

Dielektronen Spektroskopie in kalter Kernmaterie

Michael Weber

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. Lothar Oberauer

Die Dissertation wurde am 01.02.2011 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 18.02.2011 angenommen.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Produktion leichter Mesonen und baryonischer Resonanzen in p+Nb Kollisionen bei $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV über die Rekonstruktion ihrer e^+e^- -Zerfälle untersucht und in ihren kinematischen Observablen diskutiert. Das Reaktionssystem erlaubt insbesondere die Produktion von Vektormesonen in näherungsweise kalter Kernmaterie und damit den Zugang zu den dafür erwarteten Mediumeffekten. Das Experiment wurde am Dielektronenspektrometer HADES am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH durchgeführt.

Insgesamt wurden 64827 ± 294 Paare mit einem Paaröffnungswinkel $\alpha_{ee} > 9^\circ$ und e^+/e^- -Impulsen $80 < p_e(\text{ MeV}/c) < 2000$ rekonstruiert. Davon befinden sich 9012 ± 157 Paare im η/Δ - Massenbereich ($150 < M_{ee}(\text{ MeV}/c^2) < 550$) und 777 ± 30 Paare im Massenintervall der Vektormesonen ($M_{ee} > 550 \text{ MeV}/c^2$). Durch die Analyse der ebenfalls gemessenen geladenen Pionen und den Vergleich der erhaltenen π^- -Ausbeuten mit einem unabhängigen Datensatz der HARP Kollaboration konnten inklusive e^+e^- -Produktionswirkungsquerschnitte in der HADES-Akzeptanz für die Vektormesonen gewonnen werden: $\sigma_{\omega,\text{acc}} = (65.8 \pm 4.6 (\text{stat}) \pm 18.4 (\text{sys})) \text{ nb}$ und $\sigma_{\phi,\text{acc}} = (7.8 \pm 1.7 (\text{stat}) \pm 2.2 (\text{sys})) \text{ nb}$.

Ein Vergleich mit den Wirkungsquerschnitten aus freien p+p Kollisionen bei $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV ergibt nukleare Modifikationsfaktoren R_{pA} sowie deren Skalierung α mit der Kernmassenzahl A in Abhängigkeit vom Paarimpuls p_{ee} . Während für das ϕ Meson ($\alpha_\phi \approx 1$) Absorption keine Rolle spielt, werden für die anderen Hadronen für den quasi-freien Zerfall ($p_{ee} > 800 \text{ MeV}/c$) Skalierungsfaktoren $\alpha \approx 0.7$ ermittelt. Aus einem angepassten Glauber-Modell kann eine Untergrenze für die Absorption der beitragenden Hadronen im Kern von $\gtrsim 35\%$ bestimmt werden. Bei kleineren Paarimpulsen ergeben sich deutlich andere Skalierungsfaktoren. Das ω -Meson ($\alpha_\omega = 0.62$) wird stärker absorbiert, aber für die anderen Quellen oberhalb der π^0 -Masse, hauptsächlich Δ , η und ρ mit $\alpha = 0.82 - 0.86$, überwiegen sekundäre Produktionsprozesse die Absorption im Kern.

Die gemessenen e^+e^- -Verteilungen wurden verschiedenen Transportmodellrechnungen gegenübergestellt. Innerhalb der Unsicherheiten wird der Wirkungsquerschnitt des π^0 -Dalitzzerfalls von allen Modellen richtig wiedergegeben. Unterschiede zeigen sich im hohen Massenbereich und in den Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilungen. Das GiBUU-Modell kann mit einer impulsabhängigen In-Medium-Zerfallsbreite das Verhalten der schnellen und langsamen e^+e^- -Quellen, sowie deren Verteilungen in Transversalimpuls und Rapidität beschreiben.

Im Experiment wurde kein Signal des direkten Zerfalls $\eta \rightarrow e^+e^-$ beobachtet. Die aktuelle Obergrenze des Verzweigungsverhältnisses $BR = 2.7 \times 10^{-5}$ muss daher um mindestens einen Faktor 3 reduziert werden.

Abstract

The subject of this thesis is the production of light mesons and baryonic resonances in p+Nb collisions at $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV via their decay in e^+e^- pairs and their kinematic observables. This reaction system in particular allows for the production of vector mesons in approximately cold nuclear matter and the study of expected in-medium effects. The experiment was conducted at the dielectron spectrometer HADES at GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH.

In total, 64827 ± 294 signal pairs with an pair opening angle $\alpha_{ee} > 9^\circ$ and e^+/e^- momenta $80 < p_e(\text{MeV}/c) < 2000$ were identified, with 9012 ± 157 pairs in the η/Δ - mass region ($150 < M_{ee}(\text{MeV}/c^2) < 550$) and 777 ± 30 pairs in the vector meson mass range ($M_{ee} > 550 \text{ MeV}/c^2$). Inclusive e^+e^- production cross sections inside the HADES acceptance were calculated by analyzing the simultaneously measured charged pions and by comparing the obtained π^- yields to an independent data set. For the vector mesons one obtains $\sigma_{\omega, \text{acc}} = (65.8 \pm 4.6 (\text{stat}) \pm 18.4 (\text{sys})) \text{ nb}$ and $\sigma_{\phi, \text{acc}} = (7.8 \pm 1.7 (\text{stat}) \pm 2.2 (\text{sys})) \text{ nb}$.

A comparison with cross sections in free p+p collisions at $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV results in the nuclear modification factors R_{pA} as well as their scaling α with the nuclear mass number A and their dependence on the pair lab momenta p_{ee} . While absorption is not important for the ϕ meson ($\alpha_\phi \approx 1$), scaling factors $\alpha \approx 0.7$ are established for the quasi free decay ($p_{ee} > 800 \text{ MeV}/c$) of all other hadrons. From an adapted Glauber model calculation a minimal absorption $\gtrsim 35\%$ of all contributing hadrons in nuclei can be deduced. At smaller pair momenta different scaling factors are obtained. The ω meson is absorbed with a higher probability ($\alpha_\omega = 0.62$), but for all other sources above the π^0 mass, dominantly Δ , η , and ρ with $\alpha = 0.82 - 0.86$, production in secondary reactions exceeds the absorption inside the nucleus.

Measured e^+e^- distributions were compared with different transport model calculations. Within the uncertainties the cross section of the π^0 Dalitz decay is reproduced in all models. However differences arise in the high mass region and the distributions of transverse momenta and rapidities. Additionally the GiBUU calculations describe the behaviour of slow and fast e^+e^- sources due to a momentum dependent in medium decay width.

In the experiment no signal of the direct decay $\eta \rightarrow e^+e^-$ was measured. The existing upper level for the branching ratio $BR = 2.7 \times 10^{-5}$ has to be reduced by at least a factor of 3.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Vorbetrachtungen	3
1.1	Physikalische Motivation	3
1.2	Experimenteller Zugang und kalte Kernmaterie	5
1.3	Bisherige Messungen mit HADES	7
1.4	Andere Experimente an nuklearen Targets	9
2	Das HADES-Experiment	15
2.1	Detektorsysteme	15
2.1.1	Magnetspektrometer	15
2.1.2	Teilchenidentifikation	17
2.1.3	Trigger und Datenaufnahme	18
2.2	Simulations- und Analysewerkzeuge	19
2.3	Das Experiment p+Nb bei $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV	21
3	Die Datenanalyse	27
3.1	Ereignis- und Spurauswahl	28
3.2	Hadronenunterdrückung	30
3.3	Effizienz- und Akzeptanzkorrektur	36
3.3.1	Bestimmung der Effizienz	36
3.3.2	Bestimmung der Akzeptanz	38
3.3.3	Selbstkonsistenz	39
3.4	Paaranalyse	40
3.4.1	Kombinatorischer Untergrund	42
3.4.2	Physikalisches Signal	44
3.4.3	Effizienzkorrektur für Paare	45
3.5	Normierung	47
3.5.1	Analyse der π^+/π^- Ausbeute	49
3.5.2	Berechnung des Normierungsfaktors	49

3.6	Fehlerbetrachtung	51
3.6.1	Reinheit der Teilchenidentifikation	51
3.6.2	Korrektur des Teilchenimpulses	52
3.6.3	Systematische Unsicherheiten	54
4	Ergebnisse	57
4.1	Impulsverteilungen der e^+/e^- - Spuren	57
4.2	Experimentelle Verteilungen der e^+e^- - Paare	59
4.2.1	Paarmultiplizitäten	59
4.2.2	Invariante Massen und Wirkungsquerschnitte	60
4.2.3	Transversalimpulse und Rapiditäten	62
5	Diskussion	67
5.1	Vergleich mit p+p bei $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV	67
5.1.1	Qualitativer Vergleich der Spektren	69
5.1.2	Langsame und schnelle e^+e^- - Quellen	73
5.1.3	Vergleich der Wirkungsquerschnitte	75
5.1.4	Absorption und Transparenz für Vektormesonen	78
5.2	Vergleich mit Transportrechnungen	81
5.2.1	Invariante Masse	82
5.2.2	Transversalimpuls und Rapidität	86
5.2.3	Selektion nach Paarimpulsen	89
5.2.4	Zusammenfassung und Interpretation	90
5.2.5	Der direkte Zerfall $\eta \rightarrow e^+e^-$	90
6	Zusammenfassung und Ausblick	93
A	Reaktionswirkungsquerschnitt	99
B	Analyse geladener Pionen	101
C	Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilungen	105
	Literaturverzeichnis	109
	Abbildungsverzeichnis	117
	Tabellenverzeichnis	121

Kapitel 1

Einleitung und Vorbetrachtungen

1.1 Physikalische Motivation

Die Physik der Hadronen und Kerne beschäftigt sich im Allgemeinen mit der Physik stark wechselwirkender Teilchen. Diese werden als zusammengesetzte Teilchen beschrieben und bestehen aus einem Quark-Antiquark Paar (Mesonen) oder drei Quarks (Baryonen). Die Masse der Quarks wird im elektroschwachen Teil des Standardmodells durch die Wechselwirkung mit dem Kondensat skalarer Higgs-Teilchen, dessen Suche ein Schwerpunkt der Experimente am Large Hadron Collider (LHC) des CERN ist, erzeugt und beträgt $m_{u,d} = 5-10 \text{ MeV}/c^2$. Ein Großteil der Hadronenmassen ($\mathcal{O}(0.1-1 \text{ GeV}/c^2)$) wird dagegen dynamisch generiert und von der Quanten Chromo Dynamik (QCD) mit Quarks und Gluonen als fundamentalen Freiheitsgraden beschrieben. Die Kopplungskonstante $\alpha_s \simeq 0.1$ ist nur bei Prozessen mit kleinen Abständen oder großen Impulsüberträgen klein im Vergleich zur Skala der starken Wechselwirkung, so dass dort störungstheoretische Methoden angewandt werden können. Im Niederenergiebereich, also gerade bei der Bindung von Quarks zu Hadronen (*confinement*) oder bei gebundenen Hadronensystemen, nimmt α_s zu und nicht-störungstheoretische Mechanismen dominieren.

Neben der SU(3) Eichsymmetrie besitzt die QCD weitere Symmetrien. Vernachlässigt man die Massen der u- und d- Quarks, die vergleichsweise klein sind im Verhältnis zu den Hadronmassen, ist die Händigkeit der Quarks eine Erhaltungsgröße und man spricht von chiraler Symmetrie. Hadronen sind über chirale Transformationen, die einer Änderung der Parität und des Isospins entsprechen, miteinander verknüpft und müssten deshalb in ihrer Masse entartet sein. Da dies bei Hadronen im Vakuum, d.h. im Grundzustand, nicht beobachtet wird, wird eine spontane Brechung der Symmetrie

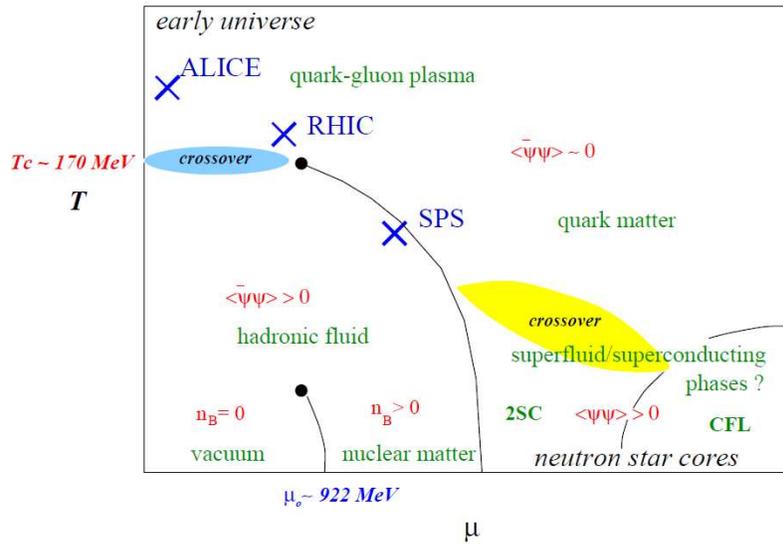


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des QCD Phasen Diagramms aus [Han01]. Gezeigt sind die Zustände der stark wechselwirkenden Materie in Abhängigkeit von der Temperatur T und dem baryochemischen Potential μ . Die verschiedenen Bereiche wie Kernmaterie, Quark-Gluon Plasma oder Farb-Supraleiter sind durch Phasenübergänge voneinander getrennt.

angenommen. Das QCD Vakuum wird aufgefüllt mit Quark-Antiquark Paaren, dem sogenannten chiralen Kondensat, das die chirale Symmetrie bricht. Hadronen werden in diesem Modell als Anregungen des chiralen Kondensates erhalten.

Beide beschriebenen Phänomene der Niederenergie-QCD, *confinement* und Brechung der chiralen Symmetrie, können durch das Studium der Phasenstruktur stark wechselwirkender Materie erforscht werden. Hierfür betrachtet man Hadronen nicht im QCD-Vakuum, sondern innerhalb eines umgebenden Mediums mit einer Baryonendichte und/oder einer endlichen Temperatur. Phasenübergänge zwischen *confinement* und *deconfinement* und zwischen chiral gebrochener Materie und einer Phase, in der die chirale Symmetrie wiederhergestellt ist, werden vorhergesagt [Fod04, Ler08, Hel09]. Dabei müssen die Grenzen in Temperatur und Dichte nicht zwingendermaßen übereinstimmen. Das Studium von Schwerionenkollisionen und elementaren Reaktionen bei moderaten bis hohen Energien kann dabei das Phasendiagrammen an verschiedenen Punkten vermessen (siehe Abb. 1.1). Eine ausführliche Zusammenfassung der In-Medium Eigenschaften von Hadronen und deren experimentelle Bestimmung ist in [Rap09, Leu10] gegeben.

1.2 Experimenteller Zugang und kalte Kernmaterie

Die Ordnungsparameter, das chirale Kondensat für den chiralen Phasenübergang und der sogenannte Polyakovloop für den Übergang von *confinement* zu *deconfinement*, sind jedoch experimentell nicht direkt zu vermessen. Stattdessen wählt man die Methode der Hadronenspektroskopie im Medium und versucht Fingerabdrücke der chiral restaurierten Phase oder des Quark-Gluon-Plasmas in den Spektralfunktionen der Hadronen zu identifizieren [Pis82]. Frühe Rechnungen sagen drastische In-Medium-Effekte voraus, darunter meist eine Verschiebung der Polmasse [Mei88, Bro91, Hat92, Kli97]. Um die Spektralfunktionen tatsächlich innerhalb des Mediums zu vermessen, werden reelle oder virtuelle Photonen, die in ein Dileptonpaar (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$) zerfallen, als Proben verwendet. Diese unterliegen nicht der starken Wechselwirkung und können das umgebende Medium nahezu ungestört verlassen. In Tabelle 1.1 sind die Eigenschaften der Vektormesonen mit Massen $M < 1 \text{ GeV}/c^2$, die aufgrund ihrer Quantenzahlen ($J^P = 1^-$) direkt an Photonen und damit an e^+e^- - Zerfallskanäle koppeln, zusammengefasst. Für den Zerfall innerhalb der umgebenden Materie ist eine sehr kurze Lebensdauer wie die des ρ Mesons notwendig. Der In-Medium Zerfall längerlebender Mesonen wie ω oder ϕ kann durch die Beschränkung auf kleine Impulse angereichert werden.

Vektormeson	Masse (MeV/c^2)	BR($\text{VM} \rightarrow e^+e^-$)	τ (fm/c)
ω	782.65 ± 0.12	$(7.28 \pm 0.14) \times 10^{-5}$	23
ρ	775.49 ± 0.12	$(4.72 \pm 0.05) \times 10^{-5}$	1.3
ϕ	1019.455 ± 0.020	$(2.954 \pm 0.030) \times 10^{-4}$	46

Tabelle 1.1: Zusammenfassung der Eigenschaften der leichten Vektormesonen.
[Nak10]

Die Produktion dieser Mesonen bei großen Dichten bzw. hohen Temperaturen ist experimentell in Schwerionenkollisionen möglich. Durch Dileptonenspektroskopie können dann die Spektralfunktionen von Vektormesonen bei diesen extremen Bedingungen untersucht werden. Da der Feuerball räumlich begrenzt und kurzlebig ist, wird hierbei immer das zeitintegrierte Signal vermessen, d.h. bei verschiedenen Dichten und Temperaturen. Zusätzlich sind Dileptonen aus der heißen und dichten Phase des entstehenden Feuerballs überlagert mit Beiträgen aus der Frühphase der Kollision (Bremsstrahlung, harte Prozesse) und dem Zerfall langlebiger Hadronen.

Experimente zu dieser Thematik werden seit den 1980er Jahren (**HELIOS** [Mas95], **CERES** [Ada08], **DLS** [Por97], **HADES** [Aga09] u.a.) in verschiedenen Energiebereichen durchgeführt und zeichnen sich wegen des geringen Verzweigungsverhältnisses durch allgemein schwache Signalstärke aus. In neuesten Messungen der Dileptonenproduktion in Schwerionenexperimenten bei ultrarelativistischen Energien (**NA60** [Arn06,Dam07]) wird ein signifikanter Überschuss unterhalb der ω/ρ Polmasse beobachtet. Diese Daten bevorzugen die Beschreibung durch eine verbreiterte ρ -Spektralfunktion anstatt einer dichteabhängigen Verschiebung der Polmasse.

Kalte Kernmaterie

Wesentlich kontrolliertere und statischere Bedingungen als in einem Feuerball, der bei Schwerionenkollisionen erzeugt wird, liegen bei der Dileptonenproduktion in proton-, photon- oder pioninduzierten Reaktionen innerhalb eines Atomkerns vor. Abgesehen von Randeffekten durch die Kernoberfläche können dabei schwere Systeme mit Massenzahlen $A \gtrsim 100$ als eine gute Annäherung an kalte Kernmaterie bezeichnet werden. Jedoch sind gegebenenfalls auftretende Mediumeffekte aufgrund der niedrigen Temperatur und der moderaten Grundzustandsdichte $\rho_0 = 0.16 \text{ cm}^{-3}$ gering.

Zur Beschreibung dieser Reaktionen werden hadronische Freiheitsgrade verwendet, weil hierbei wichtige Prozesse mit den fundamentalen Freiheitsgraden der QCD nur schwer zu erfassen sind. Hadronische Vielteilchen-Modelle benutzen Baryonen und Mesonen, um Wechselwirkungen und Propagation im Medium zu beschreiben und die Spektralfunktionen verschiedener Hadronen zu berechnen. Dabei öffnen sich im Medium Zerfallskanäle, die im Vakuum bzw. Grundzustand nicht bevölkert werden können. Dadurch werden die Lebensdauer der Vektormesonen verkürzt und ihre Zerfallsbreite auf $\Gamma_{tot} = \Gamma_{vac} + \Gamma_{med}$ vergrößert (*collisional broadening*). Unter der Annahme, dass die zusätzlichen Kanäle ausschließlich durch Zweikörperkollisionen zwischen den Vektormesonen und den Nukleonen im Kern beschrieben werden, gilt für die zusätzliche Breite [Leu10],

$$\Gamma_{med} \approx \rho_N \sigma_{abs} v \quad (1.1)$$

mit ρ_N der Nukleonendichte, σ_{abs} dem Wirkungsquerschnitt für inelastische Zweikörperkollisionen und v der Geschwindigkeit des Vektormesons im Kern. Diese Annahme wird als *low density approximation* bezeichnet. Allerdings sind z.B. für das Pion nur die

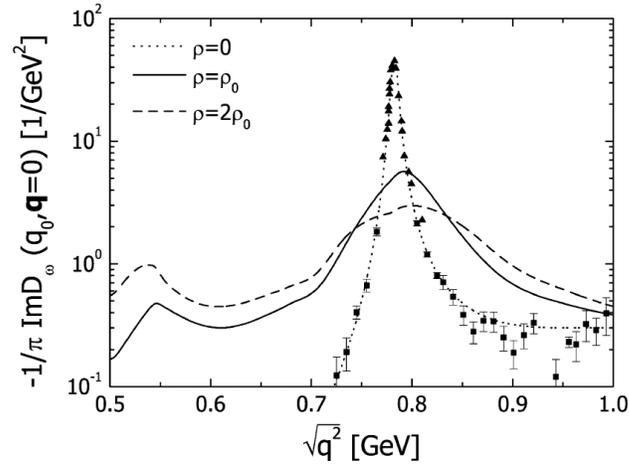


Abbildung 1.2: ω - Spektralfunktion aus dem hadronischen Vielteilchenmodell [Müh05] bei verschiedenen baryonischen Dichten ρ .

Hälfte aller stattfindenden Absorptionsprozesse in Zweikörperstößen realisiert [Ose86]. Für eine quantitative Beschreibung der Dichteabhängigkeit der gesamten Zerfallsbreite müssen auch Drei- und Mehrkörperprozesse berücksichtigt werden.

Die Polmasse M_{VM} erfährt in hadronischen Vielkörpermodellen meist nur eine geringe Verschiebung, jedoch treten oft bei kleinen Massen weitere Strukturen durch die Kopplung an Resonanzen auf. In Abbildung 1.2 ist beispielhaft die Spektralfunktion des ω -Mesons für eines dieser Modelle bei verschiedenen baryonischen Dichten dargestellt [Müh05].

1.3 Bisherige Messungen mit HADES

Die Verbindung zwischen den In-Medium Modifikationen der hadronischen Spektralfunktionen und den In-Medium Effekten der QCD sind ein wichtiger Punkt derzeitiger theoretischer Untersuchungen und nicht eindeutig in Experimenten nachzuweisen. Daher ist eine systematische Untersuchung der inklusiven e^+e^- -Produktion sowohl im Vakuum als auch in einem stark wechselwirkenden Medium bei verschiedenen Dichten und Temperaturen nötig. Das HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer) Experiment wurde konzipiert, um diese bei Strahlenergien von wenigen AGeV, d.h. bei moderaten Temperaturen und verschiedenen baryonischen Dichten zu vermessen. Die-

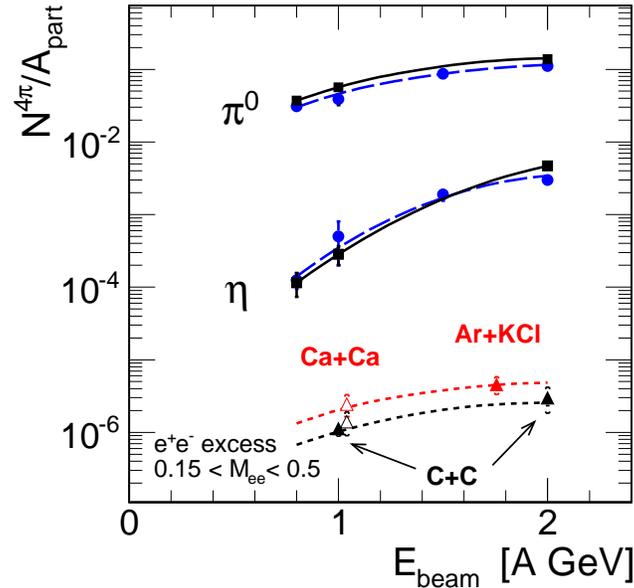


Abbildung 1.3: Inklusive Multiplizitäten pro Partizipand $N^{4\pi}/\langle A_{part} \rangle$ als Funktion der Teilchenenergie für π^0 und η (TAPS Ergebnisse [Ave97, Ave03] für C+C [Vierecke] und Ca+Ca [Kreise]), sowie den e^+e^- Überschuss über dem η - Dalitzzerfall (HADES-Ergebnisse [Aga07, Aga08, Aga11] für Ar+KCl und C+C [gefüllte Dreiecke] und DLS-Daten [Por97] [leere Dreiecke]). Abbildung aus [Aga11].

se Messungen ergänzen damit Untersuchungen bei den ultrarelativistischen Energien, die eher auf den Bereich höchster Temperaturen und verschwindender Baryonendichte (siehe Abb. 1.1), d.h. kleinen baryochemischen Potentials, zielen.

Zunächst wurden C+C Kollisionen bei kinetischen Energien $E_{kin} = 1$ AGeV und 2 AGeV untersucht [Aga07, Aga08]. Ein Überschuss über einem e^+e^- Cocktail aus den Zerfällen der langlebigen Mesonen in der Spätphase der Kollision, der bereits von der DLS-Kollaboration [Por97] gemessen wurde, konnte bestätigt werden. In Abb. 1.3 ist dieser Überschuss zusammen mit der Produktion von π^0 und η Mesonen in Abhängigkeit von der Strahlenergie dargestellt. Die Anregungsfunktion skaliert mit der Strahlenergie ähnlich der Pionenausbeute, was baryonische Resonanzen wie $\Delta(1232)P_{33}$ als eine mögliche Quelle impliziert.

Für ein besseres Verständnis der elementaren Quellen der e^+e^- Emission wurden p+p Kollisionen bei $E_{kin} = 1.25$ GeV und 2.2 GeV untersucht. Die Rolle des Isospins wurde in quasi-freien n+p bei $E_{kin} = 1.25$ GeV studiert. Da diese Energie unterhalb der

Schwelle für η Produktion liegt, kann hier neben der Dielektronenproduktion durch baryonische Resonanzen insbesondere der Beitrag virtueller Bremsstrahlung geklärt werden.

Da der Überschuss nur schwach von der Strahlenergie abhängt, kann aus den p+p und n+p Reaktionen bei $E_{\text{kin}} = 1.25$ GeV ein Referenzspektrum gebildet werden. Vergleicht man dieses mit der e^+e^- - Ausbeute in C+C Kollisionen, kann das leichte Stoßsystem als Überlagerung von elementaren N+N Kollisionen verstanden werden.

In einem nächsten Schritt wurde nun die Skalierung der e^+e^- - Ausbeute mit der Systemgröße untersucht. Hierzu wurde die Reaktion des mittelschweren Systems Ar+KCl bei $E_{\text{kin}} = 1,76$ AGeV studiert [Jur10]. Der Überschuss über den langlebigen hadronischen Quellen in diesem Experiment ist ebenfalls in Abb. 1.3 gezeigt und skaliert stärker als linear mit der Anzahl der Partizipanden [Aga11]. Diese Beobachtung kann als Einsetzen von mehrstufigen Prozessen, an denen mehrere Teilchen beteiligt sind und die in der heißen und dichten Phase der Kollision auftreten, interpretiert werden.

Um nun die Dielektronenproduktion bei Kernmateriedichte im Grundzustand zu studieren, wurde von der HADES-Kollaboration in einem ersten Versuch die Reaktion p+Nb bei $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV durchgeführt. Die Begrenzung auf $A = 93$ war experimentell bedingt durch den Versuch, den γ - Konversionsuntergrund im Target zu minimieren. Als Referenz wurden p+p Kollisionen bei der gleichen Strahlenergie vermessen.

1.4 Andere Experimente an nuklearen Targets

Messungen der $\omega/\rho/\phi$ Spektralfunktion

In der letzten Dekade wurden bereits mehrere Experimente durchgeführt, um die Spektralfunktionen der Vektormesonen in Kernen zu vermessen.

- **CLAS** [Nas07, Woo08]: Am Jefferson Lab wurde die Dielektronenproduktion in photoninduzierten Reaktionen an verschiedenen Kernen studiert. Die Photonenenergie hierfür betrug $E_\gamma = 0.6 - 3.8$ GeV. Beiträge von ρ , ω und ϕ wurden extrahiert und deren Breite und Position bestimmt. Die Daten sind konsistent mit einer Verbreiterung der Spektralfunktion durch das sogenannte *collisional broadening* und keiner Verschiebung der Polmasse. Allerdings wurden die Vektormesonen bei relativ hohen Impulsen ($p > 800$ MeV/c) gemessen, Zerfälle innerhalb des Mediums sind für ω und ϕ also unwahrscheinlich.

- **E325** [Nar06, Mut07]: Ein Zweiarm-Experiment mit einem 12 GeV Protonenstrahl wurde am KEK Proton Synchrotron durchgeführt. Auch hier wurden alle leichten Vektormesonen in ihrem direkten Zerfall in e^+e^- nachgewiesen. Ein signifikanter Überschuss über den bekannten hadronischen Quellen wurde unterhalb der ω und ϕ Polmasse, insbesondere bei kleinen Impulsen, beobachtet. Die Massenspektren können beschrieben werden, wenn eine Verringerung der Polmasse um 9 % für ω/ρ ohne zusätzliche Verbreiterung und für ϕ um 3.4 % mit einer Erhöhung der gesamten Breite um einen Faktor 3.6 in Betracht gezogen werden. Da in diesem Experiment die Höhe des Untergrunds durch einen Fit bestimmt wurde, werden diese Ergebnisse jedoch kontrovers diskutiert.
- **CBELSA/TAPS** [Trn05, Nan10]: Ebenfalls nach Photoproduktion wurde die spektrale Form des ω am ELSA Beschleuniger in Bonn studiert, jedoch durch den Zerfall in $\pi^0 \gamma$. Der Vorteil ist das geringe Verzweigungsverhältnis des ρ in diesen Zerfallskanal, das ω wird also exklusiv vermessen. Allerdings treten für das π^0 Endzustandswechselwirkungen auf, die die Rekonstruktion des primären Signals erschweren. Ein Vergleich mit dem ω Signal in Photoproduktion am Proton führt nach der neuesten Analyse zu keiner signifikanten Abweichung von der Vakuum-Spektralfunktion.

Das Bild, das sich aus den Messungen der spektralen Form der Vektormesonen in Kernen ergibt, ist nicht konsistent. Eine veränderte Polmasse der Vektormesonen kann nicht eindeutig experimentell nachgewiesen werden, aber auch eine veränderte Lebensdauer und damit gesamte Breite wird nicht von allen Experimenten nachgewiesen.

Absorption im Kern

Es stellt sich die Frage, ob Mediumeffekte überhaupt in der Messung der Spektralfunktion in Kernen beobachtbar sind. In [Leh01] wird gezeigt, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt in einen bestimmten Zerfallskanal $\frac{d\sigma_{ee}}{dM_{ee}}$ zweifach abhängig von der gesamten Zerfallsbreite ist.

$$\frac{d\sigma_{ee}}{dM_{ee}} \sim A(M_{ee}) \cdot BR(ee) \quad (1.2)$$

Hierbei gilt für die Spektralfunktion in Abhängigkeit von der invarianten Masse der Endzustandsteilchen M_{ee}

$$A(M_{ee}) = \frac{M_{ee}\Gamma_{\text{tot}}(M_{ee})}{(M_{ee} - M_{VM})^2 + M_{ee}\Gamma_{\text{tot}}^2(M_{ee})} \sim \frac{1}{\Gamma_{\text{tot}}} \quad (1.3)$$

und für das Verzweigungsverhältnis in diesen Endzustand

$$BR(ee) = \frac{\Gamma_{VM \rightarrow e^+e^-}}{\Gamma_{\text{tot}}} \sim \frac{1}{\Gamma_{\text{tot}}} \quad (1.4)$$

Unter der Annahme, dass die Zerfallsbreite im Vakuum Γ_{vac} sehr klein ist, wie das für das ω und das ϕ der Fall ist, gilt mit (1.1), dass

$$\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_{\text{vac}} + \Gamma_{\text{med}} \approx \Gamma_{\text{med}} \sim \rho_N \quad (1.5)$$

und hieraus kann man folgern:

$$\frac{d\sigma_{ee}}{dM_{ee}} \sim \frac{1}{\rho_N^2} \quad (1.6)$$

Dies bedeutet, dass Zerfälle innerhalb des Mediums stark unterdrückt sind und deshalb in der gesamten gemessenen Spektralfunktion eine Verbreiterung nur in großer Entfernung von der Polmasse messbar ist [Müh07]. Eine Verschiebung der Polmasse ist aus diesem Grund ebenfalls nur schwer messbar.

Diese starke Unterdrückung des Zerfalls im Kern gilt nicht für Hadronen mit großer Vakuumbreite wie z.B. dem ρ Meson. Wenn $\Gamma_{\text{med}} \approx \Gamma_{\text{vac}}$ ist, kann eine Verbreiterung in kalter Kernmaterie durchaus direkt in der spektralen Verteilung beobachtet werden. Gleichung (1.2) ist nur für die Produktion in primären Stößen nach einem einfachen Glauber-Modell [Müh03] gültig. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Breite Γ_{in} für die Erzeugung des jeweiligen Vektormesons in der untersuchten Reak-

tion wurde bisher vernachlässigt. Die Produktion kann durch sekundäre Reaktionen im Kern jedoch erhöht werden, wodurch sich Γ_{in} effektiv vergrößert. Diese sogenannte Regeneration spielt insbesondere in Schwerionenkollisionen eine bedeutende Rolle, da hier durch thermische Produktion alle Kanäle, die für die Absorption zur Verfügung stehen, auch im Produktionskanal vorhanden sind. Daraus folgt, dass $\Gamma_{\text{in}} \approx \Gamma_{\text{tot}}$ und somit die Absorption innerhalb des Kerns um einen Faktor der Dichte ρ_N verkleinert wird.

Wenn jedoch die Absorption im Kern gemessen wird, kann in der *low density approximation* indirekt eine Aussage über die In-Medium Breite gemacht werden, wenn der inelastische Wirkungsquerschnitt σ_{abs} in (1.1) bestimmt wird. Dieser wird für Photoproduktion im sogenannten *transparency ratio* T_A aus der Produktion am Nukleon $\sigma_{\gamma N \rightarrow VM+X}$ und am Kern $\sigma_{\gamma N \rightarrow VM+X}$ mit

$$T_A = \frac{\sigma_{\gamma A \rightarrow VM+X}}{A \cdot \sigma_{\gamma N \rightarrow VM+X}} \quad (1.7)$$

ermittelt, indem σ_{abs} an gemessene Daten angepasst wird. Da Photonen den gesamten Kern ausleuchten, skaliert die Produktion mit der Kernmassenzahl A . Wenn keine Absorption im Kern stattfindet, gilt folglich $T_A = 1$. Da die Isospinabhängigkeit, d.h. Produktion am Neutron im Gegensatz zur Produktion am Proton, nicht bekannt ist, wird dieses Verhältnis oft auf leichte Kerne wie Lithium oder Kohlenstoff normiert. Für die protoninduzierte Produktion ergibt sich die zusätzliche Schwierigkeit, dass die Produktion nicht genau bekannt ist und deshalb bei der Berechnung der Transparenz nicht A , sondern ein modellabhängiger Skalierungsfaktor verwendet werden muss.

Bereits durchgeführte Experimente beschränken sich fast ausschließlich auf die Produktion von Vektormesonen mit Photonen:

- **SPRING-8** [Ish05]: Die Photoproduktion von ϕ Mesonen wurde für Li, C, Al, und Cu Targets am Super Photon Ring für Energien $E_\gamma = 1.5\text{-}2.4 \text{ GeV}$ gemessen. Dabei wurde der In-Medium Absorptionswirkungsquerschnitt $\sigma_{\phi N} = 35 \text{ mb}$ bestimmt, der signifikant größer als im Vakuum ist. Eine Zerfallsbreite wird hier nicht angegeben.
- **CBELSA/TAPS** [Kot08]: Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ von der Kernmassenzahl A führt zu $\Gamma_{\text{med}} = 130 - 150 \text{ MeV}/c^2$, was dem 16-fachen der Vakuumbreite entspricht.

- **CLAS** [Woo10]: Die Absorption von ω und ϕ Mesonen wurden in ihrem Dielektronenzerfall für verschiedene Targetkerne (^2H , C, Ti, Fe und Pb) vermessen. Die *transparency ratios* führen zu einer größeren In-Medium Breite des ω Mesons, als sie durch die CBELSA/TAPS Kollaboration bestimmt wurde. Für das ϕ wird ein Absorptionsquerschnitt von 16-70 mb angegeben.

Das KEK-Experiment hat ebenfalls die Abhängigkeit der inklusiven Produktion von ω und ϕ von A in $p + A$ Reaktionen studiert [Tab06]. Eine In-Medium Breite wird nicht angegeben, jedoch werden unterschiedliche Produktionsmechanismen der beiden Vektormesonen postuliert und in verschiedenen Größen bekräftigt.

