

Spektroskopie virtueller Photonen in Ar+KCl Stößen bei $E_{\text{kin}} = 1,76 \text{ AGeV}$

Martin Jurkovič

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

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.-Prof. Dr. Wolfram Weise

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. Reiner Krücken

2. Univ.-Prof. Dr. Tobias Lachenmaier

Die Dissertation wurde am 10.11.2009 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 14.01.2010 angenommen.

Zusammenfassung

In dieser Dissertation wird die Emission virtueller Photonen aus Zerfällen kurzlebiger Hadronen, die in Ar+KCl Stößen bei $E_{\text{kin}} = 1,76$ AGeV produziert wurden, untersucht. Als Messsignal dienten rekonstruierte e^+e^- -Paare mit ihren kinematischen Verteilungen. Das Experiment wurde mit dem Dielektronenspektrometer HADES am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt durchgeführt.

Wegen des deutlich höheren Untergrunds durch externe γ -Konversion gegenüber den bisher untersuchten leichten Kollisionssystemen (p+p, C+C) wurde eine neue Methode überprüft, die Konversionselektronen anhand des Signals im RICH-Detektor zu identifizieren und zu unterdrücken. Es konnte eine Verbesserung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses (S/B) um 30% erreicht werden. Für das Verfahren zur Berechnung der Nachweiseffizienzen der e^+/e^- -Spuren wurden detaillierte Untersuchungen des RICH-Detektorsignals durchgeführt, die zu einer wesentlich besseren Beschreibung der Ringobservablen in der Simulation führte.

Insgesamt wurden 32545 ± 385 e^+e^- -Signalpaare mit einem Öffnungswinkel $\alpha_{ee} > 15^\circ$ und $0,1 < p_e < 1,1$ GeV/c identifiziert. Davon beträgt der Anteil im sog. η -Massenbereich ($0,15 < M_{ee} < 0,55$ GeV/c²) 7402 ± 222 und für $M_{ee} > 0,55$ GeV/c² 253 ± 25 identifizierte Paare. Zum ersten Mal konnte bei SIS18 Energien der direkte ω -Zerfall mit $S/B \sim 1$ beobachtet werden. Die ω -Multiplizität pro produziertem Pion ergibt $N(\omega)/N(\pi^0) \approx (4,5 \pm 2,5(\text{stat}) \pm 2(\text{sys})) \cdot 10^{-8}$.

Im η -Massenbereich wurde die e^+e^- -Produktion mit dem erwarteten Beitrag des η -Dalitz Zerfalls $\eta \rightarrow \gamma e^+e^-$ verglichen. Das gemessene e^+e^- -Signal ist gegenüber der η -Produktion um einen Faktor $\mathcal{F} = 3,4 \pm 0,2(\text{stat}) \pm 0,6(\text{sys}) \pm 0,9(\eta)$ erhöht. Die Anregungsfunktion der zusätzlichen Quellen zeigt, dass sich ihr Beitrag mit der Projektilenergie ähnlich wie die π^0 -Produktion verhält. Kandidaten für diese Quellen sind die Δ -Dalitz Zerfälle, die NN- und π N-Bremsstrahlung und Anteile des direkten ρ -Meson Zerfalls. Bezogen auf die π^0 -Produktion wird das e^+e^- -Signal unbekannter Zusammensetzung im Ar+KCl Stoßsystem um einen Faktor 1,8 stärker als in C+C Kollisionen produziert. Dies ist ein Hinweis auf Mediumeffekte in Kern-Kern Stößen.

Die gemessenen e^+e^- -Verteilungen wurden einem simulierten Cocktail hadronischer Quellen und einer Transportrechnung gegenübergestellt. Beide Simulationen beschreiben die Daten nur unbefriedigend. Sie unterscheiden sich hauptsächlich in der Spektralfunktion der Δ -Resonanz und den ρ/ω -Wirkungsquerschnitten.

Abstract

The objective of this thesis is the analysis of virtual photon emission originating from the decays of the short lived hadrons produced in Ar+KCl collisions at $E_{\text{kin}} = 1.76$ AGeV. The measured observables were the reconstructed e^+e^- pairs and their kinematic distributions. The data were recorded with the HADES spectrometer assembled at GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt, Germany.

Due to the considerably higher combinatorial background originating from the γ -conversion as compared to that from light collision systems (p+p, C+C) investigated so far with HADES, a new method for identification and suppression of conversion electrons using the signal pattern in the RICH-detector was studied. An improvement of signal to background ratio (S/B) reaching 30% was achieved. For the procedure of calculating the e^+/e^- track efficiencies a detailed study of RICH detector signals was performed, leading to an overall improved description of ring observables in the simulation.

In total, 32545 ± 385 e^+e^- signal pairs with an opening angle $\alpha_{ee} > 15^\circ$ and $0.1 < p_e < 1.1$ GeV/c were identified, with 7402 ± 222 pairs in the so-called η mass region ($0.15 < M_{ee} < 0.55$ GeV/c²) and 253 ± 25 for masses $M_{ee} > 0.55$ GeV/c². A clear signal from direct ω decay with S/B ~ 1 was identified for the first time in the SIS18 energy regime. The extraction of the ω yield per produced π^0 results in $N(\omega)/N(\pi^0) \approx (4,5 \pm 2,5(\text{stat}) \pm 2(\text{sys})) \cdot 10^{-8}$.

The e^+e^- production in the η mass region was compared to the expected η Dalitz decay $\eta \rightarrow \gamma e^+e^-$ contribution. The measured e^+e^- yield is higher by a factor $\mathcal{F} = 3.4 \pm 0.2(\text{stat}) \pm 0.6(\text{sys}) \pm 0.9(\eta)$ as compared to the η production. The excitation function of the extra e^+e^- sources shows similar energy dependence as the π^0 production. Possible candidates for these extra e^+e^- sources are the Δ Dalitz decays, the NN and π N bremsstrahlung and partly the direct decay of the ρ meson. Relative to the π^0 production in both Ar+KCl and C+C collisions, the e^+e^- production of unknown composition in Ar+KCl collisions is increased by a factor of 1.8 as compared to C+C collisions. This is an indication of medium effects in nucleus-nucleus collisions.

The measured e^+e^- distributions were confronted to a simulated cocktail of elementary hadronic sources and a transport model calculation. Both simulations fail in the data description. They differ mainly in the spectral function of the Δ resonance and the ρ/ω cross section.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3
2. Das HADES Experiment	9
2.1. Die Detektorsysteme im Überblick	9
2.2. Werkzeuge für Simulation und Datenanalyse	12
2.3. Das Experiment Ar+KCl bei $E_{\text{kin}} = 1,76 \text{ AGeV}$	13
3. Die Datenanalyse	17
3.1. Ereignis- und Spurauswahl	18
3.2. Teilchenidentifikation	21
3.3. Analyse der Spurpaare	23
3.4. Unterdrückung enger e^+e^- -Doppelspuren	26
3.5. Effizienzkorrektur und Akzeptanzfilter	29
3.5.1. Effizienzbestimmung	31
3.5.2. Akzeptanzbestimmung	32
3.5.3. Konsistenz des Verfahrens für e^+/e^- -Spuren	33
3.6. Analyse offener e^+e^- -Paare	39
3.6.1. Bestimmung des kombinatorischen Untergrunds	40
3.6.2. Das physikalische e^+e^- -Signal	43
3.6.3. Selbstkonsistenz der Effizienzkorrektur für Paare	45
3.7. Normierung	48
3.8. Abschätzung der systematischen Unsicherheiten	52
4. Ergebnisse	55
4.1. Impulsverteilung einzelner e^+/e^- -Spuren	55
4.2. Verteilungen der e^+/e^- -Spuren aus dem Paarensemble	57
4.3. Experimentelle Verteilungen der e^+e^- -Paare	58

5. Diskussion der Ergebnisse	63
5.1. Vergleich mit hadronischem Cocktail	64
5.1.1. Invariante Massenverteilung	64
5.1.2. Kinematische Verteilungen	67
5.2. e^+e^- -Multiplizität im η -Massenbereich	70
5.2.1. Stärke des nicht bekannten Anteils	70
5.2.2. Vergleich mit elementaren p+p und p+n Reaktionen	72
5.2.3. Vergleich mit C+C Reaktionen	77
5.2.4. Anregungsfunktion der unbekanntes e^+e^- -Quelle	78
5.3. Vergleich mit UrQMD Transportrechnung	81
5.3.1. Invariante Massenverteilung	82
5.3.2. Kinematische Verteilungen	84
5.4. Offene Fragen	84
6. Zusammenfassung und Ausblick	89
A. Massenverteilung rekonstruierter e^+e^--Paare	95
Literaturverzeichnis	99
Abbildungsverzeichnis	107
Tabellenverzeichnis	111

„Elenke, Sárke a Elly“

Kapitel 1.

Einleitung

Kernreaktionen mit schweren Ionen bieten eine Möglichkeit, die Kernmaterie unter extremen Bedingungen im Labor zu studieren. Durch die Variation der Strahlenergie bzw. der Größe der kollidierenden Kerne können die Eigenschaften des in diesen Kollisionen gebildeten stark wechselwirkenden Mediums und dessen Phasen systematisch untersucht werden. Beim Zusammenstoß wird die Kollisionszone aufgeheizt, komprimiert und neue Zustände der Kernmaterie mit einer Lebensdauer von typischerweise $\tau \sim 10 \text{ fm}/c$ können gebildet werden. Wegen der sehr kurzen Lebensdauer ist es nicht möglich, das Medium unter diesen extremen Bedingungen direkt zu untersuchen. Zu den indirekten Methoden gehört die Spektroskopie der ebenfalls kurzlebigen Hadronen und insbesondere der leichten Vektormesonen, die mit großer Wahrscheinlichkeit innerhalb der Kollisionszone zerfallen können. Es wird erwartet, dass sich beobachtbare Eigenschaften wie die Masse, die Zerfallsbreite oder die Formfaktoren der Hadronen messbar verändern [BR02, HL92, KKW97, Pet98, Urb98]. Auf diese Observablen kann dann nur über die Zerfallsprodukte zugegriffen werden. Dabei spielen gerade die elektromagnetischen Zerfälle der Hadronen eine wichtige Rolle. Photonen und Leptonen unterliegen nicht der starken Wechselwirkung und können daher die Kollisionszone nahezu ungestört verlassen und die Information über ihre Mutterteilchen zu den Detektoren propagieren. Wegen des günstigeren Signal-zu-Untergrund Verhältnisses sind gerade Dileptonen (e^+e^- - oder $\mu^+\mu^-$ -Paare) gegenüber den Photonen als Sonden bevorzugt. Allerdings handelt es sich um ein sehr seltenes Signal, denn die Dileptonproduktion ist gegenüber den starken Zerfällen um ca. vier Größenordnungen unterdrückt.

Eine Schwerionenkollision verläuft prinzipiell in drei Phasen. In der ersten Phase werden die sich aufeinander zu bewegenden Kerne abgebremst, wobei die Bremsstrahlungsphotonen mit einer anschließenden internen bzw. externen γ -Konversion die do-

minante Quelle der Dileptonen in dieser Phase sind. Währenddessen durchdringen die Kerne einander und in der Mitte der Kollisionszone, im sog. Feuerball, wird die Kernmaterie zunehmend aufgeheizt und komprimiert. Dabei werden innere Freiheitsgrade der Nukleonen in Form von baryonischen Resonanzen angeregt und aus dem thermischen Bad können Mesonen, hauptsächlich Pionen erzeugt werden. Die am Anfang rein longitudinale (in Kollisionsrichtung) kinetische Energie wandelt sich z. T. in eine transversale Komponente um. Gleichzeitig findet ein ständiger Prozess der Absorption, Re-Emission und (elektromagnetischen) Zerfälle der Hadronen statt.

Mit der Zeit wird die Kompression ständig abgeschwächt und der steigende innere Druck bringt das System zur schlagartigen Explosion. Diese dritte Phase der Kollisionsentwicklung ist durch das Auskühlen (Thermalisierung) des Systems charakterisiert, bis ein Gleichgewicht (sog. Freeze-out) erreicht wird. Generell wird zwischen zwei Gleichgewichtszuständen unterschieden. Beim chemischen Freeze-out finden im System keine inelastischen Stöße mehr statt, d. h. die Häufigkeiten der Teilchensorten sind festgelegt. Beim thermischen Freeze-out sind auch die elastischen Prozesse beendet, wodurch sich die Impulse der Teilchen nicht mehr ändern. Diese Phase ist von den Zerfällen langlebiger Resonanzen und Mesonen begleitet.

Bei der zeitlichen Entwicklung kann der Feuerball selbst verschiedene Phasen der hadronischen Materie durchqueren, die im Phasendiagramm in Abb. 1.1 [RWH09] stark vereinfacht skizziert sind. Drei Phasen sind deutlich zu erkennen: die hadronische Phase, in der sich die Kernmaterie unter normalen Bedingungen befindet, das sogenannte Quark-Gluon Plasma und der Farb-Supraleiter. Die Grenzen zwischen den Phasen sind zz. nicht genau bekannt, was durch das schraffierte Band berücksichtigt wird. Zusätzlich sind in dem Phasendiagramm die Freeze-out Bedingungen, bei denen der an verschiedenen Beschleunigeranlagen erzeugte Feuerball thermalisiert, eingezeichnet. Während die Freeze-out Temperatur experimentell direkt aus den Impulsverteilungen der Hadronen ermittelt werden kann, kann die Freeze-out Dichte nur aus dem Vergleich der gemessenen Hadronenmultiplizitäten mit einem statistischen Modell [BRS03] bestimmt werden. Bei den am SIS18 Beschleuniger des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH zur Verfügung stehenden Projektilenergien liegt die Freeze-out Temperatur bei $T_{\text{FO}} \sim 80 \text{ MeV}$ [Ave03]. Dabei sind z. B. in Ca+Ca Stößen bei $E_{\text{kin}} = 1 \text{ AGeV}$ Dichten bis zu $\rho = 2\rho_0$ (ρ_0 ist die Kerndichte) für eine Dauer von $\tau(\rho > \rho_0) \sim 10 \text{ fm}/c$ zu erwarten [RW00]. Der erzeugte Feuerball ist bei diesen Einschussenergien baryonendominiert (Nukleonen und Resonanzen), wogegen der bei den

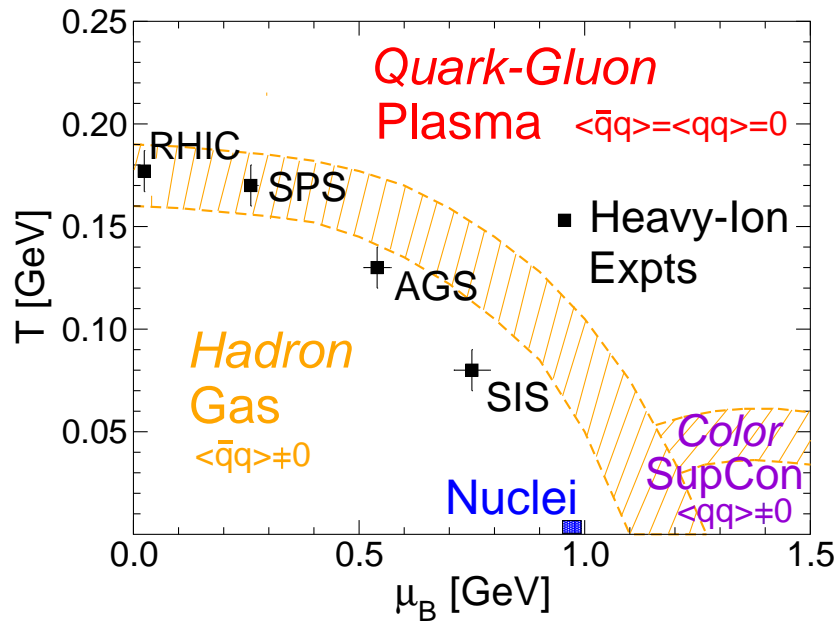


Abbildung 1.1.: Schematisches Phasendiagramm der hadronischen Materie. Gezeigt sind die verschiedenen Zustände der Materie in Abhängigkeit von Temperatur und Dichte. Der Bereich des Hadronengases wird durch eine Übergangsphase vom Zustand des Quark-Gluon Plasmas und des Farb-Supraleiters getrennt.

SPS Energien ($E_{\text{kin}} = 40 - 158 \text{ AGeV}$) erzeugte Feuerball überwiegend aus Mesonen, insbesondere Pionen besteht. Bei diesen hoch relativistischen Energien wird daher erwartet, dass die Vektormesonen überwiegend über die Pionannihilation produziert werden [RW00]. Die Dileptonproduktion unterhalb der ρ -Polmasse kann dabei gut durch die Mediummodifikationen der Vektormesonen und insbesondere des ρ -Mesons erklärt werden [Ada08, Arn09].

Dagegen war die Dielektronproduktion bei Energien von nur wenigen GeV pro Nukleon, erstmal gemessen von der DLS Kollaboration [Por97], für mehr als eine Dekade unklar. Im Gegensatz zu Hochenergieexperimenten ist der Feuerball durch Baryonen dominiert [Met93]. Die Vektormesonen werden überwiegend durch den Zerfall baryonischer Resonanzen produziert. Die Annahme von im Medium modifizierten Eigenschaften der Vektormesonen lieferte kein konsistentes Bild zur Beschreibung der beobachteten e^+e^- -Stärke unterhalb der ρ/ω -Masse. Offensichtlich treten bei diesen niedrigen Energien zusätzliche Prozesse auf, bei denen Dielektronen produziert werden und die in den Modellen nicht berücksichtigt wurden [CB99, Ern98].

Mit dem HADES Experiment [Aga09a] am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH wird seit 2002 eine systematische Untersuchung der Dielektronproduktion bei Einschussenergien von typischerweise $E_{\text{kin}} = 1 - 2$ AGeV durchgeführt. Das beobachtete e^+e^- -Signal in C+C Kollisionen [Aga08, Aga07] ist im guten Einklang mit den früheren DLS Ergebnissen. Die Anregungsfunktion des e^+e^- -Signals, bereinigt von Beiträgen der bekannten Quellen (π^0 und η), weist einen π^0 - aber nicht η -ähnlichen Verlauf auf. Dieser wichtige Befund deutet auf den möglichen Ursprung der starken Dielektronproduktion hin: baryonische Resonanzen und vor allem die $\Delta(1232) P_{33}$ Resonanz, die bei diesen Energien die dominante Quelle der Pionen ist. Außerdem wird von verschiedenen Modellen [JM97, KK06, SM03] ein dominanter Bremsstrahlungsbeitrag, d. h. e^+e^- -Produktion in elastischen p+p und n+p Stößen, vorausgesagt, der zur verbesserten Beschreibung der experimentellen Daten führt.

Um die Frage, welchen Beitrag das virtuelle Photon aus dem Δ -Zerfall bzw. aus den elastischen Nukleon-Nukleon Stößen zum invarianten e^+e^- -Massenspektrum zwischen der π^0 - und ρ/ω -Masse liefert, experimentell zu beantworten, wurde von der HADES Kollaboration die Dielektronproduktion in p+p und d+p Reaktionen unterhalb der η -Produktionsschwelle bei $E_{\text{kin}} = 1,25$ AGeV untersucht [Aga09d]. Aus der letzten Reaktion konnte der quasifreie n+p Kanal exklusiv durch den Nachweis eines Spektator Protons in einem vorwärtigen Hodoskop ausgewählt werden. Ein Vergleich der inklusiven e^+e^- -Spektren oberhalb der π^0 -Masse mit theoretischen Modellen [Aic91, BC08, Har98] zeigt, dass zwar die p+p Daten gut beschrieben werden können, in der Beschreibung der n+p Daten sind jedoch große Diskrepanzen festzustellen [Gal09a].

Auch wenn die theoretische Beschreibung, insbesondere der n+p Daten, noch unbefriedigend ist, dienen die p+p und n+p Datensätze zur Definition eines experimentellen Referenzcocktails für das e^+e^- -Signal oberhalb der Pionmasse. Mit diesem Cocktail kann die Dielektronproduktion in freien Nukleon-Nukleon Stößen modellunabhängig mit den Ergebnissen der Schwerionenreaktionen verglichen werden. Eine Gegenüberstellung dieses Cocktails und der Messdaten aus dem leichten C+C Stoßsystem zeigt, dass die gemessene und von Transportrechnungen bislang unbefriedigend beschriebene e^+e^- -Stärke in C+C Stößen im Wesentlichen mit diesem Referenzcocktail beschrieben werden kann [Aga09d]. Das heißt, dass die Dielektronproduktion in den Kohlenstoffstößen als Superposition der in elementaren Nukleon-Nukleon Stößen erzeugten e^+e^- -Quellen betrachtet werden kann. Dabei muss die Rolle der Δ -Resonanz und des in

elastischen Nukleon-Nukleon Stößen erzeugten Bremsstrahlungsbeitrags jedoch noch geklärt werden.

Vom besonderen Interesse ist daher, ob sich die e^+e^- -Paarproduktion bei diesen Energien auch in schwereren Stoßsystemen durch den Nukleon-Nukleon Referenzcocktail beschreiben lässt oder ob weitere zusätzliche Quellen auftreten, die einen Hinweis auf das Einsetzen von Mediumeffekten geben können. Aus diesem Grund hat die HADES Kollaboration begonnen, schwere Stoßsysteme im Hinblick auf die e^+e^- -Paarproduktion zu untersuchen. Die Messungen wurden mit einem mittelschweren Stoßsystem ($A \sim 40$) angefangen und sollen über Systeme mit $A \sim 100$ bis zu $A \sim 200$ fortgesetzt werden.

In der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse der Dielektronproduktion in Ar+KCl Stößen bei einer Strahlenergie von $E_{\text{kin}} = 1,76$ AGeV vorgestellt und diskutiert. Das Experiment wurde mit dem HADES Spektrometer am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt durchgeführt. Dabei handelt es sich um das schwerste Kollisionssystem, in dem die e^+e^- -Produktion mit dem HADES Spektrometer bisher untersucht wurde.

In Kapitel 2 werden kurz der Experimentaufbau und die Eckdaten der Messung zusammengefasst. Kapitel 3 erläutert die wesentlichen Schritte und Besonderheiten der Datenanalyse, die auf die zu erwartende hohe Spurmultiplicität zurückzuführen sind. Die Ergebnisse der Analyse einzelner Elektronenspuren als auch der Paaranalyse sind in Kapitel 4 zusammengefasst. Die rekonstruierten Verteilungen der e^+e^- -Paare werden dann in Kapitel 5 einem hadronischen Cocktail und den Vorhersagen einer Transportrechnung gegenübergestellt. Die gemessene e^+e^- -Produktion in Ar+KCl Stößen wird anschließend mit der in C+C und p+p/n+p Stößen verglichen und diskutiert. Ein Ausblick auf geplante Detektorerweiterungen und Messungen schließt die Arbeit ab.

Kapitel 2.

Das HADES Experiment

Das HADES (HIGH ACCEPTANCE DI-ELECTRON SPECTROMETER) Experiment wurde im Hinblick auf das Studium der Eigenschaften leichter Vektormesonen im nuklearen Medium (über ihre seltenen elektromagnetischen Zerfälle) konstruiert [Pro94]. Es ist am Schwerionensynchrotron SIS18 des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH aufgebaut. Das Spektrometer und seine Detektoren ist ausführlich in [Aga09a] beschrieben und in Abb. 2.1 abgebildet. An dieser Stelle werden die einzelnen Detektoren und ihre wichtigen Merkmale nur kurz zusammengefasst dargestellt.

2.1. Die Detektorsysteme im Überblick

Die Detektoren des HADES Spektrometers weisen eine sechsfache Symmetrie um die Strahlachse auf und decken fast den gesamten Phasenraum in azimuthaler Richtung ab. Die Akzeptanz in polarer Richtung erstreckt sich von 18° bis 85° . Die Detektoren können in drei Subsysteme unterteilt werden:

- Magnetspektrometer: Magnet und MDC-Detektoren
- Elektronidentifikation: RICH und META
- Strahl- und Triggerdetektoren: Start, Veto, RICH und META

Das HADES Spektrometer ist aus folgenden Detektoren zusammengebaut:

- **Start Detektor:** Im Ar+KCl Experiment wurden neuartige $60\ \mu\text{m}$ (Start) bzw. $120\ \mu\text{m}$ (Veto) dünne Diamant-Streifendetektoren zur Bestimmung der Reaktionszeit eingesetzt. Die Zeitauflösung des Start Detektors erreicht $75\ \text{ps}$ [Sch09b]. Das

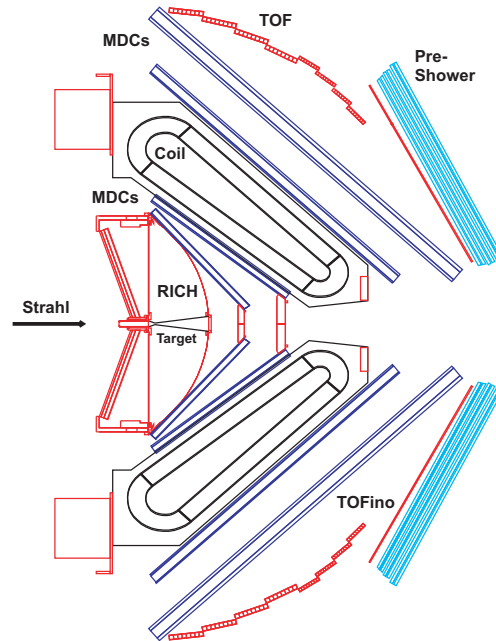


Abbildung 2.1.: Querschnitt des HADES Spektrometers. Die Komponenten werden im Text erläutert.

Zeitsignal dient als Referenz für die Flugzeitmessung sowie zur Berechnung der Driftzeit in den Driftkammern.

- **Ring Imaging Cherenkov (RICH):** Der Cherenkov Detektor wird zum Nachweis der Elektronspuren eingesetzt, die als einzige Teilchenspezies die Cherenkov-Schwelle von $\gamma_{th} \approx 18,3$ beim Durchlaufen des Radiator-Gases C_4F_{10} überschreiten. Die erzeugten VUV-Photonen werden an einem Kohlenstofflaminat Spiegel reflektiert und im Photonendetektor mit einer segmentierten und mit CsI beschichteten Photokathode nachgewiesen.
- **Magnet:** Sechs mit flüssigem Helium gekühlte supraleitende Spulen erzeugen ein toroidales Magnetfeld mit einem im RICH-Bereich feldfreien Raum. Das durch den maximalen Strom ($I_{max} = 3464$ A) erzeugte magnetische Feld variiert von $B_{max} = 0,8$ T (in der Mitte eines Sektors) bis zu $B_{max} = 3,7$ T (innerhalb der Spulenebene). Für das in dieser Arbeit beschriebene Experiment wurde die magnetische Feldstärke auf $B = 0,92 \cdot B_{max}$ eingestellt, während für Experimente mit leichteren Stoßsystemen oder bei niedrigeren Strahlenergien die Feldstärke $B = 0,73 \cdot B_{max}$ beträgt.

- **Mini-Drift-Chambers (MDC):** Jeweils zwei MDC-Detektorebenen vor und hinter dem Magneten bilden das Spurverfolgungssystem des HADES Spektrometers. Jede Ebene unterteilt sich in sechs baugleiche trapezförmige Driftkammern. Die intrinsische räumliche Ortsauflösung beträgt $\Delta x = 140 \mu\text{m}$, was einer Massenauflösung von $\Delta M/M|_{\rho,\omega} \approx 1\%$ entspricht.
- **Multiplicity Electron Trigger Array (META)** ist ein Detektorsystem bestehend aus drei Subdetektoren zur online und offline Messung der Teilchenmultiplizität und Flugzeit.
 - Der **TOF**-Detektor besteht aus 64 Plastik-Szintillatorstangen pro Sektor, die beidseitig ausgelesen werden. Er deckt den äußeren Polarwinkelbereich $\Theta > 44^\circ$ ab und hat eine Zeitauflösung von $\Delta t = 160 \text{ ps}$.
 - Der **TOFino**-Detektor setzt sich jeweils aus vier Plastik-Szintillator-Streifen pro Sektor zusammen, die nur an einer Seite ausgelesen werden. Dadurch ist die zeitliche Auflösung auf $\Delta t = 450 \text{ ps}$ limitiert. Eine weitere Limitierung besteht in der Doppeltreffer-Wahrscheinlichkeit, die im Fall des Ar+KCl Experiments mit einem Wert von fast 70% aufgetreten ist. Der Detektor deckt den inneren Polarwinkelbereich $\Theta < 45^\circ$ ab.
 - Der **Pre-Shower**-Detektor befindet sich direkt hinter dem TOFino Detektor. Durch seine höhere Granularität kann sowohl der Durchstoßpunkt eines geladenen Teilchens als auch die Anzahl der durchfliegenden Teilchen ermittelt werden. Im Weiteren wird er zur Trennung der Elektronen vom hadronischen Untergrund bei Impulsen $p_{e^+/e^-} > 400 \text{ MeV}/c$ eingesetzt.
- **Trigger und Datenaufnahme:** Die Triggerentscheidung des HADES-Experiments erfolgt in zwei Stufen:
 - Die erste Stufe (**LVL1**) analysiert die Multiplizität der geladenen Teilchen in der Flugzeitwand. Diese Stufe dient zur Selektion von Reaktionen mit bestimmter Zentralität, die in Abschnitt 2.3 beschrieben ist.
 - Die zweite Stufe (**LVL2**) des Triggers selektiert aus den LVL1 getriggerten Ereignissen diejenigen, die Elektronkandidaten beinhalten. Dabei wird in Echtzeit eine e^+/e^- -Spuridentifikation durchgeführt, wofür Bildverarbeitungsalgorithmen der RICH- und META-Signale zum Einsatz kommen.

Die Datenaufnahme liest aus der Detektorelektronik Daten aller Ereignisse aus, für die eine positive LVL2 Triggerentscheidung getroffen wurde. Der **Event Builder (EB)** setzt alle Detektorsignale zu einem Ereignis (EVENT) zusammen und

speichert sie auf einem Massenspeicher. Unabhängig von der LVL2 Triggerentscheidung wird parallel ein Bruchteil (typisch 10%) der LVL1 getriggerten Ereignisse zur Effizienz- und Triggerstudien mitgeschrieben.

2.2. Werkzeuge für Simulation und Datenanalyse

Für die Analyse von Experiment- und Simulationsdaten werden i. W. die von der Kollaboration entwickelten Werkzeuge und Softwarepakete verwendet. Sie werden im Folgenden kurz vorgestellt.

Um die Ergebnisse der Analyse von experimentellen Daten den unterschiedlichen theoretischen Vorhersagen gegenüberstellen zu können, werden sogenannte Ereignisgeneratoren benutzt. Anhand von physikalisch gestützten Annahmen beschreiben sie die zeitliche und räumliche Entwicklung einer Kern- bzw. Schwerionenreaktion und die dazugehörige Teilchenerzeugung. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Generatoren verwendet: ein thermischer Generator (PLUTO) und eine Transportrechnung (UrQMD).

PLUTO: Zur Simulation der Produktion hadronischer Resonanzen und ihrer Zerfallsprodukte in Nukleon-Nukleon Stößen wurde der PLUTO-Ereignisgenerator [Frö07, Frö09a] entwickelt. Dabei werden die Spektralfunktionen der Resonanzen berücksichtigt, die explizit vorgegeben sind. Als weitere Eingangsparameter werden experimentell gemessene Teilchenmultiplizitäten, Verzweigungsverhältnisse, Formfaktoren und Koeffizienten zur Beschreibung der winkelabhängigen Teilchenemission verwendet. Produktionswirkungsquerschnitte der Vektormesonen werden durch den m_{\perp} -Ansatz [BCM98] abgeschätzt. Die Energie- und Geschwindigkeitsverteilungen der Resonanzen bzw. Teilchenquellen können so gewählt werden, dass sie der Maxwell-Boltzmann Statistik folgen. Die Temperatur der thermischen Quelle kann dann aus der Analyse der im Experiment gemessenen Hadronen ermittelt werden. Der Ablauf der Schwerionenkollision als auch der Einfluss des nuklearen Mediums auf die Eigenschaften der Teilchen werden dabei nicht simuliert.

UrQMD: Im Gegensatz zu PLUTO wird mit dem UrQMD Modell [Bas98, Ble99] die Dynamik einer Schwerionenkollision explizit beschrieben. Teilchenerzeugung, Wechselwirkungen zwischen den Teilchen und ihre Zerfälle werden anhand gemessener oder parametrisierter Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse simuliert. In die-

sem Modell sind alle bekannten Resonanzen bis zur Masse von $M < 2,2 \text{ GeV}/c^2$ berücksichtigt. Ab einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2,6 \text{ GeV}$ werden zusätzlich Strings angeregt, was für das SIS18 Energieregime aber von keiner relevanten Bedeutung ist. Elektromagnetische Zerfälle werden anhand des eVDM Modells [She03] simuliert. Zusätzlich werden die Elektronen über die gesamte Lebensdauer einer Resonanz kontinuierlich ausgestrahlt (shining) [Sch09a].

Weitere verwendete Pakete sind:

HGeant: Die in Ereignisgeneratoren erzeugten Teilchen werden mithilfe des Simulationspakets HGeant [HGe05] durch die Detektoren propagiert und die Wechselwirkung der Teilchen mit den Detektorvolumina simuliert. Es basiert auf dem CERN-Paket GEANT [Gea93], das an die Bedürfnisse des HADES-Experiments angepasst wurde.

HYDRA: Die auf dem in C++ geschriebenen CERN-Paket ROOT [ROO05] basierende Analyse-Software HYDRA [Hyd07] wird sowohl für die Analyse der experimentellen als auch der simulierten Daten verwendet. Die Analyse erfolgt in mehreren aneinandergekoppelten Schritten, die in Kapitel 3 diskutiert werden.

2.3. Das Experiment Ar+KCl bei $E_{\text{kin}} = 1,76 \text{ AGeV}$

Die in dieser Arbeit diskutierten Ergebnisse beruhen auf experimentellen Daten, die im September und Oktober 2005 von der HADES Kollaboration gemessen wurden. Informationen über den verwendeten Strahl und das Targetmaterial sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Die gewählte Strahlenergie entspricht der maximal erreichbaren Energie am SIS18 Beschleuniger, die aus dem Ladung zu Masse Verhältnis für vollständig ionisierte Argon-Ionen

$$\frac{Q}{A} = \frac{Z}{A} = \frac{18}{40} = 0,45 \quad (2.1)$$

folgt. Eine höhere Strahlenergie sollte ursprünglich mit einem Kalzium Strahl erreicht werden, jedoch konnte die vom Experiment angeforderte Strahlqualität nicht geliefert werden.

LVL1 Trigger und Zentralität der Reaktionen: Damit ein Ereignis vom LVL1 Trigger akzeptiert wurde, musste eine Bedingung auf die Multiplizität der geladenen

Strahlenergie	$E_{\text{kin}} = 1,756 \text{ AGeV}$
Strahlintensität	$\sim 6 \cdot 10^5 \text{ Teilchen/s}$
Schwerpunktsrapidität	$y_{\text{cm}} = 0,86$
Strahlionen	${}^{40}\text{Ar}^{18+}$
Target	natürliches KCl
Targetdichte	$\varrho = 1,988 \text{ g/cm}^3$
Targetdicke	$d = 1,25 \text{ mm}$
Durchmesser	$D = 3 \text{ mm}$
Aufteilung	4-fach segmentiert
Segmentabstand	$\Delta z = 8 \text{ mm}$
Gesamte nukleare Wechselwirkungswahrscheinlichkeit	$P = 3,3\%$

Tabelle 2.1.: Übersicht der Strahl- und Targeteigenschaften.

Teilchen im META-Detektor $M_{\text{META}} \geq 16$ erfüllt sein. Sie wird als analoge Summe der TOF/TOFino CONSTANT FRACTION DISCRIMINATOR (CFD) Signale ermittelt. Die damit gemessene Multiplizitätsverteilung (Abb. 2.2(a)) konnte durch eine UrQMD Simulation bestätigt werden [Kri08]. Die aus dieser Simulation erhaltene Stoßparameterverteilung (Abb. 2.2(b)) ergab, dass mit der obigen Triggerbedingung zentrale Stöße mit einem Gesamtanteil von 34,5% aus MINIMUM BIAS (MB) Ereignissen ausgewählt wurden. Das MB-Ereignis entspricht einem peripheren Stoß mit $M_{\text{META}} \geq 1$ geladenen Teilchen in der HADES Akzeptanz. Der mittlere Stoßparameter betrug dabei $\bar{b} = 3,54 \text{ fm}$.

Mit Hilfe eines geometrischen Modells [CKR81] kann die durchschnittliche Anzahl der an einer Kernreaktion beteiligten Nukleonen A_{Part} in einem der MB-Triggerbedingung genügendem Ereignis zu

$$A_{\text{Part}}(\text{MB}) = \frac{A_{\text{T}}A_{\text{P}}^{2/3} + A_{\text{P}}A_{\text{T}}^{2/3}}{\left(A_{\text{T}}^{1/3} + A_{\text{P}}^{1/3}\right)^2} \approx \frac{A_{\text{Sys}}}{4} = 19,25 \quad (2.2)$$

berechnet werden, wobei A_{T} bzw. A_{P} die Target- bzw. Projektillmasse und $A_{\text{Sys}} = A_{\text{T}} + A_{\text{P}}$ die Systemmasse ist. Aus der parallel und unabhängig durchgeführten Analyse der gemessenen Multiplizität geladener Pionen wurde für die gewählte LVL1-

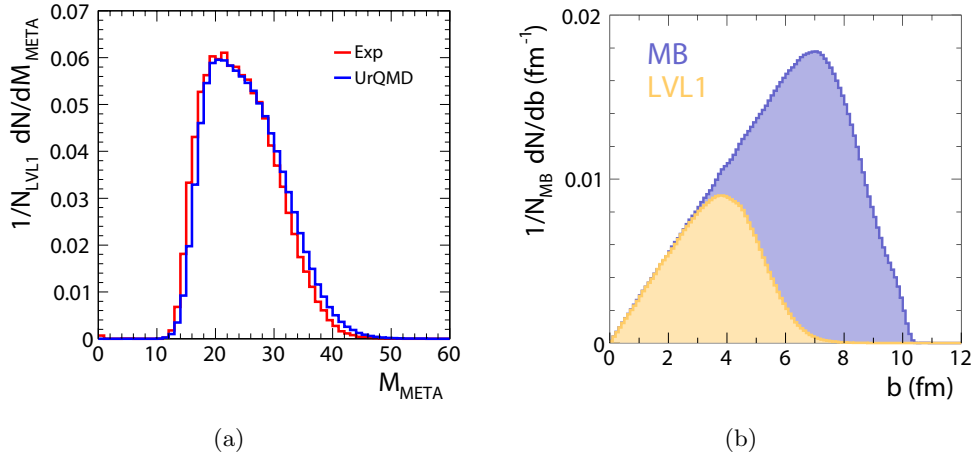


Abbildung 2.2.: (a) Vergleich der gemessenen (rot) und simulierten (blau) Verteilungen der Teilchenmultiplizität in TOF und TOFino für Ereignisse mit positiver LVL1 Triggerentscheidung. (b) Stoßparameterverteilung für MB ($M_{\text{META}} \geq 1$, blau) und LVL1 ($M_{\text{META}} \geq 16$, gelb) getriggerten Ereignisse.

