^+e^-$ -Paare immer weniger durch die Datenschnitte beeinflusst und das Verhältnis  $\mathcal{R}(M)$  steigt an. Der Hauptgrund hierfür ist, dass bei hohen Paarmassen kleine Öffnungswinkel und auflösungsbedingte Mehrfachzuordnungen von Detektortreffern aus kinematischen Gründen sehr unwahrscheinlich sind. Für Paare gleichen Vorzeichens ist insbesondere bei Paarmassen unter  $100 \text{ MeV}/c^2$  eine deutliche Reduktion der Multiplizitäten sichtbar. Hier wirken Öffnungswinkel- und Mehrfachtrefferschnitt noch stärker als für Paare ungleicher Polarität. Ausschlaggebend ist dabei, dass bei unvollständiger Rekonstruktion von Konversionspaaren häufig zwei Spursegmente vor dem Feld mit dem gleichen Detektortreffer im Flugzeitsystem kombiniert werden und somit zwei Spuren gleicher Polarität vorgetäuscht werden. Zwischen Paarmassen von  $150 \text{ MeV}/c^2$  und  $400 \text{ MeV}/c^2$  führen die Paarschnitte zu einer gleichmäßigen Reduktion der  $e^+e^+$ - und  $e^-e^-$ -Spektrern. Oberhalb von  $400 \text{ MeV}/c^2$  ist aufgrund der geringen Statistik keine Tendenz mehr auszumachen.

### 4.3.2 Verteilung der Paarobservablen

In Abbildung 4.6 sind das nach Anwendung aller Schnitte und nach Untergrundsubtraktion rekonstruierte  $e^+e^-$ -Paarmassenspektrum sowie der mit dem Hybrid-Verfahren berechnete kombinatorische Untergrund gezeigt.

Deutlich erkennbar ist im Massenspektrum der Beitrag des Dalitz-Zerfalls neutraler Pionen bei Massen unterhalb von  $135 \text{ MeV}/c^2$ . Das Abknicken des kombinatorischen Untergrundes bei etwa  $100 \text{ MeV}/c^2$  entsteht durch Anwendung des Öffnungswinkelschnitts. Die Position der Kante variiert mit dem minimal geforderten Öffnungswinkel. Dieser systematische Effekt, der auch in den Spektren der Paare ungleichen Vorzeichens sichtbar ist, wird im Rahmen der Effizienzbestimmung der Analyse (siehe Kapitel 4.5.2)



**Abbildung 4.6:** Invariante Massenverteilung aller im Experiment rekonstruierten Leptonenpaare ungleichen Vorzeichens und des kombinatorischen Untergrundes nach Anwendung der Paarschnitte.

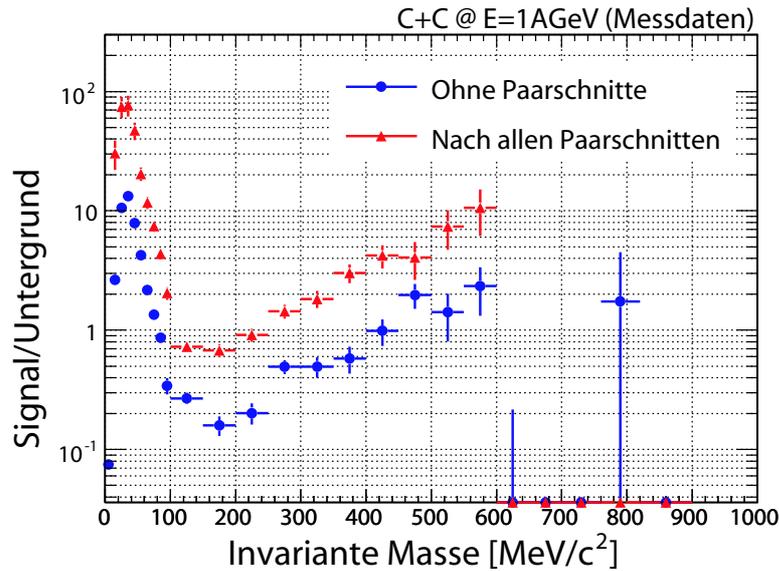
korrigiert. In Tabelle 4.4 wird der Einfluß der Datenschnitte auf das Paarspektrum nach CB-Abzug zusammengefasst. Tabelle A.1 im Anhang gibt die nach S3 verbleibende Anzahl von rekonstruierten Paaren in jedem Massenintervall an.

Schnitt	$e^+e^-$ -Paare nach CB-Abzug	$M_{inv} < 150 \text{ MeV}/c^2$	$M_{inv} > 150 \text{ MeV}/c^2$
S0	$47687 \pm 1528$	$46941 \pm 1383$	$746 \pm 145$
S1	$14300 \pm 693$	$13554 \pm 502$	$747 \pm 191$
S2	$12295 \pm 538$	$11660 \pm 426$	$635 \pm 112$
S3	$11000 \pm 432$	$10451 \pm 350$	$549 \pm 82$

**Tabelle 4.4:** Anzahl im Experiment rekonstruierter  $e^+e^-$ -Paare nach Untergrundabzug.

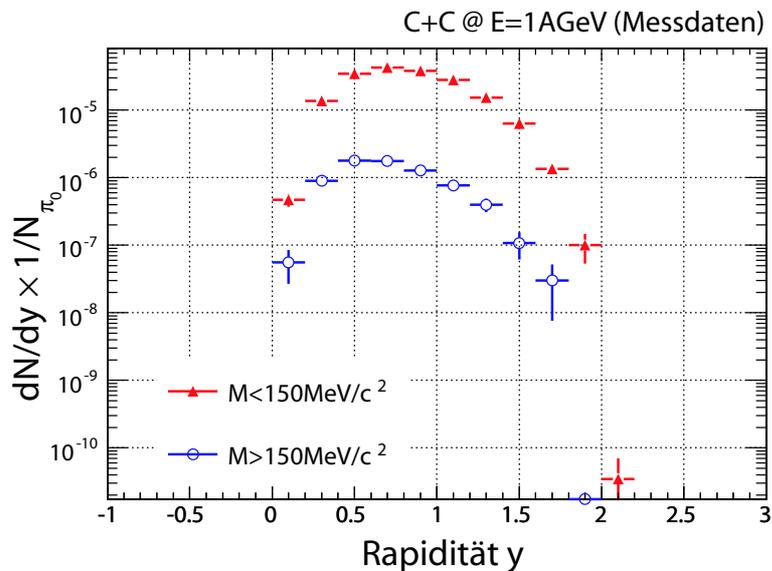
Unterhalb von  $100 \text{ MeV}/c^2$  und über  $250 \text{ MeV}/c^2$  ist das Signal größer als der Untergrund. Damit ist HADES das erste Dileptonenexperiment das für hohe invariante Massen ein Signal-zu-Untergrund Verhältnis von  $> 1$  erreicht hat. In Abbildung 4.7 ist dieses Verhältnis differentiell als Funktion der invarianten Paarmasse dargestellt. Die Anwendung der Paarschnitte führt zu einer deutlichen Verbesserung, da der Untergrund wesentlich stärker reduziert wird als das Signal (siehe Abbildung 4.5).

Die Massenverteilung der gefundenen Paare wird unterhalb von  $150 \text{ MeV}/c^2$  durch den  $\pi^0$ -Dalitz-Zerfall dominiert. Bei größeren Massen tragen hingegen ausschließlich andere Prozesse bei. Es ist daher naheliegend, die Verteilung von Paarobservablen durch einen Schnitt auf die invariante Paarmasse bei  $M = 150 \text{ MeV}/c^2$  getrennt für Pionen und andere Quellen darzustellen. Wichtige Größen sind die Rapidität  $y$  und der Transversalimpuls  $p_T$  der Paare. Aus ihnen können Rückschlüsse über die Kinematik der Leptonenquellen gezogen werden. In den Abbildungen 4.8 und 4.9 werden Rapiditäts-

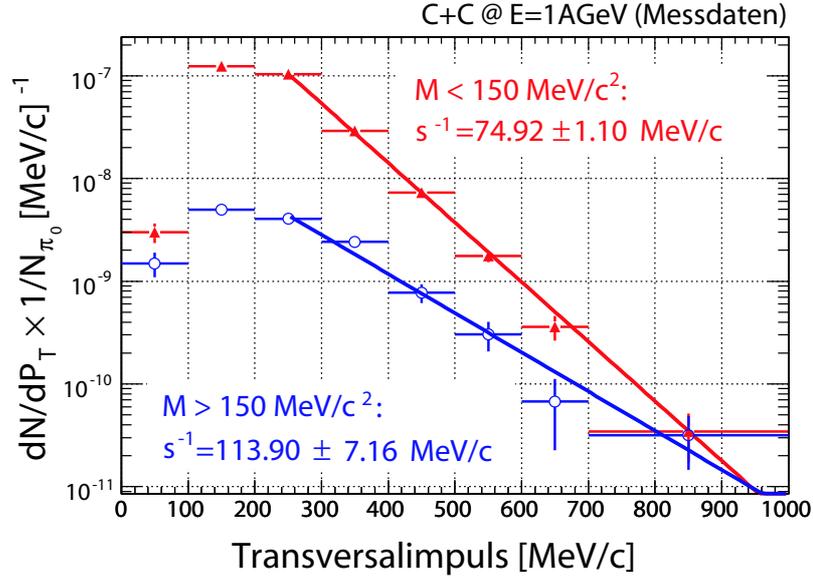


**Abbildung 4.7:** Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis im gemessenen invarianten Massenspektrum vor und nach Anwendung der Paarschnitte.

und Transversalimpulsverteilung des untergrundbereinigten  $e^+e^-$ -Ensembles für beide Massenbereiche gezeigt. Dabei wurde für Massen unter bzw. über  $150 \text{ MeV}/c^2$  das Like-Sign-Verfahren bzw. das Mixed-Event-Verfahren zur Untergrundberechnung verwendet. Die gemessenen Paarrapiditäten zeigen einen um den Mittelwert ( $\bar{y} \approx 0.68$ ) fast symmetrischen Verlauf, der wegen der in Vorwärtsrichtung größeren Akzeptanz des Spektrometers, Ausläufer zu projektilartigen Rapiditäten  $y > \bar{y}$  hat.



**Abbildung 4.8:** Experimentelle Rapiditätsverteilung für  $e^+e^-$ -Paare nach allen Paarschnitten und Untergrundsubtraktion.



**Abbildung 4.9:** Experimentelle Transversalimpulsverteilung für  $e^+e^-$ -Paare nach allen Paarschnitten und Untergrundsubtraktion.

Die Transversalimpulsverteilungen werden mit einer exponentiell abfallenden Modellfunktion im Bereich  $p_T > 250$  MeV/c gefittet:

$$dN/dp_T \propto e^{-s \cdot p_T} \quad (4.13)$$

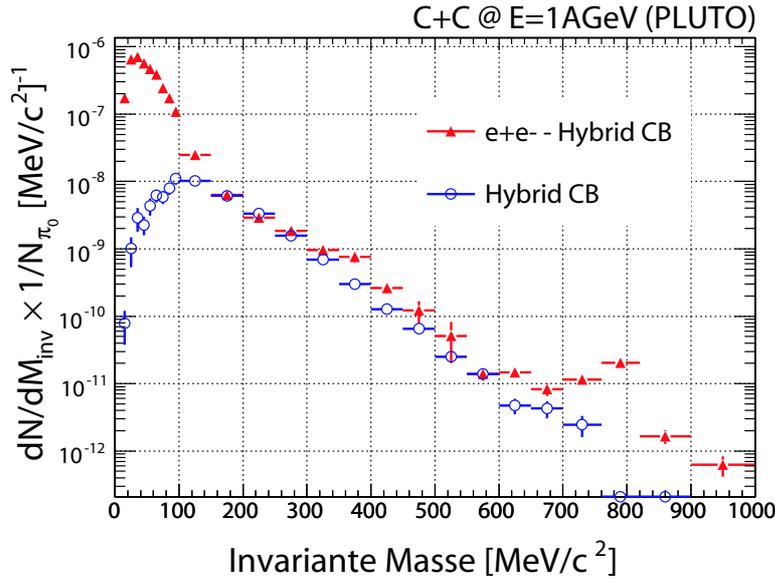
Für die inverse Steigung  $s^{-1}$  ergeben sich Werte von etwa 75 bzw. 114 MeV/c für die beiden Massenbereiche. Die Größe  $s^{-1}$  darf in diesem Zusammenhang *nicht* als 'Temperatur der Teilchenquelle' interpretiert werden, da die meisten rekonstruierten Paare aus Dalitz-Zerfällen stammen und somit nur ein Teil der Zerfallsprodukte des jeweiligen Mutterteilchens rekonstruiert wurde. Die Beschreibung der Verteilung mit einem einzigen Parameter dient nur für einen einfachen semi-quantitativen Vergleich der Ergebnisse mit Modellrechnungen. In Kapitel 5.1 werden die Verteilungen den aus Ereignisgeneratoren gewonnenen Spektren gegenübergestellt.

## 4.4 Analyse der Simulationsdaten

### 4.4.1 Einfluß der Paarschnitte auf den PLUTO-Cocktail

In Abbildung 4.10 ist die Massenverteilung des in PLUTO rekonstruierten  $e^+e^-$ -Paarensembles nach Anwendung aller Datenschnitte und Untergrundabzug gezeigt, ebenso der mit dem Hybridverfahren berechnete kombinatorische Untergrund. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis S/B (Abbildung 4.11) ist auch in den PLUTO-Daten im Massenintervall  $150 \text{ MeV}/c^2 \leq M_{inv} \leq 250 \text{ MeV}/c^2$  minimal. Die Ursache hierfür ist, dass die Hauptquelle des Signals, der  $\pi^0$ -Dalitz-Zerfall, hier keinen Beitrag mehr liefert und der kombinatorische Untergrund sein Maximum erreicht. Bei höheren Massen sinkt der Untergrund schneller als die Multiplizität physikalischer Paare und S/B

steigt wieder an. In den Abbildungen 4.12 und 4.13 sind die nach allen Datenschnitten rekonstruierten Rapiditäts- und Transversalimpulsspektren gezeigt. Die Verteilungen ähneln qualitativ den experimentellen Ergebnissen, auch die Werte für die Steigung der Transversalimpulsverteilungen stimmen bis auf etwa 10% ( $M_{inv} < 150 \text{ MeV}/c^2$ ) bzw. 20% ( $M_{inv} > 150 \text{ MeV}/c^2$ ) mit denen des Experiments überein. Für einen abschliessenden quantitativen Vergleich von PLUTO Cocktail und Messdaten ist jedoch eine Effizienzkorrektur beider Ergebnisse erforderlich. Diese wird in Kapitel 4.5.2 diskutiert.

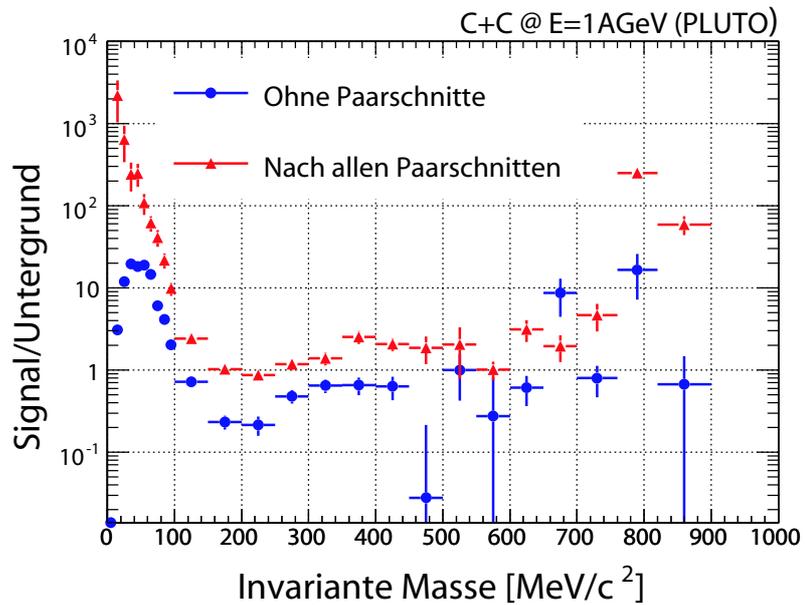


**Abbildung 4.10:** Invariantes PLUTO-Massenspektrum und kombinatorisches Untergrundspektrum für  $e^+e^-$ -Paare nach Untergrundsubtraktion.

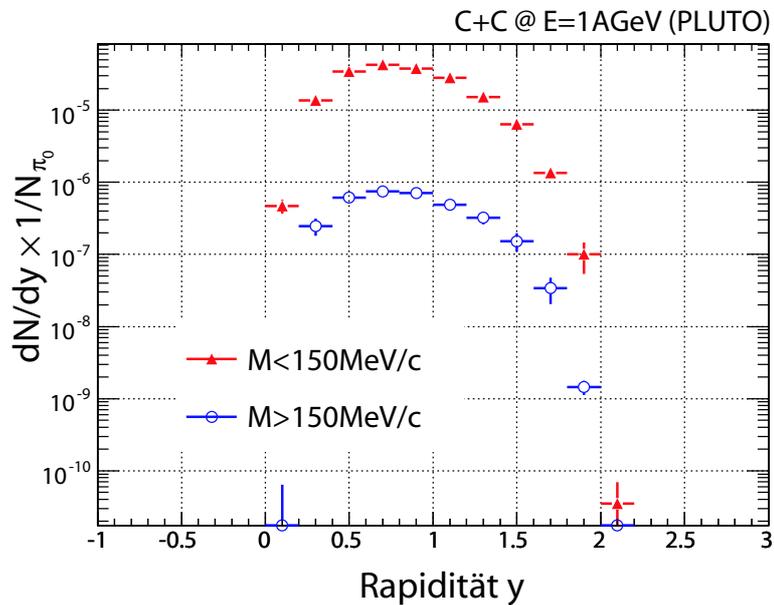
#### 4.4.2 Zuverlässigkeit von Analyse und Untergrundsubtraktion

Die PLUTO-Daten erlauben es, den *wahren* Gehalt des Massenspektrums an physikalischen  $e^+e^-$ -Paaren mit dem Ergebnis der Analyse zu vergleichen. Hierzu wird jedes von der Analysesoftware gefundene  $e^+e^-$ -Paar daraufhin überprüft, ob beide Spuren physikalischen Teilchen entsprechen und ob sie aus dem selben Zerfall stammen. Darüberhinaus können mit Hilfe der Simulationsinformation auch die Beiträge unterschiedlicher  $e^+e^-$ -Quellen getrennt dargestellt werden. In Abbildung 4.14 sind die Komponenten des nach allen Analyseschritten und Paarschnitten verbleibenden *wahren*  $e^+e^-$ -Paarensembles im Pluto-Datensatz gezeigt.

In Abbildung 4.15 ist das Verhältnis des untergrundbereinigten Analyseergebnisses und des wahren Spektrums als Funktion der invarianten Paarmasse aufgetragen. Diese Darstellung erlaubt keine Aussage über Effizienzen der Analyseschritte oder Paarschnitte, da diese unter Umständen auf wahre und falsche Paare gleichen Einfluß haben. Jedoch gibt sie einen Hinweis darauf, in welchem Umfang die Abschätzung des kombinatorischen Untergrundes ein realistisches Ergebnis liefert. Während bei kleinen und mittleren invarianten Massen gute Übereinstimmung der Ergebnisse erzielt wird, treten

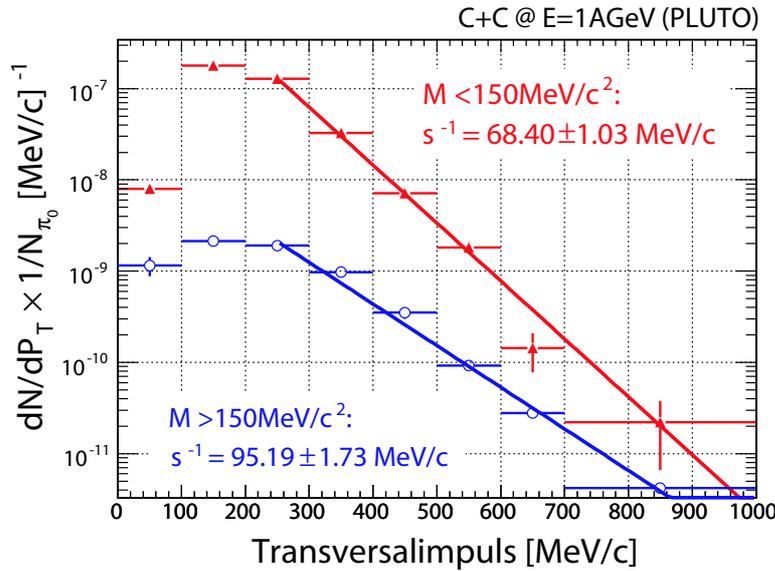


**Abbildung 4.11:** Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis im invarianten Massenspektrum des PLUTO-Datensatzes vor und nach Anwendung der Paarschnitte.

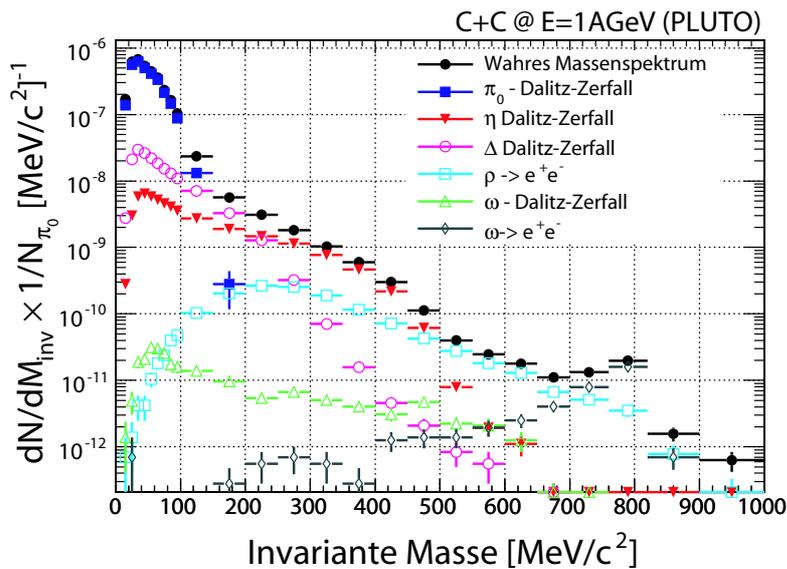


**Abbildung 4.12:** Untergrundbereinigte Rapiditätsverteilung rekonstruierter e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>-Paare aus der PLUTO Simulation.

jenseits der  $\eta$ -Masse systematische Abweichungen auf. Diese sind, wie die folgende Diskussion zeigt, auf Abweichungen des approximierten kombinatorischen Untergrundes vom *wahren* Untergrund zurückzuführen.



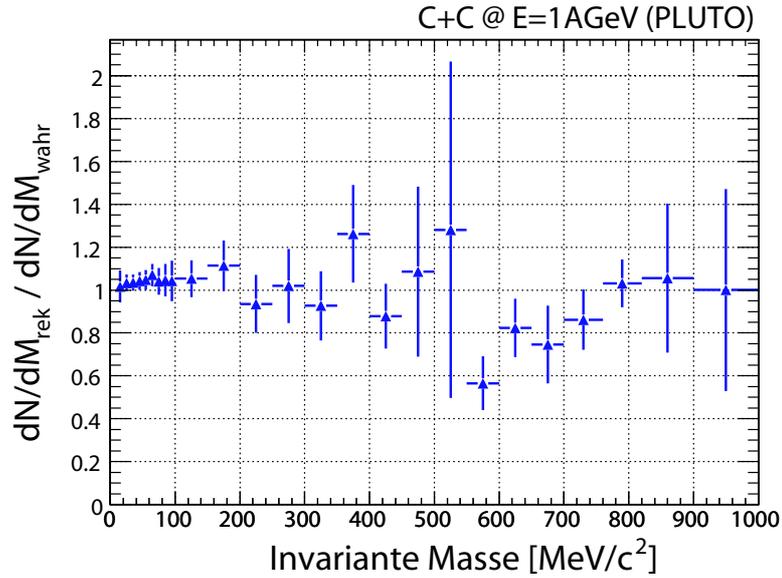
**Abbildung 4.13:** Untergrundbereinigte Transversalimpulsverteilung rekonstruierter  $e^+e^-$ -Paare aus der PLUTO Simulation.