Die Messung der protoninduzierten Reaktion mit HADES liefert daher auch in diesem Kontext wichtige Informationen. Die Beschreibung des HADES-Experiments im Allgemeinen und der Messung der inklusiven Dielektronenproduktion an Niobkernen werden in Kapitel 2 beschrieben. Kapitel 3 stellt die entscheidenden Stufen in der Datenanalyse dieses Experiments dar und geht zudem auf die Normierung der Daten mit Hilfe von ebenfalls gemessenen Pionenausbeuten ein. Die Betrachtung der systematischen Fehler schließt sich an. In Kapitel 4 werden die Ergebnisse für einzelne e^+/e^- - Spuren und für e^+e^- - Paare präsentiert. Um die Daten in einen Kontext zu stellen, wird in Kapitel 5 zunächst die Referenzmessung an Protonen beschrieben und dann mit den Ergebnissen für die Produktion im Kern verglichen. Im Anschluss werden theoretische Modelle verwendet, um die verschiedenen Quellen für e^+e^- - Paare im Kern zu studieren. Ein Ausblick auf zukünftige Messungen, die das Verständnis der Dielektronenproduktion im Kern im Allgemeinen und die veränderten Vektormesoneneigenschaften im Besonderen vergrößern sollen, schließt die Arbeit ab.

Kapitel 2

Das HADES-Experiment

Das HADES-Experiment befindet sich am SIS18 (SchwerIonen Synchrotron) des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung in Darmstadt. Es wurde konzipiert, um e^+e^- - Paare aus elementaren Reaktionen und Schwerionenkollisionen zu messen und somit die Eigenschaften leichter Vektormesonen zu studieren. Zusätzlich ermöglicht eine erweiterte Teilchenidentifikationsmethode das Studium der Hadronenproduktion mit Seltsamkeit $S = 0, 1, 2$. Der Experimentaufbau ist ausführlich in [Aga09] beschrieben und in Abb. 2.1 schematisch dargestellt. In diesem Kapitel werden die einzelnen Detektorsysteme, die Simulations- und Analysewerkzeuge sowie einige Details des durchgeführten Experiments zusammengefasst.

2.1 Detektorsysteme

Das gesamte Spektrometer besteht aus sechs identisch um die Strahlachse aufgebauten Sektoren und deckt damit nahezu den gesamten Azimutalwinkelbereich ab. Die geometrische Akzeptanz für Einzelspuren erstreckt sich im Polarwinkel von $\theta = 18^\circ$ bis $\theta = 85^\circ$. Insgesamt wird eine Akzeptanz von etwa 40% für e^+e^- - Paare aus direkten Vektormesonenerfällen erreicht. Das Gesamtsystem kann in Komponenten des Magnetspektrometers und in Detektoren für die Teilchenidentifikation unterteilt werden.

2.1.1 Magnetspektrometer

Das **Reaktionstarget** befindet sich im Zentrum des feldfreien Raums vor den Magnetspulen. Für Schwerionenkollisionen und proton- oder pioninduzierten Reaktionen

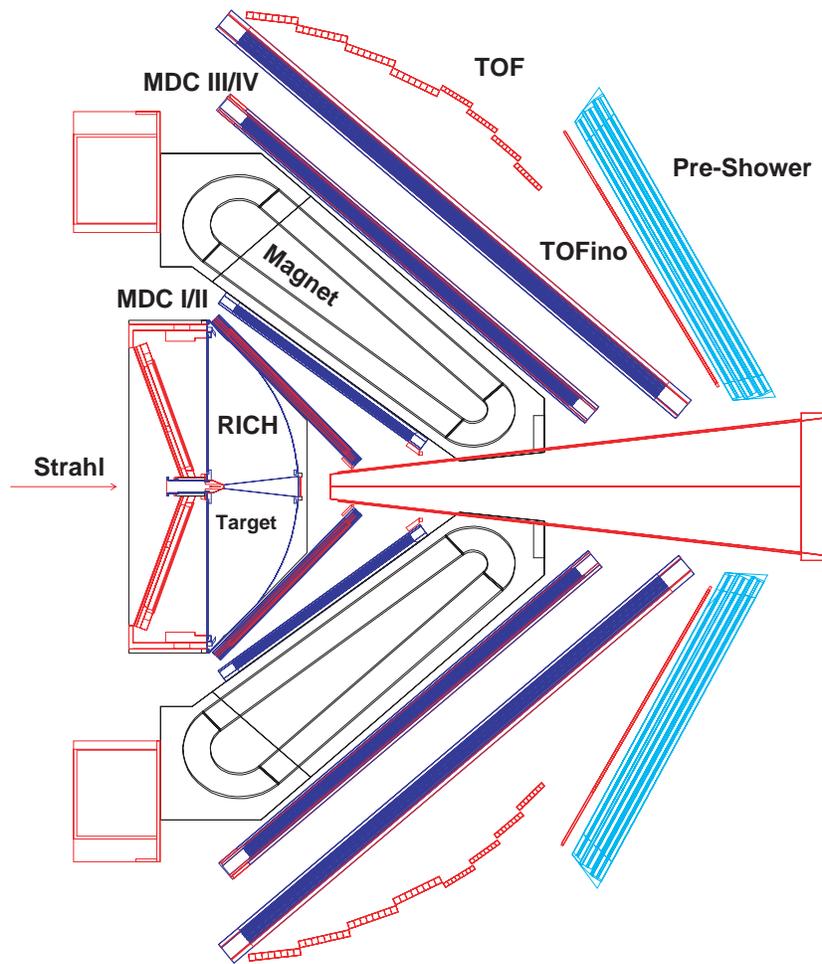


Abbildung 2.1: Querschnitt durch das HADES-Experiment

an Kernen wird ein mehrfach segmentiertes Festkörpertarget aus geeignet dünnen Folien verwendet. Die Untersuchung elementarer Reaktionen ($p/d/\pi + p$) erfolgt in der Regel mit Hilfe eines 5 cm langen Flüssig-Wasserstoff-Targets mit insgesamt ca. 1% Wechselwirkungswahrscheinlichkeit.

Der supraleitende, toroidale **Magnet** des Spektrometers kann mit einem maximalen Strom von $I_{\max} = 3464$ A betrieben werden. Dabei wird in der Mitte eines Sektors ein maximales Feld von $B_{\max} = 0.9$ T und innerhalb einer Spulenebene von $B_{\max} = 3.6$ T erzeugt. Für das in dieser Arbeit beschriebene Experiment wurde eine Feldstärke von $B = 0.9235 \cdot B_{\max}$ verwendet.

Zur Spurrekonstruktion geladener Teilchen befinden sich jeweils zwei Ebenen mit trapezförmigen Driftkammern (*Multiwire Drift Chamber MDC*) vor und hinter dem Magnetfeld. Insbesondere die inneren Kammern befinden sich noch im quasi-feldfreien Raum (geringes Randfeld) und erlauben damit durch lineare Extrapolation der gemessenen Spursegmente die Rekonstruktion des Ereignis-Vertex. Die Anordnung der Drahtebenen in jeder MDC Kammer unter fünf verschiedenen Stereowinkeln führt zu einer intrinsischen Ortsauflösung von $\sigma_x = 140 \mu\text{m}$ und damit bei Verwendung aller 4 Ebenen zur Messung der Spurkrümmung im Feld und damit zu einer Impulsmessung mit $\frac{\Delta p}{p} \approx 1 - 3\%$ Auflösung. Für e^+e^- Paare ergibt sich damit eine Massenauflösung von $\frac{\Delta M}{M} \approx 2\%$ [Rus10a].

2.1.2 Teilchenidentifikation

Zur Identifikation einer Spur als e^+/e^- wird ein *Ring Imaging CHerenkov Detektor (RICH)* eingesetzt. Als Radiatorgas wird C_4F_{10} benutzt, dessen Schwelle zur Erzeugung von Cherenkovphotonen bei $\gamma_{\text{thr}} = 18.3$ liegt. Dies führt zu einer Unterdrückung von Hadronen und Myonen bei Teilchenimpulsen $p \lesssim 2.0 \text{ GeV}/c$. Die Kegel aus VUV Photonen werden über einen sphärischen Spiegel auf eine mit CsI bedampfte Photokathode abgebildet, auf der die Signale der erzeugten Photoelektronen dann als Ringe nachgewiesen werden können.

Die Teilchenidentifikation wird durch die Kombination von Flugzeit- und Impulsmessung sowie den Nachweis elektromagnetischer Schauer ergänzt. Ein *Multiplicity Electron Trigger Array (META)* wird zur Flugzeitbestimmung und zur Messung der geladenen Teilchenmultiplizität benutzt und besteht aus drei Subsystemen:

- Der **TOF** (*Time-Of-Flight*) Detektor deckt den Polarwinkelbereich $\theta > 44^\circ$ ab und setzt sich pro Sektor aus 64 Plastikszintillatorstäben zusammen. Mit einer beidseitigen Auslese erreicht man eine Zeitauflösung von $\sigma_t = 150$ ps.
- Das **TOFino** System füllt den inneren Polarwinkelbereich $\theta < 45^\circ$ aus. Durch die geringe Granularität von vier Szintillatorelementen pro Sektor und die einseitige Auslese erhält man eine Zeitauflösung von $\sigma_t = 420$ ps bei erhöhter Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer.
- Strahlabwärts schließt sich an den TOFino der **Pre-Shower** Detektor an. Durch eine höhere Granularität von 924 *pads* in einem Sektor kann so auch in diesem Winkelbereich den Teilchentreffern eine Ortsinformation zugewiesen werden. Durch die Ausbildung elektromagnetischer Schauer können Elektronen und Positronen für $p > 400$ MeV/c von dem hadronischen Untergrund getrennt werden.

Die Geschwindigkeit eines Teilchens wird aus der zeitlichen Differenz zwischen der Detektion im META-Detektor und dem Reaktionszeitpunkt berechnet. Zur Messung dieser Startzeit werden polykristalline Diamantdetektoren, die im Strahl in unmittelbarer Nähe zum Target angebracht sind, verwendet. Diese zeichnen sich durch hohe Strahlhärte (bis zu 10^9 Ionen/s) und eine sehr gute Zeitauflösung ($\sigma_t = 30$ ps) aus.

Als weitere Messgröße steht darüber hinaus die Menge der deponierten Ladung in den Szintillatoren und den Driftkammern zur Verfügung. Dieses dem Energieverlust der Teilchen in den Detektoren proportionale Signal wird vorzugsweise für die Hadronenidentifikation (π, K, p) verwendet, wurde für die vorliegende Analyse der e^+e^- - Paare aber nicht genutzt.

2.1.3 Trigger und Datenaufnahme

Die Triggerentscheidung des HADES-Experiments erfolgt in zwei Stufen:

- **LVL1:** In der ersten Stufe wird die gewünschte Multiplizität der geladenen Teilchen über die Anzahl der Treffer im META-Detektor ermittelt. Nur Ereignisse mit einer einzustellenden Mindestmultiplizität werden weiterverarbeitet.
- **LVL2:** In der zweiten Stufe wird durch die Auswahl von LVL1 Ereignissen mit einem e^+/e^- - Kandidaten eine Anreicherung von Ereignissen, die ein e^+/e^- enthalten, erreicht. Diese Kandidaten werden anhand von Bildverarbeitungsalgorithmen in Echtzeit im RICH- und META-Detektor ermittelt.

Die Daten der einzelnen Subsysteme werden bei positiver LVL2-Triggerentscheidung im *eventbuilder* zu einem *event* zusammengefasst und zur weiteren Analyse gespeichert. Für Trigger- und Effizienzstudien, sowie zur Analyse von Hadronen, wird zusätzlich ein bestimmter Bruchteil aller LVL1 getriggerten Ereignisse mitgeschrieben.

2.2 Simulations- und Analysewerkzeuge

Für die physikalische Interpretation der experimentellen Daten sind Simulationen notwendig. Zum einen ist es wichtig, die Antwort der verschiedenen Detektorsysteme auf die jeweiligen Eingangssignale zu untersuchen und zu verstehen, und zum anderen kann somit der Einfluss verschiedener physikalischer Modelle studiert werden. Hierfür werden verschiedene sogenannte Ereignisgeneratoren verwendet, die aufgrund physikalischer Annahmen die Teilchenproduktion und deren zeitliche und räumliche Entwicklung in Kernreaktionen beschreiben.

Pluto

Der von der HADES-Kollaboration entwickelte Ereignisgenerator Pluto [Frö07, Frö09] besitzt zwei unterschiedliche Anwendungsmodi. Als sogenannter “thermischer“ Generator wird er für die Teilchenproduktion in Feuerbällen nach Kollisionen leichter bis schwerer Ionen verwendet, als elementarer Generator für proton-, pion- und photoninduzierte Reaktionen an Wasserstoff- oder schweren Targetatomen. Dabei wird in Reaktionen mit Atomkernen die Ausbeute durch inkohärente Superposition elementarer Nukleon-Nukleon Prozesse ohne Dichteeffekte ermittelt. Als Eingangsparameter benutzt Pluto experimentell vermessene Wirkungsquerschnitte, Verzweigungsverhältnisse, Spektralfunktionen, Formfaktoren und Koeffizienten zur Beschreibung der winkelabhängigen Teilchenemission. Die Verteilung der produzierten Teilchen und deren Zerfallsprodukte im Phasenraum wird dann über Monte-Carlo-Methoden ermittelt. Dabei wird bei der Teilchenproduktion in Kernen der Fermiimpuls berücksichtigt. Die Produktionswirkungsquerschnitte für das in dieser Arbeit beschriebene Experiment werden aus der inklusiven e^+e^- - Paar Produktion in $p+p$ Stößen bei $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV entnommen [Rus10a].

Transportmodelle

Im Rahmen dieser Arbeit werden verschiedene Transportmodellrechnungen verwendet. Im Gegensatz zu Pluto wird in diesen der zeitliche Ablauf einer Kernreaktion durch die Lösung der Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU) Gleichung wiedergegeben. Die Teilchenproduktion sowie die Wechselwirkung zwischen primären und sekundären Teilchen wird anhand von parametrisierten elementaren Wirkungsquerschnitten beschrieben. Dabei werden für Zweiteilchen-Schwerpunktsenergien $E < 2$ GeV alle bekannten baryonischen und mesonischen Resonanzen verwendet, für höhere Energien wird die Teilchenproduktion über die Anregung und Fragmentation von *strings* [Lun83] oder den PYTHIA Ereignisgenerator [Pyt09] parametrisiert. Alle produzierten Teilchen werden explizit propagiert, auch wenn die Masse nicht ihrer Ruhemasse entspricht, wodurch ihre Spektralfunktionen zeitabhängig werden. Die Emission von e^+e^- - Paaren aus dem Zerfall intermediärer Resonanzen wird durch eine Abstrahlung über die gesamte Lebensdauer der Hadronen realisiert. In diesen Modellen besteht die Möglichkeit, die Eigenschaften der Vektormesonen zu verändern und dadurch den Einfluss auf die Signalspektren zu studieren. Folgende Modelle werden verwendet:

- Hadron String Dynamics (HSD) [Hsd99, Bra10]
- Ultra Relativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD) [Urq99, San10]
- Gießen BUU (GiBUU) [Gib99, Wei10]

Während das Ergebnis des GiBUU-Modells in differentiellen Wirkungsquerschnitten angegeben wird, werden in HSD und UrQMD Teilchenmultiplizitäten pro Ereignis berechnet. Zur Angabe von Wirkungsquerschnitten ist die Multiplikation mit dem Reaktionswirkungsquerschnitt notwendig. Der verwendete geometrische Wirkungsquerschnitt wird in Anhang A zu

$$\sigma_{R,Nb} = 815 \text{ mb} \tag{2.1}$$

berechnet.

HGeant

Nach der Erzeugung der Teilchen in den Ereignisgeneratoren werden sie durch das gesamte Spektrometer propagiert. Dabei werden alle Wechselwirkungen mit den Detektormaterialien registriert und in Signale umgewandelt, die den kalibrierten, experimentellen Daten entsprechen. Dazu wird die Simulationssoftware HGeant [Hge05] verwendet, die auf dem Fortran Paket Geant [Gea93] basiert und an den HADES-Aufbau angepasst ist.

HYDRA

Für die Datenanalyse wird das von der Kollaboration entwickelte Softwarepaket HYDRA [Hyd10] benutzt. Es basiert auf dem ROOT Framework [Roo05] und wird sowohl für die experimentellen als auch für die Simulationsdaten verwendet. Dabei wird die Analyse in mehreren aufeinanderfolgenden Schritten durchgeführt, die in Kapitel 3 ausführlich behandelt werden.

2.3 Das Experiment $p+Nb$ bei $E_{\text{kin}} = 3.5 \text{ GeV}$

Experimentelle Besonderheiten

Die Daten für die vorliegende Arbeit wurden im September und Oktober 2008 aufgenommen. Ein 12-fach segmentiertes Niob Target wurde mit einem Protonenstrahl von $E_{\text{kin}} = 3.5 \text{ GeV}$ beschossen. Die Wahl des Targetatoms stellt einen Kompromiss zwischen den maximal zu erwartenden Effekten des nuklearen Mediums und der minimalen Konversionswahrscheinlichkeit für die produzierten γ -Quanten dar [Pro06]. Die gewählte Strahlenergie entspricht der Maximalenergie, die für Protonen durch das SIS18 bereitgestellt werden kann. Weitere Informationen zu dem verwendeten Strahl und Target finden sich in Tabelle 2.1.

Aus mehreren Teilchenspuren kann der Reaktionsvertex für jedes Ereignis rekonstruiert werden. Die räumliche Verteilung in Strahlrichtung ist in Abb. 2.2 dargestellt. Die Ortsauflösung reicht nicht aus, um die einzelnen Segmente klar voneinander zu trennen. Dies würde zu einer gleichmäßigen Verteilung in z führen, die jedoch nicht beobachtet wird.

Strahlteilchen	p
Strahlenergie	$E_{\text{kin}} = 3.5 \text{ GeV}$
Strahlintensität	$1.5 - 2.5 \cdot 10^6 \text{ Teilchen/s}$
Targetmaterial	^{93}Nb
Targetgeometrie	12-fach segmentierter Zylinder
Targetdicke (gesamt)	$d = 5.4 \text{ mm}$
Durchmesser	$D = 1.25 \text{ mm}$
Segmentabstand	$\Delta z = 4.5 \text{ mm}$
Wechselwirkungswahrscheinlichkeit	$P = 2.8\%$

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Strahl- und Targeteigenschaften.

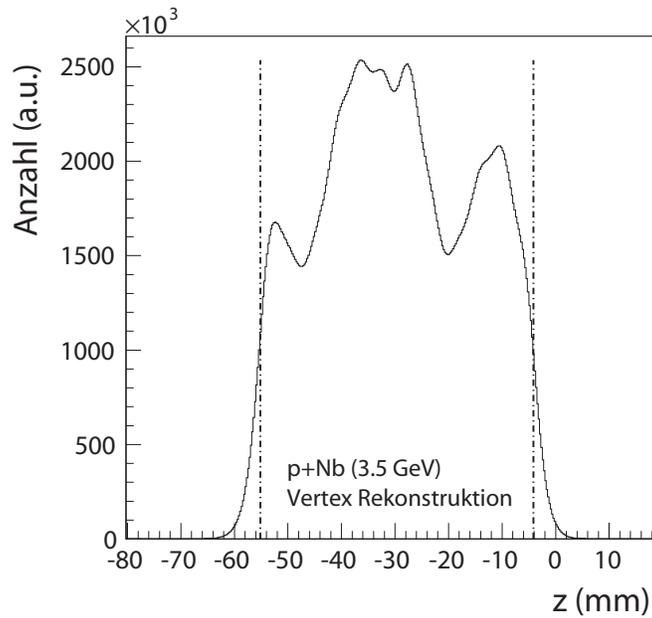


Abbildung 2.2: Verteilung der rekonstruierten Ereignisvertices in Strahlrichtung z . Die vertikalen Linien geben die nominellen Positionen der ersten und letzten Targetscheibe an.

Nach Durchführung des Experiments wurde das Target sowohl optisch (Abb. 2.3) als auch durch Röntgenaufnahmen¹ (Abb. 2.4) untersucht. Abweichungen von einer linearen Anordnung der einzelnen Targetscheiben führen zu der beobachteten nicht konstanten Reaktionswahrscheinlichkeit in Strahlrichtung. Fehlende Targetelemente, die auf

¹Mit freundlicher Unterstützung durch den Lehrstuhl E17, Physikdepartment, TU München.

grund der Analyse des Reaktionsvertex vermutet wurden, konnten somit ausgeschlossen werden.



Abbildung 2.3: Optische Überprüfung des Targets: Nb-Scheiben auf Kaptonstreifen, eine reflektierende Folie ermöglicht die Analyse aller Targetelemente.

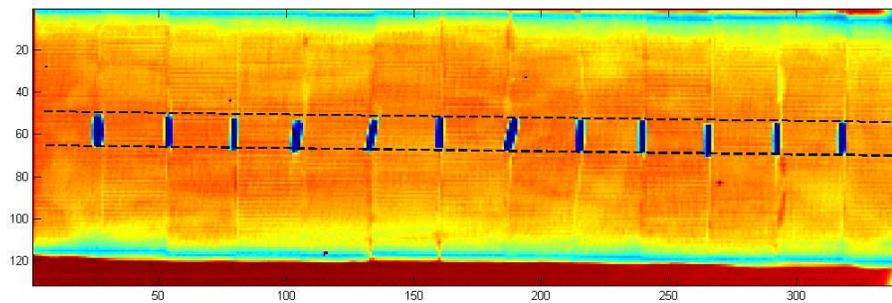


Abbildung 2.4: Röntgenaufnahme des Targets: Hohe Absorption (blau) durch Nb-Scheiben, geringe Absorption (rot) durch Kohlenstoffröhre. Hilfslinien zeigen die Abweichung von einer linearen Anordnung der Targetelemente.

Die Energiedeposition von Protonen in $d_{\text{Start}} \approx 100 \mu\text{m}$ ist so gering, dass die Ladungssammlungseffizienz polykristalliner Diamanten nicht ausreicht, um den Reaktionszeitpunkt zu bestimmen. Mit monokristallinen Diamanten, die eine höhere Ladungssammlungseffizienz besitzen, war keine stabile Operation ab einer Strahlintensität von

10^5 Protonen/s möglich. Deshalb wurde in diesem Experiment kein Startzähler im Strahl verwendet. Die Startzeit konnte jedoch später in der Analyse rekonstruiert werden (siehe Abschnitt 3.1).

Triggereinstellungen und Datenaufnahme

Für die Aufzeichnung eines Ereignisses wurden in der ersten Triggerstufe eine Treffermultiplizität im META-Detektor von mindestens drei Teilchen verlangt (M3). Der Vergleich mit einer UrQMD Studie ergab, dass diese Bedingung 56% aller Reaktionen (bei hypothetischen *minimum bias* Trigger) selektiert. Die Selektion der beitragenden Reaktionsstoßparameter ist in Abb. 2.5 dargestellt. Sie zeigt, dass oberflächennahe Reaktionen unterdrückt wurden.

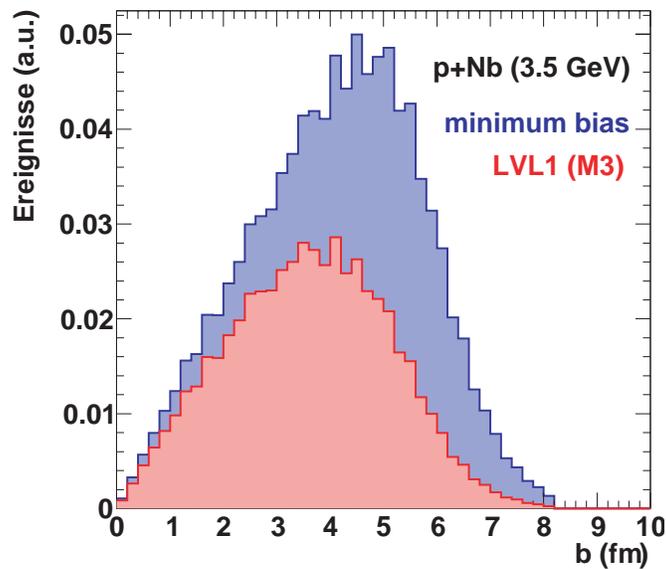


Abbildung 2.5: Stoßparameterverteilung b aus UrQMD Simulationen für *minimum bias events* (blau) und simulierten LVL1 Trigger (rot).

In der zweiten Triggerstufe wurden nur die Ereignisse mit mindestens einem e^+/e^- -Kandidaten ausgewählt. Dieser wurde allein durch einen identifizierten Ring im RICH bestimmt.

Über einen Zeitraum von vier Wochen erfolgte eine stabile Datenaufnahme. Kleinere Abweichungen von Datenraten sind auf Schwankungen in Strahlintensität (LVL1) und

LVL1 Rate	6-8 kHz
LVL2 Rate	1-2 kHz
LVL2 Reduktion	10 – 20%
Ereignisse LVL1	$9.2 \cdot 10^9$
Ereignisse LVL2	$1.6 \cdot 10^9$
Gesamte mittlere Ereignisrate	2.2 kHz
Gesamte Datenmenge	13.6 TB

Tabelle 2.2: Mittlere Ereignisraten und aufgezeichnete Datenmenge.

Triggerverhalten des RICH-Detektors (LVL2) zurückzuführen, konnten aber korrigiert werden. In Tabelle 2.2 sind die typischen mittleren Triggerraten und die aufgenommenen Datenmengen zusammengefasst.

Kapitel 3

Die Datenanalyse

Die HADES-Datenanalyse lässt sich in zwei Hauptschritte untergliedern:

1. Die Erzeugung eines sogenannten *Data Summary Tapes* (DST).
2. Die weitere physikalische Analyse der Spurkandidaten (postDST).

Für die Erstellung der DSTs sind folgende Schritte notwendig und werden für alle HADES-Analysen gleichermaßen durchgeführt:

- Entpacken der Rohdaten
- Kalibration der einzelnen Detektoren
- Ermittlung von Detektortreffern
 - RICH: Ring
 - MDC: Spursegmente in den inneren und äußeren Kammern
 - META: Cluster
- Spurbildung in den MDCs
- Berechnung des Teilchenimpulses nach dem Runge-Kutta (RK) Verfahren [Kön06]
- Korrelation der einzelnen Subsysteme (RICH-MDC-META)

Auf die DST-Analyse wird im Weiteren nicht näher eingegangen, sondern auf die ausführliche Beschreibung z.B. in [Ebe04, Rus06] verwiesen. Zur Erstellung der Kalibrationsparameter und insbesondere der Ausrichtung der Subsysteme zueinander ist ein iteratives Vorgehen notwendig.

Im zweiten Schritt wird eine physikspezifische Analyse durchgeführt. Dabei wird den

Spuren einer Teilchenspezies (Protonen, e^+/e^- , π^+/π^- , K^+/K^-) zugewiesen, Observablen einzelner Teilchen wie Impuls p_e , Polarwinkel θ und Azimutalwinkel ϕ werden extrahiert und mehrere Teilchen können zur Bildung von Paarobservablen kombiniert werden. Der genaue Ablauf der postDST-Analyse sowie die Effizienzkorrektur und die Normierung der gewonnenen Spektren werden in diesem Kapitel behandelt.

3.1 Ereignis- und Spurauswahl

Für die Dielektronenanalyse in diesem Experiment wurden nur Ereignisse untersucht, in denen mindestens ein e^+/e^- -Kandidat zu finden war. Dabei wurde ein solcher Kandidat im Gegensatz zum LVL2 Trigger nicht nur über einen identifizierten Ring im RICH-Detektor definiert, sondern zusätzlich wurde eine Korrelation zu einer Teilchenspurauswahl mit RK-Impuls sowie ein zugeordneter Treffer im META-Detektor verlangt.

Da es in diesem Experiment nicht möglich war, einen Startzähler zu benutzen, musste die Startzeit in der Analyse rekonstruiert werden. Ist in einem Ereignis ein e^+/e^- -Kandidat vorhanden, so ist dieses Teilchen aufgrund seiner minimalen Masse das schnellste und erreicht die Flugzeitwand zuerst. Die Startzeit konnte daher aus der rekonstruierten Wegstrecke und dem Teilchenimpuls gewonnen werden, wenn die Masse des Teilchens als bekannt angenommen wird. Eine nähere Beschreibung des verwendeten Algorithmus findet sich in [Spa06].

Eine Untergrundquelle bildeten falsche Spuren (sogenannte *tracking fakes*), die durch Mehrfachverwendung von Detektortreffern beim Zusammensetzen einer Teilchenspurauswahl oder der Korrelation mit RICH- und META-Detektor entstanden. Die verschiedenen Möglichkeiten von Doppeltreffern in den Subsystemen lassen sich in zwei Untergruppen aufteilen:

1. **Unphysikalischer Ursprung:** Da entweder durch eine zufällige Korrelation oder durch Erzeugung von Artefakten bei der Spurrekonstruktion aus einer wahren Spurauswahl zwei generiert werden, zeigen diese eine Korrelation im Impuls auf. Dies ist in Abb. 3.1(a) dargestellt und ist hauptsächlich für Doppeltreffer in den äußeren Driftkammern und im META-Detektor sichtbar, bei denen Paarungen gleicher Polarität auftreten.

META							
MDC III/IV							
MDC I/II							
RICH							
P_{LS} (%)	0.8	1.3	1.8	33.0	6.1	6.6	8.6
P_{US} (%)	0.0	0.0	17.3	0.9	15.0	0.3	8.3

Tabelle 3.1: Auftretende Kombinationen an gemeinsamen Detektortreffern für LS- und US-Paare.

2. **Physikalischer Ursprung:** e^+e^- - Paare mit sehr kleinem Öffnungswinkel können aufgrund begrenzter Ortsauflösung im RICH und den inneren Driftkammern nicht aufgelöst werden. In diesem Fall ergibt sich keine Impulskorrelation (siehe Abb. 3.1(b)). Die Hauptquelle für diese Paare bildet die Konversion von Photonen in der Target- oder RICH-Region.

Aus allen möglichen Kombinationen wurden die physikalisch wahrscheinlichsten wahren Spuren mit folgendem Verfahren ausgewählt. Zunächst wurden alle Spuren, die keine RK-Impulsrekonstruktion, keinen Treffer im RICH- oder META-Detektor besitzen, verworfen. Im Anschluss wurden die Spuren nach einem Qualitätskriterium, in diesem Fall die kombinierte Güte der Spurrekonstruktion und der Korrelation zum META-Detektor, sortiert und anschließend die beste Kombination von mehrfach verwendeten Detektortreffern ausgewählt. In Tabelle 3.1 sind alle auftretenden Kombinationen für Paarungen gleicher (*Like Sign LS*) und ungleicher Polarität (*Unlike Sign US*) und deren Anteil an allen möglichen Paaren $P_{LS,US}$ gezeigt.

Bei der Bildung der e^+e^- - Paarspektren aus Einzelspuren spielt der kombinatorische Untergrund von physikalischen Spuren eine entscheidende Rolle. Um einen systematischen Fehler bei dessen Berechnung zu vermeiden, müssen in der Spurselection Spuren unphysikalischen Ursprungs unterdrückt werden. Zugleich dürfen Spuren physikalischen Ursprungs nicht verworfen werden. Aus diesem Grund wurde die beschriebene Auswahl nur auf Spuren mit Doppeltreffern in den äußeren Kammern und im META-Detektor angewandt. Doppeltreffer in den inneren Kammern und im RICH blieben unbeachtet.

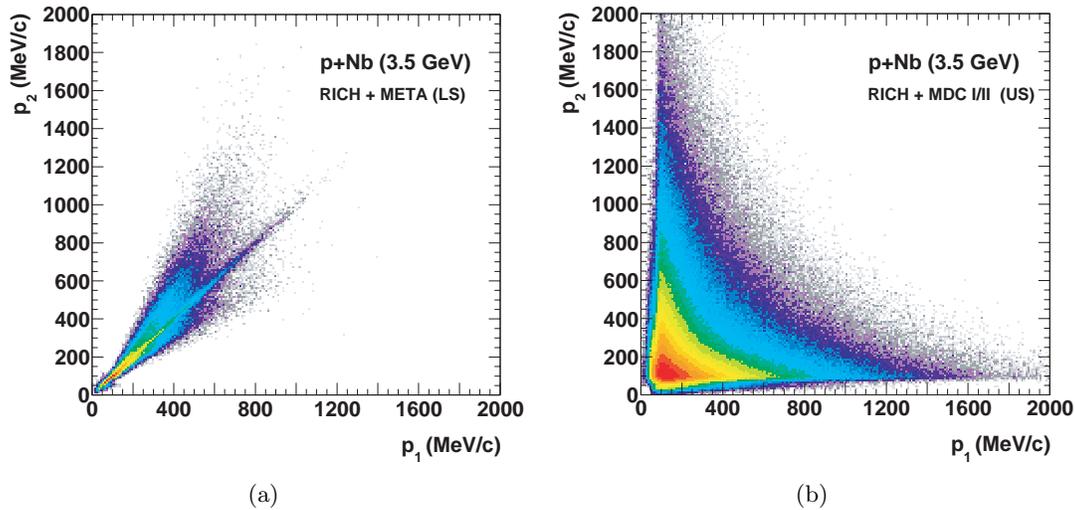


Abbildung 3.1: Impulskorrelation bei Doppeltreffern (a) im RICH- und META-Detektor für LS-Kombinationen (b) im RICH und in den inneren MDC Kammern für US-Kombinationen.

3.2 Hadronenunterdrückung

Eine zweite Quelle des Untergrunds bildeten verbleibende Hadronenspuren, die zufällig mit einem Ring im RICH korreliert wurden. Ihr Beitrag wurde durch die im Folgenden beschriebene Teilchenidentifikation (*Particle IDentification* **PID**) minimiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde hierfür die sogenannte Methode der scharfen Schnitte verwendet, die detailliert in [Sud07, Pac08, Krí08] beschrieben wird. Dabei wurden Bedingungen an die verschiedenen Detektorobservablen gestellt, die bei erfolgreichem Passieren zu einem positiv identifizierten Elektron oder Positron führten. Der Vorteil dieser Methode liegt in der einfachen Optimierung und Überprüfbarkeit der jeweiligen Schnitte. Jedoch wurde hier bereits bei nur einer nichterfüllten Bedingung das Teilchen als Hadron verworfen. Eine bessere Effizienz der Teilchenidentifikation wird erreicht, indem alternativ eine Entscheidung aus der Gesamtheit aller Observablen gefällt wird. Dabei kann dies über einen probabilistischen Ansatz nach dem Satz von Bayes [Chr07, Jur10] oder über ein neuronales Netzwerk erreicht werden [Lan08]. Wegen der im Vergleich zu Schwerionenreaktionen hier vorliegenden geringen Spurmultiplicität je Ereignis konnte jedoch auf diese deutlich aufwendigeren Verfahren verzichtet werden.

Nach der Spurselektion enthielten die e^+/e^- Kandidaten immer noch einen großen Anteil an Hadronenspuren, die einem Ring im RICH-Detektor zugeordnet wurden, sog.

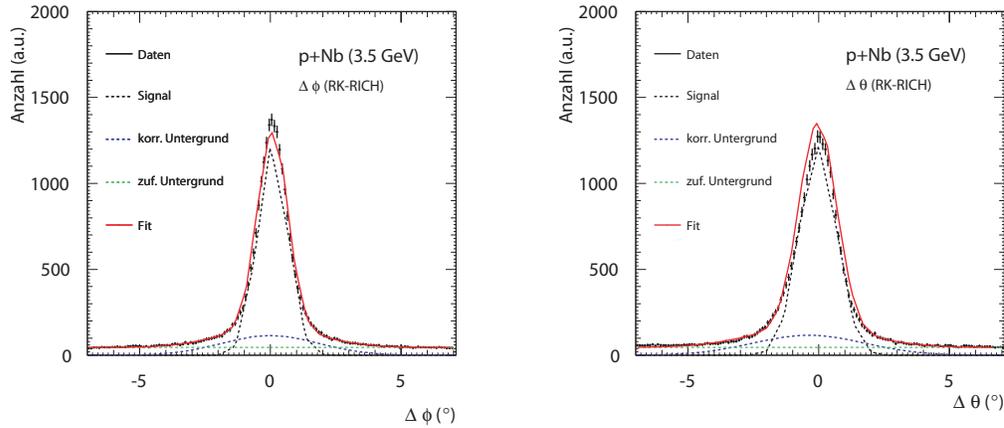


Abbildung 3.2: Korrelation zwischen Teilchenspuren und RICH-Ringen für das Impulsintervall $400 < p_e (\text{MeV}/c) < 500$. Die experimentellen Daten (schwarze Punkte) werden durch einen zweidimensionalen Fit beschrieben, dessen Projektionen (rot) in ϕ (links) und θ (rechts) gezeigt sind. Er setzt sich aus der Signalverteilung (schwarz, gestrichelt), dem korrelierten Untergrund (blau, gestrichelt) und dem zufälligen Untergrund (grün, gestrichelt) zusammen.

lepton fakes. Sie sind jedoch gleichmäßig in θ und ϕ über den Detektor verteilt und nicht mit dem durch den RICH-Ring erwarteten Ort einer echten e^+/e^- -Spur korreliert. Abb. 3.2 zeigt die gemessene Differenz aus den rekonstruierten Emissionswinkeln der Spuren und Ringzentren und erlaubt so eine Unterdrückung unkorrelierter ($|\Delta\theta| \gg 0$) Spuren. Die Winkelkorrelation von Elektronen und Positronen wurde dabei nur durch die Detektorauflösung und Kleinwinkelstreuung, vor allem im RICH-Spiegel, beeinträchtigt und wird in einem zweidimensionalen, impulsabhängigen Fit bestimmt (siehe Abb. 3.2). Hierzu ist eine weitere breite Gaußverteilung nötig, die durch korrelierten Untergrund wie δ -Elektronen oder nichtaufgelöste e^+e^- -Paare mit kleinem Öffnungswinkel verursacht wird.