Triggerbedingung die Anzahl der Partizipanten zu

$$A_{\text{part}}(\text{LVL1}) = 38,5 \quad (2.3)$$

ermittelt [Thu09a]. Die Pionmultiplizitäten sind in Abschnitt 3.7 in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

Zusammen mit den bekannten Wirkungsquerschnitten und Verzweigungsverhältnissen bilden diese Teilchenmultiplizitäten eine Basis für die Eingangsparameter der Simulationen, die in Kapitel 5 den experimentellen Daten gegenübergestellt werden.

LVL2 Trigger: Die zweite Triggerstufe akzeptiert alle LVL1 getriggerten Ereignisse, die wenigstens einen Elektronkandidaten beinhalten. Gegenüber vorherigen Experimenten mit leichteren Stoßsystemen wurde die online Elektronkandidatensuche leicht modifiziert, um die DAQ-Totzeit zu reduzieren. Durch die steigende Treffermultiplizität im RICH- und META-Detektor erhöht sich deutlich die Wahrscheinlichkeit, einen e^+/e^- -Kandidaten mit dem vergleichsweise einfachen Online-Algorithmus zu finden. Aus diesem Grund wurde beim Erreichen einer vorher eingestellten Schwelle für die Multiplizität der Detektortreffer im RICH und META die Kandidatensuche abgebrochen und das Ereignis wurde als positiv getriggertes aufgenommen. Die hohe Treffermultiplizität verursacht, dass der Anteil an Ereignissen ohne rekonstruierte Spuren aus

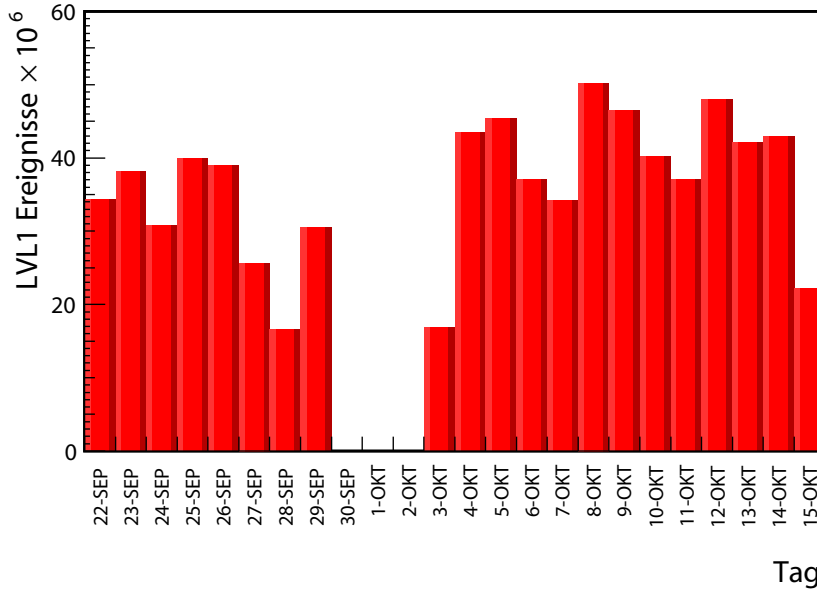


Abbildung 2.3.: Anzahl der pro Tag untersuchten LVL1 getriggerten Ereignisse.

LVL1 Rate	4,2 kHz
LVL2 Rate	1,3 kHz
EB Rate	12 MB/s
Ereignisse LVL1	$2,2 \cdot 10^9$
Ereignisse LVL2	$570 \cdot 10^6$
Datenmenge	8,5 TB

Tabelle 2.2.: Experimentelle Triggerraten und aufgezeichnete Datenmengen.

der Targetregion in den LVL2 getriggerten Ereignissen auf $\sim 15\%$ gegenüber $\sim 6\%$ in den LVL1 getriggerten Ereignissen ansteigt, vgl. Abschnitt 3.1.

Triggerraten und Datenmenge: In Abb. 2.3 ist die pro Tag gemessene LVL1-Triggerrate dargestellt. Dabei ist das Ar+KCl Experiment die erste HADES-Produktionsstrahlzeit, die über einen Zeitraum von einem Monat gedauert hat. Wie man aus Abb. 2.3 erkennen kann, ist das Experiment über die gesamte Dauer stabil gelaufen. Die Schwankungen in der Triggerrate können auf die Strahlnutzung durch parasitäre Benutzer zurückgeführt werden. In Tabelle 2.2 sind die Trigger- und Ereignisraten zusammengefasst.

Kapitel 3.

Die Datenanalyse

Als Grundlage der Analyse der HADES Daten diente das C++ Softwarepaket ROOT v4.04.02g [ROO05] und das darauf basierende HADES-Softwarepaket HYDRA v8.15 [Hyd07]. Die Analyse erfolgte in zwei Stufen. Die erste Stufe umfasste folgende Schritte:

- Entpacken der Rohdaten,
- Kalibrierung der Detektorsignale,
- Suche nach eindeutigen Detektortreffern,
- Spurrekonstruktion in den Driftkammern und Impulsberechnung mit dem RUNGE-KUTTA (RK) Verfahren,
- Korrelation der rekonstruierten Spuren in den MDCs mit Treffern im META und RICH (letzteres nur für e^+/e^- -Kandidaten relevant),
- Erzeugung von Spurkandidaten.

Im ersten Schritt wurde die Analyse mit minimalen Anforderungen an die Qualität der Spurkandidaten durchgeführt. Sie lieferte so ein selektiertes und kalibriertes Datensensemble, das in sog. DATA SUMMARY TAPES (DST) gespeichert und als gemeinsame Basis für die verschiedenen weiteren Analysen verwendet wurde. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Schritte ist in den Arbeiten [Ebe04, Rus06] zu finden.

In der zweiten Stufe der Analyse (post-DST Level) wurden weitere Qualitätskriterien an die Ereignisauswahl und Spurkandidaten angewendet und zu jeder Teilchenspur wurde eine Teilchenspezies zugeordnet. Aus dem Ensemble der identifizierten Teilchen konnten z. B. nur die e^+/e^- -Spuren selektiert und im einfachsten Fall zu Paaren kombiniert werden. Entsprechend erfolgte die Analyse der hadronischen Observablen (Protonen, Pionen, Kaonen, usw.) [Sch08, Aga09b, Aga09c].

Im Rahmen dieser Arbeit wird die e^+e^- -Paarproduktion diskutiert, d. h. im Weiteren nur Ereignisse mit e^+/e^- -Spuren untersucht. Die Ergebnisse der Hadronenanalyse werden an geeigneten Stellen erwähnt. In den folgenden Abschnitten wird zur Erläuterung kurz auf die Einzelschritte der post-DST Analyse der Spurkandidaten und die Besonderheiten in diesem ersten HADES Experiment mit einem schweren Stoßsystem und hohen Teilchenmultiplizitäten näher eingegangen.

3.1. Ereignis- und Spurauswahl

Vor der Analyse der e^+e^- -Paare wurde zunächst eine Ereignis- und Spurauswahl durchgeführt. Bei der Ereignisauswahl ist das Ziel, die außerhalb des Targets stattgefundenen Reaktionen zu unterdrücken. Die Spurauswahl diene weiterhin zur Unterdrückung unphysikalischer Spuren, die durch reine Artefakte der Spurrekonstruktion entstehen und die das Signal oder den kombinatorischen Untergrund beeinflussen.

Ereignisauswahl: Aus allen LVL1 getriggerten Ereignissen wurden nur die positiv getriggerten LVL2 Ereignisse für die e^+/e^- -Analyse ausgewählt. Diese beinhalten jedoch noch einen gewissen Anteil an Ereignissen, in denen kein Vertex rekonstruiert werden konnte. Dies sind Ereignisse, bei denen die Reaktion vor dem Target (strahlaufwärts) stattgefunden hat, z. B. durch eine Kernreaktion im Startdetektor oder durch eine Wechselwirkung der Teilchen im Strahlhalo mit dem Strahlrohr. Die produzierten (geladenen) Teilchen durchqueren erst den RICH-Photondetektor und dann das gesamte Spektrometer. Bei einer hohen Teilchenmultiplizität im META-Detektor ($M_{\text{META}} \geq 16$) spricht die LVL1 Triggerstufe an. Ein Teil der geladenen Teilchen, die den RICH-Photondetektor durchqueren, induzieren dort Signale, die vom Online-Algorithmus zur Ringsuche fälschlicherweise als Ringe erkannt werden. Dadurch wird auch die LVL2 Triggerstufe aktiviert. Diese „Treffer“ im Photondetektor konnten in der Offline-Analyse durch ihre charakteristischen Ladungs- und Padverteilungen identifiziert werden und werden als Cluster der geladenen Teilchen (CHARGED PARTICLE CLUSTER, ChPC) bezeichnet. Gleichzeitig konnten die zugehörigen Spuren in den MDCs von dem Trackingalgorithmus nicht vollständig rekonstruiert und gefittet werden, weil sie nicht aus der Targetregion stammen. Dadurch wurde eine eindeutige Vertex-Rekonstruktion verhindert und die Ereignisse als sog. OFF-Vertex Ereignisse klassifiziert. Dies ist deutlich

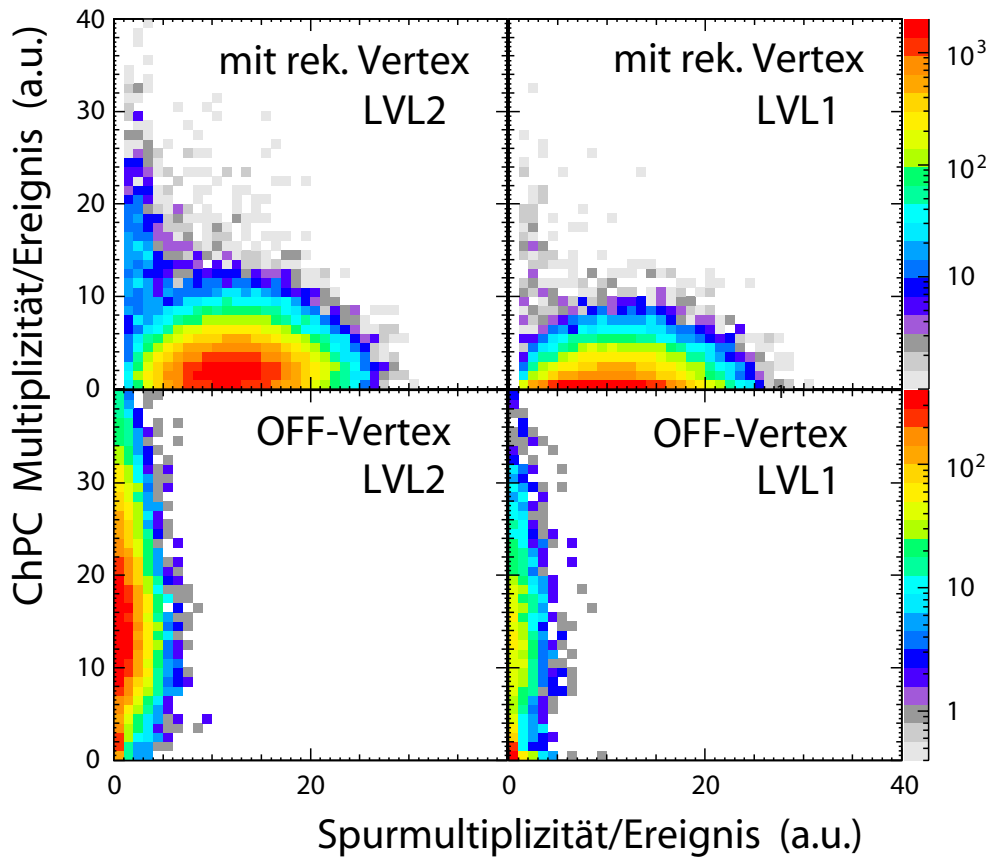


Abbildung 3.1.: Ereignisbezogene Korrelation der gefundenen Cluster der geladenen Teilchen (ChPC) im RICH-Photondetektor und der Anzahl der rekonstruierten Spuren für LVL2 (links) und LVL1 (rechts) getriggerte Ereignisse. Für die Spurrekonstruktion wurde das RK-Verfahren gewählt.

in der Abb. 3.1 zu erkennen, in der die Anzahl der gefundenen geladenen Teilchen im RICH-Photondetektor in Abhängigkeit von der Spurmultiplizität aufgetragen ist.

Der Anteil der OFF-Vertex Ereignisse beträgt bei den LVL1 Ereignissen 6% und bei den LVL2 Ereignissen 15%. Der erhöhte Anteil an OFF-Vertex Ereignissen in dem LVL2 Ensemble ergibt sich durch den vergleichsweise einfachen Online-Algorithmus zur Suche der e^+/e^- -Kandidaten [Tra01]. Auch in den Ereignissen mit rekonstruiertem Vertex bleibt noch ein Anteil von ChPC vorhanden. In diesem Fall stammen die Cluster von rückwärts aus dem Targetbereich emittierten Teilchen. Diese Ergebnisse können durch die Analyse einer Messung ohne eingebautes Target bestätigt werden [Křif08].

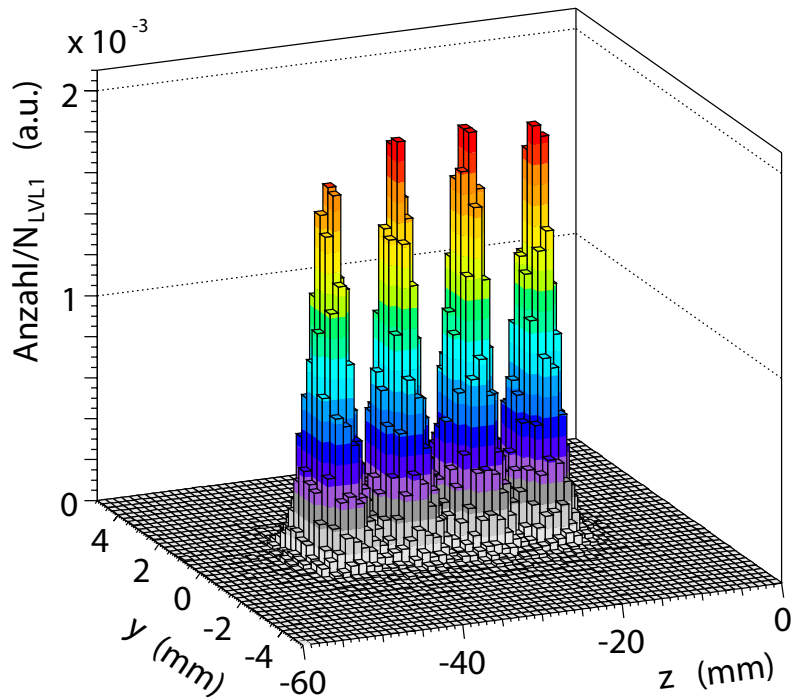


Abbildung 3.2.: Aus Hadronen- und e^+/e^- -Spuren rekonstruierte Reaktionsvertizes. Die Verteilung ist auf die Anzahl der LVL1 getriggerten Ereignisse N_{LVL1} normiert. Die Ortsauflösung beträgt $\sigma_x = \sigma_y = 0,51$ mm und $\sigma_z = 1,8$ mm.

Die OFF-Vertex Ereignisse wurden aus der weiteren Analyse ausgeschlossen. Für die restlichen Ereignisse ist der rekonstruierte Reaktionsvertex in Abb. 3.2 in der Labor yz -Ebene dargestellt. Deutlich zu erkennen sind die Gruppierungen der Reaktionsbereiche, die den vier Targets im Abstand von je $\Delta z = 8$ mm entsprechen. Die Reaktionsvertizes werden aus den Spuren aller geladenen Teilchen (Hadronen und e^+/e^-) mit einer Auflösung von $\sigma_x = \sigma_y = 0,51$ mm (senkrecht zur Strahlachse) und $\sigma_z = 1,8$ mm (parallel zur Strahlachse) bestimmt.

Spurauswahl: Das HADES Spektrometer ist nominell mit vier MDC-Ebenen in jedem Sektor ausgestattet. Jedoch war der Aufbauzustand im September 2005 noch nicht vollständig, denn in den Sektoren 3 und 6 fehlte jeweils die äußerste Kammer. Die MDCs messen die Trajektorie eines durchfliegenden Teilchens in diskreten Punkten. Bei einem voll ausgestatteten Sektor sind es im Idealfall $6 \times 4 = 24$ Messpunkte, bei

einer fehlenden Kammer sind es 6 weniger. Zusätzlich können im Experiment Störungen auftreten, die sich über eine Drahtgruppe, eine ganze Drahtebene oder die gesamte Kammer ausbreiten können. Hinzu kommt, dass die von Elektronen induzierten Signale mit denen von minimal ionisierenden Teilchen (MINIMUM IONISING PARTICLE, MIP) vergleichbar und z. T. an der Grenze der Messbarkeit sind. Schließlich können sich in einer Umgebung hoher Teilchendichte die Signale von einzelnen Teilchen überlagern und „neue“ Detektortreffer produzieren. Alle diese Effekte beeinflussen die Qualität einer Spur und werden im Folgenden weiter diskutiert.

Eine Spurauswahl mit Hilfe von Schnitten auf die Qualität des Segmentfits in den inneren Driftkammern [Mar05, Rus06] oder auf die Qualität der Spurverfolgung durch das RK-Verfahren hat sich als nicht ausreichend zur Unterdrückung unphysikalischer Spuren erwiesen. In Abb. 3.3 ist eine „erhöhte Spurmultiplicität“ in den Sektoren mit nur drei MDC-Ebenen gegenüber den voll ausgestatteten Sektoren (schwarzes Histogramm) zu erkennen. Das kann als erhöhte Anzahl von unechten Spuren gedeutet werden. Ein wesentlicher Anteil dieser Spuren zeigt zum keinen „naheliegenden“ Treffer im META-Detektor. Wird eine Korrelation zwischen dem berechneten Durchstoßpunkt der RK-Spur und dem META-Trefferort innerhalb einer 3σ -Umgebung verlangt, reduziert sich die Zahl der Spuren um 30–40% in den Sektoren 3 und 6, wobei die Spurreduktion in den verbliebenen Sektoren weniger als 10% beträgt (schwarzes und rotes Histogramm in Abb. 3.3). Betrachtet man die Reduktion der e^+/e^- -Spuren, so beträgt sie in den Sektoren 3 und 6 mehr als 50%, in den restlichen Sektoren bleibt sie auf einem Niveau von 15% (blaues und grünes Histogramm in Abb. 3.3).

3.2. Teilchenidentifikation

Um anhand der gemessenen Detektorobservablen eine Entscheidung über die Zuordnung der Teilchensorte zu jeder Spur zu treffen, stehen mehrere unabhängige Verfahren zur Teilchenidentifikation (PARTICLE IDENTIFICATION, PID) zur Verfügung. Zum einen werden an die Messgrößen wie z. B. die Geschwindigkeitsverteilungen oder das RICH-Signal sog. scharfe Schnitte (HARD CUTS, HC) angewendet. Wenn alle Bedingungen erfüllt sind, wird der Teilchenspur eine PID zugewiesen. Diese Methode wird in Hinblick auf die e^+/e^- -Analyse für das Ar+KCl Experiment in [Krř08] diskutiert. Eine Anwendung dieser Methode auf die Hadronen ist in [Sch08] zu finden. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, dass der Parametersatz leicht zu ermitteln und die Wirkung einzelner

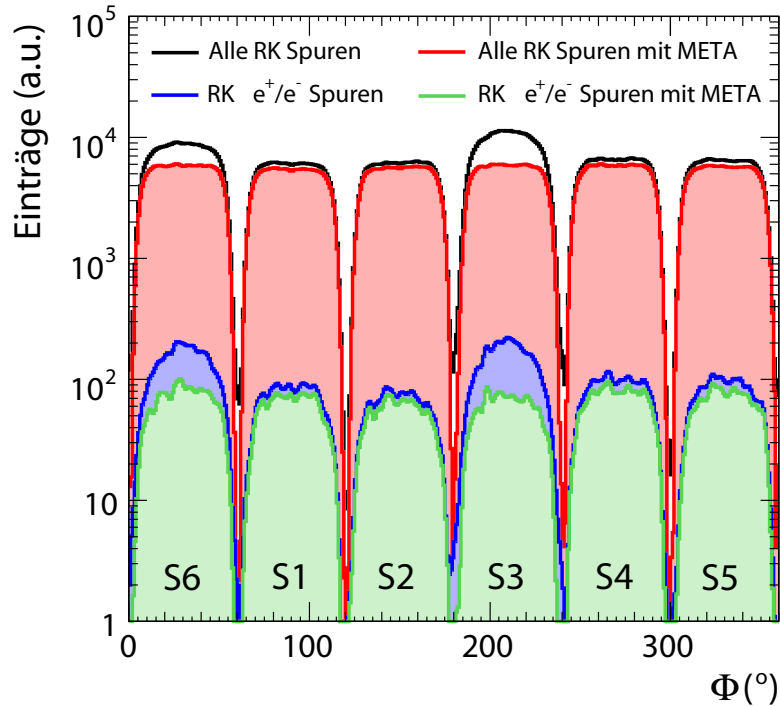


Abbildung 3.3.: Azimutale Winkelverteilung der mit dem RK-Verfahren rekonstruierten Spuren. Die erhöhte Spuranzahl in den Sektoren 3 und 6 ist auf „Geisterspuren“ zurückzuführen (alle: schwarz, e^+/e^- : blau). Diese „Geisterspuren“ können durch eine schärfere Korrelationsbedingung MDC-META reduziert werden (alle: rot, e^+/e^- : grün).

Schnitte auf das Datenensemble einfach zu überprüfen ist. Der Nachteil der Methode bleibt, dass jeweils nur eine Bedingung ausreicht, eine Spur aus dem Spurensensemble zu entfernen. Darüber hinaus werden auch die Korrelationen zwischen den Parametern nicht berücksichtigt.

Dieser Nachteil der HC-Identifikation wird in der sog. MULTIVARIATEN ANALYSE (MVA) [Lan08] für die e^+/e^- -Identifikation umgangen. Obwohl der Parameterraum sehr viel detaillierter betrachtet wird, wird zum Schluss nur eine ja/nein Entscheidung getroffen, ob die untersuchte Spur einem e^+/e^- -Teilchen zuzuordnen ist.

Eine Alternative zu den beiden genannten Algorithmen bietet die auf Wahrscheinlichkeitsaussagen gestützte PID, die in unserer Gruppe mitentwickelt wurde (Diss. von T. Christ) und in dieser Arbeit zur Anwendung kommt. Eine ausführliche Beschreibung der Methode befindet sich in [Chr07].

Die Entscheidung über die Teilchensorte wird anhand des Satzes von Bayes [Siv06]

$$P(S_k|\vec{x}) = \frac{\hat{P}(\vec{x}|S_k) \cdot P_k}{\sum_{i=1}^{N_S} \hat{P}(\vec{x}|S_i) \cdot P_i} \quad (3.1)$$

gewonnen. Die Größe $P(S_k|\vec{x})$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass einer Spur die Teilchensorte S_k anhand der gemessenen Größen \vec{x} zugeordnet wird. Als bekannte Größen treten teilchenspezifische Verteilungen der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PROBABILITY DENSITY FUNCTION, PDF) $\hat{P}(\vec{x}|S_k)$ und die A-priori-Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Teilchen P_k ein, die auch als relative Häufigkeiten bezeichnet werden. Die Summe im Nenner von Gl. (3.1) wird als totale Wahrscheinlichkeit bezeichnet.

Die teilchenspezifischen Verteilungen $\hat{P}(\vec{x}|S_k)$ wurden für kinematische Observablen (Impuls p , relative Geschwindigkeit β), die Ringeigenschaften im RICH und die Ladungsverteilungen im Pre-Shower Detektor ermittelt. Diese konnten weitgehend aus den experimentellen Daten gewonnen und durch Simulationen bestätigt werden. Weitere Observablen, wie die Energieverluste in den Szintillatoren der Flugzeitwand und in den Drahtkammern der MDC-Detektoren werden für die e^+/e^- -Identifikation nach dem Satz von Bayes zz. noch nicht benutzt.

Die relativen Häufigkeiten P_k können z. T. nur aus Simulationen bestimmt werden, die jedoch modellabhängig sind. Für die vorliegende Arbeit wurden daher mit dem UrQMD-Transportcode Rechnungen durchgeführt, um die Phasenraumdichte der verschiedenen Teilchensorten abzuschätzen.

Zu jeder Spur wurden alle Wahrscheinlichkeiten der möglichen PID-Zuordnungen S_k ermittelt. Die PID mit der höchsten Wahrscheinlichkeit wurde dann der Spur zugeordnet, wobei mindestens ein Wert von 50% erreicht sein musste. Wurde dieser Schwellwert unterschritten, wurde die Spur als nicht identifizierte Spur klassifiziert und aus der weiteren Analyse ausgeschlossen.

3.3. Analyse der Spurpaare

Im Folgenden werden die Eigenschaften von Einzelspuren in Abhängigkeit von benachbarten Spuren im selben Ereignis betrachtet. Dafür wurden die gemeinsamen Detektortreffer der zwei Spuren analysiert. Die Spurkombinationen können generell in zwei Gruppen unterteilt werden:

- **Unlike-Sign (US):** zwei Spuren mit unterschiedlicher Ablenkungsrichtung im Magnetfeld, d. h. verschiedenen Ladungsvorzeichen und
- **Like-Sign (LS):** zwei Spuren mit gleicher Ablenkungsrichtung im Magnetfeld.

Bei den US-Spurkombinationen konnte anhand der gemeinsamen Detektortreffer kein nennenswerter Beitrag festgestellt werden, der auf unechte Spuren zurückzuführen wäre. Gemeinsame Treffer in den Detektoren nach dem Magnetfeld (äußere Driftkammern und/oder META) würden zwar auf unechte Spuren deuten, kommen in den Daten jedoch praktisch nicht vor. In diesem Ensemble teilen sich die Spuren nur einen gemeinsamen RICH-Ring (Abb. 3.4(c)) oder zusätzlich zu dem Ring das innere MDC-Segment (Abb. 3.4(b)). Diese Paare bestehen allerdings aus zwei echten Spuren mit kleinem Öffnungswinkel und werden in Abschnitt 3.4 näher diskutiert. Diese Spurkombinationen weisen auch keine Impulskorrelationen auf (Abb. 3.5(a)), wodurch die Hypothese der echten Spuren bestätigt ist.

Die LS-Spurkombinationen können anhand der gemeinsamen Detektortreffer in weitere Untergruppen unterteilt werden, die schematisch in Abb. 3.4 dargestellt sind. Aus den insgesamt möglichen 16 Kombinationen sind nur diejenigen gezeigt, die auch in den Daten zu finden sind. Diese Kombinationen weisen starke Impulskorrelationen auf, die

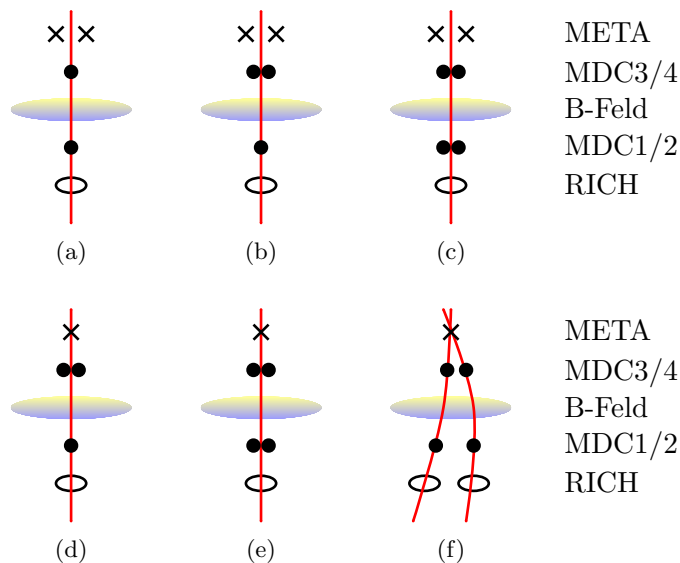


Abbildung 3.4.: Unterteilung der LS-Spurkombinationen in Kategorien nach ihren gemeinsamen Detektortreffern.

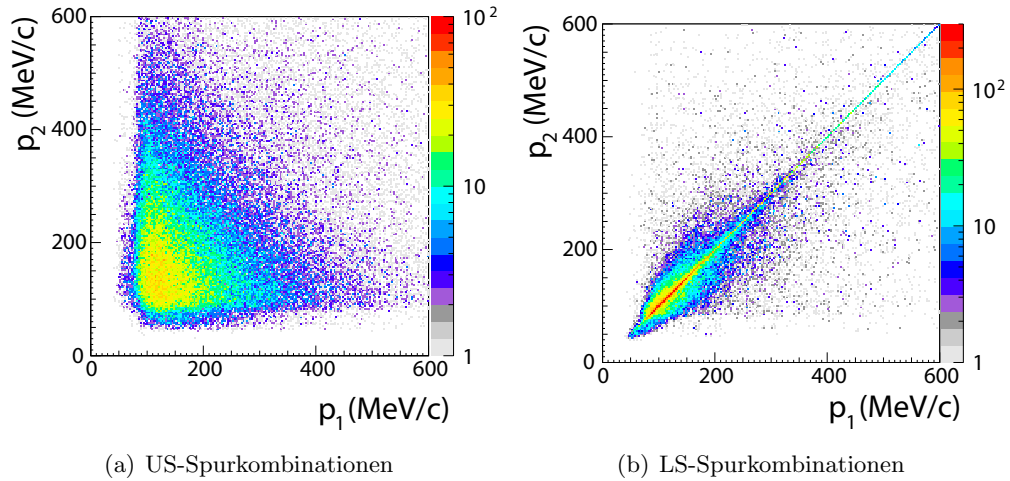


Abbildung 3.5.: (a): Impulsverteilung der US-Kombinationen, die aus eindeutigen Spuren gebildet sind. (b): Impulsverteilung der LS-Spurkombinationen, die als unechte Spuren identifiziert wurden. Deutlich zu erkennen ist die Korrelation der beiden Impulse.

als Beispiel in Abb. 3.5(b) für Spuren mit gemeinsamem META-Treffer (Abb. 3.4(d) – Abb. 3.4(f)) gezeigt sind. Solche Paare können kaum aus zwei physikalisch eindeutigen Spuren gebildet werden, d. h. eine der beiden ist eine sog. „Schattenspur“ [Lan08]. Nur die Spur mit besserer Qualität wurde als eine echte Spur deklariert und für die anschließenden Analysen weiter verwendet. Die Qualität einer Spur wird dabei als Produkt aus der Qualität des RK-Fits χ_{RK}^2 und der gewichteten Distanz zwischen dem Durchstoßpunkt der RK-Spur und dem META-Treffer definiert:

$$Q = \chi_{RK}^2 \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta x}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta y}{\sigma_y}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{\sigma_z}\right)^2}. \quad (3.2)$$

Mit diesem Verfahren identifizierte unechte Spuren sind in $\sim 90\%$ der LS-Spurkombinationen vertreten. Wie in Abschnitt 3.6.1 diskutiert wird, wurden die LS-Paare für die Beschreibung des kombinatorischen Untergrundes verwendet.

3.4. Unterdrückung enger e^+e^- -Doppelspuren

Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt, teilen sich des Öfteren auch zwei Spuren ungleicher Ladung die Treffer in den Detektoren vor dem Magnetfeld. Diese Spuren stammen aus physikalischen Quellen und aus ihnen gebildete Paare weisen kleine Öffnungswinkel auf. Das Ziel der im Folgenden beschriebenen Untersuchung war, diese engen Paare zu identifizieren, speziell für den Fall, in dem einer der Partner nicht durch das gesamte Spektrometer verfolgt werden konnte.

Für diese Untersuchung wurde der Ereignisgenerator PLUTO verwendet, mit dem die dominanten Quellen der e^+e^- -Paare bei SIS18-Energien simuliert wurden. Es sind die pseudoskalaren Mesonen π^0 und η und die Δ -Resonanz, die über ihre Dalitz-Zerfälle stärkste Quellen der e^+e^- -Paare sind. Zusätzlich tragen die neutralen Zerfallskanäle $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ und $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ bei, die über anschließende γ -Konversion das e^+e^- -

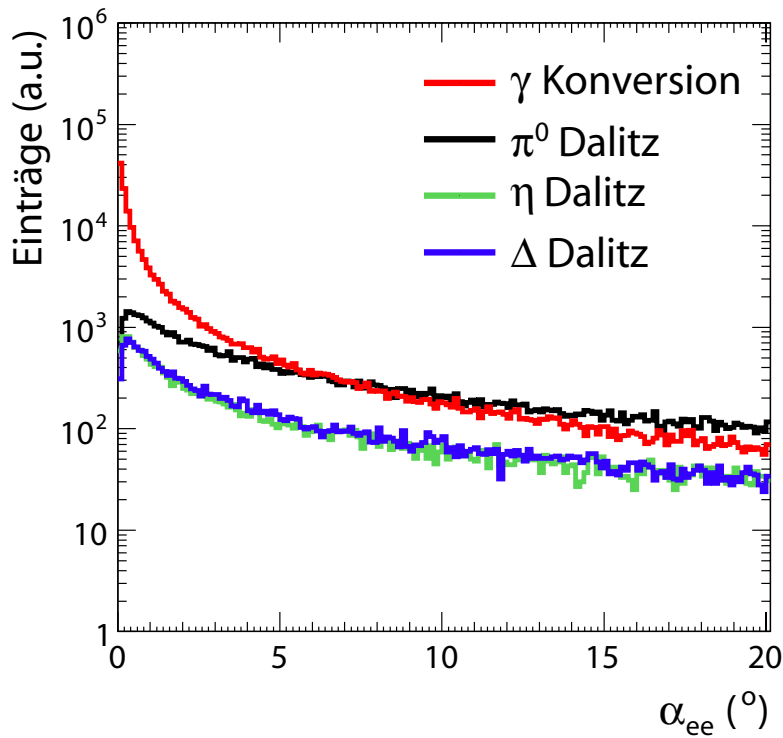


Abbildung 3.6.: Öffnungswinkelverteilung simulierter e^+e^- -Paare aus verschiedenen Quellen.

Spektrum um mehr als eine Größenordnung bei kleinen Öffnungswinkeln dominieren, vgl. Abb. 3.6.

Dielektronen aus allen diesen Quellen haben zwei gemeinsame Eigenschaften:

- kleine Öffnungswinkel α_{ee} und
- kleine Impulse p_e wenigstens eines der Partner.

Die erste Eigenschaft führt dazu, dass die Dielektronen in den Detektoren vor dem Magnetfeld (RICH und MDC) gemeinsame Treffer haben, wie schematisch in Abb. 3.7 in der Mitte und rechts dargestellt ist. Wegen der geringen e^+/e^- -Impulse wird häufig eines der Elektronen im Magnetfeld aus der Akzeptanz herausgebogen (Abb. 3.7 rechts). Der übrig gebliebene Partner liefert dann einen Beitrag zum kombinatorischen Untergrund. Das Ziel dieser Untersuchung war, solche engen Paare zu identifizieren und aus der weiteren Analyse auszuschließen. Offene Spurpaare, dargestellt in Abb. 3.7 links, die das gesamte Spektrometer durchqueren, können ohnehin eindeutig identifiziert werden.

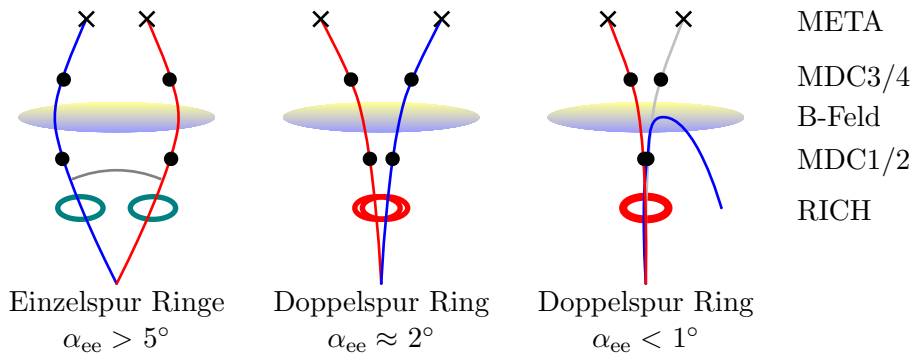


Abbildung 3.7.: Mögliche Kombinationen der e^+/e^- -Spuren zu Paaren: offenes Paar, bei dem alle Detektortreffer eindeutig sind (links), enges Paar, bei dem nur der RICH-Ring gemeinsam für beide Spuren ist (Mitte) und ein sehr enges Paar, bei dem auch das innere MDC-Segment gemeinsam ist (rechts). Für letzteres wird häufig einer der Partner aus der Akzeptanz herausgebogen.