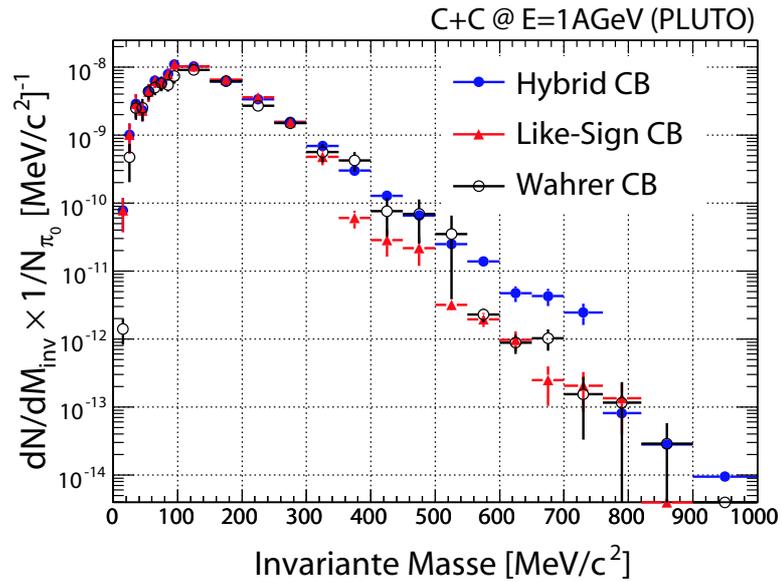
**Abbildung 4.14:** Zusammensetzung des korrekt rekonstruierten ('wahren')  $e^+e^-$ -Paarensembles in PLUTO nach allen Analyseschritten. Ausser dem vernachlässigbaren Anteil von Konversionspaaren sind alle Beiträge dargestellt.

In Abbildung 4.16 werden die Ergebnisse des Like-Sign- bzw. Hybridverfahrens zur Berechnung des kombinatorischen Untergrundes mit dem aus der Simulation bestimmten wahren Untergrund aus unkorrelierten  $e^+e^-$ -Paaren verglichen. Abbildung 4.17 zeigt das Verhältnis der beiden Approximationen zum wahren Untergrund.

Während im invarianten Massenbereich unterhalb von  $350 \text{ MeV}/c^2$  keine Unterschiede zwischen beiden Methoden sichtbar sind, beschreibt der Hybrid-Untergrund

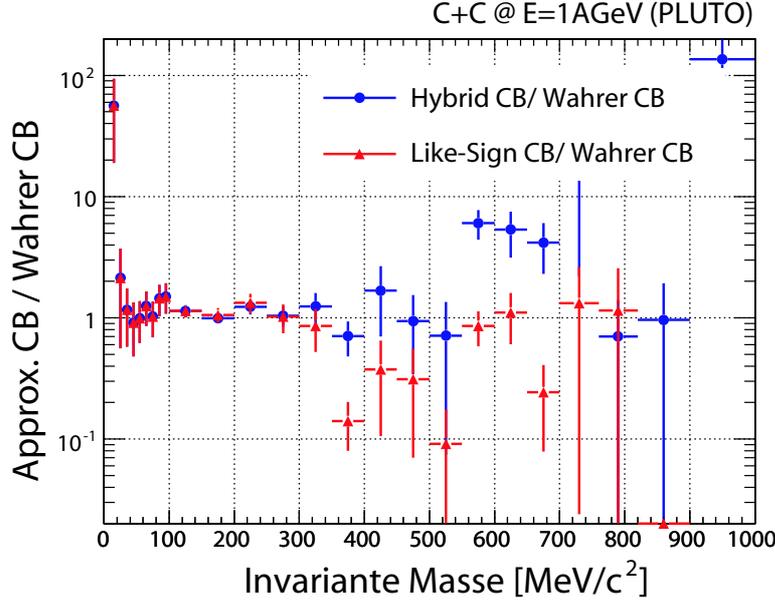


**Abbildung 4.15:** Das Verhältnis von *rekonstruiertem* invariantem PLUTO-Massenspektrum und *wahrem* Paarspektrum.



**Abbildung 4.16:** Wahrer und approximierter kombinatorischer Untergrund im PLUTO-Datensatz nach Anwendung der Paarschnitte.

bei mittleren Massen bis etwa  $M_{inv} = 550 \text{ MeV}/c^2$  den wahren Untergrund deutlich besser. Für Paarmassen  $550 < M_{inv} < 750 \text{ MeV}/c^2$  treten allerdings Abweichungen auf und es kommt zu einer Verschlechterung der Übereinstimmung! Die Ursachen für diese systematischen Effekte werden derzeit noch untersucht. Sie sind jedoch mit großer Wahrscheinlichkeit auf eine inkonsistente Behandlung der in PLUTO verwendeten  $\omega$ -Komponente des Cocktails im Event-Mixing Verfahren zurückzuführen. Entsprechend



**Abbildung 4.17:** Verhältnis von approximiertem zu wahren kombinatorischen Untergrund im PLUTO-Datensatz nach allen Paarschnitten.

der Überschätzung des realen Untergrundes durch das Hybrid-Verfahren wird bei Massen  $M_{inv} > 550 \text{ MeV}/c^2$  das Netto-Spektrum unterschätzt (Siehe Abbildung 4.15). Das große Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von  $S/B > \approx 2$  in diesem Bereich führt dazu, dass die Abweichungen zwischen Analyseergebnis und wahren Spektrum nicht drastischer ausfallen.

Die durch unterschiedliche Gewichtung von  $e^+e^-$ -Quellen entstehenden systematischen Abweichungen sind für die experimentellen Daten nicht von Bedeutung. Da die Untergrundbeschreibung unterhalb der  $\eta$ -Masse deutlich verbessert wird und für größere Massen keine Messdaten vorliegen, kann davon ausgegangen werden, dass das Hybrid-Verfahren auch bei der Analyse der experimentellen Daten vertrauenswürdige Ergebnisse liefert.

## 4.5 Korrekturen

Die aus Transportrechnungen oder dem PLUTO Generator hervorgehenden  $e^+e^-$ -Verteilungen können nicht *unmittelbar* mit den Messergebnissen verglichen werden, da sie keine durch den experimentellen Aufbau vorgegebenen Einschränkungen bezüglich des Raumwinkels oder des Impulses der erzeugten Teilchen berücksichtigen. Um ein Teilchensembel aus einer Simulation mit den Messdaten zu vergleichen, existieren zwei Möglichkeiten:

1. Die *explizite Detektorsimulation* entspricht dem bislang diskutierten Vorgehen für die PLUTO- und UrQMD-Daten. Mit dem Monte-Carlo Paket HGEANT wird dabei für alle aus der Simulation hervorgehenden Teilchen ermittelt, ob sie die Detektoren durchqueren und welche Signale sie dort erzeugen. Die Monte-Carlo

Daten werden dann auf die gleiche Weise verarbeitet wie die Messdaten.

2. Beim zweiten Verfahren werden mit einem für das Experiment spezifischen *Akzeptanzfilter* diejenigen  $e^+/e^-$ -Spuren aus dem von der Simulation produzierten Spektrum entfernt, die wegen ihres Impulses und ihrer Flugrichtung das Spektrometer nicht erreichen oder nicht alle Detektoren durchqueren. Für den Vergleich mit dem Experiment werden nur die akzeptierten  $e^+e^-$ -Paare verwendet.

Beschreibt die Monte-Carlo-Simulation das tatsächliche Detektorverhalten hinreichend genau, ist beim ersten Verfahren das simulierte Teilchenensemble von den gleichen durch Detektoren und Analyse bedingten Ineffizienzen betroffen, wie die Experimentdaten. Entsprechend sind keine Effizienzkorrekturen erforderlich um die Datensätze zu vergleichen. Da die Monte-Carlo-Simulation der Detektoren jedoch sehr zeitaufwendig ist, wird für Transportrechnungen im Allgemeinen das zweite Verfahren verwendet. Es erfordert allerdings eine Korrektur der Messergebnisse bezüglich der Detektoreffizienzen und der Effizienz der Datenanalyse bevor ein Vergleich mit den gefilterten Simulationsspektren aussagekräftig ist.

#### 4.5.1 Akzeptanzfilter

##### Akzeptanzen für einzelne $e^+/e^-$ -Spuren

Um die gemessenen Daten mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, hat die HADES Kollaboration einen Akzeptanzfilter für  $e^+e^-$ -Spuren entwickelt, der auf Anfrage verfügbar ist [Hol07]. Der Filter besteht aus je einer 3-dimensionalen Matrix in den Variablen Impuls, Polarwinkel und Azimutalwinkel für Elektronen und Positronen. Für jede Kombination dieser drei Observablen wird durch den Filter die Wahrscheinlichkeit bestimmt, mit der ein entsprechendes Teilchen in der geometrischen Akzeptanz des Spektrometers liegt. Ein Teilchen gilt als akzeptiert, wenn seine Trajektorie die aktiven Bereiche der 4 Driftkammerebenen und eines der META Detektoren durchquert hat. Der endlichen Genauigkeit der Impulsauflösung wird Rechnung getragen, indem die Teilchenimpulse aus der Simulation mit der Auflösung des Magnetspektrometers verschmiert werden. Alle Paare in der Akzeptanz, die einen Öffnungswinkel von weniger als 9 Grad haben, werden aus dem Datenensemble entfernt, um Vergleichbarkeit mit dem experimentellen Datensatz zu gewährleisten. Die Leptonenpaare aus der Simulation werden mit dem Produkt der Akzeptanzwahrscheinlichkeiten ihrer Einzelspuren gewichtet, bevor die Verteilung ihrer Observablen bestimmt und den Messdaten gegenübergestellt wird. Diese Art der Akzeptanzfilterung wird zum Beispiel für die PLUTO-Daten verwendet, da der Generator die Trajektorien der Zerfallsprodukte  $e^+$  und  $e^-$  für jeden Zerfall individuell ermittelt.

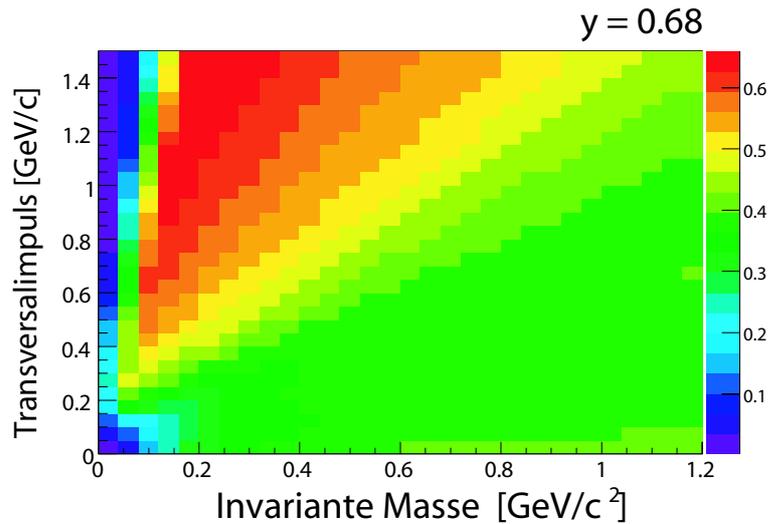
##### Paarakzeptanzen

Aus dem Akzeptanzmatrizen für einzelne Elektronen und Positronen kann auch eine *Paarakzeptanzmatrix* zur Filterung theoretischer Modelle berechnet werden, die nur die Produktion und die Eigenschaften von *Leptonenpaaren*, jedoch nicht ihren Zerfall in  $e^+/e^-$  simulieren. Für die Berechnung werden  $e^+e^-$ -Paare mit einer rechteckigen

Ausgangsverteilung der Observablen  $p_T$  und  $M_{inv}$  und  $y$  und azimuthal isotroper Emissionsrichtung erzeugt:

$$\begin{aligned}
 0 < M_{inv} &< 1.2 \text{ GeV}/c^2 \\
 0 < p_T &< 1.5 \text{ GeV}/c \\
 0 < y &< 2.2 \\
 \Phi_{e^+e^-} &\in \{-\pi, \pi\}
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

Beim Zerfall der Paare werden im jeweiligen Ruhesystem das Elektron und das Positron antiparallel zueinander isotrop in alle Raumrichtungen emittiert. Die Akzeptanz für das zerfallende Paar ergibt sich aus dem Produkt der Akzeptanzen beider Leptonen. Durch Mittelung über alle Paare mit gleichen Werten von  $M_{inv}(e^+e^-)$ ,  $p_T(e^+e^-)$  und  $y(e^+e^-)$  wird eine Paarakzeptanzmatrix in diesen Variablen erzeugt. Abbildung 4.18 zeigt die HADES-Paarakzeptanz für  $e^+e^-$ -Paare mit einer Rapidität von  $y = 0.68$  als Funktion von Transversalimpuls und invarianter Masse. Die gewählte Rapidität entspricht der Schwerpunktsrapidität des symmetrischen Systems  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  bei einer Strahlenergie von  $E = 1 \text{ AGeV}$ . Die auf diese Weise erzeugte Matrix wird z.B. beim Vergleich der Messergebnisse mit Transportrechnungen in Kapitel 5 verwendet.



**Abbildung 4.18:** Die Akzeptanz des HADES Spektrometers für  $e^+e^-$ -Paare als Funktion von invarianter Paarmasse und Transversalimpuls bei einer Rapidität von  $y=0.68$ .

#### 4.5.2 Effizienzkorrektur

Für die Bestimmung der Effizienzkorrektur wird ein Ereignisensemble verwendet, das mit dem UrQMD-Generator erzeugt wurde. Da die Multiplizität der pro simuliertem Stoß erzeugten  $e^+/e^-$ -Spuren sehr gering ist, werden zusätzlich in jedes Ereignis dieses *Hintergrundspektrums* je 4 Elektronen und 4 Positronen eingebettet. Die Impulse der eingebetteten Spuren sind gemäß einer Rechteckfunktion im Intervall  $0 < p < 2.0 \text{ GeV}/c$  verteilt, ihre Emission erfolgt isotrop in alle Raumrichtungen. Danach wird

mit HGEANT für alle Spuren des zusammengesetzten Ereignisses das Ansprechverhalten der Detektoren simuliert. Das Ergebnis der Monte-Carlo Simulation wird der Datenanalyse unterzogen, um die Wirkung der Analyseschritte auf das eingebettete Spurensensemble zu ermitteln. Ziel der Effizienzkorrektur ist *nicht* für alle möglichen Verlustquellen individuelle Korrekturfaktoren zu bestimmen. Stattdessen wird eine *effektive* Korrekturmatrix für  $e^+/e^-$ -Einzelspuren erzeugt, in der alle Effizienzverluste zusammengefasst sind. Für die zur Berechnung der Matrix verwendeten Einzelspuren wird zunächst geprüft, ob folgende Kriterien erfüllt sind:

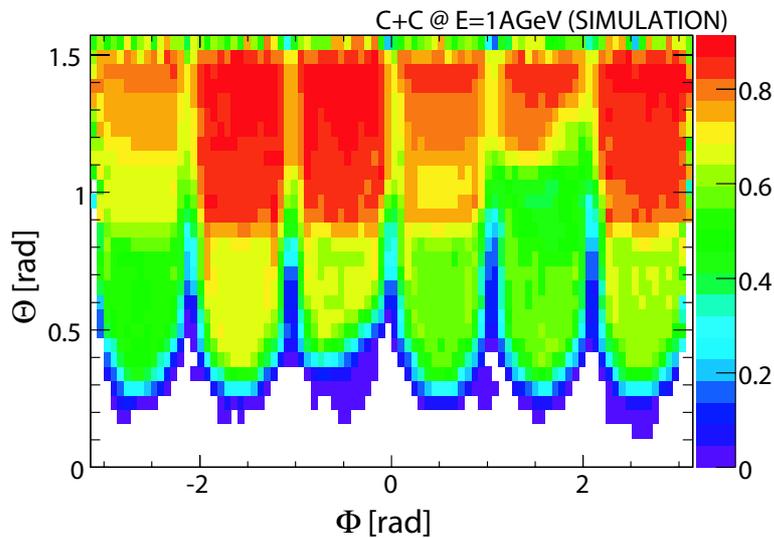
1. Das Teilchen muß in der Akzeptanz des Spektrometers liegen.
2. Eingebettete  $e^+/e^-$ -Spuren müssen miteinander einen Winkel von mehr als  $9^\circ$  einschließen, andernfalls werden sie von der Berechnung ausgenommen. Dies ist erforderlich, da es durch die Einbettung von mehr als einer Spur öfter zu eng benachbarten Trajektorien in den inneren Driftkammern kommt als unter experimentellen Bedingungen. Da die an den Spursegmenten beteiligten Drahtebenen partiell überlappen, kommt es häufig zum Versagen des Spurfit-Algorithmus und damit zu einer schlechteren Rekonstruktionseffizienz (Siehe auch Kapitel 4.3.1).

Teilchenspuren, die beide Voraussetzungen erfüllen, bilden das Ausgangsensemble, das für die Berechnung der Effizienz herangezogen wird. Damit ein Teilchen als von der Analyse nachgewiesen gilt und somit zur Effizienz beiträgt, müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

- A1 Detektoreffizienz:** Alle durchquerten Detektoren müssen für das Teilchen einen Treffer registriert haben. Abgeschaltete Spektrometerkomponenten gelten in diesem Sinn als ineffizient.
- A2 Korrelationseffizienz:** Die von den Detektoren registrierten Treffer müssen vom Korrelationsmodul der Analyse zu einer Teilchenspur assoziiert werden. Ohne die korrekte Assoziation ist das Teilchen für die weitere Analyse verloren.
- A3 Teilchen-ID-Effizienz:** Die Teilchenidentifikationssoftware muß einer  $e^+/e^-$ -Spur die korrekte Spezies zuordnen.
- A4 Paarschnitt-Effizienz:** Eingebettete  $e^+/e^-$ -Spuren werden nur mit Spuren des UrQMD-Hintergrundspektrums zu Paaren kombiniert, um den Einflusses der Paaranalyse durch die Einbettung mehrerer Teilchen nicht zu verfälschen. Soll ein  $e^+/e^-$  als *nachgewiesen* gelten, muss es entweder ungepaart bleiben, oder mit einer Hintergrundspur ein Paar bilden, welches durch die direkten Schnitte auf Öffnungswinkel und Detektorzuordnung nicht verworfen wurde. Diese Bedingung trägt der Tatsache Rechnung, dass durch diese Schnitte nicht nur unerwünschte Konversionsleptonen unterdrückt werden, sondern in seltenen Fällen auch *unkorrelierte* Spurpaare mit kleinem Öffnungswinkel verloren gehen. Es ist hierbei zu betonen, dass für die Effizienzberechnung nur die *direkten* Paarschnitte angewendet werden (Siehe Kapitel 4.3.1). Der Grund hierfür ist, dass von den rekursiven Datenschnitten *keine weiteren Einzelspuren*, sondern nur *weitere Paare* verworfen werden, bei denen mindestens eine Spur ohnehin bereits von einem direkten

Schnitt betroffen ist. Daher wird durch die Rekursion auch keine Ineffizienz für den Nachweis einzelner Spuren induziert.

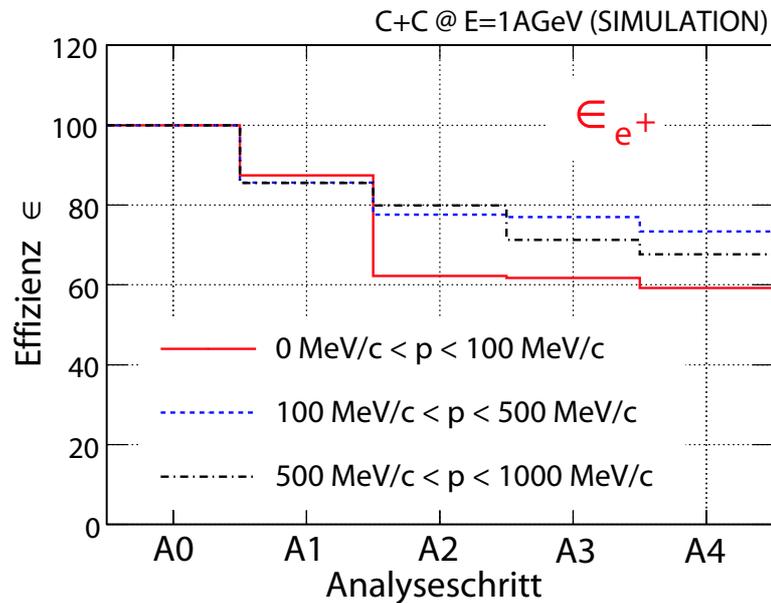
Durch die Einbettung von  $e^+/e^-$ -Spuren in ein UrQMD-Ereignis ist das Verfahren in der Lage, auch solche Ineffizienzen korrekt widerzugeben, die durch die Anwesenheit hadronischer Spuren entstehen. Je kleiner beispielsweise der Öffnungswinkel einer eingebetteten Spur und einer Spur aus dem UrQMD-Untergrund ist, desto geringer ist die Rekonstruktionseffizienz für die beteiligten Segmente in der inneren Driftkammer. Diese Effekte werden in der Effizienzmatrix korrekt abgebildet.



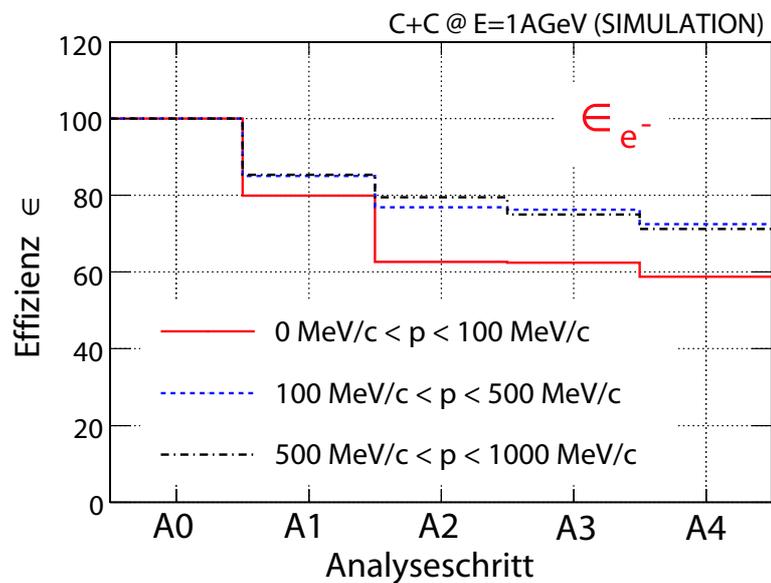
**Abbildung 4.19:** Rekonstruktionseffizienz für Positronen mit Impulsen  $380 \text{ MeV}/c < p < 400 \text{ MeV}/c$  als Funktion von Polar- und Azimutwinkel.

Der Bruchteil aller simulierten  $e^+/e^-$ -Spuren in der Akzeptanz, der nach der vollständigen Analyse im identifizierten Teilchenensemble auftaucht, entspricht der Effizienz  $\epsilon_{e^+/e^-}$  der Einzelleptonen-Analyse. Diese wird als Funktion von Impuls, Polarwinkel und Azimutwinkel bestimmt. Abbildung 4.19 zeigt einen zweidimensionalen Ausschnitt der Effizienzmatrix für Positronen mit Impulsen zwischen  $380 \text{ MeV}/c$  und  $400 \text{ MeV}/c$ . Man erkennt deutlich, dass die Effizienz zu kleinen Polarwinkeln hin abnimmt. Dies ist vor allem zurückzuführen auf die schlechtere Zeitauflösung und die unzureichende Doppelspurtrennung des TOFINO-Detektors. Die Variationen zwischen den einzelnen Sektoren kommen durch die unterschiedliche Anzahl von verfügbaren Driftkammerebenen zustande. Darüberhinaus wurden in der Simulation auch inaktive bzw. eingeschränkt funktionierende Komponenten des Spektrometers realistisch behandelt.

Die Abbildungen 4.20 und 4.21 geben einen Überblick über die Hauptursachen des unvollständigen Nachweises von Elektronen und Positronen. Analyseschritt A0 definiert dabei die Gesamtheit aller *akzeptierten* Spuren. Die Numerierung der weiteren Analyseschritte entspricht den oben aufgezählten Bedingungen A1 bis A4.



**Abbildung 4.20:** Nachweiseffizienz der HADES Analyse für Positronenspuren als Funktion des Analyseschritts. Die Bedeutung der einzelnen Schritte wird im Text diskutiert.