Zur Identifikation von e^+/e^- wurde die Winkeldifferenz auf eine Breite von 2σ um den mittleren Wert im entsprechenden Sektor beschränkt. Um die Reinheit (siehe hierzu Kapitel 3.6.1) weiter zu erhöhen, wurden folgende Schnitte an die Detektorobservablen gestellt:

RICH

Zwei Effekte können Signale im RICH-Detektor erzeugen, die vom Algorithmus zur Ringsuche irrtümlicherweise als Treffer identifiziert werden. Das Rauschen des Detektors erzeugt einzeln aufleuchtende *pads* mit geringer Pulshöhe. Weiterhin induzieren geladene Teilchen, die das Detektorvolumen des RICH durchlaufen, durchgehende Flächen an getroffenen *pads* mit hoher mittlerer Pulshöhe. Eine vollständige Bereinigung dieser beiden Effekte ist nicht möglich, so dass einige dieser *pads* zu gefundenen Ringen beitragen können.

Durch Mindestanforderungen an die Anzahl der angesprochenen *pads*, die mittlere Pulshöhe und die Güte eines Rings (*Pattern Matrix*) ließen sich Artefakte durch das Detektorrauschen erfolgreich minimieren. Ringe, die durch Spuren geladener Teilchen hervorgerufen wurden, sind meist asymmetrisch und konnten daher durch eine maximale Differenz zwischen dem gefundenen Ringmittelpunkt und dem Schwerpunkt der darin enthaltenen Pulshöhenverteilung (Centroid) unterdrückt werden. Die gemessenen Verteilungen dieser Variablen sowie die verwendeten Diskriminierungsschwellen sind in Abb. 3.3 sowohl für e^+/e^- -Kandidaten als auch für unabhängig identifizierte falsche Spuren (*lepton fakes*) dargestellt. Letztere definieren die Schwellwerte.

TOF/TOFino

Da Elektronen mit einem Impuls $p_e \gtrsim 10 \text{ MeV}/c$ eine Geschwindigkeit $\beta \lesssim 1$ besitzen, lassen sie sich gut von den verbleibenden Hadronen trennen, die durch die Reaktionskinematik auf $\beta \lesssim 0.7$ begrenzt bleiben. Dies ist in Abb. 3.4 dargestellt. Die Reinheit des Elektronenensembles ist bereits sehr hoch, eine quantitative Analyse der Hadronenunterdrückung wird in Abschnitt 3.6.1 präsentiert. Durch die Rekonstruktion der Startzeit über den schnellsten e^+/e^- -Kandidaten wird mindestens einem e^+/e^- eine Geschwindigkeit $\beta = 1$ zugewiesen. Diese Teilchen werden in Abb. 3.4 durch eine scharfe Linie repräsentiert. Die Unterdrückung fehlidentifizierter Hadronen kann deshalb nur in Ereignissen stattfinden, in denen mindestens ein Elektron oder Positron vorhanden ist. Aufgrund der geringen Granularität des TOFino Detektors treten durch Doppeltreffer unphysikalische Teilchengeschwindigkeiten $\beta \gg 1$ auf, weshalb in diesem Winkelbereich auf eine obere Schwelle verzichtet wird.

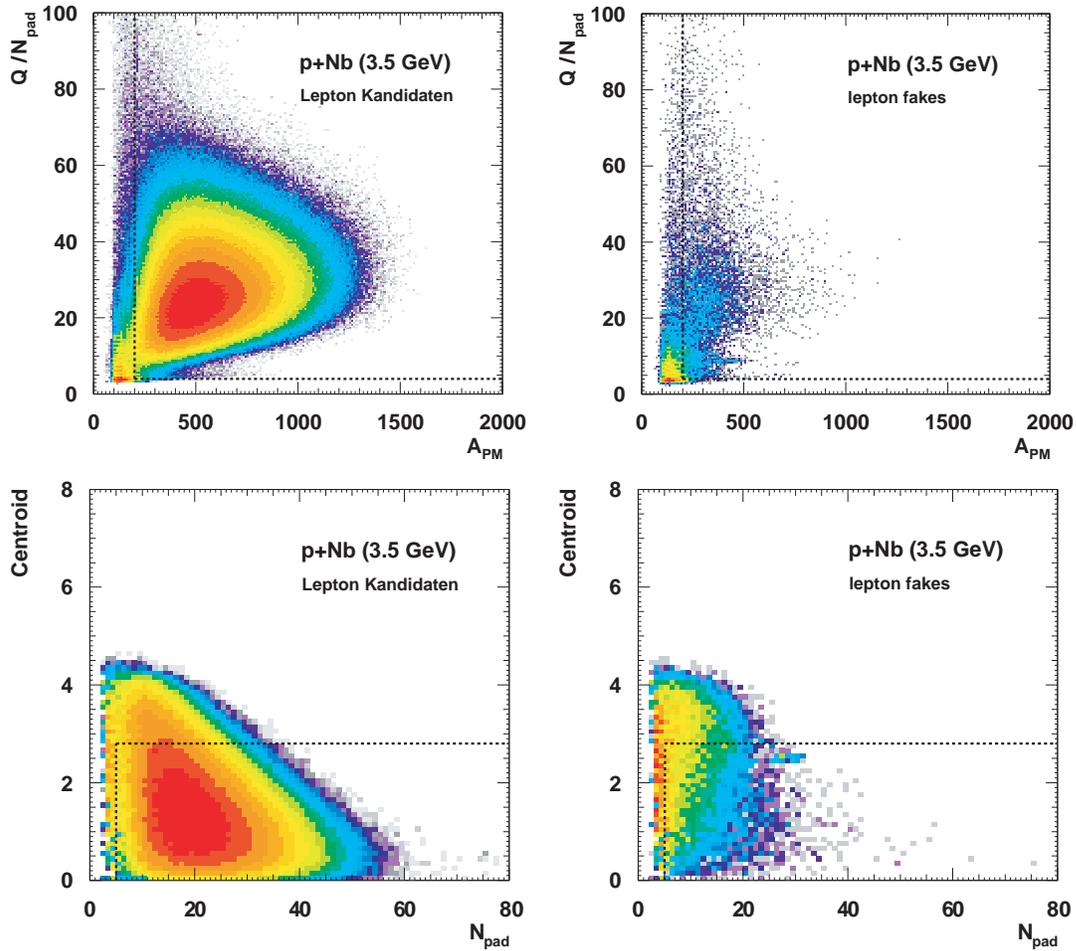


Abbildung 3.3: RICH-Observablen für alle e^+/e^- -Kandidaten (links) und *lepton fakes* (rechts): Die oberen Abbildungen zeigen die mittlere Pulshöhe Q/N_{pad} gegen die Güte A_{PM} des Ringmusters, das mit der *Pattern Matrix* Methode gefunden wurde. In den unteren Darstellungen ist der Centroid gegen die Anzahl der angesprochenen *pads* N_{pads} gezeigt. Die Schnitte der Teilchenidentifikation wählen Spuren innerhalb der eingezeichneten Fenster aus.

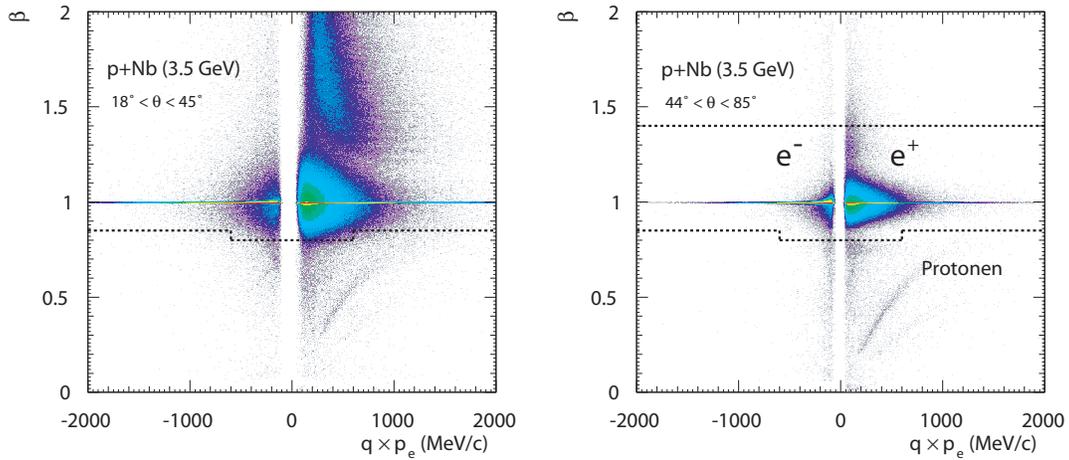


Abbildung 3.4: Teilchengeschwindigkeit β gegen das Produkt aus Ladung und Teilchenimpuls $q \times p_e$ für die zwei Polarwinkelbereiche des TOFinos (links: $18^\circ < \theta < 45^\circ$) und des TOF-Detektors (rechts: $44^\circ < \theta < 85^\circ$). Die Schnitte der Teilchenidentifikation wählen Spuren innerhalb der eingezeichneten Fenster aus. Die z-Koordinate ist in logarithmischer Darstellung gezeigt.

Pre-Shower

Einen größeren Einfluss haben die Schnitte auf die Observablen des Pre-Shower Detektors. Dieser besteht aus drei Zellen, in denen neben dem Energieverlust der Teilchen auch das Einsetzen eines elektromagnetischen Schauers gemessen wird. Schnelle Pionen und Protonen sind bei den vorliegenden Impulsen minimal ionisierend, verlieren also in jeder Zelle in etwa die gleiche Energie. Elektronen dagegen bilden elektromagnetische Schauer aus und erzeugen deshalb in den hinteren Zellen ein größeres Signal als in den vorderen. Schneidet man auf die Differenz zwischen den einzelnen Zellen, können ab Impulsen $p_e \simeq 400 \text{ MeV}/c$ Hadronen effektiv von Elektronen unterschieden werden, wie in Abb. 3.5 verdeutlicht wird.

Alle verwendeten Schnitte bzw. Diskriminationsschwellen sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

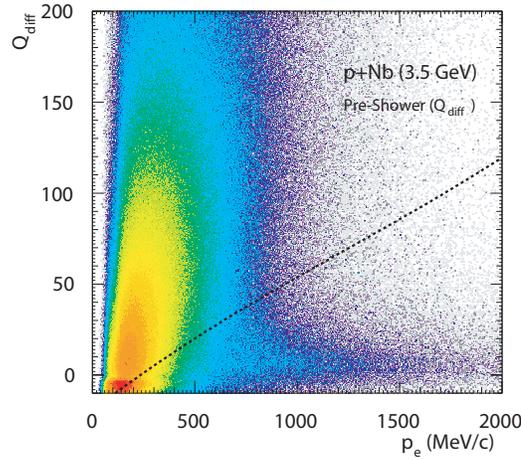


Abbildung 3.5: Differenz der Ladungen Q_{diff} in den vorderen und hinteren Zellen des Pre-Shower Detektors gegen den Teilchenimpuls p_e . e^+/e^- -Kandidaten befinden sich oberhalb der eingezeichneten Linie.

RICH-Schnitte	
N_{pad}	> 5
A_{PM}	> 200
Q/N_{pad}	> 4
$Centroid$	< 2.8
TOF/TOFino Schnitte	
β	> 0.80 für $p_e < 600 \text{ MeV}/c$
	> 0.85 für $p_e > 600 \text{ MeV}/c$
β_{TOF}	< 1.4
Pre-Shower Schnitte	
Q_{max}	$< -0.95 + 7.0 \cdot 10^{-3} \cdot p_e - 2.1 \cdot 10^{-6} \cdot p_e^2 + 2.1 \cdot 10^{-10} \cdot p_e^3$
Q_0	$> 28.8 - 4.1 \cdot 10^{-3} \cdot p_e - 2.9 \cdot 10^{-6} \cdot p_e^2$
Q_{diff}	$> -19.6 + 8.8 \cdot 10^{-2} \cdot p_e - 2.0 \cdot 10^{-5} \cdot p_e^2 + 5.4 \cdot 10^{-9} \cdot p_e^3$

Tabelle 3.2: Zusammenfassung der PID Schnitte.

3.3 Effizienz- und Akzeptanzkorrektur

Da einerseits die Effizienzen der Detektoren, der Spurrekonstruktion und des Teilchenachweises nicht 100% betragen und andererseits das HADES-Spektrometer nicht den gesamten Phasenraum abdeckt, können die experimentell gewonnenen Ergebnisse nicht direkt mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Es sind daher Effizienz- und Akzeptanzkorrekturen notwendig.

Die Ineffizienzen wurden durch eine impuls- und winkelabhängige Korrektur der experimentell gewonnenen Daten berücksichtigt. Um große Korrekturen und damit verbundene Unsicherheiten bei einer Extrapolation der Daten in den vollen Phasenraum zu vermeiden, wurden die Observablen aus theoretischen Rechnungen durch einen Filter in die HADES-Akzeptanz projiziert.

3.3.1 Bestimmung der Effizienz

Zur Berechnung der Effizienzkorrekturen musste in Simulationen die Wahrscheinlichkeit, dass ein e^+/e^- im HADES-Aufbau als solches nachgewiesen wird, bestimmt werden. Die Effizienz des Nachweises durch die einzelnen Detektorsysteme, der Rekonstruktion einer Einzelspur und deren Identifikation als Elektron- oder Positronspur wurden dabei zusammengefasst. Das Rauschen in den Detektoren und das Zusammenspiel mit anderen Teilchen, vor allem Hadronen, und deren Einfluss auf die Nachweis- bzw. Rekonstruktionseffizienz sind in Simulationen schwer nachzubilden. Aus diesem Grund wurden Elektronen und Positronen mit konstanter Verteilung in p_e , θ und ϕ mit dem Pluto Ereignisgenerator erzeugt und in experimentell gewonnene Ereignisse eingebettet. Jeweils ein e^+ oder e^- wurde dabei pro Sektor generiert. So konnte ein realistischer Untergrund sichergestellt werden. Ebenfalls auftretende physikalische e^+/e^- -Spuren spielen aufgrund ihres seltenen Auftretens (<5%) keine Rolle.

Für die realistische Beschreibung des Signals ist es wichtig, dass das Ansprechverhalten und die Effizienz des RICH-Detektors möglichst gut in den Simulationen wiedergegeben wird (siehe [Fab03]). Das für diese Arbeit verwendete Verfahren und dessen Ergebnisse sind in separaten Berichten [Jur08, Web09] beschrieben.

Aus der Anzahl der simulierten Spuren innerhalb der Akzeptanz N_a und der Anzahl der vollständig rekonstruierten und identifizierten Spuren N_r lässt sich die Effizienzmatrix

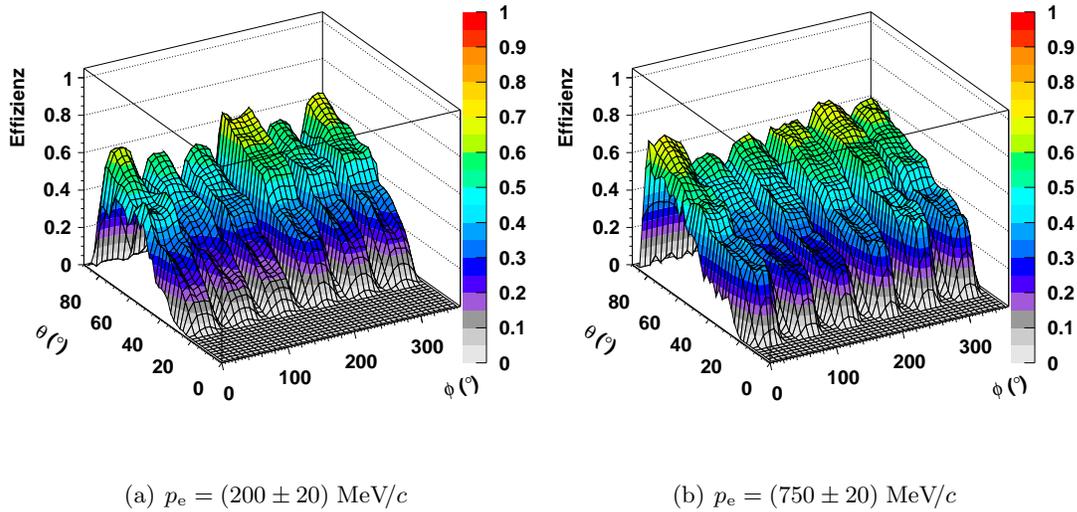


Abbildung 3.6: Effizienzmatrizen für Positronen in Polarwinkel θ gegen Azimutalwinkel ϕ . Die Nachweiseffizienz nimmt mit wachsendem Polarwinkel zu und ist für verschiedene Sektoren unterschiedlich.

\mathcal{E} berechnen:

$$\mathcal{E}(p, \theta, \phi) = \frac{N_r(p_r, \theta_r, \phi_r)}{N_a(p_s, \theta_s, \phi_s)} \quad (3.1)$$

Da diese Matrix als Korrektur der experimentellen Daten verwendet wurde, wurden im Zähler nur die rekonstruierten Observablen p_r , θ_r und ϕ_r herangezogen. Nicht jedes Teilchen in der Akzeptanz wird aber auch rekonstruiert, weshalb im Nenner nur simulierte Variablen verwendet werden können. Um dennoch konsistent in der Beschreibung der Effizienz zu bleiben, wurden die gefilterten, simulierten Spuren mit realistischen Unsicherheiten versehen. Man erhält p_s , θ_s und ϕ_s . Dabei wurden in der Simulation Kleinwinkelstreuung und Energieverlust beim Durchlaufen von Detektormaterial und die endliche Auflösung der Detektoren berücksichtigt.

In Abb. 3.6 und 3.7 sind die resultierenden Effizienzmatrizen für zwei Impulsbereiche beispielhaft dargestellt. Man erkennt, dass die Gesamteffizienz für den Nachweis einzelner e^+/e^- -Spuren zwischen 20 % und 50 % liegt.

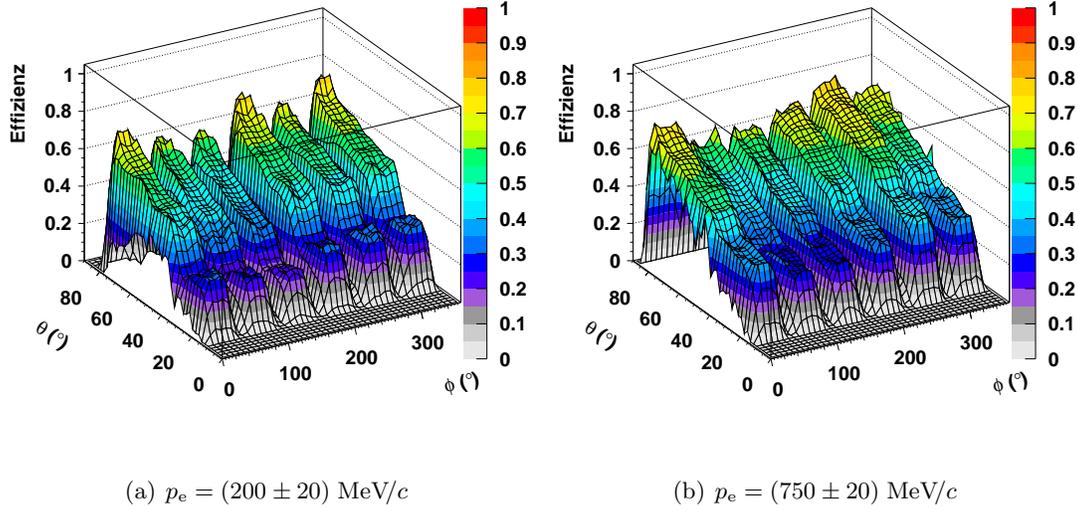


Abbildung 3.7: Effizienzmatriizen für Elektronen in Polarwinkel θ gegen Azimutalwinkel ϕ .

3.3.2 Bestimmung der Akzeptanz

Wie bei der Effizienz kann in ähnlicher Weise auch eine Akzeptanzmatrix \mathcal{A} definiert werden, die die Wahrscheinlichkeit angibt, dass ein e^+/e^- mit p_{sim} , θ_{sim} und ϕ_{sim} den gesamten HADES-Detektor durchquert:

$$\mathcal{A}(p, \theta, \phi) = \frac{N_{acc}(p_{sim}, \theta_{sim}, \phi_{sim})}{N_{4\pi}(p_{sim}, \theta_{sim}, \phi_{sim})} \quad (3.2)$$

$N_{4\pi}$ steht für die in den gesamten Phasenraum emittierte Teilchenanzahl einer Spezies. Um zu große Unsicherheiten bei der Gesamtkorrektur zu vermeiden, wurden die Phasenraumbereiche am Rand der Detektorakzeptanz, in denen die Effizienz $\mathcal{E} < 0.05$ beträgt, beim Filtern verworfen.

In Abb. 3.8 sind die Akzeptanzmatriizen p_e vs θ für die Mitte eines Sektors aufgetragen. Für Impulse $p_e > 500 \text{ MeV}/c$ befinden sich alle Spuren mit einem Polarwinkel $18^\circ < \theta < 80^\circ$ innerhalb der geometrischen Akzeptanz des Spektrometers. Für kleine Impulse spielt das Magnetfeld eine entscheidende Rolle. Die Ablenkung erfolgt für

e^+ zur Strahlachse hin, für e^- von der Strahlachse weg. Daher werden Positronen bei kleinen Polarwinkeln aus der HADES-Akzeptanz entfernt und Elektronen bei großen.

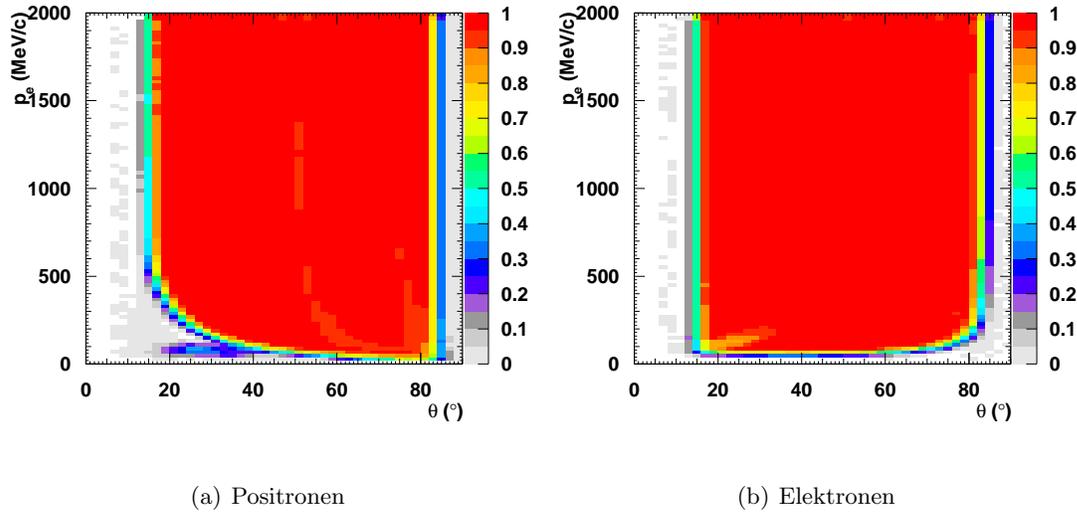


Abbildung 3.8: Akzeptanzmatrizen für Positronen (links) und Elektronen (rechts) bei $\phi = 30^\circ$: Dargestellt ist der Teilchenimpuls p_e gegen den Polarwinkel θ .

3.3.3 Selbstkonsistenz

Um sicherzustellen, dass ein Vergleich von akzeptanzgefilterten, simulierten Vorhersagen mit effizienzkorrigierten, rekonstruierten Verteilungen aus dem Experiment gerechtfertigt ist, wurde ein sogenannter Selbstkonsistenztest durchgeführt. Hierzu wurden mit dem Pluto Ereignisgenerator einzelne e^+/e^- mit einer physikalisch sinnvollen Verteilung aus dem η - Dalitzzerfall generiert, die dann die volle Detektorsimulation durchliefen. Für das Verhältnis der rekonstruierten, effizienzkorrigierten Spuren zu den primären akzeptanzgefilterten Spuren muss für jede beliebige Observable gelten:

$$\mathcal{R}(p, \theta, \phi) = \frac{1}{\mathcal{E}} \cdot \frac{N_r(p_r, \theta_r, \phi_r)}{N_a(p_s, \theta_s, \phi_s)} \stackrel{!}{=} 1 \quad (3.3)$$

Da die Effizienzmatrix durch im Phasenraum gleichverteilte Spuren generiert wurde, der Test aber mit e^+/e^- - Spuren aus Paaren physikalischen Ursprungs durchgeführt wurde, stellt dies eine nicht triviale Bedingung dar. Eine wichtige Rolle hierbei spielte

die Verschmierung der Teilchenimpulse und ihre Berücksichtigung bei der Erzeugung der Effizienzmatrizen.

In Abb. 3.9 ist das Ergebnis des Selbstkonsistenztests in den Variablen p_e , θ und ϕ dargestellt. Aus den schwachen Abhängigkeiten von \mathcal{R} bzgl. einzelner Observablen und maximalen Abweichungen von etwa 5% ergibt sich, dass die Effizienzkorrektur und Akzeptanzfilterung für Einzelspuren gerechtfertigt ist.

3.4 Paaranalyse

Nach Bestimmung der Teilchenspezies und Korrektur der Einzelspureffizienz

$$C_{e^+/e^-} = \frac{1}{\mathcal{E}_{e^+/e^-}} \quad (3.4)$$

wurden alle möglichen Kombinationen von e^+/e^- - Spuren in einem Ereignis gebildet und folgende Paarobservablen berechnet:

- Invariante Masse M_{ee} .
- Öffnungswinkel α_{ee} .
- Transversalimpuls p_{\perp} .
- Rapidität y .

Den Hauptuntergrund aller US -Kombinationen bilden, wie in Abschnitt 3.1 bereits erwähnt, die e^+e^- - Paare aus externer γ -Konversion im Target und RICH-Radiator, welche sich durch einen kleinen Winkel zwischen e^+ und e^- und kleine Teilchenimpulse auszeichnen. Konversionspaare können durch einen Schnitt auf den Öffnungswinkel $\alpha_{ee} < 9^\circ$ unterdrückt werden, wenn beide Spuren vollständig rekonstruiert werden [Ebe04]. Bei kleinen Impulsen wird jedoch häufig einer der beiden Paarpartner nur in den vorderen Driftkammern nachgewiesen. Deshalb muss der Schnitt auch auf den Winkel zum nächsten benachbarten inneren Spursegment α_{seg} angewandt werden.

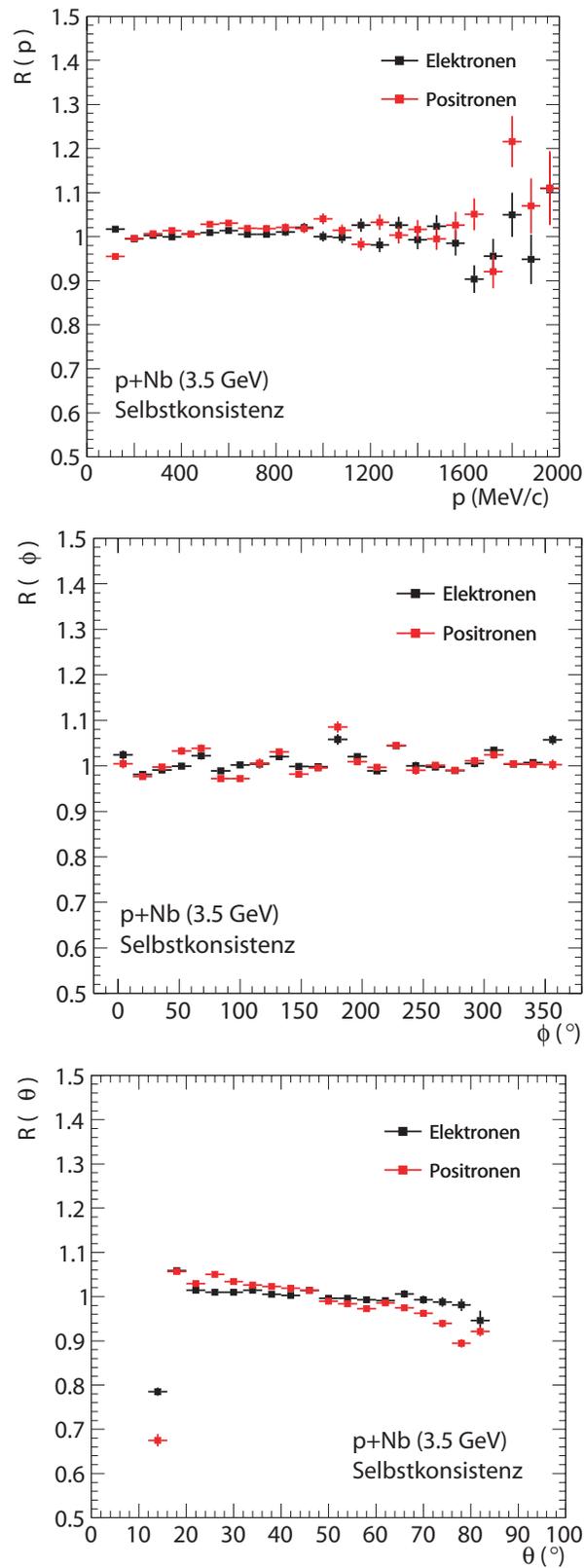


Abbildung 3.9: Selbstkonsistenz \mathcal{R} für einzelne Spuren mit Teilchenimpuls p_e , Polarwinkel θ und Azimutalwinkel ϕ . Sowohl Elektronen (schwarz) als auch Positronen (rot) zeigen eine maximale Abweichung von $\frac{\Delta\mathcal{R}}{\mathcal{R}} \sim 5\%$.

Aufgrund der Ungenauigkeit bei der Impulsrekonstruktion [Kön06] wurden alle Spuren mit Impulsen $p_e < 80 \text{ MeV}/c$ aus dem Ensemble entfernt. Unphysikalische Impulse ($p_e > 2000 \text{ MeV}/c$), die durch fehlerhafte Impulsrekonstruktion auftreten können, wurden durch eine obere Grenze ebenfalls reduziert.

Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis konnte deutlich verbessert werden, wenn zusätzlich auch das innere Spursegment gefittet wurde. Die äußeren Spursegmente blieben ohne Beachtung, da dort im Wesentlichen nur die Statistik des Ensembles verkleinert, der Untergrund aber nicht reduziert wurde.

Alle diskutierten Schnitte auf die Paare sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

3.4.1 Kombinatorischer Untergrund

Befinden sich in einem Ereignis mehr als eine e^+/e^- Quelle, können kombinatorisch US-Paare erzeugt werden, die keinen physikalischen Ursprung haben (*combinatorial background CB*). Dabei unterscheidet man korrelierten Untergrund, der z.B. im Zerfall eines einzelnen π^0 oder η auftritt

$$\pi^0, \eta \rightarrow \gamma\gamma \xrightarrow{\text{ext. Konversion}} e^+e^-e^+e^- \quad (3.5)$$

$$\pi^0, \eta \rightarrow \gamma e^+e^- \xrightarrow{\text{ext. Konversion}} e^+e^-e^+e^- \quad (3.6)$$

wobei jeweils ein e^+ eines γ mit dem e^- des anderen kombiniert wird. Diese Prozesse treten mit einer Wahrscheinlichkeit von $\gtrsim 10^{-4}$ auf und sind damit vergleichbar zu den interessierenden primären Zerfällen. Darüber hinaus gibt es unkorrelierten Untergrund durch Zerfälle zweier verschiedener Hadronen in e^+e^- Paare innerhalb des gleichen Ereignisses.

Da die Verteilung des kombinatorischen Untergrunds $N_{+-}(CB)$ nicht direkt bestimmt werden kann, werden LS-Kombinationen aus einem Ereignis herangezogen, die mit Sicherheit keine gemeinsame physikalische Quelle besitzen. Dieser kann nach [Woo08] mit

$$N_{+-}(CB) = 2 \cdot \sqrt{N_{--}N_{++}} \quad (3.7)$$

aus den LS-Paaren positiver Polarität N_{++} und negativer Polarität N_{--} berechnet werden, wenn folgende Annahmen erfüllt sind:

- Elektronen und Positronen besitzen die gleiche Akzeptanz.
- Der Untergrund ist unkorreliert.
- Die Wahrscheinlichkeit, N_{e^+/e^-} in einem Ereignis vorzufinden, folgt einer Poisson-Verteilung.

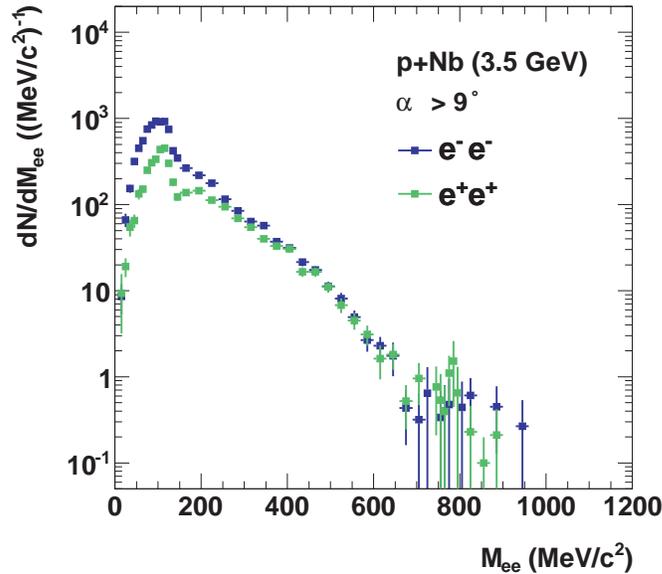


Abbildung 3.10: Invariante Massenverteilungen für alle e^+e^+ (grün) und e^-e^- Paare (blau).

In Abb. 3.10 ist die invariante Masse für alle e^+e^+ und e^-e^- Paare dargestellt. Da im vorliegenden Stoßsystem nur wenige Reaktionsprodukte in einem Ereignis auftreten, dominiert der korrelierte Untergrund aus den Zerfällen des π^0 und η Mesons. Dies führt zu einer *peak* Struktur bei $M_{ee} \approx 100 \text{ MeV}/c^2$ und einer Schulter bei $M_{ee} \approx 500 \text{ MeV}/c^2$. Um nun dennoch $N_{+-}(CB)$ abschätzen zu können, wurde der arithmetische Mittelwert

$$N_{+-}(CB) = 2 \cdot \frac{N_{--} + N_{++}}{2} \quad (3.8)$$

verwendet, der den kombinatorischen Untergrund näherungsweise beschreibt, wenn sich die Verteilungen für N_{++} und N_{--} nicht zu stark unterscheiden [Sai07]. Somit kann auch in Bereichen geringer Statistik, in denen $N_{++} = 0$ oder $N_{--} = 0$ auftritt, immer noch $N_{+-}(CB)$ bestimmt werden.

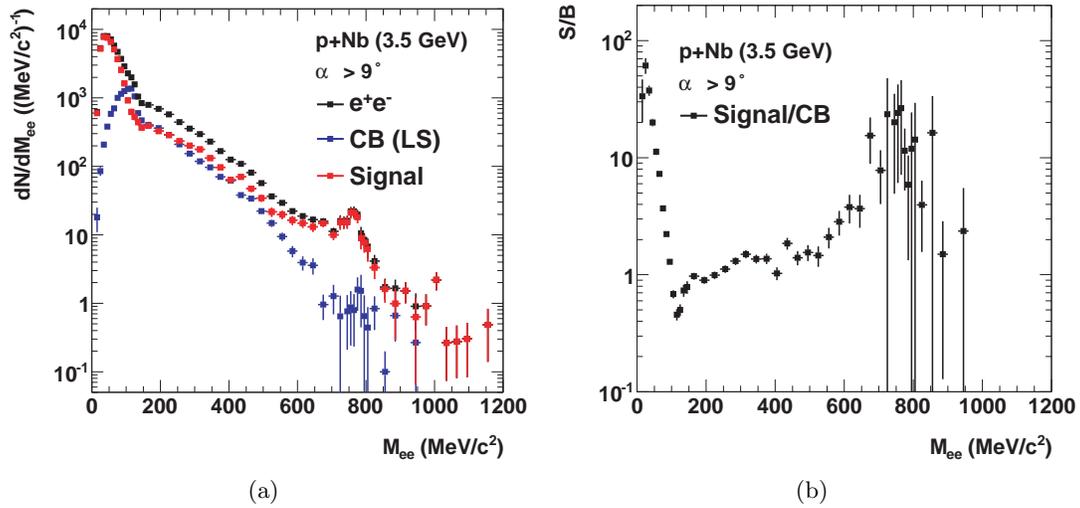


Abbildung 3.11: a) Invariante Massenverteilungen für alle U_S -Paare (schwarz), den kombinatorischen Untergrund aus den LS-Paaren (blau) und das daraus resultierende Signal (rot). b) Signal zu Untergrund Verhältnis S/B .

3.4.2 Physikalisches Signal

In Abb. 3.11(a) ist die invariante Massenverteilung für alle U_S -Paare N_{ee} , den kombinatorischen Untergrund $N_{+-}(\text{CB})$ und das sich daraus ergebende Signal

$$N_{ee}(\text{Signal}) = N_{ee} - N_{+-}(\text{CB}) \quad (3.9)$$

gezeigt. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis

$$S/B = \frac{N_{ee}(\text{Signal})}{N_{+-}(\text{CB})} \quad (3.10)$$

ist in Abb. 3.11(b) dargestellt. Im mittleren Massenbereich ($150 \text{ MeV}/c^2 < M_{ee} < 600 \text{ MeV}/c^2$) ist das Signal vergleichbar mit dem Untergrund ($S/B \approx 1$), während im Bereich der Vektormesonen ($700 \text{ MeV}/c^2 < M_{ee} < 800 \text{ MeV}/c^2$) $S/B \approx 10$ erreicht wird, so dass diese quasi untergrundfrei betrachtet werden können.