Enge Paare, bei denen einer der Partner aus der Akzeptanz des Spektrometers herausgebogen wurde, können nur mit dem Ansprechmuster der inneren Driftkammern oder des RICH-Detektors identifiziert werden. Die erste Möglichkeit wurde in [Bie04] untersucht. Dieses Verfahren zur Identifizierung enger Paare ist mit großem Simula-

tionsaufwand verbunden und benötigt einen großen Parametersatz. Im Rahmen dieser Arbeit wurde nach einem alternativen und einfacheren Verfahren gesucht.

Betrachtet man zwei hochrelativistische Elektronen, die im kleinen Abstand voneinander durch das Radiatorgas des RICH-Detektors propagieren (Doppel-Ring), wird in erster Näherung die Anzahl der erzeugten Cherenkov-Photonen gegenüber einem einzelnen Elektron (Einzel-Ring) verdoppelt. Dies sollte sich in den Ringeigenschaften widerspiegeln. Als primäre Größe wird dabei die Anzahl der angesprochenen Pads je Ring betrachtet. Die Simulationsergebnisse zeigen, dass sich die erhöhte Photonenzahl tatsächlich in einer Verschiebung des Maximums der Padverteilung abbildet. Dies kann auch in den Experimentdaten für vollständig rekonstruierte π^0 -Dalitz Zerfälle mit großem (zwei Einzel-Ringe) und kleinem (Doppel-Ring) Öffnungswinkel bestätigt werden (s. Abb. 3.8). Dabei erhöht sich die mittlere Padanzahl pro Ring von 16,5 (Einzel-

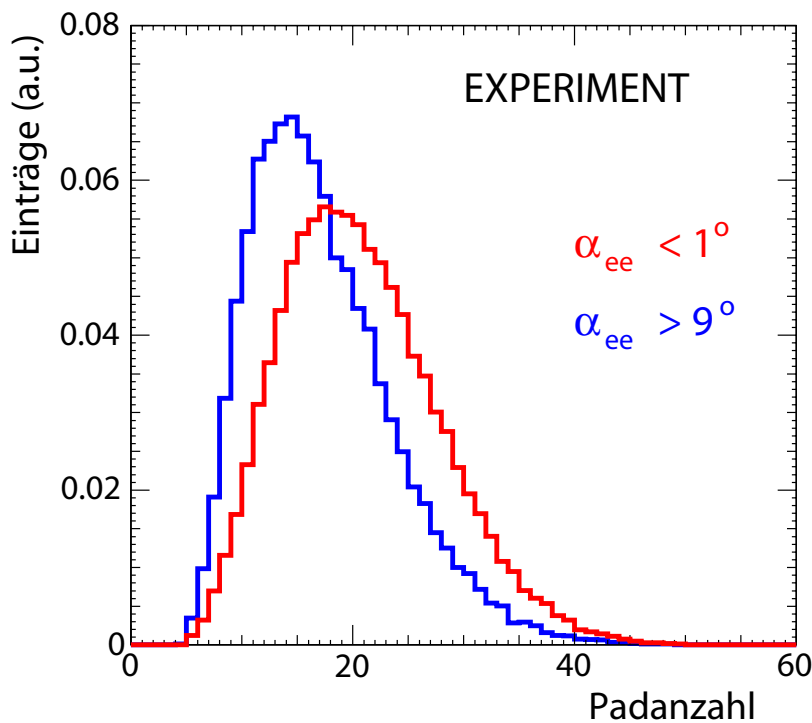


Abbildung 3.8.: Aus dem Experiment gewonnene Padverteilung der RICH-Ringe für sehr enge Spurpaare ($\alpha_{ee} < 1^\circ$, rot) und für Einzelspuren aus offenen Paaren ($\alpha_{ee} > 9^\circ$, blau). Die Paare werden jeweils vollständig zu π^0 -Dalitz Zerfällen rekonstruiert. Die Verteilungen sind auf das jeweilige Integral normiert.

Paartyp	Simulation		Experiment	
	N_{ee}	$N_{ee}(N_{\text{pad}} \leq 20)$	N_{ee}	$N_{ee}(N_{\text{pad}} \leq 20)$
eng ($\alpha_{ee} < 1^\circ$)	47 k	52%	113 k	50%
offen ($\alpha_{ee} > 9^\circ$)	27 k	86%	26 k	71%

Tabelle 3.1.: Aus der Gesamtanzahl der rekonstruierten e^+e^- -Paare N_{ee} in der Simulation und im Experiment erreichte Reduktion der engen bzw. offenen Paare nach Anwendung des Schnittes auf die Anzahl der Pads je Ring $N_{\text{pad}} \leq 20$.

Ring) auf 21 Pads. Durch Optimieren des Schnittes auf die Padanzahl ($N_{\text{pad}} \leq 20$) würde aus den Simulationen eine Unterdrückung der nicht erkannten engen Paare mit nur einer rekonstruierten Spur im Detektor von fast 50% zu erwarten sein, wobei die Reduktion der echten Einzelspuren nur ca. 14% beträgt [Jur07]. Im experimentellen Datensatz werden bei gleichgesetzter Bedingung auf enge Paare 30% der Spuren mit einem Einzel-Ring verworfen, vgl. Tabelle 3.1. Die unterschiedliche Wirkung dieses Schnittes in der Simulation und im Experiment kann auf die Ereignisauswahl in beiden Datensätzen zurückgeführt werden. Im experimentellen Ensemble wurden Ereignisse verlangt, in denen zwei identifizierte e^+/e^- -Spuren vorkommen. In der Simulation mussten zusätzlich beide Spuren aus dem Zerfall desselben Mutterteilchens stammen.

Der Einfluss dieses Schnittes auf die e^+e^- -Verteilungen wird in Abschnitt 3.6.1 diskutiert.

3.5. Effizienzkorrektur und Akzeptanzfilter

Um die experimentellen Daten den theoretischen Vorhersagen gegenüber stellen zu können, müssen die Daten und Simulationen denselben Phasenraum bevölkern. Die experimentellen Daten müssen dazu einer Effizienzkorrektur unterzogen werden und decken nur den Teil des Phasenraumes ab, der durch die Akzeptanz des HADES Spektrometers gegeben ist. Um zu große Korrekturen durch unsichere Extrapolation in den vollen Raumwinkel und Impulsbereich zu vermeiden, verfolgt die HADES Kollaboration den Ansatz, die theoretischen Vorhersagen aus dem vollen Phasenraum auf die HADES

Akzeptanz zu reduzieren. Daher wurden geeignete Effizienz- und Akzeptanzmatrizen berechnet.

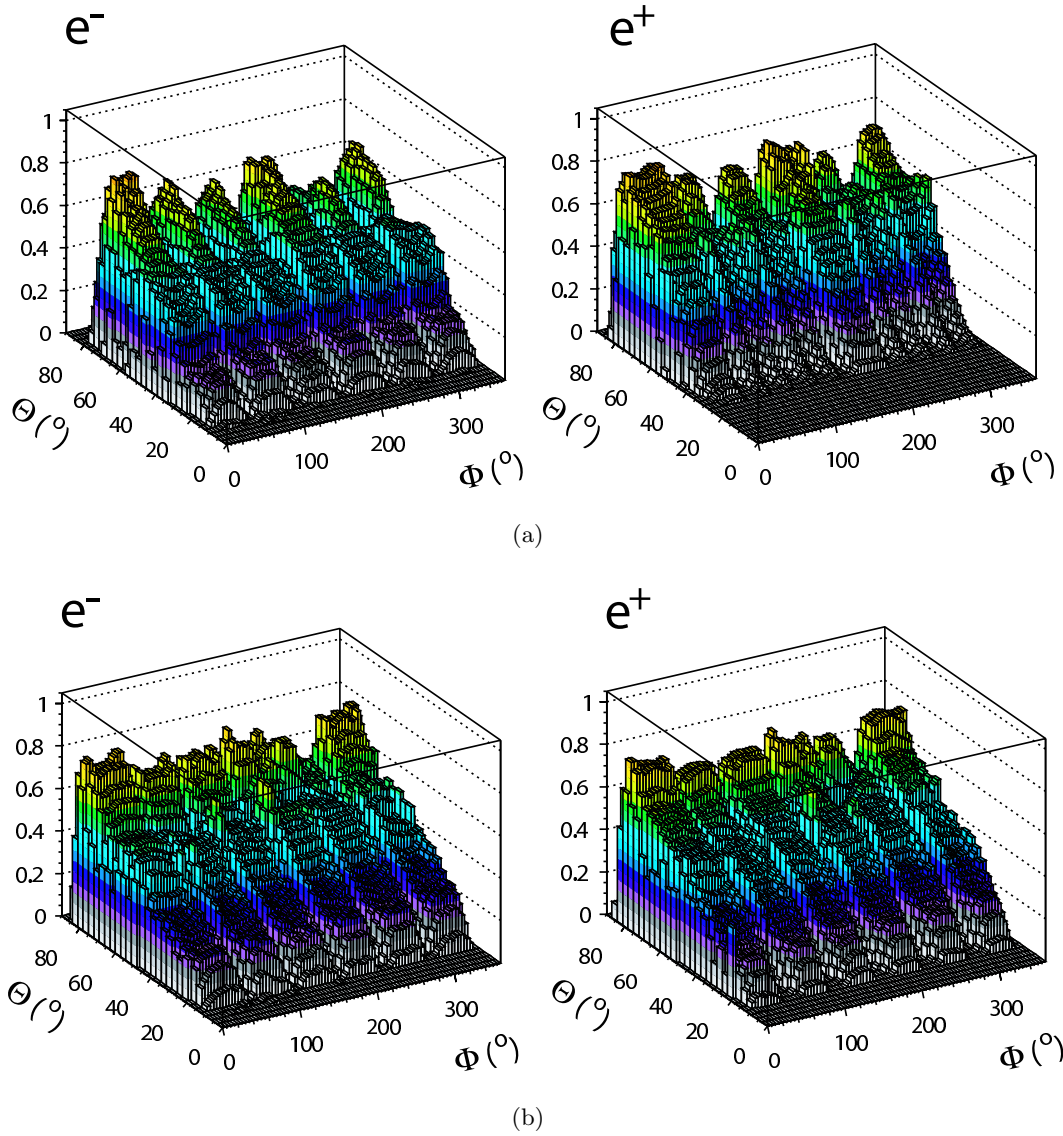


Abbildung 3.9.: e^+/e^- -Effizienzmatrizen für eingebettete simulierte Spuren für den Impulsbereich $0,12 \leq p_{RK} < 0,14 \text{ GeV}/c$ (a) und $0,68 \leq p_{RK} < 0,70 \text{ GeV}/c$ (b).

3.5.1. Effizienzbestimmung

Zunächst war zu bestimmen, mit welcher Effizienz die Elektronen und Positronen im HADES Spektrometer nachgewiesen werden. Dies wurde unabhängig für e^+ und e^- Einzelspuren durchgeführt. In den resultierenden Effizienzmatrizen ist die Effizienz der Detektion, der Rekonstruktion und der anschließenden Identifikation der Spur berücksichtigt. Die Matrizen wurden anhand eines neu entwickelten Verfahrens ermittelt. Dabei wurden simulierte e^+/e^- -Spuren mit einer Gleichverteilung in p , Θ und Φ in den Datensatz eines gemessenen und aufgezeichneten Ereignisses eingebettet und zusammen mit den realen Spuren rekonstruiert und identifiziert. Diese Methode hat den Vorteil, dass der dominante hadronische Untergrund richtig berücksichtigt wird. Wegen der Mischung aus simulierten und experimentellen Daten ist es für die Effizienzberechnung sehr wichtig, dass das Ansprechverhalten aller Detektoren in der Simulation der Realität entspricht. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher die Bestimmung der RICH-Nachweiseffizienz anhand ausführlicher Simulationen und Experimentvergleichen in modifizierter Form wiederholt (s. auch [Fab03]). Das verwendete Verfahren und die Ergebnisse sind in [Jur08, Web09] beschrieben.

Die Effizienzmatrix $\mathcal{E}(p, \Theta, \Phi)$ ist für e^+ - bzw. e^- -Spuren wie folgt definiert:

$$\mathcal{E}(p, \Theta, \Phi) = \frac{N_{\text{rec}}(p_{\text{RK}}, \Theta_{\text{RK}}, \Phi_{\text{RK}})}{N_{\text{acc}}(p_{\text{sim}}, \Theta_{\text{sim}}, \Phi_{\text{sim}})}, \quad (3.3)$$

wobei N_{rec} die Anzahl der rekonstruierten und identifizierten e^+/e^- -Spuren in Abhängigkeit von rekonstruierten p_{RK} , Θ_{RK} und Φ_{RK} mit der Runge-Kutta Methode ist. N_{acc} ist die Anzahl der e^+/e^- -Spuren in der HADES Akzeptanz in Abhängigkeit von den in der GEANT-Simulation verwendeten p_{sim} , Θ_{sim} und Φ_{sim} .

Für die Effizienzberechnung wurde in jedes Ereignis eine e^+ - bzw. eine e^- -Spur pro Sektor eingebettet. Die ebenfalls vorhandenen physikalischen e^+/e^- -Ursprungsspuren spielen wegen ihres vergleichsweise seltenen Auftretens (ca. 5% der simulierten Spuren) für die Effizienzberechnung keine wesentliche Rolle. In Abb. 3.9 sind die Effizienzmatrizen für Elektronen und Positronen in zwei Impulsbereichen $0,12 \leq p_{\text{RK}} < 0,14 \text{ GeV}/c$ und $0,68 \leq p_{\text{RK}} < 0,70 \text{ GeV}/c$ beispielhaft dargestellt.

3.5.2. Akzeptanzbestimmung

Den Zusammenhang zwischen dem vom Experiment abgedeckten Phasenraum und dem vollen Phasenraum, für den die Theorie ihre Vorhersagen macht, liefert die Experiment-spezifische Akzeptanzmatrix $\mathcal{A}(p, \Theta, \Phi)$, die u.a. für einzelne e^+e^- -Spuren angegeben

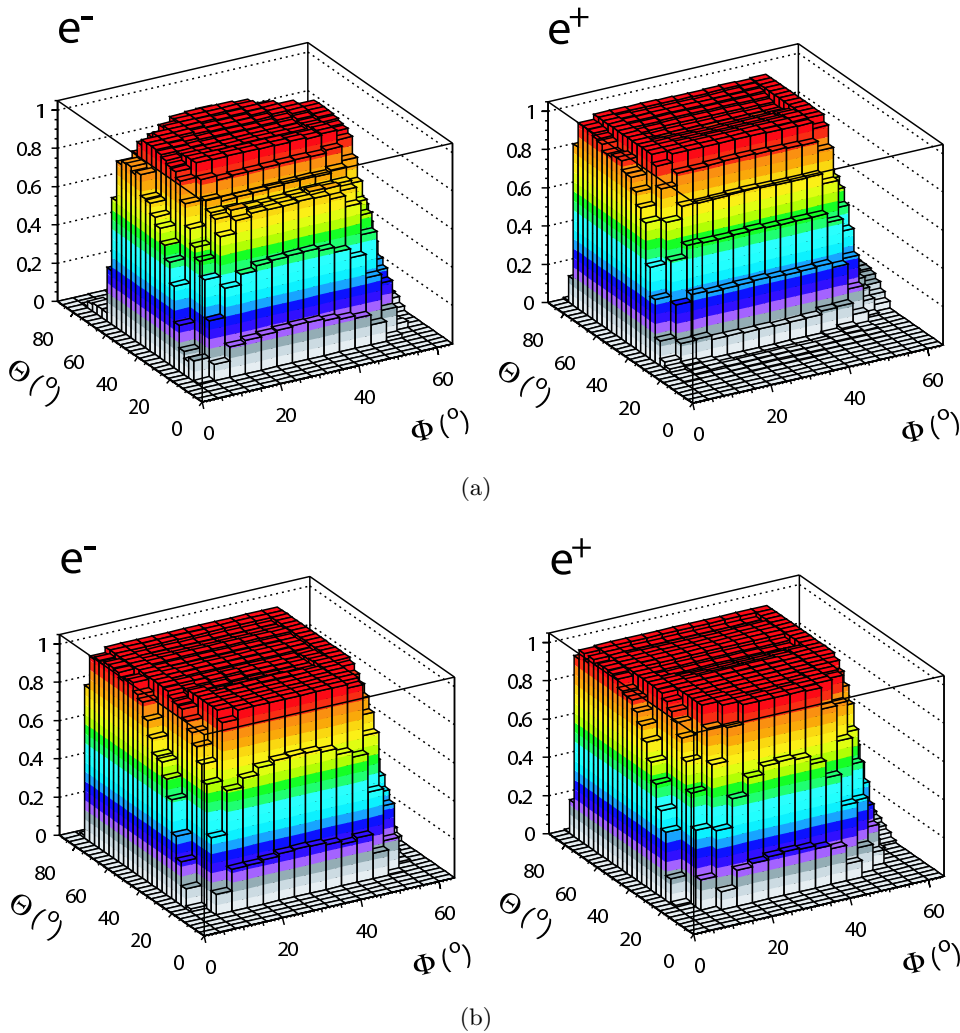


Abbildung 3.10.: e^+/e^- -Akzeptanzmatrizen für den Impulsbereich $0,12 \leq p_{RK} < 0,14 \text{ GeV}/c$ (a) und $0,68 \leq p_{RK} < 0,70 \text{ GeV}/c$ (b) exemplarisch dargestellt für den sechsten Sektor.

werden kann. Sie ist definiert als

$$\mathcal{A}(p, \Theta, \Phi) = \frac{N_{\text{acc}}(p_{\text{sim}}, \Theta_{\text{sim}}, \Phi_{\text{sim}})}{N_{4\pi}(p_{\text{sim}}, \Theta_{\text{sim}}, \Phi_{\text{sim}})}, \quad (3.4)$$

in der $N_{4\pi}$ für die in den gesamten Phasenraum emittierte Teilchenanzahl steht. Sie ist in Abb. 3.10 für dieselben Impulsintervalle wie für die Effizienzmatrizen exemplarisch für den sechsten Sektor dargestellt. Die geometrische Akzeptanz ist für alle Sektoren aufgrund der identischen Bauweise gleich.

Beim Filtern der simulierten Verteilungen durch die HADES Akzeptanz wurde zusätzlich berücksichtigt, dass die Teilchen beim Durchlaufen der Materie der Kleinwinkelstreuung unterliegen (impulsabhängige Winkelverschmierung). Zusätzlich wurde der Energieverlust und die endliche Detektorauflösung in der Impulsverschmierung berücksichtigt. Abschließend wurde die Akzeptanz für Phasenraumbereiche, in denen die Rekonstruktionseffizienz $\mathcal{E}(p, \Theta, \Phi) < 0,05$ ist, auf Null gesetzt. Damit sollten unphysikalische Fluktuationen in den korrigierten Spektren aus den nur ungenau bekannten extremen Randbereichen der Akzeptanz unterdrückt werden.

Die in Abb. 3.10(a) erkennbar größere Akzeptanz für Elektronen mit Impulsen $0,12 \leq p_{\text{RK}} < 0,14 \text{ GeV}/c$ bei kleinen Polarwinkeln ist auf die Richtung des Magnetfeldes zurückzuführen, die dafür sorgt, dass die Elektronen von der Strahlachse weggebogen werden. Die Positronen werden dagegen zur Strahlachse hingebogen, was sich in der größeren Akzeptanz bei großen Polarwinkeln abbildet. Für größere Impulse der e^+/e^- -Spuren unterscheidet sich die Akzeptanz für beide Polaritäten kaum voneinander, s. Abb. 3.10(b). Für e^+e^- -Paare ergibt sich aus diesen Einzelspurakzeptanzen eine mittlere Gesamtakzeptanz von ca. 30%, die über einen großen Bereich invarianter Massen und transversaler Paarimpulse konstant ist [Aga09a].

3.5.3. Konsistenz des Verfahrens für e^+/e^- -Spuren

Bevor ein Vergleich von Experiment und Theorie durchgeführt und diskutiert werden kann, bleibt noch sicherzustellen, dass beide Analysewege (effizienzkorrigierte Rekonstruktion im Vergleich zu Akzeptanzfiltern) vergleichbare Ergebnisse liefern. Dieser Test wird als Selbstkonsistenz bezeichnet und kann z. B. mit einem simulierten e^+e^- -Cocktail (PLUTO-Generator) durchgeführt werden, dessen Teilchen die volle Detektorsimulation (HGeant) und Analyse (HYDRA) durchlaufen.

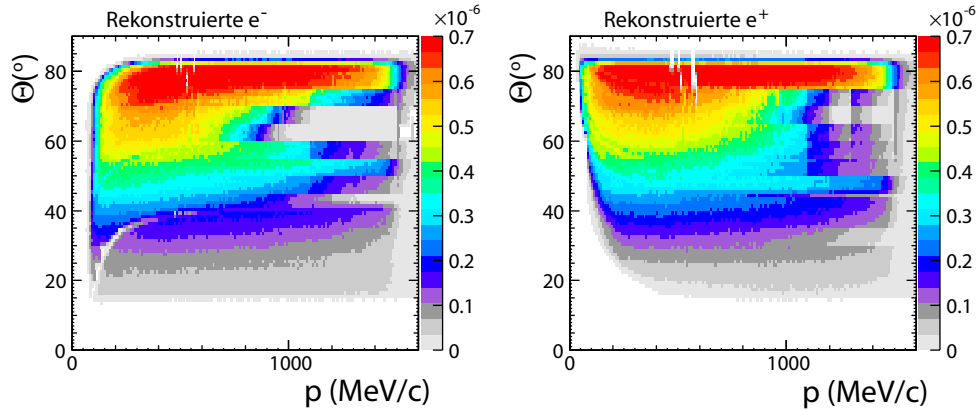


Abbildung 3.11.: Anzahl der rekonstruierten e^+/e^- -Einzelspuren in Abhängigkeit von p_{RK} und Θ_{RK} mit ursprünglich gleichmäßiger Verteilung in p , Θ und Φ , die in die Umgebung der realen Ereignisse eingebettet wurden. Bei kleinen Impulsen sind deutlich die Unterschiede in der Akzeptanz für e^+ und e^- zu erkennen. Die Verteilungen sind auf die Anzahl der generierten Spuren normiert.

Nach der Rekonstruktion und nachfolgender Effizienzkorrektur der einzelnen e^+/e^- -Spuren muss das Verhältnis per Definition

$$R_1(p, \Theta, \Phi) = \mathcal{C}_1 \cdot \frac{N'_{\text{rec}}(p_{\text{RK}}, \Theta_{\text{RK}}, \Phi_{\text{RK}})}{N'_{\text{acc}}(p_{\text{sim}}, \Theta_{\text{sim}}, \Phi_{\text{sim}})} \stackrel{!}{=} 1 \quad (3.5)$$

sein, wobei N'_{rec} bzw. N'_{acc} für eine beliebige Verteilung der Einzelspuren oder Paarobservablen steht und $\mathcal{C}_1 = 1/\mathcal{E}$ ist. Um den Einfluss des hadronischen Untergrundes auf die e^+/e^- -Rekonstruktion zu berücksichtigen, wurden ähnlich wie bei der Berechnung der Effizienzmatrizen die Cocktail-Dielektronen in die realen Ereignisse eingebettet.

Die Selbstkonsistenz wurde in zwei Schritten durchgeführt:

1. Selbstkonsistenz für e^+/e^- -Einzelspuren:
 - e^+/e^- mit gleichmäßiger Verteilung in p , Θ und Φ
 - dieselben Spuren, aber gewichtet mit der Häufigkeitsverteilung der e^+/e^- -Spuren aus dem η -Dalitz Zerfall
2. Selbstkonsistenz für Paare (wird in Abschnitt 3.6.3 diskutiert)

Als erstes Hilfsmittel zum Testen der Selbstkonsistenz wurden die im Phasenraum gleichmäßig verteilten e^+/e^- -Spuren benutzt. Ihre Verwendung hat den Vorteil, dass

Phasenraumbereiche „ausgeleuchtet“ werden, die bei einer realistischen Verteilung (z. B. direkte e^+e^- -Zerfälle der Vektormesonen) nur selten zugänglich sind und dort zu großen Unsicherheiten in der Bestimmung der PID und Nachweiseffizienz führen. In Abb. 3.11 sind die Verteilungen einzelner rekonstruierter e^+/e^- -Spuren mit ursprünglich gleichmäßiger Verteilung gezeigt, wie sie für die Effizienz- und Akzeptanzmatrixberechnung benutzt werden. Die sprunghaften Veränderungen in der Rekonstruktionseffizienz haben keine physikalische Begründung. Ihre Ursache liegt in der verwendeten Teilchenidentifikation nach dem Bayes'schen Verfahren und kann in einem der Parameter für die Wahrscheinlichkeitsberechnung, den relativen Häufigkeiten P_k [Tlu07] (vgl. Gl. (3.1)) wiedergefunden werden. Diese relativen Häufigkeiten (A-priori-Wahrscheinlichkeiten) basieren auf UrQMD Simulationen mit „realistischen“ e^+/e^- -Phasenraumverteilungen und sind in Abb. 3.12 separat für den TOF- und TOFino-Winkelbereich und beide

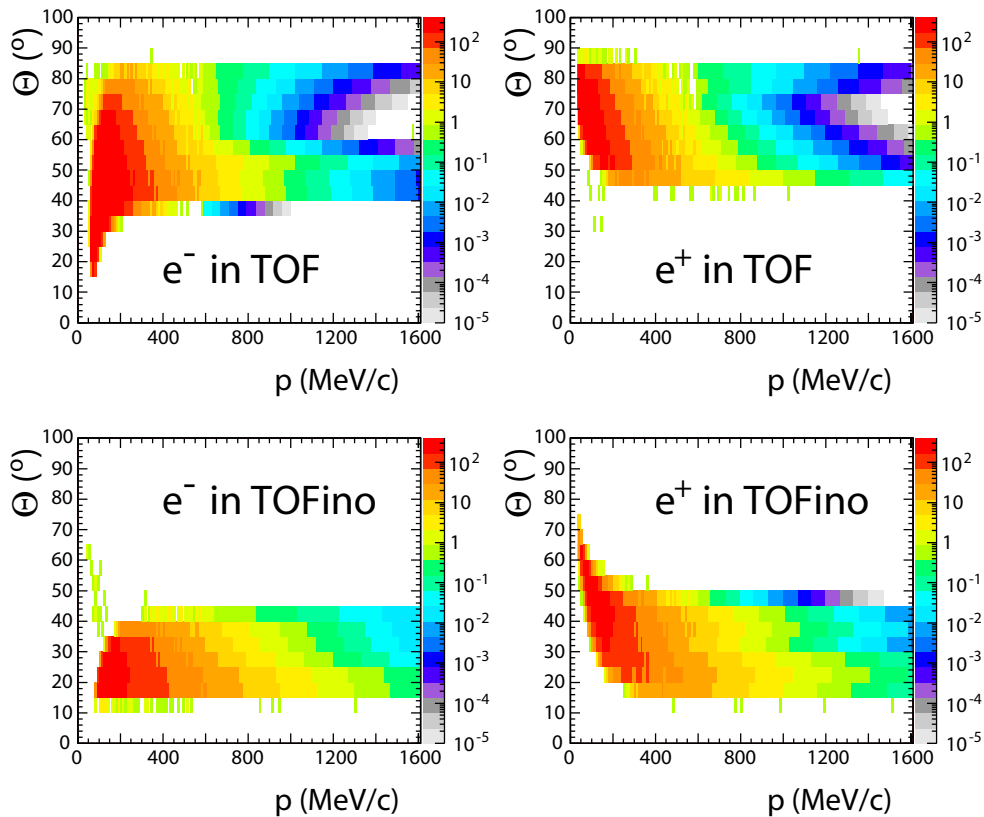


Abbildung 3.12.: Relative Häufigkeiten der e^+/e^- -Spuren, die entweder in der TOF- oder TOFino-Wand nachgewiesen wurden.

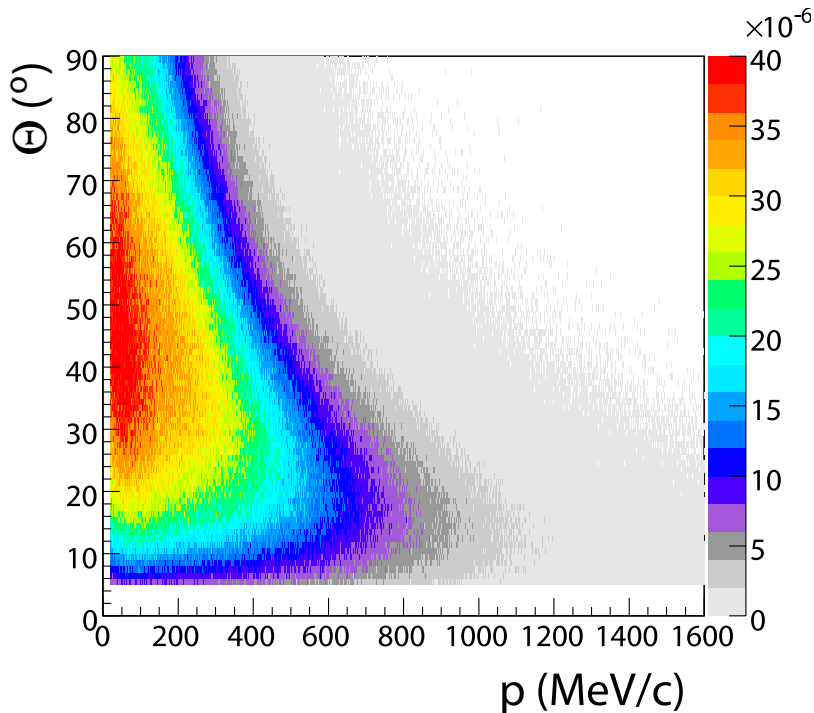


Abbildung 3.13.: Phasenraumverteilung der e^+/e^- -Spuren aus dem η -Dalitz Zerfall normiert auf die Anzahl der generierten η -Mesonen.

Polaritäten gezeigt. Die geringe Ereignisstatistik der e^+/e^- -Spuren führt zu Schwankungen in der Bestimmung der Teilchenhäufigkeiten, die am deutlichsten bei hohen Impulsen $p_e > 1 \text{ GeV}/c$ bzw. Polarwinkeln ab $\Theta > 40^\circ$ zu erkennen sind. Daher ist in diesen Phasenraumbereichen zu erwarten, dass die Korrekturfaktoren mit großen Unsicherheiten behaftet sind.

Es galt abzuschätzen, welchen Einfluss der beschriebene Effekt bei einer realistischeren Phasenraumverteilung hat. Hierfür wurde eine polarwinkelabhängige Impulsverteilung der Elektronen aus dem η -Dalitz Zerfall verwendet, wie sie in Abb. 3.13 dargestellt ist. Die Verteilung zeigt, dass die erwähnten Phasenraumbereiche wenig bevölkert werden und daher kein großer Effekt erwartet wird.

Das Ergebnis der Selbstkonsistenz ist separat für Einzelspuren von Elektronen und Positronen in Abb. 3.14 in Form eindimensionaler Verteilungen gezeigt. Das Verhältnis R_1 aus Gl. (3.5) ist beispielhaft für die Impulsverteilung in Abb. 3.16 gezeigt. Die Impulse der e^+/e^- -Spuren sind auf denselben Impulsbereich ($0,1 \leq p_{\text{RK}} \leq 1,1 \text{ GeV}/c$)

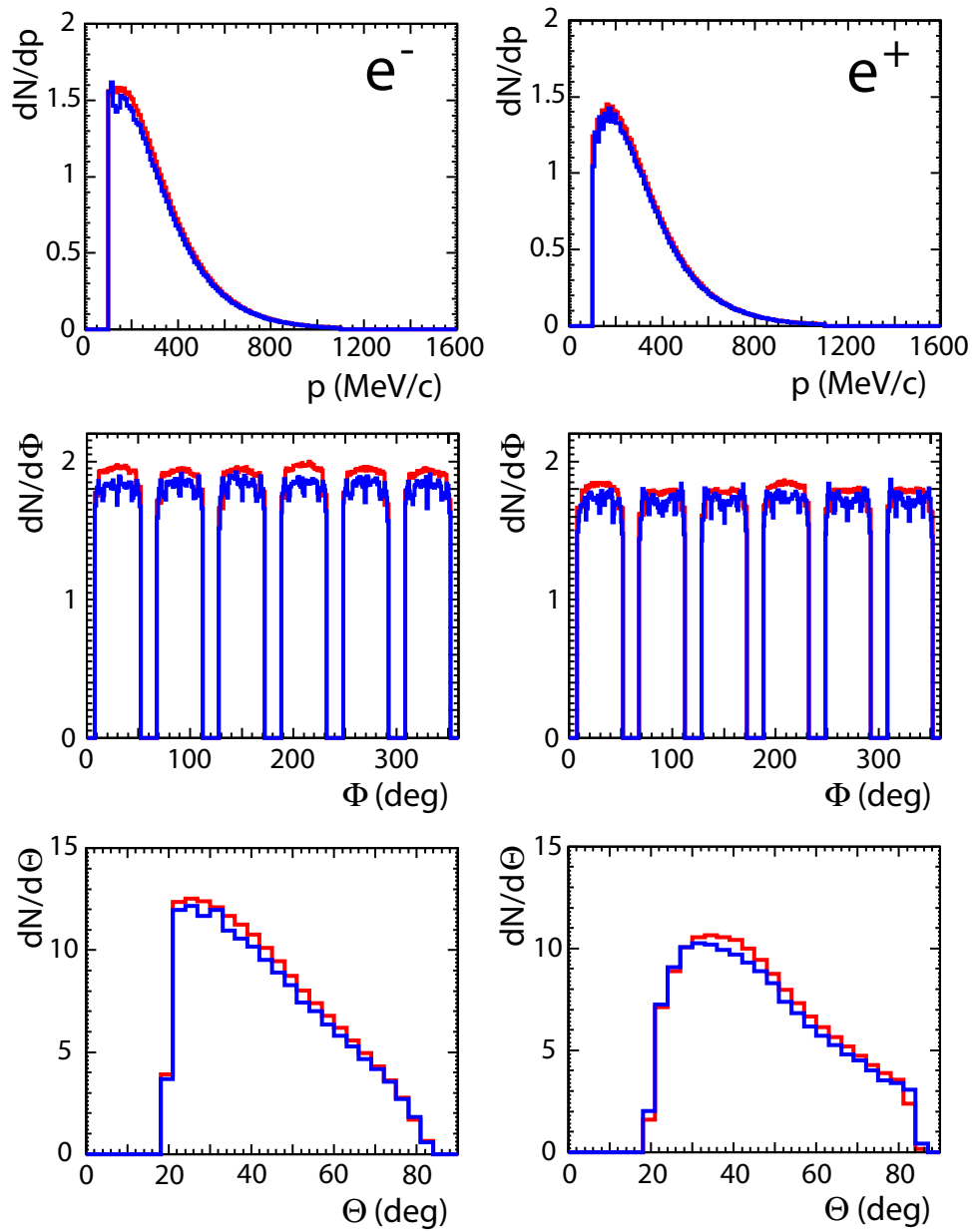


Abbildung 3.14.: Vergleich von Phasenraumverteilungen der durch die Akzeptanz gefilterten (rot) mit den rekonstruierten und effizienzkorrigierten (blau) e^+/e^- -Einzelspuren für η -Dalitz Zerfälle.

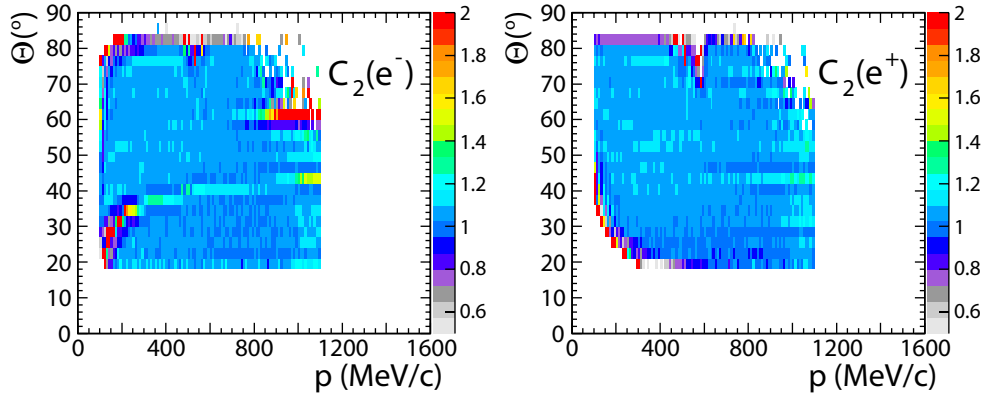


Abbildung 3.15.: Korrekturmatrix \mathcal{C}_2 für e^+/e^- -Einzelspuren.

beschränkt, der auch in der Paaranalyse verwendet wurde, vgl. Abschnitt 3.6. Um den Einfluss der Detektorränder zu minimieren, wurden alle Spuren an den Sektorrändern ausgeschlossen. Es zeigen sich trotzdem noch Unterschiede von typischerweise 5% (s. Abb. 3.16), die auf restliche Unsicherheiten in der Teilchenidentifikation und Spurrekonstruktion zurückzuführen sind. Aus diesen Vergleichen wurde daher eine zweidimensionale Korrekturmatrix \mathcal{C}_2 für einzelne e^+/e^- -Spuren ermittelt, so dass

$$R_1(p, \Theta, \Phi) = \mathcal{C}_1 \cdot \frac{N'_{\text{rec}}}{N'_{\text{acc}}} \neq 1 \quad \Rightarrow \quad \mathcal{C}_2 = \frac{1}{R_1}. \quad (3.6)$$

Die Korrekturmatrizen \mathcal{C}_2 sind separat für e^+ - bzw. e^- -Spuren in Abb. 3.15 in der über den Azimutwinkel Φ integrierten Form dargestellt. Dabei wurde die angewendete Korrektur auf $0,5 \leq \mathcal{C}_2 \leq 2,0$ beschränkt. Nach dieser weiteren Korrektur ist in Abb. 3.16 das Verhältnis

$$R_2(p, \Theta, \Phi) = \mathcal{C}_2 \cdot R_1 = \mathcal{C}_1 \cdot \mathcal{C}_2 \cdot \frac{N'_{\text{rec}}(p_{\text{RK}}, \Theta_{\text{RK}}, \Phi_{\text{RK}})}{N'_{\text{acc}}(p_{\text{sim}}, \Theta_{\text{sim}}, \Phi_{\text{sim}})} = 1 \quad (3.7)$$

beispielhaft für die Impulsverteilungen der e^+/e^- -Spuren dargestellt. Die kleine verbliebene Diskrepanz für Elektronen, die mit kleinem Impuls unter kleinen Polarwinkeln emittiert werden, ist auf die Überlappregion zwischen dem TOF- und TOFino-Detektor zurückzuführen und ist auch in der Korrekturmatrix \mathcal{C}_2 in Abb. 3.15 zu erkennen.