**Abbildung 4.21:** Nachweiseffizienz der HADES Analyse für Elektronenspuren als Funktion des Analyseschritts.

Die Variation der Nachweiseffizienz mit dem Impuls ist jenseits von 100 MeV/c nur schwach ausgeprägt. Die Hauptursachen für den Effizienzverlust sind Ineffizienzen der Detektoren (A1). Bei Impulsen unterhalb von 100 MeV/c führt darüberhinaus Mehrfachstreuung von Elektronen und Positronen zu merklichen Verlusten bei der Trefferkombination (A2), da die Korrelation zwischen Spurrichtung in der Driftkammer

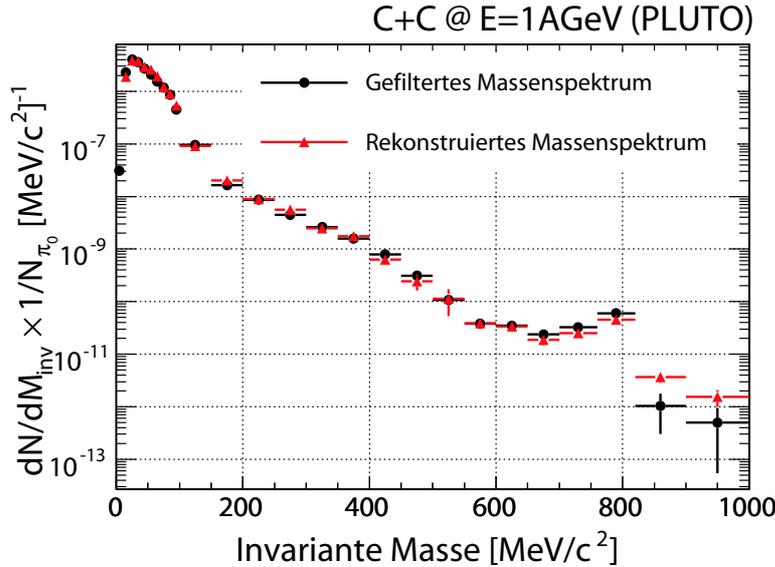
und gemessenem Winkel im RICH zerstört wird. Ausserdem verliert die Identifikationssoftware (A3) für Positronen bei hohen Impulsen etwas stärker an Effizienz als für Elektronen, da Ausläufer der Protonendichteverteilung (siehe Kapitel 3.7.2) in diesem Bereich zu einer anwachsenden Rate von Fehlidentifikationen führen.

### 4.5.3 Selbstkonsistenz der Analyse

Wenn alle Teilschritte der Datenanalyse korrekt implementiert sind und die Akzeptanzmatrix den vom Spektrometer abgedeckten Bereich richtig wiedergibt, müssen die Analyseergebnisse der Simulationsdaten mit den akzeptanzgefilterten Ausgangsdaten übereinstimmen. Diese Übereinstimmung wird als Selbstkonsistenz bezeichnet und soll im Folgenden mit dem PLUTO Simulationsdatensatz überprüft werden. Hierzu werden alle rekonstruierten Paare mit den Effizienzmatrizen  $\epsilon_{e^+}, \epsilon_{e^-}$  für Elektronen und Positronen korrigiert. Die Korrektur wird gleichermaßen auf Paare gleichen und ungleichen Vorzeichens angewandt. Der Korrekturfaktor  $C_{paar}$  ergibt sich aus den Einzeleffizienzen  $\epsilon_1, \epsilon_2$  der beteiligten Leptonen gemäß:

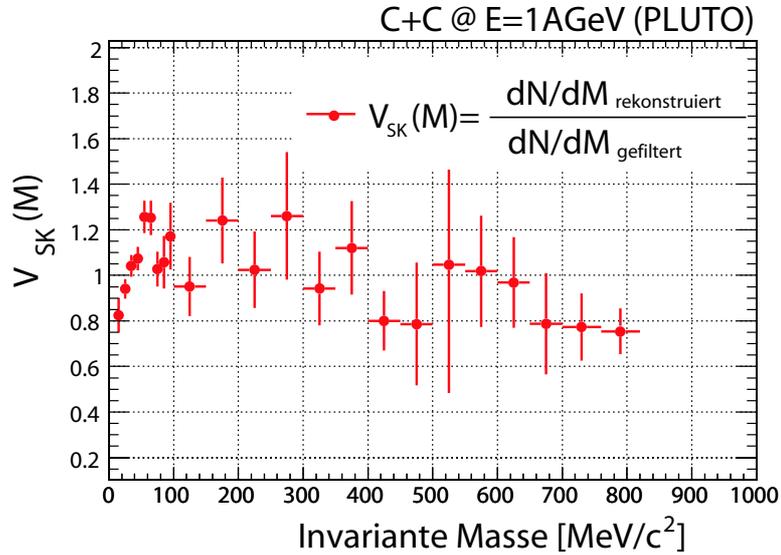
$$C_{paar}(M_{inv}, y, p_T) = \frac{1}{\epsilon_1(p_1, \Theta_1, \Phi_1)} \cdot \frac{1}{\epsilon_2(p_2, \Theta_2, \Phi_2)} \quad (4.15)$$

Bei der Korrektur werden lediglich die Bereiche der Variablen  $p$ ,  $\Theta$  und  $\Phi$  verwendet, in denen eine Effizienz des Spektrometers von  $> 5\%$  ermittelt wurde. Dies ist notwendig, um bei geringer absoluter Anzahl von Spuren in einem  $p$ ,  $\Theta$ ,  $\Phi$ -Intervall nicht durch Anwendung großer Korrekturfaktoren statistische Schwankungen zu verstärken. Spuren in Bereichen mit einer Effizienz unterhalb von 5% werden bei der Korrektur verworfen. Entsprechend wird die Akzeptanzmatrix des Spektrometers dort ebenfalls auf den Wert 0 gesetzt. Abbildung 4.22 zeigt das untergrundbereinigte  $e^+e^-$ -Massenspektrum des



**Abbildung 4.22:** Effizienzkorrigiertes Analyseergebnis für den PLUTO Datensatz und mit der Akzeptanzmatrix gefiltertes PLUTO Massenspektrum.

PLUTO Datensatzes nach der Effizienzkorrektur, sowie das Ergebnis der Filterung mit der Akzeptanzmatrix. In Abbildung 4.23 ist das Verhältnis  $V_{SK}(M)$  der beiden Verteilungen dargestellt.  $V_{SK}(M)$  weicht unterhalb einer Paarmasse von  $800 \text{ MeV}/c^2$  um maximal 25% von 1 ab. Bei höheren Massen spielen geringe Statistik und Korrekturen der Impulsauflösung eine Rolle, die gegenwärtig untersucht werden. Unterhalb von  $M_{inv} = 100 \text{ MeV}/c^2$  ist ein systematischer Trend von einer anfänglichen Unterschätzung des gefilterten Spektrums zu einer systematischen Überschätzung bis zu  $M_{inv} \approx 60 \text{ MeV}/c$  zu erkennen. Da HADES nicht für die Messung von  $e^+e^-$ -Paaren sehr kleiner invarianter Masse optimiert ist, darf eine perfekte Rekonstruktionseffizienz in diesem Bereich nicht erwartet werden. Die Abweichung des Verhältnisses  $V_{SK}$  von 1 wird zusammen mit anderen systematischen Fehlerquellen in Kapitel 4.5.5 diskutiert.

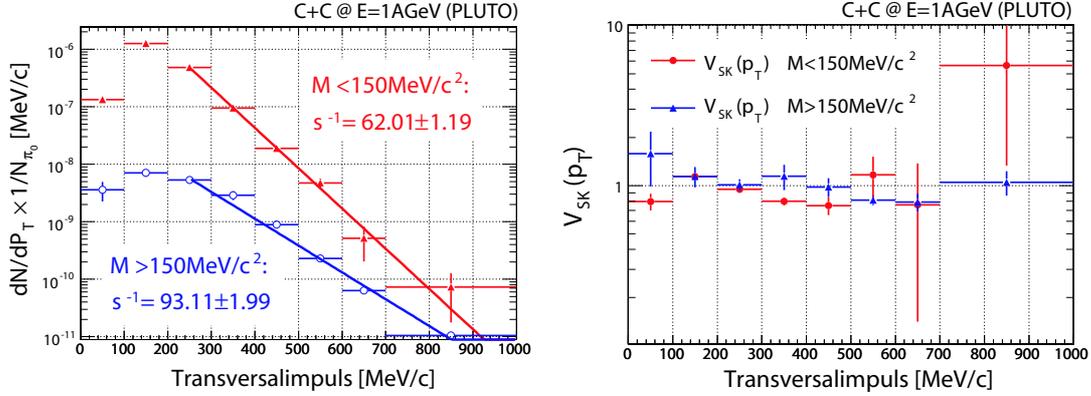


**Abbildung 4.23:** Verhältnis  $V_{SK}(M_{inv})$  des effizienzkorrigierten PLUTO-Massenspektrums und des akzeptanzgefilterten Cocktails.

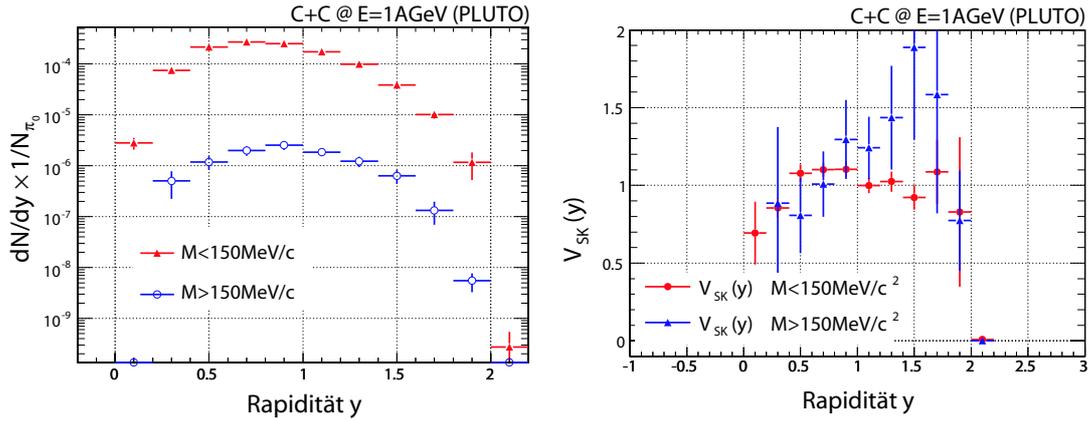
Für die Variablen Transversalimpuls und Rapidität wird der Selbstkonsistenztest in den Massenbereichen  $M_{inv} < 150 \text{ MeV}/c^2$  und  $M_{inv} > 150 \text{ MeV}/c^2$  separat durchgeführt. Die effizienzkorrigierten Spektren sind zusammen mit den entsprechenden Größen  $V_{SK}(p_T)$  und  $V_{SK}(y)$  in den Abbildungen 4.24 und 4.25 dargestellt. Man erkennt, dass das  $p_T$ -Spektrum aus der Analyse bei kleinen Paarmassen und Werten von  $p_T > 700 \text{ MeV}/c$  das gefilterte Spektrum deutlich überschätzt. Dieses Phänomen tritt erst *nach* der Effizienzkorrektur der Daten auf und wird derzeit noch untersucht. Bei der Bestimmung der systematischen Fehler in diesem Bereich muss dem Rechnung getragen werden.

Die Rapiditätsverteilung zeigt in beiden Massenbereichen einen qualitativ ähnlichen Verlauf wie vor der Effizienzkorrektur. Während für kleine Massen die Übereinstimmung zwischen Analyseergebnis und gefiltertem Spektrum niemals schlechter als 30% ist, ist für Massen  $M > 150 \text{ MeV}/c^2$  und Rapiditäten  $y \geq 1$  ein Trend zur Überschätzung des gefilterten Spektrums durch das Analyseergebnis erkennbar. Die mittlere Abweichung von rekonstruierter und gefilterter Verteilung beträgt etwa 30% und führt zu

einem entsprechend großen systematischen Fehler in diesem Bereich.



**Abbildung 4.24:** Links:  $p_T$ -Verteilung von  $e^+e^-$ -Paaren im PLUTO-Datensatz nach der Effizienzkorrektur. Rechts: Verhältnis  $V_{SK}(p_T)$  des effizienzkorrigierten PLUTO-Transversalimpulsspektrums und des akzeptanzgefilterten Cocktails.

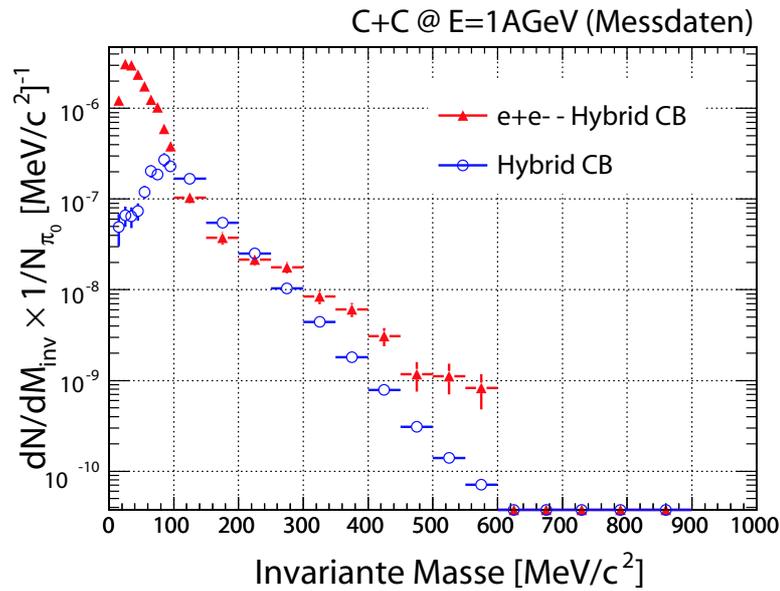


**Abbildung 4.25:** Links: Rapiditätsverteilung von  $e^+e^-$ -Paaren im PLUTO-Datensatz nach der Effizienzkorrektur. Rechts: Verhältnis  $V_{SK}(y)$  des effizienzkorrigierten PLUTO-Rapiditätsspektrums und des akzeptanzgefilterten Cocktails.

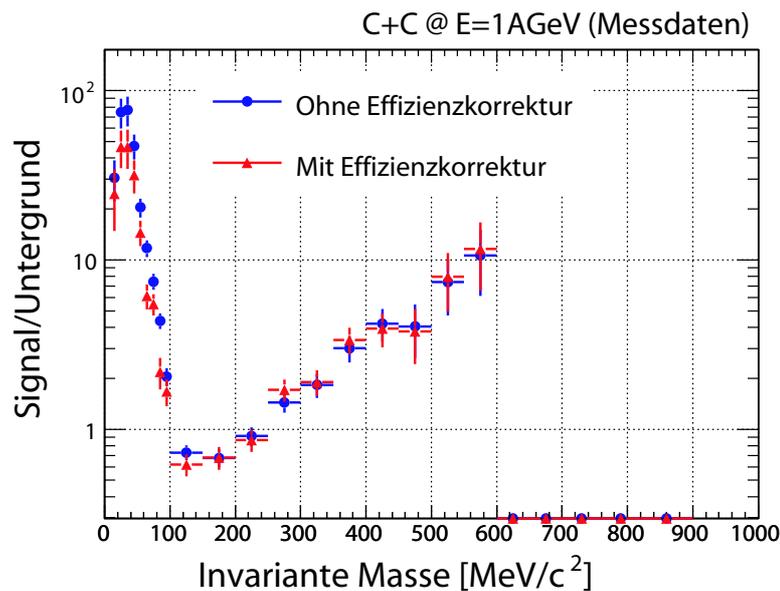
#### 4.5.4 Effizienzkorrigierte Messdaten

Abbildung 4.26 zeigt das experimentelle Massenspektrum nach der Effizienzkorrektur. Dargestellt ist das Ergebnis nach Abzug des Hybrid-Untergrundes sowie der kombinatorische Untergrund selbst. In Abbildung 4.27 wird das Signal-zu-Untergrund Verhältnis vor und nach der Effizienzkorrektur verglichen.

Durch die Effizienzkorrektur sinkt das Signal-zu-Untergrund Verhältnis unterhalb der Pionenmasse etwas. Der Grund hierfür sind unterschiedliche Nachweiseffizienzen des Runge-Kutta-Verfahrens für Elektronen und Positronen mit Impulsen  $p \leq 100 \text{ MeV}/c$ . Da bei kleinen Massen der Untergrund nach dem Like-Sign Verfahren berechnet wird, sind Paare gleichen und ungleichen Vorzeichens unterschiedlich stark von der Effizienzkorrektur betroffen. Eine genaue Untersuchung dieses Phänomens steht gegenwärtig



**Abbildung 4.26:** Experimentelles Signal- und Untergrundspektrum für  $e^+e^-$ -Paare nach der Effizienzkorrektur.

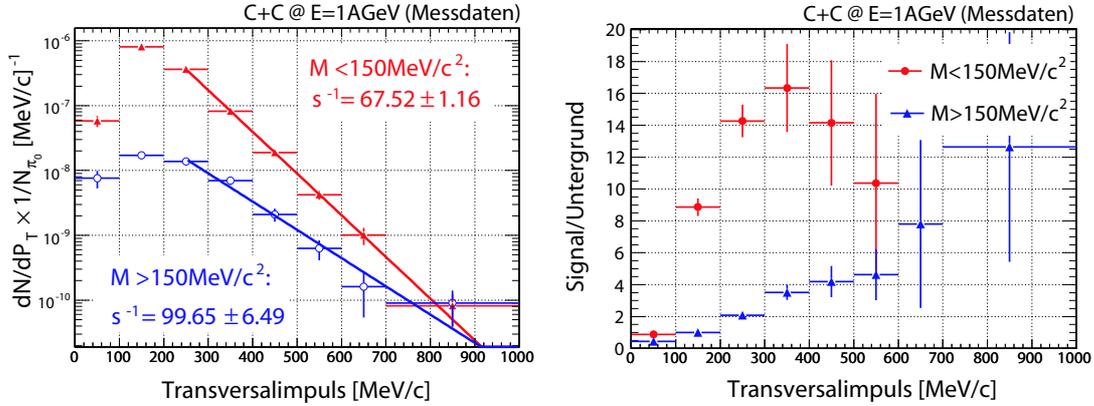


**Abbildung 4.27:** Signal-zu-Untergrund Verhältnis im experimentellen Massenspektrum vor und nach der Effizienzkorrektur.

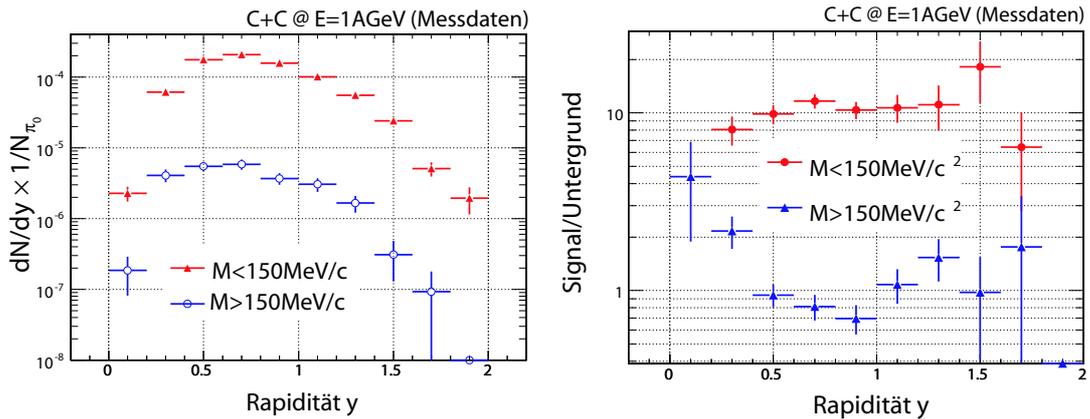
noch aus. Für höhere Massen bleibt das Signal-zu-Untergrund Verhältnis im Wesentlichen unverändert.

Die in Abbildung 4.28 links dargestellten Transversalimpulsverteilungen für die Massenbereiche  $M_{inv} < 150 \text{ MeV}/c^2$  bzw.  $M_{inv} > 150 \text{ MeV}/c^2$  zeigen nach der Effizienzkorrektur bis auf etwa 10% die gleichen Steigungen wie die PLUTO Spektren. Ein Signal-zu-Untergrund Verhältnis (Abbildung 4.28 rechts) größer als 1 wird in bei-

den Massenbereichen ab  $p_T \approx 100$  MeV/c erreicht.



**Abbildung 4.28:** Links: Experimentelle  $p_T$ -Verteilung von  $e^+e^-$ -Paaren nach der Effizienzkorrektur. Rechts: Signal-zu-Untergrund Verhältnis als Funktion von  $p_T$  für invariante Massen über und unter  $M_{inv} = 150 \text{ MeV}/c^2$ .



**Abbildung 4.29:** Links: Experimentelle Rapiditätsverteilung von  $e^+e^-$ -Paaren nach der Effizienzkorrektur. Rechts: Signal-zu-Untergrund Verhältnis als Funktion der Rapidität für invariante Massen über und unter  $M_{inv} = 150 \text{ MeV}/c^2$ .

Die Rapiditätsverteilungen sind in Abbildung 4.29 dargestellt. Sie sind wie vor der Effizienzkorrektur annähernd symmetrisch um die mittlere Rapidität  $\bar{y} \approx 0.68$ , zeigen jedoch auf Grund der Spektrometerakzeptanz Ausläufer zu Vorwärtsrapiditäten. Ihre Form ähnelt qualitativ den Ergebnissen der PLUTO-Analyse. Um einen Vergleich mit den gefilterten Simulationsdaten zu ermöglichen, muss jedoch auch für die Rapidität ein systematischer Fehler ermittelt werden. Für kleine Massen liegt das Signal deutlich über dem Untergrund. Für den hohen Massenbereich ist das Signal-zu-Untergrund Verhältnis niemals schlechter als 0.7.

#### 4.5.5 Fehlerdiskussion

Die bislang in den rekonstruierten Verteilungen angegebenen Fehler sind rein statistischer Natur. Um einen Vergleich mit Modellrechnungen zu ermöglichen, müssen die

folgenden systematischen Unsicherheiten berücksichtigt werden:

- Für die Normierung auf die Multiplizität geladener Pionen wurde in [Mou07] eine globale systematische Unsicherheit  $U_{N_{\pi^0\mathcal{R}}}$  von 11% ermittelt.
- Die Effizienz des Triggers zweiter Stufe  $\epsilon_{LVL2}$ , die linear in die globale Normierung eingeht, beträgt wie in Kapitel 4.2.2 angegeben  $83 \pm 6.1\%$ . Die *relative* Unsicherheit  $\Delta\epsilon_{LVL2}/\epsilon_{LVL2}$  liegt dementsprechend bei  $U_{LVL2\mathcal{R}} = 7.3\%$ .
- Der Selbstkonsistenztest erlaubt die Bestimmung der durch die Analyseverfahren induzierten systematischen Unsicherheit  $U_{SK\mathcal{R}}$ . Die in Abbildung 4.23 gezeigte relative Abweichung  $V_{SK}(M)$  des rekonstruierten PLUTO Massenspektrums vom mit der Akzeptanzmatrix gefilterten Referenzspektrum ist mit wenigen Ausnahmen kleiner als 20% und zeigt nur unterhalb von  $100 \text{ MeV}/c^2$  einen systematischen Trend. Daher wird im Folgenden ein von der Masse unabhängiger, symmetrischer systematischer Fehler angegeben. Dieser ergibt sich durch Mittelung über die Fehler in den einzelnen Massenbins unter Berücksichtigung der statistischen Gewichte zu  $\langle U_{SK\mathcal{R}}(M) \rangle = 11.5\%$ . Für die Transversalimpulsverteilung der rekonstruierten Paare mit Massen unterhalb von  $150 \text{ MeV}/c^2$  ergibt sich der gleiche Wert. Für  $p_T > 700 \text{ MeV}/c$  ist diese Abschätzung sicherlich zu optimistisch, wie Abbildung 4.24 zeigt. Wegen der großen systematischen Unsicherheit sind in diesem Bereich keine zuverlässigen Aussagen möglich. Entsprechend wird er beim Vergleich von Messdaten und Simulationsrechnungen in Kapitel 5 von der Betrachtung ausgenommen. Für größere Massen sind rekonstruiertes und analysiertes Spektrum für alle Transversalimpulse in guter Übereinstimmung. Es ergibt sich ein mittlerer systematischer Fehler von  $\langle U_{SK\mathcal{R}}(p_T) \rangle = 7.8\%$ . Die mittleren Selbstkonsistenzabweichungen  $\langle U_{SK\mathcal{R}}(y) \rangle$  der Rapiditätsverteilung betragen ebenfalls 7.8% ( $M < 150 \text{ MeV}/c^2$ ) bzw. 27.0% ( $M > 150 \text{ MeV}/c^2$ ). Alle aus der Selbstkonsistenzanalyse ermittelten systematischen Fehler werden im Folgenden als symmetrisch angenommen.
- Bei Verwendung des Hybrid Verfahrens zur Berechnung des kombinatorischen Untergrundes muß ermittelt werden, welchen Einfluß die Wahl des Massenintervalls hat, in dem die Normierung auf den Like-Sign Untergrund durchgeführt wird. Zur Abschätzung dieses Fehlers wurde das Normierungsintervall von  $150 \text{ MeV}/c^2 < M_{inv} < 500 \text{ MeV}/c^2$  auf  $200 \text{ MeV}/c^2 < M_{inv} < 550 \text{ MeV}/c^2$  verschoben. Gleichzeitig wurde die Stelle, an der die Untergrundspektren aus der Like-Sign und der Unlike-Sign Methode aneinandergesetzt wurden, von  $150 \text{ MeV}/c^2$  auf  $200 \text{ MeV}/c^2$  verschoben. Die größte sich ergebende Abweichung  $U_{BG\mathcal{R}}$  des untergrundbereinigten Massenspektrums liegt bei 14.9%

Die einzelnen in Tabelle 4.5 genannten systematischen Unsicherheiten werden unkorreliert behandelt und quadratisch zu einem Gesamtfehler addiert. Somit ergibt sich für jede der drei Paarvariablen eine systematische relative Gesamtunsicherheit:

$$U_{g\mathcal{R}}(M_{Inv}, p_T, y) = \sqrt{U_{N_{\pi^0\mathcal{R}}}^2 + U_{LVL2\mathcal{R}}^2 + U_{BG\mathcal{R}}^2 + \langle U_{SK\mathcal{R}} \rangle (M_{Inv}, p_T, y)^2} \quad (4.16)$$

Tabelle 4.6 faßt die systematischen Gesamtfehler für Masse, Transversalimpuls und Rapidität zusammen. In Abbildung 4.30 ist das experimentelle Massenspektrum mit

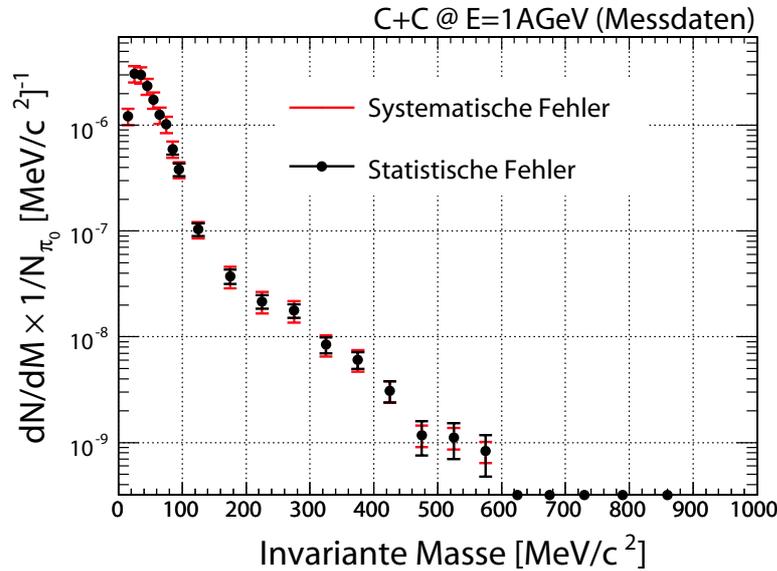
Fehlerquelle	Bezeichnung	Relativer Fehler
Normierung auf die Anzahl geladener Pionen	$U_{N_{\pi^0\pi}}$	11 %
LVL2 Triggereffizienz	$U_{LVL2\mathcal{R}}$	7.3 %
Selbstkonsistenz ( $M_{inv}$ )	$\langle U_{SK\mathcal{R}}(M) \rangle$	11.5%
Selbstkonsistenz ( $p_T$ )	$\langle U_{SK\mathcal{R}}(p_T) \rangle$	11.5 % / 7.8 %
Selbstkonsistenz ( $y$ )	$\langle U_{SK\mathcal{R}}(y) \rangle$	7.8 % / 27.0 %
Untergrundberechnung	$U_{BGR}$	14.9 %

**Tabelle 4.5:** Systematische Fehlerquellen in der Analyse. Für die Fehler aus der Selbstkonsistenzanalyse wurden die gemittelten Werte für beide Massenintervalle angegeben.

beiden Fehlerkomponenten dargestellt. Tabelle A.2 listet systematische und statistische Fehler differentiell für die einzelnen Massenbins auf.