Paarschnitte		$N_{ee}(\text{Signal}, M_{ee} > M_{\pi^0})$	$S/B(M_{ee} > M_{\pi^0})$
Öffnungswinkel	$\alpha_{ee} < 9^\circ$	97.6%	0.24
Next neighbour	$\alpha_{seg} < 9^\circ$	83.2%	0.57
Impuls	$80 < p_e < 2000 \text{ MeV}/c$	78.5%	0.58
Segmentfit	$\chi^2 > -1$	77.2%	1.22
Effizienz	$\epsilon > 0.05$	76.9%	1.22

Tabelle 3.3: Zusammenfassung der Schnitte, die bei der Analyse der e^+e^- - Paare verwendet wurden.

3.4.3 Effizienzkorrektur für Paare

Durch die Selbstkonsistenztests für Einzelspuren ist sichergestellt, dass die Effizienzkorrektur für einzelne Spuren unabhängig erfolgen kann. Die Effizienz, ein e^+e^- - Paar nachzuweisen, ist dann das Produkt der Effizienzen einzelner Spuren:

$$C_{ee} = C_{e^+} \cdot C_{e^-} \quad (3.11)$$

Um diese Annahme zu überprüfen, wurde wie in Abschnitt 3.3.3 nochmals die Konsistenz der Effizienzkorrektur getestet, allerdings nun unter Betrachtung der Paarobservablen. In Tabelle 3.4 sind die e^+e^- - Quellen, die hierfür mit dem Pluto Ereignisgenerator erzeugt und in reale Ereignisse eingebettet werden, zusammengefasst. Die Selbstkonsistenz für Paare in der Paarobservable X

$$\mathcal{R}_p(X) = \frac{N_r(X)}{N_a(X)} \quad (3.12)$$

berechnet sich aus der Anzahl der Paare nach vollständiger Simulation und Rekonstruktion mit anschließender Effizienzkorrektur $N_r(X)$ und der Paare $N_a(X)$, die durch die Akzeptanz gefiltert wurden.

In Abb. 3.12 ist $\mathcal{R}_p(\alpha_{ee})$ für zwei Fälle dargestellt. Liegen beide Einzelspuren des e^+e^- - Paares im gleichen Sektor, so ist $\mathcal{R}_p(\alpha_{ee}) \approx 1$ mit einer Abweichung von 10% bei großen α_{ee} . Die Korrektur der Paare über die Einzelspureffizienzen lässt sich hier durchführen.

π^0	\longrightarrow	γ	e^+e^-
η	\longrightarrow	γ	e^+e^-
Δ	\longrightarrow	N	e^+e^-
ω	\longrightarrow	π^0	e^+e^-
ω	\longrightarrow		e^+e^-
ρ	\longrightarrow		e^+e^-

Tabelle 3.4: Verwendete e^+e^- -Quellen für den Selbstkonsistenztest der Effizienzkorrektur von Paaren.

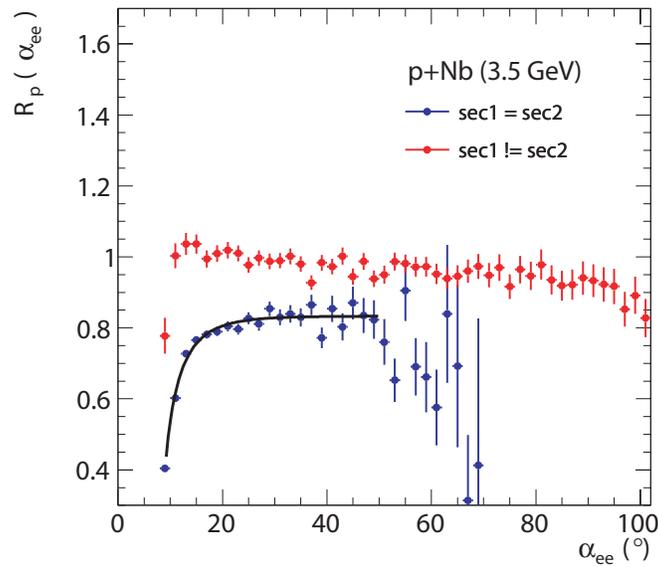


Abbildung 3.12: Selbstkonsistenz $\mathcal{R}_p(\alpha_{ee})$ der Öffnungswinkelverteilung für Paare aus dem η -Dalitzzerfall, deren Teilchen im gleichen Sektor (blau) und in verschiedenen Sektoren (rot) nachgewiesen werden. Die extrahierte Öffnungswinkelkorrektur ist durch die schwarze Linie gegeben.

Liegen jedoch beide Einzelspuren im gleichen Sektor, findet man $\mathcal{R}_p(\alpha_{ee}) < 1$. Werden beide Teilchen eines Paares in den gleichen Sektor emittiert, werden diese oftmals in den inneren Kammern als ein Segment rekonstruiert und die Information über einen der beiden Paarpartner geht verloren. Dies ist umso wahrscheinlicher, je kleiner der Öffnungswinkel zwischen den Einzelspuren ist. $\mathcal{R}_p(\alpha_{ee})$ verringert sich folglich mit abnehmendem α_{ee} . Dieser Effekt kann bei der Bestimmung der Effizienzmatrizen nicht berücksichtigt werden, da in jeden Sektor nur ein e^+/e^- eingebettet wird. In verschiede-

nen Sektoren kann dieser Effizienzverlust auch bei Paaren mit kleinem Öffnungswinkeln nicht auftreten.

Aus diesem Grund wird ein weiterer Korrekturfaktor $C(\alpha_{ee})$ eingeführt:

$$C_{ee} = \begin{cases} C(\alpha_{ee}) \cdot C_{e^+} \cdot C_{e^-} & \text{im gleichen Sektor} \\ C_{e^+} \cdot C_{e^-} & \text{in verschiedenen Sektoren} \end{cases} \quad (3.13)$$

mit

$$C(\alpha_{ee}) = 8.3 \cdot (1 - e^{-6.3 \cdot (x-7.9)^{6.8}}) \quad (3.14)$$

Nach Verwendung dieser Effizienzkorrektur kann die Selbstkonsistenz des Verfahrens für alle Paarobservablen der simulierten Zerfallskanäle aus Tab. 3.4 überprüft werden. Beispielhaft sind in Abb. 3.13 die Verteilungen für den η -Dalitzzerfall gezeigt. Die verbleibenden Unterschiede sind auf 10 % begrenzt und werden im systematischen Fehler berücksichtigt.

3.5 Normierung

Für eine Gegenüberstellung von Experiment und theoretischen Modellen oder den Vergleich verschiedener Reaktionssysteme ist die Normierung der experimentellen Verteilungen auf einen bekannten Prozess oder die Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte notwendig. Erstere Methode wird in der HADES-Kollaboration bei der Untersuchung von Schwerionenreaktionen verfolgt [Aga07, Aga08], indem auf die Produktion neutraler Pionen π^0 normiert wird. Bei elementaren Reaktionen (p+p, d+p) [Aga10] wird auf den bekannten Wirkungsquerschnitt elastischer Reaktionen normiert und man erhält somit differentielle Wirkungsquerschnitte.

Da in der Reaktion p+Nb die exklusive Vermessung elastischer Stöße nicht möglich ist, wird eine Berechnung des Normierungsfaktors in zwei Schritten erreicht:

1. Die Analyse geladener Pionen in der HADES-Akzeptanz, das Ergebnis ist die differentielle Teilchenmultiplizität pro Reaktion $\frac{d^2 N_{\pi^{\pm}, \text{HADES}}}{d\theta dp_{\perp}}$.
2. Der Vergleich mit unabhängig gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitten der HARP-CDP Kollaboration führt zu einem Normierungsfaktor $\sigma_{acc, \pi^{\pm}}$.

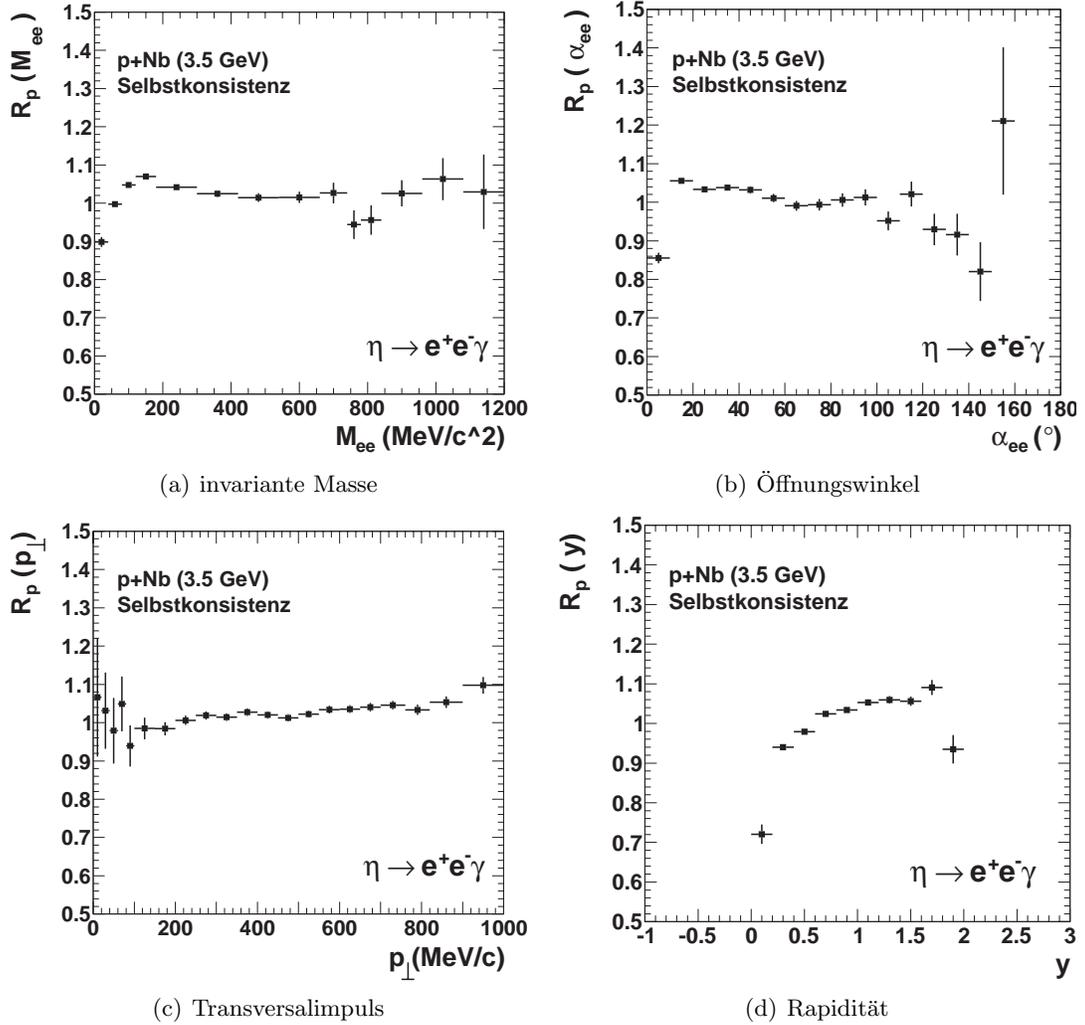


Abbildung 3.13: \mathcal{R}_p für (a) die invariante Masse M_{ee} , (b) den Öffnungswinkel α_{ee} , (c) den Transversalimpuls p_{\perp} und (d) die Rapidität y für e^+e^- -Paare aus dem η -Dalitzzerfall.

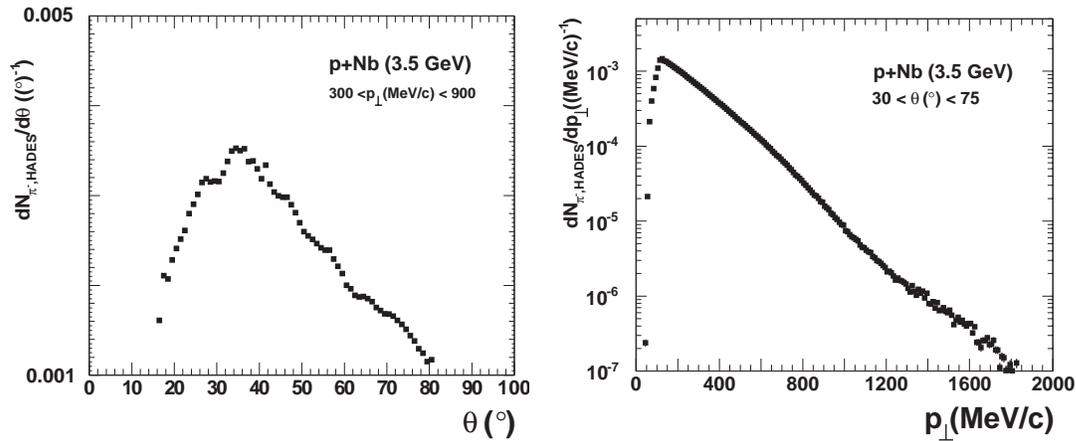


Abbildung 3.14: Differentielle Pionenmultiplizität pro stattgefundenen Reaktion.

Links: $\frac{dN_{\pi^-,HADES}}{d\theta}$ integriert über $300 < p_{\perp} (\text{MeV}/c) < 900$.

Rechts: $\frac{dN_{\pi^-,HADES}}{dp_{\perp}}$ integriert über $30^{\circ} < \theta < 75^{\circ}$.

3.5.1 Analyse der π^+/π^- Ausbeute

Für die Analyse geladener Pionen wurde nicht die in Abschnitt 3.1 beschriebene und für e^+/e^- optimierte Ereignisauswahl verwendet, sondern es wurden alle Spuren aus der DST-Produktion zur Auswahl der Pionenkandidaten herangezogen. Da im Experiment kein Startzähler zur Verfügung stand und somit für alle Ereignisse ohne e^+/e^- -Spur keine Flugzeit vorhanden war (siehe Abschnitt 3.1), wurde daher ausschließlich die Messung des Energieverlusts in der Flugzeitwand TOF/TOFino für die Pionidentifikation benutzt. Eine ausführlichere Beschreibung der Analyse geladener Pionen ist in Anhang B gegeben.

Die Zahl der identifizierten Pionen wurde effizienzkorrigiert und die Bereiche geringer Akzeptanz zwischen den Sektoren durch einen weiteren Korrekturfaktor bereinigt. In Abb. 3.14 sind die resultierenden π^- -Multiplizitäten gegen θ und p_{\perp} aufgetragen. Daraus können die differentiellen Teilchenmultiplizitäten pro Reaktion $\frac{d^2N_{\pi^-,HADES}}{d\theta dp_{\perp}}$ gewonnen werden.

3.5.2 Berechnung des Normierungsfaktors

Die Pionenproduktion in p+A Reaktionen wurde von der HARP-CDP Kollaboration für verschiedene Stoßsysteme und kinetische Strahlenergien [Bol09a, Bol09b, Bol09c,

Bol10] untersucht. In Tabelle 3.5 sind diese zusammengefasst. Aus den dort ange-

A	E_{kin} (GeV/ c^2)				Referenz
Be	2.21	4.15	7.12	11.1	[Bol09a]
Cu	2.21	4.15	7.12	11.1	[Bol09c]
Ta	2.21	4.15	7.12	11.1	[Bol09b]
Pb	2.21	4.15	7.12	11.1	[Bol10]

Tabelle 3.5: Untersuchte Stoßsysteme der HARP Kollaboration

gebenen Wirkungsquerschnitten kann auf das Stoßsystem p+Nb bei $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV interpoliert werden. Es ergibt sich ein Skalierungsfaktor von 0.96 für die Ergebnisse des p+Cu Experiments bei $E_{\text{kin}} = 4.15$ GeV. Ein Fit der interpolierten HARP-CDP Daten für dieses Stoßsystem an die gemessenen HADES-Multiplizitäten in mehreren Polarwinkel- und Transversalimpulsbereichen ergibt den Normierungsfaktor:

$$\sigma_{\text{acc},\pi^-} = 886 \pm 184 \text{ mb} \quad (3.15)$$

Der Fehler setzt sich aus der Unsicherheit der Effizienzkorrektur (5%), der Interpolation der HARP-CDP Daten (2.3%) und der Extrapolation der π^- - Multiplizität pro Ereignis (20%) zusammen (siehe auch Anhang B).

Um den Normierungsfaktor der e^+e^- - Verteilungen zu berechnen, muss die Anzahl der aufgezeichneten Reaktionen bekannt sein. Diese lässt sich aus der Anzahl der LVL1 Ereignisse N_{LVL1} über einen Skalierungsfaktor $(\mathcal{F}_{\text{trig}})_{e^+e^-} = 0.924$ aus UrQMD-Rechnungen bestimmen (vgl. Anhang B). In der e^+/e^- - Analyse wurden nur Ereignisse mit positiver LVL2 Entscheidung berücksichtigt, die LVL1 Ereignisse wurden aber unabhängig von der LVL2 Entscheidung mit einer Untersetzung (*Downscaling Factor DSF*) mitgeschrieben. Die Anzahl der LVL1 Ereignisse berechnet sich somit:

$$N_{\text{LVL1}} = N_{\text{LVL1,DS}} \cdot \text{DSF} \cdot \mathcal{E}_{\text{LVL2}} = 8.80 \cdot 10^9 \quad (3.16)$$

aus der Zahl der aufgezeichneten, unteretzten LVL1 Ereignisse $N_{\text{LVL1,DS}} = 3.057 \times 10^9$, der Untersetzung $\text{DSF} = 3$ und der Effizienz des LVL2-Triggers $\mathcal{E}_{\text{LVL2}} = 0.96 \pm 0.02$.

Für den Normierungsfaktor aller e^+e^- - Spektren erhält man daraus:

$$F_{\text{NORM}} = \sigma_{\text{acc},\pi^-} \cdot \frac{1}{N_{\text{LVL1}}} \cdot (\mathcal{F}_{\text{trig}})_{e^+e^-} = (9.30 \pm 1.95) \cdot 10^{-8} \quad (3.17)$$

3.6 Fehlerbetrachtung

In der Dielektronenanalyse sind mehrere Fehlerquellen enthalten und sollen in diesem Abschnitt erörtert werden. Zunächst wird der Beitrag des hadronischen Untergrunds an e^+/e^- -Spuren durch experimentelle Methoden abgeschätzt. Auch der gemessene Teilchenimpuls ist mit einer Unsicherheit behaftet, die anhand von Simulationen untersucht wird. Abschließend werden alle systematischen Fehler zusammengefasst und zu einer Gesamtunsicherheit der Ergebnisse kombiniert.

3.6.1 Reinheit der Teilchenidentifikation

Der entscheidende Schritt zur Identifikation einer e^+/e^- -Spur ist die Korrelation mit einem Ring im RICH-Detektor. Eine zufällige Zuordnung von Treffern im für Hadronen blinden RICH mit durch Protonen und Pionen erzeugten Spuren stellt daher die Hauptquelle für Verunreinigungen in der e^+/e^- -Auswahl dar. Da Simulationen die experimentelle Situation nie vollständig wiedergeben können, wurde die Reinheit der e^+/e^- -Identifikation mit experimentellen Methoden bestimmt. Die Reinheit der gesamten Teilchenidentifikationsmethode anhand von Simulationen ist z.B. in [Pac08] beschrieben.

Für eine experimentelle Überprüfung musste sichergestellt werden, dass die zu untersuchende Spurauswahl nur *lepton fakes* enthält. Durch die Korrelationen von Spuren und RICH-Treffern in verschiedenen Sektoren konnte sichergestellt werden, dass keine wahren e^+/e^- -Spuren verwendet wurden. Hierfür wurden in jedem Ereignis die Sektoren des RICH-Detektors um eine zufällige Anzahl $N = 1, 2, 3, 4, 5$ rotiert, wodurch eine absolute Normierung der so erhaltenen zufällig korrelierten Spuren gewährleistet war. Diese Studien wurden an einer Untermenge von $6.8 \cdot 10^7$ LVL1 Ereignissen durchgeführt.

In Abb. 3.15(a) sind die Teilchenimpulse für positive und negative Spuren für die Standardanalyse N_{lepton} und die Rotation der Sektoren N_{fakes} aufgetragen, wobei nur eine Korrelation zwischen RK-Spur und RICH-Ring verlangt wurde. Positive Teilchen mit großen Impulsen werden dabei fast hauptsächlich von *lepton fakes* dominiert. Diese Tatsache kann deutlicher visualisiert werden, wenn die Reinheit

$$\mathcal{R} = \frac{N_{\text{all}} - N_{\text{fakes}}}{N_{\text{all}}} \quad (3.18)$$

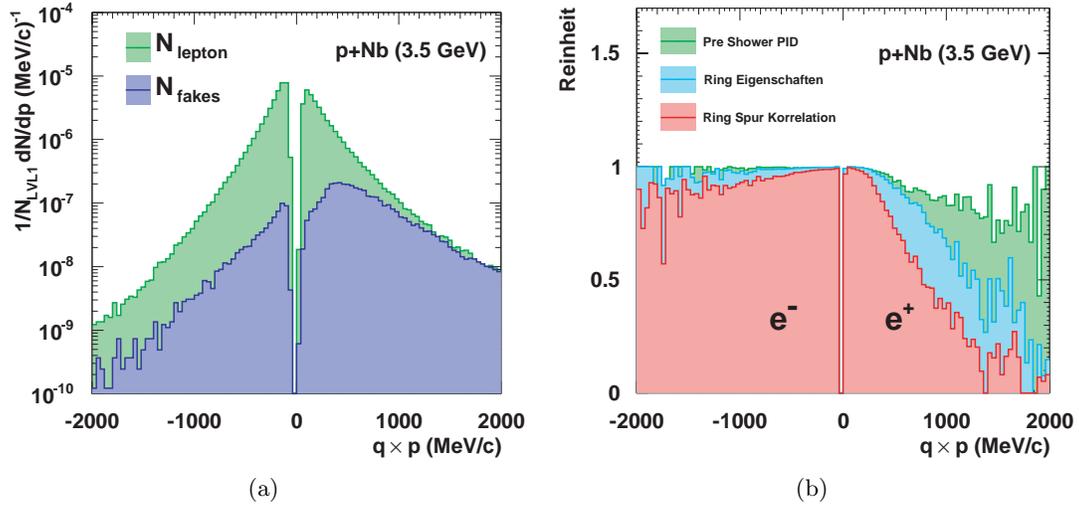


Abbildung 3.15: Reinheit der Teilchenidentifikation: a) Impulsverteilung aller e^+/e^- Kandidaten (grün) und der *lepton fakes* (blau). b) Reinheit der verschiedenen PID-Schnitte: Ring-Spur Korrelation (rot), Schnitte auf die Ring-Qualität (cyan) und auf die Pre-Shower Observablen (grün).

betrachtet wird (siehe Abb. 3.15(b)). Während für alle Elektronen die Reinheit $\mathcal{R} > 0.9$ ist, fällt sie für Positronen mit Impulsen $p_e > 1000 \text{ MeV/c}$ auf $\mathcal{R} \approx 0$ ab. Verlangt man zusätzliche Schnitte für die Ring-Qualität (siehe Abb. 3.3) und das elektromagnetische Schauersignal (siehe Abb. 3.5), kann eine Reinheit von $\mathcal{R} \approx 1.0$ für e^- und $0.8 < \mathcal{R} < 1.0$ für e^+ erreicht werden.

Zufällige Korrelationen können ebenfalls erreicht werden, indem man RICH-Treffer aus einem Ereignis mit vollständigen Spuren aus einem anderen Ereignis paart. Die Normierung ist durch die Zahl der Ereignisse, in denen nach korrelierten Spuren gesucht wird, gegeben. Das Ergebnis der auf diese Art bestimmten Reinheit ist kompatibel mit oben genannten Ergebnissen.

3.6.2 Korrektur des Teilchenimpulses

Mit dem HADES-Experiment wurden nicht nur e^+e^- - Paare gemessen, sondern auch kurzlebige Teilchen, die in Hadronen zerfallen. Rekonstruiert man beispielsweise die invariante Masse eines $\pi^+ \pi^-$ Paares, kann zusätzlich zu einem starken kombinatorischen Untergrund aus unkorrelierten Pionen auch das K_S^0 Teilchen in der invarianten

Massenverteilung identifiziert werden. Allerdings wurde in p+p Kollisionen für die Polmasse eine Abweichung von $\Delta M/M \approx 2\%$ vom Literaturwert beobachtet [Rus10b]. Diese Abweichung kann systematischen Fehlern bei der Bestimmung der B - Feldstärke und Einflüssen der Randfelder zugeordnet werden und erlaubte somit eine nachträgliche Kalibrierung der Impulsmessung. Wird die entsprechende Abweichung von $\Delta p/p \approx 1\%$ bei der Simulation der e^+e^- Paare aus p+p Kollisionen berücksichtigt, kann das invariante Massenspektrum der experimentellen Daten befriedigend beschrieben werden (siehe Abb. 3.16). Deshalb wurde auch für das System p+Nb in allen Simulationen, die mit den experimentellen Daten verglichen werden, eine zusätzliche Verschiebung des Impulses der e^+/e^- um 1% implementiert.

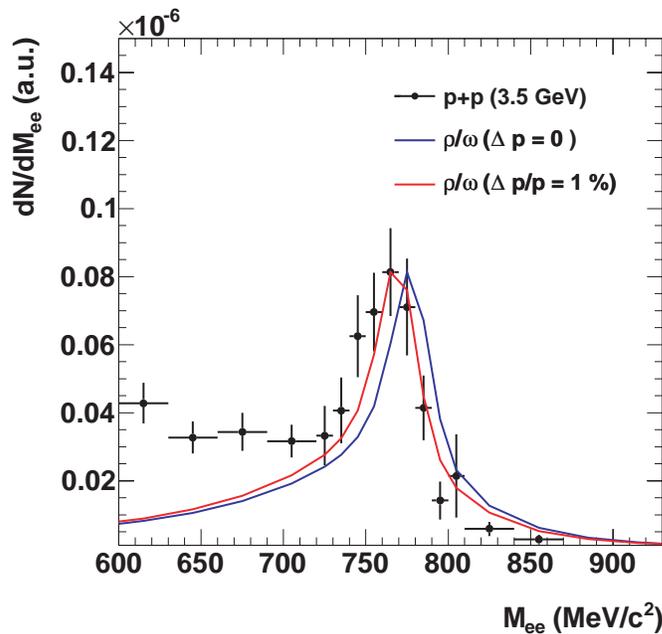


Abbildung 3.16: Vergleich der invarianten Masse in Experiment (schwarz) und Simulation mit (rot) und ohne (blau) Korrektur des Teilchenimpulses.

3.6.3 Systematische Unsicherheiten

Normierung

Die Normierung setzt sich aus mehreren Faktoren zusammen und wird global auf die Daten angewandt. Den Hauptbeitrag zur Unsicherheit liefert mit $\sigma_\pi = 21\%$ die Berechnung des Produktionswirkungsquerschnitts für Pionen innerhalb der HADES-Akzeptanz. Einen vernachlässigbaren Beitrag liefert die LVL2 Triggereffizienz mit $\sigma_{\text{LVL2}} = 2\%$. Insgesamt ergibt sich eine systematische Unsicherheit von $\sigma_{\text{norm}} = 21\%$.

Untergrundabzug

Eine weitere Fehlerquelle wird durch die Methode des Untergrundabzugs eingeführt. Sie kann durch eine Simulation abgeschätzt werden, indem man den wahren kombinatorischen Untergrund und den rekonstruierten miteinander vergleicht. Im Massenbereich, in dem der kombinatorische Untergrund eine Rolle spielt, resultiert ein systematischer Fehler $\sigma_{\text{cb}} = 13\%$.

Effizienzkorrektur

Die Unsicherheit der Effizienzkorrektur setzt sich aus zwei Komponenten zusammen. Die Bestimmung der Effizienz erfolgte über detaillierte Detektorsimulationen, jedoch sind diese nicht in der Lage die experimentellen Verteilungen exakt zu reproduzieren. Insbesondere die Korrelation zwischen den e^+/e^- -Spuren und den Treffern im RICH-Detektor ist in Simulationen wesentlich stärker ausgeprägt als im Experiment. Der systematische Fehler, da die e^+/e^- -Effizienz in der Simulation somit überschätzt wird, wurde durch die Wahl größerer Korrelationsfenster abgeschätzt. So wird auch im Experiment die maximale Nachweiseffizienz erreicht. Aus der maximalen Abweichung der effizienzkorrigierten, experimentellen Spektren wird die Unsicherheit zu $\sigma_{\text{eff,sim}} = 9\%$ bestimmt.

Aus den Selbstkonsistenztests lässt sich die Unsicherheit der Effizienzkorrekturmethode gewinnen. Diese wurde für verschiedene Observablen und physikalische Quellen in Kapitel 3.4.3 untersucht. Die Abweichungen lassen sich mit einem maximalen systematischen Fehler von $\sigma_{\text{eff, meth}} = 10\%$ abschätzen, was zu einem gesamten Fehler der

Effizienzkorrektur von $\sigma_{\text{eff}} = 13\%$ führt. Schwankungen der Effizienz über die gesamte Strahlzeit waren gering und wurden daher vernachlässigt.

Gesamtfehler

Da die einzelnen systematischen Unsicherheiten als unkorreliert angenommen werden können, lässt sich der gesamte systematische Fehler zu

$$\sigma_{\text{sys}} = \sqrt{\sigma_{\text{norm}}^2 + \sigma_{\text{cb}}^2 + \sigma_{\text{eff}}^2} = 28\% \quad (3.19)$$

addieren.

In allen folgenden Verteilungen experimenteller Daten wird der statistische Fehler durch vertikale Balken und der systematische Fehler zusätzlich durch ein Fehlerband dargestellt.

Kapitel 4

Ergebnisse

4.1 Impulsverteilungen der e^+/e^- - Spuren

Zunächst wurde der Einfluss der verschiedenen Analyseschritte auf die Impulsverteilungen der einzelnen e^+/e^- - Spuren untersucht. In Abb. 4.1 ist das Produkt von Ladung und Teilchenimpuls dargestellt. Den größten Einfluss auf die Zusammensetzung des Ensembles hat die enge Korrelation einer Teilchenspur mit einem RICH-Ring und die Unterdrückung von *tracking fakes* durch die Spurauswahl. Dies entspricht einer Reduktion auf 22.6 % aller e^+/e^- - Kandidaten, d.h. Spuren, denen innerhalb eines großen Korrelationsfensters (vgl. Abschnitt 3.1) ein Ring zugewiesen werden konnte. Im nächsten Schritt wurde die in Abschnitt 3.2 beschriebene e^+/e^- - Teilchenidentifikation angewandt, es verbleiben 18.9 % aller Kandidaten. Hierbei ist vor allem der Effekt auf die positiven Spuren mit großen Impulsen $p_e > 1000 \text{ MeV}/c$ sichtbar, die von zufällig korrelierten Hadronspuren dominiert werden.

Die Impulsverteilungen nach erfolgreicher Teilchenidentifikation sind für e^+/e^- in Abb. 4.2 dargestellt und zeigen ab $p_e > 500 \text{ MeV}/c$ einen gleichen exponentiellen Abfall auf. Unterschiede bei kleinen Impulsen sind durch die Detektorakzeptanz für e^+ und e^- begründet (vgl. Abschnitt 3.3.2).

Wegen der sehr starken π^0 - Produktion dominiert der π^0 - Dalitzzerfall das experimentelle Gesamtspektrum. Ein ähnlicher exponentieller Abfall wird daher auch bei der Untersuchung von simulierten Spuren aus dem π^0 - Dalitzzerfall beobachtet. Deren Impulsverteilung ist in Abb. 4.2(b) dargestellt. Das Verhältnis zwischen e^+ und e^- fällt hier noch größer aus als im Experiment, da e^+e^- - Paare kleiner invarianter Masse bevorzugt kleine Impulse haben und der Effekt hierdurch verstärkt wird.

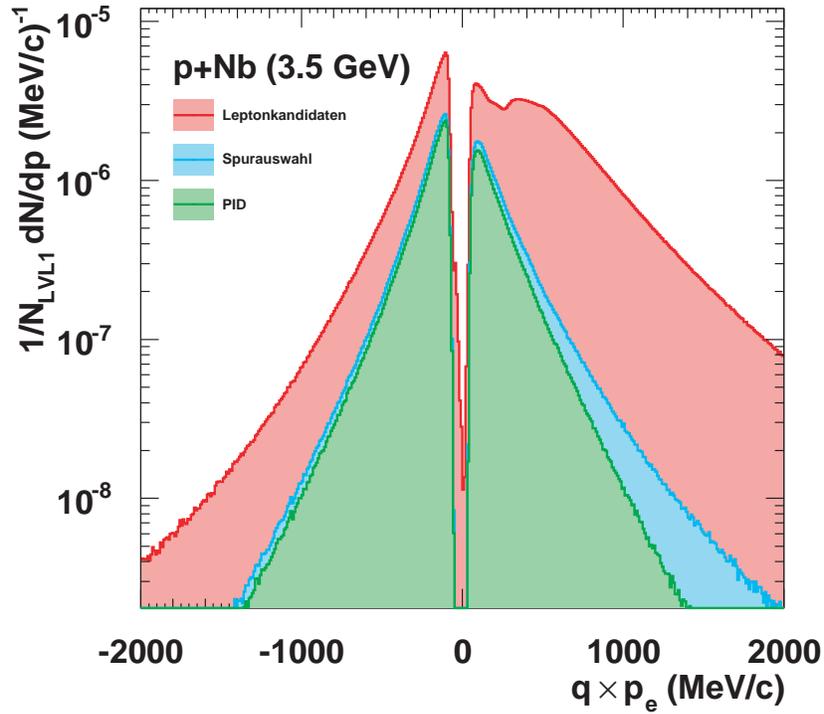


Abbildung 4.1: Impulsverteilungen der e^+/e^- Spuren aller primären e^+/e^- Kandidaten (rot), nach Auswahl der RICH-Spur Korrelation und Unterdrückung von *tracking fakes* (cyan) und nach erfolgreicher Teilchenidentifikation (grün).

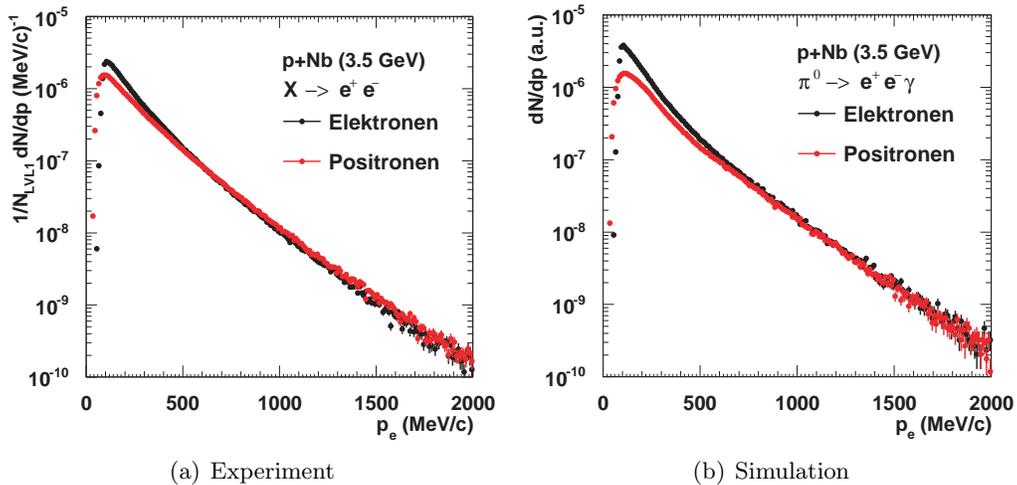


Abbildung 4.2: Vergleich der Impulsverteilungen von e^+ und e^- für experimentelle Daten (a) und Simulation (b).

4.2 Experimentelle Verteilungen der e^+e^- - Paare

4.2.1 Paarmultiplizitäten

In Ereignissen, die mindestens zwei e^+/e^- - Spuren enthalten, können unabhängig von ihrer Polarität Paare gebildet werden. In Abb. 4.3(a) ist die e^- - Multiplizität gegen die e^+ - Multiplizität für diese Ereignisse vor den Paarschnitten aufgetragen. Den Hauptanteil bilden Ereignisse mit genau einem e^+e^- - Paar (96.5 %), während Paare gleicher Polarität nur 2.6 % ausmachen. Ein geringer Anteil an Ereignissen besitzt mehr als ein Paar (0.9 %). Wie bereits erwähnt, wird der Hauptuntergrund durch Konversionspaare gebildet, die mit einem sehr kleinen Öffnungswinkel auftreten. Paare gleicher Polarität und sehr kleinem Öffnungswinkel sind potentielle *tracking fakes* und werden durch die Spurauswahl unterdrückt. Aus diesem Grund besitzen nur 16% aller LS-Paare einen Öffnungswinkel $\alpha_{ee} < 9^\circ$, während der Anteil bei US-Paaren 95% ausmacht. Nach erfolgreicher Paarselektion ergibt sich für die Verteilung der e^+/e^- - Multiplizitäten (Abb. 4.3(b)) ein reduzierter Anteil an e^+e^- - Paaren von 80.9% und ein höherer Anteil an LS-Paaren (18.6%).