Mit der resultierenden Gesamtkorrektur

$$\mathcal{C} = \mathcal{C}_1 \cdot \mathcal{C}_2, \quad (3.8)$$

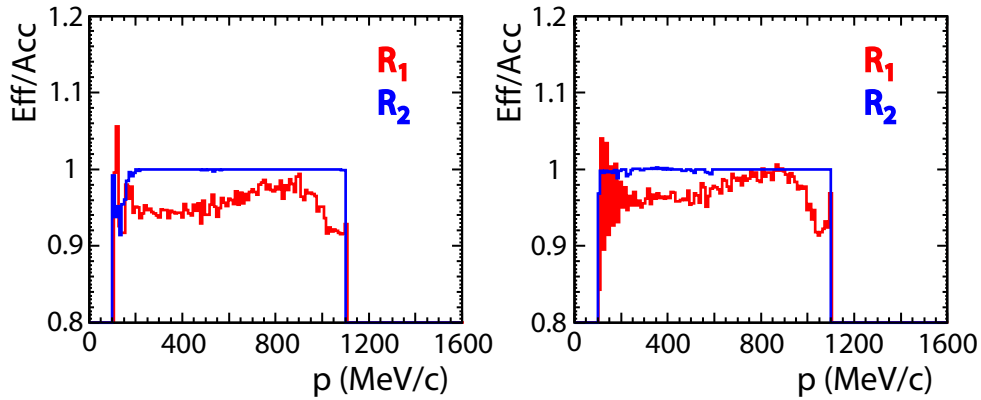


Abbildung 3.16.: Vergleich der durch die Akzeptanz gefilterten und rekonstruierten e^+/e^- -Einzelspuren aus dem η -Dalitz Zerfall nach der Effizienzkorrektur \mathcal{C}_1 und der zusätzlichen Korrektur \mathcal{C}_2 . Die Verhältnisse R_1 (3.5) und R_2 (3.7) sind beispielhaft für die Impulsverteilungen aufgeführt.

die sowohl die Ineffizienzen in der Rekonstruktion \mathcal{C}_1 als auch die zusätzliche Korrektur \mathcal{C}_2 berücksichtigt, wurden dann auch alle experimentell gemessenen e^+/e^- -Spuren korrigiert.

3.6. Analyse offener e^+e^- -Paare

Nach der Identifikation einzelner e^+/e^- -Spuren wurden Paare aus Spuren der gleichen (LIKE-SIGN, LS) oder der ungleichen (UNLIKE-SIGN, US) Krümmung im Magnetfeld gebildet, wobei die Einzelspuren bereits um die Ineffizienzen korrigiert sind. Für das US-Paar ergibt sich die Effizienzkorrektur zu

$$\mathcal{C}(e^+e^-) = \mathcal{C}_1(+)\mathcal{C}_1(-) \cdot \mathcal{C}_2(+)\mathcal{C}_2(-) = \frac{1}{\mathcal{E}(+)\mathcal{E}(-)} \cdot \mathcal{C}_2(+)\mathcal{C}_2(-), \quad (3.9)$$

wobei $\mathcal{E}(+)$ bzw. $\mathcal{E}(-)$ die Effizienzen aus Gl. (3.3) für Positronen (+) bzw. Elektronen (-) und $\mathcal{C}_2(+)$ bzw. $\mathcal{C}_2(-)$ die zusätzlichen Korrekturen für die entsprechende Teilchenspezies darstellen. Die Paarkorrektur wurde dementsprechend auch für die LS-Paare ermittelt.

Die dominante Quelle der e^+e^- -Paare ist die γ -Konversion, vgl. Abb. 3.6. Für Paare mit zwei vollständig rekonstruierten Spuren wurde sie durch einen geeigneten Schnitt

Schnitte auf die Paareigenschaften	
Öffnungswinkel	$\alpha_{ee} > 9^\circ$
Öffnungswinkel der Segmente in den inneren MDCs	$\alpha_{seg} > 9^\circ$
Schnitte auf die Spureigenschaften	
Impuls	$0,1 < p_e < 1,1 \text{ GeV}/c$
Effizienz	$\mathcal{E} > 0,05$

Tabelle 3.2.: Zusammenfassung der auf das Paarensemble angewendeten Schnitte.

auf den Öffnungswinkel¹ (z. B. $\alpha_{ee} > 9^\circ$) unterdrückt. Wurden in den inneren Driftkammern zwei Segmente rekonstruiert aber nur eine Spur im ganzen Spektrometer, kam ein geeigneter Schnitt auf den Öffnungswinkel der Segmente α_{seg} zur Anwendung. Es handelt sich hier um Paare, bei denen einer der Partner im Magnetfeld aus der Akzeptanz herausgebogen wurde. Wegen der erheblichen Ungenauigkeiten bei der Impulsrekonstruktion mit dem Runge-Kutta Verfahren für kleine Impulse [Kön06] wurden alle Spuren mit $p_e < 0,1 \text{ GeV}/c$ aus dem Ensemble entfernt. Ebenfalls wurden alle Spuren mit $p_e > 1,1 \text{ GeV}/c$ wegen der starken Kontamination des Positronensembles mit Protonen bei hohen Impulsen entfernt, vgl. Abschnitt 4.1. Um zu große Korrekturen an die Paarverteilungen zu vermeiden, wurden Spuren, für die eine Effizienz von $\mathcal{E} < 0,05$ ermittelt wurde, ebenso entfernt. Alle diskutierten Schnitte sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Um das physikalische Signal aus den e^+e^- -Paaren zu extrahieren, müssen die rekonstruierten US-Verteilungen vom kombinatorischen Untergrund bereinigt werden. Die Rekonstruktion des Untergrundes wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

3.6.1. Bestimmung des kombinatorischen Untergrunds

Der kombinatorische Untergrund (COMBINATORIAL BACKGROUND, CB) entsteht, wenn e^+/e^- -Spuren aus verschiedenen Quellen zu Paaren kombiniert werden. So könnte z. B. eine fehlidentifizierte e^+ -Spur mit einer e^- -Spur aus einem unvollständig rekonstru-

¹Zu diesem Zeitpunkt wurde der Wert $\alpha_{ee} > 9^\circ$ verwendet. Eine Optimierung dieses Schnittes wird in Abschnitt 3.6.3 diskutiert.

ierten wahren physikalischen Paar oder Spuren aus zwei unvollständig rekonstruierten Paaren (z. B. π^0 -Dalitz und γ -Konversion) kombiniert werden. Der durch diese fälschlichen Kombinationen entstandene kombinatorische Untergrund wurde daher aus Verteilungen offensichtlich unphysikalischer Paare ermittelt. Unphysikalische Paare können aus e^+/e^- -Spuren

- aus dem gleichen Ereignis (SAME EVENT, SE): ++ und -- Paare, d. h. nur LS-Paare
- aus verschiedenen Ereignissen (MIXED EVENT, ME): ++, -- und +- Paare

gebildet werden.

Der SE-Untergrundbeitrag kann für jedes Ereignis einzeln ermittelt und vom Messsignal damit direkt abgezogen werden. Allerdings sind nicht alle Phasenraumbereiche mit LS-Paaren ausreichend bevölkert, was zu statistischen Schwankungen führt. Dieser Nachteil kann durch den ME-Untergrund aufgehoben werden, der dann auf den SE-Untergrund normiert wird.

Erfüllen die gemessenen e^+/e^- -Spuren, die zu Paaren kombiniert werden, folgende Voraussetzungen [Woo08]:

- vergleichbare Akzeptanz für beide Polaritäten
- Poissonverteilung der Elektron- bzw. Positronmultiplizität pro Ereignis
- maximal zwei e^+e^- -Paare aus unkorrelierten Quellen

kann der kombinatorische Untergrund aus LS-Spuren mit

$$N_{+-}(\text{CB}) = 2\sqrt{N_{++}N_{--}} \quad (3.10)$$

beschrieben werden.

Für die aus demselben Ereignis kombinierten e^+/e^- -Spuren zu LS-Paaren, die mit $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$ um die Schwerpunktsrapidität y_{CM} verteilt sind, sind diese Annahmen erfüllt. Jedoch unterscheidet sich die Akzeptanz für die LS-Paare in den Randbereichen der Rapidität deutlich voneinander. Die ++ Paare sind in die Richtung der Targetrapidität, die -- Paare in die Richtung der Projektilrapidität verschoben. Die Unterschiede sind auf die Akzeptanz der e^+/e^- -Spuren mit kleinen Impulsen zurückzuführen, vgl. Abb. 3.10. Für die Bereiche der Target- bzw. Projektilrapidität wurde

daher zur Untergrundbeschreibung das arithmetische Mittel

$$N_{+-}(\text{CB}) = 2 \frac{N_{++} + N_{--}}{2} \quad (3.11)$$

verwendet, das über diese Unterschiede mittelt.

Die resultierende invariante Massenverteilung der SE-Untergrundpaare ist von den elektromagnetischen Zerfällen des π^0 -Mesons (98,8% in $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ und 1,2% in $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma^* \rightarrow \gamma e^+e^-$ mit zusätzlicher γ -Konversion) dominiert. In leichten Stoßsystemen (z. B. p+p, C+C) wird meist nur ein einziges π^0 /Ereignis produziert, dessen Endzustand durch interne bzw. externe γ -Konversion mit einer Wahrscheinlichkeit von $\sim 10^{-4}$ aus zwei e^+e^- -Paaren besteht. Die aus diesen US-Paaren zu unphysikalischen LS-Paaren kombinierten Elektronspuren weisen dann wegen Energie-Impuls Erhaltung Korrelationen auf, die sich in Form einer Struktur bei $M_{ee} \approx 0,1 \text{ GeV}/c^2$ widerspiegelt. Durch die LVL1 Triggerbedingung von $M_{\text{META}} \geq 16$ im Ar+KCl Experiment ist eine durchschnittliche Multiplizität von mehr als drei π^0 pro Stoß zu erwarten (s. Abschnitt 3.7). Dadurch steigt auch die Wahrscheinlichkeit, Elektronspuren aus unkorrelierten Quellen in demselben Ereignis zu LS-Paaren zu kombinieren. Deswegen ist die Struktur in der invarianten Massenverteilung der SE-Untergrundpaare um $M_{ee} \approx 0,1 \text{ GeV}/c^2$ (Abb. 3.17 schwarzes Histogramm) gegenüber den leichten Stoßsystemen (vgl. z. B. mit p+p [Sai07]) nur gering ausgeprägt. Die Form des SE-Untergrunds mit dieser Struktur konnte durch Simulationen verifiziert werden.

Im Gegensatz dazu weist der ME-Untergrund (rotes Histogramm in Abb. 3.17) eine strukturlose glatte Form auf, da die e^+/e^- -Spuren definitionsgemäß aus unkorrelierten Quellen kommen.

Für invariante Massen $M_{ee} > 0,3 \text{ GeV}/c^2$ haben beide, SE- und ME-Untergrundverteilung, dieselbe Form. Wegen der besseren Statistik und zur Vermeidung von unphysikalischen Strukturen im Signalspektrum wurde für die CB-Beschreibung in diesem Massenbereich daher der ME-Untergrund verwendet. Dabei wurde die ME-Untergrundaubeute an die des SE-Untergrunds im Massenbereich $0,4 < M_{ee} < 0,6 \text{ GeV}/c^2$ angepasst. Der resultierende Gesamtuntergrund $N_{ee}(\text{CB})$ setzt sich also aus dem SE-Untergrund für $M_{ee} \leq 0,32 \text{ GeV}/c^2$ und dem ME-Untergrund für $M_{ee} > 0,32 \text{ GeV}/c^2$ zusammen.

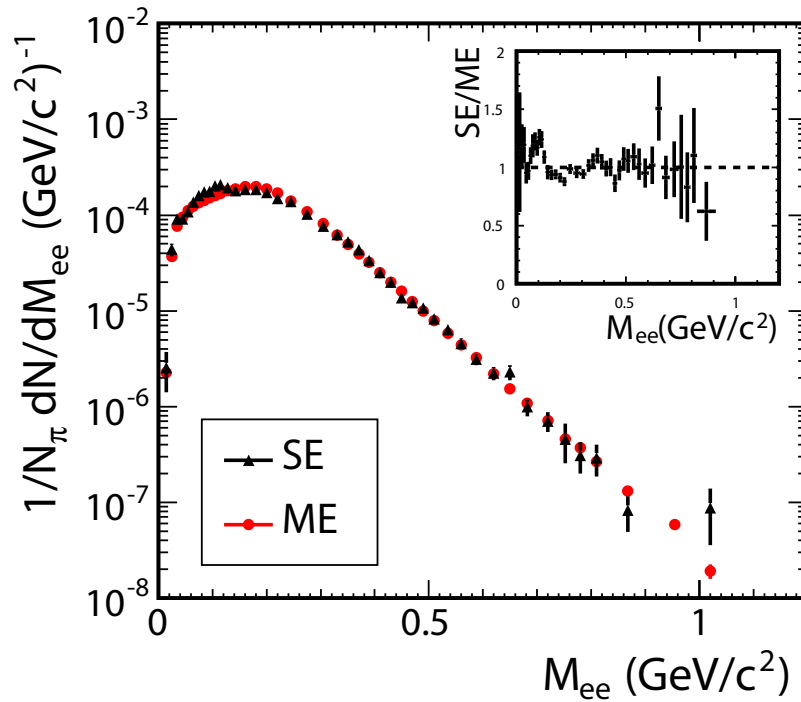


Abbildung 3.17.: Invariante Massenverteilung für Paare des SE- (schwarz) und ME-Untergrunds (rot) nach der Effizienzkorrektur \mathcal{C} . Die Verteilungen sind auf die Anzahl der pro Ereignis produzierten neutralen Pionen (s. Abschnitt 3.7) normiert. Im Inlet ist das massenabhängige Verhältnis SE/ME dargestellt.

3.6.2. Das physikalische e^+e^- -Signal

Nach Abzug des Untergrunds wurde das effizienzkorrigierte e^+e^- -Signalspektrum erhalten. In Abb. 3.18(a) ist die invariante Massenverteilung N_{ee} aller e^+e^- -Paare (schwarz) mit dem zusammengesetzten kombinatorischen Untergrund N_{ee} (CB) (rot) gezeigt. Das Signalspektrum (blau) ergibt sich dann zu

$$N_{ee}(\text{Signal}) = N_{ee} - N_{ee}(\text{CB}). \quad (3.12)$$

In Abb. 3.18(b) ist das massenabhängige Signal-zu-Untergrund Verhältnis (S/B) gezeigt. Im Massenbereich $M_{ee} > 0,4 \text{ GeV}/c^2$ ist das Signal vergleichbar mit dem Untergrund ($0,5 < S/B < 2$). In der Massenregion der Vektormesonen ist das erreichte $S/B \approx 1$ für e^+e^- -Paare aus einer Schwerionenreaktion eine deutliche Verbesse-

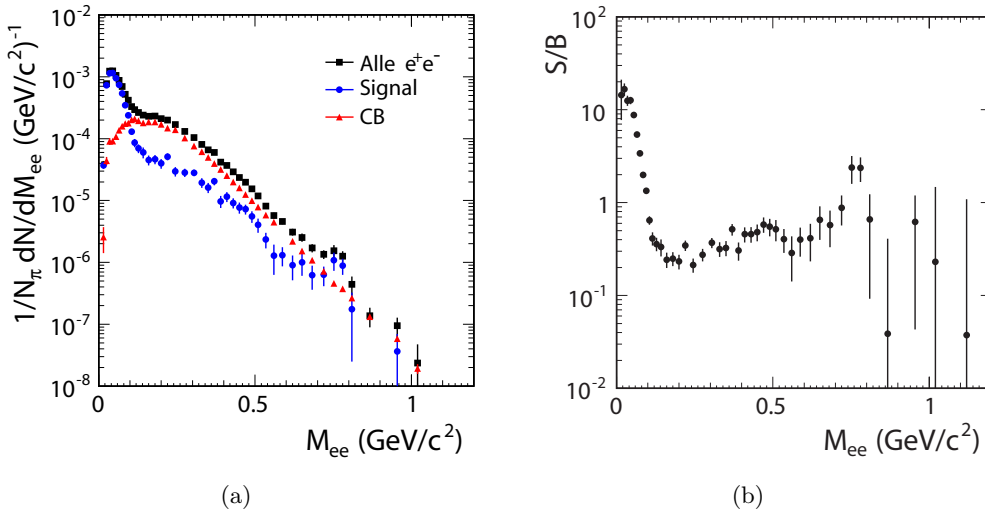


Abbildung 3.18.: (a): Invariante Massenverteilung der e^+e^- -Paare (schwarz: alle e^+e^- -Paare, rot: kombinatorischer Untergrund CB, blau: Signallepaare). (b): Signal-zu-Untergrund Verhältnis S/B als Funktion der invarianten Masse.

rung gegenüber vorherigen Experimenten, die typisch $S/B \approx 0,01 - 0,1$ angeben, vgl. z. B. [Por97, Ada08].

Der kombinatorische Untergrund ist hier jedoch deutlich größer als in den vorher untersuchten Stoßsystemen $p+p$ ($S/B > 5$ [Sai07]) und $C+C$ ($S/B > 1$ [Sud07]). Dessen Ursache liegt in der deutlich höheren Pionmultiplizität ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) und damit dem höheren γ -Konversionsuntergrund. Durch Unterdrückung von Doppelringen im RICH können sehr enge e^+e^- -Spurpaare ($\alpha_{ee} < 1^\circ$) aus der Konversion ausgeschlossen und damit der CB weiter gesenkt werden. (s. Abschnitt 3.4).

In Abb. 3.19 sind die resultierenden S/B -Verteilungen abgebildet. Es konnte eine Verbesserung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses um 30% erreicht werden. Allerdings führte dies zu einer Reduktion der Signallepaare um 43%. Im Massenbereich $M_{ee} > 0,4 \text{ GeV}/c^2$ wird der Gewinn an Signalreinheit durch zunehmende Fluktuationen wegen der geringer werdenden Statistik zum überwiegenden Teil wieder kompensiert. Für die weitere Analyse wurde dieser zusätzliche Datenschnitt daher nicht verwendet. Er stellt aber ein vielversprechendes Mittel für Reaktionen mit noch schwereren Stoßsystemen dar, in denen der CB stärker als das Signal ansteigt.

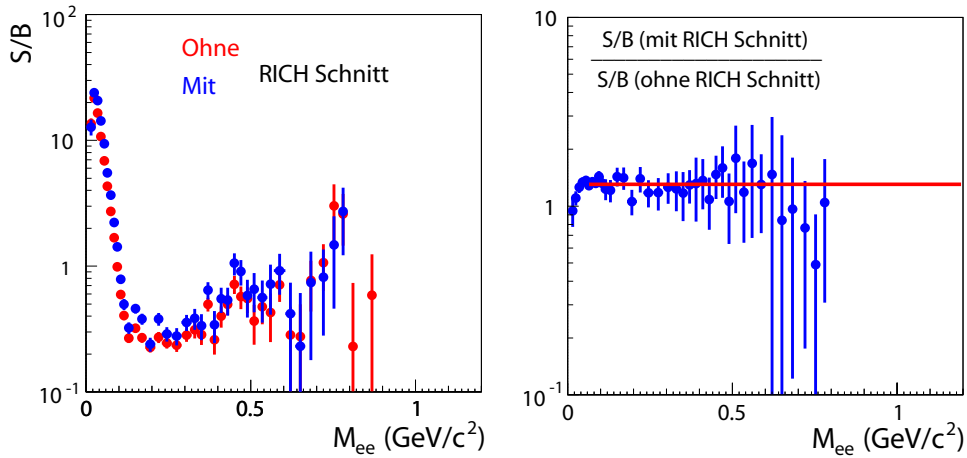


Abbildung 3.19.: Durch Verwendung eines optimierten Schnittes auf die Padanzahl des RICH-Rings $N_{\text{pad}} \leq 20$ erreichte Verbesserung von S/B (blau) gegenüber der Analyse ohne diesen Schnitt (rot).

In allen bis jetzt gezeigten Verteilungen sind nur die statistischen Unsicherheiten gezeigt. Die systematischen Fehler werden in Abschnitt 3.8 diskutiert und in Kapitel 4 zusammen mit den statistischen Unsicherheiten für die Verteilungen der Paarobservablen gezeigt.

3.6.3. Selbstkonsistenz der Effizienzkorrektur für Paare

Zur Überprüfung der Effizienzkorrektur wurde wie bei den Einzelspuren das entsprechende Verfahren auch auf die Paarverteilungen angewendet. Im Gegensatz zum vorherigen Test wurden jetzt gleichzeitig beide e^+/e^- -Spuren aus dem Zerfall des Mutterteilchens in die realen Ereignisse eingebettet und nachfolgend rekonstruiert.

Die rekonstruierten e^+/e^- -Spuren wurden analog zur Analyse der Messdaten zu Paaren kombiniert und äquivalenten Schnitten auf die Observablen unterworfen. In Abb. 3.20 sind beispielhaft Öffnungswinkelverteilungen für den π^0 -Dalitz dominierten Massenbereich gezeigt. Es zeigt sich eine Diskrepanz zwischen den Akzeptanz gefilterten und rekonstruierten Simulationsdaten, die sich zu kleineren Öffnungswinkeln stark vergrößert. Es sind jedoch gerade die Paare mit kleinen Öffnungswinkeln (vergleiche Öffnungswinkelverteilung verschiedener Quellen in Abb. 3.6), die das gesamte Paarensemble dominieren und daher in der Erkennung und Rekonstruktion zu großen

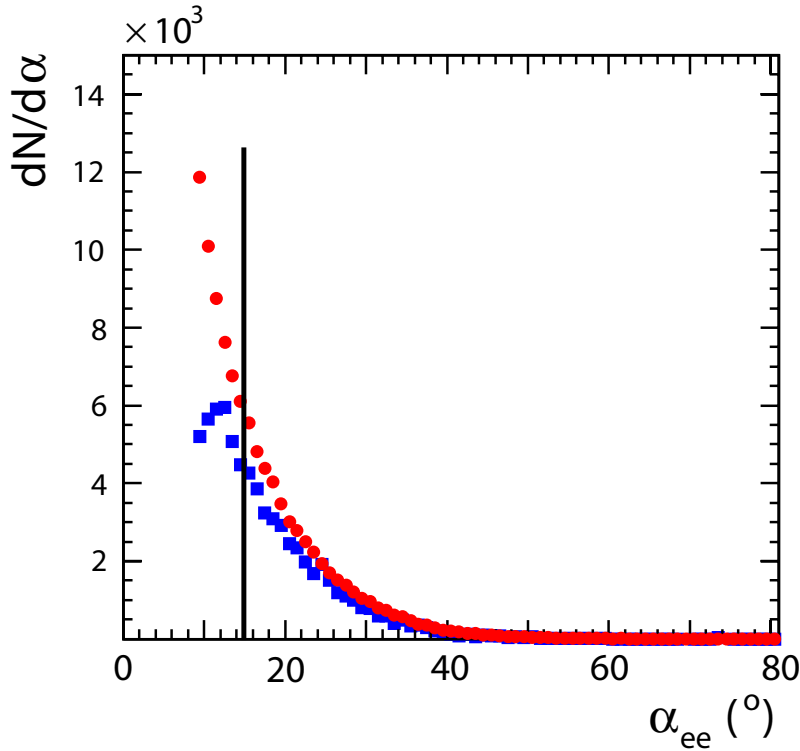


Abbildung 3.20.: Simulierte Öffnungswinkelverteilungen für Paare mit $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$. Durch die HADES-Akzeptanz gefilterte e^+e^- -Verteilungen sind in rot, Verteilungen aus vollständig rekonstruierten und effizienzkorrigierten Spurpaaren sind in blau dargestellt. Nur statistische Fehler sind angegeben.

systematischen Unsicherheiten von 30 – 50% (entsprechend für den kombinatorischen Untergrund) führen. Die Ursache für diese Diskrepanz konnte trotz intensiver Studien bislang nicht vollständig identifiziert werden.

Um diese systematischen Unsicherheiten im experimentellen Signalspektrum zu reduzieren, wurde daher der Schnitt auf den Öffnungswinkel α_{ee} vergrößert. Dabei wurde beachtet, dass die Paarausbeute für $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$ von dem neuen Öffnungswinkelschnitt kaum beeinflusst wird. Als Optimum ergab sich der Schnitt auf $\alpha_{ee} \geq 15^\circ$ wodurch die Konsistenz der Effizienzkorrektur für alle Paare verbessert wurde.

Die Abbildungen 3.21 und 3.22 zeigen für die rekonstruierten Signalpaare und die mit der Akzeptanz gefilterten Daten die invariante Massenverteilung (M_{ee}), die Öffnungswinkel- (α_{ee}), Rapiditäts- (y) und Transversalimpulsverteilungen (p_\perp). Die je-

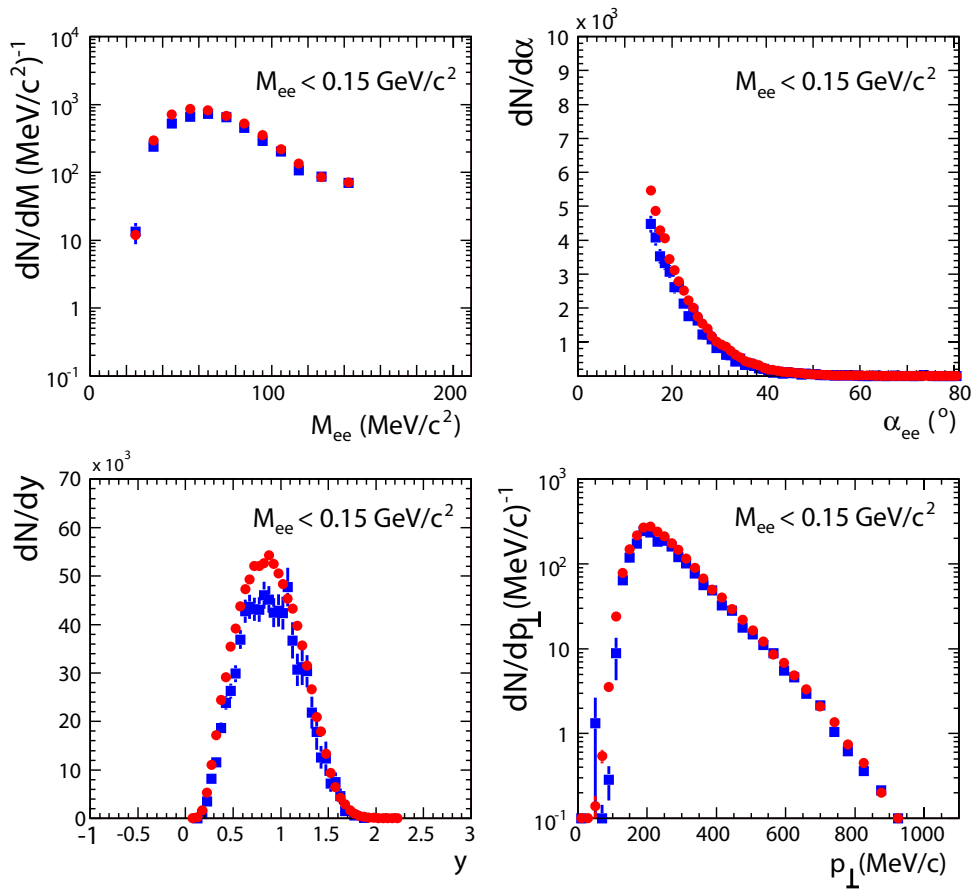


Abbildung 3.21.: Simulierte Verteilungen der Paarobservablen für Paare mit $\alpha_{ee} \geq 15^\circ$ und $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$. Durch die HADES-Akzeptanz gefilterte e^+e^- -Verteilungen sind in rot, Verteilungen aus vollständig rekonstruierten und effizienzkorrigierten Spurpaaren sind in blau dargestellt. Nur statistische Fehler sind angegeben.

weiligen Massenbereiche wurden dabei in den simulierten Quellverteilungen festgelegt, für die ein vollständiger PLUTO Cocktail aus allen bekannten Quellen verwendet wurde (s. Abschnitt 5.1).

Abb. 3.23 zeigt, dass für Massen unterhalb von $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ jedoch noch systematische Unsicherheiten in der Größenordnung von 20% bestehen bleiben. Für die größeren Massen sind die systematischen Fehler der Paarobservablen dagegen $< 10\%$, mit Ausnahme der Randbereiche in der Rapidität.

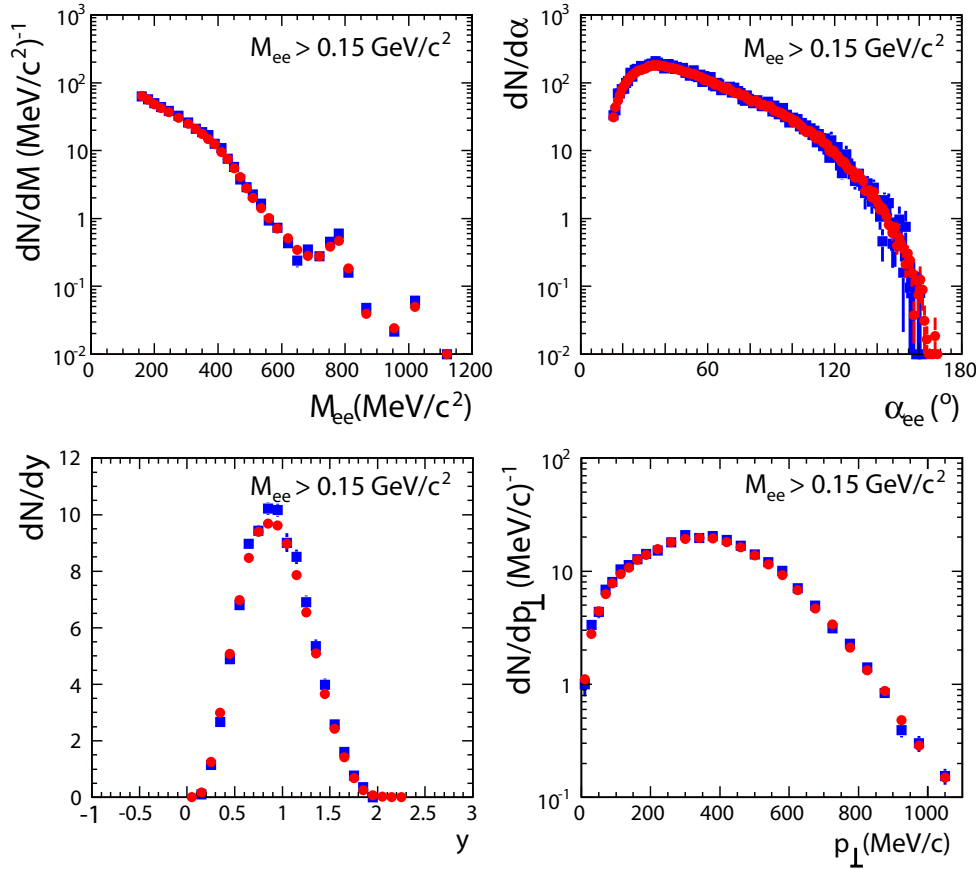


Abbildung 3.22.: Simulierte Verteilungen der Paarobservablen für Paare mit $\alpha_{ee} \geq 15^\circ$ und $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$. Durch die HADES-Akzeptanz gefilterte e^+e^- -Verteilungen sind in rot, Verteilungen aus vollständig rekonstruierten und effizienzkorrigierten Spurpaaren sind in blau dargestellt. Nur statistische Fehler sind angegeben.

Insgesamt ergibt sich aus dem Vergleich eine konsistente Effizienzkorrektur, die damit auch auf die Messdaten angewendet werden konnte.

3.7. Normierung

Um die experimentellen Daten mit theoretischen Vorhersagen zu vergleichen, können sie in Form differentieller Wirkungsquerschnitte angegeben oder auf einen bekannten Prozess normiert werden. Die HADES Kollaboration verfolgt im Fall der Schwerio-

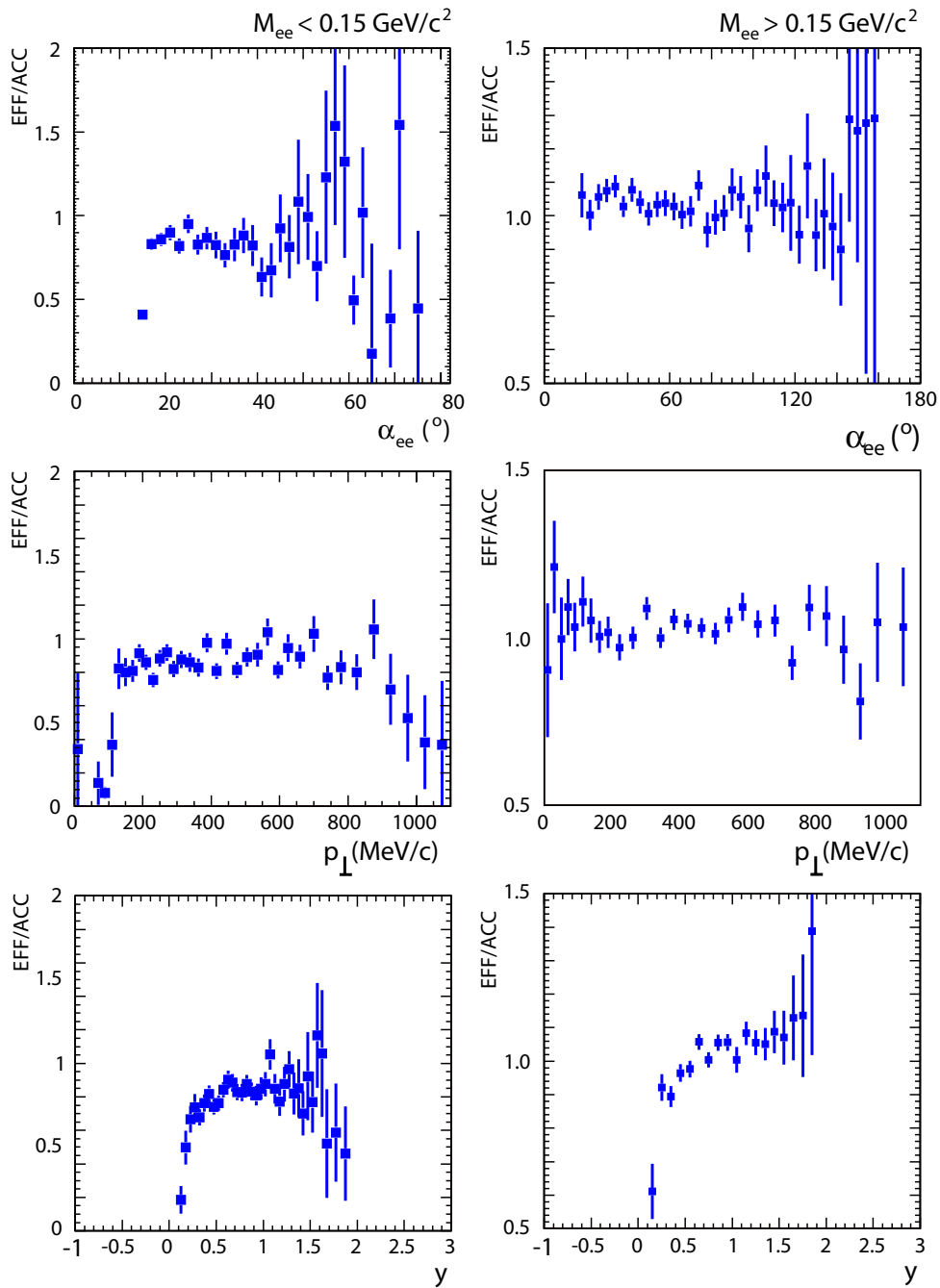


Abbildung 3.23.: Verhältnisse der Verteilungen von rekonstruierten und durch die Akzeptanz gefilterten Paaren aus der Simulation mit $\alpha_{ee} \geq 15^\circ$.

nenexperimente den zweiten Ansatz. In diesem Experiment werden die Daten auf die Anzahl der produzierten neutralen Pionen im vollen Raumwinkel normiert. Dabei sind die Produktionsraten der neutralen und geladenen Pionen in mittelschweren Stoßsystemen um $A \sim 40$ bei $E_{\text{kin}} \sim 1 - 2$ AGeV z. T. aus früheren Messungen bekannt [Ave03, Bro84, Rei07].

Die Multiplizität der neutralen Pionen kann mit dem HADES Spektrometer selbst nicht gemessen werden, da ein geeignetes elektromagnetisches Kalorimeter für eine vollständige Rekonstruktion von $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ Zerfällen noch nicht vorhanden ist. Diese Option ist jedoch für zukünftige Experimente vorgesehen [Lap09, Thu09b]. Die π^0 -Multiplizität kann aber aus den gemessenen π^+/π^- -Verteilungen extrahiert bzw. abgeschätzt werden. Dabei wird die Isospin-Symmetrie zur Produktion der neutralen und geladenen Pionen ausgenutzt [Sto86]. Dieses Verfahren hat den Vorteil, dass die Unsicherheiten, mit denen die gemessenen Multiplizitäten durch die Triggerbedingungen behaftet sind, sich in erster Näherung kompensieren.