	$M_{inv}$	$p_T$	$y$
$M < 150 \text{ MeV}/c^2$	17.5%	17.5%	15.3%
$M > 150 \text{ MeV}/c^2$	23.0%	21.4%	33.5%

**Tabelle 4.6:** Systematischer Gesamtfehler der Datenanalyse für invariante Masse, Transversalimpuls und Rapidität.

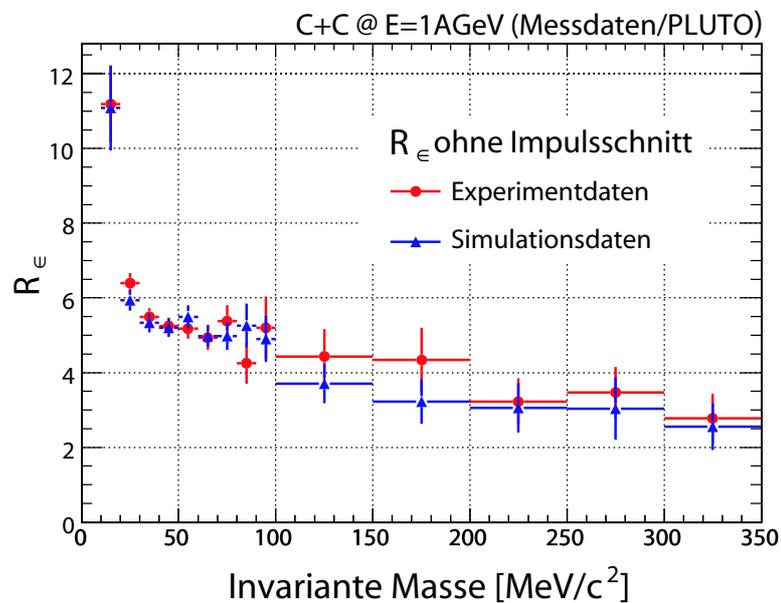


**Abbildung 4.30:** Invariantes experimentelles Massenspektrum nach der Effizienzkorrektur. Statistischer und systematischer Fehler sind getrennt dargestellt.

### Variation der Effizienzkorrektur mit der Paarmasse

Für geladene Teilchen mit kleinen Impulsen kommt es durch das sehr kleine, aber noch vorhandene Magnetfeld in den inneren Driftkammern zu Abweichungen der Spurcharak-

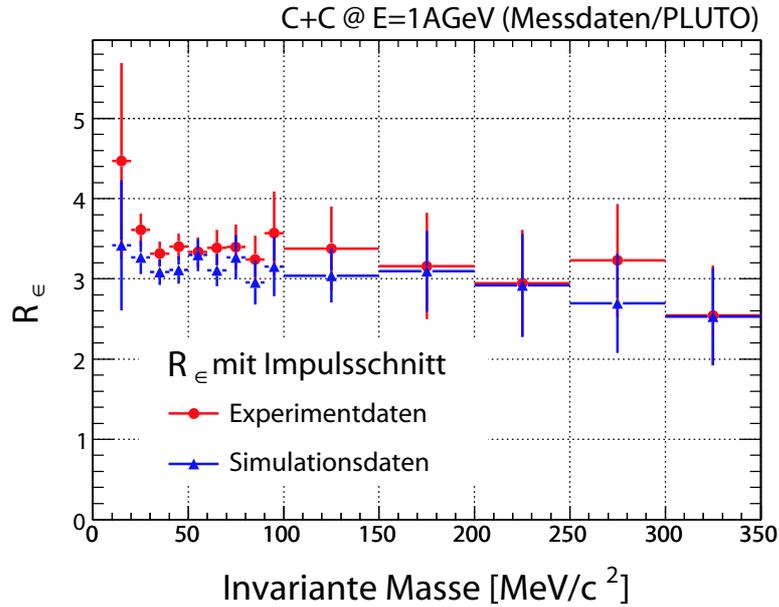
teristik von der angenommenen geradlinigen Ausbreitung. Das Runge-Kutta Verfahren weist daher in der Simulation für Impulse  $p < 100$  MeV/c systematische Ineffizienzen auf und liefert insbesondere für Spuren negativer Polarität zu große Impulse<sup>4</sup> [Kön06a]. Da auch die Unsicherheiten bei der Korrelation von Driftkammersegmenten und Ringen im RICH wegen der stärker werdenden Kleinwinkel-Streuung zunehmen, wachsen die Effizienzkorrekturen für kleine Impulse stark an. Abbildung 4.31 zeigt das Verhältnis  $R_\epsilon$  von effizienzkorrigiertem und unkorrigiertem Massenspektrum unterhalb von  $M_{inv} = 300$  MeV/c<sup>2</sup> für den PLUTO-Datensatz und das Experiment. Beide Verhältnisse zeigen innerhalb der statistischen Fehler die selbe Abhängigkeit von der invarianten Masse. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Simulation der Detektorcharakteristik die experimentellen Gegebenheiten sehr gut wiedergibt und die Analyseschritte auf beide Datensätze identische Wirkung haben. Jedoch steigt  $R_\epsilon$  für kleine Massen stark an, was auf die oben genannten Ineffizienzen für Spuren mit kleinem Impuls zurückzuführen ist, die in diesem Massenbereich dominant sind.



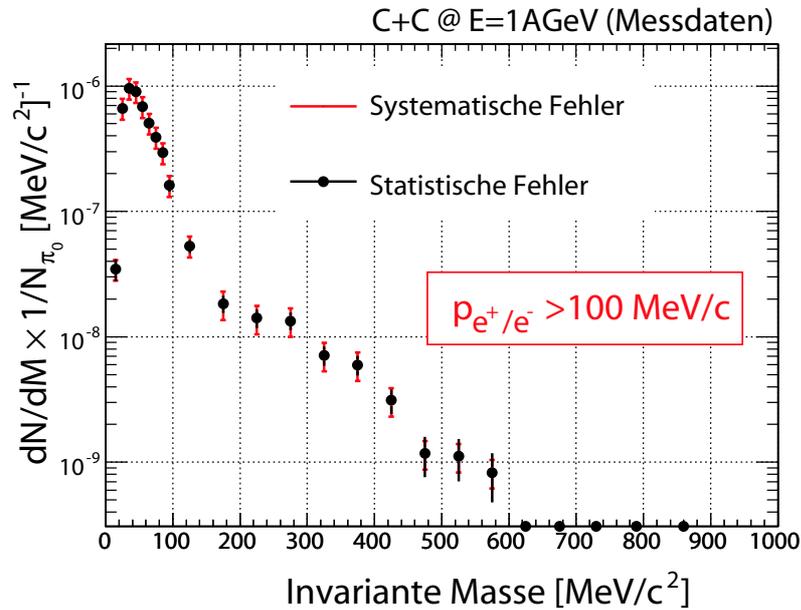
**Abbildung 4.31:** Verhältnis der effizienzkorrigierten und der unkorrigierten Massenverteilung für Experiment und Simulation ohne Einschränkung des Impulsbereichs.

In Abbildung 4.32 ist  $R_\epsilon$  nach Ausschluß aller  $e^+/e^-$ -Spuren mit Impulsen unter 100 MeV/c gezeigt. Die Effizienzkorrektur ist nun im Wesentlichen unabhängig von der Paarmasse! Der Impulsschnitt führt für Massen bis  $M_{inv} = 200$  MeV/c<sup>2</sup> in beiden Datensätzen zu einer Verbesserung im Signal-zu-Untergrund Verhältnis um mindestens einen Faktor 2. Allerdings verschlechtert er die Selbstkonsistenz der Analyse geringfügig ( $U_{SKR} = 13.6\%$ ) und reduziert für Massen unterhalb der Pionenmasse die verfügbare Statistik um etwa einen Faktor 3. Für höhere Massen kommt es bis zu  $M_{inv} \approx 300$  MeV/c<sup>2</sup> zu einer Reduktion der Statistik um etwa 40%. Abbildung 4.33 zeigt das Massenspektrum nach Anwendung des Impulsschnitts mit statistischen und

<sup>4</sup>Die Asymmetrie zwischen Elektronen und Positronen wird derzeit im Detail untersucht, ein verbessertes Spurmodell ist in Vorbereitung.



**Abbildung 4.32:** Verhältnis der effizienzkorrigierten und der unkorrigierten Massenverteilung, wenn ein Minimalimpuls  $p_{e^+/e^-} > 100 \text{ MeV}/c$  für einzelne  $e^+/e^-$ -Spuren gefordert wird.



**Abbildung 4.33:** Invariantes experimentelles Massenspektrum nach Effizienzkorrektur und Impulsschnitt  $p > 100 \text{ MeV}/c$  auf  $e^+/e^-$ -Spuren.

systematischen Fehlern. Tabelle A.3 listet die Fehlerkomponenten für jedes Massenintervall getrennt auf.

Die Wirkung des  $e^+/e^-$ -Impulsschnitts auf differentielle Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilungen ist noch nicht im Detail untersucht worden. Daher wird in Ka-

pitel 5 nur der Einfluß auf die experimentellen und simulierten Massenverteilungen und insbesondere auf deren Unterschiede betrachtet, um systematische Effekte durch die bei kleinen Massen anwachsende Effizienzkorrektur zu quantifizieren.

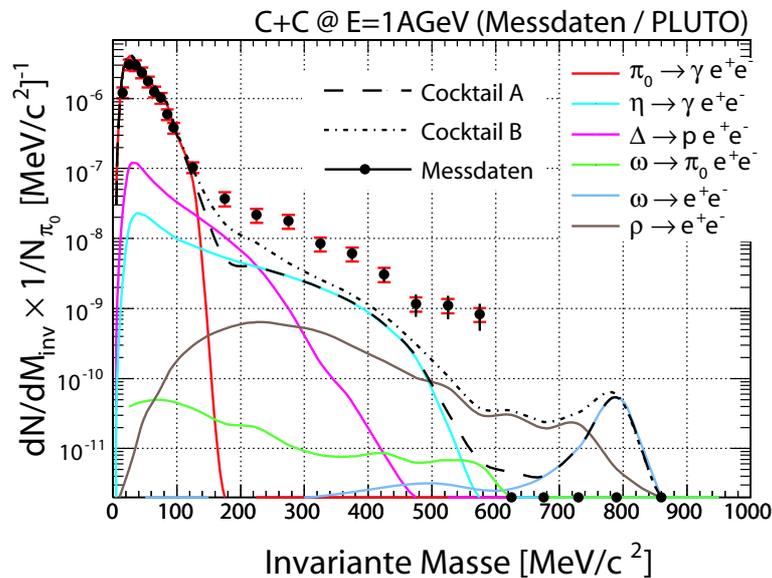


## Kapitel 5

### Diskussion und Interpretation der Ergebnisse

#### 5.1 Vergleich von experimentellen Daten und PLUTO-Simulation

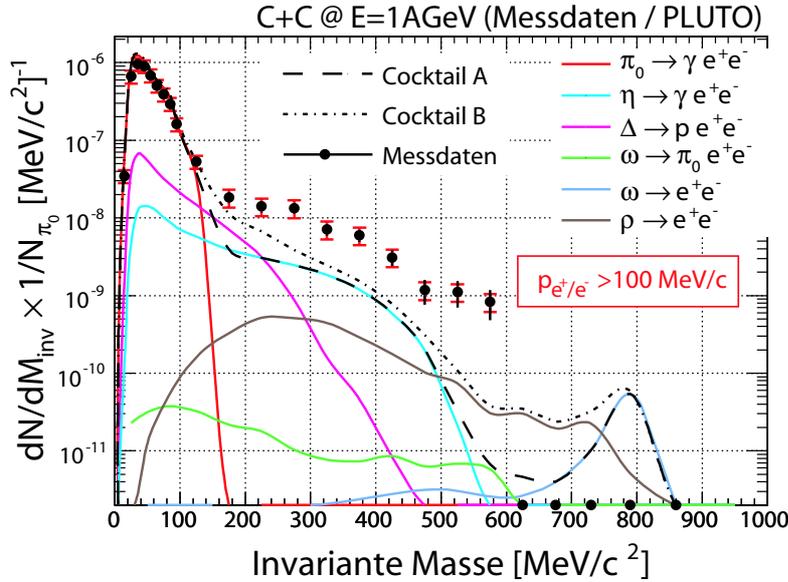
Für den Vergleich der Messdaten mit dem PLUTO-Cocktail kann sowohl das *Analyseergebnis* des PLUTO-Datensatzes als auch das aus der Akzeptanzfilterung (siehe Kapitel 4.5.1) hervorgegangene Spektrum verwendet werden. Im Folgenden wird stets der gefilterte Cocktail benutzt. Den Abweichungen des PLUTO-Analyseergebnisses von der Selbstkonsistenz wird dabei - wie in Kapitel 4.5.5 diskutiert - Rechnung getragen, indem sie zum systematischen Fehler des experimentellen Spektrums addiert werden.



**Abbildung 5.1:** Vergleich des mit der HADES-Akzeptanz gefilterten PLUTO Massenspektrums mit den Messergebnissen.

In Abbildung 5.1 wird das im Experiment rekonstruierte invariante Massenspektrum dem gefilterten PLUTO-Datensatz gegenübergestellt. Für die Simulation sind die Beiträge einzelner mesonischer und hadronischer Zerfälle sowie zwei Kombinationen dieser Komponenten (Cocktails A und B) eingezeichnet. Für den Cocktail A wurden die Teilspektren der Dalitz-Zerfälle von  $\pi^0$ ,  $\eta$  und  $\omega$ -Mesonen, sowie des  $\omega$ -

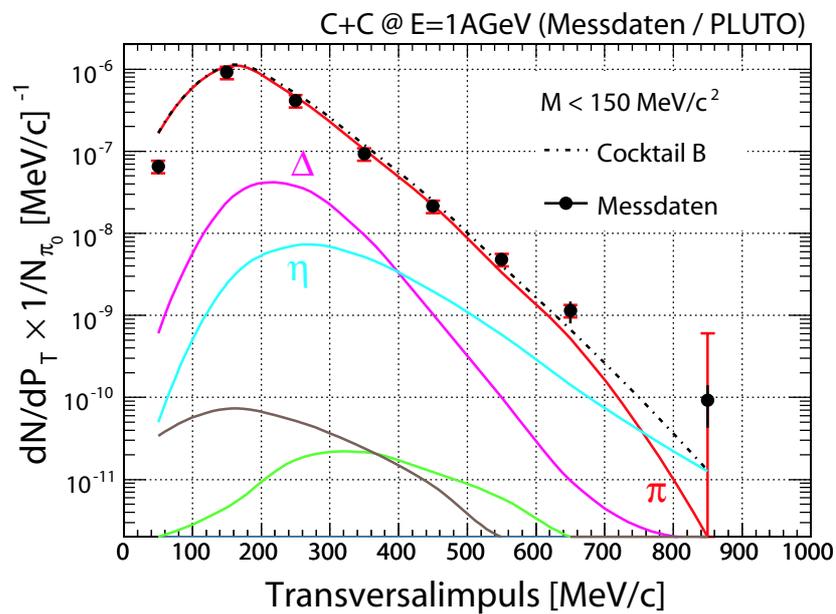
Zweikörperzerfalls addiert. Für Cocktail B wurden darüberhinaus Paare aus dem Dalitz-Zerfall der  $\Delta$ -Resonanz, sowie aus dem Zerfall des  $\rho$ -Mesons verwendet. Unterhalb der Pionenmasse wird das Ergebnis der Messung gut durch die Cocktailquellen beschrieben. Bei größeren Massen sind beide Simulationen nicht in der Lage, das Spektrum zu reproduzieren.



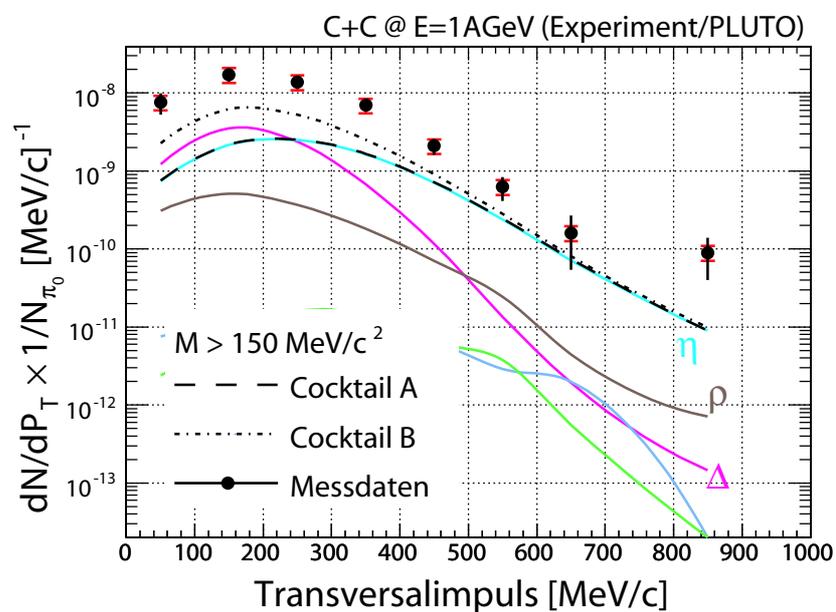
**Abbildung 5.2:** Vergleich des PLUTO Cocktails und des gemessenen Massenspektrums nach Anwendung des Impulsschnitts  $p > 100 \text{ MeV}/c$ .

In Abbildung 5.2 sind die invarianten Massenspektren nach Anwendung des in Kapitel 4.5.5 diskutierten Impulsschnitts auf die Einzelspuren eines Paares dargestellt. Die Übereinstimmung der Verteilungen im  $\pi^0$ -Massenbereich ändert sich nicht. Für höhere Massen liegt das gemessene Spektrum nach wie vor deutlich über dem simulierten. Vor einer quantitativen Diskussion des Multiplizitätsüberschusses wird zunächst die transversale und longitudinale Kinematik der gemessenen und simulierten Daten gegenübergestellt.

Die Transversalimpulsverteilungen aus der Messung und der Simulation werden in den Abbildungen 5.3 und 5.4 verglichen. Für Massen unterhalb  $M_{inv} = 150 \text{ MeV}/c^2$  sind die beiden Cocktail-Spektren nicht unterscheidbar, daher ist nur Cocktail B eingezeichnet. Die Simulation beschreibt in diesem Bereich innerhalb der Fehlerbalken die Messdaten sehr gut. Für Massen  $M_{inv} > 150 \text{ MeV}/c^2$  liegen die gemessenen Multiplizitäten deutlich über beiden Cocktails. Das Maximum der experimentellen Verteilung befindet sich bei  $150 \text{ MeV}/c$ , für Cocktail A liegt es hingegen bei etwa  $250 \text{ MeV}/c$ . Ausserdem zeigt das Simulationsspektrum insbesondere für  $p_T < 500 \text{ MeV}/c$  eine vom Messergebnis abweichende Form. Durch die Hinzunahme der kurzlebigen  $e^+e^-$ -Quellen in Cocktail B nähert sich die spektrale Charakteristik der Simulationsverteilung dem gemessenen Spektrum deutlich an, da insbesondere bei kleinen Transversalimpulsen zusätzliche  $e^+e^-$ -Paarquellen beitragen. Das Maximum von Cocktail B koinzidiert nun mit dem experimentellen Wert. Das Verhältnis des gemessenen Spektrums zu Cocktail

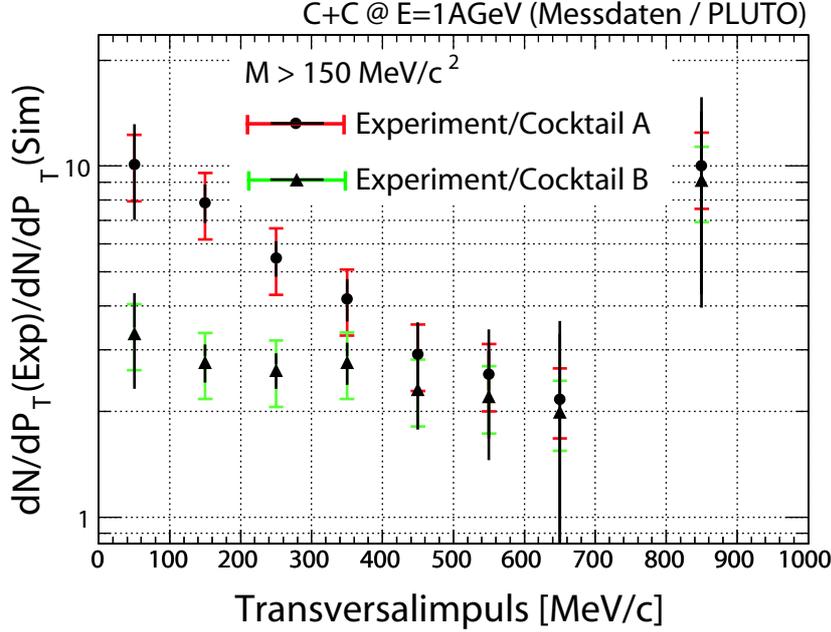


**Abbildung 5.3:** Vergleich der Transversalimpulsverteilungen im Experiment und in der PLUTO-Simulation für invariante Massen  $M < 150 \text{ MeV}/c^2$ . Die Farbcodierung der Cocktailkomponenten entspricht der Konvention in Abbildung 5.1



**Abbildung 5.4:** Vergleich der Transversalimpulsverteilungen im Experiment und in der PLUTO-Simulation für invariante Massen  $M > 150 \text{ MeV}/c^2$ . Die Farbcodierung der Cocktailkomponenten entspricht der Konvention in Abbildung 5.1

A und Cocktail B ist in Abbildung 5.5 differentiell dargestellt. Nach Hinzunahme der



**Abbildung 5.5:** Verhältnis der gemessenen  $e^+e^-$ -Multiplizität und der Cocktailmultiplizität (Modelle A und B) für invariante Massen  $M > 150 \text{ MeV}/c^2$  als Funktion von  $p_T$ .