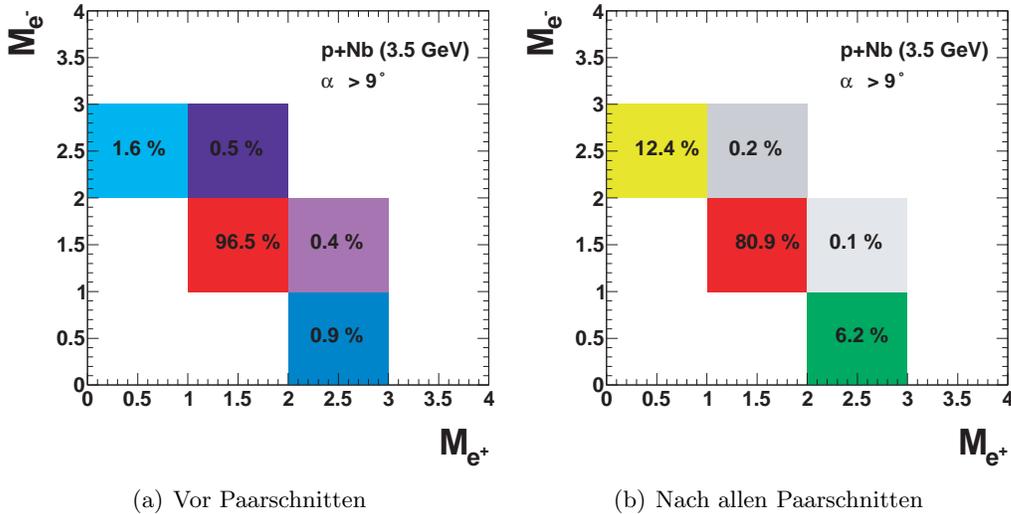


Abbildung 4.3: e^+/e^- - Multiplizitäten in Ereignissen mit mindestens einem Dielektronenpaar

Trägt man für die Spuren der Paarkonstituenten den Impuls auf (Abb. 4.4), ergibt sich ein ähnliches Bild wie in Abb. 4.2(a). Ab einem Impuls $p_e > 500$ MeV/c gleichen sich

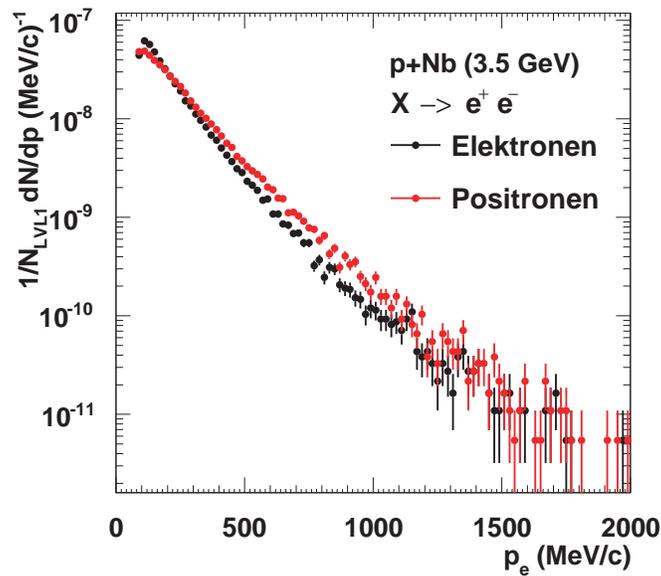


Abbildung 4.4: Vergleich der Impulsverteilungen in Paaren von e^+ (rot), e^- (schwarz) und im Impulsbereich von $600 < p_e(\text{MeV}/c) < 800$ skalierten e^+ (blau).

die Steigungen der exponentiellen Verteilungen. Allerdings dominieren die e^+ (rot) die Impulsverteilung in diesem Impulsbereich.

Der Hauptanteil an e^+e^- - Paaren besitzt kleine invariante Massen (π^0 - Dalitz) und damit werden die e^+/e^- mit kleinen Impulsen emittiert. Die Akzeptanz des HADES-Aufbaus bevorzugt Elektronen bei kleinen Impulsen, daher ist deren Ausbeute in diesem Impulsbereich größer als für Positronen. Da die Gesamtzahl an Positronen und Elektronen bei US-Paaren gleich sein muss, übersteigt die Positronenverteilung die der Elektronen bei großen Impulsen.

4.2.2 Invariante Massen und Wirkungsquerschnitte

In Abb. 4.5(a) sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die invariante Masse aller e^+e^- - Paare nach allen Paarschnitten, sowie Abzug des kombinatorischen Untergrundes, Effizienzkorrektur und Normierung dargestellt. In Übereinstimmung mit der Analyse vorheriger HADES-Experimente lässt sich die Emission von e^+e^- - Paaren in drei verschiedene Massenbereiche je nach emittierender Quelle aufspalten. Die gemes-

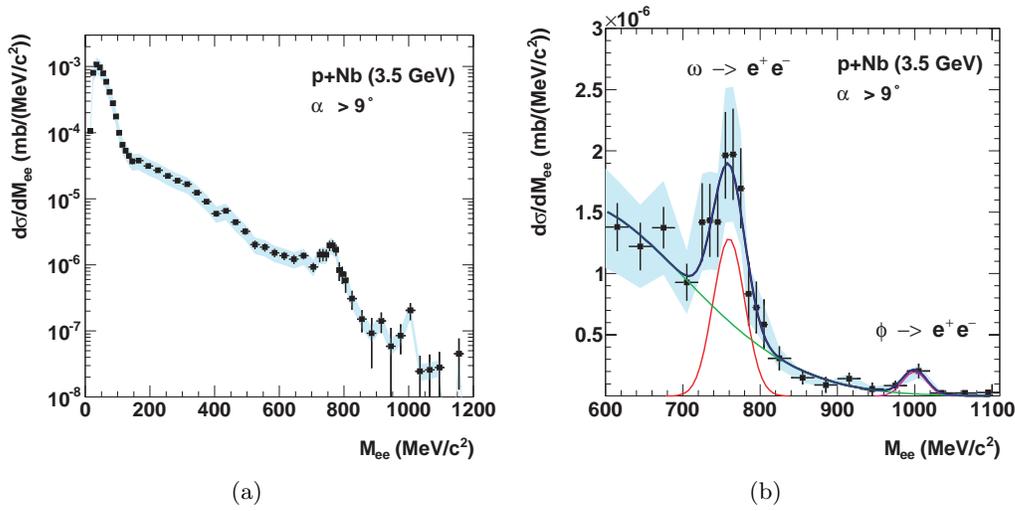


Abbildung 4.5: Invariante Massenverteilungen der im Experiment rekonstruierten e^+e^- Signalpaare nach allen Datenschnitten und der Effizienzkorrektur (a) für den gesamten Massenbereich in logarithmischer Darstellung und (b) für den Massenbereich der Vektormesonen in linearer Darstellung. Die zugehörigen systematischen Unsicherheiten sind durch das Fehlerband (cyan) gegeben.

senen Ausbeuten sind in Tab. 4.1 zusammengefasst.

Die freie kinetische Energie in NN Stößen

$$E_{NN} = \sqrt{s} - 2m_N = 1.30 \text{ GeV}/c^2 \quad (4.1)$$

ist ausreichend, um alle leichten Vektormesonen zu erzeugen. Innerhalb eines Atomkerns ist die Energie, die zur Teilchenproduktion zur Verfügung steht, mit dem Fermi-Impuls verschmiert. Dieser beträgt im Mittel $p_{\text{Fermi}} \approx 150 \text{ MeV}/c$ und spielt deshalb selbst bei der Erzeugung des ϕ - Mesons keine entscheidende Rolle.

- **LM-Paare** ($M_{ee} < 150 \text{ MeV}/c^2$) : Niedrige Massen werden durch den Dalitzzerfall des π^0 Mesons ($M_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}/c^2$) dominiert.
- **IM-Paare** ($150 \text{ MeV}/c^2 < M_{ee} < 550 \text{ MeV}/c^2$) : Im mittleren Massenbereich werden e^+e^- Paare vor allem durch den η - Dalitzzerfall und Δ - Dalitzzerfall erzeugt. Der Dalitzzerfall des η - Mesons ($M_{\eta} = 548 \text{ MeV}/c^2$) zeichnet sich insbesondere durch die Ausbildung einer Schulter bei $M_{ee} \approx 500 \text{ MeV}/c^2$ aus, die in den Daten deutlich sichtbar ist. Bremsstrahlung und ω - Dalitzzerfall spielen eine untergeordnete Rolle.

- **HM-Paare** ($M_{ee} > 550 \text{ MeV}/c^2$) : Bei großen invarianten Massen dominieren die direkten Zerfälle der leichten Vektormesonen (siehe Tab. 1.1). Die Struktur des direkten Zerfalls des ω - Mesons ist klar zu erkennen, darunter liegen die e^+e^- - Paare, die aus dem ρ - Zerfall stammen. Aufgrund seiner großen Zerfallsbreite bilden diese jedoch keine ausgeprägte Struktur. Bei $M_{ee} \approx 1000 \text{ MeV}/c^2$ ist noch einmal eine Anhäufung an Daten zu erkennen, die dem ϕ zugeordnet werden können.

Wird im Massenbereich der Vektormesonen ein Fit mit drei Gaußfunktionen durchgeführt (siehe Abb. 4.5(b)), ergeben sich folgende inklusive Wirkungsquerschnitte innerhalb der HADES-Akzeptanz ($\approx 40\%$ für den direkten Zerfall der Vektormesonen) für die e^+e^- - Produktion:

$$\sigma_{\omega,\text{acc}} = (65.8 \pm 4.6 \text{ (stat)} \pm 18.4 \text{ (sys)}) \text{ nb}$$

$$\sigma_{\phi,\text{acc}} = (7.8 \pm 1.7 \text{ (stat)} \pm 2.2 \text{ (sys)}) \text{ nb}$$

inv. Masse	Anzahl		
LM-Paare:	55038	± 260 (stat)	± 15356 (sys)
IM-Paare:	9012	± 157 (stat)	± 2514 (sys)
HM-Paare:	777	± 30 (stat)	± 217 (sys)

Tabelle 4.1: e^+e^- - Signalausbeute für verschiedene Massenbereiche

4.2.3 Transversalimpulse und Rapiditäten

Für die drei Massenbereiche wurden kinematische Observablen wie die Transversalimpulse oder Rapiditäten der Paare berechnet, um deren Ursprung qualitativ und quantitativ bestimmen zu können. Jedoch spiegeln diese nur bei direkten Zerfällen die Kinematik der Mutterteilchen wieder, also im oberen Massenbereich. In den anderen beiden Bereichen bleibt jeweils ein Teilchen unberücksichtigt und es werden lediglich die Eigenschaften der virtuellen Photonen, die im Anschluss in ein e^+e^- - Paar zerfallen, untersucht. Für dieses besteht jedoch oft eine starke Korrelation zum Mutterteilchen.

Die Verteilungen der Gesamtimpulse

$$p_{ee} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} \quad (4.2)$$

im Laborsystem sind in Abb. 4.6 dargestellt. Sie folgen im Wesentlichen einer abfallenden Exponentialverteilung, weshalb der Großteil der Paare bei kleinen Impulsen emittiert wird. Die Steigung wächst mit zunehmender Masse, so dass im oberen Massenbereich ein beträchtlicher Anteil der e^+e^- - Paare bei großen Laborimpulsen produziert wird. Hier kann das Datenensemble mit einem Schnitt auf den Gesamtimpuls vom $p_{ee} = 800 \text{ MeV}/c$ in zwei Untermengen unterteilt werden und erlaubt somit die Selektion sogenannter langsamer Vektormesonen.

In Abb. 4.7 sind jeweils die differentiellen Wirkungsquerschnitte für Transversalimpulse

$$p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (4.3)$$

und die Rapiditäten

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{E + p_L}{E - p_L}\right) \quad (4.4)$$

für die drei Massenbereiche gezeigt. Die p_{\perp} - Verteilungen zeigen ein qualitativ ähnliches Verhalten wie die p_{ee} - Verteilungen. Die Rapiditätsverteilungen sind in allen drei Massenbereichen um einen mittleren Wert zwischen Target- und Projektilrapidity gruppiert.

Für symmetrische Systeme, wie sie ein Nukleon-Nukleon-Stoß innerhalb eines Kerns darstellt, gilt eine Symmetrie um die Schwerpunktsrapidity:

$$y_{\text{CM, NN}} = \frac{1}{2}(y_P + y_T) = \frac{1}{2}y_P = 1.12 \quad (4.5)$$

Betrachtet man jedoch den Stoß eines einfallenden Protons am gesamten Kern, ergibt sich für die Schwerpunktsrapidity $y_{\text{CM, pA}} = 0.05$. In den experimentellen Verteilungen zeigt sich eine leicht asymmetrische Verteilung mit verstärkter Ausbeute bei kleinen Rapiditäten. Der Schwerpunkt der Verteilung liegt unterhalb der Schwerpunktsrapidity $y_{\text{CM, NN}}$.

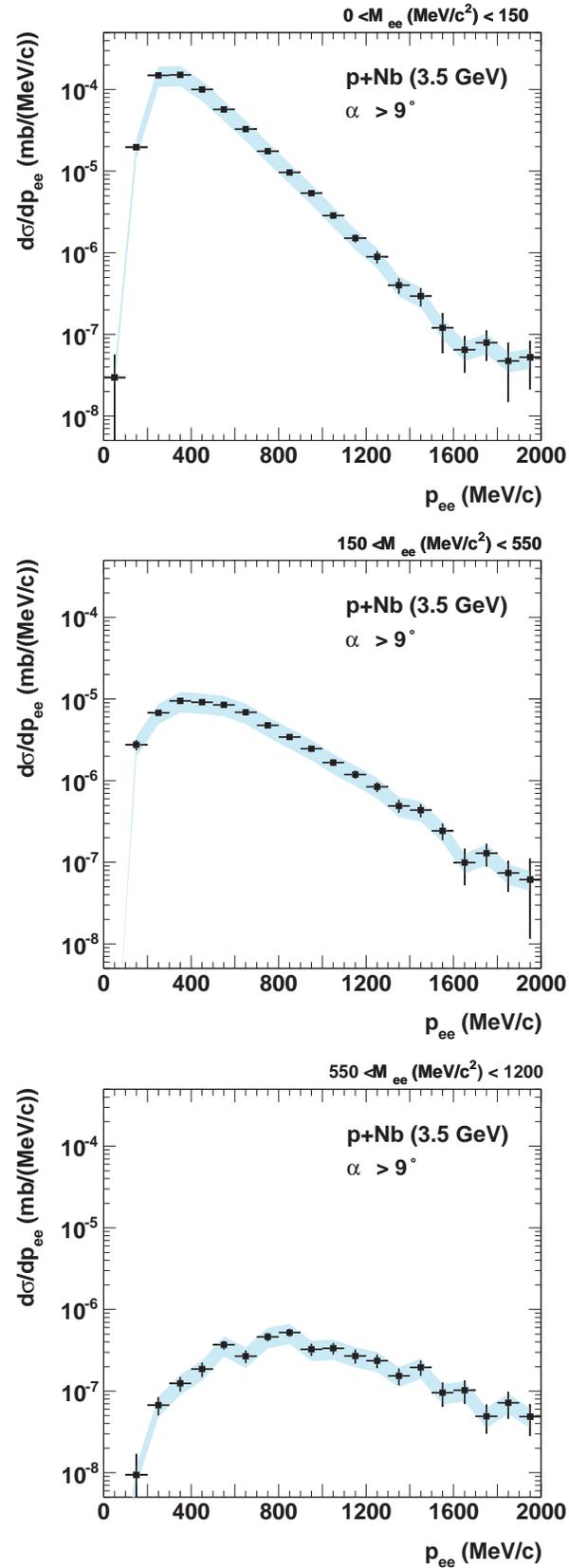


Abbildung 4.6: Laborimpulsverteilungen der im Experiment rekonstruierten e^+e^- -Signalpaare für die drei Massenbereiche. Die zugehörigen systematischen Unsicherheiten sind durch das Fehlerband (cyan) gegeben.

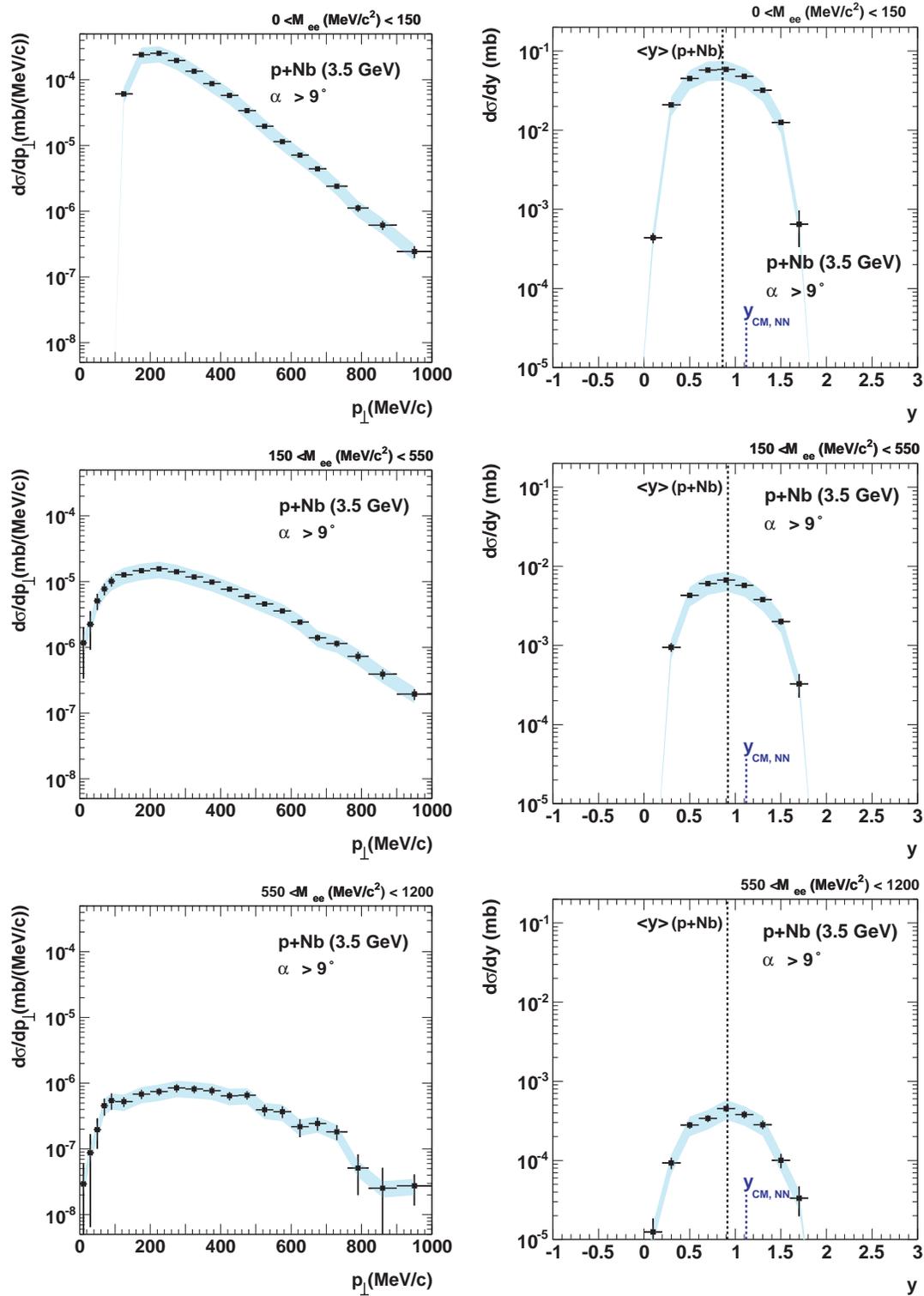


Abbildung 4.7: Transversalimpuls- (links) und Rapiditätsverteilungen (rechts) der im Experiment rekonstruierten e^+e^- Signalpaare für die drei Massenbereiche. Die zugehörigen systematischen Unsicherheiten sind durch das Fehlerband (cyan) gegeben. Die vertikalen, gestrichelten Linien geben jeweils den Schwerpunkt der Rapiditätsverteilung (schwarz) und die Schwerpunktsrapidity $y_{CM, NN}$ (blau) an.

Kapitel 5

Diskussion

Die Diskussion der gemessenen Ergebnisse erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird eine Interpretation anhand experimenteller Daten für die elementare Reaktion $p+p$ [Rus10a] erläutert. Im Anschluss wird auf die Beschreibung durch verschiedene Transportrechnungen eingegangen.

5.1 Vergleich mit $p+p$ bei $E_{\text{kin}} = 3.5 \text{ GeV}$

Die HADES-Kollaboration hat im April 2007 elementare Proton-Proton-Kollisionen bei der gleichen Strahlenergie $E_{\text{kin}} = 3.5 \text{ GeV}$ gemessen. Die Normierung und Extraktion von Produktionswirkungsquerschnitten erfolgte über die exklusive Messung elastischer Stöße, die für $p+\text{Nb}$ jedoch nicht möglich ist. Durch den Vergleich mit Pluto-Simulationen können inklusive Produktionswirkungsquerschnitte für die verschiedenen Quellen des e^+e^- -Paar-Spektrums angegeben werden. Die Analyse und deren Ergebnisse sind detailliert in [Rus10a] beschrieben. In Abb. 5.1 ist die invariante Massenverteilung für e^+e^- -Paare gezeigt, überlagert von zwei verschiedenen hadronischen Cocktails aus Pluto Simulationen, die durch die HADES-Akzeptanz gefiltert und mit der experimentellen Impulsaufösung gefaltet sind. Für die Simulation wurden bekannte kinematische Verteilungen und Verhältnisse von Wirkungsquerschnitten als Eingangsparameter benutzt, die absoluten Stärken der einzelnen beitragenden Quellen wurden durch einen Fit der resultierenden Verteilungen an die Datenpunkte bestimmt. Die dominanten Beiträge sind π^0 - und η -Dalitz, sowie bei hohen invarianten Massen die ω -Produktion. Die ermittelten inklusiven Wirkungsquerschnitte sind konsistent mit gemessenen Daten anderer Experimente.

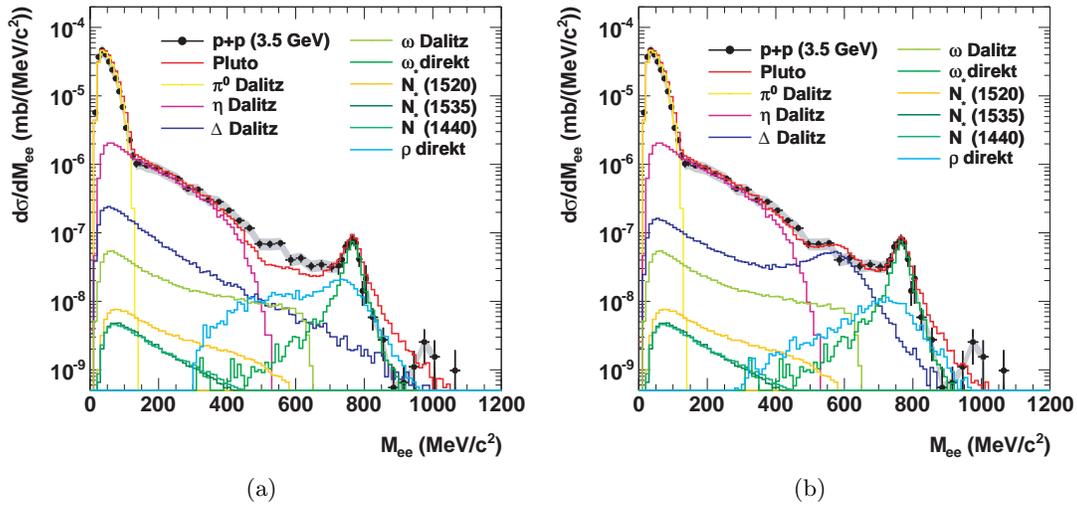


Abbildung 5.1: Invariante Massenverteilungen für p+p Kollisionen in Experiment und Simulation bei Berücksichtigung aller in Frage kommenden Nukleonresonanzen. (a) Für den Δ -Dalitzzerfall wird ein konstanter Formfaktor angenommen. (b) Mit dem nach Krivurochenko parametrisierten Formfaktor für den Δ -Dalitzzerfall [Kri01]. Die zugehörigen systematischen Unsicherheiten [Rus10b] sind durch das Fehlerband (grau) gegeben.

Bei mittleren Massen kann das Spektrum nicht vollständig durch alle bekannten e^+e^- -Quellen beschrieben werden, selbst wenn höher liegende Nukleonresonanzen wie $N(1440) P_{11}$ berücksichtigt werden. Bei der Berechnung der elektromagnetischen Emisivität von Dalitzzerfällen wird ein Übergangsformfaktor¹ benötigt, der jedoch für raumartige Impulsüberträge ($q^2 > 0$) nicht bekannt ist. Verwendet man statt eines konstanten Faktors, der durch die Messung des Zerfalls in reale Photonen (d.h. bei $q^2 = 0$) bestimmt ist, eine impulsabhängige Parametrisierung [Kri01, Wan05], können die Daten wesentlich besser beschrieben werden. Allerdings muss dieses Ergebnis noch durch eine exklusive Analyse bestätigt werden.

Mit den gleichen Quellen wurde ein hadronischer Cocktail für p+Nb Kollisionen erzeugt. Die Berücksichtigung des Fermi-Impulses führt hierbei zu keiner messbaren Veränderung der spektralen Form in den verschiedenen Paarobservablen [Web10]. Die Wirkungsquerschnitte könnten auch hier wieder an die experimentellen Verteilungen angepasst werden, allerdings ist eine Entfaltung der Produktions- und Absorptionsmechanismen nicht möglich. Die einzelnen beitragenden e^+e^- -Quellen wurden deshalb

¹Formfaktor für den Übergang eines endlich großen Hadrons in ein virtuelles punktförmiges Photon

durch Transportmodelle untersucht, in denen die einzelnen Schritte in einer Reaktion zurückverfolgt werden können (siehe Abschnitt 5.2).

Im Allgemeinen ist der Wirkungsquerschnitt der Dielektronenproduktion isospinabhängig, wie auch durch die Messungen der HADES-Kollaboration in p+p und n+p Reaktionen bei $E_{\text{kin}} = 1.25$ GeV bestätigt werden konnte [Aga10]. Diese Isospinabhängigkeit ist jedoch nur bei Energien nahe der Produktionsschwelle signifikant. Messungen der DLS-Kollaboration für die Systeme p+p und p+d bei $E_{\text{kin}} = 1.04 - 4.88$ GeV [Wil97] zeigen, dass Isospineffekte bei größeren Strahlenergien, d.h. $E_{\text{kin}} > 2$ GeV, vernachlässigt werden können, da hier

$$\sigma_{\text{pd}} \approx 2 \cdot \sigma_{\text{pp}} \quad (5.1)$$

gilt.

5.1.1 Qualitativer Vergleich der Spektren

Zunächst wurden die Daten der p+*Nb* Kollisionen so skaliert, dass die Ausbeute im π^0 -Dalitzbereich derjenigen in elementaren Stößen entspricht. Hierfür wurden die beiden Massenverteilungen im Bereich $40 < M_{\text{ee}}(\text{ MeV}/c^2) < 120$ integriert. Das resultierende Spektrum ist in Abb. 5.2 dargestellt. Vergleicht man die Ausbeuten der verschiedenen Massenbereiche relativ zur Ausbeute an e^+e^- - Paaren aus dem π^0 -Dalitzzerfall, beträgt das Verhältnis $R(\frac{\text{p+Nb}}{\text{p+p}}) =$

- 0.97 für LM-Paare,
- 1.53 für IM-Paare,
- 1.37 für HM-Paare und
- für den ω - Massenbereich ($720 < M_{\text{ee}}(\text{ MeV}/c^2) < 810$) nur 1.13.

Im mittleren und oberen Massenbereich, das ω ausgenommen, ist $R(\frac{\text{p+Nb}}{\text{p+p}}) > 1$. In diesem Intervall sind der Δ - und η - Dalitzzerfall und der direkte Zerfall des ρ die dominanten Quellen. Um diesen Überschuss weiterhin zu spezifizieren, wurden kinematische Observablen wie der Transversalimpuls und die Rapidität verwendet. Für die drei Massenbereiche ist deren Verteilung in Abb. 5.3 für beide Experimente dargestellt.

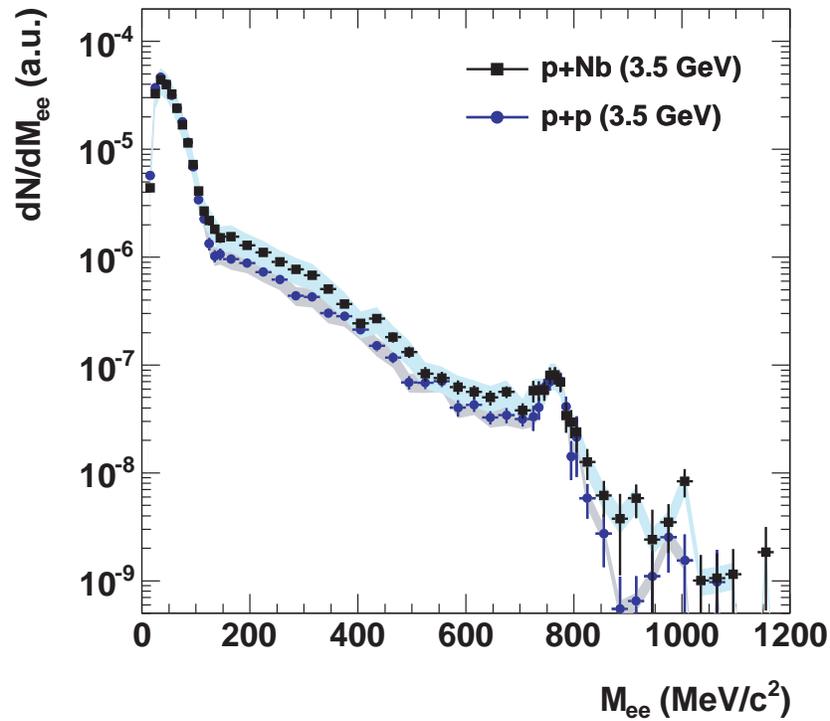


Abbildung 5.2: Invariante e^+e^- - Massenverteilungen für $p+p$ und $p+Nb$ Kollisionen. Das Spektrum für $p+Nb$ ist auf die e^+e^- - Ausbeute im π^0 -Dalitzbereich ($40 < M_{ee}(\text{MeV}/c^2) < 120$) der $p+p$ Daten skaliert. Die zugehörigen systematischen Unsicherheiten sind durch Fehlerbänder jeweils für $p+p$ (grau) und $p+Nb$ (cyan) gegeben.

Während das Integral über die Transversalimpulsverteilungen für LM-Paare durch die Skalierung gleich ist, weisen die Spektren beider Reaktionen für $p_{\perp} > 400$ MeV/c eine unterschiedliche Steigung auf. Die Transversalimpulsverteilungen können in diesem Bereich durch Exponentialfunktionen mit inversem Steigungsparameter s beschrieben werden:

$$dN/dp_{\perp} \sim e^{-p_{\perp}/s} \quad (5.2)$$

Das Ergebnis dieser Parametrisierung ist in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Auch für die beiden anderen Massenintervalle zeigt sich das gleiche Verhalten. Mit zunehmender Masse werden dabei die p_{\perp} -Verteilungen härter als in elementaren Prozessen. Das lässt darauf schließen, dass innerhalb des Kerns der Anteil von e^+e^- -Quellen mit anderer Kinematik zunimmt. Solche Quellen sind bevorzugt die Dalitzzerfälle der Δ -Resonanz oder des η Mesons (vgl. Abschnitt 5.2.2).

Die Mittelwerte der Rapiditätsspektren sind für p+Nb Kollisionen kleiner als für die Emission aus p+p Stößen. Der Überschuss ist dabei hauptsächlich bei Targetrapiditäten zu finden, die zusätzliche Produktion innerhalb von Kernen findet also mehr im Schwerpunktsystem von Proton und Niobkern statt als in einem Nukleon-Nukleon-System. Diese Beobachtung deckt sich mit der aus Kap. 4.2.3.

Massenbereich	s_{p+p} (MeV/c)	s_{p+Nb} (MeV/c)
LM	83.4 ± 1.4	94.8 ± 1.4
IM	126.0 ± 4.5	151.8 ± 5.3
HM	128.4 ± 12.1	172.9 ± 17.5

Tabelle 5.1: Inverse Steigungsparameter s für die Transversalimpulsverteilungen im Intervall $400 < p_{\perp}$ (MeV/c) < 900 für die Reaktionssysteme p+p und p+Nb. Die Fehler ergeben sich aus den Unsicherheiten des Fits.

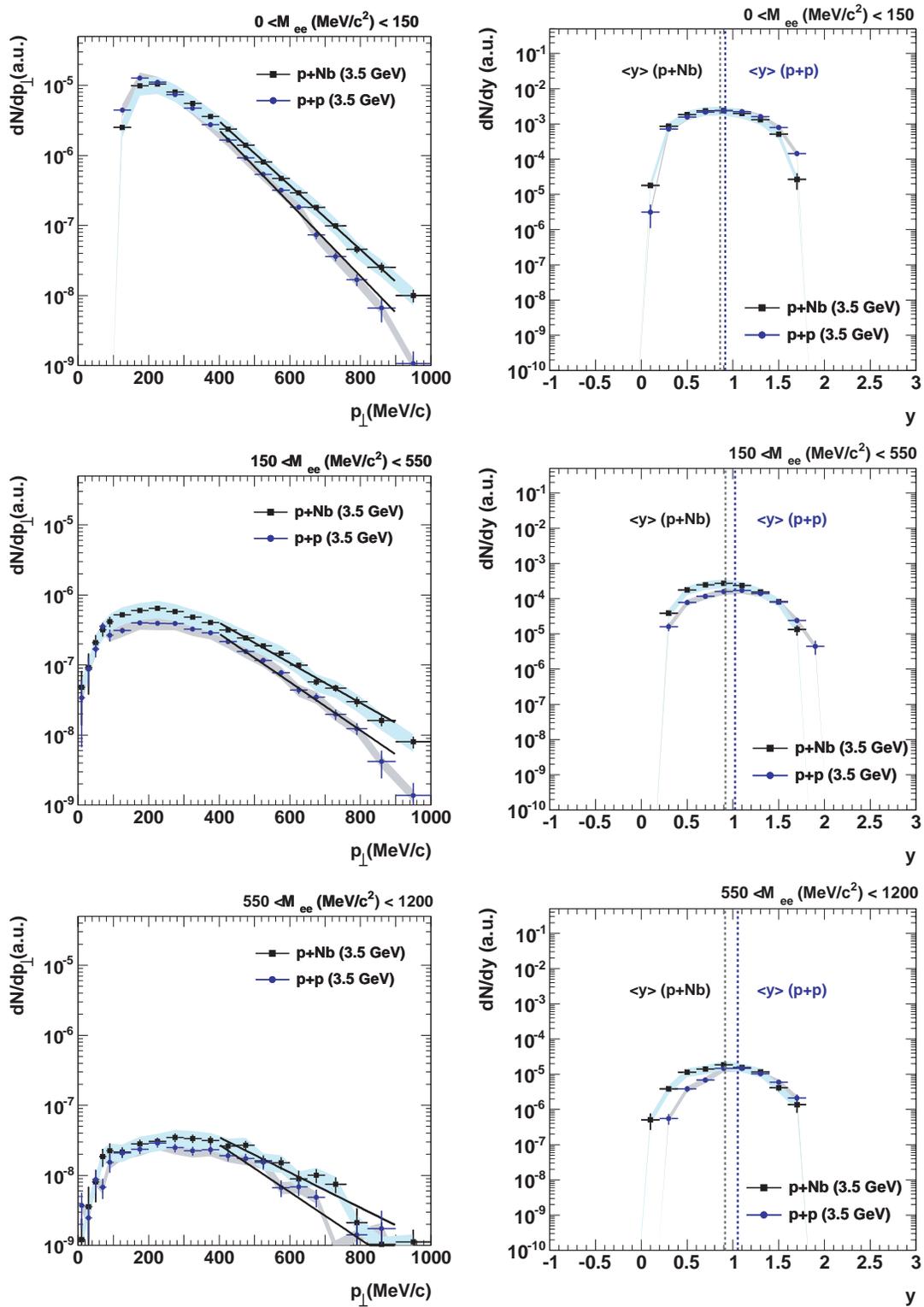


Abbildung 5.3: Vergleich von Transversalimpuls (links) und Rapidity (rechts) für p+p und p+Nb in drei Massenbereichen. Die zugehörigen systematischen Unsicherheiten sind durch Fehlerbänder jeweils für p+p (grau) und p+Nb (cyan) gegeben. Die vertikalen, gestrichelten Linien geben jeweils den Schwerpunkt der Rapidityverteilung für p+p (blau) und p+Nb (schwarz) an.

Massenbereich	$\langle y \rangle_{p+p}$	$\langle y \rangle_{p+Nb}$
LM	0.92	0.86
IM	1.02	0.92
HM	1.05	0.92

Tabelle 5.2: Schwerpunkt der Rapiditätsverteilungen für die Reaktionssysteme p+p und p+Nb.