	Experiment		UrQMD		
	LVL1	LVL1 4π	LVL1	LVL1 4π	MB 4π
π^+	$1,67 \pm 0,08$	$3,00 \pm 0,15 \pm 0,27$	2,12	3,51	1,75
π^-	$2,08 \pm 0,10$	$3,84 \pm 0,19 \pm 0,34$	2,57	4,16	2,05
π^0				4.07	2.07

Tabelle 3.3.: Pion-Produktion im Experiment und UrQMD-Simulation für MINIMUM BIAS (MB), LVL1 getriggerte Ereignisse (LVL1) und nach der Extrapolation in den vollen Raumwinkel (4π). Angegeben sind nur systematische Fehler der Rekonstruktion (1) und Extrapolation in 4π , statistische Fehler können vernachlässigt werden.

Die aus den gemessenen π^+/π^- -Verteilungen extrahierten Pionmultiplizitäten sind in Tabelle 3.3 aufgelistet [Thu09a]. Für die Simulation wurden Rechnungen mit dem UrQMD Transportmodell durchgeführt, die i.A. die bei diesen Energien gemessenen π^+/π^- -Multiplizitäten gut reproduzieren [Bro84, Rei07]. Die angegebenen systematischen Unsicherheiten setzen sich aus den systematischen Unsicherheiten der Effizienz für die Detektion, Rekonstruktion und Identifikation der geladenen Pionen (5%) und aus der Extrapolation in den vollen Raumwinkel (9%) zusammen.

Die π^0 -Multiplizität pro Ereignis kann aus den im Experiment gemessenen π^+/π^- -Multiplizitäten unter Annahme von Isospin-Symmetrie mit

$$N_{\pi^0}(\text{EXP}) \approx N_{\pi}(\text{EXP}) = \frac{1}{2} (N_{\pi^+}(\text{EXP}) + N_{\pi^-}(\text{EXP})) \quad (3.13)$$

zu

$$\frac{N_{\pi}}{\text{LVL1}}(4\pi) = 3,4 \pm 0,5(\text{sys}) \quad (3.14)$$

abgeschätzt werden. Da für Ar+KCl Isospin-Symmetrie im Eingangskanal nur näherungsweise erfüllt ist, ist das Verhältnis (3.14) mit einem maximalen Fehler von 10% behaftet [Sto86].

Zur Ermittlung der Gesamtzahl der produzierten Pionen wird noch die Anzahl der LVL1 Ereignisse benötigt. Die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse sind aus den Ereignissen mit einer positiven LVL2 Entscheidung gewonnen. Die LVL1-getriggerten Ereignisse wurden im Experiment unabhängig von der LVL2 Triggerentscheidung mit einer festen Untersetzung, dem sog. DOWNSCALING FACTOR (DF) aufgezeichnet. Das Experiment wurde mit $DF = 10$ durchgeführt, jedoch ein Teil der Daten wurde mit $DF = 3$ aufgenommen. Die unterschiedlichen DF-Werte wurden auf der Ereignis-zu-Ereignis Basis berücksichtigt. Die Zahl der registrierten LVL1 Ereignisse N_{LVL1} ergibt sich dann zu

$$N_{\text{LVL1}} = N'_{\text{LVL1}} \cdot DF \cdot \mathcal{E}_{\text{LVL2}} \cdot N_{\text{ET}} = 2,2 \cdot 10^9 \cdot 0,90 \cdot 0,94 = 1,86 \cdot 10^9, \quad (3.15)$$

wobei $N'_{\text{LVL1}} = 2,2 \cdot 10^9$ die Anzahl der untersuchten LVL1 Ereignisse, $\mathcal{E}_{\text{LVL2}} = 0,90 \pm 0,02$ [Kří08] die Effizienz der zweiten Triggerstufe und $N_{\text{ET}} = 0,94 \pm 0,01$ der Anteil der außerhalb der Targetregion stattgefundenen Kernreaktionen ist. Die Zahl der produzierten neutralen Pionen im vollen Raumwinkel ergibt sich dann zu

$$N_{\pi}(4\pi) = \frac{N_{\pi}}{\text{LVL1}}(4\pi) \cdot N_{\text{LVL1}} = 6,33 \cdot 10^9. \quad (3.16)$$

Die systematischen Unsicherheiten dieser Normierungskonstante werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

3.8. Abschätzung der systematischen Unsicherheiten

Die rekonstruierten Verteilungen wurden bis jetzt nur mit Angabe der statistischen Fehler präsentiert. Die dominanten Quellen der systematischen Unsicherheiten sind wie folgt:

Unsicherheit der Normierung: Die Normierung ist ein globaler Faktor, der auf die Daten angewendet wird. Der größte Beitrag zum systematischen Fehler kommt aus der Abschätzung der 4π -Häufigkeit der neutralen Pionen. Ein kleinerer Beitrag kommt von der Abschätzung der LVL2 Triggereffizienz und der Anzahl der Ereignisse ohne eine Reaktion im Target. Insgesamt beträgt diese globale Unsicherheit $\sigma_{\text{Norm}} = 11\%$.

Untergrundabzug: Dieser Fehler setzt sich aus zwei Komponenten zusammen. Die Erste kommt aus der Anpassung des ME-Untergrundes an den SE-Untergrund für $M_{ee} > 0,32 \text{ GeV}/c^2$ und ist kleiner 1%. Die zweite Komponente resultiert aus der Methode zur Bestimmung des kombinatorischen Untergrunds. Dieser Fehler kann aus den Simulationen durch den Vergleich des rekonstruierten und des wahren kombinatorischen Untergrunds abgeschätzt werden. Der resultierende Fehler wurde für den gesamten Massenbereich zu $\sigma_{\text{CB}} = 12\%$ bestimmt.

Effizienzkorrektur: Dieser Fehler wurde aus der Analyse zur Selbstkonsistenz für e^+e^- -Paare getrennt für drei Massenbereiche bestimmt (s. Abschnitt 3.6.3). Er kann in zwei unabhängige Komponenten zerlegt werden. Die Erste σ'_{Eff} berücksichtigt mögliche systematische Trends in der Rekonstruktion der Paarobservablen, die Zweite σ_{Eff} die Bin-zu-Bin Fluktuationen der Verhältnisse dargestellt in Abb. 3.23. Aus diesen Fluktuationen wird unter Berücksichtigung der statistischen Gewichte ein symmetrischer Fehler σ_{Eff} für jedes Massenintervall individuell ermittelt, der in Tabelle 3.4 angegeben ist.

Paare mit $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$ weisen in der Rekonstruktion der e^+e^- -Observablen nur einen geringen systematischen Trend im Bereich weniger Prozent auf. Diese kleine Abweichung wurde in der Fehlerabschätzung nicht individuell behandelt und ist im Fehler σ_{Eff} miteinbezogen. Dagegen weisen die Paare mit $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ einen deutlichen systematischen Offset in der Rekonstruktion auf, der im asymmetrischen systematischen Fehler $\sigma'_{\text{Eff}} = +20\%$ berücksichtigt wurde und ebenfalls in Tabelle 3.4 angegeben ist.

Massenbereich (GeV/c ²)	Normierung	Untergrund	Effizienz		Gesamt
	σ_{Norm}	σ_{CB}	σ_{Eff}	σ'_{Eff}	σ_{sys}
0 – 0,15	±11%	±12%	±20%	+20%	$^{+46}_{-26}\%$
0,15 – 0,55	±11%	±12%	±7%	0%	±18%
0,55 – 1,20	±11%	±12%	±20%	0%	±26%

Tabelle 3.4.: Systematische Unsicherheiten.

Die oben genannten Beiträge zu systematischen Unsicherheiten wurden als unkorreliert angenommen und für die drei Massenbereiche individuell zu

$$\sigma_{\text{sys}} = \sqrt{\sigma_{\text{Norm}}^2 + \sigma_{\text{CB}}^2 + \sigma_{\text{Eff}}^2 + \sigma'_{\text{Eff}}^2} \quad (3.17)$$

aufaddiert. Die gesamten systematischen Unsicherheiten sind ebenfalls in Tabelle 3.4 zusammengefasst und ergeben einen systematischen Gesamtfehler $\sigma_{\text{sys}} = \pm 18\%$ im η -Massenbereich und $\sigma_{\text{sys}} = \pm 26\%$ im Bereich der leichten Vektormesonen.

Kapitel 4.

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Datenanalyse für Experiment und Simulation zusammengefasst. Zuerst werden die Eigenschaften der einzelnen e^+/e^- -Spuren aus dem finalen Ensemble für die Paaranalyse vorgestellt und anschließend die Ergebnisse der e^+e^- -Paaranalyse präsentiert.

4.1. Impulsverteilung einzelner e^+/e^- -Spuren

In Abb. 4.1 sind die Impulsverteilungen rekonstruierter e^+/e^- -Kandidaten bzw. Spuren mit $p_e > 0,1$ GeV/c getrennt für den experimentellen und den PLUTO¹ Simulationsdatensatz dargestellt, normiert auf die Anzahl der LVL1 getriggerten Ereignisse. In beiden Datensätzen ist die Verteilung der Elektronkandidaten (schwarzes Histogramm), d. h. aller Spuren, die mit einem RICH-Ring korreliert sind, abgebildet. Zu beachten ist der unterschiedliche Verlauf der Impulsverteilungen für beide Spurpolaritäten. In beiden Datensätzen wird eine im gleichen Maß unterschiedliche Höhe der Verteilungen bei kleinen Impulsen beobachtet. Dies ist auf die unterschiedliche Akzeptanz des Detektors für positiv und negativ geladene Teilchen zurückzuführen. Die Unterschiede in den experimentellen Verteilungen zwischen den e^+ - und e^- -Kandidaten bei Impulsen $p_e > 0,5$ GeV/c sind jedoch nicht mehr mit Akzeptanzargumenten zu erklären, weil die Akzeptanz für e^+/e^- -Spuren in diesem Impulsbereich vergleichbar groß ist. Außerdem müsste dieser Unterschied gleichermaßen auch in der Simulation zu beobachten sein. Er ist aber auf die Spuren hadronischer Herkunft (i. W. Protonen) zurückzuführen, die zufällig mit einem RICH-Ring korreliert sind. Sie werden jedoch mit dem PID Al-

¹Nur e^+/e^- -Spuren aus hadronischen Zerfällen und γ -Konversion.

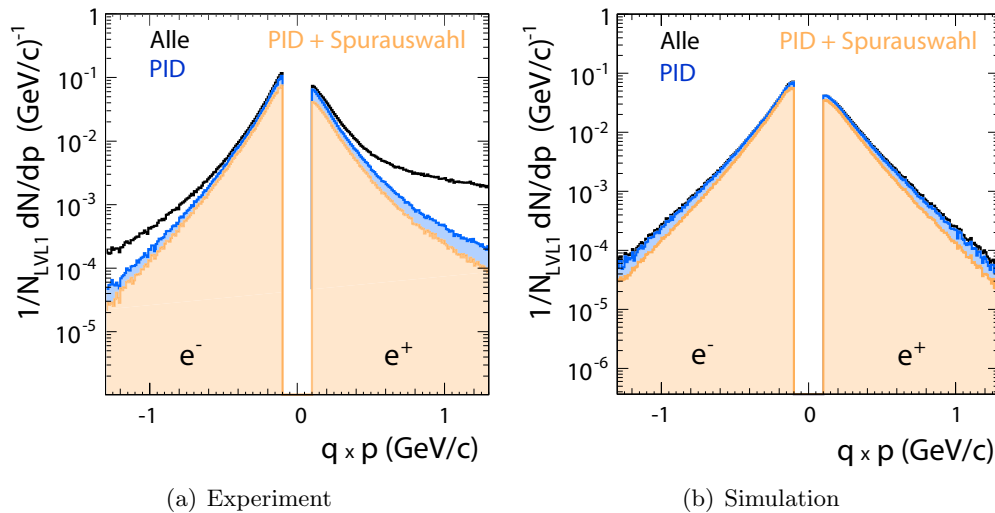


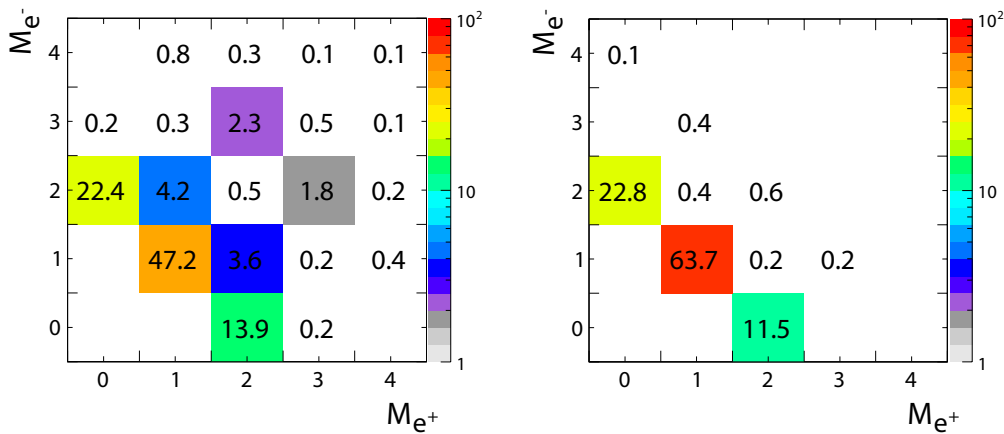
Abbildung 4.1.: Impulsverteilung rekonstruierter e^+/e^- -Kandidaten bzw. Spuren aus dem experimentellen (a) und simulierten (b) Datensatz. Gezeigt ist die Impulsverteilung für e^+/e^- -Kandidaten (schwarz), für identifizierte e^+/e^- -Spuren vor (blau) und nach der Spurauswahl (orange).

gorithmus weitgehend richtig erkannt und aus dem e^+/e^- -Ensemble entfernt (blaues Histogramm). Anschließend reduziert der Algorithmus zur weiteren Spurauswahl (s. Abschnitt 3.1 und 3.3) beide Datensätze gleichermaßen (orangefarbenes Histogramm), trägt jedoch zur Unterdrückung der fehlidentifizierten hadronischen Spuren nicht weiter bei.

Die Impulsverteilung der e^+/e^- -Spuren nach der Analyse der Einzelspuren sollte symmetrisch für beide Teilchensorte mit $p_e > 0,5 \text{ GeV}/c$ sein. Die simulierten Daten weisen eine solche Symmetrie auf. Jedoch bleibt die experimentelle Impulsverteilung nach der Analyse der Einzelspuren weiterhin asymmetrisch. Die flacher werdende e^+ -Impulsverteilung deutet auf verbliebene Verunreinigungen des e^+ -Ensembles durch Hadronen, hauptsächlich Protonen, hin, die für $p_e > 1 \text{ GeV}/c$ 20% überschreiten und mit ansteigendem Impuls immer größer werden. Aus diesem Grund wird auf die Daten ein Impulsschnitt $p_e < 1,1 \text{ GeV}/c$ angewendet.

4.2. Verteilungen der e^+/e^- -Spuren aus dem Paarensemble

In diesem und dem folgenden Abschnitt werden nur Ereignisse betrachtet, in denen mindestens zwei Elektronspuren beliebiger Polarität rekonstruiert werden konnten. Spuren aus diesen Ereignissen werden zu e^+e^- -, e^-e^- - und e^+e^- -Paaren kombiniert, wobei nur die e^+e^- -Paare physikalisches Signal beinhalten. Die e^+e^- - und e^-e^- -Paare werden zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds verwendet. Die Aufteilung der rekonstruierten Spurmultiplicität nach der Spurauswahl und der Teilchenidentifikation ist in Abb. 4.2(a) gezeigt. Ereignisse, in denen genau zwei Spuren rekonstruiert wurden, dominieren das Datenensemble mit fast 84%. In nahezu der Hälfte (47%) dieser Ereignisse wurden gerade eine Elektron- und eine Positronspur rekonstruiert. Nach Anwendung aller Paarschnitte (s. Abschnitt 3.6) sind praktisch nur Ereignisse mit gerade zwei Spuren zu finden (98%), wie es aus Abb. 4.2(b) ersichtlich ist. Der Anteil an Ereignissen mit einem e^+e^- - bzw. e^-e^- -Paar ist gegenüber der vorherigen Situation praktisch unverändert geblieben, der Anteil an e^+e^- -Paaren ist von 47% auf 64% gestiegen.



(a) Nach der Teilchenidentifikation

(b) Nach allen Paarschnitten

Abbildung 4.2.: Multiplizität der identifizierten e^+/e^- -Spuren pro Ereignis im Experiment. Es wurden nur Ereignisse mit wenigstens einem gefundenen Elektronpaar ausgewählt, d. h. mit $M_e \geq 2$. Die Histogramme sind auf die Gesamtanzahl der Ereignisse normiert, für die diese Bedingung erfüllt ist.

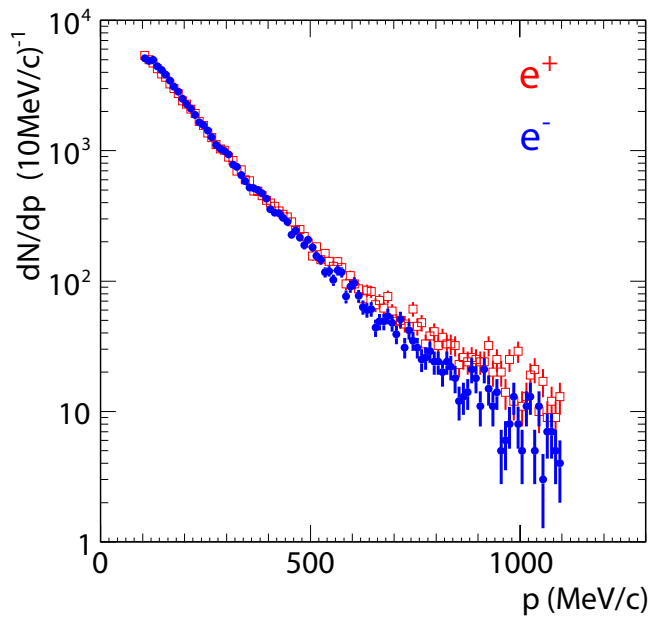


Abbildung 4.3.: Impulsverteilung aller im Experiment identifizierten e^+/e^- -Spuren, die nach allen Paarschnitten ausschließlich e^+e^- -Paare bilden.

Die Impulsverteilung aller e^+/e^- -Spuren, die nach allen Paarschnitten ausschließlich e^+e^- -Paare bilden, ist in Abb. 4.3 gezeigt. Für kleine Impulse $p_e < 0,5 \text{ GeV}/c$ weisen die Elektron- und Positronverteilungen den gleichen Verlauf und Häufigkeit auf. Oberhalb von $p_e > 0,5 \text{ GeV}/c$ zeigt die Positronverteilung immer noch einen etwas flacheren Verlauf als die Elektronverteilung. Dieser Unterschied fällt jedoch wesentlich geringer aus als der im Ensemble der Einzelspuren (Abb. 4.1) und wird im Folgenden nicht weiter berücksichtigt.

4.3. Experimentelle Verteilungen der e^+e^- -Paare

In Abb. 4.4 ist die invariante Massenverteilung der im Experiment rekonstruierten und um den Untergrund bereinigten e^+e^- -Paare nach allen Datenschnitten und der Effizienzkorrektur gezeigt, vgl. Abschnitt 3.6. Die angewendeten Datenschnitte sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

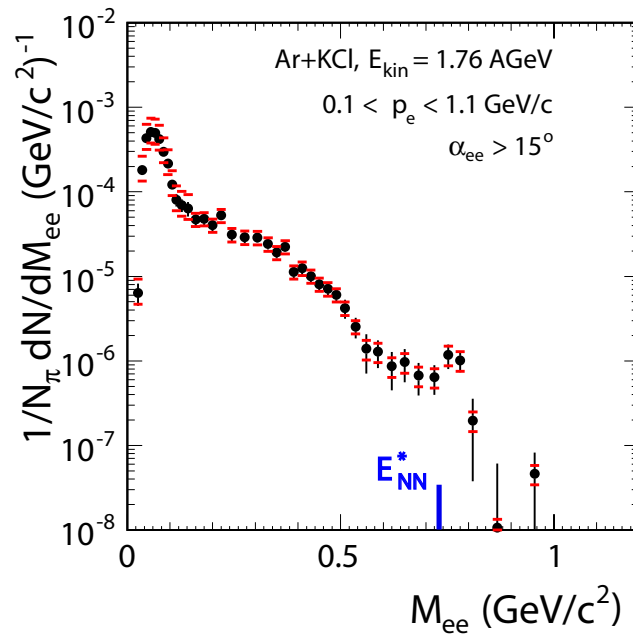


Abbildung 4.4.: Invariante Massenverteilung M_{ee} der im Experiment rekonstruier-ten e^+e^- -Signalpaare nach allen Datenschnitten und Effizienzkor-rektur. Statistische (senkrechte Balken) und systematische (waag-rechte Balken) Unsicherheiten sind getrennt dargestellt. E_{NN}^* ist die im freien Nukleon-Nukleon Stoß zur Verfügung stehende Energie.

Das Spektrum kann in drei Massenbereiche unterteilt werden, abhängig von der erwarteten Quelle der e^+e^- -Paare, die im jeweiligen Massenbereich den dominanten Beitrag zum Paarspektrum liefert. Die kleinen Massen $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ werden vom π^0 -Dalitz Zerfall ($M(\pi^0) = 0,135 \text{ GeV}/c^2$) dominiert, der mittlere Massenbe-

Schnitte auf die Paareigenschaften	
Öffnungswinkel	$\alpha_{ee} > 15^\circ$
Öffnungswinkel der Segmente in den inneren MDCs	$\alpha_{seg} > 9^\circ$
Schnitte auf die Spureigenschaften	
Impuls	$0,1 < p_e < 1,1 \text{ GeV}/c$
Effizienz	$\mathcal{E} > 0,05$

Tabelle 4.1.: Zusammenfassung der angewendeten Paarschnitte.

M_{ee} (GeV/ c^2)	N_{ee}
0 – 0,15	24890 \pm 313(stat) $^{+14971}_{-8462}$ (sys)
0,15 – 0,55	7402 \pm 222(stat) \pm 1332(sys)
0,55 – 1,20	253 \pm 25(stat) \pm 66(sys)

Tabelle 4.2.: Anzahl der im Experiment rekonstruierten e^+e^- -Signalpaare N_{ee} aufintegriert für die im Text diskutierten Massenbereiche nach allen Paarschnitten. Angegeben sind statistische und systematische Unsicherheiten.

reich $0,15 < M_{ee} < 0,55$ GeV/ c^2 vom η -Dalitz Zerfall ($M(\eta) = 0,548$ GeV/ c^2) und die Massen $M_{ee} > 0,55$ GeV/ c^2 von den direkten Zerfällen der Vektormesonen $\rho \rightarrow e^+e^-$ ($M(\rho) = 0,77$ GeV/ c^2) und $\omega \rightarrow e^+e^-$ ($M(\omega) = 0,782$ GeV/ c^2). Die Anzahl der rekonstruierten e^+e^- -Paare zusammen mit den statistischen und systematischen Unsicherheiten in diesen drei Massenbereichen ist in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Eine detaillierte Bin-zu-Bin Auflistung der Paarmultiplizität ist in Anhang A zu finden.

Zusätzlich ist in Abb. 4.4 mit dem blauen Balken die in einem freien Nukleon-Nukleon Stoß zur Verfügung stehende freie Energie E_{NN}^* markiert. Sie kann zur Teilchenerzeugung verwendet werden und ist mit

$$E_{NN}^* = \sqrt{s} - 2m_N \quad (4.1)$$

definiert, wobei $m_N = 0,931$ GeV/ c^2 die Nukleonmasse ist. Für eine Strahlenergie von $E_{\text{kin}} = 1,76$ GeV beträgt sie $E_{NN}^* = 0,734$ GeV. Diese Energie ist nicht ausreichend, um die ω -Mesonen im freien Nukleon-Nukleon Stoß zu produzieren. Sie liegt wegen der geringen natürlichen Zerfallsbreite des ω -Mesons ($\Gamma_\omega \sim 8$ MeV/ c^2) um ca. 48 MeV unterhalb der ω -Produktionsschwelle. Die ω -Produktion kann jedoch über den Beitrag des Fermi-Impulses der Nukleonen im Kern oder über mehrstufige Prozesse, in denen angeregte Zustände der Nukleonen (Δ , N^*) als Energiewischenspeicher beteiligt sind, stattfinden. Wegen seiner größeren Breite ($\Gamma_\rho \sim 150$ MeV/ c^2) kann das ρ -Meson jedoch in einem großen Teil seiner Vakuum-Spektralfunktion auch im freien Nukleon-Nukleon Stoß noch produziert werden.

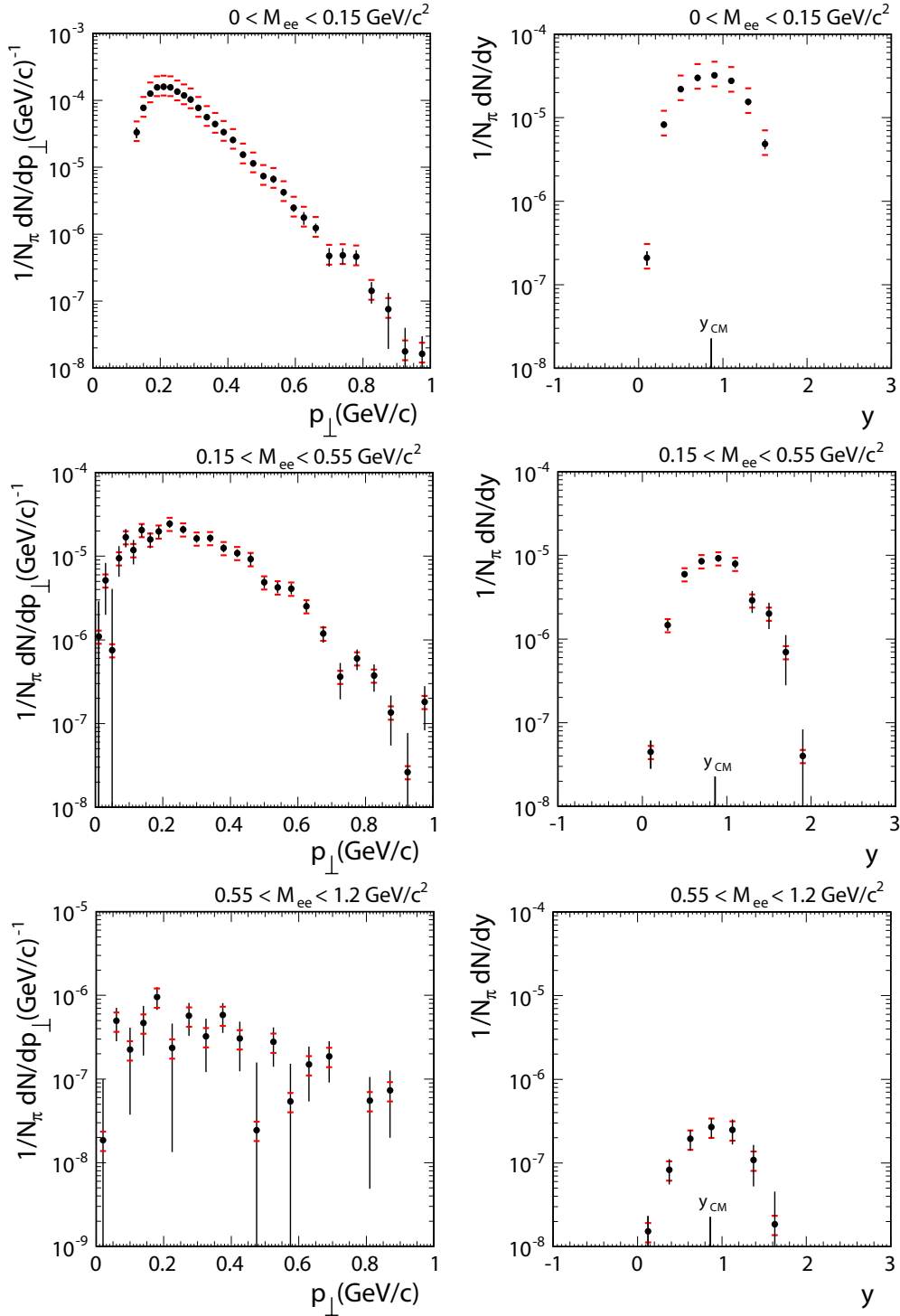


Abbildung 4.5.: Transversalimpuls- (links) und Rapiditätsverteilungen (rechts) der im Experiment rekonstruierten e^+e^- -Signalpaare für drei Massenbereiche. Statistische (senkrechte Balken) und systematische (waagrechte Balken) Unsicherheiten sind getrennt dargestellt.

In Abb. 4.5 sind die Transversalimpuls- p_{\perp} (links)

$$p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad \text{mit} \quad p_{\parallel} = p_z \quad (4.2)$$

und Rapiditätsverteilungen y (rechts)

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \ln \left(\frac{E + p_z}{m_{\perp}} \right) = \tanh^{-1} \beta \quad \text{mit} \quad m_{\perp}^2 = p_{\perp}^2 + m_0^2 \quad (4.3)$$

der e^+e^- -Paare für die oben beschriebenen drei Massenbereiche gezeigt. Für die ersten zwei Massenbereiche, die von den Dalitz-Zerfällen der Hadronen dominiert sind, spiegeln die gemessenen Verteilungen die Eigenschaften der virtuellen Photonen γ^* aus dem Dalitz-Zerfall $R \rightarrow X\gamma^* \rightarrow Xe^+e^-$ und nicht der ursprünglichen Mutterteilchen R , wie z. B. π^0 , η oder Δ wider. Aus den p_{\perp} -Verteilungen kann trotzdem ein Trend abgelesen werden: Je größer die Masse des zerfallenden Teilchens, desto flacher ist die p_{\perp} -Verteilung.

Die Rapiditätsverteilungen müssen eine Symmetrie um die Rapidität der Schwerpunktsbewegung aufweisen. Für das nur geringfügig asymmetrische $^{40}\text{Ar} + ^{39}\text{K}^{35}\text{Cl}$ System unterscheidet sich die mittlere Rapidität $\langle y \rangle$

$$\langle y \rangle = \frac{1}{2} (y_P + y_T) = \frac{1}{2} y_P \quad (4.4)$$

mit Projektilrapidität y_P bzw. Targetrapidität y_T nur geringfügig von der Rapidität der Schwerpunktsbewegung $y_{CM} = \tanh^{-1} \beta_{CM} = 0,86$. Letztere ist mit dem schwarzen Balken in den Rapiditätsverteilungen markiert. Die y -Verteilung für Paare mit $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ ist um y_{CM} zentriert und bestätigt damit die Erwartung. Paare mit $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$ zeigen jedoch eine leichte Verschiebung zu Projektilrapiditäten ($\bar{y} = 0,89$). Es ist allerdings zu berücksichtigen, dass die gemessenen Daten nicht mit der HADES Akzeptanz korrigiert sind. Weitere Rückschlüsse und ggf. physikalische Interpretationen können daher an dieser Stelle nicht gezogen werden. Sie erfordern den Vergleich mit detaillierten Simulationen, die im folgenden Kapitel diskutiert werden.

Kapitel 5.

Diskussion der Ergebnisse

Die experimentellen Daten sind zunächst nur im Hinblick auf die Nachweiseffizienz korrigiert, nicht jedoch auf den vollen Raumwinkel (4π) extrapoliert. Für die Diskussion und den Vergleich mit den theoretischen Erwartungen bzw. den simulierten Verteilungen werden letztere auf die Beiträge innerhalb der HADES Akzeptanz reduziert. Dies kann auf zwei Arten geschehen:

1. Propagation der simulierten Ereignisse durch die vollständige Detektorsimulation (HGeant) mit anschließend identischer Analyse (HYDRA) wie die Experimentdaten oder
2. Begrenzung der simulierten Teilchenprojektionen durch eine geometrische Akzeptanzmatrix mit Verwendung einer mittleren Impulsverschmierung in Betrag und Richtung (HADES Akzeptanzfilter)

Für die folgende Diskussion wurde das zweite Verfahren gewählt, da sie als Standardverfahren der Kollaboration den Vergleich der Daten mit mehreren unterschiedlichen Modell- und Theorievorhersagen auf einfache Weise bei geringer Rechenzeit erlaubt. Den Abweichungen der beiden Analysewege wird dabei Rechnung getragen, indem sie zu den systematischen Unsicherheiten des experimentellen Spektrums addiert werden. Als erstes werden die gemessenen Verteilungen der e^+e^- -Paare dem PLUTO Cocktail gegenübergestellt und die Erkenntnisse aus diesem Vergleich diskutiert.

5.1. Vergleich mit hadronischem Cocktail

5.1.1. Invariante Massenverteilung

In Abb. 5.1 wird das im Experiment rekonstruierte invariante Massenspektrum dem gefilterten PLUTO Datensatz gegenübergestellt. Beide Datensätze sind auf die mittlere Anzahl der gemessenen geladenen Pionen N_π normiert (s. Abschnitt 3.7). Für die Simulation sind die Beiträge der einzelnen mesonischen und baryonischen Zerfälle zum Gesamtspektrum (Cocktail) getrennt dargestellt.

Die Messdaten unterhalb von $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ können innerhalb der Unsicherheiten gut durch die Summe der Cocktailquellen (überwiegend durch den π^0 -Dalitz Zerfall) beschrieben werden. Dies bestätigt in erster Näherung eine mit den Vorhersagen für die Pionproduktion konsistente Beschreibung der Reaktion. Oberhalb dieser

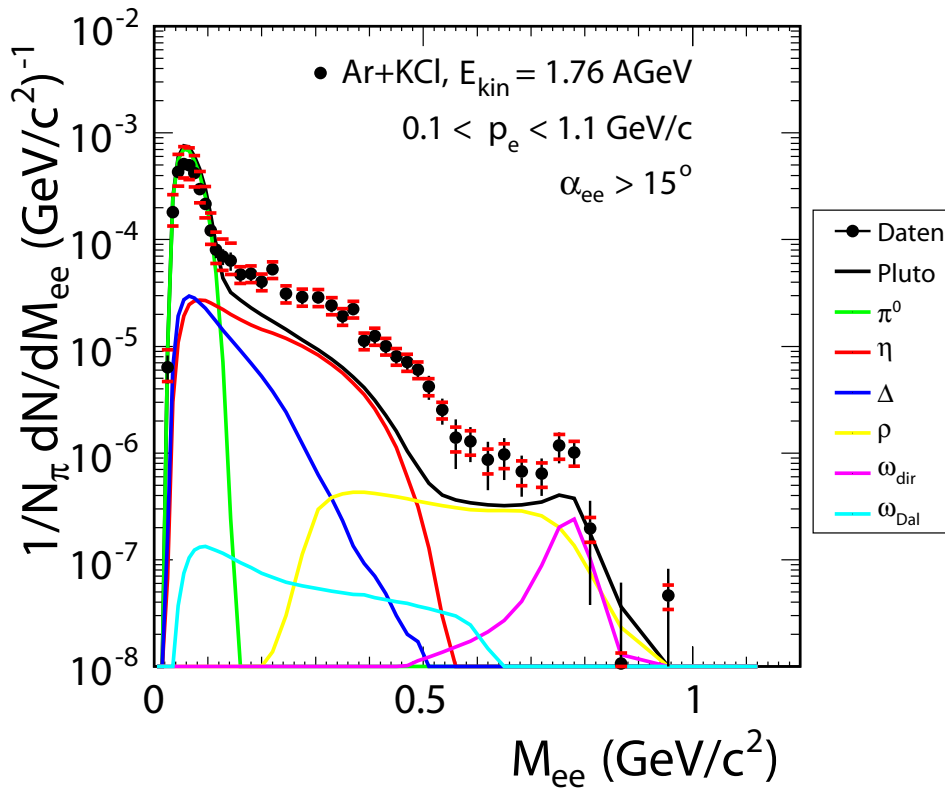


Abbildung 5.1.: Vergleich der invarianten Massenverteilung des mit der HADES-Akzeptanz gefilterten PLUTO Cocktails mit den Messergebnissen.

invarianten Masse ist jedoch die PLUTO Simulation nicht in der Lage, das gemessene Spektrum näherungsweise zu reproduzieren. Das gemessene Spektrum liegt deutlich über der Summe der Cocktailquellen. Zusätzliche Quellen der e^+e^- -Paare werden benötigt, um das experimentelle Spektrum zu beschreiben.

Im Weiteren wird sich die Diskussion der Messergebnisse auf folgende zwei Massenbereiche konzentrieren, in denen unterschiedliche e^+e^- -Quellen ihren dominanten Beitrag haben:

1. mittlere invariante Massen ($0,15 < M_{ee} < 0,55 \text{ GeV}/c^2$), dominiert durch den bekannten η -Dalitz Zerfall, auch als η -Massenbereich bezeichnet, und
2. hohe invariante Massen ($M_{ee} > 0,55 \text{ GeV}/c^2$), dominiert durch die direkten Zerfälle der Vektormesonen ρ und ω , auch als ρ/ω -Massenbereich bezeichnet.

η -Massenbereich: In diesem Massenbereich ist im PLUTO Cocktail der Beitrag des Δ -Dalitz Zerfalls gegenüber dem η -Dalitz Zerfall vernachlässigbar klein, nur bei kleinen Massen sind die Beiträge der beiden e^+e^- -Quellen vergleichbar groß. Die Rolle der Δ -Resonanz und ihr Beitrag zum Cocktail der hadronischen Quellen wird noch für die spätere Diskussion wichtig.