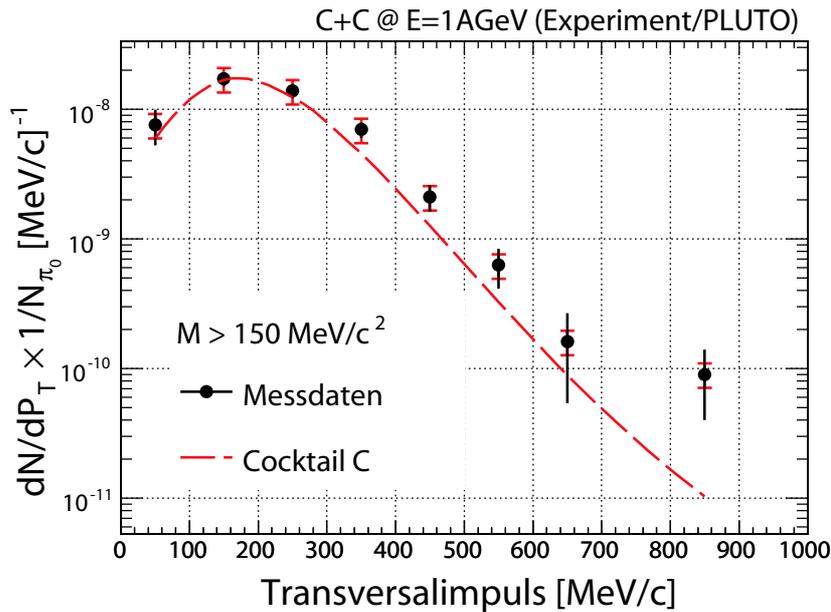
kurzlebigen Cocktailkomponenten in der PLUTO-Simulation ist nur noch eine schwache  $p_T$ -Abhängigkeit erkennbar. Diese ist im Rahmen der Fehlerbalken nicht signifikant, jedoch steigt das gemessene Verhältnis für kleine Transversalimpulse tendenziell an. Für  $p_T > 700 \text{ MeV}/c$  kommt es zu keiner wesentlichen Annäherung der Spektren. In Tabelle 5.1 sind für beide Massenbereiche die Ergebnisse des Fits der  $p_T$ -Verteilungen aus dem Experiment und aus Cocktail B an eine Exponentialfunktion zusammengefasst. Der Fit wurde dabei für kleine Massen auf das Intervall  $200 \text{ MeV}/c < p_T < 700 \text{ MeV}/c$  beschränkt, da für größere Transversalimpulse die systematischen Fehler der Analyse keine Aussage mehr gestatten (Siehe Abbildung 4.24 und Kapitel 4.5.5). Für größere Massen wurde das Intervall  $200 \text{ MeV}/c < p_T < 1000 \text{ MeV}/c$  beibehalten.

Massenintervall	Fit-Bereich	Datensatz	Inv. Steigung $s^{-1}$ [MeV/c]
$M < 150 \text{ MeV}/c^2$	$200 < p_T < 700 \text{ MeV}/c$	PLUTO (Cocktail B)	$65.7 \pm 1.2$
		Experiment	$67.7 \pm 3.4$
$M > 150 \text{ MeV}/c^2$	$200 < p_T < 1000 \text{ MeV}/c$	PLUTO(Cocktail B)	$103.8 \pm 0.6$
		Experiment	$96.6 \pm 9.1$

**Tabelle 5.1:** Inverse Steigungen der im Experiment und in PLUTO rekonstruierten Transversalimpulsverteilungen für  $p_T > 200 \text{ MeV}/c$ .

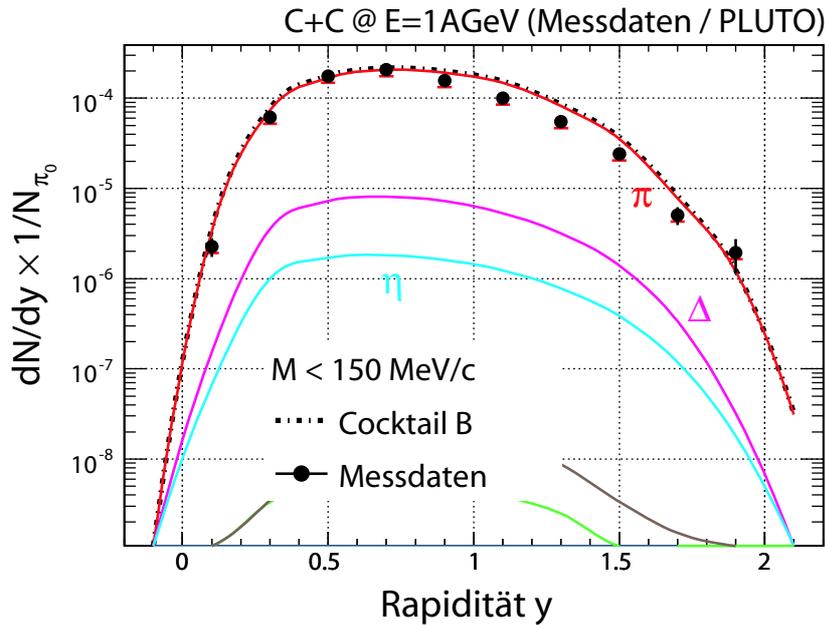
Die gemessene inverse Steigung wird für kleine Massen sehr gut durch den PLUTO Datensatz reproduziert. Für  $M > 150 \text{ MeV}/c$  ist die Steigung im Rahmen der Fehler verträglich mit der Simulation (Cocktail B). Das weist darauf hin, dass Cocktailkomponenten wie z.B. der  $\rho/\omega$ -Zerfall zwar zur  $e^+e^-$ -Produktion beitragen, ihr Beitrag aber

nicht groß genug ist, um die gemessene Multiplizität zu erklären. In Abbildung 5.6 wird der Beitrag des  $\Delta$ -Dalitz-Zerfalls in Cocktail B mit einem Faktor 4 skaliert und das Ergebnis (Cocktail C) den experimentellen Daten gegenübergestellt. Die Beschreibung der gemessenen Verteilung verbessert sich deutlich. Um mit diesem Modell die Daten bei invarianten Massen  $M < 150 \text{ MeV}/c^2$  beschreiben zu können, müsste der dort dominante Beitrag neutraler Pionen um etwa 10–15% reduziert werden. Diese Reduktion ist mit den in [Ave97] angegebenen Fehlern der  $\pi^0$ -Multiplizität verträglich.

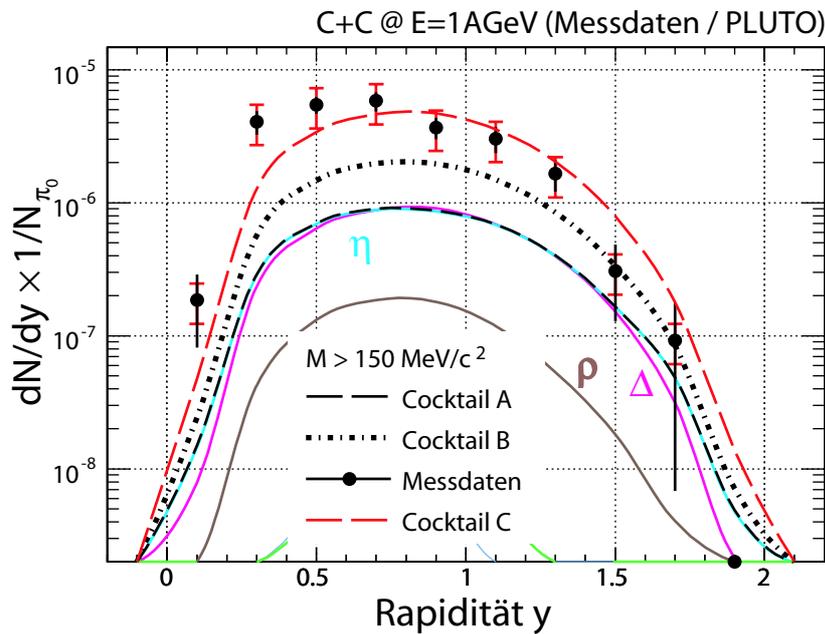


**Abbildung 5.6:** Vergleich der experimentellen Transversalimpulsverteilung mit dem PLUTO-Cocktail C nach Skalierung der  $\Delta$ -Dalitz-Multiplizität für invariante Massen  $M > 150 \text{ MeV}/c^2$ .

In den Abbildungen 5.7 und 5.8 werden die gemessenen Rapiditätsverteilungen mit den Cocktailspektren verglichen, wobei für  $M < 150 \text{ MeV}/c^2$  wiederum nur Variante B mit allen Einzelkomponenten dargestellt ist. In diesem Bereich wird die gemessene Verteilung qualitativ gut durch die Simulation beschrieben. Für größere Massen kommt es zwar bei Verwendung von Cocktail B zu einer Annäherung des Simulationsspektrums an die experimentellen Daten, doch die Form und das Integral von gemessener und simulierter Verteilung stimmen auch dann nicht überein. Das Verhältnis der Verteilungen ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Die Messung liegt bei Rapiditäten unter  $y = 0.5$  um bis zu einem Faktor 8 über den Simulationsdaten (Cocktail B), während das Verhältnis für  $y > 1.5$  mit 1 verträglich ist. Wird wie in Abbildung 5.6 die  $\Delta$ -Dalitz-Komponente des Cocktails um einen Faktor 4 angehoben, werden die Messdaten im Bereich mittlerer Rapiditäten innerhalb der systematischen Fehler gut beschrieben, allerdings liefert dieses Modell gegenüber der experimentellen Verteilung systematisch zu große Rapiditäten. Die *longitudinale* Kinematik des gemessenen Überschusses wird also auch von Cocktail C nicht vollständig korrekt beschrieben!

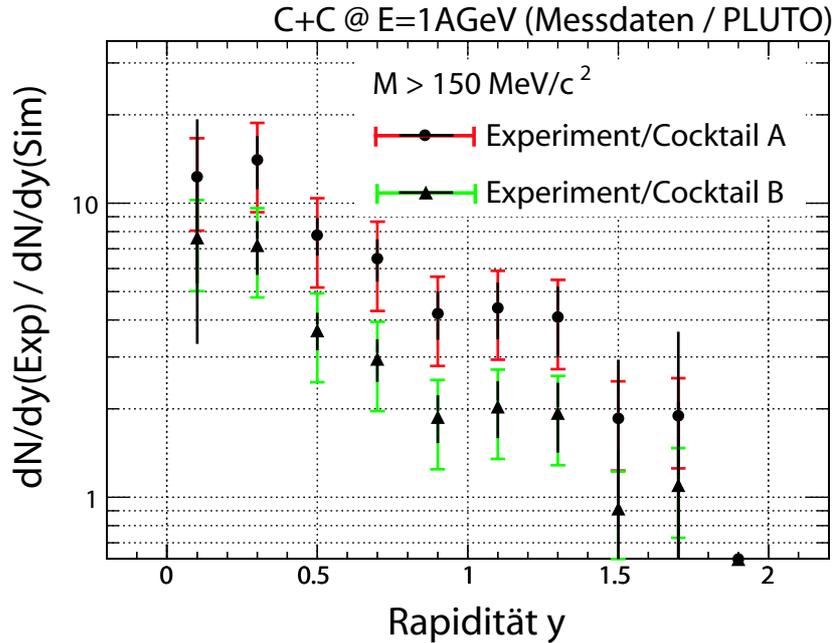


**Abbildung 5.7:** Vergleich der Rapidityverteilungen der PLUTO-Daten und der experimentellen Daten für invariante Massen  $M < 150 \text{ MeV}/c^2$ .



**Abbildung 5.8:** Vergleich der Rapidityverteilungen der PLUTO-Daten und der experimentellen Daten für invariante Massen  $M > 150 \text{ MeV}/c^2$ .

Zusammenfassend ergibt sich beim Vergleich der experimentellen Daten mit dem PLUTO-Cocktail folgendes Bild: Während in den vom Dalitz-Zerfall des  $\pi^0$  dominierten Massen-, Impuls- und Rapiditybereichen eine sehr gute Beschreibung des experimen-



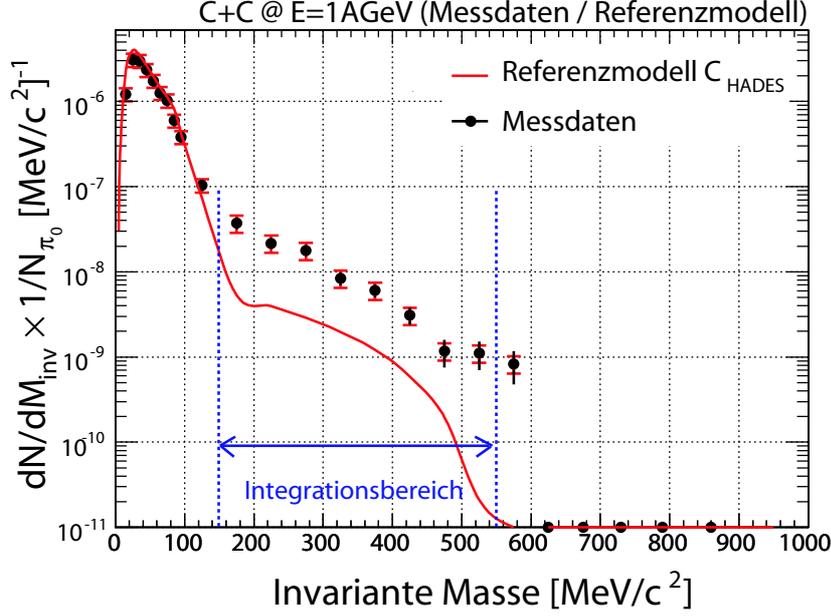
**Abbildung 5.9:** Verhältnis der gemessenen  $e^+e^-$ -Multiplizität und der Cocktailmultiplizität (Modelle A und B) für invariante Massen  $M > 150 \text{ MeV}/c^2$  als Funktion der Rapidity.

tellen Ergebnisses erzielt wird, findet man jenseits einer Paarmasse von  $150 \text{ MeV}/c^2$  eine wesentlich größere  $e^+e^-$ -Multiplizität, als durch die PLUTO Quellen erklärbar wäre. Die kinematische Verteilung dieses Überschusses bevorzugt kleinere Transversalimpulse und kleinere Rapiditäten als die schweren Komponenten des Cocktails. Die *Quelle* des Überschusses hat also eine schwerpunktsartige Kinematik, wie sie für  $\Delta$ -Resonanzen erwartet wird. Diese Beobachtung ist im Hinblick auf die später diskutierten Vorschläge zur Erklärung der Überschussmultiplizität wichtig. Sie gibt einen Hinweis darauf, dass die Emission der nicht durch den Cocktail erklärbaren Anteile des Spektrums der frühen Phase der C+C-Kollision zuzuordnen ist, in der eine hohe Materie- und Wechselwirkungsichte erreicht wird.

## 5.2 Vergleich mit den Ergebnissen des DLS-Experiments

Um den gemessenen Überschuss modellunabhängig quantitativ erfassen zu können, wird im Folgenden ein Referenzcocktail  $\mathcal{C}_{HADES}$  konstruiert, der lediglich die Dalitz-Zerfälle der pseudoskalaren Mesonen  $\pi^0$  und  $\eta$  enthält, für die die Produktionsraten [Ave97] und Verzweigungsverhältnisse bekannt sind. Da für den Dalitz-Zerfall des  $\Delta$ -Baryons und die Beiträge der Vektormesonen keine Messdaten existieren<sup>1</sup>, werden diese Beiträge vernachlässigt. In Abbildung 5.10 wird die Massenverteilung dieses Referenzmodells mit dem gemessenen Spektrum verglichen.

<sup>1</sup>Die HADES Kollaboration hat in pp Stößen bei einer Energie von  $E = 1.25 \text{ GeV}/c$  den elektromagnetischen Zerfall  $\Delta \rightarrow p e^+e^-$  untersucht. Die Analyse der Daten ist allerdings noch nicht abgeschlossen.



**Abbildung 5.10:** Vergleich des gemessenen Massenspektrums mit dem Referenzmodell  $C_{HADES}$  aus  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Dalitz-Zerfällen.

Im Massenbereich  $150 \text{ MeV}/c^2 < M_{inv} < 550 \text{ MeV}/c^2$  trägt ausschließlich das  $\eta$ -Meson zum Referenzmassenspektrum bei. In diesem Intervall wird nun das Integral  $Y_{Exp}$  bzw.  $Y_{Ref}$  beider Massenverteilungen ermittelt, um den nicht durch bekannte Quellen erkläraren Anteil der Verteilung zu quantifizieren:

$$Y_{Exp(Ref)} = \int_{150 \text{ MeV}/c^2}^{550 \text{ MeV}/c^2} \frac{dN_{Exp(Ref)}}{dM} dM \quad (5.1)$$

Das Verhältnis der Integrale  $\mathcal{R}_Y = Y_{Exp}/Y_{Ref}$  beträgt:

$$\frac{Y_{Exp}}{Y_{Ref}} = \mathcal{R}_Y = 6.0 \pm 1.0 \text{ (stat)} \pm 1.4 \text{ (syst)} \pm 2.0 \text{ (ref)} \quad (5.2)$$

wobei statistische und systematische Fehler getrennt angegeben wurden. Die letzte mit (ref) bezeichnete Komponente des Fehlers  $\Delta\mathcal{R}_Y$  trägt der Unsicherheit in der  $\eta$ -Dalitz-Multiplizität aus [Ave97] im Referenzmodell Rechnung. Wird die experimentelle Multiplizität  $Y_{Exp}$  ausgedrückt durch die Referenzmultiplizität  $Y_{Ref}$  und durch eine *Überschußmultiplizität*<sup>2</sup>  $Y_{excess}$ , so gilt:

$$Y_{Exp} = Y_{Ref} + Y_{excess} \quad (5.3)$$

und damit:

$$\begin{aligned} Y_{excess} &= Y_{Ref} \cdot (\mathcal{R}_Y - 1) = \\ &= Y_{Ref} \cdot (5.0 \pm 1.0 \text{ (stat)} \pm 1.4 \text{ (syst)} \pm 2.0 \text{ (ref)}) \end{aligned} \quad (5.4)$$

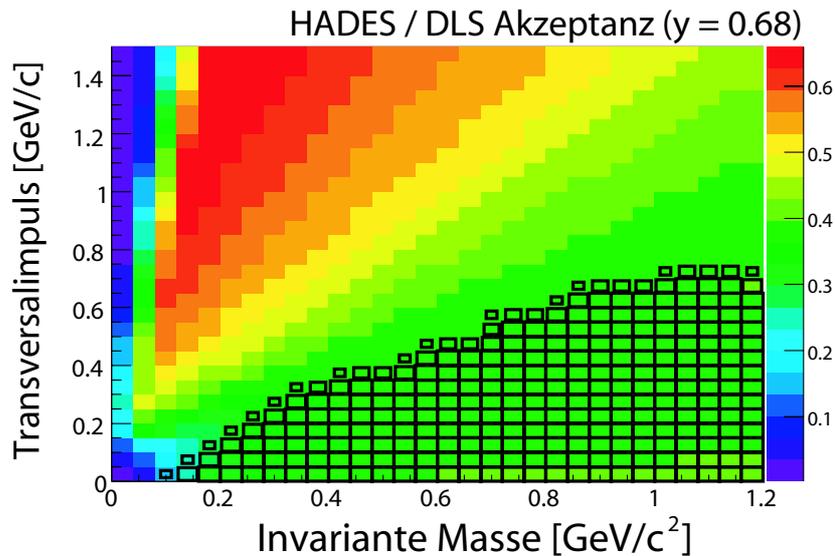
<sup>2</sup>engl Excess Multiplicity

Wird für alle  $e^+e^-$ -Paare ein minimaler Impuls  $p_{min} = 100 \text{ MeV}/c$  der beteiligten Einzelspuren verlangt, ergibt sich ein Verhältnis von:

$$\frac{Y_{Exp100}}{Y_{Ref100}} = \mathcal{R}_{Y100} = 4.9 \pm 0.8 \text{ (stat)} \pm 1.2 \text{ (syst)} \pm 2.0 \text{ (ref)}$$

Das Verhältnis von Überschussmultiplizität zu  $\eta$ -Dalitz-Multiplizität sinkt also um etwa 20%. Diese Variation liegt jedoch im Rahmen des angegebenen Fehlers.

Abbildung 5.11 zeigt die HADES- und DLS-Akzeptanzmatrizen für Paare einer Rapidität von  $y = 0.68$  als Funktion von Masse und Transversalimpuls. Ein direkter Vergleich der HADES-Daten mit den DLS-Ergebnissen wird durch die nicht vollständig überlappenden Akzeptanzbereiche beider Spektrometer erschwert. Für einen solchen Vergleich müsste das HADES-Spektrum in den (kleineren) Akzeptanzbereich von DLS extrapoliert und mit der DLS-Akzeptanzmatrix gefiltert werden. Entsprechende Extrapolationsverfahren sind bereits entwickelt [Aga08b], werden derzeit aber noch getestet. Stattdessen werden die Messergebnisse indirekt mittels einer Modifikation des

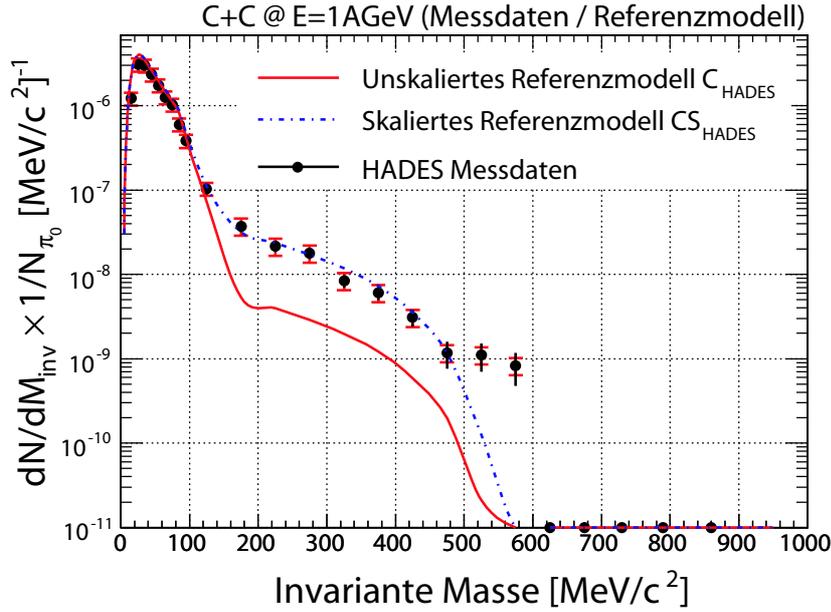


**Abbildung 5.11:** Akzeptanz des HADES-Spektrometers (farbkodiert) und des DLS-Spektrometers (kodiert durch Kästchengröße) für  $e^+e^-$ -Paare mit Rapidität  $y = 0.68$ .

oben eingeführten Modells verglichen. Die Multiplizität aus dem  $\eta$ -Dalitz-Zerfall im Cocktail  $\mathcal{C}_{HADES}$  wird dabei mit dem oben ermittelten Faktor  $\mathcal{R}_Y = 6.0$  skaliert, wohingegen der  $\pi^0$ -Dalitz-Kanal unverändert bleibt. Der skalierte Cocktail  $\mathcal{CS}_{HADES}$  beschreibt, wie Abbildung 5.12 zeigt, das von HADES gemessene Massenspektrum bis zu Massen von etwa  $500 \text{ MeV}/c^2$  sehr gut. Das an die Daten angepasste Referenzmodell repräsentiert *keine* physikalische Interpretation der Ergebnisse, sondern dient lediglich der phänomenologischen Beschreibung des gemessenen Spektrums unter Zuhilfenahme bekannter  $e^+e^-$ -Quellen.

Zum Vergleich mit den Daten der DLS-Kollaboration wird im unskalierten Ausgangsspektrum  $\mathcal{C}_{HADES}$  die  $\eta$ -Komponente zunächst um 25% angehoben, um der gegenüber

der HADES-Messung leicht höheren Strahlenergie Rechnung zu tragen. Die  $\pi^0$ -Multiplizität wird nicht skaliert, da die Produktionsrate zwischen 1 und 1.04 AGeV nur wenig variiert und die DLS-Akzeptanz für den  $\pi^0$ -Dalitz-Kanal nur in der Größenordnung von 1% liegt. Dieser an die Strahlenergie angepasste Referenzcocktail wird mit  $\mathcal{C}_{DLS}$  bezeichnet. In diesem DLS-Referenzmodell wird nun *ebenfalls* die  $\eta$ -Dalitz-Multiplizität mit  $\mathcal{R}_Y = 6.0$  skaliert. Das sich ergebende Spektrum  $\mathcal{CS}_{DLS}$  wird mit dem DLS-Akzeptanzfilter gefaltet und den Messdaten gegenübergestellt.