5.1.2 Langsame und schnelle e^+e^- - Quellen

Um die Effekte des umgebenden Mediums auf die Vektormesonen zu untersuchen, ist es von entscheidender Bedeutung, dass das Hadron innerhalb des Kerns zerfällt. Für die kurzlebigen ρ - Mesonen ist dies bei der verwendeten kinetischen Energie für 75 - 80% der Fall. Wegen ihrer langen Lebensdauer zerfallen ω - Mesonen zu mehr als der Hälfte außerhalb des Kerns [Pro06]. Dieses Verhältnis kann erhöht werden, indem nur kleine Impulse betrachtet werden. Durch die große Akzeptanz und Effizienz des HADES-Spektrometers wurden genügend Ereignisse aufgezeichnet, dass ein Schnitt bei $p_{ee} = 800 \text{ MeV}/c$ angewandt werden konnte. Die resultierenden Verteilungen der invarianten Masse sind in Abb. 5.4 für p+p und p+Nb gezeigt.

LM Paare:

Durch die Skalierung im π^0 - Dalitz-Massenbereich unterscheiden sich die Ausbeuten der beiden Systeme kaum. Paare mit großem Impuls werden in diesem Intervall unterdrückt, da für sie die kleine invariante Masse zu einem kleinen Öffnungswinkel $\alpha_{ee} < 9^\circ$ führt, der in der Paaranalyse verworfen wird.

IM Paare:

Bei hohen Impulsen lässt sich die Stärke im mittleren Massenbereich der e^+e^- - Emission aus p+Nb Stößen annähernd mit elementarer Produktion in p+p beschreiben. Für langsamere Quellen mit $p_{ee} < 800 \text{ MeV}/c$ werden 60% mehr e^+e^- - Paare erzeugt. Die Form der Verteilung ist jedoch vergleichbar für beide Experimente. Daraus folgt, dass die gleichen Prozesse die e^+e^- - Produktion dominieren, sich aber die Stärke der Erzeugung im Kern von der freien Produktion unterscheidet.

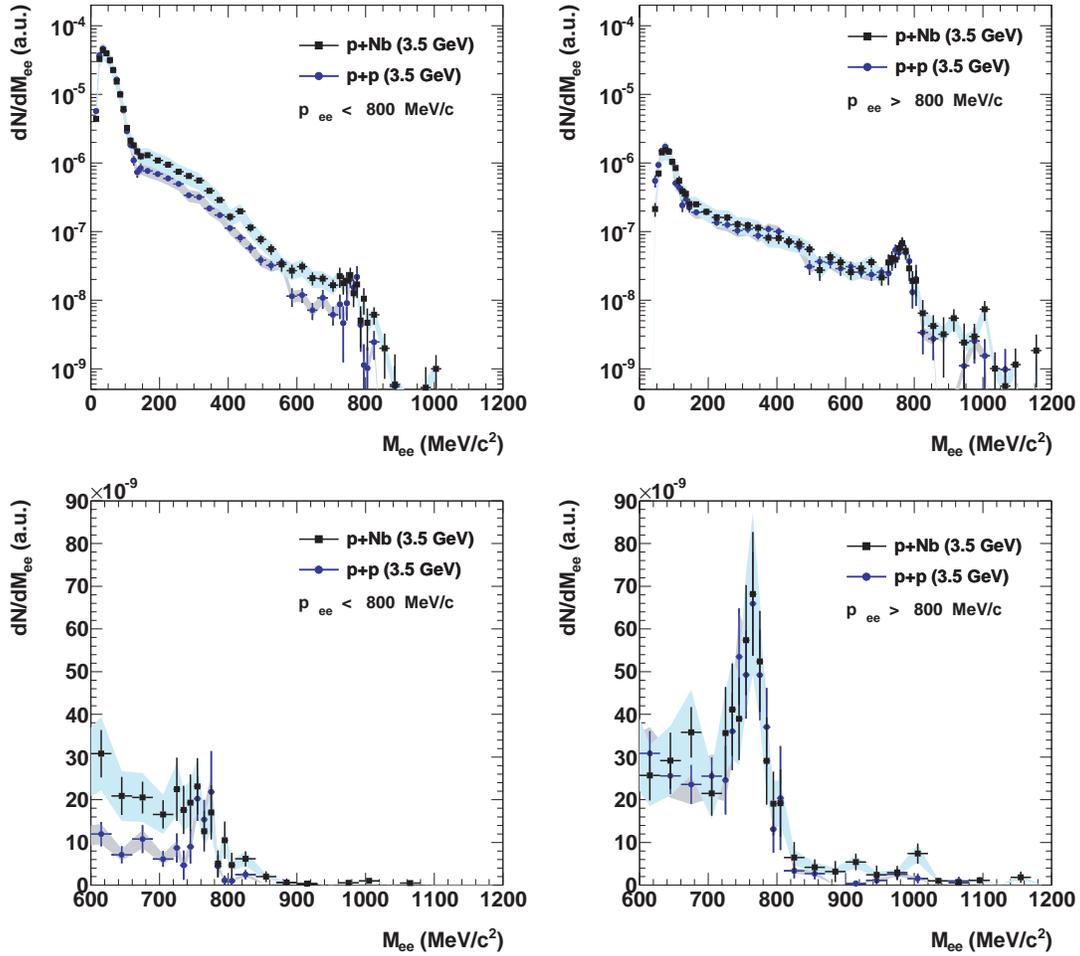


Abbildung 5.4: Invariante Massenverteilung für zwei Impulsbereiche für p+p (blau) und p+Nb (schwarz) in logarithmischer Darstellung im gesamten Massenbereich (oben) und in linearer Darstellung im Massenintervall der Vektormesonen (unten). Die zugehörigen systematischen Unsicherheiten sind durch Fehlerbänder jeweils für p+p (grau) und p+Nb (cyan) gegeben.

HM Paare:

Im oberen Impulsbereich kann die inklusive e^+e^- -Produktion im Bereich der Vektormesonen in p+Nb Kollisionen sehr gut durch die elementare Produktion beschrieben werden. Das heißt, dass auch hier das ρ/ω -Verhältnis vergleichbar ist. Auch der Massenbereich unterhalb des ω -Signals wird sehr gut reproduziert. Daraus lässt sich schließen, dass sich eine mögliche bisher unbekannte Quelle (siehe Abb. 5.1(b)) im Kern bei hohen Impulsen nicht anders verhält als bei der Vakuumzeugung. Im Bereich des ϕ -Mesons wird mehr Stärke im Kern gemessen.

Für Quellen mit kleinen Impulsen ist bei p+p Reaktionen immer noch eine Signatur des ω Mesons erkennbar. Dagegen zeigt sich in p+Nb Stößen nur eine breite Verteilung mit erhöhter Amplitude. Es kann jedoch nicht von einer größeren Breite des ω Mesons gesprochen werden. Vielmehr ändert sich das Verhältnis von ω zu anderen e^+e^- -Quellen, wie beispielsweise zum ρ Meson. Wegen der geringen Ereignisstatistik ist jedoch eine Aussage über die Produktion und Absorption des ω Mesons bei kleinen Impulsen mit großen Unsicherheiten verbunden.

5.1.3 Vergleich der Wirkungsquerschnitte

Bisher wurde die inklusive Dielektronenproduktion in p+Nb Stößen nur relativ zur π^0 Produktion mit elementaren p+p Kollisionen verglichen. Werden jedoch die angegebenen differentiellen Wirkungsquerschnitte (siehe Kapitel 3.5) für beide Experimente verglichen, kann die Produktion und gegebenenfalls auch Absorption innerhalb des Kerns untersucht werden. In Abb. 5.5(a) sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma_{ee}}{dM_{ee}}$ gegen die invariante Masse für beide Experimente gezeigt. Aus dem direkten Vergleich kann für jede Masse der sogenannte nukleare Modifikationsfaktor

$$R_{pA} = \frac{\frac{d\sigma_{ee}}{dM_{ee}}(p+A)}{\frac{d\sigma_{ee}}{dM_{ee}}(p+p)} \quad (5.3)$$

ermittelt werden. Er ist in den Abbildungen 5.5(b) bis 5.5(d) gegen den Laborimpuls des Paares für die drei Massenbereiche (LM,IM,HM) dargestellt.

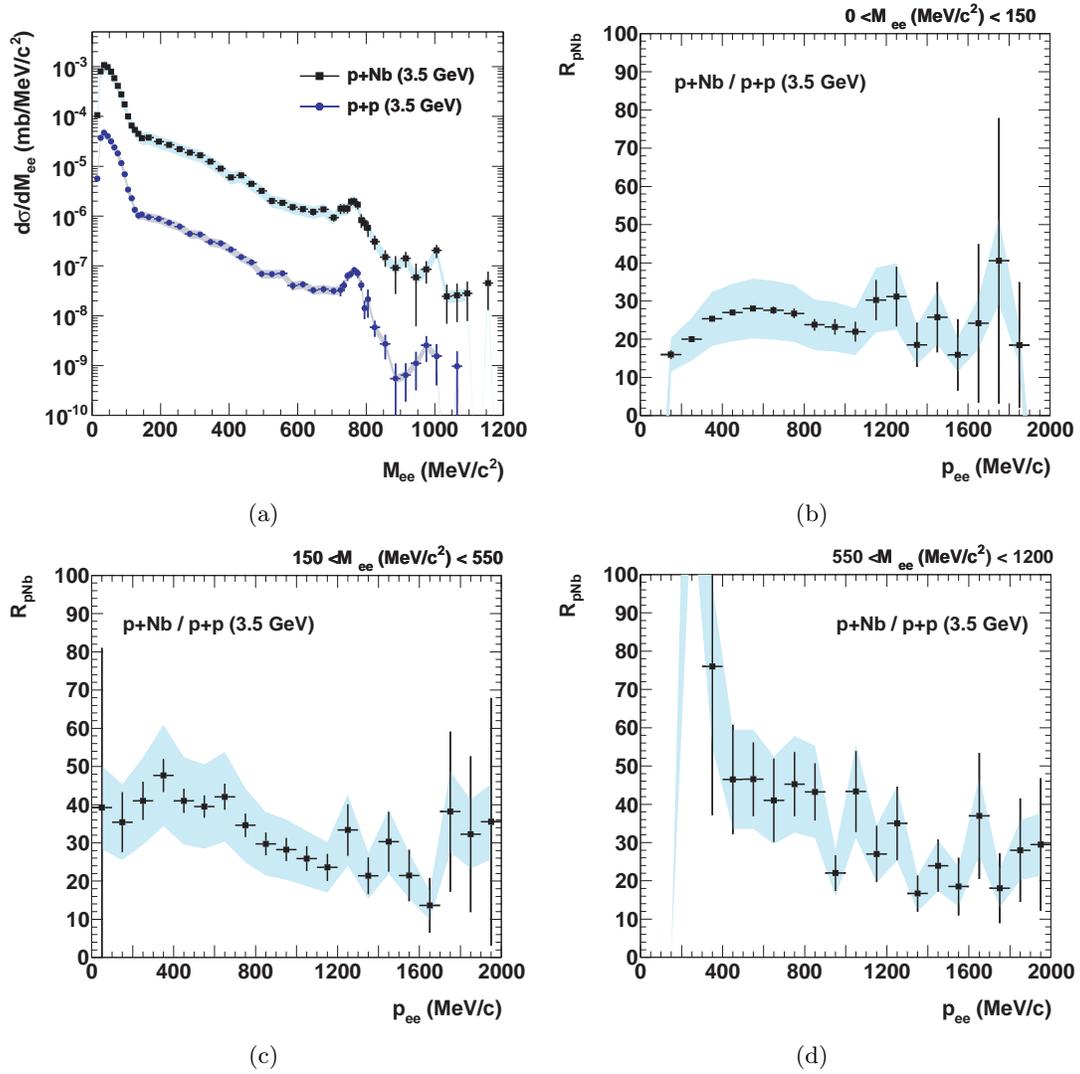


Abbildung 5.5: (a) Differentielle Wirkungsquerschnitte gegen die invariante Masse. Die zugehörigen systematischen Unsicherheiten sind durch Fehlerbänder jeweils für p+p (grau) und p+Nb (cyan) gegeben. (b)-(d) zeigen das Verhältnis R_{pNb} in der Impulsverteilung für die drei verschiedenen Massenbereiche. Der systematische Fehler resultiert hauptsächlich aus der Unsicherheit der Normierung der p+Nb Daten und wird deshalb mit dem Fehlerband für p+Nb (cyan) dargestellt.

Die Mittelwerte $\langle R_{pNb} \rangle$ über den gesamten Impulsbereich sind in Tab. 5.3 zusammengestellt. Ein Skalierungsparameter α , der sich aus

$$R_{pA} = A^\alpha \tag{5.4}$$

berechnet [Tab06], gibt den Zusammenhang mit der Anzahl der beitragenden Nukleonen an und ist für beide Impulsbereiche der e^+e^- -Quellen ebenfalls in Tab. 5.3 angegeben. Der Mittelwert der Skalierungsparameter $\langle \alpha \rangle$ unterscheidet sich sowohl für

	$\langle R_{pNb} \rangle$	$\langle \alpha_{Nb} \rangle$
$p_{ee} < 2000 \text{ MeV}/c$:		
LM	23.7 ± 0.2	0.70 ± 0.02
IM	37.4 ± 1.2	0.80 ± 0.09
HM	34.0 ± 2.2	0.79 ± 0.18
$p_{ee} < 800 \text{ MeV}/c$:		
LM	23.7 ± 0.2	0.70 ± 0.02
IM	40.9 ± 1.5	0.82 ± 0.11
HM	48.4 ± 5.3	0.86 ± 0.36
$p_{ee} > 800 \text{ MeV}/c$:		
LM	23.9 ± 1.1	0.70 ± 0.10
IM	27.4 ± 1.4	0.73 ± 0.13
HM	28.8 ± 2.4	0.74 ± 0.21

Tabelle 5.3: Mittelwerte $\langle R_{pNb} \rangle$ und $\langle \alpha \rangle$ für die verschiedenen Massen- und Impulsbereiche. Nur statistische Fehler sind angegeben.

die drei Massenbereiche als auch für die beiden Impulsintervalle. Bei Impulsen oberhalb $p_{ee} > 800 \text{ MeV}/c$ zeigen alle Verteilungen ein konstantes Verhalten innerhalb der Fehlerbalken, der mittlere Wert beträgt $\alpha \approx 0.70$. Bei Impulsen $p_{ee} < 800 \text{ MeV}/c$ sind die Skalierungsfaktoren unterschiedlich. Im unteren Massenbereich kommt es mit abnehmendem Impuls zunächst zu einer Zunahme des Skalierungsparameters und im Anschluss wieder zu einem Abfall. Insgesamt liegt auch hier der Mittelwert bei $\alpha = 0.70$. IM Paare erfahren einen gleichmäßigen Anstieg auf $\alpha \approx 0.8$ und bei HM Paaren tritt dieser Übergang sehr plötzlich auf.

Wie bereits im vorigen Abschnitt angedeutet, sind in Kernen zusätzliche Produktionsprozesse vorhanden, die insbesondere in den leptonischen Zerfällen der Δ - oder N-Resonanzen oder des η oder ρ Mesons sichtbar werden. Bei hohen Impulsen besitzen die Skalierungsfaktoren ein massenunabhängiges Verhalten. Für alle produzierten Teilchen kann also die elementare Produktion in primären Nukleon-Nukleon-Stößen verwendet werden, um die Produktion im Kern zu beschreiben. Wenn zusätzlich Absorption im Kern stattfindet, so besitzt diese für alle Quellen die gleiche Stärke.

Bei kleinen Impulsen hingegen sind die α Parameter im IM und HM-Bereich deutlich größer. Es tragen also zusätzliche Produktionsmechanismen bei. Pionen, die in primären Nukleon-Nukleon-Reaktionen hauptsächlich an der Kernoberfläche erzeugt werden, propagieren in den Kern und können dort in einer sekundären Reaktion weitere Teilchen produzieren. In diesem zusätzlichen Prozess spielt der π -N Produktionswirkungsquerschnitt eine Rolle, der für verschiedene Teilchen unterschiedlich groß im Vergleich zum NN Querschnitt ist. Da hierbei die Teilchen in einer anderen Kinematik erzeugt werden (ein langsames, leichtes Pion trifft auf ein ruhendes Nukleon) sind auch die kinematischen Verteilungen der zusätzlichen Produktion unterschiedlich zur primären Produktion, wie bereits in Abschnitt 5.1.1 gezeigt wurde.

5.1.4 Absorption und Transparenz für Vektormesonen

Die Breite der Vektormesonen kann nicht nur über eine direkte Messung der Spektralfunktion bestimmt werden, sondern auch über die Bestimmung der Absorption innerhalb eines Mediums (siehe auch Kapitel 1.4). Allerdings ist hierzu die Kenntnis des Produktionsprozesses entscheidend. Für Reaktionen mit Photonen wird dabei immer eine Skalierung mit A angenommen, da γ -Quanten aufgrund ihrer großen Wechselwirkungslänge den gesamten Kern ausleuchten. Für protoninduzierte Reaktionen unter dem Einfluss der starken Kraft ist dies nicht der Fall. Verwendet man ein einfaches geometrisches Modell, skalieren die Produktionswirkungsquerschnitte mit der projizierten Fläche des Kerns, d.h. $\alpha = 2/3$. In einem angepassten Glauber-Modell [Cas94] wird die Anzahl der primären Kollisionen N_I durch eine endliche Reichweite der Nukleonen in den Kern mit

$$N_I(A) \approx A^{0.785} \quad (5.5)$$

parametrisiert. Zusätzlich müssen sekundäre Reaktionen von erzeugten Pionen $N_S(A)$, die auch im Kerninneren stattfinden, in Betracht gezogen werden. Man erhält für den gesamten Produktionswirkungsquerschnitt $\sigma_{pA,h}$ eines Hadrons h in einer $p+A$ Reaktion:

$$\sigma_{pA,h} = N_I(A) \cdot \sigma_{pN,h} + N_S(A) \cdot \sigma_{\pi N,h} \quad (5.6)$$

mit $\sigma_{pN,h}$ dem Wirkungsquerschnitt für die Produktion von h in einer Proton-Nukleon Reaktion und $\sigma_{\pi N,h}$ in einer Pion-Nukleon Reaktion. Bei der in dieser Arbeit verwendeten Strahlenergie kann die Produktion an Protonen und Neutronen als gleich angesehen werden [Wil97], d.h.

$$\sigma_{pN,h} \approx \sigma_{pp,h} \approx \sigma_{pn,h} \quad (5.7)$$

Wird nur der Wirkungsquerschnitt für protoninduzierte Produktion am Proton gemessen, kann daher eine untere Schwelle angegeben werden:

$$\sigma_{pA,h} > N_I(A) \cdot \sigma_{pp,h} \quad (5.8)$$

So kann für das ω und ϕ Meson eine obere Grenze für die Absorption oder das *transparency ratio* T_A angegeben werden. Dieses ergibt sich aus dem berechneten Produktionswirkungsquerschnitt $\sigma_{pA,h}$ und dem gemessenen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{pA,h}^{\text{exp}}$:

$$T_{A,h} = \frac{\sigma_{pA,h}^{\text{exp}}}{\sigma_{pA,h}} < \frac{\sigma_{pA,h}^{\text{exp}}}{N_I(A) \cdot \sigma_{pp,h}} \quad (5.9)$$

Unter der Annahme, dass das Verzweungsverhältnis für den direkten Zerfall in e^+e^- in $p+p$ und $p+A$ Reaktionen gleich ist, gilt für die Wirkungsquerschnitte der inklusiven Dielektronenproduktion $\sigma_{pp,h}^{e^+e^-}$ und $\sigma_{pA,h}^{e^+e^-}$

$$\frac{\sigma_{pA,h}^{\text{exp}}}{\sigma_{pp,h}} = \frac{\sigma_{pA,h}^{e^+e^-}}{\sigma_{pp,h}^{e^+e^-}} \quad (5.10)$$

Gleichung (5.10) kann dann mit dem gemessenen nuklearen Modifikationsfaktor in Verbindung gebracht werden.

$$T_{A,h} < \frac{\sigma_{pA,h}^{e^+e^-}}{N_I(A) \cdot \sigma_{pp,h}^{e^+e^-}} = \frac{R_{pA}}{N_I(A)} \quad (5.11)$$

Wie in Abschnitt 4.2 wurden drei Gaußfunktionen benutzt, um die e^+e^- - Stärke des ω und ϕ - Zerfalls zu bestimmen. In Tabelle 5.4 sind die resultierenden Wirkungsquerschnitte innerhalb der HADES-Akzeptanz und in Tabelle 5.5 die daraus berechneten Skalierungsparameter α sowie die oberen Grenzen des *transparency ratio* aufgelistet. Auffällig ist, dass $T_{Nb,\omega} \leq 0.5$ für kleine p_{ee} ist.

Impulsbereich	$\sigma_{pp,\omega}^{e^+e^-}$ (nb)	$\sigma_{pNb,\omega}^{e^+e^-}$ (nb)	$\sigma_{pp,\phi}^{e^+e^-}$ (nb)	$\sigma_{pNb,\phi}^{e^+e^-}$ (nb)
$p_{ee} < 800 \text{ MeV}/c$	0.42 ± 0.06	7.0 ± 0.87	-	0.7 ± 0.35
$p_{ee} > 800 \text{ MeV}/c$	2.52 ± 0.21	56.9 ± 5.12	0.07 ± 0.03	7.3 ± 1.9

Tabelle 5.4: Gemessene Wirkungsquerschnitte innerhalb der HADES-Akzeptanz für den direkten e^+e^- - Zerfall des ω und ϕ Mesons. Nur statistische Fehler sind angegeben.

Impulsbereich	$\alpha_{Nb,\omega}$	max. $T_{Nb,\omega}$	$\alpha_{Nb,\phi}$	max. $T_{Nb,\phi}$
$p_{ee} < 800 \text{ MeV}/c$	0.62 ± 0.36	0.48 ± 0.09	-	-
$p_{ee} > 800 \text{ MeV}/c$	0.69 ± 0.27	0.64 ± 0.08	1.04 ± 2.50	3.18 ± 1.60

Tabelle 5.5: α und T_{Nb} für ω und ϕ in verschiedenen Impulsbereichen. Nur statistische Fehler sind angegeben.

Mehrere Experimente haben bisher die Produktion und Absorption von ω und ϕ Mesonen in kalter Kernmaterie untersucht, meist durch Photoproduktion [Ish05, Kot08, Woo10]. Dabei wurden entweder α Parameter extrahiert oder das *transparency ratio* gebildet. Diese wurden jedoch oft auf leichte Kerne wie Lithium oder Kohlenstoff normiert. Dadurch kürzen sich einfache Effekte wie die Isospinabhängigkeit der Produktion heraus. Ein direkter Vergleich dieser Ergebnisse mit den hier präsentierten Werten ist deshalb nur qualitativ möglich. Für das ω Meson wird ein mittleres *transparency ratio* zwischen $T_{Nb} \sim 0.3$ [Woo10] und $T_{Nb} \sim 0.5$ [Kot08] für alle Paarimpulse bei Normierung auf Kohlenstoff gewonnen. Die in dieser Arbeit extrahierte obere Grenze von $T_{Nb} \leq 0.5$ für kleine p_{ee} steht nicht im Widerspruch zu diesen Messungen. Eine zu-

nehmende Absorption mit abnehmendem Impuls wird von der CBELSA-Kollaboration ebenfalls beobachtet.

Für das ϕ wird ein *transparency ratio* von etwa $T_{\text{Nb}} \sim 0.6$ [Ish05, Woo10] ermittelt, also in der gleichen Größenordnung wie für das ω Meson. In der vorliegenden Arbeit wird jedoch ein $\alpha \sim 1$ gemessen, das zu keiner Absorption, sondern vielmehr zu einem Überschuss über den primären Produktionsprozessen führt.

Eine gute Übereinstimmung ergibt sich mit bereits gemessenen Daten der protoninduzierten Produktion bei $E_{\text{kin}} = 12 \text{ GeV}$ [Tab06]. Hier wurde ein α Parameter von 0.710 für ω und 0.937 für ϕ ermittelt. In diesem Experiment waren jedoch nur Paarimpulse $p_{ee} > 1 \text{ GeV}/c$ zugänglich.

Aus den unterschiedlichen Skalierungsparametern $\alpha_{\text{Nb},\omega}$ und $\alpha_{\text{Nb},\phi}$ lässt sich schließen, dass sich die Produktionsmechanismen für ω und ϕ unterscheiden. Eine höhere ϕ Produktion kann durch einen größeren Wirkungsquerschnitt für die sekundäre Produktion erklärt werden, vor allem zwischen Mesonen ohne *strangeness* Anteil und Nukleonen im Kern. Wie bereits diskutiert sollten diese Prozesse einen Anstieg des α Parameters bei kleinen Rapiditäten verursachen. In [Tab06] wird dies durch die unterschiedliche Verteilungen in Transversalimpuls und Rapidität untermauert. Die entsprechenden Verteilungen für das HADES-Experiment finden sich in Anhang C.

5.2 Vergleich mit Transportrechnungen

Die Unterschiede zwischen der e^+e^- -Produktion in elementaren p+p Reaktionen und in protoninduzierten Reaktionen im Kern wurden im vorangegangenen Abschnitt aufgezeigt. Ein Vergleich mit verschiedenen Transportmodellen soll deren Ursachen aufklären und bekannte Effekte, die in freien Nukleon-Nukleon-Stößen nicht auftreten, aufzeigen. Dabei werden zunächst die Form und die Amplitude der invarianten Masse in den Modellen mit den Daten für p+Nb verglichen. Im Anschluss werden weitere Größen wie Transversalimpuls und Rapidität benutzt, um die Unterschiede und Gemeinsamkeiten deutlicher herauszustellen. Die verwendeten Modelle HSD, UrQMD und GiBUU wurden bereits in Abschnitt 2.2 vorgestellt.

5.2.1 Invariante Masse

HSD

In Abb. 5.6 sind die invarianten Massenverteilungen der e^+e^- -Quellen, die im HSD-Modell verwendet werden, zusammen mit den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitten dargestellt. Im Massenbereich des π^0 -Dalitzzerfalls werden die Daten gut von HSD-Rechnungen beschrieben. Im mittleren und oberen Massenbereich werden jedoch leichte Unterschiede deutlich. Während die experimentelle Verteilung eine Schulter aufweist, zeigt das Spektrum aus dem Transportmodell mehr einen exponentiellen Abfall. Durch eine Reduktion der Δ -Stärke kann eine bessere Beschreibung erzielt werden. Die Beiträge des ω und ρ sind ebenfalls zu hoch, während die Stärke des ϕ unterrepräsentiert ist.

UrQMD

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma_{ee}}{dM_{ee}}$ aus UrQMD-Rechnungen sind in Abb. 5.7 gezeigt. Auch hier wird die Stärke und Form des π^0 gut wiedergegeben. Jedoch ist in diesem Transportmodell das Stärkeverhältnis zwischen Δ und η umgekehrt, weshalb ebenfalls ein eher exponentieller Verlauf im mittleren Massenbereich sichtbar ist. Im Bereich der Vektormesonen überwiegt der Zerfall des ρ , es ist keine Struktur des freien ω Mesonzerfalls zu erkennen. Der Beitrag des ω -Zerfalls scheint aber gut in Übereinstimmung mit den Daten zu sein, lediglich die Amplitude des ρ wird überschätzt. Dies zeigt sich insbesondere im Massenbereich unter- und überhalb der ω -Resonanz. Die Produktion des ϕ Mesons ist in UrQMD Rechnungen unterdrückt und ist im abgebildeten Bereich des Wirkungsquerschnitts nicht sichtbar.

GiBUU

In Abb. 5.8 sind die invarianten Massenverteilungen des GiBUU-Modells dargestellt. Während die Form des π^0 -Dalitzzerfalls gut wiedergegeben ist, wird die Höhe leicht überschätzt. Da der η -Zerfall in diesen Rechnungen überwiegt, ist eine klare Schulter im Gesamtspektrum zu erkennen. Die Daten werden bis $M_{ee} < 500 \text{ MeV}/c^2$ sehr gut beschrieben. Im Bereich der Vektormesonen wird die Amplitude durch GiBUU in der richtigen Größenordnung modelliert, d.h. das Verhältnis zwischen ω und ρ scheint

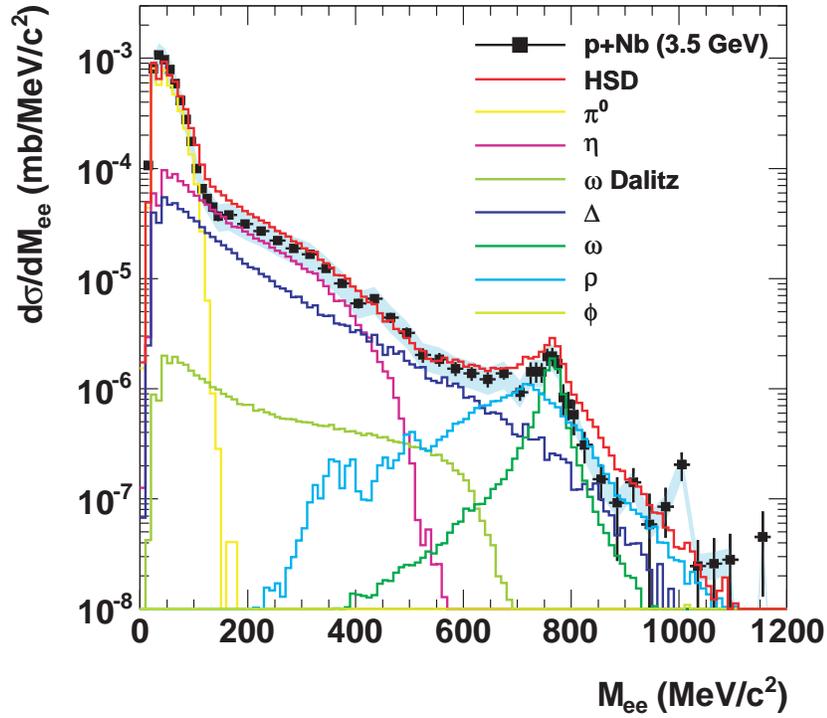


Abbildung 5.6: Invariante e^+e^- - Massenverteilungen für p+Nb Kollisionen in Experiment (schwarz) und aus Transportrechnungen mit dem HSD-Modell (rot). Die verschiedenen e^+e^- - Quellen sind für die Simulation ebenfalls dargestellt. Die zugehörigen systematischen Unsicherheiten der experimentellen Daten sind durch das Fehlerband (cyan) gegeben.

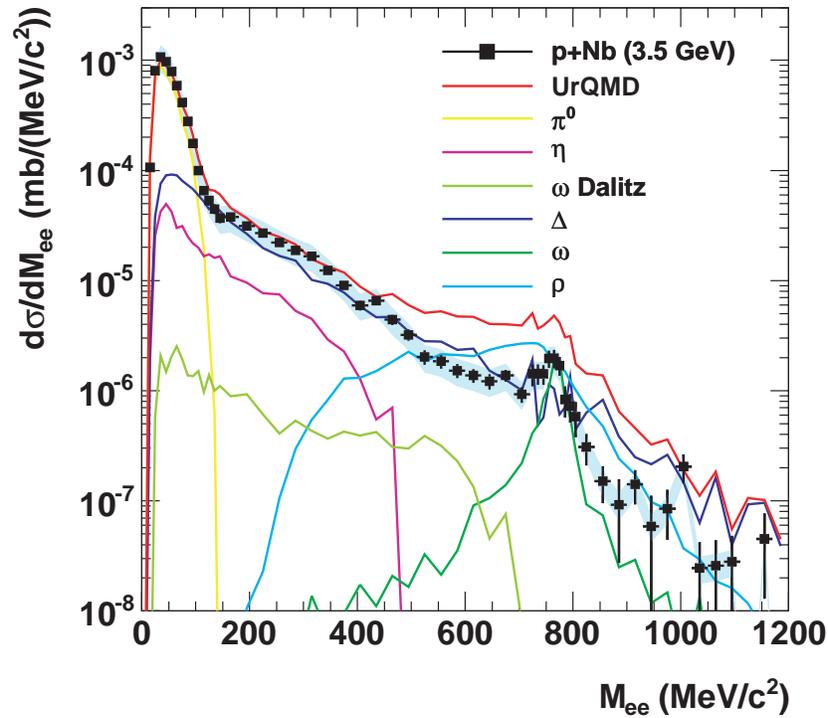


Abbildung 5.7: Invariante e^+e^- - Massenverteilungen für p+Nb Kollisionen in Experiment (schwarz) und aus Transportrechnungen mit dem UrQMD-Modell (rot). Die verschiedenen e^+e^- - Quellen sind für die Simulation ebenfalls dargestellt. Die zugehörigen systematischen Unsicherheiten der experimentellen Daten sind durch das Fehlerband (cyan) gegeben.

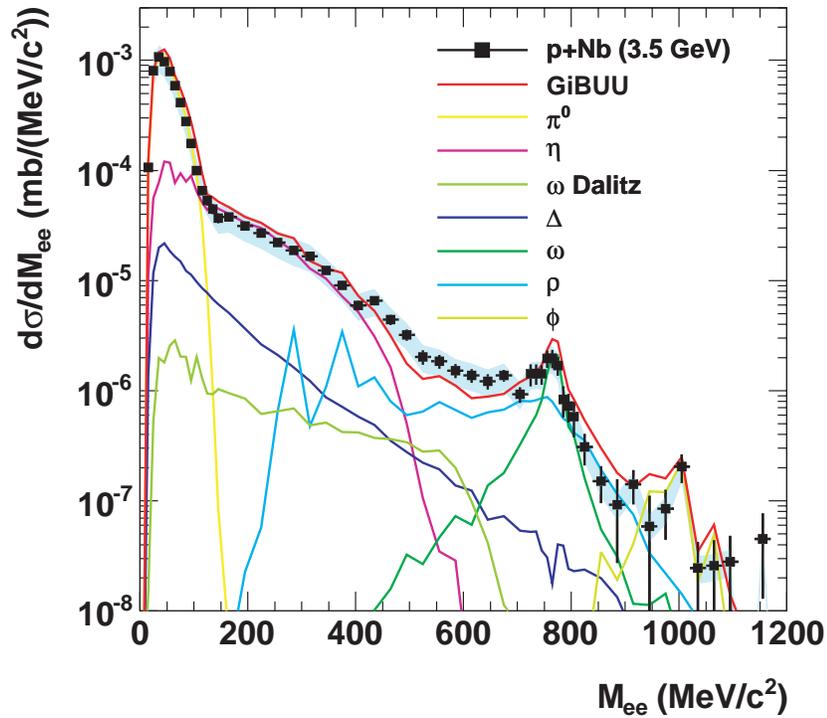


Abbildung 5.8: Invariante e^+e^- - Massenverteilungen für p+Nb Kollisionen in Experiment (schwarz) und aus Transportrechnungen mit dem GiBUU-Modell (rot). Die verschiedenen e^+e^- - Quellen sind für die Simulation ebenfalls dargestellt. Die zugehörigen systematischen Unsicherheiten der experimentellen Daten sind durch das Fehlerband (cyan) gegeben.

korrekt wiedergegeben. Auch der Zerfall des ϕ - Mesons wird in Höhe und Position gut beschrieben. Im Bereich unterhalb der ω - Masse werden die Daten allerdings von den Rechnungen unterschätzt. Dieses Phänomen tritt auch bei der Beschreibung der elementaren pp Daten auf und ist ebenfalls im Pluto-Cocktail zu beobachten. Eine möglich Lösung hierfür wurde bereits in Abschnitt 5.1 diskutiert. Wird der Formfaktor aus [Kri01] in GiBUU-Rechnungen verwendet, kann auch dieser Mangel an Amplitude aufgefüllt werden und die Daten von pp und pNb können gut beschrieben werden.

5.2.2 Transversalimpuls und Rapidität

Für alle Transportrechnungen werden nun die Rapiditäts- und der Transversalimpulsverteilungen benutzt, um die Kinematik der einzelnen Quellen und deren Beitrag zum Gesamtspektrum zu klären. Da das HSD- und das UrQMD-Modell nur begrenzt in der Lage sind, diese Observablen für p+Nb Kollisionen zu beschreiben (siehe Anhang C), werden in diesem Abschnitt nur die Ergebnisse der GiBUU-Rechnungen behandelt.

In Abb. 5.9 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte gegen Transversalimpuls und Rapidität jeweils für Simulation und Experiment in den verschiedenen Massenbereichen (LM,IM,HM) aufgetragen. Für das GiBUU-Modell sind auch die Beiträge der einzelnen e^+e^- - Quellen gezeigt. Die inversen Steigungsparameter der Transversalimpulsverteilungen und die Mittelwerte der Rapiditätsverteilungen und sind in Tab. 5.6 und 5.7 zusammengefasst.

Bis auf wenige Ausnahmen wird die Gesamtausbeute durch das Transportmodell gut beschrieben. Für LM-Paare dominiert der π^0 - Dalitzzerfall die Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilungen. Der inverse Steigungsparameter s der π^0 - Transversalimpulsverteilung ist jedoch zu klein, so dass eine Komponente mit größerem s benötigt wird, um mit den Daten in Übereinstimmung gebracht zu werden. Der Mittelwert der Rapiditätsverteilung tendiert im GiBUU-Modell zu höheren Werten, als im Experiment beobachtet. Ein größerer Beitrag des Δ oder η könnte diesen verschieben, deren Stärke aber durch die Übereinstimmung bei hohen Transversalimpulsen als niedrig festgelegt ist.