Ein weiteres wichtiges Merkmal der Daten in diesem Massenbereich ist eine deutlich ausgeprägte Schulter um $M_{ee} \approx 0,5 \text{ GeV}/c^2$, die im PLUTO Cocktail um $\Delta M_{ee} \approx 0,1 \text{ GeV}/c^2$ zu kleineren Massen verschoben ist.

ρ/ω -Massenbereich: Im oberen Massenbereich ist in den experimentellen Daten bei $M_{ee} \approx 0,77 \text{ GeV}/c^2$ deutlich eine peakende Struktur zu erkennen, die dem direkten ω -Zerfall $\omega \rightarrow e^+e^-$ zugeordnet werden kann. Das ρ -Meson bildet wegen seiner breiten Spektralfunktion ($\Gamma_\rho = 150 \text{ MeV}/c^2$) eine breite Struktur mit einem Plateau zwischen $0,3 < M_{ee} < 0,75 \text{ GeV}/c^2$. Die ρ -Massenverteilung kann durch die Faltung einer breiten ρ -Spektralfunktion mit dem zur Verfügung stehenden Phasenraum erklärt werden, die zur deutlichen Anreicherung bei kleinen Massen führt. Jedoch werden auch in diesem Massenbereich die experimentellen Daten vom PLUTO Cocktail um einen Faktor 2 – 3 unterschätzt. Dies kann verschiedene Ursachen haben. Einerseits könnten zusätzliche e^+e^- -Quellen beitragen oder die ρ/ω -Produktion selbst wird unterschätzt. Die Produktionsmechanismen und Produktionsraten von ρ/ω in einer Schwerionenreaktion unterhalb der freien Nukleon-Nukleon Produktionsschwelle sind *zz.* unbekannt und sind ein Gegenstand heutiger theoretischer Untersuchungen.

Die ρ/ω -Produktionsraten können z. B. anhand von bekannten Wirkungsquerschnitten [Ave03] und vom allgemeinen Verhalten der m_{\perp} -Verteilungen der Mesonen [BCM98], bekannt als „ m_T -scaling“, abgeschätzt werden, wie es für den PLUTO Cocktail gemacht wurde [Kri07]. Unter der Annahme, dass die Mesonen aus einer thermischen Quelle um die Schwerpunktsrapidität mit einer Temperatur T_{eff} emittiert werden, folgt die Verteilung der Transversalmassen dem Boltzmann-Gesetz:

$$\frac{1}{m_{\perp}^2} \frac{d\sigma}{dm_{\perp}} \propto \exp\left(-\frac{m_{\perp}}{T_{\text{eff}}}\right) \quad (5.1)$$

mit $m_{\perp}^2 = p_{\perp}^2 + m_0^2$. Dabei ist m_0 die Meson-Ruhemasse. Der „ m_T -scaling“ Ansatz ist in Abb. 5.2 prinzipiell dargestellt. Mit den bekannten Produktionswirkungsquerschnitten für das π^0 - und η -Meson können dann die entsprechenden unbekanntenen Mesonmultiplizitäten aus der Integration der m_{\perp} -Verteilungen abgeschätzt werden.

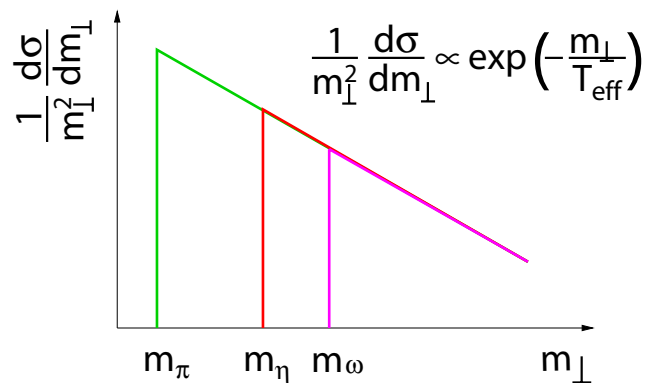


Abbildung 5.2.: Prinzipielle Darstellung des „ m_T -scaling“ Ansatzes. Die m_T -Verteilungen des π^0 -, η - und ω -Mesons sind schematisch gezeigt. Die y-Achse ist logarithmisch dargestellt.

Auch wenn die Zusammensetzung (ρ allein oder doch weitere Quellen, vgl. Abschnitt 5.3.1) und die Stärke der e^+e^- -Quellen unter dem ω -Peak unbekannt ist, ist jedoch unumstritten, dass der direkte Zerfall $\omega \rightarrow e^+e^-$ zum ersten Mal bei den SIS18-Energien in einer Schwerionenreaktion beobachtet werden konnte. Auf die Frage der ω -Multiplizität wird noch in Abschnitt 5.4 eingegangen.

Im Gegensatz zum ρ/ω -Massenbereich stehen für die e^+e^- -Stärke im η -Massenbereich experimentelle Hinweise aus neuesten Messungen der elementaren Reaktionen zur Verfügung, die kürzlich von der HADES-Kollaboration durchgeführt wurden. Vor ei-

ner quantitativen Diskussion der e^+e^- -Multiplizität im mittleren Massenbereich wird zunächst die transversale und longitudinale Kinematik der Messdaten dem simulierten Datensatz gegenübergestellt. Diese Gegenüberstellung kann wichtige zusätzliche Informationen zum Ursprung der beobachteten Stärke der e^+e^- -Quellen liefern.

5.1.2. Kinematische Verteilungen

Die Verteilungen des Transversalimpulses p_\perp (links) und der Rapidität y (rechts) sind den e^+e^- -Quellen aus dem PLUTO Cocktail separat für drei Massenbereiche in Abb. 5.3 gegenübergestellt. Im weiteren Text werden zuerst die p_\perp -, danach die y -Verteilungen diskutiert.

π^0 -Massenbereich: Für $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ wird die experimentelle p_\perp -Verteilung innerhalb der Unsicherheiten bereits durch die π^0 -Dalitz Komponente des PLUTO Cocktails sehr gut beschrieben. Die weiteren Komponenten (η - und Δ -Dalitz) tragen in diesem Massenbereich nur marginal bei. Nur bei Transversalimpulsen $p_\perp > 0,6 \text{ GeV}/c$ ist der Beitrag der η -Komponente vergleichbar mit dem π^0 -Beitrag. Es ist an dieser Stelle wichtig anzumerken, dass in PLUTO die Δ -Komponente einen der π^0 -Komponente ähnlichen Verlauf der p_\perp -Verteilung zeigt.

η -Massenbereich: Im η -Massenbereich ist die p_\perp -Verteilung durch die η -Komponente dominiert, die einen deutlich „härteren“ Verlauf als die Δ -Komponente zeigt. Insgesamt wird die spektrale Form der p_\perp -Verteilung gut durch die η -Komponente des PLUTO Cocktails mit einem zusätzlichen Beitrag der Δ -Komponente bei kleinen p_\perp beschrieben. Jedoch werden die Messdaten durch die Summe der Cocktailquellen um einen Faktor ~ 3 unterschätzt.

ρ/ω -Massenbereich: Aus der p_\perp -Verteilung für $M_{ee} > 0,55 \text{ GeV}/c^2$ kann aufgrund der geringen Ausbeute der Messdaten keine schlüssige Aussage über die spektrale Form gemacht werden. Die Daten werden jedoch eindeutig durch die Cocktailquellen unterschätzt.

Aus den p_\perp - bzw. m_\perp -Verteilungen kann keine Aussage über die Temperatur (vgl. Gl. (5.1)) der die Hadronen emittierenden Quelle gemacht werden. Der Grund liegt in der unvollständigen Rekonstruktion der zerfallenden Hadronen, weil es sich in den meisten Fällen um Dalitz Zerfälle handelt. Bei einem Dalitz-Zerfall wird aus den e^+e^- -Paaren nur das virtuelle Photon γ^* und nicht das zerfallende Hadron rekonstruiert.

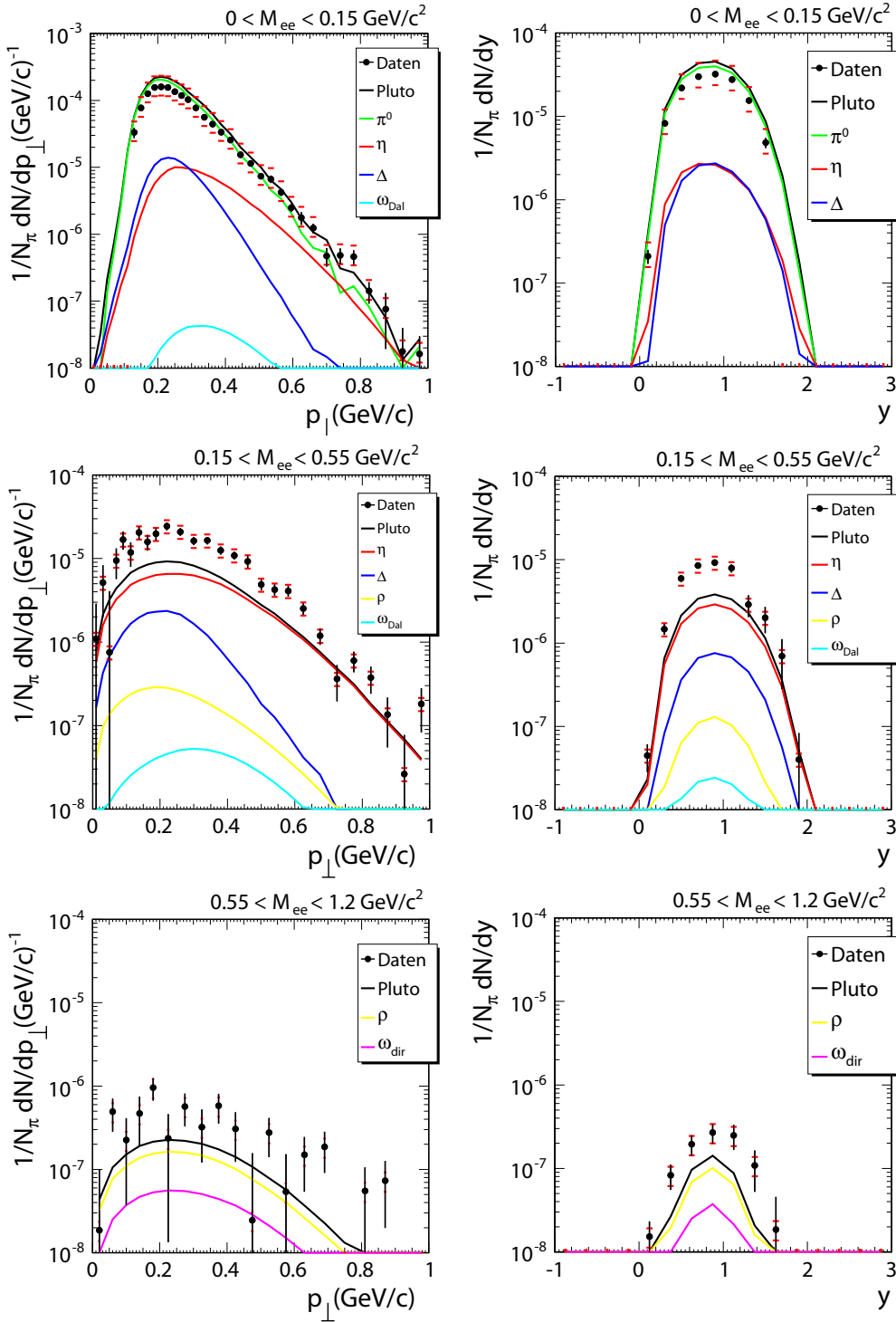


Abbildung 5.3.: Vergleich der experimentellen Transversalimpuls- (links) und Rapiditätsverteilungen (rechts) mit dem PLUTO Cocktail für drei verschiedene Massenbereiche.

Unter der Annahme, dass die höchsten invarianten Massen nur von den direkten Zerfällen $\rho \rightarrow e^+e^-$ und $\omega \rightarrow e^+e^-$ dominiert sind, könnte für diese Komponenten eventuell die Temperatur ermittelt werden. Leider erlaubt es die gemessene Datenmenge nicht, diese Information aus den Daten zu extrahieren.

Zum rein illustrativen Vergleich sind in Tabelle 5.1 die inversen Steigungen der p_\perp -Verteilungen angegeben, die nur die ähnliche Form der p_\perp -Verteilungen im Experiment und in PLUTO für $p_\perp > 0,35 \text{ GeV}/c$ bestätigen.

$M_{ee} \text{ (GeV}/c^2)$	Experiment $s^{-1} \text{ (MeV}/c)$	PLUTO $s^{-1} \text{ (MeV}/c)$
0 – 0,15	$83,6 \pm 1,2$	$77,4 \pm 0,6$
0,15 – 0,55	$123,1 \pm 4,6$	$122,9 \pm 0,8$
0,55 – 1,20	175 ± 41	$147,5 \pm 0,4$

Tabelle 5.1.: Inverse Steigungen der im Experiment und in PLUTO rekonstruierten Transversalimpulsverteilungen für $p_\perp > 0,35 \text{ GeV}/c$.

In Abb. 5.3 rechts sind die im Experiment ermittelten Rapiditätsverteilungen den der PLUTO Cocktailquellen gegenübergestellt. Die Rapiditätsverteilungen sollten um die Schwerpunktsrapidität $y_{CM} = 0,86$ zentriert sein. Die Messdaten für e^+e^- -Paare mit $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ erfüllen diese Erwartung, die von der PLUTO Simulation reproduziert wurde. Oberhalb der π^0 -Masse zeigen die Messdaten eine leichte Verschiebung zu den Projektilrapiditäten (alle Daten sind auf die HADES-Akzeptanz reduziert). Dieser Trend konnte für e^+e^- -Paare mit $0,15 < M_{ee} < 0,55 \text{ GeV}/c^2$ (dominiert von den Dalitz-Zerfällen) ebenfalls durch PLUTO bestätigt werden. In dem Massenbereich $M_{ee} > 0,55 \text{ GeV}/c^2$ (dominiert von den direkten Zerfällen der Vektormesonen) ist im Gegensatz zu den experimentellen Daten die Summe der Cocktailquellen jedoch um $y_{CM} = 0,86$ zentriert. Dies könnte auf einen zusätzlichen Beitrag von e^+e^- -Quellen, die einem Dalitz Zerfall unterliegen, deuten.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass ausgenommen des π^0 -Massenbereichs die Messdaten durch den hadronischen PLUTO Cocktail deutlich unterschätzt werden. Bei $M_{ee} \approx 0,78 \text{ GeV}/c^2$ ist ein deutliches Signal zu erkennen, das dem $\omega \rightarrow e^+e^-$ Zerfall zugeordnet werden kann. Die Stärke dieses Signals wird in Abschnitt 5.3.1 abgeschätzt.

Die im Experiment beobachtete Stärke der e^+e^- -Quelle gegenüber der bekannten Quellen im η -Massenbereich wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

5.2. e^+e^- -Multiplizität im η -Massenbereich

Im η -Massenbereich wurde in den Messdaten eine starke Anreicherung der e^+e^- -Paare gegenüber dem PLUTO Cocktail beobachtet. Für die zwei dominanten Quellen der e^+e^- -Paare mit $M_{ee} < 0,55 \text{ GeV}/c^2$, nämlich der π^0 - und η -Dalitz Zerfälle, wurden die Produktionswirkungsquerschnitte dieser Mesonen aus [Ave03] und die Verzweigungsverhältnisse aus [Yao06] entnommen. In diesem Abschnitt wird der gemessene Beitrag der e^+e^- -Quellen, die nicht vom η -Zerfall kommen, d. h. die Summe aller in ihrer Form und Stärke unbekanntem Quellen quantitativ diskutiert.

5.2.1. Stärke des nicht bekannten Anteils

Um die gemessene Stärke modellunabhängig erfassen zu können, wird im Folgenden ein ähnliches Verfahren angewendet, wie es auch für die C+C Experimente bei $E_{\text{kin}} = 1 \text{ AGeV}$ [Chr07, Aga08] und $E_{\text{kin}} = 2 \text{ AGeV}$ [Aga07] verwendet wurde. Für diesen Zweck wird ein Referenzcocktail konstruiert, der lediglich die Dalitz-Zerfälle der pseudoskalaren Mesonen π^0 und η enthält, deren Produktionswirkungsquerschnitte [Ave03] und Verzweigungsverhältnisse [Yao06] aus unabhängigen Messungen bekannt sind. In Abb. 5.4 wird die Massenverteilung des Referenzmodells dem gemessenen Spektrum gegenübergestellt.

Im Massenbereich $0,15 < M_{ee} < 0,55 \text{ GeV}/c^2$ kann der Referenzcocktail spektral in guter Näherung der η -Komponente des PLUTO Cocktails gleichgesetzt werden (s. Abb. 5.1 und Abb. 5.3). In diesem Massenbereich wird das Integral Y_{EXP} bzw. Y_{Ref} beider Massenverteilungen ermittelt, um den durch unbekannte Quellen beschreibbaren Anteil der Verteilung zu quantifizieren. Das Verhältnis der beiden Integrale $\mathcal{F} = Y_{\text{EXP}}/Y_{\text{Ref}}$ beträgt:

$$\mathcal{F} = \frac{Y_{\text{EXP}}}{Y_{\text{Ref}}} = 3,4 \pm 0,2(\text{stat}) \pm 0,6(\text{sys}) \pm 0,9(\eta), \quad (5.2)$$

wobei die statistischen und systematischen Unsicherheiten getrennt angegeben sind. Die letzte mit η bezeichnete Unsicherheit berücksichtigt die Unsicherheit in der Ermittlung

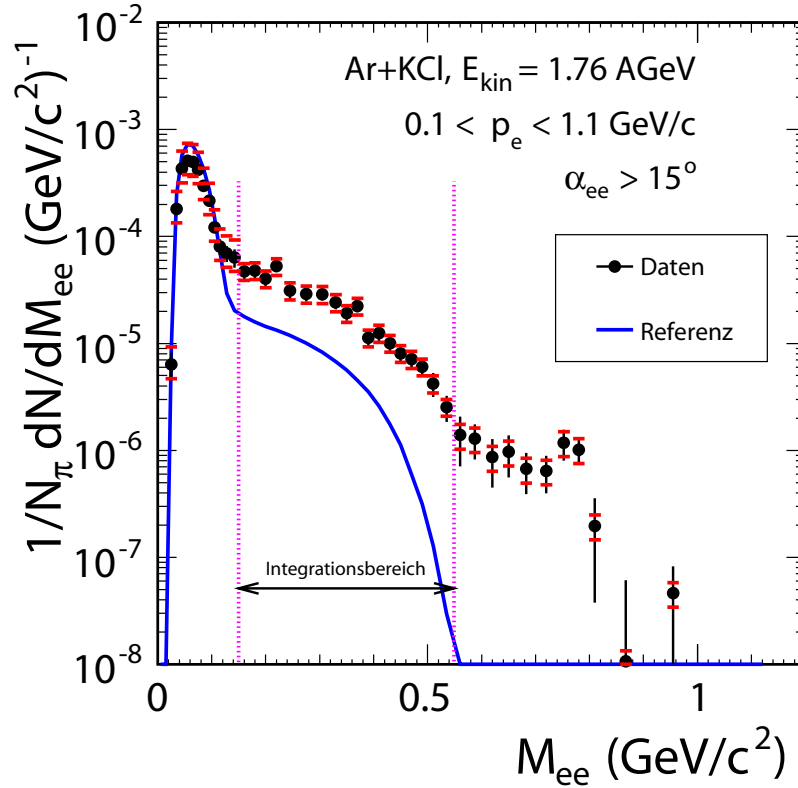


Abbildung 5.4.: Vergleich des gemessenen Massenspektrums mit dem Referenzcocktail gebildet aus π^0 - und η -Dalitz Zerfällen.

der η -Multiplizität in [Ave03]. Die experimentelle Multiplizität Y_{EXP} setzt sich aus der bekannten η -Multiplizität Y_{Ref} und der Multiplizität $Y_{\mathcal{X}}$ der unbekannt Quelle \mathcal{X}

$$Y_{\text{EXP}} = Y_{\text{Ref}} + Y_{\mathcal{X}} \quad (5.3)$$

zusammen. Somit kann die gemessene Multiplizität der unbekannt Quelle \mathcal{X} mit

$$\frac{Y_{\mathcal{X}}}{Y_{\text{Ref}}} = \mathcal{F} - 1 = 2,4 \pm 0,2(\text{stat}) \pm 0,6(\text{sys}) \pm 0,9(\eta) \quad (5.4)$$

ausgedrückt werden.

Um die Multiplizität der Quelle \mathcal{X} in den vollen Raumwinkel extrapolieren zu können, müssen zwei Annahmen über die Eigenschaften der unbekannt Quelle \mathcal{X} gemacht werden:

1. näherungsweise gleiche Akzeptanz wie beim η -Dalitz Zerfall und
2. näherungsweise gleiche Zentralitätsabhängigkeit für die Produktion wie für das η -Meson.

Dann kann die Multiplizität $M_{\mathcal{X}}$ berechnet werden:

$$M_{\mathcal{X}} = (\mathcal{F} - 1) \cdot BR_{\eta} \cdot M_{\eta} \cdot \Upsilon, \quad (5.5)$$

wo BR_{η} das Verzweigungsverhältnis des η -Dalitz Zerfalls ($BR_{\eta} = 0,006$) [Yao06] und M_{η} die η -Multiplizität in Ar+KCl in „minimum bias“ Ereignissen im vollen Raumwinkel ($M_{\eta} = 0,046/\text{Kollision}$) [Ave03] ist. Der Anteil der e^+e^- -Paare aus dem η -Dalitz Zerfall, die im Massenbereich $0,15 < M_{ee} < 0,55 \text{ GeV}/c^2$ zum Massenspektrum beitragen, wurde aus dem PLUTO Cocktail zu $\Upsilon = 11,3\%$ ermittelt. Für die Multiplizität der unbekanntenen Quelle \mathcal{X} ergibt sich schließlich:

$$M_{\mathcal{X}}/\text{Kollision} = (74 \pm 5(\text{stat}) \pm 19(\text{sys}) \pm 26(\eta)) \times 10^{-6} \quad (5.6)$$

5.2.2. Vergleich mit elementaren p+p und p+n Reaktionen

Eine andere Möglichkeit, den Referenzcocktail zu bilden, bietet die Zuhilfenahme der Ergebnisse aus der Messung der elementaren Reaktionen, die bei $E_{\text{kin}} = 1,25 \text{ GeV}$ ebenfalls mit dem HADES Spektrometer gemessen wurden [Aga09d, Gal09b]. Die Strahlenergie wurde so ausgewählt, dass sie in freien Nukleon-Nukleon Stößen knapp unterhalb der η -Produktionsschwelle ($E_{\text{thr}}(\eta) = 1,256 \text{ GeV}$) liegt.

In Abb. 5.5(a) ist der in p+p Reaktionen bei $E_{\text{kin}} = 1,25 \text{ GeV}$ gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dM_{ee}$ der e^+e^- -Paare dargestellt. Das Spektrum ist mit einem PLUTO Cocktail bestehend aus zwei e^+e^- -Quellen unterlegt. Der niedrige Massenbereich wird wieder sehr gut mit dem π^0 -Dalitz Zerfall (rot) beschrieben. Zu den Massen $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$ trägt bei dieser Strahlenergie nur der Δ -Dalitz Zerfall (blau) bei. Schon bei diesem „einfachen“ Stoßsystem können leichte Unterschiede in der spektralen Form der Messdaten und der Simulation festgestellt werden.

Das in Abb. 5.5(b) gezeigte Massenspektrum wurde bei derselben Strahlenergie in der Reaktion d+p gemessen, wobei ein nachgewiesenes Spektator-Proton p_{S} es ermöglichte, die n+p Reaktion exklusiv zu identifizieren. Da die kinetische Energie des Neutrons $E_{\text{kin}}(n) \gg BE(n)$ ($BE(n)$ ist die Bindungsenergie der Neutrons im Deuterium)

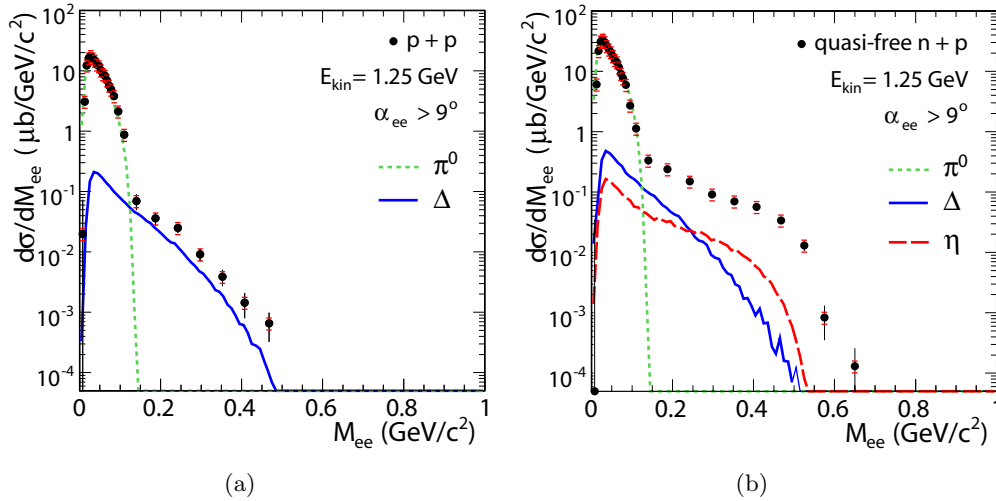


Abbildung 5.5.: Invariante Massenverteilung gemessener e^+e^- -Paare in p+p (a) und quasi freien n+p (b) Stößen bei $E_{\text{kin}} = 1,25$ GeV. Zusammen mit den Messdaten sind die beitragenden Komponenten aus einer PLUTO Simulation (π^0 , η und Δ) eingezeichnet.

ist, wird diese Reaktion als quasi freie n+p Reaktion bezeichnet. In erster Näherung kann auch der Fermi-Impuls des Neutrons im Deuterium wegen $p_F(n) \ll p_{\text{Lab}}(n) = 1,98$ GeV/c vernachlässigt werden. Jedoch spielt der Fermi-Impuls der Nukleonen eine wichtige Rolle für die η -Produktion. Die Strahlenergie ist nur knappe 6 MeV unterhalb der η -Produktionsschwelle und nur geringe Beiträge von der Fermi-Bewegung der Nukleonen im Deuterium reichen aus, in der Kernreaktion genügend Schwerpunktsenergie für die η -Produktion zur Verfügung zu haben. Deswegen ist auch die η -Komponente des PLUTO Cocktails in Abb. 5.5(b) deutlich zu erkennen (grün). Zusätzlich tragen noch die π^0 - (rot) und die Δ -Komponente (blau) zum Cocktail bei. Die η - und Δ -Komponenten unterschätzen das gemessene n+p Spektrum für $M_{ee} > 0,15$ GeV/ c^2 deutlich. Die Diskrepanz zwischen den Messdaten und dem PLUTO Cocktail ist wesentlich größer als in p+p und ähnlich der Diskrepanz in Ar+KCl Daten.

Zu beachten ist auch eine deutliche Schulter in den n+p Daten bei $M_{ee} \approx 0,5$ GeV/ c^2 , die auch in den Ar+KCl Daten beobachtet wurde (vgl. Abb. 5.1). Im Gegensatz zu Ar+KCl Daten könnte sie jedoch in der n+p Reaktion allein durch die Begrenzung des Phasenraumes erklärt werden ($\sqrt{s} - 2m_N = 0,545$ GeV/ c^2).

Die gemessenen elementaren Reaktionen bieten die Möglichkeit, einen experimentellen Cocktail zu bilden, der in erster Näherung mit den Daten aus den Schwerionenexperimenten verglichen werden kann. Mit diesem Cocktail können die sog. „first chance“ Nukleon-Nukleon Kollisionen in einer Schwerionenreaktion in guter Näherung simuliert werden. Er kann als arithmetisches Mittel der beiden p+p und n+p Reaktionen ermittelt werden

$$C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}} = \frac{1}{4} (\text{pp} + \text{pn} + \text{np} + \text{nn}) = \frac{1}{2} (\text{pp} + \text{pn}), \quad (5.7)$$

wenn angenommen wird, dass das Dielektronsignal in p+p dem in n+n gleicht. Dieser Referenzcocktail ist im Massenbereich $0,15 < M_{ee} < 0,55 \text{ GeV}/c^2$ durch das e^+e^- -Signal der p+n Reaktion dominiert. Ähnlich dem Verfahren, das im vorherigen Abschnitt diskutiert wurde, wird von diesem Cocktail die η -Komponente abgezogen. Dadurch wird die spektrale Form der unbekanntenen Quelle \mathcal{X} der e^+e^- -Paare im η -Massenbereich extrahiert. Diesmal wird der Cocktail $C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}}$ auf die entsprechende π^0 -Multiplizität N_π normiert (äquivalente Normierung der Schwerionenexperimente), sodass auch die Energieabhängigkeit der Quelle \mathcal{X} herauskorrigiert wird (für Diskussion s. späteren Text oder [Aga08]).

Vor einer Gegenüberstellung der Ar+KCl Messdaten und des experimentellen Referenzcocktails $C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}}$ müssen noch drei wichtige Anpassungskorrekturen durchgeführt werden, die ihren Ursprung in den experimentellen Einstellungen oder in den verwendeten Analyseschnitten haben:

- **Akzeptanz:** Die Stärke des magnetischen Feldes beeinflusst die Akzeptanz des Spektrometers. Das Ar+KCl Experiment wurde bei deutlich stärkerem Magnetfeld ($0,92 \cdot B_{max}$) durchgeführt als die C+C und p+p/p+n Experimente ($0,72 \cdot B_{max}$). Die Akzeptanz wird für kleine invarianten Massen bis zu $M_{ee} \approx 0,3 \text{ GeV}/c^2$ bei stärkerem Magnetfeld reduziert.
- **Impulsschnitt:** Nur in der Ar+KCl Analyse wurde bis jetzt ein Impulsschnitt auf die einzelnen e^+/e^- -Spuren von $p_e > 0,1 \text{ GeV}/c$ angewendet. Die Wirkung dieses Schnittes auf die Massenverteilung ähnelt der Wirkung des Magnetfeldes auf die Akzeptanz der e^+e^- -Paare. Das e^+e^- -Signal wird bei Anwendung dieses Schnittes bis zu den Massen $M_{ee} \approx 0,3 \text{ GeV}/c^2$ reduziert.
- **Öffnungswinkelschnitt:** In der Ar+KCl Analyse wurde im Gegensatz zu den anderen Analysen ($\alpha_{ee} > 9^\circ$) ein minimaler Öffnungswinkel $\alpha_{ee} > 15^\circ$ verlangt.

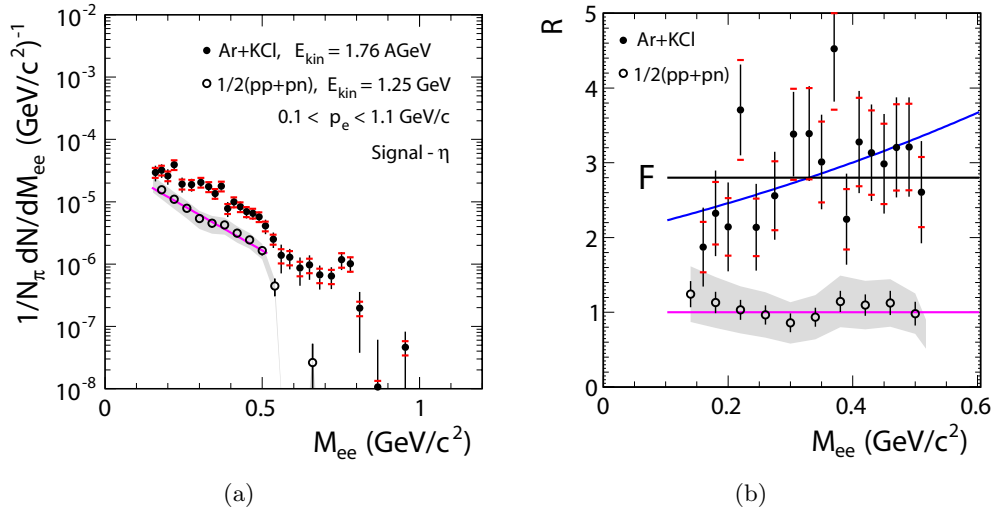


Abbildung 5.6.: (a): Vergleich der Massenverteilungen des NN-Cocktails $C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}}$ mit dem Ar+KCl Massenspektrum nach dem Abzug der η -Komponente für $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$. Der Referenzcocktail wurde im Massenbereich $0,16 < M_{ee} < 0,45 \text{ GeV}/c^2$ mit einer exponentiellen Funktion f gefittet (rosarote Linie). (b): Im vergrößerten Ausschnitt des η -Massenbereichs sind auf der linearen Skala die Verhältnisse \mathcal{R} beider Massenverteilungen zur Fitfunktion f dargestellt.

Jedoch ist der Einfluss dieses Schnittes auf die Paare mit $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$ vernachlässigbar ($\ll 1\%$).

Für die folgende Diskussion wurden alle Datensätze in die Ar+KCl Akzeptanz projiziert und in der Analyse wurde derselbe Impulsschnitt ($0,1 < p_e < 1,1 \text{ GeV}/c$) verwendet. Nach diesen Korrekturen und dem Abzug der η -Cocktailkomponente ist in Abb. 5.6(a) für $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$ das Ar+KCl Massenspektrum dem Referenzcocktail $C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}} = 1/2 \cdot (\text{pp}+\text{pn})$ gegenübergestellt. Beide Verteilungen zeigen im η -Massenbereich einen ähnlichen exponentiellen Abfall. Der Referenzcocktail $C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}}$ wurde daher zwischen $0,16 < M_{ee} < 0,45 \text{ GeV}/c^2$ mit einer exponentiellen Funktion f gefittet (rosarote Linie).

In Abb. 5.6(b) sind die Verhältnisse

$$\mathcal{R} = \frac{dN/dM_{ee}}{f} \quad (5.8)$$

der gemessenen e^+e^- -Multiplizitäten zur Fitfunktion f auf linearer Skala dargestellt. Ähnlich dem Referenzcocktail wurde auch das Ar+KCl Spektrum mit einer exponen-

tiellen Funktion im selben Massenbereich gefittet (blaue Linie). Die Steigungen beider Fitfunktionen sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Die erste Unsicherheit gibt die Unsicherheit des Fits an, die zweite berücksichtigt die systematische Unsicherheit, die sich aus der Variation der Fitgrenzen ergibt.

Experiment	Steigung $\left((\text{GeV}/c^2)^{-1}\right)$
Ar+KCl	$-5,6 \pm 0,1(\text{fit}) \pm 0,2(\text{sys})$
$C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}} = 1/2 \cdot (\text{pp} + \text{pn})$	$-6,6 \pm 0,6(\text{fit}) \pm 0,3(\text{sys})$

Tabelle 5.2.: Steigung des exponentiellen Abfalls der e^+e^- -Massenverteilungen im Bereich $0,16 < M_{ee} < 0,45 \text{ GeV}/c^2$ für Ar+KCl Experiment und Referenzcocktail $C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}}$.

Um die unterschiedliche Stärke der unbekanntes e^+e^- -Quelle \mathcal{X} zwischen den beiden Datensätzen zu quantifizieren, wird ähnlich dem in Abschnitt 5.2.1 verwendeten Verfahren die Ausbeute $Y_{\mathcal{X}}$ zwischen $0,15 < M_{ee} < 0,55 \text{ GeV}/c^2$ integriert. Die Ergebnisse der Integration sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst.

Wird das Verhältnis der beiden Ausbeuten gebildet

$$\mathcal{F} = \frac{Y_{\mathcal{X}}(\text{Ar+KCl})}{Y_{\mathcal{X}}(C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}})} = 2,8 \pm 0,2(\text{stat}) \pm 0,8(\text{sys}), \quad (5.9)$$

erhält man einen dem in Gl. (5.4) sehr ähnlichen Wert. Der Wert \mathcal{F} ist in Abb. 5.6(b) als schwarze Linie dargestellt. Die zusätzlich zum η -Dalitz auftretende e^+e^- -Multiplizität in diesem Massenbereich ist über den in den elementaren Nukleon-Nukleon Kollisionen z. T. bislang unverstandenen Anteil hinaus um einen Faktor $\mathcal{F} \sim 3$ erhöht. Die Interpretation dieser Beobachtung erfolgt in Abschnitt 5.2.4.

Experiment	$Y_{\mathcal{X}} (10^{-6})$
Ar+KCl	$8,4 \pm 0,4(\text{stat}) \pm 1,5(\text{sys})$
$C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}} = 1/2 \cdot (\text{pp} + \text{pn})$	$3,0 \pm 0,2(\text{stat}) \pm 0,6(\text{sys})$

Tabelle 5.3.: Ausbeute $Y_{\mathcal{X}}$ des e^+e^- -Signals der Quelle \mathcal{X} für $0,15 < M_{ee} < 0,55 \text{ GeV}/c^2$ in Ar+KCl und Referenzcocktail $C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}}$.

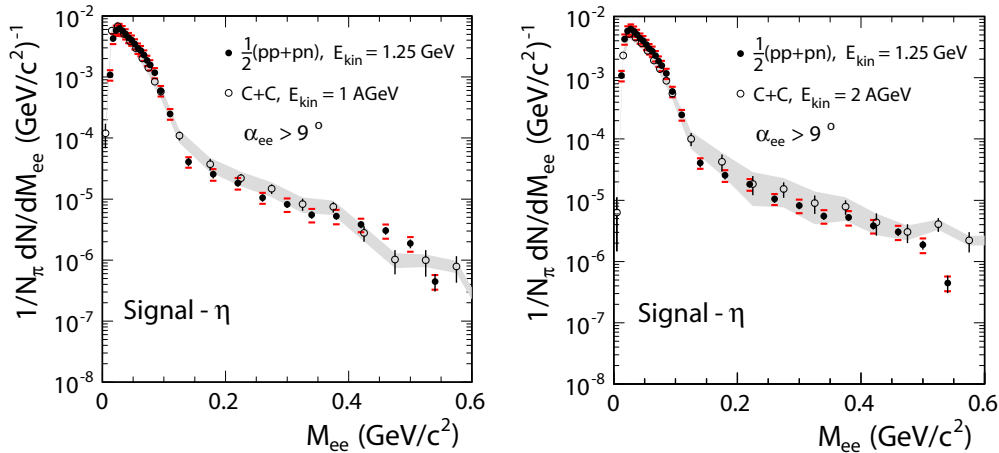


Abbildung 5.7.: Vergleich des experimentellen Referenzcocktails $C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}}$ mit den Messungen des C+C Stoßsystems bei $E_{\text{kin}} = 1 \text{ AGeV}$ (links) und $E_{\text{kin}} = 2 \text{ AGeV}$ (rechts). Statistische Unsicherheiten sind als senkrechte, systematische Unsicherheiten als waagrechte Balken ($C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}}$) bzw. graues Band (C+C) angegeben.