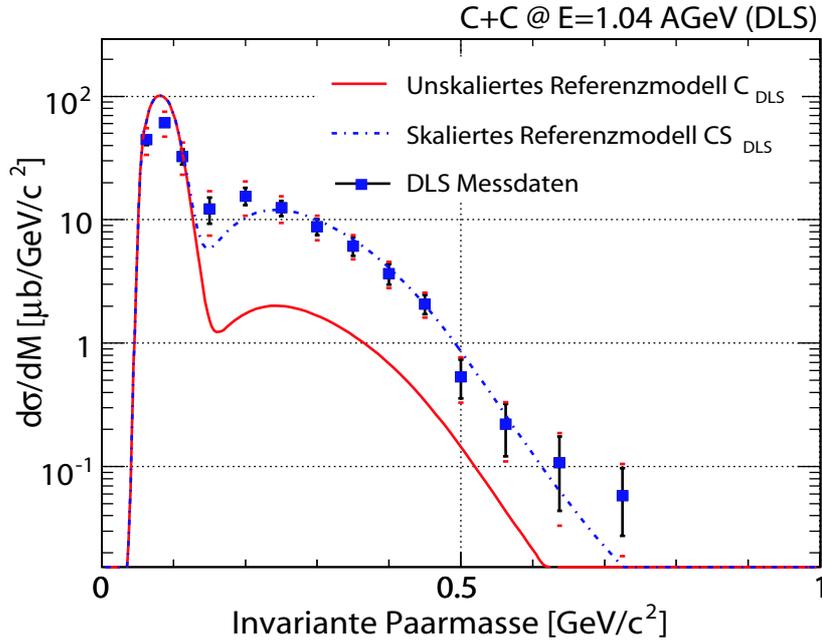


**Abbildung 5.12:** Vergleich des von HADES gemessenen Massenspektrums mit dem modifizierten Referenzmodell  $\mathcal{CS}_{HADES}$  aus  $\pi^0$ - und skalierten  $\eta$ -Dalitz-Zerfällen.

Abbildung 5.13 zeigt den von DLS gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion der invarianten Paar­masse und die mit der DLS-Akzeptanz gefilterten Referenzspek­tren  $\mathcal{C}_{DLS}$  und  $\mathcal{CS}_{DLS}$ . Nach Skalierung der  $\eta$ -Multiplizität werden die DLS-Ergebnisse sehr gut reproduziert. Die DLS-Überschussmultiplizität gegenüber dem unskalierten Referenzmodell  $\mathcal{C}_{DLS}$  wurde ausserdem durch Integration der Massenspek­tren auf die gleiche Weise bestimmt, wie dies oben für die HADES-Daten durchgeführt wurde. Das Verhältnis der Integrale von gemessenem Spektrum und Referenzmodell  $Y_{Exp}(DLS)/Y_{Ref}(DLS)$  wurde in [Aga08b] ermittelt und stimmt mit dem HADES-Ergebnis gut überein:

$$\mathcal{R}_Y(DLS) = 6.8 \pm 0.5(\text{stat}) \pm 2.1(\text{syst}) \pm 1.5(\text{ref}) \quad (5.5)$$

Die gute Beschreibung der Messdaten *beider* Experimente durch den modifizierten Referenzcocktail ist ein wichtiges Ergebnis. Die von der DLS-Kollaboration veröffentlichten Ergebnisse [Por97] sind somit durch eine unabhängige Messung bestätigt.



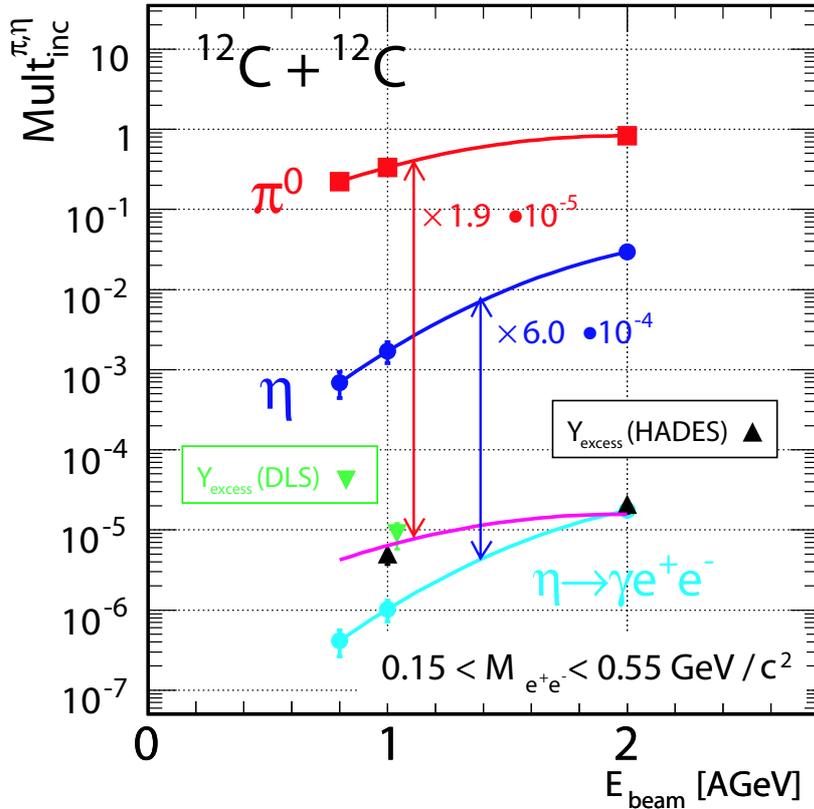
**Abbildung 5.13:** Vergleich des von DLS gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitts mit dem modifizierten Referenzmodell  $CS_{DLS}$  aus  $\pi^0$ - und skalierten  $\eta$ -Dalitz-Zerfällen

### 5.3 Energieabhängigkeit der Überschussmultiplizität

Mit dem HADES-Spektrometer wurde das System C+C bereits bei einer Strahlenergie von 2 AGeV untersucht. Diese Messung ergab ebenfalls eine nicht durch Cocktailquellen erklärable erhöhte  $e^+e^-$ -Multiplizität für invariante Massen  $M_{inv} > M_{\pi^0}$  [Aga07]. Im Folgenden wird aus den drei verfügbaren Messungen bei 1 bzw. 2 AGeV (HADES) und 1.04 AGeV (DLS) die *Anregungsfunktion* der Überschussmultiplizität ermittelt. In Abbildung 5.14 sind die in [Ave97] veröffentlichten  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Produktionsraten pro Ereignis für das Stoßsystem C+C als Funktion der Strahlenergie dargestellt. Die angegebenen Multiplizitäten beziehen sich auf das durch den Multiplizitätstrigger ausgewählte *semizentrale* Ereignisensemble und wurden aus der experimentellen Akzeptanz in den vollen Raumwinkel extrapoliert. Ausserdem ist die von DLS bzw. HADES gemessene Überschussmultiplizität  $Y_{excess}$  an  $e^+e^-$ -Paaren im invarianten Massenbereich  $150 \text{ MeV}/c^2 < M_{inv} < 550 \text{ MeV}/c^2$  angegeben. Zu deren Berechnung wird der gemessene Überschuss  $Y_{excess}$  wie in Gleichung 5.6 durch die bekannte unskalierte Referenzmultiplizität  $Y_{Ref}$  und das Verhältnis  $\mathcal{R}_Y$  ausgedrückt:

$$Y_{excess} = Y_{Ref} \cdot (\mathcal{R}_Y - 1) \quad (5.6)$$

Zur Angabe einer *absoluten* Überschussmultiplizität im *vollen* Raumwinkel muss also noch bei jeder Energie die Referenzmultiplizität  $Y_{Ref}$  aus der Produktionsrate des  $\eta$ -Mesons und dem Verzweigungsverhältnis des Dalitz-Kanals ermittelt werden. Dabei ist zu berücksichtigen, dass der Vergleich nur innerhalb eines beschränkten Massenintervalls durchgeführt wird! Die Skalierung der  $\eta$ -Gesamtmultiplizität mit dem Fak-



**Abbildung 5.14:** Abhängigkeit der Produktionsraten von  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Mesonen sowie der von HADES und DLS gemessenen Überschussmultiplizität von der Strahlenergie.

tor  $6.0 \cdot 10^{-4}$  in Abbildung 5.14 trägt dem Verzweigungsverhältnis des Dalitz-Kanals und der Einschränkung auf das Massenintervall  $150 \text{ MeV}/c^2 < M_{inv} < 550 \text{ MeV}/c^2$  Rechnung. Die bei geringfügig unterschiedlichen Strahlenergien von HADES und DLS gemessenen Überschussmultiplizitäten  $Y_{excess}$  stimmen im Rahmen der angegebenen Fehler überein. Tabelle 5.2 fasst die Werte für  $Y_{excess}$  und die zugehörigen Verhältnisse  $\mathcal{R}_Y(\text{HADES}/\text{DLS})$  zusammen.

Strahlenergie [AGeV]	$\mathcal{R}_Y$	$Y_{excess} [10^{-6}/\text{Ereignis}]$
1.0	$6.0 \pm 1.0 \pm 1.4 \pm 2.0$	$5.1 \pm 1.0 \pm 1.4 \pm 2.0$
1.04	$6.8 \pm 0.5 \pm 2.1 \pm 1.5$	$8.9 \pm 0.8 \pm 3.2 \pm 0.3$
2.0	$2.1 \pm 0.2 \pm 0.3 \pm 0.4$	$21 \pm 4 \pm 5 \pm 3$

**Tabelle 5.2:** Multiplizitätsverhältnisse  $\mathcal{R}_Y$  und Überschussmultiplizitäten  $Y_{excess}$  gemessener  $e^+e^-$ -Paare bei Strahlenergien zwischen 1 und 2 AGeV.

Die Überschussmultiplizität zeigt eine interessante Energieabhängigkeit. Wird die  $\pi^0$ -Anregungsfunktion mit dem Faktor  $1.9 \cdot 10^{-5}$  - der ohne physikalische Bedeutung ist - skaliert, so gibt sie sehr gut den Verlauf des gemessenen Überschusses wieder. Diese Übereinstimmung der Anregungsfunktionen deutet darauf hin, dass Prozesse, die mit

Emission und Absorption von Pionen verknüpft sind, wie zum Beispiel die Produktion der  $\Delta$ -Resonanz für die  $e^+e^-$ -Paarproduktion eine bislang unterschätzte Rolle spielen.

### Interpretation der Überschussmultiplizität

Gegenwärtig werden verschiedene Mechanismen diskutiert, um die Energieabhängigkeit der Überschussmultiplizität sowie die spektrale Form der gemessenen Verteilungen zu deuten. Zu den vorgeschlagenen Erklärungen gehören nicht nur Einflüsse des Mediums auf mesonische Spektralfunktionen und Verzweigungsverhältnisse. Es werden vielmehr auch die Beiträge bereits bekannter, jedoch noch nicht vermessener  $e^+e^-$ -Quellen, insbesondere des Dalitz-Zerfalls der  $\Delta$ -Resonanz kritisch untersucht. Für das Verständnis dieses Prozesses ist die Untersuchung der  $e^+e^-$ -Produktion in pp und pd Stößen unterhalb der  $\eta$ -Produktionsschwelle eine wichtige Voraussetzung. Entsprechende Messungen wurden von der HADES-Kollaboration für beide Systeme bei  $E = 1.25$  AGeV durchgeführt. Die Analyse der Daten ist noch nicht abgeschlossen, vorläufige Ergebnisse wurden in [Sal07] publiziert. In [Kap06] wird ausserdem die Emission von  $pp$ - und  $pn$ -Bremsstrahlung als zusätzliche  $e^+e^-$ -Quelle in Schwerionenstößen diskutiert. Die Autoren berechnen mittels eines Ein-Boson-Austausch-Modells<sup>3</sup> den entsprechenden Wirkungsquerschnitt. Insbesondere für den Beitrag der  $pn$ -Bremsstrahlung liegen die Resultate deutlich über früheren Vorhersagen (siehe z.B. [Shy05] und [SM94]). In [Bra07] wurden diese neuen Ergebnisse in das HSD-Transportmodell<sup>4</sup> (siehe z.B. [Ehe96] bzw. [Cas99]) integriert. Im Folgenden wird ein Vergleich der mit HSD vorhergesagten Verteilungen der Paarobservablen und der HADES-Daten durchgeführt.

## 5.4 Vergleich mit dem HSD-Transportmodell

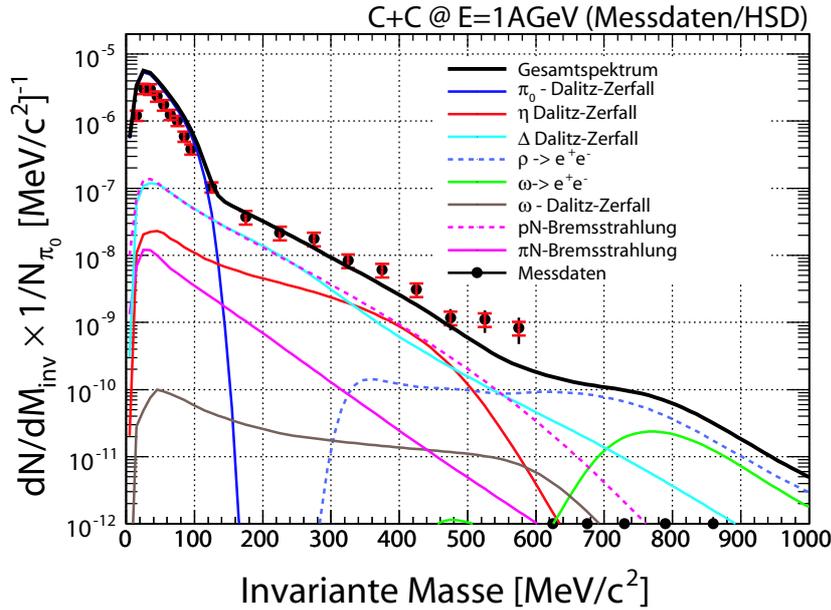
Im Rahmen einer HSD-Rechnung wird die zeitliche Entwicklung einer Schwerionenkollision einschließlich Bildung und Zerfall hadronischer Resonanzen durch numerische Lösung der gekoppelten, relativistischen Transportgleichungen aller beteiligten Teilchen simuliert.

Für die folgende Diskussion wird die Version 2.5 von HSD verwendet. Der Produktionsquerschnitt für die Emission von  $pn$ -Bremsstrahlung wurde gemäß [Bra07] mit einem Faktor 4 skaliert. Bei der Berechnung wurden für alle Mesonen Vakuumspektralfunktionen verwendet. Abbildung 5.15 zeigt die von HSD berechnete invariante Massenverteilung im Vergleich mit den HADES Messdaten. Die einzelnen Komponenten des HSD-Ergebnisses sind ebenfalls eingezeichnet. Ausser der Proton-Nukleon-Bremsstrahlung wurde auch Pion-Nukleon-Bremsstrahlung berücksichtigt. Letztere spielt jedoch keine dominante Rolle.

Die Beschreibung für Massen über  $150 \text{ MeV}/c^2$  ist gegenüber dem PLUTO-Cocktail deutlich verbessert, wenngleich im Bereich der  $\eta$ -Masse noch Abweichungen auftreten, die nicht mit den experimentellen Fehlerbalken verträglich sind. Allerdings überschätzt HSD die im Bereich der  $\pi^0$ -Masse gemessene Multiplizität um bis zu 60%. Solche systematischen Abweichungen treten auch in anderen Transportrechnungen auf. Hier spielen die Kinematik der produzierten Pionen und die damit verbundenen Akzeptanzeffekte

<sup>3</sup>engl. OBE: One-Boson-Exchange

<sup>4</sup>Hadron String Dynamics



**Abbildung 5.15:** Vorhersage des HSD-Modells für die invariante Massenverteilung von  $e^+e^-$ -Paaren in C+C bei  $E=1$  AGeV im Vergleich mit dem HADES-Messergebnis.

eine noch nicht im Detail verstandene Rolle. Erste Untersuchungen des Phänomens haben gezeigt, dass in Transportmodellen neutrale Pionen mit größeren Transversalimpulsen emittiert werden als im PLUTO-Cocktail.

Die verbesserte Übereinstimmung der Messdaten bei großen invarianten Massen ist auch in den kinematischen Observablen sichtbar. Die Abbildungen 5.16 und 5.17 zeigen die gemessene und von HSD berechnete Transversalimpuls- bzw. Rapiditätsverteilung.

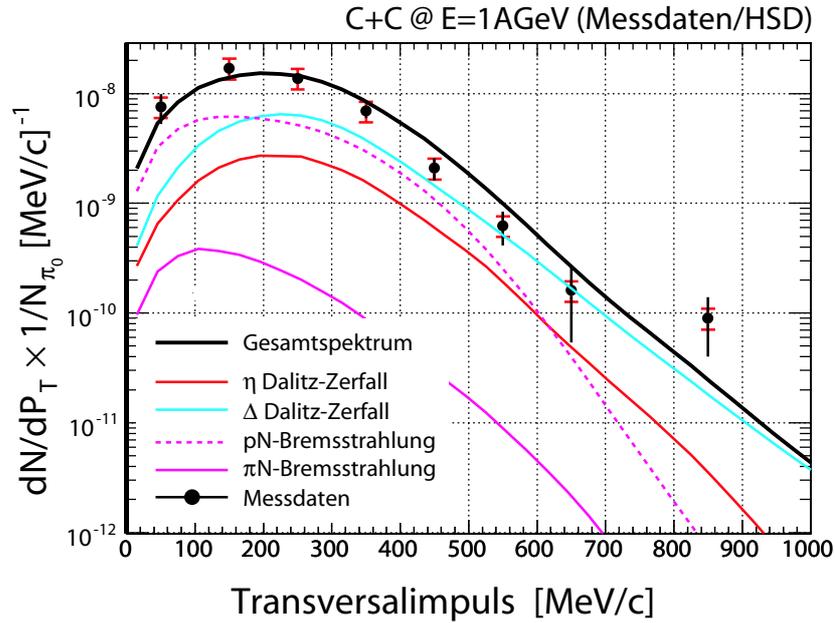
Während die Transversalimpulsspektren gut durch die Transportrechnung beschrieben werden, ist die von HSD vorhergesagte Rapiditätsverteilung gegenüber dem Experiment systematisch zu größeren Rapiditäten *verschoben*. Die Form des gemessenen Spektrums wird hingegen gut reproduziert. Zusammenfassend gelingt also mit dem HSD-Modell auch ohne explizite Modifikation mesonischer Spektralfunktionen durch das Medium eine verbesserte Beschreibung der Messdaten als mit dem thermischen PLUTO-Cocktail.

### Weiterentwicklung von Datenanalyse und Simulation

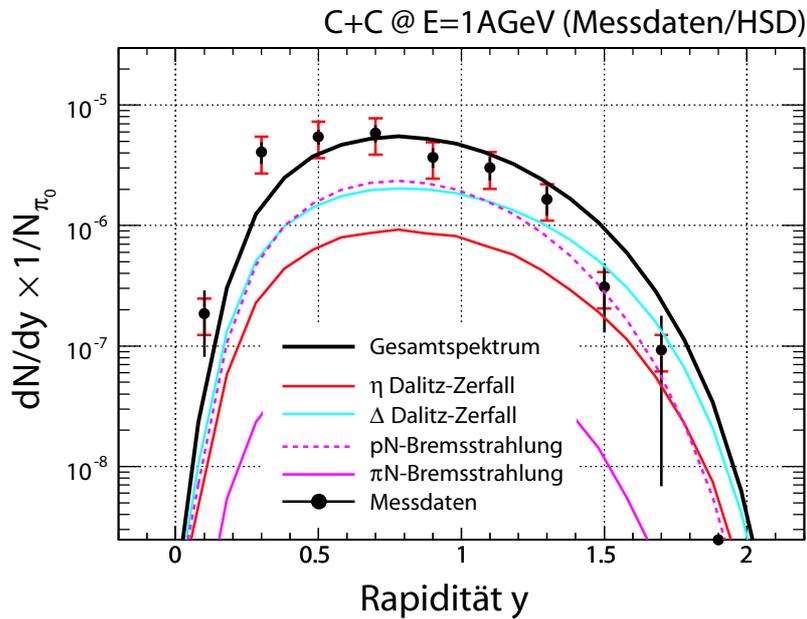
Der Vergleich der präsentierten Daten mit dem HSD-Transportmodell und dem PLUTO Cocktail ist aus mehreren Gründen als vorläufig zu betrachten:

Zum einen ist die Datenanalyse noch nicht vollständig abgeschlossen. Bevor ein endgültiger Vergleich durchgeführt werden kann, sind noch Fragen bezüglich der Effizienzkorrektur und der systematischen Wirkung der Datenschnitte zu klären. Eine kürzlich durchgeführte Untersuchung der Effizienz der äusseren HADES Driftkammern demonstriert ausserdem die Notwendigkeit einer Verbesserung der Detektorkalibration.

Von theoretischer Seite bestehen derzeit noch Unklarheiten bezüglich der Trennung verschiedener  $e^+e^-$ -Produktionskanäle in [Kap06]. Es ist noch genau zu bestimmen, in



**Abbildung 5.16:** Gemessene und von HSD berechnete Transversalimpulsverteilung von  $e^+e^-$ -Paaren mit Massen  $M > 150 \text{ MeV}/c^2$  (Nur die dominanten Beiträge des Spektrums sind dargestellt.)



**Abbildung 5.17:** Gemessene und von HSD berechnete Rapiditätsverteilung von  $e^+e^-$ -Paaren mit Massen  $M > 150 \text{ MeV}/c^2$ .

wieweit das vorgeschlagene Modell für die Emission von Bremsstrahlung den Dalitz-Zerfall der  $\Delta$ -Resonanz in ein Proton und ein  $e^+e^-$ -Paar mit einschliesst, oder ob dieser Prozess unabhängig zu behandeln ist. Die Implementation der neuen Abschätzung

des Bremsstrahlungsquerschnitts in andere Transportmodelle und ein Vergleich mit den HSD-Ergebnissen ist für die nächste Zukunft zu erwarten.

## Kapitel 6

### Zusammenfassung und Ausblick

#### 6.1 Rekapitulation der Ergebnisse

Im Rahmen der vorliegenden Doktorarbeit wurden die von der HADES-Kollaboration verwendeten Algorithmen zur Analyse von  $e^+e^-$ -Paarproduktion in Schwerionenstößen vorgestellt und auf ihre Effizienz und systematischen Fehler überprüft. Die Produktionsrate und die Verteilung der Paareigenschaften wurde für das System C+C bei einer Strahlenergie von  $E = 1$  AGeV untersucht. Die Ergebnisse wurden einem thermischen Dielektronen-Cocktail sowie Vorhersagen aus Transportrechnungen gegenübergestellt und mit den Resultaten unabhängiger Messungen verglichen.

##### Teilchenidentifikation

Schwerpunkt der Diskussion der Analyseverfahren war die zuverlässige Identifikation von Elektronen und Positronen und die effiziente Unterdrückung hadronischer Trajektorien im Teilchenensemble. Das vorgestellte, wahrscheinlichkeitsbasierte Verfahren zur Teilchenidentifikation wurde für das System C+C bei 1 AGeV mit dem UrQMD-Ereignisgenerator und dem Detektor Monte-Carlo-Program HGEANT getestet. Die Methode erreicht für Impulse  $p < 600$  MeV/c eine Effizienz von mehr als 95% und für Impulse bis  $p = 1$  GeV/c von mehr als 90%. Hadronischer Untergrund im  $e^+/e^-$ -Ensemble wird unterhalb von  $p = 600$  MeV/c auf weniger als 2% reduziert. Für größere Impulse ist die Kontamination mit geladenen Pionen kleiner als 5%, für Protonen steigt sie bei Polarwinkeln unter  $44^\circ$  und Impulsen über 800 MeV/c auf 14% an. Die weiteren Analyseschritte, insbesondere die Algorithmen zur Bildung und Selektion von  $e^+e^-$ -Paaren eliminieren verbleibende Hadronen und durch fehlerhafte Korrelation von Detektortreffern vorgetäuschte  $e^+/e^-$ -Spuren zuverlässig, so dass die Reinheit in allen Impulsbereichen auf mehr als 95% steigt.