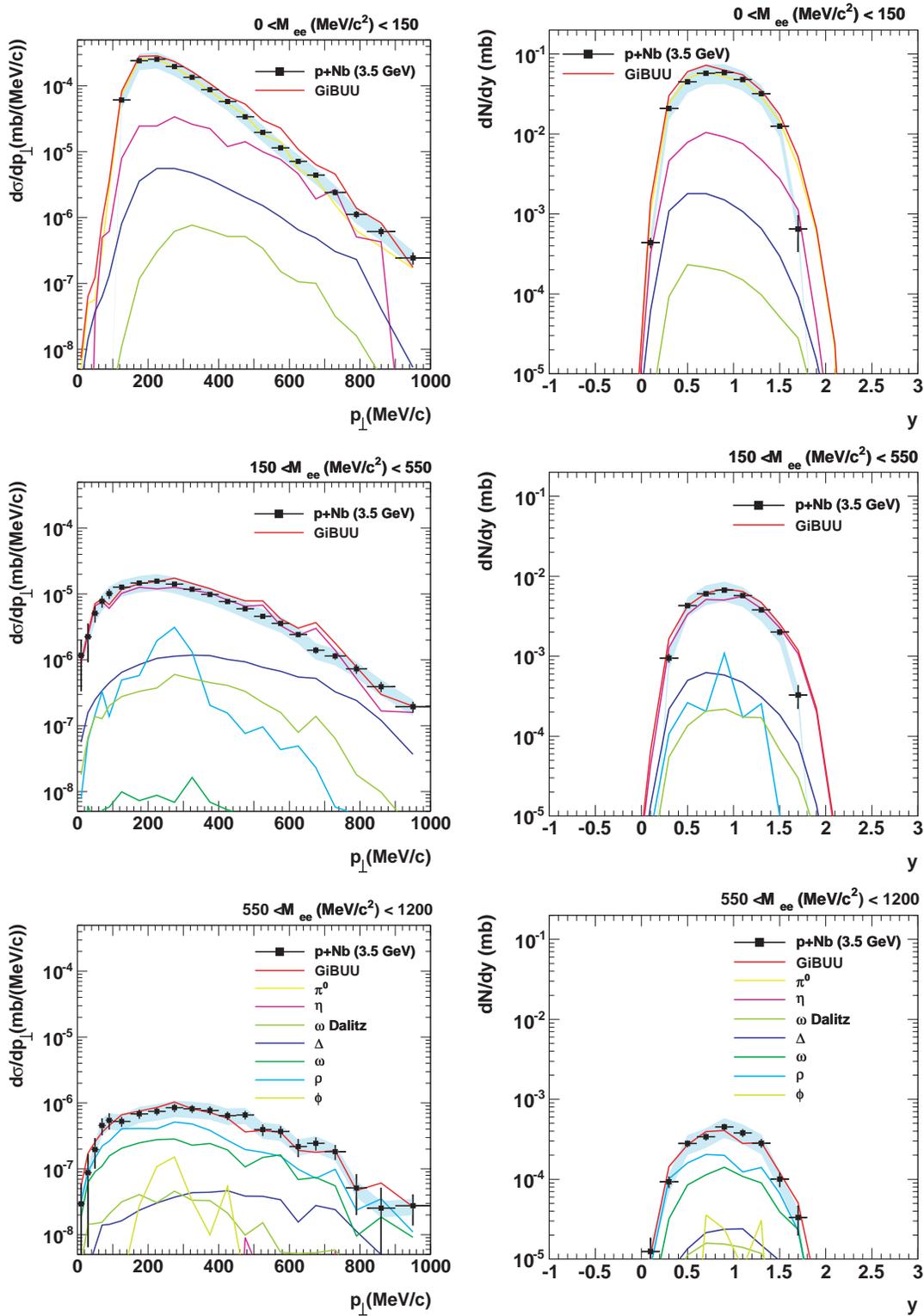


Abbildung 5.9: Transversalimpuls- (links) und Rapiditätsverteilungen (rechts) im Vergleich mit GiBUU-Simulationen für die verschiedenen Quellbeiträge. Die systematischen Unsicherheiten der experimentellen Daten sind durch das Fehlerband (cyan) gegeben.

	s (MeV/c)	Exp	GiBUU
LM		94.8 ± 1.4	100.7 ± 3.3
IM		151.8 ± 5.3	138.2 ± 6.3
HM		172.9 ± 17.5	182.9 ± 5.3

s (MeV/c)	π^0	η	Δ	ω	ρ
LM	86.3 ± 2.8	129.4 ± 11.0	128.5 ± 3.3	-	-
IM	-	129.8 ± 7.2	260.0 ± 9.8	-	92.0 ± 2.6
HM	-	-	263.7 ± 34.7	143.0 ± 5.9	189.4 ± 3.9

Tabelle 5.6: Inverse Steigungsparameter s für die Transversalimpulsverteilungen im Intervall $400 < p_{\perp}$ (MeV/c) < 900 für gemessene Daten in p+Nb (Exp) und aus GiBUU-Transportrechnungen, sowie den Beiträgen der einzelnen Quellen. Die Fehler ergeben sich aus den Unsicherheiten des Fits.

Für IM-Paare dominiert der Dalitzzerfall des η beide kinematischen Observablen. Die experimentellen Verteilungen werden durch die Simulation gut wiedergegeben. Der kleine Beitrag des Δ - Dalitzzerfalls führt zu einer guten Übereinstimmung im Transversalimpuls und in etwa gleichen Rapiditätsverteilungen.

Im oberen Massenbereich dominieren die direkten Zerfälle des ω und ρ Mesons. Transversalimpuls und Rapidität können durch deren Beiträge gut beschrieben werden. Auch hier würde eine größere Stärke des Δ Zerfalls zu einer Transversalimpulsverteilung führen, die nicht in Einklang mit den Daten zu bringen ist.

$\langle y \rangle$	EXP	SIM	π^0	η	Δ	ω	ρ
LM	0.86	0.90	0.90	0.92	0.80	-	-
IM	0.92	0.98	-	0.99	0.91	-	0.80
HM	0.92	0.98	-	-	0.98	1.00	0.96

Tabelle 5.7: Schwerpunkte der Rapiditätsverteilungen für gemessene Daten in p+Nb (EXP) und aus GiBUU-Transportrechnungen (SIM), sowie den Beiträgen der einzelnen Quellen.

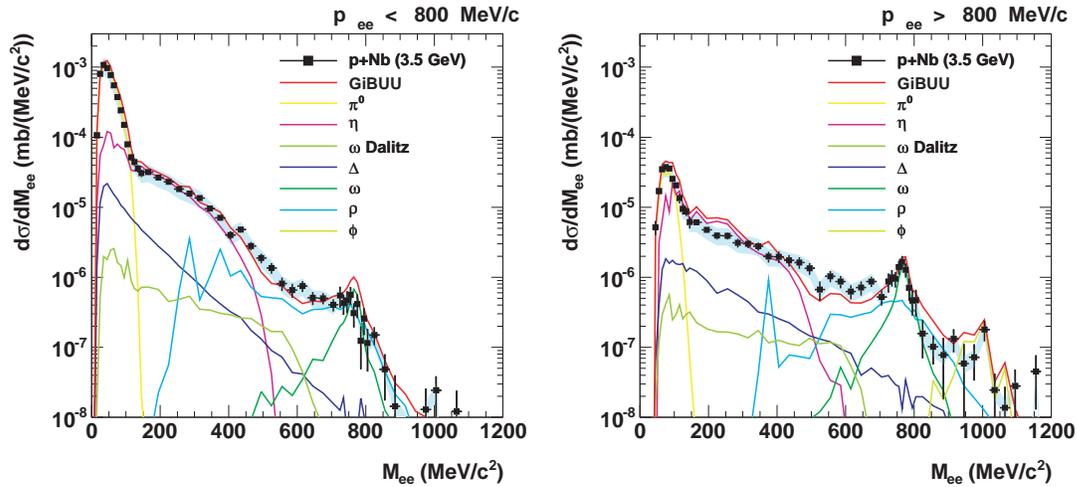


Abbildung 5.10: Invariante e^+e^- - Massenverteilungen für p+Nb Kollisionen in Experiment (schwarz) und aus Transportrechnungen mit dem GiBUU-Modell (rot) in zwei Impulsbereichen. Die zugehörigen systematischen Unsicherheiten der experimentellen Daten sind durch das Fehlerband (cyan) gegeben.

5.2.3 Selektion nach Paarimpulsen

In gleicher Weise wie im Experiment können auch die GiBUU-Rechnungen in zwei Impulsbereiche unterteilt werden, um den freien Zerfall von möglichen Zerfällen im Kern voneinander zu trennen. In Abb. 5.10 werden für beide Intervalle die Verteilungen der invarianten Massen in Simulation und Experiment miteinander verglichen. Beide Verteilungen werden gut reproduziert. Bei kleinen Impulsen überwiegt im hohen Massenbereich das Signal vom direkten Zerfall des ρ Mesons, im Gegensatz zum Experiment ist jedoch immer noch eine Struktur des ω Mesons sichtbar. Bei hohen Impulsen ist das Verhältnis zwischen beiden Zerfällen umgekehrt. Das zeigt, dass die Produktion sowie die Absorption von Vektormesonen von diesem Transportmodell richtig wiedergegeben wird. Der Überschuss der Daten über dem Transportmodell im Intervall $500 \text{ MeV}/c^2 < M_{ee} < 700 \text{ MeV}/c^2$ ist vorwiegend bei hohen Impulsen zu erkennen. Der Beitrag dieser Quelle spielt im unteren Impulsbereich nur eine untergeordnete Rolle.

5.2.4 Zusammenfassung und Interpretation

Der Vergleich der invarianten Massen-, Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilungen zeigt, dass nicht nur die Gesamtstärke der inklusiven e^+e^- -Produktion in p+Nb Reaktionen durch GiBUU-Transportrechnungen beschrieben werden kann, sondern auch die Anteile der einzelnen beitragenden Quellen durch ihre unterschiedliche Kinematik bestimmt werden können.

Die größere Stärke im mittleren Massenbereich ist auf sekundäre Produktion von Δ , aber auch η und ρ , zurückzuführen und ist wegen des Produktionsmechanismus vor allem bei kleinen Impulsen sichtbar. Dabei werden Pionen in einem ersten Reaktionsschritt erzeugt, die in einer sekundären Reaktion Resonanzen im Kern anregen. Diese zerfallen anschließend mit kleinen Impulsen mit nahezu isotroper Winkelverteilung. Deshalb unterscheiden sich die p_\perp -Verteilungen kaum, während die Rapidität zu Targetrapiditäten verschoben ist. Die Signalamplitude des ρ Mesons wird hierbei so erhöht, dass die Struktur des ω Mesons fast überlagert wird.

Die Absorption der einzelnen Quellen wird durch die GiBUU-Transportrechnung ebenfalls richtig wiedergegeben. Die verwendete impulsabhängige In-Medium Zerfallsbreite [Wei11]

$$\Gamma_{\omega,\text{med}} = 20 - 90 \text{ MeV} \quad (5.12)$$

ist durch inelastische Reaktionen innerhalb des Kerns gegeben (*collisional broadening*). $\Gamma_{\omega,\text{med}}$ im Kern ist um einen Faktor 2 - 11 größer als die freie Zerfallsbreite des ω -Mesons.

5.2.5 Der direkte Zerfall $\eta \longrightarrow e^+e^-$

Der direkte Zerfall des η Mesons in e^+e^- , der in GiBUU-Rechnungen berücksichtigt wird, ist in der Literatur nur mit einer oberen Grenze für das Verzweigungsverhältnis angegeben [Nak10]:

$$BR(\eta \longrightarrow e^+e^-) = 2.7 \times 10^{-5} (90\%CL) \quad (5.13)$$

Da in den Massenspektren sowohl für p+p [Rus10b] als auch für p+Nb bei der invarianten Masse des η - Mesonzerfalls $M_{ee} = 550 \text{ MeV}/c^2$ keine Struktur erkennbar ist,

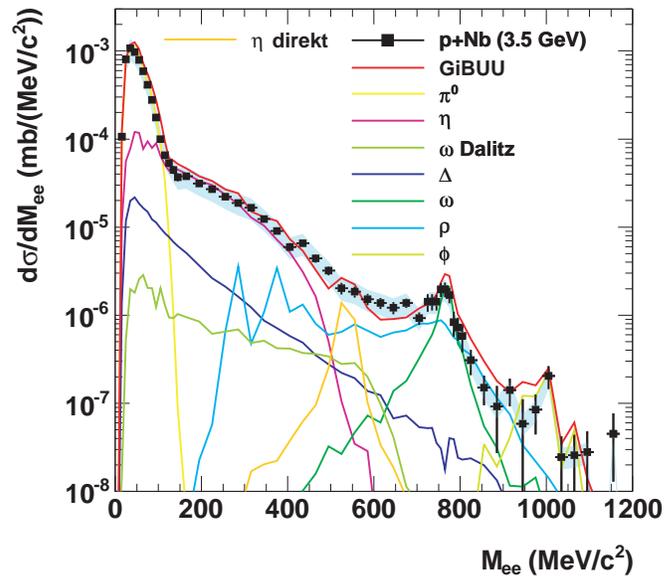


Abbildung 5.11: Invariante e^+e^- - Massenverteilungen für p+Nb Kollisionen in Experiment (schwarz) und aus Transportrechnungen mit dem GiBUU-Modell (rot). Der direkte Zerfall $\eta \rightarrow e^+e^-$ wurde mit einem Verzweigungsverhältnis von $BR \sim 9 \times 10^{-6}$ berücksichtigt. Die zugehörigen systematischen Unsicherheiten der experimentellen Daten sind durch das Fehlerband (cyan) gegeben.

muss die derzeitige Obergrenze für das Verzweigungsverhältnis um mindestens einen Faktor 3 (siehe Abb. 5.11) verkleinert werden. Nur dann ist eine konsistente Beschreibung der Daten unter Berücksichtigung des direkten Zerfalls des η Mesons zu erhalten. Diese Reduktion des Verzweigungsverhältnisses ist verträglich mit der oberen Grenze aus [Huc09].

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit werden die Ergebnisse der inklusiven Dielektronenproduktion in p+Nb Kollisionen bei $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV präsentiert. In erster Näherung können schwere Kerne als kalte Kernmaterie verstanden werden, wenn Randeffekte durch die Kernoberfläche vernachlässigt werden.

In der vorliegenden Analyse wurden nur Ereignisse mit e^+/e^- - Kandidaten verwendet, die durch ein Ansprechen des hadronenblinden RICH-Detektors angezeigt wurden. Deren Impulse wurden mit dem Runge-Kutta-Verfahren durch ihre Ablenkung im toroidalen Magnetfeld berechnet. Elektronen und Positronen wurden schließlich durch ihre Korrelation zwischen Teilchenspur und Treffern im RICH-Detektor, elektromagnetische Schauerbildung im Pre-Shower Detektor und ihre Flugzeit identifiziert. In Ereignissen mit mindestens zwei e^+/e^- wurden Paare gebildet und für verschiedene Observablen auf die Effizienz der einzelnen Detektoren, der Spurrekonstruktion und der Teilchenidentifikation korrigiert. Der kombinatorische Untergrund bei der Paarbildung wurde durch Paare gleicher Ladung ermittelt und subtrahiert. Durch eine separate Analyse der Produktion geladener Pionen und einen Vergleich mit bereits von der HARP-Kollaboration gemessenen Wirkungsquerschnitten für die π^- - Produktion bei verschiedenen Strahlenergien und Targetkernen konnte ein Wirkungsquerschnitt für die inklusive Dielektronenproduktion in p+Nb Kollisionen berechnet werden.

Insgesamt wurden 64827 ± 294 Paare mit einem Paaröffnungswinkel $\alpha_{ee} > 9^\circ$ und e^+/e^- - Impulsen $80 < p_e(\text{ MeV}/c) < 2000$ rekonstruiert. Davon liegen 55038 ± 260 im Massenbereich des π^0 - Dalitzzerfalls, 9012 ± 157 im Intervall, das durch die Dalitzzerfälle des η Mesons und der Δ Resonanz dominiert wird, und 777 ± 30 im Bereich der direkten Zerfälle der leichten Vektormesonen ω , ρ und ϕ . Die inklusiven e^+e^- -Produktionswirkungsquerschnitte innerhalb der HADES-Akzeptanz ($\approx 40\%$ für den

direkten Zerfall der Vektormesonen) sind $\sigma_{\omega, \text{acc}} = (65.8 \pm 4.6 \text{ (stat)} \pm 18.4 \text{ (sys)}) \text{ nb}$ und $\sigma_{\phi, \text{acc}} = (7.8 \pm 1.7 \text{ (stat)} \pm 2.2 \text{ (sys)}) \text{ nb}$ für die Produktion in p+Nb Kollisionen. Die erhaltenen Ergebnisse wurden mit denen aus freien p+p Kollisionen bei $E_{\text{kin}} = 3.5 \text{ GeV}$ verglichen. In beiden Reaktionen wurde kein Signal des direkten Zerfalls $\eta \rightarrow e^+e^-$ beobachtet. Daraus kann eine Reduktion der bestehenden Obergrenze des Verzweigungsverhältnis $BR = 2.7 \times 10^{-5}$ [Nak10] um mindestens einen Faktor 3 abgeleitet werden.

Durch Skalierung auf die e^+e^- - Ausbeute aus dem π^0 - Dalitzzerfall wurde für beide Reaktionssysteme (p+p, p+Nb) die Emission verschiedener Dielektronenquellen im Vergleich zu neutralen Pionen ermittelt. Eine Isospinabhängigkeit in der Produktion der Quellen konnte bei den vorliegenden Energien in erster Näherung vernachlässigt werden. Im Massenbereich der Vektormesonen wurde in p+Nb Reaktionen ein Überschuss von 37 % gegenüber p+p und im Intervall $150 < M_{ee} (\text{MeV}/c^2) < 550$ von 51 % gemessen. Im Transversalimpuls der Paare wurde eine härtere Verteilung beobachtet und die Rapiditätsverteilungen sind zu Targetrapiditäten hin verschoben. Der zusätzliche Anteil an e^+e^- - Stärke stammt von einer Quelle wie der Δ - Resonanz, die im Kern mehr in Ruhe als in einem freien Nukleon-Nukleon Stoß erzeugt wird.

Aus den Wirkungsquerschnitten wurden die nukleare Modifikationsfaktoren R_{pA} und deren Skalierung α mit der Kernmassenzahl A ermittelt.

$$R_{pA}(p_{ee}) = \frac{\sigma_{pA}(p_{ee})}{\sigma_{pp}(p_{ee})} \sim A^\alpha \quad (6.1)$$

Für die quasi-freie Emission ($p_{ee} > 800 \text{ MeV}/c$) ist dieser Skalierungsfaktor in allen Massenbereichen etwa $\alpha \approx 0.7$ und damit ca. 10 % kleiner als durch eine Glauber-Modell basierte Abschätzung erwartet. Daraus ergibt sich eine Absorption von ca. 35 % für alle schnellen e^+e^- - Quellen. Im Bereich des ϕ - Mesons wird jedoch eine Produktion proportional zu A beobachtet. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit dem KEK E325 Experiment, das die gleiche Reaktionen bei $E_{\text{kin}} = 12 \text{ GeV}$ untersucht hat. Es zeigt, dass Absorption im Kern für diese Mesonen keine Rolle spielt.

Für kleine Impulse ist $\alpha_\omega = 0.62$, d.h. das ω Meson wird stärker absorbiert. Es kann eine obere Grenzen für die nukleare Transparenz $T_{Nb} < 0.5$ angegeben werden, die verträglich mit bereits gemessenen Transparenzverhältnissen ist.

Im gesamten mittleren und oberen Massenbereich, also für Dielektronenzerfälle von Δ , η und ρ , ergibt sich für $p_{ee} < 800 \text{ MeV}/c$ eine Skalierung von $\alpha = 0.82 - 0.86$.

Diese Quellen werden in sekundären Prozessen stärker produziert und anschließend absorbiert. Auch in den bisher von HADES untersuchten Schwerionenexperimenten ergab sich in diesem Massenbereich ein Überschuss über dem hadronischen Cocktail. Für C+C Kollisionen kann dieser bei Normierung auf die Anzahl der produzierten π^0 mit einem Referenzspektrum aus p+p und quasi-freien p+n Reaktionen beschrieben werden. Für Ar+KCl Kollisionen kann auch das Referenzspektrum den beobachteten Überschuss nicht wiedergeben und eine Skalierung mit der Anzahl der Partizipanten $A_{\text{part}}^{1.4}$ wurde ermittelt. Diese Beobachtung kann als Einsetzen von Dichteeffekten verstanden werden. Mehrstufige Prozesse spielen in dem entstehenden heißen, dichten Feuerball eine wichtigere Rolle, so dass die Produktion stärker als linear mit der Anzahl der Partizipanten skaliert.

Um die verschränkten Prozesse der Produktion und Absorption quantitativ zu beleuchten, wurden die Daten mit verschiedenen Transportrechnungen (HSD, UrQMD, GiBUU) verglichen. Während in allen untersuchten Modellen der π^0 - Dalitzzerfall gut beschrieben werden kann, zeigt UrQMD im mittleren und oberen Massenbereich signifikante Abweichungen. Die experimentellen Daten werden überschätzt, so dass einzelne Quellen bis zu einem Faktor 5 reduziert werden müssen, um ein konsistentes Bild zu liefern. Das GiBUU-Modell gibt die Dielektronenproduktion in allen Massenbereichen hinreichend gut wieder. Allerdings wird der Massenbereich von $400 \text{ MeV}/c^2 < M_{ee} < 700 \text{ MeV}/c^2$ wie auch in elementaren Stößen leicht unterschätzt. Ein Ausweg könnte eine impulsabhängige Parametrisierung des elektromagnetischen Übergangsfaktors für den Δ - Dalitzzerfall bieten, die durch Vektordominanzkopplung an das ρ -Meson zusätzliche Stärke bei höheren invarianten Massen erzeugt.

Der Vergleich mit Transversalimpuls und Rapidität zeigt, dass der Anteil der Δ -Produktion im HSD-Modell überschätzt wird, während die GiBUU-Transportrechnungen auch hier die experimentellen Daten gut beschreiben. Auch das Verhalten bei unterschiedlichen Paarimpulsen liefert ein konsistentes Bild für alle verwendeten e^+e^- -Quellen. Alle auftretenden Prozesse im Kern können durch das GiBUU-Transportmodell beschrieben werden, wenn für das ω Meson eine In-Medium Breite von $\Gamma_{\text{med}} = 20 - 90 \text{ MeV}$ verwendet wird. Sie ist dabei ausschließlich durch das sogenannte *collisional broadening* gegeben.

Die protoninduzierte e^+e^- -Produktion in Niobkernen ist dominiert durch primäre Reaktionen an der Kernoberfläche, die sich durch hohe Paarimpulse auszeichnen und durch elementare p+p Kollisionen beschrieben werden können. Sekundäre Reaktionen wie $\pi + N \rightarrow \Delta$ von an der Kernoberfläche erzeugten Pionen produzieren im

Kerninneren Hadronen mit kleinen Laborimpulsen. Unterschiedliche Wirkungsquerschnitte für die pioninduzierte Produktion führen zu verschiedener Stärke in den e^+e^- -Spektren. Die verstärkte Erzeugung von Δ - Resonanzen und η führt dazu, dass für $p_{ee} < 800 \text{ MeV}/c$ keine Struktur des ω - Mesons messbar ist. Zusätzlich ist die impulsabhängige In-Medium Zerfallsbreite des ω - Mesons, die in GiBUU-Transportrechnungen zur Beschreibung der Daten verwendet wurde, um mindestens einen Faktor 2 - 11 größer als die freie Zerfallsbreite, so dass die Absorption im Kern den Zerfall in e^+e^- - Paare weiter unterdrückt.

Nachteile der protoninduzierten e^+e^- - Produktion am Kern sind die auftretenden relativ hohen Teilchenimpulse und die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der gesamten Zerfallsbreite. Deshalb ist eine Messung der reinen Spektralfunktion im Medium schwer möglich. Weitere Experimente mit Pionenstrahlen am Kern produzieren Vektormesonen eher in Ruhe, weshalb die Untersuchung wesentlich kleinerer Teilchenimpulse ermöglicht wird. Ein entsprechendes Messprogramm mit HADES ist in Vorbereitung. Die Absorption kann in Schwerionenkollisionen durch Regeneration der Vektormesonen aus dem Feuerball kompensiert werden. Der HADES-Aufbau wird in naher Zukunft Au+Au Kollisionen bei $E_{\text{kin}} = 1.25 \text{ GeV}$ und Ag+Ag Kollisionen bei $E_{\text{kin}} = 1.65 \text{ GeV}$ durchführen, um die spektrale Form der Vektormesonen und das systematische Verhalten des Überschusses im mittleren Massenbereich mit Systemgröße und Energie zu studieren.

Hierfür wurde der HADES-Aufbau in den letzten Jahren mit einer vollständig neuen Datenauslese versehen, die Triggerraten bis zu 20 kHz möglich macht. Neue Detektoren zur Flugzeitbestimmung bei kleinen Polarwinkeln erhöhen die Granularität und Zeitauflösung und dienen daher einer besseren Teilchenidentifikation in diesem Phasenraumbereich. Weiterhin wurde ein Teil der Spurkammern ausgetauscht, um die Rekonstruktionseffizienz und Stabilität bei hohen Multiplizitäten in Schwerionenkollisionen zu erhöhen. Für Pionenstrahlen sollen in Zukunft strahlenharte Siliziumdetektoren zur Impulsbestimmung des Sekundärstrahls und ein Kalorimeter zur Messung neutraler Proben eingebaut werden.

Die HADES-Kollaboration wird in Zukunft auch am SIS100 des FAIR Projekts an der GSI messen, um die e^+e^- - Produktion bei Strahlenergien bis zu $E_{\text{kin}} = 8 \text{ AGeV}$ zu untersuchen. In diesem Energiebereich sind bisher keine experimentellen Daten der Dielektronenproduktion vorhanden.

Anhang A

Reaktionswirkungsquerschnitt

In Transportmodellen wird die Multiplizität pro Reaktion für verschiedene e^+e^- -Quellen berechnet. Zur Ermittlung der partiellen Produktionsquerschnitte dieser Quellen wird der Reaktionswirkungsquerschnitt σ_R benötigt. Dieser ergibt sich aus dem totalen und dem elastischen Wirkungsquerschnitt.

$$\sigma_R = \sigma - \sigma_{el} \quad (\text{A.1})$$

In erster Näherung erwartet man, dass σ_R für Proton-Kern-Reaktionen durch die Fläche des Kerns gegeben ist.

$$\sigma_R = \pi(r_0 \cdot A^{1/3})^2 \quad (\text{A.2})$$

mit $r_0 = 1.124 \text{ fm}$. Für protoninduzierte Reaktionen an Niobkernen ergibt sich so

$$\sigma_{R,\text{Nb}} = 815 \text{ mb} \quad (\text{A.3})$$

Viele empirische Parametrisierungen verwenden zudem einen sogenannten Überlapp- oder Transparenzparameter b_0 :

$$\sigma_R = \pi R_0^2 [1 + A^{1/3} - b_0(1 + A^{-1/3})]^2 \quad (\text{A.4})$$

Im Allgemeinen sind R_0 und b_0 energieabhängig, bei Projektilenergien $E > 200 \text{ MeV}$ kann diese Abhängigkeit in guter Näherung vernachlässigt werden. In dieser Arbeit

wurde die Parametrisierung von Sihver [Sih93] mit

$$b_0 = 2.247 - 0.915(1 + A^{-1/3}) \quad (\text{A.5})$$

$$R_0 = 1.36 \text{ fm} \quad (\text{A.6})$$

verwendet. Für p+Nb Kollisionen bei $E_{\text{kin}} = 3.5 \text{ GeV}$ ergibt sich hiermit:

$$\sigma_{R,\text{Nb}} = 1001 \text{ mb} \quad (\text{A.7})$$

Anhang B

Analyse geladener Pionen

Die Analyse der mit HADES gemessenen π^+/π^- Produktion [Thu10] ist von entscheidender Bedeutung für die Normierung der e^+e^- -Paar-Verteilungen. In Abb. B.1 ist der Energieverlust aller geladenen Teilchen in der Flugzeitwand TOF/TOFino gegen den Teilchenimpuls gezeigt. Eine Spur wurde als Pion identifiziert, wenn der gemessene Energieverlust innerhalb der in der Abbildung angegebenen Grenzwerte lag.

Die Effizienz der Detektion, Rekonstruktion und Identifikation von geladenen Pionen wurde nach der gleichen Methode wie für e^+/e^- durchgeführt und überprüft, d. h. auch hier wurden gleichverteilte π^+/π^- in reale Ereignisse eingebettet. Zusätzlich wurde das

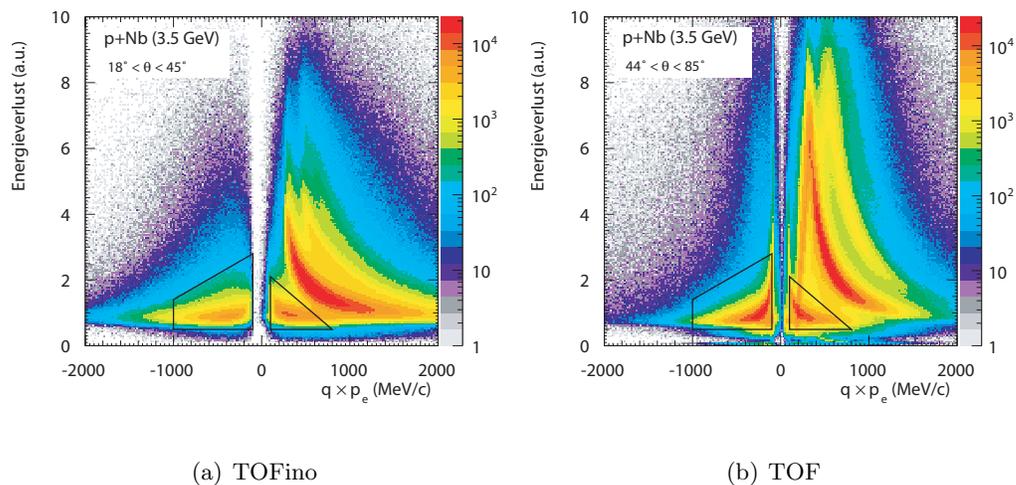


Abbildung B.1: Energieverlust in TOF und TOFino. Die schwarz eingerahmten Bereiche geben die Auswahl der Pionkandidaten an.

Verfahren durch eine Simulation mit Ereignissen aus UrQMD Transportrechnungen getestet.

Die gemessene Pionmultiplizität pro Ereignis N_{π^-} ist korreliert mit der Zentralität des

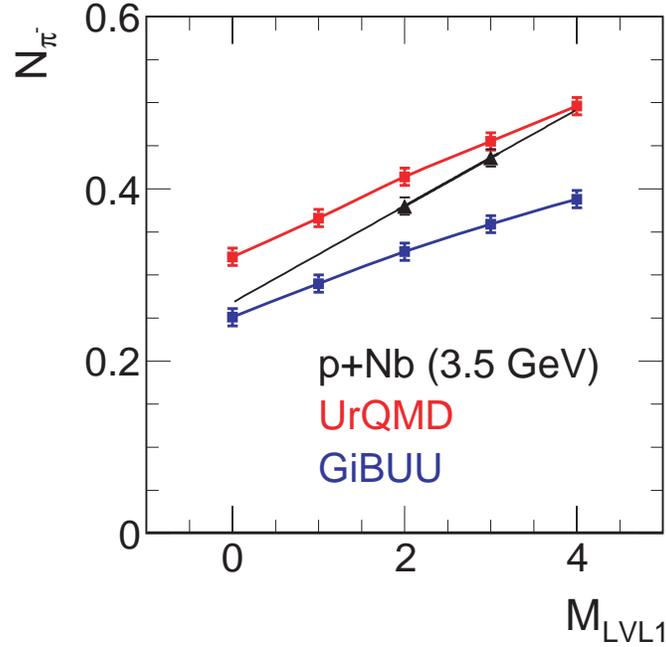


Abbildung B.2: Pionmultiplizität pro Ereignis N_{π^-} in Abhängigkeit von der LVL1 Triggerschwelle M_{LVL1} für Experiment und Simulation.

Stoßes, d.h. sie hängt auch von der Multiplizität aller geladenen Teilchen je Ereignis innerhalb der HADES-Akzeptanz ab. Durch die experimentelle LVL1 Triggerschwelle $M_{LVL1} = 3$ wird nur eine Untermenge aller Ereignisse selektiert, die zu einer Pionenemission führen. Für die Berechnung von Produktionswirkungsquerschnitten darf jedoch keine Auswahl von Reaktionen stattfinden. Deshalb wird ein Skalierungsfaktor $\mathcal{F}_{\text{trig}}$ zwischen *minimum bias*-Ereignissen mit hypothetischer Multiplizität $M_{LVL1} = 0$ und den vom LVL1 Trigger selektierten Reaktionen benötigt. Dieser Faktor kann zuverlässig nur in Simulationen berechnet werden und ist in Abb. B.2 für UrQMD und GiBUU-Rechnungen innerhalb der HADES-Akzeptanz gezeigt:

$$\mathcal{F}_{\text{trig}} = \frac{N_{\pi^-}(M_{LVL1} = 3)}{N_{\pi^-}(M_{LVL1} = 0)} = 1.42 \quad (\text{B.1})$$

Im Experiment wurden auch Daten mit der Triggermultiplizität $M_{LVL1} = 2$ gemessen. Die Extrapolation der Pionenmultiplizitäten für $M_{LVL1} = 2$ und $M_{LVL1} = 3$ ergibt eine etwas andere Abhängigkeit als in den Simulationen. Hieraus wird eine systematische Unsicherheit von 20 % abgeschätzt.

Die gemessenen differentiellen Pionmultiplizitäten pro Ereignis aus dem HADES-Experiment wurden durch den Faktor $\mathcal{F}_{\text{trig}}$ dividiert.

$$\frac{d^2 N_{\pi^-, \text{HADES}}(M_{LVL1} = 0)}{d\Omega dp} = \frac{1}{\mathcal{F}_{\text{trig}}} \cdot \frac{d^2 N_{\pi^-, \text{HADES}}(M_{LVL1} = 3)}{d\Omega dp} \quad (\text{B.2})$$

Sie wurden innerhalb des gleichen Winkel- und Impulsbereichs mit den Wirkungsquerschnitten der HARP-CDP Kollaboration für das Stoßsystem p+Cu bei $E_{\text{kin}} = 4.15$ GeV verglichen. Eine Interpolation auf p+Nb bei $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV wurde durch das systematische Studium von Massenzahlen sowie Projektilenergien durch das HARP-Experiment ermöglicht (siehe Abschnitt 3.5.2). In Abb. B.3 ist für fünf Polarwinkelbereiche der differentielle Wirkungsquerschnitt gegen den Transversalimpuls für beide Experimente dargestellt. Bei kleinen Transversalimpulswerten ist ein unterschiedlicher Verlauf in der Form der Verteilungen offensichtlich. Aus diesem Grund wird der Normierungsfaktor σ_{acc, π^-} (siehe Abschnitt 3.5) zwischen beiden Experimenten durch einen Fit mit der Bedingung

$$\frac{d^2 \sigma_{\pi^-, \text{HARP}}}{d\Omega dp} = \sigma_{acc, \pi^-} \cdot \frac{d^2 N_{\pi^-, \text{HADES}}(M_{LVL1} = 0)}{d\Omega dp} \quad (\text{B.3})$$

im Transversalimpulsbereich von $300 < p_{\perp} (\text{MeV}/c) < 900$ und im Polarwinkelbereich von $30 < \theta(^{\circ}) < 75$ ermittelt.

$$\sigma_{acc, \pi^-} = 886 \pm 184 \text{ mb} \quad (\text{B.4})$$

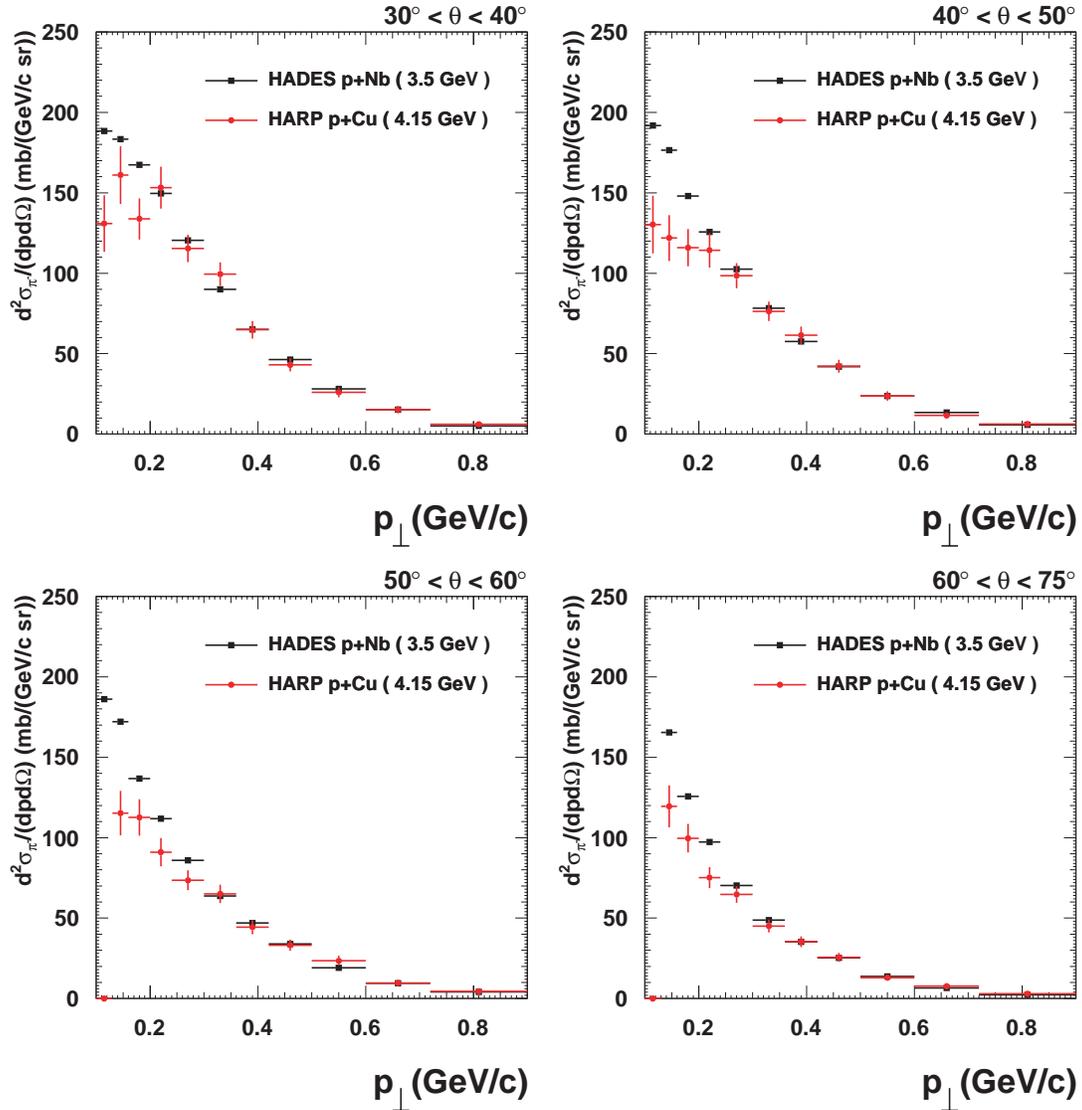


Abbildung B.3: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die π^- -Produktion in p+Cu Kollisionen bei $E_{\text{kin}} = 4.15 \text{ GeV}$ (HARP) und p+Nb bei $E_{\text{kin}} = 3.5 \text{ GeV}$ (HADES). Die Datenpunkte des HADES-Experiments wurden mit dem ermittelten Fitparameter $\sigma_{acc,\pi^-} = 886 \pm 184 \text{ mb}$ multipliziert. Für die HARP-Daten sind die angegebenen Fehler als vertikale Balken dargestellt.