5.2.3. Vergleich mit C+C Reaktionen

Als Nächstes stellt sich die Frage, wie sich der Beitrag der Quelle \mathcal{X} zum e^+e^- -Spektrum in Abhängigkeit von Systemgröße und Einschussenergie verhält. Um diese Fragestellung näher zu untersuchen, wird zunächst der Referenzcocktail $C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}}$ mit dem C+C Stoßsystem verglichen. Das C+C Stoßsystem wurde von der HADES Kollaboration bei zwei Einschussenergien ($E_{\text{kin}} = 1 \text{ AGeV}$ bzw. 2 AGeV) gemessen. Alle in Abb. 5.7 dargestellten Verteilungen sind auf die entsprechende Pionmultiplizität normiert und die entsprechende η -Cocktaillkomponente ist von den Messdaten subtrahiert. Die Normierung auf die Pionmultiplizität zeigt, dass sich die Energieabhängigkeit der e^+e^- -Produktion zu gewissem Grad aufhebt. Aus der Analyse der Anregungsfunktion der e^+e^- -Produktion im C+C Stoßsystem ist bekannt, dass die \mathcal{X} -Multiplizität mit der Strahlenergie ähnlich der Pionproduktion skaliert [Aga08] (vgl. auch Abb. 5.9).

Der Vergleich des Referenzcocktails mit den C+C Datensätzen zeigt, dass die unbekannt Quelle \mathcal{X} der e^+e^- -Paare nicht nur eine sehr ähnliche spektrale Form in allen drei Datensätzen hat, sondern auch ihre Stärke vergleichbar ist. Aus diesem Vergleich von ausschließlich experimenteller Daten kann geschlossen werden, dass die im η -Massenbereich beobachtete ungeklärte e^+e^- -Produktion im C+C System überwie-

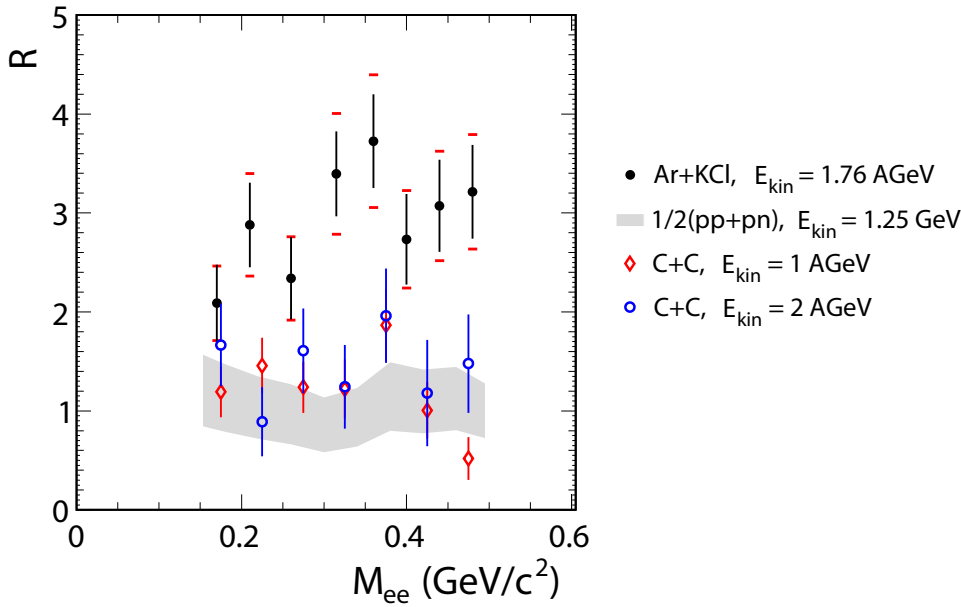


Abbildung 5.8.: Verhältnisse \mathcal{R} für e^+e^- -Signal der Quelle \mathcal{X} gemessen in Schwerionenkollisionen und in elementaren Reaktionen, vgl. Gl. (5.8).

gend ihren Ursprung in elementaren Reaktionen hat. Diese Beobachtung steht im Widerspruch zu früheren Vorschlägen [CB99, Ern98], die die e^+e^- -Stärke in C+C durch Effekte des stark wechselwirkenden und baryondominierten Mediums zu beschreiben versuchten. In C+C Stößen spielen diese sog. Mediumeffekte innerhalb der gemessenen Statistik und Messauflösung (wenn überhaupt) nur eine marginale Rolle. Dagegen wird in Ar+KCl zusätzlich zum Referenzcocktail $C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}}$ und über das Signal im C+C System hinaus eine e^+e^- -Signalstärke beobachtet, vgl. Abb. 5.8.

5.2.4. Anregungsfunktion der unbekanntem e^+e^- -Quelle

Die mit HADES gemessenen Daten C+C bei $E_{\text{kin}} = 1$ AGeV und $E_{\text{kin}} = 2$ AGeV und die C+C und Ca+Ca Daten der DLS Kollaboration gemessen bei $E_{\text{kin}} = 1,04$ AGeV [Por97] zeigen im Vergleich zum bekannten Beitrag des η -Mesons [Ave03] im invarianten Massenspektrum im Bereich $0,15 < M_{ee} < 0,55$ GeV/c^2 ein zusätzliches e^+e^- -Signal [Aga08], das als Beitrag einer unbekanntem Quelle \mathcal{X} bezeichnet wurde. In C+C konnte die Stärke allein durch (z. T. unbekanntem) elementare Prozesse beschrieben werden. Ein in der spektralen Form ähnliches e^+e^- -Signal konnte auch in Ca+Ca/Ar+KCl

beobachtet werden. Im Gegensatz zu C+C kann dessen Ursprung nicht vollständig durch die elementaren Reaktionen beschrieben werden. In diesem Abschnitt soll die Energieabhängigkeit des \mathcal{X} -Beitrags in den gemessenen Ion-Ion Kollisionen näher diskutiert werden, vor allem im Vergleich zur Produktion der neutralen π^0 - und η -Mesonen.

Der elektromagnetische Zerfall der Mesonen π^0 und η in zwei Photonen wurde bei Strahlenergien zwischen $E_{\text{kin}} = 0,8 - 2$ AGeV in C+C und Ar/Ca+Ca Stößen von der TAPS Kollaboration systematisch vermessen [Ave03]. Die inklusiven Multiplizitäten der π^0 - und η -Produktion als Funktion der Energie sind in Abb. 5.9(a) zu sehen (C+C: grün; Ca+Ca: blau). Zu erkennen ist, dass die Anregungsfunktion des η -Mesons steiler als die des π^0 -Mesons verläuft, weil Ersteres näher an der freien Nukleon-Nukleon Produktionsschwelle erzeugt wird. Für den η -Dalitz-Zerfall ($\Gamma_{\gamma ee}/\Gamma_{\text{tot}} = 6 \cdot 10^{-3}$) akzeptiert das HADES Spektrometer im Massenintervall $0,15 < M_{ee} < 0,55$ GeV/ c^2 nur 11,3% aller Zerfälle. Für C+C ist die damit erwartete η -Dalitz Multiplizität um einen Faktor $0,11 \times 6 \cdot 10^{-3} = 6,6 \cdot 10^{-4}$ geringer und ebenfalls in Abb. 5.9(a) mit der schwarzen gestrichelten Linie dargestellt. Voraussetzung für diese Erwartung ist, dass sich das Verzweigungsverhältnis $\Gamma_{\gamma ee}/\Gamma_{\text{tot}}$ im Schwerionenstoß nicht ändert.

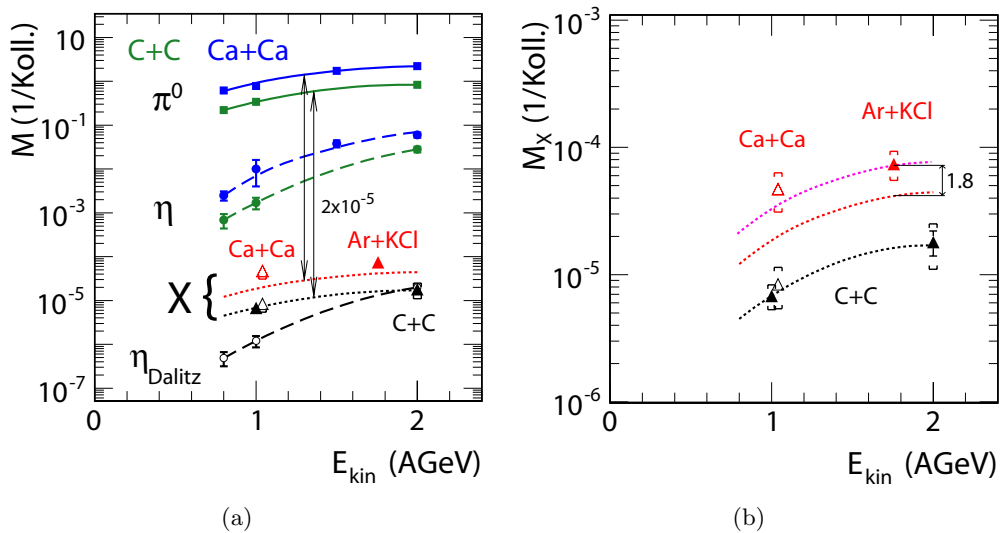


Abbildung 5.9.: Anregungsfunktion der π^0 -, η - und \mathcal{X} -Produktion im Vergleich mit der e^+e^- -Produktion im Massenbereich $0,15 < M_{ee} < 0,55$ GeV/ c^2 in C+C und Ca+Ca/Ar+KCl (für Erklärung s. Text).

Im unteren Teil der Abb. 5.9(a) sind die extrahierten inklusiven Multiplizitäten $M_{\mathcal{X}}$ der e^+e^- -Quelle \mathcal{X} dargestellt. Die schwarzen vollen (offenen) Dreiecke repräsentieren die mit HADES (DLS) in C+C ermittelte Ausbeute $M_{\mathcal{X}}$. Wird die π^0 -Anregungsfunktion mit einem Faktor $2 \cdot 10^{-5}$ skaliert (schwarze gepunktete Linie), so gibt sie im Gegensatz zur Anregungsfunktion des η -Mesons den energieabhängigen Verlauf der Quelle \mathcal{X} sehr gut wieder. Diese Übereinstimmung der Anregungsfunktion deutet darauf hin, dass bei SIS18-Energien Prozesse, die mit der Emission und Absorption von Pionen verknüpft sind, wie z. B. die Produktion und der Zerfall der baryonischen Resonanzen wie $\Delta(1232) P_{33}$ und $N(1440) P_{11}$, eine wichtige Rolle im η -Massenbereich zugeordnet werden kann.

Die roten Dreiecke zeigen die ermittelten Multiplizitäten $M_{\mathcal{X}}$ aus der Messung der Stoßsysteme mit der Masse $A \sim 40$ (offen: DLS Messung Ca+Ca bei $E_{\text{kin}} = 1,04$ AGeV [Por97,Hol09]; voll: HADES Messung Ar+KCl bei $E_{\text{kin}} = 1,76$ AGeV). Alle ermittelten Multiplizitäten $M_{\mathcal{X}}$ sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Die π^0 -Anregungsfunktion für diese Systeme aus der TAPS-Messung Ar/Ca+Ca (blaue Linie) ist mit demselben Faktor ($2 \cdot 10^{-5}$) nach unten skaliert (rote gepunktete Linie). Die Messpunkte liegen um einen Faktor 1,8 deutlich über der roten Linie, wie es in Abb. 5.9(b) verdeutlicht ist. Das bedeutet, dass die \mathcal{X} -Multiplizität mit der Systemgröße nicht wie die π^0 -Multiplizität skaliert und in größeren Stoßsystemen durch nicht-triviale Prozesse dominiert wird. Wird die rote Kurve um diesen Faktor nach oben skaliert (rosarote Linie in Abb. 5.9(b)), liegen beide Datenpunkte innerhalb der Unsicherheiten auf dieser Kurve. Insgesamt liegt die rosarote Linie um einen Faktor 5,4 oberhalb der schwarzen.

Zusammenfassend ergibt sich, dass die e^+e^- -Produktion aus der unbekanntenen Quelle \mathcal{X} eine der π^0 -Produktion ähnliche Energieabhängigkeit für beide untersuchten C+C und Ca+Ca/Ar+KCl Stoßsysteme aufweist. Dies deutet auf ähnliche Prozesse hin, die in beiden Kollisionssystemen zur e^+e^- -Produktion beitragen. Jedoch unterscheidet sich das gemessene Signal in der Stärke in beiden Stoßsystemen deutlich voneinander. Während im leichten C+C Stoßsystem ($A_{\text{Sys}} = 24$) elementare Nukleon-Nukleon Stöße ausreichend sind, um die Dielektronspektren zu beschreiben (vgl. Abschnitt 5.2.3), tragen im deutlich schwereren Ar+KCl Stoßsystem ($A_{\text{Sys}} = 77$) zusätzliche (nicht-triviale) Prozesse zur e^+e^- -Produktion bei, die im nuklearen Medium stattfinden.

Das System Ar+KCl ist jedoch noch zu klein, um über eine stoßparameterabhängige Analyse die Größe des effektiven Produktionsvolumen zu variieren und ggf. dichteab-

Experiment	$E_{\text{kin}}(\text{AGeV})$	\mathcal{F}	$M_{\mathcal{X}} (10^{-6})$
C+C/HADES	1,0	$6,8 \pm 0,6 \pm 1,3 \pm 2,0$	$6,8 \pm 0,7 \pm 1,5 \pm 0,3$
C+C/HADES	2,0	$1,9 \pm 0,2 \pm 0,3 \pm 0,3$	$18 \pm 4 \pm 7 \pm 4$
C+C/DLS	1,04	$6,5 \pm 0,5 \pm 2,1 \pm 1,9$	$8,4 \pm 0,7 \pm 3,0 \pm 0,3$
Ca+Ca/DLS	1,04	$8,7 \pm 0,6 \pm 2,7 \pm 1,7$	$49 \pm 4 \pm 16 \pm 8$
Ar+KCl/HADES	1,76	$3,4 \pm 0,2 \pm 0,6 \pm 0,9$	$74 \pm 5 \pm 19 \pm 8$

Tabelle 5.4.: Für C+C und Ar+KCl ermittelte Faktoren \mathcal{F} (5.2) und die inklusiven Multiplizitäten $M_{\mathcal{X}}$ der Dielektronstärke im η -Massenbereich als Funktion der Strahlenergie (E_{kin}). Die angegebenen Unsicherheiten sind statistische (1), systematische (2) und infolge der η -Multiplizität (3).

hängige Effekte zu erkennen. Eine erste diesbezügliche Analyse ergab auch wegen der zu geringen Statistik keine signifikanten Hinweise.

5.3. Vergleich mit UrQMD Transportrechnung

Um den Einfluss der Schwerionendynamik zu untersuchen, werden die Daten im Folgenden einer Transportrechnung gegenübergestellt. Im Gegensatz zu PLUTO wird die Hadronproduktion und deren Dynamik während der gesamten Dauer der Schwerionenkollision simuliert. Damit verbundene e^+e^- -Emission erfolgt deswegen aus verschiedenen Entwicklungsphasen des Stoßes und nicht wie in PLUTO nur aus der sog. Freeze-out Phase.

Für die folgende Diskussion werden die Ergebnisse einer aktuellen Transportrechnung [Sch09a] UrQMD v2.3 [Pet08] verwendet und den experimentellen Daten gegenübergestellt. Zusätzlich wird auf die Unterschiede zum einfachen e^+e^- -Cocktailgenerator PLUTO eingegangen. Das in der UrQMD Simulation für den vollen Raumwinkel angegebene e^+e^- -Signal wurde mit dem HADES Akzeptanzfilter auf die Akzeptanz des Spektrometers reduziert und auf die Anzahl der produzierten Pionen normiert.

5.3.1. Invariante Massenverteilung

Die Beschreibung der gemessenen Massenverteilung wird mit den UrQMD Cocktailquellen (s. Abb. 5.10) bis zur Masse $M_{ee} = 0,5 \text{ GeV}/c^2$ gegenüber dem PLUTO Cocktail deutlich verbessert. Diese Verbesserung ist hauptsächlich der Δ -Komponente zuzuschreiben, die in UrQMD die Massen $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$ dominiert. Die spektrale Form weist einen kontinuierlichen exponentiellen Abfall auf. Jedoch ist eine Abweichung zwischen den Messdaten und der Summe der Cocktailquellen zu vermerken. Die Daten deuten eher einen „ η -ähnlichen“ spektralen Verlauf an, was durch eine sichtbare Schulter um $M_{ee} \approx 0,5 \text{ GeV}/c^2$ unterstützt wird. Das Verschwinden dieser Schulter im UrQMD-Cocktail ist i. W. durch die gegenüber der PLUTO Simulation deutlich härteren Δ -Dalitz Spektralfunktion verursacht. Außerdem beginnen bei dieser invarianten Masse die Beiträge der Vektormesonen ρ/ω zu dominieren.

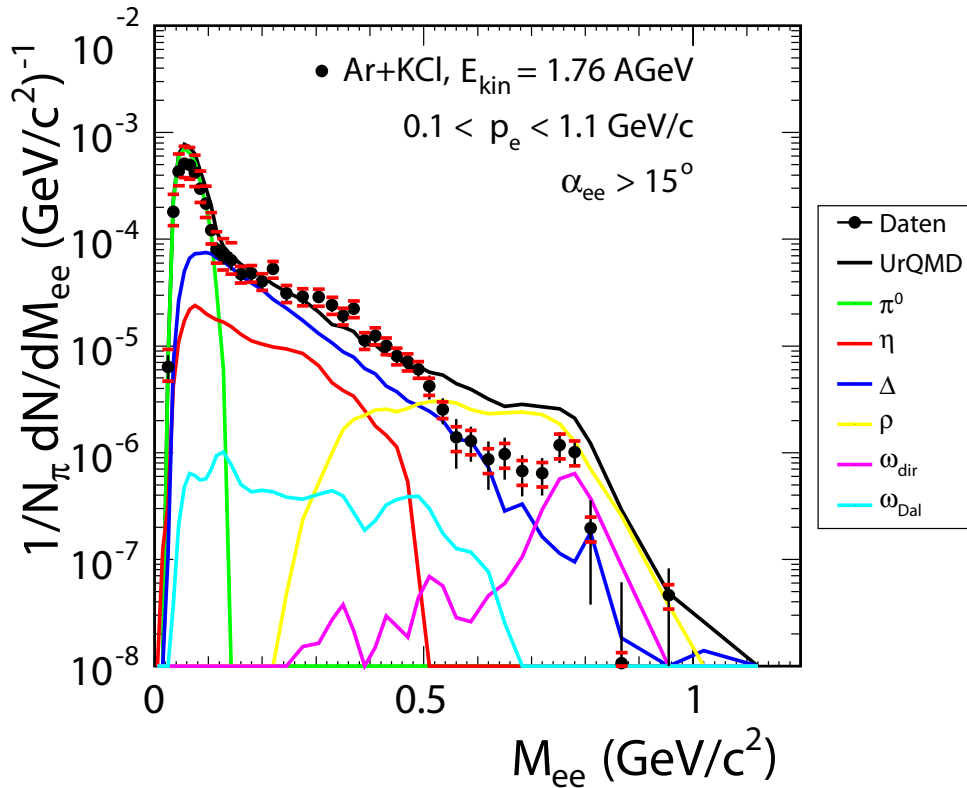


Abbildung 5.10.: Vergleich des mit der HADES-Akzeptanz gefilterten UrQMD Massenspektrums mit den Messergebnissen.

In der Beschreibung der Massen für $M_{ee} > 0,5 \text{ GeV}/c^2$ sind die deutlichen Abweichungen nicht mit den angegebenen experimentellen Unsicherheiten verträglich. UrQMD schlägt in diesem Massenbereich einen dominanten ρ -Beitrag vor, der die Messdaten deutlich überschätzt. Der in der Simulation verwendete ρ -Produktionswirkungsquerschnitt ist sogar so hoch, dass die im Experiment beobachtete Struktur, die einen deutlichen Peak bei der ω -Polmasse zeigt und dem $\omega \rightarrow e^+e^-$ Zerfall zugeordnet werden kann, in der Summe der Cocktailquellen verschwindet. Dabei muss beachtet werden, dass die Produktionsmechanismen und Produktionsraten der ρ/ω Vektormesonen in den Schwerionenreaktionen unterhalb der freien Nukleon-Nukleon Produktionsschwelle zz. unbekannt sind.

Die spektrale Form der Vektormesonen wird in den Simulationen durch das VECTOR MESON DOMINANCE (VMD) Modell beschrieben. In diesem Modell wird der direkte Zerfall der Vektormesonen $\rho, \omega, \phi \rightarrow l^+l^-$ durch deren Kopplung an ein virtuelles Photon beschrieben $V \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^-$. Dabei ergibt sich für die partielle Zerfallsbreite [Li96]

$$\Gamma_{V \rightarrow \gamma^* \rightarrow ll}(M) \propto \frac{m_V^4}{M^3} \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{M^2}} \left(1 + \frac{2m_l^2}{M^2}\right), \quad (5.10)$$

wobei m_l die Leptonenmasse, m_V die Masse des Vektormesons und M die invariante Masse des Dileptons ist. Die Abhängigkeit der Zerfallsbreite von $1/M^3$ folgt aus dem VMD-Modell und entspricht dem über den Phasenraum integrierten Propagator des virtuellen Photons. Dieser Faktor erklärt die spektrale Verteilung der Vektormesonen bei kleinen invarianten Massen (vgl. Abb. 5.1 und Abb. 5.10).

In UrQMD wird die Mesonproduktion anhand energieabhängiger Wirkungsquerschnitte simuliert, wobei nicht nur primäre Nukleon-Nukleon Kollisionen sondern auch darauf folgende mehrstufige Prozesse zur Mesonproduktion beitragen [Bas98, Ble99]. In manchen Fällen wird der Verlauf der inklusiven bzw. exklusiven Wirkungsquerschnitte jedoch an nur wenige verfügbare Datenpunkte angepasst (für σ_ρ vgl. z. B. [Tei97]). In einer neueren exklusiven Messung der Reaktion $pp \rightarrow pp\rho$ wurde ein deutlich niedrigerer Wirkungsquerschnitt ($\sigma_\rho = 23,4 \text{ } \mu\text{b}$) ermittelt [Bal02] als der zz. in UrQMD verwendete ($\sigma_\rho \approx 100 \text{ } \mu\text{b}$). Die deutliche Reduzierung wird auch in den vorliegenden Ar+KCl Daten bestätigt, vgl. Abb. 5.10.

5.3.2. Kinematische Verteilungen

Die Gegenüberstellung der gemessenen p_{\perp} - (links) und y -Verteilungen (rechts) und des UrQMD-Cocktails, dargestellt in Abb. 5.11, ist ähnlich wie in Abschnitt 5.1.2 in drei Massenintervalle unterteilt. Die unterschiedliche spektrale Form der Δ -Resonanz in PLUTO und UrQMD beeinflusst auch die Transversalimpulsverteilungen.

Bereits im π^0 -Massenbereich ab moderaten $p_{\perp} > 0,45 \text{ GeV}/c^2$ dominiert der Δ -Dalitz Zerfall die p_{\perp} -Verteilung der e^+e^- -Paare. Der η -Massenbereich ist ebenfalls überwiegend durch den Zerfall der Δ -Resonanz über den gesamten p_{\perp} -Bereich dominiert. Jedoch werden die Messdaten weder in der Form noch in der Ausbeute von den Cocktailkomponenten beschrieben. Insgesamt fällt das Cocktailspektrum in dem η -Massenbereich „härter“ als das gemessene aus. Dies deutet darauf hin, dass die in UrQMD verwendete Δ -Dalitz Spektralfunktion zu viele hochenergetische Anteile hat. Im ρ/ω -Massenbereich ist die Form der p_{\perp} -Verteilung vom UrQMD-Cocktail vergleichbar gut wie vom PLUTO-Cocktail innerhalb der großen Unsicherheiten beschrieben.

Der Vergleich der Rapidityverteilungen zeigt in allen Fällen eine gute Übereinstimmung in der Form zwischen den experimentellen Daten und dem UrQMD-Cocktail. Im Massenbereich $M_{ee} < 0,55 \text{ GeV}/c^2$, der von den Dalitz-Zerfällen dominiert ist, gilt die Übereinstimmung auch für die Ausbeute. Hier ist der Mittelwert der Verteilung von der Schwerpunktsrapidity $y_{CM} = 0,86$ leicht zu den Projektilrapiditäten verschoben (die Daten sind nur in der HADES Akzeptanz präsentiert).

In dem Massenbereich $M_{ee} > 0,55 \text{ GeV}/c^2$ schlägt UrQMD einen dominanten Beitrag vom direkten Zerfall des ρ -Mesons vor, dessen Rapidityverteilung um die Schwerpunktsrapidity $y_{CM} = 0,86$ zentriert ist. Allerdings ist in diesem Massenbereich auch noch ein Beitrag von der Δ -Resonanz sichtbar. Der Mittelwert der Rapidityverteilung von e^+e^- -Paaren aus dem Δ -Zerfall ist wie bei den kleineren Massen leicht zu der Projektilrapidity verschoben ($\bar{y}(\Delta) = 0,90$). Daher ist zu vermuten, dass hier der Δ -Dalitz Zerfall zwar noch beiträgt, aber mit voraussichtlich geringerem Gewicht.

5.4. Offene Fragen

Der Produktionsmechanismus und die Zusammensetzung der e^+e^- -Quellen mit invarianten Massen oberhalb der Pionmasse ist bei SIS18-Energien bis heute ungenügend

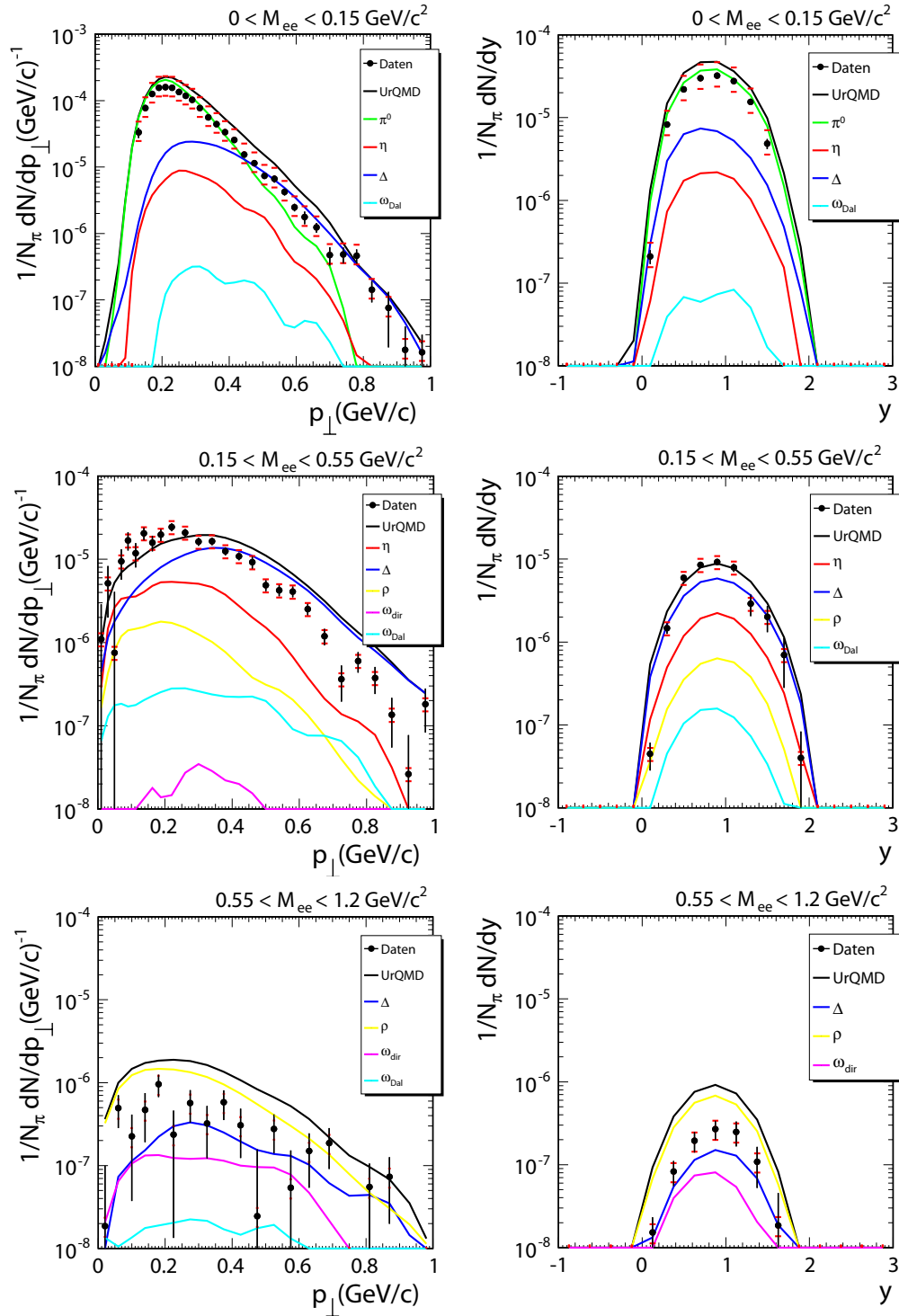


Abbildung 5.11.: Vergleich der experimentellen Transversalimpuls- (links) und Rapiditätsverteilungen (rechts) mit dem UrQMD-Cocktail für drei verschiedene Massenbereiche.

bekannt. Zu diesem Zweck wurden von der HADES Kollaboration zwei Experimente zur Untersuchung der e^+e^- -Produktion unterhalb der η -Produktionsschwelle in elementaren Nukleon-Nukleon Stößen durchgeführt. Der aus diesen Messungen gebildete experimentelle Cocktail konnte die Messergebnisse des C+C Experiments verifizieren. Die Ar+KCl e^+e^- -Daten können dagegen nicht mit reiner Überlagerung der Quellen aus elementaren Reaktionen beschrieben werden.

Auch die theoretische Beschreibung des in p+p und n+p Stößen bei $E_{\text{kin}} = 1,25$ GeV gemessenen e^+e^- -Signals ist gegenwärtig noch offen. Die Dalitz Zerfälle des Pions $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma^* \rightarrow \gamma e^+e^-$ und der Δ -Resonanz $\Delta \rightarrow N\gamma^* \rightarrow Ne^+e^-$ stellen die dominanten Beiträge dar. Dabei hängt die Δ -Produktion mit der gemessenen Pionproduktion zusammen (Δ -Zerfall ist die dominante Pionquelle bei SIS18-Energien [Met93]). Die spektrale Form des Δ -Dalitz Zerfalls ist bislang jedoch nicht bekannt. Für ihre Beschreibung gibt es i. W. zwei Möglichkeiten. Einerseits kann man für die beitragenden Formfaktoren annehmen, dass sie denen des reellen Photons entsprechen, d. h. $G_M(q^2) = G_M(0)$, $G_E(q^2) = G_E(0)$. Diese sind aus $\gamma N \rightarrow \Delta \rightarrow N\pi$ experimentell bekannt ($G_M(0) = 3$, $G_E(0) = 0,04$) [Pas07], stellen für das im Dalitz Zerfall auftretende virtuelle Photon bei $q^2 \neq 0$ allerdings nur eine Näherung dar.

Als zweite Möglichkeit bietet sich die Verwendung von Modellen wie z. B. des VECTOR MESON DOMINANCE (VMD) Modells an, in denen das virtuelle Photon durch ein Vektormeson wie z. B. das ρ -Meson dargestellt wird [WI05].

Die Ergebnisse von PLUTO Simulationen mit den verschiedenen Formfaktoren sind in Abb. 5.12 den experimentellen Daten gegenübergestellt. Während der spektrale Verlauf für die p+p Reaktion zwar qualitativ aber nicht quantitativ beschrieben werden kann, versagen jedoch beide Ansätze für die quasi-freie n+p Reaktion. Auch die Vorhersage von neuen Rechnungen auf der Basis des ONE BOSON EXCHANGE (OBE) Modells [KK06] beschreibt keinen der beiden Datensätze. In diesem Modell wird zusätzlich zum Δ -Dalitz Zerfall auch die Nukleon-Nukleon Bremsstrahlung (in n+p ist deren Beitrag vergleichbar groß zur Δ -Dalitz Komponente, in p+p ist sie vernachlässigbar) eingeschlossen. Dabei werden die Amplituden relevanter Prozesse kohärent aufsummiert. Die e^+e^- -Paarerzeugung in elementaren Nukleon-Nukleon Reaktionen ist auch Gegenstand einer aktuellen Publikation der HADES Kollaboration [Aga09d].

Eine weitere offene Frage stellt die Vektormesonproduktion dar. Der direkte ω -Zerfall $\omega \rightarrow e^+e^-$ konnte in den Ar+KCl Daten zum ersten Mal bei diesen Energien

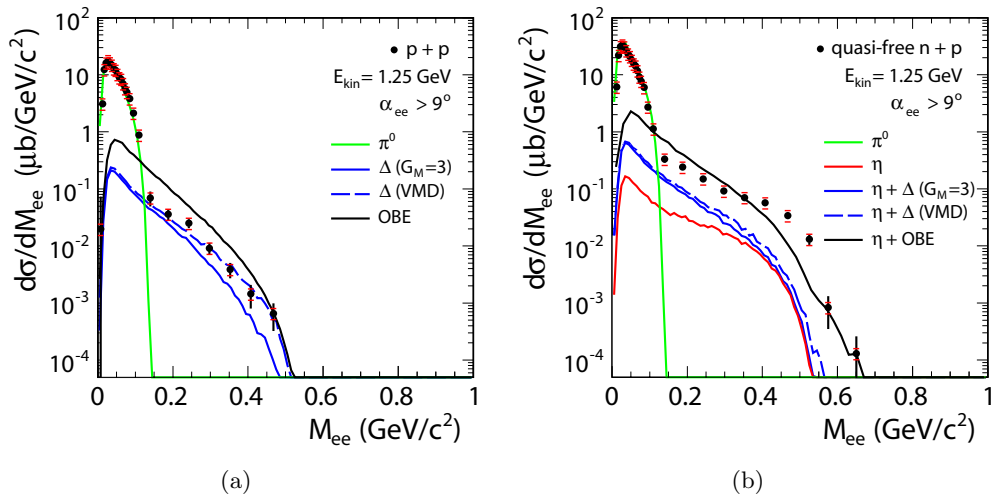


Abbildung 5.12.: Invariante Massenverteilung von e^+e^- -Paaren in p+p (a) und quasi freien n+p (b) Stößen bei $E_{\text{kin}} = 1,25$ GeV. Zusammen mit den Messdaten sind die beitragenden Komponenten aus dem PLUTO Cocktail mit zwei Formfaktoren für den Δ -Dalitz Zerfall dargestellt. Das Ergebnis der vollen OBE Rechnung ist ebenfalls angegeben.

eindeutig identifiziert werden. Jedoch ist es zz. noch nicht möglich, die ω -Multiplizität aus den Messdaten genau zu extrahieren. Der Grund liegt in der Ungewissheit der Zusammensetzung der e^+e^- -Quellen unter dem ω -Peak. Zum Einen ist der Δ - und/oder Bremsstrahlungsbeitrag, der laut UrQMD eine exponentiell abfallende spektrale Form hat, in seiner Stärke noch ungeklärt (s. Abschnitt 5.3). Diese Frage könnte mit einer konsistenten Beschreibung der elementaren Reaktionen gelöst werden. Zum Anderen existieren für den Beitrag der ρ -Produktion nur wenige Messdaten. Der anhand publizierter Daten extrapolierte energieabhängige ρ -Wirkungsquerschnitt, der in den gängigen Transportrechnungen verwendet wird, ist eindeutig zu hoch (vgl. Abb. 5.10). Dies wird auch in einer aktuellen Messung der $pp \rightarrow pp\rho \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ Reaktion bestätigt, die von der DISTO Kollaboration durchgeführt wurde [Bal02].

Abhängig von der Stärke der anderen e^+e^- -Quellen ergibt sich für die abgeschätzte ω -Ausbeute

$$N(\omega)/N(\pi^0) \approx (4,5 \pm 2,5((stat)) \pm 2(sys)) \cdot 10^{-8}. \quad (5.11)$$

Ein weiteres Thema ist die Frage der Eigenschaften der Vektormesonen im nuklearen Medium. Aufgrund der geringen Messstatistik der Ar+KCl Daten im ρ/ω -Massenbereich konnte auf diese Fragestellung jedoch noch nicht eingegangen werden.

Insgesamt ergibt sich, dass die vorliegenden Daten zur e^+e^- -Paarproduktion in mittelschweren Stoßsystemen noch nicht konsistent und befriedigend beschrieben werden können, weder in ihrer spektralen Form noch in den relativen Häufigkeiten der beitragenden Quellen. Weitere systematischen Messungen auch mit schwereren Reaktionssystemen sind daher notwendig.

Kapitel 6.