##### Analyse von $e^+e^-$ -Paaren

Für die Messdaten und einen mit dem PLUTO Ereignisgenerator erzeugten Cocktail aus bekannten bzw. quantitativ abgeschätzten  $e^+e^-$ -Quellen wurden die Verteilungen der Paarobservablen Masse, Transversalimpuls und Rapidität untersucht. Anhand der Simulationsdaten wurden Methoden zur Subtraktion des kombinatorischen Untergrundes durch Paare aus unterschiedlichen Zerfallsprozessen getestet und die Berechnung der Effizienz von Spektrometerkomponenten und Analyseschritten diskutiert. Für den Massenbereich, in dem experimentelle Daten zur Verfügung stehen

( $10 \text{ MeV}/c^2 < M_{inv} < 600 \text{ MeV}/c^2$ ), werden die simulierten Verteilungen durch Analyse, Untergrundsubtraktion und Effizienzkorrektur sehr gut reproduziert. Für das invariante Massenspektrum wurde unterhalb von  $150 \text{ MeV}/c^2$ , im Rahmen eines Konsistenztests, ein mittlerer systematischer Gesamtfehler von 17.5% bestimmt. Für höhere Massen liegt der Fehler bei 23% (Siehe Tabelle A.2). Die systematischen Abweichungen der simulierten und der rekonstruierten Transversalimpulsverteilungen betragen für Massen unter bzw. über  $150 \text{ MeV}/c^2$  17.5% bzw. 21.4%. Für die Rapidität ergeben sich Werte von 15.3% bzw. 33.5%. Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis der Messdaten liegt ab einer Paarmasse von  $M = 250 \text{ MeV}/c^2$  und einem Paar-Transversalimpuls von  $p = 200 \text{ MeV}/c$  deutlich über 1 und steigt zu größeren Werten hin stark an.

## 6.2 Vergleich von Messdaten und Simulation

Die experimentellen  $e^+e^-$ -Paarspektren wurden mit dem PLUTO-Cocktail sowie mit Vorhersagen des HSD-Transportmodells verglichen. Für Paare mit  $M_{inv} < 135 \text{ MeV}/c^2$ , wie sie für den  $\pi^0$ -Dalitz-Zerfall typisch sind, ergab sich Übereinstimmung der PLUTO Simulation mit den Messdaten. Sowohl das invariante Massenspektrum als auch die Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilung werden gut durch die Annahme thermischer Verteilungen ( $T_{Feuerball} = 55 \text{ MeV}$ ) beschrieben. Für größere Massen kommt es zu einer deutlichen Unterschätzung der Messdaten durch den Cocktail. Im Rahmen eines vereinfachten Zwei-Komponenten-Modells, zu dem nur  $e^+e^-$ -Paare aus Dalitz-Zerfällen von  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Mesonen beitragen, wurde die gemessene Überschussmultiplizität quantitativ erfasst und durch den Beitrag des  $\eta$ -Dalitz-Zerfalls ausgedrückt. Die gemessene Multiplizität liegt um einen Faktor  $Y_{Exp}(HADES)/Y_\eta = 6.0 \pm 1.0 \pm 1.4 \pm 2.0$  über der reinen  $\eta$ -Dalitz-Komponente. Dieses Ergebnis stimmt im Rahmen der Fehler mit dem von der DLS-Kollaboration gemessenen Verhältnis von  $Y_{Exp}(DLS)/Y_\eta = 6.8 \pm 0.5 \pm 2.1 \pm 1.5$  überein. Die Massenabhängigkeit der gemessenen Multiplizitäten bzw. differentiellen Wirkungsquerschnitte in beiden Experimenten wird bis zu Paarmassen von  $500 \text{ MeV}/c^2$  gut durch den modifizierten Referenzcocktail beschrieben, wenn der Produktionsquerschnitt der  $\eta$ -Mesonen gemäß dem oben angegebene Verhältnis um einen Faktor 6 angehoben wird.

Die von HADES und DLS bei verschiedenen Energien gemessene Überschussmultiplizität zeigt die gleiche Energieabhängigkeit wie die Produktionsrate neutraler Pionen. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die mit der Pionendynamik verknüpfte Bildung baryonischer Resonanzen und insbesondere ihr Zerfall unter Emission virtueller Photonen für das Verständnis der  $e^+e^-$ -Produktion in Schwerionenstößen eine wichtige Rolle spielen. Mittels des HSD-Transportmodells wurde überprüft, in wieweit die in [Kap06] publizierten Ergebnisse für die Emission von  $pn$ -Bremsstrahlung die Messdaten befriedigend erklären können. Der dort berechnete Produktionsquerschnitt liegt um etwa einen Faktor 4 über den bislang vorhergesagten Werten. Die in diesem Prozess mit HSD berechnete  $e^+e^-$ -Multiplizität wurde beim Vergleich mit den Messergebnissen entsprechend skaliert. Tatsächlich gelingt bei invarianten Massen  $M_{inv} > M_{\pi^0}$  eine wesentlich verbesserte Beschreibung des gemessenen Spektrums als mit dem PLUTO-Cocktail. Auch die experimentellen Verteilungen der kinematischen Variablen werden besser beschrieben, wengleich im Detail noch Unterschiede bestehen. Insbesondere unterschätzt die

Transportsimulation die bei kleinen Transversalimpulsen und Rapiditäten der  $e^+e^-$ -Paare gemessenen Multiplizitäten. Diese Beobachtung stützt die These, dass Prozesse in der frühen Phase der Kollision, die mit der Anregung baryonischer Resonanzen verbunden sind, eine bislang unterschätzte Rolle bei der  $e^+e^-$ -Produktion spielen.

## 6.3 Ausblick

### Weiterentwicklung der Analyse

Für ein vollständiges Verständnis der in dieser Arbeit untersuchten Daten sind Erweiterungen und detaillierte Tests der Analyseschritte erforderlich. Die wichtigsten Aspekte sind dabei eine Modifizierung der Teilchenidentifikations-Software in Bezug auf bislang nicht berücksichtigte Detektorobservablen und deren Korrelationen. Zur systematischen Verbesserung der Impulsauflösung und insbesondere der Effizienz der Spurrekonstruktion ist eine Erweiterung des derzeit bei HADES verwendeten Spurmodells auf gekrümmte Trajektorien notwendig. Ausserdem müssen systematische Ineffizienzen und Fehlerquellen in der Analyse weiter reduziert werden. So wird derzeit untersucht, inwieweit durch Verbesserungen der Driftkammerkalibration eine erhöhte Spurrekonstruktionseffizienz erzielt werden kann. Ein weiterer vielversprechender Ansatz für eine genauere Effizienzkorrektur ist die *Einbettung* simulierter  $e^+/e^-$ -Spuren in reale Kollisionsereignisse. Von diesem Verfahren erhofft man sich auch eine Verbesserung der Selbstkonsistenz der Analyse und eine weitere Reduktion der systematischen Fehler.

### Vergleich mit theoretischen Vorhersagen und DLS-Daten

Bislang existieren nur wenige konkrete theoretische Vorhersagen, die mit den hier diskutierten HADES-Daten verglichen werden können. Es ist jedoch zu erwarten, dass in naher Zukunft weitere Vorschläge gemacht werden, um die Multiplizität und Verteilung der Messdaten bei 1 und 2 AGeV zu erklären. So wurden zum Beispiel in [Tho07] die Messergebnisse für das System C+C bei 2 AGeV mit dem IQMD-Modell [Har98] unter Verwendung modifizierter mesonischer Spektralfunktionen und angepasster Produktionsquerschnitte für  $\eta$ - und  $\omega$ -Mesonen reproduziert. Die Autoren betonen in diesem Zusammenhang die Notwendigkeit einer verbesserten Kenntnis elementarer Produktionsquerschnitte verschiedener Mesonen und baryonischer Resonanzen und machen auch Vorhersagen für das System C+C bei 1 AGeV. Die von der HADES-Kollaboration durchgeführten Messungen von  $p + p$  und  $d + p$  Kollisionen bei  $E = 1.25$  AGeV versprechen ein besseres Verständnis der bislang nur wenig verstandenen  $e^+e^-$ -Produktion in 'elementaren' Hadronenstößen. Von besonderem Interesse ist hierbei der Beitrag von  $pn$ -Reaktionen, die in allen Schwerionenreaktionen eine Rolle spielen. Anhand der Ergebnisse werden verfeinerte Modellrechnungen für Kern-Kern Kollisionen möglich sein. Für einen direkten Vergleich der Daten von HADES und DLS steht seit kurzem ein Algorithmus [Aga08b] zur Verfügung, der die HADES-Ergebnisse in die DLS-Akzeptanz extrapoliert. Nach Abschluss der Tests sind damit direkte, differentielle Vergleiche der gemessenen Paarvariablen möglich.



## Anhang

### A.1 Massenverteilung rekonstruierter $e^+e^-$ -Paare

Tabelle A.1 gibt für jedes Intervall des im Experiment rekonstruierten, untergrundbereinigten Massenspektrums die Anzahl  $N_P$  von  $e^+e^-$ -Paaren nach allen Datenschnitten an. Die Daten sind nicht effizienzkorrigiert.

Massenintervall	$N_P$	Stat. Fehler
$10 \text{ MeV}/c^2 < M < 20 \text{ MeV}/c^2$	422	21
$20 \text{ MeV}/c^2 < M < 30 \text{ MeV}/c^2$	1866	44
$30 \text{ MeV}/c^2 < M < 40 \text{ MeV}/c^2$	2115	47
$40 \text{ MeV}/c^2 < M < 50 \text{ MeV}/c^2$	1735	43
$50 \text{ MeV}/c^2 < M < 60 \text{ MeV}/c^2$	1307	38
$60 \text{ MeV}/c^2 < M < 70 \text{ MeV}/c^2$	984	34
$70 \text{ MeV}/c^2 < M < 80 \text{ MeV}/c^2$	739	31
$80 \text{ MeV}/c^2 < M < 90 \text{ MeV}/c^2$	545	28
$90 \text{ MeV}/c^2 < M < 100 \text{ MeV}/c^2$	285	24
$100 \text{ MeV}/c^2 < M < 150 \text{ MeV}/c^2$	453	41
$150 \text{ MeV}/c^2 < M < 200 \text{ MeV}/c^2$	167	20
$200 \text{ MeV}/c^2 < M < 250 \text{ MeV}/c^2$	130	17
$250 \text{ MeV}/c^2 < M < 300 \text{ MeV}/c^2$	99	13
$300 \text{ MeV}/c^2 < M < 350 \text{ MeV}/c^2$	59	10
$350 \text{ MeV}/c^2 < M < 400 \text{ MeV}/c^2$	43	8
$400 \text{ MeV}/c^2 < M < 450 \text{ MeV}/c^2$	27	6
$450 \text{ MeV}/c^2 < M < 500 \text{ MeV}/c^2$	10	4
$500 \text{ MeV}/c^2 < M < 550 \text{ MeV}/c^2$	9	3
$550 \text{ MeV}/c^2 < M < 600 \text{ MeV}/c^2$	6	3

**Tabelle A.1:** Anzahl  $N_P$  im Experiment rekonstruierter  $e^+e^-$ -Paare als Funktion der invarianten Paarmasse nach Untergrundabzug und allen Paarschnitten.

## A.2 Systematische und statistische Fehler des invarianten Massenspektrums

In Tabelle A.2 sind für jedes Massenintervall die relativen systematischen und statistischen Fehler der im Experiment gemessenen Multiplizität *nach* der Effizienzkorrektur angegeben.

Massenintervall	syst. Fehler (%)	stat. Fehler (%)
$10 \text{ MeV}/c^2 < M < 20 \text{ MeV}/c^2$	17.5	7.6
$20 \text{ MeV}/c^2 < M < 30 \text{ MeV}/c^2$	17.5	3.4
$30 \text{ MeV}/c^2 < M < 40 \text{ MeV}/c^2$	17.5	3.6
$40 \text{ MeV}/c^2 < M < 50 \text{ MeV}/c^2$	17.5	3.6
$50 \text{ MeV}/c^2 < M < 60 \text{ MeV}/c^2$	17.5	4.2
$60 \text{ MeV}/c^2 < M < 70 \text{ MeV}/c^2$	17.5	5.8
$70 \text{ MeV}/c^2 < M < 80 \text{ MeV}/c^2$	17.5	6.7
$80 \text{ MeV}/c^2 < M < 90 \text{ MeV}/c^2$	17.5	11.8
$90 \text{ MeV}/c^2 < M < 100 \text{ MeV}/c^2$	17.5	13.8
$100 \text{ MeV}/c^2 < M < 150 \text{ MeV}/c^2$	17.5	13.8
$150 \text{ MeV}/c^2 < M < 200 \text{ MeV}/c^2$	23.0	15.5
$200 \text{ MeV}/c^2 < M < 250 \text{ MeV}/c^2$	23.0	14.7
$250 \text{ MeV}/c^2 < M < 300 \text{ MeV}/c^2$	23.0	14.8
$300 \text{ MeV}/c^2 < M < 350 \text{ MeV}/c^2$	23.0	17.3
$350 \text{ MeV}/c^2 < M < 400 \text{ MeV}/c^2$	23.0	17.9
$400 \text{ MeV}/c^2 < M < 450 \text{ MeV}/c^2$	23.0	22.4
$450 \text{ MeV}/c^2 < M < 500 \text{ MeV}/c^2$	23.0	35.5
$500 \text{ MeV}/c^2 < M < 550 \text{ MeV}/c^2$	23.0	37.1
$550 \text{ MeV}/c^2 < M < 600 \text{ MeV}/c^2$	23.0	42.3

**Tabelle A.2:** Systematische und statistische Fehler des experimentellen invarianten Massenspektrums nach der Effizienzkorrektur.

Tabelle A.3 gibt die systematischen und statistischen Fehlerbeiträge des experimentellen invarianten Massenspektrums an, falls die Analyse auf  $e^+/e^-$ -Spuren mit Impulsen  $p > 100 \text{ MeV}/c$  eingeschränkt wird.

Massenintervall	syst. Fehler (%)	stat. Fehler (%)
$10 \text{ MeV}/c^2 < M < 20 \text{ MeV}/c^2$	19.0	20.3
$20 \text{ MeV}/c^2 < M < 30 \text{ MeV}/c^2$	19.0	4.3
$30 \text{ MeV}/c^2 < M < 40 \text{ MeV}/c^2$	19.0	3.5
$40 \text{ MeV}/c^2 < M < 50 \text{ MeV}/c^2$	19.0	3.6
$50 \text{ MeV}/c^2 < M < 60 \text{ MeV}/c^2$	19.0	4.2
$60 \text{ MeV}/c^2 < M < 70 \text{ MeV}/c^2$	19.0	4.9
$70 \text{ MeV}/c^2 < M < 80 \text{ MeV}/c^2$	19.0	6.5
$80 \text{ MeV}/c^2 < M < 90 \text{ MeV}/c^2$	19.0	6.9
$90 \text{ MeV}/c^2 < M < 100 \text{ MeV}/c^2$	19.0	11.0
$100 \text{ MeV}/c^2 < M < 150 \text{ MeV}/c^2$	19.0	11.6
$150 \text{ MeV}/c^2 < M < 200 \text{ MeV}/c^2$	25.7	15.6
$200 \text{ MeV}/c^2 < M < 250 \text{ MeV}/c^2$	25.7	16.6
$250 \text{ MeV}/c^2 < M < 300 \text{ MeV}/c^2$	25.7	16.0
$300 \text{ MeV}/c^2 < M < 350 \text{ MeV}/c^2$	25.7	17.8
$350 \text{ MeV}/c^2 < M < 400 \text{ MeV}/c^2$	25.7	17.9
$400 \text{ MeV}/c^2 < M < 450 \text{ MeV}/c^2$	25.7	22.3
$450 \text{ MeV}/c^2 < M < 500 \text{ MeV}/c^2$	25.7	35.3
$500 \text{ MeV}/c^2 < M < 550 \text{ MeV}/c^2$	25.7	37.0
$550 \text{ MeV}/c^2 < M < 600 \text{ MeV}/c^2$	25.7	42.2

**Tabelle A.3:** Systematische und statistische Fehler des invarianten Massenspektrums nach Effizienzkorrektur und Anwendung eines Impulsschnitts  $p > 100 \text{ MeV}/c$  auf  $e^+/e^-$ -Spuren.

## Literaturverzeichnis

- [Adc05] K. Adcox et al., Phys. Rev. Lett. 757 (2005) 184–283.
- [Aga07] G. Agakichiev et al., Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 052302.
- [Aga08a] G. Agakichiev et al., in Vorbereitung .
- [Aga08b] G. Agakichiev et al., in Vorbereitung .
- [Ago02] C. Agodi et al., Nucl. Instrum. Meth. A 492 (2002) 14–25.
- [Aic91] J. Aichelin, Physics Reports 202 (1991) 233+.
- [Ave97] R. Averbeck et al., Z. Phys. A359 (1997) 65–73.
- [Bal98] A. Balanda et al., Nucl. Instrum. Meth. A 417 (1998) 360–370.
- [Bal04] A. Balanda et al., Nucl. Instrum. Meth. A 531 (2004) 445.
- [Bas96] S. A. Bass et al. Prepared for International Conference on Nuclear Physics at the Turn of Millennium: Structure of Vacuum and Elementary Matter, Wilderness / George, South Africa, 10-16 Mar 1996.
- [Bas98] S. Bass et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 41 (1998) 225–370.
- [Bas04] A. Bass, *The UrQMD User Guide*, <http://th.physik.uni-frankfurt.de/urqmd>, 2004.
- [Ber03] E. Berdermann, *CVD-Diamond Detectors in Heavy-Ion Applications*, <http://www-wnt.gsi.de/detlab/cvd/CVD-Applications.htm>, 2003.
- [Bok02] H. Bokemeyer et al., Nucl. Instrum. Meth. A 477 (2002) 397–400.
- [Bra98a] E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, and U. Mosel, Phys. Lett. B 424 (1998) 244.
- [Bra98b] E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, R. Rapp, and J. Wambach, Nucl. Phys. A634 (1998) 168–189.
- [Bra07] E. L. Bratkovskaya Presentation at the workshop: Electromagnetic Probes of Strongly Interacting Matter, Trento, Italy, 2007.
- [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.
- [Cas99] W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, Phys. Rept. 308 (1999) 65–233.
- [Dia02] J. Diaz et al., Nucl. Instrum. Meth. A 478 (2002) 511–526.
- [Ebe03] T. Eberl, *Untersuchung  $\pi^0$ -Mesonen induzierter  $e^+e^-$ -Paare in C+C Stößen*, Dissertation, TU-München, 2003.
- [Ehe96] W. Eehalt and W. Cassing, Nucl. Phys. A 602 (1996) 449–486.
- [Ern98a] C. Ernst, *Dileptonen als Signal für in-Medium Effekte in relativistischen Schwerionenkollisionen*, Dissertation, Johann-Wolfgang-Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1998.
- [Ern98b] C. Ernst et al., Phys. Rev. C 58 (1998) 447–456.
- [Fab03] L. Fabbietti, *Study of the  $e^+e^-$  pair acceptance in the dilepton spectrometer HADES*, Dissertation, TU München, 2003.
- [Fon01] P. Fonte, Nucl. Instrum. Meth. A 478 (2001) 170–3175.
- [Fri97] B. Friman and H. Pirner, Nucl. Phys. A 617 (1997) 496+.
- [Fri99] J. Friese, Nucl. Phys. A 654 (1999) 1017c–1020c.
- [Fri06] V. Friese, Journal of Physics: Conference Series 50 (2006) 344–348.
- [Frö07] I. Fröhlich et al., *Pluto: A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics*, Presentation given at the XI International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research, Amsterdam, The Netherlands. To be published online by 'Proceedings of Science' under: <http://pos.sissa.it>, 2007.
- [Gar98a] C. Garabatos, Nucl. Phys. B 61B (1998) 607–612.
- [Gar98b] C. Garabatos et al., Nucl. Instrum. Meth. A 412 (1998) 38–46.
- [Hag02] K. Hagiwara et al., Physical Review D 66 (2002) 010001+.
- [Har98] C. Hartnack et al., Eur. Phys. J. A 1 (1998) 151.
- [Hat92] T. Hatsuda and L. S.H., Phys. Rev. C C46 (1992) R34.
- [HK94] HADES-Kollaboration, *Proposal for a High-Acceptance Di-Electron Spectrometer*, GSI Report, 1994.
- [Hol00] R. Holzmann, *Thermal sources in Pluto*, [http://www-hades.gsi.de/computing/pluto/pluto\\_thermal.pdf](http://www-hades.gsi.de/computing/pluto/pluto_thermal.pdf), 2000.
- [Hol05] R. Holzmann, *The HADES simulation package HGeant*, <http://www-hades.gsi.de/holzmann/hadsimul.html>, 2005.

- [Hol07] R. Holzmann, r.holzmann@gsi.de, 2007.
- [Ier03] A. Ierusalimov, *Status of Dubna track fitter*, HADES interner Report, 2003.
- [Kag00] M. Kagarlis, *Pluto++ : A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics*, GSI Report 3, 2000.
- [Kap06] L. Kaptari and B. Kaempfer, Nucl. Phys. A 764 (2006) 338–370.
- [Kas00] A. J. Kastenmüller, *Nachweis von  $e^+e^-$ -Paaren aus Schwerionenstößen mit einem RICH Detektor*, Dissertation, TU München, 2000.
- [Kli97] F. Klingl, N. Kaiser, and W. Weise, Nucl. Phys. A 624 (1997) 527–563.
- [Koc95] V. Koch LBNL-Report 38000.
- [Kön06a] I. König, Private Mitteilung, 2006.
- [Kön06b] I. König, *The HADES Runge-Kutta tracking report*, HADES interner Report, 2006.
- [Lae03] E. Laermann and O. Philipsen, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 53 (2003) 163.
- [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, *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experiments*, Dissertation, Johann-Wolfgang-Goethe Universität Frankfurt am Main, 2003.
- [Mou07] J. Mousa and P. Tlustý, *Hadron Production in C+C Collisions at 1 and 2 AGeV measured with the HADES Spectrometer*, HADES interner Report, 2007.
- [Mün02] M. Münch, *Das Datenaufnahmesystem für das Elektronenpaar-Spektrometer HADES*, Dissertation, TU München, 2002.
- [Myr79] J. Myrheim and L. Bugge, Nucl. Instrum. Meth. A160 (1979) 43–48.
- [Otw03] J. Otwinowski, *Pomiar widm par  $e^+e^-$  wyprodukowanych w zderzeniach C+C przy energii  $E_{KIN} = 2AGeV$  przy uyciu spektrometru HADES*, Dissertation, UJ Kraków, 2003.

- 
- [Otw06] J. Otwinowski, private Mitteilung, 2006.
- [Pac07] Y. Pachmayer, *Untersuchung von  $e^+e^-$ -Produktion in  $C+C$  Stößen bei 1 AGeV*, Dissertation, Johann-Wolfgang-Goethe Universität Frankfurt am Main - In Vorbereitung, 2007.
- [Pet98] W. Peters et al., Nucl. Phys. A 632 (1998) 109–127c.
- [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.
- [Raj02] K. Rajagopal and F. Wilczek, *At the Frontier of Particle Physics: Handbook of QCD, Chapter 35*, World Scientific Publishing, Hackensack, NJ 07601, USA, 2002.
- [Rap00] R. Rapp and J. Wambach, Adv. Nucl. Phys. 25 (2000) 1.
- [Rus06] A. Rustamov, *Exclusive  $\eta$ -Meson Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 2.2 GeV with the HADES Spectrometer and high resolution tracking.*, Dissertation, TU Darmstadt, 2006.
- [Sai07] B. Sailer, *Inklusive  $e^+e^-$ -Produktion in Proton-Proton-Stößen bei 2.2 GeV*, Dissertation, Technische Universität München, 2007.
- [Sal95] P. Salabura et al., Nucl. Phys. B 44 (1995) 701–707.
- [Sal07] P. Salabura, Presentation at the workshop: Electromagnetic Probes of Strongly Interacting Matter, Trento, Italy, 2007.
- [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.
- [SD07] G. für Schwerionenforschung Darmstadt, Betriebsordnung für die Beschleuniger und Experimentiereinrichtungen der GSI, 2007.
- [SG99] M. Sánchez-García, *The HYDRA Manual*, <http://www-hades.gsi.de/computing/manual/manual.html>, 1999.
- [SG03] M. Sánchez-García, *Momentum reconstruction and pion production analysis in the HADES spectrometer at GSI*, Dissertation, Universidade de Santiago de Compostela, 2003.