Anhang C

Transversalimpuls- und Rapidityverteilungen

Abb. C.1 zeigt die nuklearen Modifikationsfaktoren R_{pA} für Dielektronenproduktion in p+Nb Stößen bei $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV. Allerdings sind diese nicht wie in Abschnitt 5.1.3 gegen die invariante Masse des e^+e^- - Paares, sondern gegen den Transversalimpuls und die Rapidity aufgetragen.

Aus allen verwendeten Transportrechnungen können auch die Phasenraumverteilungen der Dielektronenpaare ermittelt werden. In Abb. C.2 sind diese für das HSD-Modell, in Abb. C.3 für UrQMD-Rechnungen mit den gemessenen HADES-Datenpunkten verglichen. Der Vergleich mit dem GiBUU-Modell findet sich in Abschnitt 5.2.2.

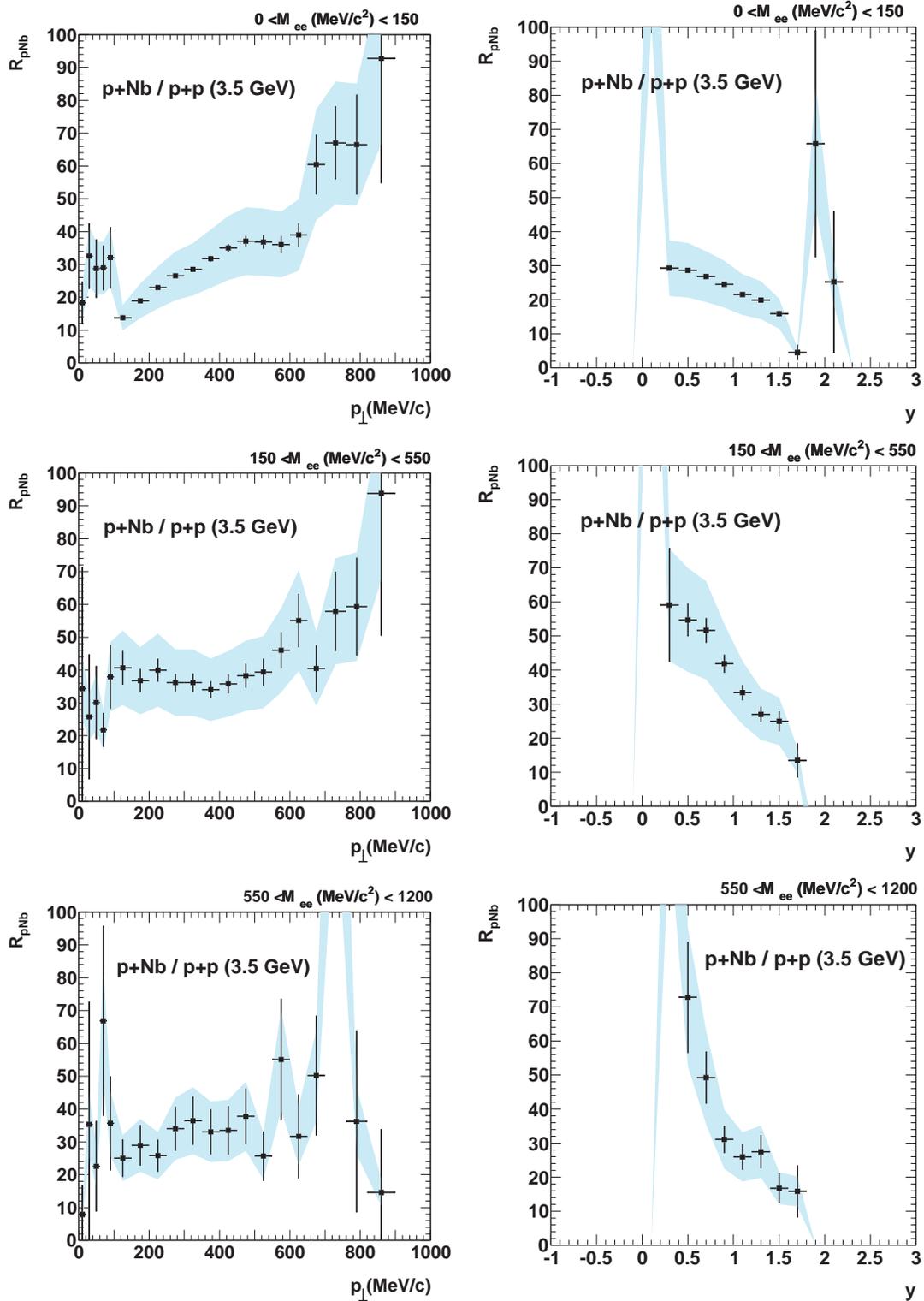


Abbildung C.1: Der nukleare Modifikationsfaktor R_{pNb} in den Transversalimpuls- (links) und Rapiditätsverteilungen (rechts) in den verschiedenen Massenbereichen. Der systematische Fehler resultiert hauptsächlich aus der Unsicherheit der Normierung der p+Nb Daten und wird deshalb mit dem Fehlerband für p+Nb (cyan) dargestellt.

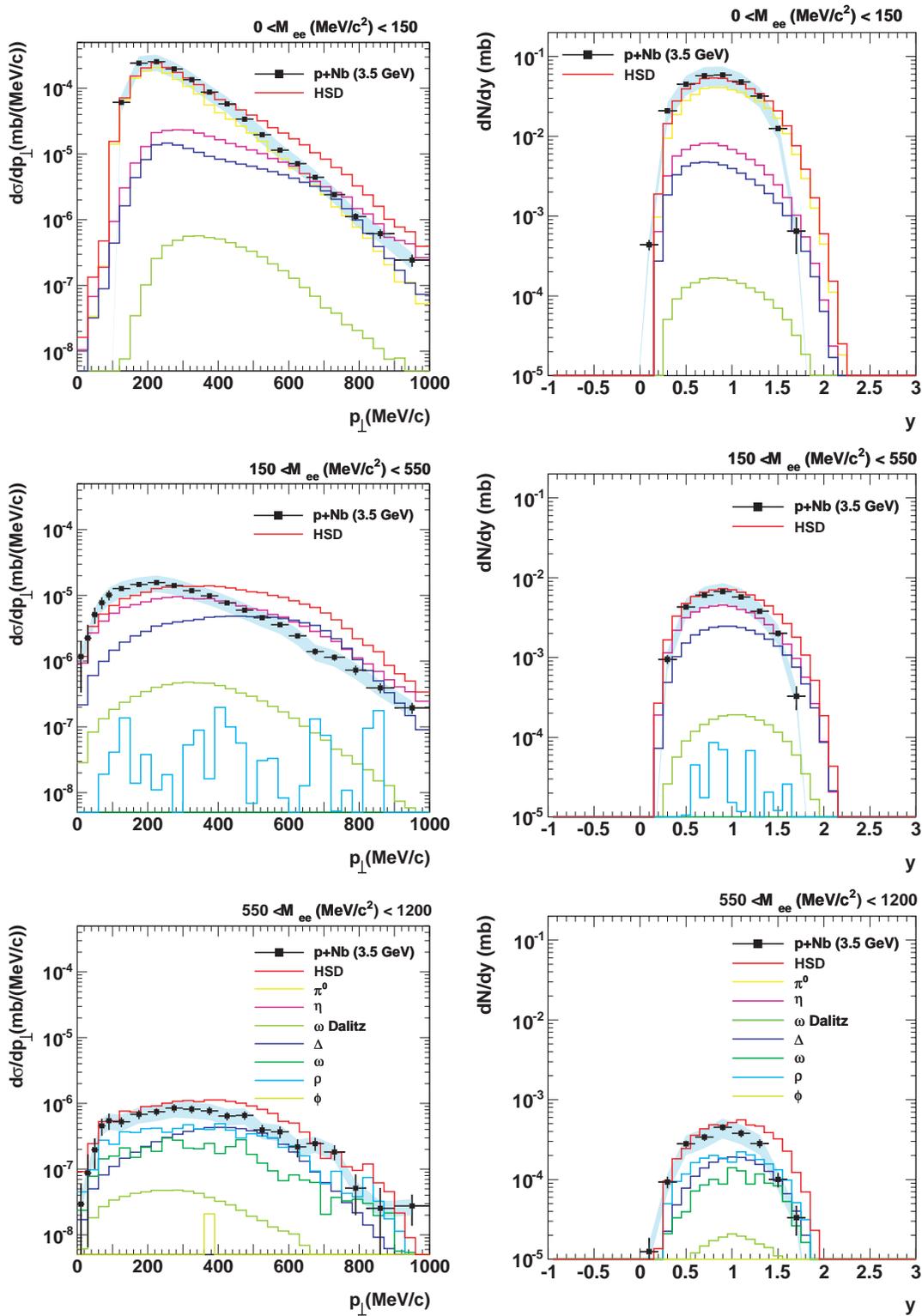


Abbildung C.2: Transversalimpuls- (links) und Rapiditätsverteilungen (rechts) im Vergleich mit HSD Simulationen für die verschiedenen Quellbeiträge. Die systematischen Unsicherheiten der experimentellen Daten sind durch das Fehlerband (cyan) gegeben.

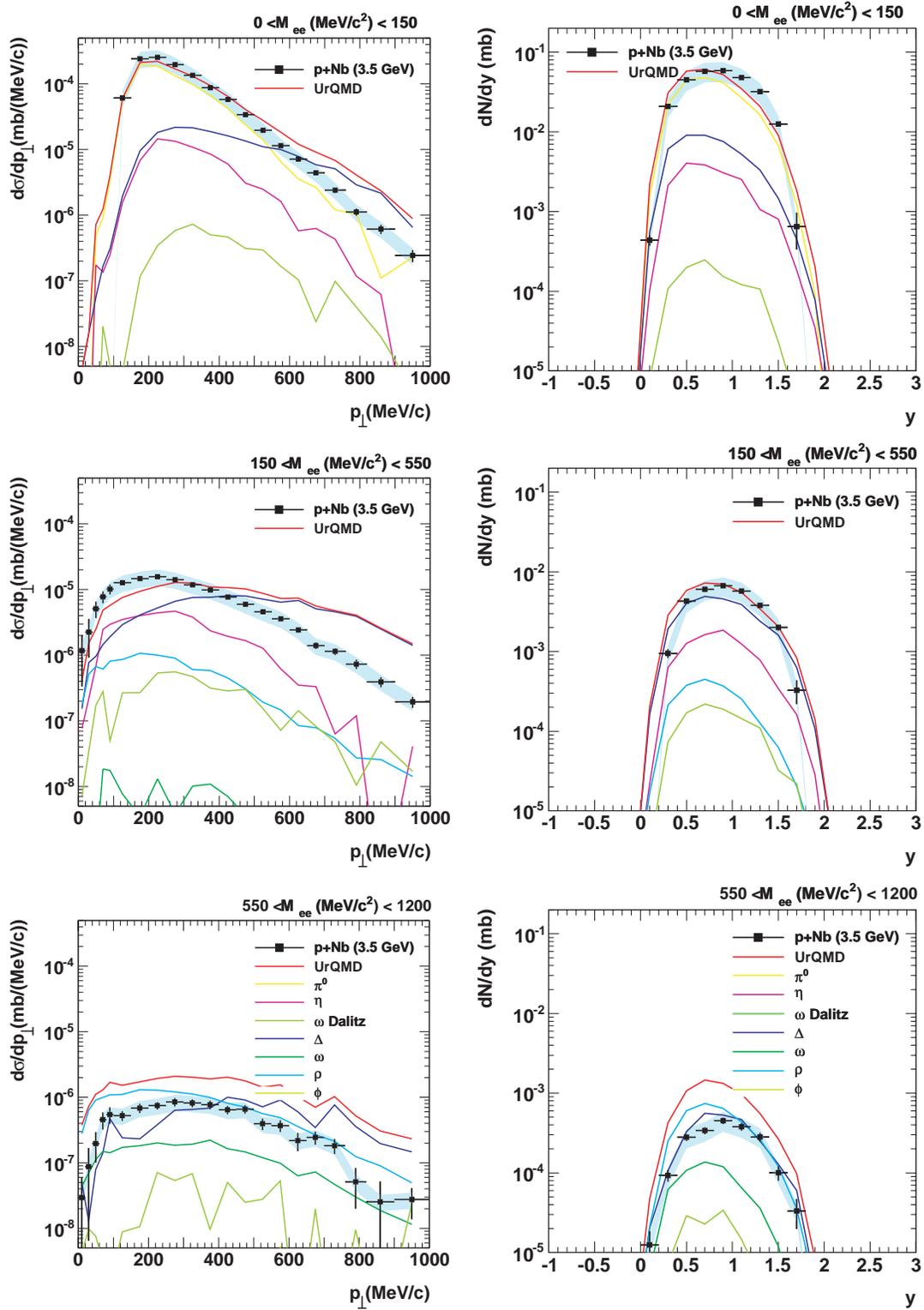


Abbildung C.3: Transversalimpuls- (links) und Rapiditätsverteilungen (rechts) im Vergleich mit UrQMD Simulationen für die verschiedenen Quellbeiträge. Die systematischen Unsicherheiten der experimentellen Daten sind durch das Fehlerband (cyan) gegeben.

Literaturverzeichnis

- [Ada08] D. Adamova et al. (CERES Collaboration), *Modification of the rho meson detected by low-mass electron-positron pairs in central Pb-Au collisions at 158 A GeV/c*, Phys. Lett. **B 666**, 425-429 (2008).
- [Aga07] G. Agakichiev 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).
- [Aga09] G. Agakishiev et al. (HADES Collaboration), *The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES*, EPJ **A 41**, 243-277 (2009).
- [Aga10] G. Agakishiev et al., *Origin of the low-mass electron pair excess in light nucleus-nucleus collisions*, Phys. Lett. **B 690**, 118-122 (2010).
- [Aga11] G. Agakishiev et al., *Dielectron production in Ar+KCl collisions at 1.76 A GeV*, subm. to Phys. Rev. **C**, (2011).
- [Arn06] R. Arnaldi et al. (NA60 Collaboration), *First Measurement of the ρ Spectral Function in High-Energy Nuclear Collisions*, Phys. Rev. Lett. **96**, 162302 (2006).
- [Ave97] R. Averbeck et al. (TAPS Collaboration), *Production of π^0 and η mesons in carbon-induced relativistic heavy-ion collisions*, Z. Phys. **A 359**, 65 (1997).
- [Ave03] R. Averbeck, R. Holzmann, V. Metag und R.S. Simon, *Neutral pions and η mesons as probes of the hadronic fireball in nucleus-nucleus collisions around 1A GeV*, Phys. Rev. **C 67**, 024903 (2003).
- [Bol09a] A. Bolshakova et al. (HARP-CDP Kollaboration), *Cross-sections of large-angle hadron production in proton- and pion-nucleus interactions II: Be-*

- ryllium nuclei and beam momenta from ± 3 GeV/c to ± 15 GeV/c, EPJ **C 62**, 697-754 (2009).
- [Bol09b] A. Bolshakova et al. (HARP-CDP Kollaboration), *Cross-sections of large-angle hadron production in proton- and pion-nucleus interactions III: Tantalum nuclei and beam momenta from ± 3 GeV/c to ± 15 GeV/c*, EPJ **C 63**, 549-609 (2009).
- [Bol09c] A. Bolshakova et al. (HARP-CDP Kollaboration), *Cross-sections of large-angle hadron production in proton- and pion-nucleus interactions IV: Copper nuclei and beam momenta from ± 3 GeV/c to ± 15 GeV/c*, EPJ **C 64**, 181-241 (2009).
- [Bol10] A. Bolshakova et al. (HARP-CDP Kollaboration), *Cross-sections of large-angle hadron production in proton- and pion-nucleus interactions V: Lead nuclei and beam momenta from ± 3 GeV/c to ± 15 GeV/c*, EPJ **C 66**, 57-117 (2009).
- [Bra10] E.L. Bratkovskaya, private Mitteilung, 2011.
- [Bro91] G.E. Brown and M. Rho, Phys. Rev. Lett. **66**, 2720 (1991).
- [Cas94] W. Cassing, T. Demski, L. Jarczyk, B. Kamys, Z. Rudy, O.W.B. Schult, A. Strzalkowski, *K^+ production in proton and deuteron induced reactions at subthreshold energies*, Z.Phys. **A 349**, 77-86 (1994).
- [Chr07] T. Christ, *Identifikation und Analyse von e^+e^- -Paaren in C+C-Stößen bei 1 AGeV*, Dissertation, Technische Universität München, 2007.
- [Dam07] S. Damjanovic et al. (NA60 Kollaboration), *NA60 results on the ρ spectral function in In-In collisions*, Nucl. Phys. **A 783**, 327 (2007).
- [Ebe04] T. Eberl, *Untersuchung π^0 -Mesonen induzierter e^+e^- -Paare in C+C Stößen*, Dissertation, Technische Universität München, 2004.
- [Fab03] L. Fabbietti, *Study of the e^+e^- pair acceptance in the dilepton spectrometer HADES*, Dissertation, Technische Universität München, 2003.
- [Fod04] Z. Fodor und S.D. Katz, *Critical point of QCD at finite T and μ , lattice results for physical quark masses*, JHEP **0404**, 050 (2004).
- [Frö07] I. Fröhlich et al. (HADES Collaboration), *Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics*, PoS **ACAT2007**, (2007).
- [Frö09] I. Fröhlich et al. (HADES Collaboration), *Design of the Pluto Event Generator*, (2009), arXiv:0905.2568 [nucl-ex].

- [Gea93] Application Software Group, *GEANT – Detector Description and Simulation Tool, Program Library Long Writeups W5013*, CERN, 3.21 edition, 1993.
- [Gib99] W. Cassing and S. Juchem, *Semiclassical transport of particles with dynamical spectral functions*, Nuclear Physics **A 665**, 377-400 (2000).
- [Han01] S. Hands, *The Phase Diagram of QCD*, Contemp.Phys. **42**, 209-225 (2001).
- [Hat92] T. Hatsuda and S.H. Lee, *QCD sum rules for vector mesons in the nuclear medium*, Phys. Rev. **C 46**, 34-38 (1992).
- [Hel09] T. Hell, S. Rößner, M. Cristoforetti und W. Weise, *Dynamics and thermodynamics of a nonlocal Polyakov-Nambu-Jona-Lasinio model with running coupling*, Phys. Rev. **D 79**, 014022 (2009).
- [Hge05] HADES Collaboration, *HGEANT – HADES Simulation Package*, <http://www-hades.gsi.de>, GSI, 8.13 edition, 2005.
- [Hsd99] W. Cassing, E.L. Bratkovskaya, *Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter*, Phys. Rept. **308**, 65-233 (1999).
- [Huc09] P. Huck, *Suche nach einem seltenen Zerfall des η - Mesons in pp-Reaktionen bei $E_{kin} = 3.5$ GeV*, Diplomarbeit, Technische Universität München, 2009.
- [Hyd10] HADES Collaboration, Hydra Analyse Paket - Version 8.21.
- [Ish05] T. Ishikawa et al. (SPring-8 Kollaboration), *ϕ photo-production from Li, C, Al, and Cu nuclei at $E_\gamma = 1.5-2.4$ GeV*, Phys. Lett. **B 608**, 215-222 (2005).
- [Jur08] M. Jurkovič (HADES Collaboration), Investigation and tuning of RICH digitizer parameters for Ar+KCl experiment, Technical report, 2008.
- [Jur10] M. Jurkovič, *Spektroskopie virtueller Photonen in Ar+KCl Stößen bei $E_{kin} = 1.76$ AGeV*, Dissertation, Technische Universität München, 2010.
- [Kli97] 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.

- [Kot08] M. Kotulla et al. (CBELSA/TAPS Kollaboration), *Modification of the ω -Meson Lifetime in Nuclear Matter*, Phys. Rev. Lett. **100**, 192302 (2008).
- [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.
- [Kri01] M. I. Krivoruchenko und A. Faessler, *Remarks on Δ radiative and Dalitz decays*, Phys. Rev. **D 65**, 017502 (2001).
- [Lan08] S. Lang, *Analyse der Elektronpaarproduktion in Ar+KCl bei 1,76 AGeV*, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 2008.
- [Leh01] J. Lehr und U. Mosel, *In-medium broadening of nucleon resonances*, Phys. Rev. **C 64**, 042202 (2001).
- [Ler08] L. McLerran, *Quarkyonic Matter and the phase diagram of QCD*, (2008), arXiv:0808.1057v1 [hep-ph].
- [Leu10] S. Leupold, V. Metag und U. Mosel, *Hadrons in strongly interacting matter*, Int. J. Mod. Phys. **E 19**, 147-224 (2010).
- [Lun83] B. Andersson, G. Gustafson und B. Soderberg, *A general model for jet fragmentation*, Z.Phys. **C 20**, 317 (1983).
- [Mas95] M. Masera et al. (HELIOS Kollaboration), Nucl. Phys. **A 590**, 93 (1995).
- [Mei88] V. Bernard und U.G. Meissner, Nucl. Phys. **A 489**, 647 (1988).
- [Müh03] P. Mühlich et al., *Photoproduction of ϕ mesons from nuclei*, Phys. Rev. **C 67**, 024605 (2003).
- [Müh05] P. Mühlich et al., *Evidence for In-Medium Modification of the ϕ Meson at Normal Nuclear Density*, Nucl. Phys. **A 780**, 187-205 (2005).
- [Müh07] P. Mühlich, *Mesons in Nuclei and Nuclear Reactions with Elementary Probes*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität in Gießen, 2007.
- [Mut07] R. Muto et al. (KEK-PS E325 Kollaboration), *Evidence for In-Medium Modification of the ϕ Meson at Normal Nuclear Density*, Phys. Rev. Lett. **98**, 042501 (2007).
- [Nak10] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Journal of Physics **G 37**, 075021 (2010).
- [Nan10] M. Nanova et al. (CBELSA/TAPS Kollaboration), *In-Medium ω mass from the $\gamma + Nb \rightarrow \pi^0\gamma + X$ reaction*, Phys. Rev. **C 82**, 035209 (2010).

- [Nar06] M. Naruki et al. (KEK-PS E325 Kollaboration), *Experimental Signature of Medium Modifications for ρ and ω Mesons in the 12 GeV $p + A$ Reactions*, Phys. Rev. Lett. **96**, 092301 (2006).
- [Nas07] R. Nasseripour et al. (CLAS Kollaboration), *Search for Medium Modifications of the ρ Meson*, Phys. Rev. Lett. **99**, 262302 (2007).
- [Ose86] E. Oset, Y. Futami und H. Toki, *Pion absorption in the resonance region*, Nucl. Phys. **A 448**, 597 (1986).
- [Pac08] Y. Pachmayer, *Dielektronenproduktion in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen bei 1 GeV pro Nukleon*, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 2008.
- [Pis82] R.D. Pisarski, Phys. Lett. **B 110**, 155 (1982).
- [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).
- [Pro06] Vector meson production in pA and π A collisions, Technical report, HADES Collaboration, 2006.
- [Pyt09] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands., *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **05**, 26 (2006).
- [Rap09] R. Rapp, J. Wambach, H. van Hees, *The Chiral Restoration Transition of QCD and Low Mass Dileptons*, (2009), arXiv:0901.3289v1 [hep-ph].
- [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*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2006.
- [Rus10a] A. Rustamov et al. (HADES Collaboration), AIP Conf. Proc. **1257**, 736 (2010).
- [Rus10b] A. Rustamov, private Mitteilung, 2010.
- [Sai07] B. Sailer, *Inklusive e^+e^- Paarproduktion in pp-Reaktionen bei $E_{kin} = 2,2$ GeV*, Dissertation, Technische Universität München, 2007.
- [San10] E. Santini, private Mitteilung, 2010.

- [Sih93] L. Sihver, C.H. Tsao, R. Silberberg, T. Kanai und A.F.Barghouty, *Total reaction and partial cross section calculations in proton-nucleus ($Z_t \leq 26$) and nucleus-nucleus reactions (Z_p and $Z_t \leq 26$)*, Phys. Rev. **C 47**, 1225-1236 (1993).
- [Spa06] S. Spataro, *Characterization of the HADES spectrometer in pp collisions at 2.2 GeV: Elastic scattering and exclusive eta reconstruction*, PhD thesis, Universita degli studi di Catania, 2006.
- [Sud07] M. Sudol, *Measurement of low-mass e^+e^- pair production in 2 AGeV C-C collisions with HADES*, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 2005.
- [Tab06] T. Tabaru et al. (KEK-PS E325 Kollaboration), *Nuclear mass number dependence of inclusive production of ω and ϕ mesons in 12 GeV p + A collisions*, Phys. Rev. **C 74**, 025201 (2006).
- [Tlu10] P. Tlustý, M. Weber, P. Salabura (HADES Kollaboration), GSI Scientific Report, 2010.
- [Trn05] D. Trnka et al. (CBELSA/TAPS Kollaboration), *Observation of in-medium modifications of the ω meson*, Phys. Rev. Lett. **94**, 192303 (2005).
- [Urq99] M. Bleicher, E. Zabrodin, C. Spieles, S.A. Bass, C. Ernst, S. Soff, L. Bravina, M. Belkacem, H. Weber, H. Stöcker, W. Greiner, *Relativistic Hadron-Hadron Collisions in the Ultra-Relativistic Quantum Molecular Dynamics Model (UrQMD)*, J. Phys. **G 25**, 1859-189 (1999).
- [Wan05] Q. Wan und F. Iachello, *A unified description of baryon electromagnetic form factors*, Int. J. Mod. Phys. **A 20**, 1846-1849 (2005).
- [Web09] M. Weber (HADES Collaboration), RICH digitizer parameters, Technical report, 2009.
- [Web10] M. Weber (HADES Collaboration), HADES Wiki: Hadronic cocktails for p+Nb at $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV, Technical report, 2010.
- [Wei10] J. Weil, private Mitteilung, 2010.
- [Wei11] J. Weil, private Mitteilung, 2011.
- [Wil97] W.K. Wilson et al. (DLS Collaboration), *Inclusive dielectron cross sections in p+p and p+d interactions at beam energies from 1.04 to 4.88 GeV*, Phys. Rev. **C 57**, 1865-1878 (1998).

- [Woo08] M.H. Wood et al. (CLAS Collaboration), *Light vector mesons in the nuclear medium*, Phys. Rev. **C 78**, 015201 (2008).
- [Woo10] M.H. Wood et al. (CLAS Collaboration), *Absorption of the ω and ϕ Mesons in Nuclei*, Phys. Rev. Lett **105**, 112301 (2010).

Abbildungsverzeichnis

1.1	QCD Phasen Diagramm	4
1.2	ω Spektralfunktion aus hadronischem Vielteilchenmodell	7
1.3	Anregungsfunktion für π^0 , η und den e^+e^- - Paar-Überschuss	8
2.1	Querschnitt durch das HADES-Experiment	16
2.2	Verteilung der rekonstruierten Ereignisvertices	22
2.3	Optische Überprüfung des Targets	23
2.4	Röntgenaufnahme des Targets	23
2.5	Stoßparameterverteilung aus UrQMD Simulationen	24
3.1	Impulskorrelation bei Doppeltreffern	30
3.2	Korrelation zwischen Teilchenspuren und RICH-Ringen	31
3.3	RICH-Observablen für alle e^+/e^- - Kandidaten und <i>lepton fakes</i>	33
3.4	Teilchengeschwindigkeit gegen Teilchenimpuls	34
3.5	Pre-Shower Observable Q_{diff} gegen den Teilchenimpuls	35
3.6	Effizienzmatrizen für Positronen	37
3.7	Effizienzmatrizen für Elektronen	38
3.8	Akzeptanzmatrizen für Positronen und Elektronen	39
3.9	Selbstkonsistenz für einzelne Spuren	41

3.10	M_{ee} Verteilungen für alle e^+e^+ und e^-e^- Paare	43
3.11	M_{ee} Verteilungen (US-Paare, CB und Signal) und S/B-Verhältnis	44
3.12	Selbstkonsistenz der Öffnungswinkelverteilung	46
3.13	Selbstkonsistenz für e^+e^- - Paare aus dem η - Dalitzzerfall	48
3.14	Differentielle Pionenmultiplizitäten	49
3.15	Reinheit der Teilchenidentifikation	52
3.16	Korrektur des Teilchenimpulses	53
4.1	Impulsverteilungen der e^+/e^- - Spuren	58
4.2	Vergleich der Impulsverteilungen von e^+ und e^-	58
4.3	e^+/e^- - Multiplizitäten in Ereignissen mit mind. einem Dielektronenpaar	59
4.4	Vergleich der Impulsverteilungen in Paaren von e^+ und e^-	60
4.5	Invariante Massenverteilungen der e^+e^- - Signalpaare	61
4.6	Laborimpulsverteilungen der e^+e^- - Signalpaare	64
4.7	Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilungen der e^+e^- - Signalpaare	65
5.1	M_{ee^-} - Verteilungen für p+p Kollisionen in Experiment und Simulation	68
5.2	M_{ee^-} - Verteilungen für p+p und p+Nb Kollisionen	70
5.3	Vergleich von Transversalimpuls und Rapidität für p+p und p+Nb	72
5.4	Invariante Massenverteilung für zwei Impulsbereiche	74
5.5	Differentielle Wirkungsquerschnitte und R_{pNb}	76
5.6	M_{ee^-} - Verteilungen aus Transportrechnungen mit dem HSD-Modell	83
5.7	M_{ee^-} - Verteilungen aus Transportrechnungen mit dem UrQMD-Modell	84
5.8	M_{ee^-} - Verteilungen aus Transportrechnungen mit dem GiBUU-Modell	85
5.9	p_{\perp} - und Rapiditätsverteilungen im Vergleich mit GiBUU-Simulationen	87

5.10	M_{ee} - Verteilungen für zwei Impulsbereiche (GiBUU)	89
5.11	M_{ee} - Verteilungen mit dem Zerfallskanal $\eta \rightarrow e^+e^-$ (GiBUU)	91
B.1	Energieverlust in TOF und TOFino	101
B.2	N_{π^-} in Abhängigkeit von M_{LVL1} für Experiment und Simulation	102
B.3	Differentielle Wirkungsquerschnitte für die π^- - Produktion	104
C.1	R_{pNb} für p_{\perp} und Rapidity in den verschiedenen Massenbereichen	106
C.2	p_{\perp} - und Rapidityverteilungen im Vergleich mit HSD Simulationen	107
C.3	p_{\perp} - und Rapidityverteilungen im Vergleich mit UrQMD Simulationen	108

Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften der leichten Vektormesonen	5
2.1	Zusammenfassung der Strahl- und Targeteigenschaften	22
2.2	Mittlere Ereignisraten und aufgezeichnete Datenmenge	25
3.1	Gemeinsame Detektortreffer für LS- und US-Paare	29
3.2	Zusammenfassung der PID Schnitte	35
3.3	Zusammenfassung der Schnitte in der e^+e^- - Paar-Analyse	45
3.4	Verwendete e^+e^- - Quellen für den Selbstkonsistenztest	46
3.5	Untersuchte Stoßsysteme der HARP Kollaboration	50
4.1	e^+e^- - Signalausbeute für verschiedene Massenbereiche	62
5.1	Inverse Steigungsparameter für die Transversalimpulsverteilungen	71
5.2	Schwerpunkt der Rapidityverteilungen	73
5.3	$\langle R_{p_{Nb}} \rangle$ und $\langle \alpha \rangle$	77
5.4	Wirkungsquerschnitte für den direkten e^+e^- - Zerfall des ω und ϕ Mesons	80
5.5	α und T_{Nb} für ω und ϕ in verschiedenen Impulsbereichen	80
5.6	Inverse Steigungsparameter für die p_{\perp} - Verteilungen (GiBUU)	88
5.7	Schwerpunkte der Rapidityverteilungen (GiBUU)	88

Danksagung

An dieser Stelle danke ich all jenen, die auf die eine oder andere Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Beginnen möchte ich mit Prof. Dr. Reiner Krücken, der mir, auf der Suche nach einer Diplomarbeit, die Arbeit in der HADES Kollaboration vorgeschlagen und ermöglicht hat.

Dr. Jürgen Friese hat mich von der ersten Minute an für die Dielektronenspektroskopie begeistert: "HADES untersucht das Phasendiagramm mit einer Kerzenflamme anstatt mit einem Gaskocher". Gerade im Zieleinlauf waren die Diskussionen und sein Korrekturlesen von unschätzbarem Wert.

Ganz besonderer Dank gilt allen meinen Kollegen am Lehrstuhl E12. Vor allem Dr. Martin Jurkovič, von dem ich wohl am meisten über die Analyse unserer Dielektronen gelernt habe. Seine Vernarrtheit in Sport, gutes Essen und Trinken, gepaart mit einer unendlichen Gastfreundlichkeit haben zu vielen guten Stunden neben der Physik beigetragen.

Patrick Huck möchte ich vor allem für die Unterstützung während der Strahlzeit danken. Zweimann - Schichtbetrieb ist nicht für jeden etwas...

Eine meiner schönsten Erinnerungen am Institut ist das gemütliche Weihnachtsbasteln an den APVs. Es war mir eine Ehre zusammen mit Dr. Michael Böhmer und Dr. Ludwig Maier am RICH Upgrade Projekt arbeiten zu dürfen. Letzterer ist insbesondere zu nennen, da ohne ihn und Dr. Vinzenz Bildstein, die einige Zeit in die Betreuung der Batchfarm und die Systemadministration investieren, die Analyse der Daten nicht so reibungslos möglich gewesen wäre.

Natürlich bin ich der gesamten HADES -Kollaboration zu Dank verpflichtet. An der GSI besonders Manuel Lorenz, meinem Mitstreiter auf der Suche nach den Omegas. Desweiteren sind Dr. Jochen Markert und Dr. Ilse König für ihren unermüdlichen HYDRA und ORACLE Einsatz zu nennen. Völlig neue Einblicke in die Welt der Diamanten boten mir Dr. Jerzy Pietraszko und Dr. Wolfgang König. Für die physikalischen Ergebnisse muss ich besonders Prof. Dr. Piotr Salabura, Dr. Pavel Tlusty, Dr. Anar Rustamov und

Dr. Romain Holzmann für die vielen Diskussionen danken.

In der Zeit der Promotion sind Freunde von entscheidender Bedeutung. Deshalb danke ich hier Stephan Pradel für die vielen Diskussionen außerhalb der Physiker - Welt, Maximilian Kreuzer für die Problemkerze und Lisa Mayerhöfer für das Finden des falschen Elektrons. Ganz besonders wichtig war für mich immer die Unterstützung meiner ganzen Familie. Ohne sie hätte ich kein Brennholz für den Teilchenbeschleuniger.

Weniger physikalisch, dafür umso freundschaftlicher gilt mein Dank den exzellenten Clusties für die Tierfilme, die unvergessliche Reise nach Krakau und vieles mehr. Ganz besonders jedoch ihrer Chefin Prof. Dr. Laura Fabbietti, ohne die ich die Doktorarbeit nicht angefangen und insbesondere nicht so schnell zu einem guten Ende gebracht hätte.