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit berichtet über die Messung der inklusiven Dielektronproduktion im Schwerionenstoßsystem Ar+KCl bei $E_{\text{kin}} = 1,76$ AGeV. Dabei handelt es sich um das schwerste Kollisionssystem, das mit dem HADES Spektrometer bis jetzt vermessen wurde. Insgesamt wurden $2,2 \cdot 10^9$ Ereignisse untersucht. Die gegenüber C+C deutlich erhöhte Teilchenmultiplizität brachte neue Herausforderungen für die Datenanalyse mit sich. Die verwendeten Algorithmen zur Analyse der e^+e^- -Paare wurden weiterentwickelt und auf ihre Effizienz und systematischen Fehler überprüft. Die Produktionsrate und die Verteilungen der Paareigenschaften wurden sowohl einem thermischen e^+e^- -Cocktail als auch Vorhersagen einer Transportrechnung gegenübergestellt. Zusätzlich wurden die Ar+KCl Messergebnisse mit den Resultaten der von HADES durchgeführten Messungen mit leichten Stoßsystemen verglichen.

Für die e^+e^- -Analyse wurde ein neuer Algorithmus zur Spurauswahl angewendet, der die Anzahl der sog. „Geisterspuren“ und somit auch den kombinatorischen Untergrund reduziert. Für die e^+/e^- -Identifikation wurde der wahrscheinlichkeitsbedingte Algorithmus nach dem Satz von Bayes verwendet. Weiterhin wurde eine neue Methode zur Untergrundreduktion durch Identifikation der Konversionselektronen anhand des Signals im RICH-Detektor untersucht. Eine Verbesserung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses um 30% konnte auf Kosten einer Signalreduktion um 43% erreicht werden. Zur Berechnung der Nachweiseffizienzen der e^+/e^- -Spuren wurde die Einbettung simulierter Spuren in die Umgebung eines experimentellen Ereignisses realisiert. Damit wurde eine realistische Beschreibung des hadronischen Untergrundes bei der Effizienzbestimmung erreicht. In diesem Zusammenhang wurden auch die e^+/e^- -Signale des RICH-Detektors untersucht, so dass eine deutlich verbesserte Beschreibung der Ringobservablen in der Simulation erreicht werden konnte.

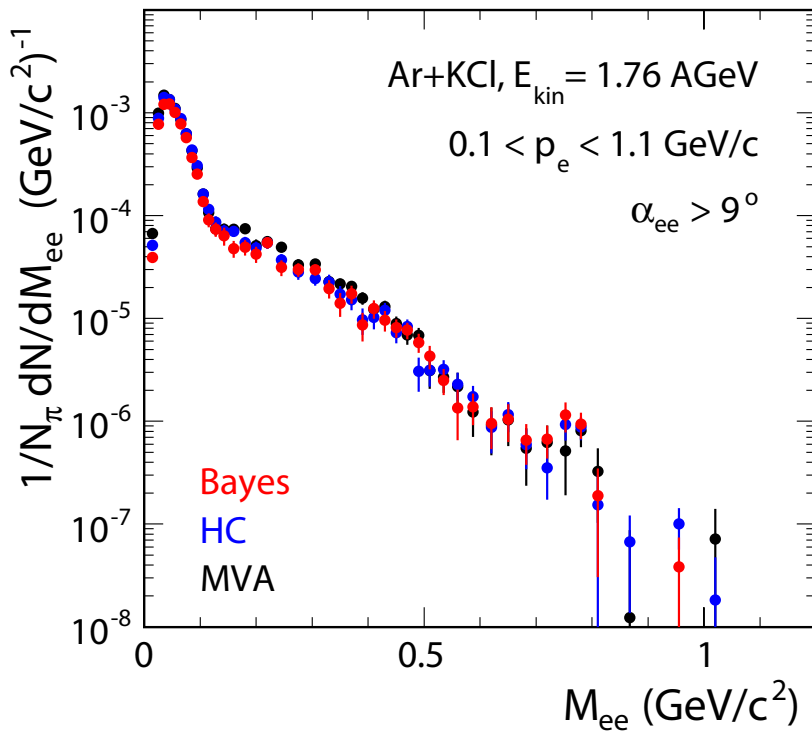


Abbildung 6.1.: Vergleich der im Experiment rekonstruierten invarianten Massenverteilungen. Für die e^+/e^- -Identifikation wurde das Bayes'sche, HC und MVA Verfahren verwendet.

Unabhängig von der vorliegenden Arbeit wurden Analysen mit Verwendung des Algorithmus der scharfen Schnitte (HC) [Kří08] und der multivariaten Analyse (MVA) [Lan08] zur e^+/e^- -Identifikation durchgeführt. Alle drei Analysen ergeben nach der Anwendung des gleichen Öffnungswinkelschnittes $\alpha_{ee} > 9^\circ$ und der jeweiligen Effizienzkorrektur konsistente Ergebnisse. Sie sind am Beispiel der invarianten Massenverteilung in Abb. 6.1 präsentiert. In diesem Sinne können die experimentellen Ergebnisse als robust betrachtet werden.

Die Ergebnisse der Elektronpaaranalyse wurden in Form von invarianten Massen-, Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilungen präsentiert. Insgesamt wurden $N_{ee} = 32545 \pm 385$ Signalaare mit einem Öffnungswinkel $\alpha_{ee} > 15^\circ$ und Impulsen der Einzelspuren im Intervall von $0,1 < p_e < 1,1 \text{ GeV}/c^2$ identifiziert. Davon beträgt der Anteil im mittleren Massenbereich $0,15 < M_{ee} < 0,55 \text{ GeV}/c^2$ $N_{ee}(\eta) = 7402 \pm 222$ und für $M_{ee} > 0,55 \text{ GeV}/c^2$ $N_{ee}(\rho/\omega) = 253 \pm 25$ identifizierte Paare. Zum ersten Mal konnte bei

SIS18-Energien ein Signal für den direkten ω -Zerfall bei einem Signal-zu-Untergrund Verhältnis $S/B \sim 1$ beobachtet werden. Jedoch ist die Extraktion der ω -Multiplizität noch mit großen Unsicherheiten verbunden.

Die gemessenen e^+e^- -Verteilungen wurden einem Cocktail hadronischer Quellen aus dem PLUTO Ereignisgenerator und aus einer UrQMD Transportrechnung gegenübergestellt. Die beiden Simulationsdatensätze unterscheiden sich in der spektralen Form mancher Quellen deutlich voneinander, jedoch werden die Daten durch keine der beiden Simulationen zufriedenstellend beschrieben. Die Unterschiede liegen hauptsächlich in der Simulation der Δ -Produktion und den verwendeten ρ/ω Wirkungsquerschnitten. Einen wichtigen Beitrag zur Klärung beider Fragen wird die Untersuchung der Dielektronproduktion in elementaren Reaktionen unterhalb der η -Schwelle (Δ -Resonanz und Bremsstrahlung) und bei $E_{\text{kin}} = 3,5$ GeV (Vektormesonproduktion) liefern, die gegenwärtig von der HADES Kollaboration durchgeführt werden.

Im Weiteren wurde die e^+e^- -Produktion im mittleren η -Massenbereich näher untersucht. Im Vergleich der Messdaten mit einem PLUTO Cocktail, zu dem nur die bekannten Quellen π^0 - und η -Dalitz Zerfall beitragen, zeigt sich, dass die Stärke der gemessenen e^+e^- -Paare um einen Faktor

$$\mathcal{F} = 3,4 \pm 0,2(\text{stat}) \pm 0,6(\text{sys}) \pm 0,9(\eta) \quad (6.1)$$

unterschätzt wird. Mit den Messergebnissen aus der Reaktion Ca+Ca bei $E_{\text{kin}} = 1,04$ AGeV der DLS Kollaboration wurde die Anregungsfunktion der unbekanntenen Quelle \mathcal{X} in diesem mittelschweren Stoßsystem um $A \sim 40$ untersucht. Die Produktion dieser Quelle \mathcal{X} folgt eher der Anregungsfunktion für Pionen und weniger der für η -Mesonen. Dies deutet darauf hin, dass beide Prozesse miteinander über die Δ -Produktion gekoppelt sein könnten. Diese Beobachtung entspricht den Ergebnissen der e^+e^- -Produktion in C+C Kollisionen. Jedoch skaliert die Stärke des \mathcal{X} -Signals mit der Anzahl der an der Reaktion beteiligten Nukleonen A_{part} um einen Faktor 1,8 stärker als die π^0 -Produktion. Das ist ein eindeutiger Hinweis auf den Beitrag weiterer, nicht-trivialer Prozesse, die in Ar+KCl Stößen erzeugt und durch Baryonen dominierten Medium stattfinden.

Zur Beschreibung der e^+e^- -Produktion in Schwerionenstößen ist ein gutes Verständnis der elementaren Prozesse bei verschiedenen Strahlenergien von größter Bedeutung. Während die früheren Daten der C+C Reaktion gut durch die gewichtete Summe der

Paarproduktion aus p+p und n+p Kollisionen beschrieben werden können, gilt dies nicht für das System Ar+KCl. Der beobachtete Überschuss kann als Signatur für Mediumeffekte gedeutet werden. Es ist jedoch zu beachten, dass die beteiligten Prozesse in elementaren n+p Reaktionen noch weitgehend unverstanden sind.

Zur Untersuchung der Vektormesonproduktion in durch Baryonen dominierter Materie wurden von der HADES Kollaboration zwei Experimente, p+p (2007) und p+Nb (2008) bei $E_{\text{kin}} = 3,5$ GeV, durchgeführt. Die Analyse der Daten ist noch nicht abgeschlossen [Tar09]. Systematische Untersuchungen der elementaren Reaktionen können einen wesentlichen Beitrag zur Identifizierung der einzelnen Komponenten des hadronischen Cocktails in einer Schwerionenreaktion liefern.

Die HADES Kollaboration wird ihr Messprogramm mit pioninduzierten und A+A Reaktionen weiter fortsetzen. Um die Experimente mit deutlich schwereren Stoßsystemen durchführen zu können, wird das Spektrometer gegenwärtig aufgerüstet. Der unter kleinen Polarwinkeln installierte TOFINO-Detektor wird durch einen hochauflösenden RPC-Detektor [Bel09] ersetzt, der eine wesentlich größere Granularität besitzt. Zusätzlich wird ein Upgrade der Ausleseelektronik durchgeführt, um die zu erwartenden größeren Datenmengen schneller und ratenfester zu verarbeiten.

Für die weitere Zukunft ist der Einsatz eines elektromagnetischen Kalorimeters zum Nachweis hochenergetischer Photonen unter kleinen Polarwinkeln geplant. Dadurch wird es ermöglicht, zum ersten Mal in einem Experiment auch das $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ und damit das komplette Isospintriplett der Pionen zu messen, die *zz.* zur Normierung der Dielektrondaten einer Schwerionenreaktion dienen. Des Weiteren können auch Zerfälle wie z. B. $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ oder $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$ unabhängig gemessen werden und mit der Kenntnis der gesamten Produktionsrate ebenfalls zur Normierung verwendet werden. Dies würde dann ermöglichen, selektivere Triggerbedingungen zu verwenden, die das Signal bei höheren invarianten Massen anreichern würden. Und nicht zuletzt auch direkte Photonen aus der frühen radiativen Phase der Schwerionenkollision können gemessen werden, was das Bild einer Schwerionenkollision vervollständigen würde.

In der weiteren Zukunft ist geplant, das HADES Spektrometer an der neuen Beschleunigeranlage FAIR zu installieren [Frö09b], um so Messungen bei Strahlenergien von bis zu $E_{\text{kin}} = 8$ AGeV durchzuführen. Damit wird ein fließender Übergang zu dem vom COMPRESSED BARYONIC MATTER (CBM) Experiment untersuchten Energiebereich von $E_{\text{kin}} = 10 - 40$ AGeV gewährleistet.

Anhang A.

Massenverteilung rekonstruierter e^+e^- -Paare

Tabelle A.1 gibt für jedes Intervall des Massenspektrums dargestellt in Abb. 4.4 die Anzahl der im Experiment rekonstruierten und Untergrund bereinigten e^+e^- -Paare N_{ee} nach allen Schnitten diskutiert in Kapitel 3 an. Die Daten sind nicht effizienzkorrigiert. Zusätzlich sind für jedes Massenintervall die statistischen σ_{stat} und systematischen σ_{sys} Unsicherheiten angegeben.

M_{ee} (GeV/ c^2)	N_{ee}	σ_{stat}	$\sigma_{\text{stat}}(\%)$	$\sigma_{\text{sys}}(\%)$
0 – 0,01	0	± 0	$\pm 0,0$	$^{+46\%}_{-26\%}$
0,01 – 0,02	0	± 0	$\pm 0,0$	$^{+46\%}_{-26\%}$
0,02 – 0,03	46	± 7	$\pm 16,0$	$^{+46\%}_{-26\%}$
0,03 – 0,04	1583	± 42	$\pm 2,7$	$^{+46\%}_{-26\%}$
0,04 – 0,05	3690	± 66	$\pm 1,8$	$^{+46\%}_{-26\%}$
0,05 – 0,06	4326	± 73	$\pm 1,7$	$^{+46\%}_{-26\%}$
0,06 – 0,07	4175	± 76	$\pm 1,8$	$^{+46\%}_{-26\%}$
0,07 – 0,08	3532	± 72	$\pm 2,1$	$^{+46\%}_{-26\%}$
0,08 – 0,09	2547	± 68	$\pm 2,7$	$^{+46\%}_{-26\%}$
0,09 – 0,10	1755	± 65	$\pm 3,7$	$^{+46\%}_{-26\%}$
0,10 – 0,11	1080	± 62	$\pm 5,7$	$^{+46\%}_{-26\%}$

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung von der vorherigen Seite

M_{ee} (GeV/ c^2)	N_{ee}	σ_{stat}	σ_{stat} (%)	σ_{sys} (%)
0,11 – 0,12	665	± 60	$\pm 9,1$	$^{+46}_{-26}\%$
0,12 – 0,135	755	± 70	$\pm 9,2$	$^{+46}_{-26}\%$
0,135 – 0,15	736	± 66	$\pm 9,0$	$^{+46}_{-26}\%$
0,15 – 0,17	933	± 76	$\pm 8,2$	± 18
0,17 – 0,19	866	± 77	$\pm 8,9$	± 18
0,19 – 0,21	621	± 76	$\pm 12,3$	± 18
0,21 – 0,23	719	± 74	$\pm 10,3$	± 18
0,23 – 0,26	842	± 86	$\pm 10,2$	± 18
0,26 – 0,29	649	± 76	$\pm 11,8$	± 18
0,29 – 0,32	624	± 68	$\pm 10,9$	± 18
0,32 – 0,34	372	± 45	$\pm 12,0$	± 18
0,34 – 0,36	341	± 40	$\pm 11,6$	± 18
0,36 – 0,38	364	± 36	$\pm 9,8$	± 18
0,38 – 0,40	196	± 30	$\pm 15,3$	± 18
0,40 – 0,42	185	± 27	$\pm 14,4$	± 18
0,42 – 0,44	162	± 24	$\pm 14,7$	± 18
0,44 – 0,46	136	± 21	$\pm 15,5$	± 18
0,46 – 0,48	130	± 19	$\pm 14,7$	± 18
0,48 – 0,50	103	± 17	$\pm 16,5$	± 18
0,50 – 0,52	77	± 15	$\pm 19,3$	± 18
0,52 – 0,55	83	± 16	$\pm 18,8$	± 18
0,55 – 0,57	41	± 11	$\pm 26,7$	± 26
0,57 – 0,605	57	± 13	$\pm 22,2$	± 26
0,605 – 0,635	28	± 9	$\pm 32,5$	± 26

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung von der vorherigen Seite

M_{ee} (GeV/ c^2)	N_{ee}	σ_{stat}	σ_{stat} (%)	σ_{sys} (%)
0,635 – 0,665	23	± 8	$\pm 34,0$	± 26
0,665 – 0,70	24	± 7	$\pm 31,6$	± 26
0,70 – 0,74	24	± 7	$\pm 28,7$	± 26
0,74 – 0,765	20	± 5	$\pm 27,1$	± 26
0,765 – 0,795	24	± 6	$\pm 23,9$	± 26
0,795 – 0,825	5	± 3	$\pm 72,1$	± 26
0,825 – 0,91	2	± 3	$\pm 189,5$	± 26
0,91 – 1,00	5	± 3	$\pm 60,4$	± 26
1,00 – 1,04	0	± 0	$\pm 0,0$	± 26
1,04 – 1,20	0	± 0	$\pm 0,0$	± 26

Tabelle A.1.: Anzahl der im Experiment rekonstruierten e^+e^- -Paare N_{ee} als Funktion der invarianten Masse M_{ee} nach allen Schnitten und dem Untergrundabzug. Für jedes Massenintervall sind zusätzlich die statistischen σ_{stat} und systematischen σ_{sys} Unsicherheiten angegeben.

Literaturverzeichnis

- [Ada08] D. Adamová et al. (CERES Collaboration), *Modification of the ρ meson detected by low-mass electron-positron pairs in central Pb+Au collisions at 158 AGeV*, Phys. Lett. **B 666**, 425–429 (2008).
- [Aga07] G. Agakishiev et al. (HADES Collaboration), *Dielectron Production in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Collisions at 2 AGeV with the HADES Spectrometer*, Phys. Rev. Lett. **98**, 052302 (2007).
- [Aga08] G. Agakishiev et al. (HADES Collaboration), *Study of dielectron production in C+C collisions at 1 AGeV*, Phys. Lett. **B 663**, 43–48 (2008), arXiv:0711.4281 [nucl-ex].
- [Aga09a] G. Agakishiev et al. (HADES Collaboration), *The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES*, EPJ **A 41**, 243–277 (2009), arXiv:0902.3478 [nucl-ex].
- [Aga09b] G. Agakishiev et al. (HADES Collaboration), *Phi decay: a relevant source for K- production at SIS energies?*, Phys. Rev. **C 80**, 025209 (2009), arXiv:0902.3487 [nucl-ex].
- [Aga09c] G. Agakishiev et al., *Deep Subthreshold Ξ^- Production in Ar+KCl Reactions at 1.76A GeV*, Phys. Rev. Lett. **103**, 132301 (2009).
- [Aga09d] G. Agakishiev et al., *Origin of the low-mass electron pair excess in light nucleus-nucleus collisions*, sub. to PRL (2009), arXiv:0910.5875 [nucl-ex].
- [Aic91] J. Aichelin, *Quantum molecular dynamics – a dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions*, Phys. Rep. **202**, 233–360 (1991).
- [Arn09] R. Arnaldi et al. (NA60 Collaboration), *NA60 results on thermal dimu-*

- ons, EPJ **C 61** 711–720 (2009).
- [Ave03] R. Averbeck et al., *Neutral pions and η mesons as probes of the hadronic fireball in nucleus-nucleus collisions around 1A GeV*, Phys. Rev. **C 67**, 024903 (2003).
- [Bal02] F. Balestra et al., *ρ Meson Production in the $pp \rightarrow pp\pi + \pi^-$ Reaction at 3.67GeV/c*, Phys. Rev. Lett. **89**, 092001 (2002).
- [Bas98] S.A. Bass et al., *Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions*, Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 255–369 (1998), nucl-th/9803035.
- [Bel09] D. Belver et al. (HADES Collaboration), *The HADES RPC inner TOF wall*, NIM **A 602**, 687–690 (2009).
- [Bie04] J. Bielčık, *Dilepton spectroscopy with HADES*, PhD thesis, Technische Universität Darmstadt, 2004.
- [Ble99] M. Bleicher et al., *Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model*, Journal of Physics **G 25**, 1859–1896 (1999).
- [Bra98] E.L. Bratkovskaya and W. Cassing and R. Rapp and J. Wambach, *Dilepton production and mT -scaling at BEVALAC/SIS energies*, Nuclear Physics **A 634**, 168–189 (1998).
- [BCM98] E.L. Bratkovskaya and W. Cassing and U. Mosel, *Meson mT -scaling in heavy-ion collisions at SIS energies*, Phys. Lett. **B 424**, 244–252 (1998).
- [BC08] E.L. Bratkovskaya and W. Cassing, *Dilepton production and off-shell transport dynamics at SIS energies*, Nucl. Phys. **A 807**, 214–250 (2008).
- [BRS03] P. Braun-Munzinger and K. Redlich and J. Stachel, *Particle production in heavy ion collisions*, arXiv:nucl-th/0304013.
- [Bro84] R. Brockmann et al., *Pion and Proton "Temperatures" in Relativistic Heavy-Ion Reactions*, Phys. Rev. Lett. **53**, 2012–2015 (1984).
- [BR02] G.E. Brown and M. Rho, *On the manifestation of chiral symmetry in nuclei and dense nuclear matter*, Phys. Rep. **363**, 85–171 (2002).
- [CB99] W. Cassing and E.L. Bratkovskaya, *Hadronic and electromagnetic probes*

- of hot and dense nuclear matter*, Phys. Rep. **308**, 65–233 (1999).
- [Chr07] T. Christ, *Identifikation und Analyse von e^+e^- -Paaren in C+C-Stößen bei 1 AGeV*, Dissertation, Technische Universität München, 2007.
- [CKR81] J. Cugnon and J. Knoll and J. Randrup, *Participant Intimacy - A Cluster Analysis Of The Intranuclear Cascade*, Nucl. Phys. **A 360**, 444–458 (1981).
- [Ebe04] T. Eberl, *Untersuchung π^0 -Mesonen induzierter e^+e^- -Paare in C+C Stößen*, Dissertation, Technische Universität München, 2004.
- [Ern98] C. Ernst et al. *Intermediate mass excess of dilepton production in heavy ion collisions at relativistic energies*, Phys. Rev. **C 58**, 447–456 (1998).
- [Fab03] L. Fabbietti, *Study of the e^+e^- pair acceptance in the dilepton spectrometer HADES*, PhD thesis, Technische Universität München, 2003.
- [Frö07] I. Fröhlich et al. (HADES Collaboration), *Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics*, PoS **ACAT2007**, (2007).
- [Frö09a] I. Fröhlich et al. (HADES Collaboration), *Design of the Pluto Event Generator*, (2009), arXiv:0905.2568 [nucl-ex],
- [Frö09b] I. Fröhlich et al. (HADES Collaboration), *Future perspectives at SIS-100 with HADES-at-FAIR*, (2009), arXiv:0906.0091 [nucl-ex], XLVII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy), Jan. 26-30, 2009.
- [Gal09a] T. Galatyuk et al. (HADES Collaboration), *Recent results from HADES on electron pair production in relativistic heavy-ion collisions*, PoS **CPOD2009**, (2009).
- [Gal09b] T. Galatyuk, *Di-electron spectroscopy in HADES and CBM: from p+p and n+p collisions at GSI to Au+Au collisions at FAIR*, PhD thesis, Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2009.
- [Gea93] Application Software Group, *GEANT – Detector Description and Simulation Tool, Program Library Long Writeups W5013*, CERN, 3.21 edition, 1993.

- [Har98] C. Hartnack et al., *Modelling the many-body dynamics of heavy ion collisions: Present status and future perspective*, Eur. Phys. J. **A 1**, 151–169 (1998).
- [HL92] T. Hatsuda and S.H. Lee, *QCD sum rules for vector mesons in the nuclear medium*, Phys. Rev. **C 46**, R34–R38 (1992).
- [HGe05] HADES Collaboration, *HGEANT – HADES Simulation Package*, <http://www-hades.gsi.de>, GSI, 8.13 edition, 2005.
- [Hol09] R. Holzmann, private Mitteilung, 2009.
- [Hyd07] HADES Collaboration, [HADES Wiki: HYDRA Topics im SimAna Web](#), Technical report, 2007.
- [JM97] F. de Jong and U. Mosel, *The effect of electro-magnetic formfactors on dilepton production off pp-collisions*, newblock Phys. Lett. **B 392**, 273–277 (1997).
- [Jur07] M. Jurkovič (HADES Collaboration), *Close pairs recognition and suppression*, Technical report, 2007.
- [Jur08] M. Jurkovič (HADES Collaboration), *Investigation and tuning of RICH digitizer parameters for Ar+KCl experiment*, Technical report, 2008.
- [KK06] L.P. Kaptari and B. Kämpfer, *Di-Electron Bremsstrahlung in Intermediate-Energy pn and Dp Collisions*, Nucl. Phys. **A764**, 338–370 (2006).
- [KKW97] F. Klingl and N. Kaiser and W. Weise, *Current correlation functions, QCD sum rules and vector mesons in baryonic matter*, Nucl. Phys. **A 624**, 527–563 (1997).
- [Kön06] I. Koenig (HADES Collaboration), *Status of Runge Kutta Tracking in HYDRA*, Technical report, 2006.
- [KF01] M.I. Krivoruchenko and A. Faessler, *Remarks on Δ radiative and Dalitz decays*, Phys. Rev. **D 65**, 017502 (2001).
- [Kří07] F. Křížek (HADES Collaboration), [HADES Wiki: SimAna.GeneratingPlutoEvents](#), Technical report, 2007.

- [Kří08] F. Křížek, *Study of inclusive electron-positron pair production in collisions of Ar+KCl at 1.756 AGeV*, PhD thesis, Czech Technical University in Prague, 2008.
- [Lan08] S. Lang, *Analyse der Elektronpaarproduktion in Ar+KCl bei 1,76 AGeV*, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 2008.
- [Lap09] K. Lapidus (HADES Collaboration), *HADES EMC: simulation results*, Technical report, 2009.
- [Li96] G.Q. Li and C.M. Ko and G.E. Brown and H. Sorge, *Dilepton production in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions at SPS energies*, Nucl. Phys. **A 611**, 539–567 (1996).
- [Mar05] J. Markert, *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experimentes*, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 2005.
- [Met93] V. Metag, *Near-Threshold Particle Production: A Probe for Resonance Matter Formation in Relativistic Heavy Ion Collisions*, Prog. Part. Nucl. Phys. **30**, 75–88 (1993).
- [Pas07] V. Pascalutsa and M. Vanderhaeghen and S.N. Yang, *Electromagnetic excitation of the $\Delta(1232)$ -resonance*, Phys. Rep. **437**, 125–232 (2007).
- [Pet98] W. Peters et al., *The spectral function of the rho meson in nuclear matter*, Nucl. Phys. **A 632**, 109–127 (1998).
- [Pet08] H. Petersen et al., *UrQMD-2.3 - Changes and Comparisons*, (2008), arXiv:0805.0567 [hep-ph].
- [Por97] R.J. Porter et al., (DLS Collaboration), *Dielectron Cross Section Measurements in Nucleus-Nucleus Reactions at 1.0 AGeV*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1229–1232 (1997).
- [Pro94] Proposal for a High-Acceptance Di-Electron Spectrometer, Technical report, HADES Collaboration, 1994.
- [RW00] R. Rapp and J. Wambach, *Chiral symmetry restoration and dileptons in*

- relativistic heavy-ion collisions*, Adv. Nucl. Phys. **25**, 1 2000, arXiv:hep-ph/9909229.
- [RWH09] R. Rapp and J. Wambach and H. van Hees, *The Chiral Restoration Transition of QCD and Low Mass Dileptons*, 2009, arXiv:0901.3289 [hep-ph].
- [Rei07] W. Reisdorf et al., (FOPI Collaboration), *Systematics of pion emission in heavy ion collisions in the 1 AGeV regime*, Nucl. Phys. **A 781**, 459–508 (2007).
- [ROO05] ROOT-Team, *ROOT Data Analysis Framework*, <http://root.cern.ch>, CERN, 4.04.02g edition, 2005.
- [Rus06] A. Rustamov, *Exclusive η Meson Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 2.2 GeV with the HADES Spectrometer and High Resolution Tracking*, PhD thesis, Technische Universität Darmstadt, 2006.
- [Sai07] B. Sailer, *Inklusive e^+e^- Paarproduktion in pp-Reaktionen bei $E_{kin} = 2,2$ GeV*, Dissertation, Technische Universität München, 2007.
- [Siv06] D.S. Sivia and J. Skilling, *Data analysis: a Bayesian tutorial*, Oxford University Press.
- [Sch96] R. Schicker et al. *Acceptance and resolution simulation studies for the dielectron spectrometer HADES at GSI*, NIM **A 380**, 586–596 (1996).
- [Sch08] A. Schmah, *Produktion von Seltsamkeit in Ar+KCl Reaktionen bei 1,756 AGeV mit HADES*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [Sch09a] K. Schmidt et al., *Production and evolution path of dileptons at HADES energies*, Phys. Rev. **C 79**, 064908 (2009), arXiv:0811.4073v2 [nucl-th].
- [Sch09b] S. Schwertel, *Hochsegmentierte CVD Diamant Detektoren und hochauflösende Impulsmessungen in Knockout Reaktionen*, Dissertation, Technische Universität München, 2009.
- [She03] K. Shekhter et al., *Dilepton production in heavy-ion collisions at intermediate energies*, Phys. Rev. **C 68**, 014904 2003

- [SM03] R. Shyam and U. Mosel, Role of baryonic resonances in the dilepton emission in nucleon-nucleon collisions, *Phys. Rev.* **C 67**, 065202 (2003).
- [Sto86] R. Stock, *Particle production in high energy nucleus-nucleus collisions*, *Phys. Rep.* **135**, 259–315 (1986).
- [Sud07] M. Sudol, *Measurement of low-mass e^+e^- pair production in 2 AGeV C-C collisions with HADES*, PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 2005.
- [Tar09] A. Tarantola (HADES Collaboration), Inclusive e^+e^- production in p+p @ 3.5 GeV, Technical report, 2009.
- [Tei97] S. Teis et al., *Pion-production in heavy-ion collisions at SIS energies*, *Z. Phys.* **A 356**, 421–435 (1997), nucl-th/9609009.
- [Thu07] P. Thustý, private Mitteilung, 2007.
- [Thu09a] P. Thustý et al. (HADES Collaboration), *Charged pion production in C+C and Ar+KCl collisions measured with HADES*, (2009), arXiv:0906.2309 [nucl-ex], XLVII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy), Jan. 26-30, 2009.
- [Thu09b] P. Thustý (HADES Collaboration), Electromagnetic Calorimeter for HADES at SIS100, Technical report, 2009.
- [Tra01] M. Traxler, *Real-Time Dilepton Selection for the HADES Spectrometer*, PhD thesis, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2001.
- [Urb98] M. Urban et al., *Momentum dependence of the pion cloud for ρ -mesons in nuclear matter*, *Nucl. Phys.* **A 641**, 433–460 (1998).
- [WI05] Q. Wan and F. Iachello, *A unified description of baryon electromagnetic form factors*, *Int. J. Mod. Phys.* **A 20**, 1846 (2005).
- [Web09] M. Weber (HADES Collaboration), RICH digitizer parameters, Technical report, 2009.
- [Woo08] M.H. Wood et al. (CLAS Collaboration), *Light vector mesons in the nuclear medium*, *Phys. Rev.* **C 78**, 015201 (2008).
- [Yao06] W.M. Yao et al., *Review of Particle Physics*, *Journal of Physics* **G 33**, 1–1232 (2006).

Abbildungsverzeichnis

1.1. QCD-Phasendiagramm	5
2.1. Das HADES Spektrometer	10
2.2. META-Multiplizitäts- und Stoßparameterverteilung	15
2.3. Anzahl der pro Tag untersuchten LVL1 getriggerten Ereignisse	16
3.1. Cluster im RICH-Photondetektor	19
3.2. Reaktionsvertex	20
3.3. Φ -Winkelverteilung der RK-Spuren	22
3.4. Unterteilung der Spurpaare nach gemeinsamen Detektortreffern	24
3.5. Impulskorrelationen der Spurpaare	25
3.6. Öffnungswinkelverteilung simulierter e^+e^- -Paare	26
3.7. Offene bzw. enge e^+e^- -Paare	27
3.8. Padverteilung für enge bzw. offene Spurpaare	28
3.9. Effizienzmatrizen	30
3.10. Akzeptanzmatrizen	32
3.11. Phasenraumbevölkerung rekonstruierter e^+/e^- -Spuren	34
3.12. Relative Häufigkeiten der e^+/e^- -Spuren	35
3.13. Phasenraumverteilung der e^+/e^- -Spuren aus dem η -Dalitz Zerfall	36

3.14. Selbstkonsistenz der Analyse für e^+/e^- -Spuren (A)	37
3.15. Korrekturmatrix C_2 für e^+/e^- -Einzelspuren	38
3.16. Selbstkonsistenz der Analyse für e^+/e^- -Spuren (B)	39
3.17. Kombinatorischer Untergrund	43
3.18. Invariante Massenverteilung der e^+e^- -Paare	44
3.19. Signal-zu-Untergrund Verhältnis	45
3.20. Simulierte Öffnungswinkelverteilungen	46
3.21. Simulierte Verteilungen der Paarobservablen (A)	47
3.22. Simulierte Verteilungen der Paarobservablen (B)	48
3.23. Simulierte Verteilungen der Paarobservablen (C)	49
4.1. Impulsverteilung rekonstruierter e^+/e^- -Spuren	56
4.2. Multiplizität der identifizierten e^+/e^- -Spuren pro Ereignis	57
4.3. e^+/e^- -Impulsverteilung nach allen Paarschnitten	58
4.4. Invariante Massenverteilung der e^+e^- -Signalpaare	59
4.5. Kinematische Verteilungen der rekonstruierten e^+e^- -Signalpaare	61
5.1. Vergleich der invarianten Massenverteilungen (A)	64
5.2. „ m_T -scaling“	66
5.3. Vergleich der kinematischen Verteilungen (A)	68
5.4. Vergleich der Messdaten mit dem Referenzcocktail	71
5.5. Massenverteilung der e^+e^- -Paare aus p+p bzw. n+p Reaktionen bei $E_{\text{kin}} = 1,25 \text{ GeV}$	73
5.6. Vergleich der Ar+KCl Daten mit $C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}}$	75
5.7. Vergleich der C+C Daten mit $C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}}$	77

5.8. \mathcal{R}	78
5.9. Anregungsfunktion der π^0 -, η - und \mathcal{X} -Produktion	79
5.10. Vergleich der invarianten Massenverteilungen (B)	82
5.11. Vergleich der kinematischen Verteilungen (B)	85
5.12. Massenverteilung der e^+e^- -Paare aus p+p bzw. n+p Reaktionen bei $E_{\text{kin}} = 1,25 \text{ GeV}$	87
6.1. Vergleich der invarianten Massenverteilungen (C)	90

Tabellenverzeichnis

2.1. Übersicht der Strahl- und Targeteigenschaften	14
2.2. Experimentelle Triggerraten und aufgezeichnete Datenmengen	16
3.1. Reduktion der engen bzw. offenen Paare	29
3.2. Zusammenfassung der auf das Paarensemble angewendeten Schnitte . . .	40
3.3. Pion-Produktion in Ar+KCl	50
3.4. Systematische Unsicherheiten	53
4.1. Zusammenfassung der angewendeten Paarschnitte	59
4.2. Anzahl der im Experiment rekonstruierten e^+e^- -Signalpaare	60
5.1. Inverse Steigungen der p_{\perp} -Verteilungen	69
5.2. Steigungen der Massenverteilungen	76
5.3. $Y_{\mathcal{X}}$ für e^+e^- -Paare mit $0,15 < M_{ee} < 0,55 \text{ GeV}/c^2$ in Ar+KCl und $C_{\text{Ref}}^{\text{Exp}}$.	76
5.4. \mathcal{F} -Faktoren und \mathcal{X} -Multiplizität	81
A.1. Anzahl der im Experiment rekonstruierten e^+e^- -Paare	97

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mein herzliches Dankeschön an all diejenigen aussprechen, deren vielseitige Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Mein besonderer Dank geht an:

Den Institutsleiter Herrn Prof. Dr. Reiner Krücken, dessen unermüdlicher Einsatz und sein allgegenwärtiges Engagement diese Arbeit erst ermöglicht hat.

Ebenso richte ich meinen Dank an Herrn Dr. Jürgen Friese - die Begegnung an der strategischen Stelle auf der Burg in Smolenice hat mich damals nach München gebracht, wo ich in die Geheimnisse der „Unterwelt“ Einblick nehmen durfte. Sein ständiger Optimismus und breites Lächeln, ergänzt um wertvolle Ratschläge, begleitete mich all die Jahre, speziell beim Zieleinlauf dieser Arbeit bedanke ich mich für das intensive Korrekturlesen.

Herrn Michael Weber und seinen Argusaugen, der nie meiner Fragen überdrüssig war.

Herrn Patrick Huck und Herrn Dr. Alexander Schmah für die guten Tipps bei der Fertigstellung dieser Arbeit.

Herrn Dr. Romain Holzmann und Herrn Dr. Filip Křížek sowie Herrn Dr. Simon Lang, meinem Mitstreitern auf dem nicht immer einfachen Weg zu den finalen Dielektronspektren, für die hervorragende Zusammenarbeit.

Die EDV-Spezialisten Herrn Vinzenz Bildstein, Herrn Dr. Ludwig Maier und Herrn Dr. Benjamin Sailer, ohne deren alltäglichen Einsatz in der Computerkammer diese Arbeit nicht hätte entstehen können.

Alle Mitarbeiter (auch Ehemalige) der HADES-Gruppe und des Lehrstuhls E12, die zu einer angenehmen und mit viel Humor gewürzten Zeit während meiner Dissertation beigetragen haben.

Großer Dank gebührt auch Iris, welche meine (nicht nur) Berggeschichten sich immer angehört hat, ebenso Anita und Flo, mit denen ich diese erleben durfte. Berg Heil!

Ein sehr persönlicher Dank gilt meiner Mutter und meiner Schwester, die mir ermöglichen das zu verwirklichen, was mich interessiert und ohne die ich hier und jetzt nicht stehen würde. Ebenso möchte ich meinen Dank an „Jamesáci“ aussprechen, in denen ich meine zweite Familie gefunden habe. Insbesondere an Stano und Oška, die uns trotz unterschiedlicher Werdegänge durch ihren unermüdlichen Einsatz und Enthusiasmus zusammenhalten konnten.

Anschließend danke ich von ganzem Herzen meiner Lisa, die im letzten Jahr geduldig an meiner Seite stand, obwohl es nicht immer einfach war.