- [She03] K. Shekter et al., Phys. Rev. C 68 (2003) 014904.
- [Shy05] R. Shyam and U. Mosel, Phys. Rev. C 67 (2005) 065202.
- [Siv06] D. Sivia, *Data Analysis, A Bayesian Tutorial*, Oxford University Press, Oxford, 2. edition, 2006.
- [SM94] E. A. Schaefer M., Donges H.C. and M. U., Nucl. Phys. A 575 (1994) 429–448.
- [Spa05] S. Spataro, *Characterization of the HADES Spectrometer in pp Collisions at 2.2 GeV: Elastic scattering and exclusive eta reconstruction*, Ph.D. thesis, Universita Degli Studie Di Catania, 2005.
- [Stu01] C. Sturm et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 39.
- [Tho07] M. Thomere, C. Hartnack, G. Wolf, and J. Aichelin, Phys. Rev. C 75 (2007) 064902.
- [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.
- [Wei96] W. Weise, Nucl. Phys. A 610 (1996) 35c–48c.
- [Wei02] W. Weise Presentation at CHIRAL02, Kyoto, Japan.
- [Wil98] W. Wilson et al., Phys. Rev. C 57 (1998) 1865.
- [Zei99] K. Zeitelhack et al., Nucl. Instrum. Meth. A 433 (1999) 201–206.
- [Zov03] D. Zovinec, *in Vorbereitung*, Dissertation, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, 2003.

## Abbildungsverzeichnis

1.1	Massenverteilung mit HADES rekonstruierter $e^+e^-$ Paare für das System C+C bei $E=2$ AGeV im Vergleich mit einem parametrisierten Cocktail aus bekannten Quellen . . . . .	4
1.2	DLS-Messung des differentiellen $e^+e^-$ -Produktionsquerschnitts bei $E=1.04$ AGeV als Funktion der invarianten Masse [Por97] im Vergleich mit theoretischen Vorhersagen aus [She03] . . . . .	5
1.3	Produktionsraten und leptonische Zerfallsraten verschiedener Mesonen in C+C Stößen bei Energien bis 2 AGeV im Vergleich mit dem von HADES und DLS gemessenen Überschuss . . . . .	6
2.1	Schematische Ansicht des HADES Spektrometers . . . . .	7
2.2	Der HADES RICH-Detektor . . . . .	9
2.3	Das HADES Driftkammersystem . . . . .	10
3.1	Ringerkennung im RICH-Detektor mit dem Pattern-Matrix Algorithmus	21
3.2	Ladungsdeposition im PreShower-Detektor . . . . .	22
3.3	Suche nach Drahtclustern in den Driftkammern . . . . .	24
3.4	Impulsrekonstruktion mit dem Runge-Kutta Verfahren . . . . .	25
3.5	Korrelation von MDC-Spuren und RICH-Ringen . . . . .	26
3.6	Typischer Cherenkov-Ring und parasitärer Ring im RICH-Detektor . . . . .	28
3.7	Breite der in Sektor 0 gemessenen Polarwinkelabweichung $\Delta\Theta$ zwischen MDC und RICH als Funktion des Impulses . . . . .	28
3.8	Geschwindigkeits-Impulsdiagramm von im Experiment rekonstruierten Teilchenspuren . . . . .	29
3.9	Geschwindigkeits-Impulsdiagramm von zufällig mit Ringen korrelierten Hadronenspuren im UrQMD-Datensatz . . . . .	29
3.10	Verteilung der Ringeigenschaften 'Mittlere Ladung' $\langle C \rangle$ und 'Pattern-Matrix-Güte' $PMG$ für in Sektor 0 identifizierte Ringe, die mit einer Teilchenspur korreliert sind . . . . .	31
3.11	Verteilung der Ringeigenschaften 'Padanzahl' $N_{Pads}$ und 'Zentroid' $Z$ für in Sektor 0 identifizierte Ringe, die mit einer Teilchenspur korreliert sind . . . . .	31
3.12	Verteilung der Ringeigenschaften 'Mittlere Ladung' $\langle C \rangle$ und 'Pattern Matrix Güte' $PMG$ für Ringe, die mit $e^+/e^-$ -Spuren bzw. Hadronen aus dem UrQMD Ereignisgenerator korreliert sind . . . . .	32
3.13	Verteilung der Ringeigenschaften 'Padanzahl' $N_{Pads}$ und 'Zentroid' $Z$ für Ringe, die mit $e^+/e^-$ -Spuren bzw. Hadronen aus dem UrQMD Ereignisgenerator korreliert sind . . . . .	32

3.14	Verteilung der Differenz $\Delta L$ der in der PLUTO-Simulation vor und hinter dem ersten Konverter im PreShower-Detektor deponierten Ladung für Elektronen und Protonen . . . . .	33
3.15	Das Ladungsdifferenz-Signal $\Delta L$ für Elektronen und Protonen in verschiedenen Impulsbereichen . . . . .	34
3.16	Impulsabhängigkeit von Reinheit und Effizienz der Teilchenidentifikation mit dem Schwellwertverfahren . . . . .	37
3.17	Zusammensetzung der Verunreinigungen des identifizierten $e^+/e^-$ -Ensembles bei Anwendung des Schwellwertverfahrens . . . . .	37
3.18	Entstehung unphysikalischer Leptonenspuren durch Mehrfachkorrelation von Detektortreffern eng benachbarter Spuren . . . . .	38
3.19	Geschwindigkeitsverteilung experimentell rekonstruierter Teilchenspuren mit Impulsen $500 \text{ MeV}/c < p < 510 \text{ MeV}/c$ und Polarwinkeln $30^\circ < \Theta < 50^\circ$ . . . . .	41
3.20	Geschwindigkeitsverteilung experimentell rekonstruierter Teilchenspuren mit Impulsen $230 \text{ MeV}/c < p < 240 \text{ MeV}/c$ und mit Polarwinkeln $30^\circ < \Theta < 50^\circ$ . . . . .	42
3.21	Protonen-Multiplizität $\mathcal{G}_p$ als Funktion von Impuls und Polarwinkel in $10^7$ UrQMD-Ereignissen . . . . .	43
3.22	Multiplizität $\mathcal{G}_{\pi^+}$ positiv geladener Pionen als Funktion von Impuls und Polarwinkel in $10^7$ UrQMD-Ereignissen . . . . .	43
3.23	Positronen-Multiplizität $\mathcal{G}_{e^+}$ als Funktion von Impuls und Polarwinkel in $10^7$ UrQMD-Ereignissen . . . . .	44
3.24	Kinematische Selektion von $e^+/e^-$ -Spuren und Hadronen zur Extraktion von Ringparametern für die Teilchenidentifikation . . . . .	45
3.25	Zweidimensionale Verteilung der gemessenen Ringeigenschaften 'mittlere Ladung' $\langle C \rangle$ und 'Pattern-Matrix-Güte' $PMG$ im RICH für Spuren, die auf Grund ihrer Kinematik einem Elektronen bzw. Hadron zugeordnet werden können . . . . .	46
3.26	Gemessene Verteilung der PreShower-Ladungssignale $L_0$ und $\Delta L$ für Elektronenspuren . . . . .	48
3.27	Gemessene Verteilung der PreShower-Ladungssignale $L_0$ und $\Delta L$ für Protonen . . . . .	48
3.28	Erweiterte RICH-Wahrscheinlichkeitsdichte $\hat{P}'_p(PMG)$ für Protonen in Ereignissen mit positivem Trigger erster Stufe . . . . .	51
3.29	Der Bruchteil $f$ aller mit einem Ring korrelierten Spuren positiver Polarität als Funktion von Impuls und Geschwindigkeit . . . . .	53
3.30	Der Bruchteil $f_p(p, \Theta)$ aller mit einem Ring korrelierten Protonen in Sektor 3 als Funktion von Impuls und Polarwinkel . . . . .	53
3.31	Impulsabhängigkeit von Reinheit und Effizienz der Teilchenidentifikation mit dem Bayesschen Verfahren . . . . .	55
3.32	Zusammensetzung der Verunreinigungen des identifizierten $e^+/e^-$ -Ensembles bei Anwendung des Bayesschen Verfahrens . . . . .	55
3.33	Bayessche Wahrscheinlichkeitswerte für das Vorliegen eines Elektrons oder Positrons für echte $e^+/e^-$ -Spuren bzw. Hadronen und unphysikalische Trefferkombinationen in der UrQMD Simulation . . . . .	56

3.34	Vergleich der mit dem Schwellwertverfahren und dem Bayesschen Verfahren erzielten Effizienz der Teilchenidentifikation als Funktion des Teilchenimpulses . . . . .	57
3.35	Vergleich der mit dem Schwellwertverfahren und dem Bayesschen Verfahren erzielten Reinheit der Teilchenidentifikation als Funktion des Teilchenimpulses . . . . .	58
3.36	Impulsverteilung der im Experiment und in der UrQMD-Simulation rekonstruierten Elektronen und Positronen . . . . .	58
3.37	Verteilung der im Experiment und in der UrQMD-Simulation rekonstruierten Positronen als Funktion von Impuls und Polarwinkel . . . . .	59
3.38	Verteilung der im Experiment und in der UrQMD-Simulation rekonstruierten Elektronen als Funktion von Impuls und Polarwinkel . . . . .	59
3.39	Effizienz der Bayesschen Teilchenidentifikation als Funktion von Impuls und Polarwinkel . . . . .	60
4.1	Entstehung des kombinatorischen Untergrundes durch Kombination von $e^+/e^-$ -Spuren aus unterschiedlichen Zerfallsprozessen . . . . .	64
4.2	Verteilung der im Experiment vorliegenden $e^+/e^-$ -Multiplizitäten . . . . .	68
4.3	Invariante Massenverteilung aller im Experiment rekonstruierten Leptonenpaare gleicher und ungleicher Polarität . . . . .	69
4.4	Öffnungswinkelverteilung der im Experiment gefundenen Leptonenpaare gleicher und ungleicher Polarität . . . . .	70
4.5	Verhältnis $\mathcal{R}$ der experimentellen invarianten Massenverteilungen nach und vor Anwendung der Paarschnitte . . . . .	72
4.6	Invariante Massenverteilung aller im Experiment rekonstruierten Leptonenpaare ungleichen Vorzeichens und des kombinatorischen Untergrundes nach Anwendung der Paarschnitte . . . . .	73
4.7	Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis im gemessenen invarianten Massenspektrum vor und nach Anwendung der Paarschnitte . . . . .	74
4.8	Experimentelle Rapiditätsverteilung für $e^+e^-$ -Paare nach allen Paarschnitten und Untergrundsubtraktion . . . . .	74
4.9	Experimentelle Transversalimpulsverteilung für $e^+e^-$ -Paare nach allen Paarschnitten und Untergrundsubtraktion . . . . .	75
4.10	Invariantes PLUTO-Massenspektrum und kombinatorisches Untergrundspektrum für $e^+e^-$ -Paare nach Untergrundsubtraktion . . . . .	76
4.11	Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis im invarianten Massenspektrum des PLUTO-Datensatzes vor und nach Anwendung der Paarschnitte . . . . .	77
4.12	Untergrundbereinigte Rapiditätsverteilung rekonstruierter $e^+e^-$ -Paare aus der PLUTO Simulation . . . . .	77
4.13	Untergrundbereinigte Transversalimpulsverteilung rekonstruierter $e^+e^-$ -Paare aus der PLUTO Simulation . . . . .	78
4.14	Zusammensetzung des korrekt rekonstruierten Anteils des $e^+e^-$ -Paarensembles in PLUTO nach allen Analyseschritten . . . . .	78
4.15	Das Verhältnis von <i>rekonstruiertem</i> invariantem PLUTO-Massenspektrum und <i>wahrem</i> Paarspektrum . . . . .	79

4.16	Wahrer und approximierter kombinatorischer Untergrund im PLUTO-Datensatz nach Anwendung der Paarschnitte . . . . .	79
4.17	Verhältnis von approximiertem und wahren kombinatorischen Untergrund im PLUTO-Datensatz nach allen Paarschnitten . . . . .	80
4.18	Akzeptanz des HADES Spektrometers für $e^+e^-$ -Paare bei einer Rapidität von $y=0.68$ . . . . .	82
4.19	Rekonstruktionseffizienz für Positronen mit Impulsen $380 \text{ MeV}/c < p < 400 \text{ MeV}/c$ als Funktion von Polar- und Azimuthwinkel . . . . .	84
4.20	Nachweiseffizienz der HADES Analyse für $e^+$ -Spuren als Funktion des Analyseschritts . . . . .	85
4.21	Nachweiseffizienz der HADES Analyse für $e^-$ -Spuren als Funktion des Analyseschritts . . . . .	85
4.22	Effizienzkorrigiertes Analyseergebnis für den PLUTO Datensatz und mit der Akzeptanzmatrix gefiltertes PLUTO Massenspektrum . . . . .	86
4.23	Verhältnis $V_{SK}(M_{inv})$ des effizienzkorrigierten PLUTO-Massenspektrums und des akzeptanzgefilterten Cocktails . . . . .	87
4.24	$p_T$ -Verteilung von $e^+e^-$ -Paaren im PLUTO-Datensatz nach der Effizienzkorrektur und Verhältnis $V_{SK}(p_T)$ des korrigierten Spektrums und des akzeptanzgefilterten Cocktails . . . . .	88
4.25	Rapiditätsverteilung von $e^+e^-$ -Paaren im PLUTO-Datensatz nach der Effizienzkorrektur und Verhältnis $V_{SK}(y)$ des effizienzkorrigierten Spektrums und des akzeptanzgefilterten Cocktails . . . . .	88
4.26	Experimentelles Signal- und Untergrundspektrum für $e^+e^-$ -Paare nach der Effizienzkorrektur . . . . .	89
4.27	Signal-zu-Untergrund Verhältnis im experimentellen Massenspektrum vor und nach der Effizienzkorrektur . . . . .	89
4.28	Experimentelle $p_T$ -Verteilung von $e^+e^-$ -Paaren nach der Effizienzkorrektur und Signal-zu-Untergrund Verhältnis als Funktion von $p_T$ für invariante Massen über und unter $M_{inv} = 150 \text{ MeV}/c^2$ . . . . .	90
4.29	Experimentelle Rapiditätsverteilung von $e^+e^-$ -Paaren nach der Effizienzkorrektur und Signal-zu-Untergrund Verhältnis als Funktion der Rapidität für invariante Massen über und unter $M_{inv} = 150 \text{ MeV}/c^2$ . . . . .	90
4.30	Invariantes experimentelles Massenspektrum nach der Effizienzkorrektur mit statistischen und systematischen Fehlern . . . . .	92
4.31	Verhältnis der effizienzkorrigierten und der unkorrigierten Massenverteilung für Experiment und Simulation ohne Einschränkung des Impulsbereichs . . . . .	93
4.32	Verhältnis der effizienzkorrigierten und der unkorrigierten Massenverteilung, wenn ein Minimalimpuls $p_{e^+/e^-} > 100 \text{ MeV}/c$ für einzelne $e^+/e^-$ -Spuren gefordert wird . . . . .	94
4.33	Invariantes experimentelles Massenspektrum nach Effizienzkorrektur und Impulsschnitt $p > 100 \text{ MeV}/c$ auf $e^+/e^-$ -Spuren . . . . .	94
5.1	Vergleich des mit der HADES-Akzeptanz gefilterten PLUTO Massenspektrums mit den Messergebnissen . . . . .	97

5.2	Vergleich des PLUTO Cocktails und des gemessenen Massenspektrums nach Anwendung des Impulsschnitts $p > 100 \text{ MeV}/c$ . . . . .	98
5.3	Vergleich der Transversalimpulsverteilungen im Experiment und in der PLUTO-Simulation für invariante Massen $M < 150 \text{ MeV}/c^2$ . . . . .	99
5.4	Vergleich der Transversalimpulsverteilungen im Experiment und in der PLUTO-Simulation für invariante Massen $M > 150 \text{ MeV}/c^2$ . . . . .	99
5.5	Verhältnis der gemessenen $e^+e^-$ -Multiplizität und der Cocktailmultiplizität (Modelle A und B) für invariante Massen $M > 150 \text{ MeV}/c^2$ als Funktion von $p_T$ . . . . .	100
5.6	Vergleich der experimentellen Transversalimpulsverteilung mit dem PLUTO-Cocktail C nach Skalierung der $\Delta$ -Dalitz-Multiplizität für invariante Massen $M > 150 \text{ MeV}/c^2$ . . . . .	101
5.7	Vergleich der Rapiditätsverteilungen der PLUTO-Daten und der experimentellen Daten für invariante Massen $M < 150 \text{ MeV}/c^2$ . . . . .	102
5.8	Vergleich der Rapiditätsverteilungen der PLUTO-Daten und der experimentellen Daten für invariante Massen $M > 150 \text{ MeV}/c^2$ . . . . .	102
5.9	Verhältnis der gemessenen $e^+e^-$ -Multiplizität und der Cocktailmultiplizität (Modelle A und B) für invariante Massen $M > 150 \text{ MeV}/c^2$ als Funktion der Rapidität . . . . .	103
5.10	Vergleich des gemessenen Massenspektrums mit dem Referenzmodell $\mathcal{C}_{HADES}$ aus $\pi^0$ - und $\eta$ -Dalitz-Zerfällen . . . . .	104
5.11	Akzeptanz des HADES-Spektrometers und des DLS-Spektrometers für $e^+e^-$ -Paare mit Rapidität $y = 0.68$ . . . . .	105
5.12	Vergleich des von HADES gemessenen Massenspektrums mit dem modifizierten Referenzmodell $\mathcal{CS}_{HADES}$ aus $\pi^0$ - und skalierten $\eta$ -Dalitz-Zerfällen . . . . .	106
5.13	Vergleich des von DLS gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitts mit dem modifizierten Referenzmodell $\mathcal{CS}_{DLS}$ aus $\pi^0$ - und skalierten $\eta$ -Dalitz-Zerfällen . . . . .	107
5.14	Abhängigkeit der Produktionsraten von $\pi^0$ - und $\eta$ -Mesonen sowie der von HADES und DLS gemessenen Überschussmultiplizität von der Strahlenergie . . . . .	108
5.15	Vorhersage des HSD-Modells für die invariante Massenverteilung von $e^+e^-$ -Paaren in C+C bei $E = 1 \text{ AGeV}$ im Vergleich mit dem HADES-Messergebnis. . . . .	110
5.16	Gemessene und von HSD berechnete Transversalimpulsverteilung von $e^+e^-$ -Paaren mit Massen $M > 150 \text{ MeV}/c^2$ . . . . .	111
5.17	Gemessene und von HSD berechnete Rapiditätsverteilung von $e^+e^-$ -Paaren mit Massen $M > 150 \text{ MeV}/c^2$ . . . . .	111



## Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften leichter pseudoskalarer Mesonen und Vektormesonen nach [Hag02] . . . . .	3
2.1	Für die Beschreibung des $e^+e^-$ -Paarensembles relevante kinematische Größen . . . . .	8
2.2	Strahl- und Magnetspektrometerparameter für das Experiment C+C bei $E = 1$ AGeV. . . . .	13
2.3	Überblick über experimentelle Triggerraten und Umfang des aufgenommenen Ereignis- bzw. Paarensembles . . . . .	14
2.4	Zusammensetzung des zum Vergleich mit den Messdaten verwendeten PLUTO-Cocktails . . . . .	16
2.5	Wichtige Kenndaten des UrQMD Datensatzes . . . . .	17
3.1	Primäre Observablen von Treffern in den Flugzeitdetektoren sowie im RICH und im PreShower-Subsystem . . . . .	23
3.2	Kriterien des Schwellwertverfahrens für die $e^+/e^-$ -Identifikation . . . . .	36
3.3	Koeffizienten der Schwellwertfunktion $\Delta L_T(p)$ für die $e^+/e^-$ -Identifikation im PreShower-Detektor . . . . .	36
4.1	Multiplizitäten geladener und neutraler Pionen für C+C bei $E=1$ AGeV in der HADES-Akzeptanz . . . . .	67
4.2	Definition der auf das Paarensemble angewandten Datenschnitte . . . . .	71
4.3	Anzahl im Experiment rekonstruierter $e^+e^-$ -Paare als Funktion der Schnitte auf das Paarensemble . . . . .	71
4.4	Anzahl im Experiment rekonstruierter $e^+e^-$ -Paare nach Untergrundabzug . . . . .	73
4.5	Systematische Fehlerquellen in der Analyse . . . . .	92
4.6	Systematischer Gesamtfehler der Datenanalyse für invariante Masse, Transversalimpuls und Rapidität . . . . .	92
5.1	Inverse Steigungen der im Experiment und in PLUTO rekonstruierten Transversalimpulsverteilungen für $p_T > 200$ MeV/c . . . . .	100
5.2	Multiplizitätsverhältnisse $\mathcal{R}_Y$ und Überschussmultiplizitäten $Y_{excess}$ gemessener $e^+e^-$ -Paare bei Strahlenergien zwischen 1 und 2 AGeV . . . . .	108
A.1	Anzahl $N_P$ im Experiment rekonstruierter $e^+e^-$ -Paare als Funktion der invarianten Paarmasse nach Untergrundabzug und allen Paarschnitten. . . . .	117
A.2	Systematische und statistische Fehler des experimentellen invarianten Massenspektrums nach der Effizienzkorrektur . . . . .	118

A.3 Systematische und statistische Fehler des invarianten Massenspektrums nach Effizienzkorrektur und Anwendung eines Impulsschnitts $p > 100$ MeV/c auf $e^+/e^-$ -Spuren. . . . .	119
---	-----

## Danksagung

*We are dwarfs standing on the shoulders of giants...*

Mein herzlicher Dank gilt hiermit all den Riesen, die mich auf Ihren Schultern getragen haben. Ohne die Mitwirkung und Hilfe zahlreicher kompetenter Kollegen hätte diese Arbeit nicht entstehen können.

Insbesondere bin ich Herrn Prof. Dr. Reiner Krücken und Herrn Dr. Jürgen Friese für ein exzellentes Betreuungsverhältnis und ein sehr angenehmes Arbeitsumfeld dankbar. Speziell an Herrn Dr. Friese geht mein aufrichtiger Dank auch für die Geduld, die er im Umgang mit Doktoranden bewiesen hat, die erst einmal alles besser wissen.

Roman Gernhäuser, Thomas Eberl und Laura Fabbietti haben mir den Einstieg in die HADES-Analyse enorm erleichtert. Geteiltes Leid ist ja bekanntlich halbes Leid und was haben wir nicht alles geteilt. Besten Dank, ohne Euch hätte das alles keinen Spaß gemacht!

Ein herzliches Dankeschön geht auch an Benjamin Sailer und Ludwig Maier, ohne deren unermüdlichen Einsatz für die EDV am Lehrstuhl kein einziges Spektrum das Licht der Welt erblickt hätte.

Meinen anderen Zimmergenossen Michael Böhmer (der zweigrößten Klappe Niederbayerns), Thorsten Kröll, Sabine Schwertel, Katrin Eppinger, Michael Weber, Mathias Münch sowie dem 'Iron-Man' des Lehrstuhls Martin Jurkovic gilt ein herzliches Dankeschön für vier Jahre voller äußerst amüsanter Wortduelle und eine ausgesprochen kollegiale Atmosphäre.

Peter Maierbeck (die *größte Klappe Niederbayerns*) hat nicht selten durch knappe aber pointierte Bemerkungen für größtmögliche Erheiterung gesorgt, wofür ich ihm sehr dankbar bin. Da die wenigsten seiner Bemerkungen politisch korrekt und daher nicht zitierfähig sind, wird keine Referenz angegeben, obgleich sich sein Doktorhut sicher dafür anbieten wird.

An alle Kollegen am Lehrstuhl E12 geht hiermit mein herzlicher Dank für allzeit gute Zusammenarbeit und gegenseitige Unterstützung!

I want to thank also the HADES Collaborators in the other participating groups all over Europe for the endless effort they made to make HADES a successful experiment. Among these are: Jochen Markert, Vladimir Pechenov, Olga Pechenova, Anar

Rustamov, Simon Lang, Tetyana Galtyuk, Malgorzata Sudol, Peter Zumbruch, Jörn Wüstenfeld, Michael Traxler, Ingo Fröhlich, Alexander Schmah, Joachim Stroth, Christian Sturm, Marco Destefanis, Alexander Sadovski, Kalliopi Kanaki, Sören Lange, Jurek Pietraszko, Wolfgang König, Witold Przygoda, Romain Holzman, Paolo Finocchiaro, Pavel Tlusty, Jihad Mousa, Marcin Jaskula, Marcin Wiesnowski, Piotr Salabura, Jacek Otwinowski, Khaled Teilab, Herbert Ströbele, Geydar Agakishiev, Camilla Gilardi, Christian Müntz, Haralabos Tsertos, Stefano Spataro, Björn Spruck, Filip Križek, Emilie Moriniere, Pablo Cabanelas and many others.

Ilse König, Yvonne Pachmayer and Tomasz Wojcik deserve special mentioning as they were my counterparts in debugging database interfaces, generating PID parameters, debugging analysis code and working overhours. Thanks a lot - we did it!

Ein sehr persönlicher Dank gilt meiner Frau Yvonne und meinen Kindern Lily und Louis, die den unstillen Arbeitsalltag eines Doktoranden geduldig hingenommen haben und so ihren Teil zum Erfolg der Arbeit beigetragen haben. Dank geht auch an meinen Bruder Florian der seinen exzellenten schottischen Whisky mit mir geteilt hat und an meine Eltern und Schwiegereltern für ihre Unterstützung in der Endphase meiner Arbeit.